

07;12
©1993

ПОВЫШЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ МНОГОЛУЧЕВЫХ МЕТОДОВ ОКОНТУРИВАНИЯ РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ

С.А.Александров, Л.В.Танин, А.С.Рубанов

Как известно, использование многолучевой интерференции позволяет сузить интерференционные линии и тем самым повысить точность определения координат максимумов полос. Применительно к голографическим методам оконтуривания это приводит к повышению точности определения рельефа [1,2]. Например, в работе [1] для формирования многолучевых топограмм предлагается использовать лазер на красителе, генерирующий излучение с различными длинами волн. В [2] для этих же целей используют многоиммерсионный метод, т.е. исследуемый объект погружают в камеру с иммерсионной средой и перед каждой новой регистрацией голограммы изменяют показатель преломления иммерсионной среды на одну и ту же величину Δn , например, путем изменения состава иммерсионной среды. В данной работе предлагается метод, позволяющий повысить пространственное разрешение многолучевых голографических методов оконтуривания. Метод заключается в формировании и суперпозиции двух многолучевых топограмм с заданным смещением одной относительно другой. Рассмотрим применение этого метода при реализации многодлинноволнового оконтуривания.

Исследуемая поверхность объекта освещается коллимированными пучками когерентного излучения с m различными длинами волн, причем $m \geq 3$ (рис. 1). На светочувствительном слое Γ голографической фотопластинки регистрируют m голограмм волны 1, рассеянной исследуемой поверхностью, используя, например, опорный пучок 2. Дополнительно также регистрируют еще m голограмм с помощью других опорных световых пучков 3 и 4, которые пространственно разделены между собой и пучком, используемым для записи первичных голограмм. При этом по крайней мере одну из ($m-1$) голограмм регистрируют с опорным пучком 4, а остальные с опорным пучком 3. Восстановление всех голограмм осуществляют теми же тремя опорными пучками, которые использовались при записи, но линейно поляризованными. Плоскость поляризации светово-

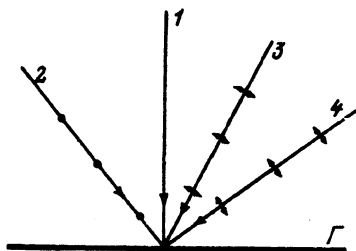


Рис. 1. Принципиальная схема реализации метода.

го пучка 2, который восстанавливает m первичных голограмм, необходимо повернуть на 90° по отношению к двум другим восстанавливающим пучкам, например, с помощью кристаллической пластинки $\lambda/2$, расположенной диагонально. Распределение интенсивности после восстановления m первичных голограмм, при $m = 4$, имеет вид:

$$I_1 = 2a^2 \left(2 + 2 \cos 4\pi z \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} + \cos 8\pi z \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} + \right. \\ \left. + \cos 12\pi z \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} + \cos 16\pi z \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \right), \quad (1)$$

где a — вещественная амплитуда волн, λ — центральная длина волны используемого спектрального интервала, $\Delta\lambda$ — разность между двумя соседними длинами волн, z — расстояние от точки исследуемой поверхности до голографической пластинки, $z = z(x, y)$.

Данное распределение интенсивности соответствует распределению при использовании известного многодлинноволнового метода оконтуривания и показано на рис. 2, кривая 1. В восстанавливающий пучок 4 вносится регулируемая фазовая задержка, например, с помощью компенсатора. В том случае, если эта задержка равна π , распределение интенсивности при восстановлении дополнительных голограмм имеет вид

$$I_2 = 2a^2 \left(2 - 2 \cos 4\pi z \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} + \cos 8\pi z \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} - \right. \\ \left. - 2 \cos 12\pi z \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} + \cos 16\pi z \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \right). \quad (2)$$

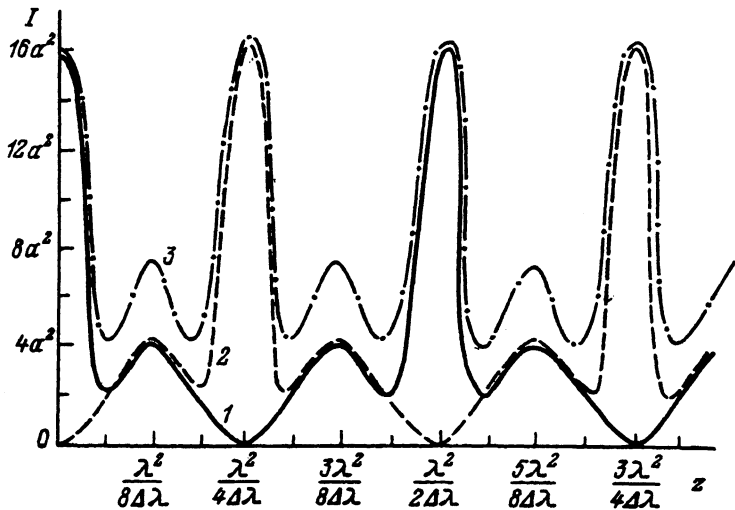


Рис. 2. Распределение интенсивности в сформированной топограмме в направлении наблюдения.

Этому распределению интенсивности соответствует кривая 2 на рис. 2. Эта кривая имеет такой же вид, как кривая 1, но смещена вдоль оси Oz на половину периода. Поскольку плоскости поляризации волн, восстановленных с t первичных голограмм, перпендикулярны к плоскостям поляризации волн, восстановленных с дополнительных голограмм, то суммарное распределение интенсивности в сформированной голографической контурной карте будет равно

$$I = I_1 + I_2 = 4a^2 \left(2 + \cos 8\pi z \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} + \cos 16\pi z \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \right). \quad (3)$$

Данное распределение интенсивности представлено на рис. 2 кривой 3. Соответствующий глубинный интервал равен

$$h = \frac{\lambda^2}{4\Delta\lambda}. \quad (4)$$

Глубинный интервал, описываемый формулой (4), имеет в два раза меньшую величину, чем глубинный интервал контурной карты, формируемой традиционным многодлинноволновым методом, при том же самом наборе длин волн.

Аналогичный результат можно получить, например, применив предлагаемый метод при реализации известного многоиммерсионного метода оконтуривания [2]. В этом

случае распределение интенсивности при восстановлении m первичных голограмм для $m = 4$ имеет вид

$$I_{1n} = 2a^2 \left(2 + 2 \cos 4\pi z \frac{\Delta n}{\lambda} + \cos 8\pi z \frac{\Delta n}{\lambda} + \right. \\ \left. + 2 \cos 12\pi z \frac{\Delta n}{\lambda} + \cos 16\pi z \frac{\Delta n}{\lambda} \right). \quad (5)$$

Глубинный интервал определяется известным выражением для многоиммерсионного метода оконтуривания. После сложения распределения интенсивности (5) и аналогичного ему распределения, но смещенного в результате внесения фазовой задержки π в восстанавливающий пучок 4, вдоль оси Oz на величину $\frac{\lambda}{4\Delta n}$, результирующее распределение будет равно

$$I_n = 4a^2 = \left(2 + \cos 8\pi z \frac{\Delta n}{\lambda} + \cos 16\pi z \frac{\Delta n}{\lambda} \right). \quad (6)$$

При этом глубинный интервал имеет вид

$$h_n = \frac{\lambda}{4\Delta n}. \quad (7)$$

Следовательно, при одном и том же наборе иммерсионных жидкостей данный метод также позволил в 2 раза уменьшить величину глубинного интервала по сравнению с известным методом.

Таким образом, использование предлагаемого поляризационного подхода к голографическим многолучевым методам оконтуривания рельефа поверхности позволяет повысить их пространственное разрешение.

Список литературы

- [1] *Островский Ю.И., Танин Л.В.* // ЖТФ. 1975. Т. 45. С. 1756–1766.
- [2] А.С. № 1315802. СССР. 1987.

Институт физики АН
Беларуси
Минск

Поступило в Редакцию
6 июля 1993 г.