

光 栅

梁 浩 明

衍射光栅

衍射光栅是现代光谱仪器中的主要元件，作为一种分析物质结构成份的快速、准确、简便、有效的手段而被广泛应用。现代光栅用反射光栅，一般是在以光学平晶为基体的铝膜上，刻划出相互平行的、距离相等的、截面相同的一系列直线的光学件。平面光栅的截面见图 1，刻线截面一般为三角形，相邻两条刻线的距离 a 称光栅常数，光栅法线与刻线主面垂线的夹角 θ 称定向角或闪耀角。光栅的作用是分光。当一束含有多种波长的平行光入射到光栅表面上后，光栅便将不同波长的光线向不同的方向衍射出去，即起到将光束按波长分解，分出其各个单个波长的光线的作用。在发射光谱中，由于构成物质的各个元素被激发出光来后，元素与光波的对应是固定和唯一的，故波长一经测定，元素便可得知。元素对光波的透过或散射也有对应的关系，分析吸收光谱或拉曼光谱，物质结构成份亦确定无疑。光栅的分光作用基于光的衍射和干涉。

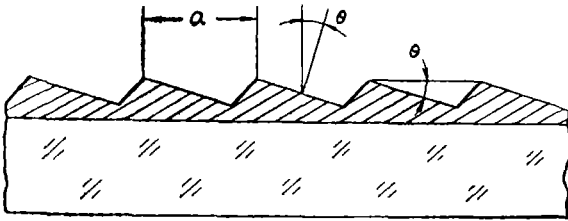


图 1 平面衍射光栅截面图

单刻线的衍射 当平行光束以入射角 α 射至刻线 ABC 上时 (图 2)，按惠更斯原理， AB 、 BC 上各点都可看作独立的元波源而向各个方向传播。现定 AB 为主面，即在使用时，以此面垂线为参考的入射、衍射角都很小。一般刻线底角 $\angle B$ 为 90° 到 120° ，在最常用的 110° 的情况下，对同一入射光束来说， BC 面最大衍射方向与 AB 最大衍射方向差 70° ；同时， BC 线在使用方面的投影长度很短，有时到 0，故在分析中从略。

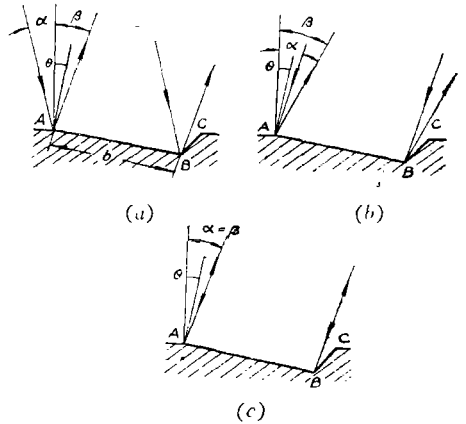


图 2 单刻线的衍射

图上仅画出以衍射角 β 发射出来的 A 点和 B 点的两条光线：

(a) 当入射光线与衍射光线在原平面法线的异侧时，两条光线的光程差 Δ 为

$$\Delta = b[\sin(\alpha + \theta) - \sin(\beta - \theta)]$$

(b) 当入射光线与衍射光线在法线的同侧时，光程差为：

$$\Delta = b[\sin(\alpha - \theta) + \sin(\beta - \theta)]$$

(c) 当入射光线与衍射光线重合时 ($\alpha = \beta$)，光程差 Δ 为：

$$\Delta = 2b \sin(\beta - \theta)$$

为简便，以下仅分析(c)的情况。

又位相差 δ 与光程差 Δ 的关系为：

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}$$

故

$$\delta = 2\pi \frac{b \sin(\beta - \theta)}{\lambda/2}$$

从 A 到 B 的合成波幅，可用向量加法求得

① $\delta = 0$ ，即 $\beta = \theta$ ，表示从 A 到 B 各点的向量方向相同 (图3, a) 合成波幅为最大。注意到此时的衍射方向对刻线 AB 面来说为反射方向。

② $\delta = 2\pi$ ，即 $\sin(\beta - \theta) = \frac{\lambda/2}{b}$ ，各向量形成闭合折线 (图3b)，合成波幅为 0 为第一最小。显然，在最大值的另一边，即 $\sin(\beta - \theta) = -\frac{\lambda/2}{b}$ 处也有同样的最小。每当 $\delta = \pm 2k\pi$ (k 为整数) 时，合成波幅 $A_\beta = 0$ 均为最小，两相邻最小间为相对最大。

③ 当 δ 为其他数值，如 $\delta = \frac{5}{2}\pi$ 时， A_β 具有一定的数值 (图3c)。

④ 不同衍射角射出的光的强度 I_1 不同，其与最大强度 I_{10} 的关系为：

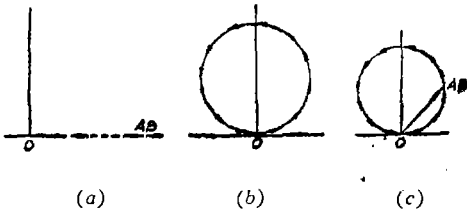


图3 合成波幅向量相加

$$I_1 = I_{10} \frac{\sin^2 \left[\frac{\pi b \sin(\beta - \theta)}{\lambda/2} \right]}{\left[\frac{\pi b \sin(\beta - \theta)}{\lambda/2} \right]^2}$$

如 $(\beta - \theta)$ 数值较小，则可绘得图4的强度曲线。

光栅的衍射和干涉 一块光栅的刻线数是很多，以最普通的一米摄谱仪所用平面光栅为例，刻线面积为 $50 \times 40 \text{mm}^2$ ，刻线密度 1200线/mm，总刻线为60000条。当平行光束入射到光栅上时，既有光从每一条刻线

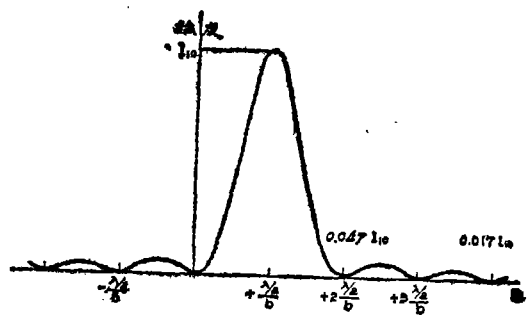


图4 单刻线衍射强度分布

的衍射，又有光从所有刻线的干涉，这两个过程是重叠在一起的。光栅的干涉过程如下。当平行光束以入射角 α 入射到光栅上时，由于刻线的衍射，光向各个方向射出，图5仅画出那些衍射角为 β 的光线，观察相邻刻线之间光程差的关系：

(a) 当入射光线与衍射光线在光栅法线的异侧时，相邻刻线之间的光程差均为：
 $\Delta = a(\sin \alpha - \sin \beta)$

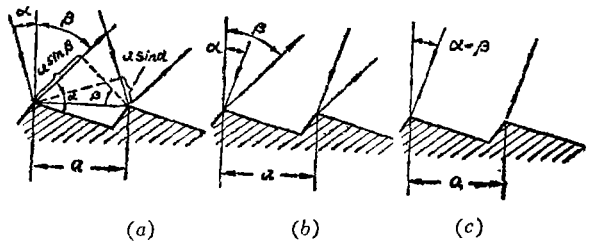


图5 光栅的衍射和干涉

(b) 当入射光线与衍射光线在法线的同侧时，相邻刻线之间的光程差均为：

$$\Delta = a(\sin \alpha + \sin \beta)$$

(c) 当入射光线与衍射光线重合时 ($\alpha = \beta$)，即自准的情况，相邻刻线之间的光程差均为：

$$\Delta = 2a \sin \beta$$

当 $\Delta = m\lambda$ 时 (m 为正或负的整数) 相邻刻线之间以及各刻线之间的程差都是波长的整数倍，各刻线的衍射光束经透镜会聚时得到互相加强的干涉。此时

$$m\lambda = a(\sin \alpha \pm \sin \beta)$$

称光栅公式。自准时为：

$$m\lambda = 2a \sin \beta$$

为简便，以下仅分析自准的情况

① 对于只含一种波长的光(单色光)来说，若仅考虑各刻线射出光束的干涉，相当于多光束干涉所得的亮度分布，当 $m = 0, 1, 2, \dots$ 时，可得到一系列强度相同的主最大，相应的衍射角为：

$$\sin \beta = \pm m \frac{\lambda/2}{a}$$

但由于在不同的衍射角 β 下，从每一刻线衍射的光线经聚焦后振幅不等已如上述，因此这两个过程的叠加就使主最大的强度大不相同。

② 对于只含一种波长的光来说，若光栅的总刻线数为 N ，则第 N 条线与第 1 条线的光程差为波长的整数倍时亮度等于 0 为最小，即在两个主最大之间有 $(N-1)$ 个强度为零的最小，这些最位于下述衍射角 β 附近：

$$\sin \beta = \pm K \frac{\lambda/2}{aN}$$

式中 $K = 1, 2, 3 \dots (K = N, 2N, 3N \dots$ 除外)。

在最小之间有强度很弱的次最大。当刻线数很多时，主最大很强而次最大极弱。对于单色光来说，衍射光栅在透镜主焦面上所形成的是很窄的亮谱线，谱线之外实际上是全黑的。

③ 对于含有多种波长的光来说，光栅公式中 $m = 0$ 的情况称为 0 级，这时所有波长都在同一方向上，中央谱线由所有波长光线叠合而得，不起分光作用。对光谱分析工作来说，0 级光是没有用的，因此希望分配到 0 级光的亮度为最小。透射光栅的 0 级光最强。反射光栅在占石刻刀磨制成能按定向要求刻出极为整齐的、刻线截面为三角形的定向光栅后，已把 0 级光减到很弱，从而能把光强的绝大部分集中到所需要的光谱级次上去。

④ 对于含有多种波长的光来说，光栅公式中 $m = 1, 2, \dots$ 所出现的光谱称 1 级光谱、2 级光谱…。从光栅公式可以看到，当 $m = 1$

即 1 级光谱时，含有多种波长光束中波长最短的光线距中央最近，波长最长的光线距中央最远，这就把波长不同的光线分开，起到光栅的主要的分光作用。这种情况在中央的左右两边对称存在，就是说有两个 1 级光谱，如果一边称为正 1 级，另一边则称负 1 级。同样，当 $m = 2, 3 \dots$ 时，产生与 1 级相似的、距离更远些的 2 级，3 级…等光谱。

⑤ 对于要求在给定的 λ_0 第 m_0 级闪耀的定向光栅来说，已选用适当的光栅常数 a_0 之后，定向角 θ 常按自准的情况算出

$$\theta = \beta_0 = \sin^{-1} m_0 \frac{\lambda_0/2}{a_0}$$

图 6 示定向光栅的角度关系

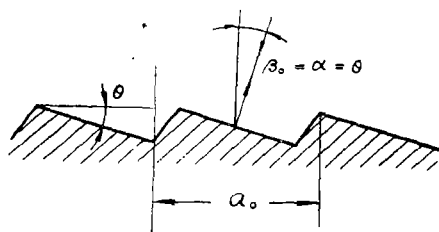


图 6 使用在自准的情况下光栅的定向角

⑥ 总刻线数为 N 的光栅，其衍射光束经透镜聚焦后由于相互干涉所得强度 I_2 与其最大强度 I_{20} 之间有如下的关系

$$I_2 = I_{20} \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi a N \sin \beta}{\lambda/2} \right)}{\sin^2 \left(\frac{\pi a \sin \beta}{\lambda/2} \right)}$$

又每一刻线在不同衍射角时衍射光的强度也不同已如上述，此两种过程的叠加而得光栅的强度 I 的分布为：

$$I = I_{20} \frac{\sin^2 \left[\frac{\pi b \sin(\beta - \theta)}{\lambda/2} \right]}{\left[\frac{\pi b \sin(\beta - \theta)}{\lambda/2} \right]^2} \cdot \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi a N \sin \beta}{\lambda/2} \right)}{\sin^2 \left(\frac{\pi a \sin \beta}{\lambda/2} \right)}$$

下面画出此光强曲线的示意图，必须注意这

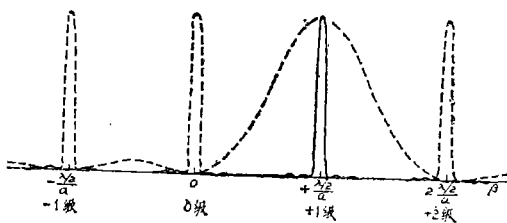


图7 定向于1级的光栅光强分布示意图实线表示光栅的光强分布。虚线分别表示单刻线衍射及光栅仅考虑各刻线衍射光束的干涉这两种情况各自的光强分布

根曲线的条件：在自准情况下，定向于1级光谱， β 角较小，刻线为直角三角形，即 $b = a \cos \theta \doteq a$ 。

光栅的光学性质

衍射光栅的主要指标是色散、分辨本领、光强分布、罗兰 (Rowland) 鬼线、赖曼 (Lyman) 鬼线、杂散光等项。

色散 表示光栅分光的能力。将光栅公式微分得光栅角色散：

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{m}{a \cos \beta}$$

自准使用时上式可写为：

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{2}{\lambda} \tan \beta$$

从式中看到，在给定的光谱级时，光栅刻线愈密，角色散愈大。或从自准一式看到，衍射角愈大，角色散愈大。角色散和光栅刻线宽度无关。

将角色散乘以仪器的有效焦距 f 得线色散：

$$\frac{dl}{d\lambda} = \frac{m}{a \cos \beta} \cdot f$$

常用的是线色散的倒数，用 $\text{\AA}/\text{mm}$ 表示，如仪器的焦距为 1050mm 的摄谱仪，当用定向于 3000 \AA 的 1200 线/mm 的光栅时，1 级色散为 8 $\text{\AA}/\text{mm}$ 。

分辨本领 表示将波长接近的两条谱线分辨开的能力。采用雷莱 (Rayleigh) 判据，如两谱线之间凹陷处是最大值的 0.8，则

这两条谱线定为可以分辨。对于象光栅那样是由多光束干涉而产生的谱线，若一根谱线的主最大落在最靠近它的另一条谱线的第一最小上就近似地满足这个判据 (图 8)

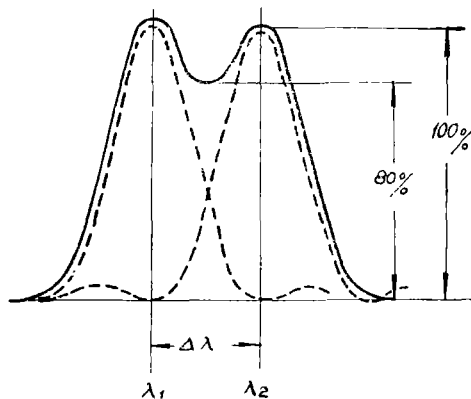


图8 两谱线可分辨的 Rayleigh 判据

分辨本领定义为：

$$R = \frac{\lambda}{\lambda_1 - \lambda_2} = \frac{\lambda}{\Delta \lambda}$$

下面推导出光栅的理论分辨本领和光栅参数的关系。

从光栅公式可得 m 级主最大位于角 β 处：

$$\sin \beta = m \frac{\lambda}{a} - \sin \alpha$$

最靠近它的第一最小则位于满足下面条件的角 $(\beta + \Delta \beta)$ 处：

$$\sin (\beta + \Delta \beta) = K \frac{\lambda}{aN} - \sin \alpha$$

式中 K 应等于 $mN + 1$ ，因此得：

$$\sin (\beta + \Delta \beta) = (mN + 1) \frac{\lambda}{aN} - \sin \alpha$$

$\Delta \beta$ 即能分开的谱线的角距。将上两式相减得：

$$\sin (\beta + \Delta \beta) - \sin \beta = \frac{\lambda}{aN}$$

或写成：

$$2 \sin \frac{\Delta \beta}{2} \cos \frac{2\beta + \Delta \beta}{2} = \frac{\lambda}{aN}$$

考虑到 $\Delta \beta$ 最小，近似得：

$$\Delta\beta = \frac{\lambda}{N a \cos \beta}$$

与角距 $\Delta\beta$ 相对应的波长差 $\Delta\lambda$ 为:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda &= \frac{d\lambda}{d\beta} \cdot \Delta\beta \\ &= \frac{a \cos \beta}{m} \cdot \frac{\lambda}{N a \cos \beta} \\ &= \frac{\lambda}{mN} \end{aligned}$$

最后得分辨本领为:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN$$

自准时也可写成

$$R = \frac{2W}{\lambda} \sin \beta$$

式中 W 为光栅刻线宽度。

可见,对给定级次来说,可增加刻线数来提高分辨本领。或从自准一式看到的,可用增大刻线宽度和使用大衍射角来提高分辨本领。

一块刻线宽为 50mm 刻线密度为 1200 线/mm 的光栅,1 级理论分辨本领为 60000。由于光栅刻线距离有各种误差,光栅的实测分辨本领往往低于理论值。质量优秀的光栅,其干涉波面象差应小于 $\lambda/16$,相应光栅分度误差约为 $a/10$,对 1200 线/mm 光栅来说为 0.08μ ,这种光栅实测分辨本领在 1 级光谱时约等于理论值。实测分辨本领为理论值 80% 以上的光栅已属良好。

光强分布 现代光栅是用定向(或称闪耀)的办法把辐射能量集中到所要求的波长区。理论上由刻线所反射的辐射在镜面反射方向上有其闪耀极大已如上述。实际光栅由于有各种误差,实测光强分布比理论计算低,一般 600 线/mm 光栅 1 级光强最大值平均为 70%,1200 线/mm 光栅 1 级光强最大值平均为 55%。对一批 $50 \times 50 \text{mm}^2$,1200 线/mm,定向 3650 Å 的原刻光栅,实测光强分布如图 9。

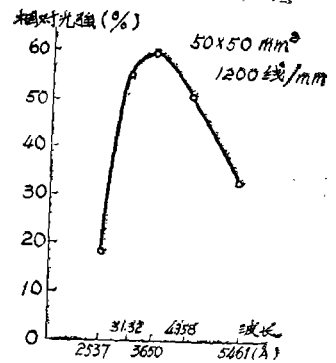


图 9 实测光栅光强分布

在用偏振光照射时,光栅光强分布与非偏振光不同。对电向量的振动方向垂直于刻线的偏振光,在短波端偏低而在长波端偏高。对电向量的振动方向平行于刻线的偏振光则相反,短波端偏高而长波端偏低。

罗兰鬼线 光栅分度误差如有周期性,且每周期中所含刻线数又较多时,则在主线两旁不应有谱线的地方也对称地出现一对或多对假谱线,这种假谱线因由罗兰于 1879 年发展了它的理论并设法予以消减而习称罗兰鬼线。罗兰鬼线可能有多对,最主要的第一对罗兰鬼线与分度周期误差的关系为:

$$\frac{I_g}{I_0} = \left(\pi m \frac{\Delta a}{a} \right)^2$$

式中 I_g 罗兰鬼线强度, I_0 主谱线强度, Δa 分度周期误差幅值。

罗兰鬼线距主谱线的距离为:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_g = \pm \frac{m_g \lambda}{m p}$$

式中 λ 主谱线波长, λ_g 罗兰鬼线波长, m_g 罗兰鬼线级次(即第几对), p 一个误差周期中所刻线数。

在光谱工作中,规定罗兰鬼线不得超过主线强度的 0.1%,这相应于周期误差不得超过 $a/100$,对 1200 线/mm 光栅来说即不得超过 0.008μ ,可见,对光栅精度的要求是极高的,刻制光栅也是难度很大的。光栅实测罗兰鬼线对 600 线/mm 光栅一般在 0.1%,对 1200 线/mm 光栅一般在 0.2%,光电刻划机所刻光栅在 0.01% 以下。

赖曼鬼线 光栅分度误差如果一种误差周期较长，一种周期较短，且无倍数关系，或传动皮带的接头，或马达速度不匀，或各种轻微的振动等都可能在不应有谱线的地方出现另一类假谱线，因赖曼在1901年发现这种假谱线，习称赖曼鬼线。赖曼鬼线出现于紫外或红外区，距母线很远，通常可控至主线强度的0.01%以下，对一般分析工作无影响。

杂散光 由于刻划分度的局部误差，刻线的缺陷，刻刀的振动等等产生漫射光，在谱面形成弱背景称杂散光，一般要求最强的杂散光小于0.01%。

光栅的应用

光栅在国民经济各个部门广泛应用。微小到如原子物理上研究相差仅 0.002 \AA 的元素同位素超精细结构；巨大到如天文学上对太阳、恒星的研究。在化学工业、石油化工、地质、冶金、食品、生物上，对大气污染、激光物理、人造纤维、稀土元素，在炼钢炉前、制药车间、物理实验室、人造卫星上都需用光栅分光仪器进行工作。

衍射光栅从制造方法来说有刻划光栅、复制光栅、全息光栅三种。从类型来分主要有平面光栅、凹面光栅、小阶梯光栅三种。

平面光栅 一般光谱分析工作使用平面光栅，一般的平面光栅用于近紫外、可见、近红外波段，为 2000 \AA 到约 10000 \AA 。光栅刻线密度常用 600 线/mm 和 1200 线/mm 两种。平面光栅分光以后，用凹面镜聚焦成谱线，国产 WPG-100 型平面光栅摄谱仪就是这类仪器之一。仪器内装两块 1200 线/mm 光栅，光栅刻线宽 50 mm ，工作波段 2000 \AA 到 10000 \AA ，闪耀波长为 3000 \AA 及 5700 \AA ，仪器焦距 1050 mm ，一级色散 8 \AA/mm 。仪器用埃伯特-法斯梯 (Ebert-Fastie) 式，其光路示意如图10。

随着原子能工业和同位素工业的发展，

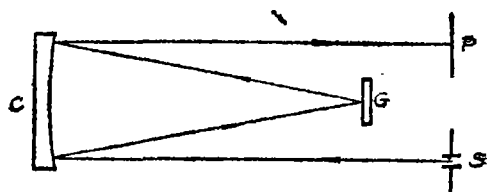


图10 Ebert-Fastie 平面光栅系统光路图
S 入射狭缝 G 平面光栅 C 凹面镜
P 谱板

同位素的分析日趋重要，同位素之间的谱线波长差（同位素位移）很小，许多元素都在 0.05 \AA 左右，而且两谱线强度相差很大，对仪器分辨本领要求较高。最近十年才发展起来的激光分离同位素的新技术可望大幅度降低同位素价格，为同位素的广泛应用创造条件。这项工作亦需用高分辨本领的光栅来测定同位素在光谱中的位移。

随着激光的发展，以激光为光源照射样品而产生拉曼散射，分析此拉曼光谱而测出样品的拉曼分光光度计日益广泛应用于有机化学、生物化学、高分子化学、石油化工及大气污染监测等方面。这种分析方法所用试样可为固体、液体、气体，使用方便。由于拉曼光谱光强度较弱，对杂散光要求特别严格，需用全息光栅。全息光栅就是把两束相干激光干涉所得干涉条纹记录下来，腐蚀出线条的光栅。全息光栅精度较刻划光栅高，光强较刻划光栅低。

平面光栅中用于红外、远红外波段的光栅称红外光栅，这是由于使用波长与光栅常数之间有一个适当比值的缘故。一般 λ/a 用 0.2 到 0.8 ，例如要求闪耀波长为 200μ 时，则光栅常数应用 1 mm 到 0.25 mm ，即刻线密度为 1 线/mm 到 4 线/mm 为适当。在红外波段，常用波数代替波长，这样用数字较为简单，在仪器制造上亦有方便之处。 200μ 的波长用波数表示为 50 cm^{-1} ，意即在每一公分长度内有 50 个波的数目。远红外光栅直接在金属上切出。目前远红外光栅最粗到 1 线/mm ，可分析波长到 10 cm^{-1} 。

凹面光栅 光学材料、大气对紫外光线均有吸收。为避免光学系统对紫外的吸收而采用不需经光学系统聚焦的凹面光栅。凹面光栅就是在凹球面上刻出一系列按等弦分布的、在平面上的投影为等距、相互平行的直线的衍射光栅。凹面光栅本身兼有分光和聚焦的作用。为避免大气对紫外线的吸收需将光栅装在真空筒内。国产 WZG-200 型真空光量计就是这类仪器之一，光量计内装 1152 线/mm、曲率半径为 2 米的凹面光栅，适用波段范围为 1775 Å 到 3392 Å，用帕逊-隆格(Paschen-Runge)式，示意如图 11，其入射狭缝和光谱像面均在罗兰圆上。罗兰圆就是以凹面光栅的曲率半径为直径的、与光栅凹面中心相切的圆。

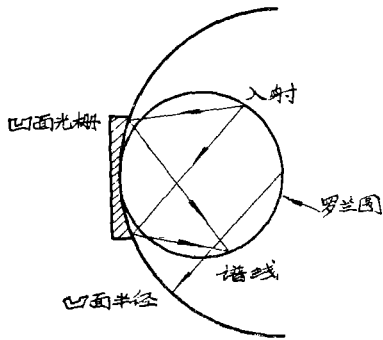


图 11 Paschen-Runge 式凹面光栅系统光路图

合金钢的成份内有一些重要的元素如炭、硫、磷在紫外波段，波长在 1300 Å 到 2300 Å 之间，需用凹面光栅真空光量计才能分析。现代炼出一炉合金钢只用十几分钟，炉前分析速度也必须与之相适应。上述光量计即能在 2 分钟内打印出 20 种元素的含量，是快速炼钢中不可缺少的工具。

凹面光栅可适用于至 50 Å 的整个远紫外光谱区，用于波段 50 Å 至 1000 Å 的光栅多用凹面光栅，线条直接刻在玻璃上，波长小于 800 Å 时在玻璃上镀黄金以增加反射率。铝膜的反射率在远紫外区低于铂、黄金和玻璃。

由于大气吸收，太阳的远紫外辐射不能

达到地球表面，为了探测外层空间中与太阳远紫外辐射有关的物理过程，需用火箭把真空紫外摄谱仪带到外层空间中去以记录太阳的远紫外光谱。

小阶梯光栅 (Echelle) 小阶梯光栅是刻线粗而精度高的光栅，其刻线密度介于普通光栅和阶梯光栅之间，用于大衍射角及高级次光谱，能得到很大的色散和很高的分辨本领。

现代物理对复杂的原子光谱、塞曼(Zeeman)效应、光谱超精细结构；化学对分子和拉曼(Raman)光谱；天文学对太阳和太阳磁场效应的研究等，都需在近红外、可见、紫外区分辨本领 30 万到 200 万的光栅。对分辨本领要求这样高，只有用大面积的小阶梯光栅才能达到。例如目前已发表的分辨本领最高的一块光栅是一块小阶梯光栅，光栅刻线宽 408mm，79 线/mm (这种数值是由于刻划机以激光干涉条纹的整数为分度单位而得)，用于 4358 Å 第 52 级时实测分辨本领约 170 万。这种光栅精度极高，刻制极为困难。

使用小阶梯光栅时往往与另一色散元件成交叉色散装置共用，以分开重迭的光谱级。这样几十排光谱并行排列的记录方式又能在一张谱片上集中更多数据，以便摄影、光电或摄像管显示等现代传输技术所利用。

随着科学技术的不断发展，对光栅也不断提出新的要求，为了消除凹面光栅的像散，已在研制不等分的凹面光栅；为了经受高能激光束的照射，已在研制适用于高能激光束的光栅；为了原子物理、太阳等方面的近代研究工作，正在研制更大面积高精度光栅等等。随着光栅性能的进一步提高，将能够观察到从原子到天体结构中更细微、更深入、更本质的现象，为科学的发展作出贡献。

参 考 文 献

- [1] 普通物理学第三卷第一分册，C.Θ福 (下转 36 页)

艾瓦斯等人详细地介绍的这条曲线只有用扫描光度计才能有把握地获得,并且可能是高层大气红发射线6300 Å的纬度剖面的第一个瞬时照片。

在将来的火箭上详细研究在高层大气辐射中低强度(极区)的变化是有意义的,并且我们通过把有关系的波长放于接近 $\theta = 180^\circ$ 来改善现有的仪器。那里的滤光片完全是水平的。这将减少滤光片的有效带宽20 Å左右,而提高了仪器的灵敏度。我们预料到,这种改进将允许详细研究大约达10—20瑞利极光OI(6300 Å)发射,这对在高纬度形态学上的研究也是足够的。

附录: 术语

对于给定的点 (θ, r) ,点透射率 t 是波长 λ 的函数, $t = t(\lambda, \theta, r)$, (A1)

并且这点的中心波长 λ_c 是:

$$\lambda_c = \lambda_c(t_{max}, \theta, r) \quad (A2)$$

点带宽 $\Delta\lambda$ 定义为

$$\Delta\lambda = 2[\lambda(t_{max}, \theta, r) - \lambda(t_{max}/2, \theta, r)] \quad (A3)$$

绕轴线总波长扫描 ΔA 是:

$$\Delta A = \lambda(t_{max}, \theta, r_c) - \lambda(t_{max}, \theta_2, r_c), \quad (A4)$$

其中 $r_c = \frac{1}{2}(r_1 + r_2)$ 和 θ_1 及 θ_2 为相应的方位角, λ_c 分别表示极大值和极小值。

滤光片有效透射率为光度计口径 $A(\theta, r)$ 和点透射率的函数。

$$T_{(\theta, r)} = \int_{\theta-\pi}^{\theta+\pi} \int_{r_1}^{r_2} A(\theta, r) \cdot t(\lambda, \theta, r) \cdot dr \cdot d\theta \quad (A5)$$

因此,滤光片的有效带宽定义为光度计的分辨率,有效带宽给出

$$\Delta\lambda_{有效} = 2[\lambda(T_{max}, \theta) - \lambda(T_{max}/2, \theta)] \quad (A6)$$

参 考 文 献

- [1] R. H. Eather and D. Reasoner Appl. Opt. 8, 227(1969). 19.540(1971).
- [2] J. R. Stsömmann, B.N. Maehlum, and J.K. Olesen, Planet Space Sci. 19.540(1971).
- [3] D.S. Evans. T. Jacobsen. B.N. Maehlum, G. Stovli, and T. Wedde, Planet. Space Sci. (in press). 译自“Appl. Opt.” Vol. 11 No. 2 p. 421 1972. (田素贤 译 杨树梅、施评治 校)

(上接24页)

里斯、A.B.季莫列娃、高等教育出版社

[2] Diffraction grating ruled and holographic, Jobin Yvon optical systems.

[3] 仪器要闻 1965, 4.

第一机械工业部第四局技术情报室编

[4] 光谱仪器, 第一辑,

上海市科学技术编译馆

[5] Diffraction gratings for large telescopes, E.G. Loewen.

[6] The echelle story, E.G. Loewen, Bauch & Lomb.