

Результаты эксперимента показывают, что при выбранных параметрах $f_{вс}$ и f_{ϕ} заметный вклад в погрешность измерения вносит фазовая характеристика контура, что подтверждается качественным совпадением хода экспериментальной и расчетной зависимостей. Рас-

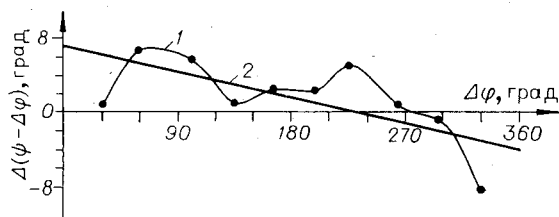


Рис. 6.

хождение результатов объясняется суммарным эффектом всех основных источников погрешностей измерения при экспериментальных исследованиях. Максимальная погрешность измерения $\Delta\phi = 7,2^\circ$, что позволяет измерять смещение интерферограммы с точностью 20 мкм. Для достижения более высокой точности необходимо точное согласование пространственной частоты с центральной частотой контура. Дальнейшее снижение погрешности измерения фазы можно обеспечить путем увеличения частоты тактового генератора.

Данная система может быть применена для экспресс-обработки оптических интерферограмм, например, для измерения смещения оптических спектров, профилей показателей преломления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боков Л. А., Краковский В. А., Пуговкин А. В. Измерение взаимной спектральной плотности мощности при помощи акустооптических процессоров.— Радиотехника и электроника, 1982, т. XXVII, № 6, с. 1197—1202.
2. Душин Л. А. и др. Двухградационная автоматическая обработка оптических интерферограмм плазмы на ЭВМ.— Автометрия, 1974, № 1, с. 50—53.
3. Душин Л. А. и др. Автоматическая система для первичной обработки оптических интерферограмм плазмы.— Автометрия, 1974, № 1, с. 89—91.
4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1970.
5. Полоник В. С. Телевизионные автоматические устройства.— М.: Связь, 1974.

Поступила в редакцию 12 января 1984 г.

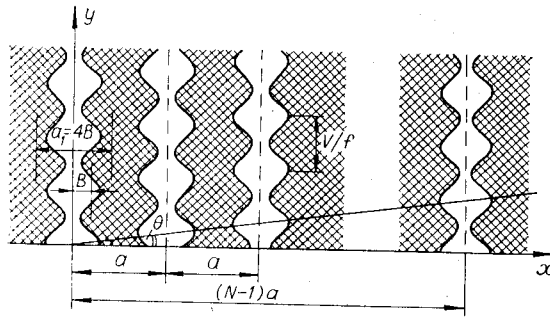
УДК 535.317.1

А. А. ЛАПИДЕС
(Москва)

КОГЕРЕНТНО-ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД АНАЛИЗА НАПРАВЛЕННОСТИ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЗАПИСИ СИГНАЛА В ФОРМЕ ТЕНЕВЫХ ГРАФИКОВ

В [1] предложен и исследован метод анализа направленности акустических полей. Метод основан на когерентно-оптическом анализе пространственного спектра плотностной записи сигналов антенны микрофонов. Основной недостаток плотностной записи состоит в том, что при химической обработке пленки должны соблюдаться жесткие условия, нарушение которых приводит к появлению нелинейных искажений [2].

По этой причине вместо плотностной записи в ряде применений используют запись сигнала в силуэтной форме (фонограммы [2], когерентный спектральный анализ сигналов [3—8], анализ широкополосных сигналов по методу свернутого спектра [9—11], синтез голограмм [12], синтез одномерных пространственных фильтров [13]). Запись сигналов в силуэтной форме может быть выполнена как на фотопленке [3—6, 8], так



Анализируемая запись гармонического сигнала звуковой частоты f , падающего на антенну N микрофонов.

и на реверсивном фазовом носителе [7, 8], применимом в реальном времени. За счет расширения площади, занимаемой на носителе силуэтной записью [9, 10], по сравнению с площадью, занимаемой плотностной записью,

удаётся резко снизить уровень нелинейных искажений [8] и требования к режиму проявления носителя.

Цель настоящей работы — разработка и исследование метода анализа направленности акустических полей с использованием записи сигналов в силуэтной форме.

Рассмотрим запись на пленку N дорожек (каждая шириной a_1) анализируемого сигнала, записанных в силуэтной форме и отстоящих друг от друга на расстояние a . Такая запись получается и анализируется в системе, аналогичной рассмотренной на рис. 1 в [1] и отличающейся от нее только тем, что в блоке 2 сигналы записываются в форме поперечной фонограммы (а не в форме фонограммы переменной плотности). При падении на антенну микрофонов плоской волны под углом α между сигналами соседних микрофонов возникает соответствующая временная задержка. Это приводит к тому, что координаты y на различных дорожках, соответствующие одинаковым значениям принимаемого сигнала, лежат на прямой, наклонной к оси x на угол Θ . Связь между α и Θ получена в [1]. На рисунке схематично представлена анализируемая запись на фотографическом носителе, перемещающемся со скоростью v , получаемая при приеме гармонического сигнала звуковой частоты f .

Амплитудное пропускание

$$t(x, y) = \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - na) * e(x, y - an \operatorname{tg} \Theta) \right] \operatorname{rect} \left[\frac{x - a(N-1)/2}{(N-1)a + a_1} \right], \quad (1)$$

где $e(x, y)$ — запись сигнала $f(t)$ в форме двусторонней поперечной фонограммы:

$$e(x, y) = \begin{cases} 1, & \text{если } |y| \leq B + Cf(y/v); \\ 0, & \text{если } |y| > B + Cf(y/v); \end{cases} \quad (2)$$

B — постоянное смещение, а остальные обозначения в (1) и (2) соответствуют обозначениям [1]. Масштабный коэффициент C и смещение B выбираются из условия $Cf(t) \leq B$ при любых t . Ширина дорожки a_1 оказывается равной $4B$.

Выполняя преобразование Фурье функции $t(x, y)$ и учитывая теоремы [14] о фурье-образе произведения функций, свертке функций и сдвиге и формулу для фурье-спектра функции $\operatorname{comb} x = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - n)$, получаем для пространственного спектра

$$T(f_x, f_y) = E(f_x, f_y) \operatorname{comb}(af_x + af_y \operatorname{tg} \Theta) * \left[\frac{\sin \pi f_x ((N-1)a + a_1)}{\pi f_x} \exp(-\pi i f_x a (N-1)) \right], \quad (3)$$

где $E(f_x, f_y)$ — фурье-спектр записи (2).

Формула (3) аналогична (4) из [1] с той разницей, что вместо пространственного спектра плотностной записи $CvF(vf_y)[\sin \pi f_x a_1 / \pi f_x]$ в (3) стоит спектр $E(f_x, f_y)$. Из (3) следует, что спектр $T(f_x, f_y)$ сосредоточен на прямых $a(f_x + f_y \operatorname{tg} \Theta) = n$. На этих прямых спектр $T(f_x, f_y)$ принимает

ет значения $E(f_x, f_y)$. В [3—8] показано, что при $f_x = 0$, т. е. на оси f_y , спектр $E(f_x, f_y)$ пропорционален спектру $F(vf_y)$ анализируемого сигнала $f(t)$, а при $f_x \neq 0$ (что имеет место в данном методе при $\Theta \neq 0$, т. е. при приеме акустических волн под углом $\alpha \neq 0$) спектр $E(f_x, f_y)$ связан с $F(vf_y)$ нелинейной зависимостью. Однако при достаточно малых f_x ошибка в определении $\mathcal{F}(vf_y)$ невелика [8]. Для нахождения максимальной ошибки интегрируем вначале по x :

$$E(f_x, f_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin [2\pi f_x (B + Cf(y/v))] }{\pi f_x} \exp(-2\pi i f_y y) dy. \quad (4)$$

Обозначив $B + Cf(y/v) = z(y)$, аналогично [8] разложим синус в ряд Тейлора в формуле (4), ограничившись двумя членами:

$$E(f_x, f_y) = 2\mathcal{F}(z(y)) - \frac{8(\pi f_x)^2}{3} \int_{-\infty}^{\infty} z^3(y) \exp(-2\pi i f_y y) dy, \quad (5)$$

где $\mathcal{F}(z(y))$ — преобразование Фурье функции $z(y)$. Второй член в (5) определяет абсолютную ошибку — разницу между измеряемой амплитудой поля и спектром анализируемого сигнала. Так как $z^3(y) \leq (2B)^2 z(y)$, абсолютная ошибка, понимаемая в интегральном смысле [8], не превосходит $8(2\pi f_x B)^2 \mathcal{F}(z(y))/3$, а относительная — $\sigma \leq 4(2\pi f_x B)^2/3$.

В [1] показано, что для однозначного определения направленности исследуемого поля в частотной плоскости должна быть установлена щелевая диафрагма шириной $1/a$. Поэтому максимальная относительная ошибка σ_{\max} получается при максимальном значении $f_x = 1/2a$:

$$\sigma_{\max} = 4\pi^2/3 (B/a)^2. \quad (6)$$

В случае когда дорожки записываются вплотную друг к другу, $a = 4B$ и $\sigma_{\max} = \pi^2/12$. В случае когда $a = 10a_1$, ошибка в 100 раз меньше: $\sigma_{\max} = \pi^2 10^{-2}/12$.

Эта оценка совпадает с результатами работ [9, 10], в которых показано, что уменьшение нелинейных искажений при использовании силуэтной записи вместо плотностной достигается за счет увеличения площади носителя. Физический смысл (6) состоит в том, что с ростом a уменьшается угол Θ , т. е. спектр, сосредоточенный на прямой $f_x + f_y \operatorname{tg} \Theta = 0$, располагается вблизи оси f_y . Поэтому относительная ошибка в определении спектра уменьшается: на оси f_y она равна нулю.

Отметим, что оценка (6) получена в предположении, что осуществляется прием сигнала частоты f_{\max} , приходящего на антенну под максимальным углом $\alpha = 90^\circ$. При приеме сигнала меньшей частоты $f = f_y v$, приходящего на антенну под меньшим углом α , величина относительной ошибки σ уменьшается, так как уменьшается соответствующее значение f_x . Учитывая, что спектр сосредоточен на прямой $f_x + f_y \operatorname{tg} \Theta = 0$ (см. (1) в [1]), имеем

$$\sigma \leq 4/3 (2\pi k B f \sin \alpha / v)^2. \quad (7)$$

При считывании спектра $T(f_x, f_y)$ ток фотоприемника пропорционален $|T(f_x, f_y)|^2$. Поэтому относительная ошибка κ в определении мощности спектра с учетом (5) и (7)

$$\kappa = 2\sigma + \sigma^2, \quad (8)$$

или при малых σ

$$\kappa = 2\sigma. \quad (9)$$

Подчеркнем, что (6) — (9) определяют ошибку в интегральном смысле. Аналогично [8] на определенной частоте f_y (в локальном смысле) формулы (6) — (9) не пригодны. Для нахождения локальной абсолютной ошибки необходимо иметь дополнительную априорную информацию о спектре сигнала $z(y)$. Из (5) получим

$$\sigma' = \frac{4}{3} (\pi f_x)^2 \frac{\mathcal{F}(z^3(y))}{\mathcal{F}(z(y))}, \quad (10)$$

где σ' — локальная ошибка в определении спектра сигнала.

Для нахождения локальной относительной ошибки κ в мощности спектра сигнала разложим синус в ряд Тейлора в выражении для $|T(f_x, f_y)|^2$, ограничившись первыми двумя членами:

$$|T(f_x, f_y)|^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} z(y') z(y'') \exp(-2\pi i f_y (y' - y'')) dy' dy'' - \\ - \frac{4}{3} (\pi f_x)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (z^2(y') + z^2(y'')) z(y') z(y'') \exp(-2\pi i f_y (y' - y'')) dy' dy'', \quad (11)$$

где y' , y'' — переменные интегрирования.

Первому интегралу в (11) соответствует неискаженная анализируемая мощность спектра $|\mathcal{F}(z)|^2$. Второй интеграл определяет ошибку

$$\kappa' = \frac{4}{3} (\pi f_x)^2 \frac{(\mathcal{F}(z^3) \mathcal{F}^*(z) + \mathcal{F}(z) \mathcal{F}^*(z^3))}{|\mathcal{F}(z)|^2}. \quad (12)$$

Формулы (10) и (12) показывают, что ошибки σ' и κ' пропорциональны f_x^2 . Так как спектр сосредоточен на прямой $f_x + \operatorname{tg} \Theta f_y = 0$, имеем

$$\sigma' = \frac{4}{3} (\pi f_y \operatorname{tg} \Theta)^2 \frac{\mathcal{F}(z^3(y))}{\mathcal{F}(z(y))}; \quad (13)$$

$$\kappa' = \frac{8}{3} (\pi f_y \operatorname{tg} \Theta)^2 \frac{\operatorname{Re} [\mathcal{F}(z^3) \mathcal{F}^*(z)]}{|\mathcal{F}(z)|^2}. \quad (14)$$

Так как $\operatorname{tg} \Theta = v \Delta \sin \alpha / ca$ ([1], формула (1)), из (13) и (14) аналогично (6) следует, что ошибки σ' и κ' резко уменьшаются с ростом a .

Отметим, что точность одномерного метода спектрального анализа сигналов в форме поперечной фонограммы, записанных вдоль оси y , определяется шириной s вдоль оси x , диафрагмы на входе фотоприемника [8]. В пределе при $s = 0$ ошибка исчезает, так как на оси y распределение поля пропорционально спектру сигнала. Напротив, в рассматриваемом методе ширина диафрагмы вообще не влияет на точность: анализируемый спектр сосредоточен на прямой $f_x + \operatorname{tg} \Theta f_y = 0$ и ошибка определяется углом Θ (расстоянием между дорожками). Поэтому даже при $s = 0$ ошибка отлична от нуля. При этом увеличение s не приводит к росту ошибки: световая энергия, попадающая на приемник, по-прежнему пропорциональна мощности пространственного спектра в соответствующей точке прямой $f_x + \operatorname{tg} \Theta f_y = 0$. Следовательно, в отличие от [8] в рассматриваемом методе невозможно оперативно влиять на локальную точность, применяя анализ спектра в две стадии.

Предлагаемый метод анализа и полученные соотношения могут быть легко расширены на случай, когда в качестве оперативных регистрирующих сред используются реверсивные фазовые носители (типа термопластика). Действительно, согласно [7], пространственный спектр $T(f_x, f_y)$, соответствующий таким носителям, отличается от (3) несущественным комплексным коэффициентом.

Угловое разрешение анализатора, работающего с силуэтной записью, вследствие уже отмеченной аналогии между формулами (3) и (4) из [1] совпадает с угловым разрешением анализатора, работающего с плотностной записью сигнала (при тех же остальных параметрах записи). Это объясняется тем, что в обоих случаях пространственный спектр сосредоточен на прямых $a(f_x + f_y \operatorname{tg} \Theta) = n$, а величина углового разрешения связана либо с углом раскрытия $\Delta \Theta$ диафрагмы в фурье-плоскости, либо с размытием спектра вдоль оси f_x на величину $1/b$ [1], где $b = (N - 1)a + a_1$ — полная ширина записи (это размытие задается величиной

$$[\sin \pi f_x ((N - 1)a + a_1)] / \pi f_x,$$

с которой осуществляется свертка в (3) и (4) из [1]).

Предложенный метод анализа направленности акустических полей, основанный на записи сигнала в силуэтной форме, позволяет резко сни-

зять требования к режиму проявления носителя. Определена ошибка, возникающая при анализе спектра по предлагаемому методу. Метод допускает использование реверсивного фазового носителя, работающего в реальном времени. Угловое разрешение, достигаемое данным методом, не отличается от разрешения по методу, использующему запись сигнала в плотностной форме.

ЛИТЕРАТУРА

1. Липидес А. А., Фурдуев А. В., Шпунтов А. И. Исследование когерентно-оптического метода анализа акустических полей.— Радиотехника, 1983, № 12, с. 77—80.
2. Бургов В. А. Основы записи и воспроизведения звука.— М.: Искусство, 1959.
3. Гибин П. С. и др. Анализ спектров одномерных сигналов оптическими методами.— Автометрия, 1971, № 1, с. 64—70.
4. Дяченко А. А. и др. Применение теневых графиков для спектрального анализа функции методами когерентной оптики.— Опт. и спектр., 1971, т. XXXI, вып. 3, с. 469—470.
5. Felstead E. B. Optical Fourier transformation of area — modulated spatial functions.— Appl. Opt., 1971, v. 10, N 11, p. 2468—2475.
6. Wood J. W., Fiddy M. A. Optical signal processing in one dimension.— Appl. Opt., 1981, v. 20, p. 3998—3999.
7. Zhabotinski M. E., Lapides A. A., Shpuntov A. I. Optical spectral analysis of signal recorded on a pure phase medium.— Opt. Lett., 1983, v. 8, N 1, p. 42—44.
8. Жаботинский М. Е., Липидес А. А. Исследование точности когерентно-оптического спектрального анализа сигналов методом теневых графиков.— Автометрия, 1984, № 3.
9. Тай А., Юу Ф. Широкополосный спектральный анализ сигналов с использованием силуэтной записи (модуляции).— Автометрия, 1981, № 1, с. 64—69.
10. Rhodes W. T. Wideband spectral analysis with area modulation (comment).— Appl. Opt., 1979, v. 18, N 15, p. 2540—2541.
11. Tai A., Yu F. T. S. Wideband spectral analysis with area modulation: authors reply to comment.— Appl. Opt., 1979, v. 18, N 15, p. 2541.
12. Белов Ю. И. и др. Об одном способе записи голограмм неоптических полей.— Изв. вузов. Радиофизика, 1978, XXI, № 2, с. 205—211.
13. Чугуй Ю. В. Оптическая обработка сигналов с помощью силуэтных фильтров.— Автометрия, 1972, № 5, с. 10—14.
14. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику.— М.: Мир, 1970.

Поступила в редакцию 16 марта 1984 г.

УДК 681.3.06 : 621.372.061

В. В. ЕФИМЕНКО, Ю. А. СТУКАЛИН
(Новосибирск)

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДВУХУРОВНЕВОГО НЬЮТОНОВСКОГО АЛГОРИТМА ПРИ МАШИННОМ АНАЛИЗЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СХЕМ

В современных комплексах программ схемотехнического анализа наиболее широко применяются модифицированный метод узловых потенциалов и табличный метод. В этом случае схема описывается системой нелинейных дифференциальных и алгебраических уравнений. Использование неявного метода интегрирования приводит ее к нелинейной алгебраической системе уравнений. Порядок системы при модифицированном узловом методе примерно равен числу узлов схемы, при табличном методе — существенно больше.

Рост степени интеграции в микроэлектронике вызывает значительное увеличение размеров анализируемых схем, а следовательно, увеличение размерности решаемых систем нелинейных алгебраических уравнений. Решение систем нелинейных алгебраических уравнений, как правило, выполняется методом Ньютона, при этом время, требуемое для получения решения, состоит из трех основных компонентов: времени вычисления вектора невязок, времени вычисления элементов матрицы