

Интерференционные исследования дискового активного элемента из ГГГ:Nd при диодной накачке

Г.А.Буфетова, Д.А.Николаев, А.И.Трикшев, В.Б.Цветков, И.А.Щербаков

Представлены результаты интерференционных исследований дискового активного элемента из кристалла гадолиний-галлиевого граната (ГГГ:Nd) при диодной накачке. Диск вырезан перпендикулярно кристаллографической оси [001], вдоль которой распространяется пучок излучения накачки. При поглощении излучения накачки в диске формировалась термолинза, которая исследовалась интерференционными методами с помощью линейно поляризованного зондирующего излучения. При поглощенной мощности накачки до 12 Вт интерференционная картина вблизи поверхности диска представляла собой систему концентрических колец. При увеличении поглощенной мощности накачки до 24 Вт наружные кольца трансформировались в шестиугольники. Показано, что такая интерференционная картина в кристалле со структурой граната обусловлена термонаведенным двулучепреломлением.

Ключевые слова: двулучепреломление, дисковый лазер.

1. Введение

При создании мощных твердотельных лазеров с длиной волны излучения ~ 1 мкм большое внимание уделяется разработке систем накачки и охлаждения. Использование в таких системах тонкого дискового активного элемента – один из наиболее успешных проектов, направленных на преодоление деградации качества пучка, вызванной тепловыми эффектами в активной среде. Такие активные элементы имеют существенные преимущества в качестве излучения и масштабируемости мощности генерации перед традиционными лазерами на стержневых активных элементах.

Известны несколько типов дисковых лазеров, различающихся способами накачки активной среды и методами организации теплоотвода от нее: лазеры на тонком диске с накачкой пучком малого диаметра [1]; лазеры с так называемыми активными зеркалами, длинным резонатором и несколькими активными элементами в одном резонаторе с накачкой широким пучком [2]; лазеры с многоканальной накачкой диска [3]; лазеры с криогенным охлаждением [4] и др. Предложенная в [3] схема с многоканальной накачкой активной среды представляет особый интерес для создания мощных дисковых лазеров с дифракционной расходимостью пучка. Исследование распределения температуры, механических напряжений и термонаведенного двулучепреломления в пятне накачки и в его окрестности для одного канала является необходимым этапом в развитии такого направления.

В настоящей работе приведены результаты интерференционных исследований дискового активного элемента из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ:Nd) в условиях

термонаведенного механического напряжения и двулучепреломления.

2. Наблюдение интерференционной картины вблизи поверхности диска

Схема эксперимента представлена на рис.1. Плоскости диска параллельны кристаллографическим осям [100] и [010], оптическая ось схемы параллельна кристаллографической оси [001]. Накачка осуществлялась излучением диодных лазеров с длиной волны 0.808 мкм, диаметр пятна накачки $d = 5$ мм. Толщина диска $h = 2.5$ мм, его диаметр равен 50 мм. Диск крепился к дюралевому водоохлаждаемому держателю с помощью дюралевой планки с круглым отверстием диаметром 47 мм. Тепловой контакт обеспечивался термопастой КПТ-8. На поверхности диска были нанесены диэлектрические покрытия. Коэффициенты отражения излучения накачки от лицевой и тыльной поверхностей диска составляли 0.1% и 99.6% соответственно. Мощность излучения накачки задавалась в диапазоне 1–34 Вт. За два прохода через диск поглощалось около 90% падающего излучения. Распределение интенсивности

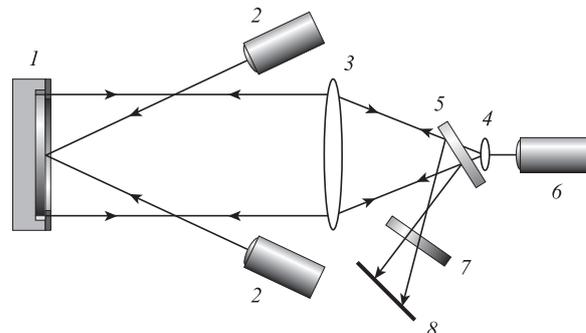


Рис.1. Оптическая схема эксперимента:

1 – дисковый активный элемент из ГГГ:Nd; 2 – система диодной накачки; 3 и 4 – линзы расширительного телескопа; 5 – делительная пластинка; 6 – He-Ne-лазер; 7 – фильтр; 8 – экран.

Г.А.Буфетова, Д.А.Николаев, А.И.Трикшев, В.Б.Цветков, И.А.Щербаков. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: bufetova@lsk.gpi.ru

Поступила в редакцию 8 февраля 2011 г., после доработки – 16 мая 2011 г.

в поперечном сечении пучка накачки было близко к гауссову. При поглощении излучения накачки в диске формировалась термолинза, которая исследовалась с помощью пробного линейно поляризованного излучения He–Ne-лазера с длиной волны 0.5435 мкм. Вектор электрического поля пробного излучения был направлен вдоль оси [010] кристалла ГГГ: Nd. Коэффициенты отражения пробного излучения от лицевой и тыльной поверхностей диска составляли 5% и 10% соответственно. Пробный пучок направлялся по нормали к исследуемому диску и, отражаясь от двух его поверхностей, формировал интерференционную картину. Эта картина аналогична картине полос равной толщины, полученной при наличии двулучепреломления. Разность хода интерферирующих пучков равнялась оптической длине пути пробного излучения в образце до накачки $P_1 = n_0 L$, а после поглощения излучения накачки – $P_2 = (n_0 + \Delta n)(L + \Delta L)$, где L и n_0 – удвоенная толщина и показатель преломления образца; Δn и ΔL – изменения показателя преломления и толщины L .

Интерференционная картина, локализованная вблизи поверхности диска, отображалась на экране и фиксировалась с помощью фотокамеры (скорость записи 24 кадр./с). Фотокамера записывала развитие картины при включении и после отключения накачки. Для обработки выбирался первый кадр после отключения накачки, чтобы исключить влияние ее излучения. Из распределения интенсивности, полученное в отсутствие накачки, для того чтобы в разностной интерференционной картине исключались набег фаз, связанный с клиновидностью диска, и набег фаз, образующийся при отражении пробного излучения от диэлектрического зеркала, нанесенного на тыльную сторону диска.

В дальнейшем, когда речь идет об интерференционной картине, полученной в эксперименте, подразумевается именно разностная картина. Она характеризует изменения температуры образца и наведенного в нем механического напряжения, связанные с нагреванием при поглощении излучения накачки. При небольшой мощности накачки (поглощенной мощности до 12 Вт) интерференционная картина представляла собой систему концентрических колец (рис.2,а). С возрастанием мощности накачки увеличивались число колец и их радиусы. При поглощенной мощности накачки $W = 12$ Вт наблюдались разрывы в нескольких точках наружных интерференционных колец. При дальнейшем увеличении мощности накачки наружные кольца трансформировались в шестиугольники (рис.2,б). Наблюдаемая интерференционная картина не была связана с возможной асимметрией охлаждения или крепления образца, поскольку вид картины не изменялся при различных положениях пятна накачки на поверхности диска. В то же время при повороте плоскости поляризации зондирующего излучения на $\pi/2$ интерференционная картина тоже поворачивалась на $\pi/2$, а при повороте на $\pi/4$ она превращалась в систему эллипсов.

На той же экспериментальной установке (рис.1) были получены картины деполяризованной компоненты пробного излучения, дважды прошедшего через диск, при разных мощностях накачки. Для этого перед экраном размещался дополнительный поляризационный фильтр 7, не пропускающий поляризацию падающего излучения. Такие картины обладали поворотной симметрией четвертого порядка и имели вид, характерный для полярископических картин кристалла граната, вырезанного перпендику-

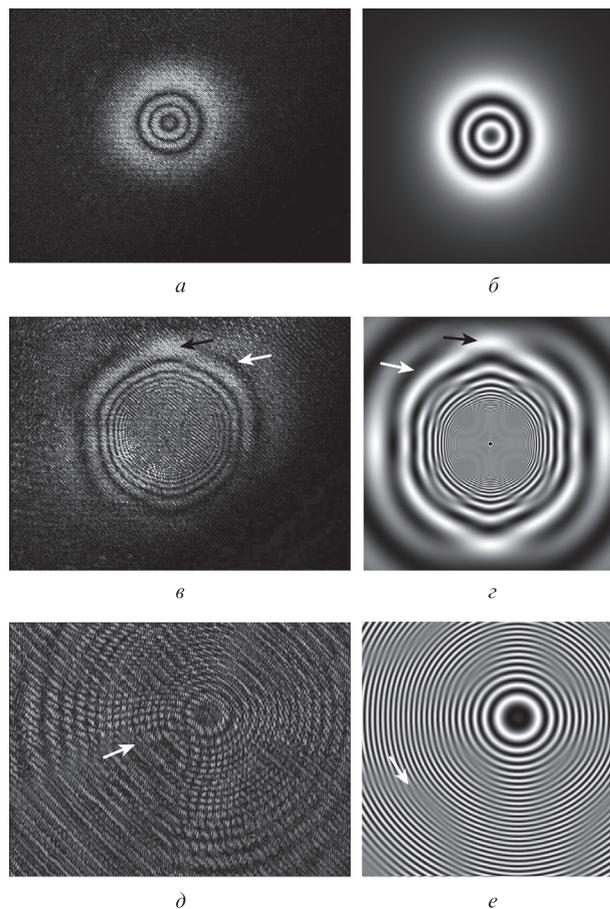


Рис.2. Экспериментальные (а, в, д) и расчетные (б, г, е) интерференционные картины при поглощенной мощности накачки $W = 3$ (а, б) и 24 Вт (в, г), диаметре пятна накачки $d = 5$ мм. На рис.2,д, е показана центральная часть кадров рис.2,в, г. Ширина кадра на рис.2,а, в соответствует 38,9 мм, а на рис.2,д – 9,5 мм. Стрелки указывают на характерные особенности интерференционных картин (см. текст).

лярно оси [001]. На рис.3,а приведена полярископическая картина, полученная при $W = 24$ Вт.

Насколько нам известно, ранее шестигранные контуры в интерференционной картине вблизи поверхности кристалла со структурой граната (кристаллографические оси [010] и [100] параллельны поверхности) не наблюдались. Для того чтобы выяснить, могут ли такие особенности интерференционной картины быть связаны с термонаведенными механическими напряжениями в диске, было проведено моделирование термолинзы в диске и интерференционной картины. Задача решалась в приближении плоского напряженного состояния. Для произвольной точ-

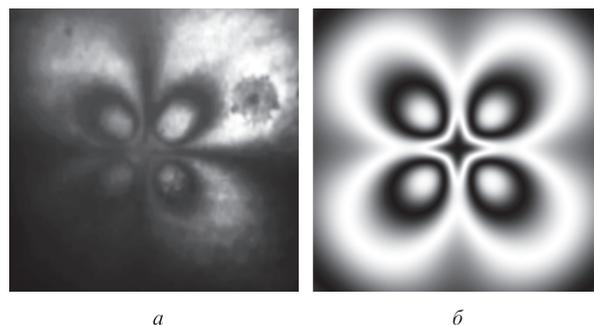


Рис.3. Экспериментальная (а) и расчетная (б) полярископические картины, полученные при поглощенной мощности накачки $W = 24$ Вт.

ки поверхности диска рассчитывались собственные состояния поляризации и поправки к показателю преломления. Затем вычислялся квадрат напряженности поля (пропорциональный интенсивности) интерферирующего зондирующего излучения в этой точке, после чего проводилось сравнение расчетной и экспериментальной интерференционных картин. В отличие от проводимых ранее аналогичных расчетов для дисковых активных элементов (см., напр., [4]), в нашем случае использовались не расчетные, а экспериментальные (усредненные по толщине диска) данные о распределении температуры вдоль поверхности диска (см. разд.4).

В расчете использовались следующие физические характеристики кристалла ГГГ: $\beta = 17.5 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ – температурный коэффициент показателя преломления [5]; $\mathcal{E} = 2.25 \times 10^{11} \text{ Па}$ – модуль Юнга [6]; $\nu = 0.28$ – коэффициент Пуассона [6]; $n_0 = 1.98$ (на длине волны 0.5461 мкм); $p_{11} = -0.086$, $p_{12} = -0.027$, $p_{44} = -0.078$ – упругооптические коэффициенты [6]; $\xi = 2p_{44}/(p_{11} - p_{12}) = 2.64$ – параметр оптической анизотропии; $\alpha_T = 8 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ – коэффициент линейного расширения [5]. Использовались также обозначения σ_{ij} , ε_{ij} – составляющие тензоров напряжения и деформации в кристаллографической системе координат ($i, j = 1, 2, 3$); B_{ij} – компоненты тензора диэлектрической непроницаемости; ΔB_{ij} – компоненты тензора изменения диэлектрической непроницаемости.

3. Расчет интерференционной картины вблизи поверхности диска

Для вычисления интенсивности света в интерференционной картине вблизи поверхности диска были рассчитаны проекции электрического поля на направления собственных поляризаций для произвольной точки поверхности и определены интенсивности поля зондирующего излучения.

В расчетах использовались три системы координат (рис.4). Положение точки на поверхности диска задавалось в цилиндрической системе координат r, φ, z , начало которой было связано с центром пятна накачки на поверхности диска ($z = 0$). Упругооптические коэффициенты кристалла задавались в кристаллографической системе координат с осями $x \parallel [100]$, $y \parallel [010]$, $z \parallel [001]$. Кроме того, с каждой точкой поверхности диска была связана локальная система координат, оси которой направлены вдоль собственных поляризаций в данной точке кристалла. Направления собственных поляризаций совпадают с главными направлениями тензора изменения диэлектрической непроницаемости ΔB .

Диаметр пятна накачки ($d = 5 \text{ мм}$) был существенно меньше диаметра диска, а распределение температуры в плоскости диска было аксиально-симметричным. Неравномерное распределение температуры вызывало термонапряжение в кристалле и приводило к двулучепреломлению. Падающая волна зондирующего излучения при прохождении через каждую точку сечения нагретой области разлагается на две составляющие с напряженностями поля E_{r_1} и E_{φ_1} , направленными вдоль собственных поляризаций в данной точке кристалла. Направление вектора E_{r_1} ближе к радиальному, а вектора E_{φ_1} – к тангенциальному направлению в вышеупомянутой цилиндрической системе координат. Поэтому в дальнейшем E_{r_1} будем называть радиальной составляющей поля, а E_{φ_1} – тангенциальной. Волны с напряженностями E_{r_1} и E_{φ_1} распространяются с разной скоростью.

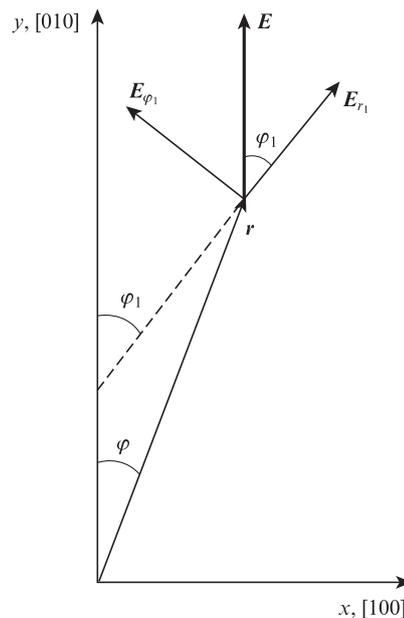


Рис.4. Системы координат, используемые в работе (см. текст).

Вектор электрического поля падающей волны E в локальной системе координат разлагается на составляющие (рис.4)

$$E_{r_1} = E \cos \varphi_1 \cos(\omega t), \quad (1)$$

$$E_{\varphi_1} = E \sin \varphi_1 \cos(\omega t),$$

где φ_1 – угол между направлением поляризации падающего зондирующего излучения (в нашем случае – вдоль оси [010]) и направлением вектора E_{r_1} . Угол φ_1 отличается от полярного угла φ , при этом они связаны соотношением [7]

$$\tan 2\varphi_1 = \xi \tan 2\varphi. \quad (2)$$

Зондирующее излучение имеет только радиальную составляющую поля E_{r_1} для точек в пятне накачки, расположенных вдоль оси y ($\varphi = \varphi_1 = 0$), и только тангенциальную составляющую поля E_{φ_1} вдоль оси x ($\varphi = \varphi_1 = \pi/2$). В других точках вектор E будет иметь ненулевые составляющие E_{r_1} и E_{φ_1} .

После двух проходов через диск каждая из этих составляющих приобретает дополнительный набег фазы ψ_{r_1} или ψ_{φ_1} . Вблизи поверхности диска суммарное поле определяется полем E волны, отраженной от лицевой поверхности, и полем E' волны, прошедшей через диск и отраженной от его тыльной поверхности. Примем для простоты, что интенсивности волн, отраженных от двух поверхностей диска равны, тогда радиальная и тангенциальная составляющие суммарного поля в локальной системе координат записываются следующим образом:

$$E_{r_1} + E'_{r_1} = E \cos \varphi_1 [\cos(\omega t) + \cos(\omega t + \psi_{r_1})], \quad (3)$$

$$E_{\varphi_1} + E'_{\varphi_1} = E \sin \varphi_1 [\cos(\omega t) + \cos(\omega t + \psi_{\varphi_1})],$$

где фазы ψ_{r_1} и ψ_{φ_1} – функции координат r и φ данной точки поверхности диска. Тогда квадрат напряженности поля в точке может быть выражен через радиус r и полярный

угол φ с учетом соотношения (2). После его усреднения по времени получаем

$$\begin{aligned} E_{\Sigma}^2(r, \varphi) &= (E_{r_1} + E'_{r_1})^2 + (E_{\varphi_1} + E'_{\varphi_1})^2 \\ &= E^2(1 + \cos^2\varphi_1 \cos^2\psi_{r_1} + \sin^2\varphi_1 \cos^2\psi_{\varphi_1}). \end{aligned} \quad (4)$$

Формула (4) определяет интенсивность зондирующего излучения в произвольной точке на поверхности диска. Набег фазы $\psi_{r_1, \varphi_1}(r, \varphi)$ в каждой точке диска связан с оптической разностью хода $\Delta P_{r_1, \varphi_1}(r, \varphi)$ соотношением

$$\psi_{r_1, \varphi_1}(r, \varphi) = \Delta P_{r_1, \varphi_1}(r, \varphi) \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (5)$$

где λ – длина волны зондирующего излучения. Целая часть $[\Delta P_{r_1, \varphi_1}(r, \varphi)/\lambda]$ соответствует номеру N максимума (или светлого кольца) в интерференционной картине.

4. Расчет оптической длины пути пробного излучения в диске

Наблюдаемая в эксперименте интерференционная картина в каждой точке вблизи поверхности диска определялась оптической разностью хода пучка, отраженного от лицевой поверхности, и пучка, прошедшего через диск и отраженного от его тыльной поверхности. При прохождении через диск зондирующее излучение пересекало области с разной температурой, т. к. температура по толщине диска не была постоянной. Поэтому интерференционная картина определялась набегом фазы, интегральным по толщине диска, и по ней можно было найти профиль набег фазы, усредненный по толщине диска.

При расчете термонапряжений в диске необходимо знать распределение температуры $T(r)$. В ряде случаев при определении профиля температуры в аксиально-симметричных активных элементах могут использоваться аналитические решения двумерного уравнения теплопроводности для тонкой пластины или цилиндра [4, 5]. В наших экспериментальных условиях тепловая задача не сводится ни к одному из этих приближений, поскольку толщина диска и диаметр пятна накачки близки по величине.

Мы определяли распределение $T(r)$ другим способом – по интерференционной картине, полагая, что основной вклад в фазовый набег для произвольной точки поверхности вносят слагаемые, пропорциональные температуре в этой точке. Для расчетов мы приняли, что функция распределения $T(r)$ совпадает с нормированной функцией распределения фазового набег, умноженной на максимальную температуру, которая находилась из условия равенства числа интерференционных максимумов в расчетной и экспериментальной интерференционных картинах. Распределение температуры в образце было аксиально-симметричным, что обусловлено геометриями накачки и охлаждения диска и подтверждалось видом интерференционной картины. На рис.5 приведены усредненные по поляризациям профили фазового набег (номера колец), измеренные по экспериментальным интерференционным картинам, показанным на рис.3, а, в, д. Для наружных колец выбиралось среднее значение их радиуса.

Поскольку линейные размеры поверхности диска и диаметр интерференционных колец много больше толщины диска, то в расчетах термонапряжений использовалось приближение плоского напряженного состояния [8] и для

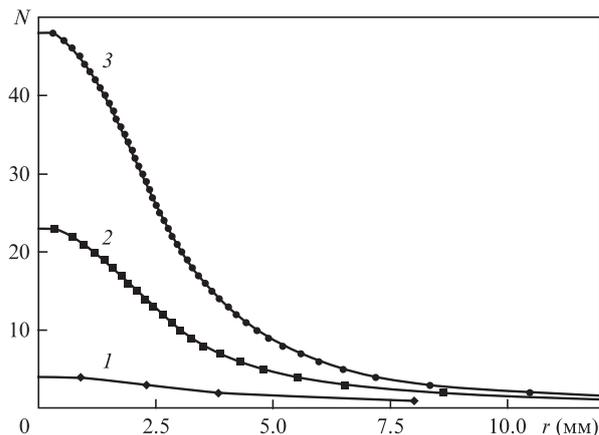


Рис.5. Номер кольца N в интерференционной картине как функция радиуса для поглощенной мощности накачки $W = 3$ (1), 12 (2) и 24 Вт (3).

упрощения пренебрегалось изменением градиента температуры в диске вдоль оси z , т. к. механические напряжения в объекте в направлении постоянного градиента температуры не возникают [7].

При заданном распределении температуры компоненты тензоров напряжения (σ), деформации (ϵ) и смещения (u) в каждой точке кристалла определяются уравнениями равновесия, соотношениями между деформациями и смещениями, деформациями и напряжениями, а также граничными условиями. Соответствующие уравнения приведены в [9]. Для тонкой пластины в приближении плоского напряженного состояния составляющие напряжения по оси z равны нулю: $\sigma_{zz} = \sigma_{rz} = \sigma_{\varphi z} = 0$. В этом случае напряжение и деформация зависят от двух переменных – r и φ – в плоскости образца.

Измеряемое по интерференционной картине изменение оптического пути пробного излучения в образце в результате накачки с точностью до членов второго порядка малости выражается так:

$$\Delta P = P_2 - P_1 = L\Delta n + n_0\Delta L = L(\Delta n + n_0\epsilon_{zz}), \quad (6)$$

где Δn – изменения показателя преломления, связанные с температурой и механическими напряжениями [7]; член $n_0\epsilon_{zz}$ учитывает удлинение активного элемента.

В результате наведенного двулучепреломления оптические длины пути для радиально и тангенциально поляризованного излучения различны. В каждой точке поверхности диска имеются две составляющие изменения оптической длины пути ($\Delta P_{r_1, \varphi_1}$), которые можно выразить через изменение главных значений оптической индикатрицы $\Delta B_{r_1, \varphi_1}(r, \varphi)$:

$$\Delta P_{r_1, \varphi_1} = L\left(\beta T + n_0\epsilon_{zz} - \frac{n_0^3}{2}\Delta B_{r_1, \varphi_1}\right), \quad (7)$$

где первый член учитывает температурные изменения показателя преломления, второй – тепловое расширение, а третий – вклад термонапряжений в изменение показателя преломления.

В расчетах использовались методы, описанные в работах [7–10]. Для кристалла ГГГ:Nd компоненты тензора упругооптических коэффициентов p_{11} , p_{12} , p_{44} заданы в кристаллографической системе координат [6]. С учетом геометрии задачи тензор напряжений удобнее записывать в цилиндрической системе координат. Поскольку вычис-

ления нужно выполнять в одной системе координат, то в кристаллографической системе были записаны соотношения между компонентами тензоров ΔB_{ij} , ϵ_{ij} и σ_{ij} . Затем собственные значения ΔB_{r_1} и ΔB_{φ_1} были выражены через ΔB_{ij} , а компоненты σ_{ij} – через собственные значения σ_r и σ_φ и угол φ (угол главного направления тензора σ). В результате получены выражения для $\Delta B_{r_1, \varphi_1}(r, \varphi)$, удобные для дальнейших расчетов.

Выражения для радиальной и тангенциальной составляющих напряжения, являющихся главными значениями тензора напряжения в точке с координатами r, φ в случае плоского осесимметричного теплового поля в цилиндрической системе координат, имеют вид [8]

$$\sigma_r = \frac{\alpha_T \mathcal{E}}{2}(T_R - T_r), \quad \sigma_\varphi = \frac{\alpha_T \mathcal{E}}{2}[T_R + T_r - 2T(r)], \quad (8)$$

где T_R – среднее значение температуры диска радиусом R ; T_r – средняя температура внутри области диска, ограниченной окружностью радиусом r :

$$T_r = \frac{2}{r^2} \int_0^r T(r) r dr. \quad (9)$$

Выражения для ΔB_{r_1} и ΔB_{φ_1} можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta B_{r_1, \varphi_1}(r, \varphi) = & \frac{1}{2} \left\{ \frac{\sigma_r + \sigma_\varphi}{\mathcal{E}} [p_{11}(1 - \nu) + p_{12}(1 - 3\nu)] + 2\alpha_T T(r)(p_{11} + 2p_{12}) \right\} \\ & \pm \frac{1}{2} \left\{ \frac{1 + \nu}{\mathcal{E}} (\sigma_r - \sigma_\varphi)(p_{11} - p_{12}) \sqrt{\frac{1 + \xi^2 \tan^2(2\varphi)}{1 + \tan^2(2\varphi)}} \right\}. \quad (10) \end{aligned}$$

В итоге составляющие (7) запишутся в виде

$$\begin{aligned} \Delta P_{r_1, \varphi_1}(r, \varphi) = & L \left\{ T(r) \left[\beta + \alpha_T n_0 - \alpha_T \frac{n_0^3}{4} (p_{11} + 2p_{12}) \right] + [T(r) - T_R] \alpha_T \left\{ \frac{n_0^3}{4} [p_{11}(1 - \nu) + p_{12}(1 - 3\nu)] + \nu n_0 \right\} \right. \\ & \left. \pm [T_r - T(r)] \alpha_T \frac{n_0^3}{4} (1 + \nu)(p_{11} - p_{12}) \sqrt{\frac{1 + \xi^2 \tan^2(2\varphi)}{1 + \tan^2(2\varphi)}} \right\}. \quad (11) \end{aligned}$$

Выделим в (11) слагаемые, зависящие только от радиуса r . Тогда составляющая набега фазы, являющаяся общей для обеих собственных поляризаций, есть

$$\begin{aligned} \psi_0(r) = & \frac{2\pi}{\lambda} L \left\{ T(r) \left[\beta + \alpha_T n_0 - \alpha_T \frac{n_0^3}{4} (p_{11} + 2p_{12}) \right] + [T(r) - T_R] \alpha_T \left\{ \frac{n_0^3}{4} [p_{11}(1 - \nu) + p_{12}(1 - 3\nu)] + \nu n_0 \right\} \right\}, \quad (12) \end{aligned}$$

а набега фазы $\Delta\psi(r, \varphi)$, зависящий от радиуса r и полярного угла φ и равный разности набегов фазы для собственных поляризаций, есть

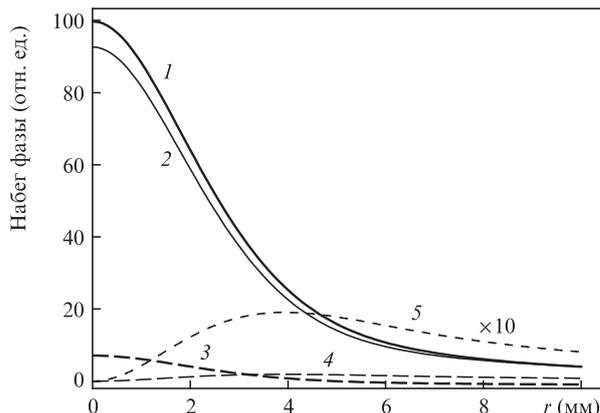


Рис.6. Функция распределения набега фазы $\Delta P_{r_1}(r, \varphi)$ (1), а также вклад слагаемых, пропорциональных $T(r)$ (2), $T(r) - T_R$ (3), $T_r - T(r)$ (4,5), при $\varphi = \pi/4$.

$$\begin{aligned} \Delta\psi(r, \varphi) = & \frac{2\pi}{\lambda} L [T_r - T(r)] \alpha_T \frac{n_0^3}{4} (1 + \nu)(p_{11} - p_{12}) \\ & \times \sqrt{\frac{1 + \xi^2 \tan^2(2\varphi)}{1 + \tan^2(2\varphi)}}. \quad (13) \end{aligned}$$

Тогда формулу (4) можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} E_{\pm}^2(r, \varphi) = & E^2 \{ 1 + \cos^2 \varphi_1 \cos[\psi_0(r) + \Delta\psi(r, \varphi)] + \sin^2 \varphi_1 \cos[\psi_0(r) - \Delta\psi(r, \varphi)] \}. \quad (14) \end{aligned}$$

Проведенные расчеты справедливы для любого кристалла со структурой граната.

Подстановка численных параметров кристалла ГГГ: Nd в (11) позволяет оценить вклад отдельных слагаемых в фазовый набега (рис.6):

$$\begin{aligned} \frac{\Delta P_{r_1, \varphi_1}(r, \varphi)}{\lambda} \approx & 10^{-2} \left\{ 35T(r) + 3.1[T(r) - T_R] \pm 1.1[T_r - T(r)] \sqrt{\frac{1 + 2.64^2 \tan^2(2\varphi)}{1 + \tan^2(2\varphi)}} \right\}. \quad (15) \end{aligned}$$

Видно, что профиль фазового набега (кривая 1) практически полностью определяется профилем температуры (кривая 2), поэтому выбор аппроксимации температурной функции по профилю фазового набега представляется обоснованным. Заметим (см. формулу (8)), что разность $\sigma_r - \sigma_\varphi$ пропорциональна $T_r - T(r)$. Кривая 5 дана в увеличенном масштабе. Из нее видно, что максимальные значения разности $T_r - T(r)$ и, следовательно, $\sigma_r - \sigma_\varphi$ достигаются вне пятна накачки (при $r \approx 4$ мм).

Из формул (4) и (14) следует, что максимумы интерференционной картины при $\varphi = 0$ определяются радиальной составляющей фазового набега ψ_{r_1} , а при $\varphi = \pi/2$ – тангенциальной составляющей ψ_{φ_1} . При $\varphi = \pi/4$ уравнение (14) приводится к виду, позволяющему найти разность набегов фазы $\Delta\psi(r, \varphi)$ для радиальной и тангенциальной составляющих поляризации. Ниже приведены формулы для определения положения интерференционных максимумов:

$$E_{\Sigma}^2(r, 0) = E^2 \{1 + \cos[\psi_0(r) + \Delta\psi(r, 0)]\} \text{ при } \varphi = 0,$$

$$E_{\Sigma}^2(r, \pi/2) = E^2 \{1 + \cos[\psi_0(r) - \Delta\psi(r, \pi/2)]\} \text{ при } \varphi = \pi/2, \quad (16)$$

$$E_{\Sigma}^2(r, \pi/4) = E^2 \{1 + \cos[\psi_0(r)] \cos[\Delta\psi(r, \pi/4)]\} \text{ при } \varphi = \pi/4.$$

На рис.7 приведена функция $F_1(r) = E_{\Sigma}^2(r, \pi/4)$, соответствующая картине биений. Модулирующей является функция разности фаз радиальной и тангенциальной составляющих $F_2(r) = E_2 \{1 + \cos[\Delta\psi(r, \pi/4)]\}$.

Сравнение расчетных и экспериментальных интерференционных картин (рис.2, в, з) показало хорошее соответствие их особенностей: отчетливо видны шестиугольный контур, утолщение вершин шестиугольника и неполное темное кольцо за шестиугольником. На рис.2, д, е центральная часть интерференционной картины имеет концентрические кольца и контуры лепестков. Контуры лепестков просматриваются и на рис.2, в, з. На фоне колец виден четырехлепестковый контур смены цвета полос, соответствующий смене цвета лепестков в полярископических картинах (рис.3).

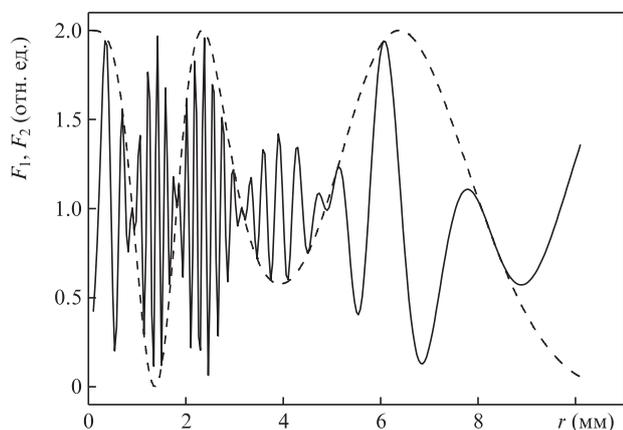


Рис.7. Функция $F_1(r)$ (сплошная кривая) и модулирующая функция $F_2(r)$ (штриховая кривая).

Таким образом, в интерференционной картине, полученной с помощью линейно поляризованного света, содержится информация об абсолютных значениях ψ_{r1} и $\psi_{\varphi 1}$, а также об их разности. Сравнение расчетных и экспериментальных картин (см. рис.2) позволяет заключить, что эти картины имеют поворотную симметрию второго порядка, а шестиугольный контур является следствием интерференции пучков линейно поляризованного излучения в кристалле с поворотной симметрией четвертого порядка при наведенном двулучепреломлении.

5. Заключение

Сравнение экспериментальных данных и результатов проведенных расчетов позволяет сделать следующие выводы.

1. Максимальное различие величин σ_r и σ_φ достигается вне пятна накачки, примерно на расстоянии его двойного радиуса. В этой области разность фаз излучений с двумя поляризациями достигает максимальных значений, а в интерференционной картине наблюдается изменение формы колец.

2. Предлагаемые расчетная модель и методика оценки температурного профиля в среде соответствуют результатам экспериментов.

1. Giesen A., Hugel H., Voss A., et al. *Appl. Phys. B*, **58**, 365 (1994).
2. Vetrovec J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4270**, 45 (2001).
3. Гарнов С.В., Михайлов В.А., Серов Р.В., Смирнов В.А., Цветков В.Б., Щербаков И.А. *Квантовая электроника*, **37** (10), 910 (2007).
4. Вяткин А.Г., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **39** (9), 814 (2009).
5. Chénais S., Balembois F., Druon F., Lucas-Leclin G., Georges P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40** (9), 1235 (2004).
6. Чистый И.Л., Китаева В.Ф., Осико В.В., Соболев Н.Н., Стариков Б.П., Тимошечкин М.И. *ФТТ*, **17**, 1434 (1975).
7. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. *Термооптика твердотельных лазеров* (Л.: Машиностроение, 1986).
8. Коваленко А.Д. *Введение в термоупругость* (Киев: Наукова думка, 1965, с. 97).
9. Белостоцкий Б.Р., Рубанов А.С. *Тепловой режим оптических квантовых генераторов* (М.: Энергия, 1973, с. 135).
10. Koechner W., Rice D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **6** (9), 557 (1970).