

角度传感器光学系统设计的一些问题及干涉莫尔条纹的形成

李剑白 陈月祥

近代高精度光学角度传感器采用增量式的日益增多，其主要元件为光栅盘。为了提高测量精度，消除轴系偏心误差，光学角度传感器过去常采用对边成象方法（如图 1）。由于成象要求清晰，光栅条纹又密，一般在 25~100 对/毫米之间，所以对成象光学系统质量要求很高，一般相对孔径都在 $F/4$ 以上，轴上轴外的象差均小于 0.01 毫米。为了保证成象面位置稳定，还要有温度补偿机构。这种装置的典型结构有瑞士 *Contraves* 公司产的 EOTS 电影经纬仪轴角编码器系统。

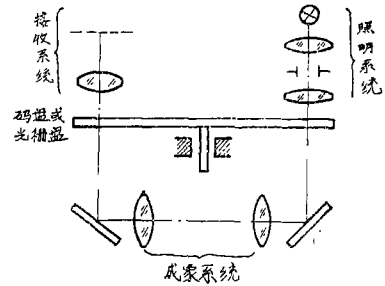


图 1

本设计没有采用以上结构，而采用单边成象，双边读数，既避免了复杂的成象系统，又可以消除轴系偏心误差。由于引用了干涉原理，在光栅刻线为 100 对/毫米时，信号对比仍然较好，而光学系统仅为若干单片透镜组成，设计加工都大为简化。

为避免灯泡的热辐射引起的变形，照明灯泡移到传感器外，用 1.8 米长纤维传递光能。采用柯勒照明，保证导光管截面照明均匀，如图 2。灯丝的象成在透镜 L_2 上，而透镜 L_1 成象在光导管截面上。

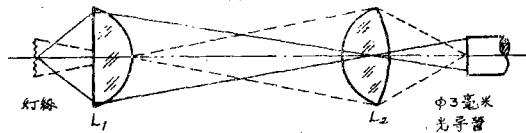


图 2

光导纤维管的孔径角为 $\pm 30^\circ$ 左右，现设计的照明器孔径角为 $\pm 34.5^\circ$ ，基本满足要求。由于 L_1 和 L_2 孔径角都比较大，必须采用单片非球面，消除轴上球差，得到较大的透过率。

设计的成象系统中光栅是处于平行光中，干涉莫尔条纹的产生是基于夫琅和费衍射原理。但在光栅盘的半径方向截面里，即沿着刻划方向的截面里，不产生衍射，光路原理图如图 3(a)。

光导管出射截面是长方形，尺寸约 1.3×5.4 毫米，发出的光经过焦距 $f_4 = 30$ 的准直镜 L_4 ，得到平行光，经指示光栅和动光栅，由会聚透镜 L_5 ($f_5 = 70$ 毫米) 成象在接收面 $0'$ 上， $L_4 L_5$ 间距为 33 毫米。

对 L_4 来说，视场角约为

$$\operatorname{tg} \omega_4 = \frac{3.0}{30} = 0.1$$

主光线在 L_5 上的高度：

$$h_5 = 33 \times 0.1 = 3.3 \text{毫米}$$

轴外象点 O'_1 的孔径遮拦约为30%，如图3(b)。

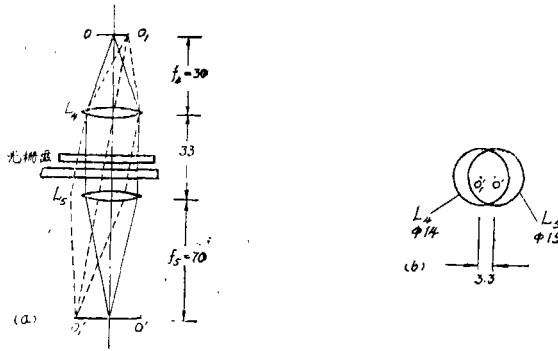


图 3

视场渐晕不太严重，如进一步加大 L_4L_5 的间距，将使接收平面上轴外能量差加大，对光电接收，电学系统处理很不利。

接收部分采用四个接收元件，位置相互错开莫尔条纹的 $\frac{1}{4}$ 周期，即位相差 $\frac{\pi}{2}$ ，如图4(c)，四个元件接收的信号分别为：

$$b_0 + b_1 \sin \alpha, \quad b_0 + b_1 \sin\left(\alpha + \frac{\pi}{2}\right), \quad b_0 + b_1 \sin(\alpha + \pi) \quad b_0 + b_1 \sin\left(\alpha + \frac{3}{2}\pi\right)$$

其中 b_0 是平均亮度， $b_1 \sin \alpha$ 是亮度起伏。对比定义为

$$C = \frac{b_0 - b_1}{b_0 + b_1}$$

信号调制度定义为

$$M = \frac{b_1}{b_0}$$

用两个相位差 π 的信号相减，使直流分量消除，即

$$[b_0 + b_1 \sin \alpha] - [b_0 + b_1 \sin(\alpha + \pi)] = 2b_1 \sin \alpha,$$

$$\left[b_0 + b_1 \sin\left(\alpha + \frac{\pi}{2}\right) \right] - \left[b_0 + b_1 \sin\left(\alpha + \frac{3\pi}{2}\right) \right] = 2b_1 \cos \alpha.$$

光学系统经过以上安排，取消双边对径成象，采用单边成象，对边电学信号相减，可以达到同样的效果，而光栅盘的尺寸则大为缩小。现采用平均直径为 $\phi 80$ 的光栅盘，刻线一周内共 32400 条，每条刻线宽约 0.004，相当于 129 对线/毫米。每个周期再细分 80 倍，达到的最小分辨角度为 $0.5''$ 。与其他轴角编码器比较，这种结构原理使传感器尺寸做得小巧，精度也比较高。

光敏三极管选择 3DU51，接收面直径为 $\phi 2$ 。根据四个元件一字排开要求，选用接收视场为 $\phi 12$ 。由此确定， $f_5:f_4 = 70:30$ ，导光管成象的长度为

$$b' = b \frac{f_5}{f_4} = 5.4 \times \frac{70}{30} = 12.6 \text{毫米}.$$

刚好充满接收视场（图4(c)）。

光栅盘的切面内产生衍射，其原理如图4。(1)

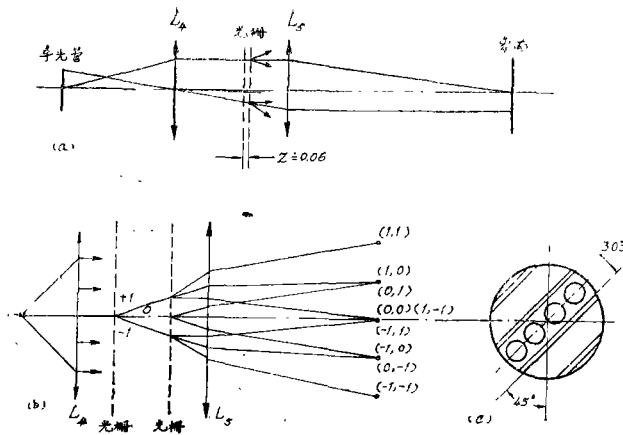


图 4

如每块光栅只考虑三个衍射级，即 $m_1 = 1, 0, -1$ ； $m_2 = 1, 0, -1$ 。那么，在 L_3 透镜焦面上可得到九个衍射极大。由于第二块光栅的衍射作用，代数和相等的级次是重叠在一起的（图4(b)），所以，一共可得到五个导光管长方形出窗的象：中间一个是 $(0, 0)$ ， $(-1, 1)$ ， $(1, -1)$ ；上边有 $(0, 1)$ ， $(1, 0)$ 和 $(1, 1)$ 两个象；下边有 $(-1, 0)$ ， $(0, -1)$ 和 $(-1, -1)$ 。

矩形导光管为 1.3×5.4 毫米，与衍射截面成 45° 角；其衍射像宽为 $1.3 \times \frac{70}{30} = 3.03$ 毫米，在衍射截面内象宽 $3.03 / \cos 45^\circ = 4.28$ 毫米（如图4c）。象的间隔为

$$h = \frac{\lambda}{d} \cdot f_5 = \frac{0.8}{8} \times 70 = 7 \text{ 毫米}, \quad d = 8 \text{ 微米为光栅常数}, \quad \lambda = 0.8 \text{ 微米为波长。}$$

在 $\phi 12$ 接收视场内最多只能看到三个衍射象，（因可见光的 $\lambda = 0.4 \sim 0.7$ 微米， $h = 3.5 \sim 6.1$ 毫米），矩形长边与衍射截面成 45° 角。光学成象系统象差较大，实际上的衍射象边缘不甚清晰，宽度较理论值大。

导光管非轴上点发出的光与光轴夹角为 σ ，经第一块光栅衍射，在 σ 方向有零级衍射波（零级衍射条纹），在 $(\sigma + n \frac{\lambda}{d})$ 方向有 n 级条纹。这里是以足够精度假定

$$\varphi = \sin \varphi = n \frac{\lambda}{d}$$

同理，当光栅在切向移动 v 时，产生的角位移为

$$\varphi_v = n \frac{v}{d}$$

对应的相位移为 $2\pi n \frac{v}{d}$ 。

如果两块光栅的间隔 $Z = 0$ ，且光栅刻线方向相同，这时只相当于一块光栅的作用。其中一块光栅相对移动（或同心转动）时，相当于光栅的透光宽度 d_1 周期性变化，在导光管象上并不产生莫尔条纹。在这种情况下，只有当两块光栅刻线宽度不同，可产生纵向莫尔条纹；或刻线宽度相同，两光栅夹角不相同，可产生横向莫尔条纹。

这里所产生的是与纵向、横向莫尔条纹都不同的干涉莫尔条纹。即当两光栅刻线间宽相同，刻线方向也相同时，仅因两光栅间距

$$Z \neq 0$$

而产生的。这时，由第一块光栅衍射的第 n 级波阵面到达第二块光栅的光程为

$$P_n = Z \cos\left(\sigma + n \frac{\lambda}{d}\right) \doteq Z \left[1 - \frac{\left(\sigma + n \frac{\lambda}{d}\right)^2}{2} \right]$$

由于第二块光栅的衍射，相邻两个衍射级又重叠在一起了。各衍射级都是导光管出窗的像，只是光程有差别，因此它们重叠后必然产生干涉，而相邻两个衍射级（如 $m_1 = 0$ ， $m_2 = 1$ ）的干涉程差是：

$$\begin{aligned} \Delta &= Z \left[1 - \frac{\left(\sigma + \frac{\lambda}{d}\right)^2}{2} \right] - Z \left[1 - \frac{\sigma^2}{2} \right] = -\frac{1}{2} \left[\frac{2\sigma\lambda}{d} + \frac{\lambda^2}{d^2} \right] Z \\ &= - \left[\frac{\sigma\lambda}{d} + \frac{\lambda^2}{2d^2} \right] Z \end{aligned}$$

其中 Z 为两光栅的间隔。这个程差引起的干涉条纹相位是

$$-\frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{\sigma\lambda}{d} + \frac{\lambda^2}{2d^2} \right] Z$$

式中第二项 $\frac{\pi\lambda}{d^2} Z$ 是与 σ 无关的，因此在视场内是一层均匀的亮背景，而第一项 $\frac{2\pi\sigma}{d} \cdot Z$ 是真正引起亮度起伏的干涉条纹相位角，即

$$\varphi = \frac{2\pi\sigma}{d} \cdot Z$$

由光栅运动和光栅间隔 Z 引起的总的附加相位变化为：

$$2\pi \frac{v}{d} + 2\pi \frac{\sigma Z}{d}$$

由此引起的象面上附加光扰动为， $a_n = e^{i2\pi n \left[\frac{v}{d} + \frac{\sigma Z}{d} \right]}$

这是一组平行于光栅刻线方向，但随 σ 变化的干涉莫尔条纹。当 v 不变时，条纹是固定不动的；当 v 变化时，条纹随 v 而变动。

根据这组条纹的间隔，可确定接收元件的位置。例如，当取 $(0,0)$ 级衍射光时，在视场内布置 4 个元件，每个元件相位差 $\varphi =$

$\frac{\pi}{2}$ ，（图5）并取 $n=1$ ，则有

$$\varphi = \frac{2\pi}{d} Z \sigma = \frac{\pi}{2} \quad \therefore \sigma = \frac{d}{4Z} = \frac{a'}{f_5}$$

$$\therefore a' = \frac{d \cdot f_5}{4Z}$$

本设计中取

$$Z = 0.06, \quad f_5 = 70,$$

$$d = 0.008$$

$$a' = \frac{0.008 \times 70}{4 \times 0.06} = 2.33 \text{ 毫米}$$

这样在 $\phi 12$ 视场内正好排开四个光电元件（每个接收面 $\phi 2$ ）。

应该指出，当 Z 加大到第一块光栅的费涅尔焦面时，相当于两块光栅又一次重叠在一起，回到 $Z=0$ 的情况，第一个费涅尔焦面的距离是：

$$Z_1 = \frac{2d^2}{\lambda} = \frac{2 \times 8^2}{0.8} = 160 \text{微米} = 0.16 \text{毫米}$$

余此类推。

在计算两个光栅之间光程差 P_n 时作了近似处理：

$$P_n = Z \cos\left(\sigma + n \frac{\lambda}{d}\right) \approx \left[1 - \frac{\left(\sigma + n \frac{\lambda}{d}\right)^2}{2}\right] Z.$$

所以，在调整间隔公式中看不出费涅尔焦面重现的周期性变化，但实际调整间隔时必须注意。

可以看出，这种条纹的产生与两块光栅相交叉产生的横向莫尔条纹原理上是完全不同的，是与光栅刻线方向交叉与否无关，仅因 $Z \neq 0$ 而产生的条纹。条纹的周期为：

$$\Sigma = \frac{d}{Z}$$

条纹的位置与入射光方向 σ 有关。这是光栅衍射干涉的效应。

如果光栅不在平行光束中，而在同心光束中，产生的即不是夫琅和费衍射，而是费涅尔衍射，这种衍射也是可以产生干涉莫尔条纹的。

以上都在光栅刻线相当密时，（一般在100对线/毫米以上），衍射效果相当明显的情况下才成立。刻线较稀时，衍射象没有分开足够距离，它们彼此都重叠在一起，形成杂乱无章的干涉，最后得到一片均匀亮，不会有条纹。这时要得到莫尔条纹，则仍需按遮挡原理，交叉两块光栅来实现横向莫尔条纹。