

基于体弹跳射线法的等离子体目标散射建模 技术研究



杨伟¹, 蔡宇峰¹, 胡皓全^{1*}, 陈波¹, 赵志钦¹, 肖礼康^{1,2}

(1. 电子科技大学 电子科学与工程学院, 成都 611731; 2. 西南应用磁学研究所, 绵阳 621000)

摘要 针对非均匀等离子体包裹目标的电磁散射问题, 提出了一种基于体弹跳射线法的建模技术, 重点研究电磁波在介质中的传播特性及散射分析方法。针对在介质体中透射与反射射线数据量激增的问题, 提出了基于迭代追踪加速技术以提高体介质散射中透射反射射线的追踪效率。仿真实例表明, 与传统的弹跳射线法相比, 体弹跳射线法能更快速准确地计算出等离子体目标的散射特性。采用所提出的技术研究了等离子体鞘套对阿波罗号返回舱雷达散射截面积的影响, 验证了等离子体对目标雷达散射截面积有一定缩减作用。

关键词 迭代射线追踪; 等离子体鞘套; 雷达散射截面积; 体弹跳射线法

中图分类号 TM15 文献标志码 A DOI 10.12178/1001-0548.2022384

EM Scattering Simulation of a Target Coated with Inhomogeneous Plasma Based on Volumetric SBR

YANG Wei¹, CAI Yufeng¹, HU Haoquan^{1*}, CHEN Bo¹, ZHAO Zhiqin¹, and XIAO Likang^{1,2}

(1. School of Electronic Science and Engineering, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 611731, China;

2. Southwest Institute of Applied Magnetism, Mianyang 621000, China)

Abstract In this paper, the electromagnetic (EM) scattering characteristics of inhomogeneous plasma-coated target are studied by volumetric shooting and bouncing rays (VSBR) method. The paper focuses on the propagation characteristics of EM waves in medium and the analysis methods of scattering. In order to improve the ray tracing efficiency in plasma medium, an iterative raytracing acceleration technique is proposed to solve the problem that the amount of transmitted and reflected rays increases rapidly. Some simulations show the volumetric shooting and bouncing rays method can calculate the scattering characteristics of target coated with inhomogeneous plasma more quickly and accurately compared with the traditional shooting and bouncing rays method. Furthermore, the influence of plasma sheath on the radar cross section of Apollo re-entry capsule is studied with the proposed method, and it is verified that the plasma has a certain reduction effect on the target radar cross section.

Key words iterative ray tracing; plasma sheath; radar cross section; volumetric shooting and bouncing ray

战略导弹、飞船、空天飞机等高超声速飞行器重返大气时, 空气与再入体存在强烈摩擦, 释放大量的热能使得气体分子及表面被烧蚀, 材料发生电离, 在再入体表面形成等离子体鞘套, 等离子体鞘套对电磁波产生衰减、反射以及散射作用^[1], 使得飞行器与外界通信受到干扰甚至中断, 产生“黑障”现象。等离子体对高超声速飞行器在整个无线频段的散射特性产生影响, 从而影响雷达探测目标, 研究电磁波与等离子体鞘套的作用机理对于突

破高超声速飞行器再入阶段出现的通信中断现象具有重要的军事意义和战略价值^[2-3]。

关于等离子体空间目标的研究涉及多个研究领域, 如空气动力学、等离子体物理、电磁场理论, 是一个具有挑战性的研究课题。在对等离子体目标电磁散射特性的研究中, 常采用数值方法^[4-6]和高频近似方法^[3,7]。其中高频近似方法因为计算资源消耗少、计算速度快脱颖而出。近年来, 物理光学法 (Physical Optics, PO) 和广义反射系数理论用于分

收稿日期: 2023-04-21; 修回日期: 2023-11-15

基金项目: 国家自然科学基金 (61901394, 62031010, 61871079, U20B2043); 四川省自然科学基金 (2023NSFSC0464); 中央高校基本科研业务费 (ZYGX2019J014)

作者简介: 杨伟, 副教授, 主要从事电磁场与微波技术方面的研究。

*通信作者 E-mail: huhq@uestc.edu.cn

析非均匀等离子体包裹金属目标，它可以作为一种分析任意分层等离子体的有效工具。当目标被电磁波照亮时，电磁射线会在物体表面多次反射，弹跳射线法（Shooting and Bouncing Rays, SBR）考虑了射线多次弹射对计算结果的影响，有效克服了物理光学法只考虑电磁波直接照射导致散射计算精度不高的问题。

然而，传统的 SBR 方法只考虑了电磁射线的反射，而未考虑透射射线，直接对反射射线进行递归式追踪，只适合计算射线位于目标表面的电磁作用，介质中电磁透射射线需要进一步处理。考虑射线在介质内多次弹射对雷达散射截面（Radar Cross Section, RCS）的影响——由此产生了体弹跳射线法^[8]（Volumetric Shooting and Bouncing Rays, VSBR）。但是，在 VSBR 的射线追踪过程中，透射射线及其子射线会极大增加射线数量，因此，需要重点研究基于 VSBR 的等离子体目标电磁方法及射线追踪管理技术，从而提高计算精度和效率。

1 等离子体电特性参数

采用流场仿真软件求解目标等离子体鞘套，求解等离子体电子数密度 n_e 、等离子体温度 T 、等离子体中性粒子数密度 n_m ，计算等离子体角频率 ω_p 和等离子体碰撞角频率 ν_{en} 为：

$$\omega_p \approx \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (1)$$

$$\nu_{en} = 6.3 \times 10^{-9} n_m \sqrt{\frac{T}{300}} \quad (2)$$

式中， e 为电子电荷量； m_e 为电子质量； ϵ_0 为真空介电常数。最后获得低温非碰撞等离子体介电常数为^[9]：

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_{en}^2} - j \frac{\nu_{en}}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_{en}^2} \quad (3)$$

式中， ω 为入射电磁波角频率。对于非磁化等离子体其相对磁导率 $\mu_r = 1$ 。通常，非均匀等离子体鞘套采用分层建模的方法建立等离子体鞘套分层模型来近似模拟^[7, 10]。

2 介质的体射线追踪

体弹跳射线法主要解决 3 个问题：等离子体中的射线传播路径追踪、等离子体中的场追踪以及散射场计算。

2.1 等离子体中的射线传播

等离子体鞘套被认为是非均匀有耗介质。电磁波传播到不同介质的分界面会产生反射和透射^[11]，在无耗介质中，电磁波以均匀平面波形式传播，根据斯涅尔定律可以很容易地得到反射角和透射角。然而，在有耗介质中电磁场的相位矢量和衰减矢量会产生夹角，形成非均匀平面波，对等离子体的分析需要按照非均匀平面波的方法^[12-13]。

电磁波从介质 1 入射到介质 2 中，介质中的传播矢量^[14]定义为：

$$\boldsymbol{\gamma} = \boldsymbol{\alpha} + j\boldsymbol{\beta} = \alpha(\sin\zeta\mathbf{e}_x + \cos\zeta\mathbf{e}_z) + j\beta(\sin\xi\mathbf{e}_x + \cos\xi\mathbf{e}_z) \quad (4)$$

式中， $\boldsymbol{\alpha}$ 与 $\boldsymbol{\beta}$ 分别为衰减矢量和相位矢量，衰减因子 $\alpha = |\boldsymbol{\alpha}|$ ，相位因子 $\beta = |\boldsymbol{\beta}|$ ； ζ 与 ξ 分别为衰减矢量、相位矢量与法向 \mathbf{n} 的夹角，如图 1 所示。考虑到介质中传播矢量 $\boldsymbol{\gamma}$ 和本征传播常数 γ_0 的关系有：

$$\boldsymbol{\gamma} \cdot \boldsymbol{\gamma} = \gamma_0^2 \quad (5)$$

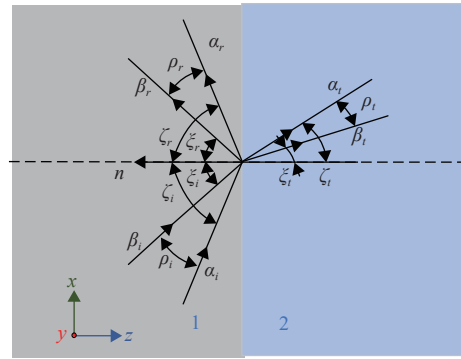


图 1 非均匀平面波的反射透射关系

本征传播常数只和介质有关：

$$\gamma_0 = \alpha_0 + j\beta_0 = jk_0 \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \quad (6)$$

由于有耗介质中具有一定电导率，其本征传播常数不再为纯复数形式，对式 (5) 展开有^[15]：

$$\alpha^2 - \beta^2 = \alpha_0^2 - \beta_0^2 \quad (7)$$

$$\boldsymbol{\alpha}\boldsymbol{\beta}\cos\rho = \alpha_0\beta_0 \quad (8)$$

ρ 为 $\boldsymbol{\alpha}$ 与 $\boldsymbol{\beta}$ 的夹角，根据介质参数求得衰减因子和相位因子为：

$$\alpha = \sqrt{\frac{\beta_0^2 - \alpha_0^2}{2}} \sqrt{\sqrt{1 + \left(\frac{2\alpha_0\beta_0}{(\beta_0^2 - \alpha_0^2)\cos\rho}\right)^2} - 1} \quad (9)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{\beta_0^2 - \alpha_0^2}{2}} \sqrt{\sqrt{1 + \left(\frac{2\alpha_0\beta_0}{(\beta_0^2 - \alpha_0^2)\cos\rho}\right)^2} + 1} \quad (10)$$

设入射波传播矢量已知为 $\boldsymbol{\gamma}_i$, 反射波传播矢量未知为 $\boldsymbol{\gamma}_r$, 透射波传播矢量未知为 $\boldsymbol{\gamma}_t$, 各分量如图 1 所示, 且都满足上述关系。由于边界面 r 处的相位连续性 $\boldsymbol{\gamma}_i r = \boldsymbol{\gamma}_t r$, 有:

$$\alpha_i \sin \zeta_i = \alpha_t \sin \zeta_t \quad (11)$$

$$\beta_i \sin \xi_i = \beta_t \sin \xi_t \quad (12)$$

结合式 (7) 和式 (8) 有:

$$\alpha_t = \sqrt{\frac{1}{2} \left(|\boldsymbol{\gamma}_{iT}|^2 + \operatorname{Re}(\boldsymbol{\gamma}_{i0}^2) + |\boldsymbol{\gamma}_{iT}^2 - \boldsymbol{\gamma}_{i0}^2| \right)} \quad (13)$$

$$\beta_t = \sqrt{\frac{1}{2} \left(|\boldsymbol{\gamma}_{iT}|^2 - \operatorname{Re}(\boldsymbol{\gamma}_{i0}^2) + |\boldsymbol{\gamma}_{iT}^2 - \boldsymbol{\gamma}_{i0}^2| \right)} \quad (14)$$

式中, $\boldsymbol{\gamma}_{iT}$ 是 $\boldsymbol{\gamma}_i$ 的横向分量; $\boldsymbol{\gamma}_{i0}$ 是透射波的本征传播常数:

$$|\boldsymbol{\gamma}_{iT}|^2 = \alpha_i^2 \sin^2 \zeta_i + \beta_i^2 \sin^2 \xi_i \quad (15)$$

$$|\boldsymbol{\gamma}_{iT}^2 - \boldsymbol{\gamma}_{i0}^2| = \alpha_i^2 \cos^2 \zeta_i + \beta_i^2 \cos^2 \xi_i \quad (16)$$

由此获得介质 2 中透射波的衰减常数 α_t 和相位常数 β_t , 结合式 (11) 和式 (12) 的相位连续条件获得透射波衰减矢量和相位矢量的角度 $^{[16]}\zeta_t$ 和 ξ_t 为:

$$\zeta_t = \arcsin \frac{\alpha_i \sin \zeta_i}{\alpha_t} \quad (17)$$

$$\xi_t = \arcsin \frac{\beta_i \sin \xi_i}{\beta_t} \quad (18)$$

最后获得介质 2 中透射波的传播矢量:

$$\boldsymbol{\gamma}_t = \alpha_t (\sin \zeta_t \mathbf{e}_x + \cos \zeta_t \mathbf{e}_z) + \mathbf{j} \beta_t (\sin \xi_t \mathbf{e}_x + \cos \xi_t \mathbf{e}_z) \quad (19)$$

对于反射波, 其传播矢量 $\boldsymbol{\gamma}_r$ 为:

$$\boldsymbol{\gamma}_r = \boldsymbol{\gamma}_i - 2(\boldsymbol{\gamma}_i \cdot \mathbf{n}) \mathbf{n} \quad (20)$$

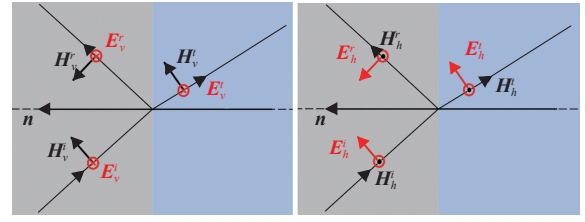
式中, \mathbf{n} 为介质分界面单位法向矢量。最终, 求解出反射波和透射波的传播矢量, 进而实现对电磁波传播路径的追踪。

2.2 等离子体中的场追踪

相位与幅度是电磁场的两大关键要素, 传播矢量的计算体现了不同介质中电磁波传播的相位关系, 而幅度关系则从边界处反射系数与透射系数的求解获得。为了简化计算, 在分析边界条件时可以将电磁波分为垂直极化波与平行极化波, 两种极化波方向具体定义如图 2 所示。

垂直 (VV) 极化波其入射电场为 $\mathbf{E}_v^i = \mathbf{e}_v E_{0v} e^{-\boldsymbol{\gamma} r}$, 根据边界条件有以下关系:

$$E_{0v} + R_v E_{0v} = T_v E_{0v}, \quad 1 + R_v = T_v \quad (21)$$



a. 垂直极化
b. 平行极化
图 2 垂直极化和平行极化波

求解垂直极化反射系数 R_v 和透射系数 $^{[13]}T_v$ 为:

$$R_v = \frac{\mu_2 \boldsymbol{\gamma}_{iT} - \mu_1 \boldsymbol{\gamma}_{IT}}{\mu_2 \boldsymbol{\gamma}_{iT} + \mu_1 \boldsymbol{\gamma}_{IT}} \quad (22)$$

$$T_v = \frac{2\mu_2 \boldsymbol{\gamma}_{IT}}{\mu_2 \boldsymbol{\gamma}_{iT} + \mu_1 \boldsymbol{\gamma}_{IT}} \quad (23)$$

式中, $\boldsymbol{\gamma}_{iT}$ 和 $\boldsymbol{\gamma}_{IT}$ 是入射和透射波矢的横向分量, 分别为:

$$\boldsymbol{\gamma}_{iT} = \alpha_i \cos \zeta_i + \mathbf{j} \beta_i \cos \xi_i \quad (24)$$

$$\boldsymbol{\gamma}_{IT} = \alpha_t \cos \zeta_t + \mathbf{j} \beta_t \cos \xi_t \quad (25)$$

平行 (HH) 极化波其入射电场为 $\mathbf{E}_h^i = \mathbf{e}_h E_{0h} e^{-\boldsymbol{\gamma} r}$, 根据边界条件有以下关系:

$$E_{0h} + R_h E_{0h} = T_h \frac{\eta_1}{\eta_2} E_{0h}, \quad 1 + R_h = \frac{\eta_1}{\eta_2} T_h \quad (26)$$

同理求解平行极化反射系数 R_h 和透射系数 T_h 为:

$$R_h = \frac{\varepsilon_2 \boldsymbol{\gamma}_{iT} - \varepsilon_1 \boldsymbol{\gamma}_{IT}}{\varepsilon_2 \boldsymbol{\gamma}_{iT} + \varepsilon_1 \boldsymbol{\gamma}_{IT}} \quad (27)$$

$$T_h = \frac{2\eta_2 \varepsilon_2 \boldsymbol{\gamma}_{IT}}{\eta_1 (\varepsilon_2 \boldsymbol{\gamma}_{iT} + \varepsilon_1 \boldsymbol{\gamma}_{IT})} \quad (28)$$

最后, 利用式 (22) 和式 (23) 与式 (27)、式 (28) 即可得到介质边界处反射场与透射场幅度。

2.3 等离子体的散射场

经过射线追踪和场追踪, 获取传播中的电场和磁场, 根据面等效原理, 可以计算出介质分界面处电流面密度 \mathbf{J}_s 和磁流面密度 \mathbf{M}_s 为:

$$\mathbf{J}_s = \mathbf{n} \times \mathbf{H} \quad (29)$$

$$\mathbf{M}_s = -\mathbf{n} \times \mathbf{E} \quad (30)$$

当射线从空气中入射到介质表面时, 考虑入射场和反射场的贡献。与传统弹跳射线法不同的是, 当射线离开介质表面时, 体弹跳射线法还要考虑透射场的贡献。根据 Stratton-Chu 积分方程 $^{[17]}$, 依据矢量叠加原理, 可以求解散射场总和 $^{[18]}$:

$$\mathbf{E}_s^J(\mathbf{r}) = \mathbf{j} k \eta \frac{e^{-\mathbf{j} k r}}{4\pi r} \int \mathbf{k}_s \times \mathbf{k}_s \times \mathbf{J}_s(\mathbf{r}') e^{\mathbf{j} k \mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}'} d\mathbf{s} \quad (31)$$

$$\mathbf{E}_s^M(\mathbf{r}) = \mathbf{j} k \frac{e^{-\mathbf{j} k r}}{4\pi r} \int \mathbf{k}_s \times \mathbf{M}_s(\mathbf{r}') e^{\mathbf{j} k \mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}'} d\mathbf{s} \quad (32)$$

式中, r 是目标与散射点距离; \mathbf{k}_s 是散射单位方向矢量; \mathbf{r}' 是目标位置矢量; η 是自由空间的波阻抗。

3 射线追踪加速技术

通常采用基于图形处理器 (GPU) 并行加速技术实现弹跳射线法的射线追踪^[18], 以此提高电磁仿真效率。然而, 在对介质体目标进行射线追踪时, 在介质分界面处, 一条入射射线会产生一条透射射线和一条反射射线, 随着追踪深度的增加, 射线数量呈指数级增加, 带来巨大的内存和计算负担。

处理射线分裂的方法主要包括递归与迭代两种^[19]。递归可简单描述为函数在执行的过程中调用自己, 即当射线击中目标时立刻执行下一次射线追踪任务, 同时会对当前运行环境进行保存。迭代则是指射线追踪完成后对所有数据进行保存, 在下次射线追踪中重新读取需要追踪的任务数据。递归的数据存于由程序管理的栈区内存中, 而迭代存于用户管理的堆区内存中。栈区内存根据编译器、存储系统的不同而存在差异, 但为了保证程序对栈区数据的高效存取, 通常来说其大小都会被控制在相当小的范围内, 这将极大限制追踪的递归深度。而堆区大小则主要受限于硬件, 因此理论上不存在射线最大可计算深度问题, 更能确保计算的完备性。

根据惠更斯等效原理以及上一节的分析, 仅在射线从空气入射到介质表面和射线离开介质表面时进行散射场计算, 因此散射场计算和射线追踪不是一一对应关系, 是两步独立的过程。

迭代追踪的具体过程如下: 首先进行射线追踪, 在射线追踪以后进行场追踪, 将获得的反射射线和透射射线信息存入射线集。按照未达到设定的追踪深度且场值大于初次入射的 1/10 进行反射和透射射线密排压缩, 将无效射线丢弃。在一次追踪结束后取出压缩后的射线继续重复上述过程, 直到射线集中没有待追踪射线, 则追踪部分完成。图 3 为迭代射线追踪流程图。

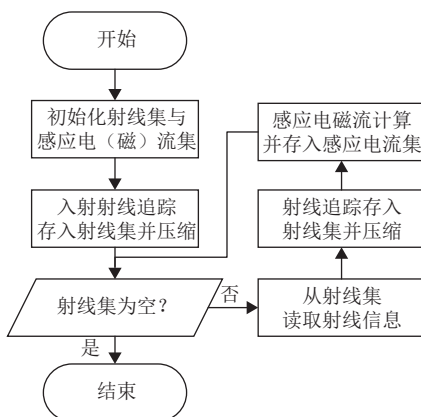


图 3 迭代射线追踪流程图

在射线追踪、场强追踪后进行散射场的计算。

射线从空气入射到介质表面或射线离开介质表面时使用式 (29) 和式 (30) 计算表面电流和表面磁流, 否则设表面电(磁)流为 0, 存入后按照表面电(磁)流不为 0 进行电(磁)流压缩, 将无效电(磁)流丢弃, 此后由式 (31) 和式 (32) 再对散射场并行归约求和。

4 仿真与分析

以商业软件 (FEKO) 中数值方法——多层快速多极子法 (MLFMM) 结果作为参考值, FEKO 运行于 Intel Xeon E5-2620 V4 CPU 工作站, MLFMM 采用 16 线程计算; 体射线追踪法 (VSB) 运行于 Nvidia Titan XP GPU 的仿真平台上。

4.1 简单目标

首先以介质方块、介质包裹目标和等离子体包裹目标为例, 仿真说明体弹跳射线法的有效性。

1) 模型 1: 介质方块

立方体模型尺寸如图 4 所示, 介质的相对介电常数为 $\epsilon_r = 0.96 - 0.025j$, 入射角度为 $\theta_i = 0^\circ \sim 180^\circ$, $\varphi_i = 0^\circ$, 雷达频率为 5 GHz, 垂直极化与水平极化仿真结果如图 5a 与图 5b 所示。从图中看到, 在多数角度下 VSB 的结果与 MLFMM 结果是吻合的, 相比较而言传统弹跳射线法未考虑射线在介质内多次弹射, 其 VV 极化结果在斜入射时与 MLFMM 有较大偏差。

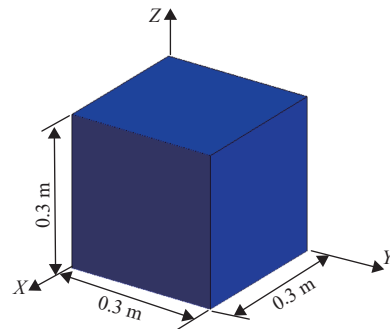
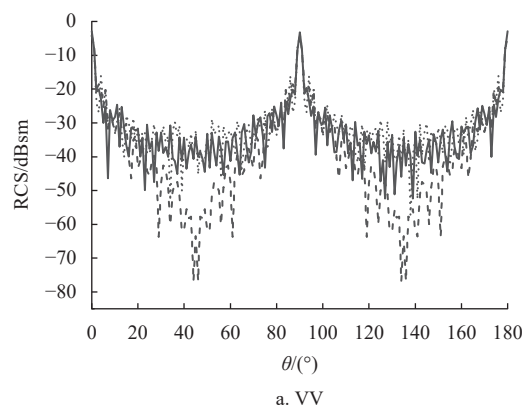


图 4 介质体目标



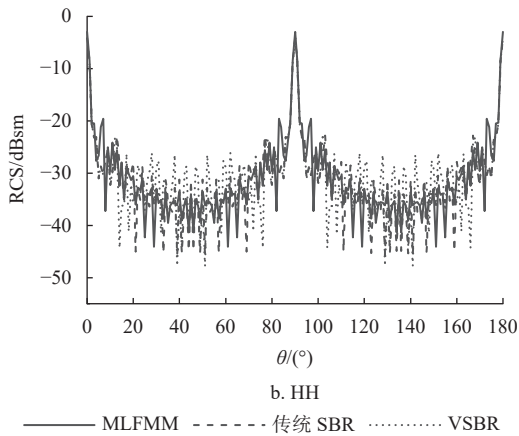


图 5 介质体方块目标 RCS

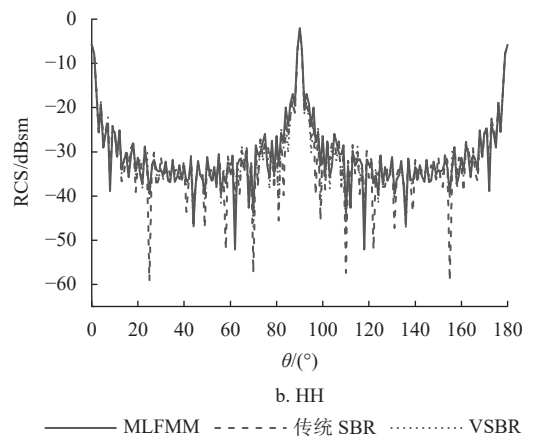


图 7 介质包裹目标 RCS

2) 模型 2: 介质包裹目标

三层介质包裹的矩形目标如图 6 所示, 从内到外分别为良导体 (PEC)、介电常数为 $\epsilon_{r1} = 1.1 - 0.1j$, $\epsilon_{r2} = 1.2 - 0.2j$, $\epsilon_{r3} = 1.05 - 0.1j$ 的介质, 尺寸分别为 $0.2 \text{ m} \times 0.4 \text{ m} \times 0.2 \text{ m}$ 、 $0.22 \text{ m} \times 0.44 \text{ m} \times 0.22 \text{ m}$ 、 $0.4 \text{ m} \times 0.8 \text{ m} \times 0.4 \text{ m}$ 、 $0.8 \text{ m} \times 1 \text{ m} \times 1.2 \text{ m}$ 。入射角为 $\theta_i = 0 \sim 180^\circ$, $\varphi_i = 0^\circ$, 雷达频率为 8 GHz , 计算结果如图 7 所示, 从图中可以看到 VSBR 与 MLFMM 结果吻合较好。

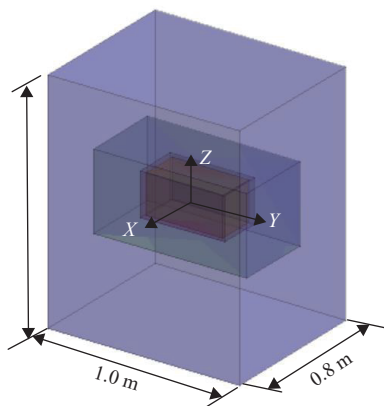
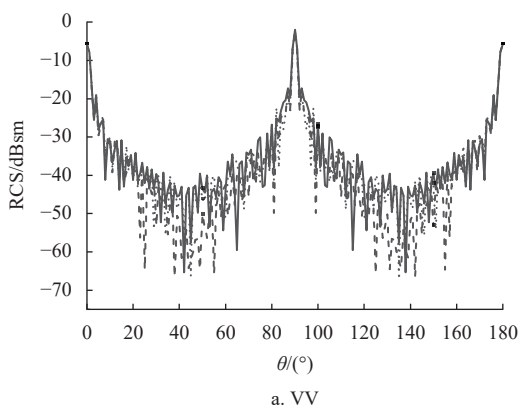


图 6 介质包裹目标



a. VV

3) 模型 3: 等离子体包裹弹头

等离子体包裹弹头目标^[8]如图 8 所示, 弹头尺寸为高 0.48 m , 直径 0.48 m , 等离子体鞘套厚度 $d = 0.12 \text{ m}$, 等离子体电子数密度 $n_e = 3.34 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, 等离子体碰撞角频率为 $\omega_p = 6.48 \times 10^9 \text{ rad/s}$ 。雷达频率为 5 GHz , 双站模式, 入射角为 $\theta_i = 135^\circ$, $\varphi_i = 180^\circ$, 考虑到目标的对称性, 设定观察角为 $\theta_s = 0^\circ \sim 180^\circ$, $\varphi_s = 0^\circ$ 。仿真结果如图 9, 从图中看出 VSBR 算法的结果与 MLFMM 算法结果在多数角度下吻合较好, 仅在部分角度有偏差, 传统弹跳射线法由于未对目标内透射射线分析, 在垂直极化和水平极化后向散射均有很大偏差。

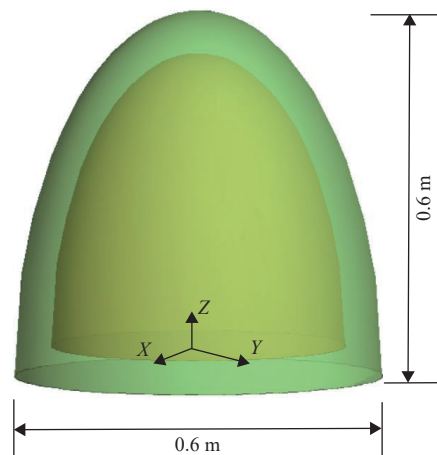


图 8 等离子体包裹弹头

对以上仿真结果进行精度分析, 以 FEKO 的 MLFMM 算法结果作为参照, 计算传统 SBR 和 VSBR 与 MLFMM 的均方根误差, 如表 1 所示。观察发现, 传统 SBR 与 MLFMM 偏差明显, VSBR 与 MLFMM 偏差显著更小, 主要是因为传统弹跳射线法没有考虑介质内透射射线, 最终导致误差更大。

在使用射线追踪法计算时,只要确定了散射点处目标的各种电磁参数,就可以计算出目标的散射场。在实际计算中, VV 极化和 HH 极化计算时间差别不大,以下对 VV 极化分析 FEKO-MLFMM 与 VSBR 的计算效率,表 2 记录了 MLFMM 和体弹跳射线法的运算时间。

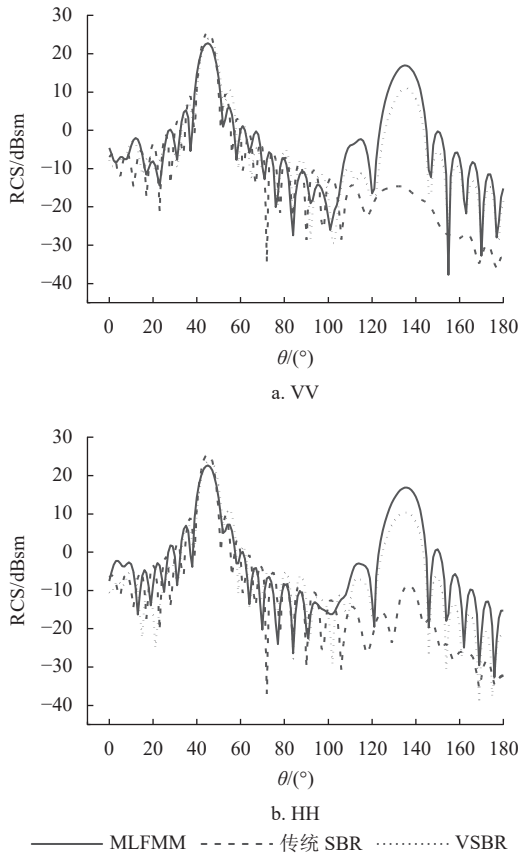


图 9 等离子体包裹弹头 RCS

从表格看到对 3 个模型的仿真中,本文方法的仿真时间大幅减少, VSBR 与 MLFMM 相比,加速效果显著。通过以上仿真对比分析,验证了本方法在处理介质体、等离子体目标散射时的有效性。

表 1 仿真精度误差对比分析

算法	模型1		模型2		模型3		/dB
	VV	HH	VV	HH	VV	HH	
传统SBR	12.70	4.33	8.57	4.46	14.09	13.63	
VSBR	2.36	2.14	4.65	2.32	4.82	5.86	

表 2 MLFMM 与 VSBR 仿真时间

算法	模型1	模型2	模型3	/s
MLFMM	2 232.777	36 197.398	686.118	
VSBR	4.087	18.660	6.680	
加速比	546.312	1 939.893	102.712	

4.2 阿波罗返回舱

采用体弹跳射线法对阿波罗返回舱^[20]进行仿真,阿波罗返回舱前部防热罩由一个球壳组成,尾部是一个圆锥体,其顶端是一个小半径的钝化球体,如图 10 所示。圆锥体底部直径为 3.912 m,返回舱高度为 3.529 m,等离子体鞘套厚度 $d = 0.26$ m,等离子体最大电子数密度 $n_e = 7.86 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$,峰值碰撞角频率为 $\omega_p = 3.14 \times 10^{10} \text{ rad/s}$,雷达频率为 10 GHz,考虑到目标的对称性,设定入射角为 $\theta_i = 0^\circ \sim 180^\circ$, $\varphi_i = 0^\circ$ 。入射电磁波由空气进入逐渐稠密的等离子体经目标导体反射后再次进入等离子体,经过层层传播衰减后最终进入空气。仿真结果如图 11 所示,图中对比了返回舱的远场 RCS 和包裹等离子体的返回舱 RCS,由于等离子体对电磁波的吸收,鞘套对目标 RCS 有一定缩减作用,因此可利用等离子体进行雷达隐身等应用^[21]。其中,单站散射模型下共 180 个角度,总计算时间 645 s,平均单角度耗时约 3.58 s。因此,对于复杂目标,本文算法能以较低的硬件资源快速求解等离子体目标散射问题。

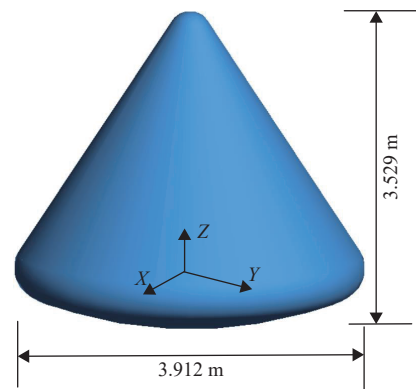
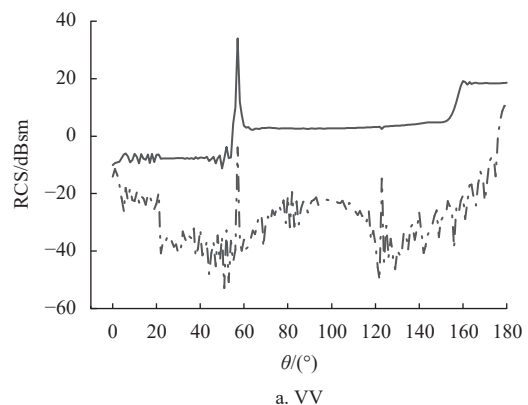


图 10 阿波罗返回舱



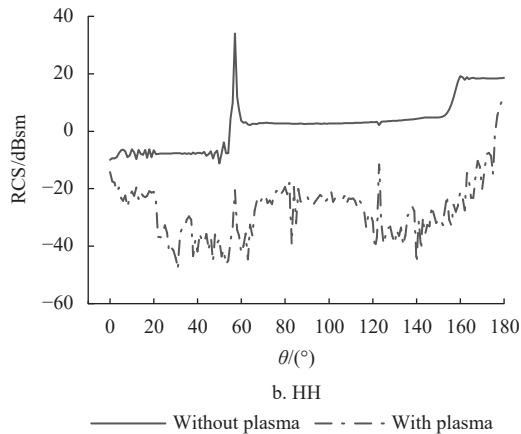


图 11 有无等离子体下阿波罗返回舱 RCS 对比

5 结束语

从介质的电磁传播与散射分析出发,研究了等离子体包裹目标的电磁散射建模技术与特性,提出了基于体介质的射线追踪法实现对目标与等离子体的电磁散射建模分析,研究了射线追踪程序中的追踪加速技术。仿真实例表明:与传统 SBR 方法相比,所提出的方法准确性得到明显改进,能够有效分析具有不同形状和介质的等离子体目标散射问题,具备求解实际工程问题中等离子体目标电磁散射仿真问题的能力。

参考文献

- [1] CONG Z, CHEN R, HE Z. Numerical modeling of EM scattering from plasma sheath: A review[J]. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 2022, 135: 73-92.
- [2] 刘德. 电磁波在等离子鞘套中的传播与散射相关问题研究[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2015.
LIU D. Electromagnetic wave propagation and scattering in plasma sheath[D]. Xi'an: Xidian University, 2015.
- [3] LIU S H, GUO L X, PAN W T, et al. PO calculation for reduction in radar cross section of hypersonic targets using RAM[J]. *Physics of Plasmas*, 2018, 25(6): 062105.
- [4] LIU S, ZHONG S Y. Analysis of backscattering RCS of targets coated with parabolic distribution and time-varying plasma media[J]. *Optik*, 2013, 124(24): 6850-6852.
- [5] CHEN W, GUO L X, LI J T. Research on the FDTD method of scattering effects of obliquely incident electromagnetic waves in time-varying plasma sheath on collision and plasma frequencies[J]. *Physics of Plasmas*, 2017, 24(4): 042102.
- [6] SHA Y X, ZHANG H L, GUO X Y, et al. Analyses of electromagnetic properties of a hypersonic object with plasma sheath[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2019, 67(4): 2470-2481.
- [7] LIU S H, GUO L X. Analyzing the electromagnetic scattering characteristics for 3-D inhomogeneous plasma sheath based on PO method[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2016, 44(11): 2838-2843.
- [8] CONG Z, HE Z, CHEN R. An efficient volumetric SBR method for electromagnetic scattering from inhomogeneous plasma sheath[J]. *IEEE Access*, 2019, 7: 90162-90170.
- [9] 石雁祥, 葛德彪, 吴健. 尘埃等离子体微波衰减常数的理论分析[J]. *地球物理学报*, 2007, 50(4): 6.
SHI Y X, GE D B, WU J. Theoretical analysis of microwave attenuation constant of weakly ionized dusty plasma[J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 2007, 50(4): 6.
- [10] DING J, SHANG S, CHEN R, et al. Analysis of electromagnetic scattering of cavities with nonuniform plasma coating[C]//2010 International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology. Chengdu: IEEE, 2010: 148-151.
- [11] TAYGUR M M, EIBERT T F. A ray-tracing algorithm based on the computation of (exact) ray paths with bidirectional ray-tracing[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2020, 68(8): 6277-6286.
- [12] 张黎宇, 叶红霞, 付海洋, 等. 非平行分层等离子体鞘套电波传播的复射线方法[J]. *电波科学学报*, 2016(4): 625-631.
ZHANG C Y, YE H X, FU H Y, et al. EM wave propagation in non-parallel plasma sheath using complex ray tracing algorithm[J]. *Chinese Journal of Radio Science*, 2016(4): 625-631.
- [13] BREM R, EIBERT T F. A Shooting and bouncing ray (SBR) modeling framework involving dielectrics and perfect conductors[J]. *IEEE Transactions on Antennas & Propagation*, 2015, 63(8): 3599-3609.
- [14] ADLER R B, CHU L J, FANO R M. Electromagnetic energy transmission and radiation[M]. [S. l.]: Wiley, 1960.
- [15] FREZZA F, TEDESCHI N. Deeply penetrating waves in lossy media[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(13): 2616-2618.
- [16] ROY J E. New results for the effective propagation constants of nonuniform plane waves at the planar interface of two lossy media[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2003, 51(6): 1206-1215.
- [17] STRATTON J A, CHU L J. Diffraction theory of electromagnetic waves[J]. *Physical Review*, 1939, 56(1): 99.
- [18] 廖成晋. 基于高频方法的海面舰船近场散射建模研究[D]. 成都: 电子科技大学, 2021.
LIAO C J. Research on near-field scattering modeling of ship on the sea surface based on high frequency method[D]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China, 2021.
- [19] 周礼来. 海面舰船近场电磁散射建模及 GPU 并行技术研究[D]. 成都: 电子科技大学, 2022.
ZHOU L L. Research on near-field scattering modeling of ship on the sea and GPU parallel technology[D]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China, 2022.
- [20] WEILAND C. Aerodynamic data of space vehicles[M]. New York: Springer Berlin Heidelberg, 2014.
- [21] CHAUDHURY B, CHATURVEDI S. Study and optimization of plasma-based radar cross section reduction using three-dimensional computations[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2009, 37(11): 2116-2127.