

# 涡强化扁管管片散热器传热特性及场协同原理分析

孙东亮<sup>1</sup> 陶文铨<sup>1</sup> 王良璧<sup>2</sup>

( 1. 西安交通大学动力工程多相流国家重点实验室, 陕西 西安 710049;  
2. 兰州交通大学机电工程学院, 甘肃 兰州 730070 )

**摘要** 本文以空气为介质 ( $Pr = 0.698$ ), 通过数值模拟的方法在  $Re = 400 \sim 2000$  的范围内对涡强化扁管管片散热器内周期性充分发展的层流流动进行了模拟分析, 说明了在不同  $Re$  下, 涡产生器横向间距  $\delta$  和涡产生器攻角  $\beta$  改变时对局部  $Nu_{Local}$ 、横断面上的平均  $Nu_b$  和整体平均  $Nu_t$  的影响, 以及对局部协同角  $\theta_{Local}$ 、横断面上的平均协同角  $\theta_b$  和整体平均协同角  $\theta_t$  的影响, 通过比较分析得出协同角的变化趋势与换热强烈程度的变化趋势是完全和场协同原理相符合的, 说明纵向涡强化换热的根本机理是改善了速度场与温度场的协同。

**关键词** 纵向涡; 数值模拟; 协同角; 场协同

**中图分类号**: TK124 **文献标识码**: A **文章编号**: 0253-231X(2006)02-0325-03

## NUMERICAL SIMULATION ON HEAT TRANSFER PERFORMANCE OF THE FIN-AND-FLAT TUBE BANK HEAT EXCHANGER WITH VORTEX GENERATORS AND ANALYSIS WITH FIELD SYNERGY PRINCIPLE

SUN Dong-Liang<sup>1</sup> TAO Wen-Quan<sup>1</sup> WANG Liang-Bi<sup>2</sup>

(1. The State Key Lab. Of Multiphase Flow in Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China;  
2. Department of Mechanical Engineering, Lanzhou Jiaotong University, Lanzhou 730070, China )

**Abstract** The periodically fully developed laminar heat transfer in the fin-and-flat tube bank heat exchanger with vortex generators has been investigated by numerical analysis in the Reynolds number range of 400-2000. A set of laminar heat transfer predictions are presented to demonstrate the effects of the Reynolds number, span-wise position of VGs ( $\delta$ ) and the attack angle of VGs( $\beta$ ) on the local, span-averaged, total-averaged Nusselt number and on the local, span-averaged, total-averaged intersection(synergy) angle. By comparison of the Nusselt number with the synergy angle, it is found that the fundamental mechanism of heat transfer enhancement by the longitudinal vortices is the improvement of the synergy between velocity and temperature gradient.

**Key words** longitudinal vortices; numerical simulation; synergy angle; field synergy principle

## 1 前言

一般认为, 由涡产生器所产生的纵向涡能加剧冷热流体的相互掺混等从而使传热强化, 加在主流上的纵向涡能够以比较小的阻力损失来增强换热, 现已把这一方法归结为第三代强化传热手段。关于它的研究越来越受到重视, 并且研究报道也愈来愈多<sup>[1,2]</sup>。其中文献 [2] 中通过实验方法对涡产生器横向间距  $\delta$  和涡产生器攻角  $\beta$  改变时对扁管管片散热器的换热性能影响进行了研究。但关于换热强化的机理只是从现象的角度进行了定性的描述, 缺少深层次的揭示。本文对涡强化扁管管片散热器的层流

流动和换热进行了数值分析, 揭示了在不同  $Re$  下, 涡产生器横向间距  $\delta$  和涡产生器攻角  $\beta$  改变时对局部  $Nu_{Local}$ 、横断面上的平均  $Nu_b$  和整体平均  $Nu_t$  的影响, 以及对局部协同角  $\theta_{Local}$ 、横断面上的平均协同角  $\theta_b$  和整体平均协同角  $\theta_t$  的影响, 分析表明协同角的变化趋势与换热强烈程度的变化趋势完全和场协同原理一致, 说明纵向涡强化换热的根本机理是它改善了速度场与温度场的协同。

## 2 物理模型和数学方程

涡强化扁管管片散热器如图 1 所示。扁管管片散热器及涡产生器的几何尺寸如图 2 所示,  $S_1=40$

收稿日期: 2005-12-10; 修订日期: 2006-01-16

基金项目: 教育部博士点基金项目资助 (RFDP2003698015); 国家自然科学基金项目资助 (No.50476046)

作者简介: 孙东亮 (1977-), 男, 河北张家口人, 博士, 主要从事强化传热方面的研究。

mm,  $S_2=55$  mm,  $a=6.3$  mm,  $b=46.3$  mm, 板间距  $T_p=5$  mm, 涡产生器高度  $H=4$  mm, 长度  $L=8$  mm, 攻角为  $\beta$ , 涡产生器的横向间距为  $\delta$ , 在  $\Delta C \leq 2H\sin\beta$  时, 定义交错系数为  $Sr=(2H\sin\beta-\Delta C)/(2H\sin\beta)$ , 当  $Sr < 1$  时, 涡产生器成部分交错排列, 当  $Sr=1$  时, 涡产生器成完全交错排列。本文对四种不同结构进行了模拟分析:  $\delta=1.5a$ ,  $\beta=25^\circ$ ;  $\delta=1.5a$ ,  $\beta=35^\circ$ ;  $\delta=2.5a$ ,  $\beta=35^\circ$  以及翅片上未加涡产生器 (Without VGs)。由于流动与结构的对称性选取如图 2 所示的阴影区域为计算区域。



图 1 涡强化扁管管片散热器示意图

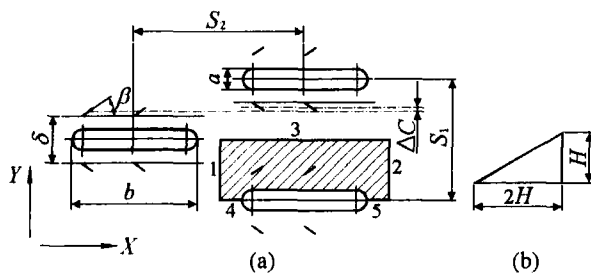


图 2 涡强化扁管管片散热器几何尺寸及计算区域示意图

计算在适体坐标下进行, 控制方程<sup>[3]</sup>为:

$$\frac{\partial}{\partial(\xi)}(\rho U) + \frac{\partial}{\partial\eta}(\rho V) + \frac{\partial}{\partial\zeta}(\rho W) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial\xi}(\rho U\phi) + \frac{\partial}{\partial\eta}(\rho V\phi) + \frac{\partial}{\partial\zeta}(\rho W\phi) = \frac{\partial}{\partial\xi} \left[ \frac{\alpha}{J} \tau^\phi \frac{\partial\phi}{\partial\xi} \right] + \frac{\partial}{\partial\eta} \left[ \frac{\beta}{J} \tau^\phi \frac{\partial\phi}{\partial\eta} \right] + \frac{\partial}{\partial\zeta} \left[ \frac{\gamma}{J} \tau^\phi \frac{\partial\phi}{\partial\zeta} \right] + JS_\phi \quad (2)$$

其中式(1)为连续性方程; 式(2)中当  $\phi = u, v, w$  时为动量方程, 当  $\phi = T$  时为能量方程。

协同角采用积分中值角<sup>[4]</sup>:

$$\theta_m = \arccos \frac{\sum |\vec{u}| \cdot |\text{grad}t| \cdot \cos\theta_i \cdot dV}{\sum |\vec{u}| \cdot |\text{grad}t| \cdot dV} \quad (3)$$

这里下标  $i$  表示所计算的局部地点,  $m$  表示对某一区域平均。

### 3 流动与传热的数值计算方法

假定管壁与翅片温度为常数, 而涡产生器温度

需要在计算中确定, 因而是一个耦合问题。在计算中, 涡产生器和流体分别采用各自的导热系数。为了模拟涡产生器的结构, 引入一个数组来标识涡产生器。如图 2 所示计算区域上扁管管壁和翅片上的边界条件为: 速度为无滑移边界条件, 温度定为恒定值; 进口 1、出口 2 为反对称的周期性边界条件; 对称面 3,4,5 为对称边界条件。整个计算区域采用  $137 \times 63 \times 20$  网格进行计算, 计算模型为三维稳态层流不可压缩流动, 算法采用了 SIMPLE<sup>[3]</sup> 算法。

## 4 计算结果和场协同原理分析

### 4.1 局部努塞尔数 $Nu_{Local}$ 与局部协同角 $\theta_{Local}$ 的对应关系

图 3 为涡强化扁管管片散热器翅片上局部努塞尔数  $Nu_{Local}$  分布图, 从图 3 中可以看出在扁管前端由于过流面积减小, 使流体速度增加并使流动方向突然改变, 在横断面上形成了强烈涡旋, 因此在扁管前端处局部努塞尔数  $Nu_{Local}$  较大; 当流体流过第一个涡产生器时形成了纵向涡旋, 因此在第一个涡产生器后局部努塞尔数  $Nu_{Local}$  增大, 当流体流过第二个涡产生器时, 由第一个涡产生器形成的涡旋得到了进一步强化, 从而导致了第二个涡产生器后局部努塞尔数  $Nu_{Local}$  进一步增大; 在扁管末端由于尾涡存在, 局部努塞尔数  $Nu_{Local}$  较小。

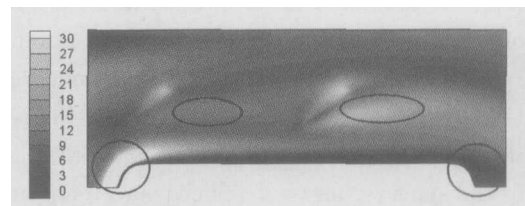


图 3 局部努塞尔数  $Nu_{Local}$  的分布图

图 4 为管片散热器翅片上局部协同角  $\theta_{Local}$  分布图, 从图 4 可以看出局部协同角  $\theta_{Local}$  的分布规律与图 3 中局部努塞尔数  $Nu_{Local}$  的分布规律相一致, 局部努塞尔数  $Nu_{Local}$  高的区域局部协同角  $\theta_{Local}$  较小, 局部努塞尔数  $Nu_{Local}$  低的区域局部协同角  $\theta_{Local}$  较大。局部协同角  $\theta_{Local}$  的变化趋势与局部努塞尔数  $Nu_{Local}$  的变化趋势是完全和场协同原理相符合的。

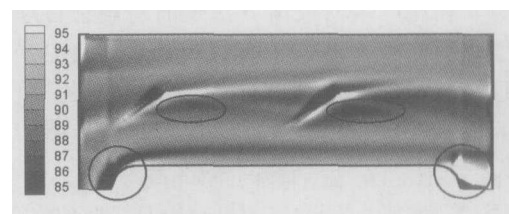


图 4 局部协同角  $\theta_{Local}$  的分布图

#### 4.2 横断面上的平均 $Nu_b$ 和横断面上的平均协同角 $\theta_b$ 的对应关系

图 5 为横断面上平均努塞尔数  $Nu_b$  与横断面上平均协同角  $\theta_b$  沿流动方向的变化规律图。从图 5 可以看出在扁管前端处横断面上  $Nu_b$  最大, 相应地  $\theta_b$  最小; 在第一个涡产生器后横断面上  $Nu_b$  增大, 相应地  $\theta_b$  减小; 在第二个涡产生器后横断面上  $Nu_b$  进一步增大, 相应地  $\theta_b$  进一步减小; 在扁管的末端横断面上  $Nu_b$  最小, 相应地  $\theta_b$  最大。以上分析表明横断面上平均协同角  $\theta_b$  的变化趋势与横断面上平均努塞尔数  $Nu_b$  的变化趋势是完全和场协同原理相符合的。

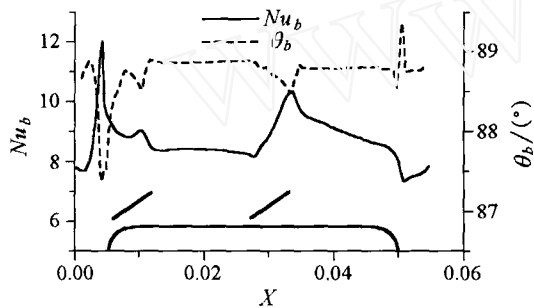


图 5  $Nu_b$  与  $\theta_b$  沿流动方向的变化规律图

#### 4.3 涡产生器横向间距 $\delta$ 对整体平均 $Nu_t$ 和整体平均协同角 $\theta_t$ 的影响

图 6 为相同泵功下整体平均  $Nu_t$  和整体平均协同角  $\theta_t$  随涡产生器横向间距  $\delta$  改变时的变化规律。从图 6 中可以看出当翅片上未加涡产生器时 (Without VGs), 整体平均  $Nu_t$  最小, 相应地整体平均  $\theta_t$  最大; 当翅片上附有涡产生器时, 当横向间距  $\delta=1.5a$  时, 整体平均  $Nu_t$  最大, 相应地整体平均  $\theta_t$  最小; 当横向间距  $\delta=2.5a$  时, 整体平均  $Nu_t$  较  $\delta=1.5a$  时小, 相应地整体平均  $\theta_t$  较  $\delta=1.5a$  时大。这是因为当  $\delta=1.5a$  时, 涡产生器的交错系数  $Sr=0.0$ , 涡产生器形成的纵向涡旋不相互干涉, 而当  $\delta=2.5a$  时, 涡产生器的交错系数  $Sr=0.926$ , 涡产生器形成的相反方向的纵向涡旋相互干涉, 导致了纵向涡旋的减弱, 从而降低了整体平均  $Nu_t$  增加了整体平均  $\theta_t$ 。以上分析表明当涡产生器横向间距  $\delta$  改变时整

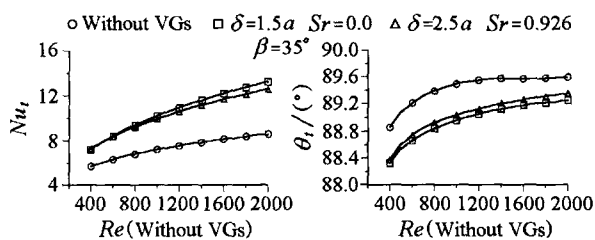


图 6  $Nu_t$  和  $\theta_t$  随涡产生器横向间距  $\delta$  改变时的变化规律

体平均协同角  $\theta_t$  的变化趋势与整体平均  $Nu_t$  的变化趋势是完全和场协同原理相符合的。

#### 4.4 涡产生器攻角 $\beta$ 对整体平均 $Nu_t$ 和整体平均协同角 $\theta_t$ 的影响

图 7 为相同泵功下整体平均  $Nu_t$  和整体平均协同角  $\theta_t$  随涡产生器攻角  $\beta$  改变时的变化规律。从图 7 中可以看出当翅片上未加涡产生器时 (Without VGs), 整体平均  $Nu_t$  最小, 相应地整体平均  $\theta_t$  最大; 当翅片上附有涡产生器时, 当攻角  $\beta=35^\circ$  时, 整体平均  $Nu_t$  最大, 相应地整体平均  $\theta_t$  最小; 当攻角  $\beta=25^\circ$  时, 整体平均  $Nu_t$  较攻角  $\beta=35^\circ$  时小, 相应地整体平均  $\theta_t$  较攻角  $\beta=35^\circ$  时大, 这是因为当攻角  $\beta=35^\circ$  时形成了较攻角  $\beta=25^\circ$  时更强烈的纵向涡旋, 同时场的协同性得到了改善。以上分析表明当涡产生器攻角  $\beta$  改变时整体平均协同角  $\theta_t$  的变化趋势与整体平均  $Nu_t$  的变化趋势也是完全和场协同原理相符合的。

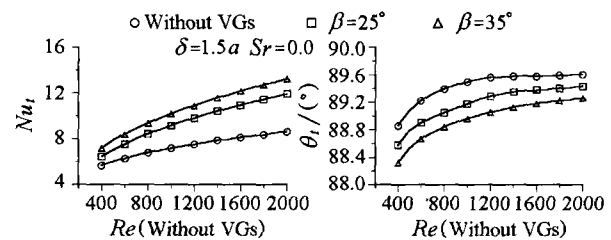


图 7  $Nu_t$  和  $\theta_t$  随涡产生器横向间距  $\beta$  改变时的变化规律

## 5 结 论

本文通过数值模拟的方法对涡强化扁管管片散热器内周期性充分发展层流流动与换热进行了研究, 分析得出协同角的变化趋势与换热强烈程度的变化趋势是完全和场协同原理相符合的, 说明纵向涡强化换热的根本机理是纵向涡旋改善了速度场与温度场的协同。

## 参 考 文 献

- [1] Fiebig M, Valencia A, Mitra N K. Local Heat Transfer and Flow Losses in Fin-Tube Heat Exchanger with Vortex Generators: A Comparison of Round and Flat tubes. Experimental Thermal and Fluid Science, 1994, 8(1): 35-45
- [2] Wang Liang-Bi, Ke Fen, Gao Sheng-Dong, et al. Local and Average Characteristics of Heat/Mass Transfer over Flat Tube Bank Fin with Four Vortex Generators Per Tube. ASME Heat Transfer, 2002, 124(3): 546-552
- [3] 陶文铨. 数值传热学. 第 2 版. 西安: 西安交通大学出版社, 2001
- [4] 过增元, 黄素逸等. 场协同原理与强化传热新技术. 北京: 中国电力出版社, 2004