

软 X 射线光栅光谱仪研究进展 (II)

冯贤平 徐至展 李跃林 张正泉 陈时胜

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

三、带前置轮胎镜的反射式光栅谱仪

从前文的讨论已看出,在光路中加上针孔时,尽管能改善空间分辨,但谱仪的集光能力较差,使用时受到一定的限制.为了克服这一缺点,1981年意大利帕多代大学根据几何光学的消象散原理,在掠入射光栅谱仪前加入一个轮胎型反射镜,成功地看到了 BeIV L_{α} 线和 Be IV 的 $1s^2-1s2p$ 共振线在远离靶 $\geq 2\text{mm}$ 处对称地劈裂成两部分^[1].谱仪工作波段在 $20-300 \text{ \AA}$ 之间,其基本结构见图 5.

图 5 中 A 是光源, M 是前置反射镜, G 是凹面光栅, B_{λ} 是集光点, S 是狭缝.轮胎镜 M 的顶点和曲率中心位于光栅 G 子午面 ($x-y$ 面)内,轮胎镜在这平面上的主曲率半径为 R ,在光栅弧矢平面内的曲率半径为 ρ ,轮胎镜将位于子午平面内的点光源 A 成两个象散象分别位于谱仪入射狭缝 S 处和弧矢焦点 P_{λ} 处.在弧矢平面内,光栅象差被轮胎镜所形成的象差相互抵消

了,因而在罗兰圆上 B_{λ} 点可以形成光源 A 的无象散象.但图上各参数须满足下列基本方程^[1]:

$$\frac{1}{P} + \frac{1}{P'} = \frac{2}{R \cos \varphi}, \quad (3.1)$$

$$\frac{1}{P} + \frac{1}{P'} = \frac{2 \cos \varphi}{\rho}, \quad (3.2)$$

$$\bar{P}' = R \cos \alpha + P' - R / (\cos \alpha - \sin \beta \tan \beta). \quad (3.3)$$

由此得无象散点 B_{λ} 对应的波长为

$$\lambda = d(\sin \alpha - \sin \beta). \quad (3.4)$$

相应的谱面上其放大倍数为

$$I = [P' + R(\cos \alpha + \cos \beta)] / P. \quad (3.5)$$

而对其它波长光源的象,上述系统照样会引起象散现象.

由于轮胎镜的反射和凹面光栅的各种象差存在,会使光谱分辨、空间分辨和谱仪的集光能力受到一定限制.如球面光栅的曲率半径为 R ,罗兰圆的半径是 $R/2$,则只要光栅中心与罗兰圆重合,就会引起附加程差,从而影响光谱分辨率.因此,在实际测量时,应对光栅照明宽

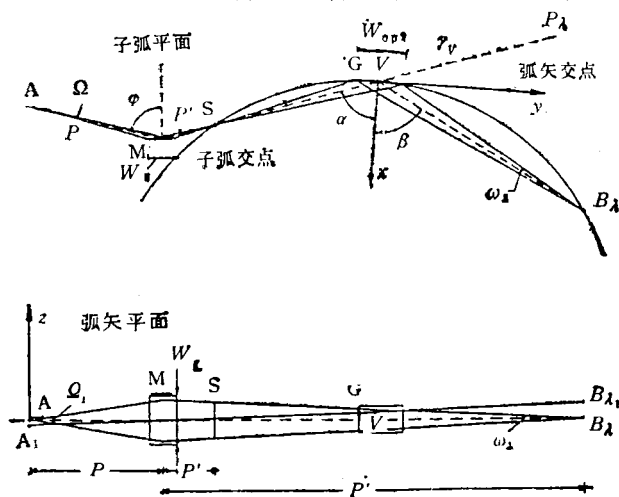


图 5 带前置集光镜的掠入射消象散光谱仪示意图

度加以限制,通常取光栅最佳宽度为^[2]

$$W_{opt} = 2 \left[\frac{2R^3\lambda}{\sin\alpha \operatorname{tg}\alpha + \sin\beta \operatorname{tg}\beta} \right]^{1/4}. \quad (3.6)$$

此时,象面上谱线的半宽度为

$$\Delta\lambda = 1.1 \times d \times (s + a)/KR, \quad (3.7)$$

式中 s 为入射狭缝宽度, a 为象差弥散宽度。

为了充分利用光栅的最佳宽度,轮胎镜在子午面内的宽度应为

$$W_{||} = P'W_{opt}/R \cos\varphi. \quad (3.8)$$

而它在弧矢面内的高度则由系统象差的出射口径 ω_{\perp} 来决定,即

$$W_G = \gamma'\omega_{\perp}, \quad (3.9)$$

$$W_{\perp} = (\gamma + P' - r_v)\omega_{\perp}, \quad (3.10)$$

式中 W_G 为光栅高度, W_{\perp} 为轮胎镜的高度。

轮胎型反射镜的象差对凹面光栅子午面内的象没有显著影响,但对弧矢面的空间象及系统集光能力却有重要的影响。这是因为轮胎镜聚焦在入射狭缝处的光源象是弯曲的,而入射狭缝通常是直的。因此,有一部分光线不能进入摄谱仪。如设狭缝的透过系数为 f , 则可得相应系统等效出射口径为^[2]

$$\bar{W} = W_{opt} \cdot \omega_{\perp} \cdot f/R. \quad (3.11)$$

如用该式求得的等效出射口径与针孔式光栅谱仪出射口径比较,不难求出它要比针孔式的大一个数量级以上。此外,由上式可推得谱面上象的照度为

$$E = B\tau_m\tau_G\bar{W}\cos\beta, \quad (3.12)$$

式中 B 为源亮度, τ_m , τ_G 分别是轮胎镜和光栅的反射系数,它们一般与镜面镀层有关,还与加工精度相关(即散射对反射系数有一定影响)。

如反射表面的均方根粗糙度为 σ , 入射角为 β , 则反射系数由下式决定^[3]:

$$\tau = \exp[-(4\pi\sigma\cos\beta/\lambda)^2]. \quad (3.13)$$

而散射光近似为

$$1 - \tau \approx (4\pi\sigma\cos\beta/\lambda)^2. \quad (3.14)$$

为了减少散射光,须对反射表面精度提出极为严格的要求,故各元件加工非常困难,但它的集光能力比针孔谱仪要好,且适合于与其它探测器衔接^[4,5]。

1982年,普林斯顿大学 Fonck 等人利用上面的方法设计出了一台多道谱仪^[7],采用轮胎型面的全息光栅,

$$R = 919\text{mm}, \rho = 105.5\text{mm},$$

刻槽 450 条线/mm,工作光谱区 100—1100 Å,不过它的接收部分不是底片,而是利用 $\phi 40\text{mm}$ 的微通道板,因此整个谱仪的灵敏度有较大的提高。为进一步提高时间的分辨,近几年来,卢瑟福实验室也已将条纹相机用到上述谱仪上了^[4]。

四、透射式光栅摄谱仪

透射式光栅摄谱仪与针孔式反射光栅谱仪基本类似,不同的是它的光栅是透射式的,因此在原则上说,光栅可达到的拍谱范围应是

$$0 < \lambda < d,$$

即下限几乎不受限制。而事实上,下限受光栅条的物质和厚度决定,当波长足够短时,光栅条入射光完全透明,此时透射光栅(TG)也就不再具有色散能力了。具体对 λ_{\min} 的估算,可以由文献[6]提供的光学系数求出。对于厚度为 $0.5\ \mu\text{m}$ 的金,最短波长约为 $2\ \text{\AA}$ 。

从前文原理分析部分可知,透射光栅 TG 的光谱分辨严格受限于入射狭缝的线度,缝越大越不利^[7],而从文献[8]可知,提高 TG 系统的转换效率一般要求狭缝大为好,为此,通常将 TG 与一掠入射的 X 光望远镜匹配使用。文献[8]所报道的谱仪(见图 6)就是一个典型例子。该谱仪是一个与放大 22 倍的 X 射线显微镜配合使用的 TG,它的光谱分辨可达 200,而它的空间立体角最大可达 $2 \times 10^{-5}\ \text{Sr}$

与前文所讨论的反射式光栅一样, TG 也可被看作是空间分辨的光谱元件,其分辨能力主要受集光元件和光栅自生象差的影响。Beuermann 曾详细地讨论了用在掠入射 X 光望远镜后面的 TG 的象散^[7],而 Ceglie 的实验又证明了空间和光谱分辨能力之间的矛盾^[9,10],即空间分辨最好时,只能得到最糟的光谱分辨,反之亦然。

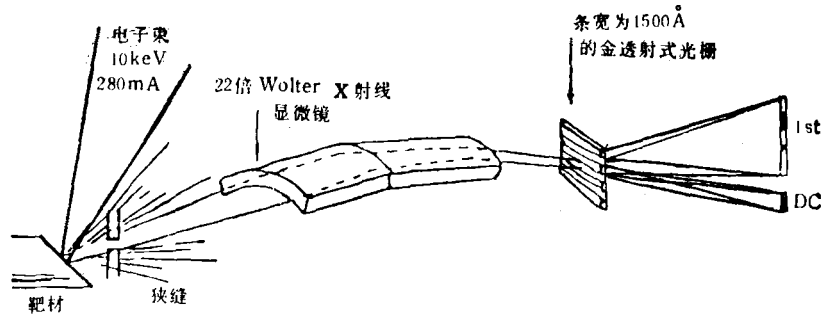


图6 带X射线显微镜的透射式光栅摄谱仪

Schmopper 早在 1977 年就已对 TG 光栅建立了矩槽截面模型, 并已开展光栅衍射效率等多方面的研究^[9]. 1979 年 Brauminger 等人在此基础上又建立了梯形横截面模型^[10], 这无疑对 TG 理论研究又走出了重要一步. 实际上, Flodstrom 在建立最早的远紫外 TG 时就用光栅理论计算过其效率并进行了实际测量, 结果如下^[11]: (1) 衍射效率主要依赖于 a/d 因子, 在 a/d 是 0.5 时, 效率最佳, 同时它又可使全部的第 2, 4, ... 的衍射级都消失; (2) 光栅厚度较小时, 效率对光子能量极敏感, 它使整个波频范围的响应很复杂, 而厚度较大时, 整个范围内响应相当平滑, 但制作困难. (3) 光栅条纹数增加, TG 的衍射效率会降低, 但此时 TG 的光谱分辨率会有所提高. (4) 衍射能量主要集中在零级和一级, 其余所占能量极小. 此外, 在特定的厚度和 a/d 参数下, 短波附近的一级衍射效率可以超过零级. 这在实验上已得到了证明^[10].

总之, 从上面的 TG 分析表明, 透射光栅谱仪优点在于调试容易, 缺点是制作工艺极为困难, 这只有在少数发达国家才能完成. 其次, 是实际使用一定要与前置镜匹配, 才能有效地提高各种测量参数性能, 这在现有的技术水平上是容易解决的.

五、近几年来谱仪的研究和应用状况

根据上述各种类型的光栅谱仪的分析, 不难发现各种谱仪由于它们的结构不同, 所反映的主要特性也不同. 即使对同一种谱仪, 它的

各种性能也会相互矛盾, 如谱仪的空间分辨、光谱分辨、集光能力等之间的相互制约和对立性^[8,10]. 不过从前文结果可以发现, 如适当地匹配光栅与其它光学元件, 还是有可能同时提高谱仪的各项性能指标的, 其中利弗莫尔实验室的掠入射镜与透射式光栅的联合使用就是一个很好的例子^[8]. 其次, 从上述分析还可发现, 由于早期受天文学研究的促进, 近期又受到等离子体诊断和 X 射线激光研究的推动, 因而对透射式光栅谱仪的理论和实验研究较为深入. 近几年来, 透射式光谱仪研究已扩大到能同时探测时间、空间、光谱分辨的三维广义空间上来了^[4]. 另外, 各种谱仪的标定工作和实际应用工作也在同时深入地开展^[10].

1. 时间分辨的光栅谱仪

Ceglio 最先描述了与条纹相机配合使用的 TG^[12], 结果如图 7 所示. 其中条纹相机是特为软 X 射线设计的, 入射狭缝为 $0.1 \times 13 \text{ mm}^2$, 并有一个 1000 \AA 的 Parylene 窗口, 色散方向分辨能力为 100 \mu m , 时间分辨为 20 ps , 其光谱分辨能力这时还受到入射狭缝的限制, 可表示为

$$\Delta\lambda = \frac{d(S+A)}{L} + \frac{dA}{D}, \quad (5.1)$$

其中 L 为光源到入射狭缝的距离, D 为光栅到条纹相机距离, S 为源线度, A 为条纹相机入射狭缝宽度. 而所能测到的最大波长受相机狭缝限制, 即

$$\lambda_{\max} = \frac{d}{D} \cdot Y, \quad (5.2)$$

其中 Y 为条纹相机入射狭缝长度. 而最大波长

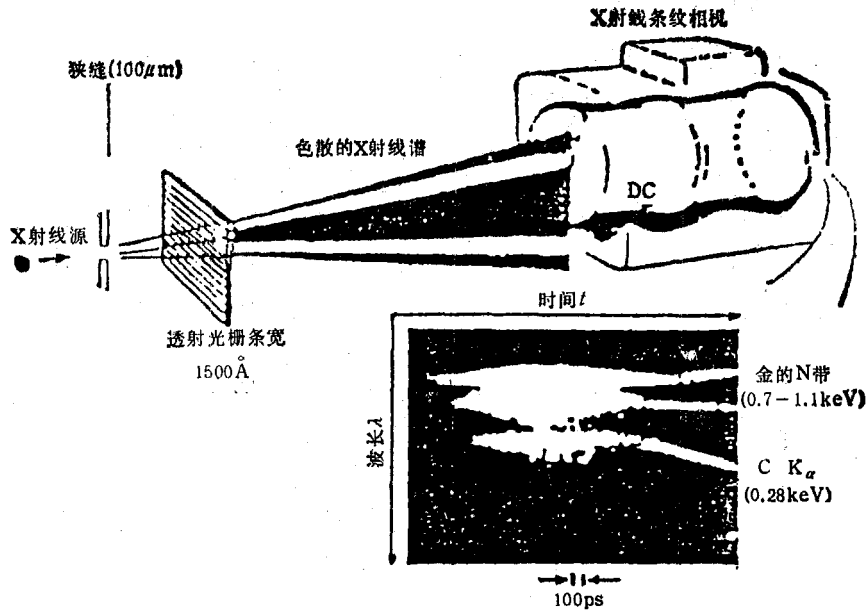


图7 带时间分辨的透射式光栅谱仪及时间分辨谱

又同时受相机的空间分辨能力和光栅分辨能力限制^[12],即

$$\lambda_{\max} = \begin{cases} \frac{d}{D} \cdot L, & (5.3) \\ \Delta\lambda = \frac{d(S+A)}{L} + \frac{dA}{D}. & (5.4) \end{cases}$$

这台谱仪的波长范围为2—124 Å,分辨能力 ≥ 1 Å. 如果在上述测量中得到的光谱的分布是 $I(y_0)$, 则由文献[12]可知其与真实发射谱 $S(m\varepsilon_0)$ 的函数关系有如下形式:

$$I(y_0) = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \frac{1}{(D+L)^2} \times \sum_{m=1,2} S(m\varepsilon_0) \eta_m(m\varepsilon_0) \alpha(m\varepsilon_0), \quad (5.5)$$

其中 η_m 是光栅对 m 级能量为 ε_0 的光子的衍射效率, α 是条纹相机对光谱的响应, $\Delta\lambda$ 由(5.1)式决定. 对于(5.5)式, 从原则上说, 通过相似的迭代便可以求出真实谱 $s(\varepsilon_0)$, 只是这里又需要对条纹相机进行绝对标定. 文献[13]已较详细地做了这方面的工作. 用此谱仪, 第一次得到了 Cr 和 Ni 的时间分辨的高电离光谱^[12].

2. 透射谱仪的标定

透射光栅绝对效率的测量工作一直在进

行^[10,11], 最基本的方法是用一组单色光, 然后用正比计数器计数. 这些方法最主要的区别是光源的选择. 表4列出了 Brauminger 等人选择 Mo L(5.4 Å), Al K(8.3 Å), MgK(9.9 Å) 等的特征谱线测量结果^[10].

表4 不同波长条件下的各级衍射效率

波 长 (Å)	$N^{(m)}(\lambda)/N^{(0)}(\lambda)$			$N^{(m)}(\lambda)/[N_0(1-f)]$		
	$m=1$	$m=2$	$m=3$	$m=1$	$m=2$	$m=3$
5.4	0.63	0.15	>0.015	0.133	0.032	<0.003
8.3	5.28	2.00	0.35	0.117	0.044	0.008
9.9	1.27	0.54	0.11	0.072	0.031	0.007
13.3	0.66	0.30	0.04	0.027	0.013	0.002
17.6	0.68	0.22	0.03	0.045	0.015	0.002
44.8	0.76	—	—	0.054	—	—

Schnopper 也做了类似的工作, 区别只是他采用另一种产生单色光的方法, 即将掠入射光栅分离出来的光经过一列由反射镜组成的窗口, 达到 TG^[9]. 这种方法的优点在于分辨率对测量结果没有影响, 而正比计数器探头对不同波长光子的响应会影响测量的结果, 而且难以找到合适的光源, 还会增加调试的难度.

Eidmann 等人则直接用激光等离子体和温度计对 TG 作了绝对测量, 温度计可以在光谱方向上进行扫描, 从而记下绝对强度. 这种

温度计是专门为测量X射线能量而设计的,他们用这种方法标定了 $d = 1 \mu\text{m}$, $t = 0.4 \mu\text{m}$, $W = 25 \mu\text{m}$, $a/d = 0.45$ 的 TG, 并通过比较标定了 Kodak 101 的 X 光胶片。激光条件为 $E_L \sim 7\text{J}$, $\tau_L \sim 3\text{ns}$, $\lambda_L = 0.53 \mu\text{m}$ 。通过绝对标定,得出了一些元素的绝对发射谱。这种方法的优点在于温度计的灵敏度(约为 $5 \mu\text{V/erg}$)不受光子能量的影响,而缺点则是分辨率太低。

3. 光栅谱仪的应用

随着各种光栅谱仪研制成功及其各种性能的不断完善,谱仪在各领域得到广泛应用。1983年, Kaguyuki 等人用一台 $d = 1 \mu\text{m}$, 厚为 $0.3 \mu\text{m}$ 的 TG 对平面靶 Au 激光等离子体进行光谱诊断^[14]。1986年, Mochiguki 又对不同靶材进行了实验,实验中也用到了光栅谱仪^[15]。同年, Tsakiris 等人则用与条纹相机配合的 TG, 对空腔靶进行光谱诊断,以验证其能量的黑体辐射^[16]。特别是近几年来,各种光栅谱也被广泛地应用到 X 射线激光研制工作上。1985年,利用带时间分辨的谱仪,利弗莫尔实验室首次从时间及谱仪上证明了硒激光等离子体介质中有放大的软 X 射线激光输出^[17]。1986年, Ceglie 在进行有单反射镜的 X 激光器研究中,得到 X 激光的二个脉冲输出现象^[18], 波长是 209.6 \AA 和 206.3 \AA 。1987年,利弗莫尔的 Matthews 等人利用光栅谱仪也更为详细地对以等离子体作为 X 激光介质的动力学性质进行时、空、光谱三维测量等等^[19]。总的来说,国外特别是美国在光栅谱仪制作和应用上都很先进。

在国内,这方面的研究工作起步较晚,只是近几年来 X 射线激光器研究的开展和大型激光器的建成,特别是去年有关的科研计划实施之后才逐渐开展起来的。目前在进行研制和调试各种短波光谱区域光栅谱仪工作的单位主要是中国科学院上海光学精密机械研究所,中国科学院长春光学精密机械研究所以及核工业部第九研究院等。在 1985 年底中国科学院上海光学精密机械研究所研制成功该谱仪并调试完毕,1986 年已开始对一系列元素等离子体光谱进行分析^[20], 近几年来,谱仪本身又在不断地得

到完善。

六、发展趋势及存在的问题

以上总结了国内外各种光栅谱仪性质及其在 X 射线激光研究中的应用,从中可以看到目前谱仪的发展趋势主要是光栅前部与集光反射镜衔接,后侧面与时间分辨的多道板或条纹相机的衔接,用来对激光等离子体和 X 射线增益介质等的特性进行时间、空间以及光谱分辨的广义三维空间的全面测量。

在测量区域上,目前已向更短波长方向发展,但是随着波长变短,谱仪的集光能力和分辨能力明显下降,这就意味着对光栅镀层材料的选择显得极为重要。另外,对各 X 射线光学元件加工要求也更为严格。而目前各种光学元件的加工技术水平还有待于进一步提高。

其次是随着 X 射线物理研究的进一步深入,对谱仪的光谱分辨能力也提出了更高的要求。降低入射狭缝或增多光栅条纹数,有利于分辨率的提高,但随之会引起谱仪灵敏度下降。这是因为缝小集光能力小,而光栅条纹数多时衍射效率会下降。另外,从前文分析也知道光栅摄谱仪的空间分辨与光谱分辨也是一对较难解决的矛盾。而这些性质和参数,对激光等离子体诊断特别是对 X 射线激光器研究都是极为重要的。因此,怎样在提高光谱分辨的同时又能使谱仪具有良好的空间分辨和集光能力,还有待于进一步探讨和研究。

目前国外无论在谱仪的理论分析还是在制作或实际应用上都已远远走在我们前面,但在现有的研究中,我们同时也会发现他们并没有考虑到针孔对光强分布的影响。在讨论 TG 的性质时,应该将此作为理论研究的一个方向,并用实验加以证明。

在制作方面,国内首先是中国科学院上海光学精密机械研究所试制了一台掠入射消象差的光栅摄谱仪。这几年来,他们还一台进口的透射光栅谱仪也进行测试,但从这些谱仪得到的结果看,各种参数还不够理想,谱仪的各项

指标还有待于进一步完善,新的谱仪还有待于设计出来。

在应用上,首先要保证各种谱仪的稳定性。在此基础上应对透射光栅谱仪和掠入射光栅谱仪的效率进行测量以及对有屏、无屏型二种 SF 底片进行绝对标定,这就使得我们无论是对以前的数据还是对现有的或将来的测量结果,在分析和理解上都一个新的突破。

带时间分辨的掠入射光栅谱仪与多道板衔接,透射式光栅谱仪与 X 射线条纹相机的衔接工作我们也应该准备起来了。因为只有当我们能够较深刻地了解到光谱的时间过程,才有可能较全面地研究等离子体的动力学过程,而这方面的研究,有可能为解决以等离子体作为 X 射线激光增益介质,特别是为 X 射线激光器的研制找到新的途径。

[1] G. tondello et al., *Optic Acta*, 26(1979), 357.

[2] 项志逸等,高温等离子体诊断技术,上海科学技术出版社,(1982),176.
 [3] H. Cuisky et al., *Appl. Opt.*, 5(1966), 875.
 [4] A. Franks., *Low Energy X-Ray Diagnostics*, The press of Am. Inst. Phys., New York, (1981), 179.
 [5] R. j. Fonck et al., *Appl. Opt.*, 21(1982), 2115.
 [6] H. D. Hagemann et al., *J. Opt. Soc. Am. B*, 55 (1975), 742.
 [7] K. P. Beuermann et al., *Appl. Opt.*, 17(1978), 2304.
 [8] N. M. ceglio et al., *Appl. Opt.*, 21(1982), 3953.
 [9] H. W. Schmopper et al., *Appl. Opt.*, 16(1977), 1088.
 [10] H. Brauminger et al., *Appl. Opt.*, 18(1979), 368.
 [11] S. A. Flodstrom et al., *Rev. Sci. Instrum.*, 47(1976), 1464.
 [12] N. M. Ceglio et al., *Appl. Opt.*, 22(1983), 318.
 [13] M. Nakai et al., *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 689(1986), 144.
 [14] K. Okada et al., *Jap. Appl. Phys.*, 22(1983), L671.
 [15] T. Mochiguki et al., *Phys. Rev.*, 33(1986), 525.
 [16] G. D. Tsakiris et al., *Europhys. Lett.*, 2(1986), 213.
 [17] D. Matthews et al., *Phys. Rev. Lett.*, 54(1985), 106.
 [18] C. C. Popovics et al., *Phys. Rev. Lett.*, 59(1987), 2161.
 [19] C. M. Brown et al., *J. Opt. Soc. Am. B*, 4(1987), 533.
 [20] 冯贤平等,光学学报,8(1988),348.

(上接第 694 页)

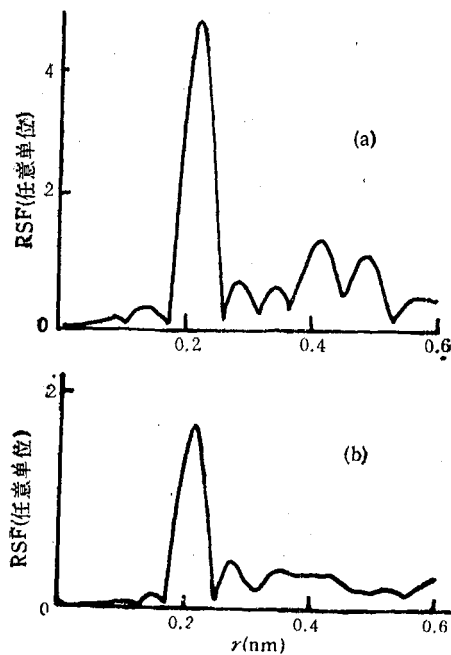


图2 纯 Cu 和 Cu/Ti 金属超晶格的径向结构函数

上,基本上没有发现杂质谱线。实验时,靶电压为 20 kV,靶电流为 120 mA,出射和防散射狭缝均为 $1/6^\circ$,接收狭缝为 0.05 mm。测量经过

吸收的 X 射线强度时每秒计数超过 5000 光子/s。每点计数时间为 40 s,步长 0.01° 。

图 2 给出了纯 Cu 薄膜的径向结构函数 RSF(r) 曲线。我们从吸收系数获得 EXAFS 谱 $\chi(k)$ 的步骤与标准的 EXAFS 数据处理过程^[2,3]完全相同,径向结构函数是 $k^3\chi(k)$ 的傅里叶变换式。与已有的报道^[1]相比,图 2(a)所示结果与大块纯 Cu 金属的测量结果在峰形和峰位上都基本一致。因为文献[1]所报道的工作是利用同步辐射源,并在专用的衍射仪上进行,因此我们可以相信这里所提出的实验方法是可靠的。图 2(b)所示是用本方法对 Cu/Ti 金属超晶格进行测量的结果,该工作的详细情况已在另一篇文章^[4]中进行了报道。

[1] E. A. Stern and S. M. Heald, *Basic Principles and Application of EXAFS*, in *Hand book of Synchrotron Radiation*, E. E. Kock Editor, Vol. 1, (1983), North Holland Pub. Comp.
 [2] 陆坤权,物理学进展,5 (1985), 125.
 [3] 黄胜涛,刘文,固体 X 射线学 (II), 高等教育出版社(将出版).
 [4] Liu Wen et al., *Solid State Comm.*, 70-8, (1989), 785.