

ясняется неоднозначностью обращения в L_2 дискретизированного, согласно (13), преобразования Лапласа. При этом результат восстановления (кривая 2) также практически не меняется.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач.— М.: Наука, 1986.
2. Хелгасон С. Преобразование Радона.— М.: Мир, 1983.
3. Довнар Д. В., Предко К. Г. Использование ортогонализации изображений базисных функций для регуляризованного восстановления сигнала // Журн. вычисл. математики и мат. физики.— 1986.— 26, № 7.
4. Dovnar D. V., Predko K. G. The method for digital restoration of object distorted by linear system // Acta Polytech. Scand. Appl. Phys. Ser.— 1985.— 1, N 149.— P. 138.
5. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике.— М.: Наука, 1978.
6. Фриден Б. Улучшение и реставрация изображения // Обработка изображений и цифровая фильтрация.— М.: Мир, 1979.
7. Довнар Д. В., Предко К. Г. Метод устранения прямолинейного равномерного смаза изображения // Автометрия.— 1984.— № 6.

Поступила в редакцию 7 мая 1987 г.

УДК 535.36 : 771.537

О. В. ДУБОВИК, В. А. ЛОЙКО

(Минск)

ШУМОВЫЕ СВОЙСТВА СРЕДЫ ДЛЯ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ФЛУКТУАЦИЯМИ ЧИСЛА НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Большинство известных в настоящее время подходов к анализу шумовых свойств дисперсных сред, регистрирующих оптическое изображение, основывается на распределении Пуассона. Полученные в них результаты относятся к случаю разреженных систем, в которых расстояния между неоднородностями велики в сравнении с их размерами. Работ, посвященных плотноупакованным слоям, когда среднее расстояние между частицами близко к величине их среднего размера, сравнительно немного. Основная сложность анализа шумовых свойств таких систем связана с необходимостью знания статистики распределения числа частиц. Поскольку она неизвестна, то приходится искать косвенные пути, используя различные приближенные подходы [1—9]. В данной работе рассмотрена среднеквадратическая гранулярность дисперсного слоя на основе функции распределения числа частиц, полученной для модели абсолютно твердых сфер. Изложенные результаты могут использоваться для оптимизации шумовых характеристик фотослоев, телеэкранов, фототермопластиков и других систем воспроизведения оптического изображения.

Рассмотрим дисперсию коэффициента пропускания слоя, содержащего дискретные неоднородности:

$$\sigma_T^2 = \bar{T}^2 - \bar{T}^2. \quad (1)$$

Здесь

$$\bar{T} = \sum_{N=0}^{N_{\max}} P_N(S) T(N, S),$$

$T(N, S)$ — пропускание участка поверхности площади S , на котором на-

ходится N неоднородностей;

$$\bar{T}^2 = \sum_{N=0}^{N_{\max}} P_N(S) T^2(N, S),$$

$P_N(S)$ — функция распределения числа частиц.

Таким образом, для нахождения σ_T^2 согласно (1) нужно знать функции $P_N(S)$ и $T(N, S)$. Ограничимся рассмотрением монослоев из монодисперсных твердых сферических частиц. Используя результаты

где

$$\begin{aligned} \Lambda &= \eta(1 + \eta)^{1/2}(1 - \eta)^{-3/2}s^{-1}; \\ N_{\max} &= \left[S\eta \left(1 - \frac{(1 - \eta)^{3/2}}{(1 + \eta)^{1/2}} \right) s^{-1} \right]; \\ S^*(1) &= \left(1 - \frac{(1 - \eta)^{3/2}}{(1 + \eta)^{1/2}} \right) s\eta^{-1}. \end{aligned}$$

Здесь $s = \pi d^2/4$, d — диаметр частицы; η — коэффициент заполнения монослоя, равный отношению площади проекции всех частиц к площади, на которой они находятся; N_{\max} — максимальное число частиц на площади S .

Функция $T(N, S)$ задается различным образом. Для коэффициента когерентного (направленного) пропускания $T_K(N, S)$ в приближении однократного рассеяния имеем [13]

$$T_K(N, S) = 1 - \frac{QN_s}{S} + \frac{Q^2L}{2} \left(\frac{N_s}{S} \right)^2. \quad (3)$$

Здесь Q — фактор ослабления отдельной частицы; $L = 4\pi x(0)\Lambda'/Q\rho^2$, $x(0)$ — значение индикатрисы рассеяния отдельной частицы под углом $\gamma = 0^\circ$; $\rho = \pi d/\lambda$, λ — длина волны света; Λ' — вероятность выживания фотона, равная отношению факторов рассеяния к ослаблению частицы.

При выводе формулы (3) использовалось предположение о слабом отличии поля, действующего на частицу, от падающего. Такое допущение справедливо для сред с сильно вытянутой вперед индикатрисой рассеяния $x(\gamma)$, в частности, широких классов фото- и электрографических слоев, экранов ЭЛТ. Чем больше вытянутость $x(\gamma)$, тем шире область значений η , в которой применима формула (3). Результаты сопоставления измеренных и рассчитанных по (3) значений T_K приведены в [13—15]. Они показывают, что соотношение (3) хорошо описывает зависимость T_K от η , когда параметр ρ заметно больше единицы. Так, для частиц с показателем преломления $n \approx 1,2$ и $\rho \approx 24$ формула (3) оказывается справедливой до $\eta \approx 0,8$. Для мелких частиц с $\rho \approx 0,7$ область η сужается до значения 10^{-2} .

Подставляя (3) в (1), находим, что дисперсия коэффициента пропускания

$$\sigma_{T_K}^2 = \frac{Q^2s^3}{S^2} (\bar{N}^2 - \bar{N}^2) - 2\frac{Qs}{S} \frac{Q^2Ls^2}{S^2} (\bar{N}^3 - \bar{N}\bar{N}^2) + \frac{Q^4L^2s^4}{4S^4} (\bar{N}^4 - (\bar{N}^2)^2). \quad (4)$$

Здесь \bar{N} , \bar{N}^2 , \bar{N}^3 , \bar{N}^4 — моменты распределения $P_N(S)$. В общем случае при произвольном S точные значения этих моментов можно найти лишь численно. Однако если S не мало, то возможно получение аналитических выражений. Для этого перейдем от рассмотрения моментов к кумулянтам. Воспользовавшись подходом, развитым в [10], запишем зна-

Вальда [11].

Выразив \bar{N} , \bar{N}^2 , \bar{N}^3 , \bar{N}^4 через найденные значения кумулянтов, будем иметь

$$\bar{T} = 1 - Q\eta + \frac{L}{2} (Q\eta)^2 + \frac{s}{S} \eta (1 - \beta\eta)^2; \quad (5)$$

$$\sigma_{T_K}^2 = B_1 \frac{s}{S} + B_2 \left(\frac{s}{S}\right)^2 + B_3 \left(\frac{s}{S}\right)^3, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} B_1 &= Q^2 (1 - QL\eta)^2 k_2^2; \\ B_2 &= \frac{Q^4 L^2}{2} k_2^2 + Q^4 L^2 k_3 \eta - Q^3 L; \\ B_3 &= \frac{Q^4 L^2}{4} k_4. \end{aligned}$$

Отметим, что первый член суммы (6), вносящий основной вклад в значение $\sigma_{T_K}^2$, равен нулю, если величина $QL\eta = 1$.

Пусть частицы крупные ($\rho \gg 1$) и выполняются условия $Q = 2$, $L = 1/2$. Тогда

$$\sigma_{T_K}^2 = \frac{4k_2(1-k_1)^2}{S/s} + \frac{4k_3(k_1-1) + 2k_2^2}{(S/s)^2} + \frac{k_4}{(S/s)^3}. \quad (7)$$

В случае больших S/s выражение (7) имеет вид

$$\sigma_{T_K}^2 = \frac{s}{S} 4\eta \frac{(1-\eta)^5}{1+\eta}, \quad (8)$$

т. е. величина среднеквадратической (СК) гранулярности σ_{T_K} при всех η обратно пропорциональна $S^{1/2}$. Напомним, что для слабоконцентрированных слоев такая зависимость получена в [16]. В соответствии с (8) коэффициент гранулярности [16] для когерентного пропускания

$$G_{T_K} = 2\eta^{1/2} (1-\eta)^{5/2} (1+\eta)^{-1/2}. \quad (9)$$

При $\eta \rightarrow 0$ $G_{T_K} = 2\eta^{1/2}$.

Зависимость $\sigma_{T_K} \sqrt{S/s}$ от $\sqrt{S/s}$, рассчитанная по формуле (7), показана на рис. 1. Из приведенных данных следует, что, по крайней мере, при $S/s \geq 40$ для крупных частиц в расчетах σ_{T_K} можно использовать формулу (8). Характер трансформации величины $\sigma_{T_K} \bar{T}_K$, обратной отношению сигнал/шум (ОСШ), от η иллюстрирует рис. 2. С ростом коэффициента заполнения слоя функция σ_{T_K} / \bar{T}_K проходит через максимум, положение которого практически не зависит от S и соответствует экспериментальным результатам [4—6, 17]. На этом же рисунке показано изменение отношения σ_{T_K} / \bar{T}_K с ростом η , рассчитанное в предположении, что функция $P_N(S)$ описывается распределением Пуассона, т. е. частицы являются «точечными», а выражение для T_K — формулой (3). Можно видеть, что полученные таким образом выражения существенно отличаются от имеющих место в случае использования зависимости $P_N(S)$, учитывающей размер частиц. Из графиков видно, что значения σ_{T_K} / \bar{T}_K , рассчитанные на основе распределений (2) и пуассоновского, близки для случая $\eta \leq 0,05$.

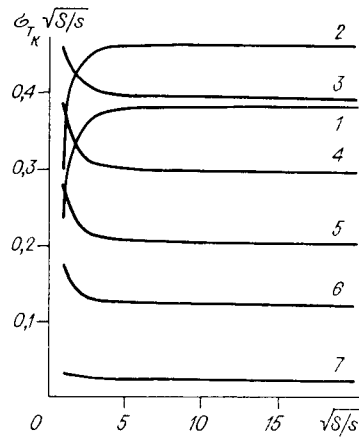


Рис. 1. Зависимость $\sigma_{T_K} \sqrt{S/s}$ от $\sqrt{S/s}$:
 1 — $\eta = 0,95$; 2 — 0,1; 3 — 0,3; 4 — 0,4; 5 —
 0,5; 6 — 0,6; 7 — 0,8

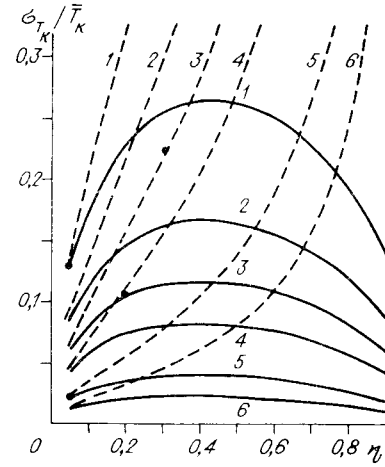


Рис. 2. Зависимость σ_{T_K}/\bar{T}_K от η :
 1 — $S/s = 10$; 2 — 25; 3 — 50; 4 — 100; 5 — 400;
 6 — 1200. Сплошные линии — расчет с использо-
 ванием распределения (2), штриховые — с
 использованием распределения Пуассона

Проанализируем СК-гранулярность оптической плотности $D_K = -\ln T_K$. В этом случае

$$\sigma_{D_K}^2 = (\overline{\ln T_1})^2 - (\overline{\ln T_K})^2. \quad (10)$$

Для крупных частиц ($Q = 2$, $L = 1/2$) из (3) следует $T_K = (1 - Ns/S)^2$. Представим $\ln T_K$ в виде ряда

$$\ln T_K = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{1}{j} \left(\frac{Ns}{S}\right)^j. \quad (11)$$

Подставим (11) в (10) и выразим моменты через кумулянты аналогично тому, как это было сделано при нахождении $\sigma_{T_K}^2$. Ограничимся случаем не очень малых площадок. Тогда в выражении для $\sigma_{D_K}^2$ достаточно оставить три ряда, члены которых пропорциональны S^{-1} и S^{-2} . Сворачивая их, получим

$$\sigma_{D_K}^2 = 4 \left[\frac{k_2 (1 - k_1)^{-2} s}{S} + \frac{k_3 (1 - k_1)^{-3} + \frac{5}{2} k_2^2 (1 - k_1)^{-4} s^2}{S^2} \right]. \quad (12)$$

При больших

$$\sigma_{D_K}^2 = 4\eta \frac{1 - \eta}{1 + \eta} \frac{s}{S}, \quad (13)$$

т. е., как и для коэффициента пропускания, величина СК-гранулярности оптической плотности обратно пропорциональна $\sqrt{S/s}$. При этом значение коэффициента гранулярности

$$G_{D_K} = 2 \left[\eta \frac{1 - \eta}{1 + \eta} \right]^{1/2}. \quad (14)$$

Обратим внимание, что из соотношений (5), (9), (14) при всех η величина

$$\sigma_{D_K} = \sigma_{T_K} \bar{T}_K^{-1}.$$

Такая связь дисперсий оптической плотности и пропускания хорошо известна для сред с редкой упаковкой (при пуассоновском распределении «точечных» частиц) в случае малых значений σ_D .

Выражения (12), (13) описывают изменения дисперсии оптической плотности монослоя. Рассмотрим стопу из l таких слоев, статистики рас-

пределения частиц в которых независимы. Тогда, в силу того что оптическая плотность $D_{kl} = \sum_i^l D_{ki}$ (D_{ki} — когерентная оптическая плотность i -го слоя), можно записать:

$$\sigma_{D_{kl}}^2 = \sum_1^l \sigma_{D_{ki}}^2, \quad (15)$$

где $\sigma_{D_{ki}}$ — СК-гранулярность i -го слоя.

Запишем формулу для когерентной составляющей излучения, отраженного монослоем частиц. Согласно [13] соотношение для коэффициента когерентного (зеркального) отражения R_k имеет вид

$$R_k = A\eta^2, \quad (16)$$

где $A = \Lambda Qx(\pi - 2\gamma)/\rho^2 \cos^2 \gamma$.

Из формул (2) и (16), проделав ряд преобразований, подобных вышеописанным, получим

$$\sigma_{R_k}^2 = A \left[4 \frac{k_2 k_1^2 s}{S} + \frac{(2k_2^2 + 4k_3 k_1) s^2}{S^2} + \frac{k_4 s^3}{S^3} \right]. \quad (17)$$

При больших S

$$\sigma_{R_k}^2 = 4A\eta^3 \frac{(1-\eta)^3 s}{1+\eta S}, \quad (18)$$

или

$$\sigma_{R_k} = G_{R_k} \sqrt{s/S}.$$

Здесь $G_{R_k} = 4A\eta^3(1-\eta)^3(1+\eta)^{-1}$ — коэффициент гранулярности для когерентной составляющей отраженного излучения.

В заключение отметим, что полученные формулы применимы к тонким слоям и слоям с сильным поглощением, когда мал вклад некогерентной (рассеянной) составляющей излучения. Используя приведенную в работе функцию распределения числа частиц и записав выражения для коэффициентов пропускания и отражения слоя с учетом некогерентной составляющей, можно получить более общие выражения для среднеквадратической гранулярности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stark H. Diffraction patterns of nonoverlapping circular graing // JOSA.— 1977.— 67, N 5.
2. Tanaka K., Uchida S. Extended random-dot model // JOSA.— 1983.— 73, N 10.
3. О'Нейл Э. Введение в статистическую оптику.— М.: Мир, 1966.
4. Вендровский К. В., Вейцман А. И. Фотографическая структурометрия.— М.: Искусство, 1982.
5. Фризер Х. Фотографическая регистрация информации.— М.: Мир, 1978.
6. Иванов А. П., Предко К. Г. Оптика люминесцентного экрана.— Минск: Наука и техника, 1984.
7. Trabka E. A. Crowded emulsions: Granularity theory for monolayers // JOSA.— 1971.— 61, N 6.
8. Engeldrum P. G., Riehl K. Granularity-density relationship for electrography incorporation paper and toner granularities // JOSA.— 1986.— 3, N 4.
9. Аникин В. И., Барладин А. В., Панасюк Л. М. Гранулярность фототермопластиков с лупочной деформацией // ЖНПФФК.— 1986.— 31, № 3.
10. Domb C. Statistics of correlated events // Phil. Mag. (7).— 1950.— 41, N 321.— P. 969.
11. Коке А., Смит В. Теория восстановления.— М.: Сов. радио, 1967.
12. Twersky V. Transparency of pair-correlated random distributions of small scatterers with applications to the cornea // JOSA.— 1975.— 65, N 5.— P. 524.
13. Дик В. П., Лойко В. А., Иванов А. П. Когерентная составляющая светового поля, рассеянного однородным слоем частиц // Докл. АН БССР.— 1984.— 28, № 10.
14. Дик В. П., Иванов А. П., Лойко В. А. О когерентном пропускании света дисперсными средами с плотной упаковкой частиц // Докл. АН БССР.— 1985.— 29, № 4.
15. Появнина А. П., Верещагин В. Г. Концентрационные эффекты при когерентном рассеянии плотноупакованной системой крупных частиц // Журн. прикл. спектроскопии.— 1984.— 40, № 2.

16. Selwyn W. H. Experiments on the nature of grains // *Photogr. J.*— 1939.— N 8.
 17. Иванов А. П., Лойко В. А. Оптика фотографического слоя.— Минск: Наука и техника, 1983.

Поступила в редакцию 28 апреля 1987 г.

УДК 621.344.3

Р. В. БОЙКО, В. А. КОМАРОВ, В. Г. КРАСИЛЕНКО

(Винница)

БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ МОМЕНТНЫХ ПРИЗНАКОВ ПРИ ОБРАБОТКЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Повышение быстродействия и эффективности при определении геометрических признаков изображений, особенно полутоновых, является актуальной задачей, поскольку цифровая обработка изображений с помощью универсальной ЭВМ требует больших временных затрат. Известен ряд операций вычисления геометрических моментных признаков, с помощью которых описывается любое изображение [1 — 4]. Попытки увеличить скорость определения моментных признаков путем замены операций умножения операциями сложения при использовании специальных алгоритмов эффективны лишь для частных случаев (случай определения «центра тяжести» изображения и др.) [2]. Они не пригодны для вычисления ряда моментных признаков за время телевизионного кадра. Метод определения «центра тяжести», описанный в [3], свободен от операции умножения, но за время одного кадра вычисляется лишь координата по одной оси.

В настоящей работе развивается подход к вычислению моментных признаков изображения, упрощающий процесс вычисления. Сущность данного подхода рассмотрим на примере определения моментных признаков первого порядка M_{10} и M_{01} для пространственно дискретизированных двухградационных изображений. Пусть входное изображение S описывается двумерной функцией

$$B(x, y) = \begin{cases} 1, & \text{если } B(x, y) \in S; \\ 0, & \text{если } B(x, y) \notin S, \end{cases}$$

или бинарной матрицей B_0 с элементами, принимающими два значения. Тогда моментные признаки M_{10} и M_{01} определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} M_{00} &= \|B_0(x, y)\|; \\ M_{01} &= \sum_{x,y=1}^{n,m} B_0(x, y) x = \|B_{\Phi}^{01}\|; \\ M_{10} &= \sum_{x,y=1}^{n,m} B_0(x, y) y = \|B_{\Phi}^{10}\|, \end{aligned}$$

где $\|A\|$ — евклидова норма матрицы A ; B_{Φ}^{01} ; B_{Φ}^{10} — матрицы, которые можно представить в виде произведения матриц

$$[B_{\Phi}^{10}] = [B_0] [\Phi]; \quad [B_{\Phi}^{01}] = [\Phi] [B_0],$$

здесь Φ — пространственная матрица преобразований, являющаяся диагональной матрицей, каждый элемент которой принимает значение, соответствующее номеру столбца

$$\Phi = \begin{bmatrix} 00 \dots 0 & & & \\ 01 \dots 0 & & & \\ 002 \dots 0 & & & \\ \dots & & & \\ 00 \dots n-1 & & & \end{bmatrix}.$$