*И.Н. Сисакян, А.М. Смолович, В.А. Сойфер*

# АХРОМАТИЧЕСКИЕ ФОКУСАТОРЫ

В [1] указывалось, что гладкая отражающая поверхность специальной формы, рассчитанной в приближении геометрической оптики, способна фокусировать полихроматическое излучение в заданную область пространства. Однако зонированный оптический элемент, фазовая функция которого меняется в пределах $2\pi N_0$, вообще говоря, пригоден для фокусировки только монохроматического излучения, поскольку скачок фаз между зонами будет кратен $2\pi$ только для определенной длины волны излучения. Только в этом случае в результате интерференции волн, рассеянных различными зонами, сформируется требуемое распределение интенсивности излучения в области фокусировки.

В данной работе предлагается преодолеть указанное ограничение, конструируя фокусатор таким образом, чтобы различные зоны фокусировали излучение в непересекающиеся участки области фокусировки. В этом случае зоны фокусатора будут действовать как независимые оптические элементы, по законам геометрической оптики формирующие изображения, интерференция между которыми отсутствует. При этом скачок высоты рельефа между зонами фокусатора может быть произвольным и определяется только требованиями технологии.

Одним из возможных путей реализации данного предложения является использование способа фокусировки, при котором отображение точек фокусатора на область фокусировки является взаимно однозначным [2]. При этом размер участка области фокусировки, в который переходят точки данной зоны, должен существенно превышать размер дифракционно ограниченного пятна. В противном случае зоны нельзя рассматривать как независимые оптические элементы. В качестве примера укажем, что если фокусатор, фазовая функция которого совпадает с фазовой функцией линзы с фокусным расстоянием $F$, использовать для проективного отображения точек фокусатора на плоскость, отстоящую от фокусатора на расстояние $f (f < F)$, то указанные дифракционные ограничения приводят к неравенству

$$\frac{f}{F-f} \ll 2(\sqrt{N} - \sqrt{N-N_0})^2, \quad (1)$$

где

$N$ - номер последней зоны Френеля;

$N_o$ - количество зон Френеля в зоне фокусатора.

Таким образом, дифракционные ограничения являются довольно жесткими, хотя они всегда могут быть выполнены при достаточно малом $f$.

Другим классом ахроматических фокусаторов могут служить фокусаторы излучения в линию [3] при условии, что каждый "слой" ("слой" - множество точек на фокусаторе, переходящий в одну точку линии) целиком укладывается в пределах зоны. Кроме того, в данном случае также имеют место дифракционные ограничения, аналогичные рассмотренным выше.

Примером такого фокусатора может служить фокусатор в отрезок, лежащий на оптической оси, описанный в [4]. Для него длина $\delta_z$ отрезка, в который фокусируется зона фокусатора, должна быть существенно больше длины $\Delta_z$ минимального дифракционно ограниченного отрезка на оси

$$\Delta_z \ll \delta_z. \tag{2}$$

$\Delta_z$ можно оценить следующим образом:

$$\Delta_z \approx \frac{\Delta_\perp}{\sin\alpha} \approx \frac{\lambda_m z(r)}{2r\sin\alpha}, \tag{3}$$

где

$\Delta_\perp$ - диаметр дифракционно ограниченного пятна в плоскости, перпендикулярной оптической оси;

$2\alpha$ - угол схождения лучей;

$\lambda_m$ - максимальная длина волны излучения;

$z(r)$ - расстояние от плоскости фокусатора до точки на оси, в которую фокусируются лучи, выходящие из точек фокусатора, находящихся на расстоянии $r$ от его центра.

Из [4]

$$z(r) = F_o + \varkappa\left(\frac{r}{r_o}\right)^2, \tag{4}$$

где

$r_o$ - радиус фокусатора;

$F_o$ - расстояние от фокусатора до ближайшего конца отрезка фокусировки;

$\varkappa$ - длина отрезка.

С другой стороны, из [4]

$$\delta_z \approx z'(r)\delta_r = \frac{2\varkappa r}{r_o^2}\cdot\frac{2h}{\sin\alpha}, \tag{5}$$

где

$\delta_r$ - ширина кольцевой зоны фокусатора;

$h$ - величина скачкообразного изменения высоты рельефа фокусатора на границе зоны.

Подстановка (3)-(5) в (2) дает

$$\frac{F_o}{r} + \varkappa\frac{r}{r_o^2} \ll \left(\frac{2h}{\lambda_m}\right)\cdot 4\varkappa\frac{r}{r_o^2}. \tag{6}$$

Очевидно, (6) не может быть выполнено для некоторого участка фокусатора вблизи оптической оси. Но и для периферийных областей фокусатора выполнение (6) требует достаточно больших величин $\frac{2h}{\lambda_m}$, поскольку обычно $F_o > \varkappa$. Заметим, что для случая пропускающего фокусатора в (5) и (6) следует заменить $2h$ на $h(n-1)$, где $n$ - показатель преломления материала фокусатора.

Более реальным представляется создание ахроматического фокусатора данного типа для системы фокусатор - линза [5]. При использовании пропускающего фокусатора совместно с положительной линзой с фокусным расстоянием $F_o$

$$\delta_r = \frac{h(n-1)}{\sin\alpha_o - \sin\alpha}, \tag{7}$$

где $\alpha_o$ - значение $\alpha$ при $z=F_o$.

Тогда, при $\sin\alpha \approx \mathrm{tg}\,\alpha = \frac{r}{z}$ (2) примет вид:

$$\frac{F_o}{2r} + \frac{1}{2}\frac{\varkappa r}{r_o^2} << \frac{h(n-1)}{\lambda_m}\frac{2F_o}{r}. \tag{8}$$

Выполнение (8) не вызывает затруднений; так, при $F_o >> \varkappa$ для $\frac{h(n-1)}{\lambda_m} = 2,5$ левая часть (8) превышает правую на порядок.

В заключение отметим, что одним из перспективных путей смягчения дифракционных ограничений является синтез ахроматических фокусаторов на неплоских поверхностях.

## Литература


1. Гончарский А.В., Данилов В.А., Попов В.В., Сисакян И.Н., Сойфер В.А., Степанов В.В. Квантовая электроника, 1986, т. 13, № 3, с. 660.
2. Гончарский А.В., Данилов В.А., Попов В.В., Сисакян И.Н., Степанов В.В. ДАН СССР, 1986, т. 291, № 3, с. 591.
3. Данилов В.А., Попов В.В., Прохоров А.М., Сагателян Д.М., Сисакян Е.В., Сисакян И.Н., Сойфер В.А. Оптические элементы, фокусирующие когерентное излучение в произвольную фокальную линию: Препринт ФИАН. М., 1983, № 69.
4. Голуб М.А., Прохоров А.М., Сисакян И.Н., Сойфер В.А. Машинный синтез оптических компенсаторов для получения асферических волновых фронтов: Препринт ФИАН. М., 1981, № 29.
5. Голуб М.А., Карпеев С.В., Прохоров А.М., Сисакян И.Н., Сойфер В.А. Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, 6; 10, с. 618.