

含椭球纳米颗粒复合介质的等效介电常数

李 鼎, 李佳玉
(南京理工大学 能源与动力工程学院 电子设备热控制工信部重点实验室, 南京 210094)

摘 要: 利用 S 参数反演与 MG(Maxwell-Garnett)有效介质理论计算了含椭球纳米颗粒复合介质的等效介电常数,考虑椭球体积分数和长宽比的影响,分析了两种等效模型的适用性。结果发现 S 参数反演对掺杂颗粒的形状和体积分数变化适应性较好,在所考虑的体积分数和长宽比下都能完美适用;而 MG 有效介质理论受体积分数和长宽比的影响较大,当椭球的长宽比为 2、3 或 4 时,其适用的最高体积分数分别为 8%、4%或 2%,因此随着椭球逐渐变扁,MG 有效介质理论的适用范围会不断降低。

关 键 词: 局域表面等离子体共振; 复合介质; 等效介电常数; S 参数反演; Maxwell-Garnett 理论

中图分类号: V219 **文献标志码:** A

Effective dielectric constant of composite medium containing ellipsoid nanoparticles

LI Ding, LI Jiayu
(Key Laboratory of Electronic Equipment Thermal Control, Ministry of Industry and Information Technology, School of Energy and Power Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

Abstract: The S-parameter retrieval and MG (Maxwell-Garnett) effective medium theory were employed to calculate the effective dielectric constant of composite medium containing ellipsoid nanoparticles. Two influential factors, including volume fraction and aspect ratio of ellipsoid, were considered to analyze the applicability of the two effective models. Results showed that S-parameter retrieval had better adaptability to changes in shape and volume fraction of doped nanoparticles. In the considered volume fractions and aspect ratios, the S-parameter retrieval was well applicable. However, the MG effective medium theory was easily affected by the volume fraction and aspect ratio. When the aspect ratio of ellipsoid was 2, 3 or 4, the maximum volume fraction under applicable MG effective medium theory was 8%, 4% or 2%. Therefore, as the ellipsoid becomes flattened, the applicable range of MG effective medium theory will continue to decrease.

Key words: localized surface plasmon resonance; composite medium; effective dielectric constant; S-parameter retrieval; Maxwell-Garnett theory

在特定的人射波频率下,金属纳米颗粒会呈现局域表面等离子体共振效应(LSPR),表现为金属纳米颗粒周围电场的强化,从而有利于对入射光能量的吸收^[1]。利用该效应,将金属纳米颗粒

收稿日期:2018-06-29
基金项目:国家自然科学基金(51476078)
作者简介:李鼎(1996—),男,硕士生,主要从事粒子辐射特性研究。

引用格式:李鼎,李佳玉. 含椭球纳米颗粒复合介质的等效介电常数[J]. 航空动力学报,2019,34(3):584-591. LI Ding, LI Jiayu. Effective dielectric constant of composite medium containing ellipsoid nanoparticles[J]. Journal of Aerospace Power, 2019, 34(3):584-591.

掺杂在电介质中,便构成了等离子体纳米复合介质。等离子体纳米复合介质在多个领域都有广泛的应用,如用于提高太阳能电池的光吸收效率^[2-3]、有机污染物的光催化效率^[4]以及构建可控光吸收电磁特异材料^[5]等。对于金属纳米颗粒而言,局域表面等离子体共振峰的位置和宽度与纳米颗粒的尺寸、形状、体积分数以及周围介质的介电常数有关^[1]。因此将金属纳米颗粒掺入基体介质中,金属纳米颗粒的结构形态及其在基体介质中的分布状态都会影响等离子体纳米复合介质的光学性质,使得计算复合介质的反射率或透射率变得较为复杂。解决这一问题的一个方法是将复合介质等效为一同质均匀介质,使该等效介质与原复合介质具有相同的光学性质。在物理学中,介电常数是表征入射电磁波与介质相互作用的物理参数,该物理参数与介质的材料、结构等因素有关。由电磁理论可知,已知介质的介电常数,可以计算得到介质的透射率、反射率,且模拟计算不同微纳米结构介质的透射率、反射率对其在实验研究和相关背景中的应用具有理论指导意义。等离子体纳米复合介质中包含大量的纳米颗粒,且纳米颗粒分布具有无序性,直接模拟计算其透射率、反射率比较困难。因此很多研究者提出将具有复杂微纳米结构的复合介质等效成具有等效介电常数的均匀介质,使得等效介质与微纳米结构的复合介质具有类似的宏观光学特性。

基于上述思路,国内外很多研究工作给出了不同形式的等效介电常数模型,如 MG(Maxwell-Garnett)理论、Bruggeman 模型和 S 参数反演(scattering parameter retrieval,SR)等^[6-7]。然而这些等效介电常数模型都各有其局限性,其适用范围需要被探究。Etrich 等研究了掺杂球形金属纳米颗粒的等离子体复合介质的等效介电常数,比较了 S 参数反演与 MG 理论在较高体积分数下(20%)推导的等效介电常数,验证发现 MG 理论失效,而 S 参数反演能够准确预测该复合介质的光学性质^[8]。Lu 等对此进行了进一步拓展,比较了 S 参数反演与多种有效介质理论在低体积分数、中等体积分数和高体积分数下的异同,发现在三种体积分数下 S 参数反演分别与 Felderhoff、Ping Sheng 和 Bruggeman 模型较为吻合,并用实验验证了 S 参数反演的可靠性^[9]。以上研究工作所考虑的掺杂颗粒形状均为球形,然而在实际情况下,等离子体纳米复合介质中纳米颗粒不可能是规则的球形,如果是非球形颗粒,颗粒的分布形

态也会影响其宏观光学特性。王希影利用 MG 理论研究了含椭球掺杂物的混合颗粒等效光学常数,发现掺杂颗粒形状比例参数对复合介质光学性质的影响存在一临界值^[10]。Resano-Garcia 等考虑了带有形状分布的椭球掺杂金属纳米颗粒复合介质,用实验验证了带有形状分布修正项的 MG 理论对其的适用性^[11]。Lee 等实验测量了掺杂碳纳米管的纳米流体消光系数,发现适用于柱体的 MG 理论不能准确预测消光系数^[12]。由以上可知,不同的等效介电常数模型对复合介质的适用性不同,对于掺杂颗粒形状因素影响的适应性也各不相同,因此需要合理选择等效介电常数模型。本文将考虑两种等效介电常数模型,S 参数反演和 MG 理论模型,研究该两种等效模型对掺杂椭球形金属纳米颗粒复合介质适用性。为便于分析椭球长宽比的影响,椭球的两个长半轴长相等。

1 模型构建和计算原理

在实际应用中,掺杂在介质内的纳米颗粒是随机、无序分布的,因此在 Comsol 软件中实现了随机分布椭球的构建,分别用 S 参数反演与 MG 理论计算得到等效介电常数。在本节中将会对随机分布椭球的构建方法和 S 参数反演、MG 理论的原理进行介绍。

1.1 随机分布椭球的构建

本文构建的模型是在一长方体内随机分布椭球,长方体的各边长分别为 100、100 和 20π nm,椭球等效半径为 5 nm(等效半径为与椭球体积相等的球的半径)。本文内椭球的体积分数统一用变量 φ 表示。通过改变长方体内椭球的数量来实现不同的椭球体积分数,椭球数量与体积分数关系为 $N=1200\varphi$,其中 N 为椭球数量。利用 Comsol 内置的 random 函数,随机生成椭球的中心点坐标和旋转角度,通过约束椭球三个轴的端点坐标,使构建的椭球始终处于长方体内,从而实现椭球的随机分布。图 1 显示了初始状态和旋转状态后的椭球。初始时,椭球的中心点 O 坐标为 (h_x, h_y, h_z) ,六个端点分别为 A、B、C、D、E、F,三个半轴长度为 b_x 、 b_y 、 b_z 且 $b_x > b_y > b_z$,分别对应 x 、 y 、 z 三个轴。椭球先以 AB 轴为基准旋转 θ 角,再沿 EF 轴旋转 ϕ 角后,旋转前后椭球的端点坐标如表 1 所示。由于考虑的颗粒掺杂体积分数较低,且不考虑颗粒的聚集效应,椭球互不相交,因此通过控制椭球间中心点的距离,使其大于椭球较大的轴长来使椭

球互不相交。图 2 显示了随机生成的椭球。

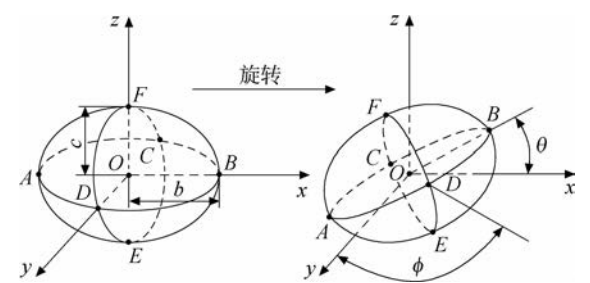


图 1 旋转前与旋转后的椭球

Fig. 1 Ellipsoid before and after rotation

表 1 旋转前后椭球端点坐标变化

Table 1 Changes of ellipsoid endpoint coordinates before and after rotation

端点	旋转前椭球端点坐标	旋转后椭球端点坐标
A	$(h_x - b, h_y, h_z)$	$(h_x - b \cos \theta \cos \phi, h_y - b \cos \theta \sin \phi, h_z + b \sin \theta)$
B	$(h_x + b, h_y, h_z)$	$(h_x + b \cos \theta \cos \phi, h_y + b \cos \theta \sin \phi, h_z - b \sin \theta)$
C	$(h_x, h_y - b, h_z)$	$(h_x + b \sin \phi, h_y - b \cos \phi, h_z)$
D	$(h_x, h_y + b, h_z)$	$(h_x - b \sin \phi, h_y + b \cos \phi, h_z)$
E	$(h_x, h_y, h_z - c)$	$(h_x - c \sin \theta, h_y, h_z - c \cos \theta)$
F	$(h_x, h_y, h_z + c)$	$(h_x + c \sin \theta, h_y, h_z + c \cos \theta)$

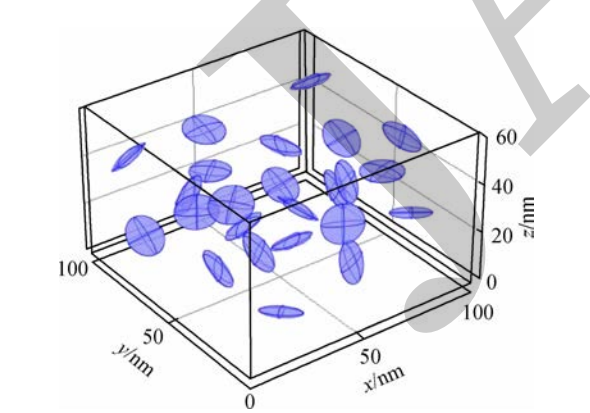


图 2 Comsol 生成的随机分布椭球

Fig. 2 Randomly distributed ellipsoids generated by Comsol

1.2 S 参数反演

S 参数反演利用波垂直入射到复合介质上的透射系数和反射系数(即 S 参数)来反演复合介质的等效介电常数。当掺杂颗粒的复合介质被等效为一均匀介质时,两者应具备相同的透射系数和反射系数。利用透射系数和反射系数可以计算出介质的折射率和阻抗,从而推得介质的介电常数和

磁化系数。阻抗 Z 和折射率 n 的解析表达式为^[13]

$$Z(\omega) = \pm \sqrt{\frac{[1 + R(\omega)]^2 - T(\omega)^2}{[1 - R(\omega)]^2 - T(\omega)^2}} \quad (1)$$

$$k_0 dn(\omega) = \{ \text{Im}[\ln(e^{in(\omega)k_0 d})] + 2m\pi \} - i \cdot \text{Re}[\ln(e^{in(\omega)k_0 d})] \quad (2)$$

式中

$$e^{in(\omega)k_0 d} = \frac{T(\omega)}{1 - R(\omega)} \frac{Z(\omega) - 1}{Z(\omega) + 1} \quad (3)$$

在式(1)~式(3)中, k_0 代表自由空间的波数; Re 和 Im 代表算子的实部和虚部, $i = \sqrt{-1}$; d 代表复合介质的厚度; $R(\omega)$ 和 $T(\omega)$ 代表入射波的反射系数和透射系数,两者皆为复数; ω 表示入射波的角频率。在式(1)中得到的阻抗是一复数,且存在两个解,由于选择的模型是耗散性介质,因此选择实部为正的解作为正确的解。在式(2)中存在一未知整数 m , 代表波通过平壁时相位的变化。复合介质的厚度与反演的参数无关,因此本文选择较小的复合介质厚度,尽可能减少相位的变化,从而 m 选择为 0^[14]。当计算得到阻抗与折射率后,即可根据公式 $\epsilon(\omega) = n(\omega)/Z(\omega)$ 和 $\mu(\omega) = n(\omega) \cdot Z(\omega)$ 计算出介质的等效介电常数和磁化系数。本文不考虑磁化系数,只考虑介电常数。

1.3 MG 理论

在 MG 理论中,复合介质的等效介电常数只与组分的介电常数和体积分数有关,从而大大简化了计算。其解析表达式可表示为^[15]

$$\epsilon_{\text{MG}}(\omega) = \epsilon_m \frac{1 + 2\varphi\alpha/3}{1 - \varphi\alpha/3} \quad (4)$$

式中 ϵ_m 代表颗粒周围介质的介电常数,对于随机分布的椭球而言, α 可表示为

$$\alpha = \frac{1}{3} \sum_{j=1}^3 \frac{\epsilon_p - \epsilon_m}{\epsilon_m + L_j(\epsilon_p - \epsilon_m)} \quad (5)$$

式中 ϵ_p 代表颗粒的介电常数, L_j 代表椭球的去极化因子($j=1, 2, 3$ 分别代表 x, y, z 方向),对于椭球而言,当半轴长分别为 b, b, c 时且 $b > c$ 时, L_j 可表示为^[16]

$$L_x = L_y = \frac{g(e)}{2e^2} \left[\frac{\pi}{2} - \arctan g(e) \right] - \frac{g^2(e)}{2} \quad (6)$$

$$L_z = 1 - 2L_x \quad (7)$$

其中

$$g(e) = \left(\frac{c^2}{b^2 - c^2} \right)^{1/2}, \quad e^2 = 1 - \frac{c^2}{b^2} \quad (8)$$

1.4 Comsol 模型构建

本文通过基于有限元分析的仿真软件 Com-

sol 来进行模拟。通过模拟计算 S 参数,反演得到等效介电常数,同时计算透射率和反射率。图 3 显示了构建的整体模型,在模型中利用端口来自动计算电磁波垂直入射时的 S 参数,同时在上顶部和下底部设置完美匹配层(PML)来防止波的多次反射,以及在端口与等离子体复合介质间设置空气域来防止等离子体复合介质的近场与端口相互作用。对于入射波选择线性 y 方向偏振波,同时在模型的侧边设置 Floquet 周期性条件来模拟无限大的等离子体复合介质。

对于等离子体复合介质的材料,选择 SiO₂ 作为周围介质,Ag(银)作为掺杂颗粒材料。模拟计算的波长域为 300~1 200 nm,在该波段内 SiO₂ 的介电常数变化不大,因此取定值 2.25。对于 Ag 颗粒,由于其尺寸非常小,小于电子的平均自由程,因此采用考虑尺寸效应的 Lorentz-Drude 模型,其解析表达式为^[17]

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\text{bulk}}(\omega) + \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma_{\text{bulk}}\omega} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\left(\Gamma_{\text{bulk}} + \frac{v_f}{L_{\text{eff}}}\right)\omega} \quad (9)$$

式中 ϵ_{bulk} 表示 Ag 的大块介电常数,取值参考文献[18]。 ω_p 表示 Ag 的等离子体频率,其值为 $1.4 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$,阻抗常数 $\Gamma_{\text{bulk}} = 3.23 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$,费米速率 $v_f = 1.39 \times 10^6 \text{ m/s}$, $L_{\text{eff}} = 4V/S$,其中 V 表示椭球的体积, S 表示椭球的表面积。

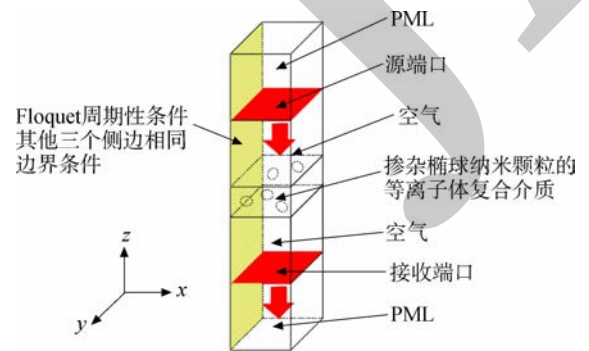


图 3 Comsol 仿真模型示意图

Fig. 3 Schematic diagram of simulation model in Comsol

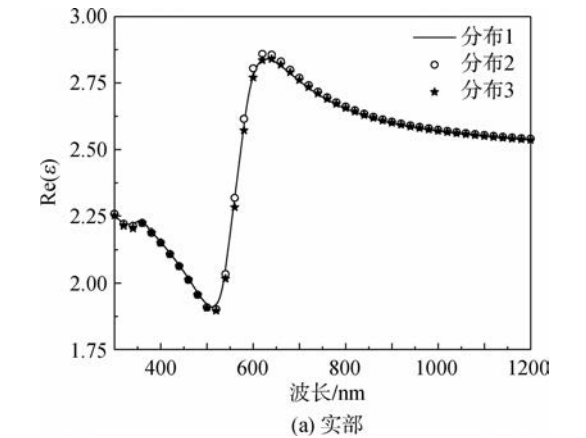
2 结果与讨论

由于椭球是各向异性的,当掺杂椭球的数量较少时,复合介质可能会呈现各向异性,从而对于不同方向的入射波利用 S 参数反演可能会得到不同的等效介电常数,而 MG 理论则直接通过平均

极化率来默认复合介质是各向同性的。因此在本节中,首先对实现复合介质各向同性所需椭球数量进行了验证,其次考虑了椭球的长宽比和体积分数(φ)对 S 参数反演与 MG 理论的影响,最后通过比较原始模型与 S 参数反演等效模型的透射率和反射率来验证 S 参数反演的适用性。在分析结果之前,定义椭球的长宽比为长半轴与短半轴之比,原始模型为包含椭球纳米颗粒的复合介质, S 参数反演等效模型为复合介质的等效均匀介质,该等效介质的介电常数是利用 S 参数反演推导得出的。研究结果如下所示。

2.1 实现复合介质呈各向同性所需椭球数量验证

本文通过向长方体内增加椭球的数量来调节所需要的体积分数,为节省计算时间和内存,外置长方体的尺寸是固定的,而椭球数量与体积分数成正比,因此需要考虑在需求的最低体积分数下椭球的数量是否能够实现各向同性。由于外置长方体的各边长不相等,若考虑入射波从 x 、 y 、 z 三个方向入射,复合介质厚度的不同会导致入射波相位变化的不同,介质厚度越大则相位变化越大,导致推导的复折射率实部的误差也越大,从而影响等效介电常数的准确性。为避免这一点,考虑入射波从一个方向入射,通过改变长方体内椭球的分布来模拟入射波从不同方向入射。若在不同分布下利用 S 参数反演得到的等效介电常数相等,则可认为实现了各向同性。图 4 显示在椭球体积分数为 2%、数量为 24、长宽比为 4 时随机生成三种椭球分布后利用 S 参数反演得到的等效介电常数。从图中可以看出,此时三种分布得到的等效介电常数基本相等,因此可认为此时已实现各向同性,同时也可以推断,当椭球的数量大于 24 个(即体积分数增加)时,也是满足各向同性的。



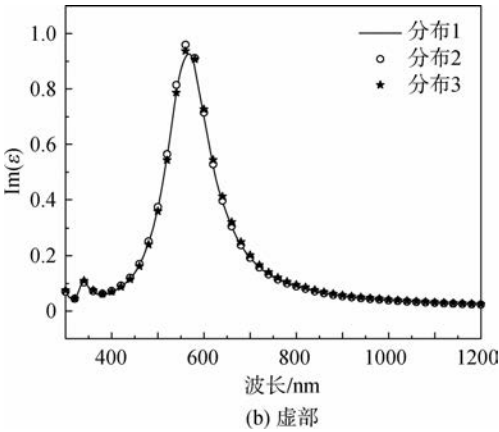


图 4 三种分布下,利用 S 参数反演得到的等效介电常数
Fig. 4 Effective dielectric constant determined by S-parameter retrieval under three distributions of ellipsoids

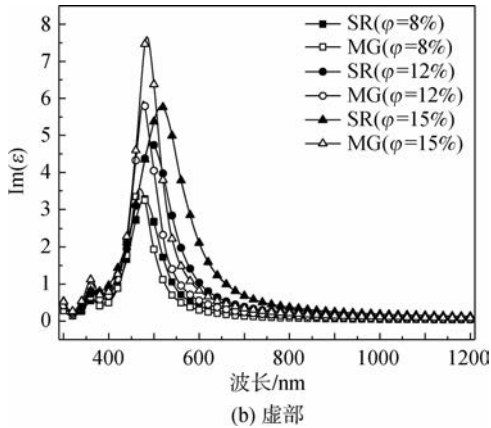


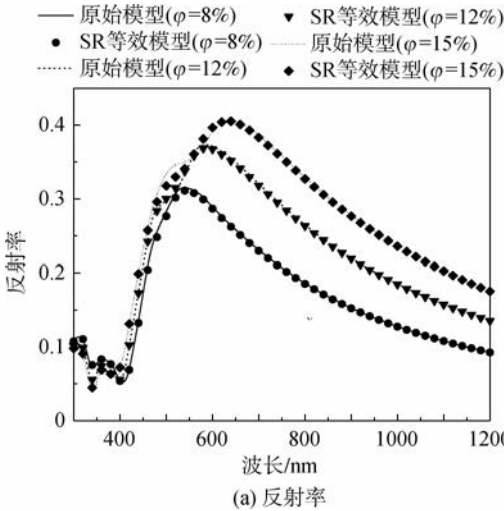
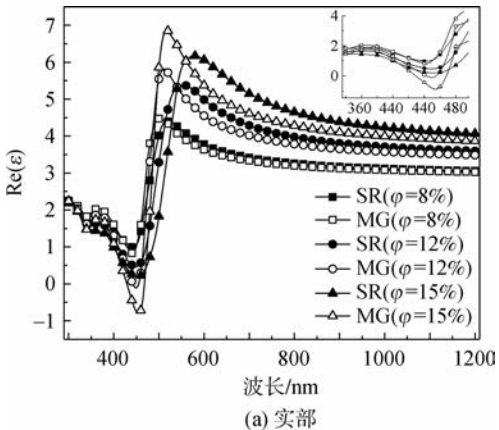
图 5 长宽比为 2 时,不同体积分数下,S 参数反演与 MG 理论推导的等效介电常数
Fig. 5 Effective dielectric constants determined by S-parameter retrieval and MG theory under different volume fractions when the aspect ratio is 2

2.2 长宽比为 2 时体积分数的影响

图 5 显示了在长宽比为 2 时不同体积分数下 S 参数反演(SR)与 MG 理论推导得到的等效介电常数。从图中可以看出,当体积分数为 8% 时, S 参数反演与 MG 理论吻合较好,仅在谐振区域存在些许误差;当体积分数为 12% 时,谐振区域的误差增大,但随着波长的增加,两者逐渐趋于吻合;当体积分数提高至 15% 时,谐振区域出现巨大差异,两者的峰已完全不重合,且在长波段的误差也逐渐增大。

只有当推导得到的等效介电常数能够准确地预测复合介质的透射率、反射率时,才能证明该等效介电常数是正确的。由于复合介质的等效介电常数是唯一的,因此当 S 参数反演被验证为是适用时,若通过 MG 理论推导的等效介电常数与 S 参数反演得到的不吻合时,即可证明 MG 理论并不适用。图 6 显示了长宽比为 2 时不同体积分数下原始模型与 S 参数反演等效模型的反射率和透

射率。从图中可以看出,三种体积分数下 S 参数反演等效模型的反射率和透射率与原始模型几乎完全吻合,从而证明了 S 参数反演在长宽比为 2 时的适用性。对比图 5 可看出,对于 MG 理论,仅在体积分数为 8% 时与 S 参数反演有较好的吻合,但在谐振区域内仍存在误差。对于等离子体纳米复合介质而言,精确的谐振区域内等效介电常数是 非常 关键的,因为该区域是光吸收转换的关键区域。随着体积分数的继续增加,谐振区域内 S 参数反演与 MG 理论的偏差越来越大,表明 MG 理论在谐振区域内的偏差也越来越大,因此在此长宽比下 MG 理论适用的最高体积分 数为 8%。



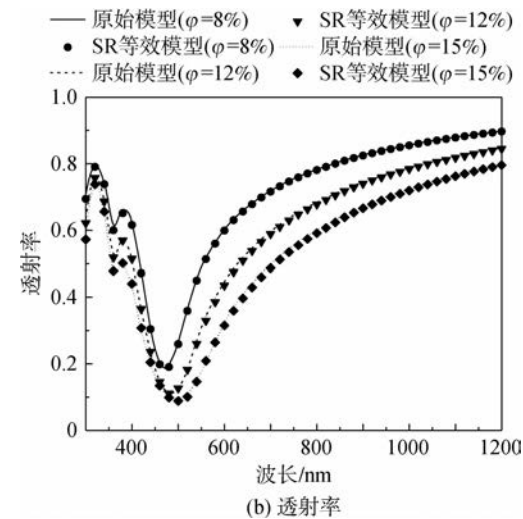


图 6 长宽比为 2 时,原始模型与 S 参数反演等效模型的反射率和透射率

Fig. 6 Reflectance and transmittance of the original and S-parameter retrieval equivalent models when aspect ratio is 2

2.3 长宽比为 3 时体积分数的影响

图 7 显示了当长宽比为 3 时不同体积分数下 S 参数反演与 MG 理论推导的等效介电常数。从图中可以看出,当体积分数为 4% 时,两者吻合较好;当体积分数提高至 8% 时,在谐振峰附近两者吻合较差,但随着波长的增加而逐渐趋于吻合;当体积分数增加至 12% 时,误差变得非常大,仅在短波段(<450 nm)较为吻合,其他波段都不吻合,但随着波长的增加两者间的误差也有逐渐缩小的趋势。图 8 显示了长宽比为 3 时原始模型与 S 参数反演等效模型的反射率和透射率。从图中可以看出 S 参数反演等效模型的反射率和透射率依然与原始模型吻合非常好,因此 S 参数反演得到的等效介电常数可以被认为是准确值。结合图 7 可看出,即使在体积分数为 4% 时,MG 理论推导的

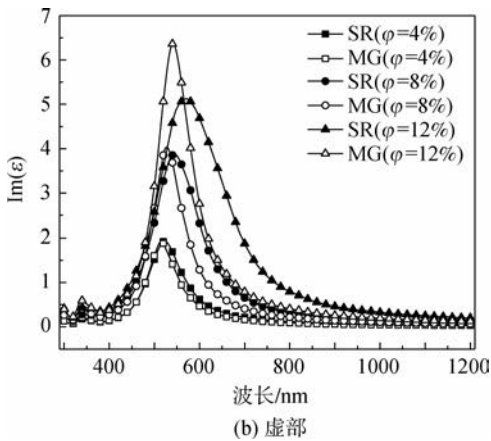
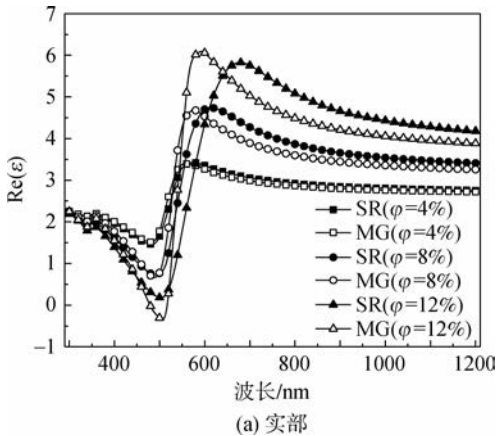


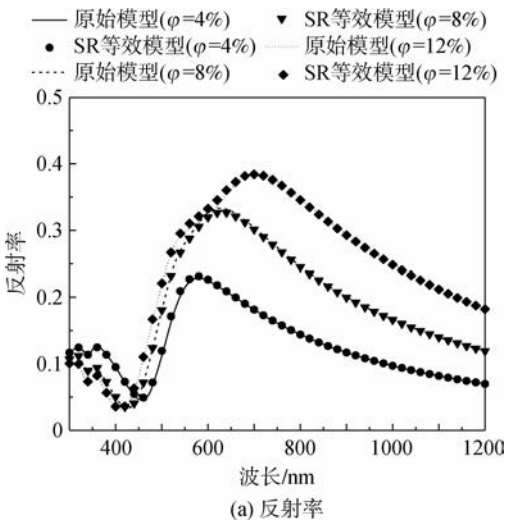
图 7 长宽比为 3 时,不同体积分数下 S 参数反演与 MG 理论推导的等效介电常数

Fig. 7 Effective dielectric constants determined by S-parameter retrieval and MG theory under different volume fractions when aspect ratio is 3

等效介电常数与 S 参数反演也不是完全吻合,在谐振区域内仍然存在一定的误差,且随着体积分数的增加,谐振区域内的误差也逐渐增大且谐振峰的位置也逐渐不再重合,因此在此长宽比下 MG 理论适用的最高体积分数为 4%。

2.4 长宽比为 4 时体积分数的影响

图 9 显示了当长宽比为 4 时不同体积分数下 S 参数反演与 MG 理论推导的等效介电常数。从图中可以看出,长宽比为 4 时,在体积分数为 2% 时两者几乎完全吻合;当体积分数提高至 4% 时,在大约 440~960 nm 范围内两者间出现误差;当体积分数提高至 8% 时,在长波段(>580 nm)内误差变得非常大,且随着波长的增加,两者的实部几乎没有要吻合的趋势。图 10 显示了长宽比为



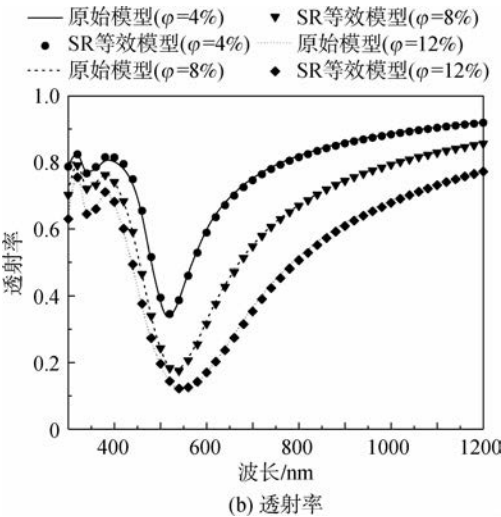


图 8 长宽比为 3 时,原始模型与 S 参数反演等效模型的反射率和透射率

Fig. 8 Reflectance and transmittance of the original and S-parameter retrieval equivalent models when aspect ratio is 3

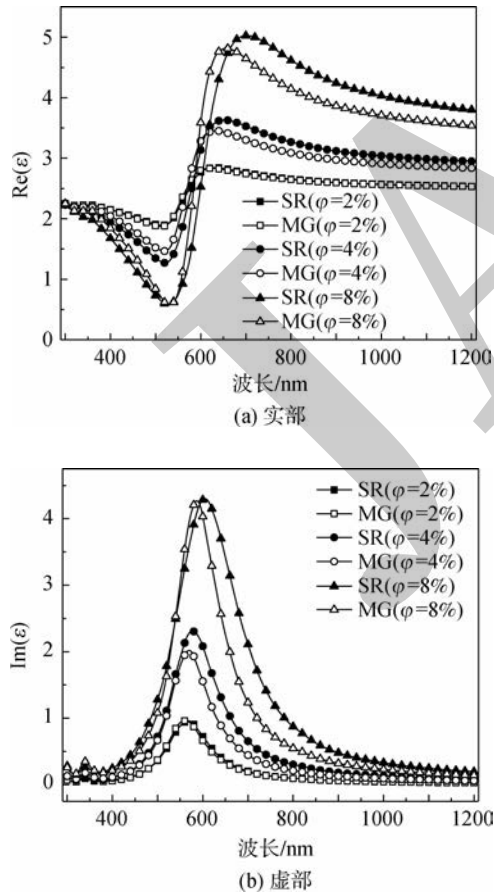


图 9 长宽比为 4 时,不同体积分数下,S 参数反演与 MG 理论推导的等效介电常数

Fig. 9 Effective dielectric constants determined by S-parameter retrieval and MG theory under different volume fractions when aspect ratio is 4

4 时原始模型与 S 参数反演等效模型的反射率和透射率,从图中可看出 S 参数反演等效模型得到的反射率和透射率与原始模型的反射率和透射率几乎完全吻合,从而验证了通过 S 参数反演等效推导的等效介电常数的正确性。结合图 9 可以推断出在此长宽比下 MG 理论适用的最高体积分数为 2%。

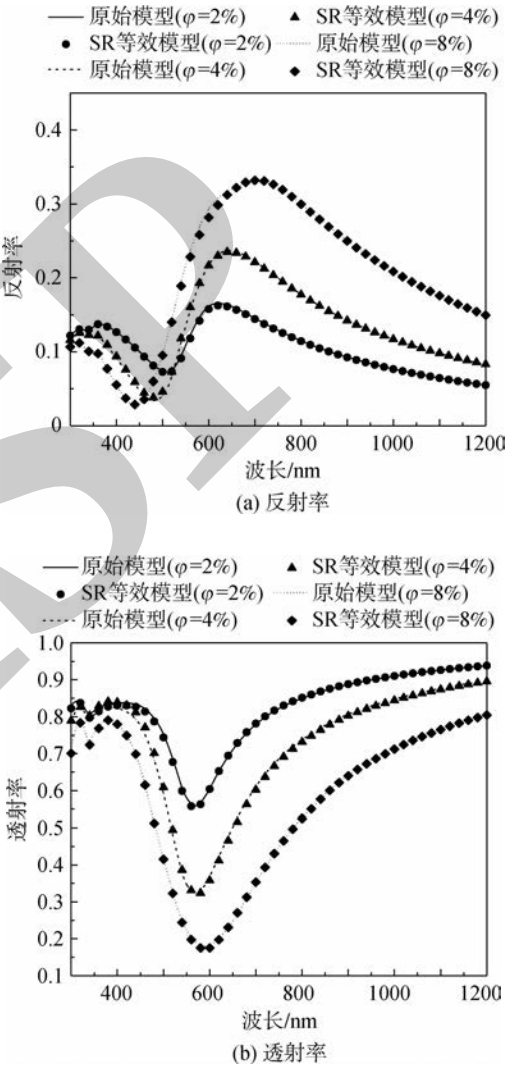


图 10 长宽比为 4 时,原始模型与 S 参数反演等效模型的反射率和透射率

Fig. 10 Reflectance and transmittance of the original and S-parameter retrieval equivalent models when aspect ratio is 4

3 结 论

本文通过 Comsol 生成随机分布椭球,并对实现各向同性所需椭球数量做了验证。在此基础上,利用 S 参数反演与 MG 有效介质理论计算了含椭球 Ag 纳米颗粒等离子体复合介质的等效介

电常数,通过比较透射率和反射率来验证两者的适用性,并分析了椭球的长宽比和体积分数对两种等效近似方法适用性影响。主要研究结论如下:

1) S 参数反演对掺杂颗粒形状变化的适应性非常好,在所考虑的三种长宽比和不同体积分数下都能推得准确的等效介电常数,因此 S 参数反演对于等离子体复合介质是适用的。

2) MG 有效介质理论受掺杂颗粒形状因素和体积分数的影响较大。当椭球长宽比为 2、3 或 4 时, MG 理论适用的最高体积分数分别为 8%、4% 或 2%。随着椭球逐渐变扁, MG 理论的适用范围会不断降低。

参考文献:

[1] KELLY K L, CORONADO E, ZHAO L L, et al. The optical properties of metal nanoparticles: the influence of size, shape, and dielectric environment[J]. The Journal of Physical Chemistry B, 2003, 107(3): 668-677.

[2] LU L, LUO Z, XU T, et al. Cooperative plasmonic effect of Ag and Au nanoparticles on enhancing performance of polymer solar cells[J]. Nano Letters, 2012, 13(1): 59-64.

[3] NOTARIANNI M, VERNON K, CHOU A, et al. Plasmonic effect of gold nanoparticles in organic solar cells[J]. Solar Energy, 2014, 106: 23-37.

[4] HOU W, LIU Z, PAVASKAR P, et al. Plasmonic enhancement of photocatalytic decomposition of methyl orange under visible light[J]. Journal of Catalysis, 2011, 277(2): 149-153.

[5] HEDAYATI M K, ZILLOHU A U, STRUNSKUS T, et al. Plasmonic tunable metamaterial absorber as ultraviolet protection film[J]. Applied Physics Letters, 2014, 104(4): 041103. 1-041103. 5.

[6] CHOY T C. Effective medium theory: principles and applications[M]. 2nd ed. New York: Oxford University Press, 2015.

[7] SMITH D R, SCHULTZ S, MARKOŠ P, et al. Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients[J]. Physical Review B, 2002, 65(19): 195104. 1-195104. 5.

[8] ETRICH C, FAHR S, HEDAYATI M K, et al. Effective optical properties of plasmonic nanocomposites[J]. Materials, 2014, 7(2): 727-741.

[9] LU J Y, RAZA A, FANG N X, et al. Effective dielectric constants and spectral density analysis of plasmonic nanocomposites[J]. Journal of Applied Physics, 2016, 120(16): 163103. 1-163103. 13.

[10] 王希影. 掺杂物形状对混合粒子等效光学常数的影响[J]. 航空动力学报, 2015, 30(3): 672-676.

WANG Xiying. Inclusion shape's effects on effective optical constants of mixed particles[J]. Journal of Aerospace Power, 2015, 30(3): 672-676. (in Chinese)

[11] RESANO-GARCIA A, BATTIE Y, NACIRI A E, et al. Experimental and theoretical determination of the plasmonic responses and shape distribution of colloidal metallic nanoparticles[J]. The Journal of Chemical Physics, 2015, 142(13): 134108. 1-134108. 9.

[12] LEE S H, JANG S P. Extinction coefficient of aqueous nanofluids containing multi-walled carbon nanotubes[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2013, 67: 930-935.

[13] CHEN X, GRZEGORCZYK T M, WU B I, et al. Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials[J]. Physical Review E, 2004, 70(1): 016608. 1-016608. 7.

[14] SMITH D R, VIER D C, KOSCHNY T, et al. Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials[J]. Physical Review E, 2005, 71(3): 036617. 1-036617. 11.

[15] NIKLASSON G, LANSÅKER P C, LI SY, et al. Plasmonic thin films for application in improved chromogenic windows[J]. Journal of Physics, 2016, 682: 012003. 1-012003. 9.

[16] BOHREN C F, HUFFMAN D R. Absorption and scattering of light by small particles[M]. New York: Wiley, 1998.

[17] CORONADO E A, SCHATZ G C. Surface plasmon broadening for arbitrary shape nanoparticles: a geometrical probability approach[J]. The Journal of Chemical Physics, 2003, 119(7): 3926-3934.

[18] JOHNSON P B, CHRISTY R W. Optical constants of the noble metals[J]. Physical Review B, 1972, 6(12): 4370-4379.

(编辑:陈 越)