

Г. А. Ленкова  
(Новосибирск)

### ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ В ДИФРАКЦИОННОМ СПЕКТРЕ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫХ РЕШЕТОК

**Введение.** В настоящее время широкое применение находят устройства, в основе которых лежит дифракционная решетка. Это плоская оптика, которая характеризуется малыми затратами материалов и особыми функциональными возможностями; оптические и магнитооптические диски для постоянной и реверсивной записи информации; отсчетные и светоделительные элементы для измерительных и позиционных интерференционных устройств и т. д.

Технология производства дифракционных структур состоит обычно из нескольких этапов, на которых получают амплитудные, фазовые или амплитудно-фазовые шаблоны, маски, штампы и готовые изделия [1]. При этом возникают проблемы контроля структуры на каждом этапе изготовления. Практика показывает, что проверка качества решеток на микроскопе не всегда производительна и достоверна, особенно если структура мелкая и сравнима с длиной световой волны. С другой стороны, такая структура позволяет для ее контроля использовать дифракционные явления. Сканируя штрихи решетки лазерным пучком и измеряя интенсивность света в дифракционном спектре в проходящем или отраженном свете, можно по распределению интенсивности в порядках установить наличие ошибок изготовления и идентифицировать их, если известна аналитическая зависимость интенсивности от разного рода ошибок.

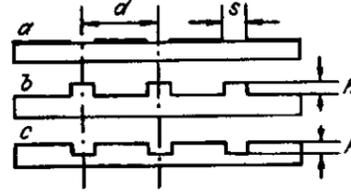
Известно применение дифракционных методов для контроля элементов топологии интегральных микросхем [2, 3], геометрии микропрофиля оптических дисков [4] и т. д. В этих работах решаются специфические проблемы и не рассматривается общая задача распределения интенсивности в дифракционном спектре, на основании которой можно было бы получить полную информацию о параметрах контролируемой дифракционной решетки.

Цель статьи — анализ особенностей влияния амплитудных и фазовых компонент, а также скважности, т. е. соотношения между размером дифрагирующего элемента и периодом решетки, на распределение интенсивности в дифракционном спектре; получение аналитических зависимостей, удобных для практического применения. Анализ проводится на основе линейных решеток, но это не нарушает общности задачи. Структура дифракционных элементов может образовываться прямолинейными, круговыми полосами или полосами с переменной кривизной, но тем не менее в любом случае на малом участке можно считать, что структура линейная, и, следовательно, выводы относительно распределения интенсивности в спектре линейных решеток применимы к контролю большинства дифракционных элементов.

**Распределение интенсивности в дифракционном спектре.** Дифракционная решетка может вносить в падающую плоскую волну модуляцию по амплитуде и фазе. На рис. 1,  $a$  — с показаны отдельно амплитудная и фазовая структуры, где объектами дифракции являются соответственно отверстие в непрозрачном экране шириной  $s$  или фазовая ступенька высотой или глубиной  $h$  при такой же ширине  $s$ .

Рассмотрим общий случай. Пусть решетка представляет набор равноотстоящих элементов, которые влияют на фазу и амплитуду падающей волны.

Рис. 1. Амплитудная (а) и фазовые (b, c) структуры решетки



Тогда после прохождения или отражения плоского волнового фронта единичной амплитуды комплексная амплитуда в дальней зоне в  $n$ -м порядке дифракции может быть выражена преобразованием Фурье [5] модулированного решеткой волнового фронта  $G(x)$ :

$$A = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \int_{k-1}^k G(x) e^{-i\omega x} dx, \quad (1)$$

где  $K$  — общее число штрихов,  $k$  — порядковый номер штриха,  $\omega = 2\pi n$ ,  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  — номер порядка дифракции,  $d$  — период решетки,  $x$  — координата в значениях  $d$  в направлении, перпендикулярном к штрихам,  $G(x)$  имеет следующий вид:

$$G(x) = \begin{cases} A_1 e^{i\varphi} & \text{при } \left[ (k-1) - \frac{s}{2d} \right] \leq x \leq \left[ (k-1) + \frac{s}{2d} \right], \\ A_2 & \text{при } \left[ (k-1) + \frac{s}{2d} \right] \leq x \leq \left[ k - \frac{s}{2d} \right], \end{cases} \quad (2)$$

где  $A_1, A_2$  — амплитуды проходящей/отраженной волны в области участков шириной  $s$  и  $(d-s)$  соответственно,  $\varphi$  — фазовая задержка для участков  $s$ , равная  $\varphi = 2\pi h(n-1)/\lambda$  в проходящем и  $\varphi = 4\pi h/\lambda$  в отраженном свете со стороны воздуха и  $\varphi = 4\pi n h/\lambda$  со стороны подложки ( $n$  — показатель преломления подложки,  $h$  — высота фазовой ступеньки или глубина канавки,  $\lambda$  — длина световой волны).

Интегрируя (1), получаем после некоторых преобразований выражение комплексной амплитуды  $A$  в виде

$$A = \frac{\sin(\omega K/2)}{K \sin(\omega/2)} \frac{\sin(\omega s/2d)}{(\omega s/2d)} \frac{s}{d} \left[ A_1 e^{i\varphi} + A_2 \frac{\sin[\omega(d-s)/2d]}{\sin(\omega s/2d)} e^{i\omega/2} \right]. \quad (3)$$

В (3) первый член характеризует результат интерференции световых пучков от  $K$  штрихов решетки, второй — результат дифракции на минимальном элементе решетки, третий — скважность решетки  $s/d$ , четвертый — результат сложения колебаний в пределах одного периода, который сводится к интерференции двух пучков с интенсивностями  $A_1$  и  $A_2 \sin[\omega(d-s)/2d]/\sin(\omega s/2d)$  и фазами  $\varphi$  и  $\omega/2$ . Если первые три составляющие одинаковы для любых решеток с равным отношением  $s/d$ , то четвертая в каждом отдельном случае зависит от значений амплитуд и фазовой задержки.

Умножая (3) на сопряженное выражение и полагая  $\omega = 2\pi n$ , получаем распределение интенсивности  $I$  в дальней зоне (или в дифракционном спектре) подобно [6] как произведение трех функций:

$$I(\omega) = AA^* = F(\omega)W(\omega)P(\omega), \quad I(n) = F(n)W(n)P(n), \quad (4)$$

где

$$F(\omega) = \frac{\sin^2(\omega K/2)}{K^2 \sin^2(\omega/2)}, \quad F(n) = \frac{\sin^2 \pi n K}{K^2 \sin^2 \pi n}; \quad (4a)$$

$$W(\omega) = \frac{\sin^2(\omega s/2d)}{(\omega s/2d)^2}, \quad W(n) = \frac{\sin^2(\pi n s/d)}{(\pi n s/d)^2}; \quad (4б)$$

$$P(\omega) = \left(\frac{s}{d}\right)^2 \left\{ A_1^2 + A_2^2 \frac{\sin^2[\omega(d-s)/2d]}{\sin^2(\omega s/2d)} + 2A_1 A_2 \frac{\sin[\omega(d-s)/2d]}{\sin(\omega s/2d)} \cos\left(\varphi - \frac{\omega}{2}\right) \right\}; \quad (4в)$$

$$P(n) = \left(\frac{s}{d}\right)^2 \left\{ A_1^2 + A_2^2 \frac{\sin^2[\pi n(d-s)/d]}{\sin^2(\pi n s/d)} + 2A_1 A_2 \frac{\sin[\pi n(d-s)/d]}{\sin(\pi n s/d)} \cos(\varphi - \pi n) \right\}; \quad (4с)$$

$F(\omega)$  — гребенчатая функция [5], имеющая значения, равные единице, при  $\omega$ , кратных  $2\pi$ , т. е. при целых значениях  $n$ ;  $W(\omega)$  — нормированная огибающая функция типа  $(\sin x/x)^2$ , которая имеет главный максимум, равный 1, при  $\omega = 0$  ( $n = 0$ ) и нулевые значения при  $\omega = 2\pi m d/s$  или  $n = m d/s$  ( $m$  — целое

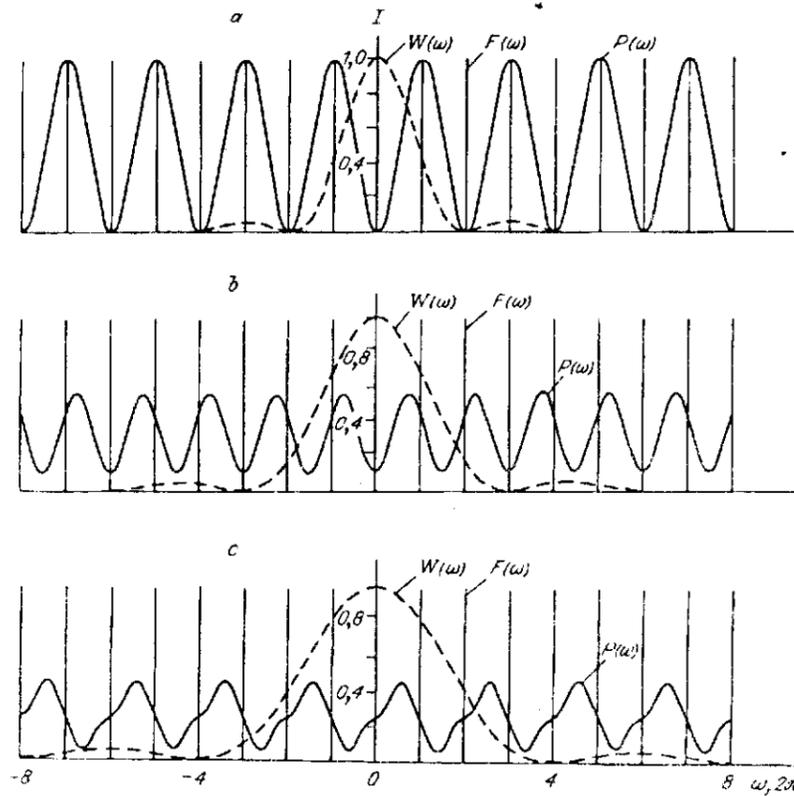
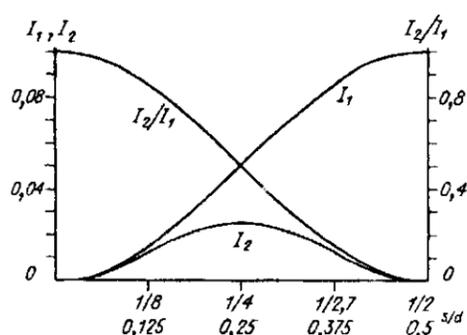


Рис. 2. Графики функций  $F(\omega)$ ,  $W(\omega)$  и  $P(\omega)$  для фазовых решеток с параметрами  $A_1 = A_2 = 1$ ,  $\varphi = \pi$  и  $s/d = 1/2$  (а),  $1/3$  (б),  $1/4$  (в).

Рис. 3. Графики функций  $I_1$ ,  $I_2$  и  $I_2/I_1$  в зависимости от скважности  $s/d$



число). Функция  $F(\omega)$  определяет положения порядков в спектре, по которым распределяется энергия излучения, а  $W(\omega)$  — значения интенсивности в этих положениях.  $P(\omega)$  — интерференционная функция, модулирующая распределение интенсивности по порядкам, формируемое произведением первых двух классических функций  $F(\omega)$  и  $W(\omega)$ .  $P(\omega)$  содержит также амплитудный коэффициент  $(s/d)^2$ . На рис. 2, а — с в качестве примера приводятся графики, иллюстрирующие взаимное поло-

Т а б л и ц а 1

Условие	Формулы для $P_0$ и $P_n$	Номер формулы
$A_1, A_2$ $\varphi = 0$	$P_0 = c^2 \left[ A_1 + \frac{1-c}{c} A_2 \right]^2$ $P_n = c^2 (A_1 - A_2)^2$	(7а) (7б)
$A_1 = 1, A_2$ $\varphi = 0$	$P_0 = c^2 \left[ 1 + \frac{1-c}{c} A_2 \right]^2$ $P_n = c^2 (1 - A_2)^2$	(8а) (8б)
$A_1 = 1, A_2 = 0$ $\varphi = 0$	$P_0 = P_n = c^2$	(9)
$A_1 = A_2 = 1$ $\varphi$	$P_0 = c^2 \left[ 1 + \left( \frac{1-c}{c} \right)^2 + 2 \frac{1-c}{c} \cos \varphi \right]$ $P_n = 4c^2 \sin^2(\varphi/2)$	(10а) (10б)
$A_1 = A_2 = 1$ $\varphi = \pi \pm \Delta\varphi$	$P_0 = c^2 \left[ 1 + \left( \frac{1-c}{c} \right)^2 - 2 \frac{1-c}{c} \cos \Delta\varphi \right]$ $P_n = 4c^2 \cos^2(\Delta\varphi/2)$	(11а) (11б)
$A_1 = A_2 = 1$ $\varphi = \pi$	$P_0 = c^2 \left( 2 - \frac{1}{c} \right)^2$ $P_n = 4c^2$	(12а) (12б)
$A_1, A_2$ $\varphi = \pi$	$P_0 = c^2 \left( A_1 - \frac{1-c}{c} A_2 \right)^2$ $P_n = c^2 (A_1 + A_2)^2$	(13а) (13б)
$A_1 = 1, A_2$ $\varphi = \pi$	$P_0 = c^2 \left( 1 - \frac{1-c}{c} A_2 \right)^2$ $P_n = c^2 (1 + A_2)^2$	(14а) (14б)

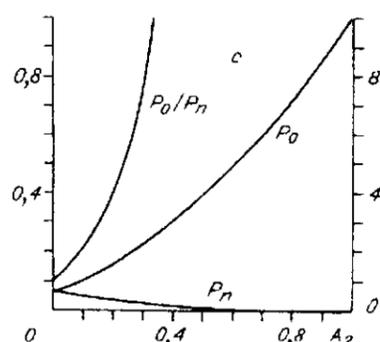
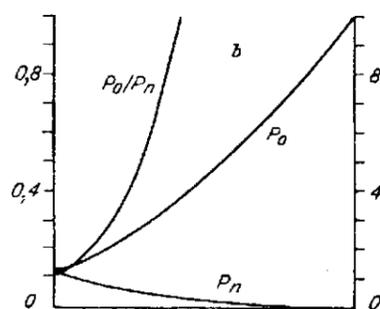
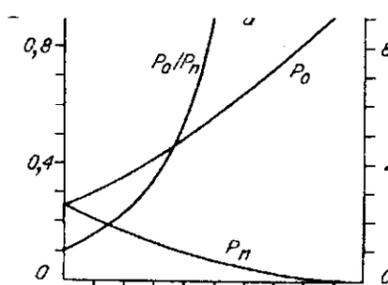
жение функций  $F(\omega)$ ,  $W(\omega)$  и  $P(\omega)$  для фазовых решеток с параметрами  $A_1 = A_2 = 1$ ,  $\varphi = \pi$  и  $s/d = 1/2, 1/3$  и  $1/4$ .

Функция  $P(\omega)$ , модулирующая распределение интенсивности. На основании формулы (4в) функция  $P(\omega)$  фактически имеет только два выражения. При  $\omega = 2\pi m = 0$  ( $n = 0$ ) и  $\omega = 2\pi md/s$  ( $n = md/s$ ) она принимает вид

$$P_0 = \left(\frac{s}{d}\right)^2 \left[ A_1^2 + \left(\frac{d-s}{s}\right)^2 A_2^2 + 2A_1 A_2 \frac{d-s}{s} \cos\varphi \right]. \quad (5)$$

Во всех остальных порядках  $P(\omega)$  равна

$$P_n = \left(\frac{s}{d}\right)^2 \left[ A_1^2 + A_2^2 - 2A_1 A_2 \cos\varphi \right]. \quad (6)$$



$W(\omega)$ . Это очень важное следствие, так как оно позволяет по отношению интенсивностей, например, в 1-м и 2-м порядках определять скважность решетки  $s/d$  независимо от других параметров. На рис. 3 показаны графики изменения интенсивностей 1-го и 2-го порядков  $I_1$  и  $I_2$  и их отношения  $I_2/I_1$  в зависимости от значения величины  $s/d$ . Дальше значения  $s/d = 1/2$  графики продолжают зеркально их первой половине и на рисунке не показаны.

Рассмотрим функцию  $P(\omega)$  применительно к конкретным условиям. Например, если решетка чисто амплитудная, т. е. представляет набор отверстий в непрозрачном экране ( $A_1 = 1, A_2 = 0, \varphi = 0$ ), то  $P(\omega) = P_0 = P_n = (s/d)^2$ . Таким образом, соотношение интенсивностей в спектре амплитудной решетки, включая 0-й порядок, определяется произведением  $F(\omega)W(\omega)$ , а  $P(\omega)$  является общим множителем и характеризует только амплитудное пропускание решетки. В табл. 1 приведены выражения  $P(\omega) = P_0$  и  $P(\omega) = P_n$  для нескольких часто встречающихся на практике случаев. Здесь коэффициент  $c = s/d$ .

Представляет интерес проследить динамику изменения  $P_0$  и  $P_n$ , а также отношения  $P_0/P_n$  в зависимости от прозрачности промежутков между щелями

Рис. 4. Графики функций  $P_0, P_n, P_0/P_n$  и  $\eta_1$  в зависимости от  $A_2$  для амплитудной решетки ( $A_1 = 1, \varphi = 0$ ) при  $s/d = 1/2$  (а),  $1/3$  (б),  $1/4$  (с).

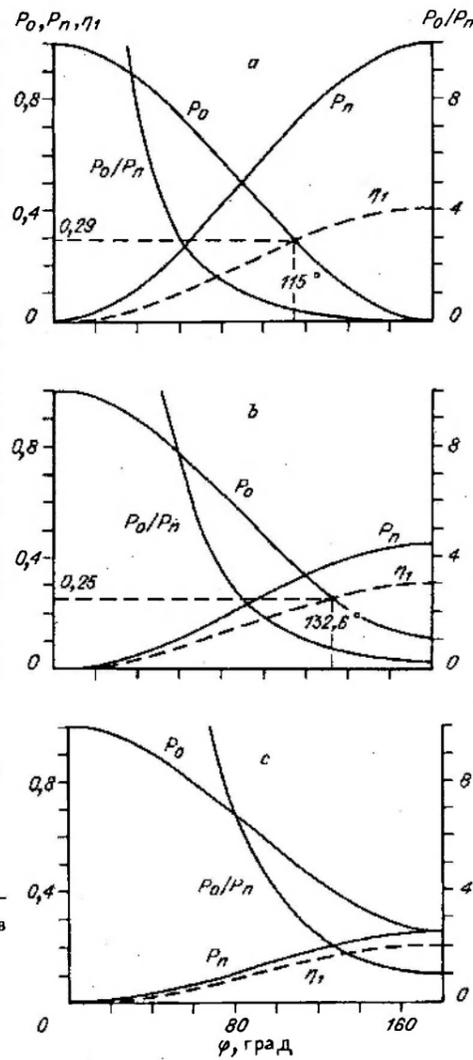
$A_2$ , т. е. на участках  $(d - s)$ , в амплитудных (рис. 4,  $a - c$ ) и от фазовой задержки  $\varphi$  на участках  $s$  в фазовых (рис. 5,  $a - c$ ) решетках. На рис. 4 и 5  $a - c$  соответствуют значениям скважности  $s/d = 1/2, 1/3$  и  $1/4$ ,  $\eta_1$  — дифракционная эффективность 1-го порядка, т. е. отношение интенсивности в этом порядке к интенсивности в падающем пучке. Как видно из рис. 4 и 5, в амплитудных решетках при возрастании пропускания  $A_2$  и в фазовых при отклонении  $\varphi$  от  $180^\circ$  наблюдается одинаковая закономерность:  $P_0$  и  $P_n$  изменяются в противоположных направлениях, причем  $P_0$  увеличивается, а  $P_n$  уменьшается. В результате отношение  $P_0/P_n$  резко возрастает и возникает существенное перераспределение интенсивности в порядках дифракции, степень которого особенно возрастает при уменьшении  $s/d$ . Например, при  $s/d = 1/4$  (см. рис. 4,  $c$ ) появление амплитудного пропускания  $A_2 = 0,1$  изменяет отношение  $P_0/P_n$  в 2,1 раза, хотя  $P_n$  уменьшается только в 1,2 раза.

В амплитудных решетках при  $A_2 = 0$ , что соответствует началу координат на графиках рис. 4 (см. также (9)),  $P_0 = P_n$  независимо от  $s/d$ , поэтому с учетом вышеуказанной закономерности во всем интервале изменения  $A_2$  значение  $P_0$  больше  $P_n$ . В фазовых решетках при  $\varphi = 180^\circ$  значения  $P_0$  и  $P_n$  не равны друг другу (см. рис. 5,  $a, b$ ; (12a), (12b)), за исключением случая, когда  $s/d = 1/4$  (см. рис. 5,  $c$ ; (12a), (12b)), причем  $P_n > P_0$ . Так как  $P_0$  и  $P_n$  изменяются в противоположных направлениях и  $P_0$  увеличивается при отклонении  $\varphi$  от  $180^\circ$ , то при некоторых  $\varphi$  значения функций  $P_0$  и  $P_n$  становятся равными. Величина  $\varphi$  для этого момента может быть определена, если приравнять выражения для  $P_n$  и  $P_0$  (см. (10a), (10b)).

Дифракционная эффективность. Качество дифракционных структур принято оценивать по дифракционной эффективности, т. е. по отношению интенсивности в  $n$ -м порядке к интенсивности падающего (с учетом потерь на отражение и поглощение) пучка  $\eta_n$  или по отношению к интенсивности нулевого пучка, проходящего без отклонения,  $\eta_n^*$ . Обозначив относительную интенсивность неотклоненного пучка (по отношению к падающему пучку)  $\eta_0$ , можно получить на основе формул (4) — (14) и приведенных выше определений выражения

$$\eta_0 = P_0, \quad (15)$$

Рис. 5. Графики функций  $P_0$ ,  $P_n$ ,  $P_0/P_n$  и  $\eta_1$  в зависимости от  $\varphi$  для фазовой решетки ( $A_1 = A_2 = 1$ ) при  $s/d = 1/2$  (a),  $1/3$  (b),  $1/4$  (c)



$$\eta_n = \frac{\sin^2(\pi ns/d)}{(\pi ns/d)^2} P_n, \quad (16)$$

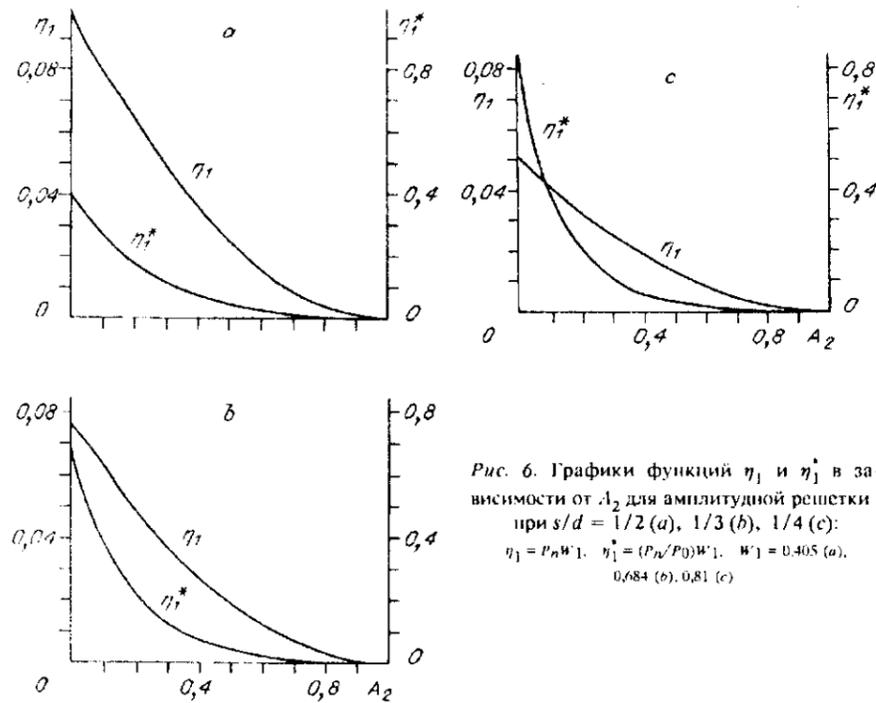
$$\eta_n^* = \eta_n / \eta_0 = \frac{\sin^2(\pi ns/d)}{(\pi ns/d)^2} (P_n / P_0). \quad (17)$$

Если интенсивность падающего света принять за единицу, то численно  $\eta_0 = I_0$  и  $\eta_n = I_n$  ( $I_0, I_n$  — интенсивности 0-го и  $n$ -го порядков).

На рис. 6, *a* — *c*; 7, *a*, *b* в качестве примера приводятся графики  $\eta_1$  и  $\eta_1^*$  для амплитудных и фазовых решеток в зависимости соответственно от значений  $A_2$  и  $\varphi$ . Из рисунков видно, что если  $\eta_1$  изменяется (уменьшается) плавно, то  $\eta_1^*$  — значительно резче, что объясняется наличием множителя  $P_n/P_0$ , в котором при уменьшении  $P_n$  одновременно увеличивается  $P_0$ .

Как следует из предыдущего раздела, в амплитудных решетках  $P_0 \geq P_n$ , поэтому относительная интенсивность в 0-м порядке всегда больше, чем в 1-м:  $\eta_0 > \eta_1$ . Это становится понятным, если сравнить (15) и (16). В фазовых решетках при  $s/d \neq 1/4$  значение  $P_0$  может быть меньше  $P_n$ . Следовательно, при некоторых значениях  $\varphi$  интенсивности в 1-м и 0-м порядках в этих решетках могут быть равными. На рис. 5, *a*, *b* это положение соответствует точке пересечения функций  $P_0 = \eta_0$  и  $\eta_1$ . Условия, при которых происходит выравнивание 1-го и 0-го порядков, можно определить из аналитического выражения равенства  $\eta_0 = \eta_1$ , которое составляется на основе формул (10а), (10б), (15), (16) и имеет следующий вид:

$$1 + \left(\frac{d-s}{s}\right)^2 + 2 \frac{d}{s} \cos \rho = 4 \sin^2(\varphi/2) \frac{\sin^2(\pi s/d)}{(\pi s/d)^2}. \quad (18)$$



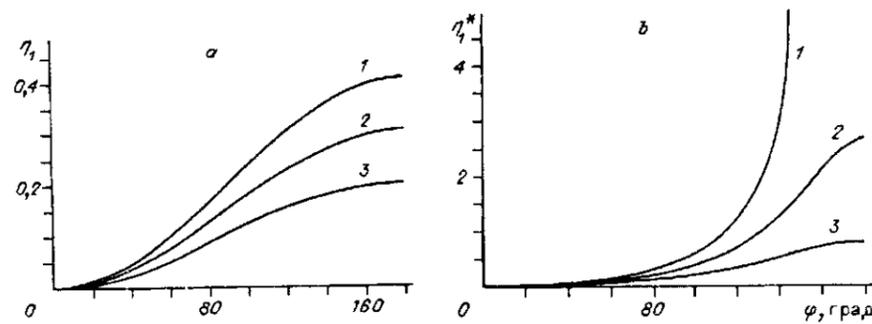


Рис. 7. Графики функций  $\eta_1$  (а) и  $\eta_1^*$  (б) в зависимости от  $\varphi$  для фазовой решетки при  $s/d = 1/2$  (1),  $1/3$  (2),  $1/4$  (3):

$$\eta_1 = P_n W_1, \quad \eta_1^* = (P_n / P_0) W_1, \quad W_1 = 0,405 \text{ (1)}, 0,684 \text{ (2)}, 0,81 \text{ (3)}$$

Преобразуя (18), получаем зависимость между  $\varphi$  и скважностью  $s/d$ :

$$\cos \varphi = \frac{(2/\pi^2) \sin^2(\pi s/d) - (s/d)^2 - [1 - (s/d)]^2}{2[(s/d) - (s/d)^2 + \sin^2(\pi s/d)/\pi^2]} \quad (19)$$

На рис. 8 приведен график  $\varphi = f(s/d)$ . Из (19) следует, что график имеет при  $s/d > 1/2$  зеркальное продолжение (на рис. 8 не изображено). Минимальное значение  $\varphi = 115^\circ$  наблюдается при  $s/d = 1/2$  (см. также рис. 5, а), а максимальное  $\varphi = 180^\circ$  — при  $s/d = 1/3,8$ . Если, например,  $d = 1,6$  мкм, то это соответствует  $s = 0,8$  и  $0,42$  мкм. Как видно из рис. 8, при значениях  $s/d$ , близких к  $1/2$ , зависимость  $\varphi$  от  $s/d$  мала. Если учесть, что график при  $s/d > 1/2$  продолжается зеркально, то ясно, что основным параметр, который влияет на равенство интенсивностей, это не  $s/d$ , а величина фазовой задержки  $\varphi$ . Например, при изменении  $s/d$  от  $1/2,46$  до  $1/1,68$  (что соответствует  $s = 0,65 \pm 0,95$  мкм при  $d = 1,6$  мкм) необходимая фазовая задержка лежит в пределах  $115$ — $120^\circ$ .

Оценим, как влияет точность выполнения фазовой задержки на равенство интенсивностей. Для этого вернемся к рис. 5, а, б. Из графиков рисунка можно определить, что изменение  $\delta\varphi = \pm 5^\circ$  относительно точки пересечения  $\eta_0 = P_0 = f_0(\varphi)$  и  $\eta_1 = f_1(\varphi)$  приводит к разбросу интенсивностей  $\delta\eta_0 = \delta P_0 = \pm 0,04$  (13,4 %);  $\pm 0,03$  (12 %) и  $\delta\eta_1 = \pm 0,02$  (6,9 %);  $\pm 0,01$  (4 %), где первые и вторые значения соответствуют  $s/d = 1/2$  и  $1/3$ . Приведенные допуски имеют значение для некоторых применений дифракционных решеток, например, в фотолитографии, в интерференционной измерительной технике и т. д., где встречается проблема получения трех пучков равной интенсивности.

При  $s/d = 1/4$  (см. рис. 5, с) выравнивание  $P_0$  и  $P_n$  в фазовых решетках наблюдается, когда  $\varphi \approx 180^\circ$ . Так как график  $\eta_1$  расположен ниже графика  $P_0 = \eta_0$  и не пересекается с  $P_0$ , то, следовательно, интенсивность 0-го порядка в этом случае всегда выше. Как следует из преды-

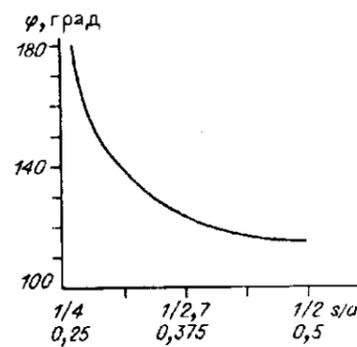
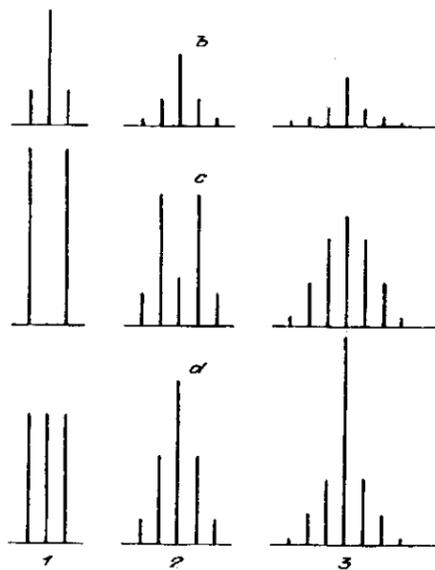


Рис. 8. График  $\varphi = f(s/d)$  для фазовой решетки ( $A_1 = A_2 = 1$ )



дущих рассмотрений, выравнивание интенсивностей при  $\varphi = 180^\circ$  имеет место, если  $s/d = 1/3,8$ . Поэтому, начиная с этого значения ( $s/d < 1/3,8$ ), интенсивность 0-го порядка будет при всех значениях  $\varphi$  выше, чем интенсивность 1-го порядка.

Особый случай представляется, когда  $\varphi = 180^\circ$  и  $s/d = 1/2$ . При этих условиях интенсивность в 0-м порядке  $P_0 = \eta_0$  падает до нуля (см. рис. 5, a).

Дифракционный спектр. В соответствии с формулой (4) наиболее интенсивные дифракционные порядки локализируются в пределах, ограниченных первым нулевым значением функции  $W(n)$ , при  $n \leq d/s$ . Очевидно, что практический смысл имеет только эта часть дифракционного спектра, в котором сосредоточено более 80 % энергии [5]. На основании формул (4) — (6) и вспомогательных выражений  $P_0$  и  $P_n$  (см. табл. 1) можно

вычислить величину интенсивности в любом порядке дифракции в амплитудных, фазовых и комбинированных решетках для произвольных значений  $s/d$ ,  $A_2$  и  $\varphi$ . На рис. 9, a — d наглядно показано, как изменяется дифракционный спектр для трех значений  $s/d = 1/2, 1/3$  и  $1/4$  в амплитудной решетке при  $A_2 = 0$  и при наличии амплитудного пропускания  $A_2 = 0,1$  между щелями (см. рис. 9, a, b) и в фазовой — при изменении фазовой задержки  $\varphi$  от  $180$  до  $115^\circ$  (см. рис. 9, c, d).

Распределение интенсивности в дифракционном спектре при  $A_2 = 0$  (см. рис. 9, a) есть фактически результат произведения гребенчатой функции  $F(\omega)$ , которая определяет расстояния между порядками в значениях  $\lambda/d$ , огибающей  $W(\omega)$  и масштабного коэффициента  $P(\omega) = P_0 = P_n = (s/d)^2$ . То же самое относится к фазовой решетке при  $\varphi = 180^\circ$  и  $s/d = 1/4$  (см. рис. 9, c), но здесь  $P(\omega) = P_0 = P_n = 4(s/d)^2$ . В табл. 2 приводятся значения  $W(n)$  ( $n = \omega/2\pi$ ) для решеток с такими параметрами. Все другие случаи на рис. 9, a — d иллюстрируют влияние  $P_0$  и  $P_n$  на перераспределение интенсивности в спектре.

Необходимо отметить еще одну особенность дифракционного спектра решеток, которая носит в оптике название принципа Бабинне [5]. В

Т а б л и ц а 2

$s/d$	Номер порядка, $n$							$P(\omega)$	
	0	1	2	3	4	5	6	$(s/d)^2$	$4(s/d)^2$
1/2	1	0,405	0	0,045	0	0,016	0	1/4	1
1/3	1	0,684	0,171	0	0,043	0,027	0	1/9	4/9
1/4	1	0,811	0,405	0,09	0	0,032	0,045	1/16	1/4

зависимости от условия  $s/d \leq 1/2$  или  $s/d \geq 1/2$  минимальным элементом решетки, определяющим пределы центрального максимума функции  $W(\omega)$ , будет являться  $s$  или  $(d - s)$ . При этом интенсивность в ненулевых порядках амплитудных и фазовых решеток фактически будет зависеть от  $s/d$  в первом или  $(d - s)/d$  во втором случае, т. е., например, рис. 3 будет иметь зеркальное соотношение при увеличении  $s/d$  после значения  $1/2$ . Действительно, начиная со значения  $1/2$ ,  $I_n$  будет изменяться так, как если бы  $s/d$  уменьшалось. Аналогично изменяется интенсивность 0-го порядка в фазовых решетках ( $A_1 = A_2 = 1$ ). Для подтверждения этого подставим в  $P_0$  (см. (10a)) приведенное выше выражение  $s/d$  через  $\Delta s$ :

$$I_0 = P_0 = 2\left\{ \left[ \frac{1}{4} + (\Delta s/d)^2 \right] + \left[ \frac{1}{4} - (\Delta s/d)^2 \right] \cos\varphi \right\}, \quad (21)$$

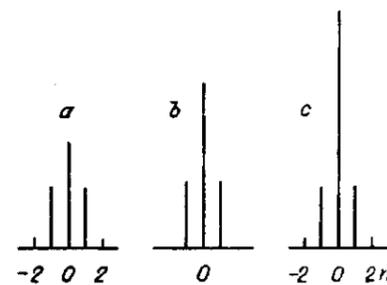
$\Delta s$  входит в  $P_0$  в квадратной степени, и, следовательно, знак не имеет значения для величины интенсивности. Дифференцируя (21), можно определить, что минимальное значение  $I_0$  наблюдается при  $\Delta s = 0$ , т. е.  $s/d = 1/2$ .

В амплитудных решетках ( $\varphi = 0$ ) интенсивность 0-го порядка  $I_0 = P_0$  прямо пропорциональна  $(s/d)^2$  (см. (5), (9)). Кроме того, при  $A_2 \neq 0$  (см. (8))  $s/d$  входит во второй множитель выражения для  $P_0$ . Таким образом, если щели решетки расширяются и становятся шире промежутков между ними, т. е.  $s/d > 1/2$ , то резко возрастает интенсивность нулевого пучка  $I_0$  и, естественно, падает эффективность вида  $\eta_n^*$ , в то время как  $I_n$ , а следовательно,  $\eta_n$  начинают соответствовать значениям  $(d - s)/d$ . При  $A_2 = 0$  и одном и том же  $I_n$  значение  $I_0$  в случае  $s/d > 1/2$  будет больше, чем  $I_0$  при  $s/d < 1/2$  в  $[(d - s)/s]^2$  раз, а эффективность  $\eta_n^*$  во столько же раз меньше. Например, при  $s/d = (1/2) \mp 0,1 = 1/2,5; 1/1,6$  интенсивности  $I_n$  равны друг другу, а  $I_0$  при втором значении  $s/d$  больше в 2,25 раза (рис. 10).

На рис. 11 представлены графики зависимостей  $I_0$  и  $I_1$  от  $s/d$ , которые иллюстрируют изменение интенсивностей на простейших видах фазовых и амплитудных решеток.

Основы методики определения параметров структуры дифракционных элементов. На основании проведенных аналитических рассмотрений взаимосвязи дифракционного спектра решетки с ее параметрами предлагается следующая методика контроля элементов. Дифракционный элемент освещается лазерным пучком. Параметры пучка и метод сканирования выбираются исходя из размеров элемента, особенностей топологии структуры и т. д. Последовательность операций в определении параметров решеток не зависит от конкретной схемы проверки качества элементов. Сначала измеряются угловые положения дифракционных порядков, затем интенсивности падающего, отраженного или проходящего без отклонения ( $n = 0$ ) и дифрагированных пучков с порядками  $0 < n < d/s$ . На основании угловых измерений определяют период решетки  $d$ , на основании измеренных значений относительных интенсивностей (по отношению к падающему пучку) и формул, следующих из приведенных выше общих выражений, рассчитывают  $s/d$ ,  $A_2$ ,  $\varphi$ .

Рис. 10. Дифракционный спектр амплитудной решетки ( $A_1 = A_2 = 1$ ,  $\varphi = 0$ ) при  $s/d = [(1/2) - 0,1]$  (a),  $(1/2)$  (b),  $[(1/2) + 0,1]$  (c)



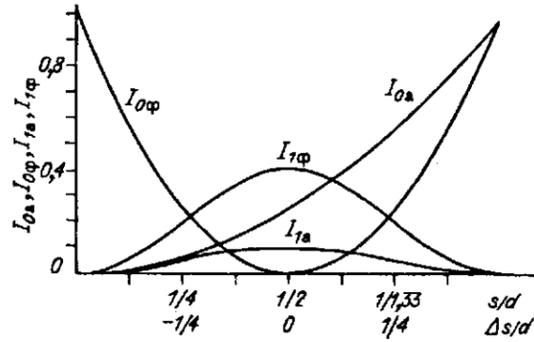


Рис. 11. Графики функций  $I_0$  и  $I_1$  в зависимости от  $s/d$  для амплитудной ( $A_1 = 1, A_2 = 0$ ) и от  $\Delta s/d$  для фазовой ( $A_1 = A_2 = 1, \varphi = 180^\circ$ ) решеток.  
Вторые индексы в  $I_0$  и  $I_1$  соответствуют виду решетки: а — амплитудная, ф — фазовая

**Период решетки.** Как было показано (см. (4)), функция  $F(\omega)$  имеет максимальные значения, равные 1 при  $\omega = 2\pi n$ . В других обозначениях это значит, что  $F(\omega) = 1$  в направлениях дифракции  $\alpha_n$ , определяемых соотношением

$$p = \sin \alpha_n = (n\lambda/d) + \sin \alpha, \quad (22)$$

где  $\alpha$  — угол падения пучка на решетку. Пространственная частота  $\omega$  связана с  $p$  следующей зависимостью:

$$\omega = 2\pi p d / \lambda. \quad (23)$$

Если измерить углы отклонения порядков дифракции  $\alpha_n$  относительно падающего пучка, то можно вычислить период решетки  $d$  в соответствии с (22). Наличие разброса в  $\alpha_n$  будет свидетельствовать о неравномерности периода.

**Скважность  $s/d$ .** Выше было показано, что соотношение интенсивностей в порядках, за исключением 0-го ( $n = 0$ ), определяется произведением  $F(\omega)W(\omega)$  и зависит только от  $s/d$ . Таким образом, измеряя, например, интенсивности во 2-м и 1-м порядках  $I_2, I_1$  и вычисляя их отношение  $I_2/I_1$ , можно определить  $s/d$  из простой зависимости, которая получена из формулы (4):

$$I_2/I_1 = \cos^2(\pi s/d). \quad (24)$$

Аналогичный метод применяется, например, в [2] для контроля элементов интегральных микросхем.

Скважность в амплитудной решетке ( $A_1 = 1, A_2 = 0, \varphi = 0$ ) можно определить также по измерению относительной интенсивности в 0-м порядке  $\eta_0$ , которая, как следует из (9) и (15), связана с  $s/d$  соотношением

$$\eta_0 = (s/d)^2. \quad (24a)$$

Причем расчет  $s$  на основании (24a) в отличие от (24) дает действительное значение  $s$ , так как  $\eta_0$  прямо пропорционально  $(s/d)^2$ , а  $I_2/I_1$  изменяется зеркально относительно  $s/d = 1/2$  (см. рис. 3 и 11).

**Амплитудное пропускание  $A_2$ .** Если известно, что в структуре решетки отсутствует или пренебрежимо мала фазовая компонента, то наличие пропускания  $A_2$  на участках  $(d - s)$ , т. е. вне отверстия  $s$ , можно рассчитать на основе измерений относительных интенсивностей в 0-м ( $n = 0$ ) или в любом порядке ( $n \neq 0$ ) при известной скважности  $s/d$  по формулам, следующим из (4), (8a) и (8б):

$$\eta_0 = P_0 = \{(s/d) + [1 - (s/d)A_2]^2\}, \quad (25)$$

$$A_2 = [\sqrt{\eta_0} - (s/d)] / [1 - (s/d)],$$

$$\eta_n = (1/\pi^2 n^2) \sin^2(\pi ns/d) [1 - A_2]^2, \quad (26)$$

$$A_2 = 1 - \pi n \sqrt{\eta_n} / \sin(\pi ns/d).$$

*Фазовая задержка.* Если известно, что амплитудная компонента в структуре решетки отсутствует, то по результатам измерения дифракционной эффективности  $\eta_n$ , зная предварительно измеренное значение скважности  $s/d$ , можно определить фазовую задержку  $\varphi$  по формуле, которая следует из (10б) и (16):

$$\eta_n = (4/\pi^2 n^2) \sin^2(\pi ns/d) \sin^2(\varphi/2), \quad (27)$$

$$\varphi = 2 \arcsin [\pi n \sqrt{\eta_n} / 2 \sin(\pi ns/d)].$$

Дополнительно  $\varphi$  можно вычислить на основании измерений относительной интенсивности прямого, неотклоненного пучка  $\eta_0$  и формулы, следующей из (5) и (10а):

$$\eta_0 = P_0 = (s/d)^2 + [1 - (s/d)]^2 + 2(s/d)[1 - (s/d)] \cos \varphi, \quad (28)$$

$$\varphi = \arccos \{ [\eta_0 - (s/d)^2 - [1 - (s/d)]^2] / [2(s/d)[1 - (s/d)]] \}.$$

*Комбинированная, амплитудно-фазовая решетка.* Если в структуре решетки одновременно присутствуют амплитудные и фазовые компоненты, то для вычисления  $A_2$  и  $\varphi$  необходимо, зная  $s/d$  и измеренные значения относительных интенсивностей в 0-м ( $n = 0$ ) и  $n$ -м порядках, решить систему уравнений относительно  $A_2$  и  $\varphi$ , следующих из (4)–(6):

$$\begin{cases} \eta_0 = (s/d)^2 + [1 - (s/d)]^2 A_2^2 + 2(s/d)[1 - (s/d)] A_2 \cos \varphi, & (29) \\ \eta_n = \frac{\sin^2(\pi ns/d)}{(\pi n)^2} [1 + A_2^2 - 2A_2 \cos \varphi]. & (30) \end{cases}$$

**Заключение.** Получены аналитические зависимости между параметрами решетки и распределением интенсивности в дифракционном спектре, удобные для практического применения. Результаты исследований могут быть теоретической основой для разработки методов и устройств, предназначенных для контроля качества дифракционных элементов. В работе рассматриваются решетки с прямоугольным профилем и не учитывается влияние поляризации излучения. Эти параметры исследуются для некоторых частных задач, например, в [4]. Сопоставляя результаты настоящей работы и [4], можно показать, что при боковом склоне фазовой ступеньки, не превышающем  $45^\circ$  и  $s/d \geq 1/4$ , рассчитанные значения интенсивностей совпадают с точностью до 0,5%, если фазовый профиль в [4] аппроксимировать профилем, прямоугольным по форме, и полагать, что вектор поляризации падающего светового пучка параллелен штрихам решетки. Таким образом, можно сказать, что, применяя для расчета рассмотренные выше формулы, по измеренным интенсивностям рассчитывается приведенный к прямоугольной форме фазовый профиль. Однако это не существенно для многих практических применений. В случае необходимости, например, если профиль несимметричный или не соответ-

вует указанным ограничениям, формулы должны быть скорректированы на форму фазового профиля.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Корольков В. П., Коронкевич В. П., Михальцова И. А. и др. Киноформы: технологии, новые элементы и оптические системы // Автометрия.—1989.—№ 3, 4.
2. Волков В. В., Герасимов Г. Г., Капаев В. В. и др. Оптические методы измерения размеров элементов топологического рисунка БИС и СБИС // Микроэлектроника.—1980.—9, вып. 6.
3. Kleinknecht H. P., Meier H. Linewidth measurement on IC masks and wafers by grating test patterns // Appl. Opt.—1980.—19, N 4.—P. 525.
4. Боухьюз Г., Браат Дж., Хейсер А. и др. Оптические дисковые системы: Пер. с англ. / Под ред. М. Ф. Стельмаха.—М.: Радио и связь, 1991.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.—М.: Наука, 1973.
6. Ленкова Г. А. Киноформы. Синтез фазовой структуры и допустимые погрешности.—Новосибирск, 1979.—(Препр. СО АН СССР. ИАиЭ; 98).

Поступила в редакцию 14 апреля 1992 г.

УДК 621.378.325

А. М. Бакиев, С. Х. Валиев

(Ташкент)

#### ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА СО СКАНИРУЮЩИМ ПУЧКОМ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ЛАЗЕРОГРАФИИ

Приведены описание и расчет оптической системы со сканирующим пучком для целей лазерографии. Выведены уравнения движения сканирующего лазерного пучка и изменения углов наклона рабочего зеркала (углового сканатора).

**Введение.** Лазерные методы обработки, лазеростимулированные микрохимические процессы (травление, осаждение, отжиг, легирование, выращивание пленочных структур и др.) в наше время оказывают значительное влияние на процесс развития современной микроэлектроники. В результате интенсивных исследований в последнее время сформировалось новое научно-техническое направление, именуемое в литературе лазерографией или лазерной пантографией [1, 2]. Лазерный отжиг [3], специализация вентиляемых матриц [4], изготовление опытных образцов матричных интегральных схем [5] и другие аспекты лазерографии [6] сегодня обсуждаются на уровне промышленного применения лазерной техники и технологии в производстве изделий микроэлектроники.

Установки лазерографии могут обеспечить изготовление изделий микроэлектроники (БИС, СБИС, трехмерные ИС и др.) по заданной программе в специальной камере без использования резистных масок при осуществлении необходимых процессов технологии и позволяют достигать микронных и субмикронных размеров обработки.

В [7] авторами была описана лазерная проекционная установка для переноса изображений на поверхность объектов, созданная на базе лазерного проекционного микроскопа (ЛПМ).

В [8] предложена установка другого типа, также созданная на базе ЛПМ, позволяющая производить обработку объекта, укрепленного на координатном столике с двумя степенями свободы, при помощи неподвижного лазерного пучка, генерируемого аргоновым лазером типа ЛГН-402.

В настоящей работе приводятся описание и расчет оптической системы устройства, включающего блок визуального контроля ЛПМ и позволяющего