

石墨烯增强半导体态二氧化钒近场热辐射*

王波 张纪红† 李聪颖

(烟台大学机电汽车工程学院, 烟台 264005)

(2020 年 8 月 18 日收到; 2020 年 10 月 2 日收到修改稿)

本文基于涨落耗散定理和并矢格林函数求解麦克斯韦方程来研究两个半无限大平板的近场热辐射净热流, 提出了两个半无限大块状二氧化钒组成的 V/V 结构、石墨烯覆盖两个半无限大块状二氧化钒组成的 GV/GV 结构和石墨烯覆盖 VO_2 薄膜组成的 GV0/GV0 结构, 深入研究了这三种结构中二氧化钒与石墨烯间的近场热辐射, 并分析了真空间距、二氧化钒薄膜厚度和石墨烯化学势等物理参量变化对近场热辐射的影响. 研究表明: 三种结构的近场热辐射均随间距增大而减小; 在真空间距为 10 nm 时, 由石墨烯覆盖的 GV/GV 结构的近场辐射热流比无石墨烯覆盖的 V/V 结构增强 35 倍, 耦合效果最好的是 GV0/GV0 结构, 该结构的近场辐射热流比 GV/GV 结构增强 8.6 倍; 在 GV0/GV0 结构中, 当二氧化钒薄膜厚度为 30 nm 时, 石墨烯化学势从 0.1 eV 增加到 0.6 eV 辐射热流会减小 3.3 倍. 本文系统研究了二氧化钒与石墨烯间相互耦合的近场热辐射, 对相关结构的近场热辐射实验和实际应用具有理论指导意义.

关键词: 近场热辐射, 薄膜厚度, 石墨烯, 半导体态二氧化钒

PACS: 42.68.Ay, 78.67.Wj, 78.20.Bh, 81.40.Vw

DOI: 10.7498/aps.70.20201360

1 引言

辐射体之间的换热间距接近特征波长时, 热传递不再受普朗克定律的限制, 此时辐射体的表面等离子激元 (surface plasmon polaritons, SPP)、表面声子极化子 (surface phonon polaritons, SPhP) 以及光子隧穿效应等使热传递得到显著增强, 这使得近场热辐射的相关研究被广泛关注, 越来越多的研究表明科研人员可通过改进辐射换热结构和选取更优性能的材料来达到调控近场热辐射的目的^[1,2].

石墨烯 SPP 的频率覆盖了从太赫兹到近红外范围且具有可调节特性, 这使得石墨烯及其复合结构非常适合用于近场热辐射研究. 近些年来, 以石墨烯为基础的近场热辐射被广泛深入的研究, 如对单层石墨烯^[3,4]的研究, 基于石墨烯的各种超材料^[5]的研究, 石墨烯与氮化硼^[6]、掺杂硅^[7]等材料的近场

热辐射研究. 二氧化钒 (VO_2) 是一种相变材料, 在接近温度点 68 °C 时会发生从半导体态到金属态的相变, 同时光学性质也会发生突变^[8], 这种特性使得 VO_2 受到广泛的关注, 出现了许多关于 VO_2 的研究, 其中包括相变温度以及性能研究、 VO_2 智能窗超材料等^[9,10].

在 1996 年 Choi 等^[11]的研究中发现处在介质态的 VO_2 可能支持表面声子模式, 这促进了 VO_2 在近场热辐射领域内的研究. van Zwol 等^[12]于 2011 年研究了 VO_2 的相变特性和声子共振极化作用对近场热辐射热流的调控作用, 并在 2012 年的文章中证明了介质态 VO_2 的 SPhP 可以增强近场热传输^[13]. 在目前的研究成果中, 对 VO_2 本身以及覆盖石墨烯的 VO_2 结构的热辐射特性研究较少, 对 VO_2 薄膜厚度和石墨烯化学势等物性参数对近场热辐射的影响缺少全面系统的研究. 为此, 本文基于麦克斯韦方程组和波动电动力学的基础上, 对

* 国家自然科学基金 (批准号: 11604285) 和山东省自然科学基金 (批准号: ZR2016FQ11) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zjh@ytu.edu.cn

石墨烯覆盖的 VO₂ 结构间的近场热辐射进行了研究, 建立了计算模型, 对比分析了三种不同结构的近场热辐射特性, 为更加深入研究 VO₂ 与石墨烯之间的热辐射特性以及以后的相关实验和工程实际应用提供了理论基础.

2 理论模型

图 1 为理论分析所用的结构模型. 图 1(a) 为半无限大块状 VO₂ 的近场热辐射模型, 为了方便文中表示, 将此结构表示为 V/V 结构, 将石墨烯覆盖半无限大块状 VO₂ 的近场热辐射模型表示为 GV/GV 结构. 图 1(b) 为石墨烯覆盖 VO₂ 薄膜 (厚度用 d_h 表示) 的近场热辐射模型, 表示为 GV0/GV0 结构. 如图 1 所示, 真空间距用 d 表示, 发射端和接收端的温度分别用 T_1 , T_2 表示, 本文研究的是室温情况下石墨烯对半导体态 VO₂ 近场热辐射的影响, 所以设置 T_1 为 300 K, T_2 为 298 K.

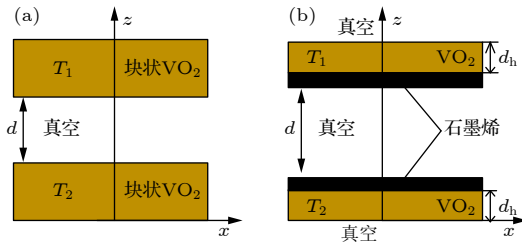


图 1 (a) 无石墨烯覆盖的近场热辐射模型; (b) 石墨烯覆盖 VO₂ 薄膜的近场热辐射模型

Fig. 1. (a) The near-field thermal radiation between bulk VO₂; (b) the near-field thermal radiation between VO₂ films covered by graphene.

2.1 介质态 VO₂ 介电常数

介质态 VO₂ 介电函数公式为:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \sum_{j=1}^N \frac{S_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - i\gamma_j \omega - \omega^2},$$

该公式是一个经典的振荡器模型, 对其详细描述来自 2007 年 Zhang^[14] 的著作. 2013 年, Yang 等^[15] 的论文里同样使用了此公式. 其中 ε_∞ 为高频常数, ω 为角频率, ω_j 为共振频率, γ_j 为散射率, i 表示虚数单位, S_j 表示振荡强度. VO₂ 在介质态下为晶体结构, 入射光分解为平行于光轴和垂直于光轴两部分. 1966 年 Barker 等^[16] 的实验测量结果表明平行于光轴共有 8 个共振模式, 垂直于光轴有 9 个共振

模式, 并给出了对应的参数数值, 在本文计算中我们也使用其给出的参数数值来表示介质态 VO₂ 的介电函数.

2.2 石墨烯电导率

石墨烯电导率的研究已经比较成熟, 在 Riccardo 等^[17] 的文章中有对石墨烯电导率的详细描述, 分别用下面的公式表示, 其中 σ_1 表示带内贡献, σ_2 表示带间贡献, 两者相加即为石墨烯电导率 $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$.

$$\sigma_1 = \frac{2ie^2 k_B T \ln [2 \cosh (\mu / (2k_B T))]}{(\omega + i/\tau) \pi \hbar^2}, \quad (1)$$

$$\sigma_2 = \frac{e^2}{4\hbar} \left[E \left(\frac{\hbar\omega}{2} \right) + \frac{i4\hbar\omega}{\pi} I \right], \quad (2)$$

其中

$$E(\delta) = 1 / \left[\frac{\cosh (\mu / (k_B T))}{\sinh (\delta / (k_B T))} + \coth (\delta / (k_B T)) \right],$$

$$I = \int_0^\infty \left[E(\delta) - E \left(\frac{\hbar\omega}{2} \right) \right] / [(\hbar\omega)^2 - 4\delta^2] d\delta,$$

在本文中 μ 表示石墨烯化学势, 可以在 $\mu = 0.1 - 0.6$ eV 内调节, 取弛豫时间 $\tau = 10^{-13}$ s, ω 表示角频率, 绝对温度 T 为设置的 $T_1 = 300$ K, $T_2 = 298$ K, e 表示电子电荷数, k_B 为玻尔兹曼常数, i 表示虚数单位, $\hbar$ 表示狄拉克常数.

2.3 半无限大平板结构的近场热辐射热流

用来求解真空间距为 d 的两个半无限大平板结构的近场辐射热流 Q ^[18] 的表达式为

$$Q = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^\infty [\Theta(\omega, T_1) - \Theta(\omega, T_2)] d\omega \times \int_0^\infty \xi_{j=s,p}(\omega, \beta) \beta d\beta, \quad (3)$$

其中 β 为波矢的横向分量; $\xi_{j=s,p}(\omega, \beta)$ 为光子隧穿概率, 包括横向电波(s 极化)和横向磁波(p 极化)的贡献; $\Theta(\omega, T)$ 为普朗克谐振子的平均能量, 可以表示为

$$\Theta(\omega, T) = \frac{\hbar\omega}{\exp[\hbar\omega/(k_B T)] - 1}, \quad (4)$$

其中 $\hbar$ 表示狄拉克常数.

用来计算 $\xi_{j=s,p}(\omega, \beta) = \xi_s(\omega, \beta) + \xi_p(\omega, \beta)$ 的表达式为^[7]

$$\xi_{j=s,p}(\omega, \beta) = \begin{cases} \frac{(1 - |r_{j,E}|^2)(1 - |r_{j,R}|^2)}{|1 - r_{j,E}r_{j,R}e^{2ik_z^{(0)}d}|^2}, & \beta < k_0, \\ \frac{4\text{Im}(r_{j,E})\text{Im}(r_{j,R})e^{2ik_z^{(0)}d}}{|1 - r_{j,E}r_{j,R}e^{2ik_z^{(0)}d}|^2}, & \beta > k_0, \end{cases} \quad (5)$$

其中 $r_{j,E}$ 和 $r_{j,R}$ 分别代表发射端和接收端的菲涅耳反射系数. $k_z^{(0)} = (k_0^2 - \beta^2)^{1/2}$ 为真空中波矢 Z 方向上的分量, 此公式中 $k_0 = \omega/c_0$ 表示真空中波矢, c_0 表示真空中的光速.

两个被石墨烯覆盖的半无限大介质间的菲涅耳反射系数可以用 (6) 式和 (7) 式表示^[19], 而没有石墨烯覆盖的两半无限大介质之间的菲涅耳反射系数只需要将 (6) 式和 (7) 式中含有石墨烯电导率的部分变为 0 即可^[20]. 当石墨烯覆盖有厚度的两介质时, 菲涅耳反射系数计算公式变为 (8) 式和 (9) 式^[2,21].

$$r_s = \frac{k_z^{(0s)} - k_z^{(1s)} - \sigma\mu_0\omega}{k_z^{(0s)} + k_z^{(1s)} + \sigma\mu_0\omega}, \quad (6)$$

$$r_p = \frac{k_z^{(0p)}\varepsilon_{\perp}^{(1)} - k_z^{(1p)}\varepsilon_{\perp}^{(0)} + \frac{\sigma k_z^{(0p)}k_z^{(1p)}}{\varepsilon_0\omega}}{k_z^{(0p)}\varepsilon_{\perp}^{(1)} + k_z^{(1p)}\varepsilon_{\perp}^{(0)} + \frac{\sigma k_z^{(0p)}k_z^{(1p)}}{\varepsilon_0\omega}}, \quad (7)$$

$$r_s = \frac{r_{s01} + r_{s12}(1 + r_{s01} + r_{s10})e^{2ik_z^{(1s)}d_h}}{1 - r_{s10}r_{s12}e^{2ik_z^{(1s)}d_h}}, \quad (8)$$

$$r_p = \frac{r_{p01} + r_{p12}(1 - r_{p01} - r_{p10})e^{2ik_z^{(1p)}d_h}}{1 - r_{p10}r_{p12}e^{2ik_z^{(1p)}d_h}} \quad (9)$$

其中在上述公式中, $k_z^{(np)} = \sqrt{\varepsilon_{\perp}^{(n)}k_0^2 - \varepsilon_{\perp}^{(n)}\beta^2/\varepsilon_{//}^{(n)}}$, $k_z^{(ns)} = \sqrt{\varepsilon_{\perp}^{(n)}k_0^2 - \beta^2}$, $n = 0, 1, 2$ 表示各介质, $r_{(j=s,p),n_1,n_2}$ 表示从介质 n_1 到介质 n_2 的菲涅耳反射系数, $\varepsilon_{\perp}^{(n)}$ 表示各向异性材料介电常数垂直于光轴的部分, $\varepsilon_{//}^{(n)}$ 表示其平行于光轴的部分, d_h 表示薄膜厚度, μ_0 表示真空磁导率.

3 计算结果及分析

图 2(a) 表示在石墨烯化学势 $\mu = 0.1$ eV 时, 三种结构 (V/V 结构、GV/GV 结构、GV0/GV0 结构) 的近场辐射热流随真空间距变化的曲线图. 图 2(b) 表示的是真空间距 $d = 10$ nm, 化学势 $\mu = 0.1$ eV 时, 三种结构的光谱辐射通量曲线图. 如图, 三条曲线分别表示 V/V 结构、GV/GV 结构和

VO₂ 薄膜厚度 $d_h = 30$ nm 的 GV0/GV0 结构. 可以看出图 2(a) 中三种结构的辐射热流均随真空间距的增大逐渐减小. 同样间距下 GV/GV 结构 (红色圆点曲线) 的辐射热流与 V/V 结构 (黑色米号曲线) 相比较均有所增加, 且当真空间距越小时相差越大. 最大差距在 $d = 10$ nm 时, GV/GV 结构的辐射热流为 4426.73 W/m² (图 2(a) A 点), 约是 V/V 结构 (图 2(a) B 点) 的 35 倍, 这表明 GV/GV 结构中石墨烯的 SPP 增强了中红外频段的近场热辐射. GV0/GV0 结构 (蓝色五角星曲线) 与 GV/GV 结构相比较, 说明 VO₂ 薄膜厚度对辐射热流有较大影响. 在间距较小时, GV0/GV0 结构比同样间距下 GV/GV 结构的近场辐射热流均有所增加, 如 $d = 10$ nm 时 GV0/GV0 结构的辐射热流达到 38088.43 W/m² (图 2(a) C 点), 是 GV/GV 结构 (图 2(a) A 点) 的 8.6 倍. 而随着间距逐渐增大, 差距越来越小, 在真空间距大于 600 nm 以后, GV/GV 结构的近场辐射热流值会大于同样间距下 GV0/GV0 结构. 图 2(a) 的内插图表示 GV/GV

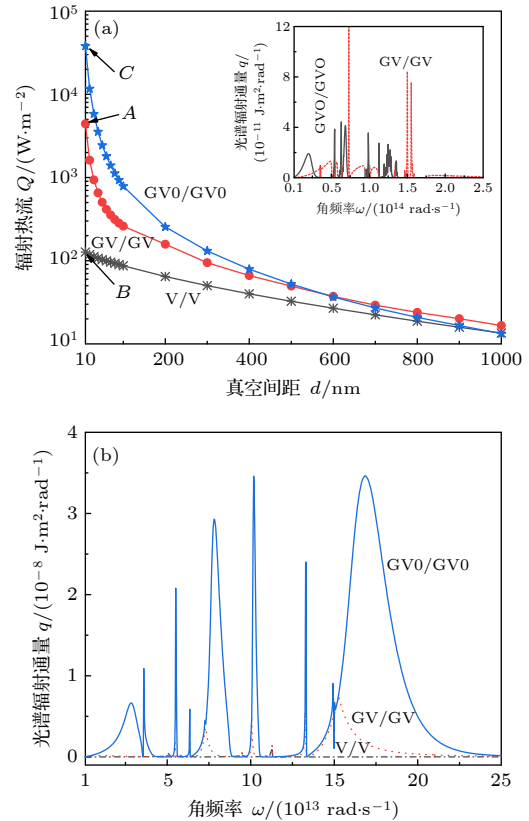


图 2 (a) 真空间距对辐射热流的影响; (b) 真空间距 $d = 10$ nm, 石墨烯化学势 $\mu = 0.1$ eV 时的光谱辐射通量

Fig. 2. (a) Heat flux in different structures at different vacuum spacing; (b) spectral heat flux with $d = 10$ nm and $\mu = 0.1$ eV.

结构和 GV0/GV0 结构在间距 $d = 900$ nm 时, 角频率对光谱辐射通量的影响. 从图 2(a) 的内插图中可以看出, 两种结构下 VO_2 薄膜的 SPhP 对近场辐射热流起主要作用, 而此时 GV/GV 结构 VO_2 薄膜的 SPhP 要优于 GV0/GV0 结构, 特别是在 7.3×10^{13} rad/s 附近的中频段和大于 1.5×10^{14} rad/s 的高频段, GV/GV 结构的光谱辐射通量比 GV0/GV0 结构有几个数量级的增强.

图 2(b) 的结果表明 GV/GV 结构 (红色虚线) 和 GV0/GV0 结构 (蓝色实线) 产生的光谱辐射通量相对于 V/V 结构 (黑色点画线) 都有数量级的增强. GV/GV 结构中在 7×10^{13} , 1.0×10^{14} , 1.3×10^{14} 和 1.5×10^{14} rad/s 都出现了峰值. 这是由于石墨烯的加入使得石墨烯的 SPP 与块状 VO_2 中 SPhP 产生相互耦合作用, 光谱辐射通量有明显增强. 在 GV0/GV0 结构中, 除了在上述 GV/GV 结构出现峰值的频率段处出现了频率范围更宽、光谱辐射通量更明显的峰值外, 在 3×10^{13} — 4×10^{13} rad/s 低频率段还出现新的峰值, 此部分产生的主要原因是在薄膜厚度较小时, 石墨烯之间 SPP 的作用增强, 对辐射热流起主要作用. 在图 3 中可以直观的看到上述现象, 与之对应的是图 3(c) 中在低于 5×10^{13} rad/s 的低频段和 1.5×10^{14} — 2.1×10^{14} rad/s 的高频段出现面积较大的明亮波段.

这也说明在 $d = 10$ nm 时石墨烯 SPP 与 VO_2 薄膜的 SPhP 相互耦合作用要比石墨烯与块状 VO_2 耦合作用强很多.

图 3(a)—(e) 均表示 $\mu = 0.1$ eV 时光子隧穿概率的等值线图, 其中图 3(a) 和图 3(b) 表示 GV/GV 结构, 图 3(c)—(e) 表示 GV0/GV0 结构; 图 3(f) 表示 $\mu = 0.6$ eV 时 GV/GV 结构的光子隧穿概率的等值线图. 比较图 3(a) 和图 3(b) 可以看出, GV/GV 结构中随着真空间距从 10 nm 变化到 100 nm, 明亮波段的面积明显减小, 这是由于石墨烯 SPP 的作用随着间距增大会逐渐减弱, 使得辐射热流随真空间距的增大逐渐减小. 在图中标注的条件下, 图 3(c) 与图 3(a) 相比较可以看出, 图 3(c) 的明亮带面积要明显多于图 3(a), 这更直观地表明, 一定厚度 ($d_h = 30$ nm) 的 VO_2 薄膜 SPhP 跟石墨烯 SPP 相互耦合作用要优于块状 VO_2 . 图 3(c)—(e) 相比较可以看出, 在 GV0/GV0 结构中石墨烯化学势和 VO_2 薄膜厚度一定 ($\mu = 0.1$ eV, $d_h = 30$ nm) 时, 随着真空间距增大, 明亮波段的面积明显减小, 表明真空间距增大会减弱石墨烯间 SPP 的作用, 同时 VO_2 薄膜 SPhP 跟石墨烯 SPP 相互耦合作用也会变弱, 最终导致明亮波段面积减小, 此结果与图 2(a) 中计算 GV0/GV0 结构的辐射热流得到的结果一致.

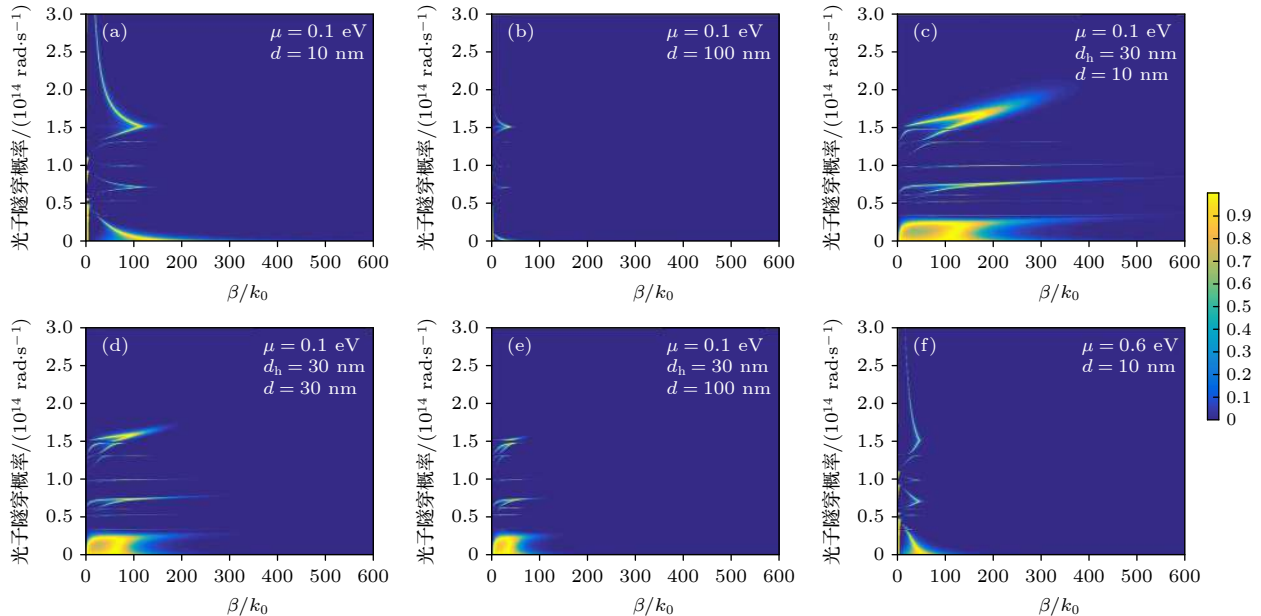


图 3 (a)—(e) $\mu = 0.1$ eV 时光子隧穿概率的等值线图, 其中 (a), (b) 为 GV/GV 结构, (c)—(e) 为 GV0/GV0 结构; (f) $\mu = 0.6$ eV 时 GV/GV 结构的光子隧穿概率的等值线图

Fig. 3. (a)–(e) Photon tunneling probability at $\mu = 0.1$ eV: (a), (b) GV/GV structure; (c)–(e) GV0/GV0 structure; (f) photon tunneling probability at $\mu = 0.6$ eV.

从图 2(a) 中可以看出, 当 $d = 10$ nm 时 GV0/GV0 结构 ($d_h = 30$ nm) 的辐射热流是 GV/GV 结构 (d_h 为无限厚) 的 8.6 倍, 所以薄膜厚度变化也是影响近场辐射热流的较大因素. 图 4(a) 表示不同的石墨烯化学势情况下, 辐射热流随 VO_2 薄膜厚度变化的曲线图, 图 4(b) 为 $d = 10$ nm, $\mu = 0.1$ eV 时不同 VO_2 薄膜厚度的光谱辐射通量. 从图 4(a) 中可以看出在化学势 $\mu = 0.1$ — 0.6 eV 范围内, 辐射热流随均着 VO_2 薄膜厚度增大而减小, 而在同样的化学势下, VO_2 薄膜厚度的变化对辐射热流影响相对较小. 图 4(a) 中最顶端的黑色方块曲线表示在 $d = 10$ nm, $\mu = 0.1$ eV 时, 薄膜厚度从 30 nm 增大到 500 nm, 即图 4(a) 中 B 点的辐射热流相比 A 点 (A 点的辐射热流为 38088.43 W/m^2) 仅减小了 2858.26 W/m^2 , 减小幅度相对较小. 从图 4(b) 中可以看出, VO_2 薄膜厚度对光谱辐射通量的影响主要集中在小于 $5 \times 10^{13} \text{ rad/s}$ 的低频率段, 形成峰 E, 在此频率段随着薄膜厚度逐渐增大, 光谱辐射通量会有明显减小. 在大于 $5 \times 10^{13} \text{ rad/s}$ 的频率段 (如峰 F 和峰 G 形成的频率段), 随着薄膜厚度逐渐增大也可以看出与峰 E 频率段相似的规律, 但是光谱辐射通量减小的幅度相比峰 E 处会小很多. 这是由于在小于 $5 \times 10^{13} \text{ rad/s}$ 的低频率段起主要作用的是石墨烯的 SPP, 随着薄膜厚度增加会减弱两个石墨烯 SPP 的耦合, 使其对光谱辐射通量的影响逐渐减小. 在峰 F 和峰 G 形成的频率段, 总体上石墨烯 SPP 和 VO_2 薄膜的 SPhP 相互耦合使得 VO_2 的本身的频带变宽, 光谱辐射通量明显增强. 而随着薄膜厚度增加, 石墨烯

之间的 SPP 耦合减小的同时, 石墨烯 SPP 和 VO_2 薄膜的 SPhP 相互耦合也减小, 就使得光谱辐射通量呈变小的规律. 为了更加直观说明上述现象, 绘制了图 5(a)—(d) 分别表示不同物性参数下 GV0/GV0 结构的光子隧穿概率的等值线图. 比较图 3(c), 图 5(a) 和图 5(b) 可以看出在 $\mu = 0.1$ eV 时, 薄膜厚度从 30 到 100 nm 再到 500 nm 变化过程中, 小于 $5 \times 10^{13} \text{ rad/s}$ 的低频率段的明亮波段面积有明显的减小, 而其余频率段变化相对较小.

石墨烯化学势的变化可以直接影响石墨烯的电导率, 从而最终影响了近场辐射热流. 首先如图 4(a) 所示, 当 $d = 10$ nm, 化学势 ($\mu = 0.1$ — 0.6 eV) 逐渐增大时, 辐射热流随 VO_2 薄膜厚度的变化. 图 4(a) 中可以看出随着化学势逐渐增大, 薄膜厚度 d_h 从 30 nm 增大到 500 nm 而引起的辐射热流的减小量会变得相对较小, 特别是在 $\mu = 0.6$ eV 时 (玫红色左三角形线), 图 4(a) 中 C 点到 D 点仅减小了 800.49 W/m^2 , 这一现象从图 5(c) 和图 5(d) 中的 $d_h = 30$ nm 和 500 nm 的明亮带面积没有明显的变小可以直观地看出. 薄膜厚度相同时, 随着石墨烯化学势逐渐增大, 近场辐射热流数值变化较大. 图 4(a) 中当 $d_h = 30$ nm, $\mu = 0.1$ eV 时 (图 4(a) A 点) 的辐射热流为 38088.43 W/m^2 , 是 $\mu = 0.6$ eV 时 (图 4(a) C 点) 辐射热流 $11399.80 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 的 3.3 倍. 从图 3(c) 和图 5(a), (b) 中明亮带的面积比较可以更加直观地看出, VO_2 薄膜厚度从 30 到 100 nm 再到 500 nm 变化时, 随着厚度增加明亮带的面积有所减小, 但是减小的幅度要比图 3(c)—(e) 中由于间距逐渐增大而引起的明亮带面积的变化小.

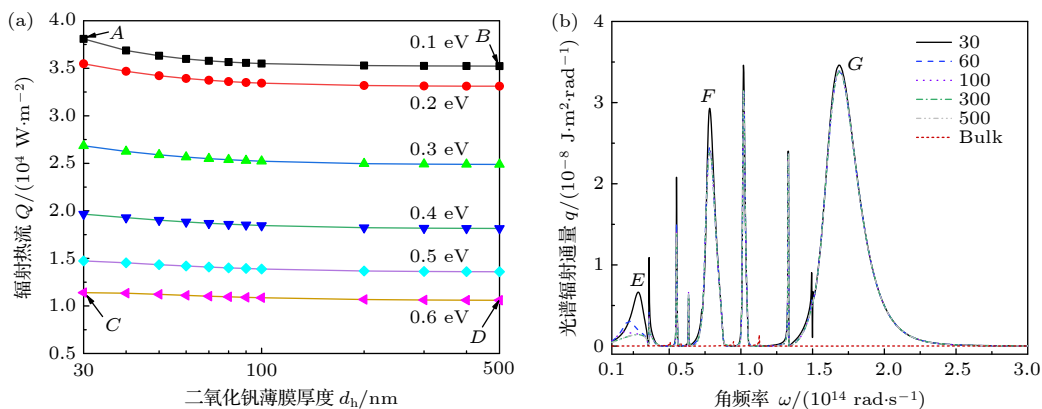


图 4 (a) 不同的石墨烯化学势情况下, 辐射热流随 VO_2 薄膜厚度变化的曲线图; (b) 不同 VO_2 薄膜厚度时的光谱辐射通量
Fig. 4. (a) Heat flux at different graphene chemical potentials on different thickness of VO_2 film; (b) spectral heat flux at different vanadium dioxide film thickness.

由此可以看出,厚度一定时(本文中特别是 $d_h = 30$ nm 时),化学势对于近场热辐射有较大的影响.图 2(a)的结果表明真空间距对辐射热流的影响在 100 nm 之内变化比较大,所以如图 6 所示,我们继续在 $d = 10\text{--}100$ nm 范围内研究在不同的石墨烯化学势下,真空间距对辐射热流的影响,图 6(a) 和图 6(b) 分别表示 GV/GV 结构和 GV0/GV0 结构 ($d_h = 30$ nm).从图 6(a) 中可以看出,间距 $d = 10\text{--}40$ nm 范围内辐射热流下降幅度较大,在 $d >$

40 nm 后,曲线的变化开始趋于平缓.辐射热流值在 $d = 10$ nm, $\mu = 0.1$ eV 时最大达 4426.74 W/m² (图 6(a) A 点),约是同间距下 $\mu = 0.6$ eV 时 (图 6(a) B 点) 的 5.3 倍,从图 3(f) 明亮波段的面积比图 3(a) 的有明显减小可以更直观地看出.随着间距增大,在 $\mu = 0.1$ eV 辐射热流下降幅度也是最大的,但是始终是大于同间距下其他化学势的辐射热流.在 $\mu = 0.6$ eV 时,间距从 10 nm 变化到 100 nm (从图 6(a) B 点到 D 点),辐射热流减小了 725.80 W/m²,

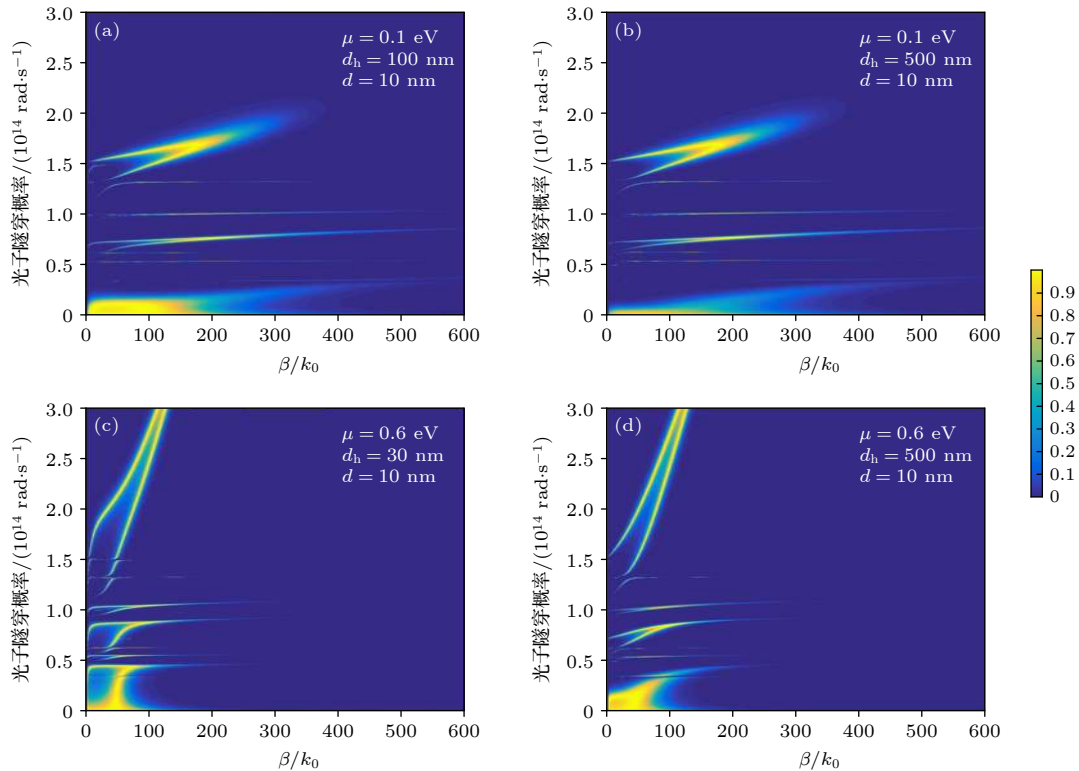


图 5 GV0/GV0 结构光子隧穿概率的等值线图 (a), (b) $\mu = 0.1$ eV; (c), (d) $\mu = 0.6$ eV

Fig. 5. Photon tunneling probability of GV0/GV0 structure: (a), (b) $\mu = 0.1$ eV; (c), (d) $\mu = 0.6$ eV.

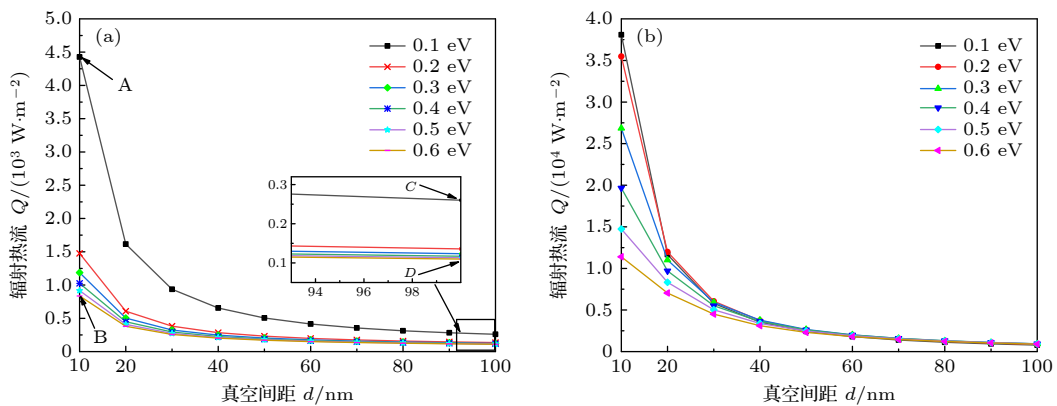


图 6 在石墨烯不同的化学势情况下,真空间距对辐射热流的影响 (a) 表示 GV/GV 结构; (b) 表示 GV0/GV0 结构

Fig. 6. Heat flux with different vacuum spacing at different graphene chemical potentials: (a) GV/GV structure; (b) GV0/GV0 structure.

约是同条件下 $\mu = 0.1$ eV 时 (从图 6(a) A 点到 C 点) 减小量的 2/11, 该理论分析可辅助实验人员在对 GV/GV 结构的实验研究与实际应用中, 多关注石墨烯化学势对辐射热流的影响. 图 6(b) 可以看出, GV0/GV0 结构总体的变化规律与 GV/GV 结构类似, 但值得注意的是在 GV0/GV0 结构下, 虽然当间距 $d < 40$ nm, 化学势 $\mu = 0.1$ eV 时会产生较大的辐射热流值, 但是随着间距增加, 辐射热流下降幅度也较大, 在间距 $d > 40$ nm 以后, 化学势从 $\mu = 0.1—0.6$ eV, 辐射热流几乎相同, 变化很小. 由此可知化学势对 GV0/GV0 结构的影响主要集中在较小的间距内, 该结果对 GV0/GV0 结构的实验与应用有一定的指导意义, 亦可辅助实验人员进行更加深入的研究和探索.

4 结 论

本文在室温下, 对半导体态 VO_2 和石墨烯进行近场热辐射研究. 提出了 V/V 结构、GV/GV 结构和 GV0/GV0 结构, 主要研究了结构间真空间距、 VO_2 薄膜厚度和石墨烯化学势三种参数对上述结构近场热辐射的影响, 对不同的参数和不同结构之间的近场热辐射热流以及光子隧穿概率进行了计算比较, 得出以下结论:

1) 在文中三种结构的计算中, $d = 10$ nm 时, GV0/GV0 结构的辐射热流相对最高可达 38088.43 W/m^2 (图 2(a) C 点), V/V 结构相对最低为 127.21 W/m^2 (图 2(a) B 点), 说明石墨烯的加入可以明显增强 VO_2 的近场热辐射;

2) 在 $d = 10—1000$ nm 真空间距下的三种结构, 辐射热流均随真空间距的增大逐渐减小, 且在间距越小时, 三种结构辐射热流差值越大;

3) 石墨烯化学势的变化可以很大程度影响近场热辐射流, 在计算中, 薄膜厚度越小, 变化越大. 在石墨烯化学势 $\mu = 0.1$ eV 时, 薄膜厚度从 $30—500$ nm (图 4(a) A 点至 B 点), 辐射热流最大变化了 2858.26 W/m^2 , 而在薄膜厚度为 30 nm 时, 石墨烯化学势从 $\mu = 0.1—0.6$ eV (图 4(a) A 点至 C 点), 辐射热流变化为 26688.64 W/m^2 . 所以选取较小的 VO_2 薄膜厚度通过调节石墨烯的化学势可

大范围调节近场热辐射热流;

4) 在不同的石墨烯化学势下, 辐射热流都随着 VO_2 薄膜厚度增大而减小; 在同样的化学势下, VO_2 薄膜厚度变化对辐射热流影响相对较小; 由薄膜厚度变大引起的辐射热流变化的幅度比由于间距变大而引起辐射热流变化要小.

参考文献

- [1] Liu Y, Pan D, Chen W, Wang W Q, Shen H, Xu H X 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 036501 (in Chinese) [刘扬, 潘登, 陈文, 王文强, 沈昊, 徐红星 2020 物理学报 **69** 036501]
- [2] Shi K Z, Bao F L, He S L 2017 *ACS photonics* **4** 971
- [3] Ilic O, Jablan M, Joannopoulos J D, Celanovic I, Buljan H 2012 *Phys. Rev. B* **85** 155422
- [4] Ge L X, Xu Z J, Cang Y P, Gong K 2019 *Opt. Express* **27** A1109
- [5] Zhao Q M 2018 *M. A. Thesis* (Nanchang: Nanchang University) (in Chinese) [赵启梅 2018 硕士学位论文 (南昌: 南昌大学)]
- [6] Zhao B, Guizal B, Zhang Z M, Fan S H, Antezza M 2017 *Phys. Rev. B* **95** 245437
- [7] Lim M, Lee S S, Lee B J 2013 *Opt. Express* **21** 22173
- [8] Qazilbash M M, Brehm M, Andreev G O, Frenzel P C H, Chae B G, Kim B G, Yun S j, Kim H T, Balatsky A V, Shpyrko O G, Maple M B, Keilmann F, Basov D N 2009 *Phys. Rev. B* **79** 075107
- [9] Manish K, Sunita R, Hyun H L 2019 *J. Korean Phys. Soc.* **75** 519
- [10] Li S Y, Niklasson G A, Granqvist C G 2014 *J. Appl. Phys.* **115** 053513
- [11] Choi H S, Ahn J S, Jung J H, Noh T W 1996 *Phys. Rev. B* **54** 4621
- [12] Van Zwol P J, Joulain K, Abdallah P B, Chevrier J 2011 *Phys. Rev. B* **83** 201404(R)
- [13] Van Zwol P J, Ranno L, Chevrive J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 234301
- [14] Zhang Z M (translated by Cheng Q, Wang Z C, Zhang X, Zhou H C) 2007 *Nano/Microscale Heat Transfer* (Beijing: Tsinghua University Press) p258 (in Chinese) [张卓敏著 (程强, 王志超, 张险, 周怀春译) 2007 微纳尺度传热 (北京: 清华大学出版社) 第258页]
- [15] Yang Y, Basu S, Wang L P 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 163101
- [16] Barker A S, Verleur H W, Guggenheim H J 1966 *Phys. Rev. Lett.* **17** 1286
- [17] Messina R, Ben-Abdallah P 2013 *Sci. Rep.* **3** 1383
- [18] Joulain K, Mulet J P, Marquier F, Carminati R, Greffet J J 2005 *Surf. Sci. Rep.* **57** 59
- [19] Liu X L, Zhang R Z, Zhang Z M 2014 *ACS Photonics* **1** 785
- [20] Biehs S A, Tschikina M, Ben A P 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 104301
- [21] Shi K Z, Liao R, Cao G J, Bao F L, He S L 2018 *Opt. Express* **26** A591

Enhancement of near-field thermal radiation of semiconductor vanadium dioxide covered by graphene^{*}

Wang Bo Zhang Ji-Hong[†] Li Cong-Ying

(School of Electromechanical and Automotive Engineering, Yantai University, Yantai 264005, China)

(Received 18 August 2020; revised manuscript received 2 October 2020)

Abstract

Near-field thermal radiation refers to the radiation produced by two radiators in a narrow gap that is smaller than the characteristic wavelength. The studies of near-field thermal radiation began in the 1960s and 1970s. Some researchers have reported that near-field thermal radiation can be enhanced by orders of magnitude higher than that of far-field radiation by photon tunneling and surface polariton. With the development and application of nanotechnology, the near-field heat radiation has developed into a research hotspot in the field of heat radiation. Recent studies have shown that the properties of near-field thermal radiation can be enhanced by optimizing the structures of radiators (covered by two-dimensional (2D) materials, such as graphene and black phosphorus), choosing radiation materials (hexagonal boron nitride, silicon dioxide, vanadium dioxide), and selecting appropriate physical parameters (chemical potential, vacuum distance, film thickness) of the radiator materials. According to the fluctuation dissipation theory and by solving the Maxwell equation and the green's function, in this article we report the near-field thermal radiation of the two half-infinite flats, including vanadium dioxide V/V, vanadium dioxide covered by graphene GV/GV and vanadium dioxide film covered by graphene GV0/GV0. The near-field thermal radiations in these structures are influenced by physical parameters, such as vacuum spacing, thickness of vanadium dioxide film and chemical potential of graphene. The results show that near-field thermal radiation of GV0/GV0 (38088.43 W/m^2) is 8.6 times stronger than that of GV/GV (4426.73 W/m^2 , vacuum distance is 10 nm, chemical potential is 0.1 eV), and near-field thermal radiation of GV/GV (4426.73 W/m^2) is 35 times stronger than that of V/V (127.21 W/m^2 , vacuum distance is 10 nm, chemical potential is 0.1 eV). For these three structures, thermal radiation decreases gradually by widening the vacuum distance. Moreover, thermal radiation also decreases by thickening vanadium dioxide film. While thermal radiation of GV0/GV0 decreases 3.34 times as chemical potential of graphene increases from 0.1 (38088.43 W/m^2) to 0.6 eV (11399.80 W/m^2). In this paper, the near-field heat radiation between vanadium dioxide and graphene is systematically investigated, which will give the guidance in the relevant experiment and practical applications of near-field heat radiation between vanadium dioxide and graphene.

Keywords: near-field thermal radiation, film thickness, graphene, vanadium dioxide

PACS: 42.68.Ay, 78.67.Wj, 78.20.Bh, 81.40.Vw

DOI: 10.7498/aps.70.20201360

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11604285) and the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant No. ZR2016FQ11).

[†] Corresponding author. E-mail: zjh@ytu.edu.cn