
Труды конференции, посвящённой 100-летию Якова Петровича Терлецкого. Часть 2

УДК 681.7

Теоретический анализ дифракции гауссова пучка на ступенчатой фазовой структуре (СФС)

Е. В. Басистый, В. А. Комоцкий

*Кафедра радиофизики
Российский университет дружбы народов
Россия, 117198, Москва, ул. Миклухо-Маклая, 6*

В работе проведён анализ взаимодействия гауссова пучка со ступенчатой фазовой структурой (СФС). Исследована форма пространственного спектра на выходе такой схемы. Наиболее детально описан частный случай, когда величина фазового перепада СФС составляет 180 градусов. Исследованы эффекты, которые имеют место при смещении СФС в плоскости, перпендикулярной направлению падения лазерного излучения. Обсуждаются возможные практические применения схемы.

Ключевые слова: дифракция, ступенчатая фазовая структура, гауссов пучок, лазерное излучение, разность фаз, фурье-анализ, свойства пространственного спектра, датчик положения.

1. Введение, описание СФС

В последнее время был выполнен ряд работ по исследованию дифракции оптических волн на ступенчатых фазовых структурах. Так, например, в работе [1] было исследовано взаимодействие плоско-параллельного пучка с фазовой ступенькой и возможности применения этой схемы для измерения толщины плёнки. Исследование дифракции гауссовых пучков на СФС проводилось ранее в работах [2–4]. В ходе этих исследований было показано, что после взаимодействия со ступенчатой фазовой структурой форма гауссова пучка существенно меняется. Дифракционные и интерференционные эффекты, возникающие в результате подобного взаимодействия, могут быть интересны для практических приложений. В настоящей работе, которая является развитием работ [2, 3], представлены детальные результаты исследования взаимодействия гауссова пучка с СФС, проведённого с помощью численного моделирования.

Ступенчатая фазовая структура может быть сформирована различными способами. Один из вариантов СФС представляет собой рельеф в виде ступеньки с высотой h на подложке из прозрачного материала с показанием преломления $n_{\text{под}}$ (рис. 1).

Если излучение проходит сквозь подобную структуру по нормали к поверхности, волновой фронт получит ступенчатую пространственную фазовую модуляцию (ПФМ), глубину которой можно определить, рассчитав разность фаз между двумя лучами, прошедшими через выступ и впадину, как показано на рис. 1:

$$\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = \frac{2\pi h}{\lambda}(n_{\text{под}} - 1), \quad (1)$$

здесь λ — длина волны оптического излучения.

В общем случае излучение может падать на ступеньку под некоторым углом к поверхности. Тогда разность фаз между двумя лучами, прошедшими по разные

стороны выступа и впадины (рис. 2), можно выразить формулой:

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \left[\left(\frac{h}{\cos \gamma_{\text{пр}}} n_{\text{под}} - \frac{h}{\cos \gamma} \right) + (FH \sin \gamma - AD \sin \gamma) \right] = \frac{2\pi h}{\lambda} \left(\sqrt{n_{\text{под}}^2 - \sin^2 \gamma} - \cos \gamma \right). \quad (2)$$

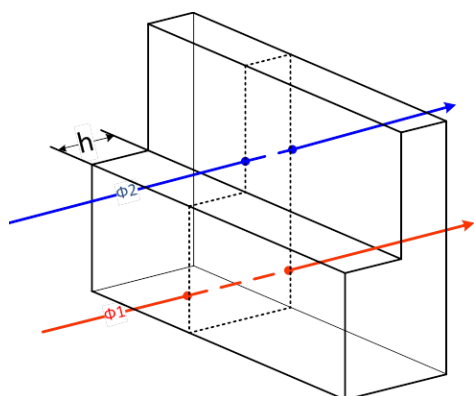


Рис. 1. Схема прохождения лучей через прозрачную пластину со ступенчатым рельефом

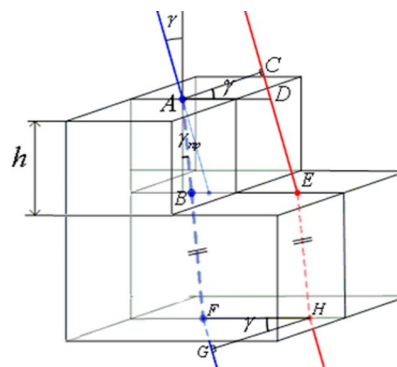


Рис. 2. К расчету глубины пространственной фазовой модуляции при падении оптического пучка на поверхность под углом в схеме на просвет

В частности, при $\gamma = 0$ из формулы (2) получим формулу (1).

Ниже приведена расчётная зависимость величины разности фаз Φ от угла падения для образцов СФС с глубиной $h = 0,1$ мкм, $h = 0,2$ мкм, $h = 0,4$ мкм (рис. 3).

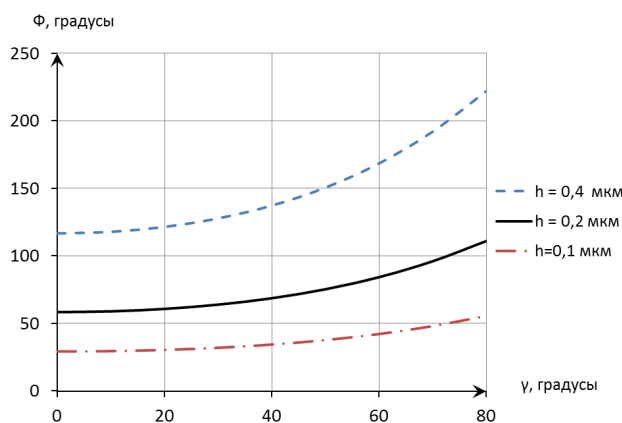


Рис. 3. Расчётные зависимости величины фазового перепада Φ от угла падения излучения γ для образцов СФС, выполненных на прозрачной подложке при следующих параметрах расчёта: $\lambda = 0,6328$ мкм; $n = 1,51$

Из графика видно, что путем поворота образца можно в значительных пределах изменять величину фазового перепада волнового фронта после прохождения волны через фазовую ступеньку.

Другой вариант фазовой структуры — это подложка со ступенчатым профилем, покрытая отражающей плёнкой, например, плёнкой алюминия или серебра (рис. 4).

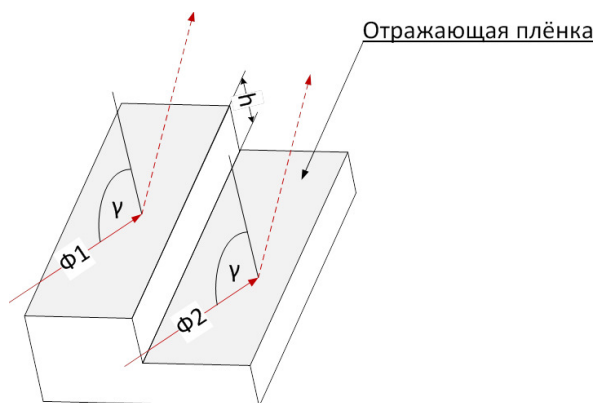


Рис. 4. Ступенчатая фазовая структура, выполненная на подложке с отражающей плёнкой на поверхности

Разность фаз между отражёнными пучками по разные стороны ступеньки равна:

$$\Phi = \frac{4\pi}{\lambda} h \cos \gamma. \quad (3)$$

Этот вариант СФС интересен тем, что в отличие от предыдущего случая, фазовый перепад уменьшается при увеличении угла падения лазерного пучка. Расчётные кривые для ступенек с глубиной $h = 0,1$ мкм, $h = 0,2$ мкм, $h = 0,4$ мкм, иллюстрирующие зависимость величины фазового перепада от угла падения γ , изображены на рис. 5.

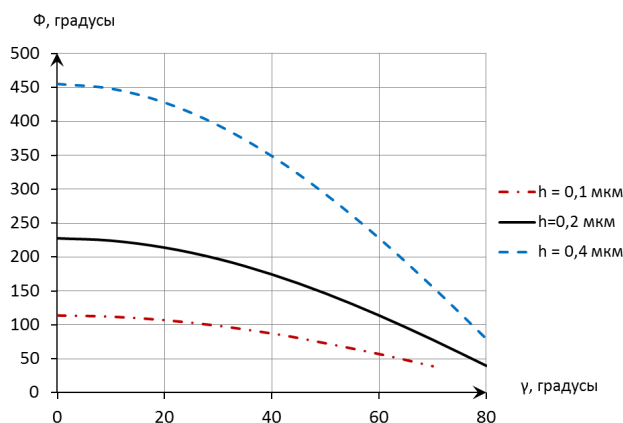


Рис. 5. Расчётная зависимость величины фазового перепада от угла падения γ при отражении оптического пучка от образца СФС, выполненного на подложке с отражающим покрытием, при следующих параметрах расчёта: $\lambda = 0,6328$ мкм

2. Пространственный спектр после взаимодействия гауссова пучка с СФС

Рассмотрим оптическую схему, приведенную на рис. 6. Будем считать все элементы схемы однородными вдоль оси пространственных координат Oy . Будем здесь рассматривать взаимодействие гауссова пучка со ступенчатой структурой в связи с тем, что именно гауссов пучок формируется на выходе одномодового лазера. Подобное распределение сохраняется и при фокусировке гауссова пучка. Для анализа мы применим метод разложения амплитудно-фазового распределения в пространственный спектр.

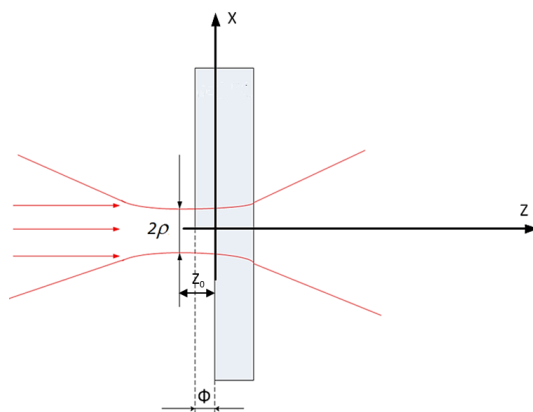


Рис. 6. Схема для расчёта пространственного спектра при дифракции гауссова пучка на ступенчатой фазовой структуре

Пусть гауссов пучок с эффективной полушириной в каустике, равной ρ_0 , распространяющийся вдоль оси Oz , направлен на ступенчатую фазовую структуру, которая расположена в плоскости xOy . Положим, что ступенчатый перепад находится в точке $x = 0$ и он имеет неограниченную протяжённость вдоль оси Oy . Будем считать, что физическая толщина фазовой ступеньки мала, но крайней мере она значительно меньше, чем длина каустики гауссова пучка. Это условие заведомо будет выполняться, если глубина ступеньки много меньше полуширины пучка ρ_0 в каустике, т. е. в наиболее узкой его части. Положим, что перепад резкий и можно пренебречь рассеянием света на его боковой поверхности. Для более общей постановки задачи положим, что плоскость трансформации волнового фронта в каустике пучка удалена от плоскости СФС на некоторое расстояние z_0 .

Распределение амплитуд гауссова пучка в каустике задается выражением:

$$a(x) = \sqrt{I_0} e^{-\frac{x^2}{\rho_0^2}}, \quad (4)$$

где I_0 — интенсивность оптического пучка в максимуме пространственного распределения.

Пространственный спектр пучка, отвечающий распределению (4), вычисляется при помощи преобразования Фурье:

$$\dot{S}(\xi) = \sqrt{I_0} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{x^2}{\rho_0^2}} e^{-i2\pi\xi x} dx = \sqrt{I_0} \sqrt{\pi} \rho_0 e^{-\pi^2 \xi^2 \rho_0^2}, \quad (5)$$

где ξ — пространственная частота. В данном случае это выражение относится к плоскости $z = -z_0$.

При переходе от плоскости $z = -z_0$ к плоскости $z = 0$ спектр изменяется. Для расчёта пространственного спектра в плоскости $z = 0$ применим функцию

преобразования спектра при прохождении участка свободного пространства, с протяжённостью z , взятую в приближении невысоких пространственных частот:

$$\dot{K}(\xi, z) = \exp(-i\pi\xi^2\lambda z), \quad (6)$$

Найдём спектр пучка в плоскости $z = 0$, до взаимодействия с СФС:

$$\dot{S}(\xi, z = 0 - \delta z) = \dot{S}(\xi, z = -z_0) \cdot \dot{K}(\xi, z_0) = \sqrt{I_0}\sqrt{\pi}\rho_0 e^{-\pi^2\xi^2\rho_0^2} \cdot e^{-i\pi\xi^2\lambda z_0}, \quad (7)$$

где δz — бесконечно малое смещение по оси z .

Перейдём от пространственного спектра к распределению комплексных амплитуд, слева от плоскости СФС. Для этого выполним обратное преобразование Фурье:

$$\begin{aligned} \dot{A}(x, z = 0 - \delta z) &= \sqrt{I_0}\sqrt{\pi}\rho_0 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\pi^2\xi^2\rho_0^2} e^{-i\pi\xi^2\lambda z_0} e^{i2\pi\xi x} d\xi = \\ &= \sqrt{I_0} \frac{\rho_0}{\sqrt{\rho_0^2 + \frac{i\lambda z_0}{\pi}}} \exp\left(-\frac{x^2}{\rho_0^2 + \frac{i\lambda z_0}{\pi}}\right) = \sqrt{I_0} \frac{\rho_0}{\omega} e^{-\frac{x^2}{\omega^2}}, \quad (8) \end{aligned}$$

где $\omega^2 = \rho_0^2 + \frac{i\lambda z_0}{\pi}$ — квадрат комплексного параметра полуширины пучка на расстоянии z_0 от плоскости обращения волнового фронта. Этот параметр содержит информацию о кривизне волнового фронта.

Волна с распределением вида (8) взаимодействует с СФС в плоскости $z = 0$. Зададим функцию пропускания СФС в виде:

$$\dot{T}(x) = \begin{cases} \exp(-i\Phi/2), & \text{при } x \geq x_0, \\ \exp(i\Phi/2), & \text{при } x < x_0. \end{cases} \quad (9)$$

Распределение комплексных амплитуд справа от плоскости СФС будет следующим:

$$\dot{A}(x, z = 0 + \delta z) = \dot{A}(x, z = 0 - \delta z) \cdot \dot{T}(x). \quad (10)$$

Далее найдём пространственный спектр амплитуд пучка после дифракции на СФС, для этого применим преобразование Фурье к распределению амплитуд (10):

$$\begin{aligned} \dot{S}(\xi) &= \sqrt{I_0} \frac{\rho_0}{\omega} \left[e^{-i\frac{\Phi}{2}} \int_{x_0}^{\infty} e^{-\frac{x^2}{\omega^2} - i2\pi\xi x} dx + e^{i\frac{\Phi}{2}} \int_{-\infty}^{x_0} e^{-\frac{x^2}{\omega^2} - i2\pi\xi x} dx \right] = \\ &= \sqrt{I_0}\sqrt{\pi}\rho_0 e^{-\pi^2\xi^2\omega^2} \left[\cos \frac{\Phi}{2} + i \sin \frac{\Phi}{2} \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{x_0}{\omega} + i\pi\xi\omega\right) \right]. \quad (11) \end{aligned}$$

Проведём расчёт распределения интенсивности пространственного спектра по пространственным частотам, так как при экспериментальных исследованиях мы будем проводить измерение распределения интенсивности пучка. В результате получим следующую формулу:

$$\begin{aligned} I(\xi) &= \dot{S}(\xi)^* \dot{S}(\xi) = I_0 \pi \rho_0^2 e^{-2\pi^2\xi^2\rho_0^2} \times \\ &\times \left\{ \cos^2 \frac{\Phi}{2} - 2 \sin \frac{\Phi}{2} \cos \frac{\Phi}{2} \Im \left[\operatorname{erf}\left(\frac{x_0}{\omega} + i\pi\xi\omega\right) \right] + \sin^2 \frac{\Phi}{2} \left| \operatorname{erf}\left(\frac{x_0}{\omega} + i\pi\xi\omega\right) \right|^2 \right\}. \quad (12) \end{aligned}$$

Рассмотрим частный случай выражения (12) для $z_0 = 0$ и $x_0 = 0$, когда плоскость СФС располагается в каустике пучка, а ступенчатый перепад оказывается в максимуме амплитудного распределения. Выражение (12) принимает вид:

$$I(\xi) = I_0 \pi \rho_0^2 e^{-2\pi^2 \xi^2 \rho_0^2} \times \\ \times \left\{ \cos^2 \frac{\Phi}{2} - 2 \sin \frac{\Phi}{2} \cos \frac{\Phi}{2} \Im[\operatorname{erf}(i\pi\xi\rho_0)] + \sin^2 \frac{\Phi}{2} \Im^2[\operatorname{erf}(i\pi\xi\rho_0)] \right\} = \\ = I_0 \pi \rho_0^2 \left\{ e^{-\pi^2 \xi^2 \rho_0^2} \left[\cos \frac{\Phi}{2} - \sin \frac{\Phi}{2} \Im(\operatorname{erf}(i\pi\xi\rho_0)) \right] \right\}^2. \quad (13)$$

С целью дальнейшего упрощения полученной формулы введём параметр безразмерной пространственной частоты $\eta = \pi\xi\rho_0$. Заметим далее, что

$$e^{-\eta^2} \cdot \Im[\operatorname{erf}(i\eta)] = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\eta^2} \int_0^\eta e^{t^2} dt = \frac{2}{\sqrt{\pi}} F(\eta), \quad (14)$$

где $F(\eta)$ — интеграл Досона. С учётом этого запишем выражение для функции $I(\xi)$, описывающей спектр интенсивности пучка (при $z_0 = 0$ и $x_0 = 0$):

$$I(\xi) = I_0 \pi \rho_0^2 \left[e^{-\eta^2} \cos \frac{\Phi}{2} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} F(\eta) \sin \frac{\Phi}{2} \right]^2. \quad (15)$$

3. Результаты численных расчётов распределения интенсивности пространственного спектра после взаимодействия гауссова пучка с СФС

Проанализируем зависимость распределения интенсивности (15) от глубины фазового перепада Φ . В частности, при $\Phi = 0$, то есть в отсутствии СФС, имеет место предельный переход: распределение интенсивности пучка по пространственным частотам принимает характер чисто гауссова распределения. При глубинах фазового перепада, кратных 2π , синус выражения (9) обращается в ноль, косинус — в единицу. И в результате, при этих условиях, распределение пучка остаётся гауссовым.

На рис. 7 приведены расчётные зависимости интенсивностей пространственных спектров после взаимодействия гауссова пучка с фазовыми ступеньками с различной величиной фазового перепада Φ . Интенсивность на графиках нормирована на величину максимума в гауссовом пучке (изображён пунктирной линией). Как видно из графиков, пространственный спектр лазерного пучка после прохождения через СФС имеет характерный провал и два максимума, положение и величина которых зависит от глубины фазовой ступеньки. Наиболее интересным является случай, когда глубина фазового перепада равна 180 градусам, при этом пространственный спектр имеет два ярко выраженных максимума равной амплитуды, а провал находится по центру пучка.

Проанализируем изменение формы пространственного спектра при повороте образца СФС вокруг оси Oz на 180 градусов. Это явление иллюстрируют расчётные графики, приведённые на рис. 8. Кривая на рис. 8,а соответствует случаю, когда фазовый перепад задаётся следующим выражением:

$$t_{\text{СФС}}(x) = \begin{cases} \exp(i\Phi/2), & \text{при } x \geq x_0, \\ \exp(-i\Phi/2), & \text{при } x < x_0. \end{cases}$$

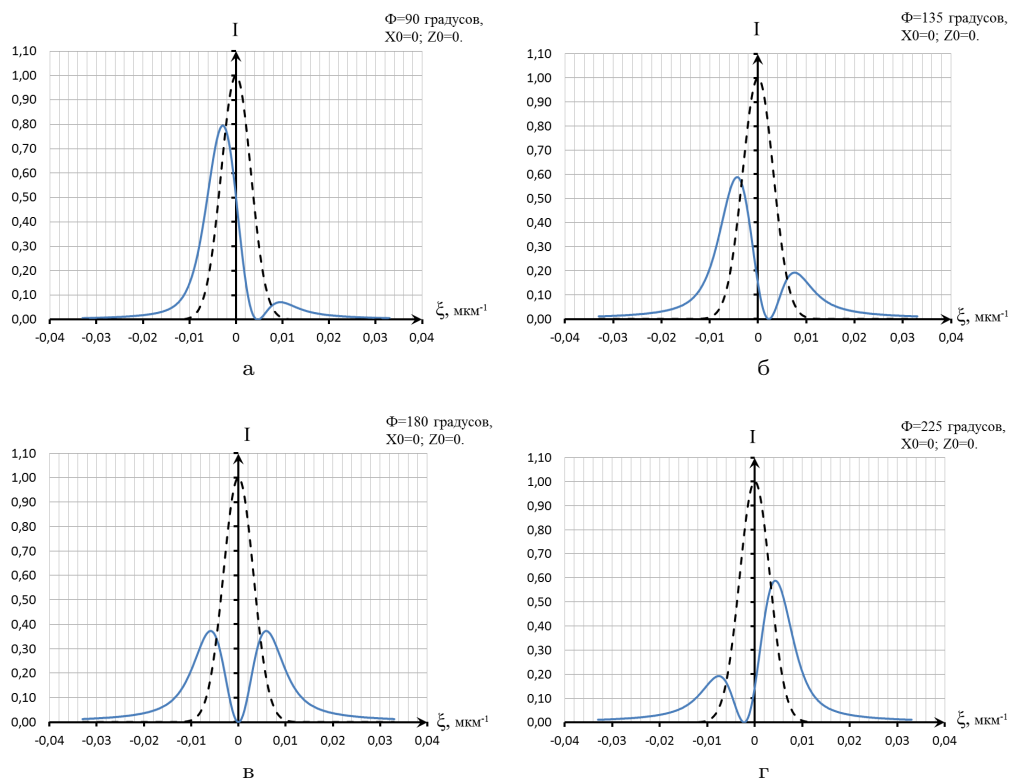


Рис. 7. Расчётные графики распределения интенсивности в пространственном спектре при дифракции гауссова пучка на СФС с различными значениями фазового перепада: а) $\Phi = 90^\circ$, б) $\Phi = 135^\circ$, в) $\Phi = 180^\circ$, г) $\Phi = 225^\circ$. Пунктиром изображено распределение интенсивности в пространственном спектре гауссова пучка ($\Phi = 0$). Параметры: $z_0 = 0$ мм; $x_0 = 0$ мкм; $\rho_0 = 50$ мкм; $\lambda = 0,6328$ мкм

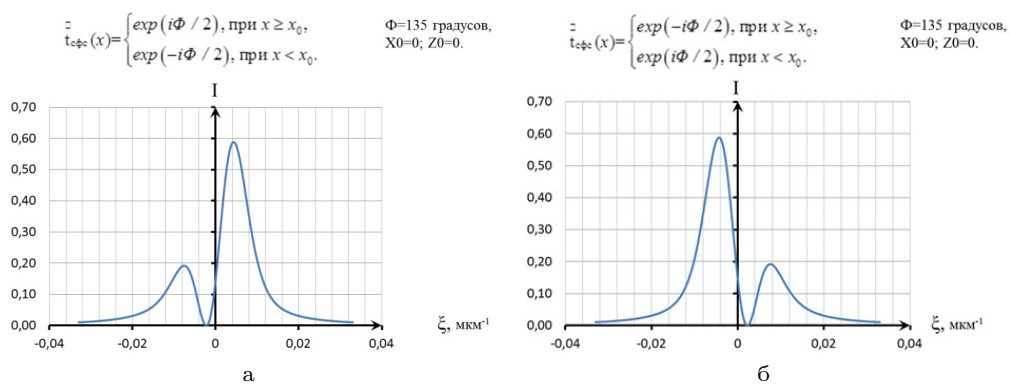


Рис. 8. Изменение пространственного спектра при повороте образца на 180 градусов

Для кривой, изображённой на рис. 8,б, фазовый перепад задаётся зеркальным выражением:

$$t_{\text{СФС}}(x) = \begin{cases} \exp(-i\Phi/2), & \text{при } x \geq x_0, \\ \exp(i\Phi/2), & \text{при } x < x_0. \end{cases}$$

Как видно из сравнения расчётных графиков рис. 8,а и б, наблюдается обращение распределения амплитуд в пространственном спектре при повороте образца на 180 градусов.

Влияние сдвига СФС вдоль оси Oz . Рассмотрим влияние сдвига СФС вдоль оси Oz на форму пространственного спектра. На рис. 9,а изображено расчётное пространственное распределение интенсивности, в случае, когда фазовая ступенька находится на расстоянии 25 мм за фокальной плоскостью. На рис. 9,б изображена аналогичная кривая, однако СФС в этом случае находится на том же расстоянии до фокальной плоскости. Здесь наблюдается эффект обращения распределения амплитуд в пространственном спектре.

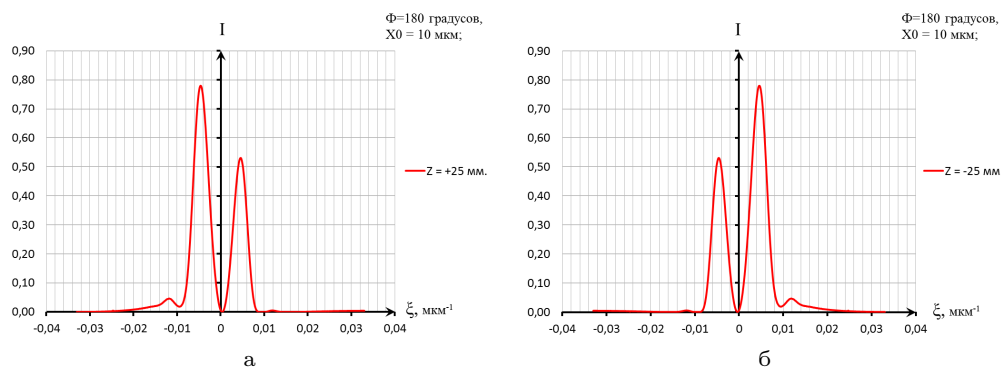


Рис. 9. Расчётные пространственные распределения интенсивности при дифракции гауссова пучка на СФС с глубиной фазового перепада $\Phi = 180^\circ$ при различных сдвигах СФС вдоль оси z : а) $z_0 = -25$ мм, б) $z_0 = 25$ мм. Параметры: $\rho_0 = 50$ мкм; $\lambda = 0,6328$ мкм

4. Анализ изменения формы пространственного спектра гауссова пучка в случае смещения СФС в плоскости, перпендикулярной направлению падения лазерного излучения в направлении Ox , при различных сдвигах СФС относительно фокуса в направлении Oz (при $z_0 = 0$ мм; $z_0 = 25$ мм; $z_0 = 50$ мм)

Вначале рассмотрим распределения при отсутствии сдвига по оси Ox . Если расстояние между плоскостью обращения волнового фронта пучка ($z = 0$) и плоскостью СФС превышает величину $z_0 \geq \frac{\pi\rho_0^2}{\lambda}$, то функция $I(\xi)$ имеет весьма сложный вид с дополнительными боковыми экстремумами. Это иллюстрирует график функции $I(\xi)$ на рис. 10. График нормирован на величину $I_0\pi\rho_0^2$. Для удобства введём обозначение «правый» и «левый» максимум, как это показано на рисунке.

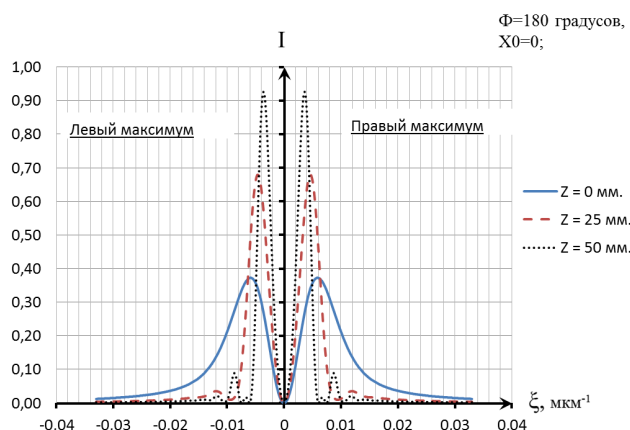


Рис. 10. Расчётное пространственное распределение интенсивности при дифракции гауссова пучка на СФС с глубиной фазового перепада $\Phi = 180^\circ$ при $z_0 = 0$ мм; $z_0 = 25$ мм; $z_0 = 50$ мм. Параметры: $\rho_0 = 50$ мкм; $\lambda = 0,6328$ мкм

На рис. 11 изображены аналогичные расчётные кривые, однако на этот раз СФС смещена на величину Δx в направлении Ox относительно центра пучка в плоскости перетяжки. Графики на рис. 11,а соответствуют пространственному спектру при смещении по оси Ox на $+10$ мкм, а на рис. 11,б — спектру при смещении на -10 мкм при разных расстояниях по координате Oz . Важно отметить то, каким образом изменяется величина максимумов полученной дифракционной картины смещения СФС из фокуса гауссова пучка на 25 мм и 50 мм вдоль оси Oz . Если $\Delta x = 0$ максимумы имеют равную величину, то величина фазового перепада образца равна 180 градусам. При смещении образца на $\Delta x = -10$ мкм по оси Ox , «правый» максимум становится меньше «левого». При смещении образца на $\Delta x = +10$ мкм по оси Ox , наоборот, «правый» максимум становится больше «левого».

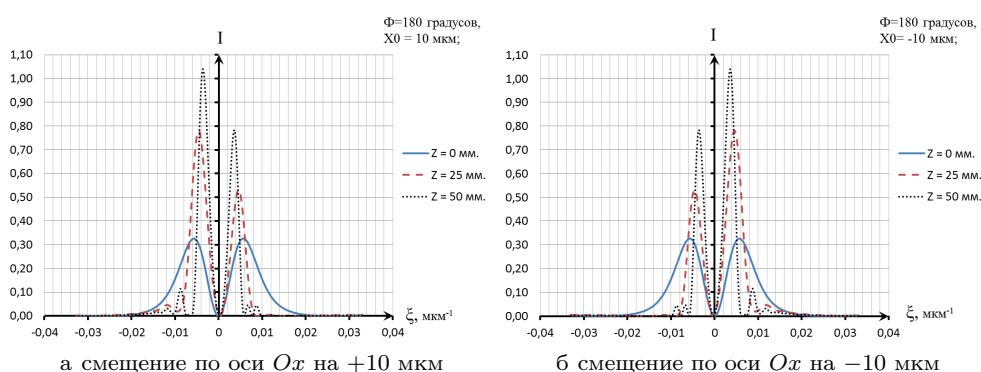


Рис. 11. Расчётное пространственное распределение интенсивности при дифракции гауссова пучка на СФС с глубиной фазового перепада $\Phi = 180^\circ$ при смещении по оси Ox на -10 мкм при $z_0 = 0$ мм; $z_0 = 25$ мм; $z_0 = 50$ мм. Параметры: $\rho_0 = 50$ мкм; $\lambda = 0,6328$ мкм

Далее проведём дополнительное исследование влияния сдвига СФС вдоль оси Ox на картину дифракции при некотором фиксированном расстоянии $z_0 = 25$ мм. На рис. 12 изображены расчётные графики, которые иллюстрируют динамику изменения распределения интенсивности в дальней зоне при сдвиге образца вдоль направления оси Ox .

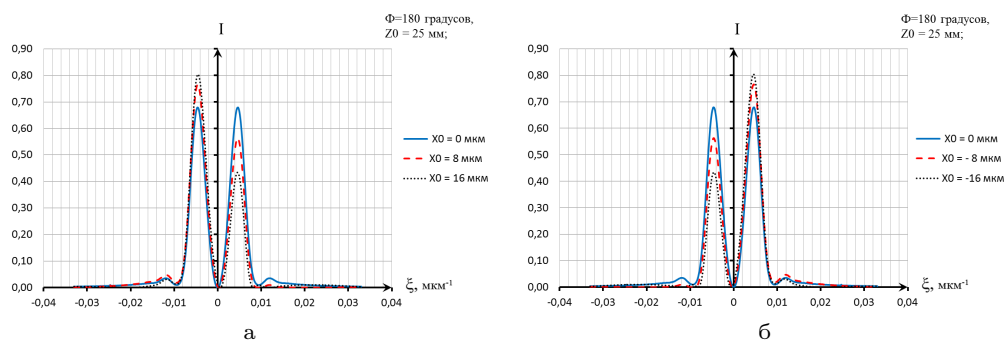


Рис. 12. Расчётное пространственное распределение интенсивности при дифракции гауссова пучка на СФС с глубиной фазового перепада $\Phi = 180^\circ$:
 а) $x_0 = 0$ мкм; $x_0 = 8$ мкм; $x_0 = 16$ мкм, б) $x_0 = 0$ мкм; $x_0 = -8$ мкм; $x_0 = -16$ мкм. Параметры: $\rho_0 = 50$ мкм; $\lambda = 0,6328$ мкм

Изменение интенсивности максимумов дифракционной картины может быть интересно для практических приложений. Предположим, что в областях максимумов пространственного спектра СФС установлена пара фотодиодов, совместно с пространственными фильтрами. На выходах фотодиодов будут формироваться сигналы, величины которых будут пропорциональны интегральной интенсивности в областях пространственных частот, которые захватывают соответствующие фильтры. Проведём расчёты интегральных интенсивностей. Для этого мы усредняем значения в каждом из максимумов в некоторых пределах $\Delta\xi$. На рис. 13 изображены зависимости этих усреднённых величин в правом и левом максимумах от сдвига фазовой ступеньки вдоль оси Ox .

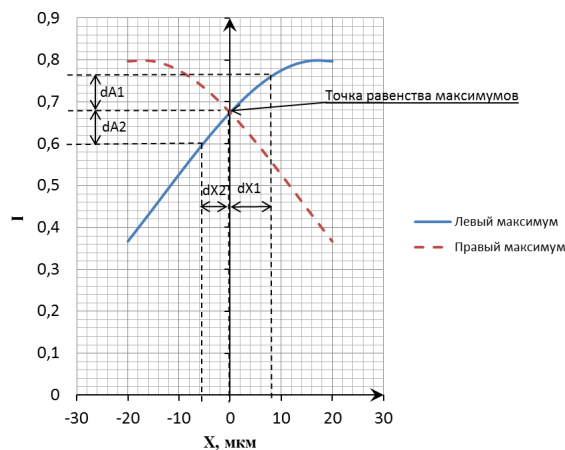


Рис. 13. Расчётные зависимости величин максимумов дифракционной картины от сдвига в плоскости, перпендикулярной направлению распространения лазерного излучения. Параметры расчёта: $\Phi = 180^\circ$; $z_0 = 25$ мм; $\rho_0 = 50$ мкм; $\lambda = 0,6328$ мкм

Пунктирной линией обозначена зависимость усреднённой относительной величины «правого» максимума от поперечного сдвига. Сплошной линией обозначена зависимость усреднённой относительной величины «левого» максимума от поперечного сдвига. Кривые пересекаются в «точке равенства максимумов». Можно выделить участки, близкие к линейным около этой точки. Зависимости величин максимумов от поперечного сдвига имеют значительную крутизну, что может быть использовано при разработке различных оптоэлектронных датчиков

и устройств. В частности, если в качестве начальной координаты использовать точку пересечения графиков максимумов дифракционной картины, можно отслеживать поперечные сдвиги в плоскости, перпендикулярной плоскости падения лазерного излучения. Допустим, произошёл сдвиг СФС на расстояние $+dx$, при этом величины максимумов изменяются: на $+dA1$ для «левого» максимума и на $-dA2$ для «правого» максимума. В этом случае можно сформировать дифференциальный сигнал, который указывает как абсолютную величину, так и направление сдвига.

Точки равенства максимумов будут существовать также и в случае применения СФС с другими значениями глубины. Однако для глубин фазовых перепадов с величинами, отличными от 180 градусов, эта точка будет смещена относительно центра перетяжки гауссова пучка. На рис. 14 а, б изображены зависимости относительных усреднённых величин максимумов дифракционной картины от поперечного сдвига для СФС с глубинами 160 и 200 градусов соответственно.

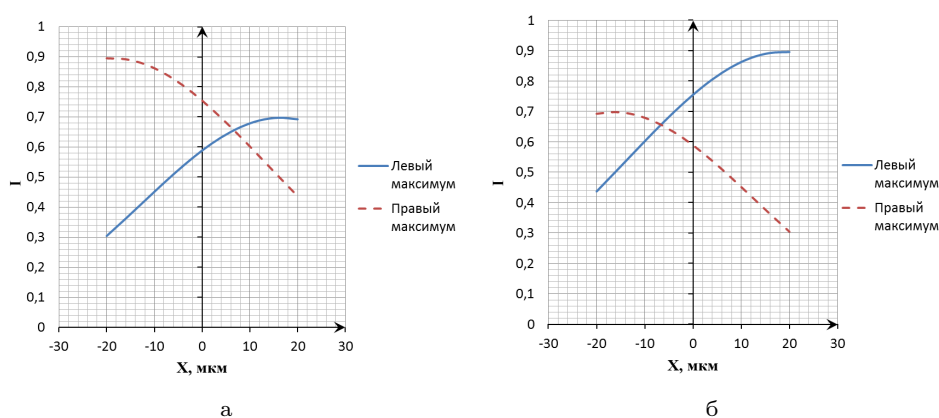


Рис. 14. Расчётные зависимости величин максимумов дифракционной картины от сдвига в плоскости, перпендикулярной направлению падения лазерного излучения. Параметры расчёта: а) $\Phi = 160^\circ$; $z_0 = 25$ мм; $\rho_0 = 50$ мкм; $\lambda = 0,6328$ мкм б) $\Phi = 200^\circ$; $z_0 = 25$ мм; $\rho_0 = 50$ мкм; $\lambda = 0,6328$ мкм

5. Заключение

Анализируя полученные результаты расчётов, можно выделить основные свойства пространственного спектра волн после взаимодействия гауссова пучка с СФС:

1. В пространственном распределении интенсивности после дифракции гауссова пучка на СФС наблюдается характерный провал и два максимума. Положение провала и высота максимумов зависят от величины фазового перепада.
2. Если СФС с величиной фазового перепада, равной 180 градусам, поместить в центр перетяжки гауссова пучка, то на дифракционной картине наблюдается два ярко выраженных максимума равной величины и провал по центру между ними.
3. Если плоскость СФС смещена относительно плоскости перетяжки в продольном направлении, то при поперечном смещении СФС перпендикулярно оси гауссова пучка происходит изменение высот максимумов.
4. При повороте СФС на 180 градусов относительно оси, параллельной направлению падения лазерного излучения, а также при перемещении СФС через фокальную плоскость наблюдается обращение распределения амплитуд в пространственном спектре.

Литература

1. *Tavassoly M. T., Haghghi I. M., Hassani K.* Application of Fresnel Diffraction from a Phase Step to the Measurement of Film Thickness // *Appl. Opt.* — 2009. — Vol. 48. — Pp. 5497–5501.
2. *Басистый Е. В., Комоцкий В. А., Никулин В. Ф.* Пространственный спектр волн при дифракции оптического гауссова пучка на ступенчатой фазовой структуре // Сборник трудов и официальные материалы научно-практической конференции «Голография. Наука и практика». — М.: 2010. — С. 191–196. [*Basistihyj E. V., Komockijj V. A., Nikulin V. F.* Prostranstvennihyj spektr voln pri difrakcii opticheskogo gaussova puchka na stupenchatoyj fazovoyj strukture // Sbornik trudov i oficialjnihe materialih nauchno-prakticheskoyj konferencii "Golografiya. Nauka i praktika". — М.: 2010. — S. 191–196.]
3. *Басистый Е. В., Комоцкий В. А., Никулин В. Ф.* Дифракция Гауссова пучка на ступенчатой фазовой структуре (СФС) // Труды 53-й научной конференции МФТИ, часть V. — Т. 1. — М.: 2010. — С. 211–212. [*Basistihyj E. V., Komockijj V. A., Nikulin V. F.* Difrakciya Gaussova puchka na stupenchatoyj fazovoyj strukture (SFS) // Trudih 53-uj nauchnoyj konferencii MFТИ, chastj V. — Т. 1. — М.: 2010. — S. 211–212.]
4. *Никулин В. Ф.* Оптическое зондирование поверхностных волн и колебаний в присутствии опорных дифракционных структур с учётом расходимости лазерного излучения: Кандидатская диссертация. — 1992. — С. 156–208. [*Nikulin V. F.* Opticheskoe zondirovanie poverkhnostnihkh voln i kolebaniy v prisutstvii opornihkh difrakcionnihkh struktur s uchyotom raskhodimosti lazernogo izlucheniya: Kандидатская диссертация. — 1992. — S. 156–208.]

UDC 681.7

Theoretical Analysis of Gaussian Beam Diffraction on the Phase Step Structure

E. V. Basisty, V. A. Komotskii

*Department of Radiophysics
Peoples' Friendship University of Russia
6, Miklukho-Maklaya str., Moscow, 117198, Russia*

The paper analyzes the interaction of a Gaussian beam with a phase step structure (PSS). The shape of the spatial spectrum at the output of such a scheme is examined. The most detailed description was done for the case when the size of the PSS phase difference is 180 degrees. The effects that occur at the displacement of SPS in the plane perpendicular to the direction of incidence of the laser beam were considered. Discussions for the possible practical application of the scheme were carried out.

Key words and phrases: diffraction, phase step structure, Gaussian beam, laser radiation, phase difference, Fourier analysis, spatial spectrum properties, position sensor.