

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

УДК 681.142 : 519.27

В. П. ИВАНЧЕНКОВ, Г. И. ПОСКОННЫЙ

(Томск)

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СИГНАЛОВ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ С ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕКОГЕРЕНТНЫМ ИСТОЧНИКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ

Широко известно, что когерентные и некогерентные оптико-электронные вычислительные системы позволяют относительно просто реализовать целый ряд одномерных и двумерных интегральных преобразований сигналов [1, 2]. Эти преобразования чаще всего сводятся к процедурам вычисления спектров или фильтрации, которые в когерентных системах реализуются обычно в частотной области, а в некогерентных, построенных по законам геометрической оптики, — в пространственной. Во многих случаях реализация таких преобразований в частотной области является более предпочтительной, что, в частности, предопределило более широкое применение когерентных оптико-электронных вычислительных систем (ОЭВС) по сравнению с некогерентными. Однако практическая реализация вычислений в когерентных ОЭВС сопряжена с преодолением целого ряда известных трудностей, обусловленных высокими требованиями к используемой элементной базе, жесткими допусками на установку отдельных элементов в оптических процессорах. На точность реализуемых вычислений в когерентных ОЭВС оказывают существенное влияние внутренние шумы системы, вызванные высокой степенью пространственной когерентности источника излучения [3]. В то же время в некогерентных системах при одинаковых условиях требования, предъявляемые к оптическим элементам, являются менее жесткими, внутренние интерференционные шумы имеют существенно меньший уровень, чем в когерентных.

Один из наметившихся путей преодоления указанных проблем связан с развитием дифракционных некогерентных методов обработки информации, в основу которых положены волновые законы распространения и преобразования случайных монохроматических электромагнитных полей [4]. Вопросам разработки и исследования дифракционных некогерентных методов применительно к решению задач корреляционной обработки и фильтрации сигналов и изображений посвящен ряд работ [3, 5, 6]. В [7] авторами рассмотрена реализация спектрального анализа сигналов в оптических системах с пространственно-некогерентным источником излучения. В данной работе проводится анализ вопросов оценивания спектров случайных сигналов (процессов) в ОЭВС с пространственно-некогерентным источником излучения и приводятся результаты экспериментальной обработки тест-сигнала.

Оценивание спектров мощности в оптико-электронных системах с пространственно-некогерентным источником излучения. При спектральном анализе случайных процессов особое значение имеет решение задач по оценке выборочных распределений мощности (энергии) сигналов по частотам [8]. При этом статистическими методами решаются вопросы надежности и достоверности получаемых оценок, для улучшения которых проводят сглаживание спектров, применяя соответствующие аподи-

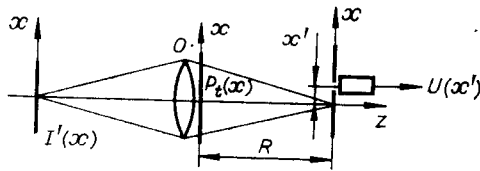


Рис. 1. Схема оптико-электронного спектроанализатора с пространственно-некогерентным источником излучения.

зирующие функции. Рассмотрим решение этих вопросов в ОЭВС с пространственно-некогерентным источником излучения.

В [7] показано, что использование пространственно-некогерентного источника излучения в ОЭВС позволяет определять спектры сигналов аналогично тому, как это делается в когерентных системах. При этом выходной сигнал фотопреобразователя $U_{ФП}$ для оптико-электронной системы, изображенной на рис. 1, с точностью до постоянного множителя в одномерном случае равен:

$$U(x') = |F\{P_t(x)\}|^2 * I(x') * |\varphi(x')|^2, \quad (1)$$

где $F\{P_t(x)\}$ — фурье-образ функции $P_t(x)$ при $\omega = (2\pi/\lambda_0 R)x'$; $I(x')$ — распределение интенсивности $I'(x)$, приведенное к плоскости изображения; $\varphi(x')$ — коэффициент пропускания считывающей диафрагмы фотопреобразователя. Из выражения (1) видно, что энергетический спектр сигнала $P_t(x)$ «сглажен» функциями $I(x')$ и $|\varphi(x')|^2$. Если в ОЭВС, приведенной на рис. 1, применяется когерентный источник излучения, то сигнал на выходе фотопреобразователя можно записать следующим образом:

$$U(x') = |F\{P_t(x)\}|^2 * |\varphi(x')|^2. \quad (2)$$

Будем считать, что

$$P_t(x) = \text{rect}(x/b)t(x), \quad (3)$$

$t(x)$ — коэффициент пропускания оптического транспаранта по оси x — есть реализация стационарного эргодического процесса $T(x)$ конечной длительности b . Оценим влияние $I(x')$, $\varphi(x')$ на дисперсию оценки спектральной плотности, доверительную вероятность (надежность) оценки.

Предположим, что $I(x') = \text{rect}(x'/a)$, $\varphi(x') = \text{rect}(x'/d)$, $d \rightarrow 0$ ($d \ll 1/f_0$, $f_0 = b/2\lambda_0 R$). Тогда

$$U(\lambda_0 R f) = b \hat{G}(f). \quad (4)$$

Здесь $f = x'/\lambda_0 R$, $\hat{G}(f)$ — выборочная спектральная плотность (оценка) процесса $T(x)$. Математическое ожидание оценки, соответствующее выборочному спектру,

$$M\{U(\lambda_0 R f)\} = b^2 \Gamma(f) * \text{sinc}^2(bf) * \text{rect}(f/2f'_0), \quad (5)$$

где $\Gamma(f)$ — теоретический спектр процесса $T(x)$, $f'_0 = a/(2\lambda_0 R)$, а функция

$$W(f) = b \text{sinc}^2(bf) * (1/2f'_0) \text{rect}(f/2f'_0) \quad (6)$$

может рассматриваться как сглаживающее спектральное «окно», обеспечивающее состоятельность оценки [8]. Тогда дисперсия $\sigma^2(f)$ оценки спектральной плотности будет равна

$$\sigma^2(f) = \frac{\Gamma^2(f)}{b} \int_{-\infty}^{\infty} w^2(u) du, \quad (7)$$

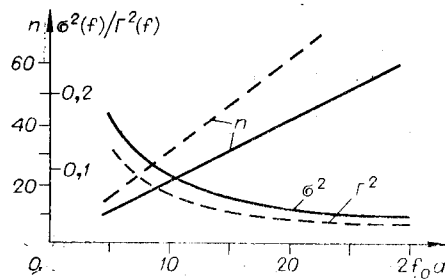


Рис. 2. Графики относительного изменения дисперсии оценки спектра мощности сигнала и числа степеней свободы от параметров оптико-электронного спектроанализатора: сплошная кривая — $d \rightarrow 0$, штриховая — $d = a$.

$w(u) = F^{-1}\{W(f)\}$ — корреляционное «окно», равное обратному фурье-образу от спектрального «окна». По $W(f)$ найдем доверительные интервалы сглаженной спектральной оценки $\hat{G}(f)$. Величина $n\hat{G}(f)/\Gamma(f)$ имеет χ^2 -распределение с n степенями свободы [8], где

$$n = 2b \int_{-\infty}^{\infty} w^2(u) du. \quad (8)$$

Подставляя (6) в (7) и (8), после несложных преобразований для приближенной оценки относительной дисперсии и числа степеней свободы можно получить следующие выражения:

$$\sigma^2(f)/\Gamma^2(f) \simeq 1/2f_0a, \quad (9)$$

$$n \simeq 4f_0a. \quad (10)$$

На рис. 2 приведены графики относительного изменения дисперсии оценки и числа степеней свободы n при сглаживании «окном» (6) от параметров оптико-электронного спектроанализатора $2f_0a$. Зная величину $2f_0a$, по этим графикам можно определить относительную ошибку оценки спектра и число степеней свободы n , по которому строят доверительные интервалы сглаженной оценки:

$$P\{x_n(\alpha/2)/n < \hat{G}(f)/\Gamma(f) < x_n(1-\alpha)/n\} = 1 - \alpha, \quad (11)$$

где P — вероятность, α — уровень значимости.

Из графиков видно, что использование при спектральном анализе пространственно-некогерентного источника излучения естественным образом приводит к сглаживанию спектральных оценок, что обеспечивает более высокую их надежность по сравнению с оценками, вычисляемыми в спектроанализаторе с когерентным источником при равенстве всех параметров системы.

Действительно, в когерентном спектроанализаторе при $d \ll (2\lambda_0 R)/b$ ($d \rightarrow 0$), как следует из (2) и (5),

$$W(f) = b \operatorname{sinc}^2(bf). \quad (12)$$

Подставляя (12) в (7) и (8), получаем $\sigma^2(f)/\Gamma^2(f) = 2/3$, $n = 3$. Следовательно, при условии $d \rightarrow 0$ относительное значение дисперсии оценки составляет около 67% для всех частот, а отношение сглаженной оценки к истинному спектру $\hat{G}(f)/\Gamma(f)$ для уровня значимости, например $\alpha = 0,2$, лежит в пределах $0,2 \div 2$, т. е. оценка недостаточно надежна в том смысле, что интервал отношения $\hat{G}(f)/\Gamma(f)$ достаточно широк.

При использовании пространственно-некогерентного источника вид спектрального «окна» при тех же параметрах системы зависит от $I(x')$, и, как следует из (7), (8), приводит к увеличению n и уменьшению $\sigma^2(f)$.

Оценим разрешающую способность спектроанализатора с пространственно-некогерентным источником излучения. Для этого определим ширину полосы пропускания частот спектральным «окном», которое обеспечивает ту же величину дисперсии оценки, что и прямоугольное «окно» Даниэля — Пугачева [8]:

$$\Delta f_w = 1 \left| \int_{-\infty}^{\infty} W^2(f) df \right. \quad (13)$$

Подставляя $W(f)$ вида (6) в (13), имеем

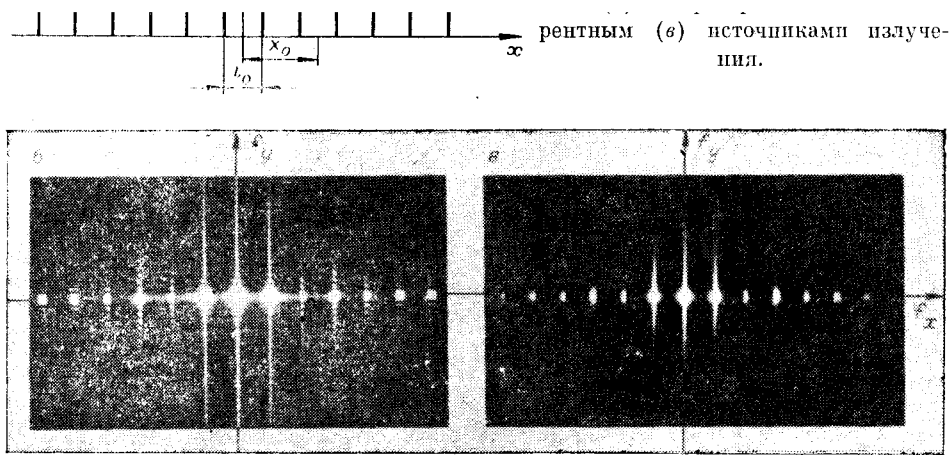
$$\Delta f_w \simeq a/(\lambda_0 R) = 2f_0'. \quad (14)$$

При когерентном источнике излучения, если $d \rightarrow 0$,

$$W(f) = b \operatorname{sinc}^2(bf). \quad (15)$$

Следовательно,

$$\Delta f_w = 1,5/b. \quad (16)$$



Надежность получаемых оценок спектра в когерентном спектроанализаторе можно улучшать в соответствии с (2), изменяя вид и параметры функции пропускания считывающей диафрагмы $\varphi(x')$. Однако при создании автоматизированных систем обработки, когда требуется оперативное варьирование параметров сглаживания, изменение $W(f)$ за счет $\varphi(\lambda_0 Rf)$, очевидно, менее предпочтительно, чем изменение $I(\lambda_0 Rf)$, так как последнее можно относительно просто осуществить, используя управляемые источники излучения.

Результаты обработки тестового сигнала в спектроанализаторе с пространственно-некогерентным источником излучения. Исследование влияния характеристик источника излучения на вычисляемые оценки спектров проводилось в оптической системе, упрощенная схема которой приведена на рис. 1. Источником излучения с распределением вида $I'(x, y) = I_0 \text{rect}(x/a') \text{rect}(y/c')$ служил лазер ЛГ-78, пространственная когерентность которого разрушалась с помощью вращающегося матового стекла. В процессе эксперимента проводилось вычисление спектра для тестового сигнала вида (рис. 3, а)

$$P_t(x, y) = \sum_{-N}^N \text{rect}\left(\frac{x - nX_0}{l_0}\right) e^{j\psi(x, y)}, \quad (17)$$

где X_0 — период повторения прямоугольных импульсов; l_0 — ширина импульса; $2N + 1$ — число импульсов; $\psi(x, y)$ — фазовая случайная помяха. При этом $M\{\psi(x, y)\} = 0$. Фурье-образ функции $P_t(x, y)$ без учета помех равен

$$F\{P_t(x, y)\} = l_0 \frac{\sin \pi l_0 f}{\pi l_0 f} \frac{\sin \pi (2N + 1) X_0 f}{\sin \pi X_0 f}. \quad (18)$$

Из (18) следует, что $F\{P_t(x, y)\}$ есть периодическая функция, принимающая максимумы при $f = k/X_0$, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, величина которых изменяется в соответствии с огибающей вида $(\sin \pi l_0 k/X_0)/(\pi l_0 k/X_0)$. При обработке использовалась решетка со следующими параметрами: $2N + 1 = 101$, $X_0 = 0,2$ мм, $l_0/X_0 = 0,45$. Решетка записывалась на фотопленку типа «Микрат-300». Оптический транспарант не помещался в иммерсию.

На рис. 3, б, в приведены качественные картины спектров, зарегистрированные в спектроанализаторе соответственно с когерентным и пространственно-некогерентным источниками излучения.

Вследствие неидеальности поверхности регистрирующей среды и фазовых искажений транспаранта на рис. 3, б отчетливо просматривается

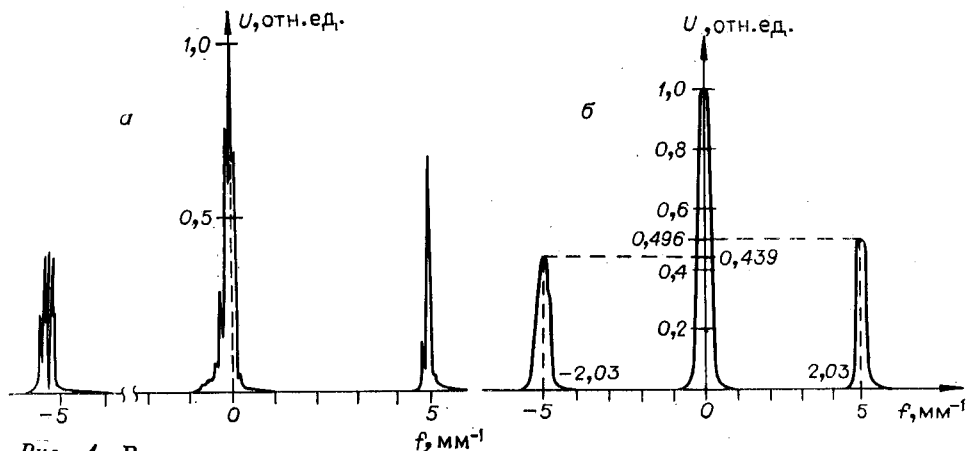


Рис. 4. Выходное напряжение фотопреобразователя с когерентным (а) и пространственно-некогерентным (б, в) источниками излучения:
 б — при $2f_0a=10$, $a=0,2$ мм; в — при $2f_0a=15$, $a=0,3$ мм.

«зернистость» изображения. Вид распределения при $k=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ отличается от функций отсчетов.

При пространственно-некогерентном источнике в качественной картине спектра отсутствуют шумы, обусловленные интерференцией излучения на случайных фазовых неоднородностях регистрирующей среды.

На рис. 4, а показано напряжение $U(\lambda_0 Rf)$ при когерентном источнике ($\lambda_0 = 6,3 \cdot 10^{-4}$ мм, $R = 644$ мм, $b = 25$ мм, $d \approx 3$ мкм). Из рисунка видно, что из-за фазовых искажений $\psi(x, y)$ произошла «перекачка» энергии в боковые лепестки функции отсчетов, что затрудняет количественную оценку распределения энергии сигнала по частотам.

На рис. 4, б приведено напряжение фотопреобразователя $U(\lambda_0 Rf)$ для $|f| \leq 7,5$ мм $^{-1}$ при $2f_0a = 10$ ($a = 200$ мкм). Видно, что вследствие фазовых помех амплитуда первых гармоник сигнала $P_i(x, y)$ имеет различные значения. По известному значению из графика на рис. 2 найдем n ($n = 22$). Для такого числа степеней свободы с вероятностью $P = 95\%$ отношение $\hat{G}(f)/\Gamma(f)$ теоретически находится в пределах $0,5 < \hat{G}(f)/\Gamma(f) < 1,67$. Измерения $U(\lambda_0 Rf)$, проведенные для $f = \pm 5$ мм $^{-1}$, показывают, что $\hat{G}(f)/\Gamma(f) = 1,01; 0,89$ соответственно, т. е. экспериментально найденное отношение $\hat{G}(f)/\Gamma(f)$ лежит в теоретических пределах.

На рис. 4, в представлен спектр сигнала $P_i(x, y)$, зарегистрированный при $2f_0a = 15$ ($a = 300$ мкм). Из рисунка видно, что значение энергии сигнала на частотах ± 5 мм $^{-1}$ приблизительно стало одинаковым, а по измеренным величинам напряжения фотопреобразователя при $f = \pm 5$ мм $^{-1}$ находим, что $(\Gamma(f) - \hat{G}(f))/\Gamma(f) \approx 0,008$. Из приведенных примеров следует, что изменение параметров сглаживающего спектрального «окна» в оптико-электронном спектроанализаторе с пространственно-некогерентным источником излучения увеличивает точность оценивания спектров (дисперсия оценки уменьшается). В то же время уменьшается разрешающая способность анализа по частоте. Так, для некоррелированных отсчетов при $2f_0a = 10$ $\Delta f_w = 0,49$ мм $^{-1}$, а при $2f_0a = 15$ $\Delta f_w = 0,74$ мм $^{-1}$. Очевидно, что в каждом конкретном случае между точностью оценки и разрешающей способностью следует искать разумный компромисс.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зверев В. А., Орлов Е. Ф. Оптические анализаторы.— М.: Сов. радио, 1971.
2. Престон К. Когерентные оптические вычислительные машины.— М.: Мир, 1974.
3. Chavel P., Lowenthal. A Method of Incoherent Optical-Image Processing Using Synthetic Holograms.— J. Opt. Soc. Am., 1976, vol. 66, p. 14—23.
4. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику.— М.: Наука, 1978, ч. II.
5. Потатуркин О. И., Хоцкин В. И. Голографический метод обработки изображений в пространственно-некогерентном монохроматическом свете.— В кн.: Оптическая обработка информации. Л.: ФТИ, 1979, с. 61—66.
6. Посконный Г. И., Иванченков В. П., Онюшев Н. Ф. Двумерная фильтрация сейсмических записей в оптико-электронной системе с некогерентным источником излучения.— В кн.: Тез. докл. VII Всесоюз. семинара по оптическим и электрооптическим методам и средствам передачи, преобразования, переработки и хранения информации. М.: Ин-т проблем управления, 1971, с. 59—60.
7. Посконный Г. И., Иванченков В. П. Исследование некоторых возможностей оптико-электронных вычислительных устройств с пространственно-некогерентными источниками излучения.— В кн.: Голография и оптическая обработка информации в геологии и геофизике. Л.: ФТИ, 1979, с. 38—49.
8. Дженкинс Дж., Ватс Д. Спектральный анализ и его приложения.— М.: Мпр, 1971, т. 1.

Поступила в редакцию 10 ноября 1982 г.

УДК 535.681.7 : 534.781

Г. К. ИВАНОВА

(Горький)

ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД УМНОЖЕНИЯ МАТРИЦ И ИЗОБРАЖЕНИЙ В НЕКОГЕРЕНТНОМ СВЕТЕ

Оптическим когерентным и некогерентным методам умножения матриц посвящен ряд работ [1—4]. Эти методы необходимы при решении большого класса задач (фильтрация изображений, многоканальная обработка информации, вычисление корреляционных функций двумерных изображений). Основная трудность применения оптического когерентного метода, описанного в [1, 2], заключается в изготовлении голографического фильтра. В работе [3] это устраняется путем использования цилиндрической оптики и клиновых растров. В [4] показана возможность оптического умножения матриц в некогерентном свете с помощью цилиндрической оптики.

В данном сообщении предлагается оптический метод умножения матриц, основанный на последовательном совмещении строк и столбцов перемножаемых матриц, записанных на транспаранты и освещаемых некогерентным светом. Рассмотрен пример вычисления корреляционных матриц спектров речевых сигналов.

Суть предлагаемого метода заключается в следующем. Для выполнения математической операции

$$\vec{c}_{ik} = \sum_{j=1}^N a_{ij} b_{jk} \quad (1)$$

изготавливаются транспаранты, пропускание которых по интенсивности светового потока пропорционально величине матричных элементов a_{ij} , b_{jk} , где b_{kj} — транспонированная матрица b_{jk} . Источник некогерентного света 1, показанный на рис. 1, с помощью коллиматора 2 освещает последовательно расположенные транспаранты 3, 4 с записями матриц a , b ; строки и столбцы записей совмещены. Щелевая диафрагма 5, ориентированная вдоль строки (ось x), имеет ширину, равную ширине строки записи матриц на транспаранты. Оба транспаранта перемещаются относительно друг друга в направлении оси y (перпендикулярно стро-