

## THE PHASE OPTICAL ELEMENTS – KINIFORMS

A. I. FISHMAN

*The basic principles of kinoform elements operation are given. To illustrate these principles the kinoform lens, its two- and three-level approximations are considered. Other more complex kinoforms and their applications are described. The methods of kinoform creation are given.*

**Изложены основные принципы действия киноформных элементов. В качестве иллюстрации рассмотрены киноформная линза, ее двух- и трехуровневые приближения. Описаны другие более сложные киноформы и их применения, дано представление о способах создания киноформов.**

## ФАЗОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ – КИНОФОРМЫ

А. И. ФИШМАН

Казанский государственный университет

### ВВЕДЕНИЕ

Бурное развитие оптики, связанное с созданием когерентных источников света, лазеров, привело к развитию новых направлений в оптическом приборостроении. К ним относится киноформная оптика. В ее основе лежит возможность управления волновым фронтом световых волн на структурах с заданным изменением толщины и/или показателя преломления вещества.

О принципиальной возможности создания таких элементов говорил более 100 лет тому назад выдающийся английский физик Рэлей, один из основоположников теории колебаний: “Если бы можно было ввести в каждой части отверстия решетки произвольное запаздывание, то весь свет можно было бы сконцентрировать в любом из спектров по желанию. Предположив, что запаздывание изменяется равномерно и непрерывно, мы приходим к случаю обыкновенной призмы, но тогда нет дифракционного спектра в обычном смысле. Чтобы его получить, нужно было бы сделать так, чтобы запаздывание изменялось постепенно на длину волны при прохождении каждого элемента решетки, а возвращалось затем к своему предыдущему значению, перескакивая, таким образом, внезапно на длину волны”.

Киноформ занимает промежуточное положение между дифракционными (решетчатыми) и преломляющими оптическими системами, обладая свойствами и тех и других. Как и в дифракционных системах (например, в дифракционных решетках), длина оптического пути вдоль всех направлений, соединяющих объект и его изображение, не остается постоянной, а меняется при переходе от одной зоны к другой скачком, равным длине волны. В то же время киноформные элементы приближаются к преломляющим системам (например, линзам), поскольку оптические пути световых волн выравниваются в пределах каждой зоны.

Киноформные элементы имеют существенные преимущества по сравнению с традиционными оптическими элементами – линзами, призмами, зеркалами и т.д.: малый вес, небольшие габариты, относительная простота изготовления и низкая стоимость. Кроме того, киноформ может выполнять одновременно функции нескольких оптических элементов. Киноформы предназначены, как правило, для работы в монохроматическом свете, поэтому они находят все более широкое применение в области

преобразования лазерных пучков. Более строгое изложение вопроса читатель может найти в работах [1, 2] и цитируемой в них литературе.

### МЕТОД ВЕКТОРНЫХ ДИАГРАММ

В качестве первого шага необходимо напомнить читателю метод векторных диаграмм, широко используемый для сложения гармонических колебаний.

Пусть дано два гармонических колебания одинаковой частоты

$$x_1 = A_0 \cos(\omega t + \varphi_1), \quad x_2 = B_0 \cos(\omega t + \varphi_2),$$

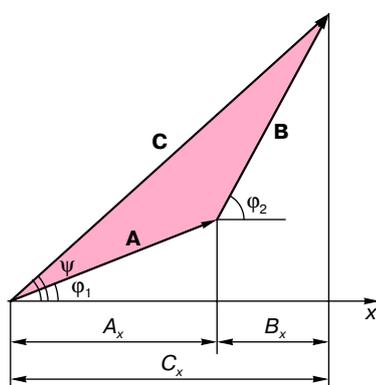
где  $A_0, B_0$  – амплитуды колебаний,  $\omega$  – циклическая частота,  $\varphi_1, \varphi_2$  – начальные фазы. Задача – найти амплитуду  $C_0$  суммарного колебания  $x = x_1 + x_2$ .

Суть метода состоит в том, что каждое колебание представляется вектором и сложение гармонических функций заменяется сложением соответствующих векторов. Введем вектор **A** (его модуль равен амплитуде колебания  $A_0$ , а с осью  $OX$  он составляет угол  $\varphi_1$ , рис. 1) и вектор **B** ( $B_0$  и  $\varphi_2$  соответственно). Их сумма  $\mathbf{C} = \mathbf{A} + \mathbf{B}$ . Пусть векторы **A** и **B** вращаются против часовой стрелки с угловой скоростью  $\omega$ . Тогда угол между ними со временем не меняется, и вектор **C** будет вращаться с той же угловой скоростью, сохраняя свой модуль. Для любого момента времени для  $x$ -проекции этих векторов можно записать  $C_x = A_x + B_x$  или

$$C_x = C_0 \cos(\omega t + \psi) = A_0 \cos(\omega t + \varphi_1) + B_0 \cos(\omega t + \varphi_2).$$

Используя теорему косинусов для треугольника, выделенного красным цветом, можно получить выражение для амплитуды суммарного колебания

$$C_0^2 = A_0^2 + B_0^2 + 2A_0B_0 \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (1)$$

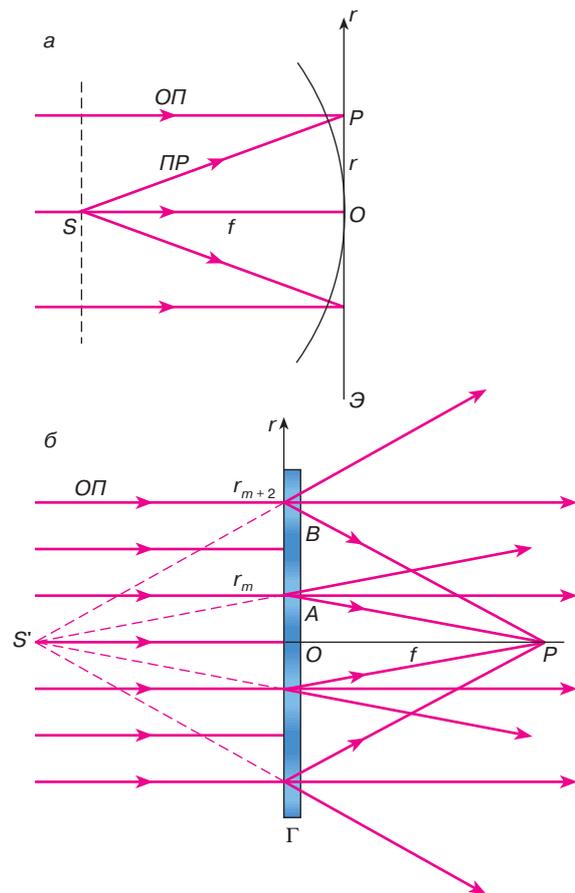


**Рис. 1.** Сложение двух гармонических колебаний одной частоты с начальными фазами  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  методом векторных диаграмм

Удобство метода векторных диаграмм очевидно: во-первых, с его помощью можно складывать гармонические колебания разных амплитуд и, во-вторых, число слагаемых не имеет принципиального значения – несколько векторов легко сложить по правилу многоугольника.

### ГОЛОГРАММА ТОЧКИ

На втором шаге рассмотрим интерференцию двух световых волн: плоской и сферической. Поверхности равной фазы в первой из них представляют собой плоскости, а во второй – сферы. Пусть, например, на экран Э падают две волны: плоская (назовем ее опорной волной, *ОП* на рис. 2, а) и сферическая от точечного источника света *S* (ее назовем предметной волной, *ПП*). Расстояние от источника *S* до экрана *SO* равно  $f$ . Чтобы наблюдать интерференцию, эти волны должны быть когерентными, то есть в некоторой точке наблюдения *P* разность фаз  $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$  между этими волнами должна



**Рис. 2.** а – интерференция плоской опорной волны *ОП* и предметной сферической волны *ПП*, испускаемой точечным источником света *S*; б – дифракция плоской опорной волны на голограмме Г

быть постоянной за время наблюдения. Тогда амплитуда колебаний в точке  $P$  будет существенно зависеть от  $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$  (см. соотношение (1)). Разность фаз связана с оптической разностью хода  $\delta$  простым соотношением

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(L_2 - L_1), \quad (2)$$

где  $\lambda$  — длина световой волны в вакууме, а  $L_2$  и  $L_1$  — оптические пути интерферирующих волн. Для определения оптического пути нужно разбить траекторию, вдоль которой распространяется волна, на небольшие участки длиной  $\Delta l_i$ . Если участок достаточно мал, то в его пределах можно считать показатель преломления  $n_i$  постоянным. Тогда оптический путь  $L$  будет равен сумме элементарных оптических путей  $\Delta l_i \cdot n_i$ :

$$L = \sum_i \Delta l_i \cdot n_i. \quad (3)$$

Теперь найдем разность фаз световых волн, прошедших в точку  $P$ , которая находится на расстоянии  $r$  от точки  $O$ , центра интерференционной картины. Для простоты будем считать, что волны распространяются в воздухе, показатель преломления которого близок к единице. Оптическая разность хода между предметной ( $ПП$ ) и опорной ( $ОП$ ) волнами (для упрощения математических формул будем считать, что  $r^2/f^2 \ll 1$ ):

$$\delta = L_{PP} - L_{OP} = SP - SO = \sqrt{f^2 + r^2} - f \approx \frac{r^2}{2f}.$$

Тогда разность фаз

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{r^2}{2f}. \quad (4)$$

Освещенность экрана будет пропорциональна интенсивности света  $I$  — величине, равной мощности светового излучения, проходящего через единичную площадку, расположенную перпендикулярно лучам. Поскольку  $I$  пропорциональна квадрату амплитуды напряженности электрического поля, то закон распределения интенсивности света в плоскости экрана будет задаваться соотношением (см. (1), где для простоты амплитуды опорной и плоской волн будем считать одинаковыми):

$$I(r) = I_{PP} + I_{OP} + 2\sqrt{I_{PP}I_{OP}}\cos(\Delta\varphi) = 2I_0[1 + \cos(\Delta\varphi)], \quad (5)$$

$I_{PP}$ ,  $I_{OP}$  — интенсивности предметной и опорной волн,  $I_{PP} = I_{OP} = I_0$ .

Положение темных и светлых колец соответствует значению разности фаз  $\Delta\varphi = \pi m$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ), а их радиусы (см. (4))

$$r_m = \sqrt{m\lambda f}. \quad (6)$$

При четном  $m$  кольцо будет светлым, а при нечетном — темным.

Поместим вместо экрана фотопластинку. Правильно выбрав режим экспозиции, проявления, закрепления и сушки, мы получим систему чередующихся концентрических светлых и темных колец, расстояние между которыми уменьшается по мере удаления от центра картины к периферии. Такая интерференционная картина называется кольцами Ньютона, а полученная фотопластинка — голограммой точечного источника света (голограммой точки).

Осветим теперь голограмму опорной волной. Световая волна дифрагирует на голограмме как на дифракционной решетке. Покажем, что все волны, прошедшие сквозь соседние прозрачные участки, придут в точку  $P$  (находящуюся на расстоянии  $f$  от голограммы) с разностью фаз  $2\pi$ . Действительно, на рис. 2, б видно, что разность фаз между двумя лучами, прошедшими сквозь светлые кольца (так как у нас получился негатив, то менее освещенные места оказались светлыми кольцами с радиусами (6)),

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(BP - AP) = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{r_{m+2}^2}{2f} - \frac{r_m^2}{2f}\right) = 2\pi.$$

Волны с такой разностью фаз интерферируют на максимум и дают яркую точку  $P$  — действительное изображение источника  $S$ . Нетрудно убедиться, что также сфазированными окажутся волны, идущие в направлении  $S'A$  и  $S'B$ , образуя сферическую волну, как бы исходящую из точки  $S'$ . Эта волна полностью идентична предметной. Она создает мнимое изображение источника.

Наконец, за голограммой можно обнаружить и третью волну с плоским волновым фронтом, распространяющуюся по направлению опорной. Действительно, в бесконечно удаленную точку, лежащую на оси  $S'P$ , волны приходят в одной фазе.

Таким образом, голограмму точки можно использовать в качестве линзы с фокусным расстоянием  $f$ . Однако количество световой энергии, которое соберется в точке  $P$ , окажется менее 4% от падающей (ведь часть света поглощается голограммой, а оставшаяся часть распределяется между тремя волнами).

#### КИНОФОРМ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ЛИНЗЫ

А нельзя ли создать плоский элемент, который бы собирал 100% световой энергии в точке  $P$ ? Оказывается, принципиальная возможность имеется.

Во-первых, мы должны отказаться от амплитудной голограммы, действие которой только что рассмотрели (световая волна, проходя сквозь нее, меняет свою амплитуду по закону (5)). Для нас больший интерес должны представлять фазовые голограммы,

изменяющие по определенному закону только фазу проходящей световой волны. Очевидно, что фазовые голограммы в отличие от амплитудных не уменьшают при этом количество световой энергии.

Во-вторых, нужно найти определенный закон, по которому должна изменяться фаза световой волны после прохождения этого элемента, чтобы разность фаз всех волн (а не только от светлых колец), пришедших в точку  $P$ , была равна нулю или кратна  $2\pi$  и они бы проинтерферировали на максимум. Такой элемент будем называть киноформом осесимметричной линзы.

Из соотношений (2) и (3) видно, что воздействовать на разность фаз световых волн можно изменением оптического пути лучей, то есть вариацией показателя преломления или/и толщины пластинки, через которую проходит световая волна. Рассмотрим частный случай – стеклянную пластинку с постоянным показателем преломления  $n$ . Каким же должен быть рельеф этой пластинки, чтобы она удовлетворяла поставленным условиям?

Нанесем на стеклянную пластинку концентрические кольцевые канавки. На рис. 3, *a* показано сечение такой пластинки по диаметру. Глубину канавок  $h$  будем отсчитывать от поверхности  $AB$ . Чтобы волны от всех точек пластинки пришли в точку  $P$  в одной фазе, их оптические пути должны быть одинаковыми. Приравняем оптический путь центрального луча (1 на рис. 3, *a*) и произвольного луча 2 (оптические пути этих лучей до точек  $C$  и  $D$  равны и не зависят от профиля поверхности  $AB$ ):

$$OC \cdot n + OP = MD + MP \quad \text{или} \quad h \cdot n + OP = h + MP.$$

Тогда глубина бороздки

$$h = \frac{r^2}{2f(n-1)}.$$

При глубине

$$h_{\max} = \frac{\lambda}{n-1}$$

дополнительный набег фазы, вносимый пластинкой, равен  $2\pi$  (см. (4)). Поэтому если расчетное значение глубины  $h > h_{\max}$ , то в данном месте глубину бороздки можно уменьшить на величину, кратную  $h_{\max}$ :

$$h = \frac{r^2}{2f(n-1)} - h_{\max} \cdot \text{ent} \left[ \frac{r^2}{2f(n-1)h_{\max}} \right]. \quad (7)$$

Символ  $\text{ent}[x]$  (антье от фр. entier) означает, что нужно взять наибольшее целое число  $\leq x$ .

Таким образом, создавая на поверхности стекла круговые бороздки, глубина которых с радиусом меняется в соответствии с (7), получим рельефную структуру, сечение которой показано на рис. 3, *a*. Максимальная глубина рельефа для видимого света не превосходит 1,5 мкм. Этот элемент называется

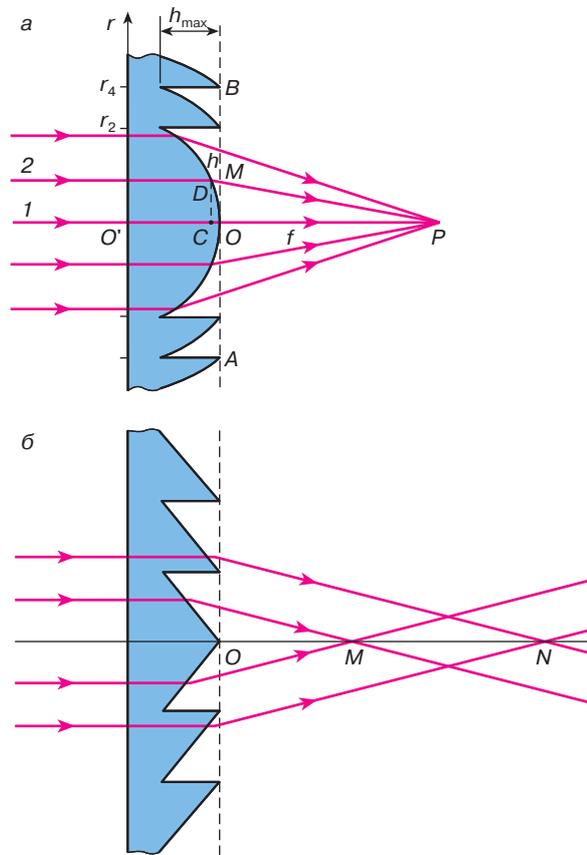


Рис. 3. *a* – дифракция плоской световой волны на киноформной линзе. Показано сечение пластинки по диаметру; *б* – профиль рельефа киноформного аксикона

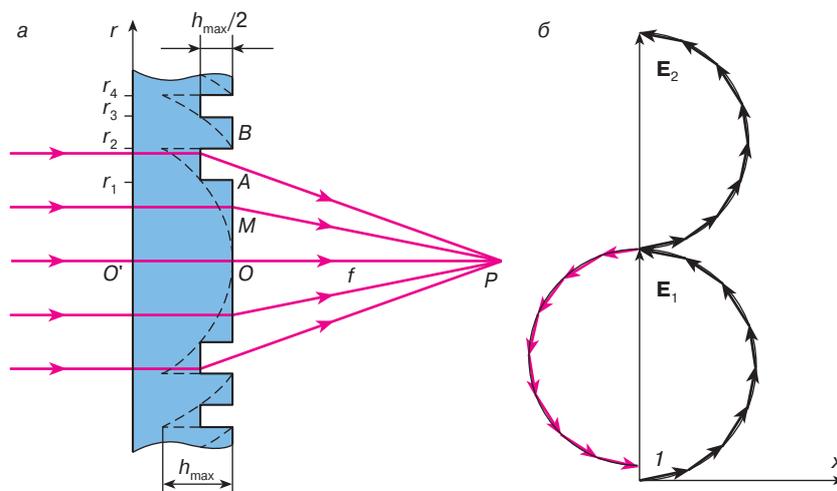
киноформом осесимметричной линзы, киноформной линзой.

### МНОГОУРОВНЕВЫЕ ФАЗОВЫЕ ГОЛОГРАММЫ

Изготовление рельефных структур, подобных приведенной на рис. 3, *a* с плавным изменением глубины канавки, – сложная техническая задача. На практике создают более простые структуры, которые можно рассматривать как приближения к киноформу.

Первым таким приближением является двухуровневая фазовая голограмма, имеющая два уровня фазового сдвига.

Такую пластинку можно создать следующим образом. Начертим на стеклянной пластинке кольца с радиусами (6) и сделаем прямоугольные выемки глубиной  $h_{\max}/2$  в месте расположения четных колец (рис. 4, *a*). Поскольку на поверхности пластинки образовались участки с двумя уровнями углублений ( $h = 0$  и  $h = h_{\max}/2$ ), то такую пластинку называют двухуровневой.



**Рис. 4.** а – дифракция плоской световой волны на двухуровневой фазовой голограмме. Показано сечение пластинки по диаметру; б – сложение световых колебаний, пришедших в точку  $P$  от элементарных участков  $M$ , методом векторных диаграмм

Падающая световая волна испытывает дифракцию на этой структуре. Определим амплитуду колебаний в точке  $P$ . Рассмотрим волны, пришедшие в точку  $P$  от участков  $M$ , лежащих в пределах радиуса  $r_1$ . Оптический путь, а значит, и фаза колебаний плавно возрастают по мере удаления светящегося участка  $M$  от центра круга. При этом фазы колебаний из-за увеличения оптического пути постепенно возрастают и у волн, пришедших от крайних точек  $O$  и  $A$ , различаются на  $\pi$  (см. (4), (6),  $m = 1$ ). Представим каждое колебание вектором: длины этих векторов можно считать одинаковыми, поскольку расстояния от светящихся участков до  $P$  мало изменяются, а за счет увеличения фазы каждый последующий вектор будет постепенно поворачиваться относительно предыдущего. Для поиска результирующей амплитуды от всего первого круга воспользуемся методом векторных диаграмм (см. первый шаг и рис. 4, б). Складывая эти векторы по правилу многоугольника, получим вектор  $E_1$ , соответствующий амплитуде колебаний от круга радиуса  $r_1$ .

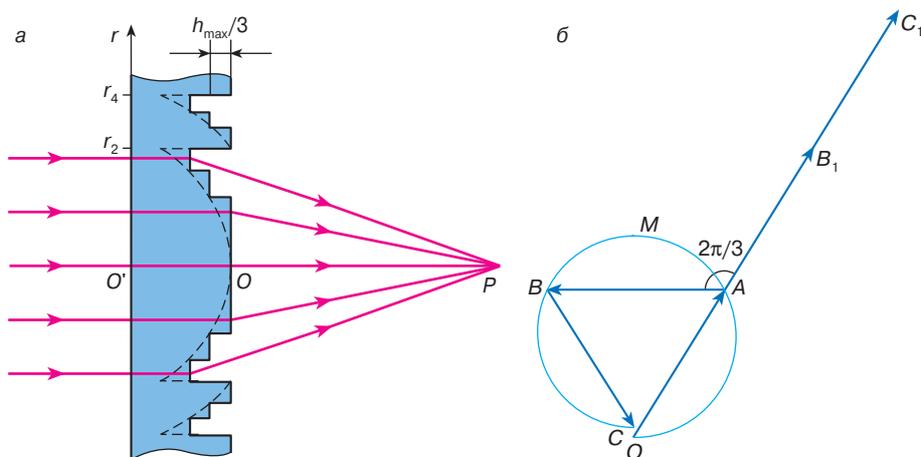
Перейдем к кольцу с радиусами  $r_1$  и  $r_2$  (участок  $AB$  на рис. 4, а). Если бы не было углубления, то фаза световых волн, пришедших от небольших участков этого кольца, продолжала бы плавно увеличиваться вплоть до  $2\pi$  по мере их удаления от центра пластинки  $O$  (на рис. 4, б соответствующие элементарные векторы изображены красным). Тогда амплитуда результирующего колебания от двух участков  $OA$  и  $AB$  практически равнялась бы нулю: в точке  $P$  образовалось бы темное пятно – минимум интерференционной картины. Наличие выемки с глубиной  $h_{\max}/2$  уменьшает оптические пути лучей, идущих от кольца на  $L = (n - 1)h_{\max}/2 = \lambda/2$ , что приводит к уменьшению фазы каждого колебания на  $\pi$  (см. соотношения (2) и (3)). На векторной диаграмме

это отражается изменением направления каждого маленького вектора на противоположное (рис. 4, б), и результирующее колебание от всего кольца изображается вектором  $E_2$ . Векторы  $E_1$  и  $E_2$  сонаправлены, поэтому модуль их суммы будет наибольшим: в точке  $P$  возникает максимум интерференционной картины.

Таким образом, созданием выемки мы воздействовали на фазу световых волн, развернули вектор  $E_2$  и сконцентрировали световую энергию в заданной точке. Аналогично можно проследить за фазой световых волн, распространяющихся от других светящихся колец, и убедиться, что все они придут в точку  $P$  в одной фазе (соответствующие векторы  $E_m$  будут параллельны друг другу). Двухуровневая фазовая голограмма способна сконцентрировать в точке  $P$  до 40% световой энергии, падающей на нее. Широко известным примером двухуровневой фазовой голограммы является пластинка Вуда [3].

А как можно еще увеличить долю энергии в точке  $P$ ? Это позволяет сделать трехуровневая фазовая голограмма. Ее можно рассматривать как следующее приближение к киноформу осесимметричной линзы.

Разметим стеклянную пластинку на кольца с радиусами (6). Амплитуду от каждой пары соседних колец (1 и 2, 3 и 4 и т. д.) можно найти с помощью векторной диаграммы. Если на пластинке нет никаких углублений, то амплитуда колебаний, создаваемая двумя соседними кольцами, примерно равна нулю (рис. 4, б, сумма вектора  $E_1$  и элементарных векторов, изображенных красным цветом). Разобьем поверхность двух соседних зон на три кольцевые части равной площади (очевидно, что они будут разной ширины). Вклад от каждой части на векторной



**Рис. 5.** а – профиль рельефа трехуровневой фазовой голограммы; б – определение суммарной амплитуды светового колебания от круга радиусом  $r_2$

диаграмме изобразится векторами  $OA$ ,  $AB$  и  $BC$ , а их сумма равна нулю (рис. 5, б). Чтобы сделать ее модуль максимальным, необходимо, очевидно, повернуть вектор  $AB$  на угол  $2\pi/3$ , а вектор  $BC$  на  $4\pi/3$ . Этого можно достичь уменьшением фазы волн, достигающих точки  $P$  от этих участков. Нетрудно убедиться, что для этого необходимо второе кольцо углубить на величину  $h_{\max}/3$ , а третье – на  $2h_{\max}/3$ . Профиль полученной пластинки показан на рис. 5, а. Амплитуда колебаний в точке  $P$  возрастает по сравнению с пластинкой Вуда в  $3\sqrt{3}/4$  раза (ср. длины векторов  $E_1 + E_2$  на рис. 4 и  $OC_1$  на рис. 5, б), интенсивность – в  $27/16$  раз.

Аналогичным образом можно изготовить четырех-, пятиуровневую и т.д. фазовые голограммы. При поиске амплитуды суммарного колебания периметр вписанного в окружность многоугольника (четырехугольника, пятиугольника и т.д.) будет стремиться к максимальной величине – длине окружности. В предельном случае, когда число уровней стремится к бесконечности (плавное увеличение глубины бороздки, см. штриховые линии на рис. 4 и 5), получится оптический элемент, который собирает в точке  $P$  100% световой энергии, падающей на него, – киноформ осесимметричной линзы. Другими словами, профиль киноформа таков, что благодаря постепенному уменьшению фазы колебаний от каждого последующего кольцевого участка пластинки элементарные векторы поворачиваются на соответствующий угол до совпадения с первым вектором (он обозначен номером  $l$  на рис. 4, б).

**НЕКОТОРЫЕ КИНОФОРМНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ И ИХ ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ**

Рассмотренная нами киноформная линза находит применение, например в системах фокусировки

излучения лазера в дисковых видеопроекторных объективах, в лазерных дальномерах и др., заменяя дорогие многолинзовые объективы. Киноформные элементы позволяют решать такие задачи по управлению световыми пучками, которые решить с помощью традиционных оптических элементов часто не представляется возможным. Познакомимся с некоторыми другими возможностями киноформной оптики в создании световых пучков с заданными свойствами.

**Киноформ цилиндрической линзы.** У этого оптического элемента бороздки будут иметь вид не концентрических колец, а прямолинейных параллельных полосок. Их ширина и профиль изменяются по тому же закону, как и у рассмотренного выше киноформа (рис. 3, а, бороздки перпендикулярны плоскости рисунка). После прохождения плоской волны через такой киноформ образуется яркая линия: на рис. 3, а она проходит через точку  $P$  перпендикулярно плоскости рисунка.

**Киноформный аксикон.** Аксикон – это оптический элемент с осевой симметрией, изображающий точечный источник в виде множества точек, расположенных вдоль оптической оси. Выполненный из стекла аксикон (стеклянный конус) является дорогим и сложным в изготовлении. Именно такие элементы, с несферическими поверхностями, целесообразно в первую очередь заменять на киноформные.

Профиль рельефа аксикона показан на рис. 3, б. Кольцевые бороздки имеют треугольное сечение и повторяются с постоянным шагом вдоль радиуса. Фактически это дифракционная решетка, но не с прямолинейными, а с концентрическими штрихами. С помощью такого аксикона, к примеру, удалось 80% световой энергии собрать в световую линию вдоль  $ON$  (см. рис. 3, б) диаметром 50 мкм и длиной 2 м. При этом максимальная глубина профиля киноформа составила чуть больше 1 мкм.

Свойство аксикона формировать световую линию используют для проверки прямолинейности в лазерной технологии, оптических интерферометрах.

**Киноформ прозрачного тора.** В некоторых оптических системах, в том числе в лазерной технологии, необходимы оптические элементы, концентрирующие световой поток в тонкое кольцо. Для этих целей можно использовать прозрачный тор. Если осветить его плоской монохроматической волной, то за ним можно наблюдать образование яркого узкого кольца. Такой тор можно использовать, например, для вырезания круглых дисков, фокусируя излучение мощного лазера на мишень. Однако процесс изготовления тора, например из стекла, технологически трудный и дорогостоящий. В данном случае целесообразно использовать киноформ тора. Для этого оставим в центре пластинки свободный круг радиуса  $r_0$ , а кольцевые бороздки выполним с радиусами  $r_0 + r_2$ ,  $r_0 + r_4$  и т.д. (для  $r_2$ ,  $r_4$ , ... см. соотношение (6)). Профиль бороздок сохраним, как у киноформа осесимметричной линзы (рис. 3, а). Тогда линия  $OP$  поднимется на высоту  $r_0$  от оси элемента: образуется семейство точек  $P$ , расположенных на окружности радиуса  $r_0$ . Осветив этот киноформ плоской монохроматической волной, получим яркое узкое кольцо.

С помощью киноформных оптических элементов можно решать самые экзотические задачи формирования световых пучков. Например, для лазерных систем вывода изображений и лазерных измерительных датчиков касания созданы киноформы с повышенной глубиной фокусировки, то есть удлиняющие расстояние вдоль оси, на котором после фокусировки света линзой интенсивность максимальна.

В системах объемного видения роботов, контроля прямолинейности станин в станкостроении, центрировке и монтаже оборудования нашел применение фазовый элемент — линзакон. В этом элементе пространственно совмещены киноформы линзы и аксикона. При освещении элемента точечным монохроматическим источником, расположенным в переднем фокусе линзы, в пространстве изображений вдоль оси элемента образуется световая линия. В перпендикулярной плоскости наблюдается интерференционная картина в виде круговых полос с ярким ядром в центре. Линзакон является основным оптическим элементом в приборе “Лазерная струна”, который используется для контроля прямолинейности направляющих больших станков и выставления оборудования по прямой. С помощью этого прибора можно создать световую линию диаметром 50 мкм и длиной до 50 м.

Эффективность записи изображений в лазерных принтерах и сканерах зависит от распределения световой энергии по сечению в фокусе пучка. При поэлементном способе записи оптимальное использование энергии лазера достигается при равномер-

ном распределении интенсивности в фокальном пятне, а при непрерывном способе — кольцеобразное распределение. Эта задача решается при помощи одного оптического элемента, выполняющего одновременно функции дифракционной линзы и осесимметричной фазовой решетки.

Мы привели далеко не полный перечень применений киноформов, тем не менее читателю понятно, какими уникальными возможностями они обладают. В этой связи стоит подчеркнуть, что применение киноформов в оптических системах позволяет сократить число компонентов в них за счет объединения функциональных свойств нескольких элементов в одном. Киноформы в сочетании с обычными оптическими элементами позволяют сократить габариты, массу и стоимость традиционных оптических приборов и создать принципиально новые оптические системы, не имеющие аналогов. В качестве примера можно привести двухфокусный микроскоп, в оптическую схему которого включена пластинка Вуда (см. выше). Он позволяет наблюдать микрообъекты (например, перекрестия), находящиеся в различных предметных плоскостях, и выставить их вдоль одной линии.

## МЕТОДЫ СОЗДАНИЯ КИНОФОРМНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Киноформ, вносящий определенные изменения в фазу световой волны, может быть изготовлен либо путем изменения рельефа поверхности, либо путем изменения показателя преломления материала подложки (в соответствии с уравнениями (2), (3): оптический путь, а значит, и фаза волны зависит от геометрического пути и показателя преломления среды).

Изменения коэффициента преломления подложки можно достичь, например, используя процессы диффузии, химические и структурные изменения материалов под действием излучения, путем имплантации атомов и ионов. Невозможность тиражирования и невысокая механическая прочность таких изделий резко ограничивают этот способ создания киноформов.

Наиболее универсальным способом изготовления фазовых элементов является создание рельефа на поверхности прозрачного материала. Рельеф может быть получен нарезкой с помощью алмазного резца. Этот способ имеет существенные недостатки, связанные с быстрым износом резца, недостаточной точностью и ограниченными возможностями изготовления неосесимметричных элементов.

Используются также фотохимические способы. Суть их состоит в том, что под действием света некоторые вещества меняют свои химические свойства, например скорость растворения. Изменяя количество света, которое попадает на поверхность таких веществ, можно создать на ней участки с различной скоростью растворения и как следствие после

дальнейшей химической обработки – с заданным профилем рельефа. Широко применяемым материалом, обладающим таким свойством, является желатин с введенными в него различными добавками (галоидосеребрянные эмульсии, бихромированный желатин). Альтернативой желатиновым слоям при создании рельефа с высотой порядка 5–7 мкм могут послужить полимерные светочувствительные материалы, например поливиниловый спирт с добавлением солей хрома, фоторезисты.

Для оптических элементов инфракрасного и видимого диапазонов (с высотой рельефа  $h_{\max} \approx 1$  мкм) используются халькогенидные стеклообразные полупроводники (ХСП), такие, как селенид и сульфид мышьяка.

Сформировать ступенчатый рельеф с заданным профилем можно также методом фотолитографии. Суть его состоит в том, что травляемая поверхность покрывается слоем фоторезиста и засвечивается через предварительно изготовленный шаблон. В освещенных местах структура фоторезиста изменяется, и после дальнейшей обработки на поверхности фоторезиста можно образовать окна, защищающие подложку от дальнейшего травления.

При необходимости создания ступенчатого рельефа эти операции с новыми шаблонами повторяются соответствующее число раз.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Городецкий А.А., Фишман А.И.* Синтезированные голографические элементы – киноформы – в курсе общей физики // Журн. Моск. физ. о-ва. Сер. Б, Физическое образование в вузах. 1995. Т. 1, № 2. С. 71–84.
2. *Корольков В.П., Коронкевич В.П., Михальцова И.А. и др.* Киноформы: Технологии, новые элементы и оптические системы // Автометрия. 1989. № 3. С. 95–102.
3. *Годжаев Н.М.* Оптика. М.: Высш. шк., 1977. 432 с.

\* \* \*

Александр Израилович Фишман, доктор физико-математических наук, профессор Казанского государственного университета. Область научных интересов – лазерная спектроскопия и колебательная спектроскопия органических молекул. Автор более 80 научных и научно-методических работ.