

Формирование в когерентном свете изображения протяженного абсолютно поглощающего щелевого отверстия с произвольным раскрывом

Ю. В. Чулуй^{1,2,3*}

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, г. Новосибирск, Российская Федерация

² Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Российская Федерация

³ Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Российская Федерация

* e-mail: chugui@tdisie.nsc.ru

Аннотация. Изучены особенности формирования в когерентно-оптической системе изображения протяженных абсолютно поглощающих объектов постоянной толщины с произвольным раскрывом отверстий. На основе конструктивной аппроксимации спектров пространственных частот (дифракционных картин Фраунгофера) объектов с различными соотношениями размеров передней (D) и задней (D_1) апертур получены и проанализированы формулы для поля в изображении передней грани. Детально исследованы случаи объектов с заметно расширяющейся (скос $c = 0,5(D_1 - D) \gg \delta_d = \sqrt{\lambda d}$) и заметно сужающейся ($-c \ll \delta_d$) апертурами протяженного отверстия. Установлено, что в случае больших скосов структура изображения передней грани зависит от знака скоса (раскрыва). При положительном раскрыве ($c \gg \delta_d$), когда задняя грань находится в теневой области, поле на выходе системы соответствует изображению передней грани, а при отрицательном раскрыве ($-c \ll \delta_d$) наблюдается изображение задней грани. Показано, что погрешность определения границ в изображении действующей грани объекта обратно пропорциональна квадрату его скоса. Проанализированы инвариантные свойства проекционной системы формирования изображений внешних граней протяженных объектов с большими положительными и отрицательными скосами.

Ключевые слова: дифракция Френеля и Фраунгофера, Фурье-оптика, спектры протяженных объектов, объемное щелевое отверстие, оптический размерный контроль

Forming of an image of an extended absolutely absorbing slit hole with arbitrary opening in coherent light

Yu. V. Chugui^{1,2,3*}

¹ Technological Design Institute of Scientific Instrument Engineering of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russian Federation

² Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russian Federation

³ Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russian Federation

* e-mail: chugui@tdisie.nsc.ru

Abstract. The features of forming an image of extended absolutely absorbing objects of constant thickness with arbitrary opening of holes have been studied in a coherent-optical system. On the base of the constructive approximation of the spectra of spatial frequencies (Fraunhofer diffractive patterns) of objects with different dimensions relations front (D) and back (D_1) apertures, formulas

for the field in the image of the front face were obtained and analyzed. Cases of objects with a noticeably expanding (bevel $c = 0,5(D_1 - D) \gg \delta_d = \sqrt{\lambda d}$) and noticeably narrowing ($-c \ll \delta_d$) apertures of an extended hole have been investigated in detail. It was found that in the case of large bevels, the structure of the image of the front face depends on the bevel sign (opening). With a positive reveal ($c \gg \delta_d$), when the back face is in the shadow region, the field at the output of the system corresponds to the image of the front face, and with a negative one ($-c \ll \delta_d$), the image of the back face is observed. It is shown that error of determination of boundaries in image of active face of object is inversely proportional to square of its bevel. The invariant properties of the projection system for forming images of external faces of extended objects with large positive and negative bevels are analyzed.

Keywords: Fresnel and Fraunhofer diffraction, Fourier-optics, spectra of extended objects, volumetric slit hole, optical dimensional inspection

Введение

При разработке когерентно-оптических систем для бесконтактного контроля протяженных (по глубине) пластин постоянной толщины с плоскими внутренними гранями возникает потребность в создании теории формирования их дифракционных картин Фраунгофера и изображений. Теория должна адекватно описывать наблюдаемые в экспериментах физические явления на объектах и позволять восстанавливать с высокой точностью их геометрические характеристики.

Так как существующая скалярная теория Кирхгофа – Френеля справедлива лишь для одномерных и двумерных (плоских) объектов [1, 2], а строгие [1, 3–5] и приближенные [6, 7] теории для расчета дифракционных явлений на таких объектах чрезвычайно сложны для практических применений, то нами разработана конструктивная теория дифракционных явлений на объемных телах, основанная на модели эквивалентных диафрагм [8, 9]. В отличие от известных она сравнительно простая (в математическом отношении), физически наглядная и в то же время достаточно точная. Крайне важно, что теория позволяет при расчетах полей применять приближение Кирхгофа – Френеля [1, 2] и хорошо согласуется с полученными нами экспериментальными данными [9–12].

В [8, 13] исследованы особенности формирования дифракционных полей в дальней зоне (спектров) и изображений пластин асимметричного типа с абсолютно поглощающими внутренними гранями. Случаи формирования дифракционных картин и изображений металлических пластин с абсолютно отражающими внутренними гранями симметричного и несимметричного типов изучены в [14, 15]. Дифракционные явления на протяженной асимметричной щели с абсолютно поглощающими внутренними гранями рассмотрены в [16].

Цель работы состояла в изучении особенностей формирования изображений внешних граней протяженных объектов асимметричного типа в виде щелевых отверстий с произвольными раскрытиями. У таких объектов входная и выходная апертуры (будучи центрированными) имеют различные размеры.

Модель протяженного щелевого отверстия с произвольным раскрытием абсолютно поглощающего типа

Исследованию подлежало щелевое отверстие (объемная щель) глубиной d с различными размерами центрированных апертур передней (D) и задней (D_1) граней, перпендикулярных оптической оси z (рис. 1). Иными словами, такие протяженные отверстия имеют произвольный раскрыт ($D \neq D_1$). Внутренние грани отверстия, будучи плоскими, полностью поглощают падающие на них дифрагированные волны, и, таким образом, мы имеем дело с абсолютно поглощающим (черным) телом.

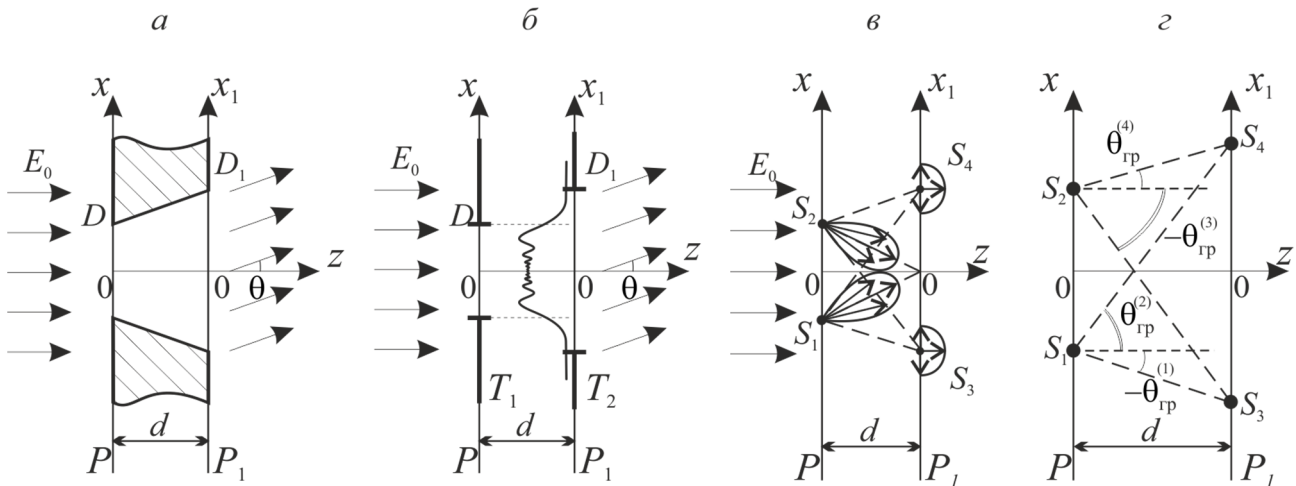


Рис. 1. Сечение протяженного абсолютно поглощающего отверстия с положительным раскрытием – с расширяющейся апертурой ($D_1 > D$) (а), его модель в виде эквивалентных транспарантов (б), дифракционная модель формирования поля в дальней зоне (в) и угловые параметры диаграмм излучения первичных источников S_1 и S_2 (объект увеличен) (г)

Для расчета полей в плоскостях изображений передней и задней внешних граней таких объектов в рамках скалярной теории Кирхгофа – Френеля нами в [8, 9] предложена модель в виде эквивалентных диафрагм. Она включает два центрированных (друг относительно друга) транспаранта T_1 и T_2 в виде щелей с ширинами D и D_1 , расстояние между которыми равно d (рис. 1, а, б). Амплитудные коэффициенты пропускания этих транспарантов можно описать граничными функциями $f^{(rp)}(x)$ и $g^{(rp)}(x_1)$, характеризующими оптические свойства отверстия с абсолютно поглощающими внутренними гранями:

$$f^{(rp)}(x) = \text{Rect}(x/D), \quad (1)$$

$$g^{(rp)}(x_1) = \text{Rect}(x_1/D_1) \quad (2)$$

Разместим исследуемый 3D-объект на входе стандартной когерентно-оптической системы $4F$ для формирования (низкочастотной фильтрации) изображений 3D-объектов на базе двух Фурье-звеньев (рис. 2) [2, 17]. Исходный объект, освещаемый плоской монохроматической волной света с длиной волны λ и амплитудой света E_0 , устанавливается так, чтобы его передняя грань (плоскость P_1) отстояла на фокусном расстоянии F от объектива O_1 . Этим объективом в результате прямого преобразования Фурье в задней фокальной плоскости P_2 формируется дифракционная картина Фраунгофера в виде спектра $F(\omega)$ пространственных частот ω , которая соответствует полю, наблюдаемому в дальней зоне (дифракционная картина Фраунгофера). Полученное поле $F(\omega)$ фильтруется далее апертурной диафрагмой (фильтром) с шириной полосы пропускаемых частот $2\omega_0 = 2k\theta_0$ ($2\theta_0$ – угловой размер фильтра, а $k = 2\pi/\lambda$). Результирующее распределение далее объективом O_2 подвергается обратному преобразованию Фурье, в результате которого в задней фокальной плоскости P_3 объектива O_2 формируется отфильтрованное изображение передней грани объемного края протяженной пластины, а в плоскости P_4 – изображение ее задней грани, расположенной в плоскости P_1 .

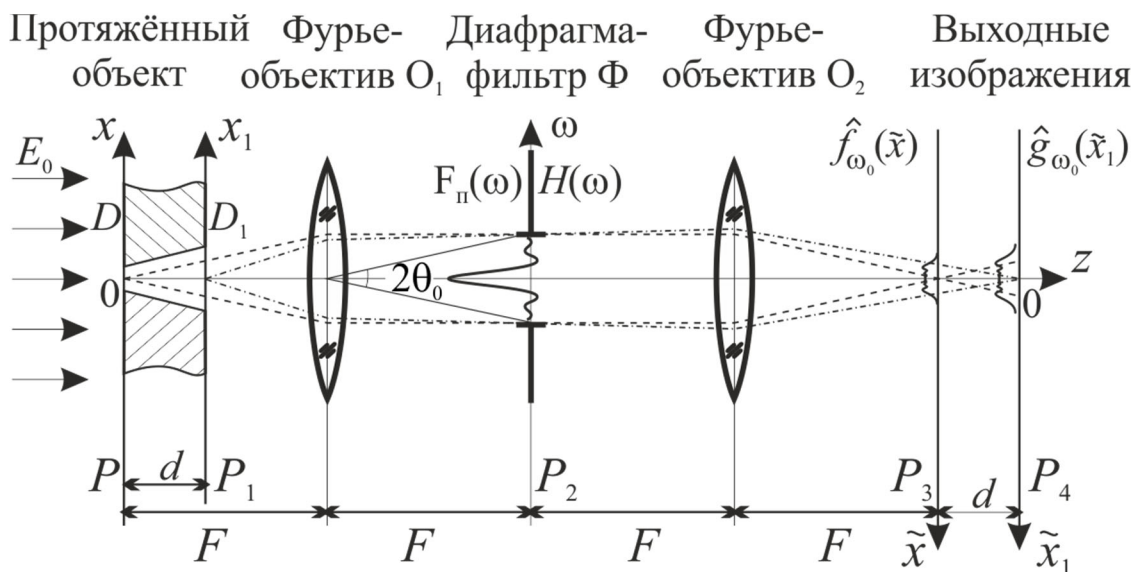


Рис. 2. Формирование изображений передней и задней граней (плоскости P_3 и P_4) объемного асимметричного абсолютно поглощающего отверстия с произвольным раскрытием в дифракционно-ограниченной оптической системе

Ниже представлены результаты вычисления полей $\hat{f}_{\omega_0}(\tilde{x})$ и $\hat{g}_{\omega_0}(\tilde{x}_1)$ в плоскостях P_3 и P_4 дифракционно-ограниченных изображений соответственно передней и задней граней протяженного отверстия.

Формирование изображения протяженного отверстия с заметно расширяющейся апертурой (с положительным раскрывом)

При вычислении поля $\hat{f}_{\omega_0}(\tilde{x})$ воспользуемся формулой для его спектра $F(\omega)$ (дифракционной картиной поля в дальней зоне), полученной в [8]. Согласно ней спектр ($E_0 = 1$)

$$F(\omega) = (j\omega)^{-1} \left\{ R_1(\omega)e^{j\omega D/2} + R_2(\omega)e^{-j\omega D/2} + 2jR_3(\omega)e^{j\omega^2 d/2} \sin(\omega D_1 / 2) \right\}, (3)$$

где $R_1(\omega) = \tilde{Y}_{\omega_{\text{кр}}}(\omega + \omega_c) - \tilde{Y}_{\omega_{\text{кр}}}(\omega - \omega_{\text{гр}})$, $R_2(\omega) = -\tilde{Y}_{\omega_{\text{кр}}}(\omega + \omega_{\text{гр}}) + \tilde{Y}_{\omega_{\text{кр}}}(\omega - \omega_c)$ – не-изотропные диаграммы излучения первичных источников S_1 и S_2 (рис. 1, в и рис. 2), а $R_3 = R\tilde{\text{ect}}_d\left(\frac{x_1 = \pm(0,5D + c)}{D}\right) = -R_4$ – изотропные диаграммы излучения вторичных источников S_3 и S_4 (рис. 1, в), $\omega_c = k \sin \theta_c = k \sin[\arctg(c/d)]$, скос $c = 0,5(D_1 - D)$, $\omega_{\text{гр}} = k \sin \theta_{\text{гр}} = k \sin\{\arctg[(D+c)/d]\}$ (рис. 1, з), $\omega_{\text{кр}} = k\theta_{\text{кр}}$, где $\theta_{\text{кр}} = \sqrt{\lambda/d}$ – критический угол, при котором объемные эффекты проявляются в полной мере.

Функция $\tilde{Y}_{\omega_{\text{кр}}}(\omega)$ есть не что иное, как интегральная функция Френеля в частотном представлении [15, 18].

$$\tilde{Y}_{\omega_{\text{кр}}}(\omega) = (j\omega_{\text{кр}})^{-1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} Y(w)e^{j(\omega-w)^2 d/2k} dw \quad (4)$$

Отметим, что формула (3) справедлива как для отверстий с расширяющейся апертурой ($D_1 > D$, $c = 0,5(D_1 - D) > 0$), так и с суживающейся ($D > D_1$, $c < 0$).

Исследуем сначала поле в дальней зоне для объемных отверстий, у которых размер выходной апертуры D_1 заметно больше размера входной D , причем $D_1 - D = 2c \gg \sqrt{\lambda d}$ (рис. 3, а).

Положим, что угловые размеры апертурного фильтра $2\theta_0$ много меньше критического угла дифракции $\theta_{\text{кр}} = \sqrt{\lambda/d}$ ($N = \theta_{\text{кр}}/\theta_0 \gg 1$), а также заметно меньше угла скоса $\theta_c = c/d$ ($c \ll 0$). При этом угол скоса $\theta_c = c/d \gg \theta_{\text{кр}} = \sqrt{\lambda/d}$. Таким образом, для угловых параметров θ_0 , $\theta_{\text{кр}}$ и θ_c можно записать следующие неравенства: $\theta_0 \ll \theta_{\text{кр}} \ll \theta_c \ll \theta_{\text{гр}} = \arctg(D+c)/d$. Поведение диаграмм излучения первичных источников S_1 и S_2 $R_1(\theta)$ и $R_2(\theta)$ показано на рис. 3, б.

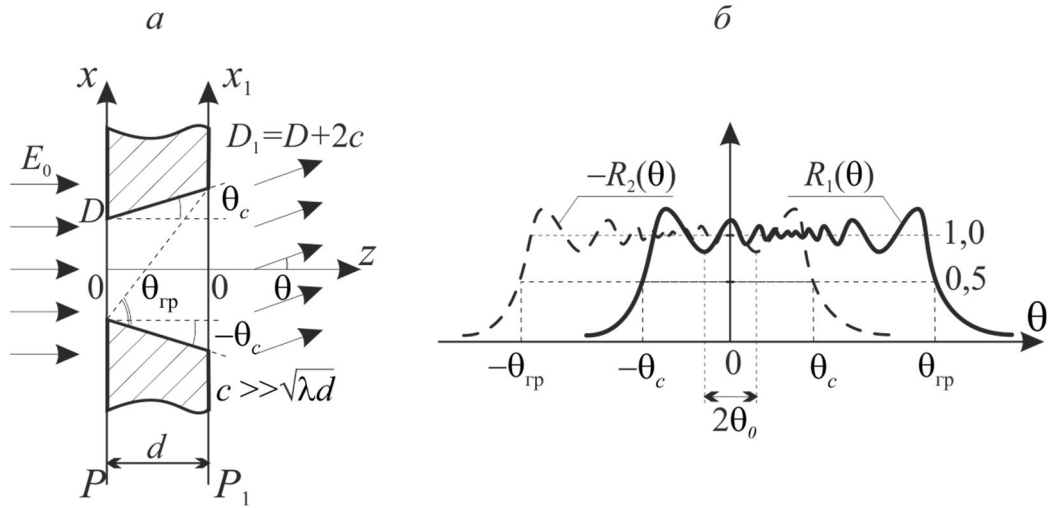


Рис. 3. Формирование изображения протяженного отверстия с заметно расширяющейся апертурой ($D_1 - D \gg \sqrt{\lambda d}$) в дифракционной-ограниченной системе со слабыми объемными эффектами ($\theta_0 \ll \theta_{кр} = \sqrt{\lambda/d} \ll \theta_c = c/d$): сечение протяженного объекта (а) и поведение диаграмм излучения обобщенных первичных источников S_1 и S_2 (б)

Если теперь далее воспользоваться конструктивной аппроксимацией спектра [10], то исходное выражение (3) принимает следующий вид:

$$F(\omega) \approx F^{ан}(\omega) = (j\omega)^{-1} \left\{ \begin{aligned} & e^{j\omega D/2} \left[1 - \frac{e^{j(\omega+\omega_c)^2 d/2k} e^{j\pi/4}}{2\pi(\omega+\omega_c)/\omega_{кр}} + \frac{e^{j(\omega-\omega_{гр})^2 d/2k} e^{j\pi/4}}{2\pi(\omega-\omega_{гр})/\omega_{кр}} \right] - \\ & - e^{-j\omega D/2} \left[1 - \frac{e^{j(\omega+\omega_{гр})^2 d/2k} e^{j\pi/4}}{2\pi(\omega+\omega_{гр})/\omega_{кр}} + \frac{e^{j(\omega-\omega_c)^2 d/2k} e^{j\pi/4}}{2\pi(\omega-\omega_c)/\omega_{кр}} \right] + \\ & + e^{j\omega^2 d/2k} \left[e^{j\omega D_1/2} - e^{-j\omega D_1/2} \right] \left[\tilde{Y}_d(-c) - \tilde{Y}_d(-D-c) \right] \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Так как $\omega_c \gg \omega_0$, то функцию $(\omega \pm \omega_c)^{-1}$ можно разложить в виде: $(\omega \pm \omega_c)^{-1} \approx \omega_c^{-1} (1 \mp \omega/\omega_c)$. Учитывая, что $\tilde{Y}_d(-c) = e^{j\pi/4} \sqrt{\lambda d} / (\pi c)$ [18], выражение (5), как показывают расчеты, можно привести к следующему виду:

$$F^{ан}(\omega) = \frac{e^{j\omega D/2} - e^{-j\omega D/2}}{j\omega} - \frac{\sqrt{\lambda d} e^{j\omega D_1/2} e^{jkc^2/2d} e^{-j\pi/4}}{4\pi^2 \hat{c}^2} - \frac{\sqrt{\lambda d} e^{-j\omega D_1/2} e^{jkc^2/2d} e^{-j\pi/4}}{4\pi^2 \hat{c}^2} \quad (6)$$

Имея в распоряжении спектр $F^{\text{ап}}(\omega)$, нетрудно получить формулу для распределения поля $\hat{f}_{\omega_0}(\tilde{x})$ в плоскости изображения передней грани после фильтрации $F^{\text{ап}}(\omega)$ апертурным фильтром с передаточной функцией $H(\omega) = \text{Rect}(\omega/2\omega_0)$, где $\text{Rect}(\omega/2\omega_0)$ – прямоугольная функция с размером $2\omega_0$ [2, 17]. В результате обратного преобразования Фурье отфильтрованного поля $G(\omega) = F^{\text{ап}}(\omega)H(\omega)$ для распределения $\hat{f}_{\omega_0}(\tilde{x})$ получаем:

$$\hat{f}_{\omega_0}(\tilde{x}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G(\omega) e^{j\omega\tilde{x}} d\omega = \Phi_{\omega_0}(\tilde{x} + 0,5D) - \Phi_{\omega_0}(\tilde{x} - 0,5D) - \frac{\sqrt{\lambda d}}{4\pi^3 \hat{c}^2} e^{j(kc^2/2d - \pi/4)} \left[\frac{\sin[\omega_0(\tilde{x} + 0,5D_1)]}{\tilde{x} + 0,5D_1} + \frac{\sin[\omega_0(\tilde{x} - 0,5D_1)]}{\tilde{x} - 0,5D_1} \right], \quad (7)$$

где $\hat{c} = c/\sqrt{\lambda d}$.

В качестве примера на рис. 4 приведено распределение интенсивности света $\hat{I}_{\omega_0}(\tilde{x}) = |\hat{f}_{\omega_0}(\tilde{x})|^2$ в изображении передней грани объемного отверстия с заметно расширяющейся апертурой.

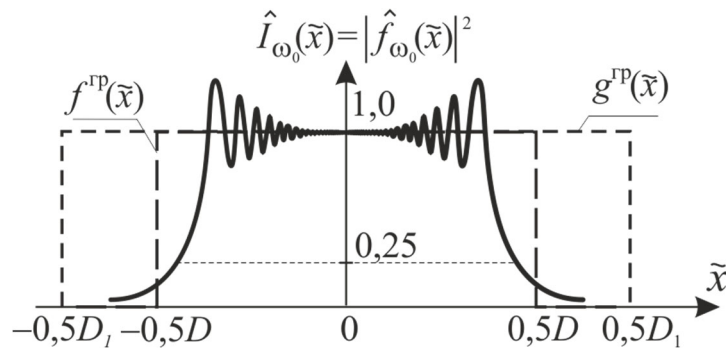


Рис. 4. Типичное распределение интенсивности поля $\hat{I}_{\omega_0}(\tilde{x}) = |\hat{f}_{\omega_0}(\tilde{x})|^2$

в изображении передней грани объемного отверстия с заметно расширяющейся апертурой. Действующей является передняя грань объекта

Проанализируем полученное выражение (7). Оно состоит из четырех членов. Первые два из них описывают дифракционное изображение входной плоской щели шириной D (в виде свертки функции $\text{Rect}(\tilde{x}/D)$ с импульсным откликом $h_{\omega_0}(\tilde{x}) = \sin(\omega_0\tilde{x})/(\pi\tilde{x})$) дифракционно-ограниченной оптической системы. Последние два члена отражают влияние задней грани на изображение передней грани протяженного отверстия. Вследствие вторичной дифракции границы выходной щели объекта выступают в роли точечных источников, причем ампли-

туда их зависит от положения границ выходной щели относительно границы передней грани асимметричного объемного края и падает обратно пропорционально квадрату скоса $c = 0,5(D_1 - D)$. Таким образом, при входной апертуре $D < D_1$ действующей гранью, определяющей структуру выходного изображения, является передняя грань. Отметим, что при наложенном нами условии $D \gg \sqrt{\lambda d}$ влиянием перекрестных краев на распределение $\hat{f}_{\omega_0}(\tilde{x})$ можно пренебречь. При этом систематическая погрешность ε определения положения края (рис. 5) определяется как интерференционными эффектами взаимодействия двух границ входной апертуры, так и остаточным влиянием второй грани объекта.

А теперь обратим внимание на выражение (7) с точки зрения формирования изображений. Напомним, что это выражение справедливо при условии, что разность апертур $D_1 - D \gg \sqrt{\lambda d} = \delta_d$ ($\theta_c \gg \theta_{кр}$), а также при выборе апертурного угла θ_0 много меньше угла скоса $\theta_c = c/d$ ($c \ll d$), а также критического угла дифракции $\theta_{кр} = \sqrt{\lambda/d}$ (рис. 3, б). В этом случае оптическая система является квазиинвариантной [19], т. е. ее импульсный отклик (с точностью до малых членов, соответствующих вторичной дифракции) практически не изменяется по форме при смещении его по полю в пределах $|x| < 0,5D$. В такой системе действующей гранью является передняя грань. Система формирует изображения именно передней грани с размером D .

При размерном контроле часто необходимо, чтобы оптическая система обладала максимально возможным поперечным разрешением. Очевидно, что при малых угловых апертурах $2\theta_0$, обеспечивающих большую глубину резкости оптической системы, размер импульсного отклика $\Delta \sim \lambda/\theta_0$ оказывается достаточно большим, что приводит к ухудшению поперечного разрешения системы. Поэтому возникает задача при заданных параметрах θ_c и $\theta_{кр}$ выбрать апертуру $2\theta_0$ оптимальным образом. Имеется ввиду следующее: при формировании изображения протяженного отверстия с расширяющейся апертурой оптическая система должна иметь такой угловой размер $2\theta_0$ апертурной диафрагмы, чтобы она обеспечивала, с одной стороны, максимальный размер инвариантного поля [19], а с другой – максимально возможное поперечное разрешение Δ . Исходя из этого, предложено максимально допустимое значение $\theta_{опт}$ выбирать из условия, чтобы оно не превышало угла скоса $\theta_c = c/d$ за вычетом угла, пропорционального критическому углу дифракции $\theta_{кр} = \sqrt{\lambda/d}$ (рис. 3, б):

$$|\theta_{опт}| \leq \theta_c - q \theta_{кр}, \quad (8)$$

где q – коэффициент запаса. В качестве минимального значения q выберем его равным двум. Как показывают расчеты, в этом случае приведенная нами формула (7) для изображения передней грани «работает» достаточно хорошо.

Формирование изображения передней грани протяженного отверстия с заметно суживающейся апертурой (с отрицательным раскрывом)

Рассмотрим теперь объекты, у которых размер выходной апертуры заметно меньше размера входной: $D - D_1 \gg \sqrt{\lambda d}$ ($-c \ll \sqrt{\lambda d}$) (рис. 5, а). При $|c| \gg \sqrt{\lambda d}$ в расчетах поля в дальней зоне будем полагать, как и ранее, что угловые размеры фильтра $2\theta_0$, угол скоса θ_c объекта, критический угол дифракции $\theta_{кр}$ и граничный угол $\theta_{гр} = \arctg(D - |c|)/d$ подчиняются неравенствам $\theta_0 \ll \theta_{кр} \ll \theta_c \ll \theta_{гр} = \arctg(D - |c|)/d$.

Очевидно, что основной вклад в поле дает вторичная дифракция, в то время как при формировании изображения отверстия с расширяющейся апертурой выходное поле определяется первичной дифракцией на объекте.

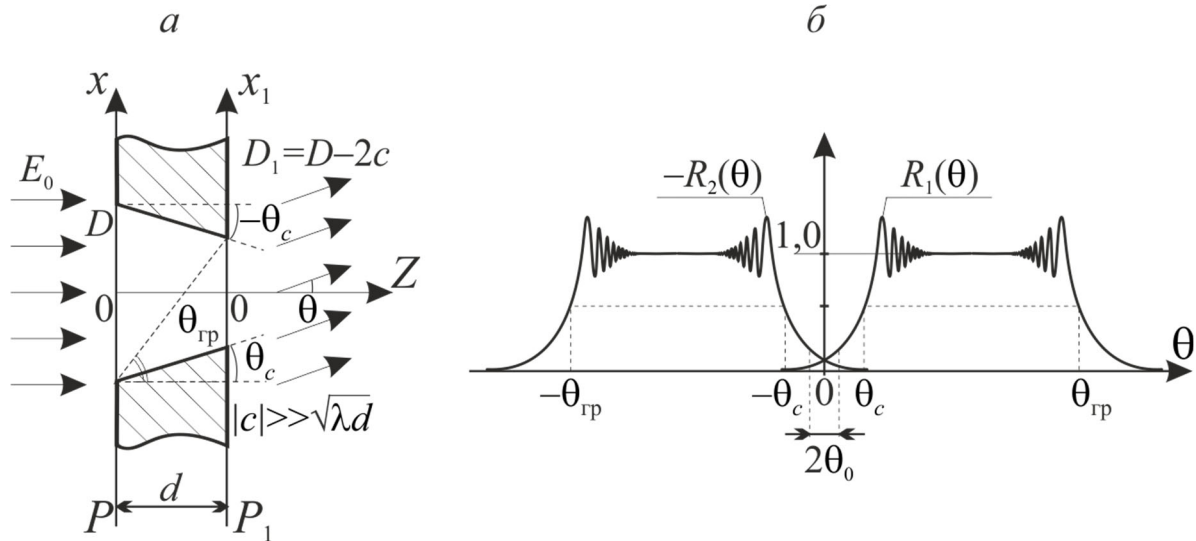


Рис. 5. Формирование изображения протяженного отверстия с заметно суживающейся апертурой: сечение объекта (а) и поведение диаграмм излучения обобщенных первичных источников S_1 и S_2 (б)

После низкочастотной фильтрации этого спектра фильтром с передаточной функцией $H(\omega) = \text{Rect}(\omega/2\omega_0)$ для поля в плоскости изображения передней грани протяженного отверстия с отрицательным раскрывом ($D_1 < D$) нетрудно получить следующее выражение:

$$\hat{f}_{\omega_0}(\tilde{x}) = \Phi(\tilde{x} + 0,5D_1) - \Phi(\tilde{x} - 0,5D_1) - \frac{\sqrt{\lambda d} e^{j(kc^2/2d - \pi/4)}}{4\pi^3 \hat{c}^2} \left[\frac{\sin[\omega_0(\tilde{x} + 0,5D_1)]}{\tilde{x} + 0,5D_1} + \frac{\sin[\omega_0(\tilde{x} - 0,5D_1)]}{\tilde{x} - 0,5D_1} \right] \quad (9)$$

Из выражения (9) видно, что при $D - D_1 \gg \sqrt{\lambda d}$ действующей оказывается задняя грань с апертурным отверстием D_1 (рис. 6). При этом остаточное влияние передней грани уменьшается обратно пропорционально квадрату приведенного скоса \hat{c} . Очевидно, что в этом случае вторичная дифракция является определяющей. Что касается выбора оптимального углового размера апертуры диафрагмы-фильтра $2\theta_{\text{опт}}$, то формула (8) для оптимального выбора $2\theta_{\text{опт}}$ остается справедливой и при $D > D_1$ (рис. 5, б).

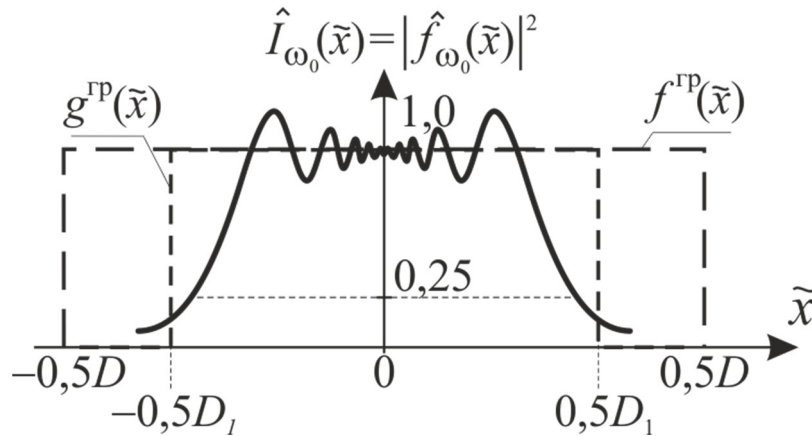


Рис. 6. Распределение интенсивности света в изображении передней грани протяженного отверстия с заметно суживающейся апертурой ($D - D_1 \gg \sqrt{\lambda d}$). Действующей является задняя грань с апертурным отверстием D_1

Формирование изображения задней грани объемных отверстий с различными раскрывами

А теперь остановимся на формировании поля $\hat{g}_{\omega_0}(\tilde{x}_1)$ в изображении задней грани в дифракционно-ограниченной системе. Так как в рассматриваемом случае угловая апертура $2\theta_0$ диафрагмы-фильтра выбрана достаточно малой, при которой глубина резкости системы $\Delta z \sim \lambda / \theta_0^2$ много больше толщины объекта d , т. е. $\Delta z \gg d$ ($N = \theta_{\text{кр}} / \theta_0 \gg 1$), то поля в плоскостях P_3 и P_4 изображений передней и задней граней слабо отличаются друг от друга. Исходя из этого, выражения для этих полей в случаях объемных отверстий с положительным ($D_1 - D \gg \sqrt{\lambda d}$) и отрицательным ($D - D_1 \gg \sqrt{\lambda d}$) раскрывами имеют, соответственно, следующий вид:

$$\hat{g}_{\omega_0}(\tilde{x}_1) = \Phi_{\omega_0}(\tilde{x}_1 + 0,5D) - \Phi_{\omega_0}(\tilde{x}_1 - 0,5D) - \frac{\sqrt{\lambda d}}{4\pi^3 \hat{c}^2} e^{j(kc^2/2d - \pi/4)} \left[\frac{\sin[\omega_0(\tilde{x}_1 + 0,5D_1)]}{\tilde{x}_1 + 0,5D_1} + \frac{\sin[\omega_0(\tilde{x}_1 - 0,5D_1)]}{\tilde{x}_1 - 0,5D_1} \right] \quad (10)$$

$$\hat{g}_{\omega_0}(\tilde{x}_1) = \Phi_{\omega_0}(\tilde{x}_1 + 0,5D_1) - \Phi_{\omega_0}(\tilde{x}_1 - 0,5D_1) - \frac{\sqrt{\lambda d}}{4\pi^3 \hat{c}^2} e^{j(kc^2/2d - \pi/4)} \left[\frac{\sin[\omega_0(\tilde{x}_1 + 0,5D_1)]}{\tilde{x}_1 + 0,5D_1} + \frac{\sin[\omega_0(\tilde{x}_1 - 0,5D_1)]}{\tilde{x}_1 - 0,5D_1} \right] \quad (11)$$

Полученные нами выражения (7), (9), (10) и (11) для полей в изображениях передней и задней внешних граней протяженных абсолютно поглощающих отверстий могут быть положены в основу нахождения формул для прецизионного определения размеров их передней (при $D_1 > D$) и задней (при $D > D_1$) апертур.

Заключение

Изучены особенности формирования в когерентно-оптической системе изображений внешних граней протяженных абсолютно поглощающих объемных отверстий постоянной толщины с произвольным раскрытием отверстий. На основе конструктивной аппроксимации спектров пространственных частот (дифракционных картин Фраунгофера) объектов с различными соотношениями размеров передней (D) и задней (D_1) апертур получены и проанализированы формулы для полей в изображениях передней и задней граней. Детально исследованы случаи объектов с заметно расширяющейся (скос $c = 0,5(D_1 - D) \gg \gg \delta_d = \sqrt{\lambda d}$) и заметно сужающейся ($-c \ll \delta_d$) апертурами протяженного отверстия, соответствующими объектам с положительным и отрицательным раскрытиями.

Показано, что в случае больших скосов c структура изображения в плоскости, сопряженной с плоскостью передней грани, зависит от знака скоса. Так, при положительном ($D_1 > D$) раскрытии ($c \gg \delta_d$), когда задняя грань находится в теневой области, поле на выходе системы соответствует изображению передней грани. А при отрицательном раскрытии ($-c \ll \delta_d$), когда задняя грань находится в освещенной области, а передняя затенена задней гранью, на выходе системы наблюдается изображение задней грани. При этом погрешность определения границ в изображении действующей грани объекта обратно пропорциональна квадрату его скоса.

Проанализированы инвариантные свойства проекционной системы формирования изображений граней протяженных объектов с большими положительными и отрицательными скосами. Предложена формула для выбора оптимального размера апертурной диафрагмы (фильтра пространственных частот), обеспечивающей инвариантные свойства оптической системы при максимальном поперечном разрешении системы.

Благодарности

Автор выражает благодарность Е. В. Сергееву и Е. С. Арсениной за техническую помощь при подготовке к печати настоящей статьи.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М. : Мир, 1970. – 720 с.
2. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. – М. : Мир, 1970. – 364 с.
3. Ваганов Р. Б. Кацеленбаум Б. З. Основы теории дифракции. – М. : Наука, 1982. – 272 с.
4. Потехин А. И. Некоторые задачи дифракции электромагнитных волн. – М. : Советское радио, 1948. – 134 с.
5. Уфимцев П. Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции. – М. : Советское радио, 1962. – 244 с.
6. Боровиков В. А., Кинбер Б. Е. Геометрическая теория дифракции. – М. : Связь, 1978. – 248 с.
7. Хенл Х., Мауэ М., Вестпфаль К. Теория дифракции. – М. : Мир, 1964. – 428 с.
8. Кривенков Б. Е., Чугуй Ю. В. / Дифракция Фраунгофера на телах постоянной толщины // Автометрия. – 1987. – № 3. – С. 79–92.
9. Chugui Yu. V., Krivenkov V. E. Fraunhofer diffraction by volumetric bodies of constant thickness // JOSA. – 1989. – 6, No. 5. – P. 617–626.
10. Чугуй Ю. В. Определение геометрических параметров протяженных объектов постоянной толщины по их дифракционным картинам // Автометрия. – 1991. – № 6. – С. 76–92.
11. Чугуй Ю. В. Дифракционные явления на протяженной асимметричной щели с абсолютно поглощающими внутренними гранями // Автометрия. – 2022. – Т. 58, № 1. – С. 54–67.
12. Чугуй Ю. В. Фурье-оптика 3D-объектов применительно к размерному контролю // Опτικο-информационные измерительные и лазерные технологии и системы: Сб. тр. КТИ НП СО РАН. Новосибирск : Изд-во «Гео», 2012. – С. 15–42.
13. Чугуй Ю. В. Особенности формирования и оконтуривания изображений объемных тел в когерентном свете // Автометрия. – 1991. – № 4. – С. 103–112.
14. Кривенков Б. Е., Чугуй Ю. В. Дифракция Фраунгофера на отражающих объемных телах постоянной толщины // Автометрия. – 1991. – № 4. – С. 113–118.
15. Чугуй Ю. В. Формирование в когерентном свете изображений асимметричного абсолютно отражающего края 3D-объекта // Автометрия. – 2021. – Т. 57, № 3. – С. 102–116. DOI: 10.15372/AUT20210312.
16. Чугуй Ю. В. Дифракционные явления на трехмерных телах постоянной толщины и определение их геометрических параметров // 3D лазерные информационные технологии. Отв. ред. П. Е. Твердохлеб; ИАиЭ СО РАН. – Новосибирск : Изд-во «Офсет», 2003. – С. 428–479.
17. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики. – М.: Наука, 1971. – 616 с.
18. Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике. – М.: Мир, 1971. – 495 с.
19. Arsenault Henri H. and Brousseau Nicole. Space variance in quasi-linear coherent optical processors // Journal of the Optical Society of America. – 1973. – 63, No. 5. – P. 555–558.

© Ю. В. Чугуй, 2022