

07;12

## Повышение чувствительности измерений при сравнении макрорельефа диффузно рассеивающих поверхностей

© А.М. Ляликов

Гродненский государственный университет им. Я. Купалы,  
230023 Гродно, Белоруссия

(Посупило в Редакцию 3 июля 1995 г. В окончательной редакции 18 декабря 1995 г.)

Разработан метод оптической обработки снимков спроецированных полос, позволяющий значительно повысить чувствительность измерений при сравнении макрорельефа диффузно рассеивающих поверхностей. Метод экспериментально апробирован при изучении смещений тонкой алюминиевой пластины из-за пластических деформаций поверхности. Получена картина линий равного смещения исследуемой диффузно рассеивающей поверхности пластины с повышением чувствительности измерений в 8 раз, при этом расстояние между соседними контурными линиями уменьшено до 15 мкм.

В тех случаях, когда величина смещения диффузно рассеивающей поверхности становится относительно большой ( $10-10^2\lambda$ ), полезность и преимущества голографической интерферометрии как наиболее чувствительного метода контроля [1-3], значительно уменьшаются. Это связано с большой частотой полос на восстановленных интерферограммах, а иногда даже и полным исчезновением видности интерференционной картины. Большие перемещения диффузно рассеивающих поверхностей исследуются по топограммам, которые могут быть получены как голографическим, так и неголографическим способами. К голографическим способам получения топограмм поверхности относятся метод смещения источника света между экспозициями [4], иммерсионный метод при помещении исследуемой диффузно отражающей поверхности в кювету с прозрачной жидкостью или газом и изменении показателя преломления между экспозициями [5,6], а также метод двух длин волн [7]. К неголографическим способам получения топограмм диффузно рассеивающих поверхностей следует отнести метод проекции полос или сеток на исследуемую поверхность и наблюдения полос муара [8,9]. Последняя группа способов получения топограмм поверхности диффузно рассеивающих объектов более проста в реализации, но для этой группы ограничен выбор исследуемых объектов. Обычно метод проекции полос применяется для поверхностей с малой кривизной, т.е. близких к плоским. Это ограничение связано с образованием затемненных зон на исследуемой поверхности, в которых форма поверхности рельефа не визуализируется [3,9]. Для устранения такого эффекта уменьшают угол, под которым проецируется система полос на исследуемую поверхность, однако при этом снижается чувствительность измерений. В этом случае для повышения чувствительности измерений может быть использована голографическая обработка снимков спроецированных полос, основанная на оптической фильтрации высших порядков дифракции и получении интерференционной топограммы рельефа исследуемой поверхности [10,11]. При

сравнении макрорельефов двух поверхностей может быть использована методика оптической обработки снимков спроецированных полос, установленных в оптически сопряженных плоскостях, с фильтрацией комплексно-сопряженных порядков дифракции [12]. При экспериментальной апробации последней методики было достигнуто максимально двукратное повышение чувствительности измерений, что в некоторых случаях может быть недостаточным особенно при исследовании небольших перемещений диффузно рассеивающих поверхностей. Исследование изменения макрорельефа еще более усложняется, если поверхность имеет сильную кривизну. В этом случае угол, под которым проецируется система полос на исследуемую поверхность для исключения затемненных зон, не может быть большим, а оптическая фильтрация в фокальной плоскости объектива усложняется из-за широкого пространственного спектра дифрагированной волны.

В данной работе рассмотрен метод, позволяющий значительно повысить чувствительность измерений при сравнении макрорельефа двух диффузно рассеивающих поверхностей. Метод основан на когерентной оптической обработке пары снимков спроецированных полос, включающей фильтрацию дифрагированных волн и перезапись информации о разности форм макрорельефа поверхностей на новые снимки.

Предположим, что на исследуемую диффузно рассеивающую поверхность спроецирована система эквидистантных полос (изображение точной решетки или интерференционная картина полос), причем оси  $OX'$  и  $OY'$  выбраны так, что полосы на поверхности исследуемого объекта перпендикулярны оси  $OX'$ . В этом случае после фотографической регистрации изображения поверхности амплитудное пропускание снимка спроецированных полос имеет вид [12]

$$\tau_1(x, y) \sim \left\{ 1 + \cos \left[ \frac{2\pi x}{P} + \varphi_1(x, y) \right] \right\}^{-\gamma/2}, \quad (1)$$

где

$$\varphi_1(x, y) = [2\pi L_1(\text{tg } \theta + \text{tg } \alpha) \cos \alpha] / P. \quad (2)$$

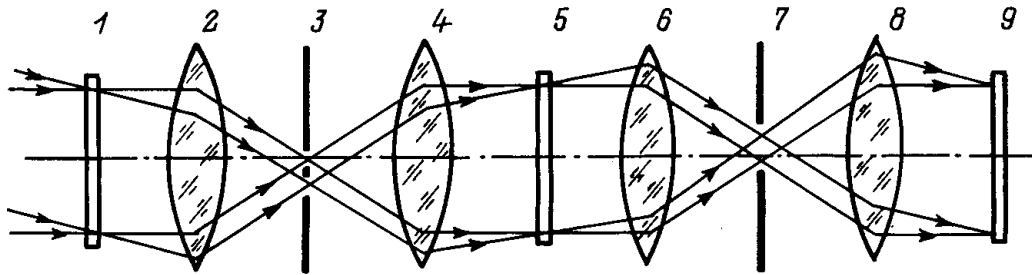


Рис. 1. Схема устройства оптической обработки пары снимков спроецированных полос. 1, 5 — снимки; 2, 4, 6, 8 — объективы; 3, 7 — фильтрующие диафрагмы; 9 — плоскость регистрации.

В выражениях (1), (2)  $x, y$  — координаты в плоскости регистрации;  $P$  — период наблюдаемых спроецированных полос на изображении плоской поверхности сравнения;  $\theta$  — угол между направлением освещения и нормалью к исследуемой поверхности;  $\alpha$  — угол между оптической осью фотографирующей системы и нормалью к исследуемой поверхности;  $\gamma$  — коэффициент контрастности фотоэмульсии;  $L_1$  — отклонение макрорельефа поверхности от плоской поверхности сравнения.

Предположим, что в результате деформации или просто разворота поверхности произошло ее смещение на величину  $L$ . После фотографической регистрации снимка амплитудное пропускание последнего можно представить в виде

$$\tau_2(x, y) \sim \left\{ 1 + \cos \left[ \frac{2\pi x}{P} + \varphi_2(x, y) \right] \right\}^{-\gamma/2}, \quad (3)$$

причем

$$\varphi_2(x, y) = [2\pi L_2(\operatorname{tg} \theta + \operatorname{tg} \alpha) \cos \alpha] / P, \quad (4)$$

где  $L_2$  — отклонение макрорельефа от плоской поверхности, сравнение определится приблизительно как  $L_1 + L$ .

При оптической обработке пары снимков спроецированных полос вида (1), (3) в анализаторе сопряженных голограмм [13] по методике [12] чувствительность измерения величины  $L$ , характеризующей различие макрорельефов поверхности при регистрации первого (1) и второго (3) снимков спроецированных полос, определяется номером выделяемых порядков дифракции на снимках. При экспериментальной апробации данной методики для повышения чувствительности измерений использовались  $\pm 1$ -е порядки дифракции, что позволило повысить чувствительность измерений только в два раза [12].

На рис. 1 приведена схема оптической обработки пары снимков спроецированных полос в когерентном свете. На первом этапе оптической обработки перезаписывают информацию о смещении исследуемой поверхности  $L$  на два других снимка спроецированных полос, при этом информацию о форме рельефа  $L_1$  и

$L_2$  на новых снимках исключают. На втором этапе с помощью пары новых снимков спроецированных полос получают интерференционную топограмму, характеризующую изменение формы макрорельефа исследуемой диффузно рассеивающей поверхности за время, соответствующее времени между регистрацией исходных снимков спроецированных полос.

Предположим, что снимки вида (1) и (3) установлены в положениях 1, 5 (рис. 1). Для практической реализации оптической обработки снимков требуется, чтобы период полос на снимках был достаточно мал (не более  $10^{-1}$  мм). В этом случае при освещении снимка 1, например, с амплитудным пропусканием вида 1 по нормали плоской волной за снимком будут наблюдаться волны, дифрагированные как в  $\pm 1$ -е, так и в высшие порядки дифракции. Распределение комплексных амплитуд дифрагированных волн можно в этом случае записать в виде

$$A_1(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n \exp \left\{ i \left[ \frac{2\pi x n \cos \beta_x}{\lambda} + n\varphi_1(x, y) \right] \right\}, \quad (5)$$

где  $a_n$  — действительные амплитуды;  $\cos \beta_x$  — направляющий косинус волны, дифрагированной в первом порядке дифракции ( $n = 1$ );  $\beta_x$  — угол между волновым вектором этой волны и осью  $OX$ ;  $\lambda$  — длина волны.

При записи (5) использовалось представление амплитудного пропускания снимка (1) в виде набора гармоник путем разложения в комплексный ряд Фурье [14]. Предположим, что снимок 1 (рис. 1) дополнительно освещается плоской волной, которая заклонена от нормали к снимку 1 в плоскости  $OYZ$ , где ось  $OZ$  совпадает с оптической осью устройства (рис. 1). Комплексная амплитуда такой волны пропорциональна  $\exp(i2\pi y \cos \beta_y / \lambda)$ , где  $\cos \beta_y$  — ее направляющий косинус. Можно показать, что распределение комплексных амплитуд дифрагированных волн на снимке 1 при освещении последнего двумя плоскими волнами с учетом (1), (5) можно представить в

виде

$$A(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n \exp \left\{ i \left[ \frac{2\pi x n \cos \beta_x}{\lambda} + n\varphi_1(x, y) \right] \right\} + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n \exp \left\{ i \left[ \frac{2\pi}{\lambda} (x n \cos \beta_x + y \cos \beta_y) + n\varphi_1(x, y) \right] \right\}. \quad (6)$$

Дифрагированные на снимке волны вида (6) в задней фокальной плоскости объектива 2 образуют дифракционный спектр, картина которого приведена на рис. 2, а. Наиболее яркие максимумы, расположенные в центре картины, соответствуют прямопрошедшим (рис. 1, снимок 1) волнам, причем верхняя и нижняя системы дифракционных максимумов, расположенных на горизонтальных прямых (рис. 2, а), образуются наборами волн, описываемых первой и второй суммами выражения (6). Величина смещения этих систем в задней фокальной плоскости объектива 2 (рис. 1) определяется и регулируется углом  $\beta_y$ , который наклоном второго пучка света в плоскости  $OYZ$  выбирается таким, чтобы верхняя и нижняя системы дифракционных максимумов в плоскости фильтрующей диафрагмы 3, установленной в задней фокальной плоскости объектива 2, не перекрывались.

Рассмотрим перезапись информации на новые снимки. Для регистрации первого снимка из всего набора дифрагированных на исходном снимке спроецированных полос 1 (рис. 1) волн вида (6) с помощью фильтрующей диафрагмы 3 выделяют из первой и второй дифракционных систем по одной волне, например дифрагированных в  $+n$ -м и  $-n$ -м порядках соответственно для верхней и нижней систем. В этом случае комплексные амплитуды выделенных волн

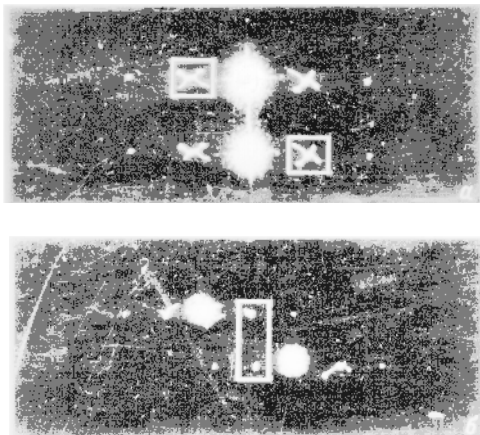


Рис. 2. Картины дифракционных спектров и выделяемых максимумов (выделены прямоугольниками) при перезаписи первого исходного снимка в плоскостях фильтрующих диафрагм. а — диафрагма 3, б — диафрагма 7.

можно представить в виде

$$A_{1n}(x, y) = a_n \exp \left\{ i \left[ \frac{2\pi x n \cos \beta_x}{\lambda} + n\varphi_1(x, y) \right] \right\}, \quad (7)$$

$$A_{2n}(x, y) = a_n \exp \left\{ -i \left[ \frac{2\pi}{\lambda} (x n \cos \beta_x - y \cos \beta_y) + n\varphi_1(x, y) \right] \right\}. \quad (8)$$

Волны вида (7), (8) освещают второй исходный снимок спроецированных полос 5 вида (3). Для реализации описываемой методики необходимо, чтобы увеличение оптической системы 2, 4 было строго однократным, а снимки 1 и 5 оптически сопряжены. В этом случае распределение комплексных амплитуд дифрагированных на снимке 5 волн можно определить

$$B(x, y) = [A_{1n}(x, y) + A_{2n}(x, y)] \tau_2(x, y). \quad (9)$$

Выражение (9) с учетом (3), (7) и (8) будет иметь вид

$$B(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} b_m \exp \left\{ i \left[ \frac{2\pi x(m+n) \cos \beta_x}{\lambda} + n\varphi_1(x, y) + m\varphi_2(x, y) \right] \right\} + \sum_{m=-\infty}^{+\infty} b_m \exp \left\{ i \left[ \frac{2\pi}{\lambda} (x(m-n) \cos \beta_x + y \cos \beta_y) - n\varphi_1(x, y) + m\varphi_2(x, y) \right] \right\}, \quad (10)$$

где  $b_m$  — действительные амплитуды дифрагированных волн.

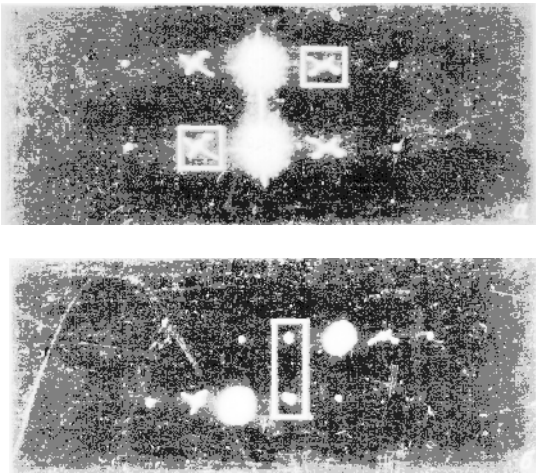
На рис. 2, б представлена фотография дифракционного спектра, который образуется при фокусировке объективом 6 (рис. 1) волн (10) в задней фокальной плоскости.

Из выражения (10) видно, что вблизи оптической оси устройства распространяются две волны, для которых справедливы соотношения  $m = -n$  и  $m = n$  соответственно для первой и второй сумм (10). Комплексные амплитуды этих волн имеют вид

$$B_{1n}(x, y) = b_n \exp \{ in[\varphi_1(x, y) - \varphi_2(x, y)] \}, \quad (11)$$

$$B_{2n}(x, y) = b_n \exp \left\{ i \left[ \frac{2\pi y \cos \beta_y}{\lambda} - n(\varphi_1(x, y) - \varphi_2(x, y)) \right] \right\}. \quad (12)$$

Волны вида (11), (12) выделяются фильтрующей диафрагмой 7, установленной в задней фокальной плоскости объектива 6.



**Рис. 3.** Картины дифракционных спектров и выделяемых максимумов (выделены прямоугольниками) при перезаписи второго исходного снимка в плоскостях фильтрующих диафрагм. *a* — диафрагма 3, *б* — диафрагма 7.

Если при освещении исходного снимка 1 (рис. 1) использовались две когерентные между собой волны, то и волны вида (11), (12) когерентны между собой. В этом случае в плоскости 9, оптически сопряженной с исходными снимками 1, 5, наблюдается интерференция волн (11), (12) и регистрируется новый снимок. Амплитудное пропускание нового снимка можно представить в виде

$$\tau(x, y) \sim \left\{ 1 + \cos \left[ \frac{2\pi y}{P_1} - 2n(\varphi_1(x, y) - \varphi_2(x, y)) \right] \right\}^{-\gamma/2}, \quad (13)$$

где  $P_1$  — период полос на новом снимке, определяемый как  $P_1 = \lambda / \cos \beta_y$ .

При регистрации нового, второго снимка в задней фокальной плоскости объектива 2 (рис. 1) фильтрующей диафрагмой 3 выделяются из первой и второй дифракционной систем волны, дифрагированные в  $-n$ -м и  $+n$ -м порядках соответственно для верхней и нижней систем. Комплексные амплитуды этих волн

$$A'_{1n}(x, y) = a_n \exp \left\{ -i \left[ \frac{2\pi x n \cos \beta_x}{\lambda} + n\varphi_1(x, y) \right] \right\}, \quad (14)$$

$$A'_{2n}(x, y) = a_n \exp \left\{ i \left[ \frac{2\pi}{\lambda} (x n \cos \beta_x + y \cos \beta_y) + n\varphi_1(x, y) \right] \right\}. \quad (15)$$

Волны вида (14), (15) освещают второй исходный снимок спроецированных полос 5 вида (3). Можно показать, что, используя соотношение (9) с учетом (3), (14), (15), распределение комплексных амплитуд дифрагированных на втором исходном снимке 5 волн

будет иметь вид

$$B'(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} b_n \exp \left\{ i \left[ \frac{2\pi x(m-n) \cos \beta_x}{\lambda} - n\varphi_1(x, y) + m\varphi_2(x, y) \right] \right\} + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} b_m \exp \left\{ i \left[ \frac{2\pi}{\lambda} (x(m+n) \cos \beta_x + y \cos \beta_y) + n\varphi_1(x, y) + m\varphi_2(x, y) \right] \right\}. \quad (16)$$

Расположение дифракционных максимумов (рис. 3, б) в этом случае в задней фокальной плоскости объектива 6 (рис. 1) будет несколько отличаться от случая регистрации первого снимка (рис. 2, б).

Для регистрации второго нового снимка фильтрующей диафрагмой 7 (рис. 1) выделяются две волны, распространяющиеся вблизи оптической оси устройства, для которых справедливы соотношения  $m = n$  и  $m = -n$  соответственно для первой и второй сумм (16). Комплексные амплитуды этих волн имеют следующий вид:

$$B'_{1n}(x, y) = b_n \exp \{ -in[\varphi_1(x, y) - \varphi_2(x, y)] \}, \quad (17)$$

$$B'_{2n}(x, y) = b_n \exp \left\{ i \left[ \frac{2\pi y \cos \beta_y}{\lambda} + n(\varphi_1(x, y) - \varphi_2(x, y)) \right] \right\}. \quad (18)$$

В плоскости 9 эти волны интерferируют и регистрируется второй снимок. Амплитудное пропускание последнего имеет вид

$$\tau'(x, y) \sim \left\{ 1 + \cos \left[ \frac{2\pi y}{P} + 2n(\varphi_1(x, y) - \varphi_2(x, y)) \right] \right\}^{-\gamma/2}. \quad (19)$$

Для получения топограмм, характеризующих разницу в форме макрорельефа, возникшую за время между регистрацией исходных снимков спроецированных полос (1) и (3), новые снимки вида (13) и (19) могут быть обработаны по различным методикам [9,10,12]. Однако последняя методика [12] оптической обработки пары снимков спроецированных полос позволяет достичь большего повышения чувствительности измерений, чем другие методы [9,10]. Это связано с тем, что изменения фаз под косинусами в выражениях (13) и (19) для амплитудных пропусканий новых снимков имеют противоположные знаки.

Оптическая схема для получения интерференционных топограмм с использованием двух оптически сопряженных снимков [12] принципиально не отличается от схемы, используемой для перезаписи снимков



**Рис. 4.** Интерференционная топограмма исследуемой тонкой алюминиевой пластины, характеризующая форму рельефа поверхности.

спроецированных полос (рис. 1). Для получения интерференционных топограмм снимки вида (13), (19) устанавливаются в положение 1, 5, причем снимок 1 освещается по нормали одним коллимированным пучком света. Следует отметить, что такая оптическая обработка пары снимков может осуществляться как в когерентном, так и некогерентном свете. Можно показать [12], что при выделении в плоскостях фильтрующих диафрагм 3, 7 волн, дифрагированных в комплексно сопряженные порядки, например  $\pm n$ -е, распределение интенсивности в плоскости 9 будет иметь вид

$$I(x, y) \sim 1 + \cos \{8n^2 [\varphi_1(x, y) - \varphi_2(x, y)]\}. \quad (20)$$

Расстояние между контурными линиями в интерференционной топограмме с учетом (2), (4) и (20)

$$\Delta L = \frac{P}{8n^2(\operatorname{tg} \theta + \operatorname{tg} \alpha) \cos \alpha}. \quad (21)$$

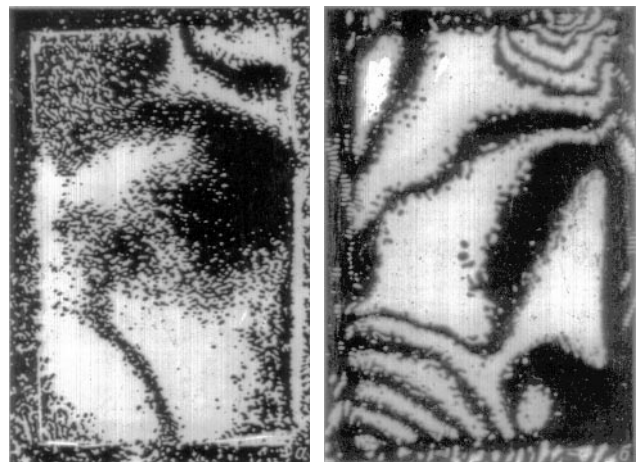
Сравнивая выражения (21) с соответствующим выражением для определения расстояния между соседними контурами в топограмме, полученной по методике [12] с использованием только пары исходных снимков спроецированных полос, видно, что чувствительность измерений в разработанной методике выше в  $4n$  раз.

Разработанный метод повышения чувствительности измерений при сравнении макрорельефа диффузно рассеивающих поверхностей был апробирован экспериментально при изучении смещений поверхности алюминиевой тонкой пластины прямоугольной формы, вызванных пластическими деформациями.

Следует отметить, что метод голографической интерферометрии, например двухэкспозиционной или в реальном масштабе времени, из-за больших смещений поверхности  $\sim 100$  мкм применять было нельзя, так как в этих областях видность полос исчезала.

Исходная пара снимков спроецированных полос регистрировалась при проецировании на исследуемую диффузно рассеивающую пластину интерференционной картины, получаемой в интерферометре типа Маха–Цендера с лазерным источником света (ЛГН-215). Угол между направлением проецирования картины интерференционных полос и нормалью к исследуемой поверхности пластины составлял величину  $40^\circ$ . Изображение спроецированных полос регистрировалось фотоаппаратом типа “Зенит” с объективом “Гелиос-44М” на высококонтрастную фотоэмульсию “Микрат-изопан”, причем  $\alpha = 0$ . Период визуализируемых полос на снимках имел величину  $P = 10^{-1}$  мм. Следует отметить, что угол  $\theta$  и период проецируемых полос были выбраны для достижения максимальной чувствительности измерений оптимальными. При дальнейшем увеличении чувствительности измерений, например, за счет увеличения  $\theta$  в области уголков пластины образовывались затемненные зоны, что было связано с сильной кривизной поверхности в этих областях. На рис. 4 приведена интерференционная топограмма поверхности исследуемой пластины, полученная по голографической методике [10]. Интерференционные полосы топограммы соответствуют контурам рельефа поверхности, причем расстояние между соседними контурами соответствует 120 мкм. Приведенная топограмма подтверждает предположение о значительной кривизне поверхности пластины вблизи уголков.

При изучении смещений поверхности пластины из-за пластических деформаций регистрировались два



**Рис. 5.** Картины контуров равного смещения поверхности исследуемой пластины, вызванного пластическими деформациями.

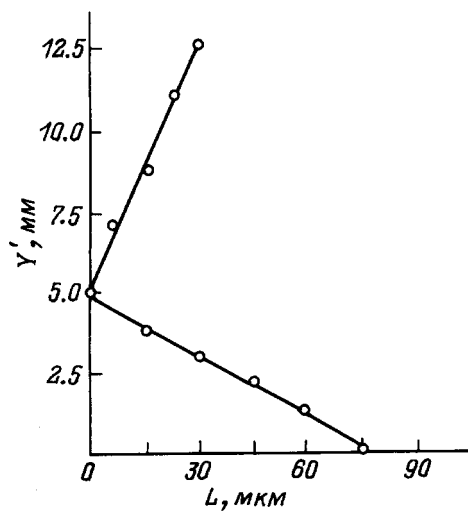


Рис. 6. График зависимости смещения  $L$  левого края исследуемой пластины, построенный при расшифровке топограммы на рис. 5, б.

снимка: до и после механического воздействия на поверхность пластины. На рис. 5, а приведена топограмма, характеризующая контуры равного смещения зон поверхности пластины, вызванного пластическими деформациями. Топограмма (рис. 5, а) получена по методике [12] с использованием пары исходных снимков спроецированных полос с максимально возможным для этой методики повышением чувствительности измерений (двукратным). Расстояние между интерференционными контурами рельефа соответствует 60 мкм. Из рис. 5, а видно, что для детальной обработки топограммы чувствительности измерений недостаточно.

Для дальнейшего повышения чувствительности измерений была использована методика, разработанная в данной работе. На рис. 2, а, б отмечены дифракционные порядки, выделяемые в плоскостях фильтрующих диафрагм 3 и 7 (рис. 1) соответственно при перезаписи первого исходного снимка, а на рис. 3, а, б — при перезаписи второго исходного снимка. При оптической обработке снимков использовали первые ( $n = \pm 1$ ) порядки дифракции. На рис. 5, б приведена картина контуров равного смещения поверхности исследуемой пластины, полученная при оптической обработке уже новых снимков. Чувствительность измерений повышена в 8 раз, а расстояния между соседними контурами равно 15 мкм. Из картины (рис. 5, б) видно, что чувствительность измерений достаточна для детального изучения смещения различных зон пластины.

На рис. 6 приведен график зависимости величины смещения  $L$  левого края пластины от координаты  $Y'$ . График построен по изменению номера интерференционных полос топограммы, приведенной на рис. 5, б.

Таким образом, применение разработанного метода оптической обработки снимков спроецированных полос позволяет на конечном этапе оптической обработки значительно повышать чувствительность измерений при сравнении макрорельефа диффузно рассеивающих поверхностей. Экспериментальная апробация методики при изучении пластических деформаций поверхности подтверждает практическую значимость разработанного метода.

## Список литературы

- [1] Hildebrand B.P., Haines K.A. // Appl. Opt. 1966. Vol. 5. N 4. P. 595–602.
- [2] Александров Е.Б., Бонч-Бруевич А.М. // ЖТФ. 1967. Т. 37. Вып. 2. С. 360–369.
- [3] Козачок А.Г. Голографические методы исследования в экспериментальной механике. М.: Машиностроение, 1984. 175 с.
- [4] Zelenka J.S., Varner J.R. // Appl. Opt. 1968. Vol. 7. N 10. P. 2107–2110.
- [5] Shiotake N., Tsuruta T., Iton Y. et al. // Jap. J. Appl. Phys. 1968. Vol. 7. N 8. P. 904–909.
- [6] Оптическая голография — практические применения / Под ред. В.М. Гинзбург, Б.М. Степанова. М.: Сов. радио, 1978. 240 с.
- [7] Haines K.A., Hildebrand B.P. // JOSA. 1967. Vol. 57. N 2. P. 155–162.
- [8] Голографические неразрушающие исследования / Под ред. Роберта К. Эрфа. М.: Машиностроение, 1979. 446 с.
- [9] Вест Ч. Голографическая интерферометрия. М.: Мир, 1982. 504 с.
- [10] Ляликов А.М. // Опт. и спектр. 1993. Т. 74. Вып. 5. С. 865–869.
- [11] Ляликов А.М. // Опт. и спектр. 1994. Т. 76. Вып. 5. С. 874–877.
- [12] Ляликов А.М. // Опт. и спектр. 1994. Т. 77. Вып. 6. С. 959–963.
- [13] Бекетова А.К., Белозеров А.Ф., Березкин А.Н. и др. Голографическая интерферометрия фазовых объектов. Л.: Наука, 1979. 232 с.
- [14] Применение методов Фурье-оптики / Под ред. Г.М. Старка. М.: Радио и связь, 1988. 535 с.