

文章编号 1004 924X(2001)03 0230-04

弧矢聚焦双晶单色器聚焦误差分析

傅 1, 周仁魁¹, 周泗忠¹, 夏绍建²

(1. 中国科学院西安光学精密机械研究所, 陕西 西安 710068;

2. 国家上海同步辐射中心, 上海 201800)

摘要: 简单介绍了弧矢聚焦单色器的分光原理及结构原理, 分析了同步辐射弧矢聚焦双晶单色器实际转轴偏离理想转轴 ΔS 及晶面偏离与导轨的理想夹角 $\Delta\alpha$ 对出射光高度的影响, 并对弧矢聚焦晶体压弯半径的压弯精度 Δh 对实验站聚焦光斑展宽的作用进行了理论推导。当 $\Delta S \leq 31\mu\text{m}$ 、 $\Delta\alpha \leq 1'$, 就可以确保出射光线高度误差 $\Delta h \leq 25\mu\text{m}$; 当对称压弯第二晶体所需微位移器的行程 $\geq 1\text{mm}$ 、精度 $\leq 1.25\mu\text{m}$ 时, 可满足聚焦光斑的展宽 $\leq 0.5\text{mm}$ 要求, 且当压弯半径 R 的弯曲精度在 $\Delta R \leq 0.75\%R$ 的范围内不需对晶体压弯。

关键词: 单色器; 弧矢聚焦; 同步辐射

中图分类号: TH744.1 文献标识码: A

1 引言

同步辐射(SR)是环型加速器中做循环运动的高速电子在经过弯转磁铁时,沿电子轨道切线方向上的电磁辐射。同步辐射光由于其高光强、高准直性、波段广、线偏振、亚纳秒时间结构和高稳定性等许多优异性能,已在物理、材料、化学、生命、微加工技术及其相关学科的研究与应用方面成为强有力的工具,是现代科学和高新技术发展中最有力和应用最广泛的一种研究手段,近二十多年来,在世界科学技术高速发展中起了重要的作用;光束线是同步辐射应用的主要部分,它通过不同的光学系统将同步光“裁剪”成所需能量/波长、束斑尺寸、能量分辨率、偏振度和发散度的光束,提供给实验站开展应用研究;而单色器是光束线的核心设备,是单色器的“心脏”。

由于Sagittal聚焦双晶单色器具有对同步辐射入射光束单色化和对出射单色X光在弧矢方向聚焦的双重功能,因此,自Sparks等人^[1-4]对Sagittal聚焦双晶单色器研究以来,已在许多光束线中得到应用^[5]。光束线作为同步辐射应用的主要组成部分,主要为同步辐射应用实施场所一实

验站服务;光束线实验站除了需要可调的高能量单色X光束,还需要X光束聚焦光斑的位置和展宽限定在一定的范围内,以便样品的位置固定;而光斑的这些性能是由单色器的运动结构原理以及安装精度决定的。下面对实验站光束聚焦偏离样品和聚焦光斑的展宽扩大的误差源进行分析。

2 单色器的基本原理

2.1 分光原理

当一束X光射入到晶体表面时,对选定的晶面,波长满足Bragg衍射条件的X光将被晶体反射。改变光束的入射角 θ ,可得到不同波长的反射X光束

$$2d\sin\theta = N\lambda \quad (1)$$

式中 d 为晶面间距, N 为阶数,改变 θ 角,即改变波长。正确选择上述参数,可获得实验所需波长。

单色器采用两块平行晶体无色散排列(+1-1),第一晶面衍射确定出射光波长,第二晶面衍射决定出射光束的方向。将第二晶体在弧矢面内压弯而在子午方向上保持与第一晶体平行,可将出射光束在弧矢方向上进行聚焦,得到高强度的单色X光束。

2.2 运动结构原理

单色器运动结构原理如图 1 所示, 第一晶体晶面固定在测角仪转盘中心上, 随转盘转动来改变入射光束的 Bragg 角。该转轴中心即为单色器的转轴中心两块晶体同时绕其转动; 在转动的同时, 第二晶体沿着与衍射面成一小夹角 α 的导轨滑动, 以保证出射光的高度不变。第二晶体上还加有压弯机构, 用于晶面在弧矢方向上进行压弯, 获得不同曲率半径圆柱面, 实现能量扫描过程中出射光束在样品上聚焦。从而这种运动结构使光束线实验站样品接收的单色光束波长稳定、能量集中、空间位置不变。

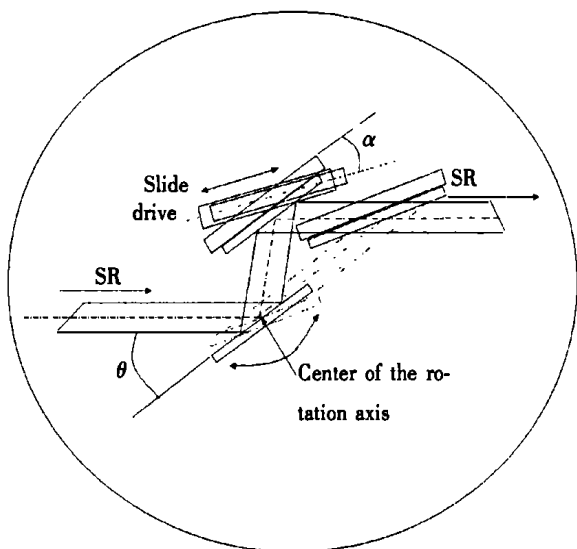


Fig. 1 Structural principle of the monochromator

3 X 光束聚焦光斑偏离样品的误差源分析

光束线实验站 X 光聚焦光斑偏离样品主要是由于出射光束偏离了理想出射高度 Δh 引起的, 这种偏离的大小主要由实际转轴偏离理想转轴 ΔS 导轨与晶面的夹角 α 安装误差决定的。

3.1 实际转轴偏离理想转轴 ΔS

单色器转轴偏离第一晶体晶面中心, 在波长扫描过程会引起出射光高度的变化, 如图 2 所示, 其中 1、1' 为双晶在 Bragg 角 θ_0 处晶面的位置, 2、2' 为 Bragg 角 θ_1 双晶晶面的实际位置, 3 为转轴没有偏离中心 Bragg 角为 θ_1 的第一晶体晶面理想位置, B 为理想转轴中心, C 为实际转轴中心。

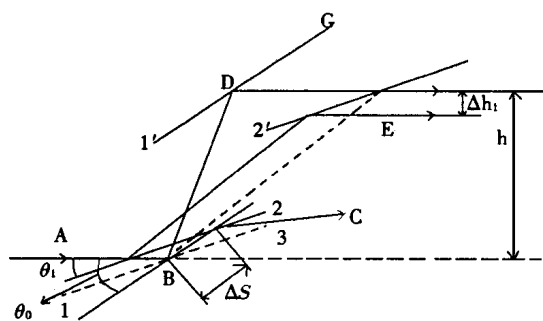


Fig. 2 Diagram of rays on crystals deviated from the ideal axis

若实际转轴 C 偏离理想转轴 B 的距离 BC 为 ΔS , 由图 2 知

在 $\triangle ABC$ 中有

$$\frac{AB}{\sin(\theta_0 - \theta_1)} = \frac{BC}{\sin \theta_1} \quad (2)$$

在 $\triangle DEG$ 中有下式成立

$$DE \times \Delta h_1 = DG \times DE \times \sin \theta_1 \quad (3)$$

根据图形给定参数由 (3) 式知

$$\Delta h_1 = 2DE \sin \theta_1 \cos \theta_1 \quad (4)$$

将 $AB = DE$ 、 $BC = \Delta S$ 代入 (2)、(4) 式得

$$\Delta h_1 = 2 \Delta S \sin(\theta_0 - \theta_1) \cos \theta_1 \quad (5)$$

3.2 导轨与晶面的夹角 α 误差

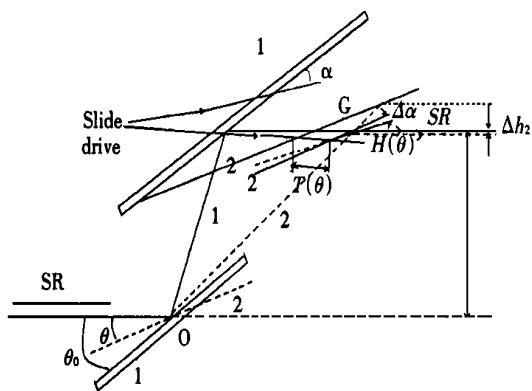


Fig. 3 Geometry of the system during the movement

如图 3 所示, 1 为双晶及光束在初始 Bragg 角 θ_0 时的位置, 2' 为第二晶体随 Bragg 角从 θ_0 旋转为 θ 时所处的位置(未在导轨上滑动), 2 为 Bragg 角为 θ 时第一晶体、第二晶体在滑动导轨滑动后(为保证出射光高度固定)及相应光束所处的位置。第二晶体的移动距离 $T(\theta)$ 与出射光高度 h 及导轨与晶面的夹角 α 关系为^[6],

$$T(\theta) = \frac{h}{2 \sin \alpha} \left(\frac{1}{\cos \theta_0} - \frac{1}{\cos \theta} \right) = \frac{GH(\theta)}{\sin \alpha} \quad (6)$$

上式中 θ_0 为始初 Bragg 角, $GH(\theta)$ 为第二晶体沿晶面法线方向移动的距离。

由图 3 知, 第二晶体沿晶面法线方向移动的距离偏离设定值, 导致出射光高度的偏差 Δh_2 为

$$\Delta h_2 = 2\cos\theta \Delta GH \quad (7)$$

对(6)式微分代入(7)式得

$$\Delta h_2 = 2\cos\theta(\Delta T \sin\alpha + T \cos\alpha \Delta\alpha) \quad (8)$$

由(5)(8)式知出射光高度的最大偏差为

$$\Delta h = 2\Delta S \sin(\theta_{\max} - \theta_{\min}) \cos\theta_{\min} \pm 2\cos\theta_{\min} \cdot (\Delta T \sin\alpha + T \cos\alpha \Delta\alpha) \quad (9)$$

因此, 在同步辐射能量 5keV~20keV 的范围, Δh 主要由 ΔS 和 $\Delta\alpha$ 决定。事实上, 因 ΔT 和 $\sin\alpha$ 的贡献极小($\leq 1\mu\text{m}$), 可忽略不计, (9)式可简化为

$$\Delta h = 2\Delta S \sin(\theta_{\max} - \theta_{\min}) \cos\theta_{\min} \pm 2\cos\theta_{\min} T \cos\alpha \Delta\alpha \quad (10)$$

在 5keV~6.5keV 的能量范围(6.5keV 对应的 Bragg 角为 $\theta_{\text{Mini}} = 17.72^\circ$ ^[6]), 若实际转轴轴心偏离理想轴心的方向如图 2 所示, $\Delta\alpha$ 向增大方向偏离, 则(10)式变为

$$\Delta h = 2\Delta S \sin(\theta_{\max} - \theta_{\text{Mini}}) \cos\theta_{\text{Mini}} + 2\cos\theta_{\text{Mini}} T \cos\alpha \Delta\alpha \quad (11)$$

在 6.5keV~20keV 的能量范围, (10)式变为

$$\Delta h = 2\Delta S \sin(\theta_{\text{Mini}} - \theta_{\min}) \cos\theta_{\min} - 2\cos\theta_{\min} T \cos\alpha \Delta\alpha \quad (12)$$

同理, 若 $\Delta\alpha$ 向减小方向偏离, 在 5keV~6.5keV、6.5keV~20keV 的能量范围, (10)式变为(13)、(14)式。

$$\Delta h = 2\Delta S \sin(\theta_{\max} - \theta_{\text{Mini}}) \cos\theta_{\text{Mini}} - 2\cos\theta_{\text{Mini}} T \cos\alpha \Delta\alpha \quad (13)$$

$$\Delta h = 2\Delta S \sin(\theta_{\text{Mini}} - \theta_{\min}) \cos\theta_{\min} + 2\cos\theta_{\min} T \cos\alpha \Delta\alpha \quad (14)$$

因为(12)、(13)式中 ΔS 与 $\Delta\alpha$ 形成的高度差方向相反, 所以, 应该从(11)、(14)式得出允许的 ΔS 和 $\Delta\alpha$ 。如果光束线实验站要求聚焦 X 光束偏离样品 $\leq 25\mu\text{m}$, $\Delta\alpha$ 单位是 min, ΔS 的单位是 μm , 则(11)、(14)式分别可化为(15)、(16)式。

$$0.241 \Delta S + 11.09 \Delta\alpha \leq 25 \quad (15)$$

$$0.421 \Delta S + 11.59 \Delta\alpha \leq 25 \quad (16)$$

对(15)式, 当 $\Delta\alpha = 1'$ 时, $\Delta S \leq 57\mu\text{m}$, 当 $\Delta\alpha = 1.5'$ 时, $\Delta S \leq 34\mu\text{m}$; 对(16)式, 当 $\Delta\alpha = 1'$ 时, $\Delta S \leq 31\mu\text{m}$, 当 $\Delta\alpha = 1.5'$ 时, $\Delta S \leq 18\mu\text{m}$ 。

同理, 若实际转轴轴心偏离理想轴心的方向与如图 2 所示方向相反, 可得出相同的结论。

4 聚焦光斑展宽的误差源分析

第二晶体晶面弧矢曲率在动态改变过程中偏离了理论值, 即压弯半径偏离理论值, 会引起聚焦点位置偏离理论位置, 造成在样品上 X 光束聚焦光斑的展宽。第二晶体弧矢压弯半径满足以下聚焦条件^[4]:

$$R = \frac{2F_1 F_2 \sin\theta}{F_1 + F_2} \quad (17)$$

式中 F_1 、 F_2 分别为第二晶体的物距、像距, 若物象距比为 $F_1:F_2 = 3:1$ (取 $F_1 = 19.8\text{m}$, 则 $F_2 = 6.6\text{mm}$)、对应 5keV~20keV 的能量范围, $R = 0.95\text{m} \sim 4.2\text{m}$ 。

根据压弯关系知, 弯晶矢高 h 和压弯半径的关系

$$h = R[1 - \cos(\frac{W_2}{2R})] \quad (18)$$

式中 R 、 h 、 W_2 分别为第二晶体的弧矢压弯半径、矢高、有效宽度。当 $W_2 = 0.075\text{m}$ 时, $h = 0.167\text{mm} \sim 0.74\text{mm}$ 。

对(17)式两端进行微分得

$$\Delta R = \frac{2F_1^2 \sin\theta}{(F_1 + F_2)^2} \Delta F_2 \quad (19)$$

由(17)、(19)式得

$$\frac{\Delta F_2}{F_2} = (1 + \frac{F_2}{F_1}) \frac{\Delta R}{R} \quad (20)$$

此式表明了第二晶体的实际聚焦点位置 F_2 偏移理论聚焦点 ΔF_2 位置与晶面实际压弯半径 R 偏差理论半径 ΔR 时的对应关系。(18)式两端对 R 微分得

$$\Delta h = [1 - \cos(\frac{W_2}{2R}) - \frac{W_2}{2R} \sin(\frac{W_2}{2R})] \Delta R \quad (21)$$

由(18)、(21)式得

$$\frac{\Delta h}{h} = [1 - \frac{W_2}{2R} \cot(\frac{W_2}{4R})] \frac{\Delta R}{R} \quad (22)$$

由于 $\frac{W_2}{2R} \cot(\frac{W_2}{4R})$ 是高阶小量, 可忽略不计, 因此(22)式可表示为

$$\frac{dh}{h} = \frac{dR}{R} \quad (23)$$

由(20)、(23)式知

$$\frac{\Delta F_2}{F_2} = (1 + \frac{F_2}{F_1}) \frac{\Delta h}{h} \quad (24)$$

此式表明了第二晶体的实际聚焦点位置 F_2 偏移理论聚焦点 ΔF_2 位置与晶面实际压弯半径 R 偏差理论半径 ΔR 时的对应关系。若结构要求 $\frac{\Delta h}{h} \leq$

0.75% (此时, 对 $h = 0.167\text{mm} \sim 0.74\text{mm}$, 相应 $\Delta h = 1.25\mu\text{m} \sim 5.55\mu\text{m}$), 从 (24) 式知, $\Delta F_2/F_2 \leq 1\%$ 。而聚焦光斑展宽 Δe 为

$$\Delta e = \Delta F_2 \frac{F_1}{F_2} \beta \quad (25)$$

式中 β 为单色器的水平接收角, 若 $\beta = 2.5\text{mrad}$, 可求得 $\Delta e \leq 0.5\text{mm}$ 。

5 结 论

当单色器实际转轴轴心偏离理想轴心 ΔS 及

导轨与第二晶面的夹角偏离理想位置 $\Delta\alpha$ 时, 将引起出射光线高度的误差 Δh , 导致实验站 X 光束聚焦光斑的位置发生漂移。当 $\Delta S \leq 31\mu\text{m}$ 、 $\Delta\alpha \leq 1'$, 就可以确保出射光线高度误差 $\Delta h \leq 25\mu\text{m}$; 单色器在能量扫描的过程, 光束线实验站聚焦光斑会在跨越 6.5keV 能量时出现微小的“纵向跳动”; 当对称压弯第二晶体所需微位移器的行程 $\geq 1\text{mm}$ 、精度 $\leq 1.25\mu\text{m}$ 时, 可满足聚焦光斑的展宽 $\leq 0.5\text{mm}$ 要求, 且在 $\Delta R \leq 0.75\% R$ 的范围内不需对晶体压弯。

参考文献:

- [1] Steve M. HEALD. Focusing X-ray monochromator for EXAFS studies in the energy range 4keV~ 3keV[J]. Nucl. Instrum. Methods, 1984, 222(1): 160-163.
- [2] Sparks C J, et al. X-ray monochromator geometry for focusing synchrotron radiation above 10keV[J]. Nucl. Instrum. Methods, 1980, 172(1): 237-242.
- [3] Sparks C J, et al. Sagittal focusing of synchrotron X radiation with curved crystals[J]. Nucl. Instrum. Methods, 1982, 194(1): 73-78.
- [4] Lee C E, et al. Focusing optics a synchrotron X radiation microprobe[J]. Nucl. Instrum. Methods, 1984, 222(1): 121-127.
- [5] Matsushita T, et al. Sagittally focusing double crystal monochromator with constant exit beam height at the photo factory[J]. Nucl. Instrum. Methods, 1986, A246(1): 137-139.
- [6] Bernstorff S, et al. Fixed exit double crystal monochromator for the diffraction beamline at ELETTRA: A new concept for crystal movements[J]. Rev. Sci. Instrum, 1995, 66(2): 2065-2068.

Analysis of the focusing error of sagittally focusing double crystal monochromator

FU Xuan¹, ZHOU Ren kui¹, ZHOU Si zhong¹, XIA Shao jian²

(1. Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Academia Sinica, Xi'an 710068;

2. Shanghai Synchrotron Radiation Facility, Shanghai 201800)

Abstract: The paper briefly introduces the monochromatic and structure principles, and also analyses the height error of the reflective beam of the monochromator in synchrotron radiation, which is decided by what the rotational axis and the angle between the diffracting surface of crystal and the slide depart from the theoretical position, and gets the relation between the width of the facula focused and the driving precision of the bender, offering the theoretical base for the installment and movement of the two crystals. When $\Delta S \leq 31\mu\text{m}$ 、 $\Delta\alpha \leq 1'$, height error of the reflected beam is $\Delta h \leq 25\mu\text{m}$, when the travel of micropositioner is more than 1mm, the precision is less than 1.25 μm and the width of the facula focused is less than 0.5mm, and when $\Delta R \leq 0.75\% R$ (R is the curved radius of crystal), the crystal may not be beat.

Key words: monochromators; sagittally focusing; synchrotron radiation

作者简介: 傅 (1972-), 男, 内蒙古乌兰察布盟人, 1995年毕业于淮北煤炭师范学院, 获学士学位, 1998年毕业于西安光机所, 获硕士学位, 现在西安光机所读博士学位, 主要从事弧矢聚焦单色仪的研究工作。e-mail: szh@optics.opt.ac.cn