

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ОПТИЧЕСКИЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ
И СИСТЕМЫ

УДК 681.327.68 : 535.4

В. П. Коронкевич, Г. А. Ленкова

(Новосибирск)

ДИФРАКЦИОННЫЙ МЕТОД КОНТРОЛЯ
ПАРАМЕТРОВ ДОРОЖЕК ФОРМАТИРОВАННЫХ ДИСКОВ

Разработаны метод и макетная установка для контроля параметров дорожек (периода, равномерности периода, скважности, амплитудного пропускания и фазовой задержки) форматированных оптических дисков на разных этапах изготовления. Метод основан на измерении распределения интенсивности света He—Ne-лазера в дифракционном спектре от диска. Приводятся результаты экспериментальных исследований качества дорожек фотошаблона и оригинала форматированных дисков.

Введение. При изготовлении форматированных дисков для оптической и магнитооптической памяти возникает проблема контроля геометрических параметров дорожек. По международному стандарту [1] расстояние между дорожками (период) составляет $d = (1,6 \pm 0,1)$ мкм, при этом промежуток между дорожками должен быть равен $s = 0,4$ мкм, а ширина дорожки $d - s = 1,2$ мкм, т. е. скважность должна составлять $s/d = 1/4$. Ошибки изготовления такой тонкой структуры можно контролировать на микроскопе. Однако, во-первых, требуется специальное оборудование с очень высоким разрешением, чтобы измерить отклонение порядка 0,1 мкм. Во-вторых, так как дорожки формируются в пределах кольцевой зоны шириной 30 мм, т. е. это ~19000 дорожек, то очевидно, что с помощью микроскопа можно судить о качестве дорожек только выборочно. С другой стороны, так как размер дорожек сравним с длиной световой волны, представляет интерес исследовать возможность применения дифракционных явлений для контроля параметров диска. В этом случае по распределению интенсивности в дифракционном спектре можно оценить качество кольцевой зоны локально или всей одновременно, причем измерения могут быть легко автоматизированы.

Цель статьи — разработка и исследование метода контроля параметров дорожек форматированных дисков, основанного на измерениях распределения интенсивности в дифракционном спектре.

Рассмотрение диска как дифракционной решетки. Изготовление форматированных дисков проходит несколько этапов: синтез фотошаблона в слое хрома на лазерном фотопостроителе [2], перевод амплитудного шаблона в фазовый путем ионно-плазменного травления стекла, получение копии с геометрическим рельефом, нанесение высокоотражающего покрытия и защитного слоя. На каждом этапе возможны ошибки изготовления по следующим параметрам: 1) период дорожек d ; 2) равномерность или постоянство периода в пределах рабочей 30-миллиметровой зоны диска; 3) скважность s/d , т. е. отношение промежутка между дорожками s к периоду d ; 4) глубина канавки или фазовая задержка в промежутке s ; 5) плотность покрытия на участках фотошаблона, соответствующих ширине дорожки ($d - s$) или промежутка s .

Дорожки диска выполняются в виде спирали и по своему действию на световую волну подобны аксикону, а в радиальном направлении — штрихам линейной дифракционной решетки. Также при сканировании узким лазерным пучком можно считать, что в пределах светового пучка дорожки образуют линейную решетку. Далее будет показано, что именно на исследовании в радиальном направлении и на сканировании узким пучком удобно основывать методику контроля параметров дорожек диска. Таким образом, теоретическое рассмотрение методики может базироваться на свойствах линейных дифракционных решеток.

Известно [3], если на решетку падает плоский волновой фронт, то в зависимости от вида решетки в проходящую/отраженную волну вносится амплитудная или фазовая модуляция. На рис. 1, *a — c* показана структура амплитудной (*a*) и фазовой (*b, c*) решеток, где объектом дифракции соответственно являются отверстие шириной *s* и фазовая ступенька высотой или глубиной *h* при такой же ширине *s*. В некоторых случаях, обусловленных технологией, возможна смешанная структура.

В [4] показано, что в общем виде распределение интенсивности $I(n)$ в дифракционном спектре решетки, т. е. по порядкам дифракции n в проходящем/отраженном свете (без учета коэффициента поглощения световой энергии в подложке), можно представить в виде произведения трех функций:

$$I(n) = F(n)W(n)P(n), \quad (1)$$

где

$$F(n) = \sin^2 \pi n K / (K^2 \sin^2 \pi n), \quad (1a)$$

$$W(n) = \sin^2(\pi n s / d) / (\pi n s / d)^2, \quad (1b)$$

$$P(n) = \begin{cases} P_0 = (s/d)^2 \{A_1^2 + [(d-s)/s]^2 A_2^2 + 2A_1 A_2 [(d-s)/s] \cos \varphi\} & \text{при } n = 0, n = md/s, \\ P_n = (s/d)^2 (A_1^2 + A_2^2 - 2A_1 A_2 \cos \varphi) & \text{при } n \neq 0, n \neq md/s, \end{cases} \quad (1в)$$

где n — номер порядка дифракции, m — целое число, K — число штрихов решетки, d — период решетки, s — ширина щели или фазовой ступеньки, A_1, A_2 — амплитуды проходящей/отраженной волны в области участков шириной s и $(d-s)$ соответственно, φ — 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 ступеньки или глубина канавки, λ — длина световой волны).

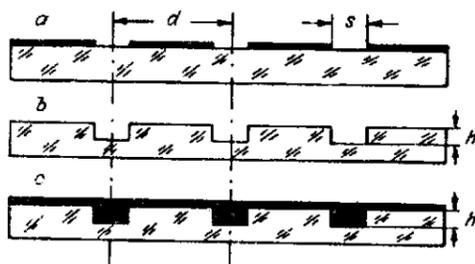


Рис. 1. Структура амплитудной (*a*) и фазовой (*b, c*) решеток

$F(n)$ в (1) при $K \gg 1$ — нормированная гребенчатая функция, имеющая только два значения: 0 и 1, причем единице она равна при целых значениях n ; $W(n)$ — нормированная функция типа $(\sin x/x)^2$, имеющая нулевые значения при $n = md/s$; $P(n)$ — интерференционная функция, модулирующая распределение интенсивности, формируемое произведением первых двух классичес-

Т а б л и ц а 1

Номер	Условие	Формулы для P_0 и P_n ($c = s/d = 1/4$)	Номер формулы
1	A_1, A_2	$P_0 = c^2(A_1 + 3A_2)^2$	(2a)
	$\varphi = 0$	$P_n = c^2(A_1 - A_2)^2$	(2б)
2	$A_1 = 1, A_2$	$P_0 = c^2(1 + 3A_2)^2$	(3a)
	$\varphi = 0$	$P_n = c^2(1 - A_2)^2$	(3б)
3	$A_1 = 1, A_2 = 0$ $\varphi = 0$	$P_0 = P_n = c^2$	(4)
4	$A_1 = A_2 = 1$	$P_0 = c^2(10 + 6\cos\varphi)$	(5a)
	φ	$P_n = 4c^2\sin^2(\varphi/2)$	(5б)
5	$A_1 = A_2 = 1$	$P_0 = c^2(10 - 6\cos\Delta\varphi)$	(6a)
	$\varphi = \pi \pm \Delta\varphi$	$P_n = 4c^2\cos^2(\Delta\varphi/2)$	(6б)
6	$A_1 = A_2 = 1$ $\varphi = \pi$	$P_0 = P_n = 4c^2$	(7)
7	A_1, A_2	$P_0 = c^2(A_1 - 3A_2)^2$	(8a)
	$\varphi = \pi$	$P_n = c^2(A_1 + A_2)^2$	(8б)
8	$A_1 = 1, A_2$	$P_0 = c^2(1 + 9A_2^2 + 6A_2\cos\varphi)$	(9a)
	φ	$P_n = c^2(1 + A_2^2 - 2A_2\cos\varphi)$	(9б)

ких функций $F(n)$ и $W(n)$. $F(n)$ характеризует взаимодействие полного числа штрихов решетки и задает направления в пространстве, в которых концентрируется энергия; $W(n)$ определяет значение интенсивности в этих направлениях; $P(n)$ характеризует влияние амплитудных и фазовых компонент. Свойства функций $P(n)$ и результирующей функции $I(n)$ подробно анализируются в [4].

В табл. 1 приводятся аналитические выражения P_0 и P_n для условий, которые могут встретиться на различных стадиях выполнения форматированных дисков, если известно, что скважность $s/d = 1/4$, т. е. соответствует стандартному значению; строки 1—3 относятся к амплитудной решетке, 4—6 — к фазовой, 7, 8 — к комбинированной, в которой есть амплитудные A_2 и фазовые φ компоненты.

На рис. 2 в качестве примера приводится график, иллюстрирующий взаимное положение функций $F(n)$, $W(n)$ и $P(n)$ для случая 6 табл. 1. Расчетные значения нормированной интенсивности в трех порядках в пределах центральной части (до первого

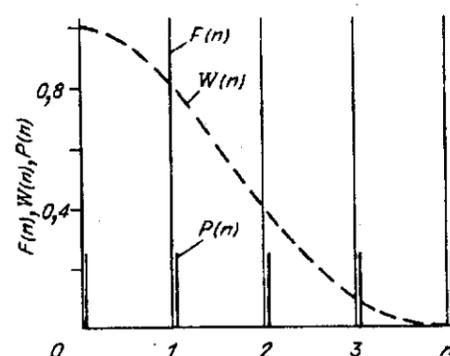


Рис. 2. Графики функций $F(n)$, $W(n)$ и $P(n)$ для фазовой решетки ($A_1 = A_2 = 1$, $\varphi = \pi$, $s/d = 1/4$)

нулевого значения) функции $W(n)$ составляют: $I_{\pm 1} = 0,81 \cdot 4c^2$,
 $I_{\pm 2} = 0,405 \cdot 4c^2$, $I_{\pm 3} = 0,09 \cdot 4c^2$ ($c = s/d$).

Возвращаясь к (1), заметим, что $F(n)$ существует и равна 1 только при
целых значениях n . Поэтому интенсивность в порядках $I(n)$ фактически есть
произведение функций $W(n)P(n)$ и может быть представлена в виде

$$I_0 = W_0P_0 = c^2A_1^2 + (1-c)^2A_2^2 + 2A_1A_2c(1-c)\cos\varphi, \quad (10)$$

$$I_n = W_nP_n = [(\sin^2\pi nc)/(\pi n)^2](A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2\cos\varphi), \quad (11)$$

где индексы при I , W и P соответствуют номерам порядков, $c = s/d$.

Рассмотренные выше аналитические зависимости между параметрами
решетки и распределением интенсивности в дифракционном спектре, а также
результаты исследований, приведенные в [4], могут служить основой для
 n -го порядка выходит/отражается под углом α_n , связанным с периодом d соотношением

$$\sin\alpha_n = n\lambda/d. \quad (12)$$

Из (12) получаем

$$d = n\lambda/\sin\alpha_n. \quad (12a)$$

Изменение расстояния между дорожками или штрихами решетки на ∂d в
пределах рабочей зоны будет приводить к размытию углового направления
порядка дифракции $\partial\alpha_n$, равному, как следует из дифференцирования (12),

$$\partial\alpha_n = -[(\operatorname{tg}\alpha_n)/d]\partial d = -[n\lambda/(d\sqrt{d^2 - n^2\lambda^2})]\partial d. \quad (13)$$

Измеряя $\partial\alpha_n$, можно определить разброс ∂d как

$$\partial d = -(d/\operatorname{tg}\alpha_n)\partial\alpha_n = -(d\sqrt{d^2 - n^2\lambda^2}/n\lambda)\partial\alpha_n. \quad (14)$$

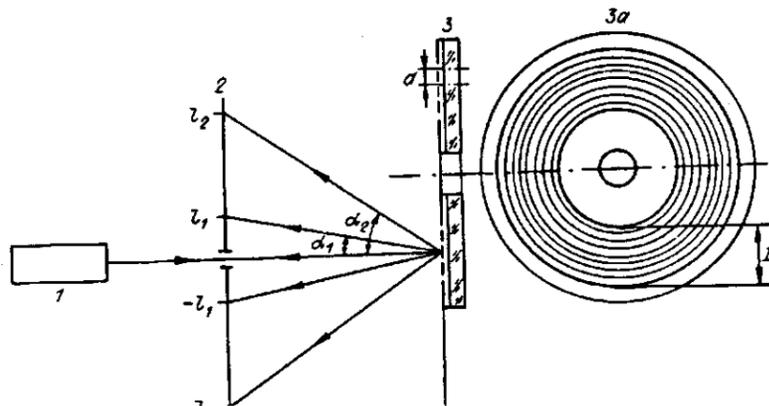
Отклонение дифрагирующего пучка и изменение его направления удобно
измерять в линейной мере. Пусть решетка (диск) расположена на расстоянии
 L от экрана (рис. 3). Тогда по величине линейного отклонения l_n пучка n -го
порядка дифракции относительно нулевого, т. е. проходящего без отклонения,
можно определить α_n и d по формулам

$$l_n = L\operatorname{tg}\alpha_n, \quad (15)$$

$$\alpha_n = \operatorname{arctg}(l_n/L), \quad (16)$$

$$d = n\lambda/\sin\alpha_n = n\lambda\sqrt{L^2 + l_n^2}/l_n. \quad (17)$$

Найдем, как зависит погрешность определения d от l_n и L . Для этого



дифференцируем (17) и получаем следующую зависимость:

$$\frac{\partial d}{d} = \frac{L^2}{L^2 + l_n^2} \left[\frac{\partial L}{L} - \frac{\partial l_n}{l_n} \right] = \cos^2 \alpha_n \left[\frac{\partial L}{L} - \frac{\partial l_n}{l_n} \right]. \quad (18)$$

Из (18) видно, что относительная погрешность $\partial d/d$ сравнима с $\partial L/L$ и $\partial l_n/l_n$, так как $\cos^2 \alpha_n \leq 1$. Полагая, что $\partial L/L < \partial l_n/l_n$, получаем

$$\partial d = -[d \cos^2 \alpha_n / l_n] \partial l_n = -(\sqrt{d^2 - n^2 \lambda^2} / l_n) \partial l_n. \quad (19)$$

Дифференцируя (15), можно найти зависимость смещения дифрагирующего пучка ∂l_n относительно направления, соответствующего стандартному значению d , если известны $\partial \alpha_n$ или ∂d :

$$\begin{aligned} \partial l_n &= (L / \cos^2 \alpha_n) \partial \alpha_n = -[Ln \lambda d / (d^2 - n^2 \lambda^2)^{3/2}] \partial d = \\ &= (2l_n / \sin 2\alpha_n) \partial \alpha_n = -[l_n d / (d^2 - n^2 \lambda^2)] \partial d. \end{aligned} \quad (20)$$

Скважность. Из (10) и (11) следует, что взаимное соотношение интенсивностей во всех порядках, за исключением $n = 0$ и $n = md/s$, определяется только первым сомножителем формулы (11), содержащим номер порядка n и значение скважности s/d . Это отношение не зависит от других параметров решетки, а именно A_1 , A_2 и φ , а также от потерь на поглощение и отражение в подложке. Таким образом, зная, например, измеренные значения интенсивностей 1-го и 2-го порядков — I_1 и I_2 , можно вычислить скважность на основании равенств, следующих из (11):

$$I_2/I_1 = W_2/W_1 = \cos^2(\pi s/d), \quad (21)$$

$$s/d = (1/\pi) \arccos(I_2/I_1)^{1/2}. \quad (21a)$$

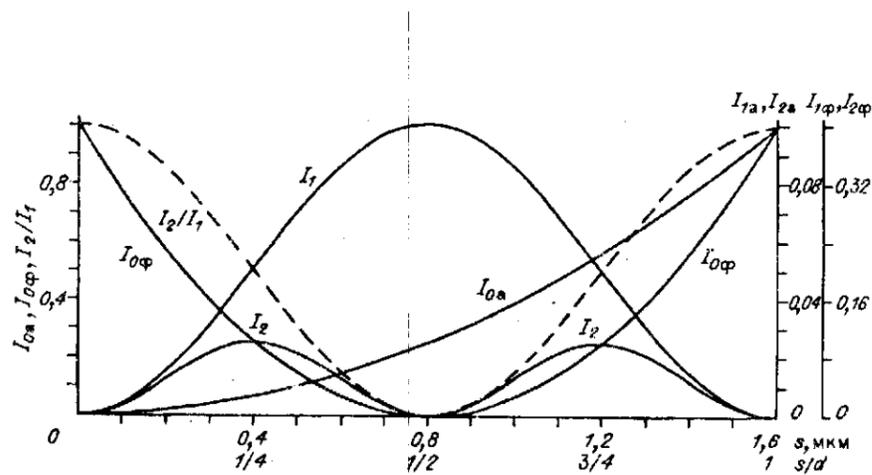


Рис. 4. Графики функций $I_0, I_1, I_2, I_2/I_1$ для амплитудной ($A_1 = 1, A_2 = 0, \varphi = 0$) и фазовой ($A_1 = A_2 = 1, \varphi = \pi$) решеток. Вторые индексы в I_0, I_1, I_2 и масштаб I_1 и I_2 соответствуют виду решетки: а — амплитудная, шкала $0 + 0,1$; ф — фазовая, шкала $0 + 0,4$.

На рис. 4 приведены графики $I_0, I_1, I_2, I_2/I_1$ как функций от s/d и s при $d = 1,6$ мкм. В соответствии с (21) график I_2/I_1 имеет зеркальное продолжение при $s/d > 1/2$ или при $s > 0,8$ мкм. Из графиков видно, что при скважности $s/d = 1/4; 3/4$ ($s = 0,4; 1,2$ мкм) интенсивность I_2 имеет максимальное значение и в 2 раза меньше, чем I_1 .

Дифференцируя (21), можно найти погрешность вычисления s/d в зависимости от погрешностей, с которыми измеряются интенсивности I_2 и I_1 :

$$\partial(s/d)/(s/d) = B\sqrt{(\partial I_1/I_1)^2 + (\partial I_2/I_2)^2}, \quad (22)$$

где $B = 1/[2\pi(s/d)\text{tg}(\pi s/d)]$. При $s/d = 1/4$ имеем $B = 0,637$. Если интенсивности измеряются с точностью $\sim 5\%$, то $\partial(s/d)/(s/d) = 0,045$, что соответствует $\partial s = 0,05$ мкм при $d = 1,6$ мкм.

Если решетка амплитудная ($A_1 = 1, A_2 = 0, \varphi = 0$), то соотношение интенсивностей во всех порядках без исключения определяется отношением функций $W(n)$, так как $P_n = P_0$. При этом распределение интенсивности относительно нулевого порядка ($\eta_n^* = I_n/I_0$) характеризуется фактически просто функцией $W(n)$, поскольку $W_0 = 1$.

В амплитудных решетках скважность дополнительно можно рассчитать по интенсивности в любом порядке, разумеется, с учетом поглощения в подложке решетки. Если не представляется возможным измерить поглощение, то следует анализировать распределение интенсивности по отношению к нулевому порядку ($\eta_n^* = I_n/I_0$). На рис. 5 показаны графики зависимости I_0, η_1^*, η_2^* от s/d для амплитудной решетки. Как видно из рисунка, по этим графикам в отличие от $I_2/I_1 = f(s/d)$ можно определить, больше или меньше участок s половины периода d при равенстве значений I_2/I_1 . В случае фазовой решетки (см. рис. 4) все графики имеют зеркальное продолжение при $s/d > 1/2$ и по измерению I_0, η_1^*, η_2^* нельзя заключить, что является минимальным элементом решетки: впадина или выступ шириной s .

Период решетки и скважность — это главные параметры, на основании которых по измерениям интенсивности пучков в порядках дифракции можно оценить другие параметры.

Амплитудное пропускание и фазовая задержка. Амплитудное пропускание A_2 на участках $(d - s)$ амплитудных решеток ($A_1 = 1, \varphi = 0$) и фазовую задержку φ в фазовых решетках ($A_1 = A_2 = 1$) можно рассчитать на основе измерений относительных интенсивностей (по отношению к падающему пуч-

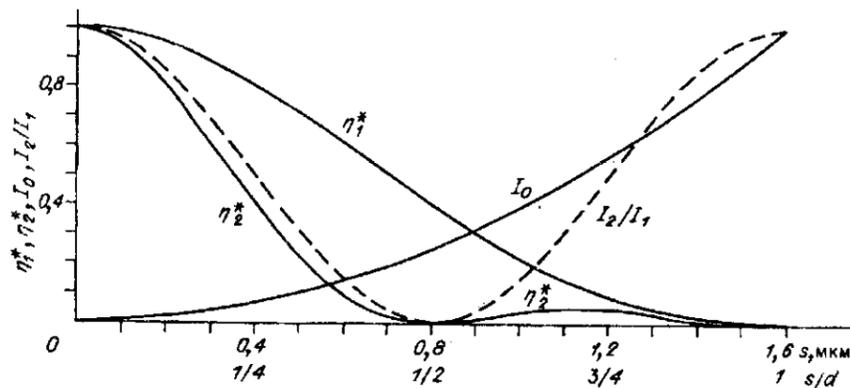


Рис. 5. Графики функций I_0 , I_2/I_1 , η_1^* , η_2^* для амплитудной ($A_1 = 1$, $A_2 = 0$, $\varphi = 0$) решетки

ку с учетом поглощения в подложке) в нулевом (η_0) или в n -м (η_n) порядке дифракции соответственно по формулам (23), (24) и (26), (27) (табл. 2), полученным из соотношений (10), (11) и формул работы [4]. Если невозможно измерить поглощение в подложке, то можно вычислить A_2 и φ из отношений интенсивностей в n -м порядке к нулевому (η_n^*) соответственно по формулам (25) и (28). При наличии в структуре решетки одновременно амплитудных и фазовых компонент необходимо, как показано в [4], решить систему уравнений относительно A_2 и φ . Аналитические выражения для A_2 и φ через относительные интенсивности нулевого (η_0) и n -го (η_n) порядков приведены в табл. 2 (см. (29) и (30)).

Экспериментальная часть. Для измерения параметров дорожек диска применялся He—Ne-лазер с длиной волны излучения $\lambda = 0,633$ мкм. Контролировались два вида дисков для магнитооптической памяти, изготовленных фирмой "Sony" (Япония) и в Институте автоматки и электротрии СО РАН

Т а б л и ц а 2

Вид решетки, параметр	Формулы для вычисления параметров решетки ($c = s/d$)	Номер формулы
Амплитудная A_2	$A_2 = (\sqrt{\eta_0} - c)/(1 - c)$	(23)
	$A_2 = 1 - (\pi n \sqrt{\eta_n} / \sin \pi n c)$	(24)
	$A_2 = \frac{\sin \pi n c - \pi n c \sqrt{\eta_n^*}}{\sin \pi n c + \pi n (1 - c) \sqrt{\eta_n^*}}$	(25)
Фазовая φ	$\varphi = \arccos \{ [\eta_0 - c^2 - (1 - c)^2] / [2c(1 - c)] \}$	(26)
	$\varphi = 2 \arcsin (\pi n \sqrt{\eta_n} / 2 \sin \pi n c)$	(27)
	$\varphi = \arccos \frac{2 \sin^2 \pi n c - \eta_n^* (\pi n)^2 [c^2 + (1 - c)^2]}{2 \sin^2 \pi n c + \eta_n^* (\pi n)^2 2c(1 - c)}$	(28)
Амплитудно-фазовая A_2, φ	$A_2 = [(\eta_0 - c)/(1 - c) + c(\pi n)^2 \eta_n / \sin^2 \pi n c]^{1/2}$	(29)
	$\varphi = \arccos \{ [\eta_0 - c^2 - (1 - c)^2 A_2^2] / [2 A_2 c (1 - c)] \}$	(30)

Т а б л и ц а 3

n	1	2	Номер формулы
$\frac{\partial \alpha_n}{\partial d}$	-0,27	-0,81	(13)
$\frac{\partial d}{\partial \alpha_n}$	-3,71	-1,24	(14)
$\frac{\partial d}{(\partial l_n / l_n)}$	-1,35	-0,6	(18)
$\frac{\partial d}{(\partial L / L)}$	1,35	0,6	(18)
$\frac{\partial l_n}{L \partial \alpha_n}$	1,19	2,67	(20)
$\frac{\partial l_n}{L \partial d}$	-0,32	-2,16	(20)
$\frac{\partial l_n}{l_n \partial \alpha_n}$	3,79	2,14	(20)
$\frac{\partial l_n}{l_n \partial d}$	-0,74	-1,67	(20)

(г. Новосибирск). В последнем случае проводилось исследование фотошаблона диска.

Измерение периода дорожек. Из (12) следует, что при $d = 1,6$ мкм и $\lambda = 0,633$ мкм реально существуют только два порядка дифракции — 1-й и 2-й, так как при $n > 2$ $\sin \alpha_n > 1$. В общей сложности падающий пучок распадается на пять пучков с номерами $n = 0; \pm 1; \pm 2$, выходящих под углами $\alpha_0 = 0$, $\alpha_1 = \pm 23,3^\circ$ (0,41 рад), $\alpha_2 = \pm 52,3^\circ$ (0,91 рад). Для этих значений α_n находим по формулам (13) — (20) коэффициенты взаимной пропорциональности между ∂d (мкм), $\partial \alpha_n$ (рад), L , l_n и ∂l_n (мм) в 1-м ($n = 1$) и во 2-м ($n = 2$) порядках. Результаты сведены в табл. 3.

В эксперименте выбрано $L = 210$ мм, следовательно, в соответствии с (15) $l_1 = 90,44$ и $l_2 = 271,71$ мм (индексы соответствуют номерам порядков). По стандарту допуск на период $\partial d = \pm 0,1$ мкм. Это тождественно линейному отклонению пучков $\partial l_1 = \mp 6,7$ и $\partial l_2 = \mp 45,4$ мм относительно рассчитанных выше l_1 и l_2 . Очевидно, что такое отклонение может быть легко измерено с погрешностью

~ 1 мм, что соответствует $\partial d = 0,015$ и $0,002$ мкм. Последнее свидетельствует о высокой чувствительности измерений, которая увеличивается с возрастанием L .

Следует заметить, что точность измерения l зависит от точности определения расстояния L . Дифференцируя (15), находим для рассчитанных выше значений α_1 и α_2 , что $\partial l_1 = 0,43 \partial L$ и $\partial l_2 = 1,29 \partial L$, где постоянные коэффициенты соответствуют $\operatorname{tg} \alpha_1$ и $\operatorname{tg} \alpha_2$. Если $\partial L = 1$ мм, то погрешность измерения ∂l , обусловленная L , составит $\partial l_1 = 0,4$ и $\partial l_2 = 1,3$ мм, т. е. влияние ∂L снизит точность вычисления ∂d приблизительно в 2 раза, но она тем не менее останется достаточно высокой.

Практическая проверка соответствия d стандартному значению осуществлялась следующим образом. На расстоянии $L = 210$ мм от диска устанавливался экран (см. рис. 3). На экране вдоль прямой линии отмечались точки на расстоянии $l_1 = \pm 90,4$ и $l_2 = \pm 271,7$ мм от среднего положения, середина совмещалась с поперечным сечением неотклоненного ($n = 0$) узкого лазерного пучка, направляемого на дорожки диска. В проходящем или отраженном свете наблюдалось положение на экране световых пятен от дифрагированных пучков. Отклонения от обозначенных точек l_1 и l_2 практически не было заметно. Можно считать, что отклонение ∂l не превышает 1 мм, а шаг дорожек соответствует стандартному значению $d = 1,6$ мкм.

Измерение неравномерности периода дорожек. Измерение неравномерности периода осуществлялось двумя методами: при освещении узким и широким пучками. В первом случае диск перемещался в радиальном направлении перпендикулярно лазерному пучку. На расстоянии L от диска в направлении 1-го и 2-го порядков дифракции в проходящем/отраженном свете измерялись пределы отклонения дифрагированных пучков ∂l от l_1 и l_2 , рассчитанных для $d = 1,6$ мкм. Во втором случае формировался широкий параллельный лазерный пучок, диаметр которого равнялся ширине рабочей зоны D (рис. 6, а). На пути отраженного/проходящего пучка 1-го порядка устанавливался объектив с фокусным расстоянием $f = 210$ мм. В фокальной плоскости наблюдался спектр 1-го порядка.

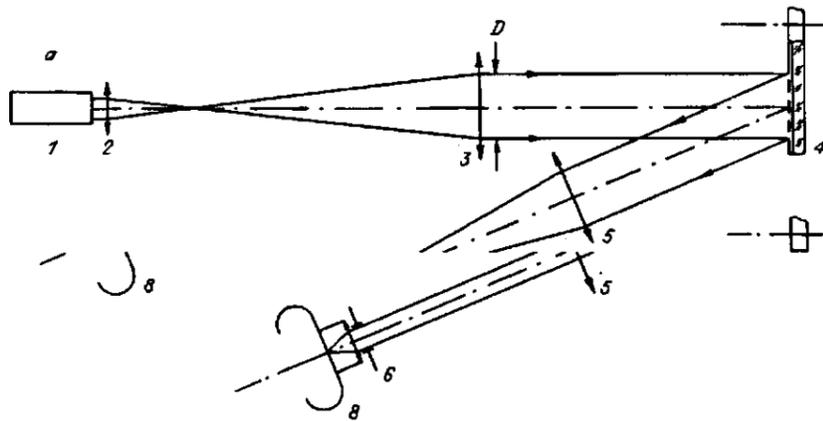


Рис. 6. Оптическая схема для наблюдения спектра в 1-м порядке дифракции (а) и контроля неравномерности периода дорожек (b):
1 — He-Ne-лазер, 2, 3 — коллиматор, 4 — форматированный диск, 5 — объектив с фокусом $f = 210$ мм, 6 — щель диаметром $0,4 + 1,6$ мм, 7 — микроскоп, 8 — фотоаппарат

На рис. 7 показан спектр для дисков, изготовленных по технологии, разработанной в ИАиЭ СО РАН [2], и диска фирмы "Sony". Ширина наиболее яркой части спектра для дисков ИАиЭ $\partial l_1 = 0,2$ и $0,15$ мм, а для дисков фирмы "Sony" $\partial l_1 = 0,36$ мм, что соответствует разбросу шага дорожек $\partial d = -2,9 \times 10^{-3}$; $-2,2 \cdot 10^{-3}$ и $-5 \cdot 10^{-4}$ мкм. Эти результаты показывают, что шаг дорожек выполнен с высокой точностью.

Наблюдаемый спектр 1-го порядка (см. рис. 7) дает суммарную информацию о дорожках рабочей зоны диска. Кроме того, здесь не учитывается вклад слабых компонент спектра. Следующая оптическая схема (рис. 6, b) позволяет расширить информацию о структуре дорожек. В фокальной плоскости объектива с $f = 210$ мм устанавливалась диафрагма, вырезающая часть спектра, и через нее наблюдалась или фотографировалась поверхность диска вдоль радиуса. Те части рабочей зоны диска, от которых свет попадал в диафрагму, были освещены. При перемещении диафрагмы перпендикулярно оптической оси попеременно освещались участки радиальной полоски на диске, 1-й порядок дифракции от которых фокусировался в пределах диаметра диафрагмы. Наблюдения показали, что при смещении диафрагмы диаметром 1,6 мм на величину 0,5 диаметра (0,8 мм) влево и вправо от центрального положения диафрагмы освеще-

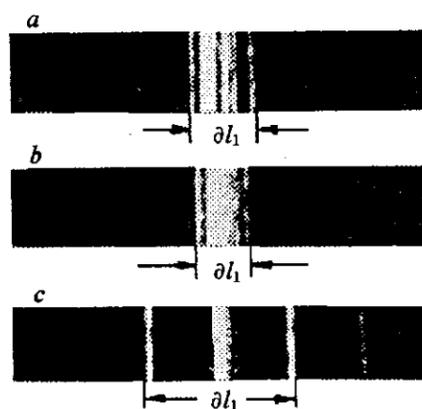


Рис. 7. Фотография спектра в 1-м порядке дифракции от дисков ИАиЭ 1 (а) и 2 (b) и "Sony" (с):
 $\partial l_1 = 0,2$ (а); $0,15$ (b); $0,36$ мм (с)

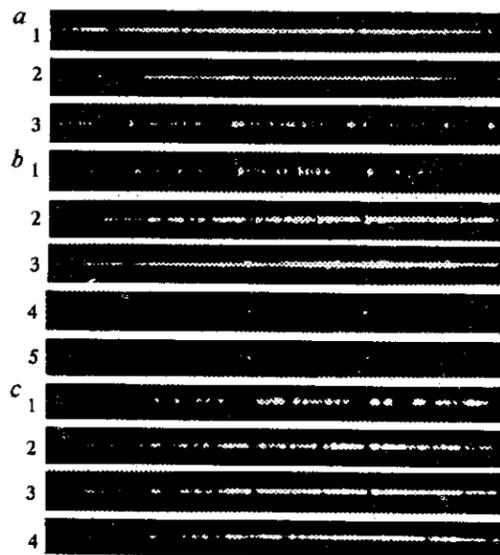


Рис. 8. Фотографии радиальной полоски на фотошаблоне диска ИАиЭ 1. Диаметр диафрагмы b в схеме на рис. 6: 1,6 (а), 0,84 (б) и 0,46 мм (с). Смещение диафрагмы относительно центрального положения (мм): а — -0,68 (1); 0 (2); +1,08 (3); б — -0,84 (1); -0,42 (2); 0 (3); +0,42 (4); +0,84 (5); с — -0,21 (1); -0,11 (2); 0 (3); +0,11 (4)

щение дорожек практически полностью исчезает. Это значит, что полный спектр 1-го порядка не превышает $\partial l_1 = 1,6$ мм, что соответствует разбросу $\partial d = 0,024$ мкм или $\partial d = \pm 0,012$ мкм, т. е. значительно меньше допустимого по стандарту.

На рис. 8—10 показано, как изменяется освещение радиальных зон диска при смещении диафрагм диаметром 1,6; 0,84 и 0,46 мм.

Измерение скважности. Как было рассмотрено выше, при любых значениях амплитудного пропускания и фазовой задержки отношение интенсивностей в ненулевых порядках зависит только от скважности s/d . Так как дифракционный спектр от диска реально содержит только два порядка: 1-й и 2-й, то именно их отношение может характеризовать скважность. Измеряя I_1 и I_2 , можно контролировать скважность, пользуясь формулой (21а) или графиком на рис. 4. Измерения показали, что скважность дорожек для фотошаблона диска ИАиЭ составляет $s/d = 1/2,8 + 1/2,3$ ($s = 0,57 + 0,69$ мкм), а для диска фирмы "Sony" $s/d = 1/4,1 + 1/4,3$ ($s = 0,37 + 0,4$ мкм).

Определение фазовой задержки φ . На основании измеренного распределения интенсивности в отраженном свете по формуле (27) или (28) рассчитывалась фазовая задержка в амплитудном шаблоне, создаваемая ступенькой в слое хрома. На исследуемом образце она составила $\varphi = 1,39$ рад, что соответствует толщине слоя $h = 0,07$ мкм. Следует заметить, что измерить достоверно толщину хрома на дорожках с помощью интерференционного микроскопа не удастся из-за малых размеров структуры. Можно только определить, что создаваемая фазовая задержка лежит в пределах $0,3 + 0,5$ полосы ($1 + 1,47$ рад).

Определение амплитудного пропускания A_2 в амплитудных и амплитудно-фазовых решетках. Выше было показано, что в амплитудных решетках скважность можно вычислить дополнительно по интенсивности нулевого порядка, так как $\eta_0 = (s/d)^2$. Если при подстановке в последнее выра-

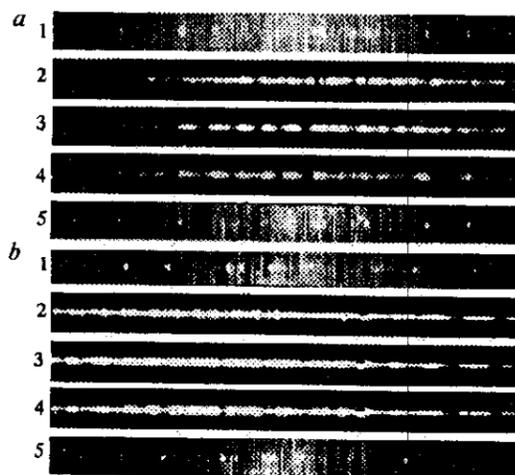


Рис. 9. Фотографии радиальной полоски на фотошаблоне диска ИАиЭ 2. Диаметр диафрагмы b в схеме на рис. 6: 1,6 (а) и 0,84 мм (б). Смещение диафрагмы относительно центрального положения (мм): а — -1,08 (1); -0,84 (2); 0 (3); +0,61 (4); +0,83 (5); б — -0,69 (1); -0,19 (2); 0 (3); +0,19 (4); +0,69 (5)



Рис. 10. Фотографии радиальной полоски на диске "Sony".
Диаметр диафрагмы b в схеме на рис. 6 — 1,6 мм. Смещение диафрагмы относительно центрального положения (мм):
0,8 (1); 0 (2)

жение значения s/d , рассчитанного на основании соотношения (7.1), полученная величина η_0 не совпадает с измеренной, то это свидетельствует о наличии пропускания A_2 в промежутках между отверстиями решетки. В таком случае A_2 рассчитывается по формулам (23)—(25). Далее необходимо убедиться, что при наличии пропускания A_2 не вносится фазовая задержка. Для этого подставим найденное значение A_2 в (11) при $A_1 = 1$ и, например, $n = 1$ и сравним полученное значение I_1 с измеренным. Если отклонение превышает, положим, 5 %, то необходимо проводить расчет по формулам (29) и (30) для решетки, имеющей амплитудные и фазовые компоненты. Например, при измерении скважности дорожек форматированного диска ИАиЭ на стадии фотошаблона рассчитанная интенсивность нулевого порядка составляла $\eta_0 = (s/d)^2 = 0,32$, а измеренная — 0,39. Расчеты по (23)—(25) дали значение $A_2 = 0,1$, при этом вычисленное значение η_1 отличалось от измеренного на ~5 %.

Заключение. Предложен дифракционный метод и на его основе разработана макетная установка для контроля параметров дорожек (периода, равномерности периода, скважности, амплитудного пропускания и фазовой задержки) форматированных дисков на разных этапах изготовления. Чувствительность метода при измерении шага дорожек составляет 0,015 и 0,002 мкм соответственно в 1-м и во 2-м порядках дифракции. Относительная погрешность определения скважности при 5 %-ной погрешности измерения интенсивностей света в порядках составляет ~4,5 %, что соответствует $\delta s = 0,05$ мкм при $d = 1,6$ мкм. Приводятся результаты экспериментальных исследований параметров дорожек диска фирмы "Sony" и фотошаблона диска ИАиЭ, которые показывают возможности метода. В дальнейшем предполагается применить дифракционный метод для аттестации форматированных дисков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. International Standart. ISO IEC 10089: 19xx. Optical Digital Data Disk. Second Version of ISO/IEC DP 10089: 130 mm Rewritable Optical Disk Cartridges.
2. Корольков В. П., Коронкевич В. П., Михальцова И. А. и др. Киноформы: технологии, новые элементы и оптические системы // Автометрия.—1989.—№ 3, 4.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.—М.: Наука, 1973.
4. Ленкова Г. А. Особенности распределения интенсивности в дифракционном спектре амплитудно-фазовых решеток // Автометрия.—1992.—№ 5.

Поступила в редакцию 3 июня 1992 г.