

РАСЧЕТ, ПРОЕКТИРОВАНИЕ И ПРОИЗВОДСТВО ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

УДК 681.7.055.4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОПОГРАФИИ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ ФЛЮОРИТА И ИССЛЕДОВАНИЕ ЕГО ВЛИЯНИЯ НА КАЧЕСТВО ИЗОБРАЖЕНИЯ ПРОЕКЦИОННЫХ ФОТОЛИТОГРАФИЧЕСКИХ СИСТЕМ

© 2011 г. М. А. Ган, доктор техн. наук; Е. А. Никулина, магистр

НПК “Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова”, Санкт-Петербург

E-mail: mikhail.gan@gmail.com; katerina.nikulina@gmail.com

Рассмотрена установка для измерения характеристик остаточного двулучепреломления крупногабаритных оптических кристаллов флюорита методом скрещенных поляризаторов. Приведена математическая модель предложенного метода. Анализируется функция рассеяния точки, описывающая влияние двулучепреломления на качество изображения.

Ключевые слова: двулучепреломление, поляризация, aberrации, функция рассеяния точки.

Коды OCIS: 110.2960, 110.3000, 220.4840

Поступила в редакцию 09.03.2011

Оптическое стекло, а также кубические кристаллы, такие как флюорит, являются изотропными веществами. В процессе изготовления заготовок за счет ряда технологических факторов, таких, например, как неравномерное охлаждение после нагрева или механическая обработка, возникает анизотропия материала, вызывающая появление двулучепреломления при прохождении света через среду [1].

Остаточное двулучепреломление характеризуется величиной разности хода между обычным и необыкновенным лучами, которая определяется разностью соответствующих показателей преломления и ориентацией, определяющей направление главной оси в данной точке.

Высокий уровень остаточного двулучепреломления материала оптической детали вызывает появление наведенных aberrаций световых лучей, которые особенно нежелательны в системах формирования изображений.

Количественная оценка двулучепреломления является важным этапом производственного контроля. Однако существующие и доступные методы контроля не удовлетворяют требованиям, которые предъявляются в нафотолитографии. В частности, при контро-

ле заготовок, используемых для изготовления линз проекционного фотолитографического объектива, возникает необходимость оценки двулучепреломления крупногабаритных деталей с высоким разрешением. Контроль двулучепреломления традиционно производится в одной или нескольких точках образца, либо проводится усреднение [2]. Данные о распределении двулучепреломления по объему заготовки могут помочь анализировать остаточные напряжения в материале и выбрать для изготовления оптических деталей области, имеющие приемлемый уровень двулучепреломления.

Для исследования топографии двулучепреломления крупногабаритных заготовок с высоким разрешением была разработана установка, схема которой показана на рис. 1.

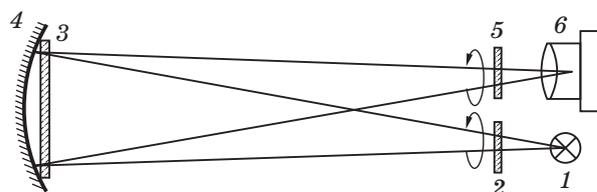


Рис. 1. Схема установки. Пояснение в тексте.

Пучок лучей от источника I , находящегося вблизи центра кривизны сферического зеркала 4 , проходит через поляризатор 2 и становится плоско поляризованным. Проходя через исследуемый образец 3 , установленный вплотную к сферическому зеркалу 4 , свет преобразуется в эллиптически поляризованный. Причем параметры эллиптичности будут зависеть от угла поворота поляризатора 2 , а также от величины и ориентации остаточного двулучепреломления в образце 3 . Далее излучение проходит через анализатор 5 и регистрируется фотокамерой. Объектив фотокамеры 6 сфокусирован на образец, а сама фотокамера располагается в плоскости, сопряженной с источником света относительно зеркала. Поляризатор и анализатор закреплены во вращающихся оправах.

Для определения величины угла двулучепреломления фиксируется серия снимков при различных углах поворота поляризатора и анализатора. Анализируя полученные снимки независимо для каждой точки образца, получают зависимость интенсивности от углов разворота поляризатора и анализатора, а также от величины и угла двулучепреломления. Зная величину разворота поляризатора и анализатора, можно вычислить характеристики двулучепреломления.

Обратимся к математической модели данного метода. Интенсивность излучения, падающего на один пиксел цифровой фотокамеры

$$I(\theta_A, \theta_p) = \frac{I_0}{2} \left(\cos^2(\theta_A - \theta_p) - \sin 2(\psi - \theta_p) \sin 2(\psi - \theta_A) \sin^2 \frac{\delta}{2} \right), \quad (1)$$

где I_0 – интенсивность источника света, δ – разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами, ψ – угол ориентации главной оси исследуемой пластины, θ_p и θ_A – углы разворота поляризатора и анализатора относительно вертикальной оси [3].

При скрещенном положении поляризатора и анализатора ($\theta_p = \theta$, $\theta_A = \theta + \pi/2$) зависимость интенсивности от угла их поворота имеет вид

$$I(\theta) = A(1 + \cos[4(\psi - \theta)])/2, \quad (2)$$

где $A = \frac{I_0}{2} \sin^2 \left(\frac{\delta}{2} \right)$ – амплитуда функции.

Таким образом, при полном повороте поляризаторов от 0 до 2π интенсивность будет 4 раза проходить через минимальное и максимальное

значения. Амплитуда функции характеризуется разностью фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами, а также интенсивностью источника I_0 . Если интенсивность источника известна заранее, можно вычислить разность фаз δ , а следовательно, и разность хода Δ

$$\delta = 2 \arcsin \left(\sqrt{\frac{A}{I_0}} \right). \quad (3)$$

Углы разворота поляризаторов, при которых функция $I(\theta)$ максимальна, соответствуют углу ориентации главной оси пластины ψ , который можно определить только с кратностью $\pi/4$.

Для получения фазы и амплитуды функции $I(\theta)$, полученной в результате измерений, можно воспользоваться разложением функции в ряд Фурье. Поскольку функция $I(\theta)$ определена на интервале $(0; 2\pi)$, для разложения функции в ряд можно использовать формулы Эйлера–Фурье. При разложении в ряд Эйлера–Фурье, аппроксимированная функция будет иметь вид

$$I(\theta) = a_0 + a_4 \cos 4\theta + b_4 \sin 4\theta, \quad (4)$$

где a_0 , a_4 , b_4 – соответствующие коэффициенты ряда Фурье.

Все члены разложения, кроме a_0 , a_4 , b_4 , можно отбросить, так как из вида аппроксимированной функции (2) известно, что период рассматриваемой гармонической функции равен $\pi/2$. Сопоставляя выражения (2) и (4), амплитуду и фазу искомой функции можно вычислить следующим образом

$$A = 2\sqrt{a_4^2 + b_4^2}, \quad \psi = (\arctg(b_4/a_4))/4. \quad (5)$$

Для определения величины двулучепреломления, как следует из формулы (3), необходимо знать и величину модуляции интенсивности источника. Ни одна фотокамера не обладает достаточным диапазоном чувствительности, который необходим для того, чтобы в одном и том же режиме получать снимки распределения интенсивности при параллельном и скрещенном положениях поляризатора и анализатора. Следовательно, напрямую измерить величину модуляции интенсивности источника в описанной схеме невозможно.

Таким образом, мы можем измерять интенсивность света только при углах поворота поляризатора по отношению к анализатору близких к 90° . В работе для этих целей мы использовали камеру типа Canon E60.

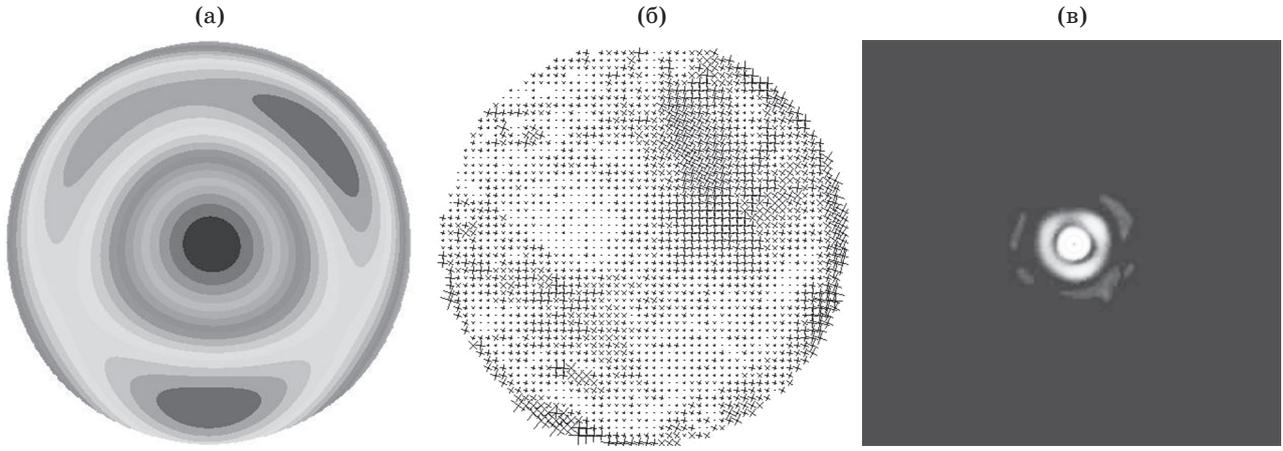


Рис. 2. Распределение волновых aberrаций по зрачку (СКО составило 0,174) (а); карта распределения двулучепреломления (0–4 нм/см), размер каждого крестика соответствует величине двулучепреломления в данной точке, а его поворот – углу (б); функция рассеяния точки (центральный максимум 0,697) (в).

Зависимость интенсивности от угла поворота без учета двулучепреломления в образце представляется как

$$\begin{aligned}
 I(\theta) &= I_{\phi} + I_0 \cos^2(\theta - \theta_0) = \\
 &= I_{\phi} + \frac{I_0}{2}(1 - \cos 2(\theta - \theta_0)),
 \end{aligned}
 \quad (6)$$

где θ – угол между осями поляризатора и анализатора, θ_0 – угол минимальной интенсивности, I_{ϕ} – фоновая интенсивность, I_0 – интенсивность источника света.

Для определения I_0 проведем серию измерений с малыми углами поворота, затем аппроксимируем полученные данные. Минимум полученной функции определяет фоновую интенсивность и угол, при котором интенсивность минимальна.

$$I_0 = \frac{2(I(\theta) - I_{\phi})}{1 - \cos(2(\theta_0 - \theta))}. \quad (7)$$

Измерив описанным способом характеристики двулучепреломления образца, можно оценить его влияние на качество изображения, рассчитав функцию рассеяния точки (ФРТ).

Учитывая распределение оптической разности хода между обыкновенным и необыкновенным лучом по зрачку $\delta(x, y)$ и распределение ориентации главных осей $\psi(x, y)$, матрица Джонса [4] зрачковой функции принимает вид

$$P = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} \\ P_{21} & P_{22} \end{bmatrix}, \quad (8)$$

где

$$P_{11} = [\cos(\delta/2) + i \sin(\delta/2) \cos 2\psi] P_0,$$

$$P_{22} = [\cos(\delta/2) - i \sin(\delta/2) \cos 2\psi] P_0,$$

$$P_{12} = P_{21} = i \sin(\delta/2) \cos 2\psi P_0,$$

$$P_0 = a \exp(ikW).$$

Здесь a – распределение пропускания по зрачку, W – распределение волновых aberrаций [5]. Физический смысл зрачковых функций, входящих в матрицу Джонса, следующий: P_{11} – соответствует ФРТ, формируемой оптической системой, расположенной между скрещенными анализатором и поляризатором, а P_{22} – при повороте анализатора и поляризатора на 90° , P_{12} – соответствует оптической системе, расположенной между скрещенными анализатором и поляризатором. При неполяризованном освещении объекта после соответствующей перегруппировки членов легко получить ФРТ в виде некогерентной суперпозиции ФРТ, сформированных зрачковыми функциями

$$P_1 = \cos(\delta/2) P_0,$$

$$P_2 = \sin(\delta/2) \cos 2\psi P_0, \quad (9)$$

$$P_3 = \sin(\delta/2) \sin 2\psi P_0.$$

Предложенная методика реализована в виде программного комплекса, который обслужи-

вает управление описанной установкой, обрабатывает измеренные данные и рассчитывает ФРТ по полученным распределениям, а также позволяет генерировать изображения, получаемые в измерительной схеме при заданных распределениях величины и угла двулучепреломления.

В качестве примера рассмотрим результат исследования образца флюорита диаметром 195 мм. Образец был забракован для примене-

ния в объективе из-за своей неоднородности, но, при этом, наглядно показал влияние двулучепреломления. На рис. 2а приведено распределение волновых aberrаций, на рис. 2б представлена измеренная карта распределения двулучепреломления (величина которого достигала 4 нм/см), полученная ФРТ с учетом этих двух факторов показана на рис. 2в. Центральный максимум ФРТ без учета двулучепреломления составил 0,731, с учетом – 0,697.

* * * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики // М.: Наука, 1973. 720 с.
2. Шубников А.В. Оптическая кристаллография // М.: Изд-во АН СССР, 1950. 237 с.
3. Шерклифф У. Поляризованный свет // М.: Мир, 1965. 163 с.
4. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет // М.: Мир, 1981. 39 с.
5. Ган М.А., Устинов С.И. Моделирование на ЭВМ двумерных изображений тест-объектов с учетом реальных aberrаций оптических систем // Труды ГОИ. 1982. Т. 51. В. 185. 28 с.