

文章编号: 1002-1582(2026)02-0218-12

球形粒子对高阶涡旋光束散射特性研究进展

郭倩^{1*}, 苏洪杰², 柯熙政^{2,3}

(1. 河南科技大学 材料科学与工程学院, 河南 洛阳 471000)

(2. 西安理工大学 自动化与信息工程学院, 陕西 西安 710048)

(3. 咸阳市智能制造装备技术重点实验室, 陕西 咸阳 713199)

摘 要: 文章聚焦光通信领域中球形粒子对高阶涡旋光束的散射特性, 阐述了涡旋光束基础理论及平面波、涡旋光对球形粒子的散射情况, 结合国内外研究进展重点探讨了涡旋光对均匀、带电、单轴各向异性、理想电磁导体及手征等不同类型球形粒子的散射及其影响因素, 最后对该领域发展趋势进行了展望。

关 键 词: 光通信; 涡旋光束; 球形粒子; 散射

中图分类号: O436.2

文献标识码: A

Research progress on the scattering characteristics of higher-order vortex beams by spherical particles

GUO Qian^{1*}, SU Hongjie², KE Xizheng^{2,3}

(1. School of Materials Science and Engineering, Henan University of Science and Technology, Luoyang 471000, China)

(2. School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)

(3. Xianyang Key Laboratory of Intelligent Manufacturing Equipment Technology, Xianyang 713199, China)

Abstract: The article focuses on the scattering characteristics of spherical particles on higher-order vortex beams in the field of optical communication. It explains the basic theory of vortex beams and the scattering of plane waves and vortex light by spherical particles. Combining domestic and international research progress, it mainly discusses the scattering of vortex light by different types of spherical particles, including homogeneous, charged, uniaxial anisotropic, ideal electromagnetic conductors, and chiral particles, as well as the influencing factors. Finally, it provides an outlook on the development trends in this field.

Keywords: optical communication; vortex beam; spherical particles; scattering

0 引 言

大气信道中有不同尺寸的气态、固态或液态的颗粒物, 如气体分子、雨滴、烟尘、雾等。这些粒子可以理想化为球形粒子^[1]。当光在大气信道中传输时, 大气中的气溶胶会对光产生吸收和散射作用。散射会造成光束能量衰减同时改变其偏振特性。

在以往大气气溶胶粒子光散射的研究中, 基

本上都是通过平面波来进行粒子的散射实验^[2]。近年来, 涡旋光束在光通信领域表现出良好的应用前景。涡旋光束与普通光束不同的点在于它具有螺旋相位波前^[3]。涡旋光束与微粒的相互作用已经成为理论研究的热点。由于大气环境具有复杂性, 球形粒子对涡旋光束散射特性的研究, 在光通信领域、激光雷达技术领域以及量子信息领域都有着深远影响。

收稿日期: 2025-09-18; 收到修改稿日期: 2025-12-18

基金项目: 陕西省重点产业创新项目 (2017ZDCXL-GY-06-01); 国家自然科学基金面上项目 (61377080)

作者简介: 郭倩 (1984—), 女, 高级工程师, 博士, 从事信息与信号处理的研究。

* 通讯作者: guoqianyun@126.com

1 国内外研究进展

国内外学者对平面波与粒子相互作用的散射特性研究已历经多年发展,在复杂介质环境下散射积累了丰富成果。2011年,Handapangoda等将相对论效应纳入球形粒子对平面波的散射分析,解决了高速运动粒子与平面波相互作用时的多普勒频移等问题^[4]。Ren等针对平面波入射椭球粒子的研究,提出了矢量复射线模型,解决了椭球粒子因长短轴差异导致的散射方向角不对称、偏振态畸变等问题^[5]。2017年,王旭建立了非球形粒子等效为球形的判定标准,提出轴比接近1的椭球可等效为球形粒子,降低了非规则粒子散射系数的计算复杂度^[6]。2018年,Tzarouchis等根据矢量电磁理论解析了介质球光散射中的米氏共振现象,发现了粒子参数与散射峰值的关联^[7]。2020年,Loiko等针对单层球形粒子群,研究了斜入射条件下球形粒子的散射特性,打破了以往研究条件单一的局限^[8]。2021年,闫涵等从理论上推导了光散射强度差异与穆勒矩阵元素之间的关系,并利用T矩阵计算不同形状颗粒的光散射强度差异,表明该方法在一定粒径范围内能很好地区分球形和细长状颗粒^[9]。2022年,Kazinski等对平面波与螺旋介质相互作用进行研究,发现平面波入射到介质时,介质的螺旋结构会打破相位对称性,导致散射后的光子会产生轨道角动量^[10]。2023年,Loiko等通过引入统计分布函数来研究以平面波照射阵列的球形粒子,将计算复杂度从随粒子数量指数增长降至线性增长^[11]。2025年,Arnoldus通过矢量球谐函数展开与边界条件推导,得到米氏系数的统一解析形式,同时利用球贝塞尔函数递推关系简化表达式,覆盖低阶至高阶多极项^[12]。

在发现涡旋光具有独特的螺旋相位波前和轨道角动量特性后,涡旋光与粒子的散射也逐渐引起人们的重视。2009年,柯熙政等将广义米氏散射理论拓展至具有轨道角动量的拉盖尔-高斯涡旋光束,分析了其与单球粒子的散射规律^[13]。2012年,Rury等将纯方位角偏振拉盖尔-高斯涡旋光束入射到球形粒子上,发现了角动量诱导透明的全新现象,角动量诱导透明是利用光的角动量与粒子相互作用,让原本不透明的介质在特定条件下变透明的现象^[14]。赵继芝等用聚焦拉盖尔-高斯涡旋光束作为入射光源对粒子进行散射,推导了球形粒子在该光束下的散射系数解析公式,并通过散射系数解释了散射强度分布的振荡现象^[15]。2013年,

Xavier等采用拉盖尔-高斯涡旋光束入射介电球,探讨了可见光谱范围内散射的纹波结构,发现不同光束和粒子尺寸可以控制增强纹波的位置和线宽^[16]。欧军等将球形粒子拓展至均匀椭球形粒子,解决了以往粒子散射研究形态单一的问题^[17]。2014年,Kiselev等将涡旋光束与球形粒子散射的研究从远场拓展至近场,发现光子纳米喷流和近场光学涡旋等现象。其中,光子纳米喷流是球形粒子近场出现的窄束、高强度电磁束;近场光学涡旋是指球形粒子近场形成的具有螺旋相位结构的光学涡旋^[18]。2016年,屈檀等分别研究了手征介质球、单轴各向异性球与涡旋光束的相互作用,丰富了复杂粒子对涡旋光束散射的理论体系^[19-20]。2017年,Sun等采用三维散射场时域有限差分技术,结合卷积完全匹配层吸收边界条件,计算了轨道角动量激光束被任意形状介质粒子的散射情况^[21]。2018年,屈檀等以非均匀放置的单轴各向异性双球为研究对象,发现当拉盖尔-高斯涡旋光束与各向异性双球相互作用后,其传播恢复能力优于高斯光束^[22]。徐强等引入空间矢量角谱法来研究涡旋光束远场下单球粒子的散射,分析了拉盖尔-高斯涡旋光束矢量远场特性及单球粒子的散射规律^[23]。赵青松等采用时域有限差分法研究单粒子的散射,并分析了粒子散射后涡旋光束轨道角动量的变化^[24]。2021年,Cui等建立了任意形状手征粒子的散射模型,完善了不规则手征粒子对涡旋光束散射的体系^[25]。2022年,石成阁等探索了矢量贝塞尔-高斯涡旋光束经粒子散射后轨道角动量的变化,打破了以往采用单一涡旋光束进行研究的局限^[26]。Glukhova等建立了矢量贝塞尔光束的分类体系,为后续散射研究中光束模式的选择提供了标准^[27]。2023年,Arfan等采用理论与数值相结合的方法,研究了拉盖尔-高斯涡旋光束、贝塞尔涡旋光束与理想电磁导体球体的相互作用,解决了以往散射研究忽略电磁耦合特性的问题^[28,29]。董康军等根据广义洛伦兹米散射理论与雨滴粒径分布模型,以雨滴作为散射粒子,分析了贝塞尔涡旋光束的传输衰减规律^[30,31]。李正军等通过研究高阶贝塞尔涡旋光束与单轴各向异性球的散射,发现了高阶光束特性对粒子散射的影响^[32]。王喆等研究了金属颗粒对贝塞尔涡旋光束的散射,发现对于相同尺寸的球形金属颗粒,高阶贝塞尔束在前向传播中更易绕过金属颗粒,而低阶贝塞尔束能否绕过粒子,则与光束的偏振模式相关^[33]。2024年,Sivaprakasam等搭建涡旋光束散射的高精度实验系统,用不同阶模态的涡旋光束对单个粒子的散射强度进行模

拟和实验,并与高斯光束进行对比^[34]。Avramov 等将有限元法应用于涡旋光束与粒子散射后近场特性的模拟,提升了描述近场特性的精度^[35]。王翰飞通过时域有限差分法对双层球形粒子散射特性进行仿真研究,表明球形粒子的半径、折射率以及内层粒子数目对不同的涡旋光束存在不同的影响^[36]。程明健等通过拓展广义洛伦兹米氏理论,建立了涡旋光束与复杂粒子相互作用的理论框架,实现了单粒子从近场到远场的散射模拟^[37]。秦福等研究了涡旋光束在雾霾环境中传播的行为,发现介质浓度、粒径和厚度的增加将增强光束的畸变,同时当涡旋光束的拓扑荷数较大时,可以减轻光谱的串扰^[38]。2025 年,杨奕翔等研究了矢量贝塞尔高斯光束在冬季雾霾环境中的散射,分析了不同大气条件下从水过渡到冰涂层的颗粒的散射系数,发现冰涂层的存在显著改变了光束的散射和消光效率^[39]。

2 涡旋光束

涡旋光束是一类具有环形光强分布、螺旋波前结构的光束。涡旋光束在传输过程中,光束中心具有相位奇点,且在该奇点处光强为零、没有衍射效应。涡旋光束除了具有一般光束的自旋角动量以外,还具有轨道角动量^[40]。涡旋光束的轨道角动量是一个相对稳定的量,其大小与拓扑荷数有关。拓扑荷数是指光束围绕相位奇点一周,相位的变化量与 2π 的比值。在光通信中,涡旋光束的拓扑荷数既可以作为载体传递信息,也可以为信道提供全新的复用方法,从而提高空间光通信系统的容量。

涡旋光束的复振幅表达式可以表示为 $u(r)\exp(i l \theta)$ ^[41],其中螺旋相位 $l \theta$ 由拓扑荷数 l 决定。假设波数为 k ,则拓扑荷数为 l 的涡旋光场表示为^[42]

$$\phi(r, \theta, z) = u_0(r, z) \exp(-ikz) \exp(i l \theta) \quad (1)$$

式中, $u_0(r, z)$ 表示传播距离为 z 处的涡旋光束振幅表达式^[43]。当 $l=0$ 时,零阶轨道角动量涡旋光束就是高斯光束^[44]。涡旋光束的波前相位图为螺旋状,如图 1。其中,两种最为典型的涡旋光束分别为拉盖尔高斯涡旋光束和贝塞尔涡旋光束。



图 1 涡旋光束的螺旋波前相位图^[45]

3 球形粒子散射

3.1 球矢量波函数

球矢量波函数是球坐标系下描述矢量电磁波的一类正交完备的矢量基函数,是处理球形或具有球对称边界条件下电磁问题的核心数学工具,在电磁理论、光学散射、量子力学等领域有着广泛应用。球坐标系示意图如图 2 所示。

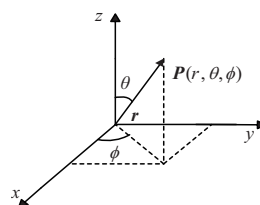


图 2 球坐标系的示意图^[46]

球矢量波函数被广泛用到球形粒子的散射领域,如 Lorenz-Mie 理论、扩展边界条件法^[47]等。在无源、均匀、有限的介质中,时谐因子取 $\exp(-i\omega t)$,电磁场矢量 (E, H) 及矢势满足微分方程^[48]

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

式中, k 为波数, $k^2 = \omega^2 \mu \epsilon$, ω 为角频率, μ 为磁导率, ϵ 为介电常数。

为求解矢量波动方程,Stratton^[49]通过引入常矢量 $\mathbf{a}$ 和标量函数 ϕ ,讨论了矢量波与标量波的内关联,可从标量波的解推导出满足矢量波动方程的解。假设标量方程

$$\nabla^2 \phi + k^2 \phi = 0 \quad (3)$$

则满足该方程的三个矢量波函数 L 、 M 、 N

$$L = \nabla \phi \quad (4)$$

$$\mathbf{M} = \nabla \times (\mathbf{a} \phi) \quad (5)$$

$$\mathbf{N} = \frac{(\nabla \times \mathbf{M})}{k} \quad (6)$$

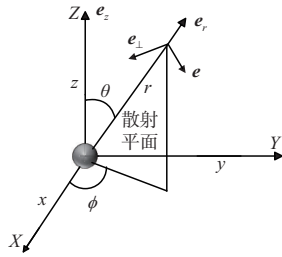
式中, $\mathbf{a}$ 又满足 $\nabla \times \mathbf{a} = 0$ 和 $\nabla^2 \mathbf{a} = 0$ 。

由上式可以看出 $\mathbf{M} = L \times \mathbf{a} = (\nabla \times \mathbf{N}) / k$,矢量波函数 $\mathbf{M}$ 和 $\mathbf{N}$ 可以用来表示磁场和电场。

在球形坐标系中,以上三个矢量波函数可以作为一个基,任何矢量波动方程的解都可以表示为 $\{L_n, M_n, N_n\}$ 的线性组合。当光束是在发散的无源场进行散射时,可能不存在 L_n 分量,只存在 M_n 分量和 N_n 分量。

3.2 平面波对球形粒子的散射

如图 3 所示,设平面电磁波沿 z 方向入射,电矢量沿方向 x 轴极化,入射到均匀球形粒子上,取球心坐标点为原点。将入射场、内部场和散射场展开如下^[6]

图3 平面波散射示意图^[3]

入射场

$$E_i = E_0 \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} (M_{oln}^{(1)} - iN_{eln}^{(1)}) \quad (7)$$

$$H_i = \frac{-k}{\omega\mu} E_0 \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} (M_{oln}^{(1)} - iN_{eln}^{(1)}) \quad (8)$$

内部场

$$E_1 = \sum_{n=1}^{\infty} E_n (c_n M_{oln}^{(1)} - i d_n N_{eln}^{(1)}) \quad (9)$$

$$H_1 = \frac{-k_1}{\omega\mu} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (d_n M_{oln}^{(1)} + i c_n N_{eln}^{(1)}) \quad (10)$$

散射场

$$E_s = \sum_{n=1}^{\infty} E_n (i a_n N_{eln}^{(3)} - b_n M_{oln}^{(3)}) \quad (11)$$

$$H_s = \frac{k}{\omega\mu} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (i b_n N_{eln}^{(3)} + a_n M_{oln}^{(3)}) \quad (12)$$

式中, $E_n = i^n E_0 (2n+1)/[n(n+1)]$, E_0 是入射电场振幅, a_n, b_n 为散射场展开系数, c_n, d_n 为内部场展开系数。 k 为自由空间波数, k_1 为粒子内部波数, $M_{oln}^{(1)}, N_{eln}^{(1)}, M_{oln}^{(3)}, N_{eln}^{(3)}$ 为球矢量波函数。

利用边界条件 $(E_i + E_s - E_1) \times e_r = 0$ 和 $(H_i + H_s - H_1) \times e_r = 0$ 可以解得散射场展开系数 a_n, b_n 为

$$a_n = \frac{\mu n_r^2 j_n(n_r x) [x j_n'(x)]' - \mu_1 j_n(x) [n_r x j_n'(n_r x)]'}{\mu n_r^2 j_n(n_r x) [x h_n^{(1)}(x)]' - \mu_1 h_n^{(1)}(x) [n_r x j_n'(n_r x)]'} \quad (13)$$

$$b_n = \frac{\mu_1 j_n(n_r x) [x j_n'(x)]' - \mu j_n(x) [n_r x j_n'(n_r x)]'}{\mu_1 j_n(n_r x) [x h_n^{(1)}(x)]' - \mu h_n^{(1)}(x) [n_r x j_n'(n_r x)]'} \quad (14)$$

式中, $x = 2\pi a/\lambda$ 为粒子的尺寸参数, a 为粒子半径, λ 为入射波长; μ_1 为粒子内部磁导率; n_r 为粒子的复折射率, $j_n(x)$ 是球贝塞尔函数; $h_n^{(1)}(x)$ 是第一类球汉克尔函数。

将散射场展开系数代入散射场表达式可得

$$\begin{cases} E_\theta^s = \frac{iE_0 \exp(ikr)}{kr} S_2(\theta) \cos \phi \\ E_\phi^s = \frac{iE_0 \exp(ikr)}{kr} S_1(\theta) \sin \phi \end{cases} \quad (15)$$

式中, r 为观测点到粒子中心的径向距离; θ 为散射角; ϕ 为方位角; $S_1(\theta)$ 与 $S_2(\theta)$ 的定义如下^[50]

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[a_n \pi_n(\cos \theta) + b_n \tau_n(\cos \theta) \right] \quad (16)$$

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[a_n \tau_n(\cos \theta) + b_n \pi_n(\cos \theta) \right] \quad (17)$$

式中, a_n, b_n 为米氏散射系数; $\pi_n(\cos \theta)$ 和 $\tau_n(\cos \theta)$ 为散射角函数。

平面波与球形粒子相互作用的消光效率因子、散射效率因子和吸收效率因子表达式为

$$Q_{ext} = \frac{2}{x^2} \text{Re} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(a_n + b_n) \quad (18)$$

$$Q_{sca} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (19)$$

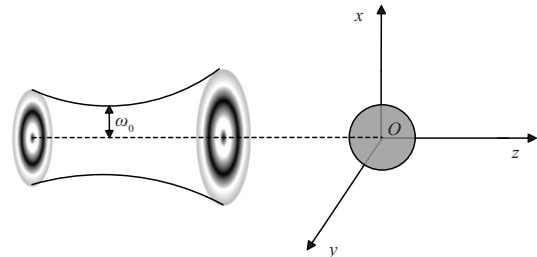
$$Q_{abs} = Q_{ext} - Q_{sca} \quad (20)$$

3.3 涡旋光对球形粒子的散射

3.3.1 均匀球形粒子

均匀球形粒子指的是在组成成分、物理性质等方面在整个球体范围内保持一致的球形颗粒。

涡旋光束与均匀球形粒子的散射示意图如图4所示。

图4 涡旋光束与球形粒子的散射示意图^[3]

而涡旋光与球形粒子相互作用的散射电场强度为^[23]

$$\begin{cases} E_\theta^s = \frac{iE_0 \exp(-ikr)}{kr} S_2(\theta, \varphi) \\ E_\varphi^s = \frac{E_0 \exp(-ikr)}{kr} S_1(\theta, \varphi) \end{cases} \quad (21)$$

散射电场的总场为 $|E^s|^2 = |E_\theta^s|^2 + |E_\varphi^s|^2$ 。

式中, 散射振幅函数 $S_1(\theta, \varphi), S_2(\theta, \varphi)$ 的定义^[51]

$$S_1(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \frac{2n+1}{n(n+1)} [mg_{(n, TM)}^m a_n \pi_n^{(m)}(\cos \theta) + ig_{(n, TE)}^m b_n \tau_n^{(m)}(\cos \theta)] \exp(i m \varphi) \quad (22)$$

$$S_2(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \frac{2n+1}{n(n+1)} [g_{(n, TM)}^m a_n \tau_n^{(m)}(\cos \theta) + im g_{(n, TE)}^m b_n \pi_n^{(m)}(\cos \theta)] \exp(i m \varphi) \quad (23)$$

式中, $g_{(n,TM)}^m$ 和 $g_{(n,TE)}^m$ 为波束因子。

微分散射截面是用来表征散射强度分布的物理量, 根据微分散射截面的定义^[52]

$$\sigma = \lim_{r \rightarrow \infty} \left[4\pi r^2 \frac{|E_s|^2}{|E_0|^2} \right] = \lim_{r \rightarrow \infty} \left[4\pi r^2 \frac{|E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2}{|E_0|^2} \right] \quad (24)$$

该公式直接描述了不同散射角下的绝对散射功率, 但在分析散射强度的相对分布规律时, 通常需借助归一化的散射相函数^[3]

$$P_{11}(\theta) = 2\pi \frac{|S_1(\theta, \varphi)|^2 + |S_2(\theta, \varphi)|^2}{k^2 \sigma_{sca}} \quad (25)$$

式中, σ_{sca} 为散射截面。

由散射截面、消光截面以及吸收截面的定义, 得到以下公式^[53]

$$\sigma_{sca} = \frac{\lambda^2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \cdot \frac{(n+|m|)!}{(n-|m|)!} \cdot (|a_n|^2 |g_{n,TM}^m|^2 + |b_n|^2 |g_{n,TE}^m|^2) \quad (26)$$

$$\sigma_{ext} = \frac{\lambda^2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \cdot \frac{(n+|m|)!}{(n-|m|)!} \cdot \text{Re}(a_n |g_{n,TM}^m|^2 + b_n |g_{n,TE}^m|^2) \quad (27)$$

$$\sigma_{abs} = \sigma_{ext} - \sigma_{sca} \quad (28)$$

则相应的散射效率因子 Q_{sca} 、消光效率因子 Q_{ext} 、吸收效率因子 Q_{abs} 为

$$Q_{sca} = \frac{\sigma_{sca}}{\pi a^2}; Q_{ext} = \frac{\sigma_{ext}}{\pi a^2}; Q_{abs} = \frac{\sigma_{abs}}{\pi a^2} \quad (29)$$

式中, a 代表球形粒子的半径。

而拉盖尔高斯涡旋光束 (Laguerre-Gaussian vortex Beam, LGB) 波束因子^[23]为

当 $m = \pm 1-l$ 时

$$g_{(n,TM)}^m = \frac{-(-i)^{l+1} Z_n^m \omega_0^{l+2} (n+0.5)^l k z}{2^{l+1} (r^2 + z^2)^{0.5l+1}} \cdot \exp \left[-\frac{\omega_0^2}{4} \cdot \frac{(n+0.5)^2}{r^2 + z^2} \right] \cdot \exp(ik\sqrt{r^2 + z^2}) \quad (30)$$

$$g_{(n,TE)}^m = \pm \left[\frac{(n+0.5)^2}{2k} - k z^2 \right] \cdot \frac{(-i)^{l+2} Z_n^m \omega_0^{l+2} (n+0.5)^l}{2^{l+1} (r^2 + z^2)^{0.5(l+3)}} \cdot \exp \left[-\frac{\omega_0^2}{4} \cdot \frac{(n+0.5)^2}{r^2 + z^2} \right] \cdot \exp(ik\sqrt{r^2 + z^2}) \quad (31)$$

当 $m = \pm 3-l$ 时

$$g_{(n,TM)}^m = 0 \quad (32)$$

$$g_{(n,TE)}^m = \pm \frac{(-i)^{l+1} Z_n^m \omega_0^{l+2} (n+0.5)^{l+2}}{2^{l+2} k (r^2 + z^2)^{0.5(l+3)}} \cdot \exp \left[-\frac{\omega_0^2}{4} \cdot \frac{(n+0.5)^2}{r^2 + z^2} \right] \cdot \exp(ik\sqrt{r^2 + z^2}) \quad (33)$$

当 $m \neq \pm 1-l$ 且 $m \neq \pm 3-l$ 时

$$g_{(n,TM)}^m = 0, g_{(n,TE)}^m = 0 \quad (34)$$

式中, Z_n^m 为复合归一因子; ω_0 为束腰半径; l 为拓扑荷数; z 为沿光束传播方向的坐标参数。

相应地, 贝塞尔涡旋光束波束因子^[30]为

当 $m = l+1$ 时

$$\begin{cases} g_{(n,TM)}^m = \frac{Z_n^m \exp(ik_z z)}{4} \cdot \left[(1 + \cos \alpha - \sin^2 \alpha) J_l(\rho) + \frac{(l+1) \sin \alpha}{n+0.5} (1 + \cos \alpha - \sin^2 \alpha) J_{l+1}(\rho) \right] \\ g_{(n,TE)}^m = -ig_{(n,TM)}^m \end{cases} \quad (35)$$

当 $m = l-1$ 时

$$\begin{cases} g_{(n,TM)}^m = \frac{Z_n^m \exp(ik_z z)}{4} \cdot \left[(1 + \cos \alpha - \sin^2 \alpha) J_l(\rho) + \frac{2l(l-1)}{(n+0.5)^2} J_l(\rho) - \frac{(l-1) \sin \alpha}{n+0.5} J_{l+1}(\rho) \right] \\ g_{(n,TE)}^m = ig_{(n,TM)}^m \end{cases} \quad (36)$$

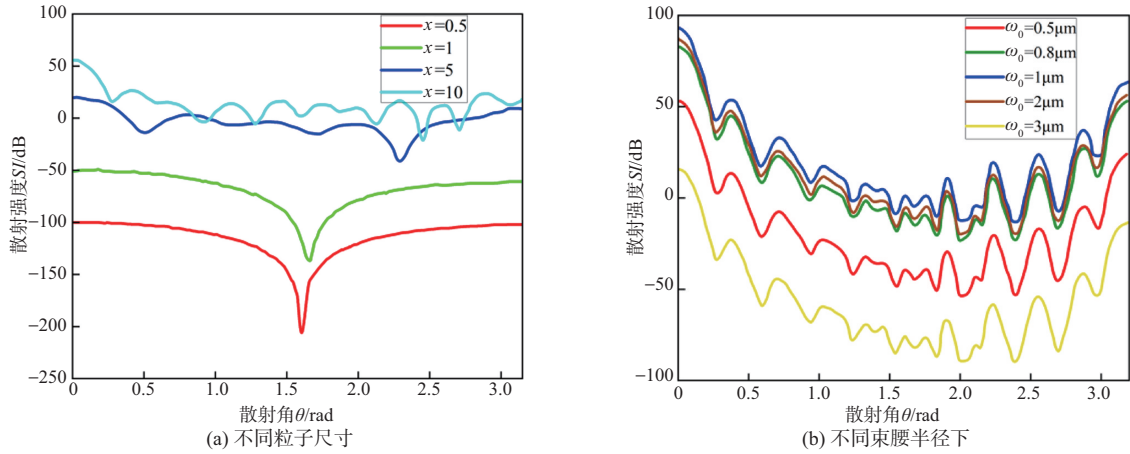
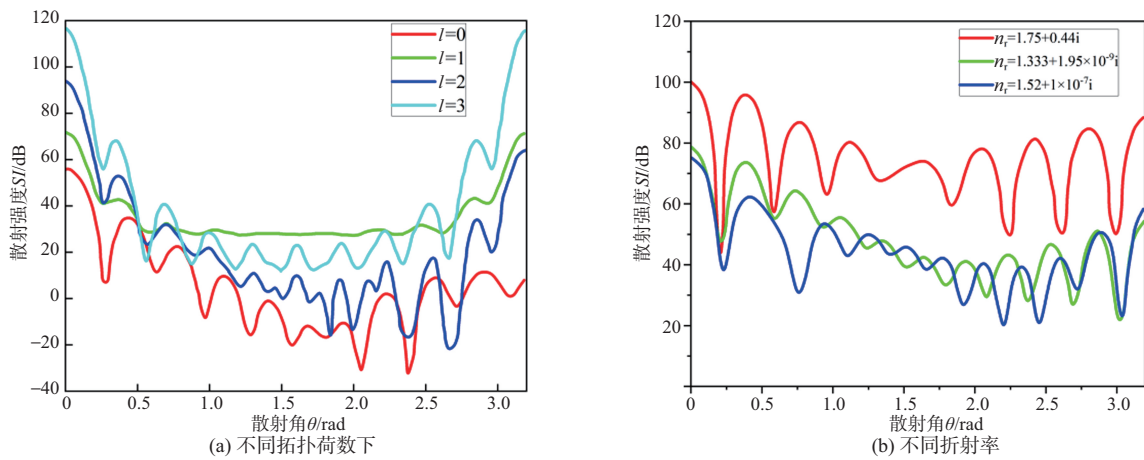
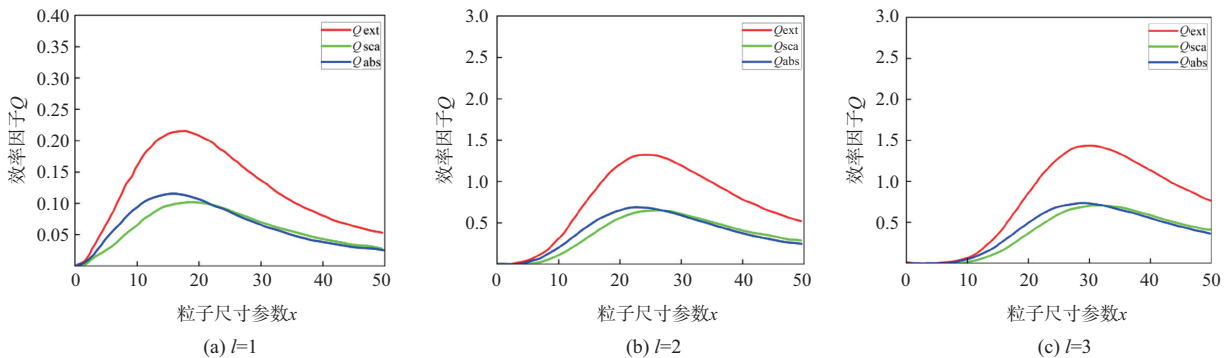
当 $m \neq l \pm 1$ 时

$$g_{(n,TM)}^m = 0, g_{(n,TE)}^m = 0 \quad (37)$$

式中, k_z 为轴向波数, $k_z = k \cos \alpha$, α 为贝塞尔涡旋光束的轴向锥角; $J_l(\rho)$ 为 l 阶第一类贝塞尔函数, $\rho = (n+0.5) \sin \alpha$ 。

如图 5~6 所示, 反映了不同影响因素下散射强度与散射角关系的影响^[3]。随着粒子尺寸的增大, 散射强度整体都逐渐增大, 且震荡幅度会随之增大。当束腰半径逐渐增大时, 散射强度并非呈现单调变化, 而是会经历一个先增强、达到峰值后再减弱的过程。随着拓扑荷数的增大, 散射强度随散射角变化分布震荡程度变化不大, 但前向和后向散射强度明显增大。同时, 粒子折射率虚部越大, 散射强度越大。

图 7 反映了不同拓扑荷数下 LGB 与均匀球形粒子散射的消光效率因子、散射效率因子、吸收效率因子随尺度参数变化^[23]。随着阶数的增大, 三种因子的最大值向着粒子尺寸增大的方向移动。这是因为随着阶数的增大, 光束光斑的中空面积增大, 最大值分布半径增大, 导致了三种因子最大值的移动。

图5 不同 x 和 ω 情况下散射强度随散射角变化图^[3]图6 不同 l 和 n 情况下散射强度随散射角变化图^[3]图7 不同拓扑荷数下与均匀球形粒子散射的消光效率因子、散射效率因子、吸收效率因子随尺度参数变化的分布^[23]

3.3.2 球形带电粒子

球形带电粒子是指表面携带静电荷的球形粒子，其核心特点为表面存在静电荷积累，这些静电荷会在粒子周围形成静电场。

涡旋光束与均匀球形带电粒子散射的入射场和散射场如下^[26]

入射场

$$E_i = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n c_n^{pw} \begin{bmatrix} g_{(n,TM)}^m N_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) \\ + i g_{(n,TE)}^m M_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) \end{bmatrix} \quad (38)$$

$$H_i = -\frac{ik}{\omega} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n c_n^{pw} \begin{bmatrix} g_{(n,TM)}^m M_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) \\ + i g_{(n,TE)}^m N_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) \end{bmatrix} \quad (39)$$

散射场

$$E_s = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n c_n^{pw} \begin{bmatrix} A_n^m N_{mn}^{(3)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) \\ + i B_n^m M_{mn}^{(3)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) \end{bmatrix} \quad (40)$$

$$H_s = -\frac{ik}{\omega} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n c_n^{pw} \begin{bmatrix} A_n^m M_{mn}^{(3)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) \\ + i B_n^m N_{mn}^{(3)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) \end{bmatrix} \quad (41)$$

式中， A_n^m, B_n^m 为散射系数； M_{mn} 和 N_{mn} 为球矢量波

函数； $c_n^{pw} = (-i)^{n+1} \frac{2n+1}{n(n+1)} \circ$

散射系数为

$$A_n^m = a_n g_{(n,TM)}^m, B_n^m = b_n g_{(n,TE)}^m \quad (42)$$

式中, a_n 和 b_n 为米氏散射系数。

对于带电球体的米氏散射系数为^[26,54]

$$a_n = \frac{[xj_n(x)][n_r xj_n(n_r x)]' - n_r^2 xj_n(n_r x)[xj_n(x)]' - i\omega\mu\sigma_s [n_r xj_n(n_r x)] \frac{[xj_n(x)]'}{k}}{[xh_n^{(1)}(x)][n_r xj_n(n_r x)]' - n_r^2 xj_n(n_r x)[xh_n^{(1)}(x)]' - i\omega\mu\sigma_s [n_r xj_n(n_r x)] \frac{[xh_n^{(1)}(x)]'}{k}} \quad (43)$$

$$b_n = \frac{[n_r xj_n(n_r x)][xj_n(x)]' - n_r xj_n(x)[n_r xj_n(n_r x)]' + i\omega\mu\sigma_s \frac{[n_r x^2 j_n(x)j_n(n_r x)]'}{k}}{[n_r xj_n(n_r x)][xh_n^{(1)}(x)]' - n_r xh_n^{(1)}(x)[n_r xj_n(n_r x)]' + i\omega\mu\sigma_s \frac{[n_r x^2 j_n(n_r x)h_n^{(1)}(x)]'}{k}} \quad (44)$$

式中, σ_s 为带电粒子的电导率, 与粒子的携带电荷特性有关。

由此可见, 平面波与涡旋光对均匀球形粒子散射的区别是散射系数不同, 平面波的散射系数为经典的 Mie 系数, 而涡旋光的散射系数需要在 Mie 系数的基础上乘以相应的波束因子进行修正。而带电粒子的 Mie 系数与均匀球形粒子的 Mie 系数也有所不同。

3.3.3 单轴各向异性球形粒子

单轴各向异性球体指球体存在一个主对称轴, 沿该轴与垂直该轴的物理性质 (如介电常数、磁导率、光学折射率) 不同, 而垂直主对称轴的平面内性质各向同性, 即所有方向上, 物理性质都是相同的。

拉盖尔高斯涡旋光束与单轴各向异性球体散射的入射场、内部场和散射场如下^[20,55]

入射场

$$E_L^{\text{inc}} = i\omega C \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [\chi^{(1)}(p, l, n, m) \mathbf{M}_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) + \kappa^{(1)}(p, l, n, m) \mathbf{N}_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{k})] \quad (45)$$

$$H_L^{\text{inc}} = \omega C \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [\kappa^{(1)}(p, l, n, m) \mathbf{M}_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) + \chi^{(1)}(p, l, n, m) \mathbf{N}_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{k})] \quad (46)$$

内部场

$$E^I(\mathbf{r}) = i\omega \sum_{q=1}^2 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \sum_{n'=1}^{\infty} 2\pi G_{mn'q} \left[\begin{aligned} &A_{mnq}^e \mathbf{M}_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}_q) + \\ &B_{mnq}^e \mathbf{N}_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}_q) + \\ &C_{mnq}^e \mathbf{L}_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}_q) \end{aligned} \right] \times p_{n'}^m(\cos \theta_k) k_q^2 \sin \theta_k d\theta_k \quad (47)$$

$$H^I(\mathbf{r}) = \omega \sum_{q=1}^2 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \sum_{n'=1}^{\infty} 2\pi G_{mn'q} \left[\begin{aligned} &A_{mnq}^h \mathbf{M}_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}_q) + \\ &B_{mnq}^h \mathbf{N}_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}_q) + \\ &C_{mnq}^h \mathbf{L}_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}_q) \end{aligned} \right] \times p_{n'}^m(\cos \theta_k) k_q^2 \sin \theta_k d\theta_k \quad (48)$$

散射场

$$E^s = i\omega \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [A_{mn}^s \mathbf{M}_{mn}^{(3)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) + B_{mn}^s \mathbf{N}_{mn}^{(3)}(\mathbf{r}, \mathbf{k})] \quad (49)$$

$$H^s = \frac{k}{i\mu} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [A_{mn}^s \mathbf{N}_{mn}^{(3)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) + B_{mn}^s \mathbf{M}_{mn}^{(3)}(\mathbf{r}, \mathbf{k})] \quad (50)$$

式中, A_{mn}^s 和 B_{mn}^s 为散射系数; $\kappa^{(1)}(p, l, n, m)$ 和 $\chi^{(1)}(p, l, n, m)$ 为入射场展开系数; $G_{mn'q}$ 为待定展开系数^[55]; p 为径向指数; A_{mnq}^e , B_{mnq}^e , C_{mnq}^e , A_{mnq}^h , B_{mnq}^h , C_{mnq}^h 为各向异性介质的展开系数, 可从无旋电磁波的展开求得^[56]; k_q 为单轴各向异性介质中两种本征模式的波数; C 为归一化振幅常数; $p_{n'}^m(\cdot)$ 为连带勒让德函数; θ_k 为极角; L_{mn} 为球矢量波函数。

利用边界条件 $E^I|_t = E_L^{\text{inc}}|_t + E^s|_t$, $H^I|_t = H_L^{\text{inc}}|_t + H^s|_t$ 可以求得散射系数为^[20]

$$A_{mn}^s = \frac{1}{h_n^{(1)}(ka)} \left[\sum_{n'=1}^{\infty} 2\pi G_{mn'q} \sum_{q=1}^2 \int_0^\pi (A_{mnq}^e j_n(k_q a) P_{n'}^m(\cos \theta_k) \times k_q^2 \sin \theta_k d\theta_k - a_{mn}^{\text{tr}} j_n(ka)) \right] \quad (51)$$

$$B_{mn}^s = \frac{1}{h_n^{(1)}(ka)} \left[\frac{i\omega\mu}{k} \sum_{n'=1}^{\infty} 2\pi G_{mn'q} \sum_{q=1}^2 \int_0^\pi (A_{mnq}^h j_n(k_q a) P_{n'}^m(\cos \theta_k) \times k_q^2 \sin \theta_k d\theta_k) \right. \\ \left. - b_{mn}^{\text{tr}} j_n(ka) \right] \quad (52)$$

式中, 入射扩展系数为 $a_{mn}^{\text{tr}} = C \cdot \chi^{(1)}(p, l, n, m)$, $b_{mn}^{\text{tr}} = C \cdot \kappa^{(1)}(p, l, n, m)$ 。

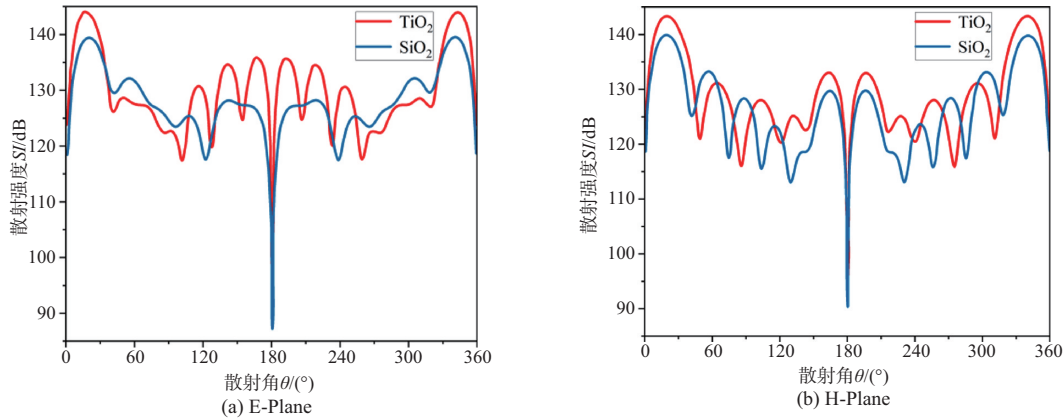
将求得的散射系数代入散射场表达式, 求得散射场分量, 代入下式求得散射强度。

散射强度的定义为^[20]

$$I_s = \lim_{r \rightarrow \infty} k^2 r^2 \frac{|E^s|^2}{|E_L^{\text{inc}}|^2} \quad (53)$$

其中, E^s 为散射场强度, E_L^{inc} 为入射场强度。

如图 8 所示, 反映了拉盖尔高斯涡旋光束入射二氧化硅和二氧化钛各向异性介质球的散射强度角分布^[20]。可以看出介电常数张量元素数值更高且各向异性更显著的粒子与涡旋光束的相互作用更强。且 TiO_2 介质球的散射强度分布相比 SiO_2 介质球振荡更厉害。

图8 单轴各项异性球形粒子的散射强度分布^[20]

3.3.4 理想电磁导体(Perfect Electromagnetic Conductor, PEMC)球形粒子

理想电磁导体是一类具备特殊性能的材料,其球体内部不会产生能量损耗。 M 代表理想电磁导体的导纳,其取值决定了材料的具体特性:当 $M=0$ 时,理想电磁导体退化为理想磁导体;当 M 趋近于无穷大时,理想电磁导体退化为理想电导体;当 $0 < M < \infty$ 时,材料将保持理想电磁导体自身的固有特性。拉盖尔高斯涡旋光束与理想电磁导体球体相互作用的入射场和散射场如下^[28]

入射场

$$E_L^{\text{inc}} = C \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [\chi^{(1)}(\rho, l, n, m) M_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) + \kappa^{(1)}(\rho, l, n, m) N_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{k})] \quad (54)$$

$$H_L^{\text{inc}} = \left(\frac{k}{i\omega\mu} \right) C \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [\kappa^{(1)}(\rho, l, n, m) M_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) + \chi^{(1)}(\rho, l, n, m) N_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{k})] \quad (55)$$

散射场

$$E^s = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [A_{mn}^s M_{mn}^{(3)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) + B_{mn}^s N_{mn}^{(3)}(\mathbf{r}, \mathbf{k})] \quad (56)$$

$$H^s = \left(\frac{k}{i\omega\mu} \right) \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [A_{mn}^s N_{mn}^{(3)}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) + B_{mn}^s M_{mn}^{(3)}(\mathbf{r}, \mathbf{k})] \quad (57)$$

式中, A_{mn}^s 和 B_{mn}^s 为散射系数。

利用边界条件^[57]

$$H_L^{\text{inc}}|_t + ME_L^{\text{inc}}|_t + H^s|_t + ME^s|_t = 0 \quad (58)$$

$$\epsilon E_L^{\text{inc}}|_r + \epsilon E^s|_r - M\mu H_L^{\text{inc}}|_r - M\mu H^s|_r = 0 \quad (59)$$

则可以求得散射系数^[28]

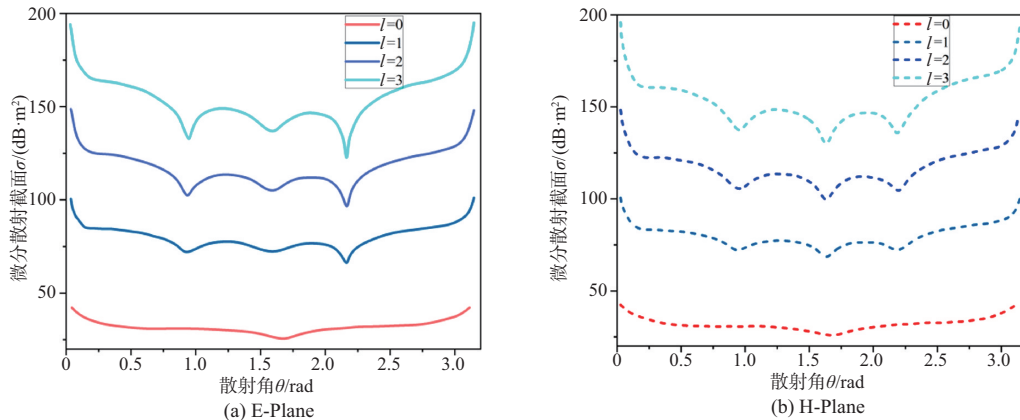
$$A_{mn}^s = - \left(\frac{j_n(ka) [ka \times h_n^{(1)}(ka)]' + M^2 \eta_0^2 h_n^{(1)}(ka) [ka \times j_n(ka)]'}{(1 + M^2 \eta_0^2) h_n^{(1)}(ka) [ka \times h_n^{(1)}(ka)]'} \right) \alpha_{(u,v)}(n, m) \quad (60)$$

$$A_{mn}^s = - \left(\frac{h_n^{(1)}(ka) [ka \times j_n(ka)]' + M^2 \eta_0^2 j_n(ka) [ka \times h_n^{(1)}(ka)]'}{(1 + M^2 \eta_0^2) h_n^{(1)}(ka) [ka \times h_n^{(1)}(ka)]'} \right) \beta_{(u,v)}(n, m) \quad (61)$$

式中, η_0 为自由空间的波阻抗, 约为 377 欧姆, $\alpha_{(u,v)}(n, m)$ 和 $\beta_{(u,v)}(n, m)$ 为光束展开系数^[28]。

图9和图10分别反映了拓扑荷数和束腰半径

对微分散射截面的影响^[28]。随着拓扑荷数的增大, 导致微分散射截面增大。并且随着束腰半径的增加, 微分散射截面单调减小, 且各峰之间的距离变短。

图9 阶数对PEMC粒子微分散射截面的影响^[28]

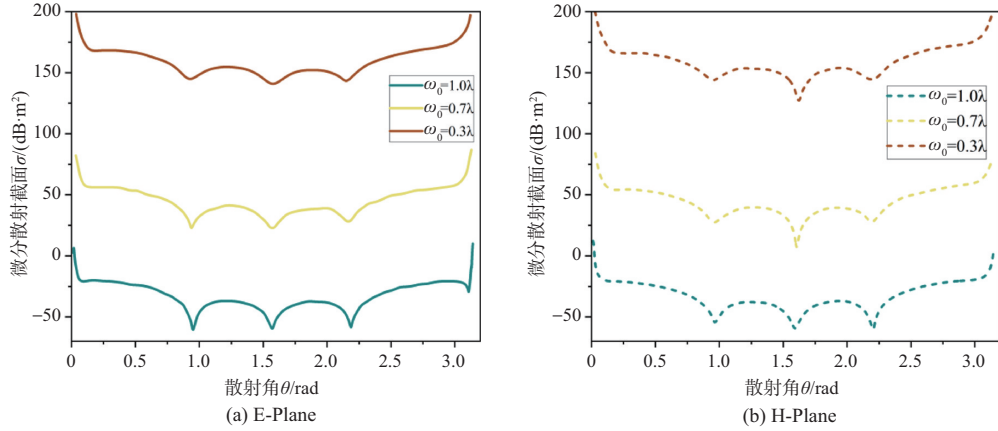


图 10 束腰半径对 PEMC 球形粒子微分散射截面的影响^[28]

3.3.5 手征介质球形粒子

手征介质是指介质的微观结构具有螺旋或扭曲特征, 使得其对左旋和右旋圆偏振波具有不同的响应。

拉盖尔高斯涡旋光束与手征介质粒子散射的入射场、内部场和散射场如下^[48]

入射场与单轴各向异性粒子的入射场相同, 如式 (45) 和 (46)。

内部场

$$E^l(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \begin{bmatrix} A_{mn} M_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, k_R) + \\ A_{mn} N_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, k_R) + \\ B_{mn} M_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, k_L) - \\ B_{mn} N_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, k_L) \end{bmatrix} \quad (62)$$

$$H^l(\mathbf{r}) = Q \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \begin{bmatrix} A_{mn} N_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, k_R) + \\ A_{mn} M_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, k_R) + \\ B_{mn} N_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, k_L) - \\ B_{mn} M_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, k_L) \end{bmatrix} \quad (63)$$

散射场

$$E^s = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \begin{bmatrix} A_{mn}^s M_{mn}^{(3)}(\mathbf{r}, k) \\ + B_{mn}^s N_{mn}^{(3)}(\mathbf{r}, k) \end{bmatrix} \quad (64)$$

$$H^s = \frac{k}{i\omega\mu} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \begin{bmatrix} A_{mn}^s N_{mn}^{(3)}(\mathbf{r}, k) \\ + B_{mn}^s M_{mn}^{(3)}(\mathbf{r}, k) \end{bmatrix} \quad (65)$$

式中, A_{mn} 和 B_{mn} 为内部场展开系数; A_{mn}^s 和 B_{mn}^s 为散射系数; $Q = -i\sqrt{\epsilon_c/\mu_c}$, ϵ_c 和 μ_c 为手征介质中的介电常数和磁导率; k_R 和 k_L 分别为右旋和左旋偏振光波数, $k_R = \omega(\sqrt{\mu_c\epsilon_c} + \kappa\sqrt{\epsilon\mu})$, $k_L = \omega(\sqrt{\mu_c\epsilon_c} - \kappa\sqrt{\epsilon\mu})$, κ 为手征参数。根据边界条件 $E^l|_r = E^s|_r$, $H^l|_r = H^s|_r$ 可以得出散射系数为^[58]

$$A_{mn}^s = A_{mn}^{sa} \chi^{(1)}(p, l, n, m) + A_{mn}^{sb} \kappa^{(1)}(p, l, n, m) \quad (66)$$

$$B_{mn}^s = B_{mn}^{sa} \chi^{(1)}(p, l, n, m) + B_{mn}^{sb} \kappa^{(1)}(p, l, n, m) \quad (67)$$

式中, $A_{mn}^{sa}, A_{mn}^{sb}, B_{mn}^{sa}, B_{mn}^{sb}$ 的表达式为^[48]

$$A_n^{sa} = \frac{\psi_n(x)}{\xi_n(x)}.$$

$$\frac{D_n^{(1)}(x_R) - \eta_r D_n^{(1)}(x)}{\eta_r D_n^{(1)}(x_R) - D_n^{(3)}(x)} + \frac{D_n^{(1)}(x_L) - \eta_r D_n^{(1)}(x)}{\eta_r D_n^{(1)}(x_L) - D_n^{(3)}(x)} \\ \frac{\eta_r D_n^{(3)}(x) - D_n^{(1)}(x_R)}{\eta_r D_n^{(1)}(x_R) - D_n^{(3)}(x)} + \frac{\eta_r D_n^{(3)}(x) - D_n^{(1)}(x_L)}{\eta_r D_n^{(1)}(x_L) - D_n^{(3)}(x)} \quad (68)$$

$$A_n^{sb} = \frac{\psi_n(x)}{\xi_n(x)}.$$

$$\frac{\eta_r D_n^{(1)}(x_R) - D_n^{(1)}(x)}{\eta_r D_n^{(1)}(x_R) - D_n^{(3)}(x)} - \frac{\eta_r D_n^{(1)}(x_L) - D_n^{(1)}(x)}{\eta_r D_n^{(1)}(x_L) - D_n^{(3)}(x)} \\ \frac{\eta_r D_n^{(3)}(x) - D_n^{(1)}(x_R)}{\eta_r D_n^{(1)}(x_R) - D_n^{(3)}(x)} + \frac{\eta_r D_n^{(3)}(x) - D_n^{(1)}(x_L)}{\eta_r D_n^{(1)}(x_L) - D_n^{(3)}(x)} \quad (69)$$

$$B_n^{sa} = A_n^{sb} \quad (70)$$

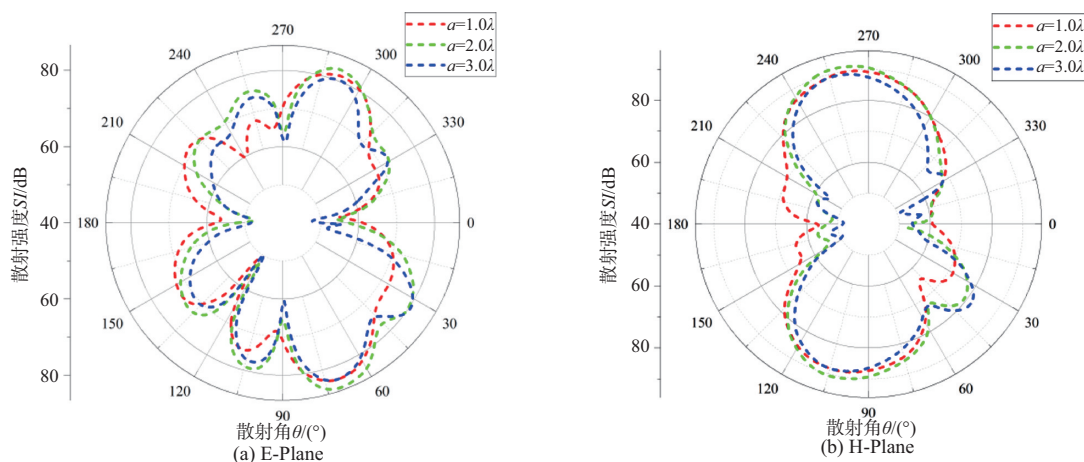
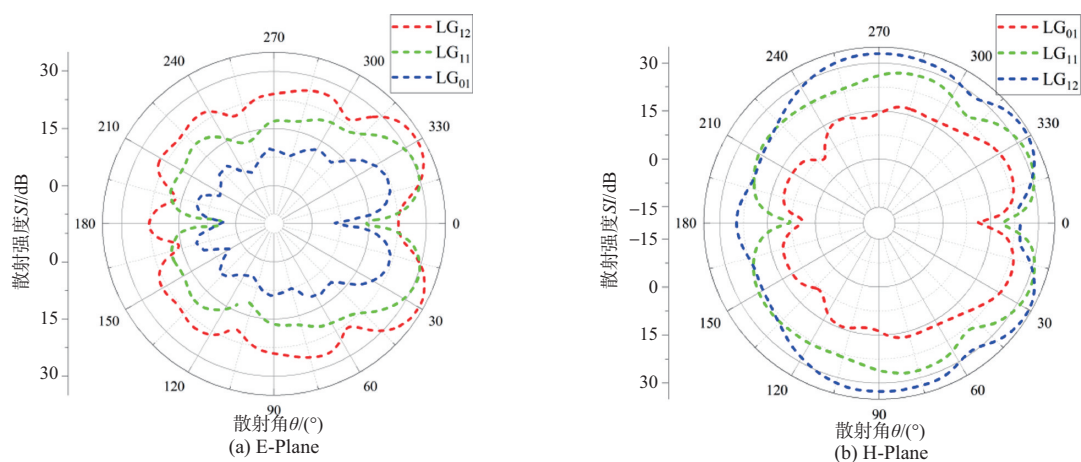
$$B_n^{sb} = \frac{\psi_n(x)}{\xi_n(x)}.$$

$$\frac{\eta_r D_n^{(1)}(x_R) - D_n^{(1)}(x)}{D_n^{(1)}(x_R) - \eta_r D_n^{(3)}(x)} + \frac{\eta_r D_n^{(1)}(x_L) - D_n^{(1)}(x)}{D_n^{(1)}(x_L) - \eta_r D_n^{(3)}(x)} \\ \frac{D_n^{(3)}(x) - \eta_r D_n^{(1)}(x_R)}{D_n^{(1)}(x_R) - \eta_r D_n^{(3)}(x)} + \frac{D_n^{(3)}(x) - \eta_r D_n^{(1)}(x_L)}{D_n^{(1)}(x_L) - \eta_r D_n^{(3)}(x)} \quad (71)$$

式中, $x_R = k_R a$ 和 $x_L = k_L a$ 为手征介质球的尺寸参数, $\eta_r = \sqrt{\epsilon/\mu} / \sqrt{\epsilon_c/\mu_c}$, $\psi_n(z) = z j_n(z)$, $\xi_n(z) = z h_n^{(1)}(z)$, $D_n^{(l)}(z)$ 为对数导数。

图 11 和图 12 分别显示了手征介质球半径和拉盖尔高斯涡旋光束模阶数对散射强度角分布的影响^[50]。随着模阶数增大, 光束宽度增大, 暗中空尺寸也会增大, 并且最大散射强度对应的散射角也增大。随着手征粒子的增大, 散射强度不断减小。

粒子尺寸对散射强度影响不同的原因可能是: 手征粒子因本身带有损耗, 尺寸增大会增强内部吸收, 削弱散射强度; 而均匀球形粒子尺寸增大会增加光束与粒子的作用面积, 从而增强散射强度。

图11 手征介质球半径对散射强度角分布的影响^[48]图12 光束模阶数对散射强度角分布的影响^[48]

拓扑荷数对散射强度影响不同的原因可能是：理想电磁导体球形粒子的散射是强散射，其散射强度直接取决于光束与粒子表面的作用面积，随着拓扑荷数增大，两者作用面积增大，进而导致散射强度全方位增大；而均匀介质粒子的散射是米散射，当拓扑荷数增大时，角向相位的叠加次数越多，前向散射的相干增强效应越明显，涡旋光束的环形光强与粒子的后向散射截面重叠度更高，所以前向和后向散射强度明显增强。

造成束腰半径对两类粒子散射强度影响不同的原因可能为：对于均匀粒子，当束腰半径较小时，粒子与光束的重叠体积随束腰半径增大而增加，此时散射强度上升。当束腰半径超过临界值后，光束的能量密度下降过快，导致散射强度转而减小；而对于理想电磁导体粒子，其散射是纯反射机制，束腰半径增大时，环形环带面积同步扩大，单位面积的能量密度持续降低，散射强度减小。

4 总结与展望

对于球形粒子对高阶涡旋光束的散射特性研究，粒子特性和光束特性都会影响散射强度。另

外涡旋光束与粒子作用的消光系数、吸收系数、散射系数也会受其影响。

高阶涡旋光束对球形粒子的散射特性在光通信、遥感探测、光学成像等领域具有重要的应用价值。随着科学技术的发展，其未来的发展趋势主要体现以下几方面：

(1) 复杂粒子结构建模：现有理论大多针对球形粒子，而实际大气中的气溶胶、生物粒子均为非球形，现有的广义洛伦兹米散射理论难以适配，未来需发展基于时域有限差分法或离散偶极近似的修正模型，建立更通用的矢量散射理论来研究更加复杂的粒子。

(2) 粒子群相互作用：大气中的粒子可能不是单个球形粒子，可能是多粒子团，未来可能会对多粒子的散射进行深入研究，融合广义洛伦兹米散射理论与多粒子T矩阵方法，构建高阶涡旋光束与非对称多球团聚体的散射模型，为大气气溶胶等实际场景的散射提供理论支撑。

参考文献：

- [1] 刘强, 王明星. 大气气溶胶研究现状和发展趋势[J]. 中国粉体技术, 1999, 5(3): 17—23.
Liu Qiang, Wang Mingxing. Research status and development

- trend of atmospheric aerosols [J]. *China Powder Technology*, 1999, 5(3): 17—23.
- [2] 韩永, 王体健, 饶瑞中. 大气气溶胶物理光学特性研究进展[J]. *物理学报*, 2008, (11): 7396—7407.
Han Yong, Wang Tijian, Rao Ruizhong. Research progress on physical and optical properties of atmospheric aerosols[J]. *Acta Physica Sinica*, 2008, (11): 7396—7407.
- [3] 郑子健. 涡旋光束在大气气溶胶信道中粒子的散射特性研究[D]. 北京: 北京邮电大学, 2020.
Zheng Zijian. Study on the scattering characteristics of particles in the atmospheric aerosol channel of vortex beams[D]. Beijing: Beijing University of Posts and Telecommunications, 2020.
- [4] Handapangoda C C, Premaratne M, Pathirana P N. Plane wave scattering by a spherical dielectric particle in motion: a relativistic extension of the Mie theory[J]. *Progress In Electromagnetics Research*, 2011, 112: 349—379.
- [5] Ren K F, Onofri F, Rozé C. Vectorial complex ray model and application to two-dimensional scattering of plane wave by a spheroidal particle[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(3): 370—372.
- [6] 王旭. 大气气溶胶粒子对平面波/光束的散射特性[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2017.
Wang Xu. The scattering characteristics of atmospheric aerosol particles on plane waves/beams[D]. Xi'an: Xi'an University of Electronic Science and Technology, 2017.
- [7] Tzarouchis D, Sihvola A. Light scattering by a dielectric sphere: perspectives on the Mie resonances[J]. *Applied Sciences*, 2018, 8(2): 184.
- [8] Loiko N A, Miskevich A A, Loiko V A. Scattering and absorption of light by a monolayer of spherical particles under oblique illumination[J]. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2020, 131(2): 227—243.
- [9] Yan H, Ding L, Wang Y P, et al. Polarized light illuminated scattering characteristics of single airborne particle[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2021, 266: 107568.
- [10] Kazinski P O, Korolev P S. Scattering of plane-wave and twisted photons by helical media[J]. *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical*, 2022, 55(39): 395301.
- [11] Loiko N A, Miskevich A A, Loiko V A. Light absorption by a planar array of spherical particles and a matrix in which they are embedded: statistical approach[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2023, 41(1): 1—10.
- [12] Arnoldus H F. Mie coefficients[J]. *Photonics*, 2025, 12(7): 731.
- [13] 吕宏, 柯熙政. 具有轨道角动量光束入射下的单球粒子散射研究[J]. *物理学报*, 2009, 58(12): 8302—8308.
Lü Hong, Ke Xizheng. Research on monosphere particle scattering under the incidence of orbital angular momentum beam[J]. *Acta Physica*, 2009, 58(12): 8302—8308.
- [14] Rury, Aaron S, Richard F. Mie scattering of purely a-zimuthal laguerre-gauss beams: angular-momentum-induced transparency[J]. *Physical Review A: Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 2012, 86(5): 053830.
- [15] 赵继芝, 江月松, 欧军, 等. 球形粒子在聚焦拉盖尔-高斯光束中的散射特性研究[J]. *物理学报*, 2012, 61(06): 210—216.
Zhao Jizhi, Jiang Yuesong, Ou Jun, et al. Study on the scattering characteristics of spherical particles infocused laguerre-gaussian beams[J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, 61(06): 210—216.
- [16] Zambrana P X, Molina T G. The role of the angular momentum of light in Mie scattering. excitation of dielectric spheres with laguerre-gaussian modes[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2013, 126: 50—55.
- [17] 欧军, 江月松, 邵宇伟, 等. 均匀椭圆粒子对拉盖尔-高斯光束的散射特性研究[J]. *物理学报*, 2013, 62(11): 249—256.
Ou Jun, Jiang Yuesong, Shao Yuwei, et al. Study on the scattering characteristics of uniformly elliptical particles on laguerre-gaussian beams[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, 62(11): 249—256.
- [18] Kiselev A D, Plutenko D O. Mie scattering of laguerre-gaussian beams: photonic nanojets and near-field optical vortices[J]. *Physical Review A*, 2014, 89(4): 043803.
- [19] Qu T, Wu Z S, Shang Q C, et al. Light scattering of a laguerre-gaussian vortex beam by a chiral sphere[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2016, 33(4): 475—482.
- [20] Qu T, Wu J J, Wu Z S, et al. Scattering of a uniaxial anisotropic sphere incident by a laguerre-gaussian vortex beam[C]// 2016 11th International Symposium on Antennas, Propagation and EM Theory (ISAPE). Guilin, P. R. China: IEEE, 2016: 557—560.
- [21] Sun W B, Hu Y X, Weimer C, et al. A FDTD solution of scattering of laser beam with orbital angular momentum by dielectric particles: far-field characteristics[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2017, 188: 200—213.
- [22] Qu T, Wu Z S, Shang Q C, et al. Scattering and propagation of a laguerre-gaussian vortex beam by uniaxial anisotropic bi-spheres[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2018, 209: 1—9.
- [23] 徐强, 李金刚, 王旭, 等. 拉盖尔高斯光束矢量远场单球粒子的散射特性[J]. *中国激光*, 2018, 45(06): 140—146.
Xu Qiang, Li Jingang, Wang Xu, et al. Scattering characteristics of ragel gaussian beam vector far-field monosphere particles[J]. *China Laser*, 2018, 45(06): 140—146.
- [24] 赵青松, 郝士琦, 张岱, 等. 单粒子散射对拉盖尔-高斯光束轨道角动量的影响[J]. *光学学报*, 2018, 38 (06): 338—346.
Zhao Qingsong, Hao Shiqi, Zhang Dai, et al. Effect of single particle scattering on orbital angular momentum of laguerre-gaussian beam[J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(06): 338—346.
- [25] Cui Z W, Guo S Y, Wang J, et al. Light scattering of laguerre-gaussian vortex beams by arbitrarily shaped chiral particles[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2021, 38(8): 1214—1423.
- [26] Shi C G, Cheng M J, Guo L X, et al. Particle scattering induced orbital angular momentum spectrum change of vector bessel-gaussian vortex beam[J]. *Remote Sensing*, 2022, 14(18): 4550.
- [27] Glukhova S A, Yurkin M A. Vector bessel beams: general classification and scattering simulations[J]. *Physical Review A*, 2022, 106(3): 033508.
- [28] Arfan M, Ghaffar A, Alkanhal M A, et al. Laguerre - gaussian beam scattering by a perfect electromagnetic conductor (PEMC) sphere[J]. *Arabian Journal for Science and Engineering*, 2023, 48(6): 8001—8009.
- [29] Arfan M, Asif M, Ghaffar A, et al. Analysis of scattering characteristics of PEMC sphere by vortex besselbeams[J]. *Optik*, 2024, 298: 171599.
- [30] Dong Kangjun. Attenuation of bessel vortex beam tra-

- nsmission in the rain environment[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2023, 304: 108620.
- [31] 董康军. 复杂环境中贝塞尔涡旋光束传输及目标回波特性研究[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2023.
- Dong Kangjun. Study on the transmission of besel vortex beams and target echo characteristics in complex environments [D]. Xi'an: Xi'an University of Electronic Science and Technology, 2023.
- [32] Li Z J, Yang X J, Qu T, et al. Light scattering of a uniform uniaxial anisotropic sphere by an on-axis high-order besel vortex beam[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2023, 40(3): 510—520.
- [33] Wang Z, Qun W, Zhang S, et al. Scattering properties of besel beams on metal particles[J]. *Physica Scripta*, 2023, 98(3): 035512.
- [34] Sivaprakasam V, Hart M, Divitt S, et al. Light scattering experiments and simulations from laser beams with orbital angular momentum[C]//*Laser Congress 2024*. Osaka, Japan: Optica Publishing Group, 2024: LsTu1C. 3.
- [35] Avramov Z S, Sivaprakasam V, Matthew B, et al. Laser beam carrying orbital angular momentum scattering from a particle: near-field intensity and phase numerical study[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2024, 329: 109192.
- [36] 王翰飞. 基于时域有限差分法的OAM光粒子散射特性研究[D]. 北京: 北京邮电大学, 2024.
- Wang Hanfei. Research on OAM optical particle scattering characteristics based on time domain finite difference method [D]. Beijing: Beijing University of Posts and Telecommunications, 2024.
- [37] Cheng M J, Cao Y C, Ren K F, et al. Generalized Lorenz-Mie theory and simulation software for structured light scattering by particles[J]. *Frontiers in Physics*, 2024, 12: 1354223.
- [38] Qin F, Zhou L Y, Huang X W, et al. Propagation dynamics of orbital angular momentum beams under the hazy scattering environment[J]. *Optics Express*, 2024, 32(16): 27255—27267.
- [39] Yang Y X, Cao Y C, Jiang W J, et al. Single scattering dynamics of vector besel-gaussian beams in winter haze conditions[J]. *Photonics*, 2025, 12(3): 182.
- [40] 赵生妹, 蒋欣成, 巩龙延, 等. 轨道角动量态复用通信研究[J]. *南京邮电大学学报(自然科学版)*, 2015, 35(06): 1—13.
- Zhao Shengmei, Jiang Xincheng, Gong Longyan, et al. Research on orbital angular momentum quantitative state multiplexing communication[J]. *Journal of Nanjing University of Posts and Telecommunications (Natural Science Edition)*, 2015, 35(06): 1—13.
- [41] Yao A M, Padgett M J. Orbital angular momentum: origins, behavior and applications[J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2011, 3(2): 161—204.
- [42] 桑红庆. OAM复用大气光通信系统性能研究[D]. 北京: 北京邮电大学, 2016.
- Sang Hongqing. Research on the performance of OAM multiplexed atmospheric optical communication system[D]. Beijing: Beijing University of Posts and Telecommunications, 2016.
- [43] Anguita J A, Herreros J, Djordjevic I B. Coherent multimode OAM superpositions for multidimensional modulation[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2014, 6(2): 1—11.
- [44] Allen L, Padgett M. The orbital angular momentum of light: an introduction[J]. *Twisted Photons: Applications of Light with Orbital Angular Momentum*, 2011: 1—12.
- [45] 林姐姐. 拉盖尔-高斯光束在拓扑绝缘体分层介质和球形粒子中的传输与散射特性研究[D]. 西安: 西安理工大学, 2020.
- Lin Niuniu. Research on the transmission and scattering characteristics of laguerre-gaussian beams in topological insulator layered media and spherical particles[D]. Xi'an: Xi'an University of Technology, 2020.
- [46] 史晨鸽. 贝塞尔高斯光束在散射媒质中的散射和传输特性研究[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2023.
- Shi Chengge. Study on the scattering and transmission characteristics of besel-gaussian beams in scattering media[D]. Xi'an: Xi'an University of Electronic Science and Technology, 2023.
- [47] Iskander M, Lakhtakia A, Durney C. A new procedure for improving the solution stability and extending the frequency range of the EBCM[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2003, 31(2): 317—324.
- [48] 屈檀. 复杂介质球对矢量有形光束的散射及操控力研究[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2016.
- Qu Tan. Research on the scattering and manipulation of vectorial shaped light beams in complex medium spheres[D]. Xi'an: Xi'an University of Electronic Science and Technology, 2016.
- [49] Stratton J A. *Electromagnetic theory*[M]. John Wiley & Sons, 2007.
- [50] 张伟, 路远, 杜石明. 球形粒子 Mie 散射特性分析[J]. *光学技术*, 2010, 06: 936—939.
- Zhang Wei, Lu Yuan, Du Shiming. Mie scattering characteristics of spherical particles[J]. *Optical Technology*, 2010, 06: 936—939.
- [51] 康琦. 涡旋光束的衍射特性研究[D]. 北京: 中央民族大学, 2023.
- Kang Qi. Study on the diffraction characteristics of vortex beams[D]. Beijing: Central University for Nationalities, 2023.
- [52] Cui Z W, Han Y P, Lu H. Scattering of a zero-order besel beam by arbitrarily shaped homogeneous dielectric particles[J]. *Journal of Optical Society of America A*, 2013, 30(10): 1913—1920.
- [53] Arfan M, Asif M, Al-Kenani A N. Electromagnetic scattering on a dielectric sphere by vortex gaussian beam field[J]. *Alexandria Engineering Journal*, 2024, 90: 112—119.
- [54] Shi C G, Cheng M J, Guo L X, et al. Attenuation characteristics of besel gaussian vortex beam by a wet dust particle[J]. *Optics Communications*, 2022, 514: 128138.
- [55] Qu T, Wu Z S, Shang Q C, et al. Analysis of the radiation force of a laguerre gaussian vortex beam exerted on an uniaxial anisotropic sphere[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2015, 162: 103—113.
- [56] Geng Y L, Wu X B, Li L W, et al. Mie scattering by a uniaxial anisotropic sphere[J]. *Physical Review E: Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 2004, 70(5): 056609.
- [57] Rupp R. Scattering of electromagnetic radiation by a perfect electromagnetic conductor sphere[J]. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 2006, 20(12): 1569—1576.
- [58] Wu Z S, Shang Q C, Li Z J. Calculation of electromagnetic scattering by a large chiral sphere[J]. *Optik*, 2012, 51(27): 6661—6668.