АКАДЕМИЯ НАУК СССР
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
А В Т О М Е Т Р И Я
№ 1 1989

ОПТИЧЕСКИЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ

УДК 621.378.9 : 778.4

А. Н. ГРИШАНОВ, С. Т. ДЕ, С. П. ИЛЬИНЫХ,
В. А. ХАНДОГИН
(Новосибирск)

КОЛИЧЕСТВЕННАЯ РАСШИФРОВКА ИНТЕРФЕРОГРАММ НА ОСНОВЕ ФАЗОВЫХ ПСЕВДОСДВИГОВ. Ч. I. АНАЛИЗ И АЛГОРИТМЫ

Интерферометрические методы измерения получили широкое распространение как в научных исследованиях, так и в производственной практике. Их основное достоинство состоит в высокой информативности интерферограмм. Однако полезная информация об объекте измерений представлена на интерферограмме в зашифрованном виде, поэтому успешность ее реконструкции в решающей степени зависит от способа расшифровки.

В последнее время разработаны новые подходы к расшифровке интерферограмм, основанные на контролируемом изменении фаз интерферирующих полей. Без существенного усложнения оптических схем регистрации они эффективно применяются в голографической интерферометрии реального времени [1] и электронной спекл-интерферометрии [2, 3]. Однако известные попытки использования принципов измерений с контролируемым фазовым сдвигом в двухэкспозиционной голографической интерферометрии потребовали значительного усложнения оптических схем. Поэтому предложенные в [4, 5] двухопорные интерферометры не получили распространения в экспериментальных исследованиях. Для двухэкспозиционной интерферометрии по-прежнему широко применяются методы расшифровки, использующие прямое отслеживание середин интерференционных полос [6—10], хотя соответствующие алгоритмы отличаются низкой производительностью и допускают грубые ошибки из-за влияния спекл-шума. Все это стимулирует поиск новых принципов расшифровки двухэкспозиционных интерферограмм. Например, в [11] на искусственных интерферограммах иллюстрируются достоинства фурье-фильтрации поля яркости, а также процедура устранения $2\pi n$-неоднозначности.

В настоящей статье рассмотрены новые методы расшифровки интерферограмм, полученных по классическим схемам с одной опорной волной. Эти методы представляют собой гомоморфные фильтры цифрового образа интерферограммы, действие которых в формальном отношении повторяет закономерности расшифровки на основе контролируемого фазового сдвига. Однако здесь расшифровка осуществляется по одной интерферограмме, а не по четырем, как в известных методиках [1—5].

Предложенные гомоморфные фильтры полосатых картин с очевидными видоизменениями применимы также для расшифровки интерферограмм фотоупругости, муара, спекл-интерферометрии, записанных методами голографической интерферометрии с усреднением во времени. Однако для определенности все выкладки выполнены на примере двухэкспозиционной голографической интерферометрии. Рассматривается процедура устранения $2\pi n$-неоднозначности поля фазы, реконструированного при гомоморфной фильтрации двухэкспозиционных интерферограмм.

Предлагаемые алгоритмы будут проиллюстрированы в последующих работах расшифровкой интерферограмм с гладкими полями яркости и реальных интерферограмм, содержащих спекл-шум.

Задача расшифровки интерферограмм. Как известно [12], поле яркости интерферограммы $I(x, y)$ в плоскости сфокусированного изображения xoy имеет вид

$$I(x, y) = A(x, y)(1 + V(x, y)\cos\Phi(x, y)), \qquad (1)$$

здесь $A(x, y)$ — средний уровень яркости, описывающий изображение исследуемого объекта; $V(x, y)$ — контраст интерференционных полос; $\Phi(x, y)$ — фаза интерференционных полос, равная разности фаз интерферирующих волновых фронтов. Напомним, что даже в рамках метода двух экспозиций поле $\Phi(x, y)$ не имеет единственной физической интерпретации. Например, в методе смещенного источника $\Phi(x, y) = (2\pi/\lambda)(S_1 + S_2)$, где S_1, S_2 — расстояния от текущей точки объекта до первого и второго источников освещения соответственно [6, 12]. При исследовании статических деформаций твердых тел $\Phi = (2\pi/\lambda)(\mathbf{R}_0 + \mathbf{R}_1)\mathbf{u}$, где $\mathbf{R}_0$, $\mathbf{R}_1$ — орты направлений освещения и наблюдения; $\mathbf{u}$ — поле перемещений образца; λ — длина волны излучения лазера [12]. Но во всех случаях для получения количественных данных об объекте измерений необходимо восстановить значения поля $\Phi(x, y)$. Последняя задача имеет уже универсальный характер и не зависит от конкретной физической интерпретации фазы полос. Поэтому расшифровкой интерферограмм целесообразно назвать решение последней, универсальной задачи, отделив ее от частной задачи интерпретации.

Таким образом, полная задача расшифровки интерферограммы (1) состоит в реконструкции поля фазы $\Phi(x, y)$ по известному полю яркости $I(x, y)$. В некоторых случаях, кроме поля фазы $\Phi(x, y)$, требуется восстановить значения некоторых производных фазы по пространственным координатам [12].

Решение задачи расшифровки путем прямого обращения выражения (1)

$$\Phi(x, y) = \arccos[(I(x, y) - A(x, y))/V(x, y)A(x, y)] \qquad (2)$$

на практике, как правило, приводит к большим погрешностям, так как распределения $A(x, y)$ и $V(x, y)$ заранее не известны. Обычно их невозможно восстановить даже и из специальных дополнительных измерений. Поэтому при расшифровке приходится считаться с тем, что значение яркости I в каждой точке (x, y) зависит от трех неизвестных A, V, Φ.

Возможность решения задачи расшифровки интерферограммы (1) определяется спектральным составом полезного сигнала $\cos\Phi$ и шумовых источников A и V. В приложениях интерференционный сомножитель $(1 + \cos\Phi)$ является детерминированным и относительно низкочастотным, т. е. не содержит гармоник с частотой, превышающей частоту среза фильтра устройства ввода (которое осуществляет пространственную дискретизацию и квантование по уровню непрерывного поля (1)). При этом, как правило, характерные размеры осцилляций контраста составляют несколько шагов интерференционных полос. Поэтому спектры полей V и $\cos\Phi$ не перекрываются.

Средняя яркость $A(x, y)$ имеет более сложную структуру, так как представляет собой изображение объекта, «испорченное» передаточной функцией когерентно-оптического тракта голографического интерферометра. При этом спектральный состав поля $A(x, y)$ зависит от уровня шероховатости отражающей поверхности исследуемого объекта [12, 13]. Практический интерес вызывают два крайних случая. Оптические поверхности (или фазовые объекты) обладают регулярными отражающими свойствами, что в итоге приводит к низкочастотному спектру поля

$A(x, y)$ с характерными масштабами осцилляций средней яркости, превышающими шаг интерференционных полос.

Другой крайний случай образуют диффузно отражающие объекты, характерные для задач прикладной механики и [illegible] эффективного фильтра устройства ввода. Поэтому распределение $A(x, y)$ принципиально нельзя точно реконструировать по полю яркости интерферограммы (или ее цифрового образа).

Отметим, что алгоритм решения полной задачи расшифровки включает две разнородные части. Во-первых, восстановление поля $\Phi(\mathrm{mod}\, 2\pi)$ или только положения середин интерференционных полос $\Phi = \pi n$. Во-вторых, определение поля $\Phi(x, y)$ по серединам интерференционных полос или по многозначной функции $\Phi(\mathrm{mod}\, 2\pi) + 2\pi n$. В дальнейшем первый алгоритм будет сведен к алгебраическим преобразованиям яркости, имеющим формализованный вид. Второй алгоритм не имеет пока универсальных и достаточно производительных реализаций (один из возможных вариантов см. в [11], еще один обсуждается в этой статье).

Рассмотрим решение задачи расшифровки для указанных двух крайних случаев, уделяя основное внимание более важному, первому алгоритму.

Фазовые объекты. В этом случае поле $A(x, y)$ имеет только низкочастотный спектр и может быть оценено по значениям поля яркости $I(x, y)$. Учитывая упомянутые свойства полей $A(x, y)$ и $V(x, y)$, будем предполагать следующее: в окрестности любой точки (x, y) поля A и V можно аппроксимировать кусочно-постоянными функциями, а поле фазы $\Phi(x, y)$ — кусочно-линейными распределениями.

В силу этих предположений поля A, V, Φ и I в окрестности i-й точки оцифровки представляются в виде

$$A_{i+n} = A_i;\ V_{i+n} = V_i;\ \Phi_{i+n} = \Phi_i + n\Delta\Phi_i;$$
$$I_{i+n} = A_i(1 + V_i \cos(\Phi_i + n\Delta\Phi_i)),\ n = 0;\ \pm 1;\ \pm 2 \ldots, \tag{3}$$

где A_i, V_i, Φ_i, I_i — цифровые образы полей A, V, Φ, I соответственно; $\Delta\Phi_i = (\Phi_{i+n} - \Phi_i)/n$ — фазовый псевдосдвиг или приращение фазы в соседних точках оцифровки яркости.

Следует подчеркнуть, что аппроксимирующие формулы (3) имеют локальный характер и не накладывают глобальных ограничений на функции A, V, Φ. Последние могут произвольно, но в соответствии с гипотезами достаточно гладко изменяться в области определения. На практике это означает, что представление (3) может использоваться не только для линейных, но и для нелинейных полей фазы. В частности, для интерферограмм статических деформаций твердых тел соотношения (3) применимы как в области постоянных деформаций, так и в зонах их концентрации около отверстий или сосредоточенных сил.

Имеют место следующие формулы, проверяемые прямой подстановкой в них равенств (3):

$$\varphi_i = \mathrm{arctg}\left\{\mathrm{tg}\,\Delta\Phi_i \frac{I_{i-2} - I_{i+2}}{2I_i - I_{i-2} - I_{i+2}}\right\}; \tag{4}$$

$$2\cos\Delta\Phi_i = (I_{i-2} - I_{i+2})/(I_{i-1} - I_{i+1});\ \varphi_i \equiv \Phi_i(\mathrm{mod}\,\pi). \tag{5}$$

Соотношения (4), (5) решают задачу расшифровки, устраняя вредное влияние низкочастотных шумов A_i, V_i, значения которых не участвуют в формулах для фазы φ_i и фазового псевдосдвига $\Delta\Phi_i$. Значения шумовых полей также восстанавливаются по яркости интерферограммы, например по правилам

$$A_i = I_i - (2I_i - I_{i-2} - I_{i+2})/(2\sin^2 \Delta\Phi_i); \qquad (6)$$

$$V_i = (I_i - A_i)/(A_i \cos \Phi_i). \qquad (7)$$

При рассмотрении выражений (4)—(7) создается впечатление, что по измерениям одного поля яркости I_i определены три независимых поля A_i, V_i, φ_i той же размерности. Однако указанные поля определяются не единственным образом. Принятые предположения (3) допускают еще несколько разрешающих формул, например, таких:

$$\varphi_i = \operatorname{arctg} \frac{(I_{i+1} - I_{i-1}) \sin \Delta\Phi_i}{(I_{i+2} - I_i) - (I_{i+1} - I_{i-1}) \cos \Delta\varphi_i}; \qquad (8)$$

$$\varphi_i = \operatorname{arctg}\left\{\operatorname{tg}\frac{\Delta\Phi_i}{2}(I_{i+2} - I_{i-2} + I_{i+1} - I_{i-1})/(I_{i+2} + I_{i-2} - I_{i+1} - I_{i-1})\right\}. \qquad (9)$$

Расчет фазы φ_i по формуле (8) или (9) и дополнительных параметров по (6), (7) приведет к другим значениям параметров A_i, V_i, φ_i. Можно выписать еще несколько аналогичных соотношений, которые также приводят к другим значениям тройки неизвестных полей A_i, V_i, φ_i во всей области расшифровки. Таким образом, избыточные данные возникают здесь за счет утраты единственности разрешающих формул и вытекающей отсюда неоднозначности решения задачи расшифровки. Для устранения неоднозначности естественно решить вопрос о наилучшем представлении предложенного нелинейного фильтра поля яркости. Однако проблема оптимизации формы фильтра остается пока открытой. Ограничимся лишь следующими тремя замечаниями.

I. Преобразования типа (4), (5) или (8), (9) реконструируют как фазу, так и фазовый псевдосдвиг, пропорциональный градиенту поля фазы. Это открывает более широкие возможности для определения производных поля фазы непосредственно по полю яркости без восстановления самой фазы.

II. Специальные численные эксперименты показали, что основным источником погрешности вычислений по формулам (4), (8), (9) является $\cos \Delta\varphi_i$, определяемый по правилам типа (5). В различных формах фильтра влияние этого фактора минимизируется при разных значениях фазового псевдосдвига. Например, для симметричной формы (4) оптимальное значение фазового псевдосдвига $\Delta\Phi_i \approx 35°$, а для формы (9) оно в 2 раза больше. Уровень отрицательного воздействия указанного фактора во всех формах фильтра (4), (8), (9) примерно одинаков.

III. Специальные расчеты позволяют утверждать, что отличия в значениях полей, определенных по разным разрешающим формулам, как правило, меньше, чем погрешности вычисления по любым из них, вызванные влиянием высокочастотных шумов яркости или отступлениями от ограничений основных гипотез.

Известна техника определения фазы $\varphi(x, y)$ путем совместной обработки четырех интерферограмм одного и того же объекта, зарегистрированных при фазовых сдвигах $n\Delta\Phi$, реально вносимых в один из интерферирующих волновых фронтов [1—5]. В данном случае задача расшифровки решается по одной интерферограмме, четыре копии которой получаются за счет пространственных сдвигов. Роль фазового сдвига, в действительности отсутствующего, играет изменение фазы. В результате такого подхода возникают своеобразные нелинейные фильтры поля яркости, решающие задачу расшифровки.

Подходы, основанные на фурье-фильтрации интерферограмм, являются наиболее последовательными и достаточно удобными для косинусоидальных профилей полос типа (1). Одна из последних удачных реализаций фурье-фильтрации рассмотрена в [11]. Однако гомоморфная фильтрация интерферограмм требует значительно меньшего объема вычислений, так как сводится к локальным операциям, и поэтому более предпочтительна в приложениях.

Диффузно отражающие объекты. В этом случае средняя яркость представляет собой спекл-шум, модулированный изображением объекта, и содержит как длинноволновые, так и коротковолновые осцилляции. Соответственно задача расшифровки может быть решена только тогда, когда шаг интерференционных полос достаточно больше характерного размера спеклов и в той же мере меньше характерного масштаба длинноволновых осцилляций яркости. Однако на практике эти условия часто не выполняются, и имеет место перекрытие спектров полей A, V, $\cos\Phi$. В результате о расшифровке следует говорить лишь условно, так как ее погрешность может достигать больших уровней (до $\pm\pi$). Учитывая изложенное, оценим, в какой мере результаты, полученные для интерферограмм фазовых объектов, можно перенести на интерферограммы диффузно отражающих объектов.

Среднюю яркость уже нельзя аппроксимировать кусочно-постоянными распределениями из-за присутствия спекл-шума. Для оценки его влияния удобно моделировать спекл-шум гармоническими колебаниями яркости. При этом дискретизованная средняя яркость трансформируется по правилу

$$A_i \to (1+\cos\psi_i)A_i, \tag{10}$$

где ψ_i — фаза спекл-шума, имеющего единичный контраст, как и для реальных интерферограмм [12]. Яркость интерферограммы в окрестности i-й точки расшифровки приобретает следующую форму:

$$I_{i+n} = A_i(1+\cos(\psi_i + n\Delta\psi_i))\,(1+V_i\cos(\Phi_i + n\Delta\Phi_i)), \tag{11}$$
$$n = 0;\ \pm 1;\ \pm 2\ldots;\ \Delta\psi_i \gg \Delta\Phi_i.$$

Разрешающие формулы (4), (5) для яркости (11) принимают очень громоздкий вид и для $\cos\Delta\Phi_i$, например, заменяются выражением

$$\frac{I_{i-2} - I_{i+2}}{I_{i-1} - I_{i+1}} =$$
$$= \frac{\sin\psi_i \sin 2\Delta\psi_i\,(1 + V_i\cos\Phi_i\cos 2\Delta\Phi_i) + V_i\sin\Phi_i\sin 2\Delta\Phi_i\,(1+\cos\psi_i\cos 2\Delta\psi_i)}{\sin\psi_i\sin\Delta\psi_i\,(1+V_i\cos\Phi_i\cos\Delta\Phi_i) + V_i\sin\Phi_i\sin\Delta\Phi_i\,(1+\cos\psi_i\cos\Delta\psi_i)}.$$

Видно, что в общем случае приведенную дробь нельзя интерпретировать как $\cos\Delta\Phi_i$. Поэтому при произвольном фазовом сдвиге $\Delta\Phi_i$ (или $\Delta\psi_i$) формулы (4)—(9) неприменимы для расшифровки интерферограмм диффузно отражающих объектов. В частном случае, когда

$$\psi_i = \pi/2 + 2\pi n;\ \Delta\psi_i = 2m\pi;\ m,\ n = 0;\ \pm 1;\ \pm 2\ldots, \tag{12}$$

разрешающие формулы (4)—(9) выполняются и для яркости (11).

Анализ частной модели яркости (11) позволяет сделать несколько общих выводов.

1. При расшифровке интерферограмм, содержащих спекл-шум, соседние отсчеты яркости I_{i+n} должны располагаться в максимумах яркости, т. е. отстоять друг от друга на характерный размер спеклов.

2. Если отсчеты I_{i+n} выбираются не в максимумах яркости, т. е. не на ярких спеклах, то это соответствует снижению уровня средней яркости и последующему снижению точности.

3. Если расстояние между соседними отсчетами меньше характерного размера спеклов, то разрешающие формулы (4)—(9) приводят к большим погрешностям.

4. Если спекл-шум имеет вид двухуровневого сигнала, то задача расшифровки не может быть решена рассматриваемым способом. Двухуровневые картины предварительно должны быть превращены в полутоновые (например, путем усреднения).

Структура гомоморфного фильтра. Для выяснения структуры нелинейного фильтра и его основных свойств удобно перейти к дифференциальной форме записи разрешающих формул (4)—(9). В ограничениях основных гипотез о локально-постоянных полях A_i, V_i и локально-линейной фазе Φ_i из формулы (1) получаем соотношения

$$\operatorname{tg}\Phi = (I''/\Phi' I') \equiv (1/\Phi')\, d(\ln I')/ds; \qquad (13)$$
$$I' = -AV\Phi' \sin\Phi;\ I'' = -AV\Phi'^2 \cos\Phi,$$

где $(\cdot)' \equiv d/ds$ — производная в произвольном пространственном направлении. Выражение (13) позволяет сформулировать следующие свойства предложенного нелинейного преобразования поля яркости.

1. Эффективность фильтра обусловлена подавлением низких частот путем дифференцирования яркости и переводом мультипликативного шума в аддитивный с помощью логарифмирования. Введенная таким образом логарифмическая производная яркости осуществляет гомоморфную фильтрацию мультипликативной составляющей низкочастотного шума, равного произведению полей AV. Следовательно, соотношения типа (13) или (4)—(9) определяют новый тип гомоморфных фильтров интерферограмм.

2. Гомоморфный фильтр (13) переводит картину интерференционных полос с низкочастотными функциями A и V в картину изофазных полос. Переход через уровень $\varphi = 0$ происходит в линиях экстремумов яркости (1), т. е. в серединах интерференционных полос.

3. Предпочтительное направление дифференцирования яркости совпадает с направлением нормали к изофазным линиям, т. е. направлено поперек интерференционных полос. В этом случае $|I'| \to \sup$ и $|I''| \to \sup$, и поэтому дробь I''/I' восстанавливается по данным оцифровки поля I_i с наименьшей погрешностью.

Гомоморфный фильтр допускает уточнения, обусловленные применением более совершенных конечно-разностных аппроксимаций первой и второй производных, а также усовершенствованием основных гипотез. Например, для учета изменения шага полос можно устранить ограничения на поле фазы, исключив вторую гипотезу. В результате инфинитезимальная форма фильтра (13) преобразуется к виду

$$\operatorname{tg}\Phi = \frac{1}{\Phi'}\left(\frac{I''}{I'} - \frac{\Phi''}{\Phi'}\right) \equiv \frac{1}{\Phi'}\frac{d}{ds}\ln\left(\frac{I'}{\Phi'}\right), \qquad (14)$$

который сохраняет в себе все основные свойства правила (13).

Аналогичные уточнения конечно-разностной формы фильтра осуществляются путем ослабления ограничений второй гипотезы и введения более гладких аппроксимаций фазы. Например, при локальных аппроксимациях двузвенными ломаными в виде

$$\Phi_{i+n} = \Phi_i + n\Delta\Phi_i; \quad \Delta\Phi_i = \begin{cases} \psi, & n = -2;\ -1;\ 0;\ 1; \\ \omega, & n = -1;\ 0;\ 1;\ 2 \end{cases}$$

одна из возможных пятиточечных форм фильтра определяется следующими равенствами:

$$\cos\omega = \frac{1}{2}\left(\frac{I_{i+2} - I_{i-1}}{I_{i+1} - I_i} - 1\right); \quad \cos\psi = \frac{1}{2}\left(\frac{I_{i+1} - I_{i-2}}{I_i - I_{i-1}} - 1\right);$$
$$\varphi_i = \operatorname{arctg}\frac{(I_{i+2} - I_{i-2}) - (I_{i+2} - I_i)\cos 2\psi - (I_i - I_{i-2})\cos 2\omega}{(I_{i+2} - I_i)\sin 2\psi - (I_i - I_{i-2})\sin 2\omega}.$$

Однако преимущества усовершенствованных форм фильтра типа (14) на практике могут оказаться спорными, так как уточняющие поправки в них, как правило, сравнимы по величине с погрешностью фазы $\varphi(x, y)$, обусловленной, в свою очередь, погрешностями измерения яркости $I(x, y)$ и первой гипотезой о локальном постоянстве полей A, V. Например, из формул (13) и (14) можно установить, что при изменении шага двух соседних интерференционных полос в 2 раза поправки на нелинейность фазы в формуле (14) эквивалентны погрешности основной формулы (13) при относительной ошибке яркости $|\delta I/I| = 6-7\ \%$. Поэтому при расшифровке реальных интерферограмм следует специально обосновать планируемые преимущества уточненных форм гомоморфного фильтра по сравнению с основной его формой (13) и ее конечно-разностными реализациями типа (4)—(9).

Расшифровка по серединам полос. В приложениях интерферограммы часто регистрируются на промежуточном носителе, например на фотопленке. При этом распределение яркости интерферограммы (1) воспроизводится в поле почернения с систематической погрешностью, обусловленной нелинейностью характеристики фотоматериала. В результате поле фазы также определяется с погрешностью. Например, при применении формул типа (13) для расшифровки интерферограммы, записанной на нелинейном фотоносителе, имеем

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{\Phi' I'}{I''} \to \operatorname{arctg} \frac{\Phi' I'}{I'' + (D''/D')\, I'^2}, \tag{15}$$

где $D = D(I)$ — плотность почернения фотоматериала; $D' = dD/dI$ — коэффициент контрастности фотоматериала.

Значения фазы, вычисленные по формуле (15), совпадают с истинными значениями только в серединах интерференционных полос, где $I'(x, y) = 0$. Следовательно, даже при нелинейной регистрации положения середин интерференционных полос воспроизводятся без искажений. Все другие изофазные линии деформируются. Поэтому расшифровку таких интерферограмм целесообразно проводить в два этапа. Сначала выделяют только середины полос по одному из эквивалентных условий

$$\varphi(x, y) = 0; \; I'(x, y) = 0. \tag{16}$$

Затем в промежутках между серединами фаза доопределяется, например, путем интерполяции.

Реконструкция полной фазы. При выделении середин полос исходная полутоновая картина яркости (или почернения) переводится в двухуровневую, которая с точностью до нормировки имеет вид

$$I_2(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{в серединах полос;} \\ 0 & \text{между серединами полос.} \end{cases}$$

В серединах полос фаза определяется с наибольшей неопределенностью, равной $n\pi$. Неопределенность уменьшается при использовании трехуровневой раскраски яркости с помощью поля $I''(x, y)$, представляющего кривизну поверхности $z = I(x, y)$. Трехуровневая яркость находится по правилу

$$I_3(x, y) \equiv -I_2(x, y)\, \operatorname{sign} I''(x, y) = \begin{cases} +1 & \text{в максимумах;} \\ 0 & \text{в промежутках;} \\ -1 & \text{в минимумах,} \end{cases} \tag{17}$$

при котором фаза определяется в серединах полос уже с $2\pi n$-неоднозначностью. При этом указанная неоднозначность полностью устраняется при отыскании одномерных сечений фазовых поверхностей на основании двух правил:

1) при чередовании уровней яркости $I_3(x, y)$ в выбранном сечении фаза сохраняет монотонность;

2) при повторении уровней $I_3(x, y)$ фаза достигает экстремума и изменяет монотонность.

Пусть S — натуральная координата выбранного сечения в плоскости (x, y); S_j — точки его пересечения с серединами полос (j нумерует середины полос в порядке их появления на выбранном сечении при монотонном увеличении параметра S и не связан с интерференционными порядками). Полная фаза в точках S_j определяется формальным вычислением функции

$$
\begin{gathered}
\Phi_j = \Phi_0 + \pi \sum_{i=1}^{j} (-1)^{n(i)}; \quad \Phi_j \equiv \Phi(S_j); \quad \Phi_0 = \Phi(S_0); \\
2n(i) = I_3(S_0) + 2\sum_{k=1}^{i-1} I_3(S_k) + I_3(S_i), \quad i = 0, 1, 2, \ldots
\end{gathered}
\tag{18}
$$

В промежутках между серединами полос фаза доопределяется либо путем аппроксимации по известным правилам (например, с помощью линейной интерполяции), либо с использованием ранее полученного поля $\varphi(x, y) = \Phi(x, y) \pmod{\pi}$ по формуле

$$
\Phi(S) = \Phi_j + \varphi(S) \text{ при } S \in [S_j; S_{j+1}]. \tag{19}
$$

Повторяя вычисления по формулам (18) и (19) для семейства сечений, покрывающих всю область расшифровки, можно восстановить полное поле фазы $\Phi(x, y)$. Таким образом, для устранения $n\pi$-неоднозначности фазы и реконструкции полного поля фазы $\Phi(x, y)$ по данным гомоморфной фильтрации поля яркости используются поля трехуровневой яркости $I_3(x, y)$, визуализирующие середины полос, а также поле $\varphi(x, y)$.

ВЫВОДЫ

На основе анализа спектров полезного сигнала и шумов интерферограмм выделены два крайних с точки зрения расшифровки случая объектов с гладкими и шероховатыми поверхностями.

Для объектов с гладкими поверхностями введены разрешающие соотношения задачи расшифровки (4)—(7) и определена степень их произвола (8), (9). Эти соотношения формально повторяют закономерности расшифровки на основе управляемого фазового сдвига, но реализуются для интерферограмм, полученных по классическим схемам.

При правильном выборе шага дискретизации (12) разрешающие соотношения (4)—(7) применимы для расшифровки интерферограмм диффузно отражающих объектов.

Разрешающие соотношения задачи расшифровки представляют собой одну из возможных реализаций гомоморфного фильтра поля яркости интерферограммы (13), (14), который подавляет аддитивные и мультипликативные низкочастотные шумы.

Предложен достаточно быстрый алгоритм выделения середин полос на основе гомоморфного фильтра поля яркости (16), а также алгоритм устранения $n\pi$-неоднозначности фазы, возникающей при расшифровке интерферограмм (18), (19).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Hariharan P., Oreb B. F., Brown N.** A digital phase-measurement system for real-time holographic interferometry // Opt. Communs.— 1982.— 41, N 6.
2. **Creath K.** Phase-shifting speckle interferometry // Appl. Opt.— 1985.— 24, N 18.
3. **Nakadate S., Saito H.** Fringe-scanning speckle-pattern interferometry // Ibid.— N 14.
4. **Sommargren G. F.** Double-exposure holographic interferometry using common-phase reference waves // Ibid.— 1977.— 16, N 6.
5. **Dändliker R., Thalmann R., Willemin J.-F.** Fringe interpolation by two-reference-beam holographic interferometry: reducing sensitivity to hologram misalignment // Opt. Communs.— 1982.— 42, N 5.
6. **Гришин М. П., Курбанов Ш. М., Маркелов В. П.** Автоматический ввод и обработка фотографических изображений на ЭВМ.— М.: Энергия, 1976.
7. **Yatagai T., Nakadate S., Idesawa M., Saito M.** Automatic fringe analysis using digital image processing techniques // Opt. Eng.— 1982.— 21, N 3.
8. **Gary A., Dennis C.** Digital extraction of interference fringe contours // Appl. Opt.— 1985.— 24, N 12.
9. **Гришанов А. Н., Де С. Т., Денежкин Е. Н., Хандогин В. А.** Особенности автоматизированной цифровой обработки и регистрации голографических интерферограмм // Автометрия.— 1986.— № 5.
10. **Сарнадский В. Н.** Система цифрового анализа полей неоднородных деформаций на основе накладных голографических интерферометров // Там же.

11. **Kreis T.** Digital holographic interference-phase measurement using the Fourier transform method // JOSA. Ser A.— 1986.— 3, N 6.
12. **Вест Ч.** Голографическая интерферометрия.— М.: Мир, 1982.
13. **Фриден Б.** Вычислительные методы в теории вероятностей и статистике // Компьютеры в оптических исследованиях.— М.: Мир, 1983.

Поступила в редакцию 9 февраля 1987 г.

УДК 621.378.9 : 778.4

С. Т. ДЕ, С. Н. ИЛЬИНЫХ, В. А. ХАНДОГИН

(Новосибирск)

КОЛИЧЕСТВЕННАЯ РАСШИФРОВКА ИНТЕРФЕРОГРАММ НА ОСНОВЕ ФАЗОВЫХ ПСЕВДОСДВИГОВ. Ч. II. РЕАЛИЗАЦИЯ АЛГОРИТМОВ

В работе рассмотрены наиболее важные особенности нескольких вариантов гомоморфной фильтрации поля яркости интерферограмм, алгоритмы которых представлены в [1]. Основные выводы получены путем расшифровки нескольких тестовых картин полос. Для объяснения выбранного подхода отметим следующее. Анализ отдельных примеров интерферограмм, разумеется, дает лишь частные выводы. Из теории статистических критериев известно [2], что всегда можно найти пример, подтверждающий ложные выводы или отвергающий истинные. Поэтому и анализ отдельных частных случаев, как правило, не дает общих результатов. Исключение составляет лишь перебор всех возможных вариантов, который здесь неосуществим. При формальном подходе нетрудно свести рассматриваемые нелинейные фильтры к линейным, учитывая свойства гомоморфизма. Однако весь набор возможных выводов, который может быть получен таким образом, во-первых, подробно изучен в общей теории цифровых фильтров [3], а во-вторых, не гарантирует высокой точности расшифровки интерферограмм. Не располагая другим общим подходом к исследованию нелинейных фильтров, авторы по традиции обращаются к анализу частных случаев. При этом особое значение приобретает выбор минимального, но представительного набора типичных картин интерференционных полос, достаточно полно отражающего разнообразные практические ситуации. Насколько нам известно, в литературе нет единой точки зрения по этому поводу, и каждый исследователь синтезирует свою оригинальную систему полос, что не позволяет сравнивать между собой разные алгоритмы. Учитывая изложенное, рассмотрим три типа тестовых интерферограмм, соответствующих следующим полям фазы $\Phi(x, y)$.

1. Линейное поле фазы: $\Phi_1(x, y) = \Phi_0 + k_1 x$ (Φ_0, $k_1 = \text{const}$), которое приводит к наиболее простой системе полос и последующим предельным оценкам минимального уровня погрешности расшифровки.

2. Половина квадратичной параболы: $\Phi_2(x, y) = \Phi_0 + k_2 x^2$ ($k_2 = \text{const}$, $x \geqslant 0$). Это один из трудных примеров расшифровки с сильной нелинейностью в окрестности вырожденной особенности параболического типа.

3. Сложное распределение фазы, объединяющее два других типа особенностей (эллиптический и гиперболический), которые в приложениях часто встречаются вместе друг с другом. Это также трудный пример для расшифровки:

$$\Phi_3(x, y) = k_3 \left[\sqrt{\left(\frac{y - b/2}{a/3}\right)^2 + \left(\frac{x - a/4}{a/4}\right)^2} - \left(\frac{x - a/4}{170b/256}\right)^3 \right]; \tag{1}$$

$$k_3 = \text{const}; \quad x \in [0, a]; \quad b \in [0, b].$$

Таким образом, предложенные три типа картин полос содержат самые простые и самые сложные, по нашему мнению, системы линий, ко-