

## 粗糙金属和介质目标的太赫兹散射特性分析

牟媛<sup>\*①</sup> 吴振森<sup>①</sup> 赵豪<sup>②</sup> 武光玲<sup>①</sup>

<sup>①</sup>(西安电子科技大学物理与光电工程学院 西安 710071)

<sup>②</sup>(西安电子科技大学电子工程学院 西安 710071)

**摘 要:** 太赫兹频段金属和介质粗糙目标的散射特性是研究太赫兹雷达目标特性的重要基础。当目标表面的主曲率半径远远大于入射波长, 且粗糙表面高度起伏与斜率起伏远小于入射波长时, 根据稳定相位法和标量近似法, 可获得粗糙金属和介质目标的相干散射截面和非相干散射截面。基于稳定相位法, 任意目标的相干散射截面可退化为粗糙导体、光滑介质和粗糙介质目标的相干散射。该文分析了电大尺寸光滑金属铝和介质白漆球的散射截面, 与Mie理论计算的介质球的散射特性吻合, 散射截面误差小于0.1 dBm<sup>2</sup>。采用朗伯定理, 验证了粗糙介质球的太赫兹非相干散射精确解, 当目标表面剖分精度越高, 非相干散射的计算精度越高。该文数值计算了粗糙介质球的太赫兹相干和非相干散射特性, 分析了表面粗糙度和表面材料对散射特性的影响, 为电大尺寸空间目标太赫兹散射特性分析提供了理论基础。

**关键词:** 太赫兹; 相干散射; 非相干散射; 电大尺寸

**中图分类号:** O436.2

**文献标识码:** A

**文章编号:** 2095-283X(2018)01-0083-08

**DOI:** 10.12000/JR17094

**引用格式:** 牟媛, 吴振森, 赵豪, 等. 粗糙金属和介质目标的太赫兹散射特性分析[J]. 雷达学报, 2018, 7(1): 83-90. DOI: 10.12000/JR17094.

**Reference format:** Mou Yuan, Wu Zhensen, Zhao Hao, *et al.*. The terahertz scattering analysis of rough metallic and dielectric targets[J]. *Journal of Radars*, 2018, 7(1): 83-90. DOI: 10.12000/JR17094.

## The Terahertz Scattering Analysis of Rough Metallic and Dielectric Targets

Mou Yuan<sup>①</sup> Wu Zhensen<sup>①</sup> Zhao Hao<sup>②</sup> Wu Guangling<sup>①</sup>

<sup>①</sup>(School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710071, China)

<sup>②</sup>(School of Electronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710071, China)

**Abstract:** The terahertz scattering characteristics of metallic and dielectric rough targets is important for the investigation of the terahertz radar targets properties. According to the stationary phase theory and scalar approximation, if the radius of curvature at any point of the surface is much larger than the incident wavelength, and the wavelength is also much longer than the surface height function and Root-Mean-Square (RMS) surface slope, the coherent and incoherent scattering Radar Cross Section (RCS) of rough metallic and dielectric targets can be obtained. Based on the stationary phase approximation, the coherent RCS of rough conductors, smooth dielectric targets and rough dielectric targets can be easily deputed. The scattering characteristics of electrically large smooth Al and painted spheres are investigated in this paper, and the calculated RCS are verified by Mie scattering theory, the error is less than 0.1 dBm<sup>2</sup>. Based on lambert theory, it is demonstrated that the incoherent RCS is analyzed with better precision if the rough surfaces are divided into much more facets. In this paper, the coherent and incoherent scattering of rough Al and painted spheres are numerically observed, and the effects of surface roughness and materials are analyzed. The conclusions provide theoretical foundation for the terahertz scattering characteristics of electrically large rough targets.

**Key words:** Terahertz; Coherent; Incoherent; Electrically large

收稿日期: 2017-10-30; 改回日期: 2017-12-13; 网络出版: 2018-01-09

\*通信作者: 牟媛 Mirandamyuan@163.com

基金项目: 国家自然科学基金(61571355)

Foundation Item: The National Natural Science Foundation of China (61571355)

## 1 引言

目标的空间散射分布描述了目标对于入射波的空间反射能力,是研究雷达、引信、制导、遥感工程和表面探测等领域的理论基础。在太赫兹频段,目标表面的材料介电特性和相对粗糙度均与微波段和红外频段有所差异,因而研究太赫兹频段简单目标的散射特性为THz雷达空间探测、成像和通信技术提供了理论基础<sup>[1,2]</sup>。

粗糙介质目标的散射特性受目标形状、表面粗糙度、材料介电特性以及入射波特性的影响<sup>[3]</sup>。目标散射特性的首要研究重点为介电参数测量和反演。太赫兹时域光谱技术(THz-TDS)和太赫兹椭偏技术是常见的两种测量材料色散特性的实验手段<sup>[4,5]</sup>。同时,Drude模型、Debye模型和Lorentz振子模型以及Kramers-Kronig等方法为太赫兹频段色散谱的拓展研究提供了理论模型<sup>[6,7]</sup>。太赫兹雷达散射截面是研究太赫兹目标散射特性重要参数。华厚强等人通过将并矢格林函数引入物理光学方法,研究了自由空间复杂导体目标的太赫兹雷达散射截面的高频算法<sup>[8]</sup>。东南大学的李茁等人通过射线追踪高频近似方法计算了理想导体目标的太赫兹散射特性<sup>[9]</sup>。王瑞君等人通过引入阻抗边界条件,使用等效边缘电磁流法研究了铝制金属目标的太赫兹散射特性<sup>[10]</sup>。然而,由于太赫兹波波长较短,空间目标在太赫兹频段拥有电大尺寸,同时,由于表面相对粗糙度和介电参数的差异,太赫兹散射特性呈现与微波和红外不同的散射特性。FDTD理论、基尔霍夫近似以及辐射传输理论等多种高频数值算法已经应用到太赫兹粗糙介质目标的散射特性研究中。Christian等人结合THz-TDS技术,验证了300 GHz窗口附近粗糙表面的散射特性满足基尔霍夫近似<sup>[11]</sup>。Nam和Garth等人使用辐射传输理论和FDTD Monte Carlo法预测了0.25~1 THz太赫兹低频段粗糙颗粒介质的散射特性<sup>[12,13]</sup>。目前太赫兹散射特性的测量技术主要基于太赫兹时域光谱技术的RCS电磁缩比测量系统<sup>[14]</sup>。国内华中科技大学与天津大学分别搭建了目标散射特性测量系统,测量了粗糙金属平板的散射特性,测量结果与物理光的理论预测吻合<sup>[15]</sup>,分析了表面粗糙度和介电参数等因素对散射特性的影响<sup>[16,17]</sup>。

根据物理光学法,在稳相点附近,面元的法矢位于入射矢量和散射矢量的角平分线附近<sup>[18,19]</sup>。因而粗糙介质目标的相干散射截面由理想导体的散射截面、菲涅尔反射系数和表面粗糙度的特征函数组成,可以分别计算粗糙导体目标、光滑介质目标和粗糙介质目标的散射截面。光滑介质/导体球形目

标具有严格的表面解析结构,是常见的散射测量实验的定标体。本文以金属铝和介质白漆作为目标表面材料,研究了光滑金属和介质目标的散射特性,与Mie理论相互验证,误差小于0.1 dBm<sup>2</sup>,验证了相干散射分量计算的准确性。基于标量近似法,结合面元剖分技术和遮蔽函数,采用朗伯定理,验证了粗糙介质球的非相干散射计算的准确性;计算了不同频率下电大尺寸粗糙介质球的非相干散射,并数值分析了材料表面粗糙度、入射波长等对目标相干散射和非相干散射的影响。为太赫兹粗糙目标散射特性的实验测量和理论分析奠定了基础。

## 2 粗糙介质目标的相干散射和非相干散射

在微波和红外频段,空间目标散射截面与入射波和散射波的频率、角度、极化态以及目标的几何尺寸、形状、运动速度、姿态及表面粗糙度和材料的色散参数有关。在微波频段,由于入射波波长较长,目标常视为理想导体,当波谱进入太赫兹频段,受趋肤效应等影响,目标应视为优先介电常数的粗糙介质目标。太赫兹粗糙介质目标的散射截面 $\sigma_s$ 为相干散射截面 $\sigma_c$ 和非相干散射截面 $\sigma_i$ 之和。即:

$$\sigma_s = \sigma_i + \sigma_c \quad (1)$$

基尔霍夫模式适用的近似条件为:  $k_1 l = 6$ ,  $l^2 > 2.76\delta\lambda$ , 其中,  $l$ 为粗糙面的相关长度,  $\delta$ 为均方根高度,  $\lambda$ 为入射波长,  $k_1 = 2\pi/\lambda$ 。当物体表面任意点的曲率半径大于入射波长和表面粗糙高度起伏的相关长度时,表面不同区域的多重散射可以忽略,散射场的主要贡献来自于散射目标的表面镜向点及其附近区域。如图1所示,以粗糙介质目标的质心为原点,建立目标坐标系  $oxyz$ , 以  $xz$  为入射平面,入射波矢量  $\mathbf{k}_i$  与  $z$  轴的夹角为  $\theta'_i$ , 散射波矢量  $\mathbf{k}_s$  与  $z$  轴的夹角为  $\theta'_s$ , 散射波矢量在  $xy$  平面上的投影与  $x$  轴的夹角为  $\varphi'_s$ 。在目标坐标系中,入射场矢量和散射场矢量的表达式分别为:

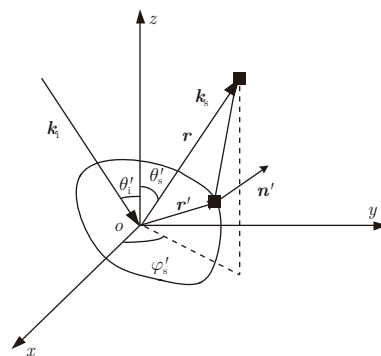


图 1 粗糙介质目标的散射场

Fig. 1 Scattered fields of rough dielectric targets

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{k}_i &= k_0 \sin \theta'_i \hat{x} - k_0 \cos \theta'_i \hat{z} \\ \mathbf{k}_s &= (k_0 \sin \theta'_s \cos \varphi'_s) \hat{x} + (k_0 \sin \theta'_s \sin \varphi'_s) \hat{y} \\ &\quad + (k_0 \cos \theta'_s) \hat{z} \end{aligned} \right\} (2)$$

粗糙目标的表面可看做是光滑物体表面上叠加高度起伏的粗糙面。光滑表面满足曲面方程  $z = f(x, y)$ , 则任意点的单位法向矢量  $\mathbf{n}_e$  为:

$$\mathbf{n}_e = \frac{-f_x \hat{x} - f_y \hat{y} + \hat{z}}{(1 + f_x^2 + f_y^2)^{1/2}} \quad (3)$$

以光滑表面任意点为原点, 建立本地坐标系  $o_1 s x_1 y_1 z_1$ , 使  $z_1 \parallel \mathbf{n}_e$ , 同时入射波矢量位于  $x_1 z_1$  平面内, 则本地入射角  $\theta_i$  为入射波矢量和  $z_1$  轴的夹角, 本地散射角  $\theta_s$  为散射波矢量和  $z_1$  轴的夹角, 散射波矢量在  $x_1 y_1$  平面上的投影与  $x$  轴的夹角为  $\varphi_s$ , 如图2所示。

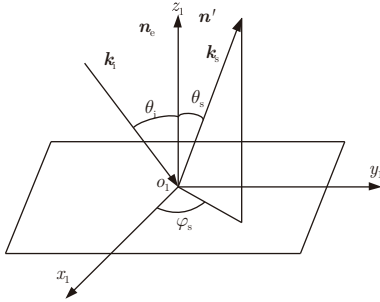


图2 切平面局部示意图

Fig. 2 Local schematic diagram of tangent plane

根据基尔霍夫理论计算远场情况下平面波入射粗糙目标的散射场, 令入射波  $E_i$  满足:

$$E_i(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}) \quad (4)$$

其中,  $\mathbf{r}$  为接收点的位置。对于标量波, 根据格林函数定理, 目标表面外接收点的散射场为:

$$E_S(\mathbf{r}) = \int_{S'} \left[ E(\mathbf{r}') \frac{\partial G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial \mathbf{n}'} - G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial E(\mathbf{r}')}{\partial \mathbf{n}'} \right] dS' \quad (5)$$

其中,  $S'$  表示闭合的目标表面,  $\mathbf{r}'$  为粗糙目标表面任意点位置矢量,  $\mathbf{n}'$  为该点处的单位法向矢量。在远场区, 格林函数  $G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  可近似表示为:

$$G_0 \approx \frac{\exp[ik_0 r - i\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}']}{4\pi r} \quad (6)$$

其中,  $r = |\mathbf{r}|$ 。则由表面散射点  $\mathbf{r}'$  产生的散射场的表达式为:

$$E(\mathbf{r}') = E_i(\mathbf{r}') + E'(\mathbf{r}') = E_i(\mathbf{r}') (1 + R(\theta_i)) \quad (7)$$

其中,  $R(\theta_i)$  为菲涅尔反射系数, 其与介电参数  $\varepsilon$  的关系为:

$$R_H(\theta_i) = \frac{\cos \theta_i - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_i}} \quad (8)$$

$$R_V(\theta_i) = \frac{\varepsilon \cos \theta_i - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_i}}{\varepsilon \cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_i}} \quad (9)$$

从而, 式(5)可表示为:

$$E_S(\mathbf{r}) = \frac{i \exp(ik_0 R)}{4\pi R} \int_{S'} \exp(i\mathbf{V} \cdot \mathbf{r}') \cdot [R(\theta_i)(\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}') - (\mathbf{W} \cdot \mathbf{n}')] dS' \quad (10)$$

式中,  $\mathbf{V} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_s$ ,  $\mathbf{W} = \mathbf{k}_i + \mathbf{k}_s$ , 在远场条件下,  $\mathbf{n}'$  近似于  $\mathbf{n}_e$ , 令

$$F = R(\theta_i)(\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}') - (\mathbf{W} \cdot \mathbf{n}') \quad (11)$$

在式(10)中, 表面散射点的位置矢量  $\mathbf{r}'$  可以表示为:  $\mathbf{r}' = \mathbf{r}_e + \mathbf{n}' \zeta(\mathbf{r}_e)$ , 其中  $\zeta(\mathbf{r}_e)$  为附加在光滑面的粗糙面高度起伏, 则式(10)可转化为:

$$E_S(\mathbf{r}) = \frac{i \exp(ik_0 r)}{4\pi r} \int_{S'} F \exp(i\mathbf{V} \cdot \mathbf{r}_e) \cdot \exp(i\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}' \zeta(\mathbf{r}_e)) dS' \quad (12)$$

目标的相干散射场来自于目标表面镜向点附近的第一菲涅尔区域。镜向反射点处目标的法向单位矢量  $\mathbf{n}'$  在入射波矢量和散射波矢量的角平分线处, 即:

$$\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{n}' = -\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{n}' = \cos \theta_0 \quad (13)$$

令  $\chi(V_{1z}) = \exp[ik_0 \mathbf{V} \cdot \mathbf{n}'(\mathbf{r}_e) \zeta(\mathbf{r}_e)]$ , 称为表面高度起伏的特征函数, 式(12)可变化为:

$$E_S(\mathbf{r}) = \frac{i \exp(ik_0 r)}{4\pi r} \int_{S'} R(\theta_i)(\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}') \cdot \exp(i\mathbf{V} \cdot \mathbf{r}_e) \chi(V_{1z}) dS' \quad (14)$$

根据稳相定理, 粗糙目标的相干散射场  $\langle E_S(\mathbf{r}) \rangle$  可简化为稳相点处的菲涅尔反射系数  $R(\theta_0)$ 、特征函数  $\chi(V_{1z})$  和理想导体目标散射场  $E_s^g$  的乘积:

$$\langle E_S(\mathbf{r}) \rangle = R(\theta_0) \chi(V_{1z}) E_s^g \quad (15)$$

从而物体的相干散射截面  $\sigma_c$  为:

$$\sigma_c = R^2(\theta_0) \chi^2(-2k_0 \cos \theta_0) \sigma_s^g \quad (16)$$

依据粗糙介质目标的相干散射场, 退化获得光滑介质目标和粗糙导体目标的散射截面。对于粗糙导体目标,  $R_H = -R_V = 1$ , 其散射截面为:

$$\sigma_c = \chi^2(-2k_0 \cos \theta_0) \sigma_s^g \quad (17)$$

对于光滑介质目标, 表面粗糙度为0, 其散射截面为:

$$\sigma_c = R^2(\theta_0) \sigma_s^g \quad (18)$$

根据式(18)可与光滑介质球体的Mie理论精确解做对比,以验证稳相法近似下目标散射截面计算的准确性。

在物理光学近似下,粗糙表面的非相干散射由叠加在光滑面上的随机起伏粗糙度引起。结合遮蔽函数 $U(-\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s)$ ,粗糙目标的非相干散射截面由单位面积粗糙平面的非相干散射截面 $\sigma_0$ 叠加而成。

$$\sigma_i = \int_{S'} \sigma_0 U(-\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_s) dS' \quad (19)$$

根据标量近似,在表面均方根斜度小于0.25且忽略边缘绕射和多次散射的情况下,平面波入射下单位面积粗糙面的散射截面的基尔霍夫近似解为:

$$\sigma_0 = \sigma_{pq}^r + \sigma_{pqs}^r \quad (20)$$

其中, $\sigma_{pq}^r$ 为非相干散射系数, $\sigma_{pqs}^r$ 为由表面斜度引起的散射系数<sup>[18]</sup>。

### 3 粗糙金属和介质目标的相干散射和非相干散射

使用IR-VASE MARKII系列远红外光谱偏偏仪,测量了金属铝和介质白漆的复折射率。7.5 THz下金属铝的复折射率为(150.6, 347.6),9.0 THz下介质白漆的复折射率为(2.1, 0.065)。其中金属铝和介

质白漆表面抛光,金属铝的牌号为2A11,主要成分为铝合金,并包含2.2%~4.9%的铜、0.2%~1.8%的镁、0.3%~0.9%的锰以及少量的硅组成。介质白漆涂覆在金属铝表面。式(18)近似计算了太赫兹频段光滑目标的散射截面,与Mie理论光滑介质球的精确散射解作为对比,可验证太赫兹粗糙介质目标相干散射截面计算的准确性。图3分别计算了表面为金属铝和介质白漆的光滑球的太赫兹散射截面,球半径为0.05 m。其中图3(a)为金属球的太赫兹散射截面,入射频率为7.5 THz,计算结果与导体球结果类似,HH极化和VV极化相等,稳相法计算的双站散射截面与Mie理论计算的结果吻合,根据Mie理论定义,散射角 $\theta_s = 0^\circ$ 为前向散射,误差为0.0023 dBm<sup>2</sup>,散射角 $\theta_s = 180^\circ$ 为后向散射,误差为2.3e-6 dBm<sup>2</sup>。图3(b)为表面涂覆白漆的介质球双站散射截面,入射频率为9.0 THz,RCS的HH极化与VV极化出现明显差异,体现出材料介质性对散射截面的影响。稳相法与Mie理论计算结果高度吻合,前向和后向散射的误差分别为0.0173 dBm<sup>2</sup>和5.2e-7 dBm<sup>2</sup>,均远远小于0.01 dBm<sup>2</sup>,验证了使用稳相法计算目标相干散射截面的准确性。

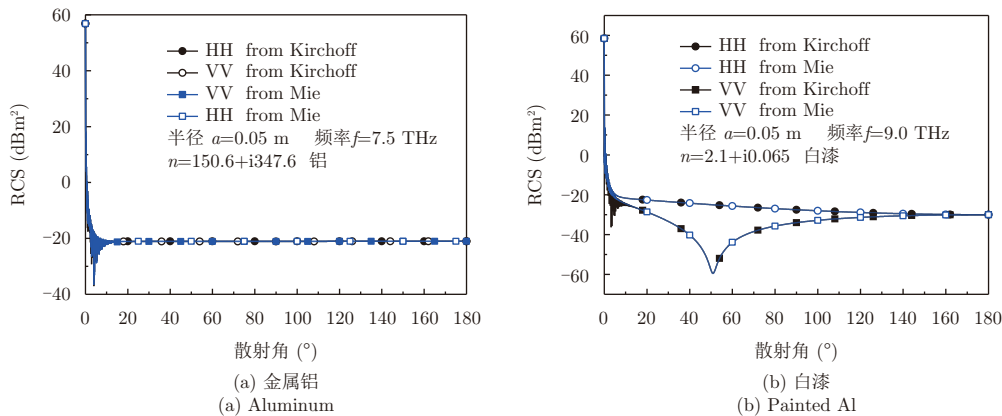


图 3 光滑球太赫兹散射解的定标

Fig. 3 Terahertz scattering calibration of the smooth sphere

根据式(19),朗伯表面的单位散射截面 $\sigma_0 = 4\pi f_r \cos \theta_i \cos \theta_s$ ,其中双向反射分布函数 $f_r = \rho/\pi$ , $\rho$ 为朗伯面的半球反射率,对于具有表面解析的球形目标,朗伯球的散射截面具有严格精确解 $8\pi\rho a^2/3$ 。图4为通过式(19)计算得到的朗伯球的非相干散射截面,其中,朗伯球的半径为 $a = 0.05$  m,半球反射率为0.9,朗伯球的精确解为 $\sigma = -17.258$  dBm<sup>2</sup>,剖面元数量分别为2500,10000和90000。如图所示,随着面元数量的增大,朗伯球散射截面的计算精度越高,当面元剖分达到90000个面元时,计算误差优于0.15%。

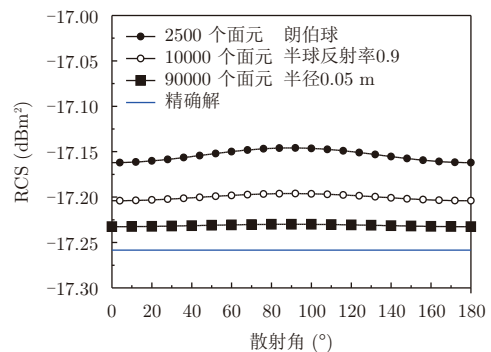


图 4 朗伯球非相干散射定标

Fig. 4 Incoherent scattering calibration of Lambert sphere



图5使用稳相法计算了不同粗糙度介质球的双站相干散射截面, 随着粗糙度的增加, 相干散射截面逐渐减小。其中, 图5(a)为金属铝球, 表面均方根高度分别为0  $\mu\text{m}$ , 2  $\mu\text{m}$ , 6  $\mu\text{m}$ 和12  $\mu\text{m}$ , 入射频率为7.5 THz, 散射截面HH极化与VV极化基本相同, 体现了金属铝在太赫兹频段的导体性。图5(b)为介质白漆球, 表面均方根高度分别为0  $\mu\text{m}$ , 2  $\mu\text{m}$ , 6  $\mu\text{m}$ 和10  $\mu\text{m}$ , 入射频率为9.0 THz, 不同极化的散射截面出现明显差异, 说明白漆材料在太赫兹频段体现介质性。

图6为粗糙金属铝球的不同极化态下非相干散

射截面随表面均方根高度的变化。其中, 球半径为0.05 m, 入射频率为7.5 THz, 表面相关长度为80  $\mu\text{m}$ , 均方根高度分别为2  $\mu\text{m}$ , 6  $\mu\text{m}$ , 8  $\mu\text{m}$ 和10  $\mu\text{m}$ 。如图所示, 对于金属球, 非相干散射的交叉极化小于平行极化分量, 在后向散射区域, 交叉极化分量接近于0, 同时, 由于遮蔽函数的作用, 非相干散射分量在前向区域迅速减小至0。随着均方根高度的增加, 金属球的非相干散射截面逐渐增大, 当 $\delta = 6 \mu\text{m}$ 时, 相同大小的金属铝球, 后向非相干散射分量大于相干分量。图7所示为金属铝球的不同极化态下非相干散射截面随相关长度的变化, 其

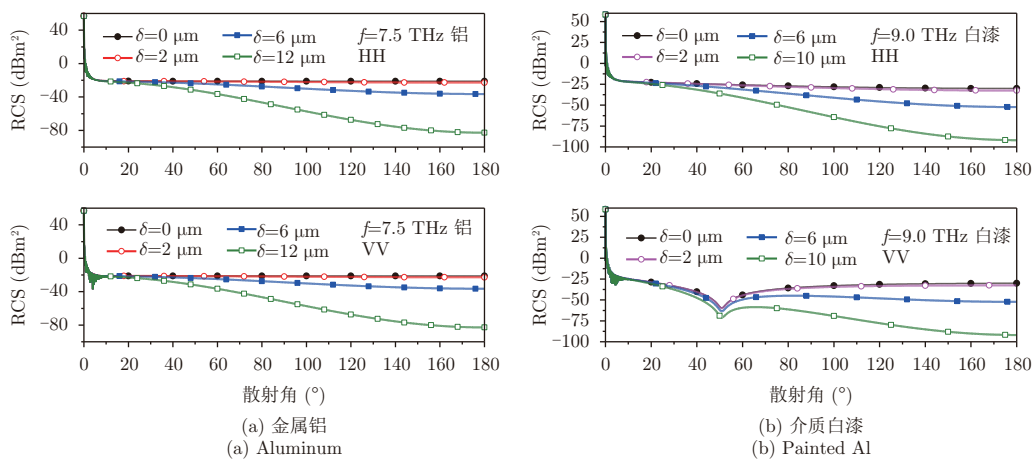


图5 粗糙介质球的双站相干散射截面

Fig. 5 Coherent bistatic scattering cross sections of rough dielectric spheres

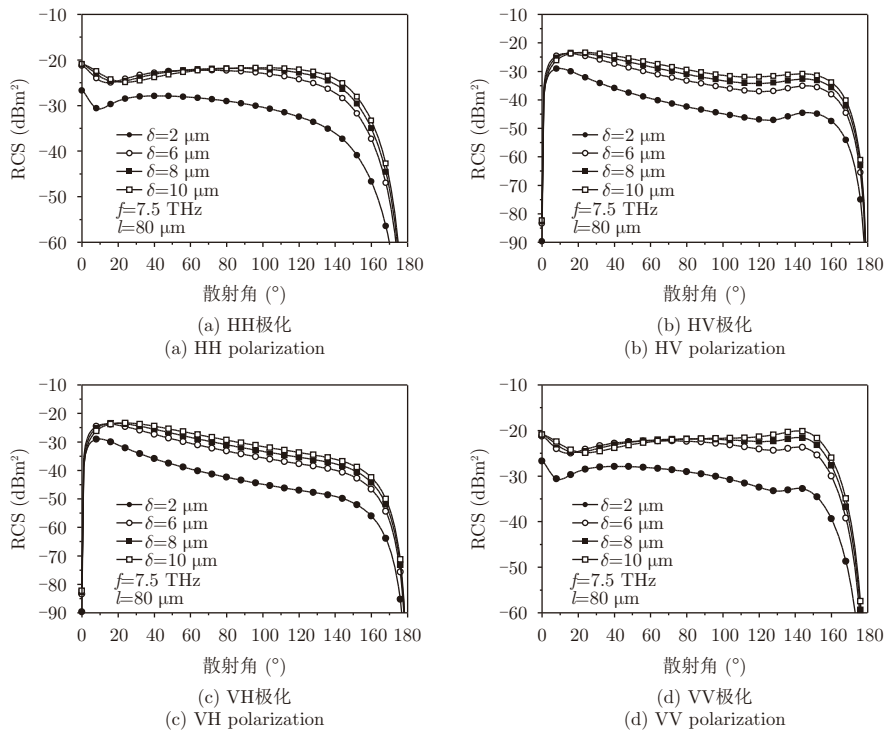


图6 粗糙金属铝球的非相干散射截面随均方根高度的变化

Fig. 6 Incoherent scattering cross sections of rough aluminum spheres with different root mean square heights

中，入射频率为7.5 THz，表面均方根高度 $\delta = 8 \mu\text{m}$ ，相关长度分别为 $40 \mu\text{m}$ ， $80 \mu\text{m}$ ， $100 \mu\text{m}$ 和 $120 \mu\text{m}$ 。相关长度的变化对非相干散射截面的影响弱于均方根高度的作用，对于交叉极化，除后向散射区域附

近，非相干散射分量随着相关长度的增加而逐渐减小，水平极化则反之。

图8和图9为介质白漆球的非相干散射分量随均方根高度和相关长度的变化，入射频率分别为

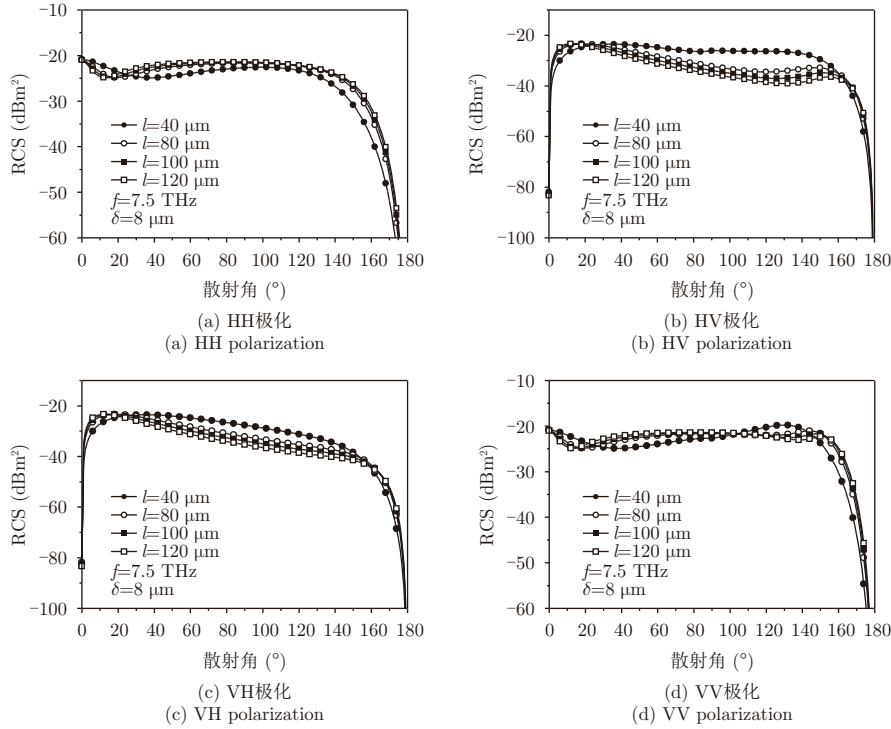


图 7 粗糙金属铝球的非相干散射截面随相关长度的变化

Fig. 7 Incoherent scattering cross sections of rough aluminum spheres with different correlation lengths

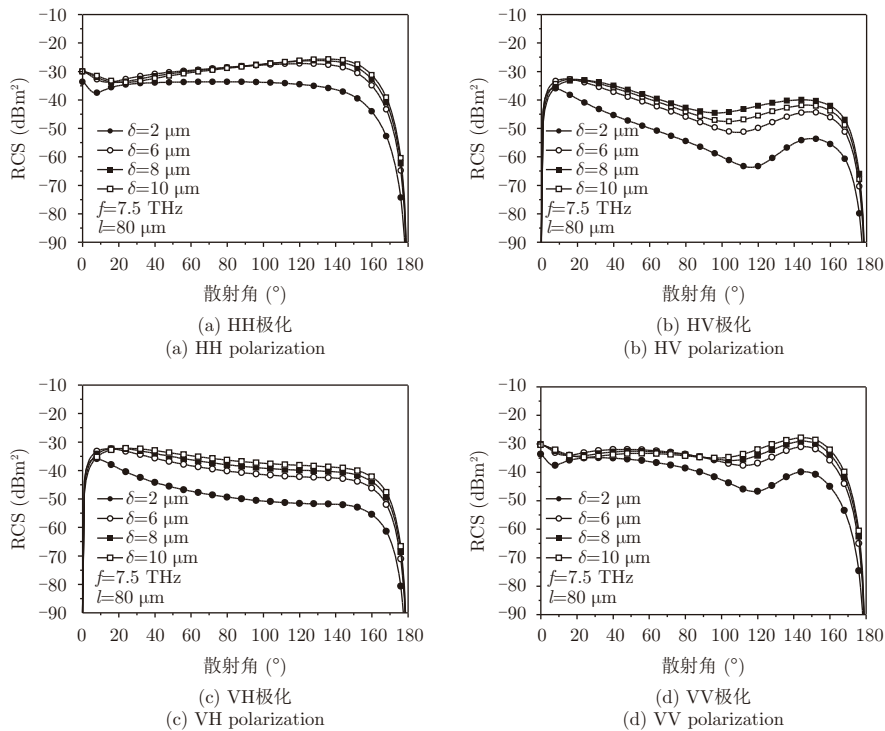


图 8 粗糙介质白漆球的非相干散射截面随均方根高度的变化

Fig. 8 Incoherent scattering cross sections of rough painted spheres with different root mean square heights

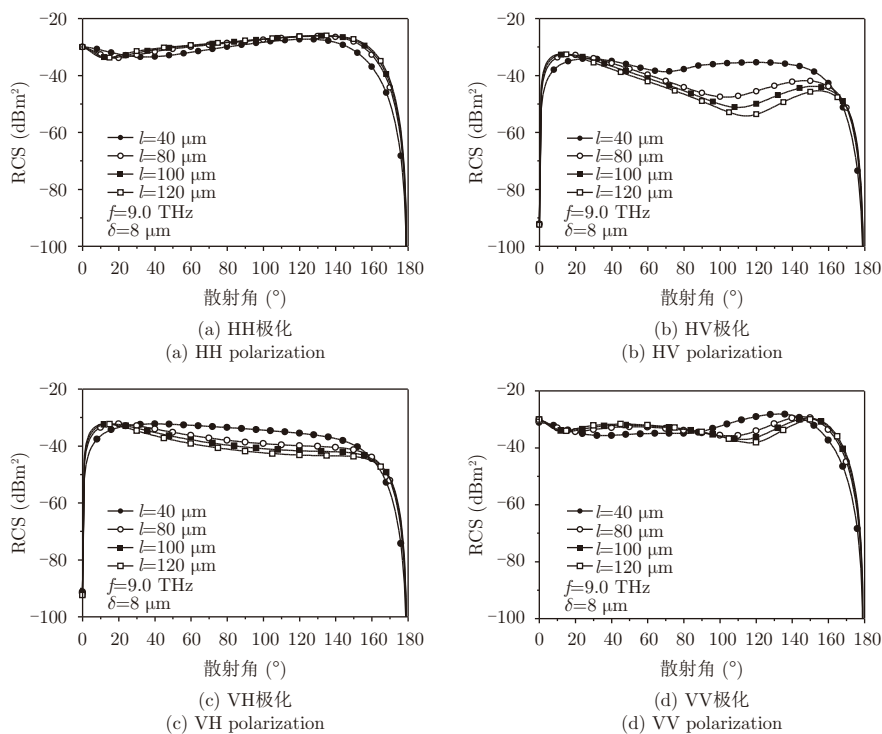


图9 粗糙介质白漆球的非相干散射截面随相关长度的变化

Fig. 9 Incoherent scattering cross sections of rough painted spheres with different correlation lengths

7.5 THz, 9.0 THz, 球半径为0.05 m。与金属球类似,随着粗糙度的增加,非相干散射分量逐渐增加,并逐渐大于相干散射分量,对于介质白漆球,HH极化的散射分量最大,其次为VV分量,交叉极化的散射分量小于水平极化非相干散射分量。在前向散射区域附近,非相干散射分量接近于0,远远小于相干散射分量,在后向散射区域,非相干散射主要由水平极化分量构成,交叉极化分量的非相干散射极小。

#### 4 结论

在太赫兹频段,基于金属和介质材料不同的介电参数,使用基尔霍夫近似,可获得太赫兹频段粗糙介质目标的相干散射分量和非相干散射分量。当目标任意点的主曲率半径远远大于入射波长,粗糙表面高度起伏均方根远小于波长时,可使用物理光学稳定相位法,导出粗糙介质目标双站散射截面的相干分量公式。该公式由理想导体散射截面、介质表面的菲涅尔反射系数、粗糙表面的特征函数3部分组成。通过对比光滑介质球的Mie理论精确解,验证了太赫兹相干散射计算的准确性。非相干散射分量通过对粗糙目标面元剖分、照射区域遮蔽消隐获得,通过与朗伯球精确解的对比,证明了表面剖分精度越高,非相干散射计算越精确。同时,随着表面粗糙度的增加,相干散射逐渐减小,非相干散

射逐渐增大。本文基于物理光学近似,适用于计算太赫兹频段下电大尺寸粗糙目标的相干散射和非相干散射特性,弥补了高频数值算法计算效率低的局限性,为太赫兹频段散射机理的研究提供了理论基础。

#### 参考文献

- [1] Lee Y S. Principles of Terahertz Science and Technology[M]. New York: Springer, 2009: 1-9.
- [2] Piesiewicz R, Jansen C, Mittleman D, et al. Scattering analysis for the modeling of THz communication systems[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2007, 55(11): 3002-3009. DOI: 10.1109/TAP.2007.908559.
- [3] Fletcher J R, Swift G P, Dai D C, et al. Scattering in THz imaging[C]. Proceedings of the SPIE 5989, Technologies for Optical Countermeasures II; Femtosecond Phenomena II; and Passive Millimetre-Wave and Terahertz Imaging II, Bruges, Belgium, 2005, 5989: 598912. DOI: 10.1117/12.638007.
- [4] Duvillaret L, Garet F, and Coutaz J L. A reliable method for extraction of material parameters in terahertz time-domain spectroscopy[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 1996, 2(3): 739-746. DOI: 10.1109/2944.571775.
- [5] Nagashima T and Hangyo M. Measurement of complex optical constants of a highly doped Si wafer using terahertz ellipsometry[J]. *Applied Physics Letters*, 2001, 79(24): 3917-3919. DOI: 10.1063/1.1426258.
- [6] 苏杰, 孙诚, 王晓秋. 一个适用于数值计算的金属色散模型分

- 析研究[J]. 光电子·激光, 2013, 24(2): 408–414. DOI: [10.16136/j.joel.2013.02.011](https://doi.org/10.16136/j.joel.2013.02.011).
- Su Jie, Sun Cheng, and Wang Xiao-qiu. A metallic dispersion model for numerical simulation[J]. *Journal of Optoelectronics·Laser*, 2013, 24(2): 408–414. DOI: [10.16136/j.joel.2013.02.011](https://doi.org/10.16136/j.joel.2013.02.011).
- [7] Ordal M A, Bell R J, Alexander R W, *et al.*. Optical properties of Al, Fe, Ti, Ta, W, and Mo at submillimeter wavelengths[J]. *Applied Optics*, 1988, 27(6): 1203–1209. DOI: [10.1364/AO.27.001203](https://doi.org/10.1364/AO.27.001203).
- [8] 华厚强, 江月松, 苏林, 等. 自由空间复杂导体目标的太赫兹 RCS高频分析方法[J]. 红外与激光工程, 2014, 43(3): 687–693. Hua Hou-qiang, Jiang Yue-song, Su Lin, *et al.*. High-frequency analysis on THz RCS of complex conductive targets in free space[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2014, 43(3): 687–693.
- [9] Li Z, Cui T J, Zhong X J, *et al.*. Electromagnetic scattering characteristics of PEC targets in the terahertz regime[J]. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 2009, 51(1): 39–50. DOI: [10.1109/MAP.2009.4939018](https://doi.org/10.1109/MAP.2009.4939018).
- [10] 王瑞君, 邓彬, 王宏强, 等. 太赫兹与远红外频段下铝质目标电磁特性与计算[J]. 物理学报, 2014, 63(13): 134102. DOI: [10.7498/aps.63.134102](https://doi.org/10.7498/aps.63.134102). Wang Rui-jun, Deng Bin, Wang Hong-qiang, *et al.*. Electromagnetic scattering characteristic of aluminous targets in the terahertz and far infrared region[J]. *Acta Physica Sinica*, 2014, 63(13): 134102. DOI: [10.7498/aps.63.134102](https://doi.org/10.7498/aps.63.134102).
- [11] Jansen C, Priebe S, Möller C, *et al.*. Diffuse scattering from rough surfaces in THz communication channels[J]. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 2011, 1(2): 462–472. DOI: [10.1109/TTHZ.2011.2153610](https://doi.org/10.1109/TTHZ.2011.2153610).
- [12] Nam K M, Zurk L M, and Schecklman S. Modeling terahertz diffuse scattering from granular media using radiative transfer theory[J]. *Progress in Electromagnetics Research B*, 2012, 38: 205–223. DOI: [10.2528/PIERB11102304](https://doi.org/10.2528/PIERB11102304).
- [13] Sundberg G, Zurk L M, Schecklman S, *et al.*. Modeling rough-surface and granular scattering at terahertz frequencies using the Finite-Difference time-domain method[J]. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 2010, 48(10): 3709–3719. DOI: [10.1109/TGRS.2010.2048717](https://doi.org/10.1109/TGRS.2010.2048717).
- [14] Jansen C, Krumbholz N, Geise R, *et al.*. Scaled radar cross section measurements with terahertz-spectroscopy up to 800 GHz[C]. Proceedings of the 3rd European Conference on Antennas and Propagation, Berlin, 2009: 3645–3648.
- [15] 聂雪莹, 项飞获, 黄欣, 等. 金属平板的太赫兹雷达散射截面测量[J]. 激光技术, 2016, 40(5): 676–681. DOI: [10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2016.05.012](https://doi.org/10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2016.05.012). Nie Xue-ying, Xiang Fei-di, Huang Xin, *et al.*. Measurement of terahertz radar cross sections of metal plates[J]. *Laser Technology*, 2016, 40(5): 676–681. DOI: [10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2016.05.012](https://doi.org/10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2016.05.012).
- [16] 杨洋, 刘兵, 张镜水, 等. 粗糙金属表面的高频太赫兹散射特性[J]. 激光与红外, 2014, 44(8): 922–926. Yang Yang, Liu Bing, Zhang Jing-shui, *et al.*. Influence of rough metal surface on the scattering properties of terahertz frequency[J]. *Laser & Infrared*, 2014, 44(8): 922–926.
- [17] 杨洋, 景磊. 金属介电常数对雷达目标散射截面的影响[J]. 激光与红外, 2013, 43(2): 155–158. Yang Yang and Jing Lei. Impact of the metal permittivity on radar target scattering cross section[J]. *Laser & Infrared*, 2013, 43(2): 155–158.
- [18] Ulaby F T, Moore R K, and Fung A K. Microwave Remote Sensing: Active and Passive. Volume II: Radar Remote Sensing and Surface Scattering and Emission Theory[M]. Norwood: Artech House, Inc., 1982: 304–307.
- [19] Wu Z S and Cui S M. Bistatic scattering by arbitrarily shaped objects with rough surface at optical and infrared frequencies[J]. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 1992, 13(4): 537–549. DOI: [10.1007/BF01010711](https://doi.org/10.1007/BF01010711).

### 作者简介



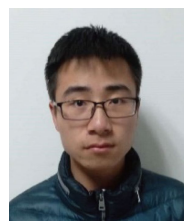
牟 媛(1989–), 女, 2011年获得西安电子科技大学学士学位, 于2011年在西安电子科技大学物理与光电学院硕博连读, 主要从事太赫兹波段介质目标的散射特性方面的研究。

E-mail: [Mirandamyuan@163.com](mailto:Mirandamyuan@163.com)



吴振森(1946–), 男, 教授, 博士生导师, 1969年7月毕业于西安交通大学数理系, 1981年武汉大学空间物理系研究生毕业, 获理学硕士学位。主要从事目标与环境的电磁特性和光特性、随机介质和复杂结构的电磁波传播和散射等方面的研究。

E-mail: [wuzhs@mail.xidian.edu.cn](mailto:wuzhs@mail.xidian.edu.cn)



赵 豪(1994–), 男, 2016年获得西安电子科技大学工学学士学位, 现于西安电子科技大学工程学院攻读硕士学位。主要从事太赫兹频段空间动态目标散射的高性能计算的研究。

E-mail: [137611634@qq.com](mailto:137611634@qq.com)



武光玲(1980–), 女, 2004年本科毕业于西安电子科技大学应用物理专业, 2007年硕士毕业于西安电子科技大学无线电物理专业, 主讲《大学物理》和《大学物理实验》, 主要从事目标表面光散射特性研究。

E-mail: [glwu@mail.xidian.edu.cn](mailto:glwu@mail.xidian.edu.cn)