

На рис. 5, 6 показан участок поверхности тройного соединения  $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$  после обработки в условиях атмосферы ( $t = 5$  с,  $s_0 = 5$  кВт/см<sup>2</sup>). Характерные искажения вызваны испарением и плавлением вещества вне области облучения, которые обусловлены теплопроводностью материала.

Обработка в откачиваемой камере приводит к существенному улучшению качества обработки полупроводника  $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$  (рис. 5, в, г, давление остаточного газа в камере  $4-10^{-2}$  мм рт. ст.,  $t = 1$  мин,  $s_0 = 5$  кВт/см<sup>2</sup>). В этом случае удаление вещества из зоны обработки происходит путем прямого испарения вещества за счет абляционных процессов.

Таким образом, описанная в настоящей работе установка может найти применение в различных областях обработки материалов лазерным излучением. Результаты, полученные в данной работе, позволяют правильно выбирать конструкцию установки и определять условия ее эксплуатации в зависимости от требований и характера решаемых задач.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петраш Г. Г. Усилители яркости для оптических приборов // Вестник АН СССР.— 1982.— № 2.
2. Земсков К. И., Казарян М. А., Петраш Г. Г. и др. Внутррезонаторная обработка объектов в активной оптической системе // Кр. сообщ. по физике ФИАН СССР.— 1988.— № 5.
3. Земсков К. И., Исаев А. А., Казарян М. А., Петраш Г. Г. Исследование основных характеристик лазерного проекционного микроскопа // Квантовая электрон.— 1976.— 3, № 1.
4. Джеррард А., Берч Дж. М. Введение в матричную оптику.— М.: Мир, 1978.

Поступило в редакцию 28 июля 1989 г.

УДК 535.3 : 681.3

А. Г. КОНОХОВ, Е. Н. ПАВЛОВ, В. Ф. ТЕРЗИ  
(Казань)

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ СЛУЧАЙНЫХ ИЗОТРОПНЫХ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫХ ЭКРАНОВ

Синтезированные амплитудно-фазовые случайные экраны играют важную роль во многих задачах оптической обработки изображений [1, 2], а также при имитации переноса изображений через турбулентную или рассеивающую атмосферу [3, 4]. Существующие алгоритмы моделирования таких случайных экранов [5] являются слишком медленными (требуют большого времени счета) и весьма трудоемки при контроле оптических характеристик синтезированных экранов (необходимо выполнить прямое и обратное преобразование Фурье).

Настоящая работа посвящена разработке и реализации эффективного алгоритма моделирования случайных однородных и изотропных полей, при помощи которых можно синтезировать случайные поглощающие и фазовые экраны более широкого класса, чем используемые диффузоры [6] или «шахматные» экраны [1, 4].

**Методика расчета.** По аналогии с одномерным процессом авторегрессии (АР) [7] введем двумерный процесс АР в виде

$$X(n, m) = \sum_{l=-M}^{-M} \sum_{k=-M}^{-M} F(l, k) X(n-l, m-k) + U_{\sigma}(n, m), \quad (1)$$

где  $(2M+1) \times (2M+1)$  — область определения элементов матрицы  $F(l, k)$ ;  $U_{\sigma}(n, m)$  — белый шум с дисперсией  $(\sigma_{\sigma})^2$ ;  $n, m$  — номера элементов матрицы дискретного случайного поля  $X(n, m)$ .

Наиболее простая модель двумерного процесса АР — представление случайного поля в виде одномерных процессов АР первого порядка [7] по строкам, столбцам и диагонали матрицы поля, т. е.

$$X(n, m) = AX(n, m-1) + BX(n-1, m) + CX(n-1, m-1) + U_{\sigma}(n, m). \quad (2)$$

Последовательность элементов матрицы (1) или (2) вдоль различных направлений соответствует одномерному процессу АР. Значения коэффициентов  $A, B, C$  должны удовлетворять условиям стационарности и обратимости процесса. Автокорреляционная функция  $\rho$ , дисперсия  $\sigma_x^2$  и спектр мощности  $S(\nu, \alpha)$  случайного поля (2) вдоль

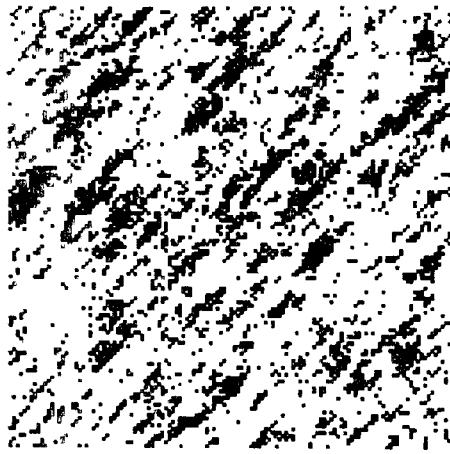


Рис. 1. Бинарное представление коррелированного случайного поля размером  $128 \times 128$  элементов (параметры  $A = B = C = 0,3$ , дисперсия  $\sigma_u^2 = 1,0$ ) с пороговым уровнем 1,0

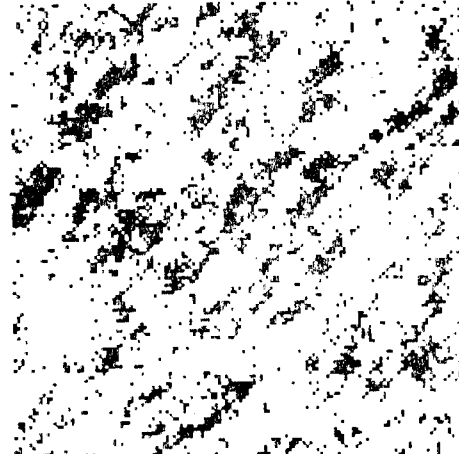


Рис. 2. Бинарное представление однократно сглаженного коррелированного случайного поля.

Параметры те же, что и для рис. 1

различных направлений описываются так же, как для одномерных процессов АР  $p$ -го порядка [7]:

$$\rho_k(s, \alpha) = f_1 \rho_{k-1} + f_2 \rho_{k-2} + \dots + f_p \rho_{k-p}; \quad (3)$$

$$\sigma_x^2 = \frac{\sigma_u^2}{[1 - f_1 \rho_1 - f_2 \rho_2 - \dots - f_p \rho_p]^2}; \quad (4)$$

$$S(v, \alpha) = \frac{2\sigma_u^2}{[1 - f_1 \exp(-j2\pi v) - \dots - f_p \exp(-j2\pi p v)]^2}, \quad (5)$$

где  $f_i$  — коэффициенты, определяемые через элементы матрицы  $F$  вдоль направления  $\alpha$  на расстоянии  $s$  от центра;  $v$  — пространственная частота вдоль направления  $\alpha$ . Из выражений (3)–(5) видно, что подбором коэффициентов  $f_i$  или элементов матрицы  $F$  (в частности,  $A, B, C$ ) можно моделировать различные случайные поля с заданными значениями  $\rho$ ,  $\sigma_x^2$  и  $S(v, \alpha)$ .

Результаты моделирования случайных полей по алгоритму (2) представлены на рис. 1–3. На рис. 1 приведено бинарное представление случайного  $X(n, m)$  поля размером  $128 \times 128$  элементов для  $A = B = C = 0,3$ ,  $\sigma_u^2 = 1$ . На рис. 2 и 3 даны бинарные представления случайного поля  $X(n, m)$  после однократного и четырехкратного сглаживания фильтром  $F(l, k)$  по алгоритму (1) с элементами  $F(l, k) = 1$  для  $M = 1$ . Как видно, из этих рисунков, диагональная анизотропия, наблюдаемая на рис. 1 и обусловленная несимметричным видом алгоритма (2), уменьшается на рис. 2 и почти исчезает на рис. 3. Количественно эти закономерности подтверждаются рис. 4–6. Автокорреляционная функция  $\rho_k$  случайных полей  $X(n, m)$ , бинарное представление которых приведено на рис. 1–3, вдоль различных направлений вычислялась из соотношений

$$\rho_k(1) = \frac{1}{N} \sum_{m=0}^N X(n, m-k) X(n, m); \quad (6)$$

$$\rho_k(2) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^N X(n-k, m) X(n, m); \quad (7)$$

$$\rho_k(3) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^N X(n-k, n-k) X(n, n). \quad (8)$$

Выражения (6)–(8) используются для вычисления автокорреляционных функций вдоль строки, столбца и диагонали матрицы  $X(n, m)$ . Величина  $N + k$  не должна превышать длину строки или столбца поля  $X(n, m)$ . На рис. 4–6 приведены усредненные значения  $\rho_k$  вдоль различных направлений. Из рис. 4 видно, что для двух диагональных направлений  $\rho_k$  сильно отличаются друг от друга, а также от  $\rho_k$  вдоль строки и столбца. После однократного сглаживания поля  $X(n, m)$  это отличие умень-

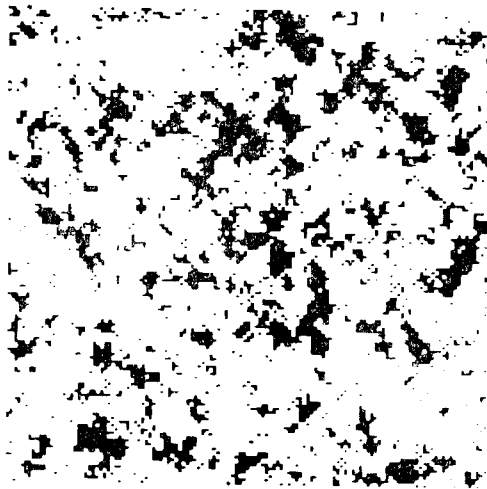


Рис. 3. Бинарное представление четырехкратного сглаженного коррелированного случайного поля

Параметры те же, что и для рис. 1

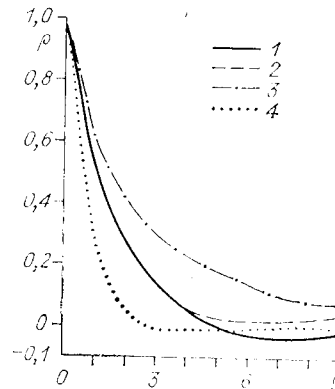


Рис. 4. Усредненные автокорреляционные функции случайного поля  $X(n, m)$ , сгенерированного по алгоритму (2), вдоль различных направлений:

1 — по строкам; 2 — по столбцам; 3 — по диагонали справа налево; 4 — по диагонали слева направо

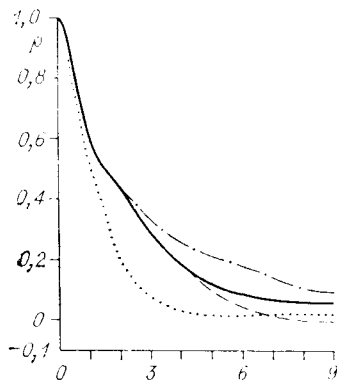


Рис. 5. Усредненные автокорреляционные функции однократно сглаженного случайного поля.

Обозначения те же, что и для рис. 4

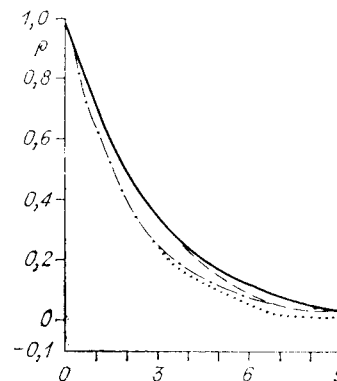


Рис. 6. Усредненные автокорреляционные функции четырехкратного сглаженного случайного поля.

Обозначения те же, что и для рис. 4

иается, а после четырехкратного сглаживания отличия становятся незначительными.

Моделирование случайных полей  $X(n, m)$  выполнялось на мини-ЭВМ СМ-4 в операционной системе ОС — РВ, программы написаны на языке Фортран. Время синтеза одного случайного поля  $128 \times 128$  элементов с 256 градациями яркости составляет 1,5 мин. Процесс однократного сглаживания при  $M = 1$  занимает 1,2 мин машинного времени. Достигнутое время счета на два порядка меньше, чем при моделировании гауссовых коррелированных полей с использованием преобразований Фурье, и в 30 раз меньше, чем при использовании параметрической модели [5].

**Случайные поглощающие экраны.** Если случайное поле  $X(n, m)$  ограничить областью определения  $[0, 1]$  и изготовить соответствующий транспарант, амплитудный (по интенсивности) коэффициент пропускания которого

$$\tau(x, y) = X(n, m), \quad (9)$$

то такой случайный экран может стать чисто поглощающим элементом. Введение его между излучением и приемником по схеме оптического процессора [2] можно рассматривать как случайную аподизацию и исследовать ее влияние на качество изображения [4].

**Случайный фазовый экран.** Амплитудный коэффициент пропускания такого экрана имеет вид [4]

$$\tau(x, y) = \exp\{j\varphi(x, y)\}, \quad (10)$$

где  $\varphi(x, y)$  — случайный фазовый сдвиг. Если ограничить область определения  $X(n, m)$  отрезком  $[0, 2\pi]$  и положить

$$\varphi(x, y) = X(n, m), \quad (11)$$

то случайная фаза  $\varphi(x, y)$  будет обладать всеми свойствами случайного поля  $X(n, m)$ .

Технология изготовления случайных поглощающих и фазовых экранов описана в [8]. Например, изменение фазы  $\varphi(x, y)$  может быть достигнуто либо изменением показателя преломления  $m_0$ , либо изменением толщины экрана  $h(x, y)$ , либо тем и другим вместе. В случае «тонкого» экрана фазовый сдвиг равен

$$\varphi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} [L(x, y) - L_0], \quad (12)$$

где  $L(x, y) = hm_0$  в точке  $(x, y)$ ;  $L_0$  — средняя оптическая длина пути;  $\lambda$  — длина волны излучения.

Бинарное представление случайных полей на рис. 1—3 получено путем пороговой бинаризации полутоновых случайных полей  $X(n, m)$ . Элементы поля с  $X(n, m) > 1$  показаны черным цветом, а элементы с  $X(n, m) \leq 1$  — белым.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Опτικο-электронные методы обработки изображений/Под ред. С. Б. Гуревича.— Л.: Наука, 1982.
2. Применение методов Фурье-оптики/Под ред. Г. Старка.— М.: Радио и связь, 1988.
3. Компьютеры в оптических исследованиях/Под ред. Б. Фридена.— М.: Мир, 1983.
4. Гудмен Дж. Статистическая оптика.— М.: Мир, 1988.
5. Шалыгин А. С., Палагин Ю. И. Прикладные методы статистического моделирования.— Л.: Машиностроение, 1986.
6. Обратные задачи в оптике/Под ред. Г. П. Болтса.— М.: Машиностроение, 1984.
7. Боке Дж., Дженкинс Г. Анализ временных рядов.— М.: Мир, 1974.— Вып. 1.
8. Лукашова С. Г., Красюк И. К., Пащинин П. П., Прохоров А. М. Аподизация световых пучков как метод повышения яркости лазерных установок на неодимовом стекле // Труды ИОФАН.— М.: Наука, 1987.— Т. 7.

*Поступило в редакцию 3 февраля 1989 г.*

УДК 621.391

А. Н. КУЧЕНЕВ, Е. А. САМСОНОВА, Ю. М. СМИРНОВ  
(Москва)

### СГЛАЖИВАНИЕ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО РЕЛЬЕФА В ПРОТЯЖЕННЫХ ПУЧКАХ ЭЛЕКТРОНОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ

Применение протяженных электронных и атомных пучков позволяет существенно повысить эффективность экспериментов, выполняемых с целью исследования электрон-атомных столкновений [1, 2]. Вместе с тем, как и при появлении любой новой методики исследования, здесь возникает ряд факторов, влияющих на точность и надежность получаемых результатов.

Один из важнейших среди этих факторов — отрицательный объемный заряд электронного пучка в пространстве столкновений. В идеальном случае пространство столкновений должно быть эквипотенциальным с тем, чтобы скорость электронов при их движении в этой области была неизменной, а траектории не искажались. В реальных пучках независимо от их протяженности это условие не выполняется, что приводит к веерообразному расхождению пучка и к отклику энергии электронов от значения, заданного на входе в пространство столкновений. Неодинаковость отклики в различных элементах объема пучка вызывает эффективное уширение распределения электронов по энергиям.

Угловая расходимость пучка может быть существенно уменьшена применением продольного магнитного поля, которое, однако, не всегда желательно и допустимо. Другая возможность, реально используемая во многих современных экспериментах, — компенсация отрицательного объемного заряда электронов положительным зарядом медленных (околотепловых) ионов, образующихся в пространстве столкновений в результате ионизирующих соударений электронов с атомами. При этом уменьшается влияние заряда пучка как на траектории, так и на энергии электронов, поскольку пространство столкновений в целом приближается к эквипотенциальному. Однако такая компенсация эффективна лишь при сравнительно высокой концентрации ато-