

硅超构表面上强烈增强的三次谐波

杨玖龙 元晴晨 陈润丰 方汉林 肖发俊 李俊韬 姜碧强 赵建林 甘雪涛

Enhanced third-harmonic generation in silicon metasurface

Yang Jiu-Long Yuan Qing-Chen Chen Run-Feng Fang Han-Lin Xiao Fa-Jun Li Jun-Tao Jiang Bi-Qiang Zhao Jian-Lin Gan Xue-Tao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 214207 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190789

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190789>

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

高非线性光子晶体光纤中优化产生宽带紫外三次谐波

Optimization of broadband third-harmonic UV generation in highly nonlinear photonic crystal fiber

物理学报. 2017, 66(4): 044205 <https://doi.org/10.7498/aps.66.044205>

金属开口环谐振器超构分子中二次谐波偏振态的调控

Polarization state of second harmonic generation in split ring resonator based meta-molecule

物理学报. 2019, 68(21): 214205 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190837>

高效率三倍频产生355 nm皮秒激光的实验研究

Efficient third harmonic generation of 355 nm picosecond laser pulse

物理学报. 2019, 68(12): 124205 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190513>

等离子体光栅靶的表面粗糙度对高次谐波产生的影响

Effect of plasma grating roughness on high-order harmonic generation

物理学报. 2017, 66(24): 244209 <https://doi.org/10.7498/aps.66.244209>

基于固体薄片超连续飞秒光源驱动的高次谐波产生实验

High harmonic generation experiments based on solid-state supercontinuum

物理学报. 2017, 66(13): 134207 <https://doi.org/10.7498/aps.66.134207>

硅超构表面上强烈增强的三次谐波*

杨玖龙¹⁾ 元晴晨¹⁾ 陈润丰¹⁾ 方汉林²⁾ 肖发俊¹⁾ 李俊韬²⁾
姜碧强^{1)†} 赵建林¹⁾ 甘雪涛^{1)‡}

1) (西北工业大学理学院, 超常条件材料物理与化学教育部重点实验室, 陕西省光信息技术重点实验室, 西安 710072)

2) (中山大学物理学院, 光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

(2019年5月22日收到; 2019年7月29日收到修改稿)

利用超构表面结构实现硅介质内局域电磁场的极大增强, 进而实现强烈增强的三次谐波激发 (THG). 该超构表面结构由 L 形的单晶硅共振子组成, 通过调节抽运波长与超构表面共振波长重合, 可以实现最高 220 倍的 THG 增强, THG 的转化效率提升至 $\sim 3 \times 10^{-7}$. 数值模拟和 THG 信号的空间扫描结果表明, 场增强主要源于超构表面结构中心区域处的共振模式耦合效应. 此外, 实验结果表明该结构的共振模式具有明显的偏振选择性, 且 THG 信号同样为线偏振光, 消光比为 15 dB.

关键词: 超构表面, 三次谐波, 硅介质

PACS: 42.65.Ky, 42.70.Nq, 42.60.Da

DOI: 10.7498/aps.68.20190789

1 引言

硅基光子学的快速发展极大地促进了各种硅基光子器件的研制与发展^[1-3], 同时也将硅介质在光电子学方面的应用研究逐渐拓展到非线性光学领域^[4-6]. 硅在红外波段具有较低的线性损耗、高的折射率 ($n \approx 3.48$) 以及较大的三阶非线性极化系数 ($\chi^{(3)} \approx 2.79 \times 10^{-18} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-2}$, $n_{2(\text{Si})} \approx 2.7 \times 10^{-18} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$)^[7], 且其加工工艺符合 CMOS 流程, 因此可以作为一种理想的红外波段三阶非线性光学材料. 然而, 目前基于硅介质所实现的非线性效应普遍具有效率低的缺点, 限制了硅基非线性光学器件的实际应用. 近年来, 已经报道了多种硅基微纳光子结构用于增强其非线性效应, 如硅纳米线波

导^[8,9]、光子晶体微腔等^[10-12]. 这些工作为基于硅基光子芯片的非线性效应实现全光信号处理提供了可行的解决方案.

本文提出利用单晶硅制备具有法诺共振效应的超构表面 (metasurface) 结构^[13], 利用其共振模式的场增强效应实现高效率的三次谐波激发 (THG), 如图 1(a) 所示. 近年来, 基于高折射率纳米结构中共振效应的超构表面已被证明可以实现对光波传输以及光与物质相互作用过程的有效调控^[14-18]. 相较基于贵金属的超构表面, 硅基超构表面具有在可见光波段吸收损耗低且可有效避免热效应^[19-21]等优点. 已有多种基于硅基超构表面的线性光学器件被报道, 如宽带超构表面透镜^[22,23]、偏振无关的光束波前调制器^[24]等. 若在硅基超构表面中实现高效率的三阶非线性效应, 对进一步拓

* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0303800)、国家自然科学基金 (批准号: 61775183, 11634010)、陕西省自然科学基金基础研究计划 (批准号: 2017KJXX-12, 2018JM1058) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: 3102019JC008, 3102018jcc034) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: bqjiang@nwpu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: xuetaogan@nwpu.edu.cn

展这些光学器件的非线性功能至关重要. 本文通过设计与制备一种由 L 形米氏共振单元所组成的超构表面结构, 实现了硅介质 THG 信号的 220 倍增强, 其转换效率提升至 3×10^{-7} .

2 样品制备及实验测量

选用厚度为 $500 \mu\text{m}$ 的蓝宝石作为衬底 (折射率 $n \approx 1.762$), 在衬底上生长一层 600 nm 厚的单晶硅薄膜. 在单晶硅薄膜表面均匀旋涂一层电子束曝光胶, 随后利用电子束直写的多点曝光技术在电子束曝光胶上定义超构表面的结构图形. 显影定影后, 利用电子束曝光胶作为掩膜, 通过感应耦合等离子体干法刻蚀工艺在硅薄膜上刻蚀出超构表面结构.

该超构表面的单个共振单元具有非对称结构, 使其面内的“亮模式”电偶极共振与面外的“暗模式”磁偶极共振发生模式耦合, 形成法诺共振. 且在阵列情况下, 单个共振单元共振模式的辐射衰减由共振单元间叠加的局域场进行补偿形成高 Q 的法诺共振和电磁场增强^[13]. 为实现最大的场增强效应, 选用的结构为由 16×15 阵列排布的共振单元构成, 如图 1(b) 所示. 图 1(c) 给出了每个共振单元的具体结构参数.

图 1(d) 给出了测量硅基超构表面 THG 的实验光路系统, 其中物镜 1 ($50 \times$ Mitutoyo Plan Apo NIR, $NA = 0.42$) 用于聚焦抽运光并收集反射信号, 物镜 2 ($20 \times$ Mitutoyo Plan Apo NIR, $NA = 0.4$) 用于收集透射以及 THG 信号. 抽运光及 THG 信号光的偏振方向分别通过起偏器 P1 和半波片以及检偏器 P2 进行控制和检测.

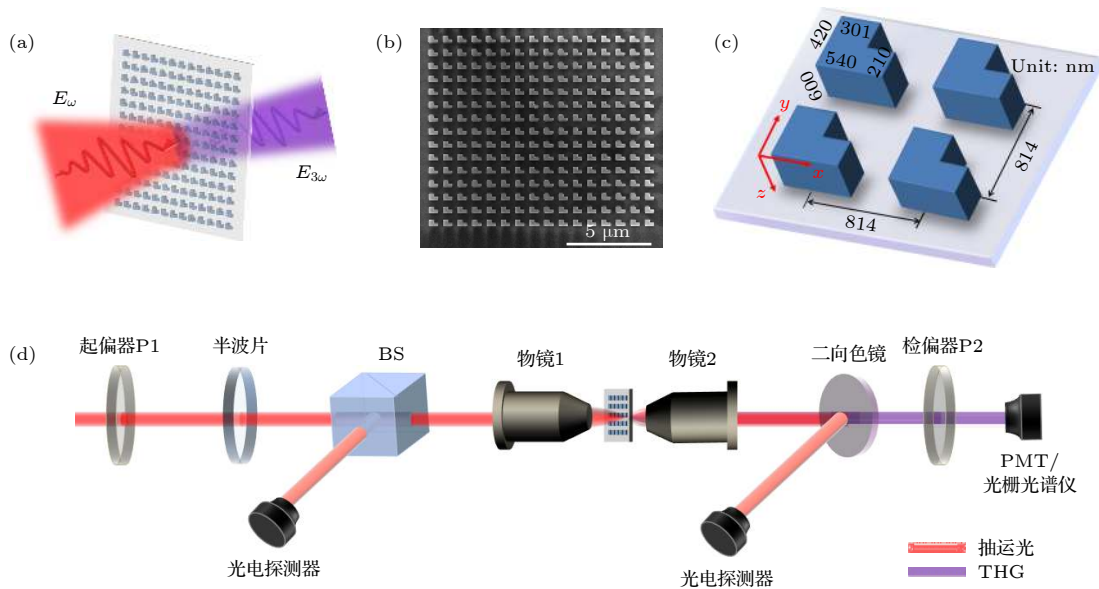


图 1 (a) 硅基超构表面中的三次谐波激发; (b) 结构正面的扫描电子显微镜图像; (c) 共振单元的尺寸示意图; (d) 光路系统示意图
 Fig. 1. (a) Schematic of THG from the silica-based metasurface; (b) a top-view scan electron microscope image of the metasurface; (c) the schematic diagram of the L-shaped resonators; (d) illustration of experimental set-up.

实验中, 为测量所制备器件的法诺共振光谱, 使用波长范围在 $1530\text{--}1560 \text{ nm}$ 可调谐窄带连续激光器作为抽运光源, 系统的反射以及透射信号利用近红外光电探测器进行实时采集记录. 为观察和有效测量所制备器件激发的 THG 信号, 将抽运光源更换为可调谐皮秒脉冲光纤激光器, 其波长范围为 $1540\text{--}1560 \text{ nm}$, 脉冲宽度为 8.8 ps , 重复频率为 18.5 MHz . 硅超构表面结构内激发的 THG 信

号穿过蓝宝石基底, 被物镜 2 收集并经二向色镜滤波后输入到光电倍增管 (PMT) 或光栅光谱仪中, 以测量其功率或波长信息.

3 实验结果与讨论

根据米氏共振理论, 当入射电磁波在亚波长尺度的光学结构内发生电磁共振时, 从共振中心散射的电磁波会沿特定方向出现增强现象^[25]. 因此, 在

对超构表面结构的光学表征中, 往往根据透射和反射信号出现的反常现象判断超构表面内是否发生共振效应以及确定共振中心波长. 如图 1(d) 所示的实验测试光路, 选用沿 y 方向偏振的线偏振连续激光作为入射光, 在 1530—1560 nm 范围内对样品进行波长扫描, 且扫描过程中入射光功率始终维持在 0.2 mW. 同时, 分别利用两个红外光探测器实时记录不同波长入射光的透射以及反射信号强度. 测量到的透射和反射谱如图 2(a) 所示.

在 1548 nm 波长处, 透射谱和反射谱分别出现极大值和极小值的情况, 意味着前向散射光在该点出现增强. 由此可以确定当抽运波长为 1548 nm 时, 可在共振单元内部激发共振效应, 共振峰半峰值宽度 (FWHM) $\Delta\lambda$ 约为 5.5 nm. 另外, 由于米氏共振单元具有 L 形, 可保证其横向电偶极子和纵向磁偶极子的米氏共振模式发生重叠, 使得共振单元间通过模式耦合形成法诺共振. 因此, 所获得共振线型呈现非对称的法诺线型, 且相较单个

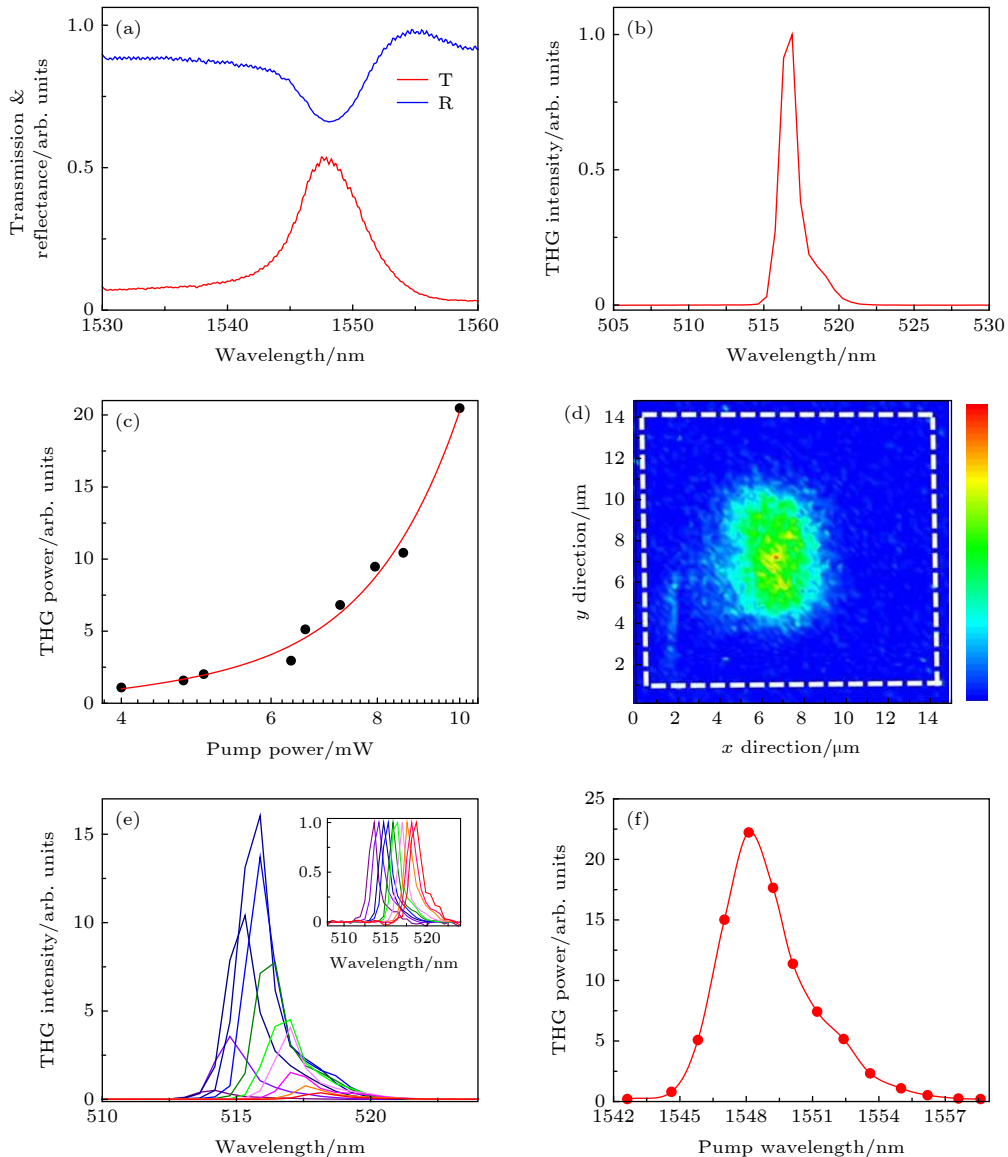


图 2 (a) 超构表面在 1530—1560 nm 范围内的反射和透射光谱 (T, 透射谱; R, 反射谱); (b) 抽运波长与共振波长 (1548 nm) 重合时产生的 THG 信号峰; (c) THG 信号相对于抽运光的功率依赖性; (d) THG 强度分布的空间扫描; (e) 不同抽运波长下 THG 信号的光谱演化, 插图为对谱线进行归一化后的结果; (f) 对 (e) 中所有 THG 信号谱线进行能量积分的结果

Fig. 2. (a) Reflection and transmission spectra of the metasurface in the wavelength range of 1530—1560 nm (T, transmission spectrum; R, reflection spectrum); (b) THG signal peak when the pump wavelength coincides with the resonant wavelength at 1548 nm; (c) power dependence of THG intensity; (d) spatial scanning of THG intensity distribution; (e) spectra of THG signals pumped with different wavelengths, and the inset shows the result of normalizing each line; (f) integral results for all THG spectra shown in panel (e).

L形共振单元, 品质因子得到提高^[13].

为了研究该共振效应对硅介质内三阶非线性效应的增强作用, 实验上采用脉冲激光激发超构表面结构的 THG 信号. 首先将激光器输出波长固定在位于共振波长中心的 1548 nm, 产生了如图 2(b) 所示中心波长约为 516 nm 的 THG 信号. 保持抽运波长恒定, 连续调节激光器的输出功率, 得到如图 2(c) 所示的 THG 信号强度随抽运光功率的响应趋势, 图中红色曲线为三次方拟合函数曲线, 可以看出 THG 信号功率与抽运光功率间存在明显的三次方依赖关系. 当形成二维阵列时, 在单个共振单元法诺共振以及单元间局域场叠加补偿的共同作用下, 阵列中心区域结构单元支持明确的法诺共振模式且电磁场增强显著. 逐渐靠近阵列边缘时, 结构单元支持的共振模式存在较大辐射损耗, 使得电磁场增强较弱^[13]. 因此, 由超构表面增强的三次谐波将呈现与超构表面共振模式分布相同的中间强、边缘弱的空间分布特性, 如图 2(d) 所示. 为了进一步提高 THG 的增强效果, 一方面, 可以通过改变共振单元的非对称系数改进共振单元模场的辐射衰减, 或者通过设计共振单元阵列的周期来扩大共振单元间模场的有效叠加区域等以增强超构表面在激发光波长处的电磁场分布. 另一方面, 可以构建在抽运激光和 THG 波长处均具有共振特性的超构表面, 通过双共振模式进一步提高 THG 的增强效果.

保持抽运光功率不变, 通过测量 THG 信号强度随抽运波长的依赖性, 进一步明确超构表面结构内所发生的共振效应对硅介质中所产生 THG 的增强效果. 图 2(e) 给出了当抽运波长从 1540 nm 逐渐移动到 1560 nm 的过程中, 所激发的 THG 光谱, 测量过程中, 所有入射波长对应的抽运激光功率均恒定为 5 mW, 经透镜聚焦后的光斑直径约为 3 μm . 由图 2(e) 光谱图可以看出, 随着抽运波长的改变, THG 信号在中心波长位置发生移动的同时, 其强度表现出先增强后减弱的现象. 为了更为直观地说明这种强度变化, 对图 2(e) 中的每条 THG 谱线分别进行能量积分, 结果如图 2(f) 所示. 可以清楚地看到, 当抽运波长位于共振中心位置 (1548 nm) 时, 超构表面结构中的共振模式被激发, 并通过其强烈局域的模场对硅中的 THG 过程进行增强, 因此实现了最大的 THG 信号强度. 随着抽运波长逐渐偏离共振波长中心, 入射激光与共振

模式不发生耦合, 仅在单次通过硅超构表面过程中对 THG 进行激发, 因此所产生的 THG 信号逐渐减弱并稳定到很低的强度. 因此, 通过对比波长位于 1548 nm 与远离 1548 nm 的抽运激光在相同功率下所激发的 THG 信号, 可以提取出超构表面结构的共振模式对 THG 的增强效果. 计算得到的增强因子约为 220. 这种提取增强因子的方法, 由于保持抽运激光聚焦在超构表面相同位置处, 可以避免由于有效硅材料不同而引起的误差. 该结果证明了所设计的超构表面内发生法诺共振效应时, 结构内部的局域电磁场强度获得了显著增强, 且利用这种增强效应可以有效提高硅介质内所激发的 THG 信号强度.

为了阐释和验证上述实验结果, 根据所设计的超构表面结构参数利用有限元数值模拟软件 (COMSOL) 计算该结构发生共振时局域电磁场的分布特性, 数值模拟模型为位于 500 μm 厚蓝宝石衬底上单晶硅 ($n = 3.48$) 的 16×15 共振单元阵列, 且 x , y 和 z 方向均使用完美匹配层. 在入射端口设置沿 y 方向偏振的 1530—1560 nm 的宽谱平面偏振激发光. 在波长扫描后, 由所采用的 COMSOL 软件中的 S 参数得到超构表面的透射和反射谱线. 图 3(a) 左侧展示了 16×15 阵列超构表面的模场分布, 表明共振模场的分布主要集中在超构表面结构的中心区域. 图 3(a) 右侧为对单个共振单元的电磁场分布的模拟结果, 呈现出横向的电场分量 (右上) 以涡旋态的形式围绕在中心部位, 而纵向的磁场分量 (右下) 则集中在电场分量的中央. 这种强烈局域的电磁场模式与硅结构的重合可有效保证三阶非线性的增强.

考虑到由 L 形结构的非对称性引起的各向异性, 通过数值模拟的方式分析了样品透射光谱对入射光偏振方向以及透射信号偏振方向的依赖关系. 数值计算了 T_{xx} (入射光具有 x 方向偏振, 透射信号沿 x 方向检偏, 余下同理), T_{xy} , T_{yx} , T_{yy} 四种透射谱线, 结果如图 3(b) 所示. 数值模拟结果表明, 入射光的偏振方向沿 x 或 y 方向, 均可在结构内激发出共振模式, 但对应的共振波长相较约有 4 nm 的偏移. 此外, 无论是入射光的偏振沿 x 方向还是 y 方向, 在结构中激发的共振模式所辐射出的透射信号能量在 y 方向偏振分量均更强. 对比四组传输谱线, 可以看出 T_{yy} 具有最大的传输率, 因此实验上采用 y 方向偏振的入射光激发超构表面的

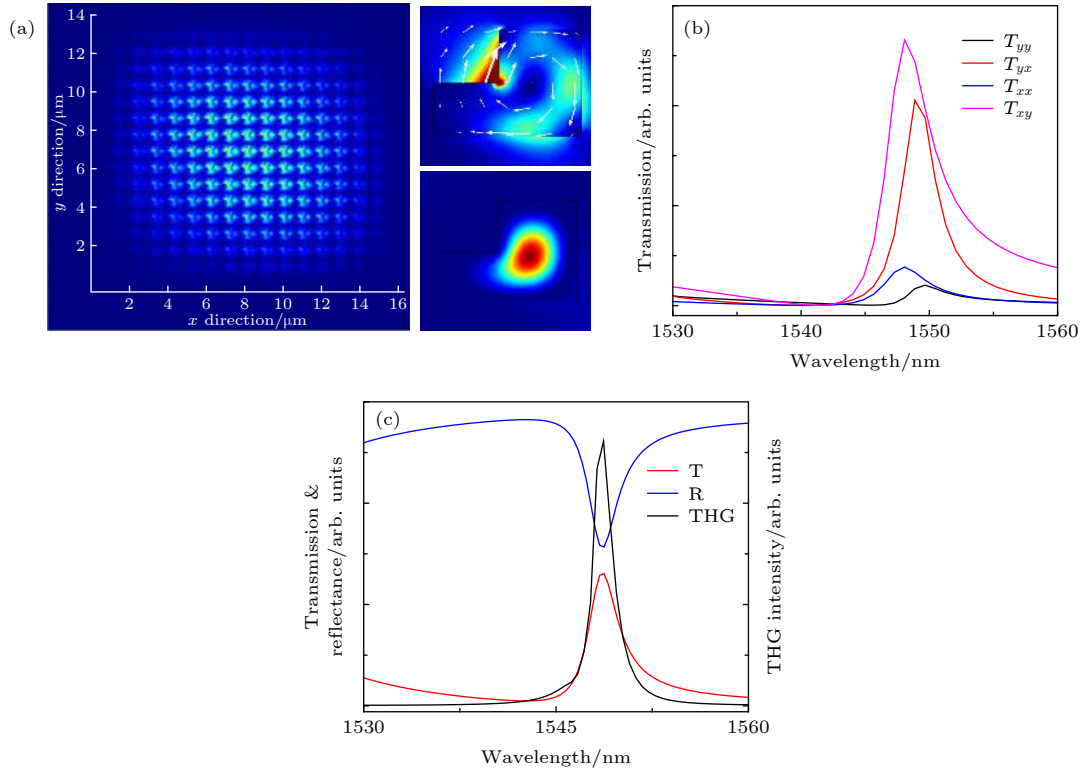


图 3 (a) 左图为超构表面电场在 $x-y$ 平面内分布情况的数值模拟, 右图为单共振单元横向的电场分量 (右上) 和纵向的磁场分量 (右下); (b) 样品各向异性透射谱的数值模拟; (c) 透射、反射信号以及 THG 信号强度的数值计算结果

Fig. 3. (a) Numerical simulation of the distribution of electric field of the metasurface in the $x-y$ plane; (b) numerical simulation of the anisotropic transmission spectra of the sample; (c) numerical simulation of reflection (R), transmission (T) spectra and intensity of THG signals.

共振模式, 如图 2(a) 所示. 进一步模拟计算了不同波长情况下超构表面结构内的局域电场分布, 并分别计算该结构在 y 偏振入射情况下共振波长处反射和透射信号的远场辐射强度 (无检偏情况下), 结果如图 3(c) 所示. 数值模拟所获得共振线型与实验结果相符, 均为非对称的法诺线型, 且具有接近的共振线宽. 在此基础上, 根据模拟得到的局域电场分布 (E_x , E_y , E_z), 结合硅材料的三阶非线性极化系数可以获得超构表面结构中激发的三阶非线性极化强度 ($P_x^{(3)}$, $P_y^{(3)}$, $P_z^{(3)}$) [26]

$$P_i^{(3)} = \varepsilon_0 [3\chi_{1122}^{(3)} E_i (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) + (\chi_{1111}^{(3)} - 3\chi_{1122}^{(3)}) E_i^3],$$

其中, ε_0 为真空中的电介质常数, i 代表坐标方向 x , y , z ; $\chi_{1122}^{(3)}$, $\chi_{1111}^{(3)}$ 分别代表单晶硅两个非 0 的三阶非线性极化系数, 且 $\chi_{1122}^{(3)} = 0.48\chi_{1111}^{(3)}$ [27], \mathbf{E} 为由 (E_x , E_y , E_z) 所决定的电场矢量. 根据偶极子发射性质, 并非所有极化信号都能被显微物镜收集, 往往只有横向 (沿 $x-y$ 平面) 极化对信号的收集产生贡献. 因此, 只考虑结构内的横向极化的情况下, 系统收集到的三阶非线性极化响应 $I^{(3)}$ 具有如下

形式:

$$\begin{aligned} I^{(3)} &= \sqrt{(P_x^{(3)})^2 + (P_y^{(3)})^2} \\ &= \varepsilon_0 \chi_{1111}^{(3)} \left\{ [3E_x (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) - 0.44E_x^3]^2 \right. \\ &\quad \left. + [3E_y (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) - 0.44E_y^3]^2 \right\}^{1/2}. \end{aligned}$$

不同激发波长对应的 THG 信号强度经归一化处理后由图 3(c) 中的黑色曲线所给出. 该结果同样表现为当抽运波长在共振波长位置时 THG 信号强度达到最大, 与实验测量结果相符.

考虑到共振单元两臂 (分别沿图 1(c) 中的 x 和 y 方向) 具有不同的尺寸, 当入射光的偏振方向发生改变时, 每个共振单元可能产生不同的共振响应. 因此, 测量了该超构表面结构对入射光偏振方向的敏感特性以及所激发 THG 信号的偏振依赖性, 结果如图 4 所示. 实验中选择 y 方向为基准方向, 入射光偏振方向相对于 y 方向的旋转角度由 ϕ 表示, 如图 4(a) 所示.

实验测量中, 激光器输出波长为 1548 nm 的

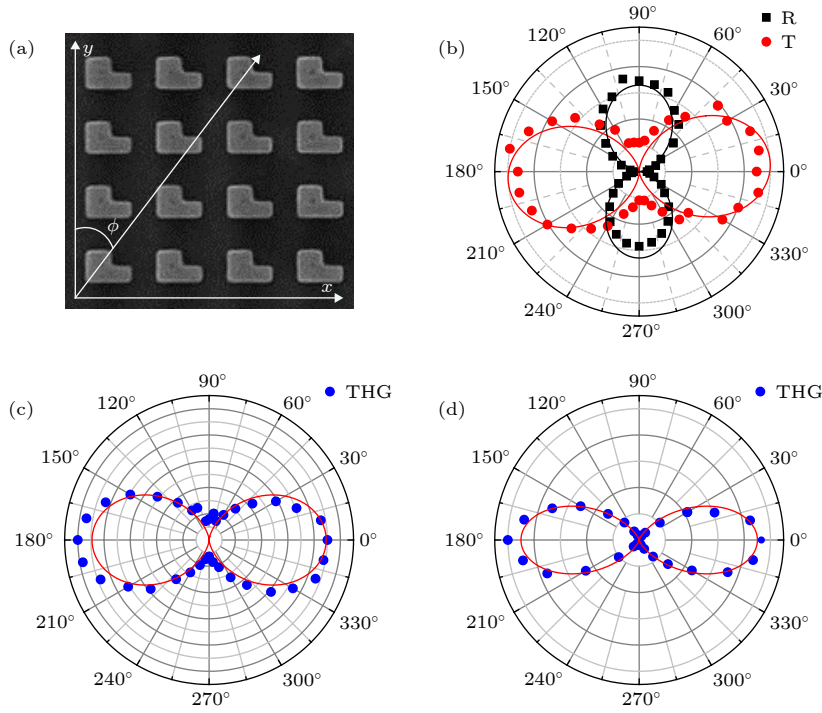


图 4 (a) 方位示意图; (b) 实验测量透射/反射信号的偏振依赖性; (c) 实验测量 THG 信号强度对抽运光的偏振依赖性; (d) THG 信号的偏振检测

Fig. 4. (a) Orientation illustrated in the metasurface; (b) experimental measurement of polarization dependence of transmitted and reflected signals; (c) experimental measurement of the polarization dependence of THG signal intensity on pump light; (d) polarization detection of THG signals.

抽运光经过起偏器和半波片调制后可形成沿任意方向偏振的线偏振抽运光. 透射/反射信号以及 THG 信号收集光路均无检偏器, 即系统的透射/反射光信号和 THG 信号均直接由光电探测器收集. 图 4(b) 展示了随着抽运光偏振态的改变, 收集到的透射和反射信号的强度变化. 可以看出, 当抽运光偏振方向与共振单元宽臂 (沿 y 方向) 平行时, 透射信号最强且反射信号最弱, 消光比超过了 10 dB; 而当抽运光偏振方向与窄臂 (沿 x 方向) 平行时, 反射信号达到最强, 同时透射信号降到最低. 该结果表明, 当抽运光沿 y 方向偏振时能够最有效地激发该超构表面的共振效应, 使得入射光向前向散射光的转化效率达到最高 [28]. 同时, 随着抽运光偏振方向由 x 方向至 y 方向转变的过程中, 结构内的共振效应以及局域电磁场强度逐渐增强, 并进一步表现为 THG 信号强度的提高, 如图 4(c) 所示, THG 信号的消光比约为 7 dB. 值得注意的是, 图 4(b) 和图 4(c) 中结果在 90° 情况下 (入射光具有 x 方向偏振) 均未能实现完全消光. 该结果可以借助图 3(b) 中的模拟结果进行解释. 虽然 x 方向偏振入射光激发出的共振模式与 y 方向

偏振入射光激发的共振模式之间存在 4 nm 的中心波长差, 但波长为 1548 nm 的 x 方向偏振入射光仍然可以激发出部分共振模式, 使得透射信号和 THG 信号在 x 方向偏振入射光激发下仍可以测到.

基于以上结果, 将抽运光的偏振方向固定在 y 方向, 实现结构内的最强共振激发效果, 进而在 THG 信号收集光路上添加检偏器 P2 并对 THG 信号的偏振方向进行检测. 如图 4(f) 所示, 结果表明, 当抽运光为沿 y 方向偏振的线偏振光时, THG 信号光同样为沿 y 方向偏振的线偏振光, 且其消光比达到 15 dB. 这些偏振相关特性意味着仅需要改变抽运光的偏振态或者共振单元的排列方式, 即可有效地控制超构表面结构中所产生 THG 的强度或偏振方向, 这将进一步为提高硅基超构表面的功能性提供新的思路.

4 结 论

本文主要研究了利用超构表面结构对硅介质内三阶非线性效应的增强特性. 理论和实验均证明

了当激发超构表面结构的共振模式时, 局域电磁场强度出现极大的增强, 进而促进光与物质的相互作用. 通过对硅基超构表面上 THG 的空间扫描并结合数值模拟, 可确定这种增强效果来自于单个共振单元中米氏共振以及多个共振单元间模式耦合的共同作用. 同时, THG 对抽运波长的依赖性测量结果表明, 当抽运波长与超构表面结构的共振波长一致时, THG 信号的强度相比二者偏离时增强了 220 倍. 此外, 通过改变抽运光的偏振或 L 型共振单元的排列方向, 可实现超构表面结构激发 THG 强度和偏振态的有效控制. 因此, 这种利用超构表面强烈增强硅介质中的三阶非线性效应, 为开发硅基新型非线性光学器件提供了新的途径.

参考文献

- [1] Priolo F, Gregorkiewicz T, Galli M, Krauss T F 2014 *Nat. Nanotechnol.* **9** 19
- [2] Koos C, Vorreau P, Vallaitis T, Dumon P, Bogaerts W, Baets R, Esembeson B, Biaggio I, Michinobu T, Diederich F, Freude W, Leuthold J 2009 *Nat. Photon.* **3** 216
- [3] Ji H, Pu M, Hu H, Galili M, Oxenlowe L K, Yvind K, Hvam J M, Jeppesen P 2011 *J. Lightwave Technol.* **29** 426
- [4] Rong H, Jones R, Liu A, Cohen O, Hak D, Fang A, Paniccia M 2005 *Nature* **433** 725
- [5] Foster M A, Turner A C, Sharping J E, Schmidt B S, Lipson M, Gaeta A L 2006 *Nature* **441** 960
- [6] Chen S, Rahmani M, Li K F, Miroshnichenko A, Zentgraf T, Li G, Neshev D, Zhang S 2018 *ACS Photonics* **5** 1671
- [7] Boyd R, Fischer G 2001 *Nonlinear Optical Materials* (Oxford: Elsevier) p6237
- [8] Jung Y, Tong L, Tanaudomongkon A, Cheng J X, Yang C 2009 *Nano Lett.* **9** 2440
- [9] Wiecha P R, Arbouet A, Kallel H, Periwal P, Baron T, Paillard V 2015 *Phys. Rev. B* **91** 121416
- [10] Soljačić M, Joannopoulos J D 2004 *Nat. Mater.* **3** 211
- [11] Bravo-Abad J, Rodriguez A, Bernel P, Johnson S G, Joannopoulos J D, Soljačić M 2007 *Opt. Express* **15** 16161
- [12] Martemyanov M G, Kim E M, Dolgova T V, Fedyanin A A, Aktsipetrov O A, Marowsky G 2004 *Phys. Rev. B* **70** 073311
- [13] Campione S, Liu S, Basilio L I, Warne L K, Langston W L, Luk T S, Wendt J R, Reno J L, Keeler G A, Brener I, Sinclair M B 2016 *ACS Photonics* **3** 2362
- [14] Yan J H, Liu P, Lin Z Y, Wang H, Chen H J, Wang C X, Yang G W 2015 *Nat. Commun.* **6** 7042
- [15] Wang L, Kruk S, Koshelev K, Kravchenko I, Luther-Davies B, Kivshar Y 2018 *Nano Lett.* **18** 3978
- [16] Markovich D, Baryshnikova K, Shalin A, Samusev A, Krasnok A, Belov P, Ginzburg P 2016 *Sci. Rep.* **6** 22546
- [17] Albella P, Shibanuma T, Maier S A 2015 *Sci. Rep.* **5** 18322
- [18] Yuan Q, Fang L, Fang H, Li J, Wang T, Jie W, Zhao J, Gan X 2019 arXiv: 1904.06027[physics.optics]
- [19] Boltasseva A, Atwater H A 2011 *Science* **331** 290
- [20] Staude I, Schilling J 2017 *Nat. Photon.* **11** 274
- [21] Bar-David J, Levy U 2019 *Nano Lett.* **19** 1044
- [22] Khorasaninejad M, Aieta F, Kanhaiya P, Kats M A, Genevet P, Rousso D, Capasso F 2015 *Nano Lett.* **15** 5358
- [23] West P R, Stewart J L, Kildishev A V, Shalaev V M, Shkunov V V, Strohkendl F, Zakharenkov Y A, Dodds R K, Byren R 2014 *Opt. Express* **22** 26212
- [24] Chong K E, Staude I, James A, Dominguez J, Liu S, Campione S, Subramania G S, Luk T S, Decker M, Neshev D N, Brener I, Kivshar Y S 2015 *Nano Lett.* **15** 5369
- [25] Mie G 1908 *Ann. Phys.-Berlin* **330** 377
- [26] Wynne J J 1969 *Phys. Rev.* **178** 1295
- [27] Jha S S, Bloembergen N 1968 *Phys. Rev.* **171** 891
- [28] Yang Z J, Jiang R, Zhuo X, Xie Y M, Wang J, Lin H Q 2017 *Phys. Rep.* **701** 1

Enhanced third-harmonic generation in silicon metasurface*

Yang Jiu-Long¹⁾ Yuan Qing-Chen¹⁾ Chen Run-Feng¹⁾ Fang Han-Lin²⁾

Xiao Fa-Jun¹⁾ Li Jun-Tao²⁾ Jiang Bi-Qiang^{1)†}

Zhao Jian-Lin¹⁾ Gan Xue-Tao^{1)‡}

1) (*MOE Key Laboratory of Material Physics and Chemistry under Extraordinary Conditions, and Shaanxi Key Laboratory of Optical Information Technology, School of Science, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China*)

2) (*State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, School of Physics, Sun Yat-sen University, Guangzhou 510275, China*)

(Received 22 May 2019; revised manuscript received 29 July 2019)

Abstract

We report the enhanced third-harmonic generation (THG) from a silicon metasurface consisting of an array of L-shaped nanoresonators. The L-shaped nanoresonator is designed as a small cuboid with a notch cut from one corner. And 16×15 L-shaped nanoresonators are arranged into an array with a square lattice. In order to fabricate the structure, a 600-nm-thick silicon layer is first deposited on a 500- μm -thick sapphire substrate, which is then patterned into the metasurface structure by using electron beam lithography and inductively coupled plasma dry etching process. To evaluate the linear optical property of the fabricated metasurface, a continuous-wave narrow band laser with a tunable wavelength range of 1530–1560 nm is employed to measure the transmission and reflection spectrum. The measurement results show a Fano resonance at a wavelength of 1548 nm when the incident laser is linearly polarized along the long arm of the L-shaped nanoresonator. Pumping at the resonant wavelength, the metasurface shows significant polarization sensitivity for the transmitted light and the reflected light. To excite the THG signal from the metasurface, a femtosecond pulsed laser with a tunable wavelength range of 1540–1560 nm is then employed as the pump. Strong THG signal is observed when the laser wavelength is tuned on the resonant wavelength (1548 nm), indicating a conversion efficiency of $\sim 3 \times 10^{-7}$. By comparing the THG signals triggered on- and off-resonance, an enhancement factor of 220 is extracted, which is attributed to the field-enhancement of the Fano resonance. The resonance enhanced THG signal also has polarization-dependence with an extinction ratio of 15 dB. These experimental results are verified well by numerical simulations based on a finite-element technique, including the Fano resonance and the enhanced THG process. By combining the numerically calculated electrical field of the resonant mode and the calculation of nonlinear polarizations, the resonance enhanced THG as well as its polarization-dependence are confirmed numerically. The realized strongly enhanced THG from the silicon metasurface promises to extend their linear optical functionalities into nonlinear regime.

Keywords: metasurface, third-harmonic generation, silicon

PACS: 42.65.Ky, 42.70.Nq, 42.60.Da

DOI: 10.7498/aps.68.20190789

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2017 YFA0303800), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61775183, 11634010), the Basic Research Plan of the Natural Science Research Project of Shaanxi Province, China (Grant Nos. 2017KJXX-12, 2018JM1058), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant Nos. 3102019JC008, 3102018jcc034).

† Corresponding author. E-mail: bqjiang@nwpu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: xuetaogan@nwpu.edu.cn