

文章编号: 1000 - 5862(2019) 05 - 0478 - 06

基于级联差频 GaAs 微腔产生太赫兹的研究

黄俊滔, 饶志明, 谢芳森*

(江西师范大学物理与通信电子学院, 江西 南昌 330022)

摘要: 以周期性极化 GaAs 为例, 通过对 3 波耦合方程的分析, 计算 GaAs 的有效非线性系数与 2 阶非线性系数比值、极化周期、品质因子及太赫兹功率. 研究结果显示: 在 GaAs 微腔中, 有效非线性系数比值在 0~1 变化, 最大有效非线性系数比值趋近于 1, 极化周期长而变化范围小, 品质因子高(高 Q 值), 存储能量大. 随着有效非线性系数、较小范围内的极化周期以及品质因子的增大, 太赫兹功率(强度)、效率随之显著增大. 腔相位匹配补偿级联差频的失配, 基于 10 阶级联差频 GaAs 微腔产生峰值功率 0.267 4 MW, 增大 3.96 倍. 进一步说明基于级联差频 GaAs 微腔有助于产生太赫兹辐射, 吸收是太赫兹源的主要影响因素之一. 比较研究基于级联差频 GaAs 微腔与准相位匹配级联差频, 前者具有更好输出特性, 研究结果对基于级联差频 GaAs 微腔产生太赫兹具有参考价值.

关键词: 级联过程; 差频; 太赫兹; GaAs; 腔相位匹配; 太赫兹功率

中图分类号: O 441 文献标志码: A DOI: 10.16357/j.cnki.issn1000-5862.2019.05.07

0 引言

太赫兹技术在高速无线通信、无损检测和医疗诊断等方面的巨大应用前景受到人们广泛关注^[1-3], 如基于非线性光学产生以及探测成为太赫兹源新的发展领域, 基于光学差频技术室温运转的量子级联太赫兹激光源最新技术^[4], 基于 VO₂ 相变可调制的复合结构异向介质的研究^[5] 以及基于自旋电子学的太赫兹波产生方法^[6] 等.

非线性光学差频产生(difference frequency generation, DFG)^[7-9] 具有室温运转、结构紧凑、高效率、无阈值、易于调谐、易于实现等特性. 由于差频过程非线性光学色散现象, 各光波之间存在相位失配. N. Bloembergen 等^[10] 针对此问题预言腔相位匹配(cavity phase-matched, CPM), 片状法布里-帕罗(fabry-perot, FP) 的腔长小于极化周期, 微腔的全反射补偿差频过程相位失配, 泵浦光来回反射, 每次传播泵浦光得到增强; 王翠玲等^[11] 基于 CPM 方法的 GaAs 片状晶体参量振荡产生太赫兹, 腔长 1 mm 满足腔相位匹配条件, 当完全相位匹配很难实现时, 腔

相位匹配是一种实现太赫兹有效输出的方法; Kyo-suke Saito 等^[12] 描述一种高效率太赫兹产生方法, 基于一个 GaP 片状微腔级联光学参量振荡器(optical parametric oscillator, OPO) 方案, 输出峰值功率为 1.8 MW, 光子转换效率为 1.086, 超过了 Manley-Rowe 限制; 李忠洋等^[13] 基于周期极化 KTiOPO₄ (PPKTP) 晶体准相位匹配(quasi phase-matched, QPM) 产生太赫兹理论, 与非级联 DFG 相比, 10 阶级联 DFG 的太赫兹强度增加到 5.53, 级联过程的光子转换效率为 479.4%.

从理论与实验可知, 级联过程^[12-14] 能增大太赫兹辐射的输出效率. 根据 Manley-Rowe 关系, 太赫兹波长约是泵浦波长的 200 倍, 光波到太赫兹波最大功率转换效率约 0.7%, 最大功率效率较低. 差频转换存在超过 1 个阶次的空间, 差频存在级联过程, 级联差频过程是单个泵浦光子的耗尽产生多个太赫兹光子, 突破了 Manley-Rowe 条件限制. GaAs 微腔的腔长小于极化周期, 腔的全反射补偿级联差频过程相位失配, 泵浦光在腔面镜作用下来回反射, 每次单程传播的太赫兹得到增强. 与 QPM 不同, CPM 允许少量相位失配, 无需介质的方向反转来补偿相位的

收稿日期: 2019-02-19

基金项目: 国家自然科学基金(11664017), 江西省自然科学基金(20161BAB202052) 和江西省教育厅科技课题(GJJ160305) 资助项目.

通信作者: 谢芳森(1961-), 男, 江西兴国人, 教授, 主要从事电子信息技术与光电信息监测的研究. E-mail: xiefangsen@163.com

失配,每次传输过程,入射波与反射波均满足相位匹配. 由于 GaAs 微腔高 Q 值特性,等效的极化周期大大增加,可以实现有效的非线性频率转换. 腔的高 Q 值将导致转换效率的增加,光子转换效率约 81%,近似于效率的极限.

本文以周期性极化 GaAs 为例,从 3 波耦合方程出发,研究基于级联差频 GaAs 微腔产生太赫兹的原理,分析 GaAs 微腔的有效非线性系数比值、极化周期、品质因子和吸收特性,并比较基于级联差频 GaAs 微腔与准相位匹配级联差频.

1 基于级联差频 GaAs 微腔产生太赫兹的基本原理

图 1 为基于级联差频 GaAs 微腔产生太赫兹的原理示意图. 太赫兹信号 (ω_t) 通过高频泵浦光 (ω_m) 与低频泵浦光 (ω_{m+1}) 之间相互作用产生,光波范围内频率差光束为 $\omega_m - \omega_{m+1} = \omega_t$. 级联差频过程消耗高频泵浦光并放大低频泵浦光. 放大后的低频泵浦光继续充当高频泵浦光,它放大太赫兹辐射并产生一个新的低频泵浦光 (ω_{m+2}). 基于斯托克斯光相互作用产生太赫兹辐射的同时,发生消耗太赫兹辐射的反斯托克斯光相互作用过程,从而产生反斯托克斯信号光 ($\omega_{m-1}, \omega_{m-2}$). 反斯托克斯光之间的相互作用比斯托克斯光的作用弱,因此反斯托克斯光对太赫兹辐射是增强的. L 为高、低频泵浦光 ω_m, ω_{m+1} 电场 E_m, E_{m+1} 2 束光波通过非线性介质 M , 产生电场 E_t , 高、低频泵浦光和太赫兹振幅 A_m, A_{m+1} 和 A_t , 波矢 k_m, k_{m+1} 和 k_t . 基于 GaAs 非线性系数大而吸收系数小的特性, M 选择 GaAs 微腔, 表面是泵浦光、太赫兹涂层, M 的腔长 l_{cav} . 高、低频泵浦光和 2 者产生太赫兹辐射的偏振方向分别为 $[1\ 1\ 0], [1\ \bar{1}\ 0]$ 和 $[0\ 0\ 1]$, GaAs 微腔中非线性介质的外表面取决于相对表面的非线性介质取向,相对极化方向垂直于出射、入射方向.

模拟 3 波谐振 Fabry-perot 微腔的级联特性分析 3 波耦合方程^[12-16]. $E_j = E_0 A_j e^{i\omega_j t}$ 为腔的电场 E_0 为归一化电场 A_j 为腔的慢变振幅 $\omega_j = 2\pi f_j$ 为角频率,下标 j 表示过程中所有相互作用的波:

$$dA_m/dt = -\gamma_m A_m - i\omega_m \kappa_m A_{m+1} A_t - i\omega_m \kappa_{m-1} A_{m-1} A_t^* - \beta_m |A_m|^2 A_m + \sqrt{2\gamma_t} s_m^+, \quad (1)$$

$$dA_t/dz = -\gamma_t A_t - \frac{i}{2} \omega_t (\mu_0/\epsilon_t)^{1/2} \epsilon_0 (2d) \sum_m A_m A_{m+1}^* e^{-i\Delta k_t z}, \quad (2)$$

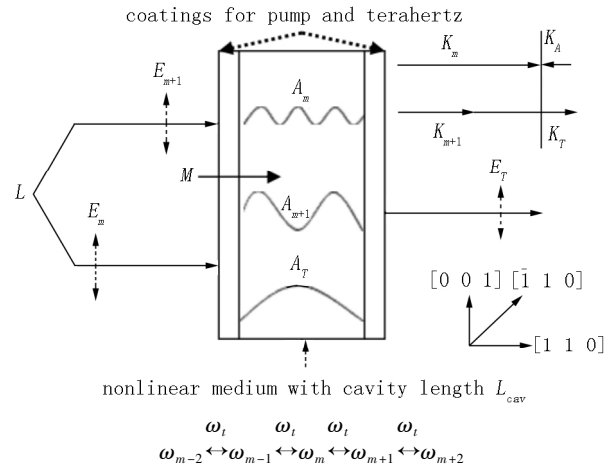


图 1 基于级联差频 GaAs 微腔产生太赫兹辐射的原理图

(1) ~ (2) 式右边第 1 项为高、低泵浦光以及太赫兹的吸收, (1) 式右边第 2、3 项代表反斯托克斯光与斯托克斯光的相互作用, (2) 式右边第 2 项为基于级联差频 GaAs 微腔产生太赫兹辐射的和. κ_m 为耦合系数 $\gamma_j = \gamma_i + \gamma_c$ 为腔的损耗率 γ_i 为本征损耗率 γ_c 为耦合率 β_m 为双光子吸收系数^[17], $|A_j|^2$ 为储存在腔中的能量 (单位为 J) $s_j^+ = -s_j^- + \sqrt{2\gamma_t} A_j$ 为入射波能量 s_j^- 为出射波能量. $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N} \cdot \text{A}^{-2}$ 为真空磁导率 $\epsilon_t = \epsilon_\gamma \epsilon_0$ 为太赫兹介电常数 $\epsilon_0 = 8.854\ 187\ 817 \times 10^{12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$ 为真空介电常数 Δk 为波矢失配. d 为有效非线性系数,描述了非线性相互作用强度,可表示为^[18]

$$d = d_q | \sin c(\pi l_{cav}/\Lambda) |, \quad (3)$$

$d_q = d_{36} (1 + C(1 - \omega_t^2/\omega_{i0}^2 - i\omega_t \gamma_q/\omega_{i0}^2)^{-1})$ 为 2 阶非线性系数 d_{36} 为电场的 2 阶非线性系数,常数 $C = -0.53 \pm 0.03$ $\omega_{i0} = 2\pi \times 0.11 \text{ THz}$ 为横向光子角频率 $\gamma_q = 2\pi \times 0.11 \text{ THz}$ 为阻尼系数^[19]. 非线性作用的有效周期称为极化周期,记为 Λ ,它的大小取决于非线性作用 3 波耦合方程的动量守恒和波矢失配量的大小,计算方法为

$$\Lambda = 2\pi m / (k_m - k_{m+1} - k_t), \quad (4)$$

$k_j = 2\pi n_j / \lambda_j$ 为波矢. 已知 GaAs 的腔长为 l_{cav} , 品质因子 (Q_j) 为

$$Q_j = \omega_j n_j l_{cav} / (c(2\alpha_j l_{cav} + \ln(1/R_i R_o))), \quad (5)$$

其中 $c = 3 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 为光速 α_j 为非线性介质吸收系数 n_j 为折射率 R_i, R_o 为输入、输出的反射率. 3 波耦合过程高、低频泵浦光以及太赫兹的面积相同. 基于级联差频 GaAs 微腔过程以及腔的高 Q 值有利于提高太赫兹辐射的效率,非线性转换随泵浦光波传播距离的变化而产生振荡,有效利用极化周期,可得太赫兹的效率 (η)^[14]

$$\eta = n_t |A_t|^2 / (\sum_m n_m |A_m|^2). \quad (6)$$

不同于 QPM 基于级联差频 GaAs 微腔适用于光学各向同性晶体 GaAs 的宽频调谐范围,以周期性极化 GaAs 为例,利用极化周期长而变化范围小的特性,分析基于级联差频 GaAs 微腔产生太赫兹过程.此方法可以实现效率超过 Manley-Rowe 限制.

2 基于级联差频 GaAs 微腔产生太赫兹过程的结果与讨论

2.1 GaAs 微腔的有效非线性系数比值与极化周期

根据 Sellmeier 方程^[20],GaAs 晶体的折射率为

$$n^2(\lambda) = g_0 + g_1/(\lambda_1^{-2} - \lambda^{-2}) + g_2/(\lambda_2^{-2} - \lambda^{-2}) + g_3/(\lambda_3^{-2} - \lambda^{-2}), \quad (7)$$

$g_0 = 5.37251$, $g_1 = 27.83972$, $\lambda_1 = 0.4431307 + 0.000050564\Delta T$, $g_2 = 0.031764 + 4.350 \times 10^{-5}\Delta T + 4.664 \times 10^{-7}\Delta T^2$, $\lambda_2 = 0.874653 + 0.0001913\Delta T - 4.882 \times 10^{-7}\Delta T^2$, $g_3 = 0.00143636$, $\lambda_3 = 36.9166 + 0.011622\Delta T$, 其中 λ 为波长,单位为 nm; ΔT 为偏离参照温度(22 °C)变化量,单位为 K. CO₂ 激光器在波长 9 ~ 11 μm 可以通过光栅及其它器件等调谐^[21],由(7)式可知 GaAs 晶体在泵浦光(9.2 ~

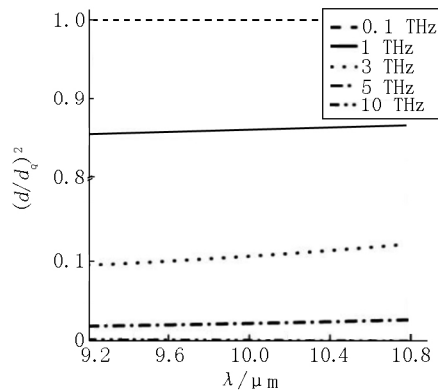
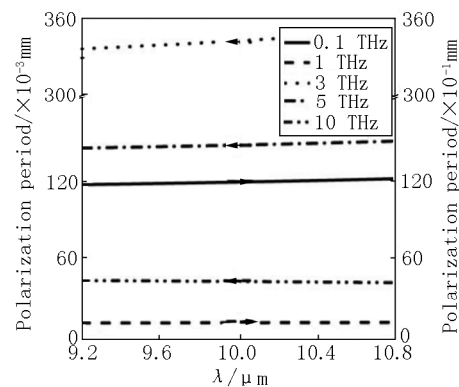


图2 基于级联差频 GaAs 微腔过程的 (a) 有效非线性系数与 2 阶非线性系数比值, (b) 极化周期随泵浦波长的变化关系

基于腔相位匹配条件,当太赫兹频率较高时,极化周期较低,而当太赫兹频率较低时,极化周期较高,GaAs 的腔长小于极化周期,取 0.25 mm. 图 2(b) 显示 GaAs 微腔中各个泵浦波长的极化周期大小,由(4)式可得,当泵浦波长为 10.8 μm 时,输出 0.1 THz 的极化周期取最大值为 12 151.4 μm , 10.0 THz 的极化周期取最小值为 42.5 μm . 基于级联差频 GaAs 微腔过程波矢失配的增大或减小将导致功率(强度)的极大损耗,根据波矢失配表示,极化周期正比于波矢失配,故极化周期的取值范围不宜过大.由(6)式可得,较小范围内极化周期越长,太赫兹功率(强度)、效率越大.泵浦波长 10.8 μm 产生 1 THz 的极化周期为 1 201.3 μm ,取值范围为 46.7 μm . GaAs 的极化周期长而变化范围小,太赫

10.8 μm) 以及太赫兹(0.1 ~ 10.0 THz)波段的折射率变化关系.泵浦光波段内折射率反比于波长 2 者呈线性关系.对于太赫兹范围,频率从 0.1 THz 变化至 10.0 THz,折射率与频率之间呈先增后减再增长的非线性变化关系.

假设入射光(泵浦光)以及出射光(太赫兹辐射)是高斯分布模式.由(3)式知,对于给定腔长,非线性系数随泵浦波长的增长而变化.由极化周期的变化可推导出有效非线性系数与 2 阶非线性系数比值和泵浦波长的关系.在图 2(a)中,当泵浦波长为 10.8 μm 时,输出 0.1 THz 级联波的有效非线性系数比值为 0.999,趋近于 1; 10.0 THz 的有效非线性系数比值为 0.000387,趋近于 0.有效非线性系数比值随输出太赫兹频率的降低由 0 ~ 1 变化,输出太赫兹频率越小,有效非线性系数比值越大.在级联光波中,高频泵浦光的耗尽有助于产生反斯托克斯光,产生相应的太赫兹功率.由(6)式可知,信号之间的相互作用依赖于有效非线性系数,级联光波的有效非线性系数越大,太赫兹功率(强度)、效率越大.在 GaAs 微腔中, $\lambda_m = 10.8 \mu\text{m}$ 时产生 0.1 THz 的有效非线性系数比值最大且趋近于 1,所得太赫兹功率(强度)、效率最大.



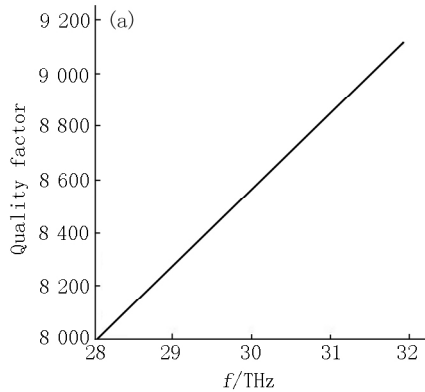
兹功率(强度)、效率大.

2.2 GaAs 微腔的品质因子

基于离子束溅射技术的覆盖于 GaAs 表面的高反射涂层,损伤阈值超过 $20 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2}$,有效地防止光波在腔的输入和输出表面的光损伤^[22]. GaAs 固定的谐振腔模式可通过切割或精密的化学机械抛光技术获得平坦的表面,优化腔的输入、输出反射率及波导长度.取腔的输入、输出反射率分别为 0.992、0.998,及波导长度 0.25 mm,这些参数提供一个高 Q 值的腔.

由(5)式可知,图 3(a)、图 3(b)显示腔的品质因子随给定泵浦光、太赫兹的关系.品质因子随泵浦频率增长而增长,当频率为 27.78 THz 时,其品质因子取最小值 7 921,当频率为 32.61 THz 时,其品质

因子取最大值 9 323.4. 太赫兹频率从 0.10 THz 变化至 8.13 THz, 品质因子与太赫兹频率非线性递增; 从 8.13 THz 变化至 8.83 THz 二者非线性递减; 从 8.83 THz 变化至 10.00 THz 二者非线性递增; 频率 8.13 THz 取极大值 33 362.7, 8.83 THz 取极小值



130.4. 泵浦光范围最大品质因子为 9 323.4, 太赫兹范围最大品质因子为 33 362.7. GaAs 微腔具有大的高 Q 值, 腔中储存的能量大. 泵浦光能量储存在腔中, 由 (6) 式可知, GaAs 微腔的品质因子越大, 太赫兹功率(强度)、效率越大.

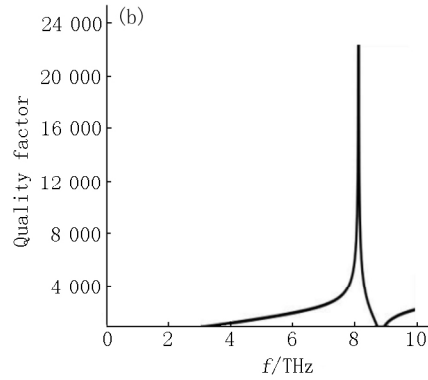


图 3 品质因子与 (a) 泵浦频率 (b) 太赫兹频率的变化关系

2.3 GaAs 微腔的吸收影响

基于级联差频 GaAs 微腔产生太赫兹利用极化周期长的特性而不考虑相位匹配的影响. 非线性波相互作用有一个基本过程, 高、低泵浦信号 (30 THz、29 THz) 之间相互作用, 对应一个 1 THz 的太赫兹信号. 设定输入泵浦光功率为 50 MW, 根据 (1) ~ (2) 式, 计算腔的输出耦合信号, 高频泵浦光损耗有助于反斯托克斯光信号、低频泵浦信号以及级联种子信号的放大, 基于级联差频 GaAs 微腔过程对太赫兹输出功率有贡献作用.

图 4 分析吸收对基于级联差频 GaAs 微腔产生太赫兹过程的影响. 较于极化周期 3.31 mm 无级联峰值功率 67.6 kW, 级联波的峰值功率增大 3.96 倍, 低频信号和反斯托克斯光的耗尽使得太赫兹辐射有效产生, 进一步证明基于级联差频 GaAs 微腔有助于产生太赫兹辐射. GaAs 晶体的吸收系数^[23] 1 cm^{-1} , 10 个级联斯托克斯光相互作用, 当极化周期为 2.27 mm 时, 理想情形不考虑吸收太赫兹功率 1.086 MW, 光波在微腔中传播产生吸收损耗, 实际考虑吸收峰值功率 0.2674 MW, 吸收是太赫兹源的主要影响因素之一.

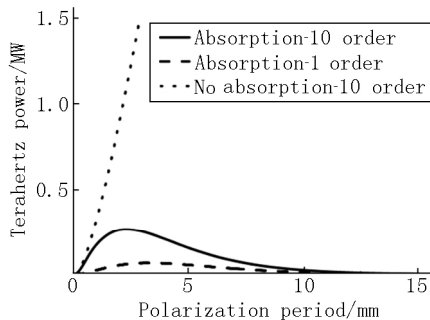


图 4 吸收对基于级联差频 GaAs 微腔产生太赫兹过程的影响

3 基于级联差频 GaAs 微腔与准相位匹配级联差频的比较

基于准相位匹配 (QPM) 级联差频过程的基本原理, 级联差频 QPM 的耦合方程可由非线性光学 3 波耦合方程推导^[12, 24-25]:

$$dE_T/dz = -\alpha_T E_T/2 - \frac{i}{2} \omega_T (\mu_0/\epsilon_T)^{1/2} \epsilon_0 (2d) \cdot \sum_{M=-\infty}^{+\infty} E_{M+1} E_M \cos(\Delta k_M z), \quad (8)$$

$$dE_M/dz = -\alpha_M E_M/2 - \frac{i}{2} \omega_M (\mu_0/\epsilon_i)^{1/2} \epsilon_0 (2d) \cdot (E_{M-1} E_T \cos(\Delta k_{M-1} z) + E_{M+1} E_T \cos(\Delta k_M z)), \quad (9)$$

$$\Delta k_M = k_M - k_{M+1} - k_T - 2\pi j/\Lambda, \quad (10)$$

$$I_T = \epsilon_0 c n_T |E|^2/2, \quad (11)$$

(8) 式显示太赫兹的产生和消耗是 M 阶与 (M + 1) 阶斯托克斯光的相互作用, (9) 式右边第 2 项显示太赫兹与 M 阶斯托克斯光的斯托克斯效应, (9) 式右边第 3 项显示太赫兹与 (M + 1) 阶斯托克斯光的反斯托克斯效应. Δk_M 为 QPM 级联差频的波矢失配, I_T 为太赫兹能流密度(强度).

模拟基于级联差频 GaAs 微腔与 QPM 级联差频, 分析过程产生的前向太赫兹. 高、低泵浦光分别为 30 THz 和 29 THz, 太赫兹频率 1 THz, 注入的泵浦光功率 50 MW, 图 5 比较基于级联差频 GaAs 微腔与 QPM 级联差频 2、3、5、10、15 阶级联光波太赫兹功率.

由 (1) ~ (2) 式可知, 图 5 (a) 是基于级联差频 GaAs 微腔过程, 2、3、15 以及 10 阶太赫兹功率 (P_{10}) 分别为 0.132 0、0.186 4、0.268 6 MW 以及 $P_{10} = 0.267 4 \text{ MW}$, 2 ~ 3 阶功率变化 54.4 kW, 10 ~

15阶功率变化1.2 kW.由(8)~(9)式可知,图5(b)是基于QPM级联差频过程2、3、15以及10阶太赫兹功率(P_{T10})分别为0.093 5、0.134 1、0.210 5 MW以及 $P_{T10}=0.209 2$ MW.2~3阶、10~15阶功率变化40.6 kW、1.3 kW.级联过程的各级斯托克斯光和反斯托克斯光衰减受波矢失配的影响,比较图5(a)和图5(b),低阶太赫兹功率增长快速,随着阶数增加功率增长缓慢,10阶后增长极缓

趋近于0,用10阶斯托克斯光近似完整过程.吸收损耗是太赫兹功率变化的重要参数之一,太赫兹功率的大小与吸收成反比,理论上基于级联差频GaAs微腔过程损耗率更小而太赫兹功率更大,从图5可得 P_{T10} 大于 P_{T10} .结合理论与模拟结果,相较于QPM级联差频,基于级联差频GaAs微腔产生太赫兹功率大,具有更好输出特性.

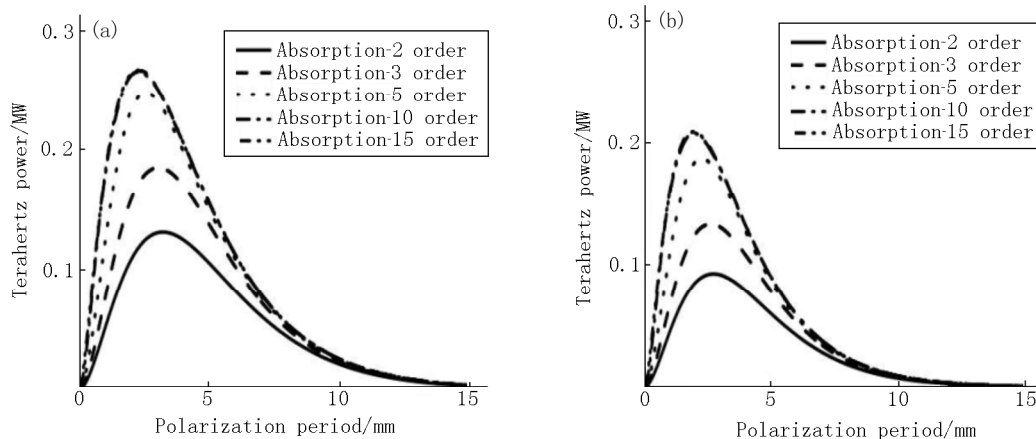


图5 (a) 基于级联差频 GaAs 微腔 (b) 准相位匹配级联差频产生太赫兹功率的变化

4 结论

本文以周期性极化 GaAs 为例,从3波耦合方程出发,分析基于级联差频 GaAs 微腔产生太赫兹的原理.根据计算结果可知,在 GaAs 微腔中,泵浦波长 $10.8 \mu\text{m}$ 输出0.1 THz的最大有效非线性系数比值为0.999,趋近于1,输出10 THz的最小有效非线性系数比值为0.000 387,趋近于0,有效非线性系数与非线性系数比值随输出太赫兹频率的降低由0~1变化.泵浦波长 $10.8 \mu\text{m}$ 产生1 THz的极化周期为 $1\ 201.3 \mu\text{m}$,取值范围为 $46.7 \mu\text{m}$,极化周期长而变化范围小.泵浦光范围、太赫兹范围内腔的高Q值为9 323.4、33 362.7,腔中储存的能量大.由于有效非线性系数大、极化周期长而变化范围小和腔的高Q值的特性,太赫兹峰值功率(强度)、效率大,腔相位匹配补偿级联差频的失配,注入的泵浦光功率50 MW,比极化周期 3.31 mm 无级联峰值功率 67.6 kW 增大3.96倍,进一步证明基于级联差频 GaAs 微腔有助于产生太赫兹辐射.极化周期 2.27 mm 理想情形不考虑吸收太赫兹功率 1.086 MW ,实际考虑吸收峰值功率 $0.267 4 \text{ MW}$,吸收是太赫兹源的主要影响因素之一.并比较研究基于级联差频 GaAs 微腔与准相位匹配级联差频,基于级联差频 GaAs 微腔产生太赫兹具有更好输出特性,研究结果对基于级联差频 GaAs 微腔产生太赫兹具有参考价值.

5 参考文献

- [1] Han C, Bicen A O, Akvildiz I F. Multi-wideband waveform design for distance-adaptive wireless communications in the terahertz band [J]. IEEE Transactions on Signal Processing, 2016, 64(4): 910-922.
- [2] Dong J, Locquet A, Citrin D S. Terahertz quantitative non-destructive evaluation of failure modes in polymer-coated steel [J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2016, 23(4): 1-7.
- [3] Vaks V, Domracheva E, Sobakinskaya, et al. High-precision terahertz spectroscopy for noninvasive medicine diagnostics [J]. Photonics and Lasers in Medicine, 2014, 3(4): 373-380.
- [4] 柴路, 牛跃, 栗岩峰, 等. 差频可调谐太赫兹技术的新进展 [J]. 物理学报, 2016, 65(7): 1-15.
- [5] 余萍, 熊狂炜. 基于 VO_2 相变可调制的复合结构异向介质的研究 [J]. 江西师范大学学报: 自然科学版, 2014, 38(1): 78-82.
- [6] 冯正, 谭为, 成彬彬, 等. 基于自旋电子学的太赫兹波产生方法 [J]. 太赫兹科学与电子信息学报, 2016, 14(4): 502-507.
- [7] Cruz F C, Maser D L, Johnson T, et al. Mid-infrared optical frequency combs based on difference frequency generation for molecular spectroscopy [J]. Optics Express, 2015, 23(20): 26814-26824.
- [8] Yan Dexian, Wang Yuyue, Xu Degang, et al. High-average-power, high-repetition-rate tunable terahertz difference frequency generation with GaSe crystal pumped by $2 \mu\text{m}$ dual-wavelength intracavity KTP optical parametric oscillator

- [J]. Photonics Research 2017 5(2): 82.
- [9] Wang Peng ,Shang Yaping ,Li Xiao ,et al. Multi-wavelength mid-infrared laser generation based on optical parametric oscillation and intracavity difference frequency generation [J]. IEEE Photonics Journal 2017 99: 1-5.
- [10] Armstrong J A ,Bloembergen N ,Ducuing J ,et al. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric [J]. Phys Rev ,1962 ,127(6) : 1918-1939.
- [11] 王翠玲 徐世林. GaAs 参量振荡产生太赫兹波的腔相位匹配研究 [J]. 红外 2013 ,34(11) : 31-36.
- [12] Saito K ,Tanabe T ,Oyama Y. Cascaded terahertz-wave generation efficiency in excess of the Manley-Rowe limit using a cavity phase-matched optical parametric oscillator [J]. Journal of the Optical Society of America B 2015 ,32(4) : 617-621.
- [13] Li Zhongyang ,Wang Silei ,Wang Mengtao ,et al. Terahertz generation based on cascaded difference frequency generation with periodically-poled KTiOPO₄ [J]. Current Optics and Photonics 2017 ,1(2) : 138-142.
- [14] Ravi K ,Hemmer M ,Cirimi G ,et al. Cascaded parametric amplification for highly efficient terahertz generation [J]. Optics Letters 2016 ,41(16) : 3806-3809.
- [15] Xu Degang ,Liu Pengxiang ,Yu Hong ,et al. Coupled-mode theory for Cherenkov-type guided-wave terahertz generation via cascaded difference frequency generation [J]. Journal of Lightwave Technology 2013 ,31(15) : 2508-2514.
- [16] Ravik K ,Schimpf D N ,Kartner F X. Pulse sequences for efficient multi-cycle terahertz generation in periodically poled lithium niobate [J]. Optics Express 2016 ,24(22) : 25582-25607.
- [17] Sang Haiyu ,Li Ming ,Yu Xiangyang ,et al. Study of intensity-dependent nonlinear optical coefficients of GaP optical crystal at 800 nm by femtosecond pump-probe experiment [J]. Chinese Optics Letters 2006 ,4(9) : 536-538.
- [18] Xie Zhidong ,Lü Xiaojun ,Liu Yuehui ,et al. Cavity phase matching via an optical parametric oscillator consisting of a dielectric nonlinear crystal sheet [J]. Phys Rev Lett , 2011 ,106(8) : 83901.
- [19] Faust W L ,Henry C H. Mixing of visible and near-resonance infrared light in GaP [J]. Physical Review Letters , 1966 ,17(25) : 1265-1268.
- [20] Skauli T ,Kuo P S ,Vodopyanov K L ,et al. Improved dispersion relations for GaAs and applications to nonlinear optics [J]. Journal of Applied Physics ,2003 ,94(10) : 6447-6455.
- [21] Rao Zhiming ,Wang Xinbing ,Lu Yanzhao. Tunable terahertz generation from one CO₂ laser in a GaSe crystal [J]. Optics Communications 2011 ,284(23) : 5472-5474.
- [22] Martin A R ,Turner T. Adaptive characterization of laser damage from sparse defects [EB/OL]. [2018-11-19]. 10.1117/12.2068213.
- [23] Palik E D. Gallium Arsenide (GaAs) [M]. Handbook of Optical Constants of Solids ,1997: 429-443.
- [24] 黄俊滔 饶志明 谢芳森. GaP ,GaAs 和 PPLN 晶体级联差频产生太赫兹辐射 [J]. 太赫兹科学与电子信息学报 2018 ,16(4) : 576-584.
- [25] Cronin-Golomb M. Cascaded nonlinear difference-frequency generation of enhanced terahertz wave production [J]. Optics Letters 2004 ,29(17) : 2046-2048.

The Terahertz Generation Using a Cavity Phase-Matched GaAs Based on Cascaded Difference-Frequency

HUANG Juntao ,RAO Zhiming ,XIE Fangsen *

(College of Physics and Communication Electronics ,Jiangxi Normal University ,Nanchang Jiangxi 330022 ,China)

Abstract: The characteristics of cascaded difference-frequency generation (DFG) using a cavity phase-matched (CPM) GaAs ,such as the ratio of effective nonlinear coefficient to second-order nonlinear coefficient ,the polarization period ,the quality factor and THz power ,is calculated from the couple wave equations. The results show that the ratio of effective nonlinear coefficient to second-order nonlinear coefficient change from 0 to 1 ,the maximal ratio of effective nonlinear coefficient to second-order nonlinear coefficient becomes 1 in a cavity phase-matched GaAs. The polarization period is long and the range of GaAs crystal is small. The quality factor and the energy stored in the cavity are high. THz power (THz intensity) and the conversion efficiency significantly increase with the effective nonlinear coefficient ,the polarization period within small range and the quality factor. The flake optical micro-cavity to be utilized to compensate the phase mismatch ,the peak power in CPM cascaded DFG processes up to 0.267 4 MW in 10-order cascading processes ,THz power increases to 3.96 times ,which further proves that the cascaded DFG using a CPM GaAs process contributes to efficient THz-radiation generation. Absorption is one of the main factors in the terahertz source. Comparing to cascaded DFG processes based on quasi phase-matched (QPM) ,cascaded DFG using a CPM GaAs has better output characteristic. The research has reference value for cascaded DFG using a CPM GaAs in the terahertz technology.

Key words: cascaded process; difference-frequency; terahertz; GaAs; cavity phase-matched; terahertz power

(责任编辑: 冉小晓)