



Двенадцатая Международная научно-техническая конференция

«Оптические методы исследования потоков»

Москва, 25 — 28 июня 2013 г.

УДК: 535.417, 681.787

И.И. Ахметов¹, П.Н. Фролов², А.В. Тавров²

¹Национальный исследовательский университет (МЭИ), г. Москва E-mail: iiahmetov@gmail.com

²Институт космических исследований РАН, г. Москва E-mail: warpedhorn@gmail.com,
tavrov@iki.rssi.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК 3D ИНТЕРФЕРОМЕТРА

АННОТАЦИЯ

Дан анализ современных методов контроля волнового фронта оптических пучков. Рассмотрен ахроматический в широком спектральном диапазоне 3D интерферометр для экспресс контроля качества волнового фронта. Приведен поляризационный расчёт 3D интерферометра.

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ. 3D ИНТЕРФЕРОМЕТР

ВВЕДЕНИЕ

Анализ волнового фронта лазерного излучения, адаптивная оптика, тестирование оптических элементов, исследование влияния турбулентности атмосферы требуют точной реконструкции фазы оптического излучения. Известны два подхода к практическому решению данной проблемы: тест Гартмана [1] и интерференционные методы [2].

Принцип действия датчика Гартмана (ДГ) заключается в следующем: исследуемый волновой фронт разбивают на фрагменты растром микролинз и анализируют растр фокальных пятен матричным фотоприемником. Преимущество ДГ состоит в том, что он полностью ахроматичен: измерения практически не зависят от длины волны. ДГ работает как с параллельными, так и с протяженными источниками света. Точность ДГ ограничена качеством раstra микролинз и чувствительностью матричных фотоприемников и составляет для промышленных образцов $\sim \lambda/100$, а для научных образцов $\sim \lambda/1000$ [1].

Интерференционные методы изначально применялись для анализа волнового фронта. Основной задачей классической изображающей интерферометрии является изучение формы

волнового фронта. В интерферометрах сравнения типа Тваймана-Грина, Маха-Цандера, Физо изучение формы волнового фронта осуществляется посредством сравнения исследуемого волнового фронта с опорным, формируемым эталонным элементом сравнения, высококачественной плоской или сферической зеркальной поверхностью [3].

В отличие от интерферометров сравнения в интерферометрах сдвига отсутствует вспомогательный эталонный элемент. Исследование формы волнового фронта основывается на анализе интерференционной картины взаимодействия двух одинаковых, сдвинутых или измененных (увеличенных, повернутых и т.п.) в пространстве друг относительно друга волновых фронтов. К настоящему времени существуют многочисленные схемные варианты, позволяющие осуществить сдвиг в пространстве, например, интерферометр Мерти (плоскопараллельная пластина), система из двух дифракционных решеток — (Рончи-тест), призма-куб и т.д.

Несмотря на указанные различия в принципе работы классических интерферометров сдвига и сравнения, общим обстоятельством, определяющим в конечном счете точность исследования формы волнового фронта, является качество изготовления элементов интерферометра: оптических элементов сдвига, зеркал и светоделителей интерферометра. Оптические элементы с качеством поверхности $\lambda/100$ (на длине волны $\lambda=632,8$ нм) сегодня становятся доступными.

Методы оптической интерферометрии [1] также широко используются для прецизионных измерений параметров волнового фронта, их метрологическая аттестация основывается на масштабе длины волны видимого света, составляющей доли микрона. Сегодня актуальны задачи повышения чувствительности интерференционных измерений путем отстройки от механических возмущений.

Одним из новых научных направлений является трехмерная интерферометрия темного поля (нуль-интерферометрия) [4, 5], основанная на принципах учета геометрической фазы [6]: и как следствие, отсутствие зависимости модуляция фазы от длины волны. Наряду с прецизионными астрономическими приложениями, рассмотренными в [4, 5] трехмерный интерференционный метод темного поля перспективно применить и для прецизионного анализа волнового фронта лазерного излучения.

Фокальные изображения пучка с темным полем в центре [1] обычно формируются путём фокусировки лазерных мод высокого порядка. Центральное темное поле (нуль-область) возникает вследствие особенности разрыва фазы (осевой сингулярности) волнового фронта, которые могут быть получены также и при помощи дифракционных элементов, таких как спиральная фазовая или зональная пластинка. Однако производство подобных дифракционных элементов весьма сложный процесс, а фазовый профиль поля на выходе очень чувствителен к ошибкам при производстве элементов. Предложены линзы [7], способные создать фокальную нуль-область без фазовой сингулярности, которые менее чувствительны к ошибкам при их производстве.

Нуль-области интерференционного поля применяются для получения изображений сверхвысокого разрешения, в оптических пинцетах для захвата и манипулирования частицами показатель преломления которых меньше, чем показатель преломления среды. Фазовые пластинки, создающие нуль-области, также используются в оптико-проекционной фотолинтографии. Нуль-области также применяются в астрономии для поиска экзопланет. Темное поле может также применяться даже для захвата холодных атомов. [7]

В данной работе описан принцип расчёта 3D интерферометра.

СХЕМА 3D ИНТЕРФЕРОМЕТРА

3D интерферометр локализует темное поле интерференции при освещении его плоским волновым фронтом. Если падающий волновой фронт неплоский, то на «темном выходе» наблюдают свет. Схема 3D интерферометра приведена на рисунке 1 и состоит из светоделителей (СД): поляризационного (2) и обыкновенного (3), шести последовательных зеркал: (4–9), расположенных в вершинах куба. Выходы интерферометра: «светлый» и «темный» расположены по разную сторону от СД. Вследствие поворота изображения и электрического вектора поля на $\pm 90^\circ$ в плечах интерферометра α и β на темном его выходе пучки α и β складываются в противофазе, образуя темное поле интерференции одновременно для всех длин волн.

Две волны, прошедшие через интерферометр в противоположных направлениях, приобретают взаимный геометрический поворот изображений на 180° . Направление колебаний электрического вектора световой волны повторяет поворот изображения. Геометрический поворот плоскости колебаний электрического вектора на 180° обуславливает фазовый сдвиг на π -радиан, требуемый для получения темного поля. Интерференция пучков, содержащая темное поле, локализована со стороны грани СД, обращенной в боковом направлении к входному пучку.

Другой выход интерферометра — светлый, находится с другой стороны СД, обращенной противоположно ходу падающего пучка. СД разделяет светлое и темное поля интерференции, что согласуется с законом сохранения энергии: локализация темной полосы по одну сторону СД соответствует локализации светлой полосы по другую сторону СД.

Оптическая схема 3D интерферометра, автоматически компенсирует хроматичности светоделителей и зеркал, благодаря распространению двух интерферирующих пучков по одинаковому пути в различных направлениях. Два интерферирующих пучка имеют одинаковые спектральные характеристики, что является необходимым условием для получения темного поля.

Для наблюдения темного выхода предусмотрен поляризационный СД, который конструктивно представляет широкополосный поляризационный светоделительный кубик для видимого диапазона. Через этот СД входное излучение с вертикальной линейной поляризацией проходит без существенных потерь. Плечи интерферометра поворачивают азимут поляризации входящего излучения на $\pm 90^\circ$ и выходящий пучок приобретает поляризацию, совпадающую с направлением отражения поляризационного СД, и без существенных потерь направляется на темный выход интерферометра [8].

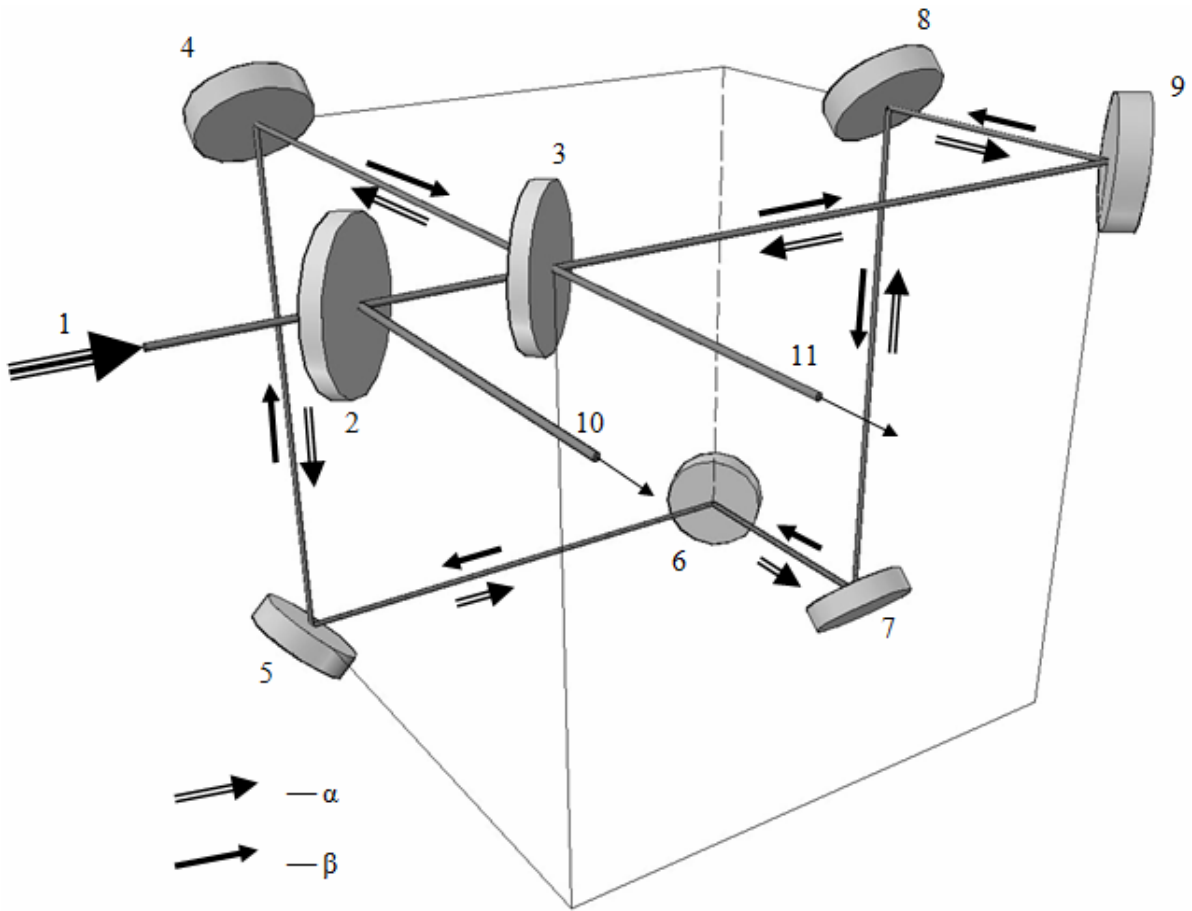


Рис. 1. Принципиальная оптическая схема 3D интерферометра: 1 — вход; 2 — поляризационный светоделитель; 3 — светоделитель; 4–9 — зеркала; 10 — тёмный выход; 11 — светлый выход

РАСЧЁТ ПОЛЯРИЗАЦИИ В 3D ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

Показанный на рис. 1 3D интерферометр, где происходят повороты поляризации волны и изображения, сопровождаемые сдвигами геометрических фаз, обусловленные неплоской траекторией луча, вращением поляризации или этими двумя эффектами одновременно, предназначен для ахроматического ослабления или зануления осевой пространственной компоненты изображения.

Для учета поворотов поляризации и изображения, обусловленных изменением траектории распространения света и вращением поляризации на элементах оптической схемы введем матрицу M .

В оптической схеме, состоящей из системы идеальных зеркал (с равными p - и s -коэффициентами отражения), матрицу M можно представить как произведение трёх матриц E , T и F , описывающих последовательные отражения 1, ..., m :

$$M = \underbrace{F_{m+1}}_m \underbrace{TE_m}_{m-1} \underbrace{F_m}_m \underbrace{T}_{m-1} \dots \underbrace{TE_1}_{1} \underbrace{F_1}_1 \underbrace{TE_0}_0, \quad (1)$$

$$E_i = [k_{i\tau}, \mathbf{v}_i \times k_{i\tau}, \mathbf{v}_i]^\tau = [k_{i\tau}, \mathbf{p}_{i\tau}, \mathbf{s}_i]^\tau, \quad (2)$$

$$\mathbf{F}_{i+1} = [\mathbf{k}_{i+1}, \mathbf{v}_i \times \mathbf{k}_{i+1}, \mathbf{v}_i]^T = [\mathbf{k}_{i+1}, \mathbf{p}_{i+1}, \mathbf{s}_{i+1}]^T, \quad (3)$$

где $\mathbf{v}_i = \frac{\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_{i+1}}{\|\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_{i+1}\|}$.

Матрица \mathbf{T} описывает идеальное отражение от диэлектрика с равными по модулю p - и s -компонентами и с фазовым сдвигом π радиан s -компоненты относительно p -компоненты:

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Для определения поворота изображения введем матрицу отражения \mathbf{T}^{im} :

$$\mathbf{T}^{im} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & (-1 & 0) \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (5)$$

При обходе оптической схемы интерферометра вдоль направления α -плеча интерферометра (рис. 1) значения нормированных волновых векторов $\mathbf{k}_{\alpha 0 \dots 7}$ (главного луча) при последовательных отражениях принимают следующие значения:

$$\mathbf{k}_{\alpha 0 \dots 7} = \begin{pmatrix} \mathbf{k}_{\alpha 0} \\ \mathbf{k}_{\alpha 1} \\ \mathbf{k}_{\alpha 2} \\ \mathbf{k}_{\alpha 3} \\ \mathbf{k}_{\alpha 4} \\ \mathbf{k}_{\alpha 5} \\ \mathbf{k}_{\alpha 6} \\ \mathbf{k}_{\alpha 7} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Вдоль второго β -плеча интерферометра в направлении, обратном направлению плеча α , волновые вектора главного (осевого) луча $\mathbf{k}_{\beta 0 \dots 7}$ при последовательных отражениях принимают значения $\mathbf{k}_{\beta 0 \dots 7}$, полученные перестановкой векторов плеча α :

$$\mathbf{k}_{\beta 0 \dots 7} = -\mathbf{k}_{\alpha 0 \dots 7} = -(\mathbf{k}_{\alpha 7} \mathbf{k}_{\alpha 6} \mathbf{k}_{\alpha 5} \mathbf{k}_{\alpha 4} \mathbf{k}_{\alpha 3} \mathbf{k}_{\alpha 2} \mathbf{k}_{\alpha 1} \mathbf{k}_{\alpha 0})^T. \quad (7)$$

В системе 3D интерферометра, изображенного на рис. 1, поворот изображения на $180^\circ = 90^\circ - (-90^\circ)$ описывает матрица \mathbf{M}^{im} , составленная из последовательных векторов, по формулам (6), (7), (5), (6) и (7):

$$\mathbf{M}^{im} = (\mathbf{M}_{\alpha}^{im})^8 \mathbf{M}_{\beta}^{im} = \begin{pmatrix} \cos(\pi) & -\sin(\pi) & 0 \\ \sin(\pi) & \cos(\pi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Следовательно M^{im} — матрица поворота изображения на 180 град. для компонент изображения X, Y.

В оптической системе, изображённой на рис. 1, электрические векторы складываются в противофазе когда p - и s - поляризационные компоненты не равны друг другу, т.е. учитываем

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & s \end{bmatrix}.$$

и схему 3D интерферометра комплектуют поляризационным светоделителем ПС, установленным на входе и ориентированным под углом 45° к ребру интерферометра, так что прошедший через ПС электрический вектор имеет линейную поляризацию с азимутом, повернутым на угол 45° :

$$P_0 = [1/\sqrt{2}, \pm 1/\sqrt{2}, 0]^T.$$

В качестве примера материальных констант, рассмотрим алюминиевые зеркала 31..6 с комплексным показателем преломления $n_\lambda \approx 1.37 + 7.62i$ (на длине волны $\lambda = 632,8$ нм [9]) и диэлектрического светоделителя СД с $n_\lambda = 1.5$. Тогда α - и β - плечи интерферометра преобразуют начальный электрический вектор P_0 в векторы P_α и P_β . Соответствующие волны интерферируют на ПС:

$$(P_\alpha M_\alpha M_{nc})^* M_{nc} M_\beta P_0 = (P_\beta M_\beta M_{nc})^* M_{nc} P_\alpha = 0$$

$$(M_{nc} M_\alpha P_0 + M_{nc} M_\beta P_0)^* (M_{nc} M_\alpha P_0 + M_{nc} M_\beta P_0) = (M_{nc} P_\alpha + M_{nc} P_\beta)^* (M_{nc} P_\alpha + M_{nc} P_\beta) - 0$$

$$\text{где } M_{nc} = \begin{pmatrix} \cos 45^\circ & -\sin 45^\circ & 0 \\ \sin 45^\circ & \cos 45^\circ & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos 45^\circ & \sin 45^\circ & 0 \\ -\sin 45^\circ & \cos 45^\circ & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Обусловленные материальными константами, поляризации P_α и P_β имеют поворот азимута, отличающийся от $\pm 90^\circ$, но симметрично повернутый на некоторый угол $\chi \approx \pm 61,2^\circ$ относительно P_0 . Проекции P_α и P_β на направление азимута поляризации при отражении от ПС всегда равны по модулю и противоположны по знаку, так что световые волны с векторами P_α и P_β интерферируют в противофазе ахроматично — независимо от длины волны λ . Угол χ зависит от длины волны, но симметрия направлений векторов P_α и P_β относительно оси ПС сохраняется неизменной от длины волны. По закону сохранения энергии второй выход интерферометра содержит светлое поле интерференции и направлен по другую сторону от СД (рис. 1).

Рассмотрим данный способ расчёта поляризации на примере системы зеркал, изображённых на рис. 2.

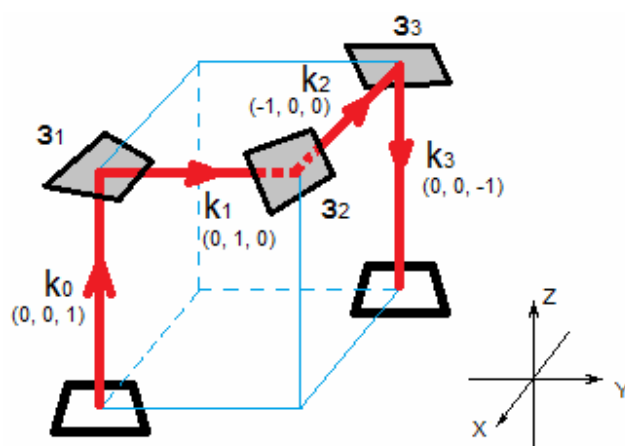


Рис. 2. Система расположения зеркал

Матрица \mathbf{M} для данной системы зеркал будет состоять из следующих компонент:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_{12}\mathbf{M}_{21} = \mathbf{F}_3\mathbf{T}\mathbf{E}_2\mathbf{F}_2\mathbf{T}\mathbf{E}_1\mathbf{F}_1\mathbf{T}\mathbf{E}_0.$$

Согласно выбранной на рисунке 2 системе координат, единичные вектора \mathbf{k}_i равны:

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_0 &= (0, 0, 1); \\ \mathbf{k}_1 &= (0, 1, 0); \\ \mathbf{k}_2 &= (-1, 0, 0); \\ \mathbf{k}_3 &= (0, 0, -1). \end{aligned}$$

Подставив эти вектора в формулы 2 и 3 получаем выражения для \mathbf{E}_i и \mathbf{F}_i :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}; \mathbf{F}_1 = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}; \\ \mathbf{E}_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}; \mathbf{F}_2 = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}; \\ \mathbf{E}_2 &= \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}; \mathbf{F}_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Будем считать отражение от зеркал идеальным, отсюда матрица \mathbf{T} примет вид:

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

В таком случае матрица \mathbf{M} для системы на рис. 2 будет выглядеть следующим образом:

$$M = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведённый способ анализа работы интерферометра позволяет относительно быстро производить расчёты сложных неплоских оптических систем (таких как 3D интерферометр), а также позволяет оценить изменения геометрических и поляризационных характеристик изображения, проходящего через систему.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Evans Ju., Macintosh B., Poynear L., et. al., "Demonstrating sub-nm closed loop MEMS flattening," // Opt. Express. 2006. V. 14. P. 5558.
2. Karasik A.Ya., Rinkevichius B.S., Zubov V.A. Laser Interferometry Principles / Ed. B.S. Rinkevichius. London: Mir Publishers and CRC Press, 1995, 448p.
3. Нгуен В.Т., Ринкевичюс Б.С., Толкачев А.В. Двухлучевые лазерные интерферометры. /— М.: Издательский дом МЭИ, 2011. — 80 с.
4. Тавров А.В. Технические принципы ахроматической интерферометрии для звездной коронографии // ЖТФ. 2010. Том. 80. Вып. 3. С. 83–92.
5. Tavrov A., Kobayashi Yo., Tanaka Yo., Shioda T., Otani Yu., Kurokawa T., Takeda M. Common-path achromatic interferometer-coronagraph: nulling of polychromatic light // Opt. Lett. 2005. V. 30. P. 2224.
6. Клышко Д.Н. Геометрическая фаза Берри в колебательных процессах // УФН. 1993. Том 163, Вып. 11, С. 1–18.
7. Menon R., Rogge P., Hsin-Yu Tsai Design of diffractive lenses that generate optical nulls without phase singularities // J. Opt. Soc. Am. A. 2009. Vol. 26, No. 2. P. 297–304.
8. Тавров А.В., Кораблев О.И., Родин А.В., и др. Звёздный коронограф по принципу ахроматического нуль-интерферометра // Космические исследования, 2011, Том 49, Вып. 2, с.105–116.

I.I. Ahmetov, P. Frolov, A.V. Tavrov

RESEARCH THE POLARIZATION CHARACTERISTICS OF 3D-INTERFEROMETER

In review the modern optical wave front analysis techniques. We study the 3D interferometer technique to be achromatic in a wide spectral range aiming for the express analysis of a wave front quality. Polarizing calculation of 3D interferometer is given.

INTERFEROMETRY, POLARIZATION ANALYSIS, 3D INTERFEROMETER