

换热场协同理论的数值模拟

吴 宏, 宋耀祖, 过增元

(清华大学 工程力学系, 北京 100084)

摘 要: 场协同理论把对流换热比拟为有内热源的导热问题, 认为对流换热的强化不仅取决于流体的流动和流体的物性, 还取决于流场与温度场的协同关系。该文在场协同理论指导下进行了强化换热的机理探讨, 利用数值分析的方法, 从分析流场与温度场的协同配合关系入手, 研究等壁温和等热流两种边界条件下两无限大平板间流动的换热特点。研究结果表明, 在两无限大平板通道的流动换热特性和流场与温度场的协同状况有密切关系, 并揭示了在该流动中影响换热的主要当量源。有针对性提出强化换热的方向。场协同理论为强化换热技术的发展提供了理论依据。

关键词: 场协同理论; 对流换热; 数值模拟

中图分类号: TK 124

文献标识码: A

文章编号: 1000-0054(2002)04-0466-04

Numerical simulation of field harmony theory for convection heat transfer

WU Hong, SONG Yaozu, GUO Zengyuan

(Department of Engineering Mechanics,
Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: The field harmony theory was used to analyze convection heat transfer as conduction heat transfer with heat sources. The intensity of the heat source was related with not only the velocity and the fluid properties but also the harmonious degree between the velocity and heat flux fields. The method was used to analyze the mechanism for enhancing heat transfer in Poiseuille flow with first or second kind thermal boundary conditions by dividing the main heat source into many equivalent heat sources. The results indicate tight relationship between the intensity of convection heat transfer and the harmonious state of flow field and the temperature field. A method to enhance the heat transfer was also developed using this theory.

Key words: field harmony theory; convection heat transfer; numerical simulation

过增元教授^[1]从对流换热的能量方程出发, 重新审视对流换热的物理机制, 认为对流换热可以比拟为有内热源的导热问题, 热源的强度不仅仅取决于流体的速度和流体的物性, 而且取决于流速与热

流矢量的协同, 并且认为强化流体的流动并不一定能强化换热, 而且还有可能削弱换热, 提出可以通过改变流场与温度场的协同关系来达到控制对流换热的强弱, 从而为可控换热寻找有效的途径。本文利用数值分析的方法, 以场协同理论为指导, 对二维层流流动中的流场与温度场的协同关系进行了较为细致的研究。

1 对流换热比拟为有内热源导热的场协同理论

在稳态的不可压二维层流流动中, 其能量方程为

$$\rho c_p \left[u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right] = \lambda \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right], \quad (1)$$

其中: ρ , c_p 和 λ 分别为流体的密度、比热和导热系数; T 是温度, u 和 v 是速度。对于稳态含内热源的二维导热方程为

$$- \dot{q} = \lambda \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right]. \quad (2)$$

比较式(1)和式(2)可知: 式(1)中等式左边的对流项可以比拟为导热方程式(2)中的内热源, 这样就可把对流换热问题比拟为有内热源的导热问题。为了将式(1)转换为所关心的壁面处的热流, 对式(1)沿管径方向从壁面积分到管中心 $D/2$ 处(由于上下对称, 仅积分到 $D/2$), 可得:

$$\int_0^{D/2} \rho c_p \left[u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right] dy - \int_0^{D/2} \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dy - \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{D/2} = - \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_w. \quad (3)$$

式(3)左边的第一项为对流项的积分, 第二项是导热项的积分。根据式(3)就可以清楚地看出壁面处换热热流的构成项。要强化或削弱壁面处的换热, 就可以

收稿日期: 2001-05-24

基金项目: 国家重点基础研究发展规划项目(G20000263)

作者简介: 吴 宏(1971-), 男(汉), 福建, 博士后。

从等式(3)左边的各项入手进行控制。同时对等式左边的各项进行详细的分析, 有助于加深对流动换热物理机制的了解。

2 物理模型及求解

本文对两无限大平板通道的稳态不可压缩层流流动进行了数值研究, 这种流动目前虽然已有理论解, 但是数值解的结果有流场信息丰富直观的特点, 可以用来对流场与温度场的协同作用进行详细研究。计算采用的物理模型如图 1 所示, 模型中 $L/D = 100$, 以保证层流流动的充分发展。计算采用在壁面处加密的非均匀网格, 网格数为 500×100 , 进口雷诺数为 1000, 进口温度为定温。

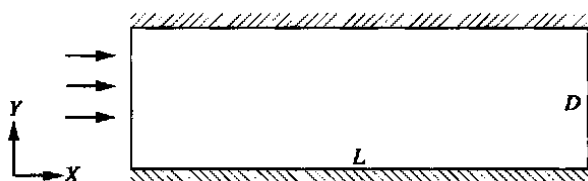


图 1 两无限大平板通道流动计算模型

算法采用 SIMPLE 算法, 以壁面等温和壁面等热流两种边界条件进行对照研究。流场的 N-S 控制方程在此忽略, 边界条件为:

$$y = 0, \quad u = 0, \quad v = 0, \quad T = T_0 \text{ 或 } q_w \text{ 为常数};$$

$$y = D, \quad u = 0, \quad v = 0, \quad T = T_0 \text{ 或 } q_w \text{ 为常数}.$$

对式(3)中左式的各项进行分析研究。第一项的对流项可以表示成矢量点积的形式:

$$\rho c_p (\mathbf{U} \cdot \nabla T) = \rho c_p |\mathbf{U}| |\nabla T| \cos \alpha \quad (4)$$

其中矢量点积项 $\mathbf{U} \cdot \nabla T = |\mathbf{U}| |\nabla T| \cos \alpha$ 中, $\cos \alpha$ 为热流与速度矢量的夹角, 因而速度矢量、温度梯度和它们之间的夹角对该项的大小起着重要的作用^[1]。为便于分析把对流项的积分式分为 A_{tem} 和

B_{tem} 两式:

$$\begin{aligned} A_{\text{tem}} &= \int_0^{D/2} \rho c_p u \frac{\partial T}{\partial x} dy / (T_w - T_b), \\ B_{\text{tem}} &= \int_0^{D/2} \rho c_p v \frac{\partial T}{\partial y} dy / (T_w - T_b), \end{aligned} \quad (5)$$

式(3)左边的另外两项则为 C_{tem} 和 D_{tem} :

$$\begin{aligned} C_{\text{tem}} &= - \int_0^{D/2} \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} dy / (T_w - T_b), \\ D_{\text{tem}} &= - \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{D/2} / (T_w - T_b). \end{aligned} \quad (6)$$

式中: T_w 为壁面温度, T_b 为 D 方向截面的混合温度。 C_{tem} 是热扩散项, 这些项的强弱共同决定了壁面处换热强度的大小。

3 计算结果

图 2 为两种边界条件下, Nu 沿壁面的分布图, 计算结果中等热流边界的充分发展处的 Nu 为 8.384, 等壁温的 Nu 为 7.534, 和理论值符合较好, 说明了计算结果是可靠的。图 3~ 图 5 分别为等壁温和等热流两种边界条件下 A_{tem} , B_{tem} 和 C_{tem} 的值沿壁面的换热系数 α 分布图。计算域是上下对称的, 轴心处 Y 向温度梯度为零, D_{tem} 也就恒等于零,

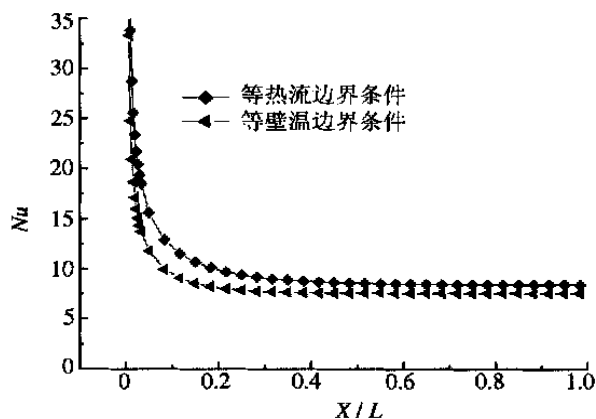


图 2 两种边界条件下的 Nu 分布图

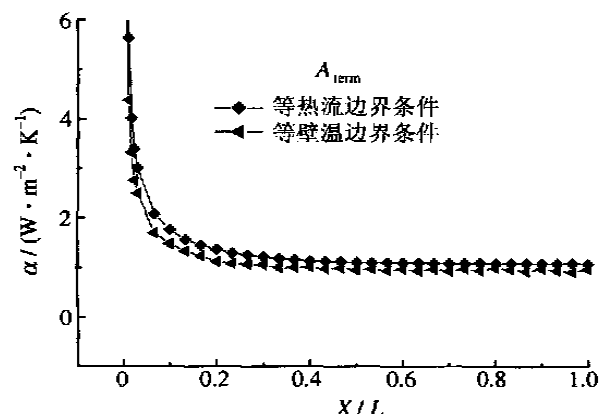


图 3 A 项积分沿壁面分布

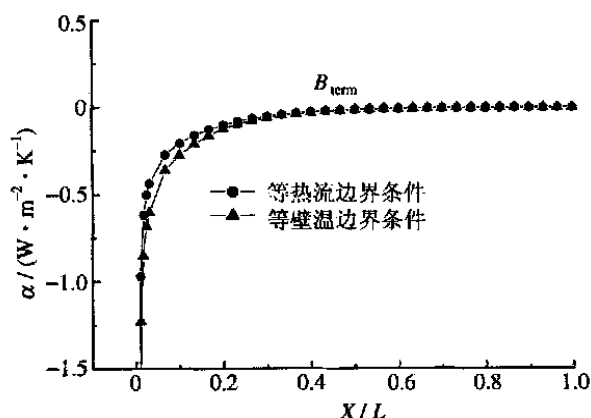


图 4 B 项积分沿壁面分布

对壁面换热的贡献也为零, 故省略 D_{tem} 曲线图。

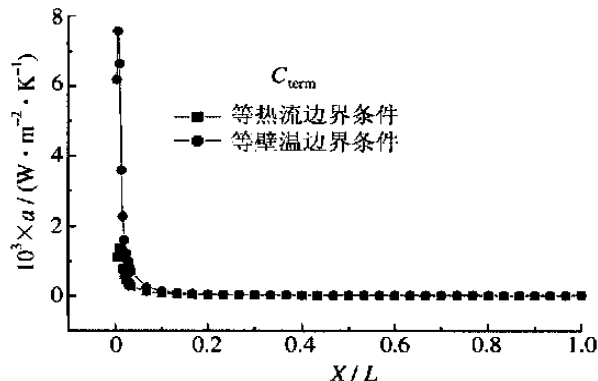


图5 C项积分沿壁面分布

4 计算结果的分析与讨论

由两无限大平板间流动理论解可知, 在等热流边界条件下, 进入流动和热充分发展段后, 表征换热的 Nu 为一定值 8 235, 在等壁温边界条件下的 Nu 为 7.54^[2], 图2也显示了这个结果。对比图3~图5可以看出, A_{tem} 在换热中对壁面换热的贡献最大, 而 B_{tem} 对换热的作用是减弱换热, 其量级和 A_{tem} 项是相同的。说明在这种流动中对流项是主要的当量热源, 其变化规律决定了壁面的换热规律。同时可知速度场与温度场配合得好的地方其壁面处的换热系数就高(如入口处), 而协同配合得差的, 其换热系数就低。 C_{tem} 为导热项, 该项值相对于其他项要小两个量级以上, 在本文讨论的流动形式中对换热的作用是很小的, 可忽略不计。但是需要注意的是, 在那些导热系数较高的其他形式流动中, 有可能导热项对换热的作用是不可忽略的。作者另外的文章中将有此类流动的讨论。以下对 A_{tem} 和 B_{tem} 项做进一步的讨论。

先对充分发展的情况进行讨论。当流动进入充分发展段后, 速度分布不随 x 变化, 流动方向的梯度压力 $\frac{\partial p}{\partial x}$ 为常数, 并且有 $\frac{\partial u}{\partial x} = 0$; 流动进入热充分发展段后, 流动截面的量纲 1 过余温度将不再随 x 变化^[3], 即 $\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{t_w - t}{t_w - t_b} \right) = 0$, 其中 t_w 为壁面温度, t_b 为截面的混合温度。对于 A_{tem} 项, 是 $\rho c_p u \frac{\partial T}{\partial x}$ 在截面上的积分, 对于等壁温和等热流两种边界条件来说, 在流场与温度场非耦合时, 二者的流场是相同的, 充分发展后有 $v = 0$, 所以这时的 $B_{\text{tem}} = 0$, 二者的差别就在于 $\frac{\partial T}{\partial x}$ 的不同。图6~图9为两种边界条件下, 在不同 Y 上的 $\frac{\partial T}{\partial x}$ 分布图。由图中可以看出, 在每个

高度上等热流条件下的 $\frac{\partial T}{\partial x}$ 数值都要比等壁温条件下的要高, 所以在充分发展的速度场和热流场中, 速度场与温度场的协同仅仅体现为 x 方向的速度分量和温度梯度分量的协同, 这二者协同得较好的体现为壁面换热较好, 等热流条件下壁面换热要高于等壁温时的壁面换热就是整个场中速度与温度梯度共同作用的结果。在采取强化换热的措施中, 充分发展段需重点强化的是 x 方向的速度和温度梯度。

在入口段中, 由于流动和热都没有达到充分发展, 这时的流动与换热都是比较复杂的。图10和图11即是入口段速度场和温度梯度场点积值的等值

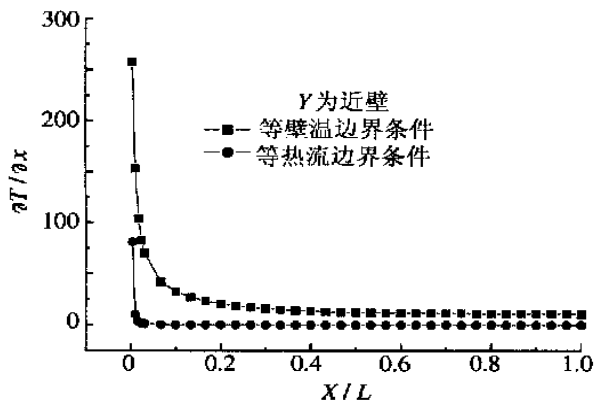


图6 Y为近壁处的X向温度梯度

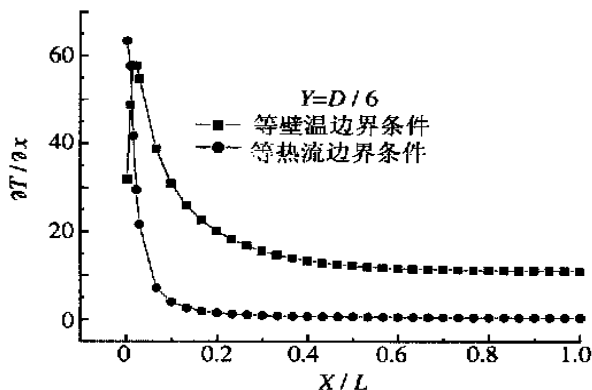


图7 Y为D/6处的X向温度梯度

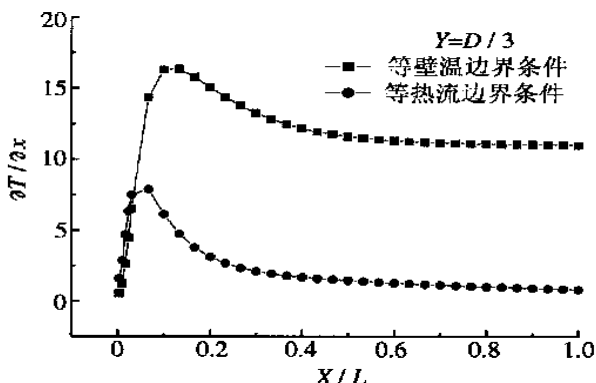
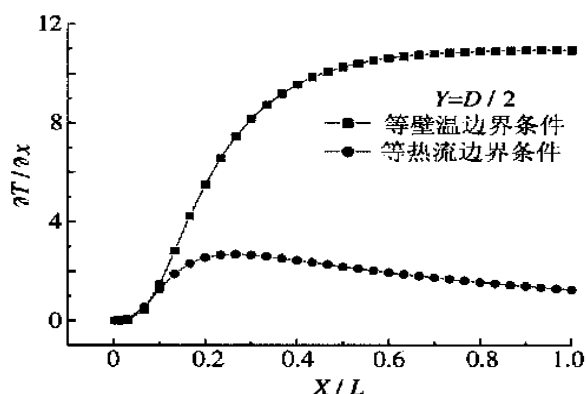


图8 Y为D/3处的X向温度梯度

图9 Y 为 $D/2$ 处的 X 向温度梯度

线图。(为显示清晰, 在长高比上做了调整)。

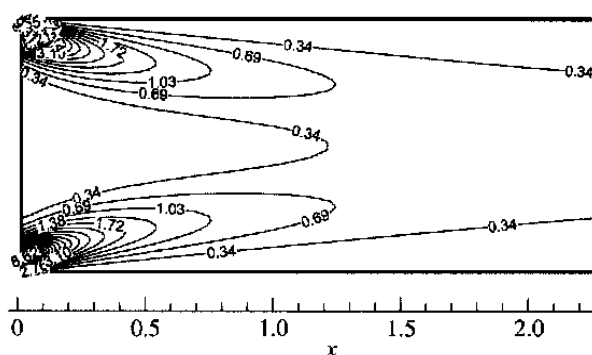


图10 入口段等壁温边界速度与温度梯度场点积值的等值线图

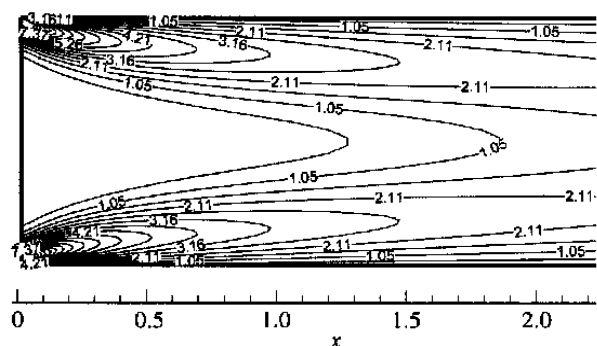


图11 入口段等热流边界速度与温度梯度场点积值的等值线图

从等值线的分布来看, 等热流条件入口段的点积值从量上和影响的范围上都要大于等壁温边界时的情况。从图3~图5的截面积分值分布图来看, 在发展段, 等热流的边界条件下, A_{tem} 和 B_{tem} 的值都要高于等壁温条件下的值, 也就是在入口段, 速度场和温度梯度场的协同上, 等热流边界的情况要好于等壁温边界的情况, 这也就决定了等热流边界时入口段的换热要大于等温度边界时的壁面换热, 也就是速度场与温度场的协同决定了换热。在对壁面换热的贡献中, 在发展段 A_{tem} 的贡献为正值, 在强化

换热主要需要强化的是 X 方向速度 u 和 X 方向的温度梯度; 而 B_{tem} 的贡献为负值, 这主要是因为偏离中心轴附近的 Y 向的速度 v 和 Y 向温度梯度方向 $\frac{\partial T}{\partial y}$ 相反的缘故, 从强化换热的角度来看, 采取的措施应当是减少该方向的分量或改变二者的方向使之同向, 将会使速度场与温度场协同的更好, 从而使壁面处的换热加强。

5 结 论

1) 在二维平板间的流动中, 流场与温度梯度场协同程度决定了壁面上的换热强度, 协同程度好的, 其壁面上的对流换热就强, 反之亦然。

2) 在二维层流流动中, 作为当量源项的对流项在换热中起到主导的作用, 而导热项则可忽略不计。

3) 改变速度场和温度场的协同可以控制换热, 如对入口段采取的强化传热措施应尽量增大 X 方向的速度与温度梯度, 减少 Y 向的速度, 或使 Y 项的速度和温度梯度方向同向。在充分发展段, 仅仅只需强化 X 方向的速度和温度梯度。

4) 场协同理论对于指导强化换热具有重要意义, 使得我们可以从简单而又清晰的物理意义出发, 去探索更为复杂的各种换热问题。

参考文献 (References)

- [1] 过增元 对流换热的物理机制及其控制: 速度场与热流场的协同 [J]. 科学通报, 2000, 45(19): 2118~2122
GUO Zengyuan. Physical mechanism and control of convection heat transfer: harmony of velocity field and heat flux field [J]. Chinese Science Bulletin, 2000, 45(19): 2118~2122 (in Chinese)
- [2] GUO Z Y, LI D Y, WANG B X. A novel concept for convective heat transfer enhancement [J]. Int J Heat Mass Transfer, 1998, 41: 2221~2225
- [3] 王启杰 对流传热传质分析 [M]. 西安: 西安交通大学出版社, 1991
WANG Qijie. Analysis of Convection Heat and Mass Transfer [M]. Xi'an: Xi'an Jiaotong University Press, 1991. (in Chinese)
- [4] 陆煜, 程林 传热原理与分析 [M]. 北京: 科学出版社, 1997
LU Yu, CHENGLin. Theory and Analysis of Heat Transfer [M]. Beijing: Science Press, 1997. (in Chinese)
- [5] 陶文铨 数值传热学 [M]. 西安: 西安交通大学出版社, 1988
TAO Wenquan. Numerical Heat Transfer [M]. Xi'an: Xi'an Jiaotong University Press (in Chinese)
- [6] Patankar S V. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow [M]. New York: McGraw-Hill, 1980