70. Гиперспектральная голография движущихся микрообъектов

С. Г. Каленков[1], П. С. Винников[1], Г. С. Каленков[2], А. Е. Луговцов[3], А. Е. Штанько[4]
[1] НТЦ «Оптоэлектроника» Московского политехнического университета, Москва, Россия
[2] Институт динамики геосфер Российской академии наук, Москва, Россия
[3] Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия
[4] Московский государственный технологический университет «Станкин», Москва, Россия

Для измерения различных геометрических характеристик эритроцитов используют метод лазерной дифрактометрии эритроцитов в сдвиговом потоке, когда суспензия эритроцитов прокачивается с определенной скоростью через капилляр. В настоящей работе рассмотрены условия записи гиперспектральных голограмм микрообъектов, движущихся с постоянной скоростью, для анализа изменения геометрических параметров эритроцитов. Работа поддержана грантом РФФИ 17-29-03507 офи_м.

Ключевые слова: Оптика, Гиперспектральная голография, Дифрактометрия.

Цитирование: **Каленков, С. Г.** Гиперспектральная голография движущихся микрообъектов / С. Г. Каленков, П. С. Винников, Г. С. Каленков, А. Е. Луговцов, А. Е. Штанько // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 385–387.

Рассмотрим гиперспектральный объект $a(\sigma, x)$, расположенный в плоскости x. На расстоянии z от него находится плоскость регистрации ξ. Предполагается, что геометрия задачи такова, что ξ плоскость является Фурье-плоскостью. Пусть $A(\sigma, \xi)$ — Фурье-образ объекта. Объект освещен плоским пучком белого света. Хорошо известно, что смещение объекта на расстояние s приводит к умножению Фурье-образа на фазовый множитель $\exp(2\pi i s\sigma\xi/z)$. Таким образом, движение объекта, как целое, добавляет к фазе Фурье-образа $A(\sigma, \xi)$ величину $\varphi_s = 2\pi s\sigma\xi/z$, но амплитуду и его собственную, начальную фазу не меняет.

Рассмотрим технику записи гиперспектральной голограммы [1-3] для простого случая движущегося объекта неизменной формы. Пусть $s = s(t)$ — известная зависимость смещения объекта от времени. В частности, если объект движется в потоке с постоянной скоростью V, то $s = s(t) = Vt$ и фаза Фурье-образа (в плоскости регистрации) приобретает линейный набег: $\varphi_s(t) = 2\pi V\sigma t\xi/z$. При модуляции длины пути опорного плеча δ посредством подвижного зеркала интерферограмма зависит от времени:

$$G_{\text{int}}(\xi, \delta, t) = \int A(\xi, \sigma) \exp[2i\sigma\xi s(t)/z] \exp(-2i\sigma\delta)\, d\sigma + \text{КС}, \quad (1)$$

где КС — комплексно сопряженное. Рассмотрим случай, когда зеркало сдвинулось и стоит, тогда за время экспозиции τ в каждой точке ξ выполняется регистрация нестационарной интерферограммы. Энергия, которую регистрирует каждый пиксель за время экспозиции τ:

$$Q(\xi, \delta, \tau) = \int_\tau \ A(\xi, \sigma) \exp[2\pi i\sigma\xi s(t)/z] \exp(-2\pi i\sigma\delta)\, d\sigma dt. \quad (2)$$

(Здесь КС — опускаем для краткости, так как при дальнейшем Фурье-преобразовании по δ, КС даст нуль из-за $S(-\sigma) = 0$. Множитель $S(\sigma) = |E(\sigma)|^2$ опущен по той же причине — для простоты записи.)

При равномерном движении объекта внутренний интеграл в формуле (2) — интеграл по времени есть:

$$\gamma_1 = \int_0^\tau \exp[2\pi i\sigma\xi s(t)/z]\,dt = \int_0^\tau \exp[2\pi i\sigma\xi Vt/z]\,dt = \exp(\pi i\sigma\xi V\tau/z)\,\mathrm{sinc}(\sigma\xi V\tau/z) \qquad (3)$$

Тогда формула (2) принимает вид:

$$Q_1(\xi,\tau) = \int \gamma_1 A(\xi,\sigma)\exp(-2\pi i\sigma\delta)\,d\sigma + \text{КС}. \qquad (4)$$

Формула (4) дает энергию Q_1 которую получает каждый пиксель за время первой экспозиции. Функция γ_1 содержит амплитудный — $\mathrm{sinc}(\sigma\xi V\tau/z)$ и фазовый —$\exp(\pi i\sigma\xi V\tau/z)$ множители. При фиксированном значении τ в некоторых точках ξ величина γ_1 обращается в нуль, а в других точках в 1. Так, если $\sigma\xi V\tau/z$ ■1 или ξ/z ■ $\lambda/V\tau = \lambda/s_0$, $s_0 = V\tau$ — длина пробега объекта за время экспозиции, то функция γ_1 ■1. Что, конечно, естественно: для этой спектральной частоты σ объект почти стационарный, потому что смещение объекта мало по сравнению с длиной волны. Нетрудно видеть, что для белого или немонохроматического света для всех спектральных частот, входящих в состав освещающего пучка величина γ_1 ■1, если ξ/z ■ l_c/s_c, $l_c^{-1} = \Delta\sigma$ — длина когерентности.

Пусть $\theta_0 = D/z$ — числовая апертура (или максимальный угол, соответствующий максимальной пространственной частоте, захватываемой матрицей). Тогда величина γ_1 ■1 для всех ξ (пикселей регистрации) если θ_0■ l_c/s_0 или более наглядное условие: s_0■ l_c/θ_0. При этом условии все пространственные частоты запишутся с приемлемым контрастом.

Мы рассмотрели только первый кадр записи. Соответственно в произвольный пиксель ξ при первой записи поступила энергия $Q_1(\xi,\tau)$. Оценим теперь энергию $Q_n(\xi,\tau)$, поступающую в каждый пиксель при n-ом кадре. Пусть T время между кадрами, соответственно, частота кадров T^{-1}. Напишем выражение для n-ого кадра, т. е. экспозицию в промежутке времени $nT \pm \tau/2$. В этом положении смещение зеркала $\delta_n = n\delta$. Интеграл (3) тогда примет вид:

$$\gamma_n = \int_{nT-\tau/2}^{nT+\tau/2} \exp[2\pi i\sigma\xi s(t)/z]\,dt = \int_{nT-\tau/2}^{nT+\tau/2} \exp(2\pi i\sigma\xi Vt/z)\,dt =$$
$$= \exp(2\pi i\sigma\xi VnT/z)\,\mathrm{sinc}(\sigma\xi V\tau/z) = \exp(2\pi i\sigma\xi S_n/z)\,\mathrm{sinc}(\sigma\xi V\tau/z). \qquad (5)$$

Здесь $S_n = VnT = S_1 n$ — смещение объекта за время регистрации n кадров, $S_1 = VT$ — смещение объекта за время между соседними кадрами.

Соответственно фаза функции γ_n при n-ом кадре будет $\varphi_{s_n} = 2\pi\sigma\xi S_n/z$.

Таким образом, мы получим набор величин (порций энергий Q_n при n экспозиций)

$$Q_n(\xi,\delta) = \int \gamma_n A(\xi,\sigma)\exp(-2\pi i\sigma\delta_n)\,d\sigma =$$
$$= \int \exp(2\pi i\sigma\xi S_n/z)\,\mathrm{sinc}(\sigma\xi V\tau/z)\,A(\xi,\sigma)\exp(-2\pi i\sigma\delta_n)\,d\sigma \approx$$
$$\approx \int A(\xi,\sigma)\exp(2\pi i\sigma\theta S_n)\exp(-2\pi i\sigma\delta_n)\,d\sigma \qquad (6)$$

Для простоты будем считать, что объект движется медленно, поэтому в (6) мы положили $\mathrm{sinc}(\sigma\xi V\tau/z) \approx 1$ и обозначили $\theta = \xi/z$ и $\delta_n = n\delta$, δ — шаг зеркала. Формулу (6) представим в несколько ином виде:

$$Q_n(\xi, L) = \int A(\xi, \sigma) \exp[2\pi i\sigma(\theta S_1 - \delta)n]\, d\sigma = \int A(\xi, \sigma) \exp[2\pi i\sigma L(\theta)n]\, d\sigma, \tag{7}$$

где

$$L(\theta) = S_1\theta - \delta = VT\theta - \delta = (V\theta - u)T \tag{8}$$

Здесь мы ввели u — скорость зеркала, так что смещение зеркала за один кадр $\delta = uT$.

Обращая формулу (7), получаем:

$$A(\xi, \sigma) \sum_n Q_n(\xi, L) \exp[-2\pi i\sigma L(\theta)n]. \tag{9}$$

Заключение

Таким образом, процедура, описываемая формулой (9), позволяет вычислить комплексную амплитуду равномерно движущегося объекта, т. е. гиперспектральную голограмму нестационарного объекта в некогерентном свете.

Список источников

[1] **Каленков**, **Г. С.** Гиперспектральная голографическая Фурье-микроскопия / Г. С. Каленков, С. Г. Каленков, А. Е. Штанько // Квантовая электроника. — 2015. — Том 45. — № 4. — С. 333–338.

[2] **Kalenkov**, **S. G.** Spectrally-spatial fourier-holography / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov, and A. E. Shtanko // Opt. Express 21. — 2013. — C. 24985-24990.

[3] **Kalenkov**, **S. G.** Hyperspectral holography: an alternative application of the Fourier transform spectrometer / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov, and A. E. Shtanko // J. Opt. Soc. Am. B 34, B49-B55. — 2017.