

doi:10.3969/j.issn.1001-3539.2024.04.015

凝固浴槽的圆形自由射流数值模拟

邓启帆, 王贝, 沈春银, 戴千策

(华东理工大学化学工程联合国家重点实验室, 上海 200237)

摘要: 非溶剂致相分离的干喷湿纺法所制中空纤维膜的微结构与凝固浴的流场结构密切相关。常见的凝固浴流动更新类似于圆形自由射流。该流场结构不仅影响溶液纺丝稳定性, 还影响其分相成膜时的双扩散行为。合适的湍流模型能提高计算的准确性与可靠性, 因此采用9种湍流模型来模拟圆形自由射流流动, 得到了不同模型下的流体速度分布、起始段长度、湍流动能(k)、卷吸量等参量结果, 并与实验值及理论解进行对比分析。结果表明, 在 k 与湍流动能耗散率(ε)中增加了两个附加项(D, E)的Launder与Sharma (LS)模型, 对速度分布的预测最准确, 轴向无量纲速度平均误差为7.14%, 起始段长度与实验值相比平均误差最小为10.7%; Prandtl数 σ_k 对水流扩散有较大影响, 通过修正 σ_k , 能提高LS模型的速度分布预测能力, 当 σ_k 取0.15时, 起始段与主体段的平均相对误差降至2.75%, 雷诺数为6 378.2条件下的卷吸量预测平均误差为3.57%。因此, 在具有圆形自由射流的凝固浴槽数值模拟中, 建议采用LS模型。

关键词: 数值模拟; 湍流模型; 自由射流; 卷吸效应; 凝固浴槽

中图分类号: TQ053.2 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-3539(2024)04-0094-07

Numerical simulation for circular free jet of coagulation bath

DENG Qifan, WANG Bei, SHEN Chunyin, DAI Gance

(State Key Laboratory of Chemical Engineering, East China University of Science and Technology, Shanghai 200237, China)

Abstract : The microstructure of the hollow fiber membrane prepared by the dry jet wet spinning method based on non-solvent phase separation is closely related to the flow field structure of the solidification bath. A common solidification bath flow renewal is similar to a circular free jet. The flow field structure not only affects the stability of solution spinning, but also affects its double diffusion behavior during the membrane phase separation formation. An appropriate turbulence model can improve the accuracy and reliability of the calculation. Nine turbulence models were used to numerically simulate the circular free jet flow. The parametric results such as fluid velocity distribution, initial section length, turbulent kinetic energy (k), and entrainment under different models were obtained, and compared with the experimental values and theoretical solutions. The results show that the Launder and Sharma (LS) model, which adds additional items (D, E) to k and turbulent kinetic energy dissipation rate (ε), has the most accurate prediction of the velocity distribution. The average error of axial dimensionless velocity is 7.14%. The average error of the starting segment length is the smallest compared with the experimental value, which is 10.7%. The Prandtl number σ_k has a great influence on water flow diffusion. The prediction ability of the velocity distribution of the LS model can be improved by regulating the correction coefficient σ_k , and the average relative error is the smallest (2.75%) when σ_k is 0.15. The average error of the prediction of the turbulence entrainment volume under the condition of Reynolds number=6 378.2 is 3.57%. In numerical simulation of solidification bath with circular free jet, LS model is recommended.

Keywords : numerical simulation ; turbulence model ; free jet ; entrainment effect ; coagulation bath

聚醚砜(PESU)因具有良好的生物相容性、可纺性且成本低廉等优点而广泛用于血液透析领域^[1-2]。其常用的制膜工艺是基于非溶剂致相分离(NIPS)的

干喷湿纺工艺^[3], 通过改变凝固浴组成、浓度及温度等工艺参数控制成膜过程中的双扩散行为, 从而调控膜的微结构^[4]。凝固浴槽常通过圆形自由射流的

通信作者: 沈春银, 副研究员, 主要研究方向为中空纤维膜制备及其传递过程强化与工程化

收稿日期: 2024-02-27

引用格式: 邓启帆, 王贝, 沈春银, 等. 凝固浴槽的圆形自由射流数值模拟[J]. 工程塑料应用, 2024, 52(4): 94-100.

DENG Qifan, WANG Bei, SHEN Chunyin, et al. Numerical simulation for circular free jet of coagulation bath[J]. Engineering Plastics Application, 2024, 52(4): 94-100.

方式对浴液进行更新流动来保持双扩散的稳定,为膜的微结构调控创造适宜条件。自由射流是指流体从小空间射流进入较大空间的流动现象,在传热、传质等过程中有广泛的应用^[5-6]。

流体射流进入水槽时,在管中的流动为湍流,进入水槽后形成湍流紊乱区和无旋区域^[5]。若简单沿用雷诺数(Re)判定为层流则会丢失水槽中的湍流信息,增大预测误差。雷诺时均模型因其所需的计算资源少、计算精度高,目前已成为主要的计算流体力学方法。Osman等^[7]利用标准湍流动能(k)-湍流能耗散率(ε)模型模拟了层流到湍流状态下圆形浮力射流,并与粒子图像测速实验数据对比,结果表明高Re射流时标准 k - ε 模型误差更小。Kmecova等^[8]采用6种湍流模型模拟了圆形自由射流,结果表明标准 k -比耗散率(ω)模型误差与理论解最接近。尽管有研究对比分析了圆形射流的适用湍流模型,但大部分是一般湍流模型间的评估。对于空间中存在大量低Re区的数值模拟,通常通过修正普通 k - ε 模型,利用低Re湍流模型进行计算^[9]。Nie等^[10]采用低Re湍流模型模拟了矩形射流,评价不同湍流模型对射流特性的预测性能,结果表明Launder与Sharma (LS)模型^[11]适用于预测速度分布。针对矩形射流的研究有一定的进展,但评价低Re湍流模型与普通湍流模型在圆形射流以及类似凝固浴槽内流动情况的研究较少。

对于既需要流动稳定,又要保证有足够的传热、传质驱动力而使其适度分相成膜的凝固浴而言,凝固浴槽中的流动必须是适度和可调控的。因此,准确预测自由射流在有限空间内的流动特征及其卷吸行为对凝固浴槽的结构设计至关重要。笔者采用realizable k - ε (RKE), RNG k - ε (RNGKE), standard k - ε (SKE), SST k - ω (SSTKO), Abid (AB)^[12], LS, Yang与Shih (YS)^[13]和Abe, Kondoh与Nagano (AKN)^[14]以及Chang, Hsieh与Chen (CHC)^[15]9种湍流模型,对圆形自由射流流动进行数值模拟研究,从中筛选出合适的湍流模型,并修正Prandtl数 σ_k 进一步减小模型误差,以期对圆形自由射流模拟计算进而为凝固浴槽的结构设计提供指导。

1 数学模型与模拟对象

1.1 求解方程

笔者所用的湍流模型可分为3类:经典 k - ε 模型

(RKE, RNGKE, SKE); k - ω 模型(SSTKO);低Re模型(AB, LS, YS, AKN, CHC)。前两类的求解方程在文献[9]中有详细描写,下面主要介绍本实验用到的5种低Re湍流模型的求解方程。

连续性方程与动量方程见式(1)~式(3)。

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{u_i u_j} \right] \quad (2)$$

$$\overline{u_i u_j} = \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} - \nu_i \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3)$$

式中:下标 i, j 为矢量方向; $\bar{U}$ 为平均速度; P 为压力; ν 是运动黏度; ρ 为流体密度; $\overline{u_i u_j}$ 为雷诺应力; ν_i 是湍流黏度; k 为湍流动能; δ_{ij} 为Kronecker符号。

k - ε 方程见式(4)~式(8)。

$$\bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_i}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \tilde{\varepsilon} - D \quad (4)$$

$$\nu_i = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\tilde{\varepsilon}} \quad (5)$$

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon + D \quad (6)$$

$$\bar{U}_j \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_i}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_j} \right] + C_1 f_1 \frac{\tilde{\varepsilon}}{k} P_k - C_2 f_2 \frac{\tilde{\varepsilon}^2}{k} + E \quad (7)$$

$$P_k = \nu_i \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \quad (8)$$

式中: P_k 为湍流动能生成量; $\tilde{\varepsilon}$ 为修正后的各向同性耗散率; D, E 为附加项; f_μ, f_1, f_2 为阻尼函数; C_1, C_2, C_μ 为模型常数; $\sigma_k, \sigma_\varepsilon$ 为Prandtl数。

模型参数及附加项见表1^[11-15]。

表1 模型参数及附加项

Tab. 1 Model parameters and additional items

Model	C_μ	C_1	C_2	σ_k	σ_ε	D	E
AB	0.09	1.44	1.83	1.0	1.4		
LS	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3	$2\nu(\partial\sqrt{k}/\partial y)^2$	$2\nu\nu_i(\partial^2\bar{U}/\partial y^2)^2$
YS	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3		$\nu\nu_i(\partial^2\bar{U}/\partial y^2)^2$
AKN	0.09	1.44	1.90	1.4	1.4		
CHC	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3		

1.2 物理模型与网格

凝固浴槽通常为长方形水槽,有一个进水口和一个出水口。因此建立了与杨杰^[16]实验水槽相似的物理模型。物理模型与网格如图1所示。水槽为边长800 mm的立方体,底部为射流进口,进口管直径12 mm,右下方为出口。水槽灌满水,由于水槽两侧

对称,为减少计算量,绘制水槽一半的物理模型。

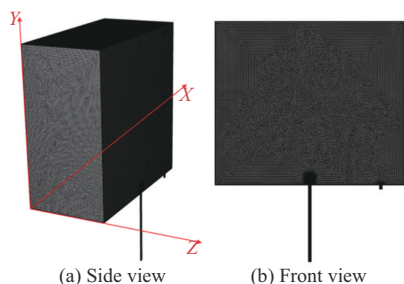


图1 水槽物理模型与网格

Fig. 1 Flume physical model and grid

1.3 边界条件与求解设置

设置流体进口为速度进口,出口为压力出口,四周壁面和管壁为无滑移壁面。动量方程、湍流动能与湍流耗散采用二阶迎风式。先采用Couple算法进行稳态计算,然后将稳态计算的结果作为瞬态计算的初值。瞬态计算采用SIMPLEC算法,以增加计算速度,为保证全局库朗数小于1,时间步长取0.001 s,每一步最大迭代步数为50步。设置计算参数收敛残差均为 10^{-5} ,最终残差都小于设置值。

1.4 网格无关性分析

经典 $k-\varepsilon$ 与 $k-\omega$ 模型采用壁面函数法计算近壁面流动,低Re湍流模型则直接求解,因此第一层边界层所需要的高度也各不相同^[17]。前者要求第一层边界层高度 y^+ 在30以上,后者则需要 y^+ 在1以内。随着网格数量的增加,网格质量和求解精度相应提高,计算量也随之增加,从而提高了算力要求。通常的做法是在满足计算精度的条件下,采用尽量少的网格数,称之为网格无关性。网格是否满足无关性,可采用网格收敛指数^[18](GCI)进行评估。通常情况下,更密的网格会使数值解更接近精确解,离散误差也会减小,GCI随之减小。当满足 $GCI_{23} \approx r^\xi GCI_{12}$ 时则认为网格独立性较好,其中 ξ 为收敛阶, r 为网格细化的细化率。

在圆形射流出口中心Y轴线方向不同高度设置采样点,提取其速度取平均值,评估网格的无关性。选取 12.2×10^4 , 18.7×10^4 , 29.6×10^4 , 46.6×10^4 , 71.2×10^4 , 110.5×10^4 共6个网格进行无关性测试,如图2所示。从图2可以看出,网格数量达到 29.6×10^4 后,轴向平均速度变化较小。因此选择 29.6×10^4 , 46.6×10^4 , 71.2×10^4 网格进行GCI计算。计算得到 $GCI_{23}/r^\xi GCI_{12}=1.014$,综合考虑计算精度与计算时间,选用 46.6×10^4 网格。

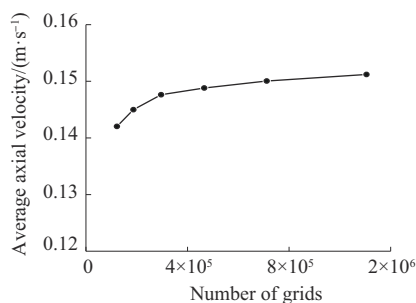


图2 网格独立性验证

Fig. 2 Grid independence verification

2 结果与讨论

射流发展过程如图3所示。射流发展过程如下:中心部分未受紊动混合影响,保持喷管出口速度的区域称为射流核心区;由射流出口边界向内外扩展的紊动掺混区域称为紊动混合区;沿着喷管出口到核心区末端的区域为起始段,起始段下游自由射流充分发展的部分称为主体段,起始段与主体段间存在过渡段。实际分析中,由于过渡段较短,往往将其忽略并归于主体段中,即将射流简化为起始段与主体段。笔者采用9种不同湍流模型模拟计算四种Re下的圆形自由射流,并与文献[16]数据和Tollmien[19]理论解对比,评价其对圆形自由射流进入有限空间的流动特性与卷吸行为,评价的指标参数为起始段长度、速度分布、湍流动能及卷吸量。模拟计算中,将射流方向定义为轴向(即y方向),采用轴向速度 u 进行射流速度分布比较。为与实验进口Re相一致,射流入口四种Re分别为2 444.9, 3 968.6, 6 378.2, 8 025.9。

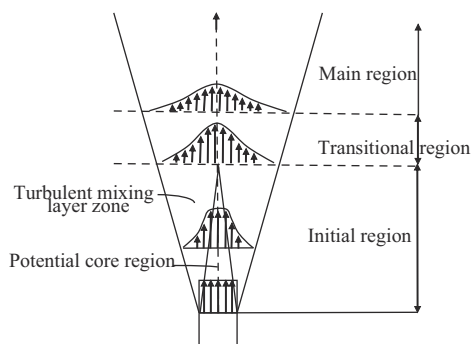


图3 圆形自由射流流动发展过程

Fig. 3 Development process of circular free jet flow

2.1 射流流场特征

以射流进口 $Re=6\ 378.2$ 为例,采用9种湍流模型对圆形自由射流数值模拟得到局部合速度矢量图(图4)。由图4可见,尽管不同模型对速度的预测值有所不同,但都具备核心区 and 混合区等射流分区

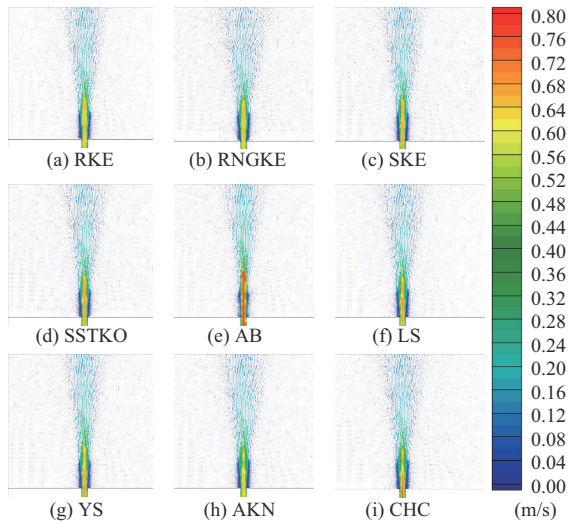


图4 九种湍流模型局部合速度矢量图

Fig. 4 Local resultant velocity vector diagram of nine turbulence models

以及射流边界扩展、边缘部分流速降低等圆形射流流动特性,且周围流体有向射流流体卷吸的现象。

2.2 轴向速度分析

射流起始段长度 L 定义为从射流入口到 $u_m u_0$ 为1处的距离^[5],其中 u_m 为沿射流轴线的最大速度, u_0 为出口平均速度, $u_m u_0$ 定义为轴向无量纲速度, y/d_0 为轴向无量纲距离,其中 y 为离射流入口的轴向距离, d_0 为射流入口直径。

图5为不同射流 Re 下流体沿射流轴向的 $u_m u_0$ 分布曲线图。由图5可以看出,尽管不同湍流模型间的 $u_m u_0$ 有差异,但与实验值(图表中以EXP表示)趋势相似。随着 Re 增大,9种湍流模型的 $u_m u_0$ 预测值均不同程度地趋近实验值。表2为4种 Re 下9种湍流模型的轴向无量纲速度与实验值的平均相对误差,从表2可以看出,LS模型对 $u_m u_0$ 分布的预测与实验值最为吻合(7.14%)。

经典 $k-\varepsilon$ 与 $k-\omega$ 湍流模型在射流初期的速度衰减较为缓慢,主要是因为射流入口处湍流强度预测值较大,产生了较大的误差。主体段射流流体与环境流体掺混后,由于实际流动存在各向异性的剪切层与边界层,而计算基于Boussinesq对于涡黏系数的各向同性假设,使得计算值较实验值偏低,速度衰减快于实验值。由于LS模型中 k 和 ε 方程里的附

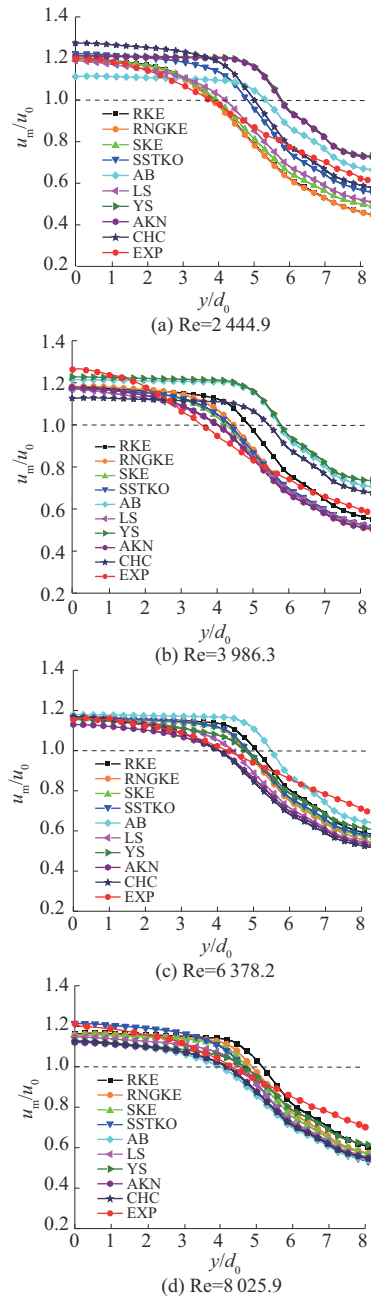


图5 9种湍流模型轴向无量纲速度对比

Fig. 5 Comparison of axial dimensionless velocities of nine turbulence models

加项 D 与 E 不同于其他湍流模型, D 中考虑了黏性子层中动能耗散的各向异性, E 也使得动能模拟的结果与实验结果更加吻合,这两项在一定程度上弥补了Boussinesq各向同性假设的缺陷。而随着射流发展低 Re 湍流模型的阻尼函数逐渐与经典 $k-\varepsilon$ 模型

表2 九种湍流模型 $u_m u_0$ 平均相对误差
Tab. 2 Average relative error of $u_m u_0$ for nine turbulence models

Item	RKE	RNGKE	SKE	SSTKO	AB	LS	YS	AKN	CHC
Average relative error	7.68	8.07	7.24	7.67	11.28	7.14	11.45	10.21	10.74

%

靠近,同样使得主体段速度预测值较实验值偏低。

2.3 起始段长度对比分析

9 种湍流模型与实验值^[16]的起始段长度列于表 3。从表 3 可以看出,9 种湍流模型的起始段长度在 3~6 范围内,与文献[5]中起始段长度在 6.2 以内相吻

合。 $Re=2\ 444.9$ 时,RKE 模型起始段长度预测值与实验值最接近; $Re=3\ 986.3$ 时,AKN 模型的预测值与实验值最接近; $Re=6\ 378.2$ 时,AKN 与 CHC 模型的预测值与实验值最接近; $Re=8\ 025.9$ 时,AB 模型的预测值与实验值最接近。

表 3 九种湍流模型的起始段长度 y/d_0

Tab. 3 Initial section length y/d_0 for nine turbulence models

Re	RKE	RNGKE	SKE	SSTKO	AB	LS	YS	AKN	CHC	EXP
2 444.9	3.85	3.82	3.93	4.79	5.38	4.18	5.74	5.71	4.96	3.84
3 986.3	4.85	4.43	4.24	4.35	5.71	4.01	5.74	3.99	5.43	3.80
6 378.2	5.02	4.77	4.82	4.82	5.46	4.40	4.77	4.01	4.01	3.91
8 025.9	5.16	4.85	4.74	4.63	3.99	4.52	4.65	4.21	4.18	3.90

当射流 Re 达到一定值后,起始段长度趋于稳定,该值称为临界 Re ^[16],笔者所取 Re 均超过临界 Re 。因此,需比较四种 Re 下的起始段长度平均相对误差。9 种湍流模型的起始段长度与实验相对误差如图 6 所示。从图 6 可以看出,LS,AKN,RNGKE,SKE 4 个模型平均误差都在 20% 以内,LS 模型平均误差最小(10.7%),与前面对轴向无量纲速度预测的结论一致,YS 模型平均误差最大(35.5%)。由此可见,9 种湍流模型中,LS 模型在预测速度分布与起始段长度时,适用范围最广,精度最高。

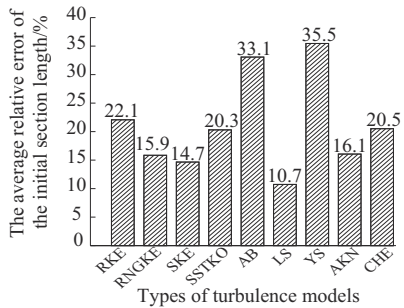


图 6 9 种湍流模型起始段长度平均相对误差
Fig. 6 Average relative error of initial section length among nine turbulence models

2.4 湍流动能对比分析

湍流动能 k 是指流体中由湍流造成的速度波动所具有的能量,其大小可以描述湍流的强度和活跃程度。 k 作为描述湍流特征的重要物理量,可用于评价 9 种湍流模型对湍流动能的预测。图 7 为湍流动能沿轴向的变化情况。由图 7 可知,9 种湍流模型的湍流动能在轴向上大多数都出现了一个峰值,可归因于不同流速流体相遇后的剪切作用。随着 Re 的增加,峰值高度也逐渐增加,这个峰值出现在起始段与主体段的交界面附近。 $Re=2\ 444.9$ 时,AKN 与 YS 模型没有出现峰值,这与 2.2 中这两种模型的 $u_m u_0$ 在射流初期几乎不衰减相对应;AB 模型与其他

湍流模型相比,其湍流动能峰值偏低。 $Re=3\ 986.3$ 时,AB 与 YS 模型没有出现峰值,这同样与 2.2 中这

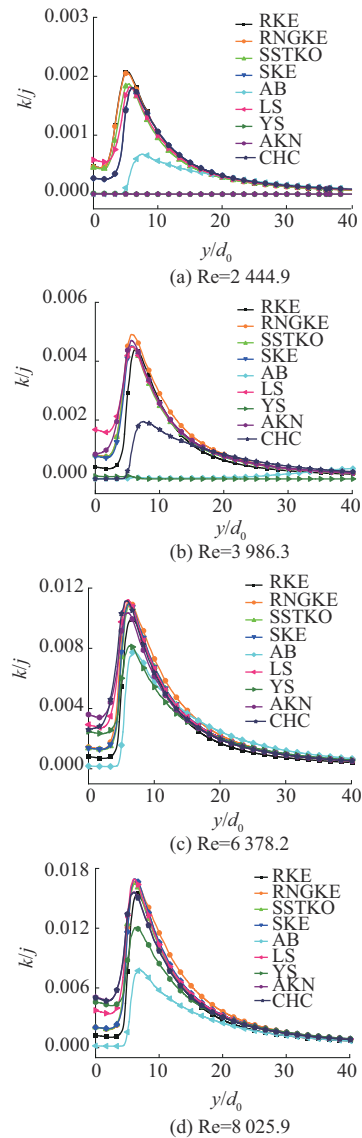


图 7 九种湍流模型湍流动能比较
Fig. 7 Comparison of turbulent kinetic energy among nine turbulence models

两种模型在射流初期 u_m/u_0 几乎不衰减对应;CHC 模型较其他模型湍流动能峰值偏低。 $Re=6\ 378.2$ 及 $Re=8\ 025.9$ 时,9种湍流模型湍流动能都出现了峰值,但AB与AKN模型的值较其他模型偏低。经典 $k-\varepsilon$ 与 $k-\omega$ 模型与LS模型对湍流动能的预测相似。

2.5 湍流模型参数修正

尽管9种湍流模型中,LS模型在起始段对轴向无量纲速度的预测最为准确,但是对主体段的预测仍有一定的误差,需要修正模型常数以提高预测的准确性。模型常数 $C_\mu, C_1, C_2, f_\mu, f_1, f_2$ 以及湍流 Prandtl 数 σ_k 与 σ_ε 的数值大小对计算结果有重要影响^[20],其中 σ_k 对水流扩散起着较大影响。基于LS模型,通过修改 σ_k 值,对射流 $Re=6\ 378.2$ 的条件进行进一步计算,所得结果如图8所示。从图8可以看出,随着 σ_k 系数减小,起始段 u_m/u_0 变化幅度较小,而主体段受到系数改变的影响较大。这主要是因为 σ_k 系数主要影响湍流方程的扩散项,起始段受紊动混合影响较小,扩散项的改变对其影响较小。在主体段中动量横向传递,在空间中产生漩涡,造成卷吸效应等影响,使得流体速度逐渐减小,并且逐渐向周围扩散,此时扩散项对计算结果的影响较大。

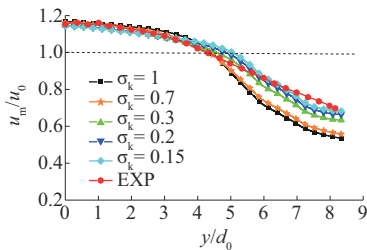


图8 不同 σ_k 系数时 u_m/u_0 分布

Fig. 8 Distribution of u_m/u_0 for different σ_k

图9为 u_m/u_0 平均相对误差随 σ_k 变化的趋势图,从图9可以看出,随着 σ_k 减小,模拟预测误差整体呈下降趋势。当 σ_k 取0.15时,起始段与主体段的平均相对误差降低至2.75%。随着 σ_k 系数降低,主体段误差下降趋势逐渐变陡,而起始段则呈先减小后增

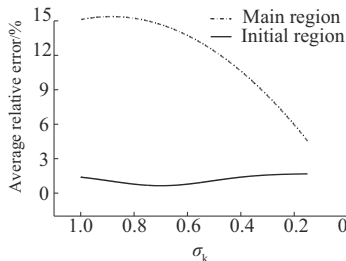


图9 u_m/u_0 平均相对误差随 σ_k 变化趋势

Fig. 9 u_m/u_0 average relative error with σ_k

大的趋势。当 σ_k 取0.7时,起始段轴向无量纲速度与实验值的一致性最好,起始段的平均误差为0.65%。当 σ_k 取0.15时,主体段轴向无量纲速度平均误差最小(3.81%)。

2.6 卷吸效应对比分析

自由射流时,由于喷管中流体进入静止环境里,造成流体间存在着速度断面,一旦受到扰动,这些断面的稳定性降低而产生漩涡和卷吸作用^[5]。射流卷吸效应对凝固浴中流体的混合更新有重要的影响。通过对射流卷吸效应的预测,可以进一步对比不同湍流模型预测流体交换混合的能力。

Q_0 表示射流出口截面的流量, Q 则表示射流流经任一断面的流量,用 Q/Q_0 来表示射流的卷吸量,将模拟结果与 Tollmien^[19] 的理论解进行对比。图10为 $Re=6\ 378.2$ 时9种湍流模型射流卷吸量的对比结果。从图10可以看出,9种湍流模型的轴向卷吸量都有增加的趋势,与卷吸的特点相一致。RNGKE, SKE, SSTKO, CHC 与 AKN 模型对卷吸量的预测值明显较理论解偏大;AB 与 RKE 在起始段时较理论解偏大,在主体段则偏小;LS 与 YS 整体上与理论值最接近。这可能是因为 LS 较其他模型包含了 E 和 D 两个扩散项,YS 多了 E 一个扩散项,从而对轴向卷吸量产生了影响。

图11为9种湍流模型轴向卷吸量预测误差,从

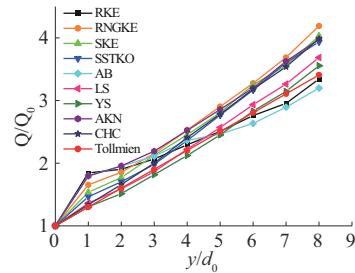


图10 卷吸量预测值与 Tollmien 理论解对比

Fig. 10 Comparison of predicted value of entrainment volume with Tollmien's theoretical solution

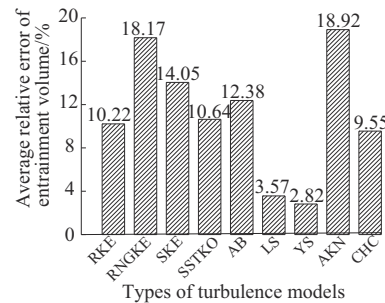


图11 卷吸量平均相对误差

Fig. 11 Average relative error of entrainment volume

图11可以看出,YS与Tollmien理论解的误差最低(2.82%),LS模型误差稍大(3.57%)。

3 结论

射流轴向无量纲速度分布、湍流动能、起始段长度与卷吸效应的计算结果表明,LS模型用于圆形入口流体更新的凝固浴槽的流体动力学数值模拟较为适宜。具体结论如下:9种湍流模型对射流速度分布趋势的预测与实验值相一致,但由于Boussinesq各向同性假设,使得大部分模型主体段的轴向无量纲速度计算值低于实验值;整体上,LS模型对轴向无量纲速度分布的预测值与实验值一致性最好,平均相对误差为7.14%,起始段长度平均相对误差最低,为10.7%;通过修正 σ_k ,可以提高LS模型预测速度分布的可靠性, σ_k 取0.15时,起始段与主体段的平均相对误差仅为2.75%; $Re=6\ 378.2$ 时,9种湍流模型卷吸量随轴向距离增加,均呈上升趋势,LS与YS模型对卷吸效应的预测与理论值最接近,LS模型平均相对误差为3.57%,YS模型为2.82%。

参考文献

- [1] 沈诗雨,赵东,袁彬瑞,等.制备工艺对聚醚砜中空纤维膜外表面孔结构的影响[J].工程塑料应用,2023,51(8):57-65.
SHEN Shiyu, ZHAO Dong, YUAN Binrui, et al. Effect of spinning process on outer surface pore structure for polyethersulfone hollow fiber membrane[J]. Engineering Plastics Application, 2023, 51(8): 57-65.
- [2] 陆才运,袁彬瑞,赵东,等.聚醚砜中空纤维膜的制备及其微结构调控[J].工程塑料应用,2023,51(6):15-21.
LU Caiyun, YUAN Binrui, ZHAO Dong, et al. Preparation of polyethersulfone hollow fiber membrane and its microstructure regulation[J]. Engineering Plastics Application, 2023, 51(6): 15-21.
- [3] ISHIGAMI T, KASUYA Y, RAJABZADEH S, et al. Effect of solidification rate of polymer solution on the die-swell during hollow fiber spinning by non-solvent induced phase separation[J]. Journal of Membrane Science, 2014, 472: 194-201.
- [4] 张浩然,张露,蒋金虎,等.非溶剂添加剂对聚醚砜中空纤维膜的结构调控[J].工程塑料应用,2022,50(5):8-14,55.
ZHANG Haoran, ZHANG Lu, JIANG Jinhu, et al. Structural regulation of polyethersulfone hollow fiber membrane by non-solvent additive[J]. Engineering Plastics Application, 2022, 50(5): 8-14, 55.
- [5] 王颖,张巧玲,杨振东,等.多孔口紊动浮射流[M].北京:科学出版社,2021.
WANG Yin, ZHANG Qiaoling, YANG Zhendong, et al. Multi-orifice turbulent floating jet[M]. Beijing: Science Press, 2021.
- [6] LE J, YAGUO L, PENGFEI Z, et al. Numerical investigation of conjugate heat transfer on a rotating disk under round liquid jet impingement[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2021, 170. DOI:10.1016/J. IJTHEMALSCI.2021.107097.
- [7] OSMAN B A, OVINIS M, FAKHRULDIN H M, et al. Experimental and numerical analysis of opaque turbulent buoyant jet[J]. Journal of Applied Fluid Mechanics, 2019, 12(6): 1 929-1 943.
- [8] KMECOVA M, SIKULA O, KRAJCIK M. Circular free jets: CFD simulations with various turbulence models and their comparison with theoretical solutions[J]. IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, 2019, 471(6). DOI: 10.1088/1757-899X/471/6/062045.
- [9] ARGYROPOULOS C, MARKATOS N. Recent advances on the numerical modelling of turbulent flows[J]. Applied Mathematical Modelling, 2015, 39(2): 693-732.
- [10] NIE Xin, CHEN Zhihang, ZHU Zehui. Assessment of low-reynolds number k- ϵ models in prediction of a transitional flow with coanda effect[J]. Applied Sciences, 2023, 13(3). DOI: 10.3390/app13031783.
- [11] LAUNDER B E, SHARMA B I. Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc[J]. Letters in Heat and Mass Transfer, 1974, 1(2): 131-137.
- [12] ABID R. Evaluation of two-equation turbulence models for predicting transitional flows[J]. International Journal of Engineering Science, 1993, 31(6): 831-840.
- [13] YANG Z, SHIH T H. New time scale based k-epsilon model for near-wall turbulence[J]. AIAA Journal, 1993, 31(7): 1 191-1 198.
- [14] 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.
- [15] CHANG K C, HSIEH W D, CHEN C S. A modified low-reynolds-number turbulence model applicable to recirculating flow in pipe expansion[J]. Journal of Fluids Engineering, 1995, 117(3): 417-423.
- [16] 杨杰.自由射流的PIV实验与数值模拟研究[D].哈尔滨:哈尔滨工程大学,2019.
YANG Jie. Investigations on the free jet with PIV experiment and numerical simulation[D]. Harbin: Harbin Engineering University, 2019.
- [17] RATHORE K S, DAS K M. Comparison of two low-Reynolds number turbulence models for fluid flow study of wall bounded jets[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2013, 61(6): 365-380.
- [18] KARIMI M, AKDOGAN G, DELLIMORE K, et al. Quantification of numerical uncertainty in computational fluid dynamics modelling of hydrocyclones[J]. Computers and Chemical Engineering, 2012. DOI: 10.1016/j.compchemeng.2012.04.009.
- [19] TOLLMIE W. Berechnung turbulenter ausbreitungsvorgänge[J]. ZAAM-Journal of Applied Mathematics and Mechanics, 1926, 6(6): 468-478.
- [20] 余健翔,刘剑,王观石,等.修正Realizable k- ϵ 模型在高压淹没水射流中的应用[J].科学技术与工程,2021,21(12):5 024-5 030.
YU Jianxiang, LIU Jian, WANG Guanshi, et al. Correction of Realizable k- ϵ model for high pressure submerged water jets[J]. Science Technology and Engineering, 2021, 21(12): 5 024-5 030.