

正方形截面弯管强制对流换热

翁荣周

(化工与生化工程系)

摘 要

本文研究流体在正方形截面微小弯曲管道中作充分发展流动和恒热流壁条件下的换热问题, 导出了求解该问题的基本方程式, 並求出了低 De 数下弯管与直管的阻力系数的比值和矩形弯管内外侧壁的 Nu 数。

一、前 言

在工程技术中我们经常遇到流体流过弯管的现象。但是, 由于流体在弯管中受离心力的作用产生二次流, 使弯管的流动问题变得十分复杂, 因此, 过去虽有人在这方面作过一些工作^[1-7], 但还很不够, 特别在理论研究方面更为欠缺。

1927年, *Dean* 首先在理论上研究了流体在圆形弯管中的流动问题。1970年, *Y. Mori* 等人^[6]研究了矩形弯管中的换热问题, 但他们的结果仅适合于较大 *Dean* 数的情况, 当 De 数较低时, 它与实验结果有明显的分歧。

本文在文献^[6]的基础上利用渐近展开, 进一步研究了低 De 数下流体在正方形截面微小弯曲管道中的流动和换热问题, 得到了在低 De 数下流动阻力和换热规律, 所获结果与实验数据相比是吻合的。

二、流体运动方程式

考虑物性为常数的不可压缩流体作隐定的层流流动, 假设: 1. 流体作充分发展的层流流动; 2. 弯管的曲率半径 R 比断面的几何尺寸 d 大得多。

为便于分析, 采用图 1 所示的曲线坐标系 (x, ϑ, y) , 它与直角坐标系 (X_1, Y_1, Z_1) 有如下关系:

$$X_1 = (R+x)\cos\vartheta, \quad Y_1 = (R+x)\sin\vartheta, \quad Z_1 = y$$

因此, 拉梅系数是:

•本文曾在全国化学工程学会1981年论文报告会暨第三届校际学术讨论会上宣读。
本文1984年12月28日收到。

$$H_1 = 1, H_2 = R + x, H_3 = 1$$

这样,经过运算和整理, N-S 方程和连续性方程的一般形式^[9]转变到图 1 曲线坐标 (x, y, z) 的形式是:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{w}{R+x} \frac{\partial u}{\partial \vartheta} - \frac{w^2}{R+x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{R+x} \right) u \right] + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{1}{(R+x)^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \vartheta^2} - \frac{2}{(R+x)^2} \frac{\partial w}{\partial \vartheta} \right\} \quad (1-a)$$

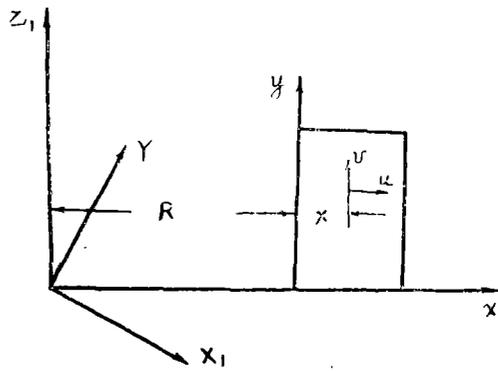


图 1 曲线坐标系

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{w}{R+x} \frac{\partial v}{\partial \vartheta} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left\{ \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{R+x} \right) \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{1}{(R+x)^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \vartheta^2} \right\} \quad (1-b)$$

$$u \left[\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{R+x} \right) w \right] + \frac{w}{R+x} \frac{\partial w}{\partial \vartheta} + v \frac{\partial w}{\partial y} = -\frac{1}{\rho(R+x)} \frac{\partial p}{\partial \vartheta} + \nu \left\{ \left[\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{R+x} \right) w \right] + \frac{1}{(R+x)^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \vartheta^2} + \frac{2}{(R+x)^2} \frac{\partial u}{\partial \vartheta} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right\} \quad (1-c)$$

$$\frac{1}{R+x} \frac{\partial w}{\partial \vartheta} + \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{R+x} \right) u + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2)$$

其中 u, v, w 是流体在 x, y, ϑ 方向的分速。

现在未简化式 (1)、(2)。在假设 1 的情况下 u, v 和 w 对 ϑ 的各阶导数为零。另外, 由假设 2, $d \ll R$, 所以 $R+x \approx R$, 又 $d \ll R$, 则 $\frac{1}{R} \ll \frac{1}{d}$, 所以 $\frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{R+x} \approx \frac{\partial}{\partial x}$ 这样方程组 (1)、(2) 可以写成如下形式:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{w^2}{R} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 u \quad (3-a)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \nabla^2 v \quad (3-b)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} = -\frac{1}{\rho R} \frac{\partial p}{\partial \vartheta} + \nu \nabla^2 w \quad (3-c)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (4)$$

式中, $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$

式 (3)、(4) 便是我们所需要的不可压缩流体在方形截面微小弯曲管道中作层流流动时的基本方程式。

三、运动方程组的求解

对于方程组(3)、(4)如前所述, u , v 和 w 仅是 x , y 的函数, 因此, 从(3-c)知

$$\frac{P}{\rho} = B_1(x, y)\vartheta + B_2(x, y)$$

但又由式(3-a)和(3-b)知, $B_1(x, y)$ 必须是一个常数, 故令:

$$-\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\frac{P}{\rho} \right) = \frac{G}{\rho} \quad (5)$$

再由式(4)知, 存在函数 f , 当

$$u = -\frac{\partial f}{\partial y} \quad (6-a)$$

$$v = \frac{\partial f}{\partial x} \quad (6-b)$$

时, 方程式(4)自动满足, 如果从(3-a)和(3-b)中消去压力 P , 同时考虑到式(6)那么基本方程组(3)、(4)可以改写成如下形式:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \right) \nabla^2 f - \frac{2w}{R} \frac{\partial w}{\partial y} = -\nu \nabla^4 f \quad (7)$$

$$-\frac{\partial f}{\partial y} \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial w}{\partial y} = \frac{G}{\rho} + \nu \nabla^2 w \quad (8)$$

$$\text{式中, } \nabla^4 = \frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4}$$

为便于讨论, 下面将(7)、(8)两式化为无因次形式, 为此, 令:

$$\phi = \frac{f}{\nu}, \quad W = \frac{w}{w_m}, \quad X = \frac{x}{d}, \quad Y = \frac{y}{d} \quad (9)$$

w_m 为直管轴向分速平均速度, 这样得到了无因次形式的基本方程组:

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial Y} \frac{\partial}{\partial X} - \frac{\partial \phi}{\partial X} \frac{\partial}{\partial Y} \right) \nabla^2 \phi - KW \frac{\partial w}{\partial Y} = -\nabla^4 \phi \quad (10)$$

$$-\frac{\partial \phi}{\partial Y} \frac{\partial w}{\partial X} + \frac{\partial \phi}{\partial X} \frac{\partial w}{\partial Y} = c + \nabla^2 w \quad (11)$$

边界条件是:

$$X=0, X=1, \phi=0, \frac{\partial \phi}{\partial X}=0, W=0 \quad (12-a)$$

$$Y=0, Y=1, \phi=0, \frac{\partial \phi}{\partial Y}=0, W=0 \quad (12-b)$$

式中

$$K = 2R^2 \frac{d}{R} \quad (13)$$

$$C = \frac{Gd^2}{\mu w_m} \quad (14)$$

其中 $Re = \frac{w_m d}{\nu}$

现在来求解 (10)、(11) 和 (12)，首先我们看到对于直管， $\frac{d\theta}{R} = 0$ 因而 $K = 0$ ，此时，方程 (10)、(11) 简化为泊松方程：

$$\frac{\partial^2 W_s}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 W_s}{\partial Y^2} = \frac{d^2}{w_m} \frac{1}{\rho \nu R} \frac{\partial p}{\partial \theta} \tag{15}$$

方程 (15) 在正方形截面满足边界条件 (12) 的解为：

$$W_s = 4.6666 \sum_{m=1, 3, 5 \dots} \sum_{n=1, 3, 5 \dots} \frac{\text{Sin} m \pi X \text{Sin} n \pi Y}{m n (m^2 + n^2)} \tag{16}$$

对于曲管， $k \neq 0$ ，但对于微小弯曲管道， k 甚小，我们将 ϕ 和 w 作如下渐近展开：

$$w = w_0 + k w_1 + k^2 w_2 + \dots \tag{17-a}$$

$$\phi = k \phi_1 + k^2 \phi_2 + \dots \tag{17-b}$$

将式 (17) 代入式 (10)、(11) 合并整理，并使恒等式中 k 的同次幂系数相等，便得到一系列决定 W 和 ϕ 各级近似的方程式：

对于 k^0 ：

$$C + \nabla^2 W_0 = 0 \tag{18}$$

k^1 ：

$$\nabla^4 \phi_1 = W_0 \frac{\partial W_0}{\partial Y} \tag{19}$$

$$\nabla^2 W_1 = - \frac{\partial \phi_1}{\partial Y} \frac{\partial W_0}{\partial X} + \frac{\partial \phi_1}{\partial X} \frac{\partial W_0}{\partial Y} \tag{20}$$

k^2 ：

$$\nabla^4 \phi_2 = - \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial Y} \frac{\partial}{\partial X} - \frac{\partial \phi_1}{\partial X} \frac{\partial}{\partial Y} \right) \nabla^2 \phi_1 + \left(W_0 \frac{\partial W_1}{\partial Y} + W_1 \frac{\partial W_0}{\partial Y} \right) \tag{21}$$

$$\nabla^2 W_2 = - \frac{\partial \phi_1}{\partial Y} \frac{\partial W_1}{\partial X} - \frac{\partial \phi_2}{\partial Y} \frac{\partial W_0}{\partial X} + \frac{\partial \phi_1}{\partial X} \frac{\partial W_1}{\partial Y} + \frac{\partial \phi_2}{\partial X} \frac{\partial W_0}{\partial Y} \tag{22}$$

逐个求解这些方程，就得到一系列的近似解。

零级近似：

方程 (18) 在边界条件 (12) 下的解，得到 W 的零级近似：

$$W_0 = W_s \tag{23}$$

W_s 为式 (16) 所定，所以零级近似实际上就是直管中的情形

一级近似：

将 (23) 代入 (19) 得：

$$\nabla^4 \phi_1 = 68.4149 \sum_{m=1, 3, 5 \dots} \sum_{n=1, 3, 5 \dots} \frac{\text{Sin} m \pi X \text{Cos} n \pi Y}{m (m^2 + n^2)} \cdot \sum_{m=1, 3, 5 \dots} \sum_{n=1, 3, 5 \dots}$$

$$\frac{\text{Sin}m\pi X \text{Sin}n\pi Y}{mn(m^2 + n^2)} \quad (24)$$

边界条件是:

$$X=0, X=1: \phi_1=0, \frac{\partial \phi_1}{\partial X}=0 \quad (25-a)$$

$$Y=0, Y=1: \phi_1=0, \frac{\partial \phi_1}{\partial Y}=0 \quad (25-b)$$

为了在计算机上求解, 将其化为差分方程, 其步长 $h=1/10$ 则对应矩形域内点 $(i, j=2-8)$ 可列出差分逼近式:

$$\begin{aligned} \phi(i, j) = & \frac{1}{20} (10^{-4}f(i, j) + 8(\phi_1(i+1, j) + \phi_1(i-1, j)) \\ & + \phi_1(i, j+1) + \phi_1(i, j-1)) - 2(\phi_1(i+1, j+1) + \phi_1(i-1, j+1) \\ & + \phi_1(i-1, j-1) + \phi_1(i+1, j-1)) - (\phi_1(i+2, j) + \phi_1(i-2, j) \\ & + \phi_1(i, j+2) + \phi_1(i, j-2)) \end{aligned} \quad (26)$$

根据式(25)边界带上的值为:

$$\phi_1(0, j) = 0, \phi_1(10, j) = 0, j=0-10 \quad (27-a)$$

$$\phi_1(i, 0) = 0, \phi_1(i, 10) = 0, i=0-10 \quad (27-b)$$

$$\phi_1(1, j) = 0, \phi_1(9, j) = 0, j=1-9 \quad (27-c)$$

$$\phi_1(i, 1) = 0, \phi_1(i, 9) = 0, i=1-9 \quad (27-d)$$

本文在 HP-85 计算机上求解了式(26)、(27)。

由 ϕ 的值可以求出二次流无因次速度 U, V , 令:

$$U = u/w_m \quad (28-a)$$

$$V = v/w_m \quad (28-b)$$

将式(6)、(9)代入上式得:

$$U = -\frac{1}{Re} \frac{\partial \phi}{\partial Y} \quad (29-a)$$

$$V = \frac{1}{Re} \frac{\partial \phi}{\partial X} \quad (29-b)$$

按 ϕ 的一级近似 ϕ_1 画出来的流线如图 2 所示, 它是流体微元轨迹线在曲管横截面上的投影, 从图 2 可以看出, 流体的运动是从横截面的中心部份的内侧壁流向外侧壁, 然后分成对称的两部份沿着壁面折向内侧, 此种流动图案和物理概念是相符的

将 W_0, ϕ_1 代入式(20), 可以求得 W_1

二级近似:

有了 W_0, ϕ_1, W_1 后, 由方程(21)可以求出 ϕ_2 , 接着由方程(22)求出 W_2 , 本文都已在 HP-85 机上计算出来。

至于更高级的近似, 也完全可以用同样的方法求得

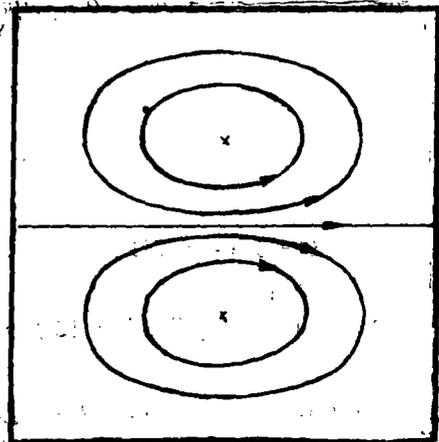


图 2 横截面上的流动

四、关于阻力系数

由前面的分析知道, 流体流过弯管时要引起如图 2 的二次流; 这个二次流必然产生附加的压力损失, 因此, 如要在相同的管径下获得与直管相同的流量, 就必须维持较大的压力降, 反之, 如果在相同的压力降下, 流过曲管的流量就小于流过直管的流量, 这个减少的部份称为流量损失。

在单位时间内, 通过曲管每一横截面的流体量是:

$$Q_c = \iint_{\sigma} W dx dy \quad (30)$$

化为无因次形式, 在二级近似的情况下有:

$$Q_c/Q_s = \iint_{\sigma} (W_0 + kW_1 + k^2W_2) dXdY$$

或

$$Q_c/Q_s = 1 + K \iint_{\sigma} W_1 dx dY + k^2 \iint_{\sigma} W_2 dx dY$$

令 $\Delta Q = Q_s - Q_c$ 为绝对流量损失, 则:

$$\Delta Q/Q_s = -k \iint_{\sigma} W_1 dx dY - k^2 \iint_{\sigma} W_2 dx dY$$

将 W_1, W_2 的值代入上式, 计算表明, 第一项的积分式相对于第二项小得多, 忽略第一项积分式, 得到:

$$\Delta Q/Q_s = 8.01 \times 10^{-9} k^2 \quad (31)$$

或

$$\Delta Q/Q_s = 32.04 \times 10^{-9} De^4 \quad (32)$$

这里 $De = Re(d/R)^{1/2}$ 称 Dean 数

从式 (31)、(32) 可以求得曲管与直管阻力系数的比值。因压力损失 $\Delta p = \lambda \frac{l}{d} (\rho w^2)/2$ 故在管长, 管径以及压力损失都相同的情况下, 有:

$$\lambda_c/\lambda_s = (Q_s/Q_c)^2$$

但

$$\frac{Q_s}{Q_c} = \frac{1}{1 - \frac{\Delta Q}{Q_s}} = \frac{1}{1 - 8.01 \times 10^{-9} k^2}$$

代入上式得:

$$\frac{\lambda_c}{\lambda_s} = \frac{1}{(1 - 8.01 \times 10^{-9} k^2)^2} \quad (33)$$

式

$$\frac{\lambda_c}{\lambda_s} = \frac{1}{(1 - 32.04 \times 10^{-9} De^4)^2} \quad (34)$$

五、换 热 问 题

考虑壁温沿着轴向呈线性变化, 即 $t_w = AR\theta$ 的情况, 那么能量方程是^[5]

$$U \frac{\partial T}{\partial X} + W + v \frac{\partial T}{\partial Y} = \frac{1}{RePr} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} \right) \quad (35)$$

其中

$$T = (t - t_w) / Ad \quad (36)$$

为了求解式(35) 令:

$$T = T_0 + KT_1 + K^2T_2 + \dots \quad (37)$$

代入上式, 比较恒等式两边, 使 k 的同次幂系数相等, 可以得到决定温度 T^1 的各级近似方程, 然后再令:

$$T_0 = \frac{T_0^1}{RePr} \quad (38-a)$$

$$T_1 = \frac{T_1^1}{RePr} \quad (38-b)$$

.....
.....

那么在考虑一级近似的情况下可得:

零级近似:

$$-\frac{\partial^2 T_0}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T_0}{\partial Y^2} = W_0 \quad (39)$$

一级近似:

$$\frac{\partial^2 T_1}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial Y^2} = W_1 - pr \frac{\partial \phi_1}{\partial Y} \frac{\partial T_0}{\partial X} + pr \frac{\partial \phi_1}{\partial X} \frac{\partial T_0}{\partial Y} \quad (40)$$

再考虑壁面与流体之间的换热方程:

$$\alpha(t_m - t_{w,m}) = \lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_m \quad (41)$$

式中: $t_{w,m}$ ——壁面平均温度; t_m ——流体平均温度; $\left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_m$ ——沿横截面边界的平均温度梯度; α ——换热系数; λ 为导热系数。

上式写成无因次形式是:

$$Nu = \left(\frac{\partial T}{\partial N} \right)_m / T_m \quad (42)$$

式中: $N = n/d$; $Nu = (\alpha d) / \lambda$; $\left(\frac{\partial T}{\partial N} \right)_m$ ——沿横截面边界无因次平均温度梯度。

$$T_m = \int_0^1 \int_0^1 TW dXdY / \int_0^1 \int_0^1 W dXdY \quad (43)$$

将式(43)代入式(42)得:

$$Nu = \left(\frac{\partial T}{\partial N} \right)_m / \frac{\int_0^1 \int_0^1 TW dxdY}{\int_0^1 \int_0^1 W dxdY} \quad (44)$$

因此只要从式(39)、(40)求出温度, 再代入式(44)那么换热问题便得予解决。

本文在 $Pr = 0.72$ 的情况下计算了零级近似, 即相当于直管时的情形和 $De = 20$ 时, 分别

沿曲管的内, 外侧壁面一级近似的平均的换热问题。其结果是:

$$Nu_o = 3.73 \quad (44)$$

$$Nu_{u内} = 3.37 \quad (45)$$

$$Nu_{u外} = 4.07 \quad (47)$$

六、结果的验证与结论

1. 结果的验证

图 3 中的实线是本文在 $De = 28$ 时 w 的计算结果, 虚线是文 [5] 在同样 De 数下的实验曲线, 其中点画线是文 [5] 的理论曲线。由此可见, 本文理论值与实验结果是吻合的。另外, $Nu_o = 3.73$ 是本文 $De = 0$ 的一个特例, 它相当于直管的情形, 该值与文献资料在恒热流条件下 $Nu_o = 3.63$ ^[5] 比较相差不大

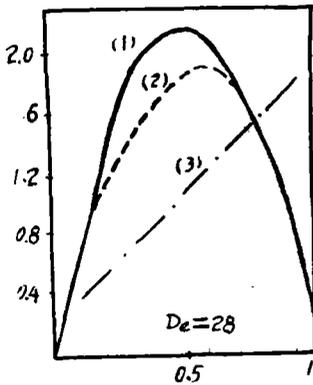


图 3 w 分布图 ($y = \frac{d}{2}$)

(1) — 本文值; (2) — 实验值^[5]; (3) — 理论值^[5]

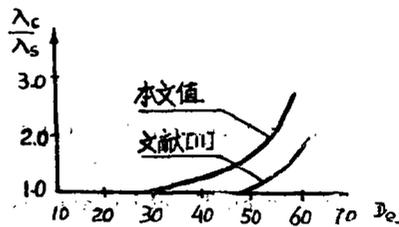


图 4 $\frac{\lambda_c}{\lambda_s} \sim De$

2. 结论

(1) 式 (33)、(34) 可作为 $De < 60$ 时低 De 数下的阻力计算式。

(2) 从图 4 可以看出, 矩形弯管的阻力比圆形弯管的阻力大, 对矩形弯管当 $De < 20$ 时, 直管与弯管差别不大, 而根据文 [11] 对圆形弯管, 在相当于我们这里的 $De < 56$ 时, 直管与弯管阻力差别不大, 所以矩形弯管的阻力更为严重, 这一点对于分析矩形曲管型换热设备是有实际意义的。

(3) 由式 (45)、(46) 知, 弯管型内侧壁换热比外侧壁差, 因此, 为了强化传热, 必须先提高内侧壁的换热, 这一点对于曲管换热设备的强化传热是有指导意义的。

符 号 说 明

A ——常数, 壁面温度梯度; a ——导温系数; c ——常数; d ——正方形之边长; De ——Dean 数, $Re(d/R)^{\frac{1}{2}}$; G —— δ 方向平均压力梯度, $-\frac{1}{R} \frac{\partial p}{\partial \delta}$; k —— $2R^2e \cdot d/R$; n , N ——横截面周界之法线; Nu ——Nusselt 数, ad/λ ; P ——压力; Pr ——Prandtl 数, ν/a ; Q ——流量; R ——曲管之曲率半径; Re ——Reynolds 数, Wmd/ν ; t_s , t ——流体温度; t_w ——壁面温度; T ——无因次温度, $(t-t_w)/Ad$; (u, v, w) — x, y, δ 方向流体分速; (U, V, W) — x, y, δ 方向无因次分速; w_m ——直管主流的截面分均速度; (x, y, δ) ——曲线坐标系 (参看图 1); (X, Y) — $(x, y)/d$; (x_1, y_1, z_1) ——直角坐标系 (图 1)。

希腊字母 α ——换热系数; λ ——导热系数; μ ——动力粘性系数; ν ——运动粘性系数; ρ ——密度; σ ——横截面积; ϕ —— f/ν 。

下标 c ——曲管; m ——平均值; s ——直管。

参 考 文 献

- [1] W.R. Dean, Note on the motion of fluid in a curved pipe, Phil. Mag., 4 (1927) 208—223.
- [2] W.R. Dean, The stream-Line motion of fluid in a curved pipe, Phil. Mag., 5 (1928). 673—695.
- [3] Y. Mori, Study on Forced convective heat transfer in curved pipes, Int. J. Heat mass transfer, 8, (1965), 67—82.
- [4] V. Kutais 等, Heat transfer to newtonian fluids in coiled pipes in laminar flow, Int. J. Heat mass transfer, 9 (1966), 63—75.
- [5] Y. mori 等, Forced convective heat transfer in a curved channel with a square cross. section, Int. J. Heat mass transfer, 14, (1971), 1787—1805.
- [6] И. З. Аронов, О движении жидкости в изогнутых трубах-змеевиках, Изв. Вуз энергетика, ИО 3, 1961.
- [7] И. З. Аронов, О гидродинамическом подвигии при движении жидкости в изогнутых трубах-змеевиках, известия высших учебных заведений энергетика, 4 (1962).
- [8] 翁荣周, 矩形截面弯曲管道中的二次流, 华侨大学学报, 2 (1981).
- [9] 吴望一, 流体力学 (下册) 北京大学出版社 (1983), 214.
- [10] Ъ. С. Петухов, теплообмен и сопротивления при ламинарном течении жидкости в трубах, р53, энергетика москва (1967).
- [11] L, 普朗特著, 郭永怀等译, 流体力学概论, 科学出版社, (1974), 179.

Forced Convection Heat Transfer in a Curved Pipe Line with Rectangular Cross Section

Weng Rongzhou

Abstract

This paper studies the hydrodynamics for a fully developed laminal flow in a curved pipe line with rectangular cross section and the heat transfer problems under constant wall heat flux. It introduces the fundamental equation, the rate of resistance coefficient and Nusselt numbers Nu of the inner and outer walls.