引用格式: GONG Lei, LIU Yanglin, YU Jie, et al. Surface Field Distribution and Composite Scattering Characteristics of Three-dimensional Micro-nano Hemispherical Periodic Structure Optical Surface [J]. Acta Photonica Sinica, 2021, 50(7): 0729001

巩蕾,刘阳林,于洁,等.三维微纳米半球周期结构光学表面场分布及复合散射特性[J].光子学报,2021,50(7):0729001

# 三维微纳米半球周期结构光学表面场分布及 复合散射特性

巩蕾1,刘阳林2,于洁1,王海斌1,王利国1,谭林秋1,吴振森2

(1西安工业大学光电工程学院,西安710021)(2西安电子科技大学物理与光电工程学院,西安710071)

摘 要:为进一步拓展微纳米周期超结构功能特性,满足光学周期超结构高精度设计需求,基于时域多 分辨分析方法,从Maxwell方程出发,推导出微纳米三维半球光学周期结构表面散射耦合场,计算结果 与时域有限差分方法结果吻合良好。给出微纳米三维半球光学周期结构表面场分布并数值计算微纳 米三维半球光学周期结构表面微分散射截面,提炼分析填充材质、半球尺寸、半球间距等参量对光学周 期结构表面散射场影响规律。结果表明:P偏振下电场分布更能突出周期结构表面结构单元轮廓;散射 场值随入射角变大,在对应镜面散射角方向逐渐减小;在半径和波长值相当时,填充单元散射场峰值个 数与探测范围内填充单元个数吻合;随填充半球间距增大,散射场的极大值数递增,且极大值对应的角 度区间依次减小。

关键词:复合散射;光场分布;时域多分辨分析方法;光学周期结构表面;三维半球体;微纳米
 中图分类号:O436
 文献标识码:A
 doi:10.3788/gzxb20215007.0729001

# Surface Field Distribution and Composite Scattering Characteristics of Three-dimensional Micro-nano Hemispherical Periodic Structure Optical Surface

GONG Lei<sup>1</sup>, LIU Yanglin<sup>2</sup>, YU Jie<sup>1</sup>, WANG Haibin<sup>1</sup>, WANG Liguo<sup>1</sup>, TAN Linqiu<sup>1</sup>, WU Zhensen<sup>2</sup>

(1 School of Photoelectric Engineering, Xi'an Technological University, Xi'an 710021, China)
(2 School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710071, China)

**Abstract**: In order to further expand the functional characteristics of micro nano periodic superstructure and meet the high-precision design requirements of optical periodic superstructure, based on the Multi-resolution Time-domain Method (MRTD), starting from Maxwell equation and deducing the surface composite scattering field of the micro-nano three-dimensional hemispheric optical periodic structure, a good agreement is presented when the calculation results are compared with the results of the FDTD method. The surface field distribution of the micro-nano three-dimensional hemispheric optical periodic structure is given and the differential scattering cross section of micro-nano three-dimensional hemispheric optical periodic structure is numerically calculated. The influence of the filling material, hemisphere size,

基金项目:国家自然科学基金(Nos.62071359, 61905187),陕西省自然科学基金(No. 2019JM-238),陕西省教育厅重点科研计划(No. 20JS059),西安工业大学校长基金(No.XGPY200206)

**第一作者:**巩蕾(1981—),女,副教授,博士,主要研究方向为光学微结构与目标光散射特性研究。Email: zzgonglei@126.com 收稿日期:2021-04-20;录用日期:2021-06-08

hemispheric distance and other parameters on the surface scattering field is simulated and analyzed. The following conclusions are obtained: the electric field distribution under P polarization could highlight the surface structure unit profile of periodic structure; the scattering field increases with the incident angle, and gradually decreases in the direction of the mirror scattering angle; the peak number of the scattering field of filled unit is consistent with the number of filling units in the detection range when the radius and wavelength values are equivalent; with the increase of the filling hemisphere distance, the maximum value of the scattering field increases successively, and the angle interval corresponding to the maximum value decreases sequentially.

**Key words**: Composite scattering; Light field distribution; Multi-resolution time-domain method; Optical periodic structure surface; Three-dimensional hemisphere; Micro-nano

OCIS Codes: 290.4210; 290.5890; 310.6628

# 0 引言

在微纳技术和薄膜光学飞速发展的当下,微型光电元器件尺寸已经无限接近和达到微纳米尺度量级, 并在光学膜系及基底上调控制备出不同微结构阵列以实现低损耗波导、宽光谱减反、克服衍射限制和强光 场限制等特殊光学性能。受到广泛关注并应用于先进微型光电器件系统,在光子晶体、光电探测、无损检 测、伪装与反伪装等多个领域有着至关重要的应用<sup>[1-3]</sup>。

不同于传统宏观尺度的概念,在微纳米结构中,由于结构的特征参数与波长相当,微纳米结构表面几何 形态将极大影响光学表面的光谱和辐射传输特性<sup>[2]</sup>。光学表面微细结构将导致入射光波的干涉、衍射及散 射场变化等现象,需要从Maxwell方程出发建立微纳周期尺度下的辐射传输方程展开研究。

近几年周期性微结构表面产生的多种奇异辐射现象和复杂机理,吸引了国内外多位学者的关注和研 究。LEE B J 等<sup>[4]</sup>采用严格耦合波分析法研究了周期性金属窄缝排列光栅吸收率。CHEN Y C 等<sup>[5]</sup>采用同 样方法,研究了纳米尺寸凸起结构对微尺度金属光栅红外辐射特性影响。YANGY等<sup>[6]</sup>基于同样方法精确 计算出两金属光栅之间近场辐射通量。FRANCOEUR M 等<sup>[7]</sup>使用波动光学方法研究纳米薄膜与周期性 SiC模块之间的近场辐射问题。LUSSANGE J等<sup>[8]</sup>从散射角度出发研究了介质光栅微尺度辐射,重点讨论 了光栅间距对吸收率影响。国内也开展了很多关于微纳米周期结构的光学材料与介质之间的相互作用等 研究。安徽大学吴先良、黄志祥团队<sup>[9-10]</sup>基于时域有限差分方法(Finite Difference Time Domain, FDTD)引 入一种迭代算法并改进卷积完全匹配层,研究了在斜入射条件下的色散周期结构及多层光子晶体的传输特 性。程强等<sup>[11]</sup>基于严格耦合波分析法提出具有不同脊高多个简单硅光栅叠加复合光栅结构。安徽固体物 理所的CAIWeiping等<sup>[12]</sup>设计了带有缺陷的Au盘周期阵列,即将其中个别特殊位置处的Au盘用Au蝴蝶结 替换,通过调整Au盘的周期来调整Au膜SPP的峰位,以使SPP与LSPR耦合电场增强倍数高达10°。同时 微纳米周期结构超材料性能强烈地依赖于微纳表面结构单元特性,不同微纳结构单元可实现异常透射、定 向传输、光谱选择吸收等光学现象。KWONYW<sup>[13]</sup>等在可弯曲微结构表面上研究了纳米图案的相位掩模 实现共形接触,"蛾眼"抗反射纳米周期结构。JUNG H和JEONG KH<sup>[14]</sup>设计并制备了具有抗反射纳米结构 的分级微透镜结构表面。综上所述,表面周期微纳结构在激发、调控等方面均具有重要作用,但从复合/差 值散射光场角度出发研究其光学特性,为进一步拓宽微纳米周期结构功能特性提供技术支撑的研究鲜有 报道。

在时域多分辨分析方法(Multi-resolution Time-domain Method, MRTD)被广泛应用之前,研究者们采 用时域有限差分方法(Finite Difference Time-domain method, FDTD)在多场景下进行数值计算仿真,但此 方法在计算速度和占用内存方面存在不足。而MRTD方法的出现解决了计算量和计算精度之间的矛盾。 MRTD方法不仅具有良好的色散特性,还极大程度地节约了计算机内存。

本文建立以三维半球体为周期结构单元的光学表面散射模型,从Maxwell方程出发,基于MRTD方法, 推导出微纳米三维半球光学周期结构表面散射耦合场,并与采用经典FDTD方法的计算结果进行比较,数 值计算出半球形孔中分别填充空气、Cu及SiO<sub>2</sub>介质情况下的双站复合散射截面,提炼分析折射率、半球半 径、半球间距等不同特征参数对光学周期结构表面散射场的影响规律。

# 1 散射建模及MRTD方法关键技术

### 1.1 微纳米三维半球光学周期结构表面建模

鉴于微纳米周期半球结构体的灵活拓展性,后期可以通过改变长短轴周长比例拓展成为椭球体,亦可 以进一步拓展为周期椎体,或将双球体部分重合拓展为月牙形等一些其他典型异性体。本文将微纳米三维 半球光学周期结构作为研究对象,散射模型示意如图1。将调控半球结构尺寸(半球半径r)、占空比(半球间 距)、填充材质(空气Air、Cu及SiO<sub>2</sub>),提炼出以上因素对微纳米周期光学表面光散射性能的影响规律以期后 期工程上,通过有目的性改变周期结构参数满足各类光电系统多种特殊需求。



图1 微纳米三维半球光学周期结构表面示意

Fig.1 Schematic diagram of the surface of the micro-nano three-dimensional hemisphere optical periodic structure

本文研究的微纳米周期结构表面由多个周期排布的半球体组成,其半径表示为r;相邻半球体中心之间 的距离表示为L。λ为入射波波长,k=2π/λ为自由空间波数,入射高斯光束通过焦平面的功率为P=100 mW。 入射波入射角为θ<sub>i</sub>,散射角为θ<sub>s</sub>。L<sub>x</sub>,L<sub>y</sub>和L<sub>s</sub>分别表示光学周期结构的长,宽和厚度。

## 1.2 基于 MRTD 光学周期结构表面散射场推导

将介质本构关系和Maxwell旋度方程结合,可得到电场和磁场各个分量的微分形式,即

$$\begin{cases} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma E_x \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma E_y \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} + \sigma E_z \end{cases}$$
(1)
$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} - \sigma_m H_x \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} - \sigma_m H_y \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} - \sigma_m H_z \end{cases}$$
(2)

式(1)和式(2)中带有下标的 $H_xE$ 表示 $x_xy_xz$ 方向的磁场和电场分量; $\varepsilon$ 表示介电常数; $\mu$ 表示介质磁导率, $\sigma$ 表示电导率。

以磁场分量 $H_{a}$ 为例,在标准的YEE网格中,电磁场交替分布在网格的棱中心与面中心,当电场时间步为 $n\Delta t$ 时,磁场的时间步为 $\left(n+\frac{1}{2}\right)\Delta t$ ,且相比FDTD方法,MRTD方法在场展开中可以灵活引入各类尺度函数,本文以Daubechies-2小波函数为例, $H_{a}$ 的展开式为

$$H_{z}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k,t\right) = H_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{\phi_{z},n+\frac{1}{2}}h_{n+\frac{1}{2}}(t) \times \left[\phi_{i+\frac{1}{2}}(t),\phi_{j+\frac{1}{2}}(t),\phi_{k}(t)\right]$$
(3)

式中, $H_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},t}^{\phi_{s},n+\frac{1}{2}}$ 为场展开系数,*i*,*j*,*k*,*n*分别为三维空间坐标间尺度,对应离散公式为 $t = n\Delta t, x = i\Delta x, y = j\Delta y, z = k\Delta z$ 。且 $\Delta x, \Delta y, \Delta z, \Delta t$ 分别代表空间与时间的离散间隔。在式(3)中, $h_n(t)$ 和 $\phi_r(t)$ 分别代表 Haar 小波函数和具有紧支撑域的Daubechies-2小波函数,即表示具有2阶消失矩,且紧支撑域为[0,3]。 $h_n(t)$ 定义为

$$h_n(z) = h\left(\frac{t}{\Delta t} - n\right) \tag{4}$$

取 $\phi_r(t)$ 中任一方向的分量,以x分量为例,有

$$\phi_i(x) = \phi\left(\frac{x}{\Delta x} - i\right) \tag{5}$$

在推导场展开公式时,引入小波函数进行推导,经过计算整理可得出Hz方向的步进迭代公式,即

$$H_{z}^{n+1/2}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k\right) = CP(m) \cdot H_{z}^{n-1/2}\left(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k\right) + CQ'(m)\left\{\sum_{l=-L_{x}}^{L_{x}-1} a(l)\left[E_{x}^{n}\left(i+\frac{1}{2},j+1,k\right) - E_{x}^{n}\left(i+\frac{1}{2},j,k\right)\right]\right\} - E_{y}^{n}\left(i+1,j+\frac{1}{2},k\right) + E_{y}^{n}\left(i,j+\frac{1}{2},k\right)$$

$$(6)$$

式中,系数CP(m),CQ'(m)表达式为

$$CP(m) = \frac{1 - \frac{\sigma_m(m)\Delta t}{2\mu_0\mu_r(m)}}{1 + \frac{\sigma_m(m)\Delta t}{2\mu_0\mu_r(m)}}$$
(7)

$$CQ'(m) = \frac{CQ(m)}{\delta} = \frac{\frac{\Delta t}{\mu_0 \delta}}{\mu_r(m) + \frac{\sigma_m(m)\Delta t}{2\mu_0}}$$
(8)

 $\sum_{l=-L_s}^{L_s-1} a(l)$ 为尺度函数偏导数的系数,a(l)由傅里叶频域的数值内积计算得到,且它由紧支撑域确定,文中所

选 Daubechies-2小波函数的紧支撑域为[0,3],求和公式中,l的取值范围为[-3,2],当l > 2时,由紧支撑域的概念可知a(l)=0;且当l < 0时,a(l)具有对称关系a(-1-l)=a(-l),于是只需获得 $0 \le l \le 2$ 区间内a(l)的值即可进行计算。表1列出了当 $0 \le l \le 2$ 时a(l)的取值。

Table 1The value of p	artial derivative of scaling function coefficient <i>a</i> ( <i>l</i> )
l	a(l)
0	1.229 167
1	-0.093750
2	0.010 417

表 1 尺度函数偏导数的系数*a*(*l*)的取值 1 The value of partial derivative of scaling function coeffi

这里只给出磁场沿 z 方向分量 H<sub>a</sub>的计算推导过程,其他电磁场分量的步进迭代公式都可由此步骤得出, 在 MRTD 计算中,与 FDTD 同样都需达到数值稳定,即时间步长 Δ*t* 需满足式(9)中的数值稳定性条件

$$v_{\max}\Delta t \leqslant \sum_{l=-L_{s}}^{L_{s}-1} |a(l)|^{-1} \left(\frac{1}{\Delta x^{2}} + \frac{1}{\Delta y^{2}} + \frac{1}{\Delta z^{2}}\right)^{-\frac{1}{2}}$$
(9)

式中, v<sub>max</sub>为计算空间中电磁波的最大传播速度。这种基于 Maxwell 方程建立的多分辨时域有限差分算法 方程是用对空间和时间的差分代替微分,这种代替必然产生误差,于是为保证算法精度,空间步长  $\Delta x$ 、 $\Delta y$ 、  $\Delta z$ 要取足够小,通常选取所计算最高频率所对应波长的 1/20~1/10,且时间步长的选取要满足数值稳定性 条件,以确保随时间步进的场量不随时间的增加而发散。

#### 数值计算及讨论分析 2

### 2.1 方法有效性比对

为了验证本文中所建立MRTD半空间模型的有效性,分别将MRTD方法与FDTD方法的计算结果比 对,并给出了在光学薄膜表面镶嵌5×5Cu粒子和SiO,粒子的电场分布,如图2和图3所示。



图2 MRTD方法与FDTD方法计算结果对比分析 Fig.2 Comparison and analysis of calculation results between MRTD method and FDTD method



(a) P polarization

图3 不同偏振5×5周期排布Cu半球光学周期结构表面光场分布

Fig.3 Optical field distribution on the surface of Cu hemisphere optical periodic structure of  $5 \times 5$  periodic arrangement with different polarization

图 2 是基于 K9 玻璃表面镶嵌 5×5 Cu粒子阵列排布的计算结果,粒子半径大小为 0.4 µm, 入射波长为  $0.633 \mu m$ ,程序中设置每波长网格数为16,满足MRTD对网格划分的要求(即 $\lambda/20 \sim \lambda/10$ )。分别采用基于 Daubechies-2, Daubechies-3以及 Daubechies-4小波函数的 MRTD 方法与FDTD 方法作对比。由于交叉偏 振散射截面值非常小,无法有效表示散射场特性,因此只讨论同偏振情况下散射场变化规律。由图可以看 出,MRTD方法中具有2,3,4阶消失矩的Daubechies小波函数的计算结果均与FDTD方法所得的散射场计 算结果吻合较好,并且具有2阶消失矩的Daubechies小波函数完全能够满足计算精度,验证了本文方法的有 效性。

### 2.2 微纳米三维半球光学周期结构表面场分布

图 3 为不同偏振 5 × 5 周期排布 Cu半球光学周期结构表面场分布图。图中 θ=30°,从图中可以看出,光 学周期结构表面在P偏振与S偏振两种方式下的表面场分布。图3(a)为P偏振下的最大值与最小值之间差 值较大,场分布更明显。P偏振下的H.分布更能突出周期结构表面空气半球的轮廓,而S偏振下则对比不明 显,故而在微纳米三维半球光学周期结构表面复合散射特性计算对比中,入射光均采用P偏振入射光,在工 程中对光学周期表面的质量及特性检测均建议采用P偏振光。

图 4 为周期单元填充介质分别为 Cu,SiO<sub>2</sub>和 Air的表面光场分布图。光学周期结构表面(K9 玻璃)的折 射率为 n<sub>K9</sub>=1.52。图中 θ<sub>i</sub>=30°,半球半径 r=0.7λ,间距 d=1.2λ,方位角和极化角均为 0°。由图 4结果可知, 周期半球表面结构单元内填充介质为 Cu时,周期表面散射光场最大;当结构单元内填充介质为 SiO<sub>2</sub>时,散 射光场最小;当空气半球周期表面介于两者之间。由此可以看出周期单元内介质的选择对周期结构表面光 学特性有至关重要的影响。



图4 光学周期结构表面半球单元内填充不同介质表面光场分布 Fig.4 Optical periodic structure surface hemispherical unit filled with different medium surface light field distribution diagram

当K9玻璃表面为SiO<sub>2</sub>周期半球时,SiO<sub>2</sub>折射率为1.67与K9玻璃基底非常相近,那么它们的复合散射 表象也非常相像,反映出来的相互作用的散射场最小。而折射率差值越大,彼此的散射场差异越大,所以相 互作用的散射场也越大。所以,当填充Cu时,周期表面散射光场最大;填充SiO<sub>2</sub>时,散射光场最小;空气半 球周期表面介于两者之间。可见由填充材料不同带来的散射场差异与折射率密切相关。

图 5 分别为 P 偏振下, SiO<sub>2</sub>粒子和 Cu 粒子在 z=0 平面的电场分布图,其中粒子的横纵坐标为剖分网格数, 入射波长为 0.633 μm, 入射角 θ<sub>i</sub>=0°, 粒子半径均为 r=0.4 μm。



图 5 P偏振不同材质 5×5周期排布半球光学周期结构表面 z=0平面电场分布 Fig.5 P-polarized different materials 5×5 periodic arrangement of hemisphere optical periodic structure surface z=0 plane electric field distribution diagram

从图 5(a)中可以看出,当K9玻璃表面镶嵌周期 SiO<sub>2</sub>半球粒子时,粒子内部散射场小于0,且在 SiO<sub>2</sub>粒子 内部,散射场沿半径向中心方向逐渐减小,相比而言,中心点处散射场值最小,边缘处散射场值最大,这是由 于 SiO<sub>2</sub>对电磁场产生吸收衰减所致。从图 5(b)中可以看出,当光学表面镶嵌周期金属半球粒子时,金属半 球粒子对入射光波形成屏蔽,因此内部场值为零,而半球粒子周围呈现电场逐渐增大趋势。在粒子间隙处, 场值达到峰值后开始变小,到达周期粒子群内部电场减小为零,符合实际中金属吸收电磁波的规律。

### 2.3 散射特性的影响因素

微纳米三维半球光学周期结构表面的散射特性受到较多因素的影响,如探测角度、周期填充单元尺寸、 占空比、周期填充单元间距、周期单元内填充物等。在数值计算中,所涉及的变量较多,故在对比总结提炼 某一参数对散射场的影响时,采用控制其他变量不变以确保对影响规律提炼的正确性。

为了研究不同入射角及介电参数对周期结构表面复合散射场的影响,图6选取5×5微纳米三维半球光 学周期结构表面,结构单元半球尺寸为*r*=0.7λ,半球间距*d*=0.9λ,周期介质半球内分别填充空气、SiO<sub>2</sub>和 Cu,分别给出入射角为0°,30°,45°,60°微纳米三维半球光学周期结构表面雷达散射界面角分布图。

由图 6 可以得出不论周期结构表面填充何种介质,RCS 曲线的峰值位置总是随着入射角的改变而发生移动,且微分散射截面峰值总是出现在散射角等于入射角的位置处。当半球内填充 Cu和 SiO<sub>2</sub>介质时,周期结构表面复合散射场的峰值随入射角的增大而减小,这是由于周期介质内填充特定介质时,入射光在 P 偏振下,随着入射角增大,RCS峰值不断减小。从物理意义上讲,是由于介质材料对散射场的吸收所致,或者二次相干散射减弱,从而导致 RCS 值随入射角变大,在镜面散射角方向逐渐减小。



图 6 不同入射角不同填充介质微纳米三维半球光学周期结构表面复合散射场 Fig.6 Different incident angles and different filled media micro-nano three-dimensional hemisphere optical periodic structure surface composite scattering field

图 7 为填充不同半径 SiO<sub>2</sub>三维半球光学周期结构表面复合散射场。周期半球单元的半径设置为 *r*=0.2λ,0.4λ,0.7λ及1.0λ,半球单元间距为 *d*=1.5λ,入射波长为0.633 μm, *θ*=30°。图 7(a)是复合散射结果在 直角坐标系下的结果,*x*代表散射角,*y*代表复合散射场;图 7(b)是极坐标下不同散射角下对应的复合散射 场之间的关系。

从结果可以看出:随着周期排列SiO2半球半径的增大,散射场峰值不断增大。依据散射场最大峰值出



图7 不同半径 SiO<sub>2</sub>三维半球光学周期结构表面复合散射场 Fig.7 Composite scattering field on the surface of SiO<sub>2</sub> three-dimensional hemisphere optical periodic structure with different radii

现在镜面反射方向,由于θ<sub>i</sub>=30°,散射角30°处出现散射场峰值也进一步说明了程序的有效性。当SiO<sub>2</sub>介质 粒子排布方式为5×5阵列排布时,粒子散射场的峰值个数与粒子个数相吻合,且在最大峰值两侧的极大值 大小逐渐递减。当填充介质半球粒子单元半径较小,文中算例为r=0.2λ时,复合散射场规律与其他曲线存 在较大差别,可以得出当周期光学表面的周期单元较小时,不再符合一般规律。纵观几个参数结果,可得 r=λ的结果最具有典型性。故而在设计光学周期表面时应采用结构单元的尺寸跟波长相当是比较理想的。

图 8 为不同填充单元距离微纳米三维半球光学周期结构表面复合散射场。选取 5×5周期半球结构,选 取半球内填充介质为 SiO<sub>2</sub>。周期半球单元的半径 r=0.3λ,分别改变半球间距为 d=0.6λ,0.9λ,1.2λ。其他参 数均与以上算例相同。从图 8 可以得出当周期半球表面介质半球半径一定的条件下,改变 SiO<sub>2</sub>填充半球间 距,复合散射场峰值和位置均未改变。随填充半球间距增大,散射场的极大值个数依次递增,且极大值对应 的角度区间依次减小。上述结论为工程中周期结构表面的设计提供了理论参考和依据。



图 8 不同填充单元距离微纳米三维半球光学周期结构表面复合散射场 Fig.8 Composite scattering field on the surface of micro-nano three-dimensional hemisphere optical periodic structure with different filling unit distances

# 3 结论

本文建立填充三维半球体周期结构表面的散射模型,基于MRTD方法,从Maxwell方程出发,推导出微纳米三维半球光学周期结构表面散射耦合场,将MRTD方法中具有2,3,4阶消失矩的Daubechies小波函数的计算结果均与FDTD方法结果进行比较,结果吻合很好。给出微纳米三维半球光学周期结构表面场分布并数值计算出半球形孔中分别填充空气、Cu及SiO2介质情况下双站复合散射截面,提炼分析介质材质、半球

半径、半球间距等不同特征参数对光学周期结构表面散射场的影响规律。结果表明:1)P偏振下电场分布更 能突出周期结构表面结构单元半球的轮廓;2)不同介质材料对散射场的吸收所致,或者二次相干散射减弱, 从而导致 RCS 值随入射角变大,在对应镜面散射角方向逐渐减小;3)填充单元散射场峰值个数与探测范围 内填充单元个数吻合,且在最大峰值两侧的极大值大小逐渐递减。且在半径和波长值相当时,此规律最为 明显;4)当周期半球表面介质半球半径一定的条件下,改变 SiO<sub>2</sub>填充半球间距,复合散射场峰值和位置均未 改变。随填充半球间距增大,散射场的极大值个数依次递增,且极大值对应的角度区间依次减小。综上可 知,周期结构光学表面的光场特性取决于表面周期单元的特性,体现在周期单元的排列方式、间距、尺寸等, 同时周期单元内介质的选择也至关重要。该研究为进一步提高光学系统效率及拓展微纳米周期超结构功 能特性提供了理论依据和技术支撑。

### 参考文献

- [1] PAN Tingting, CAO Wen, WANG Ming. Optical properties of multi-hole periodic sliver film array structure[J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(1):0104001.
   潘庭婷,曹文,王鸣.多圆孔周期性银膜阵列结构的光学特性[J].光学学报, 2019, 39(1):0104001.
- [2] DENG Hao, CHEN Shuqiang, QUAN Jun. A fast convergence solution for calculation diffraction of crossed gratings[J]. Acta Photonica Sinica, 2015, 44(8): 0805001.
   邓浩,陈树强,全军.一种二维光栅结构衍射场计算中的快速收敛方案[J]. 光子学报, 2015, 44(8): 0805001.
- [3] JIANG Tianrun, ZHANG Guiju, YAN Ying. Influence of K-K correction of complex permittivity on optical properties of metal nano-ellipsoid array structure[J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(2):0212002.
   江天润,张桂菊,延英.复介电常数的K-K修正对金属纳米球阵列结构光学特性的影响[J].光学学报, 2019, 39(2):0212002.
- [4] LEE Bongjae, WANG Liping, ZHANG Zhoumin. Coherent thermal emission by excitation of magnetic polaritons between periodic strips and a metallic film[J]. Optics Express, 2008, 16(15): 11328–11336.
- [5] CHEN Yubin, CHEN Jiashiang, PeifengHUS. Impacts of geometric modifications on infrared optical responses of metallic slit arrays[J]. Optics Express, 2009, 17(12): 9789–9803.
- [6] YANG Yue, WANG Liping. Spectrally enhancing near-field radiative transfer between metallic gratings by exciting magnetic polaritons in nanometric vacuum gaps[J]. Physical Review Letters, 2016, 117(4): 044301.
- [7] FRANCOEUR M, MENGUC M, VAILLON R. Near-field radiative heat transfer enhancement via surface phonon polaritons coupling in thin films[J]. Applied Physics Letters, 2008, 93(4): 043109.
- [8] LUSSANGE J, GUEROUT R, ROSA F S S, et al. Radiative heat transfer between two dielectric nanogratings in the scattering approach[J]. Physical Review B, 2012, 86(8): 085432.
- [9] SHEN Chenyang, FANG Ming, HUANG Zhixiang, et al. Analysis of periodic structures at oblique incidence by iterated Finite-difference Time-domain method[J]. Acta Photonica Sinica, 2015, 44(11): 106-112.
   沈晨阳,方明,黄志祥,等. 斜入射周期结构模拟的迭代时域有限差分方法[J]. 光子学报, 2015, 44(11): 106-112.
- [10] XIE Guoda, HUANG Zhixiang, WANG Lihua, et al. Improvement of the stability of convolutional perfect matched layer based on Finite Difference Time-domain algorithm[J]. Acta Photonica Sinica, 2017, 46(8): 0826001.
   谢国大,黄志祥,王丽华,等.基于时域有限差分算法改进卷积完全匹配层的稳定性[J].光子学报, 2017, 46(8): 0826001.
- [11] CHENG Qiang, LI Pingping, LU Jia, et al. Silicon complex grating with different groove depths as an absorber for solar cells [J]. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2014, 132: 70–79.
- [12] ZHOU Fei, LIU Ye, CAI Weiping. Huge local electric field enhancement in hybrid plasmonic arrays [J]. Optics Letters, 2014, 39(5): 1302–1305.
- [13] KWON Y W, PARK J, KIM T, et al. Flexible near-field nanopatterning with ultrathin, conformal phase masks on nonplanar substrates for biomimetic hierarchical photonic structures[J]. Acs Nano, 2016,10(4):4609-4617.
- [14] JUNG H, JEONG K. Monolithic polymer microlens arrays with antireflective nanostructures [J]. Applied Physics Letters, 2012, 101(20):1281-1284.

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (Nos. 62071359, 61905187), Natural Science Foundation in Shaanxi Province of China (No.2019JM-238), the Scientific Research Program Funded by Shaanxi Provincial Education Department (No.20JS059), Xi'an Technological University Principal Foundation Key Projects (No. XGPY200206)