

Безабберационная интерферометрия большого бокового сдвига

© А.И. Буть, А.М. Ляликов

Гродненский государственный университет им. Янки Купалы,
230023 Гродно, Белоруссия
e-mail: amlialikov@grsu.by

(Поступило в Редакцию 8 декабря 2009 г.)

Рассмотрена возможность повышения степени компенсации остаточных aberrаций в голографической интерферометрии большого бокового сдвига посредством использования нескольких опорных голограмм, записанных при различных величинах бокового сдвига. Такая методика компенсации aberrаций была использована для визуализации распределения полей изменений показателя преломления в стеклянных образцах разных размеров и формы, возникающих при термическом воздействии на них.

Введение

Сдвиговые интерферометры при исследовании различных параметров фазовых объектов, а также непрозрачных, диффузно рассеивающих поверхностей в неблагоприятных условиях, связанных с вибрациями и проблемами формирования опорного пучка, обладают неоспоримыми преимуществами по сравнению с двулучевыми интерферометрами [1–7]. Особенно перспективны сдвиговые интерферометры в производственных условиях при контроле качества различных оптических элементов [2]. При величине бокового сдвига, превышающей линейные размеры исследуемого объекта, интерференционные картины интерпретируются как двулучевые интерферограммы с опорной волной. В этом случае сдвиговую интерферометрию по праву можно называть интерферометрией большого сдвига, а ее голографический вариант — голографической интерферометрией большого сдвига [8,9]. При этом следует отметить, что реализация в сдвиговой интерферометрии наложения возмущенного исследуемым объектом участка волнового фронта на невозмущенный участок имеет много общего с перспективными однолучевыми интерферометрами [7]. Интерферометрия большого бокового сдвига нашла свое практическое применение при исследовании фазовых объектов с малыми поперечными размерами [10], а также при контроле качества оптических элементов [11,12].

В работах [8,9,11,12], посвященных развитию метода интерферометрии большого бокового сдвига, снижение влияния систематической составляющей погрешности измерений, обусловленной aberrациями оптической схемы, осуществлялось за счет использования высококачественных элементов интерферометра. В голографическом варианте данного метода [10] полная компенсация aberrаций оптической системы реализовалась только для определенного фиксированного бокового сдвига и происходила на этапе оптической обработки пары голограмм. При интерферометрическом исследовании фазовых объектов в часто встречающихся случаях требуется отображать измеряемые параметры объекта в реальном

времени. Если для двулучевой голографической интерферометрии с опорной волной исключение систематической составляющей погрешности измерений, возникающей из-за aberrаций оптической системы, достигается в техническом плане достаточно просто [13–16], то в сдвиговой интерферометрии при изменении величины сдвига в процессе измерений исключение систематической составляющей погрешности измерений традиционными способами на стадии отображения оптических неоднородностей фазового объекта происходит не достаточно полно. Это связано с остаточными aberrациями.

В настоящей работе для расширения измерительных возможностей интерферометрии большого бокового сдвига за счет произвольного регулирования величины сдвига в процессе отображения оптических неоднородностей фазовых объектов предложено повысить степень компенсации остаточных aberrаций посредством использования нескольких опорных голограмм, записанных при различных значениях бокового сдвига.

Аберрации интерферометра большого бокового сдвига

В голографической интерферометрии при отображении в реальном времени оптических неоднородностей исследуемого фазового объекта исключение aberrаций оптической схемы реализуется за счет использования опорной голограммы, т.е. голограммы, записанной без исследуемого объекта [13]. Такой подход исключения систематической составляющей погрешности измерений для интерферометрии большого бокового сдвига ограничивает возможности изменения величины сдвига в процессе отображения оптических неоднородностей фазового объекта.

При получении интерференционной картины, отображающей оптические неоднородности фазового объекта, световая волна, прошедшая исследуемый фазовый объект, разделяется по амплитуде на две волны, при наложении которых одна смещается относительно другой, например, вдоль оси x на величину s . Распределение комплексных амплитуд интерферирующих волн имеет

вид

$$A_1(x, y) = a_1 \exp\{i[\varphi(x, y) + \varepsilon(x, y)]\}, \quad (1)$$

$$A_2(x, y) = a_2 \exp\{i[\varphi(x + s, y) + \varepsilon(x + s, y)]\}, \quad (2)$$

где a_1, a_2 — действительные амплитуды первой и второй волн, $\varphi(x, y)$ и $\varepsilon(x, y)$ — изменения фазы световой волны вследствие прохождения ею фазового объекта и из-за aberrаций оптической схемы соответственно. Распределение освещенности в интерференционной картине, отображающей оптические неоднородности, определяется как

$$I(x, y) \approx 1 + \cos[\varphi(x, y) - \varphi(x + s, y) + \varepsilon(x, y) - \varepsilon(x + s, y)]. \quad (3)$$

Для интерферометрии большого бокового сдвига обязательным условием является выполнение соотношения величины бокового сдвига s и линейных размеров исследуемого фазового объекта вдоль оси x , т.е. $s \geq l_x$. При выполнении данного условия имеем

$$I(x, y) \approx 1 + \cos[\varphi(x, y) + \Delta\varepsilon(x, s)], \quad (4)$$

где величина остаточных aberrаций $\Delta\varepsilon(x, s)$ зависит от величины бокового сдвига s и согласно (3), определяется выражением

$$\Delta\varepsilon(x, s) = \varepsilon(x, y) - \varepsilon(x + s, y). \quad (5)$$

Из выражения (5) следует, что изменение величины бокового сдвига s приводит к изменению величины остаточной aberrации $\Delta\varepsilon(x, s)$, характеризующей систематическую составляющую ошибки при отображении в интерферограмме (4) оптических неоднородностей фазового объекта. Оптические неоднородности фазового объекта определяются функцией $\varphi(x, y)$. Как показывает практика, увеличение бокового сдвига в большинстве случаев приводит к росту величины остаточных aberrаций. Кроме роста значения остаточных aberrаций при увеличении бокового сдвига происходит ухудшение видности интерференционных полос в результирующей картине. Ухудшение видности полос связано с ограничением степени пространственной когерентности излучения источника света. Для лазерных источников света, генерирующих основную поперечную моду низшего порядка, ТЕМ₀₀, данное проявление ухудшения видности полос минимально [17]. Поэтому задание максимальной возможной величины бокового сдвига в интерферометре для выполнения условия $s \geq l_x$ нецелесообразно.

Оптимальной с точки зрения максимальной визуализируемой площади и минимального значения остаточных aberrаций, а также с точки зрения обеспечения высокого качества интерференционной картины, является величина бокового сдвига, соответствующая линейным поперечным размерам исследуемого объекта, т.е. $s = l_x$. Поэтому в процессе визуализации оптических неоднородностей целесообразно согласовывать величину бокового сдвига с поперечными размерами фазового

объекта. Непостоянство поперечных размеров фазовых объектов обычно наблюдается при исследовании в реальном времени процессов тепло- и массопереноса, а также при производственном контроле оптики различных поперечных размеров.

Традиционным способом компенсации aberrаций в голографической интерферометрии реального времени является использование на стадии отображения оптических неоднородностей в схеме интерферометра опорной голограммы, записанной без исследуемого объекта. В сдвиговой голографической интерферометрии реального времени также используется опорная голограмма, записанная при определенной величине бокового сдвига s_h . Коэффициент амплитудного пропускания такой голограммы следующий:

$$\tau_0(x, y) \approx \{1 + \cos[2\pi\nu x + \varepsilon(x + s_h, y)]\}, \quad (6)$$

где ν — несущая частота полос голограммы в частном случае их ориентации перпендикулярно оси x . Данная голограмма в зависимости от типа носителя обрабатывается на месте или после обработки устанавливается в прежнее место. Обычно точность установки опорной голограммы дополнительно контролируется по получению интерференционной картины в полосах бесконечной ширины [13].

После помещения исследуемого фазового объекта в интерферометр опорную голограмму освещают световыми волнами, участвующими при ее записи, без изменения геометрии оптической схемы. Интерференционная картина с компенсацией aberrаций, отображающая в реальном времени оптические неоднородности фазового объекта в полосах бесконечной ширины, будет иметь вид

$$I(x, y) \approx 1 + \cos[\varphi(x, y)]. \quad (7)$$

Однако если в процессе отображения оптических неоднородностей фазового объекта произойдет изменение сдвига s_h волновых фронтов световых волн, освещающих опорную голограмму дополнительно на величину Δs , то в интерференционной картине (7) возникнут дополнительные aberrации, определяемые разностью $|\varepsilon(x + s_h, y) - \varepsilon(x + s_h + \Delta s, y)|$.

Данные aberrации искажают ход интерференционных полос. Очевидно, если возникшие остаточные aberrации превысят допустимое значение, то при отображении оптических неоднородностей фазового объекта возникнут погрешности, которые необходимо исключить.

Таким образом, проведенный анализ остаточных aberrаций в голографической интерферометрии большого бокового сдвига, возникающих при изменении величины бокового сдвига, показывает, что для полного их исключения использования только одной опорной голограммы не достаточно.

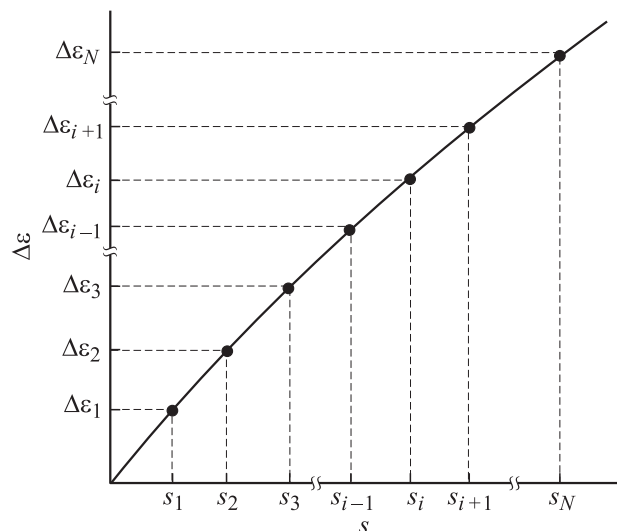


Рис. 1. График приблизительной зависимости величины остаточных aberrаций от сдвига.

Особенности записи опорных голограмм

Покажем возможность компенсации остаточных aberrаций в интерференционных картинах до определенного уровня, например 0.2π , что соответствует искривлению интерференционной полосы на 0.1 периода. Данный уровень остаточных aberrаций считается допустимым при визуализации оптических неоднородностей в фазовом объекте [13].

Предположим, что при интерферометрическом отображении в реальном времени оптических неоднородностей фазового объекта величина бокового сдвига изменяется в интервале от s_a до s_N . В этом случае, согласно выражению (5), величина остаточных aberrаций при отображении оптических неоднородностей фазового объекта в интерференционной картине (4) также будет изменяться, и тем самым вносить дополнительные погрешности в виде искажения интерференционных полос. Предположим, что функция $\Delta\epsilon(x, s)$, описывающая остаточные aberrации, монотонно возрастает в интервале $[s_1, s_N]$ и принимает значения $[\Delta\epsilon_1, \Delta\epsilon_N]$. На рис. 1 приведен график приблизительной зависимости величины остаточных aberrаций $\Delta\epsilon(x, s)$ от сдвига s .

Разобьем интервал $[s_1, s_N]$ на N зон таким образом, что для любого значения s_i с четным индексом справедливо соотношение

$$\begin{aligned} |\Delta\epsilon_{i+1} - \Delta\epsilon_i| &\leq 0.2\pi, \\ |\Delta\epsilon_i - \Delta\epsilon_{i+1}| &\leq 0.2\pi. \end{aligned} \quad (8)$$

В этом случае очевидно, что если использовать голографический вариант компенсации aberrаций с одной опорной голограммой, записанной при величине сдвига s_i , остаточными aberrациями можно пренебречь только при изменении бокового сдвига в интервале $[s_{i-1}, s_{i+1}]$.

Очевидно, что если записать серию опорных голограмм вида (6) при различных боковых сдвигах, соответствующих ширине зоны s_i с четным индексом, т.е. равных s_2, s_4, \dots , то для любого сдвига в интервале $[s_1, s_N]$ при использовании соответствующей голограммы можно отображать оптические неоднородности с величиной остаточных aberrаций, удовлетворяющих условию (8).

Экспериментальная апробация

Рассмотренная методика компенсации aberrаций была использована для визуализации в реальном времени методом голографической интерферометрии большого бокового сдвига качественного распределения полей изменений показателя преломления в стеклянных образцах разных размеров и формы, возникающих при термическом воздействии на образцы.

На рис. 2 приведена оптическая схема экспериментальной установки для визуализации распределения полей изменения показателя преломления в оптических элементах. Излучение гелий-неонового лазера (ЛГН-212) 1 зеркалом 2 направлялось в оптическую ветвь формирования объектного светового пучка, образованную парой телескопических систем 3, 4 и 6, 7. Первая телескопическая система (3, 4) служила для формирования светового пучка необходимых размеров, согласованных с размерами исследуемой оптической пластины 5, а вторая (6, 7) — для уменьшения размеров светового пучка, вводимого в малогабаритный интерферометр бокового сдвига 8.

Необходимость использования для компенсации aberrаций опорных голограмм, записанных при различных величинах сдвига, была обусловлена зависимостью величины aberrаций в оптической схеме экспериментальной установки от величины сдвига. На рис. 3 приведены интерференционные картины в полосах бесконечной ширины, наблюдаемые в плоскости 9 (рис. 2), при величинах бокового сдвига 2.5, 5 и 15 mm. Данные

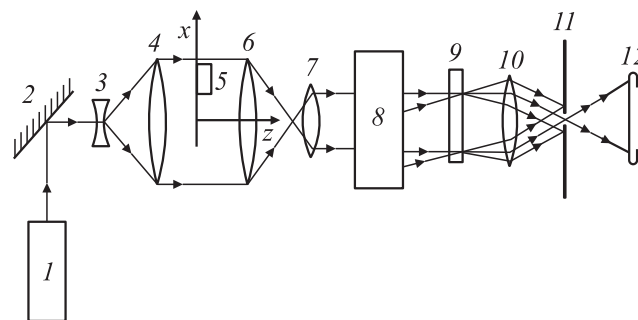


Рис. 2. Оптическая схема экспериментальной установки: 1 — гелий-неоновый лазер; 2 — зеркало; 3, 4 — телескопическая система; 5 — исследуемый стеклянный образец; 6, 7 — телескопическая система; 8 — малогабаритный интерферометр бокового сдвига; 9 — опорная голограмма; 10 — объектив; 11 — диафрагма с отверстием; 12 — плоскость наблюдения интерференционной картины.

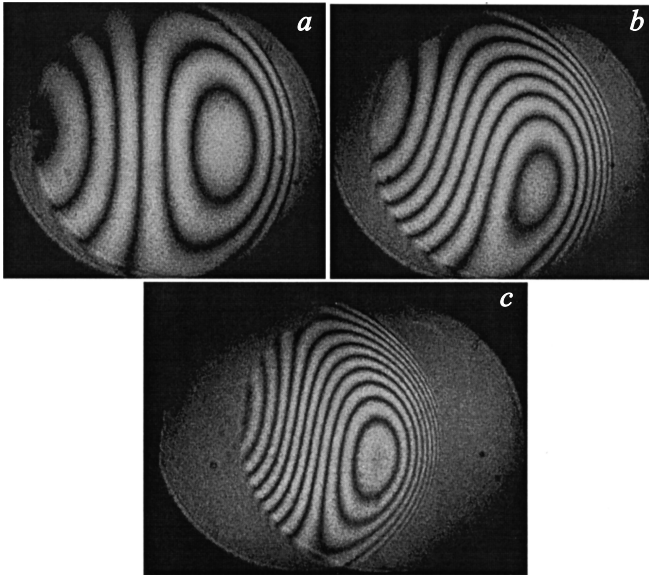


Рис. 3. Интерференционные картины в полосках бесконечной ширины, характеризующие aberrации оптической схемы экспериментальной установки, при величине бокового сдвига 2.5 (a), 5 (b) и 15 (c) mm.

интерференционные картины свидетельствуют о монотонном росте aberrаций от величины бокового сдвига s .

На первом этапе исследований записывалась серия опорных голограмм с различной величиной бокового сдвига при отсутствии в ветви объектного светового пучка исследуемых образцов 5 (см. рис. 2).

Возможны два варианта записи серии опорных голограмм с различной величиной бокового сдвига. В первом случае опорные голограммы записываются поочередно на отдельных носителях. Во втором случае для записи и дальнейшего удобства быстрой установки соответствующей опорной голограммы в схему можно использовать методику записи серии голограмм на одном общем носителе [18]. В этом случае значительно упрощается юстировка оптической схемы при замене одной опорной голограммы, записанной с одним сдвигом волновых фронтов, на другую голограмму, записанную с другим сдвигом.

Исследовалась динамика распределения полей изменения показателя преломления в стеклянных образцах — полей, возникающих в процессе термического воздействия от контактного нагревателя. Образцы были изготовлены из стекла в форме параллелепипеда размером $3 \times 8 \times 45$, $5 \times 15 \times 35$ и $10 \times 12 \times 35$ mm. Несмотря на то что требовалось визуализировать динамику развития полей показателя преломления, возникающего в образце при термическом воздействии от контактного нагревателя на три основные грани, интерферометр для каждого образца настраивался дважды. Для проведения исследований трех представленных образцов требовалось шесть опорных голограмм,

записанных в интерферометре (рис. 2) со сдвигам 3 и 8 mm для первого образца, 5 и 15 mm для второго, 10 и 12 mm для третьего. Оптический держатель для крепления регистрирующей среды для записи опорных голограмм 9 (рис. 2) имел возможность контролируемого разворота среды вокруг оптической нормали к плоскости интерферограммы. Опорные голограммы записывались на одном общем носителе с разворотом регистрирующей среды перед записью последующей голограммы на угол 30° . На один общий носитель записывались шесть опорных голограмм. В качестве регистрирующей среды использовалась высокоразрешающая фотографическая пленка ФГ-690. После химической обработки опорная многоэкспозиционная голограмма устанавливалась обратно в держатель в фиксированное положение, строго соответствующее ее положению при записи. На рис. 4 приведена фотография дифракционного спектра такой голограммы, наблюдаемого в задней фокальной плоскости объектива 10 (рис. 2) при освещении общего носителя одним пучком света. Центральный максимум соответствует прямо прошедшему световому пучку и является общим нулевым порядком дифракции для любой голограммы. Каждая пара боковых максимумов, расположенных на прямой, проходящей через центральный максимум, соответствует порядкам ± 1 дифракции пучков света на соответствующей опорной голограмме.

На втором этапе исследований стеклянный образец помещали в схему установки в положение 5 (см. рис. 2) и ориентировали соответствующим образом. При восстановлении интерференционных картин в зависимости от исследуемого образца и направления визуализации распределение полей изменения показателя преломления интерферометром 8 (рис. 2) задавался боковой сдвиг в плоскости 9 между световыми пучками, равный ширине соответствующей грани исследуемого образца 5. Носитель опорных голограмм разворачивался в положение, при котором записывалась опорная голограмм-

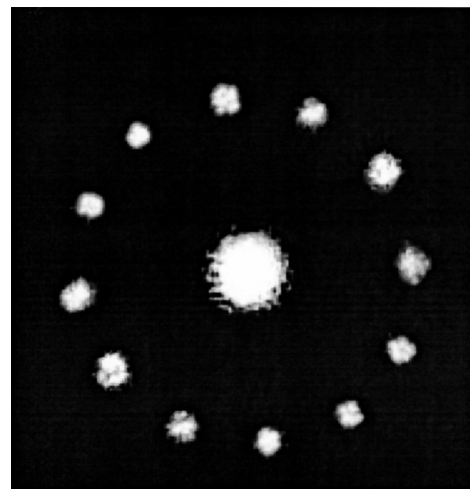


Рис. 4. Дифракционный спектр записанных на одном общем носителе шести опорных голограмм.

ма с величиной сдвига, соответствующего сдвигу при восстановлении интерференционных картин. При правильной установке опорной голограммы один из прямо прошедших носителей пучков, а также дифрагированный в 1-й порядок, будут распространяться по одному пути. Посредством отверстия в диафрагме 11 (рис. 2) эти пучки выделялись от других, и в плоскости 12, оптически сопряженной с опорной голограммой, а также с исследуемым образцом 5, образовывали два смещенных на величину бокового сдвига изображения исследуемого образца, промодулированные интерференционной картиной в полосах бесконечной ширины.

Так как все исследуемые стеклянные образцы имели клиновидность разной степени, то в плоскости 12 на изображениях образца наблюдались интерференционные полосы конечной ширины. Для упрощения визуализации динамики изменения показателя преломления в исследуемом образце с такой клиновидностью изменялся угол пучка падения на опорную голограмму таким образом, чтобы в зоне одного из изображений образца наблюдалась бесконечно широкая интерференционная полоса. Такой случай настройки приведен на фотографии (рис. 5) для настройки картины в правом изображении образца ($5 \times 15 \times 35$ mm) на светлое (рис. 5, *a*) и темное (рис. 5, *b*) поле. Зондирование объектным световым пучком осуществлялось через боковую грань 5×35 mm, а сдвиг волновых фронтов световых пучков составил 5 mm. После настройки интерференционных картин (рис. 5) экспериментальная установка была готова к проведению исследований.

На рис. 6 приведены интерференционные картины, визуализирующие в реальном времени динамику развития изменения показателя преломления $n(x, y, z)$ в стеклянном образце через определенные промежутки времени. При настройке интерференционной картины на темную бесконечно широкую полосу темной полосы отображают области образца, для которых оптический путь луча в образце, в направлении оси z , удовлетворяет уравнению

$$\int_0^z [n(x, y, z) - n_0] dz = N\lambda, \quad N = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (9)$$

где n_0 — значения показателя преломления в термически невозмущенной зоне образца, λ — длина волны зондирующего излучения, равная 683 nm.

На последней интерференционной картине (рис. 6, *e*) приведено устоявшееся распределение поля изменения показателя преломления в образце, характерное для данного образца и параметров термического воздействия, приблизительно через 40 s после его начала. Нагреватель размещался в контакте с левой гранью образца (15×35 mm).

Так как при образовании сдвиговой интерференционной картины происходило наложение левого изображения образца, сформированного первым световым пучком, с возмущенным волновым фронтом второго

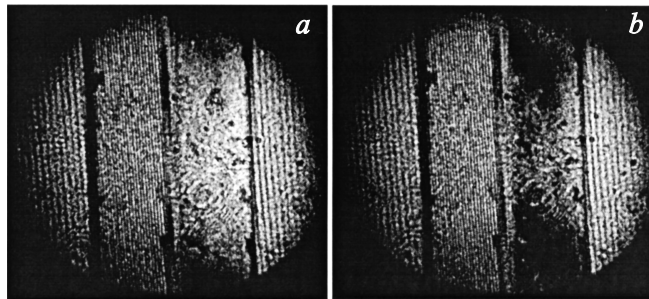


Рис. 5. Интерференционные картины, иллюстрирующие настройку полос в правом изображении образца на светлое (*a*) и темное (*b*) поле.

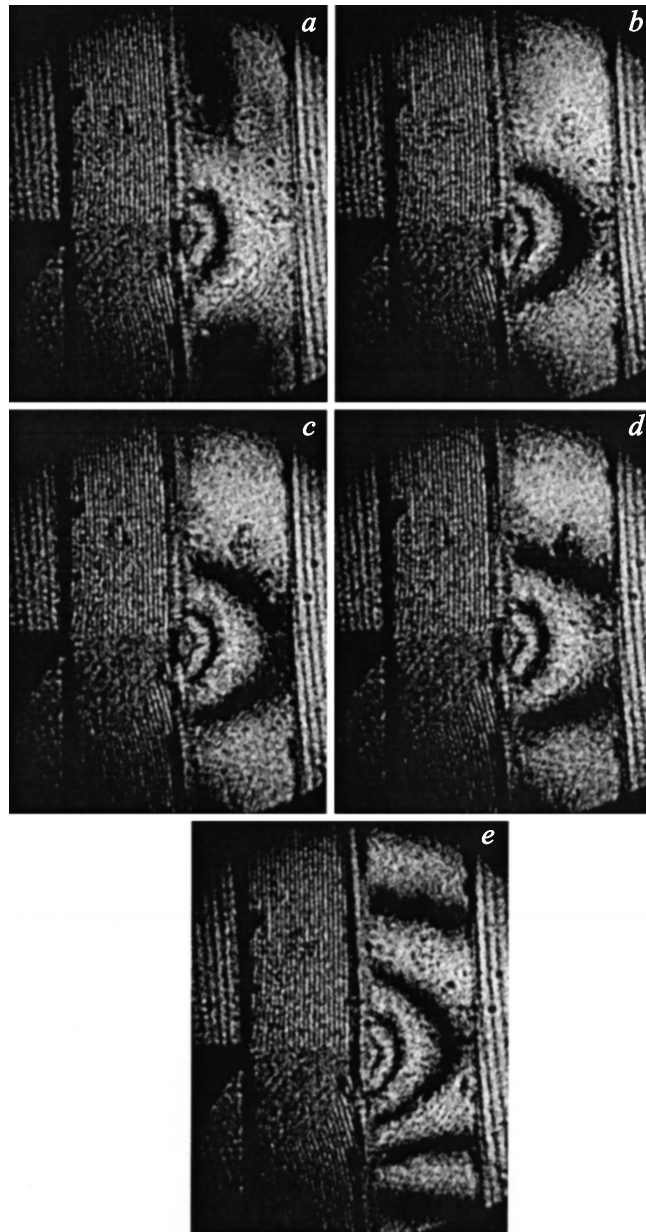


Рис. 6. Интерференционные картины, визуализирующие в реальном времени динамику изменения показателя преломления $n(x, y, z)$ при нагревании стеклянного образца, сфотографированные через промежутки времени 3 (*a*), 6 (*b*), 9 (*c*), 12 (*d*) и более 40 s (*e*) после начала термического воздействия.

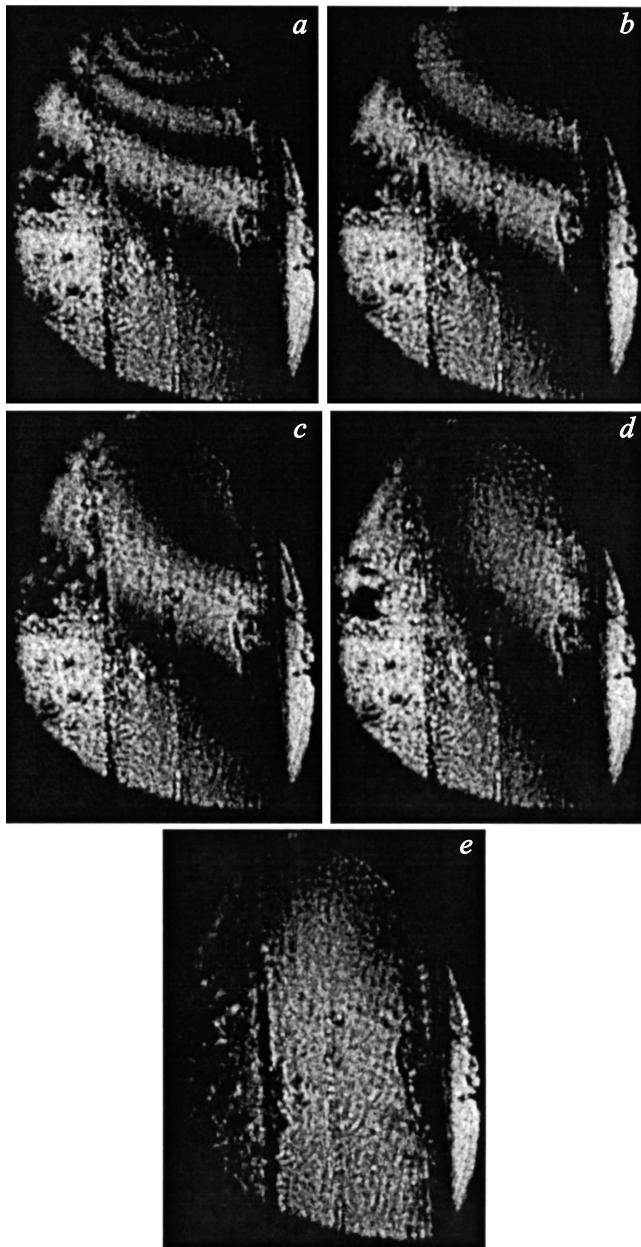


Рис. 7. Интерференционные картины, визуализирующие в реальном времени распределение изменения показателя, по истечении 40 s после начала термического воздействия (*a*) и после, через 6 (*b*), 12 (*c*), 24 (*d*) и 40 (*e*) s после прекращения термического воздействия.

светового пучка из-за нагревателя, то это изображение образца для визуализации не использовалось.

На рис. 7 приведены интерференционные картины, визуализирующие в реальном времени распределение изменения показателя преломления в этом же образце, но ориентированным таким образом, что объектный световой пучок проходил через боковую грань (15×35 mm). При этом интерферометром задавался сдвиг, равный 15 mm, и использовалась соответствующая опорная голограмма. Нагреватель размещался в

контакте с верхней гранью. На первой фотографии (рис. 7, *a*) представлена интерференционная картина для устоявшегося распределения поля изменения показателя преломления в образце, наблюдавшегося через 40 s после начала термического воздействия. Затем нагреватель убирал и происходило выравнивание температуры и показателя преломления по всему образцу. На следующих фотографиях представлены интерференционные картины, визуализирующие данный процесс во времени. По истечении 40 s величина изменения оптического пути луча по всей визуализируемой области образца не превышала 0.25λ .

Заключение

В заключение отметим, что целью экспериментальной апробации рассмотренной методики компенсации аберраций в интерферометрии большого бокового сдвига являлась качественная оценка распределения показателя преломления в исследуемых образцах при термическом воздействии или прекращении воздействия на образец. Данные результаты необходимы были для оптимизации конструкции нагревателя, формы образцов для измерения термооптических и термомеханических характеристик прозрачных объектов. Следует отметить, что в случае количественной оценки процессов, происходящих в исследуемых образцах, схема экспериментальной установки может быть дополнена системой цифровой обработки интерференционной картины с соответствующим программным обеспечением.

Список литературы

- [1] Нагибина И.М. Интерференция и дифракция света. Л.: Машиностроение, 1985. 332 с.
- [2] Оптический производственный контроль / Под ред. Д. Малакары. М.: Машиностроение, 1985. 400 с.
- [3] Ramirez C., Strojnik M. // Opt. Com. 2008. Vol. 281. N 3. P. 347–355.
- [4] Shukla R.P. et al. Opt. and Laser Techn. 2007. Vol. 39. N 2. P. 338–346.
- [5] Toulon B. et al. // Opt. Com. 2007. Vol. 279. N 2. P. 240–243.
- [6] Liu X., Gao Y., Chang M. // Opt. and Lasers in Eng. 2009. Vol. 47. N 9. P. 926–934.
- [7] Ferrari J.A., Frius E.M. // Appl. Opt. 2002. Vol. 41. N 25. P. 5313–5316.
- [8] Ляликов А.М. // Квант. электрон. 2005. Т. 35. N 3. С. 290–292.
- [9] Ляликов А.М. // Опт. и спектр. 2005. Т. 99. N 1. С. 151–155.
- [10] Лявшук И.А., Ляликов А.М. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 11. С. 72–76.
- [11] Ляликов А.М. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 4. С. 66–71.
- [12] Ляликов А.М. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 9. С. 78–82.
- [13] Зейликович И.С., Спорник Н.М. Голографическая диагностика прозрачных сред. Минск: Университетское изд-во, 1988. 2008 с.

- [14] *Gesualdi M.R.R., Soga D., Muramatsu M.* // Opt. and Lasers in Eng. 2006. Vol. 44. N 1. P. 56–67.
- [15] *Gesualdi M.R.R., Soga D., Muramatsu M.* // Opt. and Laser Techn. 2007. Vol. 39. N 1. P. 98–104.
- [16] *Cai M., Liu D.* // Int. J. Rock Mechanics and Mining Sci. 2009. Vol. 46. N 1. P. 59–68.
- [17] *Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л.* Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 686 с.
- [18] *Ляликов А.М.* // Опт. и спектр. 2006. Т. 100. № 3. С. 511–515.