

ПОДАВЛЕНИЕ ВЗАИМНЫХ ПОМЕХ ГОЛОГРАММ В ЗАПОМИНАЮЩИХ УСТРОЙСТВАХ БОЛЬШОЙ ЕМКОСТИ

А. Акаев, Л. В. Ковалевский, С. А. Майоров,
Л. Н. Мальцев и И. В. Меськин

В голографических запоминающих устройствах (ГЗУ) большой емкости информация хранится в виде матрицы субголограмм. В данной работе предлагается способ для подавления взаимных помех субголограмм при их записи, основанный на свойствах аподизации. Это приводит к существенному улучшению качества восстановленного изображения в плоскости чтения. Дан теоретический анализ вопроса, а также приведены результаты эксперимента, иллюстрирующие и подтверждающие теоретические положения.

Работы по созданию оптической памяти, способной хранить информацию в форме голограмм, приняли широкий размах ввиду ожидаемого существенного улучшения ключевых параметров памяти. В наиболее пер-

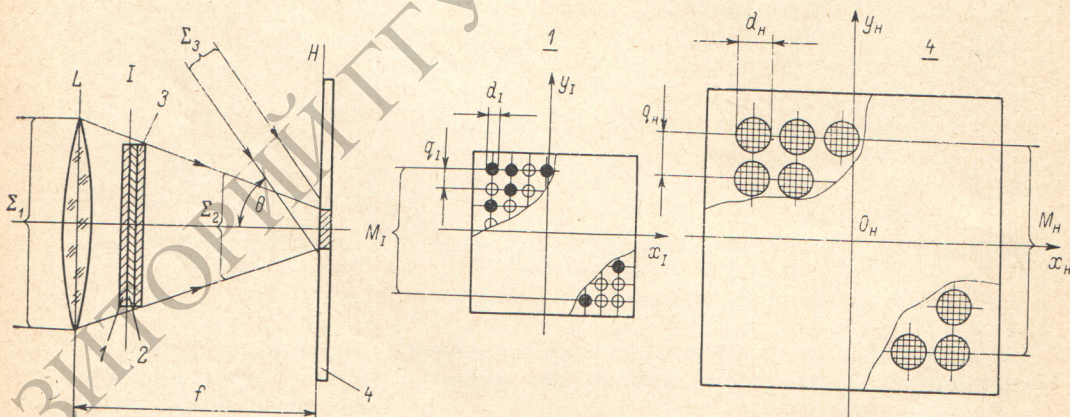


Рис. 1. Схема записи фурье-голограммы.

1 — транспарант входных данных, 2 — маска случайной фазы, 3 — амплитудная маска, 4 — регистрирующая среда, Σ_1 — объектный пучок, Σ_2 — информационный пучок, Σ_3 — опорный пучок.

спективных конструктивных схемах голографических запоминающих устройств (ГЗУ) большой емкости [1-3] информация хранится на носителе в виде матрицы субголограмм (рис. 1). Общее количество субголограмм в матрице достигает 10^4 и более.

Отдельная субголограмма содержит одну или более страниц данных, объем каждой из которых составляет $\sim 10^4$ бит двоичной информации. Причем, как правило, записываются и хранятся голограммы фурье-преобразований страниц данных, что позволяет наилучшим образом использовать ограниченную площадь носителя информации — регистрирующей среды [4]. Информационный пучок, несущий фурье-образ входной страницы, в плоскости регистрирующей среды создает освещенность,

сходную с известной дифракционной картиной Эйри. Для восстановления изображения при считывании информации с голограммы обычно используется только центральное пятно дифракционной картины. А дифракционные кольца накладываются на соседние субголограммы вследствие их близкого расположения, вызванного необходимостью эффективного использования ограниченной площади носителя. Таким образом, световой поток, заключенный в дифракционных кольцах, является источником помех для соседних голограмм, приводящим к ухудшению качества восстановленного изображения. Влияние дифракционных колец можно исключить с помощью специальной передвижной диафрагмы, позволяющей регистрировать только центральное пятно. Однако если это допустимо в ГЗУ постоянного типа, то совершенно неприемлемо в отношении оперативных ГЗУ ввиду резкого снижения быстродействия.

В настоящей работе для устранения взаимных помех субголограмм, а также с целью улучшения качества восстановленного изображения предлагается способ, сущность которого заключается в подавлении интенсивности дифракционных колец с помощью аподизации [5]. Это достигается применением специальной амплитудной маски с аподизированными отверстиями совместно с транспарантом входных данных.

Практическая схема записи Фурье-голограмм в ГЗУ со страничной организацией показана на рис. 1. Пучок плоской волны Σ_1 с длиной λ и амплитудой A падает на сферическую линзу, которая проецирует его на формирователь страницы, состоящий из транспаранта данных, маски случайной фазы и амплитудной маски. Действие маски случайной фазы хорошо известно [6]. Амплитудная маска (рис. 1) представляет собой матрицу отверстий на непрозрачном фоне, совпадающих с отверстиями транспаранта данных, и располагается вплотную к последнему. Отверстия амплитудной маски имеют одну и ту же функцию пропускания

$h(\sqrt{x_I^2 + y_I^2})$, обладающую круговой симметрией.

Распределение комплексных амплитуд информационного светового пучка Σ_2 в плоскости регистрирующей среды находится Фурье-преобразованием функции пропускания формирователя страницы и имеет вид

$$U(x_H, y_H) = \frac{A d_I^2}{i \lambda f} \exp \left[i \frac{k}{2f} (x_H^2 + y_H^2) \right] \sum_{n=1}^M \sum_{m=1}^M g(m, n) \exp \left[-ik\beta s \times \right. \\ \left. \times \left\{ x_H \left(n - \frac{M+1}{2} \right) + y_H \left(m - \frac{M+1}{2} \right) \right\} + i\varphi_i(m, n) \right] \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} h(\sqrt{\xi^2 + \eta^2}) \text{circ}(2\sqrt{\xi^2 + \eta^2}) \exp[-iks(x_H\xi + y_H\eta)] d\xi d\eta, \quad (1)$$

где

$$g(m, n) = 0 \vee 1, \quad k = 2\pi/\lambda, \quad \beta = q_I/d_I, \quad s = d_I/f,$$

$\varphi_i(m, n)$ — l -уровневая случайная фаза; $\xi = \frac{1}{d_I} \left[x_I - \left(n - \frac{M+1}{2} \right) q_I \right]$;

$$\eta = \frac{1}{d_I} \left[y_I - \left(m - \frac{M+1}{2} \right) q_I \right].$$

Принимая во внимание случайный характер распределения фазы и усредняя интенсивность, соответствующую амплитуде (1), получим

$$\langle I(x_H, y_H) \rangle \sim \left\langle \left| \sum_{n=1}^M \sum_{m=1}^M g(m, n) \exp \left[-ik\beta s \left\{ x_H \left(n - \frac{M+1}{2} \right) + y_H \left(m - \frac{M+1}{2} \right) \right\} + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + i\varphi_i(m, n) \right] \right|^2 \right\rangle \left| \int_0^{\infty} h(\rho) \text{circ}(2\rho) \rho J_0(k s \rho \sqrt{x_H^2 + y_H^2}) d\rho \right|^2, \quad (2)$$

где $\rho = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$.

Усредняемый множитель в виде двойной суммы представляет собой сумму большого числа случайно направленных единичных векторов. В работе [7] было показано, что при использовании фазовой маски с равномерным случайным распределением l -уровней фазы в интервале $[0, 2\pi]$ среднее значение квадрата амплитуды результирующего вектора практически не зависит от координат x_H и y_H уже при $l=4$ для произвольного распределения информации. Следовательно, распределение интенсивности информационного светового потока в плоскости регистрирующей среды (2) в основном будет определяться интегральным сомножителем, т. е.

$$\langle I(r) \rangle \sim \left| \int_0^{\infty} h(\rho) \operatorname{circ}(2\rho) J_0(2\pi\rho r) \rho d\rho \right|^2, \quad (3)$$

где $r = (ks/2\pi) \sqrt{x_H^2 + y_H^2}$.

Таким образом, действие маски случайной фазы состоит в том, что распределение освещенности, создаваемой светом, дифрагированным на матрице отверстий формирователя, получается практически такой же, как от одного отверстия, только соответственно ярче.

Итак, задача сводится к выбору функции пропускания отдельного отверстия. В обычном случае, когда отверстия амплитудной маски имеют равномерное пропускание, т. е. $h(\rho) = 1$, распределение интенсивности в плоскости регистрации голограммы имеет вид

$$\langle I(r) \rangle \sim \left| \int_0^{\infty} \operatorname{circ}(2\rho) J_0(2\pi\rho r) \rho d\rho \right|^2 \sim \left[\frac{2J_1(\pi r)}{\pi r} \right]^2 = \Lambda_1^2(\pi r). \quad (4)$$

Такому распределению интенсивности соответствует освещенность, которая хорошо известна под названием дифракционной картины Эйри. Желательно зарегистрировать в виде голограммы лишь центральное пятно этой картины, называемое диском Эйри. Второе дифракционное кольцо содержит 7% всей энергии дифрагированного пучка, а световой поток, попадающий за пределы диска Эйри, составляет 16% [5, 8]. Весь этот световой поток является паразитным и наводит помехи в соседние субголограммы, если при записи не используется диафрагма.

Следовательно, задача состоит в том, чтобы найти такую функцию пропускания $h(\rho)$ для отверстия амплитудной маски, которая бы позволила сконцентрировать максимальную долю энергии информационного пучка в центральном пятне, т. е. подавить второе и последующие дифракционные кольца. В математической постановке задача заключается в максимизации отношения

$$\mu = \frac{\int_0^{r_0} r \langle I(r) \rangle dr}{\int_0^{\infty} r \langle I(r) \rangle dr} \quad (5)$$

при условии, что $\int_0^{\infty} r \langle I(r) \rangle dr < \infty$.

Данная задача является одной из основных проблем теории аподизации [5, 8-11]. Она известна также как задача о синтезе функции с максимальной концентрацией [12] и решается путем выбора функции пропускания в виде [8, 10-12]

$$h(\rho) = \psi_0(2\rho; c), \quad h(0) = 1, \quad c = \pi r_0, \quad (6)$$

где $\psi_0(2\rho; c)$ — нулевая вытянутая сфероидальная волновая функция [11, 12], являющаяся собственной функцией преобразования Фурье—

Бесселя. Соответствующее оптимальное распределение освещенности в плоскости регистрирующей среды имеет вид

$$\langle I' \rangle \sim \frac{\mu_0}{4r_0^2} \left| \psi_0 \left(\frac{r}{r_0}; c \right) \right|^2, \quad (7)$$

где μ_0 — собственное число, соответствующее функции ψ_0 .

При аподизации типа (6) в круге заданного радиуса r_0 концентрируется максимальная доля всей энергии информационного пучка, равная μ_0 . Например, при $c=5$, $\mu_0=0.995$, т. е. 99.5% общей энергии концентрируется в круге радиуса $r_0=5/\pi$, и почти на два порядка подавляются боковые кольца [10].

Однако функция ψ_0 неудобна для непосредственного практического использования в качестве функции пропускания из-за трудностей изготовления амплитудных масок с подобной функцией пропускания.

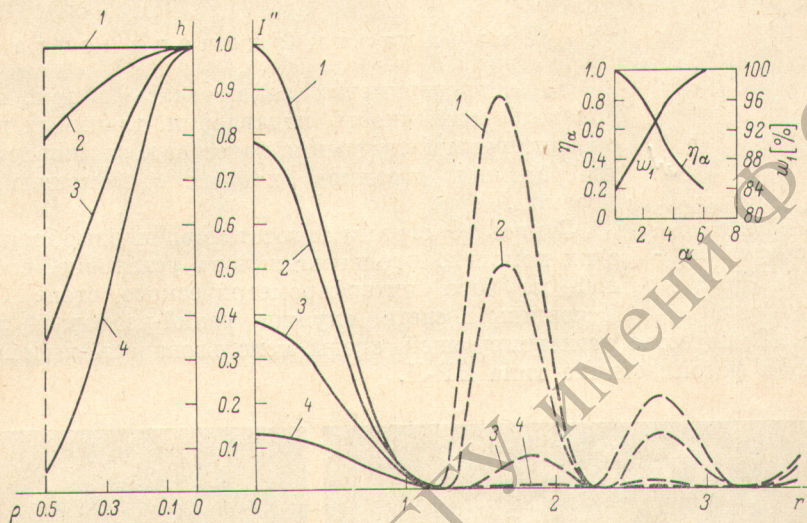


Рис. 2. Влияние аподизации на характеристики дифракционного поля в плоскости регистрации голограммы.

1 — случай равномерного пропускания отверстий транспаранта данных; 2—4 — аподизация, $\alpha=2, 4$ и 6 соответственно.

Поэтому для практических приложений рекомендуется следующая функция пропускания:

$$h(\rho; \alpha) = \Delta_{\frac{1}{2}}^2(\alpha\rho), \quad (8)$$

где α — параметр, который служит для достижения требуемой степени концентрации энергии в круге заданного радиуса на регистрирующей пластинке. Выбор функции пропускания в виде (8) обусловлен простотой практической реализации такого пропускания. Действительно, эта функция описывает распределение освещенности в дифракционной картине Эйри. Следовательно, амплитудная маска с функцией пропускания отверстий типа (8) может быть получена путем фотографирования диска Эйри с последующим мультиплицированием.

Функция распределения интенсивности информационного пучка в плоскости регистрирующей среды при аподизации типа (8) имеет вид

$$\langle I'' \rangle \sim \left(\frac{4}{\alpha} \right)^4 \left| \int_0^{0.5\alpha} \frac{2J_1^2(\alpha\rho)}{\rho} J_0(2\pi\rho r) d\rho \right|^2. \quad (9)$$

Относительное уменьшение пропускания энергии объектного пучка вследствие аподизации

$$\eta_\alpha = \frac{8}{\alpha^2} \int_0^{0.5\alpha} \frac{[2J_1(\rho)]^4}{\rho^3} d\rho. \quad (10)$$

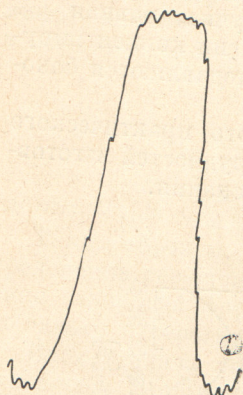
Искомая функция пропускания отверстия $h(\rho)$ амплитудной маски и соответствующее распределение освещенности $\langle I'' \rangle$, создаваемой интерференционным пучком в плоскости регистрации, иллюстрируются на рис. 2. Интенсивности второго и третьего дифракционных колец изображены с 50-кратным увеличением.

Непосредственно из графиков видно, что при значении параметра $\alpha=6$ второе и последующие дифракционные кольца подавляются практически полностью. На том же рисунке приведены графики относительного пропускания энергии объектного пучка (η_0) и доли энергии, сконцентрированной в центральном пятне (w_1). Как показывают графики, аподизация сопровождается незначительным расширением центрального дифракционного пятна и потерей значительной части энергии объектного пучка.

Результаты эксперимента

Цель эксперимента заключалась в том, чтобы показать возможность подавления взаимных помех субголограмм и улучшения качества восстановленного изображения страницы данных с помощью аподизации.

Рис. 3. Профиль функции пропускания отверстия амплитудной маски.



Запись голограмм и восстановление изображений с их помощью производились на установке, собранной на базе интерферометрического стола СИН. Источником света служил гелий-неоновый лазер ЛГ-36А. В качестве регистрирующей среды использовалась высокоразрешающая фотопластинка типа ВР-Л.

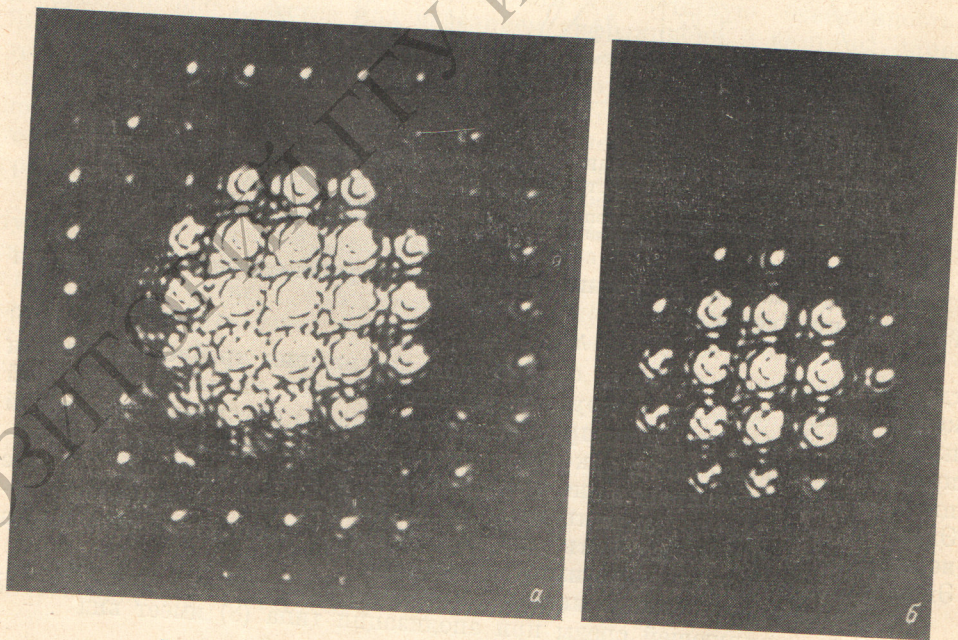


Рис. 4. Фурье-голограмма страницы входных данных.
а — без аподизации; б — после аподизации.

В первую очередь решалась задача изготовления амплитудной маски с аподизированными отверстиями. Ранее было отмечено, что маску с функцией пропускания (8) можно получить путем регистрации диска Эйри. Для получения дифракционной картины Эйри был использован интерферометр Фабри—Перо. Таким образом, была изготовлена амплитудная маска,

которая содержала 10×10 аподизированных отверстий диаметром $d_I = 2$ мм и расстоянием между центрами $q_I = 3$ мм, что согласуется с геометрическими размерами транспаранта данных. Профиль функции пропускания аподизированного отверстия амплитудной маски, полученной фотометрированием на МФ-4, представлен на рис. 3.

Далее записывались фурье-голограммы страницы данных, а также матрицы фурье-голограмм с использованием амплитудной маски. На фотографии (рис. 4, а) фурье-образа транспаранта данных, который содержал 5×5 отверстий ($d_I = 2$ мм, $q_I = 3$ мм), отчетливо видны световые пятна, обус-

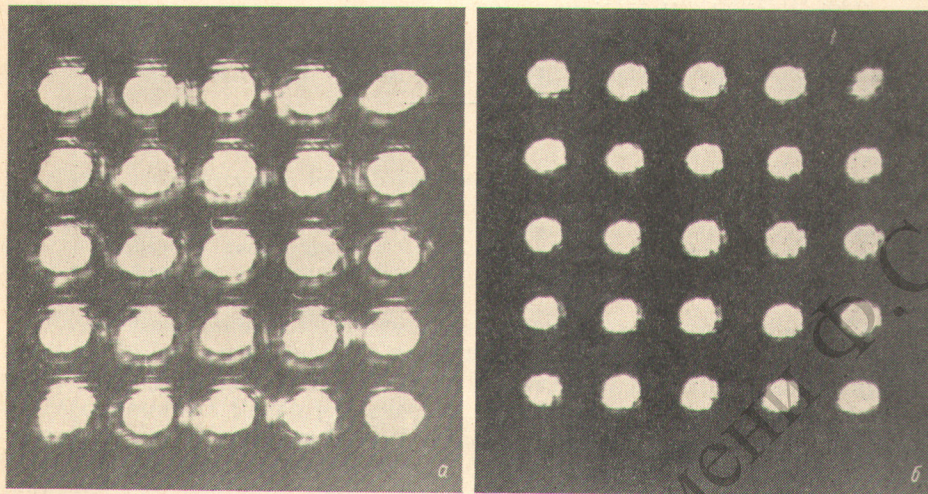


Рис. 5. Изображение страницы, восстановленное с помощью фурье-голограммы. а — фурье-голограмма, полученная обычным путем, б — с помощью аподизации.

ловленные наличием дифракционных колец в интерферограмме. Эти «кольцевые» пятна регистрируются в областях, предназначенных для соседних субголограмм, внося тем самым помехи, ухудшающие качество восстановленного изображения. Они практически полностью подавляются при совместном использовании транспаранта входных данных и амплитудной маски (рис. 4, б).

С целью рассмотрения качества восстановленного изображения страницы данных была расписана матрица фурье-голограмм (10×10) диаметром $d_H = 250$ мкм и шагом $q_H = 1.5 d_H$. Изображения, восстановленные с помощью центральной субголограммы матрицы, приводятся на рис. 5. Сравнение изображений страницы, восстановленных с помощью обычной фурье-голограммы и фурье-голограммы, полученной путем аподизации, убедительно показывает преимущество последних. Действительно, как видно из фотографии на рис. 5, б, аподизация существенно улучшает качество восстановленного изображения и в первую очередь такие важные характеристики, как контрастность и отношение сигнал/шум. Кроме того, размер отдельного пятна в изображении, восстановленном с помощью фурье-голограммы, полученной с применением амплитудной маски, уменьшается приблизительно в 1.5 раза, что служит предпосылкой для некоторого увеличения плотности записи информации.

Литература

- [1] F. M. Smits, H. E. Gallagher. Bell. System. Tech. J., 46, 1267, 1967.
- [2] А. Л. Микаэлян, В. И. Бобринев, С. М. Наумов, Л. З. Соколова. Радиотехника и электроника, 14, 115, 1969.
- [3] L. d' Auria, J. P. Huignard, E. Spits. IEEE Trans. Magn., 9, 83, 1973.
- [4] А. Акаев, С. А. Майоров, Н. А. Смирнов. Зарубежная радиоэлектроника, № 6, 79, 1974.

- [5] А. Марешаль, М. Франсон. Структура оптического изображения. Изд. «Мир», М., 1964.
- [6] Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин. Оптическая голография. Изд. «Мир», М., 1973.
- [7] Y. Takeda. Appl. Opt., 11, 818, 1972.
- [8] А. Папулис. Теория систем и преобразований в оптике. Изд. «Мир», М., 1971.
- [9] Д. Ю. Гальперн. Опт. и спектр., 9, 549, 1960.
- [10] D. Slepian. J. Opt. Soc. Am., 55, 1110, 1965.
- [11] Функции с двойной ортогональностью в радиотехнике и оптике. Изд. «Советское радио», М., 1971.
- [12] Я. И. Хургин, В. П. Яковлев. Финитные функции в физике и технике. Изд. «Наука», М., 1971.

Поступило в Редакцию 18 июля 1974 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф.Скоринны