

DOI:10.20189/j.cnki.CN/61-1527/E.202604009

高超声速飞行器光子晶体热防护结构与热辐射调控研究

赵选科, 乔 阳

(火箭军工程大学, 西安 710025)

摘 要:为满足高超声速飞行器隔热防护的轻量化、可设计性、耐高温等极端需求,以同时实现“反射热辐射+抑制热传导”的双重防护效果,重点研究了金刚石结构三维光子晶体的带隙特性、高超声速气动加热特性以及光子晶体热防护层的热辐射调控性能。通过 Rsoft 软件模拟仿真得到不同介质球半径下金刚石结构光子晶体的带隙图。计算结果表明:优化后的金刚石结构光子晶体热防护层,可使其热辐射出射度较纯 SiC 陶瓷瓦提升 9.05%,表面最高温度降低 7.19%,热流密度降低 6.79%。研究内容可为高超声速飞行器光子晶体热防护结构设计与应用提供参考。

关键词:高超声速飞行器;热防护;光子晶体;光子禁带;热辐射调控

中图分类号:V254.2;TB34

文献标志码:A

文章编号:2097-2741(2026)04-0126-13

高超声速飞行器(马赫数 $Ma \geq 5$)在大气层内高速飞行时,会与周围空气发生剧烈摩擦和压缩,产生强烈的气动加热效应,导致飞行器表面温度急剧升高,其驻点处温度可高达数千开尔文以上。极端的高温热流环境远超传统金属材料与普通陶瓷材料的耐受极限,会引发材料氧化、结构起泡脱落等问题,加剧热防护失效风险,甚至破坏飞行器结构力学性能,威胁飞行安全和可靠性。因此,高效热防护技术已成为制约高超声速飞行器发展的核心关键技术之一^[1-2]。

传统热防护系统主要分为吸热式、换热式、烧蚀式和辐射式 4 类^[3-4]。其中,吸热式系统效率低下且会显著增加飞行器自重,与高超声速飞行器轻量化需求存在本质冲突;换热式系统结构复杂、维护成本高昂,难以适应极端飞行环境;烧蚀式系统通过碳/碳复合材料、酚醛树脂基烧蚀材料等的自身熔化、炭化带走热量,重复使用性差,且每次飞行后

需大量检修翻新;辐射式通过材料自身辐射散热来实现热防护,不伴随材料损耗,且结构简单、轻量化,是目前高超声速飞行器热防护的主流技术方向。但传统辐射式热防护材料如 SiC 陶瓷、C/C 复合材料等,其辐射特性有限,难以满足极端热环境下的高效防护需求,因此,亟需开发新型高效热防护结构与材料^[3-6]。

光子晶体是由介电常数不同的材料周期性排列组成的新型功能材料,其核心特性是光子禁带与低热导率:光子禁带可对特定频率范围的电磁波(包括热辐射)产生选择性调控^[7],阻止热辐射的传播;而低热导率则源于周期性结构对声子的散射作用,抑制热传导过程。二者协同可实现“反射热辐射+抑制热传导”的双重隔热效果^[8-9],且具有轻量化、可设计性强及耐高温等优势,完美契合高超声速飞行器隔热防护的极端需求。因此,将光子晶体引入热防护层,通过其结构参数设计使表面热辐射

收稿日期:2026-04-27

修回日期:2026-05-26

录用日期:2026-06-05

第一作者:赵选科(1972—),男,副教授,主要从事光电对抗与光电防护研究。

引用格式:赵选科,乔阳.高超声速飞行器光子晶体热防护结构与热辐射调控研究[J].火箭军工程大学学报,2026,40(4):126-138.
ZHAO Xuanke,QIAO Yang. Photonic crystal thermal-protection structure and thermal-radiation control for hypersonic aircraft[J].
Journal of Rocket Force University of Engineering,2026,40(4):126-138.

峰值落入光子禁带,可实现反射“削峰”防护。同时,利用光子晶体特有的孔隙结构带来的相较于体材料的低热导率特性,可进一步减少热量的向内传输,显著提升热防护效率^[10-11]。

近年来,国内外学者围绕光子晶体在热防护领域的应用开展了一些探索性研究。Wolfe、Kelly等^[8-9]通过调控热障涂层微观结构,实现了低热导率与高红外反射性能,为光子晶体热防护涂层设计奠定了基础;国内 Zhang、魏衍强等^[10-13]率先将光子晶体引入高超声速飞行器热防护,开展了光子晶体结构优化与传热特性研究;马晗等^[14-15]进一步探究了光子晶体热防护结构的热调控机理,以实现光子晶体辐射性能的精准调控;Zhang 等^[16]提出的偏振涡旋热辐射源为调控热辐射开辟了新途径;赵选科等^[17-18]聚焦 SiC 基三维光子晶体,针对金刚石、木堆结构优化晶格参数,完成了等效导热系数计算与涂层仿真设计,验证了光子晶体在高温辐射阻隔上的优势。由于三维光子晶体结构复杂、制备困难,现有研究多以一维、二维结构为主,在结构参数与热辐射光谱的精准匹配、三维光子晶体结构设计带隙调控等方面仍存在不足,且缺乏振动、气动载荷下的力热耦合试验,距离工程化应用仍有差距。

本文以高超声速飞行器热防护需求为导向,聚焦金刚石结构三维光子晶体,系统研究其带隙特性、高超声速气动加热环境及光子晶体热防护层的辐射性能,通过结构仿真优化以实现高效热防护,为高超声速飞行器光子晶体热防护系统设计提供参考。

1 光子晶体主要特性与热防护机制

光子晶体是一种具有周期性介电结构的新型功能材料,其核心特征是介电常数(或折射率)按一定规律周期性变化,形成空间有序的微纳结构,类似于晶体中原子的周期性排列,其结构参数如周期尺寸、折射率比、层数等可通过人工设计实现精准调控。根据周期性结构的维度,可分为一维、二维和三维光子晶体。三维光子晶体由介质球在三维空间周期性排列组成,可在空间所有传输方向形成完全光子禁带,可实现全空间、特定频段的热辐射调控,相较于一维、二维光子晶体,防护效果更全面,但其制备工艺复杂,工程化难度大,目前仍处于实验室研究阶段^[19]。

1.1 光子禁带特性与热辐射调控机制

1.1.1 光子禁带特性

光子禁带(photonic band gap, PBG)是光子晶体的核心特性,其本质是电磁波在周期性介电结构中发生布拉格散射,不同方向的散射波相互干涉叠加,从而抑制特定频率范围的电磁波(热辐射)无法在晶体中传播,形成“频率禁区”^[7],即光子禁带。

基于麦克斯韦方程组,结合光子晶体的结构特性,可推导光子禁带的求解方程。考虑到高超声速飞行器热防护场景中,电磁波在光子晶体中传播时的电磁场强度较弱,因此,可忽略高阶小项。同时,光子晶体由各向同性介电材料周期性分布组成,介质无损耗且为非铁磁材料,无自由电荷和电流,可得到如下简化条件^[20]。

1)介电常数周期性分布: $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 。其中, $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ 为电位移矢量; $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 为电场强度矢量; ϵ_0 为真空中的介电常数; $\epsilon(\mathbf{r})$ 为相对介电常数,随空间位置周期性变化;

2)非铁磁材料:相对磁导率 $\mu = 1$, 即 $\mathbf{B} = \mathbf{H}$;

3)无自由电荷和电流: $\rho = 0$ 且 $\mathbf{J} = 0$ 。

将 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{i\omega t}$, $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r}) e^{i\omega t}$ (ω 为电磁波频率)代入麦克斯韦旋度方程,经过去旋度处理后,得到光子晶体的主方程为

$$\nabla \times \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (1)$$

式中: c 为真空中光速; $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ 为电磁波的磁场分量。令 $\Theta_H(\mathbf{r}) = \nabla \times \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times$, $\lambda = (\omega/c)^2$, 则主方程可转化为线性本征值方程,可表示为

$$\Theta_H(\mathbf{r}) \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \lambda \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (2)$$

式中: Θ_H 为线性厄密算符,通过求解该本征值方程,结合周期性边界条件 $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$, 可得到色散关系 $\omega(k)$, 其中,无法得到解的频率段即为光子禁带^[19]。

光子晶体禁带的求解本质是线性本征值问题,目前主流的数值计算方法包括传递矩阵法、多重散射法、 N 阶法、时域有限差分法(finite-difference time-domain, FDTD)和平面波展开法(plane wave expansion method, PWM),各方法的特点及适用场景各异。其中,PWM是将电场矢量用布洛赫公式展开,利用傅里叶级数将周期性介电常数展开,将双旋度方程转化为周期方程的特征值和特征函数问题。该方法思路清晰且易于编程,计算结果与实验结果吻合度高,是光子晶体禁带研究中应用广泛

的方法之一^[19]。

光子禁带的宽度与位置是决定其热防护性能的关键参数,主要由3个因素决定:①两种材料的折射率比,折射率比越大,禁带越宽,热辐射反射效果越好;②周期性结构的周期尺寸,决定禁带的中心频率,通过调控周期尺寸,可使禁带覆盖高超声速飞行器 $2\sim 15\ \mu\text{m}$ 的主要热辐射频段;③材料的介电常数与损耗,介电损耗越小,光子禁带的反射效率越高,热辐射的损耗越小,因此,需选用介电损耗低的超高温陶瓷材料。

1.1.2 热辐射调控机制

高超声速飞行器表面的高温热流主要以热辐射和热传导两种形式传播,其中热辐射在 $1\ 000\ ^\circ\text{C}$ 以上的高温环境下占总热流的60%以上,是热量传递的主要形式。光子晶体的光子禁带可实现对热辐射的选择性调控,其核心机制是通过优化光子晶体的结构参数,如折射率比、周期尺寸、层数等,使光子禁带精准覆盖高温热辐射的主要频段,当热辐射频率落入禁带范围内时,会被光子晶体强烈反射,无法穿透晶体传播,从而减少热辐射带来的热量传递;对于禁带外的其他辐射,可通过结构设计使其被晶体吸收或散射,进一步降低热辐射传输效率^[7]。

与传统热辐射屏蔽材料如金属涂层相比,光子晶体的热辐射调控具有明显优势。传统金属涂层对热辐射的反射是广谱性的,无法对反射高温热辐射频段实现选择性调控,且在高温下易氧化失效;而光子晶体可选择超高温非金属陶瓷材料等通过结构设计,实现对特定高温频段热辐射的精准反射,反射效率可达95%以上,同时具有良好的高温稳定性,可进一步提升热辐射屏蔽的耐久性。

1.2 低热导率特性及热传导抑制机制

1.2.1 低热导率的形成机制

光子晶体的低热导率特性主要源于其周期性微纳结构对声子的散射作用:热量在固体材料中的传递主要依靠声子的运动,而光子晶体的周期性介电结构会对声子产生强烈的散射,阻碍声子的传播;另外,由于光子晶体的孔隙结构,进一步减少了热量的传导路径,使热导率大幅降低^[17,21]。光子晶体的热导率 k 可通过玻尔兹曼输运方程推导出:

$$k = \frac{1}{3} C_V v l \quad (3)$$

式中: C_V 为材料的定容比热容; v 为声子的平均速度; l 为声子的平均自由程。光子晶体的周期性结

构会显著缩短声子的平均自由程 l ,从而降低热导率,其热导率可低至 $0.01\sim 0.1\ \text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$,远低于传统陶瓷材料($1\sim 10\ \text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$)和陶瓷纤维($0.1\sim 0.5\ \text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$),与气凝胶的热导率相当,但高温稳定性远优于气凝胶,可在极端高温环境下保持低热导率特性,避免气凝胶在高温下结构坍塌导致的隔热失效问题。

1.2.2 热传导抑制机制

高超声速飞行器的热传导主要分为3个路径:表面高温向内部的热传导、空气热对流带来的热传导、结构接触带来的热传导。光子晶体的低热导率特性主要针对表面高温向内部的传导,其抑制机制是:通过周期性微纳结构对声子的散射作用,阻碍热量在材料内部的传递,使热量在光子晶体表面积累,无法快速向内部渗透;同时,光子晶体的多层结构可形成“热阻梯度”,每层结构的热导率逐步降低,进一步增强热传导抑制效果,使内部温度控制在设备可承受的范围内。文献^[17]的计算结果表明:金刚石结构SiC三维光子晶体的热导率可由体材料的 $56\ \text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ 降至 $17.70\ \text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$, $2.682\ \mu\text{m}$ 厚度的SiC三维光子晶体涂层可隔绝 $400\ ^\circ\text{C}$ 的温度差。

此外,光子晶体密度通常为 $0.5\sim 1.5\ \text{g}/\text{cm}^3$,其轻量化特性可有效降低飞行器的结构重量,减少气动阻力。同时,其良好的力学性能(抗压强度 $\geq 10\ \text{MPa}$,抗弯强度 $\geq 5\ \text{MPa}$)可满足飞行器飞行过程中的气动载荷需求,避免因结构脆弱导致的隔热失效,这与传统隔热材料“轻量化与力学性能不可兼得”的局限形成鲜明对比。

计算结果表明:当SiC/ZrO₂两种材料的折射率比为1.37,周期尺寸 $4\ \mu\text{m}$ 、层数18层、孔隙率为40%时,光子晶体在 $2\sim 15\ \mu\text{m}$ 频段的反射率可提升至96.2%,热导率降低至 $0.042\ \text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$,完全满足高超声速飞行器隔热防护的性能需求。

本文主要讨论光子晶体防护结构的热辐射调控性能,热传导抑制性能已有另文研究^[17]。

2 高超声速飞行器头部气动加热数值模拟

高超声速飞行器在飞行过程中,气动加热是热防护系统面临的主要热环境,其表面温度和热流密度分布直接决定了热防护层的设计要求和性能指标^[22]。因此,首先基于有限元软件Ansys建立高超声速弹箭头模型;再利用Fluent软件对其飞行环

境进行模拟计算,分别得到该模型在马赫数为 5、6、7、8 四种不同工况下的气动加热结果,明确热辐射峰值波长,为后续光子晶体热防护层的设计提供精准的热环境数据支撑。

2.1 计算模型与网格划分

基于 Ansys 软件的 Workbench 模块建立某型高超声速弹箭头部模型。为节约计算时间,提高计算效率,建立模型以及划分网格时均采用实际模型的一半,同时计算域的网格将采用结构化网格,考虑到计算边界层内的传热问题,在网格划分时对壁面进行了局部加密处理,如图 1、图 2 所示。

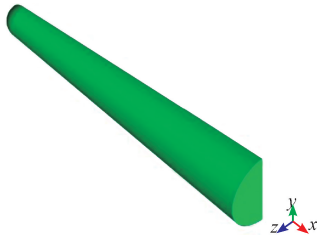


图 1 高超声速弹箭头部对称模型
Fig. 1 Symmetric model of hypersonic projectile nose

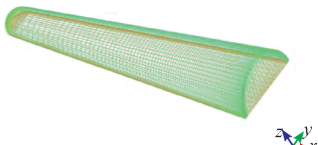


图 2 高超声速弹箭头部模型网格划分
Fig. 2 Mesh generation of hypersonic projectile nose

由于气动加热是飞行器与外界大气层之间的剧烈摩擦产生的,因此,必须考虑飞行器和外界大气接触面处的速度、温度等变化情况,以更直观地研究气动加热过程,在建立模型时需在高超声速弹箭头部模型外部建立流场计算域,基于 Ansys 软件 Workbench 模块得到模型如图 3、图 4 所示。

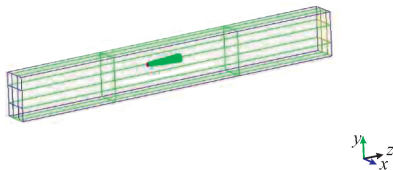


图 3 外流场计算域模型
Fig. 3 Computational domain model of external flow field



图 4 外流场计算域结构化网格划分
Fig. 4 Mesh generation of external-flow-field computational domain

2.2 气动加热数值模拟

高超声速飞行过程为非定常状态,可以通过 N-S 方程^[23]表示,将该方程从物理空间转化到计算空间,通过对计算空间的控制方程进行离散即可得到标量的收敛值。目前,控制方程的离散方法主要分为有限元方法(含有限元体积法)和有限差分法两种。有限元体积法是近年来应用较为广泛的一种离散方法,该方法主要对计算区域进行网格划分,每个网格点的周围有一个互不重复的控制体积,为得到一组离散方程,需将每个控制方程对每个控制体积进行积分。对控制方程的离散过程中,可以用速度、压力、密度等作为基本变量。以密度为基本变量时,该方法连续方程是通过求解密度的控制方程,求解出密度后可以得到其他标量的收敛值,主要用于马赫数较高的亚声速以及高超声速的可压缩流动中。Fluent 软件能充分考虑流体特征,可进行定常及非定常流动模拟及边界运动问题。

2.2.1 计算条件设定

选定以铬钢为高超声速弹箭模型的头部材料,其比热容为 $c_p=470\text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$,密度为 $\rho=7.75\times 10^3\text{ kg}/\text{m}^3$,热导率 $k=36.1\text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ 。选择 Density Based(密度基)求解器,打开传热模型,流体选择空气,设置为理想气体,满足气体状态方程,初始化温度为 300 K。计算过程采用 Spalart-Allmaras 湍流模型^[24],考虑空气的可压缩性,设定计算域为弹箭头部周围流场,边界条件为远场来流条件,计算时间为 20 s,步长为 0.05 s,步数为 4 000。分别计算来流马赫数为 5、6、7、8 时弹箭模型的气动加热环境,待计算收敛后提取温度、热流密度分布数据。

2.2.2 模拟计算的结果

计算得到的高超声速弹箭头部驻点处的温度、速度和热流密度比远高于其他区域,具体数据如表 1 所示。

表 1 不同工况下弹箭头部驻点数据				
Table 1 Stagnation point data of projectile nose under different operating conditions				
参数	不同马赫数下的参考值			
	5	6	7	8
温度/K	1 750	2 370	3 060	3 780
速度/ $(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	1 755	2 094	2 437	2 781
热流密度/ $(\text{kW}\cdot\text{m}^{-2})$	159	547	1 568	3 748

由模拟结果可知:①随着马赫数的增加,弹箭

头部表面温度和热流密度急剧升高,马赫数从 5 增加到 8 时,驻点温度从 1 750 K 升高到 3 780 K,热流密度从 159 kW/m² 升高到 3 748 kW/m²,表明高超声速飞行过程中气动加热效应极其强烈,热防护面临严峻挑战;②弹箭头部驻点处温度和热流密度远高于其他区域,这是因为驻点处形成气流滞留区,气流动能大量转化为内能,导致温度急剧升高;③弹箭尾部也形成空气滞留区,温度接近头部温度,但热流密度低于驻点处。

2.3 热辐射调控特性计算

热辐射的光谱分布可由普朗克定律描述为

$$E_{\text{b}\lambda} = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1} \quad (4)$$

式中: $E_{\text{b}\lambda}$ 为黑体的光谱辐射力; $c_1 = 3.7419 \times 10^{-16} \text{ W} \cdot \text{m}^2$ 为第一辐射常量; $c_2 = 1.4388 \times 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{K}$ 为第二辐射常量; λ 为波长; T 为热力学温度。当光谱辐射力达到最大值时,波长 λ_m 与温度 T 满足维恩位移定律,即

$$\lambda_m T = 2.897 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K} \quad (5)$$

以马赫数为 5 时的热环境为例(该工况下热环境相对温和,且是高超声速飞行器常用飞行工况),弹箭头部加权平均温度为 1 194.32 K,代入维恩位移定律计算得到热辐射峰值波长 $\lambda_m = 2.426 \mu\text{m}$,光谱辐射曲线如图 5 所示。

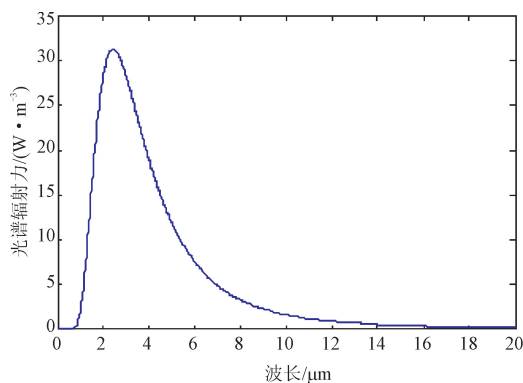


图 5 $Ma=5$ 飞行工况下,加权平均温度 $T=1\ 194.32\ \text{K}$ 时光谱辐射曲线

Fig. 5 Spectral radiation curve at weighted average temperature $T=1\ 194.32\ \text{K}$ under $Ma=5$ flight

由图 5 可知,在温度 1 194.32 K 时,光谱辐射力随波长增加先增大后减小,在 $\lambda = 2.426 \mu\text{m}$ 时达到最大值。因此,设计光子晶体热防护层时,应使该峰值波长落入光子禁带范围内,理想情况是处于光子禁带中心波长处,才能最大程度发挥“削峰”反射作用,提升热防护效果^[10]。

辐射力与光谱辐射力之间存在如下关系:

$$E_b = \int_0^\infty E_{\text{b}\lambda} d\lambda \quad (6)$$

将式(4)代入式(6),积分可得

$$E_b \equiv \sigma T^4 \quad (7)$$

即为斯忒藩-玻尔兹曼定律。式中: $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^4$ 为玻尔兹曼常数。

处于光子晶体完全禁带 ($\lambda_1 \sim \lambda_2$) 内的辐射力为

$$\Delta E_{\text{b}(\lambda_1 \sim \lambda_2)} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{\text{b}\lambda} d\lambda \quad (8)$$

图 6 中,完全光子禁带内的热辐射量可用图中阴影面积表示。

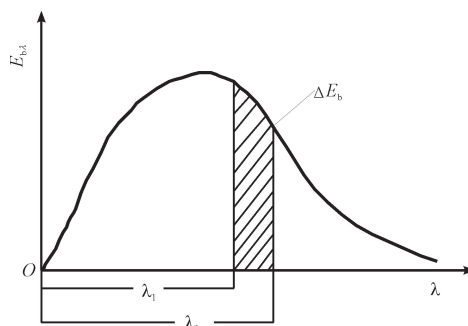


图 6 特定波长区段内的黑体辐射力

Fig. 6 Blackbody radiation emissive power within specific wavelength range

$[\lambda_1, \lambda_2]$ 波段下的辐射能和该温度下黑体总辐射力的比值表示为 $F_{\text{b}(\lambda_1 \sim \lambda_2)}$, 即

$$F_{\text{b}(\lambda_1 \sim \lambda_2)} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{\text{b}\lambda} d\lambda}{\int_0^\infty E_{\text{b}\lambda} d\lambda} = \frac{1}{\sigma T^4} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{\text{b}\lambda} d\lambda = \frac{1}{\sigma T^4} \left(\int_0^{\lambda_2} E_{\text{b}\lambda} d\lambda - \int_0^{\lambda_1} E_{\text{b}\lambda} d\lambda \right) = F_{\text{b}(0 \sim \lambda_2)} - F_{\text{b}(0 \sim \lambda_1)} \quad (9)$$

式中: $F_{\text{b}(0 \sim \lambda_1)}$ 、 $F_{\text{b}(0 \sim \lambda_2)}$ 分别表示波长从 0 至 λ_1 和 0 至 λ_2 的黑体辐射占同温度下黑体辐射的比值,又称为黑体辐射函数。通过查找黑体辐射函数表,就可以查出该波段的黑体辐射函数值。

实际物体的热辐射力小于同温度下的黑体,因此,定义发射率 ϵ 来表示不同物体辐射能力的大小,可表示为

$$\epsilon = \frac{E}{E_b} = \frac{\int_0^\lambda \epsilon_1(\lambda) E_{\text{b}\lambda} d\lambda}{\sigma T^4} \quad (10)$$

未加入光子晶体结构时, SiC 层的出射度为 E_1 , 可表示为

$$E_1 = \epsilon \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{\text{bl}} d\lambda = \epsilon \sigma T^4 \quad (11)$$

添加 SiC 光子晶体结构后,由于光子晶体禁带产生的辐射出射度为 E_2 ,可表示为

$$E_2 = \eta E_1 = \eta \epsilon \sigma T^4 \quad (12)$$

式中: η 为 $[\lambda_1, \lambda_2]$ 波段下的辐射能占黑体辐射能的比重。

由于光子晶体结构的引入, SiC 层向外辐射的总辐射度 E_{all} [25] 为

$$E_{\text{all}} = E_1 + E_2 = (1 + \eta) \epsilon \sigma T^4 \quad (13)$$

添加光子晶体防护层后,总辐射度较纯 SiC 陶瓷瓦增加 $\Delta E = E_{\text{all}} - E_1 = E_2$,提升率为

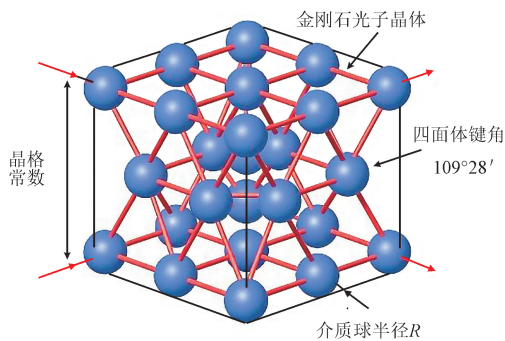
$$\eta = \frac{E_2}{E_1} \quad (14)$$

3 光子晶体热防护结构及热调控性能设计与优化

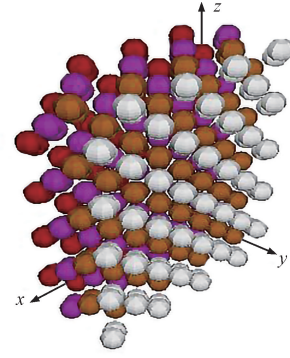
3.1 金刚石结构光子晶体模型

三维光子晶体中,金刚石结构具有良好的对称性和完全禁带形成能力,相较于面心立方结构及木堆结构,其禁带宽度更易通过参数调节来实现与热辐射光谱的精准匹配,因此,选取金刚石结构作为光子晶体热防护层的核心结构[26]。首先通过 Rsoft 软件建立金刚石结构三维光子晶体模型;然后采用 PWM,系统研究介质球半径及折射率、背景材料等对带隙特性的影响,以精准覆盖热辐射峰值。Rsoft 软件提供平面波展开法、时域有限差分法等多种计算方法及参数扫描功能,可高效实现光子晶体结构建模和带隙特性模拟。

利用 Rsoft 软件建立金刚石结构三维光子晶体模型如图 7 所示,为球形介质球在背景材料中的周期性阵列。模型初始参数设定如下:晶格常数 $a = 1 \mu\text{m}$,介质球半径 $R = 0.23 \mu\text{m}$,折射率 $n = 5$;背景材料为空气(折射率 $n = 1$); $x/y/z$ 方向晶格周期数为 $8 \times 4 \times 10$ 。



(a) 单胞结构



(b) $8 \times 4 \times 10$ 周期光子晶体结构

图 7 金刚石结构三维光子晶体模型

Fig. 7 Diamond-structured three dimensional photonic crystal model

3.2 结构参数对光子晶体带隙特性的影响

3.2.1 介质球半径对带隙特征的影响

保持晶格常数、介质球折射率($n = 5$)和背景材料(空气)不变,介质球半径 R 变化范围为 $0.20 \sim 0.30 \mu\text{m}$ 。通过 Rsoft 软件模拟计算得到各自的归一化频率、带隙宽度、带隙率与介质球半径的关系分别如图 8~10 所示,具体数据如表 2 所示。

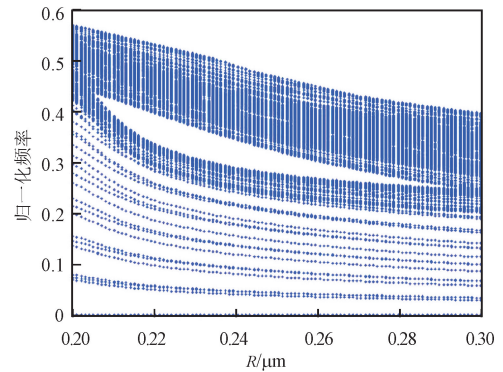


图 8 光子带隙与介质球半径的关系

Fig. 8 Relationship between photonic bandgap and dielectric-sphere radius

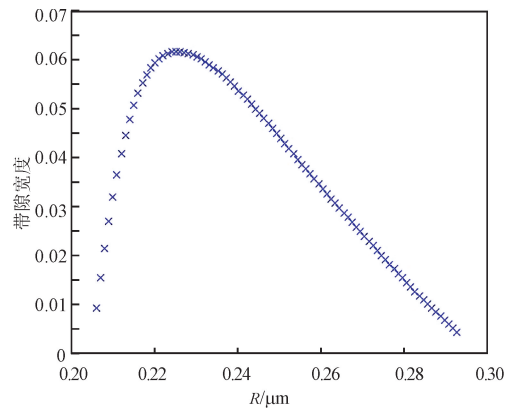


图 9 光子带隙宽度与介质球半径的关系

Fig. 9 Relationship between photonic bandgap width and dielectric-sphere radius

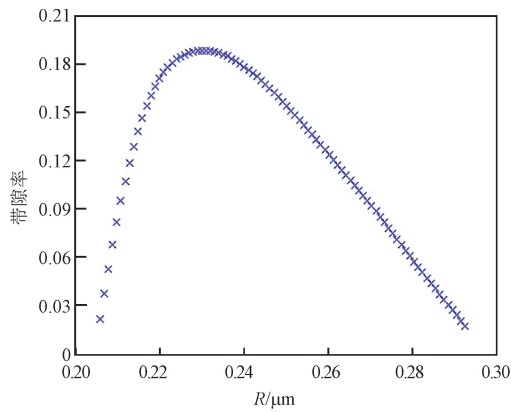


图 10 光子带隙率与介质球半径的关系

Fig. 10 Relationship between photonic bandgap ratio and dielectric-sphere radius

计算结果表明:当介质球半径 $R=0.20 \mu\text{m}$ 时,

表 2 介质球半径不同时的带隙数据

Table 2 Bandgap data for dielectric spheres with different radii

带隙数据	不同介质球半径下的带隙数据					
	0.20 μm	0.21 μm	0.23 μm	0.25 μm	0.27 μm	0.29 μm
带隙上边缘归一化频率 ω_{upper}	无	0.415 0	0.360 8	0.315 6	0.278 6	0.251 1
带隙下边缘归一化频率 ω_{lower}	无	0.383 3	0.300 0	0.270 9	0.254 4	0.244 1
带隙宽度 $\Delta\omega$	无	0.031 7	0.060 8	0.044 7	0.024 2	0.007 0
带隙波长区间/ μm	无	2.409 6~2.608 9	2.771 6~3.333 3	3.168 6~3.691 4	3.589 4~3.930 8	3.982 5~4.096 7
带隙归一化中心频率 $\omega_0 = (\omega_{\text{upper}} + \omega_{\text{lower}})/2$	无	0.399 2	0.330 4	0.293 3	0.266 5	0.247 6
带隙中心波长 $\lambda_0 = a/\omega_0$	无	2.505 3	3.026 6	3.410 1	3.752 3	4.038 8
带隙率 $g = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} / \%$	无	7.94	18.40	15.24	9.08	2.83

表 3 介质球折射率 n 不同时的带隙数据Table 3 Bandgap data for dielectric spheres with different refractive indices n

带隙数据	不同介质球折射率下的带隙数据					
	2	3	4	5	6	7
带隙上边缘归一化频率 ω_{upper}	无	0.535 7	0.434 8	0.362 1	0.308 4	0.267 8
带隙下边缘归一化频率 ω_{lower}	无	0.477 5	0.368 5	0.300 0	0.252 2	0.218 5
带隙宽度 $\Delta\omega$	无	0.058 2	0.066 3	0.062 1	0.056 2	0.049 3
带隙波长区间/ μm	无	1.866 7~2.094 2	2.299 9~2.713 7	2.761 7~3.333 3	3.242 5~3.965 1	3.734 1~4.576 7
带隙归一化中心频率 $\omega_0 = (\omega_{\text{upper}} + \omega_{\text{lower}})/2$	无	0.506 6	0.401 7	0.331 1	0.280 3	0.243 2
带隙中心波长 $\lambda_0 = a/\omega_0$	无	1.973 9	2.506 8	3.047 5	3.603 8	4.155 4
带隙率 $g = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} / \%$	无	11.49	16.50	18.76	20.05	20.27

未出现完全光子禁带;当 $R=0.21 \mu\text{m}$ 时,开始出现完全禁带;随着半径的增大,禁带宽度先增大后减小,在 $R=0.23 \mu\text{m}$ 左右时达到最大值 0.060 8,带隙率达到 18.40%。这一现象的本质是:介质球半径增大,周期性介电结构的折射率对比度增强,布拉格散射效应加剧,禁带宽度随之增大;但当半径过大时,介质球之间的相互作用显著增强,散射波干涉叠加效果减弱,导致禁带宽度减小。

3.2.2 介质球折射率对带隙特性的影响

保持晶格常数、介质球半径 ($R=0.23 \mu\text{m}$)、背景材料不变,介质球折射率 n 变化区间为 $[2, 11]$,通过 Rsoft 软件模拟计算得到各自的归一化频率、光子带隙宽度、带隙率与介质球折射率的关系分别如图 11~13 所示,带隙参数见表 3。

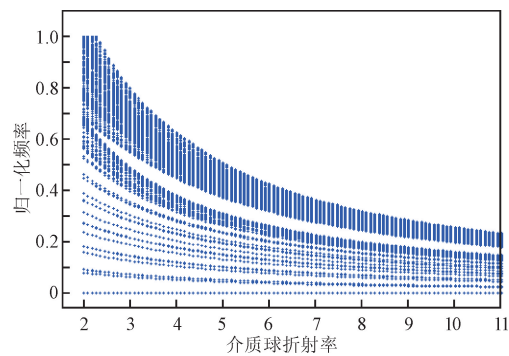


图 11 归一化频率与介质球折射率的关系

Fig. 11 Relationship between normalized frequency and refractive index of dielectric spheres

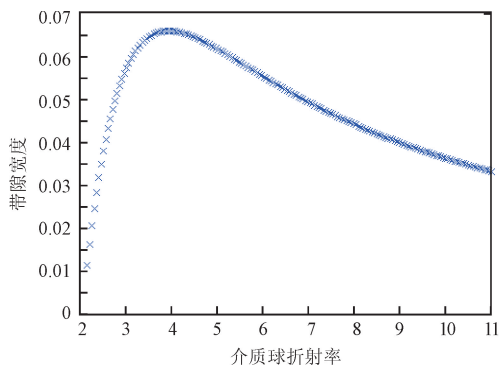


图 12 光子带隙宽度与介质球折射率的关系

Fig. 12 Relationship between photonic bandgap width and refractive index of dielectric spheres

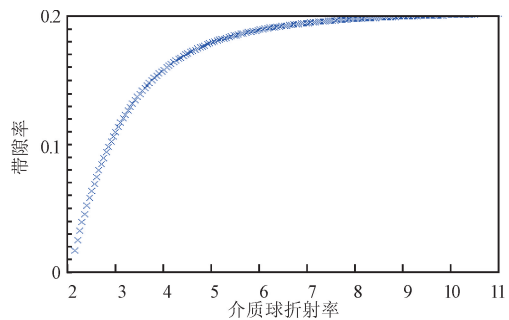


图 13 带隙率与介质球折射率的关系

Fig. 13 Relationship between bandgap ratio and refractive index of dielectric spheres

计算结果表明:当介质球折射率 $n=2.5$ 时,开始出现完全禁带;随着折射率增大,禁带宽度先增大后减小,在 $n=4$ 时达到最大值 0.0663 ,此时带隙率为 16.51% 。这是因为折射率增大,介电常数对比度增强,电磁波散射干涉效应显著增强,禁带宽度随之增大;但当折射率过大时,介电结构的周期性分布被破坏,散射波的相干叠加效果减弱,导致禁带宽度减小。

3.2.3 背景材料折射率对带隙特性的影响

保持晶格常数、介质球半径($R=0.23\text{ }\mu\text{m}$)不变,将介质球材料改为空气($n=1$),分别取背景材料折射率变化区间为 $[2,7]$,模拟计算得到各自的归一化频率、带隙宽度、带隙率与背景材料折射率的关系分别如图 14~16 所示,带隙数据参数见表 4。

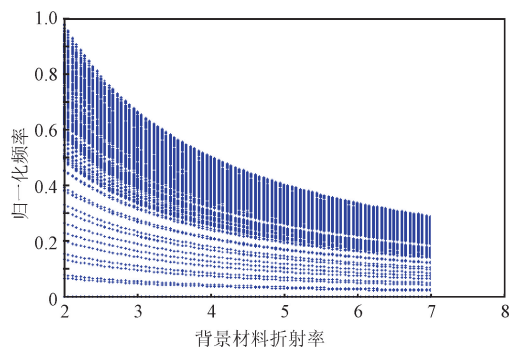
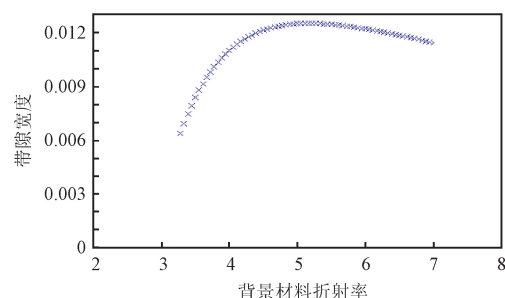
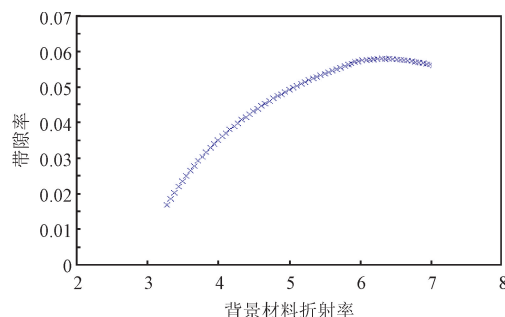
表 4 背景材料折射率 n 不同时的带隙数据

Table 4 Bandgap data for different refractive indices n of background materials

带隙数据	不同背景材料折射率下的带隙数据					
	2	3	4	5	6	7
带隙上边缘归一化频率 ω_{upper}	无	无	0.330 4	0.268 7	0.226 4	0.189 7
带隙下边缘归一化频率 ω_{lower}	无	无	0.311 9	0.255 9	0.214 5	0.179 9
带隙宽度 $\Delta\omega$	无	无	0.011 4	0.012 8	0.011 9	0.009 8
带隙波长区间/ μm	无	无	3.026 6~3.202 6	3.721 6~3.907 8	4.417 0~4.662 0	5.271 5~5.558 6
带隙归一化中心频率 $\omega_0=(\omega_{\text{upper}}+\omega_{\text{lower}})/2$	无	无	0.321 2	0.262 3	0.220 5	0.184 8
带隙中心波长 $\lambda_0=a/\omega_0$	无	无	3.113 8	3.812 4	4.536 2	5.411 3
带隙率 $g=\frac{\Delta\omega}{\omega_0}/\%$	无	无	3.55	4.88	5.40	5.30

可以看出,当背景材料折射率 $n\leq 3$ 时,未出现完全光子禁带;当 $n=4$ 时,开始出现完全禁带,且禁带宽度随着背景材料折射率增大先增大后减小。与介质球折射率和半径的影响相比,背景材料折射

率对禁带宽度的影响较小,最大禁带宽度仅为 0.0128 ,这是因为背景材料作为周期性结构的基底,其折射率变化对介电常数对比度的影响弱于介质球参数的影响。

图 14 归一化频率与背景材料折射率 n 的关系Fig. 14 Relationship between normalized frequency and refractive index n of background material图 15 光子带隙宽度与背景材料折射率 n 的关系Fig. 15 Relationship between photonic bandgap width and refractive index n of background material图 16 光子带隙率与背景材料折射率 n 的关系Fig. 16 Relationship between photonic bandgap ratio and refractive index n of background material

综上所述,金刚石结构三维光子晶体的带隙特性受介质球半径、介质球折射率和背景材料折射率的影响:①介质球半径在 $0.20 \sim 0.30 \mu\text{m}$ 范围内从小到大变化时,带隙宽度先增大后减小, $R = 0.23 \mu\text{m}$ 时达到最大值;②介质球折射率在 $2 \sim 11$ 范围内从小到大变化时,带隙宽度先增大后减小,在 $n = 4$ 时达到最大值;③背景材料折射率需达到 4 以上才会出现完全禁带,且对带隙宽度的影响较小;④介质球参数(半径、折射率)对带隙特性的影响远大于背景材料折射率。上述结论为光

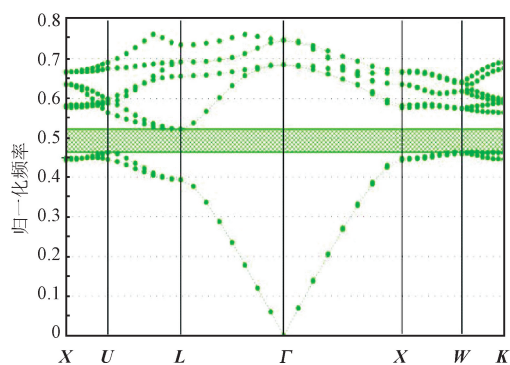
子晶体热防护层的结构设计提供了明确的参数依据,可通过调节介质球参数实现禁带与热辐射光谱的精准匹配。

4 光子晶体防护结构热辐射调控设计与优化

因 SiC 材料具有比重轻、强度高、热辐射率高、耐高温、高折射率及抗氧化性等优点,是常用的高超声速飞行器热防护材料^[2,27-28]。因此,采用 SiC 材料作为金刚石结构光子晶体的主材料,综合利用 SiC 材料与光子晶体的优良特性,可实现高效热防护。计算过程中进行以下简化:①不考虑光子晶体微观结构对热辐射的尺寸效应;②仅考虑完全光子禁带对热辐射的影响,忽略不完全禁带的作用;③填充材料默认为空气,热辐射传递遵循电磁波传播规律。

4.1 SiC 介质球光子晶体热辐射调控特性计算

设定金刚石结构光子晶体中介质球为 SiC(折射率 $n = 3.118$),背景材料为空气($n = 1$),取 SiC 介质球半径 $R = 0.23 \mu\text{m}$ 。通过 Rsoft 软件模拟得到该条件下金刚石结构光子晶体的带隙分布情况如图 17 所示,图中纵坐标为归一化频率,横坐标为波矢量,散点为各个本征模式的能带。

图 17 介质球半径为 $0.23 \mu\text{m}$ 时的光子带隙Fig. 17 Photonic bandgap diagram based on dielectric sphere radius of $0.23 \mu\text{m}$

由图 17 可以看出,该条件下形成了完全光子禁带,带隙的上下边缘归一化频率分别为 0.521 7 和 0.461 9,对应的波段为 $1.917 \sim 2.165 \mu\text{m}$,带宽为 $0.248 \mu\text{m}$,中心波长为 $2.041 \mu\text{m}$ 。

由前文 2.3 节得知, $Ma = 5$ 飞行工况下,弹箭头部加权平均温度为 1194.32 K ,对应的热辐射峰值波长为 $\lambda_m = 2.426 \mu\text{m}$,不在上述结构光子晶体禁带范围内,但仍可对该波段的热辐射调控特性进

行计算。由式(9)可得该禁带内的辐射能和该温度下的黑体辐射的比值为

$$F_{b(\lambda_1-\lambda_2)} = F_{b(0-2.165)} - F_{b(0-1.917)} \quad (15)$$

经查找黑体辐射函数表得: $\eta = 5.34\%$, 取 SiC 材料的发射率为 0.9, 代入式(11~13)得 $E_1 = 103\,833.39\text{ W/m}^2$, $E_2 = 5\,544.70\text{ W/m}^2$, 辐出度较纯 SiC 陶瓷瓦提升 5.34%, 提升效果不够理想, 需对光子晶体结构进行进一步优化。由前述研究得知, 当金刚石结构光子晶体中介质球的折射率及球半径发生变化时, 完全光子禁带的分布区域以及带隙宽度会随之发生改变。因此, 首先在保持介质球折射率不变的情况下, 微调介质球半径, 使得其带隙中心波长逐步逼近热辐射峰值波长; 其次再调整介质球的折射率, 进一步增强其热调控性能。

4.2 光子晶体热辐射调控特性优化

仍以 SiC 介质球为高折射率材料($n = 3.118$), 背景材料为空气, 分别取介质球半径 $R = 0.235\text{ }\mu\text{m}$ 、 $0.240\text{ }\mu\text{m}$ 、 $0.245\text{ }\mu\text{m}$, 利用 Rsoft 软件模拟仿真, 得到不同介质球半径下金刚石结构光子晶体的带隙图, 如图 18~20 所示, 具体带隙参数及辐出度计算结果如表 5 所示。

表 5 不同介质球半径下光子晶体热防护层的辐出度
Table 5 Emissivity of photonic crystal thermal-protection layer under different dielectric-sphere radii

介质球半径/ μm	禁带范围/ μm	禁带宽度/ μm	辐出度提升率 /%
0.235	2.433~2.874	0.441	8.78
0.240	2.500~2.950	0.450	9.05
0.245	2.600~3.003	0.403	8.05

由图 18~20 及表 5 可知, 当介质球半径 R 取值范围在 $[0.235, 0.245]$ 时, 形成了完全光子禁带。 $R = 0.240\text{ }\mu\text{m}$ 时, 光子禁带波长范围为 $2.500 \sim 2.950\text{ }\mu\text{m}$, 虽未覆盖 5 Ma 工况下热辐射峰值波长 $2.426\text{ }\mu\text{m}$, 但由于禁带宽度最宽, 对辐出度的提升也最大, 约为 9.05%。为进一步提升热调控性能, 仍需对光子晶体结构做持续优化。

基于 Fluent 流热耦合^[12]计算的结果显示, 取介质球半径 $R = 0.240\text{ }\mu\text{m}$ 最优值时, 光子晶体热防护层的表面最高温度为 $1\,108.45\text{ K}$, 较纯 SiC 陶瓷瓦降低 85.87 K , 温度降低率为 7.19%; 表面平均热流密度为 148.2 kW/m^2 , 较纯 SiC 陶瓷瓦降低 10.8 kW/m^2 , 热流密度降低率为 6.79%。这表明

优化后的光子晶体热防护层可有效反射热辐射峰值波段的热量, 降低表面温度和热流密度。上述计算结果只考虑了完全禁带的全反射效应, 如果再叠加考虑不完全禁带的部分反射效应, 热防护效果提升会更显著。前文 3.2.2 节研究结果指出, 介质球折射率 n 取 3~5 时禁带特性最优, 若能更进一步提高介质球材料的折射率, 背景材料仍为空气, 使光子禁带中心波长恰好落在辐射峰值波长处且保持较宽的光子禁带时, 防护效果会更理想。

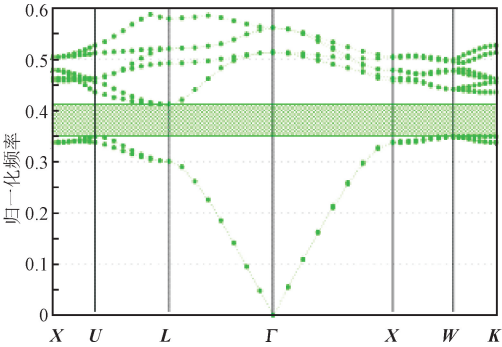


图 18 介质球半径为 $0.235\text{ }\mu\text{m}$ 时的光子带隙
Fig. 18 Photonic bandgap diagram for dielectric sphere radius of $0.235\text{ }\mu\text{m}$

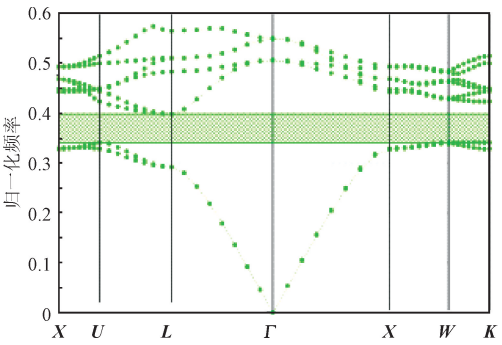


图 19 介质球半径为 $0.24\text{ }\mu\text{m}$ 时的光子带隙
Fig. 19 Photonic bandgap diagram for dielectric sphere radius of $0.24\text{ }\mu\text{m}$

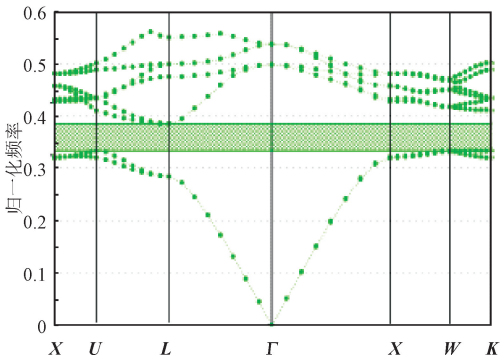


图 20 介质球半径为 $0.245\text{ }\mu\text{m}$ 时的光子带隙
Fig. 20 Photonic bandgap diagram for dielectric sphere radius of $0.245\text{ }\mu\text{m}$

5 结论

聚焦高超声速飞行器热防护需求,系统研究了金刚石结构三维光子晶体的带隙特性、高超声速气动加热特性及光子晶体热防护层的热辐射调控性能,并对 SiC 金刚石结构三维光子晶体热防护结构参数进行了优化设计。优化后的金刚石结构光子晶体热防护层(晶格常数 $1\ \mu\text{m}$, SiC 介质球半径 $0.240\ \mu\text{m}$,背景材料为空气),相比纯 SiC 陶瓷瓦辐射度提升 9.05% ,表面最高温度降低 7.19% ,热流密度降低 6.79% 。

需要指出的是,当光子晶体周期数有限时,禁带内反射率相较于无限周期模型整体有所降低,禁带边缘反射振荡加剧、带边陡峭度下降(无限周期时,禁带内反射率约为 $98\%\sim 100\%$,周期数 >6 时,反射率 $>90\%$,接近无限周期)。本研究 $8\times 4\times 10$ 周期结构禁带内反射率降幅约 10% 。

另外,高温环境会引起介质折射率变化与晶格热膨胀,导致光子禁带波长漂移,温差较大时将出现禁带与工作波长失配现象。因此,在高超声速、高温场景下,必须考虑折射率温度效应,需在 RSoft/FullWAVE 中做温度-折射率扫描仿真,相应修正结构参数或工作波长。

本文仅对高超声速飞行器光子晶体热防护结构设计做了理论仿真,金刚石结构三维光子晶体在微米尺度上实现大面积制备目前仍是世界性工程难题,后续在实验制备方面还需做进一步探索和实践;另外要进一步结合高超声速飞行实际环境,研究高温氧化、力学载荷等对光子晶体微纳结构稳定性及带隙特性的影响,以提升热防护层的适配性;还可结合分子动力学模拟,精准考虑微观结构对热辐射的影响,进一步提升计算精度。

参考文献

- [1] 王璐,王友利.高超声速飞行器热防护技术研究进展和趋势分析[J].宇航材料工艺,2016,46(1): 1-6.
Wang Lu, Wang Youli. Research progress and trend analysis of hypersonic vehicle thermal protection technology[J]. Aerospace Material & Technology, 2016, 46(1): 1-6
- [2] 张利嵩,俞继军.高超声速飞行器热防护技术[M].北京:科学出版社,2021:1-4.
- [3] 王佳为,郑振荣,毕月皎.飞行器热防护材料的研究现状与发展趋势[J].化工新型材料,2020,48(11):

15-19.

- Wang Jiawei, Zheng Zhenrong, Bi Yuejiao. Research status and development trend of aircraft thermal protection material[J]. New Chemical Materials, 2020, 48(11): 15-19.
- [4] 刘永胜,曹立阳,张运海,等.高超声速飞行器热防护用超高温复合材料的研究进展[J].复合材料科学与工程,2022(10): 107-118.
Liu Yongsheng, Cao Liyang, Zhang Yunhai, et al. Research progress on ultra-high temperature composites for thermal protection of hypersonic vehicles[J]. Composites Science and Engineering, 2022(10): 107-118.
- [5] 张路,袁芳,王文清,等.面向一体化热防护的陶瓷基复合材料轻量化结构研究进展与挑战[J].材料工程,2022,50(10): 15-28.
Zhang Lu, Yuan Fang, Wang Wenqing, et al. Progress and challenges in lightweight ceramic matrix composite structures towards integrated thermal protection structure [J]. Journal of Materials Engineering, 2022, 50(10): 15-28.
- [6] 王秋野,韩琳,赵滢宇. C/SiC 复合材料制备技术及应用现状[J].纤维复合材料,2023,40(1): 115-119.
Wang Qiuye, Han Lin, Zhao Hanyu. Fabrication and application of C/SiC composites[J]. Fiber Composites, 2023, 40(1): 115-119.
- [7] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics [J]. Physical Review Letter, 1987, 58(20): 2059-2062
- [8] Wolfe D E, Singh J, Miller R A, et al. Tailored microstructure of EB-PVD 8YSZ thermal barrier coatings with low thermal conductivity and high thermal reflectivity for turbine applications[J]. Surface and Coatings Technology, 2005, 190(1): 132-149.
- [9] Kelly M J, Wolfe D E, Singh J, et al. Thermal barrier coatings design with increased reflectivity and lower thermal conductivity for high-temperature turbine applications[J]. International Journal of Applied Ceramic Technology, 2006, 3(2): 81-93.
- [10] Zhang Haochun, Wei Yanqiang, Su Chengshuai, et al. Optimum structural design of thermal protection for supersonic aircraft by using photonic crystal material [J]. Journal of Thermal Science and Engineering Applications, 2018, 10: 011007.
- [11] Zhang Haochun, Ben Xun, Li Yao, et al. Heat transfer characteristics of an innovative thermal protection system based on photonic crystals[J]. Heat Transfer Engineering, 2014, 35(6/7/8): 583-588.
- [12] 魏衍强.高超声速飞行器热防护及红外辐射特性分析

- [D]. 哈尔滨:哈尔滨工业大学,2016:21-33.
- Wei Yanqiang. Thermal protection and infrared radiation characteristics for hypersonic aircraft[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology,2016:21-33.
- [13] 魏衍强,夏甜,王钦,等. 光子晶体辐射热防护材料反射特性分析[J]. 飞机设计,2021,41(4): 26-35.
- Wei Yanqiang, Xia Tian, Wang Qin, et al. The reflection characteristics analyze for radiation thermal protection based on photonic crystal[J]. Aircraft Design, 2021,41(4): 26-35.
- [14] 马哈,陈强,杨利鑫,等. 基于光子晶体的热防护结构热调控性能研究[J]. 工程热物理学报,2024,45(12): 3853-3862.
- Ma Han, Chen Qiang, Yang Lixin, et al. Thermal regulation performance study of thermal protection structures based on photonic crystals[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2024, 45 (12): 3853-3862.
- [15] Ma Han, Wei Zichen, Chen Qiang, et al. Inverse design of radiation property in photonic crystal used for a novel thermal protection structure[J]. Applied Thermal Engineering, 2025, 278: 127052.
- [16] Zhang Ye, Wang Qiang, Xiao Meng, et al. Polarization vortices of thermal emission [J]. Science Advances, 2025, 11(38): eadx6252.
- [17] 赵选科. SiC 三维光子晶体热防护结构及其等效导热系数计算[J]. 火箭军工程大学学报, 2023, 37(4): 52-56.
- Zhao Xuanke. Thermal protection structure and calculation of equivalent thermal conductivity of SiC 3D photonic crystals [J]. Journal of Rocket Force University of Engineering,2023, 37(4):52-56.
- [18] 赵选科,徐斌. 木堆积结构三维光子晶体热防护涂层设计优化与仿真[J]. 火箭军工程大学学报, 2024, 38(4): 68-77.
- Zhao Xuanke,Xu Bin. Optimization design and simulation of woodpile structure 3D photonic crystals thermal protection coating[J]. Journal of Rocket Force University of Engineering,2024,38(4):68-77.
- [19] 马锡英. 光子晶体原理及应用[M]. 北京:科学出版社, 2010:96-101.
- [20] 刁述妍. 三维光子晶体带隙特性的数值模拟[J]. 激光杂志,2018,39(4): 9-10.
- Diao Shuyan. The numerical simulation of band gap of three-dimensional photonic crystal[J]. Laser Journal, 2018,39(4): 9-10.
- [21] Yamamoto T, Tanaka S, Suzuki K. Phonon scattering mechanisms in porous photonic crystals for low thermal conductivity[J]. Journal of Physics: Condensed Matter, 2022, 34(45): 455401.
- [22] 梁日辉. 高速飞行器高温流场及其辐射特性数值模拟[D]. 西安:西安电子科技大学,2019:11-13.
- Liang Rihui. Numerical simulation of the flow field and radiative properties for hypersonic vehicle in high-temperature environment[D]. Xian:Xidian University, 2019:11-13.
- [23] 张佳晨. 高超声速流场的辐射加热特性数值模拟研究[D]. 杭州:浙江大学,2020:9-14.
- Zhang Jiachen. The research on numerical simulation of radiation heating characteristics in the hypersonic flow field[D]. Hangzhou:Zhejiang University,2020:9-14.
- [24] 夏刚,程文科,秦子增. Spalart-Allmaras 湍流模型在高超声速气动加热计算中的应用[J]. 国防科技大学学报, 2002, 24(6): 15-18.
- Xia Gang, Cheng Wenke, Qin Zizeng. Application of the Spalart-Allmaras turbulence model in hypersonic aerothermodynamics computations[J]. Journal of National University of Defense Technology,2002, 24(6): 15-18.
- [25] 杨世铭,陶文铨. 传热学[M]. 第四版. 北京:高等教育出版社, 2006: 357-359.
- [26] Noda S, Tomoda K, Yamamoto N, et al. Full three-dimensional photonic bandgap crystals at near-infrared wavelengths [J]. Science, 2000, 289(5479): 604-606.
- [27] 张明娣,高海军,罗李娜,等. 碳化硅-金属四层膜结构的红外隐身性能研究[J]. 火箭军工程大学学报,2025, 39(1): 76-83.
- Zhang Mingdi, Gao Haijun, Luo Lina, et al. Infrared stealth performance of a four-layer silicon carbide metal film structure[J]. Journal of Rocket Force University of Engineering,2025,39(1):76-83.
- [28] 王心怡,罗发,巩学慧,等. C/C 复合材料表面低红外发射率薄膜研究[J]. 火箭军工程大学学报,2024,38(5): 88-95.
- Wang Xinyi, Luo Fa, Gong Xuehui, et al. Study of low infrared emissivity films on the surface of C/C composite[J]. Journal of Rocket Force University of Engineering,2024,38(5):88-95.

Photonic Crystal Thermal-Protection Structure and Thermal-Radiation Control for Hypersonic Aircraft

ZHAO Xuanke, QIAO Yang

(Rocket Force University of Engineering, Xi'an 710025, China)

ABSTRACT: To satisfy the requirements of lightweight, designability, and high-temperature resistance for the hypersonic thermal protection of hypersonic aircraft while achieving the dual protection effect of “reflecting thermal radiation” and “suppressing heat conduction,” this study investigated the bandgap characteristics of diamond-structured three-dimensional photonic crystals, hypersonic aerodynamic heating characteristics, and the thermal-radiation regulation performance of photonic crystal thermal-protection layers. Simulations using the Rsoft software generated bandgap diagrams of diamond-structured photonic crystals under varying dielectric-sphere radii. Compared with pure SiC ceramic tiles, the optimized diamond-structured photonic crystal thermal-protection layer can increase thermal-radiation emissivity by 9.05%, reduce the maximum surface temperature by 7.19%, and decrease the heat-flux density by 6.79%. These findings provide references for designing photonic crystal thermal-protection structures of hypersonic aircrafts.

KEYWORDS: hypersonic aircraft; thermal protection; photonic crystal; photonic bandgap; thermal radiation regulation

(编辑:于福兴)