

飞行中的气动力和辐射加热

И. И. 德拉金 著



国防工业出版社

飞行中的气动力 和辐射加热

И. И. 德拉金 著

馬同澤、曹孝瑾 譯



国际工业出版社

1963

內 容 簡 介

本书叙述了飞行器在飞行中的气动力和輻射加热原理，蒙皮温度的計算方法，并討論了稳定和不稳定热过程的条件。本书引进了計算公式和某些輔助图表，較复杂的計算方法都以实例說明。本书对于解决高速飞行器的热防护，材料选择和热应力計算等問題有一定的参考价值。

本书可作为高等院校教学参考书，也可供从事这方面工作的研究生、教师和工程技术人员参考。

Аэродинамический и лучистый нагрев в полете

И. И. Дракин

Оборонгиз 1961

飞行中的气动力和輻射加热

馬 同 澤、 曹 孝 瑾 譯

*

国防工业出版社出版

北京市书刊出版业营业許可証出字第 074 号

国防工业出版社印刷厂印刷 新华书店北京发行所发行

*

850×1168¹/₃₂ 印張 3³/₁₆ 80 千字

1963 年 7 月第一版 1963 年 7 月第一次印刷 印数: 001—700 册

統一书号: n15034·668 定价: 1.00 元

目 录

采用符号	4
原序	7
第一章 气动力加热时的换热	9
§ 1.1 飞行中物体表面产生的热流	9
§ 1.2 在零攻角下流过平板时的放热系数	14
§ 1.3 流过倾斜于气流的平板、机翼翼型和迴轉体时的放热系数	19
§ 1.4 繞流正表面时的放热系数	26
§ 1.5 影响层流边界层轉变为紊流边界层的因素	28
§ 1.6 高超音速情况下换热的特点	40
第二章 物体的輻射和吸收性能	48
§ 2.1 輻射和吸收輻射能的基本定律	48
§ 2.2 不同物体和不同表面状态的輻射系数	51
§ 2.3 不同物体的吸收系数	57
第三章 稳定热过程时的壁温	61
§ 3.1 内部无冷却时的壁温	61
§ 3.2 内表面受到冷却时的壁温	68
§ 3.3 在太阳加热下的壁温	69
第四章 不稳定热过程中壁的加热	71
§ 4.1 薄壁的温度	71
§ 4.2 沿蒙皮厚度的温度分布	76
§ 4.3 薄蒙皮准则	88
§ 4.4 热絕緣蒙皮厚度的計算	91
参考文献	101

采用符号

- A ——常系数; 供应系数;
 a ——导温系数(米²/秒); 声速(米/秒); 常系数;
 c ——比热(大卡/公斤·°C);
 c_p ——气体的等压比热(大卡/公斤·°C);
 c_f ——局部气体摩擦系数;
 E ——单位时间内的能量(公斤·米/秒); 物体单位面积上单位时间内辐射的总能量(公斤/秒·米);
 F ——面积(米²);
 G ——重量(公斤);
 g ——重力加速度(米/秒²);
 H ——飞行高度(米); 不可压缩流体的置换厚度和冲量损失厚度之比;
 M_∞ ——未被扰动气流的马赫数;
 M_0 ——局部马赫数;
 Pr ——普朗特数;
 p_∞ ——未被扰动气流的压力(公斤/米²);
 $\bar{p}_s$ ——基于未被扰动气流速度头的表面相对压力;
 $\bar{p}_0$ ——基于局部速度头的表面相对压力;
 q ——热流量(大卡/米²秒);
 q_a ——因气动力加热而产生的热流量(大卡/米²秒);
 q_0 ——在驻点处因气动加热而产生的热流量(大卡/米²秒);
 q_a ——被物体所吸收的辐射热流量(大卡/米²秒);
 $q_{\text{нв}}$ ——物体辐射的热流量(大卡/米²秒);
 $q_{\text{нар}}$ ——用于加热物体的热流量(大卡/米²秒);
 q_r ——由于导热而传出物体被研究段的每一平方米物体外表面积的热流量(大卡/米²秒);
 $q_{\text{пор}}$ ——物体吸收的热流量(大卡/米²秒);
 $q_{\text{ох}}$ ——冷却热流量(大卡/米²秒);
 R ——表面的曲率半径(米);

Re ——雷諾数;
 Re_0 ——局部雷諾数;
 Re_{cr} ——临界雷諾数;
 Re^* ——相应于定性温度的雷諾数;
 r ——温度恢复系数;
 S ——太阳辐射的热流量(大卡/米²秒);
 St ——斯坦頓数;
 s ——斯坦頓数的比例系数;
 T ——绝对温度(°K);
 T_∞ ——未被扰动气流的温度(°K);
 T_r ——絕热壁温度(°K);
 T_0 ——边界层外緣上的空气温度(局部温度)(°K);
 T_k ——内部结构温度(°K);
 T_{0s} ——蒙皮温度(°K);
 T_{cr} ——蒙皮外表面温度(°K);
 T_{br} ——蒙皮內表面温度(°K);
 T^* ——定性温度(°K);
 u_{cr} ——壁面上的复合速度(厘米/秒);
 V ——速度(米/秒);
 V_0 ——边界层外緣上的局部速度(米/秒);
 V_∞ ——未被扰动气流的速度(米/秒);
 V_{800} ——第一宇宙速度(米/秒);
 x ——由前緣或头部算起的距离(米);
 $\bar{x}$ ——由前緣或头部算起的相对座标;
 y ——垂直于表面的座标(米);
 z ——沿表面并垂直于气流的座标(米);
 α ——放热系数(大卡/米²秒·°C); 攻角(弧度);
 α_0 ——钝头物体駐点处的放热系数(大卡/米²秒·°C);
 α_4 ——以热焓增量进行計算时的放热系数(公斤/米²秒);
 α_{0k} ——当量放热系数(大卡/米²秒·°C);
 β ——辐射能的积分吸收系数; 毕渥相似准則;

- γ ——容积重量(公斤/米³);
 δ ——边界层厚度(米);
 δ_{00} ——蒙皮厚度(米);
 δ^* ——边界层置换厚度(米);
 δ^{**} ——边界层冲量损失厚度(米);
 ε ——光滑表面的积分辐射系数;
 ε_λ ——波长为 λ 的单色辐射系数;
 ε_π ——沿蒙皮厚度的相对温度降;
 θ ——相对温度;
 θ_k ——半锥顶角(弧度);
 κ ——绝热指数;
 λ ——导热系数(大卡/米·秒·°C); 波长(米); 波尔豪森参数;
 λ_m ——最大强度的波长(微米);
 μ ——粘度(粘性系数)(公斤·秒/米²);
 μ^* ——定性温度下的粘度(公斤·秒/米²);
 ν ——动粘度(动粘性系数)(米²/秒);
 ν^* ——定性温度下的动粘度(米²/秒);
 ξ ——锥型流的相似参数; 相对座标;
 ρ_0 ——边界层外缘上的空气密度(公斤·秒²/米⁴);
 ρ_∞ ——未被扰动气流的空气密度(公斤·秒²/米⁴);
 ρ^* ——定性温度下的空气密度(公斤·秒²/米⁴);
 σ ——斯蒂芬—波尔兹曼常数(大卡/米²秒[°]·K⁴);
 τ ——时间(秒);
 φ ——傅立叶准则; 垂直綫与物体表面法綫之間的夹角(弧度); 气流方向与机翼表面切綫之間的夹角(弧度);
 α ——表征驻点附近速度分布的系数; 机翼的后掠角(弧度);
 ψ ——太阳射綫与物体表面法綫之間的夹角(度);
 ω ——幂指数。

原 序

由于超声速飞行器的广泛应用,因而和飞行时气动力加热(空气动力加热)及辐射加热有关的问题就具有了重大的意义。属于这类问题的首先是乘员、结构和设备的热防护,以及结构材料的选择和结构内热应力的计算。为了解决这些问题必须首先计算外蒙皮的温度,本书的目的即在于此。

在研究气动换热时,涉及了在大气层内飞行时所有可能的速度和高度范围。然而并不是全部所涉及的问题都以同样的深度加以叙述。这是因为某些问题在科学文献中研究得还很不够,同时也由于本书主要是供教学使用的缘故。

在叙述辐射换热时,注意力主要放在热辐射上,因为无论在气动力加热或是在辐射加热中,它对于热平衡都具有很大的意义。

由于不断扩大使用具有低导热性的材料作蒙皮,以及由于在强烈加热时常采用厚蒙皮,本书中同时介绍了薄蒙皮温度和厚蒙皮温度的计算方法。推导出薄蒙皮的准则,并给出所需绝热厚度的计算方法。

本书供初步设计计算之用,因此在大多数情况下介绍了能迅速地得到结果的近似计算方法。考虑到主要是为了教学目的,这里仅仅研究了最简单的结构构件(平板、翼型、三角机翼、锥体、钝头物体的驻点区域)。

虽然书中涉及了广阔的速度范围,但应注意,换热计算的精确度将随着 M 数的增加而下降,因为只能不很精确地估计像分解、复合、边界层厚度的增加之类的因数。激波后空气的辐射决定了所介绍的计算驻点温度方法的应用范围。这种辐射在高 M 数下可能导致比气动力换热更强烈的放热。对激波后空气的辐射仅仅作性

质上的分析。

本书中并不研究热防护的方法，所以对某些与热防护措施密切有关的换热问题未加阐述。属于这类问题的有多孔冷却和升华时的换热。也没有对通过多层壳的传热问题进行研究。

为了更好地阐明复杂的热计算方法，书中给出了计算实例，其原始数据是任意给定的。

第一章 气动力加热时的换热

§ 1.1 飞行中物体表面产生的热流

当連續气流流过某一物体时，在物体壁上气流速度为零。此时气流的动能轉化为热，因而在壁附近的空气被加热。

如果气流的动能完全轉化为热能，滞止气流的温度为

$$T_0 = T_\infty \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_\infty^2 \right).$$

然而，当动能变为热能时一部分能量消散，并且絕热壁上，即不吸热也不辐射热的壁上，空气温度为

$$T_r = T_0 \left(1 + r \frac{\kappa - 1}{2} M_\infty^2 \right), \quad (1.1)$$

式中 r ——温度恢复系数

$$r = \frac{T_r - T_\infty}{T_0 - T_\infty}. \quad (1.2)$$

温度 T_r 称为恢复温度或者絕热壁温度，因为絕热壁温度实际上等于 T_r 。

恢复系数的值主要取决于边界层的结构和由普朗特数

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{g\mu c_p}{\lambda}, \quad (1.3)$$

所决定的空气的物理性质，式中 a ——导热系数。

对于工程計算可以近似地采用下式[35]：对于层流边界层

$$r_x = (Pr^*)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.4)$$

对于紊流边界层

$$r_x = (Pr^*)^{\frac{1}{3}}, \quad (1.5)$$

式中普朗特数应该相应于文献[35]中提到的、由下式决定的定性

溫度:

$$T^* = T_b + 0.5(T_{cr} - T_b) + 0.22(T_r - T_b). \quad (1.6)$$

定性溫度的引入是由于沿着边界层的厚度空气的温差很大。这使得空气的物理性质(粘度、密度、导热性)沿着边界层的厚度而变化。

原則上有可能不用定性溫度而用相应的积分边界层方程的方法来求解傳热問題。然而对于可壓縮气体,甚至在层流边界层的情形下,也必須对两个二阶的方程式作繁复的数值积分。楊(A. D. Young)[30]曾經指出,如果粘度表示为下式:

$$\mu = AT^\omega,$$

則可壓縮气体层流边界层方程的积分可以大大簡化。在这种情形下所得到的結果甚至可以用公式表示出来,虽然这类公式是相当复杂的。但是上述粘度公式只能在边界层中溫度范围不大时采用,因为 ω 并不是一个常量。事实上,当絕對溫度在 $300 \sim 500^\circ\text{K}$ 範圍內, $\omega = 0.72$,而当溫度在 $1000 \sim 2000^\circ\text{K}$ 範圍內, $\omega = 0.58$ 。

在紊流边界层的情况下,甚至不可能得到这样的簡化解。由于解边界层方程有一定的困难,所以采用定性溫度的方法就显得有利。这时只要取空气在定性溫度下的物理性质就可以利用不可壓縮流体边界层方程的解。

定性溫度不仅和(1.6)式中的那些溫度有关,而且和边界层的结构及 M 数有关。例如,楊和蔣森(Janssen)建議对于层流边界层在 M 数由0到5的範圍內[35]用下式

$$T^* = T_b + 0.58(T_{cr} - T_b) + 0.19(T_r - T_b),$$

而在 M 数由5到10的範圍內

$$T^* = 0.7T_b + 0.58T_{cr} + 0.23T_b M^2.$$

埃克尔特(E. R. Eckert)证明在全部实际应用的 M 数範圍內可以給出一般的定性溫度公式(1.6)。根据楊和蔣森在計算机上得出的、基于无定性溫度精确解的結果,埃克尔特对于层流边界层

的公式进行了驗算。驗算結果表明, 当 M 数在从 0.2 到 22 的范围內, 用(1.6)式决定摩擦阻力, 因而也决定放热, 所产生的誤差不超过 3%, 并且在大多数情况下 (50 次中有 38 次) 誤差小于 1% [35]。

埃克尔特[35]分析了其它作者所得的研究成果和实验数据, 得出可将(1.6)式用于紊流边界层的結論。莫那汉(R. J. Monaghan)[48]也得出了同样的結論[48]; 在理論研究和分析馬赫数一直到 $M=8$ 的实验数据的基础上, 他发现对于紊流边界层可以采用和层流边界层相同的定性溫度。

埃里克(К. Эрик) [37]指出, 定性溫度的方法不仅适用于层流和紊流边界层, 而且适用于分解气体。誠然, 他还指出, 定性溫度的方法最宜用于作初步的气动热力計算。更精确的解应该用计算机求得。

从(1.6)式可見, 仅当恢复溫度 T_r 和壁溫 T_{cr} 为已知时, 才可以計算定性溫度, 但这些溫度本身就是未知数。因此对于稳定热过程必須先近似地估計普朗特数, 然后用逐步近似法进行气动力加热計算。对于不稳定热过程, 如 § 4.1 所示, 可以不用逐步近似法进行計算。

瓦尔加夫季克(Н. В. Варгафтик) [25] 和范·德里斯特 (Van Driest) [5] 所給出的普朗特数和溫度的关系繪于图 1.1 上。由图

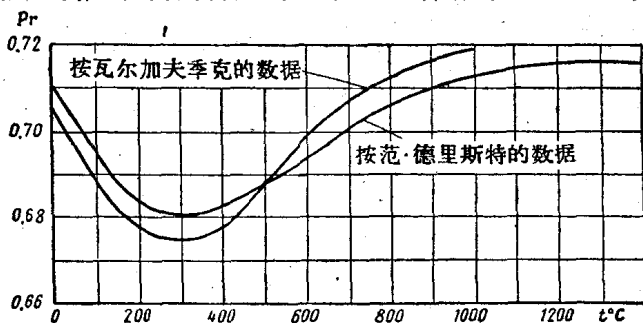


图 1.1 空气的普朗特数和溫度的关系

可見,在溫度 $0 \sim 1400^{\circ}\text{C}$ 範圍內普朗特數在從 0.68 到 0.72 比較狹小的範圍內變化。如果取其平均值 0.70,則對一次近似計算按(1.4)和(1.5)式得到

$$r_a = 0.83; \quad r_r = 0.89.$$

邊界層內熱空氣傳給壁的热流量可用牛頓公式表示

$$q_a = \alpha(T_r - T_{cr}), \quad (1.7)$$

式中 α ——放熱係數。

熱流量的值將用大卡/米²·秒來量度。與此相應,放熱係數的因次將為(大卡/米²秒·°C)。

除上述加熱運動物體的气体運動熱流外,物體的外表面在飛行時還可能受到太陽、地球、月球、行星和銀河所發出的輻射能的作用,而在地球附近的飛行時只有從太陽和地球來的輻射熱流具有實際意義。其它的热流僅僅在接近於相應的行星或者銀河系其他天體飛行時才有意義。

受照射的表面所吸收的太陽直接輻射熱流量為

$$q_c = \beta S \cos \psi, \quad (1.8)$$

式中 S ——太陽對表面的法向輻射熱流量;

ψ ——太陽射綫與物體表面法綫之間的夾角;

β ——隨物體表面的材料及其表面的狀態和溫度而變的吸收係數。

在地球軌道上太陽輻射的熱流,在不計及大氣層對它的吸收和散射時, $S = 0.332$ 大卡/米²秒(見[34])。在高度低於 40 公里時 S 將小於上述值,並與高度、太陽的天頂距離以及氣象條件有關。

太陽當頂時,地球表面的 S 值約減少 $\frac{3}{5}$ 。

地球表面和雲所反射來的太陽射綫熱流量比太陽的直接輻射熱流量小幾倍。在地球——太陽綫上(即在連接地球和太陽的直綫上——譯者),高度為 500 公里處反射熱流量約為

$$q_{\text{от}} = 0.016(1 + 2\cos\varphi)\beta_0 \quad (1.9)$$

地球的辐射热流更小: 在高度为 500 公里处约为

$$q_s = 0.007(1 + 2\cos\varphi)\beta_0 \quad (1.10)$$

反射的太阳射线和地球本身的辐射热流随着高度的增加而减少。在几千公里的高度处可以忽略不计。

在飞行时的物体所吸收的总热流量为:

$$q_{\text{пор}} = q_a + q_n, \quad (1.11)$$

式中

$$q_n = q_o + q_s + q_{\text{ото}} \quad (1.12)$$

物体所吸收的热量将用于向外辐射、加热物体本身和借热传导传出所讨论部分的区域。在无冷却时总的平衡为:

$$q_{\text{пор}} = q_{\text{из}} + q_{\text{нар}} + q_{\text{то}} \quad (1.13)$$

辐射热流量为

$$q_{\text{из}} = s\sigma T_{\text{кр}}^4, \quad (1.14)$$

式中 σ ——斯蒂芬-波尔兹曼常数, 其值为

$$\sigma = 13.6 \times 10^{-12} \text{ 大卡/米}^2 \cdot \text{秒} \cdot ^\circ\text{K}^4;$$

s ——辐射系数, 其值随表面的材料、表面状态和温度而变。

在第二章中列出了有关 s 的数值资料。

用于加热物体和通过侧面边界传走的热流量取决于物体表面

沿蒙皮厚度的温度梯度 $\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{\text{кр}}$ 及导热系数 λ :

$$q_{\text{нар}} + q_{\text{т}} = \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{\text{кр}}, \quad (1.15)$$

式中 y ——由表面指向气流的坐标。

导热系数常常用单位大卡/米·小时·°C来量度, 但用小时作为时间的单位和工程单位制不符合, 它仅仅适用于建筑工程, 那里热过程延长到几小时或几昼夜。对于受大量气动力加热的飞行器热过程的极限时间通常用秒和分来量度, 所以在本书中将用大卡/米·秒·°C来量度导热系数。

物体表面的温度梯度 $\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{\text{cr}}$ 在一般情况下由傅立叶方程决定[9]

$$c\gamma \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad (1.16)$$

式中 c ——蒙皮材料的比热;

γ ——蒙皮材料的容积重量。

加热蒙皮的热流量

$$q_{\text{нар}} = \int_0^{\delta_{06}} c\gamma \frac{\partial T}{\partial \tau} dy,$$

一般也应由方程(1.16)来决定。

当沿表面具有温度梯度 $\frac{\partial T}{\partial x}$ 或 $\frac{\partial T}{\partial z}$ 时, 在蒙皮中将产生垂直于上述热流的热流。其值与 $\lambda \frac{\partial T}{\partial x}$ 或 $\lambda \frac{\partial T}{\partial z}$ 成正比, 并且一般也应由(1.16)式决定。

§ 1.2 在零攻角下流过平板时的放热系数

决定超音速下的放热系数是相当复杂的问题。目前只有在零攻角下的平板具有比较精确的解, 甚至这种解也还没有考虑厚度不断增长的边界层所引起的沿平板的压力变化。决定较复杂形状流动时放热的问题通常作出各种假定而归结为平板的放热。

放热系数可以用强迫流动时放热的相似准则, 无因次的斯坦顿数 St 来表示。这时

$$\alpha = St \gamma_s V_s c_{p0}. \quad (1.17)$$

常常用同样是无因次的努谢尔特数来代替斯坦顿数。努谢尔特数等于

$$Nu = \frac{\alpha x}{\lambda}, \quad (1.18)$$

而努謝尔特数和斯坦頓数由下式联系:

$$Nu = St Re Pr,$$

式中 Re ——雷諾數

$$Re = \frac{Vx}{\nu} \quad (1.20)$$

斯坦頓数和局部摩擦系数成正比

$$St = s c_f, \quad (1.21)$$

并且比例系数是无因次量。在低速和边界层内的溫度差不大时, 無論是在层流边界层或者是紊流边界层中, s 值等于(見[35])

$$s = \frac{1}{2} Pr^{-2/3}. \quad (1.22)$$

考虑气流的可压缩性, 在层流边界层时(1.22)式中普朗特数应该在定性溫度下算出[35], 即

$$s_x \approx \frac{1}{2} (Pr^*)^{-2/3}. \quad (1.23)$$

对于紊流边界层应用(1.23)式是較少根据的, 但在未研究出其它方法以前可以采用[35]

$$s_r \approx \frac{1}{2} (Pr^*)^{-2/3}. \quad (1.24)$$

必須注意, 由于普朗特数的变化范围不大, 系数 s 可能的变化范围同样也不大。取普朗特数的平均值 $Pr = 0.7$, 可得

$$s \approx 0.64.$$

此值可用于一次近似計算。如果已知系数 s , 則斯坦頓数的計算可归結为确定局部摩擦系数。对于不可压缩气流在层流边界层时, 局部摩擦系数可以表示为([35], [33], 第 119 頁):

$$c_f = \frac{0.664}{\sqrt{Re}}. \quad (1.25)$$

在紊流边界层时(到 $Re = 10^7$), 可以应用公式(見[48], [33], 第 425 頁)

$$c_f = \frac{0.0592}{(\text{Re})^{0.2}} \quad (1.26)$$

对 $10^6 \leq \text{Re} \leq 10^9$, 下面的公式和实验很好地符合 (见 [35]、[33], 第 433 页)

$$c_f = \frac{0.37}{(\lg \text{Re})^{2.584}} \quad (1.27)$$

如应用 (1.6) 式, 根据定性温度算出雷诺数, 则上面这些公式也能用于可压缩气流。这时系数 c_f 将和定性温度下的空气物理参数, 即 ρ^* 及 μ^* 有关; (1.17) 式中的斯坦顿数和 $c_{p\delta}$ 有关。对可压缩气流 c_p 必须用定性温度算出。考虑到以上所述, 在边界层外缘上空气的物理性质有关的摩擦系数将为

$$c_{f\text{外}} = c_f^* \frac{\rho^*}{\rho_\delta}, \quad (1.28)$$

而斯坦顿数

$$\text{St} = s^* c_f^* \rho^* c_p^* / \rho_\delta c_{p\delta}$$

将此式代入 (1.17) 式, 得到局部放热系数:

$$\alpha = g s^* c_f^* \rho^* c_p^* V_\delta. \quad (1.29)$$

如计及公式 (1.23)、(1.24)、(1.25)、(1.26) 及 (1.27), 可求出放热系数的完整表达式, 这时放热系数将为:

在层流边界层时

$$\alpha_x = 3.26 (\text{Re}^*)^{-1/2} (\text{Pr}^*)^{-2/3} \rho^* c_p^* V_\delta, \quad (1.30)$$

在紊流边界层和 $\text{Re} \leq 10^7$ 时

$$\alpha_x = 0.29 (\text{Re}^*)^{-0.2} (\text{Pr}^*)^{-2/3} \rho^* c_p^* V_\delta, \quad (1.31)$$

在紊流边界层和 $10^6 \leq \text{Re} \leq 10^9$ 时

$$\alpha_x = 1.81 (\lg \text{Re}^*)^{-2.584} (\text{Pr}^*)^{-2/3} \rho^* c_p^* V_\delta. \quad (1.32)$$

考虑到边界层中压力不变, 在定性温度下的密度值可以按照特性方程决定:

$$\rho^* / \rho_\delta = T_\delta / T^*. \quad (1.33)$$

这些公式中的普朗特数可以根据图 1.1 上的曲线确定。为了