

Фурье таких векторов будет совпадать с квадратом заданной функции с точностью до константы $c = N - \sum_{i=1}^N |A_i|^2$ (поскольку мы предполагаем, что $|A| \leq 1$, то $c \geq 0$). Отметим еще раз, что распределения не обязательно брать равномерные. Существует много других семейств, на которых можно обеспечить заданные требования, например, гауссовские. По-видимому, представляет интерес задача выбора распределений, обеспечивающих минимизацию различных характеристик отклонения приближающих функций от приближаемой.

Сделаем еще несколько замечаний, которые нам представляются существенными.

1. В методах, рассмотренных в работе [2], и в настоящей заметке гарантируется «близость» $M(|S(x)|^2)$ к $f^2(x)$, что, вообще говоря, не означает «близости» $M(|S(x)|)$ к $f(x)$ и $[M(|S(x)|)]^2$ к $f^2(x)$. Дело в том, что $M(|S(x)|^2) - [M(|S(x)|)]^2 = \sigma^2(|S(x)|) > 0$. Если дисперсия по всему полю (в частности, везде близка к нулю), то кривая $[M(|S(x)|)]^2$ имеет ту же форму, что и кривая $M(|S(x)|^2)$; если же дисперсия существенно не стационарна, то указанные кривые могут сильно отличаться.

2. В экспериментах подобного рода обычно используется лишь одна реализация приближающей случайной функции. В связи с этим особый интерес представляют характеристики вида

$$M((\sum (f_i - |S_i|))^2) \text{ или } M((\sum (f_i^2 - |S_i|^2))^2).$$

Изучение таких характеристик является более сложной задачей в связи с возможной статистической зависимостью погрешностей в разных точках поля. Величины, рассматриваемые в работе [2] и в настоящей заметке, могут быть использованы для оценки указанных характеристик.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М., «Мир», 1970.
2. Kermisch D. Image reconstruction from phase information only.—“J. Opt. Soc. Amer.”, 1970, vol. 60, N 1, p. 15.

Поступила в редакцию 12 апреля 1977 г.

УДК 535.4

В. А. ВЕРЕВКИН, В. В. ДОНЦОВА, Г. А. ЛЕНКОВА

(Новосибирск)

ОПТИЧЕСКИЙ СПОСОБ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ОДНОМЕРНЫХ КИНОФОРМОВ

Киноформные оптические элементы подобно голограммам предназначены для преобразования волнового фронта. Однако в отличие от голограмм они создают изображение только в одном дифракционном порядке и в идеальном случае весь падающий свет используется для восстановления этого единственного изображения [1]. Обычно киноформы синтезируются на ЭВМ, но для простейших элементов, таких, как линзы и решетки, которые формируют сферическую волну или просто отклоняют падающий пучок света, применяются также оптические способы [2]. Существенный недостаток известных методов в том, что они непременно сопровождаются процессами квантования или ска-

нирования фазы, а это, как известно, является причиной снижения отношения сигнал/шум.

В настоящей работе исследуются возможности двух оптических способов, основанных на применении многолучевой интерференции, которые позволяют исключить процессы квантования и сканирования при изготовлении простых киноформных элементов типа одномерных решеток. Характерно, что фотошаблон получается за одну экспозицию. Подобные исследования для киноформных линз были проведены нами в [3].

Чтобы оценить требования, предъявляемые к киноформной решетке, рассмотрим, как влияет величина максимального изменения фазы на дифракционную эффективность при условии, что формула $\frac{\psi_{\max}}{\lambda} = n_{\max} \frac{\psi_{\max}}{\lambda}$, $n_{\max} = \frac{\psi_{\max}}{\lambda}$ — максимальная высота зубца; λ — длина волны света.

Если на решетку длиной L падает плоская волна с амплитудой $\sqrt{I_0}$, то после прохождения решетки распределение интенсивности в дальней зоне можно представить как произведение двух функций

$$I/I_0 = F(\omega) Q(\omega), \quad (2)$$

где

$$F(\omega) = \sin^2(\omega Na/2) / \sin^2(\omega a/2);$$

$$Q(\omega) = \sin^2[(\psi_{\max} - \omega a)/2] / [(\psi_{\max} - \omega a)/2]^2;$$

I_0 — интенсивность света, падающего на решетку; I — интенсивность света, проходящего через нее; N — число зубцов решетки; ω — пространственная частота в фурье-плоскости.

Предположим, что N достаточно велико, тогда $F(\omega)$ переходит в гребенчатую функцию Дирака с периодом $2\pi/a$ и определяет направления, в которых интенсивность света после решетки не равна нулю. Так, например, при $\psi_{\max} = 2\pi$, что характерно для киноформных элементов, все значения $F(\omega)$, отличные от нуля, совпадают с нулевыми значениями $Q(\omega)$ за исключением одной точки $\omega = 2\pi/a$, где $Q(\omega) = 1$ (рис. 2, а). Следовательно, для этого случая весь свет будет дифрагировать в одном направлении под углом λ/a , который совпадает с углом отклонения луча призматическими элементами решетки. Когда $\psi_{\max} = \pi$, функция $Q(\omega)$ сдвигается относительно $F(\omega)$ на полпериода и равные доли энергии падающего света ($\sim 40\%$) направляются в $+1$ -й и 0 -й порядки дифракции (см. рис. 2, б). Кроме того, создаются условия для наблюдения 2-го (4,5%) и 3-го (1,6%) порядков. При $\psi_{\max} = 3\pi$ функция $Q(\omega)$ сдвигается на полпериода в направлении положительной части оси ω и наблюдаются $+1$ -й и $+2$ -й порядки дифракции (см. рис. 2, в). На основании (2) можно показать, что при отступлении максимальной задержки фазы от 2π не более чем на $\sim 0,2\pi$ потери энергии на нежелательные порядки не превышают 10%.

Киноформную решетку можно получить в два этапа. Сначала изготавливается специальный фотошаблон, затем его пропускание путем контактной или проекционной печати преобразуется в пропорциональное изменение оптической толщины какого-либо светочувствительного материала за счет изменения его показателя преломления или геометрической толщины. Наличие фотошаблона удобно для дальнейшего тиражирования решеток.

Мы применяли для изготовления фотошаблона клиновой интерферометр. Прежде чем перейти к рассмотрению конкретных схем,

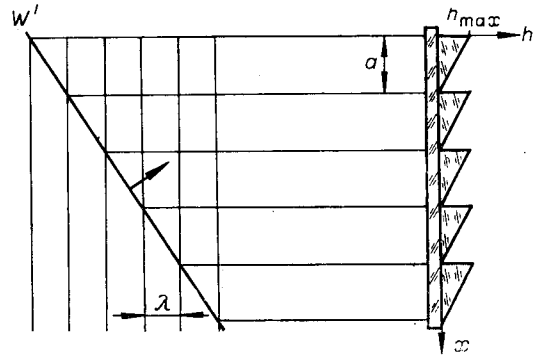


Рис. 1. Принцип построения киноформной фазовой решетки, преобразующей волновой фронт W в W' .

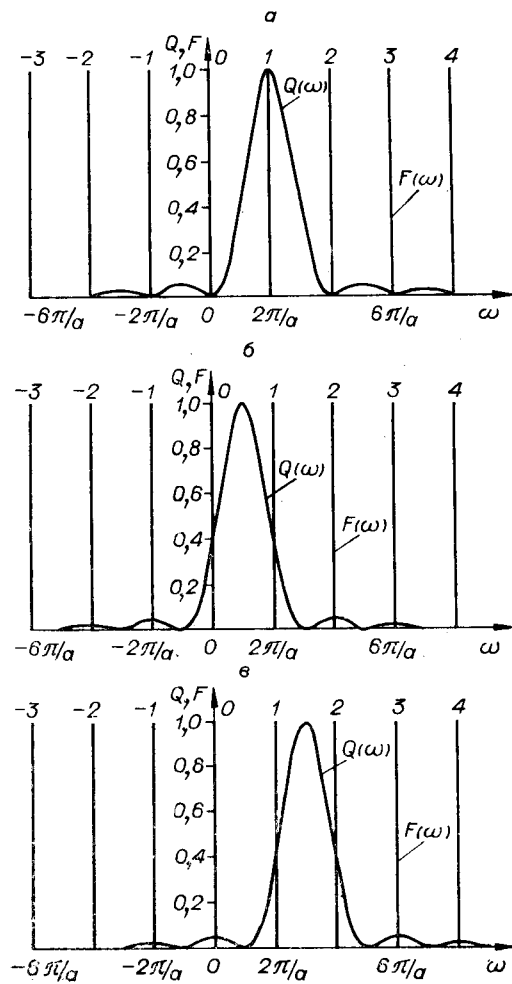


Рис. 2. Графики функций $F(\omega)$ и $Q(\omega)$ при ψ_{\max} , равных: а — 2π , б — π , в — 3π .

остановимся на ограничениях, которые возникают при оперировании многолучевыми полосами в клине. Толанским [4] показано, что распределение интенсивности в клиновом интерферометре мало отличается от распределения Эри, характерного для параллельных зеркал, при условии

$$(2t\alpha^2/\lambda)^{1/2}\pi\sqrt{R}(1-R) \leq 0,91, \quad (3)$$

где α — угол между зеркалами, t — толщина клина, R — коэффициент отражения зеркал, λ — длина волны света. Если не выполняется (3), то среди интерферирующих лучей окажутся такие, которые находятся в противофазе с другими. В результате на склоне распределения интенсивности света в интерференционной картине возникнут характерные осцилляции, не наблюдаемые в распределении Эри. Кроме того, максимум интенсивности смещается и распределение становится асимметричным. Позднее эти явления подробно исследовались в работе [5]. При изготовлении шаблона необходимо принимать во внимание соотношение (3), так как осцилляции интенсивности так же, как и квантование фазы, приводят к снижению отношения сигнал/шум.

Условие (3) определяет допустимую ширину полос a многолучевой интерференции, которая не может быть меньше некоторого значения, пропорционального \sqrt{t} :

$$\alpha \geq [\pi\sqrt{R}/[(1-R)0,91]]^{3/2}(t\lambda/2)^{1/2}. \quad (4)$$

При коэффициентах отражения зеркал $R=0,7$ и $0,8$, использовавшихся в наших экспериментах, и при $\lambda=0,6328 \cdot 10^{-3}$ мм (длина волны излучения He-Ne лазера) неравенство (4) преобразуется соответственно в

$$a \geq 0,53\sqrt{t}; \quad (4a)$$

$$a \geq 1,06\sqrt{t}, \quad (4б)$$

где t выражено в миллиметрах.

В нашей первой схеме для получения фотошаблона применялся специальный клиновой интерферометр [6], в котором в отраженном свете наблюдались светлые интерференционные полосы на темном фоне подобно обычной многолучевой интерференционной картине в проходящем свете. В таком интерферометре появляется возможность управлять контрастом и асимметрией в распределении интенсивности путем подбора покрытия переднего зеркала, в общем случае представляющего комбинацию поглощающей металлической пленки и диэлектрического многослойника. Мы выбирали параметры зеркал, а следовательно, форму распределения интенсивности полос, наилучшим образом компенсирующую нелинейность характеристических кривых светочувствительных материалов, применявшихся для изготовления фотошаблона и киноформной решетки.

На рис. 3 показана оптическая схема установки. Пучок лазера 1 (He-Ne лазер ЛГ-56) фокусировался микрообъективом 2 на вращающийся диффузный рассеиватель 3, помещенный в переднюю фокальную плоскость объектива 4. После объектива параллельный пучок света падал на клиновой интерферометр, образованный зеркалами 6, 7. Вблизи поверхности зеркал наблюдалась картина прямолинейных и параллельных интерференционных полос. С помощью полупрозрачной пластины 5, объектива 8 и фотоаппарата 9 она проецировалась на фотопленку 10.

Во второй схеме был применен обычный клиновой интерферометр в проходящем свете. Особенность схемы заключалась в том, что интерферометр освещался набором плоских волн. Такое освещение достигалось путем установки в передней фокальной плоскости коллимирующего объектива широкого пространственно-некогерентного источника света.

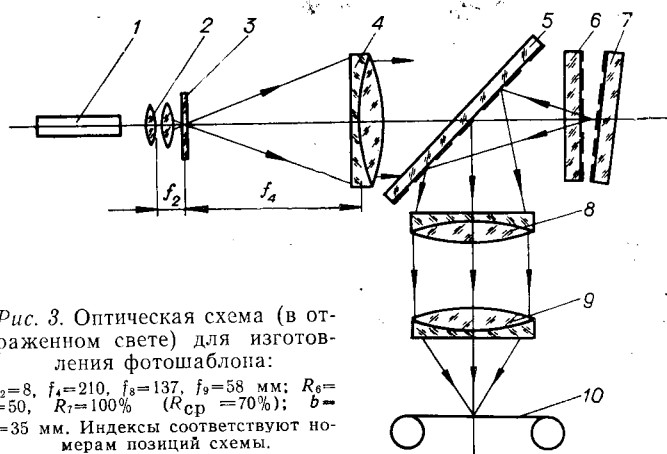


Рис. 3. Оптическая схема (в отраженном свете) для изготовления фотошаблона:

$f_2=8$, $f_4=210$, $f_8=137$, $f_9=58$ мм; $R_6=$
 $=50$, $R_7=100\%$ ($R_{\text{ср}}=70\%$); $b=$
 $=35$ мм. Индексы соответствуют номерам позиций схемы.

В этом случае ширина полос a_φ может быть выражена как

$$a_\varphi = \lambda / (2\alpha \cos \varphi), \quad (5)$$

где α — угол между зеркалами, φ — угол падения плоского волнового фронта на первое зеркало.

Из (5) видно, что a_φ не зависит от знака φ . Изменение ширины полос с углом падения приводит к смещению картины, образованной волновым фронтом, идущим под углом φ , по отношению к такой же, образованной перпендикулярно падающим волновым фронтом. В m -м порядке это смещение составит

$$(\Delta a_\varphi)_m = (a_\varphi - a_0) m. \quad (6)$$

После разложения a_φ по степеням φ при малых φ (6) переходит в

$$\Delta a_\varphi = \lambda m \varphi^2 / 4\alpha = a_0 \varphi^2 t / \lambda. \quad (7)$$

Если теперь создать источник света с яркостью, спадающей от центра к краям, то в последовательно смещенных интерференционных картинах интенсивность также будет снижаться. В результате суммарное распределение интенсивности можно сделать близким к треугольному. Таким источником может служить излучение лазера, распределение интенсивности которого в поперечном сечении имеет, как известно, гауссовский характер. При освещении диффузного рассеивателя расходящимся лазерным пучком света его элементарная поверхность $dS = 2\pi r dr$ будет испускать свет с интенсивностью

$$dI = I_0 \exp(-2r^2/\omega^2) dS, \quad (8)$$

где I_0 — интенсивность в центре диффузного рассеивателя, r — расстояние от центра, ω — радиус освещающего лучка на уровне падения мощности в e^2 раз.

При условии $r \ll f$, где f — фокальное расстояние коллимирующего объектива, (8) можно преобразовать в соотношение

$$dI = I_0 2\pi f^2 \varphi \exp[-2f^2 \varphi^2 / \omega^2] d\varphi, \quad (9)$$

определяющее интенсивность света, падающего на интерферометр в интервале углов от φ до $\varphi + \Delta\varphi$.

Рассмотрим распределение интенсивности в полосе порядка m . Для этого введем координату $\xi = x - ma_0$. Тогда с учетом смещения полос

Δa_φ , вызванного изменением угла падения φ плоской волны, распределение интенсивности представится в виде

$$I(\xi) = \int_0^{\varphi_{\max}} I_\varphi(\xi - \Delta a_\varphi) dI, \quad (10)$$

где $I_\varphi(\xi - \Delta a_\varphi)$ — распределение интенсивности в полосах многолучевой интерференции при освещении интерферометра одной плоской волной, падающей под углом φ на переднее зеркало; φ_{\max} — максимальный угол падения, определяемый через радиус диффузного рассеивателя r_{\max} и f как

$$\varphi_{\max} = r_{\max}/f. \quad (11)$$

С достаточным приближением можно положить, что $I_\varphi(\xi - \Delta a_\varphi) = \delta(\xi - \Delta a_\varphi)$. Это значит, что функция существует в точках $\xi = \Delta a_\varphi$. На основании последнего равенства и (7) имеем

$$\xi = \lambda m \varphi^2 / 4\alpha. \quad (12)$$

Теперь, интегрируя (10), получаем

$$I(\xi) = I_0 \pi \omega^2 [1 - \exp(-h\xi)] / 2, \quad (13)$$

где $h = 4\alpha f^2 / (\omega^2 \lambda m)$.

Для углов φ , расположенных вне интервала от 0 до φ_{\max} , $I(\xi) = 0$. На рис. 4 показаны графики распределения интенсивности для трех характерных случаев заполнения промежутков между полосами, образованными нормально падающей плоской волной. В действительности реальная суммарная картина со стороны крутого склона треугольного распределения слегка пологая, так как коэффициенты отражения зеркал меньше единицы.

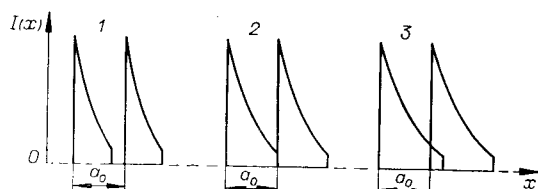


Рис. 4. График распределения интенсивности в интерференционной картине (схема в проходящем свете):

1 — $\Delta a_\varphi < a_0$, 2 — $\Delta a_\varphi = a_0$, 3 — $\Delta a_\varphi > a_0$.

Оптическая схема получения фотошаблона по второму способу приведена на рис. 5. Пучок света от лазера 1 фокусировался микрообъективом 2 на пространственный фильтр (диафрагму) 3. Расширенный пучок падал на вращающийся диффузный рассеиватель (матовое стекло) 4, стоящий в передней фокальной плоскости объектива 5, при этом интерферометр 6 освещался набором плоских волн с углами падения от 0 до φ_{\max} . С помощью объектива 7 и фотоаппарата 8 интерференционная картина полос равной толщины, локализованная на поверхности второго зеркала, проецировалась на фотопленку 9.

Радиус матового стекла r_{\max} выбирался так, чтобы при заданной толщине интерферометра t в центре поля смещение картины полос при максимальном наклоне освещающего волнового фронта φ_{\max} было равно ширине полос, образованных нормально падающим фронтом:

$$\Delta a_\varphi = a_0. \quad (14)$$

Из последнего условия с учетом (7) и (11) получаем

$$\varphi_{\max}^2 = \lambda/t; \quad (15)$$

$$r_{\max} = f(\lambda/t)^{1/2}. \quad (16)$$

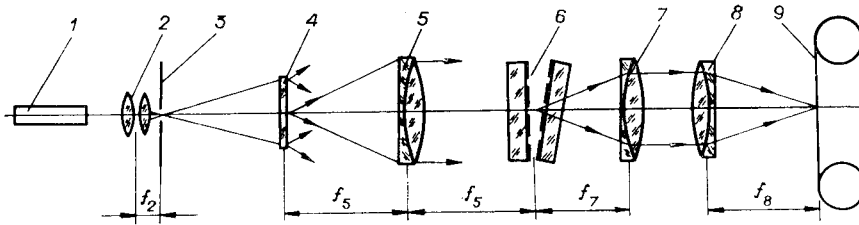


Рис. 5. Оптическая схема (в проходящем свете) для изготовления фотошаблона:
 $f_2=8$, $f_5=210$, $f_7=f_8=58$ мм, $R_6=R_7=80\%$, $b=35$ мм.

Если положить, что смещение Δa_φ на краях поля меняется не больше чем на $\pm 0,1a_0$ относительно центра, то, дифференцируя (7) по t , найдем, что изменение толщины интерферометра не должно превышать

$$\Delta t = \pm 0,09t. \quad (17)$$

В то же время Δt можно представить через апертуру зеркал интерферометра b и ширину полос a_0 как

$$\Delta t = b\lambda/4a_0. \quad (18)$$

Приравняв правые части (17) и (18) и принимая во внимание (46), получим

$$b \leq 0,36a_0^3/(1,06^2\lambda), \quad b \leq 507a_0^3, \quad (19)$$

$$b \geq 0,38t\sqrt{t}/\lambda, \quad b \geq 603t\sqrt{t}. \quad (20)$$

На основании (46) и (20) число полос N в апертуре зеркал составляет

$$N = 570t. \quad (21)$$

В формулах (17)–(21) t — максимальная толщина интерферометра в пределах поля зрения. Из (21) следует, что допустимая частота полос возрастает с увеличением t . С другой стороны, величина t , согласно соотношению (20), которое можно считать определяющим, ограничивается экспериментально достижимой апертурой зеркал. В нашем случае $b=35$ мм и, следовательно, $t=0,14$ мм, $N=89$, $\Delta t=0,014$ мм. Радиус диффузного рассеивателя по формуле (16) для $f=210$ мм, $\lambda=0,6328 \times 10^{-3}$ мм и $t=0,126$ мм (в центре поля) составлял ~ 15 мм.

В схеме с отражающим интерферометром отсутствует ограничение на изменение толщины в пределах поля зрения. В принципе изменение на краях может быть равно толщине в центре, но опасность повредить покрытие зеркал не позволяет уменьшать толщину до нулевого значения. Легко показать, что в этой схеме

$$b \leq 2a_0^3/(0,53^2\lambda) - 2a_0t_0/\lambda, \quad (22)$$

где t_0 — минимальная толщина интерферометра.

Для изготовления фазовых решеток негативы интерференционных полос (рис. 6, а), полученные на экспериментальных установках (схемы рис. 3 и 5), проецировались с уменьшением в 10 раз на пленки халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) состава As_2S_3 . Источником света служило излучение аргонового лазера с длиной волны 0,5145 мкм. Условия эксперимента несколько отличались от приведенных выше расчетных данных, но удовлетворяли соотношению (3). Предварительно негативы контролировались по пропусканию на микрофотометре МФ-4 (см. рис. 6, б, в). Асимметрия профиля, измеренная

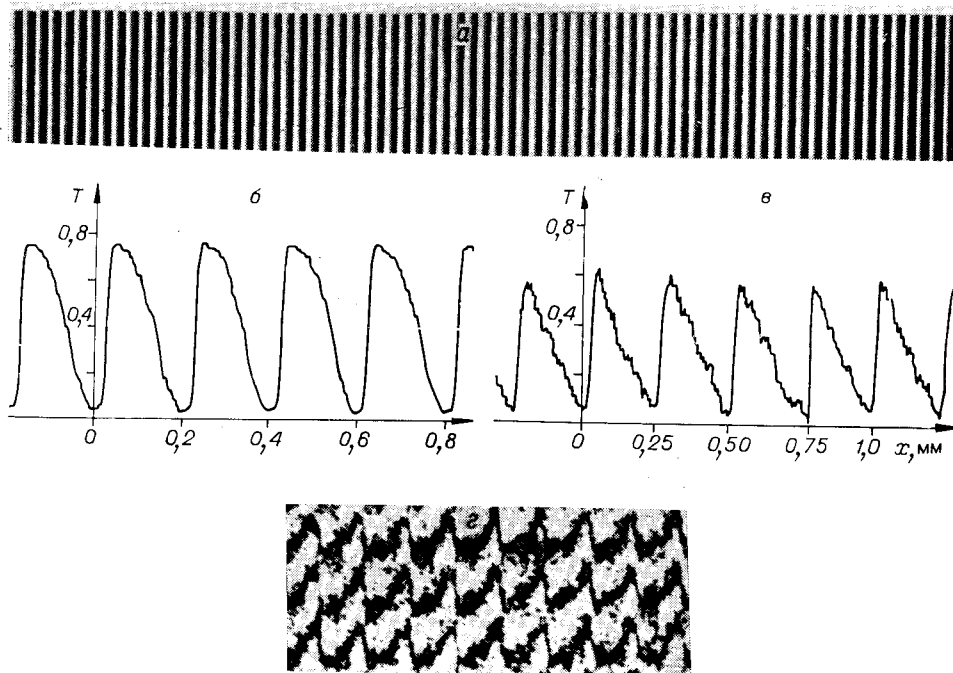


Рис. 6. Фотография фотошаблона (а), запись пропускания фотошаблона по интенсивности для схемы в отраженном (б) и в проходящем (в) свете, фазовый профиль киноформной решетки (г).

как отношение более крутой части профиля ко всему зубцу, изменялась по полю в пределах от 17 до 23% для схемы в проходящем свете и от 23 до 27% — в отраженном. На рис. 7 представлены графики пропускания негатива по максимальному значению (верхняя кривая) и минимальному (нижняя). Средняя линия (штриховая) показывает, что освещенность на краях была ниже, чем в центре. Для выравнивания пропускания негатива изготавливался корректирующий фильтр или при проектировании выбиралось положение негатива, при котором освещен-

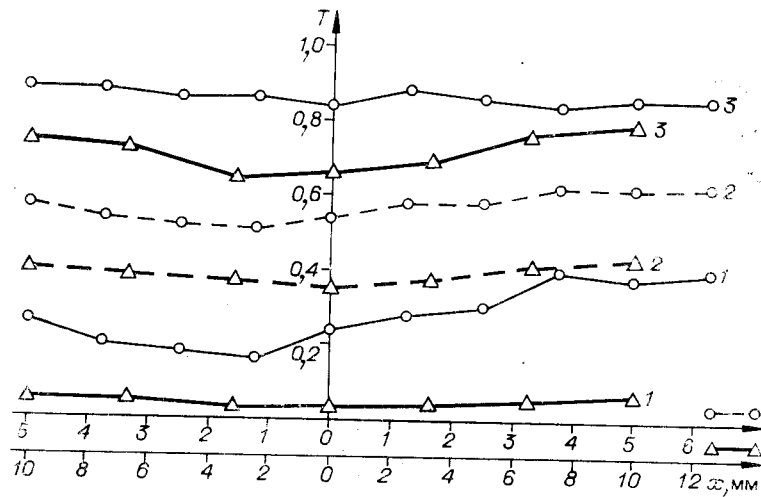


Рис. 7. График пропускания фотошаблона по интенсивности по минимальному (1), среднему (2) и максимальному (3) значениям (○ — ○ — в отраженном, △ — △ — в проходящем свете).

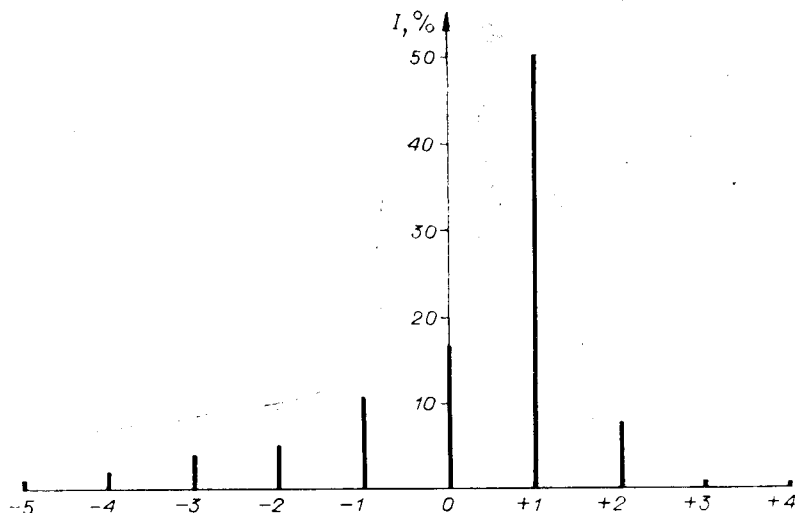


Рис. 8. Распределение энергии по дифракционным порядкам.

ность в пучке имела распределение, обратное пропусканию. Полученные фазовые элементы имели следующие параметры: диаметр — 1,2 и 2 мм, ширина полос — 0,02 и 0,025 мм, дифракционная эффективность — 47 и 51%, угол отклонения — $1^{\circ}40'$ и $1^{\circ}30'$ соответственно для схемы в отраженном и проходящем свете. Фазовый профиль киноформа контролировался на интерферометре Маха — Цендера (см. рис. 6, г). Для выяснения влияния формы профиля на дифракционную эффективность измерялось распределение энергии по порядкам дифракции (рис. 8).

Проведенные исследования показали, что с помощью предложенных оптических способов можно реализовать киноформные одномерные элементы с дифракционной эффективностью порядка 50%. Причем эффективность может быть повышена при более тщательном согласовании распределения интенсивности в интерференционной картине с характеристическими кривыми фотоматериалов. К сожалению, применение многолучевой интерференции имеет принципиальные ограничения, не позволяющие довести размерные параметры (шаг и диаметр) до параметров решеток с блеском, которые в последнее время изготавливаются голографическими методами. Однако технология производства элементов достаточно проста и в некоторых случаях, где не требуется высоко-го разрешения, они могут найти применение.

Авторы выражают благодарность В. П. Коронкевичу за обсуждение статьи и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лизем, Хорш, Джордан. Киноформ.— «Зарубеж. радиоэлектроника», 1969, № 12, с. 41—50.
2. Clair J. J. New methods to synthesize kinoform.— «Opt. Comm.», 1972, vol. 6, N 2, p. 135—137.
3. Коронкевич В. П., Ленкова Г. А., Михальцова И. А. Киноформные линзы. I. Оптический метод получения фотошаблона.— «Автоматрия», 1977, № 5, с. 71—79.
4. Tolansky S. Multiple-beam interferometry. Clarendon Press Oxford, 1948.
5. Koppelman G. Intensitätsverteilungen in Fizeau-Vielstrahlinterferenzen I.— «Optik», 1972, Bd 36, H. 4, S. 474—493.
6. Тронцкий Ю. В. Отражающий интерферометр на основе согласованной металлической пленки.— «Письма в ЖЭТФ», 1970, т. 11, с. 281.

Поступила в редакцию 22 июля 1977 г.;
окончательный вариант — 28 октября 1977 г.