

ОПТИЧЕСКИЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ
И СИСТЕМЫ

УДК 535.42 : 535.31 : 53.082.5

В. А. Соколов, Ю. В. Чугуй

(Новосибирск)

ОКОНТУРИВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ
АБСОЛЮТНО ОТРАЖАЮЩЕГО ПРОТЯЖЕННОГО КРАЯ

На основе модели эквивалентных диафрагм получены аналитические выражения и исследовано поведение контурного изображения абсолютно отражающего протяженного края.

Успешное решение задач размерного контроля трехмерных промышленных объектов средствами фурье-оптики (техническое зрение, микроскопия) во многом определяется наличием хорошо разработанной теории дифракции света на объемных телах подобно теории Кирхгофа для плоских объектов. В [1] нами предложен конструктивный (простой и физически наглядный) метод расчета дифракционных явлений на протяженных объектах постоянной толщины с использованием модели эквивалентных диафрагм. С его помощью в [2, 3] исследованы спектры протяженных объектов постоянной толщины соответственно с абсолютно поглощающей и абсолютно отражающей боковыми поверхностями. На основе полученных результатов изучены особенности высокочастотной фильтрации — оконтуривания теневых изображений абсолютно поглощающего объемного края. Эта операция, будучи одной из важнейших в фурье-оптических измерительных системах, как известно, сводится к выделению информативных областей, соответствующих границам объекта [4]. В настоящей работе изучена специфика формирования контурных изображений протяженных объектов с отражающей боковой гранью как частный случай трехмерных металлических тел.

Рассмотрим стандартную когерентно-оптическую схему оконтуривания изображений объектов (рис. 1) на базе системы оптической пространственной фильтрации. Она состоит из звена прямого преобразования Фурье (объектив O_1), оконтуривающего фильтра Φ , расположенного в частотной плоскости P_2 , и звена обратного преобразования Фурье (объектив O_2).

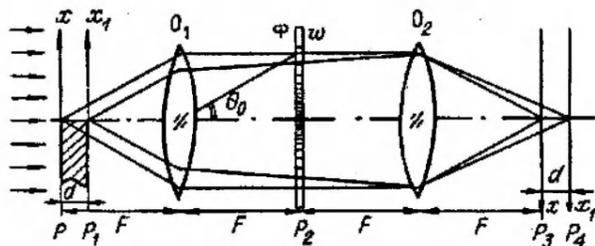


Рис. 1

Поместим в систему типичный элемент объемных металлических тел — абсолютно отражающий симметричный объемный край толщиной d с боковой гранью, перпендикулярной его передней и задней граням. Полагаем, что передняя грань объекта лежит в плоскости P , а боковая — касается оптической оси системы (см. рис. 1). С учетом изменения фазы падающей волны света на π при отражении ее от боковой поверхности (рис. 2, *a*) протяженный объект, согласно модели эквивалентных диафрагм [1], характеризуется следующими граничными функциями, соответствующими прозрачности передней и задней граней (рис. 2, *b*):

$$f(x) = \text{sign}(x) \text{ и } g(x_1) = Y(x_1),$$

где $Y(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда [5], а $\text{sign}(x) = 2Y(x) - 1$ — знакопеременная функция.

Как показано в [6], поле в дальней зоне для такой объемной конфигурации, описывающее дифракционные явления Фраунгофера, имеет вид

$$F_0(w) = \pi\delta(w) + 2\tilde{Y}(wd/k)/jw = \pi\delta(k\Theta) + 2\tilde{Y}(\Theta d)/jk\Theta, \quad (1)$$

где $w = k\Theta$ — пространственная частота (рад/мм); $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число (λ — длина волны света); Θ — угол наблюдения дифракции, а

$$\tilde{Y}(z) = \exp(-j\pi/4)/\sqrt{\lambda d} \int_{-\infty}^{\infty} Y(s) \exp(jk(z-s)^2/2d) ds$$

— френелевский образ функции Хевисайда $Y(z)$ [7].

Так как спектр (1) вследствие интерференционных явлений не содержит члена, соответствующего вторичной дифракции света, то точечная модель формирования поля в дальней зоне для абсолютно отражающего объемного края в отличие от абсолютно поглощающего объекта состоит лишь из одного обобщенного дельта-источника, расположенного на краю передней грани (рис. 2, *c*). Диаграмма излучения этого источника, будучи неизотропной, определяется поведением функции $Y(x)$, описывающей дифракционные явления на задней грани (рис. 2, *d*).

Рассмотрим сначала формирование изображения передней грани объекта в оптической системе в случае отсутствия оконтуривающего фильтра. Воспользовавшись полученным в [3] выражением для спектра френелевского образа $Y(x)$:

$$F^{-1}\{\tilde{Y}(\Theta d)\} = 0,5\delta(x) + j \exp(-jkx^2/2d)/2\pi x,$$

где $F^{-1}\{\cdot\}$ — оператор обратного преобразования Фурье, для распределения поля в плоскости P_3 нетрудно получить:

$$\hat{f}(x) = F^{-1}\{F_0(k\Theta)\} = Y(x) + j[Y(x) \otimes \exp(-jkx^2/2d)/\pi x]. \quad (2)$$

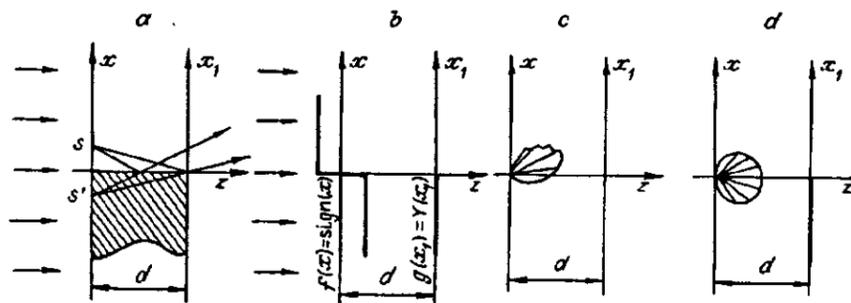


Рис. 2

Здесь символ \otimes обозначает операцию свертки [5]. Анализ полученного выражения показывает, что появление дополнительного члена в выражении поля для передней грани обусловлено влиянием протяженности объекта.

Выберем далее в качестве оконтуривающего фильтра дифференцирующий с частотной характеристикой

$$H(w) = (w/w_0)^2 \text{rect}(w/2w_0),$$

где $\text{rect}(x) = \begin{cases} 1; & |x| < 0,5, \\ 0; & |x| > 0,5, \end{cases}$ а $2w_0 = 2k\Theta_0$ — ширина полосы частот, пропускаемая фильтром ($2\Theta_0$ — угловой размер апертуры фильтра). Очевидно, что для получения контурного изображения передней грани с учетом свойств фурье-преобразования поле (2) необходимо свернуть с импульсным откликом дифракционно ограниченной системы

$$h(x) = F^{-1}\{\text{rect}(w/2w_0)\} = \text{sinc}(w_0x)/\pi x \quad (3)$$

и вычислить вторую производную. Более удобен, однако, иной путь вычислений. Умножим сначала спектр (1) на функцию $jk\Theta$ (что эквивалентно вычислению первой производной от входного распределения $f(x)$), затем выполним обратное фурье-преобразование с учетом апертуры фильтра и, наконец, еще раз продифференцируем результирующее поле. Для облегчения вычисления функции

$$\begin{aligned} \hat{f}'_w(x) &= F^{-1}\{F_c(w)jw\text{rect}(w/2w_0)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} 2\tilde{Y}(\Theta d)\text{rect}(w/2w_0)\exp(jwx)dw = \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{Y}(\Theta d)[Y(w+w_0) - Y(w-w_0)]\exp(jwx)dw \end{aligned}$$

воспользуемся результатами работы [1]. В ней показано, что в случае скошенного абсолютно поглощающего края спектр его имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} F_c(\Theta) &= \int_{-\infty}^{\infty} Y(x)\tilde{Y}(x-A+\Theta d)\exp(-jwx)dx = \\ &= [\pi\delta(k\Theta) + 1/jk\Theta][\tilde{Y}(\Theta d - A) + \exp(jk d\Theta^2/2 - jwA)\tilde{Y}(A)], \quad (4) \end{aligned}$$

где A — высота склона грани. Воспользовавшись соотношением

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x)\tilde{g}(x+\Theta d)\exp(-jwx)dx = \exp(jk d\Theta^2/2) \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(x)g(x)\exp(-jwx)dx,$$

перепишем интеграл (4) в виде

$$F_c(\Theta) = \exp(jk d\Theta^2/2) \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{Y}(x)Y(x-A)\exp(-jwx)dx.$$

Откуда заменой переменных нетрудно получить равенство

$$\begin{aligned} &\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{Y}(\Theta d)Y(w-w_0)\exp(jwx)dw = \\ &= [\pi\delta(x) + 1/jx][\tilde{Y}(-x-d\Theta_0)\exp(-jkx^2/2d) + \exp(jw_0x)\tilde{Y}(d\Theta_0)]. \end{aligned}$$

В результате для поля в изображении контура передней грани получим

$$\hat{f}_{w_0}''(x) = \frac{j}{\pi(w_0x)^2} \{ [\tilde{Y}(-x - d\Theta_0) - \tilde{Y}(-x + d\Theta_0)] [1 + jkx^2/d] \exp(-jkx^2/2d) - 2x \cdot \sin(w_0x) \exp(jkd\Theta_0^2/2 - j\pi/4) / \sqrt{\lambda d} + \exp(jw_0x) \tilde{Y}(d\Theta_0) - \exp(-jw_0x) \tilde{Y}(-d\Theta_0) - jw_0x [\exp(jw_0x) \tilde{Y}(d\Theta_0) + \exp(-jw_0x) \tilde{Y}(-d\Theta_0)] \}. \quad (5)$$

Исследуем полученное выражение. С этой целью обратимся сначала к случаю $N \gg 1$, где N — число зон Френеля, укладывающихся в наблюдаемой области [3]. Это эквивалентно случаю, при котором глубина фокусировки системы много больше размера d . При таком предположении допустимо следующее линейное приближение френелевского образа функции Хевисайда [2]:

$$\tilde{Y}(\Theta d) \approx 0,5 + \exp(-j\pi/4) \sqrt{d/\lambda} \Theta.$$

Подставляя данный результат в (5), приходим к следующей формуле для предельного случая слабо выраженных объемных эффектов:

$$\hat{f}_{w_0}''(x) = (\sin(w_0x)/\pi x w_0^2)' - \sqrt{j\lambda d} (\sin(w_0x)/\pi^2 x w_0^2)''. \quad (6)$$

Здесь первый член соответствует оконтуренному изображению плоского края, а второй — обусловлен влиянием объемности. Вид интенсивности для (6) приведен на рис. 3 при различных значениях параметра N ($N = 1, 2, 4, 8$). Как и следовало ожидать, чем больше N , тем картина в большей степени соответствует плоскому краю. Как и в поглощающем случае, при уменьшении N наблюдается искажение контура. Раскладывая формулу (6) при малых x , несложно определить координату основного минимума интенсивности X_{\min} :

$$X_{\min} = \sqrt{\lambda d} / \sqrt{2\pi}.$$

Видно, что в отличие от поглощающего края [3] смещение минимума контура отражающего края в 2 раза больше, что несложно объяснить особенностями дифракции света на задней грани объекта. На рис. 4 приведены теоретическая (согласно формуле) и расчетная (результаты численного эксперимента) зависимости положения основного минимума графика от логарифма N (графики 1 и 2 соответственно). Обнаруживается хорошее согласие полученных результатов с теоретической зависимостью. Небольшие отличия положения минимума интенсивности при N , близких к 1, обусловлены влиянием неучтенных членов, отбрасываемых при рассмотрении выражения поля в предельном случае.

При дальнейшем уменьшении N наблюдается деструкция распределения (6), а при N порядка 0,75 вообще пропадает понятие минимума, разделенного

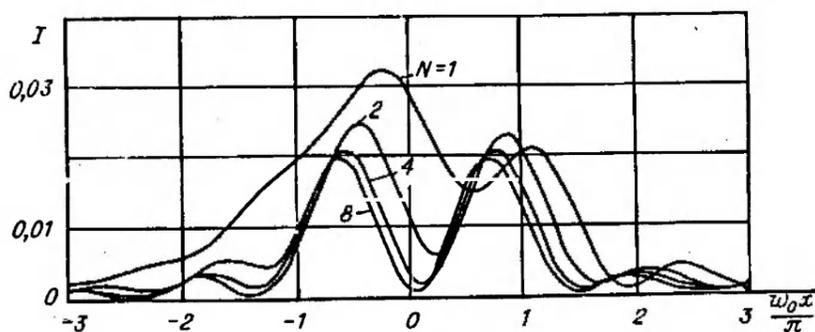


Рис. 3

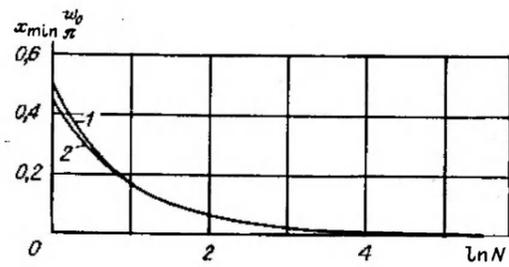


Рис. 4

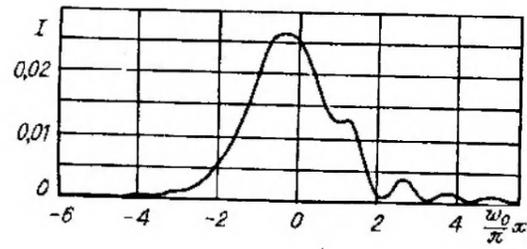


Рис. 5

двумя максимумами (рис. 5), и наблюдается перекачка энергии в один левый максимум. При этом обнаруживается, что его координата и интенсивность претерпевают колебания даже при незначительном изменении N (рис. 6, *a, b*). Область неравномерного смещения максимума при изменении N лежит в пределах $0 \div 1$. Причем аномальность поведения в наибольшей степени проявля-

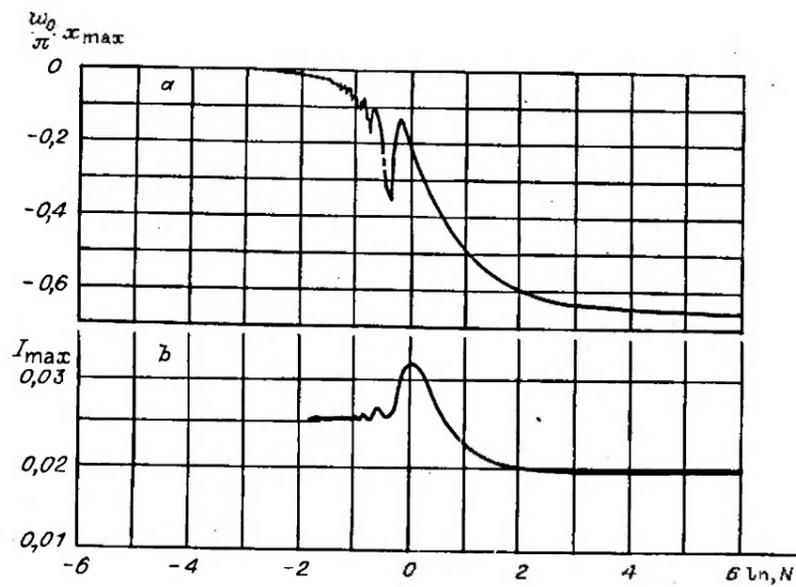


Рис. 6

ется при N порядка 1, т. е. при переходе из области слабых в область значительных объемных эффектов. Помимо колебаний интенсивности, при уменьшении N наблюдается общее расплывание контура.

В другом предельном случае, когда $N \ll 1$, с учетом $Y(-\infty) = 0$ и $Y(\infty) = 1$ [2] получим, что поле в оконтуренном изображении передней грани имеет вид

$$\hat{f}_{w_0}''(x) = \exp(jw_0/2) [\exp(jw_0/2)/\pi w_0 x - 2 \sin(w_0 x/2)/\pi (w_0 x)^2]. \quad (7)$$

Вид распределения интенсивности в этом случае показан на рис. 7. Очевидно, что при $N \rightarrow 0$ (толщина края d заметно превышает глубину резкости системы), задняя грань выступает в роли режекторного фильтра, отсекающего отрицательные частоты в спектре (см. рис. 1). Поэтому выражение (7) можно получить, взяв производную от обратного фурье-преобразования фильтра с частотной характеристикой $H(w) = \text{rect}[(w - w_0/2)/w_0]$, помещенного в частотную плоскость и освещаемого плоской волной двойной амплитуды. Если обратиться к аналитическому выражению контура передней грани в абсолютно поглощающем случае, то видно, что распределение (7) отличается от аналогичной ситуации в поглощающем случае [3] с точностью до постоянного множителя.

Для вывода аналитического выражения изображения задней грани обратимся к спектру [3] передней грани абсолютно поглощающего объемного края:

$$F_n(\Theta) = \pi \delta(k\Theta) + \tilde{Y}(\Theta d)/jk\Theta + \exp(jkd\Theta^2/2)/2jk\Theta. \quad (8)$$

Домножим его на $\exp(-jkd\Theta^2/2)$. Аналогичную операцию произведем и со спектром передней грани абсолютно отражающего протяженного края (1). В результате с точностью до множителя $jk\Theta$ получим следующие выражения:

$$F_n(k\Theta) \exp(-jkd\Theta^2/2) jk\Theta = \tilde{Y}(\Theta d) \exp(-jkd\Theta^2/2) + 0,5;$$

$$F_o(k\Theta) \exp(-jkd\Theta^2/2) jk\Theta = 2\tilde{Y}(\Theta d) \exp(-jkd\Theta^2/2).$$

Из полученных равенств следует, что поле в изображении задней грани абсолютно отражающего объемного края $g_o(x)$ связано с полем в изображении задней грани абсолютно поглощающего края $g_n(x)$ соотношением

$$\hat{g}'_o(x) = 2\hat{g}'_n(x) - \sin(w_0 x)/\pi x.$$

Если воспользоваться результатами для задней грани, полученными в [3] для предельных случаев слабых и значительных объемных эффектов в дифракционно ограниченной оптической системе без высокочастотной фильтрации, то несложно найти аналитические выражения для контура задней грани отражающего края. Искомое распределение полей в плоскости P_4 в случае слабых объемных эффектов ($N \gg 1$) имеет вид

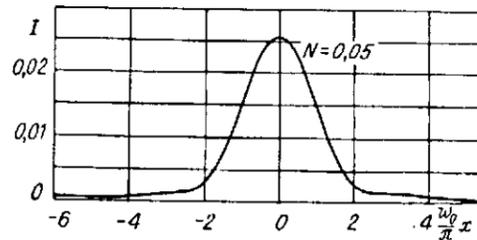


Рис. 7

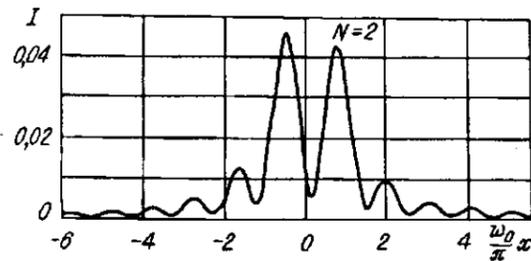


Рис. 8

$$\hat{g}_{w_0}''(x) = (\sin(w_0 x) / \pi x w_0^2)' - \sqrt{\lambda d} (\sin(w_0 x) / \pi^2 x w_0^2)'' - \lambda d (\sin(w_0 x) / 4\pi^2 x w_0^2)''' \quad (9)$$

График интенсивности приведен на рис. 8. Как видно из рисунка, поле (9) незначительно отличается от поля (6) и аналогично ему имеет вид двойного максимума, разделенного минимумом, координата и интенсивность которого зависят от протяженности края d . Можно показать, что положение основного минимума интенсивности определяется выражением

$$X_{\min} = (\sqrt{\lambda d} / \sqrt{2\pi})(1 - \pi / 10N^2).$$

Как и в случае абсолютно поглощающего объемного края, смещение минимума контура зависит не только от размера зоны Френеля, но и от ширины полосы частот, пропускаемой фильтром.

В случае значительных объемных эффектов ($N \ll 1$) контур задней грани описывается выражением

$$\hat{g}_{w_0}''(x) = 2\sin(w_0 x) / (\pi x \sqrt{\lambda d} w_0^2) \quad (10)$$

и имеет вид одиночного максимума (рис. 9). Следует обратить внимание на резкое отличие изображения от аналогичной ситуации в поглощающем случае [3], где контур представляет собой двойной максимум, разделенный минимумом, обусловленный наличием точечного источника на краю задней грани.

Таким образом, влияние объемности на оконтуренное изображение абсолютно отражающего протяженного края имеет много общего со случаем абсолютно поглощающего, за исключением ситуации, когда объемные эффекты значительны. Вид оконтуренного изображения задней грани в этом случае существенно зависит от отражательной способности боковой грани объекта, претерпевая изменение от двойного (при абсолютном поглощении) до одиночного (при отражении) максимума.

На основе полученных результатов могут быть исследованы особенности оконтуривания протяженных тел в более общем случае — с произвольным коэффициентом отражения боковой поверхности.

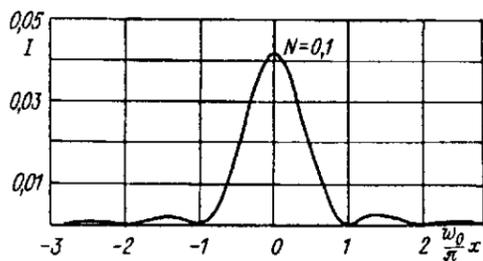


Рис. 9

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кривенков Б. Е., Чугуй Ю. В. Дифракция Фраунгофера на объемных телах постоянной толщины // Автометрия.—1987.—№ 3.
2. Чугуй Ю. В. Определение геометрических параметров протяженных объектов постоянной толщины по их дифракционным картинам // Автометрия.—1991.—№ 6.
3. Чугуй Ю. В. Особенности формирования и оконтуривания изображений объемных тел в когерентном свете // Там же.
4. Кривенков Б. Е., Чугуй Ю. В. Качественное оконтуривание двумерных теневых изображений // Автометрия.—1979.—№ 1.
5. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики.—М.: Наука, 1971.
6. Кривенков Б. Е., Чугуй Ю. В. Дифракция Фраунгофера на отражающих объемных телах постоянной толщины // Автометрия.—1991.—№ 4.
7. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику.—М.: Мир, 1970.

Поступила в редакцию 11 сентября 1992 г.

УДК 621.378 : 681.33

Л. А. Борыняк, Е. А. Краснопевцев, А. В. Логинов, А. А. Штыгашев
(Новосибирск)

ТОЧНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ В ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ИНТЕРФЕРОМЕТРАХ

Выполнена оценка методической и систематической погрешностей измерения перемещений накладными и панорамными голографическими интерферометрами посредством анализа зависимости между входными и выходными параметрами приборов. Рассмотрены влияния теплового расширения базы интерферометра, оптической среды, соединяющей голограмму с объектом, и съемки интерферограмм в непараллельных лучах на точность получаемых результатов. Осуществлена оптическая фильтрация коническим зеркалом для выделения направления наблюдения по окружности.

Обеспечение необходимой точности измерения — одна из главных задач эксперимента. В накладных интерферометрах, когда регистрирующая среда наносится непосредственно на исследуемую поверхность либо прикрепляется к объекту посредством промежуточной оптической среды (ПОС) [1], возникает проблема оценки влияния теплового расширения базы интерферометра и оптической среды, соединяющей голограмму с объектом, на точность измерения перемещений. Актуальна также проблема оценки методической погрешности, связанной с фотографированием интерферограмм в непараллельных лучах. Кроме того, немаловажную роль в повышении точности экспериментальных методов играет возможность понижения порядка системы разрешающих уравнений или сведения ее к простым соотношениям с одним неизвестным. Один из вариантов голографической интерферометрии основан на способе изменения направления наблюдения по окружности, что позволяет определять отдельно тангенциальную и нормальную компоненты вектора перемещения [2]. Оптическая фильтрация с помощью конического зеркала устраняет ряд технических проблем и открывает новые возможности предложенной методики. В панорамных интерферометрах [3], где исследуемый объект закрепляется внутри конического зеркала, а голограмма — на его основании, методическая погрешность связана с расшифровкой интерферограмм и с алгоритмами прямых и обратных преобразований координат поверхности объекта и изображения. В предлагаемой работе выполнена оценка методической и систематической погрешностей измерения перемещений накладными и панорамными интерферометрами посредством анализа вышеперечисленных проблем.