

石墨烯等离激元的光学性质及其应用前景

杨晓霞 孔祥天 戴庆

Optical properties of graphene plasmons and their potential applications

Yang Xiao-Xia Kong Xiang-Tian Dai Qing

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 106801 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.106801

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.106801>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I10>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

全新的电导率特征矩阵方法及其在石墨烯 THz 频率光学特性上的应用

[A new characteristics matrix method based on conductivity and its application in the optical properties of graphene in THz frequency range](#)

物理学报.2015, 64(5): 057801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.057801>

硅晶体表面石墨烯褶皱形貌的分子动力学模拟研究

[Molecular dynamics study of ripples in graphene monolayer on silicon surface](#)

物理学报.2015, 64(1): 016804 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.016804>

双层石墨烯位于 $1800\text{--}2150\text{ cm}^{-1}$ 频率范围内的和频拉曼模

[The second-order combination Raman modes of bilayer graphene in the range of \$1800\text{--}2150\text{ cm}^{-1}\$](#)

物理学报.2014, 63(14): 147802 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.147802>

光子晶体增强石墨烯 THz 吸收

[Terahertz absorption of graphene enhanced by one-dimensional photonic crystal](#)

物理学报.2014, 63(5): 057803 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.057803>

基于倏逝场耦合的石墨烯波导光传输相位特性仿真与实验研究

[Simulation and experimental research of phase transmission features based on evanescent field coupled graphene waveguide](#)

物理学报.2013, 62(23): 237805 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.237805>

石墨烯等离激元的光学性质及其应用前景*

杨晓霞 孔祥天[†] 戴庆[‡]

(国家纳米科学中心, 北京 100190)

(2014年12月26日收到; 2015年1月6日收到修改稿)

石墨烯等离激元由于其独特的电学可调性、本征低衰减以及局域光场高度增强等特性, 引起了广泛的关注并迅速成长为一门新的学科分支——石墨烯表面等离激元光子学. 本文介绍了石墨烯等离激元的一些基本性质, 包括色散关系、局域的等离激元和传导的等离激元以及石墨烯等离激元对其周边介电环境的敏感性等. 在此基础上, 进一步介绍了石墨烯等离激元在太赫兹到中红外频段的应用, 比如有源光调制器的一些功能器件和增强的红外光谱探测等.

关键词: 石墨烯等离激元, 电磁场增强, 有源调控**PACS:** 68.65.Pq, 78.67.Wj, 73.20.Mf**DOI:** 10.7498/aps.64.106801

1 引 言

等离激元光子学 (Plasmonics) 是光学领域的一个重要分支^[1], 其研究范畴包括金属纳米结构中表面等离激元的激发、传导、调控和探测等方面^[2]. 表面等离激元是光子和金属中自由电子的共振振荡, 它具有一系列新奇的光学性质, 例如对光的选择性吸收和散射、电磁波的亚波长束缚和局域光场增强等^[3]. 表面等离激元在生物、化学、能源和信息等领域显示出重要的应用前景, 如局域表面等离激元共振传感器、高效太阳能电池、超材料和光子集成回路等^[4-6]. 此前, 这个领域的研究对象主要是金、银等贵金属材料体系中的表面等离激元在可见到近红外波段范围的光学性质.

当人们把目光投向石墨烯等离激元时, 发现它具有完全不同于金属等离激元的性质^[7-13]. 由于其特殊的电子能带结构, 石墨烯等离激元表现出独特的电学可调性、低本征损耗及高度光场局域等优异的性能^[14-16]. 石墨烯等离激元的共振频率从中红外到太赫兹连续可调, 极大拓展了等离激元的作

用范围. 这些性质使得石墨烯等离激元在生物/化学传感器、有源器件、光谱学以及红外/太赫兹探测等领域具有重要应用. 本文从基本原理出发, 介绍了石墨烯等离激元的光学性质和应用前景.

2 石墨烯等离激元基本性质

2.1 石墨烯的电光调制特性

石墨烯是一种半金属材料, 其导带和价带交于一点 (狄拉克点). 在狄拉克点附近, 电子的运动可以用相对论性的狄拉克方程描述: $E = v_0 \hbar k$, 其中 v_0 是电子的速度, 为光速的 $1/300$; k 是电子的波矢; $\hbar$ 是约化普朗克常数^[17]. 基于其线性的色散关系, 在本征石墨烯中不同频率的入射光激发带间跃迁产生光生载流子的概率相同, 因而具有固定的光电导率 $e^2/4\hbar$ 和吸光率 $\sim 2.3\%$ ^[18].

石墨烯中费米能级 (E_F) 可以通过电学或者化学掺杂的方式进行动态调节, 从而调节其光学性质. 图 1(a) 给出了有限浓度掺杂石墨烯的吸收光谱; 图 1(b) 描述了不同频段所对应的电子跃迁过

* 国家自然科学基金 (批准号: 51372045) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: kongxt@nanoctr.cn

[‡] 通信作者. E-mail: daiq@nanoctr.cn

程 [8]. 当入射光子能量小于 $2E_F$ 时 (一般对应太赫兹及中红外区间), 由于泡利不相容原理, 带间跃迁被禁止, 石墨烯对光子的吸收主要来源于自由载流子发生的带内跃迁. 由自由载流子集体振荡而产生的石墨烯等离激元即发生在此频率范围. 当入射光子能量高于 $2E_F$ 时 (一般对应近红外区间), 电子吸收光子后将发生带间跃迁, 具有和本征石墨烯相同的吸光度. 因此, 可以通过调节费米面来调节石墨烯的光学性质, 从而调节石墨烯等离激元.

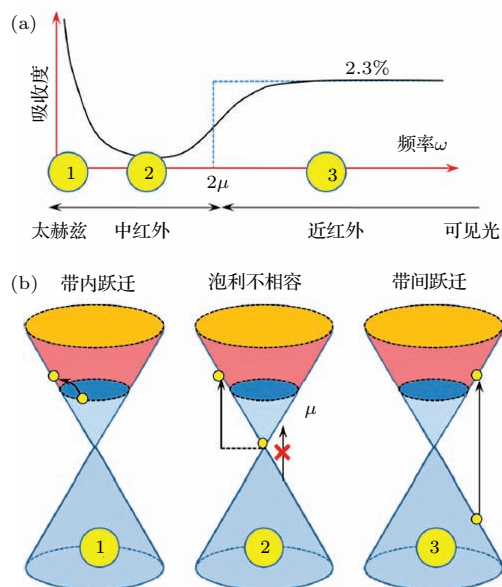


图 1 (网刊彩色) (a) 有限浓度掺杂石墨烯的吸收光谱示意图; (b) 在不同能量辐照下石墨烯中电子的不同光学跃迁过程 [8]

Fig. 1. (color online) (a) Illustration of a typical absorption spectrum of doped graphene; (b) illustration of the various optical transition processes [8].

2.2 石墨烯等离激元

石墨烯中自由载流子的共谐振振荡可以用自由电子气模型 (Drude 模型) 来描述 [19]. 当石墨烯有效介电函数为零时, $\varepsilon(\omega, q) = 0$, 即对应等离激元的共振频率 ω_{pl} , 因此通过求解石墨烯的有效介电函数得到其等离激元色散关系 [20,21]. 在长波极限下, 石墨烯等离激元的色散关系为 $\omega_{pl} = (g_s g_v e^2 q E_F / 2 \varepsilon_r)^{1/2}$, 这里 $g_s = 2$, $g_v = 2$ 来自石墨烯自旋和赝自旋简并; ε_r 是环境介电常数. 石墨烯等离激元的色散关系遵循 $\omega_{pl} \propto q^{1/2}$, 这与其他二维电子气体系中等离激元的色散关系一致. 但是, 石墨烯等离激元对载流子密度 n 依赖关系却非常特殊: 在传统的二维电子气中 $\omega_{pl} \propto n^{1/2}$, 而石墨烯中 $\omega_{pl} \propto n^{1/4}$, 这种特异性是石墨烯中载流子

的量子相对论特性的直接体现.

从石墨烯等离激元的色散关系中, 可以得出其几个重要的特征.

第一, 电学可调特性, 石墨烯的费米能级能够通过栅压进行调节, 而在传统的金属等离激元中, 由于金属中的高电子密度而无法实现调制;

第二, 共振频率在太赫兹到中红外频段, 由于石墨烯中有限的电子浓度, 其等离激元的共振频率低, 发生在太赫兹到中红外频段, 而传统金属等离激元主要发生在可见光频段;

第三, 电磁场的高度局域化, 石墨烯等离激元的能量与费米能级在同一个量级, 而其波长却比自由空间中的光子小两个数量级, 这意味着 10^6 倍的体积压缩比 [8].

2.3 石墨烯微纳结构中的局域等离激元

与金属微结构中的局域表面等离激元相似, 石墨烯微纳结构也可以激发局域等离激元. 当石墨烯微结构尺寸远小于入射光波长时, 可以在静电模型下求解麦克斯韦方程得到其等离激元性质.

实验上一般通过石墨烯微纳结构阵列的吸收光谱来研究其局域等离激元性质, 常用的石墨烯微结构包括微米、纳米条带阵列、纳米圆盘阵列等. 其中条带阵列具有偏振选择性以及电学连通性, 便于原位改变偏振方向或栅极电压而被广泛采纳. 激发光垂直照射在石墨烯条带阵列上, 当其偏振方向与石墨烯条带垂直时, 激发石墨烯中局域等离激元; 当其偏振方向平行于条带时, 石墨烯条带的光响应类似于整片石墨烯上的情况. 因此通过调节偏振片的偏振方向, 可原位扣除背景信号, 实现等离激元信号的高精度探测 [14]. 此外, 也可通过栅压调控实现原位扣除背景信号. 先通过栅压调控将石墨烯的费米面调为零, 进行背景信号采集, 然后改变栅压对石墨烯进行电学掺杂, 进行等离激元信号采集 [22], 如图 2(a) 所示. 原位扣除背景使得所测光谱上的消光峰来自于石墨烯中自由载流子集体振荡, 即等离激元共振, 如图 2(b) 所示. 石墨烯条带的宽度 W 决定了局域等离激元的波矢 q ($q = \pi/W$), 因此可以通过改变条带宽度调节等离激元的共振频率. 当条带宽度从几十纳米变化到几微米, 石墨烯等离激元的共振频率从中红外变化到太赫兹频段. 石墨烯等离激元的共振频率也可通过栅极电压调节. 对于石墨烯局域等离激元, 其共振频率也与波矢和费米能级的平方根呈线性关系 [14].

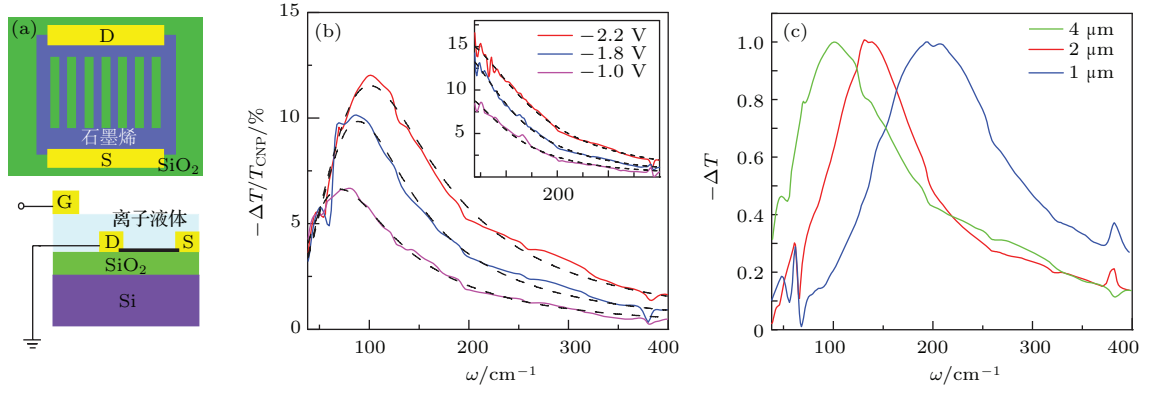


图2 (网刊彩色) (a) 石墨烯微米条带阵列, 上图为俯视图; 下图为侧视图; (b) 石墨烯等离激元共振吸收峰随栅压的变化; (c) 石墨烯等离激元共振吸收峰随条带宽度的变化^[14]

Fig. 2. (color online) (a) Top- and side-view illustration of a typical graphene micro-ribbon array; (b) control of terahertz resonance of plasmon excitations through electrical gating; (c) change of transmission spectra with different graphene micro-ribbon widths^[14].

2.4 传导的石墨烯等离激元

不同于金属薄膜和介质界面的表面等离激元, 石墨烯等离激元同时存在于石墨烯附近的上、下介质中, 这是因为石墨烯只有单原子层厚. 当石墨烯上、下的介质不对称时, 一般可认为石墨烯处于均匀介质环境中, 介电常数取上、下介质的平均值^[9]. 通过求解相应边界条件下的麦克斯韦方程组, 可得到石墨烯等离激元的色散关系如下:

$q \approx (2i\omega\epsilon_0\epsilon_r)/\sigma_s$, 其中 $\epsilon_r = (\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2})/2$, 为石墨烯上下介电常数的平均值. 通过将石墨烯非局域电导率 σ_s 代入上式, 可以推导出与上面通过有效介电常数方法相同的色散关系 $\omega_{pl} = \sqrt{\frac{e^2 E_F q}{2\pi\hbar^2 \epsilon_0 \epsilon_r}}$.

传导的石墨烯等离激元能够通过高分辨率的散射型近场光学显微镜 (s-SNOM) 直接观测, 如图 3(a) 所示^[16,23,24]. s-SNOM 的工作原理见图 3(b): 入射激光束聚焦在原子力显微镜 (AFM)

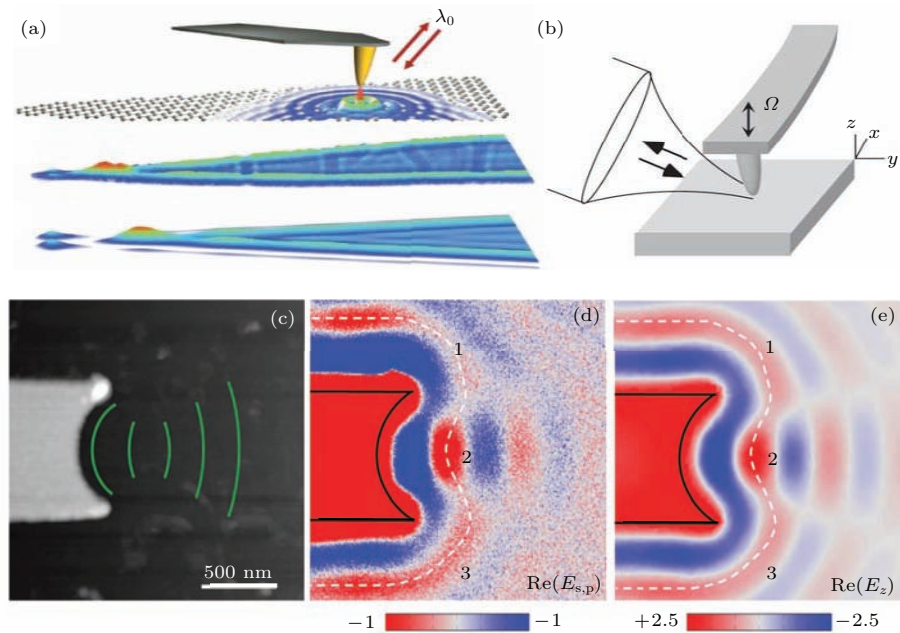


图3 (网刊彩色) (a) 直接观测传导的石墨烯等离激元波^[16]; (b) s-SNOM 的工作原理^[25]; (c) 凹形金天线上激发石墨烯等离激元波的示意图; (d) 凹形金天线上激发石墨烯等离激元波的近场图像; (e) 理论计算的近场图像; (c)–(e) 引自文献^[27]

Fig. 3. (color online) (a) The illustration of the verification of an antenna-based graphene plasmon Launcher^[16]; (b) basic work principles of a s-SNOM^[25]; (c) the topography of a concave antenna on graphene; (d) experimental near-field images $\text{Re}(E_{s,p})$ of a concave antenna extremity; (e) calculated near-field images $\text{Re}(E_z)$ of the concave antenna, (c)–(e)^[27].

导电针尖上引起诱导偶极, 当针尖靠近样品时, 该诱导偶极在石墨烯(或其他被测样品)中产生镜像偶极^[25,26]. 这两个偶极相互作用, 改变对光的吸收率, 从而使得经探针反射回去的光信号携带样品信息(诱导偶极与样品性质相关). 使用AFM的轻敲模式, 周期性改变针尖到样品的距离, 使来自样品的信号周期性变化, 与此同时, 来自背景的反射信号一直保持不变. 通过3, 4阶信号的提取可以将背景信号完全扣除, 因此, 即便是微弱的样品信号也能被探测到. 此外, 由于样品信号只来自探针尖端下方, s-SNOM的分辨率为针尖的曲率半径, 能达到十几纳米, 这极大地突破了光的衍射极限.

用s-SNOM探测石墨烯等离激元时, 经针尖散射的入射光由于满足波矢匹配条件, 能够激发传导的石墨烯等离激元. 当传导的等离激元波被边界或者缺陷反射时, 反射波与入射波发生干涉, 形成驻波, 如图3(a)所示^[16]. 通过该驻波可以清晰地测量传导的石墨烯等离激元波的波长. 当以自由空间光波长为9.7 μm 的入射光激发时, 产生的等离激元波长为260 nm, 波长被压缩约40倍, 与理论估计值相当. 并且直接观测到了石墨烯等离激元的波长可通过栅极电压或波矢进行调节.

通过在石墨烯表面构筑金属微结构也能激发传导的石墨烯等离激元, 因为经金属微结构散射的光也能满足波矢匹配条件. 如图3(c)所示, 入射光经凹形金天线散射后在石墨烯中激发出传导的等离激元^[27]. Alonso-Gonzalez等在s-SNOM上使用硅探针对应离激元波的传导路径进行扫描, 得到如图3(d), (e)中的传导的石墨烯等离激元波图像. 与图3(a)中的金属探针相比, 这里的硅探针只起探测等离激元的作用, 不起激发作用. 他们的研究还表明, 通过微结构形状如凹或凸形可以实现对传导的石墨烯等离激元进行汇聚或发散.

3 介电环境对石墨烯等离激元的影响

3.1 石墨烯等离激元与基底声子的耦合

石墨烯是单原子层厚的二维材料, 它的每个原子都处于表面态, 因此石墨烯的光、电等性质极易受环境影响. 基底支撑的石墨烯等离激元器件主要受到杂质电荷的散射和基底光学声子的影响. 电荷散射极大地降低了石墨烯的电导率, 加快了石墨烯中等离激元的衰减. 而基底声子对石墨烯等离激元

的影响则非常特殊. 石墨烯等离激元从太赫兹到中红外频段可调, 涵盖了声子振动频率. 当等离激元频率与基底声子频率接近时, 两者发生耦合^[28-30]. 特别地, 对于石墨烯上的等离激元, 它能够在声子附近很宽的区域内与之发生耦合, 而对于其他体系的等离激元(如双层石墨烯), 则只有非常靠近声子时才能与之发生耦合^[31,32]. 当石墨烯与基底声子发生耦合时, 等离激元共振峰在声子能量处被劈裂成两个独立的峰. 如图4(b)所示, 在二氧化硅基底上的石墨烯等离激元与二氧化硅的两个表面光学声子(分别位于806, 1168 cm^{-1})发生耦合, 等离激元共振峰被两个声子劈裂成三个峰^[33].

等离激元与声子的杂化模式可以用法诺共振或者电磁诱导透明机理解释: 由于衰减速度快, 等离激元共振吸收峰是一个宽峰, 一般声子衰减速度慢, 红外吸收峰是一个相对的窄峰, 当两者的峰位靠得不是很近时, 宽的等离激元峰对声子吸收峰而言就像是一个连续的背景, 它们的耦合就是法诺共振发生的情形^[34]; 当两者几乎重叠时, 宽峰和窄峰的耦合会在峰值处发生相消干涉, 即电磁诱导透明现象^[35]. 这种等离激元-声子杂化模式的色散关系也可通过求解石墨烯的有效介电函数而得到. 这里声子的影响可通过它作用在石墨烯中载流子上的电势而被包含在有效介电函数中. 具体地, 可通过随机相位近似理论(random phase approximation)求解, 其结果能够很好地与实验结果符合^[31].

与声子的耦合使石墨烯等离激元的性质发生了很大变化. 首先, 单一的等离激元共振峰变成了多个杂化峰. 其次, 每个杂化峰随电场或者微结构尺寸的变化规律而改变. 对于石墨烯等离激元, $\omega_{\text{pl}} \propto \sqrt{qE_{\text{F}}}$, 而与声子耦合后, 由于声子的限制作用, 石墨烯等离激元随电场及微结构尺寸变化的速度变小, 当离声子越近时, 变化速度越慢. 此外, 与声子的杂化还改变了石墨烯等离激元之间的耦合强度^[33]. 如图4(a)所示, 不同的石墨烯纳米条带阵列具有相同的条带宽度和不同的条带间距. 以此来研究声子对石墨烯条带上等离激元之间耦合强度的影响, 发现当等离激元与基底声子发生耦合时, 等离激元与等离激元之间的耦合明显变弱. 结合数值模拟的结果可以得出一个规律: 在没有基底声子影响的情况下, 石墨烯等离激元之间的耦合强度随着间距的减小呈指数增加, 并且其变化规律不受石墨烯的介电环境、条带宽度以及费米能级

等的影响,如图4(c)所示^[33,36].然而,在二氧化硅基底上,石墨烯等离激元之间的耦合强度虽然也随间距的减小呈指数增加,但是其耦合强度却极大地降低.

石墨烯等离激元与基底声子的耦合也改变会其寿命.理论计算表明,耦合模式的寿命由等离激元寿命和声子的寿命共同决定^[37],通常声子的寿

命要比等离激元的寿命长.因此,与声子的杂化有助于提高等离激元的寿命.然而对于石墨烯等离激元,不管是否存在与声子的耦合,当等离激元能量一旦超过石墨烯表面光学声子能量(1580 cm^{-1}),它的衰减会立刻大幅上升,其原因在于石墨烯等离基元能够通过声子散射进入到朗道衰减通道而迅速衰减^[37].

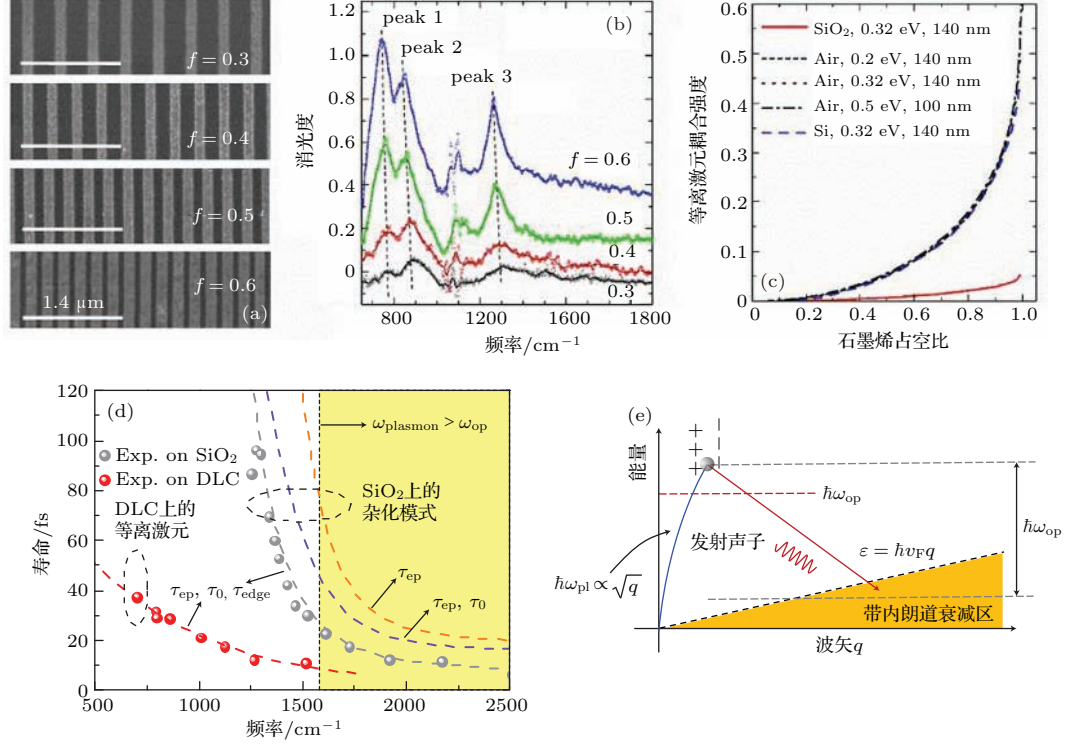


图4 (网刊彩色) 与基底声子耦合对石墨烯等离激元的影响 (a) 不同间距的石墨烯纳米条带, 条带宽度均为140 nm; (b) 图(a)中纳米条带阵列对应的消光谱; (c) 在不同基底上石墨烯等离激元条带间的耦合强度随间距的变化规律(a)–(c)^[33]; (d) 石墨烯等离激元与基底声子的耦合增加了等离激元的寿命; (e) 当石墨烯等离激元能量超过其光学声子能量(1580 cm^{-1})后, 等离激元能够通过发射一个光子进入朗道衰减区域, 激发电子空穴对; (d), (e) 引自文献^[37]

Fig. 4. (color online) Plasmon-phonon coupling: (a) graphene nanoribbon arrays with different filling factors, the ribbon widths are all 140 nm; (b) extinction spectra taken from graphene nanoribbon arrays in (a); (c) simulated coupling strength of graphene plasmon as a function of graphene filling factor, the plasmon-phonon hybridization decreases the coupling strength heavily, (a)–(c)^[33]; (d) plasmon lifetimes of graphene on diamond-like carbon (DLC) (red dots) and SiO_2 (grey dots) as functions of plasmon resonance frequencies; (e) illustration of the plasmon damping process through the emission of an optical phonon, which brings it into the intraband Landau damping regime, electron-hole pairs are created, (d) and (e) are from Ref. ^[37].

3.2 基底介电环境设计

等离激元性质对介电环境敏感, $\omega_{\text{pl}} \propto 1/\sqrt{\epsilon}$. 通过周边介电环境设计可以有效地改变等离激元的性质. 石墨烯的二维平面特性为基底设计提供了一个广阔的空间. 例如, 按照变换光学的原理在其基底不同的微区设计出不同的介电环境, 可以有效地在整片石墨烯上实现等离激元的激发、传导、调

制等性能^[38–40]. 如图5(a), (b)所示, 通过在基底上设计微结构, 如刻蚀沟槽、圆孔等, 或者对不同区域进行独立电压调节使其具有不同的介电函数, 可实现在整片石墨烯上调控其等离激元传导路径而不需要对石墨烯结构进行加工. 文献^[41]从实验上实现了基底设计对石墨烯等离激元的激发, 通过将基底刻蚀成条形凹槽阵列在整片石墨烯中激发出等离激元.

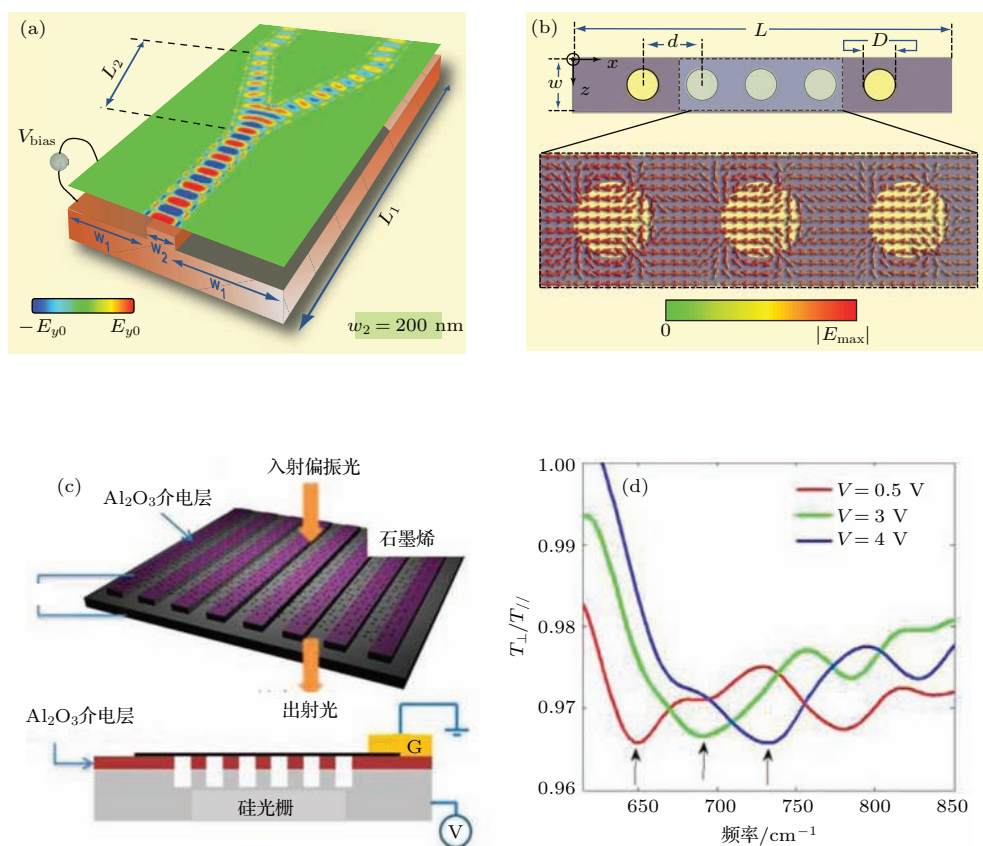


图5 (网刊彩色) 通过基底结构设计调控石墨烯等离激元 (a), (b) 通过变换光学设计基底介电函数实现等离激元传导方向的调控^[38]; (c) 通过将基底刻蚀成凹槽阵列在整片石墨烯中激发等离激元^[41]; (d) 图(c)中石墨烯的消光谱
Fig. 5. (color online) Graphene plasmon regulated by designed substrate structures: (a) and (b) controlling graphene plasmon by designing the dielectric function of substrate following transformation optics^[38]; (c) schematic of silicon-diffractive grating-assisted graphene plasmon excitation by guided-wave resonance; (d) extinction spectra obtained from graphene in (c)^[41].

4 石墨烯等离激元的应用

石墨烯等离激元的共振频率在中红外到太赫兹 ($10\text{--}4000\text{ cm}^{-1}$) 连续可调, 对工业控制、生物和化学传感、信息和通信、国土安全、军事和光谱研究等领域具有重要的作用。目前, 石墨烯等离激元在电光调制、光学传感、量子等离激元、光收集和光谱探测等领域都展示出了应用前景。除此之外, 理论研究还预言了石墨烯等离基元的一些潜在应用, 如全光吸收^[42]、石墨烯隐身衣^[43,44]、变换光学、石墨烯等离激元彩虹陷光^[45]、光学天线^[46]、光波导^[36]和光逻辑器件等^[47]。

4.1 有源光调制器

由于石墨烯等离激元特殊的电学可调性, 能够对其进行动态调节。通过石墨烯等离激元器件的设计和栅极电压的调控可实现对光的折射率、吸收率、振幅以及相位等性质进行动态调节^[48]。

目前已有许多研究小组将石墨烯加工成不同结构的超材料, 在栅极电压的调控下实现了石墨烯等离激元对入射光选择性吸收的动态可调。如图2所示的石墨烯微米条带阵列超材料, 分别通过改变条带的宽度和栅极电压实现了石墨烯对太赫频段光的选择性吸收, 在单层石墨烯上光的吸收率可高达13%。又如图6(a), (b)中所示, Fang等^[49,50]将石墨烯加工成纳米圆盘阵列, 通过改变圆盘尺寸和栅极电压, 利用其等离激元性质实现了对中红外光的可调吸收。

通过增加石墨烯的层数, 可以进一步提高石墨烯等离激元超材料对光的吸收效率。Yan等^[51]将石墨烯和透明有机薄膜交替堆叠, 发现其对光的吸收率随着堆叠层数线性增加, 如图6(c)所示。这是因为石墨烯等离激元的Drude weight随着层数线性增加。他们在这种多层石墨烯等离激元结构中实现了远红外限波滤波器, 其8.2 dB的反射率能够屏蔽掉97.5%的共振激发光, 并在其他波段保持高透明度。当把这种多层石墨烯堆叠结构加工成微米或

纳米条带时, 则能够实现从太赫兹到中红外的线偏振光, 其激发效率接近90%。这种起偏器对偏振方

向沿着纳米条带的入射光的吸收率远低于偏振方向垂直于纳米条带的入射光, 如图6(f)所示。

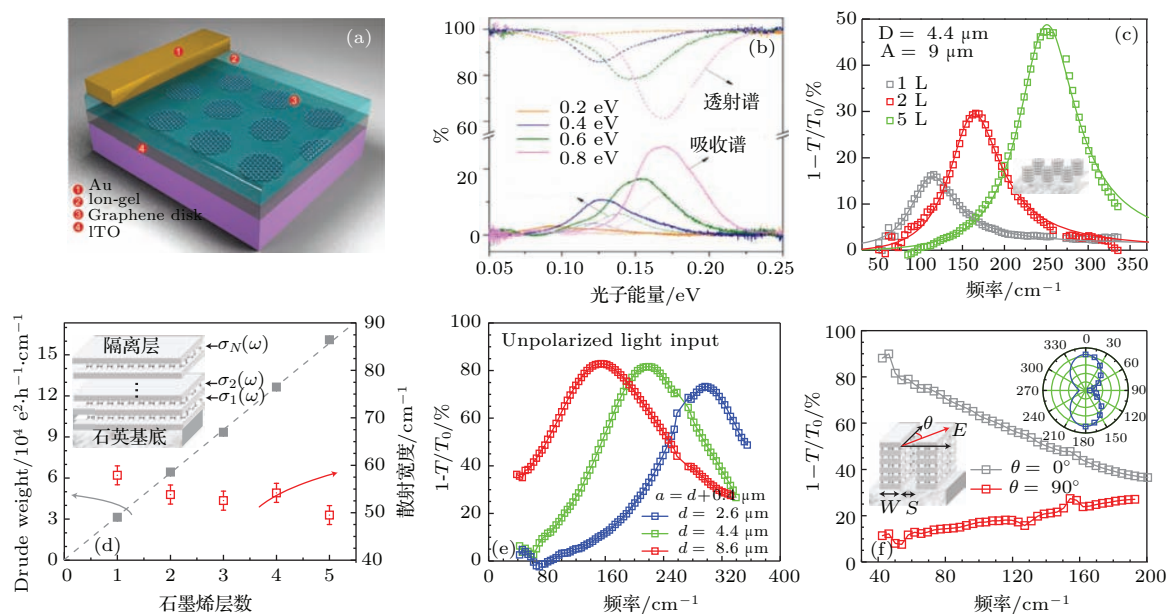


图6 (网刊彩色) (a) 石墨烯纳米圆盘阵列 [49]; (b) 通过栅压调节石墨烯纳米圆盘阵列对光的吸收率动态可调 [50]; (c) 增加石墨烯层数能够有效地提高石墨烯等离激元吸收强度; (d) 石墨烯等离激元的 Drude weight 随石墨烯层数线性增加; (e) 由5层石墨烯堆叠形成的微米圆盘阵列的消光谱, 通过改变圆盘直径可以调节消光峰的位置; (f) 由5层石墨烯组成的微米条带阵列的消光谱, 灰色为入射光偏振沿着条带方向, 红色为入射光偏振垂直条带方向, (c)–(f) 引自文献 [51]。

Fig. 6. (color online) (a) Scheme of graphene nanodisk plasmon devices [49]; (b) extinction spectra of the nanodisk arrays under different applied voltages [50]; (c) extinction spectra of in stacked plasmonic devices with one, two and five graphene layers; (d) fitted Drude weight and scattering width as a function of graphene layer number in the stacked devices, Drude weight increases linearly with layer number and scattering width stays constant; (e) extinction spectra of tunable terahertz filters using stacked devices with five graphene layers, the resonance frequency can be tuned by varying the diameter of the disks; (f) extinction spectra of a graphene polarizer for light polarizations along ($\theta = 0^\circ$, the gray line) and perpendicular ($\theta = 90^\circ$, the red line) to the microribbons; (c)–(f) [51].

4.2 石墨烯等离激元增强红外光谱

红外光谱能够提供分子的精细结构, 在对物质的分析和鉴定中具有广泛用途。随着研究的深入, 人们需要对微量物质甚至是单分子进行探测, 因而希望红外光谱具有越来越高的探测精度。通过等离激元增强提高光谱测量精度具有广泛的应用, 比如表面增强拉曼和针尖增强拉曼。等离激元增强也能提高红外探测的精度, 例如利用金纳米杆阵列产生的中红外波段等离激元共振实现了对2 nm厚蛋白质的检测 [52]。但是金属等离激元共振频率主要在可见、近红外波段, 在中红外波段光场增强有限。

石墨烯等离激元的工作频段覆盖近红外到中远红外波段, 并且可以电学动态可调, 因此可用来增强红外光谱并实现动态探测。如图7(a)所示, 双层石墨烯等离激元中等离激元与自身面内光学声子发生耦合, 双层石墨烯的红外信号发生至少5倍

增强 [53]。图7(b)中则是利用石墨烯等离激元增强了8 nm厚聚甲基丙烯酸甲酯薄膜 (PMMA) 的红外吸收 [54]。此外, 石墨烯等离激元微结构上的单层六方氮化硼 (*h*-BN) 能够与石墨烯等离激元耦合, 在红外吸收峰处产生一个完全分立的峰 [55]。与金属等离激元不同, 石墨烯等离激元能够与在它附近很宽范围内的声子发生耦合, 并结合石墨烯等离激元的电学可调性, 在同一石墨烯等离激元器件上实现对宽频范围内的声子进行探测。

5 总结和展望

本文主要介绍了石墨烯等离激元的基本性质, 包括从中红外到太赫兹频段连续可调、栅极电压动态可调、光场高度局域以及环境敏感性等。基于这些特性, 石墨烯等离激元在有源光调制器和增强红外光谱等领域显示了初步应用。

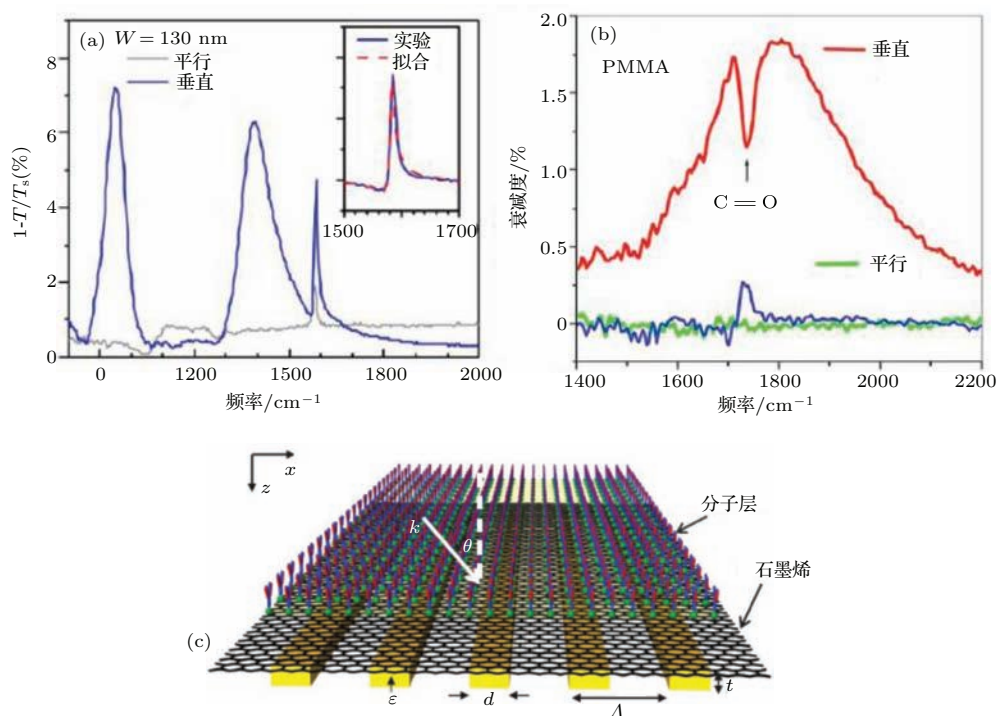


图7 (网刊彩色) (a) 双层石墨烯的等离激元与光学声子耦合使声子信号增强至少5倍, 灰色曲线为没有等离激元增强时的红外光谱 [53]; (b) 石墨烯等离激元增强了8 nm厚PMMA薄膜的红外吸收峰 [54], 激发光偏振方向垂直等离激元条带 (红色), 平行条带 (绿色), 没有石墨烯 (蓝色); (c) 一种石墨烯传感器结构 [56]

Fig. 7. (color online) (a) The phonon energy is enhanced at least 5 times via the coupling of optical phonon itself and plasmon excited by the bilayer graphene nano-structures, the gray curve indicates the situation without plasmon enhancing [53]; (b) the plasmon in monolayer graphene strengthens the infrared absorption of 8 nm thick PMMA layer, attenuation spectra for light in resonance with the graphene plasmon polarized perpendicular (red line) and parallel (green line) to the graphene nanoribbons, and absence of graphene nanoribbons (blue line) [54]; (c) a representative graphene sensor structure [56].

总体而言, 石墨烯等离激元尚处于研究初期, 在理论和实验方面都有许多值得继续深入研究的问题. 在理论方面, 例如石墨烯等离激元中的多体相互作用, 包括电子-声子相互作用、电子-电子相互作用以及量子非线性效应等 [11]. 在实验研究方面则包括如何在石墨烯等离激元传播过程中实现光抽运降低衰减, 以实现理论预测的等离激元器件和新型的石墨烯等离激元量子器件等.

参考文献

- [1] Prasad P N 2004 *Nanophotonics* (Hoboken: John Wiley & Sons, Inc.) pp2-7, 129-149
- [2] Maier S A 2007 *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (New York: Springer-Verlag)
- [3] Tong L M, Xu H X 2012 *Physics* **41** 582 (in Chinese) [童廉明, 徐红星 2012 物理 **41** 582]
- [4] Homola J, Yee S S, Gauglitz G 1999 *Sens. Actuators B Chem.* **54** 3
- [5] Ozbay E 2006 *Science* **311** 189
- [6] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [7] Jablan M, Soljacic M, Buljan H 2013 *Proc. IEEE* **101** 1689
- [8] Low T, Avouris P 2014 *ACS Nano* **2** 1086
- [9] Grigorenko A N, Polini M, Novoselov K S 2012 *Nat. Photon.* **6** 749
- [10] Maier S A 2012 *Nat. Phys.* **8** 581
- [11] de Abajo F J G 2014 *ACS Photon.* **1** 135
- [12] Stauber T 2014 *J. Phys.: Condens. Matter* **26** 123201
- [13] Bao Q L, Loh K P 2012 *ACS Nano* **6** 3677
- [14] 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
- [15] Woessner A, Lundeberg M B, Gao Y, Principi A, Alonso-González P, Carrega M, Watanabe K, Taniguchi T, Vignale G, Polini M, Hone J, Hillenbrand R, Koppens F H L 2014 *Nat. Mater.* DOI:10.1038/nmat4169
- [16] Chen J N, Badioli M, Alonso-Gonzalez P, Thonggrat-tanasiri S, Huth F, Osmond J, Spasenovic M, Centeno A, Pesquera A, Godignon P, Elorza A Z, Camara N, de Abajo F J G, Hillenbrand R, Koppens F H L 2012 *Nature* **487** 77
- [17] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, Jiang D, Katsnelson M I, Grigorieva I V, Dubonos S V, Firsov A A 2005 *Nature* **438** 197

- [18] Wang F, Zhang Y B, Tian C S, Girit C, Zettl A, Crommie M, Shen Y R 2008 *Science* **320** 206
- [19] Gusynin V P, Sharapov S G, Carbotte J P 2007 *J. Phys.: Condens. Matter* **19** 026222
- [20] Hwang E H, Das Sarma S 2007 *Phys. Rev. B* **75** 205418
- [21] Jablan M, Buljan H, Soljagic M 2009 *Phys. Rev. B* **80** 245435
- [22] Brar V W, Jang M S, Sherrott M, Lopez J J, Atwater H A 2013 *Nano Lett.* **13** 2541
- [23] Fei Z, Rodin A S, Andreev G O, Bao W, McLeod A S, Wagner M, Zhang L M, Zhao Z, Thiemens M, Dominguez G, Fogler M M, Neto A H C, Lau C N, Keilmann F, Basov D N 2012 *Nature* **487** 82
- [24] Fei Z, Rodin A S, Gannett W, Dai S, Regan W, Wagner M, Liu M K, McLeod A S, Dominguez G, Thiemens M, Castro Neto Antonio H, Keilmann F, Zettl A, Hillenbrand R, Fogler M M, Basov D N 2013 *Nat. Nano* **8** 821
- [25] Keilmann F, Hillenbrand R 2004 *Philos. Trans. Roy. Soc. A* **362** 787
- [26] Hillenbrand R, Taubner T, Keilmann F 2002 *Nature* **418** 159
- [27] Alonso-González P, Nikitin A Y, Golmar F, Centeno A, Pesquera A, Vélez S, Chen J, Navickaite G, Koppens F, Zurutuza A, Casanova F, Hueso L E, Hillenbrand R 2014 *Science* **344** 1369
- [28] Ong Z Y, Fischetti M V 2012 *Phys. Rev. B* **86** 165422
- [29] Liu Y, Willis R F 2010 *Phys. Rev. B* **81** 081406
- [30] Koch R J, Seyller T, Schaefer J A 2010 *Phys. Rev. B* **82** 201413
- [31] Hwang E H, Sensarma R, Das Sarma S 2010 *Phys. Rev. B* **82** 195406
- [32] Jablan M, Soljačić M, Buljan H 2011 *Phys. Rev. B* **83** 161409
- [33] Yang X, Kong X T, Bai B, Li Z, Hu H, Qiu X, Dai Q 2014 *Small* DOI: 10.1002/sml. 201400515
- [34] Fano U 1961 *Phys. Rev.* **124** 1866
- [35] Harris S E 1997 *Phys. Today* **50** 36
- [36] Christensen J, Manjavacas A, Thongrattanasiri S, Koppens F H L, de Abajo F J G 2012 *ACS Nano* **6** 431
- [37] Yan H G, Low T, Zhu W J, Wu Y Q, Freitag M, Li X S, Guinea F, Avouris P, Xia F N 2013 *Nat. Photon.* **7** 394
- [38] Vakil A, Engheta N 2011 *Science* **332** 1291
- [39] Arrazola I, Hillenbrand R, Nikitin A Y 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 034507
- [40] Kong X T, Bai B, Dai Q 2015 *Opt. Lett.* **40** 1
- [41] Gao W, Shi G, Jin Z, Shu J, Zhang Q, Vajtai R, Ajayan P M, Kono J, Xu Q 2013 *Nano Lett.* **13** 3698
- [42] Thongrattanasiri S, Koppens F H L, de Abajo F J G 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 047401
- [43] Chen P Y, Alù A 2011 *ACS Nano* **5** 5855
- [44] Farhat M, Rockstuhl C, Bağcı H 2013 *Opt. Express* **21** 12592
- [45] Chen L, Zhang T, Li X, Wang G 2013 *Opt. Express* **21** 28628
- [46] Liu P H, Cai W, Wang L, Zhang X Z, Xu J J 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 153111
- [47] Ooi K J A, Chu H S, Bai P, Ang L K 2014 *Opt. Lett.* **39** 1629
- [48] Nikitin A Y, Guinea F, Garcia-Vidal F J, Martin-Moreno L 2012 *Phys. Rev. B* **85** 081405
- [49] Fang Z, Wang Y, Schlather A E, Liu Z, Ajayan P M, de Abajo F J G, Nordlander P, Zhu X, Halas N J 2013 *Nano Lett.* **14** 299
- [50] Fang Z Y, Thongrattanasiri S, Schlather A, Liu Z, Ma L L, Wang Y M, Ajayan P M, Nordlander P, Halas N J, de Abajo F J G 2013 *ACS Nano* **7** 2388
- [51] Yan H G, Li X S, Chandra B, Tulevski G, Wu Y Q, Freitag M, Zhu W J, Avouris P, Xia F N 2012 *Nat. Nanotechnol.* **7** 330
- [52] Adato R, Yanik A A, Amsden J J, Kaplan D L, Omenetto F G, Hong M K, Erramilli S, Altug H 2009 *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **106** 19227
- [53] Yan H, Low T, Guinea F, Xia F, Avouris P 2014 *Nano Lett.* **14** 4581
- [54] Li Y, Yan H, Farmer D B, Meng X, Zhu W, Osgood R M, Heinz T F, Avouris P 2014 *Nano Lett.* **14** 1573
- [55] Brar V W, Jang M S, Sherrott M, Kim S, Lopez J J, Kim L B, Choi M, Atwater H 2014 *Nano Lett.* **14** 3876
- [56] Liu F, Cubukcu E 2013 *Phys. Rev. B* **88** 115439

Optical properties of graphene plasmons and their potential applications*

Yang Xiao-Xia Kong Xiang-Tian[†] Dai Qing[‡]

(National Center for Nanoscience and Technology, Beijing 100190, China)

(Received 26 December 2014; revised manuscript received 6 January 2015)

Abstract

Graphene plasmons have aroused a great deal of research interest in recent years due to their unique features such as electrical tunability, ultra-strong field confinement and relatively low intrinsic damping. In this review paper, we summarize the fundamental optical properties of localized and propagating plasmons supported by graphene, and the experimental techniques for excitation and detection of them, with focusing on their dispersion relations and plasmon-phonon coupling mechanism. In general, the dispersion of graphene plasmons is affected by the Fermi level of graphene and the dielectric environment. The graphene plasmons can exist in a broad spectrum range from mid-infrared to terahertz. This has been experimentally verified for both the localized and propagation plasmons in graphene. On the one hand, the excitation frequency and confinement of localized plasmons supported by graphene micro/nano-structures are constrained by the structural geometry. Additionally, influenced from the tunability of the optical conductivity of graphene, the excitation frequency of graphene plasmons can be tuned by electrostatic or chemical doping. On the other hand, propagating plasmons have been launched and detected by using scattering-type scanning near-field optical microscopy. This technique provides the real-space imaging of the electromagnetic fields of plasmons, thereby directly confirming the existence of the graphene plasmons and verifying their properties predicted theoretically. In a similar regime, the launching and controlling of the propagating plasmons have also been demonstrated by using resonant metal antennas. Compared to metal plasmons, graphene plasmons are much more easily affected by the surroundings due to their scattering from impurity charges and coupling with substrate phonons. In particular, graphene plasmons can hybridize strongly with substrate phonons and there are a series of effects on plasmon properties such as resonance frequency, intensity and plasmon lifetime. The designing of the dielectric surrounding can effectively manipulate the graphene plasmons. Finally, we review the emerging applications of graphene plasmon in the mid-infrared and terahertz, such as electro-optical modulators and enhanced mid-infrared spectroscopy.

Keywords: graphene plasmon, electromagnetic field enhancement, electro-optical modulation

PACS: 68.65.Pq, 78.67.Wj, 73.20.Mf

DOI: [10.7498/aps.64.106801](https://doi.org/10.7498/aps.64.106801)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51372045).

[†] Corresponding author. E-mail: kongxt@nanoctr.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: daiq@nanoctr.cn