

Е. М. ЯРИЧИН  
(Красноярск)

## ИНТЕГРАЛЬНЫЕ МОДЕЛИ В ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ СИСТЕМОТЕХНИКЕ

В настоящее время голография с использованием волн неоптического диапазона (особенно акустических) предоставляет разнообразные и многообещающие возможности в ряде областей техники: сейсморазведке, гидролокации, неразрушающем контроле, биомедицинской диагностике. Однако практические шаги по использованию неоптической голографии для получения информации о форме и размерах наблюдаемого объекта показали, что удовлетворительные результаты могут быть достигнуты только при ясном понимании всех деталей процесса визуализации, осуществляемого в неоптическом диапазоне волн весьма сложными специализированными аппаратными комплексами. Авторы [1] используют в своей работе идеи и методы голографии, и в силу этого аппаратные комплексы получили название голографических систем (ГС).

Несмотря на обилие публикаций по неоптической голографии, разработчик не вооружен методами проектирования ГС в целом, так как необходимые для этого теории и методы расчета представляют в общем случае симбиоз специальных разделов физики, математики и технической кибернетики. Возникает необходимость формализации анализа ГС, оценки их наиболее существенных параметров и характеристик, без чего немыслимо целенаправленное проектирование ГС.

Отправным пунктом при описании процесса неоптического голографирования является анализ процессов облучения наблюдаемого объекта (оригинала) и приема отраженного им волнового поля (рис. 1). Если пространственно-временной сигнал, используемый для облучения, описывается функциями времени  $f_1(t)$  и координат пространства  $f_2(\mu', \nu')$ , то процесс формирования сигнального поля  $e(\mu, \nu, 0, t)$  на входе ГС можно физически интерпретировать как последовательные операции пространственно-временного преобразования облучающего сигнала слоем простран-

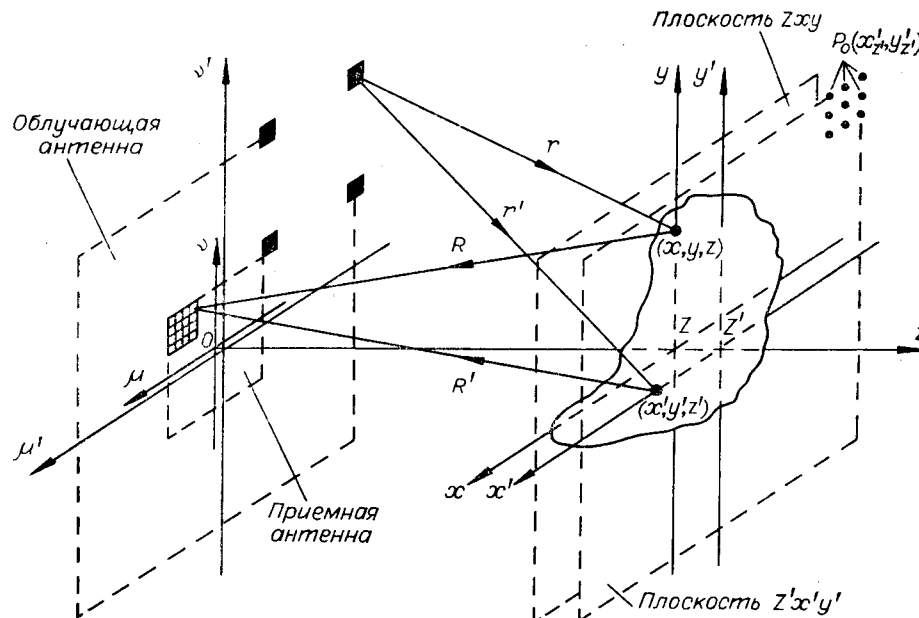


Рис. 1. Пространственные соотношения одного из возможных вариантов организации облучения — приема в ГС.

ства «облучающая антенна — оригинал», модуляции преобразованного сигнала функцией рассеяния  $P(x, y, z)$  оригинала и, наконец, повторного преобразования слоем пространства «оригинал — приемная антенна». Последовательность указанных операций в математической форме записи имеет вид

$$e(x, y, z, t) = f_1(t)f_2(\mu', \nu') \otimes h(r, t), \quad (1)$$

$$e(\mu, \nu, 0, t) = P(x, y, z)e(x, y, z, t) \otimes h(R, t). \quad (2)$$

Здесь  $P(x, y, z)$  — трехмерная функция рассеяния оригинала;  $h(r, t) = (z/r^2)[\delta(t - r/c) \otimes \psi_r(t)]$ ,  $h(R, t) = (z/R^2)[\delta(t - R/c) \otimes \psi_R(t)]$  — импульсные характеристики пространства при облучении и приеме;  $\otimes$  — математический символ свертки;  $\psi_r(t)$ ,  $\psi_R(t)$  — параметры, характеризующие временное изменение импульсной характеристики слоя пространства соответственно при облучении и приеме;  $z/r^2$ ,  $z/R^2$  — коэффициенты, учитывающие амплитудную характеристику слоя пространства и косинус угла падения волны при облучении — приеме;  $r = ((x - \mu')^2 + (y - \nu')^2 + z^2)^{1/2}$ ,  $R = ((\mu - x)^2 + (\nu - y)^2 + z^2)^{1/2}$  — радиус-векторы волнового поля соответственно при облучении и приеме;  $\delta(t)$  — дельта-функция;  $\mu', \nu'$ ;  $\mu, \nu$  — координаты в плоскостях облучающей и приемной антенн ГС;  $x, y, z$  — координаты в области определения функции рассеяния оригинала;  $c$  — скорость распространения проникающего излучения в среде.

При импульсном одночастотном облучении оригинала излученный сигнал как функция времени может быть записан следующим образом:

$$f_1(t) = U(t) \exp(-j\omega_0 t), \quad (3)$$

$U(t)$  — огибающая импульса с синусоидальной несущей частоты  $\omega_0$ .

Соотношение (1), характеризующее вид функции облучения, с учетом (3) примет вид

$$e(x, y, z, t) = f_2(\mu', \nu') \otimes f_1(t - r/c) = [f_2(\mu', \nu') \otimes (z/r^2)U(t - r/c) \exp(-j(\omega_0/c)r)] [\exp(-j\omega_0 t) \otimes \psi_r(t)], \quad (4)$$

где

$$f_1(t - r/c) = f_1(t) \otimes h(r, t) = [(z/r^2)U(t - r/c) \exp(-j(\omega_0/c)r)] \times [\exp(-j\omega_0 t) \otimes \psi_r(t)]. \quad (5)$$

Ограничиваясь случаем квазистационарного приближения [2], т. е. пренебрегая в (4), (5) взаимозависимостью временных и пространственных характеристик облучающего поля, можно переписать соотношение (4) в виде

$$e(x, y, z, t) \simeq e(x, y, z)U'(t - z/c) \exp(-j\omega_0 t). \quad (6)$$

Здесь

$$e(x, y, z) = f_2(\mu', \nu') \otimes (z/r^2) \exp(-j(\omega_0/c)r), \quad (7)$$

$$U(t - r/c) \simeq U(t - z/c),$$

$$U'(t - z/c) \exp(-j\omega_0 t) = U(t - z/c) \exp(-j\omega_0 t) \otimes \psi_r(t),$$

$U'(t - z/c)$  — эффективная огибающая облучающего импульсного сигнала.

С физической точки зрения соотношение (6) означает, что при использовании достаточно длинных импульсов все элементы поверхности оригинала, расположенные на дальности  $Z$ , начиная с некоторого момента времени будут облучаться одинаковыми синусоидальными сигналами, т. е. огибающие сигналов, излученных облучающей антенной, достигают плоскости на любой дальности  $Z$  приблизительно в одно и то же время.

Соотношение (2) показывает, что информативность отраженного оригиналом волнового поля зависит от распределения энергии облучения по его поверхности, т. е. от вида функции облучения (6). Выводя последнюю из подынтегрального выражения в (2), перепишем это соотношение

для квазистационарного приближения следующим образом:

$$e(\mu, \nu, 0, t) \simeq \left[ P(x, y, z) e(x, y, z) \otimes \frac{z}{R^2} \exp\left(-j \frac{\omega_0}{c} R\right) \right] U'\left(t - \frac{2z}{c}\right) \times \\ = z(x, y) \text{ оригинала; } \cap - \text{ символ пересечения; } U(t - (r + R)/c) \simeq U(t - 2z/c); \\ U'(t - 2z/c) \exp(-j\omega_0 t) = U(t - 2z/c) \exp(-j\omega_0 t) \otimes \psi_r(t) \otimes \psi_R(t); U'(t - 2z/c) - \\ \text{эффективная огибающая принятого импульсного сигнала.}$$

Задав в поверхностном интеграле (8) уравнение поверхности оригинала в явной форме  $z = z(x, y)$ , преобразуем его в обыкновенный двойной интеграл

$$e(\mu, \nu, 0, t) \simeq \left[ \iint_{D(x, y)} P[x, y, z(x, y)] \frac{z}{R^2} \exp\left(-j \frac{\omega_0}{c} R\right) dx dy \right] \times \\ \times U'\left(t - \frac{2z}{c}\right) \exp(-j\omega_0 t), \quad (9)$$

где  $D(x, y) = \Pi(x, y, z) \cap Zxy$ ;  $Zxy$  — плоскость, проходящая через продольную координату  $Z$  перпендикулярно оси  $z$ .

С физической точки зрения соотношение (9) означает, что огибающие сигналов, отраженных от всех элементов поверхности оригинала, расположенных в плоскости  $Zxy$ , почти одновременно достигают плоскости приемной антенны ГС.

Таким образом, пространственно-временной сигнал, рассеянный оригиналом, несет информацию об его трехмерном пространственном содержании как об упорядоченной во времени последовательности двумерных сечений  $D_l(x, y)$  облученной поверхности  $\Pi(x, y, z)$  оригинала, расположенных на дальностях  $z_l$  ( $1 \leq l \leq N$ ).

Соотношения (4), (8) относительно не критичны к условиям применимости парааксиального приближения вследствие мультипликативного действия членов  $z/r^2$  и  $z/R^2$ , которые не представляют интереса с точки зрения рассматриваемого вопроса и в дальнейшем учитываются для упрощения только их парааксиальным приближением  $z/r^2 \approx z/R^2 \approx 1/z$ .

При проектировании ГС необходимо заложить в систему такой алгоритм обработки сигнального поля  $e(\mu, \nu, 0, t)$ , чтобы получить на выходе оценку  $\hat{P}(x, y, z)$  функции рассеяния  $P(x, y, z)$  оригинала, т. е. изображение.

Целесообразно использовать для этой цели процедуру пространственно-временной согласованной фильтрации, реализуемую путем вычисления функции взаимной корреляции сигнального и некоторого опорного волновых полей. В отличие от физически реализуемого сигнального поля  $e(\mu, \nu, 0, t)$  опорное поле  $e_0(\mu, \nu, 0, t)$  можно формировать искусственно, имитируя отражение исходного облучающего поля от некоторой фиктивной пространственной структуры с известной функцией рассеяния. На основании (7), (8) имитируемое опорное волновое поле в парааксиальном приближении можно описать соотношением вида

$$e_0(\mu, \nu, 0, t) \simeq \left[ \iiint_{-\infty}^{\infty} P_0(x', y', z') e(x', y', z') \frac{1}{z'} \exp\left(-j \frac{\omega_0}{c} R'\right) dx' dy' \right] \times \\ \times U_0\left(t - \frac{2z'}{c}\right) \exp(-j\omega_0 t), \quad (10)$$

$$\text{где } P_0(x', y', z') = \begin{cases} 1, & x' = x_i, y' = y_k, z' = z_l, \quad 1 \leq i, k, l \leq N; \\ 0, & x' \neq x_i, y' \neq y_k, z' \neq z_l, \quad 1 \leq i, k, l \leq N \end{cases}$$

— опорная функция рассеяния;  $x', y', z'$  — координаты в области определения опорной функции рассеяния;  $(x_i, y_k, z_l)$ ,  $1 \leq i, k, l \leq N$ , — координаты фиктивных точечных рассеивателей в области определения опорной функции рассеяния  $U_0(t - 2z'/c) \simeq U_0(t - (r' + R')/c)$  — огибающая имитируемого импульсного опорного сигнала;  $r' = \sqrt{(x' - \mu')^2 + (y' - \nu')^2 + (z')^2}$ ,  $R' = \sqrt{(\mu - x')^2 + (\nu - y')^2 + (z')^2}$  — известные радиус-векторы соответственно зондирующего волнового поля, облучающего некоторую область фиктивных точечных рассеивателей, и опорного волнового поля, рассеянного этой фиктивной пространственной структурой;  $e(x', y', z') \simeq f_2(\mu', \nu') \otimes (1/z') \exp(-j(\omega_0/c)r')$ .

Таким образом, учитывая (8), (10), процедуру обработки сигнального поля в ГС можно записать в виде

$$\begin{aligned} \hat{P}(x, y, z, \Delta\tau) &= [e(\mu, \nu, 0, t) * e_0(\mu, \nu, 0, t)] W(\mu, \nu) = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(\mu, \nu) e(\mu - x, \nu - y, z, t - \tau) e_0^*(\mu - x', \nu - y', z', \\ &t - \tau') d\mu d\nu dt = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(x, y, z) P_0^*(x', y', z') \eta(\Delta x, \Delta y, \Delta z, \Delta\tau) dx' dy' = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(x', y', z') \eta(\Delta x, \Delta y, \Delta z, \Delta\tau) dx' dy'. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь \* — математический символ взаимной корреляции;

$$W(\mu, \nu) = \text{rect}\left(\frac{\mu}{A}\right) \text{rect}\left(\frac{\nu}{A}\right) = \begin{cases} 1, & |\mu/A| \leq 1/2, |\nu/A| \leq 1/2; \\ 0, & |\mu/A| > 1/2, |\nu/A| > 1/2; \end{cases}$$

$A$  — линейный размер апертуры приемной антенны ГС;  $\Delta x = x - x'$ ,  $\Delta y = y - y'$ ,  $\Delta z = z - z'$ ,  $\Delta\tau = \tau - \tau'$ ;  $\tau = 2z/c$ ,  $\tau' = 2z'/c$  — соответственно абсолютные задержки (в квазистационарном приближении) за счет распространения с конечной скоростью физически реализуемого сигнального поля и за счет искусственного временного запаздывания имитируемого опорного поля;

$$\begin{aligned} \eta(\Delta x, \Delta y, \Delta z, \Delta\tau) &= \iiint_{-\infty}^{\infty} \iiint_{-\infty}^{\infty} e(x, y, z) e^*(x', y', z') W(\mu, \nu) \times \\ &\times \frac{1}{zz'} \exp\left\{-j\frac{\omega_0}{c}(R - R')\right\} U'\left(t - \frac{2z}{c}\right) U_0^*\left(t - \frac{2z'}{c}\right) dx dy d\mu d\nu dt \end{aligned} \quad (12)$$

— многомерная функция корреляции (МФК).

Из интеграла суперпозиции (11) следует, что МФК можно рассматривать как весовую функцию ГС при функции рассеяния оригинала.

Выражение (12) для МФК, где звездочками обозначены комплексносопряженные функции, факторизуется в виде

$$\eta(\Delta x, \Delta y, \Delta z, \Delta\tau) = \eta_{\text{обл}}(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \eta_{\text{пр}}(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \eta(\Delta\tau), \quad (13)$$

где

$$\eta_{\text{обл}}(\Delta x, \Delta y, \Delta z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e(x, y, z) e^*(x', y', z') dx dy; \quad (14)$$

$$\eta_{\text{пр}}(\Delta x, \Delta y, \Delta z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(\mu, \nu) \frac{1}{zz'} \exp\left\{-j\frac{\omega_0}{c}(R - R')\right\} d\mu d\nu; \quad (15)$$

$$\eta(\Delta\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} U'\left(t - \frac{2z}{c}\right) U_0^*\left(t - \frac{2z'}{c}\right) dt. \quad (16)$$

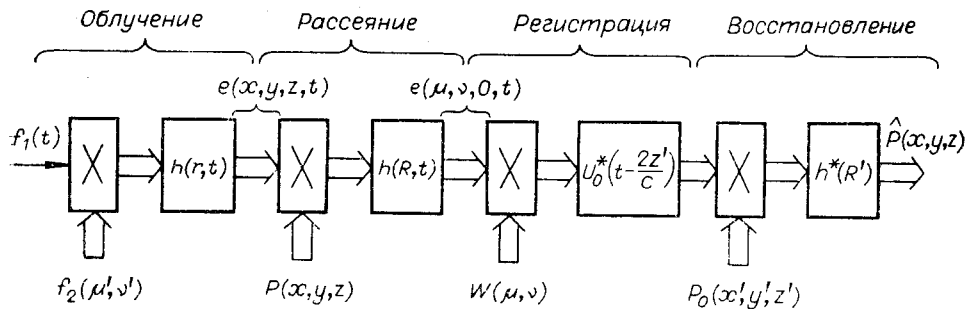


Рис. 2. Физическая интерпретация информационной структуры процесса неоптического голографирования.

Пространственные (14), (15) и временная (16) функции корреляции характеризуют в квазистационарном приближении соответственно пространственную и временную когерентность волновых полей в процессе облучения — приема.

Для конкретизации информационной структуры ГС необходимо отметить специфику организации процесса обработки информации в ГС, который идет обычно в несколько этапов и может быть физически интерпретирован как последовательность операций пространственно-временного преобразования типа перемножение — фильтрация (рис. 2).

Вначале облучающая подсистема ГС формирует зондирующее поле  $e(x, y, z, t)$  с заданными пространственно-временными характеристиками. Затем на этапе регистрации приемная подсистема ГС осуществляет стробирование во времени сигнального поля  $e(\mu, \nu, 0, t)$  и проводит анализ его пространственной структуры на основании информации, представленной во временной области. Основными задачами этого этапа являются регистрация и фиксация пространственной структуры сигнального поля (формирование неоптической голограммы). Этап восстановления изображения сводится к реализации процедуры оптимальной пространственной обработки зафиксированного сигнального поля путем создания с помощью специализированного или универсального вычислителя согласованного пространственного фильтра, импульсная переходная функция которого имеет пространственную структуру имитируемого опорного поля.

Из соотношения (9) следует, что информация о трехмерном пространственном содержании оригинала поступает на вход приемной подсистемы ГС двумерными порциями. В силу этого формулы (11), (13)—(16) необходимо конкретизировать применительно к двумерной задаче для оценки возможности ГС осуществлять пространственно-временную селекцию двумерных сечений  $D(x, y)$  облученной поверхности  $\Pi(x, y, z)$  оригинала.

Для двумерной задачи интеграл суперпозиции (11) переписывается в виде

$$\begin{aligned} \hat{P}(x_z, y_z, \Delta z, \Delta \tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(x, y, z) P_0^*(x'_z, y'_z, z') \eta(\Delta x_z, \Delta y_z, \Delta z, \Delta \tau) \times \\ &\times dx'_z dy'_z = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(x'_z, y'_z, z') \eta(\Delta x_z, \Delta y_z, \Delta z, \Delta \tau) dx'_z dy'_z. \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь

$$P_0(x'_z, y'_z, z') = \begin{cases} 1, & x'_z = x_i, y'_z = y_k, z' = z_l, \quad 1 \leq i, k \leq N; \\ 0, & x'_z \neq x_i, y'_z \neq y_k, z' \neq z_l, \quad l = \bar{l} \end{cases}$$

— фиксированное значение;  $x_z, y_z$  — поперечные координаты в плоскости  $Zxy$ ;  $Z$  — продольная координата, через которую проходит плоскость  $Zxy$ ;  $\Delta x_z = x_z - x'_z, \Delta y_z = y_z - y'_z, \Delta z = z - z'$ ;  $x'_z, y'_z$  — поперечные ко-

ординаты в плоскости  $Z'x'y'$ ;  $Z'$  — продольная координата, через которую проходит плоскость  $Z'x'y'$ .

Соотношения (13)–(16) в двумерном случае примут соответственно вид

$$\eta(\Delta x_z, \Delta y_z, \Delta z, \Delta \tau) = \eta_{\text{обл}}(\Delta x_z, \Delta y_z, \Delta z) \eta_{\text{пр}}(\Delta x_z, \Delta y_z, \Delta z) \eta(\Delta \tau), \quad (18)$$

где

$$\eta_{\text{обл}}(\Delta x_z, \Delta y_z, \Delta z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e(x_z, y_z, z) e^*(x'_z, y'_z, z') dx_z dy_z, \quad (19)$$

$$\eta_{\text{пр}}(\Delta x_z, \Delta y_z, \Delta z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(\mu, \nu) \frac{1}{zz'} \exp \left\{ -j \frac{\omega_0}{c} (R_z - R'_z) \right\} d\mu d\nu, \quad (20)$$

$$\eta(\Delta \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} U' \left( t - \frac{2z}{c} \right) U_0^* \left( t - \frac{2z'}{c} \right) dt, \quad (21)$$

$$\begin{aligned} e(x_z, y_z, z) &\simeq f_2(\mu', \nu') \otimes \frac{1}{z} \exp \left( -j \frac{\omega_0}{c} r_z \right); \quad e(x'_z, y'_z, z') \simeq f_2(\mu', \nu') \otimes \\ &\otimes \frac{1}{z'} \exp \left( -j \frac{\omega_0}{c} r'_z \right); \quad r_z \simeq z + \frac{(x_z - \mu')^2}{2z} + \frac{(y_z - \nu')^2}{2z}; \quad r'_z \simeq z' + \frac{(x'_z - \mu')^2}{2z'} + \\ &+ \frac{(y'_z - \nu')^2}{2z'}; \quad R_z \simeq z + \frac{(\mu - x_z)^2}{2z} + \frac{(\nu - y_z)^2}{2z}; \quad R'_z \simeq z' + \frac{(\mu - x'_z)^2}{2z'} + \frac{(\nu - y'_z)^2}{2z'}. \end{aligned}$$

Из интеграла суперпозиции (17) следует, что к МФК как к весовой функции ГС предъявляются противоречивые требования. Действительно, главный лепесток МФК должен быть, с одной стороны, широким, чтобы обеспечить пределы интегрирования в (17), достаточные для получения оценки функции рассеяния всей поверхности оригинала, а с другой — узким и однозначным, чтобы достичь высокой избирательности ГС по пространственным координатам для выделения наибольшего числа элементов изображения. Отсюда становится понятным смысл факторизации (18) МФК, где ее сомножители должны либо по отдельности, либо в совокупности удовлетворять перечисленным выше противоречивым требованиям к весовой функции ГС.

Согласно модели (17) в восстановленном изображении могут наблюдаться (разрешаться) только некоррелированные, или, что то же самое, некогерентные элементы облученной поверхности оригинала. Возможность факторизации (18) МФК свидетельствует о том, что выполнить условие разрешения можно в основном двумя способами: во-первых, используя свойства приемной подсистемы ГС, обеспечивая при облучении широким лучом (прожекторное облучение) высокоизбирательный пространственно-временной прием, и, во-вторых, на основе свойств облучающей подсистемы ГС, обеспечивая при слабоизбирательном приеме пространственно-некогерентное облучение всех элементов разрешения в поле зрения ГС, что соответствует поэлементному или игольчатому облучению.

Как следует из модели (17), эти два основных приема структурной организации ГС не отличаются по способу имитации опорного рассеивателя, который в том и другом случае должен иметь вид двумерной решетки фиктивных точечных рассеивателей в плоскости  $Z'x'y'$ , число и пространственное расположение которых соответствуют числу и расположению элементов разрешения в поле зрения ГС. Различным будет использование опорной функции рассеяния, которая на этапе восстановления дает: при прожекторном облучении — сфокусированное восстановление всех разрешимых элементов изображения, что позволяет при реализации данного этапа на ЦВМ использовать алгоритмы быстрого преобразования, в частности быстрого преобразования Фурье (БПФ), а при многолучевом игольчатом облучении — устранение неоднозначности вос-

становления элементов изображения, уже сформированных парциальными лучами.

Таким образом, свойство разделимости МФК в квазистационарном приближении позволяет перераспределять информационные степени свободы ГС между этапами облучение — регистрация — восстановление с целью повышения информативности процесса визуализации в целом либо, в зависимости от целевого назначения ГС, для оправданного выбора рационального структурного решения системы при неизбежных ограничениях на возможности аппаратурной реализации ее подсистем.

Для лучшей иллюстрации изложенного выше подхода к анализу ГС целесообразно рассмотреть информационные характеристики одного из вариантов структурной организации ГС. Для простоты выберем частный случай структурного решения системы, когда облучение оригинала осуществляется широким лучом и одночастотным сигналом. Пространственная селекция элементов изображения реализуется при приеме, а их эффективная временная селекция затруднена в силу простой временной структуры сигнала.

В данном случае пространственная структура облучающего сигнала, генерируемого, например, квадратным излучателем прожекторного типа, имеет вид

$$f_2(\mu', \nu') = \text{rect}(\mu'/a_1) \text{rect}(\nu'/a_1), \quad (22)$$

где  $a_1$  — линейный размер преобразователя.

Размеры поля зрения ГС в соответствии с (14), (19) определяются размерами области сильной корреляции функции облучения, что, в свою очередь, зависит от вида корреляционной функции

$$\eta_{\text{обл}}(\Delta x_z, \Delta y_z, \Delta z) = e(x_z, y_z, z) * e(x'_z, y'_z, z'). \quad (23)$$

В дальней зоне, где  $z \gg a_1^2/\lambda$ , преобразователем формируется расходящийся луч (пространственная диаграмма направленности), в пределах которого для двух точек с координатами  $(x_z, y_z, z)$  и  $(x'_z, y'_z, z')$  значения функции облучения можно записать в виде

$$e(x_z, y_z, z) \simeq \frac{1}{z} F\{f_2(\mu', \nu')\} = \frac{a_1^2}{z} \text{sinc}\left(a_1 \frac{x_z}{\lambda z}\right) \text{sinc}\left(a_1 \frac{y_z}{\lambda z}\right), \quad (24)$$

$$e(x'_z, y'_z, z') \simeq \frac{1}{z'} F'\{f_2(\mu', \nu')\} = \frac{a_1^2}{z'} \text{sinc}\left(a_1 \frac{x'_z}{\lambda z'}\right) \text{sinc}\left(a_1 \frac{y'_z}{\lambda z'}\right). \quad (25)$$

Здесь  $F\{\}$  и  $F'\{\}$  — соответственно операторы преобразования Фурье по пространственным частотам  $f_x = x_z/\lambda z$ ,  $f_y = y_z/\lambda z$  и  $f'_x = x'_z/\lambda z'$ ,  $f'_y = y'_z/\lambda z'$ ;  $\text{sinc } x = \sin \pi x/\pi x$ ;  $\lambda = 2\pi c/\omega_0$  — длина волны проникающего излучения.

Подставляя (24), (25) в соотношение (23), пространственную функцию корреляции облучающего поля на дальности  $z$  получим в виде

$$\eta_{\text{обл}}(\Delta x_z, \Delta y_z, \Delta z = 0) \simeq (a_1 \lambda)^2 \text{sinc}(a_1(\Delta x_z/\lambda z)) \text{sinc}(a_1(\Delta y_z/\lambda z)). \quad (26)$$

Поскольку эффективная ширина функции вида  $\text{sinc } x$  соответствует значениям ее аргумента, равным  $\pm 1/2$ , размеры области сильной корреляции функции облучения на дальности  $z$ , т. е. фактически поперечные размеры поля зрения ГС, будут составлять  $\Delta x_z = \Delta y_z \simeq \lambda z/a_1$ .

Аналогичными рассуждениями можно определить продольные размеры (глубину) поля зрения ГС. При этом соотношение (23) принимает вид

$$\eta_{\text{обл}}(\Delta z, \Delta x_z = \Delta y_z = 0) \simeq (a_1 \lambda)^2 \text{sinc}\left[a_1 \frac{x_z}{\lambda z} \left(\frac{z}{z - \Delta z} - 1\right)\right] \times \\ \times \text{sinc}\left[a_1 \frac{y_z}{\lambda z} \left(\frac{z}{z - \Delta z} - 1\right)\right]. \quad (27)$$

Отсюда следует, что глубина поля зрения ГС в плоскостях  $Zxz$  и  $Zyz$  равна соответственно

$$\Delta z_x \approx z/[1 + a_1(x_z/\lambda z)], \quad \Delta z_y \approx z/[1 + a_1(y_z/\lambda z)]. \quad (28)$$

Характеристику ГС на этапе регистрации удобно анализировать для конкретного вида огибающих  $U'(t)$  и  $U_0(t)$ . При моноимпульсной организации процесса облучения — приема, полагая форму импульсов близкой к прямоугольной, можно записать, что

$$U'(t - 2z/c) = \text{rect}((t - \tau - 0,5T)/T), \quad (29)$$

$$U_0(t - 2z'/c) = \text{rect}((t - \tau' - 0,5T_1)/T_1), \quad (30)$$

где  $T$  — эффективная длительность принятого сигнального поля (длительность объектного сигнала);  $T_1$  — длительность стробирования сигнального поля (длительность опорного сигнала).

Тогда при  $T > T_1$  функция корреляции (24) с учетом одновременного существования функции (29), (30) становится равной

$$\eta(\Delta\tau) = \text{rect}(\Delta\tau'/\Delta T) + [1 - 2|\Delta\tau'|/(T + T_1)] \text{rect}((|\Delta\tau'| - 0,5T)/T_1), \quad (31)$$

$$\Delta T = T - T_1, \quad \Delta\tau' = \Delta\tau - 0,5\Delta T.$$

При импульсной организации процессов облучения и приема в ГС задача регистрации неоптической голограммы может быть решена только совмещением во времени сигнального и опорного волновых полей, т. е. при обеспечении их временной когерентности.

В соотношении (31) когерентному режиму регистрации данных соответствует только первое слагаемое, характеризующее область значений  $\Delta\tau$ , где более узкая прямоугольная функция  $U_0(t - \tau')$  полностью покрывается более широкой  $U'(t - \tau')$ . Второе слагаемое в (31) соответствует нежелательному частично-когерентному режиму регистрации данных, который целесообразно устранять и не учитывать в дальнейшем при анализе пространственно-временных характеристик системы. Таким образом, в квазистационарном приближении соотношение (31) разумно использовать в виде

$$\eta(\Delta\tau) \approx \text{rect}(\Delta\tau'/\Delta T). \quad (32)$$

Полагаем, что в рассматриваемом частном случае структурного решения ГС приемная антенна выполняется в виде квадратной антенной решетки, в узлах прямоугольной структуры которой располагаются квадратные приемные преобразователи. Используя сокращенную систему записи математических операторов, структуру такой приемной антенны ГС в символической форме можно описать следующим выражением [2, 3]:

$$W'(\mu, \nu) = [W(\mu, \nu) \text{comb}(\mu/b) \text{comb}(\nu/b)] \otimes [\text{rect}(\mu/a) \text{rect}(\nu/a)], \quad (33)$$

где  $a, b$  — соответственно линейные размеры отдельного приемного преобразователя и шага решетки;  $\text{comb } x = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - n)$  — бесконечная последовательность дельта-функций.

В соответствии с теорией усредняющей выборки [3], осуществляемой решеткой приемных преобразователей ГС, выражение (20) может быть преобразовано следующим образом:

$$\eta_{\text{пр}}(\Delta z_x, \Delta y_z, \Delta z) = \frac{1}{zz'} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ 1 \otimes \text{rect}\left(\frac{\mu}{a}\right) \text{rect}\left(\frac{\nu}{a}\right) \right] \text{comb}\left(\frac{\mu}{b}\right) \text{comb}\left(\frac{\nu}{b}\right) \times \\ \times W(\mu, \nu) \exp\left\{-j\frac{\omega_0}{c}(R_z - R'_z)\right\} d\mu d\nu. \quad (34)$$

Пространственная селекция разрешимых элементов изображения реализуется в данном примере на этапе восстановления путем организации согласованного пространственного фильтра, импульсная переходная



функция которого (опорное волновое поле) имеет пространственную структуру, определяемую заданными дальностями до наблюдаемых участков поверхности оригинала, т. е. величинами

$$R'_z \simeq z' + \frac{(\mu - x'_z)^2}{2z'} + \frac{(v - y'_z)^2}{2z'}, \quad (35)$$

сечения корреляционной функции  $\langle \xi \xi^* \rangle$  в поперечном ( $\Delta z = 0$ ) и продольном ( $\Delta x_z = 0$ ) направлениях имеет вид

$$\begin{aligned} |\eta_{\text{пр}}(\Delta x_z, \Delta z = 0)| &\simeq \frac{1}{z^2} \left| F'' \left\{ \left[ 1 \otimes \text{rect} \left( \frac{\mu}{a} \right) \right] \text{comb} \left( \frac{\mu}{b} \right) \text{rect} \left( \frac{\mu}{A} \right) \right\} \right| = \\ &= \frac{1}{z^2} \left| aA \text{sinc} \left( a \frac{\Delta x_z}{\lambda z} \right) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \text{sinc} A \left( \frac{\Delta x_z}{\lambda z} - \frac{n}{b} \right) \right|; \end{aligned} \quad (36)$$

$$\begin{aligned} |\eta_{\text{пр}}(\Delta z, \Delta x_z = 0)| &\simeq \frac{1}{zz'} \left| \text{Fr} \left\{ \left[ 1 \otimes \text{rect} \left( \frac{\mu}{a} \right) \right] \text{comb} \left( \frac{\mu}{b} \right) \text{rect} \left( \frac{\mu}{A} \right) \right\} \right. \\ &\times \exp \left\{ -j \frac{2\pi}{z'} \frac{\Delta z}{\lambda z} \mu x_z \right\} \left| \approx \frac{1}{zz'} \left| F''' \left\{ \left[ 1 \otimes \text{rect} \left( \frac{\mu}{a^2/8z'} \right) \right] \text{comb} \left( \frac{\mu}{b^2/8z'} \right) \right\} \right. \right. \\ &\times \text{rect} \left( \frac{\mu}{A^2/8z'} \right) \exp \left\{ -j \frac{2\pi}{z'} \frac{\Delta z}{\lambda z} \mu x_z \right\} \left| = \frac{1}{zz'} \times \right. \\ &\times \left| \frac{a^2 A^2}{64 (z')^2} \text{sinc} \left( \frac{a^2}{8z'} \frac{\Delta z}{\lambda z} \right) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \text{sinc} \frac{A^2}{8z'} \left( \frac{\Delta z}{\lambda z} - \frac{n}{b} - \frac{n}{b^2/8z'} \right) \right|. \end{aligned} \quad (37)$$

Здесь  $F''\{\}$  — оператор преобразования Фурье по смещению пространственных частот  $\Delta f_x = \Delta x_z/\lambda z$ ,  $\Delta f_y = \Delta y_z/\lambda z$ ;  $b \text{comb} \left( b \frac{\Delta x_z}{\lambda z} \right) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta \left( \frac{\Delta x_z}{\lambda z} - \frac{n}{b} \right)$ ;

$B = (\Delta z/z')(x_z/z)$ ;  $\frac{b^2}{8z'} \text{comb} \left( \frac{b^2}{8z'} \frac{\Delta z}{\lambda z} \right) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta \left( \frac{\Delta z}{\lambda z} - \frac{n}{b^2/8z'} \right)$ ;  $\text{Fr}\{\}$  — оператор преобразования Френеля;  $F'''\{\}$  — аппроксимирующий оператор преобразования Фурье по квазипространственной частоте  $f_z = \Delta z/\lambda z$ ;

$$\text{Fr} \left\{ \text{rect} \left( \frac{\mu}{a} \right) \right\} \approx F''' \left\{ \text{rect} \left( \frac{\mu}{a^2/8z'} \right) \right\} = \frac{a^2}{8z'} \text{sinc} \left( \frac{a^2}{8z'} \frac{\Delta z}{\lambda z} \right).$$

Для единообразия соотношений (36) и (37) в последнем разномыслии интеграла Френеля [4], который трудно представить наглядно, при-

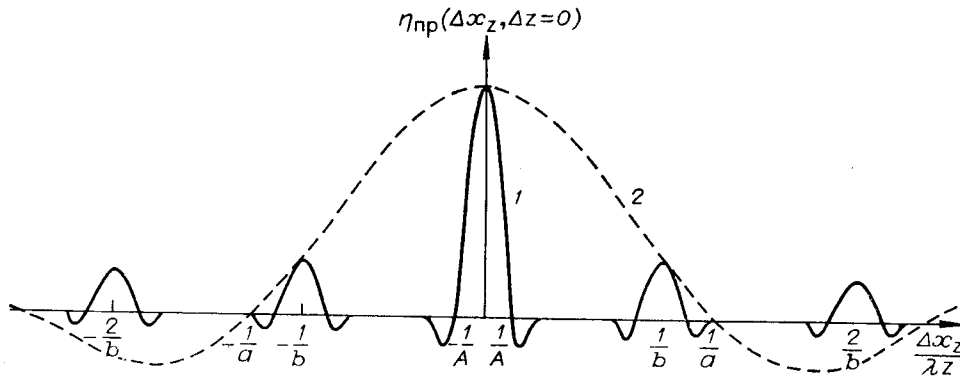


Рис. 3. Поперечное сечение весовой функции ГС:  
1 —  $\text{sinc} (A\Delta x_z/\lambda z)$ , 2 —  $\text{sinc} (a\Delta x_z/\lambda z)$ .

ближенно аппроксимирована по первым минимумам функцией вида  $\text{sinc } x$ .

Из соотношений (36), (37), характеризующих пространственную когерентность принятого сигнального и имитируемого опорного волновых полей соответственно в поперечном и продольном направлениях, следует, что усредняющая выборка сигнального поля с помощью решетки приемных преобразователей приводит к многозначности весовой функции ГС (рис. 3, 4). В свою очередь, появление трехмерного набора модулированных по амплитуде весовых функций вызывает неоднозначность изображения на выходе ГС.

Все приведенные выше результаты получены для случая квазистационарного приближения, условия применимости которого в данном примере можно найти, анализируя совместно соотношения (32), (34). Ограничиваясь для простоты одномерным случаем и анализом отклика только по главному лепестку, получим следующее обобщенное выражение:

$$\begin{aligned} \eta_{\text{пр}}(\Delta x_z, \Delta z, \Delta \tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{\Delta \tau - 0,5 \Delta T}{\Delta T}\right) \text{rect}\left(\frac{\mu}{A}\right) \exp\left\{-j \frac{\omega_0}{c}(R_z - R_z')\right\} d\mu = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{\mu - \mu_0}{M}\right) \text{rect}\left(\frac{\mu}{A}\right) \exp\left\{-j \frac{\omega_0}{c}(R_z - R_z')\right\} d\mu, \end{aligned} \quad (38)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta \tau &= (z + R_z)/c - 2z'/c \simeq 2\Delta z/c + (\mu - x_z)^2/2zc, \\ \mu_0 &= x_z + ((8\Delta z - \Delta Tc)/4)\sqrt{z/\Delta z}, \quad M = \Delta Tc/2\sqrt{z/\Delta z}. \end{aligned}$$

Выражение (38) рассмотрим только для одного из двух возможных случаев, а именно когда  $M > A$ , что соответствует полному использованию приемной апертуры ГС. При этом условии, принимая во внимание, как и в (36), (37), только амплитудную огибающую, получим

$$\begin{aligned} |\eta_{\text{пр}}(\Delta x_z, \Delta \tau)| &\simeq \frac{1}{z^2} \left| F'' \left\{ \text{rect}\left(\frac{\mu - \mu_0}{M}\right) \text{rect}\left(\frac{\mu}{A}\right) \right\} \right| = \frac{1}{z^2} \left| A \text{sinc}\left(A \frac{\Delta x_z}{\lambda z}\right) \right| \times \\ &\times \text{rect}\left(\frac{\mu_0}{M-A}\right) + \frac{1}{z^2} \left| \left(\frac{A+M}{2} - |\mu_0|\right) \text{sinc}\left[\left(\frac{A+M}{2} - |\mu_0|\right) \times \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \frac{\Delta x_z}{\lambda z} \right] \right| \text{rect}\left(\frac{\mu_0 - 0,5M}{A}\right); \end{aligned} \quad (39)$$

$$\begin{aligned} |\eta_{\text{пр}}(\Delta z, \Delta \tau)| &\approx \frac{1}{zz'} \left| F''' \left\{ \text{rect}\left(\frac{\mu - \mu_0}{M}\right) \text{rect}\left(\frac{\mu}{A}\right) \right\} \right| = \frac{1}{zz'} \left| \left(\frac{A^2}{8z'}\right) \text{sinc}\left(\frac{A^2}{8z'} \frac{\Delta z}{\lambda z}\right) \right| \times \\ &\times \text{rect}\left(\frac{\mu_0}{M-A}\right) + \frac{1}{zz'} \left| \frac{1}{8z'} \left(\frac{A+M}{2} - |\mu_0|\right)^2 \text{sinc}\left[\left(\frac{A+M}{2} - |\mu_0|\right)^2 \times \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \frac{\Delta z}{8z'\lambda z} \right] \right| \text{rect}\left(\frac{\mu_0 - 0,5M}{A}\right). \end{aligned} \quad (40)$$

В соотношениях (39), (40) квазистационарному режиму соответствуют только первые слагаемые. Из их анализа следует, что свойство пространственной селективности ГС будет обусловлено пространствен-

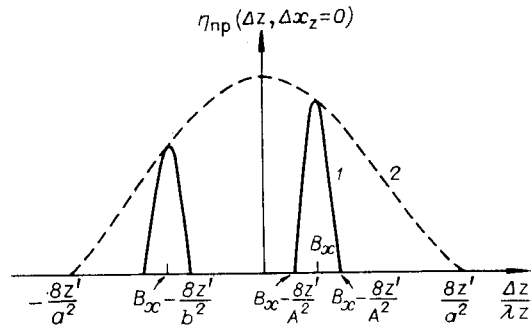


Рис. 4. Продольное сечение весовой функции ГС:

$$\begin{aligned} 1 &- \text{sinc}\left(\frac{A^2}{8z'} \frac{\Delta z}{\lambda z}\right) \approx \frac{8z'}{A^2} \text{Fr}\left\{\text{rect}\left(\frac{\mu}{A}\right)\right\}, \\ 2 &- \text{sinc}\left(\frac{a^2}{8z'} \frac{\Delta z}{\lambda z}\right) \approx \frac{8z'}{a^2} \text{Fr}\left\{\text{rect}\left(\frac{\mu}{a}\right)\right\}. \end{aligned}$$

ными параметрами системы и не зависит от ее временных параметров при выполнении условий

$$\Delta z \geq (A - 2x_z)^2/16z, \Delta T \geq (A/2zc)(A - 2x_z), \quad (41)$$

где  $-X_{z \max}/2 \leq x_z \leq X_{z \max}/2$ .

При длительности импульса стробирования  $T_1$ , определяемой из условия обеспечения заданной достоверности формирования неоптической голограммы, и сфокусированном восстановлении элементов изображения в секущей плоскости  $Zxy$  необходимые по условиям квазистационарности абсолютная задержка опорного сигнала  $\tau_{оп}$  и длительность импульса облучения  $T_{обл}$  оцениваются с помощью формул (41)

$$\tau_{оп} \approx 2z/c + (A + X_{z \max})^2/16zc, T_{обл} \approx T_1 + (A/2zc)(A + X_{z \max})$$

( $X_{z \max}$  — наибольший поперечный размер оригинала в плоскости  $Zxy$ ).

В заключение необходимо отметить, что одними из основных задач системотехники являются выбор и обоснование математических моделей, пригодных для решения широкого круга задач анализа и синтеза систем. Математическое описание ГС, определяющее МФК как информационный инвариант такого рода систем формирования изображения, обеспечивает наглядную физическую интерпретацию информационных процессов и позволяет решать задачи целенаправленного проектирования таких специализированных аппаратурных комплексов [5].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Саттон Дж. Л. Подводная акустоскопия. — ТИИЭР, 1979, т. 67, № 4.
2. Маковски А. Применение решеток преобразователей в ультразвуковых системах визуализации. — ТИИЭР, 1979, т. 67, № 4.
3. Ллойд Дж. Системы тепловидения. — М.: Мир, 1978.
4. Пенн В. А., Чован Дж. Л. Применение голографических методов в гидролокации. — В кн.: Акустическая голография/Пер. с англ. под ред. В. Г. Прохорова. Л.: Судостроение, 1975.
5. Яричин Е. М. Анализ информационной структуры процессов и систем голографической акустоскопии. — В кн.: Тез. докл. IV Всесоюз. конф. «Проблемы метрологического обеспечения систем обработки измерительной информации» СОИИ-IV. М.: ВНИИФТРИ, 1982.

*Поступила в редакцию 24 апреля 1981 г.;  
окончательный вариант — 23 февраля 1983 г.*

УДК 621.383

А. Ю. БОРИСЕНКО, А. Ю. КАЗИМИРОВ, О. Р. МОЧАЛКИНА  
(Москва)

### ДИНАМИЧЕСКИЙ ДИАПАЗОН ВЫХОДНОГО СИГНАЛА КАК КРИТЕРИЙ ВЫБОРА КОНСТРУКТИВНО-ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СДВИГОВОГО РЕГИСТРА МОП-ДИОДНОЙ ФОТОМАТРИЦЫ С САМОСКАНИРОВАНИЕМ

Одним из перспективных направлений в разработке линейных твердотельных фотоэлектрических преобразователей изображения является создание МОП-диодных самосканирующих фотоматриц, в которых опрос фотоприемников осуществляется сдвиговым регистром, расположенным на одном кристалле с линейкой фотодиодов [1, 2].

В таких устройствах фотоприемник представляет собой емкость  $p$ - $n$ -перехода, работающую в режиме накопления заряда [3], которая при