

文章编号: 2095-4980(2024)04-0373-06

基于石墨烯 Tamm 等离子体激元的太赫兹强耦合效应

谢金霖^{a,b}, 张天宇^{a,b}, 胡 旻^{a,b}

(电子科技大学 a. 电子科学与工程学院; b. 太赫兹技术教育部重点实验室, 四川 成都 610054)

摘要: 设计了一种全新的一维石墨烯-光子晶体(PhC)复合谐振结构, 使用传输矩阵法(TMM)对其所支持的太赫兹 Tamm 等离子体激元(TPP)和腔体模式(CM)之间的强耦合效应进行理论研究。研究表明, 用于表征耦合强度的 Rabi 分裂能随着光子晶体周期数的减小而增大; 改变间隔层和腔体厚度以及石墨烯的费米能级时, 也会影响 Rabi 分裂能。最后通过入射角度对耦合模式进行主动调控, 当入射角处于 $0^\circ \sim 60^\circ$ 时, 耦合模式的特性与偏振无关。本文的研究结果为太赫兹强耦合效应的研究和应用提供了新的思路。

关键词: Tamm 等离子体激元; 光子晶体; 强耦合; Rabi 分裂

中图分类号: TN29

文献标志码: A

doi: 10.11805/TKYDA2023433

Strong coupling effect of graphene Tamm Plasmon Polaritons in the terahertz band

XIE Jinlin^{a,b}, ZHANG Tianyu^{a,b}, HU Min^{a,b}

(a.School of Electronic Science and Engineering; b.Key Laboratory of Terahertz Technology, Ministry of Education, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu Sichuan 610054, China)

Abstract: A novel one-dimensional graphene-Photonic Crystal(PhC) composite resonant structure is designed, and the strong coupling effect between the terahertz Tamm Plasmon Polaritons(TPP) and Cavity Modes(CM) supported by the Transmission Matrix Method(TMM) is theoretically studied. It is shown that the Rabi splitting energy employed to characterize the coupling strength increases with the decrease of the number of PhC periods. In addition, when changing the thickness of the spacer layer and the cavity, as well as the Fermi level of graphene, the Rabi splitting energy is also affected. Finally, the coupling mode can also be actively adjusted by changing the angle of incidence. When the angle of incidence is between 0° and 60° , the characteristics of the coupling mode are independent of polarization. This work provides a new idea for the study of strong coupling effect.

Keywords: Tamm Plasmon Polaritons; Photonic Crystal; strong coupling; Rabi splitting

近年来, 不同谐振模式之间的强耦合效应引起了人们的广泛关注。当 2 个模式之间的能量交换速率大于它们的阻尼率时, 会发生强耦合。在强耦合状态下, 它们的耦合态会产生新的能量本征值, 并表现出与未耦合时完全不同的光学性质。强耦合的典型特征是 2 个模式相互接近时色散曲线中出现反交叉现象, 在反交叉点处, 2 个模式之间的能量差称为 Rabi 分裂能。

Tamm 等离子体激元(TPP)是一种存在于金属性材料和一维光子晶体(PhC), 如布拉格反射镜(Distributed Bragg mirror, DBR)界面上的表面电磁模式, 2007 年由 Kaliteevski 等于理论上提出^[1]并于 2008 年通过实验证实^[2]。在晶体边缘, 由于周期性势场被破坏而出现的电子态被称为 Tamm 态。类似的, 在光子晶体的界面处也会出现一种光学 Tamm 态(Optical Tamm State, OTS)。能够支持 OTS 存在的典型结构由金属薄膜和一维 PhC 组成。金属薄膜和 PhC 都具有强反射特性, 入射到结构中的电磁波会被局限在两者界面处, 并以指数形式向外衰减。由于金属能够支持等离子体激元, 以这种形式激发出的 OTS 也被称为 TPP。TPP 可以被自由空间光直接激发, 且不需要特定的入射角度^[3]。TPP 具有局域性和慢光特性^[4], 应用前景广泛, 如完美吸收体^[5]、太阳能电池^[6]、窄带热发射^[6]、非线性光学效应^[7]和激光器^[8]等。

已经有相关研究探索了 TPP 与其他模式之间的强耦合效应: 2019 年, Jigang HU 等在太赫兹频段使用了一种

收稿日期: 2023-12-25; 修回日期: 2024-01-17

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(61988102; 61921002; 62071108); 中央高校基金资助项目(ZYGX2020ZB007)

graphene/DBR/Ag 结构, 研究了 2 种 TPP 模式之间的强耦合效应^[9]; 2020 年, Kun ZHANG 等在太赫兹频段使用一种 graphene/DBR/cavity/DBR 结构, 研究了 TPP 和腔体模式(CM)之间的强耦合效应^[10]; 2022 年, S JENA 等在可见光频段使用一种 Ag/spacer/DBR/cavity/DBR 结构, 研究了 TPP 和 CM 之间的强耦合效应^[11]。强耦合效应在激子极化激元纳米激光器、单光子开关、全光电路、化学反应性控制等领域具有重要的研究价值, 但目前以太赫兹 (THz) 频段内, TPP 的研究相对较少。因此, 如何基于 TPP 在太赫兹频段内实现更强的光与物质相互作用, 是人们一直追求的目标。

1 结构设计

与金属材料(如金、银)不同, 石墨烯因具有高度局域的等离子体激元、相对较低的损耗和超宽带频率响应特性而备受关注。此外, 石墨烯的电学特性具有可调谐性, 可通过化学掺杂、外部静电场^[12]或外部静磁场进行调控; 石墨烯还具有很高的化学稳定性以及与标准硅加工技术的兼容性。基于这些优异特性, 石墨烯电子学和光子学器件得到了人们的普遍关注。在太赫兹频段, 石墨烯的电导率可描述为^[13]:

$$\sigma_g \approx \frac{ie^2 k_B T_g}{\pi \hbar^2 (\omega + i/\tau)} \left[\frac{E_F}{k_B T_g} + 2 \ln \left(e^{-\frac{E_F}{k_B T_g}} + 1 \right) \right] \quad (1)$$

式中: ω 为入射光的角频率; E_F 为费米能量; τ 为电子-声子弛豫时间; T_g 为开尔文温度; e 、 \hbar 、 k_B 分别为电子电荷量、约化普朗克常数和玻兹曼常数; i 为虚数单位。不失一般性, E_F 、 τ 和 T_g 分别取值为 0.85 eV、1 ps 和 300 K。

如图 1(a)所示, 采用折射率相对较高的 SiO₂ 和折射率相对较低的聚 4-甲基戊烯(TPX)交替排列构成的 DBR 作为一维 PhC。其中, SiO₂、TPX 的折射率分别为 $n_s=1.9$ 、 $n_T=1.46$, 厚度分别为 $d_s = \frac{l_c}{4n_s}$ 、 $d_T = \frac{l_c}{4n_T}$, l_c 为光子晶体禁带中心频率(1 THz)对应的波长。在 graphene 和 PhC 之间加入一个间隔层(spacer), 其厚度和折射率分别为 $d_s=43.3 \mu\text{m}$ 、 $n_s=1.46$, 使 TPP 模式的频率恰好为 1 THz。根据结构内本征电场的分布情况, 可以看出能量主要被限制在 spacer 和 DBR 的界面处, 如图 1(b)所示。

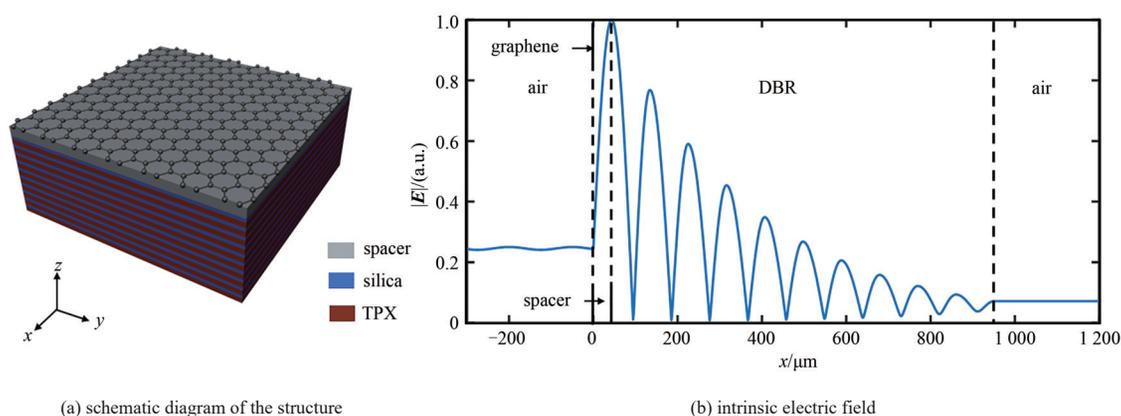
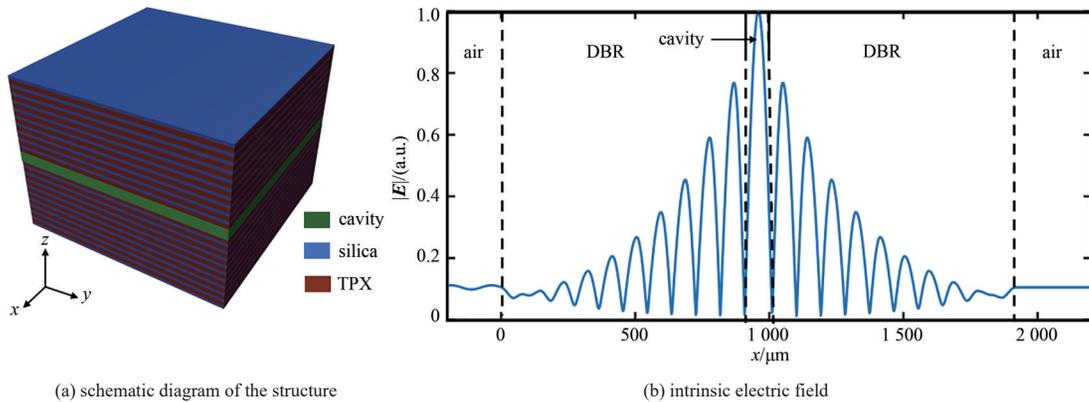


Fig.1 Schematic diagram of the structure of the excitation TPP mode and the intrinsic electric field in the structure

图 1 激发 TPP 模式的结构示意图及结构内本征电场

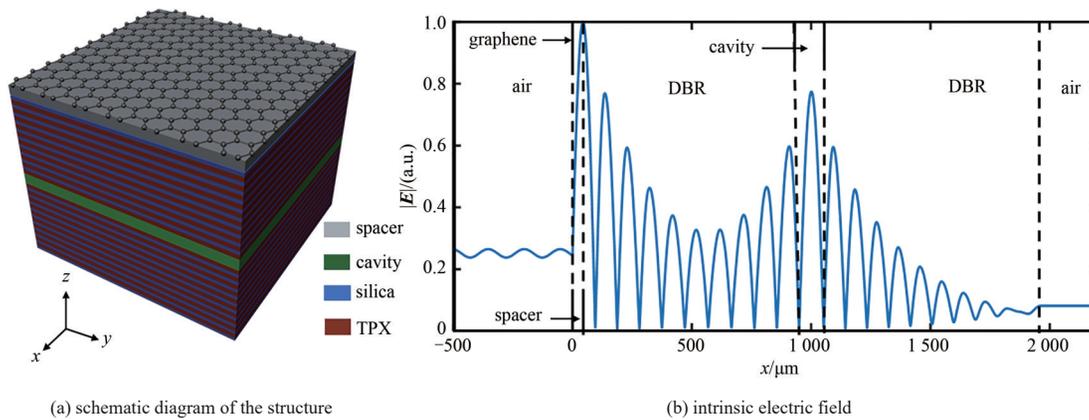
为与 TPP 模式进行耦合, 采用了同样可以被横向电场(Transverse Electric, TE)和横向磁场(Transverse Magnetic, TM)偏振光所激发的 CM。产生 CM 的结构如图 2(a)所示, 由 2 个对称放置的 DBR 和中间一层腔体组成。其中, DBR 的设置与图 1(a)相同, 使用 DBR 的主要原因是其具有极大的品质因子(Q 值), 得到的 CM 阻尼很小, 根据时域耦合模式理论^[14], 这有助于提高 2 个模式之间的耦合强度。腔体的折射率和厚度分别为 $n_c=1.46$ 、 $d_c=102.7 \mu\text{m}$, 使 CM 的工作频率也恰好位于 1 THz。CM 的光场被局限在 2 个 DBR 组成的腔体内, 本征电场如图 2(b)所示。

为进一步改善两种模式间的耦合特性, 将上述 2 种结构进行结合, 如图 3(a)所示。2 种模式在复合结构中产生耦合效应, 并在 1 THz 左右产生 2 个杂化模式。当入射电磁波的频率取较小杂化模式频率(0.993 2 THz)时, 结构内本征电场如图 3(b)所示。



(a) schematic diagram of the structure (b) intrinsic electric field
 Fig.2 Schematic diagram of the structure and the intrinsic electric field within the structure to generate the cavity mode

图2 产生腔体模式的结构示意图及结构内本征电场



(a) schematic diagram of the structure (b) intrinsic electric field
 Fig.3 Schematic diagram of the structure and intrinsic electric field within the structure to generate the coupling mode

图3 产生耦合模式的结构示意图及结构内本征电场

2 模式耦合

使用传输矩阵法(TMM)计算 TM 偏振光在垂直入射条件下以上 3 种结构的反射率，计算结果如图 4 所示。在反射较高的光子晶体带隙中，由于 TPP 的激发，反射率出现了急剧下降，特别是在 1 THz 处反射率几乎为 0，大部分的入射光与石墨烯耦合而被消耗掉，如图 4(a)所示。在光子晶体带隙的中心，即布拉格频率处，反射率同样出现了很大的下降。对于 1 THz 的入射光，反射率同样接近于 0。由于 CM 具有高 Q 值，太赫兹光子几乎完全被限制在腔体中，如图 4(b)所示。从图 4(c)可以看出，TPP 和腔体模式产生了强耦合，出现了 2 个杂化模式，频率分别为 0.993 2 THz 和 1.006 8 THz，在 1 THz 左右两侧对称，此时的 Rabi 分裂能(Ω_R)约为 0.058 meV。图 4(d)为反射率随 d_s 及入射光频率的变化情况，可以看出明显的反交叉现象，进一步证实了强耦合的存在；此外，该图还显示了 TPP 模式和 CM 本身的频率随 d_s 的变化关系：TPP 随 d_s 的增加，表现出红移特性；CM 不随 d_s 变化，且固定在 1 THz。

3 耦合模式调控的分析

在如图 3 所示的复合结构中，存在着多个可用于调节模式间相互作用的参数。

1) Ω_R 与光子晶体周期数 N 的关系。如图 5(a)所示，在其他条件不变的情况下，2 个杂化模式之间的耦合强度随着 N 的减小而增大，表现为 Ω_R 逐渐增加；当 $N=4$ 时， Ω_R 可达 0.35 meV。根据 Ω_R 的理论计算公式^[14]以及耦合强度的近似计算公式^[15]可知，这是因为耦合强度的平方与模式体积成反比；随着 N 的减小，CM 的模式体积也在减小，因此耦合强度变大。此外，根据文献[11]可知， N 的减小会缩短 TPP 与 CM 之间的距离，使 TPP 模式更容易穿透光子晶体，进一步增强二者的相互作用；此外， N 的减小也会导致光子晶体腔的 Q 值减小，阻尼增加，体现为 2 个杂化模式的线宽随着 N 的减小而不断增加。但从整体看，耦合强度的增加更为重要，因此 Rabi 分裂能整体表现为增大。

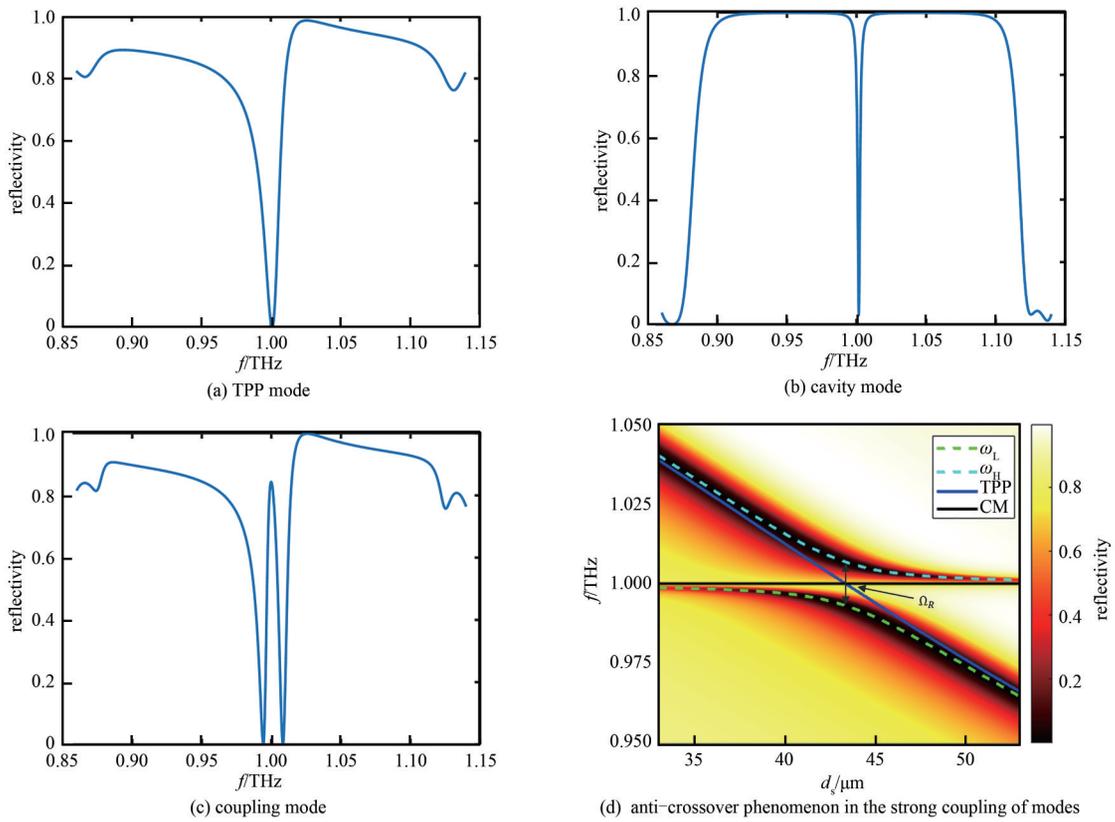


Fig.4 Reflectance of different modes near 1 THz

图4 1 THz附近不同模式的反射率

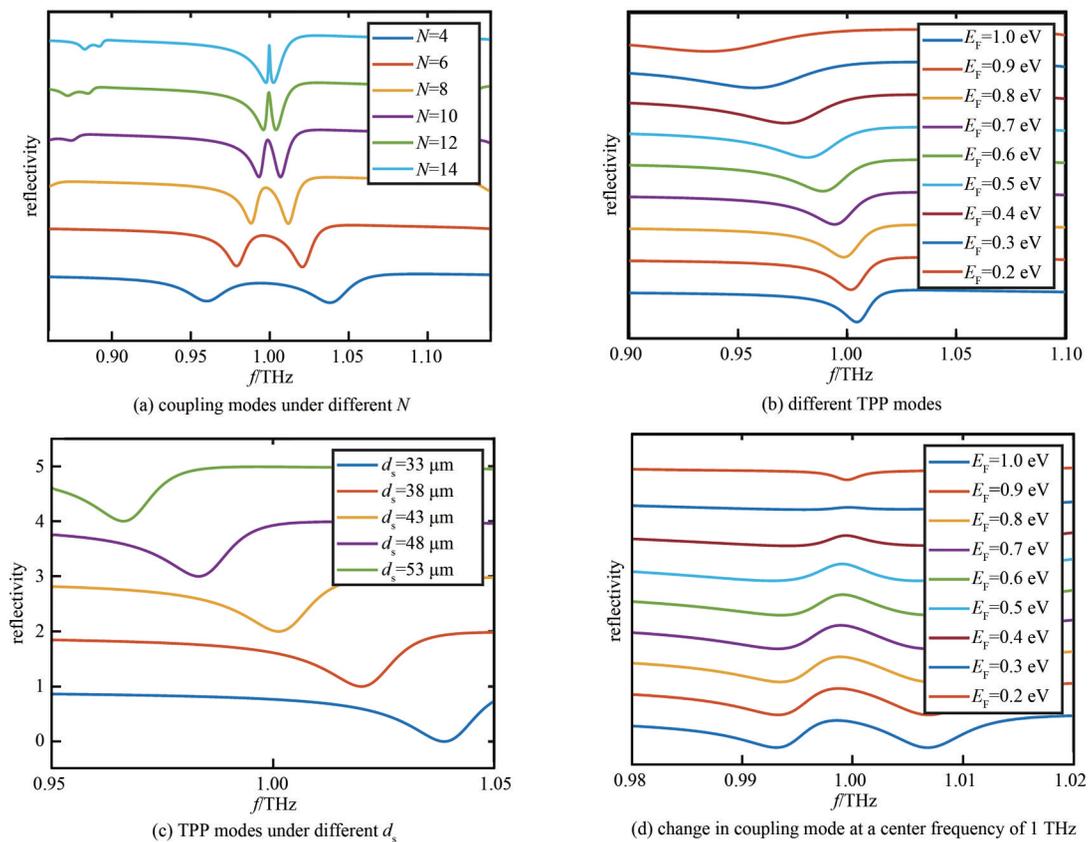


Fig.5 Parameter control in coupling mode

图5 耦合模式的参数调控

2) 石墨烯的费米能级对于耦合模式的影响。如图 5(b) 所示, 在 0.1~1.0 eV 范围内改变石墨烯的费米能级, TPP 的频率随着费米能级变大而发生蓝移, 但因为 CM 的频率始终保持在 1 THz, 因此仅改变石墨烯费米能级, 二者不能在 1 THz 发生有效的耦合。如图 5(c) 所示, TPP 的频率也受 d_s 的影响。在调谐石墨烯费米能级的同时调整 d_s , 使 TPP 的频率始终保持在 1 THz, 结果如图 5(d) 所示。随着 E_F 降低, Ω_R 呈现出逐渐减小的趋势; 当 E_F 小于 0.3 eV 时, 不再出现杂化模式。这是因为在此费米能级下, TPP 的阻尼率很大, 2 种模式之间的能量交换速率小于它们的平均阻尼。根据时域耦合模式理论, 此时 2 种模式之间是弱耦合, 不会出现 2 个分裂的杂化模式。

3) 耦合模式对于入射角度以及偏振的依赖性。从图 6(a) 可以看出, 当入射光为 TM 偏振时, 2 个杂化模式在整个入射角上彼此远离, 说明 TPP 和 CM 之间一直存在着强耦合。随着入射角的增加, 耦合模式出现蓝移。这是因为随着入射角度 θ 的增加, 模式的谐振能量需要增加, 以维持固定的相移。随着 θ 的增加, Ω_R 也有变大的趋势, 说明可以通过改变 θ 来主动调节 Ω_R 。此外, 在 $0^\circ\sim 20^\circ$ 的范围内, 耦合模式表现出对入射角的不敏感性, 2 个杂化分支基本都保持在 1 THz 左右。图 6(b) 为 TE 偏振光入射的情况, 与 TM 偏振光相比, 在入射角为 $0^\circ\sim 60^\circ$ 的范围内, 二者表现出很大的相似性, 说明了 TPP 和 CM 对偏振的不依赖性, 这对于设计无偏振依赖的器件有很大的帮助。

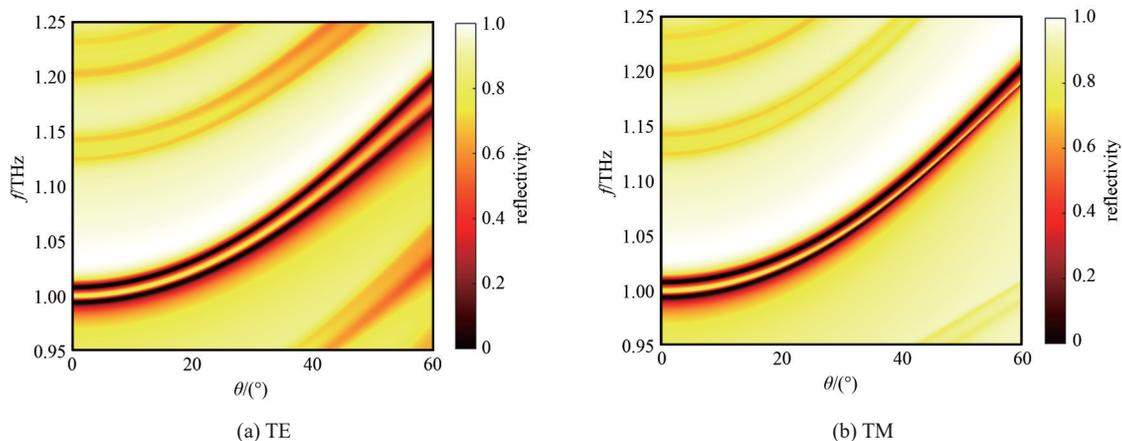


Fig.6 Influence of incident angle and polarization on mode coupling

图6 入射角度和偏振对于模式耦合的影响

4 结论

本文利用一维石墨烯和光子晶体复合出一种全新的谐振结构, 并通过传输矩阵法对其所支持的太赫兹 Tamm 等离子体激元和腔体模式之间的强耦合效应进行了理论研究。结果表明, 表征耦合强度的 Rabi 分裂能会随着光子晶体周期数的减小而增大, 并且是目前太赫兹频段内所能实现的最高水平的光与物质相互作用。此外, 该结构还具有高可调谐以及与偏振无关等优点。综上所述, 本文的研究结果为太赫兹强耦合效应的研究和应用提供了新的思路, 对于研究太赫兹科学技术的发展具有重要意义。

参考文献:

- [1] KALITEEVSKI M A, IORSH I, BRAND S, et al. Tamm plasmon-polaritons: possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror[J]. *Physical Review B*, 2007, 76(16):165415.
- [2] SASIN M E, SEISYAN R P, KALITEEVSKI M A, et al. Tamm plasmon polaritons: slow and spatially compact light[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(25):251112.
- [3] WANG Xi, JIANG Xing, YOU Qi, et al. Tunable and multichannel terahertz perfect absorber due to Tamm surface plasmons with graphene[J]. *Photonics Research*, 2017, 5(6):536-542. doi:10.1364/PRJ.5.000536.
- [4] LI Min, LIU Chao, RUAN Banxian, et al. Strong coupling of plasmonic waves in graphene for light confinement[J]. *Journal of Luminescence*, 2022(252):119332. doi:10.1016/j.jlumin.2022.119332.
- [5] BIKBAEV R G, VETROV S Y, TIMOFEEV I V, et al. Tamm plasmon polaritons for light trapping in organic solar cells[J]. *Doklady Physics*, 2020, 65(5):161-163. doi:10.1134/S1028335820050079.