

Пространственно-спектральная фильтрация светового поля с помощью фазового модулятора света

© Н.Г. Сцепуро, М.С. Ковалев

Физический институт им. П.Н. Лебедева,
119991 Москва, Россия

e-mail: stsepuro.ng@lebedev.ru

Поступила в редакцию 16.12.2022 г.

В окончательной редакции 13.01.2023 г.

Принята к публикации 28.01.2023 г.

Продемонстрирован усовершенствованный подход к синтезу голографических фильтров, представляющих собой ахроматические компьютерно синтезированные голограммы Фурье, учитывающий пространственные и спектральные характеристики светового поля. Проведена экспериментальная апробация полученных фильтров на основе использования голографического датчика волнового фронта, работающего на принципах корреляционного анализа, с применением нескольких квазимонохроматических источников излучения. С помощью предлагаемых фильтров была измерена продольная хроматическая aberrация, величина которой составила $\lambda/3$ с погрешностью $\lambda/50$.

Ключевые слова: пространственная фильтрация, корреляционный анализ, голограммы Фурье, полихроматическое излучение.

DOI: 10.21883/OS.2023.02.54998.17-23

Введение

Фурье-оптика — это постоянно развивающееся направление когерентной оптики, в котором аппарат теории линейных колебаний используется для решения задач преобразования пространственной структуры световых полей или пространственной фильтрации [1]. Направления в науке и технике, решаемые методами линейной пространственной фильтрации, включают: визуализацию фазовых объектов с помощью оптической [2] и сканирующей электронной микроскопии [3] при реализации теневого и цифрового подхода; распознавание образов [4–6] на основе методов корреляционного распознавания; синтез оптических систем с заданным алгоритмом преобразования светового поля [7] за счет использования дифракционных оптических элементов и улучшение качества изображений и характеристик оптических систем на основе частотной фильтрации поля; неинтерференционные методы извлечения фазовой информации из распределений интенсивности и т.д. [8–11].

При работе с волновыми полями световых пучков их комплексную амплитуду обычно представляют в виде двух связанных составляющих — амплитудного и фазового распределения. Количественная визуализация фазовой составляющей поля, часто называемая восстановлением волнового фронта или измерением его aberrаций, обычно является наиболее сложной процедурой [12]. Сегодня при решении задач по детектированию aberrаций комплексной амплитуды поля в различных областях физики широко применяются датчики волнового фронта (ДВФ) [13]. К таким устройствам можно отнести широко известные датчики Гартмана [14] и Шака-Гартмана

(ДШГ) [15,16], датчики кривизны [17], пирамидальные датчики [18], а также голографические ДВФ [19–21]. Принцип работы представленных датчиков, за исключением голографических, основывается на анализе распределения интенсивности некоторого изображения или набора изображений при помощи матричного приемника излучения (МПИ).

В свою очередь голографические ДВФ построены на принципе преобразования фазы световой волны в ее интенсивность за счет пространственной фильтрации излучения при помощи различных голограмм (рис. 1, а). Использование таких элементов повышает быстродействие метода и уменьшает чувствительность голографического датчика к амплитудным и фазовым флуктуациям. Однако, как известно из [22], дифракционная эффективность таких голограмм уменьшается обратно пропорционально квадрату числа голограмм из-за ограничения динамического диапазона записывающих сред. Это приводит к существенному уменьшению интенсивности реконструируемых волн для каждой составляющей голограммы. Помимо этого, при восстановлении мультиплексированных голограмм возникают интермодальные (перекрестные) шумы, что приводит к уменьшению отношения сигнал/шум в плоскости анализа [23].

Решить эту проблему можно за счет использования единичной голограммы в сочетании с методами пространственной фильтрации и корреляционного анализа [24]. Суть метода корреляционного анализа заключается в вычислении двумерной корреляционной функции между входным и эталонным распределением комплексной амплитуды поля [25]. В качестве эталонных распределений комплексной амплитуды поля в оптиче-

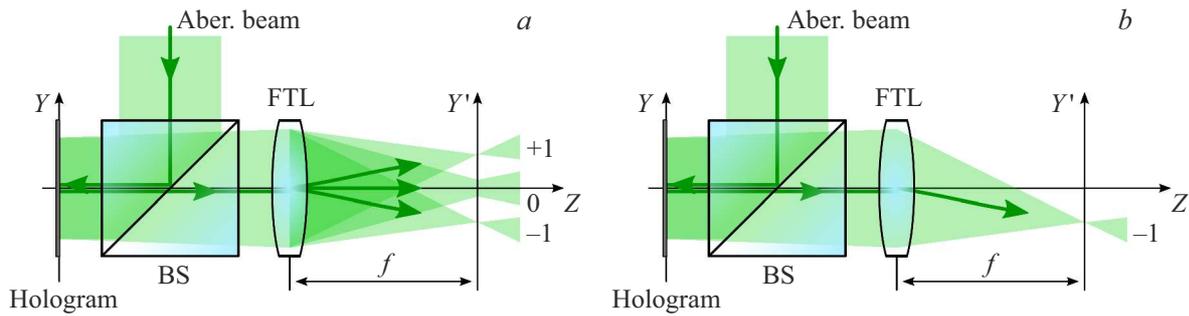


Рис. 1. (а) Схема голографического ДФВ [4]. (б) Используемая в работе схема голографического ДФВ.

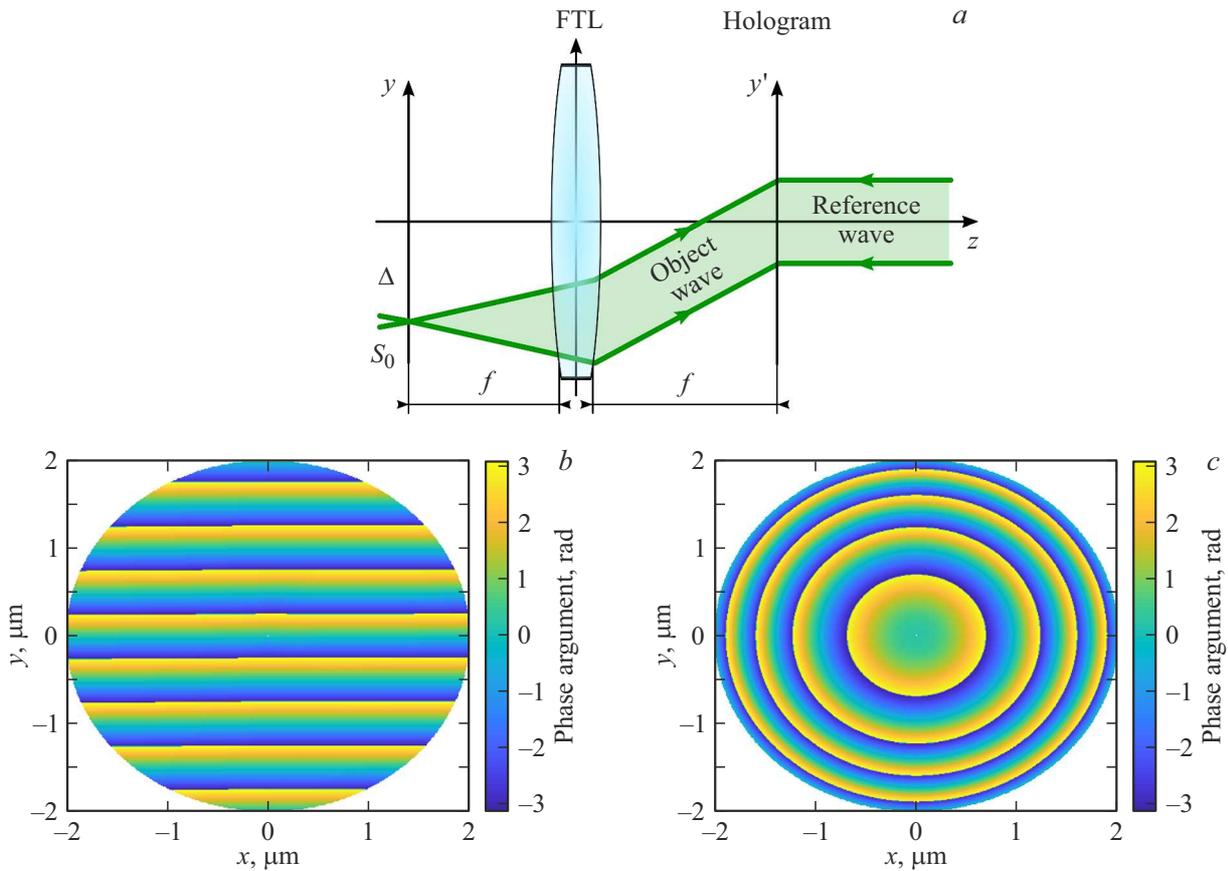


Рис. 2. (а) Модифицированный вариант схемы синтеза голограмм Ван-дер-Люгта; распределения фазового аргумента объектной (b) и опорной (c) волн в плоскости записи голограммы.

ских корреляторов могут выступать пространственные фильтры в виде голограмм [26]. В настоящее время методы синтеза этих фильтров позволяют рассчитать их так, чтобы они были инвариантны к смещению, повороту и/или изменению масштаба входного распределения комплексной амплитуды поля [27].

С развитием методов компьютерной и цифровой голографии [28], а также методов модуляции излучения и его регистрации процесс синтеза пространственных фильтров и корреляционного анализа стал проще. Современные оптические корреляторы создаются на базе пространственно-временных модуляторов света

(ПВМС) или цифровых микрзеркальных устройств [4] для вывода фильтра и матричных приемников излучения (МПИ) для регистрации корреляционного отклика в плоскости анализа [6].

В настоящей работе в голографическом ДФВ предлагается использовать голограмму, обладающую свойствами инвариантности к изменению длины волны анализируемого излучения для анализа квазимонохроматического и полихроматического светового поля. На основе представленной ранее схемы реализации голографического датчика волнового фронта (рис. 1, b) [29,30], работающего на принципах корреляционного анали-

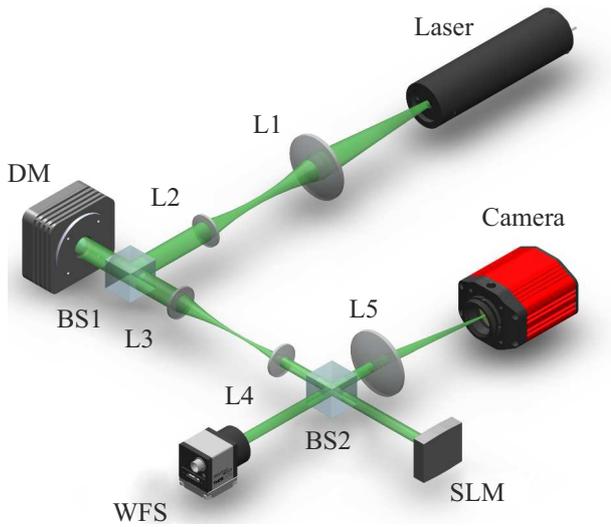


Рис. 3. Эквивалентная оптическая схема экспериментальной установки. DM — деформируемое зеркало, BS — светоделительный кубик, WFS — датчик волнового фронта и SLM — пространственный модулятор света.

за, будет осуществляться апробация синтезированных пространственно-спектральных фильтров в виде компьютерно синтезированных голограмм (КСГ) Фурье.

Методы и подходы

Рассмотрим математическую модель процесса синтеза голографического фильтра с использованием методов компьютерной голографии и с учетом особенностей оптической схемы [31], приведенной на рис. 2, а. В данной оптической схеме предметная волна формируется точечным квазимонохроматическим источником излучения S_0 , смещенным на величину Δ относительно оптической оси системы. При этом источник излучения находится в передней фокальной плоскости Фурье-преобразующего объектива (ФПО), имеющего фокусное расстояние f .

Распространяющаяся от источника излучения сферическая волна после прохождения ФПО преобразуется в плоскую. Эта волна в плоскости формирования голографического фильтра может быть описана произведением комплексного спектра от источника излучения, расположенного на оптической оси системы и фазовой функции смещения [1]

$$\tilde{E}(x', y') \sim \exp\left[-j\frac{2\pi\Delta}{\lambda f}y'\right], \quad (1)$$

где Δ — величина смещения относительно оптической оси, λ — длина волны источника излучения, f — фокусное расстояние линзы [27]. Распределение фазового аргумента в плоскости формирования голограммы будет соответствовать рис. 2, б.

В данном случае опорная волна $R_{ref}(x', y')$ формируется от квазимонохроматического источника из-

лучения, имеющего постоянное по апертуре значение интенсивности. При этом фазовый множитель волны представляет собой следующую функцию:

$$R_{ref}(x', y') = \exp\left[j\frac{2\pi}{\lambda}f_{ref}(x', y')\right], \quad (2)$$

где $f_{ref}(x', y')$ — пространственный фазовый сдвиг, вызванный aberrацией. Его можно представить как сумму ортогональных базисных функций

$$f_{ref}(x', y') = \sum_n C_n W_n(x', y'), \quad (3)$$

где C_n — набор взвешенных коэффициентов полиномов Цернике; $W_n(x', y')$ — полиномы Цернике, которые сначала были определены в полярных координатах, а затем преобразованы в декартовы координаты с использованием известных методов [32]. Как и все другие базисные функции, описывающие aberrации, весовые коэффициенты полиномов Цернике могут быть определены в длинах волн и записаны в виде

$$C_n = N_n \lambda, \quad (4)$$

где N_n — действительное число. В конечном счете с учетом уравнений (3) и (4), опорная волна (уравнение (2)) может быть представлена следующим аналитическим выражением:

$$R_{ref}(x', y') = \exp\left[j\frac{2\pi}{\lambda}\sum_n N_n \lambda W_n(x', y')\right]. \quad (5)$$

На рис. 2, с приведен пример распределения фазового аргумента опорной волны для случая, когда волновой фронт может быть описан полиномом Цернике, соответствующим aberrации дефокусировки.

Используемые в настоящей работе фазовые голографические фильтры были получены в результате математических преобразований над комплексной суммой функций опорной и предметной волн, основанных на свойствах Якоби-Ангера [1]. Полученный результат может быть представлен аналитическим выражением вида:

$$H(x', y') = \exp\left(j2\pi\left[\sum_n N_n W_n(x', y') - \frac{\Delta}{\lambda f}y'\right]\right). \quad (6)$$

Особое значение применению таких голограмм придает возможность их оперативного вывода при помощи амплитудных или фазовых модуляторов света, обеспечивающих полную модуляцию фазы от 0 до 2π , обладающих высоким фактором заполнения 93% и адресацией 8 бит для отображения полутонов [6].

Эксперимент

Апробация рассчитанных голографических фильтров осуществлялась на экспериментальной установке, эквивалентная схема которой представлена на рис. 3. Данная

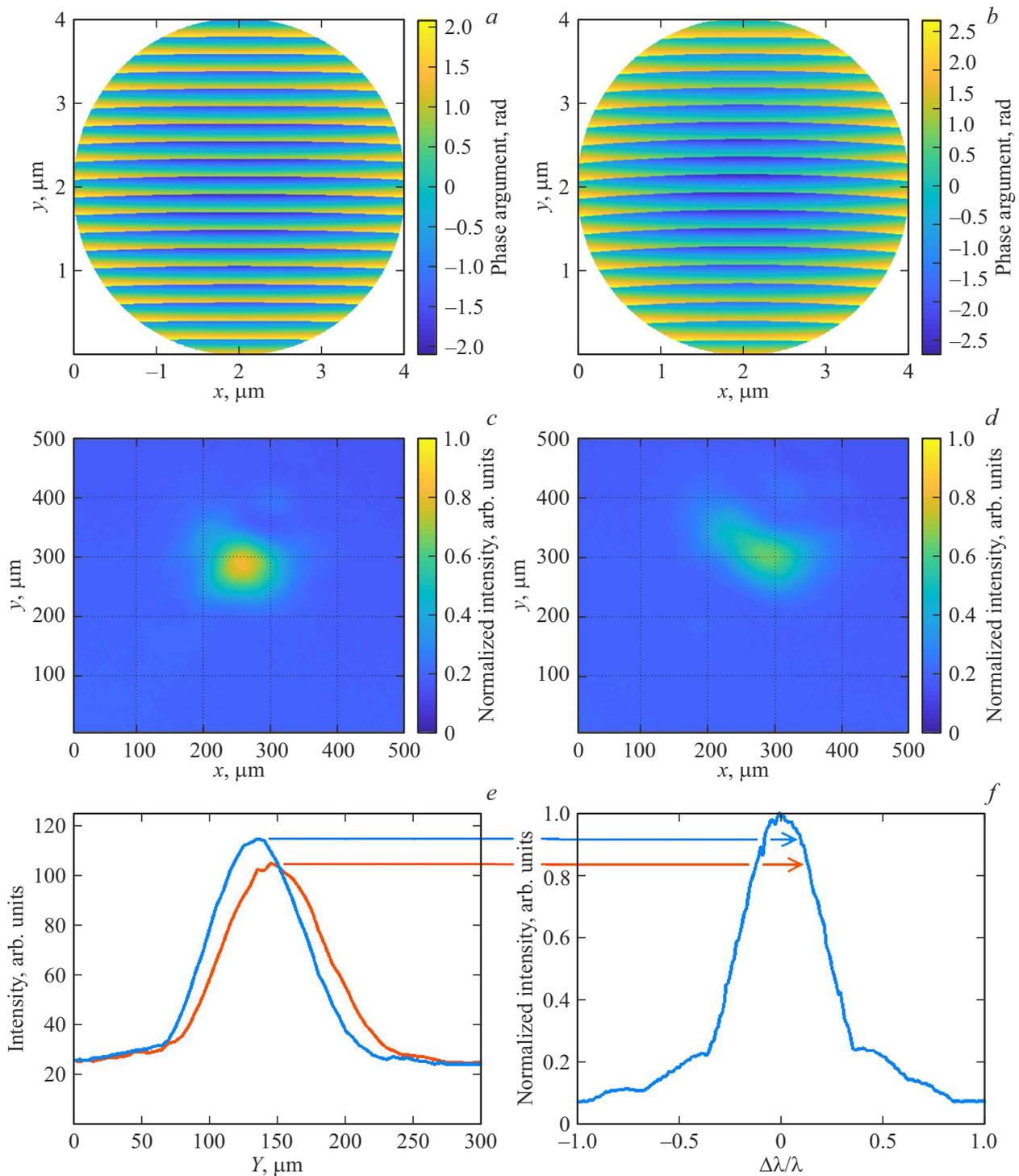


Рис. 4. (a), (b) Пример используемых голограмм; (c), (d) пример регистрируемых распределений интенсивности, (e) их сечения и (f) нормированная амплитуда максимумов корреляционной функции.

оптическая схема была реализована с использованием четырех независимых полупроводниковых лазерных источников излучения с рабочими длинами волн 473, 532, 561 и 659 nm. Источник излучения непрерывно генерирует квазимонохроматическое излучение, которое, проходя через телескопическую систему Кеплера,

падает на пьезоэлектрическое деформируемое зеркало (ДЗ) диаметром 10 mm. Используемая система Кеплера является ахроматической и состоит из двух объективов Л1 и Л2 соответственно.

В данном случае при помощи ДЗ задается контролируемая форма волнового фронта (ВФ) путем внесения

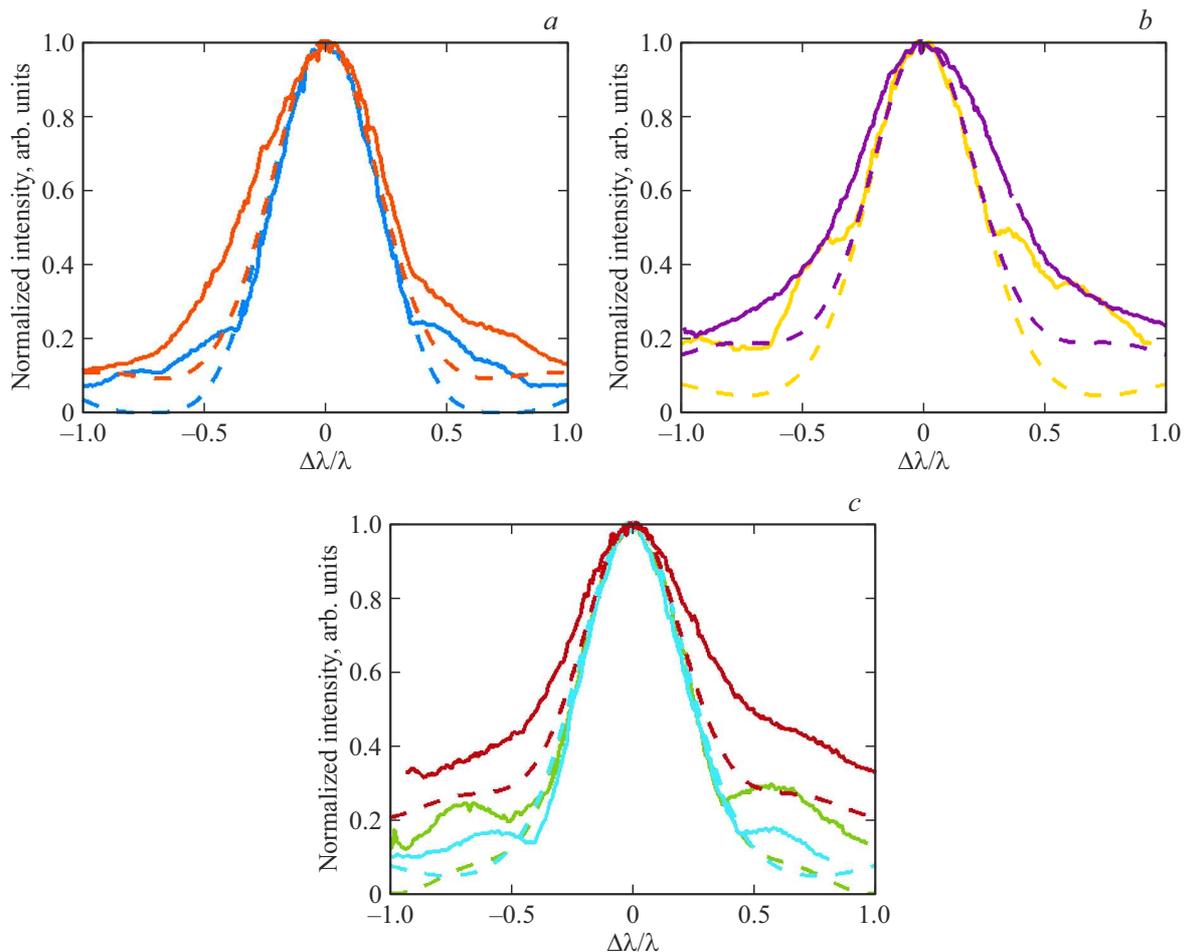


Рис. 5. Зависимость амплитуды максимума КФ от величины весового коэффициента полинома Цернике для соответствующей aberrации ВФ: (а) 2-го радиального порядка; (б) 3-го радиального порядка; (с) 4-го радиального порядка. Штриховыми линиями обозначены результаты численного исследования, сплошными — экспериментального исследования.

геометрического набега фазы при отражении падающего на зеркало пучка в результате его деформации. Форма ВФ определяется при помощи датчика Шака-Гартмана (ДШГ), который работает с ДЗ в режиме „обратной связи“. Режим „обратной связи“ реализуется благодаря оптическому сопряжению апертур ДЗ и ДШГ при помощи ахроматической телескопической системы Кеплера (ЛЗ и Л4) с увеличением $3\times$.

В результате дифракции излучения на выводимых на ПВМС голографических фильтрах в задней фокальной плоскости ахроматического ФПО формируется один главный дифракционный максимум, который регистрируется при помощи матричного приемника излучения (МПИ).

Обсуждение экспериментальных результатов

На примере квазимонохроматического излучения, длина волны которого равна 659 nm, рассмотрим основные свойства КСГ Фурье при помощи ДЗ, форма ВФ

была так искажена, что ее поверхность могла быть описана только одним полиномом Цернике. В общем случае голографические фильтры с различными значениями весовых коэффициентов полиномов Цернике выводились на ПВМС итерационно с шагом 0.01λ . В результате этого в задней фокальной плоскости ФПО изменялось распределение интенсивности. На рис. 4, а, б представлены распределения фазового аргумента голографического фильтра со значением весового коэффициента полинома Цернике 0.2λ и 0.1λ соответственно, а на рис. 4, с, д приведены двумерные распределения интенсивности в плоскости установки МПИ при выводе фильтров с рис. 4, а, б.

Из каждого полученного двумерного распределения интенсивности бралось максимальное значение (рис. 4, ф), и на их основе строилась зависимость максимального значения интенсивности от величины коэффициента полинома Цернике для конкретной aberrации в голографическом фильтре. Следовательно, существует взаимно-однозначная связь между ними, и эта зависи-

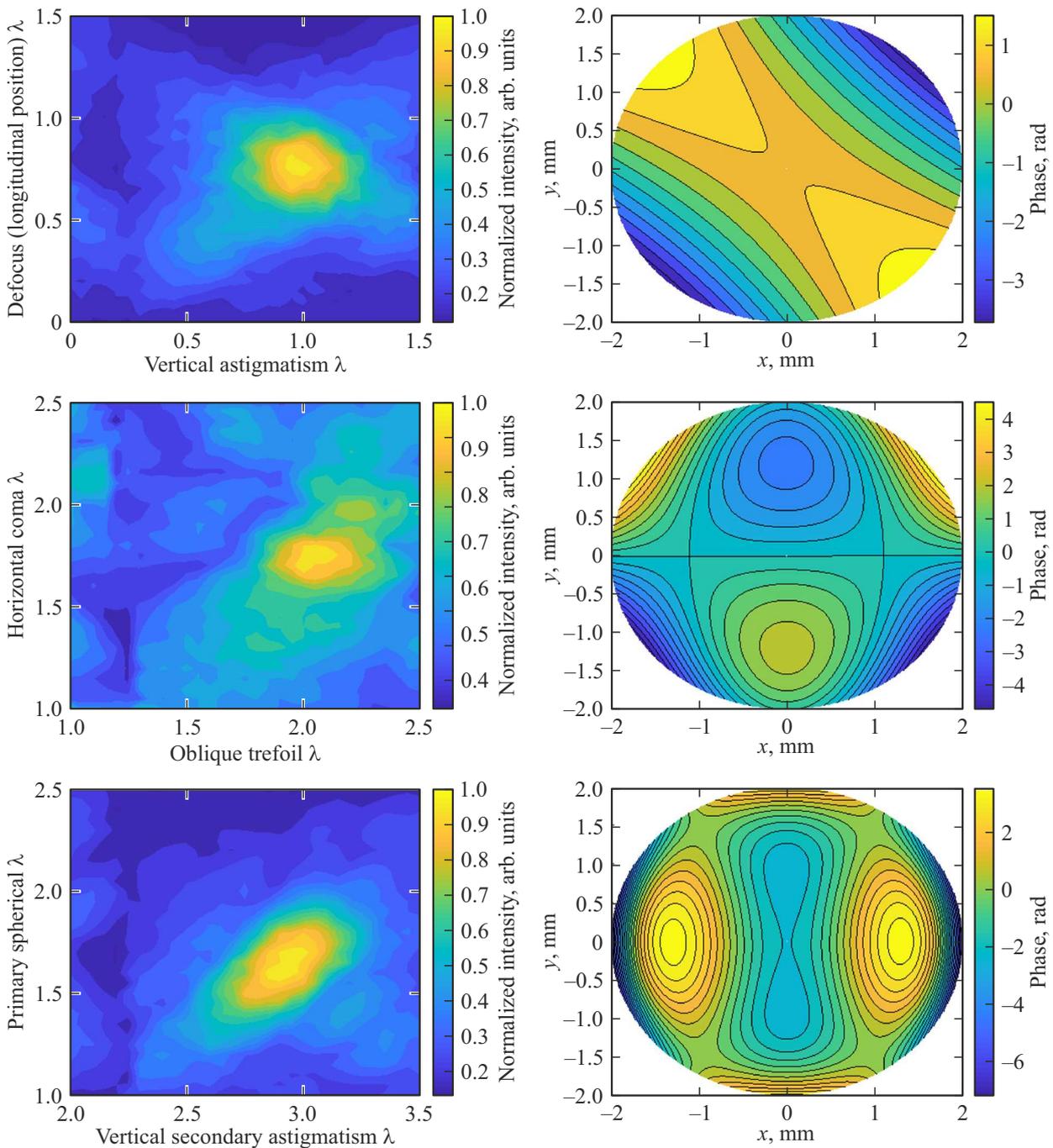


Рис. 6. Вид двумерных распределений амплитуды максимума КФ для соответствующих aberrаций ВФ и реконструированные распределения фазы в анализируемом пучке.

мость соответствует нормированной амплитуде максимумов корреляционной функции (КФ) (рис. 4, e).

Согласно приведенному алгоритму, были построены зависимости для первых 15 полиномов Цернике, описывающих aberrации ВФ, и для различных значений весовых коэффициентов. На рис. 5 представлены результаты численного и экспериментального исследований для различных полиномов Цернике, описывающие на рис. 5, a aberrации 2-го радиального порядка (дефоку-

сировка (синие линии), астигматизм под 0° (оранжевые линии), на рис. 5, b aberrации 3-го радиального порядка (кома 3-го порядка по Y (фиолетовые линии), трехлистник (желтые линии), и на рис. 5, c aberrации 4-го радиального порядка (сферическая aberrация (голубые линии), вторичный астигматизм (зеленые линии), четырехлистник (красные линии)) со значением весового коэффициента 1λ . Из рисунка видно, что в большинстве случаев наблюдается полное или частичное сходство

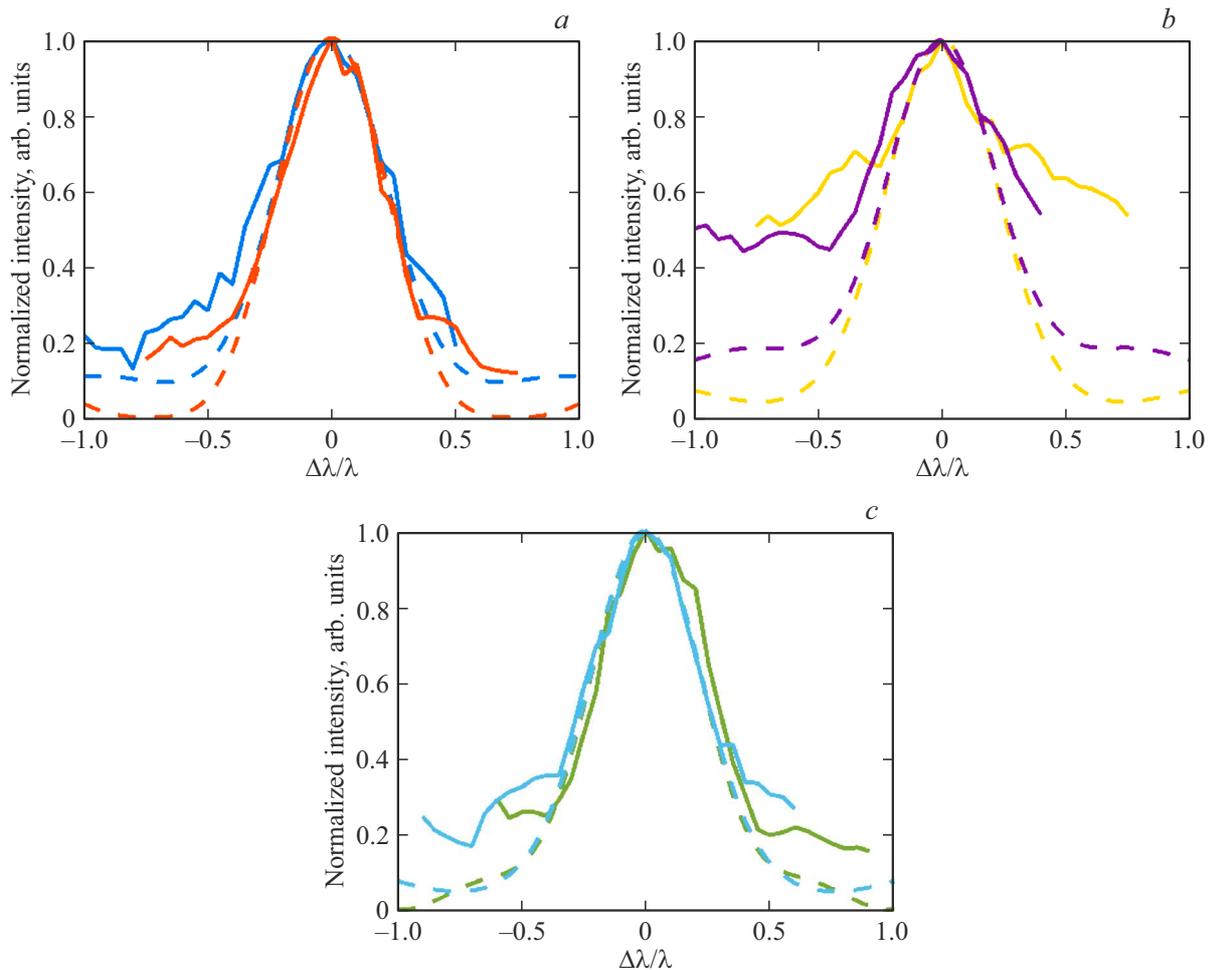


Рис. 7. Вид сечений через глобальный максимум двумерной зависимости амплитуды максимума КФ для соответствующих aberrаций: (а) 2-го радиального порядка; (б) 3-го радиального порядка; (с) 4-го радиального порядка.

профилей получаемых экспериментальных результатов с численными, а также профиль полученных зависимостей свидетельствует об единственности решения.

Далее были измерены искажения ВФ, которые описываются двумя и более полиномами Цернике. В данном случае процесс формирования зависимости амплитуды максимума КФ от значения весового коэффициента полинома Цернике не менялся. Однако особенностью анализа таких полей является то, что пространственная размерность получаемой зависимости напрямую зависит от количества детектируемых aberrаций. На рис. 6 в левом столбце представлены полученные двумерные распределения амплитуды максимума КФ, а в правом столбце представлены восстановленные распределения фазы в анализируемом пучке диаметром 4 mm.

На рис. 7 представлены сечения представленных на рис. 6 двумерных распределений амплитуды максимума КФ по оси X и Y. Анализ полученных распределений показывает, что вид зависимости амплитуды максимума КФ для конкретной aberrации не изменился в присутствии иных искажений ВФ. Этот факт позволяет утвер-

ждать, что метод на основе пространственной фильтрации не влияет на ортогональные свойства используемых полиномов Цернике. Наличие глобального максимума функций свидетельствует о сохранении единственности решения.

После анализа квазимонохроматического ВФ и определения взаимно-однозначных соответствий было проведено исследование ахроматических свойств синтезированных пространственных фильтров. Для этого был создан полихроматический ВФ из трех независимых когерентных источников квазимонохроматического излучения с рабочими длинами волн 473, 532 и 561 nm. За счет того, что на ДЗ падало излучение с различными значениями длин волн, вносимый геометрический набег фазы для каждого значения длины волны был свой. В результате этого в плоскости ПВМС форма ВФ для каждой длины волны была одинаковой, а значения весового коэффициента полинома Цернике разные.

Вследствие этого в плоскости МПИ наблюдалось 3 главных дифракционных максимума, каждый из которых соответствовал своей длине волны излучения.

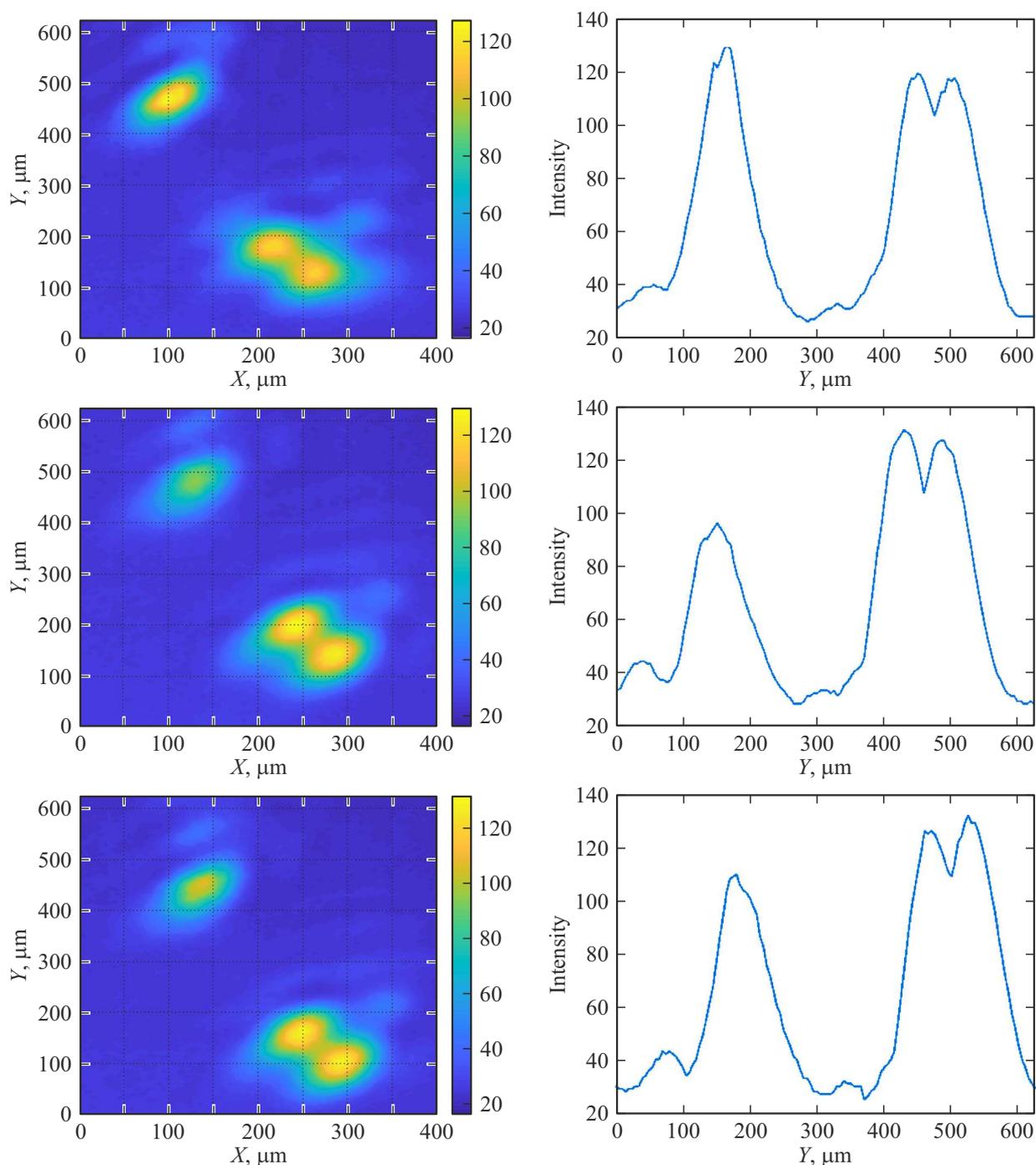


Рис. 8. Распределение интенсивности в плоскости установки МПИ и их сечения по оси Y для различных значений весовых коэффициентов полинома Цернике.

Пространственное положение главных дифракционных максимумов определялось положением точечного источника излучения относительно оптической оси, а также длиной волны падающего на голограмму излучения при ее восстановлении. Стоит отметить тот факт, что в данном случае выводимые на ПВМС голографические фильтры не изменялись ввиду их ахроматичности.

На рис. 8 в левом столбце представлены двумерные распределения интенсивности в плоскости установки МПИ, на которых отчетливо видны главные дифракционные максимумы. Как и ранее, в зависимости от выводимых голографических фильтров на ПВМС меняется интенсивность распределения интенсивности в фокальной плоскости. На рис. 8 приведены случаи, когда величина весового коэффициента полинома Цернике в

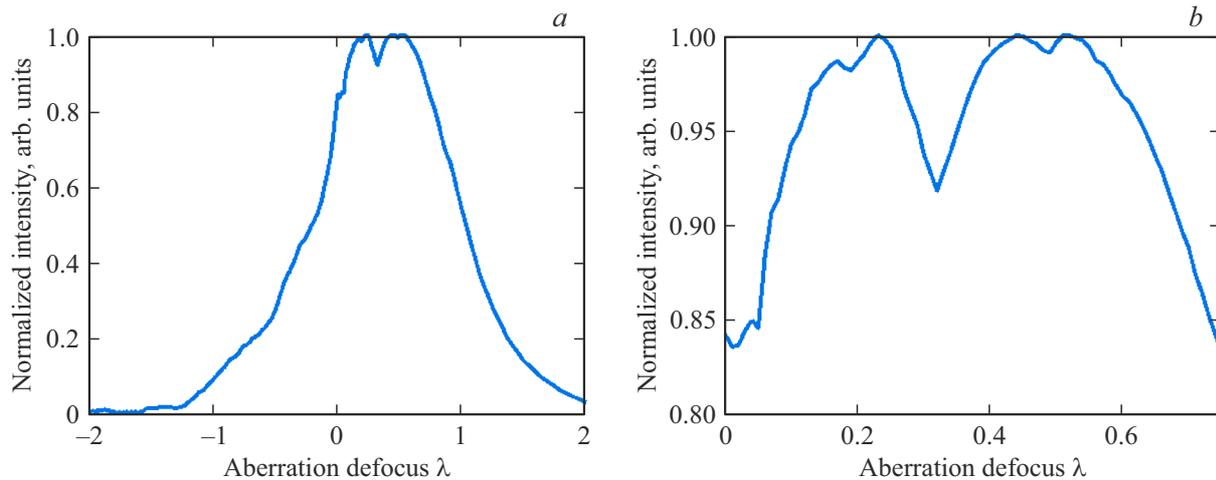


Рис. 9. (a) Зависимость амплитуды максимума КФ при детектировании aberrаций полихроматического излучения; (b) увеличенная область зависимости амплитуды максимума КФ.

голограмме составляла 0.23λ , 0.43λ и 0.5λ соответственно.

Нормированная амплитуда максимумов корреляционной функции была построена в диапазоне изменения значений весовых коэффициентов полиномов Цернике от 0.1 до 0.6λ с шагом 0.01λ . В данном случае одномерная зависимость имеет сразу три локальных максимума, каждый из которых соответствует своей длине волны излучения и своей величине искажений ВФ в исследуемом пучке. Наглядно это можно увидеть на рис. 9, на котором представлена полученная в данном эксперименте зависимость.

Если измерить расстояние между крайними локальными максимумами зависимости, соответствующими длинам волны излучения 473 и 561 nm, то можно определить значение хроматической aberrации комплексной амплитуды поля, которая в данном случае составляет $\sim \lambda/3$ относительно центральной длины волны 532 nm.

Заключение

В настоящей работе был продемонстрирован усовершенствованный подход к синтезу голографических фильтров, представляющих собой ахроматические компьютерно синтезированные голограммы Фурье. Данные голограммы могут использоваться в различных методах оптической согласованной фильтрации и корреляционного анализа. Преимущество использования таких голограмм заключается в том, что в плоскости корреляционного анализа формируется только один корреляционный отклик. Это позволяет повысить отношение сигнал/шум, уменьшить апертуру анализируемой области МПИ, что приведет к повышению быстродействия метода; а также использовать синтезированные фильтры при работе с полихроматическим излучением ввиду их инвариантных свойств к изменению длины волны излучения.

К недостаткам метода можно отнести тот факт, что используемая схема синтеза фильтра подразумевает использование квазимонохроматического источника излучения. В результате чего формируемые корреляционные отклики в плоскости анализа являются изображением функции рассеяния точки этого источника излучения. Поэтому в случае одновременной работы с несколькими квазимонохроматическими источниками излучения необходимо, чтобы пространственные характеристики излучения были одинаковыми. В случае работы с широкоспектральным источником излучения (например, суперконтинуум) таких ограничений нет.

Финансирование работы

Авторы признательны Российскому научному фонду за финансовую поддержку данных исследований в рамках проекта 21-79-30063.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J.W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics*, 4th ed. (W.H. Freeman Press, 2017).
- [2] Y. Park, C. Depeursinge, G. Popescu. *Nat. Photon.*, **12**, 578B–589 (2018). DOI: 10.1038/s41566-018-0253-x
- [3] N. Stsepuro, M. Kovalev, G. Krasin, I. Podlesnykh, Y. Gulina, S. Kudryashov. *Photonics*, **9**, 815 (2022). DOI: 10.3390/photonics9110815
- [4] N. Stsepuro, M. Kovalev, E. Zlokazov, S. Kudryashov. *Photonics*, **9**, 909 (2022). DOI: 10.3390/photonics9120909
- [5] P.A. Cheremkhin, V.V. Krasnov, D.Y. Molodtsov, V.G. Rodin. *Opt. Commun.*, **421**, 73–78 (2018). DOI: 10.1016/j.optcom.2018.03.085

- [6] E.Y. Zlokazov. *Quantum Electron.*, **50**, 643 (2020). DOI: 10.1070/QEL17291
- [7] N.L. Kazanskiy, S.N. Khonina, S.V. Karpeev, A.P. Porfirev. *Quantum Electron.*, **50** (7), 629 (2020). DOI: 10.1070/QEL17276
- [8] I.V. Gritsenko, M.S. Kovalev, N.G. Stsepuro, Y.S. Gulina, G.K. Krasin, S.A. Gonchukov, S.I. Kudryashov. *Laser Phys. Lett.*, **19**, 076201 (2022). DOI: 10.1088/1612-202X/ac7136
- [9] B.C. Platt, R. Shack. *J. Refract. Surg.*, **17** (5), 573–577 (2001). DOI: 10.3928/1081-597X-20010901-13
- [10] R.R. McLeod, K.H. Wagner. *Adv. Opt. Photonics*, **6**, 368–412 (2014). DOI: 10.1364/AOP.6.000368
- [11] H. Guerboukha, K. Nallappan, M. Skorobogatiy. *Adv. Opt. Photonics*, **10** (4), 843–938 (2018). DOI: 10.1364/AOP.10.000843
- [12] L.G. Ellerbroek. *Appl. Opt.*, **45**, 6568–6576 (2006). DOI: 10.1364/AO.45.006568
- [13] J.M. Geary. *Introduction to Wavefront Sensors*, 1st ed. (Bellingham, WA, 1995).
- [14] A.G. Poleshchuk, A.G. Sedukhin, V.I. Trunov, V.G. Maksimov. *Comput. Opt.*, **38**, 695–703 (2014). DOI: 10.18287/0134-2452-2014-38-4-695-703
- [15] B.C. Platt, R. Shack. *J. Refract. Surg.*, **17**, S573 (2001). DOI: 10.3928/1081-597X-20010901-13
- [16] J. Primot. *Opt. Commun.*, **222**, 81–92 (2003). DOI: 10.1016/S0030-4018(03)01565-7
- [17] F. Roddier. *Appl. Opt.*, **27**, 1223–1225 (1988). DOI: 10.1364/AO.27.001223
- [18] R. Ragazzoni, E. Diolaiti, E. Vernet. *Opt. Commun.*, **208**, 51–60 (2002). DOI: 10.1016/S0030-4018(02)01580-8
- [19] M.A.A. Neil, M.J. Booth, T. Wilson. *J. Opt. Soc. Am. A*, **17**, 1098–1107 (2000). DOI: 10.1364/JOSAA.17.001098
- [20] S.N. Khonina, S.V. Karpeev, A.P. Porfirev. *Sensors*, **20**, 3850 (2020). DOI: 10.3390/s20143850
- [21] V.Yu. Venediktov, A.V. Gorelaya, G.K. Krasin, S.B. Odinokov, A.A. Sevryugin, E.V. Shalymov. *Quantum Electron.*, **50**, 614 (2020). DOI: 10.1070/QEL17288
- [22] R.J. Collier, C.B. Burckhardt, L.H. Lin. *Optical Holography* (Academic, NY, 1971).
- [23] M.A.A. Neil, M.J. Booth, T. Wilson. *Opt. Lett.*, **25**, 1083–1085 (2000). DOI: 10.1364/OL.25.001083
- [24] B.V.K.V. Kumar, A. Mahalanobis, R.D. Juday. *Correlation Pattern Recognition* (Cambridge University Press, Cambridge, 2005).
- [25] A. Mahalanobis, B.V.K.V. Kumar, S. Song, S.R.F. Sims, J.F. Epperson. *Appl. Opt.*, **33**, 3751–3759 (1994). DOI: 10.1364/AO.33.003751
- [26] B.V.K.V. Kumar. *Appl. Opt.*, **31**, 4773–4801 (1992). DOI: 10.1364/AO.31.004773
- [27] Б.Ф. Федоров, Р.И. Эльман. *Цифровая голография* (Наука, М., 1976).
- [28] J.T. Sheridan, R.K. Kostuk, A.F. Gil. *J. Opt.*, **22**, 123002 (2020). DOI: 10.1088/2040-8986/abb3a4
- [29] G. Krasin, M. Kovalev, N. Stsepuro, P. Ruchka, S. Odinokov. *Sensors*, **20**, 4310 (2020). DOI: 10.3390/s20154310
- [30] P.A. Ruchka, N.M. Verenikina, I.V. Gritsenko, E.Y. Zlokazov, M.S. Kovalev, G.K. Krasin, S.B. Odinokov, N.G. Stsepuro. *Opt. Spectrosc.*, **127**, 618–624 (2019). DOI: 10.1134/S0030400X19100230
- [31] V.V. Orlov, V.Yu. Venediktov, A.V. Gorelaya, E.V. Shubenkova, D.Z. Zhamalatinov. *Opt. Laser Technol.*, **116**, 214–218 (2019). DOI: 10.1016/j.optlastec.2019.03.028
- [32] V. Lakshminarayanan, A. Fleck. *J. Mod. Opt.*, **58**, 545–561 (2011). DOI: 10.1080/09500340.2011.633763