DOI : 10.19666/j.rlfd.编辑部填写

基于孔隙尺度的随机泡沫陶瓷结构尾流湍流流场模拟

蒲湘祺[1]，姜霖松[1*]，索少一[1]，解茂昭[2]
（1.辽宁工程技术大学机械工程学院，辽宁 阜新 123099；
2.大连理工大学能源与动力工程学院，辽宁 大连 116024）

［摘　　要］泡沫陶瓷因其高孔隙率、多孔结构以及不同的胞元结构在燃烧器中可强化传热传质并扩展贫燃极限，但随机孔隙结构引发的微观流场直接影响燃料-空气混合效率及火焰稳定性，传统模型难以预测。为此，采用基于 Voronoi 算法的构建随机泡沫陶瓷结构，结合大涡模拟研究孔隙尺度湍流，系统开展了孔隙尺度湍流流动的数值模拟研究，重点分析了不同入口流速（10~100 m/s）条件下的流场结构与涡演化特征。研究结果表明：随着入口速度增大，流动由粘性主导逐渐转变为惯性主导，涡量显著增强，高涡量区集中于骨架背风侧和孔隙喉道等几何突变区域；湍动能最大值由工况 1（10 m/s）的 120.84 m²/s²增至工况 4（100 m/s）的 12049.28 m²/s²，增幅接近 100 倍。基于 Q 准则的涡结构分析表明，随机孔隙显著导致流动各向异性，涡核高旋强度主导局部耗散且分布与孔隙连通性相关，多尺度涡结构协同作用形成的湍流能量级联，二者协同调控燃烧反应过程。通过构建随机泡沫陶瓷模型的 Voronoi-LES 耦合方法，有效捕捉了孔隙尺度下涡结构的生成、演化与耗散规律，为揭示孔隙尺度湍流-化学反应耦合机制提供了新思路，对优化泡沫陶瓷燃烧器设计、提升低碳发电效率及降低污染物排放具有重要工程意义。

［关　键　词］泡沫陶瓷；孔隙尺度；大涡模拟；Voronoi 算法；Q 准则

［引用本文格式］（本段作者勿动）作者姓名. 中文标题[J]. 热力发电, 年, 卷(期): 起始页码-终止页码.　作者姓名. 英文标题[J]. Thermal Power Generation, 年, 卷(期): 起始页码-终止页码.

Pore-scale simulation of turbulent wake flow in random ceramic foam structures

PU Xiangqi[1], JIANG Linsong[1*], SUO Shaoyi[1], XIE Maozhao[2]
(1.School of Mechanical, Liaoning Technical University, Fuxin 123099, China;
2.School of Energy & Power Engineering, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)

Abstract: Porous ceramics enhance heat and mass transfer while extending the lean flammability limit in burners due to their high porosity, multi-scale pore networks, and diverse cellular architectures. However, the random pore structure induces complex microscopic flow fields that directly influence fuel–air mixing efficiency and flame stability, which are challenging to predict using conventional models. To address this, a Voronoi-based algorithm was employed to reconstruct stochastic foam structures, and large eddy simulation (LES) was applied to investigate pore-scale turbulence. A systematic numerical study of turbulent flow at the pore scale was conducted, with particular focus on flow structures and vortex evolution under varying inflow velocities (10–100 m/s). Results indicate that as the inflow velocity increases, the flow transitions from viscosity-dominated to inertia-dominated regimes, accompanied by a marked enhancement in vorticity. Regions of high vorticity concentrate in areas with abrupt geometric variations, such as the leeward side of solid frames and pore throats.

收 稿 日 期：XXXX-XX-XX　网络首发日期：XXXX-XX-XX
基 金 项 目：国家自然科学基金青年基金 (12302374，12202165);辽宁省教育厅基本科研项目 (LJ212510147001)
Supported by：National Natural Science Foundation of China (12302374，12202165);Projects of Liaoning Provincial Department of Education (LJ212510147001)
第一作者简介：蒲湘祺（2000），男，硕士研究生，主要研究方向为多孔介质湍流燃烧，
通信作者简介：姜霖松（1991），女，博士，副教授，热力发电青年编委，主要研究方向为多孔介质相关湍流燃烧和传热，

The maximum turbulent kinetic energy increased from 120.84 m²/s² under Condition 1 (10 m/s) to 12,049.28 m²/s² under Condition 4 (100 m/s), representing an increase of nearly 100 times. Vortex structures identified using the Q-criterion reveal that random pore arrangements induce significant flow anisotropy. High rotation intensity near vortex cores governs local energy dissipation, and its distribution correlates with pore connectivity. The turbulence energy cascade, resulting from multi-scale vortex interactions, collaboratively modulates combustion reaction processes. By developing a Voronoi-LES coupling method for modeling random foam ceramics, the generation, evolution, and dissipation patterns of vortical structures at the pore scale are effectively captured. This provides a new approach for elucidating the pore-scale coupling mechanisms of turbulence and chemical reactions and holds significant engineering implications for optimizing foam ceramic burner design, improving low-carbon power generation efficiency, and reducing pollutant emissions.

Key words: Porous Ceramics; Pore Scale; Large Eddy Simulation; Voronoi Algorithm; Q-Criterion

随着全球电力需求的持续增长，低碳转型的迫切要求，以及能源结构向低碳化、零碳化转型的迫切需求，发展高效清洁的发电与能源转化技术已成为当前研究的重点。多孔材料因其特有的孔道结构和优良的传热与流体输运性能，被广泛应用于一系列与低碳发电相关的系统中，例如热能储存与转换[1, 2]、催化反应[3]、燃烧过程[4, 5]、热管理[6]以及燃料电池[7, 8]和太阳能吸收装置[9, 10]等。泡沫陶瓷作为一类具有高孔隙率的开孔多孔材料，具备三维贯通网络结构所赋予的高比表面积、优异的热稳定性、化学惰性以及良好的机械强度，适用于构建低碳甚至零碳能源系统中的关键组件，如高效换热器[11]、高温反应器[12]、多孔介质燃烧器[13]以及太阳能接收器[14]均可由其构成。但泡沫陶瓷内部高度随机且不对称的孔隙结构以及复杂的空间连通性，使得流经其中的工质流动表现出显著的空间非均匀性与动态湍流特性。在涉及燃烧或碳捕集等过程的发电应用中，此类湍流特性会对燃料与空气的混合程度、火焰稳定状态及污染物排放行为产生关键影响，进而制约系统整体的碳减排性能。多孔介质的关键性能参数通常包括孔隙率、平均孔径、比表面积及孔隙形貌等[15]。当流体流经固体骨架时形成的尾流区中，涡旋的生成、演化、相互作用与耗散过程，不仅影响局部的流动阻力和燃烧反应速率与均匀性，也关系到整个发电系统的能量利用效率、传热特性及运行稳定性，从而影响该系统在低碳乃至负碳技术路径中的实际应用潜力。

当前泡沫陶瓷结构内部流动与反应的研究，多数依赖于理想化的周期几何模型。BOOMSMA K 等人[16]基于优化的 Weaire-Phelan 周期性单元的理想化周期性单元结构的数值模拟方法，用于研究开孔金属泡沫中的流动特性。DELLA TORRE A 等人[17]研究了 Kelvin 细胞模型的微观尺度下反应动力学与传质耦合，通过 FA 求解器直接解析表面反应与扩散过程。这些模型简化了计算、揭示了基本物理机制，但没有反映实际泡沫陶瓷的随机孔隙拓扑结构、非均匀的孔径分布以及复杂的孔隙间连通特性，难以真实反映实际燃烧环境中随机孔隙对湍流-化学反应耦合的影响，导致对火焰传播、局部熄火/热点形成等关键现象的预测存在偏差。

在燃烧模拟层面，传统的宏观尺度模型虽然计算效率高，但无法解析孔隙尺度下涡旋的核心湍流物理过程和涡旋结构与化学反应的非线性相互作用，掩盖了微观流动结构对宏观输运特性的内在影响机制，尤其是泡沫陶瓷结构内部的湍流特性与尾流演化。VON RICKENBACH J 等人[18]采用 Kelvin 细胞模型作为理想化几何框架，提出体积平均方法，将孔隙尺度模拟结果转化为宏观等效参数，直接用于工程尺度的性能预测。Li Liang 等人[19]通过体积平均模型耦合辐射传输与弯曲度参数，揭示了孔隙结构对多孔介质燃烧速率的主导机制。在体积平均模型时使用了 CT 扫描获取实验样品结构参数，但计算模型本身未构建随机孔隙网络或周期单元，忽略了孔隙尺度随机性，通过统计参数表征结构影响，宏观连续介质框架难以解析孔隙尺度涡旋演化与局部热累积效应。基于简化几何假设的半经验模型，在预测高雷诺数工况下湍流扰动对传热强化的效果时，往往存在显著的不确定性。在高流速条件下，孔隙尺度湍流涡结构与宏观流场之间复杂的非线性相互作用机制尚不明确，在预测高雷诺数燃烧工况时，难以量化湍流涡对火焰拉伸效应和局部当量比波动的影响。尤其在高热负荷条件下，孔隙内湍流结构与燃烧反应的耦合机制尚不明确，制约了燃烧器件的精准设计和污染物控制。在流动与传热过程中，复杂的随机泡沫陶瓷结构和孔隙的拓扑构型直接影响多孔介质系统的湍流特性与尾流演化，孔隙率和孔隙尺度也影响了流体在微观结构中的传输与混合效应。

Zhao Wei 等人[20]优化烧结工艺后验证了微观结构对宏观传热性能的主导作用,但现有泡沫陶瓷结构多采用宏观连续介质模型或简化几何结构，难以准确捕捉微观涡旋演化与湍流-传热耦合效应。Qi Cong 等人[21]通过多孔扭带增强三角管内的纳米流体传热，发现宏观模型（如雷诺平均）无法解释孔隙尺度二次流动对烟效率的影响，需结合微观涡旋动态分析，这些微观结构的特征使得宏观连续介质模型难以准确描述泡沫陶瓷内部的流动分离与湍流结构。在泡沫陶瓷随机堆积结构中，孔隙喉道的几何突变与拓扑多样性显著扰动流场，此类扰动不仅改变流速分布与湍流强度，还通过涡热耦合效应影响温度场的非定常特征。Wan Teng 等人[22]研究揭示的淬火效应与泡沫陶瓷中热点形成的机制相似：孔隙几何突变导致热扩散率波动进而引发局部传热滞后或温度累积，但传统宏观模型因忽略孔隙尺度细节，难以准确捕捉此类微观机制。Kong Xiangzhuang 等人[23]采用 MRT-TLBM 求解器进行孔隙尺度模拟，捕捉到 Kelvin 泡沫因结构均匀性引发的湍流增强现象，验证了微观几何对宏观流场的调控作用。Jiang Linsong[24]发现孔隙结构的随机分布导致涡旋动态演变呈现多尺度特征。由于随机泡沫陶瓷结构的尾流湍流特性直接影响其传热效率与工程应用的可靠性，但宏观模型难以量化孔隙几何参数对尾流湍流的影响。而基于孔隙尺度的大涡模拟（LES）技术，通过显式解析能量携带的大尺度湍流结构，对小尺度耗散结构采用亚格子模型（SGS）进行参数化，为湍流燃烧的多尺度耦合研究提供了新方法，避免了直接数值模拟（DNS）因全尺度解析带来的超高计算压力，并克服了雷诺平均模拟（RANS）因时间平均化丢失瞬态物理机制的固有缺陷。其优势在于平衡计算精度与成本，同时捕捉瞬态涡旋演化过程，揭示多尺度涡结构协同对燃料混合、火焰面褶皱及局部熄火的作用，以及涡旋的空间分布、尺寸特征及其动态演化规律，从而深入分析湍流能量输运与耗散的微观机制。

基于此提出并实施了一种基于真实几何结构的孔隙尺度数值模拟方法。核心在于采用基于 Voronoi 空间分割算法的仿生建模策略，构建了逼近实际泡沫陶瓷微观结构的随机三维模型。该模型摒弃了理想周期性单元化结构的假设，通过仿生泡沫陶瓷的随机孔隙连通性和非对称性，使结构模型的燃烧与湍流特性更贴近实际，能够真实反映多尺度涡旋与湍流能量级联关系。通过这一高保真模型结合的 LES 方法，将探究孔隙尺度下随机泡沫陶瓷结构内部尾流湍流特性。通过 Q 准则分析湍流涡结构，特别是尾流区域的湍流流动结构、能量输运机制及其对整体传热性能的影响，为优化泡沫陶瓷结构设计及其在燃烧发电领域应用提供理论支撑。

1 几何模型

为了重构泡沫陶瓷复杂且随机的三维开孔网络结构，摒弃了传统的理想周期性单元建模方法，转而采用基于计算几何的 Voronoi 图空间分割算法。选择 Voronoi 算法构建泡沫陶瓷模型的主要优势在于：

1.高度随机性： 种子点的随机分布直接导致生成的 Voronoi 单元在尺寸、形状和拓扑连接上具有高度的随机性和非均匀性，这与实际泡沫陶瓷的微观结构特征高度吻合。

2.仿生特性： 自然界中许多多孔材料以及人造开孔泡沫的结构形态，在统计特征上与 Voronoi 镶嵌结构具有相似性。

3.可控性： 通过控制种子点的分布密度和空间位置，可以有效地调控生成模型的平均孔径、孔隙率范围等关键几何参数。

1.1 Voronoi 图空间分割算法

Voronoi 图（Voronoi Diagram）是一种基于空间划分的几何建模方法，广泛应用于材料科学、生物组织建模、地质分析、计算机图形学等领域。其核心思想是根据一组种子点（Sites）将空间划分为若干区域，使得每个区域内的任意一点到其对应种子点的距离比到其他种子点更近。

给定平面（或欧氏空间 $\mathbb{R}^d$）中的一组种子点 $P=\{p_1,p_2,...,p_n\}$，Voronoi 图将空间划分为 n 个单元 $\mathrm{V}(p_i)$，即：

$$\mathrm{V}(p_i)=\{x\in\mathbb{R}^d \mid d(x,p_i)\le d(x,p_j),\forall j\ne i\}$$

其中，$d(x,p_i)$ 表示点 x 到种子点 p_i 的距离（通常采用欧氏距离）。

每个种子点 p_i 对应一个 Voronoi 单元（Voronoi Cell），该单元内的所有点距离 p_i 比距离其他种子点更近。Voronoi 图的边界由相邻种子点的垂直平分线（2D）或垂直平分面（3D）构成，如图 1 所示。

种子点的生成采用随机采样算法，通过控制种子点的空间分布密度和均匀性进而影响拓扑结构，

从而调控生成 Voronoi 单元的尺寸分布和拓扑连接性。例如，增加种子点密度可减小平均孔径，而引入种子点分布的非均匀空间分布可模拟非均匀泡沫陶瓷的孔径分布。

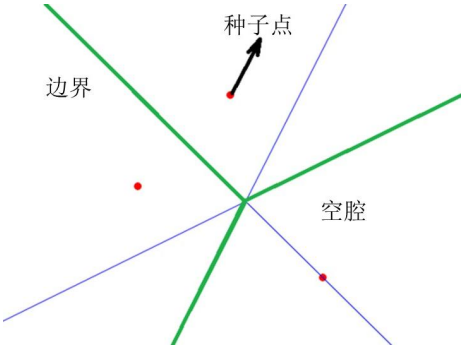


图 1 Voronoi 2D 示意图
Fig.1 Schematic Diagram of Voronoi in 2D

1.2 泡沫陶瓷结构模型与网格

基于 Voronoi 空间分割算法以其高度随机性、仿生特性及拓扑结构清晰的优势，作为构建逼近真实泡沫陶瓷复杂三维结构的几何基础，并成功构建了泡沫陶瓷的三维固体骨架模型。在此过程中，摒弃了传统依赖理想周期性单元的简化假设，通过在设定的计算域 750×750×250 mm 内采用采样算法生成空间随机分布的种子点集，并构建 Delaunay 剖分体，最终形成了包含 2 500 个基点的泡沫陶瓷结构模型计算域及其对应的 Delaunay 剖分体结构。Voronoi 图通过空间分割将随机分布的种子点（图中红点）转化为非对称、随机连接的几何单元。其几何单元作为泡沫陶瓷固体骨架胞元结构，而单元边界构成了与泡沫陶瓷固体骨架高度相似的拓扑结构，通过控制单元区域大小从而控制胞元结构大小，进而影响泡沫陶瓷固体骨架壁厚。这一过程直观体现了算法如何将种子点的随机性转化为孔隙结构的随机性，从而还原实际泡沫陶瓷的微观几何特征。基于 Voronoi 图空间分割算法生成的泡沫陶瓷模型具有极其复杂的几何形态，其内部包含大量不规则的狭小孔隙通道、尖锐的棱边以及曲率变化剧烈的固体表面，这为精确捕捉孔隙尺度下的湍流现象，特别是尾流区涡旋的生成、发展和耗散过程带来了难点。为了兼顾计算资源的可行性和效率，同时确保能够同步解析大尺度能量输运与小尺度耗散过程，采用了多层加密策略进行网格划分，旨在支持从宏观流动到微观湍流脉动的跨尺度解析，并有效避免了传统网格重构方法可能引入的几何误差。计算域整体总网格数约为 135 万，网格最小正交质量约为 0.81。对固体骨架附近、孔隙喉道等几何突变区域进行了局部加密，以确保近壁面分辨率（$y^+\approx 1$）并精确捕捉孔隙尺度涡结构的生成与演化。加密策略基于壁面分辨率要求和涡结构尺度分析，确保大涡模拟（LES）对湍流多尺度特性的解析精度。其计算域、几何形态与网格划分如图 2 所示：

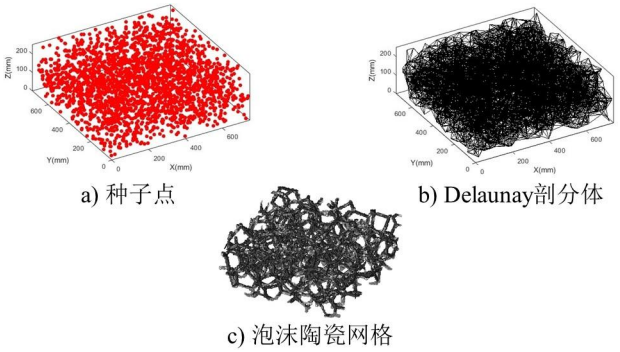


图 2 泡沫陶瓷结构与计算区域网格划分
Fig.2 Porous structure and computational domain grid partitioning

1.3 计算方法

1.3.1 控制方程与边界条件

为求解湍流的多尺度特性，大涡模拟（LES）通过引入滤波函数将流场参数分解为大尺度量（可解析尺度）和小尺度量（亚格子尺度），即滤波函数将流场中的变量 $f(x_i)$ 分解为:

$$f(x_i)=\overline{f}(x_i)+f'(x_i) \tag{1}$$

其中大尺度量定义为：

$$\overline{f}(x_i)=\int_D f(x_i')G(x_i-x_i',\Delta)dx_i' \tag{2}$$

式中：x_i (i=1,2,3)表示空间坐标；D 为计算区域；$\Delta=(\Delta_1\Delta_2\Delta_3)^{\frac{1}{3}}$ 表示过滤尺寸，Δx_1、Δx_2、Δx_3 分别使各坐标方向上的网格宽度；$G(x_i-x_i',\Delta)$ 为 x_i 方向的滤波函数，其表达式为：

$$G(x,x')=\begin{cases}\dfrac{1}{\Delta V}, x\in\Delta V\\ 0, x\notin\Delta V\end{cases} \tag{3}$$

对 Navier-Stokes 方程进行滤波处理，得到大涡模拟控制方程：

连续方程：

$$\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial t}+\frac{\partial(\overline{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial x_i}=0 \tag{4}$$

动量方程：

$$\frac{\partial(\overline{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial t}+\frac{\partial(\overline{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j)}{\partial x_j}=-\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\mu\tilde{u}_i}{\partial x_j}\right)-\frac{\partial \tau_{ij}^{sgs}}{\partial x_j} \tag{5}$$

式中：ρ 为密度，kg/m³；$\tilde{u}_i$ 为滤波后速度，m/s；$\overline{p}$ 为压强，Pa；μ 为动力粘度，N·s/m²；τ_{ij}^{sgs} 为亚网格尺度应力张量。

边界条件：

进出口边界条件分别设定为速度入口和压力出口。控制方程的数值求解采用有限体积法，压力-速度耦合通过 SIMPLE 算法实现，压力项插值采用 Second Order 格式，动量项使用 Bounded Central Differencing 格式，能量项采用 Second Order Upwind 格式。为确定收敛程度，收敛残差标准设定为：连续性方程与动量方程为 10^{-3}，能量方程为 10^{-6}。工质为空气，物性参数：密度为 1.205 kg/m³，粘度为 1.789 4×10⁻⁵ kg/(m·s)。

1.3.2 亚格子模型

选用壁面自适应局部涡黏模型（WALE）作为亚格子模型。相较于传统 Smagorinsky 模型，WALE 模型在近壁区域能更准确地预测层流-湍流过渡行为，且对复杂旋转流动和几何突变引起的强剪切流动具有更好的适应性。其涡黏系数表达式自然衰减至零在近壁区，避免了 Smagorinsky 模型在近壁区域需额外阻尼函数的不足，更适合模拟泡沫陶瓷内部复杂孔隙结构引发的各向异性湍流。壁面自适应局部涡黏模型（WALE）其涡黏系数表达式为：

$$V_{\mathrm{sgs}}=(C_{\mathrm{w}}\Delta)^2\frac{(S_{ij}^dS_{ij}^d)^{\frac{3}{2}}}{(S_{ij}^dS_{ij}^d)^{\frac{5}{2}}+(S_{ij}^dS_{ij}^d)^{\frac{5}{4}}} \tag{6}$$

式中：$\Delta=V_C^{\frac{1}{3}}$ 为空间滤波尺度，即网格单元的平均尺度；模型常数 C_{w}=0.325；S_{ij}^d 为空间滤波后速度梯度张量平方的无迹对称部分，体现了 WALE 模型对旋转流动的适应性，其表达式为：

$$S_{ij}^d=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k}\frac{\partial u_k}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_k}\frac{\partial u_k}{\partial x_i}\right)-\frac{1}{3}\delta_{ij}\frac{\partial u_k}{\partial x_i}\frac{\partial u_i}{\partial x_k}$$

1.4 模型验证

通过与 Muljadi 等人[25]的泡沫陶瓷压降实验对比验证模型可靠性。在图 3 中存在两组数据进行对比，一组为 Muljadi 等人实验所得的理想达西流、达西流态到非达西流态转变点、压降实验数据；另一组为，采用基于 Delaunay 三角剖分的 Voronoi 空间分割算法生成的随机泡沫陶瓷结构被验证的几何模型。对比实验在数值模拟时，采用了相同物理属性的液态水作为流体，使用了上述的数值求解器所得的理想达西流、达西流态到非达西流态转变点、压降实验数据。模拟结果图 3 显示，体积流速在 0m/s - 0.005m/s 的范围内，数据最大相对误差 7.41%，平均误差 5.04%，结果之间匹配较好。由于被验证的几何模型孔隙率大于 Muljadi 等人实验所用模型孔隙率，通过其公式计算所得的理想达西流斜率和达西流态到非达西流态转变节点小于 Muljadi 等人所得数据。尽管本模型的绝对孔隙率与实验样本存在差异，导致宏观流动阻力参数（如达西渗透率）有所不同，但研究核心目的在于揭示随机泡沫陶瓷结构内部湍流特性的普适性物理机制，而非复现某一特定样本的绝对性能。

本研究数值模拟结果在相同条件下，压降与流速的关系符合 Forchheimer 方程：

$$-\nabla P=\frac{\mu}{K_F}U+\beta\rho|U|^2\,\mathrm{n} \tag{8}$$

式中：n 是沿压降 ∇P 方向的单位向量；∇P 为压降，Pa；μ 为动力粘度，N·s/m²；K_F 为 Forchheimer 渗透率张量，m²；U 为流速，m/s；ρ 为流体密度，kg/m³；β 为非达西系数，无量纲数。

如图 3 所示，模拟结果与实验数据的压降-流速趋势高度一致，且同样清晰地捕捉到了从达西流向非达西流的转变。多孔介质随着流量增加出现惯性效应，Forchheimer 方程的线性项不再成立，Forchheimer 方程的第二项惯性项使得压降曲线随体积流速的增大而偏离理想达西流线，结果的发展趋势也相符合预期，验证了数值方法的准确性。充分证明了本文所采用的 Voronoi 建模方法与 LES 求

解器在模拟此类复杂多孔介质流动问题上的有效性与可靠性。后续对于湍流特性演变规律分析，正是建立在这一经过验证的、可靠的数值框架之上。

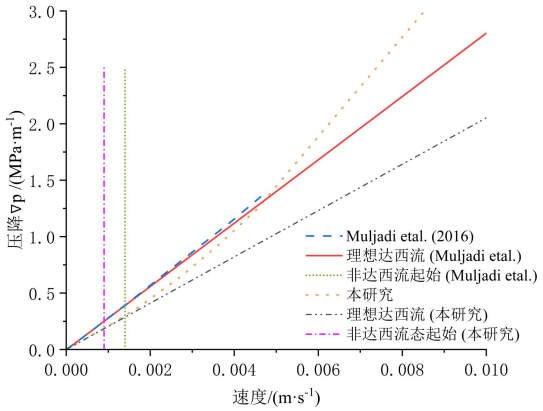


图 3 Muljadi 等人[25]和本研究结果的比较

Fig.3 Comparison between the results of Muljadi et al.[25] and present study

2 结果与分析

2.1 隙尺度流场与涡量分布特性

图 4 显示了在三维视图下不同入口速度的泡沫陶瓷结构速度与涡量分布情况。在图 4 的速度云图中，沿主流方向（Z 轴正方向）显著的梯度变化：孔隙通道中心区域流速最高，而近骨架壁面区域受粘性耗散作用，速度显著降低。三维视图表明，流速的空间非均匀性与孔隙结构的随机几何分布高度相关。图 4 的涡量云图显示，高涡量区主要集中于几何突变区域，如骨架边缘、孔隙交汇处及喉道下游。涡量的强度与局部速度的梯度呈正相关，通过对比图 4 中同一入口速度下的速度云图与涡量云图可以分析出，孔隙结构引发的剪切作用是孔隙尺度湍流生成的主要来源，并形成了马蹄涡、发卡涡等典型的湍流结构。

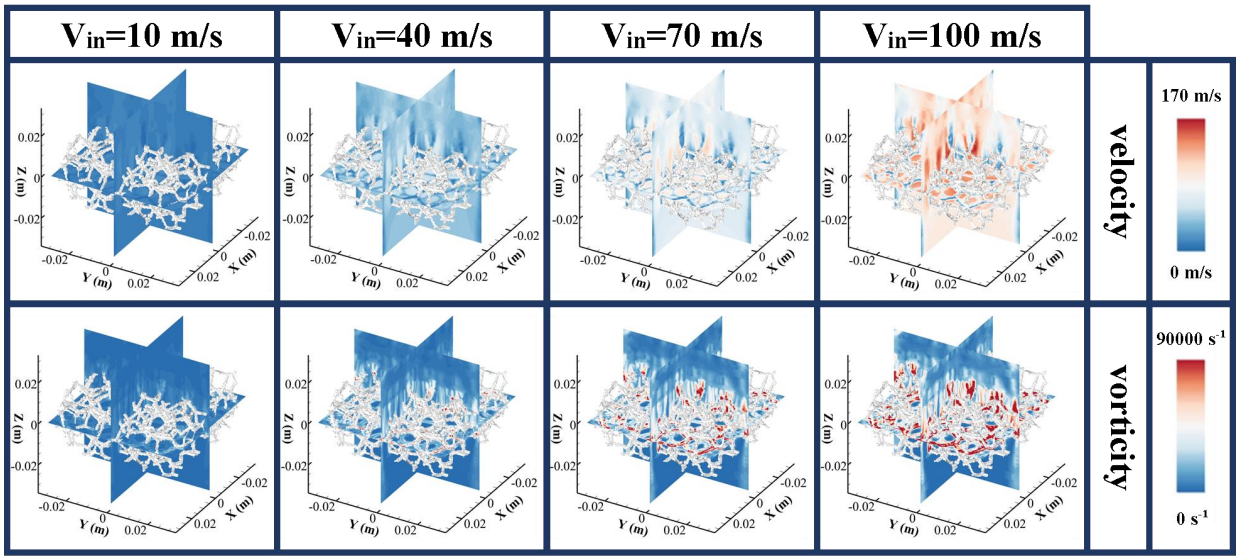


图 4 泡沫陶瓷结构流场分布情况

Fig.4 Distribution of flow field in the foam ceramic structure

图 5 的速度流线图进一步展现了流动细节。如图 5(a)显示，主流沿 Z 轴方向推进，在孔隙交联位置发生显著的流动分离与回流，导致流线曲率急剧增大。图 5(b)展示的微观尺度湍流结构，其空间分布呈现明显的不均匀性，直接反映了泡沫陶瓷几何结构的随机性对湍流场的调制作用。图 5(c)和(d)表明，虽然横向流动分量整体较弱，但在复杂孔隙连接处仍能观察到清晰的二次流结构。分析速度与涡量分布可见，高速区域通常对应较低的涡量；而低速区域则对应高涡量，特别是骨架背风侧和分离区，这符合多孔介质内动能通过粘性耗散转化为热能的物理过程。结合图 4 与图 5 可分析出孔隙喉道处因流通截面积减小导致流速局部增加，而骨架下游则形成典型的低速尾流区，充分体现了随机多孔介质对流动的阻塞效应。

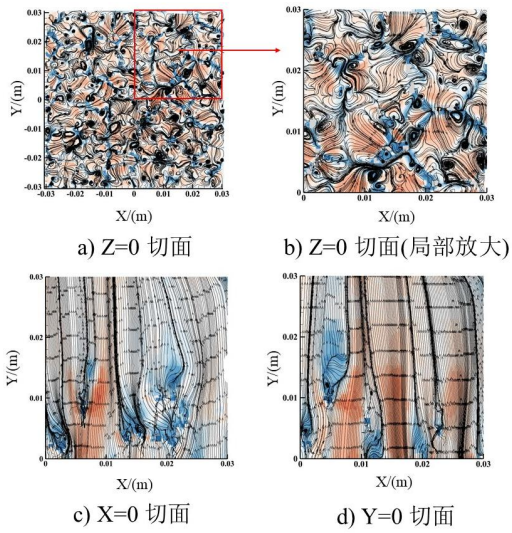


图 5 泡沫陶瓷速度流线图
Fig.5 Flow Streamlines of Foam Ceramic

图 6 展示了不同 Z 位置（Z=-0.029 0, -0.019 0, -0.009 0, 0, 0.009 9, 0.019 9, 0.029 9）的切面速度云图，展示了流场沿程演化。入口区域（Z≈-0.029 0）流速分布相对均匀。随着流体深入孔隙结构复杂的核心区域（Z≈0），速度场展现出强烈的空间异质性，高低速区域交错分布，呈现典型的多峰特征，且高流速区有向顶部偏移的趋势。在出口区域（Z≈0.029 9），流动虽趋于平缓，但受上游结构影响，局部仍残留高速射流。图 7 对应的切面涡量云图表明，涡量峰值区域与孔隙密集区和几何突变区高度吻合，且沿流动方向（Z 轴正方向）涡量强度因粘性耗散而逐渐减弱，其空间分布与速度梯度分布一致。上述切面分析共同揭示了流场宏观均匀性掩盖下的微观高度异质性，以及孔隙结构约束作用的动态空间演化特征。

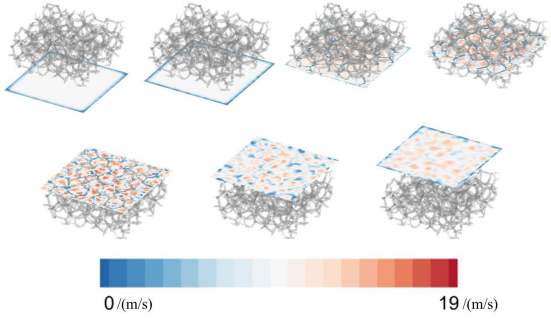


图 6 Z/(m)=-0.029 0/-0.019 0/-0.009 0/0/0.009 9/0.019 9/0.029 9 的切面速度云图
Fig.6 Sectional velocity contour (Z/(m)=-0.029 0/-0.019 0/ -0.009 0/0/0.009 9/0.019 9/0.029 9)

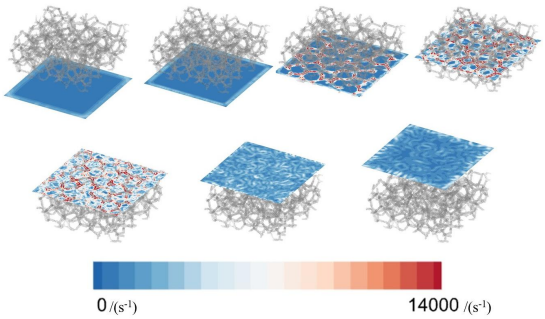
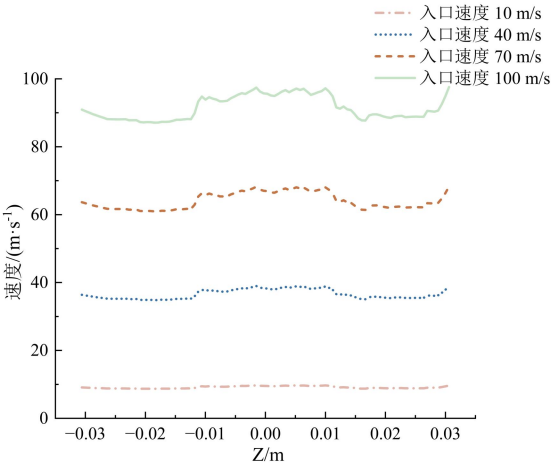


图 7 Z/(m)=-0.029 0/-0.019 0/-0.009 0/0/0.009 9/0.019 9/0.029 9 的切面涡量云图
Fig.7 Sectional vorticity contour (Z/(m)=-0.029 0/-0.019 0/ -0.009 0/0/0.009 9/0.019 9/0.029 9)

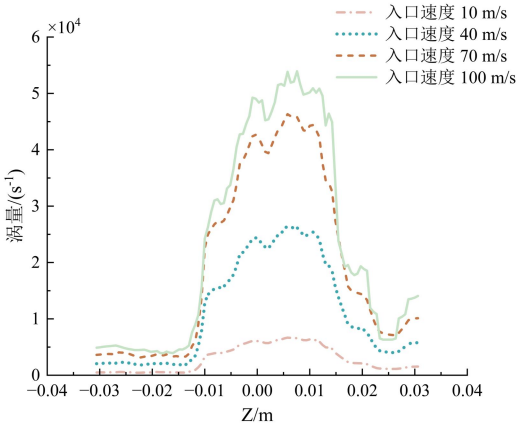
图 8 提供了沿 Z 轴方向的线图，展示了沿 Z 轴平均速度和平均涡量的变化规律。图 8(a)显示，在不同入口速度下的速度曲线均呈现相似的非线性三段式特征：在上游区域（Z 负值区域）无论入口速度高低，流体进入泡沫陶瓷时均会因孔隙通道的截面收缩而加速，速度随流动方向（Z 轴正方向）持续增大，形成相似的上升趋势；在核心区域（Z≈0），在孔隙结构最复杂、几何突变最密集的核心区域，流动分离与骨架阻塞效应达到最强，导致动能在此处集中。所有速度曲线均在此区域出现标志性峰值，体现了随机孔隙结构对流动的全局性调制；随后在下游段（Z 正值区域）因流动扩展和耗散作用而逐渐衰减，这与图 6 的切面观察一致。由于泡沫陶瓷结构的几何特性约束的三段式流动，尽管入口速度变化，随机孔隙的空间分布引发速度空间异质性使所有速度分布均表现出多峰波动，导致曲线形态相似。通过图 8(a)可以分析出，虽然不同入口速度的 Z 轴截面平均速度曲线相似，但随着入口速度增加使流体在同一时刻、同一区域的平均速度梯度增加，尤其在核心区域（Z≈0）最为显著。而且随着入口速度增加，在入口区域（Z≈-0.029 0）收缩效应更显著，加速区向通道核心集中；出口区域（Z≈0.029 0）由于高入口速度带来湍流混合强度剧增，高速射流的惯性穿透与大尺度涡的纵向动量输运共同延缓了速度衰减，使得出口区域速度随入口速度增加而增大。

图 8(b)显示，不同入口速度的平均涡量曲线均在核心区域（Z≈0 附近）出现显著峰值，该峰值区域恰好对应孔隙结构最复杂、几何突变最频繁的区域，表明此处湍流生成最为强烈。随后，涡量因粘性耗散沿下游逐渐减弱，该趋势与图 7 的涡量空间分布特征相吻合。入口速度的增加使流体流速加

快，流体的高流速增强了剪切强度使得涡量增高。且高流速下惯性力增强，对随机孔隙扰动的响应更敏感，流动分离加剧，表现为入口速度越高，涡量峰值越大。对比图 8(a)、(b)可以发现，高流速下速度分布越不均匀，对应涡量强度越高，符合湍动能生成与速度梯度的正比关系。值得注意的是，在图 8(b)中 100 m/s 的下游段湍流混合效应虽剪切更强，但小尺度涡增多增强了能量耗散，反使出口区域峰值略低于 70 m/s。



a) Average velocity line along the z-axis section



b) Average vorticity line along the z-axis section

图 8 泡沫陶瓷沿 z 轴切面线图

Fig.8 Line diagram of the cross-section of ceramic foam along the z-axis

表 1 展示了沿 z 轴切平面在不同工况下平均速度、涡量的相对极差以及不同工况之间的速度、涡量最大值的相对差异。从整体上看，不同工况的速度、涡量的相对极差较为一致，没有出现奇异值。随着入口速度增加，速度相对极差和涡量相对极差均逐渐增大（除工况四涡量略有下降），说明入口速度增大会促使流动从粘性主导转向惯性主导，涡旋活动增强。表格中涡量变化率在工况三时达到峰值随后在工况四时略有下降，是由于极高的速度下局部剪切很强，但流场中生成了大量的小尺度涡旋且非常活跃和普遍。根据经典湍流理论，湍动能耗散率ε与涡量脉动的方差成正比，小尺度涡旋虽然增强了局部混合，但其主要作用是能量耗散，小尺度涡旋的普遍存在和剧烈活动显著增强了能量的黏性耗散。因此，尽管高速工况下泡沫陶瓷结构涡量的生产很强，但其耗散也极强，导致涡量最大值的增长变慢。同时，由于小尺度涡旋遍布流场，使得涡量的空间分布不像中低速时那样只集中在少数几个热点，从而导致涡量的相对极差下降。通过相对工况一的不同工况速度、涡量最大值的相对差异可以看出,速度变化率每一阶段增长幅度为 300%，而涡量变化率在工况二到工况三阶段增长幅度 297%、在工况三到工况四阶段增幅仅为 115%，这意味着在工况三附近，流场对速度变化的响应敏感，虽然数值仍在增加，但流场结构趋于稳定，增长效率下降，在此之后湍流进入充分发展的稳定状态。速度和涡量相对极差始终维持在一个较高的水平，这表明了随机孔隙结构是导致流场强烈空间不均匀性和各向异性的根本原因。即使在高流速下，流动也始终受到微观几何结构的强烈调制。

表 1 不同工况下沿 z 轴的平均速度、涡量对比

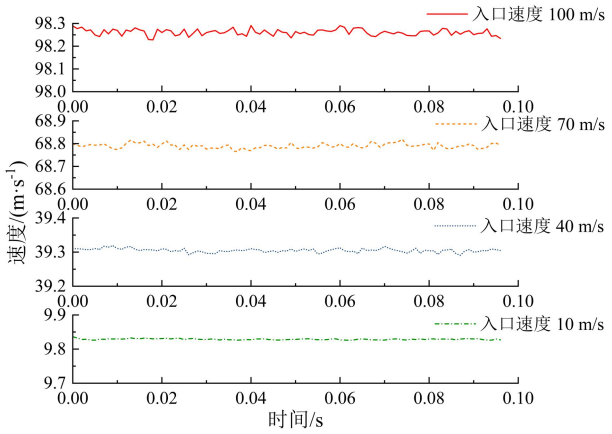
Tab.1 Comparison of average velocity and vorticity along the z-axis under different operating conditions

工况	速度相对变化率/%	涡量相对变化率/%	速度最大值的相对变化率/% (与工况 1 对比)	涡量最大值的相对变化率/%(与工况 1 对比)
工况 1 10 m/s	0.116 425	14.079 570	~	~
工况 2 40 m/s	0.118 971	14.087 635	3.010 614	2.970 055
工况 3 70 m/s	0.119 045	14.140 401	6.019 678	5.944 710
工况 4 100 m/s	0.120 683	12.810 370	9.042 383	7.089 489

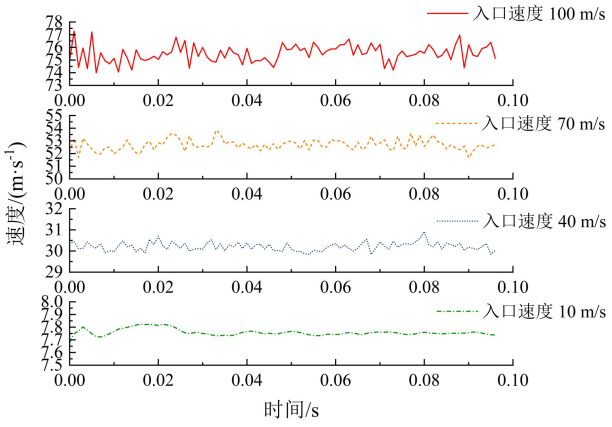
2.2 入口速度对湍流转捩的影响

入口速度是调控泡沫陶瓷内部流态（层流、过渡流、湍流）的关键参数。图 9 展示了不同入口速度下，三个特征位置（Z=-0.02, Z=0, Z=0.02）的速度剖面。图 9(a)显示，在入口区域，低入口速度 10 m/s 下，速度剖面相对对称平缓，流动主要受粘性力主导，惯性效应弱，未形成明显的大尺度涡结构，湍流强度低，呈现粘性主导的准稳态流动特征。随

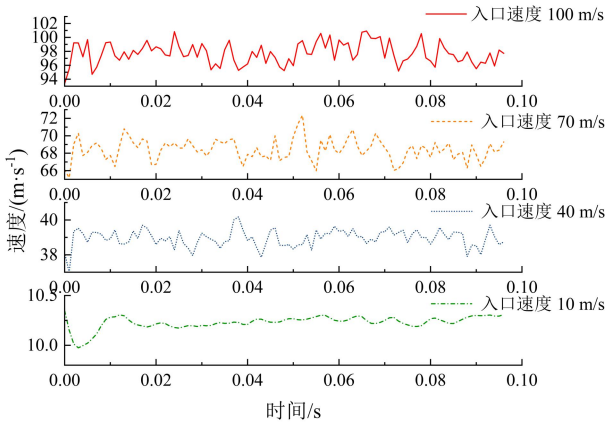
着入口速度增大至 70-100 m/s，入口速度剖面梯度显著增大，峰值向通道核心偏移，惯性效应增强，孔隙结构对流体的扰动作用加剧。图 9(b)显示，在流场核心区域低入口速度 10 m/s 下速度剖面相对平缓，体现了发展相对充分的流动特性。当入口速度提升至 70 m/s 和 100 m/s 时，速度剖面呈现出显著的多峰结构。不仅反映速度梯度增大，更反映了入口速度提高后，流体惯性力增强，对随机孔隙结构扰动的响应更为剧烈，导致流动分离加剧、非对称性显著增强。在此状态下，剪切失稳诱发大量局部旋涡，流动呈现非稳态特征，是大尺度湍流涡结构活跃的典型表现。图 9(c)显示，在出口区域高入口速度 70-100 m/s 下，速度分布趋于相对平滑。这主要得益于下游湍流混合效应的增强，促进了动量的横向输运，使得速度分布在空间上更为均匀。值得注意的是，在 70 m/s 入口速度下，速度剖面波动最为显著，涡核结构最为复杂，对应于流动系统的临界雷诺数状态，存在明显的不稳定过渡现象。



a) Z-axis section (Z=-0.02 m)



b) Z-axis section (Z=0 m)



c) Z-axis section (Z=0.02 m)

图 9 不同工况下的平均速度线图

Fig.9 Average speed line graph under different conditions

湍动能（TKE）是单位质量流体由于湍流运动而具有的动能，反映了湍流运动的剧烈程度，是衡量湍流强度的关键指标，高 TKE 值很可能就出现在高剪切、高涡量区域。图 10 展示了不同工况下沿 z 轴切平面的平均湍动能变化，通过图 10 里的对数坐标轴缩略图可以看出与速度图和涡量图出现了相似三段式特征：TKE 沿流动方向（Z 轴）非均匀分布，呈“中间高、两端低”趋势。入口速度极大提升 TKE 的数值，且对数坐标下呈近似平行上升，不同工况下的 TKE 值在各自数量级下的对数坐标曲线形状相似，说明湍流结构特征在统计规律上具有自相似性。所有工况下，TKE 在 Z=0 附近（核心区域）达到峰值，而入口区域和出口区域 TKE 较低，与图 8 相符合。高流速下，曲线在核心区域（Z≈0）峰值更突出，TKE 分布更陡峭，梯度更大。

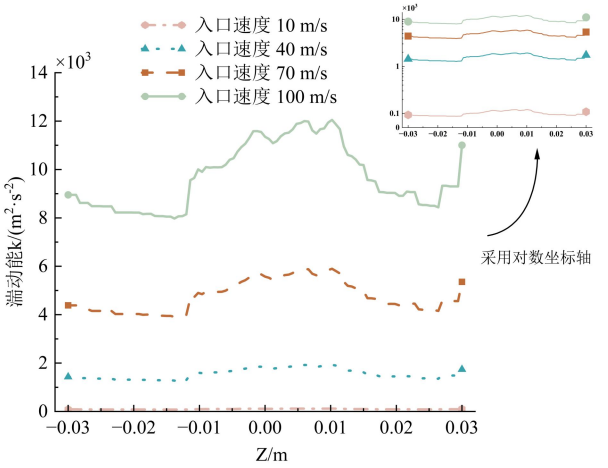


图 10 沿 z 轴的平均湍动能变化

Fig.10 Variation of the mean turbulent kinetic energy along the z-axis

表 2 展示了在不同工况下湍动能的变化，从工况一到工况四，TKE 的最小值和最大值均呈数量级增长，说明高速入口极大增强了流场的湍流扰动。TKE 最大值的变化率在所有工况下都稳定在 0.508 ± 0.002 左右，这表明尽管绝对湍流强度大幅增加，湍流的统计结构在不同速度下具有自相似性。经典湍流理论表明，在高雷诺数下，湍动能的生产率与平均速度梯度的平方成正比。工况 1 到工况 4 的入口速度从 10 m/s 增加到 100 m/s 时，TKE 最小值从 80.16 m^2/s^2 增加到 7 974.66m^2/s^2 并且 TKE 最大值从 120.84 m^2/s^2 增加到 12 049.28 m^2/s^2，速度增长了 10 倍而 TKE 最小值和最大值都增长了约 100 倍，接近理论增长趋势，即 $TKE \propto U^2$。

表 2 不同工况下沿 z 轴的平均湍动能对比

Tab.2 Comparison of the average turbulent kinetic energy along the z-axis under different operating conditions

工况	湍动能最小值 (m^2/s^2)	湍动能最大值 (m^2/s^2)	湍动能最值变化率 %	相对工况一湍动能最大值相对变化率 %
工况 1 10 m/s	80.158 719	120.836 29	0.507 462 838	~
工况 2 40 m/s	1 276.415 5	1 927.161 3	0.509 822 859	14.948 530 86
工况 3 70 m/s	3 908.449 8	5 896.877 6	0.508 751 014	47.800 551 56
工况 4 100 m/s	7 974.656 2	12 049.283	0.510 947 017	98.715 764 2

图 11 给出了相应工况下沿 Z 轴的雷诺数（Re）变化曲线，展现了入口速度对流场速度分布和湍流演化的显著影响，并且进一步显示，雷诺数随入口速度线性增加，强化了流动的惯性主导特性。雷诺数在流场核心区域达到峰值，明确此处湍流活动最为剧烈。当入口速度超过 70 m/s 后，流动在核心区域已充分发展为湍流状态，湍流混合作用的增强使得下游区域的速度分布趋于均匀化。

从演化来看，入口速度的提升引发了流场内涡结构的快速重构，驱动流场从粘性主导的准稳态层流向惯性主导的湍流态转变。高速入口显著增强孔隙间的射流效应，加剧局部速度突变和剪切强度，导致涡核结构生成更频繁、尺度更广。 上游增强的扰动沿 Z 轴流动方向向下游传导，导致下游区域涡量增强、速度波动幅度增大，最终通过湍流混合使下游速度分布趋于均匀。

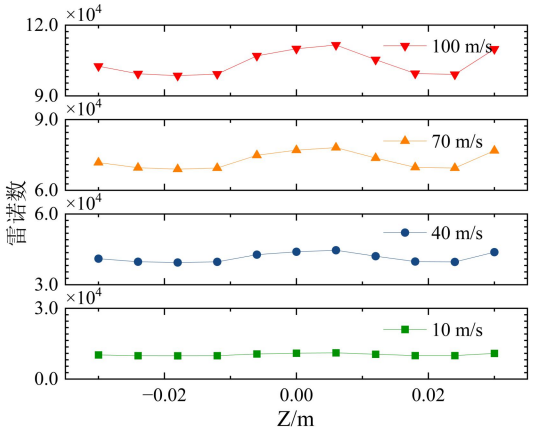


图 11 不同工况下沿 Z 轴雷诺数 Re 的变化

Fig.11 Re along the Z-axis under different conditions

2.3 湍流涡结构多尺度特性

为深入解析随机泡沫陶瓷内部的湍流涡结构特征，采用涡量等值面和 Q 准则进行可视化与分析。通过图 12（a）涡量等值面分析，高涡量区域主要分布在孔隙狭窄通道下游的尾流分离区及骨架障碍物背风侧。这些区域因流动发生剧烈分离并伴随强剪切作用，是旋转涡核形成的关键位置。涡核形态多呈现非对称性，其空间分布模式与孔隙几何的随机性高度一致，直观体现了随机孔隙结构诱导的流动各向异性。图 12（b）速度云图显示，高涡量区伴随着显著的速度梯度，表现为高速核心区与低速剪切层共存的状态。涡核边缘剪切层内速度方向的剧烈变化，直接验证了涡结构的动态演化过程。涡量与速度梯度在空间上的强耦合性，即高 Ω 值与速度梯度极大值区重合，证实了涡量作为表征局部流体旋转强度物理量的有效性。

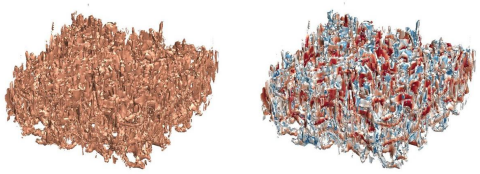


图 12 涡量等值面与其对应的速度云图

Fig.12 Vorticity isosurfaces and their corresponding velocity contours

Q 准则基于速度梯度张量的第二不变量，定义为：

$$Q=\frac{1}{2}\left(\|\Omega\|^2-\|S\|^2\right)$$

其中，S 为应变率张量，Ω为涡量张量。当 Q>0 时，

表示旋转运动占主导，对应涡核区域。Q 准则能有效区分剪切主导与旋转主导的流动结构，适用于识别泡沫陶瓷内部多尺度湍流涡核。

图 13（a1）—（d1）展示了不同 Q 值下提取的涡量等值面结构。结果表明，在泡沫陶瓷结构内部，湍流涡旋具有典型的多尺度分布特征，涡核形态多变，尺度跨度大。与其对应的速度云图，图 13（a2）—（d2）不同 Q 值下的速度云图揭示了不同涡结构对局部速度场的影响和湍流能量级联过程，大尺度涡（低 Q 值）主导宏观流动的动量输运，其速度分布呈现宽频脉动特征；而小尺度涡（高 Q 值）增强局部混合效率，与局部速度剧烈波动相关。图 13（a1）、（a2）可见，低 Q 值对应的涡结构较分散，主要位于孔隙边缘附近。对应的速度分布相对均匀，表明其对整体流动扰动有限，对动量输运贡献较小。图 13（b1）、（b2）可见，中等 Q 值对应的涡结构连贯性增强，形成细长的涡管。这些涡管主要由孔隙间高速射流的剪切失稳所诱发。速度云图显示局部速度脉动明显增强。图 13（c1）、（c2）、（d1）和（d2）可见，高 Q 值对应强旋转核心，涡核常呈环状或螺旋形态，高度集中于孔隙喉道下游或尾流交汇区等强剪切位置。速度云图显示这些区域速度场波动极为剧烈，常呈现高速射流与低速回流交替出现的复杂模式。这体现了湍动能从大尺度向小尺度传递的级联效应，以及小尺度涡对增强局部流体混合效率的关键作用。

综合分析表明，Q 准则有效表征泡沫陶瓷内部湍流涡结构的旋转强度、空间尺度和能量层级。湍流结构在空间上展现出高度复杂性和多样性：大尺度旋涡主导宏观动量的输运，塑造整体流场结构；而小尺度旋涡则主要负责局部的能量耗散和混合强化。二者协同作用，构成了完整的湍流能量级联体系。涡核分布的空间随机性及其形态多样性，与孔隙结构的几何随机性密切相关，表明了随机多孔介质内部流动对微观结构扰动的敏感性。

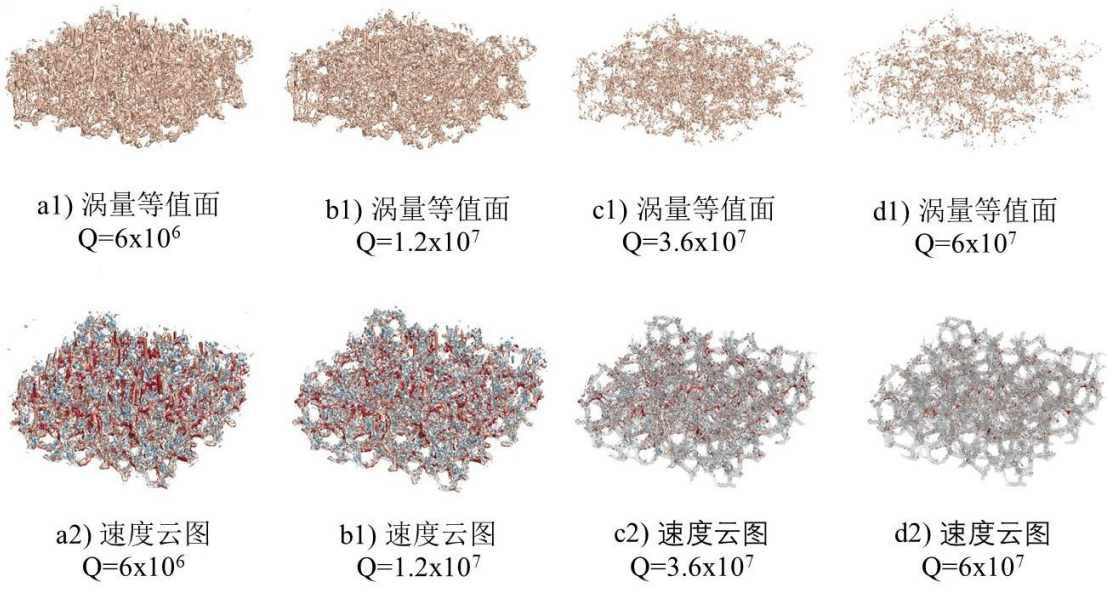


图 13 基于 Q 准则的涡量等值面与其对应涡结构速度云图

Fig.13 Vorticity isosurfaces based on the Q criterion and Velocity contour of the corresponding vortex structure

3 结论

基于孔隙尺度的随机泡沫陶瓷结构尾流湍流大涡模拟研究，通过结合 Voronoi 算法的建模与大涡模拟方法，系统解析了泡沫陶瓷内部湍流流动特性。主要结论如下：

1. 入口速度的增大显著驱动了泡沫陶瓷内部流动状态的转捩，由粘性主导的准稳态层流逐渐过渡为惯性主导的充分发展湍流，而流态转捩特性会影响燃烧器内燃料-空气的混合过程与火焰稳定性。随着入口速度的增加，增强了孔隙间的射流效应，加剧了局部速度突变和剪切强度，导致涡核结构生成更频繁、尺度更广。同时尤其在几何突变区域涡量和湍动能强度显著增强，湍动能最大值由 120.84 m^2/s^2 增至 12 049.28 m^2/s^2，增幅接近 100 倍，符合的理论趋势。雷诺数在核心区域达到峰值，进一步

证实该区域为湍流活动与能量转化的核心区，对尾流区的表面燃烧反应具有关键调控作用。

2. 随机孔隙结构导致流场呈现强烈的空间非均匀性和各向异性。高涡量区主要集中于骨架背风侧、孔隙交汇处及喉道下游等几何突变区域，其分布与孔隙的几何随机性和连通性高度相关，并且这些区域的强剪切作用主导了局部能量耗散。在表面燃烧背景下，这些区域既是湍流能耗散热点，也可能成为燃烧过程中火焰锚定、局部反应强化或淬灭的关键位置并通过涡热耦合效应影响温度场的非定常特征。速度与涡量分布表明局部剪切作用是湍流生成的主要机制，影响反应物在固体表面的输运与混合。

3. 湍动能分析表明，随着入口速度提高，TKE 在沿流动方向空间上呈现与速度和涡量相似的“中间高、两端低”三段式分布，且在核心区域梯度最为显著。表 2 数据显示，不同入口速度下 TKE 最大值与最小值的比值稳定在约 0.508，这一统计规律表明湍动能极值间的比例关系不随流速改变，验证了湍流结构在统计上具有自相似性。基于 Q 准则的涡结构分析表明，湍流涡具有显著的多尺度特性：大尺度涡（低 Q 值）主导宏观动量输运，其速度分布呈现宽频脉动特征，影响火焰宏观结构；小尺度涡（高 Q 值）集中于强剪切区域，增强局部混合效率并导致速度剧烈波动，调控燃烧反应速率。二者协同作用形成湍流能量级联，构成了燃烧器内燃料输运与反应强化的物理基础。涡核的空间分布随机性与孔隙几何结构密切相关，其非对称形态直观体现了孔隙结构对流动的扰动效应，凸显了微观几何对宏观流场的调制敏感性。

4. 通过构建的 Voronoi 模型结合 LES 方法，有效捕捉了孔隙尺度下泡沫陶瓷内涡旋的生成、演化与耗散过程。通过系统量化入口速度与孔隙结构对湍流特性的影响，揭示了惯性效应增强条件下流场重构机制与能量输运规律，为面向燃烧发电系统的泡沫陶瓷结构优化设计提供了重要理论依据，有助于提升发电效率、强化系统传热性能并降低污染物排放。

[参 考 文 献]

[1] 葛志伟, 叶锋, LASFARGUES M, et al. 中高温储热材料的研究现状与展望 [J]. 储能科学与技术, 2012, 1(02): 89-102.
Ge Zhiwei, Ye Feng, LASFARGUES M, et al. Recent progress and prospective of medium and high temperatures thermalenergy storage materials [J]. Energy Storage Science and Technology, 2012, 1(02): 89-102.

[2] 刘伟, 李振明, 刘铭扬, et al. 高温相变储热材料制备与应用研究进展 [J]. 储能科学与技术, 2023, 12(02): 398-430.
Liu Wei, Li Zhenming, Liu Mingyang, et al. Review of high-temperature phase change heat storagematerial preparation and applications [J]. Energy Storage Science and Technology, 2023, 12(02): 398-430.

[3] WEI K, LI K, YAN L, et al. One-step fabrication of g-C3N4 nanosheets/TiO2 hollow microspheres heterojunctions with atomic level hybridization and their application in the multi-component synergistic photocatalytic systems [J]. Applied Catalysis B: Environmental, 2018, 222: 88-98.

[4] YAN S T, YANG L, NING J S, et al. Catalytic combustion of low-concentration methane over transition metal oxides supported on open cell foams [J]. Journal of Environmental Chemical Engineering, 2025, 13(1).

[5] ZHANG C, CAI R Y, XU C B, et al. A void surface flame retardant strategy for polymeric polyHIPEs [J]. Journal of Applied Polymer Science, 2023, 140(5).

[6] HAN L, LI F L, DENG X G, et al. Foam-gelcasting preparation, microstructure and thermal insulation performance of porous diatomite ceramics with hierarchical pore structures [J]. Journal of the European Ceramic Society, 2017, 37(7): 2717-25.

[7] ZHANG W, LU X, BüCK A, et al. Pore network simulation of HT-PEMFC GDL using radical Voronoi tessellation: Analysis of oxygen, phosphoric acid solution, and charge transport [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2025, 246: 127025.

[8] 杨代辉, 马东伟, 史晓斐, et al. 介孔载体催化剂的制备及膜电极的性能 [J]. 电池, 2024, 54(06): 766-71.
Yang Daihui, Ma Dongwei, Shi Xiaofei, Chen Xiaotao. Preparation of mesoporous carrier catalysts and performanceof membrane electrode [J]. Battery Bimonthly, 2024, 54(06): 766-71.

[9] SIAVASHI M, HOSSEINI F, TALESH BAHRAMI H R. A new design with preheating and layered porous ceramic for hydrogen production through methane steam reforming process [J]. Energy, 2021, 231: 120952.

[10] SIAVASHI M, VAHABZADEH BOZORG M, TOOSI M H. A numerical analysis of the effects of nanofluid and porous media utilization on the performance of parabolic trough solar collectors [J]. Sustainable Energy Technologies and Assessments, 2021, 45: 101179.

[11] BOOMSMA K, POULIKAKOS D, ZWICK F. Metal foams as compact high performance heat exchangers [J]. Mechanics of Materials, 2003, 35(12): 1161-76.

[12] 沈志洵, 戈敏, 陈明伟, et al. 前驱体热解氮化硼/碳化硅复相泡沫陶瓷的抗氧化与高温隔热性能研究 [J]. 无机材料学报, 2012, 27(12): 1306-12.
Shen Zhixun, Ge Min, Chen Mingwei, et al. Oxidation Resistance and High Temperature Thermal Insulation of a PolymericPrecursor Derived BN/SiC Ceramics Foam [J]. Journal of Inorganic Materials, 2012, 27(12): 1306-12.

[13] GHAREHGHANI A, GHASEMI K, SIAVASHI M, et al. Applications of porous materials in combustion systems: A comprehensive and state-of-the-art review [J]. Fuel, 2021, 304: 121411.

[14] 程文龙, 韦文静. 高孔隙率泡沫金属相变材料储能、传热特性 [J]. 太阳能学报, 2007, (07): 739-44.
Cheng Wenlong, Wei Wenjing. Theoretical analysis of

phase change material storage with high porosity metal foams [J]. Acta Energiae Solaris Sinica, 2007, (07): 739-44.

[15] BRACCONI M, AMBROSETTI M, MAESTRI M, et al. A systematic procedure for the virtual reconstruction of open-cell foams [J]. Chemical Engineering Journal, 2017, 315: 608-20.

[16] BOOMSMA K, POULIKAKOS D, VENTIKOS Y. Simulations of flow through open cell metal foams using an idealized periodic cell structure [J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2003, 24(6): 825-34.

[17] DELLA TORRE A, LUCCI F, MONTENEGRO G, et al. CFD modeling of catalytic reactions in open-cell foam substrates [J]. Computers & Chemical Engineering, 2016, 92: 55-63.

[18] VON RICKENBACH J, LUCCI F, NARAYANAN C, et al. Multi-scale modelling of mass transfer limited heterogeneous reactions in open cell foams [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2014, 75: 337-46.

[19] 李亮, 张瑞方, 张扬, et al. 考虑多孔介质形态的燃烧模拟研究: 孔隙结构和材料的影响 [J]. 工程热物理学报, 2024, 46(1): 310-8.
Li Liang, Zhang Ruifang, Zhang Yang, et al. Simulation of Porous Media Combustion Considering Morphology: Effect of Cell Structure and Porous Material [J].Journal of Engineering Thermophysics, 2024, 46(1): 310-8.

[20] 赵威, 王竹, 高佳研, et al. 烧成工艺制度对钒尾矿基泡沫陶瓷性能的影响 [J]. 人工晶体学报, 46(11): 2213-8.
Zhao Wei, Wang Zhu, Gao Jiayan, Han Qian. Effect of Sintering Process System on Properties ofFoam Ceramics from Vanadium Tailings [J]. Journal of Synthetic Crystals, 46(11): 2213-8.

[21] QI C, FAN F, PAN Y, et al. Effects of turbulator with round hole on the thermo-hydraulic performance of nanofluids in a triangle tube [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 146: 118897.

[22] WAN T, ZHAO P, LI Y, et al. Study of the Large Local Specific Heat Capacity Impact on Turbulent Heat Transfer at Supercritical Pressure [J]. Flow, Turbulence and Combustion, 2024, 112(4): 1027-54.

[23] KONG X, ZHANG H, DU Y, et al. A study of pore scale flow and conjugate heat transfer characteristics in real and Kelvin anisotropic foams [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2024, 221: 125024.

[24] 姜霖松. 基于孔隙尺度的随机填充型多孔介质内湍流预混燃烧的模拟研究 [D], 2019.
Jiang Linsong. Pore-scale simulation of turbulent premixed combustion in randomly packed porous media [D], 2019.

[25] MULJADI B P, BLUNT M J, RAEINI A Q, et al. The impact of porous media heterogeneity on non-Darcy flow behaviour from pore-scale simulation [J]. Advances in Water Resources, 2016, 95: 329-40.

（责任编辑 XXX）