太赫兹与远红外频段下铝质目标电磁特性与计算*

王瑞君[1)2)†] 邓彬[1)] 王宏强[1)] 秦玉亮[1)]

1) (国防科技大学电子科学与工程学院, 长沙 410073)

2) (空军 95876 部队, 张掖 734100)

(2013 年 11 月 18 日收到; 2014 年 3 月 25 日收到修改稿)

在太赫兹与远红外频段, 铝处于由导体到介质的过渡, 研究该频段铝质目标与电磁波的相互作用机理对于实现太赫兹频段目标精确电磁散射计算具有重要意义. 基于实验测量数据, 设计有效误差准则模型拟合得到了太赫兹与远红外频段铝的介电系数模型; 基于拟合模型通过推导过渡阶段不同损耗机理下铝中传播电磁波的空间相位系数与铝的波阻抗等参数, 分析了太赫兹与远红外频段电磁波在铝中的透射与反射特性, 给出了铝的反射率关于频率的变化曲线. 结果表明铝中电磁波传播参数从微波向太赫兹频段过渡时具有很好的连续性与一致性; 基于阻抗边界条件的雷达散射截面计算结果表明太赫兹频段光滑铝质目标可视做理想导体进行计算, 太赫兹雷达散射截面测量中可利用光滑铝板或铝球做为定标体.

关键词: 太赫兹, 介电系数, 电磁散射, 雷达散射截面

PACS: 41.20.–q, 78.20.Ci, 42.25.Fx, 41.20.Jb **DOI:** 10.7498/aps.63.134102

1 引 言

长久以来, 太赫兹技术在成像与感知方面展现出巨大的应用价值, 太赫兹雷达作为其主要应用领域, 受到了国内外众多研究机构的高度重视[1,2]. 作为共性科学问题, 目标散射特性是太赫兹雷达走向实际应用的基础和前提, 掌握太赫兹波与目标相互作用机理以及目标对太赫兹波的调制规律已凸显出十分迫切的军事需求[3,4]. 但是, 在太赫兹频段, 金属材料处于由导体到介质的过渡, 目标表面处于由光滑到粗糙的过渡, 散射行为处于由镜面反射到漫反射的过渡, 目标的电磁参数变化与表面细微几何形状变化将共同影响目标的电磁散射行为[5]. 在雷达散射截面 (radar cross section, RCS) 测量中, 微波雷达通常使用的金属定标体是否仍然适用于太赫兹雷达 RCS 定标尚未明确, 因为随频率增加金属的理想导体近似可能不再成立而导致其理论精确 RCS 无法给出. 本文主要针对铝质目标研究其电磁参数变化对散射行为的影响.

介电系数是目标最主要的电磁参数, 对目标散射特性有重要影响[6,7]. 在太赫兹频段, 不同材料的介电特性目前正得到越来越多的研究[8−10]. 对于金属, 低频情况下外电场频率远小于自由电子的碰撞频率, 金属表现出良好的导电性, 介电系数具有非常大的虚部; 高频 (红外、激光) 情况下外电场频率远远大于金属的碰撞频率, 金属表现为电介质; 而在太赫兹频段, 外电场频率与碰撞频率可以相比拟, 介电系数将具有区别于其他频段的特点. 因此, 建立太赫兹频段金属介电系数模型, 并基于这一模型分析太赫兹波的传播与散射行为是掌握金属目标散射特性和实现目标电磁散射计算的重要前提[11−13].

相比太赫兹频段, 金属的电磁特性研究在微波频段和光学频段已较为成熟. 在上世纪由 Schulz, Haas 和 Shiles 等进行了大量实验来测定金属的光学参数[14,15], 并将测量范围不断向远红外频段扩展. Ordal 等研究了十四种金属在红外频段的光学

* 国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 61302148, 61101182) 和湖南省自然科学基金杰出青年科学基金 (批准号: 11JJ1010) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: wanderingjun@163.com

© 2014 中国物理学会 Chinese Physical Society

特性, 并拟合了不同金属的Drude模型, 使实验测量数据与理论模型数据在红外频段较好地符合[16]. 最近, 太赫兹时域光谱系统技术为太赫兹频段的金属折射率等常数测量提供了条件[17−19]. 此外, 许多研究者关注金属薄膜的太赫兹特性, 诸如由缺陷、晶界和表面带来的特殊电子散射机理和电导率模型等[20,21]. 实际中金属块与薄膜不同, 其电导率要大于金属薄膜的电导率[22], 因此相关文献研究了金属块的边界层效应问题[23]. 铝做为在不同领域经常被研究的典型金属, 其固有光学参数在更广的频谱范围得到测量. Ordal 等利用非谐振腔测量了室温下铝在1.5—9 THz范围部分频点的平均吸收谱, 并基于更高频段实测数据和K-K关系推导出了相对介电系数[24]. Aleksandar基于考虑K-K关系和半量子模型的迭代一致算法计算得到了从远红外到紫外频段范围内铝的光学参数[25]. Lucyszyn则将世界范围内公开发表的金属表面阻抗实测数据进行了综合分析, 指出经典的驰豫效应模型在微波到中红外频段仍然有效[26,27]. 虽然到目前为止相关文献给出的只是部分太赫兹频点下铝的实测数据, 但以上研究为铝的太赫兹全频段介电响应建模和太赫兹波与铝相互作用研究奠定了基础. 对于铝, 其固有碰撞频率、带内和带间跃迁频率均在太赫兹频段以上[28], 因此基于自由电子假设理论的Drude模型可以有效描述太赫兹频段铝的介电响应. 随频率变化的介电系数决定了铝质目标对电磁波的散射机理, 理解与掌握这一散射机理将为太赫兹频段铝质目标的电磁计算奠定基础.

2 铝的Drude模型

2.1 金属的Drude模型

Drude模型是第一个描述金属固体的理论模型, 由Drude在1900年提出. 该理论基于经典的自由电子气体模型, 用以阐述金属的电导与热导行为. 自由电子气体模型把金属简单地看成是价电子组成的电子气体, 把电子看作经典粒子, 在自由、独立电子近似的基础上, 进一步假定1) 自由电子在外电场作用下会受到散射, 或经受碰撞; 2) 对于电子受到的碰撞或散射, 用弛豫时间或者碰撞阻尼系数描述. 应用经典电动力学理论, 可以建立自由电子在外场作用下的经典振子动力学方程[29]

$$\frac{\mathrm{d}^2\boldsymbol{r}}{\mathrm{d}t^2}+\gamma\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}}{\mathrm{d}t}=\frac{e}{m}\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t), \tag{1}$$

其中, m为电子质量, $\boldsymbol{r}$为振子位移矢量, γ为动量迁移的碰撞频率, 为一固有物理量. 求解上述方程可以获得电子的振荡位移, 并根据电极化强度定义求出极化强度与极化率的色散关系, 进而得到金属的介电系数

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\mathrm{r}}(\omega)=&\frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon_0}=\varepsilon'_{\mathrm{r}}(\omega)-\mathrm{i}\varepsilon''_{\mathrm{r}}(\omega)\\ =&1+\mathrm{i}\frac{Ne^2}{m\varepsilon_0}\frac{1}{\omega(\gamma-\mathrm{i}\omega)},\\ \varepsilon'_{\mathrm{r}}(\omega)=&1-\frac{\omega_{\mathrm{p}}^2}{\omega^2+\gamma^2},\\ \varepsilon''_{\mathrm{r}}(\omega)=&\frac{\omega_{\mathrm{p}}^2\gamma}{\omega^3+\omega\gamma^2},\end{aligned} \tag{2}$$

其中, ω_{p}为等离子体频率且$\omega_{\mathrm{p}}^2=Ne^2/m\varepsilon_0$, ω为外电场频率, N为单位体积中传导电子数目. 介电系数的实部与虚部均是ω, γ, ω_{p}的函数. 同时电导率的色散关系可表示为

$$\sigma=\frac{\mathrm{i}\varepsilon_0\omega_{\mathrm{p}}^2}{\omega+\mathrm{i}\gamma}=\varepsilon_0\omega_{\mathrm{p}}^2\left(\frac{\gamma}{\omega^2+\gamma^2}-\mathrm{i}\frac{\omega}{\omega^2+\gamma^2}\right). \tag{3}$$

在低频时可获得金属的直流电导率$\sigma|_{\omega=0}=Ne^2/m\gamma$为与频率无关的实数. 当频率$\omega$增加至与碰撞频率$\gamma$可以相比拟时, 电导率同样成为参数$\omega$, γ, ω_{p}的函数, 金属出现色散行为.

2.2 铝的Drude模型参数确定

在红外频段, Drude模型给出的金属介电系数与实测数据很好地符合, 且Drude模型合理解释了金属表现出的某些光学特性与现象. 在红外以上频段, 则必须考虑金属中存在的束缚电子对介电响应的贡献, 特别是在束缚电子能级跃迁频率附近, 其作用特别明显, 这时需用Lorentz-Drude混合模型来描述金属的色散. 由此可见Drude模型不能在整个电磁频段给出金属准确的介电系数, 在某些频率范围, 通过估计模型参数可以获得与实测数据符合较好的结果. 在Drude 模型中, 金属的参数如单位体积传导电子数目N、等离子体频率ω_{p}和碰撞频率γ通常不能准确测量, 只能给出经验值, 通过估计这些参数可以获得与实测数据符合较好的理论模型. 由(2) 式可得到参数γ和ω_{p}的表达式

$$\gamma=\frac{\omega\varepsilon''_{\mathrm{r}}(\omega)}{1-\varepsilon'_{\mathrm{r}}(\omega)}, \tag{4}$$

$$\omega_{\mathrm{p}}=\sqrt{(1-\varepsilon'_{\mathrm{r}}(\omega))(\omega^2+\gamma^2)}. \tag{5}$$

从上式可以发现, 基于某一频点ω_{f}处的实测数据$\varepsilon'_{\mathrm{r}}(\omega)$和$\varepsilon''_{\mathrm{r}}(\omega)$可以确定Drude模型的两个参数,

得到的Drude 模型与实测数据的符合关系和所选择拟合频率$\omega_{\rm f}$有关. 若只考虑(5)式确定γ与$\omega_{\rm p}$, 则问题变成γ^2与$\omega_{\rm p}^2$之间的线性回归问题, 选定拟合频率点, 参数γ与$\omega_{\rm p}$的求解范围将扩大, 通过预估某一个参数的范围, 可确定另一个参数的范围, 这时可获得一组最佳拟合参数. 根据(5)式描述的线性回归问题建立拟合误差模型, 分别定义介电系数实部与虚部的相对误差平方值$\zeta'(\omega)$和$\zeta''(\omega)$:

$$\zeta'(\omega)=\left|\frac{\varepsilon'_{\rm r}(\omega)-\varepsilon'_{\rm experimental}(\omega)}{\varepsilon'_{\rm experimental}(\omega)}\right|^2, \tag{6}$$

$$\zeta''(\omega)=\left|\frac{\varepsilon''_{\rm r}(\omega)-\varepsilon''_{\rm experimental}(\omega)}{\varepsilon''_{\rm experimental}(\omega)}\right|^2. \tag{7}$$

对于铝, 其碰撞频率γ值在远红外频段范围[22], 基于相对误差平方值最小原则寻找一对最佳拟合参数$\omega_{\rm p}$-γ, 亦即求解参数γ和$\omega_{\rm p}$满足(5)式条件下的极值问题. 在$\zeta'(\omega)$和$\zeta''(\omega)$均达到最小的条件下, 其对应的模型参数$\omega_{\rm p}$-γ通常是两组不同的数据, 因此将实部与虚部的误差和$\zeta(\omega)=\zeta'(\omega)+\zeta''(\omega)$最小作为求解模型参数$\omega_{\rm p}$-$\gamma$的准则. 本文在1—100 THz频率范围内进行拟合, 误差分析以及拟合使用的铝的实测介电系数数据来自文献[24]和[28], 需要指出的是文献[24]表I中最前面部分介电系数ε_1和ε_2是缩小到1/10的结果[30]. 图1是基于上述误差模型在不同拟合频点调整$\omega_{\rm p}$和γ参数达到的最小拟合误差曲线, 可以看出介电系数的实部与虚部拟合相对误差变化趋势不一致, 需考虑总误差最小的条件下才能获得一组拟合参数. 表1则给出了铝在不同拟合频点的Drude模型拟合参数与相对误差值. 可见在实测数据中选择频率3.0 THz作为拟合频点, 碰撞频率和等离子体频率分别为12.9 THz和2969.8 THz时, 获得的Drude模型介电系数与实测数据之间的误差相对较小. 这里拟合获得的Drude模型参数与文献[16]中给出的拟合参数相比存在区别, 这是因为在文献中侧重考虑Drude模型与实测数据在红外频段的一致性, 而本文在建立误差模型的基础上关注二者在太赫兹频段和远红外频段的一致性.

表1 铝在不同拟合频率点的Drude 模型最佳拟合参数与平均相对误差

$\omega_{\rm fit}$/THz	γ/THz	$\omega_{\rm p}$/THz	$\zeta'_{\rm r}(\omega)+\zeta''_{\rm r}(\omega)$
1.5	12.6	29548	0.761
3.0	12.9	2969.8	0.0693
14.5	16.3	29922	0.0782
30.2	13.7	28454	0.0696

图2是选择拟合频率点为3.0 THz时Drude模型介电系数与实测数据的对比结果, 可以看出二者在太赫兹与远红外频段保持了较好的一致性, 保证了下文基于拟合Drude模型研究太赫兹与远红外频段电磁波在铝中传播特性的有效性.

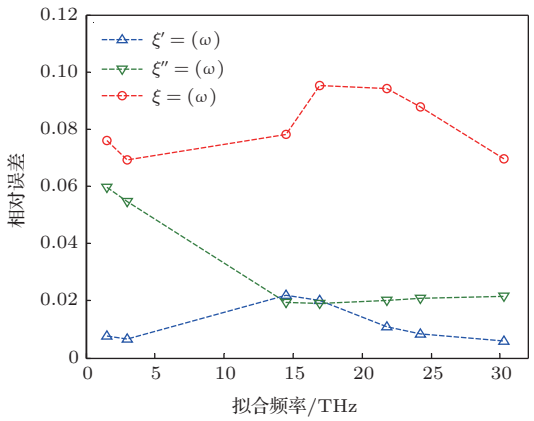

图1 铝在不同拟合频率点的最小拟合相对误差曲线

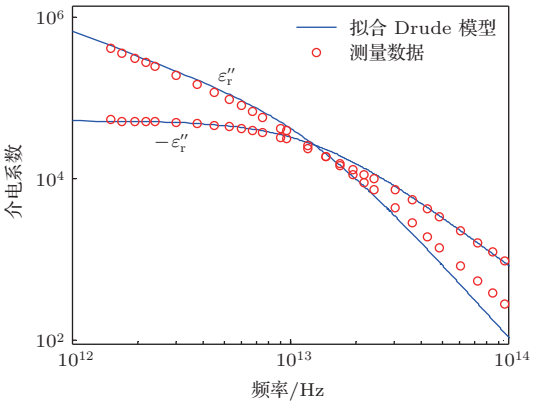

图2 拟合频率点为3.0 THz时拟合介电系数与实测数据的比较

3 太赫兹波在铝中的传播参数变化

铝在微波与光学频段具有的不同介电响应方式导致其分别表现为导体和电介质, 电磁波在其表面的反射以及在铝中的传播方式存在明显差异. 考虑极化响应问题, 对于金属目标, 由于大量自由电子的存在, 其弛豫时间极短, 自由电子呈现的导电行为将产生传导损耗; 对于电介质目标, 没有或只有少量自由电子, 它主要通过不同的电极化方式响应外电场的变化, 反复的电极化将产生极化损耗. 若媒质中同时存在传导损耗和极化损耗, 介电系数的虚部将包括这两部分的损耗[31]. 在微波频段通常只考虑铝的电导率引起的传导损耗, 在太赫兹与远红外频段铝由导体向电介质过渡, 同时存在上述

两种损耗, 这时可用Drude模型介电系数来描述. 在不考虑铝的磁性时, 介电系数决定了电磁波在其中的传播.

考虑铝中传播的电磁波空间相位系数$\dot{k}$, 若将铝在太赫兹与远红外频段看作电介质, 这时将产生极化损耗, 介电系数为$\dot{\varepsilon}(\omega)=\varepsilon'(\omega)-\mathrm{j}\varepsilon''(\omega)$, 空间相位系数$\dot{k}$的表达式成为[32]

$$\dot{k}=\omega\sqrt{\mu\dot{\varepsilon}}=\omega\sqrt{\mu(\varepsilon'(\omega)-\mathrm{j}\varepsilon''(\omega))}. \tag{8}$$

如果把铝仍然视做导体而呈现导电特性时, 设直流电导率为σ, 则$\dot{k}$成为

$$\dot{k}=\omega\sqrt{\mu\left(\varepsilon-\mathrm{j}\frac{\sigma}{\omega}\right)}. \tag{9}$$

若铝中同时存在传导损耗和极化损耗时, 则用$\dot{\varepsilon}(\omega)$代替(9)式中的$\varepsilon$, $\dot{k}$可重写为

$$\begin{aligned}\dot{k}=&\omega\sqrt{\mu\left(\dot{\varepsilon}-\mathrm{j}\frac{\sigma}{\omega}\right)}\\ =&\omega\sqrt{\mu\left(\varepsilon'-\mathrm{j}\left(\varepsilon''+\frac{\sigma}{\omega}\right)\right)}.\end{aligned} \tag{10}$$

这时$\dot{k}$为复数, 可以写成$\dot{k}=\beta-\mathrm{j}\alpha$或$\gamma=\mathrm{j}\dot{k}=\alpha+\mathrm{j}\beta$, 其中$\gamma$称为传播系数, 其实部$\alpha$为衰减系数, 虚部$\beta$为相位系数, 铝成为有耗媒质. 此时, 计及传导损耗σ/ω和极化损耗ε''的衰减系数、相位系数、波阻抗分别可由下式给出:

$$\alpha=\omega\sqrt{\mu\varepsilon'}\sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{1+\left(\frac{\varepsilon''+\sigma/\omega}{\varepsilon'}\right)^2}-1\right]}, \tag{11}$$

$$\beta=\omega\sqrt{\mu\varepsilon'}\sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{1+\left(\frac{\varepsilon''+\sigma/\omega}{\varepsilon'}\right)^2}+1\right]}, \tag{12}$$

$$\eta=\sqrt{\mu/\varepsilon'-\mathrm{j}\left(\varepsilon''+\frac{\sigma}{\omega}\right)}. \tag{13}$$

在微波频段, 金属特性可用经典趋肤效应模型进行描述[27], 电导率参数满足$\sigma\to\sigma_0$, σ_0为金属块直流电导率. 铝在微波频段具有较大的直流电导率而呈现为良导体, 这时$\sigma/\omega\gg\varepsilon''$, 可略去极化损耗, 同时满足条件$\sigma/\omega\varepsilon\gg1$, 铝中平面波的衰减系数、相位系数、波阻抗和趋肤深度分别简化为

$$\alpha\approx\beta\approx\sqrt{\omega\mu\sigma/2}, \tag{14}$$

$$\eta\approx\sqrt{\mathrm{j}\omega\mu/\sigma}, \tag{15}$$

$$\delta\approx\sqrt{2/\omega\mu\sigma}. \tag{16}$$

在太赫兹与远红外频段, 由于外电场频率逐渐与金属的固有碰撞频率相接近, 铝将会发生弛豫现象而产生极化损耗, 铝的介电系数虚部需考虑ε''部分, 这时利用2.2节拟合确定的铝的介电系数, 即用$\varepsilon_0\varepsilon_\mathrm{r}''(\omega)$和$\varepsilon_0\varepsilon_\mathrm{r}'(\omega)$分别代替(10)式$\dot{k}$中的$\varepsilon''+\sigma/\omega$和$\varepsilon'$项将得到太赫兹与远红外频段铝中平面波的衰减系数、相位系数和波阻抗. 此时趋肤深度为衰减系数的倒数.

为表明本文拟合获得的太赫兹与远红外频段Drude模型的准确性, 将拟合结果与文献[16]中给出的Drude模型进行比较. 文献[16]考虑Drude模型与实测数据在红外频段的拟合度, γ与ω_p分别为660 cm^{-1}和119000 cm^{-1}, 据此可获得铝中平面波的衰减系数、相位系数和波阻抗等参数. 考察上述参数从微波频段向太赫兹与远红外频段过渡时的连续性和一致性问题. 如图3所示分别给出了衰减系数、相位系数、波阻抗和趋肤深度随频率的变化曲线, 为方便比较只给出100 GHz附近很小一段频率范围的结果. 在三幅图中, 竖直的点划分界线对应频率为100 GHz, 该频率下铝为良导体[28]. 分界线左侧为微波频段铝的衰减系数、相位系数、波阻抗和趋肤深度随频率变化曲线, 由近似良导体条件(14)—(16)式给出. 分界线右侧为太赫兹与远红外频段铝的相应参数随频率变化曲线, 分别基于拟合Drude模型介电系数和文献[16]中的Drude模型介电系数得到. 可以看出, 无论是由本文拟合Drude模型得到的太赫兹与远红外频段衰减系数、相位系数、波阻抗和趋肤深度参数, 还是由文献[16]的Drude模型得到的相应参数, 均与微波频段对应参数保持了很好的一致性与连续性. 从图3 (a)—(c)的纵坐标可以看出, 本文的拟合结果与文献中的仅存在一个较小的误差, 且在100 GHz处传播参数之间均满足以下关系: $\alpha/\beta\approx1$, $\mathrm{Re}(\eta)/\mathrm{Im}(\eta)\approx1$. 由于本文在Drude模型拟合时着重考虑与实测数据在太赫兹与远红外频段的符合性, 因此2.2节中选择的实测数据频率范围为1—30 THz, 结果表明拟合模型与实测数据在太赫兹频段较好地符合, 因此图3中由本文拟合结果得到的传播参数与微波频段对应参数一致性较好. 同时, 图3所示铝的相关参数随频率变化的连续性也证明了从微波频段到太赫兹与远红外频段, 铝的介电特性与电磁参数处于连续渐变的过程.

图4中完整给出了在10 GHz—100 THz频率范围内拟合得到的铝中平面波的衰减系数、相位系数、波阻抗和趋肤深度的频率依赖曲线, 并将太赫兹与远红外频段的拟合结果与实测数据以及近似良导体条件(14)—(16)式给出的结果进行比较. 可

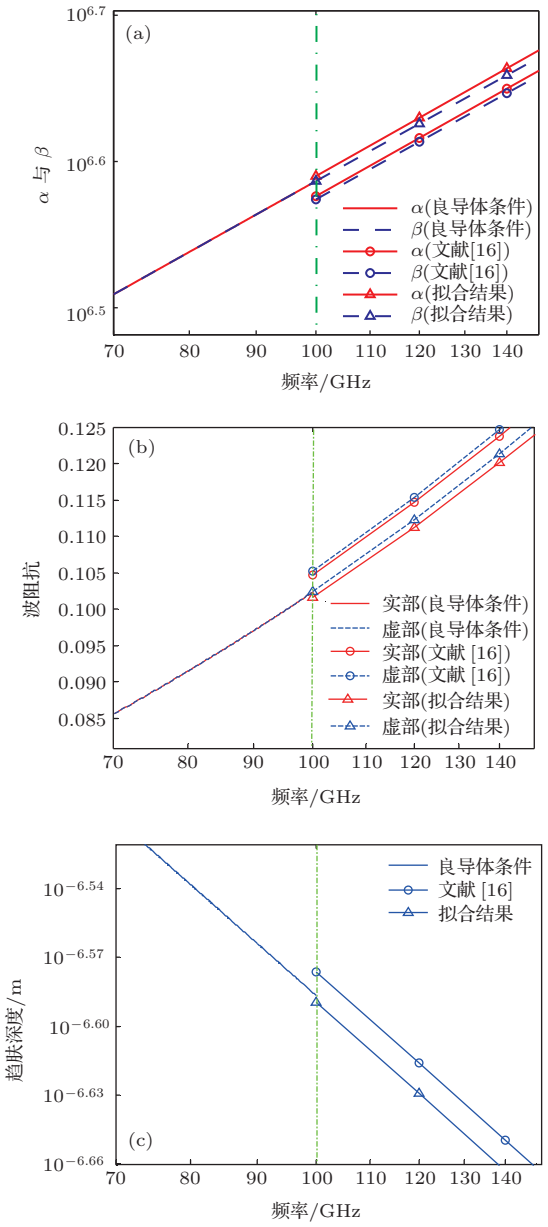

图 3 (网刊彩色) 不同频率依赖参数在 100 GHz 附近连续性变化比较 (a) 衰减系数 α 与相位系数 β; (b) 波阻抗 η 的实部与虚部; (c) 趋肤深度

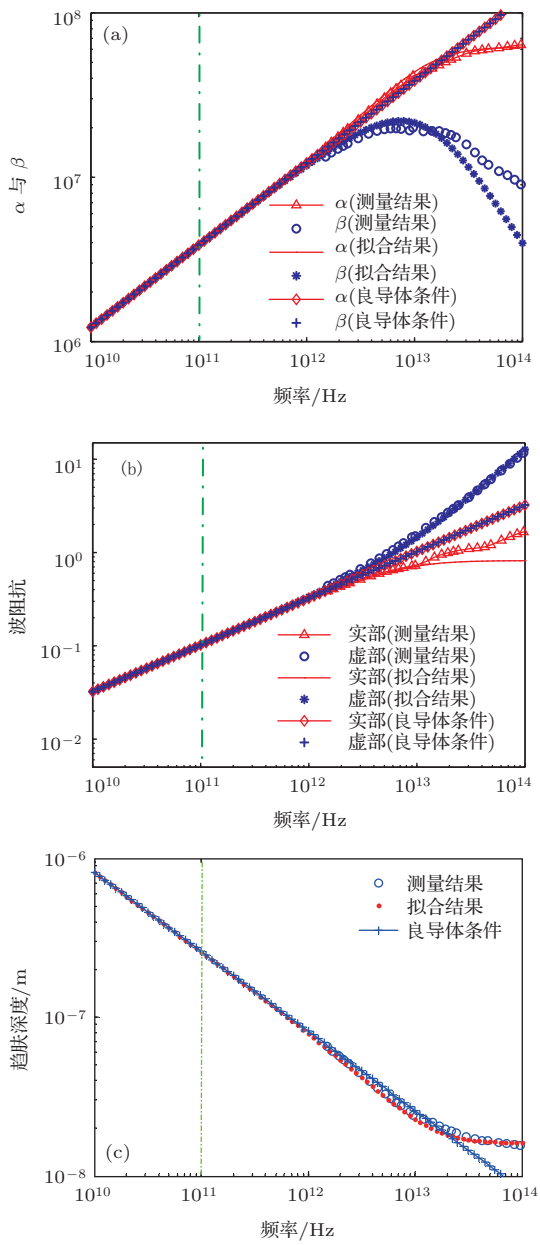

图 4 (网刊彩色) 不同频率依赖参数拟合结果与实测数据的比较 (a) 衰减系数 α 与相位系数 β; (b) 波阻抗 η 的实部与虚部; (c) 趋肤深度

以看到: 由拟合结果得到的上述参数与测量结果保持了很好的变化一致性, 特别是在 1—10 THz 范围内, 而由近似良导体条件 (14)—(16) 式给出的结果在太赫兹频段开始偏离实测数据. 另外, 在如图 4 所示的频率范围, 微波频段衰减系数与相位系数近似相等, 随着频率增加到太赫兹频段, 二者发生分离, 衰减系数大于相位系数; 铝中平面波的波阻抗实部与虚部也具有相似规律; 铝的趋肤深度随频率增加而减小. 这里需要指出的是, 随频率进一步的增加, 金属将进入紫外透明区, 此时金属变成介质, 铝内部将存在内部场, 衰减系数、相位系数、波阻抗的实部和虚部将不满足上述规律, 铝的趋肤深度也将明显增大.

4 太赫兹波在铝界面的传播特性

4.1 太赫兹波在铝表面的透射

太赫兹与远红外频段铝的介电系数为复数, 且其实部与虚部大小可比拟, 电磁波由自由空间入射到铝表面可以看作无耗介质与有耗介质构成的吸收介质界面. 假设 TE 或 TM 平面波斜入射到铝表面, 则进入铝中的透射波电场可表示为 [32]

$$\begin{aligned}\boldsymbol{E}^{\mathrm{t}}(\boldsymbol{r},t) =& \boldsymbol{E}^{\mathrm{t}}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-\boldsymbol{k}_{\mathrm{t}}\cdot\boldsymbol{r})}\\ =& \boldsymbol{E}^{\mathrm{t}}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-k_2(z\cos\theta_{\mathrm{t}}-x\sin\theta_{\mathrm{t}}))}\\ =& \boldsymbol{E}^{\mathrm{t}}\,\mathrm{e}^{pz}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-\boldsymbol{k}_{\mathrm{te}}\cdot\boldsymbol{r})},\end{aligned}\tag{17}$$

其中

$$\begin{aligned}&p=-s(\beta_2\sin\xi+\alpha_2\cos\xi),\\ &\boldsymbol{k}_{\mathrm{te}}=-q_x\hat{x}+q_z\hat{z},\\ &q_z=s(\beta_2\cos\xi-\alpha_2\sin\xi),\\ &q_x=k_1\sin\theta_{\mathrm{i}},\\ &k_1{=}\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0},\\ &k_2=\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_{\mathrm{r}}}=\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0(\varepsilon_{\mathrm{r}}'-\mathrm{j}\varepsilon_{\mathrm{r}}'')}\\ &\quad=\beta_2-\mathrm{j}\alpha_2,\end{aligned}$$

θ_{i} 为入射角. 从上式中可以看出, 透射波成为非均匀平面波, 波的振幅沿 z 方向即界面法向衰减. 透射波的等相位面为 $-q_x\hat{x}+q_z\hat{z}=\text{constant}$ 的面, 透射波波矢与界面法线的夹角, 即实际折射角可由下式求出:

$$\sin\theta_{\mathrm{te}}=q_z/\sqrt{q_z^2+q_x^2}.\tag{18}$$

图 5 给出了入射角为 60° 时不同频率的平面波透射进入铝中后在传播方向上的归一化电场变化情况. 在频率较低 (小于 10 THz) 时, 由于 k_1 远远的小于 k_2, 这时根据折射定律, 折射角将总是趋于零, 说明无论电磁波沿什么方向入射到铝表面, 透射波几乎总是沿界面法向垂直在其中传播, 并迅速衰减. 随着频率增加至远红外频段, 铝的介电系数减小 (图 2), 进入导体内的电磁波实际折射角 θ_{te} 由零开始增大, 电磁波的传播矢量方向不再是垂直界面的法向方向. 由 (18) 式可知在频率为 80 THz 时, 透射波的实际折射角已经大于 10°. 但是从垂直于透射波等幅面的平面看, 如图 5 所示, 这时电场幅度衰减极快, 透射波已体现不出波的振荡形式, 而只有按指数衰减的场.

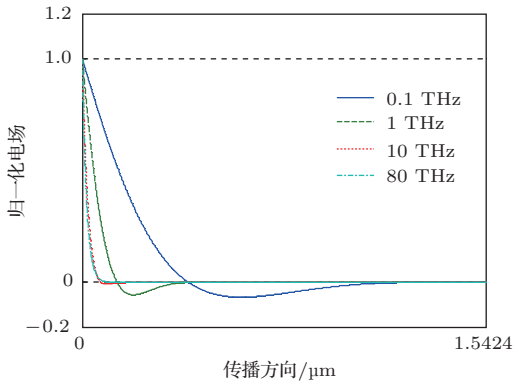

图 5 铝中归一化电场强度随传播方向变化趋势

在垂直入射条件下, 由图 4 可知微波频段铝中的衰减系数与相位系数几乎相等, 所以不论电磁波透入导体内的深度大小, 总会体现出波的振荡形式. 在太赫兹与远红外频段, 衰减系数与相位系数发生分离, 透射电磁波的振幅衰减越来越快, 但相位变化越来越慢, 透射电磁波来不及呈现相位的振荡变化, 幅度已经衰减至零, 所以在远红外频段以上铝中已不存在电磁波, 而只有衰减的场, 即金属处于光学反射区 [33].

4.2 太赫兹波在铝表面的反射

电磁波在铝表面的反射可用有耗的传输线模型进行等效, 这时媒质中的特征阻抗为复数

$$Z_{\mathrm{i}}=\begin{cases}\omega\mu/k_{zi}, & \text{TE mode},\\ k_{zi}/\omega\varepsilon, & \text{TM mode},\end{cases}\tag{19}$$

其中

$$\begin{aligned}k_{z1}&=k_1\cdot\cos\theta_{\mathrm{i}},\\ k_{z2}&=\sqrt{k_2^2-(k_1\sin\theta_{\mathrm{i}})^2}\\ &=k_1\sqrt{(\varepsilon_{\mathrm{r}}'-j\varepsilon_{\mathrm{r}}'')-\sin^2\theta_{\mathrm{i}}},\end{aligned}$$

TE 和 TM 模的反射系数可由下式求得 [32]:

$$\Gamma=(Z_2-Z_1)/(Z_2+Z_1).\tag{20}$$

垂直入射的情形对应 $k_{z1}=k_1$, $k_{z2}=k_2$, $Z_1=\eta_1$, $Z_2=\eta_2$, 这时 TE 波和 TM 波没有区别. 其中 η_2 在微波频段和太赫兹远红外频段分别由 (15) 式和 (13) 式给定. 图 6 (a) 给出了垂直入射时铝的反射率随频率的变化曲线. 从实测数据与拟合模型数据的对比中可以看出, 在太赫兹与远红外频段二者保持了很好的一致性, 特别是在 1—10 THz 范围. 另一方面, 铝的反射率随频率增加而逐渐减小, 表明铝对电磁波能量吸收在增加. 铝表面的能量损耗由其波阻抗不为零造成. 图 6 (b) 给出了由实测数据计算和本文拟合模型得到的铝的波阻抗对比曲线, 二者在太赫兹与远红外频段较好地符合, 其实部表征了进入铝中损耗掉的功率大小. 从波阻抗的实测数据曲线发现在频率 363 THz 附近, 实部产生一个较大的峰值, 表明在该频点电磁波将会有严重的功率损耗. 这一损耗产生的原因是由于铝的一个束缚电子频率在 363 THz 附近, 当外电场频率与铝的该特征频率相同时, 将产生共振吸收现象. 从如图 6 (a) 所示的反射率对比图中可以看出, 在相同的频率位置, 反射率的实测数据出现

了一个骤然下降的凹峰, 铝的反射率受较大波阻抗产生的吸收而明显减小.

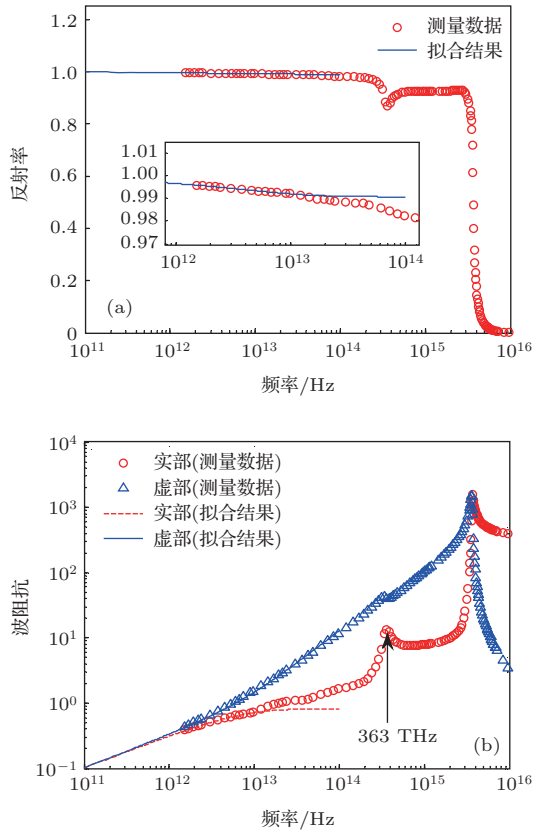

图6 (网刊彩色) 垂直入射下拟合模型结果与实验数据比较 (a) 反射率; (b) 波阻抗

图7为不同频率下TE波和TM波反射率与入射角的关系. 对于TE波, 反射率随入射角的增加而单调增加, 至掠入射时增至1. 对于TM波, 在掠入射时, 反射率经历一个最小值, 所对应角度θ为主入射角, 与铝的特性有关, 在微波频段其值近似为90°, 随着频率增加, 铝的主入射角减小. 可见随频率增加至太赫兹频段, 铝的反射特性与理想导体的反射特性差异有所增大, 进入铝中传播的电磁波转化为焦耳热的能量增加, 但是可以发现其反射率仍然非常接近于1.

在微波频段, 铝质目标的反射率与理想导体的反射率基本一致, 表面阻抗接近于零, 可近似认为其满足短路边界条件, 进行电磁散射计算时可视做理想导体目标(perfectly electrical conductor, PEC). 在太赫兹与远红外频段, 通过上述分析可知, 铝质目标成为有耗介质, 它的表面波阻抗增加而反射率减小, 这时铝质目标边界处变成阻抗边界, 利用短路边界条件求解不能给出其精确的电磁计算结果.

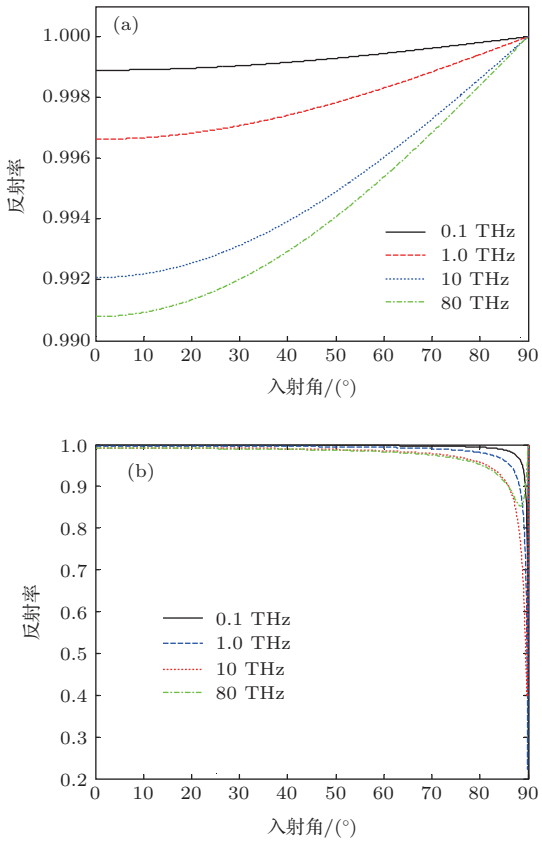

图7 (网刊彩色) 反射率随入射角变化 (a) TE波; (b) TM波

5 太赫兹频段光滑铝质目标的RCS计算

考虑太赫兹与远红外频段铝质目标不断增加的表面阻抗对电磁散射计算的影响, 通过引入阻抗边界条件(impedance boundary condition, IBC), 建立铝质目标表面等效电流和磁流的关系, 进而建立积分方程求解目标远区散射场.

假定平面电磁波入射到任意形状铝质目标表面, 则表面阻抗边界条件可以表示为[34]

$$\hat{n}\times(\hat{n}\times E)=-Z_{\mathrm{s}}(\hat{n}\times H), \tag{21}$$

其中, $\hat{n}$为表面法矢, E, H为目标表面的电场和磁场强度, Z_{s}为铝目标的表面阻抗. 在边界上感应电流密度与磁流密度可由下式给出:

$$\begin{aligned} J(r)&=\hat{n}\times H(r),\\ M(r)&=-\hat{n}\times E(r). \end{aligned} \tag{22}$$

将其代入表面阻抗边界条件可得到电流密度与磁流密度之间的关系表达式

$$M(r)=-Z_{\mathrm{s}}(\hat{n}\times J(r)). \tag{23}$$

假设 E 为总电场, E^{i} 和 E^{s} 分别为入射场与散射场, 则总电场 E 为入射场与散射场之和, 其中散射场产生的电流密度和磁流密度 (J, M) 可由电场磁场的矢量位以及电场标量来表示. 根据 (23) 式可得到铝质目标表面的电场积分方程

$$\begin{aligned} E^{\mathrm{i}}(r) =& \frac{1}{2}Z_{\mathrm{s}}J(r) - Z_{\mathrm{s}}\int_{\mathrm{s}} \hat{n}\times J(r)\times\nabla G(r,r')\mathrm{d}S' \\ &+ \mathrm{j}k_0\eta_0\int_{\mathrm{s}}\left(J(r)+\frac{1}{k_0^2}\nabla\nabla'\cdot J(r)\right) \\ &\times G(r,r')\mathrm{d}S', \end{aligned} \tag{24}$$

其中, $G(r,r')$ 为自由空间标量格林函数, k_0 为自由空间波数, η_0 为自由空间波阻抗. 应用矩量法 (method of moments, MoM) 求解上述积分方程可获得目标RCS.

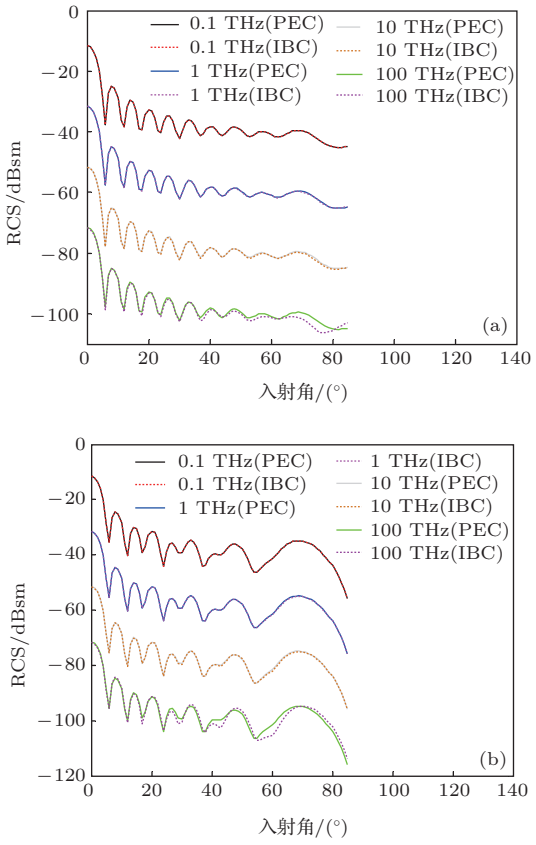

图 8 (网刊彩色) 电尺寸为 $5\lambda\times5\lambda$ 的铝板 RCS (a) HH 极化; (b) VV 极化

考察平板随入射角变化的单站RCS. 首先根据 (19) 式获得铝的TE波和TM波表面阻抗计算结果, 在不同频点计算具有相同电尺寸 $(5\lambda\times5\lambda)$ 大小的方形铝平板单站RCS, 同时将IBC 计算结果与PEC计算结果进行比较. 如图8所示分别给出了频点为0.1 THz, 1 THz, 10 THz和100 THz时的平板水平极化和垂直极化RCS随入射角变化曲线. 在不同频点下目标的电尺寸大小相同但物理尺寸不同, RCS存在明显差别, 且随着频率增加而减小.

在0.1 THz, 1 THz和10 THz 三个频点, IBC计算结果比PEC计算结果小0.1—0.2 dB, 可近似认为其RCS 相同; 另一方面, 若用波长的平方对上述三个频点下的单站RCS进行归一化可以发现, 所计算相同电尺寸平板具有相同的RCS, IBC 的计算结果与PEC计算结果仅存在微小的区别, 表明在10 THz以下, 波阻抗对平板RCS影响基本可以忽略. 在频点100 THz, 当入射角大约小于25° 时, IBC 计算结果与PEC 计算结果差别较小, 当入射角大于25° 时, 两种边界条件下的计算结果发生偏离, 这由该频率下铝的特征阻抗明显增加造成. 从上述仿真结果可以看出, 在太赫兹频段, 铝的表面阻抗对RCS的影响有限, 可以将其近似为良导体进行计算.

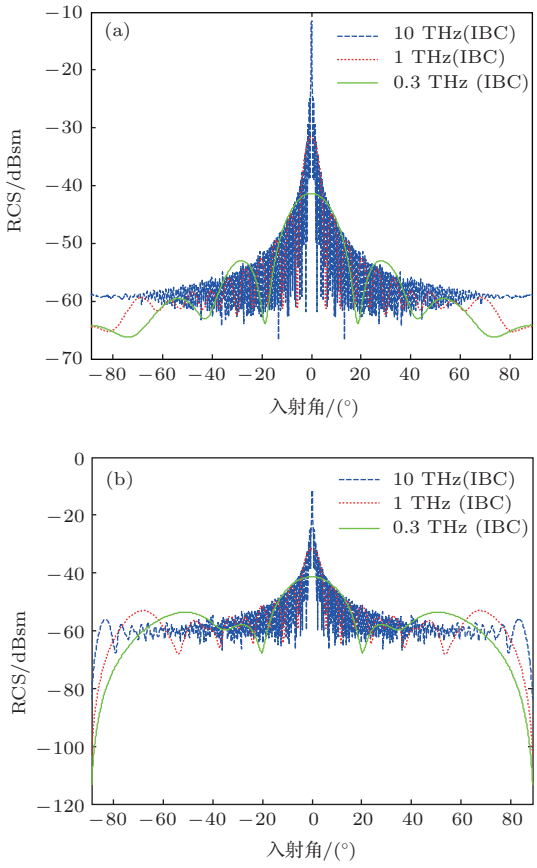

图 9 (网刊彩色) 不同频点下铝板 RCS 比较 (a) HH 极化; (b) VV 极化

图9为大小1.5 mm × 1.5 mm的铝平板单站RCS在不同频点下的IBC计算结果, 其中入射角范围为 $(-90°, 90°)$, 入射角的观测间隔为0.1°. 可以看出在太赫兹频段铝平板的散射特性表现出很强

的似光性. 在入射角为0° 的方向附近, 单站RCS随着频率增加而增大, 且波瓣宽度明显变窄, 表明反射能量更加集中在镜面反射方向; 在其他入射角度, 单站RCS曲线随频率增加呈现的振荡更加剧烈, 但是振荡起伏越来越小, 表明大部分的散射能量被镜面反射到其他方向.

上述计算假定目标为光滑情形, 可以看出在太赫兹频段, 仅考虑铝质目标电磁参数变化的因素, 其对RCS的影响较小, 铝质目标可近似看作理想导体进行计算. 实际中, 人造金属目标表面通常会有一定的粗糙度水平, 但根据目前符合国标的标准粗糙度比较样块, 金属表面可加工的最小粗糙度达0.01 μm. 在太赫兹频段, 最小波长为30 μm (10 THz), 这时金属表面的粗糙度仅相当于1/3000 个波长. 根据粗糙面散射理论中较为严格的弗琅和夫准则 ($\sigma > \lambda/(32\cos\theta)$), 粗糙度水平仍然远远小于这一粗糙判决门限. 因此在太赫兹雷达散射测量实验中, 可选择加工较为光滑的金属铝板或铝球作为定标体, 其精确RCS解可由理想导体条件给出.

6 结 论

本文通过拟合Drude模型有效的描述了由微波向太赫兹与远红外频段过渡过程中铝的电磁参数变化的连续性和一致性规律, 并基于该拟合Drude模型分析了太赫兹与远红外频段电磁波在铝中的传播与反射特性, 指出了随频率增加而增大的波阻抗造成铝的反射率减小, 对铝质目标的电磁散射计算产生影响. 但基于阻抗边界条件的铝板RCS计算结果表明: 在太赫兹频段增大的波阻抗对目标的RCS影响有限, 相比理想导体条件下仅减小0.1—0.2 dB, 因此可以忽略不计, 该频率范围光滑铝质目标可视为理想导体目标进行计算. 对于实际应用来说, 表明太赫兹雷达RCS测量可以使用光滑铝球或铝板进行定标, 后续将制作光滑铝质标准体目标并开展太赫兹RCS测量实验进行验证.

参考文献

[1] Liu H B, Zhong H, Karpowicz N, Chen Y, Zhang X 2007 *Proc. IEEE* **95** 1514

[2] Cooper K B, Dengler R J, Llombart N, Thomas B, Chattopadhyay G, Siegel P H 2011 *IEEE Trans. THz Sci. Technol.* **1** 169

[3] Li Z, Cui T J, Zhong X J, Tao Y B, Lin H 2009 *IEEE Antennas Propag. Mag.* **51** 39

[4] Zhong X J, Cui T J, Li Z, Tao Y B, Lin H 2007 *J. Electromagn Waves and Appl.* **21** 2331

[5] Yang Y, Yao J Q, Zhang J S, Wang L 2013 *J. Infrared. Millim. Waves* **32** 36 (in Chinese) [杨洋, 姚建铨, 张镜水, 王力 2013 红外与毫米波学报 **32** 36]

[6] Zurk L M, Orlowski B, Sundberg G, Winebrenner D P, Thorsos E I, Chen A 2007 *Proc. SPIE San Jose*, CA, United states, January 21–22, 2007 p64720A

[7] Yang Y, Jing L 2013 *Laser & Infrared* **43** 155 (in Chinese) [杨洋, 景磊 2013 激光与红外 **43** 155]

[8] Zhang Y P, Zhang H Y, Geng Y F, Tan X L, Yao J Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7030 (in Chinese)[张玉萍, 张会云, 耿优福, 谭晓玲, 姚建铨 2009 物理学报 **58** 7030]

[9] Wu L, Ling F R, Zuo Z G, Liu JS, Yao J Q 2012 *Chin. Phys. B* **21** 017802

[10] Wu L, Jiang L K, Yuan C, Ding X, Yao J Q 2014 *Chin. Phys. B* **23** 034212

[11] Mayank K, Brian W H, Bernd M F, Derek A 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 011107

[12] Yang Y P, Feng S, Feng H, Pan X C, Wang Y Q, Wang W Z 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 027802 (in Chinese)[杨玉平, 冯帅, 冯辉, 潘学聪, 王艺全, 王文忠 2011 物理学报 **60** 027802]

[13] Zhang H Y, Liu M, Yin Y H, Wu Z X, Shen R L, Zhang Y P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 194207 (in Chinese)[张会云, 刘蒙, 尹贻恒, 吴志心, 申瑞龙, 张玉萍 2013 物理学报 **62** 194207]

[14] Schulz L G, Tangherlini F R 1954 *J. Opt. Soc. Am.* **44** 362

[15] Shiles E, Sasaki T, Inokuti M, Smith D Y 1980 *Phys. Rev. B* **22** 1612

[16] Ordal M A, Bell R J, Alexander R W, Long L L 1985 *Appl. Opt.* **24** 4493

[17] Yasuda H, Hosako I 2008 *Jpn. J. Appl. Phys.* **47** 1632

[18] Ma Y F, Su P J, Gong X Q, Yang J, Du Y L, Guo T M, Yuan B 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 97803

[19] Sun W F, Wang X K, Zhang Y 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 114210

[20] Lloyd-Hughes J, Jeon T 2012 *J. Infrared Milli Terahz Waves* **33** 871

[21] Laman N, Grischkowsky D 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 122115

[22] Laman N, Grischkowsky D 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 051105

[23] Luo Y, Fernandez-Dominguez A I, Wiener A, Maier S A, Pendry J B 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 093901

[24] Ordal M A, Bel R J, Alexander R W, Newquist L A, Querry M R 1988 *Appl. Opt.* **27** 1203

[25] Rakic A D 1995 *Appl. Opt.* **34** 4755

[26] Lucyszyn S 2004 *IEE Proc. Microw., Antennas and Propag.* **151** 321

[27] Lucyszyn S, Zhou Y 2010 *Prog. Electromagn. Res. pier-***101** 257

[28] David R L 2000 *CRC Handbook of Chemistry & Physics* (Version 2000) (F L, USA: CRC Press)

[29] Jackson J D 1999 *Classical Electrodynamics* (3rd Ed.) (N J, USA: John Wileys & Sons)

[30] Markovic M I, Rakic A D 1990 *Appl. Opt.* **29** 3479

[31] Fang J X, Yin Z W 2000 *Dielectric Physics* (Beijing: Science Press) p24 (in Chinese) [方俊鑫, 殷之文 2000 电介质物理学 (北京: 科学出版社) 第 24 页]

[32] Zhang K Q, Li D J 2001 *Electromagnetic Theory for Microwaves and Optoelectronics* (2rd Version) (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) (in Chinese) [张克潜, 李德杰 2001 微波与光电子学中的电磁理论 (第二版) (北京: 电子工业出版社)]

[33] Fox M 2001 *Optical Properties of Solids* (London U K: Oxford University Press) p149

[34] Bondeson A, Rylander T, Ingelstrom P 2005 *Computational Electromagnetics* (Berlin Germany: Springer) p153

Electromagnetic scattering characteristic of aluminous targets in the terahertz and far infrared region*

Wang Rui-Jun[1)2)†] Deng Bin[1)] Wang Hong-Qiang[1)] Qin Yu-Liang[1)]

1) (*School of Electronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

2) (*95876 Air Force Troop PLA, Zhangye 734100, China*)

(Received 18 November 2013; revised manuscript received 25 March 2014)

Abstract

In the terahertz and far infrared region, aluminum is in a state of transition from conductor to dielectric, and the research of the interaction between aluminous target and electromagnetic wave is meaningful for scattering prediction of targets. With the available error criterion model, dielectric function of aluminum is determined by fitting to experimental data in the terahertz and far infrared region. The transmitted parameters in aluminum are deduced by considering different loss mechanisms. Reflection and transmission characteristics on the interface of aluminum are investigated, and the reflection coefficients are given as a function of frequency. Results show that the transmitted parameters in aluminum keep their continuity and coherency from microwave to terahertz frequency. RCS (radar cross-section) results of aluminum plates computed by IBC method demonstrate that the increased wave impedance of aluminous targets has little impact on its backscattering, and the polished aluminous plate or sphere can still be treated as a perfect electrical conductor and used as a reference for RCS calibration.

Keywords: terahertz, dielectric function, electromagnetic scattering, radar cross section

PACS: 41.20.–q, 78.20.Ci, 42.25.Fx, 41.20.Jb **DOI:** 10.7498/aps.63.134102

* Project supported by the National Science Fund for Young Scientists of China (Grant Nos. 61302148, 61101182), and the Science Foundation for Distinguished Young Scholars of Hunan Province, China (Grant No.11JJ1010).

† Corresponding author. E-mail: wanderingjun@163.com