

基于可调石墨烯超表面的宽角度动态波束控制

李小兵 陆卫兵 刘震国 陈昊

Dynamic beam-steering in wide angle range based on tunable graphene metasurface

Li Xiao-Bing Lu Wei-Bing Liu Zhen-Guo Chen Hao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 184101 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180592

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180592>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I18>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[高对比度目标的电磁逆散射超分辨成像](#)

Super-resolution imaging of high-contrast target in electromagnetic inverse scattering

物理学报.2018, 67(14): 144101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180266>

[基于金属狭缝阵列的各向异性偏振分束器](#)

Anisotropic polarization beam splitter based on metal slit array

物理学报.2018, 67(9): 094102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172292>

[基于宽带立体超透镜的远场超分辨率成像](#)

Far-field super-resolution imaging based on wideband stereo-metalens

物理学报.2018, 67(9): 094101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172608>

[亚波长间距理想导体球阵列近区时间反演电磁场的快速求解](#)

Fast solution of near-field time reversal electromagnetic field of sub-wavelength perfect conducting ball arrays

物理学报.2018, 67(8): 084101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172508>

[基于不同散射机制特征的海杂波时变多普勒谱模型](#)

A time-varying Doppler spectrum model of radar sea clutter based on different scattering mechanisms

物理学报.2018, 67(3): 034101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20171612>

# 基于可调石墨烯超表面的宽角度动态波束控制\*

李小兵<sup>1)</sup> 陆卫兵<sup>1)2)†</sup> 刘震国<sup>1)</sup> 陈昊<sup>1)</sup>

1) (东南大学信息科学与工程学院, 毫米波国家重点实验室, 南京 210096)

2) (东南大学, 无线通信技术协同创新中心, 南京 210096)

(2018年4月3日收到; 2018年6月4日收到修改稿)

可调控超表面可用于动态控制空间波束的方向, 具有很高的应用价值. 石墨烯是一种可调的二维材料, 它的电导率可以通过外加电压控制, 利用这一特性可设计基于石墨烯的可调控超表面. 超表面控制反射波束时的理论依据是广义的斯涅耳反射定律. 反射角度可通过沿超表面的相位梯度进行控制. 但是这种方法有局限性, 当超表面单元固定时, 反射角度只能取有限个离散的值. 本文设计了基于石墨烯的可调控超表面, 并采用一种基于卷积运算定理的波束控制方法, 实现了反射波角度的大范围动态控制. 在 1.75 THz 垂直入射平面波激励下, 反射角度可以从  $5^\circ$  变化到  $70^\circ$ , 间隔小于  $10^\circ$ . 数值模拟结果与理论计算结果一致.

**关键词:** 超表面, 石墨烯, 波束控制, 可调控

**PACS:** 41.20.Jb, 42.25.Bs, 42.79.Fm

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180592

## 1 引言

超表面是由亚波长尺寸的结构单元在一个平面上排列而成的准二维结构<sup>[1-3]</sup>. 超表面中每个单元对入射波的电磁响应(包括幅值、相位和极化响应等)可以独立控制, 调整这些单元的电磁响应, 形成幅值、相位和极化分布, 实现对入射波几乎任意地控制, 例如波束控制、极化状态转化和吸波隐身等<sup>[2,3]</sup>. 相较于三维超材料, 超表面具有低损耗、易制备等优点<sup>[3]</sup>. 超表面单元为金属结构时, 金属结构的尺寸和形状决定了单元的电磁特性, 一旦设计完成, 其电磁响应特性也随之确定, 也就是说金属超表面是不可调的. 为了增加可调性, 一些可重构技术用于可调超表面的设计<sup>[4]</sup>.

石墨烯是一种蜂窝状碳原子组成的二维物质, 具有特殊的机械、热学和电学性质, 具有广泛的应用前景<sup>[5,6]</sup>. 它的电导率可以通过费米能级调控, 费米能级可以通过外部手段(如化学掺杂和电压

等)进行调整<sup>[5,7]</sup>. 这一特性使石墨烯可用于构建可调控器件<sup>[8-10]</sup>, 其中包括可调石墨烯超表面, 用来进行波前控制<sup>[11-13]</sup>. 图 1 表示石墨烯超表面用于波束控制的原理, 入射电磁波照射到超表面上, 经超表面散射后形成反射波. 根据惠更斯原理, 每个单元可以看作一个次波源, 具有不同的幅值和相位, 这些次波源相互叠加, 形成反射波. 通过调整超表面单元的幅相响应, 即超表面的幅相分布, 可以控制反射波波前. 如果超表面单元是可调的, 如石墨烯超表面, 则可以实现动态波束控制.

超表面控制波束时, 理论依据是广义斯涅耳反射定律<sup>[14,15]</sup>, 通过超表面的相位梯度控制反射波束方向<sup>[16,17]</sup>. 但是采用这种方法有不足之处, 反射角度受到很大限制. 因为根据广义的斯涅耳定理, 反射角度由超表面的相位梯度决定, 而由于单元尺寸的限制, 相位梯度不能任意取值, 因而造成反射角度也不能取任意值. 最近有学者提出一种基于卷积定理的波束控制方法<sup>[18]</sup>, 理论上可以实现对反射角度的任意控制. 本文采用这种方法, 并利用石

\* 国家自然科学基金(批准号: 61671150, 61671147)和江苏省“六大人才高峰”计划(批准号: XCL-004)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wblu@seu.edu.cn

石墨烯的可调性, 设计了可调石墨烯超表面, 实现了波束的动态大范围控制. 理论计算和数值计算结果表明, 对于 1.75 THz 垂直入射的平面波, 这里设计的石墨烯超表面可以实现反射波角度从 5° 连续变化到 70°, 变化间隔小于 10°.

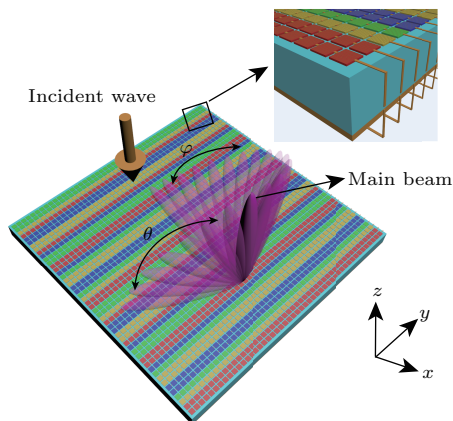


图1 石墨烯超表面控制散射波束的原理示意图及石墨烯单元的电极配置(每列石墨烯之间用导线连接, 在末端引出电极, 用于加载控制电压; 通过电压配置控制石墨烯的费米能级分布, 得到所需要的相位分布, 从而动态控制散射场的波束方向( $\theta, \varphi$ ), 其中 $\theta$ 和 $\varphi$ 分别为仰角和方位角)

Fig. 1. The beam steering principle based on the gate controlled graphene metasurface with each column graphene layers conductively linked to the electrode in the edge. Illuminated by an incident wave, the metasurface can redirect the incident wave to the desired direction ( $\theta, \varphi$ ) by designing the phase distribution which is controlled by the voltage profile, where  $\theta$  and  $\varphi$  are azimuthal angle and polar angle.

## 2 石墨烯超表面单元设计

在太赫兹和红外波段, 石墨烯的电导率主要由带内跃迁贡献, 可以用半经典的Drude模型来描述<sup>[19]</sup>:

$$\sigma(\omega) = \frac{2e^2}{\pi\hbar^2} k_B T \cdot \ln \left[ 2 \cosh \left( \frac{E_F}{2k_B T} \right) \right] \frac{i}{\omega + i\tau^{-1}}, \quad (1)$$

其中,  $\omega$  是角频率;  $e$  是基元电荷量;  $\hbar$  是约化普朗克常量;  $k_B$  是玻尔兹曼常量;  $T$  是温度;  $E_F$  是费米能级;  $\tau$  是电子弛豫时间, 这里我们取  $\tau = 1 \times 10^{-12}$  s<sup>[20,21]</sup>. 石墨烯的费米能级和载流子密度之间的关系可用方程描述为  $|E_F| = \hbar v_F (\pi n)^{1/2}$ , 其中费米速度  $v_F \approx 1 \times 10^6$  m·s<sup>-1</sup>, 载流子浓度可以达到  $4 \times 10^{14}$  cm<sup>-2</sup>, 所以费米能级  $E_F$  可以达到 1—2 eV<sup>[22,23]</sup>. 载流子浓度与外加电压  $V_g$  的关系为  $n = (n_0^2 + \alpha^2 |\Delta V|^2)^{1/2}$ , 式中,  $n_0$  为残留载流子浓度;  $\alpha$  是控制电压门的电容率(与电极的配置有关);  $|\Delta V| = |V_{CNP} - V_g|$ , 其中  $V_{CNP}$  是使载流子浓度为 0 时的补偿电压<sup>[24,25]</sup>. 所以电压可以改变石墨烯的载流子浓度, 进而控制费米能级. 一种简化的石墨烯超表面电压配置如图 1 所示, 每一列石墨烯通过金属线相连, 从末端引出电极, 作为外加电压的接口. 这种方法的优点是减少了电极数量, 降低制备难度; 缺点是只能对整列调控, 不能对石墨烯单元独立调控. 本文研究内容为一维问题, 所以这种调控手段可以满足要求. 为了提高电压调控效果, 可以采用离子凝胶电解质, 在外加电压 5 V 时费米能级就可以达到 1 eV<sup>[8,26]</sup>. 此外需要指出的是, 调控电压装置中的电极采用深度亚波长厚度的金属阵列, 它们对石墨烯的电磁响应几乎没有影响<sup>[25]</sup>.

单元是构成超表面的基础, 当超表面用于空间波束控制时, 为了提供波前合成所需的相位和保证较高的反射效率, 要求单元具有较大相位变化范围(理想情况是 360°) 和较高的幅度响应. 本文中设计的石墨烯单元结构如图 3 (a) 所示, 为三层结构,

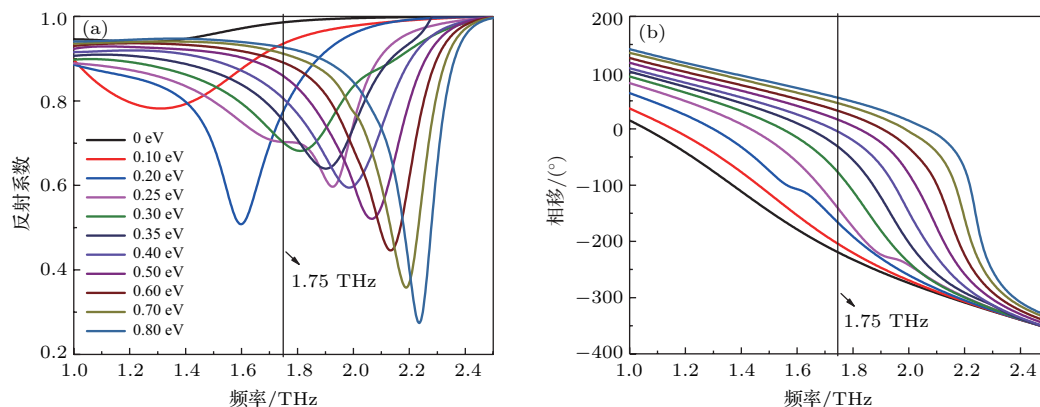


图2 在不同的费米能级  $E_F$  下, 反射系数 (a) 和反射相位 (b) 随频率的变化

Fig. 2. Reflection amplitudes (a) and phase shifts (b) as a function of frequency under different Fermi levels.

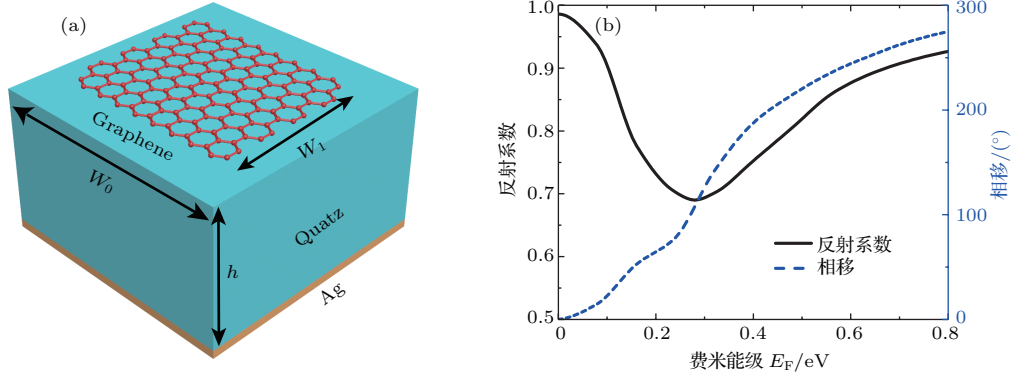


图3 (a) 石墨烯超表面单元结构示意图; (b) 在 1.75 THz 幅度为 1 的平面波垂直入射下, 当费米能级  $E_F$  从 0 eV 逐渐增加到 0.8 eV 时, 超表面的幅相响应曲线

Fig. 3. (a) Schematic of the unit-cell of the proposed metasurface; (b) reflectance spectra of the unit cell by changing Fermi level  $E_F$  from 0 eV to 0.8 eV, under the illumination of normally incident plane wave at 1.75 THz.

最上层是石墨烯(长宽为  $40 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$ ), 中间是  $\text{SiO}_2$  ( $\epsilon_r = 3.75$ , 长宽为  $42 \mu\text{m} \times 42 \mu\text{m}$ , 厚度为  $30 \mu\text{m}$ ), 最下层是金属 Ag, 用于对入射波进行全反射. 从石墨烯和金属衬底分别引出电极以加载电压, 用于控制石墨烯的费米能级. 我们采用 CST 微波工作室对上述石墨烯单元进行全波仿真, 边界条件设为周期边界条件, 用于模拟无限大的周期阵列. 由于石墨烯是不连续的, 等离激元在石墨烯与空气的分界处将反射, 形成类似于驻波的表面等离激元共振, 共振模式可以由简单的法珀谐振公式来描述  $wk_0\text{Re}(n_{\text{sp}}) + \phi = p\pi$ , 其中  $w$  为石墨烯的长度;  $k_0$  为真空中的波数;  $\phi$  为表面等离激元在石墨烯与空气的分界处反射引入的额外相位移动;  $p$  是整数, 表示共振的模式;  $n_{\text{sp}}$  为等离激元的等效折射率<sup>[27]</sup>.  $n_{\text{sp}}$  是石墨烯介电常数  $\epsilon_g$  和圆频率  $\omega$  的函数, 石墨烯的等效介电常数  $\epsilon_g(\omega, E_F) = 1 + i\sigma_g/(\omega\epsilon_0 t_g)$ , 它也是费米能级  $E_F$  和  $\omega$  的函数. 所以改变  $E_F$ , 根据上式, 谐振频率也随之改变. 在不同的费米能级  $E_F$  下, 反射系数和反射相位随频率的变化曲线如图 2 所示, 最小反射值对应着表面等离激元的谐振点, 在谐振点附近, 反射相位有很大的变化. 从图 2 可以看出, 谐振频率随  $E_F$  增大而升高. 在谐振频率处, 反射效率最低, 在谐振频率附近相位变化显著, 工作频率 1.75 THz 不是单元的谐振频率, 保证了较高的反射效率, 同时通过改变  $E_F$  又能获得较大的相位变化, 适用于波前控制. 在 1.75 THz 幅度为 1 的平面波垂直入射下, 石墨烯单元的幅相响应随费米能级的变化曲线如图 3(b) 所示, 可以看出, 当费米能级从 0 到 0.8 eV 变化时, 石

墨烯单元的相位变化范围可以达到  $275^\circ$ , 同时幅值大于 0.5.

### 3 超表面设计

完成单元设计后, 利用这些可调单元就可以构建可调超表面. 根据广义的斯涅耳反射定律<sup>[14,15]</sup>, 反射波角度不仅与入射波波长、入射角度和介质折射率有关, 还跟反射面的相位梯度有关. 一维广义的斯涅耳反射定律为<sup>[14,15]</sup>

$$n_i \sin \theta_r - n_i \sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{d\varphi}{dx}, \quad (2)$$

其中,  $\theta_r$  和  $\theta_i$  分别为反射角和入射角,  $\lambda_0$  为真空中波长,  $n_i$  为介质折射率. 在垂直入射的真空中, 反射角度简化为  $\theta_r = \sin^{-1}(\lambda_0/2\pi \cdot d\varphi/dx)$ , 可以通过超表面的相位梯度  $d\varphi/dx$  来控制. 为了方便, 将 0 eV 费米能级对应的相位归为  $0^\circ$ ,  $90^\circ$  (0.27 eV),  $180^\circ$  (0.41 eV) 和  $270^\circ$  (0.78 eV) 四种相位响应单元, 简记为 0, 1, 2 和 3, 作为设计超表面的基本单元, 去设计超表面的相位分布. 这里需要指出的是  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  和  $270^\circ$  四种相位的选择不是任意的, 是为了保证它们之间的线性运算结果也是这 4 种相位的一个, 这样做可以简化设计的复杂度. 所以为了简化设计, 基本相位单元的选择不是任意的, 这是本文的一个局限. 由于制备过程有可能引入缺陷和杂质, 导致弛豫时间变短, 因此分析弛豫时间的变动对石墨烯反射幅度和相位(最终对波束控制性能)的影响是有必要的, 文献<sup>[11]</sup>对此做了分析. 此外, 当费米能级较大时(比如大于 0.5 eV), 石墨烯的散射率也会增大<sup>[28]</sup>. 这些



因素都会使最初的设计结果偏离,但是我们可以通  
过外加电压改变石墨烯的费米能级来获得补偿,这  
也是利用可调石墨烯去设计可重构超表面的一个  
优势.

将  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  和  $270^\circ$  四种相位沿  $x$  轴依次  
等间隔周期排列,就形成了沿  $x$  轴的一维线性梯度  
分布. 相位变化以  $360^\circ$  为一个周期,记为一个超  
单元,长度为  $L$ . 沿  $x$  方向的相位梯度可以表示为  
 $d\varphi/dx = 2\pi/L$ , 反射角度可以进一步简化为

$$\theta_r = \sin^{-1}(\lambda_0/L). \quad (3)$$

超单元的长度  $L$  可以通过改变超单元内单元  
个数进行调整,  $L$  越小反射角度越大,但不能小于  
自由空间波长,否则形成表面波<sup>[29]</sup>. 对于相位分  
布为 0123 的超单元(记为 S1) 长度为  $L_1 = 4W$ , 其  
中  $W = 42 \mu\text{m}$  为方形单元的尺寸,相位分布为  
00112233 的超单元(记为 S2) 长度为  $L_2 = 8W$ , 依  
次类推. 当激励源为 1.75 THz 垂直入射的平面波  
时,根据(2)式可以算得, S1 型超表面的反射角为  
 $1.6 - 0.2i$  是一个复数,对应着表面波; S2 型超表面  
的反射角为  $\theta_r = 31^\circ$ ; 同理, S3, S4 和 S5 型超表面  
对应的反射角分别为  $20^\circ$ ,  $15^\circ$  和  $12^\circ$ , 它们的反射  
效率都在 0.7 以上. 由于超单元长度只能按单元尺  
寸的整数倍变化,所以上述中得到的反射角是一系  
列分散的值,变化间隔从大变小,其中最大反射角  
是  $31^\circ$ , 反射角度受到限制.

超表面上的电场分布和它的散射是傅里叶变  
换对,最近,有研究者提出了一种新的波前控制方  
法,即利用傅里叶运算中的卷积定理,可以任意控  
制超表面反射波束的空间指向<sup>[18]</sup>. 其原理可以用  
下式描述:

$$E(x_\lambda) \cdot e^{jx_\lambda \sin \theta_0} \xleftrightarrow{\text{FFT}} E(\sin \theta - \sin \theta_0), \quad (4)$$

其中,  $x_\lambda = x/\lambda$  是电长度,  $E(x_\lambda)$  为超表面上切  
向电场分布,  $E(\sin \theta)$  是其散射场,  $e^{jx_\lambda \sin \theta_0}$  描述  
单位幅度沿  $x$  方向的具有相位梯度的单位电场分  
布. (4) 式表明,任意电场分布  $E(x_\lambda)$  乘上一相位  
梯度  $e^{jx_\lambda \sin \theta_0}$ , 得到新的场分布  $E(x_\lambda) \cdot e^{jx_\lambda \sin \theta_0}$ ,  
可以将  $E(x_\lambda)$  对应的散射场  $E(\sin \theta)$  偏移  $\sin \theta_0$ ,  
即  $E(\sin \theta - \sin \theta_0)$ .  $E(x_\lambda)$  可以表示超表面上电  
场的任意分布,  $e^{jx_\lambda \sin \theta_0}$  对应一线性梯度超表面.  
取  $E(x_\lambda)$ ,  $e^{jx_\lambda \sin \theta_0}$  分别为 S2 和 S3 超表面分  
布,则  $E(x_\lambda) \cdot e^{jx_\lambda \sin \theta_0}$  的相位分布是上面两梯度

超表面 S2 和 S3 对应相位的相加,  $S_2 + S_3$ . 同理,  
 $E(x_\lambda) \cdot e^{-jx_\lambda \sin \theta_0}$  对应的相位分布是 S2 和 S3 对应  
相位相减, 记为  $S_2 - S_3$ , 它们的相位分布如图 4 所  
示. 假如两线性梯度超表面 S2 和 S3 可将垂直入射  
的平面波分别反射到  $\theta_1$  和  $\theta_2$ , 它们对应相位相加  
(相减)得到的新超表面  $S_2 + S_3$  ( $S_2 - S_3$ ) 可将同  
样的入射波反射到

$$\theta = \sin^{-1}(\sin \theta_1 \pm \sin \theta_2). \quad (5)$$

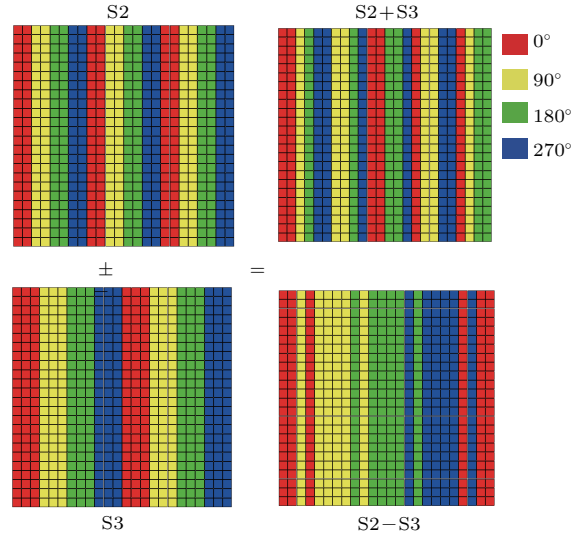


图 4 超表面 S2, S3 以及 S2 与 S3 相加相减得到的超表面  
 $S_2 + S_3$  和  $S_2 - S_3$  的相位分布 (红色、黄色、绿色和蓝色区  
域分别代表相位  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  和  $270^\circ$ )

Fig. 4. The phase distributions of metasurfaces S2, S3,  $S_2 + S_3$  and  $S_2 - S_3$ , with the red, yellow, green and blue regions representing,  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  and  $270^\circ$  phase, respectively. The metasurfaces  $S_2 + S_3$  and  $S_2 - S_3$  are formed by the adding and subtracting of the phase profile of S2 and S3.

由前面的讨论可知, 超表面 S2 和 S3 将  
1.75 THz 垂直入射平面波异常反射到  $31^\circ$  和  $20^\circ$ .  
按照上述基于卷积定理的波束控制方法, 将超表面  
S2 和 S3 对应的相位相加, 得到新超表面  $S_2 + S_3$ ,  
根据(5)式, 在同样的激励条件下, 新的超表面  $S_2 + S_3$   
对应的反射角为  $55^\circ$ , 大于 S2 对应的  $31^\circ$  反射  
角, 反射效率为 0.82. 同理, 我们可以将 S2 和 S3 相  
减得到  $S_2 - S_3$ , 对应  $9^\circ$  的反射角, 小于 S3 对应  
的反射角  $20^\circ$ , 反射效率为 0.8. 图 5 是 CST 数值模拟  
计算的结果, 与(5)式计算结果一致. 上述只对原  
场分布,  $E(x_\lambda)$  进行一次线性相位偏移, 即 S2 和 S3  
两种超表面进行线性运算, 得到了两种新的超表面  
构型  $S_2 + S_3$  和  $S_2 - S_3$ , 分别反射到  $55^\circ$  和  $9^\circ$ , 同  
时具有较高的反射效率. 我们可以选取更多的线

性梯度超表面多次叠加到原场分布上, 将远场分布进行多次线性梯度偏移, 得到更多的超表面相位分布, 从而得到更多的反射角度. 我们选择4种线性梯度超表面 S2, S3, S4 和 S5, 对它们的相位分布之间进行各种线性叠加运算, 得到的部分超表面及其对应的反射角度列于表 1 中.

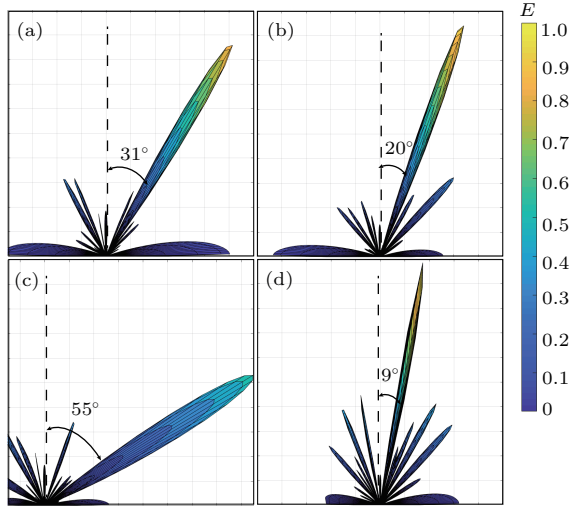


图 5 4 种超表面远场电场分布的数值计算结果 (a) S2; (b) S3; (c) S2 + S3; (d) S2 - S3

Fig. 5. Numerically simulated far-field pattern of electric field of four types of metasurfaces: (a) S2; (b) S3; (c) S2 + S3; (d) S2 - S3.

表 1 四种超表面之间经过线性运算得到的超表面及其所对应的反射角度和效率, 包括理论计算和数值模拟计算结果

Table 1. The metasurfaces formed by linear operations between four basic metasurfaces S2, S3, S4 and S5, and their steering angles and reflection efficiency, including theoretical and numerically simulated results.

线性叠加的超表面	反射角度		反射效率
	理论计算	CST 仿真	
S2 + S4 + S5	71°	70°	0.69
S2 + S3 + S4 - S5	61°	60°	0.75
S2 + S3 - S4 + S5	51°	50°	0.82
S3 + S4	36°	37°	0.72
S2	31°	30°	0.82
S2 - S4 + S5	26°	26°	0.70
S3	20°	20°	0.81
S4	15°	15°	0.68
S5	12°	12°	0.80
S2 - S3	9°	10°	0.76
S3 - S4	5°	5°	0.81

本文中超表面的物理结构大小为  $24 \times 24$  单元, 每一种相位分布对应着一种超表面类型, 可以将入射波反射到某一角度, 我们只要调整超表面的相位分布就可以实现波束角度的调控. 由于石墨烯超表面是可重构的, 所以不需要设计包含很多独立的对应不同角度的子阵列, 通过调整石墨烯的费米能级分布, 就可以在这五种超表面及其之间的线性运算得到新的超表面构型之间切换, 从而实现反射角度从  $5^\circ$  到  $70^\circ$  变化, 变化间隔小于  $10^\circ$ .

## 4 结 论

设计了太赫兹可调石墨烯超表面, 应用基于卷积定理的波束控制方法, 实现了反射角度的大范围动态控制. 利用外加电压控制石墨烯费米能级分布, 动态调整超表面相位分布, 进而动态控制反射波束的方向. 突破利用广义斯涅耳定律去控制波束的限制, 扩充反射角度的变化范围. 本文中我们只选择了  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  和  $270^\circ$  四种相位单元, 构建了具有不同线性梯度的超表面, 将这些不同的线性梯度超表面相位分布进行线性叠加, 得到新的相位分布超表面. 对于  $1.75$  THz 垂直入射的平面波, 实现了反射波角度从  $5^\circ$ — $70^\circ$  之间的变化, 变化间隔小于  $10^\circ$ . 数值仿真与理论计算结果一致. 这种方法简单, 易于实现, 有望用于可重构天线设计.

## 参考文献

- [1] Holloway C L, Kuester E F, Gordon J A, O'Hara J, Booth J, Smith D R 2012 *IEEE Antenn. Propag. M.* **54** 10
- [2] Yu N F, Capasso F 2014 *Nat. Mater.* **13** 139
- [3] Meinzer N, Barnes W L, Hooper I R 2014 *Nat. Photon.* **8** 889
- [4] Liu C, Hum S V 2010 *IEEE Antenn. Wirel. Pr.* **9** 1241
- [5] Geim K, Novoselov K S 2007 *Nat. Mater.* **6** 183
- [6] Li C, Cai L, Wang S, Liu B J, Cui H Q, Wei B 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 208501 (in Chinese) [李成, 蔡理, 王森, 刘保军, 崔焕卿, 危波 2017 物理学报 **66** 208501]
- [7] Novoselov K S 2004 *Science* **306** 666
- [8] Ju L, Geng B S, Horng J, Girit C, Martin M, Hao Z, Bechtel H A, Liang X G, Zettl A, Shen Y R, Wang F 2011 *Nat. Nanotechnol.* **6** 630
- [9] Grigorenko A N, Polini M, Novoselov K S 2012 *Nat. Photon.* **6** 749
- [10] Wang Z P, Deng Y, Sun L F 2017 *Chin. Phys. B* **26** 114101
- [11] Jiang J L, Zhang X, Zhang W, Liang S, Wu H, Jiang L Y, Li X Y 2017 *Opt. Express* **25** 16867

- [12] Liu L M, Zarate Y, Hattori H T, Neshev D N, Shadrivov I V, Powell D A 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 031106
- [13] Liu Z, Bai B F 2017 *Opt. Express* **25** 8584
- [14] Yu N F, Genevet P, Kats M A, Aieta F, Tetienne J P, Capasso F, Gaburro Z 2011 *Science* **334** 333
- [15] Aieta F, Genevet P, Yu N F, Kats M A, Gaburro Z, Capasso F 2012 *Nano Lett.* **12** 1702
- [16] Yatooshi T, Ishikawa A, Tsuruta K 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 053105
- [17] Wang J, Lu W B, Li X B, Liu J L 2016 *IEEE Photon. Tech. Lett.* **28** 971
- [18] Liu S, Cui T J, Zhang L, Xu Q, Wang Q, Wan X, Gu J Q, Tang W X, Qi M Q, Han J G, Zhang W L, Zhou X Y, Cheng Q 2016 *Adv. Sci.* **3** 1600156
- [19] Falkovsky L A, Pershoguba S S 2007 *Phys. Rev. B* **76** 153410
- [20] Novoselov K S, Fal'Ko V I, Colombo L, Gellert P R, Schwab M G, Kim K 2012 *Nature* **490** 192
- [21] Brida D, Tomadin A, Manzoni C, Kim Y J, Lombardo A, Milana S, Nair R R, Novoselov K S, Ferrari A C, Cerullo G, Polini M 2013 *Nat. Commun.* **4** 1987
- [22] Efetov D K, Kim P 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 256805
- [23] Chen C F, Park C H, Boudouris B W, Horng J, Geng B S, Girit C, Zettl A, Crommie M F, Segalman R A, Louie S G, Wang F 2011 *Nature* **471** 617
- [24] Yao Y, Kats M A, Genevet P, Yu N F, Song Y, Kong J, Capasso F 2013 *Nano Lett.* **13** 1257
- [25] Lee S H, Choi M, Kim T T, Lee S, Liu M, Yin X B, Choi H K, Lee S S, Choi S Y, Choi C G, Zhang X, Min B K 2012 *Nat. Mater.* **11** 936
- [26] Balci O, Polat E O, Kakenov N, Kocabas C 2015 *Nat. Commun.* **6** 6628
- [27] Pors A, Bozhevolnyi S I 2013 *Opt. Express* **21** 27438
- [28] Vasko F T, Ryzhii V 2007 *Phys. Rev. B* **76** 233404
- [29] Sun S L, He Q, Xiao S Y, Xu Q, Li X, Zhou L 2012 *Nat. Mater.* **11** 426

# Dynamic beam-steering in wide angle range based on tunable graphene metasurface\*

Li Xiao-Bing<sup>1)</sup> Lu Wei-Bing<sup>1)2)†</sup> Liu Zhen-Guo<sup>1)</sup> Chen Hao<sup>1)</sup>

1) (State Key Laboratory of Millimetre Waves, School of Information Science and Engineering, Southeast University, Nanjing 210096, China)

2) (Synergetic Innovation Center of Wireless Communication Technology, Southeast University, Nanjing 210096, China)

( Received 3 April 2018; revised manuscript received 4 June 2018 )

## Abstract

Metasurfaces, the two-dimensional counterparts of metamaterials composed of subwavelength building blocks, can be used to control the amplitude, phase, and polarization of the scattered wave in a simple but effective way and thus have a wide range of applications such as lenses, holograms, and beam steering. Among these applications, metasurface-based beam steering is of great importance for antenna engineering in communication systems, because of its low loss and easy manufacture.

The capability of beam steering is mainly controlled by the phase profile which is determined by the phase shift applied to the wave scattered by each of unit cells that constitute the metasurface. It should be noted that the required phase profile achieved by distributing the unit cells with different phase responses can operate well only at a certain frequency. The guidance in determining the required phase profile to steer the beam into a certain direction is the generalized Snell's law. According to this law, the reflection angle of the wave reflected by the metasurface interface depends on the linear phase gradient along the metasurface. Therefore, by forming different linear phase gradients covering the whole phase shift  $2\pi$  periodically, one can steer the reflected waves to different angles. However, the obtained reflection angles are limited because the phase gradient of a metasurface is limited by the unit cell size, which cannot be infinitely small. Recently, a new pattern shift theory based on the convolution theorem has been proposed to realize wide angle range steering, enabling flexible and continuous manipulation of reflection angle. Because the electric field distribution and the scattering pattern in the far-field region are a Fourier transform pair, we can pattern the electric field of the metasurface to control the scattered waves of far field. Specifically, the multiplication of an electric distribution by a gradient phase sequence leads to a deviation of the scattering pattern from its original direction to a certain extent in the angular coordinate. However, we have not considered the tunability of metasurfaces so far, which is required in applications. The ways to reach tunability in metasurface include diode switches, micro-electro-mechanical system, and the use of tunable materials such as graphene. Graphene, an atomically thin layer of carbon atoms arranged in a honeycomb lattice, has aroused the enormous interest due to its outstanding mechanical, thermal, and electrical properties. With the capability of being electrically tunable, graphene has manifested itself as a promising candidate for designing the tunable metasurfaces. Although the reflection angle can be changed by electrically reconfiguring the graphene Fermi level distribution of the metasurface, the steering angle is still limited. In this paper, we propose and design a tunable graphene metasurface with the capability of dynamically steering the reflection angle in a wide range, which is achieved based on the new pattern shift theory. The theoretical results and the numerically simulated results both show that the reflection angle can be steered from  $5^\circ$  to  $70^\circ$  with an interval less than  $10^\circ$ , implying the promising potential in the design of tunable antenna.

**Keywords:** metasurface, graphene, beam steering, tunable

**PACS:** 41.20.Jb, 42.25.Bs, 42.79.Fm

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180592

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61671150, 61671147) and the Six Talent Peaks Project in Jiangsu Province, China (Grant No. XCL-004).

† Corresponding author. E-mail: [wblu@seu.edu.cn](mailto:wblu@seu.edu.cn)