

ФАЗОВЫЕ ДИФРАКЦИОННЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ ПУЧКА ИЗЛУЧЕНИЯ

В когерентной оптике широкое распространение получили амплитудные и фазовые дифракционные структуры, как элементы для выполнения интегральных преобразований Фурье [1–4], Весселя [5], Френеля [6], Гильберта [7–11]. Указанные преобразования используют для диагностики волновых пучков [3, 4], распознавания образов [7], визуализации фазовых объектов [9]. Так, например, Фурье-образ пучка характеризует распределение интенсивности поля в зоне Фраунгофера и используется в [3] для измерения угловой расходимости излучения. Преобразование Гильберта имеет ряд преимуществ перед другими интегральными преобразованиями и позволяет производить визуализацию оптических неоднородностей с предельно высоким контрастом. Для реализации преобразования Гильберта в [7, 8] предложена дифракционная решетка с "нормальным" сбоем периода. Данная дифракционная структура не позволяет реализовать преобразование Гильберта в заданном дифракционном порядке и неспособна выполнять преобразования Фуко, Фуко-Гильберта, входящие в семейство интегральных преобразований Гильберта. В [12, 13] для выполнения семейства преобразований Гильберта в заданном дифракционном порядке предложена фазовая структура со сбоем периода расположения прямоугольных канавок, отличным от ранее описанного, определено дискретное множество значений указанного сбоя, при котором наблюдается реализация указанных интегральных преобразований пучка. Новый подход к описанию формирования Гильберт-образа в зонах Френеля и Фраунгофера, основанный на представлении поля за дифракционной структурой функциями Уолша, задаваемыми произведением функций Радемахера различных порядков, предложен в [12, 14]. Показано, что необходимым условием для выполнения преобразования Гильберта в зоне Фраунгофера является наличие в разложении указанного поля функции Радемахера первого порядка. Описаны геометрии фазовых структур, позволяющие формировать Гильберт-образ с максимальной концентрацией энергии в заданном нечетном дифракционном порядке.

Значительную перспективу для реализации интегральных преобразований излучения имеет предложенная в [10, 11, 15] фазовая дифракционная структура, состоящая из двух разнородных участков, имеющих различные значения отношения ширины d_1 , d_2 прямоугольных канавок к периоду T их расположения, удовлетворяющие дискретному множеству значений.

В настоящей работе с использованием соотношений Фурье-оптики показано формирование Гильберт-образа пучка в заданном дифракционном порядке указанной фазовой структуры. Достигнуто расширение, по сравнению с [10, 11], множества значений d_1/T , d_2/T , при которых наблюдается выполнение преобразования Гильберта. Обоснована возможность реализации Фуко-образа пучка фазовой структурой, участки которой имеют различную глубину фазовой модуляции. Описан эффект безлинзового отображения Гильберт, Фурье и Фуко-образов в изображениях Френеля фазовых решеток, у которых поперечные размеры прямоугольных канавок участков выбраны сравнимыми с периодом T . При описании использовалось эквивалентное представление гребенки Дирака в виде ряда экспонент с квадратичной фазой. Определены условия реализации семейства интегральных преобразований излучения в дискретном множестве плоскостей наблюдения. Геометрии исследуемых дифракционных структур показаны на рис. 1.

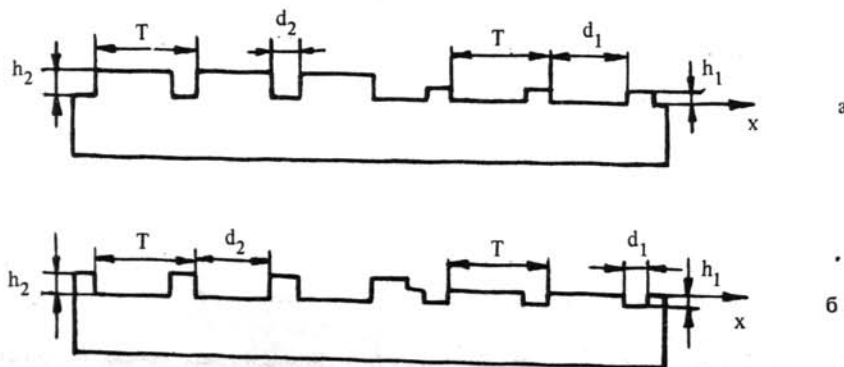


Рис. 1. Геометрии исследуемых дифракционных структур

Представим комплексную амплитуду отражения структуры, изображенной на рис. 1а в виде

$$R(x) = 0,5(A_1 - A_2) [1 + \text{sign}(x)] \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - nT) \otimes x \times \text{rect}\left(\frac{x}{d_2}\right) + 0,5(A_1 - 1) [1 - \text{sign}(x)] \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - nT) \otimes x \text{rect}\left(\frac{x}{d_1}\right) + 0,5 A_2 [1 + \text{sign}(x)] + 0,5 [1 - \text{sign}(x)], \quad (1)$$

где \otimes — операция одномерной свертки, $A_1 = \exp(2 ik h_2)$, $A_2 = \exp(2 ik \Delta h)$, $\Delta h = h_2 - h_1$.

При нормальном падении пучка с функцией амплитудно-фазового распределения $U(x)$ комплексная амплитуда дифрагированного поля в зоне Фраунгофера запишется следующим образом

$$U(\tilde{x}, Z) = \frac{C(\tilde{x}, Z)}{2} \left\{ (A_2 + 1) \hat{U}(\omega) + (A_2 - 1) \hat{U}(\omega) \otimes x \times \hat{\text{sign}}(\omega) + (A_1 - A_2) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\pi n T} \sin\left(\frac{\pi n d_2}{T}\right) [\hat{U}(\omega_n) + \hat{H}(\omega_n)] + (A_1 - 1) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\pi n T} \sin\left(\frac{\pi n d_1}{T}\right) x [\hat{U}(\omega_n) - i \hat{H}(\omega_n)] \right\}. \quad (2)$$

Здесь \tilde{x} -координата в плоскости наблюдения, z -расстояние от дифракционной структуры до плоскости наблюдения, знак уголок над функциями обозначает преобразование Фурье-функций, стоящих под этим знаком, по частоте

$$\omega = \frac{\tilde{x}}{\lambda Z}, \quad C(x, Z) = \frac{\exp\left[ik\left(\frac{\tilde{x}^2}{\lambda Z} + Z\right)^2\right]}{\sqrt{i \lambda Z}}, \quad \text{свертка } \hat{U}(\omega_n) \otimes \hat{\text{sign}}(\omega) = \hat{H}(\omega_n) \text{ представляет по определению [7] преобразование Гильберта от Фурье-образа } U(x), \lambda - \text{длина волны излучения.}$$

Для $\Delta h = 0$, $\lambda/2$ выражение (2) преобразуется к виду

$$U(\tilde{x}, Z) = C(\tilde{x}, Z) \left\{ (A_1 - 1) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\pi n} \left[C_1\left(n, \frac{d_1}{T}, \frac{d_2}{T}\right) x \hat{U}(\omega_n) + C_2\left(n, \frac{d_1}{T}, \frac{d_2}{T}\right) \hat{H}(\omega_n) \right] + \hat{U}(\omega) \right\}, \quad (3)$$

где

$$C_1\left(n, \frac{d_1}{T}, \frac{d_2}{T}\right) = \sin\left[\frac{\pi n(d_2 + d_1)}{2T}\right] \cos\left[\frac{\pi n(d_2 - d_1)}{2T}\right],$$

$$C_2\left(n, \frac{d_1}{T}, \frac{d_2}{T}\right) = \sin\left[\frac{\pi n(d_2 - d_1)}{2T}\right] \cos\left[\frac{\pi n(d_2 + d_1)}{2T}\right].$$

В случае, когда отношения d_1/T и d_2/T удовлетворяют следующему дискретному множеству значений

$$\frac{d_1}{T} = \frac{2(k' - k'') - 1}{2q}, \quad (4)$$

$$\frac{d_2}{T} = \frac{2(k' + k'') + 1}{2q}, \quad (5)$$

где $q = 2, 3, 4, \dots$, q — номер дифракционного порядка, в котором осуществляется преобразование Гильберта, k' и k'' — целые числа такие, что

$$0 < \frac{2(k' - k'') - 1}{2q} < 1 \quad \text{и} \quad 0 < \frac{2(k' + k'') + 1}{2q} < 1$$

запишем $U(\tilde{x}, Z)$ следующим выражением

$$U(\tilde{x}, Z) = C(\tilde{x}, Z) (A_1 - 1) \left\{ \sum_{n_1} \frac{1}{\pi n_1} \hat{H}(\omega_{n_1}) + \sum_{n \neq n_1} \frac{1}{\pi n} \left[C_1\left(n, \frac{d_1}{T}, \frac{d_2}{T}\right) \hat{U}(\omega_n) + C_2\left(n, \frac{d_1}{T}, \frac{d_2}{T}\right) \hat{H}(\omega_n) \right] \right\} + \frac{C(\tilde{x}, Z) \hat{U}(\omega)}{2}, \quad (6)$$

где $n_1 = q + 2qk$, k — целое число.

Наличие первой суммы в выражении (6) доказывает возможность осуществления в порядках с номером n_1 преобразования Гильберта от $\hat{U}(\omega)$. Порядки с номером $n = 2q + 2qk$ в дифракционном изображении зоны Фраунгофера исчезают. Наряду с этим существуют порядки, для которых $C_2(n_2, d_1/T, d_2/T) = 0$, а $C_1(n_2, d_1/T, d_2/T)$ отлично от нуля. В этих порядках формируется $\hat{U}(\omega)$.

При $h_1/\lambda = 1/8$, $h_2/\lambda = 3/8$ и значениях $d_1/T, d_2/T$, удовлетворяющих (4), (5), выражение (3) примет вид

$$U(\tilde{x}, Z) = C(\tilde{x}, Z) \left\{ \frac{\hat{H}(\omega)}{2} + \sum_{n_1} \frac{1}{\pi n_1} [\hat{U}(\omega_{n_1}) - i \hat{H}(\omega_{n_1})] + \sum_{n \neq n_1} \frac{1}{\pi n} \left[C_2\left(n, \frac{d_1}{T}, \frac{d_2}{T}\right) x [\hat{U}(\omega_n) - i \hat{H}(\omega_n)] + C_1\left(n, \frac{d_1}{T}, \frac{d_2}{T}\right) x [\hat{H}(\omega_n) - i \hat{U}(\omega_n)] \right] \right\}. \quad (7)$$

В (7) выражение $\hat{U}(\omega_n) - i\hat{H}(\omega_n)$ представляет согласно [7] преобразование Фуко от $\hat{U}(\omega)$. В нулевом порядке осуществляется преобразование Гильберта от Фурье-образа падающего пучка.

Необходимость использования в описанных дифракционных элементах дополнительной фокусирующей оптики для наблюдения картины дифракции Фраунгофера затрудняет их использование для формирования интегральных образов пучков большого диаметра и высокой интенсивности. Для этих целей более перспективно применение дифракционных элементов, позволяющих устранить фокусирующую оптику при выполнении преобразований пучка. В настоящее время в [2-4, 16, 17] решена задача безлинзового формирования Фурье-образа в изображениях Френеля периодической дифракционной решетки. Однако безлинзовые преобразования Гильберта, Фуко оставались нереализованными вплоть до появления работ [12-15, 18-20], в которых обнаружен эффект отображения Гильберт и Фуко-образов в дискретном множестве плоскостей наблюдения промежуточной зоны дифракции. При этом в качестве дифракционной структуры в [15, 19, 20] используется редкая периодическая решетка, позволяющая устранить влияние смещения оси пучка относительно ее центра на формирование изображения Гильберта. Однако применение периодической решетки ограничено сравнительно узким классом функций амплитудно-фазового распределения пучка излучения. Отмеченный недостаток устраняется при помощи решетки [12, 18], состоящей из двух разнородных участков, имеющих значения d_1, d_2 согласно (4), (5), сравнимые с периодом T . Приведенное в [18] доказательство безлинзового формирования Гильберт-образа ограничено численным экспериментом и не дает полного представления об указанном эффекте.

Выполним аналитическое описание эффекта безлинзового отображения Гильберт, Фуко и Фурье-образов пучка в изображениях Френеля. С этой целью используя фильтрующие свойства δ -функции [21], представим гребенку Дирака для Z , определенных из следующего соотношения*

$$Z = \frac{m T^2}{p \lambda} \quad (8)$$

в виде

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - nT) = \exp\left(\frac{-ik x^2}{2Z}\right) \sum_{r=1}^m \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^{pmn^2} x \exp\left(\frac{-i\pi \nu_r^2 p}{m}\right) \delta(x - mnT - \nu_r T), \quad (9)$$

где $\nu_r = \{m/2 - [1 - (-1)^r]/4 - r\}$.

В результате выполнения преобразования Фурье тождества (9) при соблюдении условий

$$\frac{2d}{mT} \ll 1, \quad (10)$$

$$\tilde{x} \gg NT + \frac{Nd}{2}, \quad (11)$$

где N - число периодов в пределах участка дифракционной структуры, получим следующее приближение

$$\begin{aligned} & \sum_{r=1}^m \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp\left[\frac{2\pi i n \nu_r}{m}\right] \text{sinc}\left(\frac{n d_1}{m T}\right) \delta\left(\omega - \frac{n}{m T}\right) \approx \\ & \approx \sqrt{\lambda Z} \exp\left(\frac{-i\pi}{4}\right) \sum_{r=1}^m \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^{pmn^2} \text{sinc}\left(\frac{n d_1}{m T}\right) x \exp\left[\frac{-i\pi(\nu_r p + n)^2}{m p}\right] \exp\left[\frac{ik}{2Z}\left(\tilde{x} - \frac{nT}{p}\right)\right]. \end{aligned} \quad (12)$$

С учетом (12) при выполнении условий (10), (11) запишем комплексную амплитуду поля, дифрагированного на редкой фазовой структуре, отношения $d_1/mT, d_2/mT$ которой удовлетворяют определенному согласно (4), (5) множеству значений в дискретном наборе плоскостей наблюдения (8), в виде

$$\begin{aligned} U(\tilde{x}, Z) = & 0,5 C(\tilde{x}, Z) \left\{ \sqrt{i \lambda Z} (A_2 + 1) \hat{U}(\omega) \otimes \exp\left(\frac{-i\pi \tilde{x}^2}{\lambda Z}\right) + \sqrt{i \lambda Z} (A_2 - 1) \hat{U}(\omega) \otimes \text{sign}(\omega) \otimes \exp\left(\frac{-i\pi \tilde{x}^2}{\lambda Z}\right) + \right. \\ & + (A_1 - A_2) \sum_{r=1}^m \sum_{n=-\infty}^{\infty} C(n, m, p, r) \sin\left(\frac{\pi n d_2}{m T}\right) x [\hat{U}(\omega_n) + i\hat{H}(\omega_n)] + (A_1 - 1) \sum_{r=1}^m \sum_{n=-\infty}^{\infty} C(n, m, p, r) x \\ & \left. x \sin\left(\frac{\pi n d_1}{m T}\right) [\hat{U}(\omega_n) - i\hat{H}(\omega_n)] \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь $C(n, m, p, r) = \frac{(-1)^{mn^2 p \lambda^2 Z^2}}{\pi n} \exp\left[\frac{-i\pi(\nu_r p + n)^2}{m p}\right], \omega_n = \left(\omega - \frac{n}{m T}\right)$.

При $h = 0, \lambda/2$ выражение (13) преобразуется следующим образом

$$\begin{aligned} U(\tilde{x}, Z) = & C(\tilde{x}, Z) \left\{ \sqrt{i \lambda Z} \hat{U}(\omega) \otimes \exp\left(\frac{-i\pi \tilde{x}^2}{\lambda Z}\right) + (A_1 - 1) \sum_{r=1}^m \sum_{n_1} [\sum C(n_1, m, p, r) \hat{H}(\omega_{n_1}) + \right. \\ & \left. + \sum_{n_2} C(n_2, m, p, r) \hat{U}(\omega_{n_2}) + \sum_{n \neq n_1 \neq n_2} C(n, m, p, r) x [C_1(n, \frac{d_1}{m T}, \frac{d_2}{m T}) \hat{U}(\omega_n) + C_2(n, \frac{d_1}{m T}, \frac{d_2}{m T}) \hat{H}(\omega_n)] \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

* Указанные Z определяют местоположение плоскостей наблюдения изображений Френеля [3].

Из (14) следует, что в полосах с номером $n_1 = m q + 2 m q k$ вблизи координат $x_1 = n_1 m T / p$ наблюдается формирование Гильберт-образа пучка. Вторая сумма в (14) описывает при $C_2(n_2, d_1/T, d_2/T) = 0$, а $C_1(n_2, d_1/T, d_2/T) \neq 0$ отображение Фурье-образа падающего излучения, что расширяет приведенный в [2, 3, 16, 17] класс дифракционных структур для безлинзовой реализации преобразования Фурье. В остальных полосах распределение комплексной амплитуды дифрагированного поля совпадает с преобразованием Фуко-Гильберта.

В случае выбора $h_1/\lambda = 1/8$, $h_2/\lambda = 3/8$ выражение (13) записывается в виде

$$U(\tilde{x}, Z) = C(\tilde{x}, Z) \left\{ \sqrt{i \lambda Z} \hat{U}(\omega) \otimes \text{sign}(\omega) \otimes \exp\left(-\frac{i \pi \tilde{x}^2}{\lambda Z}\right) + \right. \\ \left. + \sum_{r=1}^m \sum_{n_1} C(n_1, m, p, r) [\hat{U}(\omega_n) - i \hat{H}(\omega_n)] + \sum_{r=1}^m \sum_{n \neq n_1} C(n, m, p, r) \left[C_1\left(n, \frac{d_1}{mT}, \frac{d_2}{mT}\right) [\hat{H}(\omega_n) - \right. \right. \\ \left. \left. - i \hat{U}(\omega_n)] + C_2\left(n, \frac{d_1}{mT}, \frac{d_2}{mT}\right) [\hat{U}(\omega_n) - i \hat{H}(\omega_n)] \right] \right\}. \quad (15)$$

Из (15) видно, что вблизи координат с номером n_1 отображается Фуко-образ функции $\hat{U}(\omega_n)$.

Так как при $|q| > 10$ коэффициент C_1 в выражениях (6), (7), (14), (15) практически равен нулю при n не равном, но близком n_1 , то Гильберт и Фуко-образы наблюдаются в нескольких, рядом расположенных дифракционных порядках (полосах). Число таких порядков (полос) увеличивается с ростом q , зависит от уровня кривизны волнового фронта и может служить его мерой [11, 18].

Анализ дифракционных изображений показал, что описанные интегральные преобразования когерентного излучения сохраняются в рассеянном поле при падении пучка на структуру, изображенную на рис. 16. Отличие в характере выполняемых преобразований наблюдается только в нулевом порядке зоны Фраунгофера, или в пределах проекции падающего пучка на выбранную плоскость наблюдения изображения Френеля.

На рис. 2, 3, 4 приведены численные результаты, позволяющие провести сравнение относительного углового распределения интенсивности в дифракционных полосах, образующихся на расстоянии, задаваемом (8) при $p = 1$, $m = 1$, с аналогичными распределениями Гильберт, Фуко и Фурье-образов, полученных при падении пучков с функциями амплитудного распределения видов

$$U(x) = \exp[-9(x/a)], \quad (16)$$

$$U(x) = \sin(2kx/a), \quad (17)$$

$$U(x) = \text{rect}(x/a), \quad (18)$$

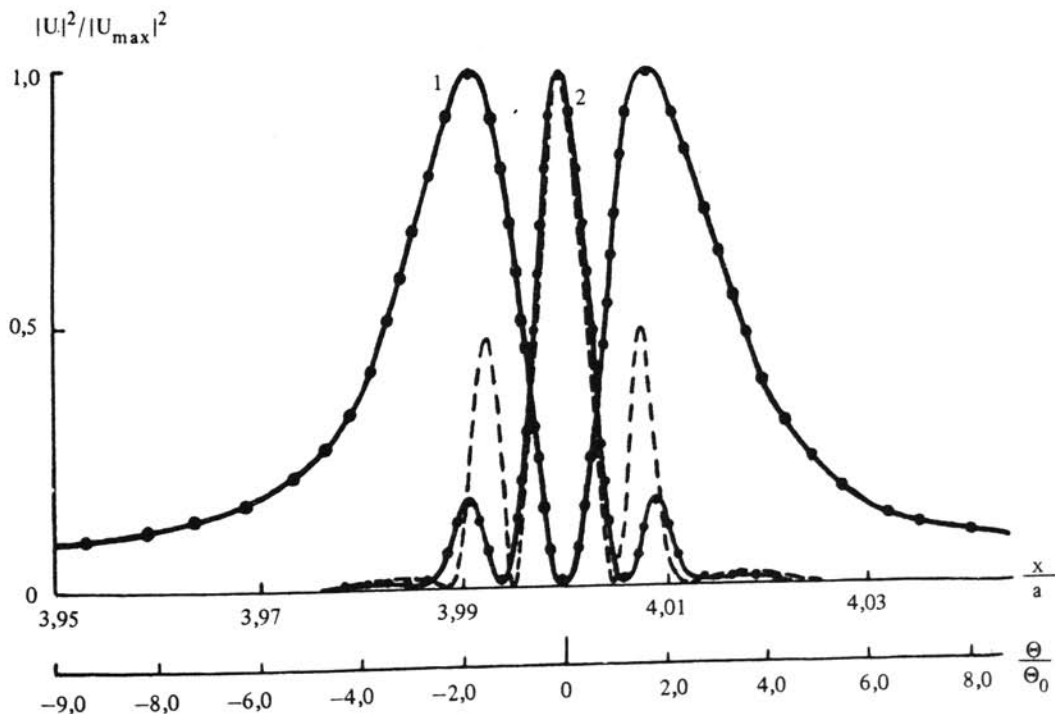


Рис. 2. Относительные распределения интенсивности излучения: $N = 20$, $q = 30$, $h_1/\lambda = h_2/\lambda = 0,25$, 1 — пучок (16), 2 — пучок (17)

где $a = 2NT$ — характерный размер пучка. Сплошной кривой на рис. 2 показано относительное распределение интенсивности в дифракционной полосе зоны Френеля. Точки соответствуют дифракционному порядку структуры с "нормальным" сбоем периода [7, 8], выполняющей в зоне Фраунгофера преобразование Гильберта пучка вида $\hat{U}(\omega)$. Для сравнения с соответствующим распределением Гильберт-образа при дифракционной полосе зоны Френеля приведена угловая координата Θ/Θ_0 , где $\Theta_0 = \lambda/(2NT)$, $\Theta = \tilde{x}/Z$. Из графиков видно, что в угловом распределении интенсивности полосы Френеля, номер которой совпадает с определенным согласно (14) значением p_1 , формируется Гильберт-образ пучка. В плоскостях наблюдения согласно (8) Гильберт-полосы расположены с периодом T/p , причем при $p \neq 1$ происходит их мультиплицирование с коэффициентом, равным p .

При численном исследовании распределения интенсивности поля в изображениях Френеля обнаружено, что для $p_3 = 2qm + 2qmk$ функция, модулирующая комплексную амплитуду дифракционных полос имеет минимум, а в полосах с номером, близким к p_3 , выполняется интегральное преобразование, которое приближенно можно классифицировать как $\hat{H}(\omega_n)$.

Пример формирования в полосе с номером p_3 , равным 37, изображения, близкого к $\hat{H}(\omega_n)$ в случае падения пучка (17) на дифракционную структуру, у которой $d_1/T = 0,975$, $d_2/T = 0,925$, $N = 20$, показан на рис. 2 пунктирной кривой. Отличие крыльев данного углового распределения от $\hat{H}(\omega_n)$ обусловлено наложением картин Гильберт и Фурье-образов. Характер искажений $\hat{H}(\omega_n)$ в указанных полосах зависит от $U(x)$.

Пример безлинзового отображения Фурье-образа в изображении Френеля описанной дифракционной структуры при $\Delta h = 0$ показан на рис. 3. Видно, что угловые распределения интенсивности в полосе Френеля и в диаграмме направленности пучка в дальней зоне совпадают.

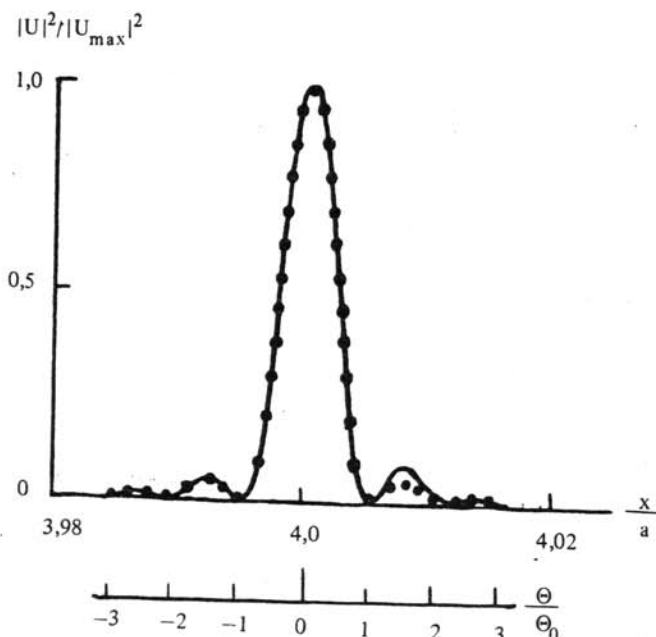


Рис. 3. Сравнение относительного углового распределения интенсивности в полосе Френеля (—) при $N = 20$, $q = 20$, $h_1/\lambda = h_2/\lambda = 0,25$ с диаграммой направленности пучка (18) в дальней зоне (—)

Возможность отображения Фуко-образа в промежуточной зоне дифракции иллюстрируется графиком на рис. 4. Точками показано относительное угловое распределение интенсивности Фуко-образа, реализованного во втором дифракционном порядке структурой с "аномальным" сбоем периода расположения прямоугольных канавок [12, 13]. Из данного рисунка следует, что при выбранных значениях d_1/T , d_2/T относительное угловое распределение интенсивности в полосе Френеля совпадает с распределением в изображении Фуко в дальней зоне как в случае пучков (16), (18), так и более сложного пучка вида (17).

Описанный эффект дифракционной структуры — производить безлинзовую реализацию преобразований Гильберта, Фуко, Фурье, Фуко-Гильберта в зоне Френеля — позволяет, выбрав плоскость, расположенную на расстоянии от структуры в соответствии с выражением (8) и измерив распределение интенсивности в дифракционных полосах, выполнить визуализацию фазового объекта, определить диаграмму направленности исследуемого пучка в зоне

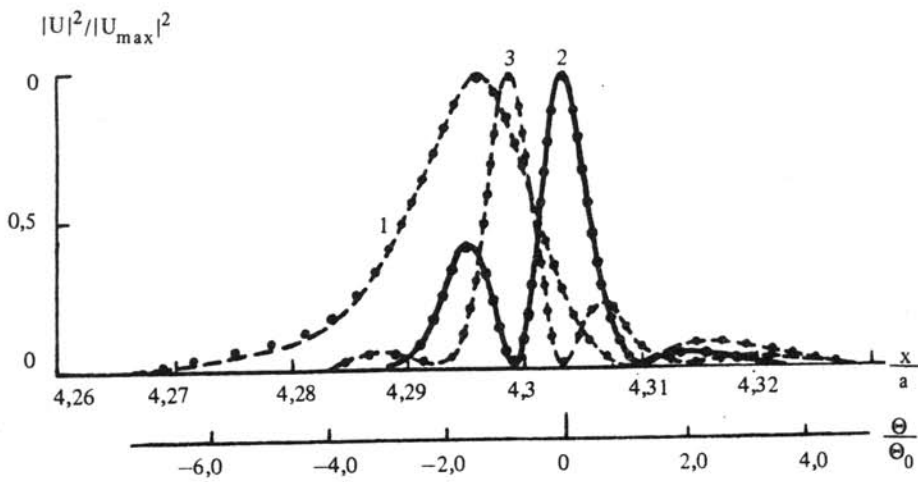


Рис. 4. Безлинзовая реализация преобразования Фуко пучка излучения в полосе Френеля: $N = 20$, $q = 35$, $h_1/\lambda = 1/8$, $h_2/\lambda = 3/8$, 1 – пучок (16), 2 – пучок (17), 3 – пучок (18)

Фраунгофера. В результате появляется возможность упрощения существующих схем теневых приборов для диагностики фазовых неоднородностей путем совмещения в одном дифракционном элементе функций фильтров Гильберта, Фуко, Фуко-Гильберта и линзы. Исключение из данных схем фокусирующей оптики расширяет диапазон их применения в сторону больших размеров фазовых объектов и плотностей мощности зондирующих пучков излучения.

Л и т е р а т у р а

1. Harvey J. E., Scott M. E. Hole grating beam sampler – versatile high-energy laser (HEL) diagnostic tool//Optical Engineering. 1981, v. 20, N 6, p. 881–886.
2. Епишин В. А., Неофитный М. В. Дифракционный ответитель для измерения характеристик лазерного излучения//Квантовая электроника. 1982, т. 9, N 4, с. 718–725.
3. Епишин В. А., Заславский В. Я., Неофитный М. В.//Труды НИТЦТЛ АН СССР. 1986, с. 200–205.
4. Епишин В. А., Неофитный М. В. Измерение характеристик пучков излучения по дифракционным изображениям периодических структур//Оптико-механическая промышленность. 1989, N 4, с. 4–5.
5. Березный А. Е., Сисакян И. Н. Синтезированные фазовые элементы для интегральных преобразований когерентных оптических полей//Компьютерная оптика: Сб./МЦНТИ, М., 1989, вып. 4, с. 9–37.
6. Апполонов В. В., Бочкарь Е. П., Заславский В. Я., Хомич В. Ю. Ответитель лазерного пучка на основе фазовой дифракционной решетки//Квантовая электроника. 1979, т. 6, N 3, с. 615–618.
7. Сороко Л. М. Гильберт-оптика. М.: Наука, 1981, 159 с.
8. Сороко Л. М., Суегин В. А. Дифракционная решетка со сбоем как новый оптический элемент//Сообщения ОИЯИ. Дубна. 1972. P13-6565.
9. Кособурд Т. П. Визуализация и исследование фазовых объектов в когерентных оптических системах. Кандидатская диссертация. Горький. 1984.
10. А. С. 1601600 СССР. Устройство для выполнения интегральных преобразований пучка излучения/Авт. изобр. Балашова Э. Н., Лукашевич Я. К., Неофитный М. В., Покормяхо Н. Г., Свич В. А., Сафиуллин Д. И./Харьковский госуниверситет им. А. М. Горького. Заявл. 23.11.1988. Опубл. в Б. И. 1990, N 39.
11. Балашова Э. Н., Неофитный М. В., Свич В. А. Формирование Гильберт-образа пучка излучения фазовыми дифракционными структурами//Оптика и спектроскопия. 1990, т. 69, вып. 4, с. 896–901.
12. Балашова Э. Н., Неофитный М. В., Свич В. А. Тез. докл. VI Всесоюзной конференции "Оптика лазеров" Л.: 1990, с. 270.

13. *Балашова Э. Н., Лукашевич Я. К., Неофитный М. В., Свич В. А.* Тезисы докладов II Всесоюзной конференции "Оптическое изображение и регистрирующие среды" Л. 1990, т. 1, с. 52-53.
14. *Балашова Э. Н., Неофитный М. В., Пржеватский С. С., Свич В. А.* Тезисы докладов VIII Всесоюзной научно-технической конференции "Фотометрия и ее метрологическое обеспечение" М. 1990, с. 222.
15. *Балашова Э. Н., Католик А. Г., Неофитный М. В., Свич В. А.* Тезисы доклада XIII Всесоюзного семинара "Импульсная фотометрия". Л. 1990, с. 13-14.
16. *Смирнов А. П.* О безлинзовом оптическом преобразовании Фурье с помощью дырчатой маски и методе анализа интерферограмм на его основе в модифицированном интерферометре Тальбота//Оптика и спектроскопия. 1987, т. 62, N3, с. 636-643.
17. *Kolodziejczyk A.* Lensless multiple image formation by using a sampling filter//Opt. Commun. 1986, v. 59, N 2, p. 97-102.
18. *Балашова Э. Н., Неофитный М. В., Свич В. А.* Эффект отображения Гильберт-образа пучка излучения в изображениях Френеля дифракционной структуры//Письма в ЖТФ. 1989, т. 15, В. 18, с. 55-59.
19. *Балашова Э. Н., Лукашевич Я. К., Неофитный М. В., Свич В. А., Сафиуллин Д. И.* Заявка на изобретение № 4749055/24-10. Решение о выдаче авторского свидетельства от 20.02.90.
20. *Балашова Э. Н., Неофитный М. В., Свич В. А.* Явление формирования Гильберт-образа пучка излучения в изображениях Френеля периодического транспаранта//Письма в ЖТФ. 1990, т. 16, В. 18, с. 22-26.
21. *Папулис А.* Теория систем и преобразований в оптике. М.: Мир, 1981, 495 с.

ВНИМАНИЮ ЧИТАТЕЛЕЙ!

**МЕЖДУНАРОДНЫЙ ЦЕНТР
НАУЧНОЙ И ТЕХНИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ**
принимает заказы на 1993 год на международный журнал
ПРОБЛЕМЫ МАШИНОСТРОЕНИЯ И АВТОМАТИЗАЦИИ

Главный редактор - академик **К.В. ФРОЛОВ.**
Периодичность - 6 номеров в год.
Журнал распространяется только по заказам.
Цена одного номера 30 руб. Подписная цена на год 180 руб.

Заказы принимаются по адресу:

Россия, 125252, Москва, ул. Куусинена, 216, МЦНТИ,
телекс 411925 МСНТИ, телефакс (095)-943-00-89.

Отдел изданий и информационных услуг.
Телефоны для справок: 198-72-10, 198-73-41