

文章编号: 1000-7709(2021)04-0157-04

基于低雷诺数 $\kappa-\epsilon$ 模型冲击射流传热的数值模拟

朱泽辉, 聂欣, 廖海波

(杭州电子科技大学机械工程学院, 浙江 杭州 310018)

摘要: 冲击射流在机翼除霜、电子元器件散热等工程领域应用广泛, 为进一步研究其传热机理, 利用两种低雷诺数 $\kappa-\epsilon$ 模型对单股冲击射流的传热进行数值模拟, 并与标准 $\kappa-\epsilon$ 模型及雷诺应力模型的计算结果进行对比。结果表明, 低雷诺数 $\kappa-\epsilon$ 模型在两种工况下的计算结果均优于其他模型。湍流热扩散系数作为求解温度场最重要的参数, 对传热的计算结果影响极大, 通常用湍流普朗特数作为常数求解。在低雷诺数 $\kappa-\epsilon$ 模型的基础上, 分别通过湍流普朗特数函数求解和 $t^2-\epsilon_t$ 方程直接求解进行改进, 并将计算结果进行比较。结果表明, 使用湍流普朗特数函数形式求解湍流热扩散系数能给出更好的预测结果, 直接求解仍需进一步改进。

关键词: 冲击射流; 传热; 低雷诺数 $\kappa-\epsilon$ 模型; 湍流热扩散系数; 湍流普朗特数

中图分类号: O358

文献标志码: A

1 引言

由于冲击射流结构能够提供较高的传热与传质效率, 在机翼除霜、电子元器件散热等工程领域应用广泛。为充分利用冲击射流带来的高热与传质效率, 进一步研究并改进其结构成为关键。由于冲击射流流场复杂, 即使单股冲击射流的传热研究也是挑战。近年来, 关于冲击射流的试验和数值模拟仍是研究焦点, 对入口雷诺数、宽度纵横比、喷嘴形状等因素对冲击射流传热的影响已进行了系统的试验研究。VAN HEININGEN A R P^[1]对入口雷诺数为 10 400、5 200 两种工况的冲击射流传热现象进行了试验研究, 从停滞区到贴壁射流区, 流向努塞尔数的变化充分反映了近壁面流场对传热的影响, 其试验数据成为衡量数值模拟准确性的依据。低雷诺数 $\kappa-\epsilon$ 模型相比标准 $\kappa-\epsilon$ 模型和雷诺应力模型, 对动量边界层的流动和热边界层的传热模拟具有理论上的优势^[2]。为印证这一观点, 本文使用 AB 模型^[3]和 LS 模型^[4]两种低雷诺数 $\kappa-\epsilon$ 模型与标准 $\kappa-\epsilon$ 模型及雷诺应力模型对冲击射流现象进行数值模拟, 并与 VAN HEININGEN A R P^[1]的试验结果进行对比。求解温度场的问题时常将湍流普朗特数设为一个常数, 必然会带来相应误差^[5], 因此本文在低

雷诺数 $\kappa-\epsilon$ 模型的基础上, 利用开源软件 OpenFOAM 添加湍流普朗特数经验公式和 $t^2-\epsilon_t$ (t 为温度变化, ϵ_t 为温度耗散) 方程求解湍流热扩散系数, 以期提高低雷诺数 $\kappa-\epsilon$ 模型在冲击射流传热数值模拟的准确性, 并结合近壁面的流动与传热特性, 对模拟结果进行了分析评价。

2 数学模型

2.1 流场

利用雷诺时均方程对冲击射流现象进行预测, 假设流体在二维条件下的流动为定常, 忽略流体所受到的体积力, 流体的物性参数不随温度变化并设为常数, 其连续方程和动量方程分别为:

$$\partial U_i / \partial X_i = 0 \quad (1)$$

$$U_i \frac{\partial U_j}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right) \quad (2)$$

式中, U_i 、 U_j 分别为 x 、 y 方向的速度分量; X_i 、 X_j 分别为二维 x 、 y 轴方向; ρ 为密度; P 为压力; ν 为分子扩散粘度; $\overline{u_i u_j}$ 为速度脉动项。

使用涡粘假设封闭式(2)中的速度脉动项 $\overline{u_i u_j}$, 则湍动能 κ 与湍流耗散 ϵ 的控制方程分别为:

$$U_i \frac{\partial \kappa}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\kappa} \right) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] + P_\kappa - \tilde{\epsilon} - D \quad (3)$$

$$U_i \frac{\partial \tilde{\epsilon}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \tilde{\epsilon}}{\partial x_j} \right] +$$

收稿日期: 2020-06-19, 修回日期: 2020-07-30

作者简介: 朱泽辉(1995-), 男, 硕士研究生, 研究方向为流体力学, E-mail: thearrow3@163.com

通讯作者: 聂欣(1974-), 男, 博士、副教授、硕导, 研究方向为流体力学, E-mail: xin_nie2000@163.com

$$C_{\epsilon 1} f_1 P_{\kappa} / \tau_u - C_{\epsilon 2} f_2 \bar{\epsilon} / \tau_u + E \quad (4)$$

其中

$$\nu_t = C_{\mu} f_{\mu} k^2 / \epsilon$$

式中, f_{μ} 、 f_1 、 f_2 均为低雷诺数 $\kappa\epsilon$ 模型阻尼函数; $C_{\epsilon 1}$ 、 $C_{\epsilon 2}$ 、 C_{μ} 、 σ_{κ} 、 σ_{ϵ} 均为模型常数; P_{κ} 为湍动能产生项; τ_u 为时间尺度; D 、 E 分别为附加源项; $\bar{\epsilon}$ 为修正后的各项同性耗散率。

式(3)、(4)中 f_{μ} 、 f_1 、 f_2 、 $\bar{\epsilon}$ 、 D 、 E 均随给出的湍流模型而异, 其中 f_{μ} 、 f_1 、 f_2 是当地湍流雷诺数的阻尼函数。 f_1 与湍流动能产生项 P_{κ} 相乘以调整近壁面湍流耗散率 ϵ 。 f_2 与耗散方程的消失项相乘, 考虑了各向同性假设造成的偏差^[3,4]。

由于 LS 模型采用了 Neumann 边界条件, 附加项 D 出现在流动能控制方程中, JONES W P 等^[6] 曾报道了求解耗散方程时采用零边界条件的优势。实际上, 附加项 D 等于壁面处湍流耗散率。为了得到近壁面合理的湍流动能 κ 分布, LS 模型将 E 项加入耗散方程中, 并对各向同性耗散率进行修正, 用 $\bar{\epsilon}$ 表示。 AB 模型则对其相关常数 $C_{\epsilon 1}$ 、 $C_{\epsilon 2}$ 、 C_{μ} 、 σ_{κ} 、 σ_{ϵ} 进行修正, 与标准 $\kappa\epsilon$ 模型有所不同, 见表 1。

表 1 不同湍流模型常数

Tab.1 Summary of constant of different turbulence models

模型	C_{μ}	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	σ_{κ}	σ_{ϵ}
AB	0.09	1.45	1.83	1.0	1.4
LS	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

2.2 温度场

温度方程:

$$U_i \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} = \frac{1}{c_p} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\lambda}{\rho} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - \overline{u_i t} \right) \quad (5)$$

式中, \bar{T} 为平均温度; c_p 为比热容; λ 为导热系数; t 为温度脉动项。

使用涡粘假设封闭式(5)中温度脉动项:

$$-\overline{u_i t} = \alpha_t \bar{T} / \partial x_j \quad (6)$$

$$Pr_t = \nu_t / \alpha_t \quad (7)$$

式中, α_t 为湍流热扩散系数; Pr_t 为湍流普朗特数。

对于空气, 式(7)中的湍流普朗特数 (Pr_t) 取常数 0.9^[5], 与湍流粘性项联立得到湍流热扩散系数, 求解得到的温度场很大程度上取决于流场的计算准确程度^[5]。

湍流热扩散系数 α_t 的直接求解与湍动能 κ 、湍流耗散 ϵ 、温度变化 t^2 以及温度耗散 ϵ_t 有关, 即:

$$\alpha_t = f_{\lambda} C_{\lambda} \kappa \sqrt{(\kappa / \epsilon)} (\overline{t^2} / \epsilon_t) \quad (8)$$

求解湍流热扩散系数的 t^2 与 ϵ_t 控制方程组为:

$$U_j t^2 \frac{\partial t^2}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\alpha + \frac{\alpha_t}{\sigma_h} \right) \frac{\partial t^2}{\partial x_j} \right\} + 2\alpha_t \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - 2\epsilon_t \quad (9)$$

$$U_j \epsilon_t \frac{\partial \epsilon_t}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\alpha + \frac{\alpha_t}{\sigma_{\phi}} \right) \frac{\partial \epsilon_t}{\partial x_j} \right\} - C_{p1} f_{p1} \frac{\epsilon_t}{t^2} \overline{u_j t} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - C_{p2} f_{p2} \frac{\epsilon_t}{\kappa} \overline{u_i u_j} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - C_{d1} f_{d1} \epsilon_t / t^2 - C_{d2} f_{d2} \epsilon \epsilon_t / \kappa \quad (10)$$

式中, α 为分子热扩散系数; t^2 为温度变化项; ϵ_t 为温度耗散项; f_{λ} 、 f_{p1} 、 f_{p2} 、 f_{d1} 、 f_{d2} 均为阻尼函数; C_{λ} 、 C_{p1} 、 C_{p2} 、 C_{d1} 、 C_{d2} 、 σ_h 、 σ_{ϕ} 均为模型常系数。

该方程组不需要借助任何湍流普朗特数假设, 公式理论逐渐成熟, 对于大多数流动传热现象具有很好的预测结果^[7]。式(10)中存在一系列的阻尼函数使其能够合理地过渡至壁面, 选择适当的模型常数能得到更好的结果。其中阻尼函数 f_{p1} 、模型常数 C_{p1} 与由温度脉动引起的产生项相乘, f_{p2} 、 C_{p2} 则与速度脉动引起的产生项相乘。

3 数值试验

3.1 模拟对象及边界条件

图 1 为单股射流冲击槽结构示意简图。网格模型的划分尺寸与边界条件与试验保持一致, 喷嘴处的射流速度由入口雷诺数和喷嘴与槽道的宽度纵横比 (H/W) 决定, 射流的温度设为 $36.1\text{ }^{\circ}\text{C}$, 两组试验的入口雷诺数分别为 10 400、5 200, 对应的宽度纵横比 H/W 分别为 2.6、6.0。流体冲击表面为温度恒定的无滑移壁面, 给定的温度为 $74.6\text{ }^{\circ}\text{C}$, 上壁面为温度恒定的无滑移壁面, 温度与射流温度一致为 $36.1\text{ }^{\circ}\text{C}$, 入口湍流强度 $I = 0.02$, 出口处射流为完全发展状态。此外, OpenFOAM 中各个场量均需要用户手动赋予其初始值, 其中湍动能及湍流耗散初始值见文献^[8]。

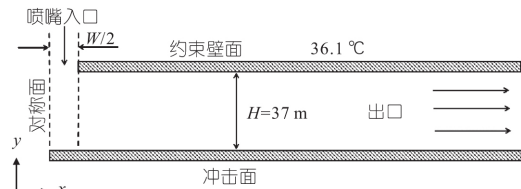


图 1 单股射流冲击槽结构示意简图

Fig.1 Schematic diagram of single impinging jet structure

3.2 计算方法及网格无关性

计算过程中, 对于压力与速度的耦合, 采用更易收敛的 SIMPLE 算法^[9]。对于动量方程、能量方程、湍动能和湍动能耗散率方程对流项的离散, 采用二阶迎风格式, 为了保证收敛, 当所有计算参数的收敛残值小于 10^{-6} , 认为流场计算已收敛。

考虑冲击射流中停滞区的强剪切流场及贴壁射流区近壁面粘性层的影响, 在这两个流动区域

使用更精密的网格布置以保证流场计算的准确性。从低雷诺数模型的物理原则出发,在粘性底层($Y^+ < 5$)内,设置 3~5 层网格,并对冲击滞止区网格进行局部加密,见图 2。

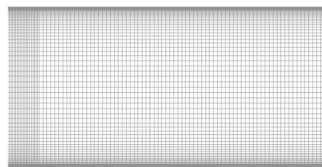


图 2 局部网格分布示意图

Fig.2 Schematic diagram of grid distribution

为了验证网格无关性,利用 71×381 、 81×401 、 91×421 三种不同尺寸的网格对两种射流工况进行数值模拟。经计算三种尺寸的网格给出的计算结果几乎一致,因此本文计算结果选用 81×401 的网格。

4 结果与分析

4.1 两种冲击射流工况下湍流模型预测结果的对比分析

图 3 为两种冲击射流工况下各模型预测的流向努塞尔数与试验数据的对比图。图 3 中 RSM 为雷诺应力模型,SKE 为标准 $\kappa\epsilon$ 模型。流向努塞尔数的定义为 $Nu_x = h_x W/k$,其中 $h_x = q/(T_{imp} - T_{ref})$, W 为喷嘴宽度, k 为流体介质的导热系数, T_{imp} 为冲击壁面温度, T_{ref} 为射流温度,并取湍流普朗特数为 0.9 计算湍流热扩散系数。

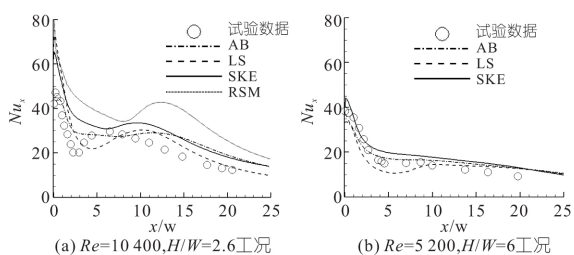


图 3 两种冲击射流工况下湍流模型预测结果的对比

Fig.3 Comparison of the Nusselt number predicted under two different experimental condition

由图 3 可知,两种工况下,雷诺应力和标准 $\kappa\epsilon$ 模型均过高估计了流向努塞尔数,这是因为两种模型采用壁面函数计算得到的近壁面速度梯度偏大,使湍流粘性偏高。通过湍流普朗特数得到的湍流热扩散系数也偏大,直接导致近壁面温度梯度偏大,最后得到了明显偏大的流向努塞尔数。由此可见,虽然这两种模型在湍流核心区都有很成熟的理论研究,尤其是雷诺应力模型,克服了各向异性的问题,但对近壁面流场的求解仍很薄

弱。其中雷诺应力模型在入口雷诺数为 5 200, $H/W=6$ 的工况下,无论使用何种边界条件,壁面函数及离散格式都难以给出稳定收敛的计算结果。而 AB、LS 模型能够大致预测流向努塞尔数的变化趋势,尤其是在入口雷诺数为 5 200, $H/W=6$ 的工况,与试验数据具有较好的一致性。这是由于采用了相应的阻尼函数 f_μ ,能够直接对近壁面粘性底层进行求解,从而得到更准确的近壁面流场及温度场。近年来,由于低雷诺数 $\kappa\epsilon$ 模型的理论优势,已展开了诸多研究^[10]。但从图 2 可看出两种低雷诺数 $\kappa\epsilon$ 模型不能很好地捕捉努塞尔数变化趋势的细节,尤其是在入口雷诺数为 10 400, H/W 为 2.6 的工况,存在较大偏差。

4.2 不同湍流热扩散系数求解方法预测结果的对比分析

图 4 为 AB、LS 模型使用三种湍流热扩散系数求解方法的计算结果与试验数据^[1]的对比图及流向无量纲距离对应的湍动能云图。对于不可压缩强制对流换热,动量方程与温度方程分离^[11],即温度场不影响动量场。由于湍流热扩散系数的求解方式,湍动能对温度场求解有直接的影响,有必要结合湍动能云图分析流场传热。

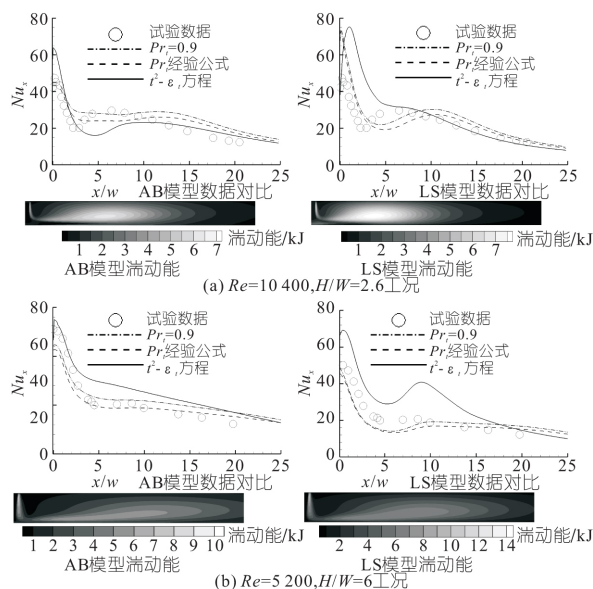


图 4 两种工况下数据对比及湍动能云图

Fig.4 Comparison of the Nusselt number predicted under two different experimental condition and turbulent kinetic energy contour plots

在入口雷诺数为 10 400, H/W 为 2.6 的射流工况下,停滞区存在较强的流线曲率和压力梯度(图 4(b)),此处的传热加强,努塞尔数出现峰值。根据湍动能云图可看出,此处 AB 模型预测的湍动能变化偏小,通过湍流普朗特数计算得到的努塞尔数平稳过渡与试验数据较为吻合,但未出现

明显峰值,而 LS 模型预测的湍动能变化较大,在此处出现明显峰值。在使用 $t^2-\epsilon_t$ 方程求解湍流热扩散系数后,AB、LS 模型在此处均得到明显峰值,但存在一定的过度估计。

在贴壁射流阶段,流向努塞尔数由峰值不断下降至最小值的过程中,近壁面流场存在一个层流转捩的现象,边界层湍流的出现使传热得到加强,努塞尔数开始迅速回升。由图 4 可看出,AB 模型近壁面流场出现湍动能的位置与实际努塞尔数最小值的位置接近,LS 模型则相对靠后。但 AB 模型通过湍流普朗特数预测得到的努塞尔数回升趋势并不明显,反而趋于平缓,说明预测得到的湍动能较小,这可能与 AB 模型使用的阻尼函数与模型常数有关^[3]。而 LS 模型预测的努塞尔数回升趋势明显,与试验结果趋势相近。当其边界层流场完全湍流化后,努塞尔数达到第二个峰值,之后随着射流的衰减而下降并趋于平缓。在使用湍流普朗特数经验关系式改进后的方案后,两种模型的预测结果在细节上都得到了优化,但在使用湍流普朗特数求解湍流热扩散系数的前提下,AB、LS 模型均无法准确捕捉到流向努塞尔数第二峰值的位置,存在一定偏差。这可能是因为此处的热边界层与动量边界层存在较大差异,通过简单的湍流普朗特数难以准确反映热通量的输运状态^[11]。而利用 $t^2-\epsilon_t$ 方程在流向努塞尔数下降并趋于稳定的过程中与试验数据相吻合,但仍无法准确捕捉到流向努塞尔数的第二峰值。

在入口雷诺数为 5 200 的工况下,AB、LS 模型以湍流普朗特数为基础的求解方案都得到了与试验数据相当一致的预测结果,特别在使用湍流普朗特数经验式改进后,与试验更加吻合。而理论上 $t^2-\epsilon_t$ 方程产生了较大偏差,这可能是因为在方程中的各项阻尼函数及模型常数对湍流模型并不完全适用,根据不同的低雷诺数 $k-\epsilon$ 模型,应做出相应的调整,这也是导致 $t^2-\epsilon_t$ 方程应用在 AB、LS 模型中出现明显差异的原因。

5 结 论

a. 由于热边界层内部的流动状态对壁面强制对流换热起到决定性的作用,对于冲击射流流向努塞尔数的预测,建议采用低雷诺数 $k-\epsilon$ 模型以满足工程需要。

b. 在 AB、LS 模型中,相比湍流普朗特数为常数,使用湍流普朗特数关系式给出的努塞尔数预测结果与试验数据有更好的一致性。在使用低雷

诺数 $k-\epsilon$ 模型计算热边界层的数值模拟中,对于湍流普朗特数的选取建议湍流普朗特数经验值公式。

c. 虽然 $t^2-\epsilon_t$ 方程直接求解湍流热扩散系数克服了湍流普朗特数的不确定性,且不受雷诺近似假设的影响,但对于理论日益成熟低雷诺数 $k-\epsilon$ 模型而言,仍需进一步改进。

参 考 文 献:

- [1] VAN HEININGEN A R P. Heat transfer under an impinging slot jet [D]. Thesis, Department of Chemical Engineering, McGill University, Montreal, Quebec, Canada, 1982.
- [2] LAUNDER B E, RODI W. The turbulent wall jet measurements and modeling [J]. Annual review of fluid mechanics, 1983, 15: 429-459.
- [3] ABID R. Evaluation of two-equation turbulence models for predicting transitional flows [J]. International journal of engineering science, 1993, 31(6): 831-840.
- [4] LAUNDER B E, SHARMA B I. Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc [J]. Pergamon, 1974, 1(2): 131-138.
- [5] KAYS, WILLIAM M. Turbulent prandtl number-where are we? [J]. Asme transactions journal of heat transfer, 1994, 116(2): 284-295.
- [6] JONES W P, LAUNDER B E. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence [J]. International journal of heat and mass transfer, 1972, 15(2): 301-314.
- [7] ABE K, KONDOH T, NAGANO Y. A new turbulence model for predicting fluid flow and heat transfer in separating and reattaching flows I: Flow field calculations [J]. International journal of heat and mass transfer, 1994, 37(1): 139-151.
- [8] JONES D A, CHAPUIS M. RANS simulations using openFOAM software [J]. Defence science and technology group, 2016, 147(25): 139-151.
- [9] 赵国智, 孔凡让, 占惊春, 等. 基于 SIMPLE 算法的湍流场数值模拟 [J]. 水电能源科学, 2007, 25(3): 100-102.
- [10] WANG S J, MUJUMDAR A S. A comparative study of five low reynolds number $k-\epsilon$ models for impingement heat transfer [J]. Applied thermal engineering, 2005, 25: 31-44.
- [11] SOMMER P T, SO R M C, LAI Y G, et al. A near-wall two-equation model for turbulent heat fluxes [J]. International journal of heat & mass transfer, 1992, 35(12): 3375-3387.

(下转第 203 页)

荷波动。

b.对比分析了 3 种 EV 模式对低碳能源内部设备的影响,其中 V2G-P2G 模式可最佳调度系统内部能量流动。

c.通过考虑 V2G、P2G 储能作用,在市场电价的基础上协调调度系统内风电、火电机组、燃气轮机、V2G 和 P2G 设备实施低碳运行,有效降低系统运行成本。

参考文献:

[1] 陈吕鹏,潘振宁,余涛.基于动态非合作博弈的大规模电动汽车实时优化调度[J].电力系统自动化,2019,43(24):32-40,66.

[2] 高亚静,王辰,吕孟扩,等.计及车主满意度的电动汽车最优峰谷分时电价模型[J].电力自动化设备,2014,34(2):8-13.

[3] 马腾飞,吴俊勇,郝亮亮,等.基于能源集线器的微能源网能量流建模及优化运行分析[J].电网技术,2018,42(1):179-186.

[4] 周任军,邓子昂,徐健,等.碳循环利用的风电-P2G-碳捕集-燃气热电虚拟电厂优化运行[J/OL].中国电力:1-9[2020-06-24].

[5] 崔杨,张家瑞,王铮,等.计及价格型需求响应的风光-光热联合发电系统日前调度策略[J].中国电机工程学报,2020,40(10):3103-3114.

[6] 赵紫嫣,崔双喜,樊小朝,等.考虑经济环保效益的微网群多目标协调优化[J].可再生能源,2019,37(3):372-378.

Control Strategy of Low Carbon Energy Network Considering Demand Response and V2G

ZHENG Hao¹, CUI Shuang-xi¹, ZHENG Juan-qiang², CHENG Ye-fan¹
(1. College of Electrical Engineering, Xinjiang University, Urumqi 830047, China;
2. State Grid Xinjiang Akesu Power Supply Company, Akesu 843000, China)

Abstract: To suppress the load fluctuation caused by a large number of electric vehicles (EV) connected-grid and realize the low-carbon power operation of energy grid, the energy coupling between the power system and the natural gas system is realized by combining V2G (vehicle to grid) and P2G(power to gas) technology. Firstly, the demand response strategy is introduced to establish time of use price on load side, which guides large-scale EV to participate in V2G system and changes the energy consumption period of users. Secondly, considering the environmental factors of carbon emissions, the low-carbon energy network model is established. The Tabu-particle swarm optimization algorithm is used to solve the problem with the goal of economic optimization. Finally, the effectiveness of the proposed method is verified by comparative analysis of energy scheduling and operation cost of low-carbon energy grid.

Key words: V2G; P2G; EV; energy network; demand response

(上接第 136 页)

Stability Analysis of Red Bed Mudstone Slope in Reservoir Area Under Coupling Effect of Dry-wet Cycle and Microquake

CHEN Ji-chang

(Construction Survey and Design Institute of Tibet Autonomous Region, Lhasa 850000, China)

Abstract: The low-intensity earthquake induced by water storage and the dry-wet cycle effect caused by water level fluctuation have significant impact on the stability of red mudstone bank slope. Based on the bank slope of a red bed reservoir, this paper studies the microstructure and strength degradation of red bed mudstone under the dry-wet cycle condition by laboratory test and numerical simulation, and analyzes the stability change law of slope through coupled seismic simulation. The results show that the microstructure of the red layer rock mass is loose and porous, the internal damage accumulates gradually, and the mechanical parameters decrease significantly under dry and wet cycles effect. The degradation damage of the red-bed mudstone caused by the dry and wet cycle provides the physical and mechanical basis for the bank slope instability, and the ground motion load is the direct driving force for further bank slope failure. Under the coupling action of the two, the red-bed mudstone bank slope in the reservoir area is more prone to serious deformation and failure.

Key words: bank slope; red bed mudstone; wet and dry cycle; strength damage; reservoir earthquake

(上接第 160 页)

Numerical Simulation of Impact Jet Heat Transfer Based on Low Reynolds Number $\kappa-\epsilon$ Model

ZHU Ze-hui, NIE Xin, LIAO Hai-bo

(School of Mechanical Engineering, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou 310018, China)

Abstract: Impact jet is widely used in wing defrosting, electronic components heat dissipation and other engineering fields. In this paper, two different low-Reynolds Number $\kappa-\epsilon$ models are used to simulate the heat transfer of single impact jet, and the results are compared with the standard $\kappa-\epsilon$ model and Reynolds stress model. The results show that the low-Reynolds Number $\kappa-\epsilon$ model is better than other models in two experimental conditions. As the most important parameters to solve the temperature field, the turbulent thermal diffusion coefficient has a great influence on the calculation results of heat transfer. Usually, it is solved by the turbulent Prandtl number used as a constant. Based on the Low Reynolds Number $\kappa-\epsilon$ models, turbulent Prandtl number function form and the $t_2-\epsilon_t$ equation are used to improve the solution. The results show that using the turbulent Prandtl number function to solve the turbulent thermal diffusion coefficient can give more satisfactory results, but the $t_2-\epsilon_t$ equation still needs further improvement.

Key words: impact jet; heat transfer; low-Reynolds Number $\kappa-\epsilon$ models; turbulent thermal diffusion coefficient; turbulent Prandtl number