

ДИФРАКЦИЯ ФРАУНГОФЕРА НА НЕИДЕАЛЬНОМ УГОЛКОВОМ ОТРАЖАТЕЛЕ С ПЛОСКИМИ ГРАНЯМИ

© 2005 г. В. А. Дементьев*, П. И. Ламекин*, канд. физ.-мат. наук; С. М. Чернов**, канд. физ.-мат. наук

* Институт технологии металлов НАН Белоруссии, г. Могилев, Белоруссия

** Могилевский государственный университет им. А.А. Кулешова, г. Могилев, Белоруссия

E-mail: internet@mogilev.unibel.by

В приближении дальнего поля решена задача дифракции плоской произвольно поляризованной волны на выходном зрачке неидеального уголкового отражателя с плоскими гранями. Изучена динамика распределения энергии в картинах дифракции в зависимости от погрешностей изготовления двугранных углов отражателей и поляризации излучения. Обсуждена возможность разработки потенциально высокоточного дифракционного метода контроля качества отражателей.

Коды OCIS: 050.1960, 230.1480.

Поступила в редакцию 10.03.2005.

Введение

Картина дифракции Фраунгофера на высококачественном уголкового отражателя (УО) является результатом интерференции дифракционных полей шести парциальных волн, выходящих из отражателя. У отражателей на полном внутреннем отражении вследствие несинфазности парциальных волн картина дифракции представлена совокупностью семи ядер (центральное ядро, окруженное шестью боковыми [1]) и зависит от поляризации падающей волны [2].

Для неидеального УО со значительными погрешностями двугранных углов между рабочими гранями (порядка десятков угловых секунд) дифракционная картина представлена в общем случае совокупностью шести ядер. Взаимное расположение ядер определяется направлениями выходящих из УО и практически не взаимодействующих между собой шести парциальных волн. В этом случае поляризация излучения практически не влияет на дифракционное изображение. Такие картины дифракции наблюдаются в автоколлимационных установках [3, 4].

Указанные выше качественные особенности картин дифракции соответствуют отражателям высокого (идеального) и низкого качества. По данным интернет-сайтов различных производителей отражателей типичная погрешность промышленного изготовления двугранных углов УО составляет порядка 1"–3" при плоскостности граней $\lambda/4$ – $\lambda/10$. Важность изучения дифракционных свойств отражателей, соответствующих этой промежуточной ситуации, определяется двумя обстоятельствами. Во-первых, это позволит адекватно оценить эффективность светолокационных систем на основе реальных отражателей, которые всегда являются

неидеальными, и, во-вторых, создать основу для разработки потенциально высокоточного метода дифракционного контроля качества УО [4] на основе решения обратной задачи дифракции. Отметим, что в настоящее время отсутствуют методически единые работы теоретического характера, позволяющие решить эти задачи.

Цель работы – решение в приближении дальнего поля задачи дифракции плоской произвольно поляризованной волны на выходном зрачке неидеального УО при нормальном падении излучения на его фронтальную грань, физическая интерпретация полученных результатов и подтверждение их характерными расчетными данными.

В принятой модели все грани неидеального отражателя считаются плоскими. Отражатель рассматривается с позиций современной теории качества оптических систем как элемент, формирующий изображение. Поскольку передаточные характеристики отражателей зависят от поляризации излучения, исследование проводится в рамках формализма матриц когерентности. Сущность используемого метода расчета заключается в построении координатной зависимости матрицы когерентности дифрагировавшего излучения в приближении дальнего поля [5–7].

Геометрооптические свойства неидеальных УО

Погрешности двугранных углов между рабочими гранями УО эквивалентны наличию у отражателя аббераций. Их расчет проведем на основе анализа геометрооптических свойств неидеальных УО.

Выбор базисных векторов. Пусть декартов базис (a_1, a_2, a_3) ориентирован относительно неидеального УО указанным на рис. 1 образом: оси a_3 и a_2 лежат в

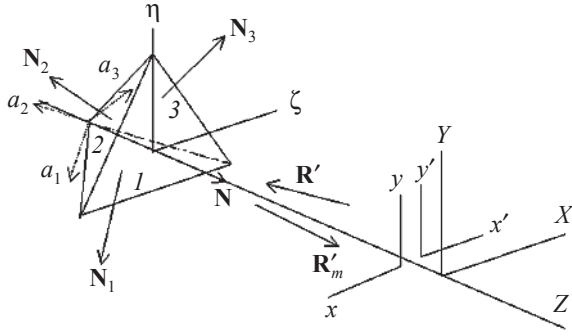


Рис. 1. К описанию преобразования излучения неидеальным УО.

плоскости грани 1, при этом ось a_2 совпадает с ребром двугранного угла, образованного гранями 1 и 3, а ось a_1 – ортогональна плоскости грани 1. В этом базисе векторы N_i внешних нормалей к рабочим граням отражателя через погрешности двугранных углов δ_{ij} выражаются соотношениями

$$N_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, N_2 = \begin{pmatrix} \sin \delta_{12} \\ \cos \delta_{23}^* \cos \delta_{12} \\ \sin \delta_{23}^* \cos \delta_{12} \end{pmatrix}, N_3 = \begin{pmatrix} \sin \delta_{31} \\ 0 \\ \cos \delta_{31} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$\sin \delta_{23}^* = \frac{\sin \delta_{23} - \sin \delta_{12} \sin \delta_{31}}{\cos \delta_{31} \cos \delta_{12}}.$$

Базис (ξ, η, N) , связанный с плоскостью фронтальной грани УО, ориентирован по одному из ее ребер (ось ξ). В системе координат $\xi\eta$ оцениваются разности хода парциальных волн в неидеальном УО и задается его матричная функция зрачка. Взаимная ориентация базисов (a_1, a_2, a_3) и (ξ, η, N) определена так, что проекции векторов базиса (a_1, a_2, a_3) на нормаль фронтальной грани N одинаковы по величине. Поэтому базисы (a_1, a_2, a_3) и (ξ, η, N) связаны матрицей перехода

$$F = \begin{bmatrix} 0 & -1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \\ -\sqrt{2}/\sqrt{3} & 1/\sqrt{6} & 1/\sqrt{6} \\ -1/\sqrt{3} & -1/\sqrt{3} & -1/\sqrt{3} \end{bmatrix}. \quad (2)$$

В плоскости XY базиса (X, Y, Z) , ориентированного как и базис (ξ, η, N) , описывается картина дифракции. В системах координат xu и $x'y'$ задаются состояния поляризации падающей на отражатель и отраженной волн соответственно.

Преобразование отражателем направляющих векторов парциальных волн. Шесть возможных последовательностей отражения ijk излучения от рабочих граней УО соответствуют шести парциальным волнам, выходящим из отражателя через соответствующие части G_m выходного зрачка [8]. Пусть $m = 1, 2, \dots, 6$ – номера парциальных волн с последовательностями от-

ражения 213, 123, 132, 312, 321 и 231 соответственно. Отслеживая в УО изменение направляющего вектора m -й парциальной волны, получим цепочку соотношений, связывающую ее входной R' и выходной R'_m направляющие векторы:

$$R = \frac{1}{n} [R' - N(R', N)\sigma_1], \quad \sigma_1 = 1 - \sqrt{1 + \frac{n^2 - 1}{(R', N)^2}}, \quad (3a)$$

$$R_m = M_m R, \quad M_m = A_k A_j A_i, \quad A_i = E - 2N_i \bullet N_i, \quad (3б)$$

$$R'_m = n [R_m - N(R_m, N)\sigma_2],$$

$$\sigma_2 = 1 - \sqrt{1 + \frac{1 - n^2}{n^2 (R_m, N)^2}}. \quad (3в)$$

Здесь R – направляющий вектор преломленной фронтальной гранью падающей волны, A_i – матрица преобразования направляющего вектора при отражении от i -й рабочей грани, E – единичная матрица, n – относительный показатель преломления материала отражателя, “ $\bullet$ ” – символ диады. Векторные соотношения (3а) и (3в), описывающие преломление излучения на фронтальной грани, можно переписать в матричной форме $R = T_1 R'$ и $R'_m = T_2 R_m$, где

$$T_1 = \frac{1}{n} (E - \sigma_1 \Sigma), \quad T_2 = n (E - \sigma_2 \Sigma), \quad \Sigma = N \bullet N. \quad (4)$$

Тогда матрицу преобразования неидеального УО в базисе (a_1, a_2, a_3) можно записать как $T_2 M_m T_1$, а в базисе (ξ, η, N) –

$$\Phi = F T_2 M_m T_1 F^{-1}. \quad (5)$$

Матрица M_m в базисе (a_1, a_2, a_3) при небольших погрешностях δ_{ij} ($\sin \delta_{ij} \cong \delta_{ij}$) двугранных углов отражателя представима [8] в виде

$$M_m = -E + B_m, \quad B_m = \begin{bmatrix} 0 & b_{12}^m & b_{13}^m \\ -b_{12}^m & 0 & b_{23}^m \\ -b_{13}^m & -b_{23}^m & 0 \end{bmatrix}, \quad (6)$$

где b_{ij}^m – величины, зависящие от погрешностей δ_{ij} двугранных углов. Можно показать, что

$$B_1 = \pm \begin{bmatrix} 0 & 2\delta_{12} & -2\delta_{31} \\ -2\delta_{12} & 0 & -2\delta_{23} \\ 2\delta_{31} & 2\delta_{23} & 0 \end{bmatrix}, \quad B_6 = \pm \begin{bmatrix} 0 & 2\delta_{12} & 2\delta_{31} \\ -2\delta_{12} & 0 & -2\delta_{23} \\ -2\delta_{31} & 2\delta_{23} & 0 \end{bmatrix}, \quad (7)$$

$$B_2 = \pm \begin{bmatrix} 0 & -2\delta_{12} & -2\delta_{31} \\ 2\delta_{12} & 0 & -2\delta_{23} \\ 2\delta_{31} & 2\delta_{23} & 0 \end{bmatrix}.$$

В (7) верхние знаки перед матрицей соответствуют матрице с верхним индексом, а нижние – с нижним.

В базисе (a_1, a_2, a_3) вектор нормали фронтальной грани $\mathbf{N} = -\frac{1}{\sqrt{3}}(1, 1, 1)$. Выполнив с учетом со-

отношений (2), (4) и (6) умножение матриц в (5), получим искомое представление преобразования

$$\Phi = -E + \Phi_m,$$

$$\Phi_m = \begin{bmatrix} 0 & -\frac{b_{12}^m - b_{13}^m + 2b_{23}^m}{\sqrt{3}} & -\frac{(\sigma_1 - 1)(-b_{12}^m + b_{13}^m + 2b_{23}^m)}{\sqrt{6}} \\ \frac{b_{12}^m - b_{13}^m + 2b_{23}^m}{\sqrt{3}} & 0 & -\frac{(\sigma_1 - 1)(b_{12}^m + b_{13}^m)}{\sqrt{2}} \\ \frac{(\sigma_2 - 1)(-b_{12}^m + b_{13}^m + 2b_{23}^m)}{\sqrt{6}} & \frac{(\sigma_2 - 1)(b_{12}^m + b_{13}^m)}{\sqrt{2}} & \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_1\sigma_2 \end{bmatrix}. \quad (8)$$

В частных случаях из (8) следуют матрицы преобразования неидеальных полых отражателей ($n = 1$ влечет $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$ и Φ является антисимметрической) и идеальных отражателей ($b_{ij}^m = 0$, $\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_1\sigma_2 = 0$ и $\Phi = -E$).

Прежде чем вычислить волновые абберации неидеального отражателя, оценим степень таутохронизма парциальных волн.

Оценка таутохронизма. Волновые фронты парциальных волн в рассматриваемой модели УО являются плоскими. Поэтому оптические пути для всех точек волнового фронта W'_m m -й парциальной волны относительно волнового фронта W' падающей волны одинаковы и равны s_m . Оценка различия s_m для разных парциальных волн проведена для луча, попадающего в вершину тетраэдра. Можно показать, что $s_m = hn[(\mathbf{R}'_m, \mathbf{N}) - (\mathbf{R}', \mathbf{N})]$, где h – высота тетраэдра. Численные расчеты показывают, что для $h/\lambda = 10^5$ (h – высота тетраэдра, λ – длина волны),

$n = 1,5$, $|b_{ij}| \approx 10''$ и $\mathbf{R}' \approx -\mathbf{N}$ различие величин s_m между собой не превышает $10^{-3}\lambda$. Таким образом, при близком к нормальному падению волны на фронтальную грань отражателя парциальные волны можно считать таутохронными.

Волновые абберации неидеального отражателя. Величину волновой абберации $W_m(\mathbf{p})$ m -й парциальной волны в произвольной точке волнового фронта, характеризуемой вектором $\mathbf{p}$, оценим (с учетом знака) с помощью вектора $\mathbf{L}_m = l_m \mathbf{R}'_m$ (рис. 2). Поскольку

$$\mathbf{R}'_m = \Phi \mathbf{R}' = -\mathbf{R}' + \Delta \mathbf{R}'_m, \quad \Delta \mathbf{R}'_m = \Phi_m \mathbf{R}', \quad (9)$$

то $l_m = (\mathbf{p}, \mathbf{R}'_m) = -(\mathbf{p}, \mathbf{R}') + (\mathbf{p}, \Delta \mathbf{R}'_m)$. При падении волны, близком к нормальному, $\mathbf{R}' = (0, 0, -1)$ и $l_m = (\mathbf{p}, \Delta \mathbf{R}'_m) = W_m(\mathbf{p})$. Тогда для абберационной компоненты функции зрачка неидеального отражателя с учетом соотношений (8) и (9) получим окончательно

$$Q_m = \exp[-ikW_m(\mathbf{p})] = \exp[-ik(v_\xi^m \xi + v_\eta^m \eta)],$$

$$\begin{aligned} v_\xi^m &= \frac{1}{\sqrt{6}} n (-b_{12}^m + b_{13}^m + 2b_{23}^m), \\ v_\eta^m &= \frac{1}{\sqrt{2}} n (b_{12}^m + b_{13}^m), \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}. \end{aligned} \quad (10)$$

Матричная функции размытия амплитуды отражателя и распределение интенсивности в картине дифракции

Функция зрачка $G(\xi, \eta)$ неидеального УО является матричной и с учетом функции аббераций (10) может быть записана как

$$G(\xi, \eta) = D_m Q_m(\xi, \eta), \quad \text{если } (\xi, \eta) \in G_m, \quad (11)$$

где D_m и G_m – матрица Джонса отражателя и область выходного зрачка для m -й парциальной волны. Тог-

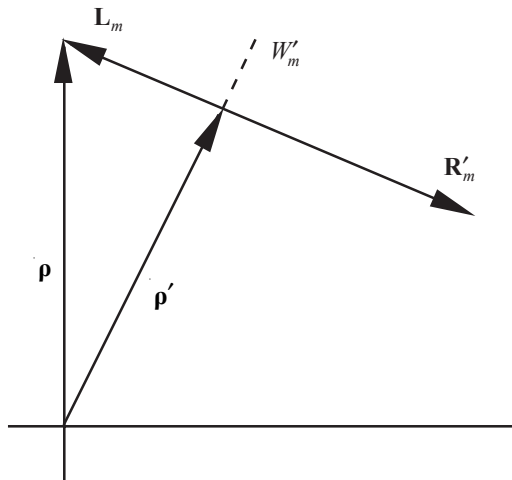


Рис. 2. К расчету волновой абберации m -й парциальной волны ($\mathbf{p}'$ – вспомогательный вектор в плоскости волнового фронта W'_m).

да элементы h_{ij} матричной функции размытия амплитуды УО с точностью до комплексного сомножителя можно найти по соотношению

$$h_{ij} = \iint_G G_{ij}(\xi, \eta) \exp[ik(p_\xi \xi + p_\eta \eta)] d\xi d\eta = \sum_{m=1}^6 (D_{ij})_m H_m, \quad (12)$$

где

$$H_m = \iint_{G_m} Q_m(\xi, \eta) \exp[ik(p_\xi \xi + p_\eta \eta)] d\xi d\eta \quad (13)$$

– фурье-образ функции aberrаций, заданной на G_m , $(D_{ij})_m$ – элементы матрицы Джонса отражателя для m -й парциальной волны, величины p_ξ и p_η определяют направление на произвольную точку картины дифракции. Для рассматриваемого в работе диапазона погрешностей двугранных углов отражателя можно считать в (12) и (13), что матрицы Джонса D_m и области G_m соответствуют идеальному УО.

Поскольку функция aberrаций (10) отражателя содержит только линейные слагаемые, то

$$h_{ij} = \sum_{m=1}^6 (D_{ij})_m H_m(X - \Delta X_m, Y - \Delta Y_m),$$

$$X = kap_\xi, \Delta X_m = kav_\xi^m, Y = kap_\eta, \Delta Y_m = kav_\eta^m, \quad (14)$$

$$p_\xi = \frac{\bar{x}}{L}, \quad p_\eta = \frac{\bar{y}}{L},$$

где $\bar{x}$ и $\bar{y}$ – декартовы координаты в плоскости картины дифракции, L – расстояние от выходного зрачка отражателя до плоскости картины дифракции, a – радиус окружности, вписанной в выходной зрачок.

Матричные элементы (14) определяют координатную зависимость матричной функции размытия амплитуды $h(X, Y)$ неидеального отражателя. Тогда распределение интенсивности $I'(X, Y)$ в картине дифракции на выходном зрачке УО в рамках формализма матриц когерентности можно найти как след матрицы [5]

$$J'(X, Y) = h(X, Y) J h^+(X, Y). \quad (15)$$

Здесь J и J' – соответственно матрицы когерентности падающего излучения и излучения в произвольной точке картины дифракции, $+$ – символ эрмитова сопряжения матриц. Можно показать, что

$$I'(X, Y) = \text{Sp} J' = \sum_{m=1}^6 |H_m(X - \Delta X_m, Y - \Delta Y_m)|^2 \text{Sp}[D_m J D_m^+] + 2 \sum_{i=1}^5 \sum_{k=i+1}^6 \text{Re}\{H_i(X - \Delta X_i, Y - \Delta Y_i) H_k^*(X - \Delta X_k, Y - \Delta Y_k) \text{Sp}[D_i J D_k^+]\}, \quad (16)$$

где Sp – символ следа матрицы, Re – символ вещественной части, $*$ – символ комплексного сопряжения.

В явном виде матрица когерентности частично поляризованной волны [9]

$$J = \frac{I}{2} \begin{bmatrix} 1 + P \cos 2\varepsilon \cos 2\theta & P(\cos 2\varepsilon \sin 2\theta + i \sin 2\varepsilon) \\ P(\cos 2\varepsilon \sin 2\theta - i \sin 2\varepsilon) & 1 - P \cos 2\varepsilon \cos 2\theta \end{bmatrix}, \quad (17)$$

где I – интенсивность, P – степень поляризации, θ и ε – соответственно азимут и угол эллиптичности поляризованной компоненты излучения.

Физически (16) соответствует дифракционному изображению шести когерентных точечных источников с различными функциями размытия и поэтому содержит слагаемые двух типов – вклады в изображение от каждого источника по отдельности и интерференционные вклады от всевозможных пар источников. Изображение источника, локализованное около точки $(\Delta X_i, \Delta Y_i)$ ($i = 1, \dots, 6$), соответствует картине дифракции i -й парциальной волны. Если функции размытия этих точек не перекрываются, то картина дифракции в общем случае состоит из шести ядер, локализованных около точек $(\Delta X_i, \Delta Y_i)$. Это соответствует случаю, когда погрешности δ_{ij}

двугранных углов отражателя (смещения ΔX_i и ΔY_i) достаточно велики. При уменьшении погрешностей дифракционные изображения источников сближаются, что приводит к их интерференционному взаимодействию. Это взаимодействие наиболее выражено у идеальных отражателей, поскольку в этом случае парциальные волны распространяются в одном направлении.

Как видно из (16), степень влияния поляризации излучения на перераспределение энергии между основным и интерференционным вкладами зависит от величин погрешностей двугранных углов УО и пропорциональна величинам $\text{Sp}[D_i J D_k^+]$. Изменением параметров поляризации можно управлять дифракционными свойствами отражателей.

Кроме того, из (16) следует, что у неидеальных отражателей в отличие от идеальных осевая сила света $I'(0, 0)$ в общем случае зависит от поляризации излучения. Это согласуется с известным экспериментальным фактом [10]. Покажем, что осевая сила света у неидеальных отражателей не зависит от поляризации волны при одинаковых погрешностях двугранных углов $\delta_{ij} = \delta$. В этом случае фурье-образы $H_m(-\Delta X_m, -\Delta Y_m)$ связаны преобразованием поворота

$$\begin{aligned} H_m(-\Delta X_m, -\Delta Y_m) &= \\ &= H_1(-\alpha_m \Delta X_m + \beta_m \Delta Y_m, -\beta_m \Delta X_m - \alpha_m \Delta Y_m), \quad (18) \\ \alpha_m &= \cos(m-1)\pi/3, \quad \beta_m = -\sin(m-1)\pi/3 \end{aligned}$$

и, очевидно,

$$H_i(-\Delta X_i, -\Delta Y_i) = H_1(-\Delta X, 0), \quad (19)$$

где $\Delta X = -8kna\delta/\sqrt{6}$. Кроме того, для матриц Джонса УО имеет место соотношение

$$\sum_{i=1}^6 D_i = 3[(D_{11})_2 - (D_{22})_2] \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}. \quad (20)$$

Полагая в (16) $X = Y = 0$ и учитывая соотношения (19) и (20), получим

$$\begin{aligned} I'(0, 0) &= |G_1(-\Delta X, 0)|^2 \text{Sp} \left[\left(\sum_{i=1}^6 D_i \right) J \left(\sum_{k=1}^6 D_k \right)^+ \right] = \\ &= 9|D_{11} - D_{22}|^2 |G_1(-\Delta X, 0)|^2 I. \end{aligned} \quad (21)$$

Видно, что осевая сила света не зависит от поляризации. Анализ показывает, что величина $|G_1(-\Delta X, 0)|^2$ максимальна при $\Delta X = 0$ и уменьшается с ростом ΔX , т. е. осевая сила света неидеального УО при $\delta_{ij} = \delta$ всегда меньше осевой силы идеального отражателя.

Цифровое моделирование картин дифракции

На основе (16) реализован алгоритм расчета картин дифракции Фраунгофера на выходном зрачке неидеальных УО. Рисунок 3 иллюстрирует для частных типов поляризации некоторые характерные особенности динамики распределения энергии в картинах дифракции на отражателе полного внутреннего отражения в зависимости от погрешностей δ_{ij} . Расчеты проведены на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм для находящегося в воздухе отражателя с высотой $h = 18$ мм, изготовленного из стекла с $n = 1,5$. Выходной зрачок отражателя выполнен в виде правильного шестиугольника. На всех

изображениях уровень черного соответствует минимуму, а уровень белого – максимуму интенсивности в картине дифракции.

Сравнительную оценку осевых сил света в картинах дифракции от УО и обычной апертуры такой же формы и размера, что и выходной зрачок отражателя, дает число Штреля S ($0 \leq S \leq 1$). При расчете S принято, что коэффициенты пропускания обычной апертуры и УО одинаковы. По величине S можно судить о ретроотражательной способности УО при их использовании в составе светолокационных систем, работающих в геометрии дальнего поля.

При значительных погрешностях δ_{ij} отраженная волна обладает существенной расходимостью (рис. 3а–3в). Дифрагировавшие на выходном зрачке отражателя парциальные волны практически не взаимодействуют между собой. Поэтому картина дифракции не зависит от поляризации и представлена шестью пятнами размытия. В направлении ретроотраженного излучения осевая сила света $I'(0, 0) = 0$ (поскольку $S = 0$) и отражатель вообще не выполняет функции возвратного отражения в геометрии дальнего поля.

При уменьшении погрешностей взаимная расходимость парциальных волн уменьшается, что приводит к перекрытию дифракционных полей парциальных волн и их взаимодействию, зависящему от поляризации (рис. 3г–3п). Интерференция полей сопровождается соответствующим перераспределением энергии в картинах дифракции. Так, например, максимумы энергии результирующего распределения не совпадают с направлениями парциальных волн, определяемых в соответствии с величинами ΔX_m и ΔY_m . Кроме того, возрастает осевая сила света ($S \neq 0$).

Наибольшее перекрытие дифракционных полей парциальных волн наблюдается в случае идеального отражателя (рис. 3к–3м), при этом отражатель вследствие несинфазности парциальных волн проявляет незначительные ретроотражающие свойства ($S = 0,292$). Видно, что картина дифракции на идеальном отражателе существенно отличается от картины дифракции на обычной апертуре в форме правильного шестиугольника. Дифракционная расходимость излучения после отражателя примерно в два раза больше угловой расходимости при дифракции на обычной апертуре, поскольку характерный размер части выходного зрачка для парциальной волны в два раза меньше размера самого зрачка. Осевая сила света у неидеальных отражателей для некоторых состояний поляризации при погрешностях углов порядка $1''$ может быть даже больше (рис. 3н), чем у идеальных отражателей. Для представленного случая число Штреля по сравнению с идеальным УО увеличилось в 1,5 раза.

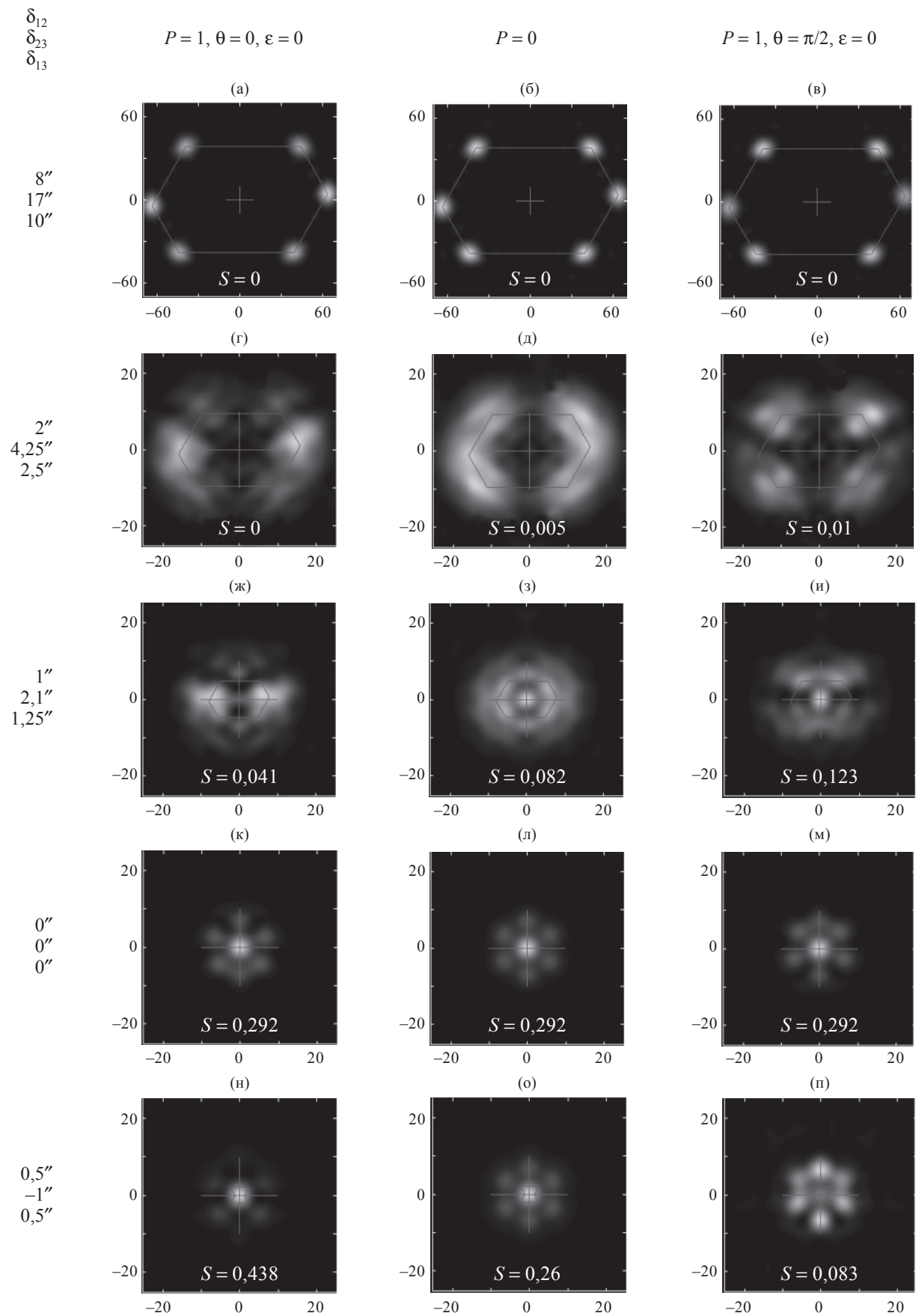


Рис. 3. Картины дифракции на отражателях в зависимости от погрешностей двугранных углов и поляризации излучения. Оцифровка координатных осей в угловых секундах. Крестообразная метка – направление ретроотраженного излучения (центр картины дифракции). Вершины углов шестиугольников определяют направления парциальных волн в соответствии с величинами ΔX_m и ΔY_m .

Заключение

Полученные в работе соотношения позволяют изучить дифракционные свойства неидеальных (и идеальных, как частный случай) отражателей различного конструктивного исполнения (полного внутреннего отражения, металлизированных, полых и т. п.).

Выполненные для отражателей полного внутреннего отражения расчеты демонстрируют сильное влияние погрешностей двугранных углов и поляризации излучения на распределение энергии в дальнем поле. Выбором поляризации излучения можно эффективно управлять ретроотражающими свойствами неидеальных отражателей. Возвратно-отражательные свойства как неидеальных отражателей полного внутреннего отражения, так и идеальных, в геометрии дальнего поля существенно ниже, чем у обычной апертуры (например, плоского зеркала). Это необходимо учитывать при использовании неидеальных УО в светолокационной и дальномерной технике.

В этой связи становится актуальной постановка задачи о повышении качества неидеальных отражателей, например их последующей доводкой. Ее решение связано с предварительным высокоточным контролем погрешностей двугранных углов. Представленное в работе решение прямой задачи дифракции является основой для разработки потенциально высокоточного дифракционного метода контроля качества отражателей, базирующегося на цифровой обработке картин дифракции.

Работа выполнена при поддержке Государственной программы прикладных исследований “Оптика, электроника, информатика” (проект ОЭИ-59).

ЛИТЕРАТУРА

1. Денисюк Г.В., Корнеев В.И. Формирование мелко-структурного изображения уголковыми отражателями, работающими на основе полного внутреннего отражения // ОМП. 1982. № 9. С. 1–3.
2. Вирник Я.З., Герасимов В.Б., Сагалович А.Я. и др. Дифракция Фраунгофера на уголковых отражателях. 2. Распределение интенсивности и энергии // Укр. физ. ж. 1985. Т. 30. № 6. С. 837–843.
3. Барышников Н.В., Карасик В.Е., Пикуз Т.А., Сахаров А.А. Оптико-электронный прибор для высокоточного контроля двугранных углов оптических элементов // Вестник МГТУ. Сер. Приборостроение. 1994. № 33. С. 19–23.
4. Бондаренко И.Д. Методы контроля качества изготовления уголковых отражателей // ОМП. 1985. № 7. С. 54–58.
5. Urbanczyk W. Optical imaging in polarized light // Optik. 1982. V. 63. № 1. P. 25–35.
6. Ламекин П.И. Дифракция Фраунгофера в призмах с крышей // ОМП. 1990. № 12. С. 25–29.
7. Дементьев В.А., Предко К.Г. Использование числа Штреля для оценки картины дифракции произвольно поляризованного излучения на зонной структуре из поляризаторов // Опт. и спектр. 1998. Т. 84. № 3. С. 503–507.
8. Ханох Б.Ю. Оптические отражатели тетраэдрического типа в активных системах. Минск: Изд-во БГУ, 1982. 160 с.
9. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет: Пер. с англ. М.: Мир, 1981. 584 с. (Azzam R.M.A., Bashara N.M. Ellipsometry and Polarized Light. Amsterdam: North-Holland, 1987).
10. Вирник Я.З., Витоженец В.Г., Герасимов В.Б. и др. Модуляция осевой силы света в схеме с квазиидеальным уголковым отражателем // ОМП. 1985. № 9. С. 8–10.