

ГОЛОГРАФИЯ  
И ОБРАБОТКА  
ИНФОРМАЦИИ

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
ОТДЕЛЕНИЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ  
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ПРОБЛЕМЕ «ГОЛОГРАФИЯ»

5502-103

# ГОЛОГРАФИЯ И ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ

Под редакцией  
профессора С. Б. ГУРЕВИЧА

2109



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
ЛЕНИНГРАД · 1976



Научный редактор

*Н. Н. ИЛЬЯШЕНКО*

**ГОЛОГРАФИЯ И ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ**

*Утверждено к печати*

*Научным советом по проблеме «Голография»*

Редактор издательства *Н. К. Шарова*. Художник *Г. В. Смирнов*

Технический редактор *Г. А. Бессонова*

Корректоры *М. А. Горилас* и *Л. Б. Наместникова*

Сдано в набор 15/VI 1976 г. Подписано к печати 8/XII 1976 г. Формат  $60 \times 90^{1/16}$ . Бумага № 1. Печ. л.  $12^{1/4} = 12.25$  усл. печ. л. Уч.-изд. л. 13.16. Изд. № 6217. Тип. зак. № 1319. М-15252. Тираж 5200. Цена 92 коп.

Ленинградское отделение издательства «Наука»  
190164, Ленинград, В-164, Менделеевская линия, д. 1

---

1-я тип. издательства «Наука». 190034, Ленинград, В-34, 9 линия, д. 12

Г  $\frac{30401-675}{055(02)-76}$  13-76

© Издательство «Наука», 1976

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий сборник посвящен важной проблеме оптических методов записи и обработки информации в первую очередь на основе голографии и когерентной оптики. Тематически он является продолжением сборника «Оптические методы обработки информации» (Л., «Наука», 1974).

Представленные статьи охватывают следующие темы: голографическая запись информации и голографическая память, вопросы преобразования и обработки изображений когерентными методами, использование ЭВМ для обработки и восстановления изображений, обработка электрических сигналов когерентными и некогерентными оптическими методами.

Вопросам голографической памяти посвящены статьи И. С. Гибина и П. Е. Твердохлеба, а также А. С. Глушкова и др. Наряду с оперативной голографической памятью с высокой скоростью выборки большую практическую ценность имеют полуоперативные и архивные системы голографической памяти, которым и посвящены упомянутые статьи.

При ограничении времени записи большое значение имеет чувствительность голографических систем. Оценке чувствительности системы, используемой для голографической записи информации, посвящена статья С. Б. Гуревича «Чувствительность голографических систем».

В следующих работах исследуются методы когерентной обработки оптических изображений. В. К. Соколов и Б. И. Рапопорт рассматривают особенности когерентной обработки изображений, согласуемой в дальнейшем с телевизионным каналом, и возможное повышение за счет этого качества выходного изображения. Новый метод корреляционной обработки изображений, эквивалентный известному методу оптической согласованной фильтрации, описывается в статье Г. Е. Корбукова, В. В. Куликова и Е. Р. Цветова. В статье Е. С. Нежевенко и Б. И. Спектора разбирается метод нелинейного преобразования изображений без применения нелинейных регистрирующих сред.

Коррекция и обработка изображений с использованием ЭВМ рассматриваются в работах Д. С. Лебедева и Б. Е. Хайкина с со

трудниками. Вопросам восстановления третьего измерения молекулярных структур посвящена статья А. С. Куниского.

Далее следует большая группа работ, посвященных вопросам оптической обработки электрических сигналов. Здесь важную роль играет оперативный ввод и вывод информации. Примером оперативного ввода служат многоканальные акустооптические модуляторы, рассмотренные в статье Н. А. Есепкиной с соавторами. Акустооптические системы исследуются также в работах Э. И. Крупицкого, Т. Н. Сергеевко и В. И. Яковлева, а также С. В. Кулакова с сотрудниками.

Использование когерентных оптических методов корреляционного анализа случайных процессов, представленных электрическими сигналами в квазиреальном времени, рассмотрено в статьях А. С. Островского, И. Н. Раллева и И. М. Почерняева.

Две статьи посвящены особенностям записи голографической информации на средах типа халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) и фототермопластиков. В первой из них приводятся результаты исследований более высокочувствительных и эффективных сред на основе ХСП при изменении их состава, во второй рассматривается контактная фототермопластическая запись в системе когерентно-оптической обработки информации.

Некогерентной оптической обработке информации посвящена статья Г. К. Ивановой, В. Н. Ильиной и Е. Ф. Орлова, в которой излагаются возможности использования некогерентных оптических систем для спектральной обработки двумерных изображений.

В статье А. Ф. Рыхлова, М. С. Чеберяк и Д. Ф. Черных теоретически и экспериментально исследуется влияние рассеивателя на свойства голограммы Френеля.

Хотя приведенные в сборнике статьи освещают лишь отдельные стороны такой большой проблемы, какой является оптическая обработка информации, тем не менее они отражают «горячие точки» исследований, проводимых в рамках этой проблемы, и, по нашему мнению, могут оказаться полезными для широкого круга инженеров и исследователей, работающих в области обработки информации.

*С. Б. Гуревич*

ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ В ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ  
ГОЛОГРАММНЫХ ЗУ

Для хранения и обработки больших массивов информации (анализ и преобразование изображений, поиск информации в банках данных, многоканальная обработка сигналов и т. п.) все чаще привлекаются оптические методы, обеспечивающие плотность хранения информации до  $10^8$  бит/см<sup>2</sup> и высокую скорость ее обработки, достигаемую главным образом за счет большой пропускной способности оптических систем (количество независимых каналов может составлять  $10^6$  и более). Эти возможности реализуются в специализированных оптических процессорах и оптических запоминающих устройствах.

Оптические процессоры являются, как правило, аналоговыми устройствами с параллельным принципом действия. Они хорошо приспособлены для выполнения интегральных преобразований над изображениями массивов информации.

Оптические запоминающие устройства (ЗУ) обеспечивают запись, хранение и выдачу информации и выполняют в основном функции внешних устройств памяти ЭВМ.

Среди оптических ЗУ выделяются устройства, в которых запись и хранение информации осуществляются голографическим способом. ЗУ такого типа обладают высокой помехоустойчивостью к дефектам носителя информации, а также обеспечивают возможность хранения и выдачи информации страницами до  $10^4$  и более бит. По многочисленным оценкам голограммные запоминающие устройства (ГЗУ) с постраничной записью информации и матричной организацией памяти наиболее перспективны для записи и хранения больших объемов информации [1—5]. Емкость ГЗУ может достигать  $10^8$ — $10^9$  бит, а время произвольной выборки составляет 1—10 мсек.

В настоящее время в вычислительной технике существует тенденция к разработке и созданию ЗУ, в которых функции хранения информации совмещены с функциями ее обработки. Это позволяет повысить производительность ЭВМ и уменьшить количество информации, передаваемой по каналам связи ЗУ—ЭВМ.

Указанная тенденция проявляется и при создании ГЗУ. Известны попытки реализации в ГЗУ ассоциативного поиска [6, 7],

логических и арифметических операций [8] и функциональных преобразований методами табличной арифметики [9]. Исследования в этом направлении имеют частный характер и относятся к различным структурам ГЗУ. Так, обработка информации в работах [6, 8] основана на применении ГЗУ с линейной организацией памяти, а в [7, 9] — на применении ГЗУ с матричной организацией, имеющих по сравнению с предыдущими преимущества в объеме памяти.

Возникает, таким образом, необходимость в более полном исследовании возможностей обработки информации в ГЗУ с единой,

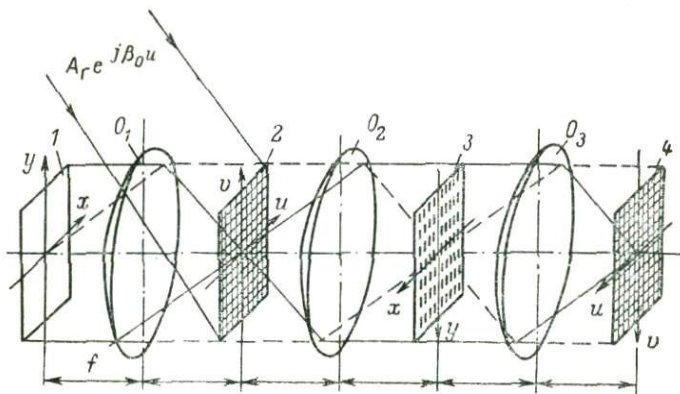


Рис. 1. Общая схема оптической системы ГЗУ с функциями обработки информации.

перспективной организацией памяти. Актуальность такого исследования обусловлена тем, что работы по созданию ГЗУ ведутся рядом отечественных и зарубежных организаций. Ожидается, что в ближайшие годы будут выпущены промышленные варианты таких устройств. Поэтому особое значение приобретает возможность многофункционального использования ГЗУ.

Настоящая работа посвящена изучению класса преобразований в оптических системах ГЗУ с матричной организацией памяти. Описаны варианты систем, пригодных для обработки страниц информации, и указаны возможности их применения для решения задач ассоциативного поиска и спектрального анализа изображений. Вопросы обработки информации в оптико-электронных элементах ГЗУ (например, в фотоматрице с памятью и развитой параллельной логикой) здесь не затрагиваются.

Преобразования в ГЗУ. Особенностью рассматриваемых ГЗУ является то, что информация в них записывается постранично на отдельных голограммах в виде прямоугольной (чаще квадратной) матрицы. Голограммы имеют небольшие размеры ( $\sim 1$  мм и менее), а количество их в матрице достигает зна-

чений  $10^3$ — $10^4$  и более. В связи с этим оптическая система ГЗУ может рассматриваться в качестве линейной неинвариантной системы обработки информации. Импульсным входным воздействием в этом случае является узкий световой пучок, направленный на одну из голограмм памяти, а реакцией на воздействие — изображение страницы информации, восстановленной в плоскости фотоматрицы. Характер импульсной реакции определяется содержанием голограммы и меняется от голограммы к голограмме.

Покажем, что в такой системе могут быть реализованы линейные интегральные преобразования общего вида. Для этого обратимся к схеме, приведенной на рис. 1, где 1 — плоскость регистрируемого изображения, 2 — плоскость матрицы голограмм, 3 — плоскость восстановленного изображения, 4 — выходная частотная плоскость. Плоскости 1 и 3, 2 и 4 проективно связаны объективами  $O_1$  и  $O_2$ ,  $O_2$  и  $O_3$ . Плоскости 1 и 2, 2 и 3, 3 и 4 связаны между собой преобразованием Фурье, выполняемым с помощью объективов  $O_1$ ,  $O_2$ ,  $O_3$ . Координаты в плоскостях 1 и 3 обозначим символами  $x$ ,  $y$ , в плоскостях 2 и 4 —  $\xi$ ,  $\eta$ . Угловые пространственные частоты  $u$  и  $v$  в плоскостях 2 и 4 связаны с линейными координатами  $\xi$  и  $\eta$  соотношениями  $u = 2\pi\xi/\lambda f$ ,  $v = 2\pi\eta/\lambda f$ , где  $f$  — фокусное расстояние объектива, осуществляющего преобразование Фурье;  $\lambda$  — длина волны света.

Если матрицу голограмм поместить в плоскость 2 и осветить все голограммы этой матрицы когерентным опорным пучком  $A_r \exp(ju\beta_0)$ , то за плоскостью 2 в направлении первого дифракционного порядка с точностью до постоянного коэффициента получим амплитудное распределение, описываемое выражением

$$M_r(u, v) = \sum_{m=-M/2}^{M/2} \sum_{n=-M/2}^{M/2} F_{mn}(u + mG, v + nG) \operatorname{rect}\left(\frac{u + mG}{H}\right) \times \\ \times \operatorname{rect}\left(\frac{v + nG}{H}\right), \quad (1)$$

$$m = 0, \pm 1, \dots, \pm M/2, \\ n = 0, \pm 1, \dots, \pm M/2,$$

где  $F_{mn}(u, v) = \iint_{\Omega} f_{mn}(x, y) \exp[j(ux + vy)] dx dy$  — пространственно-частотный спектр изображения страницы информации  $f_{mn}(x, y)$ , хранящейся в голограмме; функция

$$\operatorname{rect}\left(\frac{u}{H}\right) = \begin{cases} 1, & |u| \leq H/2; \\ 0, & |u| > H/2; \end{cases}$$

$H = 2\pi h/\lambda f$  — угловой размер голограммы ( $h$  — линейный размер),  $G = 2\pi g/\lambda f$  — угловой шаг матрицы голограмм ( $g$  — линейный шаг),  $M+1$  — количество голограмм в строке (столбце) матрицы,  $\Omega$  — область задания функции  $f_{mn}(x, y)$ .

В силу того что пространственно-частотный спектр функций  $f_{mn}(x, y)$  ограничен размером голограммы  $H$ , то в соответствии с теоремой Котельникова [10] эта функция может быть представлена отдельными отсчетами через равные интервалы  $t = \Delta x = \Delta y = 2\pi/H$ . Если пространственные частоты  $|u| = |v| > H/2$  дают незначительный вклад в изображение, то при условии, что  $f_{mn}(x, y)$  ограничена областью  $\Omega = L_x \times L_y$ , количество отсчетов  $N_x = N_y = L_x H/2\pi$  и функция  $f_{mn}(x, y)$  разлагается в конечный ряд

$$f_{mn}(x, y) = \sum_{k=-N/2}^{N/2} \sum_{l=-N/2}^{N/2} f_{mn}^{kl} \frac{\sin \left[ H/2 \left( x + \frac{2\pi k}{H} \right) \right] \sin \left[ H/2 \left( y + \frac{2\pi l}{H} \right) \right]}{\left( x + \frac{2\pi k}{H} \right) \left( y + \frac{2\pi l}{H} \right)}; \quad (2)$$

$$k = 0, \pm 1, \dots, \pm N/2; \quad l = 0, \pm 1, \dots, \pm N/2;$$

$f_{mn}$  — отсчеты функции  $f_{mn}(x, y)$  в точках  $(x = 2\pi k/H, y = 2\pi l/H)$ .

Здесь и ниже полагаем, что индексы  $mn$  относятся к элементам строк и столбцов матрицы голограмм (1), а индексы  $kl$  — к элементам строк и столбцов матрицы отсчетов (2), описывающей изображение.

С учетом (2) пространственно-частотный спектр изображения  $f_{mn}(x, y)$  с точностью до постоянного коэффициента может быть представлен в виде суммы

$$F_{mn}(u, v) = \sum_{k=-N/2}^{N/2} \sum_{l=-N/2}^{N/2} f_{mn}^{kl} \exp \left[ \frac{2\pi}{H} j (uk + vl) \right] \text{rect} \left( \frac{u}{H} \right) \text{rect} \left( \frac{v}{H} \right), \quad (3)$$

а выражение (1) принимает вид

$$M_r(u, v) = \sum_{m=-M/2}^{M/2} \sum_{n=-M/2}^{M/2} \sum_{k=-N/2}^{N/2} \sum_{l=-N/2}^{N/2} f_{mn}^{kl} \exp \left[ \frac{2\pi}{H} j \{ (u + mG)k + (v + nG)l \} \right] \text{rect} \left( \frac{u + mG}{H} \right) \text{rect} \left( \frac{v + nG}{H} \right). \quad (4)$$

Восстановление изображений из матрицы голограмм в рассматриваемой оптической схеме ГЗУ эквивалентно выполнению операции преобразования Фурье над выражением (4). Тогда в плоскости восстановленного изображения получим амплитудное распределение света

$$\begin{aligned} M_B(x, y) &= F \{ M_r(u, v) \} = \\ &= \sum_{m=-M/2}^{M/2} \sum_{n=-M/2}^{M/2} \sum_{k=-N/2}^{N/2} \sum_{l=-N/2}^{N/2} f_{mn}^{kl} \frac{\sin \left[ H/2 \left( x + \frac{2\pi k}{H} \right) \right] \sin \left[ H/2 \left( y + \frac{2\pi l}{H} \right) \right]}{\left( x + \frac{2\pi k}{H} \right) \left( y + \frac{2\pi l}{H} \right)} \times \\ &\quad \times \exp \{ jG \{ mx + ny \} \}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь символ  $F \{ \}$  обозначает операцию преобразования Фурье.

Введем обозначения

$$f^{kl}(u, v) = \sum_{m=-M/2}^{M/2} \sum_{n=-M/2}^{M/2} f_{mn}^{kl} \exp \left[ \frac{2\pi G}{H} j(mk + nl) \right] \text{rect} \left( \frac{u + mG}{H} \right) \times \text{rect} \left( \frac{v + nG}{H} \right), \quad (6)$$

$$f_{mn}(x, y) = \sum_{k=-N/2}^{N/2} \sum_{l=-N/2}^{N/2} f_{mn}^{kl} \frac{\sin \left[ H/2 \left( x + \frac{2\pi k}{H} \right) \right] \sin \left[ H/2 \left( y + \frac{2\pi l}{H} \right) \right]}{\left( x + \frac{2\pi k}{H} \right) \left( y + \frac{2\pi l}{H} \right)}. \quad (7)$$

Подставив (6) и (7) соответственно в (4) и (5), получим амплитудное распределение света в плоскости  $(u, v)$  в виде

$$M_r(u, v) = \sum_{k=-N/2}^{N/2} \sum_{l=-N/2}^{N/2} f^{kl}(u, v) \exp \left[ \frac{2\pi}{H} j(uk + vl) \right], \quad (8)$$

а в плоскости  $(x, y)$  —

$$M_g(x, y) = \sum_{m=-M/2}^{M/2} \sum_{n=-M/2}^{M/2} f_{mn}(x, y) \exp [jG(mx + ny)]. \quad (9)$$

Из (8) следует, что матрица голограмм может быть представлена в виде суммы из  $(N+1) \times (N+1)$  изображений  $f^{kl}(u, v)$ , причем каждому элементу  $kl$  плоскости  $(x, y)$  соответствует свое изображение  $f^{kl}(u, v)$  в плоскости  $(u, v)$ . Фазовый множитель  $\exp \left[ \frac{2\pi}{H} j(uk + vl) \right]$  определяет угол, под которым виден элемент  $kl$  из плоскости матрицы голограмм.

Аналогично из (9) следует, что при восстановлении изображений из матрицы голограмм в плоскости  $(x, y)$  образуется сумма изображений  $f_{mn}(x, y)$ , причем каждому из этих изображений соответствует элемент  $m, n$  в плоскости матрицы голограмм. Изображения  $f_{mn}(x, y)$  проектируются под углами, определяемыми фазовыми множителями  $\exp [jG(mx + ny)]$ .

Наблюдение или фотоэлектрическое считывание световых распределений (8) и (9) возможно только на уровне интенсивностей, определяемых как квадрат модуля амплитудных распределений

$$I_r(u, v) = M_r(u, v) M_r^*(u, v) = \sum_{k=-N/2}^{N/2} \sum_{l=-N/2}^{N/2} |f^{kl}(u, v)|^2 + 2 \sum_{k=-N/2}^{N/2} \sum_{p=k+1}^{N/2} \sum_{l=-N/2}^{N/2-1} \sum_{q=l+1}^{N/2} f^{kl}(u, v) f^{pq}(u, v) \times \cos \left\{ \frac{2\pi}{H} [u(k-p) + v(l-q)] \right\}, \quad (10)$$

$$\begin{aligned}
I_n(x, y) = M_n(x, y) M_n^*(x, y) = & \sum_{m=-M/2}^{M/2} \sum_{n=-M/2}^{M/2} |f_{mn}(x, y)|^2 + \\
+ 2 \sum_{m=-M/2}^{M/2} \sum_{s=m+1}^{M/2} \sum_{n=-M/2}^{M/2-1} \sum_{t=n+1}^{M/2} f_{mn}(x, y) f_{st}(x, y) \times \\
\times \cos \{G[x(m-s) + y(n-t)]\}. & \quad (11)
\end{aligned}$$

Выражения (10) и (11) содержат высокочастотные интерференционные члены, которые обусловлены когерентным сложением изображений от соседних элементов  $kl$  (или  $mn$ ). Однако если каждому элементу изображения  $kl$  при записи или элементу  $mn$  при восстановлении голограмм сообщить случайный фазовый сдвиг [11] или же восстанавливать голограммы частично когерентным опорным источником так, чтобы волновые фронты из соседних голограмм были некогерентны, то интерференционные члены в выражениях (10) и (11) усредняются и их можно не принимать во внимание. Тогда

$$I_r(u, v) = \sum_{k=-N/2}^{N/2} \sum_{l=-N/2}^{N/2} |f^{kl}(u, v)|^2, \quad (12)$$

$$I_n(x, y) = \sum_{m=-M/2}^{M/2} \sum_{n=-M/2}^{M/2} |f_{mn}(x, y)|^2. \quad (13)$$

С учетом того, что количество элементов  $M$  и  $N$  велико, заменим дискретные независимые переменные  $m, n, k, l$  на непрерывные переменные  $u, v, x, y$  и перейдем в (12) и (13) от сумм к интегралам. В результате получим

$$I_r(u, v) = \int_{-L_n/2}^{+L_n/2} \int K(x, y; u, v) dx dy, \quad (14)$$

$$I_n(x, y) = \int_{-L_r/2}^{+L_r/2} \int K(u, v; x, y) du dv, \quad (15)$$

где  $L_n = (2\pi/H)(N+1)$  — линейный размер восстановленного изображения;  $L_r = (M+1)G$  — угловой размер матрицы голограмм, а

$$K(x, y; u, v) = |f(x, y; u, v)|^2.$$

Такой переход, вообще говоря, не является математически строгим и необходим лишь для лучшего понимания характера преобразований, выполняемых в ГЗУ.

Поместим в плоскости восстановленного изображения  $\mathcal{Z}$  (рис. 1) транспарант с амплитудным пропусканием  $\varphi^{1/2}(x, y)$ , тогда рас-

пределение интенсивности в частотной плоскости  $\hat{d}$ , эквивалентной плоскости голограмм  $\mathcal{Z}$ , будет описываться выражением

$$A_r(u, v) = \iint_{-L_R/2}^{+L_R/2} \varphi(x, y) K(x, y; u, v) dx dy. \quad (16)$$

Аналогично, если транспарант с амплитудным пропусканием  $\varphi^{1/2}(u, v)$  поместить в плоскости матрицы голограмм  $\mathcal{Z}$ , то в плоскости  $\mathcal{Z}$  интенсивность будет распределена по закону

$$A_s(x, y) = \iint_{-L_R/2}^{+L_R/2} \varphi(u, v) K(u, v; x, y) du dv. \quad (17)$$

Выражения (16) и (17) представляют собой пару линейных двумерных интегральных преобразований с ядром общего вида. Ядро  $K(x, y; u, v)$  определяется содержимым матрицы голограмм и является действительным и нормируемым. Формирование ядра производится путем записи в каждую фурье-голограмму с координатами  $(u_m, v_n)$  изображения, распределение интенсивности которого пропорционально  $K(x, y)|_{u=u_m, v=v_n}$ . При этом в плоскости восстановленного изображения каждой точке  $x=x_k, y=y_l$  соответствует распределение интенсивности в плоскости матрицы голограмм  $K(u, v)|_{x=x_k, y=y_l}$ .

Из-за конечных размеров голограмм и, следовательно, пространственной дискретизации обрабатываемых изображений в оптических системах ГЗУ фактически реализуются не интегральные преобразования (16), (17), а их дискретные аналоги, которые удобно представлять в матричной форме. Нетрудно убедиться, что преобразование (16) эквивалентно умножению прямоугольной матрицы на матрицу-столбец

$$\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \dots \\ a_J \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_{11} & k_{12} & \dots & k_{1I} \\ k_{21} & k_{22} & \dots & k_{2I} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ k_{J1} & k_{J2} & \dots & k_{JI} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \dots \\ \varphi_I \end{pmatrix}, \quad (18)$$

где компоненты матрицы-столбца  $\{a_j\}$  вычисляются по формуле

$$a_j = \sum_{i=1}^I k_{ji} \varphi_i,$$

а преобразование (17) — умножению матрицы-строки на прямоугольную матрицу

$$\|a_1 a_2 \dots a_J\| = \|\varphi_1 \varphi_2 \dots \varphi_J\| \times \begin{pmatrix} k_{11} & k_{12} & \dots & k_{1I} \\ k_{21} & k_{22} & \dots & k_{2I} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ k_{J1} & k_{J2} & \dots & k_{JI} \end{pmatrix}, \quad (19)$$

где компоненты матрицы-строки  $[a_i]$  вычисляются по формуле

$$a_i = \sum_{j=1}^J \varphi_j k_{ji}.$$

В выражениях (18) и (19) значения  $\varphi_i$  ( $\varphi_j$ ) — отсчеты изображения, подлежащего обработке;  $a_j$  ( $a_i$ ) — отсчеты изображения, являющегося результатом обработки;  $k_{ji}$  — элементы ядра преобразования, образующие прямоугольную матрицу размера  $J \times I$ . Здесь  $I = (N+1)^2$  и  $J = (M+1)^2$ , что соответствует сквозной нумерации элементов входного и выходного изображений. В этом случае каждая строка прямоугольной матрицы описывает содержимое одной из голограмм памяти.

Расширение класса преобразований. Класс преобразований, выполняемых в оптических системах ГЗУ, может быть расширен путем изменения угла падения восстанавливающего пучка на голограмму. Так, если матрицу голограмм осветить набором наклонных плоских волн

$$\sum_{\mu=-\sigma/2}^{\sigma/2} \sum_{\nu=-\sigma/2}^{\sigma/2} \exp [j\alpha (u\mu + v\nu)],$$

где  $\mu = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \sigma/2$ ;  $\nu = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \sigma/2$ ;  $\alpha$  — коэффициент, определяющий угол, на который поворачиваются световые пучки при возрастании их номера  $\mu, \nu$ , то непосредственно за плоскостью матрицы голограмм получим волновой фронт

$$M_r(u, v) = \sum_{\mu=-\sigma/2}^{\sigma/2} \sum_{\nu=-\sigma/2}^{\sigma/2} M_r(u, v) \exp [j\alpha (u\mu + v\nu)], \quad (20)$$

а в плоскости восстановленного изображения —

$$M_b(x, y) = \sum_{\mu=-\sigma/2}^{\sigma/2} \sum_{\nu=-\sigma/2}^{\sigma/2} M_b(x + \alpha\mu, y + \alpha\nu), \quad (21)$$

Это эквивалентно мультиплицированию амплитудных распределений (21) и соответственно распределений интенсивности (13). Поскольку ядро преобразования в этом случае

$$K(x, y; u, v) = \sum_{\mu=-\sigma/2}^{\sigma/2} \sum_{\nu=-\sigma/2}^{\sigma/2} K(x + \alpha\mu, y + \alpha\nu; u, v),$$

то при условии, что интегрирование ведется независимо по областям  $\Omega_{\mu, \nu}$ , на которых заданы изображения  $\varphi_{\mu, \nu}(x, y)$ , выражение (16) преобразуется к виду

$$A_r(u, v) = \sum_{\mu=-\sigma/2}^{\sigma/2} \sum_{\nu=-\sigma/2}^{\sigma/2} A_{\mu, \nu}(u + \alpha\mu, v + \alpha\nu) =$$

$$= \sum_{\mu=-\sigma/2}^{\sigma/2} \sum_{\nu=-\sigma/2}^{\sigma/2} \iint_{\Omega_{\mu\nu}} \varphi_{\mu\nu}(x + a\mu, y + a\nu) \times \\ \times K(x + a\mu, y + a\nu; u + u_{\mu}, v + v_{\nu}) dx dy, \quad (22)$$

где  $u_{\mu} = 2\pi a\mu/\lambda f$ ,  $v_{\nu} = 2\pi a\nu/\lambda f$ .

Из (22) следует, что в выходной частотной плоскости системы получается результат интегрального преобразования изображений  $\varphi_{\mu\nu}(x, y)$  с ядром  $K(x, y; u, v)$ .

Таким образом, при восстановлении матрицы голограмм световыми волнами с различным наклоном фазового фронта можно проводить одновременную обработку нескольких изображений. Соответствующее этому случаю выражение (22) эквивалентно матричному уравнению

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1P} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2P} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{J1} & a_{J2} & \dots & a_{JP} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_{11} & k_{12} & \dots & k_{1I} \\ k_{21} & k_{22} & \dots & k_{2I} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ k_{J1} & k_{J2} & \dots & k_{JI} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \varphi_{11} & \varphi_{12} & \dots & \varphi_{1P} \\ \varphi_{21} & \varphi_{22} & \dots & \varphi_{2P} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \varphi_{I1} & \varphi_{I2} & \dots & \varphi_{IP} \end{pmatrix}, \quad (23)$$

где

$$a_{jp} = \sum_{i=1}^I k_{ji} \varphi_{ip}, \quad j = 1, 2, \dots, J$$

— результат преобразования одного из  $P$  изображений.

Размер умножаемых матриц в выражениях (18) и (19) определяется плотностью записи информации и емкостью памяти ГЗУ. При реальных технических ограничениях емкость памяти ГЗУ достигает  $10^8$  и более бит. В этом случае количество голограмм и количество элементов в восстановленном изображении может быть порядка  $10^4$ . Таким образом, размер матрицы  $\|k_{ji}\| = J \times I = 10^4 \times 10^4$ , а количество элементов в матрице-строке  $[\varphi_i]$  или в матрице-столбце  $\{\varphi_j\}$  соответственно  $I = J = 10^4$ .

Размер матриц, входящих в выражение (23), определяется допустимым изменением угла падения  $\epsilon$  восстанавливающего пучка на матрицу голограмм. В случае умножения квадратных матриц  $J = I = P = (\epsilon l_r / \lambda)^{2/3}$ , где  $l_r$  — линейный размер стороны матрицы голограмм. Можно показать, что при учете ограничений, обусловленных деформацией восстановленного изображения и уменьшением его яркости, допустимое изменение угла  $\epsilon \approx \pm 2^\circ = 0.035$  рад. Если  $l_r = 100$  мм,  $\lambda = 0.63 \cdot 10^{-3}$  мм, то при условии умножения квадратных матриц их размер равен  $J \times I = I \times P \approx 4 \cdot 10^2 \times 4 \cdot 10^2$ .

Вычисление корреляционных функций. Поскольку корреляционные функции получаются в результате выполнения линейного интегрального преобразования с разностным ядром, то они могут вычисляться в оптических системах ГЗУ, реализующих преобразования (18), (19) и (23). При этом в фурье-

голограммах должны быть записаны изображения с одним и тем же распределением интенсивности, но сдвинутые в выходной плоскости на величину, пропорциональную координате голограммы. Очевидно, что емкость памяти ГЗУ в этом случае используется неэффективно. В то же время существует иной, более простой способ вычисления функций корреляции.

Известно [12], что в уравнении Фурье-голограммы содержится член, пропорциональный комплексно-сопряженному пространственному спектру изображения  $f(x, y)$ . Если на такую голограмму направить световое распределение, эквивалентное пространственно-частотному спектру  $\Phi(u, v)$  изображения  $\varphi(x, y)$ , то в результате выполнения обратного преобразования Фурье в плоскости восстановленного изображения получим распределение амплитуды света, пропорциональное функции взаимной корреляции изображений. Это вытекает из соотношения

$$F^*(u, v) \Phi(u, v) \xrightarrow{F} \psi(x, y), \quad (24)$$

где

$$\psi(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x' + x, y' + y) \varphi(x', y') dx' dy'$$

— функция взаимной корреляции.

Вычисление функций взаимной корреляции в оптических системах ГЗУ может производиться как последовательно, так и параллельно.

В первом случае транспарант с изображением  $\varphi(x, y)$ , размещенный в плоскости 1 системы рис. 1, последовательно освещается плоскими волнами с различным наклоном фазового фронта. За плоскостью матрицы голограмм 2 последовательно получают произведения  $\Phi(u + mG, v + nG) F_m(u + mG, v + nG)$ , из которых в плоскости восстановленного изображения формируются световые распределения, эквивалентные корреляционным функциям. Местоположение этих функций не зависит от координат голограмм.

Во втором случае транспарант с изображением освещается набором плоских наклонных волн, в результате чего в плоскости матрицы голограмм происходит мультиплицирование пространственно-частотного спектра  $\Phi(u, v)$ .

Если после матрицы голограмм установить линзовый растр, то в его задней фокальной плоскости получим распределение амплитуды света

$$\psi(x, y) = \sum_{m=-M/2}^{M/2} \sum_{n=-M/2}^{M/2} \psi_{mn}(x + mg, y + ng), \quad (25)$$

эквивалентное матрице корреляционных функций. Количество одновременно вычисляемых функций  $\bar{m}$  определяется количеством голограмм в матрице.

**Варианты оптических систем.** Ранее с целью выяснения класса преобразований, реализуемых в оптических системах ГЗУ, рассматривалась общая структурная схема такой системы. Остановимся теперь на отдельных вариантах оптических систем, которые могут быть положены в основу ГЗУ с функциями обработки информации.

Схема оптической системы для выполнения преобразований вида (16), эквивалентных умножению прямоугольной матрицы на матрицу-столбец (18), приведена на рис. 2. Она содержит матрицу голограмм  $I$ , определяющую ядро преобразования  $K(x, y; u, v)$ ; объектив преобразования Фурье  $O_1$ ; транспарант с изображением  $\varphi(x, y)$ , размещенный в плоскости восстановленного изображения 2; объектив преобразования Фурье  $O_2$ ; выходную частотную плоскость или плоскость преобразования 3.

Изображения, восстановленные опорным пучком из всех голограмм, проектируются в одно и то же место плоскости 2, где происходит оптическое умножение каждого восстановленного изображения  $f_{mn}(x, y)$  на преобразуемое изображение  $\varphi^{1/2}(x, y)$ . Результат каждого произведения интегрируется объективом  $O_2$  и переносится в плоскость 3 в точку с координатами  $(u_m, v_n)$ . Интенсивность света в этой точке пропорциональна

$$A_r(u_m, v_n) = \iint_{-L_n/2}^{+L_n/2} \varphi(x, y) K(x, y; u_m, v_n) dx dy.$$

Следовательно, распределение интенсивности в плоскости 3 соответствует выражению (16). В этой системе для ввода изображения необходимо применять «пассивные» транспаранты, работающие на просвет (или на отражение). Количество элементов изображения  $\varphi(x, y)$  определяется емкостью одной голограммы, а количество элементов результирующего распределения  $A_r(u, v)$  — числом голограмм.

Преобразование вида (17), эквивалентное умножению прямоугольной матрицы на матрицу-строку (19), выполняется с помощью системы, схема которой показана на рис. 3. Она содержит транспарант  $I$  с преобразуемым изображением  $\varphi(u, v)$ ; матрицу голограмм 2, определяющую ядро преобразования  $K(x, y; u, v)$ ; объектив  $O_1$ ; плоскость преобразования 3, совпадающую с плоскостью восстановленного изображения.

Восстанавливающий пучок света освещает матрицу голограмм 2 через транспарант  $I$  с преобразуемым изображением. Происходит оптическое умножение функции пропускания матрицы голограмм на амплитудное изображение  $\varphi^{1/2}(u, v)$ , при этом каждое из изображений  $f^{k_1}(u, v)$  умножается на  $\varphi^{1/2}(u, v)$ . В результате

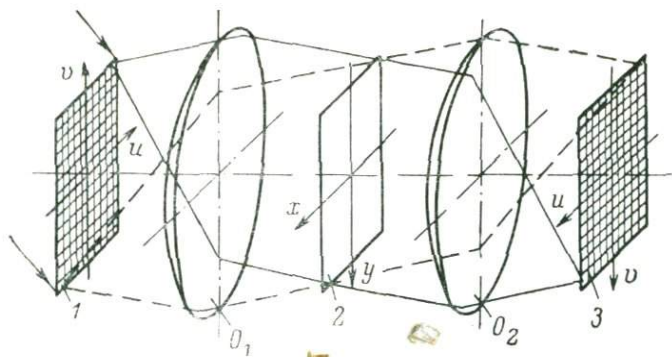


Рис. 2. Схема оптической системы для умножения прямоугольной матрицы на матрицу-столбец.

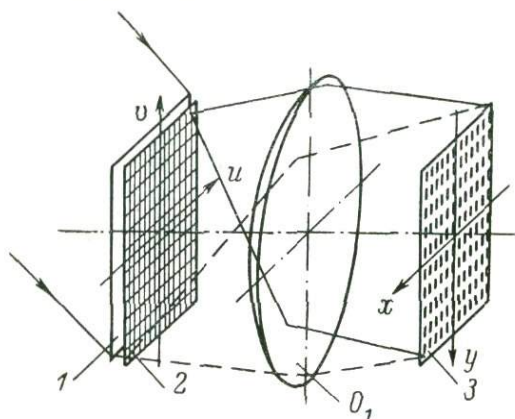


Рис. 3. Схема оптической системы для умножения матрицы-строки на прямоугольную матрицу.

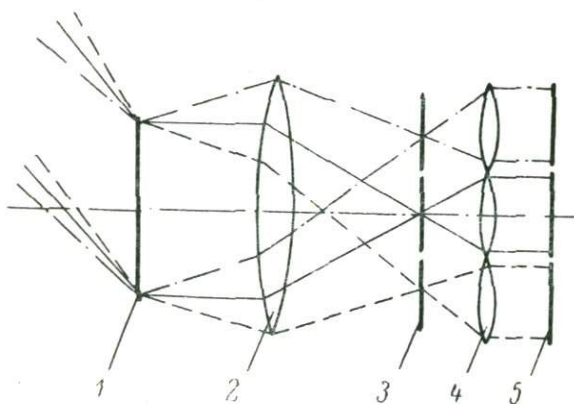


Рис. 4. Схема оптической системы для умножения прямоугольных матриц.

интенсивность света в точке с координатами  $(x_k, y_l)$  плоскости  $\mathcal{Z}$  пропорциональна

$$A_B(x_k, y_l) = \iint_{-L_T/2}^{+L_T/2} \varphi(u, v) K(x_k, y_l; \mathbf{n}, v) dudv.$$

Таким образом, распределение интенсивности в плоскости  $\mathcal{Z}$  соответствует выражению (17). Особенностью этой системы является то, что преобразуемое изображение проектируется непосредственно на матрицу голограмм. Поэтому для ввода изображений могут быть использованы не только «пассивные», но и «активные» транспаранты, например в виде матрицы полупроводниковых лазеров. Количество элементов изображения  $\varphi(u, v)$  определяется количеством голограмм матрицы, а число элементов распределения  $A_B(x, y)$  — их емкостью.

Схема оптической системы, пригодной для выполнения преобразования (22), эквивалентного умножению прямоугольных матриц (23), приведена на рис. 4, где 1 — плоскость матрицы голограмм; 2 — объектив преобразования Фурье; 3 — плоскость восстановленного изображения; 4 — линзовый растр, выполняющий многоканальное интегрирование по областям  $\Omega_{\mu, \nu}$ , на которых заданы изображения  $\varphi_{\mu, \nu}(x, y)$ ; 5 — выходная частотная плоскость.

Наклонные световые пучки восстанавливают из матрицы голограмм 1 мультиплицированные суммы изображений

$$\sum_m \sum_n f_{mn}(x + \alpha\mu, y + \alpha\nu) \exp [jG(m\alpha + n\beta)].$$

Каждое световое распределение, эквивалентное

$$\sum_m \sum_n f_{mn}(x + \alpha\mu, y + \alpha\nu) \exp [jG(m\alpha + n\beta)],$$

оптически умножается на соответствующее изображение  $\varphi_{\mu, \nu}^{1/2}(x + \alpha\mu, y + \alpha\nu)$ . Результат умножения преобразуется линзой растра 4, и в ее задней фокальной плоскости образуется распределение интенсивности, пропорциональное выражению (22).

Многоканальное вычисление функций взаимной корреляции осуществляется в оптической системе, изображенной на рис. 5, где 1 — транспарант с изображением  $\varphi(x, y)$ , 2 — объектив преобразования Фурье, 3 — матрица голограмм, 4 — линзовый растр, 5 — выходная корреляционная плоскость.

При освещении транспаранта набором плоских наклонных волн мультиплицированное изображение спектра  $\Phi(u, v)$  проектируется на каждую голограмму в плоскости  $\mathcal{Z}$ . В результате этого световые пучки, дифрагировавшие на голограммах в направлении опорного пучка, содержат информацию о произведении Фурье-

спектров сравниваемых изображений. Затем линзовый растр 4 преобразует эти световые пучки в матрицу корреляционных функций.

Укажем теперь на некоторые практически важные применения рассмотренных систем.

**Ассоциативный поиск.** Такой вид поиска производится по запросу, составленному из кодированных графических, буквенных, числовых и других признаков. Содержимое запроса сравнивается с содержимым памяти в соответствии с выбранным критерием близости, после чего выдается либо необходимая информация, либо ее адрес. Информационные и ключевые слова в ГЗУ с записью информации массивами задаются в виде соответствующей

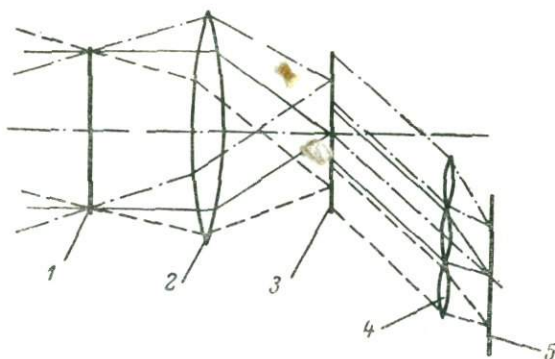


Рис. 5. Схема оптической системы для многоканального вычисления корреляционных функций.

щих им изображений, поэтому в качестве критерия близости сравниваемых изображений при поиске можно использовать корреляционные функции и скалярные произведения.

Корреляционные функции вычисляются с помощью оптической системы рис. 5. В этой же системе, как показано в работе [13], могут вычисляться и разностные функционалы, если сравниваемые изображения представляют одномерные контурные кривые. Для этого на изображение корреляционной функции накладывается специальная маска и производится интегрирование полученного светового распределения. Примером ассоциативного ГЗУ, использующего указанные критерии близости, является информационно-поисковое устройство с голограммной памятью, описанное в работе [14].

Скалярные произведения изображений вычисляются с помощью оптических систем, показанных на рис. 2 и 3. Такие критерии эффективны в том случае, когда изображения ключевых слов имеют вид регулярной пространственной матрицы световых точек. В этом случае задача сравнения изображения слова запроса и изображе-

ний ключевых слов состоит в вычислении элементов матрицы-столбца  $\{a_j\}$ , согласно матричному логическому уравнению

$$\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \dots \\ a_J \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_{11}\bar{k}_{11} & k_{12}\bar{k}_{12} & \dots & k_{1I}\bar{k}_{1I} \\ k_{21}\bar{k}_{21} & k_{22}\bar{k}_{22} & \dots & k_{2I}\bar{k}_{2I} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ k_{J1}\bar{k}_{J1} & k_{J2}\bar{k}_{J2} & \dots & k_{JI}\bar{k}_{JI} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \bar{\varphi}_1 \\ \varphi_1 \\ \bar{\varphi}_2 \\ \varphi_2 \\ \dots \\ \bar{\varphi}_I \\ \varphi_I \end{pmatrix}, \quad (26)$$

где  $(k_{j1}\bar{k}_{j1}k_{j2}\bar{k}_{j2} \dots k_{jI}\bar{k}_{jI})$ ,  $j=1, 2, \dots, J$ ;  $I$  — разрядные ключевые слова, каждый разряд которых представляется в парафазном коде, т. е. 1 записывается как 10, а 0 как 01;  $(\bar{\varphi}_1 \varphi_1 \bar{\varphi}_2 \varphi_2 \dots \bar{\varphi}_I \varphi_I)$  — слово запроса, двоичные разряды которого представлены соответственно в обратном парафазном коде так, что 1 записывается как 01, а 0 как 10.

Из уравнения (26) следует, что компонента  $a_j$  матрицы-столбца  $\{a_j\}$  равна

$$a_j = \sum_{i=1}^I (k_{ji}\varphi_i + \bar{k}_{ji}\bar{\varphi}_i).$$

В случае совпадения ключевого слова с индексом  $j$  со словом запроса получаем, что  $a_j=0$ ; в случае несовпадения  $a_j=1$ , если физический параметр, моделирующий эту переменную, принимает значение, превышающее порог  $a_0$ . Если же при вычислении сравнение с порогом не производить, то случай  $a_j > 0$  соответствует количеству несовпавших нулей и единиц в сопоставляемых словах.

Сравнение изображений слова запроса и ключевых слов может также производиться в соответствии с матричным логическим уравнением

$$\|a_1 a_2 \dots a_I\| = \|\bar{\varphi}_1 \varphi_1 \bar{\varphi}_2 \varphi_2 \dots \bar{\varphi}_J \varphi_J\| \times \begin{pmatrix} k_{11} & k_{12} & \dots & k_{1I} \\ \bar{k}_{11} & \bar{k}_{12} & \dots & \bar{k}_{1I} \\ k_{21} & k_{22} & \dots & k_{2I} \\ \bar{k}_{21} & \bar{k}_{22} & \dots & \bar{k}_{2I} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ k_{J1} & k_{J2} & \dots & k_{JI} \\ \bar{k}_{J1} & \bar{k}_{J2} & \dots & \bar{k}_{JI} \end{pmatrix}, \quad (27)$$

где

$$a_i = \sum_{j=1}^J (\varphi_j k_{ji} + \bar{\varphi}_j \bar{k}_{ji}).$$

Экспериментальные устройства с ассоциативным поиском информации описаны в работе [15]. В их основу положены оптические системы, показанные на рис. 2 и 3. Решение о совпадении ключевого слова со словом запроса принимается в результате выполнения преобразований вида (26) и (27).

В задачах информационного поиска могут применяться более общие преобразования, описываемые произведением двух матриц в виде (23). В этом случае первая из них описывает содержимое голограмм памяти, вторая — содержимое  $P$  слов запроса. Параллельный поиск по нескольким словам запроса может быть реализован с помощью оптической системы, показанной на рис. 4.

Спектральный анализ изображений по произвольному базису. Необходимость разложения изображений в обобщенный ряд Фурье возникает в задачах кодирования изображений [16], выделения признаков при распознавании образов [17], информационного поиска и т. д. В этом случае определению подлежат значения спектральных компонент

$$a_{mn} = \iint_{\Omega} \varphi(x, y) K_{mn}(x, y) dx dy,$$

где  $K_{mn}(x, y)$  — функции разложения выбранной системы.

Процесс анализа описывается матричными уравнениями, эквивалентными уравнениям (18) и (19), т. е.

$$\{a_j\} = \|k_{ji}\| \times \{\varphi_i\}, \quad (28)$$

$$\{a_i\} = [\varphi_j] \times \|k_{ij}\|. \quad (29)$$

Функции, по которым производится анализ, могут быть представлены либо строками  $[k_j]$ , либо столбцами  $\{k_i\}$  матрицы  $\|k_{ji}\|$ . В первом случае в голограммах памяти хранятся изображения функций разложения  $\{k_j\}$ , и анализ изображения, описываемого матрицей-столбцом  $\{\varphi_i\}$ , производится в соответствии с уравнением (28). Во втором случае в голограммах хранятся «сечения»  $\{k_i\}$  системы функций разложения, поэтому анализ изображения, описываемого матрицей-строкой  $[\varphi_j]$ , производится в соответствии с уравнением (29). В обоих случаях матрица-столбец  $\{a_j\}$  или матрица-строка  $\{a_i\}$  описывает обобщенный спектр анализируемого изображения.

В процессе анализа необходимо определять не только абсолютные значения спектральных компонент, но и их знаки. Знак может быть определен, если анализ проводить отдельно по положительным и отрицательным частям функций разложения, а затем алгебраически суммировать полученные значения. Такой способ нахождения знаков и абсолютных значений спектральных компонент вытекает из тождества

$$\iint_{\Omega} K_{mn}^+(x, y) \varphi(x, y) dx dy - \iint_{\Omega} K_{mn}^-(x, y) \varphi(x, y) dx dy =$$

$$= \iint_{\Omega} K_{mn}(x, y) \varphi(x, y) dx dy.$$

Информацию о положительных и отрицательных составляющих функций разложения необходимо записывать либо в разные голограммы, вследствие чего уравнение (28) преобразуется к виду

$$\begin{pmatrix} a_1^+ \\ a_1^- \\ a_2^+ \\ a_2^- \\ \dots \\ a_J^+ \\ a_J^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_{11}^+ & k_{12}^+ & \dots & k_{1I}^+ \\ k_{11}^- & k_{12}^- & \dots & k_{1I}^- \\ k_{21}^+ & k_{22}^+ & \dots & k_{2I}^+ \\ k_{21}^- & k_{22}^- & \dots & k_{2I}^- \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ k_{J1}^+ & k_{J2}^+ & \dots & k_{JI}^+ \\ k_{J1}^- & k_{J2}^- & \dots & k_{JI}^- \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \dots \\ \varphi_I \end{pmatrix},$$

либо в одной голограмме, вследствие чего уравнение (29) принимает вид

$$\| a_1^+ a_1^- \ a_2^+ a_2^- \ \dots \ a_J^+ a_J^- \| = \| \varphi_1 \varphi_2 \ \dots \ \varphi_I \| \times \begin{pmatrix} k_{11}^+ k_{11}^- & k_{12}^+ k_{12}^- & \dots & k_{1I}^+ k_{1I}^- \\ k_{21}^+ k_{21}^- & k_{22}^+ k_{22}^- & \dots & k_{2I}^+ k_{2I}^- \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ k_{J1}^+ k_{J1}^- & k_{J2}^+ k_{J2}^- & \dots & k_{JI}^+ k_{JI}^- \end{pmatrix}.$$

В том и другом случаях количество вычисляемых значений вдвое превышает число спектральных компонент. Истинные значения компонент определяются по формуле  $a_i = a_i^+ - a_i^-$ . При фотоэлектрическом считывании световых распределений, интенсивность которых пропорциональна значениям  $a_i^+$  и  $a_i^-$ , эту разность находят путем вычитания электрических сигналов, получаемых от каждой  $i$ -й пары фотоприемников.

Результаты исследования оптических систем, показанных на рис. 2 и 3, в режимах анализа изображений по базису Уолша приведены в работах [18, 19].

В общем случае получение матрицы голограмм, являющейся элементом рассматриваемых выше оптических систем, производится путем поочередной записи в каждую голограмму изображений двумерных функций. Ясно, что подготовка и голографическая регистрация большого количества изображений требуют значительных затрат труда и времени и, как следствие, приводят к необходимости повышения качества элементов оптической системы. В то же время при спектральном анализе изображений по системе функций с разделяющимися переменными процесс формирования матрицы голограмм может быть существенно упрощен. Так, в работе [20] показано, что базис разложения из  $(N+1) \times (N+1)$  двумерных функций может быть сформирован путем совместной голографической регистрации 2  $(N+1)$  одномерных функций.

**З а к л ю ч е н и е.** Преобразования, реализуемые в оптических системах ГЗУ, относятся к классу линейных интегральных преобразований общего вида. Они эквивалентны операциям умножения прямоугольной матрицы на матрицу-столбец и матрицу-строки на прямоугольную матрицу. Размер прямоугольной матрицы, определяющей ядро преобразования, может достигать величины порядка  $10^4 \times 10^4$ . Имеется возможность для одновременной линейной обработки нескольких изображений. Это достигается за счет управляемого сдвига изображений, восстановленных из голограмм. Преобразования, выполняемые при этом, эквивалентны операциям умножения прямоугольных матриц, размер которых порядка  $4 \cdot 10^2 \times 4 \cdot 10^2$ .

Ядро преобразования зависит от содержимого матрицы голограмм и может изменяться путем смены модуля памяти в случае постоянного ГЗУ или путем перезаписи информации в случае оперативного ГЗУ.

Указанные преобразования лежат в основе ассоциативного поиска информации, спектрального анализа изображений по произвольному базису, корреляционных вычислений и других видов обработки.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S m i t s F. M., G a l l a h e r L. E. Design considerations for a semipermanent optical memory. — *Bell Syst. Tech. J.*, 1967, 46, N 6, p. 1267—1278.
2. A n d e r s o n K. L. Holographic optical memory for bulk data storage. — *Bell Lab. Rec.*, 1968, 46, N 10, p. 318—325.
3. Микаэлян А. Л., Бобринев В. И., Наумов С. М. и др. Возможности применения методов голографии для создания новых типов запоминающих устройств. — *Радиотехника и электроника*, 1969, № 1, с. 115—123.
4. R a j c h m a n J. A. Promise of optical memories. — *J. Appl. Phys.*, 1970, 41, N 3, p. 1376—1383.
5. Микаэлян А. Л., Бобринев В. И., Аксельрод А. А. и др. Голографические запоминающие устройства с записью информации массивами. — *Квантовая электроника*, 1971, № 1, с. 79—84.
6. S a s a g u h i M., N i s h i d a N., N e m o t o T. A new associative memory system utilizing holography. — *IEEE Trans. on Computers*, 1970, C-19, N 12, p. 1174—1181.
7. K n i g h t G. R. Page—Oriented associative holographic memory. — *Appl. Opt.*, 1974, 13, N 4, p. 904—912.
8. М а й о р о в С. А., Л и С и К е н. Об одном методе выполнения арифметических и других операций на голографических устройствах. — *Изв. вузов, Приборостроение*, 1974, 17, № 2, с. 53—55.
9. К о р ш е в е р И. И., М а т у ш к и н Г. Г., Т в е р д о х л е б П. Е. Цифровые функциональные преобразования на основе оптических запоминающих устройств. — *Автоматика*, 1974, № 1, с. 9—15.
10. Ф е л ь д б а у м А. А., Д у д ь к и н А. Д., М а н о в ц е в А. П. и др. Теоретические основы связи и управления. М., «Физматгиз», 1963.
11. B u r c k h a r d t C. B. Use of a random phase mask for the recording of Fourier transform holograms of data masks. — *Appl. Opt.*, 1970, 9, N 3, p. 695—700.

12. Vander Lugt A. Signal detection by complex spatial filtering. — IEEE Trans. on Information Theory, 1964, IT-10, N 2, p. 139—145.
13. Нежевенко Е. С. Определение близости функций в когерентных оптических вычислительных устройствах. — Автометрия, 1971, № 6, с. 81—86.
14. Воскобойник Г. А., Гибин И. С., Нежевенко Е. С. и др. Применение когерентных оптических вычислительных устройств для решения задач информационного поиска. — Автометрия, 1971, № 1, с. 77—81.
15. Гибин И. С., Гофман М. А., Пен Е. Ф. и др. Ассоциативная выборка информации в голограммных запоминающих устройствах. — Автометрия, 1973, № 5, с. 12—18.
16. Уинтц. Кодирование изображений посредством преобразований. — В кн.: Обработка информации при помощи цифровых вычислительных машин. М., «Мир», 1973.
17. Турбович И. Т., Юрков Е. Ф., Гитис В. Г. Аппроксимация и нормирование описания образа. Создание первичных признаков. — В кн.: Оpozнание образов. Под ред. И. Т. Турбовича, М., «Наука», 1968.
18. Гибин И. С., Нежевенко Е. С., Потатуркин О. И. и др. Когерентнооптические устройства для обобщенного спектрального анализа изображений. — Автометрия, 1972, № 5, с. 15—21.
19. Нежевенко Е. С., Потатуркин О. И., Твердохлеб П. Е. Линейные оптические системы с импульсной реакцией общего вида. — Автометрия, 1972, № 6, с. 88—90.
20. Гибин И. С., Гофман М. А., Чугуй Ю. В. Обобщенный спектральный анализ изображений с использованием голографического метода формирования кодирующей пластины. — Автометрия, 1975, № 3, с. 77—85.

А. С. ГЛУШКОВ, С. Б. ГУРЕВИЧ, В. Б. КОНСТАНТИНОВ,  
В. И. КОЧЕНОВ, А. И. ЛАТЫШЕВ

## ПОСТОЯННАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ПАМЯТЬ

### Введение

Работы по изучению физических основ и принципов действия оптических запоминающих устройств для ЭВМ в настоящее время направлены в основном на создание оперативных запоминающих устройств, обладающих высоким быстродействием при большой информационной емкости. Для осуществления таких систем необходимо наличие эффективных быстродействующих дефлекторов, мощных источников излучения, регистрирующих сред, обладающих высокой чувствительностью [1—5].

Однако весьма значительный интерес представляют также устройства долговременной или постоянной памяти. Здесь существенно изменяются требования, предъявляемые к светочувствительности материалов, функциональной организации системы памяти и т. д. Применение таких систем может оказаться

перспективным в качестве устройств хранения наборов голографических или иных фильтров для устройств оптической фильтрации, информационных поисковых систем и т. п. Основные требования, предъявляемые к этим устройствам, — это высокая плотность записи, легкий доступ к записанной информации и надежность записи.

В большинстве обсуждаемых вариантов постоянной голографической памяти рассматривается использование лишь схем голографии Фурье. Выбор схемы фурье-голографии обосновывается соображениями энергетической выгоды, использованием сравнительно низких пространственных частот, что снижает требования к разрешающей способности используемого материала, и рядом других менее существенных особенностей. Однако использование фурье-голографии для целей записи имеет и недостатки, наиболее существенным из которых является необходимость применения сложных и высококачественных оптических систем как при записи, так и при считывании.

Данная работа посвящена исследованию возможности создания долговременной голографической памяти с использованием схемы голографии с параллельным опорным пучком.

## 1. Запись информации

Для записи матрицы была выбрана схема с рассеивателем и параллельным опорным пучком. Этот выбор обусловлен следующим: в такой схеме отсутствует необходимость использования высококачественной оптики, что обеспечивает простоту схем записи и воспроизведения; использование рассеивателя увеличивает динамический диапазон и надежность записи; может быть повышена плотность записи информации за счет использования трехмерной среды.

Матрица голограмм регистрировалась по схеме, показанной на рис. 1. В качестве источника излучения использовался гелий-неоновый лазер с мощностью излучения порядка 60 мвт. Объектами при записи матрицы служили транспаранты размером  $8 \times 10$  мм. Перед объектом 2 был установлен рассеиватель 1.

Матрица голограмм формировалась путем двухкоординатного перемещения квадратной диафрагмы 3, расположенной непосредственно перед фотопластинкой 4 в плоскости регистрации при соответствующем смещении опорного пучка параллельно самому себе. Путем последовательного экспонирования регистрировалось 400 голограмм с размерами  $1.5 \times 1.5$  мм каждая, на фотопластинке  $40 \times 40$  мм. Для смены объектов было использовано лентопротяжное устройство от 16 мм кино съемочной камеры. Для уменьшения зернистой структуры изображения был применен метод многократной экспозиции со сдвигом рассеивателя в объектном пучке перед каждой экспозицией.

Все операции по записи матрицы (смена транспарантов, перемещение диафрагмы, сдвиг рассеивателя и экспонирование) осуществлялись автоматически. Время регистрации матрицы может быть доведено до нескольких секунд.

Была проверена возможность увеличения плотности записи информации за счет использования трехмерности регистрирующей среды. На одном и том же участке фотопластинки последовательно записывалось несколько изображений при ее повороте после каждой экспозиции вокруг оси, перпендикулярной к плоскости падения. Удовлетворительное качество восстановленных изображений было получено в случае регистрации пяти объектов на фотопластинке Кодак-649F (толщина порядка 10 мкм) при последовательных поворотах на угол  $20^\circ$ . Использование более толстого регистрирующего материала позволяет существенно увеличить число

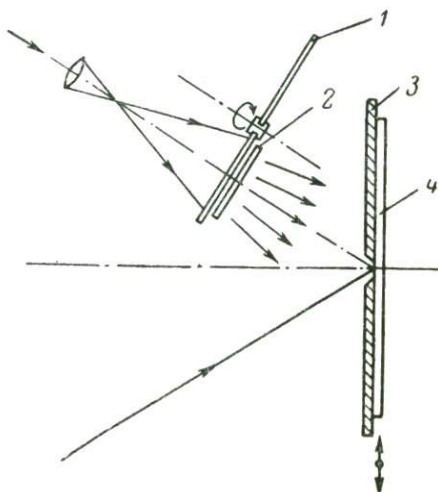


Рис. 1. Оптическая схема записи матрицы голограмм.

объектов, записываемых на одной голограмме. Так, например, на материале толщиной 3 мм можно записать до 100 изображений [6]. Многократное экспонирование при повороте голограммы для записи нескольких изображений (как и при использовании сдвига рассеивателя) снижает дифракционную эффективность. При однократной экспозиции контраст в изображении штрихового теста составлял от 0.95 до 0.99 в зависимости от положения пластинки при регистрации, а дифракционная эффективность не превышала 0.8%. Контраст изображения с голограмм, полученных путем пятикратного экспонирования, изменялся от 0.8 до 0.95, дифракционная эффективность лежала в пределах от 0.1 до 0.17% для различных положений голограмм.

При создании матрицы также было отмечено, что дифракционная эффективность голограмм на краях и в центре матрицы неодинакова. Это объясняется неравномерностью освещения матрицы объектным пучком и, следовательно, изменяющимся соотношением интенсивностей от края к центру матрицы и спадом частотно-контрастной характеристики регистрирующего материала. Первое можно устранить, подбирая или создавая рассеиватель с соответствующей индикатрисой рассеяния, а второе — использованием материала, не имеющего спада характеристики.

## 2. Воспроизведение информации

Основными компонентами системы считывания являются: лазер и оптический дефлектор, отклоняющий лазерный луч параллельно самому себе в двух координатах. В качестве источника излучения использовался гелий-неоновый лазер, мощность излучения которого составляла около 10 мвт. Конструкция дефлектора является простейшей электромеханической системой. Оптическая схема памяти представлена на рис. 2.

Свет от лазера 1 с помощью линзы 2 фокусируется на поворачивающееся зеркало 7, которое обеспечивает перемещение пучка

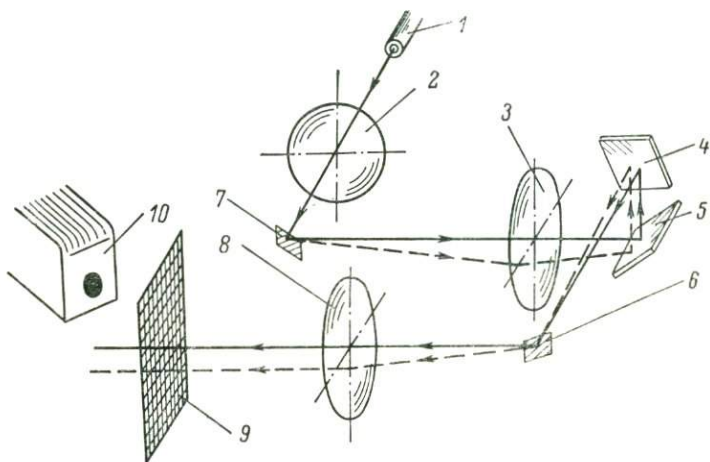


Рис. 2. Оптическая схема памяти.

на выходе дефлектора в вертикальной плоскости. Отраженный луч попадает на линзу 3, расположенную на двойном фокусном расстоянии от зеркала 7. Далее луч попадает на систему зеркал 4 и 5, которые изменяют направление распространения пучка, одновременно поворачивая плоскость отклонения на  $90^\circ$ , и фокусируется на поворачивающееся зеркало 6, обеспечивающее перемещение пучка на выходе дефлектора в горизонтальной плоскости. Линза 8 формирует параллельный пучок, смещающийся в двух взаимно перпендикулярных направлениях параллельно самому себе. Попадая на одну из голограмм матрицы 9, лазерный пучок восстанавливает информацию, записанную на ней, в плоскости фотокатода видикона 10. Поворот зеркал 6 и 7 осуществляется с помощью измерительных механизмов с внутрирамочным магнитом, используемых в приборах типа НЗ70М. Угол отклонения пучка составляет  $12^\circ$ . Как видно из описания принципа действия дефлектора, сканирующий луч на выходе перемещается параллельно самому себе. Поэтому он все время падает на матрицу под одним и тем же

углом, и изображение восстанавливается в одном и том же месте. Конструкция дефлектора позволяет производить как последовательную, так и произвольную выборку информации. Время прохождения одной строки голограмм при последовательной выборке составляет 0.1 сек. Время произвольной выборки любой голограммы также 0.1 сек.

Примеры восстановленных изображений представлены на рис. 3. Из сравнения с оригиналом видно, что наилучшее качество имеют изображения, представляющие собой светлые штрихи на темном фоне. Основными достоинствами описанного дефлектора являются простота его конструкции, малые габариты, отсутствие особых требований к применяемой оптике.

Можно приблизительно оценить для нашего случая информационную емкость системы памяти. Максимальное расстояние от голограмм до объекта  $r=65$  мм, размеры объекта  $L_x \times L_y = 8 \times 10$  мм, размеры голограммы  $D_x \times D_y = 1.5 \times 1.5$  мм, длина волны  $\lambda = 0.63$  мкм. Линейное разрешение голограммы с квадратной апертурой будет

$$\Delta_x = \frac{\lambda}{D_x} r, \quad \Delta_y = \frac{\lambda}{D_y} r.$$

Площадь разрешаемого элемента

$$S_{эл} = \Delta_x \Delta_y.$$

Общее количество элементов

$$N = \frac{S_{об}}{S_{эл}} \approx 10^8 \text{ бит.}$$

Следовательно, при полной площади голограммы  $2.25 \cdot 10^{-2}$  см<sup>2</sup> плотность записи составляет  $4.4 \cdot 10^6$  бит/см<sup>2</sup>, а информационная емкость системы — порядка  $4 \cdot 10^7$  бит.

### Заключение

Следует отметить, что создание памяти на основе фотоматериалов обладает рядом недостатков. Применение не требующих фотохимической обработки материалов и материалов, не имеющих спада частотно-контрастной характеристики в области используемых пространственных частот, а также обладающих реверсивными свойствами (например, термопластики, халькогенидные стеклообразные полупроводники, полупроводниковые пленки, фотохромные материалы и т. п.), существенно расширит возможности применения описанной системы памяти.

Таким образом, в данной работе продемонстрирована возможность создания голографического запоминающего устройства (ГЗУ) на фотоматериалах с достаточно большой плотностью записи информации. Сравнение параметров описанной системы с параметрами

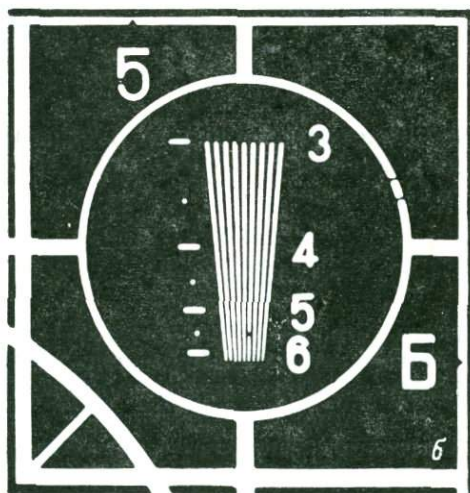
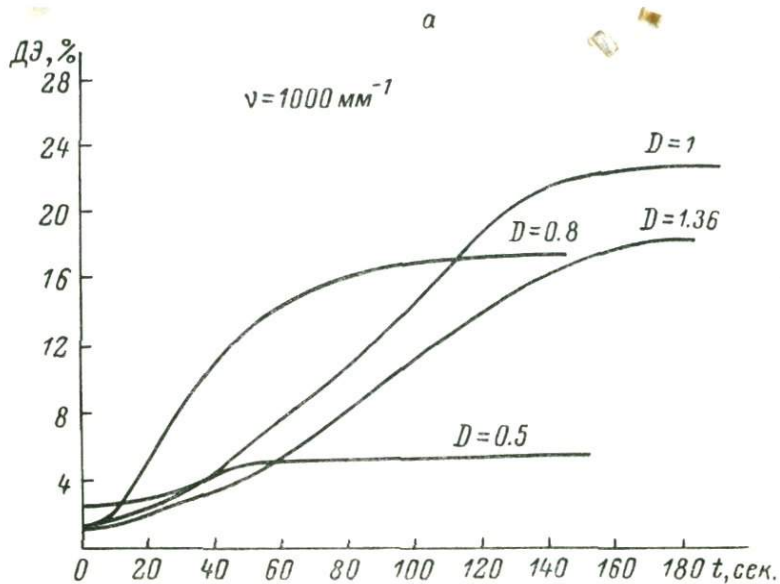


Рис. 3. Примеры изображений, восстановленных с матрицы голограмм.  
*a, б* — голографируемые объекты;

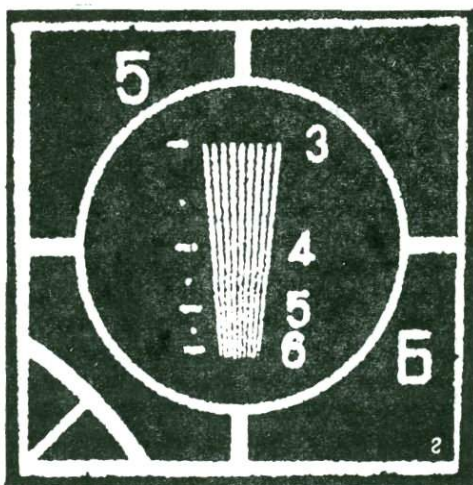
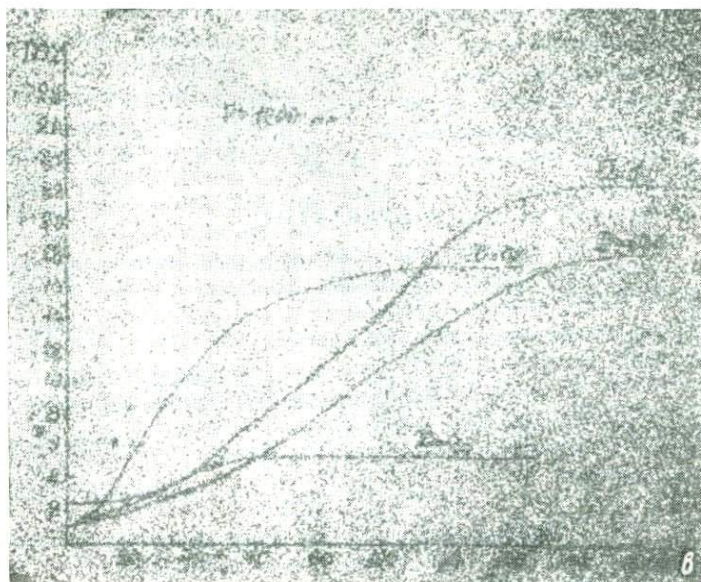


Рис. 3 (продолжение).

а, — восстановленные изображения.

рами систем на основе схемы голографии Фурье, а также сложности создания обоих вариантов, показывает, что для информационно-поисковых систем архивного типа описанное устройство может быть реализовано более просто при сохранении практически такой же информативности. Не вызывает сомнений, что такие устройства могут найти широкое практическое применение.

В работе по созданию макета ГЗУ принимали участие В. М. Левушкин, Д. А. Метелкин, Л. А. Пекный и С. А. Писаревская.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. L i n L. H., В e a u c h a m p H. L. Write-read-erase in situ optical memory using thermoplastic holograms. — Appl. Opt., 1970, 9, N 9, p. 2088—2092.
2. H i l l B. Some aspects of a large capacity holographic memory. — Appl. Opt., 1972, 11, N 4, p. 182—196.
3. Толчин В. Г., Турухано Б. Г. Дисковая система голографической памяти. — В кн.: Материалы шестой Всесоюзной школы по голографии. Л., ЛИЯФ, 1974, с. 303—324.
4. T u f t e O. N., C h e n D. Optical memories; controlling the beam. — IEEE Spectrum, 1973, 10, N 3, p. 48—53.
5. V a n d e r L u g t A. Design relationships for holographic memories. — Appl. Opt., 1973, 12, N 7, p. 1675—1685.
6. F r i e s e m A. A., W a l k e r J. L. Thick absorption recording media in holography. — Appl. Opt., 1970, 9, N 1, p. 201—214.

С. Б. ГУРЕВИЧ

#### ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Чувствительность светоинформационной системы определяется величиной, обратной световой энергии, подаваемой на объект, которая позволяет системе воспроизвести определенный (заданный) объем информации от объекта [1]. Существующие голографические системы требуют, кроме подачи световой энергии на объект, еще и использования дополнительной энергии для создания опорного пучка. То обстоятельство, что в голографической системе применяются источники когерентного света заданной мощности, обеспечивающие при определенной максимально допустимой экспозиции рассеяние на объект и в опорный пучок заданной энергии, позволяет связать чувствительность голографической системы с требуемой мощностью источника. В связи с этим под чувствительностью голографических систем будем понимать величину, обратную минимальной энергии (произведению мощности на максимально допустимую экспозицию), исходящей от источника и необходимой для создания на выходе системы совокупности сигналов или изображения, содержащих заданный объем информации.

В случае, когда известно количество элементов, которое должно быть различимо в выходном изображении, заданный объем информации определится соответствующим отношением сигнал/шум в элементе изображения. Последнее может быть определено, если знать шумы, создаваемые системой, но на величину отношения сигнал/шум при известных условиях может сказаться (вследствие ограничения величины сигнала) ограниченный динамический диапазон материала голограммы и нелинейность его передаточных характеристик. В связи с этим мы рассмотрим два значения чувствительности: первое, относящееся к пороговому, когда входная энергия мала и на записанный на голограмме сигнал никак не сказывается ограниченный динамический диапазон; в этом случае предполагается, что записывающий материал амплитудно линеен (или может быть приведен к линейному) на всем диапазоне записи сигналов; при втором значении чувствительности необходимо учесть ограниченный динамический диапазон и нелинейность системы; в этом случае полезно определить такое ее значение, которому соответствует входная энергия, обеспечивающая передачу максимального для данной системы объема информации об объекте.

### 1. Влияние шумов голограммы

Рассмотрим влияние шумов на выходе системы. На  $i$ -том элементе изображения, помимо света, соответствующего сигналу, проходящему через систему, будет создаваться фон, источником которого могут быть рассеяние на зернах фотоэмульсии, нелинейность записи и т. п. Учет флуктуаций, возникающих при когерентном сложении сигнала и фона, приводит к выражению

$$I_{\text{ш}i}^2 = \overline{I_{\text{с}i}^2} - I_{\text{с}i}^2 + \overline{I_{\text{ф}i}^2} - I_{\text{ф}i}^2 + 2I_{\text{с}i}I_{\text{ф}i}, \quad (1)$$

определяющему, что дисперсия суммарной интенсивности равна сумме дисперсий сигнала и фона с добавлением интерференционного члена.

Рассмотрим как первое приближение случай, когда

$$\overline{I_{\text{с}i}^2} - I_{\text{с}i}^2 \ll \overline{I_{\text{ф}i}^2} - I_{\text{ф}i}^2. \quad (2)$$

Имея в виду, что

$$\overline{I_{\text{ф}i}^2} - I_{\text{ф}i}^2 = I_{\text{ф}i}^2, \quad (3)$$

получим выражение для отношения сигнал/шум [2]

$$\psi_i = \frac{I_{\text{с}i}}{I_{\text{ш}i}} = \frac{I_{\text{с}i}}{I_{\text{ф}i}} \frac{1}{\sqrt{1 + 2I_{\text{с}i}/I_{\text{ш}i}}}. \quad (4)$$

Из этого выражения следует, что если сигнал существенно меньше фона, то и отношение сигнал/шум намного меньше единицы,

так что различать отдельные детали объекта в изображении становится невозможным. Когда  $I_{o\phi} \gg I_{\phi i}$ , формула (4) может быть упрощена:

$$\psi = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{I_o}{I_\phi}}. \quad (5)$$

Если считать, что фон создается только флуктуациями числа зерен фотоэмульсии, то величина  $I_\phi$  может быть рассчитана или получена экспериментально как величина энергетического спектра шума  $\Phi$  [3]. Можно показать [4], что

$$I_{\phi i} = I_{\Pi} s_r \frac{\bar{\epsilon} \Phi}{\lambda^2 d^2}, \quad (6)$$

где  $I_{\Pi}$  — интенсивность падающего на голограмму восстанавливающего пучка,  $\lambda$  — длина волны светового излучения,  $d$  — расстояние между голограммой и изображением, в случае фурье-голограммы равное фокусному расстоянию.

## 2. Связь между выходным отношением сигнал/шум и распределением интенсивности на голограмме

Установим далее зависимость между выходным сигналом и распределением интенсивности, создаваемым на голограмме. Последнее равно

$$I(x, y) = I_r + I_o + 2\sqrt{I_r} \sum_{i=1}^N \sqrt{I_i} \cos(\varphi_r - \varphi_{oi}) + \\ + 2 \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^N \sqrt{I_i I_j} \cos(\varphi_i - \varphi_j). \quad (7)$$

Здесь зависящие от  $x$  и  $y$ :  $I_r$  — интенсивность, создаваемая на голограмме опорной волной;  $I_o = \Sigma I_{o\phi}$  — интенсивность, создаваемая на голограмме объектной волной, составленная из интенсивностей  $I_i$ , создаваемых волнами от каждого элемента объекта;  $\varphi_r - \varphi_i$  — разность фаз между опорной и  $i$ -того элемента объектной волной;  $\varphi_i - \varphi_j$  — разность фаз волн от  $i$ -того и  $j$ -того элементов объекта.

Сигнальным является третий член, состоящий из  $N$  членов, каждый из которых как бы соответствует своему независимому каналу передачи. Четвертый член (группа слагаемых) определяет перекрестные искажения, устранить которые можно, пространственно отделив его от сигнального члена, либо создав условия, при которых его влияние пренебрежимо мало. Результат воздействия света может быть выражен коэффициентом пропуска-

ния света по амплитуде  $\tau_A$ , связанным с экспозицией соотношением

$$\tau_A = \chi I t = \chi t \left[ I_r + I_0 + 2\sqrt{I_r} \sum_{i=1}^N \sqrt{I_i} \cos(\varphi_r - \varphi_{0i}) + 2 \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^N \sqrt{I_i I_j} \cos(\varphi_i - \varphi_j) \right], \quad (8)$$

где  $t$  — время экспозиции. При этом предполагается, что после экспонирования материал вносит постоянную для всей поверхности разность фаз и фазовым множителем можно пренебречь.

При восстановлении изображения  $i$ -того элемента можно рассматривать лишь волну, идущую в  $i$ -том направлении, т. е.

$$\Delta\tau_{Ai} = \chi t^2 (\sqrt{I_r I_i} + P) \cos(\varphi_r - \varphi_i), \quad (9)$$

где  $P = \sum_{k,l} \sqrt{I_k I_l}$  для тех членов, у которых  $\cos(\varphi_k - \varphi_l) = \cos(\varphi_r - \varphi_i)$  в пределах  $\Delta\varphi$ , определяющего данное направление.

Рассмотрим случай, когда таких членов в  $\sum_{k,l} \sqrt{I_k I_l} \cos(\varphi_k - \varphi_l)$  нет или они существуют, но  $P \ll \sqrt{I_r I_i}$ . Тогда

$$\Delta\tau_{Ai} = 2\chi t \sqrt{I_r I_i} \cos(\varphi_r - \varphi_i). \quad (10)$$

Очевидно, что максимальное изменение  $\tau$  для составляющей дифракционной «решетки», определяющей при восстановлении  $i$ -тое направление, окажется равным

$$\delta\tau_{Ai} = \Delta\tau_+ + \Delta\tau_- = 2\Delta\tau_{Ai} = 4\chi t \sqrt{I_r I_i}. \quad (11)$$

Если материал голограммы линеен относительно  $\tau_A$  в зоне изменения  $\Delta\tau_{Ai}$ , то в случае тонкой голограммы в один из первых порядков пойдет волна с амплитудой, пропорциональной половине  $\Delta\tau_{Ai}$ , т. е.

$$u_{\text{вых } iI} = u_{\text{вх}} \frac{\Delta\tau_{Ai}}{2}. \quad (12)$$

Как известно, отношение интенсивностей

$$\frac{u_{\text{вых } iI} u_{\text{вых } iI}^*}{u_{\text{вх}} u_{\text{вх}}^*} = \frac{I_{\text{вых } iI}}{I_{\text{вх}}} = \left( \frac{\Delta\tau_{Ai}}{2} \right)^2. \quad (13)$$

Так как это соотношение определяет дифракционную эффективность  $i$ -той составляющей решетки  $\eta_i$ , то

$$\eta_i = \left( \frac{\Delta\tau_{Ai}}{2} \right)^2 = \chi^2 t^2 I_r I_i. \quad (14)$$

В случае нелинейности материала голограммы в зоне изменения  $\Delta\tau_{Ai}$  часть света, идущая в один из первых порядков, умень-

пится, и действие изменения коэффициента пропускания окажется равным действию уменьшенной в  $s$  раз ( $s > 1$ ) величины  $\Delta\tau$  линейного материала. Следовательно,

$$\eta_i = \left(\frac{\Delta\tau_{Ai}}{2c}\right)^2 = \frac{\chi^2 t^2}{c^2} I_r I_i. \quad (15)$$

Отсюда

$$I_{\text{вых } i} = I_{\text{н}} \frac{\chi^2 t^2}{c^2} I_r I_i. \quad (16)$$

Если учесть, кроме амплитудной, еще и фазовую составляющую записи, то дифракционная эффективность увеличится соответственно изменению коэффициента  $\chi^2/c^2$ .

Установим далее связь между входным сигналом  $I_i$ , шумовыми свойствами записывающего материала, определяемыми функцией  $\Phi$ , и входным отношением сигнал/шум. Для этого воспользуемся соотношениями (5), (6) и (16). Минимальному сигналу при этом соответствует заданное минимально допустимое отношение сигнал/шум  $\psi_{\text{min}}$ . Так как

$$\psi_{\text{min}} = \sqrt{\frac{I_{\text{вых } i \text{ min}}}{2I_{\phi i}}} = \sqrt{\frac{I_{\text{н}} \frac{\chi^2 t^2}{c^2} (I_r I_i)_{\text{min}}}{2I_{\text{н}} s_r \Phi / \lambda^2 d^2}}, \quad (17)$$

то

$$\sqrt{(I_r I_i)_{\text{min}}} = \frac{\psi_{\text{min}}}{\lambda d \chi t / c} \sqrt{2\Phi s_r}. \quad (18)$$

Из этого выражения следует, что, хотя информацию об объекте несет только  $I_{\text{об } i}$ , величину минимального отношения сигнал/шум обеспечивает произведение  $\sqrt{I_{\text{об } i} I_r}$ . Здесь величина  $I_r$  играет роль коэффициента усиления полезного сигнала. Но следует иметь в виду, что увеличение  $I_r$  не может проводиться неограниченно без уменьшения  $I_{\text{об } i}$ .

### 3. Определение пороговой чувствительности

Найдем далее оптимум величины  $\sqrt{I_r I_i}$  и ее связь с мощностью источника. Если эффективная (используемая) мощность источника  $P_q$ , то можно записать

$$P_q = P_0 + P_r, \quad (19)$$

где  $P_0$  и  $P_r$  — соответственно части мощности, используемой на освещение объекта и создание опорного пучка. Объектный пучок в дальнейшем преобразуется следующим образом: он делится на  $N$  частей, соответствующих  $N$  элементам объекта; на каждом  $i$ -том элементе модулируется за счет коэффициента  $\rho_i$  (отражения

или пропускания); до или после этого ослабляется в число раз, определяемое коэффициентом  $\alpha_1$ ; из оставшейся части на голограмму попадает  $\alpha_2$  (часть рассеивается в пространстве). Таким образом, интенсивность  $I_0$  света, попадающего на голограмму площадью  $s_r$  от объекта, связана следующим соотношением с мощностью исходного объектного пучка:

$$I_0 = \langle \rho \rangle \alpha_1 \alpha_2 \frac{P_0}{s_r}, \quad (20)$$

где

$$\langle \rho \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \rho_i. \quad (21)$$

Интенсивность части, которая приходит на голограмму от данного элемента объекта, связана с  $P_0$  соотношением

$$I_{\text{в}i} = \frac{1}{N} \rho_i \alpha_1 \alpha_2 \frac{P_0}{s_r} = \alpha_{\text{в}i} P_0. \quad (22)$$

От исходного опорного пучка доходит до голограммы ее часть, определяемая коэффициентом  $\beta$ :

$$I_r = \beta \frac{P_r}{s_r} = \beta_r P_r. \quad (23)$$

Таким образом, величина  $\sqrt{I_{\text{в}i} I_r}$  связана с  $P_0$  и  $P_r$  соотношением

$$\sqrt{I_{\text{в}i} I_r} = \sqrt{\alpha_{\text{в}i} \beta_r} \sqrt{P_0 P_r}. \quad (24)$$

Можно также записать

$$\sqrt{I_0 I_r} = \sqrt{\alpha_0 \beta_r} \sqrt{P_0 P_r}. \quad (25)$$

Определим далее, как  $\sqrt{P_0 P_r}$  связана с  $P_q$  и при каком выборе  $I_0$  и  $I_r$  значение  $\sqrt{I_0 I_r}$  достигает максимума. Имея в виду, что при этом выборе  $P_q = \text{const}$ , можно записать

$$\sqrt{I_0 I_r} = \sqrt{\alpha_0 \beta_r} \sqrt{P_0 (P_q - P_0)} = f(P_0). \quad (26)$$

Найдем значение  $P_0$ , при котором  $\sqrt{I_0 I_r}$  достигает максимума (т. е. когда  $df(P_0)/dP_0 = 0$ ). Нетрудно видеть, что это возможно при условии

$$P_0 = \frac{P_q}{2} = P_r. \quad (27)$$

Полученный результат имеет большое практическое значение. Из него следует, что оптимальным в отношении чувствительности окажется случай, при котором исходные объектный и опорный пучки равны между собой независимо от различного ослабления их до того момента, когда они сходятся на голограмме.

Так как ослабление объектного пучка значительно (иногда на 3—4 порядка) превышает ослабление опорного пучка, что имеет место в особенности в голографии Френеля, это приведет к тому, что максимальные значения  $\sqrt{I_r I_{0i}}$  и даже  $\sqrt{I_r I_0}$  будут достигнуты при условии  $I_r > I_0$  и тем более  $I_r \gg I_{0i}$ .

Из полученных формул следует

$$\sqrt{I_r I_{0i}} = \sqrt{\alpha_{0i} \beta_r} \frac{P_q}{2} = \frac{P_q}{2s_r} \sqrt{\frac{\alpha_1 \alpha_2 \rho_i \beta}{N}}. \quad (28)$$

Из соотношений (28) и (18) имеем величину минимального значения  $P_q$ :

$$P_q = \frac{2\psi_{\min} s_r^{3/2}}{\lambda d |x| |t| c} \sqrt{\frac{2\Phi(\xi', \eta') N}{\rho_i \alpha_1 \alpha_2 \beta}}. \quad (29)$$

Чувствительность, по определению, равна величине, обратной энергии, т. е.

$$G = \frac{1}{P_q t} = \frac{\lambda d |x| |c|}{2\psi_{\min} s_r^{3/2}} \sqrt{\frac{\rho_i \alpha_1 \alpha_2 \beta}{2N\Phi(\xi', \eta')}}. \quad (30)$$

Это выражение связывает чувствительность с параметрами и характеристиками голографической системы и записывающих материалов.

#### 4. Чувствительность при обеспечении максимальной дифракционной эффективности

Полученное выше выражение (30) определяет минимальную световую энергию, необходимую для того, чтобы отдельные детали в изображении объекта могли различаться при минимальном отношении сигнал/шум. С увеличением энергии при условии, что динамический диапазон записывающего материала не слишком ограничен, отношение сигнал/шум и различимость деталей изображения будут сначала увеличиваться. Такое увеличение происходит до тех пор, пока сильная нелинейность и ограниченный динамический диапазон записывающего материала не приведут к тому, что сигнал с увеличением экспозиции начнет расти медленнее шумов, а при определенных условиях будет уменьшаться. Частично увеличения нелинейности и выхода за пределы ограниченного динамического диапазона можно избежать, если величина  $I_0$  будет приближаться к  $I_r$  за счет уменьшения  $P_r$  и увеличения  $P_0$ . В таком случае оптимальным (или близким к нему) будет не условие  $P_0 = P_r = P_q/2$ , а условие  $I_0 = I_r$ , так как только при минимальном превышении  $I_r$  над  $I_0$  можно лучше вписаться в ограниченную характеристику передачи материала и получить максимальную дифракционную эффективность. Однако операция может быть произведена только за счет существенного увеличения входной энергии, с учетом значительно больших потерь энергии в объектном канале по сравнению с каналом опорного пучка.

Если считать, что  $I_0 = I_r$ , а также, что  $\tau_{\text{ср}} = 1/2$  (условие, при котором достигается максимальная дифракционная эффективность), то соответственно  $\chi t$  выбирается из условия

$$\chi t (I_r + I_0) = 2\chi t I_r = \frac{1}{2}, \quad (31)$$

т. е.

$$\chi t_{\text{опт}} = \frac{1}{4I_r}. \quad (32)$$

Так как  $I_r = \beta_r P_r$ , а  $I_0 = \alpha_0 P_0$ , то при  $I_r = I_0$

$$P_0 = \frac{\beta_r}{\alpha_0} P_r \quad (33)$$

или

$$P_r = \frac{I_r}{\beta_r} = \frac{1}{4\beta_r \chi t_{\text{опт}}}. \quad (34)$$

Требуемая энергия в оптимальных условиях определяется выражением

$$P_q t = (P_0 + P_r) t = \frac{\beta_r + \alpha_0}{\alpha_0} P_r t = \frac{\beta_r + \alpha_0}{4\alpha_0 \beta_r \chi}, \quad (35)$$

и, следовательно, чувствительность при таких условиях можно получить из соотношения

$$G_{\text{опт}} = \frac{1}{(P_q t)_{\text{опт}}} = 4\chi \frac{\alpha_0^2 \beta_r}{\alpha_0 + \beta_r}. \quad (36)$$

Таким образом,  $G_{\text{опт}}$  зависит от чувствительности записывающего материала и параметров голографической схемы. Получаемое в этом случае отношение сигнал/шум для различных записывающих материалов окажется разным в зависимости от свойств этих материалов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гуревич С. Б. Эффективность и чувствительность телевизионных систем М.—Л., «Энергия», 1964.
2. Goodman J. W. Film-grain noise in wavefront-reconstruction imaging. — JOSA, 1967, 57, N 4, p. 493—502.
3. Vilkomerson D. H. R. Measurements of the noise spectral power density of photosensitive materials at high spatial frequencies. — Appl. Opt., 1970, 9, p. 2080—2087.
4. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М., «Мир», 1973.

## О ПРИМЕНЕНИИ ОПТИЧЕСКОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ФИЛЬТРАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ТЕЛЕВИЗИОННОЙ ТЕХНИКЕ

За последнее десятилетие достигнуты значительные успехи в развитии оптических методов обработки информации вообще и в области оптических методов обработки изображений в частности. Эти успехи в значительной мере стимулированы развитием квантовой электроники, когерентной оптики и голографии.

В настоящее время для обработки изображений нашли применение главным образом когерентные оптические системы благодаря простоте выполнения операций пространственной фильтрации в когерентном свете. Когерентные оптические системы обработки изображений двумерны по своей природе, не требуют сканирования обрабатываемых изображений и органически согласуются с телевизионными системами, позволяя осуществлять над изображениями широкий класс операций пространственной фильтрации, аналогичных тем, которые выполняют электронные фильтры над временными электрическими сигналами. Использование в прикладных телевизионных системах оптических методов обработки изображений позволяет по-новому подойти к принципам построения таких систем.

Прикладные телевизионные системы проектируют таким образом, что все задачи, связанные непосредственно с обработкой информации, решаются с помощью электронных средств или оператором, а оптическое звено выполняет лишь функцию формирования изображения объекта наблюдения на мишени передающей трубки.

Между тем уже сейчас целый ряд операций по обработке информации, таких, например, как спектральный и корреляционный анализ изображений, идентификация фрагментов изображений, кодирование изображений, оптимальная пространственная фильтрация, устранение избыточности и некоторых других могут быть выполнены чисто оптическими методами. Совершенно очевидно, что выполнение операций обработки изображений в оптическом звене до преобразования изображения в видеосигнал является не только более естественным и целесообразным, но в ряде случаев может существенно расширить функциональные возможности прикладных телевизионных систем и улучшить их технические характеристики.

Настоящая статья посвящена анализу возможностей использования оптических методов обработки изображений в прикладных телевизионных системах.

Оптические методы обработки информации позволяют выполнять над изображениями большое число различных операций, которые по своему целевому назначению можно объединить в следующие группы:

- 1) улучшение качества и восстановление изображений, искаженных смазом, турбулентными неоднородностями среды и т. п.;
- 2) извлечение из изображений требуемой информации;
- 3) анализ изображений;
- 4) кодирование и декодирование изображений.

К первой группе относятся такие операции, как повышение общего контраста изображений; повышение контраста изображений в мелких деталях; повышение разрешающей способности; устранение дефокусировки; устранение смаза; ослабление влияния помех; ослабление влияния шумов; устранение строчной структуры и некоторые другие.

Из операций второй группы следует отметить дифференцирование изображений; вычитание изображений; вычисление корреляционной функции двух изображений; идентификацию фрагмента изображения; определение координат идентифицированного фрагмента и ряд других.

Под анализом изображений обычно понимают спектральный анализ, т. е. разложение изображений по тригонометрической системе функций или по любой произвольной ортонормированной системе функций (по произвольному базису). Оптические методы позволяют сравнительно просто реализовать следующие операции спектрального анализа: двумерное разложение изображений по пространственным частотам (преобразование Фурье); двумерное разложение изображений по функциям Уолша и по Адамару.

К операциям третьей группы относятся также двумерный корреляционный анализ изображений и двумерные преобразования Гильберта и Френеля.

Оптическое кодирование и декодирование изображений имеет целью сжатие данных и повышение помехозащищенности при передаче изображений по каналам связи. По крайней мере на первом этапе оптическое кодирование может включать операции разложения изображения по оптимальной или квазиоптимальной системе функций. Исследования по оптическому кодированию и декодированию изображений находятся в начальной стадии.

Перечисленные выше операции над изображением могут быть реализованы как с помощью когерентных оптических систем, использующих пространственно-когерентное монохроматическое освещение, так и некогерентных оптических систем, применяющих некогерентный свет. Когерентные оптические системы в сочетании с голографическим методом регистрации изображений являются более гибкими и универсальными при решении задач обработки изображений и в настоящее время получили большее применение и более исследованы, чем некогерентные.

В дальнейшем мы будем иметь в виду обработку изображений методами когерентной оптики.

В основе оптической обработки изображений лежит метод пространственной фильтрации, предложенный Маршалем [1] и развитый в работах О'Нейла [2], Катроны [3], Вандер Люгта [4],

Строука [5] и др. Принципы пространственной фильтрации изображений с помощью когерентных оптических систем достаточно подробно рассмотрены, например, в книгах Гудмена [6], Строука [7] и Сороко [8].

Современное состояние проблемы оптической обработки изображений и некоторых ее практических приложений дано в обзорах Вандер Дюгта [9, 10], Престона [11], Хуанга и Третьяка [12], Ульмана [13], а также в статье [14]. Мы не будем поэтому рассматривать вопросы конкретной реализации тех или иных операций над изображением, а перейдем к анализу тех возможностей, которые открывают оптические методы обработки изображений в прикладных телевизионных системах.

Оптическая обработка изображений может найти применение в прикладных телевизионных системах различного назначения для решения следующих задач:

1) оптическая коррекция контрастно-частотных искажений (в том числе апертурных), вносимых отдельными звеньями телевизионной системы;

2) повышение общего контраста изображений малоконтрастных сюжетов;

3) повышение контраста изображений в мелких деталях;

4) устранение строчной структуры изображения на выходе телевизионной системы;

5) оконтуривание изображений;

6) коррекция дефокусировки;

7) коррекция смаза изображения движущегося или вибрирующего объекта;

8) ослабление влияния аддитивных помех;

9) ослабление влияния аддитивного шума;

10) компенсация сигнала неравномерности мишени передающей трубки;

11) опознавание фрагментов изображения;

12) формирование сигнала межкадровой разности;

13) селекция движущихся объектов;

14) оптическое кодирование изображений;

15) спектральный и корреляционный анализ изображений и ряд других.

Остановимся только на способах, которые с нашей точки зрения представляют наибольший интерес для специалистов, занимающихся разработкой прикладных телевизионных систем. Отметим, что в подавляющем большинстве случаев решение задачи сводится к синтезу когерентной оптической системы пространственной фильтрации, обладающей требуемой передаточной характеристикой (в общем случае комплексной). Этот синтез обычно осуществляется в частотной области и задача, по существу, сводится к синтезу фильтра-маски, устанавливаемого в частотной плоскости схемы, комплексная амплитудная прозрачность которого тождественно равна требуемой передаточной функции оптической системы.

Необходимо иметь в виду, что когерентные оптические системы пространственной фильтрации изображений линейны относительно комплексной амплитуды, а не интенсивности света. Поэтому видеосигнал на выходе телевизионной передающей трубки будет пропорционален квадрату модуля амплитудного распределения на выходе схемы пространственной фильтрации, равного свертке распределения амплитуд во входном изображении с импульсной характеристикой схемы пространственной фильтрации, представляющей собой двумерный фурье-образ синтезированной передаточной функции.

Задачи оптической коррекции апертурных и контрастно-частотных искажений в телевизионных системах, а также коррекции дефокусировки и смаза относятся к классу так называемых обратных задач. Методы решения подобных задач средствами когерентной оптики и голографии рассмотрены в работах Марешала и Кроса [1, 15], Строука [16, 17] и др. [18, 19], занимавшихся исследованием повышения резкости фотоснимков путем их апостериорной обработки, а также в обзоре [20]. Физически задачи улучшения качества фотоснимков путем их апостериорной обработки заключаются в устранении (точнее в уменьшении) влияния аппаратной функции системы, формировавшей обрабатываемое изображение. Математическую основу использования метода пространственной фильтрации для улучшения качества изображения составляет тот факт, что распределение интенсивности в изображении  $i(x, y)$  представляет собой свертку распределения интенсивности на объекте  $o(x, y)$  с импульсной характеристикой изображающей системы  $h(x, y)$ :

$$i(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} o(x, y) h(u-x, v-y) dx dy, \quad (1)$$

или в символической форме

$$i(x, y) = o(x, y) * h(x, y).$$

В частотной области это выражение имеет вид произведения

$$I(p, q) = O(p, q) H(p, q), \quad (2)$$

где  $I(p, q) = F[i(x, y)]$  — пространственно-частотный спектр интенсивности изображения,  $O(p, q) = F[o(x, y)]$  — пространственно-частотный спектр интенсивности объекта,  $H(p, q) = F[h(x, y)]$  — передаточная характеристика корректируемой изображающей системы,  $F[...]$  — оператор двумерного фурье-преобразования.

Задача улучшения качества изображения методом пространственной фильтрации, с математической точки зрения, сводится к синтезу такой передаточной характеристики  $T(p, q)$  корректирующего пространственного фильтра, которая, воздействуя на ам-

плитуду и фазу пространственных гармоник спектра изображения, скомпенсировала бы искажающее влияние импульсной характеристики корректируемой системы формирования изображения. Эта операция коррекции в частотной области имеет вид

$$T(p, q) [O(p, q) H(p, q)] = O(p, q). \quad (3)$$

Отсюда имеем

$$T(p, q) = \frac{1}{H(p, q)}. \quad (4)$$

Таким образом, передаточная характеристика корректирующего пространственного фильтра обратна передаточной характеристике изображающей системы и в общем случае может быть комплексной.

При физической реализации операции коррекции, описываемой выражением (3), обычно используют когерентные оптические системы пространственной фильтрации изображений. Трудности физической реализации корректирующего фильтра вида (4) связаны с необходимостью обеспечения комплексного пропускания и тем обстоятельством, что реализуемые в настоящее время пространственные фильтры являются пассивными, т. е.  $|T_{\max}(p, q)| \leq 1$ . Технологические трудности связаны с необходимостью использования для изготовления корректирующих фильтров фото-материалов, обладающих нелинейными характеристиками и ограниченным динамическим диапазоном. Однако, как показал Строк [16], использование голографического метода регистрации и применение специальной методики фотохимической обработки позволило преодолеть указанные трудности.

Принципиальная трудность решения рассматриваемых задач заключается в том, что данный метод основан на предположении, что уравнение вида (1) может быть решено относительно  $O(x, y)$  в частотной области с помощью так называемого обратного фильтра

$$T(p, q) = 1/H(p, q)$$

при условии, что требуемая комплексная передаточная характеристика фильтра может быть практически реализована.

В тех случаях, когда корректируемая передаточная функция является знакопеременной осциллирующей функцией, принимающей на некоторых частотах нулевые значения, решение уравнения (1) становится некорректным и полная компенсация влияния аппаратной функции изображающей системы невозможна. В задачах улучшения качества телевизионных изображений корректируемые передаточные функции являются действительными, осесимметричными, монотонно спадающими, не осциллирующими функциями пространственных частот, не изменяющими знака. Это обстоятельство существенно облегчает задачу синтеза корректирующих обратных фильтров. Требуемые фильтры могут быть синтезированы оптическим методом, либо с помощью ЭЦВМ.

Операции оптической коррекции контрастно-частотных и апертурных искажений, в принципе, могут быть осуществлены как на входе телевизионной системы, так и на ее выходе. Однако предпочтительнее эту коррекцию производить на входе. В этом случае операция коррекции контрастно-частотных искажений будет являться операцией введения оптических предварительных искажений в проектируемое на мишень передающей трубки изображение. Как известно [21], более эффективны системы передачи изображений, в которых предискажения вводятся на передающей стороне до основного источника шума, а не после него. Таким образом, предварительная оптическая обработка изображений на входе будет способствовать увеличению отношения сигнал/шум в мелких деталях передаваемого изображения, а следовательно, и различимости этих деталей на приемной стороне.

Значительное число задач, стоящих перед телевизионной автоматикой, связано с необходимостью решения простейших задач опознавания образов. Это в основном задачи автоматизации контрольных операций, например при автоматизации сортировки изделий по их форме, выявления бракованных по внешнему виду изделий или задачи предупреждения поступления деталей к станкам в неправильном положении. В существующих телевизионных автоматах задача опознавания деталей по их форме основывается на отыскании коэффициента формы детали [22]

$$k_{\phi} = L^2/s,$$

где  $L$  — периметр детали,  $s$  — ее площадь.

Этот способ применим только для деталей простейшей геометрической формы, причем величина погрешности определения периметра телевизионными способами может достигать десятков процентов.

Существующие телевизионные автоматы способны решать задачи опознавания образов только при довольно правильной геометрической форме образа и достаточно контрастном изображении. Использование оптических методов обработки изображений позволит снять эти ограничения и значительно расширить круг решаемых задач.

Задача опознавания известного образа произвольной формы, имеющего неизменный масштаб и угловую ориентацию, может быть решена достаточно просто и эффективно оптическими средствами методом согласованной пространственной фильтрации. Оптические системы распознавания, использующие метод согласованной пространственной фильтрации, реализуют корреляционный алгоритм распознавания. Они формируют на выходе распределение света, представляющее поле функций взаимной корреляции входного изображения и эталона, записанного на голограмме, помещенной в частотной плоскости системы пространственной фильтрации. При появлении на входе эталонного образца на выходе оптической

системы формируется функция автокорреляции в виде пятна малых размеров, интенсивность которого может превышать уровень фона в сотни раз. Положение корреляционного пятна однозначно связано с положением распознаваемого образа в поле зрения системы, что обеспечивает возможность определения координат распознаваемого объекта. Принципы согласованной пространственной фильтрации, использующей голографический метод синтеза согласованных фильтров, рассмотрены в основополагающих статьях Вандер Люгта [4, 23, 24], книге Гудмена [6] и обзоре [25]. Анализ современного состояния проблемы оптического распознавания образов дан в обзоре [13]; в работе [26] рассмотрены возможности применения когерентной оптики и голографии в системах распознавания изображений. Следует отметить, что согласованная пространственная фильтрация является далеко не единственным способом решения задачи распознавания образов оптическими средствами. Ее достоинством является простота решения таких задач, где распознаваемый образ не меняет ориентации и неизменен по масштабу (например, при переводе японских иероглифов на европейские языки). К недостаткам метода следует отнести высокую чувствительность к изменению ориентации и размера распознаваемого образа. Однако этот недостаток превращается в достоинство, если решается задача дистанционного автоматического управления объектом по его изображению с помощью телевизионной системы.

Неинвариантность схемы согласованной пространственной фильтрации к размерам и ориентации распознаваемого объекта требует осуществления поиска по масштабу и ориентации или использования многоканального фильтра в случае, если масштаб и ориентация объекта могут быть произвольными.

Задача формирования сигнала межкадровой разности встречается в телевизионных автоматах, предназначенных для обнаружения видимых изменений на объекте наблюдения [22] (контроль за появлением вспышек на Солнце, обнаружение звезд переменной яркости, охрана ответственных объектов, контроль интегральных схем и т. п.). Решение этой задачи традиционными электронными методами сопряжено с необходимостью использования запоминающего устройства (ЗУ), имеющего емкость, достаточную для записи и хранения в течение длительности кадра информации о всем передаваемом кадре (т. е. порядка  $10^6$ — $10^7$  бит). Создание ЗУ требуемой емкости даже на современной элементной базе сопряжено с известными трудностями и значительными материальными затратами.

Оптическими методами задача формирования сигнала межкадровой разности решается путем вычитания из изображения последующего кадра изображения предыдущего, осуществляемого параллельно без всякого сканирования. Сформированный таким образом оптический двумерный сигнал межкадровой разности может затем преобразовываться в электрический сигнал с помощью

передающей трубки или другого фотоэлектрического преобразователя в зависимости от решаемой задачи.

Оптическое вычитание двух изображений может быть реализовано несколькими способами: 1) голографическим [27], 2) пространственной фильтрацией [28] и 3) с помощью специальных твердотельных преобразователей изображения [29]. В телевизионной технике, по-видимому, найдут применение 2) и 3) способы как наиболее простые в реализации.

Сущность оптического вычитания методом пространственной фильтрации состоит в формировании в частотной плоскости оптической системы режекторного фильтра-пробки на изображение, подлежащее вычитанию. При подаче на вход системы пространственной фильтрации того же самого изображения на выходе схемы будет темное поле. Если же входное изображение будет отличаться от исходного, то на выходе появятся элементы различия двух изображений.

Еще проще задача оптического вычитания изображений осуществляется с помощью твердотельного преобразователя изображения типа «Phototitus». Это устройство, по существу, представляет собой оперативное устройство для запоминания изображений и может быть использовано как светоклапанное устройство для отображения изображений на большой экран и как пространственно-временной модулятор света для ввода изображений в устройства оптической обработки информации. Запись и считывание изображения в этом устройстве осуществляются с помощью света. Благодаря наличию памяти и тому, что полярность считанного изображения зависит от полярности напряжения питания, для вычитания одного изображения из другого достаточно изменить полярность питающего напряжения при записи второго изображения.

Практическая реализация возможностей, открываемых оптическими методами обработки изображений в телевизионной технике, в настоящее время затруднена из-за отсутствия устройств, обеспечивающих ввод передаваемых изображений в оптическую систему обработки в реальном времени, т. е. со скоростью смены кадров используемого телевизионного стандарта. В настоящее время оптические методы обработки изображений могут быть реализованы лишь в фототелевизионных системах, где проблемы ввода практически решены благодаря промежуточной регистрации на фотопленку передаваемых по телевизионному каналу изображений. Во всех других случаях необходимы оперативные устройства ввода изображений — так называемые пространственно-временные модуляторы света (ПВМС). Разработка ПВМС находится в стадии лабораторных исследований, однако достигнутые в этой области успехи позволяют надеяться, что в ближайшие годы будет налажено промышленное производство ПВМС, пригодных для использования в телевизионных системах. Обзор состояния этого вопроса дан в работах [30, 31].

Из сравнительно большого числа лабораторных образцов ПВМС, разработанных к настоящему времени, наиболее подходящими для нужд телевизионной техники являются следующие: устройства типа «Phototitus» [29] и PROM [32] с оптической записью и считыванием изображений и устройства типа «Titus» [33] и «Lumatron» [34] с записью изображений электронным пучком и оптическим считыванием. Устройства «Phototitus» и PROM могут быть использованы для обработки изображений на входе телевизионной системы, а «Titus» и «Lumatron» — на выходе.

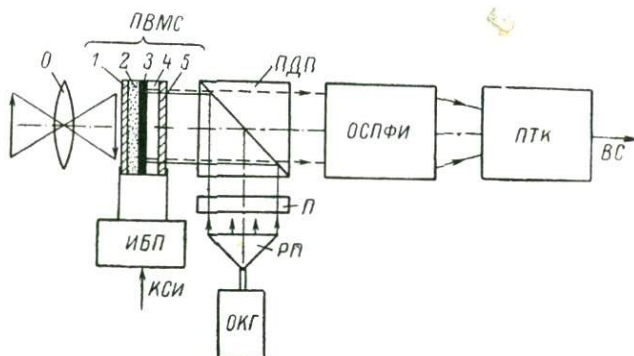


Рис. 1. Структурная схема устройства оптической обработки изображений на входе телевизионной системы, используемого ПВМС типа «Phototitus».

О — объект, ОКГ — оптический квантовый генератор, РП — расширитель пучка, П — поляризатор, ПДП — поляризационный делитель пучка, ОСПФИ — оптическая система пространственной фильтрации изображений, ПТК — передающая телевизионная камера, ПВМС — пространственно-временной модулятор света, 1 и 5 — прозрачные металлические электроды, 2 — фотопроводник, 3 — диэлектрическое зеркало, 4 — электрооптический кристалл, ИБП — импульсный блок питания, КСИ — кадровый синхроимпульс, ВС — видеосигнал.

Основные технические характеристики этих устройств приведены в таблице.

Ниже мы рассмотрим структурные схемы устройств оптической обработки изображений в телевизионных системах, использующих для ввода изображений в реальном времени ПВМС типа «Phototitus» и «Lumatron».

Структурная схема передающей части телевизионной системы с оптической обработкой передаваемых изображений на входе с использованием ПВМС типа «Phototitus» приведена на рис. 1. «Phototitus» представляет собой структуру, состоящую из слоя фотопроводника 2, модулирующей среды 4, диэлектрического зеркала 3, расположенного между ними, и двух металлических прозрачных электродов 1 и 5, нанесенных на внешние стороны слоев 2 и 4. В качестве фотопроводника использован аморфный селен, модулирующей среды — кристалл DKDP. Для пространственной модуляции света применяется линейный электроопти-

ческий эффект. Слои фотопроводника и модулирующей среды образуют пространственно распределенный резистивно-емкостной делитель напряжения, управляемый светом, падающим на фотопроводник. При проектировании на слой фотопроводника светового изображения под действием напряжения, прикладываемого к электродам 1 и 5, на поверхности электрооптического кристалла 4 формируется потенциальный рельеф, пропорциональный распределению освещенности в изображении. Этот рельеф формирует в кристалле электрическое поле, которое преобразует пространственное распределение освещенности в соответствующее пространственное распределение показателя преломления кристалла. Таким образом, осуществляется запись изображения. Считывание записанного изображения осуществляют плоской монохроматической волной, формируемой из пучка оптического

#### Основные параметры пространственно-временных модуляторов света

Параметр	Тип ПВМС			
	«Phototitus»	PROM	«Titus»	«Lumatron»
Разрешающая способность, мм <sup>-1</sup>	40	80/500	10	300
Максимальный контраст	70 : 1	10000 : 1	60 : 1	—
Диаметр рабочей апертуры, мм	40	40	30×40	70×70
Тип кристалла	DKDP	Bi <sub>12</sub> SiO <sub>20</sub>	DKDP	ТПМ
Толщина кристалла, мкм	170	500—900	250	—
Рабочая температура кристалла, °С	—50	20	—50	Температура размягчения термопластика
Напряжение питания, в	80	2000	1000	—
Время памяти, мин.	5	120	Часы	Недели
Время перезаписи, мсек.	10	10	40	40
Число циклов «запись—стирание»	—	Неограниченное	до 10 <sup>9</sup>	3·10 <sup>4</sup>
Чувствительность, эрг/см <sup>2</sup>	100	50	—	—
Длина волны света записи, нм	420	440	—	—
Длина волны света считывания, нм	633	633	Белый свет	Белый свет
Максимальная плотность энергии считывания, эрг/см <sup>2</sup>	10 <sup>4</sup>	10 <sup>4</sup>	10 <sup>4</sup>	—
Коэффициент усиления яркости изображения	10 <sup>3</sup>	200	—	—
Способ считывания	На отражение	На просвет	На отражение	На просвет
Вид модуляции	Поляризационная Светом	Поляризационная Светом	Поляризационная Электронным лучом	Фазовая
Способ записи	Светом	Светом	Электронным лучом	Электронным лучом

квантового генератора *ОКГ* с помощью расширителя пучка *РП* и направляемой на *ПВМС* с помощью поляризационного делителя пучка *ПДП*. В результате двукратного прохождения сквозь кристалл *4* и отражения от диэлектрического зеркала *3* волна света оказывается промодулированной по поляризации.

Для преобразования пространственной модуляции по поляризации в амплитудную модуляцию служат скрещенные поляризатор *П* и поляризационный делитель пучка *ПДП*. Таким образом, на выходе *ПДП* формируется волна света, промодулированная по амплитуде в соответствии с изображением, спроектированным на

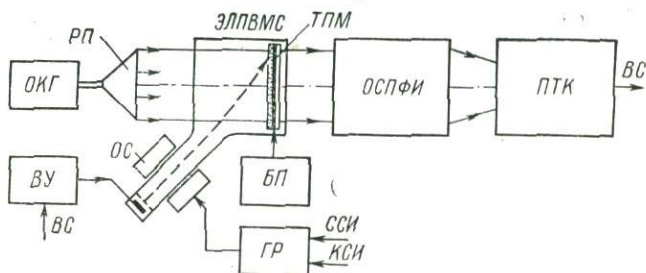


Рис. 2. Структурная схема устройства оптической обработки изображений на выходе телевизионной системы, использующего ЭЛПВМС типа «Lumatron».

*ОКГ* — оптический квантовый генератор, *РП* — расширитель пучка, *ЭЛПВМС* — электронно-лучевой пространственно-временной модулятор света, *ТПМ* — термопластическая мишень, *ОСПФИ* — оптическая система пространственной фильтрации изображений, *ПТК* — передающая телевизионная камера, *ВУ* — видеоусилитель, *ВС* — видеосигнал, *БП* — блок питания ЭЛПВМС, *ГР* — генератор развертки, *ОС* — отклоняющая система, *КСИ* — строчные синхросигналы, *КСИ* — кадровые синхросигналы.

фотопроводник *2*. Этот двумерный когерентный оптический сигнал поступает затем на вход оптической системы пространственной фильтрации изображений *ОСПФИ*, которая осуществляет над ним требуемую операцию фильтрации. Обработанное изображение с выхода *ОСПФИ* проектируется на мишень трубки передающей телевизионной камеры *ПТК*. Стирание записанного в *ПВМС* изображения осуществляется во время обратного хода по кадру путем закорачивания электродов *1* и *5*.

Управление работой *ПВМС* по электрическому питанию осуществляет импульсный блок питания *ИБП*, на вход которого поступают кадровые синхронизирующие импульсы.

На рис. 2 представлена структурная схема устройства оптической обработки изображений на выходе телевизионной системы с использованием электронно-лучевого пространственно-временного модулятора света типа «Lumatron» для ввода обрабатываемых изображений. Он представляет собой ЭЛТ с термопластической мишенью (*ТПМ*) и отличается от известной системы «Эйдофор» тем, что работает на просвет, а не на отражение, и в качестве де-

формируемого электронным лучом слоя в нем используется не масло, а термопластик, нагретый до определенной температуры. *ТПМ* состоит из стеклянной подложки, напыленного на нее металлического прозрачного слоя с высоким сопротивлением, поверх которого нанесен слой термопластика. При пропускании через металлический слой электрического тока термопластик нагревается до температуры размягчения и приобретает способность преобразовывать зарядовый рельеф, создаваемый на его поверхности сканирующим электронным пучком, интенсивность которого модулируется видеосигналом *ВС* в геометрический рельеф поверхности. При пропускании плоской монохроматической волны сквозь *ТПМ* осуществляется ее пространственная модуляция по фазе в соответствии с распределением освещенности в принятом изображении. Операция преобразования фазовой модуляции в амплитудную осуществляется в *ОСПФИ* известными методами непосредственно в процессе обработки изображения. Назначение всех остальных элементов схемы очевидно и не требует пояснений.

#### Заключение

Успехи, достигнутые к настоящему времени когерентной оптикой, оптоэлектроникой и голографией, позволят реализовать в ближайшем будущем оптическую пространственную фильтрацию телевизионных изображений на входе или выходе телевизионной системы в реальном времени.

Осуществление в оптическом звене прикладных телевизионных систем операций пространственной фильтрации даст возможность выполнить предварительную оптическую обработку проектируемых на фотокатод передающей трубки изображений по требуемому алгоритму. Вид операций предварительной оптической обработки изображений будет определяться назначением телевизионной системы и условиями ее эксплуатации.

Выполнение операций коррекции апертурных и иных контрастно-частотных искажений, вносимых различными звеньями телевизионной системы, в оптическом звене до основного источника собственного шума, каким является передающая трубка с предварительным усилителем, позволит повысить отношение сигнал/шум на выходе передающей камеры и осуществлять более полную коррекцию контрастно-частотных искажений, вплоть до введения перекоррекции.

Использование при проектировании телевизионных распознающих автоматов оптических методов распознавания образов и, в частности, согласованной пространственной фильтрации существенно расширит класс задач, решаемых телевизионными автоматами.

Не менее эффективной может оказаться оптическая обработка изображений и на выходе телевизионной системы, позволяя в ряде случаев передать функции оператора автомату.

Перспектива использования оптических методов обработки изображений и оптического кодирования изображений в прикладных телевизионных системах весьма заманчива. В настоящее время трудно дать всестороннюю и точную оценку последствий использования оптических методов обработки информации в телевидении. Несомненно, однако, что внедрение этих методов в телевизионную технику будет способствовать как улучшению технических характеристик прикладных телевизионных систем, так и расширению их функциональных возможностей.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Maréchal A., Strosser P. Un filtre de fréquence spatiales pour l'amélioration du contraste des images optiques. — *Comp. rend. Acad. sci.*, 1953, 237, p. 607.
2. O'Neil E. L. Spatial filtering in optics. — *IRE Trans.*, 1956, IT-2, p. 56.
3. Катрона, Лейт, Палермо и др. Оптические системы фильтрации и обработка сигналов. — *Зарубежная радиоэлектроника*, 1962, № 10, с. 3.
4. Vander Lugt A. Signal detection by complex spatial filtering. — *IEEE Trans.*, 1964, IT-10, N 4, p. 139.
5. Stroke G. W. Optical computing. — *IEEE Spectrum*, 1972, 9, N 12, p. 24.
6. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. М., «Мир», 1970.
7. Строк Дж. Введение в когерентную оптику и голографию. М., «Мир», 1967.
8. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики. М., «Наука» 1971.
9. Vander Lugt A. A review of optical data processing techniques. — *Optica Acta*, 1968, 15, N 1 p. 1.
10. Vander Lugt A. Coherent optical processing. — *Proc. IEEE*, 1974, 62, N 10, p. 1300.
11. Престон К. Сравнение аналоговых и цифровых методов распознавания образов. — *ТИИЭР*, 1972, 60, № 10, с. 141.
12. Хуанг, Шрайбер, Третьяк. Обработка изображений. — В кн.: Обработка изображений при помощи цифровых вычислительных машин. М., «Мир», 1973, с. 17.
13. Ulmann J. R. A review of optical pattern recognition techniques. — *Optoelectronics*, 1974, 6, N 5, p. 319.
14. Гуревич С. Б., Соколов В. К. Оптические методы обработки информации. — В кн.: Оптические методы обработки информации. Л., «Наука», 1974, с. 5.
15. Tsujiuchi J., Stroke G. W. Optical image deblurring methods. — In: *Applications of holography*. Ed. by Barrekette. New York—London, Plenum press, 1971, p. 259.
16. Stroke G. W., Zech R. G. A posteriori image-correcting deconvolution by holographic Fourier-transform division. — *Phys. Lett.*, 1967, 25A, N 2, p. 89.
17. Stroke G. W., Halioua M. A new holographic image deblurring method. — *Phys., Lett.*, 1970, 33A, N 1, p. 3.
18. Ragnarsson S. I. A new holographic method of generating a high efficiency, extended spatial filter with application to restoration of defocused images. — *Phys. scripta*, 1970, 2, N 4, 5, p. 145.

19. Stroke G. W., Halioua M. A new holographic image deblurring method. — *Phys. Lett.*, 1970, 33A, N 1, p. 3.
20. Галущенко В. В., Корзенко О. Н. Улучшение качества фотоизображений с помощью оптической обработки. — *Зарубежная радиоэлектроника*, 1974, № 8, с. 81.
21. Цуккерман И. И. Преобразования электронных изображений. Л., «Энергия», 1972.
22. Полоник В. С. Телевизионные автоматические устройства. М., «Связь», 1974.
23. Vander Lugt A. The effects of small displacement of spatial filters. — *Appl. Opt.*, 1967, 6, N 7, p. 1221.
24. Vander Lugt A. Practical consideration for the use of spatial carrier-frequency filters. — *Appl. Opt.*, 1966, 5, N 11, p. 1760.
25. Соколов В. К. Согласованная пространственная фильтрация. — В кн.: *Материалы III Всесоюзной школы по голографии*. Л., ФТИ, 1972, с. 106.
26. Крупицкий Э. И., Фридман Г. Х. Применение когерентной оптики и голографии в системах распознавания изображений. — В кн.: *Оптические методы обработки информации*. Л., «Наука», 1974, с. 78.
27. Bromley K. Holographic substruction. — *Appl. Opt.*, 1971, 10, N 1, p. 174.
28. Marom E. Holographic substruction with circularly polarized light. — *Optics Commun.*, 1972, 6, N 1, p. 86.
29. Grenot M., Pergale J., Donjon J. a. o. New electro-optic light valve device for image storage and processing. — *Appl. Phys. Lett.*, 1972, 21, N 3, p. 83.
30. Косарев А. И., Соколов В. К. Пространственно-временные модуляторы света. — *Зарубежная радиоэлектроника*, 1974, № 8, с. 59.
31. Селезнев В. Н., Шуйкин Н. Н. Материалы для реверсивной оптической памяти. — *Квантовая электроника*, 1974, 1, № 7, с. 1485.
32. Feinleib J., Oliver D. S. Reusable optical image storage and processing device. — *Appl. Opt.*, 1972, 11, N 12, p. 2752.
33. Marie G. Large-screen projection of television pictures with an optical-relay tube based on the Pockels effect. — *Philips Techn. Rev.*, 1969, 30, N 8/10, p. 292.
34. Doyle R. J., Glenn W. E. Lumatron: a high-resolution storage and projection display device. — *IEEE Trans.*, 1971, ED-18, N 9, p. 739.

Г. Е. КОРБУКОВ, В. В. КУЛИКОВ, Е. Р. ЦВЕТОВ

## ОПТИЧЕСКИЙ ГЕТЕРОДИННЫЙ МЕТОД КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ ИЗОБРАЖЕНИЙ

### Введение

Разработка А. Вандер-Люгтом метода оптической согласованной фильтрации (ОСФ) на основе достижений когерентной оптики и голографии открыла новый этап в развитии техники оптической обработки информации, в частности устройств корреляционного распознавания изображений. Однако наряду с несомнен-

ными достоинствами (высокая информационная емкость, многоканальность, мгновенность обработки двумерной информации и т. п.) устройства ОСФ обладают рядом существенных недостатков, из которых можно указать прежде всего на необходимость изготовления самих голографических согласованных фильтров (ГСФ). Юстировка этих фильтров в частотной плоскости оптической системы должна производиться с очень высокой точностью; высокие требования предъявляются к качеству и точности настройки всей оптической системы и телевизионной системы считывания корреляционного изображения. Эти недостатки ограничивают применимость метода ОСФ.

В данной статье показывается, что основную операцию в системах ОСФ (перемножение комплексных спектров сигнального изображения и эталона и пространственное интегрирование результата перемножения) можно выполнять фотоэлектрическим способом, используя сами эталоны, а не их голограммы. Предлагаемый метод [1, 2] оптической гетеродинной корреляции (ОГК) основан на использовании известного антенного эффекта при оптическом гетеродинировании на протяженных фотоэлектрических приемниках (ФЭУ) [3, 4]. Суть эффекта заключается в том, что ток частоты биений двух световых полей разных частот на выходе ФЭУ имеет максимальную амплитуду в том случае, если эти поля имеют одинаковые волновые фронты, приходят с одного направления и геометрически совпадают на поверхности фотокатода, причем форма последнего не играет существенной роли. В общем случае комплексная амплитуда тока биений будет пропорциональна векторной сумме произведений комплексных амплитуд полей со всех элементов фотокатода или, как показано в работе [1], коэффициенту взаимной корреляции распределений комплексной амплитуды на источниках полей при том пространственном сдвиге между ними, который виден со стороны фотокатода. В частности, поля, интерферирующие в плоскости фотокатода, могут быть преобразованиями Фурье или Френеля от сигнального и эталонного транспарантов. Если эти транспаранты разнесены в пространстве и освещаются светом одной частоты от одного источника, то функции наложения изображений с переменным сдвигом между ними и сдвига частоты света в одном из них легче всего выполнить с помощью голографической линзы (ГЛ) с подходящей средней пространственной частотой, сканирующей в частотной плоскости оптической отображающей системы. Изображение эталона в нулевом порядке ГЛ играет роль пространственного гетеродина, настраивающего многоэлементную супергетеродинную систему на выделение заданного объекта в сигнальном изображении. Последнее создается и движется в той же области благодаря первому дифракционному порядку ГЛ; частота света в нем сдвинута из-за эффекта Доплера.

Голографический процесс используется в этом методе лишь один раз — для изготовления постоянно действующего элемента

устройства — голографической линзы (френелевской голограммы точечного источника).

Так же, как и в системах ОСФ, в ОГК используется амплитудная пространственная фильтрация в частотной плоскости оптической системы для оптимизации отношения автокорреляционного пика к взаимокорреляционной помехе. Следовательно, оба метода принципиально эквивалентны друг другу.

Вместе с тем, в отличие от метода ОСФ, предлагаемый метод является последовательным в том смысле, что за один период сканирования ГЛ формируется одно сечение двумерной корреляционной функции, определяемое положением центров изображений по оси, перпендикулярной направлению движения решетки. Для получения всех сечений и поиска максимума корреляции необходимо перемещение сигнального транспаранта по упомянутой оси либо изменение направления движения решетки. Эта особенность, конечно, ограничивает скорость обработки информации, однако следует отметить, что теоретическая «мгновенность» обработки информации в системах ОСФ практически не реализуется. Поэтому метод ОГК во многих применениях может оказаться более предпочтительным ввиду его простоты и надежности.

#### 1. Теория оптического гетеродинного коррелятора с движущейся френелевской решеткой в частотной плоскости

Рассмотрим общую схему оптического гетеродинного коррелятора (рис. 1), в которой эталонный и сигнальный транспаранты расположены в разных плоскостях  $P_1$  и  $P_2$  соответственно перед линзой Фурье-преобразования  $L_1$  и освещаются плоской волной когерентного света частоты  $\nu$ . Функция амплитудной прозрачности эталонного транспаранта  $h(x-b_h, y)$ , где  $x, y$  — координаты в плоскостях  $P_1, P_2$ ;  $b_h$  — смещение центра транспаранта вверх по оси от оси системы  $z$ . Функция амплитудной прозрачности сигнального транспаранта  $g(x+b_g, y)$  (где  $b_g$  — смещение центра транспаранта вниз по оси  $y$ ). Линза  $L_1$  осуществляет в плоскости  $P_4$  Фурье-преобразование входных распределений.

Голографическая линза (ГЛ) помещается в плоскости  $P_4$  — фокальной (Фурье) плоскости линзы  $L_1$ . Линза  $L_2$ , находящаяся за решеткой на расстоянии от нее большем фокусного (в плоскости  $P_5$ ), создает при отсутствии ГЛ уменьшенные изображения входных транспарантов в плоскостях  $P_6$  (для эталонного) и  $P_7$  (для сигнального). При наличии решетки около каждого из изображений нулевого порядка образуются по два изображения 1-го порядка, которые вследствие конечного фокусного расстояния решетки в этих порядках фокусируются в параллельных плоскостях, несколько отличных от плоскостей  $P_6$  и  $P_7$ . В плоскости  $P_6$  установлена диафрагма с отверстием, пропускающим световой

поток лишь в области эталонного изображения нулевого порядка. Положение и размер отверстия этой диафрагмы регулируются с целью выбора нужного участка эталонного транспаранта. В плоскости  $P_8$  линза  $L_2$  создает при отсутствии решетки увеличенное изображение фурье-образа эталонного транспаранта. При наличии решетки и при условии, что ее средняя пространственная несущая частота в пределах фурье-образа такова, что световой поток изображения  $+1$ -го порядка от сигнального тран-

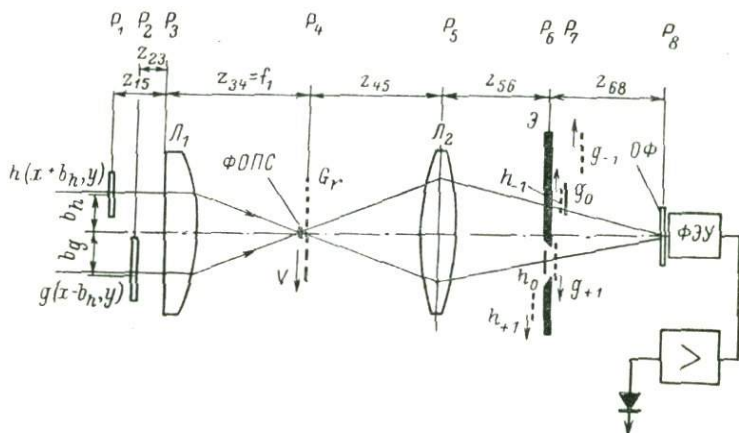


Рис. 1. Схема оптического гетеродинного коррелятора.

$h$  — эталонный транспарант,  $g$  — сигнальный транспарант,  $G_r$  — френелевская решетка, ФОПС — фильтр оптической постоянной составляющей, ОП — оптимизирующий фильтр частотных признаков, Э — непрозрачный экран с отверстием в области эталонного изображения нулевого порядка  $h_0$ . Стрелки указывают направления движения решетки и изображений в дифракционных порядках.

спаранта также попадает в отверстие экрана, в плоскости  $P_8$  появляется также и фурье-образ сигнального транспаранта. В этой плоскости (второй частотной плоскости) возможна подстановка амплитудных фильтров для дискриминации частотных признаков. Фотокатод ФЭУ расположен за плоскостью.

В приведенной схеме расстояние между плоскостями входных транспарантов  $P_1$  и  $P_2$  заранее не задано. Его необходимо определить по заданному фокусному расстоянию ГЛ. Наоборот, сумма расстояний  $b_h + b_g$  выбирается так, чтобы избежать перекрытия в освещающем пучке одного транспаранта другим, и эта сумма определяет среднюю пространственную частоту решетки.

Поле в плоскости  $P_4$  непосредственно перед решеткой от эталонного транспаранта имеет вид

$$A_h(u, v; P_4) = \frac{j}{\lambda f_1} H(u, v) \exp \left[ -j \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{1}{f_1} - \frac{z_{13}}{f_1^2} \right) (u^2 + v^2) + j \frac{2\pi}{\lambda f_1} b_h u \right], \quad (1)$$

где  $H(u, v)$  — фурье-образ эталонного транспаранта с прозрачностью  $h(x, y)$ . Первый экспоненциальный множитель с квадратичным набегом фазы обусловлен тем, что эталонный транспарант расположен не в фокальной плоскости линзы  $L_1$ . Вторым множителем обусловлен сдвиг центра эталонного транспаранта от оптической оси на  $b_h$ . Поле в плоскости  $P_4$  от сигнального транспаранта суть

$$A_g\{u, v; P_4\} = \frac{j}{\lambda f_1} G(u, v) \exp \left[ -j \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{1}{f_1} - \frac{z_{23}}{f_1^2} \right) (u^2 + v^2) - j \frac{2\pi}{\lambda f_1} b_g u \right], \quad (2)$$

где  $G(u, v)$  — фурье-образ сигнального транспаранта с прозрачностью  $g(x, y)$ . Экспоненциальные множители обусловлены теми же причинами, что и для распределения (1).

Пусть собственная передаточная функция ГЛ в первом дифракционном порядке имеет вид

$$t_{\text{ГЛ}(+1)} = a_{\text{ГЛ}} \exp \left\{ j \frac{\pi}{\lambda f_{\text{ГЛ}}} [(b_{\text{ГЛ}} + u_{\text{ГЛ}})^2 + v_{\text{ГЛ}}^2] \right\}, \quad (3)$$

где  $u_{\text{ГЛ}}$  — координата вдоль ГЛ, отсчитываемая от ее начала;  $v_{\text{ГЛ}}$  — координата поперек ГЛ, отсчитываемая от ее средней оси;  $b_{\text{ГЛ}}$  — смещение центра зонной структуры ГЛ относительно ее низкочастотного края. Это смещение задается в голографической схеме при изготовлении ГЛ. В корреляторе ГЛ располагается так, что ее ось  $u_{\text{ГЛ}}$  совпадает с осью  $u$  в частотной плоскости  $P_4$ ; движение ГЛ происходит вдоль оси  $u$ . Пусть в начальный момент  $t=0$  ГЛ находится в положении  $u_{\text{ГЛ}}=u$ . Тогда при ее движении в направлении  $u$  со скоростью  $v$  функция передачи через плоскость  $P_4$  будет иметь вид

$$\begin{aligned} t_{\text{ГЛ}(+1)} &= a_{\text{ГЛ}} \exp \left\{ j \frac{\pi}{\lambda f_{\text{ГЛ}}} [(b_{\text{ГЛ}} + u + vt)^2 + v^2] \right\} = \\ &= a_{\text{ГЛ}} \exp \left[ j \frac{2\pi}{\lambda f_{\text{ГЛ}}} (b_{\text{ГЛ}} + vt) u \right] \exp \left[ j \frac{\pi}{\lambda f_{\text{ГЛ}}} (u^2 + v^2) \right] \times \\ &\quad \times \exp \left[ j \frac{2\pi}{\lambda f_{\text{ГЛ}}} \left( b_{\text{ГЛ}} vt + \frac{v^2 t^2}{2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Первые два экспоненциальных множителя в правой части выражения (4) показывают, что ГЛ во время движения действует в первом порядке дифракции как движущаяся линза с фокусным расстоянием  $f_{\text{ГЛ}}$ , которая отклоняет падающий на нее поток на угол, пропорциональный смещению  $vt$ . Третий множитель означает известный уже нам доплеровский ЧМ сдвиг по частоте света в дифракционном порядке

$$\omega(t) = \left( b_{\text{ГЛ}} v + \frac{v^2 t}{2} \right) \frac{2\pi}{\lambda f_{\text{ГЛ}}}.$$

Умножив (2) на (4), получим выражение для поля от сигнального транспаранта в плоскости  $P_4^+$  сразу за ГЛ в ее  $+1$ -м дифракционном порядке

$$A_{g^{(+1)}}(u, v; P_4^+) = \frac{jG(u, v)}{\lambda f_1} \exp \left[ -j \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{1}{f_1} - \frac{z_{23}}{f_1^2} \right) (u^2 + v^2) - j \frac{2\pi}{\lambda f_1} b_g u \right] \times \\ \times a_{\Gamma\Gamma} \exp \left[ j \frac{2\pi}{\lambda f_{\Gamma\Gamma}} (b_{\Gamma\Gamma} + vt) u \right] \exp \left[ j \frac{\pi}{\lambda f_{\Gamma\Gamma}} (u^2 + v^2) \right] \times \\ \times \exp \left[ j \frac{2\pi}{\lambda f_{\Gamma\Gamma}} \left( b_{\Gamma\Gamma} vt + \frac{v^2 t^2}{2} \right) \right]. \quad (5)$$

Поле от эталонного транспаранта в плоскости  $P_4^+$  в 0-м порядке ГЛ

$$A_{h(0)}(u, v; P_4^+) = a_{0\Gamma\Gamma} \frac{jH(u, v)}{\lambda f_1} \exp \left[ -j \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{1}{f_1} - \frac{z_{13}}{f_1^2} \right) (u^2 + v^2) \right] \times \\ \times \exp \left[ j \frac{2\pi}{\lambda f_1} b_h u \right]. \quad (6)$$

С точки зрения получения взаимокорреляционного сигнала путем оптического гетеродинамирования, функция ГЛ физически должна заключаться в компенсации всех пространственно-фазовых рассогласований между полями  $A_{g^{(+1)}}(P_4^+)$  и  $A_{h(0)}(P_4^+)$ , кроме тех, которые обусловлены различием между самими входными изображениями. Следовательно, должны быть выполнены следующие условия:

$$\frac{z_{13}}{f_1^2} = \frac{z_{23}}{f_1^2} + \frac{1}{f_{\Gamma\Gamma}} \quad (7)$$

— условие фокусировки изображения эталона в нулевом порядке ГЛ и изображения сигнального транспаранта в  $+1$ -м порядке, и изображения сигнального транспаранта в  $+1$ -м порядке в одной плоскости, которая на схеме рис. 1 отображается линзой  $L_2$  в плоскости  $P_6$ ;

$$\frac{b_{\Gamma\Gamma} + vt}{f_{\Gamma\Gamma}} = \frac{b_h + b_g}{f_1} \quad (8)$$

— условие совмещения среднего направления распространения волны от сигнального транспаранта в  $+1$ -м порядке ГЛ со средним направлением волны от эталонного транспаранта в нулевом порядке ГЛ. Иначе говоря, условие (7) является условием совпадения изображений в продольном направлении, а условие (8) — в поперечном. Но если условие (7) при правильном выборе расстояния между входными плоскостями

$$z_{13} - z_{23} = \frac{f_1^2}{f_{\Gamma\Gamma}} \quad (9)$$

выполняется всегда, то условие (8) выполняется только в момент времени

$$t_k = \left( \frac{b_h + b_g}{f_1} f_{\Gamma\Gamma} - b_{\Gamma\Gamma} \right) \frac{1}{v}. \quad (10)$$

Если входные изображения идентичны, то пик автокорреляции будет иметь место именно в этот момент. Таким образом, по отсчету времени от начала движения решетки до момента появления автокорреляционного пика на выходе детектора можно определить положение обнаруженного объекта в сигнальном транспаранте по отношению к такому же объекту в эталонном транспаранте. Очевидно, для того чтобы все объекты в пределах апертуры сигнального транспаранта могли быть обнаружены, ГЛ должна иметь необходимый диапазон пространственных частот. Минимальная частота ГЛ определяется из условия

$$(b_{h \min} + b_{g \min}) \frac{f_{\Gamma\Gamma}}{f_1} \geq b_{\Gamma\Gamma}. \quad (11)$$

Максимальная частота, или при заданном фокусном расстоянии ГЛ ее длина  $l_{\Gamma\Gamma}$  определится из условия

$$\frac{b_{h \max} + b_{g \max}}{f_1} f_{\Gamma\Gamma} < b_{\Gamma\Gamma} + l_{\Gamma\Gamma}. \quad (12)$$

Здесь  $b_{h \max}$  и  $b_{g \max}$  — крайние возможные положения центров объектов во входных транспарантах.

Следовательно, длина ГЛ должна быть не меньше

$$l_{\Gamma\Gamma} \geq (b_{h \max} + b_{g \max}) \frac{f_{\Gamma\Gamma}}{f_1} - b_{\Gamma\Gamma} \quad (13)$$

при

$$b_{\Gamma\Gamma} \leq \frac{b_{h \min} + b_{g \min}}{f_1} f_{\Gamma\Gamma}. \quad (14)$$

Из этих формул следует, что фокусное расстояние ГЛ выгодно брать как можно меньше, так как соответственно уменьшается ее минимальная длина. Однако предел уменьшения фокусного расстояния ГЛ определяется допустимым расстоянием между плоскостями входных транспарантов, при котором еще не происходит вицетирования дифракционных волн от одного транспаранта краем другого транспаранта.

Если условие (7) или (9) выполнено, то движущееся изображение сигнального транспаранта в  $+1$ -м порядке дифракции на решетке  $g_{+1}(x' + b'_g - v't - b'_{\Gamma\Gamma}, y)$  фокусируется линзой в одной плоскости  $P_6$  с изображением эталонного транспаранта в нулевом порядке  $h_0(x' - b'_h, y')$ .

Это изображение имеет начальное смещение  $b'_{\Gamma\Gamma}$ , обусловленное параметром ГЛ  $b_{\Gamma\Gamma}$ :

$$b'_{\Gamma\Gamma} = b_{\Gamma\Gamma} \frac{f_1}{f_{\Gamma\Gamma}} M \quad (15)$$

и движется со скоростью

$$v' = v \frac{f_1}{f_{\Gamma\Gamma}} M, \quad (16)$$

где  $M$  — коэффициент уменьшения (увеличения) изображений в плоскости  $P_6$ ,

$$M = \frac{f_1 f_2}{f_1^2 + (z_{45} - f_2)(f_1 - z_{13})}. \quad (17)$$

Расстояние между линзой  $L_2$  и плоскостью фокусировки  $P_6$

$$z_{56} = \frac{[f_1^2 + z_{45}(f_1 - z_{13})] f_2}{f_1^2 + (f_1 - z_{13})(z_{45} - f_2)}. \quad (18)$$

В некотором промежутке времени около момента  $t_k$ , определяемого из (10), изображение  $g_{+1}$  накладывается частично или полностью на изображение  $h_0$ , проходя таким образом через диафрагму.

Интегрируя квадрат модуля суммы полей изображений  $h_0$  и  $g_{+1}$  в плоскости  $P_6$  по апертуре отверстия в диафрагме  $w$ , получим полный световой поток, приходящий к плоскости  $P_8$ , т. е. к фотокатоду ФЭУ:

$$\Phi(t) = \bar{\Phi}(t) + \tilde{\Phi}(t), \quad (19)$$

где  $\bar{\Phi}(t) = \Phi_h + \Phi_g(t)$ ;  $\Phi_h$  — поток энергии неподвижного эталонного изображения в окне  $w$ ;  $\Phi_g(t)$  — текущий поток энергии фрагмента движущегося сигнального изображения в том же окне (медленно меняющаяся часть общего потока);

$$\tilde{\Phi}(t) = 2a_0 a \left| K_{hg}(t) \right| \cos [\omega(t)t + \varphi_k(t)] \quad (20)$$

— быстропеременная часть общего потока. Появление электрического сигнала, пропорционального этой части, можно объяснить как результат многоэлементного параллельного оптического гетеродинирования на фотокатод ФЭУ гетеродинного (эталонного) поля  $h_0$  и сигнального поля  $g_{+1}$  (или фурье-преобразований этих полей в плоскости  $P_8$ ). В формуле (20) функция

$$K_{hg}(t) = \iint_w h(x, y) g^*(x - b_x + v_x t, y) dx dy \quad (21)$$

есть представленное во времени сечение комплексной функции взаимной корреляции  $K(\Delta x, \Delta y)$  входных изображений вдоль линии  $\Delta y = 0$ , центрированное относительно момента времени  $t_y = b_x / v_x$ ;  $b_x = b_h + b_g - b_{gx} \frac{f_1}{f_{gx}}$  — суммарное начальное смещение сигнального изображения относительно эталонного в плоскости  $P_6$ , пересчитанное в плоскость  $P_1$ , с учетом действия начальной частоты ГЛ;  $\varphi_k(t)$  — фаза комплексной функции  $K_{hg}$ ;  $v_x = v \frac{f_1}{f_{ГЛ}}$  — скорость движения сигнального изображения относительно эталонного, пересчитанная в плоскость  $P_1$ . При отсутствии каких-либо пространственных фильтров в частотных плоскостях  $P_4$  и  $P_8$  получим на выходе ФЭУ суммарный электрический сигнал с не-

сущей частотой  $\omega(t)$  и огибающей, пропорциональной модулю данного сечения функции взаимной корреляции входных изображений, которую можно выделить путем электрического детектирования.

Если в какой-либо из сопряженных частотных плоскостей  $P_4$  или  $P_8$  установить пространственный фильтр с амплитудным пропусканием  $\frac{1}{\sqrt{N(u, v)}}$  (где  $N$  — энергетическая плотность спектра мешающих объектов или фона), то действие системы в целом будет эквивалентно действию системы оптимальной оптической согласованной фильтрации. В этом нетрудно убедиться, интегрируя световой поток не в плоскости изображений  $P_6$ , а в плоскости  $P_4^{(+)}$  или  $P_8$ . В результате получим

$$\begin{aligned} \Phi(t) = & \frac{a_1 a_0}{\lambda f_1} \iint \left\{ \frac{G(u, v) H^*(u, v)}{N(u, v)} \exp \left[ j \frac{2\pi}{\lambda f_1} (b_{\Gamma, \Gamma} + vt - b_g - b_h) u \right] \times \right. \\ & \times \exp [j\omega(t)t] + \frac{G^*(u, v) H(u, v)}{N(u, v)} \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda f_1} (b_{\Gamma, \Gamma} + vt - b_g - b_h) u \right] \times \\ & \left. \times \exp [-j\omega(t)t] \right\} dudv. \end{aligned} \quad (22)$$

Каждый из членов правой части в выражении (22) описывает преобразование Фурье, выполняемое в системе ОСФ над полем на выходе голографического фильтра с пропусканием  $H^*(u, u)/N(u, v)$  с той лишь разницей, что в данном случае оно одномерное и для получения всех сечений двумерной функции корреляции необходимо изменение ориентации ГЛ в частотной плоскости  $P_4$  либо перемещение сигнального транспаранта по оси  $y$ . На практике оказывается, что в данной системе не безразлично, в какой из частотных плоскостей установить оптимизирующий фильтр. В плоскость  $P_4$  световые волны от транспарантов приходят под большим углом друг к другу, поэтому внесение в эту плоскость даже слабых фазовых неоднородностей может существенно нарушить работу коррелятора. Напротив, в плоскости  $P_8$  обе волны благодаря действию ГЛ в момент точного наложения изображений в отверстия диафрагмы (т. е. в момент пика автокорреляции) идут коллинеарно, поэтому внесение в этой плоскости даже сильных фазовых неоднородностей не скажется на работе коррелятора. По этой же причине к оптическим элементам коррелятора, стоящим после ГЛ, предъявляются весьма низкие требования. Ввиду сказанного в плоскости  $P_4$  лучше всего установить лишь точечную заслонку в фокусе линзы  $L_1$  для подавления наиболее сильной помехи — оптической постоянной составляющей (ОПС), обусловленной средней (фоновой) прозрачностью транспарантов и их апертурой.

Благодаря этой заслонке происходит резкое оконтуривание изображений в плоскости  $P_6$ , чего часто оказывается вполне достаточно для корреляционного различения детерминированных истинных и ложных объектов. Оптимизирующий фильтр частотных при-

знаков объектов, который дополнительно улучшает различие и должен относительно часто сменяться, лучше всего устанавливать в плоскости  $P_8$ , где к нему не предъявляется никаких требований по фазовой однородности. В силу этого оптимизирующие фильтры для работы в ОГК, в отличие от фильтров для работы в устройствах ОСФ, могут изготавливаться на обычных крупнозернистых пленках, позволяющих записывать нужные функции прозрачности с нормальным коэффициентом контрастности  $\gamma \approx 1$ . Это весьма существенное преимущество данного типа корреляторов, поскольку в качестве оптимизирующих фильтров часто используют усредненные фотографии фурье-образов (винеровских спектров) мешающих объектов или фоновой структуры, а также фотографии спектров функций рассеяния точки (в задаче корреляционного улучшения изображений), которые трудно правильно изготовить на высококонтрастных ( $\gamma \approx 6$ ) фотоматериалах для голографии.

## 2. Схема с переменным масштабом

Метод оптического гетеродинамирования допускает корреляционную обработку изображений с разными масштабами, причем, в отличие от метода оптической согласованной фильтрации, не тре-

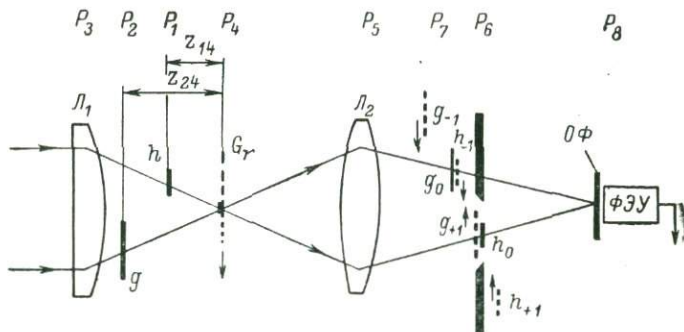


Рис. 2. Схема ОГК с разномасштабными входными транспарантами.

Обозначения те же, что на рис. 1.

бует перестройки положения фотоприемника в зависимости от масштаба сигнального изображения. Для получения возможности поиска по масштабу необходимо поместить оба входных транспаранта между линзой фурье-преобразования  $L_1$  и ГЛ, как показано на рис. 2.

Нетрудно показать, что если во входных транспарантах имеются подобные, но различные по масштабу объекты, то для того чтобы

в фурье-плоскости  $P_4$  их фурье-образы имели одинаковый масштаб, необходимо выполнение условия

$$\frac{x_1}{x_2} = \frac{y_1}{y_2} = \frac{z_{14}}{z_{24}} = M_{12}. \quad (23)$$

Функция ГЛ по-прежнему заключается в компенсации фазовых рассогласований между полем от эталона в ее нулевом порядке и полем от сигнального транспаранта в  $+1$ -м порядке, вызванных различием их положения в пространстве. Условие фокусировки линзой  $L_2$  обоих изображений (нулевого порядка от эталона и  $+1$ -го порядка от сигнала, который фокусируется с учетом действия ГЛ) в одной плоскости  $P_6$  после выполнения условия (23) следующее:

$$\frac{1}{f_{\text{ГЛ}}} = \frac{1}{z_{24}} - \frac{1}{z_{14}}. \quad (24)$$

Если принять  $f_{\text{ГЛ}}$  и  $M_{12}$  за данные величины, то, решая уравнение (23) и (24) относительно  $z_{14}$  и  $z_{24}$ , найдем, что

$$z_{14} = f_{\text{ГЛ}}(M_{12} - 1), \quad z_{24} = f_{\text{ГЛ}}\left(1 - \frac{1}{M_{12}}\right). \quad (25)$$

Из формул (25) видно, что при поиске по масштабу необходимо смещать по оси  $z$  оба транспаранта, хотя и на разное расстояние (или с различными скоростями). Наиболее интересен с практической точки зрения случай, когда  $M_{12} \ll 1$  ( $1/M_{12} \approx 10$ ). Тогда  $z_{14} \rightarrow f_{\text{ГЛ}}$ , ГЛ в  $+1$ -м порядке должна действовать не как собирающая, а как рассеивающая линза с отрицательным фокусным расстоянием (для этого нужно только поменять ГЛ концами). В этом случае

$$z_{24} \approx \frac{f_{\text{ГЛ}}}{M_{12}} \gg z_{14}.$$

Если ожидаемое максимальное относительное изменение масштаба изображений в сигнальном транспаранте не очень велико ( $\pm 20 \div 30\%$ ), то при поиске по масштабу эталонный транспарант (сильно уменьшенный по сравнению с сигнальным) может оставаться неподвижным в своей плоскости на расстоянии  $z_{14} = f_{\text{ГЛ}} \times (M_{12\text{cp}} - 1)$ ; достаточно лишь перемещать сигнальный транспарант вдоль оси  $z$ . Кроме того, этот вариант позволяет использовать короткофокусные ГЛ минимальной длины, равной двойному наибольшему диаметру фурье-образа сигнального транспаранта, не опасаясь виньетирования. Очевидно, в этом случае может быть достигнута наибольшая скорость обработки изображений, допустимая при заданном минимальном отношении сигнал/шум и доступной мощности источника когерентного света.

### 3. Применение ультразвукового модулятора света (УЗМС) в оптическом гетеродинном корреляторе

Рассмотрим возможность применения в ОГК УЗМС, возбуждаемого генератором сигналов с линейным изменением частоты (ГЛЧМ) вместо механически перемещаемых голографических линз на фотоносителе.

Преимущества такой модификации следующие.

1. Возможность оперативной перестройки системы.

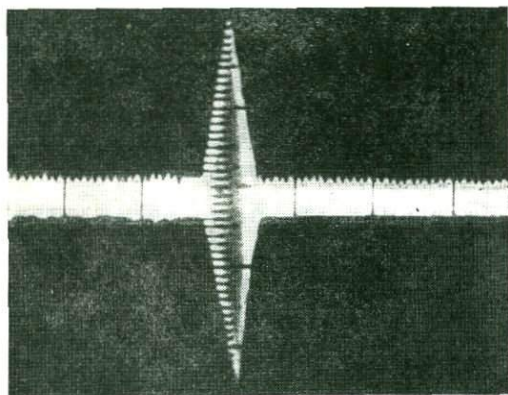


Рис. 3. Осциллограмма сигнала автокорреляции на выходе ОГК.

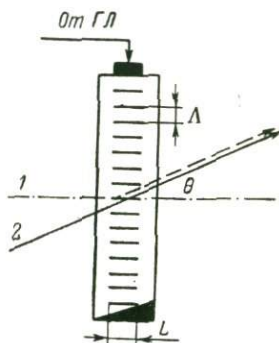


Рис. 4. Дифракция световых волн на ультразвуковом модуляторе.

1 — сигнальная волна,  
2 — эталонная волна.

2. Отсутствие механических узлов перемещения голографических линз.

3. Упрощение системы синхронизации.

4. Возможность оптимизации энергетических соотношений между дифракционными порядками путем выбора характеристик УЗМС.

5. Возможность синхронного детектирования сигнала ОГК.

Возможность использования УЗМС и ОГК была подтверждена экспериментально. Использовался УЗМС на воде при фокусном расстоянии объектива Фурье-преобразования  $F = 1600$  мм. Два идентичных изображения (две параллельные щели) помещались на расстоянии 12 мм друг от друга во входной плоскости ОГК. Параметры ЛЧМ сигнала  $f_0 = 18.5$  МГц,  $\Delta f = 2$  МГц, период сканирования  $T = 1/50$  сек. На рис. 3 приведена осциллограмма сигнала автокорреляции на выходе ОГК.

Поясним пункт 4. Известно, что в приближении Рамана—Ната зависимость амплитуды световой волны в первом порядке дифракции

от индекса фазовой модуляции описывается функцией Бесселя первого порядка, в нулевом порядке — функцией Бесселя нулевого порядка. При этом сам индекс фазовой модуляции зависит от угла падения волны. Поэтому для эталонной и сигнальной световых волн, падающих под разными углами на УЗМС, индексы фазовой модуляции различны.

Это обстоятельство оказывается весьма выгодным, так как позволяет в принципе добиться такого положения, когда в нулевой порядок для эталонного потока и +1-й порядок для сигнального потока будут одновременно проходить максимальные количества энергии этих потоков. Этого можно добиться, подбирая толщину звукового столба в УЗМС и углы падения эталонного и сигнального световых потоков. Как известно, индекс фазовой модуляции в УЗМС определяется выражением

$$\psi = \frac{2\Delta n \Lambda}{\lambda \sin \theta} \sin\left(\frac{\pi L}{\Lambda} \operatorname{tg} \theta\right), \quad (26)$$

где  $\Lambda$  — длина волны ультразвука,  $\Delta n$  — амплитуда модуляции коэффициента преломления,  $\theta$  — угол падения эталонной волны; сигнальная волна падает на УЗМС нормально (рис. 4). Условие максимума пропускания для эталонной волны есть  $\psi = 0$ ; тогда, учитывая условия совмещения нулевого порядка эталона и первого порядка сигнала  $\theta = \lambda/\Lambda$ , получим оптимальную длину волны ультразвука

$$\Lambda_{\text{опт}} = \sqrt{L\lambda}. \quad (27)$$

Условие максимума пропускания для сигнальной волны есть  $\psi = 1.84$ , при этом  $J_1(1.84) = 0.5$ ; тогда оптимальная толщина звукового столба УЗМС равна

$$L_{\text{опт}} = \frac{0.92\lambda}{\pi\Delta n}. \quad (28)$$

Например, если  $\Delta n = 10^{-4}$ ,  $\lambda = 0.63$  мкм, то  $L_{\text{опт}} = 1.8$  мм,  $\Lambda_{\text{опт}} = 35$  мкм. Для плавленого кварца это соответствует частоте  $f = 170$  Мгц. При фокусном расстоянии линзы Фурье-преобразования  $F = 300$  мм поперечный разнос между изображениями должен быть около 5.4 мм.

Однако строгое выполнение условия оптимальности для одного разнаса приводит к тому, что другие участки сигнального изображения обрабатываются с меньшей эффективностью. Для выравнивания передачи по апертуре сигнального транспаранта необходимо либо отказаться от условия оптимальности, либо разработать адаптивные УЗМС с толщиной УЗ столба, автоматически зависящей от частоты возбуждения. При этом амплитуда модуляции коэффициента преломления должна быть пропорциональна квадрату частоты модуляции

$$\Delta n = \frac{0.92}{\pi} \cdot \frac{\lambda^2}{\Lambda^2}, \quad (29)$$

$$L_{\text{онт}} = \frac{\Lambda^2}{\lambda}. \quad (30)$$

Таким образом, возбуждение УЗМС должно быть линейно модулировано по частоте и квадратично модулировано по амплитуде и по параметру  $1/L$ .

Решение задачи по созданию адаптивного УЗМС требует специальных исследований и поисков конструкции широкополосных возбудителей и звукопроводов.

Для наиболее типичных параметров оптической системы ( $F = 300$  мм, средний разнос входных транспарантов  $\Delta b_{\text{ср}} = 25 \div 30$  мм, диапазон изменения разноса  $\pm 0.5 \Delta b_{\text{ср}}$ ) необходимы адаптивные УЗМС на твердом теле с частотами возбуждения  $500 \div 1500$  МГц и средней толщиной звукопровода примерно 50 мкм. Другая проблема связана с принципиальной одномерностью УЗМС. Эта особенность сказывается при больших скоростях обработки, т. е. ЛЧМ создает движущуюся дифракционную фазовую линзу, которая в отличие от голографической линзы ОГК, рассмотренной выше, является одномерной. При больших скоростях ЛЧМ фокусное расстояние этой линзы становится сравнимым с фокусным расстоянием линзы Фурье-преобразования, в результате чего возникает рассогласование между эталонным и сигнальным полями на фотокатоде ФЭУ. Его невозможно устранить простым продольным разносом входных транспарантов, как в схеме ОГК с двумерной голографической линзой. Проблема разрешается путем введения в сигнальном канале (до Фурье-преобразования) специальной анаморфотной системы, обеспечивающей фокусировку изображений сигнального транспаранта по осям  $x$  и  $y$  в разных плоскостях вдоль оси системы соответственно бесконечному фокусному расстоянию в  $+1$ -ом порядке УЗМС по оси  $v$  и конечному по оси  $u$  (рис. 5). Принципы расчета такой схемы не отличаются от таковых для ОГК с двумерной голографической линзой. Благодаря такому незначительному усложнению в оптической части снимается последнее принципиальное ограничение на быстрое действие ОГК и открывается возможность построения сверхбыстродействующей чисто оптико-электронной системы корреляционной обработки, оптимальной согласованной фильтрации и распознавания изображений, хорошо стыкуемой с ЭЦВМ в гибридном комплексе. Для практической реализации такой системы необходимо решить технологические проблемы создания высокочастотных широкополосных адаптивных УЗМС.

#### 4. Экспериментальное сравнение методов обработки изображений с помощью ГСФ и ОГК

На рис. 6 и 7 приведены результаты эксперимента, доказывающего принципиальную эквивалентность ОГК и ГСФ. На рис. 6, а показан транспарант с машинописным текстом, в котором под-

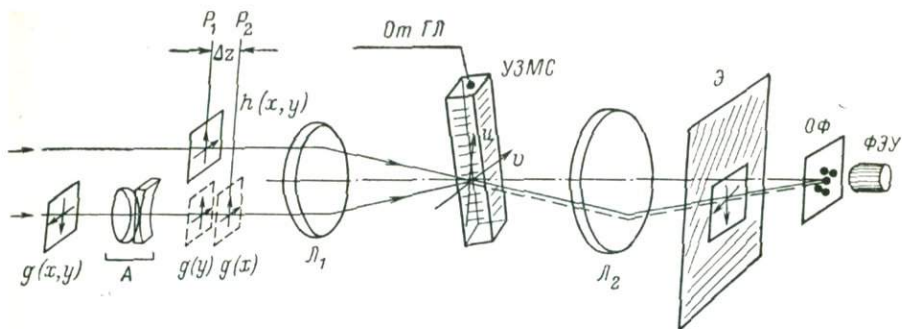


Рис. 5. Схема ОГК с применением УЗМС.

$h$  — эталонный транспарант,  $g$  — сигнальный транспарант,  $A$  — анаморфтная система, ГЛЧМ — генератор ЛЧМ сигналов, УЗМС — ультразвуковой модулятор света,  $\text{Э}$  — непрозрачный экран с отверстием в области нулевого порядка эталонного изображения,  $\text{ОФ}$  — оптимизированный фильтр частотных признаков,  $\text{ФЭУ}$  — фотозлектронный умножитель.



Рис. 6. Согласованная фильтрация ключевого слова в машинописном тексте по методу Вандер Люгта.

$a$  — входной транспарант (слова «голография» в рамках подлежат корреляционному выделению);  $б$  — голографический согласованный фильтр на ключевое слово;  $в$  — телевизионное изображение корреляционного распределения в выходной плоскости ОСФ; стрелки указывают на автокорреляционные пики яркости, соответствующие подчеркнутым словам;  $г$  — осциллограмма телевизионной строки, проходящей через автокорреляционный цикл.

черкнутые слова «голография» подлежат корреляционному обнаружению, на рис. 6, б — фурье-голограмма — ГСФ слова «голографии»; центральная, наиболее плотно экспонированная, часть голограммы служит заслонкой нулевых частот в оптической системе ГСФ. На рис. 6, в показано телевизионное изображение корреляционного поля в выходной плоскости системы ГСФ, стрелками

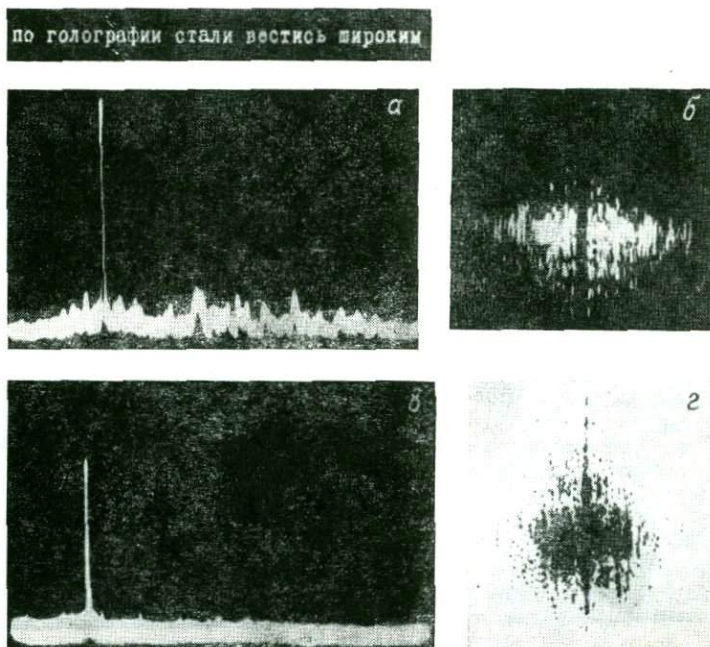


Рис. 7. Согласованная фильтрация ключевого слова «голография» в строке машинописного текста с помощью оптического гетеродинного коррелятора.

а — осциллограмма сигнала на выходе ОГК при простой форме заслонки в области нулевых частот; б — винеровский спектр входных транспарантов после подавления нулевых частот; в — осциллограмма сигнала на выходе ОГК при использовании оптимального амплитудного фильтра в частотной плоскости; г — вид оптимального амплитудного фильтра для данных входных изображений.

отмечены автокорреляционные пики яркости, соответствующие выделенным словам текста. На рис. 6, г приведена осциллограмма телевизионной строки, проходящей через пик, указываемый самой нижней стрелкой на рис. 6, в. Как известно, распределение яркости в корреляционном изображении на выходе системы ГСФ пропорционально квадрату модуля функции взаимной корреляции. Поскольку световая характеристика видикона, примененного для телевизионного считывания корреляционного изображения, имеет при малых освещенностях вид  $i_c \sim \sqrt{E}$ , где  $E$  — рас-

пределение освещенности мишени,  $i_c$  — ток сигнала видикона, то осциллограмма рис. 6, *г* показывает распределение модуля функции корреляции в избранном сечении.

На рис. 7 изображены полученные с помощью ОГК осциллограммы сигналов взаимной корреляции слова «голографии» с той же строкой текста, для которой с помощью ГСФ получена осциллограмма рис. 6, *г*, но при двух разных функциях амплитудной пространственной фильтрации в частотной плоскости. Осциллограмма рис. 7, *а* получена при наличии в частотной плоскости коррелятора вертикальной заслонки, проходящей через область нулевых частот (рис. 7, *б*). Ширина ее приблизительно равна ширине плотной части голографического фильтра, показанного на рис. 6, *б*. Как видно, эта осциллограмма весьма похожа на осциллограмму рис. 6, *г*.

Осциллограмма рис. 7, *в* получена с применением оптимизирующего фильтра, учитывающего статистику мешающих объектов. Фильтр представляет собой фотографию винеровского спектра транспаранта, показанного на рис. 6, *а*. Благодаря такой фильтрации удается подавить ложные отклики до уровня дробовых шумов.

Осциллограммы рис. 7 были получены на макете, собранном по схеме рис. 1, в котором использовалась фазовая голографическая линза с фокусным расстоянием около 6.5 м и длиной 450 мм. Эта решетка была изготовлена на 35 мм фотошленке для голографии путем отбеливания амплитудной френелевской голограммы точечного источника. Для осуществления быстрого сканирования в частотной плоскости она закреплялась на окружности барабана диаметром 150 мм, приводимого во вращение электродвигателем с частотой 25 об./сек.

### Заключение

Теоретическое рассмотрение и экспериментальные исследования показывают принципиальную эквивалентность методов оптической согласованной фильтрации и оптической гетеродинной корреляции. Преимущества последнего заключаются в отсутствии необходимости изготовления голографического фильтра на эталоны, малой критичности амплитудных помехоподавляющих пространственно-частотных фильтров, второй линзы отображения и фотоприемника, чувствительного к отклонениям от оптимальных положений и к фазовым неоднородностям. Так как ОГК является устройством, реализующим последовательный принцип обработки информации, в нем невозможно осуществить телевизионное накопление оптического сигнала, и поэтому динамический диапазон ОГК ограничен снизу дробовым шумом ФЭУ. Вместе с тем имеются реальные возможности значительного повышения динамического диапазона ОГК без увеличения мощности лазеров, из которых можно указать следующие: разделное освещение входных транспарантов с помощью светоделиителя или двух лазеров и оптими-

зация соотношения освещенностей между ними, оптимизация фотоэлектронного тракта, использование полезных сигналов около частот биений продольных мод лазера (многочастотный прием) и т. д.

Применение адаптивных ультразвуковых модуляторов света, предложенных в данной статье, в совокупности с указанными выше мерами по борьбе с дробовым шумом позволит в максимальной степени увеличить быстродействие ОГК.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лось В. В., Фридман Г. Х., Цветов Е. Р. Об использовании модуляционного спектрального анализа картин интерференции в фурье-плоскости для распознавания образов. — Автометрия, 1972, № 6, с. 46—54.
2. Фридман Г. Х., Цветов Е. Р. Устройство для распознавания образов. Авт. свид. № 267212. — Бюлл. изобр., 1970, № 12.
3. Тыжнов Ю. В., Фридман Г. Х. Антенны для волн оптического диапазона. — В кн.: Современные проблемы антенно-волноводной техники. М., «Наука», 1967, с. 189—201.
4. Mayo W. T. Spatial filtering properties of the beam in an optical heterodyne receiver. — Appl. Opt., 1970, 9, N 5, p. 1159—1162.

Е. С. НЕЖЕВЕНКО, Б. И. СПЕКТОР

#### ОПТИЧЕСКОЕ НЕЛИНЕЙНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Линейность оптических систем обработки изображений существенно ограничивает их функциональные возможности. В случаях, когда алгоритм обработки требует осуществления нелинейных преобразований, зачастую прибегают к поэтапному сканированию изображения и вводу в ЭВМ или ЦВМ [1]. Известны способы параллельного нелинейного преобразования, основанные на применении нелинейных характеристик сред [2, 3]. Недостатками последних являются: низкое быстродействие; трудности, связанные с необходимостью смены вида преобразования; невозможность оперативного управления параметрами преобразования и т. п.

В настоящей статье описан метод параллельного нелинейного преобразования изображений в линейной оптической системе, основанный на разложении нелинейного оператора преобразования  $F(\cdot)$  в степенной ряд вида

$$I(x, y) = F[T(x, y)] = \sum_{i=1}^n k_i [T(x, y)]^i, \quad (1)$$

где  $T(x, y)$  — функция пропускания по интенсивности транспа-

ранта с преобразуемым изображением;  $I(x, y)$  — распределение интенсивности световой волны, соответствующее преобразованному изображению.

Степени функции  $T(x, y)$  в линейной оптической системе можно получить, промодулировав транспарантом с функцией пропускания сначала плоскую световую волну, а затем последовательно и многократно проектируя модулированный на предыдущем этапе (цикле) волновой фронт на тот же самый транспарант. Для задания коэффициентов  $k_i$  необходимо иметь возможность независи-

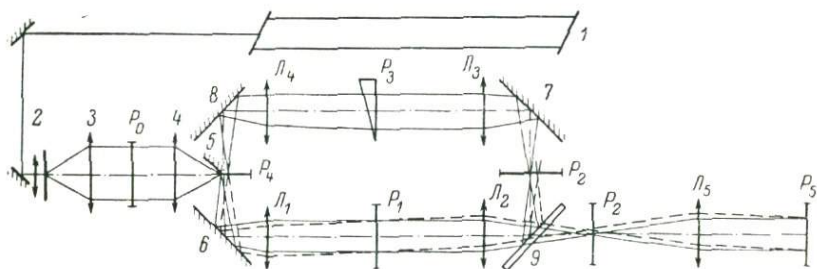


Рис. 1. Схема оптической системы для нелинейного преобразования изображений.

мого взвешивания световых пучков, соответствующих различным степеням функции  $T(x, y)$ , после чего они должны быть про- суммированы по интенсивности.

Перечисленные операции удобно проводить в оптической системе, изображенной на рис. 1. Луч лазера  $I$  расширяется коллиматором 2, 3 и с помощью объектива 4 и зеркала 5 вводится в замкнутую часть оптической системы. Транспарант с пропусканием  $T(x, y)$  помещается в плоскости  $P_1$  замкнутой части оптической системы, состоящей из объективов  $L_1-L_4$ , зеркал 6—8 и светоделителя 9, в результате чего модулированная световая волна многократно проектируется в плоскость  $P_1$  на исходный транспарант. Таким образом, получают световые пучки с распределением интенсивностей, пропорциональных  $T(x, y)$ ,  $[T(x, y)]^2$  и т. д. Для пространственного разделения этих пучков, а также для ввода плоской световой волны в замкнутую часть оптической системы используется свойство когерентного света иметь одно и то же распределение интенсивности при различных фазовых фронтах. Действительно, если в плоскости  $P_3$  установить оптический клин, создающий линейный фазовый набег по координате  $x$ , то комплексная амплитуда световой волны после транспаранта с пропусканием  $T(x, y)$ , освещенного плоской равномерной световой волной с амплитудой  $A$ , будет  $A\sqrt{T(x, y)}$ ; после первого цикла прохождения световой волны через замкнутую часть системы —

$$\mu_3 A [\sqrt{T(x, y)}]^2 \exp(jax)$$

( $\mu_3$  — коэффициент ослабления интенсивности света в замкнутой части системы;  $\alpha$  — параметр, зависящий от характеристик оптического клина); после второго цикла —  $(\mu_3)^2 A [\sqrt{T(x, y)}]^3 \times \times \exp(j2\alpha x)$  и т. д. Соответствующие этим циклам распределения интенсивности света имеют вид  $I_1 = T(x, y)$ ,  $I_2 = [T(x, y)]^2, \dots, I_i = [T(x, y)]^i$ .

В частотных плоскостях  $P_2, P_4$ , согласно теореме о смещении спектров, все эти пучки будут пространственно разнесены. Однако операцию их независимого взвешивания необходимо производить за пределами замкнутой части системы, что можно осуществить путем установки модуляторов (в простейшем случае — нейтральных светофильтров) после светоделителя  $\mathcal{G}$  в частотной плоскости  $P'_2$ . Взвешенные потоки суммируются с помощью объектива  $L_5$  в плоскости  $P_5$ , образуя распределение интенсивности (1). Для суммирования потоков по интенсивности оптическая длина пути в замкнутой части системы выбирается так, чтобы она превышала длину когерентности лазерного излучения.

Определим коэффициенты пропускания нейтральных светофильтров  $C_i$ , необходимые для реализации нелинейного оператора (1) с коэффициентами  $k_i$ . Обозначая суммарный коэффициент ослабления интенсивности световой волны объективами  $L_2, L_5$  и светоделителем  $\mathcal{G}$  через  $\mu_c$ , получим, что после  $n$ -го цикла распределение интенсивности в плоскости  $P_5$  будет  $I_i(x, y) = A^2 \mu_3^{i-1} \times \times \mu_c C_i [T(x, y)]^i$ , откуда

$$C_i = \frac{k_i}{\mu_3^{i-1} \mu_c}. \quad (2)$$

Ограничением рассмотренного способа является то, что коэффициенты  $C_i$ , а следовательно, и  $k_i$  не могут быть отрицательными.

Расширение возможностей системы можно осуществить для изображений, функция пропускания которых описывается выражением

$$T(x, y) = R(x, y) + h, \quad R(x, y) \geq 0, \quad h > 0. \quad (3)$$

Покажем, что результат преобразования такой функции нелинейным оператором вида (1) со знакопеременными коэффициентами  $k_1, k_2, k_3, \dots, k_n$  эквивалентен результату нелинейного преобразования функции  $R(x, y)$  с неотрицательными коэффициентами. Если выполняется условие (3), выражение (1) принимает вид

$$F[R(x, y)] = \sum_{i=0}^n [R(x, y)]^i l_i = \sum_{i=0}^n [T(x, y) - h]^i l_i. \quad (4)$$

Полагая  $k_n = 1$  и используя формулы бинома Ньютона, получим

$$F[R(x, y)] = l_n T^n(x, y) + \sum_{i=1}^m T^{m-1}(x, y) \left[ l_{m-1} + \sum_{j=0}^{i-1} C_{m-j}^{i-j} l_{m-j} h^{i-j} (-1)^{i-j} \right], \quad (5)$$

где  $C_{m-j}^{i-j}$  — число сочетаний из  $m-j$  по  $i-j$ . Если теперь коэффициенты при одинаковых степенях  $T(x, y)$  в выражениях (4) и (5) приравнять, то получим систему уравнений

$$k_m = l_m, k_{m-1} = l_{m-1} - C_m^1 h l_m, k_{m-2} = l_{m-2} - C_{m-1}^1 h l_{m-1} + C_m^2 h^2 l_m, \dots \quad (6)$$

Эта система недоопределена, поскольку содержит  $m+1$  уравнений и  $m+2$  неизвестных ( $m+1$  неизвестных  $l_i$  и один параметр  $h$ ), поэтому почти всегда ее можно решить так, чтобы  $l_0, l_1, l_2, \dots, l_m$  были неотрицательными.

Таким образом, нелинейное преобразование функции  $T(x, y)$  —  $h$  оператором, содержащим только положительные коэффициенты  $l_i$ , эквивалентно преобразованию функции  $T(x, y)$  нелинейным оператором вида (1), содержащим знакопеременные коэффициенты  $k_i$ .

Отметим последовательность операций, необходимых для преобразования изображения  $T(x, y)$  нелинейным оператором (1). Разлагаем функцию  $F[T(x, y)]$  в ряд Тейлора. Если коэффициенты  $k_i \geq 0$  или  $k_i \leq 0$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ), т. е. знак производной функции  $F(\cdot)$  не изменяется, то пропускание нейтральных светофильтров  $C_i$  выбирается в соответствии с выражением (2), и дополнительные ограничения на характер функции  $F[T(x, y)]$  в этом случае не накладываются. Если же коэффициенты  $k_1$  оказываются знакопеременными, то параметры  $l_i$  и  $h$  находятся из (6) так, чтобы  $l_i \geq 0$ . В случае, когда функция  $T(x, y)$  удовлетворяет условию (3), из изображения, описываемого этой функцией, вычитается постоянная величина  $h$ , и преобразованию подвергается изображение, полученное в результате вычитания. Коэффициенты пропускания светофильтров находятся из выражения (2) заменой  $k_i$  на  $l_i$ .

Отметим некоторые возможности практического применения предложенного метода нелинейного преобразования изображений. Очевидна эффективность его для коррекции фотоснимков, полученных на нелинейном участке характеристической кривой фотоматериала. Если в фотоснимок впечатан сенситометрический клин, то коэффициенты  $k_i$  можно подобрать оперативно, без аналитического расчета.

Когда функция  $T(x, y)$  представляет реализацию некоторого случайного процесса, функционалы вида

$$\iint_{\Omega} [T(x, y)]^i dx dy, \quad i = 1, 2, 3, \dots, \quad (7)$$

легко вычисляемые в рассмотренной оптической системе (плоскость  $P_2'$ ), представляют собой оценки статистических моментов этого процесса, по которым можно определить его математическое ожидание, дисперсию, асимметрию, эксцесс и т. п.

Класс преобразований, осуществляемых оптической системой, можно расширить, если транспарант с пропусканием  $T(x, y)$

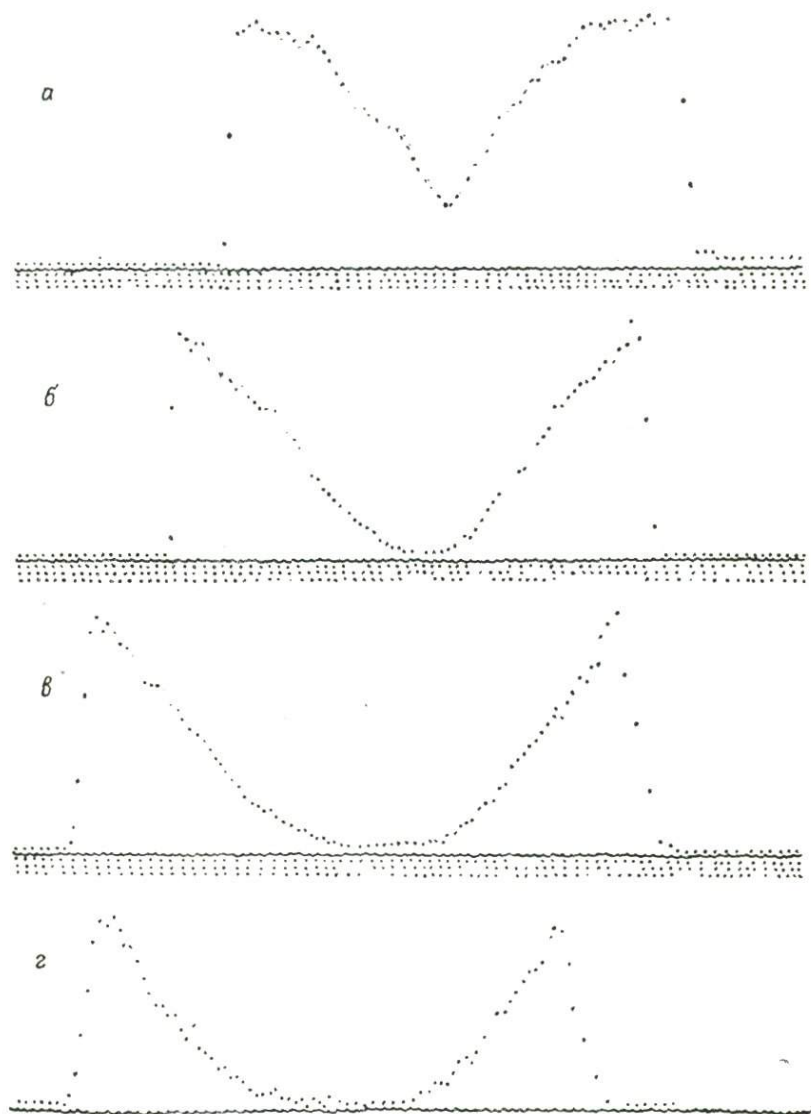


Рис. 2.

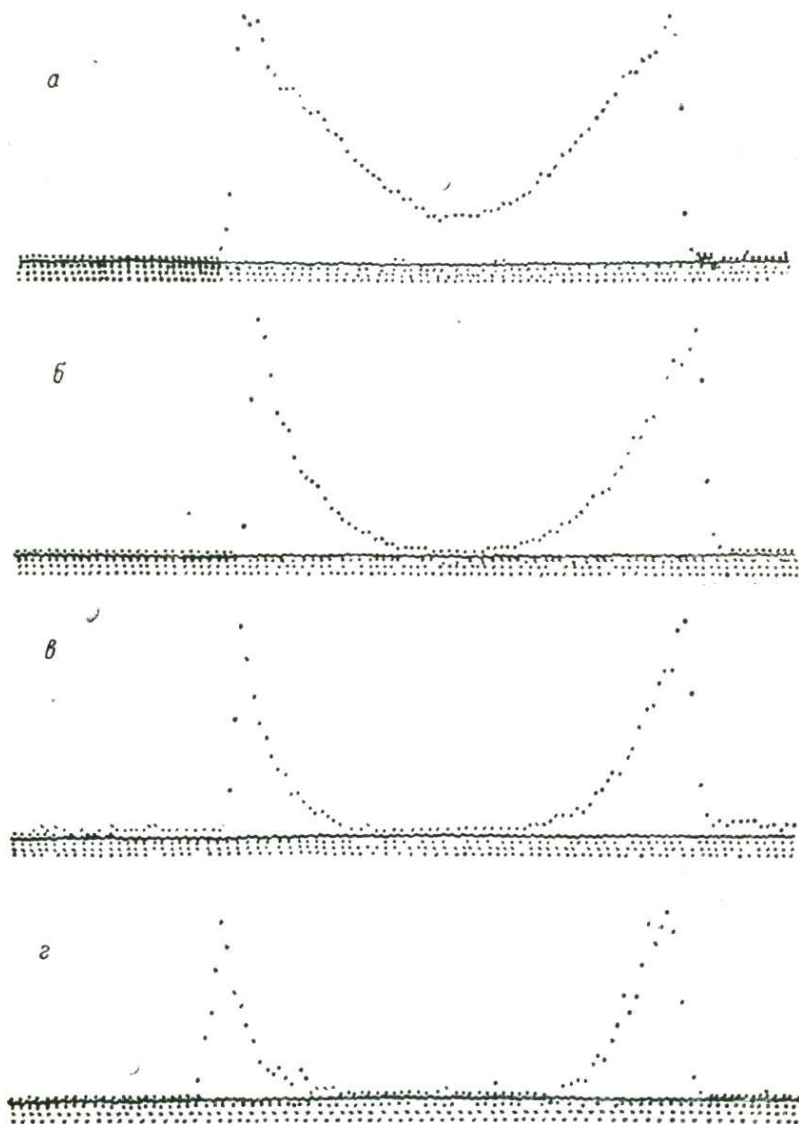


Рис. 3.

освещать волной, модулированной некоторым изображением  $S(x, y)$ . В этом случае возможно вычисление функционалов

$$m_i = \iint_{\Omega} S(x, y) [T(x, y)]^i dx dy, \quad i = 1, 2, 3, \dots, \quad (8)$$

являющихся обобщенными моментами функции  $S(x, y)$ . Результат преобразования (8) получается в плоскости  $P_5$ , при этом транспарант с изображением  $S(x, y)$  устанавливается в плоскости  $P_0$ , а  $T(x, y)$  — по-прежнему в плоскости  $P_1$ .

Если обработку световых распределений, соответствующих степеням функции  $T(x, y)$ , проводить не в плоскости изображений, а в плоскости пространственных частот ( $P_2, P'_2$ ) путем установки комплексных фильтров на каждое из этих распределений, появляется возможность осуществления операции нелинейной фильтрации изображения [4]

$$\sum_{i=1}^m \iint_{\Omega} [T(x, y)]^i \varphi_i(\eta - x, \xi - y) dx dy, \quad i = 1, 2, 3, \quad (9)$$

где  $\varphi_i$  — импульсная передаточная функция  $i$ -го фильтра. Для удобства считывания световых распределений, производимого щелевым диссектором, в качестве преобразуемых функций были взяты одномерные линейная (рис. 2, а) и квадратичная (рис. 3, а) функции. На рис. 2, б—г и 3, б—г представлены результаты нелинейного преобразования, соответствующие последовательно второй, третьей и четвертой степеням преобразуемых функций. Среднеквадратичная погрешность преобразования (с учетом неоднородности чувствительности фотокатода диссектора по полю) составила 3—5%.

Таким образом, нами показано, что использование замкнутой линейной оптической системы дает возможность проведения нелинейных операций над изображениями чисто оптическим методом, без применения нелинейных элементов. Точность преобразования, полученная при экспериментальных исследованиях, соответствует обычной точности аналоговых оптических вычислительных устройств.

В заключение авторы считают своим долгом поблагодарить кандидатов технических наук В. И. Прокопенко и В. А. Алексеева за помощь, оказанную при проведении экспериментов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Хуанг Т., Шрейбер В., Третьяк О. Обработка изображений. — ТИИЭР, 1971, 59, №11, с. 1568—1609.
2. Van der Lugt A., Rotz F. B. The use of film nonlinearities in optical spatial filtering. — Appl. Opt., 1970, 9, N 1, p. 215—221.
3. Sing H. Lee mathematical operations by optical processing. — Optical Engineering, 1974, 13, N 3, p. 196—208.
4. Ван-Трисс. Г. Синтез оптимальных нелинейных систем управления. М., «Мир», 1964.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ,  
ИСКАЖЕННЫХ СМАЗОМ, МЕТОДОМ ПСЕВДООБРАЩЕНИЯ

Если при фотографировании оптическое изображение передвигается по фотослою в течение экспозиции, то фотографическое изображение оказывается искаженным — смазанным.

Ограничимся случаем прямолинейного движения. Выберем направление одной из координатных осей на плоскости фотослоя (например, ось  $x$ ) совпадающим с направлением этого движения. Тогда фотографическое изображение  $v(x, y)$  будет связано с оптическим  $u(x, y)$  следующим преобразованием:

$$v(x, y) = \int_0^{\Delta x} a(\xi) u(x + \xi, y) d\xi, \quad (1)$$

где  $\Delta x$  — перемещение изображения за время экспозиции;  $a(\xi)$  — импульсная реакция, описывающая искажающее преобразование, причем

$$\int_0^{\Delta x} a(\xi) d\xi = 1. \quad (2)$$

В простейшем случае равномерного движения и мгновенно действующего затвора выражение (1) упрощается:

$$v(x, y) = \frac{1}{\Delta x} \int_0^{\Delta x} u(x + \xi, y) d\xi. \quad (3)$$

При цифровой обработке изображений их приходится представлять в дискретизированной форме как совокупность отсчетов

$$u_{i, j} = u(i\delta x, j\delta y), \quad v_{i, j} = v(i\delta x, j\delta y), \quad (4)$$

где  $\delta x, \delta y$  — шаги дискретизации по осям  $x$  и  $y$ ;  $i, j$  — целые числа. Такая дискретизация может быть представлена как разложение изображений на строки и разбиение строк на элементы.

Для дискретизированных изображений (4) выражения (1) и (2) переходят в следующие:

$$v_{i, j} = \sum_{r=1}^T a_r u_{i+r-1, j}, \quad (5)$$

$$\sum_{r=1}^T a_r = 1, \quad (6)$$

где  $T = \Delta x / \delta x$ . Для того чтобы величина смаза  $T$  имела смысл, надо положить

$$a_1 \neq 0, \quad a_T \neq 0. \quad (7)$$

Наблюдаемое изображение ограничено в размерах, поэтому  $i = 1, \dots, m, j = 1, \dots, l$ . Индекс  $j$  можно назвать номером строки изображения,  $i$  — номером элемента в строке.

Для каждого значения индекса  $j$  выражение (5) представляет собой систему  $m$  линейных уравнений, связывающих  $m$  значений элементов смазанного изображения  $j$ -й строки с  $n = m + T - 1$  значениями элементов той же строки исходного изображения. Для разных  $j$  эти системы независимы, поэтому достаточно рассмотреть одну из них, опуская индекс  $j$ :

$$v_i = \sum_{r=1}^T a_r u_{i+r-1}. \quad (8)$$

Для восстановления изображения надо решить эту систему, т. е. найти

$$u_j = f_j(v_1, \dots, v_m), \quad j = 1, \dots, n.$$

Рассматривая строки  $v = (v_1, \dots, v_m)$  и  $u = (u_1, \dots, u_n)$  как векторы, можно переписать (8) в матричном виде

$$v = Au, \quad (9)$$

где прямоугольная матрица  $A = \|a_{ij}\|, i = 1, \dots, m, j = 1, \dots, n$ , причем

$$a_{ij} = \begin{cases} a_{j-i+1} & \text{для } j = i, \dots, i + T - 1, \\ 0 & \text{в остальных случаях.} \end{cases} \quad (10)$$

Легко показать, что в силу (7) ранг матрицы  $A$  равен  $m$ . Следовательно, система (9) имеет решение. Так как  $n > m$ , то мы получим множество решений, зависящих от  $n - m = T - 1$  параметров. В качестве этих параметров можно выбрать значения некоторых  $T - 1$  элементов  $u_j$  исходного изображения.

В некоторых случаях [1] известны значения этих «лишних» элементов и тогда можно найти единственное решение системы (9), т. е. точно восстановить изображение. Но в большинстве практически интересных случаев мы не располагаем такой информацией.

Следовательно, среди множества решений мы должны выбрать такое, которое могло бы служить оптимальной оценкой исходного изображения.

Выберем решение  $u^0$ , обладающее наименьшей нормой

$$\left\{ \sum_{j=1}^n (u_j^0)^2 \right\}^{1/2}.$$

Такой выбор соответствует некоторым предположениям о гладкости исходных изображений.

Как известно, решение системы (9) с минимальной нормой

$$u^0 = A^+v \quad (11)$$

задается псевдообратной матрицей

$$A^+ = A'(AA')^{-1}, \quad (12)$$

где штрихом обозначается операция транспонирования матрицы. Поэтому операцию (11) получения оценки исходного изображения по смазанному естественно называть псевдообращением.

Из-за больших размеров матрицы  $A$  (ее порядок может достигать нескольких тысяч, а число элементов — сотни миллионов) прямое вычисление псевдообратной матрицы (12) и непосредственная реализация на ЭВМ операции (11) вряд ли возможны.

Для получения решения (11) можно воспользоваться тем, что в силу (10) в каждой строке матрицы  $A$  имеется не более  $T$  ненулевых элементов.

Перепишем (8) в виде

$$u_{T+i-1} = \frac{1}{a_T} \left( v_i - \sum_{r=1}^{T-1} a_r u_{i+r-1} \right). \quad (13)$$

Это соотношение показывает, что все элементы  $u_j$  восстановленного изображения, начиная с  $j = T$ , можно получить рекуррентным способом, зная первые  $T - 1$  элементов  $u_1, \dots, u_{T-1}$ .

Для определения вектора  $\hat{u} = (u_1, \dots, u_{T-1})$  разобьем матрицу  $A$  на две.

Прямоугольная матрица  $C$  размером  $m \times (T - 1)$  будет содержать первые  $T - 1$  столбцов матрицы  $A$ , а квадратная ( $m \times m$ ) матрица  $B$  — последние  $m$  столбцов. Легко показать, что матрица  $B$  — неособенная.

Тогда соотношение (9) можно преобразовать:

$$v = C\hat{u} + B\check{u},$$

где  $m$  — компонентный вектор  $\check{u} = (u_T, \dots, u_n)$ . Отсюда

$$\check{u} = B^{-1}v - B^{-1}C\hat{u}. \quad (14)$$

Квадрат нормы решения

$$N^2 = \sum_{j=1}^n u_j^2 = \check{u}'\check{u} + \hat{u}'\hat{u} = u'u. \quad (15)$$

Подставив (14) в (15), найдем зависимость  $N^2$  от значений «лишних» элементов  $\hat{u}$ :

$$N^2 = \hat{u}' [C'(BB')^{-1}C + E] \hat{u} + v'(BB')^{-1}v - \hat{u}'C'(BB')^{-1}v - v'(BB')^{-1}C\hat{u}. \quad (16)$$

Легко показать, что минимум (16) достигается, когда

$$[C'(BB')^{-1} + E]^{1/2} \hat{u} = [C'(BB')^{-1}C + E]^{-1/2} C'(BB')^{-1}v \quad (17)$$

или

$$\hat{u} = [C'(BB')^{-1}C + E]^{-1} C'(BB')^{-1}v. \quad (18)$$

Можно показать также, что  $(T - 1) \times m$  — матрица в (18) — совпадает с первыми  $T - 1$  строками матрицы  $A^+$ . Решение системы  $T - 1$  уравнений (17) или непосредственное вычисление



Рис. 1. Сформированное на ЭВМ смазанное изображение, которое состоит из  $1024 \times 1009$  элементов.

Величина смаза — 16 элементов.

элементов  $\hat{u}$ , согласно (18), представляет собой, очевидно, значительно более простую задачу, чем вычисление  $u^0$  по (11).

Вычислив величины  $\hat{u}$ , легко найти остальные элементы восстановленного изображения  $\hat{y}$  с помощью рекуррентного соотношения (13). Найденное решение  $(\hat{u}, \hat{y})$  будет, конечно, совпадать с  $u^0$ .

Следует заметить, что восстанавливающий алгоритм не может быть сведен к преобразованию свертки.

В качестве примера рассмотрим простейший случай смаза, заданный соотношением (3). В дискретной форме будем иметь

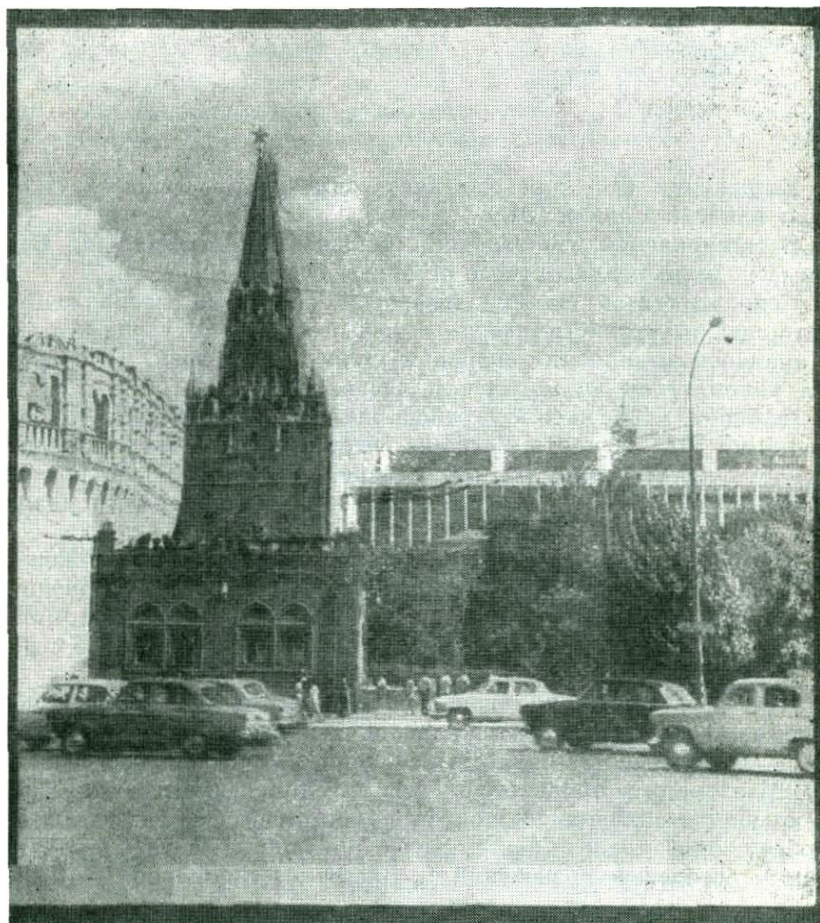


Рис. 2. Изображение, состоящее из  $1024 \times 1024$  элементов, которое восстановлено методом псевдообращения.

$$v_i = \frac{1}{T} \sum_{r=1}^T u_{i+r-1}, \quad i = 1, \dots, m. \quad (19)$$

В этом случае рекуррентные соотношения упрощаются:

$$u_T = T v_1 - \left[ \sum_{j=1}^{T-1} u_j, u_{j+T} = u_j - T(v_j - v_{j+1}), j = 1, \dots, m-1. \quad (20) \right.$$

Решение (18) для  $\hat{u}$  может быть найдено в явном виде. Взяв для простоты  $n$  кратным  $T$ , получим

$$u_j = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} v_{kT} + \frac{1}{n} \sum_{k=0}^{N-1} (N-1-k) (v_{j+kT} - v_{j+kT+1}), \quad j = 1, \dots, T-1,$$

$$N = \frac{n}{T}. \quad (21)$$

Выражение (21) для частного случая простейшего смаза было найдено Сондхи [2].

Восстановление изображения, искаженного простейшим смазом (19), было реализовано с помощью ЭВМ.

Использовалась система цифровой обработки изображений, состоящая из устройства ввода—вывода и малой ЭВМ серии «Альфа» со временем выполнения операции сложения 3.2 мсек. и снабженная накопителем на магнитном диске.

Исходное изображение (транспарант) раскладывалось на 1024 строки по 1024 элемента в строке. Оптическая плотность каждого элемента квантовалась на 256 уровней и кодировалась целыми числами от 0 до 255. Шкала квантования — равномерная в диапазоне плотностей от 0 до  $2D$ .

В ЭВМ формировалось смазанное (вдоль строки) изображение. Плотность элемента этого изображения получалась усреднением плотностей 16 соответственных элементов исходного. Сформированное изображение, показанное на рис. 1, состояло из 1024 строк по 1009 элементов.

При восстановлении сначала по формуле (21) вычислялись первые пятнадцать элементов каждой строки, а затем по формулам (20) — остальные 1009. Восстановленное изображение из  $1024 \times 1024$  элементов приведено на рис. 2. В появление периодических помех вносят вклад ошибки округления при получении смазанного изображения, а также систематическая ошибка, связанная с неточным определением значений  $\hat{u}$ . Время восстановления — 4 мин.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Slepian D. Restoration of photographs blurred by image motion. — Bell. Syst. Tech. J., 1967, 46, p. 2353—2362.
2. Сондхи. Реставрация изображения: устранение пространственных инвариантных искажений. — В кн.: Обработка изображений при помощи цифровых вычислительных машин. М., «Мир», 1973, с. 137—153.

## ОБРАБОТКА АСТРОНЕГАТИВОВ НА ЭВМ

Современные математические методы в сочетании с применением ЭВМ позволяют расширить возможности наблюдательной астрономии, так как получение данных о слабых астрономических объектах встречает трудности, связанные с наличием шумов (фон ночного неба, искусственное освещение, неоднородность чувствительной поверхности фотоприемников и т. п.), а также недостаточной разрешающей способностью телескопов.

Улучшение и развитие методики информационной обработки астронегативов [1, 2] создает возможность выявить многие слабые объекты или слабые части уже известных протяженных источников. Решение подобных задач в настоящей работе рассматривается на примере двух задач, типичных для указанных направлений информационной обработки астронегативов:

а) изучение слабых звезд в звездном скоплении NGC-1502 на инфракрасных снимках;

б) выделение весьма слабых областей, находящихся на периферии галактики NGC-5195, входящей в систему М 51 (NGC-5194 + NGC-5195).

Исходной информацией для первой задачи являлись астронегативы, полученные в Бюраканской астрофизической обсерватории с полуметрового телескопа АЗТ-14 электронно-оптическим преобразователем (ЭОП) типа УМ-92. Фотометрические работы выполнялись на бюраканском автоматическом микрофотометре, соединенном с ЭВМ «Наири-2».

Информационная обработка на ЭВМ проводилась над участком с размерами  $2.56 \times 3.84$  мм. Для измерения интенсивности изображения применялась квадратная диафрагма со стороной 0.04 мм, которая перемещалась с дискретным шагом 0.04 мм. Исследуемый участок был разделен на шесть зон с размерами  $1.28 \times 1.28$  мм, так что на каждую зону приходилось  $32 \times 32$  элемента. Было сделано 12 снимков участка. Подлежащие обработке астронегативы показаны на рис. 1 (зоны ограничены линиями). Для сравнения использовался участок Паломарской карты, содержащей скопление NGC-1502, снятой 48-дюймовым телескопом через красный фильтр (рис. 2).

Каждая из реализаций, кроме полезной информации (звезды в звездном скоплении NGC-1502), содержала помехи, вызванные макрошумом, компонентами белого шума (свечение ночного неба, турбулентность атмосферы и т. п.), а также помехи, вызванные неравномерным фоном ЭОПа. Последовательность обработки таких астронегативов была следующая. Первоначально вычислялись коэффициенты корреляции между рассматриваемыми реализациями и по заданному уровню значимости исключались подозрительные

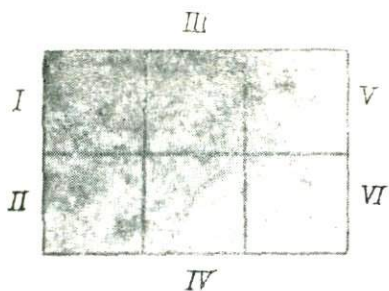


Рис. 1. Астронегатив (скопление NGC-1502), подлежащий обработке (БАО АН Арм.ССР).

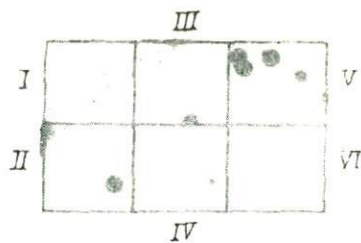


Рис. 2. Участок Паломарской карты (скопление NGC-1502).

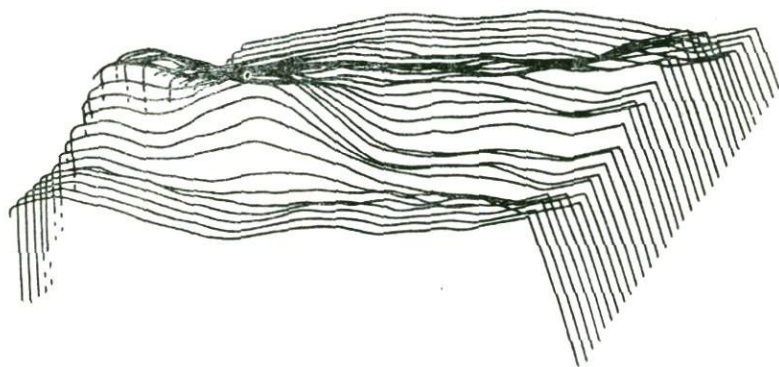


Рис. 3. Корректирующая матрица для V зоны.

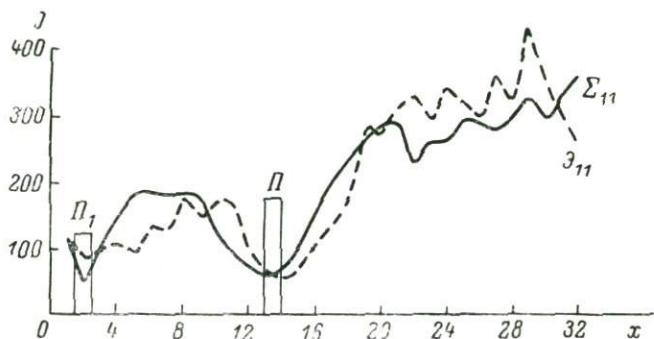


Рис. 4. Сечение аксонограммы V зоны (11 строка) до суперпозиции и после.

реализации (в данном случае из 12 негативов были исключены два). Затем на каждом снимке устранялся неравномерный фон. Для этого матрица  $N \times N$  разбивалась на подматрицы  $n \times n$  элементов со сдвигом между ними по осям  $x$  и  $y$  с единичным шагом. Размер матрицы  $n \times n$  выбирался исходя из аппаратной функции звезды. После этого вычислялось среднее значение каждой подматрицы, и из средних значений формировалась корректирующая матрица. Корректирующая матрица вычиталась из исходной, и так как обрабатывались астронегативы, то значения, превышающие переменное среднее, исключались. На рис. 3 приведена корректирующая матрица для V зоны (сетчатка  $N \times N = 32 \times 32$ , подматрица  $n \times n = 7 \times 7$ ). Подобная обработка позволила устранить тренд и неравномерный фон.

Ввиду ошибок, возникающих при установке снимка на столик фотометра и инструментальных ошибок телескопа, возможно появление сдвигов изображения при многократном фотографировании одной и той же зоны. Поэтому перед суперпозицией каждый из снимков корректировался и приводился к одному из выбранных снимков данной зоны. Для определения величины и направления сдвига изображения по отношению к эталону использовался способ комплексно-сопряженной фильтрации. В качестве фильтра использовалась часть изображения эталона. Предварительно обработанные вышеописанными способами изображения суммировались.

Если отношение сигнал/шум в реализации с гауссовским однородным шумом равно  $\varphi(x, y)/\delta(x, y)$ , то после суммирования  $p$  реализаций отношение сигнал/шум теоретически возрастает в  $\sqrt{p}$  раз. В рассмотренном случае из-за возможных неодинаковостей интенсивностей звездных объектов и появления коррелированных помех зависимость сигнал/шум, равная  $\sqrt{p}$ , может колебаться. На рис. 4 приводится сечение аксонограммы изображения V зоны до суперпозиции и после нее. Как видно из рисунка, до суперпозиции сигнал  $\Pi_1$  соизмерим с соседней помехой, после — он увеличился, а помеха сгладилась. После суперпозиции повторно проводилось устранение остаточного неравномерного фона суммарной матрицы.

Оставшиеся сигналы требовали классификации, т. е. определения, относятся ли они к разряду одиночных помех или это слабые звезды. Известно, что изображение звезды описывается аппаратной функцией  $\varphi_s(x, y)$ , которую можно характеризовать удельной интенсивностью, приходящейся на элементарную площадку, и величиной площади.

Пороговое значение удельной интенсивности выбирается исходя из величины  $\bar{\sigma}^2$  — дисперсии «загрязненного фона» (на фоне имеется слабая звезда). Величина  $\bar{\sigma}^2$  является оценкой для  $(\sigma^2 + \nu^2)$ , где  $\nu^2$  — значение вариации средней интенсивности слабой звезды,  $\sigma^2$  — дисперсия «чистого» фона. Можно принять, что  $\nu^2/\sigma^2 \ll 1$ ,

т. е. оценку  $\hat{\sigma}^2$  рассматривать как оценку дисперсии фона. Использование искаженной оценки (завышенной)  $\hat{\sigma}^2$  отрицательно влияет на мощность критерия, т. е. повышает вероятность пропуска звезды и одновременно уменьшает вероятность ошибочного фиксирования звезды. Пороговое значение удельной интенсивности звезды выбирается равным  $\lambda_0 = 2\lambda$ , и устраняются все значения, меньшие  $\lambda$ . Вероятность ошибки в этом случае при утверждении о наличии удельной интенсивности звезды не превосходит 0.023.

На основе экспериментальных данных выбирается размер или площадь аппаратной функции. Можно ввести понятие суммарной интенсивности «слабой» звезды

$$q(k, j) = \xi(k, j) l^2, \quad (1)$$

где  $l^2$  — площадь аппаратной функции звезды,  $\xi(k, j)$  — удельная интенсивность, превышающая порог  $\lambda_0$ . Дальнейшая обработка астронегативов состоит в устранении сигналов, суммарная интенсивность которых меньше величины  $q(k, j)$ .

Таким образом, на реализации остаются лишь сигналы, которые можно рассматривать как слабые звезды. Описанный выше способ обработки снимков дает основания для заключения о наличии звезд с вероятностью ошибки, не превосходящей 0.023. При этом разрешающая способность метода ограничена интенсивностью самой слабой из «обучающих» звезд. Однако, пополнив «обучение» все более слабыми звездами, можно далее повышать разрешающую способность данного метода.

Результаты обработки пятой зоны астронегативов представлены на рис. 5. До обработки астронегативов на переменном фоне зоны видны три звезды. После обработки появились еще две, которые также имеются на Паломарской карте (звездные объекты, имеющиеся на Паломарской карте, заштрихованы). Кроме того, на рис. 5 виден объект, который с вероятностью ошибки 0.023 можно отнести к звездным объектам с интенсивным излучением в инфракрасном диапазоне. Отсутствие данного объекта на Паломарской карте можно объяснить тем, что она снята в видимом диапазоне спектра. Аналогично обрабатывались остальные зоны участка.

Вторая задача заключалась в выявлении тонких структур и выделении слабых областей между галактиками NGC-5194 и NGC-5195. Исходной информацией являлись астронегативы, полученные с 40-дюймового телескопа системы Шмидта на фотопластинках Кодак-Oa11 без фильтра в Бюраканской астрофизической обсерватории. Информационная обработка выполнялась над участком астронегатива, обозначенным тонкой линией на рис. 6. Весь участок был разделен на шесть зон, причем вторая и первая зоны использовались для определения среднего фона неба.

Цель информационной обработки состояла в выявлении периферических структур, обладающих низкой поверхностной яркостью. В данной задаче использовались методы суперпозиции

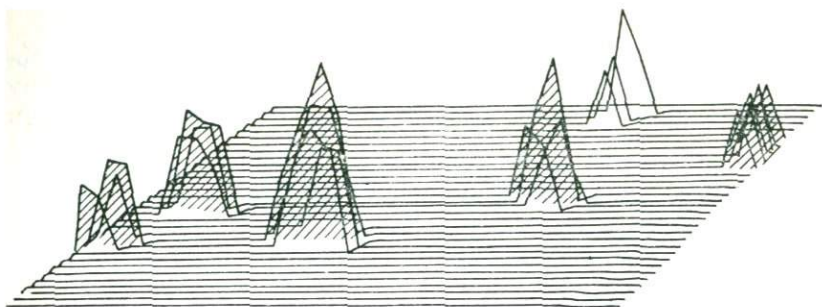


Рис. 5. Окончательные результаты обработки V зоны.

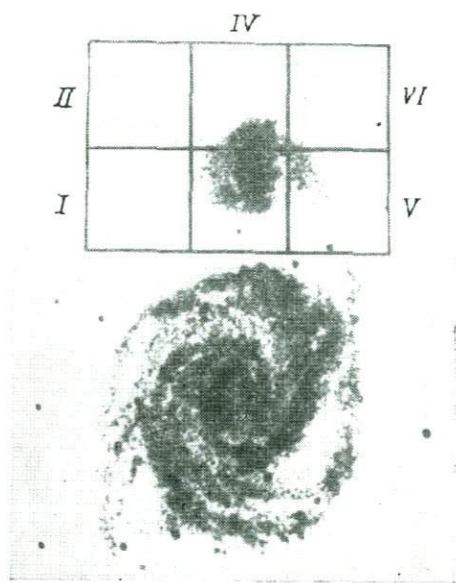


Рис. 6. Изображение системы М 51 (галактики NGC-5194 и NGC-5195) (БАО АН Арм. ССР).

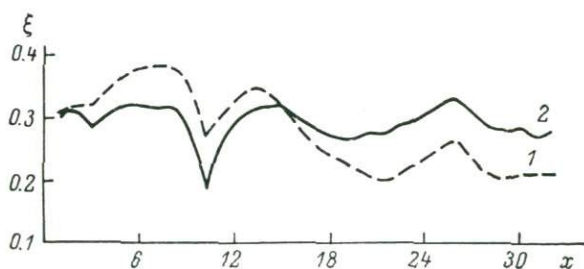


Рис. 7. Сечение аксонограммы изображения до нелинейной обработки и после.

и преобразования спектра изображения. Первоначально производилось исключение подозрительных реализаций по заданному уровню значимости, затем проводилась нормировка реализаций.

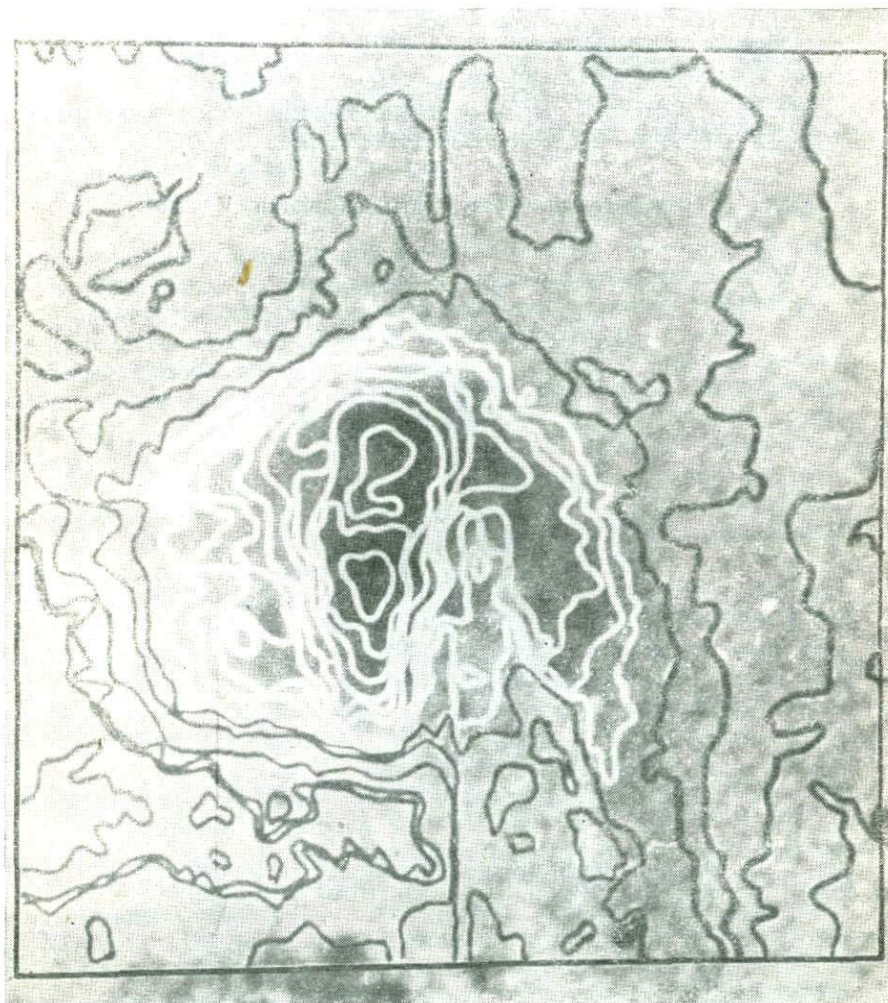


Рис. 8. Изофоты галактики, наложенные на исходное изображение части галактики (после суперпозиции).

Нормированные матрицы суммировались  $n$  раз в каждой зоне, таким образом, частично подавлялась шумовая компонента. С целью выявления тонких структур между галактиками осуществлялось преобразование спектра изображений следующим образом: над суммарной матрицей  $f(k, j)$  производилось быстрое

преобразование Фурье и получался пространственный спектр изображения  $S(\omega_x, \omega_y)$ , затем вычислялись модуль и фаза спектра, и над модулем спектра производилось нелинейное преобразование. Вид нелинейного преобразования спектра  $p[S'(\omega_x, \omega_y)] = \bar{S}'(\omega_x, \omega_y)$  выбирался исходя из максимума отношения полезного сигнала к шуму для высокочастотных компонент спектра. В результате преобразования изменялось распределение мощности спектра по частотам, подавлялась низкочастотная часть

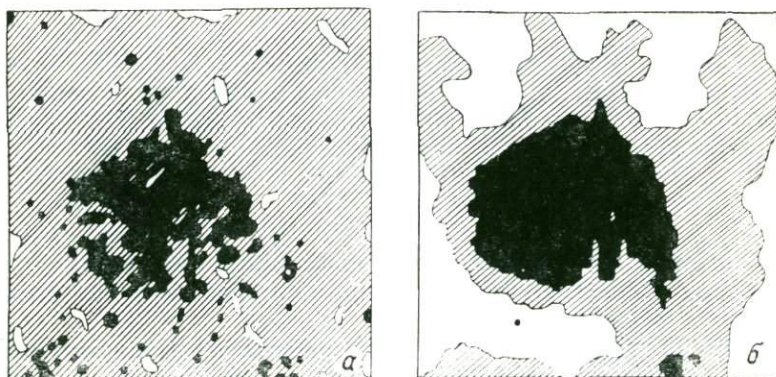


Рис. 9. Часть изображения галактики после нелинейной и статистической обработок.

и усиливалась высокочастотная часть спектра. Из набора преобразований было выбрано преобразование вида

$$S'(\omega_x, \omega_y) = \sqrt{|S(\omega_x, \omega_y)|} \exp[i\varphi(\omega_x, \omega_y)]. \quad (2)$$

После преобразования модуля спектра выполнялось обратное преобразование Фурье. На рис. 7 представлено сечение аксонограммы изображения до нелинейной обработки (1) и после (2). Далее над реализацией выполнялась статистическая обработка. Каждая реализация из  $N \times N$  элементов может рассматриваться как однородная выборка из генеральной нормальной совокупности. Реализация, или зона II, берется в качестве фоновой. Назовем зоны IV—VI и III «информативными», т. е. содержащими части изображения галактики. Для каждой из «информативных» зон проверяется однородность дисперсий и средние фоновые части зоны с дисперсией и средним зоны II. Как показала проверка, гипотеза об однородности средних и дисперсий может быть принята (с уровнем значимости равным  $\alpha = 0.05$ ).

После проверки однородности средних и дисперсий устанавливается наличие структуры в любом из квадратиков любой «информативной» зоны при помощи соотношения [3]

$$\frac{(\xi_j - \bar{x}^{(3)})}{\sqrt{\sigma_{(3)}^2 + \frac{\sigma_{(3)}^2}{\nu_1 + \nu_2}}} > t_{\max}(a; C; \nu_1; \nu_2), \quad (3)$$

где  $\bar{x}^{(3)}$  — общая оценка интенсивности фона, равная

$$\bar{x}^{(3)} = \frac{\bar{x}^{(1)}\nu_1 + \bar{x}^{(2)}\nu_2}{\nu_1 + \nu_2}, \quad (4)$$

$\bar{x}^{(1)}$  — среднее фоновой части «информативной» зоны;  $\bar{x}^{(2)}$  — среднее фоновой зоны;  $\nu_1$  — объем выборки фоновой части «информативной» зоны;  $\nu_2$  — объем выборки фоновой зоны;  $\sigma_{(3)}^2$  — общая оценка дисперсии фона, соответственно равная

$$\sigma_{(3)}^2 = \frac{\sigma_{(1)}^2\nu_1 + \sigma_{(2)}^2\nu_2}{\nu_1 + \nu_2}, \quad (5)$$

$\sigma_{(1)}^2$  — дисперсия фоновой части «информативной» зоны;  $\sigma_{(2)}^2$  — дисперсия фоновой зоны;  $\xi_j$  — средняя интенсивность, характеризующая  $j$ -й элемент.

Величина  $t_{\max}$  берется из табл. 21 работы [3]. В рассмотренном случае  $t_{\max}(0.05, 0, 64, 1024) = 1.64$ .

Реализация далее обрабатывалась посредством выбора диапазона помех  $R$ , равного

$$\left( \bar{x}^{(3)} - t_{\max} \sqrt{\sigma_{(3)}^2 + \frac{\sigma_{(3)}^2}{\nu_1 + \nu_2}} \right) \leq R \leq \left( \bar{x}^{(3)} + t_{\max} \sqrt{\sigma_{(3)}^2 + \frac{\sigma_{(3)}^2}{\nu_1 + \nu_2}} \right), \quad (6)$$

и устранения всех значений интенсивности в «информативных» реализациях в диапазоне помех. Таким образом, на реализациях отброшена вся та часть изображения, для которой вероятность наличия сигналов меньше чем 0.023. Оставшиеся части изображения, имеющие интенсивности выше и ниже зоны помех, характеризуют увеличение и понижение яркости излучения в галактике соответственно. На рис. 8 представлены изофоты галактики (после суперпозиции снимков), наложенные на исходное изображение. На рис. 9 показано изображение галактики NGC-5195, полученное после нелинейной (а) и статистической (б) обработок. Результаты оказались сопоставимыми с изображением данной галактики, полученным на 200-дюймовом Паломарском телескопе (США) [4].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Keith K., Brian T. New methods of processing speckle pattern star images. — *Astroph. J.*, 1973, 182, N 3, p. 2, p. L133—L136.
2. Labeurie A. Attainment of diffraction limited resolution in large telescopes by fourier analysing speckle patterns in star images. — *Astron. and Astroph.*, 1970, 6, N 1, p. 85—87.

3. Айвазян С. А. Статистическое исследование зависимостей. М., «Металлург», 1968.
4. Zwicky F. Morphological Astronomy. Berlin, Springer—Verlag, 1957.

А. С. КУНИСКИЙ

### ТРЕХМЕРНАЯ РЕКОНСТРУКЦИЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Исследование пространственной организации молекулярных образований становится одним из весьма важных направлений современной биологии. Функциональное многообразие различных внутриклеточных соединений часто определяется трехмерными перестройками структуры, изменениями в пространственном расположении друг относительно друга отдельных частей молекулы.

Наиболее распространенным методом исследований, требующим атомного разрешения, является рентгеноструктурный анализ. Однако применимость его ограничена лишь объектами, которые могут кристаллизоваться. Наличие трудностей в получении информации о фазах дифракционных максимумов делает его также достаточно трудоемким. Разработка методов рентгеновской голографии с цифровым восстановлением могла бы способствовать развитию подобных исследований, но отсутствие когерентных излучателей в этом диапазоне является тормозящим обстоятельством.

Электронная микроскопия позволяет вести исследование более крупных образований, представляющих собой пространственное объединение субъединиц в сложную конфигурацию. Однако из-за довольно сильных и принципиально неустранимых сферических аберраций величина апертуры электронного микроскопа очень мала, а глубина фокуса при этом велика и часто превышает толщину объекта. Поэтому электронно-микроскопическое изображение (ЭМИ) всегда представляет собой проекцию трехмерной структуры на плоскость. В этом и состоит одна из основных сложностей в исследовании пространственной организации молекулярных структур с помощью электронного микроскопа. Поняты поэтому интерес, возникший в последнее время, к разработке методов точного количественного восстановления трехмерной структуры по ее электронно-микроскопическим изображениям. Восстановление третьего измерения производится по набору проекций, полученных под разными углами.

Методы трехмерной реконструкции наряду с расчетами распределения электронной плотности в объекте, реализуемыми на цифровых вычислительных машинах, используют приемы двумерного спектрального анализа, пространственной фильтрации — амплитудной и комплексной, голографии.

Задача объемной реконструкции сводится к восстановлению утраченного третьего измерения по набору проекций. Проекция могут быть получены просвечиванием объекта под различными углами к оси проектирования. При наличии в объекте определенных типов симметрии одно изображение структуры содержит информацию о многих ракурсах, так что единственное изображение эквивалентно набору проекций. Для объекта с винтовой осью симметрии различные проекции получаются на различных уровнях по вертикальной оси. Одна проекция такой структуры эквивалентна  $pN$  (для нечетных  $N$ ) и  $pN/2$  (для четных  $N$ ) проекциям элементарной несимметричной группировки, умножением которой формируется изображение структуры ( $N$  — порядок симметрии,  $p$  — число элементарных группировок на период).

Первая и очень важная задача при трехмерном восстановлении связана с установлением основных параметров молекулярной структуры по ее электронно-микроскопическому изображению, которое, как правило, достаточно сильно зашумлено. Такие характеристики фибриллярной структуры, как тип спирали, диаметр молекулы, период вдоль оси, число групп в обороте, могут быть получены путем анализа двумерных дифракционных спектров электронно-микроскопических изображений структуры.

Объекты, состоящие из цепных молекул, представляют собой периодически повторяющиеся вдоль оси молекул элементарные группировки. Особенность дифракционных спектров изображений таких структур состоит в том, что они представляют собой непрерывную функцию, определяющуюся строением элементарной группировки, только вдоль определенных линий, так называемых слоевых линий, положение которых связано с периодом повторения элементарных ячеек в такой молекуле. Дифракционный спектр спиральных образований, полученный в когерентной оптической системе, имеет характерный вид. Отличительной его особенностью является наличие зеркальной симметрии относительно вертикальной оси (меридиана). Нарушение симметрии в интенсивностях дифракционных максимумов на отдельных слоевых линиях свидетельствует о неравномерном проникновении контрастера на передней и задней сторонах спиральной структуры.

Теоретический анализ дифракции излучения на спиральных структурах позволяет по положению характерных рефлексов определить основные параметры спиральных образований. Интерес представляют: порядок симметрии  $N$ , период  $c$ , число единиц укладки на период  $p$ , число оборотов основной спирали на период  $q$ . Эти величины связаны с номером слоевой линии  $l$  и порядком функции Бесселя  $n$  правилом отбора [1]

$$l = mp + q \frac{n}{N},$$

где  $m$  — любое целое число. (Преобразование Фурье спирали в цилиндрических координатах выражается через функции Бесселя). Поскольку правило отбора является целочисленной аппроксимацией спиральных параметров, а результаты измерения их в достаточной степени изменчивы из-за случайных флуктуаций формы объекта, наиболее оправданным является статистический способ оценки.

Одним из расчетных методов для восстановления трехмерной организации молекулярных структур может быть метод двойного преобразования Фурье, предложенный Клугом и де Розье в 1968 г. [2]. Идея метода сводится к тому, что преобразование Фурье электронно-микроскопического изображения, представляющего проекцию трехмерной структуры на плоскость, эквивалентно центральному сечению трехмерного преобразования Фурье структуры. Выполняя преобразования Фурье для набора проекций, наблюдаемых под разными углами, можно заполнить обратное пространство пересекающимися по одной и той же прямой плоскостями. Производя интерполяцию между сечениями и обратное преобразование Фурье, можно восстановить исходную структуру.

Реконструкция методом «обратного проектирования», разрабатываемым, в частности, в Советском Союзе Б. К. Вайнштейном с сотрудниками [3, 4], в принципе не требует перехода в пространство Фурье. В этом методе ведется суммирование предварительно растянутых плотностей проекций двумерных сечений структуры, каждая из проекций при этом располагается в соответствующей угловой ориентации. В таком варианте методу присущи некоторые ошибки. Причина, по которой метод обратного проектирования не дает точной реконструкции, состоит в том, что функция, производящая выборку преобразования объекта, осуществляет эту операцию в неправильной пропорции для различных пространственных частот. Если функцию выборки модифицировать так, чтобы она меняла свое значение в соответствии с радиусом обратного пространства, то можно осуществить верную реконструкцию, точность которой ограничена лишь тем, что используется конечное число проекций. В реальном пространстве такая модификация эквивалентна свертке проекции со стандартной функцией. Суммирование таких модифицированных проекций производится, как описывалось выше.

Точность восстановления будет зависеть от числа проекций, характера вычислительных операций (степени усреднения, вида интерполяции) и достоверности данных, полученных при экспериментальном определении проекций.

Последовательность операций, производимых при трехмерной реконструкции молекулярных структур с помощью автоматизированной системы, разработанной в Институте биологической физики АН СССР, показана на рис. 1.

Для расчетов распределения электронной плотности в сечениях структуры используется мини-машина РДР-12 фирмы «Диджитал эквипмент корпорейшн», обладающая в настоящее время оперативной памятью в 16 двенадцатиразрядных килослов. Предусмотрена возможность увеличения оперативной памяти до 32 килослов. Машина оснащена также внешними накопителями на дисках. В качестве устройства ввода электронномикроскопических изображений используется денситометр фирмы

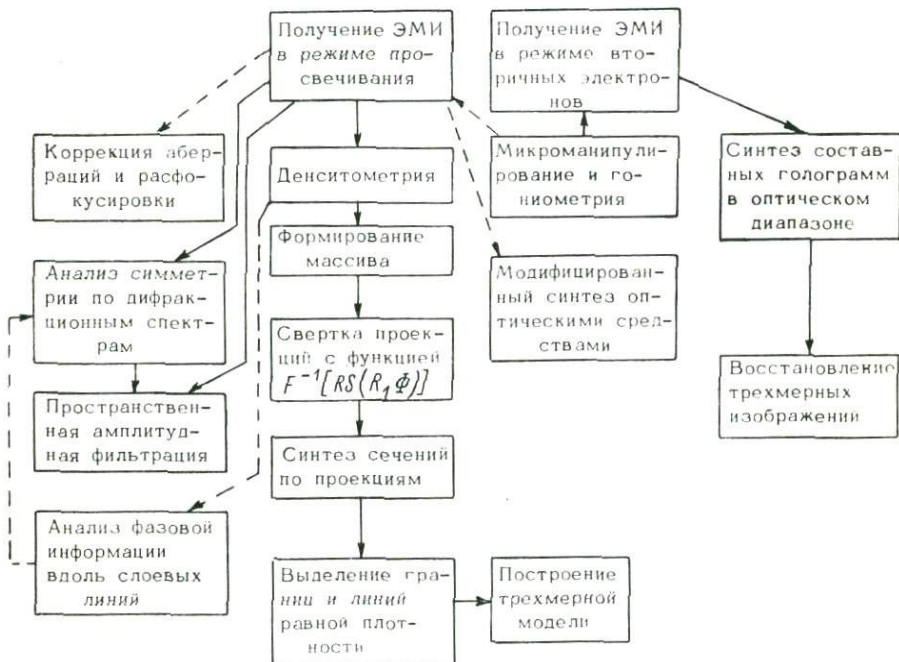


Рис. 1. Последовательность операций при трехмерной реконструкции.

«Оптон» с управлением от машины РДР-12. Сканирование осуществляется дискретным перемещением предметного столика с шагом 0.5 или 10 мкм. В плоскости изображения находится неподвижная диафрагма, горизонтальный и вертикальный размеры которой можно регулировать. Максимальное число измеряемых уровней по плотности — 256.

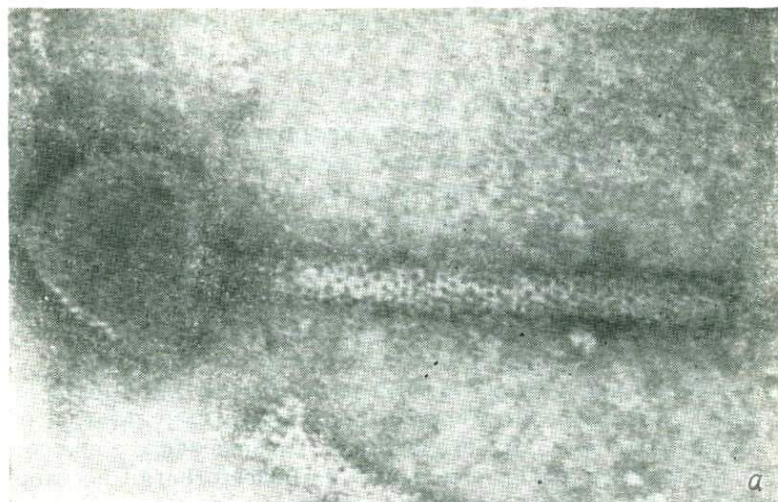
Комплекс, состоящий из 30 программ для трехмерной реконструкции спиральных биообъектов методом модифицированного обратного проектирования, записан на языке «Фортран-2» в виде самостоятельных частей, работающих в определенном порядке. Вывод рассчитанных сечений может производиться на цифропечать или телевизионный экран. Предусмотрена возможность вывода значений плотности в сечении, превышающих определенный уровень. Уровень ограничения можно непрерывно менять.

На экране при этом вместе с сечением воспроизводится гистограмма распределения плотности в сечении и положение уровня ограничения. Система производит также выделение линий равной плотности и контуров, которые, помимо экрана, могут выводиться на двухкоординатный самописец.

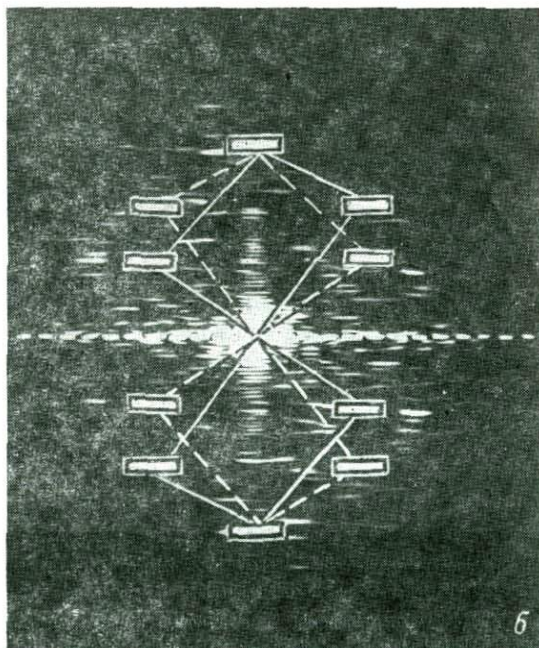
Двумерная фильтрация в когерентных оптических системах снимков, полученных в электронном микроскопе, может быть чрезвычайно полезной. Специфика мешающих воздействий, ухудшающих качество электронно-микроскопических снимков и затрудняющих их трехмерную интерпретацию, весьма существенна. Это и сферические aberrации электронных линз, и артефакты, связанные с методикой приготовления препаратов, и «шумы наложения», обусловленные влиянием участков структуры, лежащих выше или ниже интересующей нас области. Для выбора оптимальных, с точки зрения точности получаемых результатов, методов подавления шумовых воздействий, искажающих электронно-микроскопическое изображение, нужна более строгая постановка задачи [5]. Необходим детальный анализ характера взаимодействия изображений объекта и шумового фона, их статистических характеристик, выбор критериев оптимальности.

Например, даже элементарная амплитудная фильтрация может быть чрезвычайно эффективной при исследовании трехмерной организации цилиндрических и спиральных структур. «Двухстороннее» изображение хвостового чехла фага, являющееся результатом наложения изображений от ближней и дальней сторон частицы, может быть преобразовано в «одностороннее» изображение. Построение на дифракционной картине объекта обратной решетки позволяет разделить дифракционные максимумы, принадлежащие разным сторонам цилиндрической поверхности. Блокирование дифракционных максимумов дает возможность отфильтровать изображение одной из сторон и получить достаточно качественное изображение, по которому можно судить о тонкой структуре объекта.

К увеличению разрешающей способности электронного микроскопа путем устранения некоторых видов искажений приводит метод пространственной фильтрации, получивший название апостериорной компенсации. Можно полагать, что искажения, приводящие к потере четкости электронно-микроскопического изображения, ухудшают исходное изображение по закону свертки. К ним относятся выведение объекта из фокуса, перемещения, вибрации, искажения, вносимые системой формирования изображения (например, сферические aberrации). В каждом из указанных случаев аппаратная функция должна учитывать характер искажающего воздействия. Для исправления изображения в спектральную плоскость когерентной оптической системы, на вход которой подается искаженное изображение, вводится фильтр, коэффициент пропускания которого обратен преобразованию Фурье от аппаратной функции, учитывающей вносимые искажения.



a



б

Рис. 2.

a — электронно-микроскопическое изображение фага Н-17; б — дифракционная картина чехла отростка Н-17 с нанесенной обратной решеткой (сплошными и пунктирными линиями отмечены разные стороны чехла).

В некоторых случаях трехмерная реконструкция расчетными методами, описанными выше, невозможна из-за того, что изображения не являются проекциями трехмерной структуры. Это происходит в тех случаях, когда электронный микроскоп формирует изображение не в просвечивающем режиме, а в режиме вторичных электронов. Здесь распределение плотности в снимке несет информацию не о внутреннем строении объекта, а лишь о его поверхности. Точная оценка размеров выступающих деталей и рельефа по таким снимкам затруднительна из-за отсутствия параллакса.

Оказалось возможным методами голографии объединить информацию о разных ракурсах объекта, содержащуюся в снимках, сделанных в растровом электронном микроскопе под разными углами, на одной голограмме. Изображение, восстановленное с такой голограммы, отражает все особенности трехмерной структуры объекта. Количественная оценка деталей поверхности осуще-

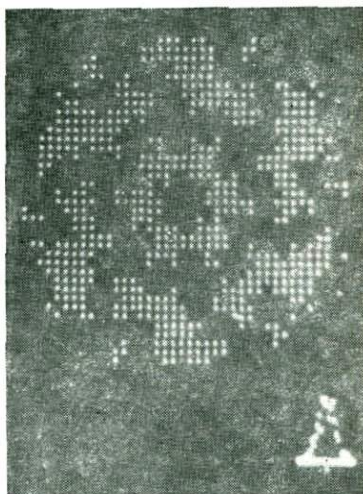


Рис. 3. Одно из восстановленных сечений чехла Н-17, снятое с экрана.

Слева внизу — гистограмма распределения плотностей в сечении (яркая точка указывает положение уровня ограничения).

ствляется введением в восстановленное изображение световой метки, имеющей калиброванные перемещения. В используемой схеме лазерный пучок делится лучерасщепителем, и объектная его часть проходит через один из ракурсных снимков. С помощью проекционного объектива и матового рассеивателя свет от снимка направляется на фотоластинку, перед которой установлена щель, смещаемая микрометрическим винтом параллельно пластинке. Одновременно на пластинку направляется опорный пучок. При появлении следующего ракурсного снимка щель смещается на величину, равную ширине, и экспонируется соседний участок голограммы. Значительные угловые интервалы между ракурсными снимками ухудшают качество восстановленного изображения.

В качестве примера приведена реконструкция структуры чехла фуга Н-17. Анализ дифракционной картины показывает, что это спиральная структура типа «стопки дисков» с симметрией 6-го порядка и с 17 субъединицами в 6 оборотах. На рис. 2 приведены электронно-микроскопическое изображение чехла Н-17 (а) и его дифракционная картина с нанесенной обратной решеткой (б).

На рис. 3 — одно из восстановленных сечений чехла Н-17, снятое с экрана, с гистограммой распределения плотности в сечении.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Cochran W., Crick F., Vand V. Structure of synthetic polypeptides. I. The transform of atoms on a helix. — *Acta cryst.*, 1952, 5, N 5, p. 581—586.
2. De Rosier D. I., Klug A. Reconstruction of three dimensional structures from elektron mikrographs. — *Nature*, 1968, 217, N 5124, p. 130—143.
3. Вайнштейн Б. К. О нахождении строения объектов по проекциям. *Кристаллография*, 1970, 15, № 5, с. 894—902.
4. Вайнштейн Б. К., Орлов С. С. К теории восстановления функций по проекциям. — *Кристаллография*, 1972, 17, № 2, с. 253—257.
5. Иваницкий Г. Р., Куниский А. С. Исследование микроструктуры объектов методами когерентной оптики. М., «Энергия», 1974.

Н. А. ЕСПИКИНА, В. Ю. ПЕТРУНЬКИН, Е. Т. АКСЕНОВ,  
В. А. ГРИГОРЬЕВ, В. П. ПИКАРНИКОВ, С. В. ПРУСС-ЖУКОВСКИЙ,  
В. В. СОРОКА

#### МНОГОКАНАЛЬНЫЕ АКУСТООПТИЧЕСКИЕ МОДУЛЯТОРЫ

Методы когерентной оптики позволяют обеспечить параллельную обработку сигналов с высокой скоростью, которая практически ограничивается скоростью ввода—вывода информации. В качестве оперативных устройств ввода электрических сигналов в когерентные оптические системы обработки различного назначения все более широкое применение находят акустооптические модуляторы. Методы изготовления и способы высокочастотного возбуждения модуляторов одинаковы практически для всех акустооптических устройств. Такие модуляторы достаточно широкополосны и могут работать в диапазоне частот от десятков до тысяч мегагерц. Кроме того, акустооптические модуляторы обладают такими достоинствами как низкое управляющее напряжение, сравнительная простота изготовления многоканальных модуляторов и их небольшая стоимость, особенно при использовании изотропных звукопроводов.

На основе многоканальных акустооптических модуляторов могут быть созданы оптические системы, выполняющие спектральный и корреляционный анализ совокупности радиосигналов, системы обработки сигналов многоэлементных антенных решеток и радиотелескопов, голографические запоминающие устройства [1—3].

Создание эффективных многоканальных акустооптических модуляторов является весьма сложной технической задачей, и ее успешное решение в основном определяет возможность реали-

зации оптической системы обработки радиосигналов. Эффективность модулятора определяется дифракционной активностью материала звукопровода, параметрами пьезоэлектрического преобразователя, а также степенью акустического и электрического согласования. Одной из основных характеристик многоканального модулятора является идентичность параметров отдельных каналов модулятора.

Настоящая статья посвящена исследованию многоканальных акустооптических модуляторов. В ней рассмотрены вопросы, возникающие при создании таких модуляторов, и приведены результаты экспериментального исследования некоторых макетов разработанных нами модуляторов.

1. Эффективность акустооптического взаимодействия определяется относительной интенсивностью света в первом дифракционном порядке, которая для модуляторов Дебая—Сирса и Брэгга определяется, как известно, соотношениями

$$\frac{I_1}{I_n} = J_1^2(\psi), \quad \frac{I_1}{I_n} = \sin^2 \frac{\psi}{2} \quad (1)$$

соответственно. Здесь  $I_n$  — интенсивность падающего на модулятор пучка света. Индекс модуляции  $\psi$  определяется выражением [4]

$$\psi = \pi \sqrt{\frac{2}{\lambda_0^2} \left( \frac{H}{W} \right) \left( \frac{n_0^6 p^2}{\rho S^3} \right) P} = \pi \sqrt{\frac{2}{\lambda_0^2} \left( \frac{H}{W} \right) M_2 P}, \quad (2)$$

где  $\lambda_0$  — длина световой волны,  $n_0$  — показатель преломления среды звукопровода,  $p$  — фотоупругая постоянная,  $\rho$  — плотность среды звукопровода,  $S$  — скорость ультразвуковых волн,  $P$  — акустическая мощность,  $H$  — длина электрода преобразователя в направлении распространения света, а  $W$  — его ширина.

Величина

$$M_2 = \frac{n_0^6 p^2}{\rho S^3}, \quad (3)$$

называемая коэффициентом качества материала, характеризует эффективность дифракции независимо от геометрии взаимодействия света с ультразвуковыми волнами. Видно, что величина  $M_2$  максимальна в материалах, обладающих высоким показателем преломления, большой фотоупругой постоянной, низкой плотностью и малой скоростью звука. Материалы, используемые в качестве звукопроводов акустооптических модуляторов, должны иметь также низкий коэффициент акустического поглощения и высокую оптическую прозрачность. Кроме этого, материалы для многоканальных модуляторов должны обладать высокой степенью однородности при больших размерах образцов. В работе [5] приведены характеристики наиболее перспективных материалов для акустооптических модуляторов.

В настоящее время в качестве звукопроводов модуляторов в диапазоне частот до 100 Мгц целесообразно использовать специальные сорта стекол (например, тяжелые флинты), которые обладают хорошими акустооптическими свойствами. Из стекол могут быть созданы оптически однородные образцы больших размеров. Кроме того, стекла в отличие от кристаллов имеют простую технологию изготовления и небольшую стоимость. Коэффициент качества флинтов в 5–10 раз больше, чем у плавленного кварца.

Большой интерес представляют халькогенидные и теллуридные стекла, обладающие коэффициентом качества в 200–1000 раз большим по сравнению с плавленным кварцем [5, 6]. Однако в настоящее время механические и температурные свойства халькогенидных стекол еще недостаточно удовлетворительны, что затрудняет их использование в реальных устройствах.

Недостатком стекол является довольно высокий коэффициент акустического поглощения, который ограничивает допустимые рабочие частоты. Поэтому на частотах выше 100 Мгц в качестве звукопроводов находят применение кристаллы, обладающие малым коэффициентом акустического поглощения и большим значением коэффициента качества  $M_2$ , например, такие, как молибдат свинца и парателлурит [5, 6]. Однако сложная технология выращивания кристаллов, малые размеры образцов и их высокая стоимость ограничивают возможность применения кристаллов в многоканальных модуляторах. Поэтому при изготовлении высокочастотных многоканальных модуляторов в качестве звукопроводов приходится использовать кварц, имеющий небольшое значение коэффициента качества  $M_2$ , так как из кварца могут быть изготовлены образцы больших размеров.

Одними из основных характеристик акустооптических модуляторов являются частотные зависимости входного импеданса и акустической мощности, излучаемой пьезопреобразователем в звукопроводящую среду. Эти характеристики определяются параметрами преобразователя, акустическим импедансом материала звукопровода, а также акустическим импедансом и толщиной связующих слоев, обеспечивающих крепление преобразователя к звукопроводу. Характеристики пьезоэлектрических материалов, которые применяются в качестве преобразователей, приведены в работах [5, 6].

Наиболее доступными и эффективными материалами для изготовления преобразователей в диапазоне частот до 50 Мгц являются пьезокерамики (ниобатная керамика, керамика ЦТС-23), обладающие большими значениями коэффициента электромеханической связи  $k=0.5\div 0.7$ . Основное достоинство пьезокерамики — возможность изготовления преобразователей достаточно большого размера, что существенно при создании многоканальных модуляторов. Однако большая диэлектрическая проницае-

мость ( $\varepsilon=150\div 1000$ ), малая механическая прочность и пористость ограничивают частотный диапазон ее применения до 50 Мгц.

На более высоких частотах до 300 Мгц используются преобразователи из пьезоэлектрических кристаллов. Из имеющихся в настоящее время кристаллических материалов для преобразователей наиболее подходящим и доступным является ниобат лития. Ниобат лития ( $Y+36^\circ$ )-среза имеет  $k=0.5$ ,  $\varepsilon=40$ .

На частотах свыше 300 Мгц технология изготовления пластинчатых преобразователей существенно усложняется, так как их толщина составляет единицы микрометров [7]. Поэтому на таких частотах используются пленочные преобразователи CdS, ZnO, AlN [5, 8].<sup>1</sup>

2. При изготовлении модуляторов с пластинчатыми преобразователями для крепления преобразователей к звукопроводам используют металлические или органические связующие слои. Они могут оказывать существенное влияние на параметры модуляторов, особенно на идентичность характеристик отдельных каналов. Влияние параметров связующих слоев на частотные характеристики акустооптических модуляторов можно оценить путем анализа эквивалентной схемы преобразователя [9—11]. Этот метод был использован в работах [10, 11] для определения частотных характеристик, однако в них не приведены аналитические выражения для случая сильных пьезоэлектриков при наличии связующих слоев.

Анализ эквивалентной схемы, приведенной в [10], показывает, что частотная зависимость акустической мощности в звукопроводе определяется выражением

$$\frac{P\left(\frac{f}{f_0}\right)}{P_0} = \left(\frac{1 + tg^2 2b}{1 + m^2 tg^2 2b}\right) : \left\{ \left[ 1 + \left( x - ctg \frac{a}{2} \right) ctg \frac{a}{2} \right]^2 + \frac{4n^2}{m^2} \left( \frac{m^2 + tg^2 2b}{1 + m^2 tg^2 2b} \right) \times \right. \\ \left. \times \left( x - ctg \frac{a}{2} \right)^2 + 4 \frac{n}{m} (m^2 - 1) \frac{tg 2b}{1 + m^2 tg^2 2b} \left( x - ctg \frac{a}{2} \right) \times \right. \\ \left. \times \left[ 1 + \left( x - ctg \frac{a}{2} \right) ctg \frac{a}{2} \right] \right\}. \quad (4)$$

Здесь  $n=Z_0/Z_2$  — относительный акустический импеданс преобразователя;  $m=Z_1/Z_2$  — импеданс связующего слоя;  $Z_2$  — импеданс звукопровода;  $V$  — напряжение на входе преобразователя, не зависящее от частоты;  $C_0$  — статическая емкость преобразователя;  $f_0$  — частота, соответствующая полуволновой толщине преобразователя;  $a = \pi \frac{f}{f_0}$ ,  $b = \pi \frac{f}{f_0} \cdot \frac{l_0}{\Lambda_0}$ ,  $l_0$  — толщина слоя,  $\Lambda_0$  — длина волны в слое на частоте  $f_0$ ,  $\alpha = \frac{2}{a} k^2$ ,  $P_0 = 8f_0 C_0 n k^2 V^2$ .

<sup>1</sup> В случае необходимости нанесения преобразователей на криволинейные поверхности звукопроводов технология изготовления преобразователей из пьезопленок оказывается незаменимой.

Как следует из соотношения (4), для преобразователей из сильных пьезоэлектриков наблюдается сдвиг резонансной частоты относительно значения  $f_0$ . Так для преобразователей из ЦТС-23 ( $k=0.7$ ) значение резонансной частоты  $f_p \approx 0.75 f_0$ , а для преобразователей из ниобатной пьезокерамики и ниобата лития ( $Y+36^\circ$ )-среза ( $k=0.5$ )  $f_p \approx 0.887 f_0$ . Для относительно слабых пьезоэлектриков ( $k \leq 0.3$ ) сдвиг резонансной частоты относительно значения  $f_0$  незначителен.

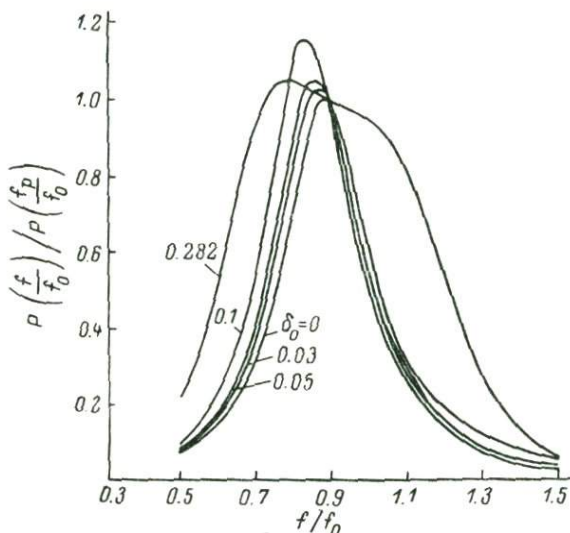


Рис. 1.

$$P(f_p/f_0) = \begin{pmatrix} 1.0 \\ 0.968 \\ 0.932 \\ 0.788 \\ 0.510 \end{pmatrix} P_0$$

На рис. 1 представлены частотные зависимости акустической мощности для модулятора с преобразователем из ниобата лития ( $Y+36^\circ$ )-среза и звукопроводом из плавяного кварца при различной толщине индиевого связующего слоя  $\delta_0 = l_0/\Lambda_0$ . Последнее значение  $\delta_0$  соответствует четвертьволновой толщине слоя на частоте  $f_p = 0.887 f_0$ . Как видно из рисунка, изменение толщины индиевой связки от 0 до 0.1 приводит к незначительному смещению частотных характеристик вниз по частоте от значения  $f_p/f_0$ . При этом незначительно сужается ширина полосы пропускаемых частот. Как показали расчеты, для модуляторов со звукопроводами из тяжелых флюитов влияние толщины связки на частотные характеристики незначительно. Это вызвано тем, что импеданс связки  $Z_1$  близок к импедансу звукопровода  $Z_2$  и удовлетворяет условию  $Z_0 > Z_1 \geq Z_2$ . Следовательно, локальные изменения

в толщине индиевой связки практически не приводят к нарушению частотных характеристик отдельных каналов твердотельного модулятора.

Как показали расчеты, проведенные по формуле (4), при использовании эпоксидных связующих слоев изменение толщины слоя от 0 до 0.1 приводит к смещению частотных характеристик вверх по частоте от значения  $f_p/f_0$  приблизительно на 12% и существенно сужает полосу пропускаемых частот. В этом случае даже небольшие локальные изменения в толщине связки приведут к существенному нарушению идентичности частотных характеристик различных каналов модулятора. Это связано с тем, что импеданс эпоксидной смолы  $Z_1$  значительно меньше импеданса материала звукопровода  $Z_2$ .

Таким образом, при изготовлении модуляторов с пластинчатыми преобразователями необходимо использовать металлические связующие слои (например, индиевые).

3. Нами были изготовлены многоканальные модуляторы с пластинчатыми полуволновыми преобразователями и различными звукопроводами на частоты 20 ÷ 200 Мгц. Крепление преобразователей к звукопроводам в этих модуляторах осуществлялось посредством индиевых связующих слоев по технологии, изложенной в [7].

Модуляторы со звукопроводами из тяжелых флинт марок ТФ-1, ТФ-3, ТФ-10 с числом каналов 10 ÷ 40 работали на частотах 20 ÷ 40 Мгц. Расстояние между центрами электродов преобразователя составляло 1.5 мм. Пьезопреобразователями служили пьезокерамика ЦТС-23, ниобатная пьезокерамика и ниобат лития ( $Y+36^\circ$ )-среза. Измеренные частотные характеристики отдельных каналов модулятора были достаточно идентичны. Ширина полосы частот составляла 30 ÷ 40% от резонансной частоты, а входные импедансы имели разброс, не превышающий 10%. Связь между каналами через пластину преобразователя была малой. Модуляторы работали в режиме дифракции Рамана—Ната. Значение индекса модуляции 0.3, при котором интенсивность дифрагированного света составляет 3%, достигалось при амплитуде входного сигнала 2 ÷ 3 в. Распределение суммарной интенсивности света в дифракционном спектре I порядка для 13-канального модулятора, работающего на частоте 25 Мгц, представлено на рис. 2.

Во всех модуляторах на тяжелых флинтах ультразвуковые пучки перекрывались. Такие модуляторы можно использовать в акустооптических устройствах, предназначенных для осуществления двумерного преобразования Фурье, и их применение позволяет добиться высокой плотности размещения каналов.

В системах, предназначенных для оптической обработки совокупности независимых сигналов, необходимо использовать многоканальные модуляторы с пространственно разделенными ультразвуковыми пучками. В этом случае допустимая плотность размещения каналов ограничивается дифракционной расходимостью

ультразвуковых волн и может быть определена из соотношения

$$D \ll \frac{2W^2}{\Lambda}, \quad (5)$$

где  $D$  — длина канала,  $W$  — ширина электрода преобразователя,  $\Lambda$  — длина ультразвуковых волн в материале звукопро-

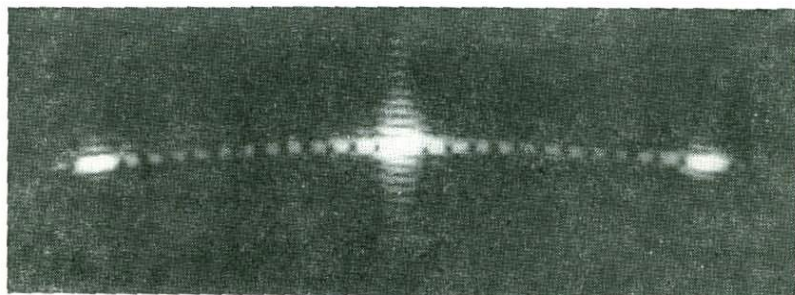


Рис. 2.

вода. Поэтому необходимо использовать либо модуляторы со звукопроводами из воды, обладающей малой скоростью распростране-

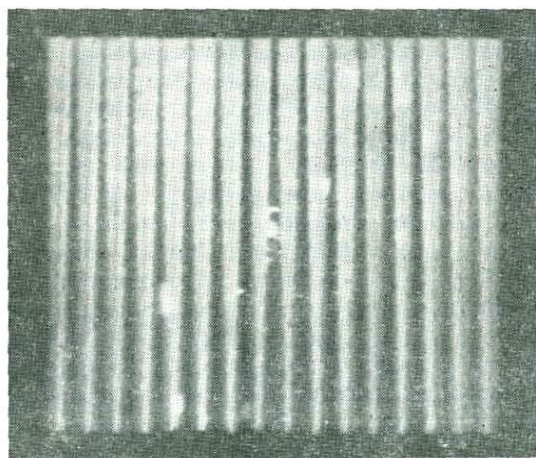


Рис. 3.

ния ультразвуковых волн, а следовательно, малой  $\Lambda$ , либо твердотельные модуляторы, работающие на частотах выше 100 Мгц.

Исследованный жидкостный 16-канальный модулятор с неперекрывающимися ультразвуковыми пучками работал на частоте 30 Мгц в режиме дифракции Брэгга. Преобразователем слу-

жила ниобатная пьезокерамика. Расстояние между центрами электродов преобразователя составляло 3 мм, ширина электродов — 2 мм. Значение индекса модуляции 0.3 достигалось при амплитуде входного сигнала порядка 0.5 в. Использование согласующего слоя, параметры которого были определены с помощью соотношения (4), позволило расширить полосу пропускания до 30%. На рис. 3 представлено распределение интенсивности ультразвука при возбуждении всех 16 каналов модулятора.

Твердотельные модуляторы с пространственно разделенными ультразвуковыми пучками были созданы на частоты  $100 \div 250$  Мгц. Эти модуляторы работали в режиме дифракции Брэгга. Число каналов составляло  $10 \div 30$ . Звукопроводы представляли собой моноблоки из плавленного кварца с размерами  $15 \times 45 \times 75$  мм. Электроды преобразователей были расположены с шагом 1.5 мм. Один из модуляторов с преобразователем из ниобата лития ( $Y+36^\circ$ )-среза, возбуждающим продольные ультразвуковые волны, работал на частоте 200 Мгц, ширина полосы пропускания модулятора составляла примерно 40 Мгц. Значение индекса модуляции 0.3 достигалось при амплитуде входного сигнала около 7 в. Число каналов в этом модуляторе было равно 16.

Модулятор с преобразователем из ниобата лития X-среза, возбуждающим сдвиговые волны, работал на частоте 130 Мгц. Измеренная ширина полосы модулятора составляла примерно 15 Мгц. Число каналов в этом модуляторе было равно 11. На рис. 4 представлено распределение ультразвука в звукопроводе твердотельного модулятора.

Измерение показало, что характеристики различных каналов этих модуляторов идентичны, акустическая связь между каналами составляет не более 30 дБ, а потери преобразования при коэффициенте стоячей волны в цепях возбуждения около 1.5 составляют примерно 10 дБ.

В рассмотренных модуляторах звукопроводы были изготовлены из плавленного кварца. Для увеличения эффективности модуляторов необходимо использовать кристаллы с высокой дифракционной активностью. Так, например, для монокристалла молибдата свинца коэффициент качества  $M_2$  в 40 раз больше, чем для кварца. Модулятор со звукопроводом из молибдата свинца был изготовлен на частоту 250 Мгц. Крепление преобразователя из ниобата лития осуществлялось посредством индиевой связки.



Рис. 4.

Для этого модулятора интенсивность дифрагированного света, приблизительно равная 20%, была получена при входном сигнале 5 в. Достигнуть такого значения интенсивности дифрагированного света для модулятора со звукопроводом из кварца практически невозможно.

4. Верхний частотный предел пластинчатых преобразователей зависит от применяемой технологии получения необходимой толщины преобразователя [7]. Изготовление однородных пластинчатых преобразователей больших площадей на частоты свыше

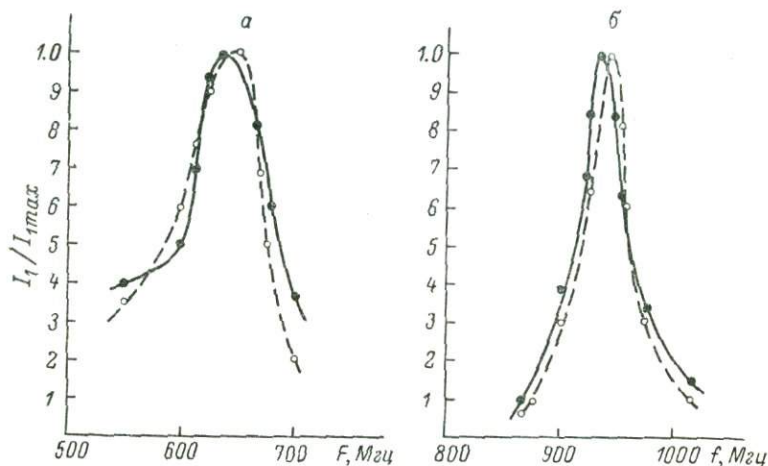


Рис. 5.

300 Мгц ограничивается в основном растрескиванием пьезопластики при толщине, меньшей 10 мкм, и трудностью точного контроля толщины по всей площади.

В диапазоне частот 300–1000 Мгц были созданы макеты многоканальных модуляторов с пленочными CdS-преобразователями на звукопроводах из кварца, ниобата лития, молибдата свинца с различным числом каналов. Технология изготовления пленок CdS во всех вышеуказанных макетах была одинаковой. Она подробно изложена в [7, 12]. Необходимо отметить, что скорость подъема и спуска температуры при напылении пьезопленки CdS на молибдат свинца была значительно меньше по сравнению с другими кристаллами и не превышала 1 град./мин.

Проведенные измерения показали, что характеристики отдельных каналов модуляторов достаточно идентичны.

На рис. 5 представлены частотные характеристики модуляторов с пленочными CdS-пьезопреобразователями. Рис. 5, а соответствует модулятору со звукопроводом из монокристаллического кварца, а рис. 5, б — со звукопроводом из ниобата лития. На рисунках приведены частотные характеристики 1-го (пунктир)

и 4-го (сплошная кривая) каналов. При измерении характеристик производилось электрическое согласование на центральной частоте, а положение кристалла относительно падающего пучка света соответствовало условию Брэгга на этой частоте. При изменении частоты положение кристалла, а также положение согласующих шлейфов, не изменялось. Измерения показали, что полосы пропускания модуляторов составляют 50—100 Мгц. При проведении электрического согласования на каждой частоте полоса пропускания CdS-преобразователя составляла около 50%. Поэтому для реализации большой полосы пропускания необходимо применять методы широкополосного согласования.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что могут быть созданы достаточно эффективные и широкополосные многоканальные акустооптические модуляторы, пригодные для ввода информации в системы оптической обработки радиосигналов различного назначения.

В заключение авторы благодарят Н. А. Бухарина, А. С. Щербакова, В. А. Маркова и А. А. Игнатова за помощь при проведении экспериментов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Lambert L. Wide-band, instantaneous spectrum analyzers employing delay-line light modulators. — IRE Intern. Conv. Rec., 1962, pt. 6, p. 69—78.
2. Ламберт, Арм, Аймет. Электроно-оптическая обработка сигналов в фазированных антенных решетках. — Зарубежная радиоэлектроника, 1968, № 8, с. 3—34.
3. Roberts H. N., Watkins J. W., Johnson R. H. High speed holographic digital recorder. — Appl. Opt., 1974, 13, N 4, p. 841—856.
4. Гордон. Обзор по акустооптическим отклоняющим и модулирующим устройствам. — ТИИЭР, 1966, 54, № 10, с. 181—192.
5. Утида, Ниндзекки. Материалы и методы акустооптического отклонения. — ТИИЭР, 1973, 61, № 8, с. 21—43.
6. Клуздин В. В., Кулаков С. В., Разживин Б. П. Ультразвуковые модуляторы света в оптических системах обработки информации. — В кн.: Оптические методы обработки информации. Л., «Наука», 1974, с. 134—141.
7. Аксенов Е. Т., Григорьев В. А., Есепкина Н. А. и др. Высокочастотные брэгговские ультразвуковые модуляторы света. — ЖТФ, 1972, 42, № 11, с. 2432—2434.
8. Foster N. F. CdS thin-films ultrasonic transducers. — J. Appl. Phys., 1967, 38, N 1, p. 139—148.
9. Александров К. С., Гуровиц Л. С., Каменский Е. И. О влиянии промежуточного слоя на частотные характеристики ультразвуковых линий задержки. — Акуст. журн., 1960, 6, № 2, с. 171—179.
10. König W., Lambert L. The bandwidth, insertion loss and reflection coefficient of ultrasonic delay lines. — IRE Internat. Conv. Rec., 1961, pt. 6, p. 285—295.
11. Sittig E. K. Effects of bonding and electrode layers on the transmission parameters of piezoelectric transducers. — IEEE Trans., 1969, SU-16, p. 2—10.
12. Аксенов Е. Т., Григорьев В. А., Есепкина Н. А. и др. Дифракционные модуляторы света с тонкопленочными преобразователями на сульфиде кадмия. — Квантовая электроника, 1973, № 4 (16), с. 127—129.

ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКИЕ СПЕКТРОАНАЛИЗАТОРЫ  
РАДИОСИГНАЛОВ

Оптико-акустические спектроанализаторы (ОАС) представляют большой практический интерес для решения таких задач, как обнаружение, анализ и распознавание радиоизлучений, контроль за работой радиосистем, настройка высокочастотной аппаратуры, измерение сдвигов частоты и других. Поступающий на вход ОАС электрический сигнал преобразуется в световой путем пространственно-временной модуляции пучка света, дифрагирующего на ультразвуковой волне, возбужденной в жидкостном или твердом звукопроводе. Требуемая обработка электрического сигнала достигается путем оптических и фотоэлектрических преобразований модулированного пучка света. В общем случае они осуществляются по трем координатам: одна из них — время, а две другие — поперечные координаты оптической системы. Благодаря этому ОАС обеспечивают реализацию таких алгоритмов обработки, которые практически невозможно получить с помощью электрических цепей, а также позволяют легко совместить в одном устройстве несколько десятков независимых параллельных каналов анализа, каждый из которых может иметь полосу до 100 МГц и более.

Важными достоинствами ОАС являются возможности прямого анализа сигналов на частотах, достигающих 1 ГГц и более, а также анализа в реальном времени импульсных сигналов с полосой в десятки и сотни мегагерц и базой до нескольких тысяч единиц.

Сигналы с базой порядка 1000 можно также обрабатывать цифровыми и дисперсионно-временными анализаторами, однако первый не реализуем в широкой полосе и на высоких частотах, а второй — при больших длительностях сигналов. Вместе с тем следует учитывать, что ОАС не позволяют получать разрешающую способность меньше чем единицы килогерц и обрабатывать импульсные сигналы с длительностью большей чем сотни микросекунд.

К настоящему времени предложено большое число разновидностей ОАС, поэтому назрела необходимость их систематизации и сравнения. Кроме того, отсутствует единый подход в интерпретации систем. В данной статье делается попытка отчасти восполнить этот пробел, показать потенциальные возможности ОАС и рассмотреть некоторые новые пути их реализации.

## 1. Систематизация ОАС

Ниже мы будем уделять основное внимание одноканальным ОАС, обеспечивающим последовательный съем данных о спектре в виде электрического сигнала, огибающая которого по форме

соответствует амплитудному либо энергетическому спектру, а его положение на временной оси — средней частоте анализируемого сигнала. Этот способ съема данных получил наибольшее распространение в технике, так как удобен для визуального наблюдения спектров, ввода в ЭВМ, записи на магнитной ленте и т. п. Один из классов ОАС, называемый ниже дисперсионно-пространственным, допускает и параллельный съем данных в реальном времени путем фотографирования светового распределения на выходе или преобразования его во множество электрических сигналов, соответствующих выборочным значениям спектра. Мы не будем рассматривать вопросы получения фазовых спектров сигналов, хотя ОАС позволяют это делать путем анализа фазы высокочастотного сигнала, получаемого в процессе съема данных.

Известные ОАС являются аналоговыми устройствами обработки. Поэтому полезно коротко остановиться сначала на электрических аналоговых анализаторах спектра. В них используется один из следующих методов анализа: фильтровой, дисперсионно-временной, корреляционно-временной и рециркуляционный.

Фильтровые анализаторы делятся на анализаторы последовательного и параллельного действия [1]. В первом случае требуемый выходной сигнал формируется путем использования одного узкополосного фильтра и перестройки частоты гетеродина либо перестройки самого фильтра при фиксированной частоте гетеродина. Во втором — используется набор параллельных узкополосных фильтров, перекрывающих полосу анализируемых частот. При последовательном съеме выходы фильтров коммутируются, в результате чего образуется сигнал с огибающей, соответствующей огибающей спектра. При параллельном съеме данных выходы всех фильтров передаются одновременно в устройство индикации или последующей обработки.

Дисперсионно-временной метод анализа [2] основан на применении дисперсионной линии задержки (ДЛЗ), частотная характеристика которой имеет вид  $K(\omega) = K_0 \exp i \{ a(\omega - \omega_1) + b(\omega - \omega_1)^2 \}$ , где  $\omega_1$  — минимальная частота рабочей полосы пропускания линии,  $a$  — групповое запаздывание на частоте  $\omega_1$ ,  $2b$  — величина дисперсии. Благодаря дисперсии отклик ДЛЗ на различные частотные составляющие появляется на выходе линии в различные моменты времени. Поэтому огибающая выходного сигнала передает огибающую спектра. Для приближения к идеальному анализатору линия должна обладать высокой дисперсией. Но при этом возрастает длительность отклика, а следовательно, время анализа. Для его сокращения сигнал подвергают предискажениям (с помощью перестраиваемого гетеродина вводят линейную частотную модуляцию). Эти предискажения компенсируют «искажения», возникающие в ДЛЗ. Полезно отметить, что ДЛЗ сама по себе является параллельным анализатором с постоянными параметрами и последовательным съемом данных (функции анализа и съема данных в подобных системах можно,

разумеется, разделить лишь чисто условно). При ускорении анализа в целом получаем систему с переменными параметрами.

Корреляционно-временной анализ [3], так же как и фильтровой, может быть последовательным или параллельным и основан на использовании электрических корреляторов, состоящих из перемножителей и временных интеграторов. При последовательном анализе используется один коррелятор, на который подается опорный сигнал с меняющейся частотой. При параллельном — на входы группы корреляторов подаются опорные колебания, сдвинутые по частоте. В этом случае возможен как последовательный, так и параллельный съем данных.

Рециркуляционные анализаторы [4] являются системами с когерентным накоплением. Они позволяют увеличивать разрешающую способность путем увеличения времени накопления, а следовательно, и времени анализа сигнала. Когерентное сложение выборок различных спектральных составляющих происходит в них в разные моменты времени, что обеспечивает последовательный съем данных о спектре в виде соответствующего электрического сигнала.

Корреляционно-временной метод практически почти не используется ввиду сложности реализации на высоких частотах. Кроме того, он плохо приспособлен для анализа импульсных сигналов из-за необходимости применения большого числа параллельных корреляторов. Этот недостаток свойствен и фильтровому методу анализа. Просто реализуемый последовательный фильтровой анализ не позволяет получать малое время анализа при высокой разрешающей способности. Рециркуляционные анализаторы имеют узкую полосу анализируемых частот и большое время анализа.

Ниже мы покажем, что известные ОАС реализуют следующие методы анализа: дисперсионно-пространственный, дисперсионно-временной и корреляционно-пространственный. Есть также основания полагать, что этим не исчерпываются возможности спектрального анализа сигналов с применением оптических преобразований.<sup>1</sup> Все эти методы позволяют сравнительно просто анализировать как непрерывные, так и импульсные сигналы. В их основе лежат два физических явления: дифракция света в процессе прохождения оптической системы и интерференция сигнального и опорного пучков с последующим фотодетектированием по площади или так называемое фотосмешение по площади (важно подчеркнуть, что фотосмешение при квазиточечном детектировании, которое иногда используется в ОАС при съеме данных, не может играть той основополагающей роли, которую играет фотосмешение по площади).

---

<sup>1</sup> Исследования, проводимые авторами, показывают, что возможно создание ОАС рециркуляционного типа, а также полезное сочетание различных методов анализа в одном устройстве.

Рассмотрим возможности анализа, основанные на явлении дифракции света. Пусть выходная апертура УЗМС (ультразвукового модулятора света), используемого для ввода сигналов  $u_c(t)$ , расположена в плоскости  $P_1$  при  $z=0$ . Модулированный когерентный свет, пройдя преобразующую оптическую систему (участок свободного пространства, линзу, астигматическую пару и т. п.), регистрируется в плоскости  $P_2$  при  $z=d$ . Комплексные амплитуды света  $E(x', y', t)$  и  $E_a(x, t)$  в плоскостях  $z=0$  и  $z=d$  будут связаны соотношением

$$E(x', y', t) = A \cdot f(y') e^{i\psi(x')} \int_{-p/2}^{p/2} E_a(x, t) e^{iaxx' + i\varphi(x)} dx, \quad (1)$$

где  $p$  — протяженность апертуры вдоль оси  $x$ ;  $A$ ,  $a$  — некоторые постоянные;  $f(y')$  — функция, учитывающая распределение поля вдоль оси  $y'$ , зависящая от ширины апертуры  $q$  и свойств оптической системы;  $\psi(x')$  и  $\varphi(x)$  — полиномы степени не выше второй. Преобразование (1) соответствует широко используемому для общего анализа описанию ОАС с помощью интеграла Кирхгофа в приближении Френеля. Для конкретных устройств постоянные  $A$ ,  $a$  и функции  $f(y')$ ,  $\psi(x')$  и  $\varphi(x)$  могут быть легко уточнены. В известных типах ОАС полезная компонента распределения  $E_a(x, t)$ , используемая для целей анализа, примерно пропорциональна величине  $\dot{U}_c\left(t - \frac{x}{V}\right) \exp\left(-i \frac{\omega_0}{V} x\right)$ , где  $\dot{U}_c(t)$  — комплексная амплитуда сигнала  $u_c(t)$ ,  $\omega_0$  — его средняя частота и  $V$  — скорость распространения ультразвуковых волн в звукопроводе [5]. Следовательно, при достаточной малости  $\varphi(x)$  на отрезке  $[-p/2, p/2]$  дифракция света позволяет реализовать конечное преобразование Фурье над пространственно-временным аналогом сигнала. При этом отклик системы на синусоидальные сигналы различной частоты будет появляться в различных точках плоскости  $z=d$ . Регистрируя световое распределение в плоскости  $z=d$ , можно измерить спектр сигнала  $u_c(t)$ . На этом принципе основано действие группы ОАС, представленных на рис. 1. Они отличаются только способом съема данных. Рис. 1, а, б соответствует последовательному съему данных сканированием фотоэлектрического преобразователя (ФЭП) либо просвечивающего пучка, рис. 1, в — параллельному съему данных. Для простоты на этих рисунках, а также и последующих, показаны индикаторы спектра, хотя на практике могут использоваться другие выходные устройства: обработки, записи спектров и т. п. По аналогии с дисперсионно-временными электронными анализаторами эти ОАС оправдано называть дисперсионно-пространственными. Это становится тем более ясным, если учесть, что принципиально они могут работать без линзы благодаря явлению «пространственной дисперсии». Действительно, в слу-

чае участка свободного пространства протяженностью  $d$ , вместо (1) имеем

$$\begin{aligned} \hat{E}(x', y', t) = & \frac{q}{\lambda d} e^{-ikd - i\frac{k}{2d}x'^2} \frac{\sin \frac{q\pi y'}{\lambda d}}{\frac{q\pi y'}{\lambda d}} \times \\ & \times \int_{-p/2}^{p/2} \hat{E}_a(x, t) e^{i\frac{k}{d}xx' - i\frac{k}{2d}x^2} dx, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}. \end{aligned} \quad (2)$$

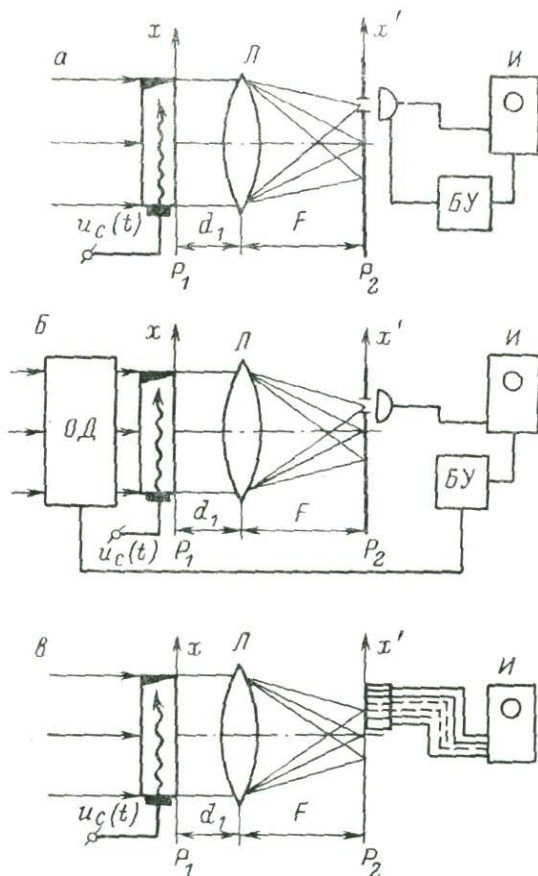


Рис. 1. ОАС дисперсионно-пространственного типа с фотодетектированием.

БУ — блок управления, И — индикатор, ОД — оптический дефлектор.

В дальнейшем для простоты постоянные множители и функция  $f(y')$ , не существенные при рассмотрении принципов анализа, будут опускаться.

При  $d > 2p^2/\lambda$  интеграл (2) с высокой точностью совпадает с конечным преобразованием Фурье. При этом, однако, плоскость  $z=d$  оказывается в зоне Фраунгофера, т. е. на большом удалении от УЗМС, а отклик растягивается по пространству. Соотношение (2) можно трактовать как свертку  $E_n(x, t)$  с импульсной функцией свободного пространства [6]. При этом соответствующая частотная характеристика  $\dot{H}(\omega_x) = H_0 \exp\left[i \frac{d}{2k} \omega_x^2\right]$  (где  $\omega_x = \frac{k}{d} x'$ ) содержит фазовую функцию, характерную для дисперсионных систем; «пространственная дисперсия» равна  $d/k$ . Как и в случае электрических систем, приближение к идеальному анализу требует увеличения дисперсии путем увеличения  $d$ . Введение линзы или объектива позволяет скорректировать искажения и работать при малых  $d$ . Одновременно сжимается отклик по пространству. Ту же роль в электронных анализаторах выполняют предсказания сигнала с помощью ЛЧМ гетеродина.

Так как обрабатываемый аналог сигнала  $\dot{U}_c\left(t - \frac{x}{V}\right)$  равноправно зависит от пространственной и временной координат, то «пространственная дисперсия» может сопровождаться и временной. Чтобы убедиться в этом, предположим, что на вход УЗМС подан синусоидальный сигнал с частотой  $\omega$ . Согласно (2), распределение поля первого дифракционного порядка в плоскости  $z=d$  задается выражением

$$E_1(x', t) = e^{-i \frac{k}{2d} x'^2} \int_{-p/2}^{p/2} e^{-i \left(\frac{\omega}{V} - \frac{k}{d} x'\right) x - i \frac{k}{2d} x^2} dx. \quad (3)$$

Отсюда следует, что при фиксированных  $\omega$ ,  $d$  и  $x'$  оно определяется в основном излучением малого участка апертуры УЗМС со средней координатой  $x_c = x' - (\omega d / V k)$ , являющейся точкой стационарности фазы подынтегрального выражения. Следовательно, «временное запаздывание» сигнала в точке наблюдения  $(x', d)$ , равное  $t_3 = x_c / V = x' / V - (\omega d / V^2 k)$ , линейно зависит от частоты  $\omega$ , т. е. имеет место дисперсия фазовой скорости. Это свойство сохраняется и при введении линзы, которая позволяет разделить порядки дифракции на небольших расстояниях  $d$  от УЗМС. Таким образом, оптико-акустическая система может работать просто как дисперсионная линия задержки в схеме дисперсионно-временного анализа. При этом фотоэлектрическое преобразование должно осуществляться в фиксированной точке  $x' = \text{const}$ . Пример такого анализатора показан на рис. 2, а. В задней фокальной плоскости линзы временная дисперсия обращается в нуль, так как поле в точке  $(x', d)$  будет определяться излучением всей апертуры УЗМС (исчезает точка стационарности фазы).

Другой вариант дисперсионно-временного анализатора, показанный на рис. 2, б, можно получить при использовании явления интерференции и детектирования по площади. Мы вернемся к нему

в конце раздела после рассмотрения возможностей анализа на основе этого явления.

Пусть интерферируют световые поля

$$e_1(x', t) = \dot{E}_1(x', t) e^{i(\nu + \Omega)t + i\beta(t)}, \quad e_2(x', t) = \dot{E}_2(x', t) e^{i\nu t}, \quad (4)$$

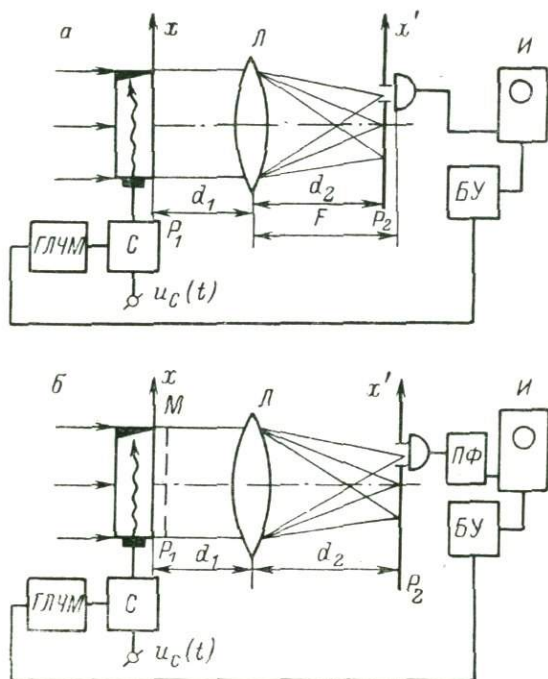


Рис. 2. ОАС дисперсионно-временного типа.

С — смеситель, ГЛЧМ — генератор ЛЧМ сигнала, ПФ — полосовой фильтр, БУ — блок управления.

отличающиеся по частоте на величину  $\Omega$ . На выходе ФЭП, постоянная времени которого меньше  $2\pi/\Omega$ , но больше  $2\pi/\nu$ , получим напряжение

$$u_{\text{вых}}(t) = \int_{-l/2}^{l/2} |\dot{E}_1(x', t) e^{i\Omega t + i\beta(t)} + \dot{E}_2(x', t)|^2 dx' = \\ = \Phi(t) + 2 \operatorname{Re} \left\{ e^{i\Omega t + i\beta(t)} \int_{-l/2}^{l/2} \dot{E}_1(x', t) \dot{E}_2^*(x', t) dx' \right\}, \quad (5)$$

где  $l$  — длина фотокатода вдоль оси  $x'$ ;  $\Phi(t)$  — медленно меняющаяся функция, определяемая суммой световых потоков полей

$\dot{e}_1(x', t)$  и  $\dot{e}_2(x', t)$ . Если  $\dot{E}_1(x', t)$  и  $\dot{E}_2(x', t)$  меняются много медленнее, чем  $\cos \Omega t$ , то с помощью фильтра можно выделить сигнал

$$u_{1\text{вых}}(t) = \text{Re} \left\{ e^{i[\Omega t + \beta(t)]} \int_{-l/2}^{l/2} \dot{E}_1(x', t) \dot{E}_2^*(x', t) dx' \right\}, \quad (6)$$

огибающая и фаза которого определяют модуль и фазу интеграла корреляции, фигурирующего в (6). Из (6) следует, что если  $\dot{E}_1(x', t)$  является пространственно-временным аналогом обрабатываемого сигнала  $u_c(t)$ , то, выбирая в качестве  $\dot{e}_2(x', t)$  плоскую опорную волну, угол падения которой  $\alpha$  зависит от времени, будем иметь

$$u_{1\text{вых}}(t) = \text{Re} \left\{ e^{i\omega_0 t} \int_{-l/2}^{l/2} \dot{U}_c \left( t + \rho \frac{x'}{V} \right) e^{i \left[ \rho \frac{\omega_0}{V} - k \sin \alpha(t) \right] x'} dx' \right\}, \quad (7)$$

где  $\rho$  — масштабный множитель, определяемый переносом «изображения сигнала» из плоскости апертуры УЗМС в плоскость регистрации  $z=d$ . Выбирая достаточно малым время сканирования опорной волны и обеспечивая малость угла  $\alpha$ , получим выходной сигнал, отображающий спектр входного сигнала  $u_c(t)$ . На рис. 3, а изображен ОАС, реализующий данный метод анализа. Учитывая близкую аналогию с электронными анализаторами корреляционно-временного типа, его оправданно назвать корреляционно-пространственным. К этому типу относятся также анализаторы, показанные на рис. 3, б, в. В этих анализаторах на поверхность фотокатода ФЭП проектируется «аналог сигнала», преобразованный в общем случае по закону

$$\dot{E}_1(x', t) = e^{i\psi_1(x')} \int_{-p/2}^{p/2} \dot{E}_{01}(x, t) e^{i\sigma_1 x x' + i\tau_1(x) x} dx, \quad (8)$$

$$\dot{E}_{01}(x, t) \approx \dot{U}_0 \left( t - \frac{x}{V} \right) e^{-i \frac{\omega_0}{V} x}.$$

Одновременно туда же падает сканирующая опорная волна, образующаяся в результате дифракции света на первом УЗМС, выполняющем роль оптико-акустического дефлектора. Эта волна проходит ту же оптическую систему, однако распределение полезной компоненты поля в плоскости  $z=d$  будет

$$\dot{E}_2(x', t) = e^{i\psi_2(x')} \int_{-p/2}^{p/2} \dot{E}_{02}(x, t) e^{i\sigma_2 x x' + i\tau_2(x) x} dx, \quad (9)$$

где  $\dot{E}_{02}(x, t)$  — распределение полезной компоненты поля в плоскости апертуры первого УЗМС.

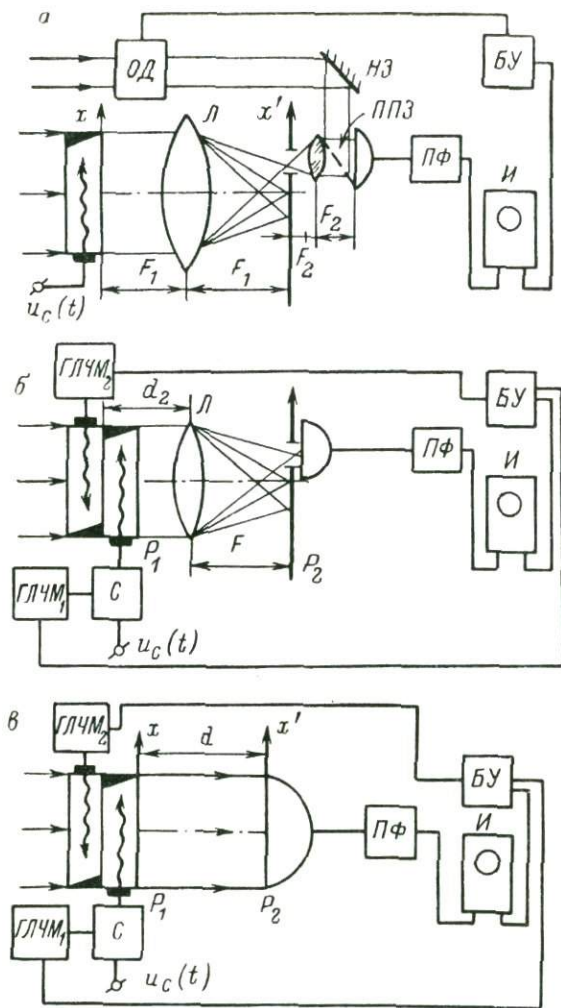


Рис. 3. ОАС корреляционно-пространственного типа.

НЗ — непрозрачное зеркало, ППЗ — полупрозрачное зеркало, ОД — оптический дефлектор, БУ — блок управления, ГЛЧМ — генератор ЛЧМ сигнала, С — смеситель.

Различие величин  $a$  и функций  $\psi(x')$  и  $\varphi(x)$  обусловлено смещением УЗМС по оси  $z$ . При соответствующем ограничении полосы обзора ОАС можно принять  $a_1 \approx a_2$ ,  $\varphi_1(x) \approx \varphi_2(x)$ ,  $\psi_1(x') \approx \psi_2(x')$ . Тогда получаем соотношение

$$\int_{-\infty}^{\infty} E_1(x', t) E_2^*(x', t) dx' = 2\pi \int_{-p/2}^{p/2} E_{01}(x, t) E_{02}^*(x, t) dx. \quad (10)$$

Следовательно, при достаточно большой протяженности фотокатода  $l$  интеграл корреляции преобразованных полей в плоскости  $z=d$  будет пропорционален интегралу корреляции полей до преобразования оптической системой, т. е. при  $z=0$ . Полезный световой пучок, соответствующий обрабатываемому сигналу, определяется функцией  $\dot{e}_{01}(x, t) = E_{01}(x, t) \exp[i(\nu + \omega_0)t]$ , где  $E_{01}(x, t) = \dot{U}_c\left(t - \frac{x}{V}\right) \exp\left[-i\frac{\omega_0}{V}x\right]$ . При подаче на первый УЗМС ЛЧМ сигнала  $u_r(t) = U_r \cos(\omega_{0r}t + \frac{\gamma}{2}t^2)$ , где  $\gamma$  — скорость изменения частоты, полезный световой пучок, выполняющий роль опорного, определится функцией

$$\dot{e}_{02}(x, t) = E_{02}(x, t) \exp\left[i(\nu - \omega_{0r})t - i\frac{\gamma}{2}t^2\right],$$

где

$$E_{02}(x, t) = \exp\left[-i\left(\frac{\omega_{0r}}{V} + \frac{\gamma}{V}t\right)x - i\frac{\gamma}{2V^2}x^2\right].$$

Учитывая (6) и (10), найдем

$$u_{1\text{ вых}}(t) = \text{Re} \left\{ e^{i\left[\left(\omega_0 + \omega_{0r}\right)t + \frac{\gamma}{2}t^2\right]} \int_{-p/2}^{p/2} \dot{U}_c\left(t - \frac{x}{V}\right) \times \right. \\ \left. \times e^{-i\left(\omega_0 - \omega_{0r} - \gamma t\right)\frac{x}{V} + i\frac{\gamma}{2V^2}x^2} dx \right\}. \quad (11)$$

Таким образом, выходной высокочастотный сигнал ФЭП будет приближенно передавать спектр сигнала  $u_c(t)$ . Для увеличения скорости анализа необходимо увеличить  $\gamma$ , но при этом возрастет искажения, обусловленные квадратичным слагаемым фазы. Скомпенсировать их можно предыскажением сигнала (рис. 3, б и в), либо установкой ЛЧМ маски после первого УЗМС. Полезно отметить, что корреляционно-пространственные ОАС являются принципиально системами с переменными параметрами, чего нельзя сказать о дисперсионных ОАС.

Соотношения (6) и (10) позволяют легко интерпретировать и анализатор, изображенный на рис. 2, б. Пусть на его вход подан синусоидальный сигнал с частотой  $\omega$ . Тогда

$$\dot{e}_{01}(x, t) = E_{01}(x, t) \exp[i(\nu + \omega)t], \quad E_{01}(x, t) = \exp\left[-i\frac{\omega}{V}x\right].$$

Тип ОАС	Определяющие физические явления	Вид съема данных	Параметр, изменяемый для последовательного съема	Способ коррекции искажений с целью ускорения анализа	Схемная реализация	Литературный источник
Дисперсионно-пространственный	Дифракция света	Последовательный	Координата апертуры ФЭП	—	Рис. 1, а	[8, 16]
			Угол падения волны на УЗМС	—	Рис. 1, б	[40]
Дисперсионно-временной	»	Параллельный	—	—	Рис. 1, в	[11]
		Последовательный	—	Предсказание сигнала, статическая или динамическая маска	Рис. 2, а	[12]
Корреляционно-пространственный	Интерференция с фотодетектированием по площади	»	Угол падения опорной волны	Предсказание сигнала	Рис. 2, б	[13]
	»			Расфокусировка сигнального пучка	Рис. 3, а	—
				Предсказание сигнала	Рис. 3, б Рис. 3, в	[14] [15]
				Статическая или динамическая ЛЧМ маска после дефлектора	—	—

Если ЛЧМ маска имеет пропускание  $T(x) = T_0 + T_1 \cos(bx - cx^2)$ , то полезный световой пучок, образующийся при дифракции на маске немодулированной части светового потока, определится функцией

$$E_{02}(x, t) = E_{02}(x) \exp(i\omega t), \quad \text{где } E_{02}(x) = \exp[-ibx + icx^2].$$

Следовательно,

$$u_{\text{вых}}(t) = \operatorname{Re} \left\{ e^{i\omega t} \int_{-p/2}^{p/2} e^{i\left(b - \frac{\omega}{V}\right)x - icx^2} dx \right\}. \quad (12)$$

Наличие точки стационарности фазы у подынтегрального выражения  $x_c = \frac{1}{2c} \left( b - \frac{\omega}{V} \right)$  означает, что отклик на выходе системы запаздывает на время  $t_3 \approx x_c/V$ , зависящее от частоты  $\omega$ . Таким образом, анализатор рис. 2, б относится к дисперсионно-временным.

Проведенное выше рассмотрение показывает, что известные типы ОАС, представляющие практический интерес, можно разделить на три вида: дисперсионно-пространственные, дисперсионно-временные и корреляционно-пространственные. Классификация их представлена в таблице.

В связи с тем что дисперсионно-временные ОАС принципиально ничем не отличаются от соответствующих электронных анализаторов, подробно исследованных в [2], мы не будем в дальнейшем их рассматривать.

## 2. Дисперсионно-пространственные ОАС

Анализ схем анализаторов этого типа позволяет выяснить наиболее важные их характеристики: разрешающую способность и время анализа.

Если на вход спектроанализатора поступает синусоидальный сигнал  $u(t) = \cos \omega t$ , то поле в плоскости  $P_2$  в области первого дифракционного порядка определяется из формулы (1) с учетом действия линзы выражением

$$E(x', t) = e^{i(\omega + \omega_0)t} \frac{\sin \left[ \frac{p}{2} \left( \frac{\omega}{V} - \frac{k}{F} x' \right) \right]}{\frac{p}{2} \left( \frac{\omega}{V} - \frac{k}{F} x' \right)}. \quad (13)$$

Если размер щели ФЭП  $h \rightarrow 0$ , а затухание ультразвуковых волн в звукопроводе УЗМС пренебрежимо мало [7], то электрический сигнал на выходе будет равен

$$u_{\text{вых}}(x') = \frac{\sin^2 \left[ \frac{p}{2} \left( \frac{\omega}{V} - \frac{k}{F} x' \right) \right]}{\left[ \frac{p}{2} \left( \frac{\omega}{V} - \frac{k}{F} x' \right) \right]^2}. \quad (14)$$

Отсюда следует, что разрешающая способность анализатора, определяемая по уровню 0.5, зависит от акустической длины апертуры УЗМС, равной  $T=p/V$ , и связана с ней соотношением  $\Delta f_p \approx 1/T$ . Дополнительное ухудшение разрешающей способности вызывается конечными размерами щели ФЭП. Учитывая это, получим

$$\Delta f_p \approx \frac{1}{T} + \frac{hV}{\lambda F}.$$

Для увеличения разрешающей способности следует уменьшать величину отношения  $h/F$ ; при этом, однако, будет ухудшаться динамический диапазон спектроанализатора при условии ограничения мощности источника света.

Время анализа для анализаторов данного типа  $T_a$  складывается из времени формирования пространственного спектра исследуемого сигнала, равного  $T$ , и времени преобразования его в электрический сигнал путем сканирования точечного ФЭП (рис. 1, а) или светового пучка (рис. 1, б)  $T_c$ , т. е.  $T_a = T + T_c$ .

Для повышения быстродействия необходимо уменьшать время съема данных, т. е. увеличивать скорость сканирования. Однако ОАС с фотодетектированием не позволяют реализовать высокие скорости сканирования из-за наличия на выходе ФЭП мешающих сигналов (помех), образующихся в результате нелинейного характера преобразования световой энергии в электрическую. Действительно, пусть на вход ОАС одновременно поступают два равных по амплитуде синусоидальных сигнала с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , такими что  $\omega_2 - \omega_1 = 2\pi\Delta f_p$ . Тогда напряжение на выходе ФЭП, расположенного в точке  $x'$ , будет описываться выражением

$$u_{\text{вых}}(x', t) = \frac{\sin^2 \left[ \frac{p}{2} \left( \frac{\omega_1}{V} - \frac{k}{F} x' \right) \right]}{\left[ \frac{p}{2} \left( \frac{\omega_1}{V} - \frac{k}{F} x' \right) \right]^2} + \frac{\sin^2 \left[ \frac{p}{2} \left( \frac{\omega_2}{V} - \frac{k}{F} x' \right) \right]}{\left[ \frac{p}{2} \left( \frac{\omega_2}{V} - \frac{k}{F} x' \right) \right]^2} + 2 \frac{\sin \left[ \frac{p}{2} \left( \frac{\omega_1}{V} - \frac{k}{F} x' \right) \right]}{\frac{p}{2} \left( \frac{\omega_1}{V} - \frac{k}{F} x' \right)} \cdot \frac{\sin \left[ \frac{p}{2} \left( \frac{\omega_2}{V} - \frac{k}{F} x' \right) \right]}{\frac{p}{2} \left( \frac{\omega_2}{V} - \frac{k}{F} x' \right)} \cos \Delta\omega_p t. \quad (15)$$

Отсюда видно, что наряду с полезными компонентами появляется помеха, описываемая последним слагаемым. На рис. 4, а изображены зависимости суммы полезных составляющих (сплошная линия) и огибающей помехи (пунктир) от пространственной координаты  $x'$ , которая при съеме информации преобразуется во временную координату.

Длительность выходного видеосигнала определяется скоростью сканирования  $V_{\text{ск}}$ , равной скорости относительного движения ФЭП и светового распределения. Верхняя частота его спектра  $\omega_v$  связана с  $V_{\text{ск}}$  соотношением  $\omega_v = \frac{kp}{F} V_{\text{ск}}$ . Для устранения влия-

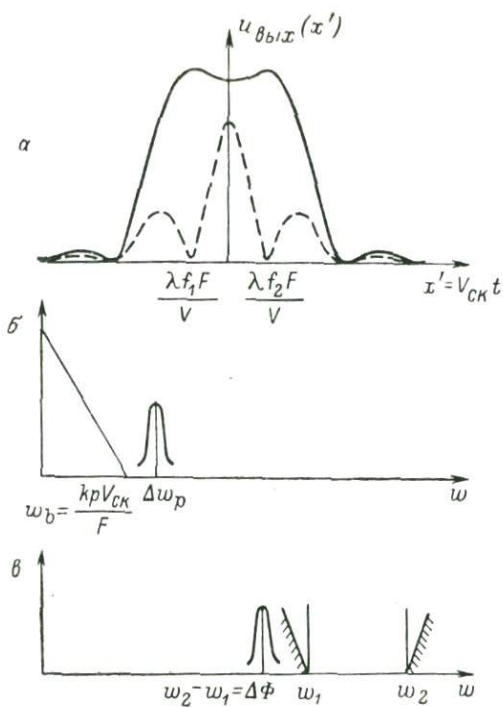


Рис. 4. Временное (а) и частотное (б, в) представления сигналов на выходе ФЭП.

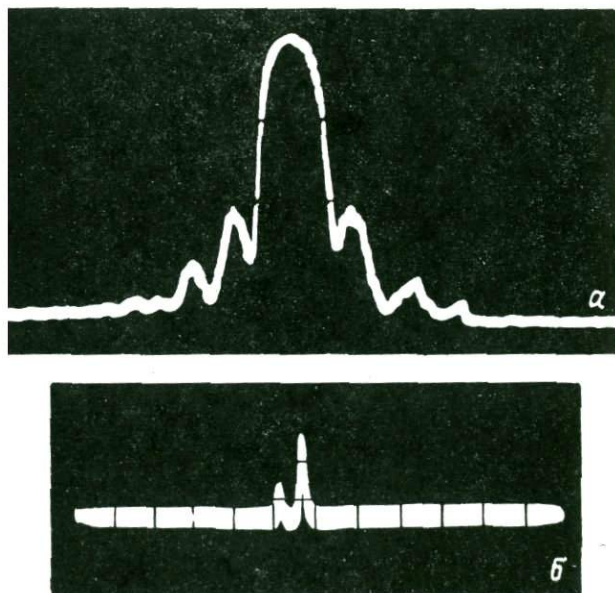


Рис. 5. Выходной сигнал анализатора при подаче на его вход одного (а) и двух (б) синусоидальных сигналов.

ния помехи на видеосигнал необходимо выполнить условие  $\omega_v < < \Delta\omega_p \left( V_{\text{ск}} < \frac{F\lambda\Delta f_p}{p} \right)$ , которое дает возможность выделить полезный сигнал с помощью фильтра нижних частот (рис. 4, б). Полученное ограничение скорости сканирования, естественно, приводит к ограничению времени съема информации, а значит, и времени анализа исследуемых сигналов. Для анализа в полосе  $\Delta\Phi$ , соответствующей в плоскости регистрации интервалу  $\Delta x' = = F\lambda\Delta\Phi/V$ , время съема  $T_c = \Delta x'/V_{\text{ск}}$  будет удовлетворять неравенству

$$T_c > \frac{\Delta\Phi}{\Delta f_p} \cdot \frac{p}{V} = \frac{\Delta\Phi}{\Delta f_p^2}. \quad (16)$$

Формула (16) получена в предположении, что  $h/F \rightarrow 0$ .

Практически  $\Delta\Phi \gg \Delta f_p$ , поэтому  $T_c \gg p/V$  и, следовательно, время анализа  $T_a$  в основном определяется временем съема информации и  $T_a > \Delta\Phi/\Delta f_p^2$ . Аналогичное ограничение свойственно электронным анализаторам последовательного действия [1].

Предыдущий анализ касался ОАС, в которых используется процесс фотодетектирования для преобразования света в электрический сигнал. Нетрудно, однако, перейти от них и к схемам с фотосмещением. Для этого необходимо на ФЭП направить опорную волну  $\dot{e}_{\text{оп}} = E_{\text{оп}} e^{i\nu t}$ , когерентную и коллинеарную с сигнальной, и включить после него полосовой фильтр. Для таких ОАС причины, указанные выше, не накладывают ограничений на время анализа. В этом случае напряжение на выходе неподвижного ФЭП будет

$$u_{\text{вых}}(x', t) = \Phi(x') + \frac{\sin\left[\frac{p}{2}\left(\frac{\omega_1}{V} - \frac{k}{F}x'\right)\right]}{\frac{p}{2}\left(\frac{\omega_1}{V} - \frac{k}{F}x'\right)} \cos \omega_1 t + \frac{\sin\left[\frac{p}{2}\left(\frac{\omega_2}{V} - \frac{k}{F}x'\right)\right]}{\frac{p}{2}\left(\frac{\omega_2}{V} - \frac{k}{F}x'\right)} \times \\ \times \cos \omega_2 t + \frac{\sin\left[\frac{p}{2}\left(\frac{\omega_1}{V} - \frac{k}{F}x'\right)\right]}{\frac{p}{2}\left(\frac{\omega_1}{V} - \frac{k}{F}x'\right)} \cdot \frac{\sin\left[\frac{p}{2}\left(\frac{\omega_2}{V} - \frac{k}{F}x'\right)\right]}{\frac{p}{2}\left(\frac{\omega_2}{V} - \frac{k}{F}x'\right)} \cos(\omega_2 - \omega_1)t, \quad (17)$$

где  $\Phi(x')$  — постоянная составляющая выходного напряжения.

При сканировании первое слагаемое представляет видеосигнал; второе и третье — полезные высокочастотные сигналы; четвертое — мешающий сигнал на разностной частоте, максимальное значение которой  $(\omega_2 - \omega_1)_M = 2\pi\Delta\Phi$ . Выделение полезных составляющих с помощью полосового фильтра (рис. 4, в) возможно при условии, что центральная частота УЗМС  $f_0 > 1.5\Delta\Phi$ . При выполнении этого условия время анализа может быть значительно уменьшено по сравнению с ОАС с фотодетектированием.

Для проверки возможности реализации ОАС со сканированием светового пучка (рис. 1, б) был проведен эксперимент. На рис. 5, а показан выходной сигнал, полученный при подаче на вход анали-

затора синусоидального сигнала частотой 18 Мгц. Сужение динамического диапазона выходного сигнала обеспечивалось усилителем с амплитудной характеристикой, близкой к логарифмической. Рис. 5, б иллюстрирует случай анализа двух непрерывных сигналов с частотным разносом 800 кгц. В данном случае сигналы непосредственно с выхода фотоприемника подавались на индикатор. Использовался режим фотодетектирования.

### 3. Пространственно-корреляционные ОАС

В рассматриваемом типе анализаторов разрешающая способность равна  $\Delta f_p \approx 1/T$ , что выше, чем в ОАС дисперсионно-пространственного типа. Это объясняется тем, что в данном случае отсутствует щелевая диафрагма, усредняющая световые потоки на интервале  $h$ .

Время анализа в подобных системах может быть близким к предельному, равному акустической длине апертуры УЗМС, так как в этих устройствах, так же как и в анализаторах дисперсионно-пространственного типа с фотосмещением, на выходе формируются высокочастотные сигналы. Сказанное справедливо, когда опорная волна остается плоской независимо от скорости сканирования, что, например, возможно получить в схеме рис. 3, а, если используется электрооптический дефлектор. При использовании же акустооптического дефлектора (рис. 3, б и в) фронт волны искажается и тем сильнее, чем выше скорость сканирования. Эти искажения связаны с набегом частоты ультразвуковой волны вдоль апертуры дефлектора. Фазовый фронт опорной волны становится близким к сферическому (квадратичные искажения), и выходные сигналы ОАС начинают искажаться. Компенсировать эти искажения можно предыскажением анализируемого сигнала либо введением после дефлектора ЛЧМ маски, которая может быть динамической или статической.

Выясним возможные скорости анализа в ОАС корреляционно-пространственного типа в предположении, что обеспечивается компенсация искажений. Если необходимая полоса обзора составляет величину  $\Delta\Phi$ , то соответствующий угол сканирования светового пучка, который должен обеспечивать оптический дефлектор, равен  $\alpha = \lambda\Delta\Phi/V$ , что в свою очередь требует изменения девиации частоты сигнала, управляющего дефлектором, на величину  $\Delta F_{\text{упр}} = \Delta f + \Delta\Phi$ . Можно показать, что, если оптический дефлектор и сигнальный УЗМС выполнены из одного материала, то  $T_c/T = \Delta\Phi/\Delta f$  и, следовательно,

$$\Delta\Phi = \frac{\Delta F_{\text{упр}}}{1 + (T_a \Delta f_p - 1)/\Delta f_p^2}. \quad (18)$$

График зависимости (18) для различных значений  $\Delta F_{\text{упр}}$ , представленный на рис. 6, построен в предположении, что разрешающая

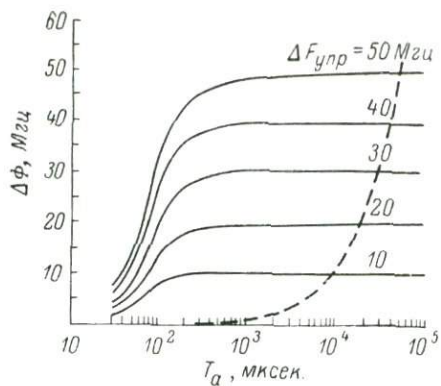


Рис. 6. Зависимость полосы обзора  $\Delta\Phi$  от времени анализа  $T_a$ .

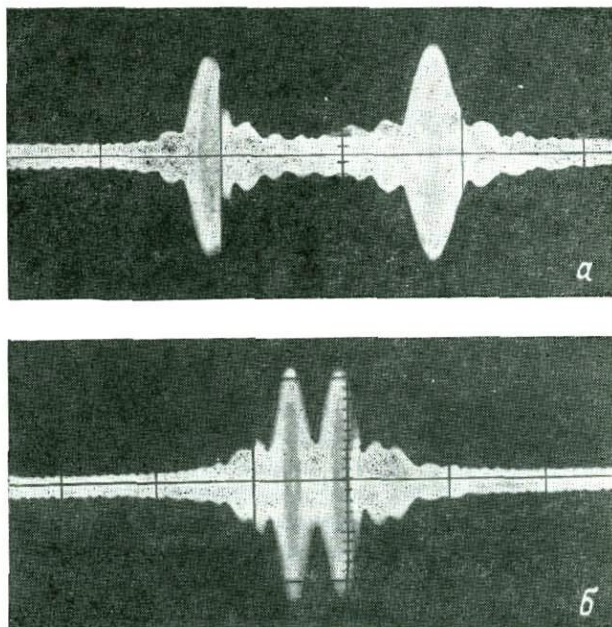


Рис. 7. Выходные сигналы ОАС при подаче на вход синусоидальных сигналов с разностью по частоте 250 кГц (а) и 50 кГц (б).

способность анализатора  $\Delta f_p = 30$  кГц. Здесь же для сравнения пунктирной линией приведена аналогичная зависимость для электронного анализатора последовательного действия, имеющего сравнимые полосу анализа и разрешение. Сравнение результатов показывает, что корреляционно-пространственные анализаторы обеспечивают скорость анализа в несколько сотен раз большую, чем последовательные электронные анализаторы.

В практических случаях существует некоторое расстояние  $\Delta$  между УЗМС, которое приводит к появлению квадратичного фазового набега между фронтами опорной и сигнальной волн и ограничению полосы анализа  $\Delta\Phi$ . Компенсация этого набега может быть обеспечена лишь на некоторой частоте  $f_0$ ; в полосе частот это вызывает искажения выходных сигналов. Рассмотрим, как величина  $\Delta$  связана с  $\Delta\Phi$  на примере схемы, приведенной на рис. 3, б. В данном случае  $\psi(x') = \frac{k\Delta}{2F^2} x'^2$ . Для выполнения операции (10) необходимо, чтобы  $\psi(x'_0) = n \frac{\pi}{2}$ . Это условие выполняется на частоте  $f_0$  при

$$\Delta = n \frac{V^2}{2\lambda f_0^2}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (19)$$

На краю полосы обзора

$$\psi = \frac{\pi\Delta\lambda}{V} \left( f_0 + \frac{\Delta\Phi}{2} \right).$$

В предположении, что квадратичная фазовая ошибка на краях полосы не должна превышать  $\pi/8$  [9] и учитывая (19), получим

$$\Delta\Phi < \frac{V}{\sqrt{2\lambda\Delta}}. \quad (20)$$

Отсюда следует, что для реальных устройств с  $\Delta = (0.5 \div 1)$  см полоса обзора составляет величину порядка  $30 \div 50$  МГц (при скорости  $V = 3500$  м/сек.).

Для иллюстрации на рис. 7 показаны выходные сигналы, полученные с помощью макета корреляционно-пространственного анализатора.

#### Заключение

Известные типы ОАС интерпретируются, исходя из двух физических явлений: дифракции световых пучков и интерференции с последующим фотодетектированием по площади. По аналогии с электронными оптические анализаторы целесообразно классифицировать на дисперсионно-пространственные, дисперсионно-временные и корреляционно-пространственные. Существенно, что все типы ОАС пригодны для анализа как непрерывных, так и импульсных сигналов. При длительности импульсов  $\tau < T$  они фор-

мируют их полный спектр. Важным достоинством дисперсионно-пространственных ОАС с фотосмещением и корреляционно-пространственных является возможность достижения такого же времени анализа как у электронных анализаторов параллельного действия при более простой реализации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мартынов В. А., Селихов Ю. И. Панорамные приемники и анализаторы спектра. М., «Советское радио», 1964.
2. Тверской В. И. Дисперсионно-временные методы измерений спектров радиосигналов. М., «Советское радио», 1974.
3. Харкевич А. А. Линейные и нелинейные системы. — Избранные труды, 2. М., «Наука», 1973.
4. Золотарев И. Д., Брюханов Ю. А. Автоматические анализаторы спектра рециркуляционного типа. М., «Энергия», 1973.
5. Кондратенков Г. С. Обработка информации когерентными оптическими системами. М., «Советское радио», 1972.
6. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. М., «Мир», 1970.
7. Сергеенко Т. Н., Яковлев В. И. Спектры радиосигналов в акустооптической системе при наличии затуханий. — ТУИС, 1972, № 60, с. 25—31.
8. Lambert L. V. Wide-band, instantaneous spectrum analyzers, employing delay-line light modulators. — IRE Int. Conv. Rec., 1962, 10, N 6, p. 69—78.
9. Meltz G., Maloney W. T. Optical correlation of Fresnel Images. — Appl. Opt., 1968, 7, N 10, p. 2091—2094.
10. Крупицкий Э. И., Лобач В. С., Сергеенко Т. Н. и др. Быстродействующий акустооптический спектроанализатор кратковременных радиопульсов. — ПТЭ, 1975, № 2, с. 456—457.
11. Паркс Д. Акустооптический приемник-спектроанализатор дециметрового диапазона. — Зарубежная радиоэлектроника, 1970, № 12, с. 14—39.
12. Кулаков С. В., Разживин Б. П., Тигин Д. В. и др. Дисперсионный анализатор спектра импульсных сигналов на основе оптико-акустического фильтра сжатия ЛЧМ радиопульсов. — В кн.: Проблемы голографии, 1973, вып. 2, с. 51—55.
13. Felstead E. V. A simple real-time incoherent optical correlator. — IEEE Trans. Aerospace and Electronic Systems, 1967, 3, N 6, p. 907—914.
14. Кулаков С. В., Разживин Б. П., Соколов С. Д. и др. Оптико-акустический корреляционный анализатор спектра. Авт. свид. № 337730. — Бюлл. изобр., 1972, № 15.
15. Мэзон У. Физическая акустика. Т. 7. М., «Мир», 1974, с. 429.
16. Есенина Н. А. и др. Твердотельные ультразвуковые модуляторы света со звукопроводами из тяжелых флинтов. — Труды ЛПИ. Квантовая электроника, 1975, № 344.

## АКУСТООПТИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ВРЕМЕННОГО МАСШТАБА РАДИОСИГНАЛОВ

### Введение

В радиоэлектронных устройствах и системах электрические сигналы, являющиеся носителями информации, подвергаются различным линейным и нелинейным преобразованиям. Одним из часто встречающихся линейных преобразований является преобразование временного масштаба.

Устройства, выполняющие изменение временного масштаба (сжатие или растяжение), называют преобразователями временного масштаба (ПВМ), или временными трансформаторами. Они находят широкое применение при исследованиях быстропротекающих неэлектрических процессов, наблюдении сверхвысокочастотных или инфранизкочастотных сигналов, спектральном и корреляционном анализе этих сигналов, для согласования скорости передачи информации с параметрами устройств передачи и приема и т. п.

К преобразователям временного масштаба можно отнести также устройство формирования обратной шкалы времени, т. е. устройство, выходящий сигнал которого соответствует зеркальному изображению во времени электрического сигнала, поданного на его вход.

Подробный анализ современного состояния техники преобразования временных масштабов электрических сигналов, принципы построения ПВМ и некоторые теоретические аспекты проблемы можно найти в [1, 2]. В работах [3, 4] описываются ПВМ, которые выполнены на основе дисперсионных четырехполюсников, таких, например, как дисперсионные ультразвуковые линии задержки. По существу, только эти устройства могут быть применены в диапазоне промежуточных радиочастот, однако они, по-видимому, не позволяют обрабатывать радиосигналы с большой величиной произведения ширины спектра на их длительность.

Оптические вычислительные устройства могут в значительной степени устранить пробелы, имеющиеся в данной области. Однако при их применении возникает проблема повышения быстродействия устройств ввода и вывода обрабатываемых сигналов. Применение ультразвуковых модуляторов света (фотоупругих и дифракционных) позволяет получить высокие технические параметры.

### 1. Функциональные схемы акустооптических ПВМ

Акустооптические ПВМ могут быть выполнены на основе лазерно-акустических линий задержки, а также на основе акустооптических корреляторов. Последние, несмотря на большую

сложность, обладают более высокими техническими параметрами, и поэтому имеет смысл рассмотреть принципы их построения.

В работе [5] впервые предложено широкополосное акустооптическое устройство формирования зеркального изображения сигнала во времени, в котором считывающий дельта-импульс (опорный сигнал) и наложенное на него изображение обрабатываемого сигнала смещаются в одном направлении, но с различной скоростью.

При считывании обрабатываемого сигнала с помощью дельта-импульса уровень выходного сигнала устройства весьма низок, что объясняется малым уровнем светового потока, попадающего на фотодетектор с участка апертуры модулятора света, занятого ультразвуковым волновым пакетом, соответствующим опорному сигналу.

Повышение уровня выходного сигнала устройства достигается применением широкополосного опорного сигнала, например сигнала с линейной частотной модуляцией [6].

Акустооптический коррелятор с известным опорным сигналом при определенных условиях может рассматриваться как параметрический четырехполюсник, для анализа которого целесообразно использовать теорию линейных систем с переменными параметрами. Так, в работе [7] рассмотрены некоторые вопросы теории акустооптического коррелятора с увеличенным изображением опорного сигнала, на основе которого может быть создан ПВМ, выполняющий сжатие временного масштаба. Функциональная схема устройства приведена на рис. 1. В таком устройстве осуществляется переход к новому масштабу времени

$$\xi_1 = (N + 1)t - NT_{\text{вх}},$$

где  $N$  — коэффициент увеличения оптической системы объективов  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$ ,  $T_{\text{вх}}$  — длительность сигнала  $S_{\text{вх}}(t)$  на входе параметрического четырехполюсника на основе акустооптического коррелятора.

При этом опорный сигнал должен быть задержан на время

$$T_a = \frac{NT_{\text{вх}} - T_{\text{оп}}}{N - 1},$$

где  $T_{\text{оп}}$  — длительность опорного сигнала  $S_{\text{оп}}(t)$ , формируемого генератором опорного сигнала.

Как нетрудно заметить, минимально допустимый размер апертуры вторичного ультразвукового модулятора света в направлении распространения ультразвуковых волн составляет

$$L_2 = \frac{N}{N + 1} V_{\text{вв}} (T_{\text{вх}} + T_{\text{оп}}),$$

где  $V_{\text{вв}}$  — скорость распространения ультразвуковых волн в материале модулятора.

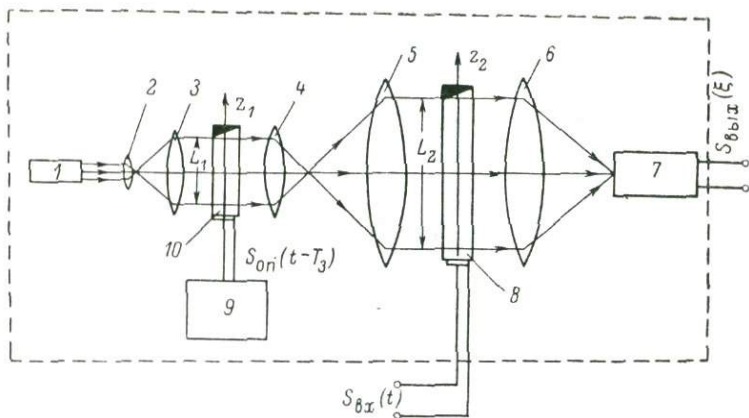


Рис. 1. Функциональная схема параметрического четырехполюсника на основе акустооптического коррелятора с увеличенным изображением опорного сигнала.

1 — источник когерентного света, 2 — конденсор, 3 — коллиматор, 4 — объектив  $\Pi_1$ , 5 — объектив  $\Pi_2$ , 6 — объектив  $\Pi_3$ , 7 — фотодетектор, 8 — вторичный УМС, 9 — генератор опорного сигнала, 10 — первичный УМС.

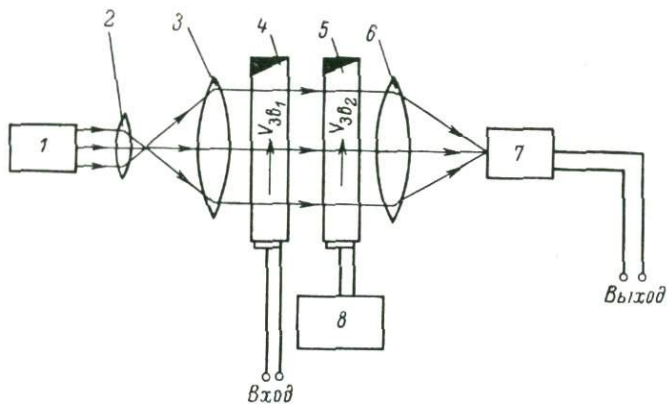


Рис. 2. Функциональная схема параметрического четырехполюсника на основе акустооптического коррелятора с различными скоростями распространения ультразвуковых волн в УМС.

1 — источник когерентного света, 2 — конденсор, 3 — коллиматор, 4 — первичный УМС, 5 — вторичный УМС, 6 — объектив, 7 — фотодетектор, 8 — генератор опорного сигнала.

Если изменить на обратное направление распространения ультразвуковых волн в одном из модуляторов (развернуть его на  $180^\circ$ ), то параметрический четырехполюсник может быть применен для построения устройства формирования обратной шкалы времени. В таком устройстве осуществляется переход к новому масштабу времени

$$\xi_2 = (N - 1)(t - T_{\text{вх}}),$$

а

$$L_2 = \frac{N}{N - 1} V_{\text{вв}}(T_{\text{вх}} + T_{\text{оп}}).$$

Интересно отметить, что при  $N=2$  выходной сигнал в нем формируется в реальном масштабе времени.

Существует множество вариантов схем параметрических четырехполюсников на основе акустооптических корреляторов, которые могут быть применены для построения ПВМ. В частности, значительный практический интерес представляет параметрический четырехполюсник, функциональная схема которого приведена на рис. 2.

Отличительными особенностями этого устройства являются простота оптической схемы и применение ультразвуковых модуляторов света, изготовленных из материалов с различными скоростями распространения ультразвуковых волн.

При этом, если скорость распространения ультразвуковых волн в модуляторе, на вход которого подается опорный сигнал, больше скорости распространения ультразвуковых волн в другом модуляторе, то имеет место формирование обратной шкалы времени с растяжением временного масштаба. Простое растяжение временного масштаба можно получить, если подать опорный сигнал на вход модулятора с меньшей скоростью распространения ультразвуковых волн. В случае изменения на обратное направление распространения ультразвуковых волн в одном из модуляторов света устройство может быть использовано для сжатия временного масштаба.

При равенстве скоростей распространения ультразвуковых волн в модуляторах света устройство по своим параметрам эквивалентно устройству, функциональная схема которого изображена на рис. 1 (при  $N=1$ ).

Как уже упоминалось выше, увеличение уровня выходного сигнала достигается применением широкополосного опорного сигнала конечной длительности.

Выбор параметров опорного сигнала в подобных устройствах необходимо производить так, чтобы пространственные характеристики ультразвукового волнового пакета (или его изображения), соответствующего опорному сигналу, были сравнимы с пространственными характеристиками ультразвукового пакета (или его изображения), соответствующего входному сигналу.

Так, например, при  $N=2$  (рис. 1) несущая частота опорного сигнала должна быть в два раза выше несущей частоты входного сигнала, а спектр опорного сигнала по крайней мере в два раза шире спектра обрабатываемого сигнала.

На выходе параметрического четырехполюсника на основе акустооптического коррелятора формируется в новом масштабе времени электрический сигнал, соответствующий взаимокорреляционной функции входного и опорного сигналов. Следовательно, при построении ПВМ такой параметрический четырехполюсник должен быть дополнен некоторым линейным электрическим фильтром с постоянными или переменными параметрами, включаемым либо на входе, либо на выходе четырехполюсника с таким расчетом, чтобы выходной сигнал этой совокупности достаточно точно воспроизводил бы в новом масштабе времени входной сигнал.

Нетрудно показать, что если применить сложный опорный сигнал, то в качестве дополнительного электрического фильтра можно использовать согласованный фильтр [8], изменив его амплитудно-частотную характеристику в соответствии с соотношением

$$K(\omega) = \frac{B}{S_{\text{оп}}(\omega)},$$

где  $K(\omega)$  — амплитудно-частотная характеристика дополнительного электрического фильтра,  $S_{\text{оп}}(\omega)$  — амплитудный спектр опорного сигнала,  $B$  — некоторый размерный коэффициент.

Выбирая параметры дополнительного электрического фильтра, необходимо также учитывать изменение временного масштаба, происходящее в параметрическом четырехполюснике.

При применении в качестве опорного сигнала радиопульсов с линейной частотной модуляцией с большой величиной произведения длительности на девиацию частоты практически не требуется коррекции амплитудно-частотной характеристики дополнительного электрического фильтра вследствие того, что амплитудный спектр такого сигнала, а следовательно, и амплитудно-частотная характеристика согласованного с таким сигналом фильтра имеют почти прямоугольные огибающие. Это обстоятельство подтверждает целесообразность применения в качестве опорных сигналов радиопульсов с линейной частотной модуляцией, а в качестве дополнительных электрических фильтров — дисперсионных четырехполюсников.

## 2. Макеты акустооптических ПВМ

Для проверки возможности построения ПВМ на основе акустооптических корреляторов были изготовлены макеты устройств.

Устройство сжатия временного масштаба («временной компрессор») выполнено в виде совокупности параметрического четырехполюсника на основе простейшего акустооптического коррелятора

(ковволвера) с опорным сигналом с линейной частотной модуляцией и дисперсионного четырехполюсника (ультразвуковой дисперсионной линии задержки).

В акустооптическом коволвере, собранном по автоколлимационной схеме на фотообъективе МГО-1000, в качестве источника света использована ртутная лампа ДРШ-250.

Ультразвуковые модуляторы света (УМС) — стеклянные кюветы с дистиллированной водой, в которых ультразвуковые волны возбуждались электроакустическими преобразователями из пьезокерамики типа ЦТС-21. Для создания режима бегущих волн применялся акустический поглотитель (пористая резина). Полоса пропускания УМС составляла 2 Мгц при средней частоте 10 Мгц. В качестве фотодетектора использован фотоэлектронный умножитель типа ФЭУ-15В с полосовым электрическим фильтром в качестве нагрузки. Опорный сигнал — радиоимпульс с линейной частотной модуляцией — имел следующие параметры: средняя частота — 10 Мгц, девиация частоты — 2 Мгц, длительность — 10 мксек., закон изменения частоты в импульсе — «падающий». Дополнительный дисперсионный четырехполюсник включен на входе ПВМ. Его импульсная реакция — радиоимпульс с линейной частотной модуляцией — имела те же параметры, что и опорный сигнал, однако закон изменения частоты в импульсе — «растущий». На вход временного компрессора подавался прямоугольный радиоимпульс длительностью 10 мксек. с частотой заполнения 10 Мгц (рис. 3, а). Выходной сигнал устройства (рис. 3, б) имеет почти прямоугольную огибающую. Его длительность — 5 мксек. при частоте заполнения 20 Мгц.

Устройство растяжения временного масштаба (временной экспандер) выполнено на основе параметрического четырехполюсника, функциональная схема которого приведена на рис. 2. Все оптические элементы устройства размещены на оптической скамье ОСК-2. В качестве источника света использован гелий-неоновый лазер ЛГ-36.

Один из ультразвуковых модуляторов света изготовлен из стекла марки СТФ-3 со скоростью продольных ультразвуковых волн в нем —  $3.5 \cdot 10^6$  мм/сек. Другой УМС изготовлен из стекла марки БФ-28 (скорость продольных ультразвуковых волн в нем —  $4.35 \cdot 10^6$  мм/сек.). Ультразвуковые волны в модуляторах возбуждались электрическими преобразователями из  $\text{LiNbO}_3$ . Средние частоты полос пропускания обоих УМС равнялись 50 Мгц при ширине полос пропускания около 12 Мгц. В качестве опорного сигнала использовался прямоугольный радиоимпульс длительностью 0.5 мксек. с частотой заполнения 47.5 Мгц. Этот сигнал подавался на УМС из СТФ-3. Сигнал, временной масштаб которого необходимо растянуть, подавался на УМС из БФ-28. Для иллюстрации работы устройства в качестве обрабатываемого сигнала использовался экспоненциальный радиоимпульс с частотой заполнения 59 Мгц (рис. 4, а). Временной экспандер позволял рас-

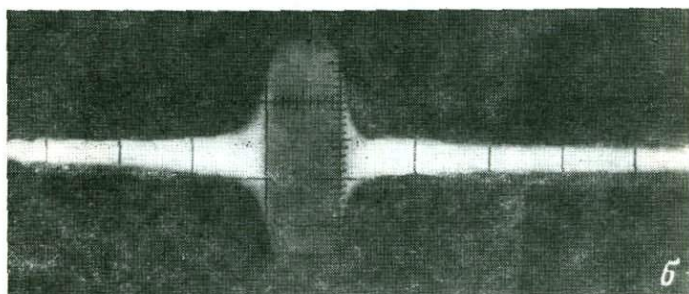
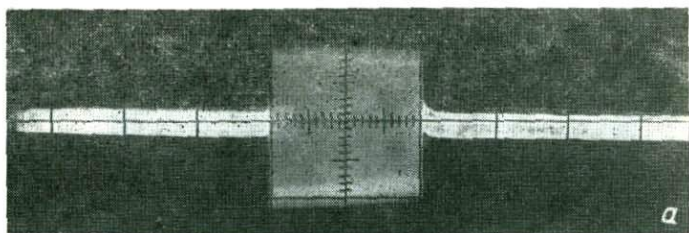


Рис. 3. Осциллограммы, иллюстрирующие работу временного компрессора.

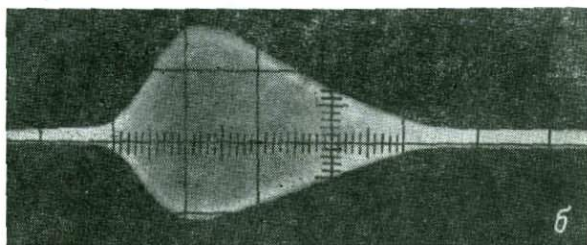
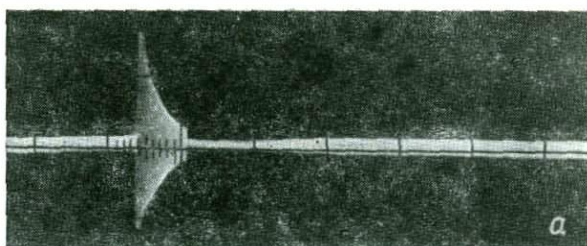


Рис. 4. Осциллограммы, иллюстрирующие работу временного экспандера.

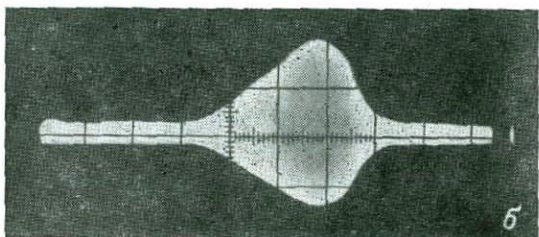
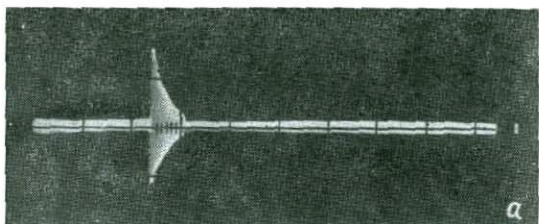


Рис. 5. Осциллограммы, иллюстрирующие работу устройства формирования обратной временной шкалы с растяжением временного масштаба.

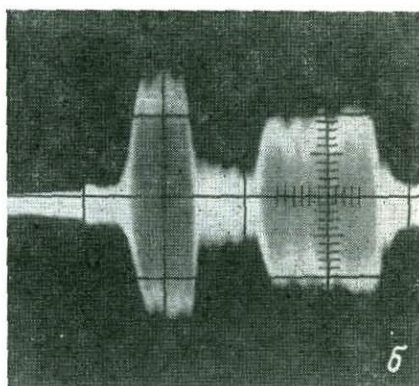
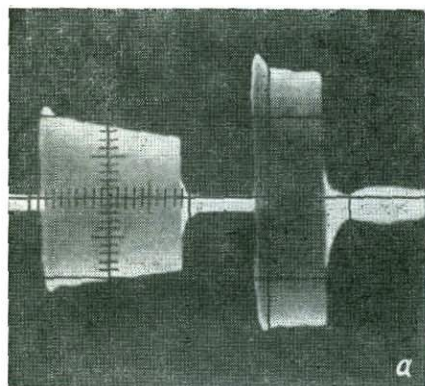


Рис. 6. Осциллограммы, иллюстрирующие работу устройства формирования в реальном времени обратной временной шкалы.

тягивать временной масштаб примерно в пять раз. Осциллограмма выходного сигнала устройства приведена на рис. 4, б.

Временной экспандер, описанный выше, использован для формирования зеркального изображения сигнала во времени с одновременным растяжением временного масштаба примерно в 4 раза. При этом опорный сигнал подавался на УМС из стекла марки БФ-28, в котором скорость распространения ультразвуковых волн выше. Входной сигнал — экспоненциальный импульс длительностью 2.5 мксек. и частотой заполнения 47.5 Мгц (рис. 5, а) — подавался на УМС, изготовленный из стекла марки СТФ-3. В качестве опорного сигнала использовался прямоугольный радиопульс длительностью 1 мксек. с частотой заполнения 59 Мгц. На рис. 5, б приведена осциллограмма сигнала на выходе устройства.

Для формирования зеркального изображения электрических сигналов в реальном времени разработан макет ПВМ на основе акустооптического коррелятора с увеличенным в два раза изображением опорного сигнала с линейной частотной модуляцией. В качестве дополнительного электрического фильтра в устройстве использована ультразвуковая дисперсионная линия задержки на поверхностных волнах. Ультразвуковые модуляторы света изготовлены из оптического стекла марки СТФ-3 с электроакустическими преобразователями из  $\text{LiNbO}_3$ . Источник света — лазер ЛГ-36.

ПВМ позволяет обрабатывать сигналы длительностью до 20 мксек. на несущих частотах 12 Мгц при ширине спектра до 2 Мгц.

Работа устройства иллюстрируется осциллограммами, приведенными на рис. 6. Входной сигнал (рис. 6, а) — последовательность, состоящая из двух импульсов различной длительности (10 и 5 мксек.) различной амплитуды. Выходной сигнал (рис. 6, б) достаточно хорошо соответствует зеркальному изображению во времени входного сигнала.

### Заключение

Выполненные исследования показали возможность построения ПВМ на основе акустооптических корреляторов. Разработка высокоэффективных ультразвуковых модуляторов света, которая в настоящее время проводится как у нас в стране, так и за рубежом, позволяет надеяться на создание в ближайшем будущем ПВМ различного назначения с высокими техническими параметрами.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность С. П. Фадееву и Д. В. Тигину за помощь в проведении эксперимента.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Черинидер В. М., Кадук Б. Г. Преобразователи временного масштаба. М., «Советское радио», 1972.
2. Найденов А. И. Трансформация спектра наносекундных импульсов. М., «Советское радио», 1973.
3. Saruti W. J. Stretch: a time-transformation technique. — IEEE Trans., 1971, AES-7, N 2, p. 264—273.
4. Tournois P. Analyse spectrale et filtrage adapte des signaux basse frequence en temps reel apres compression de temps. — L'Onde Electrique, 1969, 49, N 9, p. 952—959.
5. Palfreeman J. S. Ein opto-akustischer Kreuz-Korrelator zur Erkennung von Radarsignalen. — Philips Technische Rundschau, 1967, N 8—10, p. 318—327.
6. Кулаков С. В., Разживин Б. П., Тигин Д. В. и др. Оптико-акустическое устройство. Авт. свид. № 374633. — Бюлл. изобр., 1973, № 15.
7. Кулаков С. В. К теории оптико-акустического коррелятора с увеличенным изображением опорного сигнала. — В кн.: Прикладные задачи дифракции и рассеяния радиолокационных сигналов. Л., СЗПИ, с. 82—86.
8. Кук Ч., Бернфельд М. Радиолокационные сигналы. М., «Советское радио», 1971.

А. С. ОСТРОВСКИЙ, И. Н. РАЛЛЕВ, И. М. ПОЧЕРНЯЕВ

### КОГЕРЕНТНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ КОРРЕЛЯЦИОННОГО АНАЛИЗА СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ

Научно-технический прогресс, сопровождающийся непрерывным увеличением объема требующих обработки данных, все возрастающая сложность задач статистического анализа обуслов-

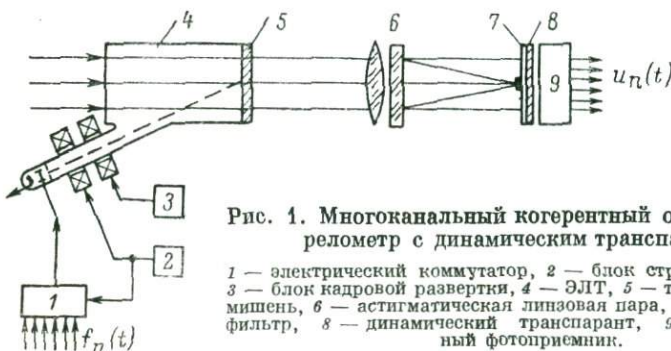


Рис. 1. Многоканальный когерентный оптический коррелятор с динамическим транспарантом.

1 — электрический коммутатор, 2 — блок строчной развертки, 3 — блок кадровой развертки, 4 — ЭЛТ, 5 — термопластическая мишень, 6 — астигматическая линзовая пара, 7 — режекторный фильтр, 8 — динамический транспарант, 9 — многоэлементный фотоприемник.

ливают необходимость постоянного совершенствования методов и аппаратных средств статистической обработки информации, в том числе и аппаратуры корреляционного анализа случайных процессов,

Создание многоканальных коррелометров, способных одновременно обрабатывать большое число реализаций случайных процессов в реальном или квазиреальном времени, на базе электронных средств сопряжено со значительными трудностями, требует больших материальных затрат, а в ряде случаев оказывается принципиально невозможным. Именно поэтому в настоящее время аппаратура статистического анализа случайных процессов все чаще выполняется на основе когерентных оптических систем обработки данных.

Обладая двумя степенями свободы, оптические системы позволяют проводить параллельный многоканальный анализ случайных процессов. Производительность оптических систем ограничена только лишь скоростями ввода в них данных и съема результатов анализа. При определенном выборе пространственных модуляторов света, используемых в качестве устройств

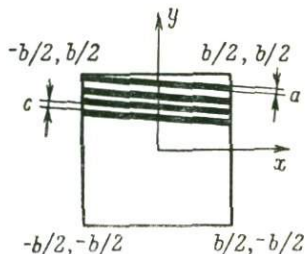


Рис. 2. Геометрическая структура записи сигналов на термопластической мишени ЭЛТ.

ввода информации, когерентные оптические системы способны проводить статистическую обработку случайных процессов в реальном или квазиреальном времени. Для оперативной обработки случайных процессов, представленных электрическими сигналами, могут быть использованы ультразвуковые модуляторы света, ЭЛТ с термопластическими мишенями, кристаллические, мембранные, полупроводниковые, эластомерные и другие модуляторы [1]. Не останавливаясь на описании физических принципов работы и технических характеристик перечисленных пространственных модуляторов света, рассмотрим некоторые особенности использования ЭЛТ с термопластической мишенью при технической реализации растровых когерентных оптических коррелометров [2]. Схема многоканального когерентного оптического коррелометра с динамическим транспарантом изображена на рис. 1.

Анализируемые электрические сигналы  $f_n(t)$  поступают на электронный коммутатор 1, синхронизированный частотой блока строчной развертки 2 электронного луча ЭЛТ 4, и последовательно во времени воздействуют на ее модулятор. Экран ЭЛТ представляет собой термопластическую мишень 5. Электрический луч, промодулированный по интенсивности сигналом  $f_n(t)$ , сканируя термопластическую мишень, оставляет на ней след в виде микрорельефа с переменной глубиной. За период кадровой развертки в строках термопластической мишени записываются все анализируемые сигналы. Запись электрического сигнала в  $n$ -й строке мишени можно представить в виде

$$f_n(x, y) = \Pi(x) f_n(x) \Pi(y - y_n), \quad (1)$$

где  $\Pi(x)$ ,  $\Pi(y-y_n)$  — соответственно модуляционные функции мишени вдоль координат  $x$  и  $y$ , определяемые соотношениями

$$\Pi(x) = \begin{cases} 1, & |x| \leq b/2, \\ 0, & |x| > b/2, \end{cases} \quad (2)$$

$$\Pi(y-y_n) = \begin{cases} 1, & |y-y_n| \leq a/2, \\ 0, & |y-y_n| > a/2, \end{cases} \quad (3)$$

$a$  и  $b$  — геометрические параметры записи сигналов, изображенной на рис. 2.

В  $n$ -й строке записи пространственная координата  $x$ , текущее время  $t$  анализируемого сигнала и линейная скорость  $V$  отклонения электронного луча связаны между собой соотношением

$$x = Vt - b/2, \quad (0 \leq t \leq T), \quad (4)$$

где  $T$  — период строчной развертки электронного луча.

Вдоль координаты  $y$  расположение  $n$ -й строки (канала) записи определяется выражением

$$y_n = y_1 - (n-1)c, \quad (5)$$

где  $y_1$  — координата первой строки записи.

При малых значениях индекса модуляции оптический сигнал, соответствующий  $n$ -й строке записи, на выходе термопластической мишени можно представить в виде

$$\varphi_n(x, y) \approx \Pi(x)\Pi(y-y_n)[1 + jmf_n(x)], \quad (6)$$

где  $m$  — индекс модуляции.

Астигматическая линзовая пара  $b$  выполняет фурье-преобразование сигналов (6), формируя в своей задней фокальной плоскости одномерные фурье-спектры

$$\begin{aligned} \Phi_n(\omega_x, y) &= \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_n(x, y) e^{-j\omega_x x} dx = \\ &= V\Pi(y-y_n) e^{j\omega_x b/2} \left[ \frac{T \sin \omega_x T/2}{\omega_x T/2} + jm \int_0^T f_n(t) e^{-j\omega_x Vt} dt \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Оптический сигнал, соответствующий первому слагаемому выражения (7), режектируется фильтром 7, перекрывающим область пространственных частот, определяемую шириной функции  $V(T \sin \omega_x T/2)/(\omega_x T/2)$ , измеренной по первым нулям. За режекторным фильтром комплексное распределение амплитуд светового поля будет

$$\Phi'_n(\omega_x, y) = jmV\Pi(y-y_n) \int_0^T f_n(t) e^{-j\omega_x Vt} dt. \quad (8)$$

Непосредственно за режекторным фильтром установлен динамический транспарант  $\delta$ , представляющий собой муаровую структуру, формирующуюся при вращении в противоположные стороны двух скрещенных оптических решеток с амплитудными пропусканиями

$$\begin{aligned} T'(\omega_x, \omega_y) &= |\cos(\omega_y \cos \alpha + \omega_x \sin \alpha)|, \\ T''(\omega_x, \omega_y) &= |\cos(\omega_y \cos \alpha - \omega_x \sin \alpha)|, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\alpha$  — угол наклона штрихов решеток.

Амплитудное пропускание динамического транспаранта описывается выражением

$$T(\omega_x, t) = |\cos \omega_x \tau / 2|, \quad (10)$$

где  $\tau = \cos \alpha$ .

Энергия оптических сигналов на выходе динамического транспаранта регистрируется многоэлементным фотоприемником  $\theta$ , рабочая поверхность каждого элемента которого перекрывает соответствующий фурье-спектр. В результате фотоэлектронного преобразования оптических сигналов на выходах элементов фотоприемника появляются электрические сигналы

$$\begin{aligned} U_n(\tau) &= \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-\infty}^{\infty} |\Phi'(\omega_x, y)|^2 |\cos \omega_x \tau / 2|^2 dy d\omega_x = \\ &= m^2 V^2 \int_{-a/2}^{a/2} |\Pi(y - y_n)|^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left| \int_0^T f(t) e^{-j\omega_x V t} dt \right|^2 |\cos \omega_x \tau / 2|^2 dy d\omega_x = \\ &= \frac{1}{2} am^2 V^2 \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \left| \int_0^T f_n(t) e^{-j\omega_x V t} dt \right|^2 d\omega_x + \right. \\ &\quad \left. + \int_{-\infty}^{\infty} \left| \int_0^T f_n(t) e^{-j\omega_x V t} dt \right|^2 \cos \omega_x \tau d\omega_x \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Применяя теорему о свертке, выражение (11) можно переписать в виде

$$U_n(\tau) = \frac{1}{2} am^2 V^2 \left\{ \int_0^T |f_n(t)|^2 dt + \int_0^T f_n(t) f(t - \tau) dt \right\}. \quad (12)$$

Интегралы, входящие в это выражение, представляют собой соответственно оценки дисперсии и корреляционной функции реализации случайного процесса  $f_n(t)$  длительностью  $T$ , записанной в  $n$ -й строке термопластической мишени.

Как известно, при аппаратном анализе стационарных эргодических случайных процессов статистическая точность вычислен-

ных оценок корреляционных функций определяется величиной интервала наблюдения  $T$  анализируемого процесса. При проведении анализа когерентными оптическими коррелометрами, использующими в качестве входных устройств ЭЛТ с термопластическими мишенями, величина интервала наблюдения  $T$  определяется разрешением и линейным размером мишени. По технологическим и конструктивным причинам эти параметры не могут быть значительно увеличены, в результате чего статистическая точность оценок корреляционных функций, вычисленных многоканальными оптическими анализаторами, обычно существенно ограничена. Однако если отказаться от параллельной обработки многих случайных процессов, записанных в строках термопластической мишени, и анализировать лишь один случай-

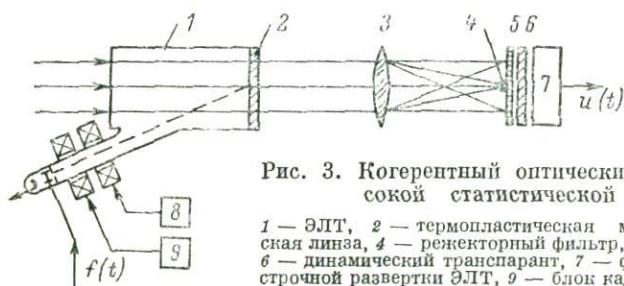


Рис. 3. Когерентный оптический коррелометр высокой статистической точности.

1 — ЭЛТ, 2 — термопластическая мишень, 3 — сферическая линза, 4 — режекторный фильтр, 5 — бинарный фильтр, 6 — динамический транспарант, 7 — фотоприемник, 8 — блок строчной развертки ЭЛТ, 9 — блок кадровой развертки ЭЛТ.

ный процесс, можно достичь сколь угодно высокую статистическую точность вычисления его корреляционной функции. Схема одноканального когерентного оптического коррелометра, обладающего высокой статистической точностью, представлена на рис. 3. В основу работы коррелометра положен описанный в [3, 4] метод спектрального анализа сигналов с большим время-полосовым произведением.

Анализируемый сигнал  $f(t)$  поступает на модулятор ЭЛТ 1 и записывается в  $N$  строках ее термопластической мишени 2 растровым способом. В  $n$ -й строке растровой записи сигнала пространственная координата  $x$  и текущее время  $t$  анализируемого процесса связаны между собой соотношением

$$x = V(t - t_{n-1}) - b/2, \quad (t_{n-1} \leq t \leq t_n). \quad (13)$$

Из выражения (13) следует, что в каждой строке раstra записывается временной сегмент анализируемого процесса длительностью

$$T = t_n - t_{n-1}. \quad (14)$$

Термопластическая мишень с растровой записью сигнала  $f(t)$  освещается сколлимированным когерентным пучком света. Сферическая линза 3 осуществляет двумерное фурье-преобразование

оптического сигнала на выходе мишени, формируя в своей задней фокальной плоскости его спектр

$$\Phi(\omega_x, \omega_y) = \sum_{n=1}^N \Phi_n(\omega_x, \omega_y) = \\ = A \sum_{n=1}^N e^{j(\omega_x b + \omega_y c)n} \left[ \int_{t_{n-1}}^{t_n} e^{-j\omega_x V t} dt + jm \int_{t_{n-1}}^{t_n} f(t) e^{-j\omega_x V t} dt \right], \quad (15)$$

где

$$A \equiv V \frac{a \sin \omega_x a/2}{\omega_x a/2} e^{j\omega_y(y_1+c)} e^{j\omega_x b/2}. \quad (16)$$

Для значений  $\omega_x$ ,  $\omega_y$ , удовлетворяющих условию

$$\exp \{j(\omega_x b + \omega_y c)n\} = 1, \quad (17)$$

выражение (15) с точностью до постоянного множителя соответствует фурье-спектру записи реализации случайного процесса  $f(t)$  длительностью  $NT$ . Первое слагаемое выражения (15) режектируется фильтром 4, перекрывающим область пространственных частот, определяемую шириной функции  $V(NT \sin \omega_x NT/2)/(\omega_x NT/2)$ , измеренной по первым нулям. Для выполнения условия (17) в задней фокальной плоскости сферической линзы установлен бинарный фильтр 5 в виде набора параллельных штрихов с единичным пропусканием вдоль штриха, описываемых уравнением

$$\omega_y = -(b/c) \omega_x + 2k\pi/c, \quad (k=0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (18)$$

Непосредственно за бинарным фильтром комплексное распределение амплитуд светового поля можно представить в виде

$$\Phi'(\omega_x, \omega_y) \approx jmA \int_0^{NT} f(t) e^{-j\omega_x V t} dt. \quad (19)$$

За бинарным фильтром в задней фокальной плоскости сферической линзы установлен динамический транспарант 6 с амплитудным пропусканием (10) и фотоприемник 7, регистрирующий энергию оптического сигнала

$$G(\omega_x, \omega_y) = jmA |\cos \omega_x \tau/2| \int_0^{NT} f(t) e^{-j\omega_x V t} dt. \quad (20)$$

В результате фотоэлектронного преобразования сигнала (20) на выходе фотоприемника появляется электрическое напряжение

$$\begin{aligned}
 U(\tau) &= \iint_{-\infty}^{\infty} |G(\omega_x, \omega_y)|^2 d\omega_x d\omega_y = 1/2m^2 \left\{ \iint_{-\infty}^{\infty} |A|^2 \left| \int_0^{NT} f(t) e^{-j\omega_x V t} dt \right|^2 \times \right. \\
 &\quad \times d\omega_x d\omega_y + \iint_{-\infty}^{\infty} |A|^2 \left| \int_0^{NT} f(t) e^{-j\omega_x V t} dt \right|^2 \cos \omega_x \tau d\omega_x d\omega_y \Big\} = \\
 &= q \left\{ \int_0^{NT} |f(t)|^2 dt + \int_0^{NT} f(t) f(t-\tau) dt \right\}, \quad (21)
 \end{aligned}$$

где  $q = 2am^2V^2\pi$ .

Интегралы, входящие в выражение (21), соответственно представляют собой оценки дисперсии и корреляционной функции случайного процесса  $f(t)$ , вычисленные по его реализации длительностью  $NT$ .

Сравнивая выражения (12) и (21), представляющие собой оценки корреляционных функций стационарного эргодического случайного процесса  $f(t)$ , легко убедиться в том, что статистическая точность оценки (21) значительно превосходит точность оценки (12), и при одних и тех же значениях пространственной частоты записи процесса и тех же размерах термомпластической мишени статистическая точность оценки (21) становится выше с увеличением количества строк растровой записи.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Иванова Т. Д., Раллев И. Н. Пространственные модуляторы света в оптических системах обработки информации. — Вестник КПИ, серия автоматика и электроприборостроения, Киев, «Вища школа» 1975, вып. 13.
2. Островский А. С., Раллев И. Н. Растровый оптический коррелометр «Оптор-4». — В кн.: Тезисы докладов VII Всесоюзного симпозиума «Методы представления и аппаратный анализ случайных процессов и полей». Л., ВНИИЭП, 1974.
3. Thomas C. E. Optical spectrum analysis of large spase bandwidth signals. — Appl. Opt., 1966, 5, N 11, p. 1782—1790.
4. Pernick B. J., Bartolotta C., Yustein D. High-Resolution spectral analysis with coherent optics. — Appl. Opt., 1969, 8, N 5, p. 611.

## КОГЕРЕНТНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ОРТОГОНАЛЬНЫЙ ФИЛЬТР

Решение многих задач технической кибернетики, гидроакустики, связи, сейсморазведки, медицинской и технической диагностики связано с распознаванием электрических сигналов, являющихся функциями времени. Процесс распознавания сигналов, как правило, состоит из двух этапов: выделения признаков сигнала и принятия решения о принадлежности анализируемого сигнала к тому или иному классу. Наиболее сложным в методологическом плане и в технической реализации является первый этап распознавания, для проведения которого прежде всего необходим выбор рациональной системы признаков сигналов. Обычно для формирования признаков используется разложение сигналов обучающей последовательности по произвольным базисам, в результате которого вычисляются компоненты  $n$ -мерного вектора, описывающего свойства определенного класса сигналов. Для сокращения размерности вектора описания сигналов за счет устранения коррелированных неинвариантных признаков разложение сигналов целесообразно осуществлять по системе ортогональных базисных функций. При этом наиболее экономичным по числу компонент  $n$ -мерного вектора является разложение сигналов обучающей последовательности по системе ортогональных функций Карунева-Лоева. Выделение признаков или формирование описания анализируемого сигнала  $f(t)$  сводится к вычислению скалярных произведений

$$r_n = \int_0^T f(t) g_n(t) dt, \quad (1)$$

где  $\{g_n(t)\}$  — система ортогональных базисных функций.

Техническая реализация распознающих устройств, использующих для описания классов сигналов системы ортогональных базисных функций, связана со значительными трудностями, если в основе их схемных решений лежат радиоэлектронные методы. Это объясняется прежде всего сложностью создания устройств параметризации сигналов, которые должны представлять собой многоканальные системы ортогональных фильтров с заданными частотными характеристиками. Реализация требуемых частотных характеристик электронных фильтров с заданной точностью в свою очередь представляет собой сложную техническую задачу, а в ряде случаев оказывается принципиально невозможной.

Многогранные функциональные возможности оптических систем обработки информации, их высокое быстродействие в сочетании с огромной информационной емкостью и возможностью

параллельной обработки информации, записанной в большом числе независимых каналов, позволяют в настоящее время выполнять на их основе не только приборы для спектрального и корреляционного анализа сигналов, устройства документирования и отображения информации, но и создавать отдельные блоки оптико-электронных распознающих систем. Ниже описывается ортогональный когерентный оптический фильтр, предназначенный для параметризации электрических сигналов в квази-реальном времени. Его схема представлена на рис. 1.

Расчитанные на ЦВМ на основании априорной информации о распознаваемых сигналах ортогональные базисные функции с помощью цифроаналогового преобразователя и интерполатора преобразуются в аналоговые электрические сигналы  $g_n(t)$ , которые последовательно во времени через электрический ключ 1, синхронизированный частотой блока строчной развертки 2 электронного луча первого канала ЭЛТ 3, поступают на модулятор электронной пушки 4. Промодулированный по интенсивности сфокусированный конический пучок электронов сканирует подогретую термопластическую мишень 5, оставляя на ней следы в виде микрорельефа. За период кадровой развертки в строках этой мишени записывается  $N$  ортогональных базисных функций. Модуляционная характеристика  $n$ -й строки записи представляется выражением

$$T'_n(x) = e^{-jm\vartheta_n(x)}, \quad (2)$$

где  $x$  — пространственная координата записи,  $m$  — индекс модуляции.

В процессе распознавания электрический сигнал  $f(t)$ , подлежащий параметризации, поступает на модулятор электронной пушки 8 второго канала ЭЛТ и за период строчной развертки записывается сканирующим ленточным пучком электронов на всю термопластическую мишень 9 второго канала. Модуляционная характеристика этой мишени вдоль координаты  $x$  описывается выражением

$$T''(x) = e^{-jm f(x)}. \quad (3)$$

Сколлимированный когерентный световой пучок, освещающий термопластическую мишень первого канала ЭЛТ, модулируется по фазе. Комплексное распределение амплитуд светового поля на выходе этой мишени с помощью изображающей линзовой системы 15—17 переносится на плоскость термопластической мишени второго канала. Пройдя через вторую термопластическую мишень, световая волна еще раз модулируется по фазе, в результате чего оптический сигнал, соответствующий  $n$ -й строке записи, при малых значениях индекса модуляции можно представить в виде

$$\varphi_n(x) \approx 1 + jm [g_n(x) + f(x)]. \quad (4)$$

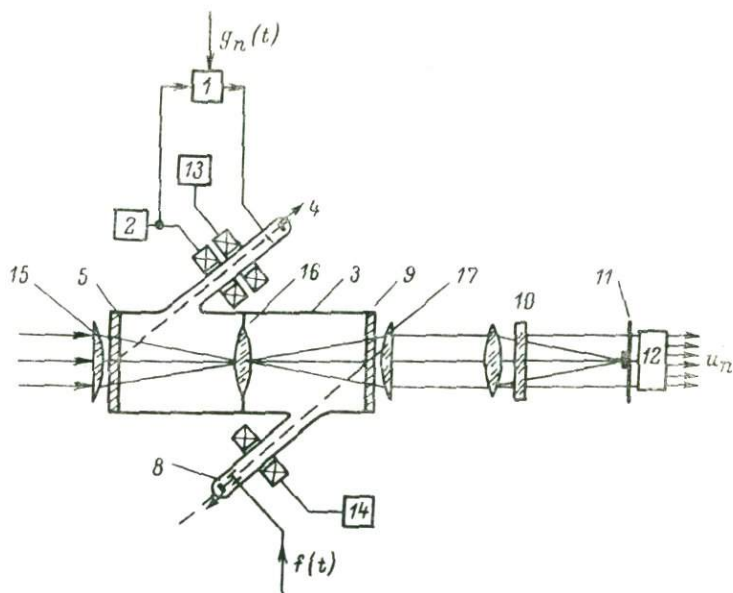


Рис. 1. Когерентный оптический ортогональный фильтр для электрических сигналов.

1 — электронный ключ; 2, 14 — блоки строчной развертки; 3 — ЭЛТ; 4, 8 — электронные пушки; 5, 9 — термопластические мишени ЭЛТ; 10 — астигматическая линзовая пара; 11 — режекторный фильтр; 12 — многоэлементный фотоприемник; 13 — блок кадровой развертки первого канала ЭЛТ; 15—17 — изображающая линзовая система.

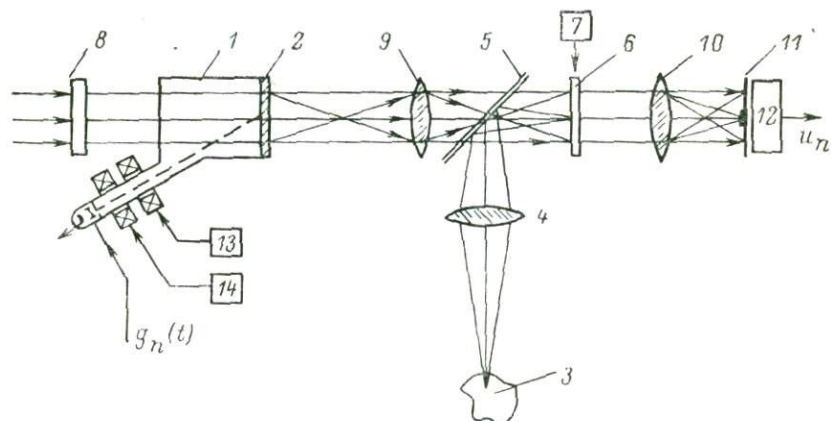


Рис. 2. Когерентный оптический ортогональный фильтр для оптических изображений.

1 — ЭЛТ; 2 — термопластическая мишень; 3 — анализируемое оптическое изображение; 4, 9 — изображающие объективы; 5 — полупрозрачное зеркало; 6 — фото-термопластический носитель; 7 — зарядное устройство; 8 — оптический затвор; 10 — сферическая линза; 11 — режекторный фильтр; 12 — фотоприемник; 13 — блок строчной развертки; 14 — блок кадровой развертки.

Астигматическая линзовая пара  $I0$  выполняет фурье-преобразование сигналов (4), формируя в своей задней фокальной плоскости их одномерные фурье-спектры

$$\Phi_n(\omega_x) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_n(x) e^{-j\omega_x x} dx = \delta(\omega_x) + jm [G_n(\omega_x) + F(\omega_x)], \quad (5)$$

где

$$G_n(\omega_x) = \int_{-\infty}^{\infty} g_n(x) e^{-j\omega_x x} dx, \quad (6)$$

$$F(\omega_x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-j\omega_x x} dx. \quad (7)$$

В задней фокальной плоскости астигматической линзовой пары установлен режекторный фильтр  $I1$ , перекрывающий область пространственных частот  $\omega_x = 0$ . За режекторным фильтром комплексное распределение амплитуд светового поля можно представить в виде

$$\Phi'_n(\omega_x) = jm [G_n(\omega_x) + F(\omega_x)]. \quad (8)$$

Непосредственно за режекторным фильтром установлен многоэлементный фотодетектор  $I2$ , рабочая поверхность каждого элемента которого перекрывает соответствующий фурье-спектр (8). Сигнал на выходе каждого из элементов фотодетектора описывается выражением

$$U_n = \int_{-\infty}^{\infty} |\Phi'_n(\omega_x)|^2 d\omega_x = m^2 \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} |G_n(\omega_x)|^2 d\omega_x + \int_{-\infty}^{\infty} G_n(\omega_x) F^*(\omega_x) d\omega_x + \int_{-\infty}^{\infty} G_n^*(\omega_x) F(\omega_x) d\omega_x + \int_{-\infty}^{\infty} |F(\omega_x)|^2 d\omega_x \right\}, \quad (9)$$

которое на основании теоремы о свертке может быть переписано в следующем виде:

$$U_n = m^2 \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} |f(x)|^2 dx + \int_{-\infty}^{\infty} |g_n(x)|^2 dx + 2 \int_{-\infty}^{\infty} g_n(x) f(x) dx \right\}. \quad (10)$$

Таким образом, в результате выполнения указанных операций выходные электрические сигналы элементов фотодетектора формируют описание анализируемого сигнала в виде набора значений скалярных произведений этого сигнала с ортогональными базисными функциями, поднятых на постоянные составляющие, равные сумме их энергий.

Аналогично может быть построен и двумерный когерентный оптический фильтр для анализа оптических изображений. Схема такого фильтра представлена на рис. 2.

Рассчитанные на ЦВМ двумерные ортогональные базисные функции или эталонные изображения в виде электрических сигналов  $g_n(t)$  поочередно поступают на модулятор электронной пушки ЭЛТ 1 с термопластической мишенью 2. За период кадровой развертки  $n$ -я базисная функция записывается электронным сфокусированным лучом на термопластической мишени ЭЛТ в виде вариаций глубины канавок вдоль строк растра. Модуляционная характеристика термопластической мишени с записью электрических сигналов, формирующих  $n$ -ю базисную функцию, описывается выражением

$$T'_n(x, y) = e^{-jm} g_n(x, y). \quad (11)$$

Анализируемое оптическое изображение 3 с помощью объектива 4 и полупрозрачного зеркала 5 проецируется на фототермопластический носитель 6, заряженный электростатическим способом до некоторого потенциала блоком 7.

При индукционном нагреве подложки фототермопластического носителя поле электрических сил деформирует слой термопластика, в результате чего образуется микрорельеф, пропорциональный анализируемому оптическому изображению. Модуляционная характеристика проявленного фототермопластического носителя описывается выражением

$$T''(x, y) = e^{-jm} f(x, y). \quad (12)$$

При открытом оптическом затворе 8 сколламированная когерентная волна света последовательно проходит через термопластическую мишень ЭЛТ и фототермопластический носитель, дважды претерпевая модуляцию по фазе. Это обеспечивается с помощью изображающего объектива 9, осуществляющего оптический перенос комплексного распределения амплитуд светового поля за термопластической мишенью в плоскость фототермопластического носителя. При малых значениях индекса модуляции оптический сигнал на выходе фототермопластического носителя можно представить в виде

$$\varphi_n(x, y) \approx 1 + jm [g_n(x, y) + f(x, y)]. \quad (13)$$

Сферическая линза 10 выполняет фурье-преобразование сигнала (13), формируя в своей задней фокальной плоскости его спектр. В задней фокальной плоскости сферической линзы установлен режекторный фильтр 11, перекрывающий область пространственных частот  $\omega_x=0$ ,  $\omega_y=0$ . Комплексное распределение амплитуд светового поля непосредственно за режекторным фильтром описывается выражением

$$\Phi'_n(\omega_x, \omega_y) = jm [G_n(\omega_x, \omega_y) + F(\omega_x, \omega_y)]. \quad (15)$$

Оптический сигнал (15) регистрируется фотодетектором, в результате чего на его выходе появляется электрический сигнал

$$U_n = \iint_{-\infty}^{\infty} |\Phi'_n(\omega_x, \omega_y)|^2 d\omega_x d\omega_y = m^2 \left\{ \iint_{-\infty}^{\infty} |g_n(x, y)|^2 dx dy + \right. \\ \left. + 2 \iint_{-\infty}^{\infty} f(x, y) g_n(x, y) dx dy + \iint_{-\infty}^{\infty} |f(x, y)|^2 dx dy \right\}. \quad (16)$$

Интегралы, входящие в выражение (16), соответственно представляют собой энергию базисной функции или эталонного изображения, удвоенное значение скалярного произведения распознаваемого изображения с базисной функцией и энергию анализируемого оптического сигнала. Для формирования полного описания анализируемого оптического сигнала рассчитанные на ЦВМ ортогональные базисные функции последовательно во времени записываются на термопластической мишени ЭЛТ и каждый раз вычисляется скалярное произведение анализируемого изображения с базисной функцией.

С. Б. ГУРЕВИЧ, Н. Н. ИЛЬЯШЕНКО, Б. Т. КОЛОМИЕЦ,  
В. М. ЛЮБИН, В. А. ФЕДОРОВ, В. П. ШИЛО

### ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ РЕГИСТРИРУЮЩИЕ СРЕДЫ НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛОБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ СИСТЕМЫ Se—As

Успешное развитие методов оптической обработки информации и голографий, многие применения оптики и оптоэлектроники в значительной степени зависят от возможности использования реверсивных пространственных модуляторов света. Необходимость их создания определяется тем, что обычно используемые для этой цели фотографические пленки не обладают способностью к многократной перезаписи (реверсивностью) и не дают возможности считывать информацию одновременно с ее записью.

В течение последних 10—15 лет были созданы и усовершенствованы многие типы реверсивных пространственных модуляторов, таких как фототермопластики, жидкие кристаллы, устройства, работающие на электрооптическом и магнитооптическом эффектах, и др. Для изменения оптических свойств модулирующих сред в этих устройствах использовалось воздействие электрических и магнитных полей и ряда других факторов. Большой интерес представляет использование реверсивных модуляторов света, в которых изменение оптических свойств происходит

непосредственно под действием света. В известных материалах такого рода, например во многих фотохромных веществах, обращалось внимание на изменение коэффициента поглощения. Светомодуляционные свойства халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) известны сравнительно давно [1], однако лишь в последние годы в них обнаружена возможность реверсивной записи оптической информации. Кроме того, установлено, что модулирующим фактором в этих материалах является не только (и не столько) изменение коэффициента поглощения, но также изменение показателя преломления, что делает эти материалы особенно эффективными и удобными для использования в устройствах оптической обработки информации и голографической записи.

В ранних работах, посвященных исследованию фотостимулируемых изменений оптических свойств ХСП, изучались свойства пленок ХСП, напыленных на металлическую подложку, т. е. свойства систем ХСП—металл [1]. Особенностью таких систем является их непереверсивность, связанная с необратимостью изменений оптических свойств. За последние годы рядом авторов были проведены исследования обратимых (реверсивных) изменений оптических свойств пленок ХСП, стимулированных лазерным излучением [2—9]. При этом наиболее подробно изучались пленки стехиометрического состава, например в системе Se—As, чувствительной к излучению гелий-неонового лазера, в основном исследовались пленки состава  $As_2Se_3$  [5—8].

Нами было предпринято изучение аморфных (стеклообразных) пленок ряда материалов системы Se—As как стехиометрического, так и нестехиометрического состава и обнаружена сильная зависимость параметров фотостимулируемых изменений оптических свойств от соотношения между компонентами.

Для изучения были синтезированы стеклообразные материалы следующих составов:  $As_2Se_7$ ,  $As_2Se_5$ ,  $As_2Se_3$ ,  $AsSe$ ,  $As_3Se_2$ , из которых в дальнейшем путем напыления в вакууме получали пленки на подложках из оксидного полированного стекла. При этом, учитывая толщинную зависимость фотостимулируемых изменений оптических свойств пленок [6], их толщины выбирались оптимальными.

В качестве фотостимулирующего, а также измерительного излучения служило излучение основной гармоники гелий-неонового лазера типа ЛГ-36А ( $\lambda=6328 \text{ \AA}$ ).

В пленках всех исследуемых составов было установлено существование фотостимулируемых изменений оптических свойств.

На рис. 1 приведены зависимости изменения относительного пропускания пленок вышеперечисленных составов  $\tau/\tau_0$  (где  $\tau_0$  — начальное пропускание,  $\tau$  — пропускание пленки после облучения) от времени экспозиции  $t$ . Из рисунка видно увеличение контраста  $K=\tau_0/\tau$  при больших экспозициях ( $t > 100$  сек.) по мере увеличения содержания мышьяка. Начальная крутизна

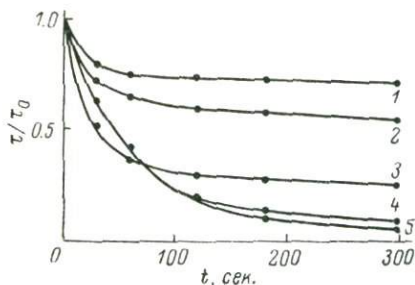


Рис. 1. Зависимость изменения относительного пропускания  $\tau/\tau_0$  от времени экспозиции  $t$  для пленок системы Se—As.

1 —  $As_2Se_3$ , 2 —  $As_2Se_3$ , 3 —  $As_2Se_3$ , 4 — AsSe, 5 —  $As_3Se_2$ .

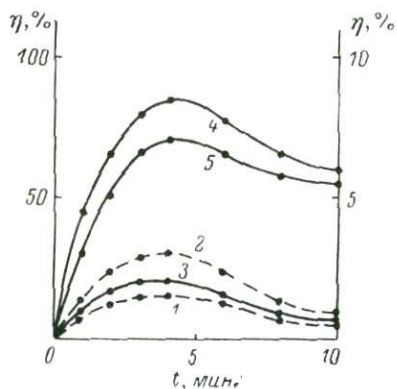


Рис. 2. Зависимость изменения дифракционной эффективности  $\eta$  от времени экспозиции  $t$  для пленок системы Se—As.

1 —  $As_2Se_3$ , 2 —  $As_2Se_3$ , 3 —  $As_2Se_3$ , 4 — AsSe, 5 —  $As_3Se_2$ . Для кривых 1 и 2 масштаб соответствует правой ординате.

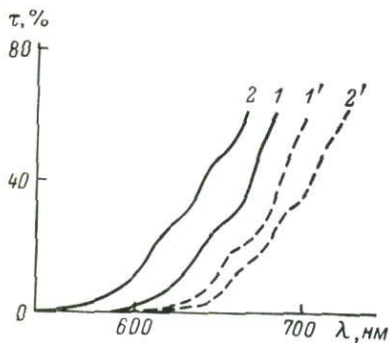


Рис. 3. Сдвиг края полосы пропускания под действием лазерного облучения в пленках  $As_2Se_3$  (1—1') и  $As_3Se_2$  (2—2').

1, 2 — до облучения; 1', 2' — после облучения.

кривых для пленок, имеющих максимальный контраст ( $\text{AsSe}$ ,  $\text{As}_3\text{Se}_2$ ), оказывается несколько меньшей, чем в других пленках, например  $\text{As}_2\text{Se}_3$ . Максимальные значения контраста  $K_{\max} = \tau_0 / \tau_{\min}$ , полученные за гораздо большие времена экспозиции ( $t > 10$  мин.) при больших плотностях мощности падающего излучения, приведены в таблице. В ней даны также значения амплитудной чувствительности  $\gamma$ , за меру которой принимается величина, обратная энергии излучения, необходимой для изменения относительного пропускания на 0.1 участка образца площадью  $1 \text{ см}^2$  на линейном участке характеристики  $\tau / \tau_0 = f(t)$ .

Возможность фотостимулированных изменений оптических свойств создает предпосылки для записи на пленках оптической, в частности голографической, информации.

На пленках всех исследуемых составов были записаны элементарные голограммы (дифракционные решетки) методом фурье-голографирования, и в процессе записи производились измерения их дифракционной эффективности  $\eta$ . При этом для сравнительной оценки материалов системы  $\text{Se}-\text{As}$  между собой и исключения коэффициентов поглощения и отражения, изменяющихся в процессе экспонирования, значение дифракционной эффективности оценивалось как отношение мощности излучения, дифрагированного в один из первых порядков, к мощности излучения нулевого порядка.

На рис. 2 приведены зависимости дифракционной эффективности  $\eta$  от времени экспозиции  $t$  для пленок всех исследуемых составов. Максимальные значения дифракционной эффективности  $\eta_{\max}$  приведены в таблице, из которой следует, что значения  $\eta_{\max}$  изменяются при вариации состава приблизительно так же, как и значения  $K_{\max}$ .

Основные параметры фотостимулированных изменений оптических свойств пленок ХСН системы  $\text{Se}-\text{As}$

Состав пленки	$\gamma$ , $\text{см}^2/\text{дж}$	$K_{\max}$	$\eta_{\max}$ , %	$\Delta n$	$\Delta E$ , эВ	$T_g$ , $^\circ\text{C}$	$T_{\text{ст}}$ , $^\circ\text{C}$
$\text{As}_2\text{Se}_7$	0.13 ÷ 0.15	1.4 ÷ 1.6	1.0 ÷ 1.5	$\leq 0.02$	—	116 ± 2	120 ÷ 130
$\text{As}_2\text{Se}_5$	0.22 ÷ 0.25	1.8 ÷ 2.2	2.0 ÷ 3.0	$\leq 0.02$	0.025	135 ± 2	145 ÷ 155
$\text{As}_2\text{Se}_3$	0.9 ÷ 1.1	6.0 ÷ 8.0	15 ÷ 20	0.1 ÷ 0.13	0.06	191 ± 2	190 ÷ 200
$\text{AsSe}$	0.5 ÷ 0.6	80 ÷ 100	75 ÷ 85	0.19 ÷ 0.21	0.145	182 ± 2	190 ÷ 195
$\text{As}_3\text{Se}_2$	0.5 ÷ 0.6	180 ÷ 200	75 ÷ 85	~0.3	0.19	141 ± 2	190 ÷ 195

Принимая во внимание, что высокие значения  $\eta_{\max}$  для пленок  $\text{AsSe}$  и  $\text{As}_3\text{Se}_2$  обусловлены, очевидно, фазовым характером голограмм, можно сделать заключение, что изменение показателя преломления  $\Delta n$ , обеспечивающее фазовый набег, резко возрастает при нарушении стехиометрии в сторону увеличения

мышьяка. Измерения, произведенные на пленках составов  $As_2Se_3$ ,  $AsSe$  и  $As_3Se_2$ , показали, что для пленок  $As_2Se_3$  величина  $\Delta n$  имеет порядок 0.12—0.13, тогда как для пленок  $AsSe$  и  $As_3Se_2$  она возрастает до 0.2—0.3 [10]. Необходимо отметить, что в пленках ХСП величина изменения показателя преломления примерно на три порядка выше, чем у распространенного ниобата лития  $LiNbO_3$ , активированного железом, у которого  $\Delta n$  составляет около  $10^{-4}$ .

Для пленок исследуемых составов производились измерения края полосы пропускания до и после облучения. На рис. 3 показаны кривые зависимости изменения пропускания  $\tau$  от длины волны  $\lambda$  для пленок составов  $As_2Se_3$  и  $As_3Se_2$  соответственно, из которых видно, что в рассматриваемых средах под действием лазерного излучения происходит существенный сдвиг края полосы пропускания: до 0.06 эв для пленок  $As_2Se_3$  и до 0.19 эв для пленок  $As_3Se_2$ .

Известно [2—8], что нагрев пленок ХСП до температуры, близкой к температуре размягчения  $T_g$ , приводит к восстановлению первоначальных оптических свойств, т. е. к исчезновению записанной информации (процесс стирания). Такой процесс стирания имеет место и в исследованных в данной работе пленках системы  $Se-As$ . При этом, как следует из таблицы, при увеличении содержания мышьяка значения  $T_g$  и минимальной температуры стирания  $T_{ст}$  вначале возрастают параллельно, в то время как в пленках  $AsSe$  и  $As_3Se_2$  значения  $T_g$  уменьшаются, а  $T_{ст}$  практически не изменяются. Можно предположить, что облученные светом участки отличаются по своей структуре от остальных участков пленки, что приводит к различию между  $T_{ст}$  и  $T_g$ . Наиболее сильно указанные различия в структуре проявляются в пленках состава  $AsSe$  и  $As_3Se_2$ . Для подтверждения сказанного можно привести такой экспериментальный пример. В пленках  $As_3Se_2$  при нагревании до температуры на  $5 \div 7^\circ C$  ниже  $T_{ст}$  наблюдается эффект сморщивания необлученных участков, в то время как облученные участки остаются без видимых изменений (рис. 4).

В свеженанпыленных пленках с большим содержанием селена и прежде всего в пленках  $As_2Se_3$ , обнаружен процесс самостирания, при котором фотостимулированные изменения оптических свойств исчезают в течение 40—60 мин. Процесс носит явно не тепловой характер, так как подогрев пленки с записью на  $30 \div 40^\circ C$  выше комнатной температуры не ускоряет самостирание. После нагрева пленки до температуры  $T_{ст}$  процесс самостирания исчезает.

Значения оптических параметров ХСП системы  $Se-As$ , приведенные в таблице, получены для свеженанпыленных пленок. Как было показано ранее [11], в пленках состава  $As_2Se_3$  после первого стирания происходит ухудшение оптических параме-

Рис. 4. Эффект сморщивания необлученных участков пленки  $\text{As}_2\text{Se}_3$  при термической обработке (микротография).

1 — облученные, 2 — необлученные участки пленки.

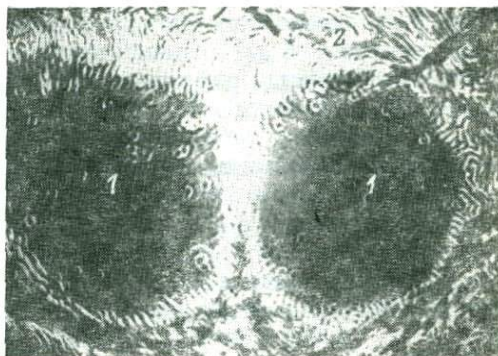
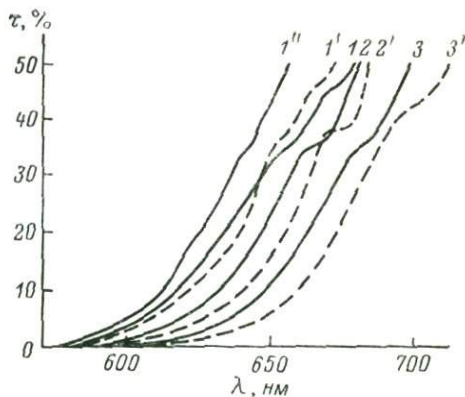


Рис. 5. Спектральные характеристики пропускания пленок состава  $\text{As}_3\text{Se}_2$  (1—1'—1''),  $\text{AsSe}$  (2—2') и  $\text{As}_2\text{Se}_3$  (3—3').

1—3 — до нагрева, 1'—3' — после нагрева до  $180^\circ\text{C}$ , 1'' — после нагрева до  $190^\circ\text{C}$ .



тров, однако при проведении дальнейших циклов стирание—запись значения их остаются примерно на постоянном уровне и обладают способностью реверсировать. Исследования, проведенные на пленках системы Se—As, показали, что реверсивность материалов сильно зависит от соотношения между компонентами. Наихудшей реверсивностью обладают пленки  $As_2Se_3$ . Достижимый в них контраст  $K_{max}$  уменьшается после первого стирания в 6—8 раз, максимальная дифракционная эффективность  $\eta_{max}$  — в 12—15 раз. При изменении состава в сторону увеличения как селена, так и мышьяка реверсивные свойства пленок улучшаются, в частности максимальная дифракционная эффективность после первого стирания наименее сильно (в 3—4 раза) уменьшается в пленках состава AsSe и  $As_3Se_2$ . Более подробные измерения показывают, что после первого стирания ухудшаются не только максимальный контраст  $K_{max}$ , но и значения изменения показателя преломления  $\Delta n$ , причем наиболее сильно (в 6—8 раз) величина  $\Delta n$  уменьшается в пленках  $As_2Se_3$  и наименее сильно (в 2—2.5 раза) — в пленках AsSe и  $As_3Se_2$ . Если учесть, что начальные значения (до первого стирания) параметров  $K_{max}$ ,  $\Delta n$ ,  $\eta_{max}$  имеют наибольшую величину для пленок состава AsSe и  $As_3Se_2$  по сравнению с пленками других составов системы Se—As и при этом наименее сильно изменяются после первого стирания, то становится ясным перспективность использования пленок с большим содержанием мышьяка в качестве голографических регистрирующих материалов [12, 13].

Отметим, что в процессе нагрева свеженапыленных пленок происходит не только уменьшение регистрирующих свойств (достижимые значения  $K_{max}$ ,  $\eta_{max}$ ), но и необратимые изменения оптических свойств пленок, в частности, изменение спектров пропускания света. Как и другие свойства, изменение спектральных характеристик пропускания существенно зависит от состава пленок. Для иллюстрации сказанного на рис. 5 приведены типичные спектральные характеристики пропускания некоторых пленок, полученные до и после нагрева. Как видно из рисунка, сдвиг края полосы пропускания в результате нагрева до  $180^\circ C$  различен для пленок разного состава. У пленок состава  $As_3Se_2$  сдвиг оказывается значительно слабее, чем у пленок  $As_2Se_3$  и AsSe. Интересно отметить, что при повышении температуры до  $190^\circ C$  в пленках состава  $As_3Se_2$  сдвиг края полосы пропускания происходит в коротковолновую область спектра.

Весьма интересным представлялось выяснение вопроса о влиянии температуры на фотостимулированные изменения оптических свойств исследуемых пленок. При этом речь должна идти в первую очередь о пленках, уже подвергавшихся стиранию (отжигу), так как влияние температуры на свежеприготовленные пленки будет осложнено вышерассмотренными необратимыми изменениями. На рис. 6 приведены кривые изменения во времени относительного пропускания при различных значениях темпе-

ратуры. Легко видеть, что во всех исследованных пленках увеличение температуры приводит к ухудшению регистрирующих свойств, а именно, к замедлению процесса потемнения и к уменьшению достижимого контраста.

Механизм фотостимулированных изменений оптических свойств ХСП связывают обычно либо с фотохимическими реакциями, либо с фотоструктурными переходами того или иного вида. Для выяснения механизма фотостимулированных изменений свойств исследуемых нами пленок были поставлены опыты по растворению пленок в различных растворителях. Эти опыты базировались на установленной ранее зависимости скорости растворения от структуры ХСП [14]. В процессе работы было показано, что вариация состава пленок приводит к резкому изменению скорости их растворения. Так, например, пленки  $As_2Se_3$  хорошо растворяются в диметилаmine, в то время как пленки  $As_3Se_2$  практически в нем не растворяются, но хорошо растворяются в растворе хромпика ( $K_2Cr_2O_7$ ).

Еще более существенным явился факт значительного различия скоростей растворения облученных и необлученных участков пленок всех исследуемых составов. В качестве иллюстрации на рис. 7 приведены характеристики растворения в диметилаmine пленок  $As_2Se_3$ .

Весьма интересным следует считать и тот обнаруженный в ходе исследований факт, что облученные участки пленок некоторых ХСП растворяются в одних растворителях медленнее, чем необлученные, а в других — наоборот, быстрее. Сказанное проиллюстрировано на рис. 8, где приведены характеристики кинетики растворения облученных и необлученных участков пленки  $AsSe$  в растворах бихромата калия (хромпика) и гидроксида натрия.

Полученные данные позволяют сделать заключение о том, что под действием лазерного излучения в пленках ХСП происходят обратимые изменения полимерной структуры. При этом одновременно могут происходить как деструкционные процессы, сопровождающиеся уменьшением размеров макромолекул, так и процессы сшивания отдельных макромолекул или их частей. Именно по этой причине для существенно различных растворителей наблюдается либо уменьшение, либо увеличение скорости растворения облученных участков, в зависимости от того, на какой тип межатомных связей данный растворитель сильнее воздействует.

Подтверждением фотоструктурных превращений является также упомянутый выше факт наблюдавшегося эффекта сморщивания необлученных участков пленок состава  $As_3Se_2$  при нагревании до определенной температуры.

Авторы работы [15] также делают выводы о наличии фотоструктурных превращений при лазерном облучении пленок  $As_2Se_3$ . Однако, по мнению авторов этой работы, такие фотоструктур-

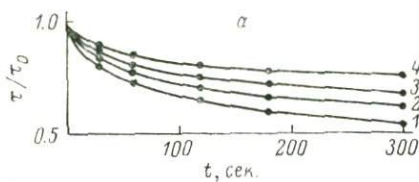


Рис. 6. Кривые изменения во времени  $t$  относительного пропускания  $\tau/\tau_0$  при различных значениях температуры для отожженных пленок состава  $\text{As}_2\text{Se}_3$  (а),  $\text{AsSe}$  (б),  $\text{As}_3\text{Se}_2$  (в).

$T, ^\circ\text{C}: 1 - 20, 2 - 50, 3 - 100, 4 - 150.$

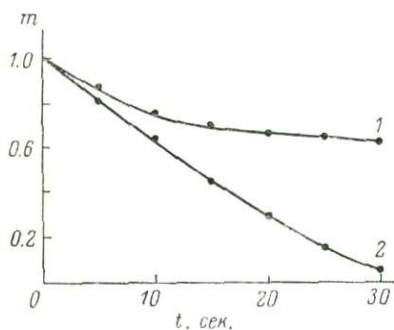
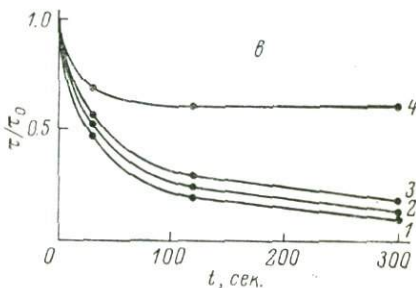
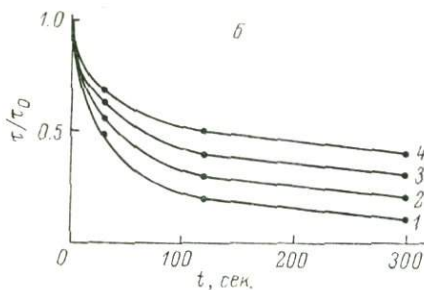


Рис. 7. Кинетика растворения облученного (1) и необлученного (2) участков пленки  $\text{As}_2\text{Se}_3$  в 33%-м растворе диметиламина.

$m$  — масса пленки в относительных единицах.

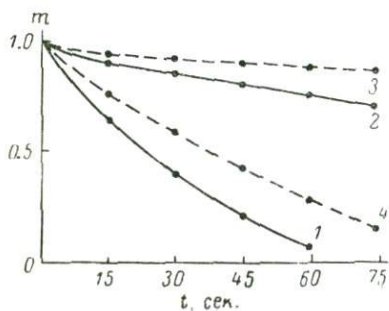


Рис. 8. Кинетика растворения облученных (1, 3) и необлученных (2, 4) участков пленки  $\text{AsSe}$  в концентрированном растворе  $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$  (3, 4) и в 8%-м растворе  $\text{NaOH}$  (1, 2).

$m$  — масса пленки в относительных единицах.

ные превращения имеют место только в свеженапыленных пленках, последующие же циклы стирание—запись связываются с чисто электронными процессами.

Проведенные нами опыты по растворению пленок, прошедших многократные циклы стирания—записи, свидетельствуют о том, что и при последующих циклах имеют место существенные, хотя и отличающиеся от первого цикла различия в скоростях растворения облученных и необлученных зон.

Эти факты свидетельствуют о том, что все циклы стирание—запись имеют в своей основе фотоструктурные превращения. В работе [15] такие превращения не обнаружены, по-видимому, потому, что использованный метод рентгеноструктурного анализа в случае аморфных материалов обладает весьма низкой чувствительностью.

Из факта усиления фотостимулированных изменений при увеличении содержания мышьяка можно сделать заключение о том, что фотоструктурные превращения связаны с разрывом связей As—As, энергия которых значительно меньше энергии связи As—Se [16]. Хотя энергия связей Se—Se также меньше энергии связи As—Se, но приведенные выше результаты позволяют предположить, что возможный разрыв связей Se—Se, возникающий в результате воздействия лазерного излучения, не сопровождается значительным изменением оптических свойств пленок ХСП.

Резюмируя сказанное, отметим, что вопрос о фотостимулированном изменении оптических свойств ХСП и их связи с фотоструктурными превращениями имеет еще слишком малую историю и его ни в какой степени нельзя считать решенным. Вместе с тем этот вопрос представляет большой интерес, о чем, в частности, свидетельствует непрерывное возрастание числа работ, посвященных исследованию фотостимулированных изменений свойств различных ХСП [17—24].

Приведенные в настоящей работе данные показывают, что путем изменения состава ХСП можно в значительной степени управлять оптическими свойствами этих материалов и тем самым изменять в нужном направлении параметры соответствующих регистрирующих сред. Среды на основе ХСП системы Se—As с большим содержанием мышьяка обладают достаточно хорошими оптическими свойствами и смогут, по-видимому, найти широкое применение в голографии и устройствах оптической обработки информации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Костышин М. Т., Михайловская Е. В., Романенко П. Ф. Об эффекте фотографической чувствительности тонких полупроводниковых слоев, находящихся на металлических подложках. — ФТТ, 1966, 8, вып. 2, с. 571—573.
2. Pearson A. D., Bagley B. G. The mechanism of hologram formation in arsenic-sulfur glass. — Mat. Res. Bull., 1971, 6, N 10, p 1041—1046.

3. Keneman S. A. Hologram storage in arsenic trisulfide thin films. — *Appl. Phys. Lett.*, 1971, 19, N 6, p. 205—207.
4. Ohmachi Y., Igo T. Laser induced refractive index change in As—S—Ge glasses. — *Appl. Phys. Lett.*, 1972, 20, N 12, p. 506—508.
5. Berkes J. S., Ing S. W., Hillegas W. J. Photodecomposition of amorphous  $As_2Se_3$  and  $As_2S_3$ . — *J. Appl. Phys.*, 1971, 42, N 12, p. 4908—4916.
6. Гуревич С. Б., Ильяшенко Н. Н., Коломиец Б. Т. и др. Голографические среды на основе пленок халькогенидных стекол. (Доклад на I Всесоюзной конференции по голографии). Тбилиси, 1972.
7. Гуревич С. Б., Ильяшенко Н. Н., Коломиец Б. Т. и др. Реверсивная запись голограмм на пленках халькогенидных стекол. — *ЖТФ*, 1973, 43, вып. 1, с. 217—219.
8. Гуревич С. Б., Ильяшенко Н. Н., Коломиец Б. Т. и др. Халькогенидные стеклообразные полупроводники как среды для устройств оптической обработки информации. — В кн.: Оптические методы обработки информации. Л., «Наука», 1974, с. 117—134.
9. Мандросов В. И., Пик Е. И., Соболев Г. А. и др. Запись голограмм на халькогенидных стеклообразующих материалах. (Доклад на I Всесоюзной конференции по голографии). Тбилиси, 1972.
10. Ганжерли Н. Н., Гуревич С. Б., Константинов В. Б. и др. Изменение оптической разности хода в халькогенидных стеклообразных пленках, используемых для голографической записи. — В кн.: Тезисы докладов на II Всесоюзной конференции по голографии. Киев, 1975, ч. 2, с. 93—95.
11. Гуревич С. Б., Ильяшенко Н. Н., Коломиец Б. Т. и др. К вопросу о реверсивности халькогенидных материалов при голографической записи. — *ЖТФ*, 1974, 44, вып. 1, с. 232—234.
12. Гуревич С. Б., Ильяшенко Н. Н., Коломиец Б. Т. и др. Фотоструктурные превращения в халькогенидных стеклообразных полупроводниках системы Se—As. — В кн.: Доклады на Международном совещании по аморфным полупроводникам (Рейнгардсбрунн, ГДР). 1974, 2, с. 445—448.
13. Gurevich S. B., Ilyashenko N. N., Kolomiets B. T. a. o. Photostimulated changes of optical properties and structure of amorphous Se—As films. — *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1974, 26, p. K127—130.
14. Коломиец Б. Т., Любин В. М., Шило В. П. Растворение селенида мышьяка в органических растворителях. — *ДАН СССР*, 1971, 201, с. 1106.
15. De Neufville J. P., Moss S. C., Ovshinsky S. R. Photostructural transformation in amorphous  $As_2Se_3$  and  $As_2S_3$  films. — *J. Non-Cryst. Solids*, 1974, 13, N 2, p. 194—223.
16. Мюллер Р. Л. Химия твердого тела. Л., ЛГУ, 1956.
17. Asahara J., Ishibashi J., Izumitani T. Effect of the third elements on the optical memory effect of As—Se glasses. — *Jap. J. Appl. Phys.*, 1975, 14, N 2, p. 289—290.
18. Süptitz P. Photosensitive effects in amorphous semiconducting layers. — В кн.: Доклады на Международном совещании по аморфным полупроводникам (Рейнгардсбрунн, ГДР). 1974, 1, с. 123—131.
19. Кикинеши А. А., Семак Д. Г. О реверсивности фотозаписи на стекле из системы As—Se. — *ЖНПФК*, 1975, 20, № 4, с. 299—302.
20. Каракулова Т. С., Наливайко В. И., Ремесник В. Г. и др. Импульсная реверсивная запись оптической информации в некоторых стеклообразных пленках. — *Квантовая электроника*, 1974, 1, № 3, с. 660—664.
21. Tanaka K. Evidence for reversible photostructural change in local order of amorphous  $As_2S_3$  film. — *Sol. Stat. Comm.*, 1974, 15, N 9, p. 1521—1524.

22. Ганин В. М., Гуревич С. Б., Ильяшенко Н. Н. и др. Свойства сред для записи голограмм на основе халькогенидных стеклообразных полупроводников. — В кн.: Тезисы докладов на II Всесоюзной конференции по голографии. Киев, 1975, ч. 2, с. 91—93.
23. Ганин В. М., Гуревич С. Б., Ильяшенко Н. Н. и др. Фотоструктурные превращения в халькогенидных полупроводниках и их использование для записи оптической информации. — В кн.: Тезисы докладов II Всесоюзной конференции по бессеребряным и необычным фотографическим процессам. Кишинев, 1975, секция 3, с. 32—34.
24. Gurevich S. B., Iliashenko N. N., Kolomiets V. T. a. o. Photostimulated change of optical properties in some chalcogenide vitreous semiconductors. — В кн.: Программа и тезисы VI Международной конференции по аморфным и жидким полупроводникам. Л., «Наука», 1975, с. 197.

Г. И. СОРОКИН, В. Е. САЗАНОВ, И. М. ПОЧЕРНЯЕВ

### КОНТАКТНАЯ ФОТОТЕРМОПЛАСТИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ В СИСТЕМЕ КОГЕРЕНТНО-ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

Оперативность работы систем оптической обработки информации определяется быстродействием динамических транспарантов, с помощью которых информация, подлежащая обработке, вводится в схему оптического процессора.

Если по условиям решаемой задачи допустима задержка ввода и обработки информации на время нескольких секунд, то устройство, выполняющее функции динамического транспаранта, может быть построено на принципах контактной фототермопластической записи [1—3].

Схема, поясняющая метод контактной фототермопластической записи (ФТПЗ) и принцип работы устройства, изображена на рис. 1.

В качестве регистрирующей среды используется термопластический носитель (ТПН) информации [4], представляющий собой трехслойную ленту, состоящую из лавсановой основы 1 (толщиной  $50 \div 150$  мкм), нанесенного на нее металлического прозрачного слоя хрома 2 (толщиной меньше 1 мкм) и приемного термопластического слоя (ТПС) 3 (прозрачный органический диэлектрик толщиной  $5 \div 15$  мкм). Важным элементом схемы является фотополупроводниковый слой 4 (слой аморфного селена, селенида кадмия или селенида мышьяка толщиной  $30 \div 50$  мкм), нанесенный на металлическую пластину 5, служащую также в качестве электрода.

Процесс регистрации и оптической обработки информации происходит в три этапа. Первым этапом является образование потенциального рельефа на поверхности ТПС носителя. Для этого фотослой подводят к поверхности ТПС до осуществления контакта (положение А). Между электродами 2 и 5 прикладывают

ется постоянное напряжение порядка 800–1000 в. Регистрируемая информация (в данном случае изображение с экрана кинескопа) проецируется объективом 6 на плоскость контакта фотослоя и ТПС. Длительность их контактирования определяет экспозицию, во время которой на поверхности фотослоя происходит образование скрытого потенциального рельефа, соответствующего распределению освещенностей в записываемом изображении, который при определенных условиях [5] переносится на поверхность ТПС носителя.

Вторым этапом процесса является тепловое проявление. Для этого фотослой отводится (занимает положение Б), ТПН переме-

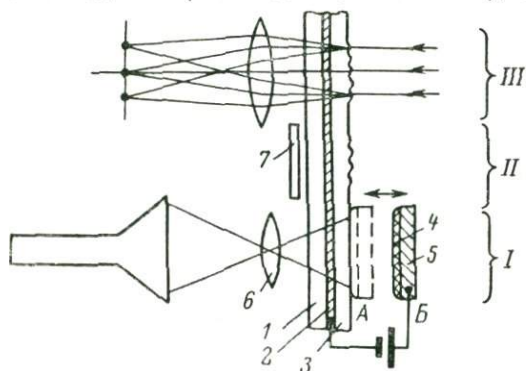


Рис. 1. Схема контактной фототермопластической записи.

щается на один кадр, и участок носителя с записанным потенциальным рельефом располагается напротив нагревательного элемента 7. Нагревательный элемент выполнен в виде тонкого слоя слюды с напыленным прозрачным электропроводящим слоем окиси олова с поверхностным сопротивлением порядка 150 ом/см<sup>2</sup>, который разогревается импульсами тока определенной величины. Плоскость нагревательного элемента соприкасается с плоскостью ТПН со стороны лавсановой основы и выделяющееся тепло размягчает ТПС. Под действием электростатических сил заряда поверхность термопластика деформируется соответственно записываемому изображению.

Использование слюды позволяет получить малоинерционный, прозрачный нагревательный элемент, что дает возможность осуществлять различные режимы проявления (варьируя как скорость проявления, так и температуру) и осуществлять визуальный контроль за режимом. Изменение режимов проявления дает возможность подобрать оптимальную модуляционную характеристику устройства в зависимости от конкретного типа носителя [6].

Третий этап процесса — это оптическая обработка информации. Чтобы избавиться от шумов и искажений, вносимых слю-

дяным нагревательным элементом, ТПН перемещается еще на один кадр и участок пленки с записанной информацией занимает положение в канале оптической обработки.

Описываемое устройство выполнено на базе кинокамеры типа РФК-5. В нем пленка перемещается из положения записи в положение теплового проявления и оптической обработки кадр за кадром, как в кинопроекторном аппарате. Время обновления данных составляет 1 кадр/сек. и ограничивается инерционностью процесса теплового проявления. Время задержки относительно реального не более 2 сек. Общее количество кадров при длине носителя 30 м составляет 1500. При повторном использовании ТПН производят стирание записанной информации, для чего отснятая пленка помещается в специальное устройство, где осуществляется тепловое стирание. Цикличность использования носителя для систем когерентно-оптической обработки составляет 7—8 раз и ограничивается постепенным ухудшением поверхности ТПС в процессе повторных циклов записи—стирания за счет появления случайных локальных неоднородностей слоя в виде царапин, трещин, пыли и других дефектов. Это повышает уровень собственных шумов носителя и уменьшает тем самым динамический диапазон выходных сигналов.

Информационная емкость кадра определяется его размерами и разрешающей способностью устройства. Используемый размер кадра ( $12 \times 18$  мм) обеспечивает плотный и равномерный контакт между ТПН и фотослоем при сохранении достаточной пространственной когерентности световой волны на выходе оптической системы, разрушаемой за счет неоднородности толщины ТПН в пределах рабочей апертуры.

Разрешающая способность метода ограничивается наличием воздушного зазора при контакте ТПС и фотополупроводникового слоя, имеющего место благодаря различного рода несовершенствам их поверхностей (неровности, загрязнения, перекося прижима). Ввиду неоднородности электрического поля в зазоре, а также тенденции разряда при малых зазорах идти не по кратчайшему пути [7], перенос заряда не является строго направленным, что ограничивает разрешающую способность метода.

Частотно-контрастная характеристика (ЧКХ) устройства определяется ЧКХ метода контактной ФТПЗ, апертурной характеристикой кинескопа, с экрана которого производится запись изображения и ЧКХ объектива. На рис. 2 кривая 1 представляет ЧКХ контактной ФТПЗ [8], кривая 2 — сквозную ЧКХ устройства, полученную при записи дифракционных решеток (голограмм Фурье) различной пространственной частоты с экрана кинескопа типа 18 ЛК14Т с помощью объектива типа «Индустар-16».

Кривые дают количественное представление о влиянии отдельных элементов оптической схемы устройства на суммарный коэффициент передачи пространственных частот. Из сравнения

кривых можно сделать вывод, что основным фактором, влияющим на ход ЧКХ системы, в данном устройстве является апертурная характеристика кинескопа. Разрешающая способность устройства в соответствии с данными кривой 2 составляет

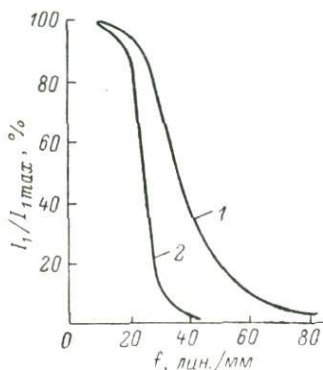


Рис. 2. Частотно-контрастная характеристика устройства.

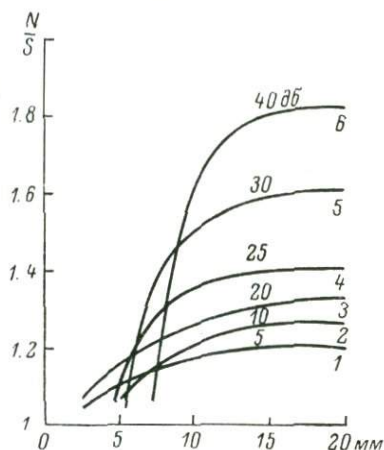


Рис. 3. Характеристики шумов когерентно-оптической системы с ТПН в зависимости от размера апертуры.

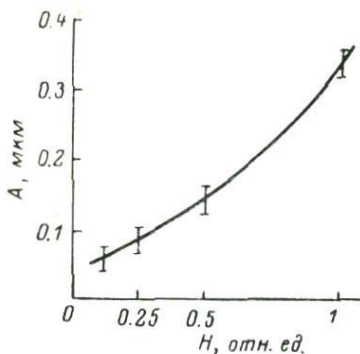


Рис. 4. Модуляционная характеристика устройства ФТПЗ.

40 лин./мм. Это соответствует 3% дифракционной эффективности восстановленной голограммы Фурье. Следует отметить, что при заполнении контактного промежутка специальной зарядопередающей жидкостью (например, силиконовым маслом) разрешающая способность метода ФТПЗ может быть увеличена до 200 лин./мм [9]. Для

реализации потенциальных возможностей метода необходимо значительно улучшить ЧКХ оптического узла устройства, т. е. кинескопа и объектива.

Одним из факторов, ограничивающим применимость описываемого устройства в системах когерентно-оптической обработки информации, является наличие случайных неоднородностей толщины ТПН. Причиной появления неоднородностей является несовершенство технологического процесса изготовления ТПН и дефекты слоя, возникающие в процессе эксплуатации.

По характеру действия оптические неоднородности ТПН можно разделить на два класса: 1) крупномасштабные фазовые шумы, связанные в основном с флуктуациями толщины основы и ТПС, 2) мелкомасштабные фазовые шумы, обусловленные наличием царапины, трещины, пыли и других дефектов поверхности.

Крупномасштабные шумы вызывают уменьшение величины и расширение главного лепестка дифракционного изображения в сигнальной плоскости и, следовательно, уменьшают динамический диапазон и разрешающую способность оптической системы обработки. Исследование крупномасштабных фазовых шумов образцов термопластика типа ТПН-14 показало, что этот процесс описывается пространственно стационарной, изотропной случайной функцией, имеющей среднеквадратичное отклонение набега фазы приблизительно  $\pi$  рад. и радиус корреляции до 50 мм. Это ограничивает максимальный размер входной апертуры оптической системы, использующей ТПН до 20 мм, причем разрешающая способность падает в 1.5—2 раза, что согласуется с данными работ [10, 11].

Характер действия мелкомасштабных фазовых шумов термопластика аналогичен действию амплитудных и мелкомасштабных шумов фотопленки [12] и приводит к повышению уровня собственного фона оптической системы обработки на 4 дБ (нулевой цикл) в месте расположения 100-го лепестка идеальной дифракционной картины при входной апертуре 4 мм [13].

На рис. 3 приведены экспериментальные кривые отношения ширины спектра шума  $N$  оптической системы с термопластиком типа ТПН-14 к ширине спектра  $S$  системы без термопластика при различных размерах апертуры. Интенсивность спектральных составляющих мелкомасштабных шумов находится в пределах  $5 \div 20$  дБ по отношению к нулевой спектральной компоненте и равномерно спадает при уменьшении апертуры (кривые 1—3). Интенсивность спектральных компонент крупномасштабных шумов лежит в пределах  $35 \div 40$  дБ от нулевого уровня и резко спадает при размерах апертуры порядка 10 мм (кривые 4—6).

Чувствительность процесса контактной ФТПЗ зависит от ряда факторов, основным из которых является применяемый фотополупроводниковый слой. При использовании в качестве фотослоя фотополупроводника типа  $As_2Se_3$ , обладающего достаточно высокой фоточувствительностью во всей видимой области спектра ( $400 \div 750$  нм), чувствительность процесса достигает порядка 40 ед. ГОСТа. Это дает возможность производить регистрацию голограмм с экрана кинескопа.

На рис. 4 представлена модуляционная характеристика устройства  $A = f(H)$ , под которой понимают зависимость глубины поверхностного рельефа  $A$  (в мкм) от экспозиции  $H = Et$  (в лк  $\times$  сек.). Характеристика снималась на пространственной частоте

порядка 25 лин./мм. Время экспозиции составляло около 0.05 сек. Освещенность менялась диафрагмой объектива по нормальному ряду 4, 5.6, 8, 11, 16, при этом освещенность за объективом при каждом значении диафрагмы уменьшалась в два раза, т. е. в соотношении 1, 0.5, 0.25 и 0.125.

Глубина рельефа определялась интерференционным способом на двухлучевом микроскопе МИИ-4 с предварительным напылением тонкого слоя алюминия на поверхность исследуемого микро-рельефа.

Модуляционная характеристика соответствует времени теплового проявления порядка 1 сек. при температуре, равной примерно 100° С.

Эффективность применения термопластического носителя в когерентно-оптических процессорах ограничивается нелинейными искажениями, проявляющимися в виде помех в выходном изображении. Причины появления нелинейных искажений связаны с природой фазовой модуляции фронта световой волны, осуществляемой геометрическим рельефом термопластического носителя, и нелинейностью его модуляционной характеристики [14].

Известно [15], что запись будет линейной в том случае, если производная комплексного пропускания  $\hat{t}(x, y)$  голограммы по экспозиции  $H$  имеет постоянную величину

$$\frac{d\hat{t}}{dH} = \text{const.} \quad (1)$$

Для рельефно-фазовой голограммы  $\hat{t}(x, y) = \exp j\varphi(x, y)$  условие линейности имеет вид

$$\exp(j\varphi) \frac{d\varphi(H)}{dH} = \text{const}, \quad (2)$$

где  $\varphi(H)$  — зависящая от экспозиции часть фазы амплитудного пропускания регистрирующего материала.

Выражение (2) имеет следующее решение:

$$\varphi = \text{const} \text{ и } \frac{d\varphi(H)}{dH} = 0,$$

т. е. линейная запись фазовых голограмм, строго говоря, невозможна даже в случае линейного отклика зависимости  $A = f(H)$ . Однако для малых, но конечных значений  $\varphi(H)$  экспоненциальный множитель в (2) становится близким к единице, т. е.  $\exp(j\varphi) \approx 1$ , и условие линейной записи принимает вид

$$\frac{d\varphi(H)}{dH} = \text{const}, \quad \varphi(H) \ll 1. \quad (3)$$

Невыполнение условия (3) приводит к появлению в восстановленном изображении более высоких порядков дифракции, а также к так называемым интермодуляционным искажениям,

обусловленным взаимной интерференцией точек объекта друг с другом. Световое поле на выходе рельефной голограммы двух точечных источников можно представить в виде

$$E(x) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \sum_{p=-\infty}^{p=+\infty} J_n(\varphi_1) \exp(jn\omega_1 x) J_p(\varphi_2) \exp(jp\omega_2 x), \quad (4)$$

где  $J_n(\varphi_1)$ ,  $J_p(\varphi_2)$  — функции Бесселя первого рода;  $\omega_1$  и  $\omega_2$  — соответствующие пространственные частоты;  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — индексы фазовой модуляции.

Полезные члены в уравнении (4) при условии  $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$  — это

$$J_0(\varphi) J_1(\varphi) \exp(j\omega_1 x) \text{ и } J_0(\varphi) J_1(\varphi) \exp(j\omega_2 x),$$

которые соответствуют значениям  $(n, p)$ , равным  $(1, 0)$  и  $(0, 1)$ .

Составляющие с индексами  $(n, p) = (\pm 1, \pm 1)$  соответствуют частотам  $2\omega_1$  и  $2\omega_2$ , которые лежат обычно за пределами рабочей полосы пространственных частот и могут быть пространственно отфильтрованы при условии  $2\omega_1 < \omega_2$ . Однако составляющие с индексами  $(n, p) = (\pm 1, \pm 2)$  или  $(\pm 2, \pm 1)$  и соответственно частотами  $2\omega_1 - \omega_2$  и  $2\omega_2 - \omega_1$  попадают в рабочую полосу частот и накладываются на выходное изображение в виде неравномерного фона, снижая динамический диапазон полезных выходных сигналов.

К появлению аналогичных помех приводит нелинейность модуляционной характеристики. Как показано в [6], электростатические силы, образующие микрорельеф при тепловом проявлении, пропорциональны квадрату распределенного заряда и, следовательно, при переходе от распределения плотности заряда к плотности деформирующих сил появляются составляющие удвоенной частоты сигнала, приводящие к нелинейным искажениям.

Интермодуляционные помехи можно уменьшить за счет снижения коэффициента модуляции распределенного заряда, что, в конечном счете, приводит к выполнению условия линейной записи (3), которое ограничивает динамический диапазон системы и дифракционную эффективность восстановленного изображения.

При достаточно малом уровне фазовых шумов входного сигнала и самой системы обработки динамический диапазон выходного сигнала определяется интенсивностью интермодуляционной помехи в соответствии с выражением

$$\frac{I_S}{I_N} = 10 \lg \frac{|J_0(\varphi) J_1(\varphi)|^2}{|J_1(\varphi) J_2(\varphi)|^2}, \quad (5)$$

где  $J_0(\varphi) J_1(\varphi)$  — амплитуда полезного светового сигнала,  $J_1(\varphi) J_2(\varphi)$  — амплитуда интермодуляционной помехи.

Зависимость динамического диапазона от величины индекса фазовой модуляции можно оценить по графикам, приведенным в [16].

При уровне собственных шумов оптической системы с ТПН —40 дБ отношение сигнал/помеха составляет примерно 28 дБ для величины девиации фазы  $\varphi \approx 0.5$  рад, что соответствует дифракционной эффективности около 5.7%. Из соотношения

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n-1) A, \quad (6)$$

где  $\varphi$  — девиация фазы,  $n$  — коэффициент преломления термопластика,  $\lambda$  — длина волны,  $A$  — величина пути (глубина рельефа), можно определить глубину модуляции рельефа ТПН, удовлетворяющую условию линейности записи (3). При  $\lambda = 0.63$  мкм и коэффициенте преломления термопластика  $n = 1.5$  глубина рельефа должна быть  $A \approx 0.1$  мкм. При такой глубине модуляции рельефа нелинейность модуляционной характеристики практически не сказывается на качестве выходного сигнала системы когерентно-оптической обработки информации, записанной на ТПН.

Приведенные характеристики устройства контактной ФТПЗ показывают, что макет может найти применение для оперативной обработки информации в голографических системах неразрушающего контроля и медицинской диагностики.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Walkup L. E. Xerographic indication recording. US Patent N 3196013, 1965, p. 1.
2. Павлов В. И., Пасечник А. А., Булгаков В. И. и др. Устройство записи и воспроизведения информации. Авт. свид., № 438030. — Бюлл. изобр., 1974, № 28.
3. Сазанов В. Е., Булгаков В. И., Сорокин Г. И. Применение термопластической записи для ввода информации в систему оптической обработки. — В кн.: Акустические методы и средства исследования океана. Ч. 1. Владивосток, ДВПИ, 1974, с. 258—261.
4. Кирк Н. Пленка для термопластической записи. — В кн.: Термопластическая запись. Под ред. Ю. А. Васильевского. М., «Искусство», 1966, с. 111—119.
5. Винокуров Л. Г. О механизме переноса заряда в электрофотографической системе фотополупроводник—диэлектрик. — В кн.: Электрография и магнитография. Вильнюс, «Минитис», 1972, с. 327—333.
6. Гуцко Ю. П. Фазовая рельефография. М., «Энергия», 1974.
7. Ritow H. J. Electronics and Control, 1959, 7, p. 426.
8. Павлов В. И., Соболев Г. А., Булгаков В. И. и др. Исследование частотно-контрастных характеристик фототермопластической записи. — В кн.: Способы записи информации на бессеребряных носителях. Киев, КГУ, 1971, вып. 3, с. 41—45.
9. Neuhart J. E. Panchromatic photoreceptor for charge transfer frost xerography. — Phot. Sci. Engng., 1966, 10, N 3, p. 126.
10. Аймбиндер М. С., Боровицкая И. М., Власова Т. Г. и др. Термопластик в когерентной оптической системе. — Изв. вузов, Радиофизика, 1974, 17, № 5, с. 1493—1500.
11. Маркус Ф. А. Шумы в когерентных оптических системах. — Автореф. канд. дисс. Горький, ГГУ, 1974.

12. Богданов А. А., Бруси́н И. Я., Емелин В. В. О фазовых шумах фотопленки. — Изв. вузов, Радиофизика, 1969, 12, № 1, с. 90—101.
13. Аймбиндер М. С., Мельниченко П. Я., Фридман Г. Х. и др. Исследование шумовых характеристик термопластических носителей при их работе в многоканальных когерентных оптических спектроанализаторах. — В кн.: Способы записи информации на бессеребряных носителях. Киев, КГУ, 1971, вып. 3, с. 30—40.
14. Сорокин Г. И., Сазанов В. Е. Анализ нелинейности фазовых голограмм, записанных на термопластическом материале. — В кн.: Тезисы докладов Всесоюзного симпозиума по разработке и применению опто-электронных голографических запоминающих устройств. Пенза, «Советское радио», 1974.
15. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М., «Мир», 1973.
16. Престон К. Когерентные оптические вычислительные машины. М., «Мир», 1974.

Г. К. ИВАНОВА, В. Н. ИЛЬИНА, Е. Ф. ОРЛОВ

#### ОБРАБОТКА ДВУМЕРНЫХ СИГНАЛОВ И ИЗОБРАЖЕНИЙ ОПТИЧЕСКИМИ НЕКОГЕРЕНТНЫМИ СИСТЕМАМИ

Оптические некогерентные методы обработки информации в настоящее время получают все большее распространение в экспериментальных исследованиях в радиофизике, акустике, оптике, технической и медицинской диагностике [1]. В известных публикациях [2—4] довольно подробно рассматриваются возможности оптических некогерентных систем для спектрального и корреляционного анализа одномерных сигналов и изображений. Двумерным преобразованиям в некогерентных системах до сих пор не уделялось должного внимания. Это связано с тем, что для двумерных преобразований обычно используются когерентные системы [5—8]. Применение некогерентных систем в этой области считается нецелесообразным.

Однако есть задачи двумерного преобразования изображений и сигналов, в которых использование оптических систем, не требующих когерентного света, дает существенные преимущества. К таким задачам относятся в первую очередь пространственная обработка самосветящихся (некогерентным светом) объектов, обработка двумерных изображений с последующей передачей данных по одноканальным линиям передач информации или в ЭВМ.

Оптические некогерентные системы обработки двумерных изображений могут быть легко построены по схеме: двумерный вход, одномерный выход либо одномерный вход, двумерный выход.

Это обстоятельство облегчает построение оптоэлектронных систем, включающих и ЭВМ. Использование двумерных некогерентных систем и их совершенствование открывают новые возможности в технике исследования характеристик изображений и сигналов.

В настоящей работе рассматриваются вопросы, связанные с возможностью получения двумерных обратимых преобразований оптическими некогерентными системами.

## 1. Основные соотношения

В оптических системах обработки информации, использующих модуляцию интенсивности некогерентного света [3] (в оптических некогерентных системах), осуществляется вычисление корреляционных интегралов

$$B(t) \sim \int_x \int_y \alpha(x, y) \beta(x, y, t) dx dy, \quad (1)$$

$$B(x, y) \sim \int_T I(x, y, t) \beta(x, y, t) dt. \quad (2)$$

Здесь  $\alpha(x, y)$  — входное изображение, задаваемое распределением освещенности либо пространственным распределением прозрачности транспаранта;  $\beta(x, y, t)$  — закон изменения прозрачности пространственно-временного модулятора;  $I(x, y, t)$  — модуляция входного светового потока.

Выражение (1) описывает операцию, которая выполняется в схемах с пространственным интегрированием (рис. 1). В схемах этого типа осуществляется последовательно во времени перебор необходимых функций  $\beta(x, y, t)$  и измерение корреляционного интеграла (1). В схемах с пространственным интегрированием входная информация задается в виде функции двух аргументов — вход двумерный. Выходной сигнал — одномерная временная последовательность. Возможны различные варианты схем с пространственным интегрированием, связанные с различной модификацией выражения (1). В частности, при интегрировании только по одной координате имеем

$$B(y, t) = \int_x \alpha(x, y) \beta(x, y, t) dx. \quad (3)$$

Это выражение описывает операцию, которая выполняется в многоканальных схемах обработки одномерных изображений.

Выражение (2) описывает операцию, которая выполняется в оптических схемах с временным интегрированием (рис. 2). Особенностью этих схем является то, что вход — функции времени, выход — двумерные изображения. Возможны различные

модификации схем с временным интегрированием. В частности, вход может быть многоканальным, предназначенным для переработки многих одномерных изображений. В этом случае

$$I(x, y, t) \approx I(y, t), \quad (4)$$

$y$  — параметр, определяющий номер канала.

Рассматриваемые некогерентные системы, как это видно и из выражений (1) и (2), позволяют, во-первых, получать на выходе эффект, линейно связанный с корреляционным интегралом

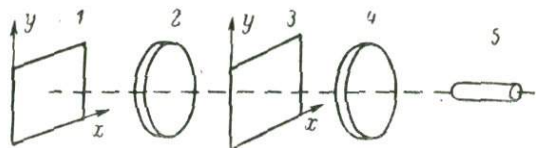


Рис. 1. Схема с пространственным интегрированием.

1 — объект, 2 — проекционная линза, 3 — пространственно-временной модулятор, 4 — линза, 5 — фотоэлемент.

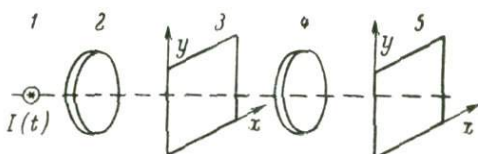


Рис. 2. Схема с временным интегрированием.

1 — источник модулированного входного потока, 2 — проекционная линза, 3 — пространственно-временной модулятор, 4 — линза, 5 — плоскость многоканального временного интегратора.

лом, и, во-вторых, трансформировать входную информацию из двумерного представления в одномерное и обратно.

Эти две особенности некогерентных оптических систем дают возможность широкого их использования в различных экспериментальных задачах, в том числе для построения гибридных вычислителей совместно с ЭВМ и одноканальными аналоговыми электронными системами. В этом сочетании оптические некогерентные схемы, как правило, осуществляют двумерные спектральные и корреляционные преобразования. Особый интерес представляет возможность оптических некогерентных систем осуществлять двумерное преобразование Фурье изображений, а также повторное преобразование для восстановления исходного изображения. Совокупность этих операций дает возможность осуществлять фильтрацию двумерных изображений оптическими некогерентными системами.

Для выполнения фурье-преобразований пространственно-временной модулятор должен «генерировать» двумерные синусои-

дальные структуры со всевозможными значениями волнового вектора. Необходимо, чтобы

$$\beta(x, y, t) \sim e^{-i[k_x(t)x + k_y(t)y]}, \quad (5)$$

где  $k_x(t)$  и  $k_y(t)$  — проекции волнового вектора на координатные оси. Закон изменения  $k_x(t)$  и  $k_y(t)$  может быть, вообще говоря, произвольным, но в каждом конкретном случае должен определяться условиями ввода и регистрации выходной информации. Основное требование общего характера — высокая скорость перестройки  $k_x(t)$  и  $k_y(t)$  для обеспечения высокой скорости обработки информации.

Функция  $\beta(x, y, t)$  может принимать только действительные положительные значения. Для получения обратимого преобразования Фурье с действительным ядром следует выбрать соответствующим образом область интегрирования в выражениях (1) и (2). Пусть

$$\beta(x, y, t) = \beta_0 + \beta_1 \cos [k_x(t)x + k_y(t)y], \quad (6)$$

где  $\beta_0, \beta_1$  — константы. Выберем в выражении (1) область интегрирования, заключенную в пределах  $0 \leq x \leq D_x, 0 \leq y \leq D_y$ . Тогда

$$B(t) = B_0 + \beta_1 \int_0^{D_x} \int_0^{D_y} \alpha(x, y) \cos [k_x(t)x + k_y(t)y] dx dy, \\ B_0 = \beta_0 \int_0^{D_x} \int_0^{D_y} \alpha(x, y) dx dy. \quad (7)$$

В выражении (2) область интегрирования ограничим интервалом времени  $0 \leq t \leq T$ , и

$$B(x, y) = B_0 + \beta_1 \int_0^T I(x, y, t) \cos [k_x(t)x + k_y(t)y] dt, \\ B_0 = \beta_0 \int_0^T I(x, y, t) dt. \quad (8)$$

Получаем обратимые косинус-преобразования Фурье [9] функции  $\alpha(x, y)$ , заданной в области  $0 \leq x \leq D_x, 0 \leq y \leq D_y$ , и функции  $I(t)$ , заданной в области  $0 \leq t \leq T$ , продолжаемых в области отрицательных значений аргументов симметричным образом.

## 2. Двумерные пространственно-временные модуляторы света

Остановимся на возможности получения пространственно-временных двумерных модуляторов, используемых для «генерации» двумерных синусоидальных структур. Рассмотрим скре-

щенные синусоидальные решетки. Запишем прозрачность синусоидальных решеток в виде

$$\beta_1(\mathbf{r}, t) = \beta_{10} + \beta_{11} \cos(\mathbf{k}_1(t) \mathbf{r} - \varphi_1), \quad (9)$$

$$\beta_2(\mathbf{r}, t) = \beta_{20} + \beta_{21} \cos(\mathbf{k}_2(t) \mathbf{r} - \varphi_2), \quad (10)$$

где  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор точки наблюдения;  $\beta_{ij}$  — константы; пространственная частота решеток  $|\mathbf{k}_{12}| = 2\pi/d$ ;  $d$  — период решеток. Наложение двух решеток в однородном световом потоке дает структуру

$$\beta(\mathbf{r}, t) = \beta_0 + \beta_1 \cos[\mathbf{k}(t) \mathbf{r} - \varphi] + \beta_3(\mathbf{r}), \quad (11)$$

где  $\beta_0 = \beta_{10}\beta_{20}$ ,  $\beta_1 = \beta_{11}\beta_{21}/r$ ,  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ ,  $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ ,  $\beta_3(\mathbf{r})$  — структура с частотами  $k$  и выше. Влияние  $\beta_3(\mathbf{r})$  в оптических схемах может быть сделано сколь угодно малым путем размытия изображения структур с периодами, меньшими  $d$ . Учитывая это, получим формулу (6), где  $k_x(t)$ ,  $k_y(t)$  — проекции вектора  $\mathbf{k}$  на координатные оси,

$$k_x = \frac{2\pi}{d} [\sin \theta_1(t) - \sin \theta_2(t)], \quad k_y = \frac{2\pi}{d} [\cos \theta_1(t) - \cos \theta_2(t)]. \quad (12)$$

При  $\theta_2(t) = -\theta_1(t) = \theta(t)$  имеем

$$k_x(t) = \frac{4\pi}{d} \sin \theta(t), \quad k_y(t) = 0. \quad (13)$$

Этот случай используется для получения быстро перестраивающейся синусоидальной структуры при анализе одномерных процессов [3, 10]. Для перестройки частоты структуры во времени

$$\sin \theta(t) = at.$$

Тогда

$$\beta(x, y, t) = \beta_0 + \beta_1 \cos\left(\frac{4\pi axt}{d} - \varphi\right). \quad (14)$$

В каждый момент времени имеем синусоидальную пространственную структуру с частотой

$$k_x(t) = 2\pi \frac{2at}{d}. \quad (15)$$

В каждой точке плоскости  $x$ ,  $y$  имеем возможность изменения прозрачности по синусоидальному закону с частотой

$$\Omega(x) = 2\pi \frac{2ax}{d}. \quad (16)$$

В случае анализа двумерных изображений решетки, составляющие пространственно-временной модулятор, должны участвовать в более сложном движении так, чтобы  $k_x$  и  $k_y$  принимали последовательно все значения в исследуемой области частот от 0 до  $k_{x \max}$

и от 0 до  $k_{y \max}$  [11]. Возможны различные последовательности перебора значений  $k_x$ ,  $k_y$ .

Рассмотрим пространственно-временной модулятор с использованием колец Френеля в качестве составных решеток для получения перестраиваемой синусоидальной структуры. Прозрачность решеток задается в виде колец с линейным нарастанием частоты в радиальном направлении

$$\beta_1 = \beta_{01} + \beta_{11} \cos(ar_1^2 - \varphi_1), \quad \beta_2 = \beta_{02} + \beta_{12} \cos(ar_2^2 - \varphi_2). \quad (17)$$

Здесь  $a$  — параметр колец Френеля,  $r_{1,2}$  — радиус-вектор точек наблюдения  $\mathbf{r}_2 = \mathbf{r}_1 - \boldsymbol{\rho}$ .

При перемножении структур (17) имеем

$$\beta_1 \beta_2 = \beta_{01} \beta_{02} + \beta_{11} \beta_{12} \cos a \left( \mathbf{r}_1 \boldsymbol{\rho} - \frac{a}{2} \rho^2 - \Delta\varphi \right), \quad (18)$$

где  $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ .

Переходя к проекциям векторов на координатные оси, получаем

$$\beta_1 \beta_2 = \beta_{01} \beta_{02} + \beta_{11} \beta_{12} \cos a \left( \xi x + \eta y - \frac{\xi^2 + \eta^2}{2} \right). \quad (19)$$

Суммарные члены, получающиеся в результате перемножения структур, опускаем из рассмотрения как имеющие спектр пространственных частот, выходящий за пределы воспроизведения используемых оптических систем. Таким образом, получаемая структура имеет параметры

$$k_x = a\xi \quad \text{и} \quad k_y = a\eta, \quad (20)$$

где  $\xi$  и  $\eta$  — проекции на оси  $x$  и  $y$  вектора, соединяющего центры колец Френеля. Выражение (20) наглядно говорит о том, насколько просто осуществить практически перебор всевозможных значений  $k_x$  и  $k_y$  из выбранной прямоугольной области  $0 < k_x < k_{x \max}$  и  $0 < k_y < k_{y \max}$ .

Рассмотренные выше два типа пространственно-временных модуляторов замечательны тем, что при перестройке модулятора в рабочем световом потоке не происходит существенной замены одних участков решеток другими. Дело в том, что величины  $\beta_{i,j}$  в выражениях (9), (10) и (17), строго говоря, не постоянны по полю решеток. Имеется паразитная зависимость  $\beta_{i,j}(x, y)$ , которая при значительной смене участков решеток в «окне интегрирования» устройства могла бы привести к появлению шумов. Рассмотренные модуляторы на муаровом эффекте свободны от указанного вида помех.

Однако в целом ряде применений оптических некогерентных систем обработки информации, когда основным требованием, которому должны удовлетворять системы, является не точность и малый уровень собственных шумов, а простота конструкций

и малое время обработки, используют модуляторы с частичной или полной сменой участков поля модулятора при его перестройке. При этом применяются, например, диски с нанесенным изображением [4, 12], движущиеся пленки, барабаны и т. д.

### 3. Фурье-анализ и синтез двумерных изображений

Рассмотренные выше пространственно-временные модуляторы света используются в оптических системах анализа Фурье и восстановления двумерных изображений.

Схема рис. 1 дает возможность производить двумерный анализ Фурье изображения и получать временную последовательность компонентов Фурье.

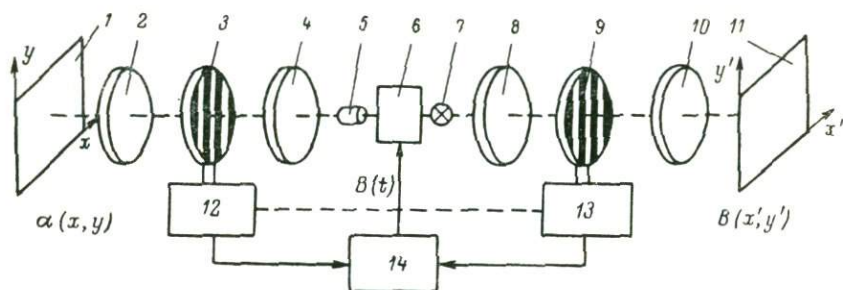


Рис. 3. Схема фурье-анализа и синтеза двумерных изображений в некогерентном свете.

1 — изображение; 2 — проекционная линза, 3 — пространственно-временной модулятор; 4 — линза, 5 — фотоэлемент, 6 — блок усиления и модуляции сигнала; 7 — модулируемый источник света; 8 — линза; 9 — пространственно-временной модулятор света; 10 — линза; 11 — восстановленное изображение; 12, 13 — механизмы синхронной перестройки модуляторов; 14 — программное устройство управления частотной характеристикой схемы восстановления изображения.

Схема рис. 2 позволяет производить обработку временной последовательности  $I(t)$  и дает на выходе двумерное изображение  $B(x, y)$ . Функция  $B(x, y)$  является совокупностью компонентов Фурье временной функции  $I(t)$ . Схемы рис. 1 и 2, включенные последовательно через электронное устройство 6 (рис. 3), очевидно, могут осуществлять фурье-анализ входного изображения и восстановление этого изображения в выходной плоскости системы. При этом временная модуляция сигнала в устройстве 6 эквивалентна фильтрации пространственных частот.

¶ Поясним метод анализа Фурье и восстановление двумерных изображений оптическими некогерентными системами на примере схемы рис. 3. Здесь первая часть схемы, включающая входную плоскость 1, линзу 2, модулятор 3, линзу 4 и фотоэлемент 5, работает как двумерный анализатор спектра пространственного распределения яркости на плоскости 1. В выходном сигнале

фотоэлемента, согласно (7), содержатся постоянная составляющая и полезный член — корреляционный интеграл. Во время перестройки модулятора (одним из указанных выше методов) на выходе фотоэлемента 5 имеем временную последовательность спектральных амплитуд исследуемого изображения. Усилитель-модулятор позволяет путем временной модуляции сигнала  $B(t)$  усиливать либо ослаблять амплитуды выбранных спектральных компонент. Эта операция может выполняться путем включения в цепь специальной схемы мгновенного определения частоты настройки фильтра и программного устройства амплитудной модуляции сигнала  $B(t)$  в соответствии с заданным законом пространственной фильтрации. Яркость свечения входного электрооптического преобразователя (7) будет

$$I(t) = H(t) B(t) - I_0,$$

где  $H(t)$  — характеристика синтезируемого фильтра,  $I_0$  — аддитивный член для компенсации постоянной составляющей.

Говоря о первой части устройства рис. 3, следует подчеркнуть, что в данном случае ввод двумерной информации в вычислитель Фурье-компонент осуществляется без дискретизации, не поэлементно, как это делается в вычислителях дискретного счета, а непрерывно путем интегральных преобразований всего изображения.

Вторая часть схемы рис. 3, содержащая электрооптический преобразователь 7, линзу 8, пространственно-временной модулятор 9, работающий синхронно с модулятором 3, линзу 10 и плоскость 11 выходного двумерного временного интегратора, действует по схеме рис. 2. Распределение освещенности на плоскости 11 будет выражаться интегралом вида (8). С учетом постоянных составляющих в пространственном и временном распределении интенсивности света в схеме получаем для  $B(t)$  выражение (7).

В усилителе-модуляторе 6 к сигналу добавляется слагаемое для компенсации постоянной составляющей  $B_0$  и вводится фильтрующий множитель. Входной сигнал схемы восстановления изображения будет

$$I(t) = B_0 - I_0 + \beta_1 H(t) \int_0^{D_x} \int_0^{D_y} \alpha(x, y) \cos [k_x(t)x + k_y(t)y] dx dy \quad (21)$$

и, согласно (8), распределение освещенности в выходной плоскости —

$$B(x', y') = B'_0 + \int_0^T I(t) \cos [k_x(t)x' + k_y(t)y'] dt.$$

Здесь учтена синхронность работы модуляторов анализа и восстановления. Учитывая (21), получим

$$\begin{aligned}
 B(x', y') = & B_0 + \int_0^T (B_0 - I_0) \cos [k_x(t)x' + k_y(t)y'] dt + \\
 & + \beta_1 \int_0^T H(t) \cos [k_x(t)x' + k_y(t)y'] dt \int_0^{D_x} \int_0^{D_y} \alpha(x, y) \cos [k_x(t)x + \\
 & + k_y(t)y] dx dy. \quad (22)
 \end{aligned}$$

Третий член выражения (22) представляет собой интеграл Фурье функции  $\alpha(x, y)$  [9].

При  $H(t) = 1$  и достаточно больших интервалах интегрирования

$$B(x'y') \approx \alpha(x, y).$$

Влияние конечности интервала интегрирования и множителя  $H(t)$  в фурье-плоскости эквивалентно введению фильтров, частотные характеристики которых просто поддаются расчету [13].

#### 4. Обработка двумерных изображений последовательным применением одномерных преобразований

Рассмотренная выше оптическая схема двумерного преобразования изображений в некогерентном свете основывается на использовании двумерных пространственно-временных модуляторов интенсивности света. Построение модуляторов с перестройкой по всевозможным значениям  $k_x$  и  $k_y$  исследуемого изображения в ряде случаев представляет собой весьма серьезную практическую задачу. Наиболее простым видом пространственно-временного фурье-модулятора является модулятор, в котором  $k_x$  пробегает все значения от 0 до  $k_{x \max}$  при значении  $k_y = 0$ . Этот вид модуляторов широко используют в схемах анализаторов спектра одномерных процессов [3]. Представляет интерес рассмотрение возможности применения их и для двумерной обработки. Такая возможность очевидна. Пусть  $F(k_x, k_y)$  есть спектр Фурье функции  $f(x, y)$ , т. е.

$$F(k_x, k_y) = \iint_{X Y} f(x, y) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy. \quad (23)$$

Здесь  $k_x, k_y$  — проекции волнового вектора на координатные оси,  $X, Y$  — область интегрирования. Интеграл (23) можно представить в виде

$$F(k_x, k_y) = \int_Y F_1(k_x, y) e^{-ik_y y} dy, \quad (24)$$

где

$$F_1(k_x, y) = \int_X f(x, y) e^{-ik_x x} dx. \quad (25)$$

Выражение (25) есть фурье-спектр сечения функции  $f(x, y)$  при  $y = \text{const}$ . Интегрирование производится по  $x$  в интервале  $X$ . Интеграл (24) — спектр сечения  $F_1(k_x, y)$  при  $k_x = \text{const}$ . Интегрирование производится по  $y$  в интервале  $Y$ . Операции (24) и (25) в отдельности осуществляются оптическими схемами одномерного спектрального анализа. Существенным при анализе является сохранение информации о фазовом спектре в выходном сигнале анализатора и в последующей записи на двумерный транспарант для второго анализа. Поскольку в оптических некогерентных схемах опорные функции анализа являются действительными, то целесообразно выражения (24) и (25) представить в виде

$$F(k_x k_y) = \int_0^{D_y} F_1(k_x y) \cos k_x y dy + i \int_0^{D_y} F_1(k_x y) \sin k_x y dy, \quad (26)$$

$$F(k_x, y) = \int_0^{D_x} f(x, y) \cos k_x x dx + i \int_0^{D_x} f(x, y) \sin k_x x dx. \quad (27)$$

Областью интегрирования по координатам выбираем  $0 \div D_x$  по  $x$ ,  $0 \div D_y$  по  $y$ . Условимся для определенности подынтегральные функции в область отрицательных значений аргументов продолжать симметрично, так что

$$f(x, y) = f(-x, y) \quad \text{и} \quad F_1(k_x y) = F_1(k_x, -y), \quad (28)$$

тогда

$$F(k_x k_y) = \int_0^{D_y} F_1(k_x y) \cos k_y y dy, \quad (29)$$

$$F_1(k_x y) = \int_0^{D_x} f(x, y) \cos k_x x dx. \quad (30)$$

Операции (29) и (30) могут быть выполнены оптическими схемами нескольких вариантов.

Рассмотрим схему с пространственным интегрированием, представленную на рис. 4. Здесь изображена схема одноканального скользящего спектрального анализа. Осветитель 1, 2 со щелевой диафрагмой 3 равномерно освещает линии на транспаранте  $y = \text{const}$ . Прозрачность транспаранта

$$a(x, y) = a_0 + a_1 f(x, y). \quad (31)$$

Пространственно-временной модулятор  $\delta$  вводит синусоидальную модуляцию в пространстве с переменной во времени частотой. Прозрачность модулятора

$$\beta(x, t) = \beta_0 + \beta_1 \cos k(t)x. \quad (32)$$

Интегрирующая линза  $b$  собирает световой поток на фотозаэлемент  $\gamma$ , на выходе которого имеем

$$B(k, y) = B_0 + \beta_1 \int_0^{D_x} \alpha_0 \cos kx dx + \beta_2 \int_0^{D_x} f(x, y) \cos kx dx. \quad (33)$$

Полезный член

$$F_1(k, y) \sim \int_0^{D_x} f(x, y) \cos kx dx \quad (34)$$

присутствует на фоне постоянной составляющей  $B_0$  и на фоне спектра постоянной составляющей прозрачности транспаранта.

Фильтрация полезного члена осуществляется путем введения зависимости  $k(t)$ . Первый член, как не зависящий от времени, исключается; второй — лежит в области малых значений  $k$ . Запись функции  $F_1(k, y)$  на двумерный транспарант и повторное выполнение операции (29) дают двумерный спектр исходного изображения  $f(x, y)$ . Данное последовательное вычисление двумерного спектра является весьма целесообразным в случаях, когда двумерное изображение появляется в системах, регистрирующих оригинальное двумерное распределение последовательно, построчно. Схема рис. 4 предполагает регистрацию результата первого анализа не только в виде записи на транспарант. Могут быть использованы для этой цели не требующие длительного времени на запись ЭЛТ типа потенциалоскопов с видимым свечением [14], что делает подобные схемы достаточно быстродействующими.

Рассмотрим вариант схемы двумерного преобразования Фурье двухступенчатого типа, основанный на использовании оптических схем спектрального анализа с временным интегрированием [15]. Оптическая схема приведена на рис. 5. Входное изображение в схему вводится в виде временной последовательности, осуществляющей модуляцию интенсивности свечения точки на экране ЭЛТ-1 (рис. 5). В отличие от схемы рис. 2, в которой преобразование Фурье осуществляется в один этап, в схеме рис. 5 эта операция выполняется в два этапа двумя идентичными устройствами, включенными последовательно. Такое построение схемы приводит к возможности использования простейших пространственно-временных модуляторов вида (14) с перестройкой только одного параметра ( $k_x$ ), обладающих более высокой точностью по сравнению с двумерными модуляторами с перестройкой по двум параметрам  $k_x$  и  $k_y$ . К достоинствам схемы рис. 5 можно отнести возможность

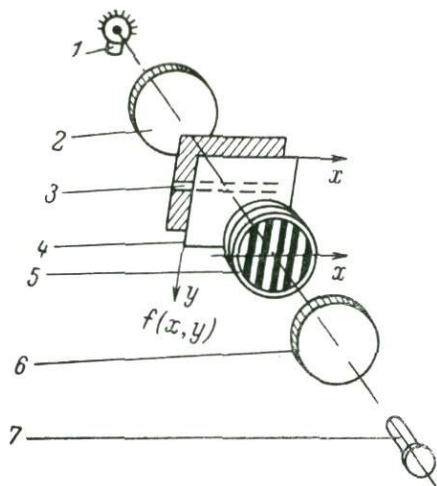


Рис. 4. Оптическая схема скользящего спектрального анализа с пространственным интегрированием.

1 — источник некогерентного света, 2 — коллиматор, 3 — щелевая диафрагма, 4 — транспарант, 5 — пространственно-временной модулятор, 6 — конденсор, 7 — фотозащелка.

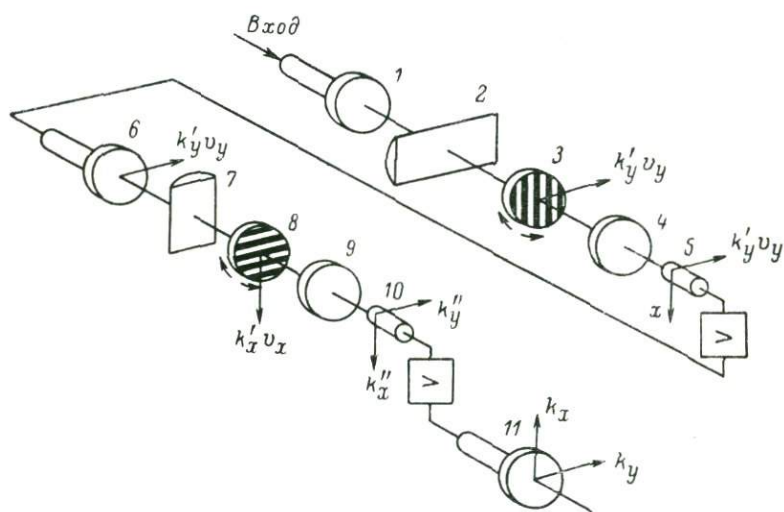


Рис. 5. Схема измерения двумерного спектра изображения с временным интегрированием.

1, 6 — входные ЭЛТ; 2, 7 — цилиндрические линзы; 3, 8 — пространственно-временные модуляторы; 4, 9 — линзы; 5, 10 — видеоканы; 11 — выходной индикатор двумерного спектра изображений.

ее использования для анализа изображений, получаемых в результате строчно-кадрового сканирования без предварительной записи изображения на транспарант.

Двумерный спектральный анализ поля  $f(x, y)$  происходит следующим образом. На входной плоскости  $I$  экрана ЭЛТ луч смещается строчной разверткой по оси  $x$  синхронно со смещением читающего элемента в механизме сканирования изображения по одной из осей (например,  $x$ ). В каждой точке  $x$  яркость свечения элемента линии развертки пропорциональна изменению функции  $f(x, y)$  вдоль координаты  $y$ , по которой осуществляется медленное сканирование изображения. Не поясняя очевидных допущений, будем считать, что входной сигнал схемы рис. 5 есть

$$I(x, t) = I_0 + I_1 f\left(x, \frac{y}{v_y}\right) = I\left(x, \frac{y}{v_y}\right). \quad (35)$$

Здесь  $v_y$  — скорость сканирования изображения по оси  $y$ .

Изображение на катоде видикона 5, согласно [2], будет

$$B(x, k'_y) = B_0 + B_1 \int_0^{D_y/v_y} I\left(x, \frac{y}{v_y}\right) \cos k'_y \frac{y}{v_y} d(y/v_y) + B_3, \quad (36)$$

где  $k'_y = k_y v_y$ ,  $k_y$  — пространственная частота изображения по оси  $y$ . Повторный анализ в аналогичной схеме производится с усреднением по координате  $x$ . На экране ЭЛТ 6 имеем

$$I_2(t, k_y v_y) = I_{20} + I_{21} B(x/v_x, k'_y). \quad (37)$$

На катоде видикона 10

$$B_2(k'_x k'_y) = B_{20} + B_{21} \int_0^{D_x/v_x} B(x/v_x, k'_y) \cos k'_x x/v_x d(x/v_x). \quad (38)$$

После подстановки (36) в (38) получим

$$\begin{aligned} B_2(k'_x k'_y) &\sim I_1 B_{21} B_{11} \int_0^{D_x/v_x} \cos k'_x x/v_x d(x/v_x) \int_0^{D_y/v_y} f(x/v_x, y/v_y) \cos k'_y y/v_y d(y/v_y) = \\ &= I_1 B_{11} B_{21} \int_0^{D_x/v_x} \int_0^{D_y/v_y} f(x/v_x, y/v_y) \cos k'_x x/v_x \cos k'_y y/v_y d(x/v_x) d(y/v_y). \quad (39) \end{aligned}$$

Таким образом, имеем выражение для двумерного спектра исходного изображения.

## 5. Экспериментальные результаты

Экспериментальные исследования возможностей оптических некогерентных схем двумерного анализа изображений показали их работоспособность и целесообразность использования метода для решения конкретных задач. Ниже приведем некоторые результаты исследования параметров схем двумерного анализа и результаты их применения в задачах получения и восстановления голограмм.

Прежде всего проиллюстрируем возможность получения оптическими некогерентными системами фазового спектра объектов. Сделаем это на примере скользящего фурье-преобразования элементарных изображений, содержащих одиночные линии. Пусть изображение объекта  $f(x, y)$  (рис. 6, а) в сечении по  $x$  имеет вид прямоугольного импульса длительностью  $\xi$  с различным смещением  $x_0$  относительно

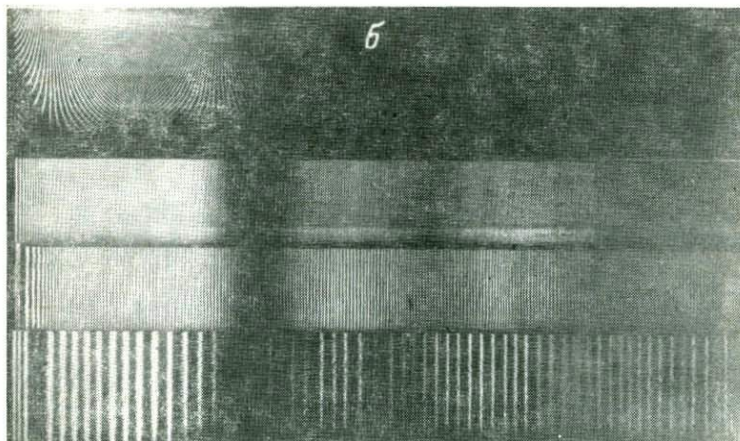
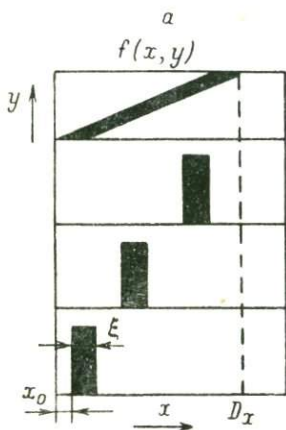


Рис. 6. Скользящий спектр Фурье (б) точечного объекта в зависимости от его положения в окне интегрирования (а).

начала координат в плоскости изображения. В схеме скользящего преобразования Фурье (рис. 4) выполняется операция

$$B(y, k_x) \sim \int_0^{D_x} f(x, y) \cos k_x x dx.$$

В нашем случае получаем

$$B(y, k_x) \sim \int_{x_0}^{x_0+\xi} \cos k_x x dx \sim \frac{\sin k_x \xi / 2}{k_x \xi / 2} \cos k_x (x_0 + \xi / 2).$$

На рис. 6, б представлен результат обработки изображения линий рис. 6, а. На скользящей фурье-спектрограмме четко видна зависимость частоты осцилляций в фурье-спектре от положения «импульса» на оси  $x$ . Модуляционный множитель в форме спектра импульса имеет первый нуль на пространственной частоте

$$k_x = 2\pi/\xi.$$

Эта частота, как видно из рис. 6, б, остается для всего изображения постоянной.

Приведенный пример показывает практическую возможность осуществления скользящего одномерного фурье-преобразования в схемах с использованием некогерентного света.

Для получения двумерного спектра результат первого скользящего преобразования используется повторно. На рис. 7 представлен результат двухэтапного измерения двумерного спектра по схеме рис. 4. На рис. 7, а — изображение параллельных линий с пространственной частотой  $k$  и углом  $\theta$ . Результат первого скользящего фурье-преобразования представлен на рис. 7, б. Видна пульсирующая линия на частоте  $k_x = k \cos \theta$ , которая при повторном скользящем преобразовании дала отклик на частоте  $k_y = k \sin \theta$ .

Измерения показали, что в эксперименте была реализована схема с пространственным интегрированием, позволяющая производить двукратный скользящий фурье-анализ фрагментов изображений с числом элементов  $500 \times 500$ . Динамический диапазон значений спектральных амплитуд — 50 дб.

Восстановление двумерных изображений по пространственному спектру Фурье в оптических схемах с использованием некогерентного света может быть проведено любым из рассмотренных выше способов измерения двумерного спектра Фурье. Например, если анализ выполнен по схеме рис. 1 с пространственным интегрированием, использующим двумерный пространственно-временной модулятор, то синтез может быть выполнен по одной из следующих схем: а) рис. 1, после предварительной записи спектра на двумерный транспарант; б) рис. 2, с временным интегрированием с использованием «одноэтапного» преобразования Фурье; в) рис. 4, с пространственным интегрированием путем последовательного применения двух скользящих одномерных фурье-преобразований; г) рис. 5, путем использования двухэтапной схемы с временным интегрированием.

Следует заметить, что и анализ может быть выполнен в любой из перечисленных выше схем, и в каждом случае будет иметь место

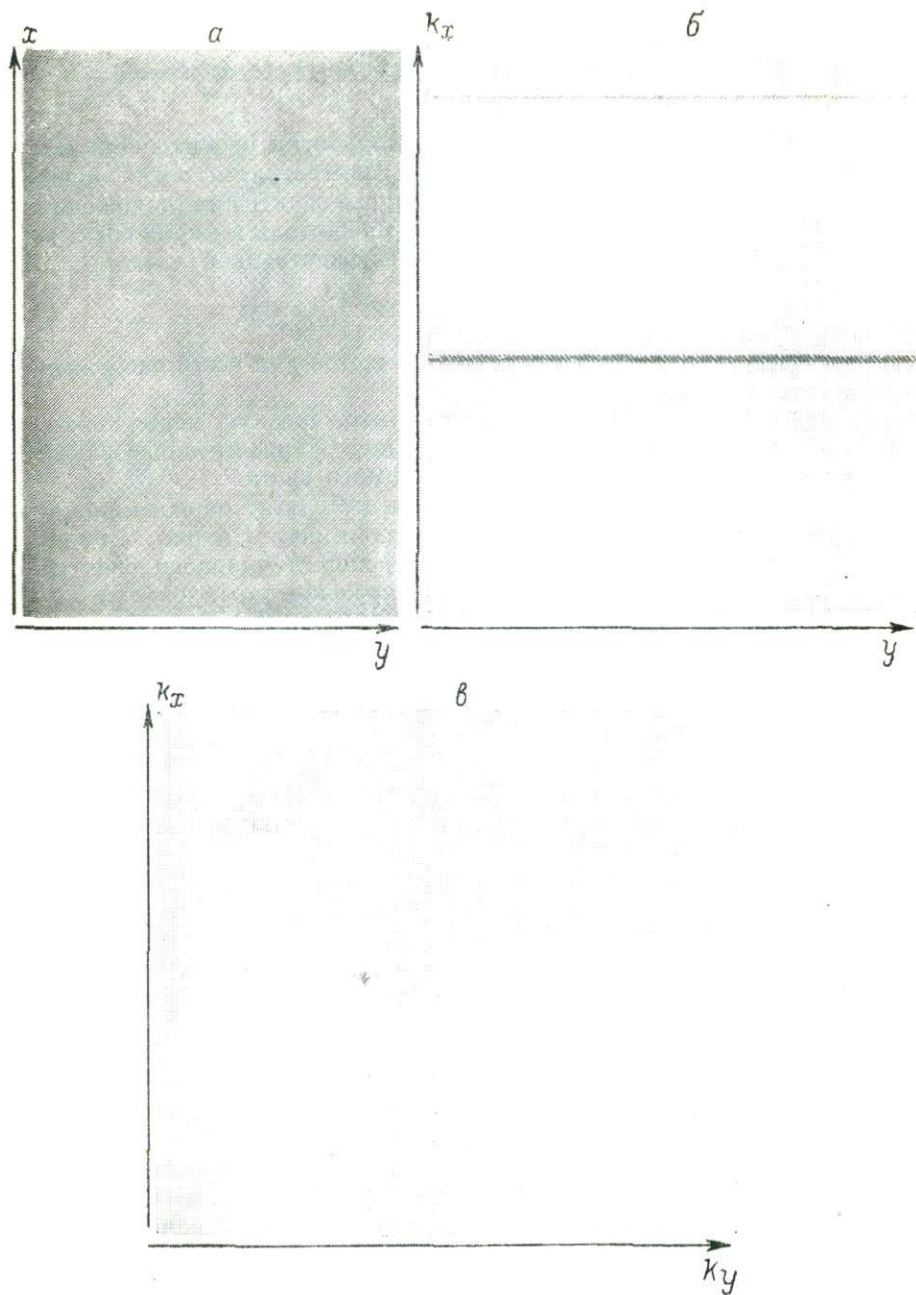


Рис. 7. Двумерный фурье-спектр (б) изображения (а), полученный в два этапа по разновидности схемы рис. 4.

б — промежуточный скользящий спектр изображения а.

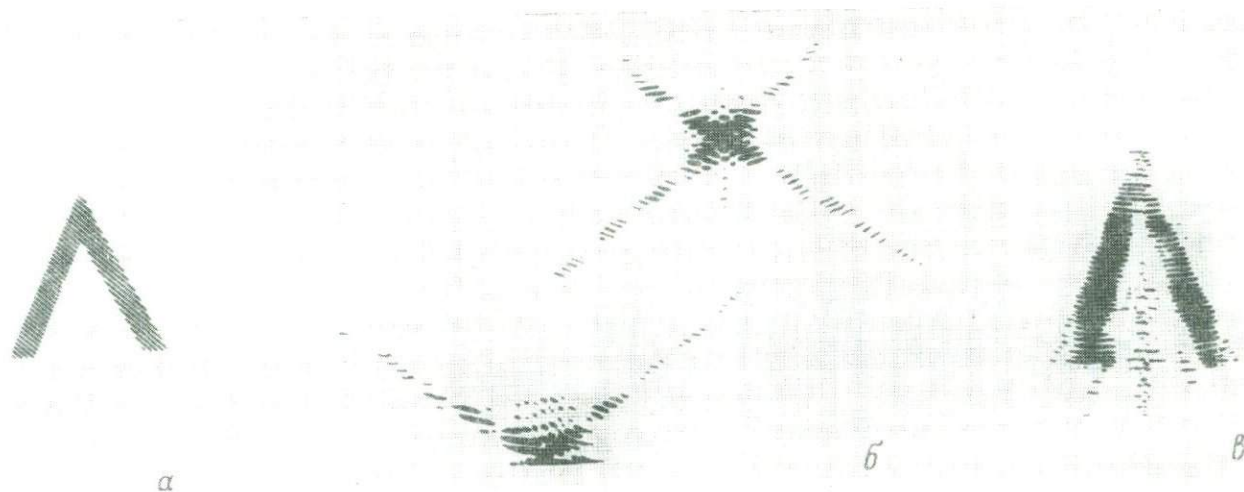


Рис. 8. Двумерное преобразование Фурье и восстановление изображения.  
а — объект; б — голограмма, полученная методом «Оса»; в — восстановленное изображение.

возможность выбора схемы синтеза. Выбор схемы анализа и синтеза определяется совокупностью требований решаемой задачи. Если необходимы анализ и синтез в реальном времени, то целесообразно использовать схему рис. 3 либо схемы с временным интегрированием (рис. 5). Выбор схем анализа и синтеза определяется во многом качеством выполнения операции Фурье-преобразования этими схемами.

Проведенные исследования показали следующее. Качество операции преобразования Фурье схемами с пространственным интегрированием таково, что число элементов (полоса) входного и выходного изображений  $N_x N_y \sim 500 \times 500$ . Динамический диапазон — 50 дБ. В схемах двумерного анализа с двумерным модулятором в виде зонных пластин Френеля число элементов в изображении определяется в основном качеством двумерного модулятора. В лабораторных опытах получено значение  $N_x N_y \sim 200 \times 200$ .

В схемах с временным интегрированием полоса изображений и динамический диапазон определяются параметрами многоканальных интеграторов, используемых в выходной плоскости. При использовании стандартных видиконов достигнуты в опытах значения полосы  $100 \times 100$ . Динамический диапазон равен приблизительно 30 дБ.

На рис. 8 приведен пример двумерного преобразования Фурье изображения и его восстановление, выполненное по схеме рис. 1. В этой схеме были использованы кольцевые решетки Френеля. На рис. 8, а — изображение объекта, на рис. 8, б — двумерный Фурье-спектр изображения объекта и на рис. 8, в — восстановленное изображение. Приведенный пример показывает реальную возможность получения и восстановления Фурье-голограмм в оптических схемах, использующих пространственно-временную модуляцию интенсивности некогерентного света.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зверев В. А., Орлов Е. Ф. Оптические методы обработки информации в радиофизике и медицине. — УФН, 1972, 108, № 2, с. 388.
2. Зверев В. А., Орлов Е. Ф. Спектральный анализ в акустике, оптике и радиофизике с использованием модуляционного метода. — Изв. вузов, Радиофизика, 1967, 10, № 9—10, с. 1305—1319.
3. Зверев В. А., Орлов Е. Ф. Оптические анализаторы. М., «Советское радио», 1971.
4. Talamini A. J., Farnett E. C. — Electronics, 1965, 38, N 26, p. 58.
5. Катрона Л., Лейт Е., Палермо С. и др. — Зарубежная радиоэлектроника, 1962, № 10, с. 3.
6. Строук Дж. Введение в когерентную оптику и голографию. М., «Мир», 1967.
7. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М., «Мир», 1970.
8. Престон К. Когерентные оптические вычислительные машины. М., «Мир», 1974.
9. Смирнов В. И. Курс высшей математики. М., «Наука», 1967.

10. Зверев В. А., Орлов Е. Ф., Мосалов И. В. и др. Спектральный анализатор записей процессов. — ПТЭ, 1962, № 1; с. 110.
11. Зверев В. А., Орлов Е. Ф. Преобразование Фурье с использованием муаровых структур. — Изв. вузов, Радиофизика, 1972, 15, № 10, с. 1555—1560.
12. Зверев В. А., Шишарин А. В. Авт. свид. № 208028. — Бюлл. изобр., 1967, № 3. ■
13. Горелик Г. С. Колебания и волны. М., «Физматгиз», 1959.
14. Супруга Н. П. Электронно-лучевые трубки с накоплением зарядов. М., «Воениздат», 1961.
15. Зверев В. А., Орлов Е. Ф., Раков М. С. Стробоскопический анализатор спектра. Авт. свид. № 321765. — Бюлл. изобр., 1971, № 35.

А. Ф. РЫХЛОВ, М. С. ЧЕБЕРЯК, Д. Ф. ЧЕРНЫХ

### ВЛИЯНИЕ РАССЕИВАТЕЛЯ НА СВОЙСТВА ГОЛОГРАММЫ ФРЕНЕЛЯ

Вопросы влияния конечных размеров голограммы и конечного разрешения регистрирующей среды на качество восстановленного изображения для голограмм Фурье и Френеля в случае транспаранта без рассеивателя подробно исследовались в работах [1, 2]. В данной статье рассматриваются те же вопросы для случая транспаранта с рассеивателем только для голограмм Френеля, поскольку известно, что в случае голограммы Фурье конечные размеры и конечное разрешение среды приводят к двум независимым эффектам: конечные размеры голограммы влияют исключительно на разрешение по полю восстановленного изображения, а конечное разрешение ограничивает поле зрения восстановленного изображения, причем данный эффект не зависит от спектра пространственных частот наблюдаемого объекта, т. е. этим свойством обладают как голограммы Фурье без рассеивателя, так и с рассеивателем.

Для голограмм Френеля нельзя так просто разделить влияние конечных размеров и конечного разрешения, так как и то, и другое влияет одновременно и на разрешение по полю восстановленного изображения, и на величину поля зрения. В работе [3] обнаружено, что свойства голограммы Френеля с рассеивателем существенно отличаются от свойств голограммы Френеля без рассеивателя, а именно, приближаются к свойствам голограммы Фурье. В данном случае можно опять говорить о различном и независимом влиянии конечных размеров и конечного разрешения среды на свойства восстановленного изображения.

Теоретическое исследование голограммы Френеля можно начинать с нахождения ее импульсного отклика  $h(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0, z)$ , т. е. амплитуды восстановленного изображения точечного источника,

описываемого дельта-функцией, находящегося в плоскости объекта в точке  $\mathbf{r}_0$ , причем расстояние между плоскостью голографируемого объекта и голограммой равно  $z$ . При известной функции  $h(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0, z)$  можно получить по известной амплитуде светового поля в плоскости объекта  $u(\mathbf{r}_0)$  амплитуду светового поля в плоскости восстановленного изображения  $u(\mathbf{r})$ , используя выражение

$$u(\mathbf{r}) = \int u(\mathbf{r}_0) h(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0, z) d\mathbf{r}_0. \quad (1)$$

Эта формула указывает на основное свойство импульсного отклика  $h(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0, z)$ . В общем случае  $h(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0, z)$  — комплексная функция.

Для объекта в виде транспаранта с амплитудным пропусканием  $\tau(\mathbf{r}_0)$ , освещенного нормальнопадающей плоской волной единичной амплитуды, можно написать

$$u(\mathbf{r}_0) = \tau(\mathbf{r}_0) \quad (2)$$

и для анализа восстановленного изображения воспользоваться формулой (1).

В случае освещения данного транспаранта через матовое стекло, вплотную прижатое к нему, можно говорить о разрушении фазовой информации по полю транспаранта при сохранении (в среднем) энергетических характеристик прошедшего через транспарант света. Усреднение производится по множеству реализаций поверхности рассеивателя. Введение рассеивателя практически приводит к пространственной некогерентности света в плоскости объекта. Поэтому соотношение (1) для амплитуд заменяется соотношением для средних плотностей мощности светового поля —  $\langle W \rangle = \langle |u|^2 \rangle$  вида

$$\langle W(\mathbf{r}) \rangle \sim \int \langle W(\mathbf{r}_0) \rangle |h(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0, z)|^2 d\mathbf{r}_0. \quad (3)$$

По поводу соотношения (3) заметим следующее. Во-первых, оно не универсально, а выводится в предположении, что отношение полуширины импульсного отклика к длине корреляции светового поля, прошедшего через рассеиватель, в плоскости объекта велико — порядка 10. На самом деле это условие не очень обременительно, поскольку, согласно работам [4, 5], длину корреляции света, прошедшего через рассеиватель, можно оценить для достаточно грубых рассеивателей, как  $10\lambda$  (где  $\lambda$  — длина волны используемого когерентного света). Во-вторых, формула (3) явно не содержит свойств рассеивателя, поскольку очевидно, что

$$\langle W(\mathbf{r}_0) \rangle = \tau^2(\mathbf{r}_0). \quad (4)$$

Именно эти свойства, в особенности пространственная высокочастотность случайного поля по сравнению с частотами транс-

пантa, и обеспечивают новые свойства голограммы Френеля с рассеивателем по сравнению с голограммой Френеля без рассеивателя.

Исследуем особенности поля, создаваемого на голограмме транспарантом с рассеивателем. Примем во внимание, что, согласно [6], среднее значение поля после транспаранта с грубым рассеивателем практически равно нулю, т. е. информация об объекте содержится в корреляционной функции светового поля. Пусть корреляционная функция амплитуды светового поля, прошедшего рассеиватель, равна

$$K_u(\mathbf{r}_{01} - \mathbf{r}_{02}) = \langle u(\mathbf{r}_{01}) u^*(\mathbf{r}_{02}) \rangle. \quad (5)$$

Тогда после транспаранта она примет вид

$$K'_u(\mathbf{r}_{01}, \mathbf{r}_{02}) = \tau(\mathbf{r}_{01}) \tau(\mathbf{r}_{02}) K_u(\mathbf{r}_{01} - \mathbf{r}_{02}). \quad (6)$$

Здесь свет, прошедший через рассеиватель, описывается как стационарный случайный процесс, а источником нестационарности служит наличие транспаранта.

В плоскости голограммы, согласно общим формулам линейного преобразования над случайным сигналом [7], получим

$$K_u(\omega_1, \omega_2) = -\frac{1}{\lambda^2 z^2} \iint d\mathbf{r}_{01} d\mathbf{r}_{02} \exp \left\{ j \frac{k}{2z} [\|\omega_1 - \mathbf{r}_{01}\|^2 - \|\omega_2 - \mathbf{r}_{02}\|^2] \right\} \times \\ \times \tau(\mathbf{r}_{01}) \tau(\mathbf{r}_{02}) K_u(\mathbf{r}_{01} - \mathbf{r}_{02}), \quad (7)$$

где  $\|\mathbf{x}\|$  — длина вектора  $\mathbf{x}$ ;  $\omega_1, \omega_2$  — координаты в плоскости голограммы.

Производя в (7) замену переменных

$$\alpha = \frac{\mathbf{r}_{01} + \mathbf{r}_{02}}{2}, \quad \beta = \frac{\mathbf{r}_{01} - \mathbf{r}_{02}}{2} \quad (8)$$

и предполагая, что пропускание транспаранта практически не меняется по длине корреляции случайного светового поля

$$\tau(\mathbf{r}_{01}) = \tau(\mathbf{r}_{02}) = \tau(\alpha), \quad (9)$$

получим

$$K_u(\omega_1, \omega_2) = \frac{-4}{\lambda^2 z^2} \exp \left\{ j \frac{k}{2z} [\omega_1^2 - \omega_2^2] \right\} \iint d\alpha d\beta \tau^2(\alpha) K_u(\beta) \times \\ \times \exp \left\{ j \frac{k}{2z} [-2\alpha(\omega_1 - \omega_2) - 2\beta(\omega_1 + \omega_2) + 4\alpha\beta] \right\}. \quad (10)$$

Заметим, что в (7) и (10) интегрирование ведется по бесконечным пределам. Конечность области интегрирования обеспечивает обращение в нуль пропускания  $\tau(\mathbf{r}_0)$  вне транспаранта, причем для отбрасывания дополнительных весовых функций при интегрировании по  $\alpha$  и  $\beta$ , связанных с конечностью области интегрирования, достаточно условий более слабых, чем (9), а именно, малости

длины корреляции по сравнению с характерными размерами области интегрирования, определяемой  $\tau(\mathbf{r}_0)$ .

Для того чтобы перейти к преобразованию Фурье по  $\alpha$  и  $\beta$ , в формуле (10) надо устранить член  $4\alpha\beta$  в показателе экспоненты. Вводя  $L$  — средний размер транспаранта и  $l_0$  — длину корреляции случайного поля, получаем условие малости этого члена

$$\frac{2k}{z} Ll_0 \ll \pi. \quad (11)$$

Это условие занимает промежуточное положение между условиями дальней зоны для коррелированной площадки рассеянного света и для транспаранта в целом. Считая  $l_0 \approx 10\lambda$ , получаем из выражения (11) условие применимости данного приближения

$$z \gg 40L. \quad (12)$$

Теперь переменные интегрирования в выражении (10) разделяются. Интегрирование по  $\beta$  дает индикатрису рассеянного света. Практически в условиях эксперимента индикатриса достаточно широка, чтобы в пределах голограммы интенсивность случайного поля не менялась, поэтому (10) можно окончательно переписать в виде

$$K_u(\omega_1, \omega_2) = \frac{-4I_0}{\lambda^2 z^2} \exp \left\{ j \frac{k}{2z} [\omega_1^2 - \omega_2^2] \right\} \times \\ \times \int d\alpha \tau^2(\alpha) \exp \left\{ -j \frac{k}{z} \alpha (\omega_1 - \omega_2) \right\}, \quad (13)$$

где

$$I_0 = \int d\beta K_u(\beta) \approx \pi I_0^2. \quad (14)$$

Выражение (13) описывает поле спиклов, образованное объектом на голограмме. Полуширина —  $l_1$  функции контура функции  $|K_u(\omega_1, \omega_2)|$  дает средний размер одного спикла. Спиклов на голограмме должно быть много, т. е.

$$\frac{s_r}{\pi l_1^2} \gg 1, \quad (15)$$

где  $s_r$  — площадь голограммы.

Из соотношения (13) видно, что на голограмме записывается информация о спектре пространственных частот транспаранта, как и в случае голограммы Фурье. Это и определяет особенности голограммы Френеля с рассеивателем.

Рассмотрим линейную регистрацию голограммы, при этом будем интересоваться одним из двух (мнимым) восстановленных изображений. Влияние фотоматериала на записываемое поле можно описать как

$$u_r(\omega) = \int d\gamma u(\gamma) h(\omega - \gamma) O(\gamma), \quad (16)$$

где  $O(\gamma)$  — функция апертуры голограммы,  $h(\omega)$  — импульсный отклик голограммы. Отметим, что функцию  $h(\omega)$  нельзя считать изотропной, поскольку она уже учитывает наличие при записи опорного пучка, но конкретный ее вид нас сейчас не интересует. Ввиду малости полуширины  $h(\omega)$  (16) преобразуется к виду

$$u_r(\omega) = O(\omega) \int u(\gamma) h(\omega_1 - \gamma) d\gamma. \quad (17)$$

Для корреляционной функции поля, прошедшего голограмму, имеем с точностью до постоянного множителя, связанного с вос-

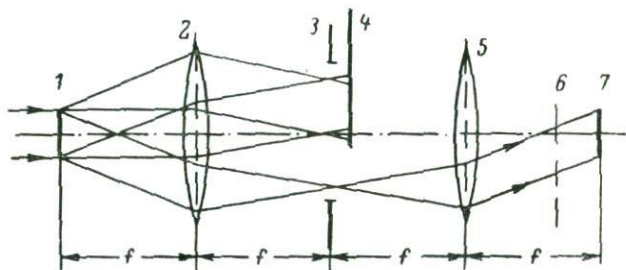


Рис. 1. Оптическая схема экспериментальной установки.

1 — голограмма; 2 — линза, выполняющая преобразование Фурье; 3 — круглая диафрагма, ограничивающая спектр пространственных частот голограммы; 4 — диафрагма-полуплоскость, выделяющая мнимое восстановленное изображение; 5 — линза, подобная 2, выполняющая преобразование Фурье; 6 — плоскость мнимого восстановленного изображения; 7 — плоскость изображения голограммы.

становливающей и опорной волнами,

$$K'_n(\omega_1, \omega_2) = \frac{-4I_0}{\lambda^2 z^2} \exp \left\{ j \frac{k}{2z} [\omega_1^2 - \omega_2^2] \right\} O(\omega_1) O(\omega_2) \int d\alpha \tau^2(\alpha) \times \\ \times \iint d\beta d\gamma \exp \left\{ -j \frac{k}{z} \alpha (\beta - \gamma) \right\} h(-\omega_1 + \beta) h(-\omega_2 + \gamma), \quad (18)$$

где  $\gamma$  и  $\beta$  — вспомогательные переменные, по которым записывается свертка.

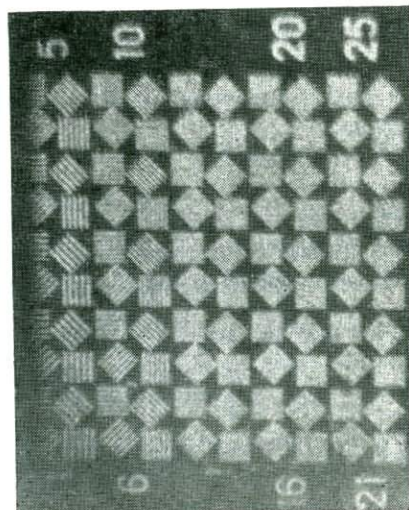
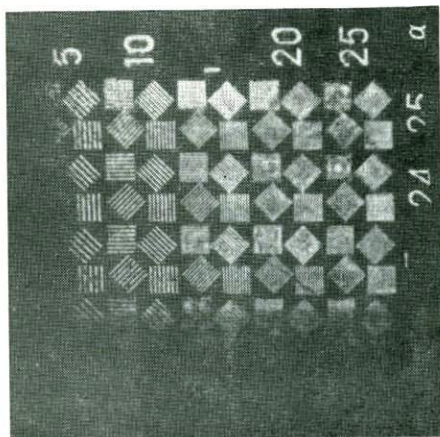
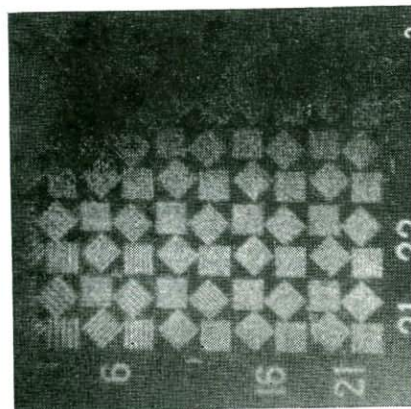
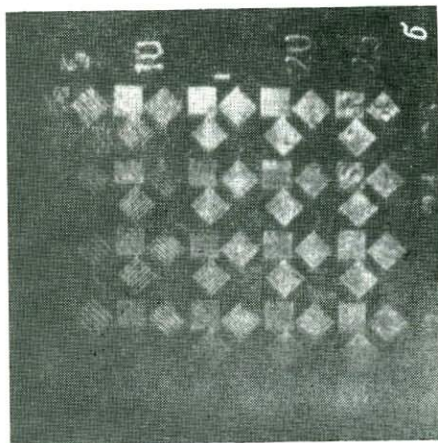
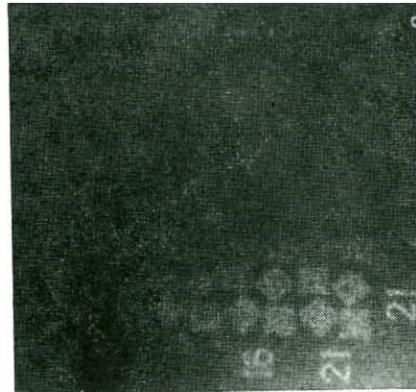
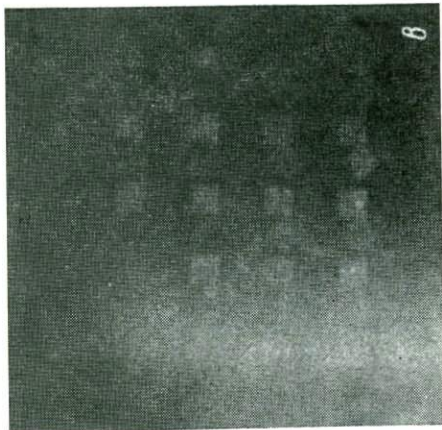
Вводя функцию

$$H(\omega) = \int d\beta \exp \left( -j \frac{k\beta\omega}{z} \right) h(\beta), \quad (19)$$

которая фактически является частотно-контрастной характеристикой голографического процесса, имеем

$$K'_n(\omega_1, \omega_2) = -\frac{4I_0}{\lambda^2 z^2} O(\omega_1) O(\omega_2) \exp \left\{ j \frac{k}{2z} [\omega_1^2 - \omega_2^2] \right\} \times \\ \times \int d\alpha \tau^2(\alpha) |H(\alpha)|^2 \exp \left\{ -j \frac{2k}{z} \alpha (\omega_1 - \omega_2) \right\}. \quad (20)$$

Формулы (20) уже достаточно для того, чтобы показать, что в данном случае, как и в голограмме Фурье, конечное разрешение фото-



материала влияет только на величину поля зрения восстановленного изображения. Однако для большей полноты изложения рассмотрим корреляционную функцию светового поля в восстановленном мнимом изображении:

$$K_u(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{-1}{\lambda^2 z^2} \iint d\omega_1 d\omega_2 K'_u(\omega_1, \omega_2) \times \\ \times \exp \left\{ -j \frac{k}{2z} [\|\omega_1 - \mathbf{r}_1\|^2 - \|\omega_2 - \mathbf{r}_2\|^2] \right\}. \quad (21)$$

Заметим, что выражение (21) отличается от (7) только знаком в показателе экспоненты. Подставляя (20) в (21), получим

$$K_u(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{4I_0}{\lambda^2 z^4} \int d\alpha \tau^2(\alpha) |H(\alpha)|^2 I_1(\alpha - \mathbf{r}_1) I_1(\alpha - \mathbf{r}_2), \quad (22)$$

где введено обозначение

$$I_1(\mathbf{r}) = \int d\omega_1 O(\omega) \exp \left\{ -j \frac{k}{z} \omega z \right\}, \quad (23)$$

представляющее собой импульсный отклик голограммы конечных размеров, определяемых  $O(\omega)$ , и имеющей бесконечно высокое разрешение.

Переходя от корреляционной функции к средней плотности мощности светового поля, получаем в восстановленном изображении

$$\langle W(\mathbf{r}) \rangle = K_u(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{4I_0}{\lambda^2 z^4} \int d\alpha \tau^2(\alpha) |H(\alpha)|^2 |I_1(\alpha - \mathbf{r})|^2. \quad (24)$$

Из формулы (24) очевидно, что конечная апертура влияет в данном случае только на разрешение по полю восстановленного изображения, а конечное разрешение среды влияет только на величину поля зрения. Напомним, что для выполнения равенства (24) достаточно выполнения условия (9), т. е. относительной низкочастотности голографируемого транспаранта и достаточно большого расстояния между объектом и голограммой, определяемого условием (11).

Эксперимент, подтверждающий полученные выводы, приведен в работе [3]. Объектом являлась оптическая мира № 5 с рассеивателем и без него, которая голографировалась по схеме Френеля. Регистрация производилась на пленку ОВРПГ, конечным разрешением и собственными шумами которой в данном эксперименте можно было пренебречь. Параметры схемы голографирования обеспечивали выполнение условия

$$z = 65L. \quad (25)$$

Рис. 2. Фотографии изображений, восстановленных с голограмм Френеля, полученных без рассеивателя ( $a-e$ ) и с рассеивателем ( $z-e$ ).

Разрешающая способность среды,  $\text{мм}^{-1}$ : 150 ( $a, z$ ), 125 ( $b, \delta$ ), 100 ( $e, e$ ).

Использовался рассеиватель в виде стекла, односторонне матированного абразивным порошком М14. Используя данные работ [5, 6, 8], получаем для нашего случая по формуле (11) численную оценку вида

$$z \geq 16L. \quad (26)$$

Сравнение (25) и (26) показывает, что условия рассматриваемого приближения выполнены. Оценка по выражению (26) отличается от оценки по (12) потому, что последняя относится к более грубым рассеивателям.

Исследование влияния конечного разрешения регистрирующей среды проводилось посредством ограничения спектра пространственных частот голограммы на установке, оптическая схема которой приведена на рис. 1. Она представляет собой систему двух линз, имеющих общую фокальную плоскость, в которой установлена регулируемая диафрагма. При освещении голограммы, расположенной в передней фокальной плоскости первой линзы, параллельным пучком когерентного света в ее задней фокальной плоскости получаем спектр пространственных частот голограмм. С изменением апертуры диафрагмы  $\mathcal{Z}$  меняется полоса частот, пропускаемых системой. Диапазон изменяемых частот лежал в пределах  $10 \div 150 \text{ мм}^{-1}$ . Вторая линза, так же выполняя операцию преобразования Фурье над спектром голограммы, ограниченным диафрагмой, формирует в своей задней фокальной плоскости изображение голограммы. Это изображение можно либо регистрировать, либо восстанавливать с него изображение объекта. В последнем случае имеется возможность непосредственно наблюдать за изменениями, происходящими в восстановленном изображении.

На рис. 2 приведены фотографии изображений, восстановленных с голограмм Френеля, полученных как без рассеивателя (рис. 2, *a—e*), так и с рассеивателем (рис. 2, *g—e*), спектр пространственных частот которых ограничивался диафрагмами, имитирующими предельное разрешение среды  $150, 125, 100 \text{ мм}^{-1}$ .

Сравнение рис. 2, *a—e* с рис. 2, *g—e* соответственно, сделанных для одинаковых апертур диафрагм, показывает, что ограничение спектра голограммы Френеля с рассеивателем приводит к ограничению поля зрения и в отличие от голограммы Френеля без рассеивателя не приводит к изменению разрешения по полю восстановленного изображения.

В заключение следует отметить, что полученные результаты можно использовать при конструировании голографических систем памяти, например, подобных описанной на с. 23. Такая схема обладает достоинствами и недостатками схемы голографирования Фурье с рассеивателем, но не требует линз, выполняющих фурье-преобразование при записи и восстановлении.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. М., «Мир», 1970.
2. Козма А., Зеленка J. S. Effect of film resolution and size in holography. — JOSA, 1970, 60, N 1, p. 34.
3. Черных Д. Ф. Исследование передачи голограмм по телевизионному каналу связи. — Автореф. канд. дисс. ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР, 1974.
4. Fujii H., Asakura J. A contrast variation of image speckle intensity under illumination of partially coherent light. — Opt. Communs., 1974, 12, N 1, p. 32—38.
5. Fujii H., Asakura J. Statistical properties of image speckle patterns in partially coherent light. — Nouv. Rev. Optique, 1975, 6, N 1, p. 5—14.
6. Kurtz C. N. Transmittens characteristics of surface diffusers and design of nealy band-limited binary diffusers. — JOSA, 1972, 62, N 8, p. 982—989.
7. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М., «Советское радио», 1974.
8. Топорец А. С. Распределение рассеянного света и структура рассеивающей поверхности. — ОМП, 1974, № 12, с. 12—14.

## РЕФЕРАТЫ

УДК 681.31+681.3.07+621.378

Обработка информации в оптических системах голограммных ЗУ. Гибин И. С., Твердохлеб П. Е. В кн.: Голография и обработка информации. Изд-во «Наука», Ленингр. отд., Л., 1976, с. 5—23.

Статья посвящена изучению класса преобразований в оптических системах голограммных ЗУ с матричной организацией памяти. Показано, что в таких системах могут выполняться линейные интегральные преобразования общего вида, эквивалентные операциям умножения матриц. Ядро интегрального преобразования зависит от содержимого матрицы голограмм и может изменяться путем смены или перезаписи модуля памяти. Рассмотрены возможности реализации в ГЗУ ассоциативного поиска информации и спектрального анализа изображений по произвольному базису. Рис. — 5, библи. — 20 назв.

УДК 681.327

Постоянная голографическая память. Глушков А. С., Гуревич С. Б., Константинов В. Б., Коченов В. И., Латышев А. И. В кн.: Голография и обработка информации. Изд-во «Наука», Ленингр. отд., Л., 1976, с. 23—30.

Рассматриваются возможности создания системы постоянной голографической памяти, пригодной для хранения архивной информации. Описана методика записи матриц голограмм с использованием рассеивателя и параллельного опорного пучка. Приводится оптическая схема системы считывания информации. Время произвольной выборки одной голограммы составляет 0.1 сек. Информационная емкость памяти составляет  $4 \cdot 10^7$  бит. Рис. — 3, библи. — 6 назв.

УДК 621.397.3

Чувствительность голографических систем. Гуревич С. Б. В кн.: Голография и обработка информации. Изд-во «Наука», Ленингр. отд., Л., 1976, с. 30—37.

Рассматривается соответствие входной энергии выходного отношения сигнал / шум элемента в изображении, создаваемом голографической системой в случаях неограниченного динамического диапазона записываемого материала. Определяется пороговая чувствительность систем и чувствительность на уровне входной энергии, обеспечивающей максимальную дифракционную эффективность записанных голограмм. Библи. — 4 назв.

УДК 535.004.14 : 621.397

О применении оптической пространственной фильтрации изображений в телевизионной технике. Соколов В. К., Рапопорт Б. И. В кн.: Голография и обработка информации. Изд-во «Наука», Ленингр. отд., Л., 1976, с. 38—51.

Дан анализ возможностей использования оптических методов обработки изображений в системах прикладного телевидения. Показано, что использование оптической обработки изображений методом пространственной фильтрации расширяет функциональные возможности прикладных телевизионных систем и улучшает их технические характеристики. Рассмотрен круг задач телевизионной техники, решаемых методом пространственной фильтрации. Приведены структурные схемы устройств оптической обработки изображений в телевизионных системах. Рис. — 2, табл. — 1, библи. — 34 назв.

УДК 681.325+621.378.9

Оптический гетеродинный метод корреляционной обработки изображений. Корбуков Г. Е., Куликов В. В., Цветов Е. Р. В кн.: Голография и обработка информации. Изд-во «Наука», Ленингр. отд., Л., 1976, с. 51—68.

Рассматриваются теоретические и экспериментальные исследования оптического гетеродинного метода обработки изображений. Анализируется гетеродинный коррелятор с короткими френелевскими решетками и приводятся результаты исследований по обработке разномасштабных изображений. Рассматривается также вариант гетеродинного коррелятора, в котором в качестве анализирующей решетки используется ультразвуковой модулятор света. Приводятся результаты экспериментов. Рис. — 7, библи. — 4 назв.

Оптическое нелинейное преобразование изображений. Нежевенко Е. С., Спектор Б. И. В кн.: Голография и обработка информации. Изд-во «Наука», Ленингр. отд., Л., 1976, с. 68—74.

Описывается метод нелинейного преобразования изображений в линейной оптической системе, без применения нелинейных регистрирующих сред. Метод основан на получении степеней функции пропускания изображения с последующим пораздельным взвешиванием и общим суммированием. Приводятся экспериментальные результаты. Рис. — 3, библи. — 4 назв.

УДК 681.32 : 771.537

Восстановление изображений, искаженных смазом, методом псевдообращения. Лебедев Д. С., Милюкова О. П., Трушкин А. В. В кн.: Голография и обработка информации. Изд-во «Наука», Ленингр. отд., Л., 1976, с. 75—80.

Рассмотрена задача нахождения минимального по норме решения — псевдорешения — системы линейных уравнений, описывающих смаз изображения. Построен эффективный алгоритм получения псевдорешения. Применение алгоритма проиллюстрировано примером восстановления изображения, искаженного простейшим смазом. Приведены образцы смазанного и восстановленного на ЭВМ изображений. Рис. — 2, библи. — 2 назв.

УДК 621.396.983+378.9

Обработка астронегативов на ЭВМ. Аветисов Э. Г., Саркисян Р. А., Хайкин Б. Е., Хитрова В. С. В кн.: Голография и обработка информации. Изд-во «Наука», Ленингр. отд., Л., 1976, с. 81—89.

Описывается математическая модель для улучшения качества астронегативов на основе суперпозиции, спектральной нелинейной фильтрации, статистической обработки и некоторых других методов. Разработанная модель реализована на ЭВМ и применена для решения задачи улучшения качества астронегативов (изучение слабых звезд в звездном скоплении NGC-1502 на инфракрасных снимках) и выделения весьма слабых областей, находящихся на периферии галактики NGC-5195, входящей в систему М-51. Результаты машинной обработки астронегативов, полученные с полуметрового и 40-дюймового телескопов Бюкананской астрофизической обсерватории, дали удовлетворительное совпадение с объектами, полученными на 48- и 200-дюймовом телескопах (США) соответственно. Рис. — 9, библи. — 4 назв.

УДК 535.82

Трехмерная реконструкция биологических объектов. Куниский А. С. В кн.: Голография и обработка информации. Изд-во «Наука», Ленингр. отд., Л., 1976, с. 89—96.

Статья посвящена вопросам восстановления третьего измерения молекулярных структур, утраченного за счет значительной глубины фокуса электронного микроскопа. Восстановление ведется по набору проекций, снятых в разных угловых ориентациях. Описываются цифровые методы восстановления с использованием данных лазерной дифрактометрии. Приведены примеры амплитудной и комплексной пространственной фильтрации изображений молекулярных структур, а также синтеза методами голографии объемных изображений из некогерентно зафиксированных электронно-микроскопических снимков, полученных в режиме вторичных электронов. Рис. — 3, библи. — 5 назв.

УДК 621.391.264.6

Многоканальные акустооптические модуляторы. Есенкина Н. А., Петруньки В. Ю., Аксенов Е. Т., Григорьев В. А., Пикарников В. П., Прусс-Жуковский С. В., Сорока В. В. В кн.: Голография и обработка информации. Изд-во «Наука», Ленингр. отд., Л., 1976, с. 96—105.

Обсуждаются требования, предъявляемые к материалам для многоканальных акустооптических модуляторов, и приводятся характеристики наиболее перспективных в настоящее время материалов, пригодных для создания таких модуляторов. Рассмотрено влияние параметров пьезопреобразователя, звукопровода и связующего слоя на частотные характеристики модуляторов. Показано, что при изготовлении многоканальных модуляторов с пластинчатыми преобразователями для обеспечения высокой идентичности частотных характеристик отдельных каналов модулятора необходимо использовать металлические связующие слои. Приводятся результаты экспериментального исследования различных макетов многоканальных модуляторов с пластинчатыми преобразователями на частоты 20—250 МГц и с пленочными преобразователями на частоты 500—1000 МГц. Рис. — 5, библи. — 12 назв.

Оптико-акустические спектроанализаторы радиосигналов. Крупицкий Э. И., Сергеевко Т. Н., Яковлев В. И. В кн.: Голография и обработка информации. Изд-во «Наука», Ленингр. отд., Л., 1976, с. 106—124.

Дается классификация известных оптико-акустических спектроанализаторов (ОАС). Вводятся три основных типа ОАС: дисперсионно-пространственные, дисперсионно-временные и корреляционно-пространственные. Классификация отдельных типов проводится по физическим явлениям, используемым для формирования спектров: по виду съема данных о спектре, параметру, изменение которого обеспечивает последовательный съем данных, и способу коррекции с целью ускорения анализа. Приводятся основные схемные реализации ОАС. Проведена оценка некоторых параметров анализаторов (разрешающей способности, скорости анализа) и факторов, влияющих на форму выходного сигнала ОАС. Указаны основные способы коррекции искажений, характерных для высокоскоростного анализа. Приведенные экспериментальные результаты иллюстрируют работу некоторых типов ОАС. Рис. — 7, табл. — 1, библиография — 16 назв.

## УДК 681.333 : 621.391

Акустооптические преобразователи временного масштаба радиосигналов. Кулаков С. В., Клуцаин В. В., Ежов В. И. В кн.: Голография и обработка информации. Изд-во «Наука», Ленингр. отд., Л., 1976, с. 125—134.

Рассматривается возможность построения преобразователей временного масштаба радиосигналов на основе акустооптических корреляторов. Приводятся результаты экспериментальных исследований макетов устройств. Рис. — 6, библиография — 8 назв.

## УДК 535.4.004

Когерентные оптические методы корреляционного анализа случайных процессов. Островский А. С., Ралев И. Н., Почеряев И. М. В кн.: Голография и обработка информации. Изд-во «Наука», Ленингр. отд., Л., 1976, с. 134—140.]

Рассмотрены когерентные оптические методы корреляционного анализа случайных процессов, представленных электрическими сигналами, в квазиреальном времени, использующие динамические транспаранты. Показаны особенности применения в качестве устройств ввода сигналов термопластических пространственных модуляторов света. Описан способ повышения статистической точности вычисления оценок корреляционных функций стационарных эргодических случайных процессов, использующий растровый метод записи сигналов на термопластическую мишень. Рис. — 3, библиография — 4 назв.

## УДК 621.381.183

Когерентный оптический ортогональный фильтр. Островский А. С., Ралев И. Н., Почеряев И. М. В кн.: Голография и обработка информации. Изд-во «Наука», Ленингр. отд., Л., 1976, с. 141—146.

Рассмотрены вопросы технической реализации многоканальных когерентных оптических фильтров с записью системы ортогональных базисных функций для параметризации анализируемых электрических сигналов и оптических изображений. Приведены практические схемы когерентных оптических фильтров, выполненные на двухканальных ЭЛТ с термопластическими мишенями. Рис. — 2.

## УДК 621.315.592 : 539.213 : 541.143.004.14 : 535.4

Голографические регистрирующие среды на основе пленок халькогенидных стеклообразных полупроводников системы Se—As. Гуревич С. Б., Ильищенко Н. Н., Коломиец Б. Т., Любин В. М., Федоров В. А., Шило В. П. В кн.: Голография и обработка информации. Изд-во «Наука», Ленингр. отд., Л., 1976, с. 146—157.

Приводятся результаты исследований изменения оптических свойств пленок халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) системы Se—As, стимулированных лазерным излучением. Обнаружена зависимость фотостимулированного изменения оптических свойств пленок ХСП от соотношения между компонентами. Показано, что наиболее эффективными регистрирующими средами для целей голографии и оптической обработки информации являются пленки с большим содержанием мышьяка, например, пленки состава AsSe и As<sub>2</sub>Se<sub>2</sub>. На основании опытов по растворению облученных и необлученных участков пленок в различных растворителях делается заключение о том, что изменение оптических свойств пленок связано с изменением их полимерной структуры. Рис. — 8, табл. — 1, библиография — 24 назв.

**УДК 535.4**

**Контактная фототермопластическая запись в системе когерентно-оптической обработки информации.** Сорокин Г. И., Сазанов В. Е., Почерняев И. М. В кн.: Голография и обработка информации. Изд-во «Наука», Ленингр. отд., Л., 1976, с. 157—165.

Приводится описание экспериментального макета покадровой записи двумерной информации, выполненного на основе контактной фототермопластической записи. Рассматриваются характеристики макета при его использовании в качестве динамического транспаранта, осуществляющего пространственную фазовую модуляцию света в системах когерентной оптической обработки информации. Рис. — 4, библи. — 16 назв.

**УДК 535.317**

**Обработка двумерных сигналов и изображений оптическими некогерентными системами.** Иванова Г. К., Ильина В. Н., Орлов Е. Ф. В кн.: Голография и обработка информации. Изд-во «Наука», Ленингр. отд., Л., 1976, с. 165—183.

Рассмотрены возможности использования некогерентных оптических систем для спектральной обработки двумерных изображений. Показана возможность реализации обратимых двумерных преобразований Фурье в оптических схемах с пространственным интегрированием. Показана возможность использования схем одномерных фурье-преобразований для получения двумерной обработки изображений и сигналов. Рис. — 8, библи. — 15 назв.

**УДК 535.317.1**

**Влияние рассеивателя на свойства голограммы Френеля.** Рычков А. Ф., Чеберяк М. С., Черных Д. Ф. В кн.: Голография и обработка информации. Изд-во «Наука», Ленингр. отд., 1976, с. 183—191.

Теоретически и экспериментально исследуются влияния конечных размеров и конечного разрешения регистрирующей среды на свойства изображения, восстанавливаемого с голограммы Френеля, в случае объекта, представляющего собой транспарант с рассеивателем. Показано, что введение рассеивателя сообщает голограмме Френеля свойства голограммы Фурье: апертура голограммы определяет разрешение в восстановленном изображении, а конечное разрешение среды ограничивает поле зрения. Рис. — 2, библи. — 8 назв.

## СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие . . . . .	3
И. С. Гибин, П. Е. Твердохлеб. Обработка информации в оптических системах голограммных ЗУ . . . . .	5
А. С. Глушков, С. Б. Гуревич, В. Б. Константинов, В. И. Коченов, А. И. Латышев. Постоянная голографическая память . . . . .	23
С. Б. Гуревич. Чувствительность голографических систем . . . . .	30
В. К. Соколов, Б. И. Рапопорт. О применении оптической пространственной фильтрации изображений в телевизионной технике . . . . .	38
Г. Е. Корбуков, В. В. Куликов, Е. Р. Цветов. Оптический гетеродинный метод корреляционной обработки изображений . . . . .	51
Е. С. Нежевенко, Б. И. Спектор. Оптическое нелинейное преобразование изображений . . . . .	68
Д. С. Лебедев, О. П. Милюкова, А. В. Трушкин. Восстановление изображений, искаженных смазом, методом псевдообращения . . . . .	75
Э. Г. Аветисов, Р. А. Саркисян, Б. Е. Хайкин, В. С. Хитрова. Обработка астронегативов на ЭВМ . . . . .	81
А. С. Куниский. Трехмерная реконструкция биологических объектов . . . . .	89
Н. А. Есепкина, В. Ю. Петрунькин, Е. Т. Аксенов, В. А. Григорьев, В. П. Пикарников, С. В. Прусс-Жуковский, В. В. Сорока. Многоканальные акустооптические модуляторы . . . . .	96
Э. И. Крупицкий, Т. Н. Сергеевко, В. И. Яковлев. Оптико-акустические спектроанализаторы радиосигналов . . . . .	106
С. В. Кулаков, В. В. Клуцзин, В. И. Ежов. Акустооптические преобразователи временного масштаба радиосигналов . . . . .	125
А. С. Островский, И. Н. Раллев, И. М. Почерняев. Когерентные оптические методы корреляционного анализа случайных процессов . . . . .	134
А. С. Островский, И. Н. Раллев, И. М. Почерняев. Когерентный оптический ортогональный фильтр . . . . .	141
С. Б. Гуревич, Н. Н. Ильяшенко, Б. Т. Коломиец, В. М. Любин, В. А. Федоров, В. П. Шило. Голографические регистрирующие среды на основе пленок халькогенидных стеклообразных полупроводников системы Se—As . . . . .	146
Г. И. Сорокин, В. Е. Сазанов, И. М. Почерняев. Контактная фототермопластическая запись в системе когерентно-оптической обработки информации . . . . .	157
Г. К. Иванова, В. Н. Ильина, Е. Ф. Орлов. Обработка двумерных сигналов и изображений оптическими некогерентными системами . . . . .	165
А. Ф. Рыхлов, М. С. Чеберяк, Д. Ф. Черных. Влияние рассеивателя на свойства голограммы Френеля . . . . .	183
Рефераты . . . . .	192

2109

5



ИЗДАТЕЛЬСТВО  
«НАУКА»  
ЛЕНИНГРАДСКОЕ  
ОТДЕЛЕНИЕ