

**И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР**

ПРЕПРИНТ И Я Ф 76 - 105

А.М.Кондратенко, А.Н.Скрипский

**РЕНТГЕНОВСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ
МИКРООБЪЕКТОВ**

Новосибирск

1976

РЕНТГЕНОВСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ МИКРООБЪЕКТОВ

А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский

А Н Н О Т А Ц И Я

Исследованы возможности рентгеновской голографии с использованием синхротронного излучения современных электронных накопителей. Найдены требуемые время экспозиции голограммы и число зарегистрированных квантов, определяемые квантовыми шумами, позволяющие выбрать оптимальную опорную волну в условиях эксперимента. Специально рассмотрен наиболее интересный случай малоконтрастных объектов.

1. Введение. 2. Описание схемы голографии. 3. Интерференционная картина и её обработка. 4. Требуемое время экспозиции и число зарегистрированных квантов. 5. Случай малого опорного отверстия. 6. Другие варианты осветителей. 7. Исследование малоконтрастных предметов. 8. Учёт частичной некогерентности падающего излучения. 9. Количественные примеры. 10. Проблемы рентгеновской голографии и пути их решения.

1. Введение

В последние годы появился новый тип источников рентгеновского излучения. Это современные накопители высокоэнергетических электронов, спектральная яркость синхротронного излучения которых примерно на два — три порядка выше, чем в характеристических линиях лучших острофокусных рентгеновских трубок с вращающимся анодом. Не представляет технических затруднений повысить яркость синхротронного излучения дополнительно ещё на два-три порядка, применяя магнитные "змейки" и уменьшая размеры пучка в месте излучения.

Появление таких ярких источников заставляет по-новому взглянуть на возможности различных вариантов рентгеновской микроскопии, таких, как контактная, проекционная, сканирующая микроскопии, дифракционный анализ периодических структур, рентгеновская голография.

Данная работа посвящена анализу рентгеновской голографии. Этот метод исследования привлекает возможностью однозначно восстанавливать вышедшую из изучаемого объекта волну, в том числе и её фазу, не имеет принципиальных ограничений на минимальные размеры разрешаемых элементов объекта вплоть до длины волны используемого излучения (так же как и дифракционный анализ). Важной является возможность работы с малоконтрастными объектами, когда амплитуда и фаза рентгеновской волны после прохождения через эти объекты испытывает лишь очень малые изменения.

Новые перспективы рентгеновской голографии связаны также с появлением координатно-чувствительных детекторов рентгеновского излучения с эффективностью регистрации порядка единицы, созданных на основе многопроводочных пропорциональных камер /1/.

Такие поквантовые детекторы на несколько порядков превышают по эффективности регистрации обычные фотодетекторы, обладают хорошим пространственным разрешением (доли миллиметра). Информация вводится прямо в электронно-вычислительную машину (ЭВМ), осуществляющую затем обработку этой информации и её вывод в наиболее удобном для экспериментатора виде.

Наиболее естественной схемой в рентгеновской голографии является схема типа опыта Юнга. Такая схема безлинзовой Фурье-голографии была предложена Строуком в 1965 г. /2/. Цель данной работы - проанализировать эту схему Юнга-Строука, выяснить её возможности и встающие проблемы.

2. Описание схемы голографии

В схеме безлинзовой Фурье-голографии осветитель и исследуемый предмет располагаются близко друг к другу и угол между направлениями их излучения в точки удаленного регистратора оказывается малым (см. рис. 1).

По интерференционной картине, которая легко регистрируется в дальней зоне (где расстояния между интерференционными максимумами могут сколь угодно превышать длину волны излучения λ) можно восстановить распределение амплитуд и фаз волны, вышедший из исследуемого предмета. Получаемая голограмма с угловыми размерами θ_1 x θ_2 позволяет различить детали предмета с поперечными размерами (в плоскости \vec{xy} , поперечной направлению распространения фронта падающей волны) /3,4/:

$$\delta^2 = \delta_1 \delta_2 = \frac{\lambda}{\theta_1} \times \frac{\lambda}{\theta_2}.$$

Возможное число разрешаемых элементов примерно равно L^2/δ^2 ($L^2 = L_1 \times L_2$ - размер объектов в плоскости \vec{xy}). Если предмет не чисто двумерный, то для того же самого числа разрешаемых элементов по голограмме может быть определено и продольное положение элементов вдоль распространения фронта волны; продольное разрешение $\delta_{||}$ в малоугловой голографии оказывается значительно хуже поперечного /3,4/:

$$\delta_{||} \approx \frac{\lambda}{\theta^2}.$$

Чтобы записать интерференционную картину, требуется регистратор с числом разрешаемых элементов большим числа разрешаемых элементов объектов по каждому из направлений. Расстояние до регистратора R должно быть достаточным, чтобы его координатного разрешения $h_1 \times h_2$ хватило для разрешения самых близких максимумов:

$$R > \frac{L_1 h_1}{\lambda}, \frac{L_2 h_2}{\lambda}.$$

Кроме того, если выполнено условие

$$R > \frac{L_1^2}{\lambda}, \frac{L_2^2}{\lambda}, \quad (I)$$

восстановление изображения предметов по голограмме сводится просто к Фурье-преобразованию, для которого разработаны очень эффективные алгоритмы, позволяющие быстро обрабатывать информацию в ЭВМ (см. например /5/).

Для получения в плоскости регистрации контрастной интерференционной картины, позволяющей восстановить изображение исследуемого предмета с указанным разрешением, у излучения должна быть достаточная степень монохроматичности и пространственной когерентности. В случае, когда излучение не монохроматическое (каким и является синхротронное), можно, например, с помощью кристалл-монохроматора пространственно отделить волну с длиной λ . Необходимая степень монохроматичности определяется различимостью самых близких интерференционных максимумов на краю голограммы.

Для объектов размером $L_1 \times L_2 \times L_{||}$ это означает, что допустимый относительный диапазон длины волны $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ не превышает величины

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} < \min \left(\frac{\delta_1}{L_1}, \frac{\delta_2}{L_2}, \frac{\delta_{||}}{L_{||}}, \frac{\delta_{\perp}^2}{L_{||}\lambda} \right).$$

Для образования интерференционной картины требуется также, чтобы размеры объектов не превышали размеров области пространственной когерентности. Размер площадки когерентности $a_1 \times a_2$ определяется размерами источника $b_1 \times b_2$ и расстоянием от него до объектов z /6/:

$$a_1 \approx \lambda \cdot \frac{z}{b_1}, \quad a_2 \approx \lambda \cdot \frac{z}{b_2}.$$

Если размеры объектов L_1, L_2 превышают размеры области когерентности α_1, α_2 , полезно, устанавливая диафрагму вблизи источника (или увеличивая расстояние z), увеличить размеры области когерентности. Отметим, что, как правило, допустимый продольный размер объектов определяется временной некогерентностью и, по крайней мере, в обратный угол голограммы раз превышает допустимый поперечный размер.

Основной характеристикой источника, позволяющей количественно оценить его возможности использования в голографии, является мощность взаимно-когерентного излучения P [7]. Мощность P равна мощности части излучения источника, попадающего в телесный угол когерентности $\Delta\Omega \leq \frac{\alpha_1 \alpha_2}{r^2} \approx \frac{\lambda^2}{\sigma_1 \sigma_2}$. Величина P пропорциональна яркости источника и равна полному числу полезных для голографии квантов в секунду. При диафрагмировании полное число взаимно-когерентных квантов сохраняется (при условии, конечно, что размеры диафрагмы много больше λ/α_x , где α_x - характерный интервал углов, в котором сосредоточено падающее на диафрагму излучение). Для полного использования взаимно-когерентных квантов размеры диафрагмы должны быть подобраны так, чтобы поперечные размеры объектов совпадали с размерами площадки когерентности.

3. Интерференционная картина и её обработка

Обозначим через $u_2(\xi)$ и $u(\xi)$ комплексные амплитуды поля волны в плоскости ξ , соответственно, осветителя и исследуемого предмета, расположенных в области когерентности излучения (см. рис. 1). Величина $\int (|u_2|^2 + |u|^2) d\xi$ равна числу квантов, выходящих из объектов в единицу времени. В дальней зоне, где выполнено условие (I), амплитуда поля в плоскости регистрации получается Фурье-преобразованием амплитуд u_2 и u . Формула для числа квантов, приходящих в единицу времени в точку $\vec{\eta}$ регистратора, расположенного в дальней зоне записывается в виде:

$$dI = |u_2(\vec{\mathcal{K}}) + u(\vec{\mathcal{K}})|^2 d\vec{\mathcal{K}} = [|u_2|^2 + |u|^2 + u_2^* u + u u_2^*] d\vec{\mathcal{K}} \quad (2)$$

где $\vec{\mathcal{K}}$ - волновой вектор: $\vec{\mathcal{K}} = \frac{2\pi}{\lambda} (\vec{R} + \vec{\eta}) / |\vec{R} + \vec{\eta}|$,

$$d\vec{\mathcal{K}} = \mathcal{K}^2 d\Omega \approx \mathcal{K}^2 \frac{dn_1 dn_2}{R^2}, \text{ амплитуды } u_2 = \frac{1}{2\pi} \int u_2(\xi) e^{-i\vec{\mathcal{K}}\xi} d\xi -$$

пространственные Фурье-гармоники изображений осветителя и исследуемого предмета. Очевидно, неизвестную амплитуду u можно восстановить (зная амплитуду опорной волны) из интерференционных членов, например, из члена пропорционального $u u_2^*$.

Для примера рассмотрим наиболее простой случай, когда в качестве осветителя используется небольшое отверстие площадью S_2 . Пусть величина u_2 равна нулю всюду за исключением области отверстия, где она постоянна. Размеры отверстия, по существу, ограничивают разрешение по исследуемому образцу и поэтому должны быть меньше размера разрешаемых деталей предмета δ . В этом примере величина u_2^* равна:

$$u_2^* = \frac{1}{2\pi} u_2^* S_2 e^{-i\vec{\mathcal{K}}\vec{d}}, \quad (3)$$

где \vec{d} - радиус-вектор, проведённый в плоскости ξ от центра предмета к отверстию.

Чтобы найти амплитуду u необходимо произвести преобразование Фурье выражения $|u + u_2|^2$ (известного по измерениям числа фотонов, падающих в единицу времени на элементы регистратора) поделенного на u_2^* . При этом кроме амплитуды u , получаемой из интерференционного члена $u u_2^*$, появляются изображения, соответствующие другим членам формулы (2). Для того, чтобы пространственно отделить изображение исследуемого предмета необходимо, чтобы расстояние d превышало $\frac{3}{2} \ell_1$ (ℓ_1 - размер предмета в направлении вектора \vec{d}) [3,4]:

$$d > \frac{3}{2} \ell_1$$

Возможность восстановления амплитуды u с помощью волн произвольного опорного предмета (осветителя) была показана в работе [8]. В оптической голографии при восстановлении источником малого размера используются изготавливаемые фотоспособом фильтры

х) Если заранее точно известна зависимость $u_2(\xi)$, то, конечно, можно восстановить амплитуду u и отверстием с размерами большими, чем δ . В этом примере предполагается более простой вариант, когда размеры отверстия много меньше δ .

/9,10/. Непосредственное восстановление производится на ЭВМ, осуществляющей преобразование Фурье выражения $dI/d\vec{x}$, поделённого на U_z^* . Для того, чтобы выделить искомую амплитуду, требуется достаточное расстояние d между центрами осветителя и исследуемого предмета. При этом в области предмета амплитуда u равна:

$$u = \frac{1}{2\pi} \int_H e^{i\vec{k}\vec{m}} \frac{dI}{U_z^*} \quad (4)$$

Для того, чтобы получить полную амплитуду поля, вышедшего из предмета, интегрирование в этой формуле должно производиться по всей области регистратора, в которой $|U| \neq 0$. Однако, часто требуется исследовать лишь определённые области пространственных гармоник изображения, несущие необходимую информацию о предмете. Тогда, интегрирование, очевидно, будет производиться по этой, интересующей экспериментатора, области регистратора. При этом амплитуда u будет информативной частью полной амплитуды поля, вышедшего из предмета. Важным примером такого рода является случай исследования малококонтрастных предметов, который рассмотрен в р.7. Основная часть мощности излучения малококонтрастного предмета, очевидно, падает на центральную область регистратора. Несущая детальную информацию о предмете малая часть мощности связана с изменением вышедшего из предмета поля и падает на регистратор под большими углами. Поэтому часто бывает полезно отказаться от регистрации излучения в центральной области совсем (аналогично обычному дифракционному анализу).

При восстановлении волны с помощью произвольного осветителя часто (особенно в случаях, когда на голограмме существуют точки \vec{K} , в которых $U_z = 0$) требуется значительно увеличить расстояние d , что обычно приводит к уменьшению доли используемых взаимно-когерентных квантов источника излучения. Можно обойтись без увеличения этого расстояния, если осуществить несколько дополнительных операций, также легко выполняемых ЭВМ.

Вычтем из выражения (2) члены $|U|^2 d\vec{x}$ и $|U_z|^2 d\vec{x}$, определяемые разделным экспонированием. В результате получим вместо (2) выражение $(U^*U_z + U U_z^*) d\vec{x}$, из которого с помощью

преобразования Фурье уже можно выделить искомую амплитуду u . Достаточно лишь, чтобы

$$d > \frac{1}{2} (e_1 + e_1^z)$$

(e_1^z - размер осветителя в направлении \vec{d}). Это условие выполняется, даже если осветитель и предмет расположить вплотную друг к другу при экспозиции.

В случае, если по каким-либо причинам не удаётся определить с нужной точностью величину $|U|^2$, можно преобразование Фурье осуществить на ЭВМ несколько раз способом, соответствующим предложенному в оптической голографии в работе /II/. Сначала осуществляем преобразование Фурье без деления на U_z^* :

$$\int e^{i\vec{x}\vec{k}} dI = \int [u(\vec{\xi} + \vec{\xi}') u_z^*(\vec{\xi}') + u_z(\vec{\xi} + \vec{\xi}') u^*(\vec{\xi}')] d\vec{\xi}'.$$

При условии

$$d > \frac{1}{2} (e_1 + e_1^z) + \max(e_1, e_1^z) \quad (5)$$

можно отделить автокорреляцию изображений осветителя и предмета и следующее преобразование Фурье произвести только над ней:

$$\frac{1}{2\pi^2} \int e^{-i\vec{x}\vec{k}} u(\vec{\xi} + \vec{\xi}') u_z^*(\vec{\xi}') d\vec{\xi} d\vec{\xi}' = U U_z^*$$

Фурье - гармоника этого выражения, поделённого на U_z^* , и будет искомой амплитудой u , выделенной при условии (5).

4. Требуемое время экспозиции и число зарегистрированных квантов

Восстанавливаемая амплитуда поля излучения, вообще говоря, будет отличаться от истинной. Отличие может быть связано, например, с недостаточным числом элементов регистратора, с его паразитной засветкой, с неполным знанием поля осветителя, с частичной некогерентностью излучения, с конечным числом регистрируемых квантов и др.

Остановимся на изучении вопроса о числе квантов, которое требуется зарегистрировать, и необходимом времени экспозиции для восстановления с заданной точностью амплитуды волны. Этот вопрос имеет наибольшую актуальность в рентгеновском диапазоне, в котором наиболее ощутимы ограничения по яркости источника и

становится реальной поквантовая регистрация. Формулы для требуемых времени экспозиции и числа зарегистрированных квантов позволяет оценить возможности осуществления различных вариантов рентгеновской голографии в конкретных условиях.

Очевидно, для восстановления амплитуды поля с полной достоверностью нужно бесконечное число зарегистрированных квантов. Вычислим средне-вероятное значение восстанавливаемой амплитуды \hat{u} и его среднеквадратичное отклонение при конечном времени регистрации T . Будем считать, что регистратор обладает "безграничным" динамическим диапазоном регистрации и его область разбита на большое число (разрешаемых) элементов, с координатами $\vec{\eta}_n$. Пусть за время T в n клетке зарегистрировано N_n квантов. Отношение N_n/T при $T \rightarrow \infty$ будет стремиться к величине

$$\frac{N_n}{T} \rightarrow \varepsilon I_n,$$

где $I_n = |v + u_n|^2 d\vec{\kappa}$ - мощность излучения, падающего на n клетку, ε - эффективность регистрации (доля регистрируемых квантов из числа падающих на регистратор).

Восстанавливаемая амплитуда \hat{u} будет вычисляться в области исследуемого предмета по формуле (4), которую можно переписать в виде

$$\hat{u} = \frac{1}{2\pi\varepsilon T} \int_n e^{i\vec{\kappa}\vec{\eta}_n} \frac{dN}{U_n^*} = \frac{1}{2\pi\varepsilon T} \sum_n \frac{N_n}{U_n^*(\vec{\kappa}_n)} e^{i\vec{\kappa}_n\vec{\eta}_n} \quad (6)$$

Амплитуда \hat{u} при $T \rightarrow \infty$ стремится к u .

Хорошо известно, что вероятность $W(N_n)$ регистрации в клетке определённого числа N_n квантов за время T не зависит от числа регистраций в других клетках и определяется распределением Пуассона^{х)}, для которого (см. напр. /12/):

х) Мы пренебрегаем "неквантовыми" изменениями волнового поля, поскольку время T значительно превосходит время их корреляций, определяемое временем когерентности и временами изменения мощности излучения источника (для синхротронного излучения времена изменения мощности порядка периода обращения сгустка электронов в накопителе). Поэтому под I_n во всех формулах нужно понимать средние значения мощности падающего на n клетку излучения.

$$\bar{N}_n = \sum_n N_n W(N_n) = \varepsilon I_n T,$$

$$\overline{N_n^2} - \bar{N}_n^2 = \varepsilon I_n T.$$

Таким образом, средневероятное значение $\bar{\hat{u}} = u$, т.е. как и должно быть, совпадает с амплитудой поля, получаемой в пределе $T \rightarrow \infty$. Для среднеквадратичного отклонения \hat{u} от u имеем:

$$D\hat{u} \equiv \overline{|\hat{u}|^2} - |u|^2 = \frac{1}{\delta^2 \varepsilon T} (1 + \langle |\frac{v}{u}|^2 \rangle), \quad (7)$$

где $\delta^2 = 4\pi^2 \left[\int_n d\vec{\kappa} \right]^{-1}$ - площадь минимально разрешаемого элемента, скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по голограмме:

$$\langle |\frac{v}{u}|^2 \rangle = \int_n |\frac{v}{u}|^2 d\vec{\kappa} \cdot \left(\int_n d\vec{\kappa} \right)^{-1}.$$

Из формулы (7) видно, что среднеквадратичное отклонение $D\hat{u}$, определяющее уровень квантовых шумов, одно и то же по величине во всех точках $\vec{\eta}$ области исследуемого предмета.

Задаваемый уровень $D\hat{u}$ определяет время экспозиции и число квантов, которое нужно зарегистрировать. Допустимая величина $D\hat{u}$, конечно, задается конкретными целями исследования и свойствами предмета. Без существенных ограничений можно выбрать эту величину равной

$$D\hat{u} = \frac{\varepsilon^2}{S} \int_n |u|^2 d\vec{\kappa} = \frac{\varepsilon^2}{S} \int_n |u|^2 d\vec{\kappa} \equiv \varepsilon^2 \langle |u|^2 \rangle, \quad (8)$$

где $S = l_1 l_2$ - площадь исследуемого предмета. Малое число ε является свободным параметром, задающим точность, с которой необходимо знать информативную амплитуду u , показывающим во сколько раз средневероятное отклонение \hat{u} от u должно быть меньше среднего уровня $\sqrt{\langle |u|^2 \rangle}$. Величина ε определяет статистическую точность восстановления амплитуды u по квантовым шумам.

С помощью формул (7) и (8) можно найти требуемое время экспозиции T и число квантов $N = \sum_n \bar{N}_n$, которое нужно зарегистрировать для восстановления амплитуды с точностью ε :

$$N = \frac{M}{\lambda^2} \left(1 + \frac{I_z}{I_0}\right) \left(1 + \langle \left|\frac{U}{U_z}\right|^2 \rangle\right), \quad (9a)$$

$$T = \frac{M}{\lambda^2 I_0} \left(1 + \langle \left|\frac{U}{U_z}\right|^2 \rangle\right), \quad (9b)$$

где $M = S/\delta^2$ - число разрешаемых элементов предмета, $I_z = \int |U_z|^2 d\vec{x}$ и $I_0 = \int |U|^2 d\vec{x}$ - число квантов осветителя и предмета, падающих в единицу времени на голограмму.

Таким образом, зная величину $|U|^2$ (например, облучая на короткое время регистратор излучением исследуемого предмета) можно определить время T и число квантов N . Время T и число N становятся бесконечно большими, если существуют области голограммы, в которых $U_z = 0$. Это связано с тем, что при восстановлении изображения из интерференционного члена UU_z^* значения U в этих областях остаются неизвестными. Поэтому осветитель должен освещать всю область голограммы, нужную при восстановлении. С другой стороны, чтобы полнее использовать опорное излучение, оно должно быть, по возможности, сконцентрировано лишь на этой информативной области.

Формулы (9) позволяют выявить оптимальный осветитель и найти оптимальное соотношение потоков квантов осветителя и предмета. В оптимальном случае требуется минимальная информация (и минимальное машинное время) для восстановления амплитуды $U(\vec{x})$. Исследование формулы (9a) на экстремум показывает, что поле оптимального осветителя должно удовлетворять условию

$$|U_z|^2 = \sqrt{\langle |U|^2 \rangle} |U|. \quad (10)$$

Оптимальное отношение потоков, падающих на голограмму квантов, выражается формулой

$$\left(\frac{I_z}{I_0}\right)_{opt} = \frac{\langle |U| \rangle}{\sqrt{\langle |U|^2 \rangle}}. \quad (11)$$

В этом случае число зарегистрированных квантов, необходимое для восстановления, минимально и равно:

$$N_{opt} = \frac{M}{\lambda^2} \left(1 + \frac{\langle |U| \rangle}{\sqrt{\langle |U|^2 \rangle}}\right)^2. \quad (12a)$$

Из формулы (11) видно, что в оптимальном случае поток квантов на голограмму от осветителя I_z не превышает потока от предмета I_0 :

$$0 < \left(\frac{I_z}{I_0}\right)_{opt} < 1.$$

Обычно $\left(\frac{I_z}{I_0}\right)_{opt}$ порядка единицы, однако, если почти весь поток квантов от предмета падает на очень малую часть площади голограммы, то $\left(\frac{I_z}{I_0}\right)_{opt} \ll 1$.

Для выполнения условия (11) необходимо, чтобы на осветитель и исследуемый предмет падали от источника потоки квантов в определённом соотношении. Найдём потоки квантов, падающие на осветитель J_z и предмет J_0 , при использовании всего возможного потока взаимокогерентных квантов:

$$J_z + J_0 = J = const. \quad (13)$$

Нетрудно, с учётом условия (11), получить, что:

$$\begin{aligned} (J_z)_{opt} &= \frac{q_0 \langle |U| \rangle}{q_0 \langle |U| \rangle + q_z \sqrt{\langle |U|^2 \rangle}} J, \\ (J_0)_{opt} &= \frac{q_z \sqrt{\langle |U|^2 \rangle}}{q_0 \langle |U| \rangle + q_z \sqrt{\langle |U|^2 \rangle}} J, \end{aligned} \quad (14)$$

где $q_z = I_z/J_z$ и $q_0 = I_0/J_0$ - коэффициенты использования излучений, - доли квантов осветителя и предмета, падающие на голограмму, от числа, падающих на эти объекты.

С помощью (14) формула для требуемого времени экспозиции в оптимальном случае запишется в виде:

$$T_{opt} = \frac{M}{\varepsilon \alpha^2 q_0} \left(1 + \frac{\langle |U| \rangle}{\sqrt{\langle |U|^2 \rangle}} \right) \left(1 + \frac{q_0}{q_2} \frac{\langle |U| \rangle}{\sqrt{\langle |U|^2 \rangle}} \right). \quad (I26)$$

Как видно, при полном использовании опорного излучения (при $q_2 = 1$) время T_{opt} наименьшее.

Исследование формулы (96) на экстремум, при условии (I3), показывает, что время T минимально при той же структуре осветителя ($|U_z|^2 = \sqrt{\langle |U|^2 \rangle} |U|$), а отношение I_2/I_0 равно:

$$\left(\frac{I_2}{I_0} \right)_{T=T_{min}} = \sqrt{\frac{q_2}{q_0}} \frac{\langle |U| \rangle}{\sqrt{\langle |U|^2 \rangle}}. \quad (I5)$$

В этом случае

$$N_{T=T_{min}} = \frac{M}{\varepsilon \alpha^2} \left(1 + \sqrt{\frac{q_2}{q_0}} \frac{\langle |U| \rangle}{\sqrt{\langle |U|^2 \rangle}} \right) \left(1 + \sqrt{\frac{q_0}{q_2}} \frac{\langle |U| \rangle}{\sqrt{\langle |U|^2 \rangle}} \right), \quad (I6)$$

$$T_{min} = \frac{M}{\varepsilon \alpha^2 q_2 q_0} \left(\sqrt{q_2} + \sqrt{q_0} \frac{\langle |U| \rangle}{\sqrt{\langle |U|^2 \rangle}} \right)^2.$$

Условия минимальности числа квантов N и времени экспозиции T совпадают лишь при $q_2 = q_0$. Независимо от соотношения q_2 и q_0 величина T_{opt} всегда одного порядка с T_{min} :

$$T_{opt} < \left(1 + \frac{\langle |U| \rangle}{\sqrt{\langle |U|^2 \rangle}} \right) T_{min} < 2 T_{min}.$$

Требуемое же число зарегистрированных квантов N в случае, когда $T = T_{min}$, при существенном отличии значений q_2 и q_0 намного превосходит N_{opt} . Для осветителя, у которого падающее на него излучение используется полностью ($q_2 = 1$), время T_{min} становится меньшим, $N_{T=T_{min}}$ может как увеличиваться, так и уменьшаться.

Изготовление оптимальных осветителей представляет технически трудную, а иногда и невыполнимую задачу. Но существует множество осветителей, при использовании которых требуемое время экспозиции и число зарегистрированных квантов не очень сильно отличаются от оптимальных значений. Обычно достаточно, чтобы характерные размеры элементов осветителя были порядка

разрешения δ , а потоки квантов, попадающие на информативную часть голограммы от предмета и осветителя, были одного порядка.

Близок к оптимальному случай, когда опорный предмет (создающий опорную волну) подобен исследуемому. При этом из формул (9), подставляя $|U_z| = |U|$, получаем:

$$N = \frac{4M}{\varepsilon \alpha^2}, \quad T = \frac{2M}{\varepsilon \alpha^2 I_0}.$$

Выбор опорного излучения, близкого к исследуемому, может оказаться полезным при изучении очень малых изменений предметов.

5. Случай малого опорного отверстия

Рассмотрим практически важный пример, когда осветителем является малое отверстие. Такой осветитель наиболее приспособлен для изучения самых различных предметов. В этом случае в области голограммы $|U_z| = \text{const}$ и из (9) получаем следующие формулы для требуемых числа зарегистрированных квантов и времени экспозиции:

$$N = \frac{M}{\varepsilon \alpha^2} \frac{(I_2 + I_0)^2}{I_2 I_0}, \quad T = \frac{M}{\varepsilon \alpha^2} \left(\frac{1}{I_2} + \frac{1}{I_0} \right). \quad (I7)$$

Из полной мощности излучения из малого отверстия J_z используется лишь часть $I_2 = \frac{S_2}{S} J_z$, падающая на область голограммы, поэтому желательно, чтобы размеры отверстия были, по возможности, ближе к размерам разрешаемого элемента ($q_2 = \frac{S_2}{S} \approx 1$)

Формулы предыдущего раздела для оптимального осветителя переносятся на случай малого опорного отверстия заменой $\frac{\langle |U| \rangle}{\sqrt{\langle |U|^2 \rangle}} \rightarrow 1$. Так, например, число квантов минимально, если $I_2 = I_0$ (ср. с (II)). При этом формулы для N и T имеют вид (ср. с (I2)):

$$N_{opt} = 4 \frac{M}{\varepsilon \alpha^2}, \quad T_{opt} = \frac{2M}{\varepsilon \alpha^2} \frac{q_2 + q_0}{q_2 q_0}. \quad (I8)$$

В частности, когда при обработке интерференционной картины используется вся площадь регистратора, в оптимальном случае для фазово-контрастных (слабо поглощающих) предметов ($q_0 = 1$) половина потока взаимно-когерентных квантов должна пройти через опорное отверстие, а другая половина — через исследуемый предмет.

Запись поля исследуемого предмета с помощью малого отверстия обладает недостатками, связанными с небольшой мощностью опорной волны^{х)} (за исключением случаев очень малых значений q_0). При $I_2 \ll I_0$ требуемое число зарегистрированных квантов и время экспозиции намного превосходят оптимальные значения:

$$N = \frac{M}{\varepsilon^2} \cdot \frac{q_0}{q_2} \cdot \frac{I_0}{I_2}, \quad T = \frac{M}{\varepsilon^2} \cdot \frac{1}{q_2 I_2}. \quad (19)$$

При этом регистратор излишне перегружается квантами исследуемого предмета. Если мощность опорной волны увеличить нельзя, полезно уменьшить мощность I_0 до величины порядка I_2 , установив "ослабитель" излучения перед предметом, понижающий значение q_0 . Конечно, время экспозиции T при этом остается неизменным.

Увеличения мощности опорной волны можно добиться фокусировкой излучения на малое отверстие — осветитель. Примером, показывающим возможность фокусировки рентгеновских лучей, используя дифракционные явления, могут служить зонные пластинки Френеля (использование линз, подобных оптическим, как известно, невозможно из-за очень малого отличия коэффициента преломления веществ от единицы в рентгеновском диапазоне). Ширина самого узкого (внешнего) кольца должна быть равна δ — диаметру отверстия осветителя, а площадь пластинки определяется долей потока взаимно-когерентных квантов, которая должна пройти че-

х) Заметим, что просто увеличением размеров отверстия, несмотря на увеличение мощности излучения пропорционально площади, нельзя добиться уменьшения значений N и T , так как при этом будет повышаться освещенность лишь малой центральной части регистратора, которая не позволяет получить требуемого разрешения деталей предмета размерами, меньшими размеров отверстия.

рез осветитель.

6. Другие варианты осветителей

Способом повывшения мощности опорной волны может стать использование опорных предметов, размерами порядка исследуемого. Если заранее поле осветителя неизвестно, его можно узнать из голограммы, полученной, например, при длительной однократной экспозиции с малым опорным отверстием (или с помощью другого известного осветителя).

Важным вариантом таких опорных предметов для исследования произвольных объектов является дифракционный осветитель — дифрактор со случайно расположенными рассеивающими центрами, наиболее равномерно рассеивающий излучение по голограмме. "Случайный" дифрактор эквивалентен матовым осветителям, применяемым в оптической голографии. Рассеивать излучение, очевидно, могут случайно расположенные отверстия, поглощающие "включения", различного рода неровности поверхности материалов и т.п. Характерный размер рассеивающих элементов оптимального дифрактора должен быть порядка требуемого разрешения.

При обработке интерференционной картины, записанной с помощью "не-малого" опорного предмета, возникают особенности, связанные с существованием точек \bar{K} , в которых амплитуда U_2 обращается в нуль и в которых за конечное время экспозиции невозможно восстановить амплитуду U . Малые окрестности этих точек при обработке интерференционной картины не должны учитываться. Выбрасываемые окрестности следует выбирать так, чтобы с одной стороны мало исказить изображение исследуемого предмета, а с другой не сильно увеличить требуемое время экспозиции и число зарегистрированных квантов.

Следует сказать несколько слов об одномерной голографии, когда достаточно знать зависимость амплитуды волны лишь от одной координаты (например, при исследовании поля линейных объектов). При этом, очевидно, во всех формулах для времени T и числа квантов N величина M вместо S/δ^2 будет равна l/δ , \leftarrow . Аналогично опорному отверстию в одномерной гологра-

фии можно использовать щель. Вместо двумерных зонных пластинок Френеля, если нужно, можно использовать одномерные зонные пластинки. Таким образом, для получения пространственного разрешения по одной степени свободы такого же как и по двум степеням, с тем же источником излучения, требуется значительно меньшее время экспозиции и число регистрируемых квантов.

7. Исследование малококонтрастных предметов

Для большого класса объектов (например, биологических) амплитуда и фаза рентгеновской волны, после прохождения через эти объекты, испытывает малые изменения. Важным достоинством голографии является то, что контрастность голограммы не зависит прямо от контрастности предмета и может оставаться высокой даже для очень малококонтрастных предметов.

Для малококонтрастного ^{слабопоглощающего} предмета почти вся мощность J_0 падает на центральную область регистратора в угле порядка λ/e . Малая часть J'_0 ($J'_0 \ll J_0$), связанная с малым изменением амплитуды поля, вышедшего из предмета, падает на регистратор под значительно большими углами $\lambda/\delta \gg \lambda/e$.

Рассмотрим сначала случай регистрации всего излучения объектов и обработки полной интерференционной картины. При этом $q_0 = 1$. Дисперсию $\sqrt{\Delta u}$ необходимо выбрать достаточно малой, чтобы уровень квантовых шумов не превышал интересующие малые изменения амплитуды u : $\epsilon^2 = \frac{J'_0}{J_0} \epsilon_0^2 \ll \epsilon_0^2$. При записи оптимальным осветителем, удовлетворяющим условию (10), требуемые число N и время T , как видно из (12), равны ($q_2 = 1$):

$$N_{opt} = \frac{M}{\epsilon \epsilon_0^2} \cdot \frac{J_0}{J'_0}, \quad T_{opt} = \frac{M}{\epsilon \epsilon_0^2 J'_0} \quad (20)$$

При получении (20) использовано, что величина $\frac{\langle |u| \rangle}{\sqrt{\langle |u|^2 \rangle}}$ мала, так как почти вся мощность излучения падает на центральную малую часть голограммы:

$$\frac{\langle |u| \rangle}{\sqrt{\langle |u|^2 \rangle}} \approx \frac{1}{\sqrt{M}} + \sqrt{\frac{J'_0}{J_0}} \ll 1.$$

В этом случае поток квантов на осветитель J_2 примерно равен (см. (14))

$$(J_2)_{opt} \approx \left(\frac{1}{\sqrt{M}} + \sqrt{\frac{J'_0}{J_0}} \right) J$$

и составляет малую часть полного потока падающего на объекты.

При записи малым отверстием оптимальный вариант осуществляется, когда $I_2 = I_0 = J_0$, и поток на осветитель $J_2 = \frac{\delta^2}{s_2} J_0$ должен быть не меньше потока на исследуемый предмет. В этом варианте число N и время T примерно в 4 раза больше, чем при записи оптимальным осветителем.

При регистрации и обработке всей интерференционной картины объектов голограмма оказывается сильно перегруженной информацией о малых пространственных частотах изображения (о форме предмета), которая часто не представляет интереса.^{x)} В этих случаях полезно отказаться от регистрации излучения в центральной области совсем. Тогда амплитуда u , из формулы (4), будет равна лишь малой информативной части полной амплитуды поля, вышедшего из предмета. При записи малым отверстием в оптимальном варианте освещенность голограммы от отверстия по-прежнему должна быть равна освещенности от предмета. Но теперь это означает, что $J_2 = \frac{\delta^2}{s} J'_0$, т.е. через отверстие необходим поток квантов в $\frac{\delta^2 J'_0}{s_2 J_0}$ раз меньший, чем через предмет. Число N и время T , как видно из (18), равны ($q_0 = J'_0/J_0 \ll q_2 = s_2/s$, $\epsilon = \epsilon_0$):

$$N_{opt} = \frac{4M}{\epsilon \epsilon_0^2}, \quad T_{opt} = \frac{2M}{\epsilon \epsilon_0^2 J_0}.$$

При записи оптимальным осветителем, величины N_{opt} , T_{opt} и соотношение потоков J_2 и J_0 будут примерно такими же (величина $\frac{\langle |u| \rangle}{\sqrt{\langle |u|^2 \rangle}}$ при выбрасывании центральной области ^{в простых случаях} порядка единицы).

Таким образом, выбрасывание при обработке интерференционной картины центральной части регистратора позволяет существенной

x) Форма исследуемого предмета (по центральной части голограммы) может быть изучена отдельно при специальной (и более 19 короткой) экспозиции.

но уменьшить (в γ_0/γ_1 раз) необходимое число зарегистрированных квантов. При оптимальном освещении мощность опорной волны требуется в γ_0/γ_1 раз меньше при записи малым отверстием.

Контрастность интерференционных полос информативной части голограммы становится полной.

Желательно использовать диафрагму, в которую помещается исследуемый предмет, с возможно более плавной зависимостью коэффициента поглощения рентгеновских лучей на краях. Такая диафрагма создает минимальное паразитное освещение голограммы. Предельное разрешение по контрастности предмета определяется фоновым рассеянием на веществе предмета.

8. Учёт частичной некогерентности падающего излучения

Представляет интерес исследовать, как может изменить результаты частичная некогерентность излучения. Как известно, временная некогерентность уменьшает контрастность интерференционной картины к краям голограммы, ограничивая тем самым предельное разрешение по объекту, которое становится порядка $L \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$. Для того, чтобы различить детали меньших размеров, необходимо резко увеличить время экспозиции и число зарегистрированных квантов (обратно пропорционально квадрату контрастности интерференционных полос у краев голограммы). Пространственная некогерентность уменьшает контрастность интерференционной картины по всей голограмме. Это тоже приводит к необходимости увеличивать время T и число квантов N для исследования деталей объекта.

Ограничимся количественным анализом наиболее простого случая с малым опорным отверстием для частично пространственно-некогерентного излучения. Пусть $\Gamma(\vec{\xi})$ — комплексная степень пространственной когерентности излучения между точкой предмета \vec{w}_1 и опорным отверстием.

Теперь величина \bar{u} , определяемая усреднением формулы (6), будет равна $\Gamma(\xi)$. Вместо условия (8) имеем:

$$|\bar{u}|^2 - |\Gamma(\xi)|^2 = \alpha^2 \langle |\Gamma(\xi)|^2 \rangle = \frac{\alpha^2}{S} \int |\Gamma(\xi)|^2 d\vec{\xi}. \quad (21)$$

Таким образом формулы для времени экспозиции и необходимого числа зарегистрированных квантов вместо (17) запишутся в виде:

$$T = \frac{M}{\varepsilon \alpha^2} \frac{(1 + I_0/I_2)}{\int |\Gamma(\xi)|^2 d\vec{\xi}}, \quad N = \frac{M}{\alpha^2} \frac{(I_2 + I_0)^2}{I_2 \int |\Gamma(\xi)|^2 d\vec{\xi}}$$

При полной когерентности падающего излучения $|\Gamma| = 1$ и последние формулы, очевидно, совпадают с (17). При уменьшении величины $|\Gamma|$ время T и число N возрастают примерно в $|\Gamma|^{-2}$ раз.

9. Количественные примеры

Для того, чтобы представить порядки входящих в формулы величин, о которых сегодня может идти речь, рассмотрим конкретный пример. Предположим, что источником излучения является накопитель ВЭП-3 (ИЯФ СО АН СССР). Сегодняшняя его мощность взаимно когерентного рентгеновского излучения P равна $1/7$:

$$P = 10^8 \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \lambda^2 (\text{А}) \frac{\text{квантов}}{\text{сек}}$$

Пусть в исследуемом предмете с контрастностью порядка единицы требуется различить $M = 50 \times 50 = 2,5 \cdot 10^3$ деталей. Интерференционную картину будем регистрировать детектором с эффективностью регистрации близкой к единице (изготовленным на базе проволочных пропорциональных камер) размером $20 \times 20 \text{ см}^2$ и пространственным разрешением $0,5 \times 0,5 \text{ мм}^2$. Этот детектор поместим на расстоянии 10 м от объектов.

Рассмотрим сначала случай записи малым отверстием размером δ . Для излучения с длиной волны $\lambda = 1 \text{ А}$ разрешение по объекту достигает величины $\delta^2 = 50 \times 50 \text{ А}^2$, продольное разрешение примерно $0,25 \text{ микрон}$. Число квантов, которое требуется зарегистрировать, как следует из формул (17), если выбрать $\alpha = 0,1$, равно $N \approx 10^6$ квантов (если величина мощности I_0 уменьшена примерно до величины I_2). При вычислении требуемого времени экспозиции следует учесть, что мощность $I_2 + I_0$ не

может быть в данном случае больше половины мощности взаимно-когерентных квантов P . Из формулы (19) для времени экспозиции T получаем ($\gamma_n \approx P/2M$, $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{1}{50}$):

$$T \approx 10 \text{ минут}$$

Для излучения с длиной волны $\lambda = 10 \text{ \AA}$ разрешение $\delta^2 = 500 \times 500 \text{ \AA}^2$, продольное разрешение примерно 2,5 микрона, требуемое число зарегистрированных квантов то же самое, необходимое время экспозиции:

$$T \approx 6 \text{ секунд}$$

В случае записи отверстием, на которое излучение оптимально фокусируется зонной пластинкой, число квантов N то же самое, требуемое время экспозиции:

$$T \approx 1 \text{ сек для излучения с длиной волны } 1 \text{ \AA},$$

$$T \approx 10^{-2} \text{ сек для излучения с длиной волны } 10 \text{ \AA}.$$

При исследовании малоконтрастных предметов требуемые времена экспозиции будут увеличены примерно в γ_0/γ_1 раз.

Следует отметить, что мощность взаимно-когерентного излучения накопителя ВЭШ-3 в ближайшее время предполагается увеличить примерно в 100 раз за счёт применения магнитных "змеек" и уменьшения размеров пучка в месте излучения.

10. Проблемы рентгеновской голографии и пути их решения

Одним из важнейших элементов схемы рентгеновской голографии является опорный предмет. В простейшем варианте это небольшое отверстие размером δ . Однако, приходится сталкиваться с трудностями при изготовлении в фольгах механическими способами уже отверстий микронного размера. Для увеличения мощности опорной волны целесообразно использовать зонную пластинку Френеля, с шириной внешнего, самого узкого кольца $\approx \delta$, фокусирующую всё нужное излучение на отверстие. Оптическое качество пластинки, как и качество малого отверстия осветителя, может быть невысоким: от этого зависит лишь эффективность использования потока взаимнокогерентных квантов, но не точность восстановления. Приемлемым является использование в качестве опорного предмета "случайного" дифрактора с

размерами деталей $\approx \delta$. Трудности при изготовлении таких оптических элементов того же характера и порядка, что и трудности в изготовлении отверстий размером δ .

Решить задачу изготовления осветителей можно, используя, например, приемы современной микроэлектроники. Так, можно нанести на легкую подложку, скажем бериллиевую, хорошо пропускающую рентгеновские лучи, слой из тяжелых элементов с использованием технологии современной ультрафиолетовой ^{или рентгеновской} микрофотографии. Возможно вживление тяжелых атомов в легкую фольгу-матрицу с применением ионной оптики высокого разрешения.

При использовании широкополосного (немонохроматического) излучения возникает необходимость монохроматизации. Идеальный монохроматор должен выделить из спектра интервал $(\frac{\Delta\lambda}{\lambda})_{\max}$ порядка обратного числа разрешаемых по одному направлению элементов предмета, не ухудшая при этом пространственной когерентности излучения. Эти требования для кристалл-монохроматора часто оказываются несовместимыми (для таких монохроматоров $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ всегда примерно равна вносимому в поток квантов разбросу углов: $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \Delta\theta_M$). Такая ситуация имеет место в малоугловой голографии, если поместить монохроматор перед исследуемым предметом. Чтобы сохранить пространственную когерентность, разброс углов $\Delta\theta_M$ не должен превышать разброс углов падения от источника. Но при этом величина $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ становится значительно меньше допустимой $(\frac{\Delta\lambda}{\lambda})_{\max}$, и теряется мощность взаимно-когерентных квантов, по крайней мере, в $\delta/\lambda \approx \theta_H^{-1}$.

Существуют два наиболее эффективных положения монохроматора (в которых почти не теряется поток полезных квантов): вблизи источника и перед регистратором. Если $(\frac{\Delta\lambda}{\lambda})_{\max}$ меньше углов излучения источника α_λ , целесообразно помещать монохроматор близко к источнику на расстоянии γ_M не больше $\sigma(\frac{\Delta\lambda}{\lambda})_{\max}^{-1}$ (σ - размер источника).

Расстояние γ_M оказывается меньше расстояния до объектов γ , по крайней мере, в δ/λ раз. Вносимый ^{разброс} углов $\Delta\theta_M$ не превосходит при этом разброса углов прихода излучения на монохроматор и степень пространственной когерентности излучения не умень-

шается.

В случаях, когда желательно использовать более широкий спектральный диапазон ($(\frac{\Delta\lambda}{\lambda})_{\text{max}} > \alpha_\lambda$) или по техническим причинам поставить монохроматор близко к источнику нельзя, его полезно поместить вблизи регистратора, когда отсутствует требование сохранения пространственно-когерентных свойств излучения. Необходимо лишь, чтобы на расстоянии от монохроматора до регистратора соседние интерференционные максимумы монохроматора не перемешались. Такое положение монохроматора позволяет сохранить поток полезных квантов, но резко повышает радиационную нагрузку исследуемого предмета паразитными квантами.

Важной для развития рентгеновской микрофотографии задачей является создание поквантовых координатных детекторов рентгеновского излучения, например, на основе многопроводочных пропорциональных камер и координатно-чувствительных полупроводниковых детекторов, по эффективности регистрации значительно превосходящих фоторегистраторы. Детекторы, очевидно, могут представлять собой матрицу также и с зазорами между регистрирующими центрами. Уже сейчас на базе проводочных камер созданы однокоординатные поквантовые детекторы с пространственным разрешением 0,1 мм и двухкоординатные с разрешением 0,7 x 0,7 мм² с эффективностью регистрации 30% (на длине волны примерно 1 Å). Такие детекторы обладают высоким быстродействием (загрузка до 10⁶ импульсов/сек) и возможностью работы в режиме прямой связи с ЭВМ /1/.

Принципиальным шагом явится создание регистраторов, измеряющих не только координаты квантов, но одновременно и их энергии с достаточно высоким энергетическим разрешением. Сейчас уже созданы полупроводниковые детекторы, измеряющие энергию квантов с хорошим разрешением (порядка 1%), но фиксирующие все кванты в пределах входного отверстия. Можно надеяться, что будет создан и комплексный регистратор, изготовленный средствами современной твердотельной микроэлектроники, соединяющий в себе оба вида разрешения. Это позволит обойтись без монохроматоров при использовании синхротронного излучения. Появится возможность использования всех пространственно-когерентных квантов источни-

ка и получения полной голографической информации о предмете на всех длинах волн сразу.

Выражаем благодарность Г.Н.Кулипанову за обсуждения в ходе выполнения работ.

Л и т е р а т у р а

1. С.Е.Бару, Г.Д.Мокульская, М.А.Мокульский, В.А.Сидоров, А.Г.Хабашев. ДАН СССР, 227, 82 (1976).
2. G.W.Stroke. Appl. Phys. Lett. 6, 201 (1965).
3. Дж. Строук. "Введение в когерентную оптику и голографию". Изд. "Мир", М., 1967.
4. Л.М.Сороко. "Основы голографии и когерентной оптики". Изд. "Наука", 1971.
5. "Голография, методы и аппаратура" под ред. В.М.Гинзбург, Б.М.Степанова. Глава 6, Изд. "Сов.радио", М., 1974.
6. М.Борн, Э.Вольф. "Основы оптики" § 10.4, Изд. "Наука", 1970.
7. А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский "Оптика и спектроскопия" (В печати).
8. G.W.Stroke, R.Restrict, A.Funkhouser, D.Brumm. Phys. Lett. 18, 274 (1965).
9. G.W.Stroke, R.G.Zech. Phys. Lett. A25, 89 (1967).
10. A.W.Lohmann, H.W.Werlich. Phys. Lett. A25, 570 (1967).
11. G.W.Stroke, M.Halioua. Phys. Lett. A33, 3 (1970).
12. Я.Перина. "Когерентность света". Глава 10. Изд. "Мир", М., 1974.

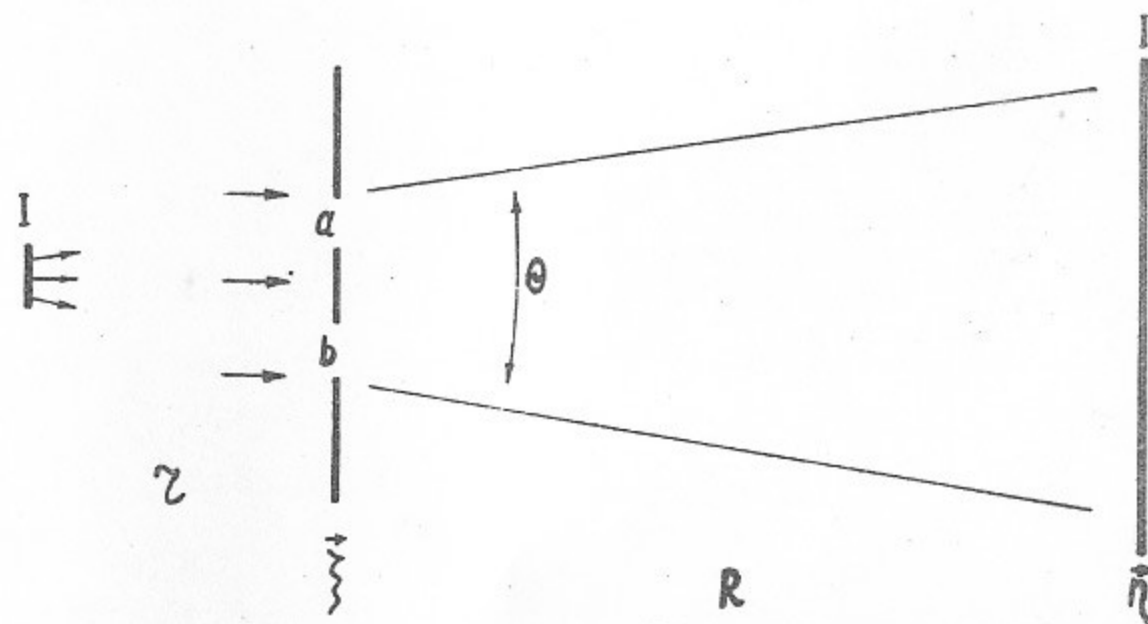


Рис. I. Схема безлинзовой Фурье-голографии. I - источник излучения, II - плоскость регистрации. В диафрагму *a* помещен объект, используемый в качестве осветителя и создающий известное опорное излучение. Исследуемый предмет находится в диафрагме *b*.

Работа поступила - 20 июля 1976 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ
Подписано к печати 11.XI-1976 г. МН 03027
Усл. 1,7 печ.л., 1,4 учетно-изд.л.
Тираж 250 экз. Бесплатно
Заказ № 105.

Отпечатано на ротапринте ИЯФ СО АН СССР