

积分别为 16.03 埃³/原子和 15.91 埃³/原子。当 α -Nb₅Si₃ 型向 β -Nb₅Si₃ 型转变时平均原子体积降低;而在压力温度相图上(见图 1), α -Nb₅Si₃ 和 β -Nb₅Si₃ 的相界梯度为负。这说明 α -Nb₅Si₃ 向 β -Nb₅Si₃ 转变时,熵是增加的(因为 $\partial p/\partial T = \Delta S/\Delta V$, p 为压力, T 为温度, S 为熵, V 为体积),高熵的 β -Nb₅Si₃ 型结构是高温稳定相。

在常压下,用悬熔淬火法容易得到 Ti₃P 型结构,而在高压下熔化样品淬火时,往往得到 L1₂ 相。这可能是因为不同条件下淬火速度不同造成的,也可能是因为在高压下有微量杂质污染样品所致。

由于无现成的热力学数据,因此不便计算 Ti₃P 型结构向 A15 相转变时的压力。但是,从本实验结果估计, Ti₃P 结构向 A15 相转变,似乎需要更高压力。而且可以预料,因为 α -Nb₅Si₃ 及 β -Nb₅Si₃ 结构都是比较稳定的,所以为了形成 A15 相, Nb₅Si 应设法避开这两个相的稳定区。例如,可以在低于这两个相稳定的温度区,

或者在熔化的温度下合成。估计在低温下相变可能需要更高的压力。高压淬火溶化合金样品可在比较低的压力下得到 L1₂ 相结构,而在适当高的压力下进行液态淬火有可能得到 A15 相^[7]。

本工作是在何寿安同志指导下进行的,长沙矿冶研究所黎庶钦、曾佑兴等同志为本工作提出了原始样品,特此致谢。

参 考 文 献

- [1] F. Galasso, J. Pyle, *Acta Crystal.*, **16**(1963), 228.
- [2] 朱宰万、徐济安, *物理学报*, **27**(1978), 112.
- [3] 长沙矿冶研究所材料室、中国科学院物理研究所低温室 Nb₅Si 小组, *物理学报*, **27**(1978), 613.
- [4] G. R. Johnson et al., *J. Low Temp. Phys.*, **14**(1974), 565.
- [5] Y. Tarutani et al., *J. Less-Common Metals*, **55**(1977), 221
- [6] 赵有祥、徐小平、陈红、王文魁, *物理学报*, **28-6**(1979), 872.
- [7] 赵有祥、徐小平、陈红、王文魁, *物理*, **8-6**(1979), 489.

全息光栅槽深的近似计算*

祝 绍 箕

(上海光学仪器研究所)

假设感光材料的曝光和处理过程都是线性的,那么全息光栅的槽形就取决于干涉条纹的光强度分布对感光层的调制深度。设有光强度为 I_1 和 I_2 的两列相干平面波前,它们相遇时所产生的干涉条纹的光强度分布为

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cos \phi, \quad (1)$$

式中 ϕ 是两列相干波前的位相差,所以全息光栅的槽形分布是一个正弦(或者余弦)函数。

一个正弦函数可以用周期和振幅两个参数来表示,在这里周期是全息光栅的槽距,振幅就是槽深的一半。当槽距给定时,若选择不同的槽深可以获得不同的光栅槽形,反之亦然。我们知道,槽形决定光栅的衍射效率,所以对于正

弦槽形的全息光栅来说,要合理选择槽距和槽深,以获得比较高的衍射效率。

正弦槽形没有平坦的槽面,不能象三角槽形那样把入射光镜面反射到特定的级次上,因此全息光栅没有闪耀特性。但是,当仅有一个衍射级次(包括零级)传播时,对称槽形的正弦光栅有可能达到较高的衍射效率。根据光栅公式

$$d(\sin \alpha + \sin \beta) = m\lambda, \quad (2)$$

式中 d 为光栅的槽距, α 为入射角, β 为衍射角, m 为衍射级次, λ 为光波长。对槽距为 d 的

* 1979 年 7 月 11 日收到。

光栅来讲,出现高级次(当 $\beta = 90^\circ$)时的 λ/d 值可用下式表示:

$$\frac{\lambda}{d} = \frac{\sin \alpha + 1}{m} \quad (3)$$

根据(3)式可以选择 λ/d 和 α 来消除高级次的衍射传播,来提高使用级次上的衍射效率。

我们测量了两块 1200 槽/毫米的镀铝平面全息光栅的衍射效率,测量结果示于图 1。虽然全息光栅没有闪耀特性,但仍然可以把峰值效率所对应的波长称为闪耀波长,并且用 λ_B 来表示。从图 1 可知, λ_B 在 7000 埃附近。如果用归一波长(即波长与槽距之比)来表示,那么归一闪耀波长约为 0.8。这两块光栅具有较高的衍射效率,其 Littrow 装置-1 级绝对衍射效率达 50%左右。Mcphedran 等人^[1]的计算结果说明:当归一波长接近于 0.8 和入射角接近于 24° 时,光栅具有最佳的衍射效率特性。这个与我们的实验结果相符。

在选择全息光栅时,我们应取 $d = 1.25\lambda_B$ 。例如用于可见光谱区的,建议选用 1800—2400 槽/毫米的全息光栅。如果光栅的槽距 d 已经给定,那么我们通过槽深的选择来控制闪耀波长,使 $\lambda_B = 0.8d$ 。如果槽距和闪耀波长都是给定的,而且 $\lambda_B \approx 0.8d$,那么可以用下面介绍的方法来计算最佳的槽深,但这时光栅的效率要低于 $\lambda_B = 0.8d$ 时的水平。

本文提出一种近似计算槽深的方法。对于

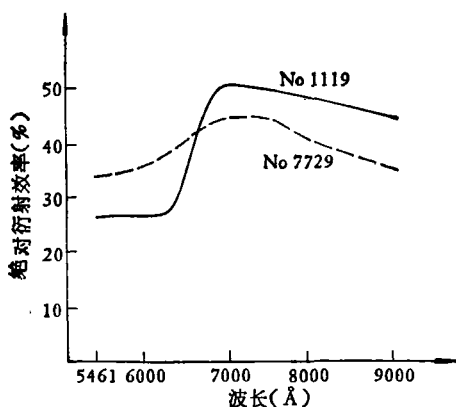


图 1 两块 1200 槽/毫米的镀铝平面全息光栅的衍射效率

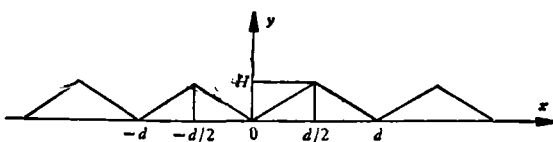


图 2 模拟的三角槽形

给定的正弦槽形可以给出一个模拟的三角槽形,该三角槽形是给定正弦槽形和其高频项的傅里叶合成。模拟的三角槽形见图 2,并且可以用下面的函数来描写:

$$f(x) = \begin{cases} -\frac{2H}{d}x & (-\frac{d}{2} \leq x < 0) \\ \frac{2H}{d}x & (0 \leq x < \frac{d}{2}) \end{cases} \quad (4)$$

式(4)是周期函数,周期函数的傅里叶级数展开式为

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(2\pi nNx) + b_n \sin(2\pi nNx)] \quad (5)$$

式中 N 是光栅的空间频率(即 $N = \frac{1}{d}$)。由于(4)式是偶函数,所以 $b_n = 0$,而 a_0 和 a_n 分别为

$$a_0 = \frac{1}{d/2} \int_{-d/2}^0 \left(-\frac{2H}{d}\right) x dx + \frac{1}{d/2} \int_0^{d/2} \frac{2H}{d} x dx = H,$$

$$a_n = \frac{1}{d/2} \int_{-d/2}^0 \left(-\frac{2H}{d}\right) x \cdot \cos(2\pi nNx) dx + \frac{1}{d/2} \int_0^{d/2} \frac{2H}{d} x \cdot \cos(2\pi nNx) dx.$$

当 n 为偶数时, $a_n = 0$,当 n 为奇数时, $a_n = -\frac{4H}{\pi^2 n^2}$,所以得到

$$f(x) = \frac{H}{2} - \frac{4H}{\pi^2} \left[\cos(2\pi Nx) + \frac{1}{3^2} \cos 3(2\pi Nx) + \frac{1}{5^2} \cos 5(2\pi Nx) + \dots \right] \quad (6)$$

从(6)式可知,右边的高频项很快衰减,因此左边模拟三角槽形的闪耀波长近似于右边的基频

正弦(或余弦)槽形的闪耀波长 λ_B 。根据式(2)求出三角槽形光栅的闪耀角 Θ ,

$$\Theta = \sin^{-1} \left(\frac{m\lambda_B}{2d} \right). \quad (7)$$

由图 2 求得三角槽形的槽深 H ,

$$H = \frac{d}{2} \operatorname{tg} \Theta. \quad (8)$$

根据式(6)可以求得给定正弦槽形的槽深 T ,

$$T = \frac{8H}{\pi^2}. \quad (9)$$

现在以 1200 槽/毫米的全息光栅为例进行槽深的计算。对于 1200 槽/毫米的全息光栅,槽距 $d=0.833$ 微米,最佳闪耀波长 $\lambda_B=0.8d=0.666$ 微米。由(7)式求得闪耀角 Θ 为

$$\Theta = \sin^{-1} \left(\frac{m\lambda_B}{2d} \right) = \sin^{-1} 0.4 = 23^\circ 35'.$$

由式(8)求得三角槽形的槽深 H ,

$$H = \frac{d}{2} \operatorname{tg} \Theta = \frac{1}{2} \times \frac{10}{12} \operatorname{tg} 23^\circ 35' = 0.182 \text{ 微米}.$$

由式(9)求得正弦槽形的槽深 T ,

$$T = \frac{8H}{\pi^2} = \frac{8 \times 0.182}{\pi^2} = 0.147 \text{ 微米}.$$

我们计算了不同槽密度的全息光栅在不同闪耀波长时的槽深值,见表 1。

Mcphedran 等人^[1]和 Petit 等人^[2]对正弦槽形的全息光栅槽深作了理论计算,他们认为光栅的槽深和槽距之比是一个对衍射效率影响很大的参数,一般取 0.18—0.2 为佳。同时我们也对全息光栅槽形的扫描电子显微镜照片^[2,3],测量了槽距 d 和槽深 T ,则约有 $T/d=0.2$ 。本文的近似计算值同 Petit 等人的理论计算和实验数据较好地一致。表 1 还给出了不同闪耀波长时的槽深,当槽深与槽距之比不是 0.2 时,光

栅的衍射效率将会降低。

表 1 不同槽密度的光栅在不同闪耀波长时的槽深值

| 槽密度 (槽/毫米) | 闪耀波长 λ_B (埃) | 槽距 d (微米) | λ_B/d | 槽深 T (微米) | T/d |
|---------------|-------------------------|----------------|---------------|----------------|-------|
| 1200 | 10000 | 0.833 | 1.2 | 0.254 | 0.30 |
| | 8330 | | 1.0 | 0.195 | 0.23 |
| | 6660 | | 0.8 | 0.147 | 0.18 |
| | 5000 | | 0.6 | 0.106 | 0.13 |
| 1800 | 6660 | 0.555 | 1.2 | 0.169 | 0.30 |
| | 5550 | | 1.0 | 0.130 | 0.23 |
| | 4440 | | 0.8 | 0.098 | 0.18 |
| | 3330 | | 0.6 | 0.071 | 0.13 |
| 2400 | 5000 | 0.417 | 1.2 | 0.127 | 0.30 |
| | 4165 | | 1.0 | 0.096 | 0.23 |
| | 3330 | | 0.8 | 0.074 | 0.18 |
| | 2500 | | 0.6 | 0.053 | 0.13 |
| 3600 | 3300 | 0.278 | 1.2 | 0.084 | 0.30 |
| | 2775 | | 1.0 | 0.065 | 0.23 |
| | 2220 | | 0.8 | 0.049 | 0.18 |
| | 1665 | | 0.6 | 0.035 | 0.13 |

以上的讨论是基于正弦槽形的,但在制造中由于感光材料的非线性的影响,由于胶层厚度、曝光时间和显影时间的影响,全息光栅的真实槽形不是正弦形的,根据扫描电子显微镜的观察,它是居于正弦形和三角形之间的形式。

本文介绍的方法计算简便,适用于全息光栅制造技术中合理选择槽距,槽深和闪耀波长,使全息光栅的衍射效率最佳化。

最后感谢钱振邦同志和梁体山同志对本文的指教。

参 考 文 献

- [1] R. C. Mcphedran, I. J. Wilson, M. D. Waterworth, *Optics Communications*, 7-4(1973), 331.
- [2] H. Mikelskis, *Optik*, 39-5(1974), 516.
- [3] Jobin-Yvon 公司样本。