

Е. Н. БОГОМОЛОВ, В. М. ВЕДЕРНИКОВ, В. В. ВЕРТОПРАХОВ,
В. П. КИРЬЯНОВ, Б. Е. КРИВЕНКОВ, Ю. В. ЧУГУЙ
(Новосибирск)

ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННАЯ СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ РАЗМЕРОВ ДВИЖУЩИХСЯ ОБЪЕКТОВ НА ОСНОВЕ РАССЕЯНИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН

Введение. Современное поточное производство требует разработки высокоэффективных бесконтактных систем контроля размеров изделий. Такие системы должны иметь высокую точность измерений (погрешность $\sim 0,1\%$), высокую производительность (до 1200 шт./мин) и надежность, допускать большой диапазон измерения размеров [1]. Наиболее полно этим требованиям отвечают оптические системы, среди которых следует отметить проекционные [2, 3], дифракционные [4], корреляционные [5] и др. В основу действия большинства из них положен принцип оптической измерительной «линейки», роль которой могут выполнять, например, линейка фотодиодов [3], система полос в интерферометре Майкельсона [4]. Опыт создания подобных систем показал, что предъявляемые к ним требования оказываются внутренне противоречивыми. Так, при использовании в системе фотодиодной линейки существует принципиальное ограничение на скорость движения объекта, определяемое допустимой погрешностью измерений. По этой причине высокая производительность такой системы достигается ценой потери точности измерений ($\sim 1\%$) [3]. Большую точность измерения имеет дифракционный измеритель [4] благодаря использованию интерферометра Майкельсона. Однако наличие механического сканатора снижает надежность прибора.

В данной работе рассматривается проекционная система измерения объектов, разработанная для нужд поточного производства, в которой высокая точность измерения достигается применением интерференционной «линейки» в виде интерференционных полос, формируемых двумя пересекающимися когерентными пучками света, а высокая производительность — использованием эффекта рассеяния света движущимся объектом [6, 7]. В результате измерение размера объекта сводится к подсчету числа полос в пределах его теневого изображения.

Такая организация процесса измерения обеспечивает инвариантность системы к скорости движения объекта, что в определенной мере позволяет преодолеть противоречие между точностью и быстродействием системы. Цена деления «линейки» определяется периодом интерференционных полос, который может быть доведен до нескольких микрон. Что касается быстродействия системы, то оно зависит от скорости счета полос, которая может составлять десятки и даже сотни мегагерц.

Ниже рассматривается принцип измерения размеров движущихся объектов на основе интерференционной «линейки». Анализируются сигналы объектного и измерительного каналов системы для плоских и цилиндрических объектов. Описывается метод уменьшения цены деления «линейки», основанный на дроблении интерференционных полос. Рассматривается блок-схема экспериментальной системы, приводятся результаты ее испытаний, анализируются погрешности измерений.

Принцип измерения размеров. Базовый вариант оптической схемы системы для бесконтактного измерения размеров представлен на рис. 1. Два наклонных когерентных пучка света *A* и *B* формируют в области их пересечения интерференционное поле, период Λ следования полос в

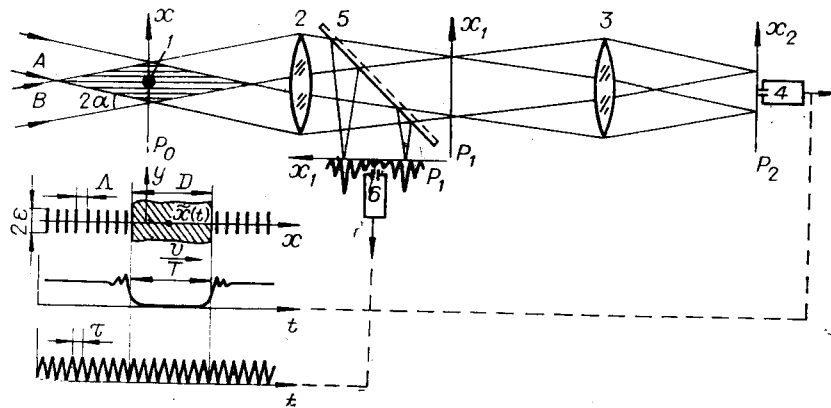


Рис. 1.

котором определяется выражением $\Lambda = \lambda/2 \sin \alpha$, где α — половинный угол между пучками A и B , λ — длина волны света.

При движении объекта 1 в этом поле информация о его размере D и скорости движения v регистрируется в двух каналах: объектном (элементы $2-4$) и измерительном (элементы $2, 5, 6$). В первом канале объективами 2 и 3 в плоскости P_2 формируется теневое изображение объекта 1 . Фотоприемник 4 с точечной диафрагмой, в свою очередь, формирует электрический строб-импульс, длительность T которого определяется размером объекта и его скоростью: $T = D/v$. В результате рассеяния движущимся объектом интерференционных полос в измерительном канале формируется модулированный по времени световой поток. Этот поток с помощью светоделителя 5 регистрируется фотоприемником 6 в задней фокальной плоскости P_1 объектива 2 . Период τ полученного измерительного сигнала равен времени пересечения границей объекта одной интерференционной полосы: $\tau = \Lambda/v$. По известным T и τ нетрудно определить искомый размер $D = \Lambda N$, где $N = T/\tau$ — число периодов измерительного сигнала в пределах длительности строб-импульса.

Таким образом, измерение размеров объекта сводится к подсчету числа интерференционных полос в пределах его теневого изображения и умножению этого числа в вычислительном блоке на весовой множитель Λ .

Очевидно, что погрешность измерения размеров зависит как от точности формирования строб-импульса в объектном канале, так и от периода модулированного светового потока в измерительном канале. Поэтому исследуем более подробно сигналы этих каналов.

Анализ объектного сигнала. Этот сигнал получается при регистрации теневого изображения контролируемого объекта фотоприемником с диафрагмой. Отличие этого сигнала от прямоугольного обусловлено, с одной стороны, особенностями самого объекта и параметрами проецирующего объектива, а с другой — конечным размером входной диафрагмы фотоприемника. Так как уменьшением размера диафрагмы вторую составляющую искажений можно сделать пренебрежимо малой по сравнению с первой, то исследуем далее искажения, вносимые лишь оптической системой. Эти искажения сводятся к размытию изображения объекта, что приводит к необходимости идентификации геометрического положения его границ по теневому изображению. Для плоских объектов (нулевой толщины) это размытие обусловлено конечными размерами апертуры проекционного (безабберационного) объектива. В этом случае границам объекта, как известно, соответствуют точки изображения, в ко-

торых интенсивность света составляет 0,25 от интенсивности падающей волны (при когерентном освещении) [8]. Для объемных объектов из-за эффектов отражения света уровень 0,25 уже не соответствует положению границ, что вызывает систематическую погрешность измерения. Ее величина

в случае контроля отражающих цилиндров в приближении идеального проецирования установлена в работе [9]. Ограниченность апертуры объектива, имеющая место в реальных системах, оказывает, однако, существенное влияние на распределение света в окрестности границ теневого изображения объекта, что приводит к изменению величины указанной погрешности. Выясним ее поведение в зависимости от апертуры объектива.

С этой целью обратимся к обобщенной схеме объектного канала, приведенной на рис. 2. В этой схеме контролируемый движущийся цилиндр 1 диаметром $D = 2r$ освещается плоской монохроматической волной с амплитудой E_0 . Теневое изображение объекта 1 формируется в плоскости P_2 объективом 2 с конечной апертурой $2a$. Выходной сигнал фотоприемника 3 с точечной диафрагмой, помещенной на оптической оси, изменяется в соответствии с [8] по закону

$$I_1(\tilde{x}(t)) = |f * h|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} f(\tilde{x} - x + r) h(x) dx \right|^2, \quad (4)$$

где $*$ — операция свертки, $f(x)$ — распределение поля в плоскости P_0 , $\tilde{x}(t) = v(t - t_0)$ — координата центра цилиндра по оси x , t_0 — момент времени пересечения этим центром оптической оси, $h(x)$ — импульсный отклик объектива 2, равный (с точностью до несущественного в данном случае фазового множителя) $\sin(kax/2F)/x$, F — фокусное расстояние объектива 2, $k = 2\pi/\lambda$.

При нахождении поля $f(x)$ учтем как фазовую [9], так и амплитудную составляющую волны, отраженной от поверхности металлического цилиндра. Определяя последнюю составляющую, пренебрежем, во-первых, взаимным влиянием изображений границ цилиндра, что справедливо, когда характерная ширина импульсного отклика h_0 намного меньше диаметра D , во-вторых, изменением коэффициента отражения света от металла при скользящих углах падения [9]. Второе условие тем более оправданно, если принять во внимание заметное уменьшение амплитуды отраженной волны, вызванное цилиндричностью отражающей поверхности. Действительно, можно показать, что элементарный поток отраженного от цилиндра света в направлении β к оптической оси пропорционален $E_0^2 r \beta d\beta/4$ (в приближении малых углов β), а размер площади (в плоскости P_0), на которую он падает, равен $3r\beta d\beta/4$. Отсюда следует, что амплитуда отраженной волны не зависит от x и равна $1/\sqrt{3}$. С учетом фазовых соотношений между прямым и отраженным лучами [9] окончательно получим

$$f(x) = E_0 Y(x) \left(1 - \frac{1}{\sqrt{3}} e^{jhp x^{3/2}} \right), \quad (2)$$

где $Y(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда, $p = (4/3)\sqrt{2/(3r)}$. Заметим, что формула (2) отличается от аналогичной в [9] амплитудным множителем $1/\sqrt{3}$.

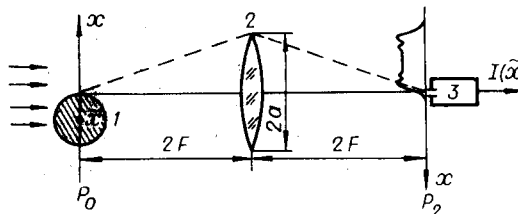


Рис. 2.

Таблица 1

D, мм	η		
	1:4	1:8	1:16
2	1,2	1,0	0,9
10	2,2	1,7	1,7
18	4,4	2,2	2,0

Из (1) и (2) следует, что изображение границы цилиндра является результатом суперпозиции двух составляющих, первая из которых представляет свертку импульсного отклика объектива с плоским краем, а вторая — импульсного отклика с отраженной от цилиндра волной. На основе этих выражений изучалось влияние апертуры объектива на

систематическую погрешность измерения размеров объектов (по уровню 0,25).

В табл. 1 приведены результаты численных расчетов на ЭВМ отклонения $\mu(D, \eta)$ измеренного диаметра цилиндра от его номинального значения D в зависимости от D и относительного отверстия объектива $\eta = 2a/F$. Значения μ в табл. 1 даны в микрометрах. Видно, что при $\eta \leq 1:4$ и $D \leq 18$ мм систематическая погрешность μ не превышает 4,4 мкм, что в первом приближении может служить оценкой максимальной погрешности измерений. Для обеспечения большей точности измерений необходимо учитывать эту систематическую погрешность.

Анализ измерительного сигнала. Выясним зависимость измерительного сигнала от параметров оптической схемы и размера объекта, в качестве которого выберем плоский экран. Движущийся объект I (см. рис. 1) модулирует интерференционное поле, образуемое двумя гауссовыми пучками A и B с равными амплитудами E_0 . Тогда в плоскости P_0 распределение света вдоль оси x имеет вид

$$f(x) = 2E_0 \cos(\omega_0 x) e^{-x^2/\sigma^2} \left[1 - \text{rect} \left(\frac{x - \tilde{x}(t)}{D} \right) \right]. \quad (3)$$

Здесь $\omega_0 = k \sin \alpha = \pi/\Lambda$, σ — полуширина гауссового пучка в плоскости P_0 вдоль оси x , $\text{rect}(\cdot)$ — прямоугольная функция. Так как распределения полей в передней (P_0) и задней (P_1) фокальных плоскостях объектива Z связаны преобразованием Фурье [8], то амплитуда поля вдоль оси x_1 пропорциональна

$$\mathcal{F}(\omega, t) = 2E_0 \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\omega_0 x) e^{-x^2/\sigma^2} \left[1 - \text{rect} \left(\frac{x - \tilde{x}(t)}{D} \right) \right] e^{-j\omega x} dx, \quad (4)$$

где $\omega = kx_1/F$ — пространственная частота в плоскости P_1 .

Если фотоприемник с точечной диафрагмой помещается в центре частотной плоскости P_1 ($\omega = 0$), то интегрирование (4) при условии, что период полос Λ намного меньше объекта D , который, в свою очередь, меньше характерного размера гауссового пучка σ ($\Lambda \ll D \ll \sigma$), дает в результате

$$\mathcal{F}(0, t) = 4E_0 \frac{\sin(\omega_0 D/2)}{\omega_0} \cos(\omega_0 \tilde{x}(t)) e^{-\tilde{x}^2(t)/\sigma^2}. \quad (5)$$

Случай рассеяния света на малых частицах ($D \leq \Lambda$) подробно рассмотрен в [6]. Сигнал на выходе фотоприемника пропорционален

$$I_2(t) = |\mathcal{F}(0, t)|^2 = \frac{8}{\pi^2} E_0^2 \Lambda^2 \sin^2 \left(\frac{\pi D}{2\Lambda} \right) [1 + \cos(2\omega_0 \tilde{x}(t))] e^{-2\tilde{x}^2(t)/\sigma^2}. \quad (6)$$

Можно видеть, что этот сигнал, наряду с низкочастотной составляющей, определяемой структурой падающих пучков, содержит и высокочастотную периодическую составляющую. Причем период ее τ однозначно связан с периодом интерференционных полос: $\tau = \pi/\omega_0 v = \Lambda/v$.

Из выражения (6) следует, что в общем случае уровень сигнала $I_2(t)$ изменяется пропорционально Λ^2 . При некоторых соотношениях

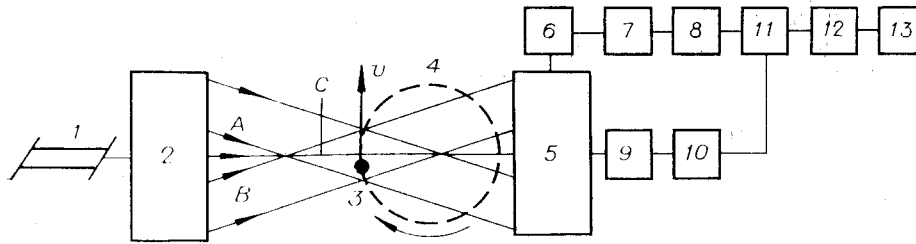


Рис. 3.

параметров D и Λ , а именно $D = 2n\Lambda$ (n — целое число), сигнал может обращаться в нуль. Эти эффекты значительно ослабляются в случае контроля объемных объектов из-за наличия отраженных от их поверхности волн. Так, для цилиндров интерференция лучей отраженной от него волны, как показано в приложении, приводит к возникновению бегущей волны, интенсивность которой пропорциональна

$$I(t) \sim e^{-2\tilde{x}^2(t)/\sigma^2} \left[1 + \cos \left(2\omega_0 \tilde{x}(t) + \omega D \cos \frac{\alpha}{2} \right) \right]. \quad (7)$$

Из (7) видно, что период сигнала равен τ и его уровень не зависит от соотношения диаметра цилиндра и периода полос.

Так как уровень измерительного сигнала зависит в общем случае от периода интерференционных полос, то это приводит к ограничению возможности повышения чувствительности системы за счет уменьшения периода полос. Одним из перспективных путей повышения чувствительности является формирование нового измерительного сигнала, частота которого в q раз выше частоты сигнала фотоприемника, например, с помощью интерполятора с фазовой автоподстройкой частоты [10]. В этом случае цена деления «линейки» $\Lambda' = \Lambda/q$ и размер объекта определяются по формуле

$$D = N'\Lambda/q = N'\Lambda', \quad (8)$$

где $N' = Nq$ — число счетных импульсов в пределах строб-импульса объектного канала.

Блок-схема экспериментальной системы измерения размеров. Рассмотрим работу системы по схеме, показанной на рис. 3. Выходной луч лазера 1 расщепляется в формирователе пучков 2 на три луча, два из которых расширяются по координате x (A и B) и формируют в измерительной области систему интерференционных полос. Контролируемый объект 3 устанавливается на механизме подачи объектов 4 и при прохождении этой области рассеивает интерференционное поле. Рассеянное излучение собирается посредством оптического блока обработки 5 и направляется на фотоприемник 6 измерительного канала. Выходной сигнал последнего подается на усилитель-формирователь 7 и далее на вход интерполятора 8, в котором на каждый входной импульс генерируется q импульсов, распределенных равномерно по периоду входного сигнала. В экспериментальной системе коэффициент интерполяции $q = 10$.

Одновременно при освещении лучом C объект 3 проецируется с 10^{\times} увеличением на фотоприемник 9 (с десятимикронной входной диафрагмой), который формирует объектный сигнал. Усилитель-формирователь 10, идентичный усилителю 7, преобразует этот сигнал в строб-импульс путем пороговой отсечки по уровню 0,25 от амплитуды объектного сигнала.

Выходные сигналы усилителя 10 и интерполятора 8 поступают в схему совпадения 11, формирующую выходную пачку, в которой количество импульсов N' пропорционально измеряемому размеру. Эти им-

пучки подаются на вход счетно-вычислительного устройства 12, в котором осуществляются операции в соответствии с (8). Результат измерения отображается на цифровом табло блока индикации 13.

В качестве астигматического преобразователя пучка в блоке 2 применяется призмный расширитель, составленный из четырех призм. Это позволяет увеличить по координате x эффективную ширину 20 гауссова пучка лазера до 20 мм. Уменьшение потерь света в расширителе достигается путем использования p -поляризации падающего света и выбором углов падения, близких к углу Брюстера.

Наличие в спектре измерительного сигнала (6) низкочастотной и высокочастотной составляющих и возможность изменения частоты сигнала в широких пределах обусловило применение в качестве усилителей-формирователей 7 и 10 широкополосных усилителей переменного тока с фиксацией постоянной составляющей. В основу интерполятора 8 положена система фазовой автоподстройки частоты [10]. Использование в такой системе фильтра нижних частот с цепями управляемого заряда-разряда емкости обеспечило высокие динамические и статические характеристики интерполятора в широком диапазоне изменения скоростей контролируемых объектов. Экспериментально получено, что время захвата фазовой синхронизации составляет 15—20 периодов входной частоты в полосе 25—75 кГц, а нестабильность частоты в установившемся режиме менее 0,01%.

Механизм подачи объектов 4 представляет собой вращающийся на воздушной подушке диск диаметром 300 мм. Он позволяет изменять скорость движения объектов в широких пределах и имитирует конвейерную линию высокой производительности (600—1800 шт./мин). Отметим, что при измерении размеров плоских объектов с применением такого механизма появляется методическая погрешность. Она вызвана тем, что при движении плоского объекта по окружности величина его проекции на ось x непрерывно изменяется, в результате системой измерения фиксируется некоторое усредненное ее значение. Если центр вращения диска радиусом R лежит на оптической оси проецирующей системы, то, как показывает несложный расчет, при $R \gg D$ измеренный размер объекта отличается от его номинального значения на величину

$$\Delta = D^2/24R^2. \quad (9)$$

Например, при $D = 13$ мм и $R = 150$ мм $\Delta = 4$ мкм. Существенно, что в случае измерения размеров цилиндрических изделий эта поправка отсутствует, поскольку проекция цилиндра на ось x в любой момент времени остается неизменной.

Результаты исследований системы. Цель исследований заключалась в оценке точности и производительности измерительной системы на примере контроля объектов с известными параметрами, а также в изучении критичности ее характеристик к изменению основных параметров.

Для калибровки системы не использовался эталонный цилиндр диаметром $D_0 = 10,0412$ мм, аттестованный с погрешностью не более 0,2 мкм. Параметры измерительной системы были выбраны следующими: $\eta = \eta_0 = 1:4$. Номинальная скорость движения объектов $v = v_0 = 1$ м/с. С целью повышения точности калибровки количество счетных импульсов N' в пределах строб-импульса определялось по результатам 100 измерений. При этом среднее значение N'_0 составило 4725. Вычисление «веса» счетных импульсов Λ' проводилось по формуле $\Lambda' = [D_0 + \mu(D_0, \eta_0)]/N'_0$, где $\mu(D_0, \eta_0)$ — поправка, связанная с интерференционными явлениями вблизи границы цилиндра. На основании полученного значения $\Lambda' = 2,1256$ мкм измерялись диаметры восьми цилиндрических валков ($D = 1—16$ мм), а также размер плоского объекта в виде экрана. Диаметры цилиндров находились по формуле $D_\mu = D' - \mu(D', \eta_0)$,

Таблица 2

№ п/п	D, мм	D', мм	D _μ , мм	δ, мкм
1	0,985	0,986	0,985	0
2	2,384	2,385	2,384	0
3	4,494	4,496	4,495	1
4	4,498	4,500	4,499	1
5	6,101	6,103	6,101	0
6	6,849	6,851	6,850	1
7	12,848	12,849	12,846	-2
8	15,839	15,838	15,836	-3
9	13,262	13,261	—	-1

где D' — измеренное значение диаметра в соответствии с (8). При определении размера плоского объекта учитывалась поправка, даваемая формулой (9). Все размеры были предварительно аттестованы с погрешностью 1 мкм.

Величины аттестованных D , измеренных D' (усредненных по 100 измерениям) и скорректированных D_{μ} диаметров цилиндров приведены в табл. 2 в колонках 2—4 соответственно, а в колонке 5 — абсолютные погрешности измерений $\delta = D_{\mu} - D$. Под № 9 в табл. 2 указан плоский объект. Можно видеть, что максимальная погрешность измерений не превышает 3 мкм. Приведенная погрешность измерения при этом составляет $\sim 0,02\%$.

Исследовалось влияние изменения скорости движения объекта на точностные характеристики системы. Эксперименты показали, что при изменении скорости v в диапазоне 0,5—1,5 м/с, т. е. на $\pm 50\%$ от номинальной скорости, уровень погрешности изменения δ остается неизменным. Следует отметить, что допустимый диапазон скоростей в системе определялся полосой захвата синхронизации схемы фазовой автоподстройки частоты в интерполяторе и при необходимости мог быть расширен.

Таким образом, разработанная система позволяет определять размеры объектов в диапазоне 1—16 мм с абсолютной погрешностью в 3 мкм при скорости их движения $1 \pm 0,5$ м/с.

Оценка погрешностей измерения. Из анализа формулы (8) видно, что погрешность измерений ΔD зависит как от погрешности определения «веса» счетных импульсов $\Delta \Lambda'$, так и от погрешности счета измерительных импульсов $\Delta N'$. В силу независимости и случайного характера этих составляющих погрешности

$$\Delta D = N' \Lambda' \sqrt{(\Delta \Lambda' / \Lambda')^2 + (\Delta N' / N')^2}. \quad (10)$$

Остановимся на каждой из составляющих погрешности ΔD . Погрешность счета измерительных импульсов вызвана неоднозначностью срабатывания схемы совпадения при нецелом числе этих импульсов в пределах строб-импульса объектного сигнала и равна 1. Составляющая погрешности $\Delta \Lambda'$ определяется условиями калибровки: погрешностью аттестации эталонного цилиндра ΔD_0 и среднеквадратичной погрешностью вычисления N'_0 по результатам n измерений. С учетом этих факторов составляющая погрешности

$$\Delta \Lambda' = D_0 / N'_0 \sqrt{(\Delta D_0 / D_0)^2 + (\Delta N'_0 / N'_0)^2}. \quad (11)$$

Оценим величину $\Delta \Lambda'$ для следующих экспериментальных данных: $D_0 = 10,0412$ мм, $\Delta D_0 = 0,2$ мкм, $N'_0 = 4725$, $\Delta N'_0 = 0,5$. Откуда получаем $\Delta \Lambda' = 3 \cdot 10^{-4}$ мкм.

Исходя из значения $\Delta \Lambda'$, можно оценить максимальную теоретическую погрешность ΔD измерения размеров. Полагая $D = 16$ мм, из (10) получим $\Delta D = 3$ мкм. Из сравнения этой погрешности с экспериментальной δ (см. табл. 2) следует, что $\delta \ll \Delta D$.

Отметим еще об одной составляющей погрешности Δ_{ϕ} , связанной с неточностью ориентации объекта в плоскости P_0 . Поворот объекта в этой плоскости (см. рис. 1) на малый угол ϕ приводит к изменению размера

объекта вдоль направления измерения на величину $D(1/\cos \varphi - 1) \simeq \simeq D\varphi^2/2$. При $D = 16$ мм и стандартном допуске на угол ориентации объекта $|\varphi| \leq 30'$ $\Delta \varphi \simeq 0,6$ мкм, т. е. пренебрежимо мала. Однако такой поворот объекта одновременно приводит к падению уровня измерительного сигнала пропорционально $\sin^2(\varepsilon\omega_0\varphi)/(\varepsilon\omega_0\varphi)^2$, где 2ε — эффективная ширина интерференционных полос вдоль оси y (см. рис. 1). Так, при $\varepsilon = 1$ мм, $\Lambda = 20$ мкм и $|\varphi| \leq 30'$ уровень этого сигнала может уменьшаться в два раза. Это обстоятельство накладывает определенные требования на динамический диапазон измерительного канала.

Заключение. Измерение размеров движущихся объектов в проекционной системе с помощью интерференционной «линейки» позволяет в значительной степени преодолеть противоречие между точностью измерения и производительностью системы.

Показано, что при измерении диаметров отражающих цилиндров уровень измерительного сигнала в отличие от плоских объектов не зависит от соотношения диаметра цилиндра D и периода интерференционных полос Λ .

Установлено, что при измерении диаметра цилиндра по теневому изображению возникает систематическая погрешность, зависящая от D и относительного отверстия проецирующего объектива η . Эта погрешность увеличивается с ростом D и η и достигает величины 4,4 мкм при $D = 18$ мм, $\eta = 1:4$.

Результаты исследований разработанной системы свидетельствуют о возможности измерения в ней размеров объектов до 16 мм с погрешностью не более 3 мкм и производительностью до 1800 шт./мин. Дальнейшее повышение точности измерений достигается путем увеличения коэффициента интерполяции q . При этом быстродействие системы определяется в основном полосой пропускания электронных блоков. Отметим, что система допускает многомерный контроль объекта путем регистрации его теневого изображения в различных сечениях.

Разработанная система может быть использована для высокопроизводительного контроля размеров движущихся объектов в поточных линиях массового производства.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Рассмотрим результат интерференции в дальней зоне отраженных от цилиндра волн при освещении его двумя наклонными гауссовыми пучками света с углом 2α между ними. Очевидно, что интенсивность волны в направлении β определяется разностью хода Δ_{43} между лучами 3 и 4 при $|\beta| \geq \alpha$ или Δ_{21} между лучами 1 и 2 при $|\beta| \leq \alpha$ (рис. 4):

$$I(t) \sim e^{-2\tilde{x}^2(t)/\sigma^2} \{1 + \cos[k\Delta_{21} + \psi(\varphi_2) - \psi(\varphi_1)]\} \quad (\text{П1})$$

($\psi(\varphi)$ — скачок фазы волны, отраженной от цилиндра). Так как для металлического цилиндра функция $\psi(\varphi)$ является непрерывной [9], то в силу малых отличий углов падения φ_1 и φ_2 (не более α) можно положить $\psi(\varphi_2) \simeq \psi(\varphi_1)$.

Из геометрических построений, приведенных на рис. 4, нетрудно найти, что $\Delta_{21} = L_2 - L_1$, где $L_1 = H_1S_1 + S_1K_1 + K_1M_1$, а $L_2 = H_2S_2 + S_2K_2 + K_2M_2$, причем

$$\begin{aligned} H_1S_1 &= -x' \sin \alpha, & H_2S_2 &= x'' \sin \alpha, \\ S_1K_1 &= r \sin[(\alpha - \beta)/2]/\cos \alpha, & S_2K_2 &= r \sin[(\alpha + \beta)/2]/\cos \alpha, \\ K_1M_1 &= r\{1 - \sin[(\alpha + \beta)/2]\}, & K_2M_2 &= r\{1 - \sin[(\alpha - \beta)/2]\}, \\ x' &= \tilde{x}(t) + r\{\cos[(\alpha - \beta)/2] + \sin[(\alpha - \beta)/2] \operatorname{tg} \alpha\}, \\ x'' &= \tilde{x}(t) - r\{\cos[(\alpha + \beta)/2] + \sin[(\alpha + \beta)/2] \operatorname{tg} \alpha\}. \end{aligned}$$

Здесь x' , x'' — соответственно координаты точек S_1 и S_2 .

Путем несложных вычислений для $|\beta| \leq \alpha$ получим

$$\Delta_{21} = 2\tilde{x}(t) \sin \alpha + 2D \sin(\beta/2) \cos(\alpha/2). \quad (\text{П2})$$

Аналогично можно показать, что в случае $|\beta| \geq \alpha$

$$\Delta_{13} = 2\tilde{x}(t) \sin \alpha + 2D \sin(\alpha/2) \cos(\beta/2). \quad (\text{П3})$$

Подставляя соотношение (П2) в (П1) и делая замену переменных $\omega_0 = k \sin \alpha$, $\omega = k \sin \beta$ для случая малых углов β , окончательно получим

$$I(t) \sim e^{-2\tilde{x}^2(t)/\sigma^2} \{1 + \cos[2\tilde{x}(t)\omega_0 + D\omega \cos(\alpha/2)]\}. \quad (\text{П4})$$

Из выражения (П4) видно, что отраженный от цилиндра свет при движении объекта представляет собой бегущую волну.

Авторы выражают благодарность В. П. Коронкевичу, В. С. Соболеву и Ю. Н. Дубнищеву за ценные замечания при обсуждении данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Астафьева Т. В. и др. Применение методов когерентной оптики для контроля геометрических параметров изделий.— В кн.: Автоматизация научных исследований на основе применения ЭВМ. [Тез. докл.]. Новосибирск: изд. ИАиЭ СО АН СССР, 1979.
2. Вихман В. С. Применение телевизионно-вычислительной техники в автоматическом контроле размеров.— Измерительная техника, 1962, № 11.
3. Reich F. R., Coleman W. I. High-Speed Profile Measurement with Electro-Optics.— Opt. Eng., 1976, vol. 15, N 1.
4. Бычков Р. М., Коронкевич В. П., Соловьев Н. Г., Чугуй Ю. В. Измерение параметров резьбовых изделий по пространственному спектру.— В кн.: III Всесоюз. конф. по голографии. [Тез. докл.] Л., 1978.
5. Indebetouw G. Application of Optical Processing Techniques to the Quality Control of Micromechanics.— Appl. Opt., 1977, vol. 16, N 7.
6. Лазерные доплеровские измерители скорости/Отв. ред. чл.-кор. АН СССР Ю. Е. Нестерихин. Новосибирск: Наука, 1975.
7. Вергопрахов В. В., Чугуй Ю. В. Оптический метод измерения размеров движущихся объектов на основе рассеянных волн.— В кн.: Тез. докл. III Всесоюз. школы по оптической обработке информации. Ч. II. Саласпилс, 1980.
8. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. М.: Мир, 1970.
9. Dew G. T. The Application of Spatial Filtering Techniques to Profile Inspection, and an Associated Interference Phenomenon.— J. Optica Acta, 1970, vol. 17, N 4.
10. Системы фазовой автоподстройки частоты с элементами дискретизации/Под ред. В. В. Шахгильдяна. М.: Связь, 1979.

Поступила в редакцию 24 июня 1980 г.

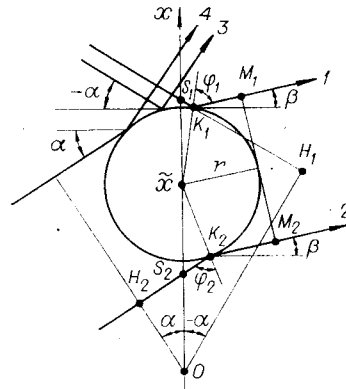


Рис. 4.