

具有分离门电抽运石墨烯中电子-空穴等 离子体的冷却效应*

张玉萍^{1)†} 刘陵玉¹⁾ 陈琦²⁾ 冯志红³⁾ 王俊龙³⁾ 张晓¹⁾ 张洪艳¹⁾ 张会云¹⁾

1) (山东科技大学理学院, 青岛市太赫兹技术重点实验室, 青岛 266510)

2) (中国工程物理研究院, 电子工程研究所, 绵阳 621900)

3) (专用集成电路重点实验室, 石家庄 050051)

(2013年1月13日收到; 2013年2月25日收到修改稿)

本文研究了室温条件下具有分离门的电诱导石墨烯 $n-i-p$ 结构中, 与电子和空穴注入有关的粒子数反转效应. 考虑 n 区横向电场的屏栅效应, 计算了电子-空穴的有效温度与门电压以及光声子的有效温度与门电压的关系, 结果表明注入可以导致 n 区中电子-空穴等离子体显著冷却, 直至低于晶格温度; 计算了电流-电压特性以及与频率有关的动态电导率, 在一定的电压下, 动态电导率在太赫兹频段可以为负值. 研究表明电子-空穴等离子体冷却能够加强负动态电导率效应, 提高实现太赫兹激射的可行性.

关键词: 石墨烯, $n-i-p$ 结构, 有效温度, 动态电导率

PACS: 72.80.Rj, 68.55.Ln, 68.60.Dv

DOI: 10.7498/aps.62.097202

1 引言

石墨烯是单层碳原子紧密堆积成二维蜂窝状结构的单晶功能材料^[1], 单层石墨烯、双层石墨烯和多层石墨烯结构^[2-4]中电子空穴的无带隙能量谱使基于石墨烯结构的太赫兹 (THz) 激光器的实现成为可能. 单层石墨烯和多层石墨烯结构通过光抽运^[5-8]或者注入抽运^[9]能够实现带间粒子数反转和 THz 频段的负动态电导率, 可以作为实现 THz 激射和放大的活性介质. 光抽运石墨烯结构中得到的 THz 辐射放大是带间受激辐射的贡献, 从抽运源吸收的多余能量会导致光生电子-空穴等离子体的显著热化, 这会增大获得负动态电导率的难度^[10]. 减弱和消除等离子体热化有两种方法, 一种是在光抽运时产生低初始能量的电子和空穴消除热化; 另一种是采用注入抽运, 使电子-空穴能够有

较低的有效温度. 注入抽运有化学掺杂和电诱导两种, Ryzhii 等研究了化学掺杂情况下电子-空穴等离子体的有效温度^[9-11], 我们课题组研究了电诱导情况下的屏栅效应和动态电导率^[12].

本文中我们研究注入抽运时具有分离门电抽运石墨烯中电子-空穴等离子体的冷却效应. 在提出具有分离门的多层石墨烯结构基础上, 建立电诱导 $n-i-p$ 结的模型, 研究 $n-i-p$ 结 n 区 (p 区与 n 区情况相同) 电子-空穴和光声子的有效温度与门电压的关系及其对负动态电导率的影响, 并分析电流电压特性.

2 模型及理论基础

器件模型如图 1, 具有分离门的电抽运石墨烯结构的每一层都与侧边触点相连, 采用电诱导获得横向的 $n-i-p$ 结. 在分离门和触点之间施加

* 国家自然科学基金 (批准号: 61001018)、山东省自然科学基金 (批准号: ZR2011FM009, ZR2012FM011)、山东科技大学杰出青年科学基金 (批准号: 2010KYJQ103)、山东省高等学校科技计划项目 (批准号: J11LG20)、青岛市科技计划项目 (批准号: 11-2-4-4-(8)-jch, 10-3-4-2-1-jch) 和山东科技大学科技创新基金 (批准号: YCA120378) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: sdust.thz@yahoo.cn

门电压获得电诱导的 p 区和 n 区, 施加的门电压 $V_n = V_g > 0$, $V_p = -V_g < 0$, W_g 为门与顶层石墨烯之间的距离, 加在触点两端的直流电压 V 为 n-i-p 结提供偏置电压. 具有顶部分离门的单层和多层石墨烯结构, 可以产生横向的 n-i-p 结, 如果 i 区较窄则为 n-p 结. 假设第一个触点和相应的门的电势分别是 $\phi_s = 0$ 和 $\phi_g = V_g > 0$, 另一个门和触点的电势分别是 $\phi_g = -V_g < 0$ 和 $\phi_d = V = 0$ (或者 $\phi_d = V \neq 0$).

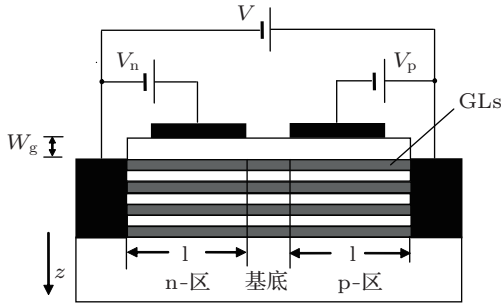


图 1 具有分离门的电抽运石墨烯结构

假定 n 区第 k 层石墨烯的电势为 $\phi_k = \phi|_{z=(k-1)d}$, 其中, $k = 1, 2, 3, \dots, K$, K 为石墨烯结构的层数, d 是相邻石墨烯层之间的间距, 石墨烯层的厚度不计, z 轴垂直于石墨烯平面, $z = 0$ 对应顶层石墨烯, $z = z_K = (K-1)d$ 对应最底层石墨烯. 第 k 层石墨烯的费米能级为 $\mu_k = \pm e\phi_k$, e 是电荷电量 [11]. 引进无量纲电势 $\psi_k = 2\phi_k/V_g$, 根据电势分布的一维泊松方程 (n 区), 利用边界条件, 可以解出石墨烯层数 K 大于 2 时关于 ψ 的方程组:

$$\begin{aligned} \frac{d}{W_g}(2 - \psi_1) - \psi_1 + \psi_2 &= \frac{d}{W_g} \tau \phi(\psi_1), \\ \psi_{k-1} - 2\psi_k + \psi_{k+1} \\ &= \frac{d}{W_g} \tau \phi(\psi_k), \quad (2 \leq k \leq K-1), \\ \psi_{K-1} - \psi_K &= \frac{d}{W_g} \tau \phi(\psi_K), \end{aligned} \quad (1)$$

其中

$$\begin{aligned} \phi(\psi_k) &= \frac{12}{\pi^2} \left[\int_0^\infty \frac{d\xi \xi}{1 + \exp(\xi - U_g \psi_k)} \right. \\ &\quad \left. - \int_0^\infty \frac{d\xi \xi}{1 + \exp(\xi + U_g \psi_k)} \right], \end{aligned} \quad (2)$$

式中 $\tau = (8\pi/\alpha)(eW_g\Sigma_0/V_g) \propto T_0^2/(k_B^2 V_g)$, $U_g = eV_g/2T_0$, α 是介电常数, $\Sigma_0 = (\pi/6)(T_0/\hbar v_F)^2$ 是平衡电子和空穴密度, \hbar 是简化的普朗克常量, T_0 是晶格温度, $v_F \approx 10^8$ cm/s 是石墨烯中电子和空穴的特

征速度. T 是电子 - 空穴的有效温度, 这里以及下面所有的等式中, T_0 和 T 取温度的能量单位.

n 区第 k 层石墨烯的费米能级可由下式表示:

$$\mu_k = \frac{eV_g}{2} \psi_k. \quad (3)$$

假定净复合率比注入电子空穴的通量小很多, 则可以用以下公式表示 n 区第 k 层石墨烯两个端口之间的复合电流,

$$J_k = e l R_k^{\text{inter}}, \quad (4)$$

其方向垂直于横向单位长度, l 是 n 区的长度, R_k^{inter} 是第 k 层石墨烯的带间迁移率.

光声子辅助带间迁移率 R_k^{inter} 和与光声子有关的带内弛豫率 R_k^{intra} 可以用如下公式计算 [7,13,14]:

$$R_k^{\text{inter}} = \frac{\Sigma_0}{\tau_0^{\text{inter}}} \left[(N_0 + 1) \exp\left(\frac{2\mu_k - \hbar\omega_0}{T}\right) - N_0 \right], \quad (5)$$

$$R_k^{\text{intra}} = \frac{\Sigma_0}{\tau_0^{\text{intra}}} \left[(N_0 + 1) \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{T}\right) - N_0 \right], \quad (6)$$

τ_0^{inter} 和 τ_0^{intra} 是带间和带内迁移时间, $\hbar\omega_0$ 是光声子能量, N_0 是光声子数. 当光声子系统与平衡系统相近时, 可以令 $N_0 = [\exp(\hbar\omega_0/T_0) - 1]^{-1} = N_0^{\text{eq}}$. 由等式 (4) 和 (5) 得到电流 - 电压的一般公式:

$$J_k = \frac{e l \Sigma_0}{\tau_0^{\text{inter}}} \left[(N_0 + 1) \exp\left(\frac{2\mu_k - \hbar\omega_0}{T}\right) - N_0 \right], \quad (7)$$

显然, $V_g = 0$, $T = T_0$ 时, $N_0 = [\exp(\hbar\omega_0/T_0) - 1]^{-1} = N_0^{\text{eq}}$, $J_k = 0$. $V_g > 0$ 时, 注入和复合作用于原本能量平衡的 n 区, 改变了平衡状态, 电子 - 空穴的有效温度 T 偏离晶格温度 T_0 , 光声子数 N_0 与平衡状态时的 N_0^{eq} 也不同. 因为 $\hbar\omega_0$ 很大, 在包括室温在内的较大范围的温度可以满足 $\hbar\omega_0 \gg T_0$.

每发射一个光声子损耗能量 $\hbar\omega_0$, 吸收一个光声子时增加相同的能量, 与光声子相互作用引起的电子 - 空穴的能量净迁移率等于 $l\hbar\omega_0(R_k^{\text{inter}} + R_k^{\text{intra}})$. 根据 (5) 和 (6) 式并考虑与复合电流有关的焦耳功率 $Q = J_k V_g = e l R_k^{\text{inter}} V_g$, 第 k 层石墨烯电子 - 空穴等离子体的能量平衡等式可表示为

$$\begin{aligned} &\frac{eV_g}{\tau_0^{\text{inter}}} \left[(N_0 + 1) \exp\left(\frac{2\mu_k - \hbar\omega_0}{T}\right) - N_0 \right] \\ &= \frac{\hbar\omega_0}{\tau_0^{\text{inter}}} \left[(N_0 + 1) \exp\left(\frac{2\mu_k - \hbar\omega_0}{T}\right) - N_0 \right] \\ &\quad + \frac{\hbar\omega_0}{\tau_0^{\text{intra}}} \left[(N_0 + 1) \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{T}\right) - N_0 \right], \end{aligned} \quad (8)$$

等式左边对应电子-空穴等离子体从抽运源吸收的功率, 右边对应传递给光声子系统和从光声子系统吸收的总功率.

光声子数由表示光声子带间和带内迁移与非谐效应衰减的平衡等式决定, 这里非谐效应将能量转为原子间的作用势, 导致声子-声子间的散射并使光声子衰减成声学声子. 等式可表示如下

$$\begin{aligned} & \frac{(N_0 - N_0^{\text{eq}})}{\tau_0^{\text{decay}}} \\ &= \frac{1}{\tau_0^{\text{inter}}} \left[(N_0 + 1) \exp\left(\frac{2\mu_k - \hbar\omega_0}{T}\right) - N_0 \right] \\ & \quad + \frac{1}{\tau_0^{\text{intra}}} \left[(N_0 + 1) \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{T}\right) - N_0 \right], \quad (9) \end{aligned}$$

其中, τ_0^{decay} 为光声子衰减时间, 比 τ_0^{inter} 和 τ_0^{intra} 长很多, 为 1—10 ps^[15-18], 所以参数 $\eta_0^{\text{decay}} = \tau_0^{\text{decay}}/\tau_0^{\text{intra}}$ 一般大于或远大于 1. 但是, 选择合适的基底材料, 可以使特征时间 τ_0^{inter} 和 τ_0^{intra} 大于 1 ps^[19], 这时, $\eta_0^{\text{decay}} < 1$ 的情况也可能出现.

为表示电子-空穴等离子体从外电压源接收能量传递给光声子系统, 可用下面的等式代替等式 (9),

$$\begin{aligned} & \eta_0^{\text{decay}} \frac{eV_g}{\hbar\omega_0} \left[(N_0 + 1) \exp\left(\frac{2\mu_k - \hbar\omega_0}{T}\right) - N_0 \right] \\ &= N_0 - N_0^{\text{eq}}. \quad (10) \end{aligned}$$

用 (8), (9) 式或 (8), (10) 式, 可以推出 T 和 N_0 关于 V_g 的函数, 然后根据 (7) 式可计算出电流-电压特性以及动态变化.

由 (10) 式得出

$$N_0 = \frac{N_0^{\text{eq}} + \eta_0^{\text{decay}} \frac{eV_g}{\hbar\omega_0} \exp\left(\frac{2\mu_k - \hbar\omega_0}{T}\right)}{1 + \eta_0^{\text{decay}} \frac{eV_g}{\hbar\omega_0} \left[1 - \exp\left(\frac{2\mu_k - \hbar\omega_0}{T}\right) \right]}. \quad (11)$$

将 (11) 式给出的 N_0 代入 (8) 式, 等到 T 的方程如下:

$$\begin{aligned} & \frac{1 + \eta_0^{\text{decay}} \frac{eV_g}{\hbar\omega_0} \left[1 - \exp\left(\frac{2\mu_k - \hbar\omega_0}{T}\right) \right]}{N_0^{\text{eq}} + \eta_0^{\text{decay}} \frac{eV_g}{\hbar\omega_0} \exp\left(\frac{2\mu_k - \hbar\omega_0}{T}\right)} \\ & \times \left[\eta_k \frac{(\hbar\omega_0 - eV_g)}{\hbar\omega_0} \exp\left(\frac{2\mu_k}{T}\right) + 1 \right] \\ & + \eta_k \frac{(\hbar\omega_0 - eV_g)}{\hbar\omega_0} \left[\exp\left(\frac{2\mu_k - \hbar\omega_0}{T}\right) - 1 \right] \\ & \times \exp\left(\frac{\hbar\omega_0}{T}\right) - \exp\left(\frac{\hbar\omega_0}{T}\right) + 1 = 0. \quad (12) \end{aligned}$$

$\eta_k = \tau_0^{\text{intra}}/\tau_0^{\text{inter}}$ 是 μ_k 和 T 的函数, η_k 的表达式如下^[13]:

$$\eta_k = \hbar^2 \omega_0^2 / (6\mu_k^2 + \pi^2 T^2), \quad (13)$$

$\mu_k \ll T$ 时 $\eta_k \propto (\hbar\omega_0/T)^2$, $\hbar\omega_0 > \mu_k \gg T$ 时 $\eta_k \propto (\hbar\omega_0/\mu_k)^2$.

引入光声子系统的有效温度 θ , 那么 $N_0 = [\exp(\hbar\omega_0/\theta) - 1]^{-1}$, 即

$$\theta = \frac{\hbar\omega_0}{\ln(1 + N_0^{-1})}. \quad (14)$$

将 (11) 式代入 (14) 式, 可得到每一层石墨烯的 θ 和 T 的关系, 然后用方程 (12) 计算出 $T-V_g$ 的关系, 继而得到 $\theta-V_g$ 的关系.

3 有效温度和电流-电压特性

根据 (1)—(3) 式可以得到不同门电压 V_g 对应的第 k 层石墨烯的费米能级 μ_k 的大小, 如图 2 所示. 图 2 中选取了 $K=7$ 时, $k=1, k=3, k=6$ 的情况讨论, 门电压越大对应的第 k 层石墨烯的费米能级越高. 计算过程中取 $\alpha=4$, $d=0.35$ nm, $W_g=10$ nm.

门电压 $V_g=0$ 时, 费米能级 $\mu_k=0$, 由 (10) 和 (12) 式得到 $N_0=N_0^{\text{eq}}$ 和 $T=T_0$. 门电压很低, ($\eta_0^{\text{decay}} \mu_k/\hbar\omega_0 \ll 1$) 时, 可以得出 (11) 和 (12) 式的解析解, $N_0 \approx N_0^{\text{eq}}$, 由方程 (12) 得到

$$T \approx T_0 \left[1 - \frac{2\mu_k}{\hbar\omega_0} \frac{\eta_0^{\text{eq}}}{(1 + \eta_0^{\text{eq}})} \right] < T_0, \quad (15)$$

η_0^{eq} 是 $\mu_k \ll \hbar\omega_0$ 时 η_k 的值, 取 $\eta_0^{\text{eq}} \approx 5$ ^[13]. 由图 2 和 (15) 式可以看出, 升高门电压可导致电子-空穴等离子体有效温度的降低 (冷却).

门电压较低时, 由 (7) 和 (15) 式也可得到

$$\frac{J_k}{J_0} \approx \frac{\mu_k}{T_0} \frac{\eta_0^{\text{eq}}}{(1 + \eta_0^{\text{eq}})} \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{T_0}\right), \quad (16)$$

式中, 用 J 的特征值 $J_0 = eI\Sigma_0/\tau_0^{\text{inter}} = eI\bar{R}^{\text{inter}}$ 将电流 J 归一化, 令 $\bar{R}_0^{\text{inter}} = \Sigma_0/\tau_0^{\text{inter}} \approx 10^{23} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ^[14].

解 (11)—(14) 式的数值解可获得 η_0^{decay} 和外加电压 V_g 较宽范围的 $T-V_g$ 和 $\Theta-V_g$ 的关系.

图 3 和图 4 给出了 $T_0=300$ K 时, 不同的 η_0^{decay} 的条件下, $k=1, k=3, k=6$ 时对应的电子-空穴和光声子的有效温度 T 和 Θ 与门电压 V_g 的关系. 如图 3 所示, 随着门电压的升高电子-空穴的有效温度显著降低, 然后开始升高, 在一定电压范围内 $T < T_0$. 门电压相对较高时 ($\mu_k \approx \hbar\omega_0/2$), $T-V$ 的关系曲线快速上升, $T > T_0$ 甚至 $T \gg T_0$. $T-V_g$ 的整个

关系是 S 形的, 在所讨论电压范围中一个很窄的电压范围内 $T-V_g$ 的关系是不明确的. S 形特征的出现可能是由于 η_k 随 T 的升高而降低, 即 τ_0^{intra} 降低, 带内迁移增强, 尤其是 T 升高时与非平衡光声子重吸收有关的带内迁移增强. 当电子 - 空穴有效温度比较高时, 它们的浓度也很高, 能够发生高能态的光声子辅助带内迁移. V_g 的值大于“扰动”电压 V_d 时, 被电子 - 空穴等离子体吸收的净功率, 在温度 T 足够大的条件下由光声子的带内弛豫补偿, 这种情况下, 电子 - 空穴温度跃升到 $T-V_g$ 关系的高曲线支. 因此, 观察到的 $T-V_g$ 关系和结果通常表现为滞后型而不是 S 形.

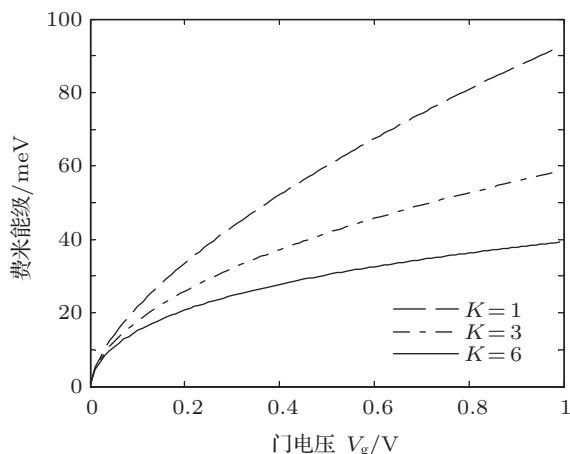


图 2 $k=1, k=3, k=6$ 时费米能级 μ_k 与门电压 V_g 的关系

T 作为 V_g 的函数, 其变化与 η_0^{decay} 和 η_k 有很大关系. 当 η_0^{decay} 减小时, 满足 $T < T_0$ 的电压范围增大, 凹陷也更深. η_0^{decay} 较小时, 电子 - 空穴的冷却较强, 因为光声子的快速衰减阻止了电子 - 空穴的积累 (热化). 当焦耳功率小于电子 - 空穴传递给光声子的功率时, 电子 - 空穴等离子体的冷却增强.

如图 4 所示, 光声子的有效温度与门电压的关系也是 S 形. 但是, 与电子 - 空穴的有效温度相反, 在所有考虑的电压范围内 $\Theta \geq T_0$, 在相对较高的电压时, Θ 的值随着参数 η_0^{decay} 的增加而快速增加.

根据 (7) 式, 用所获得的 $T-V_g$ 的关系可求出每一层的电流 - 电压的关系. 图 5 给出了 $k=1, k=3, k=6$ 的 J_k-V_g 的特性曲线, 用特征值 $J_0 = eI_0 \Sigma_0 / \tau_0^{\text{inter}} = eI_0 \bar{R}_0^{\text{inter}}$ 将电流 J_k 归一化, J_k-V_g 的特性也是 S 形. 根据图 3 和图 5, 电压较低时, $T-V_g$ 和 J_k-V_g 的特性与 η_0^{decay} 无关, 这与前面的解析结果是一致的. 但是, 电压较高时, 不同的 η_0^{decay} 对应的 J_k-V_g 的特性明显不同, 当 μ_k 趋近于 $\hbar\omega/2$

时, 它们都趋向于 J_0 .

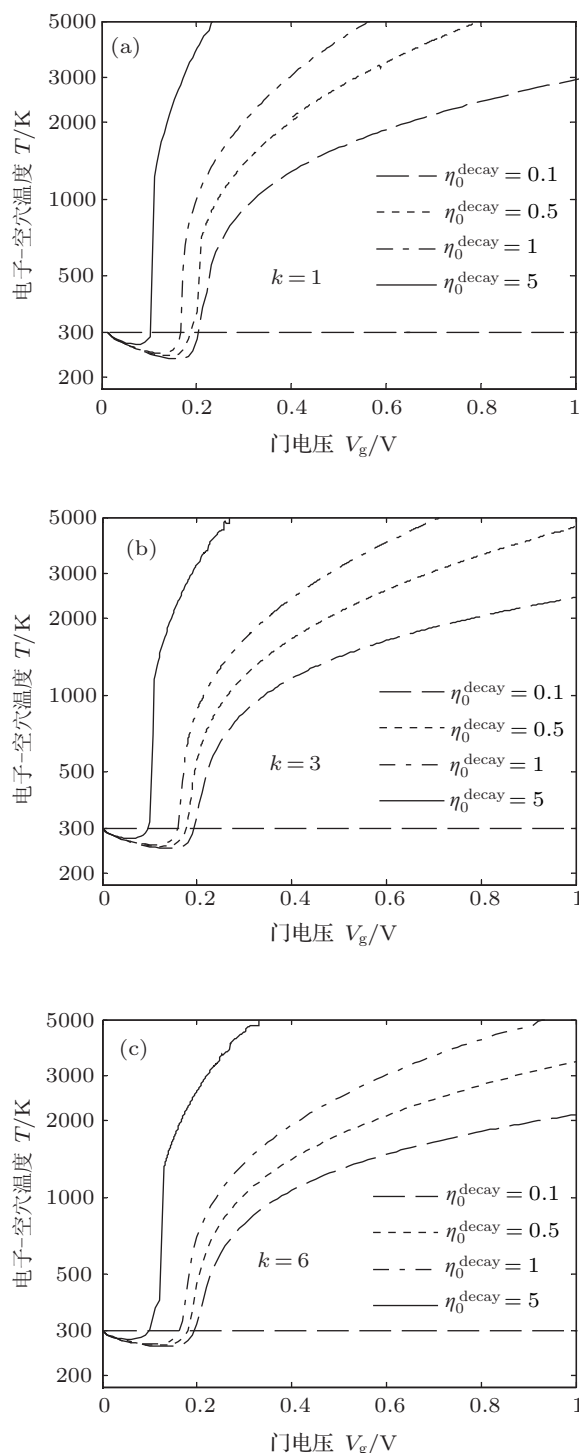


图 3 η_0^{decay} 不同, $k=1, k=3, k=6$ 时电子-空穴有效温度 T 与门电压 V_g 的关系

4 动态电导率

K 层石墨烯结构的 n 区动态电导率 σ_ω 的实部与带内和带间跃迁以及能量为 $\hbar\omega$ 的光子辐

射有关 [9],

$$\text{Re}\sigma_{\omega} = \sum_{k=1}^K \left(\text{Re}\sigma_{\omega k}^{(\text{inter})} + \text{Re}\sigma_{\omega k}^{(\text{intra})} \right), \quad (17)$$

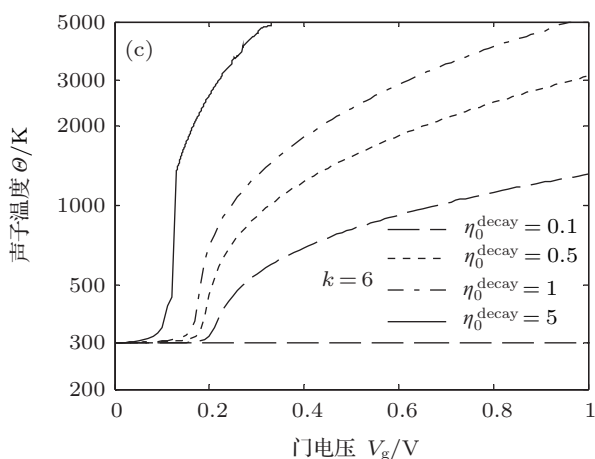
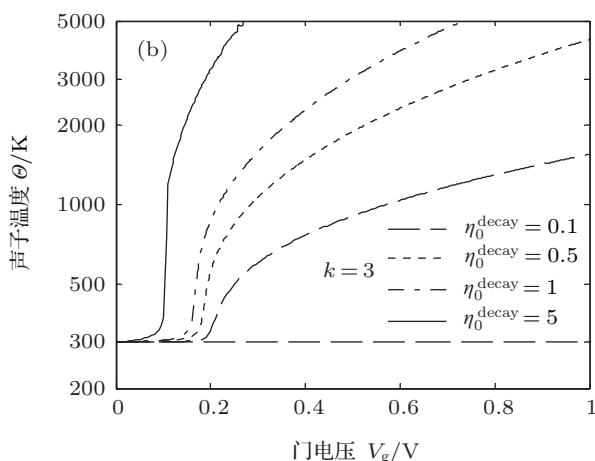
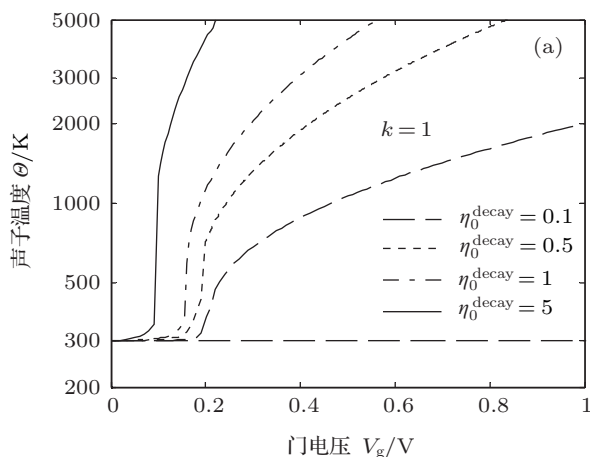


图4 η_0^{decay} 不同, $k=1, k=3, k=6$ 时声子有效温度 Θ 与门电压 V_g 的关系

其中

$$\text{Re}\sigma_{\omega k}^{(\text{inter})} = \frac{e^2}{2\hbar} \exp\left(-\frac{\mu_k}{T}\right) \exp\left(\frac{eV}{2T}\right)$$

$$\times \sinh\left(\frac{\hbar\omega - eV}{2T}\right), \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \text{Re}\sigma_{\omega k}^{(\text{intra})} &= \frac{e^2 v_F \tau}{2\pi\hbar} \int_0^{\infty} \frac{dpp(-df_0/dp)}{1 + \omega^2 \tau^2} \\ &\approx \frac{e^2}{2\pi\hbar} \left(\frac{\mu_k}{\hbar}\right) \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2}, \end{aligned} \quad (19)$$

分别对应第 k 层石墨烯的带间和带内跃迁 [12,20].

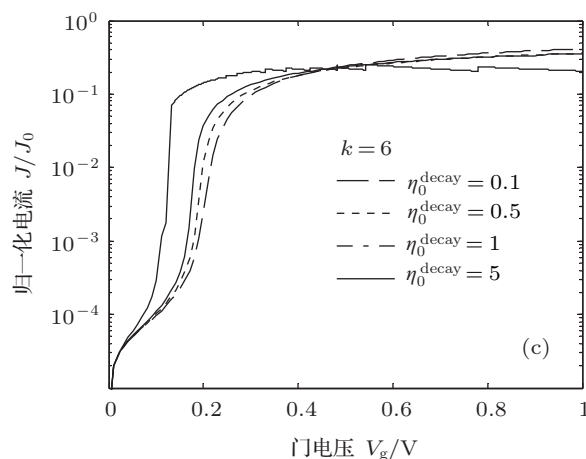
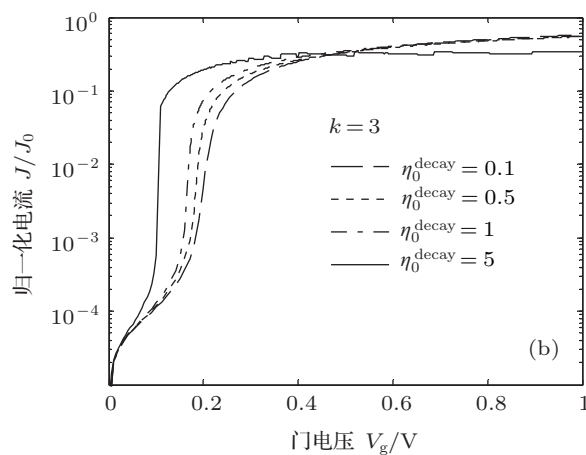
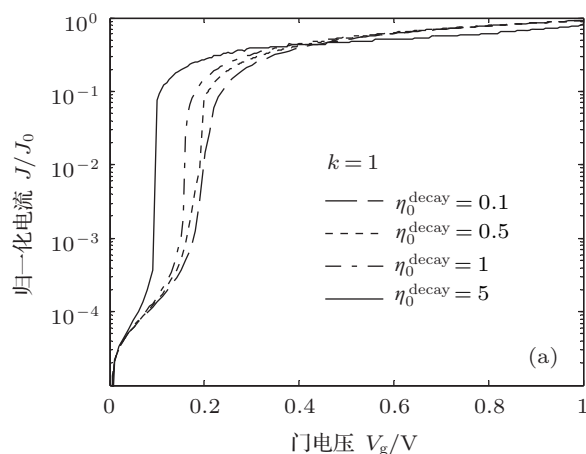


图5 η_0^{decay} 不同, $k=1, k=3, k=6$ 的归一化电流 - 电压特性

图 6 给出了根据 (1)—(3), (12), (17)—(19) 式计算出不同门电压 V_g 、偏置电压 V 和不同 η_0^{decay} 时 K 层石墨烯结构 n 区的归一化动态电导率 $\text{Re}\sigma_\omega$ 与

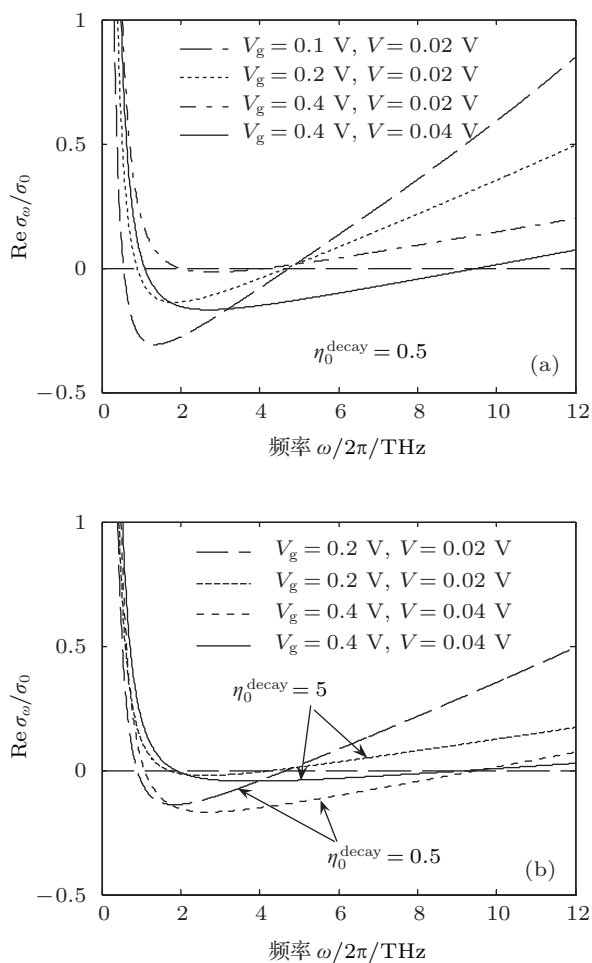


图 6 n 区归一化动态电导率与信号频率的关系

频率的关系, 其中归一化因子为 $\sigma_0 = e^2/4\hbar$, 动量弛豫时间 $\tau = 10$ ps, $K = 7$. 由图可以看出特征电导率 σ_0 比直流电导率 $\sigma_\omega|_{\omega=0} = \sigma_{00}$ 小很多. $\text{Re}\sigma_\omega < 0$ 的最小值随着门电压的增大而减小, $\text{Re}\sigma_\omega < 0$ 的信号频率范围和最小值随着偏置电压 V 的增大而增大, 随着 η_0^{decay} 的增大而减小, 这是因为 η_0^{decay} 增大时, V_d 减小, 光声子系统在较低的电压就开始过热, 导致电子-空穴等离子体的过早过热. 电子-空穴等离子体冷却能够促进负动态电导率的产生, 其信号频率的范围主要由偏置电压来决定.

5 结论

我们研究了室温条件下与电子和空穴注入有关的粒子数反转效应, 其复合和能量弛豫的主要机理是与光声子的相互作用. 讨论了电诱导石墨烯 n -i-p 结中 n 区横向电场的屏栅效应, 计算了以门电压、偏置电压和结构参数为自变量的电子-空穴和光学声子的有效温度以及电流-电压特性. 在门电压较低的情况下, 电子-空穴等离子体能够发生冷却, 有效温度可以低于晶格温度, 门电压与有效温度的关系整体呈 S 形走势; 电子-空穴的有效温度与门电压有关同时也受到光声子有效温度的影响. 通过所得到的门电压与有效温度的关系, 计算了 n 区的动态电导率, 并讨论了动态电导率最小值和产生 THz 波的频率范围随不同参数的变化. 研究表明, 电子-空穴的冷却能够加强负动态电导率效应, 促进 THz 辐射的实现.

- [1] Han P Y, Liu W, Xie Y H, Zhang X C 2009 *Physics* **38** 06 (in Chinese) [韩鹏昱, 刘伟, 谢亚红, 张希成 2009 物理 **38** 06]
- [2] Castro Neto A H, Guinea F, Peres N M R, Novoselov K S, Geim A K 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 109
- [3] Sprinkle M, Suegel D, Hu Y, Hicks J, Tejada A, Taleb-Ibrahimi A, Le F è vre P, Bertran F, Vizzini S, Enriquez H, Chiang S, Soukiassian P, Berger C, de Heer W A, Lanzara A, Conrad E H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 226803
- [4] Orlita M, Potemski M 2010 *Semicond. Sci. Technol.* **25** 063001
- [5] Ryzhii V, Ryzhii M, Otsuji T 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 083114
- [6] Dubinov A A, Aleshkin V Ya, Mitin V, Otsuji T, Ryzhii V 2011 *J. Phys.: Condens. Matter* **23** 145302
- [7] Ryzhii V, Ryzhii M, Satou A, Otsuji T, Dubinov A A, Aleshkin V Ya 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 084507
- [8] Ryzhii V, Dubinov A A, Otsuji T, Mitin V, Shur M S 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 054505
- [9] Ryzhii M, Ryzhii V 2007 *Jpn. J. Appl. Phys.* **46** L151
- [10] Ryzhii V, Ryzhii M, Mitin V, Otsuji T 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 094503
- [11] Ryzhii M, Ryzhii V, Otsuji T, Mitin V, Shur M S 2010 *Phys. Rev. B* **82** 075419
- [12] Zhang Y P, Zhang H Y, Yin Y H, Liu L Y, Zhang X, Gao Y, Zhang H Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 047803 (in Chinese) [张玉萍, 张洪艳, 尹怡恒, 刘陵玉, 张晓, 高营, 张会云 2012 物理学报 **61** 047803]
- [13] Ryzhii V, Ryzhii M, Mitin V, Satou A, Otsuji T 2011 *Jpn. J. Appl. Phys.* **50** 094001
- [14] Rana F, George P A, Strait J H, Shivaraman S, Chandrashekar M, Spencer M G 2009 *Phys. Rev. B* **79** 115447
- [15] Wang H, Strait J H, George P A, Shivaraman S, Shields V D, Chandrashekar M, Hwang J, Rana F, Spencer M G, Ruiz-Vargas C S, Park J 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 081917
- [16] Auer C, Schurer F, Ertler C 2006 *Phys. Rev. B* **74** 165409
- [17] Pennigton G, Kilpatrick S J, Wickenden A E 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 093110
- [18] George P A, Strait J, Dawlaty J, Shivaraman S, Chandrashekar M, Rana F, Spencer M G 2008 *Nano Lett.* **8** 4248
- [19] Kim R, Perebeinos V, Avouris P 2011 *Phys. Rev. B* **84** 075449
- [20] Falkovsky L A 2007 *Phys. Rev. B* **75** 033409

Effect of cooling of electron-hole plasma in electrically pumped graphene layer structures with split gates*

Zhang Yu-Ping^{1)†} Liu Ling-Yu¹⁾ Chen Qi²⁾ Feng Zhi-Hong³⁾ Wang Jun-Long³⁾
Zhang Xiao¹⁾ Zhang Hong-Yan¹⁾ Zhang Hui-Yun¹⁾

1) (Qingdao Key Laboratory of Terahertz Technology, College of Science, Shandong University of Science and Technology, Qingdao 266510, China)

2) (Institute of Electronic Engineering, China Academy of Engineering Physics, Mianyang Sichuan 621900, China)

3) (Science and Technology on ASIC Laboratory, Shijiazhuang 050051, China)

(Received 13 January 2013; revised manuscript received 25 February 2013)

Abstract

We have studied the effect of population inversion associated with the electron and hole injection in graphene layer n-i-p structures with split gates at room temperature. Considering the transverse electric field screening of the n-section, we calculated the dependence of the electron-hole effective temperature and optical phonon effective temperature on the gate-voltage. It is shown that the injection can lead to cooling of the electron-hole plasma in n-section to the temperatures lower than the lattice temperature. The current-voltage characteristics, and the frequency-dependent dynamic conductivity are calculated, the frequency-dependent dynamic conductivity can be negative in the terahertz frequency range at a certain applied voltage. The study demonstrates that electron-hole plasma cooling can enhance the negative dynamic conductivity effect and improve the feasibility of terahertz lasing.

Keywords: graphene, n-i-p structure, effective temperature, dynamic conductivity

PACS: 72.80.Rj, 68.55.Ln, 68.60.Dv

DOI: 10.7498/aps.62.097202

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61001018), the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant Nos. ZR2011FM009, ZR2012FM011), the Research Fund of Shandong University of Science and Technology (SDUST), China (Grant No. 2010KYJQ103), the project of Shandong Province Higher Educational Science and Technology Program (Grant No. J11LG20), the Qingdao Science & Technology Project, China (Grant Nos. 11-2-4-4-(8)-jch, 10-3-4-2-1-jch), and the Shandong University of Science and Technology Foundation, China (Grant No. YCA120378).

† Corresponding author. E-mail: sdust.thz@yahoo.cn