



## 蜂窝状椭圆孔洞吸收器圆二色性研究

余鹏 王保清 吴小虎 王文昊 徐红星 王志明

### Circular dichroism of honeycomb-shaped elliptical hole absorber

Yu Peng Wang Bao-Qing Wu Xiao-Hu Wang Wen-Hao Xu Hong-Xing Wang Zhi-Ming

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 207101 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20200843

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200843>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

平面复合金属微纳结构的圆二色性研究

Studies of circular dichroism of planar composite metal nanostructure arrays

物理学报. 2020, 69(10): 107802 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200130>

等离激元增强的石墨烯光吸收

Enhanced optical absorption of graphene by plasmon

物理学报. 2020, 69(6): 067801 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191645>

量子等离激元光子学在若干方向的最新进展

Some recent advances on quantum plasmonics

物理学报. 2019, 68(14): 147103 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190331>

外尔超构材料里频率分离外尔点的数值设计

Numerical design of frequency-split Weyl points in Weyl metamaterial

物理学报. 2020, 69(15): 154204 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200195>

第一性原理研究O和S掺杂的石墨相氮化碳(g-C<sub>3</sub>N<sub>4</sub>)<sub>6</sub>量子点电子结构和光吸收性质

First principle study of electronic structures and optical absorption properties of O and S doped graphite phase carbon nitride (g-C<sub>3</sub>N<sub>4</sub>)<sub>6</sub> quantum dots

物理学报. 2017, 66(18): 187102 <https://doi.org/10.7498/aps.66.187102>

蒸发冷凝法制备超细CeB<sub>6</sub>和SmB<sub>6</sub>纳米粉末及可见光穿透特性

Nanocrystalline CeB<sub>6</sub> and SmB<sub>6</sub> powder prepared by evaporative condensation method and their visible light transparency

物理学报. 2019, 68(24): 246101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191312>

## 蜂窝状椭圆孔洞吸收器圆二色性研究\*

余鹏<sup>1)†</sup> 王保清<sup>1)</sup> 吴小虎<sup>2)</sup> 王文昊<sup>1)</sup> 徐红星<sup>3)</sup> 王志明<sup>1)‡</sup>

1) (电子科技大学基础与前沿研究院, 成都 610054)

2) (山东高等技术研究院, 济南 250100)

3) (武汉大学物理科学与技术学院, 武汉 430072)

(2020年6月3日收到; 2020年6月30日收到修改稿)

手性结构的圆二色吸收已经被广泛应用于分析化学、工业制药、生物监测等领域. 然而天然手性结构与光的相互作用很弱. 等离子体光学纳米结构能大幅度增强光-物作用的能力. 在制备可见-近红外手性等等离子体超吸收结构的过程中, 通常存在吸收率与样品制备面积的折中, 即可大面积制备结构的圆二色性较小. 为提高可大面积制备手性等等离子体吸收器的圆二色性, 本文设计了蜂窝状排列的椭圆孔洞吸收器, 并研究了其吸收、圆二色性和光学  $g$  因子. 通过合理的设计, 数值计算结果显示, 在手性光的激发下其圆二色值可达约 0.8, 对应光学  $g$  因子可达约 1.7. 巨大的圆二色性来源于倾斜椭圆结构对结构对称性的破坏, 且倾斜角对圆二色性的影响很大. 本结构可利用纳米球光刻法制备, 对制备大规模手性等等离子体吸收器具有一定的指导意义.

**关键词:** 光吸收, 圆二色性, 等离子体, 手性

**PACS:** 71.35.Cc, 78.20.Ci, 33.57.+c, 33.55.+b

**DOI:** 10.7498/aps.69.20200843

## 1 引言

手性广泛的存在于自然界的生命体中, 例如从宏观结构的生物外形到微观结构的分子、酶等的相互作用. 手性指其镜像无法通过任何旋转或平移操作与其本身重合. 这两个不可重叠的结构被称为对映异构体. 虽然它们的结构在形式上等价的, 例如左手和右手, 但是它们与外界物理量的作用可能不同<sup>[1]</sup>. 例如, 存在于药物中的手性对映异构体具有相同的化学式和相同的物理性质, 而在空间排列上具有差异. 但是, 这种不对称会导致无活性甚至是毒性. 历史上臭名昭著的沙利度胺事件——海豹胎事件——就是由于人们对手性认识的缺乏所致. 区分手性结构的常规技术手段是区别它们与圆偏振

光的相互作用的吸收/透射光谱: 左圆偏振 (left-hand circular polarization, LCP) 和右圆偏振 (right-hand circular polarization, RCP) 的不同吸收/透射, 即圆二向色性 (circular dichroism, CD). 它在分析化学、工业制药、生物监测等领域具有重要的作用. 然而, 由于天然结构的分子波函数在空间的扩展与激发波长相比很小, 因此分子、酶等的光-物质的电磁作用很弱, 导致其手性效应很小. 这不仅会导致测量技术灵敏度低, 还会导致材料浪费大和获取时间长的问题. 取而代之的是, 研究者提出了手性分子与手性纳米结构偶联的新方法来提高光-物质作用的强度<sup>[2]</sup>.

等离子体纳米结构利用金属表面自由电子和光的相互作用来提高手性分子的光-物相互作用. 手性等等离子体纳米结构能够实现近场增强, 把光局

\* 国家重点研究发展计划 (批准号: 2019YFB2203400)、中国博士后科学基金 (批准号: 2019M663467) 和四川省科学技术厅自由探索项目 (批准号: 20YYJC3609) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: peng.yu@uestc.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: zhwmwang@uestc.edu.cn

域在纳米尺度内<sup>[3-5]</sup>. 等离子手性结构的应用研究主要有对圆偏振光的调控及其转换、增强手性光谱灵敏度等. 例如, Li 等<sup>[6]</sup>利用手性等离子产生的热电子实现了对圆偏振光的检测. 我们也曾报道了采用手性等离子结构实现手性的光热转换<sup>[7]</sup>和光化学<sup>[8,9]</sup>等应用. Wu 等<sup>[10]</sup>利用手性纳米二聚体的产生来检测微半胱氨酸-LR 和癌症生物标记物. Ouyang 等<sup>[11]</sup>实现了 1.35—1.85  $\mu\text{m}$ ,  $\text{CD} > 0.5$  的宽带手性吸收器. He 等<sup>[12]</sup>报道了可调谐狄拉克半金属诱导的巨圆二色性. 纳米制造技术的进步使复杂的手性等离子结构得以实现: 例如直接激光书写, 多层光刻, 通过支架或 DNA 的自组装以及电子束曝光等<sup>[2]</sup>. 三维纳米结构具有更大的 CD 效应, 这是由于其多层之间的强烈的近场电磁耦合. 常见的三维等离子结构有: 螺旋<sup>[13]</sup>, 螺旋型斜坡纳米结构<sup>[14]</sup>, 三维 L 形<sup>[15]</sup>, 多层非手性结构的重叠<sup>[16]</sup>和三维折纸<sup>[17]</sup>等. 相比三维结构, 二维平面结构制备相对简便, 对工艺的要求较低, 例如 S 形<sup>[18]</sup>, 平面 L 形<sup>[7]</sup>, 万字形<sup>[19]</sup>等. 在制造过程中引入一些不对称性, 或通过适当设置可激发纳米结构来中和手性. 另外, 上述的许多结构, 尤其是工作在近红外和可见光的人工手性微纳结构, 都依赖于价格昂贵的曝光或者刻蚀设备.

低成本的纳米球光刻技术 (nanosphere lithography, NSL) 可用于大规模制备超材料结构——纳米球, 首先在平面上自组装, 然后通过反应离子束刻蚀减小它们的直径, 最后蒸镀各种金属可以形成大面积的等离子超材料结构. 如果样品相对于蒸发角倾斜, 则样品对称性将被破坏, 则结构被引入手性<sup>[20]</sup>. 这为大规模制备手性等离子超材料结构提供一个可行的技术途径. 在制备手性等离子超吸收器结构的过程中, 通常会有一个吸收率 (通常在可见或者近红外) 跟制备复杂程度的折中. 一是可以大

面积制备, 但是获得光学手性吸收小; 或者获得的光学手性大, 但是需要电子束曝光等复杂、低产量的加工方式.

本文提出蜂窝状排列的椭圆孔洞吸收器, 它工作在近红外波段. 它采用经典的微纳结构层-介质层-金属层的三明治结构, 即以金属薄膜作为基底阻隔光透射, 以  $\text{SiO}_2$  作为介质匹配层放置于金属薄膜上, 然后在顶层设计出蜂窝状排列的椭圆孔洞等离子结构. 采用数值计算来研究其在手性光谱下的吸收, 光学  $g$  因子 ( $g$ -factor). 模拟显示, 通过合理的设计, 该结构在近红外 RCP 光下可实现近完美的吸收, 而在 LCP 光下的吸收仅约为 RCP 光下吸收的 10%, 对应约 0.8 的 CD 值和约 1.7 的  $g$ -factor. 通过分析其在最佳 CD 波长处的电场强度、电荷密度分布和能量损耗等, 揭示其 CD 和  $g$ -factor 产生的物理机制. 本设计可为大规模制备手性等离子超吸收器提供思路.

## 2 结构的设计与仿真原理

等离子手性吸收器的单元结构如图 1 所示. 图 1(a) 为所设计结构的 3D 示意图. 图 1(b) 为结构的顶视图. 顶层结构是一层具有椭圆孔洞的金属, 孔洞呈六角排列, 且保证孔洞之间不重叠. 孔洞之间的距离为  $P$ ; 孔洞为椭圆形状, 长轴半径为  $a$ , 短轴半径为  $b$ , 可在  $x$ - $y$  平面内旋转, 长轴与  $x$  轴的夹角为  $\theta$ . 图 1(c) 为手性吸收器的剖面图, 底层的连续金属薄膜为金, 厚度为 200 nm; 中间的  $\text{SiO}_2$  层折射率  $n$  为 1.45, 厚度为  $h_2$ ; 最上面一层为有椭圆孔洞的金薄膜, 厚度为  $h_1$ ; 结构中金的光学常数都取自 Johnson and Christy<sup>[21]</sup>.

本文应用时域有限差分法 (finite-difference time-domain, FDTD) 进行仿真. 对仿真结果进行

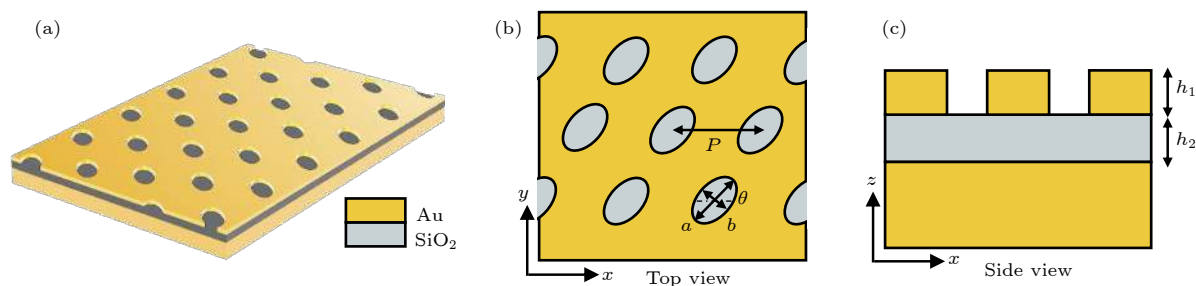


图 1 手性等离子超吸收器的结构示意图 (a) 三维立体结构图; (b)  $x$ - $y$  平面图; (c)  $x$ - $z$  平面图

Fig. 1. Schematic of the proposed chiral plasmonic absorber: (a) Three dimensional schematic of the absorber; (b) schematic of the absorber in  $x$ - $y$  plane; (c) schematic of the absorber in  $x$ - $z$  plane.

了收敛性测试,如改变网格大小或者完美匹配层(perfect matched layer, PML)的层数,直到结果不再改变.本文采用强制网格划分和系统自动生成的网格:由于蜂窝状孔洞层对吸收的影响至关重要,蜂窝状孔洞层和其附近区域为强制网格划分, $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 3 \text{ nm}$ ;其余地方采用系统网格,值为6;单元仿真时间设置为1000 fs.电磁场的边界条件为周期性边界条件以模拟真实情况下的周期排列; $z$ 方向则使用PML(64层)以保证入射波将无反射地穿过分界面而进入PML.在仿真模拟中,所设计的手性吸收器被沿着 $-z$ 轴方向的垂直入射的圆偏振光照射.吸收率为

$$A(\lambda) = 1 - T(\lambda) - R(\lambda), \quad (1)$$

其中  $T(\lambda)$  和  $R(\lambda)$  分别为透射率和反射率.

由于最底层的金具有足够的厚度,等离激元手性吸收器的透射为零,即  $T = 0$ ,因此(1)式的吸收率仅和反射率有关,即  $A(\lambda) = 1 - R(\lambda)$ .因此,吸收率由仿真所得的反射率间接得出.在仿真中,在光源后部放置一个功率监视器可获得结构的反射率,最后通过上述公式处理,最终获得吸收率.两个非常重要的参数,CD(即结构在左旋光的和右旋光下的差分吸收)和  $g$ -factor 可用来表征手性结构的非对称性.对于光学吸收,则有手性 CD 吸收谱和手性  $g$ -factor 吸收谱,分别对应  $CD_A$  和  $g_A$ :

$$CD_A = A_{LCP} - A_{RCP}, \quad (2)$$

$$g_A = \frac{A_{LCP} - A_{RCP}}{(A_{LCP} + A_{RCP})/2}, \quad (3)$$

其中,  $A_{LCP}$  和  $A_{RCP}$  分别为在 LCP 和 RCP 入射情况下,结构的吸收率.手性微纳结构的 CD 主要来源于磁电耦合特性,可以表示为

$$D = \varepsilon E - ikH, \quad (4)$$

$$B = ikE + \mu H, \quad (5)$$

其中  $k$  为手性参数,代表电场与磁场的耦合强度; $\varepsilon$  和  $\mu$  分别为介电常数和磁导率; $D$  为电位移矢量; $B$  为磁感应强度.为了仿真圆极化光,两个  $x$  和  $y$  极化的平面波被放置在一起,但是它们的相位差值分别为  $90^\circ$  和  $-90^\circ$ ,分别对应着 LCP 和 RCP 极化.

### 3 结果与讨论

根据上述模型,利用计算机在近红外 800—1200 nm 范围内计算蜂窝状排列的椭圆孔洞手性

吸收器的吸收性能、圆二色性和  $g$ -factor.首先,通过改变椭圆孔洞的长轴大小来研究它对上述结果的影响,图 2 显示了在 LCP 和 RCP 光垂直入射的情况下的吸收、圆二色性和  $g$ -factor.结构的几何参数为:  $h_1 = 45 \text{ nm}$ ,  $h_2 = 100 \text{ nm}$ ,  $\theta = 30^\circ$ ,  $b = 180 \text{ nm}$ .从图 2(a), (b) 可以看出,在研究波长范围内出现了明显的吸收峰,峰值大约为 0.4—0.6;虽然在共振模式处的吸收差异导致了 CD 信号,但是在 LCP 和 RCP 光照下吸收的差异相对较小,因此其 CD 和  $g$ -factor 较小,如图 2(c), (d) 所示.等离激元的共振依赖于结构的尺寸、形状等.随着  $a$  长度的增加,共振吸收峰出现红移,这是由于随着尺寸的增加,共振恢复力减弱,从而降低共振频率,因此出现红移.

为了进一步说明孔洞尺寸对吸收性能、圆二色性和  $g$ -factor 的影响,图 3 给出了短轴  $b$  对结果的影响.结构的几何参数为:  $h_1 = 45 \text{ nm}$ ,  $h_2 = 100 \text{ nm}$ ,  $\theta = 30^\circ$ ,  $a = 280 \text{ nm}$ .在增加短轴  $b$  的长度时候,其影响基本和长轴  $a$  的影响一致,如图 3(a), (b) 所示.值得注意的是,  $a$  和  $b$  对吸收的影响都有一个有趣的特征:在 LCP 光的照射下吸收峰值逐渐增大到最佳值然后减小,而在 RCP 光照射下,吸收峰值一直增大.

为了研究椭圆在平面内转动对结构非对称性的影响,我们进一步计算了在不同  $\theta$  下的结果,如图 4 所示.结构的几何参数为:  $h_1 = 45 \text{ nm}$ ,  $h_2 = 100 \text{ nm}$ ,  $a = 280 \text{ nm}$ ,  $b = 160 \text{ nm}$ .与上述参数对结果的影响不同的是,  $\theta$  对结果的影响很大.例如在  $\theta = 30^\circ$  时,  $A_{LCP}$  和  $A_{RCP}$  的值分别约为 0.65 和 0.55;在  $\theta = 35^\circ$  时,  $A_{LCP}$  和  $A_{RCP}$  的值分别约为 0.9 和 0.2.这是由于在  $a$  和  $b$  确定情况下,此时倾斜引入的角度对结构的对称性破坏大.这种吸收的差异导致结构的 CD 绝对值相差较大,约为 0.4—0.8,对应的  $g$ -factor 约为 0.6—1.7,如图 4(c), (d) 所示.通过设计合适的倾斜角度,CD 值可以反向,即  $CD(-\theta) = -CD(\theta)$ .此时结构的共振频率改变不大,这是由于偶极子共振在椭圆结构中的共振模式改变较小的缘故.众所周知,等离激元的共振频率取决于结构的尺寸、形状等.手性光的电场矢量可以分解为线性的极化光:即两个正交的电场矢量  $E_x$  和  $E_y$ <sup>[9]</sup>.此时椭圆孔洞的形状、尺寸并未改变,仅在面内旋转.因此改变的仅为椭圆孔洞在  $x$  和  $y$  方向上与电磁波的相互作用强度.

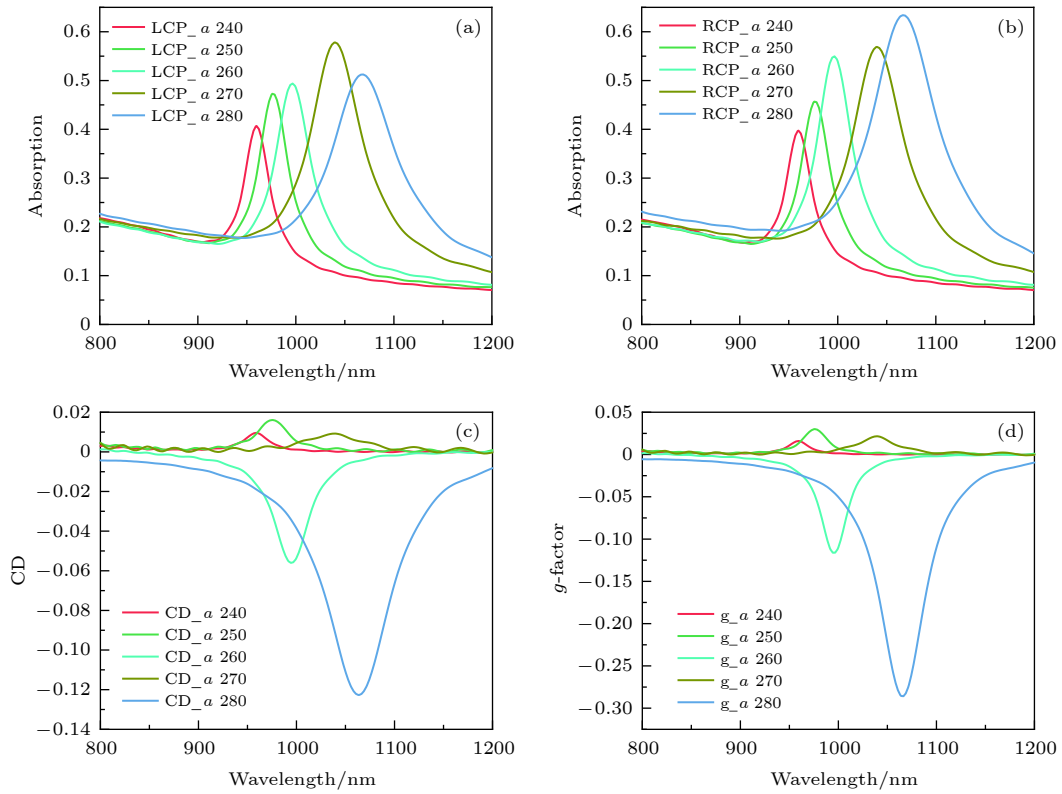


图 2 椭圆孔洞长轴  $a$  变化时的吸收谱, CD 谱和  $g$ -factor (a), (b) 吸收谱; (c) CD 谱; (d)  $g$ -factor

Fig. 2. Simulated absorption spectra, CD spectra and  $g$ -factor with the long axis of the ellipse  $a$  changes: (a), (b) Absorption spectra; (c) CD spectra; (d)  $g$ -factor.

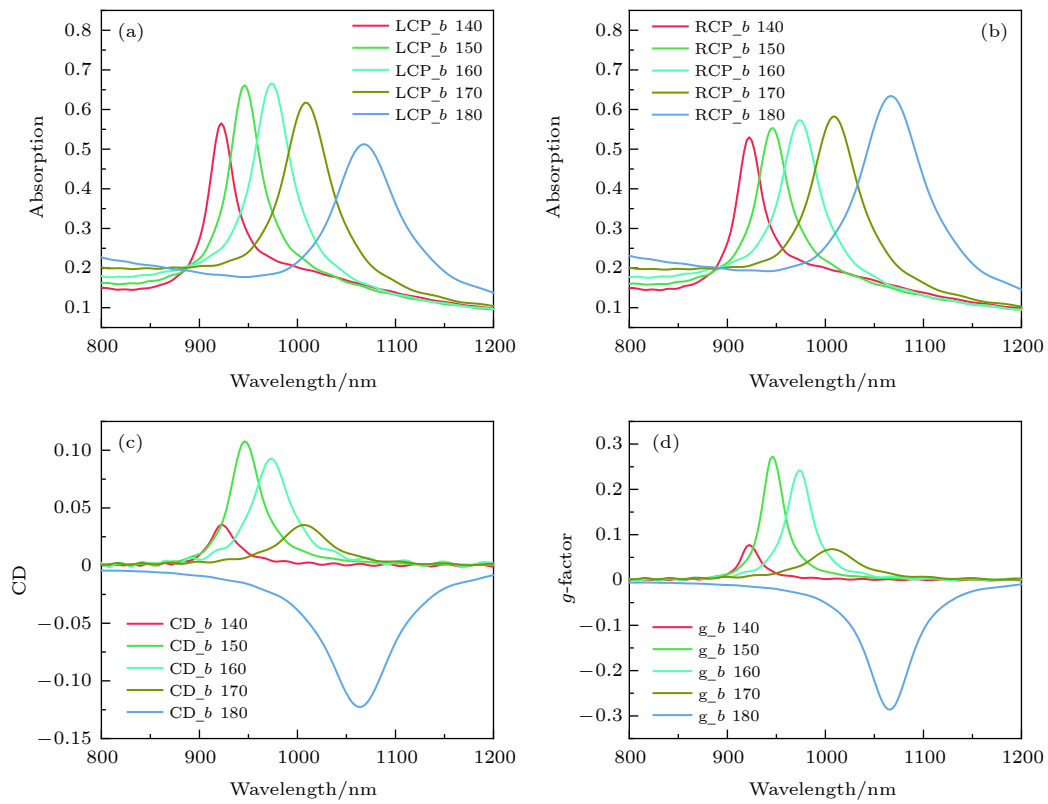


图 3 椭圆孔洞短轴  $b$  变化时的吸收谱、CD 谱和  $g$ -factor (a), (b) 吸收谱; (c) CD 谱; (d)  $g$ -factor

Fig. 3. Simulated absorption spectra, CD spectra and  $g$ -factor with the short axis of the ellipse  $b$  changes: (a), (b) Absorption spectra; (c) CD spectra; (d)  $g$ -factor.

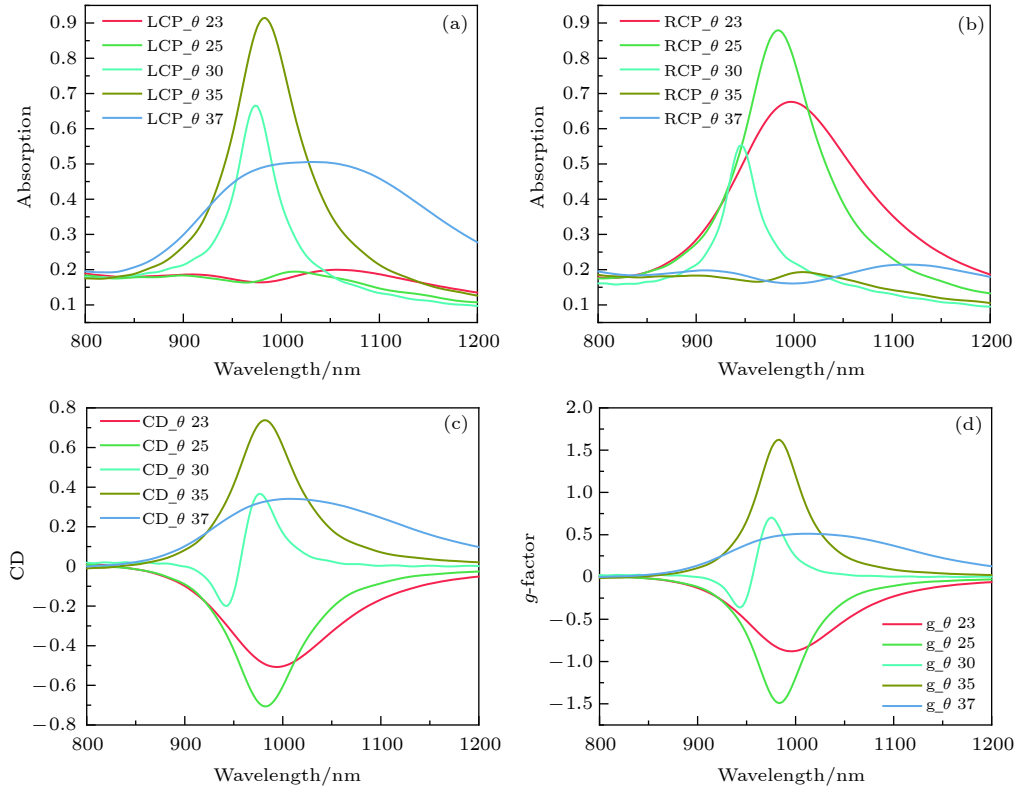

 图 4 椭圆倾斜角  $\theta$  变化时的 (a) (b) 吸收谱, (c) CD 谱, (d)  $g$ -factor

Fig. 4. Simulated absorption spectra, CD spectra and  $g$ -factor with the angle of the ellipse  $\theta$  changes: (a), (b) Absorption spectra; (c) CD spectra; (d)  $g$ -factor.

接下来, 在优化的  $\theta$  基础上, 我们研究了顶层结构厚度  $h_1$  和电介质  $\text{SiO}_2$  层厚度  $h_2$  对结果的影响, 如图 5 和图 6 所示 ( $\theta = 25^\circ$ ,  $a = 280$  nm,  $b = 160$  nm). 图 5 显示了  $h_1$  厚度对结果的影响 ( $h_2 = 100$  nm). 尽管它们的吸收、CD 和  $g$ -factor 相对较大, 然而  $h_1$  厚度改变对最佳吸收值的影响较小; 对共振频率的影响较大. 根据阻抗匹配理论, 共振频率取决于  $\propto 1/(2\pi\sqrt{LC})$ . 随着  $h_1$  改变, 对应的等效电感 (由金属结构决定) 改变, 因此共振频率随之改变<sup>[3]</sup>. 图 6 显示了  $h_2$  厚度对结果的影响 ( $h_1 = 55$  nm). 同样,  $h_2$  厚度改变对最佳吸收值的影响较小. 与改变顶部金属厚度不同的是, 改变  $\text{SiO}_2$  层的厚度影响共振频率公式中的电容 (两金属结构所夹的介质层形成电容). 随着  $h_2$  的改变, 在 RCP 光照下, 共振频率发生了红移或者蓝移. 吸收的峰值改变是由于阻抗不完美匹配造成的.

为了进一步的说明蜂窝状排列的椭圆孔洞手性吸收器的机理, 本文分别研究了其在最佳 CD 处 ( $h_1 = 55$  nm,  $h_2 = 110$  nm,  $a = 280$  nm,  $b = 160$  nm,  $\theta = 25^\circ$ ,  $P = 500$  nm) 的电场分布、表面电流分布和吸收损耗 (吸收密度), 如图 7 所示. 最

佳 CD 值位于 920 nm 附近. 可以很明显的观察到在 LCP 和 RCP 光照下电场强度的差异, 然而在孔洞大部分区域并不存在场增强. 从  $x$ - $y$  平面来看, 其电场主要位于孔洞的内边缘, 如图 7(a) 和图 7(b) 所示. 共振的模式在 920 nm 是源自偶极子共振. 图 7(c) 和图 7(d) 为结构在 920 nm 时候的表面电流分布图. 在 RCP 光照下, 表面电流主要分布在金属膜内, 并可在孔洞之间的金属膜内观测到最大的表面电流; 在 LCP 光照下, 表面电流的最大值存在于孔洞之间的金属膜内, 但是也有一部分表面电流存在于孔洞结构中. 在超材料结构中, 顶层和底层结构内会产生反向平行的电流, 形成电流环. 这意味着吸收器的磁偶极子共振模式被激发了出来. 结构在共振频率下的吸收损耗如图 7(e) 和图 7(f) 所示. 从  $x$ - $y$  平面来看, 在 LCP 和 RCP 光照下, 其吸收密度有很大差别, 而且其吸收密度的最大值出现在相邻孔洞结构的最短距离处. 从  $x$ - $z$  平面来看 (图未给出), 吸收的损耗主要位于顶层, 且在 LCP 和 RCP 光照下, 其吸收密度相差巨大, 这对应了吸收的差异、大的 CD 值和  $g$ -factor. 表 1 总结了在可见和近红外波段的手性超材料吸收器

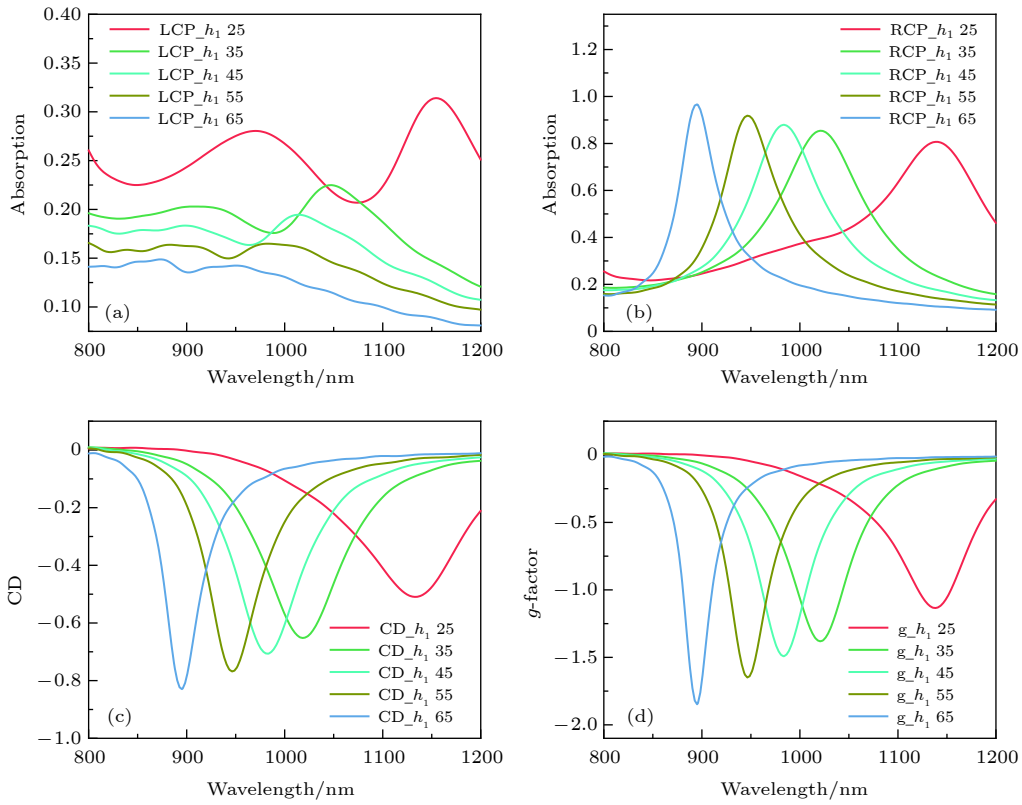


图 5 顶层结构厚度  $h_1$  变化时的 (a), (b) 吸收谱, (c) CD 谱, (d)  $g$ -factor

Fig. 5. Simulated absorption spectra, CD spectra and  $g$ -factor with the thickness of the top layer  $h_1$  changes: (a), (b) Absorption spectra; (c) CD spectra; (d)  $g$ -factor.

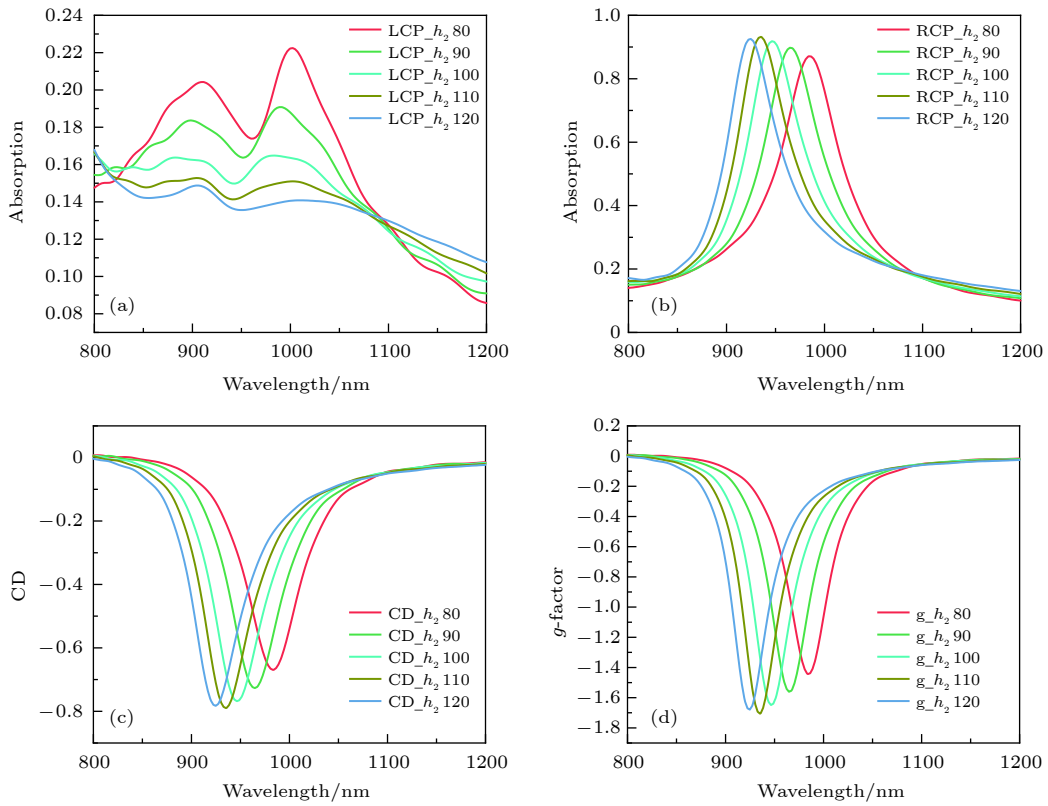


图 6 电介质  $\text{SiO}_2$  层厚度  $h_2$  变化时的 (a), (b) 吸收谱, (c) CD 谱, (d)  $g$ -factor

Fig. 6. Simulated absorption spectra, CD spectra, and  $g$ -factor with the thickness of the  $\text{SiO}_2$  layer  $h_2$  changes: (a), (b) Absorption spectra; (c) CD spectra; (d)  $g$ -factor.

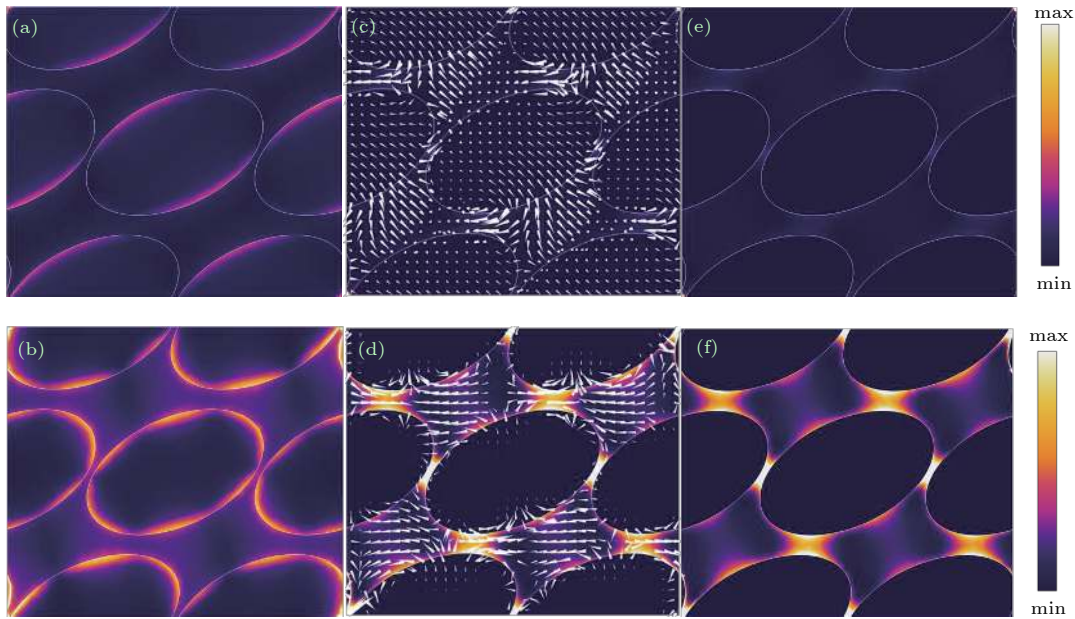


图 7 不同偏振的入射光照射下, 共振波长在 920 nm 附近的 (a) 和 (b) 归一化电场  $E/E_0$  分布图, 未归一化前, LCP 和 RCP 光照射下  $E/E_0$  最大值分别为 11 和 36; (c) 和 (d) 表面电流分布图; (e) 和 (f) 吸收损耗 (吸收密度) 图. 图 (a), (c) 和 (e) 为 LCP 入射; 图 (b), (d) 和 (f) 为 RCP 入射

Fig. 7. (a), (b) Normalized electric field  $E/E_0$ ; (c), (d) Surface current distribution; (e), (f) Absorption loss (absorption density) at the wavelength of 920 nm with different circularly polarized illuminations. (a), (c) and (e) For LCP; (b), (d) and (f) for RCP; the non-normalized maximum values of  $E/E_0$  under LCP and RCP light irradiation are 11 and 36, respectively.

表 1 可见和近红外波段的手性超材料吸收器与本文吸收器的对比

Table 1. Selected publications on chiral metamaterial absorbers at the visible and near-infrared region.

手性结构	工作波长 /nm	$CD_{max}$ (ABS)	$g$ -factor <sub>max</sub>	理论(T)或者实验(E)	文献
锯齿形	830	0.82	1.46	T	[9]
L-形	815	0.12	0.48	T	[7]
η-形	791	0.45	0.90	T&E	[22]
Z-形	1340	0.85	1.56	T&E	[6]
双矩形	1600	0.7	1.34	T&E	[23]
Y-形	1550	0.75	1.26	T	[24]
蜂窝孔洞	936	0.79	1.70	T	本文

的相关参数, 并和本文设计的结构做对比. 对比表明本文的结构在 CD 和  $g$ -factor 上均优于其他文献. 由于此结构可通过现有技术大面积制备, 因此为手性超材料吸收器的实际应用提供了一定的指导意义.

通过 CST Microwave Studio 软件计算出的结构对 LCP 和 RCP 光的转换可以进一步从直观上理解手性吸收的现象 (由于 CST 和 FDTD 计算方法的不同, 结果在共振波长处有少许差异). 图 8 显示了两种圆偏振光入射结构时, 反射波中两种圆偏振光的分量. 共振波长处, 入射光为 LCP 时, 反射波中的 LCP 接近 0, RCP 小于 0.04; 入射光为

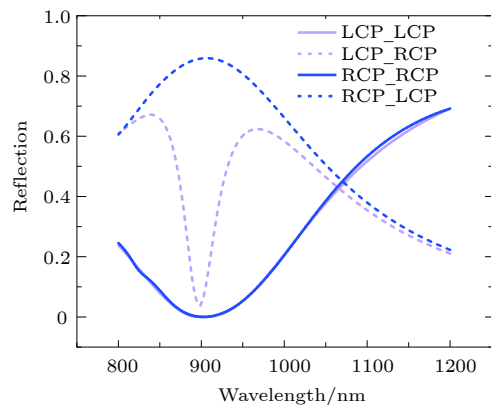


图 8 LCP 和 RCP 光入射结构时反射波中两种圆偏振光的分量

Fig. 8. The components of LCP and RCP light in the reflected wave.

RCP 时, 反射波中 RCP 接近于 0, LCP 大于 0.85. 因此在共振波长处, CD 值可以达到约 0.8. 其次, 可以看出未发生偏振转化部分 LCP-LCP 和 RCP-RCP 大小一样, 手性来源于两种圆偏振光具有不同的偏振转化效率. 除了在共振波长处, 反射波中既有 LCP, 也会有 RCP. 经典的手性参数提取方法并没有考虑偏振转化的情况, 认为 LCP(RCP) 入射时, 只有 (RCP) 的反射<sup>[25]</sup>. 然而, 真实情况下, 反射波中具有两种圆偏振光, 因此该方法在这里不适用.

通过现有技术, 可大规模制备本文所提出的吸收器结构. 首先, 在衬底上通过磁控溅射或电子束蒸发生长一层黏附层, 如 Ti (3—5 nm), 再生长 200 nm 的金薄膜. 而后, 通过磁控溅射或电子束蒸发生长一层 SiO<sub>2</sub>. 关键的是在顶层加工蜂窝状排列的椭圆孔洞结构. 可利用纳米球光刻技术来实现, 具体步骤为在上述结构上通过自组织的方法形成一层聚苯乙烯 (polystyrene, PS) 球, 它可以控制结构的周期; 然后通过反应离子束 (Ar:O<sub>2</sub>) 减小 PS 球的尺寸至合适的大小和间距. 最后, 通过电子束蒸发或磁控溅射金属层: 在一定倾斜角下沉积, 在此过程中必须引入面内倾斜, 以保证形成椭圆倾斜结构. 最后移除纳米球获得此结构.

## 4 结 论

利用数值计算, 提出了一种手性等离激元吸收器. 它由经典的三明治结构组成, 其顶部谐振器是蜂窝状排列的椭圆孔洞金薄膜, 椭圆孔洞在面内具有倾斜角. 由于对称性被打破, 结构具有圆二色性. 通过参数的优化, 如孔洞的大小、顶层薄膜的厚度、倾斜角和电介质层的厚度, 结构的圆二色性 CD 值可达约 0.8, 对应光学  $g$  因子约为 1.7. 其中, 倾斜角对结构的圆二色性影响最大. 在其圆二色值取得最大值的波段对其电场强度、表面电流分布和吸收密度进行分析, 结果表明其手性吸收来自于结构的对称性破坏, 导致其近场增强和表面电荷分布等在 LCP 和 RCP 光照下出现差异. 我们对比了此结构和其他在可见和近红外工作的手性吸收器, 对比结果显示其仿真结果值优于其他发表的文献. 此结构可通过现有技术大规模制备: 可利用纳米球光刻和电子束蒸发等常规微纳加工技术和设备制

造所述结构. 所提出的结构可用于手性光探测、生物传感和制药等领域.

## 参考文献

- [1] Kuzyk A, Schreiber R, Fan Z, Pardatscher G, Roller E, Hogele A, Simmel F C, Govorov A O, Liedl T 2012 *Nature* **483** 7389
- [2] Hentschel M, Schäferling M, Duan X, Giessen H, Liu N 2017 *Sci. Adv.* **3** 5
- [3] Yu P, Besteiro L V, Huang Y, Wu J, Fu L, Tan H H, Jagadish C, Wiederrecht G P, Govorov A O, Wang Z 2019 *Adv. Opt. Mater.* **7** 3
- [4] Yu P, Besteiro L V, W Jiang, Huang Y, Wang Y, Govorov A O, Wang Z 2018 *Opt. Express* **26** 16
- [5] Zou J, Yu P, Wang W, Tong X, Chang L, Wu C, Du W, Ji H, Huang Y, Niu X, Govorov A O, Wu J, Wang Z 2019 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53** 105106
- [6] Li W, Coppens J, Besteiro L V, Wang W, Govorov A O, Valentine J 2015 *Nat. Commun.* **6** 8379
- [7] Kong X T, Khorashad K, Wang Z, Govorov A O 2018 *Nano Lett.* **18** 3
- [8] Liu T, Besteiro V, Liedl T, Correa-Duarte M A, Wang Z, Govorov A O 2019 *Nano Lett.* **19** 2
- [9] Wang W, Besteiro L V, Liu T, Wu C, Sun J, Yu P, Chang L, Wang Z, Govorov A O 2019 *ACS Photonics* **6** 12
- [10] Wu X, Xu L, Liu L, Ma W, Yin H, Kuang H, Wang L, Xu C, Kotov N A 2013 *J. Am. Chem. Soc.* **135** 49
- [11] Ouyang L, Rosenmann D, Czaplowski D A, Gao J, Yang X 2020 *Nanotechnology* **31** 29
- [12] He G, Shang X, Yue J, Zhai X, Xia S, Li H, Wang L 2020 *J. Opt. Soc. Am. B* **37** 4
- [13] Khorashad K L, Besteiro L V, Correa-Duarte M A, Burger S, Wang Z M, Govorov A O 2020 *J. Am. Chem. Soc.* **142** 9
- [14] Frank B, Yin X, Schäferling M, Zhao J, Hein S M, Braun P V, Giessen H 2013 *ACS Nano* **7** 7
- [15] Dietrich K, Lehr D, Helgert C, Tümmernann A, Kley E B 2012 *Adv. Mater.* **24** OP321
- [16] Decker M, Ruther M, Krieglner C E, Zhou J, Soukoulis C M, Linden S, Wegener M 2009 *Opt. Lett.* **34** 16
- [17] Chen S S, Liu X, Liu Z G, Li J F 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 248101 (in Chinese) [陈珊珊, 刘幸, 刘之光, 李家方 2019 物理学报 **68** 248101]
- [18] Huang Y, Yao Z, Hu F, Liu C, Yu L, Jin Y, Xu X 2017 *Carbon* **119** 305
- [19] Hendry E, Carpy T, Johnston J, Popland M, Mikhaylovskiy R V, Laphorn A J, Kelly S M, Barron L D, Gadegaard N, Kadodwala M 2010 *Nat. Nanotechnol.* **5** 11
- [20] Petronijević E, Leahu G, Voti R L, Belardini A, Scian C, Michieli N, Cesca T, Matte G, Sibilia C 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 053101
- [21] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370
- [22] Tang B, Li Z, Palacios E, Liu Z, Butun S, Aydin K 2017 *IEEE Photonics Technology Letters* **29** 3
- [23] Ouyang L, Wang W, Rosenmann D, Czaplowski D A, Gao J, Yang X 2018 *Opt. Express* **26** 24
- [24] Xiao W, Shi X, Zhang Y, Peng W, Zeng Y 2019 *Phys. Scr.* **94** 8
- [25] Rongkuo Z, Thomas K, Costas S 2010 *Opt. Express* **18** 14

# Circular dichroism of honeycomb-shaped elliptical hole absorber<sup>\*</sup>

Yu Peng<sup>1)†</sup> Wang Bao-Qing<sup>1)</sup> Wu Xiao-Hu<sup>2)</sup> Wang Wen-Hao<sup>1)</sup>  
 Xu Hong-Xing<sup>3)</sup> Wang Zhi-Ming<sup>1)‡</sup>

1) (*Institute of Fundamental and Frontier Sciences, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China*)

2) (*Shandong Institute of Advanced Technology, Jinan 250100, China*)

3) (*School of Physics and Technology, Wuhan University, Wuhan 430072, China*)

( Received 3 June 2020; revised manuscript received 30 June 2020 )

## Abstract

The circular dichroism of chiral structure has been widely used in analytical chemistry, industrial pharmacy, biological monitoring, etc. However, the light-matter interaction between natural chiral structures is extremely weak. Plasmonic nanostructures can significantly enhance light-matter interaction. During the fabrication of the visible-to-near-infrared chiral plasmonic metamaterial absorbers, there exists usually a trade-off between the absorption and the sample area, that is, the circular dichroism signal of the large-area structure is small. Besides, the preparation of chiral absorbers working in the visible and near-infrared region usually requires expensive etching or lithography equipment, such as reactive ion etching or electron beam lithography. Therefore, preparing cost-effective chiral absorbers with large circular dichroism is attractive for practical applications. In order to improve the circular dichroism of large-scale chiral absorbers, a honeycomb-shaped elliptical hole absorber is proposed in this paper, and its absorption, circular dichroism, and optical  $g$ -factor are studied. By reasonable design, the numerical calculation results show that the circular dichroism can reach about 0.8 under the excitation of chiral polarized light, and the corresponding optical  $g$ -factor can reach about 1.7 at 920 nm. Compared with the reported absorber, our chiral absorber has a maximum  $g$ -factor value. The giant circular dichroism originates from the symmetry breaking of the structure by tilting ellipse structures, and the tilt angle has a significant influence on circular dichroism. To further explain the absorption difference, the electric profile, surface current distribution, and absorption loss of the chiral absorption at resonant wavelength are analyzed. Finally, we point out that the structure can be prepared by existing technologies, such as nanosphere photolithography: first, a layer of polystyrene (PS) balls is formed by self-organization, which can control the period of the structure; then the size of the PS balls is reduced to a suitable size and spacing by the reactive ion etching; finally, a metallic layer is deposited by oblique angle evaporation. This work provides useful guidance for fabricating the large-scale chiral plasmonic absorbers.

**Keywords:** optical absorption, circular dichroism, plasmonics, chiral

**PACS:** 71.35.Cc, 78.20.Ci, 33.57.+c, 33.55.+b

**DOI:** 10.7498/aps.69.20200843

<sup>\*</sup> Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2019YFB2203400), the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2019M663467), and the Free Exploration Project of Science and Technology Department of Sichuan Province, China (Grant No. 20YYJC3609).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: peng.yu@uestc.edu.cn

<sup>‡</sup> Corresponding author. E-mail: zlmwang@uestc.edu.cn