

# 条纹管阴栅空间时间传递函数

李 集 田

**摘要:** 根据条纹管阴栅空间为均匀电场这一特点, 从电子运动方程出发, 首先求出单能量光电子分布情况下在阴栅空间的渡越时间差, 进而求出其时间扩展函数和时间调制传递函数的解析表达式; 然后求出光电子具有Maxwell分布、余弦分布和Beta分布下的时间调制传递函数的解析表达式; 最后给出调制度为5%时的极限时间分辨率表达式, 并给出相应几组时间调制传递函数曲线。

## 一、引 言

对于用在高速摄影技术中的条纹管(扫描变象管)在不考虑空间电荷效应的情况下, 通常用下式来估计它的电子光学系统物理时间分辨率<sup>[1][2]</sup>:

$$\tau = 2.34 \times 10^{-6} \sqrt{\Delta\varepsilon/E} \quad (1)$$

式中 $\Delta\varepsilon$ 为光电子初能分布的半宽度(eV);  $E$ 为阴极附近的电场强度(V/m)。为提高阴极附近场强, 从而提高条纹管的时间分辨率, 在现代条纹管中都在阴极附近引入一个加速栅网电极, 这时(1)式给出了由于光电子的初能分布和初角分布在阴栅空间引起的渡越时间差所确定的时间分辨率。

由于高速摄影用的变象管的根本任务就是把不同瞬间的发光状态记录在荧光屏的不同位置上, 因而它的工作特点就是将在阴极上输入的随时间变化的光信号转变成屏上输出的随空间变化的光信号。然而, 由于光电子具有一定的初能分布和初角分布, 即使同时从阴极上发出的光电子(当忽略光阴极本身对光信号传递特性影响时)在经过电子光学系统之后, 也不能同时到达荧光屏, 即产生了时间弥散, 致使在屏上接收到的电子数随时间变化的调制度降低, 导致在屏上出现的扫描图象分辨率下降。随着频率的提高这种变化趋于严重, 当频率达到某一极限值时, 屏上的扫描图象的调制度已低到不能再探测出来, 这时对应的频率的倒数就是极限时间分辨率。(1)式给出的物理时间分辨率, 就是由于光电子具有初速分布造成的阴栅空间时间弥散所确定的极限时间分辨率。由此可见, 只是简单地用时间分辨率这一技术指标来评价条纹管的时间传递特性是很不全面的, 它和单纯用空间极限分辨率来评价象质一样存在着很多弊病。因而人们有理由提出所谓时间调制传递函数(TMTF)的概念<sup>[3][4]</sup>。自从提出这一概念以后, 使人们对条纹管的时间传递特性有了更深刻的认识。用它可分别研究光电阴极、电子光学系统和空间电荷效应对管子总的传递特性的影响, 还可以分别研究电子光学系统各部分(如阴栅空间栅网到偏转板空间及偏转板到屏空间)的时间传递特性<sup>[4]</sup>。时间调制传递函数, 不仅给出极限时间分辨率, 还能全面地给出不同时间分辨率下整个系统的传递特性。

时间调制传递函数, 一般均可通过追踪大量的电子轨迹而求得。然而, 我们在这里是利用阴栅空间是均匀电场这一特点, 通过解析方法简便地求出具有不同初速分布的时间调制传递函数。这与(1)式相比, 无疑更能全面地、客观地描述条纹管的物理时间传递特性。

## 二、阴栅空间电子渡越时间差，时间扩展函数

设栅网电极和光阴极为相互平行的两个平面，在不考虑边缘效应时，可认为阴栅空间构成一个均匀电场。对于初能为 $\varepsilon$ ，初角为 $\alpha$ 的光电子，从阴极上一点发出到达栅网的渡越时间可从电子运动方程求得：

$$t = \frac{m}{e} \cdot \frac{1}{E} \int_{V_{z0}}^{V_m} dV_z$$

式中 $e/m$ 为电子的荷质比； $E$ 为阴栅空间场强； $V_{z0}$ 和 $V_m$ 分别为电子的轴向初速和到达网上时的末速度，且

$$V_{z0} = \sqrt{\frac{2e}{m} \varepsilon_z}, \quad V_m = \sqrt{\frac{2e}{m} (U + \varepsilon_z)}$$

其中 $U$ 为栅网相对于阴极的电位， $\varepsilon_z = \varepsilon \cdot \cos^2 \alpha$ 是电子轴向初能。于是有

$$\begin{aligned} t &= \frac{m}{e} \cdot \frac{1}{E} \left[ \sqrt{\frac{2e}{m} (\varepsilon_z + U)} - \sqrt{\frac{2e}{m} \varepsilon_z} \right] \\ &= \sqrt{\frac{2m}{e}} \cdot \frac{1}{E} \left[ (U + \varepsilon_z)^{1/2} - \varepsilon_z^{1/2} \right] \end{aligned}$$

考虑到 $U \gg \varepsilon_z$ ,

$$\begin{aligned} t &\approx \sqrt{\frac{2m}{e}} \cdot \frac{1}{E} (U^{1/2} - \varepsilon^{1/2} \cdot \cos \alpha) \\ &= \frac{C}{E} (U^{1/2} - \varepsilon^{1/2} \cdot \cos \alpha) \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $C = \sqrt{\frac{2m}{e}}$ 为常数（在不考虑相对论修正时）。

设从阴极面 $\triangle A$ 上发出的全部光电子数为 $N$ ，且逸出角分布服从Lamber余弦分布，那么在半顶角为 $\alpha$ 和 $\alpha + d\alpha$ 两个圆锥之间的电子数为

$$dN(\alpha) = N \cdot 2 \sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot d\alpha \quad (3)$$

从(2)式可知，对单能量光电子情况而言，当网电位给定时，其渡越时间仅是逸出角 $\alpha$ 的函数，且 $\varepsilon = \varepsilon_0$

$$t = t(\alpha) = \frac{C}{E} (U^{1/2} - \varepsilon_0^{1/2} \cos \alpha) \quad (2')$$

于是从阴极面 $\triangle A$ 发出的全部电子的平均渡越时间为

$$\begin{aligned} \bar{t} &= \frac{\int_0^{\pi/2} t(\alpha) dN(\alpha)}{\int_0^{\pi/2} dN(\alpha)} \\ &= \frac{C}{E} \left[ U^{1/2} - \frac{2}{3} \cdot \varepsilon_0^{1/2} \right] \end{aligned} \quad (4)$$

比较(2)、(4)两式可知, 当 $\alpha = \arccos \frac{2}{3} = 48.19^\circ$ 时, 该电子的渡越时间正好等于平均电子渡越时间。显然对于逸出角 $\alpha < 48.19^\circ$ 的那些电子, 由于具有较大的轴向初速 $\varepsilon_x = \varepsilon_0 \cos^2 \alpha$ , 其渡越时间比平均渡越时间要小, 提前达到栅网; 而对于逸出角 $\alpha > 48.19^\circ$ 的那些光电子, 将比平均渡越时间要大, 滞后到达栅网。这就是说, 对单能量电子情况, 由于其逸出角不同, 导致了时间的弥散。如果我们以平均渡越时间作为计时基准, 从阴极上发出的逸出角为 $\alpha$ 的电子的渡越时间与平均渡越时间之差定义为渡越时间差, 那么有

$$\begin{aligned} \tau &= t - \bar{t} = \frac{C}{E} \left[ U^{1/2} - \varepsilon_0^{1/2} \cos \alpha - U^{1/2} + \frac{2}{3} \varepsilon_0^{1/2} \right] \\ &= \frac{C}{E} \varepsilon_0^{1/2} \left[ \frac{2}{3} - \cos \alpha \right] \end{aligned} \quad (5)$$

于是时间扩展函数为

$$\begin{aligned} I(\tau) &= \frac{dN(\alpha)}{d\tau} = \frac{2N}{\frac{C}{E} \varepsilon_0^{1/2}} \cdot \cos \alpha \\ &= \left( \frac{4}{3} \cdot \frac{E}{C \varepsilon_0^{1/2}} - \frac{2 \cdot \tau E^2}{C^2 \cdot \varepsilon_0} \right) \cdot N \end{aligned} \quad (6)$$

从(5)、(6)式看出, 当 $\alpha = 90^\circ$ 时,  $\tau = \tau_{max} = \frac{2}{3} \frac{C}{E} \varepsilon_0^{1/2}$ ,  $I(\tau) = 0$ ; 当 $\alpha = 0^\circ$ 时,  $\tau = \tau_{min} = -\frac{1}{3} \frac{C}{E} \varepsilon_0^{1/2}$ ,  $I(\tau) = \frac{2EN}{C \varepsilon_0^{1/2}}$ 。

### 三、单能量电子时间调制传递函数

在得到时间扩展函数之后, 仿照光学的 OTF 原理, 将其进行 Fourier 变换, 就可求出 TMTF。

$$TMTF(f) = [A_1^2(f) + A_2^2(f)]^{1/2} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} A_1(f) &= \int_{\tau_{min}}^{\tau_{max}} I(\tau) \cos(2\pi f\tau) d\tau / \int_{\tau_{min}}^{\tau_{max}} I(\tau) d\tau \\ &= N \left\{ \int_{\tau_{min}}^{\tau_{max}} \frac{4}{3} \frac{E}{C \varepsilon_0^{1/2}} \cos(2\pi f\tau) d\tau - \right. \\ &\quad \left. \int_{\tau_{min}}^{\tau_{max}} \frac{2\tau E^2}{C^2 \varepsilon_0} \cdot \cos(2\pi f\tau) d\tau \right\} / N \left\{ \int_{\tau_{min}}^{\tau_{max}} \frac{4}{3} \cdot \frac{E}{C \varepsilon_0^{1/2}} d\tau - \int_{\tau_{min}}^{\tau_{max}} \right. \end{aligned}$$

$$\left. \frac{2\tau E^2}{C^2 \epsilon_0} d\tau \right\} = \frac{2}{X} \sin \frac{X}{3} - \frac{2}{X^2} \cos \frac{2X}{3} + \frac{2}{X^2} \cos \frac{X}{3} \quad (8-a)$$

$$X = 2\pi f C \epsilon_0^{1/2} / E \quad (8-b)$$

$$\begin{aligned} A_2(f) &= \int_{\tau_{min}}^{\tau_{max}} I(\tau) \cdot \sin(2\pi f\tau) d\tau / \int_{\tau_{min}}^{\tau_{max}} I(\tau) d\tau \\ &= \frac{2}{X} \cos \frac{X}{3} - \frac{2}{X^2} \sin \frac{2X}{3} - \frac{2}{X^2} \sin \frac{X}{3} \end{aligned} \quad (9)$$

将(8)、(9)代入(7)式

$$\begin{aligned} TMTF(f) &= [A_1^2(f) + A_2^2(f)]^{1/2} \\ &= \left[ \left( \frac{2}{X} \sin \frac{X}{3} - \frac{2}{X^2} \cos \frac{2X}{3} + \frac{2}{X^2} \cos \frac{X}{3} \right)^2 + \right. \\ &\quad \left. \left( \frac{2}{X} \cos \frac{X}{3} - \frac{2}{X^2} \sin \frac{2X}{3} - \frac{2}{X^2} \sin \frac{X}{3} \right)^2 \right]^{1/2} \\ &= \left[ \frac{4}{X^2} + \frac{8}{X^4} - 2 \left( \frac{4}{X^3} \sin X + \frac{4}{X^4} \cos X \right) \right]^{1/2} \\ &= \left[ \frac{4}{X^2} + \frac{8}{X^4} - \frac{8}{X^3} (\sin X + \frac{1}{X} \cos X) \right]^{1/2} \\ &= \frac{2}{X} \left[ 1 + \frac{2}{X^2} - \frac{2}{X} (\sin X + \frac{1}{X} \cos X) \right]^{1/2} \\ &\approx 1 - \frac{X^2}{36} \\ &\approx \exp \left[ -\frac{X^2}{36} \right] \end{aligned} \quad (10)$$

或

$$TMTF(f) = \exp \left[ -\frac{\pi^2}{9} \frac{f^2 C^2 \epsilon_0}{E^2} \right] \quad (10')$$

图1是根据(10)式绘出的、两条不同电场强度时的TMTF曲线。

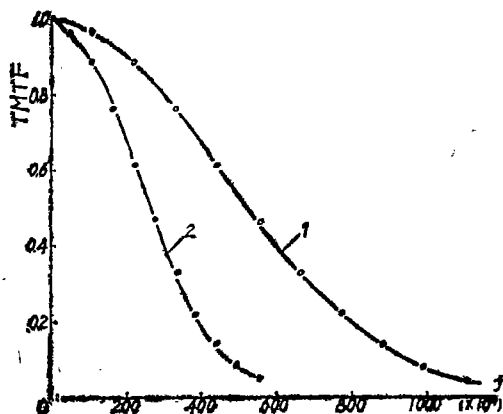


图1 单能量光电子TMTF曲线

$\epsilon_s = 0.2eV$       1 -  $E = 10^6 V/m$       2 -  $E = 5 \times 10^6 V/m$

#### 四、具有某种形式能量分布的电子的时间调制传递函数

实际上, 光电子初能是具有某种形式分布的, 其分布形式依赖于入射光谱分布和光电阴极本身的特性。下面就通常几种初能分布形式的TMTF进行讨论。

##### 1. Maxwell 分布<sup>[5]</sup>

$$dN(\xi) = \xi \cdot e^{-\xi} d\xi \quad (11)$$

式中  $\xi = \varepsilon/\varepsilon_p$  为初能相对值;  $\varepsilon_p$  为最可几能量。由(8—b)

$$\begin{aligned} X &= 2\pi f \cdot C \cdot \varepsilon^{1/2} / E \\ &= 2\pi f C \cdot \varepsilon_p^{1/2} \cdot \varepsilon^{1/2} / (\varepsilon_p^{1/2} \cdot E) \\ &= 2\pi f C \cdot \xi_p^{1/2} / E \cdot \xi^{1/2} \\ &= X_p \cdot \xi^{1/2} \end{aligned} \quad (12)$$

求全体能量分布下的TMTF, 就要求单能量下TMTF对初能 $\xi$ 的统计平均值:

$$TMTF(f) = \frac{\int_0^{\infty} TMTF(f) dN(\xi)}{\int_0^{\infty} dN(\xi)} \quad (13)$$

将(10)、(11)和(12)代入(13)

$$\begin{aligned} TMTF(f)_M &= \frac{\int_0^{\infty} (1 - \frac{X_p^2}{36} \xi) \cdot \xi e^{-\xi} d\xi}{\int_0^{\infty} \xi e^{-\xi} d\xi} \\ &= 1 - \frac{2}{36} X_p^2 \\ &\approx \exp\left[-\frac{X_p^2}{18}\right] \end{aligned} \quad (14)$$

$$\text{或 } TMTF(f)_M = \exp\left[-\frac{2}{9} \pi^2 f^2 C^2 \frac{\varepsilon_p}{E^2}\right] \quad (14')$$

##### 2. 余弦分布<sup>[6]</sup>

$$dN(\xi) = \frac{\pi^2}{2(\pi-2)} \cdot \xi \cdot \cos\left(\xi \cdot \frac{\pi}{2}\right) d\xi \quad (15)$$

式中  $\xi = \varepsilon/\varepsilon_m$ , 是初能与最大发射初能之比。代入(8—b)

$$\begin{aligned} X &= 2\pi f C / E \cdot \varepsilon_m^{1/2} \cdot \varepsilon^{1/2} / \varepsilon_m^{1/2} \\ &= X_m \cdot \xi^{1/2} \end{aligned} \quad (16)$$

将(10)、(15)和(16)代入(13)式

$$\begin{aligned}
 TMTF(f) &= \frac{\int_0^{\infty} (1 - \frac{X_m^2}{36} \cdot \xi) \cdot \frac{\pi^2}{2(\pi-2)} \xi \cdot \cos(\xi \cdot \frac{\pi}{2}) d\xi}{\int_0^{\infty} \frac{\pi^2}{2(\pi-2)} \cdot \xi \cdot \cos(\xi \cdot \frac{\pi}{2}) d\xi} \\
 &= \frac{\pi^2}{2(\pi-2)} \left[ \int_0^1 \xi \cdot \cos(\xi \cdot \frac{\pi}{2}) d\xi - \frac{X_m^2}{36} \int_0^1 \xi^2 \cos(\xi \cdot \frac{\pi}{2}) d\xi \right] \\
 &= 1 - \frac{\pi^2 - 8}{\pi(\pi-2)} \cdot \frac{X_m^2}{36} \\
 &\approx \exp\left[-\frac{X_m^2}{69}\right] \tag{17}
 \end{aligned}$$

或  $TMTF(f) = \exp\left[-\frac{4}{69}\pi^2 C^2 f^2 \varepsilon_m / E^2\right]$  (17')

### 3. Beta分布<sup>[7]</sup>

$$dN(\xi) = \frac{(m+n+1)!}{m!n!} \xi^m (1-\xi)^n d\xi \tag{18}$$

式中  $\xi = \varepsilon / \varepsilon_m$ ;  $m, n$  为正整数, 当选取不同值时, 可模拟不同形式的分布。将(10)、(16)和(18)式代入(13)式

$$\begin{aligned}
 TMTF(f)_\beta &= \frac{\int_0^1 (1 - \frac{X_m^2}{36} \cdot \xi) \cdot \frac{(m+n+1)!}{m!n!} \cdot \xi^m \cdot (1-\xi)^n d\xi}{\int_0^1 \frac{(m+n+1)!}{m!n!} \xi^m \cdot (1-\xi)^n d\xi} \\
 &= 1 - \frac{(m+n+1)!}{m!n!} \cdot \frac{X_m^2}{36} \cdot \frac{\Gamma(m+2) \cdot \Gamma(n+1)}{\Gamma(m+2+n+1)} \\
 &= 1 - \frac{m+1}{m+n+2} \cdot \frac{X_m^2}{36} \tag{19}
 \end{aligned}$$

当取  $m = n = 1$  时,

$$\begin{aligned}
 TMTF(f)_{1,1} &\doteq 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{X_m^2}{36} \\
 &\approx \exp\left[-\frac{X_m^2}{72}\right] \tag{20}
 \end{aligned}$$

或  $TMTF(f)_{1,1} = \exp\left[-\frac{1}{18}\pi^2 f^2 C^2 \varepsilon_m / E^2\right]$  (20')

当取  $m = 1, n = 4$  时

$$\begin{aligned}
 TMTF(f)_{1,4} &= 1 - \frac{2}{7} \times \frac{X_m^2}{36} \\
 &\approx \exp\left[-\frac{X_m^2}{126}\right] \tag{21}
 \end{aligned}$$

或  $TMTF(f)_{1..4} = \exp[-\frac{2}{63}\pi^2 C^2 f^2 \epsilon_m / E^2]$  (21')

图 2 给出光电子初能分布不同时的  $TMTF$  曲线。从各种初能分布时的  $TMTF(f)$  的表达式可看出，时间传递函数大小除与阴极场强有关外，还和初能  $\epsilon_0$ 、 $\epsilon_p$ 、 $\epsilon_m$  的选取有关。

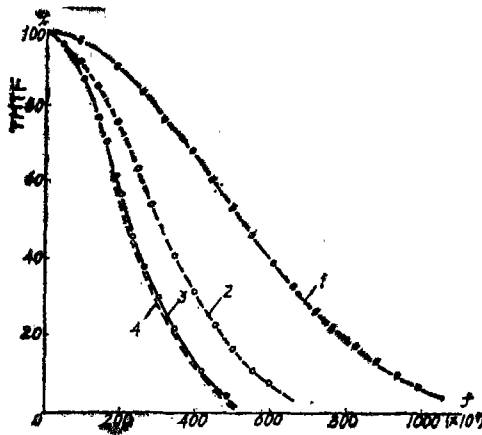


图 2 各种初能分布情况下的  $TMTF(f)$

- |                           |                               |
|---------------------------|-------------------------------|
| 1 - 单色电子                  | $E = 10^6 \text{ V/m}$        |
| 2 - Beta分布( $\beta 1.4$ ) | $\epsilon_0 = 0.2 \text{ eV}$ |
| 3 - Maxwell分布             | $\epsilon_p = 0.5 \text{ eV}$ |
| 4 - 余弦分布                  | $\epsilon_m = 2 \text{ eV}$   |

### 五、极限时间分辨率

设  $TMTF(f) = 5\%$  时所对应的频率倒数即为极限时间分辨率，那么：  
若电子初能为单一值时，由(10')

$$TMTF(f) = \exp\left[-\frac{\pi^2}{9} \frac{f^2 \cdot C^2 \epsilon_0}{E^2}\right]$$

$$= \exp[-12.47 \times 10^{-12} f^2 \cdot \epsilon_0 / E^2]$$

令  $TMTF(f) = 5\%$ ，则

$$\ln 0.05 = -12.47 \times 10^{-12} \cdot f^2 \cdot \epsilon_0 / E^2$$

$$\therefore \tau = \frac{1}{f} = \left[ \frac{12.47 \times 10^{-12}}{2.99573} \cdot \frac{\epsilon_0}{E^2} \right]^{1/2}$$

$$= 2.04 \times 10^{-6} \sqrt{\epsilon_0} / E \tag{22}$$

若初能为Maxwell分布，由(14')

$$TMTF(f)_M = \exp\left[-\frac{2}{9}\pi^2 \times 5.68 \times 10 \times 2f^2 \epsilon_p / E^2\right]$$

$$= \exp[-24.94 \times 10^{-12} \cdot f^2 \cdot \epsilon_p / E^2]$$

令  $TMTF(f)_M = 5\%$ ，则

$$\ln 0.05 = -24.94 \times 10^{-12} \cdot f^2 \cdot \varepsilon_p / E^2$$

$$\therefore \tau_M = \frac{1}{f} = 2.885 \times 10^{-6} \cdot \sqrt{\varepsilon_p} / E \quad (23)$$

若初能为余弦分布, 由(17')

$$\begin{aligned} TMTF(f)_c &= \exp\left[-\frac{4}{69}\pi^2 \cdot C^2 \cdot f^2 \varepsilon_m / E^2\right] \\ &= \exp\left[-6.48 \times 10^{-12} f^2 \cdot \varepsilon_m / E^2\right] \end{aligned}$$

当  $TMTF(f)_c = 5\%$  时

$$\tau_c = \frac{1}{f} = 1.47 \times 10^{-6} \sqrt{\varepsilon_m} / E \quad (24)$$

若初能为Beta分布, 可分别由(20')式和(21')式得极限时间分辨率为

$$\tau_{1.1} = 1.44 \times 10^{-6} \sqrt{\varepsilon_m} / E \quad (25)$$

和  $\tau_{1.4} = 1.09 \times 10^{-6} \sqrt{\varepsilon_m} / E \quad (26)$

为和传统的(1)式进行比较, 现将各种初能分布的半宽度求出如下:  
对Maxwell分布, 令

$$\left(\frac{dN}{d\xi}\right)'_{\xi} = e^{-\xi} - \xi \cdot e^{-\xi} = 0$$

解得当  $\xi = 1$  时, 有最大值, 即当  $\xi = 1$  时 ( $\varepsilon = \varepsilon_p$ ), 有  $\left(\frac{dN}{d\xi}\right)_{max} = \frac{1}{e}$ , 而半宽度

$$\left(\frac{dN}{d\xi}\right) = \xi e^{-\xi} = \frac{1}{2e}$$

解得  $\xi_1 = 0.232$ ,  $\xi_2 = 2.68$ . 于是

$$\Delta\xi = \xi_2 - \xi_1 = \Delta\varepsilon / \varepsilon_p = 2.448$$

$$\therefore \Delta\varepsilon = 2.448 \cdot \varepsilon_p \quad (27)$$

同样可求得余弦分布时

$$\Delta\varepsilon = 0.6815\varepsilon_m \quad (28)$$

Beta分布时  $\Delta\varepsilon_{11} = 0.707\varepsilon_m \quad (29)$

$$\Delta\varepsilon_{104} = 0.4006\varepsilon_m \quad (30)$$

若将(27)、(28)、(29)和(30)分别代入(23)、(24)、(25)和(26), 则得:

$$\tau_M = 1.844 \times 10^{-6} \sqrt{\Delta\varepsilon} / E \quad (31)$$

$$\tau_c = 1.782 \times 10^{-6} \sqrt{\Delta\varepsilon} / E \quad (32)$$

$$\tau_{1.1} = 1.712 \times 10^{-6} \sqrt{\Delta\varepsilon} / E \quad (33)$$

$$\tau_{1.4} = 1.723 \times 10^{-6} \sqrt{\Delta\varepsilon} / E \quad (34)$$

(31)–(34)各式与(1)比较,有相同的形式,并具有同一数量级,仅前面系数不同;当然,式中的 $\Delta e$ ,应根据具体情况,不同的电子初能分布,选用不同值。

## 六、结 语

本文导出的 $TMTF$ 公式和相应的极限时间分辨率公式,形式简单,使用方便,对估算条纹管时间传递特性有实用价值。

然而,如前所述,本文给出的 $TMTF$ 公式和相应的极限时间分辨率计算公式,仅描述了条纹管阴栅空间的物理时间传递特性,要全面地计算整管的 $TMTF$ 值,还必须计算栅极后面空间的 $TMTF$ 值,但由于该空间电场分布复杂不能用简单的解析形式描述,必须通过对电子轨迹的追踪计算才能得到 $TMTF$ 值。但本文所推导出的公式和传统的(1)式相比至少有两点进步,其一它给出的是调制传递函数,而不是简单的时间分辨率,这无疑能更全面地描述器件的时间传递特性;其二这里给出了不同初能分布下 $TMTF$ 公式和相应的时间分辨率公式,使用时可根据阴极类型及入射光谱正确选择适当公式,因而能算出更合理的结果。

## 参 考 文 献

- [ 1 ] V.V.Korobkin, J.Photo.Scl.,1969,17,179-182.
- [ 2 ] 鈴木義二;《イメージ管の新技术》,1981,10.
- [ 3 ] 牛慈笨;《微微秒时间分辨率变象管电子光学系统时间响应特性的研究》,1979.
- [ 4 ] H.Niuetal.; Rev.Sci.Instrum.,1982,53,NO.5,563.
- [ 5 ] I.P.Csorba; Applied Optics,1977,16,No.10,2647.
- [ 6 ] I.P.Csorba; RCA Review,1972,33,393.
- [ 7 ] K.F.Hartly; On the Electron Optics of magneti Cally Focused Image Tubes, J. Physics.D.Appl.Phys.,1974,7, No.12,1612.

## Temporal Modulation Transfer Function (TMTF) at Cathode— mesh Region of Streak Tube

Li Jitian

### Abstract

Suppose that Cathode-mesh region of streak tube possesses the even electric field. Time difference of electron transmission at this region can be derived from electron motion equation for single energy distribution of photoelectrons. Then analytical formulas of temporal spread function and *TMTF* are derived. The analytical formulas of *TMTF* are obtained one after another for electron energy Maxwell, Cosine and Beta distribution. Finally the formulas of limit temporal resolution Corresponding with depth of modulation of 5% and the curves of *TMTF* are given.