

DOI: 10.20189/j.cnki.CN/61-1527/E.202503007

光子晶体隐身雷达全角度高反射面设计

赵选科, 王金山

(火箭军工程大学, 陕西 西安 710025)

摘 要: 针对传统雷达反射面体积大、质量重、损耗大、发射效率低、机动性能差等问题, 利用光子晶体的禁带特性将一维光子晶体结构材料运用于雷达的自隐身设计。以波长为 0.12 mm 的亚毫米波雷达为例, 采用材料设计要求和结构设计要求 2 种模式, 设计了一种全角度、高反射的光子晶体雷达反射面; 运用传输矩阵法进行了仿真优化, 得到了最佳结构参数和材料参数。整个雷达反射面设计厚度仅为 237 μm , 在入射角 $0^\circ \sim 75^\circ$ 范围内, 雷达发射波长基本位于光子晶体禁带中心位置, $\lambda = 0.12 \text{ mm}$ 处的反射率接近 100%, 且保持了较大的带宽冗余, 可显著提高现有雷达反射面天线的发射效率, 同时, 也有助于降低雷达功耗和红外特征, 实现雷达的小型化, 进而提高其机动性和隐身能力。

关键词: 隐身雷达; 光子晶体; 雷达反射面; 传输矩阵法; 光子禁带

中图分类号: O734

文献标志码: A

文章编号: 2097-2741(2025)03-064-12

Omnidirectional High-Reflection Surface Design for Photonic Crystal-Based Stealth Radar Reflectors

ZHAO Xuanke, WANG Jinjin

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

ABSTRACT: To address the limitations of traditional radar reflector surfaces, such as large volume, heavy weight, high loss, low transmission efficiency, and poor maneuverability, one-dimensional photonic crystal structural materials were applied in radar self-stealth design by utilizing the band gap characteristics of photonic crystals. Considering the submillimeter-wave radar with a wavelength of 0.12 mm as an example, a photonic crystal radar reflector surface with a full angle and high reflectivity was designed using two modes of material and structural design requirements. The transfer matrix method was used for simulation optimization, yielding optimal structural and material parameters. The thickness of the entire radar reflector surface was only 237 μm . Within the range of incident angles from 0° to 75° , the radar transmission wavelengths were located at the center of the photonic crystal band gap. The reflectivity for a radar wavelength of 0.12 mm was close to 100%, and maintained a relatively wide bandwidth redundancy, significantly improving the transmission efficiency of existing radar reflector antennas. Additional-

收稿日期: 2025-04-25

修回日期: 2025-05-14

录用日期: 2025-05-18

第一作者: 赵选科 (1972—), 男, 副教授, 主要从事光子晶体与光电对抗研究。E-mail: chxuke@163.com

引用格式: 赵选科, 王金山. 光子晶体隐身雷达全角度高反射面设计[J]. 火箭军工程大学学报, 2025, 39 (3): 64-75. ZHAO Xuan-ke, WANG Jinjin. Omnidirectional high-reflection surface design for photonic crystal-based stealth radar reflectors[J]. Journal of Rocket Force University of Engineering, 2025, 39 (3): 64-75.

ly, this method reduced radar power consumption and infrared characteristics, enabled system miniaturization, and consequently enhanced radar maneuverability and stealth capabilities.

KEYWORDS: stealth radar; photonic crystal; radar reflector surface; transfer matrix method; photonic band gap

雷达是通过发射电磁波, 接收来自其监测范围内目标的反射回波, 并从回波信号中提取目标信息, 从而实现对目标的探测、识别和定位的电磁系统。雷达在现代武器系统中发挥着至关重要的作用。然而, 随着雷达隐身技术、电子干扰技术、超低空飞行技术以及反辐射导弹技术的发展^[1], 雷达的战场生存能力受到前所未有的挑战, 提高雷达隐身性能以改善其生存能力已变得十分紧迫^[2]。

传统雷达的雷达波产生后, 一部分会在雷达基底中来回传播, 消耗大量雷达波能量并转换成热能导致基底发热^[3]; 另一部分雷达波经过金属反射面发射时, 由于趋肤效应会在反射面上产生表面波^[4], 又会损耗一部分雷达波能量, 使雷达反射面产生温升, 导致红外特征增强, 增加了自身被发现的可能性, 给雷达生存带来威胁。金属反射面温升还会带来反射面的形变, 使雷达发射效率降低。另外, 由于金属反射面体积大、质量重, 不利于机动, 雷达被发现后很难生存。此外, 雷达波向外辐射时, 除了主瓣外还伴随着旁瓣, 如果旁瓣电平太高, 会使雷达受到严重的有源或杂波干扰, 同时旁瓣也会造成能量的分散, 在降低发射效率的同时, 也增加了雷达被探测到的概率。因此, 为了提高雷达的生存能力也需要抑制旁瓣, 改善雷达的方向性^[5]。

为了对抗上述“四大”威胁, 隐身雷达技术应运而生。目前国内外研究开发了低截获概率(low probability of intercept, LPI)^[6]、超低旁瓣天线^[7]、混合扩谱扩展^[8-9]、数字波束形成^[10]、多种发射波形设计^[11], 以及频率、功率、重复频率等雷达基本参数的捷变或自适应捷变^[12]等一系列新方法和新技术。但目前仍然存在设计复杂、兼容性差、协同困难、隐身效果不佳等一些难以解决的问题。

光子晶体作为一种新型的人工构造超材料, 其独特的禁带特性和局域特性为隐身雷达设计提供了新思路, 近年来得到了广泛应用, 在提高雷达效率、减少雷达损耗、提高雷达天线方向性、分束、滤波、准直等方面具有明显优势^[13-22]。光

子晶体的禁带特性可使落于禁带频域的电磁波无法传播, 反射率近乎 100%。基于此, 可以设计制造基于光子晶体的雷达基底和反射面, 以实现雷达波的高反射, 减少雷达波的能量损耗^[23-24], 降低雷达的红外特征, 提高雷达发射效率, 从而实现雷达的小型化, 提高其机动性以达到隐身目的。光子晶体的局域特性是指通过在光子晶体内部引入杂质, 从而在光子禁带内形成透射率极高的缺陷模, 这种缺陷模会随着电磁波入射角度的变化而发生偏移。利用掺杂光子晶体制成雷达天线贴片, 可以实现对雷达波的调制, 从而抑制雷达旁瓣, 提高雷达的方向性^[25-26], 减少敌方探测器通过雷达旁瓣探测到雷达波的可能性, 从而提高雷达的生存能力。另外, 雷达方向性的提高, 可以有效减少其他方向回波的干扰, 更好地提高雷达的探测能力。

贾高伟等^[27-28]通过“光谱挖孔”技术, 在光子晶体周期性结构中引入缺陷, 实现了雷达波、红外、激光多波段隐身的协同调控, 攻克了柔性基底镀膜、纳米级厚度均匀性控制等难题, 实现了多波段兼容光子晶体柔性复合隐身材料的工程化突破。在测试中, 搭载该材料的雷达天线在高海拔环境下, 连续工作 24 h 仍保持稳定隐身性能, 散热效率与无隐身涂层时一致。You 等^[29]结合可编程超表面与拓扑光子晶体, 设计了一种适用于动态隐身场景的超快控制的可编程等离子拓扑绝缘体, 可实时调整反射方向以规避雷达探测。Liu 等^[30]基于合成平移维度理论, 提出了一种基于合成平移维度的片上拓扑光子晶体纳米桥滤波器的设计方案, 为雷达隐身材料的抗散射设计提供了新思路。Wang 等^[31]开发出仿生无序孔气凝胶材料, 在雷达-红外-太赫兹波段电磁兼容隐身方面表现出优异的综合性能, 具有良好的稳定性和轻质特性。Huang 等^[32]在“集成微腔光学频率梳”领域取得进展, 实现了 50 通道 HOM 干涉。该技术通过严格的频率对准与稳定性控制, 为光子晶体在多波段隐身材料中的频率梳调控提供了技术支撑。Jing 等^[33]利用“莫尔双层光栅”实现了光子平带与局域态, 为光子晶体的超宽频隐身设计

提供了理论参考。

而本文将一维光子晶体运用于雷达的自隐身设计中,利用光子晶体的禁带特性,设计了全角度高反射雷达反射面(利用光子晶体局域特性的雷达天线贴片设计受篇幅所限,另文论述),可显著降低雷达反射面功耗,提高雷达发射效率,减小雷达体积和质量,从而实现雷达的小型化和自隐身目的。

1 光子晶体基础理论和数值计算方法

1.1 光子晶体基础理论^[34-35]

电磁波在光子晶体中传播时要遵守 Maxwell 方程组。高斯单位制下,Maxwell 方程组可写为

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{1}{c} 4\pi \mathbf{J} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \end{cases} \quad (1)$$

式中: $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{H}$ 、 $\mathbf{B}$ 和 $\mathbf{D}$ 分别代表电场强度矢量、磁场强度矢量、磁感应强度矢量和电位移矢量; c 为真空中光速; ρ 为自由电荷密度; $\mathbf{J}$ 为电流密度; t 为时间。

对光子晶体做如下假定。

1) 所在的空间没有自由电荷和电流,因此, $\rho=0$ 且 $\mathbf{J}=0$;

2) 介质中的电磁场强度较弱,可忽略 $\mathbf{E}$ 的高次项;

3) 组成光子晶体的各部分材料具有各向同性,但整体为不均匀介质,所以 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 和 $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ 可以采用标量 $\varepsilon(\mathbf{r}, t)$ 将其进行联系,即 $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$;

4) 材料介质为非铁磁材料,在高斯单位制下相对磁导率 $\mu \approx 1$,因此 $\mathbf{B} = \mathbf{H}$ 。介质为无损耗材料,故

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (2)$$

式中: ε_0 为真空的介电常数; $\varepsilon(\mathbf{r})$ 为介质的相对介电常数。

在给定电磁波频率 ω 的情况下,电磁波随时间的变化可以记作

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{i\omega t} \\ \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{H}(\mathbf{r}) e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (3)$$

将式(2)代入式(1)中的中间两项,得

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= -i\omega \mathbf{H}(\mathbf{r}) / c \\ \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) &= i\omega \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) / c \end{aligned} \quad (4)$$

将式(3)的左边取旋度,再合并式(4)中的2个等式,当光的频率为 ω 时, $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ 和 $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ 对应的Maxwell方程组可记为

$$\begin{aligned} \nabla \times \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) &= \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) / c \\ \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= 0 \end{aligned} \quad (5)$$

式中: $\varepsilon(\mathbf{r})$ 随着空间位置的变化作周期性变化,可记作 $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r}, R')$, R' 为介电常数的变化周期; ω 为电磁波频率; $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ 为电磁波的磁场分量; $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ 为电磁波的电场分量。令

$$\begin{cases} \Theta_E(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times [\nabla \times] \\ \Theta_H(\mathbf{r}) = \nabla \times \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \\ \lambda = (\omega/c)^2 \end{cases} \quad (6)$$

得

$$\Theta_H(\mathbf{r}) \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \lambda \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (7)$$

式中: Θ_H 为线性厄密算符。式(7)的求解过程实际上是一个线性本征值的求解问题,由空间变化的介电常数和边界条件 $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$ 下确定其解,得到方程的色散关系 $\omega(k)$ 。该方程在特定情况下才有解,也就是说某些频率的电磁波在光子晶体中是被禁止传播的,这些被禁止的频域即为“光子禁带”。

1.2 光子晶体数值计算方法

目前,对于光子晶体本征方程的求解已经探索了很多方法^[36],比较常用的有传输矩阵法(transfer matrix method, TMM)^[37]、平面波展开法(plane wave expansion method, PWEM)^[38]、时域有限差分法(finite different time domain, FDTD)^[39]、散射矩阵法^[40]和 N 阶法^[41]等。其中, PWEM适用于完整光子晶体的能带分析,特别是对二维光子晶体的能带理论分析具有独特之处,但是在计算含缺陷的光子晶体的能带时计算量增加; FDTD通过将微分方程转化为差分方程,理论上可以计算任何形式下的电磁波,已经较为成熟,适合仿真分析电磁波在光子晶体中的传播,但设置比较麻烦,对计算机要求较高;散射矩阵法适合计算光子晶体中的场分布和传输光谱,但

计算过程需要消耗大量时间; N 阶法适合于计算完整光子晶体, 处理缺陷模型时计算时间会大大增加; TMM 适用于一维光子晶体的带隙特征以及透射反射分析, 具有计算量小、计算准确等优点, 但不适合求解电磁场的分布。本文采用一维光子晶体结构, 因此, 分析方法采用传输矩阵法。

TMM 的基本原理是把 Maxwell 方程组离散化, 然后设定一个传输矩阵, 并用其表示相邻两层(面)空间之间场的关系, 最终同样转变为求解本征值的问题。利用 TMM 求解光子晶体, 可以从一个层面的电磁场分布外推到整个空间的场分布, 特别适用于介电常数随频率变化的金属系统。此外, 传输矩阵计算量仅与层面上的格点数的二次方成正比, 与平面波算法相比, 具有传输矩阵小、矩阵元小以及运算量小等优点。TMM 还可以计算有限尺寸光子晶体的透射系数和反射系数, 尤其适用于一维光子晶体带隙特征以及透射反射的仿真。

假定一维二元光子晶体由折射率不同的 2 种材料 A 和 B 组成, 其折射率分别为 n_A 和 n_B , 厚度分别为 d_A 和 d_B , 按照 ABAB... 的次序周期排列, 记为 $(AB)^N$, N 为周期数, 如图 1 所示。

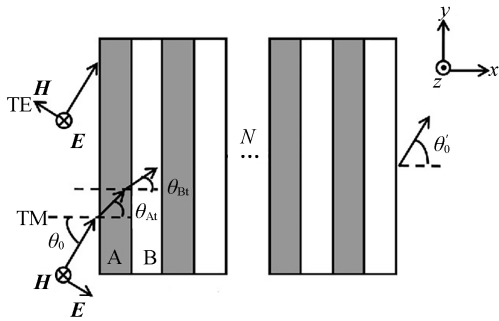


图 1 一维光子晶体模型

Fig. 1 One-dimensional photonic crystal model

材料 A 和 B 的相对介电常数、磁导率和厚度分别为 ε_A 、 μ_A 、 d_A 和 ε_B 、 μ_B 、 d_B 。简化雷达波为平面波, 从材料左边的空气界面以入射角 θ 入射, 在光子晶体中无自由电荷和自由电流的情况下, 在第 j 层的电磁场满足波动方程

$$\frac{d^2}{dz^2} E_j(z, \omega) + k_j^2 E_j(z, \omega) = 0 \quad (8)$$

其一般解可以表示为

$$E_j(z, \omega) = E_j^+(\omega) \exp[ik_j(z - z_j)] + E_j^-(\omega) \exp[-ik_j(z - z_j)] \quad (9)$$

式中: z_j 为界面坐标; $k_j = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_j \mu_j - \left(\frac{\omega}{c} \sin \theta\right)^2}$,

$\frac{\omega}{c} \sin \theta$ 为沿界面的波矢, 令 $q = \frac{\omega}{c} \sin \theta$, 而 $\nabla \times \mathbf{E} = i\omega \mu \mathbf{H}$, 所以第 j 层的磁场为

$$H_j(z, \omega) = \frac{\eta_j}{c\mu_0} \{ E_j^+(\omega) \exp[ik_j(z - z_j)] + E_j^-(\omega) \exp[-ik_j(z - z_j)] \} \quad (10)$$

式中: η_j 表示导纳, 其值与入射波模式有关。

$$\begin{cases} \eta_j = \frac{c}{\omega \mu_j} k_j & \text{TE 模} \\ \eta_j = \frac{\omega \mu_j}{c} k_j & \text{TM 模} \end{cases} \quad (11)$$

采用二分波函数描述电磁场, 定义为

$$\chi_j(z, \omega) = \begin{bmatrix} \psi_j(z, \omega) \\ \phi_j(z, \omega) \end{bmatrix} \quad (12)$$

其中

$$\psi_j(z, \omega) = E_j(z, \omega), \phi_j(z, \omega) = ic\mu_0 H_j(z, \omega) \quad (13)$$

令

$$\varphi^* = E_j^*(\omega) \exp[ik_j(z - z_j)] \quad (14)$$

则通过界面的电磁场可以表示为

$$\begin{bmatrix} \psi_j(z, \omega) \\ \phi_j(z, \omega) \end{bmatrix}_z = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ i\eta & -i\eta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varphi_+ \\ \varphi_- \end{bmatrix}_z \quad (15)$$

在第 j 层介质中, 电磁场从 z 处传播到 z^+ 处可以表示为

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \psi_j(z, \omega) \\ \phi_j(z, \omega) \end{bmatrix}_z &= \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ i\eta & -i\eta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varphi_+ \\ \varphi_- \end{bmatrix}_z = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ i\eta & -i\eta \end{bmatrix} \\ &\begin{bmatrix} \exp[ik_j(z - z_j)] & 0 \\ 0 & \exp[-ik_j(z - z_j)] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varphi_+ \\ \varphi_- \end{bmatrix}_z = \\ &\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ i\eta & -i\eta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \exp[ik_j(z - z_j)] & 0 \\ 0 & \exp[-ik_j(z - z_j)] \end{bmatrix}_z \\ &\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ i\eta_j & -i\eta_j \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi_j(z, \omega) \\ \phi_j(z, \omega) \end{bmatrix}_z = \mathbf{M}_j(\Delta z, \omega) \begin{bmatrix} \psi_j(z, \omega) \\ \phi_j(z, \omega) \end{bmatrix}_z \end{aligned} \quad (16)$$

所以, 通过第 j 层的传输矩阵可以表示为

$$\mathbf{M}_j(\Delta z, \omega) = \begin{bmatrix} \cos(k_j, \Delta z) & \frac{1}{\eta_j} \sin(k_j, \Delta z) \\ -\eta_j \sin(k_j, \Delta z) & \cos(k_j, \Delta z) \end{bmatrix}, \quad k_j = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_j \mu_j - q^2} \quad (17)$$

式中: ε_j 和 μ_j 分别为第 j 层介质的相对介电常数和

磁导率。

光子晶体中各个边界都是连续的, 任何位置的电磁场可以用入射电磁场 $\psi(z_0, \omega)$ 与传输矩阵的乘积来表示, 即

$$\psi(z_{j-1} + \Delta z, \omega) = Q(z_{j-1} + \Delta z, \omega) \psi(z_0, \omega) \quad (18)$$

式 (18) 中的矩阵 $Q(z_{j-1}, \omega)$ 可表示为

$$Q(z_{j-1}, \omega) = M_j(z_0, \omega) \prod_{i=1}^{j-1} M_i(d_i, \omega) \quad (19)$$

通过传输矩阵, 可以描述电磁波经过多层介质后的传播情况, 并且可以计算出射层的反射系数和透射系数。电磁波从空气介质中入射到光子晶体中, 入射电磁波由前行场和反射场叠加, 可表示为

$$\chi(0, \omega) = \begin{bmatrix} \psi(z_0) \\ \phi(z_0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_i(0, \omega) + E_r(0, \omega) \\ i\eta_0(E_i(0, \omega) + E_r(0, \omega)) \end{bmatrix} \quad (20)$$

同样, 在出射端, 只有透射出来的出射电磁场, 即

$$\chi(z_N, \omega) = \begin{bmatrix} \psi(z_N) \\ \phi(z_N) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_t(z_N, \omega) \\ i\eta_i E_t(z_N, \omega) \end{bmatrix} \quad (21)$$

透射场、反射场与入射场的关系为

$$E_r(0, \omega) = r(\omega) E_i(0, \omega) \quad (22)$$

$$E_t(z_N, \omega) = t(\omega) E_i(0, \omega) \quad (23)$$

将式 (22) 代入式 (21), 定义表面导纳为

$$\sigma = \frac{\phi(z_0)}{\psi(z_0)} = \frac{i\eta_0(1 - r(\omega))}{1 + r(\omega)} \quad (24)$$

则反射系数为

$$r(\omega) = \frac{i\eta_0 - \sigma}{i\eta_0 + \sigma} \quad (25)$$

将式 (20) ~ (22) 代入式 (18), 得

$$\begin{bmatrix} \psi(z_N) \\ i\eta_i \psi(z_N) \end{bmatrix} = X(z_N, \omega) \begin{bmatrix} \psi(z_0) \\ \sigma \psi(z_0) \end{bmatrix} \quad (26)$$

其中

$$X(z_N, \omega) = \prod_{i=1}^N M_i(d_i, \omega) = \begin{bmatrix} x_{11}(\omega) & x_{12}(\omega) \\ x_{21}(\omega) & x_{22}(\omega) \end{bmatrix} \quad (27)$$

如果光子晶体有 N 层, 则其表面导纳 σ 为

$$\sigma = -\frac{i\eta_i x_{11} - x_{21}}{i\eta_i x_{12} - x_{22}} \quad (28)$$

将式 (28) 代入式 (25), 得到光子晶体的反射系数为

$$r = -\frac{i\eta_0(i\eta_i x_{12} - x_{22}) + i\eta_i x_{11} - x_{21}}{i\eta_0(i\eta_i x_{12} - x_{22}) - i\eta_i x_{11} - x_{21}} \quad (29)$$

假设光子晶体两端都是空气, 则 $\eta_0 = \eta_i = \cos \theta$

$$r = \frac{(x_{22} - x_{11}) \cos \theta + i(x_{12} \cos^2 \theta + x_{21})}{(x_{22} + x_{11}) \cos \theta + i(x_{12} \cos^2 \theta - x_{21})} \quad (30)$$

同样, 通过式 (23)、(26)、(29) 可得到光子晶体的透射系数为

$$t = \frac{i \cos \theta}{(x_{22} + x_{11}) \cos \theta + i(x_{12} \cos^2 \theta - x_{21})} \quad (31)$$

光子晶体的反射率 R 和透射率 T 分别为

$$R = r \cdot r^* \quad (32)$$

$$T = t \cdot t^* \quad (33)$$

影响透射率 T 或者反射率 R 的主要参数为光子晶体结构参数、周期数和材料参数。其中透射率为 0 的频段即为光子晶体禁带, 利用其禁带特性可以设计一种光子晶体雷达反射面, 实现雷达波的全角度高反射, 提高雷达发射效率, 降低雷达功耗, 从而达到隐身目的。

2 光子晶体全角度高反射雷达反射面设计

采用图 1 所示的一维光子晶体 (AB)^{*N*} 设计雷达反射面。A、B 两种材料的折射率分别记为 n_A 和 n_B , N 为周期数。简化入射雷达波为平面波, 从材料 A 与空气的左界面以入射角 θ_0 入射, 经过光子晶体后从材料 B 与空气的右界面以角度 θ'_0 出射。

设计雷达反射面时, 首先要确定雷达波的中心波长 λ_0 和波段 (频带) 范围。以频率为 2 500 GHz 的亚毫米波为例, 其中心波长 $\lambda_0 = 0.12$ mm。相比光子晶体的禁带宽度 $\Delta\lambda$ (一般最大可做到 λ_0), 雷达的频带宽度一般很小 (窄带雷达一般为 0.2 GHz 左右, 宽带雷达一般为 1 GHz 左右, 对应的波长带宽 $\Delta\lambda \sim 0.05 \mu\text{m}$)。在武器系统设计中, 应考虑适当增加其反射宽带, 使其性能在特定范围内有一定的冗余度。在对禁带宽度要求不是很高的情况下, 仅需调整光子晶体结构参数和材料参数即可实现禁带的展宽和平移。但如果对雷达反射面的禁带宽度有很高的要求, 则需要对光子晶体禁带进行展宽, 方法主要有 3 种^[42-43]。一是通过若干光子晶体的禁带复合实现禁带展宽; 二是

利用光学的异质结构理论实现禁带展宽；三是在角域范围内对光子晶体进行叠加，从而实现禁带展宽。

为保证光子禁带的高反射率，选择周期数 $N=8$ 。为获得最宽带隙，令每层介质的光学厚度等于雷达中心波长 λ_0 的 $1/4$ ，即 $nd = \lambda_0/4 = 0.03 \text{ mm}$ 。此外，为减少雷达波损耗，可选择亚毫米波段透明的 2 种介质，如聚甲基丙烯酸甲酯 (PMMA) 和高钬玻璃 (LaSF64) 来构建光子晶体结构。

2.1 按材料要求设计

假设 $n_B = 1.32$ (PMMA)， n_A 有多种材料可选；或者 $n_A = 4.7$ (LaSF64)， n_B 有多种材料可选的情况下，研究 n_A 或 n_B 单独连续变化对光子晶体禁带的影响，结果如图 2 所示。

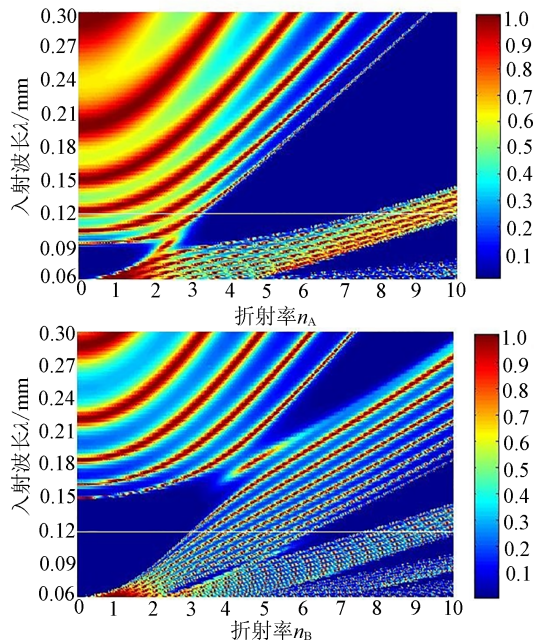


图 2 n_A 和 n_B 单独变化下光子晶体的连续透射谱

Fig. 2 Continuous transmission spectra of photonic crystals under variations of n_A and n_B respectively

图 2 中蓝色区域为光子禁带，在图中画一条 $\lambda = 0.12 \text{ mm}$ 的水平线，该线与蓝色区域相交部分对应的 n_A 或 n_B 值即为所要构造的光子晶体雷达反射面 2 种介质折射率的取值范围。然后，查阅材料性能手册，即可通过对比选择出合适的光子晶体材料。

选定材料后，还需要分析不同折射率下入射角度对光子晶体禁带的影响，并选取其中的最优设计。假设厚度 d_B 不变，取 $n_B = 1.32$ ， n_A 选择

4、5、6、7 等，仿真计算得到光子禁带随入射角变化的透射谱分布，如图 3 所示。

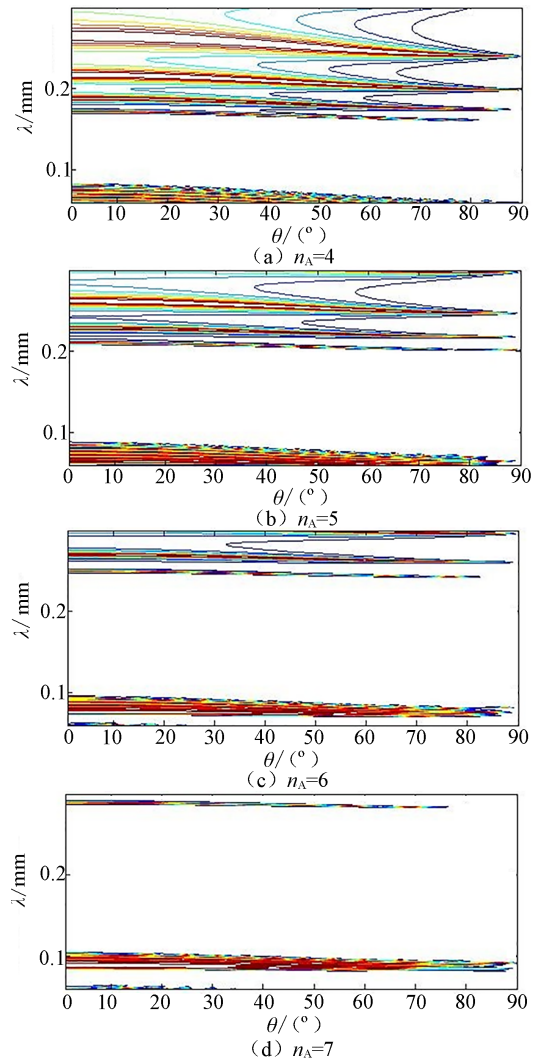


图 3 n_B 确定条件下， n_A 不同取值时光子禁带随入射角的变化 (TE 模)

Fig. 3 Photonic band gap under variations of the incident angle with n_A taking different values and n_B at a definite value (TE mode)

图 3 中空白部位为禁带，可以看出，入射波为 TE 模时， n_A 变化对不同入射角下雷达发射波段光子禁带的反射率基本没有影响。但 $n_A \geq 6$ 时，光子禁带下沿已接近雷达工作波长 $\lambda_0 = 0.12 \text{ mm}$ 。入射波为 TM 模时，光子禁带随入射角变化的透射谱分布如图 4 所示。图中空白部位为禁带，可以看出，禁带上沿受入射角影响较大。当 $n_A = 4$ ，入射角较大 ($>70^\circ$) 时，光子禁带上沿已接近雷达中心波长 λ_0 ，不能实现对雷达发射波长 $\lambda_0 = 0.12 \text{ mm}$ 的高反射。当 $n_A = 7$ 时，光子禁带下沿已接近雷达中心波长 λ_0 。因此，为了满足雷达波全角度高

反射的要求,同时考虑材料性能限制,可选用 n_A 为5左右的材料,以确保雷达波长位于禁带中心位置附近,并保证有一定带宽冗余。

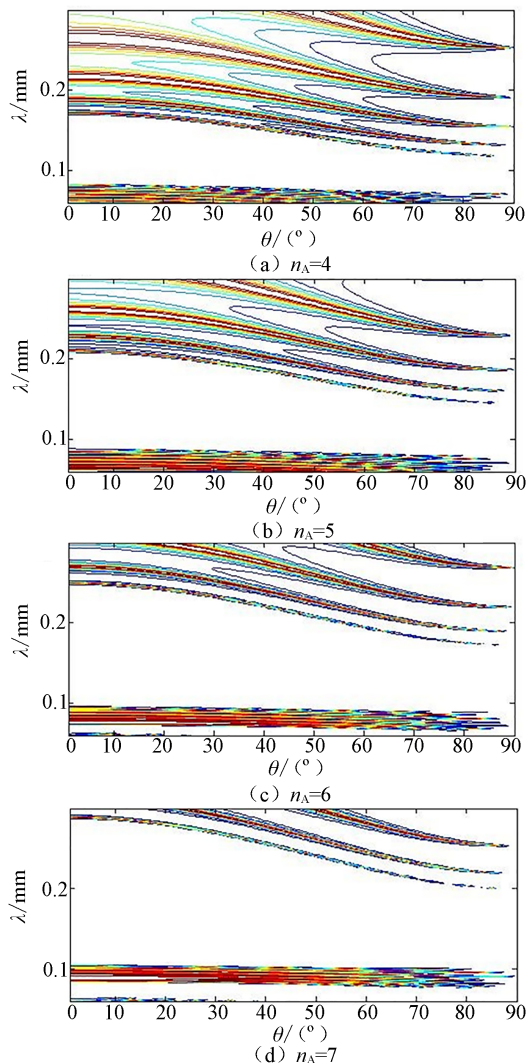


图4 n_B 确定条件下, n_A 不同取值时光子禁带随入射角的变化(TM模)

Fig. 4 Photonic band gap under variations of the incident angle with n_A taking different values and n_B at a definite value (TM mode)

通过优化计算,选择 $n_A = 4.7$ 。分别取入射角 $\theta = 0^\circ$ 、 25° 、 50° 、 75° ,计算 $n_A = 4.7$ 时不同入射角下雷达天线反射面的反射率,得到光子晶体在不同入射角下的反射谱,如图5所示。可以看出,入射角在 $0^\circ \sim 75^\circ$ 范围内,雷达波长 $\lambda = 0.12 \text{ mm}$ 处的反射率接近100%,且保持有一定的带宽冗余。这里未考虑材料的吸收损耗,是因为这部分能量占比很小,对结果影响不大。因此,采用光子晶体雷达反射面天线可大大提高雷达发射效率。

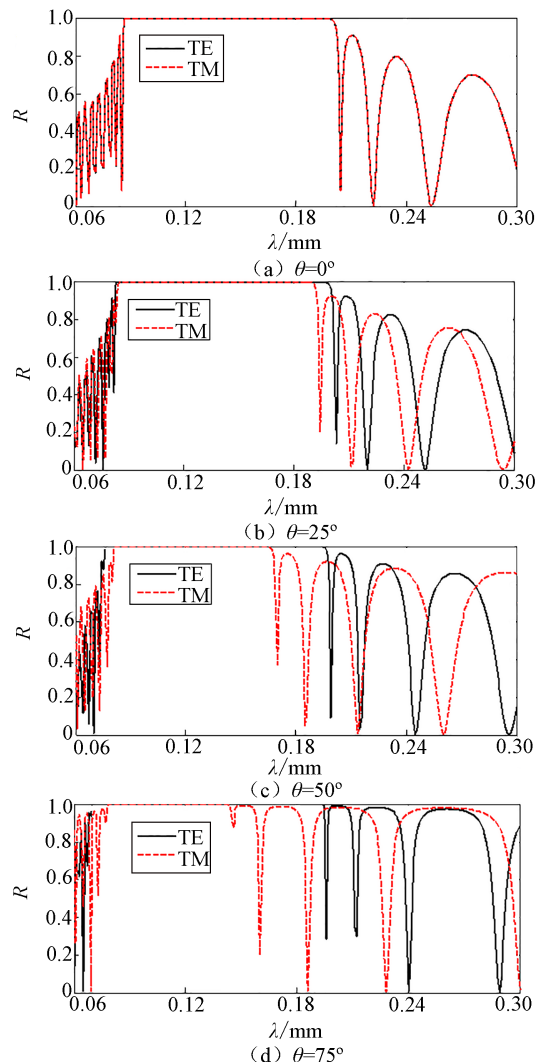


图5 $n_A=4.7$ 时,不同入射角下光子晶体的反射谱

Fig. 5 Reflection spectra of photonic crystals at different incident angles with $n_A=4.7$

根据上述计算结果,可选择亚毫米波段透明的2种介质LaSF64和PMMA来构建光子晶体雷达反射面,其折射率分别为 $n_A = 4.7$ 、 $n_B = 1.32$,其厚度分别为 $d_A = \lambda_0 / (4n_A) = 6.39 \mu\text{m}$, $d_B = \lambda_0 / (4n_B) = 22.73 \mu\text{m}$ 。

2.2 按结构要求设计

如果构成光子晶体的2种介质材料是确定的,即折射率 n_A 和 n_B 确定,则需要选择合适的材料厚度。假定 $d_A = 6.39 \mu\text{m}$,选择 d_B ;或者假定 $d_B = 22.73 \mu\text{m}$,选择 d_A 。分别计算 d_A 和 d_B 连续变化时光子晶体的透射谱分布,结果如图6所示。

在图6中画一条 $\lambda = 0.12 \text{ mm}$ 水平线,与蓝色区域相交部分对应的 d_A 或 d_B 值即为需要的组成光子晶体的2种介质的厚度取值范围,对比现实需求即可选择合适的材料厚度。

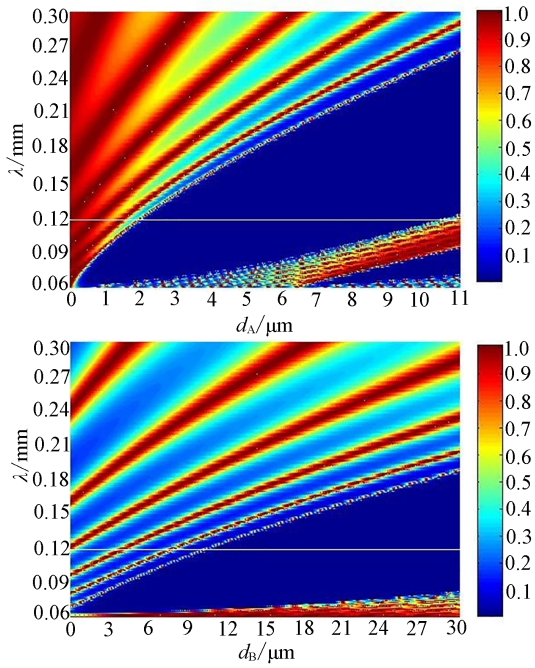


图 6 d_A 和 d_B 分别连续变化时光子晶体的透射谱分布

Fig. 6 Transmission spectrum distribution of photonic crystals with continuous changes in d_A and d_B respectively

材料厚度选定后, 还需要分析不同材料厚度下, 入射角度对光子晶体禁带的影响。选定 $d_B = 22.73 \mu\text{m}$, d_A 分别选择 $4 \mu\text{m}$ 、 $5 \mu\text{m}$ 、 $6 \mu\text{m}$ 、 $7 \mu\text{m}$, 计算得到入射波为 TE 模时, 光子禁带随入射角变化的连续透射谱, 结果如图 7 所示。

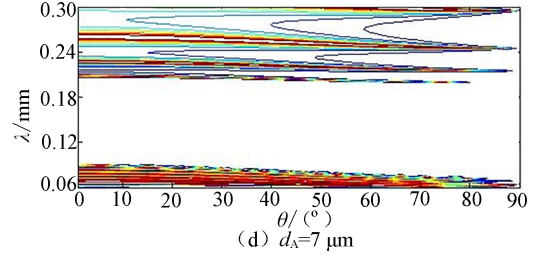
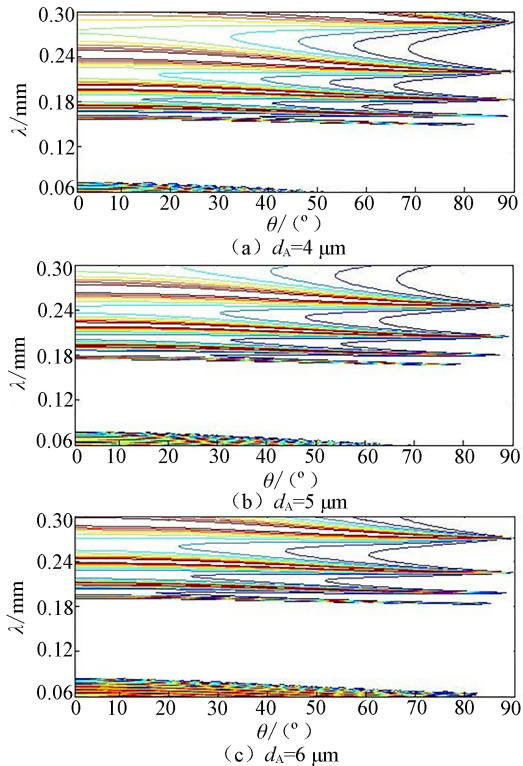


图 7 d_A 不同取值时禁带随角度变化的连续透射谱 (TE 模)

Fig. 7 Continuous transmission spectra of band gap with changes in the incident angle at different values of d_A (TE mode)

图 7 中空白部位为禁带, 可以看出, 入射波为 TE 模时, 禁带中心基本位于雷达波长 $\lambda_0 = 0.12 \text{ mm}$ 位置, 入射角基本不会影响雷达发射波段的反射。当入射波为 TM 模时, 光子禁带随入射角变化的连续透射谱, 如图 8 所示。

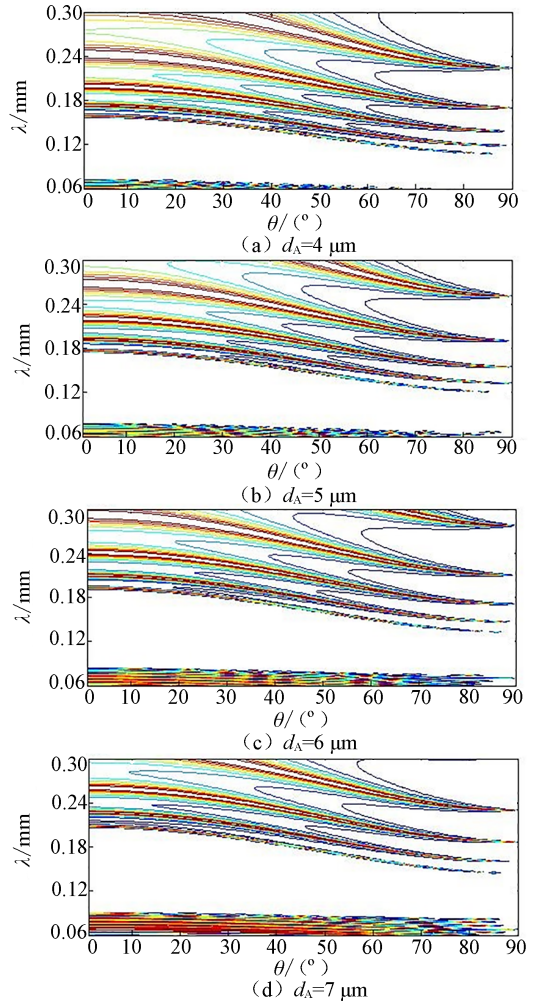


图 8 d_A 不同取值时禁带随入射角变化的连续透射谱 (TM 模)

Fig. 8 Continuous transmission spectra of band gap with changes in the incident angle at different values of d_A (TM mode)

图8中空白部位为禁带,可以看出,禁带上沿位置受入射角影响较大。当 $d_A = 4 \mu\text{m}$ 时,入射角较大($>70^\circ$)时,光子禁带上沿已接近雷达中心波长 λ_0 ,不能实现大入射角的高反射。因此,需要调整 d_A 的取值,为了满足雷达波全角度高反射的要求,可选择 d_A 为 $7 \mu\text{m}$ 左右,以确保雷达波长位于禁带中心位置附近,并保证有一定带宽冗余。

通过优化计算,选择 $d_A = 6.9 \mu\text{m}$,分别计算入射角 $\theta = 0^\circ$ 、 25° 、 50° 、 75° 时光子晶体的反射谱,结果如图9所示。

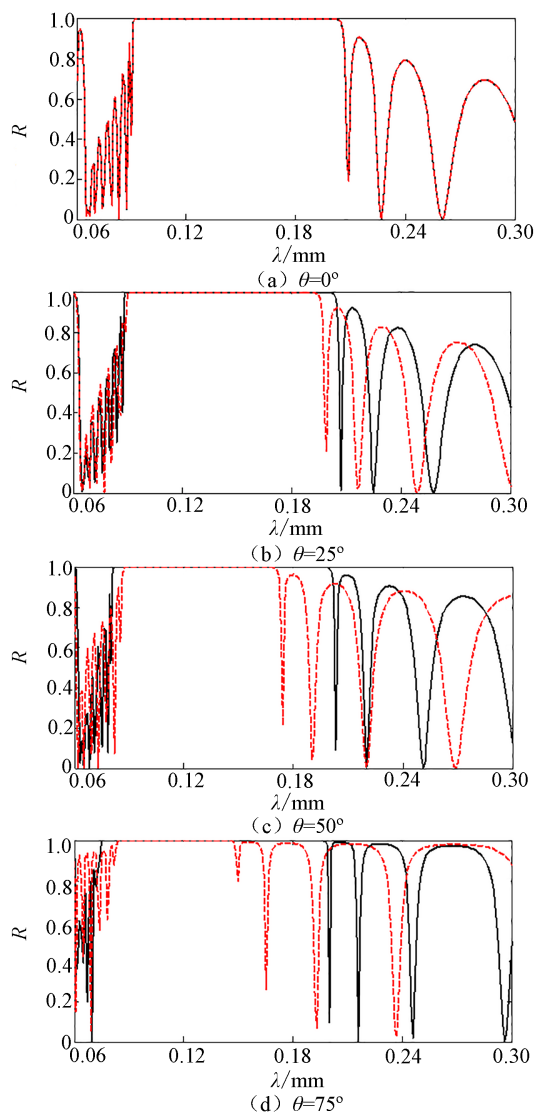


图9 d_A 为6.9时不同入射角下光子晶体的反射谱

Fig. 9 Reflection spectra of photonic crystals at different incident angles with $d_A = 6.9$

由图9可以看出,入射角在 $0^\circ \sim 75^\circ$ 范围内,雷达波长 $\lambda = 0.12 \text{ mm}$ 处的反射率接近100%,且保持有一定的带宽冗余。

3 结果讨论

整个雷达反射面设计厚度仅为 $237 \mu\text{m}$,在入射角 $0^\circ \sim 75^\circ$ 范围内,雷达发射波长基本上位于光子晶体禁带中心位置, $\lambda = 0.12 \text{ mm}$ 处的反射率接近100%,且保持了较大的带宽冗余,可显著提高现有雷达反射面天线的发射效率。但是,文中计算所采用的光子晶体理论模型未考虑材料的非线性、色散效应和界面缺陷的影响,并假定材料介电系数为常数,而实际材料在高频段往往存在色散,将会导致一定的带隙误差,使得全角度反射性能略微下降。因此,在设计中预留了足够的带宽冗余,所以基本能够保证在大入射角范围($0^\circ \sim 75^\circ$)内,实现雷达发射波长处接近100%的反射率,确保全角度高反射率设计目标的实现。

此外,本文在设计中对以下5个因素的考虑仍不全面。第一,由于光子晶体的带隙特性高度依赖晶格常数的均匀性与稳定性,而实际战场环境中温度的变化会导致光子晶体材料的伸缩,从而引起光子带隙的偏移^[44-47]。例如,Si基光子晶体在温度变化 100°C 时,晶格常数变化约 0.1 nm ,带隙中心波长偏移约 0.25 nm (可见光波段)。第二,光子晶体涂层与基底材料热胀系数(CTE)失配还会导致热应力畸变以及基底与涂层界面的脱粘现象。例如,Al基底($\text{CTE} = 23 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$)与 Si_3N_4 涂层($\text{CTE} = 2.5 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$)在温度变化 100°C 时,界面应力可达 200 MPa ,远超多数界面结合强度($<50 \text{ MPa}$),导致涂层剥落。第三,战场环境湿度也可能改变材料的介电常数,例如 SiO_2 在湿度80%时,介电常数增加3%,导致带隙中心波长偏移约 10 nm 。第四,在实际战场动态环境中,光子晶体可能需要承受振动、冲击、电磁干扰等多重载荷。例如,某实验中光子晶体在 10 g 振动载荷下,晶格常数波动 $\pm 0.05 \text{ nm}$,导致带隙反射率下降5%。第五,等离子体环境(如高超声速飞行器表面)的电子密度($10^{15} \sim 10^{20}/\text{m}^3$)可能改变材料的介电特性,使光子晶体性能失效。以上因素都会影响雷达波的全角度高反射性能。

设计中尽可能地将雷达波长置于带隙中心位置并适当保留了较大的带宽冗余,以确保全角度($0^\circ \sim 75^\circ$)范围内高反射率设计目标的实现。另外,也可考虑控制具体的使用环境,比如控制使用环境温度变化范围不超过 100°C 、环境湿度在

80%以下等。进一步设想, 如果雷达反射面基底也采用B材料(PMMA)制作, 不仅可削弱热胀系数(CTE)失配而导致的热应力畸变以及基底与涂层界面的脱粘, 还可大大降低反射面质量, 减小雷达的功耗, 进一步提高雷达的小型化与机动性能, 从而实现雷达自隐身目的。

4 结论

本文基于一维光子晶体能带理论, 采用传输矩阵方法, 通过Matlab仿真计算和分析, 研究利用一维光子晶体的禁带特性, 以 $\lambda = 0.12 \text{ mm}$ 的亚毫米波雷达为例, 按照材料设计和结构设计要求2种模式, 设计了一种全角度高反射光子晶体雷达天线反射面。研究了其结构参数、材料参数和电磁波入射角度对光子晶体禁带的影响, 得到了其最佳结构参数和材料参数值。整个雷达反射面设计厚度仅为 $237 \mu\text{m}$, 在入射角 $0^\circ \sim 75^\circ$ 范围内, 雷达发射波长基本位于光子晶体禁带中心位置, $\lambda = 0.12 \text{ mm}$ 处的反射率接近100%, 且保持了较大的带宽冗余, 可显著提高现有雷达反射面天线的发射效率, 同时也有助于降低雷达功耗和红外特征, 实现雷达的小型化, 从而提高雷达的机动性和隐身能力。

后续研究还要结合具体材料的色散特性以及使用环境等作进一步优化, 可能需从以下几个方向去突破^[29-33]。一是材料创新与结构优化。例如开发宽禁带材料(如SiC、GaN)以提升高温稳定性; 通过复合设计(如SiC/Al₂O₃梯度结构)调节热胀系数; 引入拓扑光子晶体或超表面, 实现宽频、全向隐身, 例如基于莫尔超晶格的魔角结构可在较大角度范围内保持高反射率。二是动态调控与智能集成。例如融合形状记忆合金、压电材料与光子晶体, 实现主动应力补偿与带隙动态调整, 构造复合结构通过温度变化相变补偿晶格畸变, 从而控制带隙偏移。三是集成微型传感器与深度学习算法, 构建实时感知-决策-调控的智能隐身系统, 以适应动态电磁环境等。总之, 当前光子晶体隐身雷达研究虽在理论和实验上取得一些进展, 但仍面临光子晶体材料稳定性、制造精度、环境适应性等多重挑战, 其实际应用尚需突破, 未来可能需要通过材料创新、结构优化、智能调控和工艺革新等, 推动光子晶体从实验室走向战场, 为下一代隐身技术提供核心支撑。

参考文献

- [1] 朱华邦, 杜娟. “四大威胁”环境下雷达生存与对抗技术浅析[J]. 飞航导弹, 2005(1): 61-64.
- [2] 陈次兮. 居安思危—研制隐身雷达的紧迫性[J]. 中国电子科学研究院学报, 2008, 3(2): 111-116.
CHEN C X. Prepare for adversities in times of peace—the urgency of developing stealth radar[J]. Journal of China Academy of Electronics and Information Technology, 2008, 3(2): 111-116.
- [3] 李杰, 杨方清, 董建峰. 左手材料在天线中的应用研究进展[J]. 材料导报, 2011, 25(4): 56-62.
LI J, YANG F Q, DONG J F. Research progress on left-handed materials applications in antennas[J]. Materials Reports, 2011, 25(4): 56-62.
- [4] 许静, 杜盼盼, 李宇杰. 光子晶体在隐身技术领域的应用研究进展[J]. 激光与红外, 2009, 39(11): 1133-1136.
XU J, DU P P, LI Y J. Progress on the camouflage application of photonic crystals[J]. Laser & Infrared, 2009, 39(11): 1133-1136.
- [5] 殷雄, 张厚, 李圭源, 等. 新型光子晶体结构在微带有源天线中的应用[C]//中国电子学会. 2009年全国天线年会论文集(上). 北京: 电子工业出版社, 2009: 878-882.
- [6] 张昕, 张亮. 微带有源天线设计[J]. 应用科技, 2009, 36(5): 35-38.
ZHANG X, ZHANG L. Design of microstrip active antenna[J]. Applied Science and Technology, 2009, 36(5): 35-38.
- [7] 黄贤锋, 李仙茂, 袁学华. 一种超低旁瓣天线设计的研究[J]. 电子对抗技术, 2003, 18(2): 37-40.
HUANG X F, LI X M, YUAN X H. Study of a super-low side lobe array[J]. Electronic Information Warfare Technology, 2003, 18(2): 37-40.
- [8] 王经商, 吴华, 王文哲, 等. 机载雷达低截获波形射频隐身性能评估[J]. 火力与指挥控制, 2017, 42(10): 133-137.
WANG J S, WU H, WANG W Z, et al. An evaluation method of RF stealth performance of airborne radar low interception probability waveforms [J]. Fire Control & Command Control, 2017, 42(10): 133-137.
- [9] LYNCH D. Introduction to RF stealth[M]. America: Scitech Publishing Inc., 2004: 90-91.
- [10] 曹运合, 李强, 王胜华, 等. 宽带相控阵雷达发射波束零点形成方法[J]. 西安电子科技大学学报, 2006, 33(3): 395-399.
CAO Y H, LI Q, WANG S H, et al. Study of the wideband phased array radar with transmitting

- null beamforming[J]. Journal of Xidian University, 2006, 33(3): 395-399.
- [11] 贾金伟, 刘利民, 韩壮志, 等. 射频隐身雷达波形设计技术研究综述[J]. 电光与控制, 2022, 29(8): 57-64.
- JIA J W, LIU L M, HAN Z Z, et al. A survey on waveform design technology of RF stealth radar[J]. Electronics Optics & Control, 2022, 29(8): 57-64.
- [12] 任毅. 警戒雷达自适应频率捷变设计及抗干扰分析[J]. 舰船电子对抗, 2008, 31(3): 21-23.
- REN Y. Design of self-adaptive frequency agility of warning radar and anti jamming analysis[J]. Shipboard Electronic Countermeasure, 2008, 31(3): 21-23.
- [13] 卢乃鼎. 复合型光子晶体贴片天线物理特性研究[D]. 镇江: 江苏大学, 2010: 36-47.
- LU N D. Study on the physical properties of composite photonic crystal patch antennas[D]. Zhenjiang: Jiangsu University, 2010: 36-47.
- [14] 杨卫, 耿友林. 基于光子晶体的太赫兹微带贴片天线的设计[J]. 微波学报, 2012, 28(S2): 376-379.
- YANG W, GENG Y L. THz rectangular patch microstrip antenna based on the photonic crystal[J]. Journal of Microwave, 2012, 28(S2): 376-379.
- [15] 杨一明, 袁成卫, 钱宝良. 1维微波光子晶体频率选择性反射面[J]. 强激光与粒子束, 2010, 22(5): 1093-1097.
- YANG Y M, YUAN C W, QIAN B L. One-dimensional microwave photonic crystal frequency selective surface[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2010, 22(5): 1093-1097.
- [16] BROWN E R, YABLONOVITCH E, PARKER C D. Radiation properties of a planar antenna on a photonic-crystal substrate[J]. Journal of the Optical Society of America B, 1993, 10(2): 404-407.
- [17] 裴宏超. 用于红外低辐射的一维光子晶体广角反射性能研究[D]. 武汉: 华中科技大学, 2020: 17-22.
- PEI H C. Research on wide-angle reflection performance of one-dimensional photonic crystals with low infrared emissivity[D]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology, 2020: 17-22.
- [18] 梅永, 王浩志, 王身云. 光学变换级联一维光子晶体宽带全向反射镜设计[J]. 光学学报, 2025, 45(1): 237-243.
- MEI Y, WANG H Z, WANG S Y. Optical transformed cascaded one-dimensional photonic crystal broadband omnidirectional reflector[J]. Acta Optica Sinica, 2025, 45(1): 237-243.
- [19] 张贞凯, 周建江, 汪飞. 基于射频隐身的雷达发射波束形成方法[J]. 雷达科学与技术, 2013, 11(2): 203-208, 213.
- ZHANG Z K, ZHOU J J, WANG F. A novel method of radar transmit beamforming based radio frequency stealth[J]. Radar Science and Technology, 2013, 11(2): 203-208, 213.
- [20] MENG Z, LIU D Q, XU C L. Multifunctional integrated metamaterials for radar-infrared-visible compatible multispectral stealth[J]. Optics Express, 2024, 32(10): 17869-17878.
- [21] LIU Y M, YANG X, XUAN L X, et al. Performance and electromagnetic mechanism of radar and infrared-compatible stealth materials based on photonic crystals[J]. International Journal of Minerals, Metallurgy and Materials, 2025, 32(3): 710-717.
- [22] 孟真, 李广德, 崔光振, 等. 基于超材料的红外/雷达兼容隐身材料研究进展[J]. 材料导报, 2023, 37(21): 5-12.
- MENG Z, LI G D, CUI G Z, et al. Research progress of infrared/radar compatible stealth materials based on metamaterials[J]. Materials Reports, 2023, 37(21): 5-12.
- [23] 徐记伟, 时家明. 一维介质光子晶体用于雷达隐身技术的研究[J]. 弹箭与制导学报, 2011, 31(2): 172-174.
- XU J W, SHI J M. The research on application of one-dimensional dielectric photonic crystal in radar stealth technology[J]. Journal of Projectiles, Rockets, Missiles and Guidance, 2011, 31(2): 172-174.
- [24] KANG J F, KANG X F, LIU S Y, et al. Multifunctional-hierarchical flexibility metasurfaces for multispectral compatible camouflage of microwave, infrared and visible[J]. Optics Express, 2023, 31(18): 29280-29299.
- [25] 党赛超. 亚波长结构雷达与红外隐身材料设计与制备研究[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2021: 132-160.
- DANG S C. Investigation on material design and preparation based on sub-wavelength structure for radar and infrared stealth applications[D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2021: 132-160.
- [26] 彭夏文, 张景钦, 陈凌云, 等. 雷达和红外隐身材料的最新研究进展及挑战[J]. 材料研究与应用, 2025, 19(1): 15-36.
- PENG X W, ZHANG J Q, CHEN L Y, et al. The latest advancements and challenges in radar

- and infrared stealth materials[J]. *Materials Research and Application*, 2025, 19(1): 15-36.
- [27] 贾高伟, 阴鹏, 邵帅, 等. 隐身飞机 RCS 测量与成像方法研究综述[J]. *国防科技大学学报*, 2022, 44(3): 93-103.
- JIA G W, YIN P, SHAO S, et al. Review of RCS measurement and imaging methods of stealth aircraft[J]. *Journal of National University of Defense Technology* 2022, 44(3): 93-103.
- [28] 张强, 王宗怡. 给雷达穿上“隐身衣”[N]. *科技日报*, 2025-04-14(001).
- [29] YOU J W, MA Q, LAN Z H, et al. Reprogrammable plasmonic topological insulators with ultrafast control[J]. *Nature Communications*, 2021, 12(1): 5468.
- [30] LIU M D, CHEN H H, WANG Z Y, et al. On-chip topological photonic crystal nanobeam filters[J]. *Nano Letters*, 2024, 24(5): 1635-1641.
- [31] WANG H Y, HU P F, SUN X B, et al. Bioinspired disordered aerogel for omnidirectional terahertz response[J]. *Advanced Materials*, 2025, 37(10): 2418889.
- [32] HUANG L, WANG W Q, WANG F X, et al. Massively parallel Hong-Ou-Mandel interference based on independent soliton microcombs[J]. *Science Advances*, 2025, 11(5): eadq8982.
- [33] JING Q Y, CHE Z Y, CHEN S H, et al. Observation of bloch flatbands and localized states in moiré bilayer grating[J]. *Nano Letters*, 2025, 1530-6984.
- [34] JOANNOPOULOS J D, JOHNSON S G, WINN J N, et al. *Photonic crystals: molding the flow of light* (Second Edition) [M]. Princeton: Princeton University Press, 2011: 1-6.
- [35] FU L X, LIN M, LIANG Z X, et al. The transmission properties of one-dimensional photonic crystals with gradient materials[J]. *Materials*, 2022: 15(22): 8049.
- [36] 陈剑波. 一维光子晶体带隙结构数值方法的研究[D]. 上海: 复旦大学, 2011: 14-19.
- CHEN J B. Study of numerical methods for one-dimensional photonic crystal bandgap structures[D]. Shanghai: Fudan University, 2011: 14-19.
- [37] 马海霞, 武艳军, 王吉明, 等. 基于传输矩阵法的多层介质膜反射特性研究[J]. *大学物理*, 2020, 39(8): 25-30.
- MA H X, WU Y J, WANG J M, et al. Reflection characteristics of multilayer dielectric film based on transfer matrix method[J]. *College Physics*, 2020, 39(8): 25-30.
- [38] ZHANG Z, SATPATHY S. Electromagnetic wave propagation in periodic structures: bloch wave solution of Maxwell's equations[J]. *Physical Review Letters*, 1990, 65(21): 2650-2653.
- [39] YEE K E. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1966, 14(3): 302-307.
- [40] BOTTEN L C, NICOROVICI N A, MCPHERDAN R C, et al. Photonic band structure calculations using scattering matrices[J]. *Phys Rev E Stat Nonlin Soft Matter Phys*, 2001, 64(4 pt 2): 046603.
- [41] CHAN C T, YU Q L, HO K M. Order-N spectral method for electromagnetic waves[J]. *Physical Review B*, 1995, 51(23): 16635-16642.
- [42] WANG X, HU X H, LI Y Z, et al. Enlargement of omnidirectional total reflection frequency range in one-dimensional photonic crystals by using photonic heterostructures[J]. *Applied Physics Letters*, 2002, 80(23): 4291-4293.
- [43] 张婵婵, 相凤华. 一维光子晶体禁带调制的几种方法[J]. *大学物理*, 2018, 37(3): 74-77.
- ZHANG C C, XIANG F H. Several methods of band gap modulation of one-dimensional photonic crystal[J]. *College Physics*, 2018, 37(3): 74-77.
- [44] WANG W J, JIANG J M, LIANG J G, et al. A multifunctional coating for radar-infrared stealth-compatible at high temperatures[J]. *IEEE Access*, 2022, 10: 122280-122285.
- [45] ZHAO J C, YANG J J, WANG Z R, et al. Thermal shock resistance and failure mechanisms of high temperature resistant radar and infrared compatible stealth coatings[J]. *Surface and Coatings Technology*, 2023, 465: 129613.
- [46] WANG L, LI J. Thermal stress-induced bandgap shift in photonic crystal coatings[J]. *Journal of Applied Physics*, 2023, 134(15), 155103.
- [47] CHEN Z. Multiphysics simulation of photonic crystal coatings under thermal cycling[J]. *Optics Express*, 2024, 32(8), 12156-12168.

(编辑: 于福兴)