

摄象管电子枪限制孔径影象的调制传递函数

李 集 田

摘要根据摄象管电子枪轴对称的特点,对从限制孔径出发的扫描电子束,在靶上几种可能的象电流密度分布进行了分析,并根据圆对称点扩展函数的 *Fourier—Bessel* 变换就是光学传递函数这一基本理论,导出几种象电流密度分布下的电子光学传递函数的表达式,并画出曲线,进行比较。

一、引 言

摄象管的调制传递函数 (*MTF*),可表示为几个分立的调制传递函数之积[1]:

$$MTF = m_1 \cdot m_2 \cdot m_3 \cdot m_4 \quad (1)$$

式中 m_1 和 m_2 分别为靶面和场网的正弦波空间频率振幅响应; m_3 为电子枪读出系统、由色球差决定的电子光学传递函数;而 m_4 为电子枪限制孔径(膜孔、光栏)所决定的影象的电子光学传递函数。对具有移象段的摄象管(如 *SEC*, *SEM*)的 *MTF*,还要乘上移象段电子光学传递函数 m_5 。

从电子光学角度看问题,显然对(1)式中的后两个因子 m_3 和 m_4 有较大的兴趣。然而,对通常磁聚焦摄象管电子枪而言,其读出系统给出的电子光学传递函数 m_3 是很高的,限制电子枪分辨本领的是孔径影象的传递函数。本文就几种可能的孔径影象电流密度分布推导其电子光学传递函数 (*ETF*)。

O.H.Schade[1]曾给出过几种电流分布的正弦波频率响应曲线,但未能给出该曲线是如何得到的具体方法。本文除对电流为余弦(\cos^1)分布、余弦平方(\cos^2)分布及均匀分布进行数学推导以外,还对电流为高斯分布的情况进行了推导。

二、各种电流密度分布下的 ETF

各种电流密度分布如图1所示。下面分别讨论各种情况

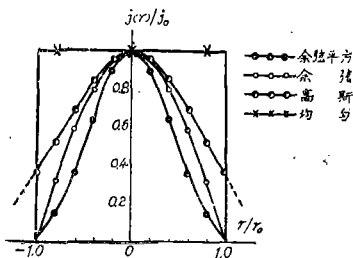


图1 各种象电流分布

1. 均匀分布

设孔径影象在靶上电流密度分布在影象范围内是均匀的(图1),即

$$j(r) = \begin{cases} j_0 & r \leq r_0 \\ 0 & r > r_0 \end{cases} \quad (2)$$

式中 j_0 为电流密度峰值, r_0 为孔径影象半径。当电子枪聚焦磁场是均匀磁场时,放大率为1,在不考虑象差的情况下,可认为影象斑点圆半径等于限制孔径半径。

从限制孔径发出的电子束,在不发生偏转时,在聚焦磁场作用下沿轴线作螺旋运动,直达靶面中心。这影象理应圆对称;即使发生偏转,因其偏转角度很小(约0.1弧度),在靶边缘上的影象也可以近似认为是圆对称的。对圆对称的点扩展函数(PSF),进行 Fourier—Bessel 变换,就得到其光学传递函数[2];

$$OTF = \frac{\int_0^{\infty} r \cdot P(r) \cdot J_0(2\pi fr) dr}{\int_0^{\infty} r \cdot P(r) dr} \quad (3)$$

式中 $P(r)$ 是象点扩展函数,在这里正是孔径影象电流密度分布函数; J_0 是零阶 Bessel 函数; f 为象面空间频率,以(周/毫米)表示; r 为影象的径向坐标。如将(2)代入(3),并把 Bessel 函数展成级数,就可得到孔径影象的电子光学传递函数

$$\begin{aligned} ETF &= \frac{\int_0^{r_0} r \cdot J_0(2\pi fr) dr}{\int_0^{r_0} r dr} \\ &= \frac{\sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \cdot \frac{(2\pi f)^{2k}}{2^{2k} (K_1)^2} \int_0^{r_0} r^{2k+1} dr}{\int_0^{r_0} r \cdot dr} \\ &= \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{(2\pi f r_0)^{2k}}{2^{2k} \cdot (K_1)^2 \cdot (K+1)} \end{aligned} \quad (4)$$

(4) 式就是象电流均匀分布时,孔径影象的电子光学传递函数表达式。式中 $2r_0 f = f/f_D$, $f_D = \frac{1}{2r_0}$ 是限制孔径倒数。对一般摄像管,其分辨本领处于低频范围,即在 $f/f_D \leq 1$ 情况(如当限制孔径直径为40微米时,对应 $f_D = 25$ 对线),这时(4)式收敛得很快,故对(4)式仅取前两项,略去 f^2 以上各项后,

$$\begin{aligned} ETF &= 1 - \frac{\pi^2}{8} (f/f_D)^2 \\ &\approx \exp[-1.23(f/f_D)^2] \end{aligned} \quad (5)$$

当 $f/f_D = 1$ 时, $ETF = 29\%$

2. 余弦分布

设孔径影象电流密度为余弦分布(图1),即

$$j(r) = j_0 \cdot \cos\left(\frac{r}{r_0} - \frac{\pi}{2}\right) \quad (6)$$

于是,将(6)代入(3)得

$$ETF = \frac{\int_0^{r_0} r \cdot \cos\left(\frac{r}{r_0} - \frac{\pi}{2}\right) \cdot J_0(2\pi f \cdot r) dr}{\int_0^{r_0} r \cdot \cos\left(\frac{r}{r_0} - \frac{\pi}{2}\right) \cdot dr} \quad (7)$$

令 $x = \frac{r}{r_0} - \frac{\pi}{2}$, 则 $r = \frac{2r_0 x}{\pi}$, $dr = \frac{2r_0}{\pi} dx$,

代入(7)式,变换积分限,且把 Bessel 函数展成级数形式有

$$ETF = \frac{\int_0^{\pi/2} x \cdot \cos x \cdot J_0(4\pi r_0 x) dx}{\int_0^{\pi/2} x \cdot \cos x \cdot dx}$$

$$= \frac{\sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \cdot \frac{(2fr_0)^{2k}}{(k!)^2} \cdot \int_0^{\pi/2} x^{2k+1} \cdot \cos x \cdot dx}{\pi/2 - 1} \quad (8)$$

(8)式就是象电流密度为余弦分布函数时, 孔径影象的电子光学传递函数表达式。基于和(4)式同样道理, 对低频情况, 即 $2fr_0 = f/f_D \leq 1$ 时, 略去级数 f^2 以上各项有:

$$ETF = 1 - \frac{(\frac{\pi^3}{8} - 3\pi + 6)(f/f_D)^2}{\frac{\pi}{2} - 1}$$

$$\approx \exp[-0.79(f/f_D)^2] \quad (9)$$

当 $f/f_D = 1$ 时, $ETF = 45\%$, 即比均匀分布时具有更高的频率响应。

3. 余弦平方分布

设孔径影象电流密度分布为余弦平方分布(图1), 即

$$j(r) = j_0 \cdot \cos^2\left(\frac{r}{r_0} - \frac{\pi}{2}\right) \quad (10)$$

当考虑到电子束上靶时发生的自行锐化效应时, 认为象电流密度分布为余弦平方分布是符合实际情况的[1][3]。把(10)代入(3)得

$$ETF = \frac{\int_0^{r_0} r \cdot \cos^2\left(\frac{r}{r_0} - \frac{\pi}{2}\right) \cdot J_0(2\pi fr) dr}{\int_0^{r_0} r \cdot \cos^2\left(\frac{r}{r_0} - \frac{\pi}{2}\right) dr} \quad (11)$$

同样令 $x = \frac{r}{r_0} - \frac{\pi}{2}$, 代入(11)式得

$$ETF = \frac{\sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \cdot \frac{(2fr_0)^{2k}}{(k!)^2} \cdot \int_0^{\pi/2} x^{2k+1} \cdot \cos^2 x dx}{\int_0^{\pi/2} x \cdot \cos^2 x dx} \quad (12)$$

(12)式就是象电流密度分布函数为余弦平方分布时, 得到的电子光学传递函数表达式。对低频情况($f/f_D \leq 1$), 有:

$$ETF = 1 - 0.574(f/f_D)^2$$

$$\approx \exp[-0.574(f/f_D)^2] \quad (13)$$

当 $f/f_D = 1$ 时, $ETF = 56\%$, 即考虑到电子束上靶时发生锐化效应这一因素时, 将得到更高的频率响应, 这和文献[3]的结论是一致的。

4. 高斯分布

如果认为电子枪的读出系统没有象差, 也不考虑电子束锐化效应, 那么象电流密度分布和电子束在孔径处相同, 即服从高斯分布:

$$j(r) = j_0 \cdot \exp\left[-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right] \quad (14)$$

式中 r_0 定义为, $j(r)/j_0 = \frac{1}{e}$ 时所对应的半径, 且恰巧与孔径半径对应(图1)。把(14)式代

入(3)得

$$ETF = \frac{\int_0^{r_0} r \cdot e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \cdot J_0(2\pi fr) dr}{\int_0^{r_0} r \cdot e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} dr} \quad (15)$$

令 $x = r^2$, $dr = \frac{dx}{2r}$, 代入上式得

$$ETF = \frac{\int_0^{r_0^2} e^{-\frac{x}{r_0^2}} \cdot J_0(2\pi f \cdot x^{\frac{1}{2}}) dx}{\int_0^{r_0^2} e^{-\frac{x}{r_0^2}} dx}$$

$$= \frac{\sum_{K=0}^{\infty} (-1)^K \frac{(2\pi f)^{2K}}{2^{2K} \cdot (K!)^2} \int_0^{r_0^2} x^K \cdot e^{-\frac{x}{r_0^2}} dx}{r_0^2 \left(1 - \frac{1}{e}\right)} \quad (16)$$

(16)式为象电流密度为高斯分布时得到的电子光学传递函数。同样在低频 ($f/f_D \leq 1$) 时, 可简化为

$$ETF = 1 - 1.03(f/f_D)^2$$

$$\approx \exp[-(f/f_D)^2] \quad (17)$$

文献[4]给出所谓象电流的GAL分布:

$$j(r) = j_0 \exp\left[-\left(\frac{r}{r_0}\right)^n\right] \quad (18)$$

式中指数 n 为变数, 当 $n=2$ 时, 即为高斯分布, 显然, n 值取的越大, 算出的 ETF 也应越高。

三、各种象电流分布下的 ETF 比较

根据上面导出的公式, 计算出各种象电流密度分布下的 ETF 值如图 2 所示。图 2 的横坐标是相对于孔径直径 ($f_0 = \frac{1}{2r_0}$) 的相对空间频率。从图 2 曲线可以看出, 在同样的空间频率下, 余弦平方分布有最高的正弦波频率响应, 而均匀分布响应最低。余弦分布比高斯分布响应略高。这些响应差异, 均可以图 1 电流密度分布曲线形状上得到定性的解释。

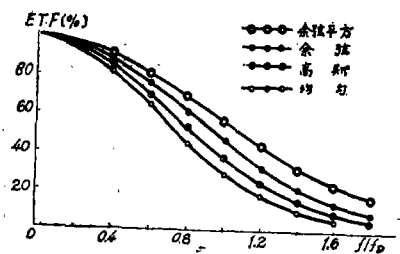


图 2. 各种象电流分布的 ETF

参 考 文 献

- [1] O.H.Schade, RCA Review, 1970, 31, No.1, 60.
- [2] L.A.Ezard, RCA Review, 1975, 36, No.4, 711.
- [3] 赵立平, 电子学通讯, 1981, 3, No.3, 173.
- [4] 畑中義式等, 电子通信学会, ED-80-119, 73.