



30. Исмаиру А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах: В 2 т. М.: Мир, 1981. Т. 1. 280 с.

31. Самохин А.Б. Интегральные уравнения и итерационные методы в электромагнитном рассеянии. М.: Радио и связь, 1998. 160 с.

УДК 535.4; 535.317

ЦИФРОВАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ С ВИРТУАЛЬНОЙ ОПОРНОЙ ВОЛНОЙ

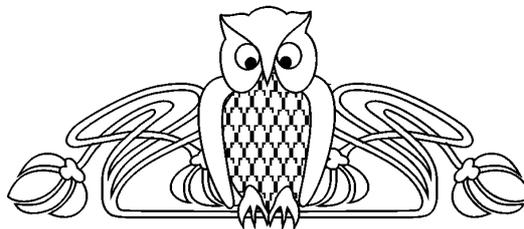
В.П. Рябухо, Б.Б. Горбатенко*, Л.А. Максимова**

Саратовский государственный университет

*Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов

**Саратовский государственный технический университет

E-mail: rpv@sgu.ru



Рассматривается возможность восстановления изображения рассеивающего объекта по цифровой записи фурье-спеклограммы – распределения интенсивности рассеянного поля в дальней области дифракции, без использования когерентной опорной волны. Действие опорной волны – формирование голограммной структуры с системой несущих интерференционных полос, реализуется апостериорно – на этапе численной обработки цифровой спеклограммы с использованием представления о бинарном распределении фазы объектного поля в различных его спеклах. Обсуждаются схемы записи цифровых спеклограмм, информационные особенности голограммной структуры, возможность ее синтеза и процедуры численного восстановления изображения по цифровой спеклограмме дифракционного поля и восстановленной системе несущих полос.

Ключевые слова: спекл-модулированное поле, спекл-структура, запись интенсивности, восстановление изображения, дифракционное поле рассеивающего объекта, дифракционное гало.

Digital Optical Holography with Virtual Reference Wave

V.P. Ryabukho, B.B. Gorbatenko, L.A. Maksimova

Possibility of scattering object image reconstruction bis digital Fourier – specklegram (intensity distribution of scattered field in far area of diffraction, without use of coherent referent wave) is considered. Action of referent wave ~ formation of hologram structure with system of carrying interference fringes, is realized a posteriori at the stage of numerical processing of digital specklegram with using of representation about binary distribution of objective field phase in various speckles. Setups for digital specklegram recording, information features of hologram structure, possibility of its synthesis and procedure of numerical image reconstruction bis digital specklegram of diffraction field and reconstruction system of carrying fringes are discussed.

Key words: speckle-modulated field, speckle-structure, recording of intensity, image reconstruction, diffraction field of scattering object, diffraction galo.

Введение

В методе оптической голографии [1–3] реализуется возможность восстановления объектного волнового поля и, следовательно, объемного изображения объекта по записи картины интерференции этого поля с когерентной опорной волной. В классической (аналоговой) голографии

для записи используются высокоразрешающие фоточувствительные среды – фотопластинки (галогенидосеребряные среды), фототермопластики (фотополимеры), фоторефрактивные среды и др. [4]. Восстановление объектного поля и голографического изображения в классической голографии происходит в результате аналогового процесса – дифракции опорной волны на голограмме – записанной и проявленной структуре картины интерференции объектной и опорной волн.

В последнее время в связи с развитием техники цифровой фотографии и возможностей компьютеров активно развиваются методы цифровой оптической голографии [5–7], в которой картина интерференции объектного дифракционного поля и опорной волны записывается и оцифровывается с помощью матричных фотоэлектрических систем – ПЗС-матриц. Восстановление и визуализация голографического изображения (или какого-либо иного сечения объектного поля) реализуется с помощью численной (компьютерной) обработки цифровой голограммы с использованием дифракционных интегральных преобразований. Цифровая голография существенно повышает производительность и практичность методов голографии, в частности методов голографической и спекл-интерферометрии, голографической микроскопии и др. [5, 8–10].

Основная проблема реализации методов голографии связана с необходимостью использования когерентной опорной волны и записью интерференционной системы несущих полос, что существенно усложняет голографическую систему, снижает ее устойчивость к внешним возмущениям и определяет высокие требования к разрешающей способности фоторегистрирующей среды. Последнее обстоятельство наиболее критично для цифровой голографии, поскольку матричные фотоприемники имеют разрешающую способность в 20–25 раз ниже разрешающей способности голографических фотопластинок.



В отсутствие опорного пучка при записи интенсивности объектного дифракционного поля теряется информация о фазовом распределении в этом поле и, как следствие, теряется возможность восстановления изображения объекта путем прямого дифракционного преобразования записанной структуры. В [11–19] рассматриваются различные подходы, алгоритмы и процедуры для восстановления изображения по записи картины дифракционного поля без использования опорной волны. Эти методы отличаются сложностью алгоритмов обработки регистрируемых данных.

В настоящей работе обсуждаются возможности восстановления голограммной структуры с системой несущих полос и, соответственно, изображения рассеивающего объекта по цифровой записи интенсивности когерентного дифракционного поля без использования опорной волны на стадии записи. Для восстановления голограммной структуры используются представления о бинарном распределении фазы объектного поля в дальней области дифракции для рассеивающих объектов с осесимметричным распределением средней интенсивности и δ – коррелированной комплексной амплитудой поля на рассеивающей поверхности [20–24]. Такая информация о фазовом распределении в объектном дифракционном поле позволяет не использовать опорную волну на стадии записи, а имитировать ее действие на стадии обработки цифровой голограммы. Фактически в работе обсуждается возможность разработки метода цифровой голографии с виртуальной опорной волной, когда в каждом спекле записанной структуры апостериорно создаются несущие полосы с относительным сдвигом, соответствующим фазе поля в этом спекле. Использование виртуальной опорной волны позволяет исключить все проблемы голографии, обусловленные использованием реальной опорной волны на стадии записи голограммы.

Голограммная дифракционная структура

Голограммную структуру – зарегистрированную картину интерференции объектной и опорной волн, обычно представляют в виде суперпозиции множества синусоидальных дифракционных решеток или зонных структур Френеля (см., например, [1, 2]). Такие представления с формальной точки зрения позволяют вполне адекватно описать процессы записи и восстановления волнового поля в голографии.

Однако реальная голограммная структура представляет собой, что можно видеть при ее микроскопическом исследовании, набор элементарных дифракционных ячеек, образованных не-

сущими интерференционными полосами, промодулированными спеклами объектного поля. При переходе от спекла к спеклу полосы смещаются на определенную долю их периода, поскольку фаза поля в спеклах разная. Контраст интерференционных полос определяется соотношением амплитуд объектной и опорной волн в каждом спекле. Таким образом, в пространственном положении спеклов, в их форме, в положении и величине контраста несущих полос в спеклах кодируется информация об амплитудно-фазовом распределении объектного поля. Формирование полного объектного поля, восстановленного с голограммы, происходит в результате суперпозиции всех элементарных волн, дифрагированных на элементарных ячейках голограммной структуры при освещении голограммы опорной волной.

Восстанавливаемое с голограммы объектное волновое поле представляет собой суперпозицию элементарных волн, дифрагированных на элементарных дифракционных ячейках голограммы. Такие элементарные дифракционные решетки четко прослеживаются на рис. 1, на котором представлено сильно увеличенное цифровое изображение фрагмента реальной голограммы рассеивающего объекта. Пространственное положение интерференционных полос внутри элементарной ячейки и положение самой ячейки в плоскости голограммы определяют фазу дифрагированной элементарной волны, а период полос – направление распространения элементарной волны, дифрагированной на данной ячейке. В частности, изменение положения полос на половину периода соответствует изменению фазы объектного поля на π рад. Глубина модуляции дифракционной структуры, зависящая от контраста зарегистрированных несущих интерференционных полос, определяет дифракционную эффективность элементарной ячейки, а значит, и амплитуду дифрагированной на ней волны.

Вышеописанный процесс определяет, как с помощью реальной голограммы восстанавливается амплитудно-фазовая структура объектного поля в плоскости голограммы, а значит и в дифракционном поле. На рис. 2 схематически показан процесс формирования действительного голографического изображения в дифракционном поле в результате суперпозиции множества элементарных волн, дифрагированных на элементарных дифракционных ячейках голограммы.

Таким образом, реальная голограмма представляет собой сложную дифракционную структуру и состоит из множества элементарных дифракционных решеток, фактически играющих роль наименьших информационных ячеек голограммы. При этом пространственное положение

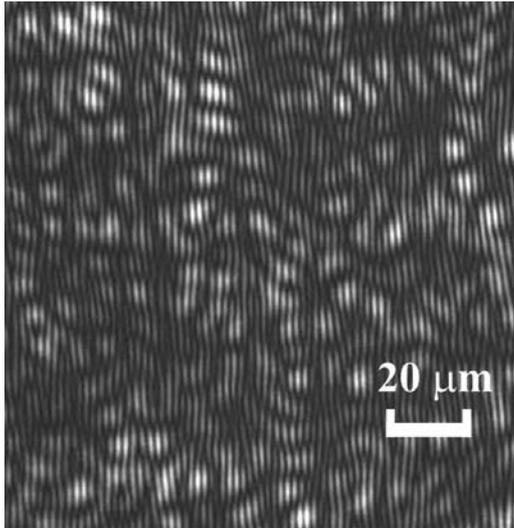


Рис. 1. Фрагмент цифрового изображения реальной голограммной структуры рассеивающего объекта

этих решеток на голограмме полностью определяется спекл-структурой объектного поля. Полное волновое поле, восстановленное с голограммы, формируется в результате суперпозиции всех элементарных волн, дифрагировавших на этих ячейках.

Особенности дифракционной структуры голограммы определяют способ ее восстановления по записи интенсивности объектного дифракционного поля без использования опорного пучка света. В каждом спекле записанной структуры необходимо тем или иным способом создать несущие полосы с относительным сдвигом, соответствующим фазе поля в этом спекле. Такая процедура восстановления изображения рассматривается в [20–24]. Она основана на записи спеклограммы рассеивающего объекта в дальнем поле дифракции – фурье-спеклограммы, и на представлении о бинарном распределении фазы объектного поля в различных спеклах для определенного класса объектов [20, 21].

Схемы записи цифровых фурье-спеклограмм

Для практического решения задачи восстановления изображения по записи распределения интенсивности дифракционного поля необходимо зарегистрировать цифровую спеклограмму в дальней зоне дифракции. Для записи цифровых спеклограмм нужно, чтобы регистрируемая спекл-структура уверенно разрешалась ПЗС-матрицей используемой фотокамеры – размеры спеклов должны, по крайней мере, в несколько раз превышать размеры пикселей ПЗС-матрицы. В схемах записи цифровых фурье-спеклограмм

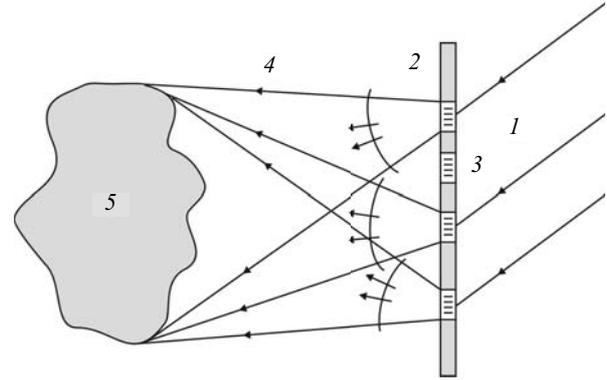


Рис. 2. Схематическое изображение процесса восстановления с голограммы действительного изображения объекта при использовании восстанавливающего пучка света, сопряженного опорному: 1 – восстанавливающая волна; 2 – голограмма; 3 – элементарные дифракционные ячейки; 4 – элементарные волны, дифрагировавшие на элементарных ячейках; 5 – действительное изображение объекта как результат суперпозиции элементарных волн

возможно использование цифровых фотокамер как с открытой ПЗС-матрицей, так и с несъемным объективом.

При использовании фотокамер с несъемным объективом возможно применять этот объектив в качестве фурье-преобразующей оптической системы. Однако в силу, как правило, малого фокусного расстояния этих объективов регистрируемый объект должен иметь достаточно малые размеры для формирования на ПЗС-матрице разрешаемых этой матрицей спеклов. Например, для объектива с $f \approx 100$ мм, размер объекта d_0 должен быть $d_0 < \lambda f / \varepsilon_{\perp} \approx 4$ мм для ПЗС-матрицы с 8 мкм размерами пикселей.

Для регистрации цифровых фурье-спеклограмм с помощью камер с несъемным объективом возможно использование специальных оптических схем с дополнительным рассеивающим экраном или с положительной линзой. На рис. 3 и 4 представлены возможные схемы записи таких фурье-спеклограмм. Лазерный пучок 1 освещает рассеиватель 2 и транспарант 3. Согласно схеме, приведенной на рис. 4, объектив цифровой камеры 6 сфокусирован на дополнительный рассеивающий экран 5, изображение которого формируется в сопряженной ему плоскости ПЗС-матрицы. Эта схема записи имеет два существенных недостатка: 1) средняя интенсивность изображения падает при увеличении расстояния от центра ПЗС-матрицы из-за ограниченности индикатрисы рассеяния дополнительного экрана 5; 2) поскольку в схеме используются сразу два рассеивателя, то в плоскости ПЗС-матрицы образуется двойная спекл-структура 7 (см. рис. 3) – каждый крупный спекл на ней оказывается промодулированным более



мелкими спеклами – объективные спеклы модулируют более мелкие субъективные спеклы.

Размер крупных объективных спеклов определяется угловыми размерами апертуры транспаранта 3 и коэффициентом увеличения объектива фотоаппарата $\beta \approx z_1 / z_0$:

$$\varepsilon_0 \approx \frac{\lambda}{\theta} \cdot \frac{z_1}{z_0}, \quad (1)$$

где $\theta \approx d_0 / z$ – угловой размер объекта – источника объективных спеклов, d_0 – поперечный размер объекта (апертуры транспаранта 3), z – расстояние от транспаранта до рассеивателя 5; z_0 – расстояние от рассеивателя 5 до объектива (передней главной плоскости) фотокамеры 6, z_1 – расстояние от объектива (задней главной плоскости) до ПЗС-матрицы.

Размер мелких (субъективных) спеклов, которые промодулированы объективными спеклами, определяется формулой

$$\varepsilon_s \approx \frac{\lambda}{d_a} z_1, \quad (2)$$

где d_a – диаметр апертуры (выходного зрачка) объектива фотокамеры.

Чтобы исключить модулирование спеклов спеклами и увеличить равномерность распределения средней интенсивности спекл-структуры в плоскости ПЗС-матрицы, в схеме, приведенной на рис. 3, можно заменить рассеиватель 5 коллективной линзой. Такая схема представлена на рис. 4. Объектив камеры 6 сфокусирован на плоскость апертуры линзы 5, которая оптически сопряжена с плоскостью ПЗС-матрицы фотокамеры. Линза собирает рассеянное лазерное излучение и направляет его в объектив камеры – изображение объекта 3 – источника спекл-поля, формируется в плоскости апертурной диафрагмы объектива. Поперечное сечение спекл-структуры в плоскости линзы отображается на ПЗС-матрице фотокамеры.

Размер спеклов в плоскости ПЗС-матрицы в этом случае определяется по формуле (1). Если линза 5 располагается в дальней области дифракции по отношению к источнику-объекту, то выполняются условия записи фурье-спеклограммы. Цифровое изображение спекл-структуры, создаваемой объектом-источником в форме кольца и зарегистрированное с помощью схемы, представленной на рис. 4, дано на рис. 5.

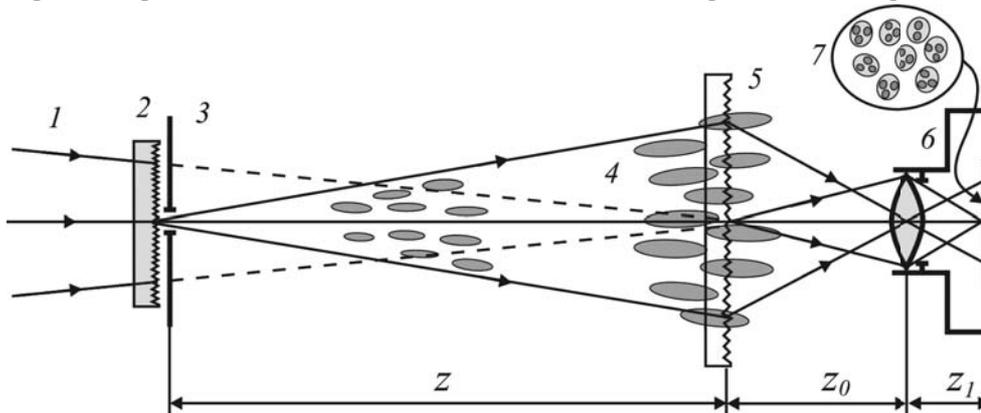


Рис. 3. Схема регистрации цифровой фурье-спеклограммы с использованием рассеивающего экрана и цифровой камеры с несъемным объективом: 1 – лазерный пучок; 2 – рассеиватель; 3 – транспарант; 4 – продольный разрез объективной спекл-структуры; 5 – дополнительный рассеивающий экран; 6 – цифровая камера с несъемным объективом; 7 – схематический вид двойной спекл-структуры в плоскости ПЗС-матрицы

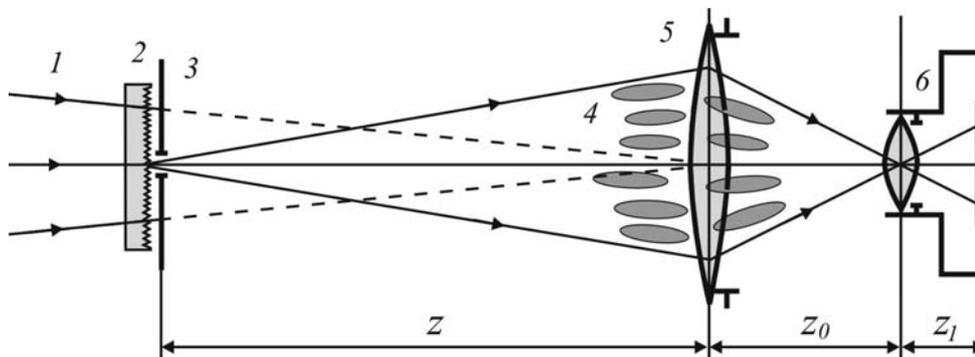


Рис. 4. Схема регистрации фурье-спеклограммы при использовании линзы с помощью цифровой камеры с несъемным объективом: 1 – лазерный пучок; 2 – рассеиватель; 3 – транспарант; 4 – продольный разрез спекл-структуры; 5 – собирающая, коллективная линза; 6 – цифровая камера с несъемным объективом

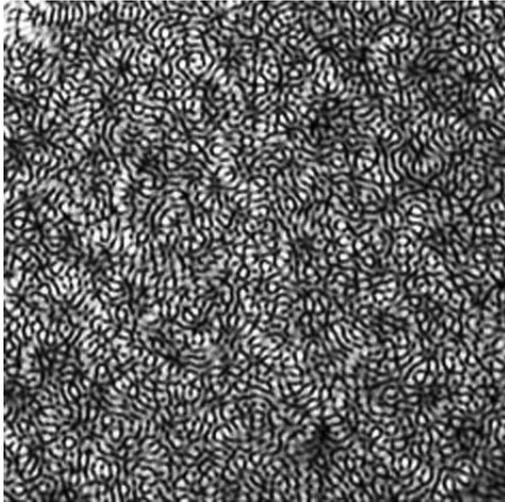


Рис. 5. Цифровое изображение спекл-структуры, наблюдаемой в дальней области дифракции с использованием коллективной линзы (см. рис. 4)

Пространственный спектр фурье-спеклограммы – дифракционное гало

Пространственное распределение интенсивности объектного дифракционного поля несет лишь частичную информацию об изображении объекта, поскольку в этом распределении утрачивается информация о фазе поля при такой записи. Поэтому дифракционное преобразование цифровой фурье-спеклограммы не приводит к восстановлению изображения объекта, а позволяет только получить автокорреляционную функцию пространственного распределения средней интенсивности по поверхности объекта и наблюдать в дифракционном поле лишь автокорреляционное гало. Ниже представлена теория формирования этого дифракционного гало при численном преобразовании цифровой фурье-спеклограммы.

На этапе записи цифровой спеклограммы в дальнем поле дифракции объектного поля реали-

зуется аналоговый процесс фурье-преобразования комплексной амплитуды поля в плоскости объекта (см. рис. 4, 5 и рис. 6). Для распределения интенсивности в плоскости записи фурье-спеклограммы можно использовать следующее выражение [25]:

$$I(\vec{\zeta}) \sim |U(\vec{\zeta})|^2 \sim |F_1 \{U_0(\vec{r})P(\vec{r})\}|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} U_0(\vec{r})P(\vec{r}) \exp(i2\pi\vec{\zeta}\vec{r}) d\vec{r} \right|^2, \quad (3)$$

где $U_0(\vec{r})$ – комплексная амплитуда поля в плоскости объекта, $P(\vec{r})$ – функция пропускания апертурной диафрагмы – амплитудного транспаранта с бинарным пропусканием, $P(\vec{r}) = 1$ и 0 ; переменная $\vec{\zeta}$ имеет смысл пространственной частоты объектного поля.

Будем полагать, что реализуется линейный режим записи спеклограммы – цифровой образ пропорционален распределению интенсивности дифракционного поля $I(\vec{\zeta})$. Следовательно, на этапе численного фурье-преобразования цифровой спеклограммы вычисляется и визуализируется фурье-образ $I(\vec{u})$ распределения интенсивности $I(\vec{\zeta})$. Этот образ, по своей сути, представляет собой пространственный спектр мощности спеклограммы, или, используя другое представление, дифракционное гало. Для определения $I(\vec{u})$ можно воспользоваться выражением

$$I(\vec{u}) = \left| F_2 \{H(\vec{\zeta})I(\vec{\zeta})\} \right|^2, \quad (4)$$

где $F_2 \{..\}$ – символ численного фурье-преобразования; \vec{u} имеет смысл пространственной координаты, поскольку $\vec{\zeta}$ – пространственная частота; $H(\vec{\zeta})$ – бинарная функция апертурного ограничения преобразуемой области спеклограммы. Функция $H(\vec{\zeta})$ на практике может определять апертурную функцию ПЗС-матрицы,

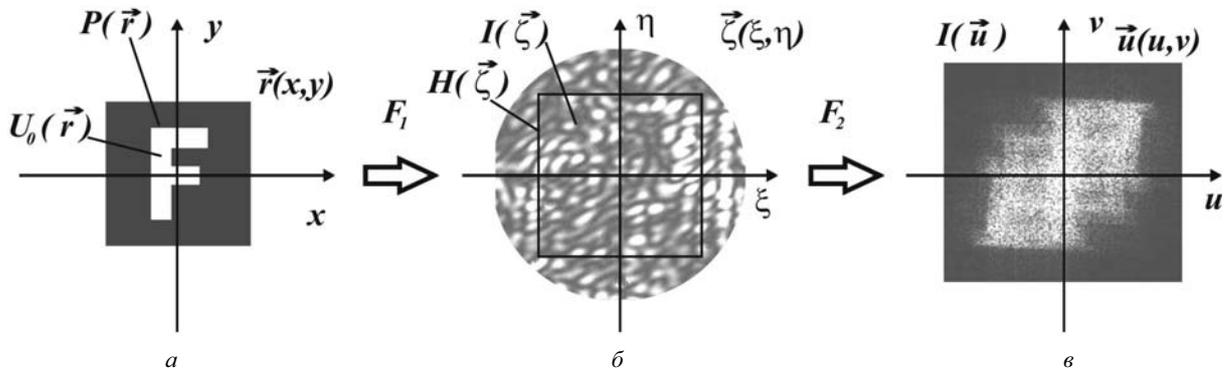


Рис. 6. Фурье-преобразования на этапе формирования и записи фурье-спеклограммы (а-б) и на этапе численной обработки цифровой спеклограммы (б-в): а – пространство предмета; б – область пространственных частот объектного поля; в – область пространственного спектра спеклограммы с дифракционным гало



используемой для записи спеклограммы или часть числовой матрицы, определяющей фрагмент $I(\vec{\zeta})$, подвергается фурье-преобразованию.

Комплексная амплитуда объектного поля $U_0(\vec{r})$ – случайная функция, поскольку рассматривается рассеивающий объект (см. рис. 4, 5). Поэтому регистрируемое распределение интенсивности $I(\vec{\zeta})$ также является случайной функцией, которая определяет спекл-картину в области регистрации. Функция $I(\vec{u})$ как результат преобразования $I(\vec{\zeta})$ также случай-

ная; она определяет спекл-картину в области пространственного спектра спеклограммы (рис. 7). Для сглаживания этой высокочастотной спекл-модуляции в распределении $I(\vec{u})$ необходимо ввести усреднение по ансамблю реализации комплексной амплитуды объектного поля $U_0(\vec{r})$. Применяя эту операцию усреднения, для низкочастотного пространственного распределения среднего значения функции $\langle I(\vec{u}) \rangle$, можно записать следующее выражение с использованием (3) и (4):

$$\begin{aligned} \langle I(\vec{u}) \rangle = & \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \langle U_0(\vec{r}_1)U_0^*(\vec{r}_2)U_0^*(\vec{r}_3)U_0(\vec{r}_4) \rangle \times \\ & \times P(\vec{r}_1)P(\vec{r}_2)P(\vec{r}_3)P(\vec{r}_4)H(\vec{\zeta}_1)H(\vec{\zeta}_2) \exp\left[i2\pi(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)\vec{\zeta}_1\right] \times \\ & \times \exp\left[-i2\pi(\vec{r}_3 - \vec{r}_4)\vec{\zeta}_2\right] \exp\left[i2\pi(\vec{\zeta}_1 - \vec{\zeta}_2)\vec{u}\right] d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 d\vec{r}_3 d\vec{r}_4 d\vec{\zeta}_1 d\vec{\zeta}_2, \end{aligned} \quad (5)$$

где угловыми скобками обозначено статистическое усреднение.

В выражении (5) статистическое усреднение отнесено только к произведению случайных

функций $U_0(\vec{r}_j)$. Для этого статистического момента четвертого порядка, полагая комплексную функцию $U_0(\vec{r})$ гауссовой случайной функцией, можем записать следующее выражение [27]:

$$\begin{aligned} \langle U_0^*(\vec{r}_2)U_0^*(\vec{r}_3)U_0(\vec{r}_1)U_0(\vec{r}_4) \rangle = & \langle U_0^*(\vec{r}_2)U_0(\vec{r}_1) \rangle \langle U_0^*(\vec{r}_3)U_0(\vec{r}_4) \rangle + \\ & + \langle U_0^*(\vec{r}_2)U_0(\vec{r}_4) \rangle \langle U_0^*(\vec{r}_3)U_0(\vec{r}_1) \rangle = I_0\left(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2}\right) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) I_0\left(\frac{\vec{r}_3 + \vec{r}_4}{2}\right) \delta(\vec{r}_4 - \vec{r}_3) + \\ & + I_0\left(\frac{\vec{r}_2 + \vec{r}_4}{2}\right) \delta(\vec{r}_4 - \vec{r}_2) I_0\left(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_3}{2}\right) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_3), \end{aligned} \quad (6)$$

где использовано предположение о δ -коррелированном объектном поле $U_0(\vec{r})$, функция корреляции комплексной амплитуды которого может быть записана в виде [26]

$$\langle U_0(\vec{r}_j)U_0^*(\vec{r}_k) \rangle = I_0\left(\frac{\vec{r}_j + \vec{r}_k}{2}\right) \delta(\vec{r}_j - \vec{r}_k),$$

$I_0\left(\frac{\vec{r}_j + \vec{r}_k}{2}\right) = \langle I\left(\frac{\vec{r}_j + \vec{r}_k}{2}\right) \rangle$ – распределение средней интенсивности поля в плоскости объекта.

Используя (6) и фильтрующее действие δ -функции, выражение (5) можно преобразовать к следующему виду:

$$\begin{aligned} \langle I(\vec{u}) \rangle = & \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_0(\vec{r}_1)P^2(\vec{r}_1)I_0(\vec{r}_4)P^2(\vec{r}_4)d\vec{r}_1 d\vec{r}_4 \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H(\vec{\zeta}_1)H(\vec{\zeta}_2) \exp\left[i2\pi(\vec{\zeta}_1 - \vec{\zeta}_2)\vec{u}\right] d\vec{\zeta}_1 d\vec{\zeta}_2 + \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_0(\vec{r}_1)P^2(\vec{r}_1)I_0(\vec{r}_4)P^2(\vec{r}_4)H(\vec{\zeta}_1)H(\vec{\zeta}_2) \times \\ & \times \exp\left[i2\pi(\vec{r}_1 - \vec{r}_4)(\vec{\zeta}_1 - \vec{\zeta}_2)\right] \exp\left[i2\pi(\vec{\zeta}_1 - \vec{\zeta}_2)\vec{u}\right] d\vec{r}_1 d\vec{r}_4 d\vec{\zeta}_1 d\vec{\zeta}_2 = \\ & = \Phi^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H\left(\vec{\zeta} + \frac{\Delta\vec{\zeta}}{2}\right) H\left(\vec{\zeta} - \frac{\Delta\vec{\zeta}}{2}\right) d\vec{\zeta} \exp\left[i2\pi\Delta\vec{\zeta}\vec{u}\right] d\Delta\vec{\zeta} + \end{aligned} \quad (7)$$



$$+ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_0 \left(\vec{r} + \frac{\Delta \vec{r}}{2} \right) P^2 \left(\vec{r} + \frac{\Delta \vec{r}}{2} \right) I_0 \left(\vec{r} - \frac{\Delta \vec{r}}{2} \right) P^2 \left(\vec{r} - \frac{\Delta \vec{r}}{2} \right) d\vec{r} \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} H \left(\vec{\zeta} + \frac{\Delta \vec{\zeta}}{2} \right) H \left(\vec{\zeta} - \frac{\Delta \vec{\zeta}}{2} \right) d\vec{\zeta} \exp \left[i2\pi (\Delta \vec{r} + \vec{u}) \Delta \vec{\zeta} \right] d\Delta \vec{r} d\Delta \vec{\zeta},$$

где использованы преобразования координат $\vec{r} = (\vec{r}_1 + \vec{r}_4)/2$, $\Delta \vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_4$; $\vec{\zeta} = (\vec{\zeta}_1 + \vec{\zeta}_2)/2$, $\Delta \vec{\zeta} = \vec{\zeta}_1 - \vec{\zeta}_2$; $\Phi = \int_{-\infty}^{\infty} I_0(\vec{r}) P^2(\vec{r}) d\vec{r}$ определяет мощность оптического поля, прошедшего через амплитудный транспарант.

Первое слагаемое в выражении (7) представляет собой фурье-образ функции автокорреляции $H(\vec{\zeta})$ – апертурной функции в области цифровой спеклограммы. Эту функцию можно считать бинарной и прямоугольной в пространстве $\vec{\zeta}(\xi, \eta)$, принимающей значения 1 для области преобразования и 0 за ее пределами. Если протяженность данной функции существенно больше поперечных размеров спеклов в этой области, то ее фурье-образ в области $\vec{u}(u, v)$ имеет соответственно малую протяженность – он сосредоточен в начале координат $\vec{u}(u, v)$ и определяет центральное пятно, присутствующее на всех изображениях, приведенных на рис. 7. Следовательно, первое слагаемое в выражении (7) фактически не влияет на пространственное распределение интенсивности в области $\vec{u}(u, v)$. Это распределение в основном определяется вторым слагаемым в выражении (7). Таким образом, во втором слагаемом в выражении (7) для внутреннего интеграла – фурье-образа функции автокорреляции апертуры спеклограммы $H(\vec{\zeta})$, можно использовать приближение δ -функции

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H \left(\vec{\zeta} + \frac{\Delta \vec{\zeta}}{2} \right) H \left(\vec{\zeta} - \frac{\Delta \vec{\zeta}}{2} \right) d\vec{\zeta} \times \\ \times \exp \left[i2\pi (\Delta \vec{r} + \vec{u}) \Delta \vec{\zeta} \right] d\Delta \vec{\zeta} \sim \delta(\Delta \vec{r} + \vec{u}). \quad (8)$$

Используя фильтрующее действие δ -функции, для второго слагаемого в выражении (7) получаем выражение

$$\langle I^2(\vec{u}) \rangle \sim \Phi^2 \delta(\vec{u}) + \\ + \int_{-\infty}^{\infty} I_0 \left(\vec{r} + \frac{\vec{u}}{2} \right) P^2 \left(\vec{r} + \frac{\vec{u}}{2} \right) I_0 \left(\vec{r} - \frac{\vec{u}}{2} \right) P^2 \left(\vec{r} - \frac{\vec{u}}{2} \right) d\vec{r}, \quad (9)$$

которое определяет распределение интенсивности поля в дифракционном гало – в пространственном спектре фурье-спеклограммы. Это распределение имеет вид функции автокорреляции распределения средней интенсивности поля в плоскости объекта с учетом его формы – формы используемой апертурной диафрагмы.

На рис. 7 представлены примеры пространственных распределений – дифракционных гало, получаемых при численном фурье-преобразовании фурье-спеклограмм объектов различной формы. Нетрудно увидеть соответствие дифракционных картин автокорреляционным распределениям средней интенсивности поля в плоскости объекта – автокорреляционным функциям апертурных форм объектов.

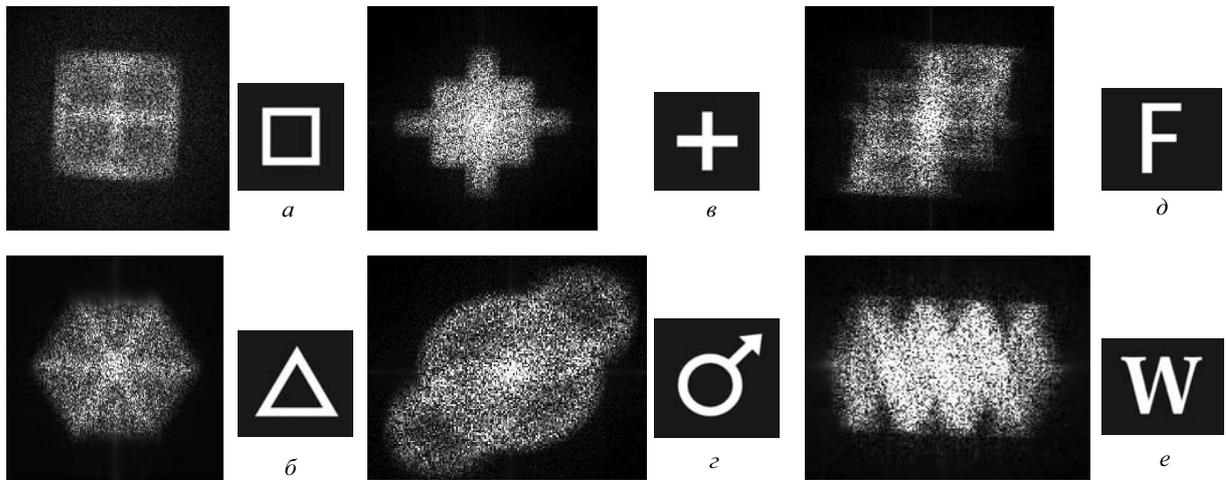


Рис. 7. Автокорреляционные дифракционные гало, получаемые при численном фурье-преобразовании цифровых фурье-спеклограмм объектов различной формы: *a* – кольцевого квадрата; *b* – кольцевого треугольника; *v* – креста; *z* – астрономического знака Марса; *d* – буквы **F**; *e* – буквы **W**



Если в плоскость регистрации при записи объектного дифракционного поля направить когерентный опорный пучок, то реализуется запись цифровой фурье-голограммы. В этом случае фурье-преобразование от зарегистрированного распределения интенсивности позволяет получить изображения объекта в дифракционных порядках. Пример такого восстановления приведен на рис. 8 для объекта в форме буквы **Н**.

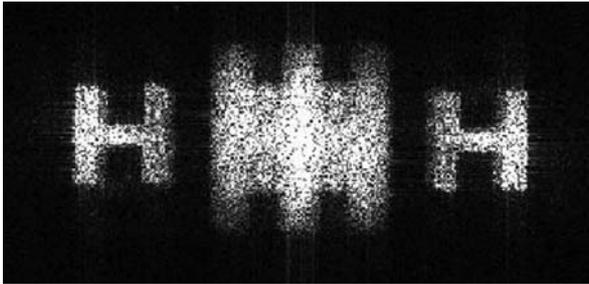


Рис. 8. Результат численного фурье-преобразования структуры фурье-голограммы

Восстановление голограммной структуры по цифровой записи фурье-спеклограммы

Для восстановления голограммной структуры с системой несущих полос по цифровой записи только спеклограммы объектного поля необходимо на этой спеклограмме создать систему полос, имитирующих несущие интерференционные полосы в реальной голограммной структуре, получаемой с использованием опорной волны. Эта задача в главном сводится к определению относительного сдвига полос в соседних спеклах, который, как отмечалось выше, определяет относительные фазы объектного поля в различных спеклах этого поля. Для решения данной задачи могут быть использованы представления о бинарном распределении фазы в различных спеклах объектного поля в дальней области дифракции [20, 21] – при переходе от одного спекла к соседнему фаза поля меняется на π рад. Это положение справедливо, как показано в [20, 21], только для

определенного класса объектов – источников когерентного спекл-модулированного поля, а именно для δ -коррелированных рассеивающих объектов с осесимметричным распределением интенсивности $I(\vec{r})$ в их плоскости. При такой закономерности распределения фазы объектного дифракционного поля пространственный сдвиг несущих интерференционных полос в соседних спеклах фурье-голограммы составляет половину периода Λ этих полос.

Таким образом, можно использовать следующий алгоритм восстановления голограммной структуры для численного восстановления изображения объекта по цифровой записи распределения интенсивности дальнего дифракционного поля. В эксперименте записывается цифровая фурье-спеклограмма $I(\vec{\zeta})$. С использованием графических программных средств в этом распределении интенсивности в пределах спеклов создаются периодические полосы с некоторым, в общем случае произвольным, периодом Λ , имитирующие несущие интерференционные полосы голограммной структуры. При этом тем или иным способом обеспечивается сдвиг полос на полпериода Λ при переходе от одного спекла к соседнему. Этим сдвигом полос восстанавливается информация о фазовом пространственном распределении в объектном поле. Численное фурье-преобразование голограммной структуры, восстановленной вышеописанным способом, должно привести к формированию изображений объекта в дифракционных порядках.

Отсутствие относительного сдвига полос в спеклах – фазированное модулирование несущих полос, приводит только к мультиплицированию дифракционного гало и не позволяет восстановить изображения объекта. На рис. 9,а приведен пример такого численного фурье-преобразования фурье-спеклограммы с фазированной системой несущих полос – без какого-либо относительного сдвига полос в соседних спеклах. Распределения интенсивностей в первых порядках дифракции не соответствуют изображениям объекта, а представ-

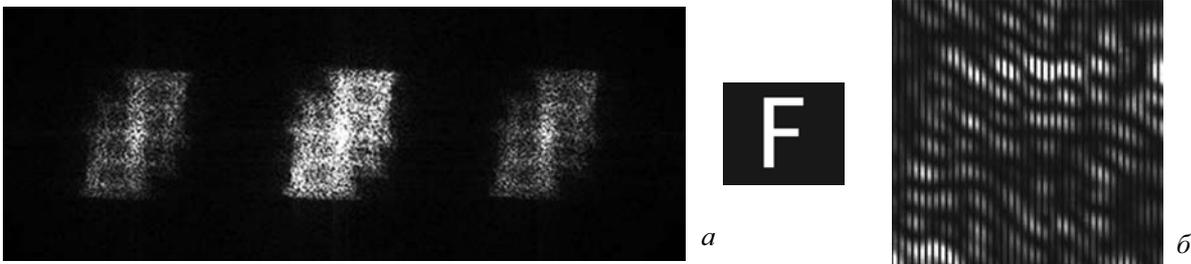


Рис. 9. Картина дифракции дальнего поля (а) при фурье-преобразовании спеклограммы объекта в форме буквы **F** с системой фазированных несущих полос и фрагмент спеклограммы объекта с нанесенной системой несущих полос без сдвига на половину периода между соседними спеклами (б)



ляет собой лишь автокорреляцию распределения средней интенсивности поля по объекту, как и в нулевом порядке дифракции. На рис. 9,в приведен фрагмент спеклограммы объекта в форме буквы **F** с нанесенной системой несущих полос без сдвига на половину периода между соседними спеклами.

Сдвиг несущих полос на половину периода при переходе от спекла к спеклу обеспечивает формирование изображений объекта в первых порядках дифракции при фурье-преобразовании спеклограммы с системой несущих полос. На рис. 10,а приведен результат численного фурье-преобразования восстановленной голограммной структуры объекта в форме квадрата. Для сравнения на рис. 10,б приведена фотография картины дифракции лазерного пучка на реальной (аналоговой) фурье-голограмме. Видимые отличия размеров спеклов на этих картинах обусловлены различием размеров восстановленной голограммной структуры, подвергаемой чис-

ленному преобразованию, и апертуры лазерного пучка, освещающего аналоговую голограмму. Отметим также наличие центрального светлого пятна – недифрагированного лазерного пучка при аналоговом процессе дифракции (рис. 10,б) и его отсутствие при численной процедуре преобразования (рис. 10,а).

На рис. 10,в приведено также изображение картины дифракции лазерного пучка на искусственном дифракционном оптическом элементе (ДОЭ) – аналоговой восстановленной голограммной структуре [20, 21]. Для получения такого ДОЭ графический файл с восстановленной голограммной структурой с требуемым увеличением распечатывался, а затем с необходимым уменьшением фотографически переносился на фотопластинку. При освещении полученного таким образом ДОЭ лазерным пучком в дальней области дифракции наблюдались изображения записанного объекта, которые приведены на рис. 10,в. Здесь также присутствует недифрагированный лазерный пучок.

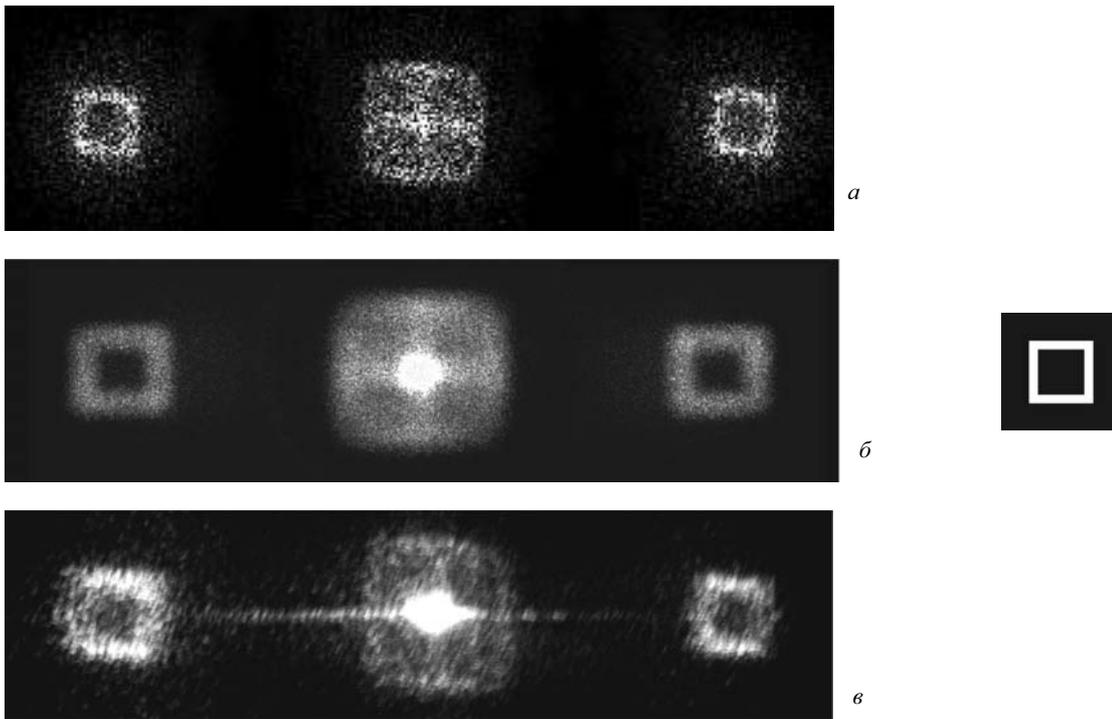


Рис. 10. Картина дифракции дальнего поля, получаемая при численном фурье-преобразовании фурье-спеклограммы с искусственно нанесенной системой несущих полос и соответствующий объект-транспарант (а); автокорреляционное гало и изображения: б – восстановленные с реальной (аналоговой) фурье-голограммы, в – наблюдаемые в поле дифракции лазерного пучка на искусственном аналоговом дифракционном оптическом элементе

Для восстановления голограммных структур нами использовались различные компьютерные процедуры – полностью ручная, полуручная и полностью программная обработка цифровых спеклограмм с целью создания системы несущих полос, модулированных записанной спекл-структурой.

В «ручном» режиме с использованием графического редактора визуально определялись соседние спеклы и в них создавались несущие полосы со сдвигом на половину периода. Это достаточно трудоемкий процесс, поскольку требуется обработка нескольких тысяч спеклов для

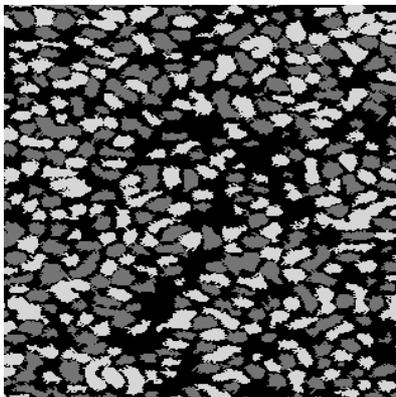


получения изображений с относительно малыми размерами спеклов, которые определяются размером обработанной области на спеклограмме. В ручном режиме мы обрабатывали до 2000 спеклов одной фурье-спеклограммы.

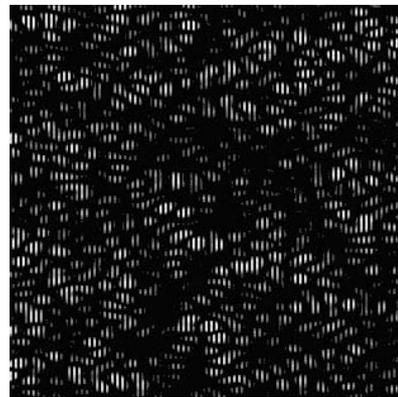
При использовании полупрограммной обработки спеклограмм несущие полосы и их пространственный сдвиг на полпериода создавались программно, но соседние спеклы, в которых должен иметь место этот сдвиг, задавался пользователем интуитивно при визуальном анализе картины спеклов. На первом этапе такой обработки задавался некоторый уровень обрезки спекл-картины по интенсивности для проявления более четких границ спеклов. На втором этапе, самом трудоемком, «вручную», с использованием интуитивных представлений пользователем производилась сортировка спеклов по значениям фазы поля

в них с использованием их окраски в красный и зеленый цвета: красный цвет – фаза равна 0 рад, зеленый – π рад. Такая цветная окраска позволяла более наглядно показать восстановленное фазовое распределение поля на спеклограмме и проконтролировать порядок чередования изменения фазы. На третьем этапе программно по значениям цвета опознавались спеклы с фазой 0 рад и фазой π рад, а затем внутри спеклов создавались несущие полосы с некоторым периодом со сдвигом на полпериода для каждой группы спеклов.

На рис. 11,*а* показан фрагмент обработанной спекл-картины, соседние спеклы на которой представлены в двух цветах (на фото эти цвета показаны двумя уровнями серого); на рис. 11,*б* представлена фотография того же фрагмента спекл-картины с системой созданных несущих полос.



а



б

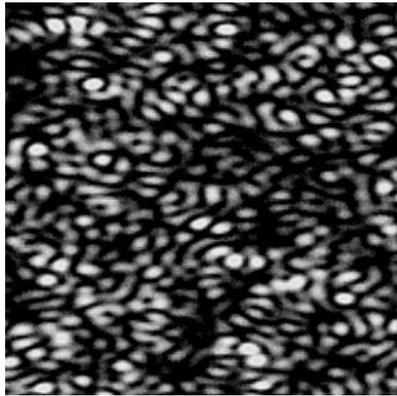
Рис. 11. Фрагмент спекл-картины с бинарной цветовой окраской соседних спеклов (показаны в двух уровнях серого) (*а*) и с системой несущих полос (*б*)

На фото видно, что некоторые пары соседних спеклов имеют одинаковые цвета. Это происходит по причине отсутствия границы между этими спеклами – темной области с нулевой интенсивностью. Такие два спекла воспринимаются программой как один спекл. Для исключения этого требуется более высокий уровень обрезки распределения интенсивности на зарегистрированной спеклограмме, что приводит к уменьшению размеров спеклов и расширению темных промежутков между ними. Однако высокий уровень пороговой интенсивности приводит к искажению формы спеклов и искажению информации, записанной в спеклах, что влияет на качество восстановленного изображения. На рис. 12,*а* представлено цифровое фото записанной спекл-структуры, а на рис. 12,*б* – фото этой же спекл-картины после «обрезки» по уровню интенсивности, превышающему среднее значение интенсивности в спекл-картине.

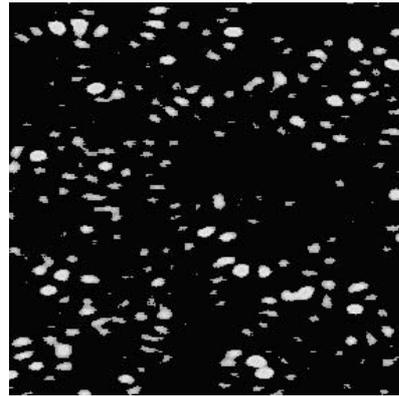
При использовании полупрограммной обработки спеклограмм соседние спеклы определяет

пользователь, применяя интуитивные представления, что имеет свои преимущества и недостатки. Преимущество заключается в том, что не всегда возможно четко определить, какие спеклы следует считать соседними, используя только программную процедуру. В таких затруднительных случаях пользователь проявляет субъективный интуитивный подход для определения границ, который оказался более эффективным.

При полностью программной обработке цифровых фурье-спеклограмм использовали следующий алгоритм восстановления фазового распределения по спекл-структуре и создания голограммной дифракционной структуры: 1) перевод цифрового изображения (рис. 13) в числовой массив; 2) определение среднего уровня интенсивности и проведение бинаризации изображения по этому уровню (рис. 14); 3) разделение спекл-картины на соседние спеклы (рис. 15); 4) создание системы несущих полос, сдвинутых на половину периода между соседними спеклами (рис. 16).



a



б

Рис. 12. Фрагмент спекл-картины до (*a*) и после (*б*) обрезки по высокому уровню интенсивности

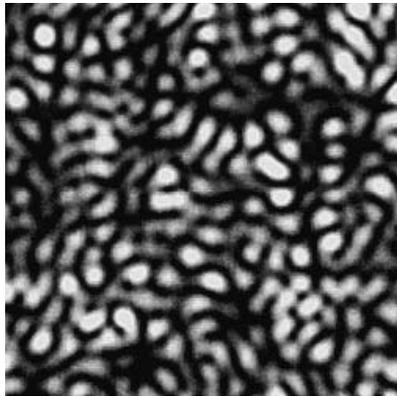


Рис. 13. Цифровое изображение спекл-картины

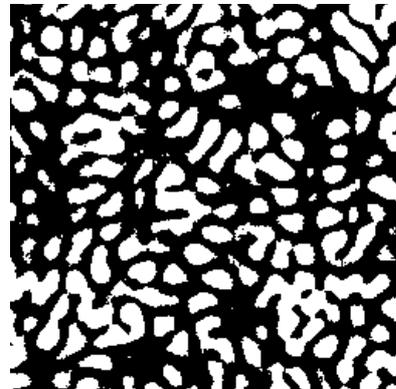


Рис. 14. Бинаризация изображения

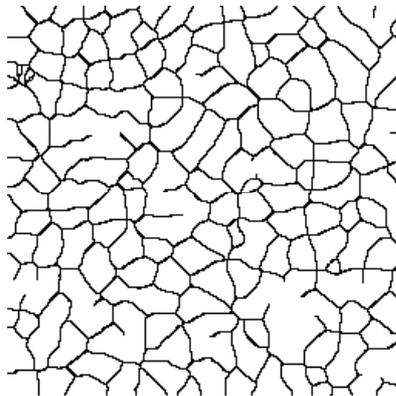


Рис. 15. Области соседних спеклов, на которые разделена спекл-картина

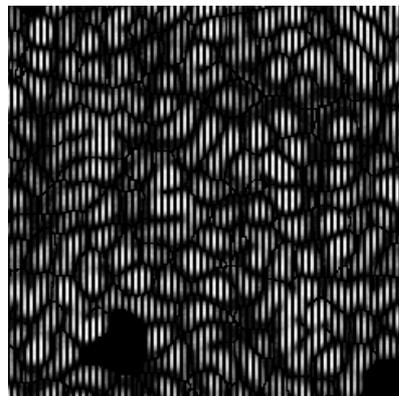


Рис. 16. Спекл-картина с системой несущих полос

Восстановленные изображения, полученные с помощью фурье-преобразования программно восстановленной голограммной структуры, представлены на рис. 17,*a,в*. Изображения в определенной мере повторяют форму предмета – источника спекл-структуры. Для сравнения на рис. 17,*б,г* представлены восстановленные изображения при использовании полупрограммной обработки спеклограмм. Наблюдается несколько

более высокое качество восстановленных изображений при использовании ручного режима определения соседних спеклов с необходимым сдвигом полос.

Для повышения качества восстановления изображений программа обработки спеклограмм требует дальнейшего совершенствования в плане более точного определения областей, представляющих соседние спеклы. Графическая обработка

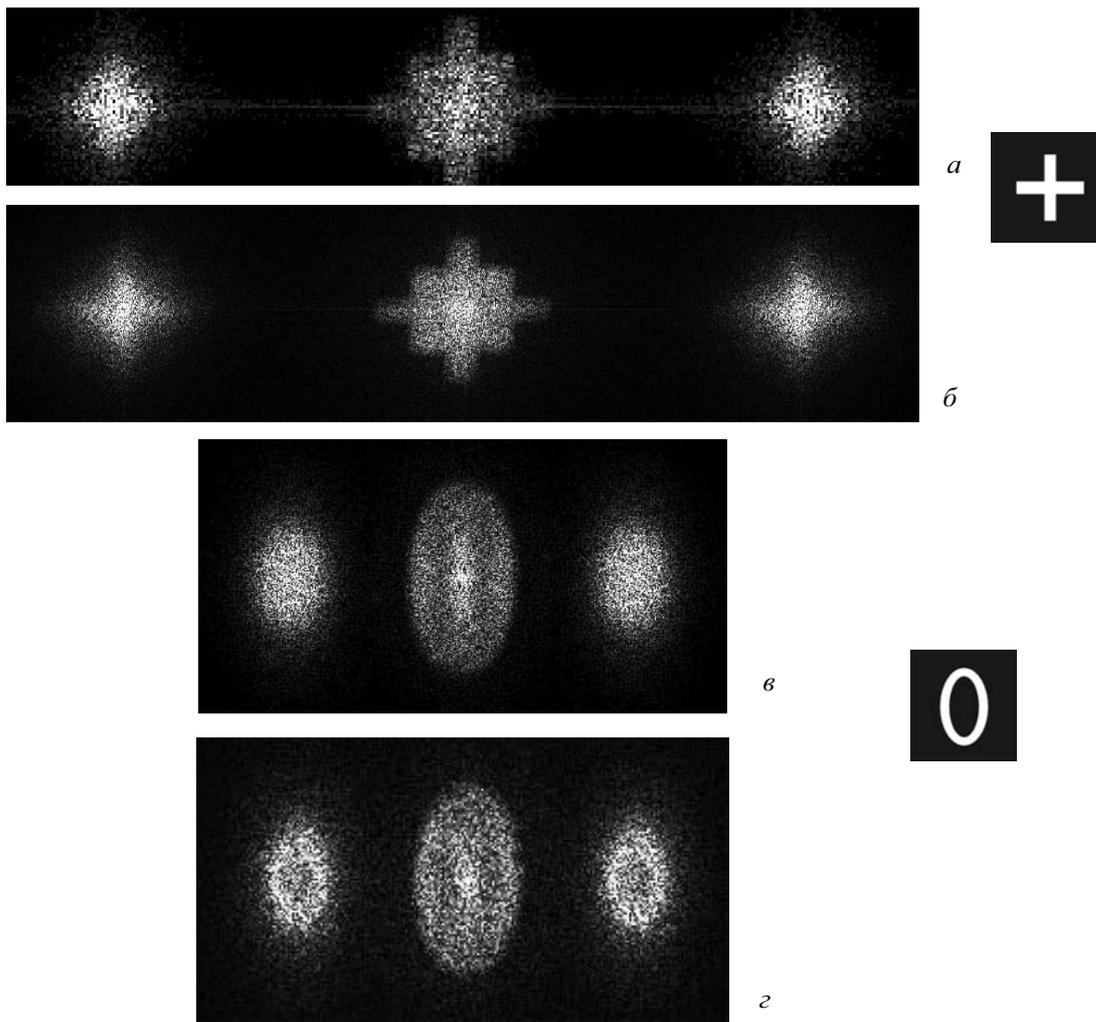


Рис. 17. Восстановленные изображения объектов – креста и эллипса, получаемые при полностью программной (а, в) и при полупрограммной (б, з) обработке цифровых фурье-спеклограмм

спеклограммы с применением полностью программных средств является менее трудоемким процессом по сравнению с ручной обработкой, но она сопровождается более существенными ошибками при определении границ спеклов, чем при интуитивном определении соседних спеклов.

Заключение

Обсуждаемый в работе метод записи и восстановления изображения основывается на записи интенсивности дифракционного поля рассеивающего объекта при его когерентном освещении, что обеспечивает спекл-модуляцию дифракционного поля, которая несет часть информации об объекте – источнике этого поля. Полная информация об объектном дифракционном поле восстанавливается путем апостериорного создания на записанной спекл-структуре высокочастотной квазипериодической модуляции, аналогичной модуляции несущими

интерференционными полосами в голографической записи волнового поля с использованием опорной волны. При этом требуемая фазовая модуляция обеспечивается сдвигом несущих полос на половину их периода при переходе от одного спекла к соседнему. Фактически в данном методе используется виртуальный опорный пучок.

Относительно высокие искажения восстановленного по данному методу изображения обусловлены, на наш взгляд, следующими недостатками обсуждаемой процедуры восстановления амплитудно-фазового распределения объектного поля. В первую очередь, следует указать на неточность определения соседних спеклов дифракционного поля, в которых должен быть фазовый сдвиг в π радиан и, соответственно, сдвиг несущих полос на половину их периода. Во-вторых, профиль создаваемых несущих полос прямоугольный, вместо синусоидального, имеющего место в голографическом процессе. Это эквивалентно нелинейности голографической



записи, что сопровождается, как известно, появлением дополнительных порядков дифракции, определяющих шумовое гало вокруг восстановленного изображения. В-третьих, в используемой в работе процедуре создавалась несущая система полос с единичным контрастом (с единичным коэффициентом модуляции), тогда как при голографической записи контраст несущих полос определяется соотношением интенсивностей опорной и объектной волн в каждом спекле и соответствующим образом меняется от спекла к спеклу.

Учет вышеописанных факторов в процедуре восстановления амплитудно-фазовой информации дифракционного поля и в создании голограммной дифракционной структуры позволит существенным образом повысить качество (четкость) восстанавливаемых изображений.

Результаты работы позволяют расширить представления о свойствах диффузно-когерентного поля и могут быть использованы для создания новых технологий и подходов в области оптической обработки информации. На основе проведенных исследований возможна разработка новых методов и устройств голографической интерферометрии, спекл-интерферометрии, вычитания изображений для определенного класса объектов, создание специальных дифракционных оптических элементов.

Авторы благодарят В.В. Лычагова и О.А. Перепелицыну за помощь в экспериментальных исследованиях, Д.М. Масленникова и Ю.В. Норова за создание программ обработки цифровых изображений.

Исследования проведены при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-08-00987а); (CRDF RUX0-006-SR-06/ВР1М06); (НОЦ REC-006); программы Президента РФ для поддержки ведущих научных школ (НШ-208.2008.2).

Библиографический список

1. *Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л.* Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 688 с.
2. *Комар В.Г., Серов О.Б.* Изобразительная голография и голографический кинематограф. М.: Искусство, 1987. 286 с.
3. Оптическая голография: В 2 т. / Пер. с англ.; Под ред. Г. Колфилда. М.: Мир, 1982. Т. 1. 380 с.; Т. 2. 736 с.
4. *Кириллов Н.И.* Высокоразрешающие фотоматериалы для голографии и процессы их обработки. М.: Наука, 1979. 136 с.
5. *Schnars U., Jueptner W.* Digital holography. Springer Verlag, 2004. 164 p.
6. Digital holography and three-dimensional display / Ed. Ting-Chung Poon. Springer, 2006. 425 p.
7. Дифракционная компьютерная оптика / Под ред. В.А. Сойфера. М.: Физматлит, 2007. 736 с.
8. *Островский Ю.И., Бутусов М.М., Островская Г.В.* Голографическая интерферометрия. М.: Наука, 1977. 336 с.
9. *Вест Ч.* Голографическая интерферометрия / Пер. с англ. М.: Мир, 1982. 504 с.
10. *Джоунс Р., Уайкс К.* Голографическая и спекл-интерферометрия: Пер. с англ. М.: Мир, 1986. 328 с.
11. *Kotlyar V.V., Serafimovich P.G., Soifer V.A.* Regularised iterative algorithm for the phase retrieval // *Optik*. 1993. Vol. 94. P. 96–99.
12. *Shieh H.M., Byrne C.L.* Image reconstruction from limited Fourier data // *J. Opt. Soc. Amer. A*. 2006. Vol. 23. P. 2732–2736.
13. *Shieh H.M., Byrne C.L., Testorf M.E., Fiddy M.A.* Iterative image reconstruction using prior knowledge // *J. Opt. Soc. Am. A*. 2006. Vol. 23. P. 1292–1300.
14. *Kolenovic E.* Correlation between intensity and phase in monochromatic light // *J. Opt. Soc. Amer. A*. 2005. Vol. 22. P. 899–906.
15. *Bastiaans M.J., Wolf K.B.* Phase reconstruction from intensity measurements in linear systems // *J. Opt. Soc. Amer.* 2003. Vol. 20. P. 1046–1049.
16. *Бельдюгин И.М., Зубарев И.Г., Михайлов С.И.* Восстановление изображения предмета по спекл-структуре его поля // *Квантовая электроника*. 2001. Т. 31, № 6. С. 539–542.
17. *Вахрушева М.В., Власов Н.Г.* Сведение фазовой проблемы к расчету интерферограмм сдвига // *Прикладная математика и техническая физика*. 2003. Т. 2, № 4. С. 3–4.
18. *Wang Y., Wen Z., Nashed Z., Sun Q.* Direct fast method for time-limited signal reconstruction // *Appl. Opt.* 2006. Vol. 45. P. 3111–3126.
19. *Nitta K., Shogenji R., Miyatake S., Tanida J.* Image reconstruction for thin observation module by bound optics by using the iterative backprojection method // *Appl. Opt.* 2006. Vol. 45. P. 2893–2900.
20. *Горбатенко Б.Б., Клименко И.С., Максимова Л.А., Рябухо В.П.* О некоторых статистических свойствах разности фаз в развитом спекл-модулированном поле // *Опт. и спектр*. 1995. Т. 78, вып. 2. С. 316–319.
21. *Горбатенко Б.Б., Рябухо В.П., Максимова Л.А.* Метод восстановления изображения предмета по спекл-структуре его дифракционного поля // *Письма в ЖТФ*. 2004. Т. 30, вып. 17. С. 68–75.
22. *Горбатенко Б.Б., Рябухо В.П., Максимова Л.А.* Статистические свойства разности фаз в спекл-модулированном поле и метод восстановления изображения предмета по спекл-структуре его дифракционного поля // *Компьютерная оптика*. 2004. Вып. 26. С. 48–52.
23. *Горбатенко Б.Б., Рябухо В.П., Максимова Л.А.* Реконструкция пространственного фазового распределения в дифракционном спекл-поле и восстановление изображения объекта по записи интенсивности // *Опт. и спектр*. 2006. Т. 101, № 5. С. 861–865.
24. *Горбатенко Б.Б., Максимова Л.А., Рябухо В.П., Норов Ю.В.* Реконструкция изображения по пространственному распределению интенсивности дифракционного спекл-модулированного поля // *Компьютерная оптика*. 2007. Т. 31, № 2. С. 26–33.
25. *Гудмен Дж.* Введение в фурье-оптику / Пер. с англ. М.: Мир, 1970. 364 с.
26. *Гудмен Дж.* Статистическая оптика / Пер. с англ.; Под ред. Г.В. Скродского. М.: Мир, 1988. 528 с.