

高 Q 几何扰动光栅-波导结构中差频产生 可调谐太赫兹辐射的数值研究*

梁世杰 邹家祺 王文静 刘迪 霍燕燕 宁廷银†

(山东师范大学物理与电子科学学院, 山东省光学与光子器件技术重点实验室, 山东省光场调控工程技术中心, 济南 250358)

(2024 年 6 月 20 日收到; 2024 年 12 月 9 日收到修改稿)

非线性差频产生 (difference frequency generation, DFG) 是实现太赫兹 (terahertz, THz) 源的重要方式之一. 利用微纳结构的 DFG 产生 THz 源可以不考虑相位匹配, 同时是器件小型化、可集成化的重要研究方向. 借助微纳结构的共振模式增强的局域电场在宽波段范围内实现高效的、可调谐的 THz 源是该领域的研究重点. 本文研究了宽波段范围内具有高 Q 因子的光栅-波导结构中的 DFG 产生高效可调谐的 THz 辐射. 理论上, 通过调控相邻光栅中其中一个的位置扰动, 从而实现光栅周期的加倍, 进而使得布里渊区发生折叠, 光线下方波导层中导模色散曲线折叠到光锥上方, 形成超高 Q 因子的导模共振, 可以实现在宽光谱范围内增强的 THz 产生. 以硫化镉 (cadmium sulfide, CdS) 光栅-波导为例, 数值研究表明, 在两束基频光光强均为 100 kW/cm^2 时, THz 的转换效率可达到 10^{-8} W^{-1} 的量级, 为相同厚度 CdS 薄膜转换效率的 10^9 倍. 通过改变两束基频光入射角, 可实现不同共振基频组合, 实现任意频率 THz 波产生, 从而实现在宽光谱范围内高效可调谐的 THz 源.

关键词: 导模共振, 差频产生, 太赫兹源

PACS: 42.79.Gn, 42.79.Dj

DOI: 10.7498/aps.74.20240854

CSTR: 32037.14.aps.74.20240854

1 引言

近几十年来, THz 技术及其应用引起了广泛关注和研究^[1]. THz 波在许多领域具有至关重要的应用, 如 THz 无线通信^[2]、THz 时域光谱探测^[3,4]和 THz 成像技术^[5]等. 其中高效可调谐的 THz 源是 THz 应用的基础. 目前, 产生 THz 波的经典方法有基于电子学技术的返波振荡器^[6]、自由电子激光器^[7]和基于光学技术的 THz 气体激光器^[8]、量子级联激光器^[9]、光电导^[10]、等离子体四波混频^[11]、光整流^[12,13]、非线性光学 DFG^[14-25]等. 其中, 非线性光学 DFG 由于可以产生可调谐的 THz 波辐射

且具有较高的输出功率而被广泛关注. 目前, 非线性光学 DFG 产生 THz 源主要是在非线性光学晶体中实现, 如砷化镓 (GaAs) 晶体^[19,20]、硒化镓 (GaSe) 晶体^[21-23]、磷化镓 (GaP) 晶体^[24]、铌酸锂 (LiNbO₃) 晶体^[25]等. 但晶体中的非线性 DFG 产生 THz 源存在许多不足之处, 如通常大块、高质量晶体生长比较困难, 价格比较昂贵, DFG 过程需要满足严格的相位匹配条件, 对晶体加工及激光技术要求比较高, 另外, 大的晶体尺寸不易集成化等. 微纳结构, 其尺寸一般在亚波长量级, 其谐振模式能将光场约束在很小的体积内, 能极大增强局域电场的能量密度, 这种增强效应不仅直接提高了非线性光学响应的效率, 还降低了实现非线性效应所需的光功率,

* 国家自然科学基金 (批准号: 12174228) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ningtingyin@sdu.edu.cn

从而为实现高效非线性光学效应奠定了基础. 且由于基频光与非线性光作用距离很短, 通常不需要考虑相位匹配, 而日益受到关注. 此外, 利用微纳结构中的 DFG 产生 THz 源还是实现器件小型化、可集成化的重要途径. 但通常微纳结构的共振模式比较固定, 只能实现特定共振波长下的 DFG, 因此难以实现可调谐的高效 THz 波产生, 是该领域的难点问题.

本文研究了宽波段范围内具有高 Q 因子的光栅-波导结构中 DFG 产生高效可调谐的 THz 辐射. 通过调控四部分光栅-波导结构相邻光栅中其中一个的位置扰动, 可以实现准连续域束缚态^[26-32], 或者从另一角度, 实现光栅周期的加倍, 进而使得布里渊区发生折叠, 光线下方波导层中导模 (guide mode, GM) 色散曲线折叠到光锥上方, 形成超高 Q 因子的导模共振 (guide mode resonance, GMR)^[33]. 共振波长可以通过改变基频光的入射角调谐且高 Q 因子在宽波段范围内几乎保持不变, 因此可以实现在宽光谱范围内增强的、可调谐的 THz 波产生. 以硫化镉 (cadmium sulfide, CdS) 光栅-波导为例, 在横电场 (transverse electric, TE) 偏振光的作用下, 两束基频光光强均为 100 kW/cm^2 时, THz 的转换效率可达到 10^{-8} W^{-1} 的量级, 为相同厚度 CdS 薄膜转换效率的 10^9 倍, 且通过改变两束基频光入射角的组合, 可实现任意频率 THz 波产生, 从而实现了在宽光谱范围内高效可调谐的 THz 源.

2 模型结构和方法

用于实现几何扰动的 4 部分光栅-波导结构示意图如图 1 所示. 4 部分光栅的周期和厚度分别为 $\Lambda = 500 \text{ nm}$ 和 $h_g = 50 \text{ nm}$. 光栅层的第 1 部分和第 3 部分为 CdS 光栅的脊, 宽度为 w_g , 第 2 部分和第 4 部分为空气层, 宽度分别为 w_a 和 w_b , 因此光栅层的周期 $\Lambda = 2w_g + w_a + w_b$. 设 $w_g = 0.2\Lambda$, $w_a = d - \Delta d$, $w_b = d + \Delta d$, 其中 $d = 0.3\Lambda$. 通过定义一个可调节的几何参数 $\delta = \Delta d/d$, $\delta \in [0, 1]$ 来反映光栅第 2 部分和第 4 部分之间的差异. 当 $\Delta d = 0$, 即 $\delta = 0$ 时, 光栅为周期 $P = \Lambda/2$ 的传统光栅结构. 当将第 2 块 CdS 光栅脊发生几何扰动偏离原来位置, 即 $\Delta d \neq 0$ 时, 光栅周期加倍. 波导层的厚度为 $h_w = 500 \text{ nm}$. 由于 CdS 具有较高的折射率 ($n = 2.34$) 和二阶非线性系数, 本文选择

CdS 作为光栅层和波导层的材料. 选择二氧化硅作为衬底层材料, 其折射率 $n_s = 1.45$. 计算过程选取光栅-波导结构的一个周期作为仿真域, 入射平面是 x - o - y 平面. 空气域的上边界设置为光入射端口 1, 二氧化硅衬底的下边界设置为端口 2, 将左右边界设为 Bloch-Floquet 周期边界条件, 在基频模块中定义 Floquet 波向量 k_F 为 $k_{F,x} = k_x = k_0 \sin \theta$, $k_{F,y} = 0$, 其中 θ 为基频光入射角, θ_1 和 θ_2 分别表示基频光 1 和 2 的入射角. 上下端口外侧区域设置完美匹配层 (perfectly matched layer, PML).

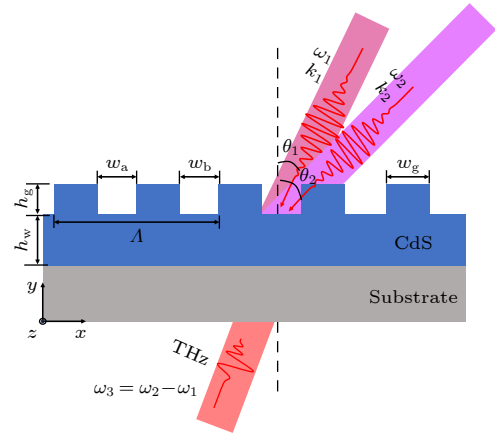


图 1 四部分光栅-波导结构和光配置示意图, 其中 Λ 是光栅-波导结构的周期, w_g 是 CdS 的宽度, w_a 和 w_b 是空气的宽度, h_g 和 h_w 分别是光栅层和波导层的高度

Fig. 1. Schematic diagram of grating waveguide structure and light configuration. Λ is the periodicity of grating waveguide structure, w_g is the width of CdS, w_a and w_b are the width of air, h_g and h_w are the height of grating layer and waveguide layer, respectively.

频域时基频场和差频场 (时谐因子 $\exp(-i\omega t)$) 可表示为^[34]

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\omega) - k_0^2 \mathbf{E}(\omega) = \mu_0 \omega^2 \mathbf{P}^{(1)}(\omega), \quad (1)$$

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\Omega) - \epsilon_2 k_2^2 \mathbf{E}(\Omega) = \mu_0 \Omega^2 \mathbf{P}^{(2)}(\Omega), \quad (2)$$

式中, $\mathbf{E}(\omega)$ 和 $\mathbf{E}(\Omega)$ 分别为基频场和差频场; $k_0 = \omega/c$ 和 $k_2 = \Omega/c$ 分别为基频光和差频光的波矢量, 其中 c 为真空中的光速; μ_0 为真空导磁率, ϵ_2 为材料在差频场频率下的相对介电常数; ω_1 或者 ω_2 分别表示频率为 ω_1 或者 ω_2 的基频入射光; $\Omega = \omega_2 - \omega_1$ 为差频场的角频率 (文中假定 $\omega_2 > \omega_1$). 由于基频场局域场增强能够产生高效差频场, 不同于文献^[35]报道, 本研究充分考虑了基频场与差频场的耦合, 当基频场频率为 ω_1 和 ω_2 时, 电场极化强度 $\mathbf{P}^{(1)}(\omega_1)$ 和 $\mathbf{P}^{(1)}(\omega_2)$ 分别表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{P}^{(1)}(\omega_1) &= \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega_1) \mathbf{E}(\omega_1) \\ &+ \varepsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_1; \omega_2, -\Omega) \mathbf{E}(\omega_2) \mathbf{E}^*(\Omega), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{P}^{(1)}(\omega_2) &= \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega_2) \mathbf{E}(\omega_2) \\ &+ \varepsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_2; -\omega_1, \Omega) \mathbf{E}^*(\omega_1) \mathbf{E}(\Omega). \end{aligned} \quad (4)$$

二阶极化强度 $\mathbf{P}^{(2)}(\Omega)$ 表示为

$$\mathbf{P}^{(2)}(\Omega) = \varepsilon_0 \chi^{(2)}(\Omega) : \mathbf{E}(\omega_1) \mathbf{E}(\omega_2), \quad (5)$$

其中, ε_0 是真空介电常数, $\chi^{(2)}$ 为 CdS 材料的二阶非线性极化率. 由于我们只考虑 ω_1 和 ω_2 的 TE 偏振 (如图 1 定义的坐标, 只有 E_z 不为 0), 所以二阶非线性极化强度 $\mathbf{P}^{(2)}(\Omega)$ 的非零分量表达式表示为

$$P_z^{(2)}(\Omega) = \varepsilon_0 \chi_{333}^{(2)} E_z^*(\omega_1) E_z(\omega_2), \quad (6)$$

其中 $E_z(\omega_1)$ 和 $E_z(\omega_2)$ 分别为基频电场的 z 分量; $\chi_{333}^{(2)}$ 为 CdS 的主要二阶极化率分量, 其大小为 156 pm/V^[36].

利用有限元方法 (comsol multiphysics) 进行特征频率分析, 计算了光栅-波导结构的能带结构. 对上述耦合方程进行了数值求解, 可以得到 CdS 光栅-波导结构的透射光谱和差频产生 THz 辐射

的转换效率. 如果在没有特别说明, 两个入射基频光具有相等的强度 $I_1 = I_2 = 100 \text{ kW/cm}^2$. 由于使用二维模型, 假设光栅在第三维 (z 方向) 的长度为单位米 (1 m), 比周期大 7 个数量级, 从而确保其具有二维特性. 产生太赫兹波的功率定义为

$$P_{\text{DFG}} = \int (\mathbf{n} \cdot \mathbf{S}_{\text{THz}}) dS, \quad (7)$$

其中, \mathbf{n} 是从端口指向外的法向量, 而 \mathbf{S}_{THz} 是产生 THz 的坡印亭矢量, $dS = dl \cdot 1[\text{m}]$, dl 为沿端口 2 边界的线元. 定义 DFG 转换效率为 $\eta = P_{\text{DFG}}/(P_1 P_2)$, 其中 P_{DFG} 为产生 THz 波的功率, P_1 和 P_2 为入射光功率.

3 结果与讨论

3.1 光栅-波导结构的能带计算与理论分析

图 2(a) 为 $\delta = 0.1$ 时光栅-波导结构的能带结构. 图中的深绿色圆点表示 $\delta = 0$ 时周期为 $P = \Lambda/2$ 时传统光栅-波导纳米结构中模式的能带结构. 光锥下方的一阶带表示没有向自由空间辐射, 具有

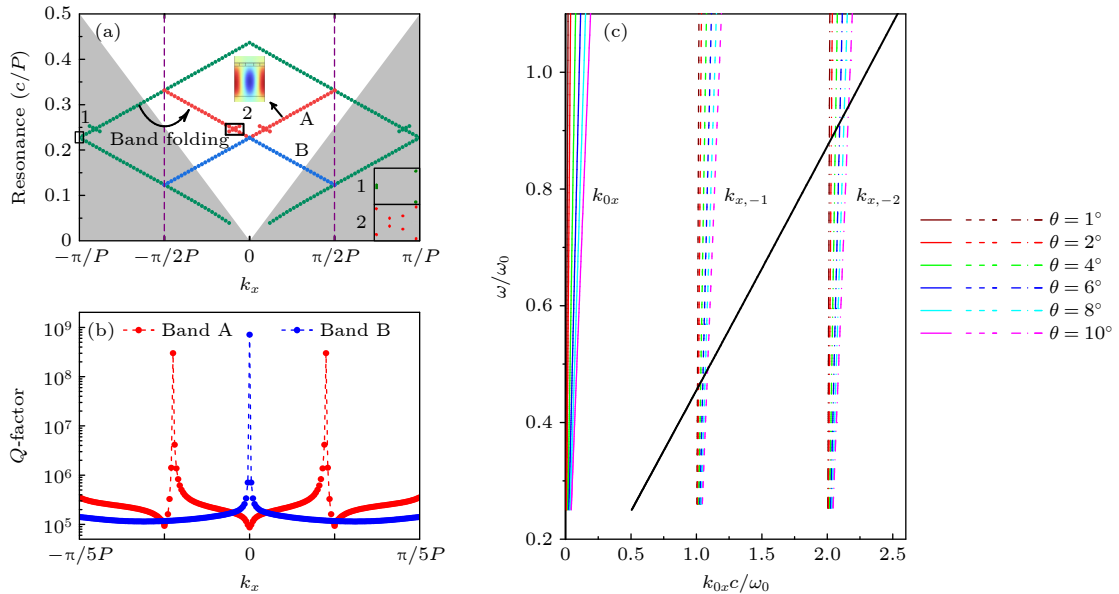


图 2 (a) TE 偏振光照射下周期为 $P = \Lambda/2$ 的未扰动光栅-波导结构 (绿点) 和几何扰动 $\delta = 0.1$ 、周期为 Λ 的光栅结构-波导结构 (红点和蓝点) 的能带, 插图显示了箭头所示位置的 GMR 模式的电场 (TE) 分布; (b) 波段 A 和波段 B 的 Q 因子与 k_x 的关系; (c) 波导层中 TE_0 导波模式的色散关系 (黑色实线), 以及 $k_x = k_{x,i}$ ($i = -1, -2$) 在不同入射角 θ 下的色散关系, 分别为 $\theta = 1^\circ$ (酒红色虚线)、 2° (红色虚线)、 4° (绿色虚线)、 6° (蓝色虚线)、 8° (青色虚线)、 10° (品红色虚线)

Fig. 2. (a) Band structure of the unperturbed grating-waveguide nanostructure of period $P = \Lambda/2$ (green dots) and geometrical perturbed $\delta = 0.1$ grating-waveguide nanostructure of period Λ (red and blue dots). The inset shows the electric field (TE) distribution of the GMR mode at the k_x as the arrow given. (b) Dependence of Q -factors of band A and B on k_x . (c) Dispersion relations of the TE_0 guide mode in the waveguide layer (black solid line), and $k_x = k_{x,i}$ ($i = -1, -2$) under different angle of incidence $\theta = 1^\circ$ (Wine red dashed line), 2° (red dashed lines), 4° (green dashed lines), 6° (blue dashed lines), 8° (cyan dashed lines), 10° (Magenta dashed line), respectively.

无限大 Q 因子, 是平板中的 GM 模式. 泄漏模式出现在光锥上方的二阶带, 称为 GMR. 当引入非零几何扰动 δ 时, 周期加倍, 引起第一布里渊区折叠, 导模色散曲线随之折叠到光锥线上方, 形成 GMR. 如图 2(b) 所示, 当扰动较弱时, 两条交叉色散曲线的导波模式共振将保留原始导波模式的特性, 具有超高 Q 因子. 本文主要研究折叠后 A 带的 GMR 及基于 A 带 GMR 的 THz 产生.

在理论上 TE_0 导模在波导层中的色散关系可表示为^[37]

$$h_w \sqrt{k_0^2 n_w^2 - \beta^2} = a \tan \left(\sqrt{\frac{\beta^2 - k_0^2 n_c^2}{k_0^2 n_w^2 - \beta^2}} \right) + a \tan \left(\sqrt{\frac{\beta^2 - k_0^2 n_s^2}{k_0^2 n_w^2 - \beta^2}} \right), \quad (8)$$

其中, n_w , n_c , n_s 分别为波导层、波导上层和衬底层的折射率; h_w 为波导层的厚度; k_0 为空气中的波矢量; β 为波导层模式的传播常数. TE_0 色散关系如图 2(c) 中黑实线所示, 图中 $\omega_0 = 2\pi c/h_w$, $k_x = k_{0x} = k_0 \sin\theta$ 为空气中波矢量的 x 方向分量, 在光栅层中写成 $k_x = k_{x,i} = k_0 \sin\theta - iG$ ($i = \pm 1, \pm 2, \dots$), 当 $\delta \neq 0$ 时, 纳米结构中的倒易晶格为 $G = 2\pi/\Lambda$, 当 $\delta = 0$ 时, 倒易晶格变化为 $G' = 4\pi/\Lambda$. 不同入射角下光栅层的 $k_{x,i}$ 如图 2(c) 所示. 当相位匹配条件满足 $k_x = k_{x,i} = k_0 \sin\theta - iG = \beta$ (图 2(c) 中虚线和黑色实线的交叉点) 时, 波导模式能被激发. 从图 2(c) 可知, 只有 -1 和 -2 阶波导模式可被激发, 在不同入射角 $\theta = 1^\circ, 2^\circ, 4^\circ, 6^\circ, 8^\circ, 10^\circ$ 时纳米结构 $\delta \neq 0$ 负一阶模的共振角频率 $\omega_R = 0.458\omega_0$ (1091 nm), $0.462\omega_0$ (1082 nm), $0.469\omega_0$ (1066 nm), $0.476\omega_0$ (1050 nm), $0.483\omega_0$ (1035 nm), $0.490\omega_0$ (1020 nm). 可见共振频率随入射角的变大而变大, 与图 2(a) 中 A 带的色散关系一致. 由于 $G' = 2G$, 纳米结构 $\delta = 0$ 中的共振角频率与结构 $\delta \neq 0$ 中的偶阶色散关系 $k_{x,2m}$ ($m = \pm 1, \pm 2, \dots$) 完全重合. 因此, 当可调几何参数 δ 由非零变为零时, 黑色实线与 $k_{x,-1}$ 的交点处的谐振模式变为暗模式, 当 $\delta \neq 0$ 时, 暗模泄漏形成 GMR^[38,39].

3.2 光栅-波导结构的线性光学特性

随后计算了光栅波导结构的线性透过率及 Q 因子. 在入射角 $\theta = 6^\circ$ 时, 几何参数 δ 从 0 到 1.0 变化的透射光谱如图 3(a) 所示. 当 $\delta = 0.2$ 时, 在

波长 $\lambda = 1053.98$ nm 处获得近乎完美的反射, 对应于 GMR 模式. 该值比由色散关系 (图 2(c)) 确定的值要大一些. 当几何参数 δ 从 0.2 增大到 1.0 时, 共振谷的位置由 1053.98 nm 蓝移到 1053.67 nm, 并且逐渐变宽, 其中当 $\delta = 1$ 时, 光栅变为周期为 Λ 的传统光栅结构. 图 3(a) 插图为 $\delta = 0.2$ 和 1.0 时对应共振模式下的电场 E_z 分布, 为明显 GMR 模式, 在其他入射角 $\theta = 2^\circ, 4^\circ, 8^\circ, 10^\circ$ 时, 相应共振态下的电场分布与 $\theta = 6^\circ$ 时相似. 在相同的波导光栅结构下, 共振波长随入射角度的增加而发生蓝移, 与 3.1 节部分理论分析结果一致. 固定几何参数 $\delta = 0.1$, 当 $\theta = 2^\circ, 4^\circ, 6^\circ, 8^\circ, 10^\circ$ 时, 共振波长分别约为 1085.67, 1069.84, 1054.02, 1038.32, 1023.30 nm, 表明共振波长可以通过入射角实现可调谐性, 如图 3(b) 所示. 图 3(b) 插图所示为 $\theta = 6^\circ$ 时对应共振模式下的电场 E_z 分布, 与图 2(a) 中的本征模式完全一致.

同时, 计算了不同 δ 时共振模式的 Q 因子, 定义 $Q = \lambda_{\text{dip}}/\Delta\lambda$, $\Delta\lambda = |\lambda_{\text{peak}} - \lambda_{\text{dip}}|$, 其中 λ_{peak} 和 λ_{dip} 分别为透射谱 Fano 线型的峰谷波长. 在 $\theta = 6^\circ$ 时, 不同纳米结构的 Q 因子如图 3(c) 所示. 当 $\delta = 1$ 时, Q 因子在 1.3×10^3 左右. 当 δ 逐渐减小到接近零时, Q 因子迅速增大. 例如, 当 $\delta = 0.1$ 时, Q 因子达到 1.4×10^5 ; 当 $\delta = 0.05$ 时, Q 因子达到 5.8×10^5 . 当 $\delta = 0$ 时, $\Delta\lambda = 0$ 的共振峰完全消失, Q 因子变为无穷大. 图 3(c) 插图为 Q 因子与 δ^2 呈线性关系. 共振波长与入射角的关系如图 3(d) 所示. 共振波长的范围很宽, 从 0° 时的 1099.41 nm 到 10° 时的 1023.30 nm, 这为共振基频光组合差频产生可调谐 THz 源提供了可能. 图 3(d) 给出了不同入射角下共振模的 Q 因子变化. 可以看到, 随着入射角的增加, 共振模 Q 因子略有增大, 当 $\theta = 0^\circ$ 时, Q 因子为 6.4×10^4 , 当 $\theta = 10^\circ$ 时, Q 因子为 5.6×10^5 , 与图 2(b) 模式分析得到的结果一致. 总的来说, 在几何参数 $\delta = 0.1$ 的情况下, 这些共振的 Q 因子约为 10^5 , 保证了共振波长处光与结构之间的强相互作用产生高效非线性 DFG.

3.3 具有光谱可调性的高效 DFG 产生 THz 辐射

最后, 计算了非线性差频过程产生 THz 波. 当 $\delta = 0.1$ 时不同入射角下 DFG 转换效率对入射波长 λ_1 和 λ_2 的依赖关系如图 4 所示. 从图 4(a)

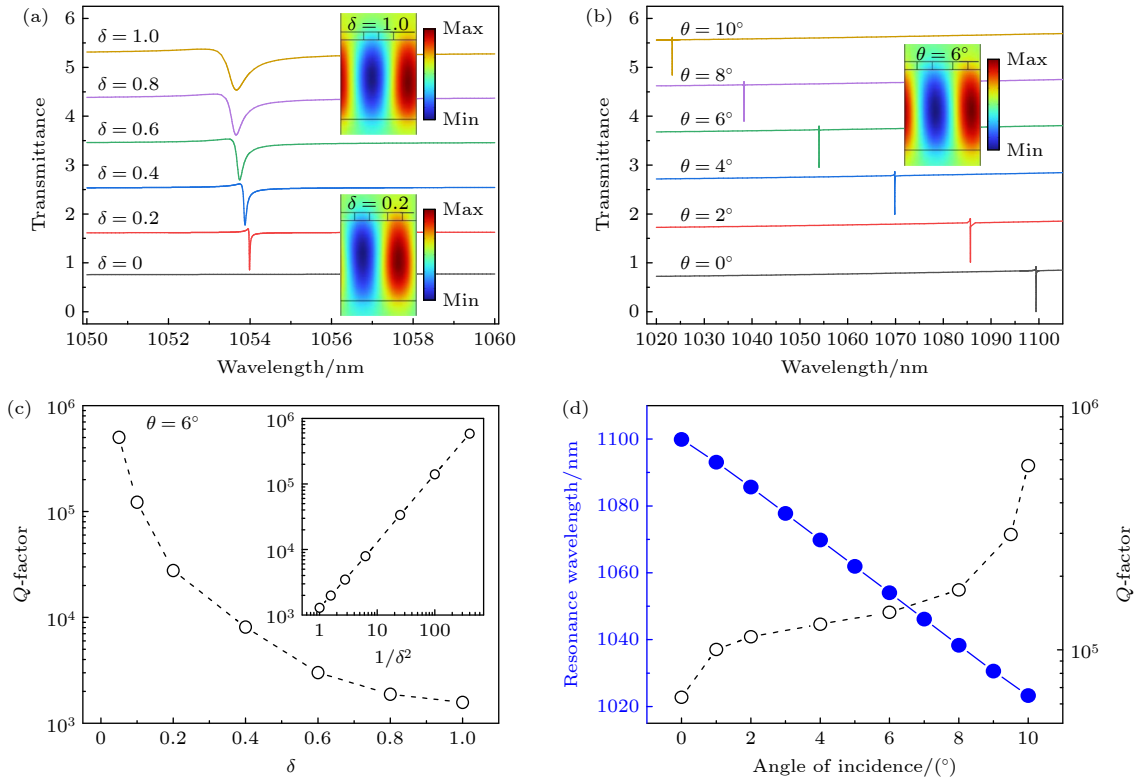


图3 (a) 不同参数 δ 的光栅-波导结构在入射角 $\theta = 6^\circ$ 时的透射光谱, 插图分别显示了 $\delta = 0.2$ 和 1.0 结构中共振模式处的 E_z 分布; (b) $\delta = 0.1$ 的光栅-波导结构的透射率与入射角的关系, 插图显示了 $\theta = 6^\circ$ 结构中共振模式处的电场 E_z 分布; (c) 在 TE 偏振光照射下, 光栅-波导结构的 Q 因子与 δ 的关系, 插图显示了 Q 因子与 δ^{-2} 之间的线性关系, 虚线为线性拟合; (d) $\delta = 0.1$ 时, 共振波长 (黑色实线) 和品质因数 (黑色虚线) 与入射角的关系

Fig. 3. (a) Transmittance spectra of grating waveguide structure of different parameter δ at the incidence angle $\theta = 6^\circ$. The inset shows the electric field E_z distribution at the resonance modes in the structure of $\delta = 0.2$ and 1.0 , respectively. (b) The dependence of transmittance of grating waveguide structure of $\delta = 0.1$ on the incidence angle. The inset shows the electric field E_z distribution at the resonance modes in the structure of $\theta = 6^\circ$. (c) Dependence of Q -factor of the grating waveguide structure on δ under TE-polarized light irradiation. The inset shows the linear relationship between Q -factor and δ^{-2} , and the dash line is a linear fitting. (d) The relation of resonance wavelength (solid black line) and quality factor (black dashed line) with the angle of incidence at the grating waveguide structure of $\delta = 0.1$.

可以看出, 固定两束入射光的入射角分别为 1° 和 2° , 虽然两束入射光的功率强度是恒定的, 但产生的 THz 转换效率与入射波长有很大的关系, 并在 $\lambda_1 = 1093.4727$ nm 和 $\lambda_2 = 1085.6725$ nm 时 DFG 转换效率达到峰值, 此时产生的光波频率为 1.9697 THz, THz 峰值共振带宽约为 10^{-4} THz. 我们计算了在相同激励条件下, 相同厚度 CdS 薄膜中的 DFG 做为参照. 光栅-波导中的 DFG 转换效率是 CdS 薄膜中转换效率的 10^9 倍. 对于 DFG 的 THz 生成来说, 这种高的转换效率增强是由于两个输入光束处于 GMR 状态下的双重增强效应. 光栅支持 GMR 的主要优势在于, 共振可以通过入射角度以较大的自由度调谐到不同的波长. 如图 4(b)–(d) 所示, 分别选择两束光的入射角度为 3° 和 4° , 5° 和 6° , 7° 和 8° 时, 重复上述计算过程, 可以得到

在入射波长分别为 $\lambda_1 = 1077.7667$ nm 和 $\lambda_2 = 1069.8424$ nm, $\lambda_1 = 1061.9223$ nm 和 $\lambda_2 = 1054.0188$ nm, $\lambda_1 = 1046.1452$ nm 和 $\lambda_2 = 1038.3247$ nm 时 DFG 转换效率达到峰值, 产生的光波频率分别为 2.0602 THz, 2.1169 THz 和 2.1584 THz. 在相同激励条件下, DFG 的转换效率相比于平面 CdS 膜分别提高了 1.5×10^9 , 2.2×10^9 , 3.0×10^9 倍. 转换效率随角度的增大与 Q 因子随角度的增大对应, 与局域电场增强随入射角度增大相关.

如果根据图 3(d) 所示的入射角与共振波长的关系, 固定一束入射光的入射角为 1° , 调节另一束入射光的入射角度分别为 2° , 3° , 4° , 5° , 6° , 同时保持其波长相应调谐, 可以得到光波频率分别为 1.9697 THz, 3.9951 THz, 6.0556 THz, 8.1454 THz 和 10.2625 THz 的 THz 波, 同时可以实现在上述

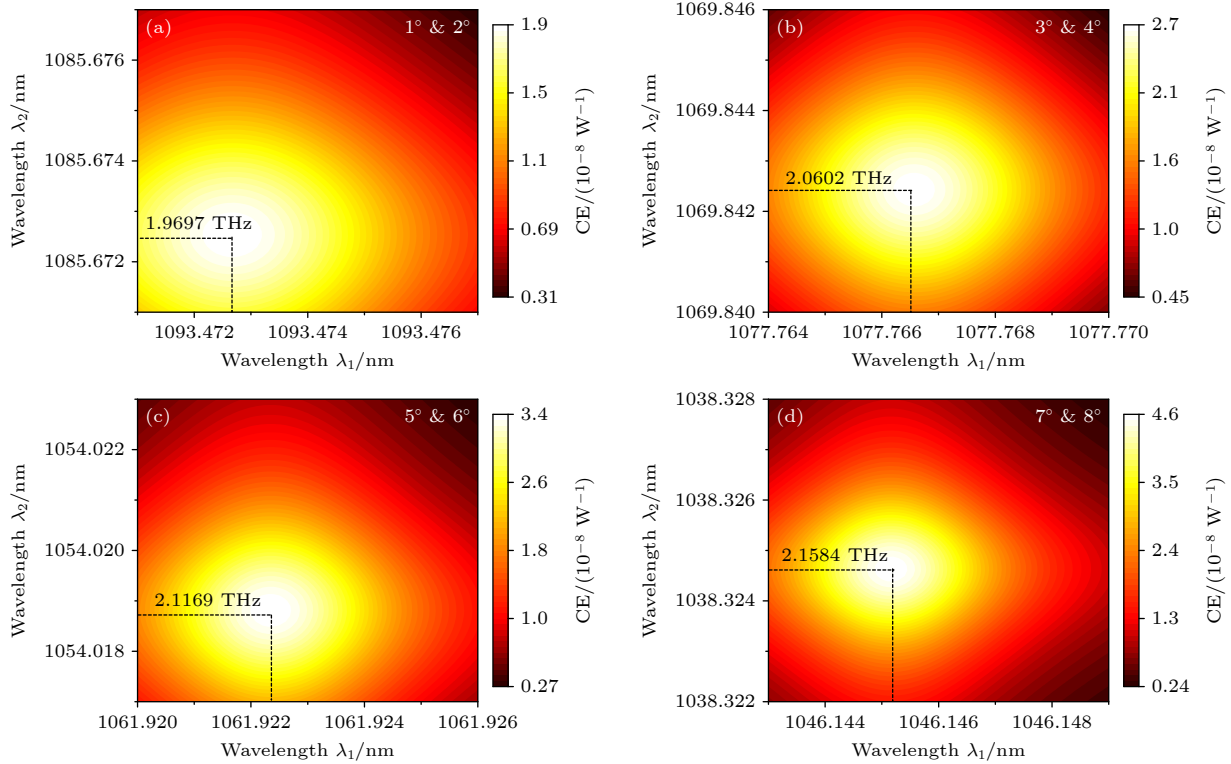


图 4 不同入射角下 DFG 产生的 THz 转换效率与入射波长的关系, 其中入射角分别为 (a) 1°和 2°, (b) 3°和 4°, (c) 5°和 6°及 (d) 7°和 8°

Fig. 4. Generated THz conversion efficiency (CE) from DFG as a function of incident wavelength for different incidence angles. The incident angles are (a) 1° and 2°, (b) 3° and 4°, (c) 5° and 6°, and (d) 7° and 8°.

光波频率下获得 10^9 数量级的 THz 转换效率增强. 因此, 通过改变两束基频光入射角的组合, 可实现任意频率 THz 波产生, 从而实现了在宽光谱范围内高效可调谐的 THz 源.

差频产生 THz 波的功率与入射光强的关系如图 5 所示. 显然地, 当基频光功率较小时, THz 电场与基频场的耦合可以忽略, 符合非耗尽泵浦近似, THz 功率与入射光强度的乘积符合对数斜率

为 1 的关系. 随着基波功率的增大, 当基波场与差频场的耦合无法忽略时, THz 电场与基频场的耦合会使得基频光的共振波长发生移动, 从而使得局域电场增强不再线性增大, THz 功率会偏小于理论值. 此转变入射强度随两束光入射角度的增大而减小, 与 Q 因子和局域场增强随角度的增大而增大相关.

4 结 论

本文研究具有高 Q 几何扰动的 CdS 光栅-波导结构中非线性差频产生的高效、可调谐的 THz 辐射. 基频光共振波长可通过改变入射角在很宽的范围内可调且共振模均具有很高的 Q 因子, 从而实现了差频产生 THz 的波段可调性与高效性, 为微纳光子学平台产生 THz 源研究提供了有意义的参考.

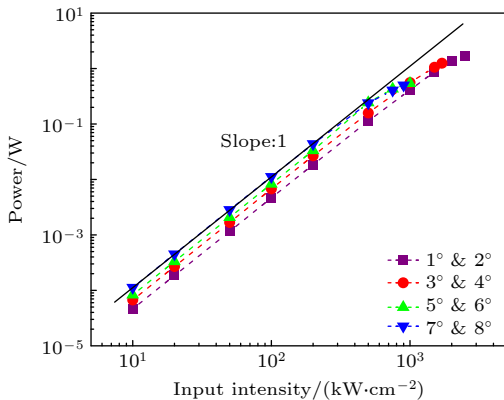


图 5 DFG 产生 THz 波功率与入射强度 I_1 和 I_2 的关系
Fig. 5. Relationship of THz power via DFG with the incident intensities I_1 and I_2 .

参考文献

[1] Tonouchi M 2007 *Nat. Photonics* **1** 97
[2] Huang Y, Shen Y C, Wang J Y 2023 *Engineering* **22** 106
[3] Koch M, Mittleman D M, Ornik J, Castro-Camus E 2023 *Nat. Rev. Methods Primers* **3** 48

- [4] Rubano A, Mou S, Marrucci L, Paparo D 2019 *ACS Photonics* **6** 1515
- [5] Li X R, Li J X, Li Y H, Ozcan A, Jarrahi M 2023 *Light Sci. Appl.* **12** 233
- [6] Lewis R A 2014 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47** 374001
- [7] Li H T, Lu Y L, He Z G, Jia Q K, Wang L 2016 *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves* **37** 649
- [8] Li Q, Li Y D, Ding S H, Wang Q 2012 *J. Infrared Millim. Te.* **33** 548
- [9] Cao J C, Han Y J 2024 *Chin. J. Lasers* **51** 0114001 (in Chinese) [曹俊诚, 韩英军 2024 *中国激光* **51** 0114001]
- [10] Lai R K, Hwang J R, Norris T B, Whitaker J F 1998 *Appl. Phys. Lett.* **72** 3100
- [11] Upadhyaya P C, Fan W H, Burnett A, Cunningham J, Davies A G, Linfield E H, Lloyd-Hughes J, Castro-Camus E, Johnston M B, Beere H 2007 *Opt. Lett.* **32** 2297
- [12] Fan W H 2011 *Chin. Opt. Lett.* **9** 110008
- [13] Bakunov M I, Bodrov S B 2014 *J. Opt. Soc. Am. B* **31** 2549
- [14] Chai L, Niu Y, Li Y F, Hu M L, Wang Q Y 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 070702 (in Chinese) [柴路, 牛跃, 栗岩峰, 胡明列, 王清月 2016 *物理学报* **65** 070702]
- [15] Huang J G, Lu J X, Zhou W, Tong J C, Huang Z, Chu J H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 120704 (in Chinese) [黄敬国, 陆金星, 周炜, 童劲超, 黄志明, 褚君浩 2013 *物理学报* **62** 120704]
- [16] Liu H, Xu D G, Yao J Q 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5662 (in Chinese) [刘欢, 徐德刚, 姚建铨 2008 *物理学报* **57** 5662]
- [17] Zhong K, Yao J Q, Xu D G, Zhang H Y, Wang P 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 034210 (in Chinese) [钟凯, 姚建铨, 徐德刚, 张会云, 王鹏 2011 *物理学报* **60** 034210]
- [18] Bakunov M I, Efimenko E S, Gorelov S D, Abramovsky N A, Bodrov S B 2020 *Opt. Lett.* **45** 3533
- [19] Lu Y, Wang X, Miao L, Zuo D, Cheng Z 2011 *Appl. Phys. B* **103** 387
- [20] Tochitsky S Y, Ralph J E, Sung C, Joshi C 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 026101
- [21] Zhong K, Yao J Q, Xu D G, Wang Z, Li Z Y, Zhang H Y, Wang P 2010 *Opt. Commun.* **283** 3520
- [22] Jiang Y, Ding Y J 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 091108
- [23] Shi W, Ding Y J 2005 *Opt. Lett.* **30** 1861
- [24] Brenier A 2018 *Appl. Phys. B* **124** 194
- [25] Liu P X, Xu D G, Li J Q, Yan C, Li Z X, Wang Y Y, Yao J Q 2014 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **26** 494
- [26] Wu F, Wu J J, Guo Z W, Jiang H T, Sun Y, Li Y H, Ren J, Chen H 2019 *Phys. Rev. Appl.* **12** 014028
- [27] Ning T Y, Li X, Zhao Y, Yin L Y, Huo Y Y, Zhao L N, Yue Q Y 2020 *Opt. Express* **28** 34024
- [28] Wu F, Qin M B, Xiao S Y 2022 *J. Appl. Phys.* **132** 193101
- [29] Wu F, Liu T T, Long Y, Xiao S Y, Chen G Y 2023 *Phys. Rev. B* **107** 165428
- [30] Wu F, Qi X, Luo M, Liu T T, Xiao S Y 2023 *Phys. Rev. B* **108** 165404
- [31] Wu F, Qi X, Qin M B, Luo M, Long Y, Wu J J, Sun Y, Jiang H T, Liu T T, Xiao S Y, Chen H 2024 *Phys. Rev. B* **109** 085436
- [32] Yan M, Sun K, Ning T Y, Zhao L N, Ren Y Y, Huo Y Y 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 044202 (in Chinese) [闫梦, 孙珂, 宁廷银, 赵丽娜, 任莹莹, 霍燕燕 2023 *物理学报* **72** 044202]
- [33] Sun K L, Wei H, Chen W J, Chen Y, Cai Y J, Qiu C W, Han Z H 2023 *Phys. Rev. B* **107** 115415
- [34] Boyd R W 2020 *Nonlinear Optics* (London: Academic Press)
- [35] Jiang H, Han Z H 2022 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **55** 385106
- [36] Sutherland R L 2003 *Handbook of Nonlinear Optics* (New York: Marcel Dekker)
- [37] Amnon Yariv, Yeh P 1984 *Optical Waves in Crystals* (New York: Wiley)
- [38] Lu J, Ding B Y, Huo Y Y, Ning T Y 2018 *Opt. Commun.* **415** 146
- [39] Liu W X, Li Y H, Jiang H T, Lai Z Q, Chen H 2013 *Opt. Lett.* **38** 163

Numerical study of tunable terahertz radiation from differential frequency generation in high- Q geometrically perturbed grating waveguide structures*

LIANG Shijie ZOU Jiaqi WANG Wenjing LIU Di
HUO Yanyan NING Tingyin[†]

(Shandong Provincial Engineering and Technical Center of Light Manipulations, Shandong Provincial Key Laboratory of Optics and Photonic Device, School of Physics and Electronics, Shandong Normal University, Jinan 250358, China)

(Received 20 June 2024; revised manuscript received 9 December 2024)

Abstract

Nonlinear difference frequency generation (DFG) is a key mechanism for realizing terahertz (THz) sources. Utilization of DFG within micro- and nano-structures can circumvent the phase-matching limitations while supporting device miniaturization and integrability, thus the DFG is made a significant area of research. Enhancing the local electric fields through resonant modes in micro- and nano-structures has become a promising approach to achieving efficient and tunable THz sources across a broad wavelength range. In this work, the mechanism of DFG in high- Q -factor grating-waveguide structures for efficiently tuning THz radiation over a wide spectral range is investigated by using numerical simulations based on the finite element method (COMSOL Multiphysics). Theoretical analysis reveals that modulating the positional perturbation of one of the adjacent gratings effectively doubles the grating period, causing Brillouin zone to fold. This folding shifts the dispersion curve of the guided mode (GM) within the waveguide layer above the light cone, forming a guided mode resonance (GMR) with an ultra-high Q -factor, thereby significantly enhancing THz generation in a broad spectral range. Taking a cadmium sulfide (CdS) grating-waveguide structure for example, numerical simulations demonstrate that the THz conversion efficiency reaches an order of 10^{-8} W^{-1} when both fundamental frequency beams have an intensity of 100 kW/cm^2 , which is 10^9 times higher than the conversion efficiency of a CdS film of the same thickness. Moreover, the fundamental frequency resonance wavelength can be widely tuned by adjusting the incident angle. High- Q -factor resonance modes enable various fundamental frequency combinations by changing the incident angles of the two fundamental frequency beams, facilitating the generation of THz waves with arbitrary frequencies. This approach ultimately enables a highly efficient and tunable THz source in a wide spectral range, providing valuable insights for generating THz sources on micro- and nanophotonic platforms.

Keywords: guide mode resonance, difference frequency generation, terahertz source

PACS: 42.79.Gn, 42.79.Dj

DOI: [10.7498/aps.74.20240854](https://doi.org/10.7498/aps.74.20240854)

CSTR: [32037.14.aps.74.20240854](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20240854)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12174228).

[†] Corresponding author. E-mail: ningtingyin@sdu.edu.cn

高 Q 几何扰动光栅-波导结构中差频产生可调谐太赫兹辐射的数值研究

梁世杰 邹家祺 王文静 刘迪 霍燕燕 宁廷银

Numerical study of tunable terahertz radiation from differential frequency generation in high- Q geometrically perturbed grating waveguide structures

LIANG Shijie ZOU Jiaqi WANG Wenjing LIU Di HUO Yanyan NING Tingyin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 034204 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20240854

CSTR: 32037.14.aps.74.20240854

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20240854>

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

带有多孔二氧化硅间隔层的导模共振光栅实现染料激光器发射增强

Enhanced dye lasing emission by guided-mode resonance grating with mesoporous silica as spacing layer

物理学报. 2021, 70(1): 014201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201017>

基于多孔金膜的太赫兹导模共振生化传感特性仿真

Performance simulation of terahertz waveguide resonance biochemical sensor based on nanoporous gold films

物理学报. 2022, 71(21): 218701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220722>

频率可切换太赫兹涡旋波束产生器

Switchable frequency terahertz vortex beam generator

物理学报. 2022, 71(21): 217401 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221184>

激光脉冲啁啾影响双色激光场诱导气体产生太赫兹辐射特性的理论研究

Theoretical study of influence of laser pulse chirp on terahertz emission characteristics of gas induced by two-color laser field

物理学报. 2024, 73(6): 060701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231806>

基于超表面的多波束多模态太赫兹涡旋波产生

Multi-beam multi-mode vortex beams generation based on metasurface in terahertz band

物理学报. 2021, 70(18): 188701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210897>

InSb光栅耦合的太赫兹表面等离子体共振传感方法

A sensing method based on InSb grating coupled terahertz surface plasmon polariton resonance

物理学报. 2024, 73(9): 098701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231904>