

# 软 X 射线界面传输特性及应用研究

项 阳

(中国科学院长春光学精密机械研究所, 长春 130021)

**摘要** 对软 X 射线与界面相互作用的规律进行初步研究, 给出了软 X 射线界面散射的一级近似一般理论推导, 从中给出了粗糙界面软 X 射线的散射传输特性, 表明在粗糙表面上软 X 射线的镜向反射系数, 需要做与粗糙度有关的数学修正。作为形式上的一种方法, 本文还给出了粗糙表面对软 X 射线全反射的动力学模型, 以及一维软 X 射线散射测量粗糙度原理。通过实验测量了  $\lambda=243\text{Å}$ ,  $256\text{Å}$  时具有超光滑表面的 Mo, Si 样品之反射率和  $\lambda=44.6\text{Å}$  时石英超光滑样品的反射率。采用镀碘化铯的方法, 使“真空紫外—软 X 光反射率计”的可测量短波长从  $200\text{Å}$  降至  $10\text{Å}$ 。对  $44.6\text{Å}$  进行了散射测量, 可以明显看到软 X 射线的非正常反射现象; 还对积分散射测粗糙度方法进行了初步研究。最后给出了 X 线聚焦装置的理论公式和设计实例。

**关键词:** 软 X 射线; 界面; 传输; 粗糙度; X 线聚束装置

## 1 引 言

近年来, 随着人们对微观世界认识水平的提高, 及电子工业对大规模集成电路光刻分辨率向亚微米级发展的需求, 超光滑光学表面加工水平的提高和各种新型 X 光光源的出现, 使得 X 射线光学得到了迅速的复苏和发展, 软 X 射线 ( $1\text{Å}—300\text{Å}$ ) 特别是所谓“水窗”波段 ( $23\text{Å}—47\text{Å}$ ) 由于其对水的良好透过性能和抗蚀胶的日益完备, 在生物活样品显微术、光刻术和天文物理上得到了许多新的应用。早在本世纪二十年代, 人们就发现由于软 X 射线波段在物质中的强烈吸收和折射率几乎近于 1, 基于全反射机制的掠入射反射元件一直是这一波段最重要的光学应用手段。

探讨软 X 线在介质界面的传输特性规律, 特别是测量软 X 线在介质表面的反射率随角度的变化, 及软 X 射线在粗糙表面的散射特征, 是软 X 射线应用的重要基础。本论文的主要工作就是测定几条软 X 射线谱线在几种介质表面的反射率  $R$  随入射角  $\theta$  的变化规律, 并对特定掠入射角, 测量了散射情况, 并据此对软 X 射线测量表面粗糙度进行了初步实验研究, 为设计和制造各类软 X 射线光学元件、光学系统提供实验依据。

光波在均匀各向同性介质中的传播是沿直线传播的, 当介电常数发生变化时, 光波场的传播将发生变化, 这里讨论的界面就是介电常数有明显变化 (如从真空到介质) 的情况。

镜向反射和透射的本质是散射。于非理想的粗糙表面, 漫散射是普遍存在的, 在镜向反射光束的周围一定范围内也可以测得散射的光子。这种散射的本质是传输介质介电常数的变化。

软 X 射线, 做为一种电磁辐射, 在界面上传输也同样来自于界面上介电常数的变化, 即所谓边界条件。对于理想界面应用电磁理论, 可以得到透射和反射的 Fresnel 公式, 光线的传输遵从反射的透射定律。

几乎所有的软 X 射线波段折射率都小于真空中的折射率 1, 所以存在一临界的 Fresnel 角  $\theta_c$  (从界面量起), 对软 X 射线波段有:

$$\theta_c \approx (2\delta)^{1/2}$$

另一种  $\theta_c$  的表示为  $\theta_c = 1.6 \times 10^{-3} \lambda \sqrt{\rho}$ ,  $\lambda$  为波长 ( $\text{\AA}$ ),  $\rho$  是反射体密度 ( $\text{g/cm}^3$ )。实际的软 X 射线反射, 由于受吸收的影响, 以比临界角小的角度入射时, 其反射率比在临界角掠入射时低, 且采用金或铂等高密度物质作反射面可提高软 X 射线的反射率。

当软 X 光线以掠入射角  $\theta$  照射在固体介质表面间, 若  $\theta$  接近全反射角  $\theta_c$ , 在镜面反射光束靠近介质表面一侧出现一附加的光束, 与界面成的角  $\alpha \neq \theta$ 。

## 2 软 X 射线辐射界面传输的理论描述

软 X 射线辐射的界面传输特性最基本的情况就是入射软 X 线在粗糙表面的散射, 在本章里我们先给出软 X 射线作为电磁场对界面散射的一般公式推导, 并由此得到理想和 non-ideal 表面的反射系数, 透射系数的一般公式; 之后把 X 光晶体衍射的理论方法引入到粗糙表面的全内反射上来, 给出一个形式上的理论模型; 最后一部分是散射一般公式的具体化, 给出一维标量散射理论, 并由此给出一种用软 X 射线全积分散射测量表面粗糙度 RMS 值的方法。

### 2.1 界面对电磁波的散射公式

非理想界面与 X 射线辐射的相互作用是界面传输情形中最基本也是最重要的情况。通过对其模型的数学解, 可以得到我们所需要的反射和透射系数。D. G. Stearns 给出了完整的描述, 他通过傅立叶变换来解波动方程, 得到散射场。

引入空间不均匀度 (inhomogeneity)

$$\alpha(\vec{X}) = \epsilon(\vec{X}) - \epsilon_0 \quad (1)$$

引入

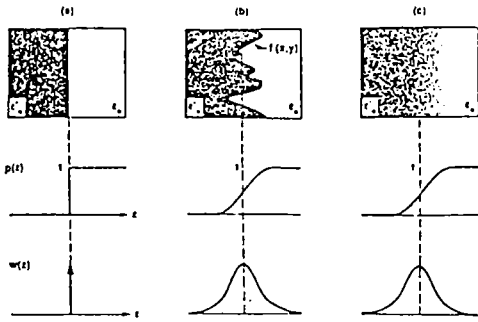
$$g(\vec{X}) = \frac{1}{\Delta} \cdot \frac{\partial \alpha(\vec{X})}{\partial x} = \frac{1}{\Delta} \cdot \frac{\partial \epsilon(\vec{X})}{\partial z} \quad (2)$$

定义形貌函数 (Profile function)  $P(z)$  由  $z$  方向的介电常数差的平均值确定:

$$\begin{aligned} P(z) &\equiv \frac{1}{\Delta} \cdot \frac{\iint [\epsilon(\vec{X}) - \epsilon_0] dx dy}{\iint dx dy} \\ &= \frac{1}{\Delta g(0)} \iint [\epsilon(\vec{X}) - \epsilon_0] dx dy \end{aligned} \quad (3)$$

又引入

$$W(z) = \frac{dP(z)}{dz} \quad (4)$$



(a) 理想界面 (b) 纯粹几何粗糙界面  
(c) 纯粹模糊界面

图 1 一维情况下的不同界面情况及形貌  $P$

(z) 和其导数  $W(z)$

则三种典型的界面情况见图 1 在平面波情况下得到如下结果:

(1) 反射场

$$\vec{E}^r(\vec{X}) = \frac{\Delta k^2}{8\pi^2 \epsilon_0} \iint [\hat{n} \times \hat{e}^0 \times \hat{n}] \times \frac{\tilde{g}(k\hat{n} - k\hat{n}^0)}{n_z(n_z - n_z^0)} \times e^{i\hat{k}\hat{n} \cdot \vec{x}} dn_z \cdot dn_r \quad (5)$$

则其中反射系数

$$r(\hat{n}, \hat{e}; \hat{n}^0, \hat{e}^0) = \frac{\Delta k^2}{8\pi^2 \epsilon_0} (\hat{e}^* \cdot \hat{e}^0) \frac{\tilde{g}(k\hat{n} - k\hat{n}^0)}{n_z(n_z - n_z^0)} \quad (6)$$

(2) 透过场

用  $k'$  置换相应式中的  $k$ ,  $\epsilon'_0$  换  $\epsilon_0$ , 同样的方法可得:

$$\vec{E}^t(\vec{X}) = \frac{-i\Delta}{(2\pi)^3 \epsilon'_0} \int [(\hat{n} \times \hat{e}^0) \times \hat{n}] \times \tilde{g}(\hat{s} - k\hat{n}^0) \frac{S^2 e^{i\hat{s} \cdot \vec{x}} ds}{(S_x - kn_x^0)(S - k'^2)} \quad (7)$$

振幅透射系数:

$$t(\hat{n}, \hat{e}; \hat{n}^0, \hat{e}^0) = \frac{\Delta k'^3}{8\pi^2 \epsilon'_0} (\hat{e}^* \cdot \hat{e}^0) \frac{\tilde{g}(k'\hat{n} - k\hat{n}^0)}{n_z(k'n_z - kn_x^0)} \quad (8)$$

(3) 吸收介质情况

$$r(\hat{n}, \hat{e}; \hat{n}^0, \hat{e}^0) = \frac{\Delta k^2}{8\pi^2 |\epsilon_0|} (\hat{e}^* \cdot \hat{e}^0) \frac{\tilde{g}[R_c(k'\hat{n} - k\hat{n}^0)]}{n_z(n_z - n_z^0)} \quad (9)$$

$$t(\hat{n}, \hat{e}; \hat{n}^0, \hat{e}^0) = \frac{\Delta k'^3}{8\pi^2 |\epsilon'_0|} (\hat{e}^* \cdot \hat{e}^0) \frac{\tilde{g}[R_c(k'\hat{n} - k\hat{n}^0)]}{n_z(k'n_z - kn_x^0)} \quad (10)$$

(4) 理想界面

理想界面是界面的最简单情况。

理想表面由  $g(\vec{X}) = \delta(z)$  表示, 得到:

$$\hat{e}_0^* \cdot \vec{E}^r(x) = \left( \frac{\Delta}{4|\epsilon_0|n_x^0} \right) (\hat{e}^* \cdot \hat{e}^0) e^{ikn_x x} \quad (11)$$

这里  $n'_x = n_x^0, n'_y = n_y^0, n'_z = -n_z^0$  单色平面波

这样得到了一个众所周知的结论, 在由理想界面的反射场沿镜向反射  $n'$  方向的传播。

(5) 非理想界面的镜向反射

得到镜向的反射和折射系数

$$r(\hat{n}', \hat{e}; \hat{n}^0, \hat{e}^0) = r^0 \tilde{W}[R_c(-2kn_x^0)] \quad (12)$$

$$t(\hat{n}', \hat{e}; \hat{n}^0, \hat{e}^0) = t^0 \tilde{W}[k'n'_x - kn_x^0]$$

$$\approx t^0 \widehat{W} \{R_e[-(\Delta k/2|\epsilon_0|n_z^2)]\} \quad (13)$$

其中  $r^0, t^0$  是理想界面 Fresnel 反射和折射系数。

镜向散射 (在非理想界面) 的计算要求确定的貌形函数  $P(z)$  和其微分  $W(z)$ 。理想情况下, 如果界面精确的三维结构确定, 则  $P(z)$  可以通过  $x, y$  方向上的介电常数的平均来计算, 通常情况下, 如此精确地了解界面结构是不可能的, 较方便的方法是把界面形貌用简单的分析函数来模拟。

## 2.2 软 X 射线全反射的动力学模型

模型的基础是 Darwin 的动力学理论, 把反射体表面分成平行于反射表面的初始膜, 入射和出射波在膜面上同相位地有许多 Fresnel 环带, 初始波部分地在反射方向上被反射, 部分透过。由于初始膜以下的膜中粗糙度大小比第一个 Fresnel 盘中的粗糙度小的多, 我们可以假设膜中的材料是均匀分布的, 膜的平均密度  $P(z)$  可以给出, 每个环带中原子对波场散射相位是相同的, 所以被占据的面积可以平均, 得到一个具有单一平均密度  $P(z)$  的单一的膜, 透过的辐射又以初络波的方向射向下一个膜, 部分反射, 部分透过。Darwin 理论应用到粗糙表面的全反射上来得到熟悉的波方程:

$$\frac{d^2}{dz^2} F(z) - \frac{4\pi}{\lambda^2} [\Phi^2 - 2\delta(z)] F(z) = 0 \quad (14)$$

这里  $F(z)$  是全波场复振幅, (入射和反射), 由反射面的法线来确定,  $\delta(z)$  是正比于密度  $\rho(z)$  的衍射系数的复衰减率。

通过矩阵方法, 可以得到  $R$ 。

## 2.3 软 X 射线散射测量原理

超光滑表面加工技术的不断进步, 使短波段光学的应用得到很快的发展。但不论是何种加工方法, 任何表面加工方法都会有表面留下粗糙度和介电常数的不规则性。表面粗糙度可以简单地理解成表面的粗糙程度, 即不规则性, 一般是由加工过程中留下来的。

一种常用的粗糙度描述是  $\sigma$ , 即 RMS 值。这种表述对科学测量和统计是非常有益的, 它是对各点高度的平方和取算术平均后再开方。对于超光滑光学加工,  $\sigma$  最常用, 也最方便。本文实验的样品给出的是均方根值。

对于高质量的表面测量, 人们发展了很多特殊的方法, 可见和 X 射线散射测量是其中一种比较实用的方法, 由前所述可以看出非理想界面的反射系数与表面形貌函数的一阶导数的付氏变换有密切的关系, 这正是软 X 射线界面散射确定光学表面粗糙度的出发点。同时测量粗糙表面的漫散射对用软 X 光波段研究和应用也有很重要的意义。

一级散射理论在超光滑表面极限下有效, 本文实验所用样品是 RMS 均为大致 20 Å 的超光滑表面, 波长在软 X 光波段, 散射测量的入射角为掠入射角, 满足超光滑表面极限条件:

$$[(2\pi/\lambda)\sigma\sin\theta_i]^2 \ll 1 \quad (15)$$

上式  $\lambda$  为入射光波辐射波长,  $\sigma$  是表面粗糙度的均方根值,  $\theta_i$  是掠入射角 (与表面间夹角)。

### (1) 积分散射测量

积分散射测量是通过测量全部散射通量与入射通量之比的方法来测量表面测量度参量。在表面光滑极限下标量散射理论给出

$$\frac{I_s}{I} = \frac{4\pi\sigma\sin\theta_i}{\lambda} \quad (16)$$

其中:  $I_s, I_R$  分别是散射通量和总反射通量,  $\sigma$  是表面粗糙度,  $\lambda$  是入射 X 射线波长,  $\theta_i$  是掠入射角。

### (2) 角散射测量

入射 X 射线经过镜表面反射后, 一些光子偏离几何反射方向使得在几何镜向反射的强度减弱, 同时在镜向反射方向的两侧相当大的角度范围内都有散射光子分布, 并且强度随角度的增加而减弱。这种散射分布我们称其为角散射。

通过角散射高精度测量, 表面的一些重要参数可以得到表面的 RMS 粗糙度值  $\sigma$ , RMS 表面斜方差可以得到:

$$\sigma^2 = 1/A \int dx \int dy z^2(x, y) \quad (17)$$

$$m^2 = 1/A \int dx dy |\nabla Z(x, y)|^2 \quad (18)$$

对于小入射和散射角情况下, 上式可以写成:

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= (\lambda/4\pi\theta_i)^2 \int 1/I_R (dI/d\Omega) d\Omega \\ &= (\lambda/4\pi\theta_i)^2 \cdot (TIS) \end{aligned} \quad (19)$$

$$m^2 = 1/4\theta^2 \frac{1/4\theta_i^2 [\theta_i\theta_s(\theta_s - \theta_i)^2 + (1 - \theta_i)\Phi_i^2]}{I_R(dI/d\Omega)} d\Omega \quad (20)$$

## 3 实验及结果

本文的大量实验都是在应光室研制的“软 X 线—真空紫外反射率计”上进行, 实测部分包括对 Mo, Si 在空阴极光源的 243、256 Å 线的反射率测量。和 Henke 源中的 44.6 Å 对石英 ( $\text{SiO}_2$ ) 在掠入射角下的散射测量。

实验设备包括 X 线光源、Mcpherson247 掠入射单色仪、反射计、微机系统组成, 见图 2。

本实验根据需要运用了我所自行研制的空阴极光源和 Henke 光源。空阴极光源谱线分别用 243 Å、256 Å, 其光谱辐射稳定性好于 ±1% 小时, 光源最大工作电源 400mA, 工作电压 2kV。Henke 源是研制的改进形双灯丝 Henke 源, 更换阴极可以给出如 8.3 Å AlK $\alpha$ ), 44.6 Å Ck $\alpha$ ), 等各种谱线, 稳定性好于 1% 小时, 源工作电压 5kV, 电流 400mA, 经 247 分光后

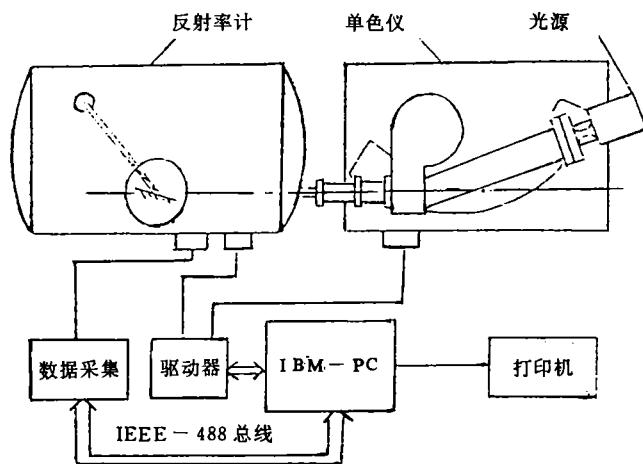


图 2 反射计系统示意图

避免了韧致辐射对测量的影响。

软 X 射线谱测量中另一重要的部分是这一波段的探测器。本实验光电探测器采用通道电子倍增器 (CEM) 普通的 CEM 在 25nm~1200nm 有很好的转换特性,但在小于 20nm,特别是小于 100nm 时反应很小,为了解决这一问题,在测 44Å 时在 CEM 光阴极上镀一层 CsI,提高了这一谱线的量子效率。电信号经前级放大后进入主放大器,最终经 IEEE-488 标准接口传送给 PC 机进贮存、处理、打印。

在测定完空阴极光源的几条谱线后为测量 C44.6Å 线,需在 CEM 的铅玻璃阴极上镀一层对这一谱线敏感的 CsI 来提高其量子转换效率,这种碘化铯膜厚大约 200Å,用热蒸发方法镀成。镀 CsI 后量子效率经测量提高了大约一个量级,由于 CsI 及易潮解,会降低量子效率,所以应保存在真空 ( $10^{-2}$ Torr 以上) 条件下。

经 McPherson247 出射狭缝的光相当于一光源,需经准直才用来测量,限定狭缝应根据实验系统的要求选定,兼项 CEM 探测器的敏感程度及测量度。我们测量反射时 247 出缝和限制狭缝都选定了 0.5mm,高度为 2mm,狭缝位置距 247 出射狭缝 1000mm,距样品 100mm,距 CEM 探测器 700mm,示意如图 3

探测器口狭缝选择为 0.5mm,缝高 2mm,在反射测量中,每次测量样品最小转动角为 0.05°,在 600mm 臂长下,在 CEM 处移动  $600 \times (\pi/180) \times 0.05 = 0.52\text{mm}$ 。

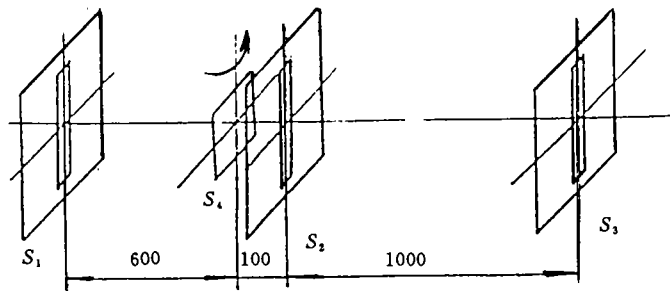
#### (1) 反射率测量结果

243Å、256Å 对  $M_o$ 、 $S_i$  半无界情况的反射率

这两条线使用的探测器 CEM 未镀 CsI、 $M_o$ 、 $S_i$  分别镀制在超光滑表面 (RMS20Å) 基底上,膜厚均超过 1000Å,所以可以做半无界情况处理,镀膜的复

型特点使得  $M_o$ 、 $S_i$  表面也被认为是超光滑表面。实验过程为把样品拉出光路,用激光校准,抽真空,点亮光源,在数字电压表上记录下直射束的信号大小,用微机控制样品进入光路,寻找最佳的位置,使这时的信号为直射束时的一半,在微机上设定当前入射角为 90°,则可以开始测量。换上 Henke 源和镀 CsI 的 CEM,测得结果与理论分析结果对比如下:

(I) Fresnel 值 (II) Debye-Waller 修正值 · 实测值 (a) 256-Mo (b) 243-Mo (c) 256- $S_i$  (d) 243-Si (e) 44.6-SiO<sub>2</sub>



$S_1$  CEM 狭缝  $S_2$  限制狭缝  $S_3$  247 出缝  $S_4$  样品

图 3 狭缝位置示意图

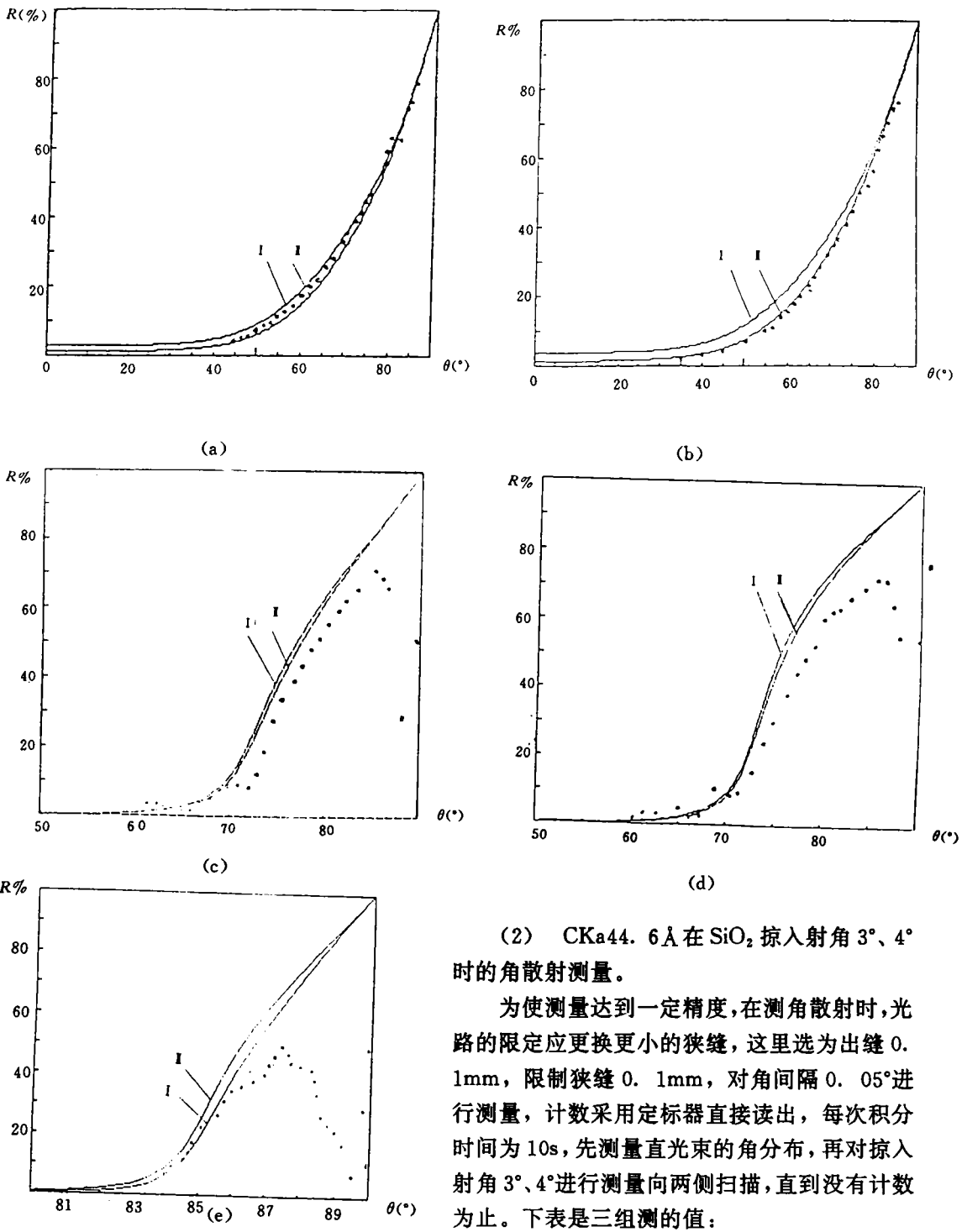


图4 实测值和理论值对照

(2)  $CK\alpha_{44.6\text{\AA}}$  在  $SiO_2$  掠入射角  $3^\circ$ 、 $4^\circ$  时的角散射测量。

为使测量达到一定精度,在测角散射时,光路的限定应更换更小的狭缝,这里选为出缝  $0.1\text{mm}$ , 限制狭缝  $0.1\text{mm}$ , 对角间隔  $0.05^\circ$  进行测量, 计数采用定标器直接读出, 每次积分时间为  $10\text{s}$ , 先测量直光束的角分布, 再对掠入射角  $3^\circ$ 、 $4^\circ$  进行测量向两侧扫描, 直到没有计数为止。下表是三组测的值:

(a) 直光束

-0. 2°	0. 15°	-0. 1°	-0. 05°	0°	0. 05°	0. 1°	0. 15°	0. 2°
13	20	250	500	2115	468	240	17	13

(b) 3°

-0. 2°	0. 15°	-0. 1°	0. 05°	3°	0. 05°	+0. 1°	+0. 15°	+0. 2°
4	32	222	502	1370	248	57	21	2

(c) 4°

-0. 2°	-0. 15°	-0. 1°	-0. 05°	4°	0. 05°	+0. 1°	+0. 15°	+0. 2°
0	6	110	375	972	119	105	14	4

### (3) 粗糙度的积分散射测量

由本文第 2 部分公式可以看出积分散射测量中  $\sigma$  值与 TIS 的关系, 采用如下方法测量 TIS, 先用定标器以 10 秒的计数时间记录下入射角  $87^\circ$  时与辐射通量成正比的数值, 然后把挡 CEM 的狭缝拿掉, 仍在  $87^\circ$  的位置用同样的计数时间测定其计数, 由于 CEM 探测器的口径为  $\Phi 9\text{mm}$ , 所以可以认为这时的值是全部散射, 包括镜面散射的计数, 两者的差即为代表  $I_s$  的计数, 实验结果经重复测量得到

$$N(I_R) = 1120, 1412, 1419,$$

$$N(I_B) = 1546, 1953, 1961$$

由公式:  $I_s/I_R = 4\pi\sigma\sin\theta_i\lambda$  则积分散射测量:

$$I_s/I_R [N_B - N_R]/N_R$$

其值分别为 0. 380, 0. 383, 0. 381

则分次测量的  $\sigma$  值分别为 ( $\text{\AA}$ ): 25. 8、26. 0、25. 8

### (4) 结果讨论

(a)  $243\text{\AA}$ 、 $256\text{\AA}$  对 Mo 的反射率测量, 实验值与理论值吻合得非常好, 表明对于稳定的介质材料反射率的测量是十分令人满意的, 以  $243\text{\AA}$  为例, 在  $80^\circ$  入射角时, 实测反射率为 64. 75%, 理论值为 63. 4%, 在  $40^\circ$  入射角时, 反射率为实测值 48%, 理论值为 6. 4%, 测量的绝对误差都好于 0. 02。

(b)  $243\text{\AA}$ 、 $256\text{\AA}$  对  $\text{Si}$  易氧化的不稳定的介质, 实测的反射率都比理论值低,  $256\text{\AA}$  在  $65^\circ$  入射角时反射率实测值仅 1. 95%, 说明了这种介质吸收很强; 而在  $85^\circ$  入射角时, 测量值为 71. 8%, 理论值为 81. 6, 产生这种误差的原因来自于光学常数代入的不准确, 介质表面可能已被氧化成  $\text{SiO}_2$  形成的薄膜, 在  $60^\circ$ — $70^\circ$  有一段实测高出理论的部分, 则是干涉产生的。

(c)  $44. 6\text{\AA}$  对  $\text{SiO}_2$  的反射率测量, 根据界面吸收对在掠入射角小于  $\theta_c$  时的 R 要小于以  $\theta_c$  入射的反射率的原则, 可以看出。实测值在  $87. 5^\circ$  时达到最高点, 可以得出实测的  $\theta_c = 2. 5^\circ$ , 而理论上的  $\theta_c \approx \sqrt{2\delta} = 5. 0^\circ$ , 存在很大差别在实际应用中应更多地注意实测值。

(d) 角散射测量在这里可以明显地看出, 在主反射光束靠近介质一边散射的光子要以另一侧多, 这可以解释成 X 光的不正常反射现象, 主要原因是表面粗糙的影响和这一波段的折

射率小于 1。

(e) 粗糙度的 RMS 值, 实验测得的  $\sigma$  增大的主要原因是杂散光的进入使  $N(I_s)$  比实际值要大, 但这种方法仍然是对超光滑表面的一种很方便的粗测方法。

#### 4 软 X 线传输特性研究应用初探——软 X 线聚束透镜

八十年代末, 原苏联科学家研制成功了第一台多次反射的 X 光聚焦装置, 它使得宽频带 X 光束的聚焦得以实现, 可以大幅度地提高 X 射线束的功率密度。

软 X 线聚焦装置, 也称 KUMAKHOV 透镜, 基于 X 射线在弯曲毛细管内的多次反射的原理, 来达到对各向同性光源辐射的汇聚, X 射线的传输通过曲率半径不同的空心毛细管光纤完成。

##### (1) KUMAKHOV 透镜理论

这种聚束装置基本的设想是在系统的焦点处得到最大的能量密度, 为方便给出其理论, 给出下图。

中心管是直的, 其余的毛细管则其为中心对称地排在外层, 同一层的曲率半径相同, 且向外层逐渐减小, 系统的前焦点放上点源, 后焦点即接收能量的地方, 这里我们讨论对称情况 ( $f_1=f_2=f$ ) 还假设管的端在以  $f$  为半径的球面上, 每管的两端都有一段直管, 从中心数起, 第  $K$  层管给出的辐射弯曲角, 如紧密排列得到:

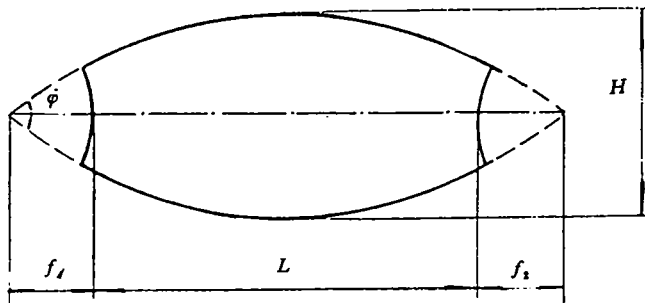


图 5 聚焦系统的基本参数

$$\Phi_k = (4r'/f)K \quad (21)$$

且长度为

$$L_k \approx \Phi_k [L/2\sin(\Phi_k/2) + f\text{tg}(\Phi_k/4)] \quad (22)$$

弯曲半径为

$$R_k \approx \Phi_k [L/2\sin(\Phi_k/2) + f\text{tg}(\Phi_k/4)] \quad (23)$$

如果第  $k$  层包括  $6k$  根细管, 则第  $k$  层的管子  $m$  由系统的俘获角  $\Phi$  有关表达为:

$$m \approx \Phi f/4r \quad (24)$$

整个  $k$  层以下的毛细管数为

$$M = 1 \pm \sum_{k=1}^m 6k = 1 + 3m(m-1) \approx \frac{3}{16}(\Phi f/r')^2 \quad (25)$$

最大的横切面高度

$$H = (L - 4f_1)\text{tg}(\Phi/4) \quad (26)$$

对理想的各向同性 X 光源，输出功率为  $W$  时，每根毛细管得到的能量辐射为

$$W_0 = W \cdot (\tau/f)^2/4 \quad (27)$$

因此在输入端总的输入能量：

$$MW = (3W/64)(\Phi/r/r')^2 \quad (28)$$

在系统的输出端得到总能量

$$W_{out} = \eta_c(3W/64)(\Phi/r/r')^2 \quad (29)$$

这里  $\eta_c$  是系统的传输系数，代表毛细管中的能量的衰减，通过系统后汇聚光斑的大小由光线离开每个细管时的出射角  $\theta$  决定，这个  $\theta$  显然大于 Fresnel 角  $\theta_c$ ，汇聚光斑的大小为  $r+f\theta$ ，能量密度为：

$$P(3\eta_c W/64\pi)(r/r')^2[\Phi/(r+f\theta)]^2 \quad (30)$$

### (2) 软 X 线聚焦装置设计实例：

在给定软 X 光的这种聚焦透镜的各种参数后，可以用计算机计算传输效率  $\eta$ ， $\eta_c$ ；并计算各向同性单位功率的理想点光源在聚焦面上的功率密度 ( $\text{mm}^{-2}$ )。给出的数据中 IT 为每层的传输效率，IT<sub>c</sub> 为该层下的系统总传输效率，L<sub>c</sub> 是聚焦面上的功率密度 ( $\text{mm}^{-2}$ )，对前面测量的 44.6 Å，SiO<sub>2</sub> 的参数时进行计算 L 给为 1500mm，内外径为  $r=0.18\text{mm}$ ， $r'=0.2\text{mm}$ ， $f=50\text{mm}$ ，在 25 层的系统中，总效率为 0.22，焦面上的功率密度约  $1.5 \times 10^{-5}$ ，而不经这套系统的该光源在 1500mm 处的以  $\text{mm}^{-2}$  为单位的密度为  $3.5 \times 10^{-8}$ ，可见这种聚焦装置的功率密度增益很大，下面为计算结果：

IT	IT <sub>c</sub>	L <sub>c</sub>	L <sub>c0</sub>
.7778256	.7778256	9.720002E-06	2.502765E-07
.7117795	.7337949	3.888001E-05	7.330832E-07
.6513415	.6925682	8.748E-05	1.509381E-06
.5960353	.6539551	1.5552E-04	2.455499E-06
.5454253	.6177785	.000243	3.510937E-06
.4991126	.583874	3.4992E-04	4.626459E-06
.4567324	.5520885	4.7628E-04	5.762429E-06
.4179507	.5222801	6.220801E-04	6.88736E-06
.382462	.4943165	7.873201E-04	7.97666E-06
.3499867	.4680748	9.720001E-04	9.011546E-06
.320269	.4434495	1.17612E-03	9.978104E-06
.2930746	.4203072	1.39968E-03	1.086647E-05
.2681893	.3985761	1.64268E-03	1.167013E-05
.245417	.3781549	1.90512E-03	1.238535E-05
.2245784	.3589578	.002187	1.301063E-05
.2055092	.340905	2.488321E-03	1.354625E-05
.1880591	.3239222	2.80908E-03	1.399394E-05
.1720908	.3079399	3.14928E-03	1.435656E-05
.1574784	.2928938	3.508921E-03	1.463781E-05
.1441067	.2787236	3.888001E-03	1.484198E-05
.1318705	.2653733	4.286521E-03	1.497386E-05
.1206732	.2527907	4.704481E-03	1.503848E-05
.1104267	.240927	5.14188E-03	1.504102E-05
.1010503	.2297369	5.59872E-03	1.498675E-05

## Study on Propagation Characteristics of Soft X-Ray from the Interface and Its Applications

Xiang Yang

(Changchun Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences,  
Changchun 130021)

### Abstract

This thesis reaserches the elementary character of the soft x-ray propagation from the interface of two media, gives popular theory of one-order scattering of solft x-ray from inter-  
face. so this result can be given, the specular scatterin coefficient should be revised by Debye-  
waller factor. Being form methods, This paper also gives a dynamic model of total external  
reflection from rough surface, and one dimension theory of measuring roughness by soft x-  
ray scattering. The experiments gives the reflectance of  $\lambda=243\text{ \AA}$ ,  $256\text{ \AA}$  soft x-ray reflected  
from supersmooth sample of Mo and Si; and  $\lambda=44.6\text{ \AA}$  from supersmooth sample of  $\text{SiO}_2$ ,  
plating CsI to CEM extends the measuring wavelength limit of our equipment to even short-  
er, from  $200\text{ \AA}$  to  $10\text{ \AA}$ . By means of measuring the scattering of  $\text{SiO}_2$  sample by  $44.6\text{ \AA}$ , the  
anormalous reflection of soft x-ray can be observed, and the sample roughress can be ab-  
tained. Finally, the thesis gives the theory and design method of kumakhov lens briefly.

**Key wouds:** Soft x-ray, Propagation, Interface, Roughness, X-ray lens