

专题: 热传导及其相关交叉领域研究

基于 hBN/BP/InSb 异质结构的近场热光伏系统: 多构型性能比较与优化*

陈博森¹⁾ 胡奕¹⁾ 蒋乐勇^{1)†} 吴小虎^{2)3)‡}

1) (湖南师范大学物理与电子科学学院, 长沙 410081)

2) (湖北江城实验室, 武汉 430205)

3) (山东高等技术研究院, 热科学与工程研究中心, 济南 250100)

(2025 年 10 月 11 日收到; 2025 年 11 月 24 日收到修改稿)

近场热光伏器件是一种能够将热辐射能直接高效转换为电能的新型能量转换技术, 在废热回收、太阳能利用及微纳能源系统等领域具有广阔的应用前景. 为进一步提升近场热光伏系统的能量转换效率, 本文提出了一种基于六方氮化硼 (hBN)/黑磷 (BP)/铟化锡 (InSb) 异质结构的近场热光伏器件, 其中 hBN 和 BP 的极化激元杂化特性为实现高效光谱匹配提供了新的途径. 该系统采用 hBN 作为热发射器、InSb 作为光伏电池, BP 层引入各向异性表面等离极化激元, 与 hBN 中的双曲声子极化激元发生杂化, 从而实现与 InSb 带间跃迁的高效光谱匹配. 本文系统比较了 InSb-hBN, InSb/BP-hBN, InSb-BP/hBN 及 InSb/BP-BP/hBN 四种构型的光伏性能, 分析了真空间隙对输出功率密度与能量转换效率的影响. 结果表明, 在真空间隙为 10 nm、发射器温度为 900 K 时, InSb/BP-hBN 结构表现出最优性能, 其输出功率密度可达 1.2×10^6 W/m², 能量转换效率约为卡诺极限的 60%, 均较之前研究的 InSb-BP/CaCO₃ 结构显著提升. 进一步的理论分析表明, BP 在系统中的空间位置是影响近场热辐射的关键因素: 其位于热发射器侧或光伏电池侧的不同配置, 会显著改变光子隧穿概率, 从而导致系统输出功率与转换效率的差异化表现. 此外, 研究还揭示了 BP 自由电子浓度对系统性能的调控机制. 当自由电子浓度从 5×10^{12} cm⁻² 增至 5×10^{13} cm⁻² 时, 表面等离极化激元与双曲声子极化激元的杂化效应发生显著变化, 导致带隙频率上下区域的辐射能量呈现差异化增强: 带隙以上区域的辐射增强提升了电流密度, 而带隙以下区域的增强则引入寄生损耗, 两者共同影响热光伏系统的性能. 本研究系统揭示了极化激元杂化增强近场热光伏性能的物理机制, 为高性能近场热光伏器件的设计提供了新的思路与理论依据.

关键词: 六方氮化硼, 黑磷, 废热利用, 近场热光伏**DOI:** 10.7498/aps.75.20251376**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251376

1 引言

随着我国工业的飞速发展, 国内能源消耗也随之大幅上升. 然而, 在这些消耗的能源中, 大部分都以高温废水、冷凝水和加热设备表面散热等形式作为废热损耗^[1,2]. 为了提升能源利用效率和推进

碳中和, 对废热进行有效利用具有重要现实意义. 热光伏 (thermophotovoltaic, TPV) 作为一种能源转换手段, 可以通过辐射光子有效地进行能量转换^[3-5]. 因此, 其在太阳能利用^[6,7]、废热回收^[8,9]以及储能系统^[10]等领域有着广泛应用前景. TPV 系统由热发射器和光伏电池组成, 当热发射器被太阳能或废热加热至高温发出热辐射时, 光伏电池

* 国家自然科学基金 (批准号: 52576079, 62375084)、湖南省自然科学基金 (批准号: 2025JJ50055) 和湖南省教育厅科学研究基金 (批准号: 24A0050) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jiangly28@hunnu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: wuxiaohu@pku.org.cn

通过光伏效应将这部分热辐射能量直接转换为电能^[11,12]. 当光伏电池与热发射器之间的真空间隙小于维恩位移定理所确定的特征波长时, 由于倏逝波的隧穿效应, 其输出功率可以突破斯特藩-玻尔兹曼定律的约束, 功率密度远超远场热光伏系统几个数量级^[13-18].

在近场热光伏 (near-field thermophotovoltaic, NFTPV) 系统中, 仅当光子能量超过光伏电池带隙能量时, 才会被吸收并产生光伏效应; 而能量低于带隙能量的光子则会引起寄生损耗, 导致系统效率降低^[19]. 因此, 实现光伏电池带隙与热发射器辐射光谱的高效匹配, 是提升 NFTPV 系统性能的关键途径. 近年来, 研究人员提出通过在热发射器中激发极化激元来调控近场辐射光谱, 其中包括表面等离子极化激元 (surface plasmon polaritons, SPPs) 和表面声子极化激元 (surface phonon polaritons, SPhPs). 大量研究^[20-23] 已证实, 这些极化激元能够显著增强近场热辐射, 并有效提升 NFTPV 系统的输出功率和能量转换效率. 此外, 极化激元之间的杂化效应进一步拓展了性能优化的空间. 例如, 石墨烯中的 SPPs 与三氧化钼 (α - MoO_3) 的双曲声子极化激元 (hyperbolic phonon polaritons, HPPs) 发生杂化, 可显著增强光子隧穿概率, 从而提升近场辐射换热能力^[24]. 当采用双曲材料作为热发射器时, 可激发出窄带双曲共振模式, 这些模式能够选择性地增强特定频段的光子态密度, 与光伏电池的带间跃迁能量形成高效耦合, 从而实现更优的光谱匹配并提升能量转换效率^[25-28]. 与此同时, 将双曲材料和二维材料相结合被证明是一种提升 NFTPV 系统性能的有效途径. 例如, Li 等^[29] 提出的方解石 (calcite, CaCO_3)/石墨烯/铟化铋 (indium antimonide, InSb) 结构表现出良好的性能: 当热发射器温度为 900 K 时, CaCO_3 /石墨烯/InSb 结构的效率为 41%, 输出功率密度为 $9.4 \times 10^5 \text{ W/m}^2$. 上述研究表明, 通过合理设计发射器——光伏电池异质结构, 可以显著改善近场耦合与光谱匹配, 从而有效提升 NFTPV 系统的能量利用效率. 鉴于废热回收的重要性, 进一步探索具备更高性能和可调特性的 NFTPV 系统, 仍然是一项具有重要研究意义的工作.

六方氮化硼 (hexagonal boron nitride, hBN) 作为一种天然双曲材料, 其介电常数张量的分量具有相反符号, 形成了双曲特性. 这一特性使其可以

支持高波矢量模式, 在提升 NFTPV 系统性能方面展现出独特优势^[30]. 与零带隙的石墨烯不同, 黑磷 (black phosphorus, BP) 作为一种二维层状半导体, 具有层数依赖的可调直接带隙. 其带隙覆盖范围从可见光延伸至中红外, 使其能够在这一宽光谱范围内实现有效的光学响应. 此外, BP 在红外波段展现出独特的面内各向异性, 其介电响应在扶手椅 (armchair, AC) 与锯齿 (zigzag, ZZ) 方向显著不同^[31]. 这种各向异性极化激元在界面处能够诱导强烈的电场局域与增强效应, 显著提高倏逝波间的耦合强度, 进而促进光子隧穿并增强近场辐射热传递效率^[32]. 因此, BP 在近场热光伏系统中展现出重要的应用潜力. 在之前的研究中^[33], hBN 作为热发射器可以与 InSb 电池实现良好的光谱匹配, 并且在系统中引入石墨烯之后性能得到显著提升, 可以媲美甚至优于最先进的热电设备. 此外, Shen 等^[34] 的研究表明, 单层 BP 薄片的近场热辐射强度可比优化后的石墨烯片高出约 18.5%. 目前尚不清楚 BP 的各向异性特性在由 InSb 和 hBN 组成的 NFTPV 系统中是否能够实现比石墨烯更显著的性能增强, 也缺乏系统研究不同构型下 BP 对能量转换机制的影响规律. 为此, 本文针对 InSb-hBN 体系, 引入 BP 片并设计了 4 种构型以系统探究其作用机制: i) InSb-hBN; ii) InSb/BP-hBN, 即 BP 覆盖在热光伏电池上; iii) InSb-BP/hBN, 即 BP 覆盖在热发射器上; iv) InSb/BP-BP/hBN, 即 BP 同时覆盖在热发射器和热光伏电池上. 通过对比不同构型的输出功率密度和能量转换效率, 揭示 BP 各向异性对近场光子传输与能量转换过程的影响规律. 本研究旨在回答以下科学问题: BP 的引入能否进一步提升由 InSb 和 hBN 构成的 NFTPV 系统的性能? 以及 BP 激发的 SPPs 与 hBN 激发的 SPPs 发生杂化效应如何影响近场热辐射? 与课题组此前的研究相比, 本工作不仅拓展了系统构型的设计维度, 还系统考察了真空间隙与 BP 自由电子浓度对热光伏性能的影响, 为高效近场热光伏系统的设计与优化提供了新的理论依据.

2 理论模型与方法

本文提出的 NFTPV 系统结构如图 1 所示. 热发射器是厚度为 h 的 hBN, 温度设定为 $T_{\text{emit}} = 900 \text{ K}$, 其表面覆盖一层 BP 薄片; 光伏电池为半

无限大 InSb p-n 结, 温度 $T_{\text{cell}} = 300$ K, 其表面也覆盖一层 BP 薄片. 发射器与光伏电池之间由厚度为 d 的真空间隙分隔.

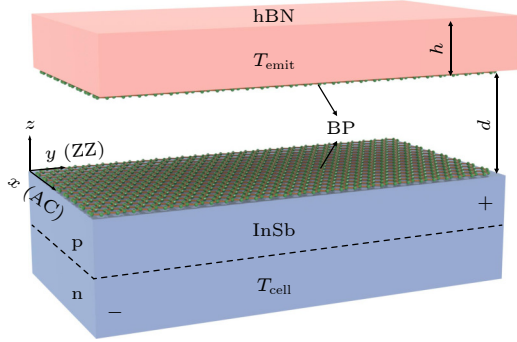


图 1 NFTPV 系统的示意图
Fig. 1. Schematic diagram of the NFTPV system.

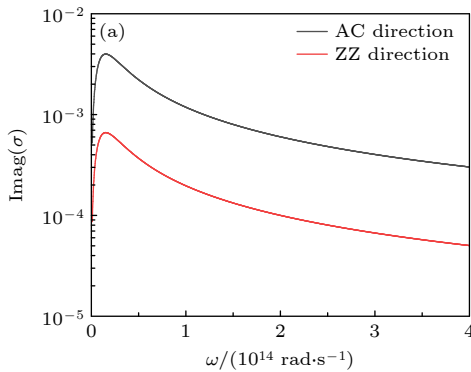
由于 hBN 属于极性范德瓦耳斯层状晶体, 因此表现出单轴介电特性. 同时, hBN 还是一种具有两个双曲区域的天然双曲材料, 其介电函数可表示为

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_{\infty,m} + \left(1 + \frac{\omega_{\text{LO},m}^2 - \omega_{\text{TO},m}^2}{\omega_{\text{TO},m}^2 - \omega^2 + j\omega\gamma_m}\right), \quad (1)$$

其中 $m = \perp$ 和 $m = //$ 分别表示面内和面外方向, ω 为角频率, 其他相关参数见参考文献 [35]. 同时, 图 2(b) 给出了 hBN 介电常数的实部, 图中阴影区域分别表示两个双曲区域 (频带 I, $1.47\text{--}1.56 \times 10^{14}$ rad/s; 频带 II, $2.58\text{--}3.03 \times 10^{14}$ rad/s).

基于半经典德鲁德模型, 单层 BP 薄片的电导率可表示为

$$\sigma_j = \frac{iD_j}{\pi(\omega + i\zeta/\hbar)}, \quad D_j = \pi e^2 \frac{n}{m_j}, \quad (2)$$



其中, D_j 为沿 j 轴方向的 Drude 权重 ($j = \text{AC}$ 或 ZZ), \hbar 为约化普朗克常数, e 为电子电荷, n 为自由电子浓度, $\zeta = 10$ meV. 根据文献 [36], 沿 AC 和 ZZ 方向的有效质量 m_j 由 (3) 式给出:

$$m_{\text{AC}} = \frac{\hbar^2}{2\gamma^2/\Delta + \eta_c}, \quad m_{\text{ZZ}} = \frac{\hbar^2}{2v_c}, \quad (3)$$

式中, $\Delta = 2$ eV, $\gamma = 4a/\pi$ eV·m, $\eta_c = \hbar^3/(0.4m_0)$, $v_c = \hbar^2/(1.4m_0)$. 其中, a 为 BP 结构的特征长度尺度, 约为 0.535 nm. BP 的介电张量分量可表示为 [37]

$$\varepsilon_j = \varepsilon_b + \frac{i\sigma_j}{\omega\varepsilon_0\delta}, \quad (4)$$

其中, ε_b 为背景介电函数, ε_0 为真空介电函数, 单层 BP 薄片厚度 $\delta = 0.535$ nm. 图 2(a) 给出了自由电子浓度 $n = 5 \times 10^{13}$ cm⁻² 的单层 BP 薄片电导率的虚部, 其决定了等离激元的激发特性.

InSb 的相对介电常数可以表示为 [38]

$$\varepsilon = \left[n + \frac{ic\alpha(\omega)}{2\omega}\right]^2, \quad (5)$$

其中取折射率 $n = 3.96$ [39], c 为真空光速. 光子的吸收由阶跃函数 $\alpha(\omega)$ 表示:

$$\alpha(\omega, T_{\text{cell}}) = \begin{cases} 0.4T - 120, & \omega \leq \omega_{\text{gap}}(T_{\text{cell}}) \\ \alpha_0 \sqrt{\omega/\omega_{\text{gap}} - 1}, & \omega \geq \omega_{\text{gap}}(T_{\text{cell}}) \end{cases} \quad (6)$$

其中 $\alpha_0 = 0.7$ μm⁻¹. ω_{gap} 表示 InSb 的带隙频率 [33]:

$$\omega_{\text{gap}}(T_{\text{cell}}) = \frac{eE_{\text{gap}}(T_{\text{cell}})}{\hbar}, \quad (7)$$

其中, InSb 的带隙能量为

$$E_{\text{gap}}(T_{\text{cell}}) = 0.24 - 6 \times 10^{-4} \frac{T_{\text{cell}}^2}{T_{\text{cell}} + 500} \text{eV}. \quad (8)$$

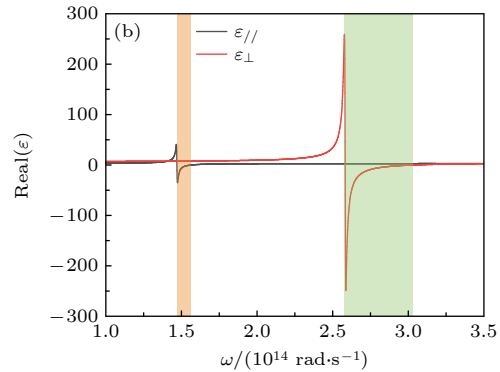


图 2 (a) BP 电导率的虚部, 其中 $n = 5 \times 10^{13}$ cm⁻²; (b) hBN 介电常数的实部, 阴影区域表示其双曲区域

Fig. 2. (a) Imaginary part of the conductivity of BP, where $n = 5 \times 10^{13}$ cm⁻²; (b) real part of the permittivity of hBN, with the shaded regions indicating its hyperbolic regions.

在本研究中, 光伏电池的温度为 300 K, 与之对应的 $E_{\text{gap}} = 0.17 \text{ eV}$, $\omega_{\text{gap}} = 2.62 \times 10^{14} \text{ rad/s}$.

热发射器和光伏电池之间的近场热辐射由 (9) 式给出 [8]:

$$\begin{aligned} Q_{\text{above}} &= \int_{\omega_{\text{gap}}}^{+\infty} [\Theta(\omega, T_{\text{emit}}, 0) \\ &\quad - \Theta(\omega, T_{\text{cell}}, V)] \Phi(\omega) d\omega, \\ Q_{\text{below}} &= \int_0^{\omega_{\text{gap}}} [\Theta(\omega, T_{\text{emit}}, 0) \\ &\quad - \Theta(\omega, T_{\text{cell}}, 0)] \Phi(\omega) d\omega, \end{aligned} \quad (9)$$

其中, Q_{above} 和 Q_{below} 分别表示带隙频率上方与下方的能量. 普朗克谐振子函数表示为

$$\Theta(\omega, T, V) = \hbar\omega / \{\exp[(\hbar\omega - eV) / K_{\text{B}}T] - 1\},$$

V 为光伏电池电压, 当 $\omega \leq \omega_{\text{gap}}$ 时, $V = 0$. $\Phi(\omega)$ 为光谱热通量 (spectral heat flux, SHF), 其表达式为 [40]

$$\Phi(\omega) = \frac{1}{8\pi^3} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \xi(\omega, \beta, \phi) \beta d\beta d\phi, \quad (10)$$

其中, $\xi(\omega, \beta, \phi)$ 为光子传输系数 (photonic transmission coefficient, PTC), 表达式为

$$\xi(\omega, \beta, \phi) = \begin{cases} \text{Tr}[(\mathbf{I} - \mathbf{R}_2^* \mathbf{R}_2 - \mathbf{T}_2^* \mathbf{T}_2) \mathbf{D} (\mathbf{I} - \mathbf{R}_1^* \mathbf{R}_1 - \mathbf{T}_1^* \mathbf{T}_1) \mathbf{D}^*], & \beta < k_0, \\ \text{Tr}[(\mathbf{R}_2^* - \mathbf{R}_2) \mathbf{D} (\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_1^*) \mathbf{D}^*] e^{-2|k_z|d}, & \beta > k_0, \end{cases} \quad (11)$$

其中 $k_0 = \omega/c$ 为真空中的波矢, $\beta = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ 为表面平行波矢, k_x 和 k_y 是表面平行波矢沿 x 方向和 y 方向的波矢分量, $k_z = \sqrt{k_0^2 - \beta^2}$ 为真空中沿 z 轴方向的切波矢量, * 代表厄米共轭. \mathbf{I} 是一个 2×2 单位矩阵, \mathbf{D} 是一个类似法布里-珀罗分母矩阵, 定义为 $\mathbf{D} = (\mathbf{I} - \mathbf{R}_1 \mathbf{R}_2 e^{-2ik_z d})^{-1}$. \mathbf{R} 为反射系数矩阵, \mathbf{T} 为透射系数矩阵, 分别表示为

$$\mathbf{R}_{1,2} = \begin{bmatrix} r_{\text{ss}}^{1,2} & r_{\text{sp}}^{1,2} \\ r_{\text{ps}}^{1,2} & r_{\text{pp}}^{1,2} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{T}_{1,2} = \begin{bmatrix} t_{\text{ss}}^{1,2} & t_{\text{sp}}^{1,2} \\ t_{\text{ps}}^{1,2} & t_{\text{pp}}^{1,2} \end{bmatrix}. \quad (12)$$

具体计算方法由参考文献 [41] 给出.

根据详细平衡分析, 本文计算了所提出的 NFTPV 系统的性能. 为简化计算, 仅考虑辐射复合过程. 电流密度 J 的表达式为 [9,42]

$$J = e \int_{\omega_{\text{gap}}}^{+\infty} \frac{\Theta(\omega, T_{\text{emit}}, 0) - \Theta(\omega, T_{\text{cell}}, V)}{\hbar\omega} \Phi(\omega) d\omega, \quad (13)$$

其中, e 为电子电荷. 假设所有入射光子均被吸收, 并且当光子能量超过带隙时, 每个光子都会产生一个电子-空穴对. 该近似方法已在文献 [38,43] 中被广泛采用.

输出电功率密度 P 可由 (14) 式计算得出:

$$P = JV. \quad (14)$$

能量转换效率 η 的计算公式为

$$\eta = \frac{P}{Q_{\text{above}} + Q_{\text{below}}} \times 100\%. \quad (15)$$

3 结果与讨论

本研究首先考察了由 hBN 与 InSb 电池构成的 NFTPV 系统的性能. 当光轴沿 x 方向时, hBN 表现出显著的面内各向异性, 能够激发双曲声子极化激元, 从而有效增强近场辐射换热. 从图 3(c) 可以看出, 在频带 II 内, 光轴沿 x 轴的 InSb-hBN 结构的 SHF 峰值明显高于光轴沿 z 轴的情况. 在 $d = 20 \text{ nm}$ 的近场条件下, 倏逝波主导能量传输. 当光轴沿 x 轴时, hBN 的面内与面外介电常数满足 $\text{Re}(\epsilon_{\perp}) \cdot \text{Re}(\epsilon_{\parallel}) < 0$, 形成双曲色散带, 可激发具有极大平行波矢 β 的双曲声子极化激元模式. 这些高动量模式显著增强了光子隧穿概率, 使得 SHF 在 $\omega = 2.94 \times 10^{14} \text{ rad/s}$ 处达到 $2.52 \text{ nJ}/(\text{m}^2 \cdot \text{rad})$, 较 z 轴取向提高约 2.2 倍. 同时, SHF 峰值区域位于 InSb 带隙频率之上, 因此可提供更多可供吸收的有效光子, 进而提升 NFTPV 系统的整体性能. 具体而言, InSb 的带隙能量为 0.17 eV (对应频率 $\omega_{\text{gap}} = 2.62 \times 10^{14} \text{ rad/s}$), 只有频率高于 ω_{gap} 的光子才能被电池吸收并产生电子-空穴对. 根据 (13) 式, 电流密度 J 的积分下限为 ω_{gap} , 说明仅高于带隙频率的光子才对光电流有贡献. 图 3(c) 结果显示, x 轴取向的 hBN 在 $\omega > \omega_{\text{gap}}$ 的有效频段内具有显著增强的 SHF 峰值, 从而直接提高了电流密度 J . 相比之下, z 轴取向在该频段内的 SHF 区域虽然存在, 但其峰值明显较低. 从图 3(a), (b) 可以看出, 光轴沿 x 轴时的输出功率和能量转换效率均高于沿 z 轴的情况. 具体数值上, x 轴取向的输出功率和最大效率分别达到 $2.3 \times 10^4 \text{ W}/\text{m}^2$ 和 36.1%, 较 z 轴取向提升了 $0.5 \times 10^4 \text{ W}/\text{m}^2$ 和 4%. 此外,

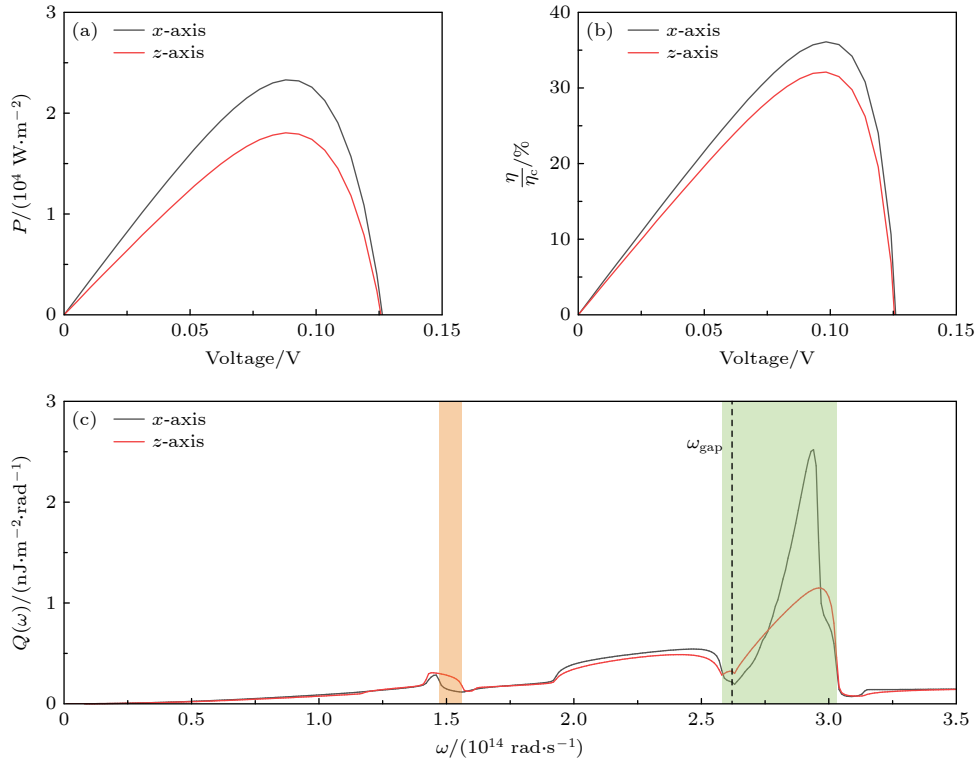


图3 不同光轴取向下的InSb-hBN结构的(a)输出功率 P , (b)能量转换效率 η , (c)SHF; InSb的带隙频率 $\omega_{\text{gap}} = 2.62 \times 10^{14}$ rad/s用黑色虚线表示, 其中热发射器为体材料, $d = 20$ nm

Fig. 3. (a) Output power P , (b) energy conversion efficiency η , and (c) SHF of the hBN-InSb structure with different optical axis orientations; the bandgap frequency of InSb, $\omega_{\text{gap}} = 2.62 \times 10^{14}$ rad/s, is indicated by the black dashed line, where the thermal emitter is bulk, and $d = 20$ nm.

近场条件下的局域态密度增强使发射器-光伏电池系统之间形成强光子耦合, 而光轴沿 x 轴时提供了更多耦合通道, 进一步提高了SHF和能量传输效率. 因此, 在后续研究中, 本研究将主要关注以光轴沿 x 轴取向的hBN作为热发射器的NFTPV系统性能. 本文中效率以卡诺效率为单位:

$$\eta_{\text{C}} = 1 - \frac{T_{\text{cell}}}{T_{\text{emit}}}. \quad (16)$$

图4展示了4种NFTPV构型的输出功率密度和能量转换效率随真空间隙距离 d 的变化关系. 如图4(a)所示, 所有结构的输出功率密度均随着间隙距离从10 nm增至1000 nm而单调下降. 这一趋势归因于倏逝波耦合的指数衰减, 而倏逝波耦合正是近场辐射换热的主导机制. 在小间隙($d \leq 20$ nm)条件下, InSb/BP-hBN结构表现出最高的输出功率密度, 在 $d = 10$ nm时可达到约 1.2×10^6 W/m². 这种优异性能源于BP层覆盖InSb光伏电池时所促进的光子隧穿增强效应, 从而加强了发射器与吸收体之间的共振耦合. 相比之下, 原始的InSb-hBN结构在整个间隙范围内均表现出最

低的输出功率, 突显了BP层在增强近场能量传递中的关键作用. 图4(b)展示了能量转换效率随间隙距离变化的关系, 不同构型表现出明显差异. 在小间隙条件下, InSb-BP/hBN与InSb/BP-hBN结构的效率均高于另外两种结构, 其中InSb/BP-hBN在 $d = 10$ nm时达到约60%的最大效率. 这一高效率源于带隙以上光子的辐射换热得到了增强, 使得高能光子主导了光谱热流, 从而有效减少了寄生损耗. 值得注意的是, InSb/BP-BP/hBN结构表现出非单调的效率变化特征. 在 $d = 10$ nm时, 其效率最低(约10%), 但随着间隙距离增大, 效率先减小后升高, 最终在 $d = 1000$ nm时超过其他所有构型. 这一反常现象的原因如下: 在超小间隙下, 双BP层间的强倏逝耦合同时显著增强了带隙以上与带隙以下的热辐射传递, 其中带隙以下热辐射造成严重的寄生损耗, 导致尽管输出功率较高, 但能量转换效率反而降低. 综上所述, 合理设计BP层的位置能够有效调控NFTPV器件在不同间隙距离下的性能.

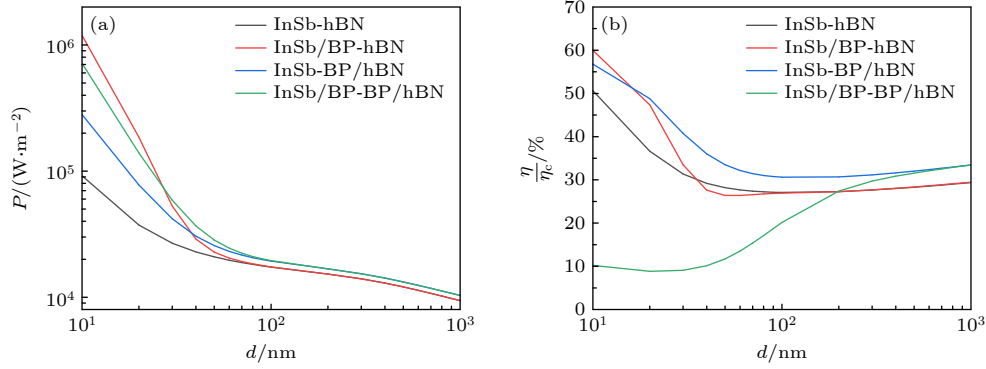


图 4 4 种结构的 (a) 输出功率 P 和 (b) 能量转换效率 η 与真空间隙的关系, 其中热发射器为体材料

Fig. 4. (a) Output power P and (b) energy conversion efficiency η of the four structures as a function of the vacuum gap distance, where the thermal emitter is bulk.

为了探究不同结构性能差异的机制, 图 5 展示了 4 种结构的 SHF 曲线以及 PTC 分布情况. 从图 5(a) 可以看出, InSb-hBN 和 InSb/BP-hBN 结构的 SHF 主要在双曲区域内得到增强. 相比之下, InSb-BP/hBN 和 InSb/BP-BP/hBN 结构的 SHF 则在更宽的频率范围内表现出增强. 图中可以观察到, 在带隙频率以上的范围内, InSb/BP-hBN 结构的 SHF 峰值较其他结构显著增大, 这是由于 HPPs 与 SPPs 的杂化效应增强了光子的隧穿效应. 从 (9) 式可得, 带隙频率以上区域 SHF 增大会导致 Q_{above} 增强. 再由 (13) 式, Q_{above} 增强会导致电流密度增加, 从而提升输出电功率密度. 与无法产生电能的寄生热流相比, 辐射复合相关的热流远占据主导地位, 这对于设计高转换效率的固态热机至关重要. 此外, 由于 InSb-BP/hBN 和 InSb/BP-BP/hBN 结构的 SHF 在较宽频率范围内得到增强, 其最大输出功率分别是 hBN-InSb 结构的 2.1 倍和 3.7 倍. 值得注意的是, InSb/BP-BP/hBN 结构在带隙频率以下的 SHF 也明显增强, 这导致寄生损耗增大, 从而使其能量转换效率下降.

为了阐明 hBN 中激发的 HPPs 与 BP 中激发的 SPPs 之间的杂化效应对不同 NFTPV 结构性能的影响, 图 5(b)–(e) 绘制了不同结构的 PTC 随角频率和无量纲波矢的变化. 由于 hBN 的双曲特性, InSb-hBN 结构之间的 PTC 分布仅在双曲区域, 其中频带 II 的 PTC 亮带区域最为显著, 如图 5(b) 所示. 当 BP 覆盖在光伏电池上时, InSb/BP-hBN 结构在双曲区域内的 PTC 亮带区域变得更亮, 这一现象表明光子隧穿概率的增大, 同时也很好地解释了图 5(a) 中的两个 SHF 峰值. 然而, 由于频带

I 内的 PTC 也得到增强, 带隙频率以下的寄生损失增大, 这也是输出功率显著提升但效率受限的主要原因. 在图 5(e) 可以看到, 当 BP 同时附着在热发射器和光伏电池上时, InSb/BP-BP/hBN 结构在更大波矢空间范围内的 PTC 亮带颜色更亮. 在双曲区域内, BP 中的 SPPs 与 hBN 中的 HPPs 发生杂化效应形成了一种杂化激元, 双曲表面等离子体-声子极化激元 (hyperbolic surface plasmon-phonon polaritons, HSPPPs). 带隙频率以上的大范围 PTC 亮带区域增加主要源于 InSb 带间跃迁与 HSPPPs 之间的频率耦合, 从而产生了广泛的光子发射, 提高了 InSb/BP-BP/hBN 结构的输出功率. 在双曲带之外, 会出现表面等离子体-声子极化激元 (surface plasmon-phonon polaritons, SPPPs). 这是一种受限于表面传播的模式, 在 BP/hBN 界面处表现出强烈的场局域化效应. 在带隙频率以下且位于双曲带之外的区域, PTC 亮带的增大主要源于 SPPPs 的贡献. 这些 SPPPs 形成两条分支, 其成因可归结为两个相邻 BP 薄片之间的倏逝波耦合, 该耦合效应导致了 SPPPs 的色散分裂. 然而, 这也会引起显著的寄生损失, 从而降低 NFTPV 器件的能量转换效率. 在图 5(d) 中, InSb-BP/hBN 结构的 PTC 区域主要在高于带隙频率的波矢空间内得到增强, 这主要归因于 InSb 带间跃迁与 HSPPPs 之间的频率耦合. 由于光伏电池上未附着 BP, 带隙频率以下的 PTC 区域几乎消失. 从性能分析上看, PTC 的变化通过 (10) 式直接影响 SHF, 进而决定了器件的能量传输特性. 当 PTC 在带隙频率以上增强时, 根据 (9) 式中 Q_{above} 的表达式, 更多高能光子传输到光伏电池并激发电子-空穴对,

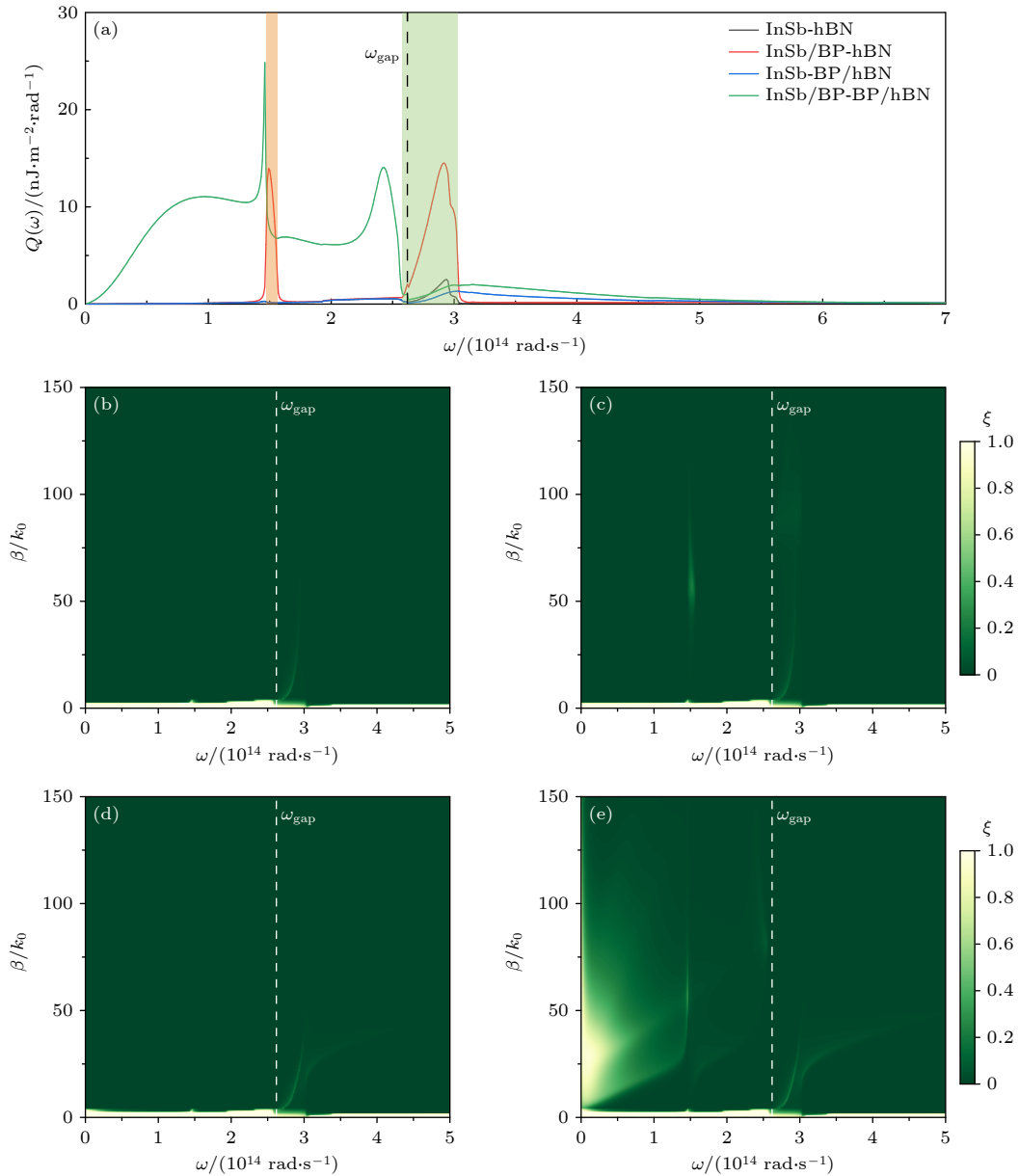


图 5 (a) 4 种结构的 SHF 随角频率的变化关系. (b)–(e) 不同结构下 PTC 随角频率和无量纲波矢的变化关系 (b) InSb-hBN; (c) InSb/BP-hBN; (d) InSb-BP/hBN; (e) InSb/BP-BP/hBN. 其中热发射器为体材料, $d = 20 \text{ nm}$

Fig. 5. (a) Variation of SHF with angular frequency for the four structures. (b)–(e) The dependence of PTC on angular frequency and dimensionless wavevector for different structures: (b) InSb-hBN; (c) InSb/BP-hBN; (d) InSb-BP/hBN; (e) InSb/BP-BP/hBN. Here, the thermal emitter is bulk, and $d = 20 \text{ nm}$.

通过 (13) 式增大电流密度 J , 最终根据 (14) 式提升输出功率 P . 然而, 若 PTC 在带隙频率以下同步增强, 这些低能光子无法产生光电流而只能以热形式耗散, 导致 (9) 式中 Q_{below} 增大. 由于效率根据 (15) 式定义为 $\eta = P/(Q_{\text{above}} + Q_{\text{below}}) \times 100\%$, Q_{below} 的增大在不贡献输出功率的同时增大了分母, 必然降低转换效率. 通过上述分析, 可以清晰地理解这 4 种不同结构 BP 层位置的不同对 NFTPV 器件性能影响的物理机制.

为了研究 BP 自由电子浓度 n 对 NFTPV 系

统性能的影响, 图 6 中绘制了 3 种结构在不同自由电子浓度下的输出功率和效率. 在图 6(a) 中, 随着自由电子浓度从 $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 增至 $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, 3 种结构的输出功率均显著提升, 这是因为载流子浓度的变化对 BP 中 SPPs 与 hBN 中 HPPs 杂化产生了影响, 从而强化了近场热辐射, 提升了 NFTPV 系统输出功率. 其中, InSb/BP-hBN 结构的功率增长最为显著, InSb/BP-BP/hBN 结构处于中等水平, 而 InSb-BP/hBN 结构最低. 图 6(b) 展示了归一化效率的不同变化趋势: InSb-BP/hBN 结构的

效率随 n 增加单调上升至约 49%; InSb/BP-hBN 结构呈现先降后升的 U 型曲线, 最终达到约 47%; 而 InSb/BP-BP/hBN 结构的效率始终维持在较低

水平 (约 5%—8%). 为解释这些性能差异, 本文进一步分析了不同自由电子浓度下 3 种结构在带隙频率以上和以下的 SHF 分布特征.

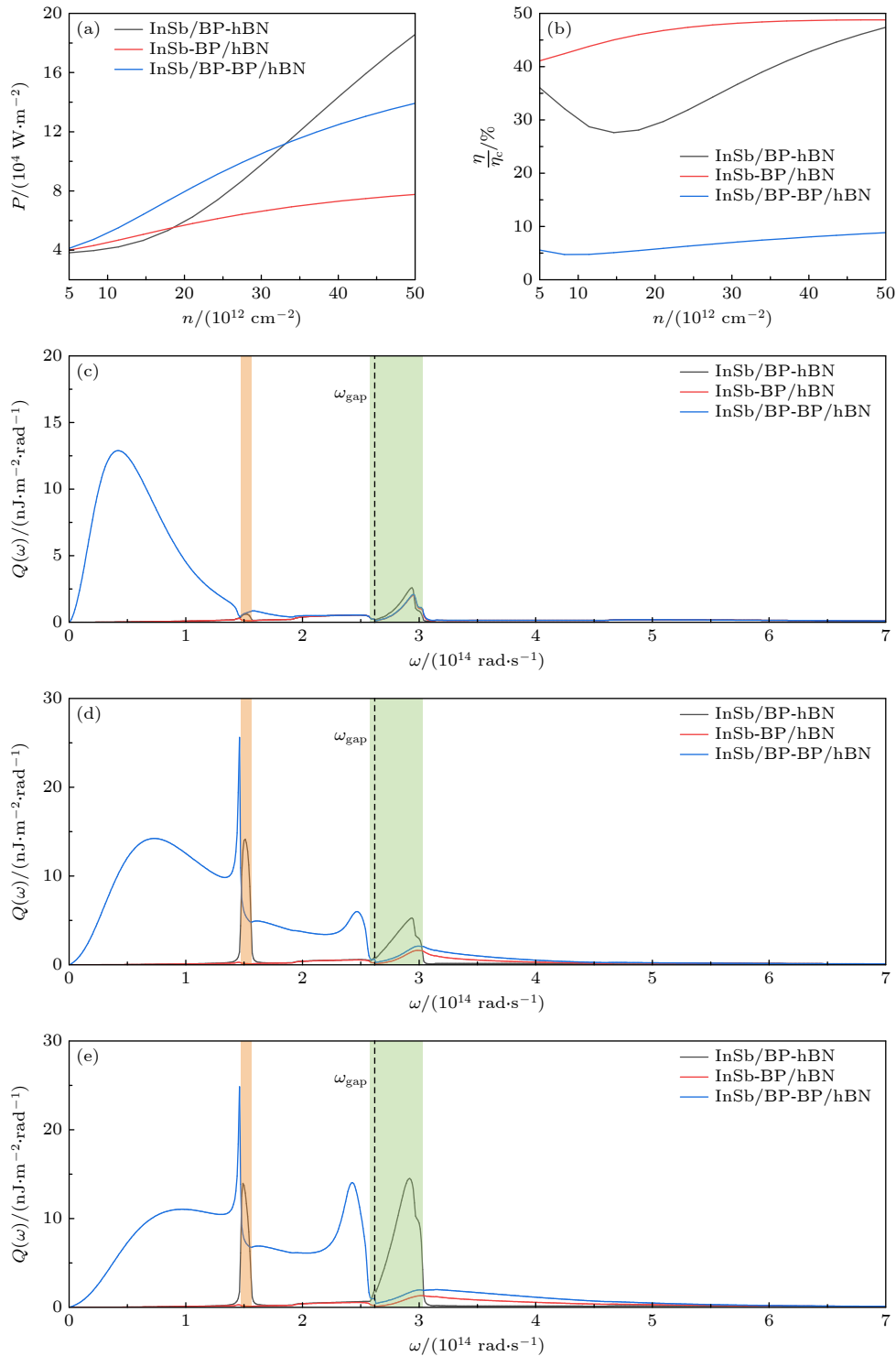


图 6 3 种结构的 (a) 输出功率 P 和 (b) 能量转换效率 η 与 BP 自由电子浓度 n 的关系. (c)–(e) 当自由电子浓度不同时, 3 种结构的 SHF 随角频率的变化关系 (c) $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$; (d) $2.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$; (e) $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. 其中热发射器为体材料, $d = 20 \text{ nm}$

Fig. 6. (a) Output power P and (b) energy conversion efficiency η of the three structures as functions of the BP free electron concentration n . (c)–(e) Variations of SHF with angular frequency for the three structures at free electron concentrations: (c) $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$; (d) $2.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$; (e) $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Here, the thermal emitter is bulk, and $d = 20 \text{ nm}$.

如图 6(c)–(e) 所示, 自由电子浓度对带隙频率上下区域的 SHF 分布具有显著影响. 在图 6(c) 中, 当 $n = 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 时, 3 种结构的 SHF 主要集中在带隙频率以下的低频区域, 特别是 InSb/BP-BP/hBN 结构在 $\omega = 0.5 \times 10^{14} \text{ rad/s}$ 处表现出强烈的共振峰, 而在带隙频率以上区域的热流贡献极小. 这是由于低电子浓度下 BP 中的 SPPs 主要支持低频模式, 导致产生的光子能量低于 InSb 带隙能量, 无法通过带间跃迁转化为电能. 因此, 尽管 InSb/BP-BP/hBN 结构具有较高的总热流, 但由于带隙频率以上的有效光子数量少, 导致其输出功率和效率都处于较低水平. 相比之下, InSb/BP-hBN 和 InSb-BP/hBN 结构在带隙频率以下区域的 SHF 显著低于 InSb/BP-BP/hBN 结构, 归因于单层 BP 结构中 SPPs 激发强度较弱. 在带隙频率以上区域, 3 种结构的 SHF 则较为接近. 这种光谱分布差异导致 InSb/BP-BP/hBN 结构的输出功率高于另外两种结构, 但其效率却最低, 如图 6(a) 所示. 随着自由电子浓度提高至 $n = 2.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, InSb/BP-hBN 结构在带隙频率以上区域呈现最大的 SHF 峰值, 这归因于 SPPs 色散向高频移动, 增强了与频带 II 内 HPPs 的耦合. 值得注意的是, InSb/BP-BP/hBN 结构虽然 SHF 峰值低于 InSb/BP-hBN 结构, 但是其峰值区域宽于 InSb/BP-hBN 结构, 这就导致其输出功率高于 InSb/BP-hBN 结构. 在带隙频率以下区域可以明显看到, 当 InSb/BP-hBN 结构随着自由电子浓度的增大, 其在频带 I 区域 SHF 峰值明显增大, 这也意味着损耗增大导致效率低下. 当 $n = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 时, InSb/BP-hBN 结构在带隙频率以上频带 II 区域实现了显著的 SHF 增强, 表明高自由电子浓度有效地将辐射能量分配至带隙频率以上的频率范围. 相比之下, InSb/BP-BP/hBN 和 InSb/BP-hBN 结构在带隙频率以上的 SHF 在整个自由电子浓度范围内保持较低水平. 在带隙频率以下区域, InSb-BP/hBN 结构 SHF 较其余两种结构明显更小, 这样避免了寄生损耗, 确保了更高的光电转换效率. 因此, 输出功率的提升主要源于自由电子浓度增大带来的带隙频率以上有效光子数量的增长, 而效率的差异则取决于带隙频率以上与带隙频率以下热流的相对比例: InSb-BP/hBN 和 InSb/BP-hBN 结构由于带隙频率以下的寄生热流较少且带隙频率以上的有效光子比例高, 因而具有更高的转换效率;

而 InSb/BP-BP/hBN 结构虽然总输出功率较高, 但由于相当部分能量分布在带隙频率以下, 导致效率受限.

在图 7 中展示了不同自由电子浓度下 3 种 NFTPV 结构的 PTC 分布, 以进一步揭示自由电子浓度变化对系统近场热光伏性能的影响. 图 7(a)–(c) 分别对应自由电子浓度 $n = 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 时的 InSb/BP-hBN, InSb-BP/hBN 以及 InSb/BP-BP/hBN 结构. 从图 7(a) 可以观察到, InSb/BP-hBN 结构的 PTC 分布呈现出典型的双曲拓扑特征, 亮带沿对角方向延伸, 表明 hBN 中的双曲色散模式被有效激发, 促进了极化激元的耦合与光子隧穿行为. 而在图 7(b), (c) 中, PTC 的亮带明显减弱且范围收缩, 说明光子隧穿通道受到了 BP 层的抑制作用, 导致有效耦合模式数量减少, 系统的近场辐射热传递显著降低. 这与图 6(b) 中所示两种结构的输出功率较低现象相吻合. 当自由电子浓度增至 $n = 2.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 时 (图 7(d)–(f)), 可以看到 InSb/BP-hBN 结构的 PTC 亮带区域显著扩大, 双曲条纹更加明亮且延伸范围更广, 表明更多高波矢的光子态参与到近场辐射过程中, 从而增强了系统的 SHF. 对应地, 其带隙频率以上的高频区域出现明显增强, 代表输出功率的进一步提升. 尽管 InSb/BP-BP/hBN 结构的 PTC 亮带区域颜色随着电子浓度增大更加明亮, 但其 PTC 分布区域明显小于 InSb/BP-hBN 结构, 导致前者 SHF 峰值较低. 然而, 从图 6(d) 可见, InSb/BP-BP/hBN 的 SHF 峰值覆盖区域更广, 这表明得益于更宽的频率范围, 其输出功率优于 InSb/BP-hBN 结构. 当自由电子浓度进一步提高至 $n = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 时 (图 7(g)–(i)), InSb/BP-hBN 结构的 PTC 亮带达到最大强度, 沿对角线方向形成了高强度的光子隧穿通道, 表现出极强的模式耦合效应. 值得注意的是, 图 7(h) 中 InSb-BP/hBN 结构的 PTC 分布在高自由电子浓度下反而呈现出收缩趋势, 亮带区域相对较小. 这一反常特征揭示了自由电子浓度对等离激元模式的竞争性调控机制: 随着自由电子浓度升高, BP 与 hBN 的耦合模式逐渐向高频偏移, 导致 PTC 在 $\omega = 2.85 \times 10^{14} \text{ rad/s}$ 处的分布区域减小, 峰值强度下降. 然而与此同时, SHF 的频谱范围显著展宽, 使得整体辐射传热能力并未减弱, 反而实现了功率输出的提升. 因此, 自由电子浓度的提升显著改变了光子隧穿模式的分布与强度,

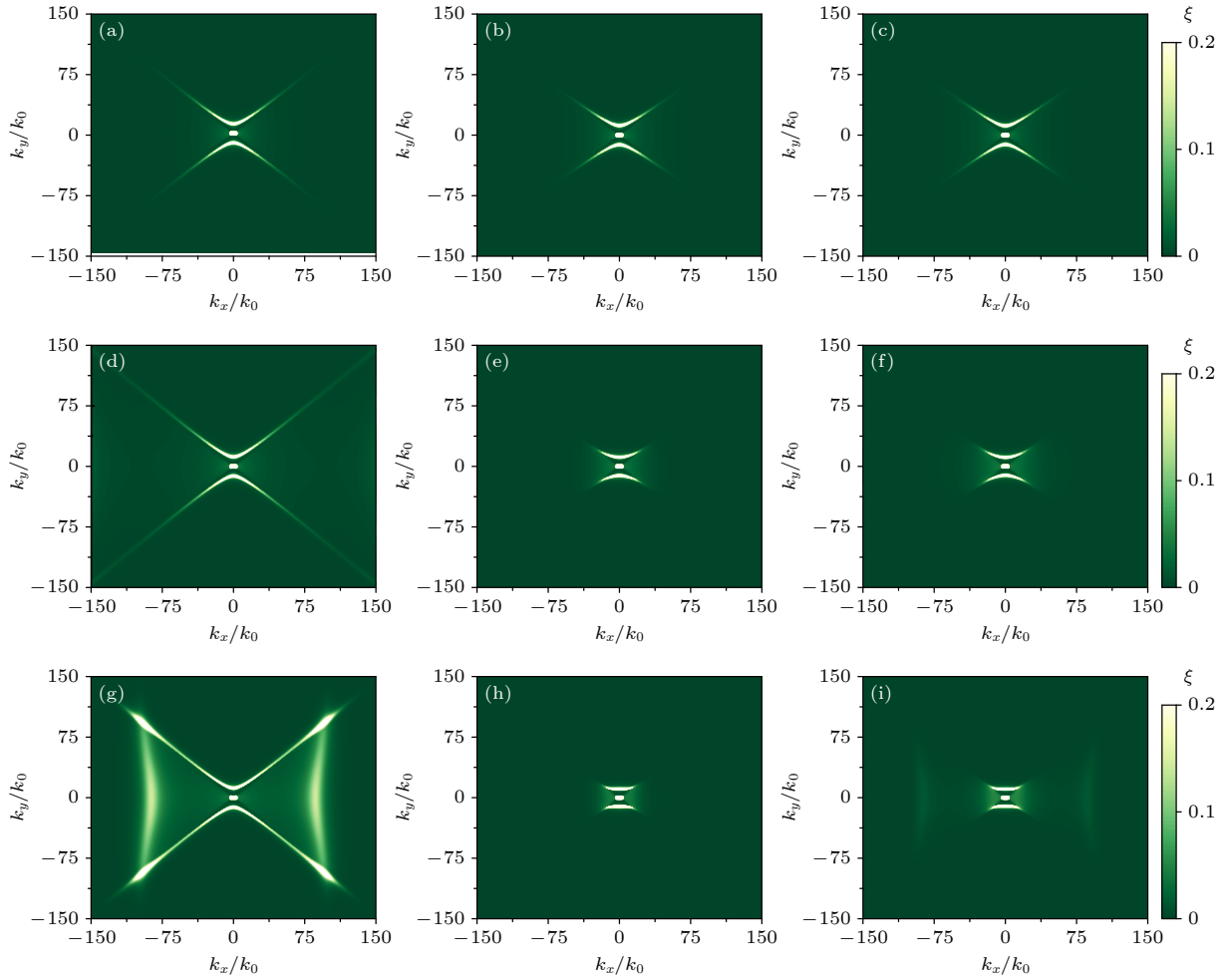


图 7 3种结构在波矢空间中的PTC分布 (a)–(c) $n = 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$; (d)–(f) $n = 2.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$; (g)–(i) $n = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, 分别对应 InSb/BP-hBN, InSb-BP/hBN 和 InSb/BP-BP/hBN 结构. 其中 $\omega = 2.85 \times 10^{14} \text{ rad/s}$, 热发射器为体材料, $d = 20 \text{ nm}$

Fig. 7. PTC distributions in wavevector space for the three structures: (a)–(c) $n = 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$; (d)–(f) $n = 2.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$; (g)–(i) $n = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, corresponding to the InSb/BP-hBN, InSb-BP/hBN, and InSb/BP-BP/hBN structures, respectively. Here, $\omega = 2.85 \times 10^{14} \text{ rad/s}$, the thermal emitter is bulk, and $d = 20 \text{ nm}$.

其中 InSb/BP-hBN 结构在中高自由电子浓度条件下表现出最强的耦合增强效应, 而 InSb-BP/hBN 结构则体现出 BP 层对近场模态的复杂调控特性.

4 结 论

本文提出了一种基于 hBN/BP/InSb 异质结构的近场热光伏系统, 系统研究了 BP 在不同空间位置对器件性能的调控机制. 通过对比 InSb-hBN, InSb/BP-hBN, InSb-BP/hBN 和 InSb/BP-BP/hBN 四种构型, 得到以下主要结论.

1) 最优构型与性能突破: 在仅考虑辐射复合的假设下, InSb/BP-hBN 结构表现出最佳综合性能. 当真空间隙为 10 nm、热发射器温度为 900 K 时, 该结构输出功率密度高达 $1.2 \times 10^6 \text{ W/m}^2$, 能

量转换效率可达卡诺极限的 60%.

2) BP 位置的关键作用: BP 在系统中的空间位置对器件性能具有决定性影响. 当 BP 覆盖在光伏电池表面时 (InSb/BP-hBN), 能够在保持高输出功率的同时维持最高的转换效率; 而 BP 覆盖在热发射器表面时 (InSb-BP/hBN), 虽然能够有效抑制带隙以下的寄生损耗, 但输出功率相对较低; 双侧 BP 配置 (InSb/BP-BP/hBN) 虽然输出功率第二高, 但由于带隙以下辐射显著增强导致效率大幅下降.

3) 杂化效应的物理机制: BP 中 SPPs 与 hBN 中 HPPs 的杂化形成了 HSPPs 和 SPPs, 显著增强了光子隧穿概率和近场辐射传热. 在带隙频率以上区域, 杂化效应增强的辐射能够被有效吸收并转换为电能, 是性能提升的核心机制; 而在带隙频

率以下区域, 辐射增强则引入了寄生损耗, 降低了能量转换效率.

4) 自由电子浓度的调控效应: BP 自由电子浓度是调控系统性能的重要参数. 随着自由电子浓度从 $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 增至 $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, 3 种含 BP 结构的输出功率均显著提升, 但效率变化趋势存在明显差异. InSb-BP/hBN 结构效率单调上升至约 49%, InSb/BP-hBN 结构呈现 U 型变化最终达到 47%, 而 InSb/BP-BP/hBN 结构效率始终维持在 5%—8% 的较低水平. 这些差异源于自由电子浓度对带隙频率上下区域辐射能量分配的不同影响.

5) 真空隙的影响规律: 所有结构的输出功率均随真空隙增大而单调下降, 反映了倏逝波耦合的指数衰减特性. 在小间隙条件下 ($d \leq 20 \text{ nm}$), 含 BP 结构的性能优势最为显著; 而在较大间隙时 ($d = 1000 \text{ nm}$), InSb/BP-BP/hBN 结构的效率反而超过其他构型, 展现出非单调的间隙依赖特性.

综上所述, 本研究通过引入 BP 并优化其空间配置, 成功实现了 InSb-hBN 近场热光伏系统性能的显著提升. 研究揭示了 SPPs 与 HPPs 杂化增强热光伏性能的物理本质, 阐明了 BP 位置、自由电子浓度和真空隙对能量转换过程的协同调控机制, 为基于范德瓦耳斯异质结构的高性能热光伏器件设计提供了可参考方案.

参考文献

- [1] Lu H Y, Price L, Zhang Q 2016 *Appl. Energy* **161** 497
- [2] Yang Z Y, Yang X L, Liu Z Y, Xia J J 2025 *Appl. Therm. Eng.* **266** 125594
- [3] Zhou Z G, Chen Q S, Bermel P 2015 *Energy Convers. Manage.* **97** 63
- [4] Zhou Z G, Sakr E, Sun Y B, Bermel P 2016 *Nanophotonics* **5** 1
- [5] Song J M, Choi M W, Yang Z M, Lee J C, Lee B J 2022 *Appl. Phys. Lett.* **121** 163503
- [6] Lucchesi C, Cakiroglu D, Perez J P, Taliercio T, Tournié E, Chapuis P O, Vaillon R 2021 *Nano Lett.* **21** 4524
- [7] LaPotin A, Schulte K L, Steiner M A, Buznitsky K, Kelsall C C, Friedman D J, Tervo E J, France R M, Young M R, Rohskopf A, Verma S, Wang E N, Henry A 2022 *Nature* **604** 287
- [8] Chen K F, Santhanam P, Fan S H 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 091106
- [9] Zhao B, Chen K F, Buddhiraju S, Bhatt G, Lipson M, Fan S H 2017 *Nano Energy* **41** 344
- [10] Amy C, Seyf H R, Steiner M A, Friedman D J, Henry A 2019 *Energy Environ. Sci.* **12** 334
- [11] Liao T J, Cai L, Zhao Y R, Chen J C 2016 *J. Power Sources* **306** 666
- [12] Bierman D M, Lenert A, Chan W R, Bhatia B, Celanović I, Soljačić M, Wang E N 2016 *Nat. Energy* **1** 16086
- [13] Wang C H, Bian H, Fan D W, Zhang P F, Liu J C 2025 *Int. J. Heat Mass Transf.* **236** 126375
- [14] Mao W H, Du Y Y, Peng J B, Ren J 2025 *Adv. Photonics* **7** 036006
- [15] Lu L, Zhang B, Ou H, Li B W, Zhou K, Song J L, Luo Z X, Cheng Q 2022 *Small* **18** 2108032
- [16] Liu X L, Zhang Z M 2015 *Acs Photonics* **2** 1320
- [17] Biehls S A, Messina R, Venkataram P S, Rodriguez A W, Cuevas J C, Ben-Abdallah P 2021 *Rev. Mod. Phys.* **93** 025009
- [18] Polder D, Van Hove M 1971 *Phys. Rev. B* **4** 3303
- [19] Burger T, Sempere C, Roy-Layinde B, Lenert A 2020 *Joule* **4** 1660
- [20] Song J L, Cheng Q 2016 *Phys. Rev. B* **94** 125419
- [21] Zhou C L, Yang S H, Huang Y, Zhang Y, Yi H L, Antezza M, Qiu C W 2025 *Nanophotonics* **14** 4045
- [22] Shi K Z, Bao F L, He S L 2017 *Acs Photonics* **4** 971
- [23] Zhang Y, Zhou C L, Qu L, Yi H L 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 151101
- [24] Ma Q J, Xiong Q S, Chen X, Jiang L Y, Xiang Y J 2024 *Opt. Lett.* **49** 2701
- [25] Xu Z G, Hu Z F 2024 *J. Therm. Sci.* **33** 1409
- [26] Wang R Q, Lu J C, Wu X H, Peng J B, Jiang J H 2023 *Phys. Rev. Appl.* **19** 044050
- [27] Chen F R, Xu Z G, Wang Y T 2021 *Int. J. Therm. Sci.* **166** 106978
- [28] Du W, Yin G, Ma Y G 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 204203 (in Chinese) [杜玮, 尹格, 马云贵 2020 物理学报 **69** 204203]
- [29] Li L, Yu K, Feng D D, Yang Z M, Zhang K H, Liu Y F, Wu X H 2023 *Phys. Rev. Appl.* **20** 064015
- [30] Zhang K, Zhang B, Luo Z X, Song J L, Cheng Q 2025 *Int. J. Heat Mass Transf.* **236** 126288
- [31] Low T, Chaves A, Caldwell J D, Kumar A, Fang N X, Avouris P, Heinz T F, Guinea F, Martin-Moreno L, Koppens F 2017 *Nat. Mater.* **16** 182
- [32] Zhang Y, Yi H L, Tan H P 2018 *Acs Photonics* **5** 3739
- [33] Wang R Q, Lu J C, Jiang J H 2019 *Phys. Rev. Appl.* **12** 044038
- [34] Shen J D, Guo S, Liu X L, Liu B A, Wu W T, He H 2018 *Appl. Therm. Eng.* **144** 403
- [35] Zhao B, Zhang Z M 2017 *J. Heat Transfer* **139** 022701
- [36] Low T, Roldán R, Wang H, Xia F N, Avouris P, Moreno L M, Guinea F 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 106802
- [37] Yang S H, Zhang Y, Zhou C L, Yi H L 2021 *Int. J. Therm. Sci.* **170** 107142
- [38] Messina R, Ben-Abdallah P 2013 *Sci. Rep.* **3** 1383
- [39] Feng D D, Ruan X L, Yee S K, Zhang Z M 2022 *Nano Energy* **103** 107831
- [40] Zhang Y, Wang C H, Yi H L, Tan H P 2018 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **221** 138
- [41] Wu X H, Fu C J, Zhang Z M 2019 *J. Photo. Energy.* **9** 032702
- [42] Feng D D, Tervo E J, Yee S K, Zhang Z M 2020 *Nanoscale Microscale Thermophys. Eng.* **24** 1
- [43] Li L, Wu X H, Liu H T, Yang Z M, Liu Y F, Yu K 2024 *Int. J. Heat Mass Transf.* **230** 125783

SPECIAL TOPIC—Heat conduction and its related interdisciplinary areas

Near-field thermophotovoltaic system based on hBN/BP/InSb heterostructure: Multi-configuration performance comparison and optimization*

CHEN Bosen¹⁾ HU Yi¹⁾ JIANG Leyong^{1)†} WU Xiaohu^{2)3)‡}1) (*School of Physics and Electronics, Hunan Normal University, Changsha 410081, China*)2) (*Yangtze Laboratory, Wuhan 430205, China*)3) (*Institute of Thermal Science and Technology, Shandong Institute of Advanced Technology, Jinan 250100, China*)

(Received 11 October 2025; revised manuscript received 24 November 2025)

Abstract

Near-field thermophotovoltaic (NFTPV) devices enable direct and efficient conversion of thermal radiation into electricity, showing great potential applications in waste heat recovery and nanoscale energy systems. To enhance conversion efficiency, we propose an NFTPV system based on an hBN/BP/InSb heterostructure, where hexagonal boron nitride (hBN) serves as the emitter, black phosphorus (BP) acts as a tunable interlayer, and indium antimonide (InSb) functions as the photovoltaic cell. The anisotropic surface plasmon polaritons (SPPs) in BP strongly couple with the hyperbolic phonon polaritons (HPPs) in hBN, thereby forming hybrid surface modes. These modes enhance photon tunneling and achieve effective spectral matching with the interband transition of InSb, resulting in a substantial increase in near-field radiative heat transfer. Using fluctuational electrodynamics, and detailed balance analysis combined with the transfer matrix method, we systematically evaluate four structural configurations, i.e. InSb-hBN, InSb/BP-hBN, InSb-BP/hBN, and InSb/BP-BP/hBN, and examine the influences of vacuum gap distance and BP carrier density on device performance. Among these configurations, the InSb/BP-hBN configuration exhibits the highest performance, with an output power density of 1.2×10^6 W/m² and a conversion efficiency approaching 60% of the Carnot limit at a 10 nm gap and 900 K emitter temperature. Furthermore, theoretical analysis shows that the spatial position of BP critically determines the probability of photon tunneling, thereby governing the change in output power and efficiency among different configurations. As the free electron concentration increases from 5×10^{12} cm⁻² to 5×10^{13} cm⁻², the hybridization between SPPs and HPPs changes markedly, leading to distinct enhancement behaviors of radiative energy above and below the InSb bandgap. These findings clarify the mechanism by which SPPs-HPPs hybridization enhances NFTPV performance, offering new insights into and design strategies for next-generation high-efficiency thermophotovoltaic devices.

Keywords: hexagonal boron nitride, black phosphorus, waste heat recovery, near-field thermophotovoltaic

DOI: [10.7498/aps.75.20251376](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251376)CSTR: [32037.14.aps.75.20251376](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251376)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 52576079, 62375084), the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant No. 2025JJ50055), and the Scientific Research Fund of Hunan Provincial Education Department, China (Grant No. 24A0050).

† Corresponding author. E-mail: jiangly28@hunnu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: wuxiaohu@pku.org.cn

基于hBN/BP/InSb异质结构的近场热光伏系统：多构型性能比较与优化

陈博森 胡奕 蒋乐勇 吴小虎

Near-field thermophotovoltaic system based on hBN/BP/InSb heterostructure: Multi-configuration performance comparison and optimization

CHEN Bosen HU Yi JIANG Leyong WU Xiaohu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 070401 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251376

CSTR: 32037.14.aps.75.20251376

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251376>

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

热光伏器件中的光谱调控

Spectral regulation in thermophotovoltaic devices

物理学报. 2024, 73(14): 144402 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240629>

汽车尾气驱动热辐射器件的能量转换性能优化

Optimization of energy conversion performance of automotive exhaust-driven thermoradiative devices

物理学报. 2026, 75(2): 144402 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251272>

高温退火优化h-BN/Ag/Ag₂O异质结构型及表面增强拉曼散射性能研究

Optimization of h-BN/Ag/Ag₂O heterostructure by high temperature annealing and its surface-enhanced Raman scattering performance

物理学报. 2023, 72(22): 227401 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231105>

基于VO₂和石墨烯实现hBN声子极化激元和自发发射率的主动调谐

Active tuning hBN phonon polaritons and spontaneous emission rates based on VO₂ and graphene

物理学报. 2023, 72(7): 074201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222167>

氮化硼纳米管表面结构设计及其对环氧复合电介质性能调控机理

Surface structure design of boron nitride nanotubes and mechanism of their regulation on properties of epoxy composite dielectric

物理学报. 2024, 73(2): 027703 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20230708>

MoO₃覆盖层对MoS₂基光伏型光电探测器性能的影响

Effect of MoO₃-overlayer on MoS₂-based photovoltaic photodetector performance

物理学报. 2023, 72(14): 147301 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230464>