

可见光再现 X 射线无透镜傅里叶变换 全息图的可行性研究*

朱佩平 徐至展 陈建文 肖体乔 寇雷刚 王之江
(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘 要 本文探讨了可见光再现 X 射线无透镜傅里叶变换全息图的可行性问题. 结论是, 可见光再现 X 射线无透镜傅里叶变换全息图, 可以做到不但没有球差, 而且在一定条件下慧差也可完全消除. 其余像差也可校正到最小, 以致忽略不计.

关键词 X 射线全息术, 无透镜傅里叶变换全息图, 像差, 放大率.

1 引 言

由于 X 射线源的亮度低和缺乏 X 射线光学元件, 同轴全息术一直是研究 X 射线全息术的主流^[1~6], 1986 年 X 射线同轴全息术的分辨距离就达到了 40 nm^[4]. 近年来, 由于 X 射线源亮度的提高和 X 射线波带片的制作工艺日臻成熟, 拍摄较高分辨率的 X 射线无透镜傅里叶变换全息图成为可能. 1992 年, McNulty 等人^[7]在美国国家同步辐射实验室, 以金箔(厚度 250 nm)制作的波带片和辐条靶为样品, 用焦斑半径为 60 nm 的菲涅耳波带片产生参考点源, 波长为 3.4 nm, 用 CCD 记录, 数字法重现, 第一次使 X 射线无透镜傅里叶变换全息术的分辨距离达到 60 nm; 它可实现图像的实时处理, 但是需要高分辨率的探头和庞大的计算机系统. 而用短波长记录、长波长再现的光学方法, 虽然不能实现图像的实时处理, 但是所需实验设备简单, 具有不可取代的地位. 本文对可见光再现 X 射线无透镜傅里叶变换全息图的可行性问题作了研究, 具体探讨了以下问题: 1) 再现时记录信息的丢失, 2) 远场记录的优点, 3) 再现时的像差, 4) 再现点源的半径和位置误差, 5) 再现时的分辨率和信息量.

2 再现时记录信息的丢失

众所周知, 当光栅空间周期小于波长时, 各级衍射波都是倏逝波. 在用可见光重现 X 射线全息图时, 有可能出现距参考点源较远物点的干涉条纹间距小于波长的情况. 为了避免用可见光再现时, 由于倏逝波而引起的记录信息的丢失, 必须使干涉条纹间距大于再现波长. 这是因为 X 射线全息术中缺乏象电子透镜那样的放大仪器, 所以不能象电子全息术那样先放

* 国家自然科学基金资助项目.

收稿日期: 1993 年 11 月 17 日

大干涉条纹, 然后记录全息图的方法, 而只能采取先记录全息图, 后放大干涉条纹间距. 对于 X 射线无透镜傅里叶变换全息图, 除了放大全息图的方法外, 还可以采取远场记录来减小全息干涉场强度分布的空间频率, 只要干涉条纹的间距大于可见光波长, 就可用单色可见光直接再现全息图. 这两种方法都能获得放大的像, 但第二种方法要简单得多.

3 远场记录的优点

在可见光范围, 无透镜傅里叶变换全息图可以在菲涅耳衍射区域记录, 也可以在夫朗和费衍射区域记录. 这是因为透镜的焦斑或滤波小孔的半径可以做到接近或小于波长, 因而参考波的范围(也就是小孔的衍射斑的范围)可以做到任意大, 所以能记录衍射角度任意大的物波. 因为无透镜傅里叶变换全息图的分辨率是由参考波和物波的重叠范围决定的^[8], 所以在可见光范围, 无透镜傅里叶变换全息图的分辨距离可以达到波长数量级. 而在 X 射线范围, 波带片的焦斑或滤波小孔的半径比波长大一个数量级, 因而参考波的范围是有限的; 另一方面, 大角度的衍射和相干散射的物波是非常微弱的. 因此为了增大参考波和物波的重叠范围, 更有效地记录物波携带的样品信息, 远场记录要比近场记录有利得多, 如图 1 所示. 显然, 远场记录有两个优点, 第一, 在记录时可以在全息图上记录较多的物波信息, 第二, 有可能使直接用可见光再现 X 射线无透镜傅里叶变换全息图成为现实.

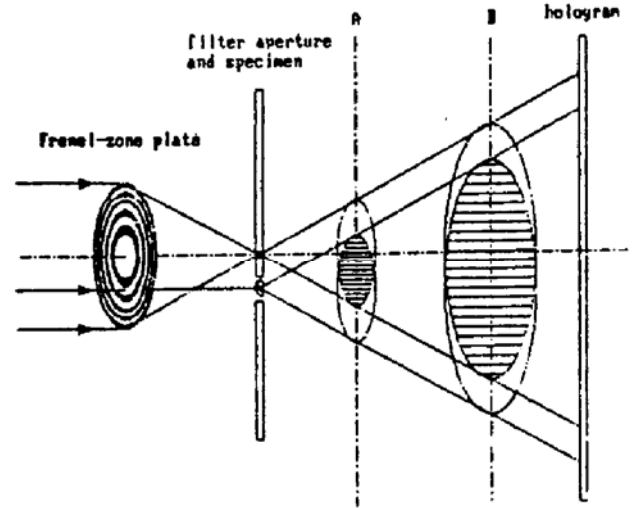


Fig. 1 At position A, the spacing of interference fringes is small, the overlapping range of object wave and reference is also small; At position B, the spacing of interference fringe is large, the overlapping range is large

4 再现时的像差问题

短波长记录长波长重现, 可以获得一个放大的像, 波长比与全息图被放大的倍数有关, 这是全息显微的基本原理. 然而由于记录和再现的波长不同, 必然会引起实际波面与理想波面的偏离, 从而导致像差. 波长差别愈大引起的像差也愈大. 例如, 对于一个物点, 在像平面上与其相对应的将是一个半径超过爱里斑的像散斑. 下面具体讨论再现时的像差问题.

3.1 完全消除像差的方法

像差可以用放大全息图的方法完全消除. 设 λ_1 为记录波长, λ_2 为再现波长, $\mu (= \lambda_2/\lambda_1)$ 为波长比, m 为全息图的放大倍数, 参考点源座标为 (x_r, y_r, z_r) , 物点座标为 (x_o, y_o, z_o) , 再现点源座标为 (x_c, y_c, z_c) , 参考波的复振幅和位相为

$$R(x, y) = \exp \left[(i2\pi/\lambda_1) \varphi_r(x, y) \right]$$

$$\varphi_r(x, y) = (2\pi/\lambda_1) \left\{ [(x - x_r)^2 + (y - y_r)^2 + z_r^2]^{1/2} - (x_r^2 + y_r^2 + z_r^2)^{1/2} \right\} \quad (1)$$

物波的复振幅和位相为

$$O(x, y) = \exp \left[(i2\pi/\lambda_1) \varphi_o(x, y) \right]$$

$$\varphi_o(x, y) = (2\pi/\lambda_1) \{[(x - x_o)^2 + (y - y_o)^2 + z_o^2]^{1/2} - (x_o^2 + y_o^2 + z_o^2)^{1/2}\} \quad (2)$$

再现波的复振幅和位相为

$$C(x, y) = \exp [(i2\pi/\lambda_2) \varphi_c(x, y)]$$

$$\varphi_c(x, y) = (2\pi/\lambda_2) \{[(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2 + z_c^2]^{1/2} - (x_c^2 + y_c^2 + z_c^2)^{1/2}\} \quad (3)$$

全息图上记录的一级衍射项为

$$R^*(x, y) O(x, y) = \exp \{(i2\pi/\lambda_1) [\varphi_o(x, y) - \varphi_r(x, y)]\} \quad (4)$$

全息图放大后, 一级衍射项变为

$$R^*(x/m, y/m) O(x/m, y/m) = \exp \{(i2\pi/\lambda_1) [\varphi_o(x/m, y/m) - \varphi_r(x/m, y/m)]\} \quad (5)$$

当用再现波照射全息图时, 一级衍射的复振幅为

$$\begin{aligned} C(x, y) R^*(x/m, y/m) O(x/m, y/m) \\ = \exp \{(i2\pi/\lambda_2) [\varphi_c(x, y) - \mu\varphi_r(x/m, y/m) + \mu\varphi_o(x/m, y/m)]\} \end{aligned} \quad (6)$$

一级衍射的位相为

$$\begin{aligned} \varphi_1 = (2\pi/\lambda_2) \{ & [(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2 + z_c^2]^{1/2} - (x_c^2 + y_c^2 + z_c^2)^{1/2} \\ & - \mu[(x/m - x_r)^2 + (y/m - y_r)^2 + z_r^2]^{1/2} + \mu(x_r^2 + y_r^2 + z_r^2)^{1/2} \\ & + \mu[(x/m - x_o)^2 + (y/m - y_o)^2 + z_o^2]^{1/2} - \mu(x_o^2 + y_o^2 + z_o^2)^{1/2} \} \end{aligned} \quad (7)$$

当全息图的放大倍数和波长比相等时, 得

$$\begin{aligned} \varphi_1 = (2\pi/\lambda_2) \{ & [(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2 + z_c^2]^{1/2} - (x_c^2 + y_c^2 + z_c^2)^{1/2} \\ & - [(x - \mu x_r)^2 + (y - \mu y_r)^2 + \mu z_r^2]^{1/2} + (\mu x_r^2 + \mu y_r^2 + \mu z_r^2)^{1/2} \\ & + [(x - \mu x_o)^2 + (y - \mu y_o)^2 + \mu z_o^2]^{1/2} - (\mu x_o^2 + \mu y_o^2 + \mu z_o^2)^{1/2} \} \end{aligned} \quad (8)$$

从上式可以看出, 只要再现波源的座标满足, $x_c = \mu x_r$, $y_c = \mu y_r$, $z_c = \mu z_r$, 就能得到

$$\varphi_1 = (2\pi/\lambda_2) \{[(x - \mu x_o)^2 + (y - \mu y_o)^2 + \mu z_o^2]^{1/2} - (\mu x_o^2 + \mu y_o^2 + \mu z_o^2)^{1/2}\} \quad (9)$$

这正是被放大了 μ 倍的、完全没有像差的全息像. 这个结果是普遍适用的, 而大多数讨论全息像差的文献[9,10]却把它忽视了. 这个结果有一个非常明白的物理解释, 如图 2 所示, 短波

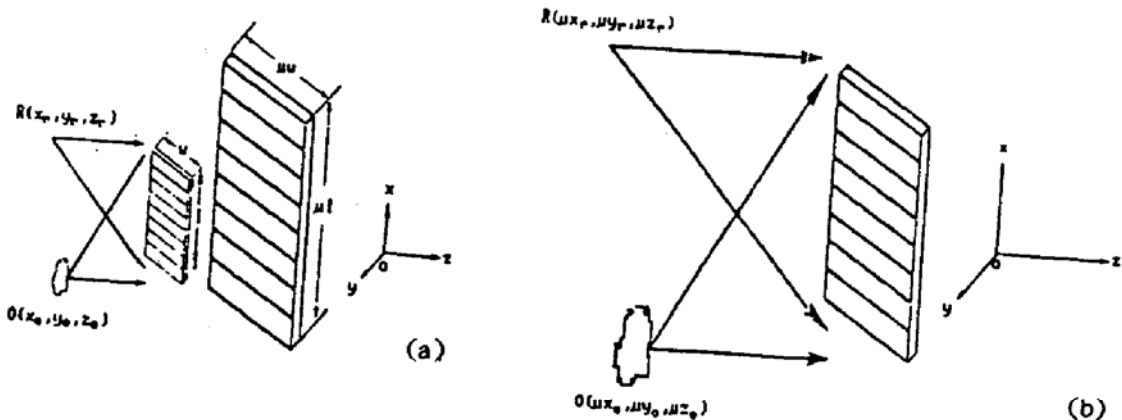


Fig. 2 a. Recorded in short wavelength and then enlarged to μ times; b. recorded directly with large wavelength,

while the parameters for the recording setup are μ times as large as that in short wavelength

长 λ_1 记录的全息图放大 μ 倍后, 和用波长 λ_2 , 参考点源座标 (x_r', y_r', z_r') 和物点座标 (x_o', y_o', z_o') 满足, $x_r' = \mu x_r$, $y_r' = \mu y_r$, $z_r' = \mu z_r$, $x_o' = \mu x_o$, $y_o' = \mu y_o$, $z_o' = \mu z_o$. 时记录的全息图, 除了它们的

制作过程不同以外, 没有任何不同.

3.2 直接用可见光再现的方法

对于远场记录的 X 射线无透镜傅里叶变换全息图, 有可能实现直接用可见光再现, 所以必须考察像差的影响. 只有当像差可被忽略的条件下, 才能确保这个方法的可行性. 为此, 考虑可见光范围中使用透镜的傅里叶变换全息图. 建立坐标系, 原点在透镜的光心, z 轴为透镜的光轴, 如图 3 所示. 为了与 X 射线无透镜傅里叶变换全息图一致起见, 选取参考点源和再现点源于全息图的对称轴上, 并设记录时透镜的焦距为 f_1 , 再现时透镜的焦距为 f_2 , 即 $x_r = 0, y_r = 0, z_r = f_1, x_c = 0, y_c = 0, z_c = f_2$. 为了既简单又不失普遍性, 选物点座标为 $x_o \neq 0, y_o = 0, z_o = z_r$. 因为从物点发出的光线经过透镜光心将不改变方向, 故全息图上记录的是空间频率为 $f_x = \sin \theta_1 / \lambda_1$ 的干涉条纹. 当用可见光再现时, 位于 $(0, 0, f_2)$ 再现点源经过透镜变为平行光照射在全息图上, 如图 4 所示. 根据光栅的色散方程可以决定衍射光线的方向, 即

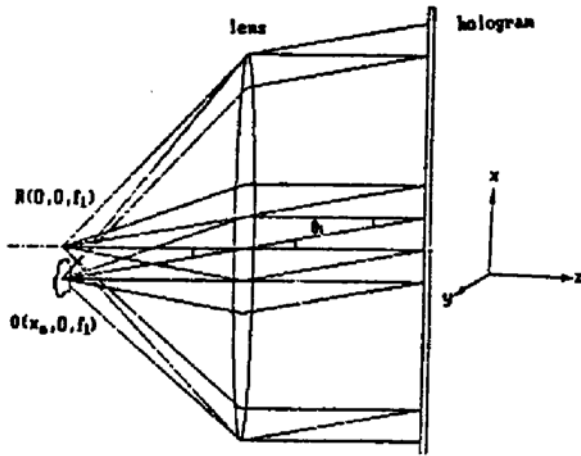


Fig. 3 The diagram for Fourier hologram recording

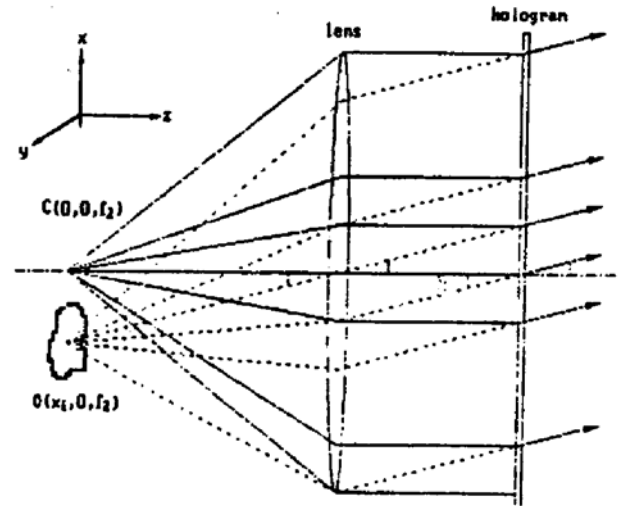


Fig. 4 The diagram for Fourier hologram reconstructing

$$\sin \theta_2 / \lambda_2 = \sin \theta_1 / \lambda_1 \quad (10)$$

由上式可知, 与轴平行的再现光经过全息图的衍射, 变为与轴夹角为

$$\theta_2 = \sin^{-1} [(\lambda_2 / \lambda_1) \sin \theta_1] \quad (11)$$

的平行光. 因为经过透镜光心的光线不会改变方向, 所以衍射角为 θ_2 的平行光经过反向延长, 就象是从座标 $(x_i, 0, f_2)$ 发出, 再经过透镜折射成平行光的. $(x_i, 0, f_2)$ 点就是物点 $(x_o, 0, f_1)$ 的像点. 因此, 长波长再现短波长记录的傅里叶变换全息图的成像过程是一个像点和一个物点对映, 成像平面 $z_c = f_2$ 和物平面 $z_o = f_1$ 对映. 至此, 本文已用衍射光线的物理概念和几何光学的方法证明了傅里叶变换全息图没有球差、慧差、像散和场曲等四种像差. 下面考虑放大率问题. 因为

$$\sin \theta_1 = x_o / (f_1^2 + x_o^2)^{1/2}, \quad \sin \theta_2 = x_i / (f_2^2 + x_i^2)^{1/2} \quad (12)$$

通过运算可得

$$x_i / x_o = (\lambda_2 / \lambda_1) [(f_2^2 + x_i^2) / (f_1^2 + x_o^2)]^{1/2} \quad (13)$$

由上式可知傅里叶变换全息图的近轴放大率等于波长比乘以焦距比,

$$x_i / x_o = (\lambda_2 / \lambda_1) (f_2 / f_1) \quad (14)$$

同时也可知道傅里叶变换全息图的近轴放大率和远轴放大率不同, 因此可得傅里叶变换全息图仅有畸变一种像差.

下面考虑无透镜傅里叶变换全息图和傅里叶变换全息图的关系. 如果在图 3 中, 用全息记录介质取代透镜的位置、记录无透镜傅里叶变换全息图, 将可看到无透镜傅里叶变换全息图上记录的干涉条纹、和用透镜记录的傅里叶变换全息图的干涉条纹几乎相同. 不同之处是, 傅里叶变换全息图记录的干涉花样总是间隔相同的平行条纹, 而无透镜傅里叶变换全息图记录的干涉花样类似于杨氏双孔干涉条纹, 在离开干涉中心区域, 干涉条纹间隔将会稍微减小, 同时干涉条纹将会稍微弯曲. 根据以上所述, 可以定性推断无透镜傅里叶变换全息图将具有傅里叶变换全息图所没有的像差, 同时也可以肯定无透镜傅里叶变换全息图的像差是非常微小的. 下面应用波像差的方法对 X 射线无透镜傅里叶变换全息图的像差作定量讨论.

根据波像差理论^[11], 波象差 W 为

$$\begin{aligned}
 W = (2\pi/\lambda_2) [& - (1/8)\rho^4 S & \text{球差} \\
 & + (1/2)\rho^3 (\cos \theta C_x + \sin \theta C_y) & \text{慧差} \\
 & - (1/2)\rho^2 (\cos^2 \theta A_x + \sin^2 \theta A_y + 2 \cos \theta \sin \theta A_{xy}) & \text{像散} \\
 & - (1/4)\rho^2 F & \text{场曲} \\
 & + (1/2)\rho (\cos \theta D_x + \sin \theta D_y)] & \text{畸变}
 \end{aligned} \quad (15)$$

上式中 $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$, 为全息图的半径, S 为球差系数, C_x 和 C_y 为慧差系数, A_x 、 A_y 和 A_{xy} 为像散系数, F 为场曲系数, D_x 和 D_y 为畸变系数. $\cos \theta = x/\rho$, $\sin \theta = y/\rho$, 在记录 X 射线无透镜傅里叶变换全息图的情况下, ρ 就是由菲涅耳波带片产生的参考点源经过滤波小孔、在全息图上的衍射斑半径, 菲涅耳波带片焦斑或滤波小孔的半径愈小 ρ 愈大, 全息图记录的样品信息的空间频率就愈高, 分辨率就愈高. 设记录 X 射线无透镜傅里叶变换全息图时, 参考点源、再现点源和物点座标仍然满足前述条件, 根据各像差系数的表达式^[11], 可得 S , C_x , A_x , A_y , A_{xy} , D_x 等像差系数为零, 得

$$\begin{aligned}
 W = (2\pi/\lambda_2) [& (1/2)\rho^3 \cos \theta C_x & \text{慧差} \\
 & - (1/2)\rho^2 \cos^2 \theta A_x & \text{像散} \\
 & - (1/4)\rho^2 F & \text{场曲} \\
 & + (1/2)\rho \cos \theta D_x] & \text{畸变}
 \end{aligned} \quad (16)$$

由上式可知无透镜傅里叶变换全息图没有球差. 将上式展开, 并设 $z_c/z_o = \beta$ 得

$$\begin{aligned}
 W = (2\pi/\lambda_2) [& (1/2) (\rho/z_o)^3 \cos \theta \mu (\beta^{-2} - 1) x_o & \text{慧差} \\
 & + (1/2) (\rho/z_o)^2 \cos^2 \theta \mu (\mu\beta^{-1} + 1) (x_o/z_o) x_o & \text{像散} \\
 & + (1/4) (\rho/z_o)^2 \mu (\mu\beta^{-1} + 1) (x_o/z_o) x_o & \text{场曲} \\
 & + (1/2) (\rho/z_o) \cos \theta \mu (\mu^2 - 1) (x_o^2/z_o^2) x_o] & \text{畸变}
 \end{aligned} \quad (17)$$

上式中 ρ/z_o 决定 X 射线无透镜傅里叶变换全息图的分辨率; μ 和 β 的乘积是放大率^[11], 这个结果和傅里叶变换全息图的近轴放大率(14)式一致; x_o/z_o 决定干涉条纹的空间频率; x_o 决定物点的离轴程度, $\cos \theta$ 决定波像差在全息图上的方位. 根据上式可知, 慧差与分辨率的三次方成正比, 像散和场曲和分辨率二次方成正比, 畸变与分辨率的一次方成正比; 高分辨率时, 像差主要是慧差; 在 β 等于 1 时, 慧差消除, 像差主要是像散和场曲; 而畸变对像差的贡献最

小. 同时也可看到, 物点愈靠近参考点源, 像差愈小. 由以上讨论, 可知无透镜傅里叶变换全息图和用透镜的傅里叶变换全息图在像差方面的差别.

作为一个例子, 估算直接用可见光再现 X 射线无透镜傅里叶变换全息图时所产生的像差. 只要确保最大波像差小于波像差容限 $\pi/2$, 即实际波面偏离理想波面的光程小于 $\lambda/4$ ^[12] 就足够了. 具体数据为: $x_{o, \max} = 12 \mu\text{m}$, $z_o = 160 \text{ mm}$, $\lambda_1 = 3.4 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 632.8 \text{ nm}$, $\mu = 186$. 这些数据中, $x_{o, \max}$, z_o 和 λ_1 取自 McNulty 等人^[7] 所做的 X 射线无透镜傅里叶变换全息实验. 根据以上数据, 可知这是远场记录的 X 射线无透镜傅里叶变换全息图. 因为 $|\cos \theta| \leq 1$, 所以结合(17)式得

$$\begin{aligned}
 |W| \leq & (\pi/2) [2(\rho/z_o)^3 \mu(\beta^{-2} - 1)(x_o/\lambda_2) && \text{慧差} \\
 & + 2(\rho/z_o)^2 \mu(\mu\beta^{-1} + 1)(x_o/z_o)(x_o/\lambda_2) && \text{像散} \\
 & + (\rho/z_o)^2 \mu(\mu\beta^{-1} + 1)(x_o/z_o)(x_o/\lambda_2) && \text{场曲} \\
 & + 2(\rho/z_o) \mu(\mu^2 - 1)(x_o^2/z_o^2)(x_o/\lambda_2)] && \text{畸变}
 \end{aligned} \tag{18}$$

当分辨距离 $\delta = 60 \text{ nm}$ 时, $\rho/z_o = 0.61 \lambda_1/\delta < 0.035$, $\rho = 5.5 \text{ nm}$, 得

$$\begin{aligned}
 |W| < & (\pi/2) [0.3(\beta^{-2} - 1) && \text{慧差} \\
 & + (0.97 \times 10^{-3})(186 \beta^{-1} + 1) && \text{像散和场曲} \\
 & + (0.48 \times 10^{-1}) && \text{畸变}
 \end{aligned} \tag{19}$$

上式表明, 当分辨距离 $\delta = 60 \text{ nm}$ 时, 可见光再现 X 射线无透镜傅里叶变换全息图所产生的像差不必考虑. 此时, β 有很大的取值范围, 为 $|\beta| > 0.5$.

当分辨距离 $\delta = 40 \text{ nm}$ 时, $\rho/z_o = 0.61 \lambda_1/\delta < 0.052$, $\rho = 8.3 \text{ nm}$, 得

$$\begin{aligned}
 |W| < & (\pi/2) [0.99(\beta^{-2} - 1) && \text{慧差} \\
 & + (0.22 \times 10^{-2})(186 \beta^{-1} + 1) && \text{像散和场曲} \\
 & + (0.72 \times 10^{-1}) && \text{畸变}
 \end{aligned} \tag{20}$$

上式表明, 当分辨距离 $\delta = 40 \text{ nm}$ 时, 慧差开始起作用了. 此时, β 仍有大的取值范围, 为 $|\beta| > 0.71$.

取 $|\beta| = 1$ 时, 慧差完全消除, 分辨率可以进一步提高. 当分辨距离 $\delta = 25 \text{ nm}$ 时, $\rho/z_o = 0.61 \lambda_1/\delta < 0.083$, $\rho = 13.3 \text{ nm}$, 得

$$\begin{aligned}
 |W| < & (\pi/2) [1.02 && \text{像散和场曲} \\
 & + 0.11] && \text{畸变}
 \end{aligned} \tag{21}$$

在 $|\beta| = 1$ 的条件下, 如果结合光学中校正像散和场曲的方法, 分辨率有希望继续提高.

4 再现点源的半径和位置误差

再现点源不是几何点, 再现时再现点源的位置有可能偏离全息图的对称轴. 将这两种因素造成再现点源对轴的偏离以 Δx_c 表示. 根据慧差系数的表达式^[11]

$$C_x = \mu (x_o/z_o)(z_c^{-2} - z_o^{-2}) \tag{22}$$

由上式可知, Δx_c 和慧差无关. 根据像散系数(场曲系数类似)的表达式^[11]

$$A_x = \mu [-(x_o/z_o)^2 (\mu z_c^{-1} + z_o^{-1}) + 2(x_o/z_o)(\Delta x_c/z_c^2)]$$

$$= \mu [- (\mu \beta^{-1} + 1) (x_o/z_o^2) + 2(\Delta x_c/z_c^2)] (x_o/z_o) \quad (23)$$

只要 $2\Delta x_c < (\mu \beta^{-1} + 1)x_{o, \max}$, $z_c \geq z_o$, Δx_c 项引起的像散和场曲就不会超过 $x_{o, \max}$ 项. 特别是当 $|\beta| = 1$, $z_c = z_o$, 同理只要 $2\Delta x_c < (|\pm \mu + 1|)x_{o, \max}$, Δx_c 项引起的像散和场曲就不会超过 $x_{o, \max}$ 项. 根据畸变系数的表达式^[11]

$$D_x = \mu [(x_o/z_o)^3 (\mu^2 - 1) - 3\mu(x_o/z_o)^2 (\Delta x_c/z_c) + 3(x_o/z_o) (\Delta x_c/z_c)^2] \quad (24)$$

因为一般情况下, $\Delta x_c < x_{o, \max}$, $z_c \geq z_o$, $\mu^2 \gg 3\mu$, 所以 Δx_c 项引起的畸变可忽略不计. 当 $|\beta| = 1$, $z_c = z_o$, 只要 $3\Delta x_c < \mu x_{o, \max}$, Δx_c 项引起的畸变就不会超过 $x_{o, \max}$ 项.

根据以上讨论结果, Δx_c 项只引起像散、场曲和畸变三种像差; 当 $|\beta| = 1$, 像散和场曲是主要像差, 只要 $\Delta x_c < (\mu/2)x_{o, \max}$, Δx_c 项就不会引起过大像差. 同理 Δy_c 引起的像差讨论类似.

一般来说, 以发散光再现时, 通过小孔滤波的方法, 可以使光源半径做到很小, 而以会聚光再现时, 光源半径就不容易做到很小, 然而, $\Delta x_c < (\mu/2)x_{o, \max}$ 这个条件还是很容易满足的. 发散光源再现, 可获得两个放大的虚像, 会聚光源再现, 可获得两个放大的实像, 如图 5 所示. 当 $\beta = 1$ 时, 是用发散光源再现, 可获两个放大 μ 倍的虚像; 当 $\beta = -1$ 时, 是用会聚光源再现, 可获两个放大 μ 倍的实像.

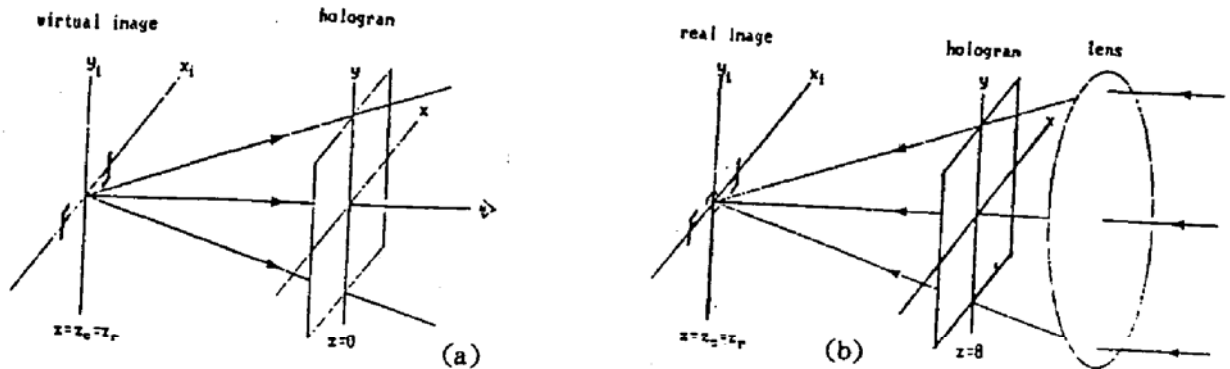


Fig. 5 The diagram for lensless Fourier hologram reconstruction.

a. obtained imaginary image reconstructed with divergent point source; b. obtained real image reconstructed with convergent point source

5 再现时的分辨率和信息量

因为再现波长比记录波长长, 所以再现像的分辨率必然会降低. 然而这并不意味着再现像的信息量比全息图上记录的样品信息量少. 对于第 4 节中第一种再现方法, 再现像的体积是样品体积的 μ^3 倍, 同时再现像的最小体积像素也是记录样品时的最小体积像素的 μ^3 倍, 因此再现像的信息量和全息图上记录的样品信息量相等. 对于第二种再现方法, 记录和再现时全息图的半径都是 ρ , 记录时的横向分辨距离为 $\delta_1 = 0.61 \lambda_1 z_o / \rho$, 再现时的横向分辨距离为 $\delta_2 = 0.61 \lambda_2 z_c / \rho$, 而它们的比值 $\delta_2 / \delta_1 = \mu\beta$, 正好和再现像的横向放大率相等; 记录时的纵向分辨距离为 $\delta_{z1} \sim \delta_1^2 / \lambda_1$, 再现时的纵向分辨距离为 $\delta_{z2} \sim \delta_2^2 / \lambda_2$, 它们的比值 $\delta_{z2} / \delta_{z1} = \mu\beta^2$, 正好和再现像的纵向放大率相等. 注意到当 $|\beta| = 1$ 时, 横向放大率和纵向放大率相等, 获得的全息再现像是样品的相似放大. 根据以上讨论, 可知在像差可忽略的情况下, 虽然再现波长的增大引起分辨率的下降, 但是再现像的信息量和全息图上记录的样品信息量相同.

结 论 虽然数字再现 X 射线全息图可以进行图像的实时处理, 但是需要庞大的计算机系统

和高分辨率的探头. 而可见光再现 X 射线全息图具有所需设备简单的优点, 特别是对于 X 射线无透镜傅里叶变换全息图, 可以做到直接用可见光再现, 而不产生大的像差; 当 $|\beta| = 1$ 时, 横向放大率和纵向放大率相同, 此时不但没有球差, 而且慧差也可完全消除, 并可结合光学方法校正像散和场曲. 当 X 射线波带片和 X 射线源的相干性满足高分辨率的条件下^[8, 13], 直接用可见光再现 X 射线无透镜傅里叶变换全息图, 在一定条件下, 像差可以忽略不计.

参 考 文 献

- [1] S. Aoki, S. Kikuta, X-ray holographic microscopy. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1974, **13**(9): 1385~1392
- [2] G. C. Bjorklund, S. E. Harris, J. F. Young, Vacuum ultraviolet holography. *Appl. Phys. Lett.*, 1974, **25**(8): 451~452
- [3] S. Aoki, S. Kikuta, Soft x-ray interferometer and holography. *Short Wavelength Coherent Radiation: Generation and Applications*, D. T. Atwood and J. Bokor, eds., *AIP Conf. Proc.*, 1986, 1475: 49~56
- [4] M. Howells, C. Jacobsen, J. Kirz *et al.*, X-ray holography at improved resolution: a study of zymogen granules. *Science*, 1987, **238**(4826): 514~517
- [5] J. E. Trebes, S. B. Brown, E. M. Campbell *et al.*, Demonstration of X-ray holography with an X-ray laser. *Science*, 1987, **238**(4826): 517~519
- [6] C. Jacobsen, M. Howells, J. Kirz *et al.*, X-ray holographic microscopy using photoresists. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1990, **7**(10): 1847~1861
- [7] I. McNulty, J. Kirz, C. Jacobsen *et al.*, High-resolution imaging by Fourier transform X-ray holography. *Science*, 1992, **256**(5): 1009~1012
- [8] 朱佩平, 陈建文, 徐至展, X 光全息术的记录方式对其分辨率的影响. *光学学报*, 1993, **13**(8): 717~722
- [9] R. J. Collier, C. B. Burckhardt, L. H. Lin, *Optical holography*. New York and London: Academic press, 1971: 78
- [10] H. J. 考尔菲尔德, *光全息手册*. 北京: 科学出版社, 1988: 36~112
- [11] R. W. Meier, Magnification and third-order aberrations in holography. *J. Opt. Soc. Am.*, 1965, **55**(8): 987~992
- [12] 王之江, *光学设计理论基础*. 北京: 科学出版社, 1985: 352~385
- [13] 朱佩平, 陈建文, 徐至展等, 相干性对 X 光全息图分辨率的影响. *光学学报*, 待发表

Study on the Feasibility of Reconstructing X-ray Lensless Fourier-Transform Hologram with Visible Light

Zhu Peiping Chen Jianwen Xu Zhizhan Xiao Tiqiao
Kou Leigang Wang Zhijiang

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai, 201800)

(Received 17 November 1993)

Abstract The feasibility of reconstructing X-ray lensless Fourier-transform hologram with visible light is discussed in this paper. It is conclusion that not only the spherical aberration, but also the coma can be removed when the X-ray lensless Fourier-transform hologram is reconstructed with visible light. Aberrations can be neglected under some conditions.

Key words X-ray holography, lensless Fourier-transform hologram, aberration, magnification.