

ОПТИЧЕСКОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ И ТЕХНОЛОГИЯ

УДК 531.7.082.5:535.42/44

НОВЫЙ МЕТОД ДИФРАКЦИОННОГО КОНТРОЛЯ МАЛЫХ УГЛОВЫХ И ЛИНЕЙНЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ

© 2013 В. Н. Назаров, канд. техн. наук; Ю. А. Соколов, аспирант

НИУ ИТМО, Санкт-Петербург

E-mail: naz_1946@mail.ru, sokolov-juri@yandex.ru

Рассмотрен новый метод дифракционного контроля малых угловых и линейных перемещений на основе схемы дифракционного интерферометра, в которой оба интерферирующих волновых фронта формируются дифракционными элементами. Получена математическая модель, описывающая распределение интенсивности излучения в плоскости регистрации, хорошо согласующаяся с результатами экспериментов. Результаты расчетов показали возможность создания компактных дифракционного автоколлиматора и индикатора линейных перемещений, обладающих высокой потенциальной разрешающей способностью (до $0,01''$ и 2 нм соответственно) с возможностью изменения чувствительности и диапазона измерений абсолютных значений угловых и линейных величин более чем на порядок.

Ключевые слова: метод дифракционного контроля, измерение малых перемещений.

Коды OCIS: 050.1940; 260.3160; 120.4630; 120.3180.

Поступила в редакцию 11.07.2013.

Дифракционные методы контроля геометрических параметров и пространственного положения объектов широко применяются в науке и технике. Заметную долю в объеме выпуска изделий научного и промышленного приборостроения составляют различные датчики отклонений от технологического процесса, основанные на явлении дифракции лазерного излучения на контролируемых объектах. Преимуществами дифракционных методов контроля является относительная простота схем, невысокие требования к оптике, бесконтактность операции контроля, возможность автоматизации. К их недостаткам можно отнести относительно низкую точность ($0,8-1\%$) и ограниченные функциональные возможности. Это связано с ограниченной точностью определения координат минимумов интенсивности дифракционной картины от объекта. В работах [1–3] было обращено внимание и на то, что при таких измерениях теряется амплитудно-фазовая информация

светового поля об объекте, и предложены различные схемы ее использования: формирование двух скрещивающихся волновых фронтов на контролируемом объекте [2]; последовательная дифракция лазерного излучения на контролируемом объекте и дополнительном щелевом фильтре [1, 3]. Использование фазовой информации в спектре объекта значительно уменьшило погрешность измерения его размеров ($0,08-0,2\%$), а также позволило контролировать линейные и угловые величины с высокой чувствительностью (3 нм; $0,04''$). Недостатками таких схем являются малые диапазоны измерений по сравнению с автоколлиматорами и растровыми индикаторами. Кроме того попытка упростить схему из [1] с целью получения компактного автоколлиматора [3] привела к значительному увеличению погрешности измерений (до $1''$). В этой связи представляют интерес разработка и исследование новых схем дифракционных методов контроля, свободных от указанных недостатков.

В настоящей работе рассмотрен новый метод дифракционного контроля малых угловых и линейных величин на основе схемы дифракционного интерферометра. В отличие от схем интерферометров с делением пучка излучения, в дифракционном интерферометре оба интерферирующих волновых фронта формируются дифракционными элементами – щелевыми апертурами или нитями. Такой подход упрощает конструкцию интерферометра и его юстировку (не требуются призмы или зеркала), уменьшает его габариты и цену.

Общий вид исследуемой схемы представлен на рис. 1. Здесь перед линзой установлены два объекта в виде щелевых апертур, на которые под наклоном падает коллимированный пучок излучения от лазерного источника. Известно, что при расположении щели перед линзой амплитудно-фазовое распределение прошедшего излучения (фурье-спектр) локализовано на сфере, пересекающейся с оптической осью в точке заднего фокуса линзы [4]. При продольном перемещении щели от линзы к ее переднему фокусу радиус такой сферы увеличивается и, если щель расположена в точке переднего фокуса линзы, плоскость локализации ее фурье-спектра совпадает с задней фокальной плоскостью линзы. При поперечном смещении щели происходит разворот поверхности, на которой локализован ее фурье-образ, вокруг точки заднего фокуса линзы. Если перед линзой располагаются две апертуры (как показано на рис. 1), то в ее фокальной плоскости будет наблюдаться картина интерференции двух сферических

волн, радиусы и наклоны которых определяются положением апертур относительно линзы.

Помимо этого, при падении излучения на схему под углом α между интерферирующими волновыми фронтами возникает дополнительная разность фаз, которая определяется неравенством оптических путей S и $S'(\alpha)$ (рис. 2). Возникновение дополнительной разности фаз приводит к колебанию интенсивности в фиксированных точках на приемнике излучения и перемещению интерференционных полос. Данный эффект открывает возможности контроля угла падения излучения и перемещения одной из апертур.

Амплитудно-фазовое распределение излучения в фокальной плоскости линзы от одной апертуры, освещаемой плоской световой волной единичной амплитуды, может быть представлено в виде приближения Фраунгофера следующим образом

$$U(\omega'_x, \omega'_y) = (j/\lambda f) \exp(jkf) \exp[jkL_1(2 - \cos\alpha - \cos\beta)] \times \\ \times \exp[jk(v_{x1} \sin\alpha + v_{y1} \sin\beta)] \exp[jf(\omega'^2_x + \omega'^2_y)] \times \\ \times (1 - L_1/f) / 2k \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} T(x, y) \exp[-jx(\omega'_x - \sin\alpha)] \times \\ \times \exp[-jy(\omega'_y - \sin\beta)] dx dy, \quad (1)$$

Здесь $\omega'_x = kx'/f$ – пространственная частота в задней фокальной плоскости объектива, где $k = 2\pi/\lambda$;

$$T(x, y) = \left. \begin{array}{l} 1 \text{ при } -a/2 + v_x \leq x \leq a/2 + v_x, \\ 0 \text{ при } x < -a/2 + v_x; x > a/2 + v_x, \\ -b/2 + v_y \leq y \leq b/2 + v_y \\ y < -b/2 + v_y; y > b/2 + v_y \end{array} \right\} \text{ – функция}$$

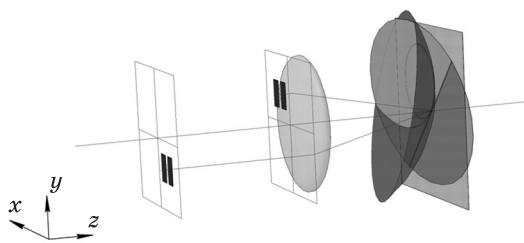


Рис. 1. Общий вид схемы дифракционного интерферометра.

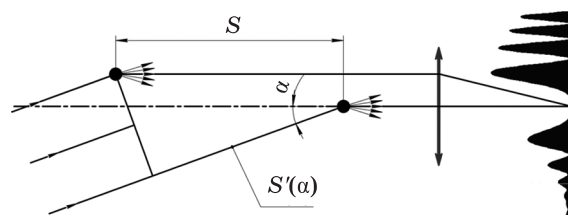


Рис. 2. Возникновение разности фаз между дифрагирующими пучками.

амплитудного пропускания апертуры размера a и b по осям x и y соответственно; v_x, v_y – поперечные смещения апертуры;

L_1 – расстояние от апертуры до объектива;

α, β – углы падения излучения в плоскостях x_z, y_z ;

$\exp[jkL_1(2 - \cos\alpha - \cos\beta)]$ и $\exp[jk(v_{x1}\sin\alpha + v_{y1}\sin\beta)]$ – дополнительные фазовые множи-

тели, которые описывают разность фаз, возникающую между апертурой и вершиной первой поверхности объектива при наклонном падении излучения (рис. 2).

Суммарную амплитуду и интенсивность поля в фокальной плоскости линзы при дифракции на двух апертурах определим как

$$U_{\Sigma}(\omega'_x, \omega'_y) = U_1(\omega'_x, \omega'_y) + U_2(\omega'_x, \omega'_y), \quad I(\omega'_x, \omega'_y) = U_{\Sigma}(\omega'_x, \omega'_y)U_{\Sigma}^*(\omega'_x, \omega'_y);$$

$$I(\omega'_x, \omega'_y) = (1/\lambda f)^2 \left(\begin{aligned} & \{a_1 b_1 \operatorname{sinc}[a_1(\omega'_x - k \sin\alpha)/2] \operatorname{sinc}[b_1(\omega'_y - k \sin\beta)/2]\}^2 + \{a_2 b_2 \operatorname{sinc}[a_2(\omega'_x - k \sin\alpha)/2] \times \\ & \times \operatorname{sinc}[b_2(\omega'_y - k \sin\beta)/2]\}^2 + 2a_1 a_2 b_1 b_2 \operatorname{sinc}[a_1(\omega'_x - k \sin\alpha)/2] \operatorname{sinc}[a_2(\omega'_x - k \sin\alpha)/2] \times \\ & \times \operatorname{sinc}[b_1(\omega'_y - k \sin\beta)/2] \operatorname{sinc}[b_2(\omega'_y - k \sin\beta)/2] \cos[(\omega'_x{}^2 + \omega'_y{}^2)(L_1 - L_2)/2k + k(L_1 - L_2) \times \\ & \times (\cos\alpha + \cos\beta - 2) + (\omega'_x - 2k \sin\alpha)(v_{x1} - v_{x2}) + (\omega'_y - k \sin\beta)(v_{y1} - v_{y2})] \end{aligned} \right), \quad (2)$$

где $\operatorname{sinc}(x) = \sin(x)/x$.

С помощью выражения (2) была оценена разрешающая способность схемы при различных расстояниях между апертурами, различных начальных углах падения излучения на схему и различных способах регистрации изменений в интерференционной картине. Результаты расчетов показали, что наиболее чувствительным параметром интерференционной картины является изменение интенсивности в ее фиксированных точках. При этом, в отличие от смещения полос, данный параметр не зависит от фокусного расстояния объектива, что позволяет уменьшить габаритные размеры схемы.

Минимально регистрируемое приращение угла определялось по формуле

$$d\alpha = (\alpha_{\max}^i - \alpha_{\min}^i)/2,$$

где $\alpha_{\max} = \arccos(1 - \lambda i / (L_1 - L_2))$ и $\alpha_{\min} = \arccos(1 - \lambda \times (1/2 + i) / (L_1 - L_2))$ – значения углов, при которых в точке заднего фокуса объектива наблюдаются i -й максимум и минимум интенсивности; $m = 100$ – разрешающая способность приемника по интенсивности ($dI = 0,01 I_{\max}$). Коэффициент, равный двум, учитывает двукратное увеличение разрешающей способности при использовании данной схемы в качестве автоколлиматора. Это следует из известного правила геометрической оптики: при повороте плоского зеркала на некоторый угол α луч, падающий на апертуры, развернется на удвоенный угол 2α .

Также были рассчитаны параметры схемы, необходимые для достижения величины $d\alpha$ при различных продольных расстояниях между

апертурами $S = L_1 - L_2$, расположенными на оптической оси линзы (начальный угол падения излучения α ; диаметр пучка излучения источника $D_{\max} = S \sin\alpha$, необходимая длина когерентности излучения источника $l_{\text{coh}} = S \cos\alpha$). Результаты расчетов приведены в табл. 1. Из таблицы видно, что максимальная чувствительность схемы при любом расстоянии между апертурами ограничивается шириной используемого пучка излучения.

Результаты расчетов показали возможность создания дифракционного автоколлиматора,

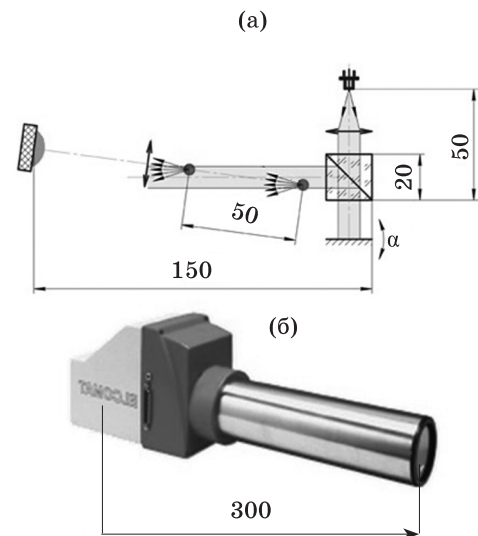


Рис. 3. Дифракционный (а) и фотоэлектрический (б) автоколлиматоры.

Таблица 1. Конструктивные параметры схем с различной чувствительностью, При разрешающей способности приемника, равной 1% от максимального значения интенсивности

da	Параметры	S , мм					
		50	100	150	200	250	300
0,5"	α	45'	23'	16'	10,6'	9,5'	8,6'
	l_{coh}	0,004	0,002	0,002	0,001	0,001	0,001
	D_{max}	0,65	0,67	0,69	0,62	0,69	0,75
0,1"	α	3,8°	1,9°	1,3°	1°	46'	38'
	l_{coh}	0,11	0,06	0,04	0,03	0,02	0,02
	D_{max}	3,36	3,35	3,35	3,36	3,35	3,33
0,05"	α	7,7°	3,9°	2,6°	1,9°	1,5°	1,3°
	l_{coh}	0,45	0,23	0,15	0,11	0,09	0,08
	D_{max}	6,70	6,71	6,72	6,72	6,68	6,71
0,02"	α	19,6°	9,7°	6,4°	4,8°	3,8°	3,2°
	l_{coh}	2,89	1,42	0,94	0,7	0,56	0,47
	D_{max}	16,76	16,77	16,74	16,75	16,76	16,77
0,015"	α	26,6°	12,9°	8,6°	6,4°	5,1°	4,3°
	l_{coh}	5,27	2,53	1,68	1,25	1	0,83
	D_{max}	22,35	22,35	22,36	22,35	22,33	22,34
0,01"	α	42,1°	19,6°	12,9°	9,7°	7,7°	6,4°
	l_{coh}	12,90	5,78	3,79	2,83	2,26	1,88
	D_{max}	33,51	33,52	33,52	33,54	33,52	33,52

отличающегося большей разрешающей способностью и меньшими габаритами по сравнению с существующими фотоэлектрическими автоколлиматорами. На рис. 3а представлена возможная схема такого автоколлиматора с $da = 0,05''$. Для сравнения на рис. 3б приведена фотография фотоэлектрического автоколлиматора Elcomat 3000 ($da = 0,1''$, фокусное расстояние объектива 300 мм). Как видно из рисунка, дифракционный автоколлиматор может обладать значительно меньшими габаритными размерами по сравнению с фотоэлектрическими автоколлиматорами. Его компактность (или чувствительность при тех же габаритах) может быть повышена еще в два раза за счет использования призмы БР-180, помещенной между дифракционными элементами. Достоинством схемы дифракционного автоколлиматора (рис. 3а) является также возможность регулирова-

ния чувствительности и диапазона измерений в зависимости от решаемой задачи. Это может быть сделано либо смещением одной из апертур вдоль оптической оси объектива (при расстоянии между апертурами $S = 10$ мм, $da = 0,25''$), либо разворотом светоделительного кубика (при развороте по часовой стрелке на $3,5^\circ$ $da = 0,56''$).

Основным недостатком такого дифракционного автоколлиматора на данном этапе исследований является значительно меньший диапазон измерения абсолютных значений угловых величин. Он ограничен периодом синусоидального колебания интенсивности в центре интерференционной картины и в 200 раз больше, чем разрешающая способность da (при разрешающей способности приемника по интенсивности равной 1% от I_{max}). Так, при $da = 0,1''$ диапазон измерения абсолютных значений составляет

$\pm 10''$ (для сравнения: диапазон измерений у фотоэлектрического автоколлиматора Elcomat 3000 составляет $\pm 2000''$). Диапазон измерений схемы при последовательном приращении угла поворота автоколлимационного зеркала и шаге его изменения не более чем на $10''$ ограничивается полушириной побочного максимума дифракционной картины (определяется шириной апертур a_1, a_2) и может достигать значений порядка $\pm 1500''$.

В ходе работы также были оценены минимально разрешаемые продольные dL и поперечные dv смещения одной из апертур при углах падения излучения α (табл. 2). Как видно из приведенных в таблице данных, при малых углах падения излучения ($\alpha < 2^\circ$) схема может быть использована для контроля поперечных смещений апертуры. В этом случае направляющая, по которой перемещается щель, ориентируется поперек оптической оси линзы. Смещение апертуры поперек направляющей примерно на 5 мкм не вызовет существенной погрешности измерений. При высокой разрешающей способности схемы колебания апертуры поперек направляющей делают невозможным проведение измерений. Принципиально решить данную проблему можно установкой направляющей под углом $\gamma = \arctg(dv/dL)$ к оптической оси объектива. В этом случае интерференционная картина оказывается нечувствительной к поперечным смещениям апертуры относительно направляющей, поскольку при этом перемещения апертуры и вдоль, и перпендикулярно оптической оси линзы, вызывают одинаковые приращения интенсивности в интерференционной картине, но противоположные по знаку. Минимально регистрируемое перемещение апертуры вдоль направляющей dvL в этом случае составит $dvL = (dv^2/4 + dL^2/4)^{1/2}$.

Другой путь повышения чувствительности схемы к поперечным перемещениям апертуры – установка призмы БР-180 между дифракционными элементами и их размещение на единой подложке перед призмой. В этом случае за счет одновременного смещения обеих апертур чувствительность к поперечным смещениям увеличивается вдвое.

Для проверки правильности математической модели на базе лабораторий кафедры КиПОП НИУ ИТМО [5] и кафедры Машиностроения Технического университета Пфеннау (ФРГ) были проведены экспериментальные исследования. Принципиальная схема установки для контроля влияния угла падения излучения

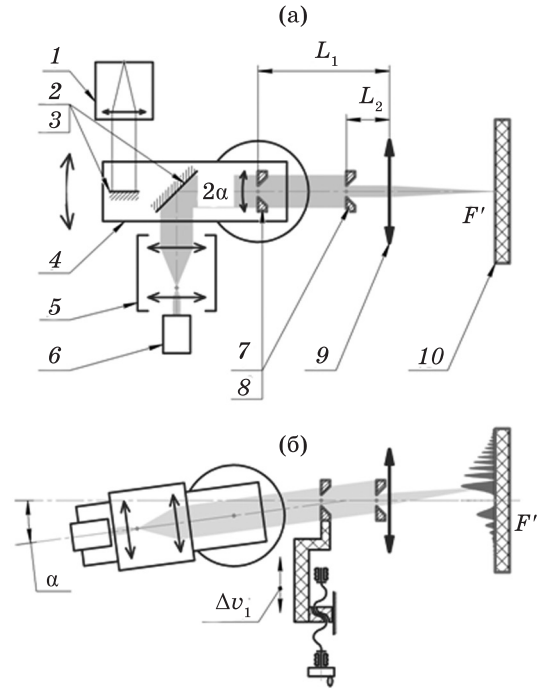


Рис. 4. Схемы установок для проверки влияния изменения угла падения излучения на интерференционную картину (а) и перемещения одной из апертур (б). Пояснения в тексте.

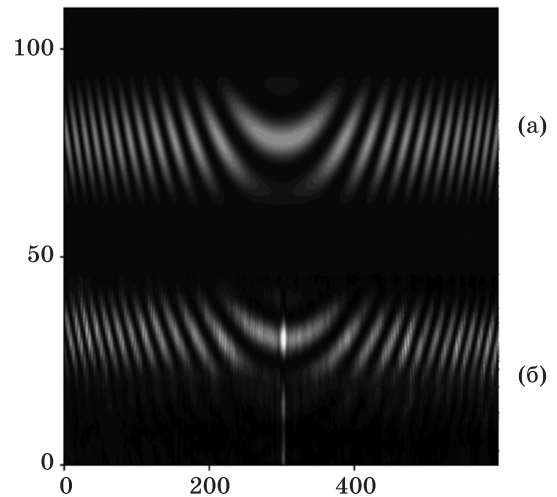


Рис. 5. Теоретическая (а) и экспериментальная интерференционные картины (б).

Таблица 2. Минимально разрешимые продольные dL и поперечные dv перемещения апертуры

α°	dL , нм	dv , нм
1	21300	93
2	5300	47
3	2400	31
4	1300	23
5	860	19
6	600	16
7	440	13
8	330	12
9	260	10
10	210	9,4
15	95	6,3
20	54	4,8
25	35	3,8
30	24	3,3
35	18	2,9
40	14	2,5
45	11	2,3
50	9,1	2,1
55	7,6	2,0
60	6,5	1,9

* При разрешающей способности приемника равной 1% от максимального значения интенсивности.

на интерференционную картину представлена на рис. 4, где 1 – автоколлиматор Elcomat 3000, 2 и 3 – зеркала, 4 – поворотный столик с микрометрической подвижкой, 5 – телескопическая система Кеплера, $\Gamma_m = 12^\circ$; 6 – полупроводниковый лазерный модуль ($\lambda = 0,65$ мкм); 7 и 8 – щелевые апертуры, разнесенные в плоскости, перпендикулярной плоскости рисунка для исключения их взаимного экранирования; 9 – одиночная линза ($f' = 310$ мм), 10 – монохромная ПЗС-камера без объектива UK1158-M с размером пиксела $6,45 \times 6,45$ мкм и разрешением 1360×1024 пикселей. Остаточная расходимость лазерного пучка после расширителя не превышала $5'$.

Проверка соответствия экспериментальных результатов исследования работы схемы теоретическим включала следующее:

сравнение экспериментальных и рассчитанных по выражению (2) интерференционных картин при различных расстояниях между апертурами вдоль оптической оси линзы;

сравнение экспериментального и расчетного изменений интенсивности в центре интерференционной картины при изменении угла падения излучения на схему;

сравнение экспериментального и расчетного изменений интенсивности в фиксированной точке на приемнике при поперечном смещении одной из апертур. Анализ распределения интенсивности в полученных интерферограммах проводился с помощью среды MathCAD.

На рис. 5 представлены теоретическое (а) и экспериментальное (б) распределения интенсивности на приемнике при нормальном падении излучения на две апертуры, расположенные на оптической оси линзы ($a_1 = 21$ мкм, $a_2 = 25$ мкм, $b_1 = b_2 = 1,5$ мм, $v_{x1} = v_{x2} = 0$, $v_{y1} = -1$ мм, $v_{y2} = 1$ мм, $L_1 = 450,5$ мм, $L_2 = 38$ мм, $\alpha = \beta = 0$). Яркая вертикальная полоса в центре экспериментальной фотографии – свет, дифрагировавший на остаточном зазоре между экранами с апертурами по оси y . На рис. 6 представлены полученные при тех же параметрах установки графики колебания интенсивности в центре интерференционной картины при увеличении угла α до $18'$. Из рисунков видно хорошее качественное соответствие полученных результатов. Максимальная расчетная разрешающая способность в данном опыте (на последнем линейном участке кривой) составляет $da = 0,32''$ (при $dI = 0,01I_{\max}$).

Для проверки правильности работы модели (2) при смещении одной из апертур на кафедре КиПОП была собрана установка по схеме, приведенной на рис. 4б. Проверка проводилась при малых значениях чувствительности схемы ($\alpha = 1^\circ, 30'$ и $15'$). Угол падения излучения контролировался по нониусу поворотного столика. В экспериментах использовалась ПЗС-камера EVS VEI-535 с размером пиксела $2,775 \times 2,775$ мкм и разрешением 2592×1944 пикселей и объектив с $f' = 50$ мм. Поперечное смещение одной из апертур задавалось с помощью винтовой подвижки (шаг винта $t = 0,5$ мм) и контролировалось с помощью индикатора линейных перемещений, основанного на ПЗС-линейке, с чувствительностью 1 мкм (на рисунке не показан). Экспериментальные и расчетные графики интенсивности для случая $\alpha = 30'$ представлены на рис. 7. Поскольку, как показало моделирование, размеры апертур и расстояния S между ними не оказывают влияния на частоту колебаний интенсивности в любой точке на приемнике излучения, то в данных экспериментах значения параметров S, a_1, a_2

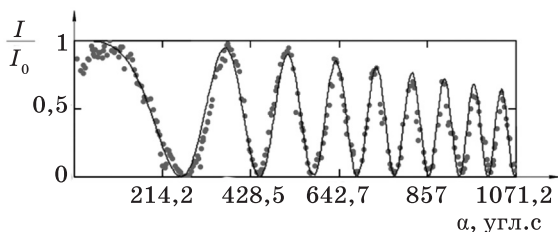


Рис. 6. Экспериментальный (1) и расчетный (2) графики колебаний интенсивности в центре интерференционной картины при изменении α .

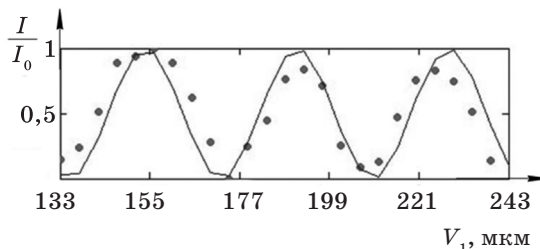


Рис. 7. Экспериментальный (1) и расчетный (2) графики колебаний интенсивности в центре интерференционной картины при смещении одной апертуры.

не определялись. Как видно из графиков, периоды колебания интенсивности, полученные в ходе эксперимента, практически совпадают с расчетными. Это подтверждает правильность введения дополнительных фазовых множителей в (1), полученных из геометрических соображений (рис. 2), которые учитывают разность фаз, возникающую между апертурами при наклонном падении излучения. В случае если данные множители не учитываются, то при тех же параметрах схемы моделирование показывает в два раза меньшую чувствительность (т. е. полтора колебания интенсивности для случая на рис. 7). Расчетная разрешающая способность схемы в данном опыте составляет $dv = 0,18 \text{ мкм}$ (при $dI = 0,01I_{\text{max}}$).

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования работы схем контроля угловых и линейных перемещений при их низких теоретических чувствительностях показали правильность разработанной математической модели. Это позволяет сделать предположение о верной работе модели при больших значениях чувствительности или при иных способах извлечения информации о контро-

лируемых параметрах из интерференционной картины (например, из величин перемещений интерференционных полос на приемнике в горизонтальном или вертикальном направлениях).

Заключение

Рассмотрен новый метод дифракционного контроля малых угловых и линейных величин, обладающий потенциально высокой разрешающей способностью ($0,01''$; 2 нм) и широким диапазоном измерений, а также возможностью значительного изменения чувствительности и диапазона измерений абсолютных значений угловых и линейных величин в зависимости от решаемой задачи. Возможная схема дифракционного автоколлиматора проста в реализации и более компактна по сравнению с фотоэлектрическими автоколлиматорами. Дальнейшие исследования направлены на поиск способов расширения диапазона измерений абсолютных значений угловых величин и улучшение других характеристик схемы, а также на расширение ее функциональных возможностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Назаров В.Н., Линьков А.Е. Дифракционные методы контроля геометрических параметров и пространственного положения объектов // Оптический журнал. 2002. Т. 69. № 2. С. 76—81.
2. Иванов А.Н., Назаров В.Н. Исследование дифракции на “зеркальной” апертуре для контроля геометрических параметров объектов // Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. 2006. – В. 2 (26). С. 129–133.
3. Иванов А.Н., Носова М.Д. Использование двойной дифракции для контроля угловых перемещений // Тез. докл. X Междунар. конф. “Прикладная оптика-2012”. СПб, 2012. Т. 1. С. 172–175.
4. Гуревич С.Б., Константинов В.Б., Соколов В.К., Черных Д.Ф. Передача и обработка информации голографическими методами. М.: Сов. радио, 1978. 304 с.
5. Назаров В.Н., Соколов Ю.А. Дифракционный метод контроля угловых и линейных перемещений / Назаров В.Н., Соколов Ю.А. // Известия вузов. Приборостроение. 2012. Т. 55. № 4. С. 78–82.