平板热管多孔毛细芯等效导热系数预测

丹聃¹, 郭少龙², 张扬军^{1*}, 李炜烽¹, 谢翌³, 连红奎⁴, 曾泽智¹, 诸葛伟林¹, 钱煜平¹

1. 清华大学车辆与运载学院, 汽车安全与节能国家重点实验室, 北京 100084;

2. Laboratoire de Mécanique, Modélisation & Procédés Propres, L'Université d'Aix-Marseille, Marseille M2P2, France;

3. 重庆大学汽车工程学院, 重庆 400044;

4. 北京微焔科技有限公司, 北京 100084

* E-mail: yjzhang@tsinghua.edu.cn

收稿日期: 2019-11-30; 接受日期: 2020-02-20; 网络版发表日期: 2020-07-14

国家自然科学基金“中国汽车产业创新发展联合基金”(批准号: U1864212)和汽车安全与节能国家重点实验室自主课题(编号: ZZ2019-051)资助

摘要 本文以平板热管多孔结构毛细芯为研究对象, 深入分析了毛细芯等效导热系数的影响因素及变化规律. 针对多孔毛细芯微观结构随机分布且固相骨架相连的特点, 采用扩散受限聚集模型对多孔毛细芯进行三维重构, 对受限空间气体热导率进行计算, 并采用有限容积法对模型在稳态导热条件下的传热性能进行了数值计算, 研究了在孔隙率和颗粒直径对多孔毛细芯等效导热系数的影响规律. 研究表明, 受限空间内气体导热系数远低于自由空间内的导热系数, 标准大气压下仅为 0.00986 W/m K ; 由于尺寸效应的影响, 固体导热系数约为块材导热系数的 0.9 倍; 经计算, 毛细芯等效导热系数随孔隙率的增大呈减小趋势, 且在颗粒直径越小的情况下变化越显著, 如颗粒直径为 $40 \mu\text{m}$ 时, 孔隙率 0.4 情况下的气固耦合等效导热系数为 12.14 W/m K , 约为孔隙率 0.7 时对应的导热系数(3.89 W/m K)的三倍; 颗粒直径对多孔毛细芯导热系数影响显著, 小孔隙率下等效导热系数随颗粒直径的增大而减小, 大孔隙率情况下趋势相反. 孔隙率为 0.5 的毛细芯等效导热系数与实验测试值偏差为 12.1% , 文章提出的模型适应性较好.

关键词 平板热管, 多孔毛细芯, 等效导热系数, 分形模型, 孔隙率

1 引言

热管是一种基于气-液相变原理的高效导热元件. 它通过在全封闭真空腔体内工质的蒸发与凝结实现热量的传递, 具有较好的传热性能, 被广泛应用于高热流密度微电子设备散热领域. 近年来, 随着电力电子技术的发展, 许多电子元件除对散热有较高要求以外, 还需要具有较好的均温性, 从而避免内部热应力造成的设

备疲劳损坏. 因此, 蒸汽腔平板热管(vapor chamber, 也称平板热管)应运而生. 平板热管具有平板状外形结构, 可将热量迅速扩散到整个二维平面, 从而有效避免热点的产生, 保证温度均匀性. 基于以上优点, 平板热管在航天航空、微电子元器件散热、动力电池热管理等领域均具有较好的应用前景^[1,2].

平板热管工作原理如图1所示^[2]. 热量从热源面传递至蒸发区域, 受热的液态工质气化并迅速充满整个

引用格式: 丹聃, 郭少龙, 张扬军, 等. 平板热管多孔毛细芯等效导热系数预测. 中国科学: 技术科学, 2021, 51: 55–64

Dan D, Guo S L, Zhang Y J, et al. Prediction of effective thermal conductivity of a porous capillary wick in a vapor chamber (in Chinese). Sci Sin Tech, 2021, 51: 55–64, doi: 10.1360/SST-2019-0412

图 1 (网络版彩图) 平板热管传热原理^[2]

Figure 1 (Color online) Heat transfer principle of a vapor chamber^[2].

腔体, 气态工质随后在冷凝面凝结成液体并释放潜热, 通过吸液芯的毛细吸附作用回到热源附近. 上述过程循环往复进行, 从而带走热源产生的热量.

毛细芯是平板热管内部的核心传热元件, 用以提供工质循环的驱动力. 导热性和渗透性是表征毛细芯传热性能的两个关键指标. 由于平板热管工作过程中工质的循环压降较低, 毛细力足以保证总压差. 因此, 毛细芯渗透性能的分析 and 优化不是当前研究的重点. 预测有效导热系数相对较为关键^[3]. 常用的毛细芯种类包括沟槽型、丝网型及烧结的多孔材料. 相对而言, 烧结的多孔毛细芯在有效毛细孔径、可靠性等方面具有较强优势, 近年来在热管的研究中得到广泛应用(如图2所示). 研究者提出了诸多计算多孔材料等效导热系数的方法. 最常见的计算方法串联模型和并联模型^[4], 分别将多孔介质内的传热过程视为固相与气相介质串联交替进行或并联同时进行, 通过孔隙率、固相导热系数和气相导热系数获得气固耦合等效导热系数, 此外还有Chaudary-Bhandari模型、Maxwell模型等, 但这些模型计算误差较大, 不同模型计算的导热系数甚至相差数十倍^[5]. 由于多孔介质中的热传导过程与材料微观结构密切相关, 研究者们又提出许多通过微观结构计算等效导热系数的模型. 常见的采用一些规则几何结构表征多孔介质微观特征, 如面接触空心立方结构等效模型^[6]、交叉球杆等效模型^[7]、中空球等效模型^[8,9]等, 基于几何结构理论推导出等效导热系数表达式.

在上述周期性规则结构的基础上, 为了更好地表征多孔材料微观结构的随机分布特征, 研究者们采用多种随机方法对多孔材料微观结构进行重构, 并采用数值计算的方法研究其传热性能. Feng等^[10]构造了Sierpinski分形结构来模拟多孔介质, 对多孔介质内的渗透率和导热系数开展数值模拟研究. Shoshany等^[11]

图 2 (网络版彩图) 平板热管及毛细芯结构图. (a) 平板热管内部结构; (b) 多孔毛细芯SEM图

Figure 2 (Color online) Structure of a vapor chamber and its porous wick. (a) The inner structure of a vapor chamber; (b) SEM morphology of the porous capillary wick.

对孔隙建立三维随机分层网络模型, 采用Monte Carlo法研究了孔隙率对多孔材料等效导热系数的影响. Wang等^[12]通过随机生成的方法构造与多孔材料宏观特征参数相同的空间结构, 通过数值模拟方法求解材料的等效导热系数. 周亮等^[13]三维重构了烧结镍粉颗粒的毛细芯多孔结构, 采用格子Boltzmann方法计算毛细芯内流经液体氦时的等效导热系数.

综上所述, 构造微纳尺寸的毛细芯孔隙结构是计算其等效导热系数的关键. 当前, 计算导热系数的理论模型通常基于一定的材料结构及假设, 周期性规则模型相对简单, 基于随机重构法获得毛细芯微观形貌使得计算模型具有更好的物理意义, 但现有的随机模型大多仅考虑孔隙率, 并未考虑孔径/颗粒尺寸的影响, 且生成的固体骨架大多存在“孤岛”, 这与真实材料具有“连续骨架”的特征并不相符. 因此, 构造出固相骨架相连、且与实际材料具有相应结构参数的随机

模型是需要解决的关键问题.

本文采用基于分形方法的扩散受限凝聚模型(diffusion limited aggregation, DLA)对毛细芯多孔材料进行三维重构, 通过数值模拟计算模型在不同条件下的导热系数, 进一步分析了颗粒尺寸和孔隙率对毛细芯等效导热系数的影响规律.

2 DLA生长模型基本思想与建模方法

DLA模型是分形生长理论中重要的生长模型之一. 利用构造DLA模型的基本原理, 就可以生成具有标度不变性的自相似分形结构, 从而在一定程度上反映出实际体系中分形形态物体的结构特征. 本文采用DLA分形生长模型模拟多孔毛细芯的微观随机结构, 其构造规则如下.

设定一个特定大小的空间区域(本文采用边长为 L 的立方体区域), 在中心位置布置一个半径为 r 的“种粒子”作为生长中心, 首先从距离种粒子半径为 R 的圆球面任意处释放一个粒子, 命令该随机粒子在三维空间内做随机运动, 即每计算一步, 粒子向空间内的任意一个方向(空间角度 θ)运动 R_1 距离. 当运动粒子中心与“种粒子”中心或者凝聚体边缘距离 D_s 满足一定条件时(本文取 $1.3r < D_s < 2r$), 便停止随机运动并被黏附在凝聚体上, 因此相邻的两个颗粒存在重合之处, 从而实现“固相骨架相连”. 如果粒子运动到逃逸边界, 即到达距离“种粒子” $R+R_0$ 以外的時候, 则抛弃该粒子并重新释放粒子. 程序初始时给定释放边界 $R=5r$, 当凝聚体的边界到达了释放边界, 则需要扩大释放边界半径, 计算中选择距离凝聚体释放边界以外 $2r$ 的球面为逃逸边界, 即 $R_0=2r$. 不断释放随机粒子直至孔隙率达到预设值. 流程图如图3所示.

图4给出了一个孔隙率为0.5的三维DLA分形生长模型, 该结构具有无规则分布的特征. 对于分形结构而言, 分形维数是描述其自相似程度的定量参数, 其数值可通过不同的近似方法来计算测定, 本文采用回转半径法^[14]计算DLA模型的分形维数: 认为分形维数符合 $N(L) \sim L^D$ 的规律, 其中 D 为分形维数, N 为回转半径 L 内的粒子数目, 对 $N(L)$ 与 L 的双对数曲线进行最小二乘拟合, 得到直线的斜率即为多孔凝聚体的分形维数(如图5所示).

通过上述方法获得该模型的分形维数为2.52, 可

见三维DLA模型的分形维数介于二维平面和三维立体之间.

图3 多孔毛细芯DLA模型构造方法

Figure 3 Building method of DLA model of porous wick.

图4 (网络版彩图) DLA生长模型(孔隙率=0.5)

Figure 4 (Color online) DLA model (porosity=0.5).

图 5 (网络版彩图) DLA模型分形维数计算

Figure 5 (Color online) Fractal dimension calculation of the DLA model.

3 导热系数理论模型及数值模拟方法

毛细芯多孔材料的整体导热能力与气相和固相导热系数均密切相关. 值得注意的是, 构成毛细芯的颗粒特征尺寸达到微-纳米级, 此时尺寸效应不容忽视, 因此首先需要建立考虑尺寸效应的各相热导率理论模型, 在此基础上对所生成的多孔结构进行数值计算.

3.1 气相导热系数理论模型

由微米级颗粒堆积而成的块体材料, 其空隙特征尺寸可达到纳米级, 接近气体分子平均自由程, 使得气体分子在孔隙内的自由运动受到了固体骨架的阻碍, 实际上, 受限气体导热系数与自由空间内气体的导热系数有很大差别, 本文采用了Kaganer提出的受限气体热导率计算模型^[15], 该模型基于平行板假设, 将孔隙直径等效为平板之间的距离, 揭示了孔径尺寸对气相导热系数的影响:

$$\lambda_g = \lambda_g^0 / \left(1 + 2 \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{1}{Pr} \frac{2 - \alpha}{\alpha} K_n \right), \quad (1)$$

式中, λ_g^0 代表自由空间内气体的导热系数($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$), $\gamma = c_p / c_v$, c_p 和 c_v 分别为定压比热容和定容比热容($\text{kJ kg}^{-1} \text{K}^{-1}$); Pr 为普朗特数; α 为适应系数; $K_n = l_m / l_{ch}$, 为Knudsen数; l_m 为气体的平均自由程(m); l_{ch} 为两表面的间距(m), 根据文献^[16]中的假设, 本文中取0.01 m.

气体分子平均自由程 l_m 采用下式计算:

$$l_m = \frac{1}{\sqrt{2} n_g \pi d_g^2 + 0.25 S \rho_{por} / \varepsilon}, \quad (2)$$

式中, n_g 代表气体分子的数密度; d_g 为气体分子直径(m); ρ_{por} 代表材料的宏观密度(kg m^{-3}); S 代表比表面积(m^2/kg); ε 为多孔材料的孔隙率.

式(1)中, 自由空间内气体导热系数 λ_g^0 可由下式计算^[17]:

$$\lambda_g^0 = (2.25\gamma - 1.25)\eta c_v, \quad (3)$$

其中, η 为气体动力黏度.

经计算, 对于孔隙率为0.5的铝粉烧结毛细芯材料而言, 其内部气体分子平均自由程约为 $3.0 \times 10^{-8} \text{ m}$, 对应的气体导热系数约为 0.00986 W/m K , 而自由空间内气体导热系数约为 0.0256 W/m K , 可见受限空间内气体导热系数大大降低.

3.2 固相导热系数理论模型

固相导热主要是通过自由电子的运动和晶格振动来实现的. 其有效导热系数 λ_s 可通过电子热导率和声子热导率相加求得^[18,19]:

$$\lambda_s = \lambda_e + \lambda_p. \quad (4)$$

对于金属导体而言, 热量的传递主要通过电子完成, 因此本文忽略声子热导率对固相导热系数的影响.

基于动力学理论, 固相热导率与电子平均自由程的关系可表示为:

$$\lambda_s = \frac{1}{3} C_e v_e l_e, \quad (5)$$

式中, C_e 表示电子体积热容($\text{J m}^{-3} \text{K}^{-1}$), 采用相应块体材料的体积热容代替; v_e 表示自由电子的费米速度(m s^{-1}); l_e 表示电子平均自由程(m), λ_s 的尺寸效应即由 l_e 导致. 基于Matthiessen定律^[20], l_e 表示如下:

$$\frac{1}{l_e} = \frac{1}{l_{e,S}} + \frac{1}{l_{e,G}} + \frac{1}{l_{e,B}}, \quad (6)$$

其中, $l_{e,S}$ 为块体材料的声子平均自由程:

$$l_{e,S} = l_{\text{bulk}} = \frac{3\lambda_{\text{bulk}}}{C_e v_e}, \quad (7)$$

$l_{e,G}$ 代表晶界散射机制带来的影响, 假设固相颗粒的边界的散射均为全漫反射, 此时 $l_{e,G}$ 为颗粒直径 d .

$l_{e,B}$ 为颗粒之间接触界面上发生散射引起的自由程. 根据声子界面热阻:

$$l_{e,B} = 3L_c T_d, \quad (8)$$

T_d 为声子界面透射率, 当界面两侧为同一物质时, $T_d=0.5$, L_c 为单元体模型的长度: $L_c = \sqrt{d^2 - a^2}$, 模型参数如图6示.

综合式(5)~式(8), 推导出固相导热系数表达式:

$$\lambda_s = \frac{\lambda_{\text{bulk}}}{1 + \frac{l_{\text{bulk}}}{a} + \frac{l_{\text{bulk}}}{1.5\sqrt{d^2 - a^2}}}. \quad (9)$$

经计算, 具有微纳孔径的多孔毛细芯固体骨架导热系数与颗粒间接触程度(a/d)以及颗粒直径与块材内声子平均自由程的相对大小(d/l_{bulk})有关. 由于本文在固体骨架生成的过程中, 将颗粒中心的距离设定为 $1.3r$ 到 $2r$ 之间的随机数, 得到的固相导热系数约为块材导热系数的0.89倍到0.93倍之间, 为了简化起见, 本文统一选取为0.91倍块材导热系数, 即 163.8 W/m K .

3.3 数值模拟方法

基于第2节中生成的多孔介质随机模型, 采用有限容积法对多孔材料内部的导热过程进行数值计算.

有限容积法的基本原理是对偏微分方程在控制容积内做积分, 获得一组离散方程, 然后通过离散方程组来简化传热偏微分方程进行数值计算^[21]. 将计算区域划分成一系列独立的控制体积, 使得每个网格节点周围都有一个控制体积. 对于二维问题, 控制体积单元是以节点P为中心, 由东(E)、西(W)、南(S)、北(N)四个方向界面围成的封闭面积, 相邻的体积单位可以通过界面传递热量, 如图7所示. 三维控制容积法则是在二维的基础上增加了上边界(T)和下边界(B). 单位时间内单元体吸收或放出的能量等于单元体边界流入热量与流出热量之差, 纯导热条件下的数值计算是一个稳态问题. 为了简化程序的编写, 本文编制了非稳态程序来模拟稳态过程, 程序时间项采用显式推进方法. 下文对模拟过程进行详述.

图6 固体颗粒接触结构
Figure 6 The contact structure between solid particles.

图7 网格系统示意图
Figure 7 Schematic diagram of grid system.

一般情况下的导热微分方程可写为

$$\begin{aligned} \rho c_p \frac{\partial t}{\partial \tau} = & \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{xx} \frac{\partial t}{\partial x} + \lambda_{xy} \frac{\partial t}{\partial y} + \lambda_{xz} \frac{\partial t}{\partial z} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_{yx} \frac{\partial t}{\partial x} + \lambda_{yy} \frac{\partial t}{\partial y} + \lambda_{yz} \frac{\partial t}{\partial z} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{zx} \frac{\partial t}{\partial x} + \lambda_{zy} \frac{\partial t}{\partial y} + \lambda_{zz} \frac{\partial t}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (10)$$

假设各个方向上的导热系数均相同, 则各控制容积上的控制方程可简化为

$$\frac{1}{a} \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}, \quad (11)$$

式中, $a = \lambda / \rho c_p$, 表示热扩散系数; t 代表每个控制容积的温度.

值得指出的是, 上式中的控制方程是针对每个控制容积的, 热扩散系数也是针对每个扩散容积而言, 气相和固相不同.

对于式(11), 时间方向采用两阶两步Runge-Kutta方法推进求解.

设 $\frac{\partial U}{\partial t} = R_h(U)$, 则:

$$\begin{aligned} U^{(1)} &= U^n + \Delta t R_h(U^n) \\ U^{n+1} &= \frac{1}{2} U^n + \frac{1}{2} U^{(1)} + \frac{1}{2} \Delta t R_h(U^{(1)}), \end{aligned} \quad (12)$$

此处, $U^n, U^{(1)}$ 分别是一个时间层的终了与开始时刻的量.

对(11)式在控制容积上积分有:

$$\frac{\partial(\rho c_p t)}{\partial \tau} = -\frac{1}{\Omega} \oint (q_x \cdot n_1 + q_y \cdot n_2 + q_z \cdot n_3) ds, \quad (13)$$

设 $U = \rho c_p t$,

$$R_h(U) = -\frac{1}{\Omega} \oint (q_x \cdot n_1 + q_y \cdot n_2 + q_z \cdot n_3) ds, \quad (14)$$

则参考公式(12)给出时间变量 t 的时间推进方程.

求解上述方程, 关键是要确定控制容积界面处的温度梯度.

$$\frac{\partial t}{\partial x} = \frac{t(e) - t(w)}{\Delta x}, \quad (15)$$

则式(13)中:

$$q_x = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} = -\lambda \frac{t(e) - t(w)}{\Delta x}, \quad (16)$$

同理可得 q_y, q_z 的表达式.

对于导热系数发生阶跃变化时, 界面处采用调和平均法进行处理.

计算中采用均分网格, 计算区域为 $L \times L \times L$, 区域的左右边界取为恒温边界条件, 温度分别为 T_1 和 T_2 , 其余边界为绝热. 最后, 统计总导热热量 Φ , 根据傅里叶导热定律计算出该区域的等效导热系数:

$$\lambda_e = \frac{\Phi \cdot L}{[T_2 - T_1] \cdot A}, \quad (17)$$

其中, λ_e 代表等效导热系数 ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$); Φ 代表 x 方向总导热量 (W); A 代表垂直于热流的截面积 (m^2); L 代表沿热流方向长度 (m).

传热数值计算中的具体参数如表1所示.

4 结果与讨论

在 $500 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$ 的空间内, 构造了不同

表1 计算条件

Table 1 Calculation parameters

物理量	符号	数值
区域长、宽、高, μm	L	500
固相比热, $\text{kJ}/(\text{kg K})$	$c_{p,s}$	0.88
气相比热, $\text{kJ}/(\text{kg K})$	$c_{p,g}$	1.0
固相导热系数, $\text{W}/\text{m K}$	λ_s	163.8
气相导热系数, $\text{W}/\text{m K}$	λ_g	0.00986
左边界温度, K	T_1	300
右边界温度, K	T_2	400

孔隙率、不同颗粒直径的多孔介质模型, 用大小不同的圆形颗粒表征烧结毛细芯的固体骨架, 进一步计算了相关参数对等效导热系数的影响.

4.1 网格独立性验证

为了确保网格质量对计算结果带来的影响, 同时保证计算机运算速度, 本文首先进行了网格独立性考察. 对于孔隙率为0.5、固体颗粒直径 $d=40 \mu\text{m}$ 的模型, 使用四套不同的网格生成DLA模型, 并用与生成模型时相同的网格数进行了数值计算. 选取的网格数分别为: 125000 ($50 \times 50 \times 50$)、1000000 ($100 \times 100 \times 100$)、3375000 ($150 \times 150 \times 150$) 以及8000000 ($200 \times 200 \times 200$), 不同网格数下计算的等效导热系数如图8所示.

根据上述计算结果, 当网格数大于100万以后, 等效导热系数的计算值变化已经非常小, 对于不同的孔隙率及颗粒半径进行网格独立性验证, 均得到了相似的结果, 故在接下来的计算中均选取 $100 \times 100 \times 100$ 的网格生成模型并进行数值模拟.

4.2 模型适应性分析

为了验证模型计算值的可靠性, 加工并测试了一种铝粉烧结毛细芯的导热系数, 毛细芯孔隙率为0.48, 测试采用的是基于瞬态平面热源法(transient plane source, TPS)的HotDisk导热系数测量仪, TPS法是一种用来测量导热系数和热扩散系数的有效方法^[22], 本文利用该方法测得多孔毛细芯在空气中的导热系数, 约 $12.05 \text{ W}/\text{m K}$.

表2对比了上文中介绍的几种不同方法计算的导

图8 网格独立性分析

Figure 8 Grid independence analysis.

表 2 几种计算模型的对比

Table 2 Comparison between different models

	计算公式	计算值 ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$)	偏差 (%)
并联法	$\lambda_{e,p} = \varepsilon \lambda_g + (1 - \varepsilon) \lambda_s$	93.61	676
串联法	$\lambda_{e,s} = \frac{\lambda_g \lambda_s}{\varepsilon \lambda_g + (1 - \varepsilon) \lambda_s}$	0.054	99.5
Chaudary-Bhandari模型	$\lambda_e = (\lambda_{e,p})^F \cdot (\lambda_{e,s})^{1-F}$ F 取值为0.42 ^[13]	1.24	89.7
Maxwell模型	$\frac{\lambda_e}{\lambda_s} = \frac{2 + \lambda_g / \lambda_s - 2\varepsilon(1 - \lambda_g / \lambda_s)}{2 + \lambda_g / \lambda_s + \varepsilon(1 - \lambda_g / \lambda_s)}$	75.50	526
本文数值模拟结果	数值计算	10.59	12.1

热系数与本文的数值模拟结果. 从结果可以看出, 并联计算的导热系数最大($\lambda_{e,p}$), 串联最小($\lambda_{e,s}$), 且都远远偏离实际值, 采用文中提出的计算方法偏差最小, 仅为12.1%, 因此该模型具有相对较好的适应性, 是分析多孔毛细芯等效导热系数的一种有效手段.

根据DLA模型的生长特点, 每个粒子的释放位置和运动路线都是随机的, 所以在程序中, 即便给定相同的孔隙率和颗粒尺寸, 每一次构造的模型也并不完全相同. 为了排除结构的随机性带来的计算误差, 首先考察了相同限定条件下随机结构的差异对导热系数带来的影响.

在孔隙率为0.6、颗粒直径60 μm 的限定条件下, 在500 μm 边长的立方体空间区域内先后四次生成DLA随机结构, 对应的分形维数和等效导热系数如表3所示.

从结果可以看出, 相同条件下构造的模型虽有较强的随机性, 但模型的分形维数较为接近, 且导热系数计算值相差在2.7%以内. 原因是在孔隙率和颗粒直径的限定条件下, 生成的颗粒个数几乎相同, 颗粒之

间的接触面积也相近, 因此对热流量影响较小, 从而计算的导热系数也较为相近.

基于上述结果, 在下文的计算中, 每一个孔隙率和颗粒直径都采用三个随机结构进行计算, 并取平均值, 以保证计算精度.

4.3 孔隙率对等效导热系数的影响

基于40 μm 和60 μm 颗粒直径, 构造了孔隙率从0.4到0.8不等的多孔毛细芯模型, 研究了孔隙率对等效导热系数的影响规律, 如图9所示. 结果显示, 随着孔隙率的增大, 毛细芯等效导热系数显著降低. 颗粒直径为60 μm 的情况下, 孔隙率为0.7对应的等效导热系数为5.56 W/m K , 为孔隙率0.4情况下的51.8%; 而颗粒直径40 μm 的情况下, 孔隙率为0.7对应的等效导热系数仅为孔隙率为0.4的32.1%. 实际上, 随着孔隙率的增大, 材料密度减小, 气相导热在整体导热中占主导地位, 使得材料整体导热系数大幅降低. 同时, 在具有较大孔隙率的多孔材料内, 固相成分少, 固相骨架结构更加弯曲、复杂, 热量传递路程加长, 导致材料具有更低的导热系数.

4.4 颗粒直径对等效导热系数的影响

从4.3节可以看出, 在固相骨架颗粒较小的情况下, 气固耦合等效导热系数随孔隙率的变化更加明显. 为了进一步研究烧结颗粒直径对导热系数的影响, 采用直径 d 分别为40 μm 、60 μm 、80 μm 、100 μm 的小球构造了不同孔径的毛细芯结构进行了计算.

孔隙率为0.5的情况下采用不同粒径生成的结构

表 3 随机结构的分形维数及导热系数

Table 3 Fractal dimension and thermal conductivity of random structures

编号	颗粒个数	分形维数	导热系数 (W/m K)
1	674	2.812	7.89
2	675	2.757	7.96
3	673	2.776	7.81
4	674	2.872	7.74

如图10所示, 半径较小的颗粒能够更大程度上填满整个构造区域, 气孔也较小; 而对于半径较大的颗粒骨架, 空间内气孔也较大. 图11给出了颗粒直径对导热系数的影响规律. 由图可见, 在小孔隙率情况下, 气固耦合等效导热系数随着颗粒直径的增大而减小; 当孔隙率达到60%, 导热系数呈现先降低后升高的趋势; 而对于70%的孔隙率的情况, 导热系数随着颗粒直径的增大显著增大.

实际上, 在小孔隙率的情况下, 多孔毛细芯的导热

图9 (网络版彩图)等效导热系数随孔隙率的变化规律
Figure 9 (Color online) Influence of porosity on the effective thermal conductivity.

图10 不同颗粒直径的几种随机模型
Figure 10 Random structures with different particle diameters.

图11 (网络版彩图)等效导热系数随烧结颗粒直径的变化规律

Figure 11 (Color online) Influence of particle diameter on the effective thermal conductivity.

主要通过固相骨架材料进行, 随着颗粒直径的增大, 单位空间内固相颗粒数目减少, 传热路径数目变少, 相对接触面积减小, 经计算, 图10的四个模型中颗粒之间的总接触面积分别为6.421 mm²、4.187 mm²、3.322 mm²、2.756 mm². 也就是说在孔隙率为50%的情况下, 随着颗粒直径的增大, 颗粒间接触面积逐渐减小, 因此导热系数降低. 而对于大孔隙率的情况, 气相导热占主导地位, 越大的颗粒直径会导致更大的孔径, 更加有利于热量在气相中的传递, 因此导热系数更高.

综上所述, 多孔材料的气固耦合导热系数受到颗粒直径、孔隙率、骨架材料、受限空间内气体导热能力的综合影响, 且颗粒直径和孔隙率会影响颗粒之间的接触面积和接触热阻, 各参数之间的耦合作用机制有待进一步的探索.

5 结论

本文采用DLA分形结构对平板热管多孔毛细芯进行三维重构, 并采用数值模拟及实验测试的方法对生成的随机结构在不同条件下的传热特性进行研究, 研究结果表明:

- (1) 相同限制条件下, 随机生成导致的结构差异对导热系数的计算影响较小, 偏差在2%以内;
- (2) 受限空间内气体对导热系数的贡献大幅降低, 远低于自由空间内气体导热系数;
- (3) 受到尺寸效应的影响, 多孔材料内固相导热系

数略低于固体块材的导热系数;

(4) 多孔材料气固耦合等效导热系数随着孔隙率的增大而减小, 且在颗粒直径越小的情况下趋势越明显;

(5) 小孔隙率情况下, 多孔毛细芯导热系数随颗粒直径的增大而减小; 而大孔隙率的情况, 导热系数随着颗粒直径的增大而增大。

综上所述, 多孔毛细芯等效导热系数受到孔隙率和颗粒尺寸的共同影响, 若要获得更大导热系数的毛细芯, 需要同时具备更小的颗粒尺寸和更低的孔隙率, 然而较小的粒径可能导致毛细芯渗透率的降低, 从而影响工质在其中的流动和传热过程。因此, 在设计毛细芯的过程中, 应当综合考虑粒径、孔隙率、渗透率等因素的影响, 从而满足高性能毛细芯的设计需求。

致谢 感谢清华大学车辆学院金字智博士、陈进科博士以及西安航空学院能源与建筑学院周亮老师在本文写作过程中提出的若干指导性建议和意见。

参考文献

- 1 Bulut M, Kandlikar S G, Sozbir N. A review of vapor chambers. *Heat Transfer Eng*, 2019, 40: 1551–1573
- 2 Dan D, Lian H K, Zhang Y J, et al. Experimental research on battery thermal management system based on vapor chamber technology (in Chinese). *Sci Sin-Tech*, 2019, 49: 1023–1030 [丹聃, 连红奎, 张扬军, 等. 基于平板热管技术的电池热管理系统实验研究. 中国科学: 技术科学, 2019, 49: 1023–1030]
- 3 Zhang C. Investigation of the effect of thermal conductivity on capillary wick and loop heat pipe (in Chinese). Master Dissertation. Jinan: Shandong University, 2016 [张冲. 导热系数对毛细芯及环路热管的影响研究. 硕士学位论文. 济南: 山东大学, 2016]
- 4 Progelhof R C, Throne J L, Ruetsch R R. Methods for predicting the thermal conductivity of composite systems: A review. *Polym Eng Sci*, 1976, 16: 615–625
- 5 Singh R, Akbarzadeh A, Mochizuki M. Effect of wick characteristics on the thermal performance of the miniature loop heat pipe. *J Heat Transfer*, 2009, 131: 082601
- 6 Wei G, Liu Y, Zhang X, et al. Thermal conductivities study on silica aerogel and its composite insulation materials. *Int J Heat Mass Transfer*, 2011, 54: 2355–2366
- 7 Xie T, He Y L, Wu M, et al. Study on theoretical model for the effective thermal conductivity of silica aerogel composite insulation materials (in Chinese). *J Eng Thermophys*, 2014, 35: 299–304 [谢涛, 何雅玲, 吴明, 等. 气凝胶纳米多孔隔热材料传热计算模型的研究. 工程热物理学报, 2014, 35: 299–304]
- 8 Dan D, Zhang H, Tao W Q. Effective structure of aerogels and decomposed contributions of its thermal conductivity. *Appl Thermal Eng*, 2014, 72: 2–9
- 9 Dai Y J, Tang Y Q, Fang W Z, et al. A theoretical model for the effective thermal conductivity of silica aerogel composites. *Appl Therm Eng*, 2017: S135943111734468X
- 10 Feng Y, Yu B, Zou M, et al. A generalized model for the effective thermal conductivity of porous media based on self-similarity. *J Phys D-Appl Phys*, 2004, 37: 3030–3040
- 11 Shoshany Y, Priolnik D, Podolak M. Monte Carlo modeling of the thermal conductivity of porous cometary ice. *Icarus*, 2002, 157: 219–227
- 12 Wang M, Pan N. Modeling and prediction of the effective thermal conductivity of random open-cell porous foams. *Int J Heat Mass Transfer*, 2008, 51: 1325–1331
- 13 Zhou L, Liu Y, Wei C H. Prediction of effective thermal conductivity of loop heat pipe capillary core (in Chinese). *Chem Eng Des Commun*, 2019, 45: 170–171+184 [周亮, 刘琰, 魏朝晖. 环路热管毛细芯有效导热系数预测. 化工设计通讯, 2019, 45: 170–171+184]
- 14 Yang Y C, Peng R D, Zhou H W. Computation of fractal dimension for digital image in a 3D space (in Chinese). *J China Univ Min Technol*, 2009, 38: 251–258 [杨彦从, 彭瑞东, 周宏伟. 三维空间数字图像的分形维数计算方法. 中国矿业大学学报, 2009, 38: 251–258]
- 15 Kaganer M G. Thermal Insulation in Cryogenic Engineering. Israel Program for Scientific Translations, 1969
- 16 Zeng S Q, Hunt A, Greif R. Mean free path and apparent thermal conductivity of a gas in a porous medium. *J Heat Transfer*, 1995, 117: 758–761

- 17 Loeb L B. The Kinetic Theory of Gases. McGraw-Hill, 1934
- 18 Poudel B, Hao Q, Ma Y, et al. High-thermoelectric performance of nanostructured bismuth antimony telluride bulk alloys. *Science*, 2008, 320: 634–638
- 19 Lin Z Z, He Y L, Li Y S. Thermal conductivity and specific heat of hollow nanowires: Theoretical modeling and size effect analysis (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2019, 64: 611–620 [蔺子甄, 何雅玲, 李印实. 空心纳米线热导率和比热: 理论模型构建与尺度效应分析. 科学通报, 2019, 64: 611–620]
- 20 Sur I, Casian A, Balandin A. Electronic thermal conductivity and thermoelectric figure of merit of n -type PbTe/Pb_{1-x}Eu_xTe quantum wells. *Phys Rev B*, 2004, 69: 035306
- 21 Tao W Q. Numerical Heat Transfer (second edition) (in Chinese). Xi'an: Xi'an Jiaotong University Press, 2001 [陶文铨. 数值传热学 (第2版). 西安: 西安交通大学出版社, 2001]
- 22 Al-Ajlan S A. Measurements of thermal properties of insulation materials by using transient plane source technique. *Appl Thermal Eng*, 2006, 26: 2184–2191

Prediction of effective thermal conductivity of a porous capillary wick in a vapor chamber

DAN Dan¹, GUO ShaoLong², ZHANG YangJun¹, LI WeiFeng¹, XIE Yi³, LIAN HongKui⁴, ZENG ZeZhi¹, ZHUGE WeiLin¹ & QIAN YuPing¹

¹ State Key Laboratory of Automotive Safety and Energy, School of Vehicle and Mobility, Tsinghua University, Beijing 100084, China;

² Laboratoire de Mécanique, Modélisation & Procédés Propres, L'Université d'Aix-Marseille, Marseille M2P2, France;

³ School of Automotive Engineering, Chongqing University, Chongqing 400044, China;

⁴ Beijing Thermatech Co. Ltd., Beijing 100084, China

In this paper, a porous capillary wick in a vapor chamber is used as a research specimen and the influencing factors of effective thermal conductivity of the wick are theoretically analyzed. Based on the microstructure of the wick, which is randomly distributed with solid phase connection, three-dimensional diffusion limited aggregation models are reconstructed in this paper. The thermal conductivity of the gas in the confined space is calculated and the heat transfer characteristics under steady-state heat conduction are studied using numerical simulation. The results show that the thermal conductivity of the gas in the confined space is much lower than that in the free space, which is only 0.00986 W/(m K) under the atmospheric pressure. Besides, the thermal conductivity of the solid phase is 0.9 times that of the bulk material. The influence of different parameters on the effective thermal conductivity of the porous media is analyzed. The results show that the effective thermal conductivity of the capillary wick decreases with the increase in porosity, and the smaller the particle diameter is, the more significant is the trend. When the particle diameter is 40 μm and porosity is 0.4, the effective thermal conductivity is 12.14 W/(m K), which is about three times the corresponding thermal conductivity (3.89 W/(m K)) when the porosity is 0.7. The particle diameter also has a significant effect on the thermal conductivity of the porous capillary wick. In the case of small porosity, the effective thermal conductivity decreases with the increase in particle diameter, while in the case of larger porosity, the trend is opposite. The effective thermal conductivity of the capillary wick with porosity of 0.5 has deviation of 12.1% from the experimental value, which shows good adaptability of the proposed model.

vapor chamber, porous capillary wick, effective thermal conductivity, fractal structure, porosity

doi: [10.1360/SST-2019-0412](https://doi.org/10.1360/SST-2019-0412)