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

ПРЕПРИНТ И Я Ф 75 - 102

А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ НАКОПИТЕЛЕЙ В РЕНТГЕНОВСКОЙ ГОЛОГРАФИИ МИКРООБЪЕКТОВ

Новосибирск
1975

А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ НАКОПИТЕЛЕЙ В РЕНТГЕНОВСКОЙ ГОЛОГРАФИИ МИКРООБЪЕКТОВ

АННОТАЦИЯ

Введено понятие мощности когерентного излучения, характеризующее возможность использования источника в голографии. Исследованы когерентные свойства синхротронного излучения для применений в рентгеновской голографии. Показано, что мощность когерентного излучения электронов в современных накопителях значительно превосходит мощность когерентного излучения рентгеновских трубок.

I. Введение

В последнее время синхротронное излучение накопителей и синхротронов все более интенсивно применяется для решения самых различных задач в области физики, фотохимии и биологии. Привлекают внимание значительная мощность излучения и возможность выделять в процессе эксперимента любую частоту в широком диапазоне.

Представляет интерес исследовать возможности применения синхротронного излучения также в голографии, особенно в рентгеновской. Общеизвестны большие трудности, связанные с источником когерентных рентгеновских лучей, которые нужно преодолеть при получении голограмм микрообъектов. Наилучших результатов удалось достичь авторам работы /I/. С помощью $Al K_{\alpha}$ излучения (8,34 Å) хорошо сфокусированного источника ими получены голограммы химического волокна и точечноподобного объекта – красных кровяных клеток. Различаются 7–I0 интерференционных полос от волокна и 3–5 интерференционных колец вокруг клеток. Поперечное разрешение исследованных объектов оценивается величиной порядка 4 микрон, продольное – около 4 миллиметров. Сотрудники этой же лаборатории для получения голограмм впервые использовали излучение синхротрона (60 Å) /2/.

Одна из основных целей данной работы – описать когерентные свойства синхротронного излучения и сравнить его с излучением рентгеновских трубок.

2. Источники излучения в голографии.

Основная задача голографии – восстановление амплитуды и фазы электромагнитной волны, прошедшей через исследуемый предмет (или отраженной от него). Сопоставляя комплексные амплитуды поля излучения падающей и вышедшей волны, можно судить о свойствах предмета.

Все известные регистраторы коротковолнового излучения измеряют лишь интенсивность. В голографии для полного восстановления фронта волны используется известное опорное излучение, которое интерферирует с волной от исследуемого предмета и вызывает модуляцию интенсивности в пространстве, зависящую как от распределения амплитуды, так и от фазы искомой волны. Зная модуляцию интенсивности в области регистратора и опорную волну, можно восстановить параметры волны, вышедшей из предмета (Габор, 1947 г.).

В классической схеме голографии используется источник, дающий монохроматическое и пространственно когерентное излучение. Если излучение не монохроматическое, можно, например, с помощью монохроматора пространственно разделить волны разных частот. Будем предполагать, что монохроматор выделяет в спектре излучения волну длины λ с интервалом $\Delta\lambda$ (без поглощения и искажения фронта этой волны). Степень монохроматичности $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ должна быть, по крайней мере, порядка обратного числа интерференционных полос, которые нужно зарегистрировать на голограмме для получения желаемого разрешения деталей исследуемого предмета /3/.

Пространственная когерентность излучения нелазерного источника, состоящего из отдельных независимых излучателей, зависит от размеров самого источника. Взаимную когерентность поля излучения в точках M_1 с координатами $\vec{\xi}=(0,0,0)$, и M_2 с координатами $\vec{\xi}=(\xi_1,\xi_2,\xi_3)$, как известно,/3,4/,характеризует степень пространственной когерентности $\Gamma(\vec{\xi})$:

$$\Gamma(\vec{\xi}) = \overline{U(0)U^*(\vec{\xi})} \Big/ \left[\overline{|U(0)|^2}\,\overline{|U(\vec{\xi})|^2}\right]^{\frac{1}{2}}$$

где U – комплексная амплитуда поля излучения, черта означает усреднение по времени. Величина $|\Gamma|$ определяет контраст интерференционной картины, получаемой в экспериментах, где точки M_1 и M_2 являются вторичными источниками излучения. Для точечного источника все излучение пространственно когерентно $(|\Gamma|=1)$ и, в принципе, может быть использовано в голографии. Для произвольного источника поле излучения пространственно когерентно лишь в ограниченной области, в которой $|\Gamma|\sim 1$.

Можно ввести понятие мощности когерентного излучения P, характеризующей возможность использования источника в голографии. Удобно её определить в виде:x)

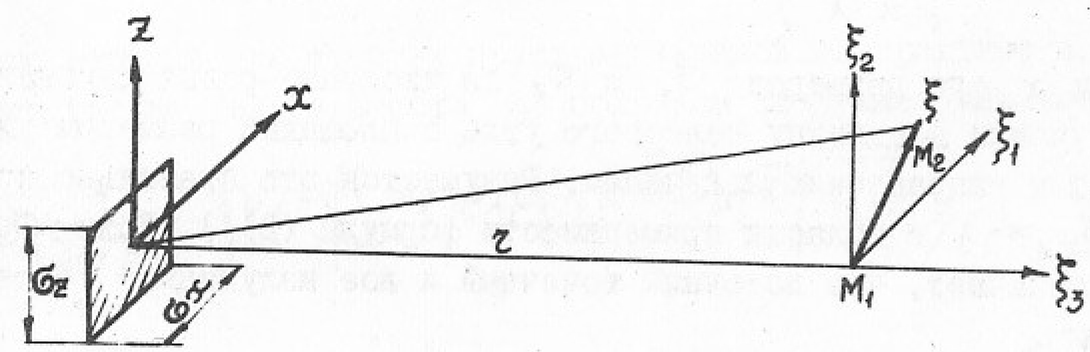
$$P=\int|\Gamma|^2\frac{dI}{d\Omega}\,d\Omega(\vec{\xi})=\frac{\int\left|\overline{U(0)U^*(\vec{\xi})}\right|^2 d\vec{\xi}}{\overline{|U(0)|^2}} \qquad (I)$$

где $\frac{dI}{d\Omega}=|U(\vec{\xi})|^2 z^2$ – интенсивность излучения источника в направлении точки M_2 (z – расстояние от источника до точки M_2),

x) Мощность когентного излучения удобно определить величиной,пропорциональной $|\Gamma|^2$, от которой зависит время экспозиции, необходимое для получения голограмм.

$d\Omega$ элемент телесного угла, интегрирование производится по поверхности, поперечной к направлению распространения излучения. Величина P не превышает мощности излучения источника $I=\int|U|^2 d\vec{\xi}$.

Для уяснения физического смысла мощности P, рассмотрим случай изотропного квазимонохроматического излучения, которое создается независимыми элементарными точечными излучателями, расположенными в плоскости x, z (см.рис.).



В условиях, когда малы размеры источника и мал угол между точками M_I и M_2, формула для величины $|\Gamma|$ имеет вид /3,4/:

$$|\Gamma|=\frac{1}{\int J(\vec{x})\,d\vec{x}}\left|\int J(\vec{x})\exp\left[ik\left(\frac{\vec{x}^2}{2z^2}\xi_3-\frac{\vec{x}\vec{\xi}}{z}\right)\right]d\vec{x}\right| \qquad (2)$$

где $\vec{X}=(x,z)$, $k=\frac{2\pi}{\lambda}$, $J(\vec{x})$ – яркость источника – интенсивность излучения элементарных излучателей с единицы площади источника в точке $\vec{X}$, в единицу телесного угла. Если размеры источника равны σ_x и σ_z, то как видно из (2), величина $|\Gamma|$ близка к единице лишь в области с размерами xx)

$$|\Delta\xi_1|\lesssim\lambda\frac{z}{\sigma_x}\,,\quad |\Delta\xi_2|\lesssim\lambda\frac{z}{\sigma_z}\,,\quad |\Delta\xi_3|\lesssim\lambda\frac{z^2}{[\max(\sigma_x,\sigma_z)]^2}$$

xx) Заметим, что степень продольной когерентности $\Gamma(0,0,\xi_3)$, определяющая продольный размер области когерентности для квази-монохроматического излучения, не является дополнительной независимой характеристикой источника.

Поперечная площадка размером $|\Delta\xi_1 \Delta\xi_2| \approx \frac{\lambda^2}{\sigma_x \sigma_z} r^2$ определяет максимальный телесный угол когерентного излучения. В голографии можно использовать лишь часть полного излучения, которая попадает в этот телесный угол $\Delta\Omega \leq \frac{\lambda^2}{\sigma_x \sigma_z}$. Мощность этой части излучения и будет введенной выше мощностью когерентного излучения P ,равной в этом случае:

$$P = \lambda^2 \frac{\int J^2 d\vec{x}}{\int J \, d\vec{x}} \qquad (3)$$

При фиксированной яркости источника ($J = const$) мощность когерентного излучения

$$P = \lambda^2 J$$

не зависит от его размеров σ_x и σ_z и численно равна интенсивности излучения в единицу телесного угла с площадки размером λ^2, поперечной к направлению излучения. Разумеется это правильно при условии $\sigma_{x,z} \gg \lambda$ (в области применимости формулы (3)). Если $\sigma_{x,z} \ll \lambda$ то означает, что источник точечный и все излучение будет когерентным.

При $\sigma_{x,z} \gg \lambda$ полезно диафрагмирование источника, которое позволяет оптимально использовать когерентное излучение. Диафрагма представляет собой отверстие размерами $d_x \times d_z$ и располагается на некотором расстоянии r_d в его геометрической зоне ($r_d \ll \sigma_{x,z}^2/\lambda$). Не изменяя мощности когерентного излучения, размеры диафрагмы можно уменьшать до величин

$$d_{x,z} \approx max\left(\lambda \frac{r_d}{\sigma_{x,z}}, \lambda\right)$$

Соответственно, характерный угол когерентного излучения $\frac{\lambda}{d_{x,z}}$ изменяется в интервале от $\frac{\lambda}{\sigma_{x,z}}$ до $min\left(\frac{\sigma_{x,z}}{r_d}, 1\right)$.

Для полного использования когерентной части излучения с освещением всего исследуемого предмета размеры предмета δ_x, δ_z должны совпадать с размерами области когерентности $(r - r_d)\frac{\lambda}{d_{x,z}}$.
При этом размеры диафрагмы равны:

$$d_{x,z} \approx (r - r_d)\frac{\lambda}{\delta_{x,z}}$$

Синхротронное излучение электронов в накопителях является существенно неизотропным. При рассмотрении случая неизотропного излучения для простоты ограничимся ситуациями, когда угловое распределение излучения одно и тоже с любого участка источника, т.е. когда интенсивность излучения $J(\vec{x}, \vec{n})$ с единицы площади источника в единицу телесного угла в направлении единичного вектора $\vec{n}$ представляется в виде

$$J(\vec{x}, \vec{n}) = J(\vec{x}) Y(\vec{n})$$

Тогда формула для степени пространственной когерентности (2) сохранит тот же вид, а вместо (3) получаем следующее выражение:

$$P = \frac{1}{\int J(\vec{x}) d\vec{x}} \int Y(\vec{n}) \left| \int J(\vec{x}) exp\left(-i\kappa \frac{\vec{x}\vec{\xi}}{r}\right) d\vec{x} \right|^2 \frac{d\vec{\xi}}{r^2} \qquad (4)$$

Здесь $J(\vec{x}) \equiv J(\vec{x}, \vec{n}_1)$ - яркость источника в направлении точки M_I (см. рис.).

Неизотропное излучение характеризуется двумя основными параметрами: характерными интервалами углов $\Delta\theta$, в котором сосредоточено излучение (в этом интервале $\Delta\theta$ вокруг $\vec{n}_1$ величина $Y(\vec{n})$ отлична от нуля) и углами когерентности $\lambda/\sigma_{x,z}$. Если

$$\Delta\theta \ll \frac{\lambda}{\sigma_{x,z}}$$

как это, например, может иметь место для синхротронного излучения, то из (4) получаем, что когерентно все излучение:

$$P = \int J(\vec{x}) Y(\vec{n}) d\vec{x} \, d\Omega \, .$$

Наоборот случай, когда

$$\Delta\theta \gg \frac{\lambda}{\sigma_{x,z}}$$

не отличается от случая изотропного распределения ($Y(\vec{n}) = 1$) и формула (4) переходит в (3).

Характер зависимости мощности когерентного излучения от размеров источника и диафрагмы аналогичен случаю изотропного распределения излучения. Из формулы (4) видно, что при постоянной плотности элементарных излучателей источника сначала с увеличением размеров источника мощность P увеличивается до тех пор, пока угловой размер области когерентности не уменьшается до величины $\Delta\theta$. При этом размеры источника будут порядка $\frac{\lambda}{\Delta\theta}$ и P достигнет величины

$$P=\lambda^2 J= I\frac{\lambda^2}{(\Delta\theta)^2\sigma_x\sigma_z}$$

При дальнейшем увеличении размеров источника мощность P остается постоянной.

Диафрагмирование имеет смысл при $\sigma_{x,z}\gg\frac{\lambda}{\Delta\theta}$. Диафрагма располагается в геометрической зоне источника $z_d\ll\sigma_{x,z}^2/\lambda$. Минимально возможные размеры диафрагмы, не уменьшающие величину P, примерно равны $max\left(\frac{\lambda}{\Delta\theta},\lambda\frac{z_d}{\sigma_x}\right)$. Характерный угол когерентности излучения, при этом изменяется в интервале от $\frac{\lambda}{\sigma_{x,z}}$ до $min\left(\frac{\sigma_{x,z}}{z_d},\Delta\theta\right)$.

3. Мощность когерентного излучения электронов в накопителях

Рассмотрим свойства синхротронного излучения, создаваемого независимо излучающими электронами, обращая внимание на те его характеристики, которые существенны для голографии. Как известно, ультрарелятивистские электроны, вращаясь в накопителе, излучают вперед в узкий конус вокруг скорости с углом порядка $\left(\frac{\lambda}{R_M}\right)^{1/3}$ для волн длины λ (R_M – радиус кривизны траектории в месте излучения). В точку наблюдения, таким образом, попадает излучение с длины $\approx(\lambda R_M^2)^{1/3}$ участка орбиты электронов. Ширина спектра длин волн синхротронного излучения порядка характерной длины $\lambda_{хар}$, сильно зависящей от энергии:

$$\lambda_{хар}\approx\pi\frac{R_M}{\gamma^3}$$

где γ – релятивистский фактор.

Монохроматором можно выделять любую длину волны λ, Используя /5/, выпишем формулу для числа излученных в единицу времени квантов, поляризованных вдоль радиуса кривизны траектории, в простейшем варианте круговой орбиты в точке излучения:

$$dI=\frac{4}{\pi}\alpha j_e\gamma^2\nu\left[\Phi'(\nu+\nu\gamma^2\theta^2)\right]^2\frac{d\lambda}{\lambda}\,d\Omega \qquad (5)$$

где $\alpha=\frac{e^2}{\hbar c}=\frac{1}{137}$, j_e – электронный ток – число электронов в накопителе деленное на период обращения, $\nu=\left(\frac{\pi R_M}{\gamma^3\lambda}\right)^{2/3}$, θ – угол между вектором точки наблюдения, проведенного из точки излучения, и плоскостью орбиты электронов, $\Phi(x)$ – функция Эйри, $\Phi'(x)$ – её производная.

Найдем размеры области пространственной когерентности синхротронного излучения. Будем предполагать, что видимый из точки наблюдения вертикальный (в направлении, поперечном к плоскости орбиты) угловой размер пучка и угловой разброс электронов в пучке в месте излучения мал:

$$\frac{\sigma_z}{z}+\frac{|v_z|}{v}\ll\left(\frac{\lambda}{R_M}\right)^{1/3}, \qquad (\lambda\gtrsim\lambda_{хар})$$

($\vec{v}$ – скорость электрона). Это позволяет пренебречь зависимостью интенсивности излучения электрона от месте излучения в пучке. Степень пространственной когерентности определится из формулы (2), где величина $J(\vec{x})$ будет пропорциональна плотности электронов $f(\vec{x})$ в месте излучения. Например, при гауссовском распределении частиц в пучке размером $\sigma_x\times\sigma_z$:

$$J(\vec{x})\sim f(\vec{x})=\frac{2}{\pi\sigma_x\sigma_z}\,exp\left(-2\frac{x^2}{\sigma_x^2}-2\frac{z^2}{\sigma_z^2}\right)$$

Подставляя это распределение в (2), получаем выражения для степени поперечной когерентности синхротронного излучения:

$$|\Gamma(\xi_1,\xi_2,0)|=exp\left(-\frac{\xi_1^2}{a_x^2}-\frac{\xi_2^2}{a_z^2}\right)$$

$$a_x=\frac{\sqrt{2}}{\pi}\lambda\frac{z}{\sigma_x}, \qquad a_z=\frac{\sqrt{2}}{\pi}\lambda\frac{z}{\sigma_z} \qquad (6)$$

для степени продольной когерентности:

$$|\Gamma(0,0,\xi_3)|=\left[\left(1+\frac{\xi_3^2}{b_1^2}\right)\left(1+\frac{\xi_3^2}{b_2^2}\right)\right]^{-\frac{1}{2}}$$

$$b_1=\frac{2}{\pi}\lambda\frac{z^2}{\sigma_x^2}, \qquad b_2=\frac{2}{\pi}\lambda\frac{z^2}{\sigma_z^2}$$

Мощность когерентного синхротронного излучения, выраженная в числе квантов в секунду, излученных в интервал длин волн $d\lambda$, xxx) можно найти прямо из формулы (I) с помощью (5) и (6) $\left(d\Omega = \frac{d\xi_1 d\xi_2}{r^2}\right)$:

$$P=\frac{4\alpha}{\pi^{5/6}} j_e \frac{(R_M^2\lambda)^{\frac{1}{3}}}{\sigma_x}\frac{d\lambda}{\lambda}\int_{-\infty}^{\infty}\left[\Phi'(\nu+\nu\gamma^2\theta^2)\right]^2 e^{-\pi^2\frac{\sigma_z^2}{\lambda^2}\theta^2}d\theta \qquad (7)$$

Из этой формулы видно, что мощность P экспоненциально мала для длин волн $\lambda \ll \pi\frac{R_M}{\gamma^3}$ и возрастает при $\lambda \gg \pi\frac{R_M}{\gamma^3}$.

При малом вертикальном размере пучка, когда выполнено соотношение

$$\sigma_z \ll \frac{\gamma\lambda}{\pi}\sqrt{\nu} = \frac{(\lambda^2 R_M)^{1/3}}{\pi^{2/3}}$$

все излучение по вертикальной оси когерентно. В этой области угол когерентности $\frac{a_z}{r}\approx\frac{\lambda}{\sigma_z}$ значительно превышает угол $\Delta\theta\approx\left(\frac{\lambda}{R_M}\right)^{1/3}$ с плоскостью орбиты, в который излучается волна с длиной λ. При этом величину P можно привести к виду:

$$P=\frac{3\alpha}{(2\pi)^{2/3}}j_e\frac{(R_M\lambda^2)^{1/3}}{\sigma_x}\left[-\Phi'(\sqrt[3]{4}\,\nu)-\frac{\sqrt[3]{4}\,\nu}{3}\int_0^\infty\Phi(\sqrt[3]{4}\,\nu+x)\,dx\right]\frac{d\lambda}{\lambda} \qquad (8)$$

В частности, при $\frac{\pi R_M}{\gamma^3}\ll\lambda$ мощность P не зависит явно от энергии и равна ($-\Phi'(0)=0,46$):

$$P=3\cdot10^{-3}j_e\frac{(\lambda^2R_M)^{1/3}}{\sigma_x}\frac{d\lambda}{\lambda}$$

При $\frac{\pi R_M}{\gamma^3}\gg\lambda$ имеем:

$$P=2,9\cdot10^{-3}j_e\frac{\sqrt{\lambda R_M}}{\sqrt{\gamma}\,\sigma_x}e^{-\frac{4\pi}{3}\frac{R_M}{\gamma^3\lambda}}\frac{d\lambda}{\lambda}$$

Рассмотрим область, где

$$\sigma_z \gg \frac{\gamma\lambda}{\pi}\sqrt{\nu} \qquad (9)$$

xxx) Речь идет о свойствах коротковолнового излучения, создаваемого независимо излучающими электронами, а не об излучении на длинах волн порядка длины сгустков, в которые сгруппированы электроны в накопителях.

В этом случае мощность P определяется интенсивностью излучения в плоскости орбиты. Из формулы (7) получаем:

$$P=\frac{4\alpha}{\pi^{4/3}}j_e\frac{(\lambda^2R_M)^{2/3}}{\sigma_x\sigma_z}\left[\Phi'(\nu)\right]^2\frac{d\lambda}{\lambda}$$

При $\frac{\pi R_M}{\gamma^3}\ll\lambda$ эта формула запишется в виде:

$$P=1,3\cdot10^{-3}j_e\frac{(\lambda^2R_M)^{2/3}}{\sigma_x\sigma_z}\frac{d\lambda}{\lambda} \qquad (IO)$$

При $\frac{\pi R_M}{\gamma^3}\gg\lambda$ имеем:

$$P=2,3\cdot10^{-3}j_e\frac{\lambda R_M}{\gamma\sigma_x\sigma_z}e^{-\frac{4\pi}{3}\frac{R_M}{\gamma^3\lambda}}\frac{d\lambda}{\lambda} \qquad (II)$$

Представляет интерес исследовать мощность P, на длине волны λ, как функцию энергии электронов. Обсудим, например, случай, когда выполнено соотношение (9). Отметим, что в накопителях поперечные размеры пучка обычно определяются квантовыми флуктуациями синхротронного излучения. При этом площадь $\sigma_x\sigma_z$ пропорциональна γ^2. Мощность P при $\gamma\ll\left(\frac{\pi R_M}{\lambda}\right)^{1/3}$ определяется формулой (II), и экспоненциально мала. При $\gamma\gg\left(\frac{\pi R_M}{\lambda}\right)^{1/3}$ величина P определяется формулой (IO), убывая при возрастании энергии пропорционально γ^2. Мощность когерентного излучения максимальна, когда $\gamma=\left(\frac{5R_M}{\lambda}\right)^{1/3}$, не зависит в этой точке от радиуса кривизны траектории R_M $\left(\frac{\sigma_x\sigma_z}{\gamma^2}=const\right)$ и равна

$$P=2,6\cdot10^{-4}j_e\frac{\gamma^2\lambda^2}{\sigma_x\sigma_z}\frac{d\lambda}{\lambda} \qquad (I2)$$

Как уже говорилось, можно с помощью диафрагмы оптимально распределить когерентное излучение по исследуемому предмету. На основании результатов предыдущего раздела нетрудно установить диапазоны изменения размеров диафрагмы и характерных углов когерентного излучения в x и z направлениях. По радиальному направлению диапазоны изменения определяются формулами для изотропного излучения. По вертикальному направлению излучение остро направленное $\Delta\theta\approx\left(\frac{\lambda}{R_M}\right)^{1/3}$ и применимы формулы для случая неизотропного излучения.

Сравним мощности когерентного излучения рентгеновских трубок и электронов в накопителях. Для лучших острофокусных рентгеновских трубок с вращающимся анодом мощность когерентного излучения линии $Cu\,K_\alpha$ (полная мощность I ватт с площади $50\mu \times 50\mu$, $\lambda = 1{,}4$ Å) составляет

$$P = \frac{dI}{d\Omega}\,\frac{\lambda^2}{\sigma_x\sigma_z} \approx 2\cdot 10^3 \;\frac{\text{квантов}}{\text{сек}}$$

Для накопителя ВЭПП-3 (Новосибирск) рабочие параметры, которые достаточно типичны для современных электронных накопителей, следующие:

$$j_e = 100\,\text{ма} = 6\cdot 10^{17}\;\frac{\text{электронов}}{\text{сек}},\quad \sigma_x = 4\cdot 10^{-5}\gamma\,(\text{см}),\; \sigma_z = 4\cdot 10^{-6}\gamma\,(\text{см}).$$

Если взять относительную ширину линии $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 10^{-3}$, то мощность когерентного излучения при оптимальной энергии на той же длине волны (вычисляется по формуле (I2)) равна

$$P = 2\cdot 10^5 \;\frac{\text{квантов}}{\text{сек}}$$

Как видим, мощность когерентного синхротронного излучения накопителя ВЭПП-3 на два порядка превосходит мощность когерентного излучения рентгеновских трубок.

Следует заметить, что площадь пучка $\sigma_x\sigma_z$ в накопителе может быть ещё уменьшена за счет уменьшений функций Флоке в месте излучения[xxxx)] (при том же токе электронов). Это дает увеличение величины P, примерно, на порядок. Дополнительное увеличение мощности P ещё на порядок можно получить, вводя в прямолинейный промежуток знакопеременное магнитное поле. При этом излучение в точку наблюдения будет приходить с многих мест траектории электронов. Кроме того, для целей голографии часто достаточно использовать значительно больший интервал $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$.

Преимущество применения синхротронного излучения в голографии (большая мощность когерентного излучения и возможность изучения предметов в любом "цвете") сохраняются вплоть до области далекого ультрафиолета, где кончаются возможности современных лазеров.

xxxx) Заметим, что при уменьшении функции Флоке увеличивается во столько же раз угловой разброс $|v_z|/v$ электронов в пучке. Поэтому нужно следить за выполнением условия $\sigma_z/r + |v_z|/v \ll (\lambda/R_m)^{1/3}$, иначе мощность P перестанет зависеть от дальнейшего уменьшения размера σ_z.

Наиболее приемлемой схемой рентгеновской голографии микрообъектов является безлинзовая Фурье - голография, предложенная Строуком /3,6/, которая будет проанализирована в следующей работе. В этой схеме опорный и исследуемый предметы располагаются близко друг к другу так, чтобы угол между направлениями рассеянного ими излучения был достаточно мал. Регистрация интерференционной картины в дальней зоне существенно облегчается, так как расстояния между интерференционными максимумами могут сколь угодно превышать длину волны используемого излучения.

Авторы благодарны Я.С.Дербеневу, Э.П.Круглякову и Г.Н.Кулипанову за обсуждения в ходе выполнения работы.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Aoki Sadao, Kikuta Seishi Jap.J.Appl.Phys. 13, 1385 (1974).
2. Aoki Sadao, Ichihara Yutaka, Kikuta Seishi Jap.J.Appl.Phys. 11, 1857 (1972).
3. Л.М.Сороко "Основы голографии и когерентной оптики" Изд. "Наука", 1971.
4. Дж. Строук "Введение в когерентную оптику и голографию" Изд. "Мир" М., 1967.
5. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц "Теория поля" §74, Изд. "Наука" М., 1967.
6. G.W.Stroke Appl.Phys.Lett. 6, 201 (1965).

Работа поступила - 10 октября 1975 г.

Ответственный за выпуск Г.А.СПИРИДОНОВ
Подписано к печати 10.XI-1975 г. МН 03216
Усл. 0,8 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно
Заказ № 102

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР.