

球型目标在不同波段的雷达散射截面

杨 洋^{1,2}, 姚建铨¹, 宋玉坤², 邢丕彬¹, 李忠洋¹

(1. 天津大学精密仪器与光电子工程学院激光与光电子研究所, 天津 300072;

2. 承德石油高等专科学校, 河北 承德 067000)

摘要:文中对球型目标在微波、红外、太赫兹等不同波段的雷达散射截面进行深入探讨,利用电磁波理论和红外辐射理论得到了理想金属球的微波雷达和朗伯球的激光雷达的散射截面的数学表达式,并在此基础上给出了球型目标太赫兹雷达散射截面的具体研究内容和研究方式,指出选用理想金属朗伯球体的目标作为太赫兹雷达散射截面的标准体,提出了“中值加权修正”的研究方法,并对方法的具体实施方案给予了阐述。

关键词:微波雷达;激光雷达;太赫兹雷达;雷达散射截面;球型目标

中图分类号:TN95

文献标识码:A

Radar scattering cross section in different wave band for spherical targets

YANG Yang^{1,2}, YAO Jian-quan¹, SONG Yu-kun², BING Pi-bin¹, LI Zhong-yang¹

(1. The Institute of Laser & Optoelectronics, The College of Precision Instruments and Opto-Electronic Engineering, Tianjin University, Tianjin, 300072, China;

2. Chengde Petroleum College, Chengde 067000, China)

Abstract: The radar scattering cross section of microwave, laser and terahertz in different wave band for spherical targets are investigated. By using electromagnetic theory and infrared radiation theory, the mathematical expression of radar scattering cross section are given in microwave radar of ideal metal ball and laser radar of Lambert wave. Then the specific research and method of terahertz radar scattering cross section for spherical targets are obtained. The “median weighted correction method” and its concrete implementation are presented by chosen the ideal metal Lambertian sphere as the standard body of terahertz radar scattering cross section.

Key words: microwave radar; laser radar; terahertz radar; radar scattering cross section; spherical targets

1 引言

雷达散射截面是一个用以表述目标截获和反射辐射功率能力的物理量,它在目标识别、目标成像中具有重要作用。激光雷达、微波雷达,太赫兹雷达三个不同波段的雷达散射截面的推导尽管均来自雷达方程,其雷达散射截面(RCS)的原始定义也相同,但由于它们分别属于三个不同的波段,当它们遇到同一目标发生散射时会显示出不同的特性,因此其研究的方法和手段也有所不同。在以往研究雷达散射截面时常选择一些规则目标作为定标体,球型目标由于形状简单且具有对称性,因此常是定标体的首

选,本文将利用电磁场理论和红外辐射理论得到微波雷达和激光雷达球形目标的严格解析解,并在此基础上,开展球型目标的太赫兹雷达散射截面研究,从而得到球型目标在不同波段的雷达散射截面。

2 球型目标的微波雷达散射截面

设平面波照射下目标各向同性散射,入射能流

基金项目:国家重点基础研究发展计划项目(No. 2007CB310403); (“973”计划项目);高等学校博士学科点专项科研基金课题项目(No. 20070420118)资助。

作者简介:杨 洋(1958-),男,教授,博士,主要从事激光雷达目标特性的研究工作。E-mail: yangy1958@sohu.com

收稿日期:2010-12-10; **修订日期:**2011-01-31

密度为:

$$I_i = \frac{1}{2} E^i H^{i*} = \frac{1}{2\sqrt{\mu_0}} \sqrt{\epsilon_0} |E^i|^2$$

目标截取功率为:

$$P = \sigma I_i = \frac{1}{2\sqrt{\mu_0}} \sqrt{\epsilon_0} \sigma |E^i|^2$$

如果假设目标可视为点散射体且这些功率各向同性地辐射出去,则在离目标为 R 处其散射能流密度为:

$$I_s = \frac{P}{4\pi R^2} = \frac{\sigma}{8\pi R^2} |E^i|^2 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$$

另一方面,散射能流密度又可用散射场 E^s 来表示:

$$I_s = \frac{1}{2\sqrt{\mu_0}} \sqrt{\epsilon_0} |E^s|^2$$

由此得到:

$$\sigma = 4\pi R^2 \frac{|E^s|^2}{|E^i|^2} = 4\pi R^2 \frac{I_s}{I_i} \quad (1)$$

这就是雷达散射截面最基本的理论定义式,这一定义式无论是对微波雷达、激光雷达,还是太赫兹雷达都是适用的。

按照公式(1)和有关理论可以推出球型目标的微波雷达散射截面的表达式。

根据电磁理论,由无源区域时谐波的麦克斯韦方程可以导出电磁场的波动方程:

$$\nabla^2 F + k^2 F = 0 \quad (2)$$

式中, F 代表电场或磁场。这是一个二阶偏微分方程,它的解可得出简单物体的散射场。理想金属球是最简单的三维散射体,其散射场的两个分量分别为:

$$E_\theta^s = -\frac{j \exp(jka) \cos\phi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \times \left[b_n \frac{\partial P_n^1(\cos\theta)}{\partial\theta} - a_n \frac{P_n^1(\cos\theta)}{\sin\theta} \right] \quad (3)$$

$$E_\phi^s = j \frac{\exp(jka) \cos\phi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \times \left[b_n \frac{P_n^1(\cos\theta)}{\sin\theta} - a_n \frac{\partial P_n^1(\cos\theta)}{\partial\theta} \right] \quad (4)$$

式中, $k = 2\pi/\lambda$ 为波数; θ 是入射方向和散射方向对球心所形成的双站角;而 ϕ 是散射平面和极化平面间的夹角; r 是球心到观察点的距离; a 是球半径, $P_n^a(\cos\theta)$ 是 n 阶第一类连带勒让德函数,广义的函数定义为:

$$P_n^m(x) = \frac{(1-x^2)^{\frac{m}{2}}}{2^n} \frac{d^{m+n}(x^2-1)^n}{dx^{m+n}}$$

系数为:

$$a_n = \frac{j_n(ka)}{h_n^1(ka)}$$

$$b_n = \frac{kaj_{n-1}(ka) - nj_n(ka)}{kah_{n-1}^1(ka) - nh_n^1(ka)}$$

式中, $h_n^1(x) = j_n(x) + jy_n(x)$, 而 $j_n(x)$ 和 $y_n(x)$ 分别是第一类和第二类球贝塞尔函数,它们是普通半奇阶贝塞尔函数,后向散射时, E_ϕ^s 为零,将上述结果带入式(1)后,得到理想金属球的雷达散射截面^[1-2]:

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{\pi} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left(n + \frac{1}{2} (b_n - a_n) \right) \right|^2 \quad (5)$$

根据式(5),我们得到当 n 取 50 时, $\sigma/\pi a^2$ 随 ka 的变化关系如图 1 所示。

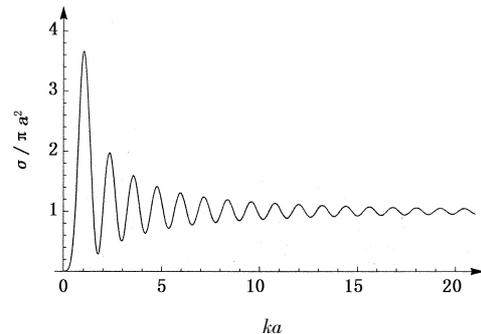


图1 理想导体球的散射截面与频率的关系

3 球型目标的激光雷达散射截面

激光雷达散射截面对目标的材料一般没有限定,但激光雷达散射截面通常采用红外辐射学的方法进行运算,对于一个表面粗糙的漫反射体,其反射的辐射在空间的角分布与镜面完全不同,而遵从一种新的规律。

在理想情况下这个辐射的空间分布由下式描述:

$$\Delta^2 P = B \cos\theta \Delta\Delta\Omega \quad (6)$$

式中, B 是一个与方向角无关的比例常数。

这表明,理想漫辐射源单位表面积向空间指定方向单位立体角内发射(或反射)的辐射功率和指定方向与表面法线夹角的余弦成正比,这就是所谓的朗伯余弦定律。虽然朗伯源是一个理想化概念,但在实践中遇到的很多辐射源,在一定范围内都十分接近朗伯余弦定律的辐射规律。它认为红外激光入射到表面粗糙的漫反射体上时,目标成为辐射红外的辐射体,并遵从朗伯余弦定律向空间辐射,从而对激光雷达散射截面(LRCS)做出贡献,在激光雷达中定标体的材质通常选用聚四氟乙烯或喷砂铝板。

根据有关理论^[3],借助公式(1)的雷达散射截面的定义可以得到其一般目标的激光雷达散射截面数学表达式为:

$$\sigma = \int_s 4\pi f_r \cos\theta ds \quad (7)$$

式中, f_r 为双向反射分布函数。

一般情况下双向反射函数的形式比较复杂,但当目标为半径为 a 的漫反射球(聚四氟乙烯球或喷砂铝球)时,双向反射函数为常数,即 $f_r = \frac{\rho_{2\pi}}{\pi}$, 式中 $\rho_{2\pi}$ 为目标材料的半球反射率,此时激光雷达散射截面具有非常简洁的形式,如图2所示。

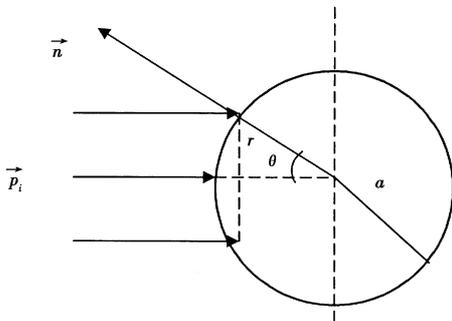


图2 朗伯球面

此时按照公式(7)得到:

$$\begin{aligned} \sigma &= \int_s 4\pi f_r \cos^2\theta ds = 4\rho_{2\pi} \int_s \cos^2\theta ds \\ &= 4\rho_{2\pi} \int_0^{\pi/2} \cos^2\theta 2\pi a^2 \sin\theta d\theta \\ &= \frac{8}{3}\pi\rho_{2\pi}a^2 \end{aligned} \quad (8)$$

对于红外激光常用的喷砂铝板和聚四氟乙烯材料,其半球反射率分别为 0.65 和 0.98。

4 微波雷达与激光雷达散射截面结果分析

从上述微波雷达与激光雷达结果的分析可以看出,微波领域与激光领域尽管对于同一尺寸、同一材料的金属球其雷达截面的数值是具有很大差异的。

既然微波与红外光学都属于电磁波,二者又都是借助于雷达方程所推导出统一的雷达散射截面定义来计算同一球型目标的雷达散射截面,那么是否可以利用微波的理论在高频下的推论来得到红外光学的结论呢?分析结果表明是不可以的。原因在于:

(1)微波与红外光学虽然都属于电磁波,但按照波长来划分的两个领域相差几个数量级,前者属于电子学研究的领域,后者则使属于光学研究领域,因此表现出来的性质会有很大的差异性,研究的方法和手段也大不相同。

(2)激光雷达散射截面是按照红外辐射学的方法进行运算的,主要依据的是朗伯余弦定律,微波雷达散射截面是按照电磁波的理论进行运算的,主要依据的是麦克斯韦方程。

(3)由于研究领域的不同,同样的目标在激光雷达领域的朗伯体到了微波雷达领域通常就可视为镜体了。

(4)金属在不同频率下所表现出的不同特性,金属的相对介电常数是外场频率 ω 的函数,且是一个复数,在低频极限下,金属的相对介电常数将趋于无穷大,表明金属对电磁波的吸收,在金属中不断产生焦耳热,但在高频极限下,金属不再是导体而是电介质了,也就是说明高频下金属与介质球是等效的,因此在光学领域同一尺寸的金属球与介质球的雷达散射截面可以很相近,而对于微波来讲,同一尺寸的金属球与介质球的雷达散射截面一般相差很大。

(5)微波领域由于波长比较长,雷达散射截面的大小除与各子波源的振幅有关还与其相位有关,因此是矢量的叠加,各散射波之间是相干的;而在光学领域雷达散射截面的大小就只与各子波源的振幅有关,因为此时散射光之间一般都不是相干的,因此在红外的方法中会掩盖很多电磁散射的内部细节。

5 球型目标的太赫兹雷达散射截面

太赫兹波在电磁波谱中是位于微波与红外之间,因此研究太赫兹雷达散射截面一定要参照微波雷达与激光雷达散射截面的方法,同时根据上面分析也可以看出直接引入微波的方法和激光的方法可能都是不恰当的,另外目前国内外有关太赫兹雷达的散射截面的理论计算和实验测试等方面可参考的内容也不是很多。

5.1 太赫兹波的特点

太赫兹波 (THz Wave), 是指频率在 0.1 ~ 10 THz 范围内的电磁波 (1 THz = 10^{12} Hz), 其波段位于电磁波谱中毫米波和远红外光之间, 也就是波长位于 30 μm ~ 3 mm, 亦称为亚毫米波, 是光子学技术与电子学技术、宏观与微观的过渡区域。太赫兹就其产生的机理来说分为基于电子学方法的太赫兹波辐射源和基于光学方法的太赫兹波辐射源两种方法, 这两种方法产生的机理也不相同, 所表现出来的性质也会有所不同, 而作为太赫兹波, 由于频率范围处于电子学和光子学的交叉区域, 其性质表现出一系列不同于其他电磁辐射的特殊性, 例如太赫兹波能穿透许多非导电材料, 包括衣料、纸张、木材、泥土、塑料、陶瓷等, 太赫兹波还可以穿过烟雾和云雾, 但易被金属和水吸收。由于所具有的特性这一技术在生物医学、安全检查、工业无损检测、空间物理和天文学、环境检测、化学分析及军事等领域应用前景

巨大^[4-5]。

5.2 太赫兹雷达散射截面研究内容

同样的材料的球型目标在不同的波段表现出来完全不同的性质,如前面所提到的聚四氟乙烯漫反射球体,对于激光来讲是一个非常好的朗伯体,具有非常好的漫反射特性,而对于微波来讲它就是个绝缘体,其雷达散射截面的数值远小于同尺寸的金属球,而当选用太赫兹波时,它具有比较大的穿透能力,因此经常选用它做为透镜的材料,因此太赫兹雷达散射截面的研究工作不会与微波、激光雷达散射截面采用完全相同的方法的。由于目前太赫兹雷达散射截面的研究工作起步较晚,开展此项研究工作的成果也比较少,尽管目标的透射特性已经有了比较多的研究成果^[6-7],而对目标的散射特性研究的工作由于受到雷达体系等因素的限制,虽然开展了一些有价值的工作^[8-9],但大多还不是很深入,我们认为在以后工作中所要完成的主要工作应该包括:

(1) 深入开展太赫兹雷达的目标散射特性的实验研究,寻找适合太赫兹波入射情况下的“郎伯体”。

(2) 寻找太赫兹雷达波的散射规律,特别要研究反映目标散射的重要函数——双向反射分布函数的表达式,确定数学模型,选取好太赫兹领域的标定物。

(3) 由于目前太赫兹雷达与微波、激光雷达相比其发射功率普遍比较低,雷达体系的研究也比较薄弱,因此搭建一个包括太赫兹源、发射系统、接收系统、探测器、显示器在内的测试系统对研究太赫兹雷达目标散射特性是非常重要的。

5.3 太赫兹雷达散射截面的研究方法

由前面的理论知道了导体球的微波雷达散射截面的解析解,同时也知道了朗伯球体的激光雷达散射截面计算公式,由于微波的高频段就是毫米波与亚毫米波,而激光的低频段就是中红外与远红外,而亚毫米波和远红外就可以纳入到太赫兹波中,为此我们提出了采用“中值加权修正”的方法来开展的太赫兹雷达散射截面的研究工作,具体研究方法如下:

由公式(5)可以得到,对于半径为 a 理想金属球的微波雷达散射截面,当 $ka \gg 1$ 时,也就是当 $a \gg \lambda$ 时,雷达散射截面将趋于一个稳定值,即:

$$\sigma = \pi a^2 \quad (9)$$

由公式(8)可以知道,对于半径为 a 的朗伯体的激光雷达散射截面,在红外领域时雷达散射截面同样得到一个稳定值,即:

$$\sigma = \frac{8}{3} \rho_{2\pi} \pi a^2 \quad (10)$$

因此我们需要寻找一个令: $\sigma = \pi a^2 = \frac{8}{3} \rho_{2\pi} \pi a^2$ 的球型目标作为太赫兹雷达的散射目标的标准体,也就是说我们需要寻找一种金属球其半球反射率为 $\rho_{2\pi} = \frac{3}{8}$ 的标准体,这样的话,微波雷达、激光雷达的结果就一致了,由于太赫兹波位于二者之间,当两边一致时,中间的部分也就会一致了,因此它同样可以作为太赫兹雷达散射截面的标准体了。

总结上面的内容提出这种太赫兹雷达目标的标准体的要求条件为:理想金属、粗糙表面、半径为 a 的球体。

这样的结果相当于我们找到一种实现微波、激光、太赫兹三种雷达的散射截面三波一致的方法,这就是上面所提到的“中值加权修正”的方法中的“中值”的方法。但是这个结果还不能直接使用,这是因为这里提到的金属、粗糙表面、球体的目标对于激光雷达散射截面而言只要能够满足 $\rho_{2\pi} = \frac{3}{8}$ 即可,但是

金属、粗糙表面、球体的目标对于微波雷达而言就必须予以修正了,因为对于粗糙表面的微波雷达所接收到的真实回波为镜面反射分量和散射分量两个部分,此时我们可以同样像激光雷达散射截面中的标准朗伯体一样假定被测表面是个由大量尺寸差不多的独立散射体组成的阵列面,这些独立散射体与雷达天线之间的距离平均值按高斯分布随机变化,雷达所接收到的真实回波就是这些散射体镜面反射分量和散射分量合成而得。按照相关理论^[10],来自粗糙表面的回波信号可以表示为粗糙表面高度散布密度分布函数与平坦表面脉冲响应函数的卷积。

$$P_I(t) = P_h(t) \times P_r(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_h(x) P_r(t-x) dx \quad (11)$$

式中, $P_h(h)$ 粗糙表面高度散布密度分布函数; $P_r(t)$ 为平坦表面脉冲响应函数,通常情况下, $P_h(h)$ 服从高斯分布,即:

$$P_h(h) = \frac{1}{(2\pi\sigma_h^2)^{1/2}} e^{-\frac{h^2}{2\sigma_h^2}} \quad (12)$$

式中, σ_h 为粗糙度,用高度散布均方根值表示。

我们按照公式(11)和公式(12)得到的粗糙表面的回波信号来对原有(光滑表面)微波雷达散射截面的结果加以修正后得到我们所需要的结果,这就是所谓“中值加权修正”的方法中的“修正”的含义;与此同时由于实际中太赫兹雷达的目标特性更

接近红外还是更接近毫米波是一个未知的因素,简单的中值可能会给结果带来误差,为了消除这一误差可采用模型加权系数来进一步修正,加权系数中应含有参变量,同时利用所获得的太赫兹波的离散数据通过数学叠代算法确定加权系数中的常数项,从而最终使红外与毫米波区域的模型能在太赫兹领域应用,这就是所谓“中值加权修正”的方法中的“加权”的含义所在。

6 结论

(1) 无论激光雷达、微波雷达,还是太赫兹雷达的散射截面的推导均来自雷达方程,其雷达散射截面(RCS)的定义是相同的。

(2) 微波、激光、太赫兹虽然都属于电磁波,但它们分属三个不同的波段,因此表现出来的性质也有很大的差异性,研究的方法、手段和测试结果也大不相同,想用同一方法来得到这三个不同波段的结论是难以实现的。

(3) 球型目标无论是在微波雷达还是在激光雷达中都具有严格的解析解,因此被广泛用于雷达散射截面的定标,由于太赫兹位于微波与红外(激光)之间,微波雷达与激光雷达的结论具有重要的借鉴意义,因此研究球型目标的太赫兹雷达散射截面同样具有重要作用。

(4) 在充分利用微波雷达和激光雷达标准目标相关理论的基础上,提出太赫兹雷达目标的标准体的要求条件为理想金属、粗糙表面、球体。

(5) 太赫兹雷达散射截面的研究方法采用“中值加权修正”的研究方法,这表明研究过程中除了要借鉴微波雷达和激光雷达标准目标相关理论外,还必须考虑粗糙表面给原有微波雷达散射截面表达式带来的影响以及微波雷达、激光雷达散射截面由于权重的不同给太赫兹雷达散射截面的结果所带来的影响。

(6) 太赫兹雷达散射截面的研究在国内国外都是一个新的领域,理论上也不是很成熟,我们所提出的模型中的一些参数需要通过实验来获得,一些结论也需要大量的实验来验证。

参考文献:

- [1] Huang Peikang, Yin hongcheng, Xue xiaojian. radar target characteristic[M]. Beijing. Publishing House of Electronics Industry, 2008:48 - 49. (in Chinese)
黄培康,殷红成,许小剑. 雷达目标特性[M]. 北京. 电子工业出版社, 2008:48 - 49.
- [2] Zhang Shanji. Engineering electromagnetic theory [M]. Beijing. Peking University Press, 2009: 451 - 454. (in Chinese)
张善杰. 工程电磁理论[M]. 北京. 科学出版社, 2009: 451 - 454.
- [3] Yang Yang. Research of laser radar standard target cross section[J]. Optical Technique, 2000, 26(4): 344 - 347. (in Chinese)
杨洋. 激光雷达标准目标散射截面的研究[J]. 光学技术, 2000, 26(4): 344 - 347.
- [4] Chen han. Terahertz technology and its applications [J]. China Science and Technology Information, 2007, 20: 274 - 275. (in Chinese)
陈晗. 太赫兹波技术及其应用[J]. 中国科技信息, 2007, 20: 274 - 275.
- [5] Yao J ianquan, Lu Yang, Zhang Baigang, et al. New research progress of THz radiation[J]. Journal of Optoelectronics · Laser, 2005, 16(4): 503 - 509. (in Chinese)
姚建铨, 路洋, 张百钢, 等. THz 辐射的研究和应用新进展[J]. 光电子·激光, 2005, 16(4): 503 - 509.
- [6] Li Qi, Chi Xin, Shan Jixin, et al. Controlling software design for THz imaging system Based on far-infrared laser source[J]. Laser & Infrared, 2008, 38(9): 925 - 928. (in Chinese)
李琦, 迟欣, 单纪鑫, 等. 基于远红外激光源的太赫兹透射成像系统软件设计[J]. 激光与红外, 2008, 38(9): 925 - 928.
- [7] Li Qi, Chi Xin, Shan Jixin, et al. Terahertz absorption characteristic of polytetrafluoroethylene [J]. Chinese Journal of Lasers, 2008, 35(5): 756 - 759. (in Chinese)
李琦, 迟欣, 单纪鑫, 等. 聚四氟乙烯材料的太赫兹特性[J]. 中国激光, 2008, 35(5): 756 - 759.
- [8] Zhang Cunlin. Terahertz sensing and imaging [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2008: 140 - 159. (in Chinese)
张存林. 太赫兹感测与成像[M]. 北京. 国防工业出版社, 2008: 140 - 159.
- [9] Ge Xinhao, Lü Mo, Zhong Hua, et al. Terahertz wave reflection imaging systfm based on backward wave oscillator and its application[J]. Journal of Infrared and Millimeter Waves, 2010, 29(1): 15 - 18. (in Chinese)
葛新浩, 吕默, 钟华, 等. 反射式太赫兹返波振荡器成像系统及其应用[J]. 红外与毫米波学报, 2010, 29(1): 15 - 18.
- [10] Lei Zhenya, Liang Changhong. The theoretical model for the return wave power of the mineral surface indicating pulse radar system and its application[J]. Journal of Xidian University, 1999, 26(6): 695 - 699. (in Chinese)
雷振亚, 梁昌洪. 料位测高雷达的回波模型及应用[J]. 西安电子科技大学学报, 1999, 26(6): 695 - 699.