

# 用低雷诺数 $k-\varepsilon$ 湍流模型计算 涡轮叶片的对流换热

朱惠人 刘松龄

(西北工业大学 706 教研室, 西安, 710072)

## THE PREDICTIONS OF CONVECTIVE HEAT TRANSFER ON TURBINE BLADE AIRFOIL BY USING LOW REYNOLDS NUMBER TURBULENCE MODEL

Zhu Huiren, Liu Songling

(Faculty 706, Northwestern Polytechnical University, Xi'an, 710072)

**摘 要** 考虑压力面强顺压梯度及吸力面逆压梯度对 Schmidt-Patankar 低雷诺数湍流模型进行改善, 使之能用于模拟涡轮叶片上的对流换热情况。计算了 6 种涡轮叶片的 18 个工况。参数范围是: 出口雷诺数  $Re_2 = 0.56 \times 10^6 \sim 2.73 \times 10^6$ ; 来流湍流度  $T_{u_\infty} = 0.8\% \sim 8.3\%$ ; 平均壁温与气流温度比  $T_w/T_0 = 0.67 \sim 0.82$ 。结果表明, 在叶片上的传热计算与实验符合得很好。

**关键词** 湍流模型, 涡轮叶片, 对流换热, 边界层

中图分类号 V231.3, V211.3, O357.5

**Abstract** An improvement on Schmidt-Patankar low-Reynolds number turbulence model by taking into account the favorable pressure gradients on the blade pressure surface and the adverse pressure gradients on the blade suction surface is made to simulate heat transfer on turbine blades. Examination calculation is carried out for 18 conditions of six turbine vanes. The parameters are outlet Reynolds number ranging from  $0.56 \times 10^6$  to  $2.73 \times 10^6$ , upstream turbulence intensity ranging from 0.8% to 8.3%, and ratio of wall temperature to stagnation temperature ranging from 0.67 to 0.82. The results show that the predicted heat transfer on the blades agreed well with the experimental data.

**Key words** turbulence model, turbine blade airfoil, convective heat transfer, boundary layer

随着燃气涡轮进口温度的提高, 对涡轮叶片的传热分析已成为设计者所关注的一个重要问题, 而准确地计算燃气与叶片型面间的换热是一切涡轮叶片传热分析的基础。由于叶片上的流动比较复杂, 燃气与叶片的换热计算的准确性至今还没有达到令人满意的程度, 即使是相对较为简单的二维无气膜冷却叶片上的换热也还有待改善。由于叶片的弦长较小, 弦长雷诺数为  $10^5 \sim 10^6$  的量级。这样的雷诺数往往在吸力面上层流边界层和过渡区占有相当大的比例, 转捩过程的计算精度为能否准确预计吸力面换热的关键。来流湍流度、主流压力梯度对转捩过程有复杂的影响。压力面上由于有较强的顺压梯度, 边界层往往难以充分地变为湍流形态, 大部分区域的流动处于过渡态, 这种流动的数值模拟是有相当难度的。

80 年代, 在 NASA 热端部件计划 (HOST 计划) 的推动下, 涡轮叶片上的换热计算有较大的发展, 最有名的进展是由 Hylton<sup>[1]</sup> 等提出的修正混合长度模型。该模型引入了“湍流度粘性系数”的概念以模拟湍流度的影响, 同时通过计算比较选择了基于实验的边界层转捩起始点位置和转变区长度的经验公式。文献 [1, 2] 中的算例都表明这种模型较以往的算法确有较大的改进。该方法在国外得到较广的应用。

修正的混合长度模型的不足之处是: 引用了较多的经验公式, 因而难免带来局限性; 引入“湍流度粘性”的概念在理论上也不很严密。80 年代后期随着低雷诺数湍流模型的发展, 陆续出现了用这种模型来计算叶片上换热的尝试。Rodf<sup>[3]</sup>、Wang<sup>[4]</sup>、Dutoya<sup>[5]</sup> 等所做的工作是这一趋势的代表。所用的湍流模型是 Jones-Launder<sup>[6]</sup> 和 Lam-Bremhorst<sup>[7]</sup> 的低雷诺数  $k-\varepsilon$  模型。这种模型的优点是不必人为地划分层流、转捩和湍流区域, 转捩过程可看作是湍流强度增大的必然结果, 来流湍流度的影响可以自然地进入计算过程, 因而大大减少了模型的经验成份。但文献 [3~7] 都有一个共同的缺点, 就是计算的转捩区都比实验值短得多, 而且在涡轮叶片上应用成功的例子都很少。

90 年代初, Schmidt 和 Patankar<sup>[8]</sup> 提出了一种修正 Jones-Launder 和 Lam-Bremhorst 低雷诺数  $k-\varepsilon$  湍流模型中湍动能方程生成项的方法。用这样的模型能够很好地预计平板等速流和加速流在多种湍流度下的转捩过程。文献 [8] 也给出了该模型用于涡轮叶片上的结果, 其效果不如在平板上的流动, 而且算例很少。

本文作者选择了几种有代表性的涡轮叶型用文献 [8] 中的方法做了计算, 发现这种方法虽较过去的方法有较大的改善, 但若不经进一步的修正仍难以达到满意的结果。本文给出了在文献 [8] 模型的基础上对湍动能生成项和湍动能耗散率的修正方法以及修正计算初始站湍流度的方法。对六种叶型的 18 个工况的计算结果表明, 用修正后的模型可以在压力面上得到相当满意的结果, 在吸力面上可得到较好的结果。与实验值的符合程度不亚于混合长度模型所能达到的水平。因此可认为, 低雷诺数  $k-\varepsilon$  模型能够发展成为下一代工程实用的计算涡轮叶片换热的方法。

## 1 控制方程

经验证明, 除叶片的两端外, 其他区域的绕流都可以看作是二维流动。在涡轮叶片上顺压梯度使边界层厚度很小, 边界层方程能较好地描述这种流动。因此本文在计算中采用了下述稳态二维可压缩边界层方程

连续方程

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho U) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V) = 0 \quad (1)$$

动量方程

$$\rho U \frac{\partial U}{\partial x} + \rho V \frac{\partial U}{\partial y} = - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu \frac{\partial U}{\partial y} - \rho \overline{uv} \right] \quad (2)$$

能量方程

$$\rho U \frac{\partial H}{\partial x} + \rho V \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial H}{\partial y} - \overline{p h v} + \mu \left[ 1 - \frac{1}{Pr} \right] \frac{\partial U^2}{\partial y} - \rho \overline{Uv} \right\} \quad (3)$$

边界条件

$$y = \delta \text{ 时, } U = U_e, H = H_e \quad (4)$$

$$y = 0 \text{ 时, } U = V = 0, H = H_w \quad (5)$$

其中  $U_e, H_e$  分别为边界层外缘处速度及总焓;  $H_w$  为壁面总焓。

初始站取在靠近叶片前驻点附近, 在这里流动可以认为是处于层流状态, 故在此处采用 Pohlhausen 型速度分布

$$\frac{U}{U_e} = 2\eta - 2\eta^3 + 4\eta^4 \quad (6)$$

其中  $\eta = y/\delta$ 。总焓分布采用近似的总焓-速度线性关系

$$H = H_w + (H_e - H_w) \frac{U}{U_e} \quad (7)$$

方程 (2) 与方程 (3) 中湍流应力  $-\overline{\rho uv}$  和湍流热流率  $-\overline{\rho h'v}$  采用下列关系式定义

$$-\overline{\rho uv} = \mu_t \frac{\partial U}{\partial y} \quad -\overline{\rho h'v} = \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial H}{\partial y} \quad (8)$$

$Pr_t$  为湍流普朗特数, 在旺盛湍流区其值在 0.85 ~ 1.0 范围变化, 在很靠近壁面的区域其值虽然更大一些, 但在这一区域湍流效应很弱, 起主要作用的是分子导热。所以在整个边界层中  $Pr_t$  值可在 0.85 ~ 1.0 之间取为常数, 而不会对计算结果产生较大影响, 本文中取  $Pr_t = 0.9$ 。 $\mu_t$  为湍流粘性系数, 由下述低雷诺数  $k-\varepsilon$  湍流模型确定。

## 2 湍流模型

湍流粘性系数由下式定义

$$\mu_t = C_\mu f_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (9)$$

其中湍动能  $k$  及其耗散率  $\varepsilon$  由下面的微分方程确定

$$\rho U \frac{\partial k}{\partial x} + \rho V \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left[ \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right] \frac{\partial k}{\partial y} \right\} + P_k - \rho \varepsilon \quad (10)$$

$$\rho U \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \rho V \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left[ \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right] \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right\} - \frac{\varepsilon}{k} \left\{ C_1 f_1 \mu_t \left[ \frac{\partial U}{\partial y} \right]^2 - C_2 f_2 \rho \varepsilon \right\} \quad (11)$$

其中经验常数  $C_\mu, C_1, C_2, \sigma_k, \sigma_\varepsilon$  及函数关系式  $f_\mu, f_1, f_2$  均列于表 1。

上述湍流模型不仅适用于旺盛的湍流, 同进也可以用于描写层流和过渡态流动中的湍流发展过程, 不同的流态只是表现为  $k^2/\varepsilon$  值大小的不同, 这样的性质使该模型能够模拟转捩过程。对于涡轮叶片上的边界层计算而言, 这是十分重要的。表 1 中的函数关系式使该模型能模拟近壁区的湍流运动, 这是准确计算摩阻和传热所必需的。

方程 (10)、方程 (11) 的边界条件如下: 在  $y = \delta$  处,  $k_e, \varepsilon$  由下列方程组联立求解

而得

$$\left. \begin{aligned} U_e &= \frac{dk_e}{dx} = -\varepsilon \\ U_e \frac{d\varepsilon}{dx} &= -C_2 \frac{\varepsilon^2}{k_e} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

在壁面上

$$k_w = \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = 0 \quad (13)$$

湍动能及其耗散率在初始站的分布

$$\left. \begin{aligned} k &= k_e \left( \frac{U}{U_e} \right)^2 \\ \varepsilon &= 0.1k \left( \frac{\partial U}{\partial y} \right) \quad \varepsilon > \varepsilon_e \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

表 1  $k-\varepsilon$  模型中的常数及函数

经验常数	函数关系
$C_\mu = 0.09$	$f_\mu = [1 - \exp(-0.0163Re_\delta)]^2 \left( 1 + \frac{19.5}{Re_\delta} \right)$ $f_1 = 1 + \left( \frac{0.55}{f_\mu} \right)^3$ $f_2 = 1 - \exp(-Re_\delta)^2$
$C_1 = 1.44$	
$C_2 = 1.92$	
$\alpha_k = 1.00$	
$\alpha_\varepsilon = 1.30$	

湍动能方程的生成项  $P_k$ ，在以往的模型中都取

$$P_k(y, x) = \mu_t \left( \frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 \quad (15)$$

但计算表明用上式计算的生成项在过渡区太大，以致造成计算的过渡区长度过短，转捩过程发展过快。文献 [8] 对此做了修正，采用下式计算生成项

$$P_k(y, x + dx) = P_k(y, x) + \min \left[ \mu_t \left( \frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - P_k(y, x), \Delta P_{kmax} \right] \quad (16)$$

式中湍动能生成项最大增幅为

$$\Delta P_{kmax} = [A(\delta)P_k(y, x) + B(\delta)] \frac{dx}{U} \quad (17)$$

式中  $A(\delta)$  和  $B(\delta)$  是与边界层外缘流体的物性、流速及湍流度有关的参数，其确定方法在文献 [8] 中有详细说明。计算发现，文献 [8] 中给出的上述计算湍动能生成项的方法对叶片的吸力面是适用的，但对压力面则不理想。经多次计算表明，若用 (18) 式代替 (17) 式，对压力面可以获得较满意的结果

$$\Delta P_{kmax} = [\eta A(y)P_k(y, x) + B(y)] \frac{dx}{U} \quad (18)$$

其中  $A$ 、 $B$  的意义与 (17) 式中相同，但在计算时应取用计算点当地的各种参数。

对于吸力面，上述模型往往对过渡区结束点传热有过高的估计，其中一个原因可能是该模型不能较好地模拟有逆压力梯度出现的流动情况。为此采用下式对  $\varepsilon$  方程中生成项进行修正

$$f_1 = \left[ 1 + \left( \frac{0.06}{f^{\mu}} \right)^3 \right] \max \left( 1.0, \frac{Re_t}{2.7 Re_y} \right) \quad (19)$$

采用这一修正对吸力面湍流区的计算有所改善,

到目前为止,对于叶片上边界层计算起始站外缘的湍流度  $T_{ue}$  的计算一般采用文献 [9] 中的方法,即

$$T_{ue} = F \left( \frac{u_e}{u_{\infty}} \right) T_{u_{\infty}} \quad (20)$$

其中函数  $F \left( \frac{u_e}{u_{\infty}} \right)$  可参见文献 [9]。计算结果表明,该方法在吸力面是适用的,但对压力面则需做如下修正

$$T_{ue} = F \left( \frac{u_e}{u_{\infty}} \right) G(T_{u_{\infty}}) T_{u_{\infty}} \quad (21)$$

其中  $G(T_{u_{\infty}})$  是来流湍流度  $T_{u_{\infty}}$  的函数,见图 1。

求得  $T_{ue}$  后,就可以求出(14)式中的  $K_e$

$$K_e = 1.5(T_{ue} U_e)^2 \quad (22)$$

式(14)中的  $\varepsilon_c$  至今尚示见到可靠的计算方法,本文针对涡轮叶片上的边界层做了大量计算,结果表明无论是吸力面还是压力面,  $\varepsilon_c$  在一个较大的范围内取值,不会对计算结果产生较大的影响。

### 3 计算结果与实验的对比

为了检验上述模型的可靠性,选择了6种涡轮叶片的18种工况做了计算,其中包括导向叶片和工作叶片,各种工况的参数列于表2中,可以看出它们基本上覆盖了目前高温涡轮叶片的工作参数范围。

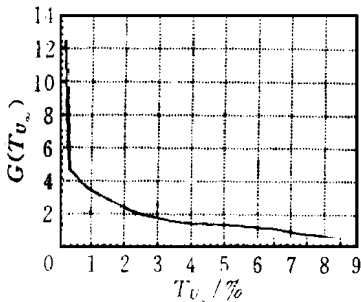


图1  $T_{u_{\infty}}$  与函数  $G(T_{u_{\infty}})$  的关系

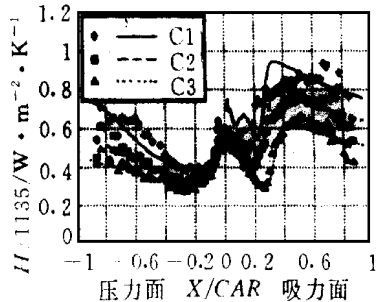


图2 C3X叶型换热系数计算值与实验的比较

#### 3.1 C3X叶型

这是一种用于高负荷低稠度涡轮导向叶片的叶型, NASA 和 Allison 公司曾对这种叶型上的换热做了系统的实验研究,并在此基础上发展了计算换热系数的混合长度模型<sup>[1]</sup>。

图 2 给出该叶型 3 种工况的计算结果与实验的对比。在吸力面上从无量纲距离 0.2 起, 换热系数迅速增长, 表示边界层的转捩。转捩起始点的位置随雷诺数增大而移向上游。总的来看本方法能较好地模拟上述过程, 其中工况 C3 的符合情况最好, C1、C2 工况的转捩区长度的计算偏短、C2 工况略优于 C1 工况, 说明本方法在模拟高雷诺数的转捩过程上还有待改进。

3 个工况的压力面上的换热系数的计算值都和实验值符合良好。从换热系数分布规律看出, 在压力面上没有明显的转捩过程。实际上在大部分压力面上的流动是处于过渡状态, 对这种流动状态很难用一般的高雷诺数  $k-\varepsilon$  模型进行模拟。而用本方法可以在多种雷诺数下得到正确的结果。

为了将本方法与文献 [2] 中的混合长度模型进行对比, 本文对 C3 工况分别采用两种方法做了计算, 结果示于图 3 中。显然本方法在压力面明显优于混合长度模型; 在吸力面的过渡区及湍流区两种方法计算的结果基本一致; 而在层流区本方法的计算更接近实验值。

### 3.2 Mark II 叶型

这种叶型也是 NASA 和 Allison 公司用以研究高负荷低稠度导向叶片上换热用的叶型<sup>[1]</sup>。选择这种叶型的目的之一 是检验本方法能否正确模拟有较强逆压力梯度时的换热。

表 2 用于检验计算模型的某些实验参数

工况	$M_2$	$T_0 / K$	$P_0 \times 10^{-5} / Pa$	$Re_2 \times 10^{-6}$	$U_\infty / m \cdot s^{-1}$	$T_{u\infty} / \%$	$T_w / T_0$
C1	0.90	792	4.038	2.49	90	6.5	0.81
C2	0.90	796	3.211	1.96	96	6.5	0.82
C3	0.92	795	2.453	1.51	96	6.5	0.81
M1	0.89	772	2.643	1.55	111	8.3	0.70
M2	0.90	803	2.765	1.56	102	6.5	0.71
H1	0.78	432	7.522	1.67	75	4.0	0.67
H2	0.78	432	5.015	1.113	75	4.0	0.67
H3	0.78	432	2.507	0.557	75	4.0	0.67
L1	0.78	432	7.522	1.67	79	4.0	0.67
L2	0.78	432	5.015	1.113	79	4.0	0.67
L3	0.78	432	2.507	0.557	79	4.0	0.67
V1	0.92	416	1.535	1.13	141	5.2	0.70
V2	0.92	416	1.535	1.13	141	3.8	0.70
V3	0.92	416	1.535	1.13	141	3.0	0.70
V4	0.92	416	1.535	1.13	141	0.8	0.70
D1	0.94	432	5.81	2.73	135	3.5	0.67
D2	0.94	432	2.92	1.35	146	3.5	0.67
D3	0.94	432	1.90	0.91	159	3.5	0.67

图 4 表示了计算与实验的对比。在压力面上两种工况都得到了很好的计算结果, 在吸

力面上能基本正确地模拟转变点的位置和转变区长度，除在驻点附近换热系数计算值偏高外，其余部分都与实验符合较好。对于不同的来流湍流度，计算与实验都没有显示出较大的差别。

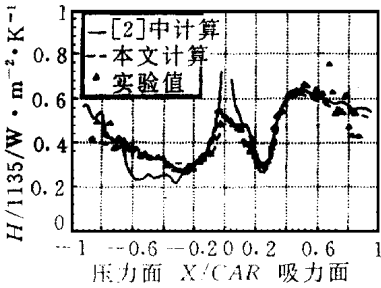


图3 本文模型与混合长度模型对计算换热系数的比较

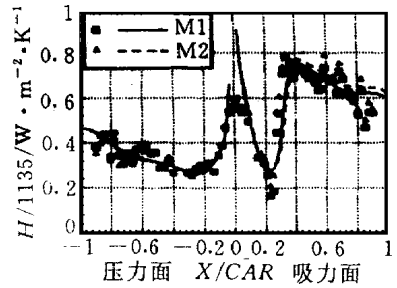


图4 Mark II叶型换热系数计算值与实验值的比较

### 3.3 HS叶型

这是一种大安装角涡轮工作叶片叶型，英国 Rolls Royce 公司和牛津大学用此叶型的压力面作了对流换热的优化研究<sup>[10]</sup>，以期减少传给叶片的热量。

图5给出了计算结果和实验的对比。对于H3工况，两个面的计算都与实验吻合很好。由于雷诺数不高，吸力面大部分是层流流态，只是在弦长50%以后才有向湍流转变趋势。压力面上大部分区域换热系数基本上不变，保持较低的数值。H2工况的吸力面有明显的转变，计算的转变起始点位置和转变区长度都与实验相符，在后缘附近实测的换热系数下降得较计算值快。压力面的80%弦长范围内计算值都和实验相符，只是在后缘附近计算值上升过快。H1工况的吸力面上的计算转变点位置与实验相符，转变区长度稍短，在湍流区计算值低于实验值，压力面上计算与实验相符的程度与H2差不多。

### 3.4 LS叶型

这种叶型也是文献[10]中给出的一种转子叶型，与HS叶型不同的是安装角较小，叶型最大厚度较HS叶型大。

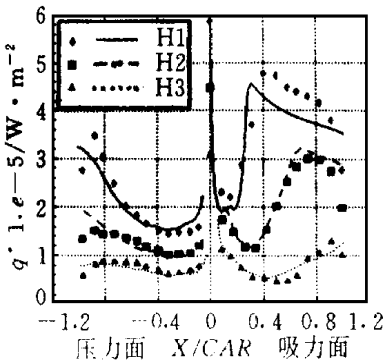


图5 HS叶型热流密度计算值与实验值的比较

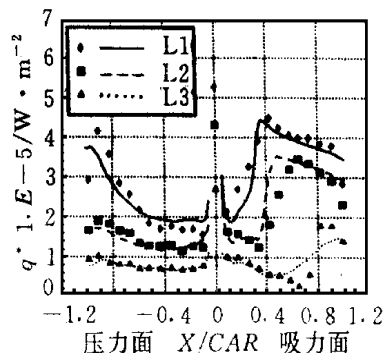


图6 LS叶型热流密度计算值与实验值的比较

图 6 给出了计算与实验的对比。L3 工况在吸力面的后段实验值显示出了转捩过程, 但计算值虽逐渐增大却没有明显的转捩特征。压力面上的计算与实验符合很好。L2 工况在吸力面上正确地预计了转捩的起始位置, 但转捩区长度略短于实验值; 湍流区的计算值与实验值相符。压力面的计算与实验符合。L1 工况两个面的计算都与实验符合得较好。

### 3.5 VKI 叶型

这种叶型曾在 VKI 用等熵轻活塞瞬态风洞做过试验, 用以研究马赫数、雷诺数、进气角、来流湍流度对工作叶片上换热的影响<sup>[11]</sup>。

计算与实验对比如图 7 所示。V4 工况由于  $T_{u_{\infty}}$  低, 在两个面都没有边界层转捩, 计算与实验符合良好, 在后缘附近, 实验值猛增可能是由较大的后缘厚度 (3mm) 造成的分离而引起的, 这种现象已超出本方法所模拟的范围。V3、V2、V1 工况在压力面上都和实验符合很好。V1 工况吸力面实验有较大波动, 计算值在波动处与实验值有偏差。在工况 V3、V2 的吸力面上, 计算值与实验结果符合得很好。文献 [11] 中曾给出用 Jones-Launder 的  $k-\varepsilon$  模型<sup>[6]</sup>对这种叶型的计算结果, 在两个面其与实验符合的程度都远不如本文给出的结果好。

### 3.6 Daniels 叶型

Daniels 曾对此叶型做了实验研究<sup>[12]</sup>, 并以该叶型传热实验为基础对比分析了 5 个程序用于叶片计算的情况<sup>[13]</sup>。图 8 给出了本文计算与实验对比情况, 3 个工况吸力面预测的转捩起始点与实验符合很好, 且除了 D3 工况湍流区前段计算偏低外。其余部分的计算都与实验符合很好。压力面上 D1 工况的计算与实验也符合良好。但在  $X/L$  大于 0.6 的部分, 压力面上, 工况 D2 和 D3 的计算值偏低一些。

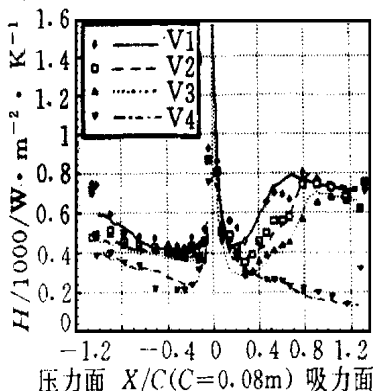


图 7 VKI 叶型换热系数计算值与实验值的比较

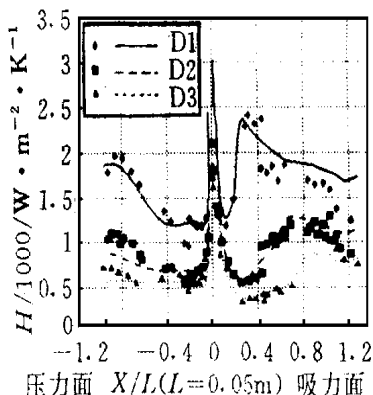


图 8 Daniels 叶型换热系数计算与实验值的比较

## 4 结 论

从上述的计算结果与分析可以得出以下几点结论:

(1) 本文的计算方法能成功地预测涡轮叶片压力面的换热系数, 说明采用式 (18) 可有效地抑制在过渡区湍动能的生长速度, 从而较好地模拟了压力面上的顺压力梯度作用下



边界层的缓慢过渡;

(2) 由于对  $\varepsilon$  方程中的生成项做了修正, 因而能较好地预测叶片吸力面上的边界层转变和有逆压梯度时的流动换热;

(3) 通过与用混合长度模型所得结果的对比说明, 在压力面上本方法有明显优越性, 在吸力面上过渡区和湍流区两种模型所得结果相近, 在层流区本方法略占优势;

(4) 对多种涡轮叶栅的多种工况的计算表明, 在低雷诺数  $k-\varepsilon$  湍流模型基础上发展的计算方法, 有可能成为新的更有效的涡轮叶片换热工程计算方法。

### 参 考 文 献

- 1 Hylton L D, Mihele M S, Turner E R, *et al.* Analytical and experimental evaluation of the heat transfer distribution over the surface fo turbine vanes. NAST CR 168015, 1983
- 2 吴丁毅, 刘松龄. 涡轮叶片型面换热系数计算. 航空动力学报, 1990; 5 (1):
- 3 Jones W P, Launder B E. The calculation of low Reynolds number phenomena with a two equation model of turbulence. Int J Heat Mass Transfer, 1973, 16: 1119- 1130
- 4 Lam C K G, Bremhorst K. A modified form of the  $k-\varepsilon$  model for predicting wall turbulence, J Fluid Engineering, 1981; 103: 456- 460
- 5 Roid W, Scheuerer G. Calculation of heat transfer to convection cooled gas turbine blades. J Engng Gas Turbine Pwr, 1985; 107: 620- 627
- 6 Wang J H, Jen H F, Hartol E O. Airfoil heat transfer calculation using a low Reynolds number version of two equation turbulence model. J Engng Gas Turbine Pwr, 1985; 107: 60- 66
- 7 Dutoya D, Michard P. A program for calculating boundary layer along compressor and turbine blades. Numerical Method in Heat Transfer, 1981: 413- 428
- 8 Schmidt R C, Patankar S V. Simulating boundary layer transition with low-Reynolds number  $k-\varepsilon$  turbulence models: part 2— an approach to improving the predictions. ASME J Turbomachinery, 1991; 113: 18- 26
- 9 Rodi W, Scheuerer G. Scutinizing the  $k-\varepsilon$  turbulence model under adverse pressure gradient condition. ASME J Fluids Engng, 1986; 108: 174- 179
- 10 Nicholson J H, Forest A E, Oldfield M L G, *et al.* Heat transfer optimized turbine rotor blades — an experimental study using transient techniques. ASME J Engng Gas Turbine Pwr, 1984; 106: 173- 182
- 11 Consigny H, Richards B E. Short duration measurments of heat transfer rate to a gas turbine rotor blade. Trans ASME J Engng Pwr, 1981
- 12 Daniels L C. Film cooling of gas turbine blades. Ph D thesis, England: Department of Engineering Science, University of Oxford, 1978
- 13 Daniels L C, Browne W B. Calculation of heat transfer rates to gas turbine blades. Int J Heat Mass Transfer, 1981; 24 (5): 871- 879