

## ЛИТЕРАТУРА

1. Laser Speckle and Related Phenomena, ed by Dainty J. C., N. Y., Springer-Verlag, 1975.
2. Upatnieks J. and Lewis R. W.—“Appl. Opt.”, 1973, vol. 12, p. 2161.
3. George N. and Jain A.—“Appl. Opt.”, 1973, vol. 12, p. 1202.
4. Lewis R. W.—“Redundancy in Coherent Imaging Systems”. (PhD Thesis.) N. Y., University of Michigan, 1973.
5. Dainty J. C.—“Opt. Acta”, 1971, vol. 18, p. 327.
6. Young M., Faulkner B. and Cole J.—“J. Opt. Soc. Amer.”, 1970, vol. 60, p. 137.
7. Johnson J.—“Image Intensifier Symposium”. Virginia, Fort Belvoir, 1958, AD-220160, October 6—7.

*Поступила в редакцию 26 июля 1976 г.*

УДК 681.7.013.82

**В. А. ЗВЕРЕВ, А. И. ХИЛЬКО, А. В. ШИШАРИН**

*(Горький)*

### К ВОПРОСУ ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ИСТОЧНИКОВ НЕКОГЕРЕНТНОГО БЕЛОГО СВЕТА В СХЕМАХ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ФИЛЬТРАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Известные схемы пространственной фильтрации изображений [1, 2] рассчитаны на использование когерентного в пространстве и времени света. Если в качестве источника света употребить обычные лампы накаливания, возможности фильтрации значительно сужаются. Тем не менее схемы пространственной фильтрации с лампой накаливания в качестве источника света имеют два преимущества — это, во-первых, простота выполнения, дешевизна; во-вторых, полное отсутствие спекл-шума [3], неизменно присутствующего в системах с лазерным источником света. Теория работы оптических систем с источником света в виде лампы накаливания строилась главным образом для осветителей микроскопов [4] и других физических приборов. В настоящей статье делается попытка изложить известные факты применительно к задаче пространственной фильтрации изображений так, чтобы с единой точки зрения описать системы с лазерным источником, где возможности пространственной фильтрации являются наибольшими, системы с некогерентным освещением, где пространственная фильтрация практически невозможна, и все промежуточные случаи.

Как показано в [5], преобразование комплексных амплитуд, осуществляемое оптической системой, можно записать в виде

$$\mathcal{P}_b(x) = \frac{k}{2\pi b} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathcal{P}}_b(x') C_M \left[ \frac{k}{b} (x - x') \right] \exp \left\{ i \frac{k}{2b} [(x')^2 - x^2] \right\} dx', \quad (1)$$

где  $\mathcal{P}_b(x)$  — распределение комплексных амплитуд на расстоянии  $b$  от объектива;  $k$  — волновое число;  $C_M(u)$  — преобразование Фурье от функции  $M(x)$ ;  $M(x)$  — функция, описывающая отклонения объектива от идеального бесконечного; реальный объектив представляет собой модулирующую структуру вида

$$M(x) \exp(-ikx^2/2F)$$

( $F$  — фокусное расстояние объектива);  $\tilde{\mathcal{P}}_b(x)$  — распределение комплексных амплитуд на расстоянии  $b$  от объектива, которое получится, если

реальный объектив заменить идеальным объективом бесконечных размеров, т. е. положить  $M(x) = 1$  для всех  $x$ .

Выражение (1) можно записать в более компактном виде, если ввести следующие обозначения:

$$\tilde{\mathcal{P}}_b(x') \exp\left[\frac{ik}{2b}(x')^2\right] = \tilde{\tilde{\mathcal{P}}}_b(x'); \quad (2)$$

$$\mathcal{P}_b(x) \exp\left(\frac{ik}{2b}x^2\right) = \overline{\mathcal{P}}_b(x). \quad (3)$$

Используя (2) и (3), запишем (1) в виде

$$\overline{\mathcal{P}}_b(x) = \frac{k}{2\pi b} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\tilde{\mathcal{P}}}_b(x') C_M\left[\frac{k}{b}(x-x')\right] dx'. \quad (4)$$

Заметим, что в [5] также сделан переход от формулы вида (1) к формуле вида (4), но ценою ряда ограничений. Здесь же с помощью обозначений (2), (3) такой переход сделан без всяких ограничений.

Введенные нами функции (2), (3) имеют простой физический смысл. Их можно представить как результаты модуляции сферической волны с центром в месте расположения объектива функциями  $\tilde{\mathcal{P}}_b(x')$  и  $\mathcal{P}_b(x)$  соответственно. Из этого можно сделать вывод, что соотношение (4) определяет преобразование полей в оптической схеме, изображенной на рис. 1, потому что в этой схеме источник света 1 и конденсорный объектив 2 создают сферическую волну, сходящуюся в центре объектива 4. Исходное распределение комплексных амплитуд  $p(x)$ , преобразование которого описывается соотношением (4), находится в плоскости 3. Эта плоскость может быть расположена в любом месте между конденсорным объективом 2 и объективом 4. Выходное распределение комплексных амплитуд  $\overline{\mathcal{P}}_b(x)$  получается в плоскости 5, удаленной на расстояние  $b$  от объектива 4. Из (3) следует, что модули  $\mathcal{P}_b(x)$  и  $\tilde{\mathcal{P}}_b(x)$  совпадают. Поэтому наблюдаемые изображения в оптической схеме рис. 1 и в обычной схеме, где исходное распределение освещается плоской волной, также совпадают. Выражение (4) допускает более простую физическую интерпретацию, чем исходное соотношение (1). Выходное распределение амплитуд, представленное в виде (4), может рассматриваться как результат двух последовательных преобразований (функциональная схема рис. 2). Первое из них представляет собой преобразование, осуществляемое безабберационным объективом 4 бесконечных размеров. Оптическую систему с таким объективом назовем идеальной. Она обеспечивает получение выходного распределения вида  $\tilde{\tilde{\mathcal{P}}}_b(x)$ . Дальнейшее преобразование осуществляется в соответствии с формулой (4) и представляет собою процесс пространственной фильтрации фильтром, обладающим частотной характеристикой вида  $M(ub/k)$ , где  $u$  — пространственная частота, соответствующая координате  $x$ . Рассмотренная схема пространственной фильтрации справедлива при соблюдении ряда условий. Свет, излучаемый источником 1, должен быть монохроматическим, сам источник — точечным, конденсорный объектив 2 не должен иметь aberrаций, а его размеры должны быть больше, чем размеры входного транспаранта, подвергающегося фильтрации. Практически можно требовать безусловного выполнения только последнего ус-

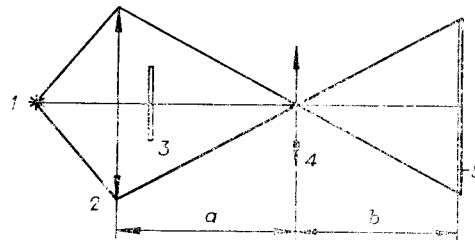


Рис. 1.

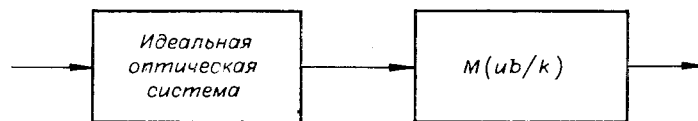


Рис. 2.

ловия, касающегося размеров объектива 2. Требования, предъявляемые схемой рис. 2 к источнику света, могут быть реализованы только при использовании лазера. В случае применения лампы накаливания источник не может быть в должной степени ни монохроматическим, ни точечным, так как при ограничении размеров и полосы излучения такого источника падает интенсивность света.

Рассмотрим сначала, в каких условиях может применяться некогерентный источник света. Известно, что идеальная оптическая система преобразует масштаб распределения комплексных амплитуд. Кроме того, распределение комплексных амплитуд преобразуется идеальной оптической системой так же, как при распространении его в свободном пространстве со следующим значением эквивалентной длины [5]:

$$z = abFh / (F - b), \quad (5)$$

где  $a$  — расстояние от входной плоскости до объектива,

$$h = 1/a + 1/b - 1/F. \quad (6)$$

Изменение масштаба, производимое идеальной оптической системой, не зависит от длины волны света, а зависит только от соотношения размеров  $a$  и  $b$ . При распространении волны в свободном пространстве происходит операция пространственной фильтрации фильтром с частотной характеристикой вида [1, 5]

$$\zeta(u) = e^{ikhz} e^{-izu^2/2k}. \quad (7)$$

Эффектом фильтрации можно пренебречь, если допускается изменение показателя экспоненты при изменении частоты, а следовательно, и волнового числа  $k$  в (7) на величину, существенно меньшую  $\pi$ . Это условие приводит к неравенству

$$z \ll 4\pi^2 k / (\Delta k \lambda u^2). \quad (8)$$

Подставляя в (8) величину  $z$  из (5), получаем условие

$$h \ll \frac{4\pi^2 k}{\lambda u^2} \frac{F - b}{\Delta k abF}, \quad (9)$$

означающее, что некогерентность света не влияет существенно на работу первого блока схемы, изображенной на рис. 2, в том случае, если выполнено условие оптического сопряжения, т. е.  $h=0$ , или имеется некоторая дефокусировка, предельная величина которой определяется неравенством (9).

Таким образом, в случае некогерентного освещения первый блок нашей эквивалентной схемы может быть использован только для преобразования пространственных масштабов входного распределения. Это снижает возможности использования рассматриваемой схемы по сравнению с монохроматическим освещением. При монохроматическом освещении первый блок может быть использован для получения преобразования Фурье.

Во втором блоке от частоты зависит масштаб преобразования по оси пространственных частот. Немонохроматичность освещения ведет в этом случае к некоторому «размытию» границ полос пропускания фильтра. Как мы увидим ниже, пространственный фильтр с резкими краями неосуществим в силу неточности источника. Для фильтра, у которого нет резких краев, отличие формы, вызванное изменением масштаба, может быть несущественным. Немонохроматический источник освещения можно рассматривать как сумму большого числа независимых монохроматических источников разных частот. При выполнении условия (9) первый блок будет для всех частот практически одинаков, а результат преобразования вторым будет усредняться по неоднородности масштаба.

Учтем теперь протяженность источника  $l$  (см. рис. 1) в пространстве. Заметим, что протяженность источника  $l$  и абберации конденсорного объектива  $2$  приводят к одному результату: нарушаются условия (2) и (3). Комплексные амплитуды  $\mathcal{P}_b(x)$  и  $\tilde{\mathcal{P}}_b(x)$  умножаются не на сферические волны, а на волны другой структуры, и соотношение (4) перестает выполняться. Для учета протяженности источника допустим вначале, что источник света  $1$  сместился относительно оптической оси системы так, что его изображение находится не в центре объектива  $4$ , а смещено на расстояние  $x_0$ . Смещение источника освещения от оптической оси вызывает дополнительную фазовую модуляцию входного транспаранта, которую можно учесть включением дополнительного транспаранта вида  $\exp(ikx \sin \varphi)$ , где  $\varphi$  — угол, на который произошло смещение источника. В нашем случае  $\sin \varphi \sim x_0/a$  и дополнительный транспарант имеет вид  $\exp(ikxx_0/a)$ . Исходя из функциональной схемы, изображенной на рис. 2, вместо (4) теперь получаем

$$\bar{\mathcal{P}}_b(x) = \frac{k}{2\pi b} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathcal{P}}_b(x') e^{ikx_0 x'/a} C_M \left[ \frac{k}{b} (x - x') \right] dx'. \quad (10)$$

Умножая (10) на  $\exp(-ikx_0 x/a)$  и введя обозначение

$$\bar{C}_M [k(x - x')/b] = C_M [k(x - x')/b] e^{-ikx_0(x-x')/a}, \quad (11)$$

получим

$$\bar{\mathcal{P}}_b(x) e^{-ikx_0 x/a} = \frac{k}{2\pi b} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathcal{P}}_b(x') \bar{C}_M \left[ \frac{k}{b} (x - x') \right] dx'. \quad (12)$$

На основании (11) и (12) на рис. 3 приведена функциональная схема преобразования комплексных амплитуд в случае смещенного источника. Эта схема отличается от схемы рис. 2 в основном тем, что изменена настройка фильтра  $M(ub/k)$  (смещена на величину  $\Delta u = bx_0/a$ ). Дополнительный множитель в выходном сигнале вида  $\exp(-ikx_0 x/a)$  не играет особой роли, так как не оказывает влияния на результат наблюдения выходного распределения комплексных амплитуд, который определяется только квадратом модуля этого распределения.

Выясним теперь, какое смещение практически не изменит результат наблюдения. Пусть размер входного транспаранта равен  $D$ . В та-

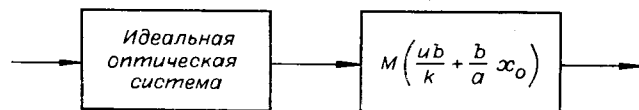


Рис. 3.

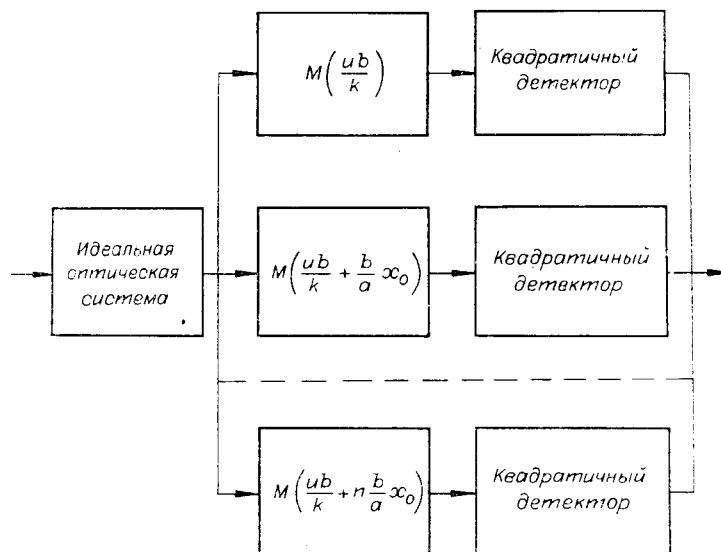


Рис. 4.

ком случае расстояние между отсчетными точками в его спектре будет  $2\pi/D$  [1]. Если смещение настройки фильтра намного меньше этого интервала, то такое смещение практически не изменит результат наблюдения. Это условие можно записать в виде

$$x_0 \ll a\lambda/D. \quad (13)$$

Отсюда можно сделать вывод, что если мы сложим результаты наблюдения от всех источников, занимающих область, определяемую (13), то получим наблюдаемую картину в выходной плоскости такую же, как в случае точечного источника света 1. Итак, условие (13) можно трактовать как условие точечности источника, а так как оно сформулировано для размера источника, формируемого объективом 2, то это условие определяет и требования, предъявляемые к этому объективу. Если размер источника или аберрации объектива 2 не обеспечивают выполнения условия (13), то результат наблюдения будет представлен в виде суммы слагаемых, каждое из которых определяется схемой рис. 3. Эта сумма, вообще говоря, распределена непрерывно и представляется в виде интеграла, но для большей наглядности ее можно изобразить в виде функциональной схемы рис. 4, где каждая параллельная ветвь отличается от соседней на величину  $x_0$ , удовлетворяющую условию (13).

Эквивалентная функциональная схема рис. 4 способна единым образом описать пространственную фильтрацию изображений при когерентном и частично-когерентном освещении входного транспаранта. Этой схеме соответствует следующее математическое выражение:

$$|\overline{\mathcal{P}}_{\Sigma}(x)|^2 = \frac{k^2}{4\pi^2 b^2} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}(\xi) \left| \int_{-\infty}^{\infty} \overline{\mathcal{P}}_b(x') e^{i\frac{k\xi x'}{b}} C_M \left[ \frac{k}{b}(x-x') \right] dx' \right|^2 d\xi. \quad (14)$$

Здесь  $|\overline{\mathcal{P}}_{\Sigma}(x)|^2$  — квадрат модуля изображения, образованного всей совокупностью точек светящегося тела;  $\mathcal{F}(\xi)$  — распределение яркости в плоскости источника освещения (см. рис. 1).

На основании соотношения (14) можно обобщить понятие частотно-контрастной характеристики для проекционных систем. С этой целью

найдем отклик оптической системы, описываемой общим соотношением (14), на входной сигнал вида

$$\tilde{\mathcal{P}}_b(x) = e^{ixu} + e^{-ixu}. \quad (15)$$

Распределение интенсивности в сигнале вида (15) дается формулой

$$\tilde{\mathcal{P}}_b(x) \tilde{\mathcal{P}}_b^*(x) = 2 + e^{2ixu} + e^{-2ixu}, \quad (16)$$

т. е. распределение интенсивности на входе содержит постоянную составляющую и переменную с удвоенной пространственной частотой. Подставляя (16) в (14), получаем

$$\begin{aligned} |\bar{\mathcal{P}}_\Sigma(x)|^2 = & \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}\left(\frac{bu}{k} + \xi\right) |M(\xi)|^2 d\xi + \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}\left(\xi - \frac{bu}{k}\right) \times \\ & \times |M(\xi)|^2 d\xi + \frac{e^{2ixu}}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}\left(\xi - \frac{bu}{k}\right) M(\xi) M^*\left(\xi - \frac{2bu}{k}\right) d\xi + \\ & + \frac{e^{-2ixu}}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}\left(\xi + \frac{bu}{k}\right) M(\xi) M^*\left(\xi + \frac{2bu}{k}\right) d\xi. \end{aligned} \quad (17)$$

В выражении (17) два первых слагаемых представляют собою отклик на постоянную, а последующие слагаемые — на переменную составляющую входного распределения интенсивности. Частотно-контрастная характеристика оптической системы по определению является откликом на член вида  $e^{ixu}$  в распределении интенсивности входного сигнала. На основании выражения (17) частотно-контрастная характеристика рассматриваемой нами проекционной оптической системы имеет вид

$$K_f(u) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}\left(\xi - \frac{bu}{2k}\right) M(\xi) M^*\left(\xi - \frac{bu}{k}\right) d\xi. \quad (18)$$

Отсюда можно получить как частные случаи частотную характеристику при полностью когерентном освещении, когда  $\mathcal{F}(\xi) = \delta(\xi)$ , и некогерентном, когда  $\mathcal{F}(\xi) = 1$ . Выражение (18) можно обобщить на случай отсутствия полного оптического сопряжения, используя метод, развитый в работе [5]:

$$K_f(u) = \frac{e^{-i(b^2u^2h/2k)}}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}\left(\frac{b}{k}u'\right) M\left[\frac{b}{k}\left(\frac{u}{2} + u'\right)\right] M^*\left[\frac{b}{k}\left(u' - \frac{u}{2}\right)\right] e^{iuu'hb^2/h} du'. \quad (19)$$

Влияние параметра  $h$  (дефокусировки) тем сильнее, чем больше пределы интегрирования в (19). При  $\mathcal{F}(\xi) = 1$  эти пределы ограничиваются только апертурой объектива  $D$  и влияние дефокусировки сказывается наиболее сильно. При ширине  $x_0$  функции  $\mathcal{F}(\xi)$ , меньшей чем  $D$ , пределы интегрирования в (19) сужаются и влияние дефокусировки становится менее заметным. В предельном случае, когда функция  $M(x)$  медленно изменяется по сравнению с  $\mathcal{F}(\xi)$  (необходимым условием этого является  $x_0 \ll D$ ), выражение (19) переходит в

$$K_f(u) = M\left[\frac{b}{k}\frac{u}{2}\right] M^*\left[-\frac{b}{k}\frac{u}{2}\right] \frac{e^{-i(b^2u^2h/2k)}}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}\left(\frac{b}{k}u'\right) e^{iuu'hb^2/h} du'. \quad (20)$$

При симметрично расположенной апертуре шириной  $D$  экспоненциальным множителем подынтегрального выражения в (20) можно пренебречь при условии

$$h \ll \lambda / (Dx_0). \quad (21)$$

Так как  $x_0 \ll D$ , условие (21) допускает значительно большую дефокусировку системы, чем условие (18.10), полученное в [5]. Чувствительность оптической схемы к дефокусировке может служить критерием замены общего соотношения (19) приближенным соотношением (20).

Формула (20) при  $h=0$  (оптическое сопряжение) соответствует случаю когерентного освещения. Таким образом, реакция системы на дефокусировку может быть принята в качестве критерия близости условий освещения к условиям когерентного освещения.

Для выяснения практической применимости схемы, изображенной на рис. 1, с источником света в виде лампы накаливания был поставлен эксперимент. Оптическая схема имела следующие параметры. Объектив 4 типа «И-37» с фокусным расстоянием 300 мм, относительным отверстием 4,5. Источник освещения вместе с конденсорным объективом 2 обеспечивал световое пятно  $x_0$  диаметром 0,05 мм. (Для уменьшения aberrаций объектив диафрагмировался круглым отверстием диаметра 10 мм.) Размер  $b$  был равен размеру  $a$  и составлял величину двойного фокусного расстояния объектива 4, т. е. 600 мм. Имелась возможность значительного увеличения размера источника света путем перекрытия объектива 2 матовым стеклом. Матовое стекло в условиях немонахроматического освещения можно рассматривать как протяженный самосветящийся источник света. Минимально получающийся размер источника света  $x_0$  не удовлетворял условию (13), согласно которому величина  $x_0$  должна быть намного меньше 0,03 мм. Поэтому в эксперименте был реализован случай, промежуточный между когерентным и некогерентным освещением транспаранта, описываемый схемой рис. 4 и выражением (14). Ниже, для краткости, схему без матового стекла будем называть схемой когерентного освещения, а схему с матовым стеклом — схемой некогерентного освещения.

В первую очередь было решено проверить, насколько удалось реализовать в простейшей оптической схеме уход от случая некогерентного освещения. В качестве параметра такого отличия была взята реакция схемы на дефокусировку. В оптической схеме, приведенной на рис. 2, реакция на дефокусировку (т. е. на изменение величины  $b$  на  $\Delta b$  от его значения, обращающего в нуль параметр  $h$ , определяемый (6)) должна быть много меньше, чем в схеме, изображенной на рис. 5. Результаты опыта по дефокусировке показаны на рис. 6, где представлены фотографии трех транспарантов. Рис. 6, *a* относится к случаю оптического сопряжения, когда  $\Delta b=0$ . В этих условиях матовое стекло, помещенное на объектив 2, практически не оказывает никакого влияния. Рис. 6, *b* соответствует когерентному освещению при  $\Delta b=1,5$  см. На рис. 6, *в* показан результат опыта, состоящего в том, что объектив 2 закрывался матовым стеклом. Значение  $\Delta b$  по-прежнему равнялось 1,5 см. Как видно из сравнения всех трех фотографий рис. 6, влияние дефокусировки объектива для случая некогерентного освещения значительно больше, чем для случая, названного нами когерентным. Результат этого опыта оправдывает такое название. На рис. 7 представлены некоторые результаты опытов по пространственной фильтрации изображений, полученные в когерентной схеме. На рис. 7, *a* приведена фотография транспаранта, показанного на рис. 6, *a*, полученная в условиях оптического сопряжения, с фильтром-маской, надетым

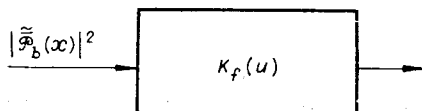


Рис. 5.

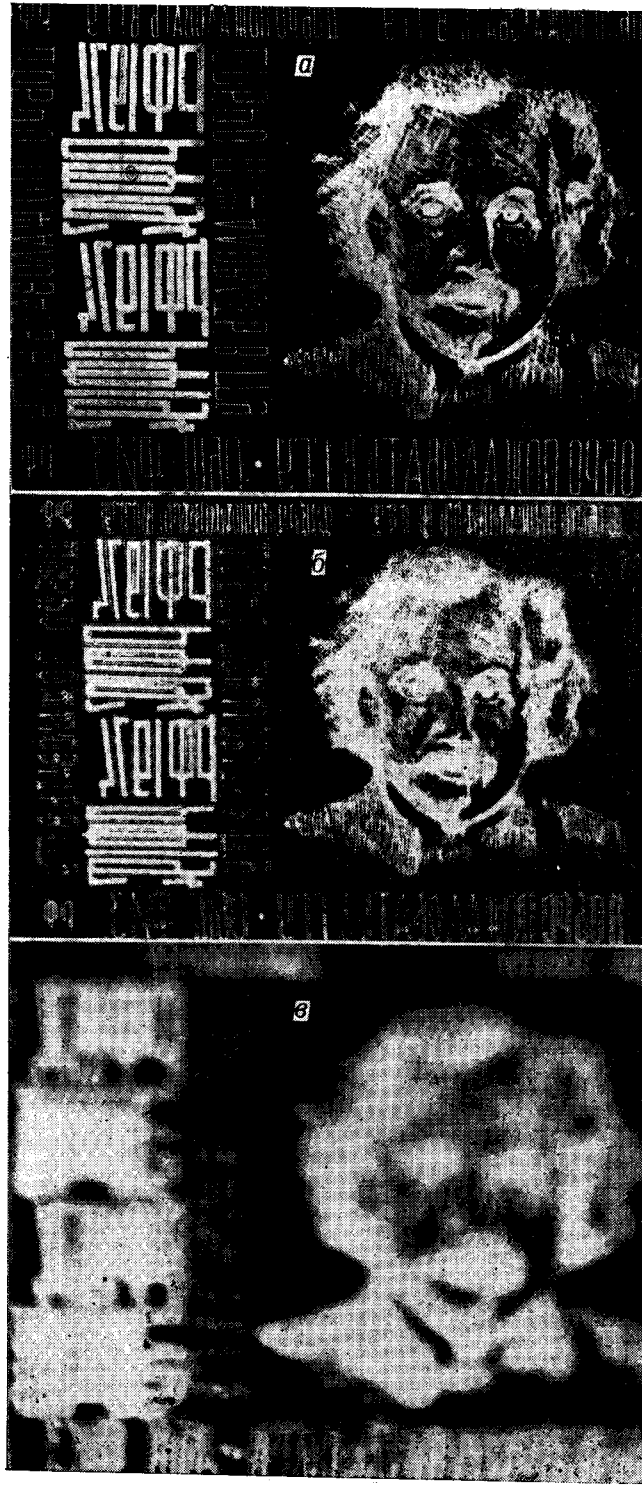


Рис. 6.



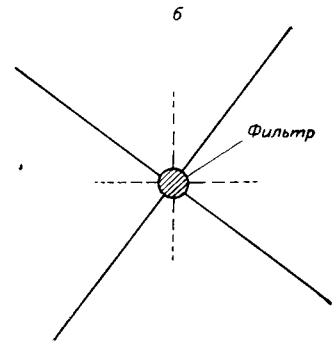
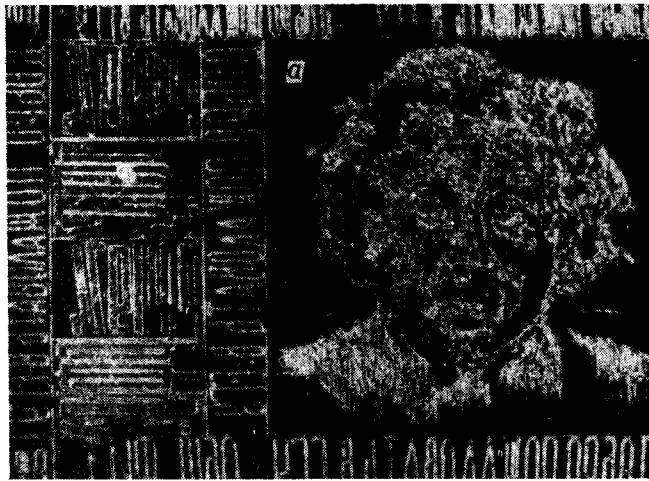
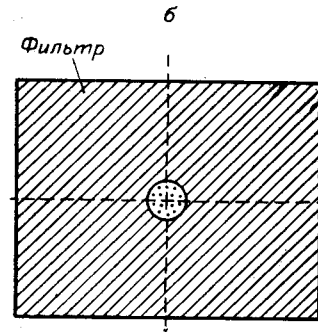
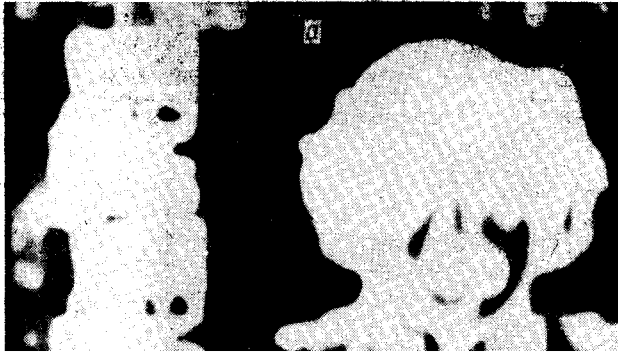


Рис. 8.

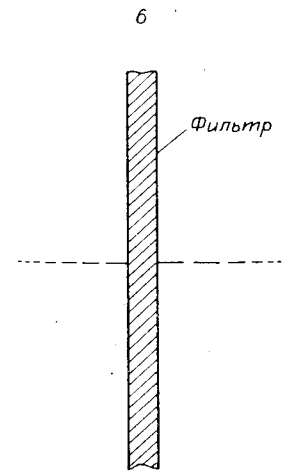


Рис. 9.

на объектив 4. Форма фильтра-маски показана на рис. 7, б. Такой фильтр пропускает только низкие пространственные частоты. Поэтому изображение на рис. 7, а размыто. В некогерентной схеме с той же маской получается изображение, практически неотличимое от рис. 6, а. На рис. 8, а приведена фотография того же транспаранта, но с другой маской, форма которой показана на рис. 8, б. Такой фильтр позволяет подчеркнуть высокие пространственные частоты. Видны контуры изображения букв и дефекты растущевки. В некогерентном свете такого эффекта предвидеть результат фильтрации изображения той или иной маской, надетой на объектив. Отличия этой схемы от схемы с некогерентным светом весьма существенны. Для приближенного описания процесса фильтрации скорее может быть использована схема на рис. 2, чем схема на рис. 5, соответствующая некогерентному источнику света. В то же время, благодаря немонохроматичности и неточности источника, не наблюдается спекл-шума, характерного для оптических систем с полностью когерентным светом.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гудмен Г. Введение в Фурье-оптику. М., «Мир», 1970.
2. Lugi A. V. Operational notation for the analysis and synthesis of optical data-processing systems.—“Proc. IEEE”, 1966, vol. 54, N 8, p. 1055—1063.
3. Gabor D. The transmission of information by coherent light. Part. 3. Speckle noise.—“J. Phys. E. Sci. Instrum.”, 1975, vol. 8, N 4, p. 253—255.
4. Борн, Вольф. Основы оптики. М., «Наука», 1973.
5. Зверев В. А. Радиооптика. М., «Сов. радио», 1975.
6. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. М., «Сов. радио», 1967.

*Поступила в редакцию 24 октября 1976 г.;  
окончательный вариант — 25 мая 1977 г.*

---