

液体火箭发动机辐射 冷却推力室的传热计算

狄连顺 王明坤

摘 要

本文介绍一种液体火箭发动机辐射冷却推力室设计计算方法。内容有：物理过程的分析、燃气与室壁之间对流热流和辐射热流的计算、室壁中温度场的计算、因辐射冷却引起的比冲损失的计算等。并通过一个计算实例来说明方法及所得结果的可信性。

主题词： 1. 推力室——设计 2. 液体推进剂火箭发动机——传热 3. 辐射冷却——计算

符号表

q_{g-w} ——燃气传给室壁的热量（热流）	μ ——燃气的动力粘性系数， $P_a \cdot s$
q_λ ——材料中的导热热流	$\bar{M}$ ——燃气的平均分子量
q_R ——推力室外壁面上的辐射热流	σ ——考虑到附面层中物性变化的修正系数
T_{aw} ——燃气的绝热壁面温度，K	$(T_C)_{NS}$ ——燃气在喷管中等熵滞止温度，K
φ_r ——附面层的温度恢复系数	M ——计算截面上燃气的流动马赫数
φ_c ——燃烧室系数	$q_{H_2O}^{cor/w}, q_{CO_2}^{cor/w}$ ——核心流中 H_2O , CO_2 给室壁的辐射热流
$T_{c, th}$ ——理论燃烧温度，K	$q_{H_2O}^{w/w}, q_{CO_2}^{w/w}$ ——边区流中 H_2O , CO_2 给室壁的辐射热流
T_{wg} ——燃气边的壁温，K	c_0 ——斯蒂芬-波尔兹曼常数
h_g ——推力室中燃气对流换热系数 $kJ/m^2 \cdot s \cdot K$	ε'_w ——室壁的有效黑度
D_t ——喷管喉部直径，m	ε_w ——室壁的黑度
$(P_c)_{NS}$ ——喷管中燃气的等熵滞止压力， P_a	$\varepsilon_{H_2O}, \varepsilon_{CO_2}$ —— H_2O 和 CO_2 气的黑度
g ——重力加速度， m/s^2	x_{w1} ——边区中 H_2O , CO_2 的相互吸收系数
c^* ——燃烧室的特征速度， m/s	x_{cor} ——核心流中 H_2O , CO_2 的相互吸收系数
R ——喷管喉部的曲率半径，m	φ_c^{w1} ——边区的燃烧室系数
A_t ——喷管喉部的面积， m^2	
P_r ——燃气的普朗特数	
γ ——燃气的比热比	

$T_{c, w1}$ ——边区的理论燃烧温度	ρ ——材料的密度
T_{cor} ——核心流燃气静温	c ——材料的比热
β ——边区对 H_2O , CO_2 辐射线的平均透明度	λ ——材料的导热系数
ε_c ——喷管的收缩比	ΔH_r ——冷却液的蒸发热
$\dot{m}_{cor}$ ——核心流的秒流量	$I_{sp, cor}$ ——核心流的比冲
$\dot{m}_w$ ——边区流的秒流量	$I_{sp, w}$ ——边区流的比冲
$\dot{m}_m$ ——推力室的总秒流量	p_i ——喷管中计算截面上的燃气压力
$\dot{m}_{co}$ ——内冷却液秒流量	w_e ——不考虑热量损失的排气速度

一、过程的物理描述

在辐射冷却的推力室中，燃气以对流和辐射的输运方式将热量传给室壁。一部分热量通过室壁材料的导热传到外壁面，再以四次幂定律的电磁波形式传到空间去，成为一种能量损失；而另一部分则储存在室壁中，提高了材料的热焓，同时引起了温度的升高。

当燃气传给室壁的热量等于由室壁外表面辐射散逸的热量时，室壁中没有热量的积累，故壁温不再上升。这时的推力室工作状态称为平衡状态。相应的热流和壁温分别称为平衡热流和平衡壁温，它们分别记作 q_{eq} 、 T_{eq} 。所以辐射推力室的平衡状态的条件是：

$$q_{g-w} = q_A = q_R = \text{const} \quad (1)$$

现代液体火箭发动机的推力室由内涂层、外涂层和基体金属所组成。一般说来，基体金属抗氧化能力极弱，大约在 $500^\circ\text{C} \sim 600^\circ\text{C}$ 的氧化气氛中就能发生剧烈的氧化反应。为了提高基体金属的抗氧化能力，通常在基体金属壳的内外表面上覆盖一层保护层。推力室内壁上的称为内涂层，其作用是防止燃气侵蚀内表面。外壁面上的称为外涂层。其作用有二，其一是保护表面，防止环境介质对外表面的侵蚀；其二是提高外壁面的辐射能力。

对于辐射冷却的推力室，为了不使室壁的平衡温度超过材料的允许极限温度，通常还加辅助方法——液膜冷却。液膜冷却剂的秒流量一般为主推进剂燃料秒流量的 $10 \sim 25\%$ 。由于有大量的内冷却液存在，使燃烧室中整个燃气分为核心流和边区流，如图1所示。核心流是燃气的主流，其混合比接近于最佳混合比，因此是高温高比冲区。边区由于存在过多的燃料，



图1 推力室中燃气的分区

所以是低混合比区，即低温低比冲区。边区的作用是防止过热，保护室壁。当然该区的化学能释放不完全，有能量（即比冲）损失。实际情况下边区流和核心流在沿轴向流动的同时，会不断发生混合，这使流动过程更加复杂化。为了使问题简化，假设边区流与核心流不发生混合，即采用管流模型。

众所周知，室壁的温度沿轴向变化是很大的。室壁中温度场的分析可以采用一维分析，即认为温度只沿 r 方向变化。其数学模型如下：

$$\begin{cases} \frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right) \\ T(r, 0) = \varphi(r), \quad r_{in} \leq r \leq r_{out} \quad t \geq 0 \\ \lambda \frac{\partial T}{\partial r} + h_{\Sigma}(T_{aw} - T_{wg}) = f_1, \quad r = r_{in} \quad t \geq 0 \\ \lambda \frac{\partial T}{\partial r} + C_0 \varepsilon \left(\frac{T_{out}}{100} \right)^4 = f_2, \quad r = r_{out} \quad t \geq 0 \end{cases} \quad (2)$$

式中 f_1, f_2 是某个时间的函数。

二、燃气传给室壁的热流计算

燃气传给室壁的热流有对流和辐射两部分组成。对流可用欧拉公式计算：

$$q_c = h_g (T_{aw} - T_{wg}) \quad (3)$$

燃气的对流换热系数 h_g 可用 Bartze 公式计算：

$$h_g = \left[\frac{0.11}{D t^{0.2}} \left(\frac{\mu^{0.2} C_p}{P_r^{0.6}} \right)_{NS} \left(\frac{(P_C)_{NS} g}{C^*} \right)^{0.8} \left(\frac{D_t}{R} \right)^{0.1} \right] \left(\frac{A_t}{A} \right)^{0.9} \sigma \quad (4)$$

$$P_r = \frac{4\gamma}{9\gamma - 5} \quad (5)$$

$$\mu = 1.208 \times 10^{-8} \bar{M}^{0.5} T_{aw}^{0.6} \quad (6)$$

$$\sigma = 1 / \left\{ \left[\frac{1}{2} \frac{T_{wg}}{(T_C)_{NS}} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) + \frac{1}{2} \right]^{0.68} \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right]^{0.12} \right\}$$

燃烧室中燃气的辐射热流为 q_{RC} 。由于在燃烧室中燃气温度最高，故辐射热流最大。它由边区燃气的辐射热流和核心燃气的辐射热流组成，即 $q_{r,w} + q_{r,cor}$ 。燃气中各成分只有 CO_2 、 H_2O 气体具有强烈的辐射能量，其它气体的辐射能量可以忽略。 CO_2 、 H_2O 由于辐射频谱的相互重叠，存在相互吸收的问题。

具有边区燃气辐射的辐射热流为：

$$q_{R,C} = q_{H_2O}^{cor/w} + q_{H_2O}^{w1/w} + q_{CO_2}^{cor/w} + q_{CO_2}^{w1/w} \quad (8)$$

边区燃气辐射给室壁的热流：

$$\begin{cases} q_{H_2O}^{w1/w} = c_0 \varepsilon'_w x_{w1} \varepsilon_{H_2O}^{WL} T_{w1}^4 \\ q_{CO_2}^{w1/w} = c_0 \varepsilon'_w x_{w1} \varepsilon_{CO_2}^{WL} T_{w1}^4 \end{cases} \quad (9)$$

$$\varepsilon'_w = \frac{1 + \varepsilon_w}{2} \quad (10)$$

$$x_{w1} = \frac{\varepsilon_{H_2O}^{w1} + \varepsilon_{CO_2}^{w1} - \varepsilon_{H_2O} \cdot \varepsilon_{CO_2}}{\varepsilon_{H_2O}^{w1} + \varepsilon_{CO_2}^{w1}} \quad (11)$$

$$T_{w1} = \varphi_c^{w1} \cdot \varphi_c^{w1} \cdot T_{c,w1}$$

核心流中 H_2O 、 CO_2 气体给边区辐射热流：

$$q_{H_2O}^{cor/wl} = c_o \varepsilon_{H_2O}^{cor} x_{cor} T_{cor}^4 \quad (12)$$

$$q_{CO_2}^{cor/wl} = c_o \varepsilon_{CO_2}^{cor} x_{cor} T_{cor}^4$$

这一热流要经边区燃气才能到达室壁面上。当它通过边区时有一部分为边区中的燃气有关成份所吸收，另外壁面的接收面积大于边区的接收面积。这样一来，到达壁面的辐射热流有所减小。所以核心流中 H_2O ， CO_2 辐射热流真正传给室壁的部分可以写成：

$$\begin{cases} q_{H_2O}^{cor/w} = c_o \varepsilon_w^{cor} X_{cor} X_{wl} \varepsilon_{H_2O}^{cor} \varphi \beta T_{cor}^4 \\ q_{CO_2}^{cor/w} = c_o \varepsilon_w^{cor} X_{cor} X_{wl} \varepsilon_{CO_2}^{cor} \varphi \beta T_{cor}^4 \end{cases} \quad (13)$$

$$X_{cor} = \frac{\varepsilon_{H_2O}^{cor} + \varepsilon_{CO_2}^{cor} - \varepsilon_{H_2O}^{cor} \cdot \varepsilon_{CO_2}^{cor}}{\varepsilon_{H_2O}^{cor} + \varepsilon_{CO_2}^{cor}} \quad (14)$$

由于接收面积放大，使热流减小的系数，即：

$$\varphi = \frac{s_{wl}}{s_c} = \frac{\pi(d_c - 2H_{wl}^o)L_{cy}}{\pi d_c L_{cy}} = 1 - \frac{H_{wl}^o}{R_c} \quad (15)$$

在一定条件下，可以利用图 2 导出 H_{wl}^o 。

通过推导可得：

$$\begin{cases} \frac{A_{wl}}{A_{cor}} = \frac{\dot{m}_w}{\dot{m}_{cor}} \sqrt{\frac{(RT)_{wl}}{(RT)_{cor}}} \\ A_{wl} + A_{cor} = A_c \end{cases} \quad (16)$$

通过推导可得：

由(16)式可得 A_{wl} ， A_{cor} ，从而可得 d_c 及

d_{cor} 从而：

$$H_{wl}^o = (d_c - d_{cor})/2 \quad (17)$$

到此为止，可以计算出燃烧室中燃气给室壁的辐射热流 q_{RC} ，该热流可以认为直到喷管入口 $D/D_t = 1.2$ 处都不变。由此可以根据以下公式计算出喷管中任意截面上燃气给管壁的辐射热流：

喉部上游喷管中辐射热流为

$$q_R = \frac{1}{2} q_{RC} \left(\frac{D}{D_t} \right)^{\frac{\ln 2}{\ln \sqrt{\varepsilon_c}}} \quad (18)$$

喉部下游喷管中辐射热流为

$$q_R = \frac{1}{2} q_{RC} \left(\frac{D_t}{D} \right)^{2.05} \quad (19)$$

三、核心流、边区流的流量、混合比之间的关系

在推导公式前我们先定义以下几个参数：

核心流的混合比：

$$K_{cor} = \frac{\dot{m}_{o, cor}}{\dot{m}_{f, cor}} \quad (20)$$

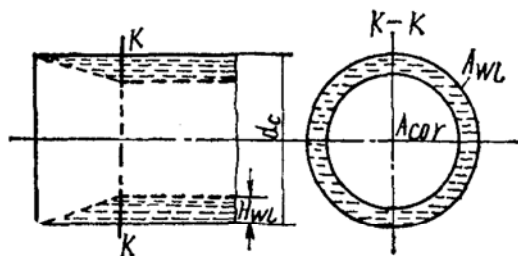


图 2 H_{wl}^o 导出用图

边区流的混合比:

$$K_w = \frac{\dot{m}_{o, w}}{\dot{m}_{f, w}} \quad (21)$$

平均混合比:

$$K_m = \frac{\dot{m}_{o, cor} + \dot{m}_{o, w}}{\dot{m}_{f, cor} + \dot{m}_{f, w}} \quad (22)$$

内冷却液的分率:

$$f = \frac{\dot{m}_{f, w}}{\dot{m}_{f, cor}} \quad (23)$$

由 (22) 式:

$$K_m = \frac{K_{cor} + fK_w}{1 + f} \quad (24)$$

$$\dot{m}_m = \dot{m}_{cor} + \dot{m}_w = \dot{m}_{o, wr} + \dot{m}_{f, cor} + \dot{m}_{o, w} + \dot{m}'_{f, w}$$

$$\dot{m}_m = \left[1 + \frac{f(K_w + 1)}{K_{cor} + 1} \right] \dot{m}_{cor} = \frac{1}{f} \left[f + \frac{K_{cor} + 1}{K_w + 1} \right] \dot{m}_w \quad (25)$$

另一种情况是: 在设计状态的燃烧室中 (这时燃气在整个燃烧室横截面上是均匀的, 其混合比为 K_B), 再加入一定量 $\Delta \dot{m}_f$ 的燃料形成边区。此时:

$$K_m = \frac{\dot{m}_{OB}}{\dot{m}_{fB} + \Delta \dot{m}_f} = \frac{K_B \dot{m}_{fB}}{\dot{m}_{fB} + \dot{m}_{fB} \cdot f}$$

$$\text{所以: } K_m = \frac{K_B}{1 + f} \quad (26)$$

$$K_w = \frac{\dot{m}_{ow}}{\dot{m}_{fw}} = \frac{\sigma \dot{m}_{OB}}{\sigma \dot{m}_{fB} + \Delta \dot{m}_f}$$

$$\begin{cases} K_w = \frac{\sigma K_B}{\sigma + f} \\ K_m = \frac{\sigma + f}{\sigma(1 + f)} K_w \end{cases} \quad (27)$$

式中 σ 是边区面积分数, 它是

$$\sigma = \frac{A_{w1}}{A_c} = \frac{4(d_c - H_{w1}^o)H_{w1}^o}{d_c^2} \quad (28)$$

$$\text{因为 } \dot{m}_m = \dot{m}_B + \Delta \dot{m}_f = \dot{m}_B + f \dot{m}_{f, B} = \dot{m}_B + \frac{f}{K_B + 1} \dot{m}_B$$

由此可得:

$$\begin{cases} \dot{m}_w = \frac{(K_B + 1)\sigma + f}{K_B + 1} \dot{m}_B \\ \dot{m}_{cor} = \dot{m}_B - \sigma \cdot \dot{m}_B = (1 - \sigma) \dot{m}_B \\ \dot{m}_m = \frac{K_B + 1 + f}{K_B + 1} \dot{m}_B \end{cases} \quad (29)$$

四、冷却液蒸发速率及液膜冷却系数

室壁表面上的内冷却液的蒸发过程是复杂的，它涉及到一系列的物理和化学过程。所以要想精确确定蒸发速率是困难的。我们可以假设液膜的蒸发速率 F_v 符合直线规律、指数规律及抛物线规律等。但把实际计算与实验结果相比较，发现直线规律和指数规律较符合实际情况。

1. 直线规律

液膜的生存长度 l_0 可以由发动机热试后推力室分析观察来判断。对于小的空间发动机，

其长度约为燃烧室长度的一半，即 $l_0 = \frac{1}{2} L_{cy}$ 。

蒸发速率 $F_v(x)$ 是单位时间内单位燃烧室表面上蒸发掉的冷却剂量，单位是 $\text{kg/m}^2 \cdot \text{s}$ 。假定它具有线性变化规律：

$$F_v(x) = Kx + b$$

$$\text{当 } x = 0 \text{ 时, } \overline{F}_{v0} = b$$

$$\text{当 } x = l_0 \text{ 时, } F_v(x) = 0$$

$$\therefore F_v(x) = -\frac{\overline{F}_{v0}}{l_0}(x - l_0) \quad (30)$$

当稳定工作时，单位时间内整个液膜的蒸发量应等于内冷却液的流量。因而，

$$\overline{F}_{v0} = \frac{\dot{m}_{co}}{\pi r_0 l_0}$$

$$\therefore F_v(x) = -\frac{\dot{m}_{co}}{\pi r_0 l_0^2}(x - l_0) \quad (31)$$

2. 指数规律

$$\text{假定: } F_v(x) = Ae^{-\frac{1}{x-l_0}}$$

$$\text{则当 } x = 0 \text{ 时, } F_v(0) = Ae^{\frac{1}{l_0}} = \overline{F}_{v0}$$

$$\therefore A = \overline{F}_{v0} e^{-\frac{1}{l_0}}$$

$$F_v(x) = \frac{\overline{F}_{v0}}{e^{\frac{1}{l_0}}} e^{-\frac{1}{x-l_0}} \quad (32)$$

$\overline{F}_{v0}$ 可以按上述的方法确定。

由于冷却剂的绝大部分要参加化学反应（燃烧），要放出大量的热量。虽然一部分热量为

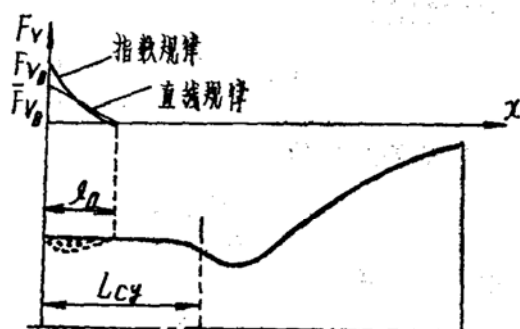


图3 液膜的蒸发规律

它蒸发所吸收, 但大部热量传给室壁。所以液膜冷却的效率是很低的。为了说明液膜的冷却效果, 我们引进了一个液膜冷却系数 ψ 。其表明冷却液中只有 ψ 的液体真正起到冷却的作用, 一般在5~15%范围内。所以只有 $\psi \cdot F_v(x)$ 的蒸发对冷却是有效的。

五、室壁中温度场的计算

用一维数值法求解具有对流换热和辐射换热边界条件的室壁温度问题。由能量守恒定律得以下差分公式:

(1)、燃气边壁面温度 T_w'

$$T_w' = \frac{r_{in} N T_{aw} + \left[\frac{M}{2} \left(r_{in} + \frac{\Delta r}{2} \right) \cdot r_{in} N - \left(r_{in} + \frac{\Delta r}{2} \right) \right] T_w + \left(r_{in} + \frac{\Delta r}{2} \right) T_1 - r_{in} P \psi F_v}{\frac{M}{2} \left(r_{in} + \frac{\Delta r}{4} \right)} \quad (33)$$

式中 T_w, T_w' ——在 $t, t + \Delta t$ 时刻燃气壁面温度

$r_{in}, \Delta r$ ——室内半径及半径方向上的计算步长

$$M = \frac{\rho C \Delta r^2}{\lambda \Delta t}, \quad N = \frac{h_{eff} \Delta r}{\lambda}, \quad P = \frac{\Delta r \Delta H_v}{\lambda}$$

h_{eff} —— $hg + q_R / (T_{aw} - T_{wg})$

(2) 材料中任意一节点上的温度 T_n

$$T_n' = \frac{\left(r_n - \frac{\Delta r}{2} \right) T_{n-1} + r_n (M - 2) T_n + \left(r_n + \frac{\Delta r}{2} \right) T_{n+1}}{r_n M}$$

式中 T_n, T_{n-1}, T_{n+1} 分别是材料中节点 $n, n-1, n+1$ 上的 t 时刻的温度。

(3) 不同材料交界面上的温度 T_{int}

$$T_{int}' = \left\{ \left(r_{int} - \frac{\Delta r_i}{2} \right) T_{int-1} + \left[\frac{M_i}{2} \left(r_{int} - \frac{\Delta r_i}{4} \right) + \frac{M_{i+1}}{2} \left(r_{int} + \frac{\Delta r_{i+1}}{4} \right) \right] T_{int} + \pi \left(r_{int} + \frac{\Delta r_{i+1}}{2} \right) T_{int+1} \right\} / \left[\frac{M_i}{2} \left(r_{int} - \frac{\Delta r_i}{4} \right) + \frac{M_{i+1}}{2} \pi \left(r_{int} + \frac{\Delta r_{i+1}}{4} \right) \right]$$

$$\text{式中 } \pi = \frac{\Delta r_i}{\Delta r_{i+1}} \cdot \frac{\lambda_{i+1}}{\lambda_i}, \quad M_i = \frac{\rho_i C_i \Delta r_i^2}{\lambda_i \Delta t}, \quad M_{i+1} = \frac{\rho_{i+1} C_{i+1} \Delta r_{i+1}^2}{\lambda_{i+1} \Delta t}$$

$i, i+1$ ——表示第 $i, i+1$ 两种材料

(4) 室外表面上的温度 T_{out}

$$T_{out}' = \frac{\left(r_0 - \frac{\Delta r}{2} \right) T_{0-1} + \left[\frac{M_0}{2} \left(r_0 - \frac{\Delta r_0}{4} \right) - \left(r_0 - \frac{\Delta r_0}{2} \right) \right] T_0 - \frac{C_0 \epsilon_w \Delta r_0}{\lambda_0} r_0 \left(\frac{T_0}{100} \right)^4}{\frac{M_0}{2} \left(r_0 - \frac{\Delta r_0}{4} \right)} \quad (36)$$

式中 $C_0 = 20.43 \text{ kJ/m}^2 \cdot \text{h} \cdot \text{K}$ ——辐射常数, 注脚“0”表示外表面。

显式差分格式，计算是有条件稳定的，其条件是： $\sigma T_n' / \sigma T_n > 0$ ，即 $r_n (M_i - 2) > 0$ 。

由此在确定了时间步长后，可确定空间步长，即： $\Delta r_i > \sqrt{\frac{2\lambda_i \Delta t}{\rho_i C_i}}$ 。(37)

但在实际计算中，往往采用试凑的方法。

六、辐射冷却推力室的比冲损失

造成辐射冷却推力室比冲损失的原因有二。一是由于低混合比的边区的存在，使燃料的化学能不能充分释放，引起比冲损失，称为内部损失。二是由于推力室外表面散失了大量的热量，从而引起比冲的损失，称为外部损失。

1. 内部损失

内部过程引起的比冲损失为：

$$\Delta I_{sp, in} = I_{sp, cor} - \frac{(1-\sigma)(K_B+1)I_{sp, cor} + [\alpha^0(K_B+1) + f]I_{sp, w}}{K_B + (1+f)} \quad (38)$$

上式也可以写成：

$$\Delta I_{sp, in} = \frac{\frac{1+K_w}{1+K_{cor}}}{\left(1 + \frac{1+K_w}{1+K_{cor}} \cdot f\right)} \cdot f(I_{sp, cor} \cdot I_{sp, w}) \quad (39)$$

2. 外部损失

由传热计算求得平衡热流沿推力室轴的变化曲线， $q_R(x)$ 。这样，可以得出推力室外表面上散走的热量(单位时间内)。

$$d\dot{Q} = q_R(x)ds \quad (40)$$

式中 ds 是推力室的基元表面积，如图4所示。

$$ds = 2\pi r \frac{1}{\cos\alpha} dx$$

$$\therefore \dot{Q} \approx \int_0^L 2\pi r \frac{1}{\cos\alpha} q_R(x) dx$$

或

$$Q = \sum 2\pi r_c q_{RC} \Delta x_i + \sum 2\pi r_i \frac{1}{\cos\alpha_i} \Delta x_i q_{Ri}(x)$$

图4 计算表面积 ds 用图

由图知： $ds = 2\pi r \frac{1}{\cos\alpha} dx$

由热力学第二定律可知，这些热量即使留在推力室内，也只有其中的一部分可以转变成排出气体的动能，并且越往出口处，转换的热量越少。所以，转变成排气动能的熱量可以写成：

$$\dot{Q}' = \sum 2\pi r_L q_{RC} \Delta x \eta_t + \sum_i 2\pi r_i \frac{1}{\cos\alpha_i} q_{Ri}(x) \eta_{ti} \Delta x_i \quad (41)$$

式中的热效率为：

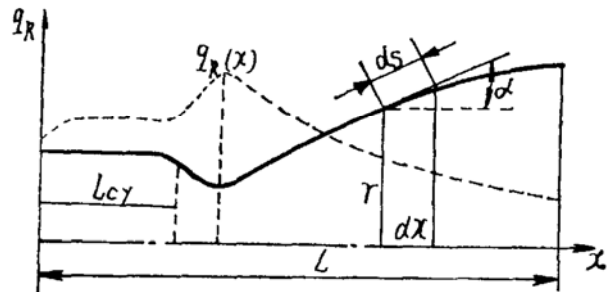


图4 计算表面积 ds 用图

$$\begin{cases} \eta_t = 1 - \left(\frac{p_e}{p_L} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \\ \eta_{ti} = 1 - \left(\frac{p_e}{p_i} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \end{cases}$$

考虑到这个热量损失后, 其排气速度为:

$$\omega'_e = \sqrt{\omega_e^2 - \frac{2\dot{Q}'}{m}} \quad (42)$$

相应的比冲损失为:

$$\Delta I_{sp, out} = \frac{1}{g} (\omega_e - \omega'_e) \quad (43)$$

所以辐射冷却推力室的总的比冲损失为:

$$\Delta I_{sp} = \Delta I_{sp, in} + \Delta I_{sp, out} \quad (44)$$

当确定了辐射推力室的比冲损失后, 就可以对推进剂的秒流量进行修正, 然后修正推力室的轮廓尺寸等。

七、计 算 举 例

一个用于卫星进入同步轨道的高空发动机, 计算的初始参数如下:

推力 $F = 490\text{N}$

燃烧室压力 $p_c = 7 \times 10^5 \text{Pa}$

压力比 $p_e/p_c = 2.857 \times 10^{-4}$

推进剂 $\text{N}_2\text{O}_4/\text{Az-50}$

组元比 $K_{cor} = 1.65, K_w = 1.1$

特征长度 $L^* = 30\text{cm}$

材料: 内、外涂层分别为 $\text{ZrO}_2, \text{T}_1\text{C}_r\text{C}$, 厚度 0.3mm

基体金属 C_{103} , 厚度: 头部 2mm 、喉部 4mm 、出口 1mm 。

由热力计算初步设计出了推力室的轮廓, 然后进行传热计算及损失计算。

1. 传热计算

(1) 首先选定液膜蒸发速率的形式。如上所述, 我们取直线变化形式(见图 3)。

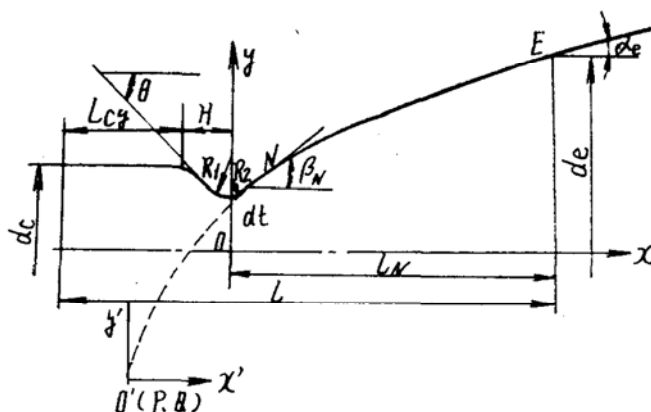


图 5 推力室初步轮廓尺寸

$R_1 = 0.0108\text{m}, R_2 = 0.00413\text{m}, \widehat{NE}$ 为抛物线 $y'^2 = 0.1019x', p = -0.05813\text{m}, Q = -0.06696\text{m}$
 $\theta = 45^\circ, \beta_N = 33^\circ, \alpha_e = 13.79^\circ R_e = 0.1405\text{m}, R_t = 0.0108\text{m}, R_c = 0.023\text{m}, L_N = 0.3642\text{m}$

(2) 确定液膜冷却系数 φ 。其值不可能精确计算出, 只能假设, $\varphi = 5\%$ 。

(3) 外壁面的黑度选取。因为黑度选取直接影响外壁面向外空间辐射的热量, 所以选取很重要。原则上, 外壁面的黑度选取越大越好。但是黑度过大、在工艺上又很难达到。因此, 我们假定外壁面的黑度为0.90。

(4) 利用上述方法, 列出一组一维热平衡方程, 上机计算, 得到推力室平衡热流强和平衡外壁温度沿轴线的分布规律曲线, 如图6。温度及热流由 $x = 0$ 处先是逐渐升高, 后趋于一个常数。到达收敛段时, 温度及热流又急骤上升, 直到喉部达最大值。此后, 随着 x 的增大, 温度及热流开始逐步下降。其温度分布规律与实际相符, 说明计算方法是可行的。

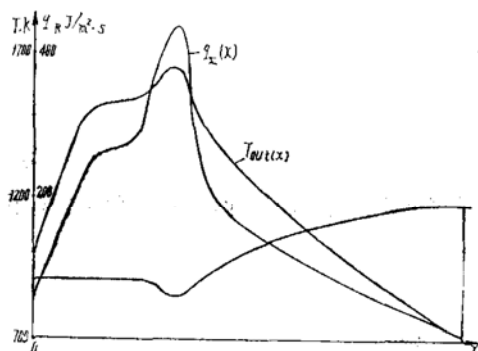


图6 平衡热流和外壁面平衡温度沿轴向的变化曲线

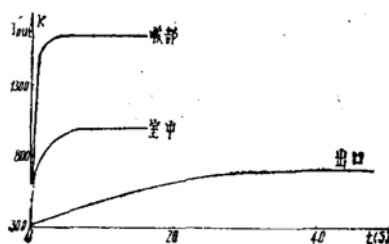


图7 室中、喉部、出口处外壁温度随时间的变化

由图7可见, 壁温的变化是比较迅速的。其中以喉部为快, 燃烧室次之, 喷管出口更次之。这主要是因为三者所处的燃气温度, 压力及几何形状不同。温度的变化成指数规律。开始时变化比较快, 随着时间的增长, 其上升速度也越来越慢, 最后趋于一个常数。这种变化规律也与实际相符。因而从这一侧面也证实了计算方法是可行的。

2. 损失计算

有了平衡热流强曲线, 即可进行损失计算。由(38)、(39)式可得:

$$\begin{cases} \text{内部损失: } \Delta I_{in} = 35.7 \text{ m/s} \\ \text{外部损失: } \Delta I_{out} = 7.5 \text{ m/s} \end{cases}$$

所以总的比冲损失为: $\Delta I = 43.2 \text{ m/s}$

根据比冲损失, 我们对推力室的形状、尺寸进行修正, 以达到设计要求为止。

参 考 文 献

- (1) Volkov, Y.B., Golovkov, L.G. and Syritysyn, T.A.: Liquid rocket engines, AD743645.
- (2) Ozisik, M.N.: Basic heat transfer, McGraw-Hill Book Company, 1977.
- (3) 狄连顺: 辐射冷却推力室的比冲损失计算。《国防科技大学》学报, 1986年第4。