

В. А. ЕЛХОВ

(Москва)

ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЕЙ С ЧАСТИЧНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТЬЮ С ПОМОЩЬЮ УПРАВЛЯЕМЫХ ФАЗОВЫХ ТРАНСПАРАНТОВ

Поля с частичной пространственной когерентностью находят применение при решении ряда задач обработки информации, а также при исследовании распространения оптических полей. К таким задачам относятся: создание источника Коллета — Вольфа с частичной пространственной когерентностью и узкой диаграммой направленности [1]; исследование влияния частичной когерентности в системах обработки информации [2, 3], обработки изображения [4], литографии [5] и т. д. Вместе с тем возможности получения полей с частичной пространственной когерентностью весьма ограничены как по способам, так и по контролируемости управления варьируемыми параметрами. Они в основном сводятся к двум методам: 1) формированию частично когерентных полей в дальней зоне плоского теплового источника с выбранной апертурой [6]; 2) разрушение пространственной когерентности лазерных источников [7—10]. В основе первого лежит теорема Циттера-ван-Церинке. Получаемые при этом поля ограничены пространственно-однородными функциями когерентности, т. е. зависящими от расстояния между точками волнового фронта, и имеют низкую спектральную плотность и энергию. Более мощные частично когерентные источники формируются вторым методом, который основан на пропускании лазерного излучения через движущийся рассеиватель [7] или жидкие кристаллы в режиме динамического рассеяния [8], а также, на усреднении по времени поля отклоняемого луча лазера [9]. Однако и в этих случаях формируются пространственно однородные поля, когерентные свойства которых зависят от параметров используемых рассеивателей или дефлектора. Для получения полей с периодической пространственной когерентностью используется явление дифракции на ультразвуковой волне оптического излучения [10].

Применение в качестве внешнего модулятора фазового управляемого транспаранта с нестационарным значением фазы позволяет значительно расширить возможности управляемого изменения пространственной когерентности. При этом в таком транспаранте фаза поля должна меняться по произвольному закону независимо в каждой точке, т. е.

$$V(\mathbf{r}, t) = e^{i[\varphi(\mathbf{r}, t) + \alpha(\mathbf{r})]}, \quad (1)$$

где $\varphi(\mathbf{r}, t)$ — зависимость фазы от времени в точке \mathbf{r} ; $\alpha(\mathbf{r})$ — постоянное фазовое смещение. В этом случае функция взаимной когерентности с учетом усреднения по времени наблюдения может быть введена в соотношении

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = \frac{1}{T} \int_0^T V_1(\mathbf{r}_1, t) V_2^*(\mathbf{r}_2, t + \tau) dt \quad (2)$$

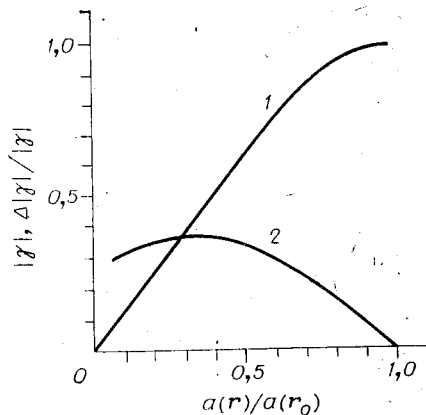
(T — время усреднения).

Используя (2) и (1), получим для модуля функции пространственной когерентности

$$|\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)| = \left| \frac{1}{T} \int_0^T e^{i[\varphi(\mathbf{r}_1, t) - \varphi(\mathbf{r}_2, t)]} dt \right|. \quad (3)$$

Видно, что модуль функции пространственной когерентности не зависит от постоянного относительного фазового смещения $\alpha(\mathbf{r})$. Кроме того, если имеется возможность задавать произвольный закон изменения фазы во времени, то в принципе можно смоделировать поле с любым физически реализуемым распределением модуля функции пространственной когерентности. Однако практическое осуществление независимой модуляции по площади управляемого транспаранта сопряжено со значительными аппаратными трудностями. Вместе с тем модуляцию фазы во времени по одному закону с отличающейся от точки к точке амплитудой фазовой модуляции весьма просто осуществить, например используя разнообразные типы электрически и оптически управляемых фазовых транспарантов: на B - и S -эффектах в жидких кристаллах, на электрооптической керамике, на мембранных модуляторах и т. д. В качестве примера рассмотрим управляемый фазовый транспарант «свет — свет», который осуществляет изменение фазы отраженного луча в каждой точке выходной плоскости пропорционально интенсивности во входной плоскости [11, 12]. Тогда при подаче во входную плоскость модулированного во времени и в пространстве распределения интенсивности $I(\mathbf{r}) = a(\mathbf{r}) \sin \Omega t$ с учетом линейной зависимости фазы от интенсивности $\varphi = kI$ в выходной плоскости при освещении пространственно когерентным лучом лазера имеем

$$V(\mathbf{r}) = e^{ik\alpha(\mathbf{r}) \sin \Omega t}. \quad (4)$$



Зависимость модуля функции пространственной когерентности I и относительной погрешности 2 от относительной интенсивности.

Соответствующее распределение функции пространственной когерентности будет иметь вид

$$|\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)| = \left| \frac{1}{T} \int_0^T e^{ik[a(\mathbf{r}_1) - a(\mathbf{r}_2)] \sin \Omega t} dt \right| \quad (5)$$

Выражение (5) при выборе частоты и времени усреднения, удовлетворяющих условию $T \gg 1/\Omega$, переходит в

$$|\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)| = |J_0\{k[a(\mathbf{r}_1) - a(\mathbf{r}_2)]\}|, \quad (6)$$

где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка.

Видно, что в зависимости от распределения интенсивности во входной плоскости модуль функции пространственной когерентности изменяется от 0 до 1. Значения интенсивности во входной плоскости, удовлетворяющие требуемому распределению $|\gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)|$ относительно некоторой выбранной точки \mathbf{r}_0 , находятся как корни уравнений, получаемых из (6) заменой $\mathbf{r}_1 \rightarrow \mathbf{r}$, $\mathbf{r}_2 \rightarrow \mathbf{r}_0$. На рисунке показана зависимость $|\gamma|$ от относительной интенсивности $a(\mathbf{r})/a(\mathbf{r}_0)$ при условии, что интенсивность в точке \mathbf{r}_0 максимальна и удовлетворяет равенству $ka(\mathbf{r}_0) = x_0$, где $x_0 \approx 2,405$ — первый нуль функции Бесселя. На этом же графике приведена относительная ошибка в представлении $|\gamma|$ при замене (6) на линейную зависимость вида $|\gamma| \sim a(\mathbf{r})/a(\mathbf{r}_0)$. Видно, что в предположении линейной зависимости фазы от распределения интенсивности во входной плоскости управляемого транспаранта ошибка в представлении требуемого распределения $|\gamma|$ не превышает в этом случае 35%. Достижение большей точности возможно при учете нелинейности согласно (6).

Кроме моделирования функции пространственной когерентности относительно выбранной точки, возможно формирование других распределений. Так, одномерное пространственно однородное распределение модуля функции пространственной когерентности можно получить при задании линейной зависимости интенсивности по одной из координат, т. е. $a(x) = \text{const} \cdot x$. В этом случае

$$|\gamma(x_1, x_2)| = |J_0\{\text{const}(x_1 - x_2)\}| \quad (7)$$

и зависит только от расстояния между точками волнового фронта. Периодическое распределение интенсивности во входной плоскости $a(x) = \text{const} \cdot \sin(bx)$, где b — постоянная, дает

$$|\gamma(x_1, x_2)| = |J_0\{\text{const}[\sin(bx_1) - \sin(bx_2)]\}| \quad (8)$$

периодическую с периодом $2\pi/b$ функцию пространственной когерентности, аналогичную получаемой при дифракции света на ультразвуке.

Таким образом, применение фазомодулирующих транспарантов позволяет даже в простых случаях модуляции реализовать широкий класс функций пространственной когерентности. Дальнейшее расширение возможно как за счет более сложных временных зависимостей, так и за счет модуляции интенсивности выходного луча.

ЛИТЕРАТУРА

- Collet E., Wolf E. Partially coherent source which produce the same far — field intensity distribution as laser. — Opt. Commun., 1978, v. 25, p. 293.
- Елхов В. А., Золотарев А. И., Морозов В. Н., Попов Ю. М. Влияние когерентности излучения на форму выходного сигнала оптического коррелятора. Ч. 1. — Автометрия, 1982, № 5, с. 60.
- Елхов В. А., Золотарев А. И., Морозов В. Н., Попов Ю. М. Влияние когерентности излучения на форму выходного сигнала оптического коррелятора. Ч. 2. — Автометрия, 1983, № 5, с. 81.
- Kermich D. Partially coherent image processing by laser scanning. — JOSA, 1970, v. 65, N 8, p. 887.
- Oldham W. G., Sudramanian S., Neurentner A. R. Optical requirement for projection lithography. — Sol. State Electron., 1981, v. 24, N 10, p. 975.
- Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Мир, 1970, с. 551.
- Schroder E. Elimination of granulation in laser beam projection by means of moving diffusers. — Opt. Commun., 1974, v. 3, p. 68.
- Carter W. H., Bertolotto. An analysis of the far — field coherence and radiant intensity of light, scattered from liquid crystals. — JOSA, 1978, v. 68, p. 329.

9. Itoh K., Ohtsuka Y. Coherens control by laser scanning.— Appl. Opt., 1980, v. 19, p. 3184.
10. Ohtsuka Y. e. a. Acoustically modified spatial coherence in optical Fresnel diffraction region.— Opt. Commun., 1980, v. 35, p. 157.
11. Васильев А. А. и др. Голографическая запись информации с нестационарным объектным пучком.— Квант. электроника, 1984, т. II, с. 403.
12. Компанец И. Н., Парфенов А. В., Попов Ю. М. Пространственная модуляция света в фоточувствительных высокоразрешающих структурах МДП с жидким кристаллом.— Квант. электроника, 1980, т. 7, с. 290.

Поступило в редакцию 26 июля 1984 г.

УДК 681.787+621.373.8

В. А. АЛЕШИН, М. Н. ДУБРОВ, Л. В. СМЕЛЯКОВ

(Москва)

ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРИТЕЛИ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ И ДЕФОРМАЦИЙ НА ОСНОВЕ ТРЕХЗЕРКАЛЬНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

При создании прецизионных лазерных интерферометров с относительной точностью измерений $\Delta L/L \lesssim 10^{-9}$ существуют трудности, связанные с обеспечением высокой степени оптической развязки лазера и интерферометра (до $10^{-4} - 10^{-5}$ по мощности), а также стабильности элементов во времени (ед. угл. с). От указанных недостатков свободны интерферометры на основе лазеров с трехзеркальным резонатором [1, 2], где взаимодействие мод с отраженным (или рассеянным) излучением от движущегося объекта приводит к амплитудной модуляции излучения с периодом $\lambda/2$, где λ — длина волны. Тем самым паразитное явление превращается в полезное, несущее информацию о перемещениях объекта. Однако возможность применения частотно-стабилизированных лазеров с целью повышения точности рассматриваемых устройств до настоящего времени не изучалась.

Ниже описаны новые варианты трехзеркальных интерферометров на основе лазеров с стабилизацией частоты, использующие как амплитудную (АМ), так и частотную (ЧМ) модуляцию лазерного излучения обратным рассеиванием. Разработаны ЧМ-интерферометры, которые функционируют при низких уровнях отраженной мощности и допускают применение лазеров с такими высокоточными системами автоподстройки частоты (АПЧ), как насыщенное поглощение, дисперсия активной среды и другие. Приборы снабжены гетеродинными системами регистрации, построенными по типу интерферометров [3, 4].

На рисунке представлена схема трехзеркального ЧМ-интерферометра, который состоит из лазерного излучателя (элементы 1—3), подвижного внешнего отражателя 4, возвращающего часть излучения в резонатор лазера, и расположенного между ними фазового (электрооптического) или частотного (акустооптического) модулятора 5, который подключен к генератору опорной частоты 6. Электронная схема обработки сигнала состоит из фотоприемника 7, частотного дискриминатора 8 (для варианта АМ-интерферометра может быть опущен) и фазометрического устройства на основе реверсивного счетчика с цифровым и аналоговым выходами. Последнее включает схему формирования импульсов 9, реверсивный счетчик 10, цифроаналоговый преобразователь 11 и фильтр низких частот 12. Элементы 7, 8, интегрирующий усилитель постоянного тока 13 и пьезокерамический преобразователь 14 образуют одноконтурную систему АПЧ лазера дисперсионного типа [5].

Принцип работы интерферометра основан на однополосной фазовой или частотной модуляции излучения в измерительном плече интерферометра с последующим детектированием и анализом сигнала на промежуточной частоте. Метод обработки сигналов системой регистрации подробно изложен в [4] и кратко заключается в следующем. Лазерное излучение, дважды прошедшее через фазовый модулятор 5, подключенный к генератору пилообразного напряжения 6, оказывается сдвинутым по частоте на величину f_0 . При возвращении в резонатор лазера оно вызывает колебания мощности [1, 2] и частоты [6] выходного излучения, которые используются для выделения информации о величине и направлении перемещений внешнего отражателя 4. Разность фаз $\Delta\varphi$ сигналов в опорных 6—10 и измерительных 7—10 каналах (см. рисунок) линейно связана с измеряемым перемещением ΔL :

$$\Delta\varphi = (4\pi\Delta L)/\lambda + \Delta\varphi_0,$$

где λ — длина волны света; $\Delta\varphi_0$ — некоторая начальная разность фаз, зависящая от точного значения дальности L , а также дополнительных оптических и электрических задержек в каналах. Разность фаз изменяется на $\pm 2\pi$, когда перемещение отражателя составляет $\pm \lambda/2$, что и фиксируется в цифровом виде реверсивных счетчиков путем прибавления или вычитания единицы. При использовании в электронных каналах комбинации умножителей и делителей частоты на целое число n [4] дискретность отсчета составляет $\lambda/2n$. Точность измерения разности фаз в аналого-