

Б1-13 - 7541.

С37

С-655

Сороко Л. М. и

Суетин В. А.



4468/73

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б1-13-7541

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1973

Объединённый институт ядерных исследований
Лаборатория ядерных проблем

Л.М. Сороко, В.А. Суетин

Б1-13-7541

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СТРУКТУРЫ
ИЗОБРАЖЕНИЯ В ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНЫЙ
ОБРАЗ И ТЕНЕВОЙ ПРИБОР ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ
ФАЗОВЫХ ОБЪЕКТОВ ПРИ КОГЕРЕНТНОМ
ОСВЕЩЕНИИ, СОДЕРЖАЩИЕ ДИФРАКЦИОННУЮ
РЕШЕТКУ СО СВОЕМ

Вузовская библиотека
в Объединённом институте
... 6 мая 1973

Объединённый институт
ядерных исследований
Библиотека

г. Дубна, 1973 г.

Оглавление

Аннотация	2
Введение	3
<u>I. Теория</u>	
I.1. Оптический фильтрующий каскад	4
I.2. Фильтр Цернике	5
I.3. Нож Фюко	6
I.4. Фазовый нож	8
I.5. Дифракционная решётка со сбоем	10
I.6. Аномальный сбой	13
I.7. Поперечная деюстировка	14
<u>II. Эксперимент</u>	
2.1. Устройство для получения дифракции далёкого поля и его гильберт-образа	16
2.2. Эксперимент с дифракционной решёткой №1	17
2.3. Эксперименты с дифракционными решётками №№ 2,3,4,5,6.	18
2.4. Измерения параметров дифракционной решётки со сбоем	19
2.5. Теневой прибор для визуализации оптических неоднородностей	21
2.6. Визуализация конвективных потоков воздуха при помощи решётки №1	22
2.7. Дифракционная решётка со сбоем, расположенная "вне фокуса"	23
2.8. Пограничный эффект линии сбоя	24
III. Заключение	25
Литература	27

Аннотация

Описывается устройство для преобразования структуры изображения в пространственно-частотные образы с одновременным отображением как дифракции далёкого поля, так и его гильберт-образа. Для этого используется дифракционная решётка со сбоем, которая в отличие от традиционного фазового ножа не критична к направлению освещения, изменению длины волны излучения, к внешним климатическим воздействиям, и отличается простотой настройки.

Описывается теневой прибор для визуализации фазовых объектов с использованием гильберт-оптики. Дифракционная решётка со сбоем отображает одновременно как поле засветки, так и его гильберт-образ. В последнем фазовые неоднородности визуализируются с предельно возможным контрастом при сохранении в неискажённом виде информации о низких пространственных частотах. Теневой прибор с дифракционной решёткой со сбоем не критичен к направлению освещения, изменениям длины волны источника освещения и к внешним климатическим воздействиям. Операция юстировки дифракционной решётки со сбоем в теневом приборе предельно проста.

Излагаются методы измерения параметров дифракционной решётки со сбоем. Приводятся результаты экспериментов, выполненных на этих устройствах с дифракционной решёткой со сбоем.

ВВЕДЕНИЕ

Методы пространственной фильтрации изображений получили широкое распространение в системах обработки информации. В частности, на технике пространственной ^б фильтрации основаны теневые приборы, с помощью которых визуально наблюдают фазовые объекты. С изучением прозрачных оптически неоднородных объектов приходится сталкиваться в микроскопии, в акустике, в аэродинамике, при исследовании потоков теплообмена, для контроля качества оптических деталей и при изучении структуры минералов и жидких кристаллов.

Методы визуализации фазовых неоднородностей можно разбить на два класса: 1/ когда интересуются главным образом высокими пространственными частотами, например, в микроскопии; 2/ когда существенную информацию несут низкие и инфранизкие пространственные частоты, например, в аэродинамике. В первом классе задач используют метод Цернике, метод дефокусировки или системы с поглощением основного пучка. Для визуализации низких пространственных частот используют нож Фуко, фазовый нож, а также голографические и интерференционные методы.

В данной работе описываются эксперименты с новым оптическим элементом теневого прибора, а именно, с дифракционной решёткой со сбсем, которая при когерентном освещении отображает как само исходное поле, так и её пространственный гильберт-образ.

I. ТЕОРИЯ

I.I. Оптический фильтрующий каскад

Обычно пространственная фильтрация двумерных сигналов осуществляется в когерентной оптической системе путём преобразования изображения с помощью двойной дифракции /1/. Схема оптического каскада, построенного по принципу двойной дифракции, приведена на рис. I. Сигнал $f(x, y)$ в виде транспаранта помещается в плоскости P_1 . Пучок света, формируемый коллимирующей линзой \mathcal{L}_0 и линзой преобразования Фурье \mathcal{L}_1 , просвечивает транспарант. В плоскости пространственных частот P_2 распределение амплитуды света с точностью до фазового множителя равно Фурье-образу

$$F(\omega_x, \omega_y) \text{ функции } f(x, y) \\ f(x, y) \xrightarrow{\hat{F}} F(\omega_x, \omega_y) = \int f(x, y) e^{-i(x\omega_x + y\omega_y)} dx dy \quad /1/$$

В плоскости P_2 располагается фильтр пространственных частот, амплитудное пропускание которого задаётся функцией $G(\omega_x, \omega_y)$. Амплитуда поля за фильтром пространственных частот равна

$$R(\omega_x, \omega_y) = F(\omega_x, \omega_y) \cdot G(\omega_x, \omega_y) \quad /2/$$

В результате обратного преобразования Фурье, осуществляемого линзой \mathcal{L}_2 , в плоскости изображения P_3 получается поле, амплитуда которого равна $\tau(x, y)$. При этом

$$F(\omega_x, \omega_y) \cdot G(\omega_x, \omega_y) \xrightarrow{\hat{F}^{-1}} \tau(x, y) \quad /3/$$

или

$$\tau(x, y) = f(x, y) \otimes g(x, y) \quad /4/$$

где $g(x, y)$ - импульсный отклик фильтра. Полная блок-схема работы оптического каскада двойной дифракции изображается в виде:

$$f(x,y) \xrightarrow{\hat{\mathcal{F}}} F(\omega_x, \omega_y) \rightarrow \textcircled{\times} \rightarrow R'(\omega_x, \omega_y) \xrightarrow{\hat{\mathcal{F}}^{-1}} r(x,y) = f(x,y) \otimes g(x,y). \quad /5/$$

\uparrow
 $G(\omega_x, \omega_y)$

Г.2. Фильтр Цернике

Фильтром пространственных частот в методе Цернике /2/ является фазовая пластинка толщиной

$$d = \frac{\lambda}{4(n-1)} \quad /6/$$

где n - показатель преломления фазовой пластинки, λ - длина волны света. Фазовая пластинка имеет небольшие размеры и помещается на нулевой пространственной частоте в плоскости пространственных частот P_2 . Фазовая пластинка /6/ создаёт сдвиг фаз $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$.

Функция пропускания пластинки Цернике равна

$$G(\omega) = \begin{cases} i, & |\omega| < \varepsilon \\ 1, & |\omega| > \varepsilon \end{cases} \quad /7/$$

где граничная пространственная частота ε определяется размерами фазовой пластинки /рис.2/.

Пусть предмет создаёт малые фазовые сдвиги и

$$t(x) = 1 + i\varphi(x) \quad /8/$$

В плоскости Фурье P_2 имеем

$$T(\omega) = \delta(\omega) + i \hat{\mathcal{F}}[\varphi(x)] \quad /9/$$

После прохождения через фазовую пластинку Цернике составляющая на нулевой пространственной частоте $\delta(\omega)$ переходит в

$$\delta(\omega) e^{-i\frac{\pi}{2}} = -i \delta(\omega). \quad /10/$$

Амплитуда поля на выходе пространственного фильтра имеет вид

$$T_{\varphi}(\omega) = -i\delta(\omega) + i\hat{F}[\varphi(x)] \quad /11/$$

а в плоскости изображения P_3 равна

$$t_{\varphi}(x) = -i[1 - \varphi(x)] \quad /12/$$

Его интенсивность описывается выражением

$$I_{\varphi}(x) = |t_{\varphi}(x)|^2 \approx 1 - 2\varphi(x) \quad /13/$$

Отфильтрованное изображение имеет контраст интенсивности, пропорциональный фазовому контрасту $\varphi(x)$.

Относительный контраст интенсивности возрастает, если ослабит в α раз компоненту света на нулевой пространственной частоте.

Тогда, если $\alpha \ll 1$, отфильтрованный спектр имеет вид

$$T_{\varphi}(\omega) = -i\alpha\delta(\omega) + i\hat{F}[\varphi(x)] \quad /14/$$

а амплитуда отфильтрованного изображения равна

$$t_{\varphi}(x) = -i[\alpha - \varphi(x)] = -i\alpha\left[1 - \frac{\varphi(x)}{\alpha}\right] \quad /15/$$

Недостатком метода Цернике является то, что вследствие дифракции света на линзе \mathcal{L}_1 ограниченных размеров в области нулевой пространственной частоты получается пятно конечных размеров. При перекрытии этого пятна фазовой пластинкой возникает паразитная дифракционная картина. Чтобы её ослабить, увеличивают размер фазовой пластинки, а это приводит с неизбежностью к другому дефекту - искажаются низкие пространственные частоты, которые могут нести весьма полезную информацию.

1.3. Нож Фуко

Нож Фуко^{/3/}, устанавливаемый в плоскости пространственных частот P_2 , срезает половину спектра пространственных частот /рис. 3/. Амплитудное пропускание ножа Фуко описывается функцией

Хэвисайда - единичным скачком $Y(\omega)$, где

$$Y(\omega) = \begin{cases} 1, & \omega > 0 \\ 0, & \omega < 0 \end{cases} \quad /14/$$

Если амплитудное пропускание фазового объекта равно

$$t(x) = 1 + i\varphi(x) \quad /8/$$

а Фурье-образ функции $\varphi(x)$ равен

$$\Phi(\omega) = \int \varphi(x) e^{-i\omega x} dx \quad /15/$$

то поле за ножом Фуко описывается функцией

$$\Phi_1(\omega) = \Phi(\omega) \cdot Y(\omega) \quad /16/$$

После обратного преобразования Фурье в плоскости изображения возникает сигнал

$$\varphi_1(x) = \frac{1}{2\pi} \int \Phi(\omega) \cdot Y(\omega) \cdot e^{i\omega x} d\omega \quad /17/$$

Используя теорему о свёртке, а также то, что обратный Фурье-образ функции Хэвисайда $Y(\omega)$ равен

$$u(x) = \frac{1}{2} \left[\delta(\omega) + \frac{1}{i\pi} P \frac{1}{x} \right] \quad /18/$$

где "P" - обозначает интегрирование в смысле главного значения, получаем

$$\varphi_1(x) = \varphi(x) \otimes u(x) \quad /19/$$

или окончательно

$$\varphi_1(x) = \frac{1}{2} \varphi(x) - \frac{i}{2\pi} \left[\varphi(x) \otimes P \frac{1}{x} \right] \quad /20/$$

Пренебрегая квадратичными членами, получаем амплитуду поля в плоскости изображения P_3

$$t_1(x) = \frac{1}{2} + i\varphi_1(x) = \frac{1}{2} + \frac{i}{2} \varphi(x) - \frac{1}{2\pi} \left[\varphi(x) \otimes P \frac{1}{x} \right] \quad /21/$$

и распределение интенсивности

$$I_1(x) = \frac{1}{4} - \frac{1}{2\pi} \left[\varphi(x) \otimes P \frac{1}{x} \right] \quad /22/$$

Из /22/ видно, что фазовая неоднородность отображается на интенсивном фоне равномерной засветки. Это даёт низкий контраст изображения. В этом состоит основной недостаток метода с использованием ножа Фурье

Г.4. Фазовый нож.

Прежде чем описать метод фазового ножа, разъясним смысл выражения /20/. В квадратных скобках записана операция свёртки

$$\chi(x) = f(x) \otimes P \frac{1}{\pi x} \equiv \frac{1}{\pi} P \int \frac{f(x') dx'}{x-x'} \quad /23/$$

Интегрирование в /23/ ведётся в смысле главного значения:

$$\chi(x) = \frac{1}{\pi} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left[\int_{-\infty}^{x-\varepsilon} \frac{f(x') dx'}{x-x'} + \int_{x+\varepsilon}^{\infty} \frac{f(x') dx'}{x-x'} \right] \quad /24/$$

Функция $\chi(x)$ называется гильберт-образом функции $f(x)$. Фурье-образ функции ядра свёртки /23/ равен

$$\hat{\mathcal{F}} \left[\frac{1}{\pi x} \right] = i \operatorname{sgn} \omega \quad /25/$$

где $\operatorname{sgn} \omega$ - знаковая функция,

$$\operatorname{sgn} \omega = \begin{cases} 1, & \omega > 0 \\ -1, & \omega < 0 \end{cases} \quad /26/$$

Из /25/ видно, что преобразование Гильберта осуществляется с помощью пространственного фильтра в виде прозрачной плоской пластинки, на одной полуплоскости которой нанесено диэлектрическое покрытие, так что сдвиг фаз между разноимёнными полуплоскостями пространственных частот равен $\Delta\varphi = \pm \pi$. Такой пространственный фильтр называется фазовым ножом или фильтром Гильберта.

Рассмотрим процесс визуализации фазовых объектов с малыми сдвигами фаз при помощи фазового ножа /4,5/. Возьмём в качестве примера объект с синусоидальными вариациями фазы малой амплитуды

$$f(x) = e^{i\alpha \cos \Omega x} \cdot \Pi_D(x), \quad /27/$$

где $\alpha \ll 1$, Π_D - прямоугольный импульс. В пренебрежении высшими степенями α и учитывая конечную апертуру размером D , получим сигнал

$$f(x) = [1 + i\alpha \cos \Omega x] \cdot \Pi_D(x) \quad /28/$$

гильберт-образ которого имеет вид

$$\chi(x) = -i\alpha \sin \Omega x + \frac{1}{\pi} \ln \left| \frac{x + \frac{D}{2}}{x - \frac{D}{2}} \right| \quad /29/$$

Вблизи центра поля зрения, где можно пренебречь вторым слагаемым в /29/, распределение интенсивности равно

$$I(x) = \alpha^2 \sin^2 \Omega x \quad /30/$$

Метод фазового ножа в отличие от ножа Фуко не создаёт равномерной засветки. Строго в центре поля зрения, при $x=0$, контраст визуализированного объекта бесконечно велик, и лишь паразитная засветка делает контраст конечным. Как обычно, под контрастом понимается величина

$$\gamma = \frac{I_\varphi - I_0}{I_\varphi + I_0} \quad /31/$$

где I_{φ} - освещённость в области с фазовым дефектом, I_0 - освещённость фона.

Если γ_0 - наименьшее значение контраста, ещё замечаемого наблюдателем, то наименьший сдвиг фаз, который может быть обнаружен с помощью фазового ножа, равен

$$\varphi_0^{\min} = \sqrt{\frac{2 I_0 \gamma_0}{1 - \gamma_0}} \approx \sqrt{2 I_0 \gamma_0} \quad /32/$$

Напомним, что для ножа Фуко

$$\varphi_0^{\min} = \frac{\gamma_0}{2}, \quad \text{так как } I_0 = 1 \quad /33/$$

Если $\gamma_0 = \frac{1}{50}$, $I_0 = 10^{-4}$,

$$\varphi_0^{\min} (\text{фаз. нож}) = \sqrt{2 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{1}{50}} = \frac{1}{5} \cdot \frac{1}{100}$$

$$\varphi_0^{\min} (\text{нож Фуко}) = \frac{1}{100} \quad /34/$$

Из /34/ видно, что в данном примере чувствительность метода с использованием фазового ножа в 5 раз выше, чем метода ножа Фуко.

1.5. Дифракционная решётка со сбоем

Обычно фазовый нож изготавливают путём осаждения под вакуумом диэлектрического слоя, толщина которого для рабочей длины волны света λ создаёт разность фаз, равную π относительно носителя - стеклянной пластинки с параллельными плоскостями. Поскольку рабочая длина волны света λ может изменяться в определённых пределах, то толщину диэлектрического слоя делают меньше расчётного, и для настройки^{/6/} пластинку с фазовым ножом располагают под углом

к оптической оси /рис. 5/. Фазовый нож обладает следующими недостатками: 1/ граница раздела полуплоскостей фазового ножа всегда имеет конечную ширину, из-за чего возникает пограничный эффект, ослабляющий контраст в области низких пространственных частот; 2/ при переходе с одной длины волны на другую требуется повторная настройка угла между плоскостью фазового ножа и оптической осью, причём эта настройка должна проводиться на месте; 3/ фазовый нож подвержен влиянию внешних климатических условий, в частности, влажности воздуха. Все эти недостатки фазового ножа устраняются в новом оптическом элементе теневого прибора - в дифракционной решётке со сбоем. При этом все достоинства метода фазового ножа полностью сохраняются.

Дифракционная решётка со сбоем^{/6,7/} отличается от традиционной дифракционной решётки тем, что две смежные бороздки в центре разнесены на расстояние

$$a' = \frac{2n-1}{2} a,$$

/35/

где a - шаг дифракционной решётки, n - целое число, обычно выбираемое равным $n=1$ или $n=2$, /рис. 6/.

Принцип работы дифракционной решётки со сбоем проиллюстрируем на примере теневого прибора /рис.7/. Дифракционную решётку со сбоем помещают в плоскость пространственных частот так, что оптическая ось системы проходит через центр полоски между двумя смежными бороздками решётки. В этом случае амплитудное пропускание дифракционной решётки со сбоем описывается функцией

$$G(\omega) = \begin{cases} 1 + \cos \omega x_0, & \omega > 0 \\ 1 + \cos (\omega x_0 + \pi), & \omega < 0 \end{cases} \quad /36/$$

или

$$G(\omega) = 1 + \cos \omega x_0 \cdot s \operatorname{sh} \omega. \quad /37/$$

После обратного преобразования Фурье, осуществляемого линзой \mathcal{L}_2 ,

в плоскости P_3 появится сигнал

$$\begin{aligned} \tau(x) &= \hat{F}^{-1} \left\{ [F(\omega) \cdot G(\omega)] \right\} = \\ &= \hat{F}^{-1} [F(\omega) + F(\omega) \cdot \cos \omega x_0 \cdot s \operatorname{sh} \omega] = \\ &= f(x) + \frac{1}{2} f(x) \otimes g(x) \cdot [\delta(x - x_0) + \delta(x + x_0)] \quad /38/ \end{aligned}$$

Здесь
$$g(x) = \hat{F}^{-1} [s \operatorname{sh} \omega] = \frac{2}{i x} \quad /39/$$

Учитывая определение преобразования Гильберта /23/ получаем

$$\tau(x) = f(x) + \frac{1}{2i} \chi(x) \Big|_{x=x_0} + \frac{1}{2i} \chi(x) \Big|_{x=-x_0} \quad /40/$$

Первое слагаемое в /40/ - нулевой порядок дифракции, отображающий исходный сигнал $f(x)$ без изменения. Второе слагаемое, отображаемое в плюс первом порядке дифракции, равно гильберт-образу исходного сигнала, который располагается относительно центра поля первого порядка дифракции $x = x_0$ также, как и сам исходный сигнал $f(x)$ располагается относительно точки $x = 0$. Третье слагаемое, также равное гильберт-образу исходного сигнала, располагается в минус первом порядке дифракции. Сдвиг центра поля первых порядков дифракции относительно оптической оси равен

$$x_0 \approx \frac{\lambda}{\alpha} l_2 \quad /41/$$

где $l_2 = f_2 + \Delta$, f_2 - фокусное расстояние линзы \mathcal{L}_2 , Δ - расстояние от дифракционной решетки со сбоем до линзы \mathcal{L}_2 .

Из /41/ видно, что с изменением рабочей длины волны света λ из-

меняется положение первых порядков дифракции. На рис. 8 даны картины дифракции далёкого поля от щели и его гильберт-образ. Отличительной особенностью дифракционной решётки со сбоем как нового оптического элемента в теневых элементах является то, что для неё не требуется трудоёмких юстировок по фазе путём выбора оптимального угла между плоскостью фильтра и оптической осью системы. Существенным достоинством дифракционной решётки со сбоем является её нечувствительность к вариациям температур или влажности. Поэтому дифракционная решётка со сбоем может работать в агрессивных средах. В дифракционной решётке со сбоем практически отсутствуют пограничные эффекты, имеющие место в системах с использованием фазового ножа. Наконец, дифракционная решётка со сбоем позволяет одновременно наблюдать как сам исходный сигнал, так и его гильберт-образ.

1.6. Аномальный сбой

Если шаг между смежными бороздками в центре дифракционной решётки со сбоем отличается от шага нормального сбоя /35/, то^{17/} функция $G(\omega)$, характеризующая амплитудное пропускание решётки, центр которой расположен на оптической оси, имеет вид /рис.9/

$$G_{\alpha}(\omega) = \cos(\omega x_0 - \alpha) Y(\omega) - \cos(\omega x_0 + \alpha) Y(-\omega). \quad /42/$$

Здесь фаза α определяет степень отступления величины шага между двумя смежными бороздками от нормального значения $\alpha' /35/$, которому соответствует $\alpha = 0$.

Если учесть, что

$$\left. \begin{aligned} Y(\omega) - Y(-\omega) &= \operatorname{sgn} \omega \\ Y(\omega) + Y(-\omega) &= 1 \end{aligned} \right\} \quad /43/$$

то

$$G_\alpha(\omega) = \cos \omega x_0 \cdot \cos \alpha \cdot \operatorname{sgn} \omega + \sin \omega x_0 \cdot \sin \alpha \quad /44/$$

В выходной плоскости P_3 появится сигнал

$$U_\alpha(x) = \frac{1}{2} \left\{ f(x) + \frac{1}{2i} \left[\cos \alpha \cdot \chi(x) - \sin \alpha \cdot f(x) \right]_{x=x_0} + \frac{1}{2i} \left[\cos \alpha \cdot \chi(x) + \sin \alpha \cdot f(x) \right]_{x=-x_0} \right\} \quad /45/$$

Видно, что в нулевом порядке дифракции отображается исходный сигнал $f(x)$, а амплитуда поля в двух первых порядках дифракции равна линейной комбинации исходного сигнала $f(x)$ и его гильберт-образа $\chi(x)$, при этом примесь $f(x)$ -компоненты исчезает при $\alpha=0$.

Распределение интенсивности света в первом порядке дифракции содержит прямой интерференционный член. А именно,

$$I_\alpha(x) = \left| \cos \alpha \cdot \chi(x) - \sin \alpha \cdot f(x) \right|^2 = \\ = \cos^2 \alpha \left| \chi(x) \right|^2 + \sin^2 \alpha \left| f(x) \right|^2 - \\ - 2 \sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot \operatorname{Re} \left[f(x) \cdot \chi^*(x) \right] \quad /46/$$

Если функция $f(x)$ - действительная, то её гильберт-образ $\chi(x)$ также является действительной функцией, и тогда

$$I_\alpha(x) = \cos^2 \alpha \left| \chi(x) \right|^2 + \sin^2 \alpha \left| f(x) \right|^2 - \\ - \sin 2\alpha \cdot f(x) \cdot \chi(x). \quad /47/$$

1.7. Поперечная деюстировка

Функция $G(\omega)$, задающая амплитудное пропускание дифракционной решётки со сбоем, которая установлена в плоскости пространственных частот P_2 с эксцентриситетом $\Delta\omega$ относительно оптической оси /7/, имеет вид

$$G_{\Delta\omega}(\omega) = \cos[(\omega + \Delta\omega) \cdot x_0] \cdot \text{sgn}(\omega + \Delta\omega) = \\ = \frac{1}{2} \left[e^{i\omega x_0} \cdot e^{i\Delta\omega x_0} + e^{-i\omega x_0} \cdot e^{-i\Delta\omega x_0} \right] \text{sgn}(\omega + \Delta\omega)$$

/48/

Если учесть, что

$$\text{sgn}(\omega + \Delta\omega) \xrightarrow{\mathcal{F}^{-1}} \frac{1}{i\pi x} e^{i\Delta\omega x}$$

/49/

то сигнал $\tau(x)$ в выходной плоскости равен

$$\tau(x) = \frac{1}{2} \left\{ f(x) + \frac{1}{2i} e^{i\Delta\omega x_0} \left[f(x) \otimes \frac{e^{i\Delta\omega x}}{\pi x} \right]_{x=x_0} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2i} e^{-i\Delta\omega x_0} \left[f(x) \otimes \frac{e^{i\Delta\omega x}}{\pi x} \right]_{x=-x_0} \right\}$$

/50/

Можно показать, что

$$f(x) \otimes \frac{e^{i\Delta\omega x}}{\pi x} = \chi(x) + \frac{i\Delta\omega}{\pi} \sum_{h, m \leq n} \sum \frac{(i\Delta\omega)^h (-1)^{\bar{m}}}{(h+1)m!(n-m)!} \mu_m x^{n-m}$$

/51/

где

$$\mu_m = \int f(x) x^m dx \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$$

/52/

- " \bar{m} "-ый момент функции $f(x)$. Поскольку $\Delta\omega$ мало, а контраст в отфильтрованном изображении максимален в точке $x \approx 0$, то амплитуда поля в точке $x \approx 0$ в первом приближении равна

$$f(x) \otimes \frac{e^{i\Delta\omega \cdot x}}{\pi x} \Big|_{x \approx 0} \cong \chi(x) + \frac{i\Delta\omega}{\pi} \mu_0$$

/53/

а распределение интенсивности света

$$I(x) = \left| \chi(x) + \frac{i\Delta\omega}{\pi} \mu_0 \right|^2 \approx |\chi(x)|^2 + \left(\frac{\Delta\omega}{\pi} \right)^2 \mu_0^2$$

/54/

Из /54/ видно, что небольшая децентрировка дифракционной решётки со сбоем приводит к равномерной засветке в центре поля /рис.10/. Этот эффект ослабляет контраст изображения, и его можно использовать для контроля правильной центровки дифракционной решётки со сбоем на оптической оси.

II. ЭКСПЕРИМЕНТ

2.1. Устройство для получения дифракции далёкого поля и его гильберт-образа

Схема устройства дана на рис. 11. Все элементы его расположены на оптической скамье ОСК-2. Источник света La - лазер ОКТ-11, Ob - объектив микроскопа 8X, Di - диафрагма с булавочным отверстием, Cv - красный светофильтр, Lo - коллимирующая линза - фотообъектив Индустар 37, фокусное расстояние $f_0 = 300$ мм, L_1 - линза прямого преобразования Фурье - фотообъектив Индустар II M, фокусное расстояние $f_1 = 600$ мм, P_1 - плоскость входного сигнала, $C\check{c}$ - спектральная щель УФ-2, ДР - дифракционная решётка со сбоем, P_2 - плоскость пространственных частот, совмещаемая с плоскостью матового стекла фотоаппарата Зенит ЗМ без объектива. Расстояние между различными элементами устройства указаны в мм. Фотографирование производилось на плёнке Микрат-300.

На рис. 12 приведена схема другого устройства для получения дифракции далёкого поля и его гильберт-образа, в котором используется всего одна линза L_1 - фотообъектив Индустар II M, $f_1 = 600$ мм.

Плоскость пространственных частот в этой установке располагалась на расстоянии $l \approx 1900$ мм от линзы L_1 . При полностью открытой диффрагме наблюдалась картина дифракции, показанная на рис. 13. Размер пятна дифракции равен 0,8 мм.

2.2. Эксперимент с дифракционной решёткой №1.

Дифракционные решётки со сбоем изготавливались с помощью лабораторной установки в виде небольшого станка с алмазным резцом. Стабильность шага между двумя соседними бороздками задавалась электрическим сигналом, который вырабатывался задающей дифракционной решёткой, просвечиваемой широким пучком света. Дифракционные решётки со сбоем, исследованные в данной работе, имели шаг нарезки $a = 10$ мкм. Дифракционная решётка со сбоем №1 была нарезана на стекле на площади 20×20 мм². На расстоянии 10 мм от первой бороздки располагается линия сбоя с двумя смежными бороздками, расстояние между которыми было выбрано $a' = 15 \pm 1$ мкм. Остальное поле решётки нарезалось регулярным шагом.

Исходный оптический сигнал $f(x)$ формировался с помощью спектральной щели УФ-2 шириной $2b = 0,3$ мм. Дифракционная решётка со сбоем устанавливалась непосредственно за щелью.

Фотографирование производилось как в нулевом, так и в первом порядке дифракции от решётки. Первый порядок дифракции располагался от оптической оси на расстоянии

$$x_0 = \frac{\lambda}{a} l \approx \frac{0,6 \cdot 10^{-3} \cdot 1,9 \cdot 10^3}{10^{-2}} \approx 110 \text{ мм} \quad /55/$$

Юстировка дифракционной решётки со сбоем производилась следующим образом. Сначала штрихи решётки устанавливались параллельно кром-

кам щели. Для этого матовое стекло фотоприемника выводилось из плоскости пространственных частот ω_x на расстояние 5 - 10 см. В этом положении непараллельность штрихов решетки и кромок щели была очень хорошо заметна. После этого производились вспомогательные измерения. В положении, когда линия сбоя решетки находилась за пределами щели, с помощью микроскопа отсчитывались координаты главного максимума x_0 и первых минимумов x_{+1} и x_{-1} картины дифракции первого порядка от щели /рис. 13/. Затем линию сбоя решетки вводили в апертуру щели. Если линия сбоя совпадала со средней линией щели, то в первом порядке наблюдалась картина гильберт-образа дифракции далёкого поля от щели, и контраст этой картины был максимальным /рис. 14/.

На рис. 15 приведена фотография дифракции далёкого поля от щели шириной $2b = 0,3$ мм и высотой $2h = 12$ мм. Линия сбоя дифракционной решетки находилась за пределами щели. На рис. 16 показана фотография гильберт-образа дифракции далёкого поля, наблюдаемого от высокой щели в первом порядке дифракции на решетке. Линия сбоя решетки находится на средней линии щели.

2.3. Эксперименты с дифракционными решетками № 2,3,4,5,6

Кроме рабочей дифракционной решетки с нормальным сбоем /№1/ были изготовлены решетки с аномальными сбоями. Использовался тот же лабораторный станок. Величина шага между бороздками на линии сбоя была выбрана равной: $a'/\text{№2}/ = 2$ мкм, $a'/\text{№3}/ = 4$ мкм, $a'/\text{№4}/ = 6$ мкм, $a'/\text{№5}/ = 8$ мкм, $a'/\text{№6}/ = 10$ мкм.

На рис. 17 приведены расчётные кривые распределения интенсивности света при различных значениях аномального сбоя: $a' = 0$ мкм, $a' = \frac{5}{3}$ мкм, $a' = \frac{10}{3}$ мкм, $a' = 5$ мкм, $a' = \frac{20}{3}$ мкм, $a' = \frac{25}{3}$ мкм.

2.4. Измерение параметров дифракционной решётки со сбоем

Чтобы выразить количественно наблюдаемые деформации картин искажённых гильберт-образов по мере увеличения шага на линии сбоя, было выполнено микрофотометрирование полученных негативов. Использовался микрофотометр МФ-2. На рис. 18 приведены результаты измерений в виде зависимостей фототока от положения просвечивающей щели микрофотометра.

По аналогии с выражением /45/ можно показать, что амплитуда поля в первом порядке дифракции на решётке с аномальным сбоем равна линейной комбинации амплитуды дифракции далёкого поля и амплитуды её гильберт-образа. А именно, амплитуда искажённого гильберт-образа равна

$$\tau(x) = \cos \alpha \cdot \chi(x) + \sin \alpha \cdot f(x) \quad /56/$$

На рис. 19 приведены расчётные поля. Здесь $f_1(x)$ - амплитуда поля дифракции далёкого поля от узкой щели, $f_2(x)$ - амплитуда гильберт-образа дифракции далёкого поля, а $f_3(x)$ - линейная комбинация амплитуд $f_1(x)$ и $f_2(x)$ при значении фазы α , характеризующей величину аномального сбоя, равной $\alpha = 0,152$.

Напомним, что амплитуда искажённого гильберт-образа от узкой вертикальной щели равна

$$\tau(x) = \cos \alpha \frac{\sin^2 \frac{x}{2}}{(\frac{x}{2})} + \sin \alpha \cdot \frac{\sin x}{x} \quad /57/$$

Определим значение координаты x_0 , при котором амплитуда поля $\tau(x_0)$ обращается в нуль. Видно, что каково бы ни было α , функция $\tau(x)$ всегда обращается в нуль при $x = -2\pi$ и $x = 2\pi$. Кроме этого функция $\tau(x)$ обращается в нуль при значениях x_0 , заключённых в интервале $[-2\pi, +2\pi]$, и удо-

влетворяющих соотношению

$$\operatorname{tg} \frac{x_0}{2} + \operatorname{tg} \alpha = 0 \quad /58/$$

Это следует из /57/ непосредственно, если его записать в виде

$$\cos \alpha \cdot \sin \frac{x_0}{2} + \sin \alpha \cdot \cos \frac{x_0}{2} = 0 \quad (x_0 \neq 0) \quad /59/$$

При малых значениях x_0 и α /58/ можно представить в виде

$$\boxed{x_0 = -2\alpha'} \quad /60/$$

В центре рис. 18 приведены две окружности. На внутренней окружности отмечены расчётные значения α' для всех дифракционных решёток /№ I - 6/. На внешней окружности помечены значения α' , полученные из экспериментально найденных микрофотограмм искажённых гильберт-образов. При этом

$$\alpha' = \alpha \left[\frac{1}{2} + \pi \alpha \right], \quad \alpha = 10 \text{ мкм.} \quad /61/$$

В общем случае значения α' имеют смысл величин по модулю α . В таблице I даны значения x , α и α' для всех исследованных дифракционных решёток.

Таблица I.

№ решётки	x_0 , мкм	α , радиан	$a'_{\text{эксп.}}$ мкм	$a'_{\text{теор.}}$ мкм.	$\Delta a' =$ $= a'_{\text{эксп.}} - a'_{\text{теор.}}$ мкм
2	$+0,52 \pi$	$-0,26 \pi$	2,4	2,0	+0,4
3	$+0,26 \pi$	$-0,13 \pi$	3,7	4,0	-0,3
I	$+0,18 \pi$	$-0,09 \pi$	4,1	5,0	-0,9
4	$-0,26 \pi$	$+0,13 \pi$	6,3	6,0	+0,3
5	$-0,46 \pi$	$+0,23 \pi$	7,3	8,0	-0,7
6	$-0,96 \pi$	$+0,48 \pi$	9,8	10,0	-0,2

2.5. Теневой прибор для визуализации оптических неоднородностей

Схема теневого прибора дана на рис. 20. Все его элементы расположены на оптической скамье ОСК-2. Источник света Л_а - лазер ОКГ-II, О_к - окуляр микроскопа 5х, С_к - красный светофильтр, Л_о - коллиматор оптической скамьи с объективом диаметром 150 мм и фокусным расстоянием $f_0 = 1500$ мм, Л_I - линза прямого преобразования Фурье, - коллиматор оптической скамьи, установленный объективом вперёд, $f_1 = 1500$ мм, $f(x)$ - объект. Ограничительная апертура имела диаметр 40 мм, ω_x - плоскость пространственных частот, ДР - дифракционная решётка со сбоем, Л₂ - линза обратного преобразования Фурье, фотообъектив Индустар 37, $f_2 = 300$ мм, ПИ - плоскость изображения, совмещаемая с плоскостью матового стекла фотоаппарата Зенит ЗМ без объектива. Расстояния указаны в мм. Фотографирование проводилось на плёнке Микрат-300.

Юстировка дифракционной решётки производилась по методу, описанному в §2.2. Однако, в случае теневого прибора решётку необходимо было юстировать так, чтобы она точно попадала в плоскость пространственных частот P_2 . Небольшая дефокусировка дифракционной решётки, ~ 10 мм, приводит к появлению тёмных полос, которые уменьшают контраст изображения.

2.6. Визуализация конвективных потоков воздуха при помощи решётки **МГ**.

На рис. 21 показан гильберт-образ объекта, отображаемый в первом порядке дифракции на решётке со сбоем. Линия сбоя находилась при этом на оси пространственного спектра объекта 0. Видно, что равномерная засветка объекта перераспределилась, образовав на краях поля зрения своеобразные "серпики". Однако, из-за невовершенств в изготовлении дифракционной решётки со сбоем **МГ**, шаг между бороздками на линии сбоя в которой равен $4,1$ мкм вместо $5,0$ мкм яркость серпиков не одинакова, и область тёмного поля расположена несимметрично относительно оси поля зрения. Такое несовершенство оптического образца дифракционной решётки со сбоем тем не менее не уменьшает контраста изображения, а только перемещает область тёмного поля в сторону от оси объекта. На рис. 22 приведена фотография, на которой даны одновременно как первый порядок дифракции, так и нулевой порядок. Видно, что профиль бороздок дифракционной решётки таков, что интенсивность света в первом порядке заметно превышает поток света в нулевом порядке. В изображении нулевого порядка видны дефекты оптики, используемой в опыте, главным образом из-за микроскопических пузырьков в стекле окуляра микроскопа, который использовался для формирования пучка света от лазера.

В качестве фазового объекта был использован конвективный поток слегка нагретого воздуха. Нагрев создавался осветительной лампой из комплекта оптической скамьи ОСК-2. Лампочка обворачивалась фольгой для поглощения света.

На рис. 23 даны изображения пространственного спектра спокойно-го воздуха, и воздуха, нагретого снизу лампочкой накаливания. Видно, что в первом приближении конвективный поток воздуха оптически эквивалентен двум призмам, обращённым друг к другу острыми углами. На рис. 24 показано изображение объекта в первом порядке дифракции на решётке со сбоем. Это - гильберт-образ нестационарного конвективного потока воздуха.

2.7. Дифракционная решётка, расположенная "вне фокуса"

На рис. 25 приведено изображение пучка света после светофильтра Св /см. рис. 20/. Если в плоскости объекта не устанавливать ограничивающей диафрагмы, то изображение поля гильберта имеет вид, показанный на рис. 26. В этих условиях была испытана степень чувствительности визуализации оптических неоднородностей с помощью решётки гильберта для предметов с плохими оптическими качествами. В плоскость объекта между линзами L_0 и L_1 была помещена круглая стеклянная пластинка. На рис. 27 показано гильберт-изображение, которое получается с помощью дифракционной решётки со сбоем. Видна основная тёмная линия и большое число мелких линий, обилие которых и их нерегулярность указывают на очень низкие оптические качества пластинки.

В другом эксперименте была установлена пластинка из оргстекла, зажата в струбцинку. Если затянуть винт, то основная тёмная линия искажается /рис. 28 "а" и Рис. 28 "б"/.

Изображение гильберт-образа "хоршей" стеклянной плоской пластинки показано на рис. 29.

Если дифракционную решётку со сбоем вывести из плоскости пространственных частот ω_x /рис. 20/, т.е. расположить её вне фокуса, то в поле зрения появится широкая тёмная линия и ряд узких тёмных линий по обе стороны от неё /рис. 30/. Наличие оптических неоднородностей в последнем образце приводит к искажению семейства этих тёмных линий. На рис. 31 и рис. 32 даны примеры наблюдения оптических неоднородностей с помощью дифракционной решётки со сбоем, расположенной вне фокуса. Различие между рис. 31 и рис. 32 состоит только в том, что во втором случае исследуемая стеклянная пластинка была повернута в плоскости на угол 90° .

2.8. Пограничный эффект линии сбоя

Чтобы сравнить пограничные эффекты в фазовом ноже и в дифракционной решётке со сбоем, были проведены следующие эксперименты. С помощью микроскопа с базой длиной около 2,5 м, были сфотографированы картины дифракции далёкого поля, получающиеся с помощью описанной установки /рис. 20/ в плоскости пространственных частот ω_x . На рис. 33 показана фотография золочённой вольфрамовой нити диаметром 10 мкм. На рис. 34 приведена фотография границы раздела полуплоскостей фазового ножа со ступенькой, вызывающей сдвиг фазы на $\Delta\varphi = \pi$. Видны изгибы линии раздела, создающие пограничный эффект в фазовом ноже.

На рис. 35 показана фотография дифракционной решётки со сбоем. Шаг решётки $a = 10$ мкм. Шаг между двумя штрихами на линии сбоя $a' = 5$ мкм. Видно, что в случае дифракционной решётки величина по-

граничного эффекта во много раз меньше, чем для фазового ножа /см. рис. 34/.

III. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработан и испытан метод изготовления дифракционных решёток со сбоем. На линии сбоя расстояние между двумя смежными бороздками равняется половине шага между бороздками на остальной части дифракционной решётки со сбоем.

2. Реализовано устройство для преобразования структуры изображения в пространственно-частотные образы, содержащие источник монохроматического излучения, линзу преобразования Фурье и экран наблюдения, отличающееся тем, что с целью одновременного отображения дифракции далёкого поля /Фурье-образ объекта/ и его гильберт-образа, позади линзы преобразования Фурье установлена дифракционная решётка со сбоем, центральные бороздки которой, симметричные относительно оси, разнесены между собой на расстояние, равное $a' = \frac{2n-1}{2} a$, где a — шаг решётки, а $n = 1$ или $n = 2$.

3. Разработан и испытан метод измерения параметров дифракционной решётки со сбоем. Найдены значения аномального шага для пяти решёток с аномальным сбоем.

4. Реализовано устройство — теневой прибор, условия работы которого не критичны к направлению освещения, длине волны излучения и внешним климатическим воздействиям. В теневом приборе новой конструкции в плоскости пространственных частот устанавливается дифракционная решётка со сбоем. В нулевом порядке дифракции на решётке отображается исходный объект, а в первом порядке дифракции — его гильберт-образ.

5. Юстировка по углу наклона фазового ножа к оптической оси, меняющемуся с изменением длины волны света, отсутствует для дифракционной решётки со сбоем. Это создаёт существенные удобства в работе с устройствами, которые содержат дифракционную решётку со сбоем.

6. Дифракционная решётка удобна также тем, что она позволяет одновременно наблюдать как сам исследуемый объект, так и гильберт-образ этого объекта. В случае ножа Фуко эти два сигнала накладываются друг на друга вместе, а в случае фазового ножа для получения изображения объекта приходится использовать ещё один дополнительный просвечивающий пучок.

7. Из числа рекомендаций, которые вытекают из выполненных экспериментов, следует отметить лишь один. А именно, контроль величины шага между двумя бороздками на линии сбоя во время изготовления дифракционной решётки со сбоем следует выполнять с точностью до 0,03 "а", где "а" — основной шаг решётки.

В заключение авторы выражают благодарность Карлышевой Е.В., принявшей участие в первой серии опытов, а также чл. корр. АН СССР И.И. Гуревичу за интерес к работе, постоянную поддержку и полезные обсуждения на всех стадиях работы.

Мор,
Гуревич

БИБЛИОГРАФИЯ

1. Л.М. Сороко. Основы голографии и когерентной оптики. "Наука", М. 1971 г.
2. F.Zernike. Phasenkontrastverfahren. Z.Tech.Phys. 1935, 16, 454; Physik. Z. 1935, 36, 848.
3. Л.А. Васильев. Теневые методы. "Наука", 1968 г.
4. B.Lowenthal, Y.Belvaux. Observation of Phase Objects by Optically Processed Hilbert Transform. App.Phys.Lett.1967,11, 49-51.
5. Y.Belvaux, J.C.Vareille. Visualisation d'objects de phase par Transformation de Hilbert. Nouv.Rev.Optiq.App.,1971,2,No.3.
6. Л.М. Сороко, В.А. Суетин. Дифракционная решётка со сбоем как новый оптический элемент. Сообщение ОИЯИ, Р13-6565, 1972 г.
7. Л.М. Сороко, Т.А. Стриж, В.А. Суетин. Моделирование на ЭВМ дискретного аналога дифракционной решётки со сбоем, Сообщение ОИЯИ, Р13-6607, 1972 г.

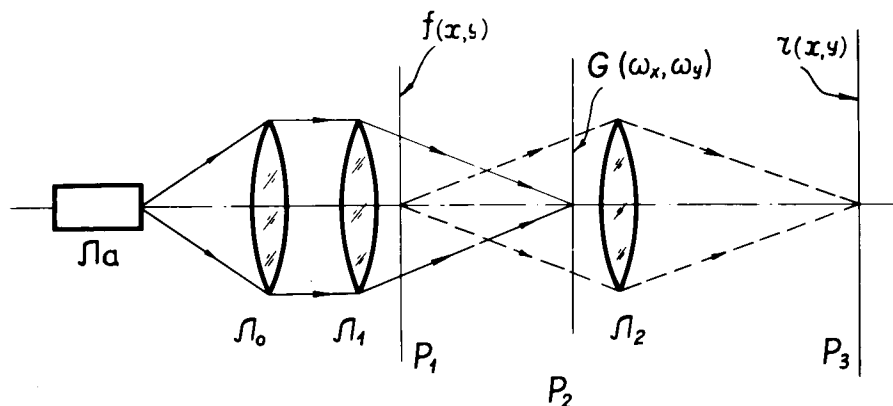


Рис. 1. Схема оптического фильтрующего каскада.

Ла - лазерный источник монохроматического света, Л₀ - коллимирующая линза, Л₁ - линза прямого преобразования Фурье, P₁ - плоскость входного сигнала, P₂ - плоскость пространственных частот, G - фильтр пространственных частот, Л₂ - линза обратного преобразования Фурье, P₃ - плоскость отфильтрованного сигнала.

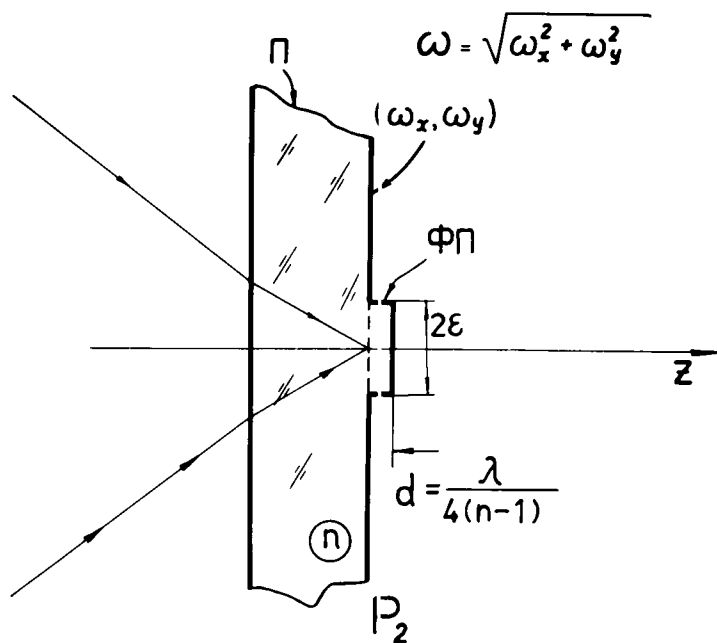


Рис. 2. Схема фильтра Цернике.

П - плоская стеклянная пластинка, ФП - фазовая пластинка со сдвигом фазы $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$ для рабочей длины волны света λ , ϵ - радиус фазовой пластинки, ω_x , ω_y - пространственные частоты.

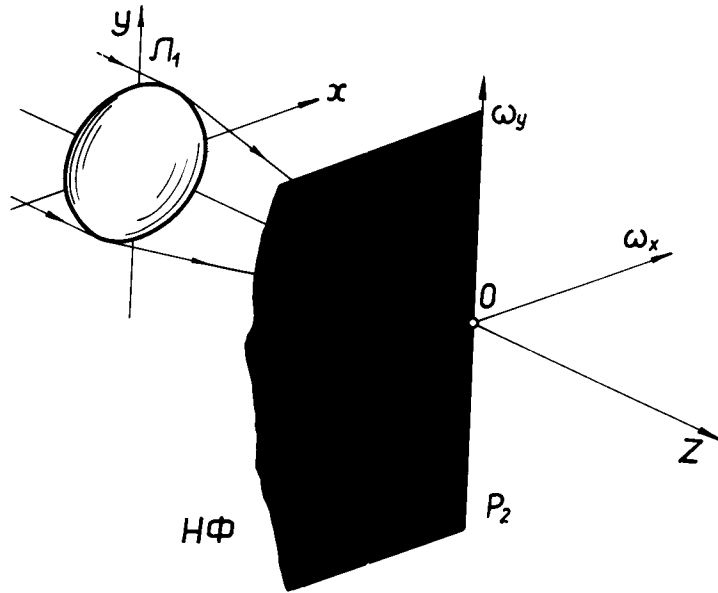


Рис. 3. Нож Фуко, поглощающий половину спектра пространственных частот / см. текст/.

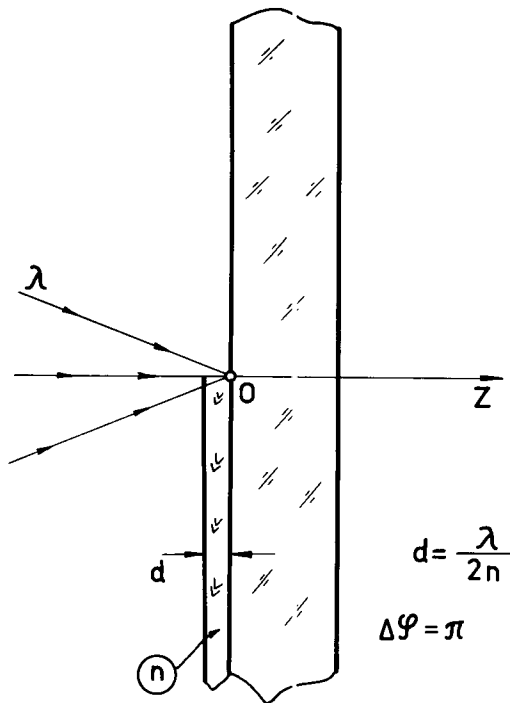


Рис. 4. Фазовый нож и фильтр Гильберта.

Разность фаз на разноимённых плоскостях равна $\Delta\varphi = \pi$.

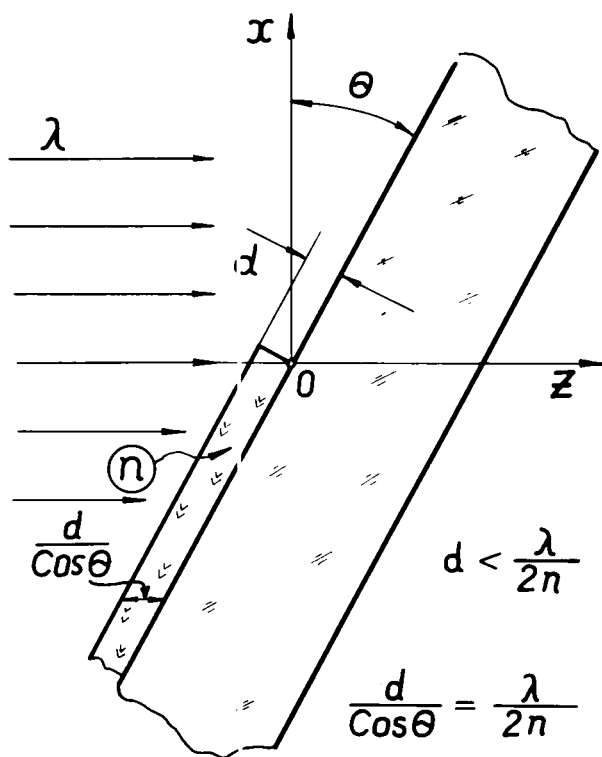


Рис. 5. Схема настройки фазового ножа на рабочую длину волны путём изменения угла наклона θ .

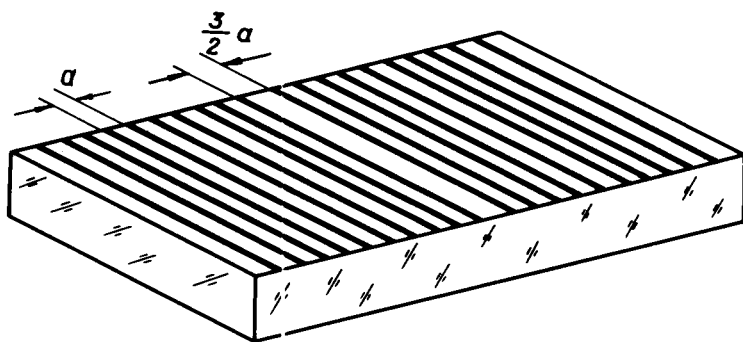


Рис. 6. Вид дифракционной решётки со сбоем.

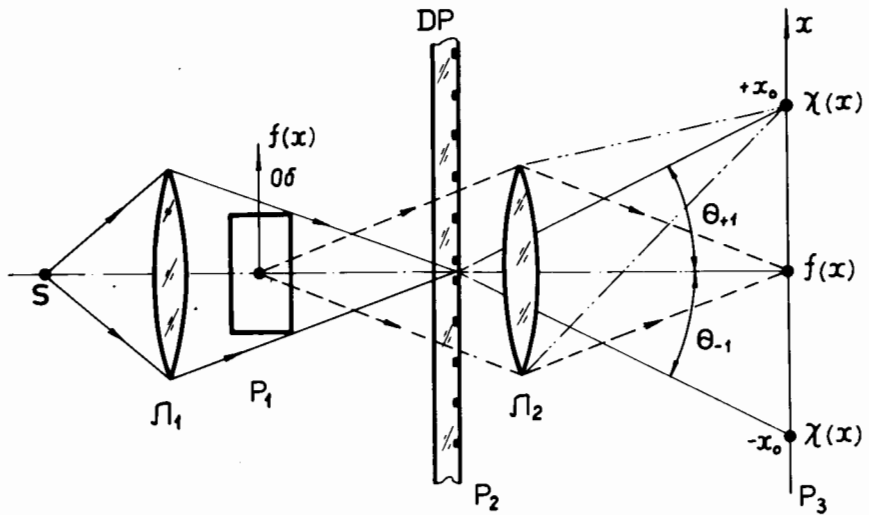


Рис. 7. Схема теневого прибора, функцию пространственного фильтра в котором выполняет дифракционная решётка со сбоем. P_1 - входная плоскость с исследуемым объектом Об, L_1 - линза прямого преобразования Фурье, ДР - дифракционная решётка со сбоем, L_2 - линза обратного преобразования Фурье, P_3 - выходная плоскость.

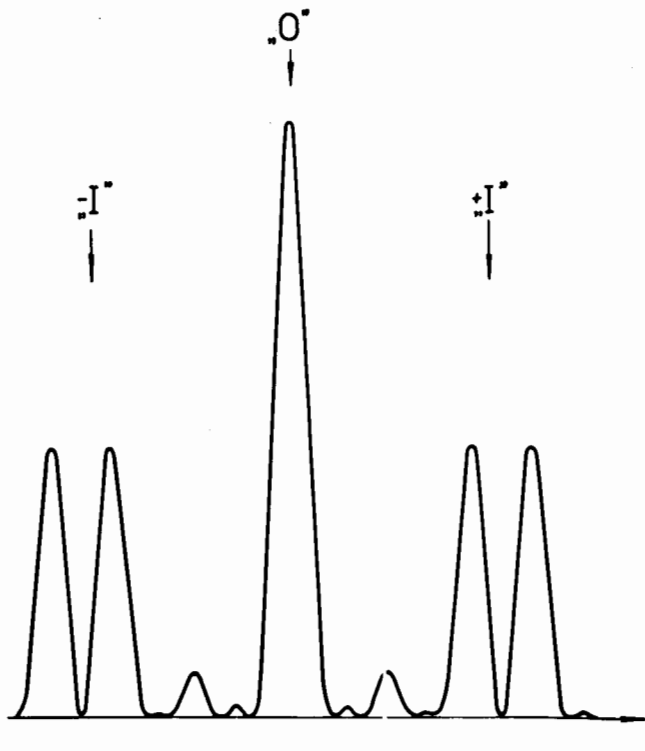


Рис. 8. Картина дифракции дальнего поля для узкой щели /нулевой порядок дифракции/, и её гильберт-образ /первый порядок дифракции/. Распределения интенсивности вычислены путём моделирования процесса дифракции света на ЭВМ.

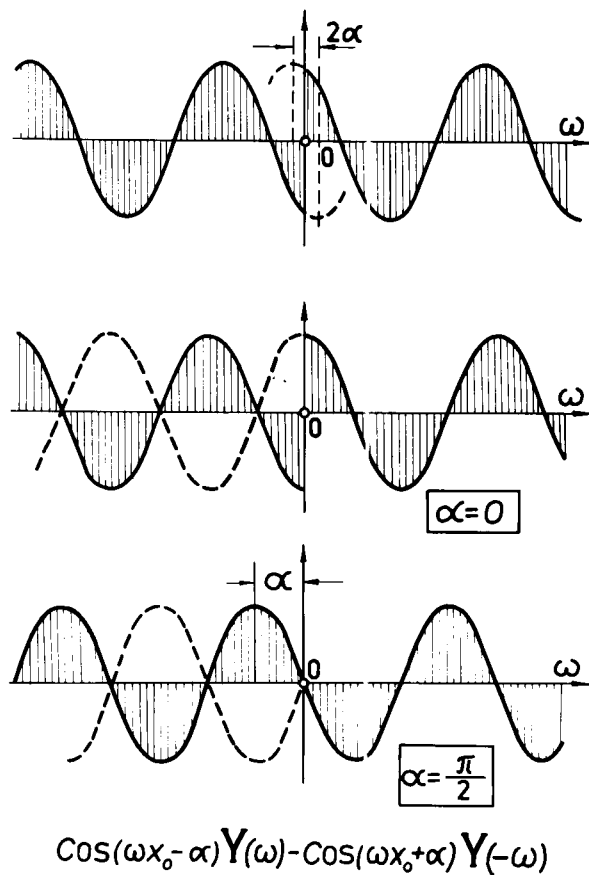


Рис. 9. Схема расположения бороздок синусоидальной дифракционной решётки со сбоем при различных значениях фазы α :
 1/ фаза α имеет произвольное значение; 2/ $\alpha = 0$ соответствует "нормальному" сбою в дифракционной решётке со сбоем;
 3/ $\alpha = \frac{\pi}{2}$, сбой отсутствует - регулярная решётка.

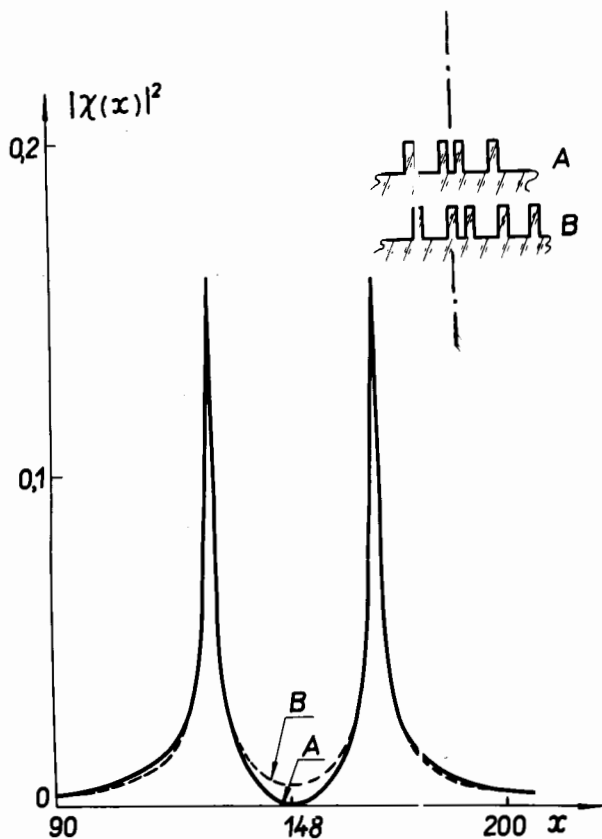


Рис. 10. Распределение интенсивности света в теновом приборе в первом порядке дифракции для двух случаев: 1) дифракционная решётка со сбоем центрирована /кривая А/ и 2) центральная линия решётки со сбоем установлена эксцентрично относительно оптической оси /кривая В/. Исходный объект - прямоугольная щель с равномерной засветкой.

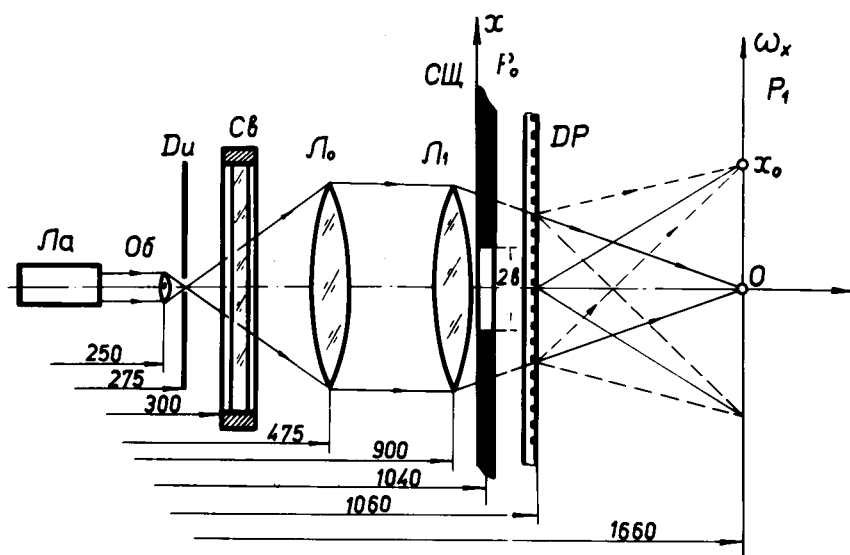


Рис. II. Схема устройства для получения картины дифракции далёкого поля и его гильберт-образа.
 Ла - лазер ОКГ-II, $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ Об - объектив микроскопа 8X,
 Ди - диафрагма с булавочным отверстием, Св - красный светофильтр,
 Л₀ - коллимирующий объектив Индустар 37, $f_0 = 300 \text{ мм}$, Л₁ - линза
 прямого преобразования Фурье, Индустар II М $f_1 = 600 \text{ мм}$,
 Р₀ - плоскость входного сигнала, СЩ - спектральная щель УФ-2,
 ДР - дифракционная решётка со сбоем, Р₁ - плоскость пространственных
 частот, совмещаемая с плоскостью матового стекла фотоаппарата Зе-
 нит ЗМ без объектива.

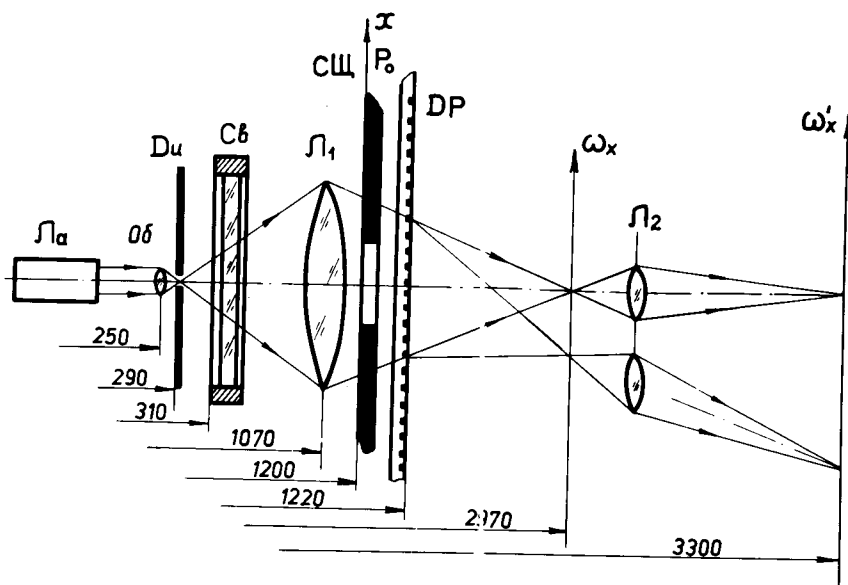


Рис. 12. Схема расположения элементов устройства при наблюдении дифракции далёкого поля, формируемой только одной линзой Λ_1 . Спектральная щель СЩ располагалась непосредственно за линзой Λ_1 . Практически в плоскости спектральной щели устанавливалась дифракционная решётка со сбоем ДР. Изображение, которое получалось в плоскости ω_x , фотографировалось с помощью фотоаппарата ЗЕНИТ 3М, снабжённого посадочными линзами.

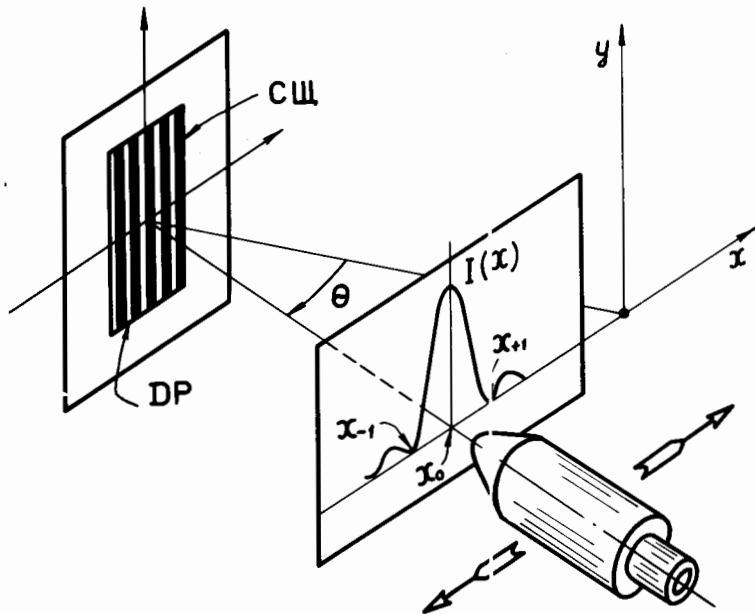


Рис. 13. Схема расположения спектральной щели СЩ, дифракционной решётки со сбоем ДР и микроскопа во время измерений координат главного максимума x_0 первых минимумов x_{+1} и x_{-1} картины дифракции от щели, воспроизводимой дифракционной решёткой в первом порядке дифракции. Линия сбоя решётки находится за пределами щели.

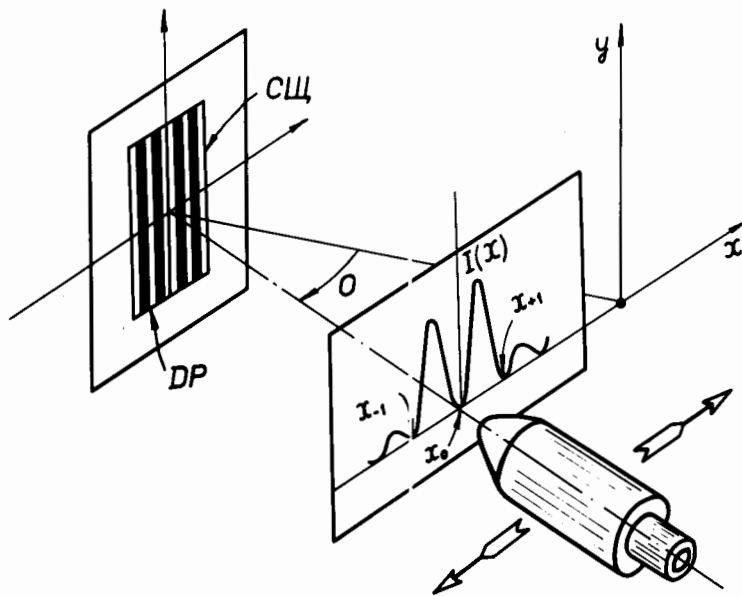


Рис. 14. Схема расположения спектральной щели СЩ, дифракционной решётки со сбоем ДР и микроскопа во время измерений координат главного минимума x_0 и первых боковых минимумов x_{+1} и x_{-1} картины дифракции дальнего поля в первом порядке дифракции от дифракционной решётки со сбоем. Линия сбоя решётки совпадает средней линией щели.

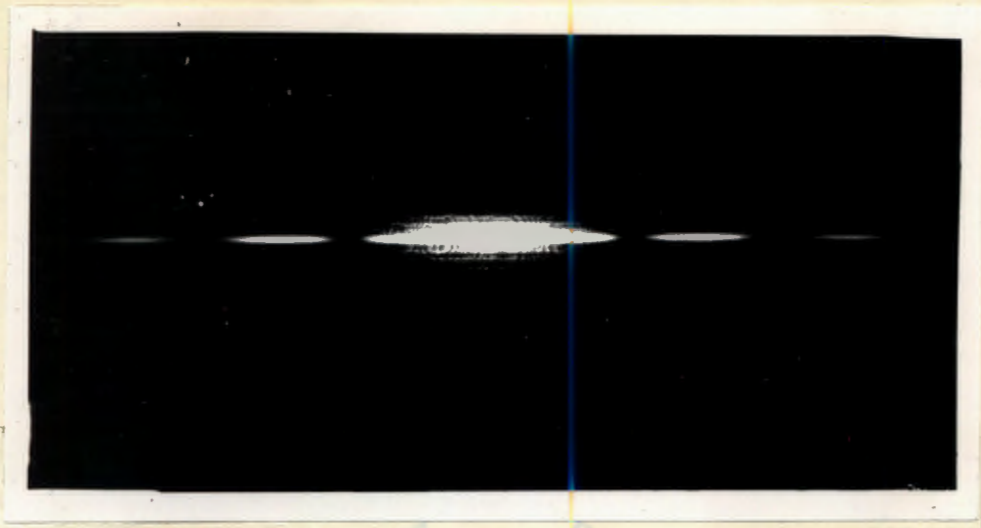


Рис. 15. Картина дифракции далёкого поля от щели, полученная на установке с одной линзой /рис. 12/, в первом порядке дифракции на дифракционной решётке со сбоем №1. Линия сбоя находится за пределами щели.

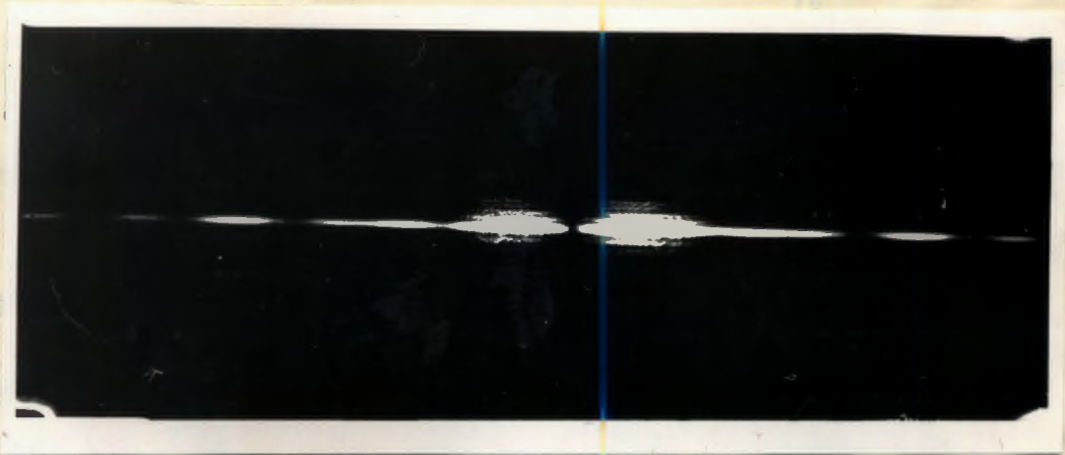


Рис. 16. Гильберт-образ дифракции далёкого поля от щели /рис. 12/ в первом порядке дифракции на дифракционной решётке со сбоем №1. Линия сбоя совпадает со средней линией щели.

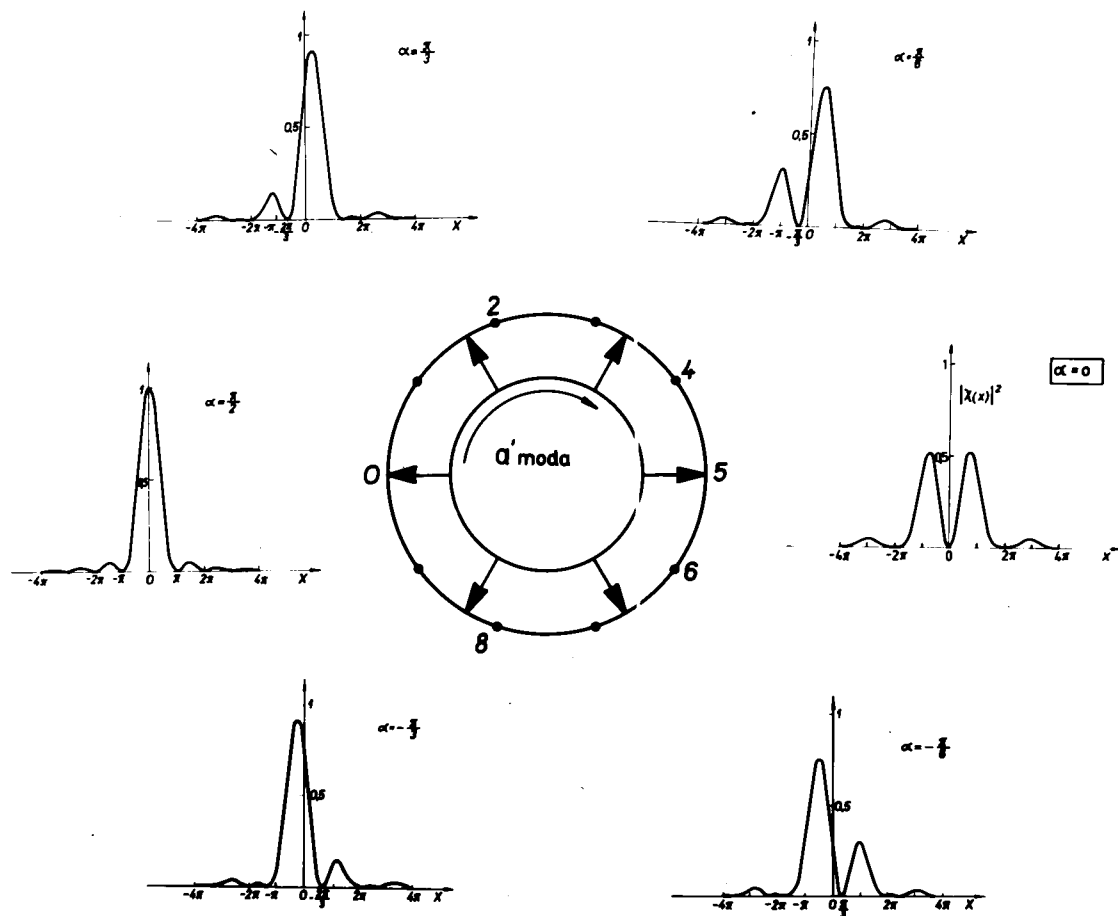


Рис. 17. Расчётные распределения интенсивности света в первом порядке дифракции на решётке с аномальными сбоями:

$a = 0$ мкм; 1,67 мкм; 3,33 мкм;

5 мкм; 6,67 мкм; 8,33 мкм.

Величина шага между смежными бороздками на линии сбоя решётки отсчитывается по модулю $a = 10$ мкм, где a — шаг бороздок на регулярном участке решётки.

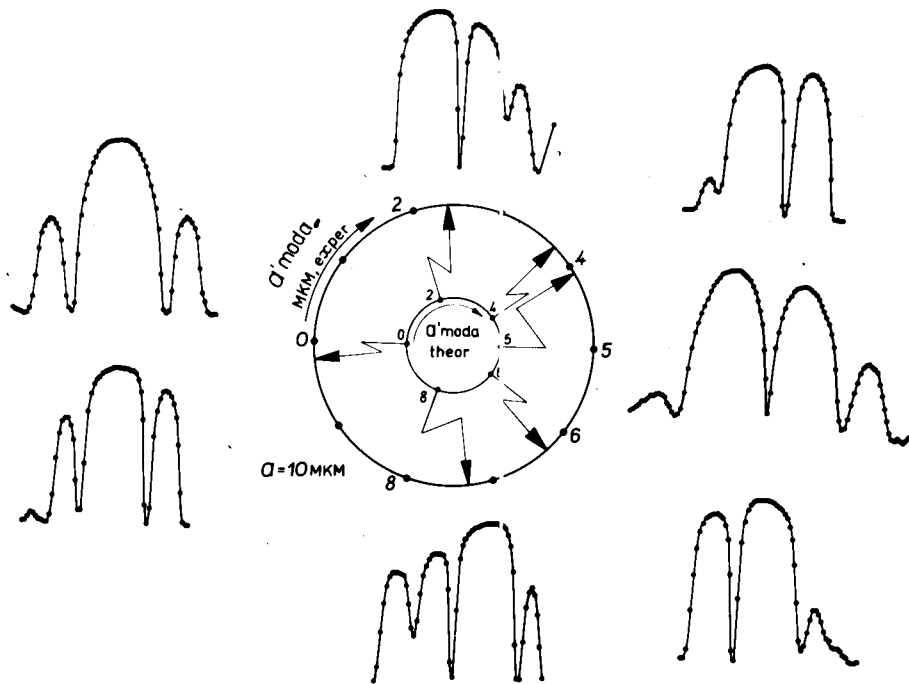


Рис. 18. Результаты измерений параметров дифракционных решёток с различными сбиями. На внутренней окружности показаны расчётные значения сбия для всех образцов дифракционных решёток № 1, 2, 3, 4, 5 и 6. На внешней окружности помечены те значения a' , которые были найдены экспериментально путём обработки микрофотограмм искажённых гильберт-образов.

На внешних полях рисунка даны обращённые кривые микрометрирования. По оси абсцисс даны координаты положения щели микрофотометра. По оси ординат - значения фототока. При этом ось фототока направлена в сторону отрицательных значений ординат.

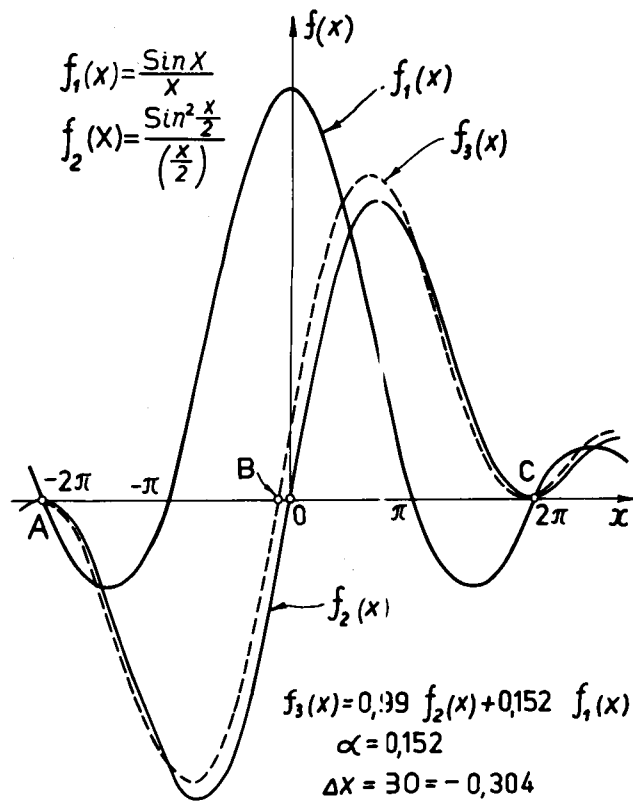


Рис. 19. Расчётная амплитуда $f_3(x)$ искажённого гильберт-образа при аномальном сбое решётки. Это - линейная комбинация амплитуды дифракции далёкого поля $f_1(x)$ от узкой щели и амплитуды "чистого" гильберт-образа $f_2(x)$ дифракции далёкого поля. Пример, показанный на рисунке, соответствует значению фазы $\alpha = 0,152$.

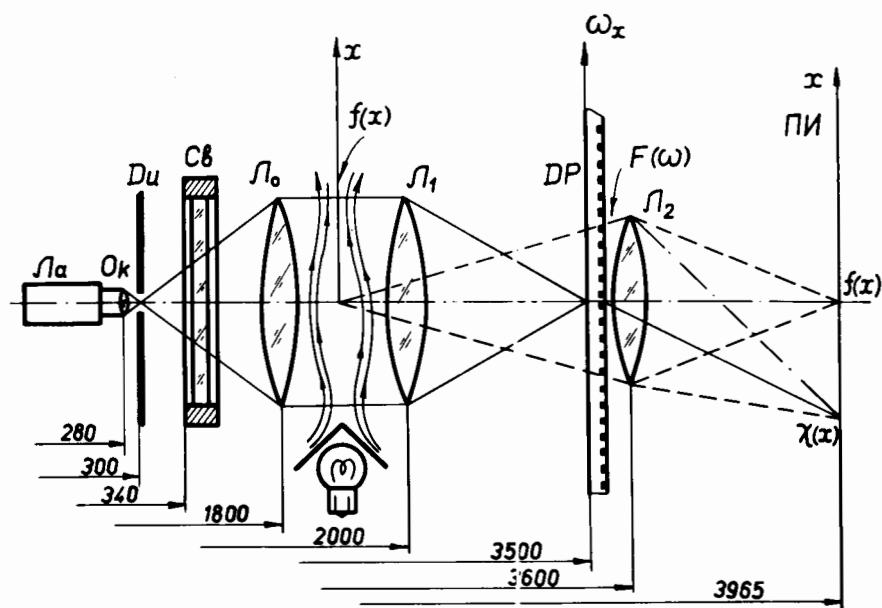


Рис. 20. Схема теневого прибора для визуализации оптических неоднородностей.

Источник света Ла — лазер ОКГ-11, Ок — формирующая линза — окуляр микроскопа 5х, Св — красный светофильтр, Л₀ и Л₁ — объективы коллиматоров оптической скамьи ОСК-2 диаметром 150 мм и фокусным расстоянием 1500 мм, $f(x)$ — объект, ДР — дифракционная решётка со сбоем, Л₂ — линза обратного преобразования Фурье — фотообъектив Индустар 37 $f_2 = 300$ мм, ПИ — плоскость изображения на матовом стекле фотоаппарата Зенит ЗМ без объектива. Расстояния указаны в мм без соблюдения масштаба.

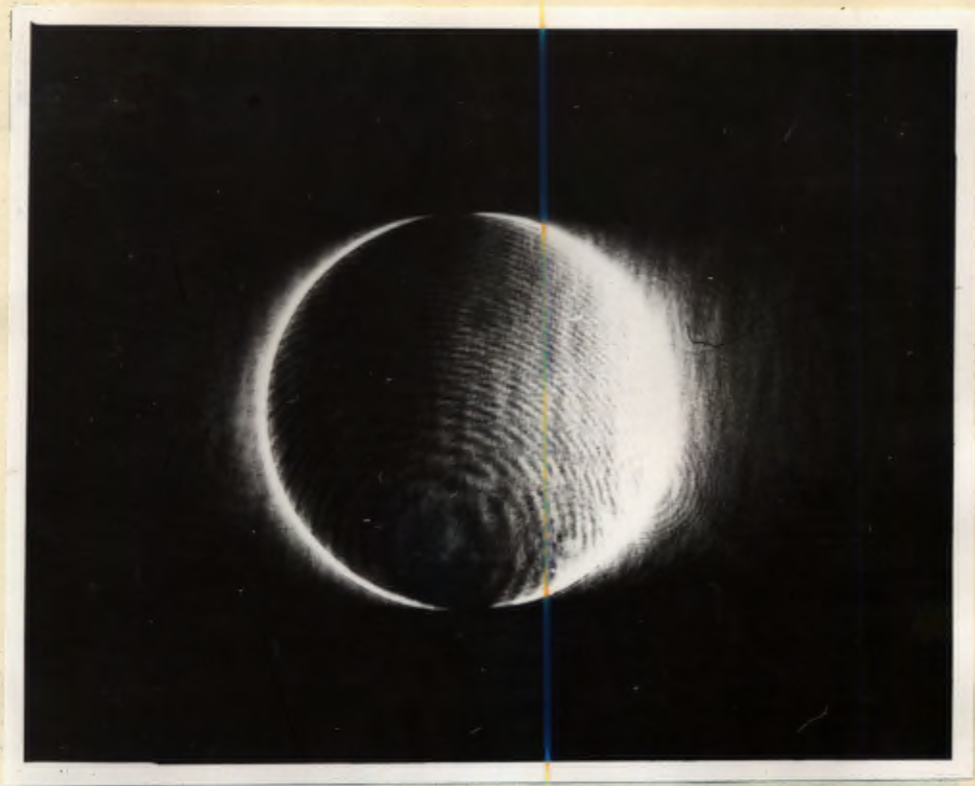


Рис. 21. Гильберт-образ равномерно освещённой апертуры диаметром 40 мм. Сфотографирован в первом порядке дифракции решётки со сбоем λ .

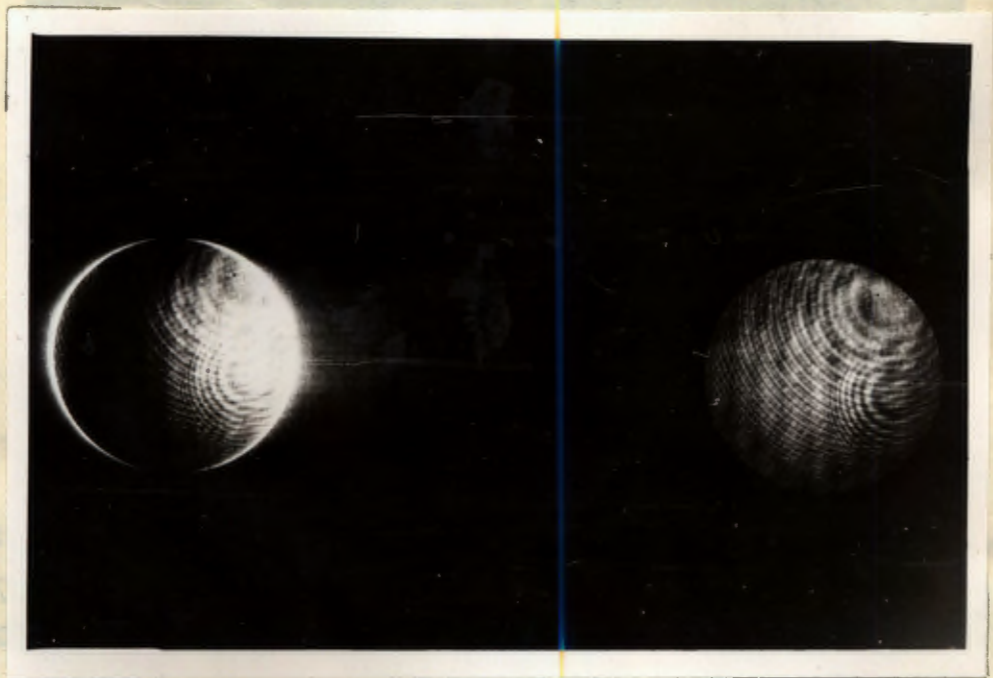
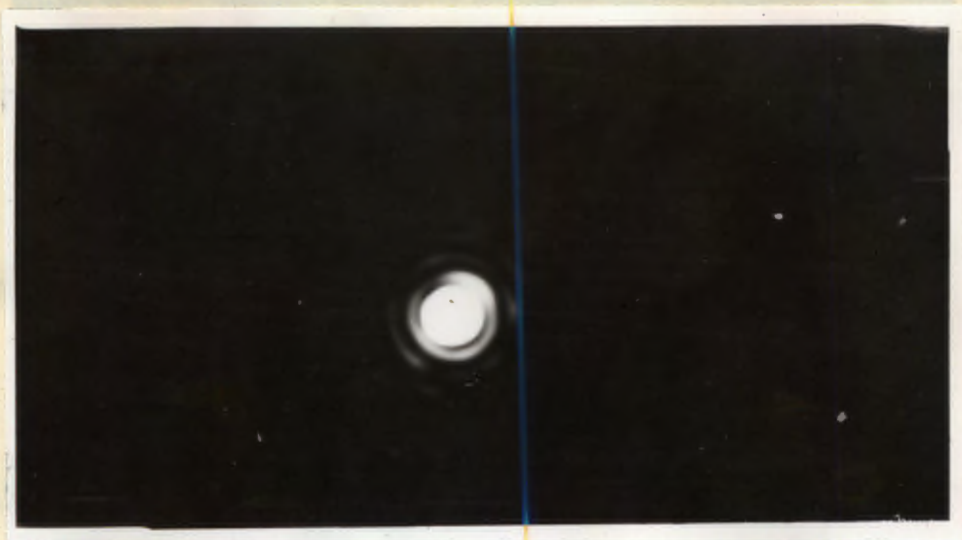
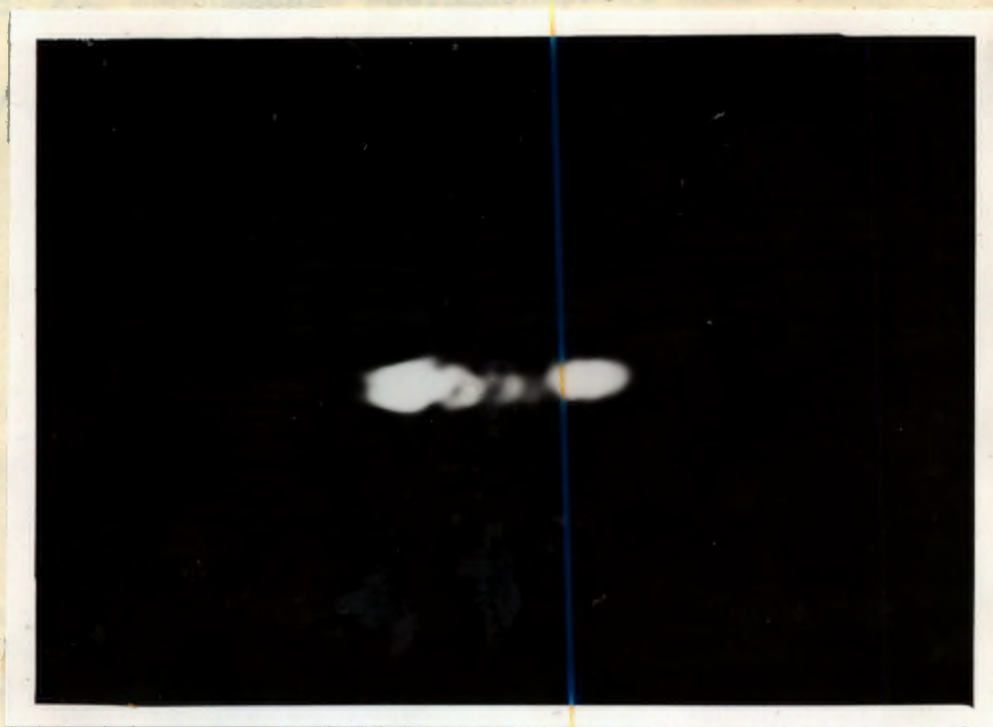


Рис. 22. Фотография нулевого и первого порядка дифракции на решётке λ /см. рис.21 - где дан только первый порядок/.



"а"



"б"

Рис. 23. Увеличенные изображения спектра пространственных частот, полученных при просвечивании спокойного воздуха /"а"/ и воздуха, нагретого снизу лампочкой накаливания /"б"/

Рис. 24. Автограф пучка света после светофильтра Св
(см. рис. 21/.

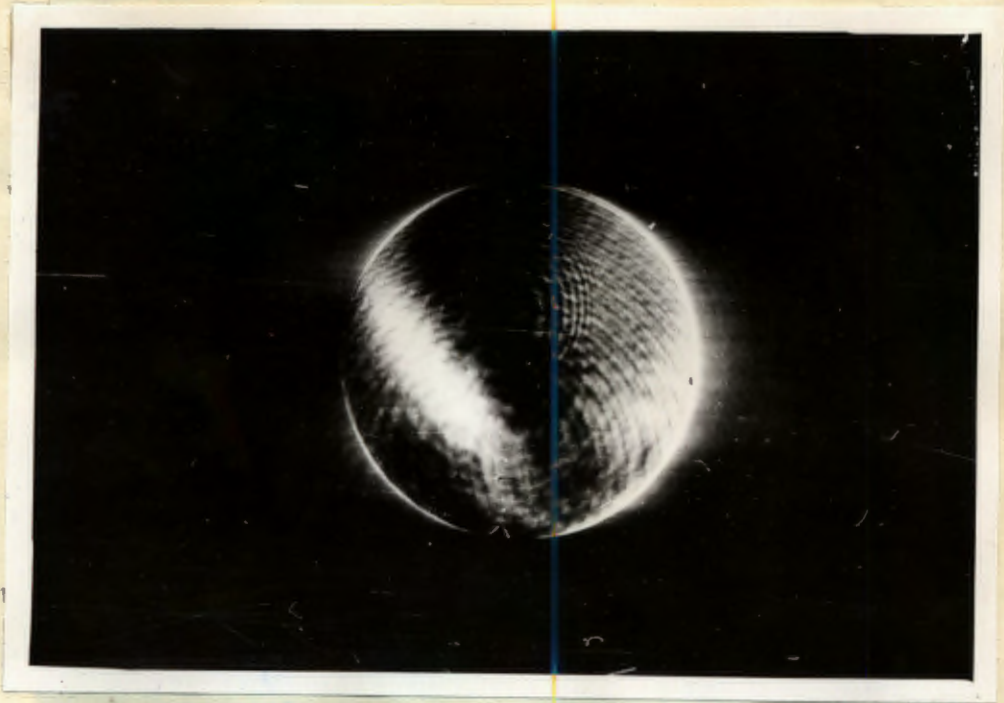


Рис. 24. Изображение нестационарного конвективного потока воздуха в первом порядке дифракции решётки со сбоем /сравни с рис. 21/.

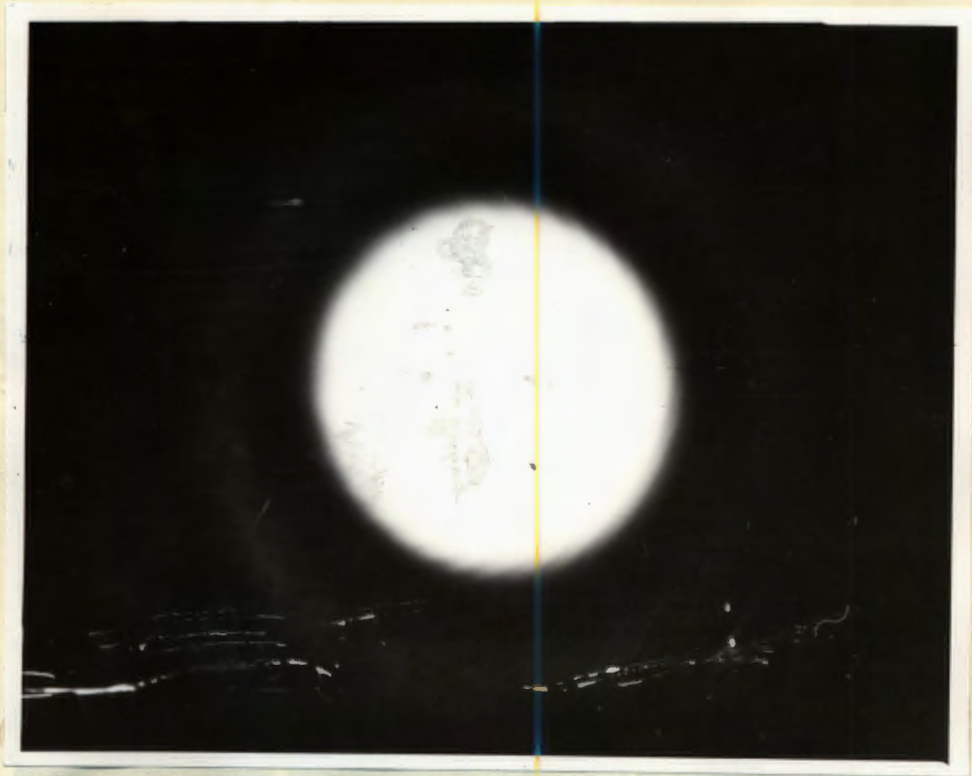


Рис. 25. Автограф пучка света после светофильтра Св /см. рис 20/.

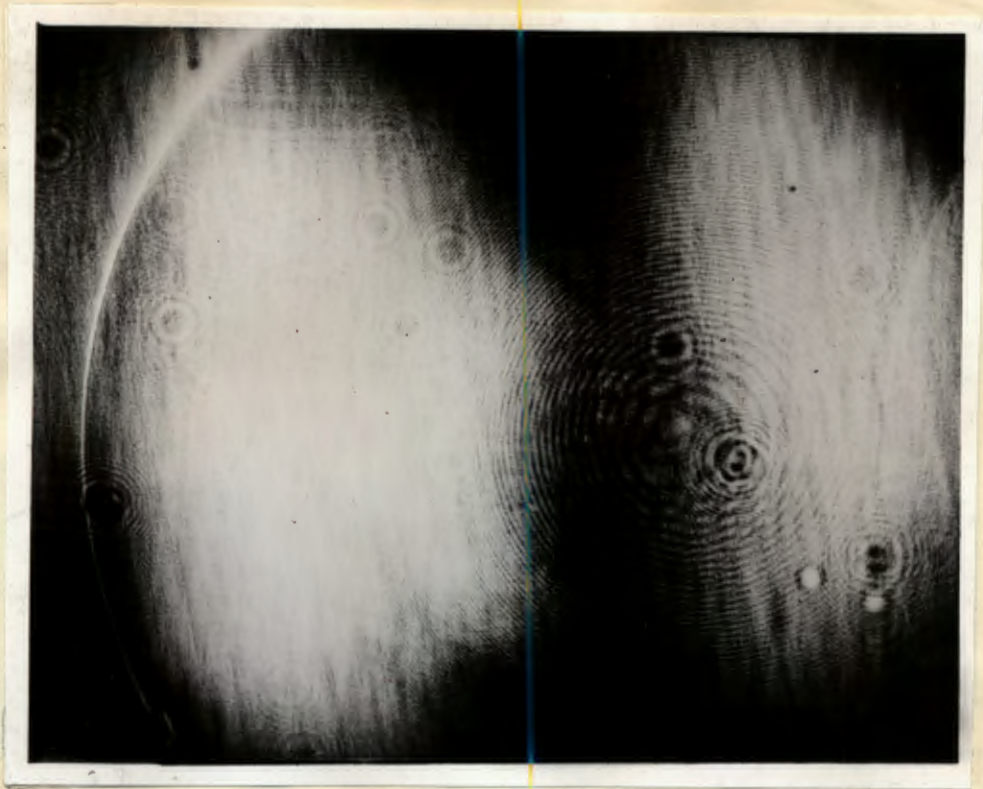


Рис. 26. Вид поля гильберта в плоскости изображения, когда в плоскости объекта отсутствует ограничивающая диафрагма.

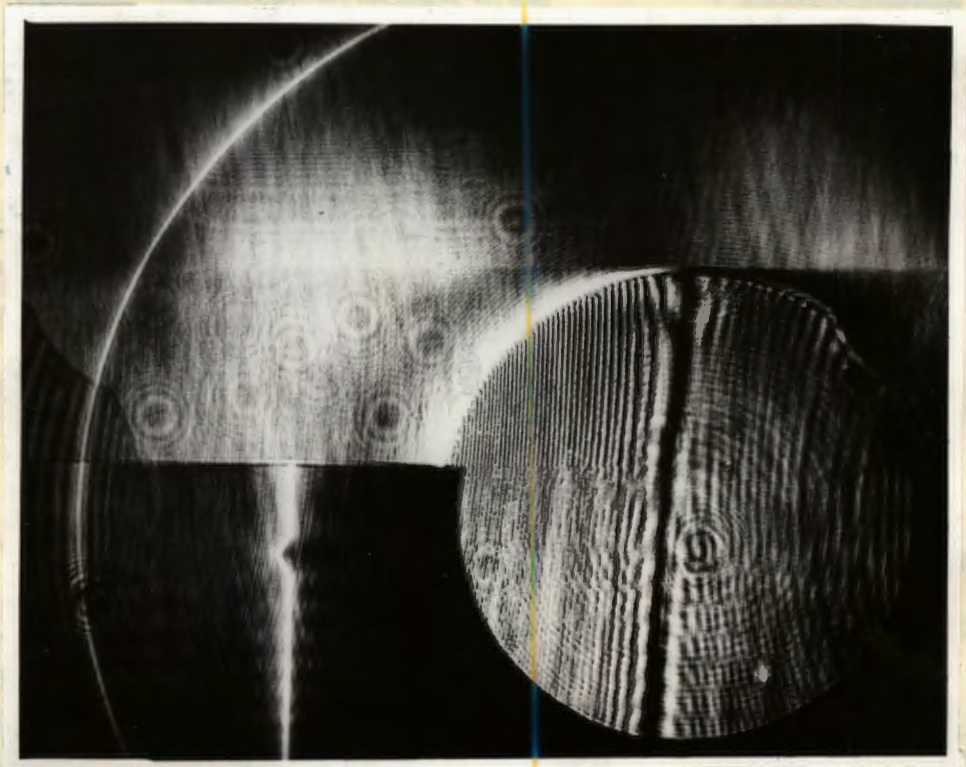
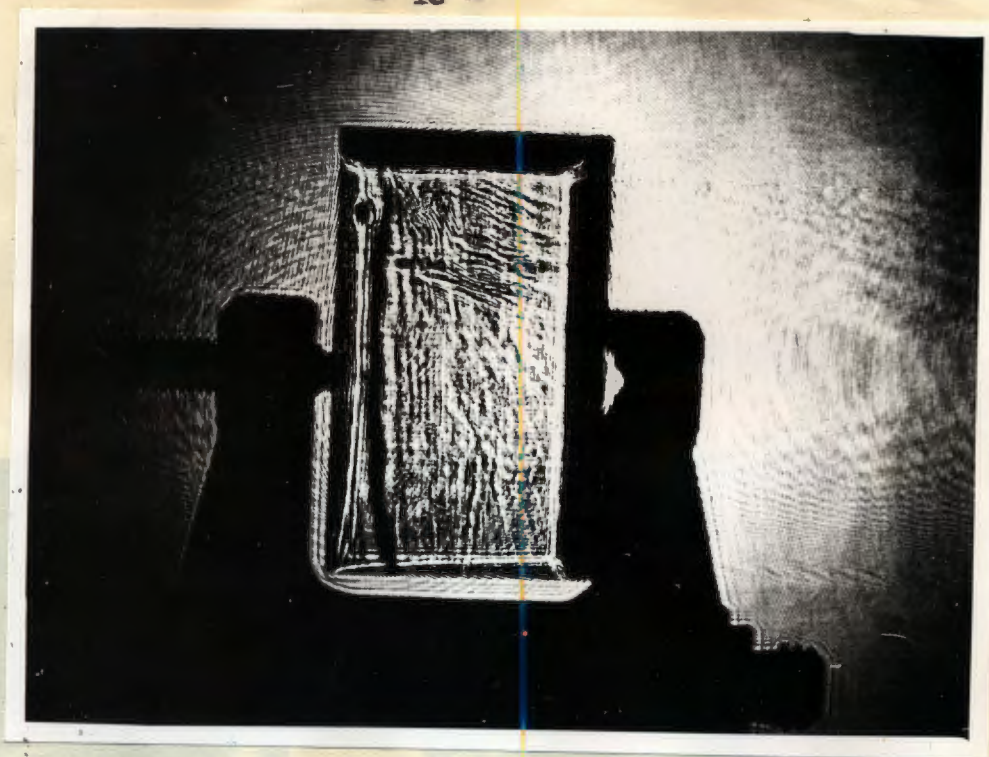


Рис. 27. Визуализация оптических неоднородностей круглой стеклянной пластинки плохого качества.



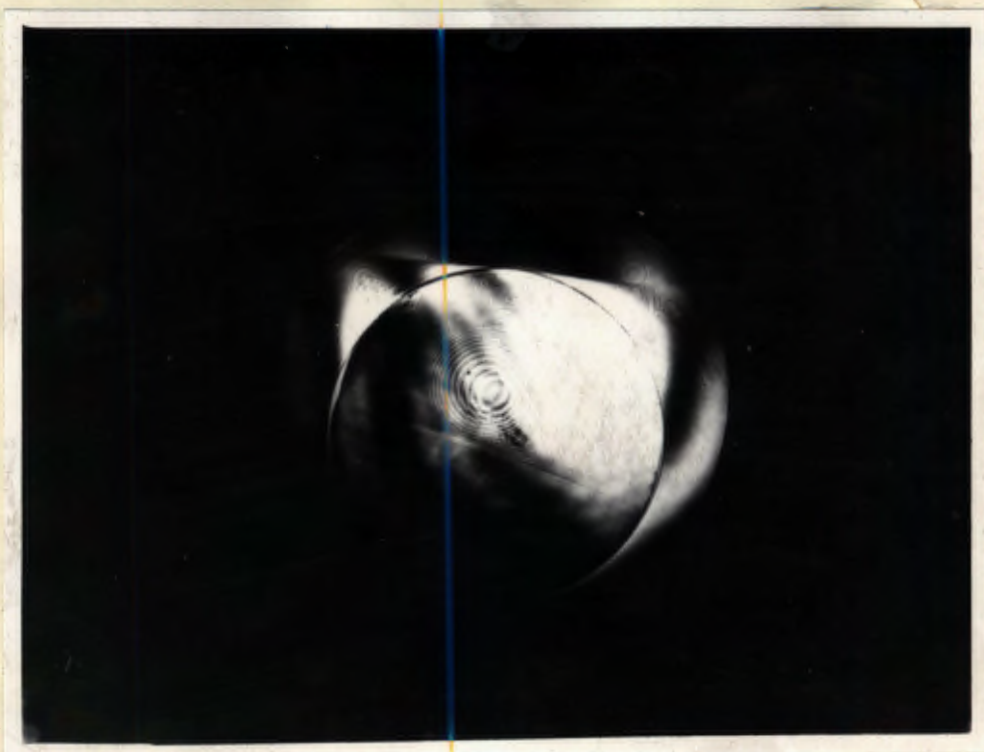
"а"



"б"

Рис. 28. Визуализация внутренних напряжений в оптически прозрачной пластинке с плоскими оптическими свойствами
а/ Пластинка из оргстекла в свободном состоянии
б/ Та же пластинка в сжатом состоянии. Диаметр сжимающего винта равен 4 мм.

Пластики.
Рис. 29. Вид поля гильберта "хорошей" стеклянной



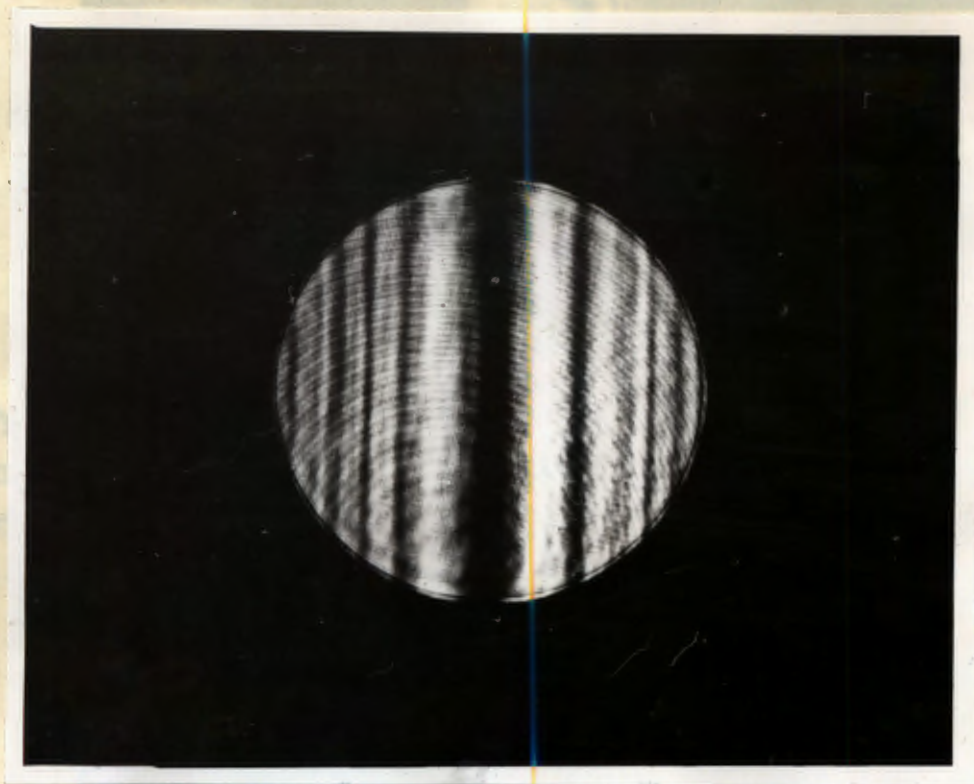


Рис. 30. Изображение первого порядка дифракции от дифракционной пластинки со сбоем, выведенной из плоскости пространственных частот.

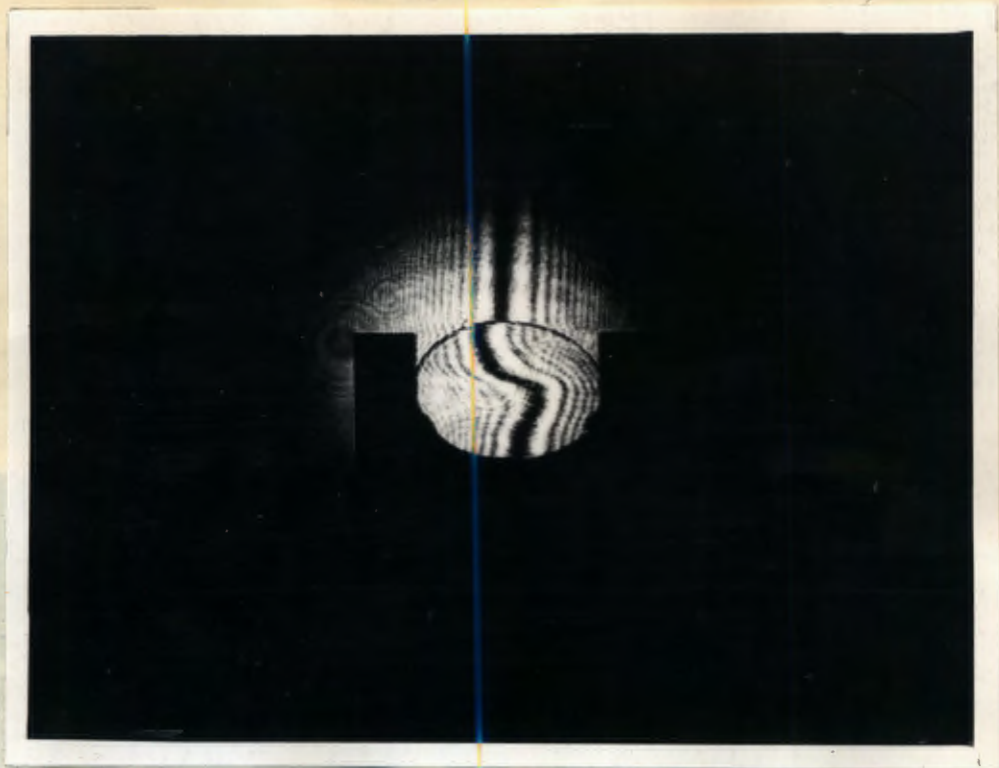


Рис. 31. Визуализация оптических неоднородностей с помощью дифракционной решётки со сбоем, расположенной вне плоскости пространственных частот. Тёмная линия идёт параллельно малой оси овала.



Рис. 32. Визуализация оптических неоднородностей с помощью дифракционной решётки со сбоем, расположенной вне плоскости пространственных частот. Тёмная линия идёт параллельно большой оси овала.

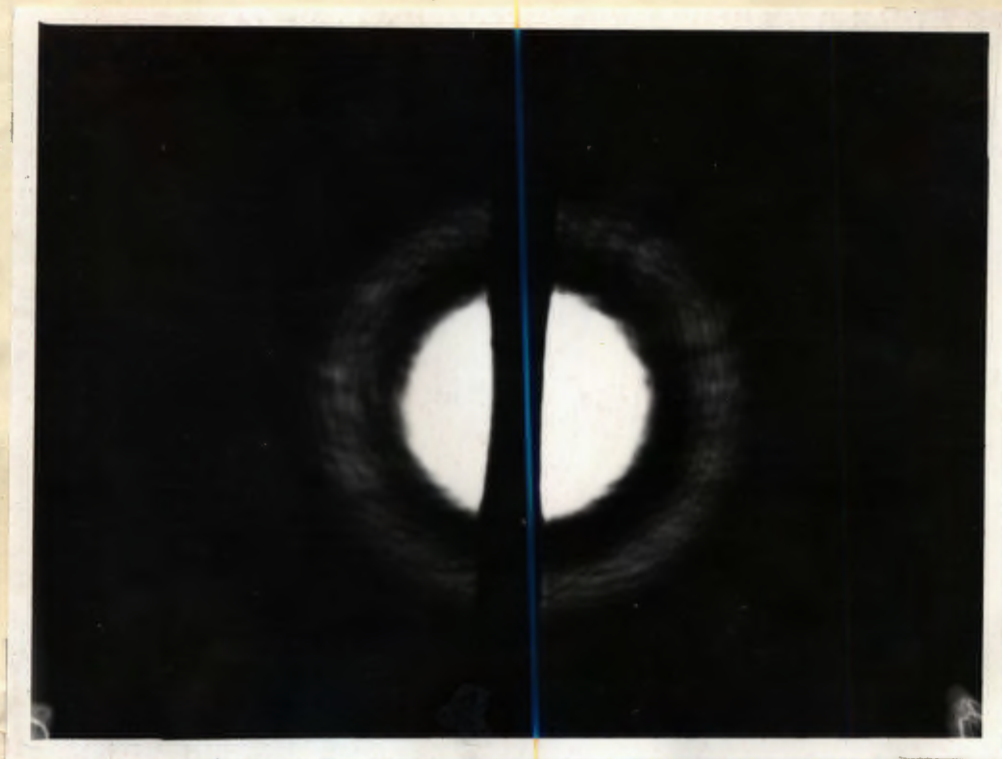


Рис. 33. Фотография позолоченной вольфрамовой нити диаметром 10 мкм, помещённой в плоскость пространственных частот теневого прибора

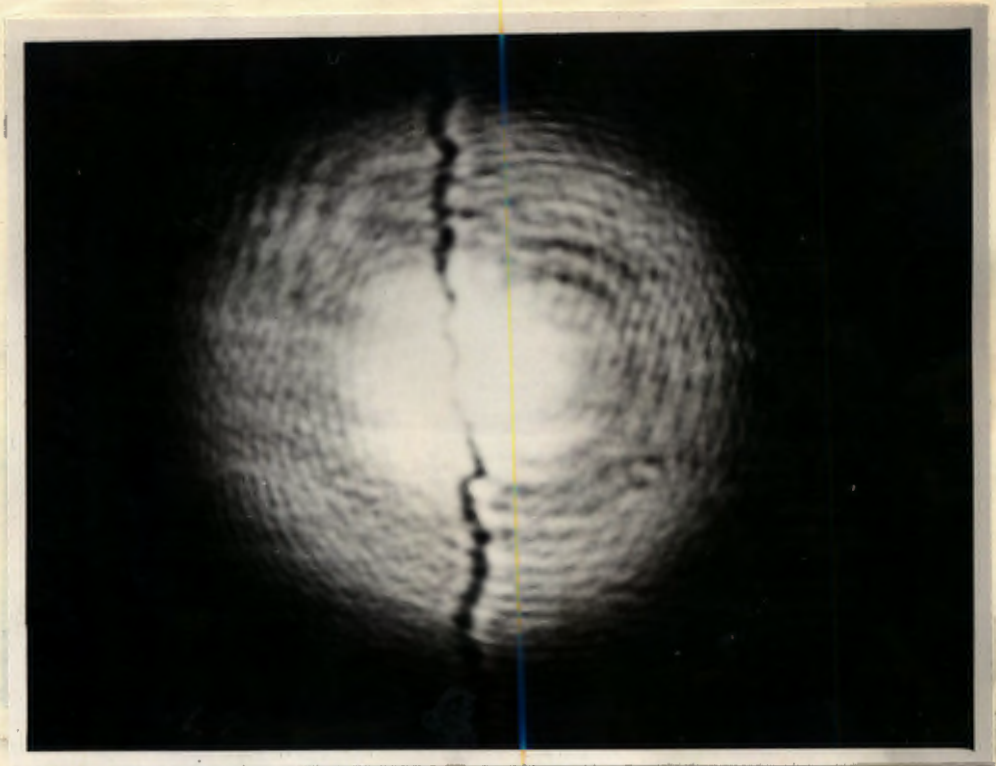


Рис. 34. Фотография границы раздела фазового ножа со ступенькой, создающей сдвиг фазы на 180° .

... двумя ступеньками на длине 0,5 см.
... Δ фазы $\pi = 5$ мкм. Погрешный эффект
... отсутствует.

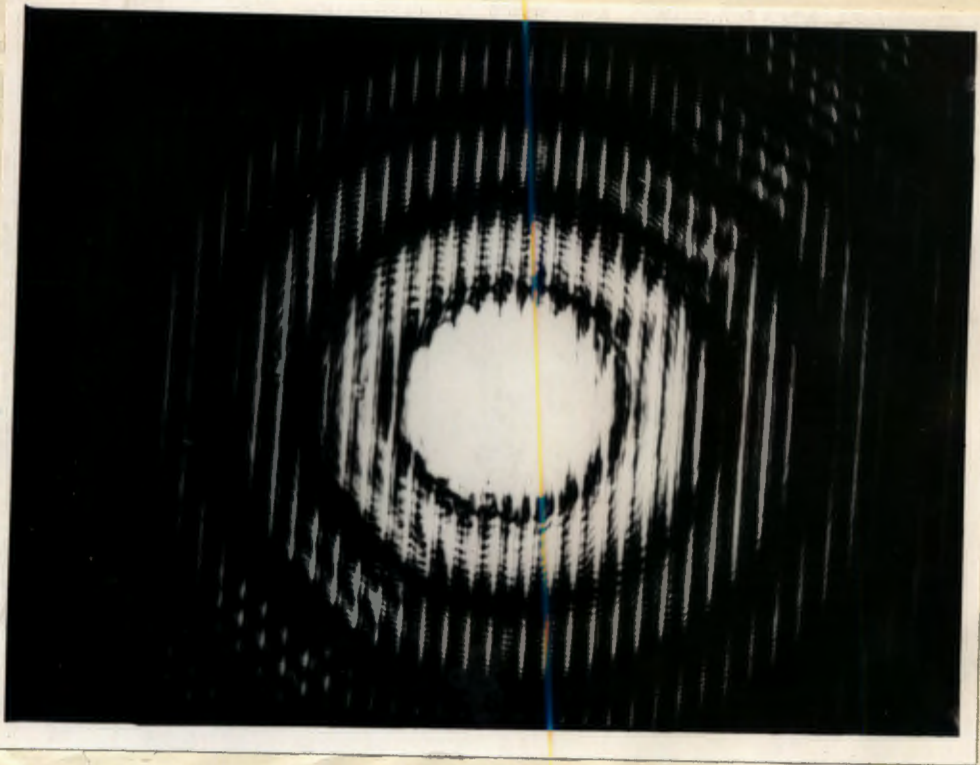


Рис. 35. Фотография дифракционной решётки со сбоем. Шаг решётки равен $a = 10$ мкм. Шаг между двумя штрихами на линии сбоя, в центре пятна дифракции, равен $a' = 5$ мкм. Пограничный эффект практически полностью отсутствует.