

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ФУРЬЕ-ОБРАЗА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
СВЕТОВОГО ПОЛЯ

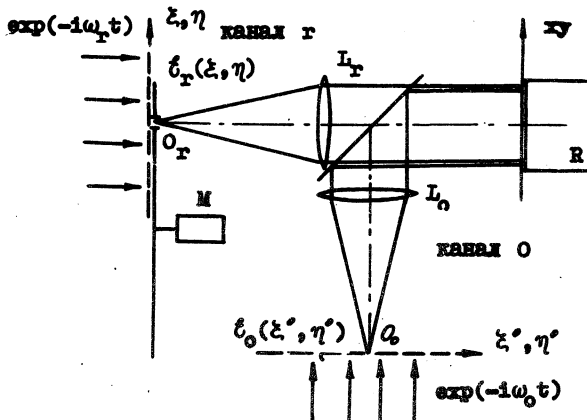
В. Г. Зайцев, В. А. Зубов, А. А. Меркин

УДК 621.378.9:772.99

Предложена схема фотоэлектрической регистрации информации о распределении Фурье-образа поля. Введение в канал нестационарной опорной волны статического фильтра позволяет проводить обработку информации. В результирующий сигнал поле из канала предметной волны входит в интегральном представлении, а из канала опорной волны - непосредственно.

Предложенные в последнее время схемы фотоэлектрической регистрации информации о распределении светового поля с использованием нестационарной опорной волны /1 - 3/ открывают новые возможности. Одна из них, связанная с регистрацией Фурье-образа распределения поля и соответствующей обработкой сигнала, обсуждается в настоящей работе. Часть оптической схемы, представляющая основной интерес, изображена на рис. 1. Нестационарная волна (канал  $r$ ) формируется в задней фокальной плоскости оптической системы  $L_r$  в результате равномерного квазилинейного движения со скоростью  $v$  отверстия  $O_r$  радиуса  $\Delta\xi$  в передней фокальной плоскости этой оптической системы. Отверстие располагается на вращающемся диске модулятора  $M$ . В плоскость  $\xi\eta$  вводится также транспарант-фильтр  $\xi_r(\xi, \eta)$  с информацией. Для упрощения примем, что характеристики этого транспаранта изменяются лишь в направлении оси  $\xi$ . Кроме того, будем считать, что скорость изменения характеристик транспаранта не очень велика, т.е. в пределах отверстия диаметром  $2\Delta\xi$  характеристики не изменяются. Входная плоскость  $\xi\eta$  освещается плоской монохроматической волной с единичной амплитудой  $\exp(-i\omega_r t)$ . В рамках принятых условий воздействие транспаранта на эту волну определяется только положе-

нием центра отверстия, координаты которого  $\xi_T + vt, \eta_T$ . Поле, создаваемое этой волной в плоскости регистрации, может быть рассчитано в квазистатическом приближении



Р и с. I. Оптическая схема регистрации

$$E_r(x, y, t) \sim \tilde{\epsilon}_r(\xi_T + vt, \eta_T) \left[ J_1 \left( \frac{\omega_r}{c} \frac{\Delta \xi \sqrt{x^2 + y^2}}{f} \right) / \left( \frac{\omega_r}{c} \frac{\Delta \xi \sqrt{x^2 + y^2}}{f} \right) \right] \times \\ \times \exp \left[ -i\omega_r t + i \frac{\omega_r}{c} \left( 2f - \frac{x(\xi_T + vt) + y\eta_T}{f} \right) \right], \quad (I)$$

где  $f$  - фокусное расстояние оптической системы  $L_r$ . В волне такого типа имеет место линейное изменение частоты по сечению, описываемое множителем  $\exp[-i(\omega_r v/cf)xt]$ , которое отражает нестационарность волны. Кроме того, волна содержит дополнительную модуляцию, описываемую комплексным множителем  $\tilde{\epsilon}_r(\xi_T + vt, \eta_T)$ .

Поле в канале O формируется в результате прохождения плоской монохроматической волны с единичной амплитудой  $\exp(-i\omega_o t)$ , где  $\omega_o \neq \omega_r$  и  $\Delta\omega = \omega_o - \omega_r$ , через транспарант, характеризующийся комплексной амплитудной прозрачностью  $\tilde{\epsilon}_o(\xi', \eta')$ , который располагается в плоскости  $\xi'\eta'$ . Как и выше, примем, что изменение амплитудной прозрачности имеет место только в направлении оси  $\xi$ .

Транспарант  $\zeta_0(x', \eta')$  оптической системы  $L_0$  изображается в плоскость регистрации  $xy$ . Поле в плоскости регистрации имеет вид

$$E_0(x, y, t) = \zeta_0(x) \exp[-i\omega_0 t], \quad -y_0 \leq y \leq y_0, \quad (2)$$

так как, по оси  $y$  изменение поля отсутствует, а область регистрации имеет размеры  $2x_0 \times 2y_0$ . Переменную составляющую фототока приемника  $R$ , которая в электрических цепях легко может быть выделена, с точностью до несущественных постоянных множителей запишем в виде

$$J(t) \sim \exp(-i\Delta\omega t) \zeta_T^*(z_T + vt, \eta_T) \times \\ \times \int_{xy} \zeta_0(x) \exp \left[ i \frac{\omega_T}{c} \frac{x(z_T + vt) + y\eta_T}{r} \right] \times \\ \times \left[ J_1 \left( \frac{\omega_T}{c} \frac{\Delta z \sqrt{x^2 + y^2}}{r} \right) \middle/ \left( \frac{\omega_T}{c} \frac{\Delta z \sqrt{x^2 + y^2}}{r} \right) \right] dx dy + \text{компл. сопр.} \quad (3)$$

В (3) учтено, что фототок образуется на всей приемной поверхности, интеграл берется по приемной площадке. Множитель

$$J_1 \left( \frac{\omega_T}{c} \frac{\Delta z \sqrt{x^2 + y^2}}{r} \right) \middle/ \left( \frac{\omega_T}{c} \frac{\Delta z \sqrt{x^2 + y^2}}{r} \right) \quad (4)$$

описывает действие аппаратной функции данной схемы. Ширина распределения может быть оценена из условия обращения в нуль этого множителя. С учетом действия аппаратной функции в соответствии с (3) получаем на выходе приемника переменную составляющую фототока

$$J(t) \sim \exp(-i\Delta\omega t) \zeta_T^*(z_T + vt, \eta_T) \int_x \tilde{\zeta}_0(x) \exp \left[ i \frac{\omega_T}{c} \frac{x(z_T + vt)}{r} \right] \times \\ \times dx + \text{компл. сопр.} \quad (5)$$

где  $\tilde{\zeta}_0$  обозначает пронаведение  $\zeta_0(x)$  на аппаратную функцию. Таким образом, в выходном сигнале содержится информация о транспарантах того и другого каналов, причем в различном виде. Такая

схема позволяет осуществить как регистрацию этой информации, так и выполнить обработку информации, выбирая надлежащим образом структуру транспарантов, причем оба транспаранта и по структуре и по положению являются стационарными в отличие от других методов /3/.

При экспериментальном осуществлении схема была несколько упрощена. Регистрация выполнялась в гомодинном режиме ( $\omega_0 = \omega_T$ ). Транспарант  $\xi_0(x)$  описывался вещественной функцией. Объект-транспарант такого типа располагался непосредственно в плоскости регистрации, в канале 0 существовала плоская волна. Переменная составляющая фототока в таком случае пропорциональна Фурье-образу прозрачности транспаранта  $\xi_0^2(x)$  для интенсивности света. В качестве объектов, располагавшихся в плоскости регистрации, были использованы дифракционные решетки с различным шагом и разного размера. Их размер варьировался от 10 мм до одного периода при шаге решеток 120 и 220 мкм. Объекты были выбраны из тех соображений, чтобы было достаточно просто сопоставлять экспериментальные результаты с расчетом. Ограничимся рассмотрением объекта-транспаранта, представляющего синусоидальную дифракционную решетку

$$\xi_0^2(x) = 1 + m \cos \Omega x, \quad (6)$$

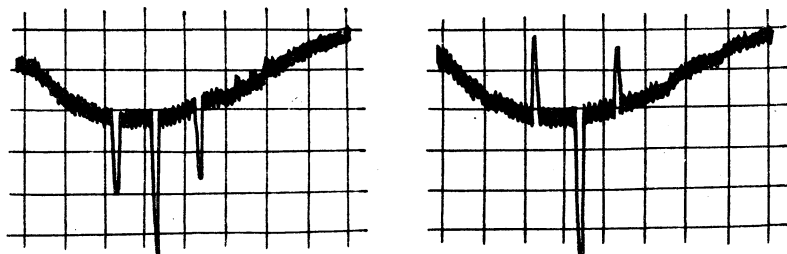
где  $m$  характеризует глубину модуляции для решетки,  $\Omega$  - пространственная частота структуры решетки ( $\Omega = 2\pi/a$ ,  $a$  - период решетки). Расчет, проведенный на основании (5), показывает, что в картине имеется три импульса тока, соответствующих нулевому и двум первым порядкам дифракции, в полном соответствии со структурой Фурье-образа. Расстояние между импульсами на временной оси составляет

$$\Delta t = \left| t_0^{\max} - t_{\pm 1}^{\max} \right| = \frac{c f}{\omega_T v} \Omega = \frac{\lambda f}{v d}. \quad (7)$$

Знак и амплитуда импульсов тока в рассматриваемом случае помимо коэффициента  $m$  определяются также информацией, содержащейся в канале  $r$  ( $\xi_r^*(\xi_T + vt, \eta_T)$ ). На эксперименте в волну  $r$  вводилось фазовое воздействие, линейно зависящее от координаты  $\xi_T$  и не зависящее от  $\eta_T$ , f.e.

$$\xi_r(\xi_T + vt, \eta_T) = \exp \left[ i \frac{\omega_r}{c} a(\xi_T + vt) + \varphi_0 \right], \quad (8)$$

где  $a$  — безразмерная постоянная, характеризующая данное воздействие. Множитель, описывающий знак и амплитуду импульсов тока, имеет вид  $\cos \left[ \frac{\omega_r}{c} a (\xi_r + vt) + \varphi_0 \right]$ , т.е. существенным образом сказывается фазовая модуляция, введенная в нестационарную вол-



Р и с. 2. Осциллограммы фототока

ну, и при этом имеется также возможность анализировать эту информацию. Результаты эксперимента в виде осциллограмм фототока для дифракционной решетки с периодом  $d_1 = 120$  мкм приведены на рис. 2 для скорости развертки 100 мкс/дел. Для временного расстояния между импульсами тока численные оценки для  $\lambda = 0,63 \cdot 10^{-4}$  см,  $f = 27$  см,  $v = 1350$  см/с и  $d_1 = 120$  мкм,  $d_2 = 220$  мкм дают  $\Delta t_1 \sim 105$  мкс,  $\Delta t_2 \sim 57$  мкс. Соответствующие экспериментальные значения составляют  $\Delta t_1 \sim 100$  мкс и  $\Delta t_2 \sim 55$  мкс. Совпадение результатов можно считать вполне удовлетворительным, если учесть, что точность измерения временных интервалов на осциллограммах невисока и составляет  $\sim 5$  мкс. На рис. 2 левая осциллограмма соответствует случаю, когда фазовое воздействие отсутствует. Правая осциллограмма зарегистрирована в таких условиях, чтобы средний импульс тока при наличии фазового воздействия имел положительный знак (на осциллограмме это соответствует направлению вниз). Для боковых импульсов имеет место равенство  $|\xi_r + vt|_{\pm 1}^{\max} = c f \Omega / \omega_r$ . Экспериментально был реализован случай  $\cos [\pm a f \Omega] = -1$ , т.е. противоположная полярность импульсов. Величина  $a$ , характеризующая фазовое воздействие, может быть оценена следующим образом:

$$a = (k + 1)\pi / f \Omega = (k + 1)d / 2f, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$$

Таким образом, рассмотренный вариант схемы фотоэлектрической регистрации информации о световом поле позволяет записывать информацию о Фурье-образе распределения поля. Схема может использоваться и для обработки информации путем подбора фильтров-транспарантов.

Поступила в редакцию  
20 мая 1977 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. В. А. Зубов, Квантовая электроника, 4, № 4, 908 (1977).
2. В. А. Зубов, А. В. Крайский, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 6, 46 (1977).
3. В. Г. Зайцев, В. А. Зубов, А. В. Крайский, М. М. Сушинский, Квантовая электроника, 4, № 2, 369 (1977).