

А.В. Хомченко, А.Н. Василенко, И.У. Примак
(Могилев, Беларусь)

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД С БОЛЬШОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Продемонстрирована возможность применения поляризационной интерферометрии для измерения двулучепреломления в неоднородных средах с большой анизотропией. Получены оценки чувствительности метода при исследовании свойств анизотропных материалов.

Ключевые слова: поляризационная интерферометрия, неоднородные анизотропные среды.

The possibility of measuring birefringence in the materials with high anisotropy by polarimetry technique has been demonstrated. The features of the polarimetry application for measuring birefringence in anisotropic materials are considered. Estimates of the sensitivity of the technique are obtained by studying the properties of anisotropic materials of large thickness.

Keywords: polarization interferometry, non-uniform anisotropic materials.

Введение

Интерес к исследованию распространения световых пучков в неоднородных анизотропных средах обусловлен широким спектром применения таких материалов в оптических устройствах, например, градиентно-легированных лазерных сред или закаленного стекла. Для исследования их свойств определенным интерес представляют методы поляриметрии, основанные на эффекте фотоупругости. Поляризационно-оптический метод, предложенный в [1], пригоден для визуализации поля напряжений в большом фрагменте анализируемого объекта. Настоящая работа является развитием исследований, посвященных анализу распределения двулучепреломления в неоднородных анизотропных средах.

1. Поляризационная интерферометрия анизотропных сред

Принципиальная схема установки, используемой для регистрации пространственного распределения интенсивности поляризованного света, приведена в [1].

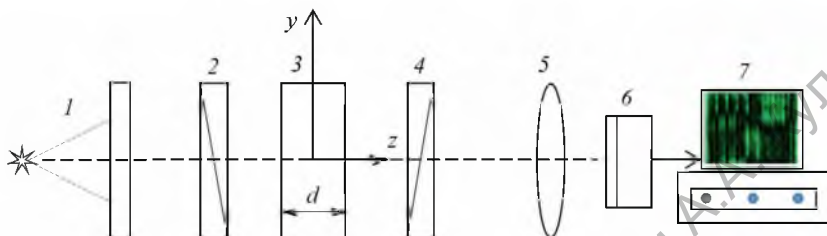


Рис. 1. Принципиальная оптическая схема установки, используемой для регистрации поляризационных интерферограмм: 1 – источник света, 2 – поляризатор, 3 – исследуемый объект, 4 – анализатор, 5 – фокусирующая линза, 6 – фоторегистрирующее устройство, 7 – компьютер

Линейно поляризованный свет с длиной волны 532 нм проходит через неоднородную анизотропную среду 3; при этом состояние его поляризации в каждой точке плоскости (x, y) изменяется в разной степени. После этого пучок проходит через анализатор 4, скрещенный с поляризатором 2, и попадает в фоторегистрирующее устройство 6, подключенное к компьютеру 7. С использованием цифровых фоторегистрирующих устройств стало возможным сканирование образца в плоскости (x, y) в целях установления распределения интенсивности излучения в ней. Регистрируемая при этом интенсивность света в точке с координатами (x, y) описывается выражением [2]

$$I(x, y) = I_p T (\cos^2 \chi - \sin 2\alpha \cdot \sin(2(\alpha - \chi)) \sin^2 \frac{\delta}{2}), \quad (1)$$

где $I(x, y)$ – регистрируемое распределение интенсивности света, прошедшего через неоднородный анизотропный образец; $I_p = I_p(x, y)$ – интенсивность света на выходе из поляризатора; $T = T(x, y)$ – коэффициент, учитывающий отражение света от поверхности образца; $\alpha = \alpha(x, y)$ – угол между оптической осью образца в точке (x, y) и плоскостью пропускания поляризатора; χ – угол между плоскостями пропускания поляризатора и анализатора; $\delta = \delta(x, y)$ – разность фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами.

Обработывая регистрируемые распределения $I(x, y)$, можно восстановить разность фаз δ в каждой точке образца.

$$\delta = 2 \left\{ \arcsin \left[I_{\perp}^{(1)} / (I_{\perp}^{(1)} + I_{\parallel}^{(1)}) + I_{\perp}^{(2)} / (I_{\perp}^{(2)} + I_{\parallel}^{(2)}) \right]^{1/2} + m\pi \right\}, \quad (2)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$; $I_{\perp}^{(1)}, I_{\perp}^{(2)}, I_{\parallel}^{(1)}, I_{\parallel}^{(2)}$ – экспериментально измеренные при определенных условиях распределения интенсивности в плоскости ХОУ.

Зная распределение фазы, из выражения $\delta(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d \cdot \Delta(x, y)$ можно определить двулучепреломление $\Delta(x, y)$ в каждой точке образца и, учитывая его связь с величиной механических напряжений $\Delta\sigma(x, y)$, получить пространственное распределение напряжений в протяженном образце [1]

$$\Delta\sigma(x, y) = \frac{\lambda}{B \cdot \pi \cdot d} \arcsin \left[I_{\perp}^{(1)} / (I_{\perp}^{(1)} + I_{\parallel}^{(1)}) + I_{\perp}^{(2)} / (I_{\perp}^{(2)} + I_{\parallel}^{(2)}) \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где B – фотоупругая постоянная среды, λ – длина волны излучения, d – толщина образца в направлении распространения зондирующего излучения.

2. Измерение разности фаз на основе регистрации рассеянного света

Оптическая разность хода во всех методах поляриметрии измеряется в пределах длины волны применяемого излучения, т. е. измеряется только дробная часть разности хода, что ограничивает область применения поляриметрии. Для нахождения слагаемого $m\lambda$ в выражении (2) и определения полной разности фаз были выполнены измерения пространственного распределения интенсивности рассеянного излучения при сканировании по толщине образца, поперечное сечение которого освещалось узким световым пучком. Представленный подход основан на регистрации пространственного распределения интенсивности света, рассеянного на неоднородностях показателя преломления стекла, и выполнен последующий анализ распределения интенсивности света, рассеянного на неоднородностях показателя преломления в стекле [3].

Рассмотрим процедуру измерений, используемую в таком подходе. Схема установки, позволяющей регистрировать распределение интенсивности рассеянного света, представлена на рисунке 2.

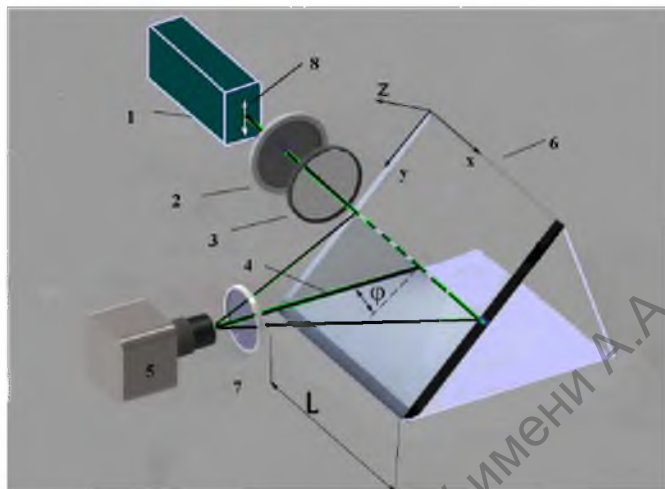


Рис. 2. Принципиальная схема измерительной установки:

- 1 – источник света, 2 – поляризатор, 3 – линза, 4 – регистрируемое излучение, 5 – фотокамера, 6 – исследуемый объект, 7 – фильтр, 8 – направление ориентации плоскости поляризации излучения, прошедшего через поляризатор

Линейно поляризованный световой пучок диаметром 180 мкм от источника 1 при нормальном падении на торец стекла 6 распространяется в нем. В качестве источника света использован твердотельный лазер с длиной волны 532 нм. Рассеянный свет регистрируется фоторегистрирующим устройством 5 в плоскости, перпендикулярной направлению его распространения. Наличие в закаленном стекле флуктуаций показателя преломления является причиной рассеяния света. Области таких флуктуаций, имеющие небольшие размеры, действуют как диполи, рассеивая свет в направлении, перпендикулярном направлению их возбуждения, световой волной. Пространственная модуляция рассеянного света уверенно регистрируется в направлении перпендикулярном направлению распространения зондирующего излучения в анизотропном образце (рис. 3).

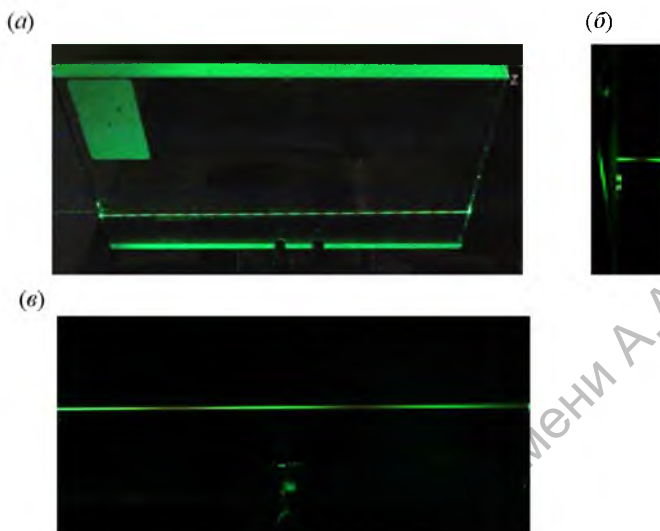


Рис. 3. Пространственная модуляция рассеянного света при его распространении вдоль образца закаленного стекла (а) и его поперечном сечении (б), в исходном незакаленном стекле (в)

Известно, что если направление наблюдения рассеянного света перпендикулярно направлению поляризации падающего на стекло света, то интенсивность рассеянного света определяется как [3]

$$I_{\perp}(z, x) = I_0 \cos^2[0,5k_0 B \sigma(z)x], \quad (4)$$

где I_0 – интенсивность света, падающего на образец.

Вследствие того, что обыкновенная и необыкновенная волны имеют различные фазовые скорости в анизотропном материале, между ними возникает фазовая задержка. Интерференция обыкновенной и необыкновенной волн изменяет состояние поляризации светового пучка при его распространении вдоль образца. При этом набег фаз $\delta = \pi$ возникает на длине x , равной периоду регулярного распределения интенсивности рассеянного света, что позволяет определить параметр m в выражении (2) и избежать неоднозначного определения разности фаз в исследуемом образце.

Оценку механических напряжений $\Delta\sigma$ можно получить на основе анализа зарегистрированного пространственного распределения интенсивности рассеянного света $I_{\perp}(x)$. Как следует из данных, представленных на рисунке 3, эта зависимость является периодической, обработка такой зависимости позволяет определить период T функции $I_{\perp}(x)$. После вычисления периода величину $\Delta\sigma$ можно оценить, используя выражение

$$\Delta\sigma = 2\pi / (k_0VT). \quad (5)$$

В соответствии с результатами обработки данных, представленных на рисунке 3 а, распределение интенсивности имеет период $T = 6,1$ мм. При этом оцениваемое значение напряжений составило 318 Мпа, а для незакаленного стекла (рис. 3 в) $T = 108$ мм и $\Delta\sigma = 38$ МПа.

Заключение

Таким образом, используя предложенный подход, основанный на анализе зарегистрированного распределения интенсивности рассеянного света, можно оценить механические напряжения в закаленном стекле и сделать оценки значений растягивающих и сжимающих напряжений в стекле, а также поверхностных напряжений. Показано, что распределение остаточных напряжений в закаленных стеклах является существенно неоднородным. Сравнение результатов измерений с данными теоретических расчетов указывает на их удовлетворительную корреляцию в центральной области стеклянной пластины. Представленные результаты свидетельствуют о том, что предложенный подход позволяет корректно оценивать пространственное распределение разности фаз в неоднородной среде с большой анизотропией.

Литература:

1. Хомченко, А.В. Измерение распределения разности фаз при линейном двулучепреломлении в твердых телах с внутренними напряжениями / А.В. Хомченко, И.У. Примак, А.Н. Василенко // Известия ГГУ им. Ф. Скорины. Естественные науки – 2016. – Т. 96, № 3, – С. 124–130.
2. Оптические свойства кристаллов / А.Ф. Константинова [и др.]. – Мн. : Наука и техника, 1995. – С. 88–94.
3. Hödemann, S. Scattered laser light fringe patterns for stress profile measurement in tempered glass plates / S. Hödemann [et al] // European Journal Glass Scientific Technology, A. – 2014. – Vol. 55, № 3. – P. 90–95.