

СЗУУ. 1Р

С-655

30/к-72

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P13 - 6565

3725/2-72



Л.М.Сороко, В.А.Суетин

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

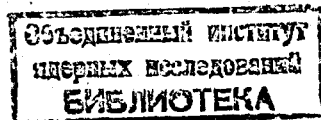
ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА СО СВОЕМ
КАК НОВЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ЭЛЕМЕНТ

1972

P13 - 6565

Л.М.Сороко, В.А.Суетин

ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА СО СБОЕМ
КАК НОВЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ЭЛЕМЕНТ



Методы когерентной Фурье-оптики^{/1/} находят широкое применение в системах обработки двумерной информации и распознавания образов^{/2/}. Для получения Фурье-образа двумерного сигнала, заданного в виде транспаранта Tr (рис. 1), собирающую линзу L устанавливают непосредственно за транспарантом, а наблюдения ведут в фокальной плоскости F_2 . Чтобы получить голографический согласованный фильтр, фотоэмульсию, которая совмещается с фокальной плоскостью, освещают наклонным опорным пучком^{/3/}.

Если входные сигналы достаточны просты, например, состоят из отрезков прямых линий, то визуальные наблюдения картины распределения интенсивности света в фокальной плоскости позволяют получить сведения об основных характеристиках входного сигнала. Однако, если входные сигналы A и B не обладают необходимыми свойствами симметрии (рис. 2), то они не различимы, так как их макроскопические картины дифракции далекого поля тождественны.

Кроме известных методов устранения указанной неоднозначности^{/4/}, можно использовать простой метод визуального наблюдения, если картину дифракции далекого поля дополнить картиной Гильберт-образа дифракции далекого поля и анализировать их совместно. Описываемая ниже дифракционная решетка позволяет одновременно отобразить в фокальной плоскости как дифракцию далекого поля на транспаранте, так и ее Гильберт-образ.

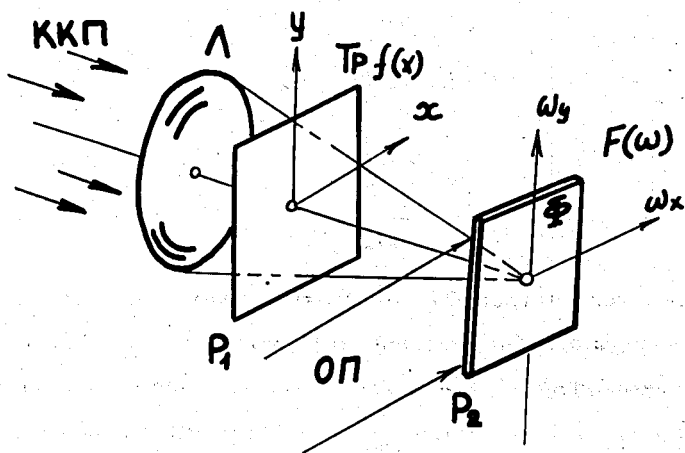


Рис. 1. Схема оптического каскада, осуществляющего двухмерное преобразование Фурье. ККП - когерентный коллимированный пучок света, Л - собирающая линза, Тр - транспарант, Р₂ - фокальная плоскость, Ф - фотоэмульсия, ОП - опорный пучок, который используется только при изготовлении голографического согласованного фильтра.

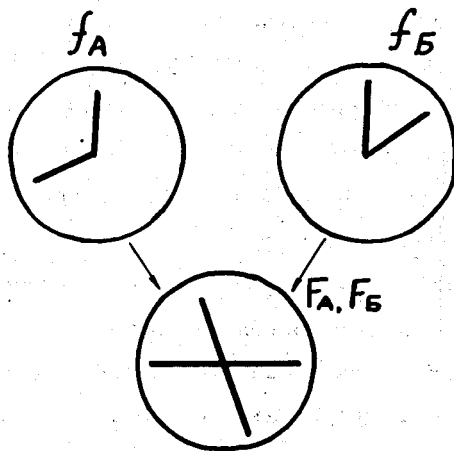


Рис. 2. Сигналы А и Б, которые дают тождественные картины дифракции далекого поля.

§2.

Новая дифракционная решетка^{/5/} (рис. 3) отличается от классической тем, что два смежных штриха в ее центре разнесены на расстояние, равное $\frac{2n-1}{2} a$, где a - шаг решетки, n - целое число. Обычно $n=1$ или 2.

Принцип работы дифракционной решетки со "сбоем" иллюстрируется на примере теневого прибора (рис. 4), который превращает фазовый контраст в контраст интенсивности^{/6/}. Исходный сигнал $f(x)$ описывается в этом случае функцией

$$f(x) = e^{i\phi(x)}, \quad (1)$$

где $\phi(x)$ - фазовые искажения, которые вносит исследуемый образец, находящийся в плоскости P_1 . В частотной плоскости P_2 с помощью линзы L_1 отображается Фурье-образ $F(\omega)$ сигнала $f(x)$. В плоскость P_2 помещают дифракционную решетку со сбоем НДР и собирающую линзу L_2 . Последняя осуществляет обратное преобразование Фурье. Если оптическая ось системы проходит через центр поля между двумя аномальными штрихами решетки, то дифракционная решетка со сбоем центрирована относительно оптической оси. В этом случае амплитудное пропускание дифракционной решетки со сбоем описывается функцией $G(\omega)$, где

$$G(\omega) = \begin{cases} 1 + \cos \omega x_0 & \omega > 0 \\ 1 + \cos (\omega x_0 + \pi) & \omega < 0 \end{cases} \quad (2)$$

или

$$G(\omega) = 1 + \cos \omega x_0 \cdot \text{sgn } \omega. \quad (2a)$$

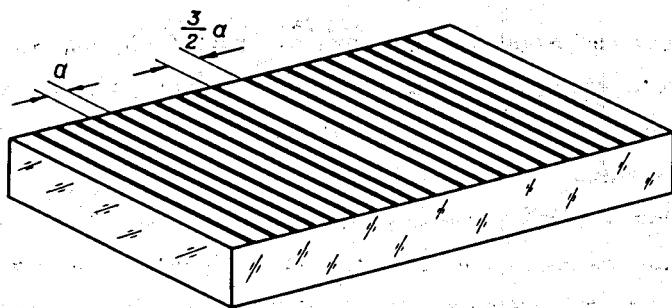


Рис. 3: Общий вид новой дифракционной решетки. Сбой в центре решетки определяет функциональные свойства такой решетки.

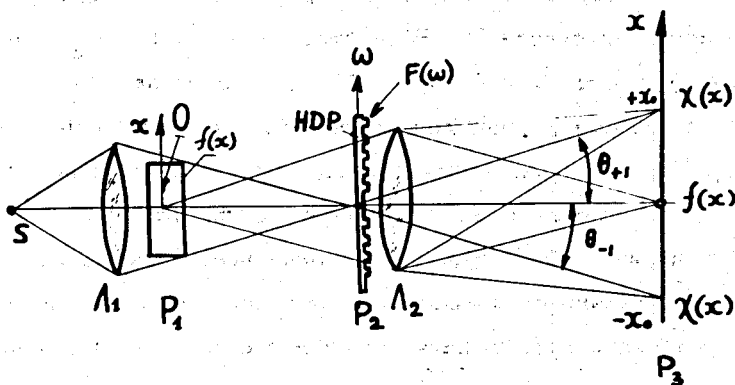


Рис. 4. Схема теневого прибора превращения фазового контраста в контраст интенсивности. P_1 - входная плоскость с исследуемым образом O , L_1 - линза, осуществляющая первое преобразование Фурье, P_2 - частотная плоскость, НДР - дифракционная решетка со сбоем, L_2 - линза, выполняющая второе (обратное) преобразование Фурье, P_3 - выходная плоскость. В первых порядках дифракции отображается Гильберт-образ входного сигнала $f(x)$.

Здесь $\text{sgn } \omega$ - знаковая функция, равная по определению

$$\text{sgn } \omega = \begin{cases} 1 & \omega > 0 \\ -1 & \omega < 0 \end{cases} \quad (3)$$

После обратного преобразования Фурье, осуществляемого с помощью линзы L_2 , в плоскости P_3 возникает сигнал

$$\begin{aligned} r(x) &= \hat{\mathcal{F}}^{-1} \{ F(\omega) \cdot G(\omega) \} = \\ &= \hat{\mathcal{F}}^{-1} \{ F(\omega) + F(\omega) \cdot \cos \omega x_0 \cdot \text{sgn } \omega \} = \end{aligned} \quad (4)$$

$$= f(x) + \frac{1}{2} f(x) \otimes g(x) \otimes [\delta(x - x_0) + \delta(x + x_0)].$$

Здесь

$$g(x) = \frac{2}{ix} = \hat{\mathcal{F}}^{-1} \{ \text{sgn } \omega \}. \quad (5)$$

Поскольку, согласно определению [3,7], преобразование Гильберта равно свертке исходного сигнала с ядром вида

$$\frac{2}{\pi x}, \quad (6)$$

то из (5) и (6) следует

$$r(x) = f(x) + \frac{1}{2i} \hat{\mathcal{H}} [f(x)]_{x=x_0} + \frac{1}{2i} \hat{\mathcal{H}} [f(x)]_{x=-x_0}, \quad (7)$$

где

$$\hat{\mathcal{H}} [f(x)] = f(x) \otimes \frac{1}{\pi x} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(\xi) d\xi}{(\xi - x)}. \quad (8)$$

Из (7) видно, что первое слагаемое описывает первый порядок, который содержит исходный сигнал $f(x)$ без каких-либо изменений. Второе слагаемое, отображаемое в первом порядке дифракции, равно Гильберт-образу входного сигнала $f(\dot{x})$, который сосредоточен вокруг точки $x = x_0$, являющейся центром первого порядка дифракции. Третье слагаемое, которое соответствует минус первому порядку дифракции, располагается вокруг точки $x = -x_0$, по другую сторону от нулевого порядка.

Если две дифракционные решетки со сбоем, штрихи которых взаимно перпендикулярны, сложить вместе и поместить в частотную плоскость P_2 , то в плоскости P_3 возникнут одновременно три пары Гильберт-образов (рис. 5):

1) одномерный вдоль оси x Гильберт-образ

$$\hat{H}_x [f(x, y)]_{\substack{x=x_0 \\ y=0}} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(\xi, y) d\xi}{(\xi - x)}, \quad (9)$$

2) одномерный вдоль оси y Гильберт-образ

$$\hat{H}_y [f(x, y)]_{\substack{y=y_0 \\ x=0}} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(x, \eta) d\eta}{(\eta - y)}, \quad (10)$$

3) двухмерный Гильберт-образ

$$\hat{H}_{x, y} [f(x, y)]_{\substack{x=x_0 \\ y=y_0}} = \frac{1}{\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(\xi, \eta) d\xi d\eta}{(\xi - x)(\eta - y)}, \quad (11)$$

а также соответствующие им симметричные копии.

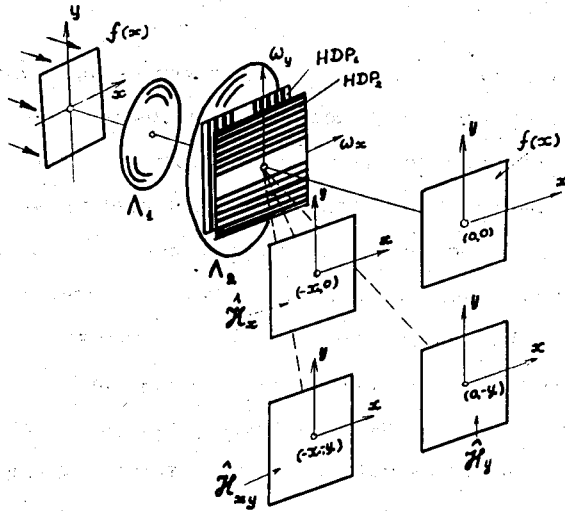


Рис. 5. Схема оптической системы, содержащей две дифракционные решетки со сбоем HDP_1 и HDP_2 , штрихи которых перпендикулярны друг другу. L - линза, осуществляющая преобразование Фурье. Нулевого порядка содержит Фурье-образ входного сигнала. Два первых простых и один перекрестный порядок дифракции содержит соответственно два одномерных Гильберт-образа и один двумерный Гильберт-образ.

Сдвиг центра первого порядка относительно оптической оси определяется величиной

$$x_0 \approx \frac{\lambda}{a} F \quad (\lambda \ll a), \quad (12)$$

где λ — длина волны света, а F — фокусное расстояние линзы L_2 . Из (12) видно, что при переходе от одной длины волны к другой изменяется положение первого порядка дифракции. В отличие от других методов преобразования Гильберта^{/6/} дифракционная решетка со сбоем не требует никаких юстировок по фазе. Более того, если изучение состоит из двух длин волн, достаточно сильно разнесенных друг относительно друга, то, выбрав параметр (F/a) достаточно большим, можно увидеть Гильберт-образ для двух разных длин волн одновременно.

Существенным достоинством дифракционной решетки со сбоем является ее нечувствительность к вариациям температуры и влажности. Здесь практически отсутствуют пограничные эффекты, присущие методу фазового ножа^{/6/}, и другим методам^{/8,9,10/}. Полностью отпадает забота о выборе рабочего угла между оптической осью и плоскостью дифракционной пластинки со сбоем.

В заключение авторы выражают признательность чл. корр. АН СССР И.И.Гуревичу за постоянный интерес к работе, поддержку и полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Дж. Гудман. Введение в Фурье-оптику. "Мир", 1970, Москва.
2. Л.Д.Бахрах, Г.А.Соболев. Оптическая обработка информации. Согласованная фильтрация изображений. Распознавание образов. 1-я Всесоюзная школа по голографии. 1969 г. Изд-во ФТИ, Ленинград, 1971. стр. 322-341.

3. Л.М.Сороко. Основы голографии и когерентной оптики. Наука, 1971 г.
4. Л.М.Сороко. Автоматическое измерение угла рассеяния в трековых камерах без магнитного поля. Труды международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий. Дубна 8-12.IX.1970. Изд-во Дубна 1971 г. т.2., стр. 789-791. Д-5805.
5. Л.М.Сороко, В.А.Суетин. Дифракционная решетка. Заявка на предполагаемое изобретение. №1723545/18-10 от 14. XII .71 г.
6. Y. Belvaux et J.C. Vareille. Visualisation d'Objets de phase par Transformation de Hilbert. Nouv. Rev. d'Optique appliquee. 1971, 2, No3, 149-162.
7. А.Папулис. Теория систем и преобразований в оптике. "Мир", 1971, Москва.
8. S.J.S. Bradshaw and P.J.C. Child. Optical data addition and subtraction. Optoelectronics, 1969, 1, No1, 45-48.
9. A. Thetford. Optical addition and subtraction. Optoelectronics. 1969, 1, No2, 120.
10. И.С.Гибин, А.Г.Козачок, Е.С.Нежевенко, Ю.Н.Солодкин, П.Е.Твердохлеб, Ю.В.Чугуй. Анализ спектров одномерных сигналов оптическими методами. Автометрия, 1971. №1, 64-70.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 июля 1972 г.