

周期结构 GaAs 晶体 ps 脉冲差频 产生窄带 THz 辐射的研究*

王卓[†] 王与焯 姚建铨 王鹏

(天津大学精密仪器与光电子工程学院激光与光电子研究所, 光电信息技术科学
教育部重点实验室, 天津 300072)

(2009 年 4 月 8 日收到; 2009 年 8 月 11 日收到修改稿)

计算模拟了在 ps 脉冲抽运周期结构 GaAs 晶体差频产生窄带 THz 波过程中, 对于不同波长、不同脉宽的抽运光, 周期结构 GaAs 晶体的走离长度和最佳周期长度的变化, 并对计算结果进行了理论分析. 研究了周期结构 GaAs 晶体的畴数对 THz 波光谱的影响. 根据 GaAs 晶体温度色散公式, 计算并分析了晶体最佳周期长度的温度调谐特性, 研究了温度变化对 THz 波光谱的影响, 提出了通过温度调谐实现在周期结构 GaAs 晶体中产生宽调谐、窄带宽 THz 波的新方法, 该计算结果为下一步的实验研究提供了理论基础.

关键词: ps 脉冲, 差频产生窄带 THz 波, 周期结构 GaAs 晶体, 温度调谐

PACC: 4265M, 4265K, 7280E, 9580G

1. 引 言

可调谐窄带 THz 辐射源由于在医学成像、工业无损检测等方面具有广泛的应用前景, 因而受到人们重视^[1,2]. 用来产生可调谐窄带 THz 波的方法有很多, 总体上分为电子学方法和光学方法两大类. 在光学方法中, 最常见的是基于非线性光学原理产生可调谐窄带 THz 波的方法. 对于基于非线性光学原理的可调谐窄带 THz 辐射源而言, 通常所用抽运源为 ns 脉冲或连续激光器^[3,4]. 而 ps, fs 等短脉冲激光器则主要作为基于光整流、光电导效应产生宽带 THz 波时的抽运源^[5,6]. 近几年, 也开始有了一些 ps, fs 脉冲抽运非线性晶体基于光整流效应实现窄带 THz 波输出的报道^[7-11]. 在短脉冲抽运非线性晶体的可调谐窄带 THz 辐射源中, 通常采用周期结构晶体作为非线性晶体. 过去常采用的非线性晶体是易于制备的周期极化晶体, 如周期极化 LiNbO₃ (PPLN) 等晶体^[7,8]; 近年来, 也有研究小组进行了 ps 脉冲抽运周期结构各向同性晶体产生窄带 THz 波方面的研究^[9-11]. 但是目前这方面的研究主要集中在基于光整流效应, fs 或亚 ps 脉冲抽运周期结构各向同性晶体产生窄带 THz 波辐射上^[9,10]. 而对于基于差频效

应, ps 脉冲抽运周期结构各向同性晶体产生 THz 波辐射方面的研究较少, 目前在这方面只有少量关于实验研究的报道^[11], 相关理论研究极为匮乏.

本文以周期结构 GaAs 晶体为例, 计算分析了在 ps 脉冲抽运周期结构晶体差频产生窄带 THz 波辐射的过程中, 抽运光的脉宽和波长对周期结构晶体的走离长度和最佳周期长度的影响; 研究了周期结构晶体的畴数对差频产生的窄带 THz 波光谱的影响. 我们还根据 GaAs 晶体温度色散公式, 计算并分析了晶体最佳周期长度的温度调谐特性, 研究了温度变化对 THz 波光谱的影响, 提出了通过温度调谐实现在周期结构 GaAs 晶体中产生宽调谐、窄带宽 THz 波的新方法. 该理论计算为下一步的实验研究提供了理论依据和参考, 同时也填补了目前在 ps 脉冲抽运周期结构晶体差频产生 THz 波理论研究方面的空白.

2. ps 脉冲抽运周期结构 GaAs 晶体差频产生窄带 THz 波的理论分析

ps 脉冲抽运周期结构晶体差频产生窄带 THz 波辐射的基本原理与 fs 脉冲抽运周期结构晶体基于光整流效应产生窄带 THz 波的原理相似^[7]. 它是在短脉冲抽运周期结构非线性晶体差频产生宽带

* 国家重点研究发展计划(973)项目(批准号:2007CB310403)资助的课题.

[†] E-mail: annawangz@yahoo.com.cn

THz 波的过程中,通过对非线性晶体的周期结构进行预先设计,从而通过对差频产生的宽带 THz 波的相位和振幅进行调制,实现对 THz 波的脉冲整形,使其成为具有特定时域周期和振幅的 THz 波,这种 THz 波在频域表现为窄带 THz 波. 在这一过程中,晶体的周期长度和光波—THz 波的转换效率都与晶体的相干长度无关,而是由晶体的走离长度决定. 根据文献[11]报道当周期结构晶体畴长度与晶体走离长度比值为 $1(\Lambda/d_w = 2)$ 时,所产生 THz 波为较理想的单频窄带 THz 波,相应晶体周期长度为晶体最佳周期长度.

2.1. 走离长度和最佳周期长度

在这里我们首先研究了抽运光波长和抽运光脉宽对各向同性晶体走离长度和最佳周期长度的影响. 在以下理论分析中我们以周期结构 GaAs 晶体为例,设两抽运光波长分别为 λ_1, λ_2 , 差频产生 THz 波波长为 λ_{THz} , 满足条件 $1/\lambda_{\text{THz}} = 1/\lambda_1 - 1/\lambda_2$. 由于在本文的理论计算过程中,所选用抽运光为中红外光($2 \mu\text{m} < \lambda_1, \lambda_2 < 4 \mu\text{m}$)、所产生 THz 波频率在 4 THz 以下,为简化分析过程,我们近似认为 GaAs 晶体在这两个波段透明,不考虑晶体在中红外波段和 THz 波段的吸收对差频产生 THz 波的影响.

当抽运光是 ps 脉冲时,晶体的走离长度由抽运光脉宽 τ_p 和晶体群速折射率 n_g 共同决定^[9]:

$$l_w = \frac{c\tau_p}{\Delta n} = \frac{c\tau_p}{|n_{\text{THz}} - n_{\lambda_1, g} + n_{\lambda_2, g}|}, \quad (1)$$

其中, τ_p 为抽运光脉宽; Δn 是晶体在三波相互作用时的色散失配量; $n_{\text{THz}}, n_{\lambda_1, g}, n_{\lambda_2, g}$ 分别为 GaAs 晶体在 THz 波段折射率和中红外波段 λ_1, λ_2 的群速折射率 $n_g(\lambda_0) = n(\lambda_0) - \lambda_0 \frac{\partial n}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda_0}$. 本文中,我们选用文献[12]给出的 GaAs 晶体随温度变化的色散方程

$$n^2(\lambda) = g_0 + \frac{g_1}{A^{-2} - \lambda^2} + \frac{g_2}{B^{-2} - \lambda^2} + \frac{g_3}{C^{-2} - \lambda^2}, \quad (2)$$

其中, 室温 T_0 为 $22 \text{ }^\circ\text{C}$; $A = 0.4431307 + 0.000050564\Delta T$; $B = 0.8746453 + 0.00001913\Delta T - 4.882 \times 10^{-7} \Delta T^2$; $C = 36.9166 - 0.011622\Delta T$; $g_0 = 5.372514$; $g_1 = 27.83972$; $g_2 = 0.031764 + 4.350 \times 10^{-5} \Delta T - 4.664 \times 10^{-7} \Delta T^2$; $g_3 = 0.00143636$.

由于 GaAs 晶体在 THz 波段的折射率随温度的变化情况目前尚未见报道,这里近似认为晶体在中红外波段的温度变化色散公式同样适用于 THz 波

段. 设晶体工作在室温条件下, $\Delta T = 0$.

图 1 所示为在 ps 脉冲抽运周期结构 GaAs 晶体差频产生 0.13—3.89 THz 可调谐 THz 波时, GaAs 晶体走离长度和最佳周期长度的变化情况. 其中, (a) 表示在抽运光脉宽一定 ($\tau_p = 10 \text{ ps}$)、差频产生 THz 频率范围一定的情况下,当 λ_1 分别为 $2.12 \mu\text{m}, 2.4 \mu\text{m}, 2.8 \mu\text{m}$ 和 $3.2 \mu\text{m}$, 仅改变 λ_2 时晶体走离长度的变化情况; (b) 是在图 1(a) 条件下晶体最佳周期长度的变化情况; (c) 表示在差频抽运光波长一定情况下 ($\lambda_1 = 2.12 \mu\text{m}, \lambda_2 = 2.06—2.18 \mu\text{m}$), 改变抽运光脉宽 τ_p 对晶体走离长度造成的影响; (d) 是满足图 1(c) 条件下晶体最佳周期长度的变化情况. 由图 1(a) 和 (c) 可以看出,在固定抽运脉冲脉宽 τ_p 、改变抽运光波长 λ_1 和固定抽运光波长 λ_1 , 改变抽运光脉宽 τ_p 这两种情况下,晶体的走离长度存在明显差异. 对于前者,当抽运光脉宽 $\tau_p = 10 \text{ ps}$ 、波长 λ_1 在 $2.12—3.2 \mu\text{m}$ 之间变化时, 联立公式(1), (2) 计算所得的 GaAs 晶体在差频过程中的走离长度始终被限制在 $730—840 \mu\text{m}$ 之间. 对于后者,当抽运光波长 $\lambda_1 = 2.12 \mu\text{m}$ 、脉宽 $\tau_p = 50 \text{ ps}$ 时, 计算可得晶体的走离长度最大可达到 $4191 \mu\text{m}$, 调谐范围为 $4082—4191 \mu\text{m}$; 而当抽运光脉宽 $\tau_p = 5 \text{ ps}$ 时, 晶体的走离长度最大仅为 $419.1 \mu\text{m}$, 调谐范围为 $408.2—419.1 \mu\text{m}$. 由计算结果可知, 尽管(1)式来看由抽运光波长和 THz 波波长确定的晶体色散失配量 Δn 和抽运光脉宽 τ_p 共同决定了晶体走离长度的大小,但是这两者对晶体走离长度大小的影响不同: 由抽运光和 THz 波波长改变所造成的晶体色散失配量 Δn 的改变对晶体走离长度的影响很小; 但晶体走离长度随抽运光脉宽的增大而明显增大, 它正比于抽运光脉宽, 因此对晶体走离长度的大小起决定性作用的是抽运光的脉宽. 同时由于晶体的最佳周期长度是晶体走离长度的 2 倍, 因此如图 1(b), (d) 所示, 抽运光脉宽也同时决定了晶体的最佳周期长度, 而抽运光波长对晶体最佳周期长度的影响同样很小.

2.2. 晶体周期结构畴数对 THz 光谱的影响

在这里我们假设 ps 脉冲抽运周期结构 GaAs 晶体差频产生的 THz 波的能量分布满足高斯分布. 在这种情况下,沿 z 轴传播的 THz 波在周期结构晶体出射端时域振幅可以表示为

$$E_{\text{THz}}(t) = \int_0^L \pm \varepsilon_L \left[z' - v_o \left(t - \frac{L - z'}{v_t} \right) \right] dz', \quad (3)$$

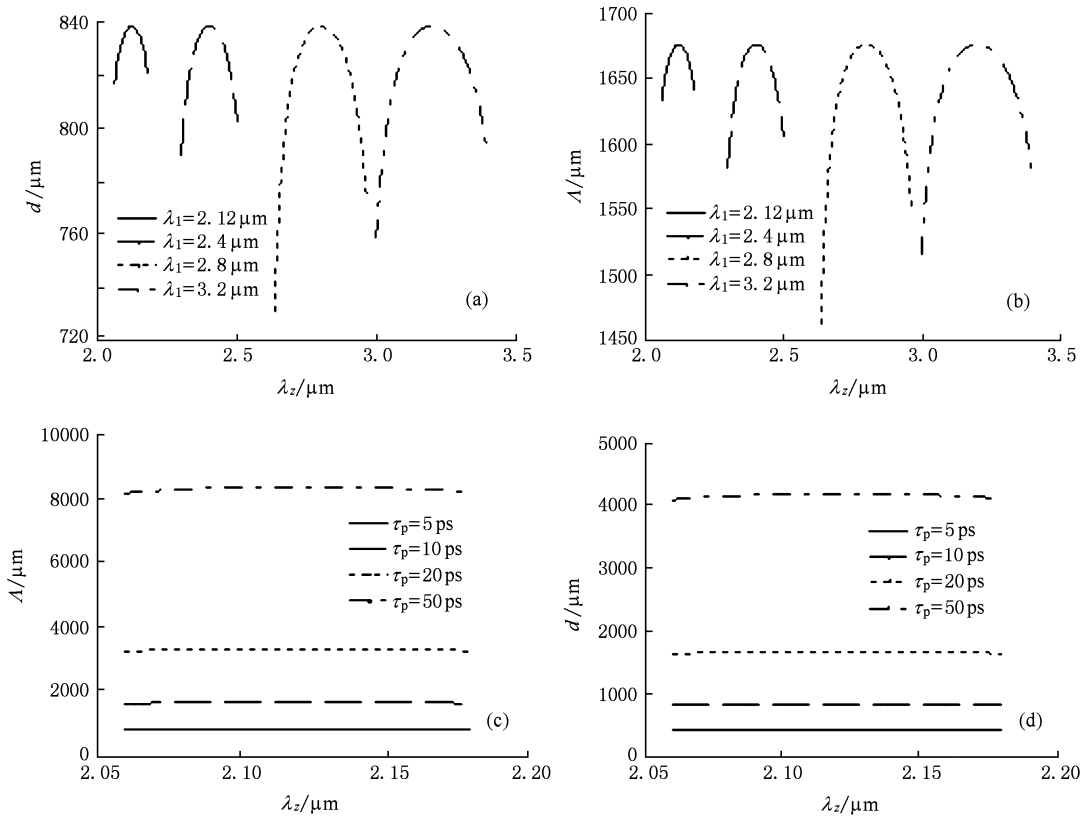


图1 当 ps 脉冲抽运周期结构 GaAs 晶体差频产生 0.13—3.89 THz 可调谐 THz 波时,晶体走向长度和最佳晶体周期长度的变化曲线 (a) 改变抽运光波长对晶体走向长度的影响;(b) 改变抽运光波长对晶体最佳周期长度的影响;(c) 改变抽运光脉宽对晶体走向长度的影响;(d) 改变抽运光脉宽对晶体最佳周期长度的影响

其中

$$\varepsilon_L(z, t) = \varepsilon_0 \left[\frac{2(z - v_0 t)^2}{v_0^2 \tau^2} - 1 \right] \exp \left[- \frac{2(z - v_0 t)^2}{v_0^2 \tau^2} \right]$$

是高斯型 THz 波振幅表达式; L 是晶体总长度; v_0 , v_i 分别是抽运光、THz 波群速度; τ 为抽运脉冲持续时间。

图 2 所示为在差频产生的 THz 波为沿 z 轴传播的高斯光束,且周期结构 GaAs 晶体满足晶体最佳周期长度的条件下,当抽运光 $\lambda_1 = 2.12 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 2.172 \mu\text{m}$, $\tau = 10 \text{ ps}$, 差频所产生 THz 波的频率为 3.4 THz 时,由数值模拟得到的 THz 波的时域、频域光谱。其中图 2(a), (c) 所示为在畴数 N 分别为 13, 14 的周期结构晶体中,产生的多周期 THz 波时域光谱图;(b), (d) 所示为相应 THz 波时域光谱经过傅里叶变换而得到的频域光谱图。如图 2(b), (d) 所示数值模拟所得差频产生 THz 波的频域光谱,在 $N = 14$ 时 THz 波脉宽 $\Delta f_{\text{THz}} \approx 45 \text{ GHz}$, $N = 13$ 时 THz 波脉宽 $\Delta f_{\text{THz}} \approx 49 \text{ GHz}$ 。THz 波频域脉宽的这一计算结果与现有实验报道的结果^[11] 相比偏小,主要是由于在计算中我们设周期结构晶体为理想晶

体,组成晶体的各个畴的长度完全一致,而且抽运源为理想的中红外抽运源,但这些条件在实验中都很难满足。我们的结果表明,晶体畴数 N 决定了 THz 波的频域带宽,带宽与晶体畴数成反比;同时,如图 3(a), (c) 所示晶体畴数还决定了 THz 波的时域光谱周期数为 $N/2$ 。

3. 温度调谐 ps 脉冲抽运周期结构晶体差频产生 THz 辐射

在周期结构非线性晶体中实现可调谐 THz 波辐射的常见方法主要有两种:角度调谐和温度调谐。对于周期结构 GaAs 晶体而言,由于晶体本身在 THz 波段和中红外波段具有较大折射率、晶体的全反射临界角较小 ($\theta = \arcsin(1/n)$),因此在角度调谐实现可调谐 THz 波输出的过程中,抽运光和 THz 波在晶体畴界面处容易发生全反射。这会限制在周期结构 GaAs 晶体,特别是由光胶法制备的周期结构 GaAs 晶体差频产生 THz 波波长的调谐范围。因

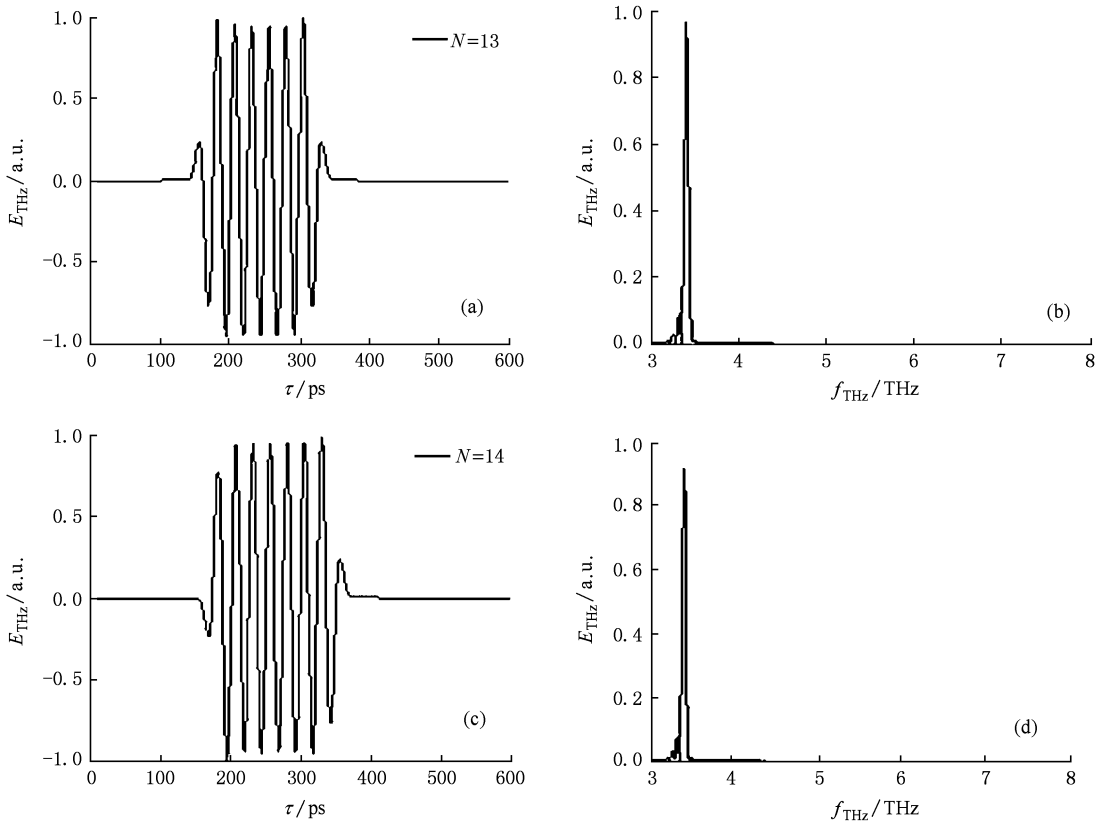


图2 由 ps 脉冲抽运周期结构 GaAs 晶体差频产生的窄带 THz 波的时域、频域光谱图 (a) $N=13$ 时多周期 THz 波时域光谱图; (b) $N=13$ 时多周期 THz 波频域光谱图; (c) $N=14$ 时多周期 THz 波时域光谱图; (d) $N=14$ 时多周期 THz 波频域光谱图

此考虑利用温度调谐实现可调谐 THz 波辐射就具有实际意义。

考虑到 GaAs 晶体具有的热膨胀效应,线性热膨胀系数 $\alpha = 6.86 \times 10^{-6} / ^\circ\text{C}$, 因此对于在室温下周期长度一定的 GaAs 晶体而言,在温度发生改变时其周期长度也将发生改变,满足线性热膨胀公式

$$\Lambda(\Delta T) = \Lambda_0(1 + \alpha\Delta T). \quad (4)$$

图3所示为当抽运光脉宽 $\tau_p = 5$ ps, 波长 $\lambda_1 = 2.12 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 2.122\text{--}2.174 \mu\text{m}$, 室温下 GaAs 晶体长度为 10.61 mm, 周期长度 Λ_0 为 1.633 mm, $N = 13$, 晶体温度调谐范围在 $-32\text{--}32$ $^\circ\text{C}$ 之间时, 联立(1),(2)式求得的晶体最佳周期长度随温度的变化情况。图3中的粗黑线表示在温度发生变化时,由晶体线性热膨胀(4)式得到的晶体周期长度 Λ 的变化情况。由图3可以看出,在晶体温度 $T = -32$ $^\circ\text{C}$ 时, GaAs 晶体可以实现频率为 0.13 THz 的 THz 波输出;而在晶体温度 $T = -12$ $^\circ\text{C}$ 时,可以实现频率为 3.51 THz 的 THz 波输出。在这一温度变化过程中,晶体周期长度 Λ 在热膨胀效应的作用下在 819.1—819.4 μm 之间发生轻微变化。因此由图3

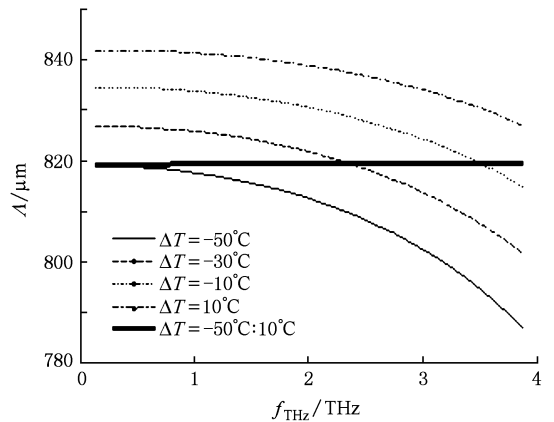


图3 在晶体温度改变的情况下,晶体最佳周期长度随 THz 频率变化的调谐曲线

可知,在 ps 脉冲抽运周期结构晶体差频产生 THz 辐射的过程中,晶体温度的变化造成的影响主要有两方面:一方面温度的变化将造成晶体在中红外波段和 THz 波段的色散情况发生变化,这将导致晶体色散失配量 Δn 发生变化,从而使得 GaAs 晶体的走离长度和最佳周期长度都发生显著改变。另一方面,

由温度变化引起的晶体热膨胀效应可以补偿晶体最佳周期长度与实际周期长度 Λ 之间的失配,使得在不同温度条件下都能实现 THz 波输出. 因此,利用温度调谐在周期结构 GaAs 晶体中产生窄带 THz 波是可能的.

图 4 所示为温度变化对窄带 THz 波的时域、频域光谱的影响. 其中, (a), (c), (e) 分别为 $\Delta T = -50\text{ }^{\circ}\text{C}$, $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$, $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时的 THz 时域光谱图; (b), (d), (f) 分别为 $\Delta T = -50\text{ }^{\circ}\text{C}$, $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$, $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时的 THz 频域光谱图. 从图 4(a), (c), (e) 可以看出降温造成了 THz 波的时域光谱展宽, 展宽随降温幅度的增大而愈加显著. 这是由于温度变化

改变了周期结构 GaAs 晶体的长度和抽运光、THz 波在晶体内的群速度, 造成 (3) 式表示的 THz 波的时域光谱也相应发生变化. 但是由于 THz 时域光谱周期数是由周期结构晶体所具有的畴数 N 决定, 因此温度的变化对 THz 时域光谱的周期数没有影响. 图 4(b), (d), (f) 所示为经过傅里叶变换后获得的 THz 波频域光谱, 在这里 THz 波的带宽发生了变化: 当 $\Delta T = -50\text{ }^{\circ}\text{C}$, $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$, $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时, 所产生 THz 波的带宽分别为 $\Delta f_{\text{THz}} \approx 46.5\text{ GHz}$ 、 47.4 GHz 、 48.2 GHz . 温度的下降对 THz 光谱的影响, 在频域表现为 THz 波的带宽随晶体温度的降低而减小, 因此降温有助于获得窄带 THz 辐射.

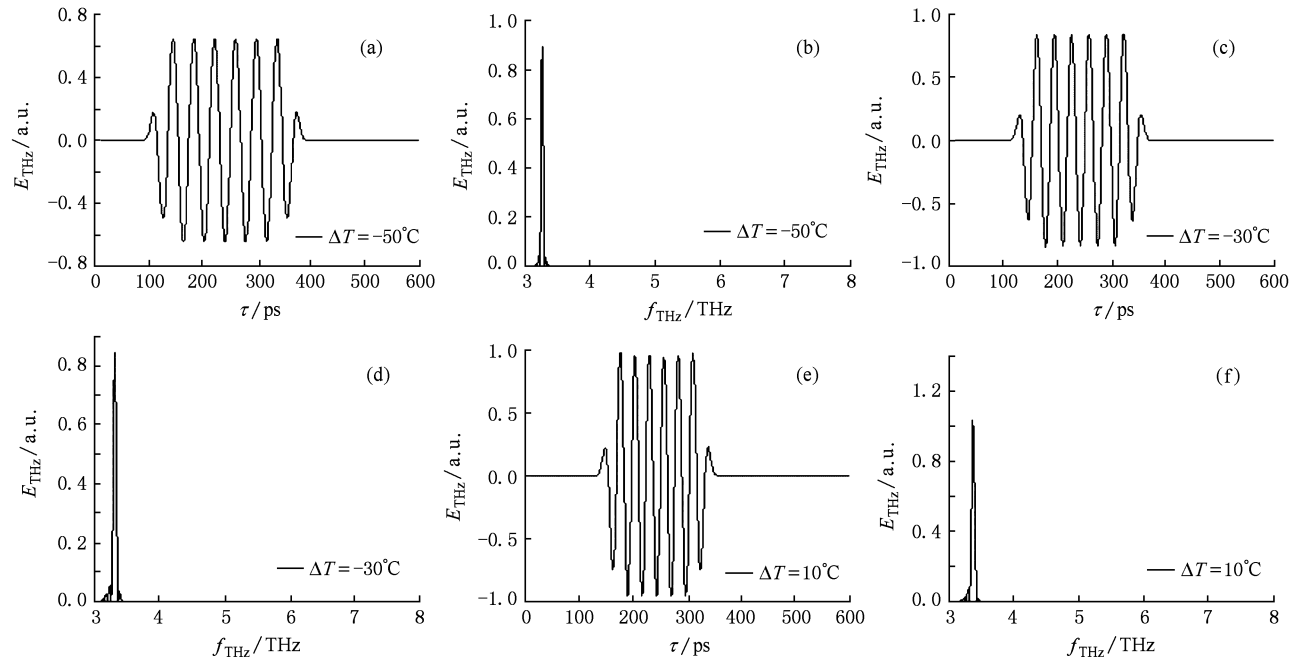


图 4 在不同晶体温度条件下, ps 脉冲抽运理想周期结构 GaAs 晶体差频产生的 THz 波的时域、频域光谱图 (a) $\Delta T = -50\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时多周期 THz 波时域光谱图; (b) $\Delta T = -50\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时多周期 THz 波频域光谱图; (c) $\Delta T = -30\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时多周期 THz 波时域光谱图; (d) $\Delta T = -30\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时多周期 THz 波频域光谱图; (e) $\Delta T = -10\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时多周期 THz 波时域光谱图; (f) $\Delta T = -10\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时多周期 THz 波频域光谱图

4. 结 论

本文中, 我们计算模拟了在 ps 脉冲抽运周期结构 GaAs 晶体差频产生窄带 THz 波过程中, 对于不同波长和不同脉宽的抽运光, 周期结构 GaAs 晶体的走离长度和最佳周期长度的变化, 并对计算结果进行了分析. 在 ps 脉冲抽运条件下, 抽运光脉宽决定了晶体的走离长度和最佳周期长度. 研究了周期结构 GaAs 晶体的畴数对 THz 波光谱的影响, 结果

表明, 周期结构 GaAs 晶体的畴数反比于所产生的窄带 THz 波的带宽. 我们还根据 GaAs 晶体温度色散公式, 计算并分析了晶体最佳周期长度的温度调谐特性, 研究了温度变化对 THz 波光谱的影响. 根据计算结果, 当抽运光波长在 $2\text{ }\mu\text{m}$ 附近变化, 晶体温度从 $12\text{ }^{\circ}\text{C}$ 降至 $-32\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时, 可以实现频率为 $0.13\text{--}3.51\text{ THz}$ 的可调谐 THz 波输出, 这种 THz 波为窄带 THz 波, 带宽小于 49 GHz , 且 THz 波的频域带宽随晶体温度的下降而减小. 该理论计算为下一步的实验研究提供了理论依据和参考, 同时也填补

了目前在 ps 脉冲抽运周期结构晶体差频产生 THz 波理论研究方面的空白. 这种利用温度调谐实现 ps

脉冲抽运周期结构晶体差频产生窄带 THz 的方法同样适用于 GaP, ZnTe 和 CdTe 等半导体晶体.

- [1] Nahata A, Welington A S, Heinz T F 1996 *App. l Phys. Lett.* **69** 2321
- [2] Siegel P H 2004 *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques* **52** 2438
- [3] 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]
- [4] Li E B, Liu J S, Sun B, Yao J Q 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2846
- [5] Liu S G, Zhang K C 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5258 (in Chinese) [刘盛纲、张开春 2007 物理学报 **56** 5258]
- [6] Pavlov S G, Hubers H W, Orlova E E, Zhukavin R K, Riemann H, Nakata H, Shastin V N 2003 *Phys. Stat. Sol. (b)* **235** 126
- [7] Lee Y S, Norris T B 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2791
- [8] Lee Y S, Meade T, Perlin V, Winful H, Norris T B 2000 *Appl. Phys. Lett.* **76** 2505
- [9] Vodopyanov K L 2006 *Opt. Express* **14** 2263
- [10] Imeshev G, Fermann M E, Vodopyanov K L, Fejer M M, Yu X, Harris J S, Bliss D, and Lynch C 2006 *Opt. Express* **14** 4439
- [11] Vodopyanov K L 2008 *Laser & Photon. Rev.* **2** 11
- [12] Skauli T, Kuo P S, Vodopyanov K L, Pinguent T J, Levi O, Eyres L A, Harris J S, Fejer M M 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 6447

The study of narrow-band terahertz-wave generation by difference frequency mixing in periodical-inverted GaAs crystal with ps pump pulses*

Wang Zhuo[†] Wang Yu-Ye Yao Jian-Quan Wang Peng

(College of Precision Instrument and Opto-electronics Engineering, Institute of Laser and Optoelectronics, Key Laboratory of Opto-electric Information Science and Technology, Ministry of Education, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

(Received 8 April 2009; revised manuscript received 11 August 2009)

Abstract

In this paper, the tuning of walk-off length and the optimal period of periodical-inverted GaAs crystal in narrow-band terahertz-wave generation by difference frequency mixing was numerical simulated and analyzed in the condition of different wavelengths and durations of pump pulse. The influence of the number of domains of periodically-inverted GaAs crystal on the THz-wave spectrum was also studied. The temperature tuning properties in periodical-inverted GaAs crystal were calculated and analyzed with the temperature dependent Sellmeier function of GaAs crystal; the influence of temperature tuning on the THz-wave spectrum was also studied. The simulation showed a new way to generate the wide-tunable narrow-band THz wave with temperature tuning. These theoretical calculations served for the subsequent experiment as theoretical basis and reference.

Keywords: ps pulse, difference-frequency-mixing (DFG) narrow-band THz wave, periodical-inverted GaAs crystal, temperature tuning

PACC: 4265M, 4265K, 7280E, 9580G

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2007CB310403).

[†] E-mail: annawangz@yahoo.com.cn