

УДК 535.42 : 535.31 : 53.082.5

В. Г. Магурин, В. А. Тарлыков*(Санкт-Петербург)***ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРА МИКРООБЪЕКТОВ
ДИФРАКЦИОННЫМ МЕТОДОМ
НА ОСНОВЕ ЭТАЛОННЫХ АПЕРТУР**

Рассмотрен дифракционный метод определения размера микрообъектов, основанный на интерференции излучения, рассеянного объектом, и дифракционного поля эталонной апертуры. Наличие объекта приводит к возникновению дополнительной модуляции в дифракционной картине эталонной апертуры, глубина модуляции связана с размером объекта. Максимальную чувствительность данного метода обеспечивает апертура чечевицеобразной формы, крутизну и положение максимума кривой чувствительности можно регулировать подбором радиусов скругления углов «чечевицы».

Введение. В науке и технике актуальной задачей является определение геометрических параметров объектов, характерные размеры которых составляют единицы микрометров, в частности, это локальные дефекты микроструктур [1, 2] и фотолитографических масок [3].

Один из эффективных методов контроля таких объектов – дифракционный. В этом методе информация об объекте извлекается путем анализа распределения интенсивности лазерного излучения, рассеянного на объекте, – дифракционной картины (ДК). Традиционным информационным параметром ДК является период модуляции интенсивности, который обратно пропорционален характерному размеру объекта [4]. Однако данный способ наиболее эффективен для одномерных (щель, волокно) и двумерных объектов простой геометрической формы. Если же форма объекта сложная, то становится затруднительным выделить элементы структуры ДК, однозначно связанные с геометрическими параметрами объекта. Тем не менее при наличии определенной априорной информации об объекте подобная проблема может быть разрешена. В частности, это оказалось возможным при рассмотрении задачи определения размера малого локального дефекта круглой апертуры [2]. ДК круглого отверстия имеет вид концентрических колец, наличие дефекта вызывает дополнительную модуляцию интенсивности вдоль колец. Глубина модуляции связана с относительным размером дефекта, а положение экстремумов – с его ориентацией. В данном случае фактически реализуется голографическая схема измерения, источником опорной волны является круглая апертура. Структура опорной волны известна, и результат ее интерференции с излучением, рассеянным дефектом, легко предсказуем. Для круг-

лой апертуры в дальней зоне, согласно геометрической теории дифракции (ГТД), в произвольном направлении наблюдения излучают только две точки контура апертуры, нормали в которых коллинеарны направлению наблюдения [5]. Малый дефект считается точечным источником, и дифракционная задача сводится к описанию интерференции излучения трех точечных источников.

Поскольку основным информационным параметром этого метода измерения размера объекта служит глубина модуляции, в целях повышения чувствительности и точности метода желательно, чтобы диапазон изменения глубины модуляции был максимален. Данная ситуация реализуется, когда амплитуды интерферирующих волн примерно равны. С этой точки зрения использование круглой апертуры в качестве источника опорного излучения недостаточно эффективно, поскольку амплитуда излучения источников, соответствующих краевой волне, соизмерима с амплитудой излучения дефекта при характерном размере последнего более $1/10$ радиуса апертуры [6]. Однако в этом случае дефект уже нельзя считать точечным: существенное влияние на структуру ДК оказывает его форма.

Таким образом, для обеспечения корректности применения модели точечных источников и одновременно максимальной чувствительности метода измерения размера объекта необходимо, чтобы с излучением, рассеянным объектом, взаимодействовали волны, более слабые, чем краевые. Известно, что относительно слабые сферические волны излучают угловые точки апертуры [5, 7]. Таким образом, если в ДК эталонной апертуры имеются зоны, в которых отсутствует излучение гладких участков контура и поле целиком формируется излучением угловых точек [5], то влияние объекта в этих зонах должно быть максимальным. Однако если в формировании поля принимает участие большое число источников, то его структура усложняется и влияние объекта становится менее явным. Оптимальный вариант – когда имеется только два источника подобно круглой апертуре. Требуемыми свойствами обладают апертуры линзообразной формы, контур которых образован двумя дугами окружностей.

Таким образом, целью настоящей работы является исследование дифракционных свойств линзообразных апертур в дальней зоне как эталонных апертур – источников опорного излучения – путем анализа теоретических моделей на основе ГТД и сравнения полученных результатов с расчетами по теории дифракции Кирхгофа.

ГТД-модель апертуры линзообразной формы. При рассмотрении дифракционной задачи примем следующие допущения:

– исходное излучение – плоская монохроматическая волна, нормально падающая на плоскость апертуры;

– толщина апертуры h мала (ее характерный размер много больше $\sqrt{\lambda h}$);

– плоскости апертуры и ДК параллельны, z – расстояние между ними.

Системы координат: в плоскости апертуры – декартовы x_0, y_0 ; в плоскости ДК – декартовы x, y ; полярные $q = \sqrt{x^2 + y^2}$, $\phi = \arctg(y/x)$.

Согласно основным положениям ГТД, для тонкой плоской апертуры процесс дифракции рассматривается как интерференция первичных дифракционных волн, испускаемых контуром апертуры. В случае нормального падения исходного излучения гладкие участки контура излучают цилиндрические волны: их лучи коллинеарны нормальям к линии контура. Исключение

составляют угловые точки: они испускают сферические волны, лучи которых идут во всех направлениях.

Согласно определению зоны дифракции Фраунгофера, достаточно рассмотреть интерференцию только тех лучей дифракционных волн, которые идут в одном направлении (рис. 1).

Точки выхода лучей (ТВЛ) дифракционных волн, вносящих вклад в дифракционное поле в точке наблюдения $Q(x, y, z)$, выбираются так, чтобы лучи были параллельны друг другу и вектору \mathbf{q} и нормальны контуру апертуры. ТВЛ, лежащие на криволинейных участках контура, оказываются «подвижными» в том смысле, что их положение зависит от координат точки Q . Угловые точки всегда являются ТВЛ, их координаты фиксированы.

От координат Q может зависеть и число учитываемых ТВЛ. Так, для апертуры в виде линзы, изображенной на рис. 1, отношение радиусов кривизны дуг составляет 2 : 1, и нормали к дугам могут иметь значения угла ориентации в диапазонах $30 \div 150^\circ$ и $210 \div 330^\circ$. Следовательно, если точка Q не лежит в данных секторах, то на дугах контура не существует точки, посылающей луч в Q .

Величина дифракционного поля в Q вычисляется как сумма волн условных точечных источников, расположенных в соответствующих ТВЛ:

$$U(x, y, z) = \sum_n U_n(x, y, z) \exp(iks_n).$$

Здесь $U_n(x, y, z)$ – амплитуда излучения n -го условного источника в точке Q ; s_n – длина вектора, идущего из n -го источника в Q : $\mathbf{s}_n = \mathbf{z} + \mathbf{a}_n + \mathbf{q}$, где $\mathbf{a}_n(x_0, y_0)$ – радиус-вектор n -й ТВЛ в плоскости апертуры; $\mathbf{q} = (x, y)$ – радиус-вектор точки Q в плоскости ДК; \mathbf{a}_n и \mathbf{q} ортогональны \mathbf{z} .

Интенсивность дифракционного поля

$$I(Q) = \left| \sum_n U_n(Q) \right|^2 = \sum_n I_n(Q) + 2 \sum_{n \neq m} \sqrt{I_n(Q) I_m(Q)} \cos(\delta_{mn} + \varphi_{mn}), \quad (1)$$

где I_n – интенсивность, создаваемая в Q n -м условным источником; $\delta_{mn} = k(s_m - s_n)$ – разность фаз интерферирующих волн, обусловленная геометрической разностью хода; φ_{mn} – разность фаз дифракционных волн в дальней зоне, обусловленная различием условий их формирования и распространения.

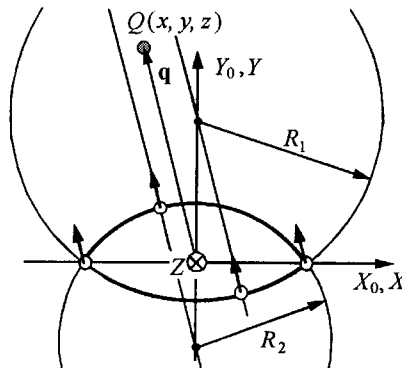


Рис. 1

В дальней зоне $z \gg a_n$, $z \gg q$, $s_n + s_m \cong 2z$ и выражение для δ_{mn} преобразуется к виду

$$\delta_{mn} = \frac{k}{z}(\mathbf{q}[\mathbf{a}_n - \mathbf{a}_m]). \quad (2)$$

Амплитуды дифракционных волн $U_n(Q)$ и взаимные фазовые сдвиги φ_{mn} не определяются в рамках ГТД, для их нахождения необходимо привлекать данные, полученные из эксперимента или более общей теории. В частности, для волн угловых точек такие данные приведены в работе [7].

Для уравнения линии постоянной разности фаз, используя (2), можно получить выражение

$$y(x) = \frac{\delta_{mn} + \varphi_{mn} - (k/z)(x_{0n} - x_{0m})x}{(k/z)(y_{0n} - y_{0m})}. \quad (3)$$

Форма линии (3) определяется видом зависимости координат ТВЛ x_0 , y_0 от положения точки Q . Когда ТВЛ лежат на дугах окружностей, их координаты являются функциями угла наблюдения ϕ . Если вектор \mathbf{q} параллелен внешней нормали к дуге, то $x_0 = R \cos \phi + x_{OC}$, $y_0 = R \sin \phi + y_{OC}$ (R – радиус кривизны дуги; x_{OC} , y_{OC} – координаты центра кривизны); если же \mathbf{q} параллелен внутренней нормали, то $x_0 = -R \cos \phi + x_{OC}$, $y_0 = -R \sin \phi + y_{OC}$.

Если одна из ТВЛ лежит на дуге окружности, а другая – в угловой точке, то ее координаты x_0 , y_0 фиксированы и линия (3) является кривой второго порядка.

При рассмотрении интерференции волн угловых точек фиксированными оказываются обе ТВЛ, и в этом случае (3) представляет собой уравнение прямой.

Рассмотрим типичную структуру дифракционной картины Фраунгофера линзообразной апертуры (рис. 2, *a*) на примере апертуры с отношением радиусов кривизны дуг $2 : 1$, изображенной на рис. 1.

Согласно количеству и типу взаимодействующих дифракционных волн, можно выделить три характерные зоны ДК (рис. 2, *b*).

Зона I. В данной зоне отсутствует краевая волна меньшей дуги. Модуляция интенсивности вызвана взаимодействием краевой волны большей дуги с волнами угловых точек. Линии постоянной разности фаз в данном случае – параболы.

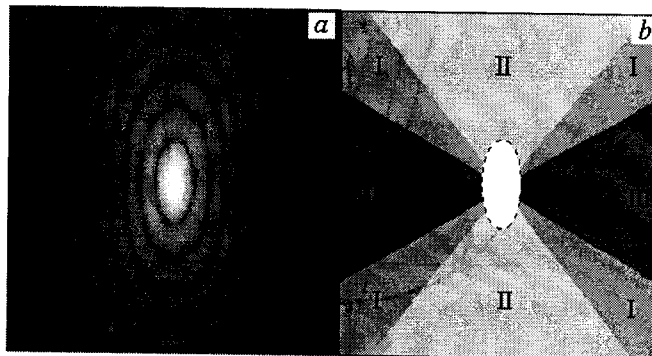


Рис. 2

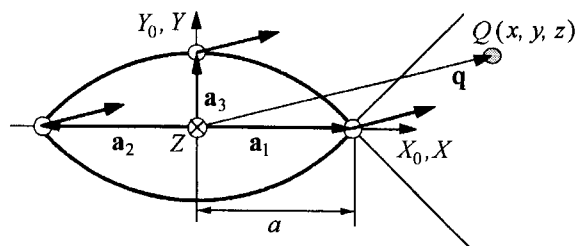


Рис. 3

Зона II. Дифракционное поле в данной зоне определяется в основном интерференцией тороидальных краевых волн, влияние относительно слабых волн угловых точек незначительно. Линии постоянной разности фаз (3) – эллипсы с переменным эксцентриситетом.

Зона III – зона исключительного влияния сферических волн угловых точек. Так как угловых точек всего две, то линии постоянной разности фаз образуют единственное семейство параллельных эквидистантных прямых, перпендикулярных линии, соединяющей угловые точки.

Особый интерес представляют предельные варианты линзообразной апертуры: симметричная линза («чечевица») $R_1 = R_2$ и полукруг $R_1 = \infty$.

В ДК полукруга зона III отсутствует, а размер зоны I составляет 360° . В случае же «чечевицы» ситуация противоположная: отсутствует зона I, максимальная величина зоны III – два сектора по 90° . Кроме того, углы «чечевицы» имеют общую биссектрису, что означает тождественность диаграмм их излучения [7]. Данное свойство позволяет применить процедуру компенсации затухания интенсивности ДК в процессе ее регистрации.

Таким образом, чечевицеобразную апертуру следует признать оптимальным представителем класса объектов, ДК которых содержит зоны, сформированные излучением угловых точек.

Структура дифракционной картины Фраунгофера чечевицеобразной апертуры при наличии единственного локального дефекта. Рассмотрим следующий объект – чечевицеобразную апертуру с единственным внутренним локальным дефектом, соответствующим непрозрачному микрообъекту, размер которого предстоит определить.

Дефект в рамках ГТД-модели можно считать точечным источником при условии $R/a_{\text{деф}} > 10$, где $a_{\text{деф}}$ – характерный размер дефекта [2, 6]. Согласно принципу Бабине [8], его излучение имеет фазовый сдвиг π относительно излучения источников, соответствующих угловым точкам. Дефект расположен по центру дуги контура апертуры (рис. 3).

Общая структура ДК в данном случае остается подобной структуре для «чечевицы» без дефекта; плоскость ДК делится на четыре равные зоны: две типа III и две типа I. В зонах I, согласно определению типа зоны, вид ДК определяется интерференцией краевых волн дуг контура, но в зонах III в данном случае, помимо излучения угловых точек, заметное влияние будет оказывать излучение, дифрагировавшее на дефекте.

Рассмотрим тонкую структуру ДК в зоне III.

Радиусы-векторы постулированных источников:

$$\mathbf{a}_1 = (a, 0), \quad \mathbf{a}_2 = (-a, 0), \quad \mathbf{a}_3 = (0, a\sqrt{2} - a).$$

Взаимные разности фаз (2):

$$\delta_{12} = 2(k/z)ax, \quad \delta_{13} = (k/z)a[(\sqrt{2}-1)y-x], \quad \delta_{23} = (k/z)a[(\sqrt{2}-1)y+x];$$

$$\varphi_{12} = 0, \quad \varphi_{13} = \pi, \quad \varphi_{23} = \pi.$$

ГТД-формула для распределения интенсивности:

$$I(x, y, z) = I_1 + I_2 + I_3 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(2(k/z)ax) -$$

$$- 2\sqrt{I_1 I_3} \cos((k/z)a[(\sqrt{2}-1)y-x]) - 2\sqrt{I_2 I_3} \cos((k/z)a[(\sqrt{2}-1)y+x]),$$

где $I_1 = |U_1(x, y, z)|^2 = |U_2(x, y, z)|^2 = I_2$ и $I_3 = |U_3(x, y, z)|^2$ – интенсивности, создаваемые источниками, расположенными в угловых точках и дефекте соответственно, в отсутствие других источников. Абсолютные значения $U_{1,2}$ для волн угловых точек можно определить с помощью формулы Миямото – Вольфа [7]. Для дифракционного поля дефекта U_3 это сделать сложнее, так как размер и форма дефекта не известны. Однако для определения размера дефекта по глубине модуляции V нет особой необходимости находить абсолютные значения величин $I_{1,2}$ и I_3 , достаточно информации об отношении $I_{1,2}/I_3$:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{4\sqrt{I_1 I_3}}{4I_1 + I_3} = \frac{4\sqrt{I_1/I_3}}{1 + 4I_1/I_3}.$$

Линии постоянной разности фаз волн угловых точек – эквидистантные прямые, параллельные оси Y ; расстояние между ними равно $2\pi z/ka$. Линии постоянной разности фаз волн угловых точек и точечного источника, соответствующего дефекту, – два семейства эквидистантных прямых, идущих под углами $3\pi/8$ и $5\pi/8$ с шагом $2\pi z/k\sqrt{4-2\sqrt{2}}$. В точках пересечения прямых располагаются экстремумы распределения интенсивности, и при условии, что амплитуда излучения дефекта несколько меньше, чем амплитуда волн угловых точек, ДК сохраняет общий вид системы вертикальных полос, однако вдоль полос возникает модуляция, экстремумы которой образуют узлы и пучности на полосе.

Если источник, соответствующий дефекту, расположен не по центру дуги, а смещен на угол α , то в этом случае радиус-вектор дефекта

$$\mathbf{a}_3 = (a\sqrt{2}\cos[\pi/2+\alpha], a\sqrt{2}\sin[\pi/2+\alpha]-a) = (-a\sqrt{2}\sin\alpha, a\sqrt{2}\cos\alpha - a).$$

Основные следствия смещения дефекта:

- общая точечная симметрия картины понижается с $2m$ до 2;
- координаты экстремумов модуляции смещаются вдоль полосы на величину Δy , которая находится из решения системы уравнений:

$$\begin{cases} \delta_{12} = 2\pi n \\ \delta_{13} = 2\pi \end{cases} \Rightarrow \Delta y = \frac{\frac{2\pi z}{ka} - \frac{n\pi z}{ka} (\sqrt{2}\sin\alpha - 1)}{\sqrt{2}\cos\alpha - 1},$$

где n – порядок полосы;

– оси изофот в пучностях модуляции разворачиваются на угол α , что хорошо заметно при малых значениях отношения I_1/I_3 .

Данную модель можно применять также и для частично прозрачных микрообъектов, для чего необходимо обладать информацией о величине комплексной функции пропускания объекта. Интенсивность излучения, дифрагировавшего на объекте (I_3), пропорциональна квадрату модуля комплексной функции пропускания, а ее аргумент используется для вычисления взаимных фазовых сдвигов φ_{13} и φ_{23} . При этом нужно учитывать, что фазовый сдвиг излучения угловых точек относительно падающего излучения в зоне III составляет $\pi/2$ [7].

Численное моделирование. Для определения размеров реального дефекта по глубине модуляции вдоль светлой полосы ДК в зоне III ключевым параметром является величина отношения I_1/I_3 , прямо пропорциональная отношению площадей апертуры и дефекта или квадрату отношения их характерных размеров. Подобные величины не находятся в рамках ГТД, и для определения размера дефекта воспользуемся результатами расчетов в приближении Фраунгофера.

Расчеты проводились для трех эталонных апертур. Первая из них – круг, вторая – «чечевица», а у третьей – углы «чечевицы» скруглены, радиусы скругления $a/10$ (данная мера позволяет учесть ограничения, обусловленные технологией изготовления микроапертур). Измеряемый объект рассматривается как непрозрачный локальный дефект полукруглой формы, расположенный в верхней точке контура апертуры. Характерный размер объекта – радиус полукруга $a_{\text{деф}}$.

Дифракционная картина для «чечевицы» со скругленными углами без дефекта представлена на рис. 4, *a*. Скругление углов приводит к искривлению полос в зоне III, их положение на оси X соответствует координатам экстремумов функции Эйри. Наличие дефекта приводит к возникновению модуляции вдоль полос (рис. 4, *b*), при этом локализация самих полос практически не изменяется. Распределения относительной интенсивности для сечения ДК вдоль светлой полосы ($n = 7$) для ряда значений размера дефекта приведены на рис. 5. Вследствие искривления полосы концы сечения пересекают темную полосу, положение которой мало зависит от параметров дефекта; тем самым обеспечивается стабильная привязка сечения к ДК.

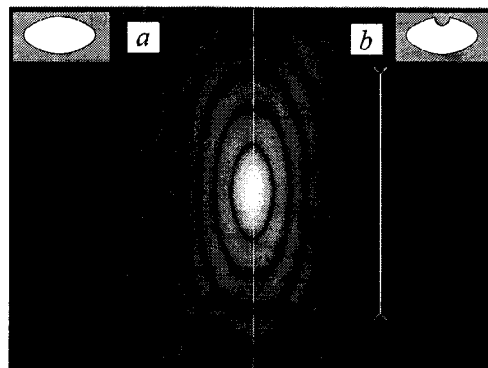


Рис. 4

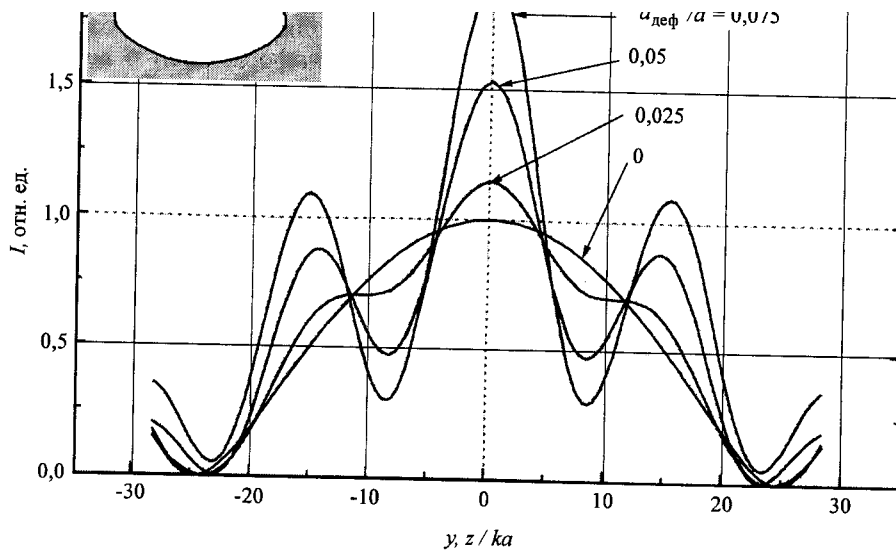


Рис. 5

Глубину модуляции интенсивности вдоль полосы $n = 7$ определим через значения экстремумов интенсивности, ближайших к центру полосы: $V(a_{\text{деф}}/a) = (I_{\text{макс}0} - I_{\text{мин}1}) / (I_{\text{макс}0} + I_{\text{мин}1})$. На рис. 6 представлены зависимости глубины модуляции от относительного размера дефекта $V(a_{\text{деф}}/a)$ для «чечевицы» с острыми углами, для «чечевицы» со скругленными углами и для круга. Для «чечевицы» с острыми углами кривая имеет наибольшую кру-

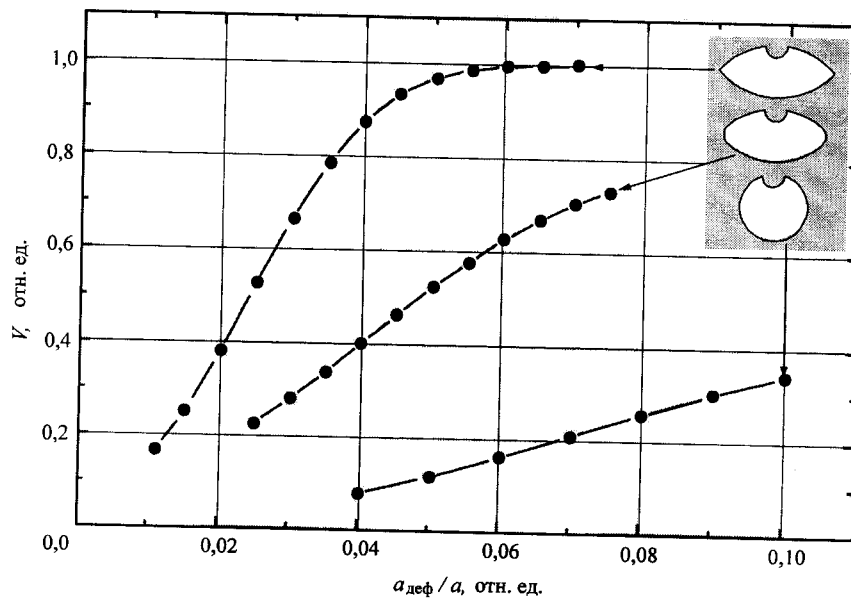


Рис. 6

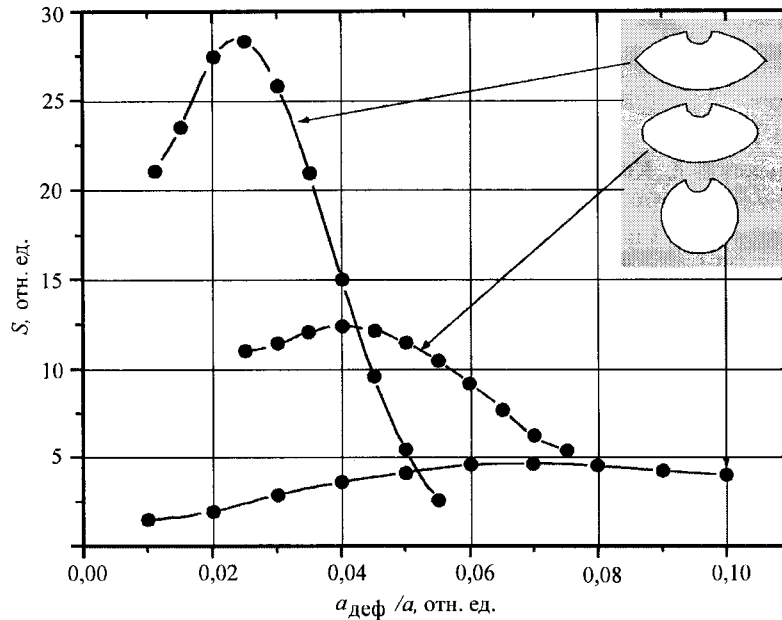


Рис. 7

тизну, ее линейный участок лежит в диапазоне относительных размеров дефекта $0,02 \div 0,04$. При больших размерах дефекта модуляция близка к полной, что означает резкое снижение абсолютной чувствительности измерения размера, которую характеризует величина $S_a = dV/d(a_{\text{деф}}/a)$ (рис. 7). Однако в пределах линейного участка пик кривой чувствительности для «чечевицы» с острыми углами почти в 10 раз превосходит максимум кривой для круга. Абсолютные значения глубины модуляции $V(a_{\text{деф}}/a)$ в случае круга также минимальны для всех апертур, при этом размер линейного участка самый большой. Характеристики для «чечевицы» со скругленными углами имеют промежуточный характер и зависят от радиусов скругления. Таким образом, существует возможность оптимизации характеристик эталонной апертуры для конкретного диапазона относительных размеров дефекта путем подбора величин радиусов скругления углов.

Заключение. Рассмотрен дифракционный метод определения размера микрообъекта, основанный на интерференции излучения, рассеянного объектом, и дифракционного поля эталонной апертуры. Наличие объекта приводит к возникновению дополнительной модуляции в дифракционной картине эталонной апертуры, глубина модуляции связана с размером объекта. Максимальная чувствительность данного метода достигается тогда, когда амплитуды взаимодействующих волн близки по величине. Это условие выполняется в зонах ДК эталонной апертуры, сформированных исключительно излучением ее угловых точек. При этом чем меньше угловых точек, тем проще структура ДК и отчетливее влияние объекта. Минимально возможное число угловых точек (две) имеют апертуры линзообразной формы. Они обеспечивают существенно большую чувствительность метода в области малых относительных размеров объекта по сравнению с апертурами круглой формы. Не-

большое скругление углов линзообразной апертуры позволяет изменять крутизну и положение максимума кривой чувствительности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Тарлыков В. А., Кийко В. В.** Дифрактометрия микроотверстий с локальными дефектами // Дефектоскопия. 1988. № 11. С. 16.
2. **Звонарев С. Л., Тарлыков В. А.** Структура дифракционного спектра круглого отверстия с локальным дефектом // Автометрия. 1995. № 2. С. 33.
3. **Lin Y., Bokor J.** Minimum critical defects in extreme-ultraviolet lithography masks // Journ. Vacuum Sci. and Technol. B. 1997. **15**, N 6. P. 2467.
4. **Крылов К. И., Прокопенко В. Т., Тарлыков В. А.** Основы лазерной техники. Л.: Машиностроение, 1990.
5. **Боровиков В. А., Кинбер Б. Е.** Геометрическая теория дифракции. М.: Связь, 1978.
6. **Магурин В. Г., Тарлыков В. А.** Влияние локального дефекта многоугольной формы на структуру дифракционной картины Фраунгофера круглого отверстия // Автометрия. 2000. № 1. С. 57.
7. **Miyamoto K., Wolf E.** Generalization of the Maggi – Rubinowicz theory of the boundary diffraction wave. Pt. II // JOSA. 1962. **52**, N 6. P. 626.
8. **Борн М., Вольф Э.** Основы оптики. М.: Наука, 1970.

*Технический университет,
E-mail: lsi@itos.spb.ru*

*Поступила в редакцию
1 июля 1999 г.*

Реклама продукции в нашем журнале – залог Вашего успеха!