



基于太赫兹石墨烯等离子激元的多参数相位可调谐结构及其应用

李泽宇 姜去寒 马腾洲 袁英豪 陈麟

**Multi-parameter tunable phase transition based terahertz graphene plasmons and its application**

Li Ze-Yu Jiang Qu-Han Ma Teng-Zhou Yuan Ying-Hao Chen Lin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 224202 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210445

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210445>

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

基于石墨烯的太赫兹波散射可调谐超表面

Graphene based tunable metasurface for terahertz scattering manipulation

物理学报. 2017, 66(20): 204101 <https://doi.org/10.7498/aps.66.204101>

基于石墨烯编码超构材料的太赫兹波束多功能动态调控

Dynamic multifunctional control of terahertz beam based on graphene coding metamaterial

物理学报. 2018, 67(11): 118102 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180125>

基于石墨烯的太赫兹漫反射表面快速设计方法

A method of rapidly designing graphene-based terahertz diffusion surface

物理学报. 2021, 70(3): 034102 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201034>

太赫兹辐射场下的石墨烯光生载流子和光子发射

Photon-excited carriers and emission of graphene in terahertz radiation fields

物理学报. 2018, 67(2): 027801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171730>

太赫兹液晶材料与器件研究进展

Research progress of terahertz liquid crystal materials and devices

物理学报. 2019, 68(8): 084205 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182275>

等离子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>

# 基于太赫兹石墨烯等离子激元的多参数 相位可调谐结构及其应用\*

李泽宇<sup>1)2)#</sup> 姜去寒<sup>1)2)#</sup> 马腾洲<sup>3)</sup> 袁英豪<sup>1)2)†</sup> 陈麟<sup>1)2)</sup>

1) (上海理工大学光电信息与计算机工程学院, 上海 200093)

2) (上海理工大学, 上海市现代光学系统重点实验室, 上海 200093)

3) (上海海关工业品与原材料检测技术中心, 上海 200135)

(2021年3月8日收到; 2021年6月2日收到修改稿)

太赫兹波的振幅和相位进行主动调控由于在太赫兹功能器件方面的广泛应用, 受到了广泛关注. 目前采用的金属-介质-金属超表面结构结合石墨烯等二维材料可实现太赫兹振幅/相位的动态调控, 但存在调控自由度少(电压或光强)以及超表面结构加工工艺复杂及价格昂贵等缺点. 本文提出了一种棱镜耦合石墨烯等离子激元结构的相位调控结构. 该结构不仅可以通过通常方式调控费米能级实现对相位的调控, 还可以通过调控空气隙的厚度和预铺石墨烯的层数改变结构的本征损耗和辐射损耗, 从而对结构的相位进行调控, 这是由结构中的本征损耗和辐射损耗的差值决定, 与结构处于欠耦合/过耦合状态密切相关. 对结构相位的调控还会导致太赫兹古斯汉欣位移大小和正负的选择. 进一步, 本文阐述了结构的欠耦合和过耦合状态对古斯汉欣位移的符号有重要影响. 结果表明, 通过对空气隙的厚度和石墨烯的费米能级进行动态调控, 改变系统的本征损耗和辐射损耗, 可以实现相位的调控, 最终实现过阻尼到欠阻尼的转变. 在此物理过程中, 系统的古斯汉欣位移也会发生明显的变化. 与金属-介质-金属超表面结构相位调控器相比, 本文提出的结构具有工艺简单(不需要微结构加工工艺), 可调谐自由度高(可利用石墨烯费米能级和空气隙动态调控, 还可通过控制石墨烯层数调控)等优点. 本文结果为多参数可调谐的太赫兹传感器件的发展开辟了新的途径.

**关键词:** 太赫兹, 石墨烯, 相位调控, GH 位移

**PACS:** 42.25.Bs, 41.20.Jb, 42.25.-p

**DOI:** 10.7498/aps.70.20210445

## 1 引言

太赫兹动态相位转换器件以其在偏振控制<sup>[1-3]</sup>、反射相位调制<sup>[4-8]</sup>、完美吸收<sup>[9-11]</sup>、反常光反射<sup>[12,13]</sup>、聚焦<sup>[14,15]</sup>、全息<sup>[16]</sup>、电磁诱导透明<sup>[17,18]</sup>和传感<sup>[19]</sup>等领域的应用, 受到越来越多的研究人员的关注和研究. 近年来, 科学家通过研究金属-介质-金属 (metal-

insulator-metal, MIM) 太赫兹超表面结构的相位调控特性, 发现了隐藏在结构后面的物理本质, 即通过调控结构的本征损耗和辐射损耗, 当本征损耗大于辐射损耗时, 系统处于欠阻尼状态, 系统的反射相位可以经历从 $-180^\circ$ 到 $180^\circ$ 的变化; 而当本征损耗小于辐射损耗时, 系统处于过阻尼状态, 系统的反射相位在共振点处的变化范围小于 $180^\circ$ <sup>[20]</sup>. 因此, 可动态调控结构状态从欠阻尼到过阻尼的转

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2018YFF01013000, 2019YFC0810900)、国家自然科学基金 (批准号: 61671302)、上海市曙光计划 (批准号: 18SG44)、国家自然科学基金基础科学中心项目 (批准号: 61988102)、上海市中央引导地方科技发展专项 (批准号: YDZX20193100004960) 和海关总署科研项目 (批准号: 2020HK251) 资助的课题.

# 同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: [yhyuan@usst.edu.cn](mailto:yhyuan@usst.edu.cn)

变, 这个物理过程揭示了相位调控的物理机理. 在此基础上, 由于石墨烯<sup>[21]</sup> 和黑磷<sup>[22]</sup> 能作为二维材料通过施加外部条件来改变其载流子浓度, 所以当这种二维材料结合 MIM 太赫兹超表面结构时, 通过调节石墨烯或黑磷的材料特性 (电控或温控) 来改变其内部载流子的浓度, 实现器件的动态相位调控. 此外, 还可以通过微机电 (micro-electromechanical system, MEMS) 结构<sup>[23]</sup> 和电控 (或机械控制) 方式调控 MIM 超结构的相位. 在这里, MEMS 调控是通过调节悬臂的角度来调控相位. 棱镜耦合太赫兹超表面也可以实现动态相位调控<sup>[24]</sup>, 在棱镜耦合系统中, 可以通过改变空气隙的厚度来改变系统的辐射损耗, 实现系统的相位调控, 使系统由过阻尼状态变为欠阻尼状态. 上述工作都可以实现系统的相位调控, 但是可调谐的参数只有一个, 且超表面加工工艺复杂, 不能满足实际相位调控器件的性能要求和大范围生产.

在本文中, 提出了一种棱镜耦合金属-介质-石墨烯 (metal-insulator-graphene, MIG) 结构激发石墨烯等离激元的相位调控结构. 该结构不仅可以通过通常方式调控费米能级实现对相位的调控, 还可以通过调控空气隙的厚度和预铺石墨烯的层数改变结构的本征损耗和辐射损耗, 从而对结构的相位进行调控. 进一步, 本文阐述了结构的欠阻尼和过阻尼状态对古斯汉欣 (Goos-Hänchen, GH) 位移的符号有重要影响. 结果表明, 通过对空气隙的厚度和石墨烯的费米能级进行动态调控, 改变系统的本征损耗和辐射损耗, 可以实现相位的调控. 最终实现过阻尼到欠阻尼的转变. 在此物理过程中, 系统的 GH 位移也会发生明显的变化. 最后, 我们探讨了这种相位转换器件在太赫兹传感领域的应用.

## 2 结构设计和原理分析

图 1 为 MIG 石墨烯等离激元相位调控结构图, 最上方为特氟龙棱镜, 下方为空气层, 初始厚度为 100  $\mu\text{m}$ . 空气层下方为 MIG 结构, MIG 结构上表面为 1 nm 厚的石墨烯层, 中间层为 150  $\mu\text{m}$  的介质  $\text{SiO}_2$ , 下表面是金属膜作为反射层. 在石墨烯调控实验设计中, 在石墨烯层边沿镀一层金电极, 然后在上下两层金属电极之间外加电压, 通过石墨烯层的电势差驱动石墨烯的载流子运动, 激发

石墨烯等离激元. 由于附加的电极对光路不产生干扰, 所以器件的性能并不受影响<sup>[25,26]</sup>. 太赫兹波从左侧入射到棱镜, 入射波被折射到棱镜的底部, 并发生全反射. 当入射波的横向波矢量与棱镜底部 MIG 表面中的谐振模式波矢量匹配时, 入射波将与石墨烯等离激元共振模式发生强相互作用并耦合到 MIG 超表面谐振腔中. 通过 COMSOL Multiphysics 商用软件, 利用二维数值模型我们计算了结构的反射率. 在软件中, 石墨烯设置为一个响应面内电场  $\mathbf{E}$  的表面导电边界, 在石墨烯上产生的电流强度为  $\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E}$ . 石墨烯层的厚度和费米能级初始分别设置为 1 nm 和 0.2 eV. 模型中  $x$  方向上设置为周期边界条件,  $y$  方向上设置为完美匹配层 (perfectly matched layer, PML), 计算区域的长宽为 370  $\mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ , 软件中网格设置为计算区域内平均分布, 选择超细化选项.

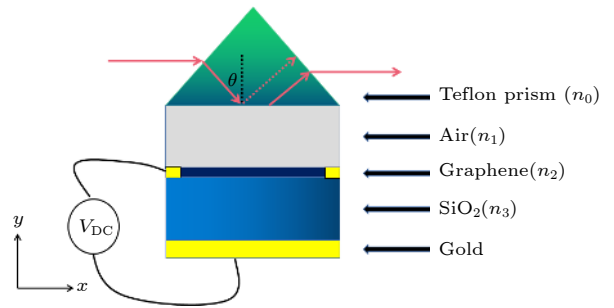


图 1 棱镜耦合石墨烯等离激元结构示意图

Fig. 1. Schematic diagram of prism coupled graphene plasmons.

石墨烯的光学吸收主要是带内跃迁和带间跃迁. 在太赫兹频段, 石墨烯的带间跃迁吸收远小于带内跃迁吸收, 可以将其忽略. 因此, 石墨烯的电导率为<sup>[26,27]</sup>

$$\sigma \approx \frac{ie^2k_B T}{\pi\hbar(\omega + i2\Gamma)} \left[ \frac{\mu_c}{k_B T} + 2 \ln\left(e^{\frac{\mu_c}{k_B T}} + 1\right) \right]. \quad (1)$$

式中,  $K_B$  为波尔兹曼常数;  $\omega$  为角频率;  $\hbar$  为普朗克常数;  $T$  为温度;  $\Gamma$  为散射率;  $\mu_c$  为化学势, 与材料掺杂浓度及偏压相关,  $\mu_c = E_F e$ , 其中  $E_F$ ,  $e$  分别表示费米能级和电子电荷.

根据 (1) 式, 可以得到石墨烯的电导率实部和虚部与频率的关系, 如图 2 所示. 电导率与石墨烯的介电常数的关系如下所示:

$$\varepsilon = 1 + i\sigma/(\omega t_g \varepsilon_0). \quad (2)$$

式中,  $t_g$  为石墨烯厚度;  $\varepsilon_0$  为真空介电常数.

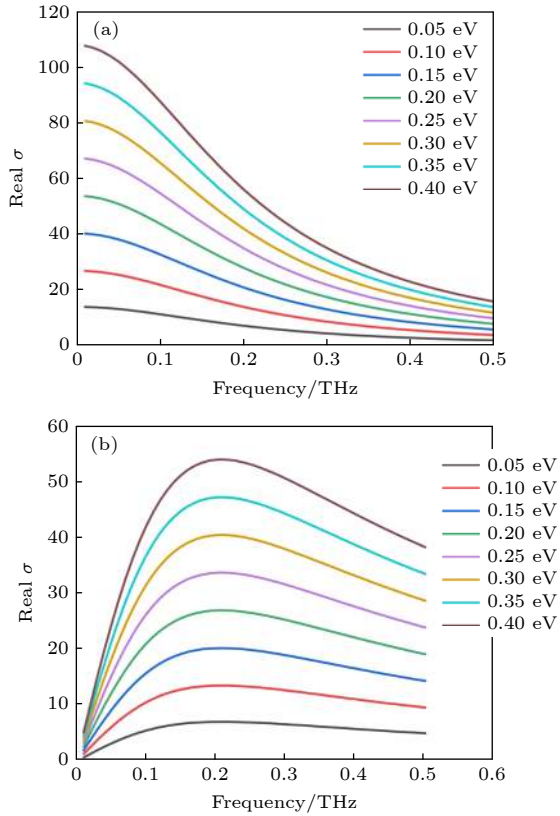


图2 不同费米能级下石墨烯电导率的实部虚部随频率的变化曲线 (a) 石墨烯电导率实部 (b) 石墨烯电导率虚部  
Fig. 2. Curves of real and imaginary parts of graphene conductivity with frequency at different Fermi levels: (a) The real part of graphene conductivity; (b) the imaginary part of graphene conductivity.

利用菲涅尔公式, 可以得到系统的反射率可以表示为<sup>[28]</sup>

$$R(\theta_i) = \left| \frac{r_{01} + r_{123} \exp(2ik_1s)}{1 + r_{01}r_{123} \exp(2ik_1s)} \right|^2, \quad (3)$$

其中

$$r_{123} = \frac{r_{12} + r_{23} \exp(2ik_2h)}{1 + r_{12}r_{23} \exp(2ik_2h)}. \quad (4)$$

这里,  $s$  和  $h$  是空气层和石墨烯层的厚度,  $r_{ij}$  是介质  $i$  和  $j$  之间边界的菲涅尔反射系数, 可以表示为

$$r_{ij} = \begin{cases} \frac{k_i \varepsilon_j - k_j \varepsilon_i}{k_i \varepsilon_j + k_j \varepsilon_i}, & \text{TM模,} \\ \frac{k_i - k_j}{k_i + k_j}, & \text{TE模,} \end{cases} \quad (5)$$

其中

$$k_{i(j)} = (k_0^2 \varepsilon_{i(j)} - \alpha^2)^{1/2}, \quad i, j = 0, 1, 2, 3. \quad (6)$$

式中,  $\varepsilon_i, k_i$  分别是  $i$  处的介电常数和波矢量的法向分量. 下标 0, 1, 2, 3 分别是棱镜, 空气层, 石墨烯

层,  $\text{SiO}_2$  层. 最下层金属层作为反射镜, 反射太赫兹波.  $k_0 = 2\pi/\lambda$  是真空中波束,  $\alpha$  是导模的传播常数.

根据 Artmann 公式, GH 位移可以表示为<sup>[29]</sup>

$$S = -\cos \theta \cdot \frac{d\phi}{d\beta}, \quad (7)$$

其中  $\theta$  是入射角;  $\phi$  是反射波与入射波之间的相位.  $\beta = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) (\varepsilon_0)^{1/2}$  是纵向波矢,  $\lambda$  是入射光的波长. 从 (7) 式可以看出, 相位变化对 GH 位移的符号有着决定性的影响. 从欠阻尼到过阻尼的过程中, GH 位移从负到正. GH 位移随波长的变化可以写成<sup>[30]</sup>:

$$S = \frac{\lambda^2 \cos \theta}{2\pi(\varepsilon)^{1/2} \sin \theta} \cdot \frac{d\phi}{d\lambda}. \quad (8)$$

## 3 结果分析

### 3.1 费米能级

图 3(a) 和图 3(b) 通过改变石墨烯的费米能级, 得到的反射率和相位随着频率变化的对应关系. 从图 3(a) 和图 3(b) 可以看到, 当费米能级为 0.2 eV 时, 在共振频点 0.285 THz 处的反射率最低, 图 3(a) 中的插图给出了共振频点处石墨烯层附近的  $E_y$  电场分布, 表明入射太赫兹波几乎完全耦合进 MIG 结构中并成功激发了石墨烯等离子元. 随着费米能级的增加, 共振频点蓝移, 并且系统经历由欠阻尼到过阻尼的状态. 在 MIG 结构形成的石墨烯等离子元共振腔中存在两种损耗, 即本征吸收损耗和辐射损耗. 当辐射损耗小于本征吸收损耗时, 结构表现出电共振响应, 我们称其为欠阻尼区域, 此时反射相位变化范围为  $360^\circ$ ; 当辐射损耗大于本征吸收损耗时, 结构表现出磁共振响应, 我们称其为过阻尼区域, 此时反射相位变化范围小于  $180^\circ$ ; 当辐射损耗等于本征吸收损耗, 系统处于临界阻尼状态<sup>[20]</sup>. 图 3(c) 是随着石墨烯费米能级改变, 系统的 GH 位移与频率的关系曲线. 从图 3(c) 可以看到, 费米能级从 0.15 eV 增加到 0.2 eV 时, 系统的 GH 位移发生了突变, 如图 3(d) 中所示.

### 3.2 空气层厚度

接下来, 通过改变空气层厚度, 来得到系统的反射和相位随着频率的变化情况. 如图 4(a) 所示.

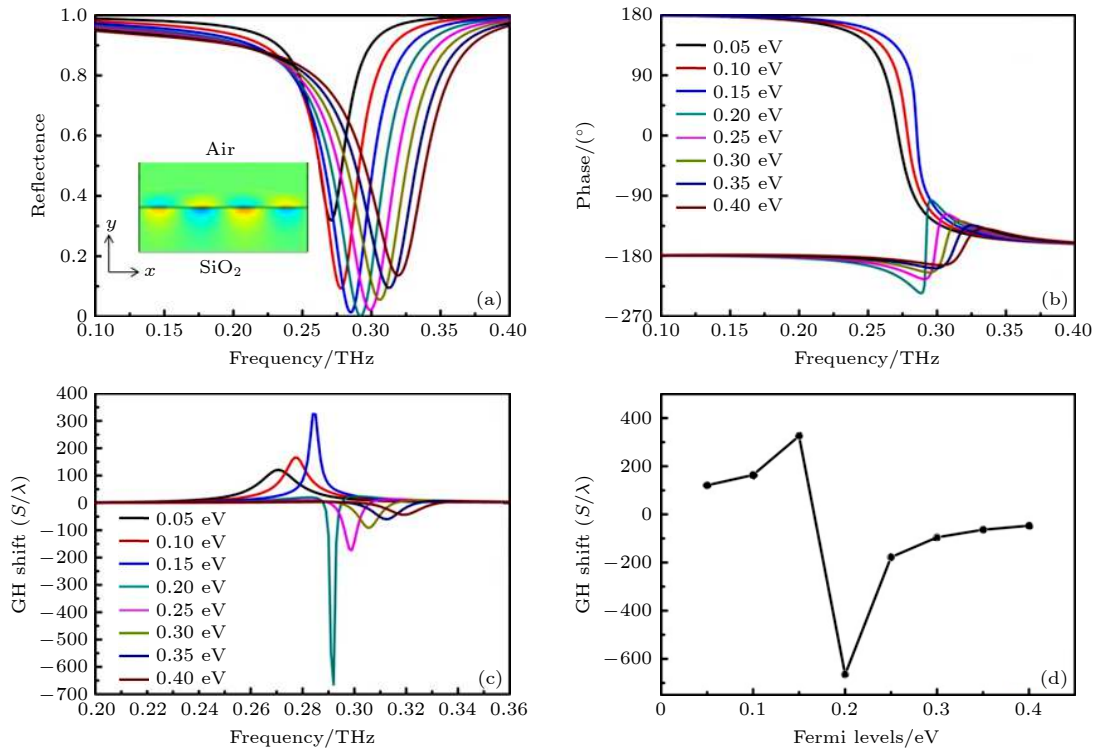


图 3 在不同费米能级下, 系统的反射率 (a)、相位 (b) 和 GH 位移 (c) 随频率的对应关系; (d)GH 位移随费米能级的变化产生的突变  
 Fig. 3. The reflectance(a), phase (b), and GH shift (c) of the system are corresponding to frequency at different Fermi levels; (d) GH shifts with respect to Fermi levels.

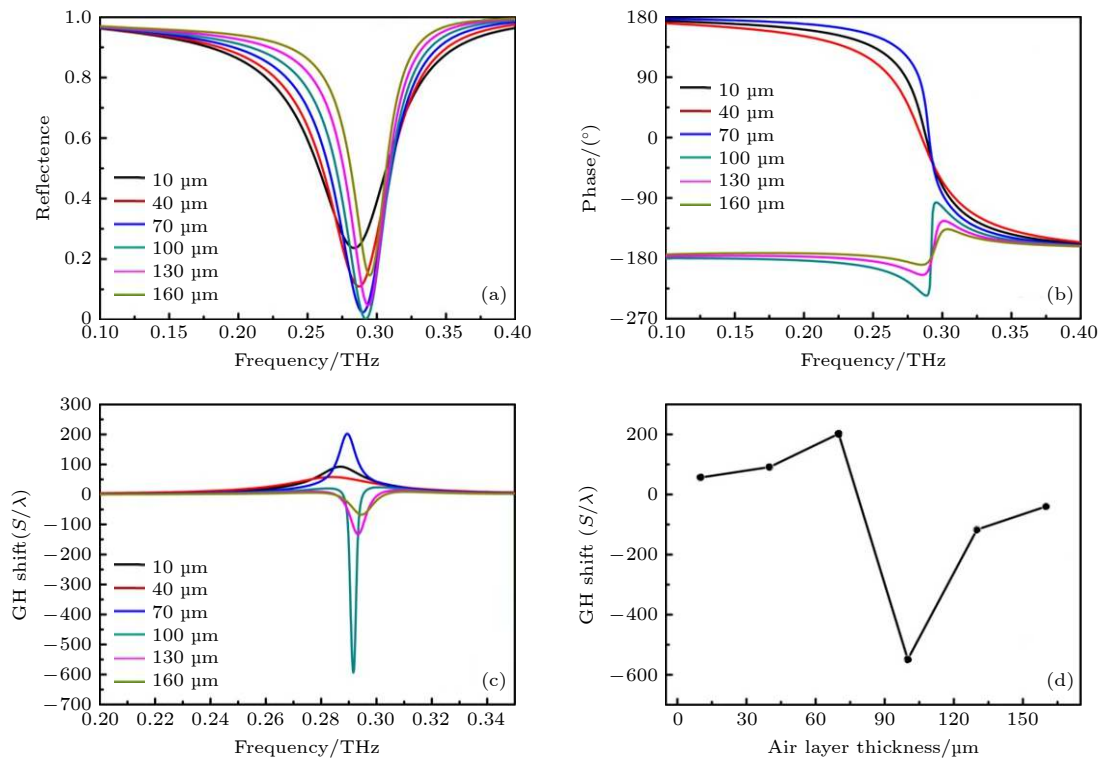


图 4 在不同的空气层厚度下, 系统的反射率 (a)、相位 (b) 和 GH 位移 (c) 随频率的对应关系; (d)GH 位移随空气层厚度的变化产生的突变  
 Fig. 4. The reflectance(a), phase (b) and GH displacement (c) of the system are corresponding to the frequency at different air layer thicknesses; (d) GH shifts with respect to air layer thicknesses.

在  $s = 100 \mu\text{m}$  时, 系统的反射率近乎为 0, 此时太赫兹波几乎完全耦合进系统中. 由图 4(b) 可以看出, 在空气层厚度由  $70 \mu\text{m}$  增加到  $100 \mu\text{m}$  时, 系统由欠阻尼状态转变为过阻尼状态. 图 4(c) 是改变气体层厚度系统的 GH 位移随着频率的变化情况. 在空气层厚度由  $70 \mu\text{m}$  增加到  $100 \mu\text{m}$  时, 系统的 GH 位移同样存在突变的情况. 图 4(d) 给出了 GH 位移的大小随空气隙厚度的变化产生突变的对应关系, 在完美耦合点处, 空气隙的微小变化可以导致 GH 位移的巨大变化, 说明本结构可作为灵敏的位移传感器.

### 3.3 石墨烯层数

如图 5 所示, 当费米能级为  $0.2 \text{ eV}$  时, 太赫兹近乎完全耦合进 MIG 结构中, 反射强度会急剧衰减. 因此, 选择费米能级为  $0.2 \text{ eV}$ , 通过改变石墨烯的层数来进行调控. 图 5(a) 和图 5(b) 为改变石墨烯的层数来对系统的反射率和相位进行调控. 通过对石墨烯层数由 1 层增加到 8 层, 反射率经历了先降低后增高的过程. 从图 5(b) 可以看出, 系统在

小于 4 层石墨烯的时候, 系统的反射相位随着频率的变化大于  $180^\circ$ , 此时系统表现出欠阻尼状态; 而当石墨烯层数大于 4 层的时候, 随着频率的变化, 系统的反射相位变化小于  $180^\circ$ , 此时系统表现出过阻尼状态. 图 5(c) 为此时石墨烯层数由 1 层增加到 6 层时, 系统的 GH 位移随着频率的变化情况. 可以看到, 当石墨烯厚度由 4 层增加到 5 层时, 系统的 GH 位移存在突变, 这与系统的阻尼状态相匹配, 如图 5(d) 所示.

### 3.4 临界阻尼

本节通过对动态调节机制的分析 (这里假定石墨烯的层数为 1 层), 通过改变石墨烯的费米能级和空气层的厚度, 找到可以动态调控体系结构的阻尼状态. 我们绘制了从欠阻尼到过阻尼的临界状态, 如图 6 所示. 图 6 中拟合的实线近似代表的是临界阻尼的分界线. 线的上方代表过阻尼状态, 而线的下方代表欠阻尼状态. 从图 6 中还可以看出, 临界阻尼的分界线是一个非线性曲线. 当费米能级较小时线的斜率较大, 表示本征损耗 (费米能级调

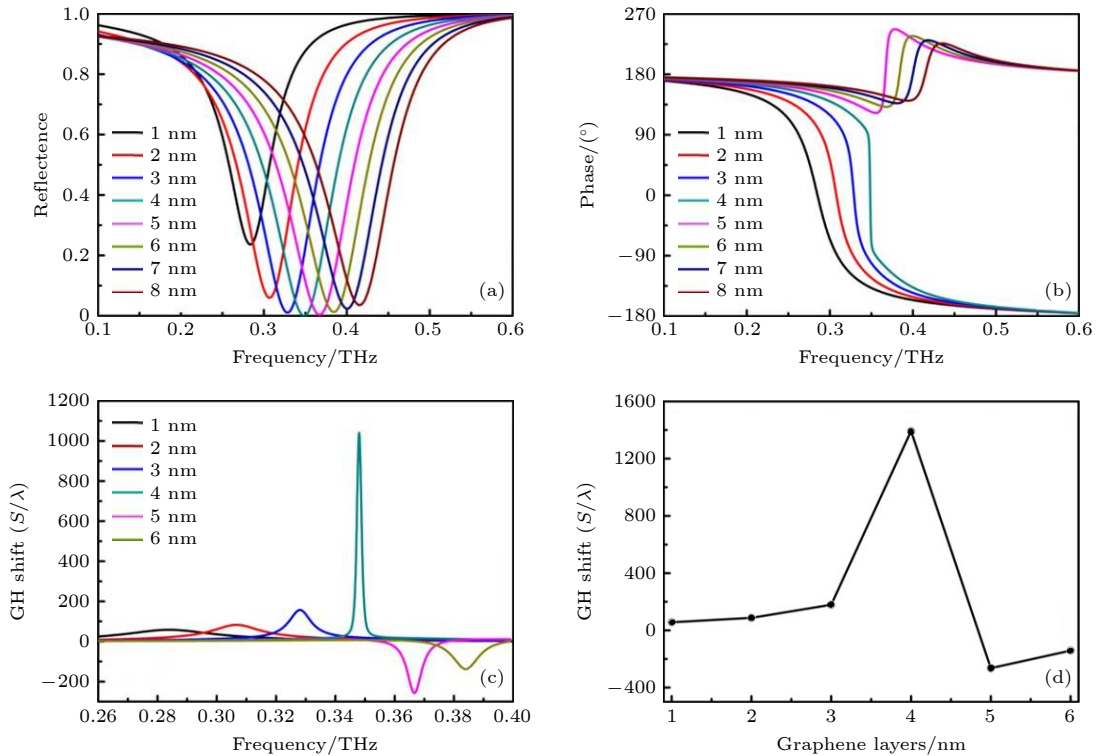


图 5 在不同的石墨烯层数下, 系统的反射率 (a), 相位 (b) 和 GH 位移 (c) 随频率的对应关系; (d) GH 位移随石墨烯层数的变化产生的突变

Fig. 5. The reflectance (a), phase (b), and GH shift (c) of the system are corresponding to frequency at different graphene layers; (d) GH shifts with respect to number of graphene layers.

控)的影响小于辐射损耗(空气腔调控),即小的辐射损耗的变化需要用大的本征损耗的变化来补偿.而费米能级变大时,分界线的斜率变小,表示本征损耗(费米能级调控)的影响大于辐射损耗(空气腔调控),即小的本征损耗的变化需要用大的辐射损耗的变化来补偿.

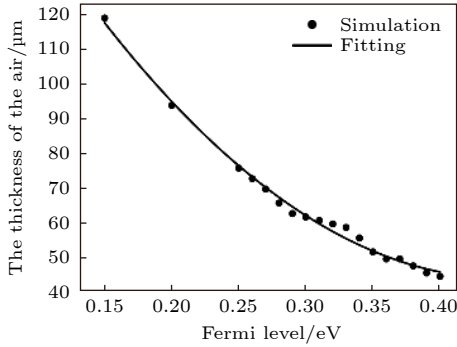


图 6 结构体系的临界阻尼分界图

Fig. 6. Critical condition of perfect damping match.

### 3.5 传感应用

本节分析待测样品折射率对系统反射率和相位的影响,显示该结构在传感方面的潜在应用,

结果如图 7 所示.从图 7 可以看到,随着样品折射率升高,反射率近乎不变,说明对反射率的传感性能不佳.但是,从图 7(d)的 GH 位移图谱却可以清晰地看到各个反射率的共振频点以及此时的 GH 位移.这从另一方面显示了 GH 位移图谱在传感方面的优势.而且相位的变化就可以引起 GH 位移方向和大小的剧烈变化,这表明 GH 位移在传感的灵敏度上有着反射率中共振频点平移和相位平移所不具有的独特优势.图 8 表示了反射共振频率(图 8(a)) 和 GH 位移强度(图 8(b)) 随折射率的变化图线.从图 8 可以看出, GH 位移的灵敏度达到  $2.1 \times 10^4 \lambda/\text{RIU}$  其隔离度与区分度都优于反射共振频率灵敏度.

最后,我们探讨棱镜耦合石墨烯等离激元系统中测量 GH 位移的可能的实验方法,如图 9 所示.可调谐的连续波太赫兹源发射的太赫兹波入射到棱镜上,并在棱镜底部发生全反射.反射光束通过可以沿着边界移动的探测器来测量.以未发生 GH 位移时的光束作为参考光束,实际光束与参考光束的位移差就是 GH 位移.

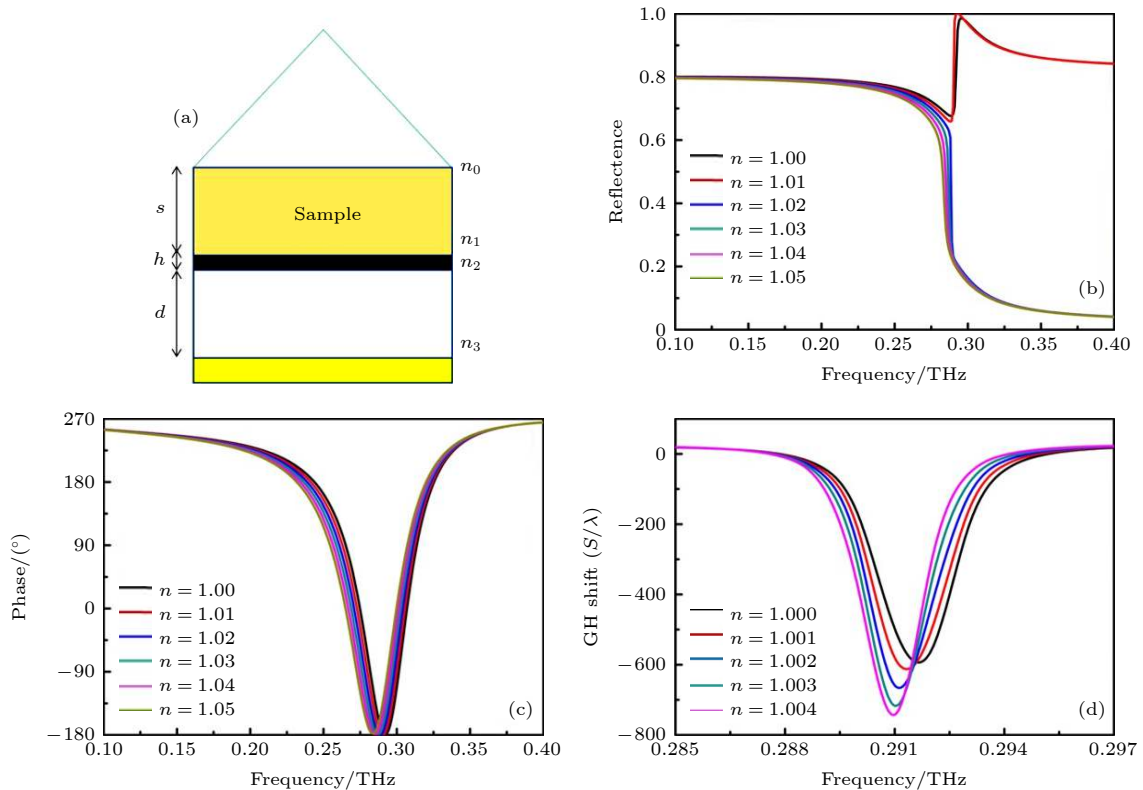


图 7 在空气腔中 (a) 不同的折射率变化下,系统的反射率 (c), 相位 (b) 和 GH 位移 (d) 随频率的对应关系

Fig. 7. The reflectance (c), phase (b) and GH displacement (d) of the system as a function of frequency under different refractive index changes in the air cavity (a).

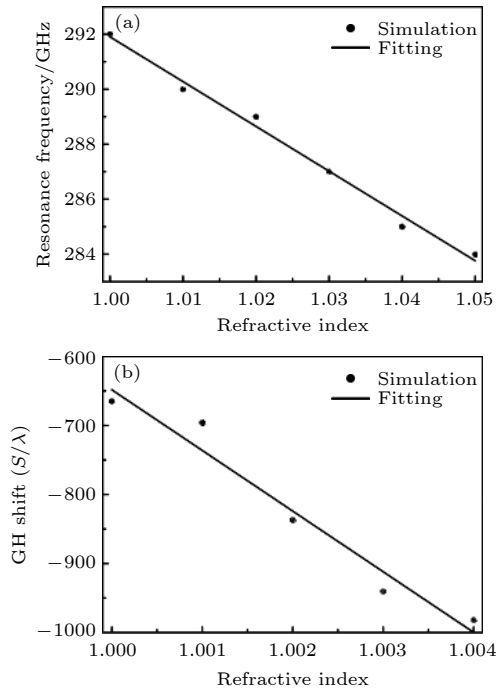


图 8 (a) 反射共振频率随折射率的变化 (灵敏度为 160 GHz/RIU); (b) GH 位移强度随折射率的变化 (灵敏度为  $2.1 \times 10^4 \lambda/\text{RIU}$ )

Fig. 8. (a) Reflection resonant frequency as a function of refractive index (sensitivity is 160 GHz/RIU); (b) GH shift intensity as a function of refractive index (Sensitivity is  $2.1 \times 10^4 \lambda/\text{RIU}$ ).

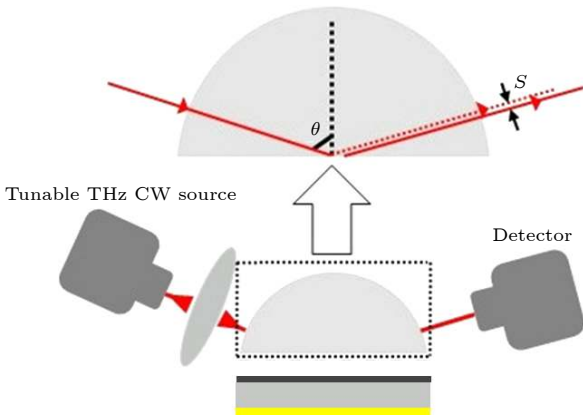


图 9 测 GH 位移的实验方案

Fig. 9. Experimental scheme for measuring GH shift.

## 4 结论

本文基于棱镜耦合石墨烯等离激元结构, 提出了一种新型的多参数太赫兹相位调控方案. 该方案不仅可以通过对石墨烯的费米能级调谐相位, 还可以通过调节空气层厚度以及平铺石墨烯层数, 对相位进行动态调控. 此外, 我们发现相位的变化对 GH 位移的符号及强度有重要影响. 文章的结论展示了

该结构在太赫兹传感领域的应用前景. 本系统具有结构简单, 不需要微纳加工, 可多参数调谐的特点, 将在太赫兹相位调控及传感等领域得到应用 [31].

## 参考文献

- [1] Hao J M, Ren Q J, An Z H, Huang X Q, Chen Z H, Qiu M, Zhou L 2009 *Phys. Rev. A* **80** 023807
- [2] Hao J M, Yuan Y, Ran L X, Jiang T, Kong J A, Chan C T, Zhou L 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 063908
- [3] Chen L, Liao D G, Guo X G, Zhao J Y, Zhu Y M, Zhuang S L 2019 *Front. Inform. Technol. Electron. Eng.* **20** 591
- [4] Sievenpiper D, Zhang L J, Broas R F J, et al. 1999 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47** 2059
- [5] Zhou L, Wen W J, Chan C T, Sheng P 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 3257
- [6] Anders P, Sergey I B 2013 *Opt. Express* **21** 27438
- [7] Dai Ch L, Sun G Q, Hu L Y, Xiao Y K, Zhang Z P, Qu L T 2020 *InfoMat.* **2** 12039
- [8] Ding L, Qiu T Y, Zhang J, Wen X 2019 *J. Opt.* **21** 125602
- [9] Hu T, Bingham C M, Strikwerda A C, et al. 2008 *Phys. Rev. B* **78** 241103
- [10] Hao J M, Wang J, Liu X L, Willie J P, Zhou L, Qiu M 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 251104
- [11] Liu N, Martin M, Thomas W, Mario H, Harald G 2010 *Nano Lett.* **10** 2342
- [12] Claire M W, Liu X L, Willie J P 2012 *Adv. Mater.* **24** OP98
- [13] Sun S L, Yang K Y, Wang C M, et al. 2012 *Nano Lett.* **12** 6223
- [14] Anders P, Ole A, Ilya P R, Sergey I B 2013 *Sci. Rep.* **3** 2155
- [15] Li X, Xiao S Y, Cai B G, He Q, Cui T J, Zhou L 2012 *Opt. Lett.* **37** 4940
- [16] Anders P, Michael G. N, René L E, Sergey I B 2013 *Nano Lett.* **13** 829
- [17] Chen L, Wei M Y, Zang X F, Zhu Y M, Zhuang S L 2016 *Sci. Rep.* **6** 22027
- [18] Chen L, Xu N N, Leena S, Cui T J, Ranjan S, Zhu Y M, Zhang W L 2017 *Adv. Opt. Mater.* **5** 1600960
- [19] Xu J J, Liao D G, Gupta M, Zhu Y M, Zhuang S L, Singh R, Chen L 2021 *Adv. Opt. Mater.* **9** 2100024
- [20] Miao Z Q, Wu Q, Li X, He Q, Ding K, An Z H, Zhang Y B, Zhou L 2015 *Phys. Rev. X* **5** 041027
- [21] Qu C, Ma S J, Hao J M, Qiu M, et al. 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 235503
- [22] Qing Y M, Ma H F, Cui T J 2018 *Opt. Express* **26** 32442
- [23] Cong L Q, Pitchappa P, Lee C K, Singh R 2017 *Adv. Mater.* **29** 1700733
- [24] Chen L, Ge Y F, Zang X F, et al. 2019 *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **9** 643
- [25] Yin S, Shi X T, Huang W, Zhang W T, Hu F R, Qin Z J, Xiong X M 2019 *Electronics* **8** 1528
- [26] Li J S, Wu J F, Zhang L 2014 *IEEE Photonics J.* **6** 2374591
- [27] Alace R, Farhat M, Rockstuhl C, Lederer F 2012 *Opt. Express* **20** 28017
- [28] Chen L, Cao Z Q, Shen Q S, Deng X X 2007 *J. Lightwave Technol.* **25** 539
- [29] Artmann K 1948 *Ann. Phys.* **437** 87
- [30] Chen L, Cao Z Q, Ou F, Li H G, Shen Q S, Qiao H C 2007 *Opt. Lett.* **32** 1432
- [31] Chen L, Zhu Y M, Zang X F, Cai B, Li Z, Xie L, Zhuang S L 2013 *Light Sci. Appl.* **2** e60

# Multi-parameter tunable phase transition based terahertz graphene plasmons and its application\*

Li Ze-Yu<sup>1)2)#</sup> Jiang Qu-Han<sup>1)2)#</sup> Ma Teng-Zhou<sup>3)</sup>  
Yuan Ying-Hao<sup>1)2)†</sup> Chen Lin<sup>1)2)</sup>

1) (*School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China*)

2) (*Shanghai Key Laboratory of Modern Optical System, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China*)

3) (*Shanghai Customs Industrial Products and Raw Materials Testing Technology Center, Shanghai 200135, China*)

( Received 8 March 2021; revised manuscript received 2 June 2021 )

## Abstract

The active modulation of the amplitude and phase of terahertz wave has been widely adopted in terahertz functional devices. The current metal-insulator-metal metasurface structure combined with two-dimensional materials such as graphene can realize dynamic control of terahertz amplitude/phase, but it has some disadvantages such as less freedom of control (voltage or light intensity), complex processing technology and high price of metasurface structure. In this article, we propose a prism-coupled metal-insulator-graphene (MIG) phase regulation structure. This structure can not only control the phase by adjusting the Fermi level in the usual way, but also change the intrinsic loss and radiation loss of the structure by adjusting the thickness of the air gap and the number of layers of pre-spread graphene, so that the phase of the structure can be controlled, which is determined by the difference between intrinsic loss and radiation loss of the fabric, which is closely related to this structure staying in the under-coupling/over-coupling state. The adjustment of the structural phase can also lead the magnitude of the terahertz Goos-Hänchen (GH) displacement and its positive sign and negative sign to be selected. Furthermore, it is shown that the under-coupling state and the over-coupling state of the structure have an important effect on the coincidence of the Goos-Hänchen (GH) displacement. The results show that by dynamically adjusting the thickness of the air gap and the Fermi level of graphene, and changing the eigenloss and radiation loss of the system, the phase regulation can be achieved. Finally, the transition from overdamped to underdamped state is realized. In this physical process, the GH displacement of the system will also change obviously. This paper puts forward the structure of the process with simple processing technology (no need to microstructure), tunable high degrees of freedom (available graphene Fermi level and air gap dynamic regulation, also could be regulated and controlled by controlling the graphene layers) in comparison with the phase modulator of metal-insulator-metal super surface structure. The results of this paper open up a new way of developing the multi-parameter tunable terahertz sensor components.

**Keywords:** terahertz, graphene, phase transition, Goos-Hänchen shift

**PACS:** 42.25.Bs, 41.20.Jb, 42.25.-p

**DOI:** 10.7498/aps.70.20210445

\* Project supported by the National key R&D Program (Grant Nos. 2018YFF01013000, 2019YFC0810900), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61671302), the Shanghai Shuguang Program, China (Grant No. 18SG44), the Basic Science Center Project of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61988102), the Shanghai Central Government Guided Local Science and Technology Development Project, China (Grant No. YDZX20193100004960), the Scientific Research Project of the General Administration of Customs, China (Grant No. 2020HK251).

# These authors contributed equally.

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