Список литературы

[1] Воронин В.И., Давыдов С.А., Карькин А.Е. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46 (Приложение).
[2] Алексеенко Б.В., Букалов А.В., Галушка В.П. и др. Тез. докл. П Всес. конф. по высокотемпературной сверхпроводимости. Киев, 1989. Т. 111. 245 с.
[3] Александров О.В., Казаков И.П., Киселева К.В., Максимовский С.Н., Шотов А.П. Тез. докл. 7-й Всес. конф. по росту кристаллов. М., 1988. Т. 11. С. 380–381.
[4] Cava R.J., Botlogg B., Sunshine S.A. et al. // Physica C. 1988. P. 153-155; P. 560-565.

Поступило в Редакцию
3 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 18 26 сентября 1990 г.

07; 12

© 1990

ЯВЛЕНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ГИЛЬБЕРТ-ОБРАЗА ПУЧКА ИЗЛУЧЕНИЯ В ИЗОБРАЖЕНИЯХ ФРЕНЕЛЯ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ТРАНСПАРАНТА

Э.Н. Балашова, М.В. Неофитный, В.А. Свич

Известны дифракционные элементы для выполнения преобразования Гильберта в зоне Фраунгофера [1-2]. Однако задача безлинзового формирования Гильберт-образа (ГО) в зоне дифракции Френеля оставалась нерешенной вплоть до появления работ [3, 4], в которых описан эффект отображения ГО в изображениях Френеля фазового транспаранта, состоящего из двух участков с различными значениями отношения поперечных размеров канавок к периоду их расположения. Указанный эффект позволяет упростить существующие схемы теневых приборов [1, 5] благодаря совмещению в одном дифракционном элементе функций фильтра Гильберта и фокусирующего устройства. Недостатком существующих дифракционных элементов, выполняющих преобразование Гильберта в зонах Френеля и Фраунгофера, является значительная зависимость качества формируемого изображения от смещения центра транспаранта относительно оси пучка. Указанное смещение приводит к появлению фона, интенсивность которого пропорциональна квадрату смещения.

В настоящей работе сообщается о явлении формирования ГО в в изображениях Френеля периодического транспаранта (ПТ), позволяющем устранить влияние децентровки на качество выполняемого интегрального преобразования. Данное явление заключается в том, что ГО пучка формируется в дискретном множестве плоскостей наблюдения, удаленных от ПТ на расстояние z_{pm}, определяемое выражением

$$z_{pm} = \frac{mT^2}{p\lambda}, \qquad (1)$$

где T – период расположения перегородок транспаранта, m=1, 2, 3...$<\frac{N}{4}$, $2N$ – число периодов, p=1, 2, 3... $< {}^{mT}/_{\lambda N}$, λ – длина волны излучения. Координаты $\tilde{x}_{lpm}$ формирования Гильберт-полос находятся за пределами основного пучка и отсчитываются относительно проекции центра ПТ на плоскость наблюдения изображения Френеля, согласно выражению

$$\tilde{x}_{lpm} = \frac{T}{p}\left\{l + \Delta + 0.25\left[1 - (-1)^{pm}\right]\right\}. \qquad (2)$$

Здесь l определяет номер дифракционной полосы и равно округленному до целого числу ${}^{mT}/_{d}$, взятому с положительным или отрицательным знаком, d – ширина щелей, $\Delta = {}^{1}/_{2Nm}$. В выражении для комплексной амплитуды дифрагированного на ПТ поля по отношению к координатам (2) можно выделить произведение знаковой функции $sgn(x)$ на функцию амплитудно-фазового распределения падающего пучка $U(x)$ и тем самым выполнить необходимое условие осуществления преобразования Гильберта. Последнее утверждение справедливо для осесимметричных пучков, у которых $U\left(\left|\frac{NT}{2} + x_n\right|\right) \approx$ $\approx U\left(\left|\frac{NT}{2} - x_n\right|\right)$, n – индекс нумерующий щели, $-N \leq n \leq N$. С учетом вышесказанного, выражение для комплексной амплитуды поля, прошедшего через ПТ, у которого $d \ll T$, в плоскостях z_{p1} получено в виде

$$U(\tilde{x}, z_{p1}) = C(\tilde{x}, z_{p1}) \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - nT) U(x)\, i\, sgn(x) \times$$

$$\times \sin\left(\frac{2\pi |x| \Delta}{T}\right) rect\left(\frac{x}{2NT}\right) exp\left[\frac{ikx}{z_{p1}}(\tilde{x} - \tilde{x}_{lp1})\right] dx, \qquad (3)$$

где $C(\tilde{x}, z_{p1}) = \dfrac{-exp\left[ik\left(z_{p1} + \dfrac{\tilde{x}^2}{2z_{p1}}\right)\right]}{(i\lambda z_{p1})^{1/2}}$, $\quad k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$.

Данное выражение записано без учета конечности размеров ширины щелей. После выполнения преобразования Фурье от произведения функций представим (3) следующим образом:

$$U(\tilde{x}, z_{p1}) = C_1(\tilde{x}, z_{p1})\, \hat{U}\left(\frac{\tilde{x}}{\lambda z_{p1}}\right) \otimes i\hat{sgn}\left(\frac{\tilde{x}}{\lambda z_{p1}}\right) \times$$
$$\times \otimes \sum_{q=-\infty}^{\infty} \delta\left[\frac{\tilde{x}}{\lambda z_{p1}} - \frac{qT + \Delta sgn(q)T + p\tilde{x}_{lp1}}{T^2}\right] \otimes sinc\left(\frac{2NT\tilde{x}}{\lambda z_{p1}}\right). \qquad (4)$$

Здесь $\otimes$ – операция одномерной свертки, знак уголок над функциями обозначает преобразование Фурье этих функций по частоте $\frac{\tilde{x}}{\lambda z_{p1}}$, $C_1(\tilde{x}, z_{p1}) = \frac{C(\tilde{x}, z_{p1})}{iT}$. При $T \ll NT$ функция $sinc\left(\frac{2NT\tilde{x}}{\lambda z_{p1}}\right)$ аппроксимируется δ-функцией. В этом случае (4) преобразуется к виду

$$U(\tilde{x}, z_{p1}) = C_1(\tilde{x}, z_{p1}) \sum_{q=-\infty}^{\infty} \hat{U}\left(\frac{\tilde{x}}{\lambda z_{p1}} - \frac{qT + \Delta sgn(q)T + p\tilde{x}_{lp1}}{T^2}\right) \times$$
$$\times \otimes i\hat{sgn}\left(\frac{\tilde{x}}{\lambda z_{p1}} - \frac{qT + \Delta sgn(q)T + p\tilde{x}_{lp1}}{T^2}\right). \qquad (5)$$

Из (5) следует, что в случае,когда угловая ширина дифракционных полос значительно меньше λ/T, вблизи координат наблюдения $\tilde{x}'_{lp1} = \tilde{x}_{lp1} + \frac{sgn(q)\Delta T + qT}{p}$ формируется ГО, представляющий собой,согласно [1],свертку $\hat{U}\left(\frac{\tilde{x}}{\lambda z_{p1}}\right) \otimes i\hat{sgn}\left(\frac{\tilde{x}}{\lambda z_{p1}}\right)$. Ограничение малости ширины щелей по сравнению с периодом T их расположения приводит к модуляции комплексной амплитуды ГО в (5) функцией $sinc\left[\frac{q(T-d)}{T}\right]$.

При доказательстве формирования ГО в плоскостях, соответствующих $m \neq 1$, ПТ по отношению к координате $\tilde{x}_{lpm}$ разбивается на m групп щелей с периодом mT. Если каждая группа в достаточной степени перекрывает поперечное сечение пучка и угловая ширина ГО значительно меньше λ/mT, то в указанных плоскостях будет наблюдаться то же явление, что и в выражении (5). Зависимость качества формирования ГО от числа щелей при m, равным нескольким единицам, имеет оптимум.

На рис. 1, а приведены численные результаты, позволяющие провести сравнение относительного углового распределения интенсивности в дифракционной полосе, образующейся на расстоянии, задаваемом (1), при p=1, m=1, с аналогичным распределением ГО, полученного при падении пучков с функциями амплитудного распределения видов

$$U(x) = rect\left(\frac{x}{a}\right), \qquad (6)$$

$$U(x) = sin\left(\frac{2\pi x}{a}\right), \qquad (7)$$

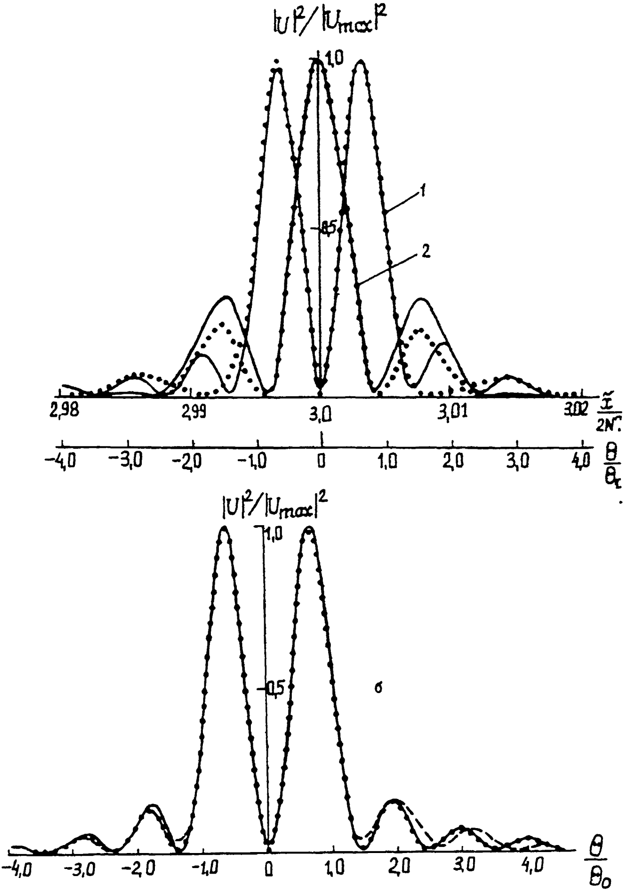

Рис. 1. Относительное распределение интенсивности излучения, $N=10$, $\frac{T}{d}=20$; а – 1 – пучок (6), 2 – пучок (7); б – децентровка транспаранта, 1 – $\Delta x = T/3$, 2 – $\Delta x = T/4$, 3 – $\Delta x = T/2$.

где $a = 2NT$ – характерный размер пучка. Сплошной кривой показано относительное распределение интенсивности в дифракционной полосе зоны Френеля. Точки соответствуют второму дифракционному порядку транспаранта, выполняющего в зоне Фраунгофера преобразование Гильберта пучка вида $\hat{U}\left(\tilde{x}/\lambda z\right)$. Для сравнения с соответствующим распределением ГО при дифракционной полосе зоны Френеля приведена угловая координата $\frac{\Theta}{\Theta_0}$, где $\Theta_0 = \frac{\lambda}{2NT}$, $\Theta = \frac{\tilde{x}}{z_{11}}$. Из графиков следует, что в угловом распределении интенсивности полосы Френеля, номер которой равен 20 и совпадает с выбранным отношением T/d, формируется ГО пучка. В плоскостях наблюдения, со–

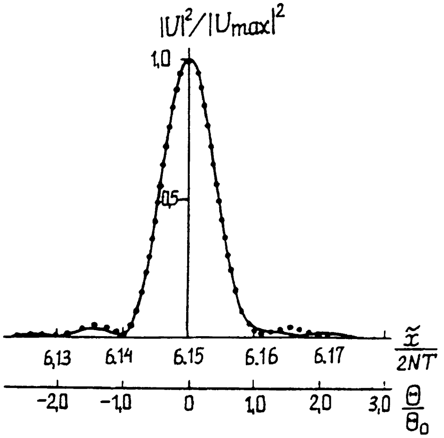

Рис. 2. Сравнение относительного углового распределения интенсивности в полосе Френеля при $N=10$, $T/d=20$ (1) с диаграммой направленности пучка (6) в дальней зоне (2).

гласно (1), Гильберт-полосы расположены с периодом T/p, причем при $p \neq 1$ происходит их мультиплицирование с коэффициентом, равным p.

Описанный транспарант устраняет влияние децентровки на формирование ГО. Сказанное подтверждается графиками распределений интенсивности на рис. 1, б, полученными в плоскости Z_{11} при различных значениях смещения Δx центра ПТ относительно оси пучка (6). Видно, что децентровка не приводит к заметному искажению картины ГО.

Функции данного ПТ не ограничиваются описанным интегральным преобразованием Гильберта. При дальнейшем увеличении номера Z дифракционной полосы ГО трансформируются в Фурье-образы, что расширяет границы наблюдения приведенного в [7–10] безлинзового преобразования Фурье в изображениях Френеля. Пример формирования Фурье-образа пучка в 51-й полосе изображения Френеля, расположенного на расстоянии Z_{12} от ПТ, показан на рис. 2. Из приведенного графика следует, что в относительном угловом распределении интенсивности полосы Френеля воспроизводится Фурье-образ пучка.

Список литературы

[1] Сороко Л.М. Гильберт-оптика. М.: Наука, 1981. 159 с.

[2] Eu J.K.T., Lohmann A.W. // Opt. Commun. 1973. V. 9. N 3. P. 257-260.

[3] Балашова Э.Н., Неофитный М.В., Свич В.А. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 18. С. 55–59.

[4] Балашова Э.Н., Неофитный М.В., Свич В.А. // Тез. докл. У1 Всес. конф. „Оптика лазеров". Л., 1990. 270 с.

[5] Кособурд Т.П. Кандидатская диссертация. Горький, 1984.

[6] Епишин В.А., Неофитный М.В. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. № 4. С. 718–725.

[7] Епишин В.А., Заславский В.Я., Неофитный М.В. // Тр. НИЦТЛ АН СССР. 1986. С. 200–205.

[8] С м и р н о в А.П. // Оптика и спектроскопия. 1987. Т. 62, В. 3. С. 636-643.
[9] Е п и ш и н В.А., Н е о ф и т н ы й М.В. // Оптико-механическая промышленность. 1989. № 4. С. 4-5.

Харьковский государственный университет им. А.М. Горького

Поступило в Редакцию 25 мая 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 18 26 сентября 1990 г.

05.4; 12

© 1990

НИЗКОЧАСТОТНЫЙ ШУМ ТОЛСТЫХ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ СЛОЕВ

В. П а л е н с к и с, З. Ш о б л и ц к а с, Р. С и м а н а в и ч ю с, Б. В е н г а л и с

Исследование флуктуационных процессов в пленках высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) ведется в основном по двум направлениям: флуктуациям магнитного потока и токовому шуму. Эти измерения имеют не только большую научную значимость для понятия физических явлений ВТСП, но и большое практическое значение при создании очень чувствительных приборов криоэлектроники и приемников инфракрасного и микроволнового излучения. Спектральная плотность флуктуаций напряжения (при протекании постоянного тока) для ВТСП пленок в большинстве случаев (например, для пленок $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ [1] и $ErBa_2Cu_3O_7$ [2]) увеличивается с возрастанием сопротивления в области перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное, а далее или насыщается [2], или возрастает, причем это наблюдается даже до комнатных температур [1] и выше [3]. Монотонный рост низкочастотного шума типа $1/f$ с температурой объясняется увеличением доли нормальных участков, структурные дефекты которых обусловливают появление избыточного шума, как это имеет место для неоднородных материалов.

В настоящей работе исследованы зависимости сопротивления и спектральной плотности флуктуаций напряжения от величины постоянного тока, слабого магнитного поля и температуры в области сверхпроводящего перехода толстых (~ 22 мкм) поликристаллических $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ слоев. Исследуемые $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ слои изготовлены на керамических подложках диэлектрического соединения Y_2BaCuO_5. На поверхность таблеток Y_2BaCuO_5 наносили порошки смеси окислов BaO и CuO в молярном соотношении 3:5; при температуре 1200 К обеспечивалось протекание реакции: $Y_2BaCuO_5 + 3BaO + 5CuO \rightarrow 2YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Методика приготовления таких слоев