

# 两块晶体衍射增强成像方法研究

朱佩平 王 越 袁清习 田玉莲 黄万霞 黎 刚 胡天斗 姜晓明 吴自玉

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

(2004 年 2 月 6 日收到, 2004 年 4 月 7 日收到修改稿)

在北京同步辐射装置 4W1A 光束线形貌学实验站用两块晶体开展了衍射增强成像方法的实验和理论研究. 研究了晶体热膨胀对两块晶体衍射增强成像的影响, 分析的结论表明, 晶体转轴垂直于同步辐射偏振面能基本避免晶体热膨胀的影响, 获得较好的成像质量. 实验结果证实了分析的正确性.

关键词: 相位衬度成像, 同步辐射, 晶体衍射

PACC: 2920L, 6114F, 8170J

## 1. 引 言

衍射增强成像方法是硬 x 射线相位衬度成像方法中近年来发展较快的一个研究领域<sup>[1-6]</sup>. 上个世纪 90 年代初, 衍射增强实验方法就开始用于非晶样品<sup>[7]</sup>, 到 1995 年已经获得了较好的成像质量<sup>[8]</sup>. 北京同步辐射装置 4W1A 光束线形貌学实验站在相位衬度成像方法取得一些成果的基础上<sup>[9]</sup>, 近两年用两块晶体(一块作为单色器, 另一块为分析晶体)开展了衍射增强成像方法的实验和理论研究. 虽然用两块晶体进行衍射增强成像已有报道<sup>[10]</sup>, 但是似乎还没有人研究过晶体热膨胀对衍射增强成像的影响. 本文对此问题进行了研究, 指出晶体转轴垂直于同步辐射偏振面能基本避免晶体热膨胀的影响, 获得较好的成像质量. 实验结果证实了这种分析的正确性.

本文简述衍射增强成像的光路和原理, 讨论晶体热膨胀对衍射增强成像的影响和避免晶体热膨胀影响的方法.

## 2. 衍射增强成像的基本光路和原理

利用 Si(111) 单晶二次谐波消光和三次谐波弱的特点, 北京同步辐射装置 4W1A 光束线形貌学实

验站采用一块 Si(111) 单晶作为单色器, 另一块 Si(111) 单晶作为角度分析器, 开展了衍射增强成像方法的实验研究. 图 1 是两块晶体衍射增强成像的基本光路, 位于样品前后的单色器晶体和分析晶体采用 (+, -) 排列, 它们是衍射增强成像的基本光学元件. 设晶体转轴平行于 x 轴, y 轴位于子午面内, 光束传播方向沿 z 轴.

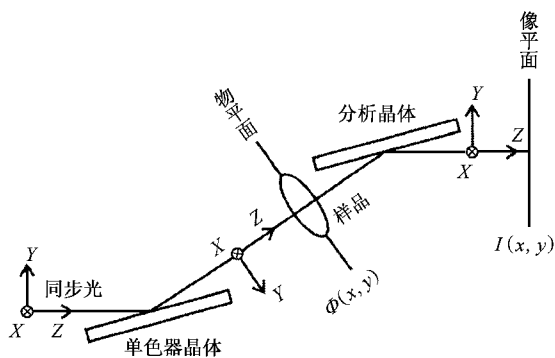


图 1 衍射增强成像光路示意图

验站采用一块 Si(111) 单晶作为单色器, 另一块 Si(111) 单晶作为角度分析器, 开展了衍射增强成像方法的实验研究. 图 1 是两块晶体衍射增强成像的基本光路, 位于样品前后的单色器晶体和分析晶体采用 (+, -) 排列, 它们是衍射增强成像的基本光学元件. 设晶体转轴平行于 x 轴, y 轴位于子午面内, 光束传播方向沿 z 轴.

因为只有满足布拉格角的单色光才能被单色器晶体衍射, 所以单色器晶体不仅是单色器, 而且是角度滤波器. 分析晶体没有单色作用, 它仅仅是角度滤波器(或称角度分析器). 不放置样品时, 两次晶面反射的光强由两块晶体反射率的互相关(即摇摆曲线)决定. 由于分析晶体和单色器晶体完全相同, 互相关化为自相关, 所以其数学表达式为<sup>[11, 12]</sup>

$$R(\beta) = \frac{K(\beta)}{I_0} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} r(\alpha) \cdot r(\alpha - \beta) \cdot d\alpha}{\int_{-\infty}^{\infty} r(\alpha) \cdot d\alpha}, \quad (1)$$

式中  $\alpha$  为入射同步辐射光线偏离布拉格角的角度,  $r(\alpha)$  为单色器晶体的反射率,  $r(\alpha - \beta)$  为分析晶体的反射率,  $\beta$  为分析晶体晶面与单色器晶体晶面之间的夹角. 两块晶体反射率由摇摆曲线决定, 见图 2.

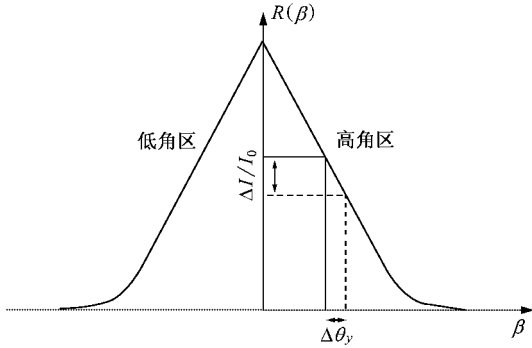


图2 摇摆曲线

摇摆曲线半高角宽度与完整晶体全反射时的角宽度  $\theta_D$  相等,  $\theta_D$  又称为达尔文宽度, 它与晶体种类、衍射面及  $x$  射线的能量有关, 一般在弧秒量级, 可以用(2)式进行计算<sup>[13]</sup>,

$$\theta_D = 2\lambda/\pi\Lambda_s \sin 2\theta_B, \quad (2)$$

其中  $\theta_B$  是布拉格角,  $\lambda$  是  $x$  射线的波长,  $\Lambda_s$  是对称消光长度.  $\Lambda_s$  可用(3)式进行计算,

$$\Lambda_s = V_c/r_e \lambda K F_H, \quad (3)$$

式中  $V_c$  是晶胞体积,  $r_e = e^2/m_e c^2 = 2.828 \times 10^{-15} \text{ m}$  是经典电子半径,  $K$  是偏振因数,  $F_H$  是晶体结构因数.

当把样品放入两块晶体之间时, 样品对硬  $x$  射线产生吸收、非相干散射、透射、折射和小角散射等相互作用, 其中折射是衍射增强成像过程中, 样品与硬  $x$  射线主要的相互作用, 而与折射角相关的衬度(简称折射衬度)形成机理是主要的成像机理. 折射率的表达式为

$$n = 1 - \delta, \quad (4)$$

$\delta$  是折射率的位相项, 其数量级为  $10^{-6}$ . 因为在硬  $x$  射线波段, 由轻元素构成的生物软组织, 其折射率的位相项是吸收项的 1000 多倍, 所以(4)式中忽略了折射率的吸收项. 样品函数为  $\Phi(x, y)$ , 经过样品

任一点  $(x, y)$  的  $x$  射线, 其折射角由该样品点的相位梯度  $\nabla\Phi(x, y)$  决定<sup>[10]</sup>, 即

$$\begin{aligned} \Delta\theta_x(x, y) &= \frac{1}{k} \frac{\partial\Phi(x, y)}{\partial x} \\ &= -\frac{\partial}{\partial x} \int_{z_1(x, y)}^{z_2(x, y)} \delta(x, y, z) \cdot dz, \\ \Delta\theta_y(x, y) &= \frac{1}{k} \frac{\partial\Phi(x, y)}{\partial y} \\ &= -\frac{\partial}{\partial y} \int_{z_1(x, y)}^{z_2(x, y)} \delta(x, y, z) \cdot dz, \quad (5) \end{aligned}$$

式中  $\Delta\theta_x$  和  $\Delta\theta_y$  分别为  $xz$  平面(即弧矢面)和  $yz$  平面(即子午面)内的折射角, 约为弧秒量级,  $z_2 - z_1$  为样品厚度. 由于  $\alpha$  和  $\beta$  角都位于子午面内, 所以晶体衍射只对  $\Delta\theta_y$  发生作用, 不对  $\Delta\theta_x$  发生作用. 因此衍射增强成像, 是一维角度滤波成像. 因为篇幅所限, 本文忽略与  $\Delta\theta_x$  相关的成像过程. 为了获得范围较大的衬度调制线性区域, 一般把  $\beta$  调在摇摆曲线的半高宽位置, 即令  $\beta = \mp \frac{\theta_D}{2}$ , 有  $R\left(\mp \frac{\theta_D}{2}\right) = 0.5$ . 根据(1)式和图 2, 可以将折射衬度成像过程用数学式表达出来,

$$\begin{aligned} K(x, y) &= I_0 \cdot R\left[\mp \frac{\theta_D}{2} + \Delta\theta_y(x, y)\right] \\ &= I_0 \cdot R\left(\frac{\theta_D}{2}\right) + I_0 \cdot \Delta\theta_y(x, y) \cdot \left.\frac{dR}{d\beta}\right|_{\beta=\mp \frac{\theta_D}{2}} \\ &= 0.5I_0 + \Delta K(x, y), \quad (6) \end{aligned}$$

其中  $I_0 \cdot \Delta\theta_y(x, y)$  是硬  $x$  射线穿过样品后的光强的角度分布函数, 即物函数,  $K(x, y)$  为像平面上的光强分布函数, 也称为像函数,  $0.5I_0$  为光强本底,  $\Delta K(x, y)$  为光强起伏. 根据信息光学观点,  $I_0 \cdot \Delta\theta_y(x, y)$  是成像系统的输入信号,  $\Delta K(x, y)$  是放大的输出信号, 衍射增强成像系统的信号放大率为

$$\frac{\Delta K(x, y)}{I_0 \cdot \Delta\theta_y(x, y)} = \left.\frac{dR}{d\beta}\right|_{\beta=\mp \frac{\theta_D}{2}},$$

即摇摆曲线的斜率. 根据衬度定义和(5)式, 可知折射衬度就是相位一阶导数衬度,

$$\begin{aligned} \left|\frac{\Delta K(x, y)}{0.5I_0}\right| &= \left|2 \cdot \Delta\theta_y(x, y) \cdot \left.\frac{dR}{d\beta}\right|_{\beta=\mp \frac{\theta_D}{2}}\right| \\ &= \left|\frac{2}{k} \cdot \frac{\partial\Phi(x, y)}{\partial y} \cdot \left.\frac{dR}{d\beta}\right|_{\beta=\mp \frac{\theta_D}{2}}\right| \quad (7) \end{aligned}$$

(6)式所表述的物理过程是具有一定发散度的同步辐射白光, 经过单色器晶体的单色和角度滤波的双

重作用,变为在子午面内波长随角度不同而变化的单色光,再经过样品折射而稍微偏离原入射方向,然后由分析晶体对子午面内角度偏离量不同  $x$  射线进行增强或抑制,从而得到衬度与折射角成正比的样品像。从图 2 可知,摇摆曲线的斜率越大,衬度增强效应(或信号放大)越显著。

### 3. 晶体热膨胀对衍射增强成像的影响

在一般的衍射增强成像光路中,晶体转轴平行于同步辐射的偏振面。北京同步辐射装置 4W1A 扭摆器是单级的,其辐射特点是以偏振面为中心,在垂直于偏振面方向,光强呈高斯分布,在平行于偏振面方向,光强基本不变。因此,同步辐射白光入射到单色器晶体上时,导致晶面沿垂直于晶体转轴方向出现类高斯分布的热膨胀,在平行于晶体转轴方向,晶面基本没有变化,见图 3。

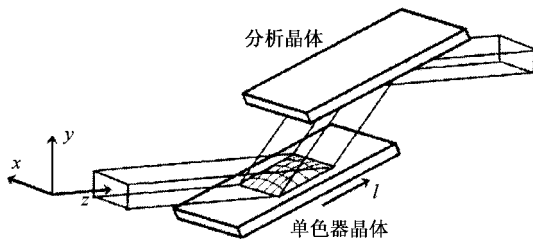


图 3 晶体转轴平行于同步辐射偏振面时,单色器晶体热膨胀示意图

设  $\pi(y)$  表示在  $y$  坐标处的晶体厚度,  $l$  表示单色器晶体表面垂直于晶体转轴方向的坐标,则晶体膨胀在晶面形成的坡度为  $\frac{\partial T_P(y)}{\partial l}$  (下标 P 表示晶体转轴平行于同步辐射偏振面)。由于坡度方向在子午面内,所以当晶面坡度为  $\frac{\partial T_P(y)}{\partial l}$  时,反射光线将有  $2 \frac{\partial T_P(y)}{\partial l}$  的角度变化。

在实验光路中,  $S(111)$  单晶的布拉格反射角为  $14.22^\circ$ , 反射波长为  $0.154\text{nm}$ , 即铜  $K\alpha_1$  线。同步辐射白光束垂直宽度约为  $10\text{mm}$ , 不放置样品时,将分析晶体围绕晶体转轴微微转动  $\beta$  角,得到垂直宽度约为  $3\text{mm}$ , 沿  $2\beta$  角出射的单色光束。这个现象说明,单色器晶体受热膨胀,并在晶面形成近似圆弧的坡,单色光束是由圆弧坡顶部的坪区反射的,坪区两边晶面坡度变化与达尔文宽度  $\theta_D$  相同。根据单色光束

垂直宽度为  $\Delta y \approx 3\text{mm}$ , 可以算出坪区宽度为

$$\Delta l = \frac{\Delta y}{\sin\theta_B} \approx 12\text{mm}. \quad (8)$$

根据  $S(111)$  双晶对铜  $K\alpha_1$  线的摇摆曲线半高角宽  $\theta_D \approx 10'$  的结果<sup>[1]</sup>, 可以估算出在偏振面上下  $1.5\text{mm}$  处, 反射光线偏转角为

$$2 \cdot \frac{\partial T_P(y \approx \mp 1.5\text{mm})}{\partial l} \approx \pm \frac{\theta_D}{2} \approx \pm 5''. \quad (9)$$

和晶面坡度为

$$\frac{\partial T_P(y \approx \mp 1.5\text{mm})}{\partial l} \approx \pm \frac{\theta_D}{4} \approx \pm 2.5''. \quad (10)$$

由此可知,高斯分布光强导致的晶面膨胀坡度可分为上坡、坪区和下坡三个区域,

$$\frac{\partial T_P(y \leq -1.5\text{mm})}{\partial l} \geq 2.5'',$$

$$\left| \frac{\partial T_P(|y| < 1.5\text{mm})}{\partial l} \right| < 2.5'',$$

$$\frac{\partial T_P(y \geq 1.5\text{mm})}{\partial l} \leq -2.5'',$$

$$\frac{\partial T_P(y)}{\partial x} = 0. \quad (11)$$

此时,双晶反射率(即摇摆曲线)不仅是  $\beta$  的函数,而且是坐标  $y$  的函数。因此将(1)式修改为

$$\begin{aligned} R(\beta, y) &= \frac{1}{I_0} \int_{-\infty}^{\infty} r \left[ \alpha + \frac{\partial T_P(y)}{\partial l} \right] \\ &\quad \cdot r \left[ \alpha + 2 \frac{\partial T_P(y)}{\partial l} - \beta \right] \cdot d\alpha \\ &= \frac{1}{I_0} \int_{-\infty}^{\infty} r \left[ \alpha + \frac{\partial T_P(y)}{\partial l} \right] \\ &\quad \cdot r \left\{ \left[ \alpha + \frac{\partial T_P(y)}{\partial l} \right] \right. \\ &\quad \left. - \left[ \beta - \frac{\partial T_P(y)}{\partial l} \right] \right\} \cdot d\alpha \\ &= \frac{1}{I_0} \int_{-\infty}^{\infty} r(\alpha) \cdot r \left\{ \alpha - \left[ \beta - \frac{\partial T_P(y)}{\partial l} \right] \right\} \cdot d\alpha \\ &= R \left[ \beta - \frac{\partial T_P(y)}{\partial l} \right]. \quad (12) \end{aligned}$$

(12) 式的结果说明,晶体热膨胀破坏了存在一条统一摇摆曲线的条件,导致(6)式失效。此时,在  $y$  坐标不同、而相位梯度相同的样品区域将得到不同的衬度,因而引起像的失真。

可以换一种思路来讨论上述结果。在

$$\left| \frac{\partial T_P(y)}{\partial l} \right| \leq \frac{\theta_D}{4} \text{ 的区域, 将晶体膨胀看作是一种引}$$

起样品失真的光学元件,并进一步把晶体膨胀和样品作为一个复合样品处理,因而可以认为仍然存在一条统一的摇摆曲线.根据晶面角度变化 $\frac{\partial T_{\text{R}}(y)}{\partial l}$ ,反射光线角度变化 $2\frac{\partial T_{\text{R}}(y)}{\partial l}$ ,将 $2\frac{\partial T_{\text{R}}(y)}{\partial l}$ 代入(6)式,有

$$\begin{aligned} \tilde{I}(x, y) &= I_0 \cdot R \left[ \beta + \Delta\theta_{\text{y}}(x, y) - 2\frac{\partial T_{\text{R}}(y)}{\partial l} \right] \\ &= I_0 \cdot R \left( \frac{\theta_{\text{D}}}{2} \right) + I_0 \cdot \left. \frac{dR}{d\beta} \right|_{\beta=\frac{\theta_{\text{D}}}{2}} \\ &\quad \cdot \left[ \Delta\theta_{\text{y}}(x, y) - 2\frac{\partial T_{\text{R}}(y)}{\partial l} \right] \\ &= 0.5I_0 \pm \tilde{\Delta I}(x, y), \end{aligned} \quad (13)$$

式中 $\tilde{I}(x, y)$ 和 $\Delta\tilde{I}(x, y)$ 分别代表失真的像函数和光强起伏.这个结果说明,晶体热膨胀类似于一块加在样品前面的柱面发散透镜,像失真发生在子午面内.

在 $\left| \frac{\partial T_{\text{R}}(y)}{\partial l} \right| > \frac{\theta_{\text{D}}}{4}$ 的区域,极有可能出现穿过

样品光线偏转角度 $\left| \Delta\theta_{\text{y}}(x, y) - 2\frac{\partial T_{\text{R}}(y)}{\partial l} \right| > \theta_{\text{D}}$ 的情况,这时摇摆曲线的斜率不是接近于零,就是要变号.在摇摆曲线斜率接近于零的区域,信号的放大率出现饱和,而在摇摆曲线斜率变号的区域,将获得信号放大率为负的衬度反转像.

晶格膨胀会引起的布拉格反射波长红移,下面估算红移量的数量级.设参与热膨胀的晶体厚度 $T \approx 1\text{mm}$ ,晶面间隔和其增量分别为 $d$ 和 $\Delta d$ ,根据(8)式和(10)式以及图3,有

$$\begin{aligned} \frac{\Delta T_{\text{P}}}{\Delta l} &= \sin\theta_{\text{B}} \cdot \frac{\Delta T_{\text{P}}}{\Delta y} \approx \frac{\theta_{\text{D}}}{4} \Rightarrow \Delta T_{\text{P}} \approx \frac{\theta_{\text{D}}}{4} \cdot \frac{\Delta y}{\sin\theta_{\text{B}}} \\ &= 2.5 \times 4.85 \times 10^{-6} \times 6\text{mm}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta T_{\text{P}}}{T} &= \frac{\Delta d}{d} \Rightarrow \Delta d = \frac{\Delta T_{\text{P}}}{T} \cdot d \\ &= 0.228 \times 10^{-4}\text{nm}. \end{aligned} \quad (15)$$

根据布拉格公式,红移量 $\Delta\lambda$ 为

$$\begin{aligned} \Delta\lambda &= 2\Delta d \sin\theta_{\text{B}} = 2 \times 0.228 \times 10^{-4}\text{nm} \times 0.25 \\ &= 0.114 \times 10^{-4}\text{nm}. \end{aligned} \quad (16)$$

(16)式说明,晶格膨胀引起的红移可以忽略.

以上讨论了在热平衡时,晶体热膨胀的影响.在实际曝光过程中,从打开光闸到热平衡,晶体处于热膨胀的动态过程中,晶面间距和取向不断变化,导致反射光束方向不断变化,从而降低成像质量.

## 4. 避免晶体热膨胀影响的方法

根据以上分析,在晶体转轴平行于同步辐射偏振面的成像光路中,成像质量要受到晶体热膨胀的影响.国外一般在衍射增强成像系统前加一双晶单色器来滤除热膨胀的影响.然而这种方法一方面会增加成像实验的成本和难度,另一方面还会进一步衰减光强.为此,我们对一般衍射增强成像光路进行了修改,将晶体转轴垂直于同步辐射的偏振面.虽然这样做也会降低晶体反射率,但是却能在利用现有设备的基础上基本避免晶体热膨胀对成像的影响.下面做具体分析.

将晶体转轴垂直于同步辐射的偏振面,则偏振面与子午面重合.根据偏振因子可以算出两次布拉格反射强度的下降幅度.实验光路中,晶体的布拉格反射角为 $14.22^\circ$ ,有

$$\cos^2 2\theta_{\text{B}} = \cos^2 28.44^\circ = 77\%, \quad (17)$$

与晶体转轴平行于同步辐射偏振面的成像光路相比,反射光强下降了23%.

在晶体转轴垂直于同步辐射偏振面的情况下,同步辐射白光入射到单色器晶体上时,将导致晶面在平行于晶体转轴方向出现类高斯分布的热膨胀,在垂直于晶体转轴方向,晶面基本没有变化,见图4.

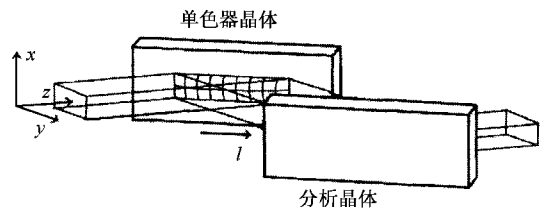


图4 晶体转轴竖直放置时,单色器晶体热膨胀示意图

容易证明,在忽略晶体各向异性的条件下,当入射角度相同,晶体转轴垂直于同步辐射偏振面时,热膨胀形成的晶面坡度角要比晶体转轴平行于同步辐射偏振面时大,它们之间的关系为

$$\frac{\partial T_{\text{V}}(y)}{\partial l} = \sin\theta_{\text{B}} \cdot \frac{\partial T_{\text{V}}(x)}{\partial x}, \quad (18)$$

式中,下标V表示晶体转轴垂直于偏振面.虽然晶体转轴垂直于同步辐射偏振面时,热膨胀形成的晶面坡度大,但是 $\frac{\partial T_{\text{V}}(x)}{\partial x}$ 是沿弧矢面的坡度,因而对

成像的影响要小得多. 当晶面有  $\frac{\partial T_V(x)}{\partial x}$  的坡度时, 反射光线仅有  $\frac{\partial T_V(x)}{\partial x} \cdot \sin\theta_B$  的角度变化<sup>[14]</sup>. 实验光路中, 晶体的布拉格反射角为  $14.22^\circ$ , 结合(18)式和(10)式, 有

$$\begin{aligned} & \left| \frac{\partial T_V(x \approx \mp 1.5\text{mm})}{\partial x} \cdot \sin 14.22^\circ \right| \\ & \approx \left| \frac{\partial T_V(y \approx \mp 1.5\text{mm})}{\partial l} \right| \\ & \approx \frac{\theta_D}{4} \approx 2.5'' \end{aligned} \quad (19)$$

因为在摇摆曲线的数学表达式中,  $\alpha$  和  $\beta$  角都位于子午面内, 所以反射光线在弧矢面内的角度变化  $\frac{\partial T_V(x)}{\partial x} \cdot \sin\theta_B$  不影响存在一条统一的摇摆曲线, 从而使样品各点能获得相同的信号放大率; 晶体转轴垂直于同步辐射偏振面不能消除晶体热膨胀, 可是却能基本避免其对成像的影响, 使(6)式仍然成立.

虽然弧矢坡度对反射光线的偏转会继而引起子午面内反射角的减小, 但是这种减小的幅度微乎其微<sup>[12]</sup> 根据(19)式, 有

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial T_V(x)}{\partial x} \cdot \sin\theta_B \right)^2 \cdot \text{tg}\theta_B \\ & = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial T_V(x \approx \mp 1.5\text{mm})}{\partial x} \cdot \sin 14.22^\circ \right)^2 \cdot \text{tg} 14.22^\circ \\ & \approx \frac{\theta_D^2}{32} \times 0.0153 \approx 2.3'' \times 10^{-7}. \end{aligned} \quad (20)$$

## 5. 结论与实验结果

以上分析充分说明了, 在晶体转轴平行于同步辐射偏振面的成像光路中, 晶体受热膨胀是影响成像质量的主要因素; 而在晶体转轴垂直于同步辐射偏振面的成像光路中, 虽然光强损失了 23%, 但是却基本避免了晶体热膨胀的影响. 在实验中, 利用晶体转轴垂直于同步辐射偏振面的成像光路, 得到了垂直宽度与同步辐射入射白光束相同的单色光束, 图 5 是实验结果, 图像分辨率达到微米量级. 限于篇幅, 本文仅讨论了子午面内的成像过程, 而忽略了弧矢面内的成像过程. 作者拟在以后的论文中对该问题进行详细讨论. 本文分析中获得的定性和定量结果对以后的实验具有重要参考价值.

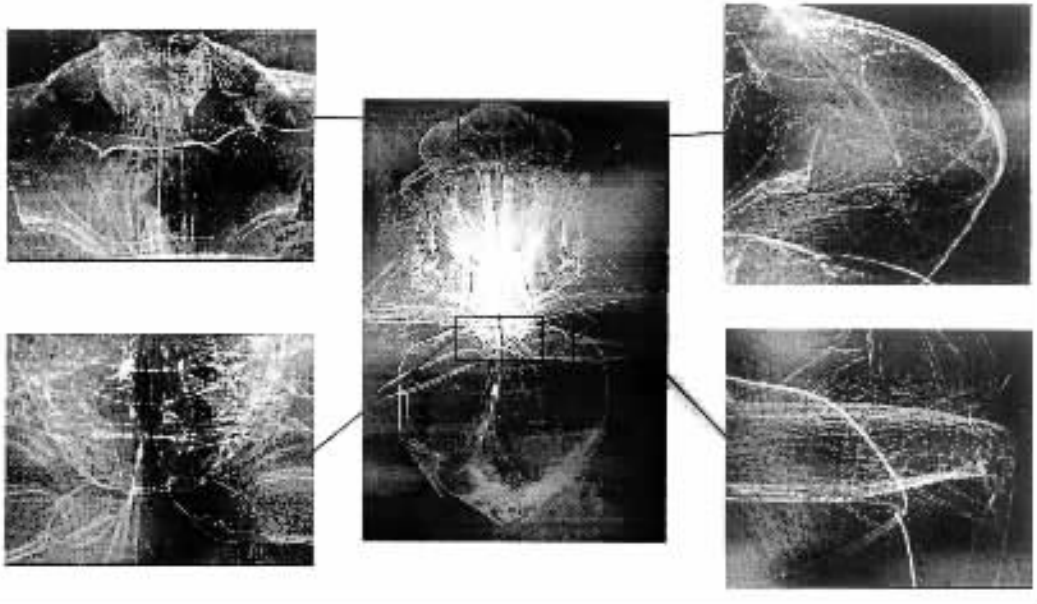


图 5 晶体转轴垂直于同步辐射偏振面时, 拍摄的蒼蠅图像

[1] Chapman D et al 1995 *Rev. Sci. Instrum.* **67** 3360

[2] Chapman D et al 1997 *Med. Biol.* **42** 2015

[3] Zhong Z et al 2000 *Nucl. Instr. and Meth. A* **450** 556

[4] Dilmanian F A et al 2000 *Phys. Med. Biol.* **45** 933

[5] Kiss M Z, Sayers D E and Zhong Z 2003 *Phys. Med. Biol.* **48** 325

[6] Li J et al 2003 *J. Anatomy* **202** 463

- [ 7 ] Somenkov V A *et al* 1991 *Sov. Phys. - Tech. Phys.* **36** 1309
- [ 8 ] Ingal V N *et al* 1995 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **28** 2314
- [ 9 ] Huang W X *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1040 ( in Chinese ) [ 黄万霞 等 2002 物理学报 **51** 1040 ]
- [ 10 ] Davis T J *et al* 1995 *Nature* **373** 595
- [ 11 ] Xu S S and Feng D 1987 *X-rays Diffraction Topography* ( Beijing : Science Press ) ( in Chinese ) [ 许顺生、冯端 1987 X 射线衍射衬貌相学 ( 科学出版社 ) ]
- [ 12 ] James R W 1982 *The Optical Principles of the Diffraction of X-rays* ( Ox Bow Press )
- [ 13 ] Zachariasen W H 1945 *Theory of X-Ray Diffraction in Crystals* ( New York : Wiley )
- [ 14 ] Peatman W B 1977 *Gratings , mirrors and slits : beanline design for soft x-ray synchrotron radiation sources* ( Gordon and Breach Science Pub. )

## Study on the methods for diffraction-enhanced imaging with two crystals<sup>\*</sup>

Zhu Pei-Ping Wang Jun-Yue Yuan Qing-Xi Tian Yu-Lian Huang Wan-Xia

Li Gang Hu Tian-Dou Jiang Xiao-Ming Wu Zi-Yu

( *Institute of High Energy Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100039 , China* )

( Received 6 February 2004 ; revised manuscript received 7 April 2004 )

### Abstract

Diffraction-enhanced imaging by using two crystals has been recently developed in x-ray topography station in Beijing Synchrotron Radiation Facility. In this article the analysis for the influence of the thermal expansion of the first crystal on the diffraction enhanced imaging is presented. The conclusion is that the influence of the thermal expansion of the first crystal can be avoided and much better images can be obtained when the axes of crystals are placed vertically to the polarization plane of the synchrotron radiation. The experimental results confirmed this analysis.

**Keywords** : phase contrast imaging , synchrotron radiation , crystal diffraction

**PACC** : 2920L , 6114F , 8170J

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10490194 ) and IHEP Science & Technology Innovation Fund.