

07
©1995

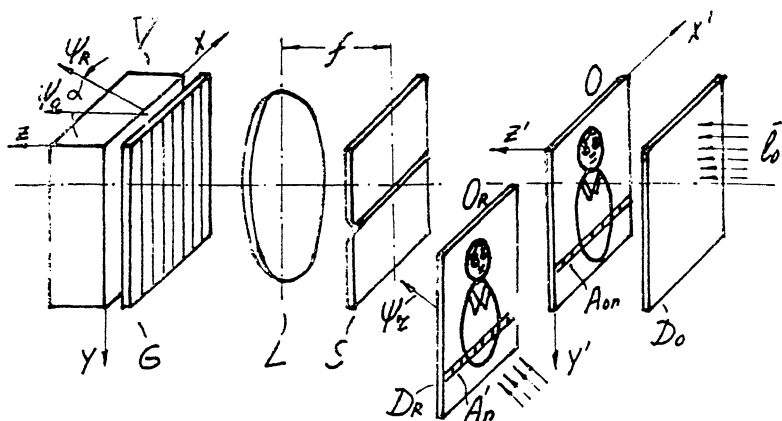
ЗАПИСЬ И РЕКОНСТРУКЦИЯ ТРЕХМЕРНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ БЕЗОПОРНОЙ СЕЛЕКТОГРАММЫ

Ю. Н. Денисюк

Ранее нами был предложен так называемый метод селектограмм, согласно которому трехмерные изображения объектов регистрируются и восстанавливаются с использованием свойства угловой селективности глубокой и псевдоглубокой голограмм [1,2]. В этих работах отмечалось, в частности, что в качестве референтного излучения может быть использовано также и излучение, рассеянное самим регистрируемым объектом, однако подробно эта возможность не изучалась. Ниже рассмотрена схема, в которой референтная волна формируется из объектной с помощью дифракционной решетки, расположенной непосредственно перед светочувствительным слоем, и проведен анализ процесса формирования изображения в этом случае.

Рассмотрим процесс записи селектограммы (см. рисунок). Объект (транспарант O) освещается излучением, рассеянным диффузором D_O , на который падают лучи излучения лазера \vec{e}_O . Рассеянное объектом излучения фильтруется щелью S и затем коллимируется линзой L таким образом, что распространяющаяся за линзой объектная волна ψ_O составлена из лучей, лежащих в горизонтальной плоскости. Расположенная за линзой решетка G делит волну ψ_O на две компоненты — объектную волну ψ_O , которая распространяется в прежнем направлении, и референтную волну ψ_R , лучи которой отклонены на угол α от лучей волны ψ_O в горизонтальной плоскости. Результат интерференции образованных решеткой волн ψ_O и ψ_R регистрируется в объемной светочувствительной среде V .

Реконструкция записанной таким образом селектограммы осуществляется излучением, рассеянным равномерно освещенным диффузором D_R , который установлен в плоскости мнимого изображения объекта O_R , образованного при записи дифракционной решеткой G . Сама решетка при реконструкции удаляется. Рассмотрим процессы записи и реконструкции подробнее и покажем, что записанная по такой



схеме селектограмма восстанавливает изображение объекта O .

Выделим на объекте узкую горизонтальную полосу, на которой можно выделить N разрешаемых элементов (точек) объекта O . Комплексную амплитуду излучения, испускаемого n -м элементом, можно записать в следующем виде:

$$A_{0n} = a_n e^{i(\omega t + \tau_n)}, \quad (1)$$

где $\tau_n = \varphi_n(t)$ — начальная фаза излучения n -й точки объекта, которая может меняться во времени, например вследствие движения диффузора D_0 . a_n — значение амплитуды излучения, рассеянного n -м элементом объекта. Запишем волны ψ_0 и ψ_R в виде матриц, составленных из соответствующих точкам объекта компонент, опуская при этом общий для всех компонент множитель $e^{i\omega t}$:

$$\psi_0 = \|\dots a_n e^{i(\chi_n + \tau_n)} \dots\|; \quad (2)$$

$$\psi_R = \|\dots a_n e^{i(\chi'_n + \tau_n)} \dots\|, \quad (3)$$

где $\chi_n = \varphi_n(x)$ и $\chi'_n = \varphi'_n(x)$ — функции распределения фаз вдоль горизонтальной координаты X системы координат XYZ пространства, в котором расположена голограмма V . Вид этих функций определяется положениями, которые занимают n -й элемент объекта O и соответствующий n -й элемент мнимого изображения O_R в пространстве $X'Y'Z'$, где расположен объект. Примем для простоты, что первоначальное значение диэлектрической постоянной светочувствительного вещества равно единице ($\epsilon_0 = 1$). Поэтому

волновые поля в объеме V описываются выражениями (2) и (3), а волновое поле излучения, воздействующего на голограмму, запишем в следующем виде:

$$\psi_H = \psi_0 + \psi_R. \quad (4)$$

Распределение интенсивности волнового поля в объеме V найдем, умножив ψ_H на его сопряженное значение

$$J_H = \psi_0 \psi_0^* + \psi_0 \psi_R^* + \psi_R \psi_0^* + \psi_R \psi_R^*. \quad (5)$$

Предположим далее, что приращение диэлектрической постоянной светочувствительной среды V пропорционально значению воздействующей на нее интенсивности J_H :

$$\delta \varepsilon_H = \kappa J_H. \quad (6)$$

Подставим в (6) значение J_H из (5) и ограничимся рассмотрением компоненты структуры голограммы, которая соответствует второму слагаемому (5) и ответственна за последующую реконструкцию изображения объекта:

$$\delta \varepsilon'_H = \kappa \psi_0 \psi_R^*. \quad (7)$$

Подставляя в (7) значения ψ_0 и ψ_R из (2) и (3), запишем выражение (7) в матричном виде:

$$\delta \varepsilon'_H = \kappa \begin{pmatrix} \vdots \\ a_n e^{i(\chi_n + \tau_n)} \\ \vdots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dots a_m e^{i(\chi'_m + \tau_m)} \dots \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Здесь n и m принимают значения от 1 до N . Умножая строчки левой матрицы на столбцы правой, найдем матрицу, описывающую решетки, записанные в объеме голограммы V .

$$\delta \varepsilon'_H = \kappa \begin{pmatrix} \dots \dots \dots \\ \dots & & \dots \\ \dots & a_m a_n e^{i(\chi_n - \chi'_m + \tau_n - \tau_m)} & \dots \\ \dots \dots \dots \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Здесь n — номер строки, m — номер столбца, n и m меняются от 1 до N .

Перейдем к процессу реконструкции селектограммы. Решетка G на этом этапе отсутствует и на голограмму, записанную в объеме V , направляется излучение реконструирующего источника. Выбор этого источника существенно

определяется свойствами глубокой записи. На самом деле, на этапе записи каждая точка образованного решеткой G мнимого изображения объекта O_R , играя роль референтного источника излучения, записывает в объемной среде V "свою собственную" частичную голограмму объекта O . На этапе реконструкции в силу присущего глубокой записи свойства угловой селективности эта частичная голограмма может быть восстановлена излучением только той точки, положение которой точно совпадает с положением точки изображения O_R , записавшего данную голограмму. Таким образом, образованное решеткой G мнимое изображение объекта O_R является своеобразным "окном" (или "зрачком"), в котором должны располагаться точки источника, реконструирующего селектограмму. При этом, поскольку излучение каждой точки реконструирующего источника излучения восстанавливает "свое собственное" изображение объекта и не взаимодействует с частичными голограммами, записанными другими точками, распределение фаз и амплитуд на поверхности реконструирующего источника не влияет на конфигурацию общего восстановленного изображения и поэтому может быть произвольным. Что же касается тех точек реконструирующего источника, которые не совпадают с точками мнимого изображения O_R , то они не примут участия в формировании восстановленного изображения ввиду отсутствия частичных голограмм, которые могли бы преобразовать их излучение.

Рассмотренное "оконное" или "зрачковое" свойство селектограммы сводится к достаточно простому правилу — восстанавливающий источник должен перекрывать восстановленное решеткой G мнимое изображение объекта. Распределение фаз и амплитуд этого источника может быть произвольным. Исходя из этого простого правила, мы использовали в качестве реконструирующего источника равномерно освещенный диффузный экран D_r , который перекрывал область, занятую мнимым изображением O_R , образованным на стадии записи решеткой G . Значение комплексной амплитуды точки экрана, совпадающей с n -й точкой полосы, выделенной на мнимом изображении объекта O_R , можно записать в следующем виде:

$$A_{rn} = a_0 e^{i(\omega_t + \varphi_n)}, \quad (10)$$

где φ_n — некоторая случайная фаза. Волновую функцию излучения, испущенного точками экрана D_r , запишем в виде матрицы, аналогичной (3):

$$\psi_r = \|\dots a_0 e^{i(\chi'_n + \varphi_n)} \dots\|. \quad (11)$$

Ранее было показано (см. [3]), что в борновском приближении, в котором собственно и проводится настоящее рассмотрение, амплитуда восстановленной трехмерной голограммой волны пропорциональна амплитуде восстанавливающей волны и величине приращения диэлектрической постоянной голограммы

$$\psi_h = K \delta \varepsilon'_H \psi_r. \quad (12)$$

Подставляя в (12) значение $\delta \varepsilon'_H$ из (9) и ψ_r из (11), запишем аналогично работе [4] процесс реконструкции объемной голограммы в матричном виде. Такая запись одновременно учитывает брэгговский характер взаимодействия восстанавливающего излучения с частичными голограммами, записанными в объеме V :

$$\psi_h = K \kappa \left\| \begin{array}{c} \dots\dots\dots \\ \dots a_m a_n e^{i(\chi_n - \chi'_m + \tau_n - \tau_m)} \dots \\ \dots\dots\dots \end{array} \right\| \left\| \begin{array}{c} \vdots \\ a_0 e^{i(\chi'_m + \varphi_m)} \\ \vdots \end{array} \right\|. \quad (13)$$

Умножая каждую n -ю строку левой матрицы на столбец правой, получим матрицу компонент волновой функции излучения, восстановленного безопорной селектограммой

$$\psi_h = k \kappa \left\| \begin{array}{c} \vdots \\ a_0 a_n e^{i\chi_n} \sum_{m=1}^N a_m e^{i(\tau_n - \tau_m + \varphi_m)} \\ \vdots \end{array} \right\|. \quad (14)$$

Рассмотрим три возможных случая записи и реконструкции селектограммы. В первом из этих случаев диффузоры D_0 и D_r при записи и реконструкции неподвижны, т. е. фазы τ_n и τ_m случайны и не зависят от времени. Каждую компоненту матрицы (14) удобнее представить в следующем виде:

$$\psi_{hn} = a_0 a_n e^{i\chi_n} \psi_{sn}, \quad (15)$$

где

$$\psi_{sn} = A_{sn} e^{i\Phi_{sn}} = \sum_{m=1}^N a_m e^{i(\tau_n - \tau_m + \varphi_m)}. \quad (16)$$

То, что в выражении (15) присутствует характерная для n -й компоненты волнового поля объекта функция зависимости фазы от координат χ_n , означает, что восстановленное

селектограммой излучение фокусируется в изображение n -й точки объекта O . Остается определить, восстанавливаются ли амплитуды и фаза, которыми характеризуются колебания в этой точке. Рассмотрим с этой целью выражение (16). Нетрудно понять, что оно описывает амплитуду поля, созданного излучением точек объекта, которым приписано иное, но тоже случайное распределение фаз. Иными словами, ψ_s представляет собою спекл-поле излучения, рассеянного объектом, амплитуда которого флуктуирует от точек к точке вокруг некоторого среднего значения, а распределение фаз случайно. Таким образом, в данном случае селектограмма воспроизводит распределение амплитуд по поверхности объекта с точностью до мультипликативного спекл-шума, а распределение фаз не воспроизводится вообще, так как фазы спекл поля Φ_{sn} не коррелированы с фазами объекта.

Спекл-шум восстановленного селектограммой изображения можно полностью подавить, если реконструкция селектограммы осуществляется с помощью движущегося диффузора D_r . На самом деле, в этом случае множитель ψ_{sn} (см. (16)) представляет собой сумму колебаний со случайными меняющимися во времени фазами. Среднее во времени значение интенсивности такого поля можно найти, складывая интенсивности его компонент. Учитывая (15) и (16), получим

$$J_{hn} \sim a_0^2 a_n^2 \sum_{m=1}^N a_m^2, \quad (17)$$

где J_{hn} — интенсивность восстановленной селектограммой n -й точки объекта O . Таким образом, в данном случае селектограмма восстанавливает значения интенсивностей точек зарегистрированного на ней объекта. О фазах в данном случае говорить не приходится, поскольку они меняются во времени по случайному закону.

Перейдем к рассмотрению случая, когда на селектограмме регистрируется объект, пространственная когерентность излучения точек которого весьма ограничена. В данном рассмотрении этому случаю соответствует регистрация селектограммы при перемещающемся диффузоре D_0 . Разность фаз $\tau_n - \tau_m$ в выражении (9) становится при этом случайной меняющейся во времени величиной. Все частичные голограммы, в состав которых входит фазовый множитель $e^{i(\tau_n - \tau_m)}$, во время записи стираются и соответствующие им компоненты обращаются в ноль в выражении (9), а следовательно, и в выражении (14). Учитывая это обстоятельство, волновую функцию n -й компоненты восстановленного селектограммой излучения найдем, потребовав

$n = m$ в выражении (14):

$$\psi_{hn} = a_0 a_n^2 e^{i(\chi_n + \varphi_n)}. \quad (18)$$

Как видно из (18), распределение амплитуд восстановленных селектограммой точек объекта в этом случае искажено таким образом, что точки, характеризующиеся малой амплитудой, подавляются, а яркие точки становятся еще ярче. Распределение фаз излучения точек восстановленного изображения объекта совпадает в этом случае с распределением фаз диффузора D_r с помощью которого осуществляется реконструкция. Таким образом, мы показали, что система, состоящая из дифракционной решетки, расположенной перед объемным светочувствительным материалом, способна регистрировать и воспроизводить трехмерные изображения объектов. Возможность записи безопорных селектограмм с помощью такой схемы была подтверждена также предварительными экспериментами, основанными на использовании метода так называемых псевдоглубоких голограмм [7].

Преимуществами безопорной селектограммы являются ее весьма малая чувствительность к вибрациям, а также существенное снижение требований к степени когерентности регистрируемого излучения.

Следует отметить, что классический голографический вариант системы записи изображений с использованием излучения, рассеянного объектом в качестве референтного пучка, был предложен в 60-х годах (так называемая голограмма с локальным референтным пучком, см. [6,7]). Основным препятствием на пути реализации такой схемы явилась трудность разделения пучка на объектный и референтный непосредственно перед светочувствительным слоем.

Автор пользуется случаем, чтобы выразить благодарность Н.М. Ганжерли за проведение предварительных экспериментов, подтвердивших эффективность метода.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] *Денисюк Ю.Н.* Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. С. 15-21.
- [2] *Denisjuk Yu.N., Ganzherli N.M.* // Opt. Engineering. 1993. V. 32. N 5. P. 969-962.
- [3] *Денисюк Ю.Н.* // ДАН СССР. 1962. Т. 144. В. 6. С. 1275-1278.
- [4] *Денисюк Ю.Н., Давыдова Н.Н.* // Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 60. В. 2. С. 365-371.
- [5] *Денисюк Ю.Н.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 6. С. 59-66.
- [6] *Cathey W.T.* // SA Patent 3415 587. December 10, 1968. (The research was finished in December 1965).
- [7] *Caulfield H.J., Harris J.I., Cobb J.G.* // Proc. IEEE. 1967. V. 55. P. 1758.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
4 ноября 1994 г.
