

5. Weigert F., Elvegard E. and Nakashima M.—Zeitsphys. Chem. (B), 1929, Bd 3, S. 377; 1929, Bd 4, S. 599.
6. Cotton A.—C. R. Acad. Sci. (Paris), 1929, vol. 189, p. 599.
7. Mathieu J. P.—Rev. Opt., 1930, vol. 9, p. 353.
8. Weigert F. and Shidei J.—Naturwiss., 1930, Bd 18, S. 532.
9. Weigert F. and Shidei J.—Zeits. Phys. Chem. (B), 1930, Bd 9, S. 329.
10. Weigert F. and Stibel F.—Zeits. Wiss. Phot., 1931, Bd 30, S. 95, 177.
11. Weigert F.—Phot. Korr., 1934, vol. 70, p. 41.
12. Cameron A. E. and Taylor A. M.—J. Opt. Soc. Am., 1934, vol. 24, p. 316.
13. Freundlich H.—Phot. J., 1936, vol. 76, p. 395.
14. Nikitine S.—C. R. Acad. Sci. (Paris), 1937, vol. 204, p. 973.
15. Weigert F.—Phot. J., 1939, vol. 79, p. 121.
16. Kamiya I.—Bull. Chem. Soc. Jap., 1957, vol. 30, p. 294.
17. Matulis Y. Y. and Yanishevichene Y. A.—Zh. Nauch. Prikl. Fot. Kinc, 1957, Bd 2, S. 91.
18. Bezrychko V. M., Bodryagin V. I., Shalotov A. A.—Sov. Phys.-Solid State, 1970, vol. 12, p. 853.
19. Cherkashin V. P.—Sov. Phys.-Solid State, 1971, vol. 13, p. 264; 1972, vol. 14, p. 1083.
20. Ageev L. A., Milaslavskii V. K., Shklyarevskii I. N.—Opt. Spectrosc. (USSR), 1976, vol. 40, p. 589.
21. Anikin A. A., Malinovsky V. K., Zhdanov V. G.—J. Optics (Paris), 1981, vol. 12, p. 115—121.
22. Kakichashvili Sh. D.—Opt. Spectrosc. (USSR), 1972, vol. 33, p. 171.
23. McMahon D. H., Maloney W. T.—Appl. Opt., 1970, vol. 9, p. 1363.
24. Jonathan J. M., May M.—Opt. Comm., 1979, vol. 28, p. 30.
25. Born M., Wolf E. Principles of Optics. N.-Y.: Pergamon, 1965, p. 544.
26. Jonathan J. M., May M.—Opt. Comm., 1979, vol. 28, p. 295.
27. Debrus S., Jonathan J. M.—J. Optics (Paris), 1979, vol. 10, p. 129.
28. Henriot M. P., May M.—Appl. Opt. (in press.).
29. Jonathan J. M., May M.—Opt. Eng., 1980, vol. 19, p. 828.

*Поступила в редакцию 24 марта 1981 г.*

УДК 535.317.1 : 535.8

**Ж.-Ш. ВЬЕНО, Ж.-П. ГОДЖЕБЕР**  
(Безансон, Франция)

## ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ОПТИКА В МЕТРОЛОГИИ И ОБРАБОТКЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ \*

Цель работы — сообщить читателю основные принципы и методы пространственно-временной оптики как нового направления. В последнее время по рассматриваемой проблеме опубликовано много работ, список которых приводится в конце статьи.

**Общие принципы.** Как известно, при записи обычной голограммы световые монохроматические волны, идущие от опорного источника и объекта, интерферируют в плоскости регистрации. Такая голограмма представляет собой некоторое пространственное распределение интенсивности в том смысле, что информация об объекте закодирована главным образом в виде функции пространственных переменных. Однако возможен и другой вид кодирования, в котором информация представлена временной функцией (это напоминает процесс передачи ее с помощью радиоволн). В обоих случаях необходимо ввести модуляцию для того, чтобы закодировать информацию, подлежащую передаче и обработке. Это иллюстрируется рис. 1, где на входе имеется одиночный импульс

\* Текст доклада на III Всесоюз. конф. по голографии (г. Ульяновск, 1978 г.).

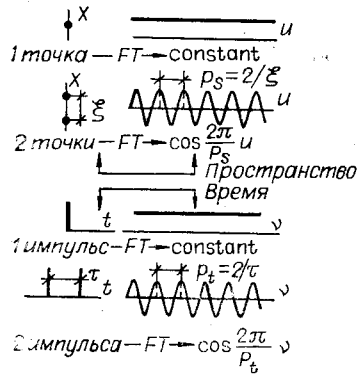


Рис. 1.

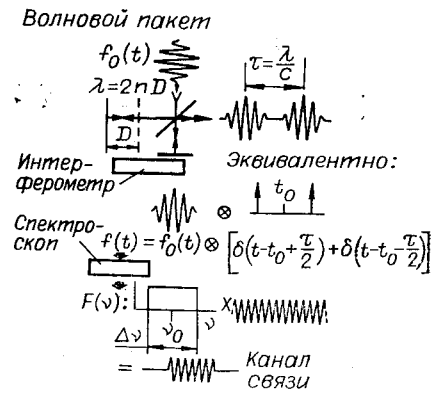


Рис. 3.

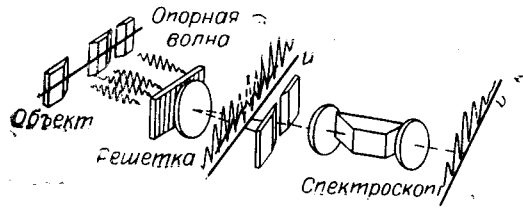


Рис. 2.

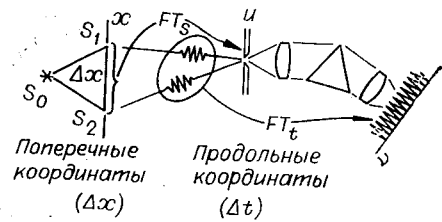
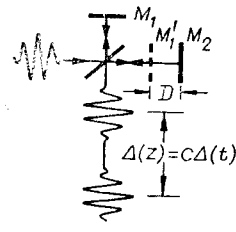


Рис. 4.



Рис. 5.

Пространственный аспект



когда  $\Delta(z) = 2D \geq$  несколько мкм  
 Видность интерференц. полос  $\rightarrow 0$  (в монохроматическом свете: неопределенность  $K\lambda$ )  
Временной аспект  
 когда  $\Delta(z)$  большая, например,  $> 1$  м, } телеметрия,  
 $\Delta(t) >$  несколько нс, } нет никаких проблем  
 но в случае если  
 несколько мкм  $< \Delta(z) <$  несколько см, } очень трудно  
 например,  $3 \mu\text{м} < \Delta(z) < 1$  см, } измерить  
 $10^{-14}$  с  $< \Delta(t) < 3 \cdot 10^{11}$  с

Определение  $\Delta(t)$  или  $\Delta(z)$  с помощью оптического прибора, осуществляющего спектральный анализ

Рис. 6

бесконечно малой длительности с равномерным спектром (как в пространственной, так и во временной области). Если теперь взять объект в виде двух импульсов (опорного и объектного), то результирующий спектр представляет собой синусоидальный сигнал.

Несмотря на кажущееся сходство ситуаций во временной и пространственной областях, между ними существует два принципиальных различия:

а) в то время как во временной области имеют дело с продольными координатами (поскольку речь идет о времени), в пространственной области рассматриваются поперечные координаты (глубина, т. е. третье измерение пространства, приводит к временной задержке);

б) вследствие принципа причинности во временной области нет никакой симметрии, т. е.  $f(t) = 0$  при  $t < 0$ . Кроме того, спектр Фурье любой временной функции обязательно ограничен по полосе частот в пределах положительной части частотной области.

Очевидно, что полная информация об объекте может быть описана с помощью понятий временной оптики, где временные (или хроматические) переменные теперь важны сами по себе: вся информация заключена в цветовом спектре (рис. 2). Преимущество данного случая в том, что мы больше не ограничены необходимостью использовать когерентный свет. Следовательно, это приводит к огромному увеличению информационной пропускной способности оптического канала (этот вопрос обсуждался на советско-французском симпозиуме, который проходил в Москве в 1976 г., и был опубликован в его материалах (с. 352—360)). Сущность такого цветового кодирования состоит в выборе в качестве переносчика кодируемой информации сигнала  $f(t)$ ; при этом исследование любой функции  $g(x)$ , заданной в пространственной области, осуществляется через временной спектр  $B(\nu)$ . В какой-то степени это напоминает мультиплексную спектроскопию.

Непосредственное обобщение временных процессов дается операциями оптической фильтрации и полностью определяется прохождением импульса белого света в двухлучевом интерферометре. Когда одно из зеркал интерферометра сдвигается на величину  $D$ , в одно из плеч вводится разность хода лучей  $\Delta = 2nD$ , вследствие чего сигнал на выходе будет состоять из двух импульсов (в действительности из двух цугов волн  $f_0(t)$ , амплитуда каждого из которых равна половине амплитуды падающего цуга волн), сдвинутых относительно друг друга на величину  $\tau = \Delta/c$ , где  $n$  — показатель преломления среды, а  $c$  — скорость распространения света. Спектральный анализ этой пары сигналов приводит к понятию спектра сигнала, прошедшего через канал связи \* (рис. 3).

С другой стороны, рассуждая с более общих позиций, следует отметить, что при описании дифракции света с помощью интеграла Кирхгофа вводится множитель  $-j/\lambda$  или  $-j\nu/c$ , который можно рассматривать как оператор дифференцирования. Он объясняет эффект временной фильтрации, наблюдаемый на зрачке любой формы (см. библиографию).

**Спектры оптических сигналов, прошедших через канал связи и временные голограммы. Метрологические применения.** Из элементарной схемы, приведенной на рис. 4, нетрудно видеть соотношение между поперечным распределением  $S_1, S_2$  (точечные источники Юнга) и плоскостью интерференции. Это соотношение представляет собой преобразование Фурье, где взаимно-обратными координатами являются  $x$  и  $u$ . Предположив, что плоскость  $x$  освещается белым светом, а входная щель спектроскопа располагается где-либо в поле интерференционной картины, получим, что любой минимум интенсивности в картине интерференции будет отображаться темной полосой на выходе спектроскопа. Если для

\* В оригинале — «channeled spectrum».

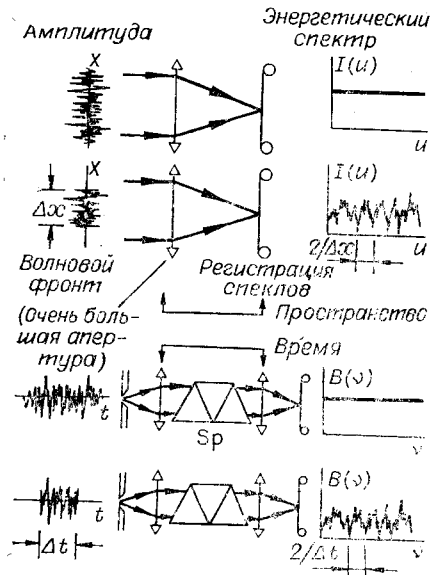


Рис. 7.

временных спектров входных сигналов (рис. 5). В результате получается спектр сигнала, прошедшего через канал связи. Одно излагаемых можно рассматривать как опорный сигнал для другого, и тогда полученная картина должна вести себя как голограмма в обычном смысле. Строго говоря, в данном случае имеют дело с временной голограммой Фурье, расположенной вдоль оси временных частот  $\nu$  (а не вдоль оси пространственной координаты  $u$ , как в пространственной голограмме Фурье).

Большинство свойств обычной голографии наблюдается и в данном случае. В особенности это относится к возможности записи голограмм за две экспозиции. Процесс восстановления записанного на голограмме изображения остается, однако, тем же самым: временную голограмму следует осветить когерентным светом. Существенно, что такой метод восстановления позволяет отображать профили непрозрачных объектов по глубине.

**Интерферометрия в белом свете.** Преимущества интерферометрии в белом свете очевидны. Рис. 6 поясняет ее принципы. Интерферометрия в белом свете применима для измерений в тех областях, где использование когерентного света при быстрых оценках может привести к ошибкам (при определении порядка интерференции) и где разность хода недостаточно велика при регистрации ее существующими телеметрическими методами. Она также позволяет избежать необходимости применения когерентного источника.

**Временные (хроматические) спеклы.** В прошлом мы много раз указывали на аналогию, существующую между пространственным и временным спекл-эффектами. На рис. 7 дано их сравнение. Спектр мощности случайного временного сигнала, ограниченного по длительности в определенных пределах, имеет зернистую структуру, средний размер зерна которой обратно пропорционален длительности сигнала. Если источник, например, белого света освещает шероховатую поверхность, то распределение отраженного света по длинам волн (цвету) оказывается пространственно промодулированной функцией профиля исследуемой поверхности. Множество крошечных элементарных волн, отраженных назад от различных зерен поверхности вдоль одного направления, оказываются

рассматриваемого случая юстировка схемы такова, что разность хода лучей в месте расположения щели спектроскопа равна  $(2k + 1)\lambda/2$ , то интенсивность для этого цвета минимальна. Далее разности хода соответствует также временная задержка между двумя сигналами, приходящими от  $S_1$  и  $S_2$  соответственно. Выполняемый спектроскопом анализ есть преобразование Фурье над информацией, присутствующей в его входном зрачке, которую можно рассматривать как продольную информацию, описываемую некоторой зависимостью от времени  $t$ . Другими словами, операция, выполняемая спектроскопом, есть операция временного преобразования Фурье над суммой двух сигналов  $f_1(t) + f_2(t)$ , при этом временная частота  $\nu$  оказывается обратной переменной времени  $t$ . Сигнал на выходе спектроскопа представляет, таким образом, когерентную суперпозицию вре-

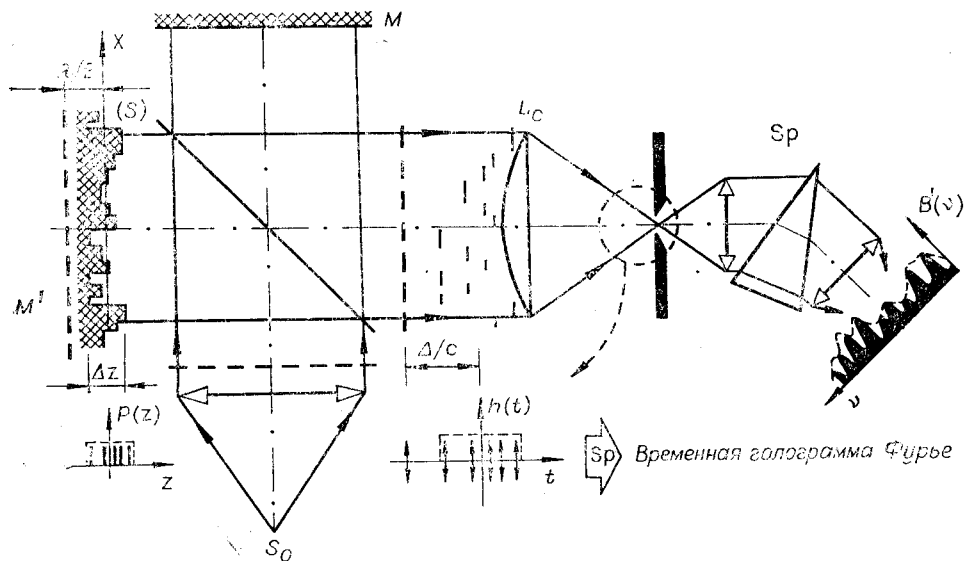


Рис. 8.

сдвинутыми друг относительно друга на соответствующие временные расстояния, которые в известном смысле представляют собой закодированный профиль поверхности. Последовательность таких сигналов, фокусируемых на входной щели спектроскопа, содержит информацию о геометрии деталей структуры поверхности. Спектроскоп осуществляет цветовой анализ этой информации. Оказывается, однако, что спектр мощности выходного сигнала спектроскопа содержит полную информацию о статистических характеристиках шероховатости поверхности. Эта картина представляет собой распределение спеклов по цветам. Она соответствует случаю зеркального отражения. При наблюдении за дифракцией когерентного пучка света на транспаранте с записью выходной картины спектроскопа получают первое представление о статистических характеристиках профиля поверхности. Строго говоря, наблюдаемая картина дифракции отображает функцию автокорреляции сигнала на выходе спектроскопа. Добавляя к временной спекл-структуре фон, можно получить временную голограмму Фурье этой спекл-структуры. В качестве фона может служить плоская волна белого света, которая будет играть роль опорной. Собранный на входной щели спектроскопа спектр мощности с интересующей нас информацией (рис. 8) регистрируется на фотопленке и затем демодулируется обычным путем в когерентном свете. Процесс восстановления предполагает использование цилиндрической линзы. Плюс-минус первые порядки дифракции отображают функцию плотности вероятности профиля исследуемой поверхности, рассматриваемой вдоль линии, параллельной оси времени (рис. 9). Микрофотометрический разрез одной боковой полосы (т. е. первого порядка) показывает, что в рассматриваемом конкретном случае (рис. 10) среднеквадратичное значение (СКЗ) шероховатости профиля поверхности равно приблизительно 5 мкм (как и следовало ожидать, этот разрез имеет гауссовый профиль, поскольку исследуемая поверхность не имела никаких характерных особенностей).

Необходимо особо подчеркнуть главную особенность (и преимущество) этого нового метода: при исследовании всей поверхности либо ее части не требуется ни априорного знания модели шероховатости поверхности, ни особых предположений о ней.

**Цветовое кодирование и псевдоизображения.** Предположим, что

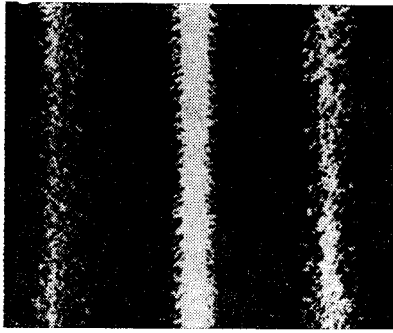


Рис. 9.

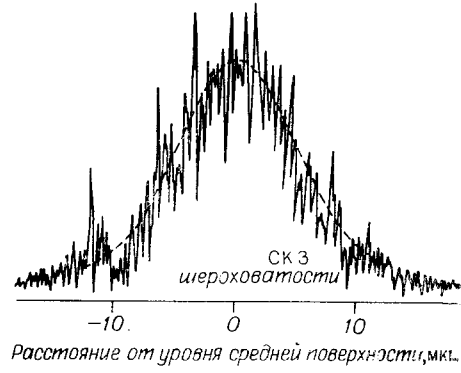


Рис. 10

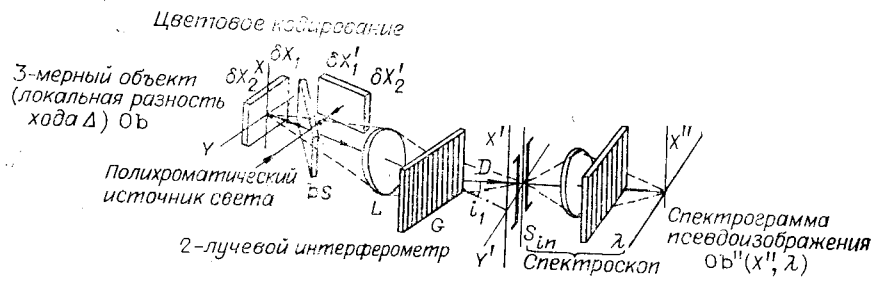


Рис. 11

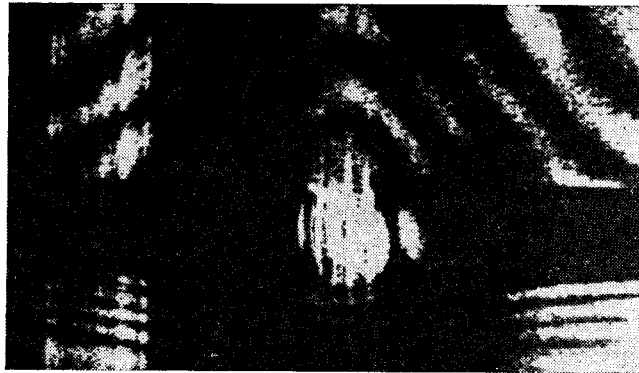


Рис. 12.

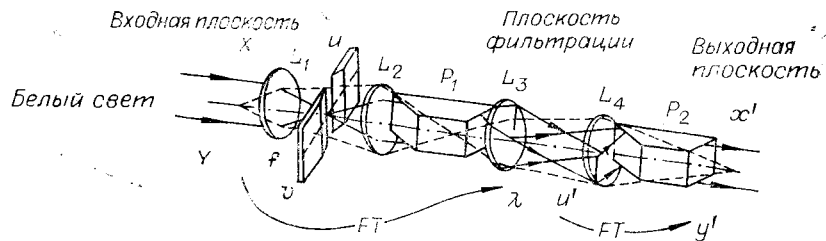


Рис. 13.

3-мерный объект, прозрачный или непрозрачный, помещен в одно из плеч двухлучевого интерферометра, освещаемого белым светом. Для любой длины волны  $\lambda$  всегда можно найти пару гомологических элементарных волн, соответствующих срезам  $\delta x_1$  и  $\delta x_2$  (например,  $\delta x'_1$  и  $\delta x'_2$ ), таких, что обе волны из этой пары интерферируют в заданной области, сопряженной с объектом с помощью линзы  $L$ . Энергия в полученной интерферограмме равна произведению трех членов: геометрическое распределение энергии, сопряженное с тем, которое имеется на объекте; спектральная плотность излучения источника; функция, описывающая картину интерференционных полос, которая связана с локальной разностью хода, вносимой объектом (если он прозрачный) или отклонениями его поверхности от своего среднего уровня (если объект непрозрачный).

Непосредственно за линзой помещается решетка, которая позволяет получить ряд монохроматических изображений. Входная щель спектроסקопа центрируется затем на 1-й порядок дифракции. Из выражения для энергии в этой области можно получить соотношение между спектром мощности, отображаемым на выходе спектроסקопа, и функцией объекта. Полная экспериментальная процедура изображена на рис. 11, где приведены также различные уравнения.

Распределение энергии в интерферограмме (до решетки  $G$ ) описывается уравнением

$$E = \text{Ob}' B(\lambda_i) (1 + \cos(2\pi/\lambda_i)\Delta),$$

где  $\text{Ob}'$  — геометрическое изображение объекта,  $B(\lambda_i)$  — спектральная плотность мощности источника света,  $(1 + \cos(2\pi/\lambda_i)\Delta)$  — функция профиля интерференционных полос.

В результате действия решетки  $G$  ( $N$  лин/мм) распределение энергии во входной щели  $S_{in}$  спектроסקопа

$$E_1(x', y'; \lambda_i) = E(x', y' - DN\lambda_i) = \text{Ob}'(x', y') \times \\ \times B(\lambda_i) (1 + \cos(2\pi/\lambda_i)\Delta(x', y')) \otimes \delta(y' - DN\lambda_i).$$

Полученные выражения фактически являются уравнением кодирования. Спектроסקопом далее осуществляется спектральный анализ поля  $E'(x', y'; \lambda_i)$ . При этом формируется спектрограмма  $\text{Ob}''(x'', \lambda)$ , идентичная закодированному изображению объекта  $\text{Ob}(x, y, z)$ . Можно сказать, что спектроскоп «видит» каждый срез объекта, который закодирован цветовыми параметрами. Как и ранее, отображаемый спектр объекта является еще и голограммой, с помощью которой восстанавливается изображение объекта.

Предварительные результаты по цветовому кодированию представлены в другой работе. Они получены с помощью призмного спектроסקопа, который вносит искажения в изображения. Однако этот спектроскоп дешев и очень прост в эксплуатации. Для более сложных применений нами разработан специальный прибор, в котором использован второй диспергирующий элемент также в виде решетки.

Следует отметить следующие интересные свойства рассмотренного метода: а) возможность измерения абсолютной разности хода; широкий рабочий диапазон измерений (от 1 мкм до нескольких сантиметров); б) высокая точность измерений (не хуже 1 мкм); в) возможность записи спектроголограмм методом двух экспозиций в том же самом диапазоне измерений (было использовано для абсолютных измерений продольных деформаций).

Среди возможных применений метода, круг которых еще далеко не определен, следует указать на измерение локальных температур пламени с точностью до 3% на уровне 1000°C. Было доказано, что в настоящее время с помощью этого метода возможно измерение температур в диапазоне от 100 до 20000°C. Нами исследуется возможность модификации данного метода для целей диагностики плазмы.

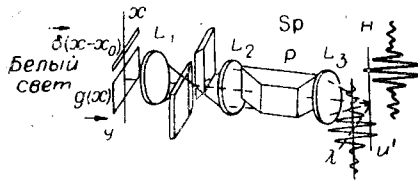


Рис. 14.

на рис. 13, выполняет мультиплексную корреляцию в белом свете, излучаемом источником (это, однако, ни в коей мере не является ограничением, поскольку в этом случае с помощью простой линзы легче фокусировать энергию, и, следовательно, можно сказать, что здесь мы имеем дело с мультиплексным некогерентным коррелятором).

Подлежащая обработке информация помещается во входной плоскости и освещается параллельным пучком белого света. В первой фурье-плоскости  $(u, v)$  располагается входной зрачок спектрокопа. Сопряженная с ней плоскость  $(u', \lambda)$  на выходе спектрокопа используется как плоскость фильтрации. Поскольку преобразованная ось абсцисс теперь проградуирована в длинах волн, то любой установленный здесь фильтр будет действовать независимо на каждую монохроматическую составляющую спектра. Вторая часть этого коррелятора обратна первой. Она выполняет обратное преобразование Фурье, формируя соответствующим образом отфильтрованный энергетический спектр сигнала. Различные углы освещения и параметры линзы-коллектива  $L_4$ , дисперсионного элемента  $P_2$  и так далее выбраны таким образом, чтобы в центральной части последней выходной плоскости  $(x', y')$  отображалась полная полихроматическая информация.

Возникает вопрос о том, как можно сделать согласованный фильтр для описанного выше коррелятора. Очевидно, что он должен быть временной (или хроматической) голограммой Фурье. Процедура записи такого согласованного фильтра полностью описана на рис. 14. Ради простоты на нем показана запись хроматической голограммы Фурье прямоугольной апертуры, причем опорный сигнал формируется с помощью узкой щели — аналога  $\delta$ -функции. Ситуация та же, что и в обычной голографии, за исключением введения в схему дисперсионного элемента (спектрокоп Sp). Голограмма регистрируется в фурье-плоскости  $(u', \lambda)$ . Предположим далее, что полученная таким способом голограмма помещается в плоскость фильтрации коррелятора, на входе которого представлено слово ZIGZAG. Тогда на выходе формируется картина, показанная на рис. 15. Такой результат не является удивительным. Эффект двоения букв легко объяснить: он обусловлен фильтрацией высоких частот пространственно-частотного спектра прямоугольной апертуры, представленной в виде голограммы Фурье. Это классический эффект дифференцирования, о котором упоминалось в конце первого параграфа. В данном случае он результируется в оконтурировании букв в одном поперечном направлении. Что касается фактической толщины букв, то ее можно наблюдать в нулевом порядке.

По сравнению с другими корреляторами, работающими в белом свете, этот коррелятор обладает следующими достоинствами:

в нем сохранена хорошо известная гибкость и

На рис. 12 приведена фотография спектрограммы пламени электрической дуги. Electroды были сделаны из железа. (Обратите внимание на спектральные линии железа, они появляются одновременно.) Температура  $\sim 2000^\circ\text{C}$ .

Первый подход к созданию коррелятора, работающего в широкой полосе спектра. Устройство, изображенное

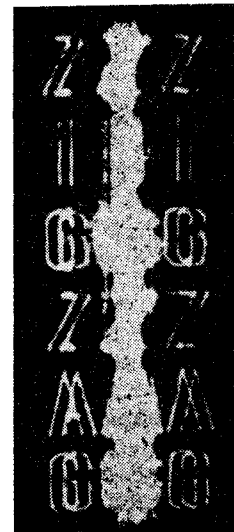


Рис. 15.



информационная пропускная способность когерентных процессоров;  
как было отмечено ранее, общая информационная емкость операций  
обработки увеличивается благодаря использованию широкой спектральной  
полосы частот;

отношение сигнал/шум еще остается сравнимым с тем, которое по-  
лучается в некогерентных процессорах;

корреляция между различными объектами осуществляется независи-

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Froehly C., Lacourt A., Viénot J. Ch.—Nlle Rev. Optique, 1973, vol. 4, N 4, p. 183—196.
2. Lacourt A., Viénot J. Ch., Goedgebuer J. P.—Japan J. Appl. Phys., 1975, vol. 14, p. 311—316.
3. Goedgebuer J. P., Lacourt A., Viénot J. Ch.—Optics Comm., 1976, vol. 16, N 1, p. 99—103.
4. Calatroni J.—Optics Comm., 1976, vol. 19, N 1, p. 49—53.
5. Lacourt A., Viénot J. Ch., Goedgebuer J. P.—Optics Comm., 1976, vol. 19, N 1, p. 68—71.
6. Goedgebuer J. P., Viénot J. Ch.—Optics Comm., 1976, vol. 19, N 2, p. 229—231.
7. Viénot J. Ch., Goedgebuer J. P., Lacourt A.—Appl. Optics, 1977, vol. 16, N 2, p. 454—461.
8. Lacourt A., Goedgebuer J. P.—Optica Acta, 1977, vol. 24, N 8, p. 827—835.
9. Aebischer N., Goedgebuer J. P.—Optics Comm., 1977, vol. 22, N 1, p. 103—106.
10. Viénot J. Ch., Goedgebuer J. P. Holography and Optical Data Processing/Ed. Marrom and al. N.-Y.: Pergamon Press, 1977, p. 95—104.
11. Viénot J. Ch., Lacourt A., Goedgebuer J. P.—Proc. Opt. Computing Conf. «Washington-75». N.-Y., 1975.
12. Viénot J. Ch., Goedgebuer J. P.—Proc. Moscow Symp. [Materialy...], 1977.
13. Bonnet G.—Ann. Telecomm., 1975, vol. 30, p. 251—269.
14. Bonnet G.—Nlle Rev. Opt., 1976, vol. 7, p. 235—258.
15. Crosta G.—Optics Comm., 1978, vol. 25, N 2, p. 141—143.
16. Goedgebuer J. P., Gazeu R.—Optics Comm. (in publ. 1978).
17. Lacourt A.—Optics Comm. (in publ. 1978).
18. Bonnet G.—J. Optics (Paris), 1977, vol. 8, N 4, p. 243—266.
19. Armitage J. D., Lohmann A., Paris D. P.—Japan J. Appl. Phys., 1965, vol. 4.

*Поступила в редакцию 9 июля 1980 г.*