

УДК 004.932.4 : 535.42

## АПЕРТУРНАЯ АПОДИЗАЦИЯ НА РЕГУЛЯРНЫХ РЕШЁТКАХ С ПЕРЕМЕННЫМ ПРОПУСКАНИЕМ В НУЛЕВОМ ПОРЯДКЕ ДИФРАКЦИИ\*

А. Г. Полещук<sup>1</sup>, А. Г. Седухин<sup>1</sup>, Н. Ю. Никаноров<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт автоматизации и электрометрии СО РАН,  
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1

<sup>2</sup>ОАО «Производственное объединение «Новосибирский приборостроительный завод»»,  
630049, г. Новосибирск, ул. Д. Ковальчук, 179/3  
E-mail: sedukhin@iae.nsk.su

Предложен и исследован новый принцип апертурной аподизации изображающих и преобразующих оптических систем с контролируемым разделением выходного светового пучка на пространственно селективируемые дифракционные порядки и выводом всех высших порядков за пределы рабочего поля. Реализация принципа основана на использовании регулярных дифракционных решёток, коэффициент пропускания которых в полезном нулевом порядке дифракции медленно изменяется от ячейки к ячейке, а «избыточный» свет связывается с высшими порядками и экранируется полевой диафрагмой. В целях апробации предлагаемого принципа рассчитан, экспериментально изготовлен и исследован оптический телескоп-рефрактор, оснащённый аподизирующим фильтром с бинарно-амплитудной круговой структурой и имеющий интенсивность первого паразитного дифракционного максимума функции рассеяния точки в 10 раз меньшую по отношению к варианту без фильтра.

*Ключевые слова:* аподизация, пространственная фильтрация, формирование изображений, дифракционные элементы, астрономическая оптика.

**Введение.** Многочисленную группу оптических систем и приборов составляют изображающие и преобразующие системы, такие как телескопы, коронографы, микроскопы, системы проекционной фотолитографии, коллиматоры, преобразователи формы и трансляторы световых пучков, генераторы специальных изображений, системы фокусировки мощных лазеров и многие другие. Рассматривая указанные системы с единой позиции, можно считать, что их общая и основная функция — дистанционное формирование в заданных поперечных плоскостях светотеневых картин, являющихся изображениями реальных либо виртуальных объектов. Один из важнейших факторов, определяющих качество таких картин, — контраст воспроизведения их резко ограниченных деталей, понимаемый здесь как отношение уровней интенсивности света на теневых и освещённых участках на фиксированных расстояниях от границы свет — тень. В стандартной процедуре проектирования на первой стадии фазовой коррекции, или лучевой трассировки хода световых лучей, указанный контраст обеспечивается корригированием оптической системы в приближении геометрической оптики с устранением её аберраций и ошибок генерируемых волновых фронтов. На второй стадии амплитудной коррекции, или коррекции второго порядка, дополнительное повышение контраста в приближении уже волновой оптики достигается за счёт так называемой апертурной аподизации [1, 2]. Под аподизацией здесь понимается выбор специальной формы распределения освещённости в пределах входного

\*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 12-02-01118-а), Министерства образования и науки РФ (проект № 2012-218-03-004) и Президиума Сибирского отделения РАН (Междисциплинарный интеграционный проект № 112).

зрчка системы, которая обеспечивает существенное подавление дифракционного рассеяния света на резких краях зрчка и снижение освещённости в области теней элементов формируемой картины. В особых случаях используется также фазовая аподизация, приближённо имитирующая амплитудную [3, 4].

Для практического осуществления аподизации в оптических системах применяются разнообразные по типу фильтры [5]. К наиболее простым и технологичным относятся тонкоплёночные металлические фильтры с переменной толщиной плёнок и изменяющейся степенью пропускания либо отражения падающего на них светового потока [6]. Эти фильтры обладают малым хроматизмом, который, однако, усиливается на участках переходных областей с частичным пропусканием и отражением света. Более серьёзный недостаток состоит в сложности и высокой стоимости технологии их изготовления, в особенности для случаев реализации высокоточных профилей изменения коэффициентов пропускания по площади апертур. Кроме того, недостаточно точным является процесс копирования структуры таких фильтров при их тиражировании по стандартной «аналоговой» технологии контактной фотолитографии.

От указанных недостатков свободны предложенные в последнее время тонкоплёночные аподизирующие фильтры с бинарно-амплитудной структурой, которые могут быть сформированы и растиражированы по более удобным и точным «цифровым» технологиям. В качестве примера систем с такими фильтрами можно привести астрономический коронограф Лио, фильтр которого имеет бинарно-амплитудную структуру с переменной плотностью точек малого постоянного размера [7]. Недостатком такого микроточечного фильтра является то, что локальные участки изображения, формируемого в фокальной плоскости объектива, образуются за счёт суммирования света не только от полезного нулевого порядка дифракции, но и от пучков высших порядков. Попадая в рабочую область, свет высших порядков дифракции вызывает возникновение паразитной интерференции, что неизбежно ухудшает результирующий профиль функции рассеяния точки. Характерно также, что интерференционные эффекты имеют сильно выраженный хроматизм.

В данной работе предлагается и исследуется новый принцип апертурной аподизации изображающих и преобразующих оптических систем, реализуемый на основе регулярных дифракционных решёток с медленно изменяющимся коэффициентом пропускания их ячеек в нулевом порядке. Полезный нулевой пучок таких решёток практически полностью лишён хроматических искажений и паразитных засветок от высших порядков дифракции. Для демонстрации эффективности предлагаемого принципа в качестве примера исследуются теоретические и экспериментальные характеристики одного из приложений — телескопарефрактора, оснащённого указанным фильтром и служащего для решения одной из актуальных задач современной астрономической оптики.

**Новый принцип апертурной аподизации.** Суть предлагаемого принципа состоит в контролируемом разделении светового пучка на выходе оптической системы на пространственно селективируемые дифракционные порядки и выводе всех высших порядков за пределы рабочего поля. Реализация принципа основана на использовании регулярных дифракционных решёток, коэффициент пропускания которых в полезном нулевом порядке дифракции медленно изменяется от ячейки к ячейке в соответствии с желаемым законом. «Избыточный» свет связывается при этом с высшими порядками, которые выводятся за пределы рабочего поля и экранируются полевой диафрагмой.

Для обобщённого варианта изображающей системы реализация предлагаемого принципа проиллюстрирована на рис. 1. Линзовый объектив  $L$  с фокусным расстоянием  $f$  воспроизводит в плоскости изображения картину некоторого объекта, представляемого для простоты в виде регулярной ограниченной решётки. В соответствии с принципом двойной дифракции Аббе изображаемая картина формируется порядками дифракции от объекта, которые пропускаются входной апертурой объектива (в задней фокальной плоскости объ-

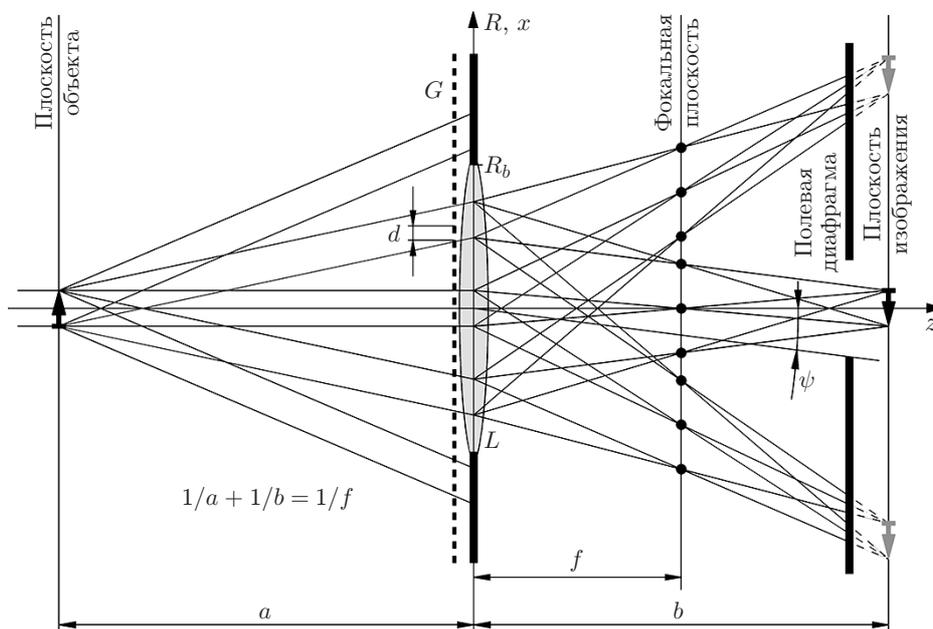


Рис. 1

ектива световые лучи этих порядков фокусируются). Установленный перед объективом аподизирующий фильтр в виде регулярной дифракционной решётки  $G$  размножает каждый порядок дифракции от объекта на ряд новых порядков при контролируемой световой эффективности в полезном нулевом порядке. Объектив  $L$  корригируется на отсутствие aberrаций с учётом показателя преломления среды между объективом и плоскостью изображения, а также толщины решётки  $G$ . Все высшие порядки дифракции от решётки  $G$  выводятся за пределы рабочей области в плоскости изображения и экранируются полевой диафрагмой, которая может быть установлена в произвольном месте между фокальной плоскостью объектива и плоскостью изображения. «Обрезаемые» полевой диафрагмой изображения объекта высших паразитных порядков отображены на рисунке серым цветом. Соответствующий пространственный период чередования ячеек решётки  $d$  рассчитывается из условия

$$d \leq \lambda_{\min} / (cn \sin 2\psi), \quad (1)$$

где  $\lambda_{\min}$  — минимальная рабочая длина волны;  $n$  — показатель преломления среды между объективом и плоскостью изображения;  $\psi$  — половинный угол рабочего диапазона, ограничиваемого полевой диафрагмой;  $c > 1$  — коэффициент дополнительного разведения порядков дифракции, учитывающий такие факторы, как повышенные уровни aberrаций пучка на периферии формируемого изображения, угловой размер функции рассеяния точки объектива, при котором обеспечивается падение интенсивности первого паразитного порядка дифракции до желаемого уровня, а также уширение изображений высших порядков из-за погрешностей изготовления дифракционной структуры.

Как можно видеть на рис. 1, изменение функции пропускания фильтра в нулевом порядке дифракции приводит к такому перераспределению интенсивности порядков дифракции света от объекта в фокальной плоскости объектива (фурье-плоскости), что при гауссовой аподизации высшие порядки (или пространственные частоты) в формируемом изображении будут подавлены сильнее. По существу, использование предлагаемого принципа позволяет произвести высокоточную «дифракционную доводку» изображающих и преобразующих систем с улучшением их качественных характеристик.

**Возможные структуры фильтров.** По типу и структуре ячеек решётка фильтра может быть произвольной: одномерной, двумерной, объёмной, поверхностно-рельефной, амплитудной, фазовой либо амплитудно-фазовой. Выбор той или иной структуры определяется желаемыми характеристиками в конкретных приложениях, а также удобством технологий изготовления и тиражирования структуры. Наиболее простыми в реализации вариантами являются бинарно-фазовые либо бинарно-амплитудные регулярные структуры с медленно изменяющимся размером одиночных центральных зон в ячейках и с одной либо несколькими осями симметрии. Структура дифракционного аподизирующего фильтра с непрерывно изменяющейся функцией пропускания может рассматриваться как обобщение структуры известного дифракционного фильтра для аттенюации светового излучения с дискретным изменением функции пропускания на рабочих участках [8].

Рассмотрим возможные варианты пропускающих бинарно-амплитудных структур с прозрачными и непрозрачными зонами. На рис. 2 приведены их примеры в виде линейной (*a*) и круговой (*b*) решёток, а также в виде регулярных мозаик типа квадратных сот (или шахматного поля) (*c*) и треугольных сот (*d*). Стрелками серого цвета показаны направления дисперсии света на решётках (структура на рис. 2, *b* рассеивает свет во всех направлениях равномерно относительно центра симметрии). Функция изменения размера открытых (прозрачных) зон  $w$  по отношению к вышеопределённому постоянному периоду чередования ячеек  $d$  согласуется с расчётной функцией пропускания фильтра в нулевом

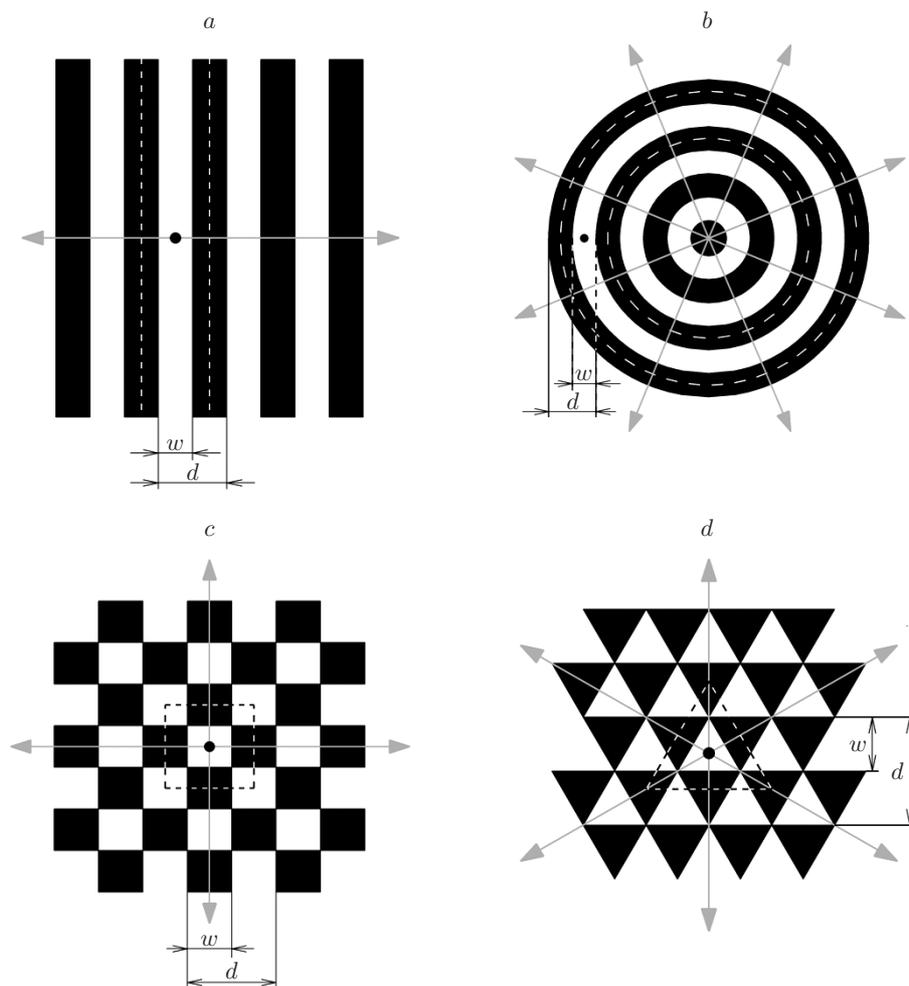


Рис. 2

порядке дифракции. Открытые зоны показаны на рисунке белым цветом. Их минимальный размер  $w_{\min}$ , а также минимальный размер непрозрачных зон  $(d - w)_{\min}$  не должны быть меньше величины минимальной рабочей длины световой волны:

$$w_{\min} > \lambda_{\min}/n, \quad (2a)$$

$$(d - w)_{\min} > \lambda_{\min}/n. \quad (2б)$$

Это обстоятельство связано с исключением возможности использования затухающих волн, а также с необходимостью исключения проявлений поляризационных эффектов и работы на технологически трудно контролируемом (при записи и тиражировании структур) нелинейном участке зависимости коэффициента пропускания от предельно малых размеров зон (прозрачных на непрозрачном фоне либо непрозрачных на прозрачном фоне). Из выражений (1), (2a) и (2б) следует ограничение на предельный динамический диапазон изменения коэффициента заполнения ячеек  $w/d$ :

$$c \sin 2\psi < w/d < 1 - c \sin 2\psi. \quad (3)$$

Для ясности и возможности сравнения на рис. 2 показаны структуры с одинаковым средним коэффициентом пропускания по амплитуде равным 0,5 при  $w/d = 0,5$ . Для расширения динамического диапазона вариаций функции пропускания фильтра и уменьшения ошибок дискретизации изменение размера прозрачных центральных зон  $w$  осуществляется с привязкой центров этих зон к центрам соответствующих ячеек, выделенных на рисунке чёрными точками. При этом структуры типа квадратных и треугольных сот (см. рис. 2, *c, d*) при низких значениях пропускания вырождаются в массивы прозрачных точек на непрозрачном фоне, а для высоких значений — в массивы непрозрачных точек на прозрачном фоне (со смещениями по осям симметрии на  $d/2$ ).

**Коэффициенты пропускания фильтров.** При исключении из рассмотрения неоднородных волн, характерных для высших порядков дифракции с индексом  $|m| > d/\lambda$ , амплитудный коэффициент пропускания бесконечной линейной амплитудной решётки (см. рис. 2, *a*) может быть представлен в виде ряда Фурье

$$T_{\text{ЛР}}(X) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{X - nd}{w}\right) = q_0 + \sum_{\substack{m = -\text{Int}(d/\lambda), \\ m \neq 0}}^{\text{Int}(d/\lambda)} q_m \exp\left(i \frac{2\pi m}{d} X\right), \quad (4)$$

где  $X$  — координата в направлении дисперсии;  $q_0 = w/d$ ,  $q_m = q_{-m} = \sin(\pi m w/d)/(\pi m)$  — амплитудные коэффициенты пропускания в нулевом и высших порядках;  $\text{Int}(\zeta)$  — целая часть числа  $\zeta$ . Приблизённо, но с высокой степенью точности выражение (4) используется также для расчёта коэффициента пропускания круговой решётки  $T_{\text{КР}}(R)$  (см. рис. 2, *b*), если заменить линейную координату  $X$  круговой  $R$ , а также принять условие, что число кольцевых ячеек решётки является большим и в оптической схеме можно пренебречь незначительными искажениями волнового поля за сингулярной центральной областью.

Мозаичные структуры, показанные на рис. 2, *c, d*, можно представить в виде особых двух- либо трёхмерных наложений нескольких пространственно повёрнутых функций пропускания линейных решёток. При этом амплитудные коэффициенты пропускания мозаичных структур типа квадратных сот  $[T_{\text{КК}}(X_1, X_2)]$  и треугольных сот  $[T_{\text{ТК}}(X_1, X_2, X_3)]$  легко описать в терминах функции пропускания вышеуказанной линейной решётки и операций алгебры логики:

$$T_{\text{КК}}(X_1, X_2) = T_{\text{ЛР}}(X_1) \oplus T_{\text{ЛР}}(X_2), \quad (5)$$

$$T_{\text{ТС}}(X'_1, X'_2, X'_3) = T_{\text{ЛР}}(X'_1) \oplus T_{\text{ЛР}}(X'_2) \oplus T_{\text{ЛР}}(X'_3), \quad (6)$$

где  $X_1, X_2$  и  $X'_1, X'_2, X'_3$  — координаты в направлениях рассеяния света для структуры на рис. 2,  $c$  и  $d$  соответственно; символ « $\oplus$ » — логическая операция «сумма по модулю два», или «исключительное ИЛИ».

Как следует из (1), при достаточно медленных вариациях размеров центральных зон локальные амплитудные коэффициенты пропускания в нулевом порядке для структур типа линейной и круговой решёток будут иметь вид

$$T_{\text{ЛР}}^{(0)}(X) = w(X)/d, \quad (7)$$

$$T_{\text{КР}}^{(0)}(R) = w(R)/d. \quad (8)$$

С другой стороны, эти коэффициенты для структур типа квадратных и треугольных сот будут выражаться как

$$T_{\text{КС}}^{(0)}(X, Y) = T_{\text{ТС}}^{(0)}(X, Y) = \begin{cases} 2[w(X, Y)/d]^2, & 0 < w(X, Y) \leq 0,5, \\ 1 - 2\{[d - w(X, Y)]/d\}^2, & 0,5 < w(X, Y) < 1, \end{cases} \quad (9)$$

где  $X$  — координата в направлении дисперсии света по одному из направлений симметрии для рассматриваемых структур ( $X_1, X_2, X'_1, X'_2, X'_3$ ), а  $Y$  — координата, перпендикулярная  $X$ . Согласно выражениям (7)–(9), амплитудный коэффициент пропускания фильтров в нулевом порядке определяется как отношение площадей открытых ячеек к полным площадям этих ячеек.

На рис. 3 отображены графики изменения локальных амплитудных коэффициентов пропускания в нулевом порядке для структур типа линейной решётки и квадратных сот, построенные в терминах зависимости их оптической плотности  $OD(w/d) = -\lg[T^2(w/d)]$  от коэффициента заполнения ячеек  $w/d$  ( $OD_{\text{ЛР}}$  и  $OD_{\text{КС}}$ ), принимающего минимальное значение  $(w/d)_{\text{min}} = 0,1$ . Эти же графики применимы для эквивалентных структур типа круговой решётки и треугольных сот. Как можно видеть, структуры типа квадратных

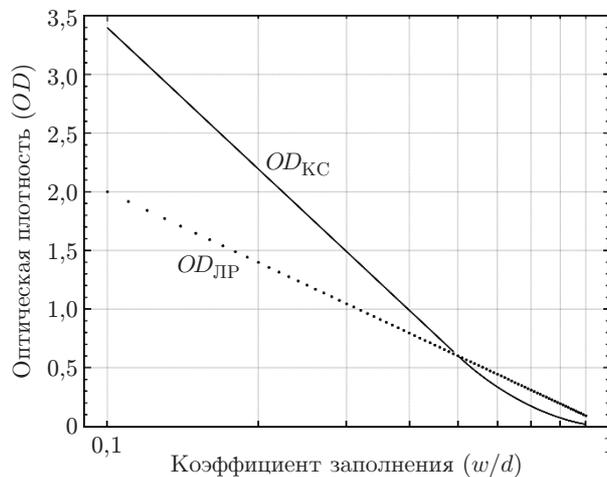


Рис. 3

и эквивалентных им треугольных сот имеют существенно больший динамический диапазон вариаций по пропусканию, чем структуры типа линейной либо круговой решётки. Из выражений (9) и (3) следует, что максимально достижимая оптическая плотность для структуры в виде квадратных сот (при минимальной площади открытых зон порядка  $\lambda^2$ ) составляет

$$OD_{\max}^{(KC)} = -\lg(2c^2 \sin^2 2\psi). \quad (10)$$

Кроме того, нетрудно определить, что для покрытия фиксированной площади апертуры дифракционного оптического элемента (ДОЭ) общее число открытых зон для структуры типа треугольных сот оказывается бóльшим в  $\sqrt{3}$  раз, чем общее число открытых зон для структуры в виде квадратных сот. В терминах размеров зон это указывает на меньший эффективный эквивалентный размер открытых зон для структуры типа треугольных сот. Значит, по своей топологии структура в виде квадратных сот оказывается наиболее выигрышной.

Следует подчеркнуть, что важным преимуществом предлагаемых аподизирующих фильтров с амплитудными структурами является то, что их применение делает оптическую систему практически полностью ахроматической. Недостаток же можно усмотреть в их низкой лучевой стойкости. Однако в приложениях с использованием относительно узкополосного светового излучения (например, излучения ряда мощных импульсных лазеров) требования по ахроматизации снижаются и возможен переход к бинарно-фазовым структурам с удовлетворением требований по высокой лучевой стойкости оптических элементов.

Результирующие качественные характеристики оптических систем с аподизирующими фильтрами, несомненно, будут зависеть не только от реализуемого динамического диапазона вариаций пропускания фильтров и характера рассеяния света на их локальных ячейках, но и от закона изменения функции пропускания в пределах рабочей апертуры. В свою очередь, вид оптимальной функции пропускания будет определяться тем или иным критерием качества, зависящим от решаемой задачи и конкретного приложения. Для проведения экспериментальной проверки предлагаемого принципа аподизации и выявления практически достижимых характеристик в данной работе в качестве одного из типовых приложений выбран астрономический телескоп-рефрактор. При этом выбор функции пропускания соответствующего фильтра был обусловлен характером задачи астрономической оптики, которая кратко описывается далее.

**Особенности задачи астрономической оптики.** В астрономической оптике повышение контраста изображений является особенно актуальным при наблюдении космических объектов типа кратных звёзд и экзопланет (планет не Солнечной системы), когда наблюдаемое угловое расстояние между объектами близко к дифракционному пределу разрешения. Наибольшие сложности возникают при решении задачи обнаружения двойной звезды, когда светимость яркой звезды на много порядков превышает светимость тусклой звезды-компаньона. Под контрастом функции рассеяния точки здесь принято понимать отношение интенсивности на фиксированном угловом радиусе в области интересов к интенсивности в центральном пике функции рассеяния. Для надёжного разрешения указанных объектов у функции рассеяния точки телескопа должно быть резко подавлено световое гало, окружающее центральный пик [9], т. е. суперпозиция побочных максимумов, или крыльев, этой функции, а также паразитной спекл-структуры, обусловленной ошибками волнового фронта сфокусированного пучка вследствие аберраций объектива телескопа и атмосферной турбулентности. Характерно, что основным источником возникновения гало является компонента, вызванная дифракцией света на краю апертуры телескопа, и именно для подавления этой компоненты входной зрачок телескопа аподизируется.

Однако при фиксированных исходных оптических характеристиках телескопа и определённой картине участка звёздного неба задача выбора оптимальной функции пропускания аподизирующего фильтра является сложной, математически неоднозначной и зависящей от критерия качества. В частности, для телескопа с круговой симметрией в настоящее время классическим принят критерий качества Слепиана [10]. Он заключается в синтезе такой функции пропускания фильтра, при которой максимизируется отношение световой энергии в центральной лепестке функции рассеяния точки к общей световой энергии во всей дифракционной картине, наблюдаемой в фокальной плоскости объектива телескопа. Точное аналитическое решение соответствующей задачи известно — это собственная функция оператора дифракционного распространения света, она выражается в виде вытянутой сфероидальной волновой функции нулевого порядка и при больших значениях сфероидального параметра приближается к гауссовой функции. Отметим, что в рамках задачи разрешения указанных двойных небесных тел критерий Слепиана представляется недостаточно эффективным, поскольку основной целью здесь следует считать максимальное ослабление побочных максимумов функции рассеяния точки в области интересов при допустимости неконтролируемого ослабления других побочных максимумов и при стремлении к наиболее слабой потере исходного разрешения и светопропускания телескопа. В этой связи на практике помимо указанных функций пропускания фильтров часто используются и другие, например треугольная функция с линейным спадом амплитудного пропускания в средней части входного зрачка телескопа [11]. Исследования по выделению «невозмущённых» и «краевых» волн при параксиальной дифракции сферической волны на круглой апертуре [12] также подтверждают эффективность реализации практически линейного характера функции пропускания фильтра в соответствии с приближённо-линейным затуханием амплитуды невозмущённой волны на среднем угловом участке вырезаемого апертурой конуса сферической волны.

**Синтез функции пропускания и расчёт характеристик фильтра для телескопа-рефрактора.** Проверка эффективности предлагаемого принципа аподизации была проведена с помощью синтеза структуры аподизирующего дифракционного фильтра для объектива телескопа-рефрактора с апертурным радиусом входного зрачка  $R_a = D/2 = 50$  мм и фокусным расстоянием  $f = 1000$  мм (в этом случае объект на рис. 1 удалён в бесконечность). Объектив скорректирован для работы в диапазоне длин волн видимого света ( $400 \text{ нм} < \lambda < 800 \text{ нм}$ ). С учётом ориентации на запись структуры фильтра в полярной системе координат в целях упрощения процедуры выбрана структура фильтра в виде круговой решётки (см. рис. 2, *b*). В соответствии с условиями (2а), (2б) пространственный период чередования кольцевых ячеек  $d$  взят равным 15 мкм. При этом для  $\lambda_{\min} = 400$  нм и  $c = 1,11$  радиус рабочей области в фокальной плоскости составил  $r_a = f\lambda_{\min}/(2cd) = 12$  мм. Минимальные размеры открытых зон  $w_{\min}$  и непрозрачных зон  $(d - w)_{\min}$  приняты равными 1 мкм.

Особое внимание было уделено выбору функции пропускания фильтра. Вопреки применению классической гауссовой аподизации авторами выявлена положительная роль инверсной центральной (околоосевой) и краевой аподизации фокусирующего объектива телескопа в случае малости зон последней по отношению к размеру зоны краевой волны. Такая узкозонная инверсная аподизация способствует относительно весоному повышению разрешающей способности телескопа при незначительном снижении степени пропускания фильтра. В целях демонстрации этого положения в данной работе была исследована новая линейно-S-образная форма функции радиальной амплитудной аподизации, которая показана на рис. 4, *a* кривой 1. Пропускание аппроксимировалось следующей функцией:

$$T(R) = \frac{[1 - \exp(-25R/R_a)](1 - 0,8676R/R_a)}{1 - 0,84 \exp[-10(1 - R/R_a)]}. \quad (11)$$

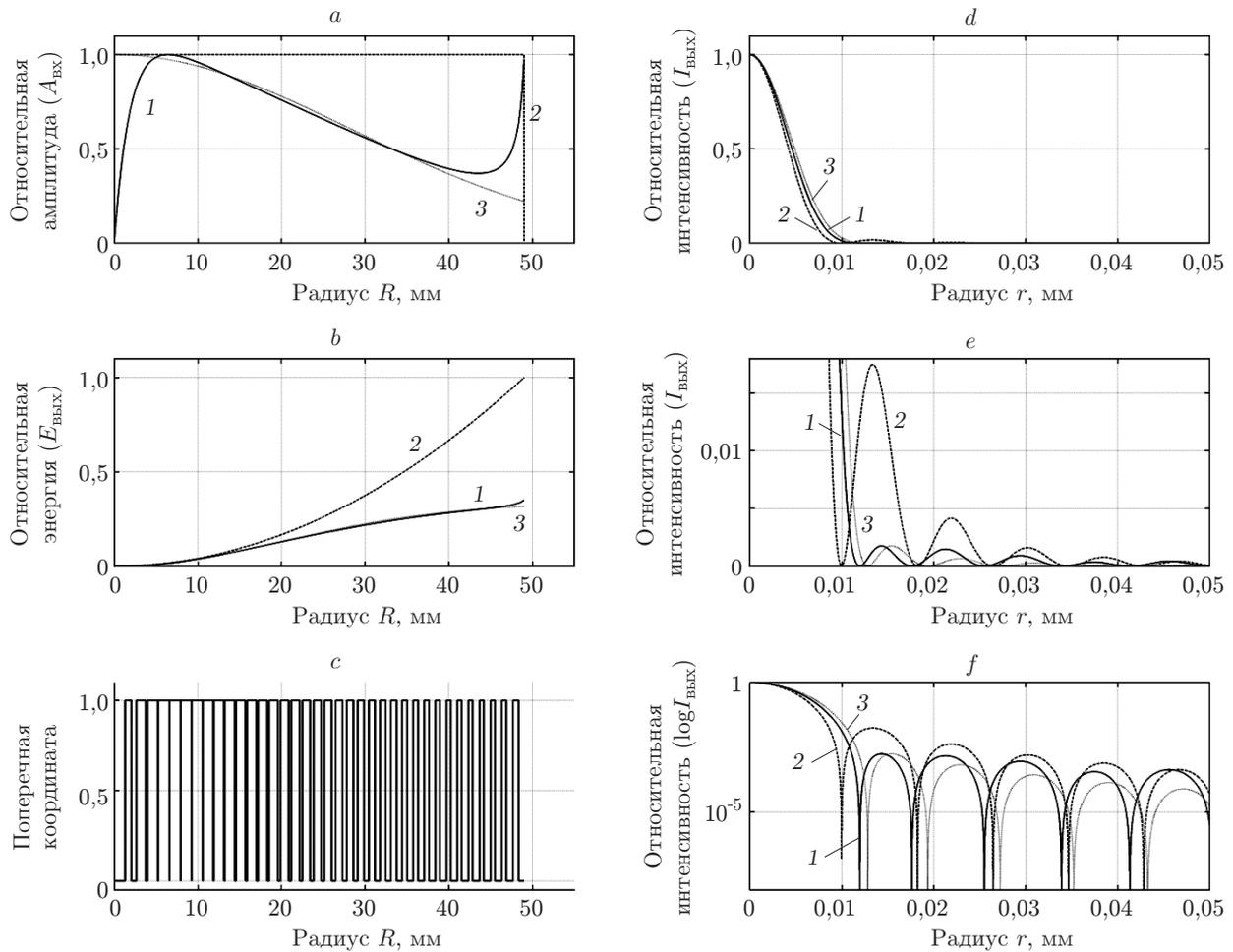


Рис. 4

Для сравнения показаны апертурные функции для равномерного освещения (без аподизации) (кривая 2) и для ближайшей усечённой гауссовой аподизации (кривая 3), соответствующей фильтру с функцией пропускания

$$T_r(R) = \exp \left[ - \left( \frac{R}{0,8157R_a} \right)^2 \right]. \quad (12)$$

На рис. 4, *b* приведены кривые изменения относительной энергии в кружке радиуса  $R$  за аподизирующими фильтрами либо при их отсутствии. Крайние правые точки этих графиков становятся равными относительной общей световой энергии, прошедшей через неаподизированный либо аподизированный объектив. Рис. 4, *c* упрощённо отображает широтно-импульсную модуляцию штрихов бинарного амплитудного ДООЭ, соответствующего аподизирующему фильтру с линейно-S-образной формой пропускания. Для ясности на рисунке общее число штрихов ДООЭ существенно уменьшено. Как видно, в зависимости от радиального положения изменяется коэффициент заполнения штрихов ДООЭ при их постоянной вышеопределённой несущей пространственной частоте. На рис. 4, *d*–*f* показаны в различных масштабах функции рассеяния точки для длины волны  $\lambda = 800$  нм при отсутствии и наличии аподизирующих фильтров, которые рассчитывались исходя из условия 10-кратного ослабления интенсивности первых побочных максимумов.

При 10-кратном подавлении уровня интенсивности первого паразитного максимума функции рассеяния точки синтезированный фильтр с линейно-S-образной формой радиального амплитудного пропускания увеличивает диаметр центрального максимума функции рассеяния точки (по нулевому уровню интенсивности) на 20,0 % и снижает общую световую эффективность объектива до 35,1 %. Соответствующие величины для эквивалентного аподизирующего фильтра с функцией пропускания в виде усечённой гауссоиды составляют 28,9 и 31,6 %, что указывает на преимущество предлагаемого фильтра с линейно-S-образным пропусканием.

**Результаты экспериментальных исследований.** Структура фильтра формировалась на тонкой плёнке хрома с помощью термохимической технологии при использовании прецизионной круговой лазерной системы CLWS-300IAE [13]. Среднеквадратичная погрешность радиального формирования кольцевых ячеек структуры фильтра составила порядка 20 нм. Основным фактором, определяющим эту погрешность, являлась точность радиального позиционирования записывающего лазерного луча в системе CLWS-300IAE. При этом для системы, состоящей из изготовленного фильтра и объектива, экспериментально измеренный угловой размер функции рассеяния точки в первом паразитном порядке дифракции, при котором обеспечивается падение интенсивности до уровня 0,1, составил  $0,23 \cdot 10^{-3}$ . На рис. 5 пунктирной кривой показан один из центральных срезов экспериментально измеренной функции рассеяния точки объектива без фильтра для длины волны лазерного источника  $\lambda = 633$  нм. Данная функция является достаточно близкой к функции идеального объектива, представляемой картиной Эйри. Сплошная кривая на рисунке — экспериментально полученный центральный срез функции рассеяния точки объектива с установленным перед ним аподизирующим фильтром. Сравнивая экспериментальные графики функций рассеяния точек с расчётными (см. рис. 4, *d, e*), можно отметить их относительно хорошее соответствие. Уровень первых побочных максимумов в системе без фильтра близок к теоретическому (1,75 %). В системе с фильтром характер поведения хвостов функции рассеяния точки и указанный уровень также близки к теоретическим показателям. В масштабе рис. 5 рассматриваемый уровень практически не разрешается. С другой стороны, видно, что на рисунке функция рассеяния точки для объектива без фильтра в центральной части главного максимума имеет характерное изменение формы и уширение по отношению к функции объектива с фильтром. Этот факт можно трактовать как следствие сужения эффективной апертуры для системы, состоящей из объектива и фильтра, и дополнительного уменьшения уровня остаточных волновых aberrаций в такой системе с

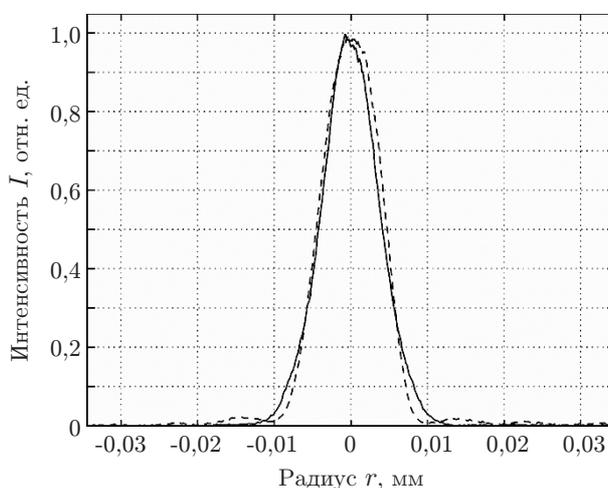


Рис. 5

малой линейной апертурой.

Регистрация двумерных картин функций рассеяния точек осуществлялась с помощью стандартной оптической системы, включающей в себя лазерный источник освещения, фильтр пространственных частот, коллимирующий объектив, а также масштабирующий микрообъектив и высокоразрешающую видеокамеру с линейной функцией передачи. При детальном исследовании функции рассеяния точки объектива без фильтра выявлено некоторое отклонение от картины Эйри, что свидетельствовало об остаточных аберрациях объектива. Следует отметить, что процедура регистрации малых уровней интенсивности на теневых участках, близких к центральному максимуму, а также к максимумам первых порядков, осложнялась шумами спекл-структуры лазерного излучения, множественными нескомпенсированными бликами от поверхностей раздела стеклянных компонент масштабирующего и коллимирующего объективов и, кроме того, остаточной фоновой засветкой регистрирующей матрицы видеокамеры, её собственными шумами и темновым током. Данные виды дестабилизирующих факторов были частично устранены выбором режимов регистрации картин видеокамерой, подбором компонент оптической системы и их юстировкой. При построении графиков на рис. 5 сигнал видеокамеры, вызванный фоновой засветкой её матрицы и темновым током ( $\sim 1\%$  от уровня насыщения фотодетекторов), был искусственно компенсирован.

**Заключение.** Проведённые исследования предлагаемого принципа аподизации изображающих и преобразующих оптических систем на примере системы оптического телескопа-рефрактора подтверждают его эффективность и соответствие ожидаемым результатам. Применение такого принципа позволяет повысить эксплуатационные характеристики оптических систем по отношению к системам аподизации на основе других известных тонкоплёночных металлических фильтров. При данной фильтрации обеспечивается высокая степень развязки между полезным оптическим сигналом-изображением (в нулевом порядке) и паразитными сигналами, связываемыми с «обрезаемым» избыточным светом и дифракционно-краевыми волнами на периферии входных зрачков объективов. Одними из главных преимуществ фильтров с бинарной амплитудной либо фазовой структурой являются возможность осуществления прецизионного цифрового контроля их коэффициента пропускания и простота технологий изготовления и тиражирования. Выполнение структуры фильтров в виде квадратных сот позволяет реализовать высокий динамический диапазон изменения коэффициента пропускания, а использование бинарно-амплитудной структуры таких фильтров делает их практически полностью ахроматизированными. При переходе от бинарно-амплитудных структур к бинарно-фазовым с надлежащей модификацией функций пропускания степень ахроматизации и допустимый спектральный диапазон работы оптической системы снижаются. Однако в последнем случае резко снижается собственное поглощение света фильтром, что делает возможным его применение в системах, где требуется обеспечение высокой лучевой стойкости, например при аподизации пучков мощных лазеров. Особенно перспективным представляется использование предлагаемого принципа фильтрации (с амплитудной аподизацией) в звёздных коронографах типа коронографа Лео. Следует отметить также, что применение данной фильтрации оправдано в основном для достаточно качественных оптических систем, в которых с высокой степенью точности проведена компенсация геометрических аберраций.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Jacquinot P., Roizen-Dossier B.** Apodization // Progress in Optics /Ed. E. Wolf. Amsterdam: Wiley, 1964. Vol. 3. P. 29–186.
2. **Минц М. Я., Прилепский Е. Д.** Улучшение контраста изображения оптической системы с аберрациями с помощью аподизации // Оптика и спектроскопия. 1982. **53**, вып. 5. С. 893–899.

3. **Sedukhin A. G.** Marginal phase correction of truncated Bessel beams // JOSA A. 2000. **17**, N 6. P. 1059–1065.
4. **Хонина С. Н.** Фазовая аподизация изображающей системы с целью увеличения глубины фокуса в когерентном и некогерентном случаях // Компьютерная оптика. 2012. **36**, № 3. С. 357–364.
5. **Лукишова С. Г., Красюк И. К., Пашинин П. П., Прохоров А. М.** Аподизация световых пучков как метод повышения яркости лазерных установок на неодимовом стекле // Формирование и контроль оптических волновых фронтов: Тр. Ин-та общей физики АН СССР / Под ред. П. П. Пашинина. 1987. Т. 7. С. 92–147.
6. **Арифжанов С. Б., Танеев Р. А., Гуламов А. А. и др.** Формирование пучка высокого оптического качества на многокаскадном неодимовом лазере // Квантовая электроника. 1981. **8**, № 6. С. 1246–1252.
7. **Martinez P., Dorrer C., Aller Carpentier E. et al.** Design, analysis, and testing of a microdot apodizer for the apodized pupil lyot coronagraph // Astron. & Astrophys. 2009. **495**, N 1. P. 363–370.
8. **Полещук А. Г., Саметов А. Р., Донцова В. В., Шиманский Р. В.** Дифракционные аттенюаторы лазерного излучения: метод изготовления и оптические характеристики // Автоматрия. 2013. **49**, № 1. С. 86–95.
9. **Lardièrè O., Carbillet M., Riccardi A., Salinari P.** High-contrast imaging with ELTs: Effects of cophasing and AO residual errors on the PSF contrast // Proc. SPIE. 2004. **5490**. P. 516–526.
10. **Slepian D.** Analytic solution of two apodization problems // JOSA. 1965. **55**, N 3. P. 1110–1115.
11. **Rabolt J. F., Bellar R.** The nature of apodization in Fourier transform spectroscopy // Appl. Spectrosc. 1981. **35**, N 1. P. 132–135.
12. **Sedukhin A. G.** Discontinuity-free edge-diffraction model for characterization of focused wave fields // JOSA A. 2010. **27**, N 3. P. 622–631.
13. **Poleshchuk A. G., Churin E. G., Koronkevich V. P. et al.** Polar coordinate laser pattern generator for fabrication of diffractive optical elements with arbitrary structure // Appl. Opt. 1999. **38**, N 8. P. 1295–1301.

*Поступила в редакцию 20 февраля 2013 г.*

---