

双层石墨烯薄膜体系中的四波混频特性*

姜阳阳 夏晓霜 李建波†

(中南林业科技大学数理研究所与材料表面科学与技术湖南省重点实验室, 长沙 410004)

(2023年1月2日收到; 2023年4月8日收到修改稿)

理论研究了双层石墨烯薄膜体系中的四波混频特性. 计算结果表明: 通过调控声子-激子耦合强度、泵浦强度、激子-泵浦场失谐量的大小, 四波混频谱可以在两峰、三峰、四峰、五峰、六峰结构之间切换. 在弱激子-声子耦合情况下 (即声子-激子耦合强度 $g < \Gamma_2$), 四波混频谱中左/右峰的最大强度随泵浦强度的增大先增大后减弱. 在中间耦合 ($g = \Gamma_2$) 和强耦合情况下 ($g > \Gamma_2$), 体系中的四波混频谱展现了呈对称性的两峰结构, 两峰的间距等于 $2g$. 当 g 从 1.0 THz 增至 4.0 THz 时, 两峰的峰值都减小到原来的 0.4%. 本研究不仅可以用来测量双层石墨烯体系中的声子-激子耦合强度, 而且有利于进一步探究双层石墨烯内部更深层的物理机理.

关键词: 双层石墨烯, 四波混频, 耦合

PACS: 68.65.Pq, 78.47.nj, 52.35.Mw

DOI: 10.7498/aps.72.20230012

1 引言

石墨烯薄膜因拥有质量轻、尺寸小、质量因子高、导电性好等优点而常被用来制造各类光电纳米器件^[1-9]. 以双层石墨烯薄膜为例, 国内外许多学者围绕其物理性质开展了很多研究工作^[10-14]. 2007年, Malard等^[15]提出了采用拉曼散射来探测双层石墨烯的电子结构; 2010年, Tang等^[16]报道了双层石墨烯体系中多体 Fano 共振行为; Yang等^[17]在室温下观察到双层石墨烯体系中具有长自旋弛豫时间; 紧接着, 双层石墨烯体系中的电子-空穴非对称统一和量子霍尔效应也被报道^[18,19]; 双层石墨烯体系中的 Faraday 自旋现象也相继引起了研究者们的关注^[20]. 双层石墨烯中有 30° 扭曲的界面将会出现去耦合现象^[21]. 此外, 有学者发现电场对石墨烯体系中的电子-声子相互作用有强烈的影响^[2,22-24]. 垂直于双层石墨烯薄膜平面的法向电场可以打破其对称性, 从而改变其电子和振动特性,

导致电子带隙开放. 因此, 离散的声子和电子-空穴激子 (简称激子) 可通过声子与电子态的相互作用进行耦合, 进而产生一个新的杂化声子系统^[16,25-27]. 到目前为止, 关于双层石墨烯振子体系中四波混频特性的研究极少, 尤其是缺乏对该体系中四波混频信号调控的理论研究.

本文以双层石墨烯薄膜体系为研究对象, 采用量子力学方法探究声子-激子耦合强度、泵浦强度、激子-泵浦场失谐量对体系中四波混频特性的调控, 揭示四波混频信号的动态演化规律, 以期为深入理解双层石墨烯体系中的物理机制和该体系的实际应用提供有益的参考.

2 理论基础

双层石墨烯薄膜体系受到频率为 ω_{pu} 的强泵浦光 E_{pu} 和频率为 ω_{pr} 的弱探测光 E_{pr} 的共同作用, 如图 1(a) 所示. 原始堆叠的石墨烯双层具有反转对称性, 但垂直于石墨烯薄膜的电场 E 破坏了

* 国家自然科学基金 (批准号: 11404410) 和湖南省自然科学基金 (批准号: 2020JJ4935) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jbli_opt@csuft.edu.cn

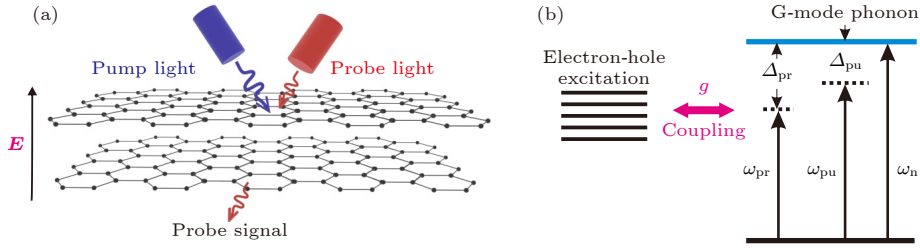


图 1 (a) 双层石墨烯薄膜体系与一个垂直作用于它的平面电场 E 的结构示意图, 该体系处于强泵浦场和弱探测场的共同作用下; (b) 双层石墨烯薄膜体系的能级示意图

Fig. 1. (a) Schematic diagram of a bilayer graphene nanosystem and an electric field E being perpendicular to the plane of graphene, where the nanosystem is simultaneously subjected to a strong pump field and a weak probe field; (b) energy level diagram of the bilayer graphene system.

体系的轴对称性, 并有效地改变了石墨烯的电子和振动特性, 从而诱导了电子与振子振动模式的耦合. 双层石墨烯薄膜体系可以等效为离散的被电子云修饰的二能级体系 (G 模声子), 它携带零偶极矩, 因此在原始对称双层石墨烯薄膜中是红外不活跃的. 然而, 正常的电场破坏了对称性, 导致非零偶极矩, 振动变得红外活跃^[16,26]. 体系的能级图如图 1(b) 所示.

在旋波近似下, 体系的总哈密顿量可表示为^[27]

$$H = \hbar \left[\Delta_n \sigma_z + \sum_k \Delta_{ex}^k d_k^+ d_k + \sum_k g_k (\sigma_{01} d_k^+ + \sigma_{10} d_k) \right] - \hbar [\Omega_{pu} (\sigma_{10} + \sigma_{01}) + \Omega_{pr} (\sigma_{10} e^{-i\delta t} + \sigma_{01} e^{i\delta t})], \quad (1)$$

其中 $\hbar \Delta_n \sigma_z$ 表示声子能量的哈密顿量; $\hbar \sum_k \Delta_{ex}^k d_k^+ d_k$ 表示电子-空穴对激子能量的哈密顿量; $\hbar \sum_k g_k (\sigma_{01} d_k^+ + \sigma_{10} d_k)$ 表示声子-激子的相互作用哈密顿量; $-\hbar [\Omega_{pu} (\sigma_{10} + \sigma_{01}) + \Omega_{pr} (\sigma_{10} e^{-i\delta t} + \sigma_{01} e^{i\delta t})]$ 表示泵浦光和探测光与声子的相互作用哈密顿量. 其中 σ_z , σ_{01} 和 σ_{10} 为表征二能级 G 模声子的赝自旋算符, ω_n 表示石墨烯的振动频率, $\Delta_n = \omega_n - \omega_{pu}$ 为 G 模声子与泵浦场的频率失谐量, $\Delta_{ex}^k = \omega_{ex}^k - \omega_{pu}$ 是激子频率, d_k^+ 和 d_k 分别对应激子的产生和湮没算符, g_k 为 G 模声子-电子态的耦合强度, E_{pu} 和 E_{pr} 分别表示泵浦场和探测场的慢变波包振幅, μ 为激子的电偶极矩, $\Omega_{pu} = \mu E_{pu} / \hbar$ 为泵浦场 Rabi 频率, $\Omega_{pr} = \mu E_{pr} / \hbar$, $\delta = \omega_{pr} - \omega_{pu}$ 为探测-泵浦失谐量. 定义 $p = \sigma_{01}$, $\omega_{ex}^k \approx \omega_{ex}$, $\sum_k g_k d_k = \Xi^-$, $\sum_k g_k d_k^+ = \Xi^+$. 利用海森伯运动方程和对易关系 $[\sigma_z, \sigma_{01}] = -\sigma_{01}$, $[\sigma_z, \sigma_{10}] = \sigma_{10}$, $[\sigma_{10}, \sigma_{01}] = 2\sigma_z = w$, $[d_k, d_k^+] = 1$,

可得到如下密度矩阵方程组:

$$\frac{dw}{dt} = -\Gamma_1 (w + 1) + 2i(p\Xi^+ - p^*\Xi^-) + 2i\Omega_{pu}(p^* - p) + 2i\Omega_{pr}(p^* e^{-i\delta t} - p e^{i\delta t}), \quad (2)$$

$$\frac{dp}{dt} = -(i\Delta_n + \Gamma_2)p + iw\Xi^- - i\Omega_{pu}w - i\Omega_{pr}w e^{-i\delta t}, \quad (3)$$

$$\frac{d\Xi^-}{dt} = -(i\Delta_{ex} + \gamma)\Xi^- - ig^2 p, \quad (4)$$

其中 Γ_1 表示激子的弛豫速率, Γ_2 为激子的退相速率, γ 为电子-空穴激子弛豫速率, g 为声子与激子在中心频率 ω_{ex} 的耦合强度, $\Delta_{ex} = \omega_{ex} - \omega_{pu}$. 为了求解方程组 (2)–(4), 作以下近似处理: $w(t) = w_0 + w_1 e^{i\delta t} + w_{-1} e^{-i\delta t}$, $p(t) = p_0 + p_1 e^{i\delta t} + p_{-1} e^{-i\delta t}$, $\Xi(t) = \Xi_0 + \Xi_1 e^{i\delta t} + \Xi_{-1} e^{-i\delta t}$. 其中 $|w_0| \gg |w_1|$, $|w_{-1}|$; $|p_0| \gg |p_1|$, $|p_{-1}|$; $|\Xi_0| \gg |\Xi_1|$, $|\Xi_{-1}|$. 将上式代入方程 (2)–(4), 可以得到稳态反转粒子数 w_0 和参数 p_{-1} 的表达式:

$$0 = \Gamma_1 (w_0 + 1) [(\Gamma_2 \gamma - \Delta_{ex} \Delta_n - g^2 w_0)^2 + (\Gamma_2 \Delta_{ex} + \gamma \Delta_n)^2] + 4\Omega_{pu}^2 \Gamma_2 w_0 (\gamma^2 + \Delta_{ex}^2), \quad (5)$$

$$p_{-1} = \frac{C_3 C_4 w_0 - 2C_1 C_3 p_0}{C_1 C_5 C_7 - C_2 C_4 C_7 + C_1 C_6} E_{pr}^*. \quad (6)$$

则该体系的四波混频信号参量 α 可以表示为

$$\alpha = \left| \frac{p_{-1}}{\mu E_{pr}^* \hbar^{-1} \Gamma_2^{-1}} \right| = \left| \frac{\left(\frac{C_3 C_4 w_0 - 2C_1 C_3 p_0}{C_1 C_5 C_7 - C_2 C_4 C_7 + C_1 C_6} \right)}{\mu \hbar^{-1} \Gamma_2^{-1}} \right|. \quad (7)$$

其中,

$$\begin{aligned}
 p_0 &= \frac{i\Omega_{pu}(\gamma + i\Delta_{ex})w_0}{-(\Gamma_2 + i\Delta_n)(\gamma + i\Delta_{ex}) + g^2w_0}, \\
 \Xi_0 &= -ig^2p_0/(i\Delta_{ex} + \gamma), \\
 C_1 &= \Gamma_2 - \frac{g^2w_0}{\gamma + i(\delta - \Delta_{ex})} + i(\delta - \Delta_n), \\
 C_2 &= i(\Omega_{pu} - \Xi_0^*), \\
 C_3 &= i\Omega_{pr}^* = i\mu E_{pr}^*/\hbar, \\
 C_4 &= -\frac{2g^2p_0}{\gamma + i(\delta - \Delta_{ex})} - 2i\Xi_0 + 2i\Omega_{pu}, \\
 C_5 &= \Gamma_1 + i\delta, \\
 C_6 &= \frac{2g^2p_0^*}{\gamma + i(\delta + \Delta_{ex})} - 2i\Xi_0^* + 2i\Omega_{pu}, \\
 C_7 &= \frac{g^2w_0[\gamma + i(\delta + \Delta_{ex})] - (\Gamma_1 + i\Delta_n) - i\delta}{i(\Omega_{pu} - \Xi_0)}.
 \end{aligned}$$

3 理论计算与模拟结果

本文所选取的双层石墨烯薄膜体系的参数为：声子衰减速率 $\Gamma_1 = 2$ THz^[28]，声子退相速率 $\Gamma_2 = \Gamma_1/2 = 1$ THz，激子弛豫速率 $\gamma = 0.015$ THz，声子的振动频率 $\omega_n = 298.7$ THz^[29–31]， $\Delta_n = 0$ THz。这些参数在实验条件下均可达到。

首先探讨了激子-泵浦场失谐量 Δ_{ex} 对体系四波混频信号的影响。在图 2(a) 中，给定 $g = 1$ THz 和 $\Omega_{pu}^2 = 10$ THz²，当 $\Delta_{ex} = 0$ THz 时，四波混频谱展现出双峰结构；随着 $|\Delta_{ex}|$ 增至 0.1 THz，谱线变为了三峰结构。三峰谱的形成机理可以参考其他体系中的物理机制^[32,33]。当双层石墨烯体系被强泵浦场作用时，声子的能级由两能级劈裂成四能级，相邻能级之间的间隙为 ζ ，最左边的 L 峰主要归因于三光子共振，其对应于一个同时吸收两个泵浦光子且发射一个频率为 $\omega_{pu} - \zeta$ 的光子跃迁，中间的峰归因于瑞利共振，而最右边的 R 峰归因于 AC-Stark 共振，其对应于一个正常的吸收共振。当 $|\Delta_{ex}|$ 再次增至 0.2 THz 时，四波混频谱又变为了五峰结构。L 和 R 峰的峰值随着 $|\Delta_{ex}|$ 的增大先增大后减小。L 和 R 峰的位置和峰值分别关于 $\delta_{pr} = 0$ THz 和 $\Delta_{ex} = 0$ THz 轴线严格对称 (如图 2(b) 所示)。

为进一步将四波混频谱的峰型可视化，绘制了四波混频谱的线型与 Δ_{ex} 调控区间的关系表格。从表 1 可以看出，改变 Δ_{ex} 的大小，可以获得二、三、五、六峰型四波混频谱。

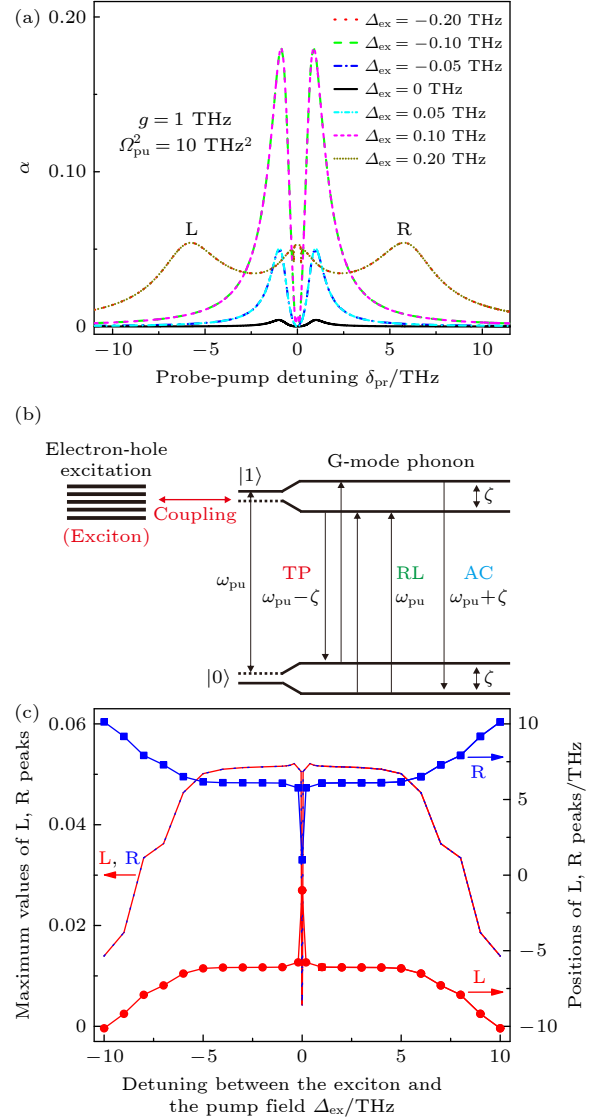


图 2 (a) 四波混频信号参量 α 随激子-泵浦场失谐量 Δ_{ex} 的变化关系; (b) 三峰型四波混频谱的形成机理图; (c) L 峰和 R 峰的峰值大小和位置随 Δ_{ex} 的变化关系; 已知 $g = 1$ THz 和 $\Omega_{pu}^2 = 10$ THz²

Fig. 2. (a) Parameter of the four-wave mixing signal α as a function of the detuning between the exciton and the pump field Δ_{ex} ; (b) the formation mechanism diagram of three-peaked four-wave mixing spectrum; (c) the maximum values and positions of L and R peaks as a function of Δ_{ex} , the parameters used are $g = 1$ THz and $\Omega_{pu}^2 = 10$ THz².

表 1 四波混频谱的线型与 Δ_{ex} 调控区间的关系

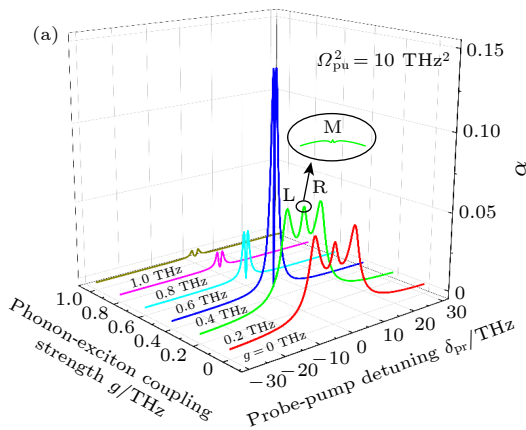
Table 1. Relation between the line-shapes of four-wave mixing spectra and the modulation region of Δ_{ex} .

线型	二峰	三峰	六峰	五峰
Δ_{ex}/THz	$\pm[0, 0.02)$	$\pm[0.02, 0.12)$	$\pm[0.12, 0.19)$	$\pm[0.19, 10.0]$

接下来主要考虑 $\Delta_{\text{ex}} = 0$ THz 时的四波混频响应行为. 从 (7) 式可以看出, 四波混频信号与声子-激子耦合强度 g 存在非常紧密的关系. 根据图 3(a) 可知, 给定一个泵浦强度 $\Omega_{\text{pu}}^2 = 10$ THz², 当声子和激子的耦合不存在时 ($g = 0$ THz), 四波混频谱展现三峰结构. 这里将四波混频谱的三峰从左到右分别标示为 L, M, R 峰. 当 g 从 0 THz 增至 0.2 THz 时, 四波混频谱由三峰结构演变成了五峰结构. 此时, M 峰由单峰变成了三峰 (见图 3(a) 插图). 当 g 进一步增至 0.4 THz 时, 四波混频谱又变成了两峰结构. 为了揭示四波混频谱的动态演化特性, 表 2 列出了四波混频谱的线型与 g 调控范围的内在关系. 为了进一步验证 L 峰和 R 峰是否关于 $\delta_{\text{pr}} = 0$ 轴对称和揭示 L 峰和 R 峰与 g 的依赖关系, 进一步探讨了图 3(a) 中 L/R 峰的峰值和峰位随 g 的变化关系 (图 3(b)). 结果表明: L 峰和 R 峰的峰值随 g 的变化曲线完全重合, 它们的峰值首先随 g 的增大而增大, 在 $g = 0.32$ THz 位置达到最大值, 紧接着急剧减小, 最终达到一个稳定值. 另外, L 峰和 R 峰的峰位关于中心轴 $\delta_{\text{pr}} = 0$ 严格对称. 很显然, 双层石墨烯薄膜体系中四波混频信号强度可通过改变声子-激子耦合强度来调控.

表 2 四波混频谱的线型与 g 调控区间的关系
Table 2. Relation between the line-shapes of four-wave mixing spectra and the modulation region of g .

线型	三峰	四峰	五峰	二峰
g/THz	[0, 0.03]	[0.03, 0.12]	[0.12, 0.32]	[0.32, 15.0]



研究泵浦强度 Ω_{pu}^2 对四波混频信号的影响. 在弱声子-激子耦合情况下 ($g = 0.2$ THz $< \Gamma_2 = 1$ THz), 四波混频信号会随泵浦强度的增大而出现不同的峰型. 根据图 4(a) 可知, 当 $\Omega_{\text{pu}}^2 = 1$ THz² 时, 四波混频谱为双峰结构; 当 $\Omega_{\text{pu}}^2 = 5$ THz² 时, 四波混频谱为五峰结构. 当 Ω_{pu}^2 进一步增至 30 THz² 时, 四波混频谱仍然为五峰结构. 图 4(b) 不仅再次证明了 L 和 R 峰的对称性, 而且展示了四波混频信号在 $\Omega_{\text{pu}}^2 = 2.72$ THz² 位置处取得最大值. 事实上, 在区间 $\Omega_{\text{pu}}^2 \in [3.32, 3.95]$ THz² 内, 四波混频谱还可以演化为三峰结构, 如表 3 所列.

表 3 四波混频谱的线型与 Ω_{pu}^2 调控区间的关系
Table 3. Relation between the line-shapes of four-wave mixing spectra and the modulation region of Ω_{pu}^2 .

线型	二峰	三峰	五峰	三峰
$\Omega_{\text{pu}}^2/\text{THz}^2$	[0.1, 3.32]	[3.32, 3.95]	[3.95, 89.41]	>89.41

作为比较, 图 5(a) 和图 5(b) 描述了中间耦合 ($g = 1$ THz $= \Gamma_2$) 和强耦合情况下 ($g = 4$ THz $> \Gamma_2$) 的四波混频响应情况. 当声子-激子耦合强度 $g = 1$ THz 或 $g = 4$ THz 时, 声子与激子的耦合作用极大地抑制了四波混频谱中三、四、五峰结构的出现, 四波混频谱只存在双峰结构, 它的峰值随泵浦强度 Ω_{pu}^2 的增大而增大. 为了进一步确定图 5(a) 和图 5(b) 中 L 和 R 峰的峰值和峰位, 图 5(c) 和图 5(d) 描述了上述两种耦合情况下 L 峰和 R 峰的峰值大小和位置随泵浦强度 Ω_{pu}^2 的变化关系. 两峰的峰值

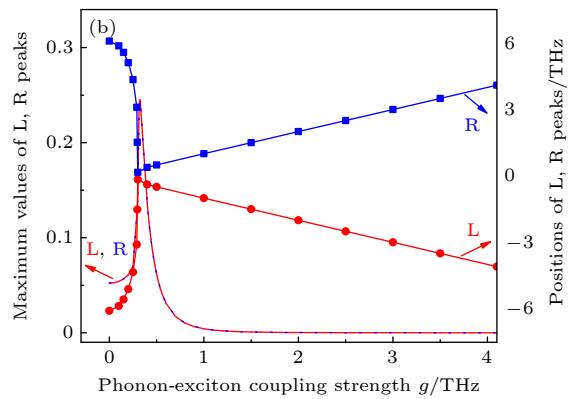


图 3 (a) 四波混频信号参量 α 随声子-激子耦合强度 g 的变化关系 (插图显示 $g = 0.2$ THz 时四波混频谱为五峰结构); (b) L 峰和 R 峰的峰值大小和位置随声子-激子耦合强度 g 的变化关系

Fig. 3. (a) Parameter of the four-wave mixing signal α as a function of the phonon-exciton coupling strength g (inset exhibits that the four-wave mixing spectrum for $g = 0.2$ THz is five-peaked structure); (b) the maximum values and positions of L and R peaks as a function of the exciton-phonon coupling strength g .

与 Ω_{pu}^2 呈线性变化且单调递增. 以图 5(c) 为例, 注意到四波混频谱中两峰的间距保持不变, 都等于声

子-激子耦合强度的 2 倍 (即 $2g$). 这为测量双层石墨烯薄膜中的声子-激子耦合强度提供了新方法.

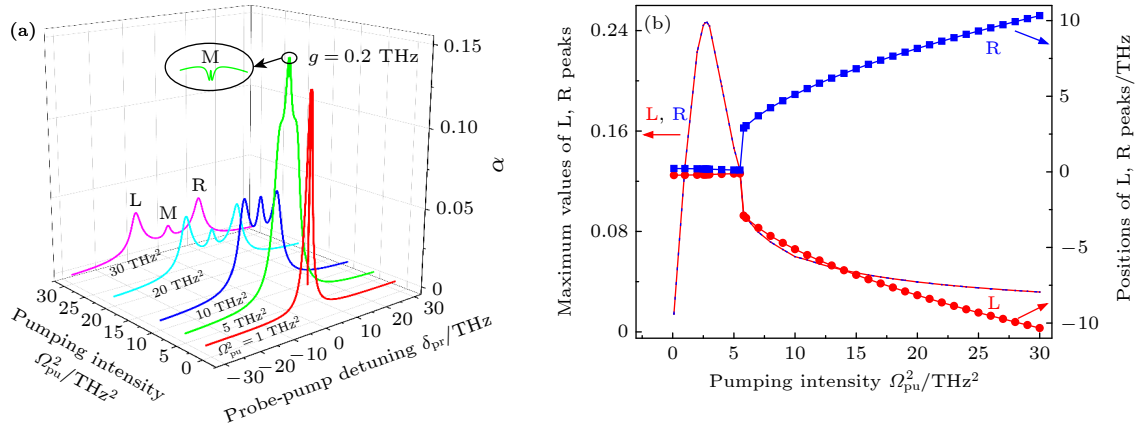


图 4 (a) 在弱耦合情况下 ($g = 0.2 \text{ THz}$), 四波混频信号参量 α 随泵浦强度 Ω_{pu}^2 的变化关系 (插图显示 $\Omega_{\text{pu}}^2 = 5 \text{ THz}^2$ 时四波混频光谱为五峰结构); (b) L 峰和 R 峰的峰值大小和位置随泵浦强度 Ω_{pu}^2 的变化关系

Fig. 4. (a) In the weak phonon-exciton coupling regime ($g = 0.2 \text{ THz}$), the dependence of the parameter of the four-wave mixing signal α on the pumping intensity Ω_{pu}^2 (the inset exhibits that the four-wave mixing spectrum for $\Omega_{\text{pu}}^2 = 5 \text{ THz}^2$ is five-peaked structure); (b) the maximum values and positions of L and R peaks as a function of the pumping intensity Ω_{pu}^2 .

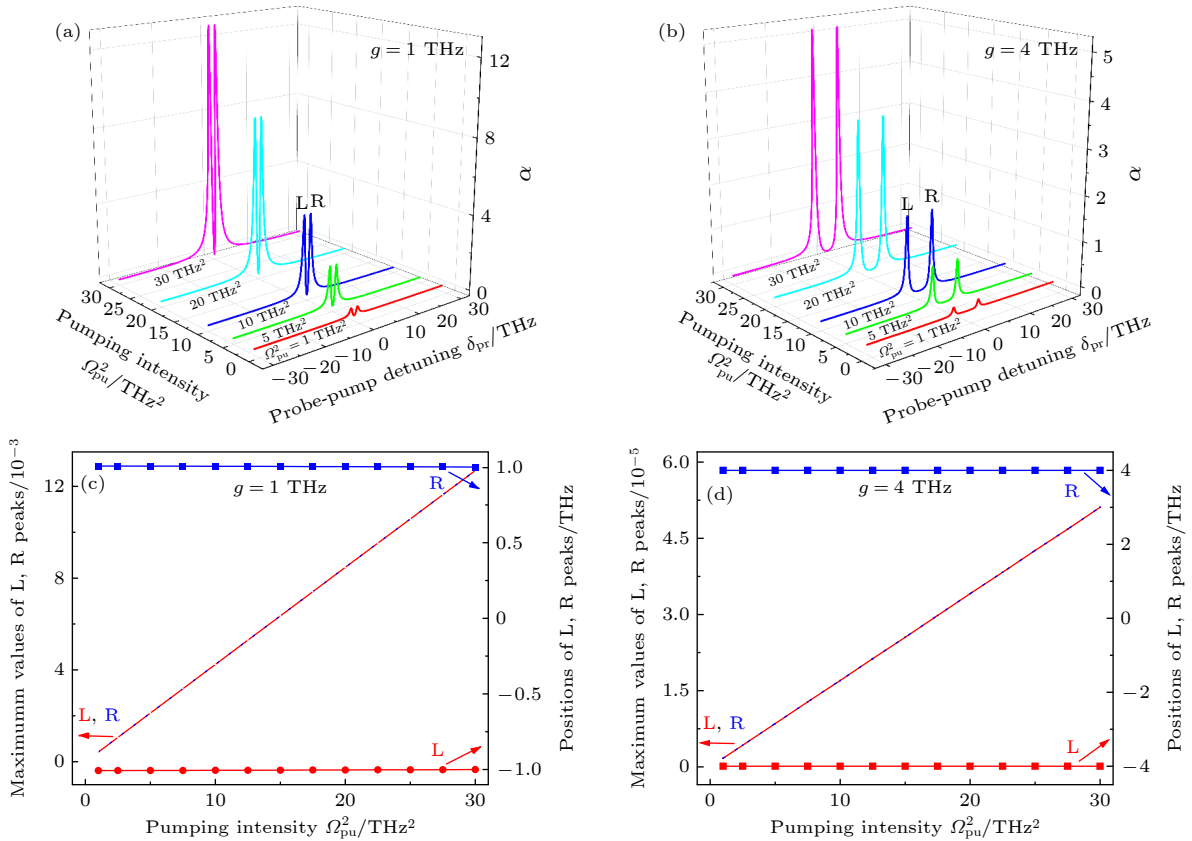


图 5 (a), (b) 在中间耦合 ($g = 1 \text{ THz} = \Gamma_2$) 和强耦合情况下 ($g = 4 \text{ THz} > \Gamma_2$), 四波混频信号参量 α 随泵浦强度 Ω_{pu}^2 的变化关系; (c), (d) L 峰和 R 峰的峰值大小和位置随泵浦强度 Ω_{pu}^2 的变化关系

Fig. 5. (a), (b) In the intermediate and strong coupling regimes ($g = 1 \text{ THz} = \Gamma_2$ and $g = 4 \text{ THz} > \Gamma_2$), the parameter of the four-wave mixing signal α as a function of the pumping intensities Ω_{pu}^2 ; (c), (d) the dependence of peak values and positions for corresponding L and R peaks on the pumping intensities Ω_{pu}^2 .

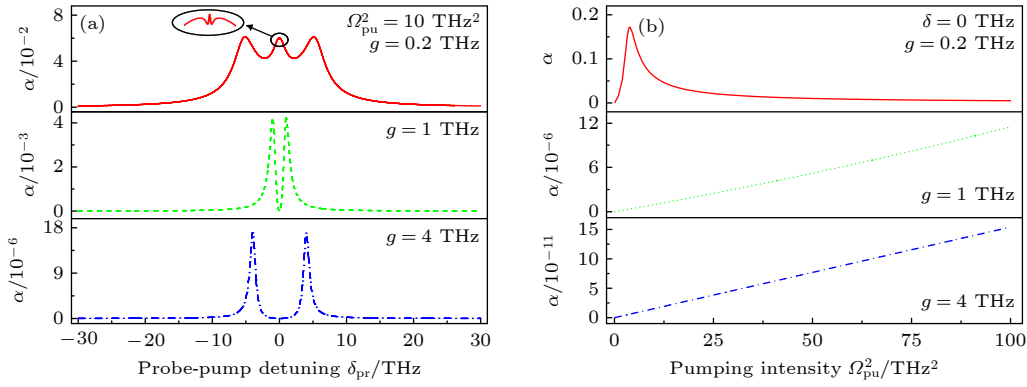


图 6 (a) 当 $\Omega_{\text{pu}}^2 = 10 \text{ THz}^2$ 时, 比较 3 种不同耦合情况下四波混频信号参量 α 随探测-泵浦失谐量的变化关系; (b) 在 3 种不同耦合情况下, 在 $\delta_{\text{pr}} = 0 \text{ THz}$ 位置处的四波混频信号随泵浦强度 Ω_{pu}^2 的变化关系

Fig. 6. (a) In three different coupling regimes, the parameter of the four-wave mixing signal α as a function of the probe-pump detuning δ_{pr} for $\Omega_{\text{pu}}^2 = 10 \text{ THz}^2$; (b) in three different coupling regimes, the dependence of the four-wave mixing signal positioned at $\delta_{\text{pr}} = 0 \text{ THz}$ on the pumping intensity Ω_{pu}^2 .

进一步探讨四波混频信号参量 α 与声子-激子耦合强度 g 的内在关联 (如图 6(a) 所示). 给定一个泵浦强度 $\Omega_{\text{pu}}^2 = 10 \text{ THz}^2$, 当 g 从 0.2 THz 增大到 1.0 THz 时, 四波混频谱由五峰变为两峰, L 和 R 峰的最大强度变为 $g = 0.2 \text{ THz}$ 情况下峰强的 6.7%. 当 g 从 1.0 THz 增大到 4.0 THz 时, L 和 R 峰的最大强度减小到原来的 1/247, 这意味着激子-声子耦合强度极大地抑制了四波混频信号的增大. 图 6(b) 揭示了在 $\omega_{\text{pu}} = \omega_{\text{pr}}$ 位置处 ($\delta_{\text{pr}} = 0$) 四波混频信号随声子-激子耦合强度 g 的变化情况. 当 $g = 0.2 \text{ THz}$ 时, 四波混频信号首先随着泵浦强度 Ω_{pu}^2 的增大而增强, 在 $\Omega_{\text{pu}}^2 \approx 3.6 \text{ THz}^2$ 位置处急剧增大到峰值. 紧接着四波混频信号随着 Ω_{pu}^2 的进一步增大而急剧减弱, 最终达到一个稳定值. 当 $g = 1 \text{ THz}$ 和 $g = 4 \text{ THz}$ 时, 四波混频信号随泵浦强度 Ω_{pu}^2 的增大而增强, 且与 Ω_{pu}^2 呈线性变化关系. 特别地, 对于同一个 Ω_{pu}^2 , g 越大, 四波混频信号越弱.

4 结论

总之, 在双层石墨烯薄膜纳米体系中, 通过调节泵浦强度、声子-激子耦合强度和激子-泵浦场失谐量的大小, 可以获得具有两峰、三峰、四峰、五峰、六峰结构的四波混频谱. 在弱激子-声子耦合情况下 (即: $g < \Gamma_2$), 四波混频谱中左/右峰的最大强度随着泵浦强度的增大先增大后减弱. 在中间耦合 ($g = \Gamma_2$) 和强耦合情况下 ($g > \Gamma_2$), 体系中的四波混频谱展现了呈对称性的两峰结构, 两峰间的

距等于声子-激子耦合强度的 2 倍. 当 g 从 1.0 THz 增至 4.0 THz 时, 两峰的峰值都急剧减小, 变为原来的 0.4%. 这些发现既为探测双层石墨烯体系中的声子-激子耦合强度提供了新方法, 又有利于进一步探究双层石墨烯内部更深层的物理机理.

参考文献

- [1] Nair R R, Blake P, Grigorenko A N, Novoselov K S, Booth T J, Stauber T, Peres N M R, Geim A K 2008 *Science* **320** 1308
- [2] Chen C, Rosenblatt S, Bolotin K I, Kalb W, Kim P, Kymissis I, Stormer H L, Heinz T F, Hone J 2009 *Nat. Nanotechnol.* **4** 861
- [3] Jiang J W, Park H S, Rabczuk T 2012 *Nanotechnology* **23** 475501
- [4] Xiang Y J, Dai X Y, Guo J, Wen S C, Tang D Y 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 051108
- [5] Yi Y, Chen Z, Yu X F, Zhou Z K, Li J 2019 *Adv. Quantum Technol.* **2** 1800111
- [6] Zhang X J, Yuan Z H, Yang R X, He Y L, Qin Y L, Xiao S, He J 2019 *J. Cent. South Univ.* **26** 2295
- [7] Tan Y, Xia X S, Liao X L, Li J B, Zhong H H, Liang S, Xiao S, Liu L H, Luo J H, He M D, Chen L Q 2020 *Carbon* **157** 724
- [8] Wang B, Zhang J H, Li C Y 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 054207 (in Chinese) [王波, 张纪红, 李聪颖 2021 物理学报 **70** 054207]
- [9] Guo X M, Qing F Z, Li X S 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 098102 (in Chinese) [郭晓蒙, 青芳竹, 李雪松 2021 物理学报 **70** 098102]
- [10] Mayorov A S, Elias D C, Mucha-Kruczynski M, Gorbachev R V, Tudorovskiy T, Zhukov A, Morozov S V, Katsnelson M I, Fal'ko V I, Geim A K, Novoselov K S 2011 *Science* **333** 860
- [11] Grigorenko A N, Polini M, Novoselov K S 2012 *Nat. Photon.* **6** 749
- [12] Fei Z, Iwinski E G, Ni G X, Zhang L M, Bao W, Rodin A S, Lee Y, Wagner M, Liu M K, Dai S, Goldflam M D, Thieme M, Keilmann F, Lau C N, Castro-Neto A H, Fogler M M, Basov D N 2015 *Nano Lett.* **15** 4973
- [13] Zhao X J, Hou H, Fan X T, Wang Y, Liu Y M, Tang C, Liu

- S H, Ding P P, Cheng J, Lin D H, Wang C, Yang Y, Tan Y Z 2019 *Nat. Commun.* **10** 3057
- [14] Xu S, Al Ezzi M M, Balakrishnan N, Garcia-Ruiz A, Tsim B, Mullan C, Barrier J, Xin N, Piot B A, Taniguchi T, Watanabe K, Carvalho A, Mishchenko A, Geim A K, Vladimir I. Fal'ko V I, Adam S, Castro Neto A H, Novoselov K S, Shi Y M 2021 *Nat. Phys.* **17** 619
- [15] Malard L M, Nilsson J, Elias D C, Brant J C, Plentz F, Alves E S, Castro Neto A H, Pimenta M A 2007 *Phys. Rev. B* **76** 201401(R)
- [16] Tang T T, Zhang Y B, Park C H, Geng B S, Girit C, Hao Z, Martin M C, Zettl A, Crommie M F, Louie S G, Shen Y R, Wang F 2009 *Nat. Nanotechnol.* **5** 32
- [17] Yang T Y, Balakrishnan J, Volmer F, Avsar A, Jaiswal M, Samm J, Ali S R, Pachoudeng A, Popinciuc M, Güntherodt G, Beschoten B 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 047206
- [18] Kou A, Feldman B E, Levin A J, Halperin B I, Watanabe K, Taniguchi T, Yacoby A 2014 *Science* **345** 6192
- [19] Ki D K, Fal'ko V I, Abanin D A, Morpurgo A F 2014 *Nano Lett.* **14** 2135
- [20] Da H X, Yan X H 2016 *Opt. Lett.* **41** 151
- [21] Yu G, Wu Z, Zhan Z, Katsnelson M I, Yuan S J 2020 *Phys. Rev. B* **102** 115123
- [22] Yan J, Henriksen E A, Kim P, Pinczuk A 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 136804
- [23] Castro Neto A H, Guinea F 2007 *Phys. Rev. B* **75** 045404
- [24] Yan J A, Ruan W Y, Chou M Y 2009 *Phys. Rev. B* **79** 115443
- [25] Pisana S, Lazzeri M, Casiraghi C, Novoselov K S, Geim A K, Ferrari A C, Mauri F 2007 *Nat. Mater.* **6** 198
- [26] Wu W H, Zhu K D 2015 *Opt. Commun.* **342** 199
- [27] Boyd R W 2008 *Nonlinear Optics* (San Diego: Academic Press) p278
- [28] Bin W, Zhu K D 2013 *Appl. Opt.* **52** 5816
- [29] Park C H, Giustino F, Cohen M L, Louie S G 2008 *Nano Lett.* **8** 4229
- [30] Sadeghi M, Naghdabadi R 2010 *Nanotechnology* **21** 105705
- [31] Barton R A, Alden J S, Ruiz-Vargas C S, Whitney W S, Pham P H O, Park J, Parpia J M, Craighead H G, McEuen P L 2010 *Nano Lett.* **10** 4869
- [32] Guo Q Q, Liang S, Gong B, Li J B, Xiao S, He M D, Chen L Q 2022 *Opt. Express* **30** 6630
- [33] Li J B, He M D, Chen L Q 2014 *Opt. Express* **22** 24734

Four-wave mixing properties in bilayer graphene nanosystem*

Jiang Yang-Yang Xia Xiao-Shuang Li Jian-Bo[†]

(*Institute of Mathematics and Physics, and Hunan Province Key Laboratory of Materials Surface & Interface Science and Technology, Central South University of Forestry and Technology, Changsha 410004, China*)

(Received 2 January 2023; revised manuscript received 8 April 2023)

Abstract

Graphene thin films are often used to manufacture various optoelectronic nanodevices owing to their advantages such as light weight, small size, high quality factor, and good conductivity. So far, there have been few studies of the four-wave mixing characteristics in a bilayer graphene nanosystem, especially theoretical research. In this work, we study theoretically the four-wave mixing properties in a bilayer graphene nanosystem. Firstly, the analytical formula of the four-wave mixing signal is derived by quantum mechanical method, which is divided into three steps. 1) Total Hamiltonian of the system is written in the rotating wave approximation. 2) By using the Heisenberg equation of motion and the commutation relations between different operators, the corresponding density matrix equations are obtained. 3) To solve these density matrix equations, we make an ansatz and obtain the analytical formula of the four-wave mixing signal. Secondly, we explore the dependence of the four-wave mixing signal on the phonon-exciton coupling strength, pumping intensity and the detuning between the exciton and the pump field. The calculated results show that the lineshape of four-wave mixing spectrum can be switched among two-peaked, three-peaked, four-peaked, five-peaked and six-peaked by adjusting the phonon-exciton coupling strength, the pumping intensity, and the detuning between the exciton and the pump field. In a weak phonon-exciton coupling regime (i.e. phonon-exciton coupling strength $g < \Gamma_2$), the intensity of the left peak and right peak of four-wave mixing signal first increase and then decrease with the increase of the pumping intensity Ω_{pu}^2 . In the intermediate and strong phonon-exciton coupling regime (i.e. $g = \Gamma_2$ and $g > \Gamma_2$), the four-wave mixing spectrum exhibits a two-peaked structure. The maximum values of these two peaks increase as Ω_{pu}^2 increases, and their spacing is equal to $2g$. Especially, for a given pumping intensity $\Omega_{\text{pu}}^2 (= 10 \text{ THz}^2)$, the maximum value of the peak for $g = 4 \text{ THz}$ becomes 0.4% of that for $g = 1 \text{ THz}$, indicating that the phonon-exciton coupling inhibits the enhancement of the four-wave mixing signal to a certain extent. Our findings can not only offer an efficient way to measure the phonon-exciton coupling strength in the bilayer graphene system, but also help one to further explore the underlying physical mechanism in such a nanosystem.

Keywords: bilayer graphene, four-wave mixing, coupling

PACS: 68.65.Pq, 78.47.nj, 52.35.Mw

DOI: 10.7498/aps.72.20230012

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11404410) and the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant No. 2020JJ4935).

[†] Corresponding author. E-mail: jbli_opt@csuft.edu.cn



双层石墨烯薄膜体系中的四波混频特性

姜阳阳 夏晓霜 李建波

Four-wave mixing properties in bilayer graphene nanosystem

Jiang Yang-Yang Xia Xiao-Shuang Li Jian-Bo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 126801 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230012

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230012>

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

基于级联四波混频过程的量子导引

Quantum steering based on cascaded four-wave mixing processes

物理学报. 2021, 70(16): 160301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201981>

基于四波混频过程的纠缠光放大

Amplification of entangled beam based on four-wave mixing process

物理学报. 2022, 71(5): 050301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211324>

基于级联四波混频过程产生四模簇态

Generation of four-mode cluster states based on cascade four-wave mixing process

物理学报. 2022, 71(16): 160304 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220433>

基于四波混频过程和线性分束器产生四组份纠缠

Generation of quadripartite entanglement based on four-wave mixing process and linear beam splitter

物理学报. 2020, 69(9): 090303 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200040>

垂直电场下扭转双层石墨烯光学吸收性质的理论研究

Theoretical studies on optical absorption in twisted bilayer graphene under vertical electric field

物理学报. 2022, 71(5): 054203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211406>

基于四波混频过程产生介于锥形探针光和锥形共轭光之间的多模量子关联

Experimental generation of multimode quantum correlations between a conical probe and a conical conjugate based on a four-wave mixing process

物理学报. 2022, 71(16): 160306 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220081>