

А. А. БЛОК, В. А. ДОМБРОВСКИЙ, С. А. ДОМБРОВСКИЙ,
Е. Ф. ПЕН, П. Е. ТВЕРДОХЛЕБ

(Новосибирск)

ПРАКТИЧЕСКИЙ ПРЕДЕЛ ПЛОТНОСТИ ЗАПИСИ ДАННЫХ В ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ЗУ НА ПЛОСКИХ НОСИТЕЛЯХ

Введение. Теоретический предел плотности голографической записи на плоском носителе определяется формулой $n = \pi/\lambda^2$ и для длины волны $\lambda = 0,63$ мкм равен $n \approx 10^7$ бит/мм² [1].

Экспериментально достигнутая плотность записи на плоских носителях на два-три порядка ниже [2—6], что обусловлено: несовершенством регистрирующей среды; перекрестными помехами (дифракционные помехи между элементами изображения, влияние соседних голограмм); абберациями оптической системы; конструктивными особенностями и геометрическими параметрами голографической памяти (ГП).

Свойства шума рассеяния и степень его влияния на информационные характеристики ГП исследовались в [7—11]. Установлено, что на пластинах типа «Кодак 649F» может быть достигнута плотность записи $\sim 5 \cdot 10^4$ бит/мм² при отношении сигнал/фон, равном 100 [10, 11].

Шумы, обусловленные нелинейностью регистрации, также хорошо изучены [11, 12]. Разработаны методы дефокусировки [13] и случайной фазы [14], позволяющие записывать голограммы с высокой дифракционной эффективностью (~ 10 —15 %) и низким уровнем шумов. В [15] с использованием метода случайной фазы экспериментально продемонстрирована плотность записи $\sim 10^5$ бит/мм².

Работы [11, 16—19] посвящены исследованию перекрестных помех. Показано, что максимальное отношение сигнал/фон при заданной плотности записи реализуется при гауссовых опорном и восстанавливаемом пучках [17—19]. В [11, 16—21] проведены оптимизация и выбор оптимальных характеристик ГП с плотностью упаковки $\sim 2 \cdot 10^4$ бит/мм².

Абберации оптической системы и их влияние на емкость ГП анализировались в [22—24]. Найдено, что при больших абберациях емкость ГП может падать на два-три порядка. При относительных смещениях пучков в плоскости голограммы и фотоматрицы меньше 10—20 % емкость ГП уменьшается на 20—40 %.

В [25, 26] рассмотрены принципы построения голографической памяти большой емкости. Установлено, что в ГП с подвижным носителем плотность записи может достигать величины $\sim 10^5$ бит/мм².

Несмотря на большое количество работ, практически достижимый предел плотности записи данных в ГП на плоских носителях остается невыясненным. Нет также ответа на вопрос, какие из перечисленных выше факторов являются доминирующими.

Цель статьи — дать ответы на эти вопросы, для чего далее исследуется влияние перекрестных помех на среднюю плотность записи, рассматриваются методы подавления этих помех и возможности записи наложенных голограмм, даются оценки предельной плотности записи с учетом дифракционных явлений, обсуждаются ограничения плотности записи, связанные с абберациями пучков в реальных оптических системах, анализируется зависимость плотности записи от шума рассеяния регистрирующей среды и устанавливается ее практический предел для ряда голографических материалов, исследуются оптические системы ГП с максимальной плотностью упаковки данных.

Перекрестные помехи. Схема оптической системы ГП с записью и чтением данных в формате страниц показана на рис. 1, а. Здесь СФМ — случайная фазовая маска; УТ — управляемый транспарант для формирования страницы данных размерностью $M \times M$; O_1, O_2 — фурье-объекти-

вы с одинаковыми фокусными расстояниями f ; РС — регистрирующая среда; МГ — матрица голограмм; МФ — матричный фотоприемник с числом элементов $M \times M$. На рис. 1, б — д приведены соответственно фрагменты УТ, СФМ, МГ и МФ. Предполагается, что опорный и восстанавливающий пучки гауссовы с диаметром соответственно D_0 и D_b на уровне e^{-2} по интенсивности. В этом случае, как показано в [17, 18], при заданной плотности записи дифракционные помехи являются минимальными. Распределение амплитуды сигнального пучка на МГ описывается функцией $\text{sinc}\left(\frac{ka}{2f}\xi\right)\text{sinc}\left(\frac{ka}{2f}\eta\right)$, где $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны; ξ, η — координаты в плоскости голограммы. В [16] это распределение аппроксимировано функцией вида $\exp\left[-4\frac{\xi^2 + \eta^2}{D_c^2}\right]$, где диаметр гауссова сигнального пучка D_c (задается на уровне e^{-2} по интенсивности) связан с размером ячейки УТ a соотношением $D_c = \sqrt{8/\pi}(\lambda f/a)$. С учетом гауссовой формы пучков, формирующих голограмму, восстановленный пучок будет также гауссовым. Его ширина D_H определяет действующую апертуру голограммы

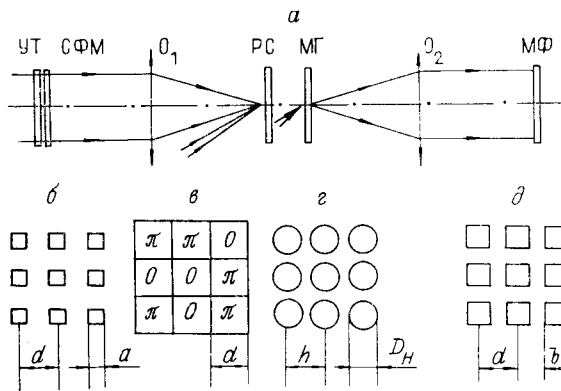


Рис. 1

Распределение амплитуды сигнального пучка на МГ описывается функцией $\text{sinc}\left(\frac{ka}{2f}\xi\right)\text{sinc}\left(\frac{ka}{2f}\eta\right)$, где $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны; ξ, η — координаты в плоскости голограммы. В [16] это распределение аппроксимировано функцией вида $\exp\left[-4\frac{\xi^2 + \eta^2}{D_c^2}\right]$, где диаметр гауссова сигнального пучка D_c (задается на уровне e^{-2} по интенсивности) связан с размером ячейки УТ a соотношением $D_c = \sqrt{8/\pi}(\lambda f/a)$. С учетом гауссовой формы пучков, формирующих голограмму, восстановленный пучок будет также гауссовым. Его ширина D_H определяет действующую апертуру голограммы

$$\frac{1}{D_H^2} = \frac{1}{D_c^2} + \frac{1}{D_0^2} + \frac{1}{D_b^2}.$$

Плотность записи в голограмме площадью $\frac{\pi D_H^2}{4}$ (локальная плотность) определяется выражением [16]

$$n = \frac{4}{\pi} \frac{M^2}{D_H^2} = \frac{\pi}{8} \frac{1}{(\lambda F \beta_D)^2}, \quad (1)$$

где $F = f/D$ и D — соответственно апертурное число и диаметр объектива; $\beta_D = d/D_D$ — скважность восстановленных пучков в плоскости матричного фотоприемника; d — расстояние между фотоприемниками; $D_D = 4\frac{\lambda f}{\pi D_H}$ — диаметр пучка в плоскости МФ. При записи матрицы голограмм для уменьшения взаимных помех голограммы располагаются на некотором расстоянии $h = \beta_H D_H$ друг от друга. При этом средняя плотность записи по матрице голограмм [16]

$$\langle n \rangle = \frac{\pi}{4} \frac{n}{\beta_H^2} = \left(\frac{\pi}{4\sqrt{2}}\right)^2 \frac{1}{(\lambda F \beta_D \beta_H)^2}, \quad (2)$$

где $\beta_H = h/D_H$ — скважность голограмм в МГ. Из (2) видно, что с уменьшением скважности пучков β_D и голограмм β_H средняя плотность записи возрастает. Однако первое приводит к увеличению дифракционных помех из-за размытия пучков, а второе — к появлению помех от соседних голограмм за счет их частичного перекрытия. Таким образом, средняя плотность записи ограничивается допустимым уровнем перекрестных помех.

Дифракционные помехи. Отношение мощности пучка, попадающего на квадратный фотоприемник размером $b \times b$, к его полной мощности [16]

$$P_D/P_{D \max} = \Phi[\sqrt{2}\beta_D/\beta_F], \quad (3)$$

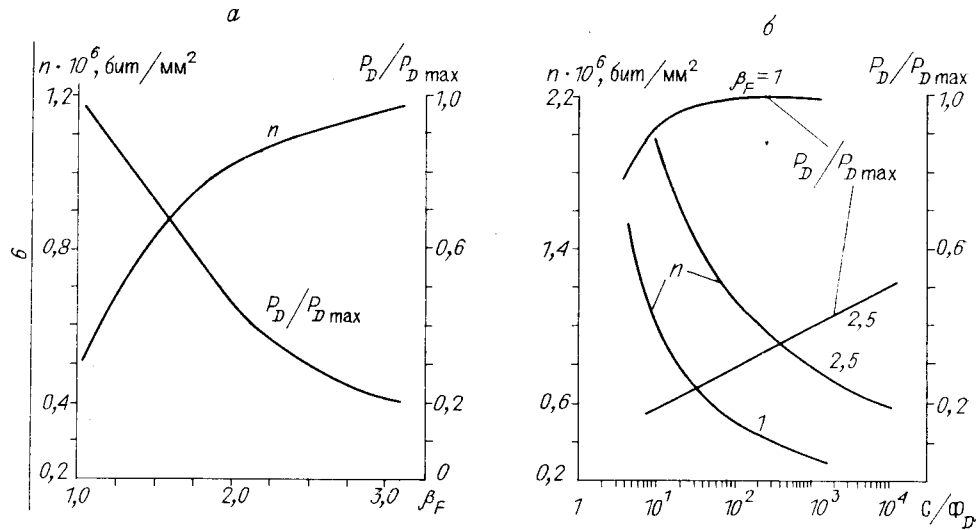


Рис. 2

где $\beta_F = d/b$ — скважность фотоприемников в фотоматрице; $\Phi[z] = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt$ — интеграл ошибок.

Относительная мощность дифракционной помехи, обусловленная перекрытием четырех соседних точек изображения в плоскости фотоматрицы, в соответствии с [16] запишется в виде

$$\frac{P_{\Phi D}}{P_{Dmax}} = \frac{\alpha}{2} \Phi \left[\sqrt{2} \frac{\beta_D}{\beta_F} \right] \left(\Phi \left[\sqrt{2} \frac{\beta_D}{\beta_F} (1 + 2\beta_F) \right] + \Phi \left[\sqrt{2} \frac{\beta_D}{\beta_F} (1 - 2\beta_F) \right] \right). \quad (4)$$

Коэффициент α в (4) зависит от характера взаимодействия пучков между собой. При их когерентном сложении $\alpha = 16$, в противном случае $\alpha = 4$. Когерентное взаимодействие пучков не только приводит к увеличению фона в 4 раза, но и вызывает уменьшение сигнала. Так, при $\beta_D \ll 1$ мощность сигнала может падать в 2 и более раза [27]. Таким образом, отношение сигнал/дифракционный фон $\left(\frac{C}{\Phi_D} = \frac{P_D}{P_{Dmax}} / \frac{P_{\Phi D}}{P_{на \ x}} \right)$ при некогерентном восстановлении в 4–8 раз выше. Во всех дальнейших расчетах положим $\alpha = 4$. Тогда

$$\frac{C}{\Phi_D} = \frac{1}{2} \frac{\Phi \left[\sqrt{2} \beta_D / \beta_F \right]}{\Phi \left[\sqrt{2} (\beta_D / \beta_F) (1 + 2\beta_F) \right] + \Phi \left[\sqrt{2} (\beta_D / \beta_F) (1 - 2\beta_F) \right]}. \quad (5)$$

Способы подавления когерентного сложения пучков в восстановленном изображении будут рассмотрены ниже.

Из (3) и (5) следует, что мощность сигнала и отношение C/Φ_D зависят от двух параметров: скважности пучков β_D и фотоприемников в фотоматрице β_F . На рис. 2, а приведены зависимости относительной мощности P_D/P_{Dmax} и локальной плотности записи n от β_F , полученные из выражений (1), (3), (4) при отношении $C/\Phi_D = 100$, $\lambda = 0,63$ мкм и $F = 1$. Можно видеть, что с повышением скважности β_F плотность записи увеличивается. Например, при изменении β_F в 2 раза (от 1 до 2) плотность записи возрастает, а мощность сигнала падает соответственно в 2 раза. Дальнейшее повышение $\beta_F > 2,5$ приводит к быстрому уменьшению сигнала на фотоприемнике. При этом плотность записи практически не повышается.

Графики зависимостей n и P_D/P_{Dmax} от отношения C/Φ_D для значений скважности β_F , равных 1 и 2,5, показаны на рис. 2, б. Исходя из

экспериментальных данных, минимально допустимое отношение сигнал/фон в изображении составляет ~ 5 [28]. Так как на качество восстановленного изображения, кроме дифракционных помех, влияет еще ряд факторов (помехи соседних голограмм, шум рассеяния и т. д.), то отношение C/Φ_D должно быть, по крайней мере, в 5—6 раз больше указанной величины. Для $C/\Phi_D = 30$ в случае некогерентного восстановления локальная плотность записи достигает величины $1,45 \cdot 10^6$ бит/мм² ($\beta_F = 2,5$) (см. рис. 2, б). При когерентном взаимодействии пучков в плоскости фотоматрицы допустимое отношение C/Φ_D в 8 раз больше ($C/\Phi_D \geq 240$) и соответственно локальная плотность записи в 1,5 раза меньше (ключается в том, что в течение времени накопления сигнала на фотоматрице восстанавливающий пучок перемещается по голограмме на расстояние, равное половине своего размера. При этом разность фаз между соседними пучками изменяется от 0 до π , и как следствие когерентная составляющая дифракционных помех уменьшается в 5—10 раз).

С целью упрощения последующего анализа аппроксимируем выражение для отношения сигнал/дифракционный фон (5) функцией вида

$$\frac{C}{\Phi_D} = \frac{1}{\alpha} \exp \left[8\beta_D^2 \left/ \left(1 + \frac{4}{\pi} \frac{\beta_D^2}{\beta_F^2} \right) \right. \right]. \quad (6)$$

С учетом (6) выражение для локальной плотности записи (1) примет вид

$$n = \frac{1}{2(\lambda F)^2} \left(\frac{2\pi}{\ln(4C/\Phi_D)} - \frac{1}{\beta_F^2} \right). \quad (7)$$

Формула (7) с точностью 4% задает ход кривой $n(C/\Phi_D, \beta_F = 2,5)$ на рис. 2, б.

Помехи от соседних голограмм. Отношение сигнал/фон, обусловленное перекрытием четырех соседних голограмм, описывается выражением [16]

$$\frac{C}{\Phi_H} = \frac{1}{\alpha} \exp \left[8 \frac{\beta_H^2}{L^2} \left(1 - \frac{1}{L^2} \right) \right], \quad (8)$$

где $L = D_n/D_H$. Коэффициент α в (8) зависит от характера взаимодействия помех в плоскости матричного фотоприемника. Так как практически на фоточувствительной площадке фотоприемника укладывается несколько максимумов интерференционной картины, образованной пучками, восстановленными из соседних голограмм, то можно считать, что составляющие помех складываются некогерентно (по интенсивности). Таким образом, $\alpha = 4$.

Находя из (8) скважность голограмм β_H и подставляя полученное уравнение в (2), определим выражение для средней плотности записи в виде

$$\langle n \rangle = n2\pi \frac{(L^2 - 1)}{L^4} \frac{1}{\ln(4C/\Phi_H)}. \quad (9)$$

Из (9) следует, что зависимость $\langle n \rangle$ от $L = D_n/D_H$ имеет экстремум. Физически экстремальный характер зависимости $\langle n(L) \rangle$ объясняется тем, что в обоих случаях: и когда диаметр восстанавливающего пучка много больше, и когда он много меньше диаметра голограммы, — уровень перекрестных помех большой. Компромисс достигается тогда, когда диаметр восстанавливающего пучка в $\sqrt{2}$ раз больше диаметра голограммы

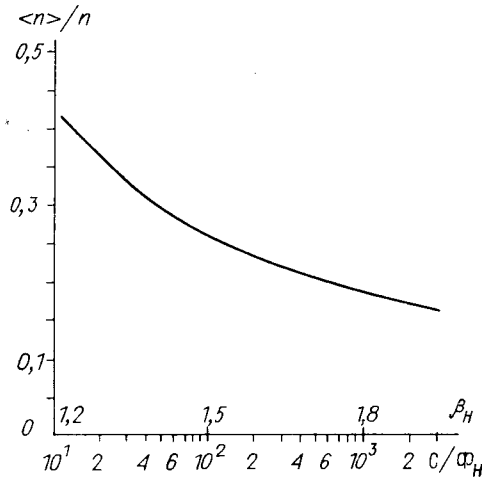


Рис. 3

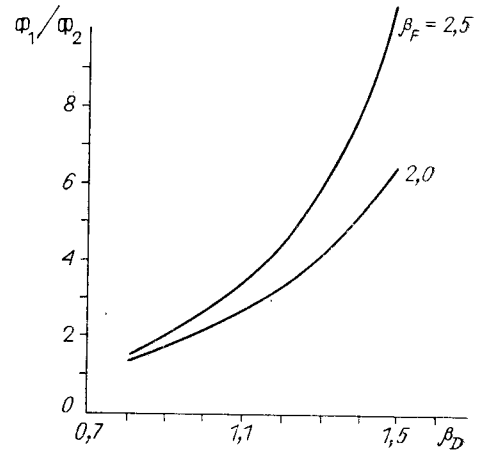


Рис. 4

$D_n = \sqrt{2} D_H$ ($L = \sqrt{2}$) [30]. Часто диаметры сигнального, опорного и восстанавливающего пучков выбираются равными $D_c = D_o = D_n$ ($L = \sqrt{3}$) [16]. В этом случае средняя плотность записи оказывается на 10 % ниже оптимальной. Заметим, что средняя плотность записи не зависит от размера сигнального или опорного пучка, а определяется эффективным диаметром голограммы D_H , скважностью их размещения β_H и отношением $L = D_n/D_H$.

На рис. 3 приведена зависимость $\langle n \rangle/n$ от отношения C/Φ_H при $L = \sqrt{2}$. Для допустимого отношения $C/\Phi_H = 30$ из графика на рисунке находим, что средняя плотность записи, как минимум, в 3 раза меньше локальной плотности. При этом скважность голограмм $\beta_H = \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{n}{\langle n \rangle}} \geq 1,4$.

Методы подавления помех от соседних голограмм. Обычно пучки, восстановленные из центральной и соседних с ней голограмм, проецируются точно на фоточувствительные площадки фотоматрицы. Мощность помехи от четырех соседних голограмм при этом имеет вид

$$\Phi_1 = 4\Phi^2 [\sqrt{2} \beta_D/\beta_F] \exp(-2\beta_H^2). \quad (10)$$

Влияние помех значительно уменьшается, если пучки, восстановленные из соседних голограмм, перераспределить между фотоприемниками. Для этого необходимо формировать опорный и восстанавливающий пучки с радиусами кривизны фронта в плоскости МГ $R_o = R_n = \pm 2f/h/d$. Мощность помехи тогда запишется как

$$\begin{aligned} \Phi_2 = 4\Phi \left[\sqrt{2} \frac{\beta_D}{\beta_F} \right] & \left(\Phi \left[\sqrt{2} \frac{\beta_D}{\beta_F} (1 + \beta_F) \right] + \right. \\ & \left. + \Phi \left[\sqrt{2} \frac{\beta_D}{\beta_F} (1 - \beta_F) \right] \right) \exp(-2\beta_H^2). \end{aligned} \quad (11)$$

Из (10) и (11) для отношения Φ_1/Φ_2 получим

$$\frac{\Phi_1}{\Phi_2} = \frac{\Phi [\sqrt{2} \beta_D/\beta_F]}{\Phi [\sqrt{2} (\beta_D/\beta_F)(1 + \beta_F)] + \Phi [\sqrt{2} (\beta_D/\beta_F)(1 - \beta_F)]}.$$

Эффективность данного метода зависит от скважности фотоприемников β_F и информационных пучков β_D . Зависимости Φ_1/Φ_2 от β_D для значе-

ний $\beta_F = 2$ и $2,5$ показаны на рис. 4. Видно, что при $\beta_F \geq 2,5$ и $\beta_D \geq 1,3$ помехи от соседних голограмм за счет перераспределения информационных пучков между фотоприемниками уменьшаются в 6 и более раз. При этом средняя плотность записи возрастает приблизительно в 1,5 раза.

Другой метод [31, 32] состоит в том, что опорный (восстанавливающий) пучок при записи (чтении) центральной и соседних с ней голограмм располагается в плоскостях, развернутых друг относительно друга на некоторый угол φ , как показано на рис. 5, а. Угол φ выбирается таким, что полезное и фоновые изображения (восстановленные из соседних голограмм) пространственно разделяются (рис. 5, б). Матрица голограмм, соответствующая этому случаю, приведена на рис. 5, г. Для сравнения на рис. 5, в показана матрица голограмм с неизменным углом опорного пучка. Здесь стрелками отмечено направление вектора решетки голограммы. На рис. 5, в, г видно, что расстояние

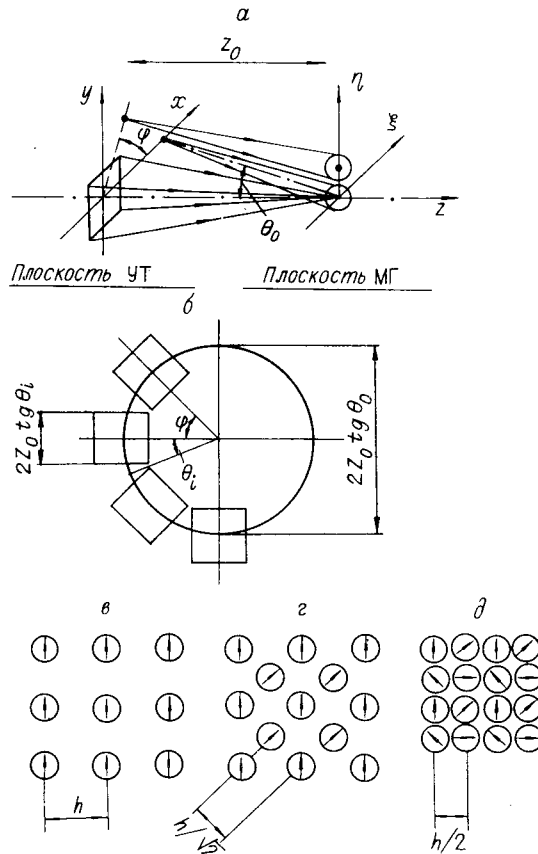


Рис. 5

между голограммами уменьшается в $\sqrt{2}$ раз, соответственно средняя плотность записи увеличивается в 2 раза. Расстояние между голограммами можно было бы оставить неизменным и записывать голограммы с различным вектором решетки на одну и ту же позицию (наложенные голограммы). Однако в этом случае дифракционная эффективность голограммы падает в l^2 раз, где l — число наложений [1]. При частичном наложении голограмм (см. рис. 5, г, д) дифракционная эффективность уменьшается приблизительно в l раз [33].

Максимальное количество наложенных плоских голограмм изображений с большим угловым размером ($>20^\circ$) определяется формулой $l = \pi/\varphi$ и на практике не превосходит четырех. Одно из возможных размещений голограмм в матрице для $l = 4$ иллюстрируется рис. 5, д.

Оптимальное соотношение перекрестных помех. До сих пор дифракционные помехи и влияние голограмм рассматривались отдельно. Однако имеется оптимальное соотношение между уровнем этих шумов, при котором максимизируется средняя плотность записи [11, 34].

Установим это оптимальное соотношение. С помощью (6) преобразуем выражение (9) для средней плотности записи к виду

$$\langle n \rangle = \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\lambda F} \right)^2 \left[\frac{2\pi}{\ln(4C/\Phi_D)} - \frac{1}{\beta_F^2} \right] \frac{1}{\ln(4C/\Phi_H)} \quad (12)$$

Здесь предполагается, что $L = \sqrt{2}$. Член $2\pi/\ln(4C/\Phi_D) \sim 1$, поскольку C/Φ_D принимает значение в интервале 10—1000. Слагаемым $1/\beta_F^2$ можно пренебречь при $\beta_F \geq 2,5$. Тогда вместо (12) получим

$$\langle n \rangle = \left(\frac{\pi}{\sqrt{2} \lambda F} \right)^2 \frac{1}{\ln[4C/\Phi(1+\mu)] \ln[4C/\Phi(1+1/\mu)]}$$

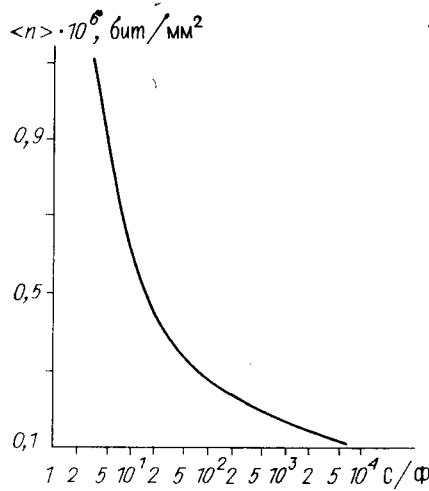


Рис. 6

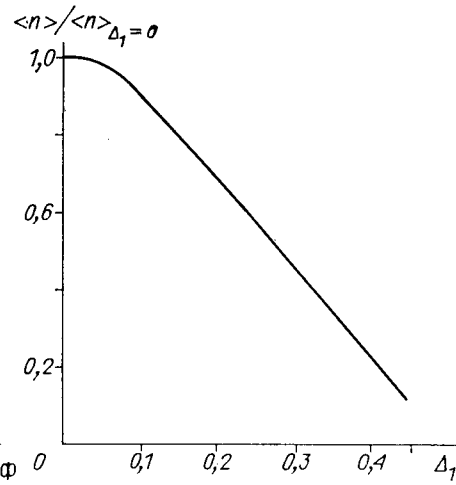


Рис. 7

где $\mu = \frac{C/\Phi_D}{C/\Phi_H}$, $\frac{C}{\Phi} = \left[\left(\frac{C}{\Phi_D} \right)^{-1} + \left(\frac{C}{\Phi_H} \right)^{-1} \right]^{-1}$ — суммарное отношение сигнал/фон. Решая уравнение $d\langle n \rangle / d\mu = 0$, найдем оптимальное значение $\mu = 1$, при котором реализуется максимальная плотность записи:

$$\langle n \rangle_{\max} = \left(\frac{\pi}{\sqrt{2} \lambda F} \right)^2 \frac{1}{\ln^2 [8C/\Phi]}. \quad (13)$$

Зависимость $\langle n \rangle$ от величины C/Φ приведена на рис. 6. Видно, что для суммарного отношения $C/\Phi = 15$ максимальная средняя плотность записи составляет $\langle n \rangle \simeq 0,5 \cdot 10^6$ бит/мм².

Заметим, что из условия $\mu = 1$ вытекает оптимальное соотношение между скважностью пучков β_D и голограмм β_H :

$$\beta_H \simeq 2\beta_D \sqrt{1 + \frac{4}{\pi} \frac{\beta_D^2}{\beta_F^2}}. \quad (14)$$

При выводе (14) учитывалось, что $\beta_D^2 \ll \beta_F^2$. Если $\beta_F \rightarrow \infty$, то $\beta_H = 2\beta_D$.

Аберрации оптической системы. Аберрации оптической системы ГП приводят к взаимному смещению сигнального, опорного и восстанавливающего пучков в плоскости голограммы, а также к сдвигу изображения относительно фотоприемников. Аберрации пучков в плоскости голограммы увеличивают помехи от соседних голограмм, а в плоскости фотоматрицы — дифракционные помехи [18].

Аберрации в плоскости регистрации голограммы. Выражение для отношения сигнал/фон соседних голограмм (8) с учетом возможных смещений $\Delta\xi$, $\Delta\eta$ восстанавливающего пучка относительно голограммы преобразуется к виду

$$\frac{C}{\Phi_H} = \frac{1}{4} \exp \left[8 \frac{\beta_H^2}{L^2} \left(1 - \frac{1}{L^2} \right) \right] \left(\operatorname{ch} \left[\frac{16\beta_H^2 \Delta_1}{L^2} \left(1 - \frac{1}{L^2} \right) \right] \right)^{-1},$$

где $\Delta_1 = \Delta\xi/h = \Delta\eta/h$ — относительный сдвиг восстанавливающего пучка с голограммы.

Для оптимального значения $L = \sqrt{2}$ при условии, что $\Delta_1 \geq 0,1$, предыдущая формула упрощается следующим образом:

$$\frac{C}{\Phi_H} \simeq \frac{1}{2} \exp [2\beta_H^2 (1 - 2\Delta_1)].$$

С учетом последнего выражения средняя плотность записи в зависимости от относительной аберрации Δ_1 восстанавливающего пучка в плоскости голограммы примет вид

$$\frac{\langle n \rangle}{\langle n \rangle_{\Delta_1=0}} = (1 - 2\Delta_1) \frac{\ln(4C/\Phi_H)}{\ln(2C/\Phi_H)}. \quad (15)$$

На рис. 7 показан график $\langle n \rangle / \langle n \rangle_{\Delta_1=0}$ от Δ_1 при отношении $C/\Phi_H = 100$. Из графика следует, что при $\Delta_1 < 5\%$ плотность записи практически остается неизменной. Если $\Delta_1 \approx 10\%$, то $\langle n \rangle$ падает на 10% , а при $\Delta_1 = 25\%$ уменьшается уже в 2 раза.

Аберрации в плоскости фотоматрицы. Приближенное выражение для отношения сигнал/дифракционный фон в случае аберраций в плоскости фотоматрицы запишется как

$$\frac{C}{\Phi_D} = \frac{1}{4} \frac{\exp \left[\left(\frac{1}{8\beta_D^2} + \frac{1}{2\pi\beta_F^2} \right)^{-1} \right]}{\operatorname{ch} \left(2\Delta_2 \left[\frac{1}{8\beta_D^2} + \frac{1}{2\pi\beta_F^2} \right]^{-1} \right)}, \quad (16)$$

где $\Delta_2 = \Delta x/d = \Delta y/d$ — относительный сдвиг пучка с фотоприемника. Если $8\beta_D^2 \ll 2\pi\beta_F^2$, так что влиянием слагаемого $\frac{1}{2\pi\beta_F^2}$ можно пренебречь, то вместо (16) получим выражение

$$\frac{C}{\Phi_D} = \frac{1}{4} \exp(8\beta_D^2) [\operatorname{ch}(16\beta_D^2\Delta_2)]^{-1}.$$

При условии, что относительная аберрация пучка в плоскости фотоматрицы $\Delta_2 \geq 0,1$, выражение для средней плотности записи принимает вид

$$\frac{\langle n \rangle}{\langle n \rangle_{\Delta_2=0}} = (1 - 2\Delta_2) \frac{\ln(4C/\Phi_D)}{\ln(2C/\Phi_D)},$$

аналогичный (15). С учетом одновременного действия аберраций в плоскости голограммы и фотоматрицы имеем

$$\frac{\langle n \rangle}{\langle n \rangle_{\Delta_1=\Delta_2=0}} = (1 - 2\Delta_1)(1 - 2\Delta_2) \frac{\ln^2(8C/\Phi)}{\ln^2(4C/\Phi)}. \quad (17)$$

Из (17) следует, что если относительные аберрации в плоскости голограммы Δ_1 и фотоматрицы Δ_2 составляют $\sim 10\%$, то средняя плотность записи уменьшается на $\sim 20\%$.

Шум рассеяния регистрирующей среды. Отношение сигнал/фон рассеяния определяется выражением [11]

$$C/\Phi_p = I_S / \langle I_N \rangle, \quad (18)$$

где $I_S = \frac{\eta}{M^2 NA} P$ — интенсивность пятна элемента изображения; η — дифракционная эффективность голограммы; P — мощность восстанавливающего пучка; M^2 — объем входной страницы; $A = \frac{\pi D_D^2}{8}$ — приведенная площадь пятна в плоскости фотоматрицы; N — хэмминговский вес входной страницы; $\langle I_N \rangle = \frac{1}{(\lambda f)^2} P \mathcal{F}$ — средняя интенсивность шума рассеяния; \mathcal{F} — энергетический спектр шума, который находится экспериментальным путем для конкретного регистрирующего материала [9, 11].

Т а б л и ц а 1

Тип фотоматериала	β_0 , %	$\mathcal{F} \cdot 10^{-9}$, мм ²	$n \cdot 10^6$, бит/мм ²
ПЭ-2 (ГП-2)	0,2	0,8	6,0
ЛОИ-2 (Д-82)	0,3	1,2	4,0
8E75 (Д-82)	1,0	4,0	1,2
«Кодак 649F» («Кодак НRP»)	0,25	1,0	4,8
Пленка «Кодак 649F»	0,75	3,0	1,6
ФПГВ-3 (УП-2)	4,3	17,3	0,28
Реоксан	0,018	0,07	28

$$\frac{C}{\Phi_p} = \frac{16}{\pi} (\lambda F \beta_D)^2 \frac{\eta}{\mathcal{F} N}. \quad (19)$$

Из (1) и (19) найдем формулу, связывающую локальную плотность записи с величиной C/Φ_p [17]:

$$n = 2 \frac{\eta}{N \mathcal{F}} \frac{1}{C/\Phi_p}. \quad (20)$$

Из (20) видно, что локальная плотность записи при заданном отношении C/Φ_p прямо пропорциональна дифракционной эффективности η голограммы и обратно пропорциональна энергетическому спектру шума \mathcal{F} .

В [35] введен параметр β_0 , который характеризует рассеяние света регистрирующей среды под большими углами:

$$\beta_0 = P_N/P_i,$$

где P_N — поток излучения шума рассеяния в телесном угле 1 ср; P_i — величина потока излучения, попадающего на фотопластинку. При фиксированной пространственной частоте ν параметр β_0 связан с энергетическим спектром шума \mathcal{F} соотношением $\mathcal{F} = \beta_0 \lambda^2$.

В табл. 1 приведены экспериментальные значения параметров β_0 и \mathcal{F} , измеренные при пространственной частоте $\nu = 800$ лин/мм (угол 30°) и длине волны $\lambda = 0,63$ мкм для ряда отечественных и зарубежных материалов [9, 36—38]. В четвертой колонке таблицы даны значения максимальной плотности записи, которые рассчитывались по формуле (20) при $\eta = 6\%$, $N = 0,5$ и отношении $C/\Phi_p = 100$. Выбранное значение C/Φ_p обеспечивает вероятность ошибки считывания в ГЗУ $\sim 10^{-7}$ [8]. Оценка плотности записи сделана с учетом того, что при записи на галлойдосеребряных материалах шум рассеяния на голограмме примерно в 2 раза меньше, чем на равномерно экспонированном участке среды [10]. Из табл. 1 видно, что наибольшая плотность записи достигается на фотопластинках ПЭ-2, ЛОИ-2 и «Кодак 649F» и составляет $\sim 6 \times 10^6$ бит/мм². На фотопленках плотность записи низкая, что объясняется большим уровнем шума рассеяния подложки [9, 37]. На бессеребряных фотосредах типа реоксан плотность записи может достигать величины $\sim 3 \cdot 10^7$ бит/мм² [38]. Отсюда следует, что при применении высоко разрешающих фотопластинок (ПЭ-2, «Кодак 649F») локальная плотность записи ограничивается не шумом рассеяния ($\sim 6 \cdot 10^6$ бит/мм²), а дифракционными явлениями ($n \lesssim 1,5 \cdot 10^6$ бит/мм²). Возможности регистрирующей среды могут быть использованы полностью путем записи наложенных голограмм.

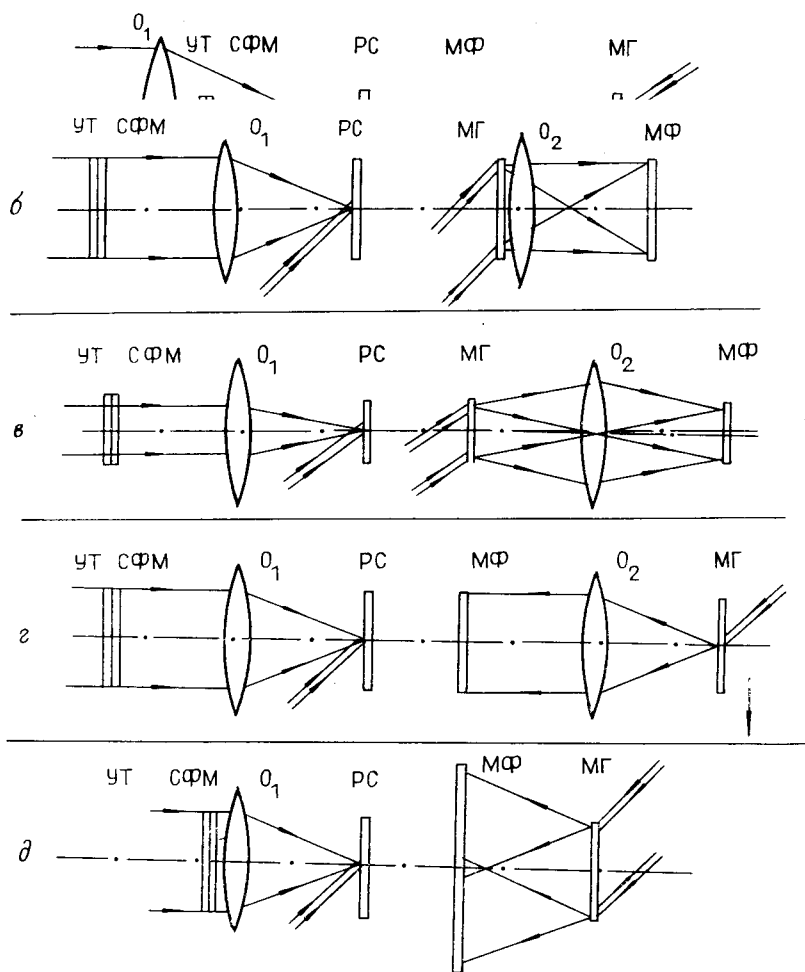


Рис. 8

Оптические схемы ГП с высокой плотностью упаковки данных. Выше получены оценки плотности записи с учетом дифракционных явлений и несовершенства регистрирующей среды. На практике плотность записи зависит также от типа голографической памяти и параметров элементов ее оптической системы. Рассмотрим несколько наиболее распространенных вариантов оптических схем записи-считывания, показанных на рис. 8, с точки зрения реализации в них максимальной плотности записи (см. обозначения на рис. 1).

В оптической схеме, приведенной на рис. 8, а (ГП 1-го типа) [1, 2, 11, 26], запись голограмм осуществляется путем дискретного последовательного перемещения регистрирующей среды и управляемого транспаранта на расстояние, равное шагу h между голограммами. Транспарант с фазовой маской размещается в сходящемся пучке. Голограммы в матрице записываются на разных несущих частотах. Достоинство рассматриваемой схемы — низкие требования к aberrациям объектива записи (объектив должен быть рассчитан только на устранение aberrаций в одной точке на оптической оси [26]). Это позволяет использовать объ-

ективы со светосилой, близкой к $F=1$. При считывании выборка информации из произвольной голограммы в матрице производится дефлектором. Изображения, восстановленные из голограмм, совмещаются в плоскости матрицы фотоприемников (МФ). Аберрации в этой схеме обусловлены главным образом оптической схемой дефлектора и составляют $\Delta_1 \simeq \Delta_2 \simeq 15-20\%$.

В рассматриваемой схеме при записи голограммы используется только часть апертуры объектива. Для обеспечения максимальной емкости матрицы голограмм размеры транспаранта m_T и матрицы голограмм m_H должны быть равными: $m_T = m_H = D/\sqrt{2} \cdot 2$ [20]. Выражение (13) для средней плотности записи с учетом аберрации имеет вид

$$\langle n \rangle = \left(\frac{\pi}{\sqrt{2} \lambda F} \right)^2 \frac{(1-2\Delta_1)(1-2\Delta_2)}{\ln^2(4C/\Phi)}. \quad (21)$$

Здесь $F = f/m_T\sqrt{2}$. Полагая относительное отверстие фурье-объектива $D/f = 1$, $\lambda = 0,63$ мкм, $\Delta_1 = \Delta_2 = 0,15$ и $C/\Phi = 15$, получим оценку средней плотности записи для рассматриваемой схемы $\langle n \rangle \simeq 6 \cdot 10^4$ бит/мм².

Плотность записи может быть увеличена, если полностью использовать апертуру объектива. Схема, соответствующая этому случаю, представлена на рис. 8, б. Здесь применяются два объектива. В объективе записи должна быть устранена сферическая аберрация. К аберрациям объектива восстановления предъявляются более жесткие требования (исправление сферической и полевых аберраций: комы, астигматизма, кривизны поля, дисторсии [39]). Высокие требования к аберрациям объектива восстановления приводят к необходимости применения объективов с относительно большими отверстиями 1:2—1:4 [11, 16, 18]. Из-за конструктивных сложностей и требования исключения попадания восстанавливаемых пучков на апертуру объектива O_2 на практике используется оптическая схема, показанная на рис. 8, в [6, 40]. Средняя плотность записи для этой схемы, рассчитанная по формуле (21) при $D/f = 1:2$, $m_T = m_H = D/\sqrt{2} \cdot 2$, $\lambda = 0,63$ мкм, $\Delta_1 = \Delta_2 = 0,15$, равна $\langle n \rangle \simeq 1,5 \times 10^4$ бит/мм², т. е. в 4 раза меньше, чем для первой схемы (см. рис. 8, а), что объясняется необходимостью применения объективов с относительно большим отверстием 1:2 вместо 1:1.

Примерами систем голографической памяти, в которых полностью используется апертура объектива записи, могут служить ГП с подвижным носителем (ГП 2-го типа) [11, 25] (см. рис. 8, з) и ГП с восстановленным изображением, перемещающимся по фотоматрице (см. рис. 8, д) (ГП 3-го типа) [41]. Все отличие оптических схем рассматриваемых систем проявляется на этапе считывания информации. Если в ГП 1-го типа быстрая произвольная выборка информации происходит с помощью дефлектора, то в ГП 2-го типа последовательное чтение голограмм в дорожке осуществляется в процессе непрерывного движения голографического носителя. В последнем случае отсутствует возможность быстрого произвольного доступа к голограммам в матрице, однако скорость чтения данных по дорожке голограмм может быть высокой (~ 100 Мбит/с) [42]. Важно также, что при чтении и записи все голограммы находятся в одинаковых условиях. Причем искажения пучков в плоскости МГ и МФ связаны только со сферической аберрацией объективов, что обеспечивает низкие значения относительных смещений пучков Δ_1, Δ_2 ($\leq 5-10\%$). Оптическая схема записи-чтения ГП с подвижным носителем позволяет достигнуть практического предела плотности записи на плоских носителях ($n = 1,5 \cdot 10^6$ бит/мм², $\langle n \rangle = 0,5 \times 10^6$ бит/мм²), который связан с дифракцией восстанавливающего пучка на апертуре голограммы*.

* Применение метода записи частично наложенных голограмм с различно ориентированными векторами решетки позволяет увеличить среднюю плотность записи еще в 4 раза ($\langle n \rangle = 2 \cdot 10^6$ бит/мм²).

Т а б л и ц а 2

Причины, снижающие плотность записи	Степень снижения плотности записи	
Шум рассеяния регистрирующей среды	1,3	
Дифракционные помехи (ДП)	5	
Помехи от соседних голограмм (ПСГ)	3	
Суммарное влияние ДП и ПСГ	15	
Аберрации оптической системы	малые < 10 %	<1,3
	большие > 50 %	>6

В ГП 3-го типа (см. рис. 8, *d*) сочетаются высокая плотность записи и быстрая адресная выборка. Здесь на этапе считывания объектов восстановления отсутствует и изображения, восстановленные из двух соседних голограмм, проецируются на фотоматрицу со сдвигом, равным шагу h между голограммами. Если шаг голограмм h в матрице и шаг фотоприемников d в фотоматрице равны ($h = d$), то изображение, восстановленное из любой голограммы в матрице, проецируется точно на фотоприемники, но с соответствующим сдвигом. Чтобы изображения, восстановленные из крайних голограмм в матрице, не выходили за рабочее поле матричного фотоприемника, его размерность N_F должна быть больше размерности входной страницы N_T и матрицы голограмм N_H , а именно $N_F \geq N_T + N_H$. Плотность записи в ГП этого типа примерно в 2 раза ниже, чем в ГП с подвижным носителем, что объясняется влиянием аберраций оптической системы дефлектора. Заметим, что в ГП 3-го типа высокая плотность записи и быстрая адресная выборка достигаются за счет использования матричного фотоприемника большей размерности.

Заключение. Проведен анализ и даны оценки практического предела плотности записи в странично организованной голографической памяти на плоских носителях с учетом дифракционных ограничений, шумов регистрирующей среды, способа построения ГП, параметров оптической системы записи-чтения и ее аберраций. Результаты этих исследований представлены в табл. 2. Показано, что основными источниками шумов, снижающих теоретическое значение плотности записи ($n_{\text{теор}} = \pi/\lambda^2 \approx 7,8 \cdot 10^6$ бит/мм², $\lambda = 0,63$ мкм) в 15 раз, являются перекрестные помехи (дифракционные помехи — в 5 раз, помехи соседних голограмм — в 3 раза).

Рассмотрены системы ГП с различной организацией доступа к данным. Установлено, что минимальные аберрации ($\Delta_1 \approx \Delta_2 \approx 5\%$) и соответственно максимальная плотность записи ($n = 1,5 \cdot 10^6$ бит/мм², $\langle n \rangle = 0,5 \cdot 10^6$ бит/мм²) достигаются в ГП с подвижным носителем.

Проанализированы методы подавления перекрестных шумов: динамического считывания, перераспределения помех от соседних голограмм в пространство между фотоприемниками, записи частично наложенных голограмм с различно ориентированными векторами решетки. Показано, что при использовании двух первых методов плотность записи увеличивается в 2 раза. Третий метод оказывается наиболее эффективным: средняя плотность записи здесь возрастает в 4 раза — до $\sim 2 \cdot 10^6$ бит/мм².

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Микаэлян А. Л., Бобринев В. И., Наумов С. М., Соколова Л. З. Возможность применения методов голографии для создания новых типов запоминающих устройств // Радиотехника и электроника.— 1969.— № 1.
2. Микаэлян А. Л., Бобринев В. И., Аксельрод А. А. и др. Голографические запоминающие устройства с записью информации массивами // Квантовая электроника.— М.: Сов. радио, 1971.— Т. 1.
3. Stewart W. C., Mezrich R. S., Cosentino L. S. et al. An experimental read-write holographic memory // RCA Rev.— 1973.— 34, N 3.— P. 3.
4. Грамматин А. П., Гусев В. К., Долгова Е. В. и др. Голографическое запоминающее устройство с произвольным доступом к информации // ОМП.— 1988.— № 6.

5. **Lamberding A. A.** High-capacity high-speed recording // *Opt. Eng.*—1981.—20, N 3.—1972.—11, N 1.—P. 26.
6. **Smith H. M.** Light scattering in photographic materials for holography // *Appl. Opt.*—1972.—11, N 1.—P. 26.
7. **Lee Wai-Hon, Greer N. O.** Noise characteristics of photographic emulsions used for holography // *JOSA.*—1971.—61, N 3.—P. 402.
8. **Акаев А. А., Майоров С. А.** Когерентные оптические вычислительные машины.—Л.: Машиностроение, 1977.
9. **Hill B.** Point efficiency and signal-to-background ratio in exponential holograms for optical memories // *Appl. Opt.*—1972.—11, N 12.—P. 2937.
10. **Goldman G.** Recording of digital data mask in quasi Fourier holograms // *Optik.*—1971.—34, N 3.
11. **Burchardt C. B.** Use of a random phase mask for the recording of Fourier transform holograms of data mask // *Appl. Opt.*—1970.—9, N 3.—P. 695.
12. **Takeda Y.** Holographic memory with high-quality and high-information storage density // *Japn. Appl. Phys.*—1972.—11, N 5.—P. 656.
13. **Hill B.** Some aspects of a large capacity holographic memories // *Appl. Opt.*—1972.—11, N 1.—P. 182.
14. **Lugt A. W.** Design relationships for holographic memories // *Appl. Opt.*—1973.—12, N 7.—P. 1675.
15. **Гибин И. С.** Расчет и выбор параметров оптических систем голограммных запоминающих устройств // *Автоматрия.*—1974.—№ 6.
16. **Костров И. А.** К вопросу оптимизации голографических запоминающих устройств // *Квантовая электрон.*—1974.—1, № 10.
17. **Graf P., Lang M.** Geometrical aspects of consistent holographic memory design // *Appl. Opt.*—1972.—11, N 6.—P. 1382.
18. **Вуль В. А., Шмуйлович М. С.** Некоторые вопросы оптимизации голографических запоминающих устройств // *Квантовая электрон.*—1972.—10, № 4.
19. **Богданова Е. С., Соскин С. И.** Влияние аберраций оптической системы на емкость голографической памяти // *Автоматрия.*—1975.—№ 3.
20. **Acos G., Kiss G., Varga P.** Effect of lens aberration on the storage capacity of holographic memories // *Opt. Commun.*—1977.—20, N 1.—P. 63.
21. **Соскин С. И., Шондин С. А.** Оптимизация параметров голографического запоминающего устройства с учетом аберраций // *Оптика и спектроскопия.*—1978.—44, вып. 6.
22. **Kiemle H.** Consideration of holographic memories in the gigabyte region // *Appl. Opt.*—1974.—13, N 4.—P. 803.
23. **Микаэлян А. Л., Бобринев В. И.** Голографические системы памяти (Обзор) // *Радиотехника и электроника.*—1974.—XIX, № 5.
24. **Домбровский В. А., Домбровский С. А., Пен Е. Ф.** Влияние дифракционного фона на качество восстановленного изображения в ГЗУ // *Сб. тр. IV Всесоюз. конф. по голографии.*—Т. 2.—Ереван: ВНИИРИ, 1982.
25. **Блок А. А., Домбровский В. А., Домбровский С. А., Пен Е. Ф.** Экспериментальные исследования достоверности считывания данных в голографических ЗУ // *Автоматрия.*—1984.—№ 3.
26. **Kato M., Nakayama Y., Suzaki T.** Speckle reduction in holography with a spatially incoherent source // *Appl. Opt.*—1975.—14, N 5.—P. 1093.
27. **Домбровский В. А.** Статистика перекрестных помех голограмм в ГЗУ // *Автоматрия.*—1987.—№ 5.
28. **Заявка 50-5585 ОЗН 1/10 Японии.** Голографическое устройство памяти с увеличенным объемом хранения информации/К. К. Хитати.—Опубл. 05.03.75.
29. **Борискевич А. А., Ероховец В. К., Ярмош Н. А.** Пространственное разделение воспроизводимых изображений в ГЗУ типа ЗД // *Автоматрия.*—1987.—№ 6.
30. **Блок А. А., Кучерук Р. С., Пен Е. Ф.** Дифракционная эффективность частично падающих голограмм // *Автоматрия.*—1989.—№ 3.
31. **Клиш Г.** Влияние несовершенств оптической системы на вероятность сбоев голографического запоминающего устройства // *Квантовая электрон.*—1984.—11, № 10.
32. **Чураев А. Л., Стаселько Д. И.** Рассеяние света галлоидосеребряными фотоматериалами для голографии. Индикатрисы рассеяния света на микрокристаллах и поверхностном рельефе эмульсии // *Оптика и спектроскопия.*—1986.—61, вып. 3.
33. **Стаселько Д. И., Чураев А. Л.** Рассеяние света галлоидосеребряными материалами для голографии. Влияние голограмм шумов и спеклограмм // *Там же.*—Вып. 4.
34. **Стожарова К. Л.** Исследование дифракционных спектров шумов фотографических пленок // *ОМП.*—1979.—№ 4.
35. **Вениаминов А. В., Гончаров В. Ф., Попов А. П., Лашков Г. И.** Толстослойные фазовые регистрирующие среды реоксан как материал для архивной голографии.

40. Ванюшев Б. В., Волков А. В., Гибин И. С. и др. Устройство хранения и считывания цифровых данных в голографической системе архивной памяти // Автометрия.— 1984.— № 3.
41. Заявка 52-17700 03Н 1/22 Японии. Голографическое запоминающее устройство/ К. К. Хитати.— Оpubл. 17.05.77.
42. Satoh I., Kato M. Holographic disc recording of digital data with fringe stabilization // Appl. Opt.— 1988.— 27, N 14.— P. 2987.

Поступила в редакцию 16 января 1989 г.

УДК 535.4 : 621.391

И. В. ПОЛЯНСКИЙ

(Черновцы)

О СОГЛАСОВАННОЙ ФИЛЬТРАЦИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НЕЛИНЕЙНОЙ ГОЛОГРАММЫ

В работе [1] показано, что при использовании в качестве фильтра когерентного коррелятора тонкой нелинейной голограммы формируются три отклика, обладающие специфическими свойствами. Помимо фантомных изображений опорного источника и недостающего фрагмента сцены (если на вход фильтра подается часть поля объекта-эталона), возникает сопряженное изображение объекта. Корреляционный отклик нулевого порядка, соответствующий ситуации безопорной голограммы [2], может быть использован для визуализации малых изменений в объектной сцене [3, 4]. Измерение интенсивности корреляционного пика (в первом порядке дифракции относительно поступающего на вход фильтра объектного поля) позволяет произвести интегральную оценку этих изменений. Отклик во втором дифракционном порядке воспроизводит поле объекта-эталона, причем координатное распределение яркости в сопряженном изображении оказывается инвариантным к амплитудным искажениям объектного поля.

Для использования описанного коррелятора в решении задач оптической обработки информации необходимо более детальное изучение механизма формирования сопряженного изображения и зависимости параметров трех корреляционных откликов от условий эксперимента. В настоящей работе излагаются результаты исследования эффективности восстановления сопряженного изображения в случае последовательной (паложенной) регистрации полей фрагментов объекта-эталона, а также яркостных и частотно-контрастных характеристик элементов поля на выходе фильтра.

Дифракционная структура нелинейного голографического фильтра. Представляя предмет конечным набором оптических ретрансляторов (ОР) [2, 4], запишем голограмму его поля

$$G_{(1)} = \sum_{q=1}^N a_q \exp \{-ik(\mathbf{r}_0 + \boldsymbol{\rho}_q)\} \quad (1)$$

с опорным полем $\Omega = a_0 \exp \{-ik\mathbf{r}_0\}$, где a_0 и a_q — амплитуды опорного источника и ОР с соответствующими индексами в области регистрации; \mathbf{r}_0 — радиус-вектор опорного источника относительно центра голограммы; $\boldsymbol{\rho}_q$ — радиус-вектор q -го ОР относительно опорного источника. В случае нелинейной регистрации на выходе тонкой голограммы, считываемой посредством поля Ω , сформируется распределение комплексных