

УДК 535.853

А. М. Х о р о х о р о в, А. М. К л и щ у к,  
И. К. Ц ы г а н о в, С. Б. О д и н о к о в,  
А. Ф. Ш и р а н к о в

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ ФАЗОВЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ДИФРАГИРОВАННОГО СВЕТА ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ЦВЕТОКОДИРОВАННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ**

*Рассмотрена математическая модель дифракции света на фазовых дифракционных решетках с квазисинусоидальным и прямоугольным профилями. Приведены зависимости характеристик дифрагированного света от параметров фазовых дифракционных решеток, а также зависимость интенсивности света, дифрагированного в определенном порядке, от глубины рельефа, соотношения размеров впадин и выступов для прямоугольного профиля и зависимости наклона профиля фазовых дифракционных решеток от условий наблюдения. Найдены соотношения, позволяющие обеспечить комфортное бинокулярное наблюдение фазовых дифракционных решеток.*

При получении псевдоцветокодированных изображений необходимо, чтобы они в наибольшей степени соответствовали исходным, например изображениям в виде графических файлов. Необходимо выбрать такие параметры фазовых дифракционных решеток (ФДР), при которых дифрагированный на них свет создавал бы цветовые ощущения у наблюдателя, близкие к цветовым характеристикам исходного изображения. Для этого нужно проанализировать зависимость характеристик дифрагированного на ФДР света от параметров решеток.

В настоящей работе приведены математические модели дифракции света на тонких фазовых дифракционных решетках [1–3]. Дифракция рассматривается для ФДР с синусоидальным и прямоугольным профилями.

Фазовые дифракционные решетки полностью определяются тремя параметрами — пространственной частотой, ориентацией и глубиной рельефа, которые можно использовать для кодирования цвета растрованного изображения.

Все методы получения многоцветного изображения основаны на пространственном разделении дифрагированного на ФДР излучения

от внешнего источника по порядкам дифракции и длинам волн и направлению в глаз наблюдателя части дифрагированного излучения, имеющего определенный цвет.

В соответствии с технологией изготовления и тиражирования ФДР важнейшими параметрами решеток являются форма профиля и глубина на поверхностного рельефа. При проведении математического моделирования принимаются следующие допущения [1–3]:

1. Геометрическая форма профиля поверхностного рельефа либо прямоугольная, либо синусоидальная;
2. В целях упрощения конечных выражений процесс дифракции на ФДР рассматривается в рамках теории скалярной дифракции [1–3].

**Математическая модель дифракции света на ФДР с синусоидальным профилем.** Расчетная схема математической модели дифракции света на отражательной ФДР синусоидального профиля представлена на рис. 1, *a* [1–3].

Здесь плоскость  $XOY$  совмещена с плоскостью ФДР, штрихи ориентированы вдоль оси  $Y$ ,  $S_o$  — единичный вектор направления освещающего луча;  $S_n$  — единичный вектор направления наблюдения;  $\theta_o, \theta_n$  — полярные углы направлений освещения и наблюдения соответственно;  $\varphi_o$  и  $\varphi_n$  — аксиальные углы направлений освещения и наблюдения соответственно;  $a, b$  — проекции векторов  $S_o$  и  $S_n$  на плоскость  $XOZ$ , ортогональную штрихам ФДР;  $\alpha$  и  $\beta$  — углы, определяющие положение  $a$  и  $b$  в плоскости  $XOZ$ .

Легко показать, что

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{S_{xo}}{S_{zo}} = \operatorname{tg} \theta_o \cos \varphi_o, \quad \operatorname{tg} \beta = \frac{S_{xn}}{S_{zn}} = \operatorname{tg} \theta_n \cos \varphi_n. \quad (1)$$

Из рис. 1 видно, что плоскости падения лучей и наблюдения в общем случае не совпадают. Совпадение указанных плоскостей происходит в двух случаях:

$$\varphi_n = \varphi_o \quad \text{и} \quad \varphi_n = -\varphi_o. \quad (2)$$

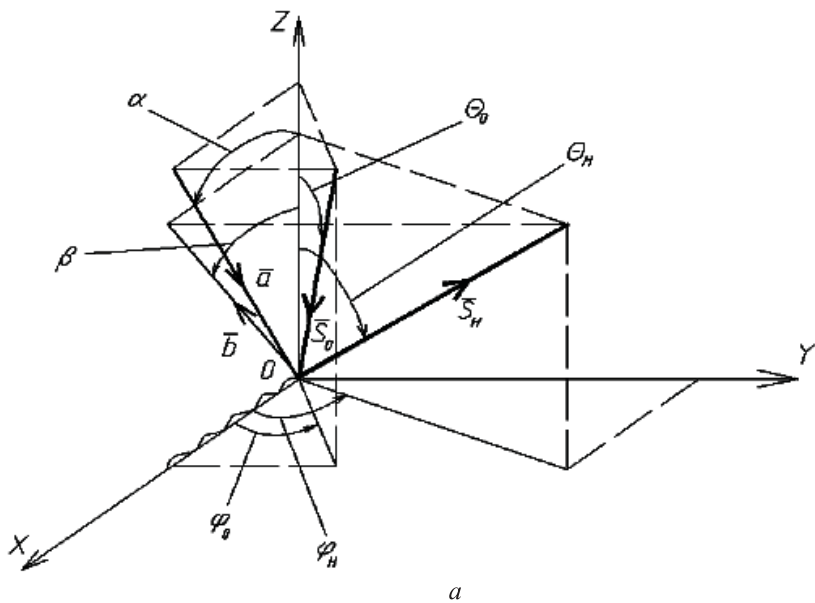
В первом случае наблюдение и освещение производится по одну сторону от нормали, во втором — по разные стороны.

Рассмотрим теперь дифракцию на фазовом синусоидальном ФДР в плоскости  $XOZ$  (рис. 1, *b*).

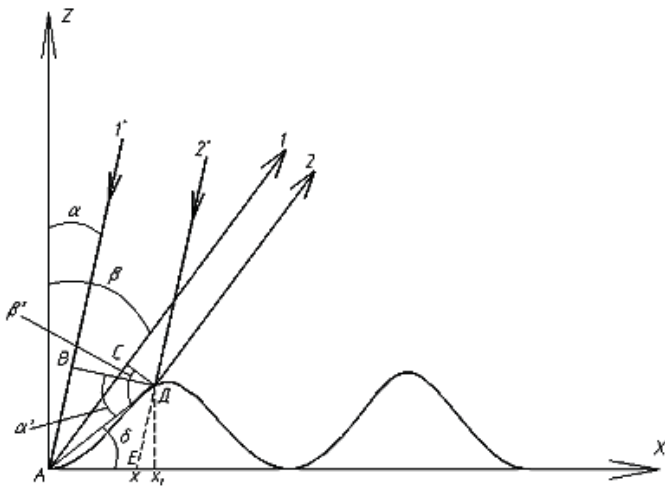
Уравнение поверхности ФДР представим в виде

$$z = A \left( 1 - \cos \frac{2\pi x}{T} \right) = 2A \sin^2 \frac{\pi x}{T}, \quad (3)$$

где  $A$  и  $T$  — амплитуда и период синусоидального профиля.



a



б

Рис. 1. Расчетная схема математической модели дифракции света на отражающей ФДР синусоидального профиля (а), то же в плоскости  $XOZ$  (б)

В соответствии с принципом Гюйгенса–Френеля каждая точка падающего волнового фронта, становясь источником вторичных волн, создает в рассматриваемом направлении наблюдения волну, амплитуда которой равна

$$U = U_0 \int_0^T e^{ik\Delta x} dx, \quad (4)$$

где  $U_0$  — постоянная величина, пропорциональная амплитуде падаю-

щей волны;  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число;  $\Delta x$  — оптическая разность хода между лучами 1 и 2, отраженными от точек А и Д (точка А находится в начале координат, точка Д — произвольная точка профиля).

Учитывая периодичность профиля, можно записать

$$\Delta_x = \Delta_{1x} + j\Delta_o,$$

где  $\Delta_{1x}$  — значение  $\Delta_x$  в пределах одного периода;  $\Delta_o$  — оптическая разность хода для точек профиля, отстоящих по оси  $X$  на величину периода  $T$ . Тогда соотношение (4) примет вид

$$U = U_0 \int_0^T e^{ik\Delta_{1x}} dx \sum_{j=0}^N e^{ikj\Delta_o}, \quad (5)$$

где  $N$  — число штрихов профиля.

Выражение (5) целесообразно представить в виде

$$U = U_0 U_1 U_2, \quad (5a)$$

где

$$U_2 = \sum_{j=0}^N e^{ikj\Delta_o}, \quad (6)$$

$$U_1 = \int_0^T e^{ik\Delta_{1x}} dx. \quad (7)$$

Для вычисления интеграла  $U_1$  необходимо найти выражение для  $\Delta_{1x}$ . Как следует из рис. 1, б

$$\Delta_{1x} = AB + AC = AD \cdot (\sin \alpha' + \sin \beta'). \quad (8)$$

Для нахождения отрезка АД необходимо определить координаты точки Д  $\{x_1, y_1\}$ . Последние определяются из уравнений луча 2

$$z = k(x_1 - x), \quad (9)$$

где  $k = \text{ctg } \alpha$ , и уравнения профиля (3). При этом получим, что координата  $x_1$  точки Д находится из решения трансцендентного уравнения

$$x_1 - 2A \text{tg } \alpha \sin^2 \frac{\pi x_1}{T} = x, \quad (10)$$

координата  $y_1$  точки Д равна

$$y_1 = 2A \sin^2 \frac{\pi x_1}{T} \quad (11)$$

и, следовательно,

$$AD = \sqrt{x_1^2 + y_1^2} = \sqrt{x_1^2 + 4A^2 \sin^4 \frac{4\pi x_1}{T}}. \quad (12)$$

Далее получим (см. рис. 1)

$$\alpha' = \alpha + \beta, \quad \beta' = \beta + \delta, \quad (13)$$

где

$$\delta = \arctg \frac{y_1}{x_1} = \arctg \left( \frac{2A}{x_1} \sin^2 \frac{2\pi x_1}{T} \right). \quad (14)$$

Таким образом, все величины, необходимые для вычисления  $U_1$  в уравнении (7), определены, поэтому интеграл может быть легко найден численными методами.

В тех случаях, когда глубина профиля значительна, заданы углы  $\alpha$  и  $\beta$  и наблюдается виньетирование части профиля его гребнем (рис. 2), рассмотренный алгоритм вычисления интеграла  $U_1$  должен быть скорректирован.

На рис. 2 показана плоская волна, падающая на профиль под углом  $\alpha$  к оси  $Z$ . Отмеченное виньетирование будет иметь место при выполнении условия

$$\text{ctg } \alpha < \frac{2\pi A}{T}.$$

В этом случае будет освещен участок профиля с абсциссами  $x$ , находящимися в пределах  $x_2 < x < x_1 + T$ , где

$$x_2 = \frac{T}{2\pi} \arcsin \left( \frac{T \text{ctg } \alpha}{2\pi A} \right), \quad (15)$$

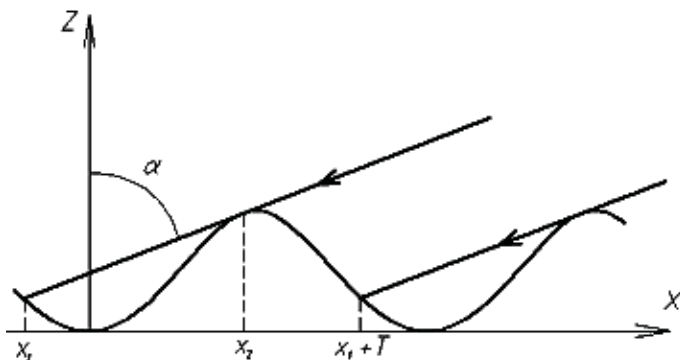


Рис. 2. Виньетирование части профиля ФДР

а  $x_1$  будет являться корнем трансцендентного уравнения

$$\cos \frac{2\pi x}{T} + (x - x_2) \operatorname{ctg} \alpha = \sqrt{1 - \left( \frac{T \operatorname{ctg} \alpha}{2\pi A} \right)^2}. \quad (16)$$

Аналогичные рассуждения можно провести и для отраженной волны. При этом в зависимости от наличия или отсутствия виньетирования в падающей и отраженной волнах область интегрирования в уравнении (7) будет составлять определенную часть периода  $T$ . Определение граничных значений этих областей тривиально.

Значение  $U_2$  в выражении (6) является суммой  $N$  членов геометрической прогрессии, т.е.

$$U_2 = \frac{1 - e^{ikN\Delta_0}}{1 - e^{ik\Delta_0}}, \quad (17)$$

где

$$\Delta_0 = T(\sin \alpha + \sin \beta). \quad (18)$$

Переходя в уравнении (5а) к интенсивности, получим

$$I = I_0 \cdot I_1 \cdot I_2, \quad (19)$$

где

$$I_1 = |U_1|^2, \quad (20)$$

$$I_2 = |U_2|^2 = \frac{\sin^2 \left( \pi \frac{N\Delta_0}{\lambda} \right)}{\sin^2 \left( \frac{\pi\Delta_0}{\lambda} \right)}, \quad (21)$$

$I_0 = |U_0|^2$  — интенсивность падающей волны.

**Анализ распределения интенсивности света, дифрагированного на ФДР, при формировании цветокодированных изображений.** Распределение интенсивности дифрагированного на транспаранте света описывается выражением

$$I = I_0 I_1 I_2, \quad (22)$$

где  $I_0$  — интенсивность падающего света;  $I_1$  — относительная интенсивность дифрагированного света, определяемая дифракцией на одном периоде транспаранта;  $I_2$  — относительная интенсивность света, представляющая собой результат интерференции волн от всех штрихов транспаранта.

Функция  $I_2$  не зависит от профиля транспаранта в пределах пространственного периода  $T$ , следовательно, является одинаковой для транспарантов с квазисинусоидальным и прямоугольным профилями и определяется выражением

$$I_2 = \frac{\sin^2\left(\pi \frac{N\Delta_0}{\lambda}\right)}{\sin^2\left(\pi \frac{\Delta_0}{\lambda}\right)}, \quad (23)$$

где  $N$  — число штрихов транспаранта;  $\lambda$  — длина волны света;  $\Delta_0$  — оптическая разность хода падающей и дифрагированной волн, определяемая углами падения  $\alpha$  и наблюдения  $\beta$ :

$$\Delta_0 = T(\sin \alpha + \sin \beta). \quad (24)$$

Вид функции  $I_2$  известен. Она представляет собой систему главных максимумов с интенсивностью  $N^2$ , положение которых определяется выражением

$$T(\sin \alpha + \sin \beta) = m\lambda, \quad (25)$$

где  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  — порядки дифракции.

Для каждого типа транспаранта функция  $I_1$  имеет свой вид и ее определение в общем виде возможно лишь численными методами.

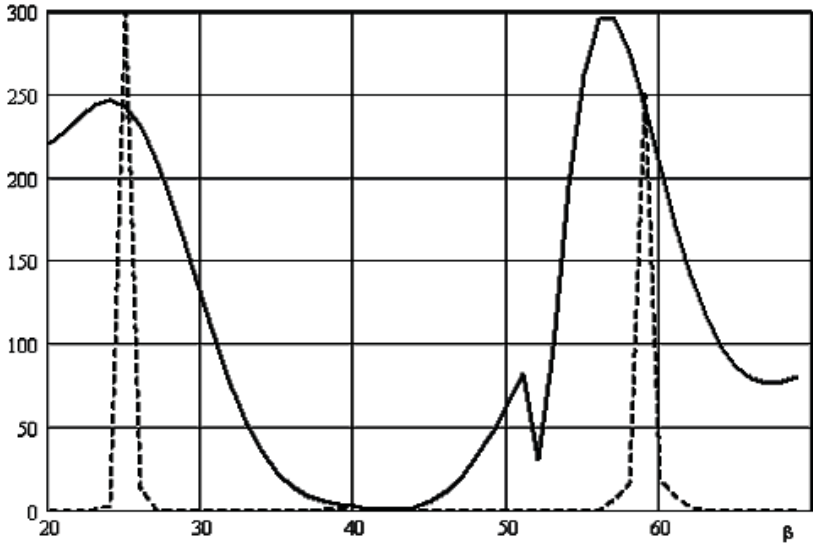
Анализ показывает, что для дальнейшего моделирования особенностей дифракции света на ФДР следует подробнее рассмотреть дифракцию света в области первую порядка. Это продиктовано следующими причинами:

1. Видимая область спектра 400...760 нм свободна от наложения порядков в области дифракции первого порядка;

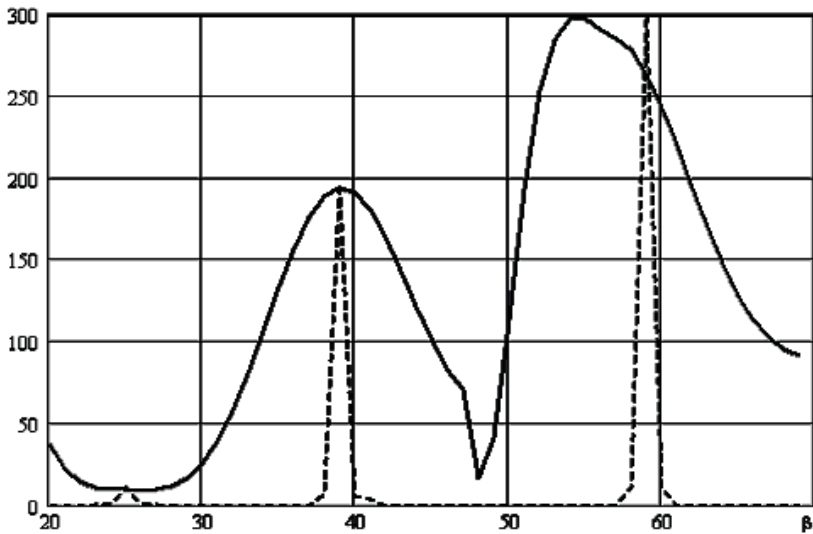
2. Разница углов дифракции нулевого и первого порядков является достаточной для надежного разделения этих порядков и в то же время она не слишком велика, что обеспечивает выполнение условий наблюдения ФДР в широком диапазоне углов.

Как следует из уравнения (25), порядки дифракции при  $|\beta| < \alpha$  положительны, а при  $|\beta| > \alpha$  — отрицательны. При таких условиях по энергетическим соображениям предпочтение следует отдать порядку  $m = +1$ , когда угол наблюдения ближе к нормали ФДР, нежели угол освещения. Легко показать, что изменяя глубину рельефа решетки, можно целенаправленно варьировать функцию  $I_1(\beta)$ , с тем чтобы основная интенсивность света приходилась на порядок  $m = +1$  выбранной длины волны.

**Анализ распределения интенсивности света, дифрагированного на ФДР, при изменении глубины рельефа ФДР.** На рис. 3 представлены графики функций  $I_1(\beta)$  и  $I_2(\beta)$  в зависимости от угла наблюдения  $\beta$  для транспарантов с квазисинусоидальным и прямоугольным профилями, при освещении их светом с длиной волны  $\lambda = 0,55$  мкм и углом подсветки  $\alpha = 40^\circ$ .



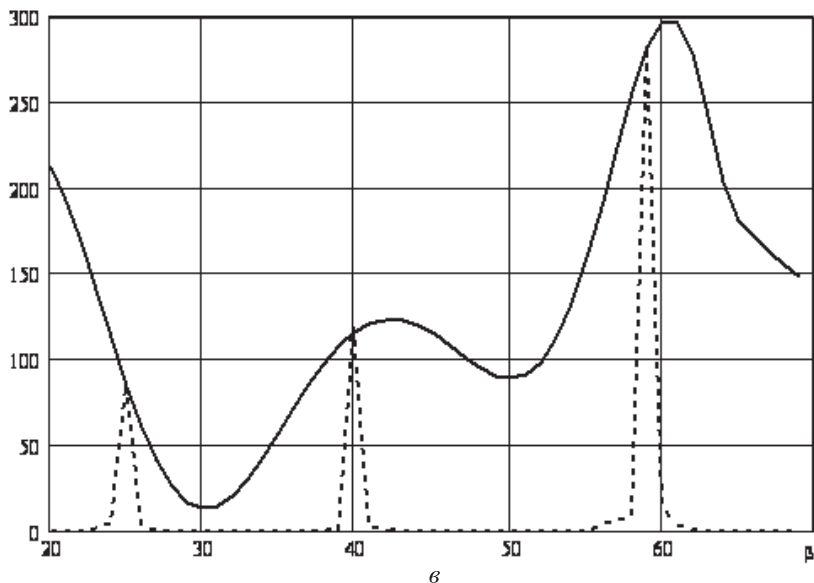
*a*



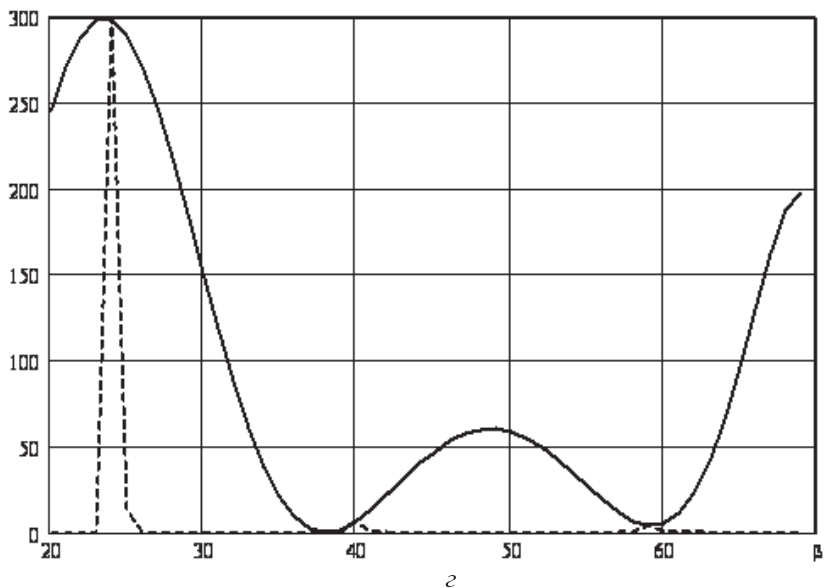
*б*

**Рис. 3 (начало).** Графики функций  $I_1(\beta)$  (сплошная линия) и  $I_2(\beta)$  (штриховая) в зависимости от угла наблюдения  $\beta$  для транспаранта с квазисинусоидальным профилем рельефа;  $\lambda = 0,55$  мкм,  $T = 2,5$  мкм,  $A = 0,32$  мкм (*a*),  $0,36$  мкм (*б*);  $H = 0,51$  (*а*),  $0,31$  мкм (*з*);  $\alpha = 1,5$  мкм (*в*, *з*)





6



2

Рис. 3 (окончание)

На рис. 3 приняты следующие обозначения:  $A$ ,  $T$  — амплитуда и период синусоидального профиля;  $T = a + b$ , где  $a$  — ширина впадины рельефа,  $b$  — ширина выступа рельефа;  $H$  — высота прямоугольного профиля рельефа.

Из анализа графиков видно, что результирующее распределение интенсивности  $I(\beta)$  представляет собой систему отдельных максимумов разных порядков, величины которых пропорциональны значению функции  $I_1(\beta)$  в соответствующих точках. Максимум нулевого поряд-

ка всегда наблюдается при угле  $\beta = -\alpha$ . Функция  $I_1(\beta)$  для квазисинусоидального профиля выглядит значительно сложнее, чем аналогичная функция для прямоугольного профиля. Кроме того, видно, что при угле наблюдения  $\beta_3$ , определяемом выражением

$$\operatorname{ctg} \beta_3 = \frac{A 2\pi}{T},$$

у функции  $I_1(\beta)$  для квазисинусоидального профиля наблюдаются значительные флуктуации интенсивности. Это происходит потому, что при угле наблюдения  $\beta_3$  наступает экранирование освещенной части профиля транспаранта его вершинами и при дальнейшем увеличении угла  $\beta$  происходит быстрое изменение фазы интерферирующих лучей в окрестности области экранировки и, как следствие, быстрые изменения интенсивности.

Для прямоугольного профиля экранировка происходит непрерывно, поэтому функция  $I_1(\beta)$  во всем диапазоне углов наблюдения — гладкая.

Из рис. 3, а, б видно, как, изменяя амплитуду  $A$  синусоидального рельефа от 0,32 до 0,36 мкм, можно перераспределять интенсивность света в нужный порядок. В частности, при  $A = 0,36$  мкм максимальная интенсивность приходится на первый порядок ( $m = -1$ ), при  $A = 0,32$  мкм интенсивность нулевого порядка равна нулю.

Аналогичные изменения можно проследить и на решетке с прямоугольным профилем. На рис. 3, в, г показано, как при изменении высоты профиля  $H$  от 0,51 до 0,31 мкм происходит “перекачка” энергии дифрагированного излучения из порядка  $m = -1$  в порядок  $m = 1$ . В этом случае появляется дополнительный параметр — относительный размер впадины  $A_{\text{вп}}$  профиля, меняя который в некоторых пределах, можно дополнительно обеспечить необходимые пространственно-энергетические преобразования дифрагированного излучения.

**Анализ распределения интенсивности света, дифрагированного на ФДР, при изменении периода ФДР.** Разработанная математическая модель позволяет управлять с помощью параметров ФДР не только интенсивностью, но и доминирующей длиной волны  $\lambda$  дифрагированного излучения. Действительно, при заданных углах освещения и наблюдения доминирующая длина волны определяется из соотношения (25):

$$\lambda = \frac{T}{m}(\sin \alpha + \sin \beta), \quad (26)$$

т.е. при  $m = 1$   $\lambda = T(\sin \alpha + \sin \beta)$ .

Таким образом, для изменения цветового тона пиксела ФДР достаточно изменить период  $T$  транспаранта. Следует иметь в виду, что

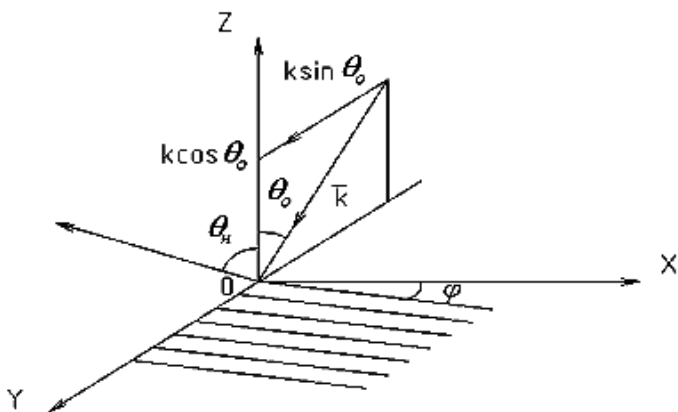


Рис. 4. Общий случай расположения ФДР и единичного вектора падающей волны

одновременно с этим для сохранения интенсивности света на выбранных длинах волн неизменной необходимо варьировать амплитудой синусоидального и высотой прямоугольного рельефов. При этом, для обеспечения неизменности интенсивности первого максимума амплитуду синусоидального профиля изменяли в пределах  $0,28 \dots 0,38$  мкм, а высоту прямоугольного профиля — в пределах  $0,33 \dots 0,44$  мкм.

**Анализ распределения углов дифракции света на ФДР при изменении угловой ориентации ФДР.** Рассмотрим вопрос об ориентации штрихов ФДР. Будем считать плоскостью падения плоскость  $ZOY$  (рис. 4) и угол освещения  $\theta_0$ . Штрихи ФДР расположены в плоскости

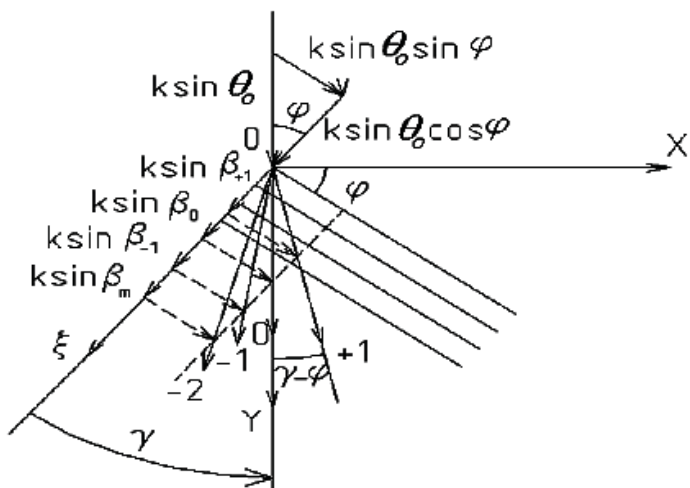


Рис. 5. Вид на плоскость  $XOY$

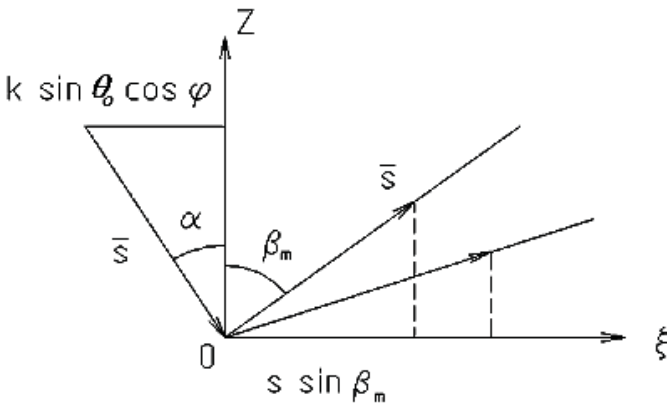


Рис. 6. Сечение плоскостью  $ZO\xi$ , ортогональной штрихам ФДР

$XOY$  и ориентированы под углом  $\varphi$  к оси  $X$ . Вектор  $\bar{k}$  — единичный вектор падающей волны;  $\theta_0$  — угол наблюдения. На рис. 5 показана плоскость  $XOY$ , на рис. 6 — сечение плоскостью  $ZO\xi$ , ортогональной штрихам ФДР.

Падающую волну можно разложить на волну, вектор которой  $k \sin \theta_0 \cos \varphi$  которой лежит в плоскости  $ZO\xi$ , и волну, вектор которой  $k \sin \theta_0 \sin \varphi$  не испытывает дифракции, так как параллелен штрихам ФДР. Углы  $\alpha$  и  $\beta$  в плоскости дифракции описываются соотношениями:

$$\operatorname{tg} \alpha = \operatorname{tg} \theta_0 \cos \varphi, \quad \operatorname{tg} \beta = \operatorname{tg} \theta_n \cos \varphi. \quad (27)$$

Из рис. 5 можно получить очевидное соотношение

$$s \sin \alpha = k \sin \theta_0 \cos \varphi, \quad (28)$$

где  $\bar{s}$  — вектор падающей волны в плоскости падения.

Проекции дифрагированных на решетке волн порядков  $-2, -1, 0, 1$  показаны на рис. 5. Они складываются из дифрагированных в плоскости дифракции и недифрагированной волн.

Из рис. 5 видно, что угол  $\gamma_m$  между осью  $\xi$  и  $m$ -м порядком дифракции в проекции на ось  $XOY$  определяется выражением

$$\operatorname{tg} \gamma_m = \frac{k \sin \theta_0 \sin \varphi}{s \sin |\beta_m|}, \quad (29)$$

где  $\beta_m$  — угол, составленный  $m$ -м порядком в плоскости дифракции.

Из выражения (25) можно записать

$$\sin |\beta_m| = \sin \alpha - \frac{m\lambda}{T}. \quad (30)$$

Подставив выражение (30) в уравнение (29), с учетом соотношения (28) можно получить

$$\operatorname{tg} \gamma_m = \operatorname{tg} \varphi \frac{\sin \alpha}{\sin \alpha - \frac{m\lambda}{T}}. \quad (31)$$

Из соотношения (28) видно, что нулевой порядок дифракции находится в плоскости падения, остальные составляют с ней различные углы. При расчете требуемого угла  $\varphi$  необходимо обеспечить условие, при котором выбранный порядок  $m$  попадал бы в правый или левый глаз наблюдателя, т. е. чтобы выполнялось следующее соотношение:

$$\operatorname{tg}(\gamma_m - \varphi) \sin \beta = \operatorname{tg} \alpha_r, \quad (32)$$

где  $\alpha_r$  — половина угла конвергенции глаз при наблюдении объекта с расстояния наилучшего видения  $D$ ;

$$\operatorname{tg} \alpha_r = \frac{1}{2} \frac{b}{D}, \quad (33)$$

где  $b$  — база глаз, равная в среднем 62 мм.

Полученные выражения позволяют в принципе при выбранных значениях  $m$  и  $\alpha$  определить необходимый для наблюдения угол  $\varphi$ .

Для иллюстрации проведем предварительную оценку угла. Положим  $m = 1$ ,  $b = 62$  мм,  $D = 250$  мм. Будем считать, что  $\operatorname{tg}(\gamma_1 - \varphi) \approx \operatorname{tg} \gamma_1 - \operatorname{tg} \varphi$  и  $\operatorname{tg} \varphi \approx \sin \varphi$ , тогда из выражения (32) с учетом (31) и (33) получим

$$\sin \varphi \left( \frac{\sin \alpha}{\sin \alpha - \frac{\lambda}{T}} - 1 \right) \left( \sin \alpha - \frac{\lambda}{T} \right) \cong \frac{1}{2} \frac{b}{D},$$

откуда

$$\sin \varphi \approx \frac{1}{2} \frac{bT}{D\lambda}.$$

Если взять  $\frac{T}{\lambda} \approx 4$ , то получим  $\varphi \approx 30^\circ$ . Очевидно, при изготовлении ФДР следует в каждом пикселе предусмотреть нанесение штрихов под углами  $\varphi$  и  $-\varphi$ .

Таким образом, разработанная математическая модель позволяет осуществить цветное кодирование изображения объектов на ФДР. При этом доминирующая длина волны цвета кодируется пространственным периодом  $T$  решетки, интенсивностью цвета управляет глубина рельефа, а поворачивая профиль относительно плоскости падения света, можно создать оптимальные условия для наблюдения объектов на ФДР двумя глазами.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Г у д м е н Д ж. Введение в фурье-оптику / Под ред. Г.И. Косоурова. – М.: Мир, 1970.
2. Б о р н М., В о л ь ф Э. Основы оптики / Под ред. Г.П. Мотулевич. – М.: Наука, 1973.
3. Г о н ч а р с к и й А. В., П о п о в В. В., С т е п а н о в В. В. Введение в компьютерную оптику. – М.: Изд-во МГУ, 1991.
4. П о л у ч е н и е и считывание голограмм со скрытым изображением / Бобринцев В.И. и др. // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия “Приборостроение”. – 2004. – № 1. – С. 37–54.

Статья поступила в редакцию 30.03.2005

Алексей Михайлович Хорохоров родился в 1945 г., окончил в 1968 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана. Канд. техн. наук, старший научный сотрудник кафедры “Лазерные и оптико-электронные системы” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 70 научных работ в области оптико-электронного приборостроения.

A.M. Khorokhorov (b. 1945) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1968. Ph. D. (Eng.), senior researcher of “Laser and Optic and Electronic Systems” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 70 publications in the field of optic and electronic devices engineering.



Александр Михайлович Клищук родился в 1982 г. Студент МГТУ им. Н.Э. Баумана. Специализируется в области дифракционных оптических элементов.

A.M. Klishchuk (b. 1982) — student of the Bauman Moscow State Technical University. Specializes in the field of diffraction optical elements.



Иван Константинович Цыганов родился в 1978 г., окончил в 2002 г. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Аспирант кафедры “Лазерные и оптико-электронные системы” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор 5 научных работ в области оптоэлектроники.

I.K. Tsyganov (b. 1978) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2002. Post-graduate of “Laser and Optic and Electronic Systems” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of 5 publications in the field of optoelectronics.

Александр Федорович Ширанков родился в 1950 г., окончил в 1974 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана. Канд. техн. наук, ведущий научный сотрудник НИИ “Радиоэлектроника и лазерная техника” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Лауреат премии Ленинского комсомола, награжден медалью С.Э. Фриша Оптического общества им. Д.С. Рождественского. Автор 150 научных работ в области оптоэлектроники и лазерной техники.

A.F. Shirankov (b. 1950) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1974. Ph. D. (Eng.), leading researcher of “Radio Electronics and Laser Technology” research institute of the Bauman Moscow State Technical University. Winner of Lenin’s Komsomol Prize. Recipient of Frish Medal of Optical Society n.a. D.S. Rozhdestvensky. Author of 150 publications in the field of optoelectronics and laser technology.