

气凝胶中遮光剂的辐射特性计算及优化设计

于海童¹ 刘东¹ 段远源¹ 王晓东²

(1 清华大学热科学与动力工程教育部重点实验室, 二氧化碳资源化利用与减排技术北京市重点实验室, 北京 100084)

(2 华北电力大学新能源与可再生能源北京市重点实验室, 北京 102206)

文 摘 以 TiO_2 微米颗粒为例, 计算了不同形状遮光剂颗粒的光学特性, 表征形状、尺寸对颗粒光学特性的影响, 并考虑实际遮光剂颗粒的粒径分布, 计算了不同形状颗粒的平均光学特性。为满足工程需要, 针对球形遮光剂, 给出了粒径服从对数正态分布律时使材料高温下辐射热导率最小的遮光剂参数优化设计, 由此可使 1 300 K 下遮光气凝胶的辐射热导率降低至纯气凝胶的 1/10 左右。

关键词 气凝胶, 遮光剂, T 矩阵, 辐射传热

中图分类号: TB32

DOI: 10.3969/j.issn.1007-2330.2014.01.008

Radiative Properties Calculation and Optimization of Opacifier Particles in Aerogel

YU Haitong¹ LIU Dong¹ DUAN Yuanyuan¹ WANG Xiaodong²

(1 Key Laboratory for Thermal Science and Power Engineering of MOE, Beijing Key Laboratory for CO₂ Utilization and Reduction Technology, Tsinghua University, Beijing 100084)

(2 State Key Laboratory of Alternate Electrical Power System With Renewable Energy Sources, North China Electric Power University, Beijing 102206)

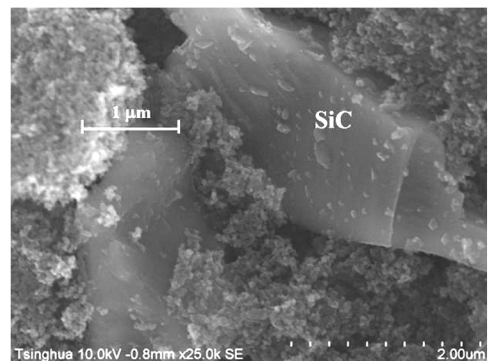
Abstract This work, using TiO_2 micro particles with different geometries as an example, models opacifier optical parameters' dependence on their shapes and sizes, and computes their average properties according to the actual size distribution. In consideration of industrial applications, this work discusses the optimization of opacifier parameters to minimize high temperature radiative transfer for spherical particle with a log-normal size distribution, achieving an opacified aerogel's radiative conductivity as low as 1/10 the value of pure aerogels.

Key words Aerogel, Opacifier, T-matrix, Radiative transfer

0 引言

气凝胶是人类已知的密度最小、热导率最低的固体材料^[1-3], 其常温热导率低于 $20 \text{ mW}/(\text{m}\cdot\text{K})$, 作为轻质、高性能隔热材料, 在航空航天、能源动力、建筑工业等领域有极为重要的应用前景^[4-6]。因纯气凝胶本身阻挡 $1 \sim 8 \mu\text{m}$ 波段红外热辐射能力差, 而在 $600 \sim 1\,300 \text{ K}$ 的高温下, 辐射传热的绝大部分能量集中在这一波段, 故辐射传热量会随温度升高而显著增加; 为满足高温环境下的隔热需要, 在气凝胶中添加对红外光有强散射、吸收能力的遮光剂颗粒, 合成气凝胶复合材料; 常用遮光剂种类包括炭黑、 TiO_2 、 SiC 、

ZrO_2 等^[7-9](图 1)。

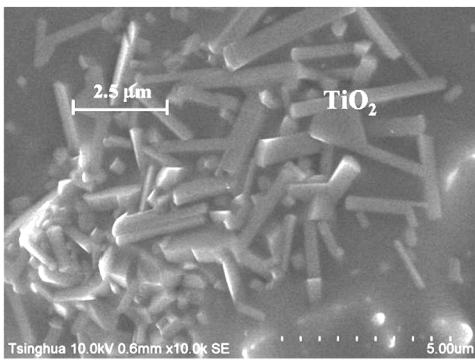


(a) 块状 SiC 遮光剂

收稿日期: 2013-10-30

基金项目: 国家自然科学基金(51321002)

作者简介: 于海童, 1991 年出生, 博士研究生, 主要从事辐射传热方面的研究。E-mail: yht13@mails.tsinghua.edu.cn



(b) 短圆柱状 TiO₂ 遮光剂

图 1 气凝胶中的遮光剂颗粒^[8]

Fig. 1 Opacifier particles in aerogel^[8]

以 Wang 等^[10]的实验数据为例(图 2),向纯气凝胶中添加 20wt% ~ 30wt% 的 TiO₂ 粉末(粒径约 3.5 μm),可使气凝胶在 1 ~ 8 μm 波段的比消光系数提高了 1 ~ 3 个数量级,有效抑制高温辐射传热。

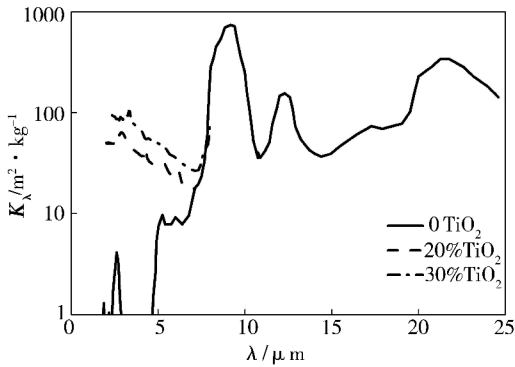


图 2 TiO₂ 遮光气凝胶与纯气凝胶的消光系数测量结果^[10]

Fig. 2 Measured extinction coefficients of TiO₂ opacified aerogel and pure aerogel^[10]

遮光剂的共同特点是在特定波段有较大的光学常数绝对值 $|m|$,导致对电磁波有较强的吸收、散射作用。在多种遮光剂中,一般认为炭黑有最好的遮光性能^[11],但其在高温下易被氧化或与气凝胶发生反应,故不宜用于高温隔热材料。高温下保持稳定的遮光剂中,TiO₂ 具有较好的遮光性能,其颗粒形态为较规则的圆柱体[图 1(b)],易于计算表征。故本文以 TiO₂ 颗粒为例,计算非球形遮光剂的辐射特性。常用金红石型 TiO₂ 遮光剂的光学常数如图 3 所示。1 ~ 5 μm 粒径的 TiO₂ 颗粒外观为白色粉末,在 1 ~ 8 μm 波段折射率较高,吸收系数较小,对红外辐射有较强的散射作用。

为确定材料的辐射热导率,重点和难点在于确定颗粒的光学性质。本文将使用 T 矩阵方法,计算非球形遮光剂的辐射特性,表征颗粒形状、尺寸对光学参数的影响,并针对结果给出高温隔热材料的遮光剂

参数优化设计。

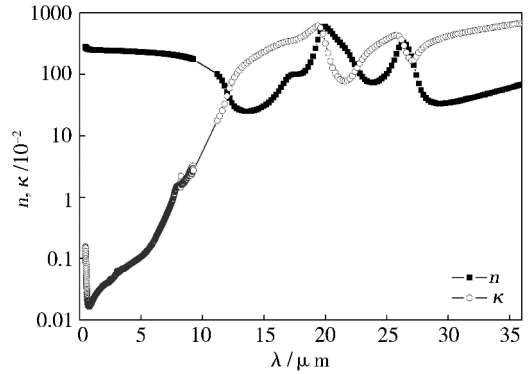


图 3 TiO₂(金红石型)的光学常数^[12-13]

Fig. 3 Optical constants of rutile TiO₂^[12-13]

1 非球形遮光剂辐射特性计算

1.1 颗粒辐射特性计算概述

遮光剂对辐射传热的影响是通过颗粒的光学参数体现的。颗粒光学特性由物质光学常数 m 、颗粒大小和形状等因素确定,常用参数包括消光截面积 C_{ext} 、反照率 ω 、非对称因子 g 等,与材料有效光谱消光系数 β_λ 、比消光系数 K_λ 的关系为^[14]

$$\beta_\lambda = C_{ext}(1 - \omega g)N \quad (1)$$

$$K_\lambda = \beta_\lambda / \rho_{bulk} \quad (2)$$

式中, N 为颗粒数密度, ρ_{bulk} 为材料宏观密度。进而可以使用光学厚情况下的扩散近似^[15]确定温度相关的辐射热导率 k_r :

$$\beta(T) = \left[\int_0^\infty \frac{C_1 C_2 e^{C_2/\lambda T}}{4\beta_\lambda \sigma_b \lambda^6 T^5 (e^{C_2/\lambda T} - 1)^2} d\lambda \right]^{-1} \quad (3)$$

$$\kappa_r(T) = \frac{16\sigma_b T^3}{3\beta(T)} \quad (4)$$

$$T = [(T_h + T_c)(T_h^2 + T_c^2)/4]^{1/3} \quad (5)$$

式中,有效辐射温度 T 由板材的热面温度 T_h 和冷面温度 T_c 共同确定; $\sigma_b = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$,为 Stefan-Boltzmann 常数; C_1 、 C_2 分别是 Planck 第一、二常数: $C_1 = 3.743 \times 10^{-16} \text{ W}/\text{m}^2$, $C_2 = 1.439 \times 10^{-2} (\text{m} \cdot \text{K})$ 。

常用的解析计算方法包括米氏散射^[14]和 ADT 法^[16]等。但米氏散射只能计算理想球体颗粒的光学特性,对非球体遮光剂颗粒不适用;ADT 理论是在材料的光学常数 m 满足 $|m-1| \ll 1$ 时给出的近似解,而遮光剂在多数波段都不满足此近似。因此,使用米氏散射或 ADT 法计算非球形遮光剂颗粒并不严谨。

相比之下,T 矩阵方法^[17]是 Maxwell 电磁方程的精确解法,对任意形状的颗粒,在理论上都可以使用 T 矩阵求解其光学参数。T 矩阵比米氏散射和 ADT

法计算量更大,但目前有多种成熟、高效的开源程序,并可以通过并行计算和 GPU 加速等方法缩短计算时间,因此可以用于工程中遮光剂光学特性的计算。

1.2 T 矩阵方法简介

电磁场中任意形状颗粒的光学特性可由 T 矩阵法精确给出。T 矩阵指关联矩阵或称过渡矩阵,其物理意义如下^[18]:

以电场强度矢量 \mathbf{E} 为例,对给定的入射场分布 $\mathbf{E}^{\text{inc}}(\mathbf{r})$,位于该电磁场中的小颗粒会相应产生散射场 $\mathbf{E}^{\text{sca}}(\mathbf{r})$ 。电场矢量可展开为矢量球谐函数 \mathbf{M}_{mn} 和 \mathbf{N}_{mn} (参见文献[18]附录 C)的无穷级数:

$$\begin{cases} \mathbf{E}^{\text{inc}}(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [a_{mn} \text{Rg}\mathbf{M}_{mn}(k_1\mathbf{r}) + b_{mn} \text{Rg}\mathbf{N}_{mn}(k_1\mathbf{r})] \\ \mathbf{E}^{\text{sca}}(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [p_{mn} \mathbf{M}_{mn}(k_1\mathbf{r}) + q_{mn} \mathbf{N}_{mn}(k_1\mathbf{r})] \end{cases} \quad (6)$$

对于给定的入射场,其展开系数 a_{mn}, b_{mn} 是已知的,只需计算未知展开系数 p_{mn}, q_{mn} 即可确定散射场的强度分布。将 4 组系数写成 $m \times n$ 矩阵的形式 $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{p}, \mathbf{q}$,则只需确定已知系数矩阵与未知系数矩阵之间的关联矩阵 T,即 T 矩阵:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{p} \\ \mathbf{q} \end{pmatrix} = \mathbf{T} \begin{pmatrix} \mathbf{a} \\ \mathbf{b} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{T}^{11} & \mathbf{T}^{12} \\ \mathbf{T}^{21} & \mathbf{T}^{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{a} \\ \mathbf{b} \end{pmatrix} \quad (7)$$

确定了 T 矩阵后,可由展开系数 $a_{mn}, b_{mn}, p_{mn}, q_{mn}$ 确定颗粒的光学参数,以消光截面积为例:

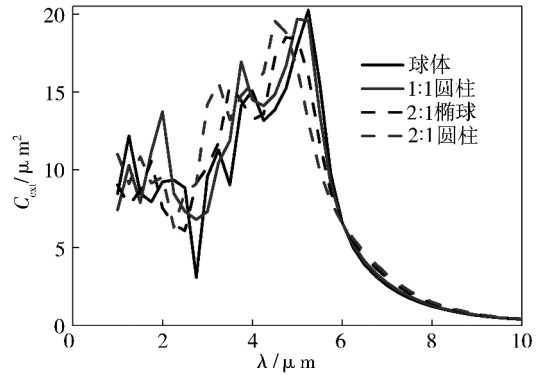
$$C_{\text{ext}} = -\frac{1}{k_1^2 |\mathbf{E}_0^{\text{inc}}|^2} \text{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [a_{mn} (p_{mn})^* + b_{mn} (q_{mn})^*] \quad (8)$$

在一般的辐射传热问题中,入射场通常假定为平面电磁场,其展开系数 a_{mn}, b_{mn} 有简单的形式,故 T 矩阵法的核心问题在于 T 矩阵的计算,常用的方法是扩展边界法^[19]。当颗粒为轴对称几何体时,T 矩阵具有相对简单的形式。本文中使用 Mishchenko 等^[18]的开源 Fortran 代码作为 T 矩阵程序,计算了多种形状 TiO₂ 颗粒的随机取向辐射特性。

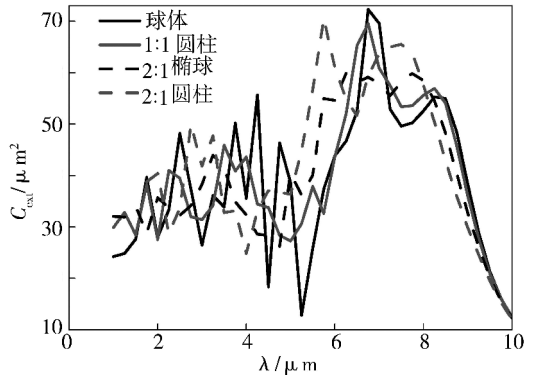
1.3 不同形状遮光剂的辐射特性

因遮光剂对气凝胶消光系数的影响主要体现在 1~8 μm 波段,故主要对此波段内颗粒的消光截面积进行了计算,计算使用的几何体包括球体、长短轴之比为 2:1 的长椭球体、长径比分别为 1:1 和 2:1 的圆柱体;几何体的(体积等效)半径选取 1 和 2 μm。计算结果(图 4)表明,尺寸一定时,不同形状颗粒的消光截面积随波长有明显的差异,但基本处于同一数量级。这一计算结果与理论预测符合,即颗粒尺寸与入射波长在同一量级时,颗粒的光学特性对光学常数 m 、尺寸参数 x 和颗粒形状高度敏感, C_{ext} 随波长振荡

剧烈,且形状差别不大的几何体在光学性质上有明显差异^[14]。当波长增大至颗粒尺寸参数 $x < 1$ 时,形状对 C_{ext} 的影响弱化,不同形状颗粒的 C_{ext} 相对差异减小,且曲线趋于平缓。



(a) 等效颗粒半径 $r_{\text{eff}} = 1 \mu\text{m}$



(b) 等效颗粒半径 $r_{\text{eff}} = 2 \mu\text{m}$

图 4 不同尺寸、形状 TiO₂ 颗粒的消光截面积

Fig. 4 Extinction cross sections of TiO₂ particles of different sizes and shapes

实际使用中,遮光剂颗粒的粒径不是精确而单一的,存在从最小粒径到最大粒径的粒径分布。微米颗粒的粒径分布通常符合对数正态分布律,其分布密度 $p(r)$ 的表达式为^[20]

$$p(r)d(\ln r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi r \sigma_g}} \exp \left[-\frac{(\ln r - \ln r_g)^2}{2\sigma_g^2} \right] d(\ln r) \quad (9)$$

式中, r_g 是中位颗粒半径(中位粒径 $d_g = 2r_g$),标准差 $\sigma_g > 0$ 。

因遮光剂在气凝胶中所占的体积分数很小,颗粒的平均间距大于 4 倍颗粒直径,属于独立散射领域^[21],即不同颗粒光学特性的互相影响可忽略。因此,具有粒径尺寸分布的颗粒群,其等效消光截面积 $C_{\text{ext,eff}}$ 是单颗粒 C_{ext} 沿 $\ln r$ 的积分:

$$C_{\text{ext,eff}} = \int_{-\infty}^{\infty} C_{\text{ext}}(r) p(r) d(\ln r) \quad (10)$$

在实际计算中,需要将积分转化为求和式,且颗粒半径 r 的计算范围需确定上下限 r_{max} 与 r_{min} 。可选取 $r_{\text{max}} = r_g \exp(2\sigma_g)$, $r_{\text{min}} = r_g \exp(-2\sigma_g)$,使在 $(r_{\text{min}},$

r_{\max})区间的颗粒数占总数的 95.5%;将区间(r_{\min} , r_{\max})对数插值分为 N 份,则式(10)转化为

$$C_{\text{ext,eff}} = \sum_{i=1}^N C_{\text{ext}}(r_i) p(r_i) \Delta \ln r_i \quad (11)$$

式中, $r_1 = r_{\min}$, $r_{N+1} = r_{\max}$, $\ln r_{i+1} - \ln r_i \equiv \Delta \ln r_i = (\ln r_{\max} - \ln r_{\min})/N$ ($\forall 1 \leq i \leq N$)。

使用对数正态分布律计算不同形状颗粒的消光截面积,设定体积等效中位颗粒半径 $r_{g,\text{eff}} = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_g = 0.3$,形状为球体与长径比 1:1、2:1 的圆柱体。对比图 4 与图 5 可以看出,经尺寸分布的平均化后,单粒径时光学参数的剧烈波动几乎被完全抹平了,且不同形状颗粒的差异也大大减少,单波长下的相对误差在 10% 以下,其中长径比为 1:1 的圆柱体消光性能最佳。

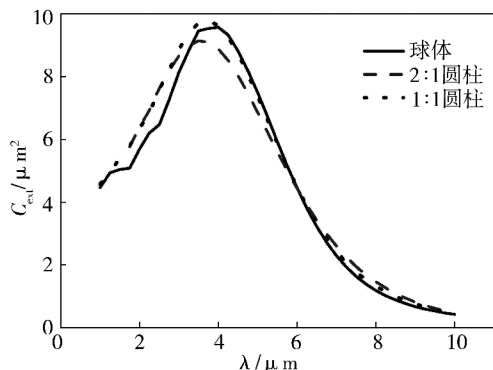


图 5 对数正态尺寸分布、不同形状 TiO_2 颗粒的消光截面积
Fig. 5 Extinction cross sections of log-normally distributed TiO_2 particles with different shapes

将图 5 中的遮光剂光学特性计算结果,与气凝胶的消光系数测量结果^[22]叠加,得到遮光气凝胶的总消光系数(假设气凝胶中遮光剂的质量分数为 30%,遮光剂尺寸分布参数为 $r_{g,\text{eff}} = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_g = 0.3$)。由图 6 可见,遮光剂颗粒形状为圆柱体时,遮光气凝胶对红外辐射的消光能力越强,且短圆柱比长圆柱消光效果更好;在 1 000 K 以上的高温,添加圆柱体 TiO_2 的气凝胶比使用球形遮光剂的气凝胶,消光系数高约 8% ~ 10%,辐射隔热性能略好。

$$\begin{aligned} \omega &= C_{\text{sca}}/C_{\text{ext}} \\ g &= \frac{4\pi}{k^2 Q_{\text{sca}}} \sum_{j=1}^{\infty} \left[\frac{j(j+2)}{j+1} \text{Re}(a_j a_{j+1}^* + b_j b_{j+1}^*) + \frac{2j+1}{j(j+1)} \text{Re}(a_j b_{j+1}^*) \right] \end{aligned} \quad (15)$$

式中, a_j, b_j 为米氏散射系数, Ψ_j, ξ_j 是 j 阶 Riccati-Bessel 函数, Re 表示对复数取实部, x 为尺寸参数, k 为波数。

将遮光剂近似看做粒径为常数的球体颗粒体系,体积分数为 f ,可以确定遮光剂颗粒数密度 N 的表达式,代入式(1)得消光系数或比消光系数:

$$\beta_{\lambda} = \frac{6fC_{\text{ext}}}{\pi d^3}, K_{\lambda} = \frac{\beta_{\lambda}}{\rho} = \frac{6C_{\text{ext}}}{\pi d^3 \rho_{\text{TiO}_2}} \quad (16)$$

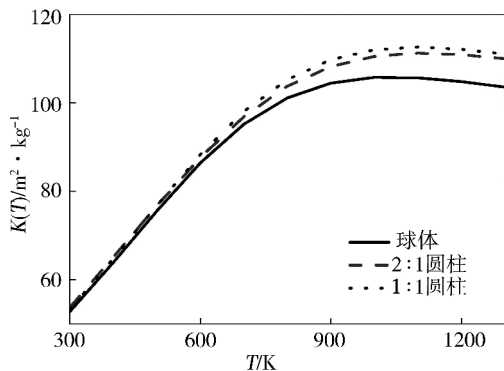


图 6 TiO_2 颗粒形状对遮光气凝胶温度平均消光系数的影响
(遮光剂 $r_{g,\text{eff}} = 1 \mu\text{m}$, $\sigma_g = 0.3$)

Fig. 6 Influence of particle shapes on TiO_2 opacified aerogel's temperature-averaged extinction

2 遮光剂粒径分布优化设计

2.1 球形颗粒光学特性的米氏散射解

虽然球体颗粒与圆柱体颗粒的辐射特性有差异,但考虑尺寸分布后,其整体等效特性相差并不大($< 10\%$),且随温度、波长变化的趋势很接近。因此,对非球形度不高的遮光剂颗粒,可采用球形颗粒的米氏散射理论近似计算,在满足精度的前提下可大大简化计算量。

真空中直径为 d 、光学常数为 m 的均质球形颗粒,对于波长为 λ 的平面电磁波,其光学参数的形式如下:

$$x = \frac{1}{2} kd, k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (12)$$

$$a_j = \frac{m\Psi_j(mx)\Psi_j'(x) - \Psi_j'(mx)\Psi_j(x)}{m\Psi_j(mx)\xi_j'(x) - \Psi_j'(mx)\xi_j(x)} \quad (13)$$

$$b_j = \frac{\Psi_j(mx)\Psi_j'(x) - m\Psi_j'(mx)\Psi_j(x)}{\Psi_j(mx)\xi_j'(x) - m\Psi_j'(mx)\xi_j(x)}$$

$$C_{\text{sca}} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{j=1}^{\infty} (2j+1) (|a_j|^2 + |b_j|^2) \quad (14)$$

$$C_{\text{ext}} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{j=1}^{\infty} (2j+1) \text{Re}\{a_j + b_j\}$$

式中, $\rho_{\text{TiO}_2} = 4 230 \text{ kg/m}^3$,为金红石型 SiO_2 的密度。

图 7 对比了计算结果与测量的遮光气凝胶消光系数数据: Wang 等^[10]使用的样品中 TiO_2 平均直径 $3.5 \mu\text{m}$,质量分数 20%;计算假定遮光剂为球体颗粒,尺寸服从对数正态分布, $\sigma_g = 0.8$;遮光气凝胶的比消光系数计算结果,为气凝胶、遮光剂两部分按比例加和。米氏散射的计算结果与实验值拟合较好。

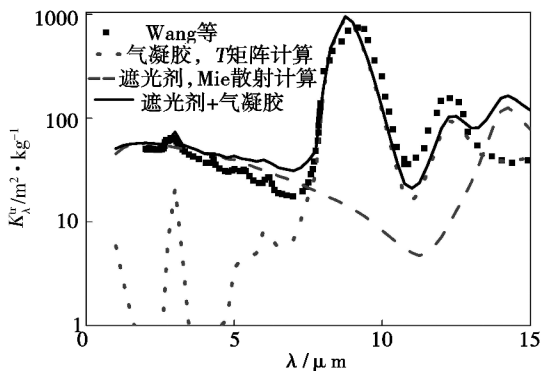


图7 遮光气凝胶比消光系数计算结果与实验值^[10]比较

Fig. 7 Calculated opacified aerogel's specific extinction coefficients compared with experiment^[10]

2.2 遮光剂粒径优化设计结果

在验证计算方法的可靠性后,可以调整遮光剂参数,对遮光气凝胶的隔热进行优化设计。遮光剂的可调参数包括尺寸参数和质量分数,其中,尺寸参数只影响遮光气凝胶的辐射热导率,而遮光剂的质量分数则同时影响辐射热导率和固相热导率^[10]。为避免对固相传热的影响,本文只讨论遮光剂尺寸参数的设计讨论。

粒径对辐射特性的影响在文献中多有报道^[8-9],计算结果表明尺寸较小的颗粒在短波区消光效果好,适于高温隔热材料,大尺寸颗粒则相反。相比粒径参数,较少有学者研究考虑粒径分布范围(即标准差 σ_g)对辐射传热的影响。下面假设粒径服从对数正态分布,调整参数 σ_g 研究粒径分布对消光性能的影响规律(图8)。

由图8可见,颗粒尺寸很集中($\sigma_g \rightarrow 0$)或很分散($\sigma_g > 1$)对消光性能都是不利的,而 $\sigma_g = 0.5 \sim 0.8$ 时,遮光剂消光性能较好。

图9中进一步对比了 d_g 和 σ_g 同时改变时, TiO_2 消光系数的变化规律,可以得到的结论:(1) d_g 取不同的值时,考虑颗粒的粒径分布($\sigma_g \neq 0$),均比单粒径情况下的消光系数有较大提升;(2)对高温隔热材料,较适宜的 TiO_2 遮光剂尺寸参数为 $d_g = 2 \mu\text{m}$, $\sigma_g = 0.8$,对应粒径分布范围为 $0.5 \sim 9 \mu\text{m}$ 。

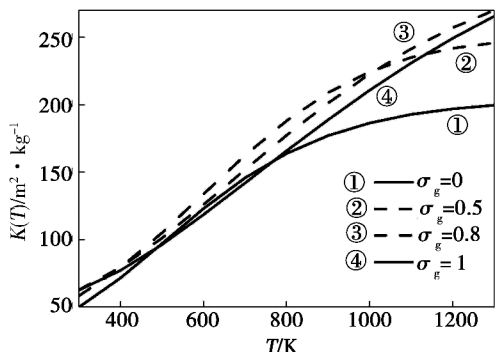


图8 $d_g = 2.5 \mu\text{m}$, σ_g 变化对 TiO_2 消光系数的影响

Fig. 8 Influence of σ_g on TiO_2 extinction coefficients ($d_g = 2.5 \mu\text{m}$)
宇航材料工艺 <http://www.yhclgy.com> 2014年 第1期

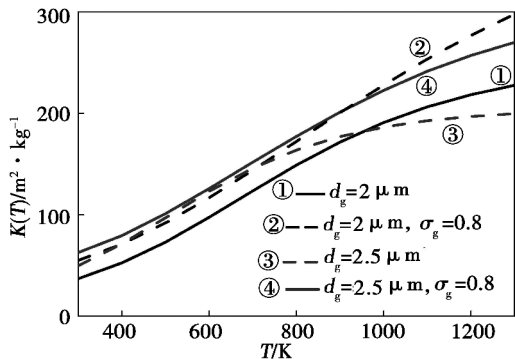


图9 不同 d_g 和 σ_g 对应的 TiO_2 消光系数

Fig. 9 TiO_2 extinction coefficients with varied d_g and σ_g

为得到工程实际需要的辐射热导率,将纯气凝胶和遮光气凝胶的光谱消光系数转化为 $300 \sim 1300 \text{K}$ 范围内的辐射热导率(图10)。其中,纯气凝胶密度 $\rho = 150 \text{kg/m}^3$,含水质量分数3%;遮光气凝胶是在上述气凝胶基础上添加质量分数30%的 TiO_2 颗粒,密度达到 220kg/m^3 ,遮光剂尺寸为上文给出的最优设计: $d_g = 2 \mu\text{m}$, $\sigma_g = 0.8$ 。在 1300K 下,尺寸最优化的遮光剂可使气凝胶的辐射热导率降低到原值的 $1/10$ 以下。考虑到密度 150kg/m^3 左右的气凝胶气固耦合热导率 $< 20 \text{mW}/(\text{m} \cdot \text{K})$,且随温度变化幅度很小^[23],则非遮光气凝胶的热导率在高温下会增加到常温的10倍左右,而遮光气凝胶热导率仅增加1倍左右。

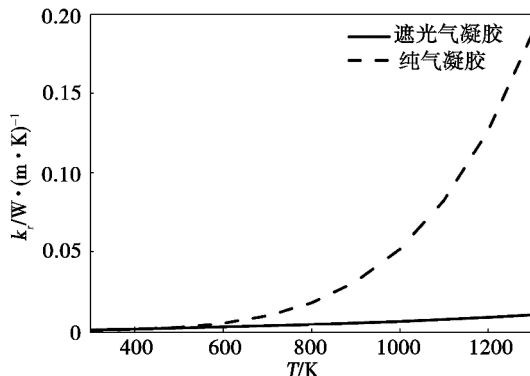


图10 遮光气凝胶与纯气凝胶辐射热导率对比

Fig. 10 Comparison of radiative conductivities between opacified aerogel and pure aerogel

3 结论

(1)对比了球体、椭球体和长径比不同的圆柱体 TiO_2 遮光剂的光学特性,当尺寸参数 $x > 1$ 时,不同形状颗粒的 C_{ext} 差异明显,曲线随波长波动剧烈; $x < 1$ 时,形状对光学特性的影响弱化,不同形状颗粒的 C_{ext} 趋于相同。

(2)实际颗粒的粒径成近似对数正态分布,而对 C_{ext} 沿粒径分布取平均,可得到颗粒的平均消光截面积,这一特性受颗粒形状的影响相对较小;使用平均消光截面积可计算温度相关的消光系数,长径比 $1:1$

的圆柱体颗粒在高温下消光性能较好,量级和变化趋势与球形颗粒接近。

(3)对于有尺寸分布的 TiO_2 遮光剂颗粒,平均 C_{ext} 受颗粒形状影响不大的结论,针对球形遮光剂颗粒的尺寸参数进行优化,设计参数包括中位粒径 d_g 和标准差 σ_g ;对高温绝热材料,推荐的最优值是 $d_g = 2 \mu\text{m}$, $\sigma_g = 0.8$;添加30%的此种遮光剂可使1300 K下气凝胶的辐射热导率降低至原值的1/10左右。

参考文献

[1] Fricke J, Emmerling A. Aerogels-recent progress in production techniques and novel applications[J]. Journal of Sol-Gel Science and Technology, 1998, 13(1-3): 299-303

[2] Fricke J, Tillotson T. Aerogels: production, characterization, and applications[J]. Thin Solid Films, 1997, 297(1/2): 212-223

[3] Fricke J, Caps R, Büttner D, et al. Silica aerogel — a light-transmitting thermal superinsulator[J]. Journal of Non-Crystalline Solids, 1987, 95-96(2): 1167-1174

[4] Jones S. Aerogel: space exploration applications [J]. Journal of Sol-Gel Science and Technology, 2006, 40(2): 351-357

[5] Schenker P, Sword L, Ganino A, et al. Lightweight rovers for Mars science exploration and sample return[C]//Proceedings of SPIE XVI Intelligent Robots and Computer Vision Conference, 1997: 24-36

[6] Herrmann G, Iden R, Mielke M, et al. On the way to commercial production of silica aerogel[J]. Journal of Non-Crystalline Solids, 1995, 186: 380-387

[7] Kuhn J, Gleissner T, Arduinischester M C, et al. Integration of mineral powders into SiO_2 aerogels[J]. Journal of Non-Crystalline Solids, 1995, 186: 291-295

[8] Zhao J, Duan Y, Wang X, et al. Optical and radiative properties of infrared opacifier particles loaded in silica aerogels for high temperature thermal insulation[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2013, 70: 54-64

[9] Wang X, Sun D, Duan Y, et al. Radiative characteristics of opacifier-loaded silica aerogel composites[J]. Journal of Non-Crystalline Solids, 2013, 375: 31-39

[10] Wang J, Kuhn J, Lu X. Monolithic silica aerogel insulation doped with TiO_2 powder and ceramic fibers[J]. Journal of Non-Crystalline Solids, 1995, 186: 296-300

[11] Zeng S Q, Hunt A, Greif R. Theoretical modeling of

carbon content to minimize heat transfer in silica aerogel[J]. Journal of Non-Crystalline Solids, 1995, 186: 271-277

[12] Posch T, Kerschbaum F, Fabian D, et al. Infrared properties of solid titanium oxides: exploring potential primary dust condensates[J]. Astrophysical Journal, Supplement Series, 2003, 49(2): 437-445

[13] Zeidler S, Posch T, Mutschke H, et al. Near-infrared absorption properties of oxygen-rich stardust analogs: the influence of coloring metal ions[J]. Astronomy and Astrophysics, 2011, 526(8)

[14] Bohren C F, Huffman D R. Absorption and scattering of light by small particles[M]. New York: Wiley, 1983

[15] Dombrovsky L A, Baillis D D. Thermal radiation in disperse systems: an engineering approach[M]. New York, Wallingford, UK: Begell House Inc., Publishers, 2010

[16] Cross D A, Latimer P. General solutions for extinction and absorption efficiencies of arbitrarily oriented cylinders by anomalous-diffraction methods[J]. Journal of Optic Society of America, 1970, 60(7): 904-907

[17] Waterman P C. Symmetry, unitarity, and geometry in electromagnetic scattering[J]. Physical Review D, 1971, 3(4): 825-839

[18] Mishchenko M I, Travis L D, Lacis A A. Scattering, absorption and emission of light by small particles[M]. New York: Cambridge University Press, 2002

[19] Barber P, Yeh C. Scattering of electromagnetic waves by arbitrarily shaped dielectric bodies[J]. Applied Optics, 1975, 14(12): 2864-2872

[20] Napp V, Caps R, Ebert H P, et al. Optimization of the thermal radiation extinction of silicon carbide in a silica powder matrix[J]. Journal of Thermal Analysis and Calorimetry blank, 1999, 56(1): 77-85

[21] Tien C, Drolen B L. Thermal radiation in particulate media with dependent and independent scattering[M]. Annual review of numerical fluid mechanics and heat transfer. Washington, DC: Hemisphere Publishing Corp., 1987(1): 1-32

[22] Zeng S Q, Greif R, Stevens P, et al. Effective optical constants n and κ and extinction coefficient of silica aerogel[J]. Journal of Materials Research, 1996, 11(3): 687-693

[23] 赵俊杰. 气凝胶复合型隔热材料微细结构的热物性和传热机理研究[D]. 北京: 清华大学, 2012

(编辑 吴坚)