

УДК 535.4 : 621.317

**А. Г. Полещук, А. И. Малышев, А. А. Харисов, В. В. Черкашин**  
(Новосибирск)

**ДИФРАКЦИОННЫЕ ФИЛЬТРЫ  
ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЕМ МОЩНЫХ ЛАЗЕРОВ**

Дифракционные элементы, работающие в нулевом порядке, имеют ряд свойств, которые делают их весьма перспективными для использования в оптических системах с мощными лазерами. В настоящей работе приведены результаты теоретического и экспериментального исследования нового класса дифракционных элементов нулевого порядка – фильтров оптического излучения переменной плотности. Приводятся результаты испытания дифракционных круговых фильтров с амплитудной и фазовой функцией пропускания. Обсуждаются методы изготовления фильтров и приводятся характеристики экспериментальных образцов. Показано, что фазовые фильтры позволяют регулировать излучение мощных импульсных и непрерывных лазеров, нечувствительны к поляризации и имеют большой динамический диапазон.

**Введение.** Фазовые дифракционные оптические элементы (ДОЭ) не поглощают оптическое излучение, а перераспределяют его по дифракционным порядкам. Это делает их особенно удобными для управления излучением мощных лазеров. В дифракционной оптике обычно используется первый или более высокие порядки дифракции, которые распространяются под углом к оптической оси. Нулевой порядок дифракции распространяется без углового отклонения, не имеет ограничения по дифракционной эффективности, что аналогично распространению света через обычные оптические элементы. ДОЭ, использующие нулевой порядок дифракции, изучены относительно мало, а их применение ограничено в основном спектральными фильтрами [1], защитными знаками для кредитных карт [2] и поляризаторами [3]. Дифракционные элементы с периодом структуры менее длины волны света могут быть использованы для управления коэффициентом преломления оптического материала [4]. Антиотражающие покрытия глаз некоторых насекомых или цветные узоры на крыльях бабочек представляют собой также дифракционные решетки нулевого порядка. Одно из последних практических применений ДОЭ нулевого порядка – дифракционные фильтры с переменным пропусканием [5, 6]. Такие фильтры являются дифракционными аналогами классических нейтральных фильтров переменной плотности и обладают рядом новых свойств. Одно из них – возможность управления лазерным излучением очень большой мощности. Вопросы, связанные с практическим созданием таких дифракционных фильтров и особенностями их характеристик, рассмотрены в настоящей работе.

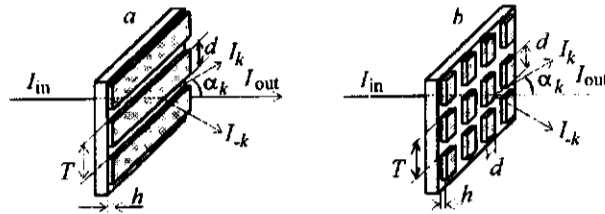


Рис. 1. Дифракция света на одномерной (а) и двумерной (b) дифракционных решетках

1. **Дифракционные фильтры.** Световой поток, проходя дифракционную решетку (ДР) с прямоугольной формой штрихов, разлагается на дифракционные порядки (рис. 1). Нулевой порядок с интенсивностью  $I_{out}$  не изменяет направления распространения, а боковые дифракционные порядки с интенсивностью  $I_k$  распространяются под углами  $\alpha_k = k\lambda/T$  к оптической оси, где  $k$  – номер дифракционного порядка,  $T$  – период штрихов решетки,  $\lambda$  – длина волны оптического излучения.

В скалярном приближении ( $T \gg \lambda$ ) интенсивность излучения в нулевом ( $k=0$ ) порядке дифракции  $I_{out}$  и фаза  $\psi$  волнового фронта на выходе из одномерной ДР (рис. 1, а) описываются выражениями [6]:

$$I_{out} = I_{in} [Q^2 t^2 + (1-Q)^2 + 2tQ(1-Q)\cos(\varphi)], \quad (1a)$$

$$\psi = \arctg[tQ\sin\varphi / (1-Q + tQ\cos\varphi)],$$

а на выходе из двумерной решетки (рис. 1, б) с ячейками квадратной формы выражениями:

$$I_{out} = I_{in} [Q^4 t^2 + (1-Q^2)^2 - 2tQ^2(1-Q^2)\cos(\varphi)], \quad (16)$$

$$\psi = \arctg[tQ^2\sin\varphi / (1-Q^2 + tQ^2\cos\varphi)],$$

где  $\varphi$  и  $t$  – соответственно фазовый сдвиг и амплитудный коэффициент пропускания штрихов решетки;  $d$  – ширина штриха;  $Q = d/T$  – скважность одномерной или двумерной решетки. Фазовый сдвиг определяется глубиной  $h$  штрихов решетки:  $\varphi = h(n-1)2\pi/\lambda$ , где  $n$  – коэффициент преломления материала решетки.

Из выражений (1) следует, что распределения интенсивности и фазы выходного излучения зависят от геометрических параметров штрихов решетки и длины волны света  $\lambda$ . Следовательно, изменяя эти параметры вдоль одной из координат решетки, например  $x$ , можно управлять величиной выходного излучения в нулевом порядке дифракции. На этом эффекте и основана работа предлагаемых фильтров. Нулевой порядок дифракции не изменяет направления распространения, не имеет ограничений по дифракционной эффективности (при  $d=0$ ,  $I_{out} = I_{in}$ ) и поэтому используется как выходной. Коэффициент пропускания дифракционного фильтра

$$\eta(x) = I_{out}(x)/I_{in}(x) \quad (2)$$

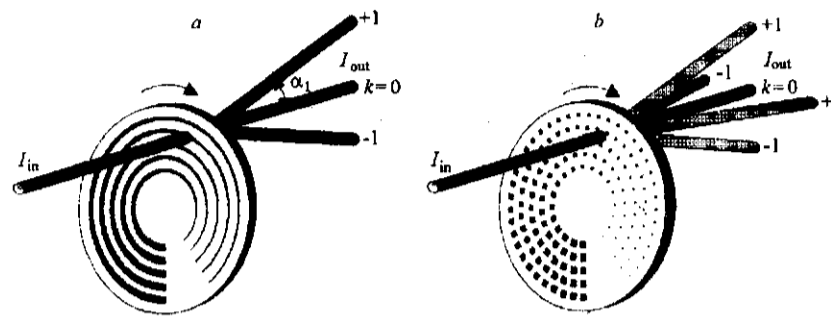


Рис. 2. Варианты выполнения дифракционных фильтров на основе круговых дифракционных решеток: с постоянным периодом по радиусу (а) и с переменной по углу скважности (б)

определяется долей света, уходящего за счет дифракции из выходного пучка. Используемая в светофильтре ДР может быть амплитудной или фазовой.

На рис. 2 показаны два варианта выполнения дифракционных фильтров на основе круговых ДР. Фильтр с угловым изменением пропускания (рис. 2, а) представляет собой круговую ДР (аксикон) с постоянным периодом по радиусу и скважностью  $Q(\varphi)$ , меняющейся в зависимости от угла поворота. Фильтр с круговым растром ячеек квадратной формы с изменяющейся по углу площадью показан на рис. 2, б. Такой фильтр имеет больший динамический диапазон, но, к сожалению, и большее число дифракционных порядков на выходе. Возможен вариант выполнения углового фильтра с радиальными штрихами (типа «звезды Сименса»). Однако период такой решетки будет меняться от центра к периферии, приводя к изменению угла дифракции  $\alpha$ , а это не всегда удобно (возможно появление помех в оптической системе).

Если штрихи ДР непрозрачные ( $t=0$ ), то из выражения (1) следует, что коэффициент пропускания фильтра зависит только от изменения скважности штрихов решетки вдоль выбранной координаты. Для амплитудной одномерной и двумерной ДР коэффициенты пропускания определяются формулами:

$$\eta(x, y) = [1 - Q(x, y)]^2, \quad (3a)$$

$$\eta(x, y) = [1 - Q^2(x, y)]^2. \quad (3б)$$

Пропускание таких фильтров не зависит от длины волны.

Фазовая решетка не поглощает излучение ( $t=1$ ), а перераспределяет его по дифракционным порядкам. Это позволяет придать светофильтру на основе фазовой решетки новое свойство, отсутствующее в классических аналогах – возможность управления оптическим излучением большой мощности (например, излучением мощных технологических лазеров).

В фазовой решетке штрихи выполнены в виде рельефных углублений в поверхностном слое пластины. Форма рельефа может быть прямоугольной или синусоидальной. Технически проще изготовить фазовую решетку с прямоугольным профилем штрихов, имеющих глубину  $h$ . Коэффициент пропускания светофильтров на основе фазовой одномерной и двумерной ДР зави-

сит от скважности  $Q$  и фазового сдвига  $\varphi$ , вносимого штрихами, и определяется выражениями:

$$\eta = Q^2 + (1 - Q)^2 + 2Q(1 - Q)\cos(\varphi), \quad (4a)$$

$$\eta = Q^4 + (1 - Q^2)^2 + 2Q^2(1 - Q^2)\cos(\varphi). \quad (4б)$$

Штрихи фазовой решетки выполнены в виде прямоугольных структур с глубиной в диапазоне от  $h = 0$  до  $h = (\lambda/2)/(n - 1)$  в светофильтре, работающем на пропускание, и до  $h = \lambda/4$  – в светофильтре, работающем на отражение.

На рис. 3 показаны зависимости коэффициента пропускания  $\eta$  дифракционных светофильтров нулевого порядка от величины скважности  $Q$ . Коэффициент пропускания амплитудного фильтра плавно изменяется от  $\eta = 1$  до  $\eta = 0$  при изменении скважности от 0 до 1. Пропускание фазового фильтра (см. рис. 2, а) имеет минимум при  $Q = 0,5$  для всех значений глубины штрихов решетки (кривые 3–5). Видно, что при  $\varphi = \pi$  (кривая 3) диапазон изменения пропускания светофильтра наиболее широкий: от  $\eta = 1$  (полное пропускание) при  $Q = 0$  до  $\eta = 0$  (отсутствие пропускания) при  $Q = 0,5$ . Выражения для коэффициентов пропускания светофильтров на основе одномерной и двумерной фазовых ДР соответственно имеют вид:

$$\eta(x) = [1 - 2Q(x)]^2, \quad (5a)$$

$$\eta(x, y) = [1 - 2Q^2(x, y)]^2. \quad (5б)$$

Для того чтобы получить заданную функцию изменения коэффициента пропускания светофильтра  $\eta(x, y) = f(x, y)$  в зависимости от координаты  $x$  (или угла поворота  $\theta$ ), ширина штрихов  $d$  решетки кругового фильтра (см. рис. 2, б) должна меняться по следующему закону:

$$d = T \sqrt{\frac{1 - \sqrt{f(\theta)}}{m}}, \quad (6)$$

где  $m = 1$  для амплитудного и  $m = 2$  для фазового фильтра. Для регулировки лазерного излучения наиболее предпочтительной является линейная зависимость коэффициента пропускания светофильтра от угла поворота  $f(\theta) \sim \theta$ .



Рис. 3. Зависимости коэффициента пропускания дифракционных фильтров на основе амплитудных (кривые 1, 2) и фазовых (кривые 3–5) решеток от скважности решеток

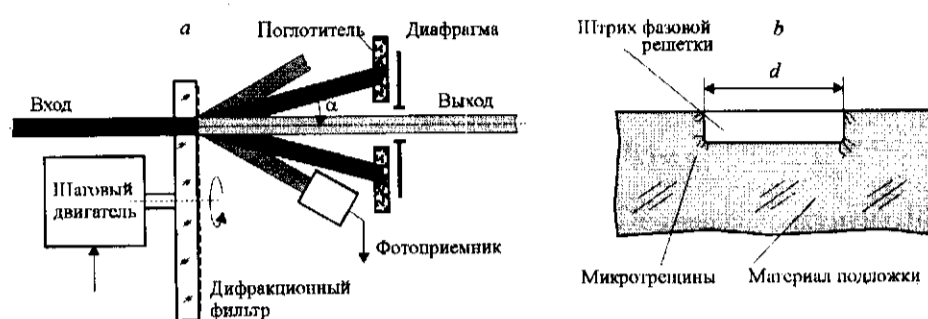


Рис. 4. Схема включения дифракционного фильтра для управления излучением мощного лазера (а) и предполагаемые участки развития микротрещин под действием импульсного излучения (б)

**2. Оптическая схема и характеристики дифракционных фильтров.** В отличие от классических аналогов (светофильтры с поглощающим слоем переменной толщины) на выходе дифракционного фильтра имеется много дифракционных порядков, которые необходимо экранировать.

*Оптическая схема.* На рис. 4 приведена схема включения дифракционного фильтра для управления излучением мощного лазера. Диафрагма с отверстием для пропускания излучения нулевого порядка и блокирования нерабочих порядков располагается на расстоянии  $l > D/\alpha$ , где  $D$  – диаметр светового пучка. Если диаметр лазерного пучка 5 мм, период дифракционной структуры фильтра 8 мкм, то для обеспечения управления излучением с длиной волны 1,06 мкм минимальное расстояние от фильтра до диафрагмы должно быть около 40 мм. При управлении излучением мощного лазера между фильтром и диафрагмой необходимо устанавливать поглотитель излучения (радиатор с воздушным или водяным охлаждением). Один из дифракционных порядков может быть использован для контроля мощности оптического излучения. Дифракционный фильтр (для диапазона длин волн 0,25–1,06 мкм) выполняется в виде круглой кварцевой пластины, которая крепится к оси шагового двигателя. Быстродействие системы регулировки определяется скоростью вращения шагового привода и составляет 0,05–0,1 с.

*Лучевая стойкость.* Одной из важнейших характеристик дифракционного фильтра является его лучевая стойкость. Дифракционный фильтр нулевого порядка позволяет осуществлять регулировку мощности излучения для непрерывных лазеров и энергии импульсов – для импульсных. Предельная мощность пропускаемого непрерывного излучения определяется в основном материалом подложки и качеством выполнения рельефа дифракционной структуры и в течение длительного времени может превышать 1 кВт/см<sup>2</sup>. Лучевая стойкость дифракционного фильтра при многократном воздействии импульсов с большими энергиями (например, режим гигантских импульсов) определяется качеством дифракционной структуры. При многократном импульсном нагреве и остывании краев рельефной структуры возможно образование микротрещин и дальнейшее быстрое разрушение фильтра. Этот эффект отсутствует при управлении непрерывным излучением.

**Динамический диапазон.** Динамический диапазон  $D = \eta_{\max}/\eta_{\min}$  регулировки пропускания определяется для амплитудного фильтра (см. рис. 2, *b*, выражение (36)) минимально выполнимыми размерами штрихов  $d_{\min}$  и периодом их повторения  $T$ :

$$D_a = \left( \frac{T^2 - d_{\min}^2}{T^2 - (T - d_{\min}/2)^2} \right)^2, \quad (7)$$

а для фазового дифракционного фильтра (см. (46)) – еще и точностью выполнения границ штрихов  $\epsilon$  и величиной фазового сдвига  $\varphi$ :

$$D_{ph} = \frac{d_{\min}^4 + (T^2 - d_{\min}^2)^2 + 2d_{\min}^2(T^2 - d_{\min}^2)\cos(\varphi)}{d_0^4 + (T^2 - d_0^2)^2 + 2d_0^2(T^2 - d_0^2)\cos(\varphi)}, \quad (8)$$

где  $d_0 = T/\sqrt{2} - \epsilon$ . Если  $T = 10$  мкм,  $\epsilon = 0,1$  мкм и  $d_{\min} = 1$  мкм, то  $D_a \approx 100$  и  $D_{ph} \approx 1000$ .

**3. Изготовление и испытания дифракционных фильтров.** Дифракционные фильтры представляют собой бинарные амплитудные или фазовые структуры. Они изготавливаются по стандартной технологии бинарной оптики (изготовление фотошаблона-оригинала, контактное копирование, формирование рельефной структуры для фазового фильтра). Наиболее критическими операциями являются изготовление фотошаблона и копирование. Связано это с тем, что площадь фильтра может быть достаточно большой (сотни квадратных сантиметров), а минимальные размеры структуры для фильтров видимого и УФ-диапазонов составляют 0,5–1 мкм.

Фотошаблоны круговых дифракционных фильтров (см. рис. 1) предпочтительно изготавливать с помощью круговых лазерных записывающих систем (КЛЗС), работающих в полярной системе координат [7]. Высокая лучевая стойкость может быть достигнута только при изготовлении фильтров на подложках из кварца.

На рис. 5 представлены фрагменты хромовых фотошаблонов различных фильтров, изготовленных с помощью КЛЗС. На рис. 5, *a* приведен пример записи линейной решетки с постоянным периодом ( $T = 6$  мкм) и шириной линий, изменяющейся от 1 до 5 мкм. Линейная решетка изготовлена на КЛЗС по термохимической технологии. Хорошо видны искажения прямых линий, вызванные круговым сканированием записывающей системы. Круговые решетки, записанные на КЛЗС, имеют более высокое качество. На рис. 5, *b*

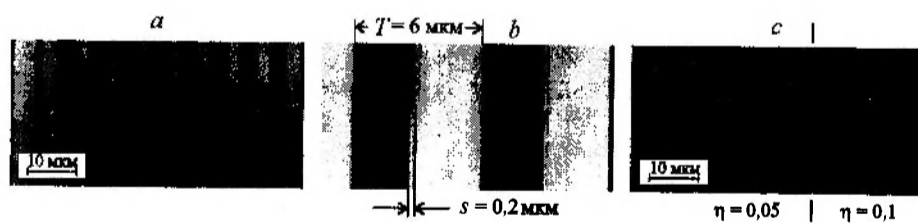
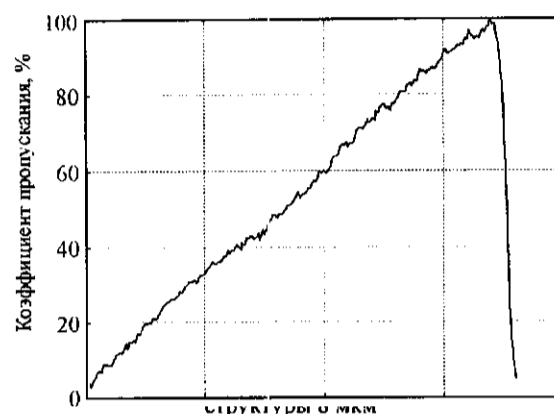


Рис. 5. Фрагменты хромовых фотошаблонов дифракционных фильтров: с линейными штрихами (*a*), круговой решеткой (*b*) и двумерным растром (*c*)



показан фрагмент кругового фильтра (см. рис. 1, *a*) в области изменения градиции пропускания. Хорошо видна дискретность  $s$  перемещения записывающего лазерного луча (размер записывающего пятна 0,8 мкм), равная 0,2 мкм. Дискретность записи приводит к скачкообразному изменению коэффициента пропускания фильтра. Так, например, для фазового фильтра при  $T=10$  мкм,  $d=2$  мкм,  $s=0,2$  мкм дискретность изменения пропускания  $\Delta\eta=0,05$ . Однако из-за достаточно большого размера апертуры входного пучка дискретизация усредняется и не сказывается на изменении интенсивности выходного пучка. На рис. 5, *c* показан фрагмент поверхности амплитудного дифракционного фильтра с величиной пропускания  $\eta=0,05$  и  $\eta=0,1$ .

Измерение коэффициента пропускания экспериментальных образцов амплитудных фильтров выполнялось по схеме рис. 4, *a*. В качестве источника излучения использовался He-Ne-лазер, а фотоприемник устанавливался в выходной пучок нулевого порядка. Измерение величины излучения на выходе осуществлялось при повороте фильтра через каждые  $1,8^\circ$  (200 шагов на оборот). Зависимость коэффициента пропускания  $\eta$  одного из образцов амплитудного фильтра от угла поворота  $\alpha$  приведена на рис. 6. Динамический диапазон  $D$  этого образца фильтра равен 20. Закон изменения пропускания фильтра от угла поворота линейный. Видно, что максимальные отклонения коэффициента пропускания от расчетного (линейного) составляют около 2,5 %.

Фазовые дифракционные фильтры изготавливались с применением ионного травления кварцевой подложки. В качестве защитной маски использовался хромовый рисунок, который переносился методом контактной фотолитографии с фотошаблона-оригинала. Особое внимание уделялось уменьшению рассеяния света на травленной поверхности. На рис. 7 приведены типичные микрофотографии фрагментов поверхности фазовой дифракционной решетки с периодом около 16 мкм и глубиной 1 мкм. Условия травления следующие: газ – аргон, давление 1 Па, напряжение 700 В, время травления 60 мин.

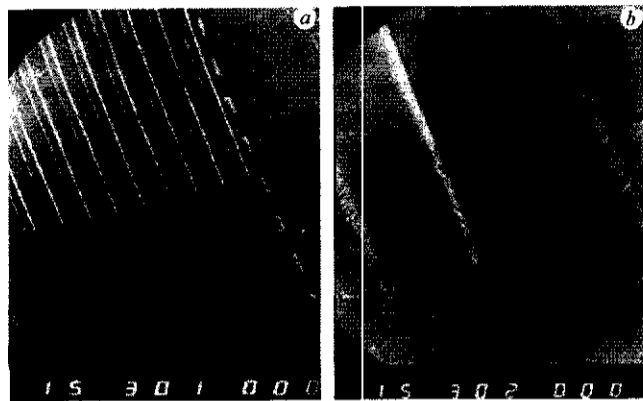


Рис. 7. Микрофотографии (SEM) фрагментов поверхности фазовой решетки (период 16 мкм) при различном увеличении

Лучевая стойкость исследуемых фильтров проверялась с помощью схемы, приведенной на рис. 8, *a*. Излучение мощного лазера направлялось на исследуемый образец фильтра. Для увеличения плотности энергии использовалась длиннофокусная линза. Излучение контрольного маломощного лазера направлялось под небольшим углом в область фокусировки мощного лазера. На выходе фильтра измерялась величина излучения контрольного лазера, которая зависела от степени разрушения поверхности мощным лазером.

Образцы амплитудных и фазовых фильтров исследовались на лучевую стойкость ( $\lambda = 1,06$  мкм). На рис. 8, *b* показаны зависимости изменения пропускания амплитудного (кривые 1, 2) и фазового (кривая 3) фильтров (кварцевая подложка) под действием последовательности импульсов длительностью 15 нс и энергией 0,05, 0,024 и 10 Дж/см<sup>2</sup> соответственно. Видно, что поверхность фильтров с хромовым покрытием (толщина около 80 нм) начинает разрушаться при достаточно низких энергиях импульсов. Изменений в пропускании фазового фильтра, выполненного на кварцевой подложке, в диапазоне энергий до 10 Дж/см<sup>2</sup> не обнаружено. Изменений поверхности фильтра также не обнаружено.

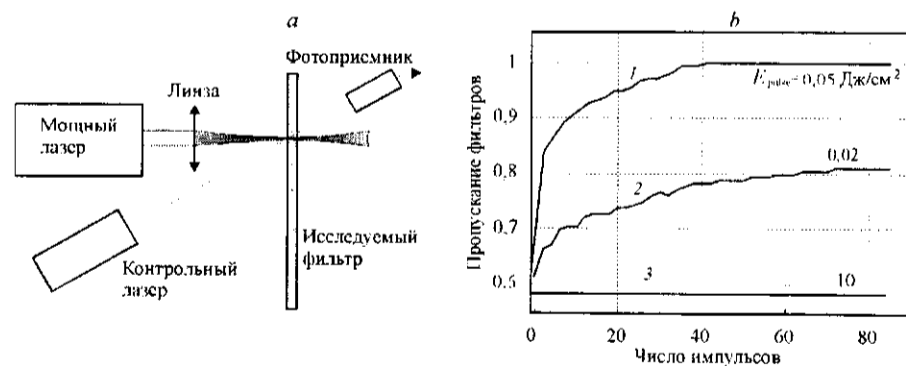


Рис. 8. Схема измерения лучевой стойкости дифракционных фильтров (*a*) и зависимости изменения пропускания фильтров от числа импульсов мощного лазера (*b*)



**Заключение.** Круговые дифракционные фильтры, работающие в нулевом порядке, позволяют регулировать мощность проходящего сквозь них лазерного излучения в большом динамическом диапазоне. Регулировка обеспечивается путем вращения фильтра. Область применения фильтров – управление излучением мощных непрерывных и импульсных лазеров.

Основные преимущества дифракционных фильтров в сравнении с классическими аналогами:

- управление излучением очень большой мощности;
- заданная зависимость коэффициента пропускания от угла поворота;
- простота технологии изготовления: контактное копирование и ионное травление;
- нечувствительность к поляризации входного излучения.

В работе продемонстрирована возможность создания дифракционных фильтров с линейной зависимостью коэффициента пропускания от угла поворота и высокой лучевой стойкостью.

Авторы выражают благодарность А. И. Плеханову за помощь в проведении исследования лучевой стойкости фильтров.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gale M. T. Sinusoidal relief gratings for zero-order-reconstruction of black-and-white images // Opt. Commun. 1976. **18**. P. 292.
2. Gale M. T., Кноп К., Morf R. Zero-order microstructures for security applications // Proc. SPIE. 1990. **1210**.
3. Enger R., Case S. Optical elements with ultrahigh spatial-frequency surface corrugation // Appl. Opt. 1983. **22**. P. 3220.
4. Streible N. Diffractive optical elements for optoelectronic interconnections // Proc. SPIE. 1991. **1574**.
5. Полещук А. Г. Голографические фильтры с переменным пропусканием // Конференция «Голография-96». Россия, Санкт-Петербург, 1996. С. 21.
6. Poleshchuk A. G. Diffractive light attenuators with variable transmission // Journ. of Modern Optics. 1998. **45**, N 7. P. 1513.
7. Koronkevich V. P., Kiryanov V. P., Korol'kov V. P. et al. Fabrication of diffractive optical elements by direct laser writing with circular scanning // Proc. SPIE. 1995. **2363**. P. 290.

*Поступила в редакцию 20 августа 1998 г.*