

中国工程热物理学会

传热传质学学术会议

论文集（上册）

二〇〇四

吉林

中国工程热物理学会编



中国工程热物理学会

传热传质学学术会议

论文集（上册）



Chinese Society of Heat and Mass Transfer

2004年

吉林

传热传质学学术会议论文集(上册) 目录

一. 热传导

- 043010 复相介质平稳随机场热传导方程的多尺度模型与计算.....曹礼群 罗剑兰(1)
- 043033 计及温度影响的散体有效导热系数模型.....
.....张海林 杨善让 徐志明 吴立锋(6)
- 043090 Methods for Measuring Thermal Transport Properties of Materials.....
.....Lars Hålldahl Jun Yan Chen Ao Chen(12)
- 043110 共轭梯度法求解双曲传热多宗量反问题.....薛齐文 杨海天(17)
- 043148 同伦正则化算法求解多宗量瞬态传热反问题.....薛齐文 杨海天 杜秀云(21)
- 043236 导热能力损耗的机理及其数学表述.....韩光泽 过增元(25)
- 043290 壁面对纳米管轴向导热影响的 MD 模拟与分析.....梁新刚 岳 宝(29)

二. 对流换热

- 043060 竖直圆管中超临界 CO₂ 在低雷诺数下对流换热的实验研究与数值模拟.....
.....徐轶君 姜培学 张 宇 任泽霁(33)
- 043084 翅片凸起对内翅片波纹管换热与阻力特性的影响.....
.....田 林 罗来勤 王秋旺(38)
- 043106 等流量法在回热器试验中的应用探讨.....
.....徐之平 王金锋 王志利 卢 枚 杨 茉 徐 敏(42)
- 043116 顶部送风二维方腔对流换热解的稳定性.....赵 明 杨 茉 顾岳贤(46)
- 043119 三维长方体腔内 BENARD 对流实验研究.....
.....杨 茉 郑臻轶 章立新(50)
- 043120 非稳态锯齿形通道周期性充分发展对流换热的数值模拟.....
.....卢 玫 马 奇 杨 茉 余 敏 徐之平(54)
- 043128 对流管束表面传热系数的研究.....孙扬喆 姜任秋 孙宝芝 李彦军(58)
- 043132 体积力作用下一维热声传热的理论研究.....
.....刘继平 严峻杰 邢秦安 陈国慧(62)
- 043138 TiO₂/丝光沸石光催化降解甲醛特性研究.....杨 瑞 莫金汉 张寅平(66)
- 043140 板型建材 VOC 多层散发参数影响.....王新轲 张寅平 胡汉平(70)
- 043143 硅熔体 Cz 结构浅池内热毛细对流转变滞后特性.....
.....李友荣 彭 岚 吴双应 曾丹苓 今石宣之(74)
- 043147 自然循环加热段内对流传热特性的实验研究.....
.....杨瑞昌 钟 勇 刘 涛 刘若雷(78)
- 043153 多头螺旋槽管壁面液膜掺混时的流动状态.....武雅洁 梅 宁 梁泽德(86)

- 043171 方腔内竖直板对流换热非线性特性的数值研究.....
张晓辉 杨 茉 余 敏 卢 玫 徐之平 章立新(92)
- 043172 肋对套管内耦合导热和对流换热的影响.....
刘明会 杨 茉 徐之平 卢 玫 章立新 余 敏 李 凌(96)
- 043174 圆管内潜热型功能流体对流换热的实验研究.....
郝英立 A. Khan Yong-X. Tao(100)
- 043212 不凝性气体存在下的自然对流冷凝研究.....李前宇 吴晓敏 王维城(106)
- 043214 竖直管道内湍流混合对流换热研究...刘 峰 姜培学 S.He J.D.Jackson(110)
- 043233 层流场协同方程的验证及其性质.....苏 欣 程新广 孟继安 过增元(114)
- 043237 板状激光介质热物性对其热效应的影响.....王军荣 闵敬春 宋耀祖(118)
- 043251 自然对流型 PCR 芯片的热分析与设计.....
薛 辉 王 玮 李志信 过增元(122)
- 043255 螺旋内肋管内对流换热的三维数值模拟.....
隋晓峰 孟继安 陈泽敬 李志信(127)
- 043268 通道内空气热磁对流的数值模拟.....周 冬 任建勋(131)
- 043269 水平圆管通道内热磁对流的实验研究.....杨昆仑 任建勋 周 东(135)
- 043273 旋转条件下带冷却通道的热驱动换热实验研究和冷却效果比较.....
杨 敏 常海萍 房治有(139)
- 043293 脉动横向射流特性.....李 蕾 吴海玲 彭晓峰(144)
- 043302 超临界压力下水在加热螺旋管内层流混和对流换热.....徐 峰 郭烈锦(148)
- 043319 垂直上升管内液体横掠流动传热特性研究.....胡志华 周芳德 杨燕华(155)

三. 相变换热

- 043001 环形狭缝中过冷沸腾空泡率的研究.....苏顺玉 黄素逸 王晓墨(161)
- 043004 水蒸气滴状冷凝过程的可视化实验研究.....
梁世强 陈 坚 方徐应 徐靖中 赵耀华(165)
- 043005 冷凝器动态性能仿真研究.....王武超 赵竞全(171)
- 043008 LHP 毛细芯工作性能和临界热流密度参数效应分析.....
姚 伟 张红星 丁 汀 苗建印 邵兴国(178)
- 043014 纳米颗粒悬浮在加热铂丝上的过冷沸腾.....李春辉 王补宣 彭晓峰(185)
- 043022 双模态过渡池沸腾实验研究.....赵建福 刘 刚 万世昕(189)
- 043028 基于固液相变的蠕动泵的可行性研究.....桂 林 刘 静(193)
- 043046 声空化影响沸腾换热的实验观察与分析.....
孙宝芝 姜任秋 淮秀兰 刘登瀛(198)
- 043067 边界识别法对气液传质理论的试验研究.....
赵 博 张 龙 李 彦 糕玉群 佟会玲 陈昌和(202)
- 043071 固定汽泡周围的机理.....柯道友 彭 楠 孟 勐 李 思(206)

043072	加热铂丝上运动汽泡产生的射流·····	柯道友 王 昊 彭晓峰	(211)
043073	过冷沸腾非均相汽泡界面特性分析·····	柯道友 王 昊 彭晓峰 王补宣	(215)
043089	液氮中导线加热丝的沸腾传热特性研究·····	任 欣 张 鹏 王如竹	(219)
043091	汽泡相互作用对沸腾模式转变的影响·····	柴立和 彭晓峰	(225)
043100	燃料电池阴极相变临界电流模拟·····	·····叶 芳 徐 榕 郭 航 马重芳 汪茂海	(231)
043133	热管式相变蓄热换热器储/放能过程中传热特性的实验研究·····	·····王增义 刘中良 马重芳	(235)
043134	无管道送风式相变蓄热地板电采暖系统热性能模拟研究·····	·····林坤平 张寅平 丁剑红 杨 睿 狄洪发 徐 煦	(239)
043135	相变乳状液物性及热物性的关键影响因素·····	·····徐 慧 杨 睿 张寅平 黄 哲 林 佳 王 馨	(243)
043136	相变乳状液单管层流流动特性实验研究·····	·····陈斌娇 王 馨 张寅平 徐 慧 杨 睿 俞晓睿 赵 勇	(247)
043139	高温相变蓄热电暖器散热量调节特性实验研究·····	·····刘 靖 王 馨 张寅平 狄洪发 江 亿	(251)
043141	掺杂对定形相变材料导热系数的影响·····	·····丁剑红 张寅平 王 馨 杨 睿 林坤平	(255)
043144	螺旋管内高压汽液两相强制对流沸腾传热·····	·····周云龙 王锦峰 赵雪峰 孙 斌 张 玲 洪文鹏 陈昕宽	(259)
043149	雾化喷射冷却的机理及模型研究·····	芦秋敏 雷树业 蔡奇新	(264)
043152	饱和液氮爆发沸腾实验与传热机理分析·····	董兆一 淮秀兰	(269)
043159	HC290 含油工质在水平微肋管内沸腾换热特性的实验研究·····	·····童明伟 严 嘉 杨 鹏	(273)
043162	水平梯度表面能材料表面上的滴状凝结换热系数·····	顾扬彪 廖 强	(279)
043180	滞止区内过冷液体喷流沸腾临界热流密度·····	秋雨豪 刘振华	(283)
043189	冰绕椭圆柱有限长接触的压力熔化·····	陈文振 黎浩峰 高 明 孙丰瑞	(288)
043192	平板式多孔芯冷凝器内工质流动与相变换热的 EOF 方法·····	·····邓芳芳 刘 伟 彭仕文 杨金国	(293)
043200	基于宏液层蒸发模型的池沸腾换热数值模拟·····	·····齐守良 张 鹏 尤国春 王如竹	(298)
043205	二氧化碳在细径管内的蒸发换热规律·····	·····吴晓敏 赵红艺 王维城 井 亮 张 亮	(303)
043211	微通道内二氧化碳流动沸腾传热特性·····	淮秀兰 Shigeru Koyama	(307)
043218	HC290 含油混合物水平微肋管内流动凝结换热的实验研究·····	·····董茂林 童明伟	(311)
043232	电场对气泡形态作用的分析计算·····	陈 凤 宋耀祖 陈 民	(317)

043242 表面自由能差对乙醇-水混合蒸气冷凝传热特征的影响.....	兰 忠 马学虎 张 宇 周兴东 白 涛 陈嘉宾(321)
043243 固液界面效应影响竖壁沟流波动研究.....	马学虎 兰 忠 王仁芳 周兴东 张 宇(326)
043244 引入固液界面效应的滴状冷凝传热模型.....	兰 忠 马学虎 张 宇 周兴东(331)
043253 水平微细管内流动沸腾换热的实验研究.....	王利宏 陈 民 辛公明 程 林(336)
043270 界面效应影响蒸汽冷凝传热的实验研究.....	马学虎 张 宇 兰 忠 周兴东 白 涛 陈嘉宾(340)
043271 蒸汽冷凝传热强化管性能的实验研究.....	马学虎 兰 忠 张 宇 周兴东 白 涛 陈嘉宾(344)
043276 不同工质中汽泡周围电场特性研究.....	董 伟 李瑞阳 郁鸿凌 黄 烜(348)
043291 重力场中毛细热管的传热特性研究.....	栾 涛 曲 燕 程 林(352)
043294 核化区内气泡特性可视化实验研究.....	叶 萍 吴海玲 彭晓峰(356)
043295 一种新的相变材料及其稳定性的实验研究.....	李 晶 刘中良 崔文成 马重芳(360)
043307 水平螺旋槽管壁面升膜形成机理的研究.....	李 艳 梅 宁(364)
043317 四种纯工质池核沸腾换热实验研究.....	孙兆虎 公茂琼 李志坚 吴剑峰(370)
043318 相变储热/辐射器式热沉传热特性数值模拟.....	王 晔 韩海鹰 杨春信(376)

四. 多孔介质传热传质

043061 多孔介质融化相变自然对流数值模拟.....	卢 涛 姜培学(381)
043062 微细多孔介质中流动及换热实验研究.....	胥蕊娜 姜培学 李 勐 郭 楠(386)
043154 多孔介质有效导热系数的空间正整化模型.....	黄犊子 樊栓狮(390)
043157 土壤盐分运移温度效应的数值研究.....	范爱武 刘 伟 许国良(395)
043179 多孔介质里弯曲毛细管的分形维数.....	郁伯铭(400)
043194 植物根系防真及根系对土壤湿分迁移的影响.....	金 弋 刘 伟 郭田华 杨金国(404)
043195 土壤水分运移温度效应的数值研究.....	范爱武 刘 伟 陈丽湘 许国良(409)
043197 土壤中水、热、盐耦合运移的研究.....	刘炳成 刘 伟 许国良(413)
043203 污泥干燥过程的分形特性.....	柴立和 马德刚(418)
043209 耦合扩散效应对多孔介质热质传递的影响.....	陈宝明 张立强 赵仕琦(423)
043210 短脉冲激光加热含湿多孔介质瞬态观测.....	金仁喜 淮秀兰(428)
043264 多孔介质高强度传热传质的理论研究.....	金仁喜 淮秀兰(432)
043274 离心力场下多孔介质中自然对流的稳定性分析.....	夏 捷 常海萍(436)
043275 纵向波纹板隔热屏换热特性的数值研究.....	唐 婵 常海萍(441)

五. 辐射换热

- 043002 多普勒漂移对超音速燃气流光辐射特性计算的影响.....
.....董士奎 贺志宏 帅 永 谈和平(446)
- 043036 DRESOR 法对平行入射辐射问题的研究.....程 强 周怀春(452)
- 043038 煤粉炉内火焰辐射黑度的检测与分析.....娄 春 周怀春 姜志伟(458)
- 043074 辐射换热的分区计算研究.....齐 宏 阮立明 谈和平(463)
- 043075 吸收散射性介质内辐射导热耦合换热的有限元法.....
.....安 巍 阮立明 齐 宏(467)
- 043095 管内两层介质扩散下层流入口段的辐射—对流耦合换热研究.....
.....任德鹏 夏新林 谈和平(471)
- 043096 吸收性半透明边界面下正弦折射率介质层内的热辐射传递特性.....
.....夏新林 任德鹏 谈和平(476)
- 043098 波瓣喷管红外辐射特性的数值模拟.....
.....王平阳 张靖周 单 勇 董士奎 亓雪芹(482)
- 043109 半透明薄膜的光谱辐射特性研究.....黄 勇 梁新刚(486)
- 043127 双向蒙特卡罗法模拟参与性介质中的耦合换热.....
.....帅 永 董士奎 刘林华 谈和平(490)
- 043164 吸收散射介质内辐射传输的有限元模拟.....刘林华(496)
- 043169 温室覆盖材料的热学性质.....李惟毅 韦雪松(500)
- 043186 灰体空间内非灰气体辐射的段法模型.....聂宇宏 刘 勇 陈海耿(505)
- 043308 漫反射各向异性散射介质内的温度热流场.....易红亮 谈和平(510)
- 043309 镜反射各向异性散射介质内的温度热流场.....易红亮 谢 鸣 谈和平(517)

六. 微小尺度传热

- 043007 微槽内 FC-72 流动阻力特性实验研究.....谢永奇 余建祖 赵增会(523)
- 043011 倾斜表面流动液膜动力特性分析.....刘宏波 王晓东 彭晓峰(528)
- 043023 同位素燃料驱动型 MEMS 热电力芯片的传热和效率问题研究.....
.....白晓丹 刘 静(532)
- 043031 固液两相流中微对流强化的机理分析与数值模拟.....赵镇南 郝 睿(536)
- 043050 边界条件与分子排布的对应关系.....李玉秀 徐进良(540)
- 043054 接触热阻的微尺度模拟.....张伟清 宣益民 韩玉阁(547)
- 043058 低沸点混合物微尺度管内流动沸腾特性实验研究.....
.....马虎根 胡自成 罗 行 李美玲(551)
- 043070 微颗粒布朗运动的 LBM 数值模拟.....陈 君 彭晓峰(556)
- 043083 压缩性和稀薄性对微通道内气体流动与换热的影响.....
.....索晓娜 王秋旺 罗来勤(560)
- 043094 窄缝通道中液氮的临界热流密度实验研究.....
.....张 鹏 尤国春 任 欣 王如竹(564)

043126	微尺度效应对脉动热管传热和运行的影响·····	曲 伟 丁铁新 傅忠传(568)
043158	液体 CO ₂ 在毛细管内的质量流量及临界流实验研究·····	严 嘉 童明伟(572)
043184	硅基微通道中层流换热的实验研究·····	甘云华 徐进良 李玉秀 李银惠(577)
043191	气体水合物在纳米流体中的生成过程·····	·····梁德青 李金平 郭开华 王如竹 樊栓狮(583)
043213	固态金属中声子热传递的分子动力学模拟研究·····	袁世平 姜培学(590)
043231	单晶硅纳米薄膜面向热导率尺寸效应的理论分析·····	肖 鹏 李志信(594)
043235	亚微米 DSOI MOSFET 非平衡热电耦合模拟·····	段传华 梁新刚(599)
043246	变截面微小通道传热特性的研究·····	杨卫华 张靖周 程惠尔(603)
043256	纳米结构表面浸润性质的分子动力学研究·····	曹炳阳 陈 民 过增元(607)
043258	纳米悬浮液热导率测量及其预测模型的探讨·····	李泽梁 李俊明 王补宣(611)
043259	分散剂对纳米颗粒悬浮液粘度及热导率的影响·····	李泽梁 李俊明 王补宣(616)
043260	分散剂对碳纳米管悬浮液热导率的影响·····	李泽梁 李俊明 王补宣(621)
043262	硅纳米薄膜法向热导率的进一步分析·····	王增辉 李志信(626)
043279	颗粒聚集对纳米流体强化换热影响浅析·····	薛文胥 王 玮 闵敬春(630)
043286	微型管内流动特性的实验研究·····	刘志刚 赵耀华(634)
043287	非接触式温度测量方法在微尺度实验中的应用·····	刘志刚 赵耀华(638)
043289	微管内流动沸腾流型的可视化研究·····	颜晓红 赵耀华(642)

七. 生物换热

043026	基于神经元电响应的热舒适性评价理论·····	吕永钢 刘 静(646)
043027	生物组织电穿孔中的热效应研究·····	邓中山 刘 静(650)
043030	大血管散热导致射频热疗局部温度场畸变的研究·····	赵镇南 李丰彤(654)
043114	生物膜滴滤床内温度分布特性实验研究·····	·····田 鑫 朱 恂 廖 强 李雷霆(658)
043156	LITT 的数值模拟和实验研究·····	江世臣 张学学(663)
043160	肿瘤微波热疗的温度场预示及热损伤研究·····	·····朱光明 刘 伟 彭仕文 杨 昆(667)
043193	一种测量生物组织热导率的新方法·····	杨 昆 刘 伟 杨金国(672)
043207	基于三点法的柱状生物活体组织热特性参数估计·····	·····乐 恺 张欣欣 于 帆(676)
043297	母乳常温及低温保存期的研究·····	谷雪莲 周国燕 华泽钊(682)
043299	兔主动脉搏比热测量·····	周国燕 胥 义 高 才 胡桐记 华泽钊(686)
043300	兔主动脉搏冻结膨胀行为及其影响因素·····	胥 义 周国燕 高 才 华泽钊(690)
043310	低温保护剂水溶液水合性质的 DSC 研究·····	·····胡桐记 高 才 周国燕 胥 义 华泽钊(694)
043311	静电场对红细胞悬液冻结特性的影响·····	陈 程 陶乐仁 华泽钊(698)

复相介质平稳随机场热传导方程的多尺度 模型与计算

曹礼群

(中国科学院数学与系统科学研究院计算数学与科学工程计算所,
北京, 100080, Tel: (010)62627034(o), E-mail: clq@lsec.cc.ac.cn)

罗剑兰

(北京航空航天大学物理系, 北京, 100083, Tel: (010)
62537608(h), E-mail: luojianlan@hotmail.com)

摘要: 本文讨论复相介质(含孔洞)的热传导问题,其中几何形状,大小和材料分布形态构成一平稳随机场,针对这一问题,提出多尺度模型和算法,并给出数值实验结果.

关键词: 复相介质, 多孔固体材料, 热传导方程, 平稳随机场, 多尺度模型, 有限元方法.

1. 引言

复合材料与多孔固体材料(又称泡沫材料)因其具有优良的物理、力学和热性能,在航空航天等许多领域有着十分广泛的应用.例如金属/金属陶瓷,金属/金属间化合物等微层板复合材料兼有金属韧性和陶瓷的强度和化学稳定性,可用来替代PM2000, INCONEL617等高温合金作为空天飞行器防热盖板,又如泡沫材料的低导热率则可用于理想的隔热件.有关复合材料和泡沫材料传热特性理论模型与计算,国内外已有较多的学者开展了这方面的研究.大部分研究工作集中在复合材料和泡沫材料有效导热系数的计算,如简单组合法,折算组合法,一般换热当量组合法等工程方法,参见文[1,2,3],以及数学上的均匀化方法,参见文[4,5].而关于复合材料和泡沫材料及其结构温度场的计算文献相对而言要少些,文[6,7,8,9]针对不同的情况,提出了计算温度场的多尺度模型和计算方法.

本文针对复合材料与泡沫材料及其结构的热特性,如导热系数,密度函数,比热函数与几何形态,如孔隙形状,大小和就位性是空间和时间坐标的随机函数这一实际问题,结合确定性传热问题的多尺度模型和平稳随机场谱分解理论(即Karhunen-Loeve展开式),提出了复相介质(含孔洞)平稳随机场热传导方程的多尺度模型及计算方法,并给出数值实验结果.

依照Einstein 约定,重复的下标表明对该下标求和.

⁰. 国家自然科学基金资助项目(批准号: 10372108) 和国家重点基础研究发展规划资助项目(批准号: TG2000067102)

本文讨论下列复相介质(含孔洞)平稳随机场热传导方程:

$$\begin{cases} \rho(\frac{x}{\varepsilon}, t, \omega) c(\frac{x}{\varepsilon}, t, \omega) \frac{\partial u^\varepsilon(x, t, \omega)}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x_i} (k_{ij}(\frac{x}{\varepsilon}, t, \omega) \frac{\partial u^\varepsilon(x, t, \omega)}{\partial x_j}) \\ = S_\phi(t), (x, t, \omega) \in \Omega \times (0, T) \times \Theta \\ u^\varepsilon(x, t, \omega) = f(x, t), (x, t, \omega) \in \Gamma_1 \times (0, T) \times \Theta \\ \sigma_\varepsilon(u^\varepsilon) \equiv -\nu_i k_{ij} \frac{\partial u^\varepsilon(x, t, \omega)}{\partial x_j} = g(x, t), (x, t, \omega) \in \Gamma_2 \times (0, T) \times \Theta \\ u^\varepsilon(x, 0, \omega) = 0 \end{cases} \quad (1)$$

其中 $\rho(\frac{x}{\varepsilon}, t, \omega)$, $c(\frac{x}{\varepsilon}, t, \omega)$, $k_{ij}(\frac{x}{\varepsilon}, t, \omega)$ 分别表示密度函数, 比热函数和导热系数, $S_\phi(t)$ 是内热源, 是时间 t 的函数, $u^\varepsilon(x, t, \omega)$ 是温度函数, $f(x, t)$, $g(x, t)$ 是给定的函数. Γ_1, Γ_2 分别是第一和第二类边界. 假设: (1). 令 $\xi = \varepsilon^{-1}x$, $\rho(\xi, t, \omega)$, $c(\xi, t, \omega)$, $k_{ij}(\xi, t, \omega)$ 关于 ξ 是 1-周期的有界函数, 该条件可放宽到分区周期的; (2). 导热系数矩阵 $(k_{ij}(\xi, t, \omega))$ 是对称正定的, $\rho(\frac{x}{\varepsilon}, t, \omega) \geq \rho_0 > 0$, $c(\frac{x}{\varepsilon}, t, \omega) \geq c_0 > 0$, $\forall (x, t, \omega) \in \Omega \times (0, T) \times \Theta$; (3). 相容性条件: $f(x, 0) = 0$, $x \in \Gamma_1$. 另外, $\Omega \subset R^n$, $n = 2, 3$ 是实际物理区域. $(\Theta, \mathcal{F}, P)$ 是一个概率测度空间. 密度函数, 比热函数和导热系数均是该概率测度空间中一些随机函数, 且是平稳随机场. 注意多孔介质若不讨论流体的流动, 可视为复相介质.

2. 复合概率测度空间中的次序正交分解(见文[11])

一般而言, 与时间相关的随机性称为时域随机性, 与空间相关的随机性称为场域随机性, 且认为它们是彼此相互独立的. 当同时考虑时域随机性与场域随机性时, 随机结构系统反应所构成的随机函数空间具有两种测度, 时域概率测度和场域概率测度, 其中时域概率测度通过 Karhunen-Loeve 分解式(见文[12])得到的独立随机变量集合的概率分布密度函数确定. 而场域概率测度由结构参数随机场通过 Karhunen-Loeve 分解式所得独立随机变量集合的概率分布密度函数确定. 具体地说, 记时域概率空间的协方差函数为 $K(t_1, t_2)$, 它是一个有界, 对称且非负定的函数, 依照 Fourier 分析知:

$$K(t_1, t_2) = \sum_{m=1}^{\infty} \mu_m g_m(t_1) g_m(t_2)$$

其中 $(\mu_m, g_m(t))$ 分别是下列第二类 Fredholm 积分方程的特征值和特征向量:

$$\int_0^T K(t_1, t_2) g_m(t_1) dt_1 = \mu_m g_m(t_2)$$

其中 $\{g_m(t)\}_0^\infty$ 构成一完备正交函数系, 则对于一般均值为零的随机过程 $X(t, \omega_1)$ 可表示为:

$$X(t, \omega_1) = \sum_{m=1}^{\infty} \zeta_m(\omega_1) \sqrt{\mu_m} g_m(t) \quad (2)$$

同理, 设场域概率空间的协方差函数为 $C(x_1, x_2)$, 它是一个有界, 对称且非负定的函数, 且

$$C(x_1, x_2) = \sum_{n=1}^{\infty} \lambda_n f_n(x_1) f_n(x_2)$$

其中 $(\lambda_n, f_n(x))$ 分别是下列第二类Fredholm 积分方程的特征值和特征向量:

$$\int_{\Omega} C(x_1, x_2) f_n(x_1) dx_1 = \lambda_n f_n(x_2)$$

其中 $\{f_n(x)\}_0^\infty$ 构成一完备正交函数系, 则对于一般均值为零的随机过程 $W(x, \omega_2)$ 可表示为:

$$W(x, \omega_2) = \sum_{n=1}^{\infty} \eta_n(\omega_2) \sqrt{\lambda_n} f_n(x) \quad (3)$$

因此对于同时考虑时域和场域复合概率测度空间中的随机函数 $Y(x, t, \omega) = X(t, \omega_1) \cdot W(x, \omega_2)$, $\omega = (\omega_1, \omega_2)$ 一般地可表示为:

$$Y(x, t, \omega) = \sum_{m,n=1}^{\infty} \zeta_m(\omega_1) \eta_n(\omega_2) \sqrt{\lambda_n \mu_m} f_n(x) g_m(t) \quad (4)$$

其中 $\zeta_m(\omega_1) = \frac{1}{\mu_m} \int_0^T X(t, \omega_1) g_m(t) dt$, 和 $\eta_n(\omega_2) = \frac{1}{\lambda_n} \int_{\Omega} W(x, \omega_2) f_n(x) dx$.

3. 多尺度模型与计算步骤

设 $\rho c(\frac{x}{\varepsilon}, t, \omega) = \overline{\rho c}(\frac{x}{\varepsilon}, t) + \delta(\rho c)$, $k_{ij}(\frac{x}{\varepsilon}, t, \omega) = \bar{k}_{ij}(\frac{x}{\varepsilon}, t) + \delta k_{ij}$, $u^\varepsilon(x, t, \omega) = \bar{u}^\varepsilon(x, t) + \delta u^\varepsilon$, 其中 $\overline{\rho c}(\frac{x}{\varepsilon}, t)$, $\bar{k}_{ij}(\frac{x}{\varepsilon}, t)$, $\bar{u}^\varepsilon(x, t)$ 分别表示相应函数的数学期望, 而 $\delta(\rho c)$, δk_{ij} , δu^ε 分别表示相应函数的随机扰动部分, 本文假设是小随机扰动.

将上述关系式代入方程(1), 并比较方程两边量的大小, 消去高阶量, 得到下列方程:

$$\begin{cases} \overline{\rho c}(\frac{x}{\varepsilon}, t) \frac{\partial \bar{u}^\varepsilon(x, t)}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{k}_{ij}(\frac{x}{\varepsilon}, t) \frac{\partial \bar{u}^\varepsilon(x, t)}{\partial x_j}) \\ = S_\phi(t), (x, t) \in \Omega \times (0, T) \\ \bar{u}^\varepsilon(x, t) = f(x, t), (x, t) \in \Gamma_1 \times (0, T) \\ \sigma_\varepsilon(\bar{u}^\varepsilon) \equiv -\nu_i \bar{k}_{ij} \frac{\partial \bar{u}^\varepsilon(x, t)}{\partial x_j} = g(x, t), (x, t) \in \Gamma_2 \times (0, T) \\ \bar{u}^\varepsilon(x, 0) = 0 \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{cases} \overline{\rho c}(\frac{x}{\varepsilon}, t) \frac{\partial (\delta u^\varepsilon(x, t, \omega))}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{k}_{ij}(\frac{x}{\varepsilon}, t) \frac{\partial (\delta u^\varepsilon(x, t, \omega))}{\partial x_j}) \\ = \mathcal{R}^\varepsilon(x, t, \omega), (x, t, \omega) \in \Omega \times (0, T) \times \Theta \\ \delta u^\varepsilon(x, t, \omega) = 0, (x, t, \omega) \in \Gamma_1 \times (0, T) \times \Theta \\ \sigma_\varepsilon(\delta u^\varepsilon) \equiv -\nu_i \bar{k}_{ij} \frac{\partial (\delta u^\varepsilon(x, t, \omega))}{\partial x_j} = 0, (x, t, \omega) \in \Gamma_2 \times (0, T) \times \Theta \\ \delta u^\varepsilon(x, 0, \omega) = 0 \end{cases} \quad (6)$$

其中 $\mathcal{R}^\varepsilon(x, t, \omega) = -\delta(\rho c) \frac{\partial \bar{u}^\varepsilon(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\delta k_{ij} \frac{\partial \bar{u}^\varepsilon(x, t)}{\partial x_j})$.

有关方程(5)的多尺度计算可具体参考文[9]中第4.5节. 下面重点介绍方程(6)的多尺度求解. 为讨论简便起见, 此处假设 $\delta(\rho c) = 0$, $\delta k_{ij} = 0$, $i \neq j$, $\delta k_{11} = \delta k_{22} = \delta k_{33}$. 根据第2节Karhunen-Loeve 分解式知,

$$\delta k_{11}(x, t, \omega) = \sum_{m,n=1}^{\infty} \zeta_m(\omega_1) \eta_n(\omega_2) \sqrt{\lambda_n \mu_m} f_n(\frac{x}{\varepsilon}) g_m(t) \quad (7)$$

记

$$\delta u^\varepsilon(x, t, \omega) = \sum_{m,n=1}^{\infty} \zeta_m(\omega_1) \eta_n(\omega_2) \bar{\delta}_{m,n} u^\varepsilon(x, t) \quad (8)$$

$$\begin{cases} \overline{\rho c}(\frac{x}{\varepsilon}, t) \frac{\partial(\bar{\delta}_{n,m} u^\varepsilon(x, t))}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{k}_{ij}(\frac{x}{\varepsilon}, t) \frac{\partial(\bar{\delta}_{n,m} u^\varepsilon(x, t))}{\partial x_j}) \\ = \sqrt{\lambda_n \mu_m} f_n(\frac{x}{\varepsilon}) g_m(t) \sum_{i=1}^3 \frac{\partial^2 \bar{u}^\varepsilon(x, t)}{\partial x_i^2}, \quad (x, t) \in \Omega \times (0, T) \\ \bar{\delta}_{n,m} u^\varepsilon(x, t) = 0, \quad (x, t) \in \Gamma_1 \times (0, T) \\ \sigma_\varepsilon(\bar{\delta}_{n,m} u^\varepsilon) \equiv -\nu_i \bar{k}_{ij} \frac{\partial(\bar{\delta}_{n,m} u^\varepsilon(x, t))}{\partial x_j} = 0, \quad (x, t) \in \Gamma_2 \times (0, T) \\ \bar{\delta}_{n,m} u^\varepsilon(x, 0) = 0 \end{cases} \quad (9)$$

由于是小随机扰动,所以求解方程(9)仅需采用均匀化方法,即在一个粗网格下求解下列方程:

$$\begin{cases} \langle \overline{\rho c} \rangle \frac{\partial \bar{\delta}_{n,m} u^0(x, t)}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x_i}(\hat{k}_{ij}(\frac{x}{\varepsilon}, t) \frac{\partial(\bar{\delta}_{n,m} u^0(x, t))}{\partial x_j}) \\ = \sqrt{\lambda_n \mu_m} \langle f_n \rangle g_m(t) \sum_{i=1}^3 \frac{\partial^2 \bar{u}^0(x, t)}{\partial x_i^2}, \quad (x, t) \in \Omega \times (0, T) \\ \bar{\delta}_{n,m} u^0(x, t) = 0, \quad (x, t) \in \Gamma_1 \times (0, T) \\ \sigma_\varepsilon(\bar{\delta}_{n,m} u^0) \equiv -\nu_i \bar{k}_{ij} \frac{\partial(\bar{\delta}_{n,m} u^0(x, t))}{\partial x_j} = 0, \quad (x, t) \in \Gamma_2 \times (0, T) \\ \bar{\delta}_{n,m} u^0(x, 0) = 0 \end{cases} \quad (10)$$

其中 $\langle u \rangle = \frac{1}{|Q|T} \int_0^T \int_Q u(\xi, t) d\xi dt$, $\hat{k}_{ij} = \frac{1}{|Q|T} \int_0^T \int_Q [\bar{k}_{ij}(\xi, t) + \bar{k}_{il}(\xi, t) \frac{\partial N_j(\xi)}{\partial \xi_l}] d\xi dt$, 而 $N_j(\xi)$ 的定义参见文[9]第4节方程(3), $u^0(x, t)$ 是方程(1)相应的均匀化方程的温度函数, 参见文[9]第4节方程(5).

4. 数值结果

本节给出三维复相介质随机结构有效导热系数的数值计算结果. 假设对每一个随机抽样, 产生一个周期结构, 显然这每一个周期结构材料分布形态是彼此不同的. 设每一个周期结构的基本单胞是按照下列方式形成的: 将10个小椭球随机地放到立方体 $[0, 10]^3$ 中. 一般而言, 共有10个独立的随机变量: 1. 椭球中心3个分量坐标: (x, y, z) ; 2. 三个椭球半轴的长度: a, b, c ; 3. 四个夹角变量, 长半轴与坐标轴的两个独立夹角: α_1, β_1 , 以及其中一个短半轴与坐标轴的两个独立夹角 α_2, β_2 . 假设 (x, y, z) 在立方体 $[0, 10]^3$, a, b, c 在 $[0.4, 0.6] \times [0.3, 0.5] \times [0.3, 0.5]$, $\alpha_1, \beta_1, \alpha_2, \beta_2$ 在 $[0, 2\pi) \times [0, 2\pi) \times [0, 2\pi) \times [0, 2\pi)$ 中均满足一致均匀概率分布.

因篇幅所限, 仅给出其中一种情况的结果. 假设小椭球与基体材料的导热系数张量分别是:

$$\text{椭球 } A^{(1)} = \begin{pmatrix} 0.001 & 0 & 0 \\ 0 & 0.001 & 0 \\ 0 & 0 & 0.001 \end{pmatrix}; \quad \text{基体 } A^{(0)} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

则数值计算得到复相介质随机结构有效导热系数张量

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} 0.9961 & -0.000087 & -0.000015 \\ -0.00629 & 0.9961 & -0.000055 \\ -0.000015 & -0.000055 & 0.996 \end{pmatrix}$$

5. 结论

本文针对复相介质(含孔洞)平稳随机场热传导方程,结合确定性问题的均匀化多尺度方法与平稳随机场的谱分解理论,即Karhunen-Loeve 展开式,提出求解此类问题的多尺度算法,并给出数值实验结果.具体过程如下:一.利用确定性问题的多尺度方法,求解方程(5),具体参见文[9];二.利用确定性问题的均匀化方法分别求解方程(9)(或(10)),按式(8)组合求得 $\delta u^\varepsilon(x, t, \omega)$,综合得到 $u^\varepsilon(x, t, \omega) = \bar{u}^\varepsilon(x, t) + \delta u^\varepsilon(x, t, \omega)$.

参考文献

- [1] 王补宣著,工程传热传质学,上下册,科学出版社,1998.
- [2] 林瑞泰著,多孔介质传热传质引论,科学出版社,1995.
- [3] Gibson L.J., Ashby M.F., Cellular Solids: Structure and Properties, Second Edition, University of Cambridge, 1997(有中译本)
- [4] Bensoussan A., Lions J.L., Papanicolaou G., Asymptotic Analysis of Periodic Structures, North-Holland, Amsterdam, 1978.
- [5] 程耿东,刘书田,单向纤维复合材料导热性预测,复合材料学报, 13(1): 78-85, 1996.
- [6] Bourget J.F., Numerical experiments to the homogenization method for operators with periodic coefficients, Lecture Notes in Mathematics, Vol.705, Springer, Berlin, 330-356.
- [7] 曹礼群, 罗剑兰, 多孔复合介质周期结构热传导和质扩散问题的多尺度数值方法, 工程热物理学报(2000), 21(5): 610-614.
- [8] 罗剑兰,曹礼群, 随机多孔复相介质稳态温度场的多尺度数值模拟, 工程热物理学报(2001), 22(5): 593-596.
- [9] 曹礼群, 罗剑兰,复相介质及界面结构温度场跨尺度计算, 工程热物理学报(2004), 接受发表.
- [10] L.Q. Cao, J.Z. Cui, J.L. Luo, Multiscale asymptotic expansion and a post-processing algorithm for second-order elliptic problems with highly oscillatory coefficients over general convex domains, J.Comp. and Appl. Math., (2003), 157: 1-29.
- [11] 李杰著,随机结构系统—分析与建模,科学出版社,1996.
- [12] R.G.Ghanem, P.D.Spanos, Stochastic Finite Element- A Spectral Approach, Springer, Berlin, 1991

计及温度影响的散体有效导热系数模型

张海林¹ 杨善让² 徐志明² 吴立锋²

(1. 华北电力大学, 河北 保定 071003; 2. 东北电力学院, 吉林 132012)

Tel: 0432-4891094; E-mail: zhangh1xf@sohu.com

摘要: 本文导出了基于逾渗理论的计及温度影响的散体有效导热系数计算模型, 并对 SiC、SiO₂ 和煤灰等散体材料在自行研制的实验系统上测量了其在 50~600℃ 范围内的有效导热系数。结果表明: 实验值与模型预测值吻合良好, 这三种散体材料的有效导热系数都随温度的增加而增大。

关键词: 辐射 散体 导热系数 逾渗

1. 前言

许多工业生产过程中, 经常会碰到诸如: 自然堆积的颗粒状物料的干燥、粮食的储存、化工生产中的流化床料层、绝热填料、锅炉尾部受热面积灰等涉及散体导热系数的确定问题。散体属于一种特殊形式的多孔介质, 与传统的多孔介质相比, 二者既有相同之处, 也有不同之处^[1], 可以归入无固体骨架的多孔介质。由于散体结构及其组成颗粒几何特性的复杂、多样, 是大量随机过程的综合, 具有显著的不确定性, 几何特性难以用欧氏几何加以量化, 致使其传热过程机理不清, 难以精确确定其有效导热系数。

散体有效导热系数和散体颗粒的物理特性及其几何结构参数, 诸如导热性能、辐射特性、孔隙率、孔隙尺寸、孔隙几何形状等密切相关^[2], 在一定条件下, 对流、辐射也对散体的传热性能有贡献^[3]。研究表明: 多孔介质仅当孔隙中的流体处于静止态或流动甚缓, 颗粒平均直径不超过 4~6mm 或孔隙当量直径小于 5mm 的情形下, 才可以不考虑对流对有效导热系数的影响^[4]。而 Aduda^[5]则指出只有环境温度低于 300℃ 时, 辐射的贡献才可忽略。

在前人研究^[1,6~10]的基础上, 本文提出了基于逾渗理论的计及辐射贡献的散体有效导热系数模型; 并且针对孔隙中流体的导热机理, 引入了一个无量纲参数 ϕ 。Yagi^[11]和 Zumbrunnen^[8]虽都在自己的模型中引入了该无量纲参数, 但未见有明确合理的物理诠释。

本文还通过自行开发的实验装置测量了 SiC、SiO₂、以及煤灰等有明显应用背景的散体材料的有效导热系数随温度的变化, 其中既包含了散体材质本身导热性能随温度的变化, 又包含了辐射的耦合影响。测量结果与逾渗模型预测值对比结果表明: 二者一致程度远比已有诸模型^[5,12]好, 限于篇幅, 我们将另文阐述。

2. 预测模型

热流在散体介质中的传导可与多孔介质中流体以及随机阻抗网络中电流的传导相比拟, 可用渗流模型对其进行描述。散体的热传导与二者的传导形式虽有不同, 但从无序介质的传递形式上看, 又有共同之处, 都是在一定的场驱动作用下能量或质量的转移。

由于所研究散体颗粒直径通常在 4mm 以下, 故可忽略散体孔隙中对流换热对散体传热的影响。而对高温下辐射的贡献, 可根据欧姆定律, 认为孔隙中流体 (本文中为空气) 的导热与孔隙表面材料辐射是并联关系, 二者共同构成了孔隙中流体的有效热传递。按照渗流模型, 散体中热流的传导可分为两种状态: 当散体颗粒的填充概率小于渗流相变点 P_c 时, 散体颗粒不能形成连通集团, 热流以颗粒与孔隙相串联的方式传导; 当散体颗粒的填充概率高于 P_c 时, 颗粒相才形成连通集团, 热流以颗粒与孔隙相并联的方式进行传递。其模型的具体表达式为:

$$k = \begin{cases} a_1 k_{fe} \left(\frac{k_s}{k_{fe}} \right)^{\frac{s}{s+\mu}} V^\mu + k_{fe} \left(\frac{k_s}{k_{fe}} \right)^{\frac{s}{s+\mu}} & P > P_c \\ k_{fe}^{\frac{\mu}{s+\mu}} k_s^{\frac{s}{s+\mu}} & P = P_c \\ k_{fe} \left(\frac{k_s}{k_{fe}} \right)^{\frac{s}{s+\mu}} \left(\frac{a_3}{V + a_4} \right)^s & P < P_c \end{cases} \quad (1)$$

其中, a_1 、 a_2 、 a_3 和 a_4 为系数, V 是逾渗标度律成立情况下的一个无量纲量, 它们的表达式分别为:

$$a_1 = (1 - P_c)^{-\mu} - [(1 - P_c) \left(\frac{k_s}{k_{fe}} \right)^{\frac{1}{s+\mu}}]^{-\mu} \quad (2)$$

$$a_2 = 1 \quad (3)$$

$$a_3 = \left[\frac{P_c}{1 - \left(\frac{k_s}{k_{fe}} \right)^{\frac{1}{s+\mu}}} \right]^s \quad (4)$$

$$a_4 = \frac{P_c}{1 - \left(\frac{k_s}{k_{fe}} \right)^{\frac{1}{s+\mu}}} \quad (5)$$

$$V = (|P - P_c|) \left(\frac{k_s}{k_{fe}} \right)^{\frac{1}{s+\mu}} \quad (6)$$

k_{fe} 为孔隙中流体有效导热系数, 可根据欧姆定律, 认为孔隙中空气的导热与孔隙表面材料辐射是并联关系:

$$k_{fe} = k_f / \phi + 4 \times 0.46 \sigma \varepsilon D T^3 \quad (7)$$

渗流相变点 P_c 可通过文献[6]中提到的修正后的重整化群方程得到, 临界指数 μ 可根据临界渗流网络关系式得到^[13], 临界指数 s 在三维欧氏空间为 $s = 0.963$, 无量纲参数 ϕ 的意义可按照定义理解为孔隙有效导热长度与孔隙特征尺度的比。这是由于在散体孔隙中, 流体的热传导方向常常不像有序介质那样与特征尺度相一致。定性来看, 散体颗粒堆积越密, 即分形维数越大, 热传导方向上的孔隙尺寸与孔隙特征尺度差别越小, ϕ 值越大。 ϕ 的大小可按照文献[8]中方法确定, 即在低温下不考虑辐射贡献时获得, 然后在整个温度范围内, 保持该值相同。至于它和分形维数之间的定量联系, 还有待于进一步研究。

3. 实验结果与讨论

实验采用断热线法测量了自然堆积的 SiC、SiO₂ 粉末和煤灰在 50-600℃ 范围内的有效导热系数。断热线法是对传统热线法进行改进后的一种测量材料导热系数的方法^[14], 该方法既保持了经典热线法的优点, 又很好地解决了热线加热电路同测量电路共地问题, 消除了干扰信号的影响, 避免了热线加热电流引起测温热电偶的附加电势等问题。赵晓彤等^[15]利用断热线法测量了室温下自然堆积粉煤灰的导热系数, 得出了有启发意义的结论。

实验系统如图 1 所示, 主要包括: 功率可调的电加热炉, 用以创造测量的环境温度 (50-600℃); 温度控制箱, 用以控制、稳定电加热炉内温度; 金属容器, 用以盛装被测

散体材料样品, 热线安装在容器中心线上, 三支 K 型热电偶安装在热线的一侧, 并与热线在同一水平面上, 一支紧贴热线, 另一支紧贴容器内壁, 第三支在二者中间位置, 外面两支起参考作用, 用以决策样品内温度是否达到均衡, 紧贴热线的是测量用热电偶, 所有这些都放置在电加热炉内, 以

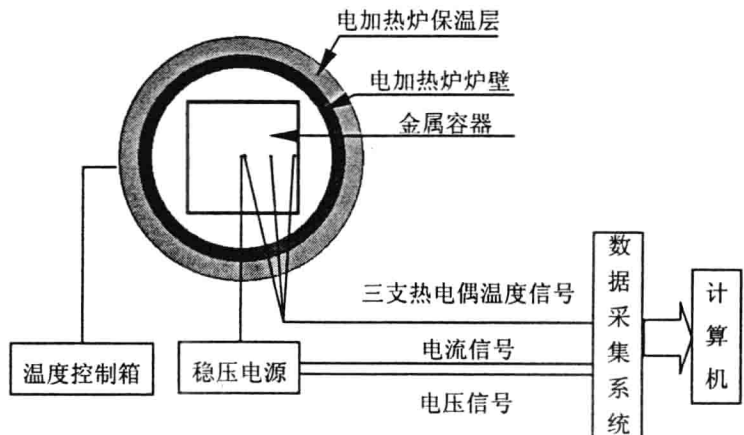


图 1 实验系统简图

实现不同温度下的测量；893 数据采集系统，实现了数据实时在线采集。

在每次实验之前，实验样品都要在电热干燥箱中干燥 12 小时，干燥温度 120℃，以去除所含水份的影响。实验测量结果经由计算机采集、处理而示于图 2~7。

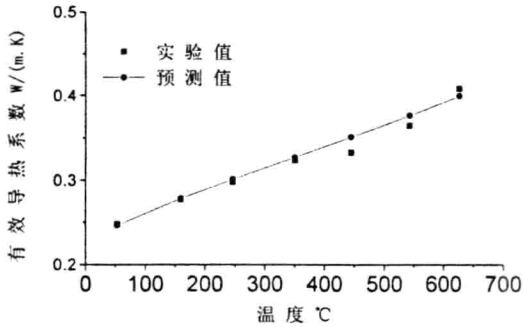


图 2 SiC ($D=0.18\text{mm}$, $D_f=2.17$, $\phi=0.62$)
有效导热系数随温度的变化关系

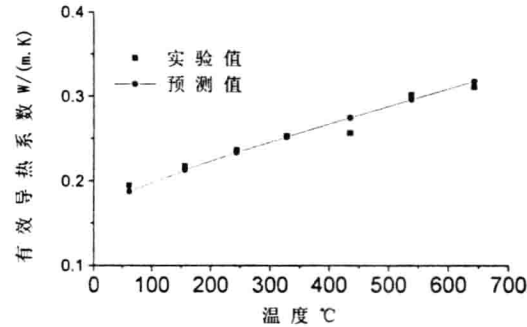


图 3 SiC ($D=0.07\text{mm}$, $D_f=2.10$, $\phi=0.65$)
有效导热系数随温度的变化关系

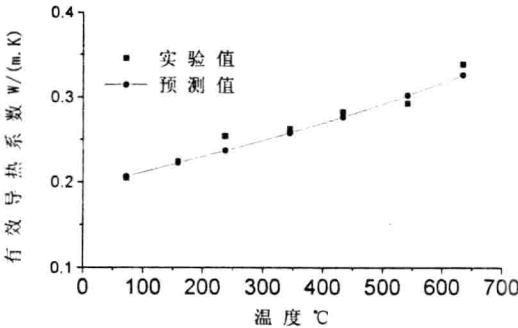


图 4 SiO₂ ($D=0.3\text{mm}$, $D_f=2.20$, $\phi=0.60$)
有效导热系数随温度的变化关系

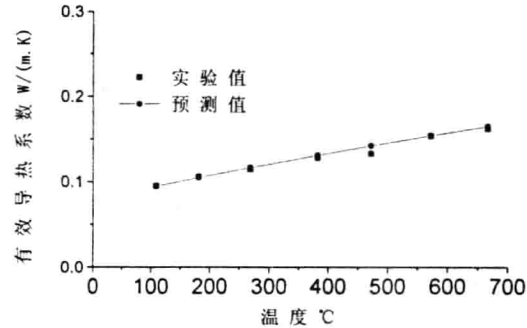


图 5 SiO₂ ($D=0.01\text{mm}$, $D_f=1.77$, $\phi=0.70$)
有效导热系数随温度的变化关系

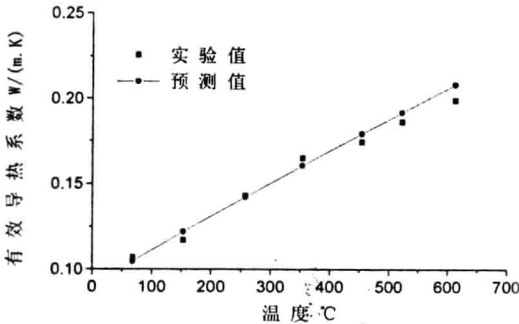


图 6 Ash ($D=0.08\text{mm}$, $D_f=1.90$, $\phi=0.45$)
有效导热系数随温度的变化关系

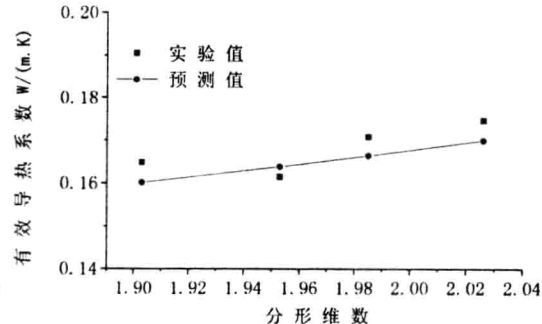


图 7 Ash ($D=0.08\text{mm}$, $T=625\text{K}$, $\phi=0.45$)
有效导热系数随分形维数的变化关系

图 2 和图 3 分别是两种规格的 SiC 散体在自然堆积状态下有效导热系数随温度的变化，可以看出，有效导热系数都随温度升高而近线性增加，一个原因是随着温度的升高，辐射的贡献增强；另一个原因是颗粒材料本身的导热系数随温度而变化。从数值上来看，平均粒径大，其有效导热系数也大，这与文献[15]中结论一致。需要说明的是，这里仅是一个定性的分析，其实分形维数对散体有效导热系数的大小也起着重要作用，也就是