

УДК 535.32:620.171.5:621.373.826

А.М.Финн (6 курс, каф. ПФОТТ), Д.Д.Каров, доц., А.Ш.Тухватулин, к.ф.-м.н., доц.

ОПТИЧЕСКАЯ ТОМОГРАФИЯ ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В ГРАДАНАХ ПРИ ПРОДОЛЬНОМ И ПОПЕРЕЧНОМ ПРОСВЕЧИВАНИИ

Ряд оптических элементов (световоды, трансляторы изображения – граданы, активные элементы лазеров) имеют форму цилиндров с радиальными градиентами химического состава, которые задаются ионообменной диффузией, парафазным осаждением и т.д. За счет этого возникают градиенты ряда физико-механических свойств: показателя преломления $n(r)$, ТКЛР, мольного объема и др. При охлаждении структуры образуются остаточные напряжения (ОН) $\sigma(r)$, которые в лазерных элементах и в некоторых типах световодов специально создаются в поверхностном слое для их упрочнения. В элементах коммуникационной оптики ОН могут приводить к ухудшению передаточных характеристик из-за аберраций, обусловленных оптической анизотропией (ОА), а также к разрушению изделия. В связи с этим актуальной задачей является диагностика ОН, моделирование и оптимизация прочностных и оптических передаточных характеристик элементов градиентной, волоконной и лазерной оптики уже на этапе проектирования структур.

Для неразрушающей диагностики напряжений используется метод интегральной фотоупругости (оптическая томография поля напряжений), основанный на наличии в образце пространственно-неоднородной ОА, индуцированной напряжениями [1]. Попадая в напряженную среду, поляризованный луч расщепляется на два луча, имеющих взаимно перпендикулярные поляризации по направлениям (n, l) осей эллипса – сечения эллипсоида напряжений (или диэлектрической проницаемости) плоскостью фронта волны (квазиглавному направлению). Для этих лучей, вследствие ОА, распределения ПП различаются, что приводит к тому, что составляющие колебаний, прошедшие через тело, приобретут интегральную разность фаз Δ . Соотношения, связывающее Δ и разности квазиглавных значений ПП (n_n, n_l) или разности квазиглавных компонент напряжений (σ_n, σ_l) (закон Вертгейма) имеют вид:

$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{(l)} (n_n - n_l) dl = C_0 \int_{(l)} (\sigma_n - \sigma_l) dl. \quad (1)$$

Здесь C_0 – оптический коэффициент напряжений. Интегралы берутся по всей траектории луча l ; dl – элемент траектории. Далее соотношение (1) расписывается с учетом связи главных и квазиглавных компонент напряжений.

Восстановление (реконструкция) локального распределения компонент главных напряжений по результатам измерений $\Delta(x)$ для многих параметров просвечивания x составляет некорректную обратную задачу интегральной фотоупругости.

Метод интегральной фотоупругости разработан для оптически-однородных (безградиентных) структур в приближении малой ОА. Таким образом, принимается, что зондирующие лучи в объекте распространяются прямолинейно и траектории обоих поляризованных лучей совпадают. В этом приближении для рассматриваемого класса осесимметричных задач при поперечном (боковом) просвечивании из (1) следует

интегральное уравнение Абеля, решение (инверсия) которого известно. Продольное просвечивание сводится к плоской задаче фотоупругости.

Задачи реконструкции ОН в элементах с градиентом показателя преломления приводят к необходимости обобщения классического метода с учетом искривление зондирующих лучей. На кафедре ПФОТТ РФФ метод интегральной фотоупругости обобщен для реконструкции распределения ОН в осесимметричных стержнях с радиальным распределением показателя преломления (РПП) по данным оптической томографии при поперечном, продольном и сагиттальном (винтовом) просвечивании.

Показано, что при просвечивании слабо- и среднеградиентных осесимметричных объектов ($gR \leq 0.2 \div 0.3$; g – силовая постоянная, R – радиус градана) на состояние поляризации зондирующего луча влияют: при поперечном – осевые напряжения $\sigma_z(r)$; при продольном – разность тангенциальных и радиальных напряжений $\Delta\sigma(r) = \Delta\sigma_{\theta r}(r) = \sigma_{\theta}(r) - \sigma_r(r)$. Интегральное уравнение (1) приводится к абелевскому виду следующим образом.

1. В случае поперечного просвечивания при произвольном распределении ПП $n(r)$ и его инверсия дает [2]:

$$\sigma_z(r) = -(\pi \cdot C_0)^{-1} \frac{du}{dr} \int_{u(r)}^{u_R} \frac{d\Delta^T}{da} \frac{da}{\sqrt{a^2 - u^2}}, \quad (2)$$

где $\Delta^T(x)$ – интегральная разность фаз 2-х плоскополяризованных колебаний при поперечном просвечивании градана, r – радиальная координата, $u = rn(r)$, $a = xn_R$ – постоянная для луча, параметр просвечивания которого равен x ; n_R – значение показателя преломления $n(r)$ на поверхности цилиндра. Компоненты $\sigma_{\theta}(r)$, $\sigma_r(r)$ могут быть найдены из условия равновесия напряжений в цилиндре и так называемого «закона суммы»: $\sigma_z(r) = \sigma_{\theta}(r) + \sigma_r(r)$ [3].

2. При продольном просвечивании градиентного стержня параллельным световым пучком, когда все распространяющиеся лучи являются меридиональными, ядро уравнения (1) можно свести к абелевскому только для важнейшего случая самофокусирующего РПП и, выполняя инверсию, имеем [2,4,5]:

$$\sigma_{\theta} - \sigma_r = -\frac{n'}{\pi C_0} \int_{n(r)}^n \frac{d\Delta^L / db}{\sqrt{b^2 - n^2}} db, \quad (3)$$

где $b = n(x)$; x – высота точки входа луча; $\Delta^L(x)$ – интегральная разность фаз для полуволнового отрезка градана при продольном просвечивании.

Предположение об идентичности траекторий двух ортогонально поляризованных лучей (см. выше), использованное при выводе соотношений (2) и (3), при поперечном просвечивании достаточно обосновано для $R \leq 10$ мм. Для случая продольного просвечивания, когда геометрическая длина пути (даже для четвертьволнового отрезка градана) может быть достаточно большой, вопрос нуждается в дальнейшем рассмотрении.

Интересным представляется сравнить распределения ОН, реконструированные по томографическим данным, полученным для обоих рассматриваемых вариантов просвечивания. Это целесообразно сделать для распределения аксиальных ОН $\sigma_z(r)$, которое в случае поперечного просвечивания непосредственно реконструируется из данных $\Delta^T(x)$ на основе соотн. (2). Для случая продольного просвечивания $\sigma_z(r)$ находится с использованием «закона суммы» из распределений $\sigma_{\theta}(r)$ и $\sigma_r(r)$, полученных разделением разности напряжений $\Delta\sigma_{\theta r}(r) = \sigma_{\theta}(r) - \sigma_r(r)$, реконструированных из данных по $\Delta^L(x)$ на основе соотн. (3) с использованием уравнения равновесия.

Указанное сопоставление было сделано на основе томографических исследований четвертьволнового отрезка градана на основе стекла ТСМ-412 с РПП, близком к идеально-фокусирующему ($R=5$ мм, $L_0/4=75$ мм). Длина периодичности траектории лучей в градане $L_0=2\pi/g$. Результаты сопоставления реконструированных аксиальных напряжений представлены на рис. 1.

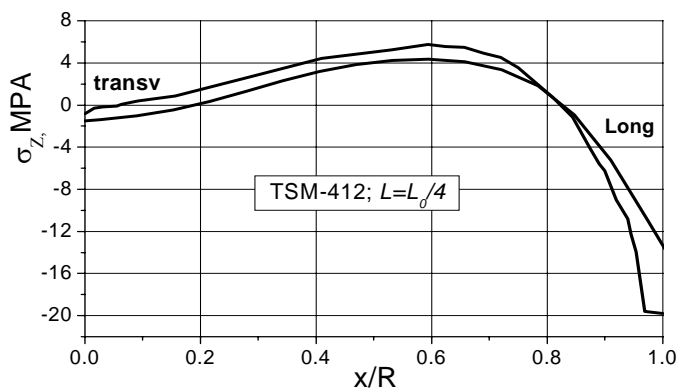


Рис. 1.

Как видно из рис. 1, распределения осевых напряжений, реконструированные по данным 2-х различных томографических экспериментов, достаточно близки в интервале $0 \leq r/R \leq 0.95$. Существенное различие распределений в приповерхностной области связано с трудностью получения информации о $\sigma_z(a)$ в областях вблизи контура цилиндра при поперечном просвечивании [6]. Это

обусловлено малой величиной оптического запаздывания и резким изменением σ_z при просвечивании этих областей ($d\Delta^T/da = \infty$ при $a = u_R$; в результате $\sigma_z(x)$ не может быть измерена точно, когда $x \rightarrow R$). Кроме того, существенным может быть отклонение РПП от идеально фокусирующего при реконструкции по данным продольного просвечивания. Отдельный вопрос – обоснованность предположения об идентичности траекторий компонентов зондирующих лучей при продольном просвечивании длинных отрезков градианов.

Наконец, существенным может оказаться некорректность применения в случае ОН «закона суммы», строго справедливого только для термоупругих напряжений [5].

Выяснение этих моментов предполагается осуществить с помощью поляризационно-оптического исследования поперечных и продольных срезов градианов.

Актуальным также является получение соотношений для реконструкции ОН при продольном просвечивании для случая произвольного РПП.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Aben H. Integrated Photoelasticity (McGraw-Hill, New York). 1979.
2. Каров Д.Д., Фадеев А.Б., Ушаков С.Н. // Осевое просвечивание градианов: обратная и прямая задачи интегральной фотоупругости. V Всесоюзный симп. по вычислительной томографии, тезисы докладов. Звенигород. 1991. Москва. С. 140-141.
3. Боли Б., Уэйнер Дж. Теория температурных напряжений. М.: Мир. 1964.
4. Каров Д.Д., Макушкин Б.В., Сивко С.П. и др. // Интегральная фотоупругость цилиндрических структур градиентной оптики. IV Всесоюзный симпозиум по вычислительной томографии, тезисы докладов, Ч.1, Ташкент, 1989. С.202-203.
5. Фадеев А.Б. Исследование оптической анизотропии и остаточных напряжений в цилиндрических стержнях с градиентом показателя преломления. Дипломная работа. ЛПИ., 1988.
6. Karov D.D., Melnikov N.Y. // Non-destructive express-testing of the surface stresses in strengthened optical rod elements in the presence of the refraction of the probing raus. Mater. IX th Conference on Laser Optics, St. Petersburg, 1998, P. 75-76.