

01; 07

© 1992

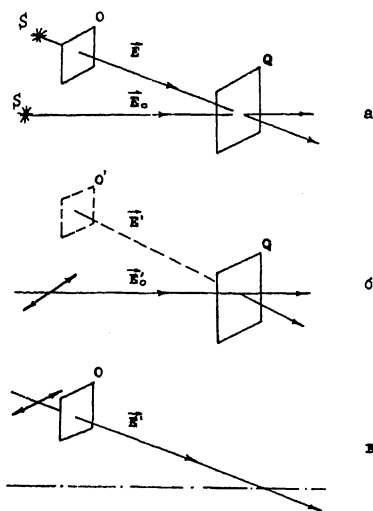
К ВОПРОСУ ОБ АПОСТЕРИОРНОМ ОПЫТЕ В ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ ГОЛОГРАФИИ

Ш.Д. К а к и ч а ш в и л и, А.Л. П у р ц е л а д з е

Как известно, апостериорный опыт является важнейшим отличительным признаком голографического метода [1, 2]. При этом апостериорный опыт понимается как возможность проведения последующих измерений различных характеристик восстановленного поля посредством зафиксированной в определенный момент голограммы. Представляет принципиальный интерес выяснить, насколько далеко простирается информационная аналогия между объектом и его голограммой и поставить вопрос об апостериорном опыте в более широком смысле: возможно ли проводить с голограммой оптические эксперименты, аналогичные экспериментам непосредственно с объектом, без утери и искажений восстановленной информации. Подобная постановка задачи, несмотря на определенную долю фантастичности, имеет право на существование, т.к. ранее было доказано однозначное соответствие пространственно-частотных спектров объекта и его трехмерной голограммы [3].

Поставленная в более широком смысле задача апостериорного опыта в голографии оказывается реализуемой относительно поляризационных характеристик волнового поля объекта. В предлагаемой работе показано, что поляризационно голографическая запись произвольного объекта освещенного полностью неполяризованным светом при также неполяризованной опорной волне позволяет при последующем восстановлении волной заданной поляризации реконструировать поле объекта, как бы освещенного этой волной. На прилагаемом рисунке это положение проиллюстрировано более конкретно. Записав поляризационную голограмму описанным способом (рис., а) и в процессе восстановления осветив голограмму волной, например, горизонтальной линейной поляризации (см. рис., б), получим реконструированное изображение, полностью идентичное изображению исходного объекта, просвеченного горизонтально линейно поляризованной волной (см. рис., в). Причиной столь существенной полноты апостериорного опыта в описанном случае очевидно является физически предельная информационная избыточность поляризационной голограммы, записанной в неполяризованном свете, который, как известно, содержит в себе всевозможные состояния поляризации освещающего объект источника [4].

Рассмотрим поле суммарной волны \vec{E}_{Σ} при сложении опорной \vec{E}_0 и объектной \vec{E} волн при полностью неполяризованном свете когерентного источника (см. рис.).



$$\vec{E}_{\Sigma} = \vec{E}_0 + \vec{E},$$

$$\vec{E}_0 = E_0 \exp i\alpha \begin{pmatrix} \cos\theta \\ \sin\theta \end{pmatrix} \oplus E_0 \exp i\beta \begin{pmatrix} \sin\theta \\ -\cos\theta \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$\vec{E} = M\vec{E}_0 \exp -i\delta = \exp -i\delta \begin{pmatrix} A_x \exp i\psi_x \\ A_y \exp i\psi_y \end{pmatrix} \oplus \exp -i\delta \begin{pmatrix} B_x \exp i\psi_x \\ B_y \exp i\psi_y \end{pmatrix}.$$

Здесь освещающая волна источника S для упрощения дальнейших выкладок (что не ограничивает общности рассмотрения) представлена в виде ортогонального базиса линейной поляризации с ориентацией вектора поляризации под углом θ . Опорная волна распространяется вдоль оси Z . Объектная волна относительно той же оси распространяется под некоторым углом, что описывается соответствующим набегом фазы δ в плоскости регистрации голограммы Q . M — матрица Джонса произвольного анизотропно-гиротропного объекта. Написанные в явном виде некогерентные компоненты объектной волны описывают прошедшее сквозь объект излучение полным образом. \oplus — знак некогерентного суммирования амплитуд [5]. Реальная часть \vec{E}_{Σ} описывает напряженность электрического вектора

$$\text{Re}(\vec{E}_{\Sigma}) = \vec{p} \cos \omega t + \vec{q} \sin \omega t,$$

$$\vec{p} = \begin{pmatrix} E_0 \cos\theta \cos\alpha + A_x \cos(\psi_x - \delta) \oplus [E_0 \sin\theta \cos\beta + B_x \cos(\psi_x - \delta)] \\ E_0 \sin\theta \cos\alpha + A_y \cos(\psi_y - \delta) \oplus [-E_0 \cos\theta \sin\beta + B_y \cos(\psi_y - \delta)] \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$\vec{q} = \begin{pmatrix} E_0 \cos \theta \sin \alpha + A_x \sin(\psi_x - \delta) \Phi [E_0 \sin \theta \sin \beta + B_x \sin(\psi_x - \delta)] \\ E_0 \sin \theta \sin \alpha + A_y \sin(\psi_y - \delta) \Phi [-E_0 \sin \theta \sin \beta + B_y \sin(\psi_y - \delta)] \end{pmatrix}.$$

Пусть поляризационно чувствительная среда голограммного материала реагирует на актиничное излучение самым общим образом, отображая все три параметра Стокса суммарного излучения. Это эквивалентно $\hat{S} \neq 0$, $\hat{U}_L \neq 0$, $\hat{U}_G \neq 0$, где приведенные символы суть коэффициенты светочувствительности среды, описывающие ее изотропный, анизотропный и гиротропный отклики на воздействие эллиптически поляризованного света [6]. Матрица Джонса подобной среды в линейном приближении приведена в [7] и имеет вид

$$M_{L,G} \approx \exp -i\alpha d n_0 (1 - \tau_0) \left[1 - \frac{i\alpha d}{2} \hat{\mu} \hat{S} (\rho_x^2 + q_x^2 + \rho_y^2 + q_y^2) \right] \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix},$$

где $\hat{\mu} = \frac{1 + i\tau_0}{n_0(1 + \tau_0^2)}$; n_0 и τ_0 - исходные коэффициент преломления и экстинкция голограммной среды;

$$m_{11} = 1 - \frac{i\alpha d}{2} \hat{\mu} \hat{U}_L \left[\rho_x^2 + q_x^2 - (\rho_y^2 + q_y^2) \right],$$

$$m_{12} = -\frac{i\alpha d}{2} \hat{\mu} \left[\hat{U}_L^2 (\rho_x \rho_y + q_x q_y) - i \hat{U}_G^2 (\rho_x q_y - \rho_y q_x) \right], \quad (3)$$

$$m_{21} = -\frac{i\alpha d}{2} \hat{\mu} \left[\hat{U}_L^2 (\rho_x \rho_y + q_x q_y) + i \hat{U}_G^2 (\rho_x q_y - \rho_y q_x) \right],$$

$$m_{22} = 1 + \frac{i\alpha d}{2} \hat{\mu} \hat{U}_L \left[\rho_x^2 + q_x^2 - (\rho_y^2 + q_y^2) \right].$$

Выделим из матрицы только компоненты, ответственные за формирование восстановленного поля, подставим в них значения $\vec{\rho}$ и \vec{q} из (2) и наложим условия $\hat{S} = \hat{U}_L = -\hat{U}_G$, обеспечивающие восстановление без искажений состояния поляризации. В этих условиях получим

$$M' = k \exp -i\delta (\exp -i\alpha A + \exp -i\beta B), \quad (4)$$

где $k = -i\alpha d \hat{\mu} \hat{U}_L^2 E_0 \exp -i\alpha d n_0 (1 - \tau_0)$,

$$A = \begin{pmatrix} A_x \exp i\psi_x & 0 \\ 0 & A_y \exp i\psi_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ \cos \theta & \sin \theta \end{pmatrix},$$

$$B = \begin{pmatrix} B_x \exp i\psi_x & 0 \\ 0 & B_y \exp i\psi_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sin \theta & -\cos \theta \\ \sin \theta & -\cos \theta \end{pmatrix}.$$

Как легко убедиться, просвечивание голограммы (4) светом исходной опорной волны с точностью до множителя дает восстановленное поле объекта

$$\vec{E}' = M' \vec{E}_0 = k \vec{E}. \quad (5)$$

В этих же условиях просвечивание голограммы только одним из компонентов линейного базиса дает

$$\vec{E}'' = M' \vec{E}_0 \exp i \alpha \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} = k E_0 \exp -i \delta \begin{pmatrix} A_x \exp i \varphi_x \\ A_y \exp i \varphi_y \end{pmatrix} = k E_0 M \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} \quad (6)$$

что с точностью до множителя равно полю прошедшего сквозь объект излучения, поступающего на него в состоянии линейной поляризации с произвольным θ . Так как приведенное рассмотрение справедливо при любом состоянии поляризации исходного базиса, то тем самым доказана возможность апостериорного опыта в широком смысле.

В заключение отметим, что так как по современным представлениям неполяризованный свет являет собой усредненный по времени набор всевозможных поляризаций, то показанная в данной работе возможность регистрации на голограмме столь всеобъемлющей (неусредненной) информации, по мнению авторов, имеет определенную эвристическую значимость и может прояснить статистические и флюктуационные механизмы взаимодействия света и вещества на элементарном уровне.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] G a b o r D. // Nature. 1948. V. 161. P. 777-778.
- [2] Д е н и с ю к Ю.Н. // ДАН СССР. 1962. Т. 144. № 6. С. 1275-1278.
- [3] С у х а н о в В.И., Д е н и с ю к Ю.Н. // Опт. и спектр. 1970. Т. 28. № 1. С. 126-131.
- [4] П о т е х и н В.А., Т а т а р и н о в В.Н. Теория когерентности электромагнитного поля. М.: Связь, 1978. 208 с.
- [5] К а к и ч а ш в и л и Ш.Д. // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 2. С. 26-33.
- [6] К а к и ч а ш в и л и Ш.Д. // Опт. и спектр. 1987. Т. 63. № 4. С. 911-917.
- [7] К а к и ч а ш в и л и Ш.Д. // Квант. электр. 1983. Т. 10. № 10. С. 1976-1981.

Институт кибернетики
АН Грузии,
Тбилиси

Поступило в Редакцию
30 октября 1992 г.