

利用背散射方法测量整体 X 光透镜的性能

孙天希 刘志国 汪 燕 丁训良

(射线束技术与材料改性教育部重点实验室, 北京师范大学低能核物理研究所, 北京市辐射中心 北京 100875)

摘要 为了避免探测系统的死时间问题, 采用有机玻璃刀口作为散射体来降低探测系统死时间。通过分析来自有机玻璃散射体的背散射谱, 测量了不同能量 X 射线在透镜会聚光束中的空间分布, 为分析“光晕(halo)”现象提供了能谱依据, 在此基础上, 系统地分析了“halo”现象。在大能量范围内, 分别利用轴向扫描法和刀口扫描法测量了透镜出口焦距、发散度及焦斑大小与能量的关系。利用背散射方法测量透镜焦斑直径时的相对误差在 3% 以内; 利用轴向扫描法确定透镜出口焦距时的绝对误差在 $-120\sim 120\mu\text{m}$ 之间。

关键词 整体 X 光透镜, 性能测量, 有机玻璃刀口, 背散射

中图分类号 O434

随着整体 X 光透镜在 X 射线分析技术中的广泛应用^[1-13], 如何准确测量透镜的性能, 对透镜使用者和生产者来说, 变得越来越重要。整体会聚透镜的焦斑大小及出口焦距都与能量有关, 在大能量范围内, 同时测量透镜上述参量, 现有测量方法很难奏效, 因为经透镜会聚的 X 射线束的强度很高, 这会造成探测系统的死时间过高。为了降低探测系统的死时间, 先后设计了几种测量方法: 轴向扫描法^[14]、小孔扫描法^[15]和次级靶法^[5], 但它们都各自存在不足之处。例如, 轴向扫描法不能测量透镜焦斑大小; 小孔扫描法由于受到小孔尺寸的限制, 只能在较小的能量范围内 ($2.0\sim 8.0\text{ keV}$) 同时测量透镜性能, 并且不能测量平行束透镜的发散度; 次级靶法的测量结果准确度低。虽然高计数率探测器和低功率微焦斑光源相结合, 可以在大能量范围内同时测量整体会聚透镜性能, 但它不能测量整体平行束透镜的发散度, 况且, 高计数率探测器和低功率微焦斑光源价格昂贵, 并非所有实验室都能具备。

测量整体平行束透镜发散度, 最常用的方法是衍射仪法, 该法通过测量光源特征线衍射峰的半峰全宽来确定透镜的发散度。由于受到光源特征线的限制, 衍射仪法不可能在大能量范围内同时测量透镜发散度与能量的关系。

本文利用有机玻璃刀口作为散射体以降低探测系统的死时间。通过测量和分析来自有机玻璃刀口的背散射谱研究了整体 X 光透镜的性能, 并对实验结果作了系统的分析。

1 实验仪器及测量技术

1.1 实验仪器

实验中使用的 X 射线源是美国产的高亮度微聚焦 (OXFORD XTG Ultrabright microfocus source) 钨靶光源, 它的焦斑直径为 $15\mu\text{m}$ 。探测系统为 XFlash® Detector 2001 RÖNTEC 和 RÖNTEC MAX Spectrometer。由碳、氢、氧构成的有机玻璃刀口的厚度为 0.8mm 。

1.2 测量技术

背散射谱是在和入射光束成 135° 的方向上测量的。

1.2.1 出口焦距的测量 整体 X 光透镜出口焦距的定义为: 透镜出口端与透镜焦斑 (透镜会聚光束中直径最小的束斑) 之间的距离。可用轴向扫描法^[14]测定透镜的出口焦距。

图 1 是在一定能量范围内, 同时测量透镜在不同能量点的出口焦距示意图。图 2 是透镜会聚光束的示意图。由图 2 可看出, 有机玻璃刀口沿光束中心线的方向移动时, 刀口在不同位置, 经它背散射的 X 射线光通量是不同的。所以, 刀口在不同位置时, 探测器的读数不同。刀口每移动一步, 测量一个背散射能谱。从得到的一系列能谱中读出某能量对应的强度, 作一条类似于图 3 的探测器计数和刀口离透镜出口端距离的关系曲线。在图 3 中, 谷点 A 所对应的位置即为焦斑位置。焦斑位置确定后,

第一作者: 孙天希, 男, 1969 年出生, 现为北京师范大学低能核物理研究所博士研究生

通讯作者: 丁训良

收稿日期: 2005-02-21, 修回日期: 2005-12-26

透镜在该能量点的出口焦距就确定了。

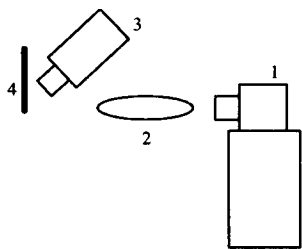


图 1 测量透镜出口焦距实验仪器示意图

1. 光源, 2. 透镜, 3. 探测器, 4. 有机玻璃制作的刀口
Fig.1 Scheme of experimental setup for measuring the output focal distance

1. Source, 2. X-ray lens, 3. Detector, 4. Knife-edge made of polymethyl methacrylate

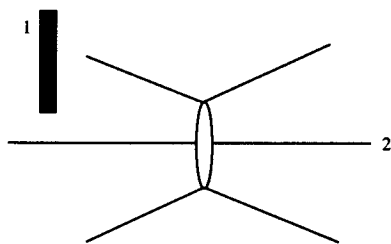


图 2 透镜会聚光束示意图

1. 刀口, 2. 光束轴线

Fig.2 X-ray beam focused by X-ray lens

1. Knife-edge, 2. Axis of the beam

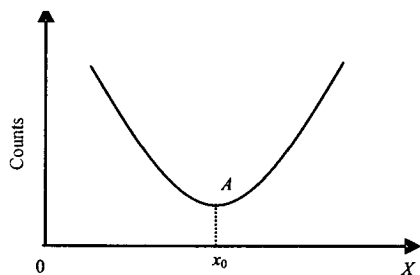


图 3 探测器计数和刀口离透镜出口端距离关系曲线

Fig.3 Counts of detector vs. distance between the exit of lens and the knife-edge

为了提高测量的准确性, 将探测器和刀口固定在一起进行扫描。

1.2.2 焦斑直径的测量 由 1.2.1 可知, 可用轴向扫描法得到透镜在某能量点的焦斑位置。在焦斑位置处, 让有机玻璃刀口沿垂直于光束中心线的方向扫描, 刀口每移动一步, 测量一个背散射能谱, 因为当刀口在不同位置时, 探测器的读数和入射到散射体上的 X 射线强度在误差范围内保持着相同的比例关系, 所以, 从得到的一系列能谱中, 读出该能量点对应的强度, 然后, 根据现有确定透镜焦斑直径大小的数据处理方法^[3-4]就可得到透镜在该能量点的焦斑大小。

1.2.3 透镜会聚光束中不同能量 X 光空间分布的测量 让刀口在焦斑位置处沿垂直于透镜会聚光束中

心线的方向扫描, 刀口在不同位置时, 分别测量一个背散射能谱, 从不同位置处能谱的变化情况, 就可得到不同能量 X 光在透镜会聚光束中的空间分布情况。

1.2.4 发散度的测量 如图 4 所示, 可以通过测量离透镜出口端不同距离处的束斑大小来确定平行光透镜的发散度。

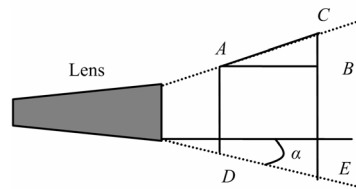


图 4 测量透镜发散度的示意图

Fig.4 Sketch for measuring the divergence of X-ray lens

图 4 中, $\angle CAB = \alpha = \tan^{-1} \left(\frac{CE - AD}{2 \times AB} \right)$ (1)

式中, CE 和 AD 分别为不同位置处束斑直径的测量值, AB 是已知量。所以, 平行光透镜的发散度 $\Theta = 2\alpha$ 就确定了。

刀口在某位置沿垂直于光束中心线方向扫描时, 刀口在不同位置, 记录一个背散射谱。从一系列能谱中读出某能量点对应的强度数值, 得到透镜在该位置处对应于该能量点的束斑直径, 从而得到透镜在该能量点的发散度。

2 测量结果和分析

2.1 出口焦距

利用图 1 所示的装置, 对具有较长出口焦距的透镜 1 和具有较短出口焦距的透镜 2 进行了测量。它们所对应的扫描曲线分别为图 5 和图 6。为了比较, 图 5 中对应于 15 keV 能量点的探测器计数被扩大了 18 倍。图 6 中对应于 16 keV 能量点的探测器计数被扩大了 15 倍。

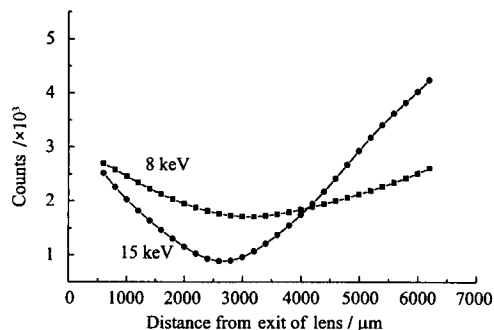


图 5 透镜 1 的探测器计数和刀口离开透镜出口端距离的关系曲线

Fig.5 Counts of detector vs distance between exit and knife-edge for lens 1

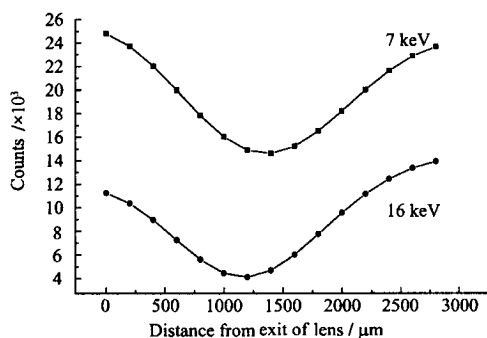


图6 透镜2的探测器计数和刀口离开透镜出口端距离的关系曲线

Fig.6 Counts of detector vs distance between exit and knife-edge for lens 2

在 8.0 keV 和 15.0 keV 两个能量点, 透镜 1 的出口焦距分别为 62.2 mm 和 62.8 mm。在 7.0 keV 和 16.0 keV 两个能量点, 透镜 2 的出口焦距分别为 12.1 mm 和 12.3 mm。

X 光透镜出口焦距随能量升高而增大, 这是因为随着能量的升高, X 射线光子发生全反射的临界角变小。

2.2 焦斑直径

透镜 2 和透镜 1 两个透镜焦斑大小与能量的关系曲线分别见图 7 和图 8。

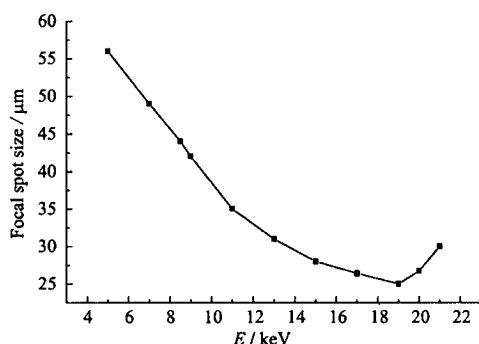


图7 透镜2的焦斑大小和能量的关系

Fig.7 Focal spot size as a function of energy for lens 2

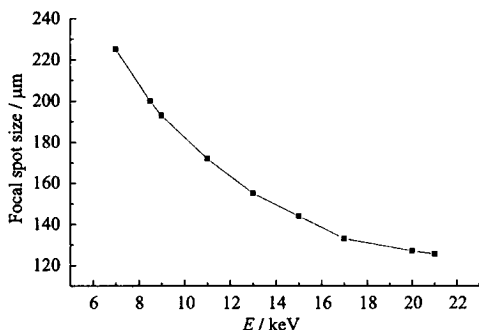


图8 透镜1的焦斑大小和能量的关系

Fig.8 Focal spot size as a function of energy for lens 1

由图 7 可知, 在能量高于 19.0 keV 时, 该透镜

的焦斑直径随着能量的升高而明显增大, 这是由于“halo”的影响。具体分析见 2.3。

由图 8 可知, 该透镜的焦斑直径随着能量的升高而减小。这是因为, 对 X 光透镜来说, 焦斑直径可以表示成如下公式:

$$\phi = 2r + 2f_2 \tan \theta_c \quad (2)$$

式中, r 为透镜出口端子导管的内半径, f_2 为透镜出口焦距。X 射线的能量越高, f_2 越大, 但 f_2 随能量的不同而变化的幅度不大, 而临界角 θ_c (mrad) (硅酸盐玻璃材料) 为:

$$\theta_c = \frac{30}{E} \quad (3)$$

其中 E 为 X 射线光子的能量(keV)。由以上分析可知, 焦斑直径主要决定于临界角和能量的反比关系, 所以, 透镜的焦斑直径大小随着能量的升高而减小。

2.3 在经透镜会聚的光束中不同能量 X 光的空间分布情况

图 9 和图 10 分别是不同能量的 X 光在透镜 2 和透镜 1 会聚光束中的空间分布能谱图。在图 9 中, 刀口边缘在透镜焦斑中心时, 对应于能谱 a, 刀口边缘离开透镜焦斑中心距离为 50 μm、100 μm 和 150 μm 时分别对应于能谱 b、c 和 d。为了比较, b、c 和 d 点对应的强度被扩大了 20 倍。在图 10 中, 刀口边缘在透镜焦斑中心时, 对应于能谱 a, 刀口边缘离开透镜焦斑中心距离为 150 μm、200 μm 和 250 μm 时分别对应于能谱 b、c 和 d。为了比较, c 和 d 点对应的强度被扩大了 20 倍。

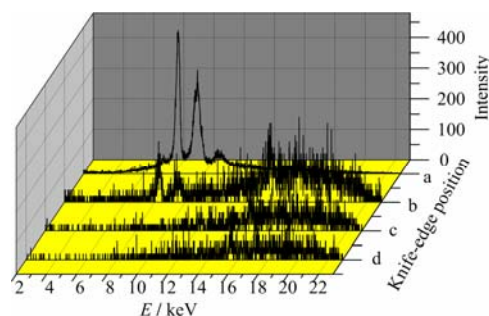


图9 刀口在光束不同位置处的背散射谱(透镜2)

Fig.9 Spectra vs knife-edge position in the beam for lens 2

“halo”分为两种, 一种称为穿透“halo”, 另一种称为逃逸“halo”。前者通常是能量高于 40 keV 的高能 X 光穿透了整个透镜形成的, 可以通过控制光源的工作电压来消除。逃逸“halo”是 X 光在透镜中通过全反射传输到透镜出口端, 在出口端附近穿透了透镜而形成的。形成逃逸“halo”的 X 光的能量较形成穿透“halo”的 X 光的能量低。对透镜

2 而言, 由图 9 中不同位置处的能谱可看出, 当能量高于 12.0 keV 时, 部分 X 光在透镜出口端直接穿透了透镜, 形成了逃逸 “halo”, 这导致了该透镜在能量高于 19.0 keV 时, 其焦斑直径随着能量的升高而明显增大 (见图 7)。

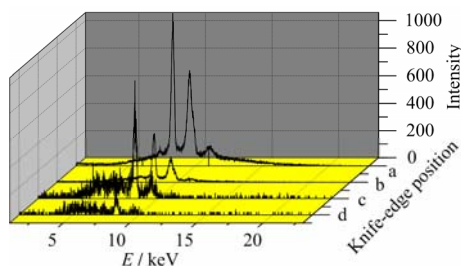


图 10 刀口在光束不同位置处的背散射谱 (透镜 1)
Fig.10 Spectra vs knife-edge position in the beam for lens 1

由图 10 可看出: 在测量的能量范围内, 透镜 1 几乎不存在逃逸 “halo”, 图 8 也证明了这一结论。

两个不同的透镜在各自焦斑位置处, 沿垂直于光束中心线的方向, 不同能量的 X 射线空间分布情况不同, 这与透镜的结构有关。两透镜相比, 透镜 2 的出口焦距短, 为了得到出口焦距短的透镜, 在透镜出口端附近, 构成透镜的毛细管的弯曲度大。于是, 即便是能量较低的 X 射线传输到透镜出口端附近时, 也容易直接穿透毛细管管壁, 而形成逃逸 “halo”。所以, 在设计和利用短出口焦距透镜时, 要考虑逃逸 “halo” 问题。

2.4 透镜的发散度

长度为 55mm 的平行光透镜的发散度和能量的关系见图 11。

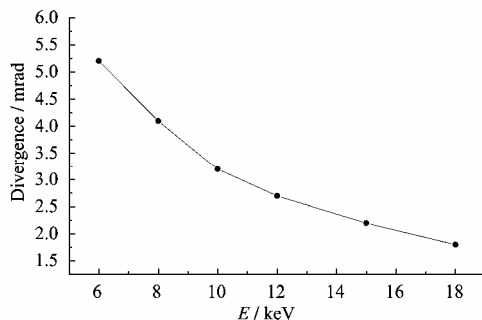


图 11 透镜发散度和能量的关系
Fig.11 Divergence of lens as a function of energy

因为高能 X 射线光子发生全反射的临界角较小, 所以, 透镜发散度随着能量的升高而减小。

3 讨论

3.1 背散射能谱和来自透镜的原始能谱的区别

当 X 光束和介质 (本文中是有机玻璃) 相互作用

用时, 光电吸收引起光束硬化, 即低能 X 射线和高能 X 射线相比, 前者被吸收的比例高; 而 X 光子发生非弹性散射时, 要损失能量, 所以, 背散射谱和入射到散射体上的 X 光能谱的谱形是有区别的, 即图 9 和图 10 所示背散射谱和从透镜出来的原始谱稍有区别。图 12 显示了从透镜出来的原始谱和背散射谱的谱形区别。

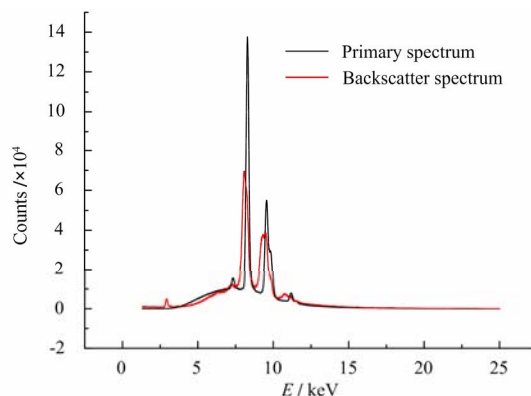


图 12 背散射谱和透镜出口端能谱的比较
Fig.12 Comparison of the backscattered spectrum and primary spectrum at the exit of X-ray lens

背散射谱中弹性散射和非弹性散射成分的相对比例与构成散射体的各元素的弹性散射和非弹性散射截面有关, 同时还与散射体的微结构等因素有关。对本实验而言, 基于图 12 所示的能谱比较可知, 背散射谱中非弹性散射的成份较大, 所以, 在有关焦斑直径和发散度的数据处理过程中, 对能谱中某能量点对应的位置进行了如下近似校正处理: 在能量高于 7.0 keV 时, 利用康普顿漂移方程

$$E' = \frac{E}{1 + [(E/m_e c^2)(1 - \cos \varphi)]} = \frac{E}{1 + 0.001957 \cdot E \cdot (1 - \cos \varphi)} \quad (4)$$

对能量点的位置进行了校正, 式中 E 和 E' 分别是入射光子和康普顿散射光子的能量 (keV), φ 是散射角, m_e 和 c 分别是电子的静止质量和光速。

3.2 透镜入口焦距

在上述实验过程中, 透镜聚焦调节是在 W 靶连续谱和特征线的平均值上进行的, 聚焦调节一旦完成, 在测量过程中, 透镜相对于光源的距离就不改变了, 即透镜的入口焦距保持不变。虽然透镜的入口端焦距也与能量有关, 但它主要决定于光源尺寸和透镜入口直径, 而随能量的变化不明显, 所以在测量透镜性能和能量的关系时, 忽略了透镜入口端焦距随能量的变化。

3.3 误差

实验表明, 利用背散射方法测量透镜焦斑直径时的相对误差在 3% 以内。误差主要来源是由于背散射谱中除了弹性散射的成分外, 还有非弹性散射的成分, 虽然利用式 (4) 进行了校正, 但这只是近似的。

实验表明, 通过轴向扫描法测量透镜的出口焦距时的绝对误差在 $-120\mu\text{m}$ 和 $120\mu\text{m}$ 之间。误差的主要来源是: 由于不同透镜具有不同的“焦距深度”, 在“焦距深度”范围内, 不同位置处的束斑大小变化不明显, 从而造成了扫描曲线的谷不是很尖锐^[14]。

4 结论

利用背散射方法可以在大能量范围内同时测量透镜的焦斑直径及发散度与能量的关系。测量不同能量 X 光在透镜会聚光束中的空间分布便于分析“halo”现象。测量透镜出口焦距的轴向扫描法和常规方法相比, 前者省时且准确度高。

“halo”可以导致透镜焦斑直径增加, 在设计短出口焦距透镜时, 应该考虑“halo”的影响。

高能量 X 光全反射临界角较小, 导致了透镜的出口焦距和发散度随着能量的升高而分别增加和减小。

参考文献

- DING Xunliang, LIU Zhiguo, YAN Yiming, *et al.* X-Ray Spectrom, 2004, **33**(1): 67—73
- DING Xunliang, XIE Jingdong, HE Yejun, *et al.* Talanta, 2000, **53**(1): 17—22
- YAN Yiming, DING Xunliang. Nucl Instr Meth, 1993, **B 82**(1): 121—124
- DING Xunliang, HE Yejun, YAN Yiming. X-Ray Spectrom, 1997, **26**(6): 374—379
- Proost K, Vincze L, Janssens K, *et al.* X-Ray Spectrom, 2003, **32**(3): 215—222
- 王大椿, 陈俊, 李玉德, 等. 核技术, 2003, **26**(3): 221—223
WANG Dachun, CHEN Jun, LI Yude, *et al.* Nucl Tech, 2003, **26**(3): 221—223
- Donald H. Bilderback. X-Ray Spectrom, 2003, **32**(3): 195—207
- 丁训良, 梁伟. 核技术, 1996, **19**(3): 164—169
DING Xunliang, LIANG Wei. Nucl Tech, 1996, **19**(3): 164—169
- MacDonald C A, Gibson W M. X-Ray Spectrom, 2003, **32**(3): 258—268
- Gao N, Ponomarev I Y. X-Ray Spectrom, 2003, **32**(3): 186—194
- 孙天希, 刘志国, 丁训良. 北京师范大学学报(自然科学版), 2004, **40**(6): 769—773
SUN Tianxi, LIU Zhiguo, DING Xunliang. J Beijing Normal University (Natural Science), 2004, **40**(6): 769—773
- 丁训良, 刘志国, 潘秋丽, 等. 核技术, 2004, **27**(10): 778—782
DING Xunliang, LIU Zhiguo, PAN Qiuli, *et al.* Nucl Tech, 2004, **27**(10): 778—782
- DING Xunliang, LIANG Wei, YAN Yiming. J Trace Microprobe Techniques, 1997, **15**(4): 647—652
- SUN Tianxi, DING Xunliang. Nucl Instr Meth, 2004, **B226**(4): 651—658
- Birgit Kanngießer, Natalia Kemf, Wolfgang Malzer. Nucl Instr Meth, 2002, **B198**(3-4): 230—237

Measurements of polycapillary X-ray optics using the knife-edge made of polymethyl methacrylate as a scatterer

SUN Tianxi LIU Zhiguo WANG Yan DING Xunliang

(The Key Laboratory of Beam Technology and Materials Modification of Ministry of Education; Institute of Low Energy Nuclear Physics,
Beijing Normal University; Beijing Radiation Center, Beijing 100875)

Abstract In order to avoid dead time problems in the detector system, the knife-edge made of polymethyl methacrylate is used as a scatterer. By using the backscattered spectrum from the knife-edge, the space distribution of the X-rays with different energies in the beam focused by the polycapillary X-ray lens, and the energy dependence of the focal spot size, divergence and output focal distance of the lens are measured over a broad energy range at the same time. The halo effect is analyzed in detail. Compared with the results from the existing method, the relative errors of the results for the focal spot size obtained by using the backscatter method are within 3%. Absolute errors of the measured output focal distance range from -120 to $120\mu\text{m}$.

Key words Polycapillary X-ray lens, Performance measurement, Knife-edge made of polymethyl methacrylate, Backscattering

CLC O434