DOI：10.13234/j.issn.2095-2805.2025.5.130　　**中图分类号**：TB131　　**文献标志码**：A

氢燃料电池扩散层温度场演变研究

高清振[1]，潘道远[1]，黄胜洲[1,2]，王祎颜[1]

(1.安徽工程大学机械与汽车工程学院，芜湖 241000；2.安徽华东光电技术研究所，芜湖 241002)

摘要：为了研究氢燃料电池扩散层温度演变的规律，分析影响温度分布的因素，以阴、阳极扩散层及其内部流体作为研究对象，建立扩散层 *Z-Y* 剖面和 *X-Y* 剖面热质传递关联方法。考虑扩散层内流体 Soret 效应、Dufour 效应、吸附效应和流固共轭传热效应，联合 N-S 方程、Brinkman-Darcy 扩展模型、Langmuir 吸附方程和界面捕捉 Cahn-Hilliard 理论，构建多孔介质内气-液两相流热质双扩散模型。通过 Lattice Boltzmann 方法进行数值求解，揭示扩散层温度演变规律，阐明流体状态对温度分布的影响机理。结果表明：扩散层的导热能力与其内部流体的状态密切相关，阳极扩散层内氢气-水汽构成的雾状流，比阴极扩散层内空气-液态水组成的分离流具有更好的导热性，使阳极扩散层在温度场演变的均衡性、等温线分布的连续性和传热面积的利用率等方面，比阴极扩散层具有明显优势。研究结果可为提升氢燃料电池热管理水平提供理论依据。

关键词：多孔隙结构；气液两相流；热质双扩散；联合建模；格子玻尔兹曼方法；温度场演变

Study on Temperature Field Evolution in Hydrogen Fuel Cell Diffusion Layer

GAO Qingzhen[1], PAN Daoyuan[1], HUANG Shengzhou[1,2], WANG Yiyan[1]

(1. School of Mechanical and Automotive Engineering, Anhui Polytechnic University, Wuhu 241000, China; 2. Anhui East China Photoelectric Technology Research Institute, Wuhu 241002, China)

Abstract: To study the temperature evolution law in the hydrogen fuel cell diffusion layer and analyze the factors affecting the temperature distribution, the cathode and anode diffusion layers and their internal fluid were taken as the research objects, and a correlation method for the heat and mass transfer between diffusion layer *Z-Y* profile and *X-Y* profile was established. Considering the fluid Soret effect, Dufour effect, adsorption effect and fluid-solid conjugate heat transfer effect in the diffusion layer, and combined with the N-S equation, Brinkman-Darcy extended model, Langmuir adsorption equation and interfacial capture Cahn-Hilliard theory, a heat and mass double-diffusion model of gas-liquid two-phase flow in porous media was constructed. The Lattice Boltzmann method was used for numerical solution to demonstrate the temperature evolution law in the diffusion layer and elucidate the mechanism of fluid state influence on the temperature distribution. Results show that the diffusion layer's thermal conductivity is closely related to its internal fluid state. The thermal conductivity of hydrogen-water vapor atomized flow in the anode diffusion layer is better than that of the separated flow composed of air-liquid water in the cathode diffusion layer. Therefore, the anode diffusion layer has obvious advantages over the cathode diffusion layer in terms of the equilibrium of temperature field evolution, continuity of isotherm distribution and utilization of heat transfer area. The research results can provide a theoretical basis for improving the thermal management level of hydrogen fuel cells.

收稿日期：2022-08-16；**修回日期**：2022-10-01；**录用日期**：2022-10-11；**网络首发日期**：2022-12-02

基金项目：安徽高校自然科学研究资助项目(KJ2021A0488)；安徽省重点研究与开发资助项目(2022a05020008)；中国博士后科学基金资助项目(2022M710175)；安徽省自然科学基金资助项目(1808085ME128, 2008085QE258)；电气传动与控制安徽省重点实验室开放基金资助项目(DQKJ202411)；芜湖市科技计划资助项目(2024kj004)

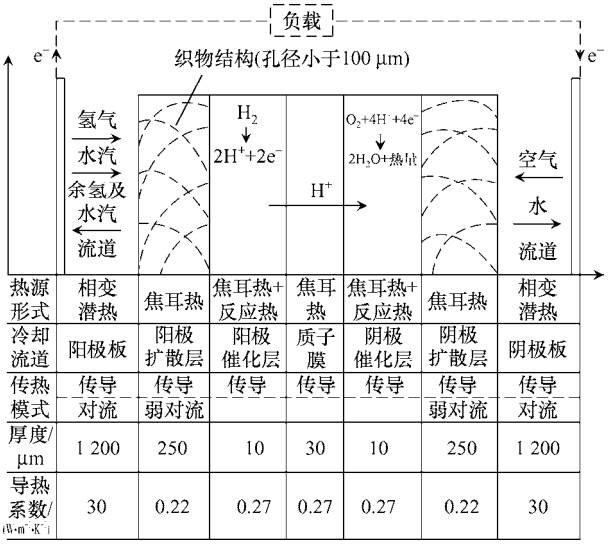
This work is supported by Natural Science Research Project of Anhui Universities under the grant KJ2021A0488; Key Research and Development Program of Anhui Province under the grant 2022a05020008; China Postdoctoral Science Foundation under the grant 2022M710175; Natural Science Foundation of Anhui Province under the grants 1808085ME128 and 2008085QE258; Opening Project of Key Laboratory of Electric Drive and Control of Anhui Province under the grant DQKJ202411; Wuhu Science and Technology Plan Project under the grant 2024kj004

Keywords: Porous structure; gas-liquid two-phase flow; heat and mass double-diffusion; joint modeling; Lattice Boltzmann method; temperature field evolution

扩散层传质传热问题对氢燃料电池的热管理和性能稳定具有重要影响。Anderson、Mortazavi、陈维荣、高清振、罗祝清等分别从两相流分析方法[1-2]、温度控制措施[3-4]、温-湿关联影响[5-6]、热质扩散模型[7-8]等方面对该问题进行了分析。由于扩散层传质传热具有流固耦合及多相流热质双扩散特征，运行过程非常复杂，导致目前研究考虑的约束条件还不够全面，也未能阐明扩散层温度传递过程。本文将构建多约束条件下的气-液两相流热质双扩散模型，更直观地揭示扩散层温度场演变规律及影响机理，为提升氢燃料电池性能和热管理水平做出有益贡献。

1　传热特性分析

电池传热分析如图 1 所示，氢燃料电池由质子膜、催化层、扩散层和双极板组成，氢气在阳极经氧化反应失去电子，氧气在阴极与穿过质子膜的氢离子及外电路传输的电子还原成水，并放出大量的热，该热量会影响电池性能。



热源形式	相变潜热	焦耳热	焦耳热+反应热	焦耳热	焦耳热+反应热	焦耳热	相变潜热
冷却流道	阳极板	阳极扩散层	阳极催化层	质子膜	阴极催化层	阴极扩散层	阴极板
传热模式	传导 对流	传导 弱对流	传导	传导	传导	传导 弱对流	传导 对流
厚度/μm	1 200	250	10	30	10	250	1 200
导热系数/(W·m⁻¹·K⁻¹)	30	0.22	0.27	0.27	0.27	0.22	30

图 1　电池传热分析

Fig. 1 Heat transfer analysis of cell

氢燃料电池能量转换率约为 50%，另外 50%的化学能以化学反应熵热、电化学反应不可逆热和焦耳热的形式释放出来，上述热能分别占总放热量的 55%、35%和 10%[9]，这些热量主要通过扩散层散出。为保证质子膜的含水量，需对氢气进行加湿，水汽含量约为 20%[10]，使阳极扩散层内形成以雾状流[11]为主的氢气、水汽两相混合流；由于电渗透效应和还原反应，阴极将出现液态积水，使阴极扩散层中形成以分离流为主的空气、液态水两相混合流。阴、阳极扩散层剖面如图 2 所示，将扩散层在长、宽方向进行剖切，剖面呈现连续不规则蜂窝结构。以织物材料为边界，在阳极扩散层蜂窝内构成热源、氢气、水汽耦合区；阴极扩散层蜂窝内为热源、空气、液态水耦合区，由于重力作用，液态水近似垂直向下流动。上述耦合区内流体浓度和温度均呈非线性梯度分布；由于扩散层孔径小于 100 μm，其内流体传热以传导为主，伴有少量弱对流传热；织物结构对液态水及水汽具有较强吸附作用和共轭传热效应，对氢气和空气的吸附作用及传热效应较弱。

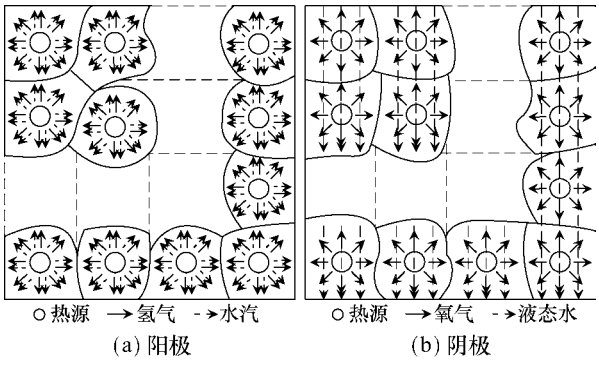


图 2　阴、阳极扩散层剖面

Fig. 2 Profiles of cathode and anode diffusion layers

2　传质传热建模

扩散层 *Z-Y* 剖面和 *X-Y* 剖面物理模型分别如图 3 和图 4 所示，借助四参数法 QSGS(quartet structure generation set)[12]建立扩散层比例模型。以圆形为基体，建立 *Z-Y* 平面和 *X-Y* 平面多孔介质结构，

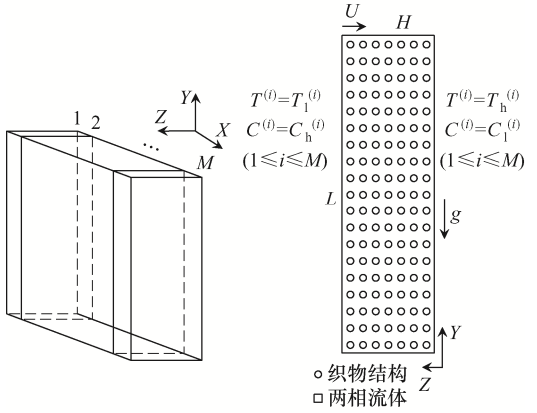


图 3 扩散层 *Z-Y* 剖面物理模型

Fig. 3 Physical model of diffusion layer *Z-Y* profile

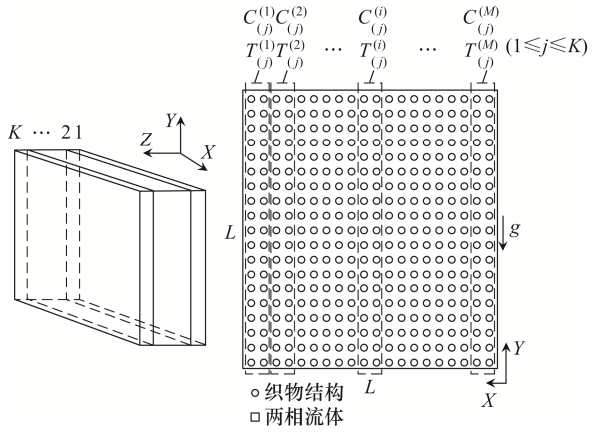


图 4 扩散层 *X-Y* 剖面物理模型

Fig. 4 Physical model of diffusion layer *X-Y* profile

剖面长度为 L，厚度为 H，L/H=800，孔隙率 ε=0.85，织物直径 d=5 μm，$d/S_V=10$，S_V 为扩散层织物比表面积。将扩散层在 *Z-Y* 平面方向划分 M 个等距剖面，剖面间距 $\eta=H/10$。任取剖面 $i(1\leqslant i\leqslant M)$，$C^{(i)}$ 和 $T^{(i)}$ 分别为第 i 个剖面的浓度和温度，左壁面为低温 $(T_l^{(i)})$ 高浓度 $(C_h^{(i)})$ 界面，右壁面为高温 $(T_h^{(i)})$ 低浓度 $(C_l^{(i)})$ 界面，上下壁面为空气自然对流散热、不可渗透界面。氢气、水汽及空气以初始无量纲速度 U=1.0 均匀流入剖面，g 为重力加速度。同理，在扩散层 *X-Y* 平面方向划分 K 个剖面，剖面长、宽均为 L，剖面间距为 η。任取剖面 $j(1\leqslant j\leqslant K)$，$C_{(j)}$ 和 $T_{(j)}$ 分别为第 j 个剖面的浓度和温度，由于 *X-Y* 平面内流体浓度与温度的分布受到 *Z-Y* 平面流体浓度和温度分布的影响，故将 j 剖面划分 M 个区域(图中虚线所示)，*X-Y* 向的 j 剖面与 *Z-Y* 向的 i 平面交汇区域的浓度和温度表示为 $C_{(j)}^{(i)}$ 和 $T_{(j)}^{(i)}$，则 j 平面所有区域的温度和浓度分布可表示为 $\sum_{i=1}^{i=M}T_{(j)}^{(i)}$ 和 $\sum_{i=1}^{i=M}C_{(j)}^{(i)}$，即以 *Z-Y* 向 M 个剖面的流体浓度和温度传递数据作为计算 *X-Y* 向剖面流体浓度和温度分布的输入数据。继而扩散层整体的温度和浓度分布可表示为 $\sum_{j=1}^{j=K}\sum_{i=1}^{i=M}T_{(j)}^{(i)}$ 和 $\sum_{j=1}^{j=K}\sum_{i=1}^{i=M}C_{(j)}^{(i)}$。

根据上述分析，假设：①扩散层结构均匀、无形变；②扩散层内流体为不可压缩牛顿流体，不考虑水汽相变，阳极扩散层内为雾状流，阴极扩散层内为分离流；③孔隙内流体间传热和流固共轭传热以传导为主，不计对流传热和辐射传热；④考虑织物对液态水和水汽的吸附效应，忽略织物对氢气和空气的吸附作用。根据 N-S 方程和 Brinkman-Darcy 扩展模型[13]，考虑流体浓度梯度和温度梯度，扩散层内气液两相流体热质双扩散控制方程为

$$\nabla\cdot\boldsymbol{u}=0 \tag{1}$$

$$\boldsymbol{u}=(u,v)^{\mathrm{T}} \tag{2}$$

$$\frac{\partial\boldsymbol{u}}{\partial t}+\nabla\cdot(\boldsymbol{uu})=-\frac{1}{\rho}\nabla p+\mu\nabla^2\boldsymbol{u}-\frac{\mu}{\delta}\boldsymbol{u}-g\left[\frac{(\partial\rho/\partial T)}{\rho_0}(T-T_0)-\frac{(\partial\rho/\partial C)}{\rho_0}(C-C_0)\right] \tag{3}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t}+\nabla\cdot(\boldsymbol{u}T)=\alpha\nabla^2T+K_{\mathrm{D}}(\nabla^2C) \tag{4}$$

$$\frac{\partial C}{\partial t}+\nabla\cdot(\boldsymbol{u}C)=D\nabla^2C+K_{\mathrm{S}}(\nabla^2T) \tag{5}$$

式中：∇ 为梯度算子；$\boldsymbol{u}$ 为速度矢量；u 和 v 分别为直角坐标系下水平方向和竖直方向的速度分量；ρ、p、T、C 分别为渗流密度、压力、温度和浓度；ρ_0、T_0、C_0 分别为参考密度、温度和浓度；μ、α、D、δ 分别为流体粘性系数、热扩散系数、质扩散系数和渗透率；K_{D}、K_{S} 分别为 Dufour 系数和 Soret 系数。

考虑织物对流体的吸附作用，通过 Langmuir

方法[14]将方程(5)扩展为

$$\frac{\partial C}{\partial t}+\nabla\cdot(\boldsymbol{u}C)=D\nabla^2C+K_{\mathrm{S}}(\nabla^2T)+\theta_{\mathrm{a}}C(A_{\mathrm{s}}-A)-\theta_{\mathrm{r}}A \tag{6}$$

式中：θ_{a} 和 θ_{r} 分别为吸附率常数和解吸率常数；A 和 A_{s} 分别为织物吸附量和饱和吸附量。

根据界面捕捉 Cahn-Hilliard 理论[15]，补充描述不同密度的气液两相流动力学行为的方程

$$\frac{\partial S}{\partial t}+\mu\cdot\nabla\boldsymbol{u}=0 \tag{7}$$

式中，S 为区域相指示函数[16]，表征气液两相流体。

保证织物流固界面共轭传热温度连续[17]的方程可表示为

$$\rho C_{\mathrm{p}}\frac{\partial T}{\partial t}+\rho C_{\mathrm{p}}u\cdot\nabla T-\nabla\cdot(\alpha\nabla T)=\rho_{\mathrm{z}}C_{\mathrm{p}}\frac{\partial T}{\partial t}-\nabla\cdot(\alpha_{\mathrm{z}}\nabla T) \tag{8}$$

式中：C_{p} 为定压热容；ρ_{z} 为织物密度；α_{z} 为织物热扩散系数。

定义 $u_{\mathrm{r}}=\alpha/L$，引入无量纲变量：$\tau=\frac{u_{\mathrm{r}}t}{L}$、$X=\frac{x}{L}$、$Y=\frac{y}{L}$、$Z=\frac{z}{H}$、$U=\frac{u}{u_{\mathrm{r}}}$（$Z$-$Y$ 剖面）、$V=\frac{v}{u_{\mathrm{r}}}$（$Z$-$Y$ 剖面、X-Y 剖面）、$W=\frac{w}{u_{\mathrm{r}}}$（$X$-$Y$ 剖面）、$P=\frac{p}{\rho u_{\mathrm{r}}^2}$、$T^{(i)}=\frac{T^{(i)}-T_{\mathrm{l}}^{(i)}}{T_{\mathrm{h}}^{(i)}-T_{\mathrm{l}}^{(i)}}$（$Z$-$Y$ 剖面）、$C^{(i)}=\frac{C^{(i)}-C_{\mathrm{l}}^{(i)}}{C_{\mathrm{h}}^{(i)}-C_{\mathrm{l}}^{(i)}}$（$Z$-$Y$ 剖面）、$T_{(j)}^{(i)}=\frac{T_{(j)}^{(i)}-T_{(j)}^{(i+1)}}{T_{(j)}^{(i-1)}-T_{(j)}^{(i+1)}}$（$X$-$Y$ 剖面）、$C_{(j)}^{(i)}=\frac{C_{(j)}^{(i)}-C_{(j)}^{(i+1)}}{C_{(j)}^{(i-1)}-C_{(j)}^{(i+1)}}$（$X$-$Y$ 剖面）。

则 Z-Y 剖面流体热质双扩散无量纲控制方程为

$$\frac{\partial U}{\partial Z}+\frac{\partial V}{\partial Y}=0 \tag{9}$$

$$\frac{\partial U}{\partial\tau}+U\frac{\partial U}{\partial Z}+V\frac{\partial U}{\partial Y}=-\frac{\partial P}{\partial Z}+\frac{1}{Re}\left(\frac{\partial^2U}{\partial Z^2}+\frac{\partial^2U}{\partial Y^2}\right) \tag{10}$$

$$\frac{\partial U}{\partial\tau}+U\frac{\partial V}{\partial\tau}+U\frac{\partial V}{\partial Z}+V\frac{\partial V}{\partial Y}=-\frac{\partial P}{\partial Y}+\frac{1}{Re}\left(\frac{\partial^2V}{\partial Z^2}+\frac{\partial^2V}{\partial Y^2}\right)+Ri(T^{(i)}+BC^{(i)}) \tag{11}$$

$$\frac{\partial T^{(i)}}{\partial\tau}+U\frac{\partial T^{(i)}}{\partial Z}+V\frac{\partial T^{(i)}}{\partial Y}=\frac{1}{RePr}\left(\frac{\partial^2T^{(i)}}{\partial Z^2}+\frac{\partial^2T^{(i)}}{\partial Y^2}\right)-\frac{1}{Df}\left(\frac{\partial^2C^{(i)}}{\partial Z^2}+\frac{\partial^2C^{(i)}}{\partial Y^2}\right) \tag{12}$$

$$\frac{\partial C^{(i)}}{\partial\tau}+U\frac{\partial C^{(i)}}{\partial Z}+V\frac{\partial C^{(i)}}{\partial Y}=\frac{1}{LeRePr}\left(\frac{\partial^2C^{(i)}}{\partial Z^2}+\frac{\partial^2C^{(i)}}{\partial Y^2}\right)-\frac{1}{Sr}\left(\frac{\partial^2T^{(i)}}{\partial Z^2}+\frac{\partial^2T^{(i)}}{\partial Y^2}\right) \tag{13}$$

X-Y 剖面流体热质双扩散无量纲控制方程为

$$\frac{\partial W}{\partial X}+\frac{\partial V}{\partial Y}=0 \tag{14}$$

$$\frac{\partial W}{\partial\tau}+W\frac{\partial W}{\partial X}+V\frac{\partial W}{\partial Y}=-\frac{\partial P}{\partial X}+Pr\left(\frac{\partial^2W}{\partial X^2}+\frac{\partial^2W}{\partial Y^2}\right)-\frac{Pr}{JDa}W \tag{15}$$

$$\frac{\partial V}{\partial\tau}+W\frac{\partial V}{\partial X}+V\frac{\partial V}{\partial Y}=-\frac{\partial P}{\partial Y}+Pr\left(\frac{\partial^2V}{\partial X^2}+\frac{\partial^2V}{\partial Y^2}\right)-\frac{Pr}{JDa}V+PrRa(T_{(j)}^{(i)}+BC_{(j)}^{(i)}) \tag{16}$$

$$\frac{\partial T_{(j)}^{(i)}}{\partial\tau}+W\frac{\partial T_{(j)}^{(i)}}{\partial X}+V\frac{\partial T_{(j)}^{(i)}}{\partial Y}=\frac{\partial^2T_{(j)}^{(i)}}{\partial X^2}+\frac{\partial^2T_{(j)}^{(i)}}{\partial Y^2}+Df\left(\frac{\partial^2C_{(j)}^{(i)}}{\partial X^2}+\frac{\partial^2C_{(j)}^{(i)}}{\partial Y^2}\right) \tag{17}$$

$$\frac{\partial C_{(j)}^{(i)}}{\partial\tau}+W\frac{\partial C_{(j)}^{(i)}}{\partial X}+V\frac{\partial C_{(j)}^{(i)}}{\partial Y}=\frac{1}{Le}\left(\frac{\partial^2C_{(j)}^{(i)}}{\partial X^2}+\frac{\partial^2C_{(j)}^{(i)}}{\partial Y^2}\right)+Sr\left(\frac{\partial^2T_{(j)}^{(i)}}{\partial X^2}+\frac{\partial^2T_{(j)}^{(i)}}{\partial Y^2}\right) \tag{18}$$

表征扩散层内自然对流的无量纲特征参数有：Rayliegh 数 $Ra=\frac{g\beta_C(T_{\mathrm{h}}^{(i)}-T_{\mathrm{l}}^{(i)})L^3}{\mu\alpha}$，取 7×10^4；Grashof 数 $Gr=\frac{g\beta_T(T_{\mathrm{h}}^{(i)}-T_{\mathrm{l}}^{(i)})L^3}{\mu^2}$，取 8×10^3；Darcy 数 $Da=\delta/L^2$，取 10^{-4}；浮升力比 $B=\frac{\beta_C(C_{\mathrm{h}}^{(i)}-C_{\mathrm{l}}^{(i)})}{\beta_T(T_{\mathrm{h}}^{(i)}-T_{\mathrm{l}}^{(i)})}$，取 2.0；Lewis 数 $Le=\alpha/D$，取 1.5；粘性比 $J=\mu_{\mathrm{e}}/\mu$，μ_{e} 为流体有效运动粘性系数，取 0.9；Prandtl 数 $Pr=\mu/\alpha$，取 0.8；Richardson 数 $Ri=Gr/Re^2$，取 0.9；Reynolds 数 $Re=(u_{\mathrm{r}}L)/\mu$；Soret 数 $Sr=\frac{K_{\mathrm{S}}(T_{\mathrm{h}}^{(i)}-T_{\mathrm{l}}^{(i)})}{D(C_{\mathrm{h}}^{(i)}-C_{\mathrm{l}}^{(i)})}$，Dufour 数 $Df=\frac{K_{\mathrm{D}}(C_{\mathrm{h}}^{(i)}-C_{\mathrm{l}}^{(i)})}{D(T_{\mathrm{h}}^{(i)}-T_{\mathrm{l}}^{(i)})}$；

β_T 为热膨胀系数(温度引起的体积膨胀系数)，$\beta_T=-\dfrac{\partial\rho/\partial T}{\rho_0}$；$\beta_C$ 为质膨胀系数(浓度引起的体积膨胀系数)，$\beta_C=-\dfrac{\partial\rho/\partial C}{\rho_0}$。壁面边界条件见表 1，$R$ 为织物表面外法向。

表 1 边界条件

Tab. 1 Boundary conditions

边界位置	边界条件	
	Z-Y 剖面	*X-Y* 剖面
左界面	U=1, V=0, $T^{(i)}$=$T_1^{(i)}$, $C^{(i)}$=$C_{\mathrm{h}}^{(i)}$	$W=0, V=1, T=T_{(j)}^{(1)}$, $C=C_{(j)}^{(1)}$
右界面	U=0, V=1, $T^{(i)}$=$T_{\mathrm{h}}^{(i)}$, $C^{(i)}$=$C_1^{(i)}$	$W=0, V=1, T=T_{(j)}^{(M)}$, $C=C_{(j)}^{(M)}$
上界面	U=1, V=0, $\partial T^{(i)}/\partial Y$=$\partial C^{(i)}/\partial Y$=0	$W=0, V=0$, $\partial T_{(j)}^{(i)}/\partial Y=\partial C_{(j)}^{(i)}/\partial Y=0$
下界面	U=1, V=0, $\partial T^{(i)}/\partial Y$=$\partial C^{(i)}/\partial Y$=0	$W=0, V=0$, $\partial T_{(j)}^{(i)}/\partial Y=\partial C_{(j)}^{(i)}/\partial Y=0$
织物固体界面	U=V=0, $\partial T^{(i)}/\partial R$=$\partial C^{(i)}/\partial R$=0	W=V=0, $\partial T_{(j)}^{(i)}/\partial R=\partial C_{(j)}^{(i)}/\partial R=0$

3 数值求解

采用D2Q9-MRT方程[18]，构建3个独立的REV尺度格子 Boltzmann 模型进行数值求解。模拟扩散层内热质双扩散自然对流速度场、温度场和浓度场，即

$$\Omega_n(r+\varphi_n\Delta t,t+\Delta t)-\Omega_n(r,t)=-\frac{1}{\tau_\rho}[\Omega_n(r,t)-\Omega_n^{\mathrm{eq}}(r,t)]+\Delta tF_n \tag{19}$$

$$\Phi_n(r+\varphi_n\Delta t,t+\Delta t)-\Phi_n(r,t)=-\frac{1}{\tau_T}[\Phi_n(r,t)-\Phi_n^{\mathrm{eq}}(r,t)] \tag{20}$$

$$\Psi_n(r+\varphi_n\Delta t,t+\Delta t)-\Psi_n(r,t)=-\frac{1}{\tau_C}[\Psi_n(r,t)-\Psi_n^{\mathrm{eq}}(r,t)] \tag{21}$$

式中：$\Omega_n(r,t)$ 为速度分布函数；r 为节点位置；φ_n 为离散速度；Δt 为时间步长；τ_ρ、τ_T、τ_C 为相应的无量纲松弛时间；F_n 为外力项；$\Phi_n(r,t)$ 为温度分布函数；$\Psi_n(r,t)$ 为浓度分布函数；$\Omega_n^{\mathrm{eq}}(r,t)$、$\Phi_n^{\mathrm{eq}}(r,t)$、$\Psi_n^{\mathrm{eq}}(r,t)$ 为平衡态分布函数，n=0,1,…,8。

$$\Omega_n^{\mathrm{eq}}=\omega_n\rho\left[1+\frac{3(\varphi_n\cdot\boldsymbol{u})}{\lambda^2}+\frac{9(\varphi_n\cdot\boldsymbol{u})^2}{2\lambda^4}-\frac{3\boldsymbol{u}^2}{2\lambda^2}\right] \tag{22}$$

$$F_n=\omega_n\left[\frac{3(\varphi_n-\boldsymbol{u})}{\lambda^2}+\frac{9(\varphi_n\cdot\boldsymbol{u})\varphi_n}{\lambda^4}\right]\cdot g[\beta_T(T_{(j)}^{(i)}-T_{(j)}^{(1)})+\beta_C(C_{(j)}^{(i)}-C_{(j)}^{(1)})] \tag{23}$$

$$\Phi_n^{\mathrm{eq}}=\omega_nT_{(j)}^{(i)}\left[1+\frac{3(\varphi_n\cdot\boldsymbol{u})}{\lambda^2}\right] \tag{24}$$

$$\Psi_n^{\mathrm{eq}}=\omega_nC_{(j)}^{(i)}\left[1+\frac{3(\varphi_n\cdot\boldsymbol{u})}{\lambda^2}\right] \tag{25}$$

$$\varphi_n=\begin{cases}(0,0) & n=0\\ \left(\cos\left[(n-1)\dfrac{\pi}{2}\right],\sin\left[(n-1)\dfrac{\pi}{2}\right]\right)\lambda & n=1,2,3,4\\ \sqrt{2}\left(\cos\left[(2n-1)\dfrac{\pi}{4}\right],\sin\left[(2n-1)\dfrac{\pi}{4}\right]\right)\lambda & n=5,6,7,8\end{cases} \tag{26}$$

式中：ω_n 为权重系数，$\omega_0=4/9$，$\omega_n=1/9(n=1,2,3,4)$，$\omega_n=1/36\ (n=5,6,7,8)$；$\lambda$ 为格子速度。

则流场中的速度、温度、浓度、压力、粘度、热扩散系数和质扩散系数可分别定义为 $\boldsymbol{u}=\sum_{n=1}^{8}\varphi_n\Omega_n$，$T=\sum_{n=1}^{8}\Phi_n$，$C=\sum_{n=1}^{8}\Psi_n$，$p=\frac{3}{5}\lambda^2\left[\sum_{n=1}^{8}\Omega_n+\frac{4(\varphi_n\cdot\boldsymbol{u})}{3\lambda}+\frac{2(\varphi_n\cdot\boldsymbol{u})^2}{\lambda^2}-\frac{2\boldsymbol{u}^2}{3\lambda^2}\right]$，$\mu=\frac{\lambda^2}{3}\left(\tau_\rho-\frac{1}{2}\right)\Delta t$，$\alpha=\frac{\lambda^2}{3}\left(\tau_T-\frac{1}{2}\right)\Delta t$，$D=\frac{\lambda^2}{3}\left(\tau_C-\frac{1}{2}\right)\Delta t$。

X-Y 壁面和 *Z-Y* 壁面平均 Nusselt 数和平均 Sherwood 数分别为

$$\begin{cases}Nu_{\mathrm{av(Z\text{-}Y)}}=-\dfrac{1}{L}\displaystyle\int_0^L\left(\frac{\partial T^{(i)}}{\partial Z}\right)_{Z=0}\mathrm{d}Y\\ Sh_{\mathrm{av(Z\text{-}Y)}}=-\dfrac{1}{L}\displaystyle\int_0^L\left(\frac{\partial C^{(i)}}{\partial Z}\right)_{Z=0}\mathrm{d}Y\end{cases} \tag{27}$$

$$\begin{cases}Nu_{\mathrm{av(X\text{-}Y)}}=-\dfrac{1}{L}\displaystyle\int_0^L\left(\frac{\partial T_{(j)}}{\partial X}\right)_{X=0}\mathrm{d}Y\\ Nu_{\mathrm{av(X\text{-}Y)}}=-\dfrac{1}{L}\displaystyle\int_0^L\left(\frac{\partial C_{(j)}}{\partial X}\right)_{X=0}\mathrm{d}Y\end{cases} \tag{28}$$

计算中，壁面边界采用非平衡态外推格式处理[19]，织物圆形边界通过弹回空间插值方法计算[20]，程序收敛判据为

$$T_{\text{error}}=\left|T_{(j)}^{(i)}(t+\Delta t)-T_{(j)}^{(i)}(t)\right|<10^{-6} \tag{29}$$

$$C_{\text{error}}=\left|C_{(j)}^{(i)}(t+\Delta t)-C_{(j)}^{(i)}(t)\right|<10^{-6} \tag{30}$$

$$u_{\text{error}}=\sqrt{\sum_{i,j}\left\{\left[u_{X\text{ or }Z}(t+\Delta t)-u_{X\text{ or }Z}(t)\right]^2+\left[u_Y(t+\Delta t)-u_Y(t)\right]^2\right\}}\Bigg/\sqrt{\sum_{i,j}\left[u_{X\text{ or }Z}(t)+u_Y(t)\right]^2}<10^{-6} \tag{31}$$

式中：T_{error}、C_{error}、u_{error} 分别为温度、浓度、速度的最大绝对残差，取值均小于 10^{-6}。

4　温度演变分析

通过外部编程进行 Ansys Workbench 二次开发，对模型方程求解开展仿真研究，结果如图 5~图 12 所示。

4.1　*Z-Y* 平面温度演变

由图 5 和图 6 可见，扩散层 *Z-Y* 平面等温线近似为垂线，温度由高到低呈阶梯状分布，靠近催化层侧升温较快，靠近集流板侧温度升幅很小。这与扩散层内流体流向有关，扩散层与集流板交界处，流体流向一致性较好，且与传热方向相反，阻滞了热量的传递；随着流体渗入扩散层，流向被分散，流体的导热属性开始显现，有助于热量的扩散。

扩散层升温曲线和传热面积占比分别如图 7 和图 8 所示。由图 7 可见，阴、阳极扩散层在升温的中间阶段趋势基本一致；在升温的初期和后期，阴极扩散层温度升幅比阳极扩散层高，表明此时阴极扩散层传热能力比阳极扩散层弱。原因在于，阳极扩散层内氢气与水汽混合的雾状流均匀性好，传热始终较均衡。升温初期，阴极扩散层内空气占主导，导热性较差，导致升温较高；升温后期，阴极扩散层液态水含量增多，气、液分离流特征明显，

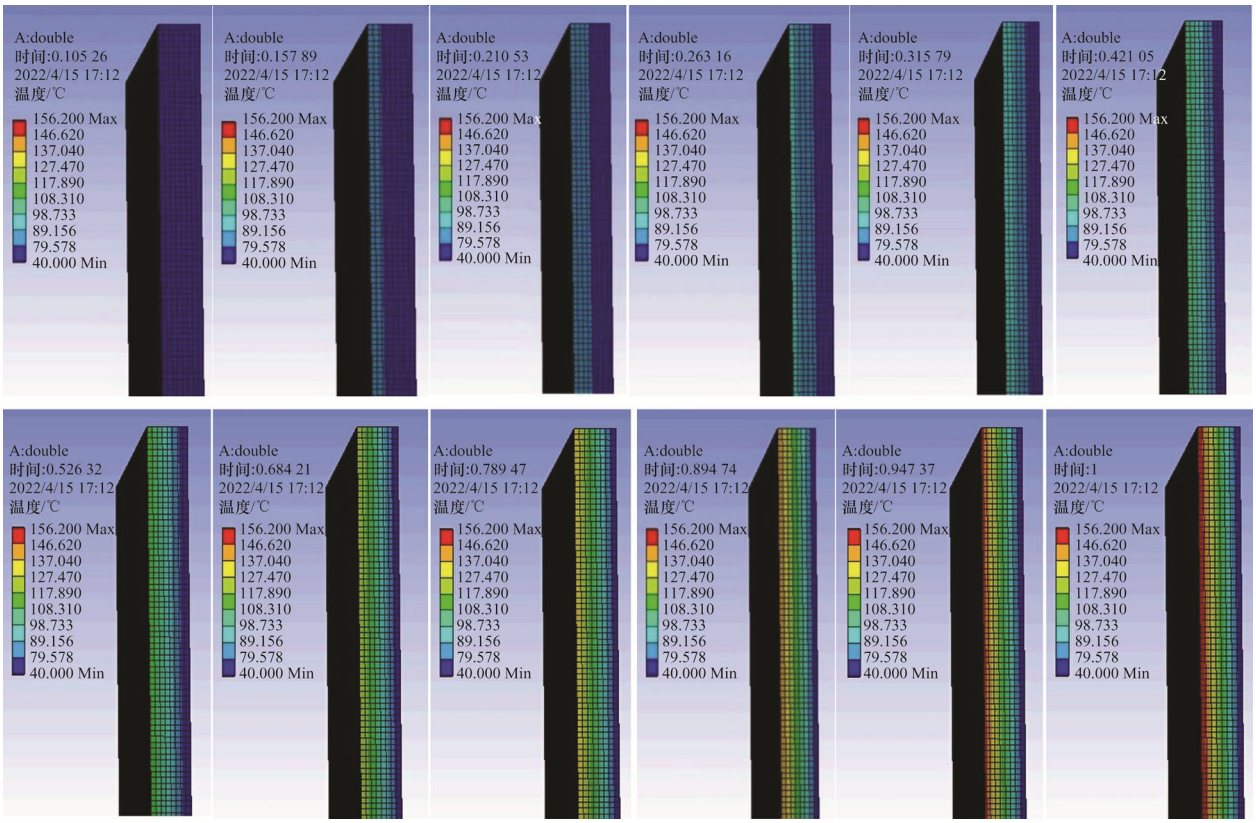


图 5　阴极扩散层 *Z-Y* 平面温度演变

Fig. 5 Temperature evolution in cathode diffusion layer *Z-Y* plane

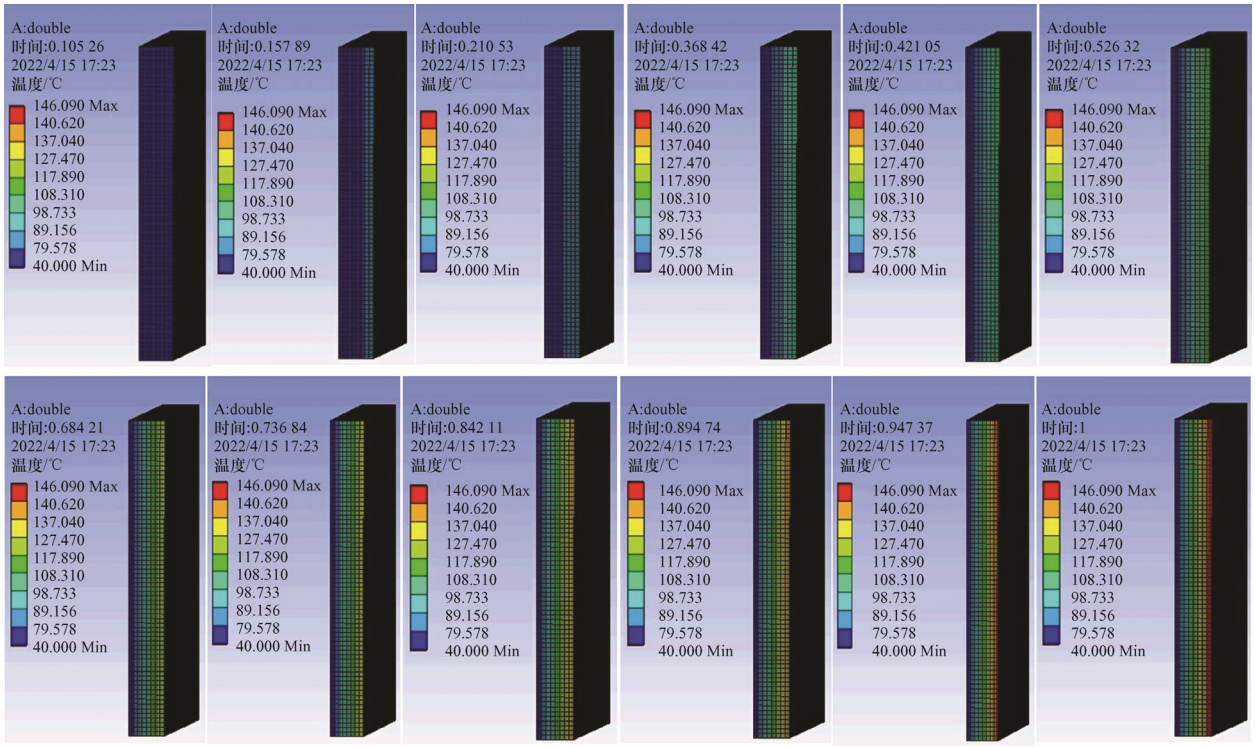


图 6 阳极扩散层 *Z-Y* 平面温度演变

Fig. 6 Temperature evolution in anode diffusion layer *Z-Y* plane

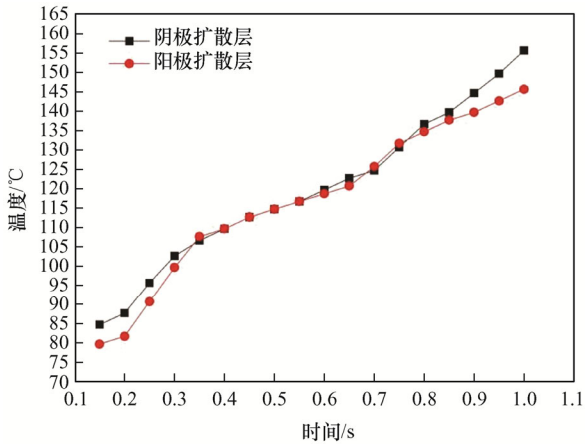


图 7 扩散层 *Z-Y* 平面升温曲线

Fig. 7 Temperature rise curves in diffusion layer *Z-Y* plane

空气阻碍了热量传递，导致升温较快；升温中间阶段，阴极扩散层内空气与液态水的混合比例适宜，传热效果与阳极扩散层中氢气-水汽混合雾状流的传热效果相当。

由于扩散层较薄，阴、阳极扩散层在 *Z-Y* 平面温度场面积占比和最高温度区域面积占比基本一致。由图 8 可见，温度场面积占比较高，面积传热利用率较好；最高温度区域面积占比呈波动下降趋势，每个波动代表 1 次热量传递过程，波动式下降表明随着扩散层温度的升高，温度梯度缩小，热流密度减小，传热效率下降。

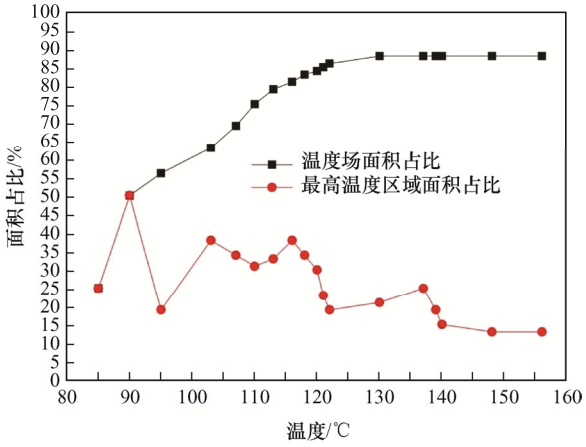


图 8 扩散层 *Z-Y* 平面温度区域面积占比

Fig. 8 Temperature area proportion in diffusion layer *Z-Y* plane

4.2 *X-Y* 平面温度演变

由图 9 和图 10 可见，由于扩散层边界对空气阻滞相对较小且受浮力作用，空气首先到达扩散层的周边和上部区域，并在催化层发生电化学反应，

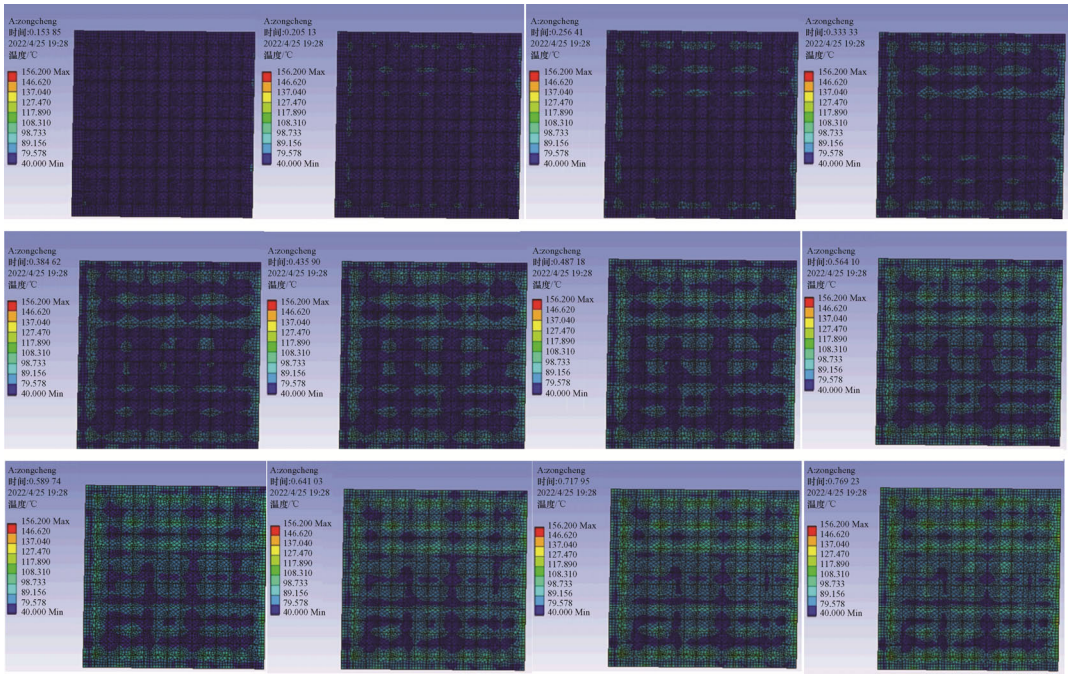


图 9　阴极扩散层 *X-Y* 平面温度演变

Fig. 9 Temperature evolution in cathode diffusion layer *X-Y* plane

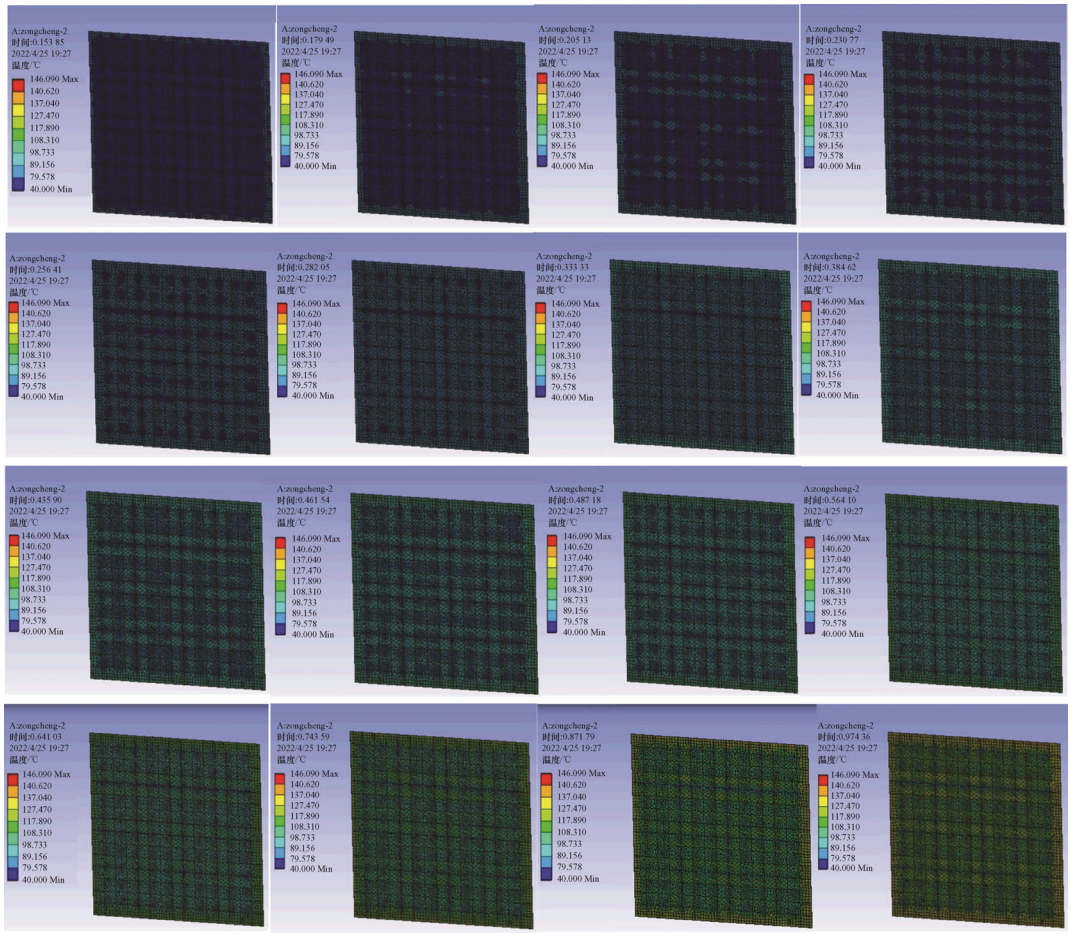


图 10　阳极扩散层 *X-Y* 平面温度演变

Fig. 10 Temperature evolution in anode diffusion layer *X-Y* plane

导致扩散层上述区域先出现升温。在 *X-Y* 平面，阴极扩散层内气-液分离流特征明显，同时织物对液态水存在较强的吸附作用，影响了热量传递的均衡性，导致等温线呈现区域分布特征，温度扩展不够连续；阳极扩散层内雾状流传热较均衡，温度分布连续性较好。

阳、阴极扩散层温度区域面积占比分别如图 11、图 12 所示。

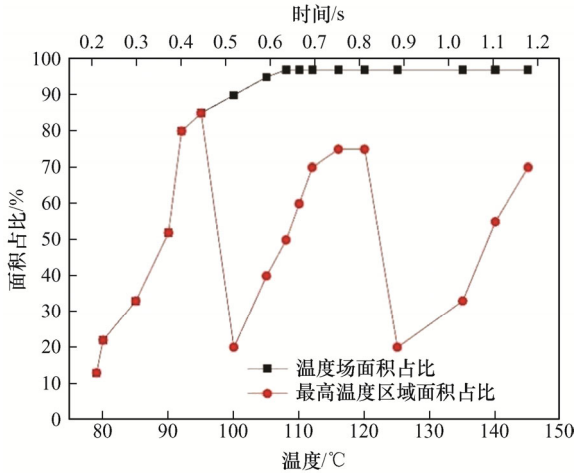


图 11 阳极扩散层 *X-Y* 平面温度区域面积占比

Fig. 11 Temperature area proportion in anode diffusion layer *X-Y* plane

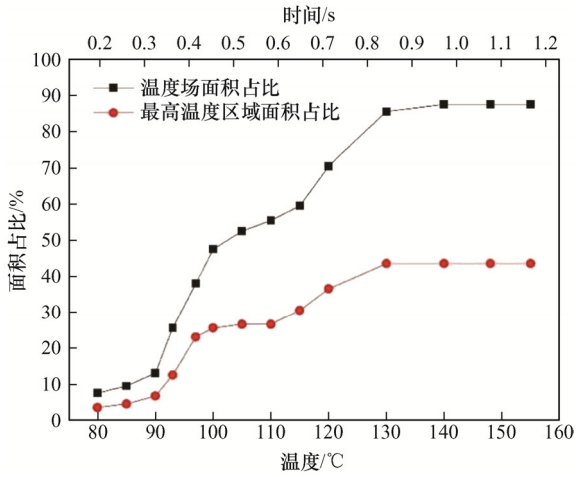


图 12 阴极扩散层 *X-Y* 平面温度区域面积占比

Fig. 12 Temperature area proportion in cathode diffusion layer *X-Y* plane

由图 11 和图 12 可见，在 *X-Y* 平面，阳极扩散层传热面积占比接近 100%，大于阴极扩散层，同时阳极扩散层传热面积扩展迅速，达到最大传热面积的时间比阴极扩散层短；阴极扩散层升温速度比阳极扩散层快，且传热面积扩展较缓慢。阳极扩散层最高温度区域面积占比呈现波动变化，每个波动时高温区域面积扩展较快，传热面积利用率较高，可达温度场面积的 70%，说明电极每次发热可以被较好传递。阴极扩散层最高温度区域呈阶梯状缓慢扩展趋势，最高温度区域面积约占温度场面积的 1/2。综上所述，阳极扩散层传热能力比阴极扩散层强，原因在于阳极扩散层内雾状流传热比阴极扩散层内分离流传热更均衡、更稳定，传热效率更高。

5 结论

(1)本文构建的传质传热模型融合了 N-S 方程、Brinkman-Darcy 扩展模型、Langmuir 吸附方程和界面捕捉 Cahn-Hilliard 理论，能够描述扩散层 *X-Y* 剖面和 *Z-Y* 剖面内流体浓度与温度分布的耦合关系，解决多孔隙结构内流体浓度和温度的关联传递问题，较好地表征扩散层内流体介质的 Soret 效应、Dufour 效应、吸附效应和流固共轭传热效应。

(2)将传质传热模型无量纲化，并基于 D2Q9-MRT 方程构建流体速度场、温度场和浓度场 3 个独立的 REV 尺度格子 Boltzmann 分布函数，是求取扩散层内热质双扩散模型数值解的有效方法。

(3)研究表明，阳极扩散层在温度场演变的均衡性、等温线分布的连续性和传热面积的利用率等方面，比阴极扩散层具有明显优势。原因在于，扩散层的导热能力与其内部流体介质的状态密切相关，阳极扩散层内氢气-水汽构成的雾状流，比阴极扩散层内空气-液态水组成的分离流具有更强的导热性。

参考文献：

[1] Anderson R, Eggleton E, Zhang Lifeng. Development of two-phase flow regime specific pressure drop models for proton exchange membrane fuel cells [J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2015, 40(2): 1173-1185.

[2] Mortazavi M, Tajiri K. Two-phase flow pressure drop in

flow channels of proton exchange membrane fuel cells: Review of experimental approaches [J]. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2015, 45: 296-317.

[3] 高源, 朱锐, 李俊凯, 等. 不同流道分布的质子交换膜燃料电池的热模拟[J]. 同济大学学报(自然科学版), 2019, 47(z1): 79-83.
Gao Yuan, Zhu Rui, Li Junkai, et al. Thermal simulation of proton exchange membrane fuel cells with different cooling flow channel [J]. Journal of Tongji University (Natural Science), 2019, 47(z1): 79-83. (in Chinese)

[4] 陈维荣, 李艳昆, 李岩, 等. 水冷型质子交换膜燃料电池温度控制策略[J]. 西南交通大学学报, 2015, 50(3): 393-399.
Chen Weirong, Li Yankun, Li Yan, et al. Temperature control strategy for water-cooled proton exchange membrane fuel cells [J]. Journal of Southwest Jiaotong University, 2015, 50(3): 393-399. (in Chinese)

[5] 高清振, 时培成, 潘道远. 考虑元件温-湿关联影响的氢燃料电池系统动态可靠性分析[J]. 电源学报, 2022, 20(3): 152-160.
Gao Qingzhen, Shi Peicheng, Pan Daoyuan. Dynamic reliability analysis of hydrogen fuel cell system considering influence of element temperature-humidity correlation [J]. Journal of Power Supply, 2022, 20(3): 152-160 (in Chinese).

[6] 王语园, 安盼龙, 惠亮亮. 基于卡尔曼滤波算法的电池状态估计[J]. 电源学报, 2024, 22(4): 243-250.
Wang Yuyuan, An Panlong, Hui Liangliang. Battery state estimation based on Kalman filter algorithm [J]. Journal of Power Supply, 2024, 22(4): 243-250. (in Chinese)

[7] Xu Hongtao, Li Beibei, Chen Jian, et al. Lattice BGK simulations of the double diffusive mixed convection in an enclosure with different outlet locations [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2016, 92: 158-172.

[8] 罗祝清, 娄钦, 徐洪涛, 等. 热质双扩散与流固共轭传热及吸附的LBM模拟[J]. 计算物理, 2019, 36(1): 60-68.
Luo Zhuqing, Lou Qin, Xu Hongtao, et al. LBM simulation of heat and mass double diffusion, fluid-solid conjugate heat transfer and adsorption [J]. Chinese Journal of Computational Physics, 2019, 36(1): 60-68. (in Chinese)

[9] López-Sabirón A M, Barroso J, Roda V, et al. Design and development of the cooling system of a 2 kW nominal power open-cathode polymer electrolyte fuel cell stack [J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2012, 37(8): 7289-7298.

[10] 叶源, 胡晓. 计及双界面的电缆绝缘水树缺陷时域反射解析模型[J]. 电工技术学报, 2024, 39(1): 55-64.
Ye Yuan, Hu Xiao. A dual interface analytical model for time-domain reflectometry of water tree defects in power cables [J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2024, 39(1): 55-64. (in Chinese)

[11] 赵曼卿, 张博, 李健飞, 等. 基于分子动力学仿真的混合油中水分子扩散行为及其介电常数研究[J]. 电工技术学报, 2024, 39(3): 798-809.
Zhao Manqing, Zhang bo, Li Jianfei, et al. Influence of natural ester and mineral oil blending on the diffusion behavior of water molecules and the dielectric properties [J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2024, 39(3): 798-809. (in Chinese)

[12] Wang Moran, Wang Jinku, Pan Ning, et al. Mesoscopic predictions of the effective thermal conductivity for microscale random porous media [J]. Physical Review E, Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics, 2007, 75(3): 036702.

[13] 王兆萍, 信金蕾, 杜明星. 混合热网络模型的构建及其结温估计方法[J]. 电源学报, 2024, 22(3): 30-37.
Wang Zhaoping, Xin Jinlei, Du Mingxing. Construction of hybrid thermal network model and estimation method for its junction temperature [J]. Journal of Power Supply, 2024, 22(3): 30-37. (in Chinese)

[14] 刘隆晨, 李龙蛟, 彭东, 等. 基于共轭梯度法的晶闸管电热耦合模型快速求解方法研究[J]. 电源学报, 2024, 22(3): 54-61.
Liu Longchen, Li Longjiao, Peng Dong, et al. Research on rapid solution method for thyristor electro-thermal coupling model based on conjugate gradient method [J]. Journal of Power Supply, 2024, 22(3): 54-61. (in Chinese)

[15] Wang Tingting, Gao Qiang, Chen Jian, et al. Lattice Boltzmann simulation of mixed convection in an enclosure filled with porous medium [J]. Chinese Journal of

Computational Physics, 2017, 34(1): 39-46.

[16] 韦志龙, 蒋勤. 基于 WENO-THINC/WLIC 模型的水气二相流数值模拟[J]. 力学学报, 2021, 53(4): 973-985.
Wei Zhilong, Jiang Qin. Numerical study on water-air two-phase flow based on weno-thinc/wlic model [J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2021, 53(4): 973-985. (in Chinese)

[17] 王雅峰, 刘东, 于洋, 等. 两相流流体网络水力热力耦合计算分析[J]. 核动力工程, 2020, 41(z2): 5-9.
Wang Yafeng, Liu Dong, Yu Yang, et al. Hydraulic and thermodynamic coupling calculation analysis of two phase flow network [J]. Nuclear Power Engineering, 2020, 41(z2): 5-9. (in Chinese)

[18] Martys N S. Improved approximation of the Brinkman equation using a lattice Boltzmann method [J]. Physics of Fluids, 2001, 13(6): 1807-1810.

[19] Guo Zhaoli, Zheng Chuguang, Shi Baochang. Non-equilibrium extrapolation method for velocity and pressure boundary conditions in the lattice Boltzmann method [J]. Chinese Physics, 2002, 11(4): 366-374.

[20] 宿磊, 余嘉川, 杨帆, 等. 磷酸铁锂储能电池过充热失效特征参量研究[J]. 电工技术学报, 2023, 38(21): 5913-5922.
Su Lei, Yu Jiachuan, Yang Fan, et al. Study on characteristic parameters of LFP battery under the condition of overcharge thermal failure [J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2023, 38(21): 5913-5922. (in Chinese)



高清振

作者简介：

高清振(1978—)，男，通信作者，博士，高级工程师。研究方向：氢燃料电池设计。E-mail：gaoqingzhen68@sohu.com。

潘道远(1982—)，男，博士，副教授。研究方向：新能源汽车设计。E-mail：plongroad@163.com。

黄胜洲(1985—)，男，博士，副教授。研究方向：智能算法优化。E-mail：huangshengzhou@ahpu.edu.cn。

王祎颜(2000—)，女，硕士，助教。研究方向：燃料电池建模。E-mail：1449293213@qq.com。

(责任编辑：耿越)