

# X 射线衍射增强成像中的折射衬度\*

姜晓明<sup>1;1)</sup> 黎刚<sup>1</sup> 陈志华<sup>2</sup> 唐劲天<sup>2</sup>

1(中国科学院高能物理研究所 北京 100049)

2(中日友好医院临床医学研究所 北京 100029)

**摘要** 根据 X 射线在界面处的折射过程,推导出 X 射线在物体中折射偏转角度的表达式;从 X 射线双晶衍射的原理出发,讨论了衍射增强成像(DEI)技术的空间分辨率和电子密度的衬度分辨率,明确了折射衬度在 DEI 技术中的表现形式,并从实验上进行了验证.利用不同能量的 X 射线获得了人肝病理样品中血管的 DEI 清晰图像,讨论了折射衬度在其中所起的作用.

**关键词** 衍射增强成像 空间分辨率 衬度分辨率 医学应用

## 1 引言

X 射线在物质中的折射率  $n$  为<sup>[1]</sup>

$$\begin{aligned} n &= 1 - \delta - i\beta, \\ \delta &\equiv \sum_j \frac{N_j r_e \lambda^2}{2\pi} \cdot f_{1j} = r_e \rho_e \lambda^2 / 2\pi, \\ \beta &\equiv \sum_j \frac{N_j r_e \lambda^2}{2\pi} \cdot f_{2j} = \mu \lambda / 4\pi, \end{aligned} \quad (1)$$

其中  $r_e = 2.818 \times 10^{-15} \text{ m}$  是经典电子半径,  $\lambda$  是 X 射线的波长,  $N_j$  是物质中第  $j$  种原子的密度,  $(f_{1j} + if_{2j})$  是第  $j$  种原子的复散射因子,  $\rho_e$  是物质中的电子密度,  $\mu$  是物质的线吸收系数. 一般情况下, 折射率是一个随三维空间位置变化的物理量  $n(x, y, z)$ , 而且在 X 射线波段与 1 的差别非常小. 例如对能量为 25keV 的 X 射线 ( $\lambda = 0.496 \text{ \AA}$ ), 尼龙 ( $\text{C}_2\text{H}_4$ ) 的折射率数据为:  $\delta = 3.5 \times 10^{-7}$ ,  $\beta = 8.1 \times 10^{-11}$ <sup>[2]</sup>.

从最简单的平面波振幅表示中可以得到, 穿过厚度为  $Z_0$  的物体后 X 射线的振幅可写为

$$A(\mathbf{r}, t) = A_0 \exp[-i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} + \phi - \omega t)], \quad (2)$$

其中  $A_0$  为入射 X 射线的振幅,  $k_0 = 2\pi/\lambda$  为真空中 X 射线的波矢,  $\omega$  为 X 射线的频率,  $\phi = \int_0^{Z_0} (\mathbf{k} -$

$\mathbf{k}_0) \cdot d\mathbf{r}$  为 X 射线穿过厚度为  $Z_0$  的物体与穿过相同厚度的真空相比所产生的相位变化, 其中  $\mathbf{k} = n\mathbf{k}_0$  为 X 射线在物体中的波矢. 考虑均匀物体情形和最简单的标量形式, 且 X 射线沿  $Z$  轴传播, 将(1)式代入(2)式得

$$A = A_0 e^{-\mu Z_0/2} \exp[-i(k_0 Z - \omega t - k_0 \delta Z_0)], \quad (3)$$

从上式可以看到, 吸收系数  $\mu$  (对应着  $\beta$ ) 造成电磁波振幅的变化, 而  $\delta$  则对电磁波的相位产生变化. 由于探测器只能记录 X 射线强度的变化, 因此在一般的医学透视成像方法中, 记录下来的透射光束的强度变化(影像的衬度)主要来源于不同机体对 X 射线吸收的差别——吸收衬度:  $I = I_0 e^{-\mu Z}$ . 对于具有一定穿透力的硬 X 射线来说, 主要由轻元素组成的人体器官各组织间吸收系数的差别是很小的, 因此利用传统 X 射线医学影像学方法获得的主要基于不同组织间吸收差别的人体图像的空间分辨率和衬度(电子密度)分辨率, 受到很大的限制, 远远不能满足现代医学对各种癌症早期临床诊断的需要.

从(1)式得到, 对于轻元素  $\delta$  比  $\beta$  大几个数量级, 不同轻元素之间  $\delta$  的差别相应的也会比  $\beta$  的差别大几个数量级. 因而从理论上来说, 通过测量  $\delta$  的变化应该可以观测到更小的电子密度变化, 于是如何获取这种由于  $\delta$  的差别而形成的相位衬度, 成

2004-06-23 收稿

\* 国家自然科学基金(10174081)资助

1) E-mail: jiangxm@mail.ihep.ac.cn

为近年来的一个研究热点<sup>[3]</sup>. 相位衬度成像的目的就是采用某种方法把这种对波函数的相位调制转换成强度的变化记录下来. 在已经发展的与相位衬度有关的成像方法中, 干涉法是直接将相位的变化转变为强度的变化<sup>[4]</sup>; 衍射增强成像方法是将折射率的变化(相当于相位的一阶导数)用某种方法记录下来<sup>[5,6]</sup>; 而类同轴成像技术则记录相位的二阶导数引起的强度变化<sup>[7,8]</sup>. 在上述几种方法中, 衍射增强成像(DEI)技术由于其具有成像原理简单、图像衬度易于解释并且与吸收衬度可比、实验技术要求不高等优点, 成为一种最有发展前途而且可能于近期真正在医学诊断——如乳腺成像术中发挥重要作用的方法<sup>[9]</sup>. 本文将讨论 DEI 技术的物理基础、影响 DEI 方法空间和衬度分辨率的诸因素以及我们开展的一些初步实验探索.

## 2 衍射增强成像的物理基础

### 2.1 双晶衍射的基本原理<sup>[10]</sup>

一束发散角为  $\alpha$  的连续 X 射线束以入射角  $\theta$  入射到完整晶体上, 产生 Bragg 衍射获得单波长 X 射线光束, 如图 1(a) 所示. 光束的发散度  $\alpha$  使得整个单色 X 射线束的波长分布在一个范围内  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \alpha\lambda \cdot \text{ctg}\theta$ , 但在某一角度  $\theta$  下反射得到的单色光波长  $\lambda$  由 Bragg 定律得到:  $\lambda = 2d \cdot \sin\theta$ , 其中  $d$  为所用晶体衍射面的面间距. 其中每一单色 X 射线束的角发散也被限制在一个非常小的范围, 这个发散角就是晶体的本征反射角宽度, 也被称之为晶体的 Darwin 宽度, 其大小为<sup>[10]</sup>

$$\omega_D = \frac{2\lambda^2 r_e}{\pi V \sin(2\theta_B)} |C| |F_h|, \quad (4)$$

其中  $V$  是晶体的单胞体积,  $C$  是 X 射线的偏振因子,  $F_h$  是晶体单胞的结构因子,  $\theta_B$  是晶体的 Bragg 衍射角.  $\omega_D$  的大小一般在  $10^{-4}$ — $10^{-6}$  弧度的量级, 例如对 8keV 的 X 射线, Si(111) 衍射的 Darwin 宽度为 6.8s. 在这个角度范围内, 晶体的反射率接近于 1; 超出这个角度范围, 晶体的反射率很快下降到 0, 如图 1(b) 所示.

如果在晶体单色器的后面平行放一块完全一样的单晶体, 则构成无色散的双晶衍射, 这时从第一晶体反射出来的  $\Delta\lambda$  范围内不同波长的单色光束将在第二块晶体上同时产生 Bragg 衍射. 即对于第二晶体来说, X 射线束的发散度是  $\omega_D$ , 而不是  $\alpha$ . 第二晶

体在 Bragg 角附近扫描得到的反射强度变化被称之为双晶衍射的摇摆曲线, 实际上是两块晶体本征反射曲线的卷积. 晶体中的不完美性一般都会使得其本征反射宽度展宽, 因此通过测量双晶衍射的摇摆曲线, 可以得到晶体中一些缺陷的结构信息<sup>[10]</sup>.

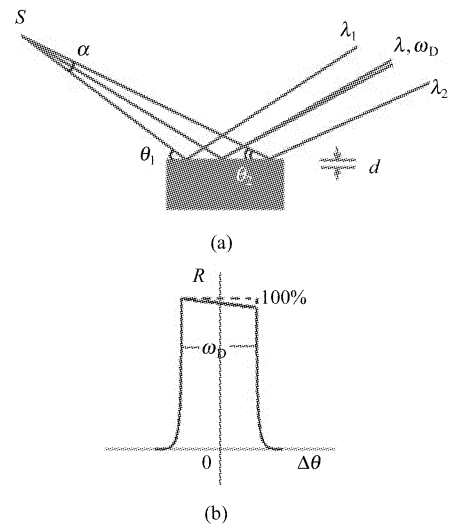


图 1 晶体的 Bragg 衍射和 Darwin 宽度的示意图

### 2.2 衍射增强成像实验方法及其晶体学原理

X 射线照射到物体上, 将产生吸收、散射和折射等物理过程. 吸收将使 X 射线的强度衰减并改变入射 X 射线的波谱成分; 相干散射(小角散射)是由于物体中的短程有序结构产生的光束偏转, 非相干散射(主要是康普顿散射)则分布在一个相当大的角度范围, 在普通成像技术中, 两者均会造成衬度和空间分辨率的损失; 折射是由于物体中 X 射线路径上折射率的改变而产生的 X 射线角度的微小改变, 带有物体中折射率变化(也就是电子密度变化)的信息. 在常规成像方法中, 所有这些不同机制产生的图像都被同时记录下来, 显然这些堆叠在一起的图像会造成衬度和空间分辨率的严重下降. 衍射增强成像(DEI)技术的基本原理是在角度空间把这些不同过程产生的图像区分开来, 基本方法是将准直的单色 X 射线入射到样品上, 在样品后面利用一个分析晶体从透过样品的 X 射线中分别提取吸收、散射和折射过程形成的图像, 从而获得高衬度分辨和空间分辨的图像<sup>[5]</sup>.

DEI 技术的基本实验排置如图 2(a) 所示. 这里晶体单色器提供了一束发散度非常小( $\omega_D$ )的单色

X 射线束,这一准直光束照射到样品,发生吸收、散射、折射等过程,如图 2(b)所示;而放置在样品之后、与单色器晶体一样的分析晶体就以同样高的角精度选取不同角度的 X 射线来获得不同过程形成的图像.图 2(c)表示当分析晶体偏离 Bragg 角某个角度  $\Delta\theta$  时,只有偏转角为  $\Delta\theta$  的折射(和散射)X 射线被它所选取而反射到探测器上成像.

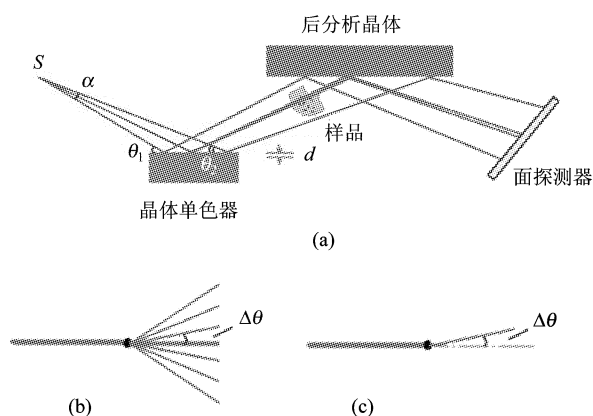


图 2 DEI 技术的光路图(a)和基本原理图的示意图(b),(c)  
(b)从样品中出来的所有散射和折射光束;(c)当分析晶体的角度与 Bragg 角偏离  $\Delta\theta$  角度时所选择的散射或折射光束.

### 2.3 DEI 的衬度来源分析——吸收衬度、散射衬度、折射衬度<sup>[5,6]</sup>

如上所述,穿过样品出来的 X 射线中,包含有几种不同机制产生的图像或衬度的变化.

吸收衬度图像  $I_T$ :分布在入射 X 射线的透射方向,由于吸收的差别而形成衬度.在 DEI 方法中主要分布在分析晶体的 Bragg 衍射峰位附近,在 Bragg 峰位处可得到滤除了散射和折射衬度的单色光吸收像.由于滤除了散射和折射造成的衬度和空间分辨率的模糊,此时得到的吸收像的衬度和空间分辨率远好于常规技术得到的吸收像,成像衬度的解释与常规技术完全一样,而且可以选择不同波长进行选择吸收成像.但在吸收很小的情况下,得到的是一个由强透射背景下的弱吸收信号形成的像,因此对不同轻元素和软组织的衬度分辨本领没有太大的提高.另一方面,由于分析晶体只选择透射光成像,物体中的散射和折射过程造成的光束偏离会在吸收图像中形成消光衬度<sup>[6]</sup>.

散射衬度图像  $I_S$ :由样品中产生的小角散射和康普顿散射形成.小角散射一般分布在偏离入射光方向 mrad 量级范围内,散射角分布与散射体的特征

尺度成反比;康普顿散射则在相当大的角度范围内形成噪声背景.在常规成像方法中,这些散射均被探测器接收,从而造成衬度和空间分辨的严重损失.而在 DEI 方法中,分析晶体在偏离 Bragg 角不同角度处,探测到的仅仅是在这个角度下的散射强度,而且康普顿散射的光子由于能量的改变而不再被分析晶体所反射,这些都大大降低了散射背底水平.

折射衬度图像  $I_R$ :样品中各部分折射率的变化会造成光束偏离原入射方向,形成折射.这种折射角的变化大小一般为  $\mu\text{rad}$  量级,而且样品中折射率的变化越小,产生的折射角度变化也越小.分析晶体的角度转到偏离 Bragg 角  $\mu\text{rad}$  量级的位置,就可以获得对应角度处由折射光形成的图像,从而得到样品中不同位置的折射率变化的信息.由于它是由折射率的变化也就是相位变化造成的衬度,其衬度分辨水平比常规的吸收衬度要高(相同的密度变化对应的  $\delta$  变化远比  $\beta$  大),而且滤除了各种散射光,因此其衬度和空间分辨率得到大大提高.显然,这里光强变化(衬度)的解释与常规吸收衬度是不同的.

### 2.4 折射衬度

这一节主要讨论折射率衬度的来源以及表现形式.

我们知道,一束平面电磁波以角度  $\varphi$  照射到一个折射率有变化的界面时,会发生反射和折射现象,如图 3 所示.根据折射定律,在界面两边有如下关系<sup>[11]</sup>:

$$n \sin \varphi = \text{常数}, \quad (5)$$

于是, X 射线光束经过界面后发生的角度偏转(折射角的变化  $d\varphi$ )可由折射定律容易得到

$$d\varphi = -\text{tg}\varphi \cdot dn/n = \text{tg}\varphi \cdot d\delta \quad (6)$$

式中取分母上的  $n \approx 1$ .对于由两种不同电子密度  $\rho_1, \rho_2$  物质组成的界面,造成的折射角变化为

$$\Delta\varphi = \frac{r_e \lambda^2}{2\pi} (\rho_2 - \rho_1) \text{tg}\varphi. \quad (7)$$

对折射率连续变化的情形,根据(6)式容易得到

$$\Delta\varphi = \int_V (\nabla\delta \cdot \mathbf{n}_y) dz = \frac{r_e \lambda^2}{2\pi} \int_V (\nabla\rho_e \cdot \mathbf{n}_y) dz, \quad (8)$$

其中  $\nabla\delta$  为折射率变化的梯度,  $\mathbf{n}_y$  为位于折射率梯度以及 X 射线入射方向决定的(反射)面内并且与 X 射线入射方向垂直方向上的单位矢量,参见图 3.式中积分在物体沿光束传输的  $z$  方向路径积分.(8)式与其他作者从波动方程得到的结果是完全一致

的<sup>[12]</sup>.

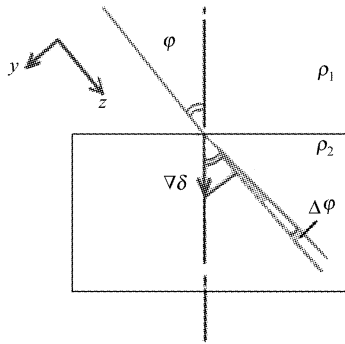


图 3 X 射线在折射率界面产生的折射

(8)式表明折射角的改变是与样品中折射率的变化梯度在反射面内垂直于入射光方向上的投影成正比的.也就是说,DEI 方法看到的并不是相位的变化梯度,而是相位变化梯度的投影,即从不同的入射角度看去,同样的相位梯度产生的折射角变化是不同的.这种投影关系增加了对折射衬度进行解释的难度.另一方面,由于晶体单色器和分析晶体对光束的准直作用只发生在由入射光和反射光构成的反射面内,因此 DEI 技术只对反射面内的折射角变化敏感.

根据菲涅耳公式,在  $\Delta\varphi$  很小的情况下, X 射线振幅的反射比  $R$  和透射(折射)比  $T$  分别为<sup>[11]</sup>

$$|R| = \frac{\sin(\Delta\varphi)}{\sin(2\varphi)} \approx 0, \tag{9}$$

$$T \approx 1 - \frac{\cos(\varphi)}{\sin(2\varphi)} \sin(\Delta\varphi),$$

由于 X 射线的折射率很小,引起的折射角变化亦很小,所以从上两式容易得到绝大部分的入射光都会被折射,从而可以得到相当强的折射衬度.

根据上面的讨论,来考虑一根中空管子(如人体器官中的血管)在 DEI 中的折射率成像情况.如图 4 所示,样品中半径为  $R$  的中空管在单色 X 射线的照射下,除了在两侧的管壁处会产生明显的折射现象,偏离原光束的传播方向之外,穿过管子中空部分的 X 射线经多次折射后不会改变方向.因此在两块晶体完全平行的情况下( $\theta = \theta_B$ ),在探测器上得到的中空管的图像为:两侧管壁处的强度因为折射光的偏离成为暗影,而中空部分由于吸收小成为明亮的图像,如图 4(b)所示;当分析晶体的角度偏离平行位置而处在 Bragg 角两侧位置时,由于两侧管壁处 X 射线的折射方向相反,于是在两侧管壁分别得到相对的亮影和暗影,如图 4(a),(c)所示.

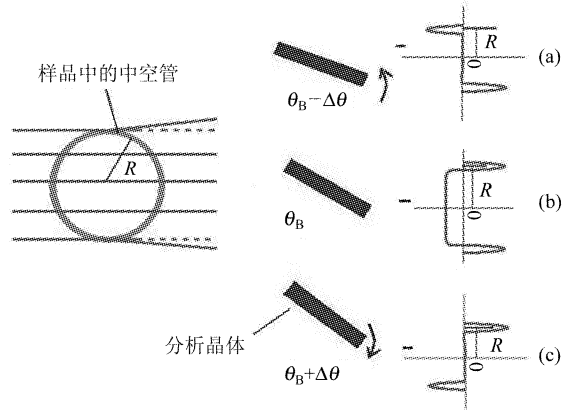


图 4 样品中的中空管的折射成像

### 2.5 影响 DEI 空间分辨率的因素

如上所述,DEI 探测的是 X 射线方向改变造成的强度分布,并没有探测 X 射线相位的改变对强度的调制.因此,严格意义上来说,DEI 方法探测到的折射衬度并不是相位变化造成的强度变化,而是相位变化造成的 X 射线角度的改变,这是与其他相位衬度成像方法不同的. DEI 技术的本质是在不同的(十分微小的)偏转角方向摄取样品的图像,因此这里利用几何光学来考虑其空间分辨率是合适的.

DEI 方法空间分辨率可以分为反射面(由入射 X 射线和反射 X 射线构成)内和垂直反射面两个方向的空间分辨率.

影响反射面内空间分辨率的因素有两个:

1) 光源在反射面内的投影尺寸  $S_{//}$ . 由图 5 容易得到,由光源尺寸造成的照射到样品上的光的发散度为  $S_{//}/L$ , 其中  $L$  是样品到光源的距离. 于是,光源尺寸对空间分辨率的贡献  $\sigma_{//}^1$  为

$$\sigma_{//}^1 = \frac{S_{//}}{L} \cdot l, \tag{10}$$

式中  $l$  为样品到探测器的距离.

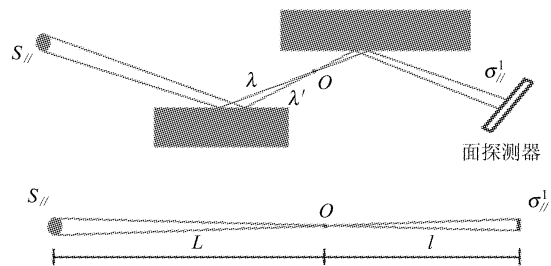


图 5 反射面内光源尺寸产生的空间分辨率

2) 单色器晶体的 Darwin 宽度使得从单色器出来的每一束单色光都有一个角发散度  $\omega_D$ . 从图 6 通过简单的几何关系容易得到, 当单色器到光源的距离为  $L'$ , 单色器到样品的距离为  $L''$  时, Darwin 宽度造成的照射到样品中某一点处的光发散度为  $(\omega_D - \alpha) = [L' / (L' + L'')] \cdot \omega_D$ . 一般情况下  $L' \gg L''$ , 所以这个发散度实际可以认为是  $\omega_D$ . 于是单色器晶体的 Darwin 宽度对空间分辨率的贡献  $\sigma_{\parallel}^2$  为

$$\sigma_{\parallel}^2 = \omega_D \cdot l \quad (11)$$

同样, 这里的  $l$  也表示样品到探测器的距离.

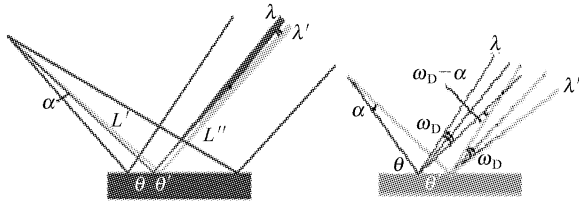


图 6 反射面内单色器晶体 Darwin 宽度产生的光束发散度

由此得到在反射面内 DEI 方法的空间分辨率  $\sigma_{\parallel}$  为

$$\sigma_{\parallel} = \sqrt{(\sigma_{\parallel}^1)^2 + (\sigma_{\parallel}^2)^2} = l \cdot \sqrt{\left(\frac{S_{\parallel}}{L}\right)^2 + \omega_D^2}. \quad (12)$$

同理, 容易得到, DEI 技术在垂直于反射面方向上的空间分辨率  $\sigma_{\perp}$  由光源在垂直方向上的投影尺寸  $S_{\perp}$  所决定:

$$\sigma_{\perp} = l \cdot \frac{S_{\perp}}{L}. \quad (13)$$

在一般的同步辐射实验中, 光源的尺寸和光源到样品的距离是固定的, 所以可以减少探测器到样品的距离和采用 Darwin 宽度很小的晶体来获得较高的分辨率. 需要指出的是, (12), (13) 式所表示的是 DEI 技术可以达到的最好空间分辨率. 如果探测器的空间分辨本领比上述结果差, 当然就由探测器来决定 DEI 技术的空间分辨率.

## 2.6 影响 DEI 衬度分辨率的因素

这里所说的衬度分辨率是指 DEI 方法可以探测到的样品中最小电子密度的差别. 由 (7) 式得到, 对电子密度差别  $\Delta\rho_e = (\rho_2 - \rho_1)$ , 可以对 X 射线产生的折射角变化为  $\Delta\varphi = \frac{r_e \lambda^2}{2\pi} (\rho_2 - \rho_1) \text{tg}\varphi$ , 于是 DEI 方法的衬度分辨率就归结为在实验中能够观测到多大的折射角度差别.

对完全平行的入射 X 射线, 某个电子密度界面产生的折射角变化在角度空间看来应该是一个单一的角度方向  $\Delta\varphi$ . 此时如果用一个接收角度范围为  $\gamma_1$  的窗口 (分析晶体) 来探测, 那么在  $[(\Delta\varphi - \gamma_1/2), (\Delta\varphi + \gamma_1/2)]$  的角度范围内, 探测器都可以探测到这条折射光束. 也就是说, 此时探测器测量折射角变化的分辨率为  $\gamma_1$ ; 如果入射 X 射线有一定的角发散度  $\gamma_2$ , 那么这一条单一的角度方向也会发生相应角发散度  $\gamma_2$  的弥散. 容易得到此时探测器测量折射角变化的分辨率为  $\sqrt{\gamma_1^2 + \gamma_2^2}$ . 根据 (7) 式, 此时可以观测到的电子密度差别近似为

$$|\Delta\rho_e| \propto \left| \frac{2\pi \sqrt{\gamma_1^2 + \gamma_2^2}}{r_e \lambda^2} \right|. \quad (14)$$

在 DEI 方法中, 从后分析晶体看来, 由晶体单色器出来的 X 射线单色光的发散度为晶体的 Darwin 宽度  $\omega_D$ , 而后分析晶体的角度接收窗口也是  $\omega_D$ , 于是得到 DEI 方法对折射角变化的分辨率为  $\sqrt{2}\omega_D$ , 这也就是双晶衍射摇摆曲线的半高宽. 根据 (14) 式, DEI 方法可以观测到的电子密度差别近似为

$$|\Delta\rho_e| = \left| \frac{2\sqrt{2}\pi\omega_D}{r_e \lambda^2} \right| = \frac{4\sqrt{2}}{V \sin(2\theta_B)} |C| \cdot |F_h|, \quad (15)$$

从 (15) 式可以找到提高 DEI 实验方法衬度分辨率的方法. 当光子能量不变时, 由第一个等式知道, 采用 Darwin 宽度较小的晶体或衍射面可以提高 DEI 技术对电子密度差别的分辨率. 这时采用高指数的衍射面或利用双晶单色器的失谐技术都是提高衬度分辨本领十分有效的方法; 当增加光子能量时, 从第二个等式看来, 如果还利用同样指数的晶面衍射, 由于  $\theta_B$  的减小, 会造成衬度分辨本领的变差. 这一点是有些出乎意料之外, 但这一点从原理上是容易理解的. 随着光子能量的增加 (和  $\theta_B$  的减小), Darwin 宽度随  $\lambda^2 / \sin(2\theta_B)$  减小, 但这时相同的电子密度差别造成的折射角在随  $\lambda^2$  变得更小, 从而造成测量衬度分辨率的下降.

需要说明的是, (15) 式给出的电子密度分辨本领是指在一幅图像中可以明显分辨的电子密度差别. 如果考虑到可以在不同角度下摄取不同折射衬度图像 (相当于多次采样过程), 由不同图像中强度的变化情况, 可以得到的电子密度分辨率会远远小于 (15) 式给出的数值.

### 3 实验结果及讨论

DEI 实验在北京同步辐射装置(BSRF)的形貌学实验站进行<sup>[13]</sup>. BSRF 的光源为电子能量为 2.2GeV 的 BEPC 储存环,从扭摆器引出的同步光的能谱范围为 4—30keV. 在离光源点约 45m 的地方,利用 Bede 高精度双晶衍射仪(最小转角步长为 0.05s)和空间分辨率为 10 $\mu$ m 的 CCD 相机(或 X 射线底片)组成了最简单的衍射增强成像实验条件. 扭摆器光源的大小为  $S_{\parallel} \approx 2\text{mm}$  和  $S_{\perp} \approx 0.8\text{mm}$ <sup>[13]</sup>,样品到探测器的最小距离为 300mm. 双晶衍射采用两块 Si(111) 晶体,对 8keV 的 X 射线, Si(111) 衍射的 Darwin 宽度约为 7s. 根据这些实验参数我们得到实验的成像空间分辨率为:  $\sigma_{\parallel} \approx 17\mu\text{m}$ ,  $\sigma_{\perp} \approx 5\mu\text{m}$ .

对两种样品观察了 DEI 衬度. 一种是专门制备的由正 12 面柱的一部分组成的有机玻璃样品,用来理解和探讨 DEI 方法如何获得样品中的折射率变化信息;另一种是人肝约 2mm 厚的医学切片样品,其中有许多血管的分布.

有机玻璃样品的剖面结构如图 7(a)所示, X 射线从上往下照射到样品上,相当于 X 射线穿过角度分别为  $\pm 15^\circ$  和  $\pm 45^\circ$  的 4 个楔形区域. 在每个楔形区域内,样品中折射率变化的投影是常数,也就是折射角是常数,由(7)式得到,这 4 个楔形区域产生的折

射角变化分别为

$$\Delta\varphi_{1\pm} = -\frac{r_e\lambda^2}{2\pi}(\rho_1 - \rho_2)\text{tg}(\pm 15^\circ)$$

和

$$\Delta\varphi_{2\pm} = -\frac{r_e\lambda^2}{2\pi}(\rho_1 - \rho_2)\text{tg}(\pm 45^\circ),$$

也就是说,在这些折射角处我们应该能够观测到各个楔形区域产生的折射强度极大值.

在分析晶体偏离 Bragg 角不同角度处分别用 CCD 探测器记录了这个样品的 DEI 图像,测量时分析晶体的角度转动步长为 1s. 由于分析晶体的 Bragg 角位置对应着从样品出来的透射光方向,因此在分析晶体偏离 Bragg 角不同的角度位置  $\Delta\theta = (\theta - \theta_B)$  处获得的 DEI 图像,实际上就是在这个折射角位置处样品中不同区域产生的折射光强度的空间分布. 图 7(b)所示为这 4 个楔形区域当分析晶体处在不同角度时得到的 DEI 图像,可以很容易看到两个  $\pm 45^\circ$  楔形区域的亮度变化. 为了得到楔形区域强度与分析晶体角度的关系,对图 7(b)中两个  $\pm 45^\circ$  楔形区域的亮度进行了数值化处理,图 7(c)所示为由此得到的两个  $\pm 45^\circ$  角的楔形区域折射强度随摇摆曲线角度的变化,其中的摇摆曲线由放置在 CCD 探测器之前的电离室探测器测得. 为了消除透射光强度对实验结果的影响,从数值化的楔形区域折射强度中按比例减去了透射光强(以摇摆曲线的形式分布).

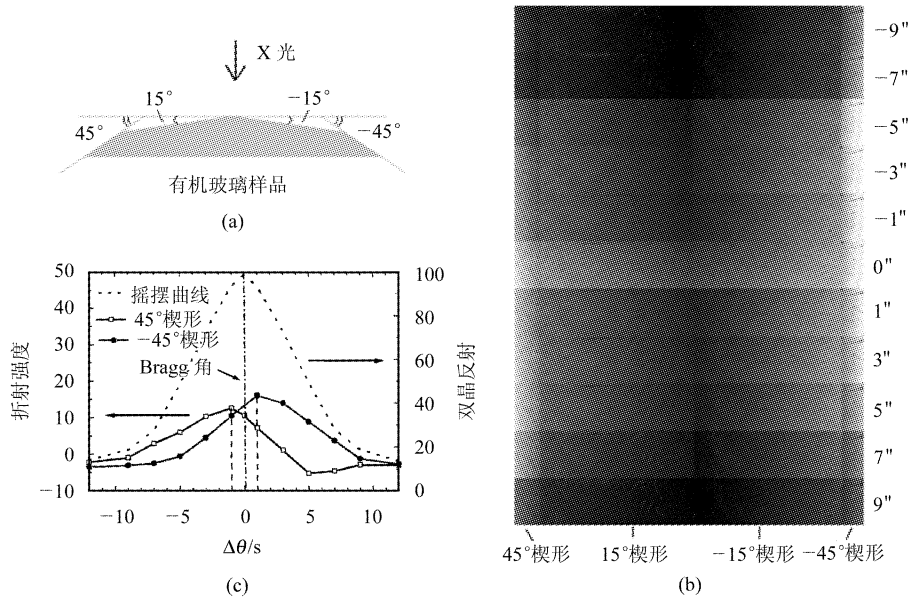


图 7 (a)楔形有机玻璃样品截面图, X 射线从上方入射; (b)分析晶体在不同角度位置时有机玻璃楔形样品的 DEI 图像; (c)在不同折射角度处  $\pm 45^\circ$  角楔形区域折射强度的变化,在偏离 Bragg 角约  $\pm 1s$  的位置分别得到两个极大值

图 7(c) 十分清楚地看到, 在分析晶体 Bragg 角位置的两侧  $\pm 1s$  的角度位置处, 分别存在一个由  $\pm 45^\circ$  角的楔形区域产生的折射强度极大. 这就从实验上证明了在图 4 中描述的折射率的变化使得入射到样品中的 X 射线偏离了原入射方向 (即发生了折射现象). 由于角度测量分辨率的关系, 造成这两个折射强度极大都有与摇摆曲线几乎一样的半高宽. 这个实验的意义在于, 它表明了 DEI 实验方法可以有效地在角度空间分辨出样品造成的 X 射线微小折射角度的变化, 在不同的折射角位置处获得样品中的强度变化真实反映了样品中折射率的变化情况. 由  $\pm 1s$  的角度差别, 从 (7) 式得到有机玻璃的电

子密度约为  $4 \times 10^{23}$  电子/ $\text{cm}^3$ . 根据有机玻璃 (PMMA,  $\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$ ) 的密度值  $1.19\text{g}/\text{cm}^3$ , 容易得到有机玻璃电子密度理论值为  $3.8 \times 10^{23}$  电子/ $\text{cm}^3$ , 两者符合得很好. 很显然, 由于角度测量分辨率的限制, 从我们的实验结果中不能得到由  $\pm 15^\circ$  角的楔形区域产生的折射强度极大.

另一方面, 分别利用能量为 8keV 和 24keV 的 X 射线束在双晶衍射摇摆曲线的不同位置观察了人肝医学切片的 DEI 衬度. 图 8 为利用 8keV 能量的 X 射线分别在摇摆曲线峰值位置、半峰高和峰底部位置获得的 DEI 图像, 实验中晶体的转动轴相当于竖直躺在纸面上.

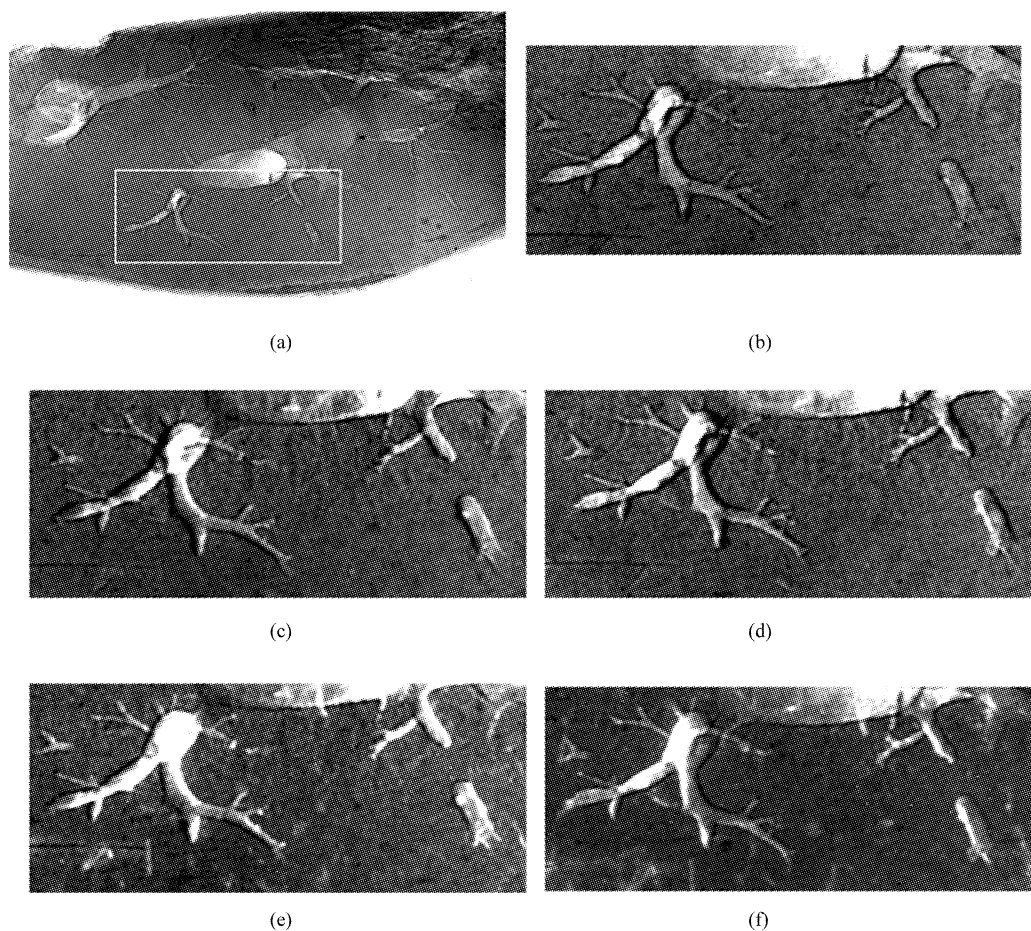


图 8 8keV 能量 X 射线得到的人肝样品 DEI 图像

(a) 为摇摆曲线峰值处得到的图像, 曝光时间 2s; (b) 为局部放大像; (c), (d) 分别为摇摆曲线 +、- 半高峰位置处得到的 DEI 图像, 曝光时间 4s; (e), (f) 分别为远离摇摆曲线峰位的 +、- 位置处得到的 DEI 图像, 曝光时间 30s. 图 (b) — (f) 画面的水平实际尺寸为 7mm.

我们可以完全根据图 4 的有关分析来讨论血管的成像, 图 8(a) 中明显看到, 中空的血管由于吸收减少, 光强有所增强, 但血管的管壁由于折射光的偏转表现为阴影, 形成所谓的“消光衬度”; 图 8(c),

(d) 分别为在摇摆曲线的 +、- 半高峰位置处得到的 DEI 图像, 血管的侧壁呈现一边亮、一边暗的图像, 而且这种明、暗图像在 Bragg 角两边的位置发生了反转, 这些表现和图 4 中分析的是完全一致的.

需要指出的是,在图 4 中有关折射衬度的 DEI 成像原理解释以及图 7 中有关折射衬度的提取过程是和现有文献不一样的.在最近的综述文献[6]中,有关 DEI 成像的原理仍然采用的是第一篇有关 DEI 成像原理的文献[5]中的解释,认为折射率的变化造成的光束方向的改变,在双晶衍射过程中会造成双晶衍射反射率的变化.即认为在摇摆曲线的半峰高位置,从不同折射率变化区域出来的 X 射线的反射率为  $R\left(\theta_B \pm \frac{\omega_D}{2} + \Delta\theta_Z\right)$  或  $R\left(\theta_B \pm \frac{\omega_D}{2} - \Delta\theta_Z\right)$ , 其中  $\pm \Delta\theta_Z$  分别为折射率变化造成的折射光在相反两个方向的角度偏转(如中空血管的两侧管壁);由于在摇摆曲线的半高峰位置处,反射率随角度的变化很明显,因此这种反射率的差别形成了血管管壁两侧的明、暗图像.从我们的推导和实验结果可以看到上述的两个公式不能用来表示对折射强度的反射率,因此由此得到的对折射衬度的解释以及相应的后续数据处理过程都是不准确的.这里提出一个直接的证据:在摇摆曲线的底部,反射率随角度的变化改变很小,按照这种解释,这时折射角的变化造成的反射率的差别也很小,因此应该很难看到折射衬度.然而,在我们的实验中,在摇摆曲线的底部,仍然看到了十分明显的折射衬度,如图 8(e), (f) 所示.这一现象用我们的推导从图 4 以及图 7 中是十分容易理解的,因为折射率变化造成的折射光的角度偏转

$\pm \Delta\theta_Z$  是相对于透射光方向的,因此在大于 Bragg 角位置,  $+\Delta\theta_Z$  偏转的折射光总会被分析晶体反射形成明像,而  $-\Delta\theta_Z$  偏转的折射光不能被分析晶体反射而形成暗像;在小于 Bragg 角位置,正好得到相反的结果.由于不同部位产生的折射光的偏转角有一定的分布以及实验测量分辨率的影响,因此这种折射衬度也就在一个相当大的角度范围内都可以观测到.

利用 Si(333) 衍射获得了能量为 24keV 的 X 射线,由此得到人肝样品的 DEI 图像如图 9 所示.图 9(a) 是分析晶体在 Bragg 位置时得到的吸收像,由于人体软组织对高能 X 射线的吸收很小,从吸收像中已经看不出血管和肝组织的衬度差别,只是看到由于消光衬度形成的血管侧壁的暗像,不难想像,如果没有分析晶体的过滤作用,普通的透视成像是几乎得不到血管的任何衬度的.图 9(c), (d) 分别是分析晶体在 Bragg 角的两侧得到的 DEI 图像,折射衬度造成了竖直血管两侧的明暗变化,使得血管凸显出来,形成强烈的浮雕效果.我们知道,浮雕实际上是没有颜色变化(也就是没有衬度变化)的花岗岩上雕刻出来的凹凸不平在光照下形成的图像,也就是说,DEI 技术可以在没有吸收衬度的情况下观察样品的折射衬度从而得到样品中的结构.折射衬度的这种表现能力应用到医学影像学诊断中毫无疑问将有效地提高诊断技术的衬度和空间分辨本领.

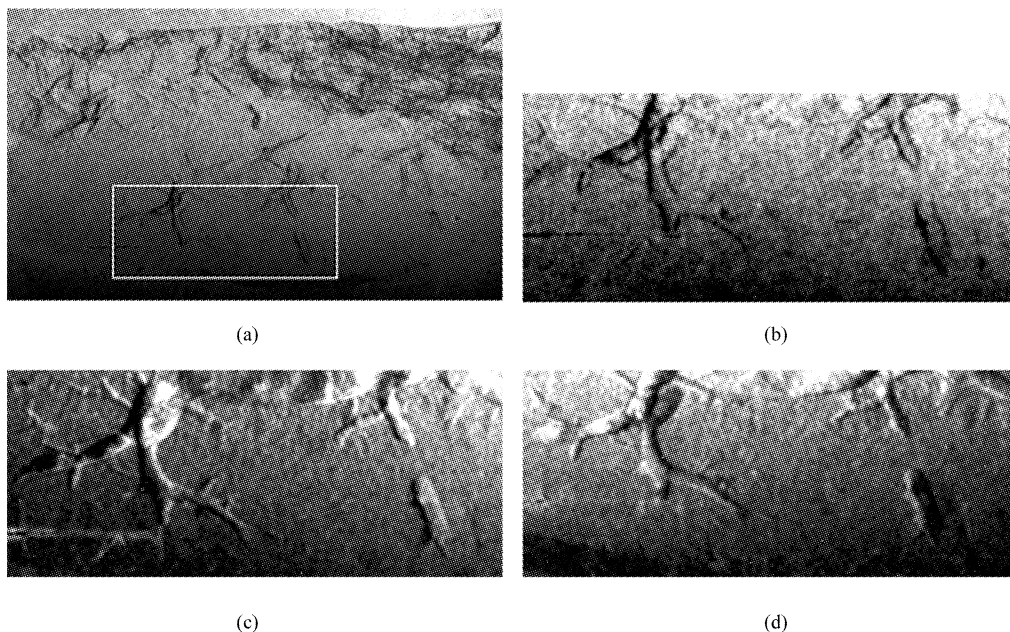


图 9 24keV 能量的 X 射线得到的 DEI 图像

(a) 摇摆曲线峰值处得到的图像;(b) 局部放大像;(c), (d) 分别为摇摆曲线 +、- 半高峰位置处得到的 DEI 图像.(b) — (d) 画面的水平实际尺寸为 7mm.



## 4 结论

从 X 射线的折射和 X 射线双晶衍射的原理出发,讨论了物体中折射率的变化梯度产生的折射现象以及衍射增强成像技术提取物体中这种折射率变化梯度的晶体学基础,并从实验上利用 DEI 方法获得了模型样品产生的折射强度分布,为正确理解 DEI 技术提取的折射衬度打下了基础;也许正是其他作者在这方面的误解极大地限制了 DEI 技术的应

用和发展.利用不同能量 X 射线对人体肝组织生理切片样品进行的 DEI 成像研究表明,DEI 技术可以在吸收衬度很小的情况下,利用折射衬度很容易得到肝组织中几十微米粗细血管的清晰图像.由于肿瘤的发生和生长过程与血管的大量增生以提供营养有密切关系,因此 DEI 技术十分有可能成为一种能够有效探测乳腺、肝等部位微小血管增生情况的新型成像技术,从而在肿瘤的早期诊断方面发挥重要作用.

## 参考文献 (References)

- 1 Attwood D T. *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1999)
- 2 Henke B, Gullikson E, Davis J At. *Data Nucl. Data Tab.*, 1993, **54**: 181—342
- 3 Fitzgerald R. *Physics Today Online*, 2000, July
- 4 Momose A et al. *Nature Medicine*, 1996, **2**: 473; Takeda T et al. *Radiology*, 2000, **214**: 298
- 5 Chapman D et al. *Phys. Med. Biol.*, 1997, **42**: 2015—2025
- 6 Bravin A. J. *Phys. D: Appl. Phys.*, 2003, **36**: A24—A29
- 7 Snigirev A et al. *Rev. Sci. Instrum.*, 1995, **66**: 5486
- 8 Wilkins S W et al. *Nature*, 1996, **384**: 335
- 9 Lewis R A et al. *Synchrotron Radiation News*, 1999, **12**(1): 7—14
- 10 Tanner B K. *X-ray Diffraction Topography*. Oxford: Pergamon Press, 1976
- 11 HE Qi-Zhi. *Electrodynamics*. Beijing: Higher Education Press, 1985, 162 (in Chinese)  
(何启智主编. 电动力学. 北京: 高等教育出版社, 1985, 162)
- 12 Davis T J et al. *Nature*, 1995, **373**: 595
- 13 JIANG Jian-Hau et al. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, 1993, **A336**: 354—360

## Refractive Contrast in X-Ray Diffraction Enhanced Imaging\*

JIANG Xiao-Ming<sup>1,1)</sup> LI Gang<sup>1</sup> CHEN Zhi-Hua<sup>2</sup> TANG Jin-Tian<sup>2</sup>

<sup>1</sup>(Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

<sup>2</sup>(China-Japan Friendship Institute of Clinical Medical Sciences, Beijing 100029, China)

**Abstract** The deflecting angles of X-ray beams caused by refractive objects are deduced according to the refractive process at interface of different refractive indexes. The spacial resolution and the electron density resolution of the diffraction enhanced imaging (DEI) method are discussed relating to the experimental parameters. Appearances of refractive contrast in the DEI method are discussed and experimentally confirmed. Vivid images of blood vessels in human liver sample are obtained by DEI technique using X-rays with different energies. The contributions of the refractive contrast in improving the image contrast are easily understood.

**Key words** diffraction enhanced imaging, spacial resolution, contrast resolution, medical application

Received 23 June 2004

\* Supported by NSFC(10174081)

1)E-mail: jiangxm@mail.ihep.ac.cn