

# X 射线相衬成像应用于惯性约束核聚变 多层球壳靶丸检测\*

晏骥 江少恩<sup>†</sup> 苏明 巫顺超 林稚伟

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2011 年 3 月 25 日收到; 2011 年 6 月 22 日收到修改稿)

随着惯性约束核聚变 (ICF) 研究的逐步深入, 尤其是氘氚 (DT) 燃料层球壳梯度掺杂的广泛应用, 对轻物质界面的诊断需求日益增长. 在北京同步辐射形貌成像站的微米 CT 机上利用类同轴相衬成像方法获取了三层球壳靶丸的相衬图像, 最佳空间分辨率达到了  $2\ \mu\text{m}$ , 衬度达到 12%; 通过分析边缘增强函数和衬度传递函数之间的关系, 总结出一套完整的类同轴相衬成像方法, 同时将相衬成像结果与吸收成像结果对比. 实验结果表明, X 射线相衬成像在轻物质界面的分辨中具有明显的优势, 能够广泛应用于 ICF 研究、医学断层扫描 CT 装置和生物结构等前沿科学领域.

**关键词:** 惯性约束聚变, 微聚焦 X 射线源, 类同轴相衬成像, 多层球壳靶丸

**PACS:** 87.64.mh, 87.59.-e

## 1 引言

传统的 X 射线成像是基于不同材料对 X 射线吸收程度的不同成像, 这样的成像机理被称为吸收成像. 这种方法从刚发现 X 射线开始就在众多领域获得了巨大的成功. 但是受到原理的限制, 对于弱吸收或者没有吸收的轻元素材料, 吸收成像的方法很难获得高衬度的像, 从而导致对轻元素材料成像的研究受到很大的限制. X 射线相衬成像是利用 X 射线透过样品后携带的位相信息对样品内部结果成像, 这是一种全新的 X 射线成像方法, 从另一个角度解决了轻物质成像的问题<sup>[1]</sup>. 一般来说, X 射线相衬成像主要分为三类: 干涉法<sup>[2]</sup>, 衍射法<sup>[3-7]</sup>和类同轴全息法. 其中干涉法和衍射法需要单色性非常好的光源, 只有在同步辐射大型装置上才能获得, 不利于相衬成像的开展和推广. 1995 年, Wilkins 小组利用多色微聚焦 X 射线光源发展了类同轴相衬成像方法, 该方法具有结构简单、容易实施等优点, 在最近十几年的时间里已经广泛的应用于生物工程和医学断层扫描 CT 技术等. 不过该方法存在噪声影响较大等不利因素, 同时研究者往往对其重要结论边缘增强函数和衬度传递函数

的应用存在着分歧<sup>[8-11]</sup>; 近几年, 以 Pfeiffer<sup>[12,13]</sup>为代表发展了光栅剪切相衬成像技术, 但是该技术对光栅工艺的要求较高, 在国内还无法开展实验工作, 所以当前相衬成像研究和应用的主流仍然是类同轴方法.

靶丸是惯性约束聚变 (ICF) 实验中存储反应燃料的空心微球, 线度在几百微米. 为了减小瑞利-泰勒不稳定性 and 辐射流预热等不利因素, 靶丸球壳往往会采用多层结构, 而构成球壳的物质均为轻物质. 在目前的 ICF 研究中, 对于多层球壳, 尤其是层与层分界面的诊断, 存在相当大的挑战性, 采用传统的吸收成像的方法很难达到目的. 美国的研究小组在 APS 光源和微聚焦 X 光源下利用相衬成像的方法成功获取了靶丸微球的球壳分层结构, 并将该方法作为靶丸参数测量的主要方法. 而国内该方面的研究仍然处于起步阶段, 需要进一步开展相关的工作, 并针对类同轴相衬成像法中边缘增强函数与衬度传递函数的关系进行深入的分析<sup>[14-17]</sup>.

本文以微聚焦 X 光源为实验平台, 成功获取了多层球壳靶丸微球的相衬图像. 实验结果表明, 相衬成像在轻物质界面诊断中相对于吸收成像具有明显的优势, 同时类同轴相衬成像方法简单易行,

\* 国家自然科学基金 (批准号:10775120) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: Jiangshn@vip.sina.com

可以广泛应用于 ICF 研究中.

## 2 理论

### 2.1 相衬成像和吸收成像

一般而言, X 射线在物体内部的吸收遵循指数衰减规律, 即

$$I = I_0 e^{-ud}, \quad (1)$$

式中,  $I_0$  和  $I$  分别为 X 射线通过物体前后的强度,  $u$  和  $d$  分别为物体的吸收系数和吸收线度. 对轻物质而言, 在硬 X 射线 (能量大于 1 keV) 波段吸收系数  $u$  较小, 用吸收成像的方法很难获得高衬度的像.

当 X 射线通过样品以后, 它的特性可以采用复折射率来描述. 在 X 射线波段, 折射率  $n$  是一个略小于 1 的数, 可以写成

$$n = 1 - \delta - i\beta, \quad (2)$$

(2) 式中,  $\delta$  代表折射的相移项,  $\beta$  代表吸收项. 在硬 X 射线范围相移项  $\delta$  (约  $10^{-6}$ ) 比吸收项  $\beta$  (约  $10^{-9}$ ) 高三个数量级, 因此对吸收弱的轻物质而言相衬成像可以大大地提高成像的衬度.

### 2.2 类同轴相衬成像原理

图 1 是类同轴相衬成像原理图. 假定物体在  $z = 0$  的平面上, 被沿  $z$  方向传播的单色平面波  $\exp(-ikz)$  辐照 ( $k$  为波数,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ), 基于费涅尔 - 基尔霍夫衍射原理可以得到

$$F(u) = \delta(u) - M(u) \cos(\pi\lambda R_2 u^2) - \Phi(u) \sin(\pi\lambda R_2 u^2), \quad (3)$$

式中,  $\delta(u)$  表示直接传递的波,  $\Phi(u)$  和  $M(u)$  分别是  $\phi(x)$  和  $u(x)$  的傅里叶变换式, 其中  $\phi(x)$  和  $u(x)$  分别对应单色球面波经过弱吸收物体后波函数的相位项和吸收项, 函数  $\cos(\pi\lambda R_2 u^2)$  和  $\sin(\pi\lambda R_2 u^2)$  分别是振幅强度和位相强度的传递函数. 因为 (3) 式描述了实验参数对衬度的影响, 因此又被称为衬度传递函数.

在相位变化缓慢和足够小的  $\lambda R_2$  值的条件下 (这里  $R_2$  为样品到成像面的距离), 对 (3) 式逆傅里叶变换可以得到成像面上的强度分布  $I(x, y)$  表达式, 如 (4) 式所示. 可以看到, 近场衍射的强度分布与相位的二阶导数成正比, 这种强度不是位相的

分布, 而是将位相的特征增强在了物体的边缘衬度上. 因此将公式 (4) 称为边缘增强函数<sup>[18-20]</sup>.

$$I(x) = |F^{-1}[F(u)]|^2 \approx 1 - \frac{\lambda R_2}{2\pi} \phi''(x). \quad (4)$$

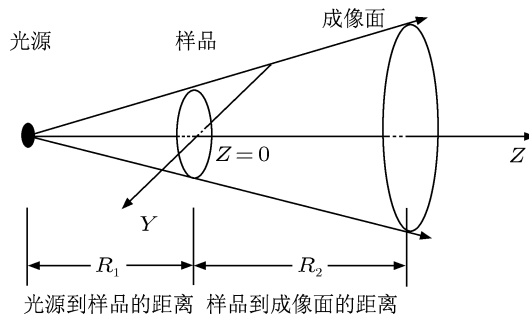


图 1 类同轴相衬成像原理图

### 3 基于类同轴成像原理的相衬模拟

X 射线在传播过程中将表现为波粒二象性. 一般来说, 能量越小的 X 射线越容易表现其波动性 (主要光的衍射), 能量越大的 X 射线越容易表现其粒子性 (主要粒子散射). 利用类同轴成像理论模拟之前, 先单独考虑散射对成像的影响, 这里的散射主要包括弹性散射 (瑞利散射、汤姆逊散射) 和非弹性散射 (康普顿散射). 利用 Geant4 程序模拟了能量为 8.9 keV 的 X 射线对靶丸成像的结果 (见图 2), 结果表明, 考虑散射与否对于能量较低的硬 X 射线 (能量在 10 keV 左右) 影响非常小, 其中散射份额只占总光子数的千分之一, 所以在这里将散射作用的效果归结为噪声, 这也是该方法噪声较严重的原因之一<sup>[21]</sup>.

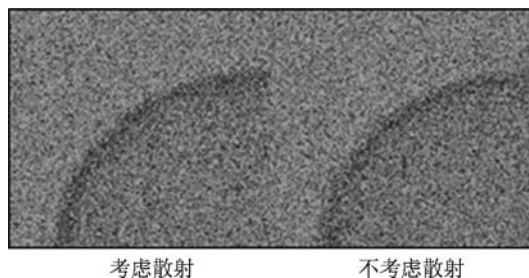


图 2 低能硬 X 射线散射效应影响

根据类同轴成像理论, 对 ICF 实验中的靶丸微球样品进行相衬模拟. 建立模型如下: 单层球壳靶丸微球, 靶丸外径为  $R$ , 内径为  $r$ , 壳厚  $(R - r)$ , 靶丸内部与外界环境均为真空. 入射光在  $XOZ$  平面内沿着  $Z$  方向传播, 靶丸球心置于原点 ( $x = 0$ ,

$R_2 = 0$ ) 上. 如图 3 所示.

对于构成靶丸微球球壳的轻物质, 在传播过程中相位的变化满足

$$\phi = k\delta l, \quad (5)$$

其中  $k$  表示波矢,  $\delta$  表示 X 射线折射率中相移的部分,  $l$  表示波在物质中传播的距离.

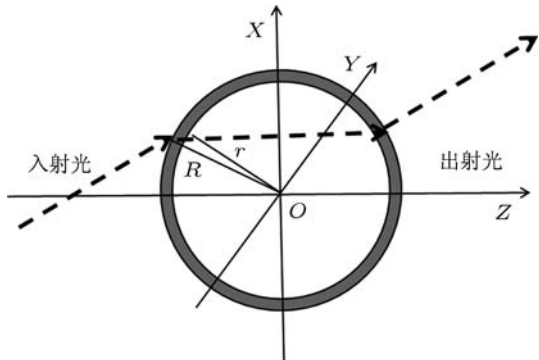


图 3 靶丸微球样品建模示意图

这里做出三个近似:

**近似 1** 假定相位变化缓慢且  $\lambda R_2$  值足够小, 这是类同轴成像理论所要求的;

**近似 2** 靶丸微球是一个线度较小 (直径几百微米) 的物体, 靶丸球壳厚度  $(R - r)$  约为  $20 \mu\text{m}$ , 认为光在传播的过程中以直线穿过靶丸;

**近似 3** 低能硬 X 射线不考虑散射的影响.

由几何关系, 可以得到光在球壳中传播距离

$$l = 2(\sqrt{R^2 - x^2} - \sqrt{r^2 - x^2}), \quad (6)$$

所以光在通过靶丸微球传播过程中, 总的相位变化满足公式:

$$\phi = 2k\delta(\sqrt{R^2 - x^2} - \sqrt{r^2 - x^2}). \quad (7)$$

将 (7) 式代入边缘增强函数 (4) 式可以得到成像面上的强度分布表达式:

$$I(x) = 1 + 2R_2\delta[x^2(R^2 - x^2)^{-\frac{3}{2}} + (R^2 - x^2)^{-\frac{1}{2}} - x^2(r^2 - x^2)^{-\frac{3}{2}} + (r^2 - x^2)^{-\frac{1}{2}}]. \quad (8)$$

由 (8) 式可以看到成像面上的强度与入射光的波长没有直接关系, 说明了类同轴成像方法能够采用多色光来实现, 并不局限于同步辐射光源. 在 (8) 式中, 令靶丸外径为  $2R = 370 \mu\text{m}$ , 内径为  $2r = 350 \mu\text{m}$ , 相衬因子  $\delta = 10^{-6}$ , 样品到成像面的距离为  $R_2 = 10 \text{ cm}$ . 获得在成像面上的强度分布如图 4 所示. 由图可以看到在球壳附近出现了 2 个很强的峰, 从左到右为光从大气中传播到达靶丸微

球表面开始进入球壳 (从低密度到高密度) 出现第一个峰, 然后光穿过靶丸微球球壳在球内大气中传播 (从高密度到低密度) 出现第二个峰. 光在球内传播的过程中强度是不变的. 光快要传播出靶丸微球的时候将会出现对称的进入微球过程的峰. 图 4 表明相衬成像具有边缘增强的效果, 其产生作用是基于光作用在物体过程中物体密度变化产生衬度从而成像, 密度差越大折射效果越强, 衬度越明显.

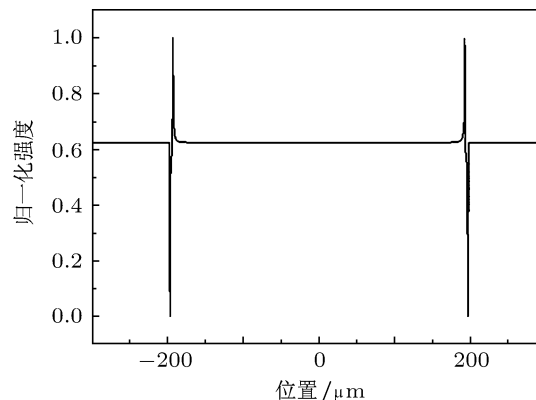


图 4 单层球壳靶丸微球相衬成像模拟结果

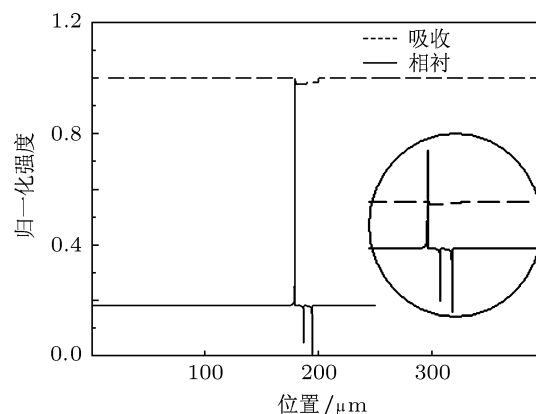


图 5 两层球壳靶丸成像模拟结果 虚线代表吸收成像, 实线代表相衬成像,  $200 \mu\text{m}$  处为球壳处

进一步的考虑, 实际的靶丸微球样品具有多层球壳, 这里建立的模型靶丸微球具有双层球壳 (内层球壳为 PS 材料, 外层球壳为 CH 材料), 每层球壳厚度为  $10 \mu\text{m}$ , 靶丸微球外径为  $2R = 390 \mu\text{m}$ , 内径为  $2r = 350 \mu\text{m}$ ,  $R_2 = 10 \text{ cm}$ . 在这里将相衬成像模拟结果同吸收成像模拟结果进行对比, 假定入射 X 射线能量为  $8.9 \text{ keV}$ , 此时有 CH 材料相移项  $\delta_1 = 2.2 \times 10^{-6}$  和吸收系数  $u_1 = 3.065 \text{ cm}^2/\text{g}$ ; PS 材料相移项  $\delta_2 = 3 \times 10^{-6}$  和吸收系数  $u_2 = 3.095 \text{ cm}^2/\text{g}$ . 利用 (1) 和 (8) 式分别对双层球壳靶丸微球样品做相位衬度和吸收衬度成像的模拟并将结果放在同

一张图上(见图 5).

由图 5 可以看到, 球壳部分对于相衬成像结果产生了强烈的峰谷对比. 2 个谷, 1 个峰分别代表光从大气通过 CH 层, CH 层到 PS 层, PS 层到内表面. 谷和谷之间的距离代表靶丸微球 CH 层的厚度, 峰和相邻谷之间的距离代表靶丸微球 PS 层的厚度. 对于吸收成像, 基本只能看到在成像面上是一个单一强度的像, 这是由于 CH, PS 等轻物质材料对 X 光的吸收弱, 并且靶丸本身尺寸较小(几十微米), 所以 X 射线穿过靶丸的过程中强度变化非常小, 几乎不能将他们分辨开来. 从模拟结果可以看到, 对于靶丸微球样品, 相衬成像相对于吸收成像具有很大的优势, 尤其是在靶丸多层球壳结构等轻物质的诊断上具有衬度高的特点<sup>[22-24]</sup>.

## 4 实验平台和参数定义

### 4.1 实验平台

本实验是在北京同步辐射中心形貌成像站的 X 射线微米 CT 机上开展的. 该仪器的 X 光源为电压轰击钨靶产生的连续谱, X 射线源焦斑为 5  $\mu\text{m}$ (标称值), 实验中电流为 250  $\mu\text{A}$ , 电压为 40 kV. 探测器采用 400 万像素、放大率为 40 倍、像素大小为 0.3  $\mu\text{m}$  的 CCD, 分辨率最高可达 1  $\mu\text{m}$ . X 射线源到样品台距离为 40—127 mm 可调, 样品台到探测器距离为 0—127mm 可调<sup>[25]</sup>.

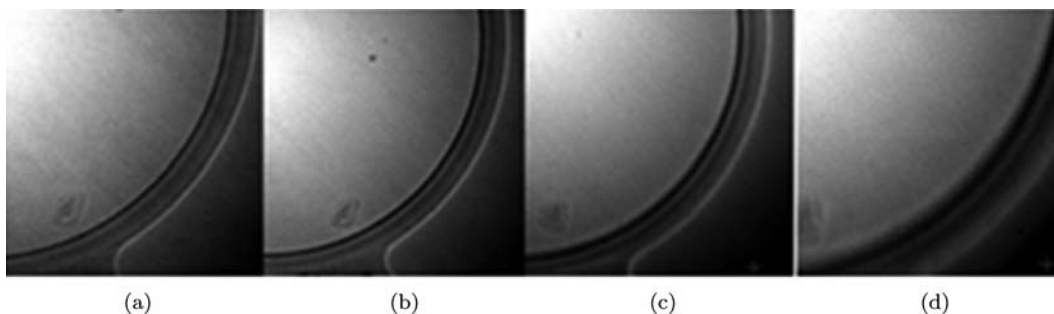


图 6 (a) 吸收成像 ( $R_1 = 127, R_2 = 10$ ); (b) 相衬成像 ( $R_1 = 127, R_2 = 22$ ); (c) 相衬成像 ( $R_1 = 127, R_2 = 60$ ); (d) 相衬成像 ( $R_1 = 127, R_2 = 127$ )

在一般的成像实验中, 往往是通过将探测器紧贴样品来获取吸收图像, 由于样品是一个几百微米线度的微球, 若将探测器紧贴样品, 容易造成样品掉落等影响, 所以将探测器放置在距离样品足够近(10 mm)处获得一个像. 为了方便分析, 定义这个像为吸收像. 同时由于探测器 CCD 的探测阵面较

### 4.2 实验样品

本实验采用的是目前标准的 ICF 实验用靶丸, 靶丸的直径为 370  $\mu\text{m}$ , 总球壳厚度为 20  $\mu\text{m}$ , 具有三层球壳结构(由内到外依次为 PS 层, PVA 层和 CH 层)<sup>[26]</sup>.

### 4.3 空间分辨率和成像衬度

空间分辨率是指图像在空间上分辨细节间距离的能力. 分辨率单位一般使用微米, 也可以采用线对. 空间分辨率常采用计算图像强度分布图中峰谷的半高全宽(FWHM)来获得.

衬度是指图像相邻区域对比度强弱的能力. 衬度定义为  $C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$ , 其中,  $I_{\max}$  和  $I_{\min}$  分别代表相邻区域内最大和最小强度值. 衬度越大说明该物体的特征越能被表现出来, 一般衬度大于 10%就足够看到物体的细节特征.

## 5 实验结果

微聚焦光源不具备同步辐射光源那样好的相干性, 为了使得光源对样品的相干性足够好, 需要足够长的相干长度  $l_{\text{coh}} = \frac{\lambda(R_1)}{s}$ ,  $R_1$  是光源到样品的距离,  $s$  是微聚焦源焦斑,  $\lambda$  是波长. 在波长和焦斑一定的情况下, 将  $R_1$  设计得较大来获得足够长的相干长度, 实验中,  $R_1$  固定为 127 mm, 相干长度约为 2  $\mu\text{m}$ .

小(600  $\mu\text{m} \times 600 \mu\text{m}$ ), 靶丸微球线度为 400  $\mu\text{m}$  左右, 为了尽量获取靶丸微球整体的信息, 实验中放大率  $M$  设置得较小 ( $M \leq 2$ ). 本节所有距离单位为 mm, 曝光时间单位为 s, 空间分辨率单位为  $\mu\text{m}$ . 以 4.2 节中介绍的靶丸微球为样品做了两组实验. 第一组实验主要考察衬度和空间分辨率的性质, 实

验中保持  $R_1 = 127$  (光源到样品的距离) 不变,  $R_2$  (样品到探测器的距离) 快速变化,  $R_2 = 10, 22, 60, 127$ , 放大率  $M$  变化,  $M = 1.1, 1.2, 1.5, 2$ ; 第二组实验主要考察衬度的细致变化, 实验中保持  $R_1 = 127$  不变,  $R_2$  缓慢变化,  $R_2 = 50, 55, 60, 65, 70$ , 放

大率  $M$  基本不变. 实验一结果如图 6, 7 所示 (其中图 6 为实验结果图, 图 7 为球壳强度分布图), 实验二结果如图 8, 9 所示 (其中图 8 为实验结果图, 图 9 为球壳强度分布图).

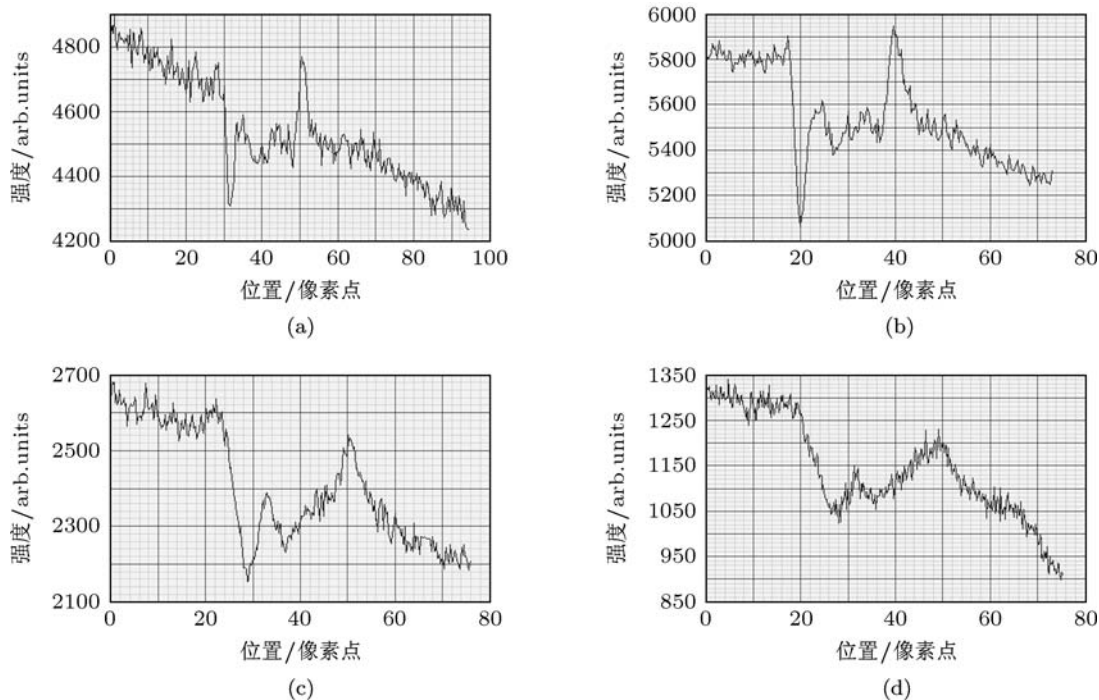


图 7 图 6 的球壳强度分布图 (a) 吸收成像 ( $R_1 = 127, R_2 = 10$ ); (b) 相衬成像 ( $R_1 = 127, R_2 = 22$ ); (c) 相衬成像 ( $R_1 = 127, R_2 = 60$ ); (d) 相衬成像 ( $R_1 = 127, R_2 = 127$ )

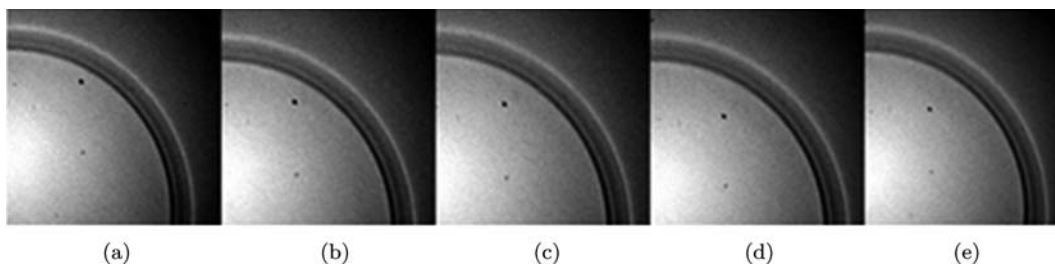


图 8 保持  $R_1 = 127$  不变, 缓慢增加  $R_2$  的实验结果图 (a)  $R_2 = 50$ ; (b)  $R_2 = 55$ ; (c)  $R_2 = 60$ ; (d)  $R_2 = 65$ ; (e)  $R_2 = 70$

由图 7(a) 可以看到, 作为吸收像, 基本不能显示出最外层的结构 (3 层球壳的外层), 图 7(b) 增加了样品到探测器的距离, 相衬成像的效果体现了出来, 可以清楚地看到球壳三层结构. 随着样品到探测器距离的进一步增加, 图 7(c) 和 (d) 图像中, 球壳层与层间分界面更加的明显 (衬度增加了), 但是图像逐渐变得模糊 (空间分辨率降低了). 表 1 是根据 4.3 节中定义的公式进行计算所得到的衬度和空间分辨率. 可以看到, 成像从以吸收为主向着以相衬为主变化的过程中, 衬度会有较快的提升 ((a) 到 (b) 过程), 空间分辨率不会快速下降; 而随着

样品到探测器距离进一步增加, 衬度提升变得缓慢 ((c) 到 (d) 过程), 同时空间分辨率却在明显变差 [14,27,28].

表 1 由图 7 计算出的样品的衬度  $C$  和空间分辨率

表图	$R_1/\text{mm}$	$R_2/\text{mm}$	曝光时间/s	衬度 $C$	空间分辨率/ $\mu\text{m}$
(a)	127	10	60	0.046	2
(b)	127	22	120	0.073	2
(c)	127	60	150	0.098	4
(d)	127	127	180	0.1125	6

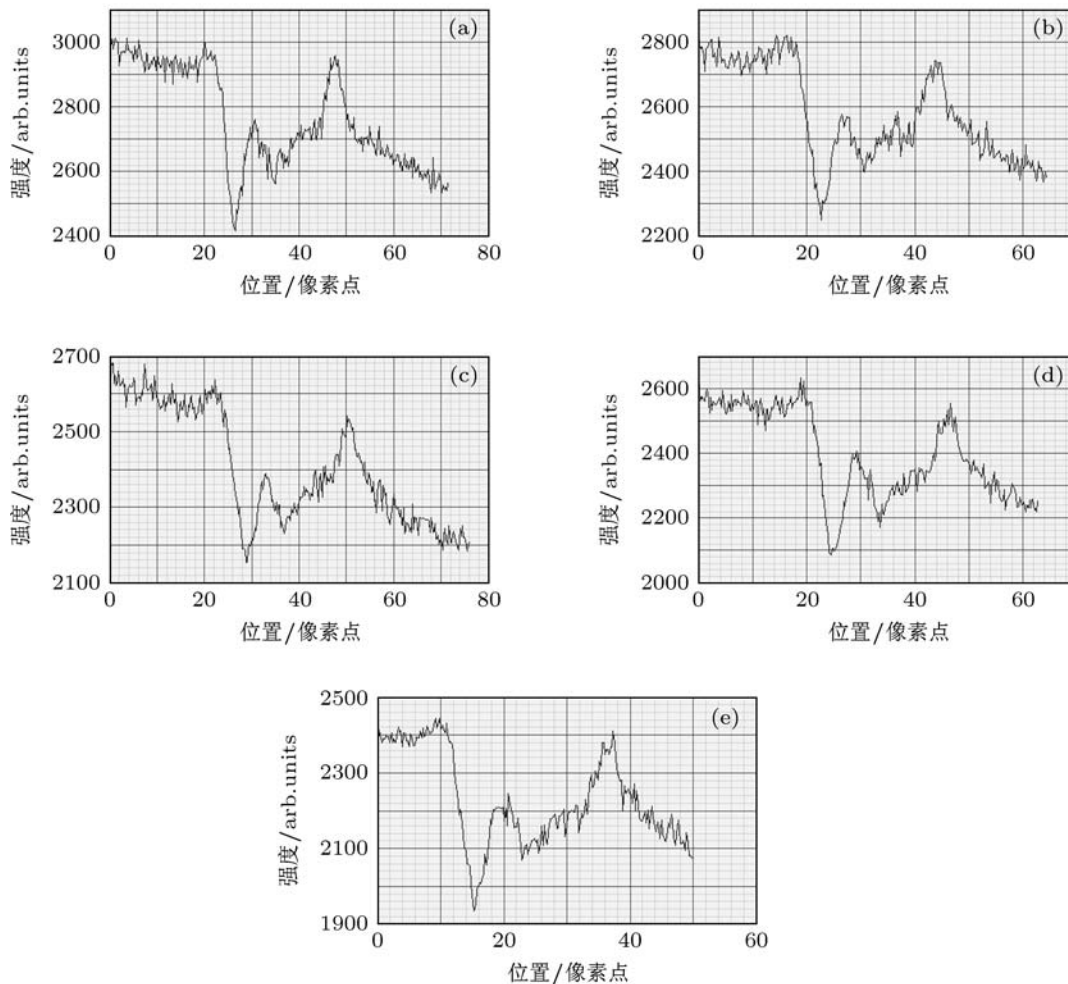


图9 图8的球壳强度分布图,保持  $R_1 = 127$  不变,缓慢增加  $R_2$  (a)  $R_2 = 50$ ; (b)  $R_2 = 55$ ; (c)  $R_2 = 60$ ; (d)  $R_2 = 65$ ; (e)  $R_2 = 70$

表2 由图9计算出样品的衬度  $C$  和空间分辨率

表图	$R_1/\text{mm}$	$R_2/\text{mm}$	曝光时间/s	衬度 $C$	空间分辨率/ $\mu\text{m}$
(a)	127	50	150	0.1017	4
(b)	127	55	150	0.1026	4
(c)	127	60	150	0.098	4
(d)	127	65	150	0.110	4
(e)	127	70	150	0.1077	4

由图9可以看到,当样品到探测器距离变化不大的时候,实验结果直观看来并不会会有太大区别,通过对强度分布图的具体分析能够发现,衬度的改变并不再遵循第一组实验的规律,而是随着  $R_2$  的细致变化出现了一个波浪性的起伏(见表2),当然这种起伏相对来说是较小的.同时由于实验参数变化不大,对空间分辨率几乎没有影响.根据第二组实验结果可以得到,保持  $R_1$  不变,缓慢增加  $R_2$  的过程中,图像衬度并不会保持单调的增加而是会出现一定的涨落<sup>[29,30]</sup>.

## 6 实验分析

根据第一组实验结果可以得到,保持  $R_1$  不变,增加  $R_2$  的过程中,图像衬度会提高而空间分辨率会下降,特别的,当成像机理从吸收为主转为相衬为主的过程中,图像衬度将会快速提高,同时空间分辨率几乎没有太大变化;根据第二组实验结果可以得到,保持  $R_1$  不变,缓慢增加  $R_2$  的过程中,图像衬度并不会保持单调增加而是会出现一定的涨落.显然这两个结论是一对不自洽的结论.由边缘增强函数  $I(x) = 1 - \frac{\lambda R_2}{2\pi} \phi''(x)$ ,利用衬度定义公式推导出边缘增强函数的衬度关系

$$C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{\frac{\lambda R_2}{2\pi} (|\phi''_{\max}| - |\phi''_{\min}|)}{2 - \frac{\lambda R_2}{2\pi} (|\phi''_{\max}| + |\phi''_{\min}|)}$$

$$\approx \frac{\lambda R_2}{4\pi} (|\phi''_{\max}| - |\phi''_{\min}|),$$

其中  $\lambda$  为波长,  $R_2$  为样品到探测器距离,  $\phi''_{\max}$

和  $\phi''_{\min}$  分别为相位二阶导数的最大值和最小值, 对于小尺度样品的 X 射线相衬成像,  $\lambda R_2$  在  $10^{-10}$  量级,  $\phi$  在  $10^{-6}$  量级,  $\phi''(x)$  在  $10^6$  量级, 所以  $\frac{\lambda R_2}{2\pi} |\phi''(x)|$  是个远小于 1 的量. 可以看到, 随着样品到探测器的距离增加, 相衬成像的衬度也会增加, 这样的理论结果与第一组实验的结果相符合. 而由衬度传递函数  $F(u) = \delta(u) - M(u) \cos(\pi\lambda R_2 u^2) - \Phi(u) \sin(\pi\lambda R_2 u^2)$  得到相衬成像的图像衬度与  $\sin(\pi\lambda R_2 u^2)$  相关联, 可以得到结论: 在一定空间频率下改变样品到成像面的距离, 成像衬度并不会单调变化, 这样的理论符合第二组实验的结果. 边缘增强函数和衬度传递函数均是通过基尔霍夫-费涅尔积分推导所得, 特别的, 边缘增强函数是衬度传递函数经过一定合理的近似 (假定了相位变化缓慢和  $\lambda R_2$  值足够小) 获得的. 针对两组实验结果的不自洽, 究其原因在于, 从衬度传递函数推导到边缘增强函数的过程中近似的条件合理性还不足够好, 从而影响了最终结果.

从第一组实验结果可以看到, 随着  $R_2$  的增加, 空间分辨率在快速地下降. 造成这个结果的原因可以分为两个方面. 从光源的角度考虑, 光源焦斑大小会引起半影模糊现象, 当  $R_2$  增加的时候, 这种影响会变大; 从光学成像的角度考虑, 当  $R_2$  增加的时候, 相对光瞳变小, 衍射影响增加, 导致空间分辨率下降<sup>[31]</sup>. 另一方面, 由于衬度传递函数中成像的衬度由  $\sin(\pi\lambda R_2 u^2)$  来决定, 调节实验中  $R_2$  的大小使得  $\sin(\pi\lambda R_2 u^2) = 1$ , 从而获得最佳衬度的成像, 由于正弦函数具有周期性, 所以成像衬度达到最佳的  $R_2$  并非唯一. 同时对于第一组实验结果分析可以看到, 当成像从以吸收为主朝着以相衬为主转换的过程中, 衬度会有较快的提升 (见图 6(a) 到 (b) 的过程), 空间分辨率不会快速下降; 而随着样品到探测器距离进一步增加, 衬度提升变得缓慢 (见图 6(c) 到 (d) 过程), 空间分辨率却在明显变差. 可以看到空间分辨率和成像衬度是一对矛盾的参数, 在增加成像距离的过程中, 成像衬度提高了, 但是空间分辨率下降了, 若一味地追求高衬度的图像, 到最后图像反而变得模糊. 为了获得高衬度和高空间分辨的图像, 常常选择第一个使得  $\sin(\pi\lambda R_2 u^2) = 1$  的  $R_2$  作为成像的距离. 在第一组实验里波长为  $\lambda = 10^{-10}$  m, 空间频率为  $u = \frac{1}{d}$  ( $d$  为预计达到的空间分辨率  $2 \mu\text{m}$ ), 从而计算得到最佳的成像距离  $R_2$  为 20 mm. 若选择第

二, 第三个使得  $\sin(\pi\lambda R_2 u^2) = 1$  的值作为成像距离, 虽然可以将成像衬度进一步提高, 但是空间分辨率下降太快, 得不偿失. 在实验里, 得到的最佳成像参数是  $R_1 = 127$  mm,  $R_2 = 22$  mm, 最佳成像  $R_2$  相比较于理论计算的结果有略微偏差, 分析原因主要在于两方面: 首先 X 光源并非单色光, 理论计算中的波长用单色光来代替, 具有一定的误差; 其次最终成像的效果是相衬机理和吸收机理共同作用的结果, 对于轻物质, 虽然吸收的影响很小, 但其始终存在.

成像实验的目的总是想在获取足够高的空间分辨率的同时获取尽量高的衬度. 实验设计中增大  $R_2$  会在提高衬度的同时降低空间分辨率, 所以首先根据光源条件选取一个相干长度足够高的  $R_1$  (硬 X 射线波段  $R_1$  一般为 100 mm), 其次根据待测样品条件估算该成像系统预期能够达到的空间分辨率, 并根据这个空间分辨率和衬度传递函数  $\sin(\pi\lambda R_2 u^2)$  计算得到使衬度达到最大的成像距离  $R_2$ . 由于  $R_2$  不唯一, 对于空间分辨率较高的实验选择最小的  $R_2$ , 满足高空间分辨要求; 对于空间分辨率要求不那么高的实验可以选择较大的  $R_2$ , 获得较高的图像衬度. 即先满足能看到像 (足够的空间分辨率), 再满足能看清楚像 (更好的成像衬度).

## 7 结论

利用微聚焦 X 光源进行了类同轴 X 射线相衬成像的研究, 获得了完整清晰的多层球壳靶丸微球相衬图像, 最佳空间分辨率达到  $2 \mu\text{m}$ , 最佳衬度为 12%. 并将相衬图像与同一套成像系统下获得的吸收图像进行对比, 可以看到相衬成像方法在轻物质界面的分辨中具有明显的优势. 边缘增强函数是衬度传递函数通过近似得到的, 通过实验结果证实了该近似虽然存在一定局限性, 但是能够满足绝大部分的实际实验条件. 根据这两个函数提出了一套类同轴相衬成像实验参数设计方法, 该方法可用于优化实验结果从而获得最佳的空间分辨率和衬度.

本工作是在北京同步辐射中心形貌成像组朱佩平研究员和刘小松博士的大力协助下完成的, 在此对他们表示真诚的感谢.

- [1] Chen J W, Gao H Y, Li R X, Gan H J, Zhu H F, Xie H L, Xu Z Z 2005 *Progress in Physics* **25** 175 (in Chinese) [陈建文, 高鸿奕, 李儒新, 干慧菁, 朱化凤, 谢红兰, 徐至展 2005 物理学进展 **25** 175]
- [2] Atsushi M, Tohoru T, Ltai Y 1994 *Rev. Sci. Instrum.* **66** 2
- [3] Davis J, Gao D, Gureyev T E, Stevenson A W, Wilkins S W 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3173
- [4] Davis J, Gao D, Gureyev T E, Stevenson A W, Wilkins S W 1995 *Nature* **373** 595
- [5] Anton M 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 154106
- [6] Pavlov K M, Gureyev T E, Paganin D, Nesterets Y I, Morgan M J, Lewis R A 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 2746
- [7] Zhu P P, Wang J Y, Yuan Q X, Tian Y L, Huang W X, Li G, Hu T D, Jiang X M, Wu Z Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **51** 58 (in Chinese) [朱佩平, 王雋越, 袁清习, 田玉莲, 黄万霞, 黎刚, 胡天斗, 姜晓明, 吴自玉 2005 物理学报 **51** 58]
- [8] Workman J, Cobble J, Flippo K, Gautier D C, Montgomery D, Soffermann D T 2010 *Rev. Sci. Instrum* **81** 10E520
- [9] Oliva P, Carpinelli M, Golosio B, Delogu P, Endrizzi M, Park J, Pogorelsky I, Yakimenko V, Williams O, Rosenzweig J 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 134104
- [10] Yan J, Jiang S E, Yin Z J 2010 *High Power Laser and Particle Beams* **22** 2047 (in Chinese) [晏骥, 江少恩, 阴泽杰 2010 强激光与粒子束 **22** 2047]
- [11] Zoofan B, Kim J Y, Rokhlin S I 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 014502
- [12] Pfeiffer F, Bech M, Bunk O, Donath T, Henrich B, Kraft P, David C 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 102006
- [13] Donath T, Pfeiffer F, Bunk O, Groot W, Bednarzik M, Hempel E, Popescu S, Hoheisel M, David C 2009 *Rev. Sci. Instrum* **80** 053701
- [14] Koziemiński B J, Koch J A, Barty A, Martz H E 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 063103
- [15] Liu Y Q, Gao D Z, Liu L X, Luo Q, Ye C G 2006 *High Power Laser and Particle Beams* **18** 2097 (in Chinese) [刘元琼, 高党忠, 刘丽想, 罗青, 叶成钢 2006 强激光与粒子束 **18** 2097]
- [16] Wu Z, Liu H, Yan A M 2005 *Nucl. Instru. Meth. B* **234** 563
- [17] Koch J A, Landen O L 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 113112
- [18] Pogany A, Gao D, Wilkins S W 1997 *Rev. Sci. Instrum* **68** 2774
- [19] Yadav S, Kashyap Y, Sarkar P S, Sinha A, Godwal B K 2006 *Nucl. Instru. Meth. A* **564** 496
- [20] Stevenson W, Gureyev T E, Paganin D, Wilkins S W 2003 *Nucl. Instrum. Meth. B* **199** 427
- [21] Liu L X, Du G H, Hu W, Luo Y Y, Xie H L, Chen M, Xiao T Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 12 (in Chinese) [刘丽想, 杜国浩, 胡雯, 骆玉宇, 谢红兰, 陈敏, 肖体乔 2006 物理学报 **55** 12]
- [22] Cao G H, Hamilton J, Petruck C R, Diebold G J 2007 *J. Opt. Soc. Am. A* **24** 1201
- [23] Liu X, Guo J C, Liu H B 2007 *Journal of Shenzhen University Science and Engineering* **24** 261 (in Chinese) [刘鑫, 郭金川, 牛慈笨 2007 深圳大学学报理工版 **24** 261]
- [24] Zhang D, Li Z, Huang Z F, Yu A M, Kang K J 2007 *Atomic Energy Science and Technology* **41** 36 (in Chinese) [章迪, 李政, 黄志峰, 禹爱民, 康克军 2007 原子能科学技术 **41** 36]
- [25] Kashyap Y S, Roy T, Sarkar P S, Yadav P S, Shukla M, Sinha A 2007 *Rev. Sci. Instrum* **78** 083703
- [26] Koziemiński B J, Sater J D, Moody J D, Sanchez J J, London R A, Barty A, Martz H E 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 103105
- [27] Gan H Q, Zhu H F, Zhu P P, Wang J Y, Huang W X, Yuan Q X, Xian D C 2006 *Acta Photonica Sinica* **35** 887 (in Chinese) [干慧菁, 朱化凤, 陈建文, 高鸿奕, 李儒新, 徐志展, 朱佩平, 王雋越, 黄万霞, 洗鼎昌 2006 光子学报 **35** 887]
- [28] Yu A M, Li Z, Zhang D, Huang Z F 2006 *High Energy Physics and Nuclear Physics* **30** 1119 (in Chinese) [禹爱民, 李政, 章迪, 黄志峰 2006 高能物理与核物理 **30** 1119]
- [29] Wei X, Xiao T Q, Chen M L, Liu L X, Luo Y Y, Du G H, Xu H J 2005 *Nuclear Techniques* **28** 891 (in Chinese) [魏逊, 肖体乔, 陈敏, 刘丽想, 骆玉宇, 杜国浩, 徐洪杰 2005 核技术 **28** 891]
- [30] Huang W X, Tian Y L, Zhu P P, Mai Z H, Hu X F 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1041 (in Chinese) [黄万霞, 田玉莲, 朱佩平, 麦振洪, 胡小方 2002 物理学报 **51** 1041]
- [31] Goodman J W (Translated by Tai K C) 2006 *Introduction to Fourier Optics* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) pp114–150 (in Chinese) [约瑟夫 W 古德曼著 (泰克诚译) 2006 傅里叶光学导论 (北京: 电子工业出版社) 第 114–150 页]



# The application of phase contrast imaging to ICF multi-shell capsule diagnosis\*

Yan Ji Jiang Shao-En<sup>†</sup> Su Ming Wu Shun-Chao Lin Zhi-Wei

(Research Center of Laser Fusion, Mianyang 621900, China)

(Received 25 March 2011; revised manuscript received 22 June 2011)

## Abstract

With the development of the research on inertial confinement fusion (ICF), there is needed a diagnostic technique for low Z materials. The phase contrast imaging, which relies on gradients in the refractive index and wave interference, is proposed to characterize the typical ICF (inertial confinement fusion) capsule shell. In our work it is indicated that the phase contrast imaging obtained with a micro-focus X-ray source provides complementary information about the capsule shell with high resolution 2  $\mu\text{m}$ , and has advantages of absorb imaging. Such a capsule shell diagnostic technique is very useful for ICF diagnoses. Besides, we propose an approach to obtaining of the optimum contrast and spatial resolution in phase contrast imaging. It is a guidance in obtaining an excellent result in phase contrast imaging experiment, and can be widely used in biomedicine, materials science.

**Keywords:** ICF, micro-focus X-ray source, in-line phase contrast, multi-layer capsule

**PACS:** 87.64.mh, 87.59.-e

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10775120).

<sup>†</sup> E-mail: Jiangshn@vip.sina.com