

23. Регистрация гиперспектральных и объёмных цифровых голограмм

С. Г. Каленков¹, Г. С. Каленков²

¹ Московский политехнический университет, Москва, Россия

² Институт динамики геосфер Российской академии наук, Москва, Россия

Рассмотрены принципы и техника регистрации и реконструкции цифровых гиперспектральных голограмм. Оптическая схема регистрации содержит сканирующий интерферометр и источник полихроматического излучения. Показана глубокая аналогия между объёмными (толстослойными) голограммами Денисюка и цифровыми голограммами, которые регистрируются для каждого положения сканирующего зеркала. Именно: каждую цифровую голограмму, записанную при некотором определённом смещении зеркала, можно уподобить соответствующей ей зеркальному фотослою в толстой голограмме Денисюка. Исследовано также влияние шумов различной природы на качество восстановления цифровых голографических изображений.

Ключевые слова: Оптика, Гиперспектральная голография Сканирующий интерферометр, цифровые голограммы Денисюка.

Цитирование: Каленков, С. Г. Регистрация гиперспектральных и объёмных цифровых голограмм / С. Г. Каленков, Г. С. Каленков // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 142–146.

Введение

Принципы регистрации цифровых гиперспектральных голограмм были рассмотрены в серии наших работ [1–3]. Оптическая схема регистрации таких голограмм включала в себя источник белого света и сканирующий интерферометр. Серия опорных волн формировалась в процессе движения зеркала интерферометра, таким образом на матрице регистрировался набор голограмм. Мы показали, что Фурье преобразование интерферограммы в каждом пикселе матрицы по смещению зеркала на каждой спектральной частоте дает комплексную амплитуду объектного поля, т. е. гиперспектральную голограмму. В этих работах использовался источник белого света с высокой степенью пространственной когерентности, что позволяло формировать пучки плоских опорных волн. В работе [4] мы предложили и успешно реализовали оптическую схему регистрации гиперспектральных голограмм в свете протяженного источника. Такая схема известна как интерферометр общего пути. В этом случае опорный пучок являлся частью отфильтрованного объектного поля. Помимо снижения требований к пространственной и временной когерентности, схема интерферометра общего пути позволяет значительно снизить влияние шумов, связанных с вибрацией. Следует также отметить, что предложенная в работах [1–4] техника записи гиперспектральных голограмм основана на методах фурье-спектроскопии, которая, как известно, обладает существенными преимуще-

ствами, известными в литературе, как выигрыш Жакино [5]. Именно техника фурье-спектрокопии обеспечивает беспрецедентное увеличение величины сигнал/шум, что в конечном итоге позволяет получать голограммы с высоким пространственно-спектральным разрешением. Общей чертой оптических схем записи гиперспектральных голограмм является применение сканирующего зеркала для генерации набора фазово-модулированных опорных волн. Далее в работе [6] мы предложили метод и соответствующую схему записи цифровых голограмм в свете лазерного источника со сканирующим зеркалом. Мы показали, в частности, что между аналоговыми голограммами Денисюка и схемой записи цифровых голограмм, со сканирующим интерферометром имеется глубокая аналогия. В частности, набор цифровых голограмм, которые регистрируются при перемещении зеркала, можно представить, как «цифровые слои», аналогичные зеркальным слоям в фотослое толстослойной голограммы Денисюка. Важная особенность таких объемных цифровых голограмм состоит в том, что процесс восстановления голографического изображения сводится, по существу, к простому фурье-преобразованию (в каждом пикселе матрицы регистрации) по величине смещения сканирующего зеркала. Кроме того, объемные голограммы, как известно, позволяют восстанавливать одно изображение объекта — действительное или мнимое (сопряженное). Для цифровой объемной голограммы это дает возможность значительно понизить шум, возникающий из-за наложения друг на друга действительного и сопряженного изображения. Сама по себе возможность регистрации цифровых объемных голограмм представляет, конечно, самостоятельную ценность и в других задачах, где есть необходимость регистрации не только плоских объектов, но и протяженных сцен.

1. Модель

Как и в работах [1–3] обратимся к схеме записи цифровой френелевской голограммы со сканирующим интерферометром. Пусть $a(x)$ — комплексная функция пропускания (отражения) объекта — транспаранта, x — двумерная координата в плоскости объекта. Объект освещен лазерным светом с длиной волны λ .

Обозначим

$$A(\xi) = A(\xi) \exp i\varphi(\xi) \quad (1)$$

комплексную амплитуду объектного поля в плоскости матрицы регистрации, ξ — двумерная координата. Функции $a(x)$ и $A(\xi)$ связаны интегралом дифракции $A(\xi) = \int a(x)\Phi(x - \xi)dx$, где

$$\Phi(x - \xi) = \frac{1}{i\lambda z} \exp \left[2\pi i \sigma \frac{(x - \xi)^2}{2z} \right] - \text{функция Френеля, } \sigma = 1/\lambda - \text{волновое число. На матрицу}$$

в процессе записи регистрации поступают также опорные волны, отраженные от сканирующего зеркала. Будем полагать, что зеркало движется равномерно со скоростью V . Если ν — частота камеры регистрации, то смещение зеркала за один кадр $\delta_0 = V/\nu$. Тогда амплитуду опорной волны r_n при n -ом кадре ($n = 0, 1, 2, \dots, N - 1$, N — число кадров за одно сканирование) можно представить в виде

$$\mathbf{r}_n = r \exp(2\pi i \sigma n \delta_0). \quad (2)$$

Далее, для простоты записи амплитуда объектного поля $A(\xi)$ и амплитуда опорной волны будет нормирована на r , т. е. мы будем использовать безразмерные амплитуды. В этих обозначениях амплитуда опорной волны равна единице, т. е. $\mathbf{r}_n = \exp(2\pi i \sigma n \delta_0)$.

Массив из N цифровых голограмм G_n опорными волнами $\mathbf{r}_n = \exp(2\pi i \sigma n \delta_0)$, можно представить в виде

$$G_n = |\mathbf{r}_n + \mathbf{A}(\xi)|^2 = G_0 + \mathbf{A}(\xi) \exp(-2\pi i \sigma n \delta_0) + \text{К. С.}, \quad (3)$$

где К. С. — означает комплексное сопряжение, $G_0 = 1 + |\mathbf{A}(\xi)|^2$ — фон и $N = L/\delta_0$ число голограмм, при ходе зеркала L . Если теперь умножить каждую голограмму G_n на опорную волну, с которой ее записывали, то получим функцию $\mathbf{A}_n(\xi)$, которую естественно интерпретировать как комплексная амплитуда «цифровой волны», отраженная от «цифрового» слоя G_n .

$$\mathbf{A}_n(\xi) = G_0 \exp(2\pi i \sigma n \delta_0) + \mathbf{A}(\xi) + \mathbf{A}^*(\xi) \exp(4\pi i \sigma n \delta_0). \quad (4)$$

Здесь усматривается очевидная аналогия между аналоговой голографией во встречных пучках, в которой Ю. Н. Денисюк [7] дал изящное истолкование оптического восстановления голографического изображения, возникающее как процесс отражения восстанавливающей волны от зеркальных слоев в толстом фотослое. Следуя, вообще, аналогии между аналоговой голограммой и цифровой, мы можем рассматривать первое слагаемое в (4), как фон, второе слагаемое, как восстановленное поле предметной «цифровой» волны, третье слагаемое — это сопряженное изображение. И фон, и сопряженное изображение представляют собой шум, который, естественно, снижает качество изображения. Если взять сумму всех цифровых волн (4), отраженных от всех цифровых слоев, то получим выражение для комплексной амплитуды \mathbf{A}_N восстановленного поля в плоскости матрицы регистрации.

$$\mathbf{A}_N = \sum_{-N}^N \mathbf{A}_n = N [s_1 G_0 + \mathbf{A}(\xi) + s_2 \mathbf{A}^*(\xi)]. \quad (5)$$

Здесь

$$s_1 = \frac{1}{N} \sum_0^{N-1} \exp(2\pi i \sigma n \delta_0) = \exp[\pi i \sigma (N-1) \delta_0] \frac{\sin(\pi N \sigma \delta_0)}{N \sin(\pi \sigma \delta_0)}, \quad (6)$$

$$s_2 = \frac{1}{N} \sum_0^{N-1} \exp(4\pi i \sigma n \delta_0) = \exp[2\pi i \sigma (N-1) \delta_0] \frac{\sin(2\pi N \sigma \delta_0)}{N \sin(2\pi \sigma \delta_0)}. \quad (7)$$

Как следует из (6) и (7) при увеличении числа интерферограмм N , множители $|s_{1,2}| \rightarrow 0$. Таким образом, фон $s_1 G_0$ и сопряженное изображение $s_2 \mathbf{A}^*(\xi)$ малы по сравнению с объектным полем $\mathbf{A}(\xi)$, тем не менее, связанный с ними шум все равно остается. Однако, можно подобрать такие условия, при которых оба множителя $s_{1,2} = 0$. Как очевидно из (6) и (7), для этого необходимо чтобы одновременно числители выражениях (6) и (7) обращаются в ноль, т. е. $\sin(\pi N \sigma \delta_0) = \sin(2\pi N \sigma \delta_0) = 0$, но знаменатели были бы отличны от нуля. Это возможно при условии

$$\delta_0 = \lambda \frac{k}{N} \text{ и } N \geq 3. \quad (8)$$

Условие (8) устанавливает связь между числом голограмм N и длиной шага δ_0 . Следует отметить, что традиционно в методе фазовых шагов получают несколько голограмм (обычно три или больше), содержащие фон — нулевой порядок и два изображения — прямое и сопряженное, которые накладываются друг на друга. Затем из полученного набора вычисляют голограмму объекта. В данном случае мы имитируем «цифровое излучение» от зеркальных слоев Денисюка и путем специального подбора слоев — это формула (8), на выходе получаем только комплексную амплитуду предметного поля. Таким образом, главное отличие этого метода от метода фазовых шагов состоит в том, что длина фазового шага δ_0 связана с числом голограмм N — числом зеркальных «цифровых» слоев условием (8). Это условие обеспечивает, образно говоря, соответствующий «резонанс» или условие усиливающей интерференции для предметного поля и гасящую интерференцию для поля фона, и поля сопряженного изображения. Вычисление сумм (6), (7) проще выполнить путем соответствующего преобразования Фурье. Такая техника была использована, в частности, в нашей работе [8] для понижения шума в голограммах, полученных методом непрерывного сканирования.

Заключение

Принципы и идеи аналоговой голографии во встречных пучках, заложенные в пионерских работах Ю. Н. Денисюка применимы с успехом и в цифровой голографии в оптических схемах со сканирующим интерферометром. При этом, роль зеркальных слоев почернения в фотослое играет набор цифровых голограмм («цифровые» слои), полученные при смещении сканирующего зеркала. Как показано выше, при определенной связи между числом цифровых слоев и расстоянием между ними, определяемым смещением сканирующего зеркала, реконструированное изображение не содержит шум, связанный с наличием фона и сопряженного изображения.

Благодарность

Работа поддержана грантом РФФ 18-19-00450.

Список источников

- [1] Kalenkov, S. G. [Spectrally-spatial fourierholography](#) / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov, A. E. Shtanko // Optics Express. — 2013. — Vol. 21. — №21. — С. 24985–24990.
- [2] Kalenkov, G. S. Гиперспектральная голографическая фурье-микроскопия / G. S. Kalenkov, S. G. Kalenkov, A. E. Shtanko // Квантовая электроника. — 2015. — Том 4. — №45. — С. 333–338.
- [3] Kalenkov, S. G. [Hyperspectral holography: an alternative application of the Fourier transform spectrometer](#) / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov, A. E. Shtanko // Journal of the Optical Society of America B. — 2017. — Том 34. — №5. — С. B49-B55.
- [4] Kalenkov, S. G. Self-reference hyperspectral holographic microscopy / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov, A. E. Shtanko // Journal of the Optical Society of America A. — 2019. — Iss. 36. — A34-A38.

- [5] **Белл, Р. Дж.** Введение в Фурье-спектроскопию / Р. Дж. Белл; пер. под ред. Г. Н. Жижины. — М. : Мир, 1975.
- [6] **Kalenkov, S. G.** [Hyperspectral holography and volume Denisyuk holograms](#) / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov // Holography: Advances and Modern Trends VI : Proc. of SPIE. — Vol. 11030. — P. 1103004.
- [7] **Денисюк, Ю. Н.** Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения / Ю. Н. Денисюк // Оптика и спектроскопия. — 1963. — Том 15. — С. 552–532.
- [8] **Kalenkov, S. G.** [Continuous phase-shifting holography](#) / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov, A. E. Shtanko // Journal of the Optical Society of America A. — 2019. — Vol. 37. — № 1.