

Экспериментальное исследование влияния функции пропускания перестраиваемого акустооптического фильтра на характеристики интерференционной картины во внеосевой схеме цифровой голографии

*О.В. ПОЛЬЩИКОВА, А.В. ГОРЕВОЙ, А.С. МАЧИХИН

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

*E-mail: polschikova@ntcup.ru

Аннотация

Перестраиваемые акустооптические фильтры (АОФ) применяются в цифровой голографии (ЦГ) для получения интерференционных изображений на разных длинах волн, что значительно расширяет возможности исследования технических и биологических объектов. Однако ширина выделяемых АОФ спектральных интервалов достаточно велика, что может приводить к уменьшению размера высококонтрастной области интерференционной картины во внеосевой схеме ЦГ и снижать качество получаемых голограмм. В работе экспериментально исследовано влияние геометрии акустооптического (АО) взаимодействия и мощности управляющего сигнала на спектральную функцию пропускания АОФ, видность интерференционной картины и ширину эффективного поля зрения. Для этого использована установка с широкополосным источником излучения, интерферометром Маха-Цендера и спектрометром. Интерференционные картины и спектры излучения были зарегистрированы для нескольких значений угла падения света на входную грань АОФ в диапазоне частотной перестройки АОФ, соответствующем видимому диапазону излучения. Проведено сравнение зависимостей длины когерентности от угла поворота АОФ и центральной длины волны функции пропускания, полученных интерференционным методом и рассчитанных по спектрам, измеренным спектрометром. Показано, что при повороте АОФ на углы от 5° до -15° относительно положения, соответствующего широкоапертурной геометрии АО взаимодействия, можно увеличить длину когерентности и ширину эффективного поля зрения при регистрации голограмм в 2,5 раза. Установлено, что ширина поля зрения может значительно уменьшаться

при увеличении мощности сигнала, подаваемого на АОФ. Результаты работы можно использовать для аттестации АОФ, оптимизации характеристик установок многоволновой ЦГ с АО фильтрацией и определения оптимальных режимов их работы.

Ключевые слова: перестраиваемый акустооптический фильтр, спектральная функция пропускания, длина когерентности, видность интерференционной картины, цифровая голография.

Введение

Цифровая голография (ЦГ) представляет собой обширную область науки, практическое применение которой простирается от промышленности до биомедицины, от защиты информации до технологии создания дисплеев и устройств дополненной реальности [1]. Одно из направлений ЦГ, активно развивающееся в настоящее время, – это цифровая голографическая микроскопия. С её помощью могут быть количественно исследованы различные технические и биологические объекты, а именно получены пространственные распределения толщины (или высоты), оптической длины пути, показателя преломления и других параметров, в том числе в динамике [2]. Измерения могут быть выполнены как на одной, так и на нескольких длинах волн. Многоволновые методы ЦГ применяются для увеличения точности и диапазона измеряемых величин, восстановления цветных изображений, измерения концентрации веществ [3–6] и могут быть реализованы как с последовательной съёмкой на разных длинах волн [3–5], так и с одновременной за счёт мультиплексирования информации в одной голограмме [6, 7].

Один из методов, применяемых в многоволновой ЦГ, – это акустооп-

тическая (АО) фильтрация широкополосного излучения [7–9], основанная на дифракции света на наведённых ультразвуковыми волнами решётках в оптически анизотропном фотоупругом кристалле. К преимуществам акустооптических фильтров (АОФ) относятся возможность произвольного выбора длин волн в пределах широкого спектрального диапазона и возможность реализации как одночастотного (последовательного), так и мультичастотного (одновременного) режима дифракции. Недостатком АОФ применительно к ЦГ является малая длина когерентности отфильтрованного излучения по сравнению с лазерным. Для внеосевых схем ЦГ это может приводить к уменьшению эффективного (полезного) поля зрения, так как область высокой видности интерференционной картины определяется длиной когерентности и углом между интерферирующими пучками [8, 10].

Временная когерентность излучения после АО фильтрации определяется функцией пропускания АОФ, которую обычно описывают функцией sinc^2 [11]. Частота управляющего сигнала f , подаваемая на пьезопреобразователь АОФ, задаёт центральную длину волны λ_0 полосы пропускания, а длина АО взаимодействия определяет ширину центрального максимума [12, 13]. На ширину полосы пропускания влияет угол падения света на входную грань АОФ (геометрия АО взаимодействия) и свойства падающего пучка, а именно его спектральный состав и расходимость. Кроме того, в силу ряда причин, таких как неравномерность акустического поля, переотражения ультразвука внутри кристалла и нелинейность АО взаимодействия при большой мощности подаваемого сигнала, вид функции пропускания АОФ может отклоняться от sinc^2 в сторону увеличения пропускания вне основного максимума

[14], причём величина боковых лепестков может достигать существенных значений – более 10 % от величины центрального максимума [15]. Таким образом, расчёт видности интерференционной картины и ширины эффективного поля зрения лишь по известной ширине центрального максимума пропускания может быть неточным и требуются дополнительные исследования характеристик когерентности излучения на выходе АОФ для его оптимального использования в схемах ЦГ.

Некоторыми из перечисленных факторов, влияющих на функцию пропускания АОФ, в частности, углом падения света на входную грань АОФ и мощностью подаваемого сигнала, можно управлять. Для выбора оптимальных значений этих параметров, так же, как и основных параметров схемы ЦГ (угла между интерферирующими пучками, апертурного угла и увеличения), можно исходить из критериев качества получаемых цифровых голограмм, таких как ширина поля зрения и пространственное разрешение. В данной работе проведён экспериментальный анализ факторов, влияющих на спектральную функцию пропускания АОФ, и выполнено сравнение результатов измерений видности интерференционной картины с результатами расчётов на основе данных, полученных при помощи спектрометра и измерения мощности прошедшего через АОФ лазерного излучения.

Методы

Схема и фотография экспериментальной установки представлены на рис. 1 (а, б). Коллимированный пучок от широкополосного источника излучения ШИИ (генератор суперконтинуума *Rock 400, Leukos*, спектральный диапазон 410–2400 нм, мощность излучения 628 мВт в диапазоне 390–850 нм), отразившись от зеркала Z_1 и пройдя через диафрагму D_1 , поступает на вход акустооптического фильтра АОФ, изготовленного в НТЦ УП РАН из кристалла парателлуриата с углом среза 7° . В номинальном положении АОФ пучок падает нормально к его входной грани, что соответствует широкоапертурной геометрии АО взаимодействия [14]. Падение света по нормали к входной грани АОФ контролируется совмещением отражённого

Рис. 1. Схема (а) и фотография (б) экспериментальной установки, где ШИИ – широкополосный источник излучения, З – зеркала, Д – диафрагмы, СД – светоделители, ЛИИ – лазерный источник излучения, АОФ – акустооптический фильтр, К – клин, Э – экран, Л – линзы, ИМ – измеритель мощности, ВК – видеокамера, С – спектрометр, а штриховой линией показаны откидные элементы

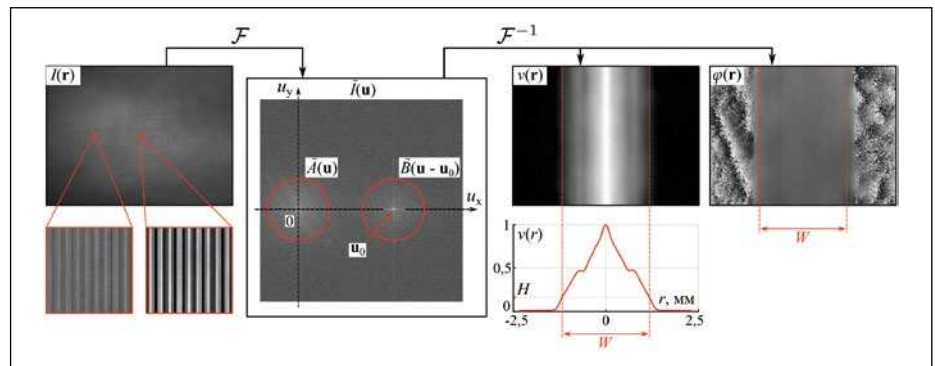
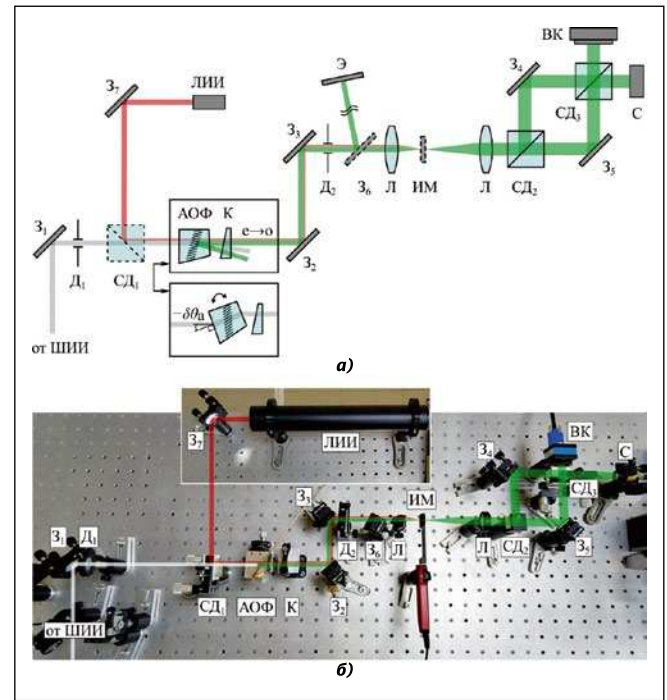


Рис. 2. Алгоритм обработки цифровой голограммы, где $I(r)$ – это зарегистрированное изображение, $\tilde{I}(u)$ – это его пространственно-частотный спектр, $v(r)$ – это распределение видности интерференционной картины, $v(r)$ – это его интегральная проекция, $\varphi(r)$ – это распределение фазы

от неё блика с отверстием диафрагмы D_1 . Поворотная платформа, на которой установлен АОФ, позволяет вращать его относительно номинального положения. Таким образом, между нормалью к входной грани АОФ и падающим пучком образуется угол $\delta\theta_a$, знак которого зависит от направления поворота, как показано на рис. 1 (а). Используется один («e→o») из двух вариантов анизотропной дифракции Брэгга на образованной ультразвуком решётке, при котором необыкновенно поляризованное излучение («e») после АО взаимодействия становится обыкновенно поляризованным («o»). Клин, расположенный сразу после АОФ, исправляет его хроматические aberrации, таким образом, что при изменении центральной длины волны λ_0 угол, под которым распространяется

прошедшее излучение в рабочем порядке дифракции, практически не меняется. Отразившись от двух последующих зеркал Z_2 и Z_3 , пучок проходит через диафрагму D_2 . Недифрагированное и отфильтрованное в режиме «o→e» излучение выводится из схемы за счёт изменения направления своего распространения при АО дифракции либо блокируется диафрагмой D_2 .

После телескопической системы из двух линз Л с четырёхкратным увеличением пучок поступает на вход интерферометра Маха-Цендера, состоящего из двух светоделителей $СД_2$ и $СД_3$ и двух зеркал $З_4$ и $З_5$. В одном из выходных каналов системы расположена видеокамера ВК (*DMK 37BUX273, The Imaging Source*, матрица 1440×1080 пикселей с глобальным затвором, размер пикселя 3,45

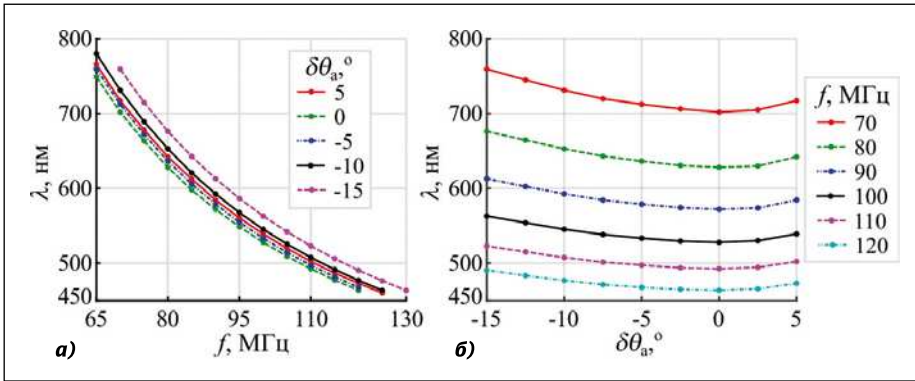


Рис. 3. Измеренные зависимости центральной длины волны λ_0 от частоты ультразвука f (а) и угла поворота $\delta\theta_a$ АОФ (б)

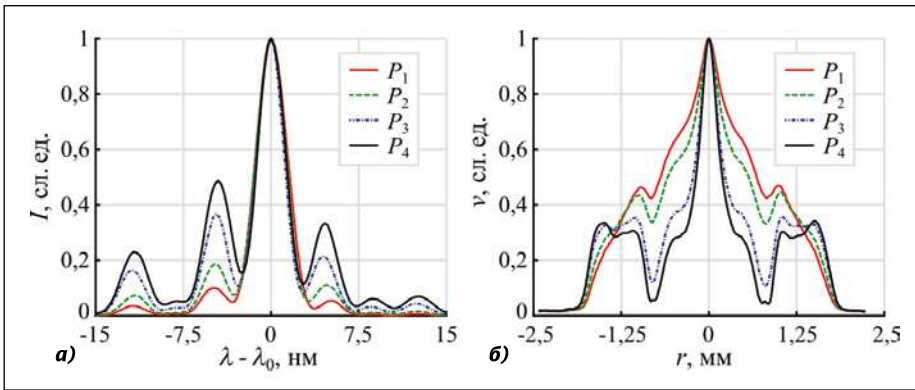


Рис. 4. Нормированные спектры излучения $I(\lambda - \lambda_0)$ (а) и распределения видности $v(r)$ (б), измеренные при различных уровнях мощности ($P_1 < P_2 < P_3 < P_4$) управляющего сигнала АОФ при $f = 95$ МГц в номинальном положении ($\delta\theta_a = 0^\circ$)

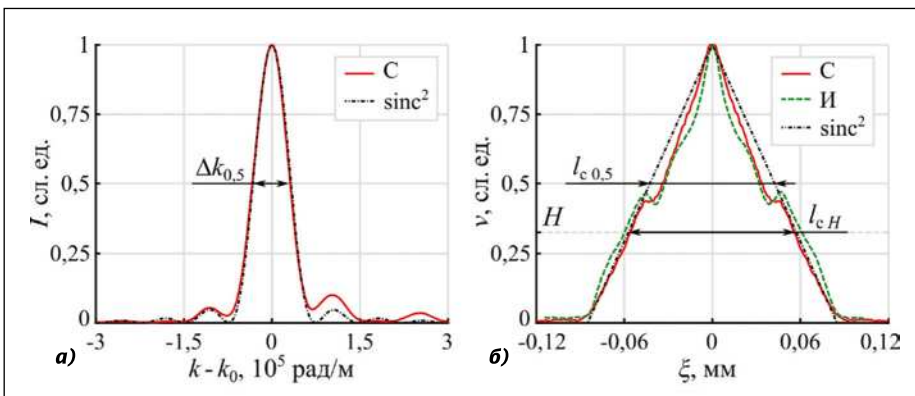


Рис. 5. Нормированные спектры излучения $I(k - k_0)$, выраженные в волновых числах k , (а) и характеристика продольной когерентности излучения $v(\xi)$ (б), где «С» – это характеристики, рассчитанные по спектрам, измеренным спектрометром, «sinc²» – это их аппроксимации, «I» – это характеристика, вычисленная по распределению видности на изображении, для $f = 95$ МГц в номинальном положении АОФ ($\delta\theta_a = 0^\circ$)

мкм). С помощью наклонов зеркала Z_5 и светоделителя $СД_3$ между пучками образуется малый угол θ , который определяет период полос интерференционных картин, регистрируемых видеокамерой ВК. В другом выходном канале системы установлена приёмная часть спектрометра (ASP-150С, ООО «Авеста-Проект», спектральный диапазон 190–1100 нм, решётка 200

штр./мм) для измерения спектров $I(\lambda)$ пропускания АОФ.

Поскольку при повороте АОФ пучок смещается, необходимо отметить пространственное положение пучка в нулевой позиции и подстраивать его ход в каждой новой позиции. Положение пучка отмечается по пятну на экране Э, куда он направляется с помощью откидного зеркала Z_6 , пока-

занного штриховой линией на схеме. Экран расположен на значительном расстоянии от зеркала для увеличения точности измерения. После поворота АОФ перемещением зеркала Z_2 необходимо добиться прохождения пучка через диафрагму D_2 , а затем наклонами зеркала Z_3 – совпадения пятна на экране Э с отмеченным нулевым положением.

Для измерения зависимости интенсивности $I(f)$ прошедшего излучения от частоты ультразвука f используется лазерный источник излучения ЛИИ (HeNe лазер, $\lambda = 633$ нм), коллимированный пучок которого вводится в схему с помощью зеркала Z_7 и откидного светоделителя $СД_1$ нормально к входной грани АОФ при его номинальном положении так, что пучки от ШИИ и ЛИИ на входе АОФ совпадают. Измерение проводится в совмещённой фокальной плоскости линз Л телескопической системы с помощью измерителя мощности ИМ (PM160, Thorlabs) при перестройке АОФ в некотором диапазоне частот вокруг максимума пропускания длины волны лазера.

Зарегистрированные видеокамерой ВК цифровые голограммы обрабатываются по алгоритму, приведённому на рис. 2. Пространственно-частотный спектр (результат преобразования Фурье) $\tilde{I}(\mathbf{u}) = F\{I(\mathbf{r})\}$ такой голограммы можно записать в виде [9]

$$\tilde{I}(\mathbf{u}) = \tilde{A}(\mathbf{u}) + \tilde{B}(\mathbf{u} - \mathbf{u}_0) + \tilde{B}^*(\mathbf{u} + \mathbf{u}_0),$$

где $\mathbf{r} = (x, y)^T$ – это координаты в плоскости приёмника излучения видеокамеры, $\mathbf{u} = (u_x, u_y)^T$ – это вектор пространственных частот, $\mathbf{u}_0 = (u_{x0}, u_{y0})^T$ – это основная частота полос интерференционной картины, \tilde{A} и \tilde{B} – это 0 и ± 1 порядки. Основная частота \mathbf{u}_0 зависит от угла θ между интерферирующими пучками и центральной длины волны излучения λ_0

$$|\mathbf{u}_0| = \sin\theta / \lambda_0. \quad (1)$$

После полосовой фильтрации (фильтры показаны красными окружностями на рис. 2) и смещения порядка \tilde{B} в центр производится обратное фурье-преобразование пространственно-частотного спектра, в результате чего можно отдельно получить комплексные амплитуды $A(\mathbf{r})$ и $B(\mathbf{r})$. Обычно интерес для ЦГ представля-

ют амплитуда $|B(\mathbf{r})|$ и фаза $\varphi(\mathbf{r})$ компоненты $B(\mathbf{r})$, которые содержат информацию о пространственном распределении коэффициента пропускания и фазовой задержки при прохождении излучения через исследуемый объект [2, 5]. В используемой экспериментальной установке такой объект отсутствует, и получаемая картина соответствует интерференции двух примерно идентичных плоских волновых фронтов, что подходит для измерения характеристик когерентности.

Распределение видности интерференционной картины $v(\mathbf{r})$ можно оценить как $v(\mathbf{r}) = 2 |B(\mathbf{r})| / |A(\mathbf{r})|$. Видность в плоскости изображения меняется в направлении, перпендикулярном интерференционным полосам, поэтому для её оценки можно использовать интегральную проекцию $v(r)$. В случае, если интерференционные полосы расположены под углом к сторонам изображения, необходимо предварительно повернуть его на угол $\beta = \arctg(u_{y0} / u_{x0})$.

Полезную зону фазовой карты $\varphi(\mathbf{r})$ шириной W (эффективное поле зрения) можно определить по видности $v(r)$, задав некоторый пороговый уровень H . Конкретное значение H зависит от отношения сигнал/шум и других параметров и может быть определено экспериментально.

Помимо определения видности $v(r)$ по интерференционным изображениям, её также можно вычислить по измеренным спектрам $I(\lambda)$. Если распределение освещённости в обоих интерферирующих пучках примерно одинаково, то видность пропорциональна характеристике временной (продольной) когерентности $v(\xi) : v(\xi) = F^{-1}\{I(k-k_0)\}$, где $k_0 = 2\pi / \lambda_0$ – это волновое число, ξ измеряется вдоль нормали к волновому фронту [16]. Координаты r и ξ связаны между собой соотношением

$$r = \xi / \sin\theta. \quad (2)$$

Используя эту формулу, можно перевести найденное по интерференционной картине распределение видности $v(r)$ в характеристику продольной когерентности $v(\xi)$ и при необходимости рассчитать $v(r)$ для другого угла θ . Аналогично можно связать ширину поля зрения W и длину когерентности l_c , оценённые по уровню $H : W_H = l_{cH} / \sin\theta$ [10].

Результаты

С помощью спектрометра были измерены зависимости центральной длины волны λ_0 , соответствующей максимуму в спектре $I(\lambda)$ прошедшего излучения, от частоты ультразвука f (рис. 3 (а)) и угла поворота $\delta\theta_a$ АОФ (рис. 3 (б)). Полученные зависимости $\lambda_0(f)$ при каждом угле поворота $\delta\theta_a$ используются далее для установления соответствия между частотами f и длинами волн λ . Вид кривых $\lambda_0(f)$ и $\lambda_0(\delta\theta_a)$ соответствует ранее полученным результатам [17, 18]. При отклонении от широкоапертурной геометрии ($\delta\theta_a = 0^\circ$) центральная длина волны λ_0 для заданной частоты f растёт.

Форма спектра $I(\lambda)$ зависит от мощности управляющего сигнала, подаваемого на АОФ. На рис. 4 представлены результаты измерений, для которых мощность сигнала возрастала равномерно от P_1 до P_4 , $P_4 \approx 5,3P_1$. При увеличении мощности ширина центрального лепестка изменяется мало, а амплитуда боковых лепестков увеличивается (рис. 4 (а)). Это приводит к «провалам» в распределении видности $v(r)$ на изображениях (рис. 4 (б)). Падение $v(r)$ ниже заданного уровня H (см. рис. 2) приведёт к появлению зашумленных областей на фазовой карте $\varphi(\mathbf{r})$ и резкому уменьшению ширины W полезного поля зрения. В качестве уровня, на котором оценивались характеристики, был принят $H = 0,3$, и по вычисленным распределениям видности $v(r)$ было экспериментально подобрано подходящее значение мощности, при котором пересечение данного уровня слева и справа от максимума происходит только по одному разу.

Однако даже при малой мощности управляющего сигнала измеренный спектр $I(k-k_0)$ не вполне соответствует функции sinc^2 , описывающей спектр после АОФ. На рис. 5 (а) представлен один из полученных спектров («С») и его аппроксимация функцией sinc^2 по измеренной ширине $\Delta k_{0,5}$ на уровне $H = 0,5$. Видно, что отклонение формы спектра от теоретической приводит к тому, что его обратное преобразование Фурье $v(\xi)$ («С» на рис. 5 (б)), характеризующее продольную когерентность излучения, также отличается от треугольной функции tri , которой оно должно соответствовать ($F^{-1}\{\text{sinc}^2(k-k_0)\} = \text{tri}(\xi)$). Распреде-

ление видности $v(r)$, рассчитанное по интерференционной картине, также можно преобразовать к виду, характеризующему продольную когерентность $v(\xi)$ («И» на рис. 5 (б)), выразив его через координату ξ по формуле (2) и используя соотношение (1).

Из-за отличий формы измеренной характеристики продольной когерентности $v(\xi)$ от теоретической оценка длины когерентности $l_{c,0,5}$ по уровню $H = 0,5$ нестабильна вследствие немоного характера кривой вблизи этого уровня. Поэтому длина когерентности l_{cH} измерялась по уровню H ниже, чем 0,5. Такое допущение оправдано высоким качеством восстановления фазы при $H < 0,5$ (рис. 2). Если форма $v(\xi)$ соответствует функции tri , то, исходя из ширины функции sinc^2 по уровню 0,5, можно получить

$$l_{c,0,5} \approx 0,88\lambda_0^2 / \Delta\lambda_{0,5}. \quad (3)$$

С учётом этого можно вычислить длину когерентности для любого уровня по формуле

$$l_{c_{H_2}} = l_{c_{H_1}}(1 - H_2) / (1 - H_1), \quad (4)$$

где H_1 и H_2 – это два разных уровня функции $v(\xi)$.

Измерения видности и спектров проводились для углов поворота АОФ $\delta\theta_a$ от 5° до -15° с шагом $2,5^\circ$. Для каждого угла поворота управляющая частота перестраивалась в диапазоне 65–130 МГц с шагом 5 МГц. Длина когерентности $l_{c,0,3}$ оценивалась по уровню 0,3, вблизи которого колебания (локальные максимумы) кривой отсутствовали. На рис. 6(а) показаны графики длины когерентности, рассчитанной по обратным преобразованиям Фурье от спектров $I(\lambda)$, которые были измерены при помощи спектрометра, на рис. 6 (б) – по распределениям видности $v(r)$ на изображениях.

Для углов от 5° до $-7,5^\circ$ измерения проводились для вертикальной ориентации интерференционных полос (частоты $u_{x0} = 0,3$ 1/пиксель, $u_{y0} = 0$ 1/пиксель для $f = 95$ МГц в номинальном положении, что соответствует $\theta = 2,7^\circ$). Для углов от -10° до -15° длина когерентности и, соответственно, ширина W эффективного поля зрения увеличались, так что для их стабильного определения по уровню 0,3 потребовалось увеличить частоту полос и ориентировать их диагонально (частоты $u_{x0} = 0,3$ 1/пиксель, $u_{y0} = 0,3$ 1/пиксель для $f = 95$

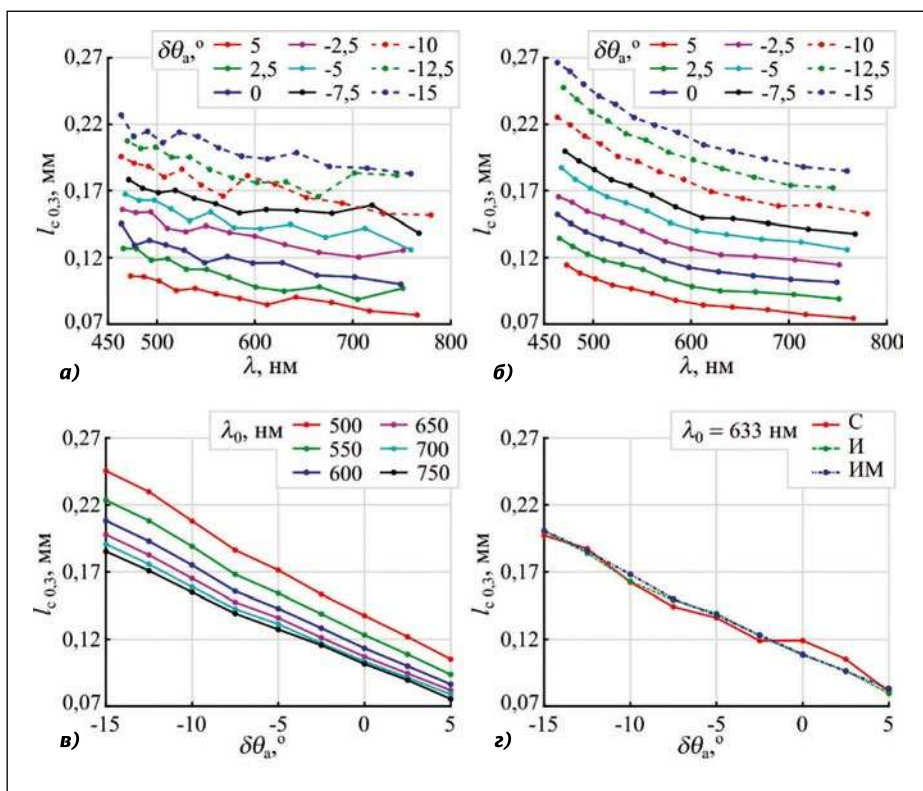


Рис. 6. Зависимости длины когерентности $l_{c,0.3}$ (по уровню 0,3) от центральной длины волны λ_0 (а, б) и от угла поворота $\delta\theta_a$ АОФ (в, з)¹ и сравнение зависимостей, полученных разными методами, для длины волны 633 нм (з), где «С» – это спектрометр, «И» – это интерференционная картина, «ИМ» – измерения мощности прошедшего излучения лазера

¹ Зависимости рассчитаны: рис. 6 (а) – по данным спектрометра, рис. 6 (б, в) – по интерференционным картинкам.

МГц в номинальном положении, что соответствует $\theta = 3,9^\circ$). На рис. 6 (а) видны нестабильность и более низкие значения $l_{c,0.3}$ на коротких длинах волн по сравнению с рис. 6 (б), что может быть вызвано ограниченным разрешением спектрометра. Чтобы построить зависимости $l_{c,0.3}$ от угла поворота для фиксированной длины волны λ_0 (рис. 6 (в)), данные рис. 6 (б) были аппроксимированы кривыми третьего порядка, а затем вычислены промежуточные значения $l_{c,0.3}$ при заданных значениях λ_0 . Из рис. 6 (б) и рис. 6 (в) видно, что длина когерентности увеличивается с уменьшением λ_0 и при изменении угла $\delta\theta_a$ от 5° до -15° .

С помощью измерителя мощности оптического излучения были измерены зависимости интенсивности $I(f)$ прошедшего излучения лазерного источника ЛИИ ($\lambda = 633$ нм) от частоты ультразвука f при каждом угле поворота $\delta\theta_a$ АОФ. Для каждой зависимости $I(f)$ была найдена частота f_0 максимума сигнала и ширина $\Delta f_{0.5}$ по уровню 0,5. Далее, используя значение производной $d\lambda_0/df$ полученной ранее зависимости центральной

длины волны от частоты $\lambda_0(f)$, было найдено соответствие между шириной сигнала $\Delta f_{0.5}$ и шириной спектра $\Delta\lambda_{0.5} = d\lambda_0/df \Delta f_{0.5}$. Именно данный метод, как правило, применяется для оценки ширины спектральной функции пропускания АОФ [17]. С помощью формул (3) и (4) было найдено значение длины когерентности $l_{c,0.5}$ по уровню 0,5, а затем пересчитано в $l_{c,0.3}$ по уровню 0,3. Полученные таким образом значения $l_{c,0.3}$ («ИМ» на рис. 6 (з)) хорошо согласованы с результатами экспериментов с широкополосным источником ШИИ: для измерений на спектрометре («С») при каждом угле поворота $\delta\theta_a$ задавалась найденная с помощью ИМ частота f_0 , а для нахождения аналогичной зависимости по данным изображений («И») использовалась процедура обработки, указанная для рис. 6 (в).

Заключение

В работе было экспериментально исследовано влияние функции пропускания АОФ на видность интерференционной картины и ширину эффек-

тивного поля зрения при различной геометрии АО взаимодействия и мощности управляющего сигнала в схеме внеосевой ЦГ. Результаты, полученные с помощью спектрометра, менее точны по сравнению с данными, получаемыми интерференционным методом (см. рис. 6 (а) и рис. 6 (б)), поскольку ограничены спектральным разрешением прибора. Измерения интерференционным методом можно проводить при любом угле θ между пучками, исходя из параметров оптической системы, так, чтобы полностью регистрировать перепад видности от максимума до минимума, и затем пересчитывать распределение видности для другого угла θ через характеристику продольной когерентности. При должной калибровке использованный в работе интерференционный метод можно использовать для калибровки и поверки АОФ.

Результаты экспериментов показывают, что ширина эффективного поля зрения может значительно уменьшаться при увеличении мощности управляющего сигнала АОФ, поэтому в каждом отдельном случае необходима экспериментальная оценка допустимых уровней мощности. Проведены измерения зависимости длины когерентности от центральной длины волны и угла падения света на АОФ. Экспериментально продемонстрировано, что при повороте АОФ на углы от 5° до -15° можно изменять длину когерентности и, соответственно, ширину поля зрения в 2,5 раза.

Соотношение основных показателей качества цифровых голограмм, получаемых внеосевым методом, – ширины поля зрения и пространственного разрешения – определяется углом θ , а их максимальные значения ограничены длиной когерентности. Полученные результаты дают возможность количественно оценить влияние параметров АОФ на характеристику когерентности и могут быть использованы для оптимизации установок ЦГ с АО фильтрацией и определения оптимальных режимов работы АОФ.

Благодарность

Работа выполнена в рамках Государственного задания НТЦ УП РАН (проект FFNS-2022-0010). Результаты получены с использованием оборудования Центра коллективного пользова-

ния Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Javidi B. et al. Roadmap on digital holography [Invited] // Optics Express, 2021, Vol. 29, #22, pp. 35078–35118.
2. Mir M. et al. Quantitative Phase Imaging // Progress in Optics, 2012, Vol. 57, pp. 133–217.
3. Dubey V. et al. Multispectral quantitative phase imaging of human red blood cells using inexpensive narrowband multicolour LEDs // Applied Optics, 2016, Vol. 55, #10, pp. 2521–2525.
4. Seyler T. et al. Multiwavelength digital holography in the presence of vibrations: laterally resolved multistep phase-shift extraction // Applied Optics, 2019, Vol. 58, #34, pp. G112–G119.
5. Yamaguchi I., Matsumura T., Kato J. Phase-shifting colour digital holography // Optics Letters, 2002, Vol. 27, #13, pp. 1108–1110.
6. Jang Y., Jang J., Park Y. Dynamic spectroscopic phase microscopy for quantifying haemoglobin concentration and dynamic membrane fluctuation in red blood cells // Optics Express, 2012, Vol. 20, #9, pp. 9673–9681.
7. Turko N.A. et al. Simultaneous three-wavelength unwrapping using external digital holographic multiplexing module // Optics Letters, 2011, Vol. 36, #9, pp. 1943–1946.
8. Rinehart M., Zhu Y., Wax A. Quantitative phase spectroscopy // Biomedical Optics Express, 2012, Vol. 3, #5, pp. 958–965.
9. Polschikova O. et al. Single-shot multiwavelength digital holography using Bragg diffraction of light by several ultrasound waves [Invited] // Journal of the Optical Society of America A., 2022, Vol. 39, #2, pp. A79–A85.
10. Nardin G. and et al. Versatile spectral modulation of a broadband source for digital holographic microscopy // Optics Express, 2016, Vol. 24, #24, pp. 27791–27804.
11. Балакиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики // М.: Радио и связь. – 1985. – 279 с.
12. Pozhar V.E. et al. Hyper spectrometer based on an acousto-optic tunable filters for UAVs // Light & Engineering, 2019, Vol. 27, #3, pp. 99–104.
13. Ярув А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. Пер. с англ. // М.: Мир. – 1987. – 616 с.
14. Design and fabrication of acousto-optic devices / Под ред. А.Р. Goutzoulis, D.R. Pape, S.V. Kulakov // New York: M. Dekker, 1994, 497 p.
15. А.И. Колесников и др. Перестраиваемый акустооптический фильтр на основе кристаллов парателлурита // Известия выс-

ших учебных заведений. Приборостроение. – 2012. – Т 55, № 9. – С. 73–77.

16. Poon T-C., Liu J-P. Introduction to Modern Digital Holography: With Matlab // Cambridge University Press, 2014, 228 p.

17. Georgiev G., Glenar D.A., Hillman J.J. Spectral characterization of acousto-optic filters used in imaging spectroscopy // Applied Optics, 2002, Vol. 41, #1, pp. 209–217.

18. Gorevoy A. and et al. Computational technique for field-of-view expansion in AOTF-based imagers // Optics Letters, 2022, Vol. 47, #3, pp. 585–588.



Польщикова Ольга Валерьевна. Окончила МГТУ им.

Н.Э. Баумана в 2014 г. по специальности «Опτικο-электронные приборы и системы». Младший научный сотрудник

Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН. Область её научных интересов включает цифровую голографию



Горевой Алексей Владимирович,

кандидат тех. наук. Окончил МГТУ им.

Н.Э. Баумана в 2010 г. по специальности «Опτικο-электронные приборы и системы» и защитил кандидатскую дис-

сертацию в 2020 г. Научный сотрудник Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН. Его область научных интересов включает расчёт оптических систем, цифровую обработку изображений, 3D сканеры, компьютерную графику и методы оптимизации



Мачихин Александр Сергеевич, доктор тех. наук. Окончил МГТУ им.

Н.Э. Баумана в 2007 г. по специальности «Оптотехника» и защитил докторскую диссертацию в 2019 г. Ведущий

научный сотрудник Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН. Область научных интересов – оптическое приборостроение, акустооптика, видеоспектрометрия, интерферометрия, оптическая когерентная томография, цифровая голографическая микроскопия и стереоскопия

Партнёры продвигают УФ диодные устройства обеззараживания воды

Для продажи своих потребительских товаров PearlAqua «Deca» и PearlAqua «AutoMate» онлайн в США компания AqusiSense Technologies LLC из Эрлангера, Кентукки, США (которая разрабатывает и производит устройства обеззара-



живания воды на основе УФ диодов) заключила партнёрские отношения с компанией Lowe's Companies Inc из Мурвилла, Северная Каролина (один из крупнейших поставщиков товаров для дома в США и Канаде, в среднем 19 млн транзакций в неделю). PearlAqua «Deca» – первое УФ-С диодное устройство в категории систем очистки воды для всего дома (согласно Lowe's Companies Inc).

Утверждается, что PearlAqua «Deca» – первое в мире УФ-С диодное устройство для внутридомовых систем ввода (в категории систем очистки воды для всего дома для Lowe's Companies Inc). «Deca» обеспечивает низкую стоимость владения и низкие затраты на техническое обслуживание, а также проверенные и надёжные возможности УФ обеззараживания. Устройство PearlAqua «AutoMate» предоставляет потребителям преимущества УФ излучения в месте использования, а также автоматизирует процесс обеззараживания простым потоком воды. «AutoMate» подходит для очистки воды под раковиной с помощью УФ-С реактора, сертифицированного NSF по стандарту 55–2019.

«В течение последних нескольких лет Lowe's уделяла особое внимание пониманию меняющейся природы дома», – комментирует директор по продажам AqusiSense Аарон Лебер. «Осведомлённость и способность Lowe's быстро готовить/настраивать «свои» продукты сделали её идеальным партнёром для демонстрации наших новейших технологий».

semiconductor-today.com
26.07.2022