

ВОССТАНОВЛЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ КАРТИНЫ  
ПО ДВУХФОТОННЫМ КОРРЕЛЯЦИЯМ И ЗВЕЗДНАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

В.Н. Мелехин, С.А. Мишин

Показана возможность наблюдения оптической картины, хаотически перемещающейся по экрану и настолько слабой, что нельзя применить обычный способ "мгновенной" фотографии. Используя корреляционный метод регистрации в звездном интерферометре Майкельсона, можно рассчитывать на увеличение разрешающей способности интерферометра.

В ряде физических задач требуется регистрировать весьма слабое и к тому же нестационарное оптическое изображение. Обычный метод мгновенной фотографии (даже с помощью электронно-оптического преобразователя) в данном случае не годится, поскольку при малой выдержке времени на экране будут отдельные вспышки, а при увеличении выдержки, из-за смещения изображения, возникает равномерная засветка. Покажем, что в этом случае можно восстановить оптическую картину, используя технику совпадений фотоотсчетов, которая в других задачах впервые была применена Брауном и Твиссом [1] для измерения так называемой корреляционной функции интенсивности.

Рассмотрим сначала одномерную оптическую картину, в которой яркость зависит от координаты  $x$  как  $f(x - \Delta(t))$ , где произвольная функция  $\Delta(t)$  характеризует смещение картины как целого в момент времени  $t$ . Располагая в точках экрана  $x_1$  и  $x_2$  фотоэлектронные умножители (ФЭУ), работающие в режиме счета фотонов, и подключая их выходы к счетчикам и к схеме совпадений с разрешающим временем  $\tau$ , мы можем за произвольное время  $T$  ( $T \gg \tau$ ) измерить числа фотоотсчетов  $N_1$ ,  $N_2$  и число совпадений фотоотсчетов  $N_{12}$ . Если на каждом отрезке времени  $\tau$  смещением картины можно пренебречь, то значения  $N_1$ ,  $N_2$  и  $N_{12}$  позволяют определить параметр

$$R = \frac{N_{12}T}{N_1 N_2} = 2\tau T \frac{\int_0^T f(x_1 - \Delta(t)) f(x_2 - \Delta(t)) dt}{\int_0^T f(x_1 - \Delta(t)) dt \int_0^T f(x_2 - \Delta(t)) dt} \quad (1)$$

Повторяя измерения при различных положениях ФЭУ, найдем функцию  $R(\xi)$ , где  $\xi = x_2 - x_1$ , которая позволяет во многих случаях восстановить изображение  $f(x)$  или по крайней мере определить его основные характеристики.

При равномерной засветке [ $f(x) \equiv \text{const}$ ] из (1) следует  $R(\xi) \equiv 2r$ , когда же имеется изображение, то вызванная его смещением модуляция яркости приводит к отличию  $R$  от  $2r$ . Если при каждом прохождении изображения по экрану скорость смещения можно считать постоянной (что имеет место, например, в случае большой амплитуды колебаний изображения, при этом от колебания к колебанию скорость может меняться), то

$$R(\xi) \sim \int_{-\infty}^{\infty} f(x)f(x+\xi) dx, \quad (2)$$

т. е. зависимость  $R(\xi)$  формально имеет тот же вид, что и функция корреляции, которая применяется в теории случайных функций.

Тот факт, что  $f(x)$  является детерминированной функцией, отличной от нуля на ограниченном интервале  $x$ , приводит к двум особенностям. Во-первых, наблюдается как положительная корреляция ( $R(\xi) > 2r$ ), так и антикорреляция ( $R(\xi) < 2r$ , т. е. число совпадений меньше числа случайных совпадений), тогда как корреляционная функция интенсивности, характеризующая случайную временную модуляцию света, всегда соответствует положительной корреляции. Во-вторых, зная  $R(\xi)$ , можно восстановить  $f(x)$  либо вполне однозначно (если  $f(x)$  симметрична), либо с точностью до зеркальной симметрии ( $f(x) = f(x_0 - x)$ , см., например, [2]), тогда как для произвольной функции такое однозначное восстановление невозможно и удается судить лишь о ширине спектра (коэффициенты разложения  $R(\xi)$  в интеграл Фурье суть квадраты модулей коэффициентов Фурье функции  $f(x)$ ). Во многих практически важных случаях (гауссова функция, гармоническая функция и т. п.) можно восстановить  $f(x)$  по  $R(\xi)$  непосредственно, вычисляя интеграл (2) и минуя разложение  $R(\xi)$  в интеграл Фурье.

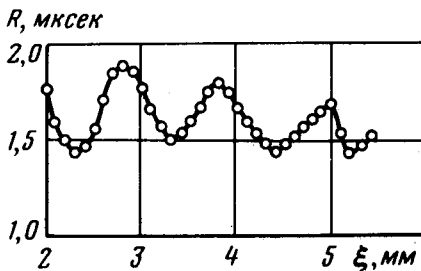


Рис. 1. Интерференционная картина

В качестве примера применения описанного выше метода продемонстрируем возможность регистрации интерференционной картины в интерферометре Майкельсона, в случае, когда тепловые эффекты и вибрация препятствуют получению стационарной интерференционной

картины. Для этого в одно из плеч интерферометра вносился дополнительный переменный фазовый сдвиг (слегка менялся угол наклона плоскопараллельной пластины). Источником света служил гелий-неоновый лазер ЛГ-56. Частота вибрации пластины соответствовала сдвигу интерференционной картины на один период за время  $\sim 10^{-4}$  сек. При скорости счета  $N_1 \approx N_2 \sim 10^4$  сек $^{-1}$  и  $\tau = 1,7$  мксек была зарегистрирована отчетливая интерференционная картина (рис. 1).

Пользуясь описанными результатами, можно расширить возможности звездной интерферометрии, применяемой для определения угловых диаметров звезд. Как известно, в интерферометре Майкельсона предельная база, определяющая угловое разрешение, составляет  $\sim 15$  м [3] и ограничивается фазовыми сдвигами, вносимыми флуктуациями показателя преломления в атмосфере. Интерферометр Брауна – Твисса, в котором измеряется корреляция флуктуаций интенсивности света, свободен от указанного недостатка, и в нем расстояние между приемниками света увеличено до 180 м [4]. Однако интерферометром этого типа можно измерять угловой диаметр лишь весьма ярких звезд, поскольку интенсивность света флуктуирует весьма быстро, и из-за ограниченности полосы пропускания регистрирующей схемы ( $\sim 10^8$  иц) измерить корреляцию флуктуаций можно лишь при длительном накоплении сигнала в условиях большой яркости.

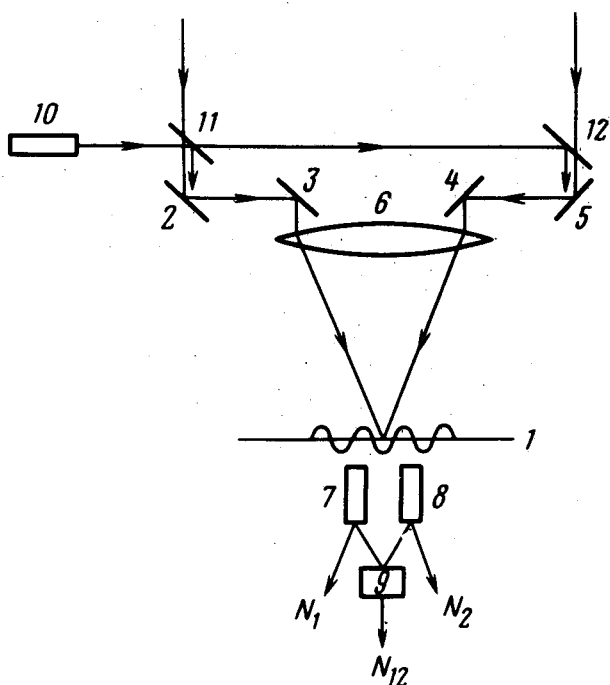


Рис. 2. Звездный интерферометр

Недостатки интерферометров обоих типов можно устранить, комбинируя их способом, показанным на рис. 2. Интерференционная картина формируется в плоскости 1 зеркалами  $2 \div 5$  и линзой 6 (или вогнутым зеркалом), как и в обычном интерферометре Майкельсона. При большой

базе эта картина будет хаотически смещаться из-за тепловых уходов плеч интерферометра, под действием вибраций и из-за влияния атмосферных флуктуаций. Поэтому регистрировать ее следует описанным выше корреляционным методом, с помощью счетчиков фотонов 7, 8 и схемы совпадений 9, т. е. по схеме, формально аналогичной схеме интерферометра Брауна – Твисса. Однако в данном случае быстрые флуктуации света усредняются и несущественны, а частота сканирования картины под действием атмосферных флуктуаций мала ( $< 10^3$  гц), и поэтому для регистрации картины, как это было показано в описанном выше опыте, не требуется большой яркости. Медленные тепловые уходы могут внести разность длин плеч интерферометра, превышающую длину когерентности, и поэтому нуждаются в компенсации. С этой целью предлагается создать в фокальной плоскости, с помощью лазера 10 и полупрозрачных зеркал 11 и 12, вспомогательную интерференционную картину и ее положение фиксировать, внося в одно из плеч интерферометра переменный фазовый сдвиг и используя систему отрицательной обратной связи (ср. [5]).

В заключение укажем, что описанный выше корреляционный метод восстановления изображения допускает различные модификации. В частности, применяя мозаику неподвижных счетчиков фотонов и схему многоканальной регистрации, можно восстанавливать после одного прохождения по экрану не только одномерное, но и двухмерное изображение. Метод может быть использован не только в видимой, но и в более коротковолновых областях спектра, что позволяет рассчитывать на его применение для изучения структуры ускоренных электронных сгустков (по их синхротронному излучению), высокочастотного плазменного шнура [6] и в других задачах.

Авторы благодарны академику П.Л.Капице за внимание к этой работе и ее поддержку, а также Л.А.Вайнштейну и С.П.Капице за полезные советы и обсуждение результатов.

Институт физических проблем  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
16 июня 1977 г.

## Литература

- [1] R. Twiss, A. Little. Hanbury Brown. Nature. 178, 1447, 1957.
- [2] В.В.Башуров. Математические заметки, 6, 257, 1969.
- [3] М.Борн, Э.Вольф. Основы оптики, М., изд. Наука, 1973.
- [4] R. Hanbury Brown. The Intensity Interferometer, London, 1974.
- [5] Ю.Г.Козлов. Оптика и спектроскопия, 25, 761, 1968.
- [6] П.Л.Капица. ЖЭТФ, 57, 1801, 1969.