

07;12

©1994 г.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВ ОТКЛОНЕНИЯ ЛУЧЕЙ И ФОТОУПРУГОЙ РАЗНОСТИ НАБЕГОВ ФАЗ В ЗАДАЧАХ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ

М.Е.Жаботинский, А.Н.Тузов, С.Я.Фельд, О.Е.Шушпанов

Институт радиотехники и электроники РАН,
103907, Москва, Россия
(Поступило в Редакцию 17 января 1994 г.)

Предложен поляризационно-оптический метод определения функции задержки и отклонения при оптическом зондировании неоднородных цилиндрических объектов. Измеряемой величиной является разность набегов фаз между двумя ортогональными компонентами напряженности электрического поля. При ее определении используются фурье-амплитуды интенсивности зондирующего света. Для измерения набегов фаз, превышающих 2π , применяется двухволновое зондирование. Сформулирован критерий выбора длин волн. Метод рассчитан на реализацию с помощью современных многоэлементных фотоприемников. Описана автоматизированная установка, в которой предложенный метод использован для определения распределения механических напряжений и профиля показателя преломления в заготовках световодов. Для изменения измеряемой величины достаточно изменить ориентацию осей нескольких поляризационно-чувствительных элементов.

1. Для исследования оптических и механических свойств световодов необходимы методы и устройства неразрушающего измерения профиля показателя преломления и остаточных механических напряжений по сечению световода или соответствующей заготовки. Значительный интерес представляет возможность измерения обеих характеристик с помощью одного и того же инструмента. Это позволяет исследовать тонкие свойства световодов и материалов, из которых они изготовлены.

Для расчета профиля показателя преломления обычно измеряют функцию отклонения лучей, вызванного рефракцией в образце. Для расчета распределения механических напряжений требуется функция задержки — зависимость от прицельного расстояния разностей набегов фаз, обусловленных упругооптическим эффектом.

Единственная установка, позволяющая измерять обе указанные функции, описана в [1]. Для измерения функции отклонения там применен известный метод динамической пространственной фильтрации [2,3];

функция задержки измеряется поляризационно-оптическим методом с использованием четверть-волнового компенсатора [4]. Метод динамической пространственной фильтрации реализуется с помощью съемного блока модулятора, преобразующего угол отклонения луча в сигнал во временной области. При измерении функции задержки этот блок выводится из зондирующего пучка.

Динамическая пространственная фильтрация предполагает использование точечного фотоприемника и механическое сканирование по сечению образца, т.е. является методом последовательного поточечного зондирования [1,3]. При поляризационных измерениях применен стандартный метод поточечного определения ориентации поляризационно-чувствительного элемента, соответствующей "гашению" света в фиксированной точке сечения объекта. Это обуславливает большие затраты времени на выполнение каждого измерения. Кроме того, для юстировки съемного блока нужно дополнительное время, а точность измерения функции отклонения определяется точностью установки оси вращения модулятора относительно оптической оси устройства.

Ниже рассмотрены методы и установка, позволяющие измерять функции отклонения и задержки параллельно по всему сечению объекта. Принципиальным отличием предлагаемых методов от известных является использование поляризационного метода для измерения функции отклонения, т.е. величины, которая непосредственно не воздействует на состояние поляризации зондирующего излучения. Это позволило органично объединить в одной установке возможности измерения столь разнородных величин, как функция задержки и функция отклонения (или соответственно распределение механических напряжений и профиль показателя преломления). Для изменения измеряемой величины нет необходимости в механическом удалении каких-либо блоков, достаточно изменить ориентацию осей нескольких поляризационно-чувствительных элементов. Вследствие указанных причин удается обеспечить одновременно высокие точность и быстродействие.

2. На рис. 1 представлена схема разработанной нами установки, позволяющей измерять обе указанные функции [5]. Отличие этой схемы от стандартной компенсационной схемы Сенармона заключается в том, что здесь использована оптическая проекционная система, обеспечивающая доступ в фурье-плоскость, где линейные координаты про-

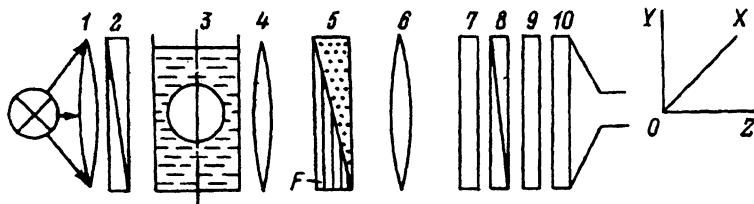


Рис. 1. Схема установки для измерения функции задержки и функции отклонения лучей в неоднородных цилиндрических объектах.

1 — источник однородного широкого пучка параллельных лучей, 2 — поляризатор; 3 — линза с иммерсией и образцом, ось образца параллельна оси OX, 4 — объектив, 5 — компенсатор Бабине, 6 — объектив, 7 — четвертьволновая фазосдвигающая пластинка-компенсатор, 8 — анализатор, 9 — узкополосный светофильтр, 10 — линейный многоэлементный фотоприемник.

порциональны углам рефракции зондирующих лучей, и в указанной фурье-плоскости установлен компенсатор Бабине. Оптическая система из объективов 4 и 6 проектирует изображение средней плоскости объекта в плоскость фотоприемника (ФП) так, что между точками сечения объекта и ФП устанавливается взаимно-однозначное соответствие. Кроме того, все лучи с одинаковыми углами к оси системы проходят через одну и ту же точку в задней фокальной плоскости F объектива 4. Для расчета профиля показателя преломления достаточно знать функцию отклонения лучей в плоскости YOZ . Расположенный в плоскости F компенсатор Бабине при его соответствующей ориентации вносит разность фаз Δ , однозначно связанную с искомым углом отклонения луча. Иными словами, компенсатор Бабине модулирует состояние поляризации в зависимости от отклонения луча в плоскости YOZ . Фотоупругий эффект в образце не изменяет состояние поляризации, если вектор поляризации зондирующего пучка ориентирован соответствующим образом.

Наоборот, при измерении функции задержки вектор поляризации зондирующего пучка нужно ориентировать так, чтобы фотоупругий эффект в образце изменил его состояние, а компенсатор Бабине ориентировать так, чтобы он не замаскировал воздействие объекта. Так можно выбрать ориентацию компенсатора: при которой он вносит в плоскости YOZ постоянную (в частности, нулевую) разность фаз.

Поэтому при использовании схемы рис. 1 для измерения функции задержки или функции отклонения луча, проходящего через j -ю точку сечения объекта, достаточно определить состояние поляризации луча, попадающего в соответствующую точку плоскости ФП.

Другим важным отличием этой схемы от стандартных [1,4,6] является применение в ней не точечного, а многоэлементного ФП, сопряженного с ПЭВМ. Это позволяет использовать интегральные (фурье-амплитуды) [7], а не локальные (положения минимумов), как обычно [4,6] характеристики интенсивности поля при определении значений фазовых набегов — состояния поляризации. Использование фурье-амплитуд существенно повышает быстродействие метода, так как их вычисление можно проводить параллельно для всех элементов ФП в процессе измерения и отказаться от стандартной методики последовательного (от точки к точке сечения) поиска ориентации анализатора, соответствующей “гашению” света в выбранной точке объекта.

3. Интенсивность света I на ФП (рис. 1) можно рассчитать, используя формализм матриц Джонса [8]. В общем случае выражение для I оказывается довольно громоздким. Ниже анализ интенсивности выполнен для нескольких вариантов ориентации поляризационно-чувствительных элементов, позволяющих определить функции отклонения и задержки.

Сначала получим выражения, дающие возможность найти функцию задержки $\Gamma(y)$, вызванной фотоупругим эффектом в тестируемом объекте. Пусть оси поляризатора 2 и компенсатора 7 ориентированы под углом $\pi/4$ к оси OX , а ось компенсатора Бабине 5 параллельна оси OX .¹ При такой ориентации компенсатор Бабине вносит на зондирующей

¹ Мы считаем, что ось компенсатора Бабине ортогональна линиям вносимой им постоянной разности фаз, т.е. ортогональна ребрам образующих его двулучепреломляющих клиньев.

длине волны постоянную по сечению пучка разность фаз $\Delta_0 = \text{const}$. Тогда

$$I_j(\Theta) = I_0 \cdot \left\{ 1 + \sin[2(\Theta - \Theta_{0a}) + \Gamma_j + \Delta_0] \right\}, \quad (1)$$

I_0 — постоянная составляющая интенсивности света; индекс $j = 1, 2, \dots, J$ задает номер элемента ФП (и соответствующую точку в сечении образца); Γ_j — разность фаз, вносимая тестируемым объектом в j -й точке на зондирующей длине волны; $\Theta - \Theta_{0a}$ — угол поворота анализатора относительно оси OX .² Измеряя значения $I_j(\theta)$ при повороте анализатора δ в диапазоне $[0, \pi]$, можно рассчитать фурье-амплитуды интенсивности поля сразу по всему сечению зондирующего пучка

$$I_{jc(s)} = \int_0^\pi I_j(\Theta) \cdot \cos(\sin)2\Theta \cdot d\Theta. \quad (2)$$

Они связаны с искомыми значениями $\Gamma_j (j = 1, 2, \dots, J)$ следующим образом:

$$\Gamma_j + \Delta_0 - 2\Theta_{0a} = \psi_j + k_j \cdot 2\pi, \quad (3)$$

где $k_j = 0, \mp 1, \mp 2, \dots, \psi_j \in [0, 2\pi]$,

$$\tilde{\psi}_j = \text{arctg}(I_{jc}/I_{js}), \quad -\pi/2 < \tilde{\psi}_j < \pi/2, \quad (4)$$

ψ_j получается из $\tilde{\psi}_j$ путем учета знаков I_{jc}, I_{js} :

$$\psi_j = \begin{cases} \tilde{\psi}_j, & \text{если } I_{jc} > 0, I_{js} > 0, \\ \tilde{\psi}_j + \pi, & \text{если } I_{js} < 0, \\ \tilde{\psi}_j + 2\pi, & \text{если } I_{jc} < 0, I_{js} > 0. \end{cases} \quad (5)$$

Для определения k_j существует несколько возможностей. Если заранее известно, что объект не может вызвать резких изменений набега фаз Γ_j , то для определения k_j иногда применяют [1] алгоритм, основанный на исследовании разности значений ψ_j в соседних точках: $\psi_j - \psi_{j-1}$. Однако, как показывает опыт, это алгоритм неустойчив к случайным ошибкам значений ψ_j и обладает свойством накопления ошибок определения k_j , что приводит к неверному определению $\Gamma(y)$.

В [6] предложен двухволновый метод поляризационно-оптических измерений, позволяющий найти k_j . Этот метод практически не накладывает ограничений на свойства тестируемого объекта и оказывается устойчивым к случайным ошибкам измерений. Ниже предлагается вариант двухволнового метода, основанный на использовании фурье-амплитуд (2) интенсивности поля [7].

² Угловое положение анализатора отсчитывается от какого-либо репера, например, от концевого выключателя устройства вращения анализатора. При этом Θ — угол поворота анализатора относительно репера, а $\Theta_{0a} (0 \leq \Theta_{0a} \leq \pi)$ — угол поворота анализатора относительно репера, при котором ось анализатора параллельна оси OX (рис. 1).

Пусть фурье-амплитуды I_c, I_s измерены на двух длинах волн λ_1 и λ_2 . Это позволяет рассчитать (5) соответствующие значения ψ_{1j} и ψ_{2j} ($j = 1, 2, \dots, J$), связанные с разностями фаз Γ_{1j}, Γ_{2j} , уравнениями вида (3). Если пренебречь дисперсией в материалах исследуемого образца и компенсатора Бабине (поскольку длины волн близки) (см. раздел 5), то выполняются следующие соотношения:

$$\Gamma_{2j} = R \cdot \Gamma_{1j}, \quad \Delta_2 = R \cdot \Delta_1, \quad R = \lambda_1/\lambda_2 < 1. \quad (6)$$

Здесь нижние индексы 1 и 2 указывают, какой длине волны соответствует та или иная величина. Как показано в [9], k_j можно однозначно определить, если набег фазы в исследуемом образце удовлетворяет условию

$$|\Gamma_{1j}| \leq k_{1\max} \cdot 2\pi \quad (j = 1, 2, \dots, J) \quad (7)$$

и длины волн выбраны так, что выполнено требование

$$1 - 1/(2 \cdot k_{1\max}) < R < 1. \quad (8)$$

Тогда k определяется из следующего выражения:

$$k_{1j} = \begin{cases} E[D_j/(1-R) + 0.5], & \text{если } |\psi_{1j} - \psi_{2j}| < \pi, \\ E[(D_j + 1)/(1-R) + 0.5], & \text{если } \psi_{1j} - \psi_{2j} < -\pi, \\ E[(D_j - 1)/(1-R) + 0.5], & \text{если } \psi_{1j} - \psi_{2j} > \pi, \end{cases} \quad (9)$$

E — целая часть числа и

$$D_j = [R\psi_{1j} - \psi_{2j} - 2\Theta_{0a} \cdot (1-R)]/2\pi. \quad (10)$$

Использование округления для получения целого значения k_{1j} существенно уменьшает влияние случайных ошибок измерения интенсивности поля на точность определения $\Gamma(y)$.

Разность $\Delta_0 - 2\Theta_{0a}$, входящая в (3), постоянна, так как значения Δ_0 и Θ_{0a} не зависят от свойств объекта и точки наблюдения (номера j элемента ФП). При расчете механических напряжений достаточно знать функцию задержки $\Gamma(y)$ лишь с точностью до аддитивной постоянной, поскольку они определяются значениями производных функции $\Gamma(y)$. Кроме того, Δ_0 и Θ_{0a} можно определить в процессе юстировки или используя процедуру, описанную в [9] (см. также следующий раздел).

Таким образом, выражения (2), (3), (5), (9) определяют значения Γ_{1j} ($j = 1, 2, \dots, J$), т.е. функцию задержки, необходимую для расчета распределения механических напряжений по сечению образца.

4. Теперь получим выражения для определения функции отклонения лучей, вызванного рефракцией в образце. Функции отклонения можно найти при зондировании объекта пучком лучей, параллельных оптической оси системы и поляризованных перпендикулярно либо параллельно оси объекта. Это позволяет рассчитать профили показателя преломления n_x и n_y соответственно [10]. В обоих случаях непосредственно измеряемой величиной является разность фаз Δ , вносимая компенсатором 5 (рис. 1) между компонентами напряженности

электрического поля, параллельными и перпендикулярными его оси. Угол рефракции луча γ в образце в плоскости YOZ связан с разностью фаз Δ

$$\gamma = \text{arctg} \left[P_m \cdot \Delta / (2\pi f_1 \cdot \sin \Theta_m) + y_0 / f_1 \right], \quad (11)$$

P_m — расстояние вдоль оси компенсатора Бабине, на котором вносимая разность фаз изменяется на $\pm 2\pi$, f_1 — фокусное расстояние объектива \mathcal{L} , y_0 — расстояние от оптической оси системы до линии нулевой фазы компенсатора.

Значение y_0 можно определить в процессе юстировки³ измерительной системы (рис. 1).

Пусть оси поляризатора 2 и компенсатора 7 ориентированы параллельно оси объекта, а ось компенсатора 5 повернута на угол $\Theta_m = \pi/4$ относительно оси OX. В этом случае для интенсивности света на ФП имеем

$$I_j(\Theta) = I_0 \cdot \left\{ 1 + \cos[2\Theta - (\Delta_j + 2\Theta_{0a})] \right\}. \quad (12)$$

Измеряя $I_j(\Theta)$ при повороте анализатора 8 в диапазоне $[0, \pi]$, можно рассчитать фурье-амплитуды (2) интенсивности поля (12) сразу по всему сечению пучка. Они связаны с искомыми значениями Δ_j так:

$$\Delta_j + 2\Theta_{0a} = \varphi_j + k_j \cdot 2\pi, \quad (13)$$

где $k_j = 0, \mp 1, \mp 2, \dots, \varphi_j \in [0, 2\pi]$,

$$\tilde{\varphi}_j = \text{arctg}(I_{js}/I_{jc}), \quad \tilde{\varphi}_j \in [-\pi/2, \pi/2], \quad (14)$$

φ_j получается из $\tilde{\varphi}_j$ стандартным образом путем учета знаков I_{jc}, I_{js} (сравните с (5)).

Для определения k_j снова используем двухволновый метод. В отличие от рассмотрения в разделе 3 здесь будем считать, что значение Θ_{0a} неизвестно. Покажем, что его можно найти, используя результаты двухволновых измерений. Пусть фурье-амплитуды I_{jc}, I_{js} интенсивности (12) получены на двух длинах волн λ_1, λ_2 . Это позволяет рассчитать соответствующие значения $\varphi_{1j}, \varphi_{2j}$ и, используя (13), найти

$$\Delta_{1j} - \Delta_{2j} = \varphi_{1j} - \varphi_{2j} + (k_{1j} - k_{2j}) \cdot 2\pi. \quad (15)$$

Если для Δ_j выполняется условие, аналогичное (7)

$$|\Delta_{1j}| \leq k_{1 \max} \cdot 2\pi \quad (j = 1, 2, \dots, J) \quad (16)$$

и длины волн λ_1, λ_2 выбраны в соответствии с (8), то набег фаз Δ удовлетворяют неравенству

$$|\Delta_{1j} - \Delta_{2j}| < \pi \quad (j = 1, 2, \dots, J). \quad (17)$$

³ Существуют и другие возможности. Например, для осесимметричного объекта функция отклонения должна быть нечетной. Это позволяет найти значение y_0 , используя измеренные значения разности фаз Δ и соотношение (11).

Тогда, используя (15) и (17), можно показать, что

$$\Delta_{1j} - \Delta_{2j} = \begin{cases} \varphi_{1j} - \varphi_{2j}, & \text{если } |\varphi_{1j} - \varphi_{2j}| < \pi, \\ \varphi_{1j} - \varphi_{2j} + 2\pi, & \text{если } \varphi_{1j} - \varphi_{2j} < -\pi, \\ \varphi_{1j} - \varphi_{2j} - 2\pi, & \text{если } \varphi_{1j} - \varphi_{2j} > \pi, \end{cases} \quad (18)$$

т.е. из (15) исключены неизвестные значения k_{1j}, k_{2j} . Для того чтобы найти $\Theta_{0\alpha}$ воспользуемся следующей оценкой значения Δ_{1j} :

$$\tilde{\Delta}_{1j} = (\Delta_{1j} - \Delta_{2j}) / (1 - R), \quad (19)$$

которую можно получить, подставив (6) в (18). Подставляя оценку (19) в (13) и используя тригонометрические функции для исключения неизвестных значений k_{1j} получаем после усреднения по апертуре ФП

$$2\tilde{\Theta}_{0\alpha} = \text{arctg}(s/c) = \text{arctg} \left[\frac{\sum_{j=1}^J \sin(\varphi_{1j} - \tilde{\Delta}_{1j})}{\sum_{j=1}^J \cos(\varphi_{1j} - \tilde{\Delta}_{1j})} \right] \quad (20)$$

и

$$\Theta_{0\alpha} = \begin{cases} \tilde{\Theta}_{0\alpha}, & \text{если } s > 0, c > 0, \\ \tilde{\Theta}_{0\alpha} + \pi/2, & \text{если } c > 0, \\ \tilde{\Theta}_{0\alpha} + \pi, & \text{если } c > 0, s < 0, \end{cases} \quad (21)$$

$\Theta_{0\alpha} \in [0, \pi]$.

Для однозначного задания Δ_{ij} осталось определить k_{1j} . С этой целью запишем (13) для найденных выше значений $\varphi_{1j}, \varphi_{2j}$ и исключим из этих выражений значения Δ_{1j}, Δ_{2j} , используя (6)

$$k_{2j} - R \cdot k_{1j} = [R\varphi_{1j} - \varphi_{2j} + 2\Theta_{0\alpha} \cdot (1 - R)] / 2\pi = d_j. \quad (22)$$

Используя выражения (18) и (22), можно показать, что

$$k_{1j} = \begin{cases} E[d_j / (1 - R) + 0.5], & \text{если } |\varphi_{1j} - \varphi_{2j}| < \pi, \\ E[(d_j + 1) / (1 - R) + 0.5], & \text{если } \varphi_{1j} - \varphi_{2j} < -\pi, \\ E[(d_j - 1) / (1 - R) + 0.5], & \text{если } \varphi_{1j} - \varphi_{2j} > \pi, \end{cases} \quad (23)$$

Итак, выражения (2), (21), (23) и (13) однозначно определяют значения Δ_j и в соответствии с (11) угол γ рефракции луча при зондировании объекта пучком, поляризованным параллельно оси OX .

Если оси поляризатора 2 и компенсатора 7 (рис. 1) ориентированы перпендикулярно оси объекта, а ось компенсатора 5 повернута относительно нее на угол $\Theta_m = \pi/4$, то для интенсивности поля на ФП имеем

$$I_j(\Theta) = I_0 \cdot \left\{ 1 - \cos[2\Theta + (\Delta_j - 2\Theta_{0\alpha})] \right\}. \quad (24)$$

Используя результаты измерения фурье-амплитуд интенсивности поля (24) и повторяя рассуждения этого пункта, можно получить выражения для определения разности фаз Δ_j , вносимой компенсатором 5

при такой поляризации зондирующего пучка и рассчитать функцию отклонения γ по (11).

5. Изложенная выше методика определения функции задержки и отклонения лучей реализована в установке бесконтактного поляризационно-оптического измерения профиля показателя преломления и распределения механических напряжений по сечению неоднородных цилиндрических объектов.

Установка содержит измерительную часть (рис. 1) и систему сбора, обработки и отображения информации, реализованную на базе ПЭВМ. Вращение поляризатора 2, компенсатора Бабиня 5, четвертьволнового компенсатора 7, анализатора 8, турели с узкополосными светофильтрами 9, а также исследуемого образца в кювете 3 при выполнении томографических измерений осуществляется шаговыми двигателями ШДР 711. В качестве ФП используется прибор с зарядовой связью типа К 1200 ЦЛ1, содержащий линейку из 1024 элементов размером 15×15 мкм каждый. Источником света является кинопроекторная лампа К-220-300-2. Поляризатор 2 и анализатор 8 — промышленные пленочные поляризационные светофильтры. Компенсатор Бабиня установлен так, что его линия нулевого сдвига фаз пересекает оптическую ось установки, поэтому разность фаз $\Delta_0 = 0$.

В установке реализованы три режима работы: измерение распределения механических напряжений и профиля показателя преломления при двух взаимно-перпендикулярных поляризациях зондирующего света.

Сбор и обработка информации организованы следующим образом: шаговые двигатели устанавливают оси поляризатора 2, компенсатора 5 и 7 в соответствии с выбранным режимом работы и первый светофильтр ($\lambda_1 = 0.632$ мкм), затем шаговый двигатель вращает анализатор 5 в диапазоне $0 \dots 180^\circ$ с дискретностью $\sim 2^\circ$. Для уменьшения случайных ошибок при каждом дискретном положении анализатора считывание сигнала интенсивности с ФП $I_j (j = 1, 2, \dots, J)$ выполняется несколько раз (~ 10), затем результаты усредняются и используются при вычислении фурье-амплитуд (2) по методу Симпсона. При каждом промежуточном положении анализатора в памяти ПЭВМ хранятся значения частичных сумм, необходимых для вычисления $I_{1j(s)} (j = 1, 2, \dots, J)$. В конечном положении анализатора вычисляются $I_{1j(s)}$ и ψ_{1j} (или φ_{1j}) на первой длине волны. Затем устанавливается второй светофильтр ($\lambda_2 = 0.694$ мкм) и определяются те же величины для второй длины волны. После этого ПЭВМ реализует описанную выше процедуру расчета функций отклонения луча или задержки. Найденная функция используется в преобразовании Абеля для расчета распределения механических напряжений или профиля показателя преломления [1,4]. Для уменьшения влияния неидеальности зондирующего пучка, перед компенсатором 5 устанавливается оптический фильтр — вертикальная щель.

Управление шаговыми двигателями и режимом работы ФП, а также оцифровку измеренных значений интенсивности осуществляет ПЭВМ, связанная с узлами установки аналоговой интерфейсной платой производства СКБ ИРЭ РАН.

На рис. 2 и 3 приведены распределения механических напряжений и показателя преломления в заготовке при зондировании пучком све-

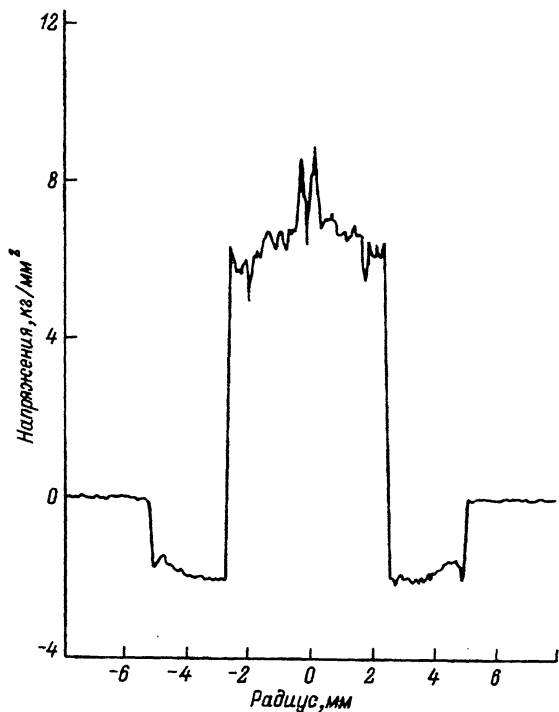


Рис. 2. Распределение осевых механических напряжений по сечению тестовой заготовки (зондирующий пучок поляризован ортогонально оси объекта).

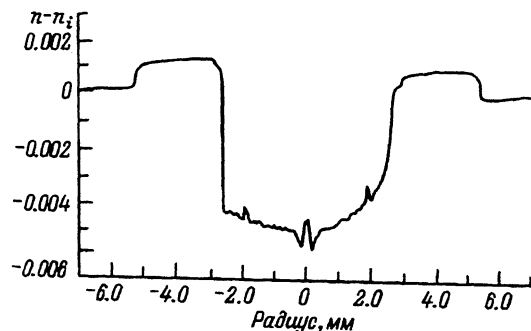


Рис. 3. Профиль показателя преломления тестовой заготовки (зондирующий пучок поляризован ортогонально оси объекта).
 n — показатель преломления объекта,
 $n_i = 1.456$ — показатель преломления иммерсии.

та, поляризационного перпендикулярно оси объекта. Интегральная ошибка измерения напряжений [11] не превышает 5%. Для измерения каждого из приведенных распределений требуется около 5 мин.

Таким образом, описанные выше методы измерения функций задержки или отклонения луча позволили создать универсальную установку для измерения распределения механических напряжений и показателя преломления, характеризующуюся высокими точностью и быстродействием.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-16089).

Список литературы

- [1] *Urbanczyk W., Pietraszkiewicz K.* // Appl. Opt. 1988. Vol. 27. N 19. P. 4117-4122.
 - [2] *Sasaki I., Payne D.N., Mansfield R.J., Adams M.J.* // Proc. 6th Europ. Conf. Opt. Comm. York, 1980. P. 140.
 - [3] P 101 Preform analyzer. Technical description. York Technology.
 - [4] *Chu P.L., Whitebread T.* // Appl. Opt. 1982. Vol. 21. N 23. P. 4241-4245.
 - [5] *Александров И.В., Жаботинский М.Е., Тузов А.Н.* и др. Устройство для поляризационного измерения характеристик прозрачного объекта. Заявка № 5055184/25 на патент РФ от 17.07.92.
 - [6] *Эдельштейн Е.И.* // Исследования по упругости и пластичности. Л., 1963. № 2. С. 153-166.
 - [7] *Александров И.В., Викулов С.П., Жаботинский М.Е.* и др. А.С. СССР. № 1619851. 20.10.86.
 - [8] *Шерклифф Н.* Поляризационный свет. М.: Мир, 1965. 264 с.
 - [9] *Александров И.В., Викулов С.П., Жаботинский М.Е.* и др. А.С. СССР. № 1617325. 08.09.87.
 - [10] *Varnham M.P., Poole S.B., Payne D.N.* // Electron. Lett. 1984. Vol. 20. N 25/26. P. 1034-1035.
 - [11] *Bachmann P.K., Hermann W., Wehr H., Weichert D.H.* // Appl. Opt. 1986. Vol. 25. N 7. P. 1093-1098.
-