

气体激光器电子束窗口中的热传输问题

郑 承 恩

(中国科学院上海光机所)

On the heat transfer of the electron beam window of a gas laser

Zhen Chenen

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

The heat transfer equation for electron beam window foil was solved taking into account the effect of heat exchange on the gas boundary layer under the approximate boundary condition at room temperature. Based on the solutions, the limitations to output beam intensity imposed by the window foil due to the heat effect were discussed respectively for pulsed or CW output of electron beams.

一、引 言

近十年来,电子束激发气体激光器^[1]、电子束控制放电气体激光器^[2]与电子束引发气体激光器^[3]都有了迅速的发展。在这三类器件中,高能电子束的输出特性在很大程度上决定了激光器的某些输出特性,而电子束的输出窗口又是影响电子束特性并限制其输出的一个重要因素。

V. Biricikoglu讨论了连续输出电子束窗口由于吸收电子能量所发生的温度变化^[4],本文在此工作的基础上,进一步计入了激光工作气体沿窗箔流动时所引起的热交换效应,并分别考虑了方程的解在脉冲输出与连续输出时所具有的特点。作为一般解的特例,即可得到文献[4]的部分结果。

二、窗箔热传导方程

气体激光器中使用的大面积输出电子束的窗口典型结构截面如图1所示,在电子束

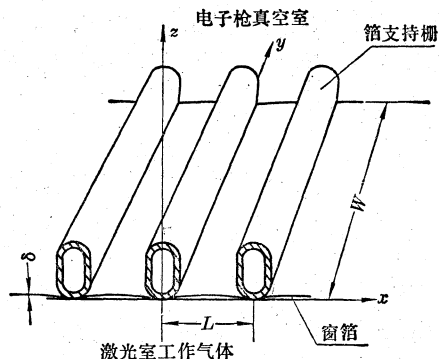


图1 电子枪窗口结构示意图

收稿日期: 1977年10月25日。

连续输出时, 梳齿状的箔支持栅栅柱内部通冷却介质。窗箔上方是电子枪真空室, 其下方充有流动或静止的工作气体。

窗箔的温度分布 $u(\mathbf{r}, t)$ 服从非齐次的热传导方程, 非齐次项主要来自两方面, 其一是窗箔材料阻滞高能电子引起的温升。每单位面积窗箔在单位时间内吸收的电子能量 P_f 可表示为

$$P_f = J \int_0^{\delta} E_s \rho dz, \quad (2-1)$$

式中 J 是电子束流密度; E_s 是窗箔材料对电子的阻止本领^[5]; δ 是窗箔厚度; ρ 是窗箔材料密度。非齐次项的第二部分是由于窗箔同邻近气体发生热交换引起的, V. Biricikoglu 未考虑此项效应^[4]。设气体沿窗箔流动, 则单位面积窗箔上与附面层气体发生的热交换速率 q 可表示为^[6]

$$q = K(u - T_{aw}), \quad (2-2)$$

式中 K 是热交换系数; T_{aw} 是此种气流对应的绝热壁温,

$$T_{aw} = \left(1 + \frac{r-1}{2} RM_{\infty}^2\right) T_{\infty}, \quad (2-3)$$

式中 r 是气体比热比; R 是复温系数; M_{∞} 与 T_{∞} 分别是附面层外自由流的马赫数与绝对温度。系数 K 与附面层性质有关。

设 P_f 与 q 在窗箔面上为常值, 显然在通常的窗口结构中, 窗箔厚度 δ 、宽度 W 及栅柱的间隔 L 之间满足 $W \gg L \gg \delta$, 因此可把求解窗箔温度分布 $u(\mathbf{r}, t)$ 的问题化为一维来处理, 即 $u(x, t)$ 满足

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u(x, t)}{\partial t} - a^2 \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} \\ & = -g[u(x, t) - u_0], \end{aligned} \quad (2-4)$$

式中 $x \in (0, L)$; $t \in (0, \infty)$ 。设 $u(x, t)$ 满足常温边界条件与常温初始条件, 即

$$u(0, t) = u(L, t) = T', \quad (2-5)$$

$$u(x, 0) = T_0, \quad (2-6)$$

上列式中

$$\left. \begin{aligned} a^2 &= \frac{\lambda}{c\rho}, \\ g &= \frac{K}{c\rho\delta}, \\ u_0 &= \frac{P_f}{K} + T_{aw}, \end{aligned} \right\} \quad (2-7)$$

符号 c 、 ρ 与 λ 分别是窗箔的比热、密度与热导率; t 是时间; T_0 与 T' 是常数。

三、热传导方程的解与讨论

1. 解方程

作变换

$$u = T' + v(x, t)e^{-gt}, \quad (3-1)$$

代入(2-4)、(2-5)与(2-6), 得

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\partial v(x, t)}{\partial t} - a^2 \frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial x^2} \\ & = g(u_0 - T')e^{gt}, \\ & v(0, t) = v(L, t) = 0, \\ & v(x, 0) = T_0 - T' \end{aligned} \right\} \quad (3-2)$$

上列方程的格林函数是

$$\begin{aligned} G(x, \xi, t) &= \frac{2}{L} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\left(\frac{n\pi x}{L}\right)^2 t} \\ & \times \sin \frac{n\pi x}{L} \sin \frac{n\pi \xi}{L}, \end{aligned} \quad (3-3)$$

于是得到

$$\begin{aligned} v &= \int_0^t \int_0^L G(x, \xi, t-\tau) [g(u_0 - T')e^{g\tau}] d\xi d\tau \\ & + \int_0^L G(x, \xi, t) (T_0 - T') d\xi, \end{aligned}$$

因此得一般解为

$$\begin{aligned} u &= T' + \frac{2g}{\pi} (u_0 - T') \sum_{n=1}^{\infty} [1 - (-1)^n] \\ & \times \frac{\sin \frac{n\pi x}{L}}{n} \frac{1 - e^{-[g + \left(\frac{n\pi}{L}a\right)^2]t}}{g + \left(\frac{n\pi}{L}a\right)^2} \\ & + \frac{2}{\pi} (T_0 - T') \sum_{n=1}^{\infty} [1 - (-1)^n] \\ & \times \frac{\sin \frac{n\pi x}{L}}{n} e^{-[g + \left(\frac{n\pi}{L}a\right)^2]t} \end{aligned} \quad (3-4)$$

通常在 $t=0$, 整个窗箔有均一的温度 $T_0=T'$, 这时

$$u = T_0 + \frac{4g}{\pi} (u_0 - T_0) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \frac{2n-1}{L} \pi x}{2n-1} \times \frac{1 - e^{-[g + (\frac{2n-1}{L} \pi a)^2] t}}{g + (\frac{2n-1}{L} \pi a)^2} \quad (3-5)$$

由 $\frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x=\frac{1}{2}L} = 0$ 及 $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \Big|_{x=\frac{1}{2}L} < 0$

知道温度 u 在窗口中心达最大值。

2. 讨论

方程的解(3-5)或(3-4)的指数项中出现的量 $(\frac{\pi a}{L})^2$ 有明显的物理意义, 称其倒数是窗箔的热传导特征时间, 即

$$t_c = \left(\frac{L}{\pi a}\right)^2 = \frac{1}{\pi^2} \frac{c\rho L^2}{\lambda} \quad (3-6)$$

下边分两种情况讨论窗箔的最大温升

$$\Delta u = u\left(\frac{L}{2}, t\right) - T_0$$

与其它参数的关系。

(1) $t \ll t_c$

由式(2-7)、(3-6)可把解(3-5)化为

$$\frac{c\rho\delta\Delta u}{P_f + K(T_{aw} - T_0)} = [1 - f(\varepsilon, \eta)] t, \quad (3-7)$$

式中

$$f = 1 - \frac{4}{\pi} \frac{1}{\varepsilon} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{2n-1} \times \frac{1 - e^{-[\eta + (2n-1)^2] \varepsilon}}{\eta + (2n-1)^2},$$

其中

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon &= \frac{t}{t_c} = \left(\frac{\pi a}{L}\right)^2 t, \\ \eta &= \frac{g}{(\pi a/L)^2} = \frac{1}{\pi^2} \frac{L^2}{\delta} \frac{K}{\lambda}. \end{aligned} \right\} (3-8)$$

计算指出, $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} f(\varepsilon, \eta) = 0$, 同时在 $t/t_c = \varepsilon$ 趋于 0 时, 函数 $f(\varepsilon, \eta)$ 趋于 0 的速率很快, 这可参见图 2 所示。显然当 $\varepsilon \ll 1$ 时, 式(3-7)简化为

$$\frac{c\rho\delta\Delta u}{P_f + K(T_{aw} - T_0)} = t. \quad (3-9)$$

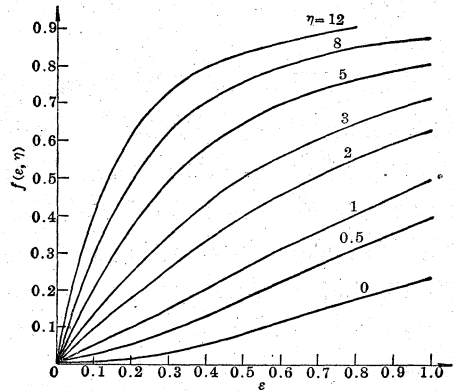


图 2 函数 $f(\varepsilon, \eta)$ 与 ε, η 的关系

$$f(\varepsilon, \eta) = 1 - \frac{4}{\pi} \frac{1}{\varepsilon} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{2n-1} \times \frac{1 - \exp\{-[\eta + (2n-1)^2] \varepsilon\}}{\eta + (2n-1)^2}.$$

当气体静止或者流动, 但其绝热壁温与窗箔初温之差满足 $(T_{aw} - T_0) \ll \frac{1}{K} P_f$ 时, 式(3-9)可再化成

$$\frac{c\rho\delta\Delta u}{\int_0^{\delta} E_s \rho dz} = Jt, \quad (3-10)$$

因 $t \ll t_c$, 上式可写为积分形式。由此得到通过单位面积窗箔的总电量 Q 与窗箔最大温升关系为

$$Q = c \frac{\Delta u}{\bar{E}_s} \quad (3-11)$$

式中 $\bar{E}_s = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} E_s dz$ 是窗箔厚度的平均阻止本领。

窗箔材料的机械强度随箔温升高而降低, 例如钛在 500°C 的强度极限与条件屈服极限 $\sigma_{0.2}$ 大约都降为室温时的 40%^[7]。由此可估计窗箔不致破裂的最大温升 $\Delta u_{\text{极限}}$ 。在 T_0 是室温, 激光室工作气压约 1 个大气压的条件下, 对于钛、铝及聚四氟乙烯薄膜, $\Delta u_{\text{极限}}$ 可分别取为 $\Delta u_{\text{极限}}^{\text{Ti}} \approx 400^\circ\text{C}$; $\Delta u_{\text{极限}}^{\text{Al}} \approx 250^\circ\text{C}$; $\Delta u_{\text{极限}}^{\text{Tef}} \approx 200^\circ\text{C}$ ^[8]。根据这些数据可估计电子束脉冲输出时, 允许通过窗箔的电量上限 $Q_{\text{极限}}$ (单位: 微库仑/厘米²) 分别是 $Q_{\text{极限}}^{\text{Ti}} \approx 2.3 \times 10^5 / \bar{E}_s^{\text{Ti}}$; $Q_{\text{极限}}^{\text{Al}} \approx 2.3 \times 10^5 / \bar{E}_s^{\text{Al}}$; $Q_{\text{极限}}^{\text{Tef}} \approx 1.6$

$\times 10^5 / \bar{E}_s^{T_{\text{ref}}}$, 这里 \bar{E}_s 单位是伏/(毫克/厘米²)。

图 3 表示用厚 2.5×10^{-3} 厘米的铝箔作窗口时, $Q_{\text{极限}}$ 与电子能量的关系。图中曲线一直延伸到 4 兆电子伏为止, $Q_{\text{极限}}$ 都保持在大约 150 微库伦/厘米²。对于 1.3×10^{-3} 厘米厚的钛箔, $Q_{\text{极限}}$ 在大于 25 万电子伏的范围, 大致与图 3 所示相同。

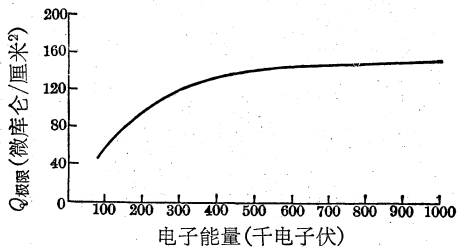


图 3 窗口为铝箔(0.0025 厘米厚)时, 每厘米²铝箔所能通过的最大电量与电子能量的关系

对于 2.5×10^{-3} 厘米厚的钛箔或铝箔而言, R. O. Hunter 指出^[9], 当电子能量介于 30~200 万电子伏时, 窗箔负荷的上限是 10^{-4} 库伦/厘米², 这与本文计算结果接近。

(2) $t \gg t_0$

由式(2-7)、(3-6)与(3-8)可把解(3-5)化为

$$\frac{c\rho\delta\Delta u}{P_f + K(T_{aw} - T_0)} = \frac{1}{8} \pi^2 t_0 h(\varepsilon, \eta), \quad (3-12)$$

式中

$$h(\varepsilon, \eta) = \frac{32}{\pi^3} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{2n-1} \times \frac{1 - e^{-[\eta + (2n-1)^2]\varepsilon}}{\eta + (2n-1)^2}, \quad (3-13)$$

标记 ε, η 意义如式(3-8)。显然 $h(\varepsilon, \eta)$ 在 $\varepsilon \rightarrow \infty$ 时有确定的极限 $h(\infty, \eta)$, 并且 $h(\infty, \eta) < \infty$ 。图 4 给出在不同的参数 η 时 $h(\varepsilon, \eta)$ 与 ε 的关系。 $h(\varepsilon, \eta)$ 收敛很快, 因此在 $\varepsilon = t/t_0 \gg 1$ 时, 式(3-12)可化为

$$J = \frac{1}{\int_0^{\delta} E_s \rho dz} \times \left[\frac{8c\rho\delta\Delta u}{\pi^2 t_0 h(\infty, \eta)} - K(T_{aw} - T_0) \right] \quad (3-14)$$

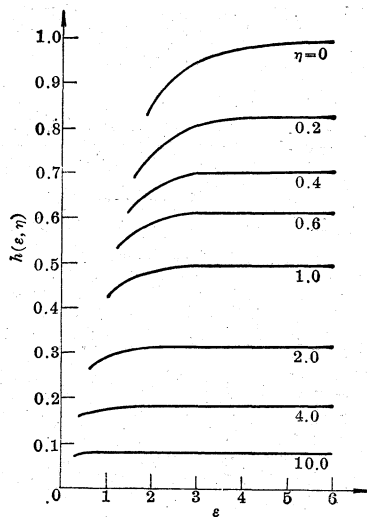


图 4 函数 $h(\varepsilon, \eta)$ 与 ε, η 的关系

$$h(\varepsilon, \eta) = \frac{32}{\pi^3} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{2n-1} \times \frac{1 - \exp\{-[\eta + (2n-1)^2]\varepsilon\}}{\eta + (2n-1)^2}$$

分析式(3-14)可得如下结果:

(i) 在工作气体超声速流动的器件中, 绝热壁温 T_{aw} 或滞止温度 T_s 对窗箔的极限负荷产生一定的限制, 由于附面层温度比自由流的高, 因此当

$$T_{aw} = T_0 + \frac{8\lambda\delta\Delta u_{\text{极限}}}{KL^2 h(\infty, \eta)}, \quad (3-15)$$

或

$$T_s = \frac{8\lambda\delta\Delta u_{\text{极限}}}{KL^2 R h(\infty, \eta)} + \frac{T_0 - (1-R)T}{R}, \quad (3-16)$$

束流密度必须为 0 才能保证窗箔不因热效应而损坏。这种绝热壁温的影响, 可用图 5 所

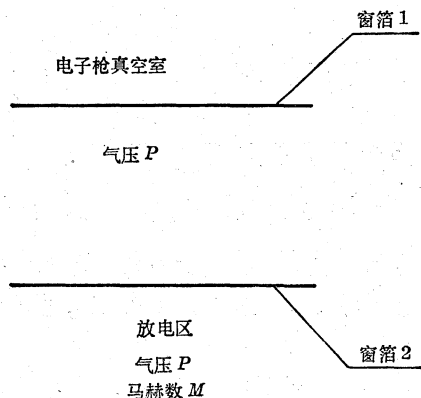


图 5 双层窗箔结构示意图

示的双箔结构来克服。箔1承受压力，而箔2不承受压力，故能允许较高的温升。两箔之间气体以适当方式冷却。

(ii) 在不考虑窗箔同附面层的热交换效应时，即是 V. Biricikoglu 所讨论的情况^[4]，这时式(3-14)化为

$$J = \frac{8\lambda\Delta u}{L^2\rho E_s}, \quad (3-17)$$

文献[4]未能把束流密度同窗箔最大温升的关系化成上述简单形式，使用很不方便。而用式(3-17)可以得到文献[4]表I所列束流密度的数值计算结果。

在电子能量大于30万电子伏时，可取 $\bar{E}_0 \approx 1.5$ 千伏/毫克/厘米²[10]， $L = 0.5$ 厘米，取窗箔允许的温升上限 $\Delta u_{\text{箔限}}^{\text{Ti}} \approx 400^\circ\text{C}$ ； $\Delta u_{\text{箔限}}^{\text{Al}} \approx 250^\circ\text{C}$ 。由此可得通过窗箔的束流密度上限各为 $J_{\text{箔限}}^{\text{Ti}} \approx 0.4$ 毫安/厘米²； $J_{\text{箔限}}^{\text{Al}} \approx 4.5$ 毫安/厘米²。

应当注意，在流动器件中略去附面层引起的热交换效应不是一个很好的近似。较完善的估算应由本文式(3-14)作出。热交换系数 K 与附面层性质、气流马赫数及绝对温度有关^[6]，紊流附面层的 K 可以大到 0.05 瓦/厘米²·度，对于钛箔，这种热交换效应可以使 $J_{\text{箔限}}^{\text{Ti}}$ 的数值增大到上述数值的5倍左右。

四、边界区温度

1. 方程与解

窗箔同栅柱接触的区域叫窗箔边界区，如图6所示，其边界区长是 $2l$ 。从上节的分析可提出两个问题：第一，在设计窗口结构时，如何合理地选择边界区长度 $2l$ ，文献[4]未提及此问题，显然太小的 l 值会使对窗箔的冷却效果变差；第二，在上节求解热传导方程时采用了常温边值，这就提出了实际边界区温度的变化偏离常值多少的问题，亦即要确定上节解的结果的适用条件。在电子束脉冲输出时，常温边值显然是很好的近似，因为

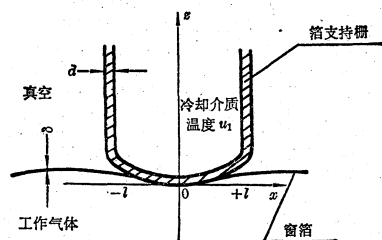


图6 窗箔边界区截面简图

传播一定热量需要一定的时间，在脉冲时间足够短时，传导的热量还不足以造成边界区温度的显著升高。当电子束输出时间变长时，情况有所不同。为讨论方便起见，设电子束强度随时间的变化具有矩形或阶跃函数的特点，则在电子束输出期间，显然在任一时刻，温度总是从 $x = \pm l$ 到 $x = 0$ 递减，同时各点温度随时间升高或者逐渐达到稳态值。因此只要求介稳态热传导方程便可得到边界区最大温升的估计。

设栅柱是扁圆形截面铜管，其壁厚为 d ，如图6所示。单位时间在单位面积上由窗箔经过管壁进入冷却介质的热量 q_1 可近似表示为

$$q_1 = \lambda_1 \frac{\bar{u} - \bar{u}_1}{d}, \quad (4-1)$$

式中 λ_1 是铜栅柱的热导率； \bar{u}_1 是管内冷却介质温度，设为恒温。由此可列出边界区各点温度 \bar{u} 所满足的稳态热传导方程与边界条件为

$$\left. \begin{aligned} & -a^2 \frac{\partial^2 \bar{u}(x)}{\partial x^2} \\ & = -g_1 [\bar{u}(x) - u'], \\ & x \in [-l, +l] \\ & \left. \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right|_{x=l} = - \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \Big|_{x=-l} = \frac{LP_f'}{2\lambda\delta} \end{aligned} \right\} (4-2)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} g_1 &= \frac{Kd + \lambda_1}{c\rho\delta d} \\ u' &= \frac{KT_{aw}d + \lambda_1 u_1}{Kd + \lambda_1} \\ P_f' &= [P_f + K(T_{aw} - T_0)]p(\eta), \end{aligned} \right\} (4-3)$$

其它符号意义如上节， P_f' 表示式是由式(3-5)化来，其中

$$p(\eta) = \frac{8}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\eta + (2n-1)^2}, \quad (4-4)$$

图7中给出了函数 $p(\eta)$ 与 η 的关系, 供设计用。因为 $Kd \ll \lambda_1$; $KT_{ow}d \ll \lambda_1 u_1$, 故式(4-3)简化为

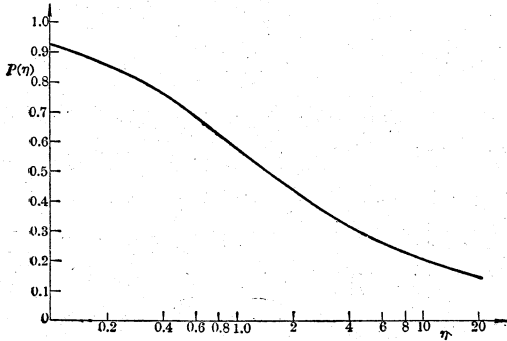


图7 函数 $P(\eta)$ 同 η 的关系

$$P(\eta) = (8/\pi^2) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\eta + (2n-1)^2}, \quad \lim_{\eta \rightarrow \infty} P(\eta) = 1, \\ \eta = \frac{1}{\pi^2} \frac{L^2 K}{\lambda \delta}.$$

$$g_1 \approx \frac{\lambda_1}{c\rho\delta d}; \quad u' \approx u_{10} \quad (4-5)$$

由此求出方程组(4-2)的解为

$$\bar{u}(x) = u_1 + \frac{L}{\sqrt{\lambda\lambda_1}} \sqrt{\frac{d}{\delta}} P_l R(\xi, x) \quad (4-6)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \pi^2 \frac{\lambda}{\lambda_1} \frac{\delta d}{l^2}, \\ R(\xi, x) &= \frac{2}{\pi \sqrt{\xi}} \left(1 + \frac{1}{4} \xi \right) \\ &\times \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} \cos \frac{n\pi x}{l}}{4n^2 - 1} \right. \\ &\left. \times \frac{1}{1 + n^2 \xi} \right] - \frac{1}{\sqrt{\xi}} \cos \frac{\pi x}{2l} \end{aligned} \right\} (4-7)$$

显然, 边界区在 $x = \pm l$ 有最大温升 $\Delta \bar{u} = \bar{u}(\pm l) - u_1$ 。由式(4-6)、(4-3)与(3-14)可求出

$$\frac{\Delta \bar{u}}{\Delta u} = 8 \sqrt{\frac{\lambda}{\lambda_1}} \frac{\sqrt{\delta d}}{L} \frac{p(\eta) R(\xi, \pm l)}{h(\infty, \eta)}, \quad (4-8)$$

式中 $\Delta u = u\left(\frac{L}{2}\right) - T_0$ 是窗口部分的最大温升。图8给出函数 $R(\xi, \pm l)$ 和 ξ 的关系, 供

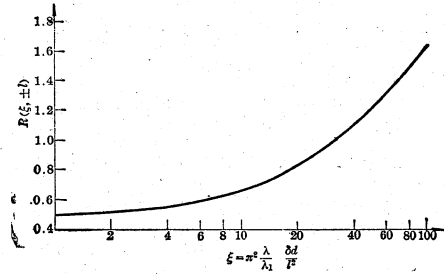


图8 函数 $R(\xi, \pm l)$ 与 ξ 的关系

$$R(\xi, \pm l) = \frac{2}{\pi} \frac{1}{\sqrt{\xi}} \left(1 + \frac{1}{4} \xi \right) \\ \times \left[1 - 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)(2n+1)} \frac{1}{(1+n^2\xi)} \right].$$

计算查阅用。

2. 讨论

(1) 边界区长度 $2l$ 的选择

$2l$ 太大会减小电子束的几何透过率, 反之会影响对窗箔的冷却效果。由式(4-8), 边界区最大温升主要通过 $R(\xi, \pm l)$ 依赖于 l 。由图8知道当 $\xi \lesssim 5$ 时, $R(\xi, \pm l)$ 有极小的数值(0.5~0.6), 由此得到必须使

$$2l \geq \pi \sqrt{\delta d} \sqrt{\frac{\lambda}{\lambda_1}}. \quad (4-9)$$

例如取铜栅柱壁厚 $d = 0.05$ 厘米; 箔厚各为 $\delta_{A1} = 2.5 \times 10^{-3}$ 厘米与 $\delta_{T1} = 1.3 \times 10^{-3}$ 厘米, 可分别得 $(2l)_{A1} \geq 0.26$ 毫米, $(2l)_{T1} \geq 0.06$ 毫米。实际设计时, 可对 $2l$ 长度再放宽些, 因为上述讨论中认为栅柱面与窗箔是紧密接触的理想情况。

(2) 边界区最大温升

由式(4-8)作下述估计: 取 $d = 0.05$ 厘米, $\delta_{T1} = 1.3 \times 10^{-3}$ 厘米, $\delta_{A1} = 2.5 \times 10^{-3}$ 厘米。设窗箔附面层是紊流, 取 $K = 0.05$ 瓦/厘米 \cdot 度^[6]。由式(3-8)算得 $\eta_{T1} \approx 4.9$; $\eta_{A1} \approx 0.22$, 由图4与图7查出 $h(\infty, \eta)$ 与 $p(\eta)$, 由此得到

$$\left(\frac{\Delta \bar{u}}{\Delta u} \right)_{T1} \approx 0.029; \quad \left(\frac{\Delta \bar{u}}{\Delta u} \right)_{A1} \approx 0.08.$$

边界区温度最大变化约比窗箔部分最大温升小一至二个数量级。在窗箔承受极限束流负荷时, 边界区温度变化仅(10~20) $^{\circ}\text{C}$, 因此采

用常温边界条件的近似尚为可取。其实在电子束连续输出达到稳态温度分布后,可取 $u(\pm l)$ 作为新的边值,因为 $\frac{\Delta u}{\Delta u} \ll 1$, 故这种修正不会对计算结果带来重大影响。

五、结 论

总结本文有如下结果:

1. 窗箔温度分布一般表示式由式(3-4)或(3-5)描述。温度分布在窗箔中心达到最大值。

2. 可用特征时间 t_0 (见式(3-6))来表示热量沿窗箔传播的典型时间,当电子束输出时间 $\Delta t \gg t_0$ 时,则需考虑对窗箔进行冷却,反之则不需。

3. 当电子束输出时间 $\Delta t \ll t_0$ 时,这时窗箔所能承受的最大负荷表现为对穿过窗箔电量的限制,见式(3-11)。在电子束能量 $E \approx 20$ 万电子伏时,钛或铝箔的负荷上限约为 100 微库仑/厘米²,在电子束能量是 50 万电子伏 $< E < 4$ 兆电子伏时,则 $Q \approx 140$ 微库仑/厘米²。

4. 在 $\Delta t \gg t_0$ 时,窗箔的负荷上限可由(3-14)式给出。铝箔的束流密度上限约比钛箔大一个数量级。

5. 在 $\Delta t \gg t_0$ 同时气流的绝热壁温或滞止温度超过一定限制时(见式(3-15)与(3-16)),则附面层的较高的温度会对窗箔带来不利的影响,这时需考虑改进箔结构,例如

使用双箔结构。

6. 窗箔边界区长必须满足 $2l \geq \pi \sqrt{\frac{\delta d \lambda}{\lambda_1}}$, 才能在电子束连续运转条件下,保证对窗箔有良好的冷却效果。

参 考 文 献

- [1] J. J. Ewing *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **27**, 557 (1975);
C. A. Brau *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **27**, 435 (1975).
- [2] R. T. Hall *et al.*, *IEEE JQE*, **QE-10**, 580 (1974);
C. Cason *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **23**, 110 (1973).
- [3] N. R. Greiner *et al.*, *IEEE JQE*, **QE-10**, 780 (1974)
N. R. Greiner *et al.*, *IEEE JQE*, **QE-10**, 646 (1974)
- [4] V. Biricikoglu, *AIAA Paper*, no. 74-687
- [5] "Encyclopedia of Physics", ed. by S. Flügge, Berlin. Göttingen. Heidelberg: Springer-Verlag OHG., 1958, 参阅 p53, R. D. Birkhoff, "Passage of Fast Electron through Matter".
- [6] A. H. Shapiro, "The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow", Vol. II, New York: The Ronald Press Co., 1954. 参阅 Part VIII, "Flow of Real Gases with Viscosity and heat Conductivity".
- [7] М. А. Филянд и др.; "Свойства редких элементов, Справочник", Москва: Государственное научно-техническое издательство литературы по черной и цветной металлургии, 1953.
- [8] R. C. Doban *et al.*, "the Physical Properties of 'Teflon' Polytetrafluoroethylene", *SPE Journal*, 1955, no. 9, 17-21, 24-30.
- [9] R. O. Hunter *et al.*, *Proc. of SPIE*, **76**, 68 (1976).
- [10] L. V. Spencer, *Phys. Rev.*, **98**, 1597 (1955).