

ИНТЕРФЕРОМЕТР ДЛЯ КОНТРОЛЯ ВЫПУКЛЫХ ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ МАЛОГО ДИАМЕТРА

Л.Н. Тимашова

timashova@bmstu.ru

Н.Н. Кулакова

nnkulakova@bmstu.ru

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация

Аннотация

Выполнен теоретический анализ зависимости процесса формирования интерференционной картины в лабораторном лазерном интерферометре Физо от погрешности рабочего волнового фронта с использованием преобразований Фурье. Интерферометр предназначен для контроля выпуклых гиперболических поверхностей с небольшим диаметром и малым апертурным углом. Указана область их применения. Интерферометр состоит из лазерного осветителя, микрообъектива, светоделительного элемента в виде тонкой плоскопараллельной пластинки с полупрозрачным покрытием на передней поверхности и экрана. Тонкая полупрозрачная пластинка, расположенная перпендикулярно линии, соединяющей геометрические фокусы гиперболической поверхности, одновременно выполняет роль разделительного элемента и эталона. Приведены основные зависимости, описывающие положение оптических элементов в схеме интерферометра и волновой аберрации рабочей ветви. Приведен пример аберрационного расчета рабочей ветви интерферометра. На основании этого расчета выявлено, что при малых апертурных углах аберрациями тонкой плоскопараллельной пластинки можно пренебречь. Интерферометр формирует карту оптической поверхности с высокой точностью — искажение интерференционной полосы, вызванное ошибкой интерферометра, не превышает 0,1 значения искажения, вызванного погрешностью на контролируемой поверхности. Интерферометр обеспечивает высокоточный контроль гиперболических поверхностей при очевидной простоте конструкции

Ключевые слова

Интерферометр Физо, выпуклое гиперболическое зеркало, контроль качества оптической поверхности, волновая аберрация, преобразование Фурье

Поступила 10.03.2022

Принята 11.04.2022

© Автор(ы), 2022

Введение. Оптические элементы с выпуклыми гиперболическими поверхностями малого диаметра находят широкое применение в медицинских оптических приборах, объективах специального назначения и других системах. При изготовлении современных оптических систем требуется контролировать форму поверхностей (пластин, зеркал и линз) с точностью до единиц нанометра.

В настоящей работе рассмотрена схема интерферометра для контроля качества отражающих выпуклых гиперболических поверхностей малого диаметра с местной погрешностью формы 0,05 и более длины волны методом анаберрационных точек. Метод основан на использовании свойства геометрических фокусов отражающих асферических поверхностей (АП) второго порядка, являющихся парой оптически сопряженных анаберрационных точек.

Интерферометр — один из самых точных измерительных приборов, основанных на принципе интерференции световых волн [1–10]. Интерферометрия позволяет при точно сфокусированном интерферометре получить интерференционную картину, подобную топографической карте профиля ошибок исследуемого волнового фронта, отраженного от контролируемой оптической поверхности. Эти ошибки вызваны погрешностями изготовления поверхности. Идеальный интерферометр должен быть устойчив к вибрациям, перепадам температуры, быть прост в использовании, формировать карту оптической поверхности с высокой точностью. Допустимое искажение интерференционной полосы, вызванное ошибкой интерферометра, не должно превышать 0,1 значения искажения, вызванного погрешностью на контролируемой поверхности. Погрешность идеально сфокусированного интерферометра зависит от неравенства волновых aberrаций рабочей и эталонной ветвей. Поэтому актуальной задачей является теоретический анализ влияния этой погрешности интерферометра на процесс формирования интерференционной картины с использованием преобразования Фурье [11–15].

Схема интерферометра для контроля выпуклых гиперболических отражающих поверхностей малого диаметра (рис. 1) впервые предложена в [1]. Для пояснения принципа работы интерферометра предположим, что полупрозрачная плоскопараллельная пластина 4, установленная перпендикулярно линии, соединяющей геометрические фокусы F_1 и F_2 контролируемой гиперболической поверхности, бесконечно тонкая. Пусть расстояния от геометрических фокусов до пластины одинаковы, а фокус микрообъектива 2 совмещен с фокусом F_1 . Числовая апертура микрообъектива выбирается по апертурному углу σ_1 в фокусе F_1 . Лучи, отраженные

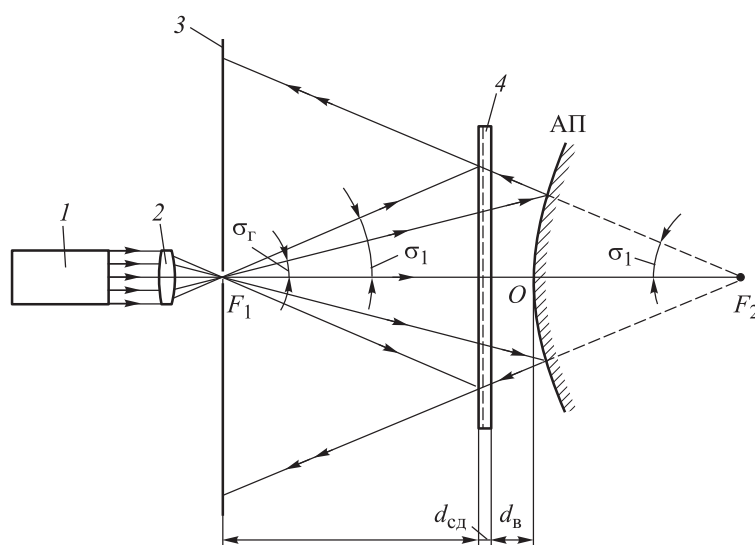


Рис. 1. Принципиальная схема интерферометра для контроля выпуклых гиперболических отражающих поверхностей:

1 — лазер; 2 — микрообъектив; 3 — экран; 4 — полупрозрачная плоскопараллельная пластина

от пластины, создают эталонный сферический волновой фронт с апертурой угла σ_1 . Лучи, прошедшие через пластину, отражаются от контролируемой АП и вторично проходят через пластину, создавая рабочий волновой фронт. Последний будет сферическим, если контролируемая поверхность и пластина имеют идеальную форму. Центры кривизны обоих волновых фронтов (эталонного и рабочего) совмещены, поэтому на экране 3 должно наблюдаться равномерно освещенное интерференционное поле. Небольшие наклоны пластины приведут к образованию интерференционных полос, по виду которых можно сделать вывод о качестве контролируемой поверхности.

В реальной схеме интерферометра толщина полупрозрачной пластины не равна нулю, она имеет толщину d_b . Поэтому требуется уточнение расположения плоскопараллельной пластины относительно контролируемой поверхности. Кроме того, она вносит aberrацию в расходящийся пучок лучей.

Расстояния s_{cd} и d_b (см. рис. 1), определяющие положение светоделительной пластины относительно фокуса микрообъектива и контролируемой АП в случае, когда полупрозрачное покрытие нанесено на первой поверхности пластины, вычисляются по формулам [1]:

$$s_{cd} = \frac{r_0 \varepsilon}{\varepsilon^2 - 1}; \quad (1)$$

$$d_{\text{в}} = \frac{r_0 \varepsilon}{\varepsilon^2 - 1} - \frac{d_{\text{сд}}}{n}, \quad (2)$$

где r_0 — радиус кривизны вершины контролируемой поверхности; ε — ее эксцентриситет; $d_{\text{сд}}$ — толщина светоделительной пластины 4; n — ее показатель преломления.

Эталонный волновой фронт создан лучами, отраженными от первой поверхности пластины, и имеет сферическую форму. Рабочий волновой фронт деформируется не только вследствие ошибок контролируемой поверхности, но и волновой аберрации пластины в результате двойного прохождения лучей через нее на величину [1]:

$$\Delta l \approx \frac{d_{\text{сд}}(n^2 - 1)}{8n^3} \left[\left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \right)^4 + 1 \right] \sigma_1. \quad (3)$$

Согласно результатам анализа приведенных формул, подбирая толщину и показатель преломления пластины, можно добиться существенного уменьшения деформации рабочего волнового фронта, а следовательно, и ошибки интерферометра.

Цель настоящей работы — теоретический анализ зависимости процесса формирования интерференционной картины от погрешности интерферометра, вызванной деформацией рабочего волнового фронта в результате двойного прохождения через плоскопараллельную пластину.

Теоретическое описание процесса формирования интерференционной картины с использованием преобразования Фурье [11–15] необходимо для получения формульных зависимостей параметров интерферометра от параметров контролируемой гиперболической поверхности. Функциональная схема интерферометра с положением координатных осей зрачков и когерентных точечных источников рабочей и эталонной ветвей интерферометра приведена на рис. 2.

Параметры элементов схемы интерферометра. *Параметры лазера:* λ — длина волны излучения лазера; $D_{\text{л}}$ — диаметр лазерного пучка (по уровню энергии 0,5); $\Phi_{\text{л}}$ — мощность излучения лазера; $A_{\text{л}}(\lambda) \sim \sim \Phi_{\text{л}}^{1/2}$ — амплитуда излучения лазера; $A_{\text{л}}(\xi, \eta; \lambda) = A_{\text{л}}(\lambda)$ — распределение амплитуды (принимается равномерным) в поперечном сечении лазерного пучка в плоскости ξ, η зрачка микрообъектива.

Параметры микрообъектива:

$$f'_{\text{мо}} = \frac{D_{\text{мо}}}{D_{\text{сд}}} s_{\text{сд}} = \frac{D_{\text{мо}}}{D_{\text{сд}}} \frac{r_0 \varepsilon}{\varepsilon^2 - 1}$$

— фокусное расстояние микрообъектива; $D_{\text{МО}} = D_{\text{л}}$ — световой диаметр микрообъектива;

$$t_{\text{МО}}(\xi, \eta; \lambda) = t_A(\xi, \eta; \lambda) t_{\varphi}(\xi, \eta; \lambda) = \\ = t_A(\xi, \eta; \lambda) \exp \left[-\frac{j \cdot 2\pi}{\lambda f'_{\text{МО}}} (\xi^2 + \eta^2) \right]$$

— коэффициент пропускания микрообъектива в плоскости зрачка [2]; $t_A(\xi, \eta; \lambda)$ — амплитудная составляющая, определяемая формой зрачка микрообъектива,

$$t_A(\xi, \eta) = \text{rect} \left(\frac{\xi}{2\xi_{\text{МО}}}, \frac{\eta}{2\eta_{\text{МО}}} \right);$$

$t_{\varphi}(\xi, \eta; \lambda)$ — фазовая составляющая для прямоугольного зрачка $2\xi_{\text{МО}} \times 2\eta_{\text{МО}}$.

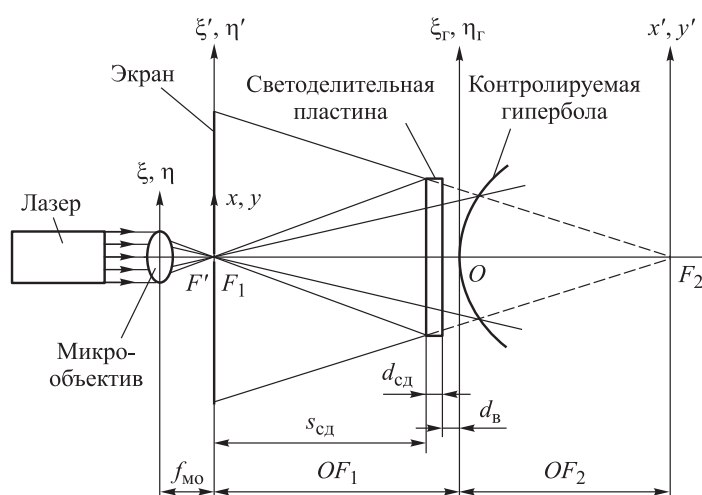


Рис. 2. Функциональная схема интерферометра

Параметры светоделительной пластины: $t_{\text{сд}}(\lambda)$, $r_{\text{сд}}$ — коэффициенты пропускания и отражения (по амплитуде); $n_{\text{сд}}$ — показатель преломления; $D_{\text{сд}}$ — световой диаметр;

$$s_{\text{сд}} = \frac{n_0 \varepsilon}{(\varepsilon^2 - 1)}$$

— расстояние от задней фокальной плоскости микрообъектива до светоделительной пластины [1];

$$d_{\text{в}} = \frac{n_0}{(\varepsilon^2 - 1)} - \frac{d_{\text{сд}}}{n_{\text{сд}}}$$

— расстояние от светоделительной пластины до гиперболической поверхности [1]; $2\alpha_{x\text{сд}}$ — угол наклона светоделительной пластины вокруг оси x ; $\Delta l_{\text{сд}}(\xi_{\Gamma}, \eta_{\Gamma}; \lambda)$ — волновая (сферическая) абберация светоделителя.

Параметры контролируемой гиперболической поверхности: ε — эксцентриситет; r_0 — радиус кривизны при вершине поверхности;

$$OF_1 = \frac{r_0}{(\varepsilon - 1)}; \quad OF_2 = \frac{r_0}{(\varepsilon + 1)}$$

— расстояния от вершины поверхности до геометрических фокусов OF_1 , OF_2 [1];

$$\operatorname{tg} \sigma_1 = \frac{D_{\text{сд}}}{2s_{\text{сд}}} = \frac{D_{\text{сд}}}{2(OF_2 + d_{\text{в}} + d_{\text{сд}})}$$

— тангенс апертурного угла в геометрическом фокусе F_2 (см. рис. 1); $D_{\Gamma} \approx 2OF_2 \operatorname{tg} \sigma_1$ — диаметр гиперболы (см. рис. 1); $\beta_{\Gamma} = (\varepsilon - 1)/(\varepsilon + 1)$ — линейное увеличение в фокусах гиперболы [1];

$$\operatorname{tg} \sigma_{\Gamma} = \beta_{\Gamma} \operatorname{tg} \sigma_1 = \frac{\operatorname{tg} \sigma_1}{q}$$

— тангенс апертурного угла в геометрическом фокусе F_1 , где q — угловое увеличение в фокусах гиперболы.

Формирование интерференционной картины. Амплитуда волнового фронта микрообъектива. Запишем распределение амплитуды

$$\begin{aligned} A(\xi, \eta; \lambda) &= A_{\text{л}}(\lambda) t_{\text{мо}}(\xi, \eta; \lambda) = A_{\text{л}}(\lambda) t_{\text{А}}(\xi, \eta; \lambda) t_{\text{ф}}(\xi, \eta; \lambda) = \\ &= A_{\text{л}}(\lambda) t_{\text{А}}(\xi, \eta; \lambda) \exp \left[-\frac{j \cdot 2\pi}{\lambda f'_{\text{мо}}} (\xi^2 + \eta^2) \right] \end{aligned}$$

— в плоскости ξ, η зрачка микрообъектива (см. рис. 2), а также

$$\begin{aligned} A(x, y; \lambda) &= \frac{1}{j \lambda f'_{\text{мо}}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(\xi, \eta; \lambda) \exp \left\{ \frac{\pi}{j \lambda f'_{\text{мо}}} [(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2] \right\} dx dy = \\ &= \frac{A_{\text{л}}(\lambda)}{j \lambda f'_{\text{мо}}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t_{\text{А}}(\xi, \eta; \lambda) \exp \left[\frac{\pi}{j \lambda f'_{\text{мо}}} (x^2 + y^2) \right] \exp \left[\frac{-j \cdot 2\pi}{\lambda f'_{\text{мо}}} (x\xi + y\eta) \right] dx dy \end{aligned}$$

— в задней фокальной плоскости микрообъектива x, y (описывается интегралом Френеля) [12–15].

В приближении Фраунгофера $x \ll \lambda f'_{\text{мо}}$; $y \ll \lambda f'_{\text{мо}}$ имеем

$$\exp\left[\frac{\pi}{j\lambda f'_{\text{мо}}}(x^2 + y^2)\right] = 1;$$

$$A(x, y; \lambda) = \frac{A_{\text{л}}(\lambda)}{j\lambda f'_{\text{мо}}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t_A(\xi, \eta; \lambda) \exp\left[\frac{-j \cdot 2\pi}{\lambda f'_{\text{мо}}}(x\xi + y\eta)\right] dx dy;$$

$$A(x, y; \lambda) = \frac{A_{\text{л}}(\lambda)}{j\lambda f'_{\text{мо}}} \mathfrak{F}\{t_A(\xi, \eta; \lambda)\};$$

при прямоугольном зрачке микрообъектива

$$A(x, y; \lambda) = \frac{A_{\text{л}}(\lambda)}{j\lambda f'_{\text{мо}}} 2\xi_{\text{мо}} \cdot 2\eta_{\text{мо}} \sin c(\pi \cdot 2\xi_{\text{мо}}x, \pi \cdot 2\eta_{\text{мо}}y).$$

Расходящийся из заднего фокуса микрообъектива $F'_{\text{мо}}$ пучок падает на полупрозрачную светоделительную пластину.

Эталонный волновой фронт. Тангенс апертурного угла эталонного волнового фронта равен тангенсу апертурного угла в геометрическом фокусе гиперболы (см. рис. 1) F_2 :

$$\text{tg } \sigma_1 = \frac{D_{\text{сд}}}{2s_{\text{сд}}} = \frac{D_{\text{сд}}}{2(OF_2 + d_{\text{в}} + d_{\text{сд}})};$$

$r_{\text{сд}}(\lambda)$ — коэффициент отражения от светоделителя; $z_1 = 2s_{\text{сд}}$ — расстояние от задней фокальной плоскости микрообъектива x, y до экрана (см. рис. 2).

Распределение амплитуды в плоскости ξ', η' экрана, расположенного на расстоянии z_1 от плоскости x, y , в приближении Фраунгофера $x \ll z_1$, $y \ll z_1$ имеет вид

$$A_1(\xi', \eta'; \lambda) = \frac{r_{\text{сд}}(\lambda)}{j\lambda z_1} \exp\left[\frac{\pi}{j\lambda z_1}(\xi'^2 + \eta'^2)\right] \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(x, y; \lambda) \exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda z_1}(\xi'x + \eta'y)\right] dx dy.$$

Преобразуем интеграл

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(x, y; \lambda) \exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda z_1}(\xi'x + \eta'y)\right] dx dy =$$

$$= (\lambda z_1)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(x, y; \lambda) \exp\left[-j \cdot 2\pi \left(\frac{x}{\lambda z_1} \xi' + \frac{y}{\lambda z_1} \eta'\right)\right] d\left(\frac{x}{\lambda z_1}\right) d\left(\frac{y}{\lambda z_1}\right) =$$

$$= (\lambda z_1)^2 \mathfrak{F}\{A(x, y; \lambda)\}$$

и получим распределение амплитуды отраженного пучка в плоскости экрана в приближении Фраунгофера в виде

$$\begin{aligned} A_1(\xi', \eta'; \lambda) &= \frac{r_{\text{сд}}(\lambda) (\lambda z_1)^2}{j \lambda z_1} \exp \left[\frac{\pi}{j \lambda z_1} (\xi'^2 + \eta'^2) \right] \mathfrak{F}\{A(x, y; \lambda)\} = \\ &= -j \lambda z_1 r_{\text{сд}}(\lambda) \exp \left[\frac{\pi}{j \lambda z_1} (\xi'^2 + \eta'^2) \right] \times \\ &\times \frac{A_{\text{л}}(\lambda)}{j \lambda f'_{\text{МО}}} \cdot 2\xi_{\text{МО}} \cdot 2\eta_{\text{МО}} \mathfrak{F}\{\sin c(\pi \cdot 2\xi_{\text{МО}}x, 2\eta_{\text{МО}}y)\}; \\ &\frac{-j \lambda z_1}{j \lambda f'_{\text{МО}}} = \frac{-z_1}{f'_{\text{МО}}} = \beta_1; \end{aligned}$$

здесь $\beta_1 = -z_1 / f'_{\text{МО}} = 2S_{\text{сд}} / f'_{\text{МО}}$ — масштабный коэффициент;

$$\begin{aligned} A_1(\xi', \eta'; \lambda) &= \beta_1 A_{\text{л}}(\lambda) r(\lambda) \exp \left[\frac{\pi}{j \lambda z_1} (\xi'^2 + \eta'^2) \right] \times \\ &\times \frac{2\xi_{\text{МО}} \cdot 2\eta_{\text{МО}}}{2\xi'_{\text{МО}1} \cdot 2\eta'_{\text{МО}1}} \text{rect} \left(\frac{\xi}{2\xi'_{\text{МО}1}}, \frac{\eta'}{2\eta'_{\text{МО}1}} \right); \\ &\frac{2\xi_{\text{МО}} \cdot 2\eta_{\text{МО}}}{2\xi'_{\text{МО}1} \cdot 2\eta'_{\text{МО}1}} = \frac{1}{\beta_1^2}, \end{aligned}$$

где $2\xi_{\text{МО}} \cdot 2\eta_{\text{МО}}$ — размеры зрачка микрообъектива; $2\xi'_{\text{МО}1} \cdot 2\eta'_{\text{МО}1}$ — размеры поперечного сечения эталонного волнового фронта на экране после отражения от светоделителя. После преобразований получаем

$$A_1(\xi', \eta'; \lambda) = \frac{A_{\text{л}}(\lambda) r_{\text{сд}}(\lambda)}{\beta_1} \exp \left[\frac{\pi}{j \lambda z_1} (\xi'^2 + \eta'^2) \right] \text{rect} \left(\frac{\xi'}{2\xi'_{\text{МО}1}}, \frac{\eta'}{2\eta'_{\text{МО}1}} \right).$$

Небольшие наклоны светоделителя на угол $2\alpha_{x \text{ сд}}$ приведут к образованию интерференционных полос, по виду которых делают заключение о качестве контролируемой гиперболы. Отраженный от светоделителя эталонный волновой фронт приобретет фазовый сдвиг $\exp(jk \cdot 2\alpha_{x \text{ сд}} \xi')$. Распределение амплитуды отраженного эталонного волнового фронта в плоскости экрана с учетом наклона светоделителя запишем так:

$$\begin{aligned} A_1(\xi', \eta'; \lambda) &= \frac{A_{\text{л}}(\lambda) r_{\text{сд}}(\lambda)}{\beta_1} \exp \left[\frac{\pi}{j \lambda z_1} (\xi'^2 + \eta'^2) \right] \exp(jk \cdot 2\alpha_{x \text{ сд}} \xi') \times \\ &\times \text{rect} \left(\frac{\xi'}{2\xi'_{\text{МО}1}}, \frac{\eta'}{2\eta'_{\text{МО}1}} \right). \end{aligned}$$

Рабочий волновой фронт. Тангенс апертурного угла на входе в рабочую ветвь интерферометра равен тангенсу апертурного угла $\text{tg } \sigma_{\Gamma}$ в геометрическом фокусе гиперболы F_1 . В геометрических фокусах гиперболы выполняется условие [1]:

$$q = \frac{1}{\beta_{\Gamma}} = \frac{\text{tg } \sigma_1}{\text{tg } \sigma_{\Gamma}} = \frac{\varepsilon + 1}{\varepsilon - 1},$$

где q — угловое увеличение в фокусах гиперболы; $\text{tg } \sigma_1$ — тангенс апертурного угла на выходе из рабочей ветви. Поскольку $\text{tg } \sigma_1 = D_{\text{сд}} / (2S_{\text{сд}})$, то с учетом изложенного получим

$$\text{tg } \sigma_{\Gamma} = \frac{\text{tg } \sigma_1}{q} = \frac{D_{\text{сд}}}{2(OF_2 + d_{\text{в}} + d_{\text{сд}})} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1}.$$

Искажения рабочего волнового фронта в плоскости зрачка. Искажения рабочего волнового фронта $\Delta l_{\Gamma}(\xi_{\Gamma}, \eta_{\Gamma}; \lambda)$ определяются сферической абберацией, вносимой светоделительной пластинкой и гиперболой $\Delta l_{\text{сф}}(\xi_{\Gamma}, \eta_{\Gamma}; \lambda)$, и местными погрешностями поверхности $\Delta l_{\text{м}}(\xi_{\Gamma}, \eta_{\Gamma}; \lambda)$:

$$\begin{aligned} A_2(\xi', \eta'; \lambda) &= \frac{qA_{\text{л}}(\lambda)t_{\text{сд}}(\lambda)^2}{\beta_2} \exp\left[\frac{\pi}{j\lambda z_2}(\xi'^2 + \eta'^2)\right] \times \\ &\times \exp\left[jk\Delta l_{\Gamma}(\xi', \eta'; \lambda) + jk\Delta l_{\text{сд}}(\xi', \eta'; \lambda)\right] \times \\ &\times \Delta l_{\Gamma}(\xi_{\Gamma}, \eta_{\Gamma}; \lambda) = \Delta l_{\text{сф}}(\xi_{\Gamma}, \eta_{\Gamma}; \lambda) + \Delta l_{\text{м}}(\xi_{\Gamma}, \eta_{\Gamma}; \lambda). \end{aligned}$$

Аберационную функцию зрачка гиперболы запишем как

$$P_{\text{аб}}(\xi_{\Gamma}, \eta_{\Gamma}; \lambda) = \exp\left[jk\Delta l_{\Gamma}(\xi_{\Gamma}, \eta_{\Gamma}; \lambda) + jk\Delta l_{\text{сд}}(\xi_{\Gamma}, \eta_{\Gamma}; \lambda)\right].$$

Когерентная функция рассеяния гиперболы — преобразование Фурье от аберационной функции зрачка определяется по формуле $h_{\Gamma}(x', y') = \mathfrak{F}\{P_{\Gamma}(\xi_{\Gamma}, \eta_{\Gamma}; \lambda)\}$.

Распределение амплитуды в плоскости x', y' , проходящей через F_2 , с учетом когерентной функции рассеяния гиперболы $h_{\Gamma}(x', y')$ и углового увеличения в геометрических фокусах гиперболы q можно представить так:

$$\begin{aligned} A_2(x', y'; \lambda) &= qA(x, y; \lambda)t_{\text{сд}}(\lambda) \otimes h_{\Gamma}(x', y') = \\ &= \frac{qA_{\text{л}}(\lambda)t_{\text{сд}}(l)}{j\lambda f'_{\text{мо}}} \cdot 2\xi_{\text{мо}} \cdot 2\eta_{\text{мо}} \sin c(\pi \cdot 2\xi_{\text{мо}}x, \pi \cdot 2\eta_{\text{мо}}y) \otimes h_{\Gamma}(x', y'). \end{aligned}$$

Распределение амплитуды рабочего пучка в плоскости ξ' , η' экрана, расположенного на расстоянии $z_2 \approx 2s_{\text{сд}}$ от плоскости x' , y' , имеет вид

$$A_2(\xi', \eta'; \lambda) = \frac{qA_{\text{л}}(\lambda) t_{\text{сд}}(\lambda)^2}{\beta_2} \exp\left[\frac{\pi}{j\lambda z_2}(\xi'^2 + \eta'^2)\right] \times \\ \times \exp\left[jk\Delta l_{\Gamma}(\xi', \eta'; \lambda) + jk\Delta l_{\text{сд}}(\xi', \eta'; \lambda)\right] \text{rect}\left(\frac{\xi'}{2\xi'_{\text{мо}2}}, \frac{\eta'}{2\eta'_{\text{мо}2}}\right),$$

где $\Delta l_{\Gamma}(\xi', \eta'; \lambda)$ — искажения волнового фронта в плоскости ξ' , η' ; $\beta_2 = z_2 / f'_{\text{мо}} = 2s / f'_{\text{мо}}$ — масштабный коэффициент; $\beta_{\Gamma} = \varepsilon + 1 / (\varepsilon - 1) \times 2\eta'_{\text{мо}2} = 2\eta_{\text{мо}} \beta_2$. Поскольку

$$\text{tg } \sigma_1 = \frac{D_{\text{сд}}}{2s_{\text{сд}}}; \quad \text{tg } \sigma_1 = \frac{D_{\text{сд}}}{2(OF_2 + d_{\text{в}} + d_{\text{сд}})} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1}; \\ z_1 = 2s_{\text{сд}}; \quad z_1 \approx z_2 \approx z; \quad \beta_1 \approx \beta_2 = \beta,$$

то $2\xi'_{\text{мо}1} = 2\xi'_{\text{мо}2} = 2\xi'_{\text{мо}}$; $2\eta'_{\text{мо}1} = 2\eta'_{\text{мо}2} = 2\eta'_{\text{мо}}$.

Амплитуда результирующего колебания от сложения эталонного и рабочего волновых фронтов на экране. Распределение амплитуды на экране от эталонного $A_1(\xi', \eta'; \lambda)$ и рабочего $A_2(\xi', \eta'; \lambda)$ волновых фронтов определяется по формулам:

$$A_1(\xi', \eta'; \lambda) = \frac{A_{\text{л}}(\lambda) r_{\text{сд}}(\lambda)}{\beta_1} \exp\left[\frac{\pi}{j\lambda z_1}(\xi'^2 + \eta'^2)\right] \exp(jk \cdot 2\alpha_{x \text{сд}} \xi') \times \\ \times \text{rect}\left(\frac{\xi'}{2\xi'_{\text{мо}1}}, \frac{\eta'}{2\eta'_{\text{мо}1}}\right); \\ A_2(\xi', \eta'; \lambda) = \frac{qA_{\text{л}}(\lambda) t_{\text{сд}}(\lambda)^2}{\beta_2} \exp\left[\frac{\pi}{j\lambda z_2}(\xi'^2 + \eta'^2)\right] \times \\ \times \exp\left[jk\Delta l_{\Gamma}(\xi', \eta'; \lambda) + jk\Delta l_{\text{сд}}(\xi', \eta'; \lambda)\right] \text{rect}\left(\frac{\xi'}{2\xi'_{\text{мо}1}}, \frac{\eta'}{2\eta'_{\text{мо}1}}\right).$$

Амплитуду результирующего колебания от сложения эталонного и рабочего волновых фронтов можно представить как

$$A_{1+2}(\xi', \eta'; \lambda) = \frac{A_{\text{л}}(\lambda)}{\beta} \exp\left[\frac{\pi}{j\lambda z}(\xi'^2 + \eta'^2)\right] \times \\ \times \left\{ r_{\text{сд}}(\lambda) \exp(jk \cdot 2\alpha_{x \text{сд}} \xi') + q t_{\text{сд}}^2(\lambda) \exp\left[jk\Delta l_{\Gamma}(\xi', \eta'; \lambda)\right] \right\} \times$$

$$\times \operatorname{rect}\left(\frac{\xi'}{2\xi'_{\text{мо}}}, \frac{\eta'}{2\eta'_{\text{мо}}}\right).$$

Можно обеспечить равенство $r_{\text{сд}}(\lambda) = q t_{\text{сд}}^2(\lambda) = C$, тогда

$$A_{1+2}(\xi', \eta'; \lambda) = \frac{A_{\text{л}}(\lambda) C}{\beta} \exp\left[\frac{\pi}{j\lambda z}(\xi'^2 + \eta'^2)\right] \times \\ \times \left\{ \exp(jk \cdot 2\alpha_{x \text{ сд}} \xi') + \exp\left[jk\Delta l_{\Gamma}(\xi', \eta'; \lambda) + jk\Delta l_{\text{сд}}(\xi', \eta'; \lambda)\right] \right\} \times \\ \times \operatorname{rect}\left(\frac{\xi'}{2\xi'_{\text{мо}}}, \frac{\eta'}{2\eta'_{\text{мо}}}\right).$$

Распределение освещенности в интерференционной картине определяется так:

$$E_{1+2}(\xi', \eta'; \lambda) = |A_{1+2}(\xi', \eta'; \lambda)|^2 = \\ = \frac{E_{\text{л}}(\lambda) C^2}{\beta^2} \cdot 2 \left\{ 1 + \cos\left[2\pi \frac{2\alpha_{x \text{ сд}}}{\lambda} \xi' + k\Delta l_{\Gamma}(\xi', \eta'; \lambda) + k\Delta l_{\text{сд}}(\xi', \eta'; \lambda)\right] \right\} \times \\ \times \operatorname{rect}\left(\frac{\xi'}{2\xi'_{\text{мо}}}, \frac{\eta'}{2\eta'_{\text{мо}}}\right) = \\ = \frac{E_{\text{л}}(\lambda) C^2}{\beta^2} \cdot 2 \left\{ 1 + \cos\left[2\pi v'_{\text{и.к}} \xi' + k\Delta l_{\Gamma}(\xi', \eta'; \lambda) + k\Delta l_{\text{сд}}(\xi', \eta'; \lambda)\right] \right\} \times \\ \times \operatorname{rect}\left(\frac{\xi'}{2\xi'_{\text{мо}}}, \frac{\eta'}{2\eta'_{\text{мо}}}\right),$$

где $E_{\text{л}}(\lambda) = A_{\text{л}}^2(\lambda)$ — распределение освещенности в поперечном сечении лазерного пучка; $v'_{\text{и.к}} = 2\alpha_{x \text{ сд}} / \lambda$ — пространственная частота интерференционной картины в плоскости экрана. Аберрации разделительной пластины $\Delta l_{\text{сд}}(\xi', \eta'; \lambda)$ и контролируемой гиперболы $\Delta l_{\Gamma}(\xi', \eta'; \lambda)$ искажают форму полос интерференционной картины вследствие искажения фазы $k\Delta l_{\Gamma}(\xi', \eta'; \lambda) + k\Delta l_{\text{сд}}(\xi', \eta'; \lambda)$. Причем имеют место как нелинейные искажения фазы вследствие сферической аберрации $\Delta l_{\text{сф}}(\xi', \eta'; \lambda) = C_{\text{сф}}(\xi'^2 + \eta'^2)^2$, так и случайные местные искажения формы поверхности $k\Delta l_{\text{м}}(\xi', \eta'; \lambda)$.

Схема интерферометра может быть скорректирована на сферическую аберрацию за счет оптимизации толщины светоделительной пластины $d_{\text{сд}}$ и воздушных промежутков $d_{\text{в}}$ и $s_{\text{сд}}$.

Оптимизация рабочей ветви интерферометра позволяет получать рабочий волновой фронт, искаженный только местными погрешностями поверхности гиперболы $k\Delta l_M(\xi', \eta'; \lambda)$. Это позволяет более точно определять координаты дефектов гиперболы.

Расчитанные в программе ZEMAX интерферограммы, которые получены в интерферометре для гиперболы $y^2 = 751,16z + 11,5z^2$, приведены на рис. 3.

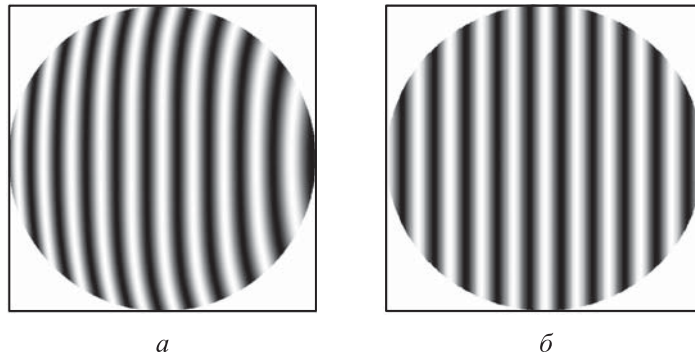


Рис. 3. Интерференционные картины, полученные в программе ZEMAX:

a — неисправленная aberrация рабочего волнового фронта $\Delta l_{cf} = 0,4\lambda$;

б — исправленная aberrация рабочего волнового фронта $\Delta l_{cf} = 0$

Из рис. 3, *a* следует, что сферическая aberrация рабочего волнового фронта в интерферограмме не исправлена; эксцентриситет ε гиперболы составляет 3,535534; радиус кривизны при вершине кривой $r_0 = 375,58$ мм; синус апертурного угла в геометрическом фокусе $F_1 \sin \sigma_r = 0,1$; толщина светоделительной пластины $d_{cd} = 5$ мм; показатель преломления $n = 1,51466$ (K8); расстояние от фокуса микрообъектива до светоделительной пластины $s_{cd} = 109,933$ мм; световой диаметр гиперболы 28 мм; диаметр интерферограммы 40 мм; aberrация рабочего волнового фронта $\Delta l_{cf} = 0,4\lambda$.

Идеальная интерферограмма приведена на рис. 3, *б*, она получена после оптимизации: $s_{cd} = 115,781$ мм; $d_b = 30,914$ мм; $d_{cd} = 5$ мм (не изменялся); световой диаметр гиперболы 30 мм; диаметр интерферограммы 43 мм; $\Delta l_{cf} = 0$.

Заключение. Интерферометр обеспечивает высокоточный контроль выпуклых гипербол небольшого диаметра и апертуры, а также позволяет обнаружить ошибки контролируемой поверхности порядка 0,1 ширины интерференционной полосы, что соответствует $0,05\lambda$. Элементы интерфе-

рометра не требуют специального изготовления, так как серийно выпускаются промышленностью. Простота конструкции прибора очевидна. Идеальный интерферометр должен формировать карту оптической поверхности с высокой точностью. Допустимое искажение интерференционной полосы, вызванное ошибкой интерферометра, не превышает 0,1 величины искажения, вызванного погрешностью на контролируемой поверхности. Погрешность идеально сфокусированного интерферометра зависит от отклонения формы рабочего волнового фронта от эталонного. Теоретический анализ влияния этой погрешности интерферометра на процесс формирования интерференционной картины выполнен с использованием преобразования Фурье. Погрешность зависит от параметров светоделительной пластины. При малых апертурных углах гиперболы влиянием aberrаций пластины можно пренебречь. Поскольку пластина создает эталонный волновой фронт, качество изготовления должно быть высоким. Остальные элементы интерферометра не требуют специального изготовления и серийно выпускаются промышленностью.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Кривовяз Л.М., Пуряев Д.Т., Знаменская М.А. Практика оптической измерительной лаборатории. М., Машиностроение, 1974.
- [2] Креопалова Г.В., Пуряев Д.Т. Исследование и контроль оптических систем. М., Машиностроение, 1978.
- [3] Креопалова Г.В., Лазарева Н.Л., Пуряев Д.Т. Оптические измерения. М., Машиностроение, 1987.
- [4] Малакара Д., ред. Оптический производственный контроль. М., Машиностроение, 1985.
- [5] Андреев А.Н., Гаврилов Е.В., Ишанин Г.Г. и др. Оптические измерения. М., Логос, 2008.
- [6] Тимашова Л.Н., Кулакова Н.Н. Интерферометр для контроля углов клиньев. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение*, 2020, № 2 (131), с. 117–129. DOI: <https://doi.org/10.18698/0236-3933-2020-2-117-129>
- [7] Шредер Г., Трайбер Х. Техническая оптика. М., Техносфера, 2006.
- [8] Мишин С.В., Кулакова Н.Н., Тирасишин А.В. Адаптация алгоритма поиска координат энергетического центра изображения автоколлимационной точки для работы с цифровым автоколлиматором. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение*, 2016, № 2 (107), с. 117–124. DOI: <https://doi.org/10.18698/0236-3933-2016-2-117-124>
- [9] Тимашова Л.Н., Кулакова Н.Н., Сазонов В.Н. Оптико-электронная система для измерения сферической aberrации. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение*, 2018, № 6 (123), с. 112–122. DOI: <https://doi.org/10.18698/0236-3933-2018-6-112-122>

- [10] Кулакова Н.Н., Каледин С.Б., Сазонов В.Н. Анализ погрешностей измерения фокусного расстояния ИК-объективов гониометрическим методом. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение*, 2017, № 4 (115), с. 17–26.
DOI: <https://doi.org/10.18698/0236-3933-2017-4-17-26>
- [11] Тимашова Л.Н., Кулакова Н.Н. Анализ интерферометра с микрозеркалом на светоделительном кубике. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение*, 2021, № 3 (136), с. 129–143.
DOI: <https://doi.org/10.18698/0236-3933-2021-3-129-143>
- [12] Мосягин Г.М., Немтинов В.Б., Лебедев Е.Н. Теория оптико-электронных систем. М., Машиностроение, 1990.
- [13] Якушенков Ю.Г. Проектирование оптико-электронных приборов. М., Логос, 2000.
- [14] Якушенков Ю.Г. Теория и расчет оптико-электронных приборов. М., Логос, 1999.
- [15] Коротаев В.В. Расчет шумовой погрешности оптико-электронных приборов. СПб., НИУ ИТМО, 2012.

Тимашова Лариса Николаевна — канд. техн. наук, доцент кафедры «Лазерные и оптико-электронные системы» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

Кулакова Надежда Николаевна — канд. техн. наук, доцент кафедры «Лазерные и оптико-электронные системы» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Тимашова Л.Н., Кулакова Н.Н. Интерферометр для контроля выпуклых гиперболических поверхностей малого диаметра. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение*, 2022, № 3 (140), с. 115–130.
DOI: <https://doi.org/10.18698/0236-3933-2022-3-115-130>

**INTERFEROMETER FOR MONITORING CONVEX
HYPERBOLIC SURFACES OF SMALL DIAMETERS**

L.N. Timashova
N.N. Kulakova

timashova@bmstu.ru
nnkulakova@bmstu.ru

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation

Abstract

We used Fourier transforms to perform a theoretical analysis of how the process of interference pattern formation in a laboratory-scale Fizeau laser interferometer is affected by the error in the working wave front. The interferometer is designed to monitor convex hyperbolic surfaces characterised by small diameters and

Keywords

Fizeau interferometer, convex hyperbolic mirror, optical surface quality control, wave aberration, Fourier transform

low aperture angles. We indicate their application scope. The interferometer consists of a laser illuminator, a microlens, a beam splitter, that is, a thin plane-parallel plate with a semitransparent coating on its front surface, and a screen. A thin translucent plate located perpendicular to the line connecting the geometric foci of the hyperbolic surface acts as a separator and a reference simultaneously. The paper provides the main equations describing the wave aberration of the working branch and the position of optical elements in the interferometer design. We present an example of computing aberration in the working branch of the interferometer. This calculation reveals that aberrations in the thin plane-parallel plate can be discarded at low aperture angles. The interferometer forms a high-precision optical surface map, that is, interference band distortion caused by the interferometer error does not exceed 0.1 of the distortion caused by the error inherent to the surface being monitored. The interferometer provides highly accurate measurement of hyperbolic surfaces while featuring an obviously simple design

Received 10.03.2022

Accepted 11.04.2022

© Author(s), 2022

REFERENCES

- [1] Krivoviyaz L.M., Puryaev D.T., Znamenskaya M.A. *Praktika opticheskoy izmeritelnoy laboratorii* [Practice of an optical measuring laboratory]. Moscow, Mashinostroenie Publ., 1974.
- [2] Kreopalova G.V., Puryaev D.T. *Issledovanie i kontrol opticheskikh system* [Research and control on optical system]. Moscow, Mashinostroenie Publ., 1978.
- [3] Kreopalova G.V., Lazareva N.L., Puryaev D.T. *Opticheskie izmereniya* [Optical measurements]. Moscow, Mashinostroenie Publ., 1987.
- [4] Malacara D., ed. *Optical shop testing*. Hoboken, Wiley, 1978.
- [5] Andreev A.N., Gavrilov E.V., Ishanin G.G., et al. *Opticheskie izmereniya* [Optical measurements]. Moscow, Logos Publ., 2008.
- [6] Timashova L.N., Kulakova N.N. Interferometer to control wedge angles. *Herald of the Bauman Moscow State Technical University, Series Instrument Engineering*, 2020, no. 2 (131), pp. 117–129 (in Russ.).
DOI: <https://doi.org/10.18698/0236-3933-2020-2-117-129>
- [7] Schröder G., Treiber H. *Technische Optik*. Würzburg, Vogel-Buchverlag, 2002.
- [8] Mishin S.V., Kulakova N.N., Tirasishin A.V. Adaptation of the algorithm for searching the coordinates of the energy centre in the image of an autocollimating point for working with digital autocollimator. *Herald of the Bauman Moscow State Technical University, Series Instrument Engineering*, 2016, no. 2 (107), pp. 117–124 (in Russ.).
DOI: <https://doi.org/10.18698/0236-3933-2016-2-117-124>

- [9] Timashova L.N., Kulakova N.N., Sazonov V.N. Opto-electronic system for measurement of spherical aberration. *Herald of the Bauman Moscow State Technical University, Series Instrument Engineering*, 2018, no. 6 (123), pp. 112–122 (in Russ.).
DOI: <https://doi.org/10.18698/0236-3933-2018-6-112-122>
- [10] Kulakova N.N., Kaledin S.B., Sazonov V.N. Error analysis of IR lens focal length measured by a goniometric method. *Herald of the Bauman Moscow State Technical University, Series Instrument Engineering*, 2017, no. 4 (115), pp. 17–26 (in Russ.).
DOI: <https://doi.org/10.18698/0236-3933-2017-4-17-26>
- [11] Timashova L.N., Kulakova N.N. Analysis of interferometer with micro-mirror on beam splitting cube. *Herald of the Bauman Moscow State Technical University, Series Instrument Engineering*, 2021, no. 3 (136), pp. 129–143 (in Russ.).
DOI: <https://doi.org/10.18698/0236-3933-2021-3-129-143>
- [12] Mosyagin G.M., Nemtinov V.B., Lebedev E.N. *Teoriya optiko-elektronnykh system [Theory of optic-electronic systems]*. Moscow, Mashinostroenie Publ., 1990.
- [13] Yakushenkov Yu.G. *Proektirovanie optiko-elektronnykh priborov [Design of optic-electronic systems]*. Moscow, Logos Publ., 2000.
- [14] Yakushenkov Yu.G. *Teoriya i raschet optiko-elektronnykh priborov [Theory and calculation of optic-electronic systems]*. Moscow, Logos Publ., 1999.
- [15] Korotaev V.V. *Raschet shumovoy pogreshnosti optiko-elektronnykh priborov [Theory of optical systems]*. St. Petersburg, NIU ITMO Publ., 2012.

Timashova L.N. — Cand. Sc. (Eng.), Assoc. Professor, Department of Laser and Opto-electronic Systems, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

Kulakova N.N. — Cand. Sc. (Eng.), Assoc. Professor, Department of Laser and Opto-electronic Systems, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

Please cite this article in English as:

Timashova L.N., Kulakova N.N. Interferometer for monitoring convex hyperbolic surfaces of small diameters. *Herald of the Bauman Moscow State Technical University, Series Instrument Engineering*, 2022, no. 3 (140), pp. 115–130 (in Russ.).
DOI: <https://doi.org/10.18698/0236-3933-2022-3-115-130>