对流换热与辐射换热

M.A.米赫耶夫主编

科学出版社

对流换热与輻射换热

M. A. 米赫耶夫 主編

徐益謙　陈善年 譯

科 學 出 版 社

1 9 6 3

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
им. Г. М. КРЖИЖАНОВСКОГО
КОНВЕКТИВНЫЙ И ЛУЧИСТЫЙ ТЕПЛООБМЕН
Ответственный редактор академик М. А. МИХЕЕВ
Издательство Академии Наук СССР
Москва 1960

内 容 簡 介

本书汇集了苏联科学院动力研究所关于对流与輻射换热方面的論文十九篇，内容包括各种不同的换热問題、放热过程規律性的研究、放热过程強化方法的探討、工质的热物理性质的确定以及有关实驗的理論与技术等，反映了該所近年来在这方面理論与实驗研究的成果.

本书可作为传热学科方面的科学研究工作者、高等学校教师及工程技术人員的参考书.

对流换热与輻射换热

M. A. 米赫耶夫 主編
徐鉦謙 陈善年 譯

科 学 出 版 社 出 版（北京朝阳門大街 117 号）
北京市书刊出版业营业許可証出字第 061 号
中国科学院印刷厂印刷 新华书店总經售

*

1963年 9 月第 一 版 书号：2323 字数：251,000
1963年 9 月第一次印刷 开本：850×1168 1/32
(京) 0001—2,900 印张：9 9/16

定价：1.70 元

原著編者前言

这本論文集由許多初次发表的論文汇編而成. 这些論文的內容有：各种不同的換热問題，放热过程的規律性的研究，放热过程的強化方法的探討，工質的热物理性質的确定，以及关于实驗的理論和实驗的技术等. 这些論文中很多是令人感兴趣的，如其中的关于換热过程沿換热面的发展的研究，換热过程与流动状况及热負荷的关系的研究，換热过程产生危机之时机及其他問題的討論.

每一篇論文中照例都詳細敘述了进行試驗的条件，并列出試驗数据表. 估計到这些試驗的进行条件，就能够在計算換热过程和換热設备时利用这些研究的結果.

目　　录

06556

管內流体中有內热源时对放热的影响[1]

伏斯克列顯斯基（К. Д. Воскресенский）
图里利娜（Е. С. Турилина）

本文估計了当管內流动的載热体中有內热源作用时对放热的影响.

闡明这个問題有着实际的意义. 例如，在高速流中載热体的变为热的机械能耗損就是一个显著的量. 当流体中通过电流时或者当流体中有放热反应时也产生类似的問題.

文中导出了当流体的內部有热量释出时决定放热的无因次方程式，并分析了当不可压縮流体在管內作层流和紊流流动时內热源的影响.

在长为 l 直径为 d 的直的光滑管中，流过均質而各相同性的不透明的单相流体，流动是稳定的和軸对称（平均地看）的紊流. 流体用电热器或任何别的表面热源加热，保証在管的內表面上有恆定而均匀分布的热負荷 q_c.

管的长度与直径之比有足够的大小，借以使流体具有流动的和热的稳定. 因而假定載热体按时間平均的速度場只和半径有关 $u = u(r)$，而过余温度 $\vartheta \equiv t_c - t$ 的場沿管的长度 x 是自动模化的.

流体中有恆定作用着的內热源，其功率为 q_v，和半径 r 有关.

載热体和管表面之間沒有接触热阻.

其次，假定由于分子和微团的导热所引起的軸向热流之变化

1) 此項研究在 1953 年完成. 类似的問題在文献[5]中也討論过.

比起由于同一导热机制而引起的径向热流之变化来，小得可以略去不計.

必須先求出管表面上的努塞尔特数 Nu，然后再求出流体中的无因次温度 Θ.

上述問題可以归結为下列方程式的求解：

求的是流体中任意一点的努塞尔特数和无因次温度：

$$\mathrm{Nu} \equiv \frac{2r_0 q_c}{\lambda_{\text{м}} \cdot \vartheta_{\text{cp}}}$$

$$\Theta \equiv \frac{t_c - t}{t_c - t_0} = \frac{\vartheta}{\vartheta_0} \tag{1}$$

t_0——管子入口处流体的温度.

这里 $\vartheta_{\text{cp}} \equiv t_c - \overline{t}$——壁温 t_c 和在該断面上流体的平均温度 $\overline{t}$ 之差.

按平均測热温度来确定 $\overline{t}$. 根据上述关于均質而各向同性的假設，得到：

$$\overline{t} = \frac{2}{u_0 r_0^2}\int_0^{r_0} u \cdot r \cdot t \cdot dt = t_c - \frac{2}{u_0 r_0^2}\int_0^{r_0}\frac{\partial t}{\partial r}\int_0^r u \cdot r \cdot dr^2;$$

因此

$$\vartheta_{\text{cp}} = \frac{2}{u_0 r_0^2}\int_0^{r_0}\frac{\partial t}{\partial r}\int_0^r u \cdot r \cdot dr^2,$$

而努塞尔特数等于

$$\mathrm{Nu} = \frac{r_0^2 \cdot q_c \cdot u_0}{\lambda_{\text{м}}\int_0^{r_0}\frac{\partial t}{\partial r}\int_0^r u \cdot r \cdot dr^2}. \tag{2}$$

这样，为了确定 Nu 数的大小，必須先求得流体中的温度場 $t(x, r)$.

当载热体中有內热源并且作了上述的規定时，这个温度場用下列微分方程式和边界条件描述

$$u(r)\frac{\partial t(r, x)}{\partial x} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left\{r(a_{\text{м}} + a_{\text{т}})\frac{\partial t}{\partial r}(r, x)\right\} + \frac{q_v(r)}{\gamma c}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial t(0, x)}{\partial r} = 0, \tag{4}$$

$$\frac{\partial t(r_0, x)}{\partial r} = q_c/\lambda_M. \tag{5}$$

函数 $u(r)$, $a_T(r)$ 和 $q_v(r)$ 都假定是給出的. 此外,还必須給出在流体中任意一点載热体的温度.

方程式(1—5)从数学上描述了本文所提出的問題.

現在我們来求一下方程式(3) $t(x, r)$ 的积分, 它旣滿足边界条件(4)和(5), 又滿足流体的热稳定的条件亦卽滿足在 x 軸方向过余温度場的自模性条件,这个条件可写成下列形式:

$$\frac{\vartheta}{\vartheta_0} \neq f(x) \text{ 或 } \Theta \neq f(x).$$

由此, $\frac{\partial \Theta}{\partial x} = 0$. 經演化整理后得到:

$$\frac{\partial \vartheta(r, x)}{\partial x} = \frac{\vartheta(x, r)}{\vartheta_0(x)} \cdot \frac{\partial \vartheta_0(0, x)}{\partial x}. \tag{6}$$

自模性条件(6)应該也滿足边界条件(5). 将显見的一个关系式 $t = t_c(x) - \vartheta_0(0, x) \cdot \Theta$ 代入(5)式后,得到:

$$-\vartheta_0(x) \cdot \frac{\partial \Theta(r_0)}{\partial r} = \frac{q_c}{\lambda_M} = \text{常数}^{1)}. \tag{6a}$$

因为 $\frac{\partial \Theta(r_0)}{\partial r} =$ 常数,所以 $\vartheta_0 =$ 常数. 由此可見, $\frac{\partial \vartheta_0(0, x)}{\partial x} = 0$ 而由条件(6)得到:

$$\frac{\partial \vartheta(x, r)}{\partial x} = 0.$$

因而 $\vartheta = \vartheta(r)$.

上面的分析指出, 当管子的加热面上的热負荷为恆定并且均匀分布时,如果載热体流有热的稳定,就得到这样的結論: 过余温度場 $\vartheta \equiv t_c - t$ 只和半径 r 有关,也就是对管子的各个截面保持不变.

由此 $$t(x, r) = t_c(r) - \vartheta(r) \tag{7}$$

---

1) 原文誤为 $-\vartheta_0(x) \cdot \frac{d\theta r}{dr} = \frac{a_c}{\lambda_M}\text{const}$ ——譯者.

而
$$\frac{\partial t(r,x)}{\partial r}=-\frac{d\vartheta(r)}{dr}. \tag{8}$$

这样一来，上述問題的解就变成求两个函数的和，其中每一个函数只和一个自变量有关.

将(7)式代入(3)—(5)式，經过演化后我們得到下列方程式：

$$-\frac{1}{r\cdot u(r)}\cdot\frac{d}{dr}\left\{r(a_{\text{M}}+a_{\text{T}})\frac{d\vartheta}{dr}\right\}+\frac{q_v(r)}{\gamma\cdot c\cdot u(r)}=C_1, \tag{9}$$

$$\frac{d\vartheta(0)}{dr}=0, \tag{10}$$

$$\frac{d\vartheta(r_0)}{dr}=-\frac{q_c}{\lambda_{\text{M}}}. \tag{11}$$

这里 C_1——常数.

滿足条件(10)和(11)的微分方程式(9)的解具有下列形式：

$$-\frac{d\vartheta(r)}{dr}=\frac{\partial t(r,x)}{\partial r}=$$

$$=\frac{2\cdot q_c}{\lambda_{\text{M}}r_0\cdot u_0}\left\{\frac{(1+\pi_v)\int_0^r urdr-\pi_v u_0\int_0^r Q\cdot rdr}{r\left(1+\frac{a_{\text{T}}}{a_{\text{M}}}\right)}\right\}. \tag{12}$$

$$\vartheta=\vartheta_0-\frac{2q_c}{\lambda_{\text{M}}r_0u_0}\int_0^r\frac{(1+\pi_v)\int_0^r u\cdot rdr-\pi_v u_0\int_0^r Q\cdot rdr}{r\left(1+\frac{a_{\text{T}}}{a_{\text{M}}}\right)}dr. \tag{13}$$

$$\vartheta_0=\frac{2q_c}{\lambda_{\text{M}}r_0u_0}\int_0^{r_0}\frac{(1+\pi_v)\int_0^r u\cdot rdr-\pi_v u_0\int_0^r Q\cdot rdr}{r\left(1+\frac{a_{\text{T}}}{a_{\text{M}}}\right)}dr^{1)}. \tag{14}$$

在上面这些方程式中，Q 是載热体流中任意一点的內热源的无因次功率

$$Q=\frac{q_v}{q_{v_{\text{cp}}}},$$

---

1) 原文誤为 $\vartheta_0=\frac{2q_c}{\lambda_{\text{M}}r_0u_0}\int_0^{r_0}\frac{(1+\pi_v urdr-\pi_v u_0\int_0^r Qrdr}{r\left(1+\frac{a_{\text{T}}}{a_{\text{M}}}\right)}dr$ ——譯者.

$\pi_v = \dfrac{Q_v}{Q_c}$----内部释热的相似准数，等于内热源产生的热量和經管面加入的热量之比.

将(12)代入(2)，經过轉換得到

$$\mathrm{Nu} = \frac{1}{\dfrac{1+\pi_v}{\mathrm{Nu}_0} - 2\pi_v \displaystyle\int_0^1 \frac{\int_0^R URdR \cdot \int_0^R QRdR}{R\left(1+\dfrac{a_{\mathrm{T}}}{a_{\mathrm{M}}}\right)} dR}. \tag{15}$$

上式还可以表示成更便利于对所得結果作一般分析的另一种形式：

$$\mathrm{Nu} = \frac{1}{\dfrac{1}{\mathrm{Nu}_0} + 2\pi_v \displaystyle\int_0^1 \frac{\int_0^R URdR \cdot \int_0^R (U-Q)RdR}{R\left(1+\dfrac{a_{\mathrm{T}}}{a_{\mathrm{M}}}\right)} dR}. \tag{16}$$

这里 Nu_0 是上述問題当 $q_v = 0$ 或 $\pi_v = 0$ 时的解. 这个极限解为萊翁(R. Lyon)[3]所求出，它具有下列形式：

$$\mathrm{Nu}_0 = \frac{1}{2\displaystyle\int_0^1 \frac{\left(\int_0^R URdR\right)^2}{R\left(1+\dfrac{a_{\mathrm{T}}}{a_{\mathrm{M}}}\right)} dR}. \tag{17}$$

为了确定无因次温度場，将(13)和(14)代入(1). 經过演化得到

$$\Theta = 1 - \frac{\displaystyle\int_0^R \frac{\int_0^R [U+\pi_v(U-Q)]\cdot RdR}{R\left(1+\dfrac{a_{\mathrm{T}}}{a_{\mathrm{M}}}\right)} dR}{\displaystyle\int_0^1 \frac{\int_0^R [U+\pi_v(U-Q)]\cdot RdR}{R\left(1+\dfrac{a_{\mathrm{T}}}{a_{\mathrm{M}}}\right)} dR}. \tag{18}$$

方程式(15—18)給出所提出的問題的解.

上面获得的解使我們能够规定当存在內热源时放热过程的相似条件.

如所已知[2],在稳定紊流的流体中，任意一点的无因次速度U和該点的位置R及流体的Re数有关:

$$U = U(R, \mathrm{Re}).$$

同样地，紊动热轉移的強度$\frac{a_{\text{T}}}{a_{\text{M}}}$也取决于該点在流体中的位置，雷諾数Re和普朗特数Pr[4]:

$$\frac{a_{\text{T}}}{a_{\text{M}}} = A(R, \mathrm{Re}, \mathrm{Pr}).$$

因此方程式(16)可以表示成下列准数形式:

$$\mathrm{Nu} = \frac{1}{\dfrac{1}{\mathrm{Nu}_0(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr})} + \pi_v f(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr})} = F(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr}, \pi_v)^{1)}. \quad (19)$$

在稳定层流的情况下，相似方程式将显著地簡化. 这时$a_{\text{T}} = 0$，而无因次速度U場和Re数无关.

因此对于层流，相似方程式具有下列形式:

$$\mathrm{Nu} = F(\pi_v).$$

可見，当流体中有內热源时放热过程的相似条件不仅决定于已知的相似准数Re和Pr (这是在$q_v = 0$时的情形)，而且还决定于內部释热准数π_v的大小. 这些相似条件也决定于无因次內热源在流体中的分布特性，也就是决定于函数$Q(R)$的形式. 因此Nu数是对于函数$Q(R)$的泛函数.

π_v和$Q(R)$对Nu的影响特性在很大程度上决定于(19)式中函数$f(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr})$的符号，即决定于下列表达式的符号:

$$f_1(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr}) = \int_0^1 \frac{\int_0^R URdR \cdot \int_0^R (U - Q)RdR}{\left(1 + \dfrac{a_{\text{T}}}{a_{\text{M}}}\right)} dR. \quad (20)$$

1) 原文誤为 $\mathrm{Nu} = \frac{1}{\mathrm{Nu}_0(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr}) + \pi_v f(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr})} = F(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr}, \pi_v)$——譯者.

在我們討論的問題中，π_v, R, U, Q 和 $\frac{a_{\text{T}}}{a_{\text{M}}}$ 的值本質上都是正的，因此函数 $f(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr})$ 的符号应該和积分 J[1]的符号一致．

$$J \equiv \int_0^1 \int_0^R R(U-Q) \cdot dR^2 = \int_0^1 \int_0^R R \cdot U \cdot dR^2 - \\ - \int_0^1 \int_0^R Q \cdot R dR^2. \tag{21}$$

討論一下三种个别的情形：

I. 使內热源的分布滿足

$$\int_0^1 \int_0^R R \cdot Q dR^2 < \int_0^1 \int_0^R U R dR^2.$$

在这种情况下，由(21)可得 $J > 0$.

因而(19)式中的 $f(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr})$ 是正值．因此，在这种情况下如果增加 π_v 就导致放热的減少． 这种情形在后面的具体例子中有更詳細的討論．

II. 使內热源的分布滿足

$$\int_0^1 \int_0^R Q \cdot R dR^2 > \int_0^1 \int_0^R U \cdot R dR^2.$$

此时 $J < 0$, $f(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr}) < 0$, 而方程式(19)具有下列形式：

$$\mathrm{Nu} = \frac{1}{\dfrac{1}{\mathrm{Nu}_0} - \pi_v |f(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr})|},$$

在这里增加 π_v 就导致 Nu 数的增加．这种情况需要补充的和更詳細的分析．

III. 使无因次內热源的分布和无因次速度的分布相同即

$$Q(R) = U(R).$$

在这种情况下方程式(19)有下列形式：

$$\mathrm{Nu} = \mathrm{Nu}_0.$$

因而当 $Q(R) = U(R)$ 时，流体中內热源的存在对放热沒有影响．

1）原文誤为：积分 I ——譯者．

这样，內部释热准数 π_v 对放热的影响，随着函数 $Q(R)$ 的形式的不同，亦即随着流体中內热源分布形式的不同而可以有不同的特性.

为了闡明这些一般的观点，并为揭露 π_v 和 $Q(R)$ 对 Nu 的影响的程度，下面对于当流体內部有热量释出时层流和紊流的放热进行了一些估計.

我們討論一下內热源的功率沿管道截面不变的稳定层流(q_v=常数,$Q=1$). 这时 $a_T=0$ 而 $U=2(1-R^2)$. 此外根据萊翁的解[3]得到 $\mathrm{Nu}_0=48/11$. 将这个数值和 $Q=1$ 代入(16)与(18)式,經过計算得到:

$$\mathrm{Nu}=\frac{48}{11+3\pi_v},$$

$$\Theta=1-R^2\cdot\frac{(4-R^2)+\pi_v(6-R^2)}{3+5\cdot\pi_v}. \qquad (22)$$

从(22)式的分析可見，流体中內部的释出热对于温度場和对放热都有同样显著的影响. 例如，准数 π_v 从 0 增加到 1，Nu 就从 48/11 减少到 48/14,即較原数値减少約 20%.

在第二个例子中,討論同样的稳定层流,但沿管道截面因机械能的耗損而形成的內热源是变量.

在这种情形下 $q_v\sim\left(\frac{du}{dr}\right)^{2}$[1]. 因为 $u=2u_0\left(1+\frac{r^2}{r_0^2}\right)$，所以 $q_v\cong B\cdot r^2$, 同样地

$$q_{v_0}=\frac{2}{r_0^2}\int_0^{r_0}q_v\cdot r\cdot dr=\frac{B}{2}r_0^2.$$

因此

$$Q=\frac{q_v}{q_{v_0}}=2R^2.$$

将求得的 Q 代入(16)和(18)式,經过計算得到:

$$\mathrm{Nu}=\frac{48}{11+6\pi_v},$$

$$\Theta=1-R^2\,\frac{(4-2R^2)+\pi_v(4-2R^2)}{3+2\pi_v}. \qquad (23)$$

比較公式(22)和(23)表明，在第二个例子中 π_v 对 Nu 的影响比 q_v 均匀分布($Q=1$)时更大.

当有机械能的耗損时 π_v 从 0 增加到 1，Nu 数就从 48/11 減少到 48/17,即比原数值減少 35% 左右.

作为第三个例子，我們討論一下前面討論过的两个例子的联合情况,即在載热体中除了均匀分布的內热源 q_{v_1} 之外还有由于机械能耗損的释出热.

經过計算得到:

$$\mathrm{Nu}=\frac{48}{11+6\pi_v\left(\dfrac{\pi_{v_1}+1}{2\pi_{v_1}+1}\right)}. \tag{24}$$

这样,在这个例子中放热不仅决定于准数 π_v,而且也决定于均匀分布热分量和耗損热分量之比 π_{v_1}.

再估計一下紊流流体中內热源均匀分布时 ($Q=1$)q_v 对放热的影响.

在这种情况下方程式(16)具有下列形式:

$$\mathrm{Nu}=\frac{1}{\dfrac{1}{\mathrm{Nu}_0}+2\pi_v\displaystyle\int_0^1\frac{\displaystyle\int_0^R URdR\int_0^R(U-1)\cdot RdR}{R\left(1+\dfrac{a_T}{a_M}\right)}dR}.$$

注意

$$f(\mathrm{Re},\mathrm{Pr})=2\int_0^1\frac{\displaystyle\int_0^R URdR\int_0^R(U-1)\cdot RdR}{R\left(1+\dfrac{a_T}{a_M}\right)}dR>0,$$

亦即当 $Q=1$ 时的第 I 种情形,其时增加 π_v 就降低 Nu.

其实在这种情况下

$$\int_0^1\int_0^R Q\cdot RdR^2=\int_0^1\int_0^R RdR^2=\frac{1}{6}.$$

另一方面

$$\int_0^1\int_0^R URdR^2=\frac{1}{2}\int_0^1 R^2\overline{U}_R dR>\frac{1}{2}\int_0^1 R^2dR=\frac{1}{6}.$$

因为其中 $\overline{U}_R > 1$. 这里 $\overline{U}_R$——无因次半径为 $R(<1)$ 的任意一个流体断面上的平均无因次速度. 因为在稳定流动时速度分布綫总是凸形的，所以 $\overline{U}_R > 1$.

因而

$$\int_0^1 \int_0^R URdR^2 > \frac{1}{6} \text{ 而 } J > 0.$$

由此可見 $f(\mathrm{Re},\mathrm{Pr}) > 0$. 因此在 $Q = 1$ 时，在稳定的流动中总是产生第 1 种情形，即 π_v 增加时 Nu減少.

現在再指出，随着 Re 数的增加(固定 Pr 数时) π_v 对 Nu 数的影响将降低. 其实，在紊流时增加 Re 就导致沿管道断面的速度場的均匀化. 因而当 $\mathrm{Re} \to \infty$ 时除了 $R = 1$ 处 $U = 0$ 以外整个流体各部分的 $U \to 1$. 因此在上述 $Q = 1$ 的情况下，当 $\mathrm{Re} \to \infty$ 时，得到 $U \to Q$. 同时 $f(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr}) \to 0$.

因而，当 $Q = 1$ 时在紊流流体中 π_v 对 Nu 的影响随着 Re 的增加而下降.

結　　論

載热体流中有內热源存在时对管內放热是有影响的. 这个影响既决定于內部释热准数 π_v 的大小，也决定于內热源沿流体截面的分布特性即函数 $Q(R)$ 的形式.

当載热体流受到均匀分布在加热面上的外热源和作用在載热体流內部的內热源加热时，管內放热的特性用下列方程式表示:

$$\mathrm{Nu} = \frac{1}{\dfrac{1}{\mathrm{Nu}_0} + 2\pi_v \displaystyle\int_0^1 \frac{\displaystyle\int_0^R URdR \int_0^R (U - R)RdR}{R\left(1 + \dfrac{a_T}{a_M}\right)} dR}.$$

这个方程式在本文开始时叙述过的几个限定的条件下才是正确的.

如果流体中內热源的分布使

$$\int_0^1 \int_0^R Q \cdot R \cdot dR^2 < \int_0^1 \int_0^R U \cdot RdR^2,$$

则 π_v 的增加将导致放热系数的減小.

如果流体中无因次內热源功率的分布和无因次速度分布相同,即 $Q(R) = U(R)$,則內热源对放热沒有影响.

在稳定的层流中当 $Q = 1$ 时,得到

$$\mathrm{Nu} = \frac{48}{11 + 3\pi_v}.$$

在均匀释热 ($Q = 1$) 的紊流中, π_v 的增加将降低放热系数. 此时 π_v 对 Nu 数的影响随着 Re 数的增加而減小.

参 考 文 献

[1] С. М. Тарг. Основные задачи теории ламинарных течений. М.—Л., ГТТЛ, 1951.

[2] И. И. Никурадзе. Закономерности турбулентных течений в гладких трубах. Сб. "Проблемы турбулентности", М.—Л., ОНТИ, 1936.

[3] R. Lyon. "Chem. Eng. Progr.", No. 2, 1951.

[4] К. Д. Воскресенский и Е. С. Турилина. Приближенный расчет теплоотдачи расплавленных металлов. Сб. "Теплоотдача и тепловое моделирование". М., Изд. АН СССР, 1959.

[5] С. С. Кутателадзе и др. О влиянии внутреннего источника тепла на коэффициент теплоотдачи. Журнал Атомная Энергия, т. 7, вып. 3, 1959.