

2,5 раза превышает интенсивность побочных (при их равенстве с исходным изображением), а уровень боковых лепестков лежит в разумных пределах (первый лепесток — 20—30 %, второй лепесток — до 2 %). Из изложенного можно сделать вывод о возможности использования предложенного способа сравнения изображений в системах технического зрения. Так как усиление сигнала не очень велико, описанную процедуру целесообразно дополнить пороговой обработкой отфильтрованного изображения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации.— Л.: Наука, 1983.
2. Нагаев А. И., Парыгин В. Н., Пашин С. Ю. Обработка изображений при помощи пространственного модулятора света на основе эффекта Поккельса // Квантовая электроника.— 1982.— 9, № 9.
3. Ковтонок Н. Ф., Киселев Г. Л., Купрейченко В. С., Одинокоев С. Б. Вычитание случайно смещенных изображений на ПВМС с использованием метода дефокусировки // Тез. докл. I Всесоюз. конф. по оптической обработке информации.— Л.: ЛФТИ, 1988.— Ч. II.

Поступило в редакцию 11 октября 1988 г.

УДК 681.2:535.42

В. К. АЛЕКСАНДРОВ, Е. В. ГАЛУШКО, В. Н. ИЛЬИН
(Минск)

РАЗМЕРНЫЙ КОНТРОЛЬ ОГРАНИЧИВАЮЩИХ ДИАФРАГМ ПО ДИФРАКЦИИ ФРЕНЕЛЯ

Оптические и оптико-электронные методы измерения диаметра отверстий в диафрагмах микрометрового размера достаточно полно разработаны и находят широкое применение [1]. Наибольшее распространение получил метод измерения по дифракции в дальней зоне (дифракции Фраунгофера). Точность измерения по этому методу зависит от диаметра измеряемых отверстий и с его увеличением (более 500 мкм), вследствие уменьшения эффективных размеров дифракционной картины и трудности ее разрешения, существенно снижается (в первом приближении обратно пропорционально квадрату диаметра). Для повышения точности измерения требуется разработка специальных объективов повышенной сложности с целью получения дифракционных изображений на практически приемлемых расстояниях от плоскости диафрагмы.

В статье рассмотрено использование дифракции в ближней зоне (дифракции Френеля), которое, как показали проведенные исследования, является перспективным для размерного контроля ограничивающих диафрагм микрометрового и миллиметрового диапазонов.

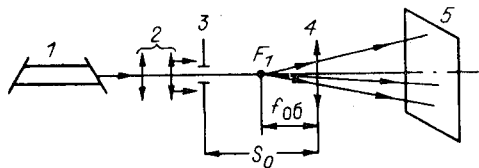


Рис. 1

Исследования проводились на оптическом устройстве, включающем лазер 1, коллиматор 2, набор диафрагм 3, объектив 4 и экран 5 (рис. 1). Диафрагма, подлежащая измерению, освещалась коллимированным монохроматическим пучком, диаметр которого превышал диаметр контролируемого отверстия. Дифракционные картины в ближней зоне наблюдались при последовательном фокусировании объектива на фиксированные точки по его оси. Смещение объектива вдоль оси отверстия приводит к тому, что на экране непрерывно изменяется дифракционная картина, где минимумы и максимумы плавно переходят друг в друга, причем кольца-минимумы как бы перемещаются к центральной зоне, а кольца-максимумы — им навстречу. Центральная зона при этом «моргает», так как интенсивность I_n изменяется и в произвольной точке n по оси отверстия будет равна [2, 3]

$$I_n = \frac{A^2}{4x_n^2} \sin^2 \frac{R^2 k}{4x_n}, \quad (1)$$

где A — амплитуда колебаний, испускаемых источником; x_n — расстояние от плоскости диафрагмы до точки наблюдения; R — радиус отверстия; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число. Решение (1) для n -го минимума интенсивности дает соотношение

$$x_n = R^2/2\lambda n. \quad (2)$$

Найдем связь между диаметром отверстия и расстояниями между соседними минимумами интенсивности по оси отверстия. Из (2) следует

$$x_{n+1} = R^2/2(n+1)\lambda, \quad (3)$$

где x_{n+1} — расстояние от плоскости отверстия до $(n+1)$ -го минимума интенсивности.

Обозначим через Δx_1 и Δx_2 соответственно расстояния между $(n+1)$ -м и n -м и $(n+1)$ - и $(n+2)$ -м минимумами интенсивности, тогда из (2) и (3)

$$\Delta x_1 = R^2/2n(n+1)\lambda; \quad (4)$$

$$\Delta x_2 = R^2/2(n+1)(n+2)\lambda. \quad (5)$$

Из (4) находим

$$R = \sqrt{2\lambda n(n+1)\Delta x_1}. \quad (6)$$

Взяв отношение (5) к (4), получим

$$n = 2\Delta x_2/(\Delta x_1 - \Delta x_2). \quad (7)$$

Подставив (7) в (6) и учитывая, что $2R = D$, окончательно получаем

$$D = 4\sqrt{\lambda \Delta x_1 \Delta x_2 (\Delta x_1 + \Delta x_2) / (\Delta x_1 - \Delta x_2)}. \quad (8)$$

Вариант оптической схемы устройства для измерения диаметра ограничивающих диафрагм представлен на рис. 2.

Световой луч от источника когерентного монохроматического излучения — лазера 1 — направляется на светоделитель 2, который разделяет

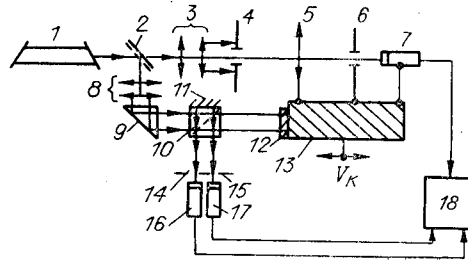


Рис. 2

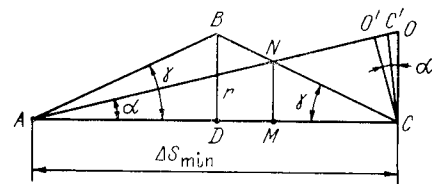


Рис. 3

входящий луч на два вторичных взаимно перпендикулярных луча, равной интенсивности. Затем один из вторичных пучков направляют в коллиматор 3, получают расширенный параллельный пучок света, в ходе которого устанавливают объект контроля 4 (деталь с отверстием). При этом в результате дифракции лазерного лучка на отверстии (дифракции Френеля) последовательно друг за другом по его оси формируются дифракционные изображения с минимумами интенсивности в центре. Эти дифракционные изображения увеличиваются объективом 5 и проецируются на плоскость круглой диафрагмы 6, которая вырезает их центральную зону. Фотоэлемент 7 регистрирует освещенности центральной зоны каждого дифракционного изображения отверстия на диафрагме 6.

Перемещая каретку 13 и установленные на ней объектив 5, диафрагму 6 и фотоэлемент 7 с помощью бесконтактного электромагнитного привода в направлении контролируемого объекта 4, получаем периодические изменения интенсивности света центральной зоны дифракционного изображения.

Другой вторичный пучок света расширяется коллиматором 8 и посредством призмы 9 направляется в интерферометр, собранный по схеме Майкельсона из следующих оптических элементов: светоделителя 10, опорного отражателя 11, измерительного отражателя 12, установленного на каретке 13, целевых диафрагм 14 и 15, сдвинутых относительно друг друга по фазе интерференционной картины на $\pi/2$, фотоприемников 16 и 17, электрически связанных с электронным блоком 18.

Доминирующими погрешностями при считывании дифракционной картины будут: ε_α вследствие углового перекоса оси перемещения каретки; ε_R , связанная с разрешающей способностью оптической системы; ε_t из-за неопределенности момента прохождения минимума дифракционной картины, которая, в свою очередь, состоит из погрешностей фиксации фронта (свет—тень) ε_ϕ и среза (тень—свет) ε_σ ; ε_n , вызванная линейным смещением оси перемещения каретки относительно центра дифракционной картины; ε_d из-за нестабильности уровня пороговой схемы и ε_n вследствие дискретности интерферометра. Влияющая на точность считывания дифракционной картины погрешность углового перекоса ε_α' оси перемещения каретки может быть оценена путем аппроксимации распределения минимума по оси в виде $\triangle ABC$ (рис. 3), где $r-BD$ — максимальный поперечный размер минимума; γ — угол, под которым наблюдается r с 50 %-ного уровня освещенности; α — угол перекоса оси.

Из $\triangle AOC$ находим, что $AO = \Delta S_{\min} / \cos \alpha$, а отрезок $OO' = \Delta = \Delta S_{\min} (1 - \cos^2 \alpha)$. Ошибка измерения будет пропорциональна отрезку $O'N$. Так как $O'N = O'C \operatorname{tg}(\angle O'CN)$ и $\angle O'CN = 90^\circ - (\alpha + \gamma)$, то

$$O'N = \frac{\Delta \operatorname{tg} [90^\circ - (\alpha + \gamma)]}{\operatorname{tg} \alpha}. \quad (9)$$

Подставив значение Δ в формулу (9), получим

$$O'N = \frac{\Delta S_{\min} (1 - \cos^2 \alpha) \operatorname{tg} [90^\circ - (\alpha + \gamma)]}{\operatorname{tg} \alpha} \approx \varepsilon'_\alpha.$$

Угол γ определяется номером рассматриваемого минимума. Из $\triangle ABD$

$$\operatorname{tg} \gamma = 2r / \Delta S_{\min, n}.$$

Экспериментально установлено, что $r = R / 2\pi n$, поэтому

$$\varepsilon'_\alpha = \frac{\Delta S_{\min} (1 - \cos^2 \alpha) \operatorname{tg} [90^\circ - (\alpha + \operatorname{arc} \operatorname{tg} (R / \Delta S_{\min} \pi n))]}{\operatorname{tg} \alpha}. \quad (10)$$

Протяженность n -го минимума $\Delta S_{\min, n}$ определяется исходя из расстояния от отверстия до перехода свет—тень $S_{1, n}$, соответствующего началу минимума, и перехода тень—свет $S_{2, n}$, соответствующего его окончанию.

Примечание

$$S_{1,n} = (x_{\max,n} + x_{\min,n})/2; \quad (11)$$

$$S_{2,n} = (x_{\max,n+1} + x_{\min,n})/2. \quad (12)$$

Тогда оба перехода будут с учетом (2) и (3) отстоять от отверстия на расстояниях

$$S_{1,n} = [R^2(2n - 0,5)]/4\lambda n(n - 0,5); \quad (13)$$

$$S_{2,n} = [R^2(2n + 0,5)]/4\lambda n(n + 0,5), \quad (14)$$

а протяженность минимума найдем из соотношения

$$\Delta S_{\min,n} = S_{1,n} - S_{2,n}. \quad (15)$$

Подставив значения $S_{1,n}$ и $S_{2,n}$ из (13), (14) в (15), получим

Допустимая величина $\varepsilon_{\alpha}^{\pi}$ не должна превышать значения дискретности отсчета интерферометра ε_n . Например, если $\varepsilon_n = \lambda/2$, то при последовательном считывании минимумов с номерами $n = 5$, $(n + 1) = 6$, $(n + 2) = 7$ допустимый угол перекося α не должен превышать величины $\alpha = 0,017^\circ$ (расчет проведен для диафрагмы с $R = 1$ мм).

Расчет ошибки по формуле (10) приводит к завышенному результату, т. е. действительная погрешность будет несколько меньше, поэтому принятые допущения не влияют на общую оценку точностных характеристик способа.

При $n = 5$ из (16) находим $\Delta S_{\min} = 9,3$ мм, а из (10) при $\alpha = 0,017^\circ$ и $R = 1$ мм получаем $\varepsilon_{\alpha}' = 0,131$ мм на изображении. Погрешность от углового перекося дает ошибку в вычислении радиуса отверстия, выражаемую следующим отношением, полученным с учетом (2):

$$\varepsilon_{\alpha} = R - \sqrt{2\lambda n(x_n \pm \varepsilon_{\alpha}')}. \quad (16)$$

Для указанных выше значений R , n , а также при $\lambda = 0,63$ мкм и $\varepsilon_{\alpha}' = \varepsilon_{\alpha}^{\pi} = \lambda/2$, $\varepsilon_{\alpha} = 0,41$ мкм;

$$\varepsilon_R = \sqrt{2\lambda n x_n} - \sqrt{2\lambda n(x_n \pm \varepsilon_0)}, \quad (17)$$

где $\varepsilon_0 = 0,61\lambda/a$; a — апертура объектива;

$$\varepsilon_{\Phi} = 16\Phi_0\beta^2/\pi\tau_0 L_v a r_d, \quad (18)$$

где Φ_0 — пороговый поток фотоэлектрической схемы; β — коэффициент оптического увеличения; τ_0 — коэффициент пропускания оптической системы; L_v — яркость излучения источника; r_d — радиус анализирующей диафрагмы. Без существенной ошибки можно принять $\varepsilon_c \approx \varepsilon_{\Phi}$ и $\varepsilon_n \leq \varepsilon_{\alpha}$. Погрешностью линейного смещения ε_x оси перемещения относительно центра дифракционной картины можно пренебречь, так как она исключается аппаратными методами путем определения координат границ перехода экстремумов интенсивности и нахождения их полусуммы. Погрешность дискретности отсчета интерферометрического преобразователя принимается $\varepsilon_n = \lambda/2$. В общем случае погрешность измерения определяется по правилам суммирования случайных величин (приведенных к объекту погрешностей)

$$\varepsilon_{\Sigma} = \sqrt{\varepsilon_{\alpha}^2 + \varepsilon_R^2 + \varepsilon_c^2 + \varepsilon_{\Phi}^2 + \varepsilon_n^2 + \varepsilon_n'^2}. \quad (19)$$

При использовании лазерного источника типа ЛГН-302 с яркостью излучения $L_v = 3 \cdot 10^8$ лм · ср⁻¹ м⁻² при $\Phi_0 = 1 \cdot 10^{-6}$ лм · ср⁻¹, $\beta = 40$, $\tau_0 = 0,8$; $r_d = 10^{-3}$ м; $\varepsilon_{\Phi} = \varepsilon_c \approx 0,085$ мкм, принимая во внимание ранее вы-

численные ε_α , ε_β и экспериментально определенную $\varepsilon_n = 0,24$ мкм, абсолютная погрешность метода измерения, вычисленная по (19), не превышает величины $\varepsilon_z \leq 0,68$ мкм или $\leq 0,07$ %, что лучше, чем для способа измерения по дифракции Фраунгофера.

В электронный блок поступают электрические сигналы от фотозащитных элементов 16 и 17 интерферометрического преобразователя линейных перемещений, по которым в моменты регистрации фотозащитным элементом 7 минимумов интенсивности дифракционных картин определяется расстояние Δx_1 и Δx_2 , пройденное кареткой 13, что адекватно линейному расстоянию между первым и вторым и вторым и третьим дифракционными изображениями отверстия с минимумами интенсивности в центре. Затем вычисляется диаметр D отверстия по формуле (8).

Начальное расстояние x_0 от контролируемого объекта до объектива выбиралось с учетом выражения

$$x_0 \leq (0,5 \div 0,9) (f_{об} + D_{max}^2/8\lambda), \quad (20)$$

где $f_{об}$ — фокусное расстояние объектива; D_{max} — наибольший диаметр контролируемых отверстий. Значение x_0 по (20) соответствует 5—6-му минимуму интенсивности по оси отверстия.

Разработанный метод эффективен для контроля размера отверстий в тонких диафрагмах, если выполняется условие $D/l \geq 1$, где l — длина (глубина) отверстия, при дискретности отсчета, равной $\lambda/2$.

Измерение диаметра отверстий ограничивающих диафрагм по дифракции в ближней зоне обеспечивает линейность чувствительности в функции диаметра в широком диапазоне контролируемого параметра (от десятков микрометров до единиц миллиметров).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Митрофанов Л. Р., Крылов К. И., Прокопенко В. Г. Применение лазеров в машиностроении и приборостроении. — Л.: Машиностроение, 1978.
2. Нагибина И. М. Интерференция и дифракция света. — Л.: Машиностроение, 1974.
3. Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике: Пер. с англ. — М.: Мир, 1971.

Поступило в редакцию 30 декабря 1988 г.

УДК 534.24 : 231.1

Х. Т. АБЕЙНАЯКЕ, В. А. КОМОЦКИЙ

(Москва)

ИЗМЕРЕНИЕ ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОТРАЖЕНИЯ ПАВ ОТ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ

Методика измерения коэффициента отражения путем оптического зондирования с опорной дифракционной решеткой (ОДР), описанная нами в [1], оказывается весьма эффективной при исследовании частотных характеристик отражателей ПАВ. Практически мы продемонстрируем это на примере экспериментальных измерений на одном из образцов.

Исследуемый образец — решетка из металлических короткозамкнутых полос с периодом 50 мкм на поверхности подложки из ниобата лития YZ-среза. Материал пленки — алюминий, толщиной 200 нм. Коэффициент металлизации 0,5, число отражающих штрихов $N = 200$. На рассто-