



海背景下箔条云电磁散射研究

郑文静, 何 姿, 丁大志

Electromagnetic scattering simulation from a chaff cloud above the ocean

ZHENG Wenjing, HE Zi, and DING Dazhi

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.12265/j.cjors.2024195>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

运动调制的间断型长箔条散射特性研究

Research on the motion and scattering characteristics of intermittent long chaff

电波科学学报. 2023, 38(1): 114–122

一种坐标轴型箔条的设计及散射特性研究

Design and scattering characteristics of Cartesian-coordinate-structure chaff

电波科学学报. 2020, 35(4): 571–584

目标与复杂地海面复合电磁散射研究现状综述

A review on the research of composite electromagnetic scattering from target and rough surface

电波科学学报. 2020, 35(1): 69–84

空间等离子体云超视距电波传播特性研究

The characteristics research of over-the-horizon radio wave propagation by artificial plasma cloud

电波科学学报. 2023, 38(6): 1064–1073

基于绕射场修正快速迭代物理光学法的海面舰船与角反阵列电磁散射分析

Analysis of RCS from sea surface ships and reflector arrays based on rapid iterative physical optics method with diffraction field correction

电波科学学报. 2023, 38(6): 960–971

水平界面上方球体的电磁散射

Electromagnetic scattering by a sphere above a plane interface

电波科学学报. 2024, 39(6): 1120–1124



关注微信公众号, 获得更多资讯信息

郑文静, 何姿, 丁大志. 海背景下箔条云电磁散射研究[J]. 电波科学学报, 2025, 40(1): 46-57. DOI: 10.12265/j.cjors.2024195

ZHENG W J, HE Z, DING D Z. Electromagnetic scattering simulation from a chaff cloud above the ocean[J]. Chinese journal of radio science, 2025, 40(1): 46-57. (in Chinese). DOI: 10.12265/j.cjors.2024195

海背景下箔条云电磁散射研究

郑文静 何姿* 丁大志

(南京理工大学, 南京 210094)

摘 要 箔条是一种常见的无源干扰方式, 主要用于干扰雷达系统的探测。当雷达信号碰到箔条时会产生强烈的散射, 在雷达接收端产生伪目标或回波云, 干扰雷达对真实目标的探测和跟踪。针对低空环境下箔条云的电磁散射会受海面反射和多路径效应影响的问题, 本文提出了海面上空箔条云电磁散射仿真模型, 重点分析了箔条云与海面之间的耦合效应对电磁散射的影响。利用四路径理论考虑箔条云与粗糙海面之间的多重散射效应, 针对高密度箔条云的散射特性, 利用矢量辐射传输方法结合蒙特卡罗求解器模拟光子在箔条云和海面之间散射时的能量变化。考虑海面相关的耦合过程和海面散射部分, 采用改进的积分方程模型快速计算多种海况下海面电磁散射贡献。利用多层快速多极子方法有效验证了不同频率和不同箔条间隔下本文方法的准确性。本文还模拟了不同海况和高度下箔条云散射雷达截面积的动态变化, 进一步分析了不同空间分布的箔条云对电磁散射特性的影响。这些研究为实际应用中的箔条云散射特性分析提供了有力支持。

关键词 海面; 箔条云; 耦合散射; 四路径理论; 解析方法

中图分类号 TN959.7

文献标志码 A

文章编号 1005-0388(2025)01-0046-12

DOI 10.12265/j.cjors.2024195

Electromagnetic scattering simulation from a chaff cloud above the ocean

ZHENG Wenjing HE Zi* DING Dazhi

(Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

Abstract Chaff can generate pseudo-targets at radar receivers, interfering with the detection and tracking of real targets. This paper proposes an electromagnetic(EM) scattering simulation model to address the scattering characteristics of chaff clouds in a low-altitude ocean environment. The study analyzes the influence of coupling effects between the chaff cloud and the sea surface on EM scattering. To account for multiple scattering effects comprehensively, the four-path theory is employed to model interactions between the chaff cloud and the sea surface. For regions with high-density chaff clouds, the vector radiative transfer method is applied to simulate energy redistribution and internal coupling effects within the cloud. Furthermore, an advanced integral equation model is utilized to accurately compute the EM scattering contributions of the sea surface under various sea conditions. Numerical methods are used to validate the accuracy of the simulation results. Additionally, the paper examines the scattering behavior of chaff clouds above the sea surface across a range of scenarios.

Keywords sea surface; chaff clouds; coupling scattering; four path theory; analytical methods

0 引 言

海面覆盖了地球的大部分区域, 其电磁散射特

性受环境因素和雷达系统的影响。海面目标的电磁散射研究在目标及计算探测^[1-3]中具有重要意义, 因此需要模拟目标与粗糙表面之间的多径效应, 当前

收稿日期: 2024-09-30

资助项目: 国家自然科学基金 (61931021, 62322107)

通信作者: 何姿 E-mail: zihe@njut.edu.cn

粗糙海面的研究主要聚焦于低频数值方法和高频近似方法。常见的低频数值方法包括基于积分方程的矩量法 (method of moments, MoM)^[4] 和基于微分方程的有限元法 (finite element method, FEM)^[5]、时域有限差分 (finite-difference time-domain, FDTD) 法^[6]。高频近似方法主要有基尔霍夫近似法 (Kirchhoff approximation method, KAM)^[7]、小扰动法 (small perturbation method, SPM)^[8] 和积分方程法 (integral equation method, IEM)^[9], KAM 和 SPM 分别适用于粗糙度较大和较小的区域, 而 IEM 弥补了中等粗糙度仿真的部分。改进的 IEM (advanced IEM, AIEM)^[10] 则进一步在菲涅尔反射系数和格林函数上进行修正, 提高了双站散射计算精度。此外, 多种双尺度方法也被应用于海面的电磁散射计算^[11-12]。

箔条和角反作为常用的无源干扰方式, 常被用于欺骗和干扰雷达探测器以保护海上舰船目标^[13]。相比角反, 箔条云具有制作简单、适用场景广、散射角度广的优势。箔条云由大量不同长度的金属丝组成。当箔条云数量较少时, 可采用 MoM^[14-15] 和 FDTD^[16] 等低频数值方法来计算其电磁散射特性, 通过分析不同取向角度和分布下箔条之间的耦合以获得散射雷达截面 (radar cross section, RCS)。但随着箔条云数量和密度的增加, 这些方法会消耗更多的计算时间和计算内存。为实现大数量箔条云团的快速计算, 已有多种近似方法被提出来提高计算效率。对于单个箔条元素, 可使用经验公式估算其 RCS 或推导单根箔条的散射矩阵来计算单个箔条云的电磁散射特性^[17-18], 但要求箔条长度满足工作频率下的半波长或其整数倍。整个云团可由所有箔条丝散射回波通过一定的概率分布计算得出^[19]。由于箔条丝在空间中具有随机取向, 可利用旋转矩阵修正一定取向箔条丝的散射矩阵, 再根据概率分布计算所有元素的散射矩阵之和^[20-21]。Osman 等提出了一个基于顺序加载法的球形箔条云遮蔽模型, 考虑了箔条云的遮蔽效应^[22]。但上述方法没有考虑箔条与箔条之间的耦合情况, 矢量辐射传输 (vector radiative transfer, VRT) 理论方法可通过考虑电磁波在箔条间的散射和衰减效应来计算 RCS^[23]。而当箔条云位于海面不同高度时箔条云 RCS 会受到海面的散射和多径效应的影响, 目前对低空箔条云及 RCS 动态变化的研究仍相对较少, 实际海上对抗场景下云团与粗糙海面之间的多径效应如何影响箔条云电磁散射特性仍是一个亟需分析的问题。

本文针对高密度海面低空箔条云采用四路径理论分析粗糙海面与箔条云之间的复合耦合散射机制, 并基于 VRT 理论模拟箔条云内部耦合特性和衰

减效应。针对耦合部分和散射部分, 基于散射面元思想利用 AIEM 和 Elfouhaily 海谱计算海面的电磁散射相关部分, 实现云团和粗糙面之间的动态耦合快速计算。通过与数值方法和实测结果比较, 验证了本文所提方法的有效性。针对海面与箔条云之间的耦合效应, 模拟分析了海面上方箔条云的 RCS 在不同高度、风速、空间分布及时间下的变化, 以深入理解低空箔条云团的散射特性。

1 海面低空箔条电磁散射模型

1.1 海面电磁散射计算

在合理的假设和近似下, 解析模型可在保证预测精度的前提下实现高计算效率。本文利用 AIEM 分析不同海况下海面电场散射特性并计算其散射系数。图 1 描述了粗糙海面电磁波散射的一般情况, 其中 $\hat{k}_i$ 和 $\hat{k}_s$ 分别为入射和散射电磁波的单位波矢量, θ_i 、 φ_i 和 θ_s 、 φ_s 分别为入射波的俯仰角、方位角和散射波的俯仰角、方位角。

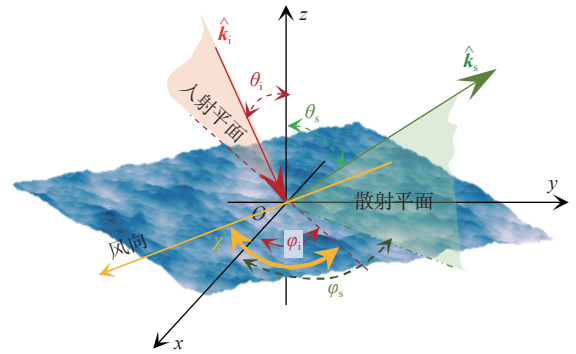


图 1 粗糙海面电磁波散射示意图

Fig. 1 Schematic of electromagnetic wave scattering on a rough sea surface

粗糙海面的散射系数可写为^[10]

$$\sigma_{pq}^0 = \frac{k_1^2}{2} \exp[-\delta^2(k_{iz}^2 + k_{sz}^2)] \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\delta^{2n} |I_{pq}^n|^2}{n!} W^{(n)}(K, \chi) \quad (1)$$

式中: p 和 q 分别为散射波和入射波的极化状态 (水平或垂直极化), 后文中凡涉及 p 和 q 的定义, 均与此一致; k_1 为自由空间中的波数; I_{pq}^n 具体表达式参见文献^[10]; δ 为均方根高度,

$$\delta^2 = \int_0^{\infty} S(K) dK \quad (2)$$

$S(K)$ 为全方向谱, K 为海面波数, 表达式为 $K = \sqrt{(k_{sx} - k_{ix})^2 + (k_{sy} - k_{iy})^2}$ 。

海面 n 阶海谱表达式可由相关函数的傅里叶变换^[24] 得到, 表达式为

$$W^{(n)}(K, \chi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \rho_s^n(r, \phi) e^{-iKr \cos(\phi - \chi)} r dr d\phi \quad (3)$$

式中: χ 为风向与雷达入射方向的夹角; $\rho_s(r, \phi)$ 为海面高度起伏的相关函数; r 为表面上两点之间的距离, 反映了海面高度的空间分布特性; ϕ 为这两点间距离向量与风向之间的夹角, 用于描述表面高度相关性的方向性变化。本文选取典型的全向 Elfouhaily 频谱来表征重力波谱到短波的完整表面波^[25]。为实现海面快速计算, 本文采用上述海谱的一阶近似来描述海面电磁散射特性, 即 $n = 1$, 此时海面模型的频谱公式可表示为

$$W(K, \chi) = \frac{1}{k} S(K) D(K, \chi) \quad (4)$$

式中, $D(K, \chi)$ 为方向传递函数。

为验证本文方法计算海面电磁散射的有效性, 对海面高度 10 m 处风速 U 分别为 5 m/s、7 m/s 和 10 m/s 时的后向散射系数预测结果与实测数据^[26] 进行对比, 结果如图 2 所示。其中, 入射频率为 8.91

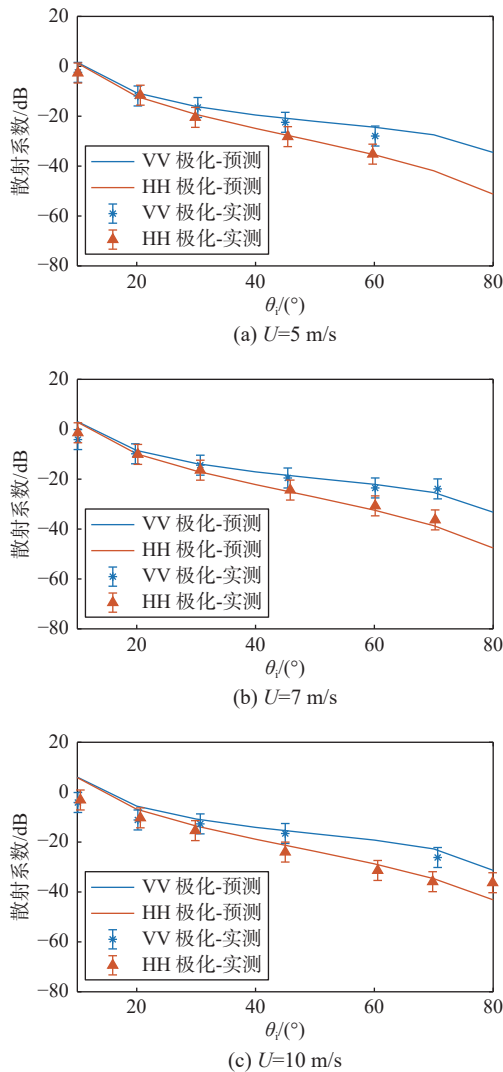


图2 不同风速条件下解析方法预测结果与实测数据的对比

Fig. 2 Comparison of prediction results from analytical methods and measured data under different wind speeds

GHz, $\chi = 0^\circ$, 介电常数为 $55.845 + 37.713j$ 。图中使用误差线绘制了实测结果的 ± 3 dB 误差范围, 大部分角度下预测结果均落在该范围内, 说明预测结果与实测结果吻合良好。图 2(c) 中 $\theta_i = 10^\circ$ 时误差相较其他角度较大, 原因是散射模型中仅考虑了一阶海谱特性, 随着风速增加海面粗糙度增加, 相较 n 阶海谱, 在张力波部分没有考虑复杂的粗糙特性, 如表面多尺度波动等。

1.2 箔条云电磁散射计算

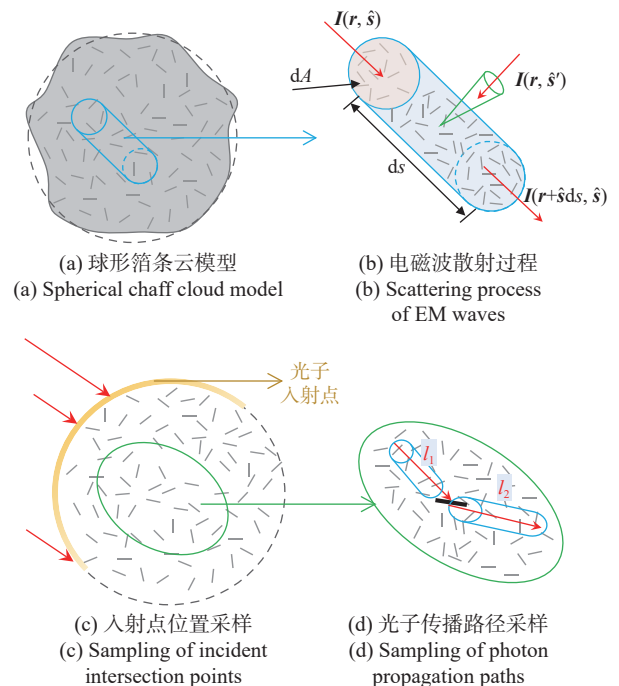
VRT 理论可用于描述电磁波在箔条云内部经过多次散射后的能量传输和衰减。因此, 本文采用 VRT 理论对箔条云电磁散射特性进行分析。

任意极化的电磁波都可用 Stokes 矢量 I 描述其极化特性:

$$I = \frac{1}{\eta} \begin{bmatrix} I_v \\ I_h \\ U \\ V \end{bmatrix} = \frac{1}{\eta} \begin{bmatrix} \langle |E_v|^2 \rangle \\ \langle |E_h|^2 \rangle \\ 2\text{Re}\langle E_v E_h^* \rangle \\ 2\text{Im}\langle E_v E_h^* \rangle \end{bmatrix} \quad (5)$$

式中: 四个元素为修正的 Stokes 参数; η 为自由空间中的波阻抗; U 和 V 分别为线偏振和圆偏振的电磁强度; $\langle \cdot \rangle$ 表示系综平均; 下标 v 和 h 分别为垂直和水平极化。

如图 3(a) 和 (b) 所示, 当电磁波在箔条粒子群中传播时, 能量分为两部分, 一部分是沿传播方向被吸收、损耗的衰减量, 另一部分是来自其他方向的散射贡献之和。基于能量守恒原理, VRT 微分方程^[27] 可写为



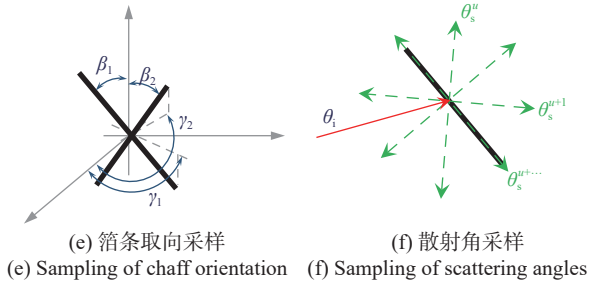


图 3 蒙特卡罗散射模拟过程

Fig. 3 Monte Carlo scattering simulation process

$$\frac{d\mathbf{I}(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}})}{ds} = -\kappa_c(\hat{\mathbf{s}}) \cdot \mathbf{I}(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}) + \int d\hat{\mathbf{s}}' \mathbf{P}(\hat{\mathbf{s}}, \hat{\mathbf{s}}') \cdot \mathbf{I}(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}') \quad (6)$$

式中: $\kappa_c(\hat{\mathbf{s}})$ 为消光矩阵, 表示电磁波通过散射体群时的消光衰减, 可由散射粒子的一阶矩得到^[27]; $\mathbf{I}(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}})$ 为空间 $\mathbf{r}$ 处的散射强度; $\hat{\mathbf{s}}$ 为散射方向; $\mathbf{I}(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}')$ 为空间 $\mathbf{r}$ 处由 $\hat{\mathbf{s}}'$ 方向贡献的矢量辐射强度; $\mathbf{P}(\hat{\mathbf{s}}, \hat{\mathbf{s}}')$ 为相矩阵 (Muller 矩阵), 描述电磁波从 $\hat{\mathbf{s}}'$ 方向入射, 然后向 $\hat{\mathbf{s}}$ 方向散射, 不同散射目标的相矩阵均可由散射矩阵的二阶矩得到^[27]。对于单根半波长箔条, 其散射矩阵利用天线辐射理论推导得到^[28], 散射矩阵二阶矩可通过对箔条粒子的取向角度、种类等特性进行系综平均得到。

常见的 VRT 方程求解方法有蒙特卡罗方法、离散坐标法和迭代求解法。由于箔条云团的外形结构相对复杂, 箔条本身的排列随机性强, 采用离散坐标法和迭代求解法难以精确构建边界条件并推导 VRT 方程闭式解。除推导闭式解之外, VRT 方程也可采用 Neumann 级数形式表示^[29], 其中级数的每一项代表了电磁波在一个传播路径中受衰减和多次散射作用的散射能量变化。假设第 u 个光子在箔条云团中发生单次散射, 其能量变化可表征为

$$\mathbf{I}_s^u(\theta_s^u, \varphi_s^u; \theta_i, \varphi_i) = \kappa_c(\theta_s^u, \varphi_s^u; \theta_{s,v+1}^u) \mathbf{P}(\theta_{s,v}^u, \varphi_{s,v}^u; \theta_i, \varphi_i, \beta_v^u, \gamma_v^u) \kappa_c(\theta_i, \varphi_i; \theta_{s,v}^u) \mathbf{I}_i^u \quad (7)$$

式中: $\mathbf{I}_s^u$ 为第 u 个光子的散射 Stokes 矢量; $\mathbf{I}_i^u$ 为入射初始 Stokes 矢量; 下标 v 为第 u 个光子散射过程中部分变量的随机采样次数。当前路径下 RCS 可由以下公式得到:

$$\sigma_{pq}^u(\theta_s^u, \varphi_s^u; \theta_i, \varphi_i) = 4\pi \frac{I_{s,p}^u(\theta_s^u, \varphi_s^u; \theta_i, \varphi_i)}{I_{i,q}^u(\theta_s^u, \varphi_s^u; \theta_i, \varphi_i)} \quad (8)$$

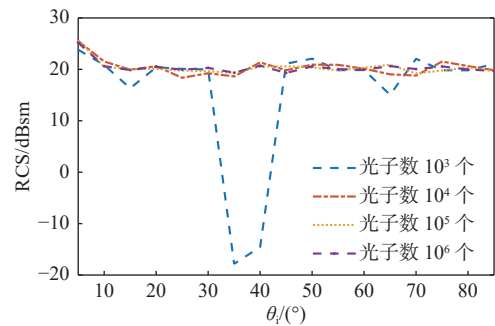
式中, $I_{s,p}^u$ 和 $I_{i,q}^u$ 分别为第 u 个光子的散射 Stokes 和入射 Stokes 矢量的水平或垂直极化分量。若求解 VV 极化下 RCS, 式 (8) 可表示为 $\sigma_{VV}^u = 4\pi I_{s,V}^u / I_{i,V}^u$ 。对于自由空间中的箔条云团, 通过统计学思想利用蒙特卡罗方法模拟电磁波 (可近似为大量的光子) 的传播路径和能量变化, 即统计其与箔条的多次散射、吸

收等过程, 最终对光子能量进行累加计算平均散射能量或平均 RCS:

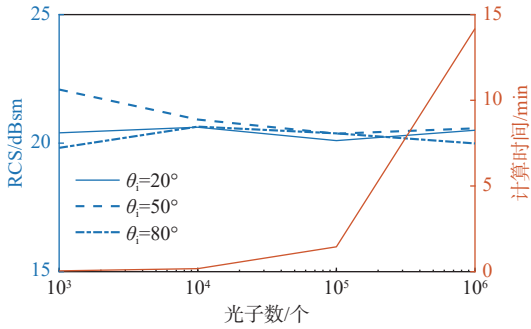
$$\mathbf{I}_s(\theta_s, \varphi_s; \theta_i, \varphi_i) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \mathbf{I}_s^n(\theta_s, \varphi_s; \theta_i, \varphi_i) \quad (9)$$

图 3 给出的蒙特卡罗散射模拟的示意图, 为多个过程的随机采样, 主要包括光子与箔条云入射交点、光子传播路径、散射方向和箔条取向的随机采样。蒙特卡罗方法依赖于从概率分布中随机采样变量。入射交点采样与箔条云团形状相关, 对于规则形状可通过构建与形状参数相关的数学模型进行计算。对于复杂非规则形状可通过对最外层粒子进行 Delaunay 三角剖分构建云团外包络从而求解入射交点^[23]。光子传播路径与云团内粒子形状、取向及密度所决定的消光矩阵相关。散射方向可采用舍选法进行采样判断。箔条的取向分布可按不同概率密度函数 (probability density function, PDF) 控制箔条丝取向的随机性来进行角度采样。

在箔条丝云团蒙特卡罗模拟过程中, 计算时间与蒙特卡罗次数和密度有关, 前者增加了仿真次数, 可通过并行进行加速处理; 后者则将云团内部散射过程复杂化, 影响光子路径采样、多次散射次数等作用部分使单次蒙特卡罗过程的计算时间增加。图 4 为 200 万箔条云在不同光子数下的后向 RCS 变化。从图 4(a) 可以看出, 当光子数为 1 000 时后向 RCS 随角度变化振荡明显, 随着光子数增加后向 RCS 随角度变化逐渐收敛。图 4(b) 给出了不同入射角度下计算时间随光子数增加的变化, 本次仿真未使用并行计算, 结果表明光子数的增加使计算时间大大增加。原因是实际仿真过程中, 随着箔条云密度的增加, 箔条丝之间多次散射概率增加, 多变量采样过程和散射计算过程也随之变得复杂。此外, 密度的增加还会进一步增加电磁波在箔条云中的衰减, 导致能量衰减过快。因此, 本文方法在仿真过程中设置最小能量阈值和最大散射数分别为 e^{-10} 和 10, 可降低不必要的计算时间。



(a) VV 极化下不同光子数的后向 RCS 变化
(a) VV polarization backscattering RCS variation at different photon numbers



(b) 不同入射角下后向 RCS 和计算时间的变化
(b) Backscattering RCS and computation time at different incident angles

图 4 200 万箔条云的后向 RCS 模拟

Fig. 4 Backscattering RCS simulation of 2 million chaff cloud

1.3 海上低空箔条云电磁散射计算

对抗场景下人为干扰电磁空间形态与海背景的互耦效应复杂, 需要考虑海面低空箔条云的多路径效应。本文基于上述 VRT 过程利用射线追踪方法和四路径理论建立双站下海面箔条散射仿真模型, 采用蒙特卡罗方法模拟入射电磁波在箔条内部以及箔条云与海面之间的吸收、散射和传播过程。将自由空间中箔条云与大尺度随机粗糙面的电磁散射特性相结合, 建立雷达照射下箔条云与海背景的四路径模型, 考虑多路径散射问题, 分析箔条云与海背景之间的耦合散射机理。图 5 为海面上空箔条云散射路径示意图。可以看出, 雷达所接收到的散射回波主要由以下四条路径得到: 路径 1 代表箔条云的直接散射, 类似在自由空间中的散射; 路径 2 代表入射电磁波被海面直接散射; 路径 3 代表来自海面的散射电磁波入射到箔条云, 并在云团中散射到接收雷达; 路径 4 与路径 3 相反, 路径 4 代表入射到箔条云的散射电磁波出射后入射到海面, 然后被粗糙表面散射。因此, 低空箔条云团的散射回波主要是四条路径的回波叠加, 总散射回波公式可写为

$$|E_{\text{total}}| = \sqrt{\frac{\sigma_{\text{path1}}}{4\pi}} e^{-jk l_1} + \sqrt{\frac{\Delta x \Delta y \sigma_{\text{path2}}}{4\pi}} e^{-jk r} + \sqrt{\frac{\sigma_{\text{path3}}}{4\pi}} e^{-jk l_3} + \sqrt{\frac{\sigma_{\text{path4}}}{4\pi}} e^{-jk l_4} \quad (10)$$

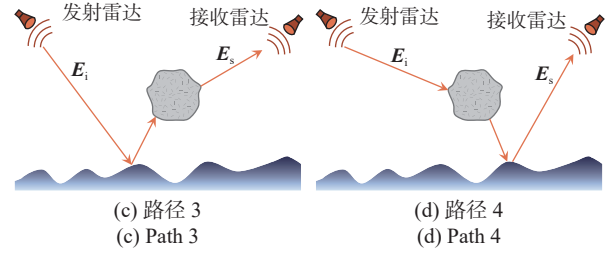
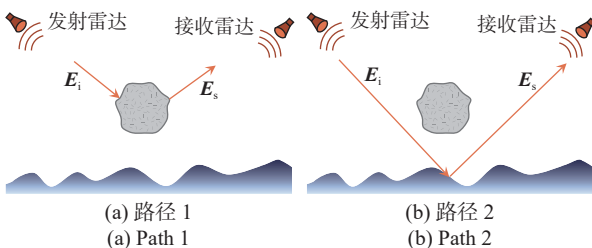


图 5 海面上空箔条云四路径散射示意图

Fig. 5 Schematic of four-path scattering of chaff cloud above the sea surface

式中: σ_{path1} 和 σ_{path2} 可分别由式 (8) 和式 (1) 得到; σ_{path3} 、 σ_{path4} 分别为一次采样路径下的散射能量, 可由当前路径散射 Stokes 矢量得到, 在下文会详细说明耦合路径散射计算过程; l 为不同路径下电磁波传播路径长度。

VRT 理论和粗糙面解析方法在推导过程中忽略了电磁波的相位部分, 仅考虑能量的变化。考虑到箔条丝在空间中的取向和分布具有很强的随机性, 因此本文采用光子的传播距离来等效箔条云中电磁波的相位变化。对于路径 1, 即自由空间下的箔条云散射部分, 基于 VRT 方程计算散射 Stokes 矢量得到不同极化下的散射强度, 通过传播路径中入射点和出射点位置之间的距离重构等效相位。对于路径 2, 即海面的散射部分, 利用线性滤波法生成一定尺寸粗糙海面并分解为 10λ 长宽的多个平面, 每个平面上的散射电场强度可由式 (10) 得到, 相位可通过平面中心位置重构得到^[30]。

假设海面的照射范围为以原点 $O(0,0,0)$ 为中心, 设定下方对回波有贡献的海面范围为 $x^2 + y^2 < L^2$ 。假设箔条干扰云中心点的坐标位置为 $O'(0,0,H)$, 即箔条云与海面的距离为 H 。

对于路径 3, 如图 6 所示, 电磁波首先入射到海面上, 再散射到箔条云中, 最终从云团内出射到达雷达接收端。首先假设第 u 个光子入射到第 (m, n) 个海面单元, 当前面元位置为 $P_{u,mn}^{\text{sea}}(x_{mn}, y_{mn}, z_{mn})$, 且当前海面面元未在电磁波入射方向上被箔条云遮挡。与路径 2 相同, 利用法向量计算当前面元局部入射角度 $(\theta_{i,mn}, \phi_{i,mn})$ 和散射角度 $(\theta_{s,mn}, \phi_{s,mn})$, 得到相矩阵进行散射模拟。定义 $\theta_{O',mn}$ 、 $\phi_{O',mn}$ 分别为射线 $\vec{P}_{u,mn}^{\text{sea}} \vec{O}'$ 与 z 轴的夹角和在 xOy 面上与 x 轴的夹角。定义过 $P_{u,mn}^{\text{sea}}$ 点作箔条云边界点的切线与射线 $\vec{P}_{u,mn}^{\text{sea}} \vec{O}'$ 的夹角为 $\theta_{\text{sea2cld}}^{\text{thresh}}$ 。

电磁波散射方向单位矢量定义为

$$\hat{e}_{sk,mn} = (\sin \theta_{s,mn} \cos \phi_{s,mn}, \sin \theta_{s,mn} \sin \phi_{s,mn}, \cos \theta_{s,mn}) \quad (11)$$

射线 $\vec{P}_{u,mn}^{\text{sea}} \vec{O}'$ 方向的单位矢量定义为

$$\hat{e}_{O',mn} = (\sin \theta_{O',mn} \cos \phi_{O',mn}, \sin \theta_{O',mn} \sin \phi_{O',mn}, \cos \theta_{O',mn}) \quad (12)$$

电磁波散射方向和射线 $\vec{P}_{u,mn}^{sca}$ 的夹角为

$$\theta_u^{sca} = \arccos(\hat{e}_{sk,mn} \cdot \hat{e}_{O',mn}) \quad (13)$$

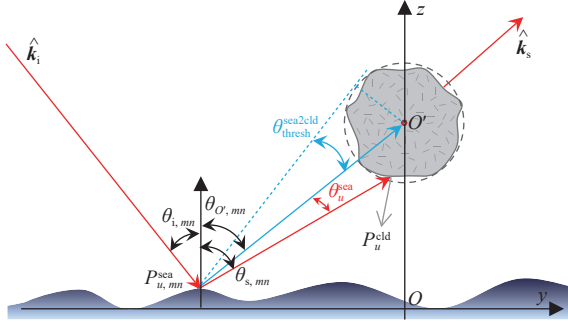


图 6 电磁波从海面出射后的路径判定示意图

Fig. 6 Schematic of path determination for electromagnetic waves emanating from the sea surface

定义海面到云团的耦合路径判定指示函数如下:

$$I(\theta_u^{sca2cld}, \theta_u^{sca}) = \begin{cases} 1, & \theta_u^{sca2cld} > \theta_u^{sca} \\ 0, & \text{其它} \end{cases} \quad (14)$$

当 $I(\theta_u^{sca2cld}, \theta_u^{sca}) = 0$ 时, 电磁波从海面散射后没有入射到箔条云团, 此时为路径 4, 可直接在接收端进行散射电场记录; 当 $I(\theta_u^{sca2cld}, \theta_u^{sca}) = 1$ 时, 电磁波从海面散射后入射到箔条云团, 之后与路径 1 计算方式相同。利用式 (18) 判断电磁波从云团出射后是否会再次入射到海面上, 没有则直接在接收端进行电场记录, 再次入射到海面则忽略此路径。假设第 u 个光子在入射到第 (m, n) 个海面面元上后散射到箔条云团内并经过一次散射后被雷达接收, 其能量变化可表为

$$I_s''(\theta_s'', \varphi_s''; \theta_i, \varphi_i) = \kappa_c P \kappa_c \bar{R}(\theta_{s,mn}, \varphi_{s,mn}; \theta_i, \varphi_i) I_i'' \quad (15)$$

式中: $(\theta_{s,mn}, \varphi_{s,mn})$ 为从第 (m, n) 个面元的前向散射角度, 可由面元的斜率求得^[12]; $\bar{R}(\theta_{s,mn}, \varphi_{s,mn}; \theta_i, \varphi_i)$ 为利用极化基转换得到的粗糙面散射 Muller 矩阵, 其元素由粗糙面散射矩阵的二阶矩组成^[27]。粗糙面散射矩阵二阶矩 $\langle S_{pq} S_{pq}^* \rangle$ 可利用式 (1) 中的粗糙面散射系数得到:

$$\langle S_{pq} S_{pq}^* \rangle = \sigma_{pq}^0 / 4\pi \quad (16)$$

对于路径 4, 电磁波从发射雷达出发, 入射到箔条云后散射到海面, 最后再散射到接收雷达这条路径。采用蒙特卡罗模拟散射过程时, 假设第 u 次采样下光子与箔条云中的箔条多次碰撞从箔条云中散射出去, 出射光子的传播方向为 $(\theta_u^{cld}, \phi_u^{cld})$, 光子与箔条云边界的交点为 $P_u^{cld}(x_{mn}, y_{mn}, z_{mn})$ 。图 7 为电磁波从云团出射后的路径判定示意图, 其中 $\theta_u^{cld2sea}$ 表示从 P_u^{cld} 出发入射到有效海面范围内的最小俯仰角, 计算

公式为

$$\theta_{thresh}^{cld2sea} = \pi - \arctan\left(\frac{L - \sqrt{x_{mn}^2 + y_{mn}^2}}{z_{mn}}\right) \quad (17)$$

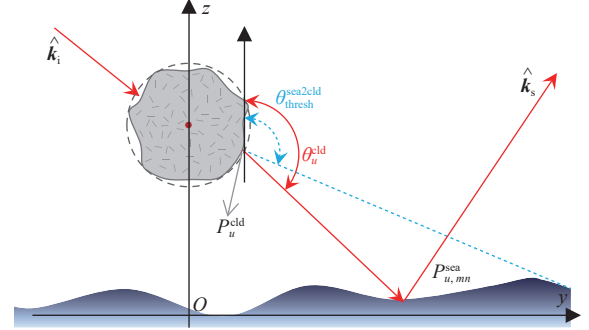


图 7 电磁波从云团出射后的路径判定示意图

Fig. 7 Schematic of path determination for electromagnetic waves emanating from the cloud

定义云团到海面的耦合路径判定指示函数为

$$I(\theta_u^{cld}, \theta_{thresh}^{cld2sea}) = \begin{cases} 0, & \theta_u^{cld} < \pi/2 \\ -1, & \theta_{thresh}^{cld2sea} > \theta_u^{cld} \geq \pi/2 \\ 1, & \theta_u^{cld} \geq \theta_{thresh}^{cld2sea} \end{cases} \quad (18)$$

当指示函数 $I(\theta_u^{cld}, \theta_{thresh}^{cld2sea}) = 0$, 传播过程可看作路径 1, 直接在接收雷达处统计当前散射角度下的电场回波。当 $I(\theta_u^{cld}, \theta_{thresh}^{cld2sea}) = 1$, 传播过程为路径 4, 根据出射点和出射方向可计算与海面交点位置并索引当前面元编号获取法向量, 计算入射角度和散射角度。基于式 (1) 可得到当前面元的相矩阵 (式 (6)) 从而进行光子的散射过程。利用式 (14) 判定电磁波是否会重进入云团, 若未进入云团, 记录当前角度并在接收端统计此条路径接收电场。如果重进入云团, 则不属于本文所规定的四种路径可终止路径计算。接收端雷达仅接收粗糙海面上半空间的散射电场, $I(\theta_u^{cld}, \theta_{thresh}^{cld2sea}) = -1$ 表明从云团出射光子方向从海面的位置入射到下半空间, 此时不记录这部分散射回波。

除以上这四个路径外, 实际上还有其他路径。如电磁波从发射雷达到箔条到海面到箔条再到接收雷达等路径, 这些路径至少经过三次散射才能到达接收天线, 最终能量很低。本文构建一个粗糙面上方椭圆粒子层, 并通过迭代求解法得到不同散射机制的解来验证多次散射路径的能量贡献。设置粒子为针状, 长轴为 5 cm, 短轴为 1 mm, 取向角度均匀分布, 介电常数为 $14 + 4.5j$ 。粒子层厚度为 50 cm, 粒子密度为 1 200 个/ m^3 。层下方粗糙面相关长度和均方根高度分别为 7.778 2 cm 和 0.920 05 mm, 介电常数为 $15.1 + 5j$ 。图 8 为粒子层五种散射机制在不同极化状态下的后向散射系数。五种散射机制分别为被粒子群衰减后的粗糙表面散射、粒子单次散射、粒子-

粗糙面散射、粒子-粒子散射、粒子-粗糙面-粒子散射。总散射表示上述五种散射贡献的叠加,图中的粒子-粗糙面-粒子散射部分等价于本文中被忽略的箔条云-海面-箔条云之间的三重散射。从图8可以看出,相较其他四种散射机制,粒子-粗糙面-粒子散射机制的散射系数最小。因此,在粒子形状和取向均匀分布的粒子层中,VRT的高阶解散射系数较小,多重散射效应也较弱,可通过忽略三次及以上散射路径的能量计算以提高仿真效率。

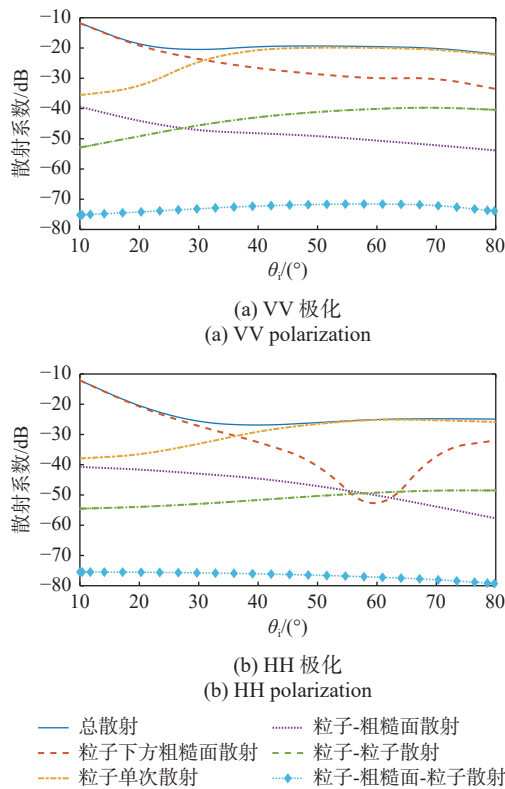


图8 粗糙面上方粒子层的五种散射机制

Fig. 8 Five scattering mechanisms of particle layers above rough surface

2 算例结果及分析

2.1 验证分析

为验证所提方法的有效性,将本文提出的仿真方法与商业软件 FEKO 中的多层快速多极子方法 (multilayer fast multipole method, MLFMM) 进行对比。首先对比小数量稀疏云团在不同频率下 VV 极化和 HH 极化的后向 RCS。箔条根数为 800, 半径为 1 m。箔条丝长度相同,均设置为对应频率的半波长,剖面尺寸为 0.1λ 。箔条丝取向为空间均匀随机,图9(a)为箔条丝空间取向角度示意图。本文通过建立单根箔条丝几何模型,设定旋转角度范围和位移范围对箔条丝进行角度旋转和位置移动生成多根箔条丝组成的箔条云模型,其中箔条丝与箔条丝之间

空间互不重叠。例如,图9(b)和(c)给出了 $f=10$ GHz 下箔条云样本中箔条丝取向角度的分布直方图,可以看出, β 和 γ 分别均匀分布在 $[0^\circ, 180^\circ]$ 和 $[0^\circ, 360^\circ]$ 角度范围内。图10为在不同入射频率下分别基于本文方法和 MLFMM 计算的后向 RCS 对比,其中 MLFMM 结果为 180 个样本下的平均数值结果。可以看出,仿真结果与数值方法结果趋势和量级均表现出良好的吻合,且在两个极化下误差均小于 3 dB。算例结果说明了本文方法计算稀疏箔条云散射截面积的可行性。

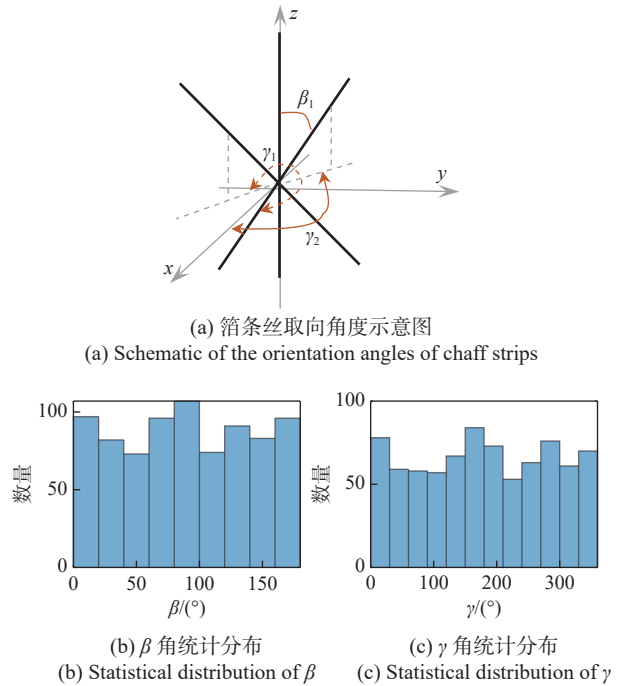


图9 一个箔条云团样本中箔条丝的取向分布

Fig. 9 Orientation distribution of chaff strips in a chaff cloud sample

其次,为分析 VRT 方法对不同密度箔条云 RCS 的仿真有效性,本文通过改变箔条丝间隔建立不同密度的箔条云模型。箔条根数为 1 200, 不同箔条间隔 l_0 下箔条云半径分别为 0.171 5、0.28、0.59、0.79、0.99、1.2、1.4 和 1.6 m。图11为在入射频率 $f=10$ GHz 时分别基于本文方法和 MLFMM 的后向 RCS, MLFMM 结果为 180 个样本下的平均数值。可以看出,随着箔条丝间隔的增加,后向 RCS 逐渐增加后基本保持不变,这是因为随着间隔的增加,箔条丝之间的多次散射和电磁波的衰减作用逐渐减小,随着箔条丝间隔增大到一定范围,可以将每根箔条丝视为独立的散射体,其散射贡献不受周围散射体的衰减影响。

表1给出了 6、10、15 GHz 下本文方法和 MLFMM 在计算时间和运行内存上的对比,其中 MLFMM 计算时设置 CPU 并行进程为 4,本文方法

则没有使用并行计算,可以看出 MLFMM(并行)的计算时间均远远大于本文方法。MLFMM 计算时间增加的原因是随着频率增加,箔条丝剖分尺寸更加精细从而导致未知量增加。同时,随着未知量的增加,MLFMM 所需内存也快速增加。本文方法仿真时间和内存与光子数和箔条数量有关,因此时间与内存不随频率变化。在实际进行无源干扰对抗时,箔条云中箔条根数会高达数亿,与数值方法相比本文方法更适用于计算高密度、大数量箔条云的散射特性。

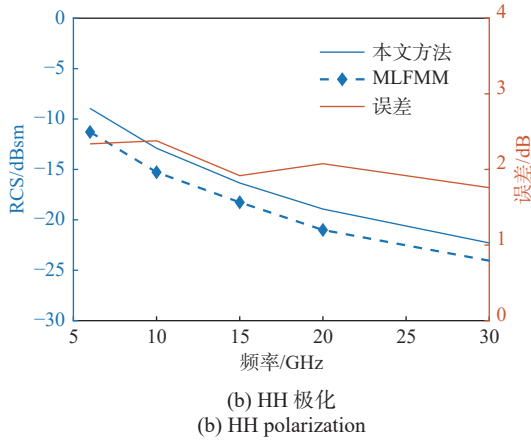
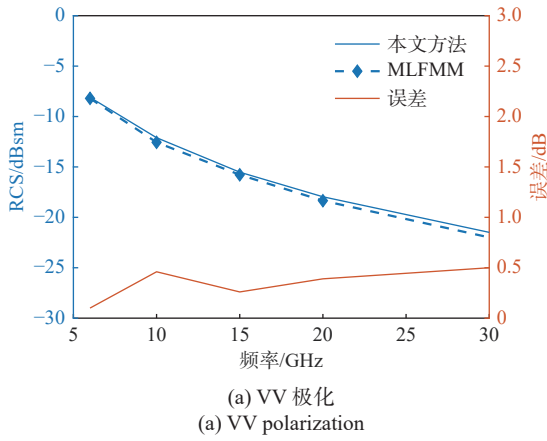


图 10 两种方法后向 RCS 随频率的变化对比
Fig. 10 Comparison of backscattering RCS varies with frequencies for 2 methods

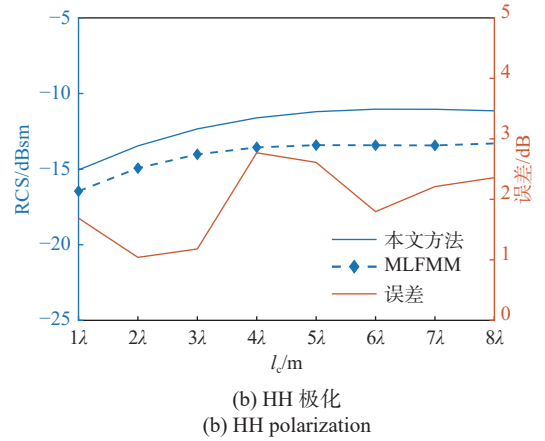
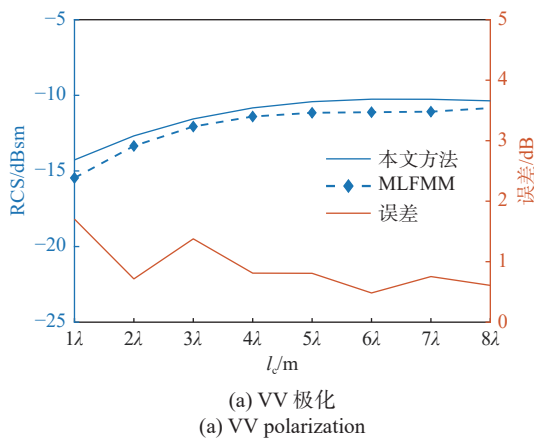


图 11 两种方法后向 RCS 随箔条丝间隔的变化对比
Fig. 11 Comparison of backscattering RCS varies with different intervals between chaff strips for 2 methods

表 1 不同频率下本文方法与 MLFMM 计算时间和内存对比
Tab. 1 Comparison of computation time and memory usage between the proposed method and MLFMM at different frequencies

频率/ GHz	时间/s		内存/MB	
	MLFMM	本文方法	MLFMM	本文方法
6	222	160.8	876.7	9.8
10	516	115.2	1 648.6	9.8
15	1 080	127.2	2 519.0	9.7

2.2 海面箔条云复合散射计算

为探究海面与箔条云之间的耦合效应,选择海面上空不同高度下箔条云进行仿真。图 12 为不同空间下箔条云上半空间 VV 极化双站 RCS 及统计分布。其中,入射波频率为 10 GHz,入射俯仰角度为 50°,入射方位角为 0°。箔条云根数为 200 万,半径为 6 m。海面风速为 10 m/s,海水温度和盐度分别设定为 20 °C 和 35%,根据 Debye 模型^[31]可计算出海水的相对介电常数。图 12(a) 为无海面情况下海面上方箔条云团上半空间双站 RCS,可以看出后向散射区域附近的 RCS 明显大于前向区域部分,这是因为箔条云密度高,电磁波在箔条云内部的多次散射和箔条的散射衰减易改变电磁波的传播方向,使前向散射方向的电磁波概率降低和散射能量降低。图 12(b) 和 (c) 分别为高度为 20 m、65 m 时箔条云的双站 RCS。由于箔条和海面之间的耦合效应,箔条云的上半空间区域 RCS 均大于自由空间下的双站 RCS。同时,由于镜面角处海面的强散射特性使得海面箔条云团回波在前向存在一个强散射点,而其他角度箔条云与海面之间的耦合效应可以忽略不计,如图 12(d) 所示。

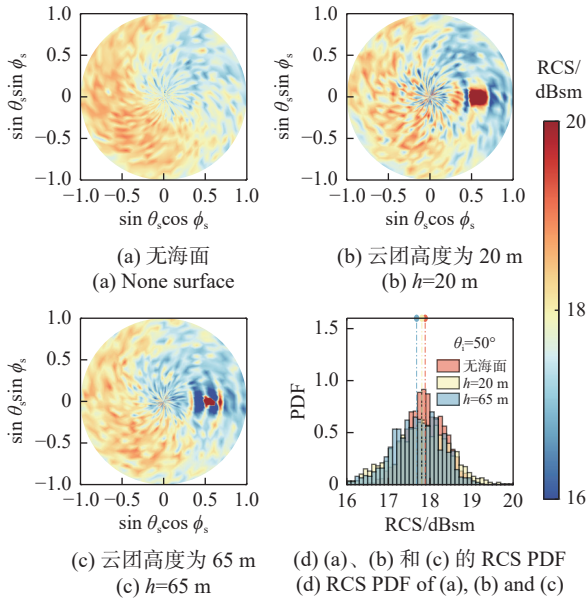


图 12 有无海面下箔条云团上半空间双站 RCS 及 PDF
(半径为 6 m)

Fig. 12 Bistatic RCS and PDF of the upper half-space of the chaff cloud with and without a sea surface with a radius of 6 m

本文进一步分析了箔条云半径为 10 m 时三种情况下 VV 极化上半空间的后向 RCS, 如图 13(a)~(c) 所示。可以看出, 当入射方向接近垂直时, 耦合效应增强了海面箔条云的反向散射, 而其他角度的 RCS 则与自由空间中的数值基本相同, 如图 13(d) 所示。

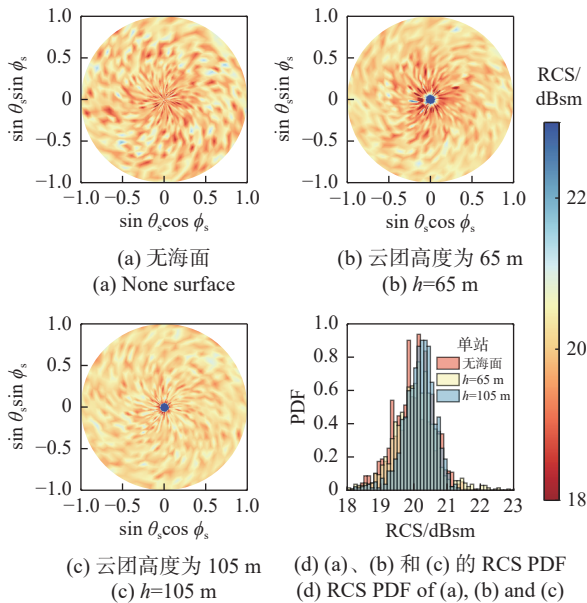


图 13 有无海面下箔条云团上半空间双站 RCS 及 PDF
(半径为 10 m)

Fig. 13 Bistatic RCS and PDF of the upper half-space of the chaff cloud with and without a sea surface with a radius of 10 m

图 14 为高度 20 m 时不同风速下海面箔条云上半空间双站 RCS 及统计分布, 箔条云相关参数与图 12 相同, 频率为 10 GHz, 入射角为 20° 。图 14(a)~

(c) 分别为没有海面、存在海面且风速为 5 m/s 和 10 m/s 时的双站 RCS, 与无海面情况相比, 不同风速海面产生的强散射点存在于相同位置, 其余角度下 RCS 略微增加。在相同高度处风速 10 m/s 时上半空间的 RCS 略微大于无海面情况和风速为 5 m/s 情况下的散射数值, 原因是随着风速增加, 海面的散射和多径效应进一步增强海面与箔条云的耦合。

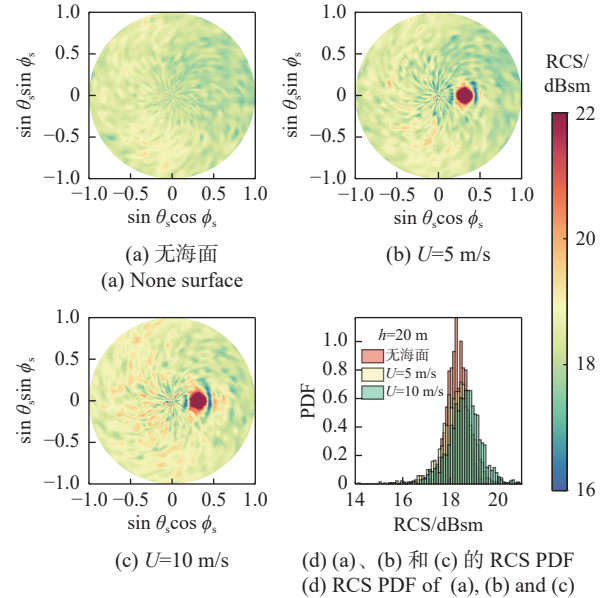


图 14 不同风速下箔条云团上半空间双站 RCS 及 PDF

Fig. 14 Bistatic RCS and PDF of the upper half-space of the chaff cloud with and without a sea surface at different wind speeds

采用文献 [32] 介绍的两种不同分布方法来分析 RCS 变化的差异, 箔条云半径为 12 m, 箔条根数为 200 万, 雷达参数同图 12。图 15 给出了不同空间下情况下无海面和存在海面的上半空间双站 RCS。其中图 15(a)~(d) 为无海面下的散射结果, 图 15(e)~(h) 为海面高度 15 m 处箔条云的散射结果, 从左到右箔条云空间分布分别为均匀分布、IDOS-I、IDOS-II 和 ISOD。

图 16 绘出了不同空间分布方式下的数量密度与半径 R 的关系。均匀分布数量密度稳定在 276 根/m^3 ; 第一种分布 IDOS-I 的数量密度随半径的增大逐渐减小, $R=0.2 \text{ m}$ 时数量密度为 663.2 根/m^3 , $R=12 \text{ m}$ 时为 7.4 根/m^3 ; 第二种分布 IDOS-II 与第一种分布类似, $R=6 \text{ m}$ 时数量密度为 515.2 根/m^3 ; 第三种分布 ISOD 与第一种相反。如图 15 所示, 在相同的箔条云密度、不同的空间分布条件下, 箔条云上半空间双站 RCS 空间分布也存在明显差异。当箔条空间从均匀分布变为非均匀分布时, 后向角度附近位置的散射结果要高于均匀分布情况, 这是因为在电磁波入射方向存在高密度箔条区域, 在此区域内电磁波的

多次散射概率增加, 且衰减减小, 使得前向角度的电磁波散射概率降低。三种非均匀分布的箔条云团在电磁波传播方向上均产生高密度区域, 因此图 15(b)~

(d) 和图 15(f)~(h) 相较图 15(a) 和 (e) 在后向角度区域散射均明显增强。

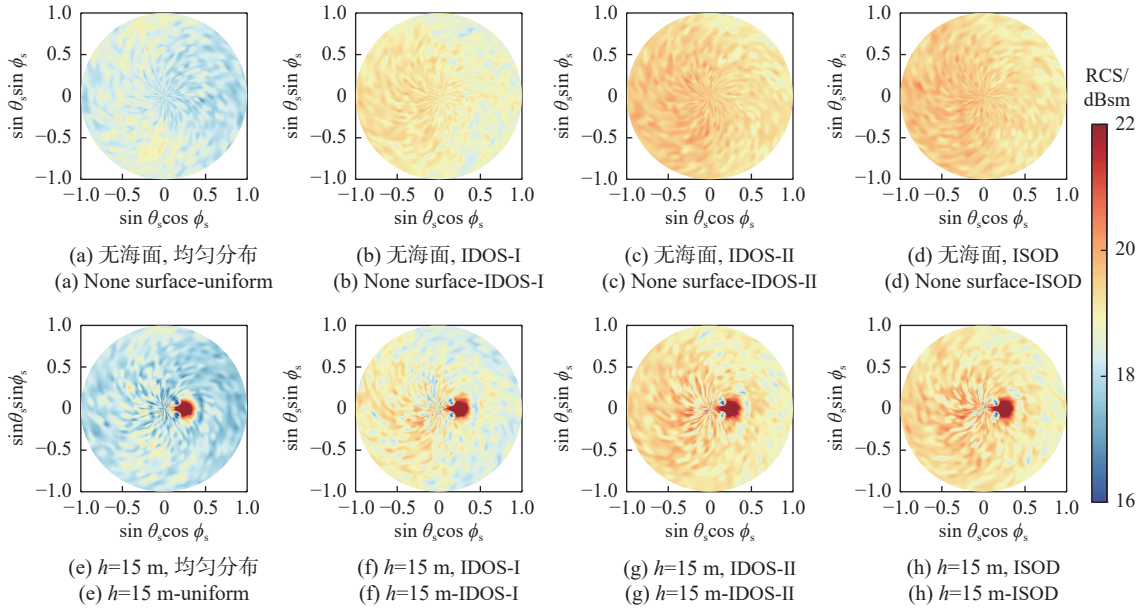


图 15 有无海面不同空间分布方式下箔条云团上半空间的双站 RCS

Fig. 15 Bistatic RCS of the upper half-space of the chaff cloud under different spatial distribution patterns with and without sea surface

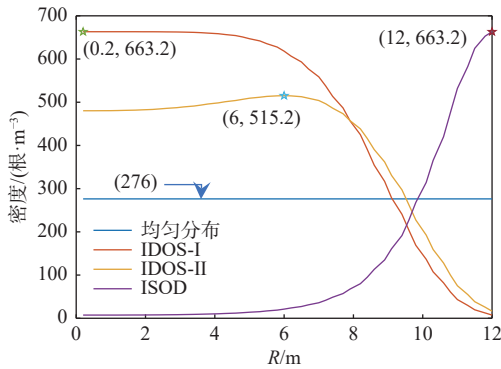


图 16 不同空间分布方式下数量密度随云团半径的变化

Fig. 16 Variation of number density with cloud radius for different spatial distribution patterns

图 17 为不同极化下海面低空箔条云与自由空间箔条云后向 RCS 之差。随时间的增加差值增加, 即海面上空箔条云的 RCS 相较无海面的箔条云越大, 表明海面对箔条云的影响越大。这是由于箔条云动态扩散下半径逐渐增加, 密度减小, 海面与箔条发生耦合的概率也增加, 箔条云对电磁波的衰减也降低。还可以看出, 不同极化下海面对箔条云的影响是不同的, 同极化下海面对箔条云的影响大于交叉极化。

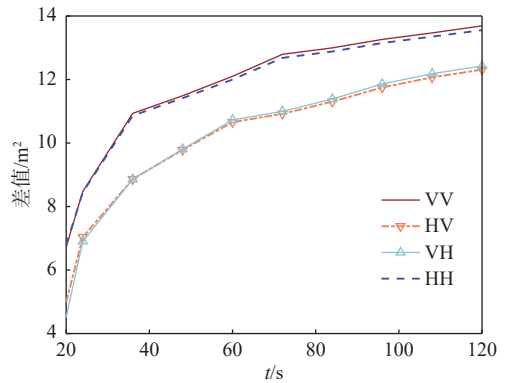


图 17 不同极化下海面低空箔条云与自由空间箔条云后向 RCS 之差

Fig. 17 Difference of backscattering RCS of the chaff cloud above sea surface in free space and with different polarizations

3 结 论

本文提出了一个基于耦合效应的低空箔条云电磁散射模型, 重点分析了海面上空箔条云的 RCS 变化。通过四路径理论和蒙特卡罗求解器分析箔条云与海面之间的电磁波散射、吸收和传输贡献。通过 AIEM 计算不同风速条件下海面的散射特性, 并利用 VRT 理论和 AIEM 构建海面的 Muller 矩阵, 计算

云团内部箔条丝之间的耦合和云团与海面之间的作用。仿真结果表明,低空箔条云的双站上半空间 RCS 分布在前向角度下也出现显著的强散射点。不同风速下海面粗糙度也会增加海面多径效应,使复合场景分布略微增加。此外,箔条云的非均匀空间分布在某些位置上具有较高的数量密度,导致前向散射的强度降低。未来工作中,我们会针对海上实际对抗场景分析海面、舰船、箔条云三者之间的电磁波散射耦合效应和遮蔽效应,探究实际对抗下复合场景时频域散射特性。

参考文献

- [1] XU R W, GUO L X. Application of hybrid finite element-boundary integral algorithm for solving electromagnetic scattering from multiple objects over rough sea surface[J]. *International journal of antennas and propagation*, 2014(2): 301934.
- [2] 赵敏, 栾宇哲, 朱羽晞, 等. 不确定参数目标电磁散射特性计算及评估[J]. *电波科学学报*, 2024, 39(5): 941-957.
ZHAO M, LUAN Y Z, ZHU Y X, et al. Calculation and evaluation of electromagnetic scattering characteristics of targets with uncertain parameters[J]. *Chinese journal of radio science*, 2024, 39(5): 941-957. (in Chinese)
- [3] 孙圣凯, 何姿, 管灵, 等. 基于散射中心模型的目标电磁特性智能生成网络研究[J]. *电波科学学报*, 2023, 38(5): 835-844.
SUN S K, HE Z, GUAN L, et al. Research on intelligent generation network of target electromagnetic characteristics based on scattering center model[J]. *Chinese journal of radio science*, 2023, 38(5): 835-844. (in Chinese)
- [4] SONG J M, CHEW W C. Multilevel fast-multipole algorithm for solving combined field integral equations of electromagnetic scattering[J]. *Microwave and optical technology letters*, 1995, 10(1): 14-19.
- [5] GUO L X, XU R W. An efficient multiregion FEM-BIM for composite scattering from an arbitrary dielectric target above dielectric rough sea surfaces[J]. *IEEE transactions on geoscience and remote sensing*, 2015, 53(7): 3885-3896.
- [6] KUANG L, JIN Y Q. Bistatic scattering from a three-dimensional object over a randomly rough surface using the FDTD algorithm[J]. *IEEE transactions on antennas and propagation*, 2007, 55(8): 2302-2312.
- [7] THORSOS E I, JACKSON D R. The validity of the perturbation approximation for rough surface scattering using a Gaussian roughness spectrum[J]. *The journal of the Acoustical Society of America*, 1989, 86(1): 261-277.
- [8] FUKS I M. Wave diffraction by a rough boundary of an arbitrary plane-layered medium[J]. *IEEE transactions on antennas and propagation*, 2001, 49(4): 630-639.
- [9] FUNG A K. *Microwave scattering and emission models and their applications*[M]. Artech House, 1994.
- [10] WU T D, CHEN K S, SHI J, et al. A study of an AIEM model for bistatic scattering from randomly rough surfaces[J]. *IEEE transactions on geoscience and remote sensing*, 2008, 46(9): 2584-2598.
- [11] LI D, ZHAO Z, QI C, et al. An improved two-scale model for electromagnetic backscattering from sea surface[J]. *IEEE geoscience and remote sensing letters*, 2020, 17(6): 953-957.
- [12] ZHENG W J, HE Z, DING D Z, et al. An advanced two-scale model of EM backscattering from rough surfaces[J]. *Engineering analysis with boundary elements*, 2022, 135: 315-321.
- [13] 丛洲, 丁大志, 樊振宏, 等. 基于绕射场修正快速迭代物理光学法的海面舰船与角反阵列电磁散射分析[J]. *电波科学学报*, 2023, 38(6): 960-971.
CONG Z, DING D Z, FAN Z H, et al. Analysis of RCS from sea surface ships and reflector arrays based on rapid iterative physical optics method with diffraction field correction[J]. *Chinese journal of radio science*, 2023, 38(6): 960-971. (in Chinese)
- [14] WICKLIFF R, GARBACZ R. The average backscattering cross section of clouds of randomized resonant dipoles[J]. *IEEE transactions on antennas and propagation*, 1974, 22(3): 503-505.
- [15] PEROTONI M, DE ANDRADE L A, REZENDE M C, et al. 3D electromagnetic evaluation of a chaff cloud[J]. *Microwave journal*, 2010, 53(8): 38-40.
- [16] PANDEY A K. Modeling and simulation of chaff cloud with random orientation and distribution[C]//*Proceedings of the IEEE MTT-S International Microwave and RF Conference*, December 14-16, 2013. New Delhi, 2013: 1-4.
- [17] VAN VLECK J H, BLOCH F, HAMERMESH M. Theory of radar reflection from wires or thin metallic strips[J]. *Journal of applied physics*, 1947, 18(3): 274-294.
- [18] LU J, ZHANG G, HU S, et al. Research on meliorative average RCS of single chaff[C]//*Proceedings of the World Automation Congress*, June 24-28, 2012. Puerto Vallarta, 2012: 1-4.
- [19] YIN C, BO Y. An improved model for computing the scattering amplitude coefficient of the chaff cloud[C]//*Proceedings of the 2014 IEEE Workshop on Advanced Research and Technology in Industry Applications*, September 29-30, 2014. Ottawa, 2014: 1371-1374.
- [20] TANG B, LI H M, SHENG X Q, et al. Jamming recognition method based on the full polarization scattering matrix of chaff clouds[J]. *IET microwaves, antennas & propagation*

- tion, 2012, 6(13): 1451-1460.
- [21] ZRNIC D S, RYZHKOV A V. Polarimetric properties of chaff[C]//Proceedings of the 2003 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium Proceedings. July 21-25, 2003. Toulouse, 2003, 4: 2359-2361.
- [22] OSMAN H, BRAY J R. Backscatter radar cross section analysis of chaff using the sequential loading method[J]. *IEEE transactions on antennas and propagation*, 2024, 72(7): 6151-6155.
- [23] ZUO Y, GUO L, LIU W, et al. A bistatic scattering evaluation method of the chaff cloud in airflow based on VRT[J]. *IEEE transactions on antennas and propagation*, 2021, 69(12): 8698-8710.
- [24] ULABY F T, LONG D G. Microwave radar and radiometric remote sensing[M]. United States of America: The University of Michigan Press, 2014.
- [25] ELFOUHAILY T, CHAPRON B, KATSAROS K, et al. A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves[J]. *Journal of geophysical research*, 1997, 102(C7): 15781-15796.
- [26] DALEY J C, RANSONE J T, BURKETT J A. Radar sea return-JOSS I [R]. Washington, D. C. : Naval Research Laboratory, Wave Propagation Branch, Electronics Division, NRL Report 7268, 1972.
- [27] JIN Y Q. Electromagnetic scattering modelling for quantitative remote sensing[M]. Singapore: World Scientific, 1994.
- [28] 陈静. 雷达箔条干扰原理[M]. 北京国防工业出版社, 2007.
- [29] ZHANG L, WU Z. Simulation of full-polarization electromagnetic backscattering characteristics of large number of high-density chaff clouds[C]//Proceedings of the 2019 Cross Strait Quad-Regional Radio Science and Wireless Technology Conference (CSQRWC), July 18-21 2019. Taiyuan, China, 2019: 1-3.
- [30] 张民. 海面目标雷达散射特性与电磁成像[M]. 北京: 科学出版社, 2015.
- [31] KLEIN L, SWIFT C. An improved model for the dielectric constant of sea water at microwave frequencies[J]. *IEEE transactions on antennas and propagation*, 1977, 25(1): 104-111.
- [32] ZHENG W, HE Z, DING D, et al. RCS analysis on low-altitude chaff clouds above sea surface[J]. *IEEE transactions on antennas and propagation*, 2023, 71(8): 6766-6778.

作者简介

郑文静 (1995—), 女, 南京理工大学电子工程与光电技术学院博士研究生, 研究方向为计算电磁学。E-mail: zhengwenjing531@163.com

何姿 (1988—), 女, 南京理工大学教授, 博士, 研究方向为计算电磁学及工程应用。E-mail: zihe@njust.edu.cn

丁大志 (1979—), 男, 南京理工大学教授, 博士, 研究方向为电磁兼容分析与设计、目标电磁散射分析。E-mail: dzding@njust.edu.cn