

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
А В Т О М Е Т Р И Я

№ 4

1993

УДК 621.378 : 681.33

Л. А. Борняк, А. В. Логинов, П. М. Меднис, В. Н. Сарнадский
(Новосибирск)

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ПРАКТИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Рассматриваются интерференционно-оптические методы обработки информации о пространственно-временных параметрах ряда физических явлений, представленной в форме универсального оптического сигнала — интерферограммы. Наряду с рассмотрением традиционных методов обработки интерферограмм, представлены методы, основанные на дополнительной временной и пространственной модуляции, и методы пространственной частотометрии. Предложены некоторые новые методы фазометрии. Рассмотрен пример цифрового анализа интерферограмм, имеющий практическую значимость.

Введение. В измерительной технике в настоящее время широко применяются следующие интерференционно-оптические методы: обычная (классическая) и голографическая интерферометрия, спекл-интерферометрия, спекл-фотография, фотоупругость, муар и методы проекции полос. Указанные методы преобразовывают информацию о пространственно-временных параметрах физических явлений в универсальный оптический сигнал, представляющий собой некоторую систему полос, называемую интерферограммой. Интерферограмма позволяет измерять ряд практически важных параметров: перемещения и деформации точек поверхности объектов, микро- и макрорельеф поверхностей, распределение амплитуд вибро смещений, фазовые неоднородности прозрачных сред, каустики и другие. Перспективы развития и применения интерференционно-оптических методов огромны. Прогресс в развитии указанных измерительных методов непосредственно связан с разработкой необходимых аппаратных средств автоматизации исследований, методов и алгоритмов обработки интерферограмм. Наряду с развитием классического подхода, основанного на выделении координат полос, значительные успехи в решении задач автоматизации обработки достигнуты в двух направлениях: для интерферограмм с дополнительной временной фазовой модуляцией и интерферограмм с несущей частотой (дополнительной пространственной фазовой модуляцией). Тем не менее проблема не закрыта, разработка новых методов и алгоритмов продолжается. Настоящий обзор посвящен анализу некоторых физических принципов, лежащих в основе обработки интерферограмм, как реализованных, так и потенциально возможных.

Формирование и принципы обработки интерферограмм. Рассмотрим процесс формирования интерферограммы в рамках двухлучевой интерференции. Пусть в плоскости наблюдения (x, y) в некоторой точке $P(x, y)$ заданы в момент времени t когерентные оптические поля:

$$E_1(x, y, t) = E_{10} \exp[i(\omega t + \varphi_1)], \quad E_2(x, y, t) = E_{20} \exp[i(\omega t + \varphi_2)], \quad (1)$$

где ω — частота, E_{10} и E_{20} — амплитуды, φ_1 и φ_2 — фазы. Указанные комплексные амплитуды и фазы оптических полей зависят, вообще говоря, от координат точки наблюдения, а также от параметров, связанных как с источниками полей, так и с характеристиками среды, через которую эти поля проходили. Источниками полей могут быть реальные когерентные источники света либо поля, полученные в процессе восстановления изображений в пло-

скости регистрации (x, y) . Так, известно, что голограмма, полученная в простейшем варианте двухэкспозиционной интерферометрии, позволяет восстановить одновременно оптические поля, соответствующие двум разным состояниям одного и того же объекта, в частности до и после деформации этого объекта.

Интерферограмма, образованная полями (1), непосредственно определяется интенсивностью суммарного поля, которая пропорциональна квадрату модуля этой суммы

$$|E_1 + E_2|^2 = |E_{10}|^2 + |E_{20}|^2 + E_{10}E_{20}^* e^{i\Phi} + E_{10}^* E_{20} e^{-i\Phi}. \quad (2)$$

Первые два слагаемых в (2) имеют смысл величин, определяющих суммарную интенсивность двух накладываемых независимых изображений, последние два слагаемых определяют изменение интенсивности интерферирующих волн в зависимости от разности фаз Φ , несущей информацию об изменении состояния объекта:

$$\Phi = \varphi_2 - \varphi_1. \quad (3)$$

Таким образом, распределение интенсивности на интерферограмме имеет характерный вид:

$$I(x, y) = B(x, y) + Z(x, y) + Z^*(x, y), \quad (4)$$

где

$$B(x, y) = |E_{10}|^2 + |E_{20}|^2 \quad (5)$$

и

$$Z(x, y) = E_{10}E_{20}^* \exp(i\Phi), \quad (6)$$

$$Z^*(x, y) = E_{10}^* E_{20} \exp(-i\Phi).$$

Отметим, что в формулах (4)–(6) коэффициент пропорциональности, связывающий интенсивность с квадратом модуля поля, для простоты выбран равным единице.

Выражение для интенсивности можно представить также в виде

$$I(x, y) = B(x, y) + A(x, y)\cos\Phi + i(C - C^*)\sin\Phi, \quad (7)$$

где функция $B(x, y)$ находится из ранее приведенного соотношения (5), а функции $A(x, y)$ и $C(x, y)$ определены как

$$A = C + C^*, \quad C = E_{10}E_{20}^*, \quad C^* = E_{10}^* E_{20}. \quad (8)$$

В случае действительных амплитуд полей (1) выражения (8) упрощаются, поскольку $C = C^* = E_{10}E_{20}$ и $A = 2E_{10}E_{20}$. Тогда (7) преобразуется к виду

$$I(x, y) = B(x, y) + A(x, y)\cos\Phi. \quad (9)$$

Действительность амплитуд полей означает, что не учитывается возможное различие поляризаций. Оба представления интенсивности (4) и (9) широко используются в практической работе. Во всех случаях распределения $A(x, y)$, $B(x, y)$ и $C(x, y)$ не несут существенной информации. Основным сигналом, сильно меняющим значение интенсивности, является фазовое распределение $\Phi(x, y)$, связанное известной зависимостью с физическими параметрами исследуемого объекта. Так, для случая напряженно-деформированного состояния уравнения интерпретации интерференционных полос имеют следующий вид [1–3]:

в голографической интерферометрии:

$$\Phi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \Gamma_{3D}(s_n - s_0), \quad (10)$$

в фотоупругости:

$$\Phi(x, y) = \frac{\pi t_0}{\lambda} K(\sigma_1 - \sigma_2), \quad (11)$$

в муаровых методах:

$$\Phi(x, y) = \frac{\pi \Gamma_{2D} p}{|p|^2}, \quad (12)$$

в спекл-интерферометрии:

$$\Phi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} (1 + \cos\Theta)w, \quad \Phi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \Gamma_{2D}(s_2 - s_1) + \pi. \quad (13)$$

В формулах (10)–(13) введены обозначения: λ — длина волны света, Γ_{3D} — трехмерный вектор перемещения, s_n, s_0 — векторы наблюдения и освещения соответственно, t_0 — толщина образца, K — константа фотоупругости, σ_1, σ_2 — главные напряжения, Γ_{2D} — двумерный вектор перемещения в плоскости, p — вектор раstra, Θ — угол освещения, w — нормальная компонента перемещений, s_1, s_2 — векторы освещения.

Выше было рассмотрено формирование идеальной интерферограммы. Реально существующие импульсные шумы и шумы изображений диффузных объектов в значительной мере влияют на мелкозернистую структуру интерферограммы, но не меняют основных форм выражений (4) и (9). Вопрос о шумах весьма обширен и представляет самостоятельный интерес. В частности, существенным параметром в ряде случаев является неоднородность среды, в которой распространялись интерферирующие волны как до регистрации, так и в процессе записи голограммы.

Задача количественной обработки интерферограмм сводится к определению фазового распределения $\Phi(x, y)$ или ее производных по наблюдаемому распределению интенсивности $I(x, y)$, причем распределение функций $A(x, y)$, $B(x, y)$ и $C(x, y)$ остается неизвестным на фоне шумов и ряда других неконтролируемых параметров. Существующие методы определения фазы $\Phi(x, y)$ основаны на представлениях (4) и (9). В случае (4) электронными методами выделяется один из комплексных сигналов $Z(x, y)$ или $Z^*(x, y)$, содержащих фазу $\Phi(x, y)$. При этом очевидно, что

$$\Phi(x, y) = \arctg \left[\frac{\text{Im}\{Z(x, y)\}}{\text{Re}\{Z(x, y)\}} \right]. \quad (14)$$

В случае (9) решение уравнения дает

$$\Phi(x, y) = \arccos \left[\frac{I(x, y) - B(x, y)}{A(x, y)} \right]. \quad (15)$$

С технической точки зрения это решение может быть реализовано следующим образом. Дополнительно к изображению интерферограммы регистрируется объект исследования без полос, что позволяет получить распределение $B(x, y)$. Затем по огибающей интерферограммы с удаленным средним фоном $B(x, y)$ определяется значение амплитуды сигнала $A(x, y)$. Делением числителя (15) на найденное значение $A(x, y)$ получаем интерферограмму с нормализованным контрастом

$$U(x, y) = \cos\Phi(x, y). \quad (16)$$

На основе распределения (16) находится обратная функция

$$\Phi(x, y) = \arccos U(x, y). \quad (17)$$

Для реализации алгоритма определения фазы с использованием выражения (14) по изображению интерферограммы с помощью квадратурного фильтра формируются сигналы $U(x, y) = \cos\Phi(x, y)$ и $U_1(x, y) = \sin\Phi(x, y)$. В итоге для фазы получаем

$$\Phi(x, y) = \operatorname{arctg} \frac{U_1}{U}. \quad (18)$$

Указанные общие принципы определения фазы $\Phi(x, y)$ составляют наиболее трудную часть проблемы при реализации интерференционно-оптических измерений независимо от оптического метода. Дальнейшее определение измеряемого физического параметра зависит от конкретной решаемой задачи типа интерференционно-оптического преобразователя, его параметров и обычно не вызывает вычислительных трудностей.

Значительный потенциал интерференционно-оптических методов заключен в возможности измерений пространственных распределений физических параметров произвольной природы по поверхности объекта с высоким оптическим разрешением. Однако он может быть реализован лишь при решении проблемы автоматизации ввода и обработки изображений интерферограмм на ЭВМ для преобразования $I(x, y)$ в цифровое распределение фазы $\Phi(n_1, n_2)$ или соответствующей частоты $\omega(n_1, n_2)$, где n_1 и n_2 — дискретные координаты.

Методы автоматизации обработки интерферограмм получили развитие с середины 60-х годов [4—6], когда стало ясно, что необходимы специальные средства и методы обработки интерферограмм. Известны обзоры работ по автоматизации обработки интерферограмм [7—11], в которых они группируются по тем или иным признакам. Однако достаточно полная классификация, охватывающая все известные методы, отсутствует. Мы также не претендуем на исчерпывающий анализ данной проблемы. В работе [12] дана классификация, основанная на информационном подходе, в соответствии с которой известные методы можно разделить на три группы:

- методы на основе выделения координат полос (ВКП);
- методы фазометрии (ФМ);
- методы пространственной частотометрии (ПЧМ).

Ниже рассмотрим более подробно каждый из них.

Традиционные методы обработки интерферограмм. Традиционными являются различные методы выделения координат полос, основанные на интерпретации интерференционных полос как семейства изофазных линий. Для определения геометрии полос используются характерные точки (ХТ) профиля интенсивности: экстремальные значения (ЭЗ) и средние значения (СЗ), которые имеют фиксированные значения фазы соответственно

$$\Phi(x, y) = \pi n, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (19)$$

для ЭЗ и

$$\Phi(x, y) = \frac{\pi}{2} (2n + 1), \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (20)$$

для СЗ, где числа n — порядок полосы.

Обработка интерферограмм по методам ВКП сводится к измерению координат характерных точек тем или иным способом, заданию соответствующих им порядковых номеров полос и интерполяции или аппроксимации функции порядков полос по всему полю. Эти методы можно разделить на методы выделения характерных точек (ВХТ) [4—6, 13—15], выделения линий равной фазы (ВЛРФ) [16, 17]. В свою очередь, методы ВХТ реализованы с измерением координат характерных точек на основе полуавтоматической (визуальной [18, 19]), электронной [20, 21] и цифровой [22, 23] обработок

распределения интенсивности интерферограмм, имеющих как достоинства, так и недостатки. Среди методов ВЛРФ наиболее развитым и совершенным является метод цифрового выделения линий равных фаз (ЦВЛРФ). К настоящему времени этот метод позволяет обрабатывать интерферограммы любой сложности и поэтому получил широкое распространение, но из-за алгоритмической сложности он имеет только цифровую реализацию. Среди методов ВКП отметим метод цифровой нормализации и обращения косинуса (ЦНОК), основанный на цифровой интерпретации соотношения (15) [24, 25]:

$$\Phi(n_1, n_2) = \arccos \left[\frac{I(n_1, n_2) - B(n_1, n_2)}{A(n_1, n_2)} \right]. \quad (21)$$

По значениям интенсивности в серединах полос с помощью интерполяции вычисляются поверхности огибающих для минимумов и максимумов, полу-сумма и полуразность которых дает соответственно оценку $A(n_1, n_2)$ и $B(n_1, n_2)$. По относительной фазе $\Phi(n_1, n_2)$ полная фаза получается путем учета целых порядков полос. Другим методом ВКП является метод цифровой аппроксимации распределения интенсивности (9) (ЦАРИ), реализованный в одномерном варианте. Метод основан на аппроксимации вида

$$I(n) = P_B(n) + P_A(n) \cos P_\Phi(n), \quad (22)$$

где $P_B(n)$, $P_A(n)$ и $P_\Phi(n)$ — полиномы низких порядков [26]. Аппроксимация достигается методами нелинейного регрессивного анализа, минимизирующего функциональную ошибку

$$\delta E = \sum_n [I(n) - \bar{I}(n)]^2, \quad (23)$$

где $\bar{I}(n)$ — среднее значение.

Указанные методы ВКП трудоемкие и требуют значительного количества машинного времени. Их достоинством, как и других традиционных методов, является то, что интерферограмма обрабатывается как чисто пространственный сигнал, что позволяет производить ее обработку вне схемы интерферометра.

Методы модуляционной фазометрии. Принципиально новым методом обработки интерферограмм является метод модуляционной фазометрии, основанный на переносе фазы во временную область. Основные идеи фазометрии заимствованы из теории связи и радиотехники, где имеется близкий сигнальный аналог интерференционным картинам — временные гармонические сигналы с угловой модуляцией. Различные конкретные способы реализации метода временной фазометрии (ВФМ) основаны на внесении в интерференционное поле, обусловленное информационным фазовым распределением, дополнительной временной фазовой модуляции известного типа. За счет этого интерференционная картина как пространственный сигнал вида (9) преобразуется в пространственно-временной сигнал вида

$$I(x, y, t) = B(x, y) + A(x, y) \cos [\Phi(x, y) + \alpha(t)], \quad (24)$$

фазовое распределение $\Phi(x, y)$ которого может быть определено путем независимой поточечной обработки интерференционного поля как набора одномерных временных сигналов. К настоящему времени метод ВФМ разработан для трех типов фазовой модуляции: линейной [27, 28], синусоидальной [29, 30] и дискретной [31, 32]. Во всех случаях дополнительная фазовая модуляция вносится посредством определенной модификации общепринятых схем интерференционно-оптических преобразователей. Различают методы ВФМ двух типов: электронной временной фазометрии и цифровой временной фазометрии.

Методы электронной временной фазометрии. Линейная модуляция фазы впервые была предложена в 1969 году [33] в случае классической интер-

ферометрии. Основная идея метода заключается во внесении небольшого сдвига частоты между оптическими частотами двух интерферирующих полей. Тогда статическое распределение (9) превращается в пространственно-временное (24) с параметром $\alpha(t) = \Omega t$ ($\Omega \approx 100$ кГц — циклическая частота биений радиодиапазона), непосредственно разрешаемое фотоприемниками неинтегрирующего действия. Оптическое распределение преобразуется в электрический гармонический сигнал частоты Ω посредством передающей трубки, фотодиодной матрицей либо точечным фотодиодным датчиком. Фаза получившегося гармонического колебания измеряется с помощью стандартной электронной аппаратуры. Обработка всей интерферограммы осуществляется посредством ее последовательного сканирования и поточечного измерения фазы. Сдвиг оптической частоты в одном из плеч интерферометра достигается с помощью вращающейся полуволновой пластины [34] или дифракционной решетки [35], электронно-оптических или акустооптических модуляторов [36, 37]. Метод линейной модуляции фазы реализован для большинства интерференционных методов.

Метод электронной фазометрии с синусоидальной модуляцией фазы был предложен в 1979 году [38, 39] для муара и основан на компенсационных поточечных измерениях фазы. Пространственно-временное распределение (24) определяется теперь параметром $\alpha(t) = m \sin \Omega t - \alpha_x$, где m — индекс, Ω — циклическая частота синусоидальной фазовой модуляции, а α_x — компенсационный фазовый сдвиг, вносимый дополнительно для удержания постоянных фазовых соотношений интерференции в точке сканирования. Временной сигнал имеет сложный спектральный состав. Разлагая его по бесселевым функциям, получаем

$$I(x, y, t) = B(x, y) + A(x, y) \left[J_0(m) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k}(m) \cos 2k \Omega t \right] \cos \Delta \varphi + 2 \left[\sum_{k=1}^{\infty} J_{2k-1}(m) \sin (2k-1) \Omega t \right] \sin \Delta \varphi, \quad (25)$$

где $J_n(m)$ — бесселева функция первого рода n -го порядка аргумента m , $\Delta \varphi = \Phi(x, y) - \alpha_x(x, y)$. Амплитуда основной гармоники временного сигнала (25) в точке x, y зависит от фазового соотношения интерференции $\Delta \varphi$ и для $\Delta \varphi = k\pi$ ($k = 0, \pm 1, \dots$) равна 0, а вблизи этого значения пропорциональна $\Delta \varphi$. По указанной причине оценка этой амплитуды может служить сигналом рассогласования в цепи обратной связи для получения поправки $\alpha_x(x, y)$, которая формируется с помощью сервосистемы. При сканировании электронным фильтром из сигнала (25) выделяется основная гармоника, а сервосистемой обеспечивается удержание амплитуды основной гармоники на нулевом уровне путем внесения фазовой добавки $\alpha_x(x, y)$. Последняя соответствует относительному значению измеряемой фазы. Следует отметить, что метод электронной синусоидальной модуляции фазы уступает по точности методу электронной линейной модуляции фазы примерно на порядок.

Методы цифровой временной фазометрии. Методы цифровой временной фазометрии основаны на обработке трехмерной дискретной выборки пространственно-временного распределения (24) в виде набора изображений нескольких интерферограмм. Преобразование распределения интенсивности этого набора изображений в фазу осуществляется по временному параметру как многоканальная параллельная обработка, т. е. фаза для каждой точки пространства рассчитывается по дискретной временной выборке интенсивности. Вид преобразования зависит от характера дополнительной модуляции фазы $\alpha(t)$, внесение которой в интерференционное поле чаще всего обеспечивается механической подвижкой зеркала в одном из плеч интерферометра с помощью пьезокерамического транслятора [40, 41], хотя в ряде случаев применяются поляризационно-оптические фазосдвигающие устройства [42, 43] или модуляция длины волны диодного лазера [44]. Методы цифровой времен-

ной фазометрии на основе цифровой комплексной фильтрации подразделяются на линейно- и дискретно-модуляционные. Оба метода основаны на обработке выборки временного сигнала (24) с $\alpha(t) = \Omega t$, где Ω — циклическая частота дополнительной фазовой модуляции. Методы почти идентичны и различаются лишь способом оцифровки изображений интерферограмм. В случае линейной модуляции распределение интенсивности при оцифровке интегрируется в пределах интервала временной выборки в процессе линейного изменения $\alpha(t)$, для чего используют либо ПЗС, либо фотодиодные матрицы. Во втором методе $\alpha(t)$ меняется дискретно во времени, и при фиксированных значениях дополнительной фазы изображения интерферограмм вводятся в ЭВМ с помощью любого матричного детектора, в том числе и стандартных ТВ-камер.

Такой способ оцифровки можно интерпретировать как предельный случай ввода с интегрированием при линейно изменяющейся $\alpha(t)$, но на бесконечно малом интервале. В обоих случаях можно записать:

$$I(n_1, n_2, n_3) = B(n_1, n_2) + A(n_1, n_2) \cos[\Phi(n_1, n_2) + 2\pi w_m n_3], \quad (26)$$

где n_1, n_2, n_3 — обобщенные дискретные координаты выборки (n_1, n_2 — пространственные координаты, n_3 — временная координата), $w_m = \Omega \Delta t / 2\pi$, а Δt — интервал временной выборки. Распределение (26) для координаты n_3 является суммой дискретного гармонического сигнала с постоянной амплитудой $A(n_1, n_2)$ и постоянного фона $B(n_1, n_2)$.

Выражение (26) можно переписать в виде

$$I(n_1, n_2, n_3) = B(n_1, n_2) + C(n_1, n_2) e^{i2\pi w_m n_3} + C^*(n_1, n_2) e^{-i2\pi w_m n_3}, \quad (27)$$

где

$$C(n_1, n_2) = \frac{1}{2} A(n_1, n_2) e^{i\Phi(n_1, n_2)}, \quad C^*(n_1, n_2) = \frac{1}{2} A(n_1, n_2) e^{-i\Phi(n_1, n_2)}. \quad (28)$$

По значению комплексной величины $C(n_1, n_2)$ фаза в произвольной точке $\Phi(n_1, n_2)$ может быть определена по модулю 2π в соответствии с выражением

$$\Phi(n_1, n_2) = \arctg \frac{\text{Im}[C(n_1, n_2)]}{\text{Re}[C(n_1, n_2)]}. \quad (29)$$

Все три члена в (27) спектрально разделены для временной координаты n_3 : первая компонента расположена на нулевой частоте, а вторая и третья — соответственно на частотах $+w_m$ и $-w_m$. Поэтому член $C(n_1, n_2) \exp(i2\pi w_m n_3)$ может быть легко выделен из $I(n_1, n_2, n_3)$ посредством частотной фильтрации. Фильтр должен удалять нулевую и отрицательную ($-w_m$) частоты и пропускать положительную ($+w_m$). Подобной частотной характеристикой обладают, например, цифровые комплексные фильтры, т. е. фильтры, имеющие импульсную характеристику вида

$$h^k(n) = h^R(n) + ih^I(n), \quad (30)$$

где $h^R(n)$ — четная, а $h^I(n)$ — нечетная функции. С помощью дискретной комплексной свертки (27) и (30) можно получить

$$C(n_1, n_2) e^{i2\pi w_m n_3} = I(n_1, n_2, n_3) ** h^k(n_3). \quad (31)$$

Тогда для $n_3 = 0$ в соответствии с (29) — (31) общее разрешающее уравнение для фазы будет иметь вид

$$\Phi(n_1, n_2) = \arctg \frac{I(n_1, n_2, n_3) ** h^I(n_3)}{I(n_1, n_2, n_3) ** h^R(n_3)}. \quad (32)$$

Конкретный вид (32) определяется используемым цифровым комплексным фильтром (30). Чаще всего для этой цели применяют фильтры вида

$$h^k(n) = h^{НЧ}(n)e^{i\Omega n}, \quad (33)$$

где $h^{НЧ}(n)$ — импульсная характеристика НЧ-фильтра. При использовании в качестве НЧ-фильтра «прямоугольного окна» разрешающее уравнение (32) для трехточечного фильтра будет иметь вид

$$\Phi(n_1, n_2) = \arctg \left\{ \frac{\sqrt{3} [I_{-1} - I_1]}{[2I_0 - I_{-1} - I_1]} \right\}, \quad (34)$$

где $I_{n_3} = I(n_1, n_2, n_3)$. Для четырехточечного фильтра соответственно имеем

$$\Phi(n_1, n_2) = \arctg \left\{ \frac{I_2 - I_0}{I_1 - I_{-1}} \right\} - \frac{\pi}{4}. \quad (35)$$

Методы цифровой временной фазометрии реализованы также для случая синусоидально-модулированной функции (24): $\alpha(t) = m \sin(\Omega t + \Theta)$, где m — индекс, Ω — циклическая частота и Θ — начальная фаза. Используя особенности спектра сигнала, авторы предложили два метода [29, 30]. Первый метод основан на представлении временной выборки этого сигнала в каждой точке рядом Фурье для выделения четных и нечетных гармоник, а второй — для решения этой же задачи использует цифровую фильтрацию. Получены соответствующие разрешающие уравнения для фазы, несущей полезную информацию.

Рассмотренные методы цифровой временной модуляции фазы имеют ряд достоинств. Они обеспечивают полную автоматизацию обработки, высокие точность и пространственное разрешение, измерение фазы на регулярной сетке, устраняют неоднозначность в знаке фазы. К недостаткам данных методов следует отнести необходимость ввода и обработки серии интерферограмм, модификации схем интерферометров и использования дополнительной оптоэлектроники для внесения временной фазовой модуляции. Следует отметить, что данные методы неприемлемы для быстропотекающих процессов.

Рассмотрим вариант метода модуляционной фазометрии, основанный на импульсной модуляции фазы в (24). Это достигается выбором параметра $\alpha(t)$ в виде

$$\alpha(t) = ar(t) + \alpha_0, \quad r(t) = \frac{\sin \Omega t}{|\sin \Omega t|}, \quad (36)$$

где a , α_0 и Ω — параметры модуляции, имеющие очевидное физическое толкование. Реализация подобной модуляции может быть достигнута путем импульсной вибрации зеркала. Учитывая основное свойство функции $r(t)$, а именно то, что $r^2 = 1$, интенсивность (24) можно переписать в виде

$$I(x, y, t) = B + A \cos(\Phi - \alpha_0) \cos a - A \sin(\Phi - \alpha_0) \sin ar(t). \quad (37)$$

Из этого выражения следует, что импульсная модуляция фазы приводит непосредственно к импульсной модуляции интенсивности. Для положительных и отрицательных значений функции $r(t)$ имеем соответственно

$$\begin{aligned} I_+ &= B + A \cos(\Phi - \alpha_0) \cos a - A \sin(\Phi - \alpha_0) \sin a, \\ I_- &= B + A \cos(\Phi - \alpha_0) \cos a + A \sin(\Phi - \alpha_0) \sin a. \end{aligned} \quad (38)$$

Отсюда

$$\sin(\Phi - \alpha_0) = \frac{I_- - I_+}{2A \sin a}, \quad \cos(\Phi - \alpha_0) = \frac{I_+ + I_- - 2B}{2A \cos a}. \quad (39)$$

Для оценки распределения B следует привлечь дополнительную информацию. Так, при $a = \pi/2$ или $a = \frac{3}{2}\pi$ имеем

$$B = \frac{1}{2}(I_+ + I_-).$$

Рассмотренный вариант импульсной модуляции фазы является обобщением метода дискретной модуляции фазы [45, 46]. Он учитывает произвольный выбор амплитудной модуляции, а также формализует сам процесс модуляции выбором ступенчатой функции $r(t)$.

Методы пространственной фазометрии. В отличие от ВФМ методы пространственной фазометрии (ПФМ) обеспечивают определение фазы в каждой точке интерферограммы по единственному распределению интенсивности. При этом интерферограмма обрабатывается как чисто пространственный сигнал, поэтому возможна ее регистрация на промежуточный носитель и последующая обработка вне схемы интерферометра.

Методы на основе выделения аналитического сигнала. Эффективным направлением обработки интерферограмм является метод пространственной фазометрии. В основе этого метода лежит идея разнесения сигналов Z и Z^* в спектральной области с последующей фильтрацией одного из них. Указанное разнесение осуществляется подобно разнесению действительного и мнимого изображений в голографии методом внесения пространственной несущей частоты ω_n . С этой целью в одном из каналов интерференции организуется дополнительный наклон волнового фронта, при этом происходит фазовый сдвиг

$$\Phi(x, y) \rightarrow \Phi(x, y) + 2\pi\omega_n x. \quad (41)$$

Интерферограмма (4) теперь будет характеризоваться функциями

$$Z(x, y) = C(x, y)\exp(i2\pi\omega_n x), \quad (42)$$

$$C(x, y) = \frac{1}{2}A(x, y)\exp[i\Phi(x, y)],$$

где $C(x, y)$ — комплексная огибающая видности полос. Интерферограмма с пространственной несущей частотой ω_n , ориентированной, например, по координате x , с учетом (9) и (41) имеет вид

$$I(x, y) = B(x, y) + A(x, y)\cos[2\pi\omega_n x + \Phi(x, y)]. \quad (43)$$

Данное выражение является близким аналогом временного процесса в радиотехнике:

$$s(t) = U_s(t)\cos[\omega_0 t + \varphi_s(t)], \quad (44)$$

где $U_s(t)$ — вещественная неотрицательная функция времени, называемая физической огибающей (или просто огибающей); $\varphi_s(t)$ — медленно изменяющаяся во времени начальная фаза узкополосного сигнала частоты ω_0 . Действительный сигнал (44) может быть представлен в виде

$$s(t) = \operatorname{Re}\{\bar{U}_s(t)e^{i\omega_0 t}\}, \quad (45)$$

где $\tilde{U}_r(t)$ называется комплексной огибающей узкополосного сигнала. Сигналу (44) с известной спектральной плотностью $S(\omega)$ соответствует так называемый аналитический сигнал

$$Z_r(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} S(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (46)$$

удовлетворяющий соотношению

$$s(t) = \frac{1}{2} [Z_r(t) + Z_r^*(t)]. \quad (47)$$

С другой стороны, сам аналитический сигнал равен

$$Z_r(t) = s(t) + i\hat{s}(t), \quad (48)$$

где сопряженный сигнал $\hat{s}(t)$ может быть найден по сигналу $s(t)$ путем преобразования Гильберта:

$$\hat{s}(t) = s(t) * \frac{1}{\pi t} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{s(\tau)}{t-\tau} d\tau. \quad (49)$$

Таким образом, аналитический сигнал может быть найден либо по известному сигналу (44), либо, если дан спектр сигнала (44), по его спектру.

Разложение сигнала (4) в пространственный ряд Фурье с учетом (42) приводит к тому, что спектр $Z(x, y)$ группируется вблизи частоты ω_n , а спектр $Z^*(x, y)$ — вблизи $-\omega_n$. При достаточно высокой частоте ω_n спектры сигналов $Z(x, y)$ и $Z^*(x, y)$ могут оказаться по разные стороны от нулевой частоты, что позволяет обрабатывать их известными радиотехническими методами. Методы фильтрации могут быть осуществлены как в частотной (комплексные фурье-фильтры), так и в пространственной области (свертка с комплексной функцией).

Идея выделения аналитического сигнала для обработки интерферограмм с пространственной несущей позволила создать новую группу методов пространственной фазометрии, которые по метрологии и возможностям автоматизации не уступают методам временной фазометрии и не требуют при этом обработки нескольких изображений интерферограмм и внесения дополнительной временной фазовой модуляции. Определение фазы по выделенному аналитическому сигналу трудностей не вызывает, так как оно сводится к оценке аргумента комплексного распределения:

$$\Phi(x, y) = \arctg \frac{\text{Im}[C(x, y)]}{\text{Re}[C(x, y)]}. \quad (50)$$

Условие разделения спектров в (43) выполняется, если $B(x, y)$, $A(x, y)$ и $\Phi(x, y)$ являются плавно меняющимися функциями по сравнению с модулирующей функцией $\exp[i2\pi\omega_n x]$. Для пространственной фазометрии на этой основе разработано несколько методов [47, 48], отличающихся способами обработки для выделения аналитического сигнала.

Различают несколько методов квадратурной обработки, основанных на переносе спектра $Z(x, y)$ на нулевую частоту с последующей фильтрацией его простым НЧ-фильтром. Метод реализован в аналоговом [47, 49] и цифровом [50—54] виде.

Известен математически элегантный метод комплексной фурье-фильтрации, основанный на выделении аналитического сигнала $Z(n_1, n_2)$ в спектральной области посредством быстрого преобразования Фурье [52]. Выделенный комплексным фурье-фильтром аналитический сигнал сдвигом частоты переносится на нулевую частоту. При этом обратное преобразование Фурье дает в пространственной области распределение комплексной огибающей

видности полос $S(n_1, n_2)$. Разрешающее уравнение для фазы $\Phi(n_1, n_2)$ аналогично (29). Метод был реализован рядом авторов как в одномерном, так и в двумерном случае.

В 1983 году рядом авторов [49, 50, 53] был предложен метод дискретной комплексной фильтрации, основанный на приблизительной оценке аналитического сигнала посредством дискретной свертки с комплексным фильтром (30) в пространственной области. Общее разрешающее уравнение для указанного метода может быть представлено в виде

$$\Phi(n_1, n_2) = \operatorname{arctg} \left\{ \frac{I(n_1, n_2) ** h^I(n_1)}{I(n_1, n_2) ** h^R(n_1)} \right\} - 2\pi\omega_n n_1. \quad (51)$$

Известны различные модификации метода пространственной фазометрии на основе цифровой комплексной фильтрации [54—56]. Основным звеном данного метода с точки зрения как метрологии, так и быстродействия является цифровой комплексный фильтр. Поэтому главная задача совершенствования метода цифровой комплексной фильтрации — синтез лучших по критерию точности и быстродействию фильтров, что позволяет использовать большие потенциальные возможности этого метода.

Рассмотрим случай нелинейной пространственной модуляции вида

$$I_{\pm}(x, y) = B(x, y) + A(x, y) \cos[\pm ar(x) + \Phi(x, y)], \quad (52)$$

где a — положительная константа, а функция $r(x)$ определена соотношением

$$r(x) = \frac{\sin \Omega x}{|\sin \Omega x|}. \quad (53)$$

Данная функция представляет собой ступенчатую функцию частоты Ω . Учитывая свойство $r^2 = 1$, для (51) получаем

$$I_{\pm} = B(x, y) + A(x, y) [\cos \Phi(x, y) \cdot \cos a \mp \sin \Phi(x, y) \cdot \sin ar(x)]. \quad (54)$$

Отсюда аналогично формулам (38), (39) получаем

$$\sin \Phi(x, y) = \frac{I_- - I_+}{2A(x, y) \sin a} r(x), \quad \cos \Phi(x, y) = \frac{I_+ + I_- - 2B(x, y)}{2A(x, y) \cos a}. \quad (55)$$

Уравнение для определения фазы, не содержащее параметра $A(x, y)$, примет вид

$$\Phi(x, y) = -r(x) \operatorname{arctg} \left[\frac{(I_+ - B(x, y)) - (I_- - B(x, y)) \frac{1}{\operatorname{tg} a}}{(I_+ - B(x, y)) + (I_- - B(x, y)) \operatorname{tg} a} \right]. \quad (56)$$

Формула (56) близка по виду выражению (40), но имеет принципиально иной смысл. В данном случае по двум интерферограммам $I_{\pm}(x, y)$ и самой модулирующей ступенчатой функции восстанавливается фаза исходной интерферограммы. Оценка распределения $B(x, y)$ может быть получена аналогично тому, как это было сделано для (40).

В рассмотренном случае можно провести аналогию с радиотехническими сигналами подобно тому, как это было сделано выше в случае пространственной несущей. Так, замена в (44) фазы $\omega_0 t$ на нелинейную фазу $ar(t)$ приводит к модулированному дискретному сигналу с определенными особенностями обработки данного сигнала радиотехническими методами.

Возможен более общий случай нелинейной модуляции, охватывающий как сдвиг фазы, так и модуляцию амплитуды. Для интерферограмм вида (9) имеем [57]

$$I_M = [B + A \cos(\Phi + \varphi_i)] F_k, \quad (57)$$

где φ_i, F_k — соответственно фазовые и амплитудные модулирующие функции.

Отметим, что главной причиной преобразований исходной интерферограммы вида (4) или (9) является неоднозначность связи фазы Φ с интенсивностью I . Методом преобразований делается попытка улучшения видности полос и более точного определения фазы Φ , по крайней мере, в некоторой локальной области интерферограммы. Например, рассмотрим данную плоскую интерферограмму как некоторый дифракционный объект и направим на него поток электромагнитного излучения. Это может быть одно из полей (1), образовавших интерферограмму. Будем наблюдать дифракцию света на указанном дифракционном объекте. Очевидно, есть связь между наблюдаемой дифракционной картиной и структурой дифракционного объекта. Приведем наглядный пример. Пусть на обычную дифракционную решетку падает плоская волна. В результате получается известная дифракционная картина исходной интерферограммы.

Методы пространственной частотометрии. В ряде прикладных задач измеряемый параметр связан не с фазовым распределением, а с распределением частот интерференционных полос. Таковыми, например, являются задачи по определению полей деформации. Для подобных задач разработаны специальные методы пространственной частотометрии, которые позволяют по распределению интенсивности интерферограммы сразу определять локальную частоту полос. В современной радиотехнике для узкополосных временных сигналов с угловой модуляцией, наряду с детектированием фазы, широко используется и детектирование частоты. Этот подход основан на преобразовании частотно-модулированного сигнала в амплитудно-модулированный сигнал с помощью линейного фильтра с известной частотной характеристикой и последующей демодуляцией посредством стандартных детекторов. Эти идеи частотометрии естественным образом могут быть привлечены и для обработки интерферограмм с несущей частотой, которые, как уже отмечалось, являются аналогами узкополосных временных сигналов. Совокупность принципов обработки интерферограмм на основе ПЧМ можно сформулировать в следующем виде:

- удаление фоновой составляющей распределения интенсивности;
- преобразование частотной модуляции полос в дополнительную амплитудную линейным фильтром с заданной частотной характеристикой и нулевой фазовой характеристикой;
- определение оценок локальных амплитуд исходных полос и полос с дополнительной модуляцией и вычисление их отношений;
- определение локальной частоты полос путем обращения функции частотной характеристики модулирующего фильтра для этого отношения.

Представим распределение интенсивности интерферограмм с несущей частотой, ориентированной по координате n_1 , в виде

$$I(n_1, n_2) = B(n_1, n_2) + A(n_1, n_2)\cos\Psi(n_1, n_2), \quad (58)$$

где $\Psi(n_1, n_2) = 2\pi w_n n_1 + \Phi(n_1, n_2)$ — полная фаза полос. При этом локальная частота полос по координате n_1 будет равна

$$w_1(n_1, n_2) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \Psi(n_1, n_2)}{\partial n_1} = w_n + w_{1n}(n_1, n_2), \quad (59)$$

где $w_{1n}(n_1, n_2) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \Phi(n_1, n_2)}{\partial n_1}$ — локальная частота «информационных» полос, т. е. полос, обусловленных фазовым распределением исследуемого процесса.

Если спектры слагаемых (58) для отдельных строк интерферограммы не перекрываются (что обеспечивается правильным выбором соотношения

чувствительности интерференционно-оптического преобразователя и значения несущей частоты), то посредством частотной фильтрации с помощью одномерного линейного преобразования L_1 можно (без потери информации) удалить фоновую составляющую распределения интенсивности $B(n_1, n_2)$:

$$I'(n_1, n_2) = L_1\{I(n_1, n_2)\} = A(n_1, n_2)\cos\Psi(n_1, n_2). \quad (60)$$

С помощью другого одномерного линейного преобразования L_m , имеющего монотонную частотную характеристику в пределах заданного интервала частот и нулевую фазовую характеристику, можно перевести частотную модуляцию полос в дополнительную амплитудную модуляцию:

$$\begin{aligned} I''(n_1, n_2) &= L_m\{I'(n_1, n_2)\} = A^m(n_1, n_2)\cos\Psi(n_1, n_2) = \\ &= H^m(2\pi\omega_1(n_1, n_2))A(n_1, n_2)\cos\Psi(n_1, n_2), \end{aligned} \quad (61)$$

где $H^m(2\pi\omega_1(n_1, n_2))$ — значение частотной характеристики преобразования L_m для локальной частоты $\omega_1(n_1, n_2)$.

По распределениям $I'(n_1, n_2)$ и $I''(n_1, n_2)$ рядом способов [59, 60] можно вычислить значения локальных амплитуд полос $A(n_1, n_2)$ и $A^m(n_1, n_2)$. Отношение последних зависит от частоты полос $\omega_1(n_1, n_2)$ и от частотной характеристики $H^m(2\pi\omega)$ и не зависит от значения фазы. Это позволяет получить уравнение для локальной частоты полос в виде

$$\omega_1(n_1, n_2) = H^m^{-1}\left[\frac{A^m(n_1, n_2)}{A(n_1, n_2)}\right]. \quad (62)$$

Достоинством данного алгоритма является то, что отношение амплитуд $A^m(n_1, n_2)/A(n_1, n_2)$ позволяет учесть и автоматически компенсировать паразитную амплитудную модуляцию полос на исходных интерферограммах.

Таким образом, методы ПЧМ дают возможность без определения фазы вычислить в соответствии с формальными процедурами (60) — (62) локальное значение частоты полос для интерферограмм с пространственной несущей, т. е. практически перейти к исследованию поля деформаций.

Метод теоремы Котельникова. Для анализа интерферограмм иногда пользуются теоремой Котельникова [61], делая выборки интенсивности в ряде дискретных точек интерферограммы [62]. Действительно, согласно этой теореме, примененной для некоторого сечения интерферограммы, спектр пространственных частот которого не содержит частот выше граничной частоты k_s , интерферограмма может быть полностью восстановлена, если известны ее отсчетные значения, взятые через равные промежутки пространственных значений $1/2k_s$. В противном случае теорема Котельникова не позволяет восстановить интерферограмму.

Идея, которую мы излагаем ниже, заключается в следующем. Если в пространственной области присутствуют частоты выше некоторой k_s , то это означает, что спектр высокочастотный. Сделав преобразование Фурье, можно надеяться, что в спектральной области сигнал будет выглядеть плавно изменяющимся. Это позволит сделать выборки в спектральной области и затем вернуться в исходное представление.

Рассмотрим одномерный пространственный сигнал $f(x)$. Прямое и обратное преобразования Фурье имеют вид

$$F(k) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{-ikx} dx, \quad f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(k)e^{ikx} dk. \quad (63)$$

Определим в k -пространстве базис Котельникова аналогично тому, как он определяется в обычном x -пространстве:

$$\varphi_n(k) = \sqrt{\frac{x_b}{\pi}} \frac{\sin x_b(k - n\pi/x_b)}{x_b(k - n\pi/x_b)}. \quad (64)$$

Данные функции ортонормированы

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varphi_n^*(k) \varphi_{n'}(k) dk = \begin{cases} 0, & n \neq n', \\ 1, & n = n' \end{cases} \quad (65)$$

и образуют полный набор; x_b — некоторый параметр, определяемый ниже. Разложим $F(k)$ по базису (64):

$$F(k) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n \varphi_n(k), \quad (66)$$

где коэффициент разложения

$$C_n = \int_{-\infty}^{\infty} F(k) \varphi_n^*(k) dk = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \varphi_n(x) dx. \quad (67)$$

Последний интеграл в (67) получен на основе обобщенной формулы Рэлея, связывающей скалярные произведения сигналов в k - и x -пространствах. Функции $\varphi_n(x)$ могут быть найдены на основе обратного преобразования Фурье:

$$\varphi_n(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_n(k) e^{ikx} dk = \frac{1}{2\sqrt{\pi x_b}} e^{i \frac{n\pi x}{x_b}} \Delta(x), \quad (68)$$

где

$$\Delta(x) = \begin{cases} 1, & -x_b \leq x \leq x_b, \\ 0, & |x| > x_b. \end{cases} \quad (69)$$

С учетом (68) коэффициенты (67) могут быть записаны как

$$C_n = \sqrt{\frac{\pi}{x_b}} \int_{-x_b}^{x_b} f(x) e^{i \frac{n\pi x}{x_b}} dx. \quad (70)$$

Определим функцию $f(x)$ так, чтобы она обращалась в нуль вне интервала $(-x_b, x_b)$. Тогда (69) сводится к следующему:

$$C_n = \sqrt{\frac{\pi}{x_b}} F^*\left(\frac{n\pi}{x_b}\right) = \sqrt{\frac{\pi}{x_b}} F\left(-\frac{n\pi}{x_b}\right). \quad (71)$$

В итоге разложение (66) приобретает вид:

$$F(k) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sqrt{\frac{\pi}{x_b}} F\left(-\frac{n\pi}{x_b}\right) \varphi_n(k) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F\left(-\frac{n\pi}{x_b}\right) \frac{\sin x_b(k - n\pi/x_b)}{x_b(k - n\pi/x_b)}, \quad (72)$$

т. е. Фурье-образ функции $f(x)$ может быть однозначно определен по выборкам в k -пространстве в точках $n\pi/x_b$.

Сделав обратное преобразование Фурье, в (72) получим

$$f(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sqrt{\frac{\pi}{x_b}} F\left(-\frac{n\pi}{x_b}\right) \varphi_n(x) = \frac{1}{2x_b} \sum_{n=-\infty}^{\infty} F\left(-\frac{n\pi}{x_b}\right) \exp\left(i \frac{n\pi x}{x_b}\right). \quad (73)$$

Таким образом, в области $-x_a \leq x \leq x_a$ получено представление функции $f(x)$ в виде ряда Фурье с коэффициентами, являющимися выборками фурье-образа в k -пространстве.

Область $-x_a \leq x \leq x_a$ задается по желанию и может быть определена любым участком интерферограммы. Для конечного числа выборок ряд (73) всегда может быть представлен в виде

$$f(x) = B + A \cos \Phi. \quad (74)$$

По данному представлению определяются однозначно все три параметра: фон B , амплитуда A , фаза Φ .

В последнем разделе настоящей статьи рассмотрим конкретные примеры анализа реальных интерферограмм с использованием метода выделения координат полос и метода пространственной фазометрии.

Примеры цифрового анализа интерферограмм. Для обработки интерферограмм использовалась система автоматизации количественного анализа интерферограмм, имеющая следующую конфигурацию технических средств: персональный компьютер IBM PC/AT-286; полутоновая измерительная ТВ-камера для ввода изображений в ЭВМ; видеодисплейная система с цветным монитором.

Измерительная ТВ-камера выполнена на видиконе ЛИ 490-1 с электростатической системой отклонения типа «дифлектрон» и обеспечивает ввод изображений форматом 512×512 точек с 256 градациями яркости. Видеодисплейная система разработана в виде двух плат конструктива IBM PC и обеспечивает ввод и оцифровку изображений стандартного телевизионного сигнала, хранение в буферной памяти двух изображений указанного формата и отображение на цветном или черно-белом мониторе.

Программное обеспечение системы представляет собой интегрированный пакет, функционирующий под управлением MS-DOS и имеющий удобный интерфейс пользователя в виде меню. Пакет реализован на языке Си и обеспечивает основные универсальные функции цифровой обработки и анализа изображений: ввод изображений в ТВ-камеры; запись/чтение файлов изображений в GIF-формате; геометрические преобразования плоскости изображений, включая совмещение изображений по набору реперных точек; интерактивное полутоновое редактирование изображений; линейную и нелинейную фильтрацию; арифметические и логические операции над изображениями; набор преобразований шкалы яркости изображений; графический, статический и спектральный анализ изображений, а также два метода обработки статических интерферограмм.

Для интерферограмм с произвольной конфигурацией полос реализован метод цифрового выделения линий равной фазы (ЛРФ) [60], который включает: выделение ЛРФ путем отслеживания линий экстремумов яркости полос; автоматическую нумерацию ЛРФ; интерполяцию дробных порядков полос.

Для интерферограмм с пространственной несущей частотой реализован метод пространственной модуляционной фазометрии на основе цифровой комплексной фильтрации, имеющий следующие основные функции: комплексную фильтрацию аналитического сигнала видности полос в пространственной области; определение фазы по модулю 2π обращением арктангенса; удаление пространственной несущей; восстановление полной фазы путем пространственной развертки.

На рис. 1 приведен результат обработки интерферограммы по методу выделения средин полос, показано исходное полутоновое изображение интерферограммы с наложенными на нее линиями средин светлых и темных полос. Время обработки интерферограммы с учетом интерактивного выделения границ области обработки составило 10—15 мин.

Реализация метода пространственной фазометрии иллюстрируется рис. 2—5, где приведены результаты определения формы поверхности спины человека посредством проекции полос. На рис. 2 показано введенное в ЭВМ изображение спрессированных полос, полученное при использовании оптической схемы со скрещенными осями, аналогичной [63, 64], на рис. 3 — выде-

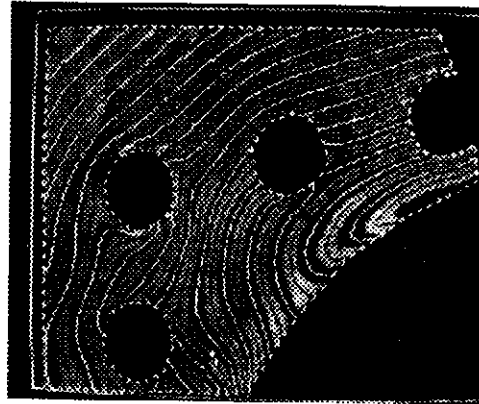


Рис. 1. Голографическая интерферограмма реальной конструкции с вертикальным трещиной



Рис. 2. Исходное изображение спроецированной трещины



Рис. 3. Фаза полос по модулю 2π с удаленной пространственной несущей, полученная посредством цифровой комплексной фильтрации в пространственной области

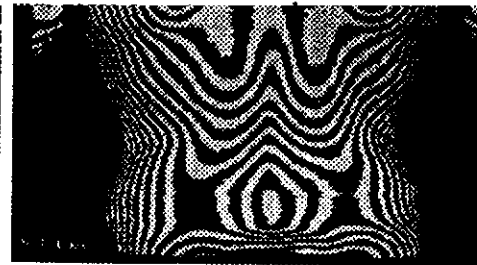


Рис. 4. Изолинии поверхности трещины

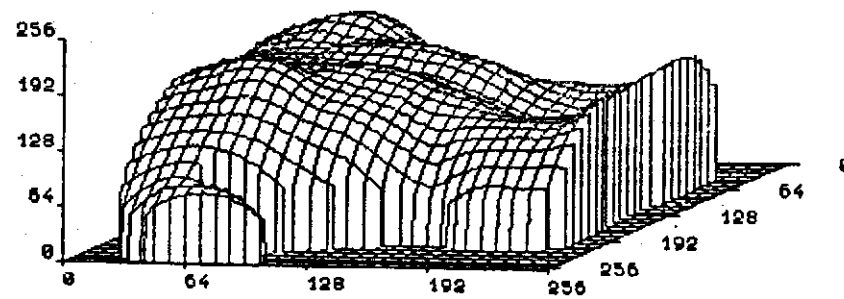


Рис. 5. Аксонометрическое изображение поверхности трещины (вид слева). Масштаб: по $x = 3,1$ мм/ед., $y = 2,3$ мм/ед.

ленная фаза по модулю 2π с удаленной пространственной несущей. На рис. 4 представлены изолинии, а на рис. 5 — аксонометрическая проекция поверхности. Полное время обработки для определения формы поверхности составляет 3 мин, случайная погрешность определения высоты не более 0,5 мм. Полученная количественная информация о форме поверхности трещины может быть использована для бесконтактной диагностики сколиоза у детей.

Заключение. Таким образом, в работе проанализированы известные и разработанные авторами алгоритмы и методы количественной обработки интерферограмм, определены области их практической применимости и приведены примеры реализации некоторых из методов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вест Ч. Голографическая интерферометрия.—М.: Мир, 1982.
2. Дюрелли А., Паркс В. Анализ деформаций с использованием муара.—М.: Мир, 1974.
3. Голографические неразрушающие исследования /Под ред. Р. Н. Эрфа: Пер. с англ. под ред. В. А. Карасева.—М.: Машиностроение, 1979.
4. Dew G. D. A method for the precise evaluation of interferograms // J. S. I.—1964.—41, N 3.—P. 160.
5. Duson J. A rapid measurement of photographic record of interference fringe // Appl. Opt.—1968.—7, N 5.—P. 487.
6. Shamir J., Fox R., Lipson S. G. A simple method of measuring very small fringe shift // Appl. Opt.—1969.—8, N 1.—P. 103.
7. Wyant J. C., Creath K. Recent advances in interferometric optical testing // Laser Focus.—1985.—P. 118.
8. Trolinger Y. D. Automated data reduction in holographic interferometry // Opt. Eng.—1985.—24, N 5.—P. 840.
9. Reid G. T. Automatic fringe pattern analysis: a review // Optics and Laser in Eng.—1986/7.—7, N 1.—P. 37.
10. Tiziani H. J. Current state of optical testing // Proc. SPIE.—1986.—680.—P. 2.
11. Ушаков А. Н. Принципы фильтрации и автоматического дешифрирования интерферограмм: Дис. канд. техн. наук /ИППИ.—М., 1980.
12. Логинов А. В., Сарнадский В. Н. Обработка интерферограмм на ЭВМ в прочностном эксперименте (состояние и перспективы) // Сб. докл. 7 Всесоюз. отраслевого симпозиума «Проблемы автоматизации в прочностном эксперименте».—Новосибирск: УНТИ «Волна», 1989.
13. Индрум С. И., Изонсон Ю. И., Абен Х. Н. Автоматизированная система обработки экспериментальных данных, получаемых методом фотоупругости // Проблемы прочности.—1978.—№ 2.
14. Зверев В. А., Агурок И. П., Родионов С. А. и др. Автоматизация обработки интерферограмм при контроле оптических систем // ОМП.—1978.—№ 9.
15. Де С. Т., Козачок А. Г., Логинов А. В. и др. Голографическая система для получения, обработки и расшифровки интерферограмм // Квантовая электрон.—1977.—№ 1.
16. Becker F., Meier E. A., Wegner H. Automatic evaluation of interferograms // Proc. SPIE.—1982.—359.—P. 386.
17. Torres F. J. Application of digital holographic interferometry to pressure measurements of symmetric, supercritical and circulation control airfoils in transonic flow fields // Proc. SPIE.—1986.—693.—P. 199.
18. Ган М. А., Устинов С. И., Долгих С. Г., Котов В. В. Измерительно-вычислительный комплекс для обработки интерферограмм // ОМП.—1986.—№ 6.
19. Жилкин В. А., Колесников А. В., Попов А. М., Устиненко А. П. Программные и аппаратные средства цифровой обработки интерферограмм // Методы и применение голографической интерферометрии: Тез. Всесоюз. симп.—Куйбышев: КуАИ, 1990.
20. Микроненко А. В. Фотозлектрические измерительные системы.—М.: Энергия, 1967.
21. Косачев А. В., Нестеров В. К. Телевизионная система для измерения координат интерференционных полос // Оптическое изображение и регистрирующие среды: Тез. докл. 1 Всесоюз. конф.—Л.: ЛДНТП, 1982.
22. Душин Л. А., Привезенцев В. И., Таран В. С., Ямницкий В. А. Многоградационная автоматическая обработка оптических интерферограмм плазмы на ЭВМ // Автометрия.—1974.—№ 3.
23. Гришин М. П. Автоматическая обработка фотографических изображений с применением ЭВМ.—Минск: Наука и техника, 1976.
24. Ярославский Л. П., Мерзляков Н. С. Цифровая голография.—М.: Наука, 1982.
25. Карлов С. Н., Неленсон А. З., Петров В. Г., Пушной П. А. Устройство автоматизированной обработки интерферограмм // Высокоскоростная фотография, фотоника и метрология в быстротекающих процессах: Тез. докл. 12 Всесоюз. науч.-техн. конф.—М., 1985.
26. Schemm J. V., Vest C. M. Fringe pattern recognition and interpolation, using nonlinear regression analysis // Appl. Opt.—1983.—22, N 18.—P. 2850.

27. Creath K. Step height measurement using two-wave length phase shifting interferometry // *Appl. Opt.*—1987.—26, N 14.—P. 2810.
28. Stahl H. P., Koliopoulos C. L. Interferometric phase measurement using pyroelectric vidicons // *Appl. Opt.*—1987.—26, N 6.—P. 1127.
29. Sasaki O., Okazaki H. Sinusoidal phase modulating interferometry for surface profile measurement // *Appl. Opt.*—1986.—25, N 18.—P. 3137.
30. Sasaki O., Okazaki H., Sakai M. Sinusoidal phase modulating interferometer using the integrating-bucket method // *Appl. Opt.*—1987.—26, N 6.—P. 1089.
31. Bruning J. H., Herriott D. R., Gallagher J. E. et al. Digital wavefront measuring interferometer for testing optical surfaces and lenses // *Appl. Opt.*—1974.—13, N 11.—P. 2693.
32. Robinson D. W., Williams D. C. Digital phase stepping speckle interferometry // *Opt. Comm.*—1986.—57, N 1.—P. 26.
33. Crane L. Interference phase measurement // *Appl. Opt.*—1969.—8, N 3.—P. 538.
34. Smith G. B., Stenson K. A. Heterodyne readout of specklegram halo interference fringes // *Appl. Opt.*—1980.—19, N 18.—P. 3031.
35. Stevenson W. H. Optical frequency shifting by means of rotating diffraction grating // *Appl. Opt.*—1970.—9, N 5.—P. 649.
36. Massie N. A., Nelson D., Holly S. High performance real time heterodyne interferometry // *Appl. Opt.*—1979.—18, N 11.—P. 1797.
37. Thalmann R., Dandliker R. Strain measurement by heterodyne holographic interferometry // *Appl. Opt.*—1987.—26, N 10.—P. 1964.
38. Moore D. T., Truax B. E. Phase-locked moire fringe analysis for automated contouring of diffuse surfaces // *Appl. Opt.*—1979.—18, N 1.—P. 91.
39. Johnson G. N., Leiner D. C., Moore D. T. Phase-locked interferometry // *Opt. Eng.*—1979.—18, N 1.—P. 46.
40. Chang M., Hu C. P., Lam P., Wyant J. C. High precision deformation measurement by digital phase shifting holographic interferometry // *Appl. Opt.*—1985.—24, N 22.—P. 3780.
41. Yatagai T., Ohmura K., Iwasaki S. et al. Quantitative phase analysis in electron holographic interferometry // *Appl. Opt.*—1987.—26, N 2.—P. 377.
42. Srinivasan V., Liu H. C., Hallioua M. Automated phase measuring profilometry of 3-D diffuse objects // *Appl. Opt.*—1984.—23, N 18.—P. 3105.
43. Kadono H., Takai N., Asakura T. New common-path phase shifting interferometer using a polarization technique // *Appl. Opt.*—1987.—26, N 5.—P. 898.
44. Tatsuno K., Tsunoda Y. Diode laser direct modulation heterodyne interferometer // *Ibid.*—N 1.—P. 37.
45. Wizinowich P. L. Phase shifting interferometry in the presence of vibration: a new algorithm and system // *Appl. Opt.*—1990.—29, N 22.—P. 3271.
46. Kerr O. // *JOSA.*—1990.—7, N 5.—P. 820.
47. Ichioka Y., Inui M. Direct phase detecting system // *Appl. Opt.*—1972.—11, N 7.—P. 1507.
48. Toyoka S., Iwaasa Y. Automatic profilometry of 3-D diffuse objects by spatial phase detection // *Appl. Opt.*—1986.—25, N 10.—P. 1630.
49. Mertz L. Real-time fringe-pattern analysis // *Appl. Opt.*—1983.—22, N 10.—P. 1535.
50. Womack K. H. Interferometric phase measurement using spatial synchronous detection // *Proc. SPIE.*—1983.—429.—P. 8.
51. Womack K. H. Interferometric phase measurement using spatial synchronous detection // *Opt. Eng.*—1984.—23, N 4.—P. 391.
52. Takeda M., Ina H., Kobayashi S. Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry // *JOSA.*—1982.—72, N 1.—P. 156.
53. Macy W. W. Two dimensional fringe-pattern analysis // *Appl. Opt.*—1983.—22, N 23.—P. 3898.
54. Laughlin J. L., Hormitz B. A. Real-time snapshot interferometer // *Proc. SPIE.*—1986.—680.—P. 35.
55. Ransom P. L., Kokal J. V. Interferogram analysis by a modified sinusoid fitting technique // *Appl. Opt.*—1986.—25, N 22.—P. 4199.
56. Toyoka S., Tominaga M. Spatial fringe scanning for optical phase measurement // *Opt. Comm.*—1984.—51, N 1.—P. 68.
57. Борняк Л. А., Логинов А. В., Меднис П. М. Мультипликативный метод пространственной модуляции для определения фазы в интерференционном поле // *Автометрия.*—1991.—№ 6.
58. Левин Г. Г., Вишняков Г. Н. Оптическая томография.—М.: Радио и связь, 1989.

59. Логинов А. В. Совершенствование методов голографической интерферометрии для создания систем измерения смещений и деформаций и анализ их точностных характеристик: Автореф. дис. канд. техн. наук /НЭТИ.—Новосибирск, 1979.
60. Сарнадский В. Н. Разработка методов и средств пространственной фазо- и частотометрии для интерференционно-оптических измерений: Дис. канд. техн. наук /НЭТИ.—Новосибирск, 1990.
61. Баскаков С. И. Радиотехнические цепи и сигналы.—М.: Высш. шк., 1988.
62. Хургин Я. И., Яковлев В. П. Методы теории целых функций в радиофизике, теории связи и оптике.—М., 1962.
63. Takeda M., Mutoh K. Fourier transform profilometry for the automatic measurement of 3-D object shape // Appl. Opt.—1983.—22, N 24.—P. 3977.
64. Toyoka S., Iwaasa Y. Automatic profilometry of 3-D diffuse objects by spatial phase detection // Appl. Opt.—1986.—25, N 10.—P. 1630.

Поступила в редакцию 12 марта 1993 г.

Реклама продукции в нашем журнале — залог Вашего успеха!