

太赫兹波光学参量效应放大特性的理论研究

李忠洋¹, 谭 联¹, 袁 源¹, 酃丕彬¹, 袁 胜¹, 徐德刚², 姚建铨²

(1. 华北水利水电大学 电力学院, 河南 郑州 450045;

2. 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, 天津 300072)

摘 要: 针对太赫兹波光学参量效应中增益介质对太赫兹波强烈吸收的特点, 提出光学参量效应中泵浦光、斯托克斯光和太赫兹波三波共线相互作用可以有效放大太赫兹波。以周期极化铌酸锂晶体为例, 通过解耦合波方程, 在不同的近似条件下分析了前向和后向太赫兹波的放大特性。计算结果表明, 在太赫兹波吸收系数远大于太赫兹波增益系数的条件下, 泵浦光、斯托克斯光和太赫兹波三波共线作用可以有效提高太赫兹波功率。分析结果对周期极化铌酸锂晶体光学参量振荡产生太赫兹波的实验研究提供深入和全面的理论基础。

关键词: 太赫兹波; 太赫兹波参量效应; 准相位匹配

中图分类号: TN24; O437 **文献标志码:** A **文章编号:** 1007-2276(2014)08-2650-06

Theoretical research on amplification characteristics of terahertz wave parametric oscillation

Li Zhongyang¹, Tan Lian¹, Yuan Yuan¹, Bing Pibin¹, Yuan Sheng¹, Xu Degang², Yao Jianquan²

(1. School of Electric Power, North China University of Water Resources and Electric Power, Zhengzhou 450045, China;

2. Institute of Laser and Opto-electronics, College of Precision Instrument and Opto-electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Abstract: Collinear interaction of pump wave, Stokes wave and terahertz wave was proposed in this letter to solve the problem of intense absorption of terahertz wave in gain medium in terahertz parametric oscillation. The amplification characteristics of forward and backward terahertz wave were theoretically analyzed by solving coupled wave equations under difference approximate conditions based on PPLN crystal as an example. The results indicate that the terahertz wave power can be greatly enhanced by the collinear interaction of the pump wave, the Stokes wave and the terahertz wave as the absorption coefficient are greatly more than the gain coefficient of the terahertz wave. The analysis results in this letter provide comprehensive theoretical foundations for the experiment researches of terahertz wave parametric oscillation in PPLN crystal.

Key words: terahertz wave; terahertz wave parametric effect; quasi-phase matching

收稿日期: 2013-12-10; 修订日期: 2014-01-25

基金项目: 国家自然科学基金(61201101、61205003 和 61172010)

作者简介: 李忠洋(1983-), 男, 副教授, 博士, 主要从事非线性光学产生太赫兹波方面的研究。Email: thzwave@163.com

0 引言

太赫兹(THz)波是指频率在 $10^{11} \sim 10^{13}$ Hz 的电磁波,其频段介于毫米波和红外波之间。THz 频段覆盖了凝聚态物质和生物大分子转动和集体振动频率,所以 THz 波在与物质相互作用过程中包含了丰富的物理和化学信息,因此 THz 波在医学成像、材料检测、环境监测、天文学、分子光谱、生命科学等研究领域均有重大的科学研究价值和广阔的应用前景^[1-4]。目前限制 THz 波技术应用的主要瓶颈是缺乏高功率、高效率、小型化、室温运转的相干 THz 辐射源。基于非线性光学参量效应的 THz 波辐射源具有可调谐、窄线宽、小型化、室温运转等优点,近二十年来得到了国内外广泛的研究^[5-8]。掺氧化镁铌酸锂(MgO:LiNbO₃)晶体具有较大的二次非线性系数和较宽的光学透明范围,以及较高的光学损伤阈值,适合作为 THz 波光学参量效应的增益晶体^[9]。

THz 波光学参量效应的原理是功率足够强的泵浦光与晶体中同时具有红外活性和拉曼活性的晶格振动模耦合,激发出 Stokes 光子和电磁耦子,在电磁耦子色散曲线上小波矢处的受激电磁耦子散射就是 THz 波辐射。THz 波光学参量效应主要有非共线相位匹配^[10]和准相位匹配^[11]两种相位匹配方式。在非共线相位匹配结构中,泵浦光、Stoke 光和 THz 波三者在空间上很快分离,严重限制了三波相互作用,所以 THz 波光学转换效率很低。在准相位匹配结构中,以周期极化铌酸锂(Periodically Poled LiNbO₃-PPLN)晶体为例,允许泵浦光、Stoke 光和 THz 波三者中至少两者共线传输,有效提高了三波相互作用体积。但是 PPLN 晶体对 THz 波的吸收系数很大,严重限制了 THz 波输出功率^[12]。为了降低 LiNbO₃ 晶体对 THz 波的吸收,很多研究者让泵浦光和 Stokes 光共线传播,而让 THz 波偏离泵浦光传播方向而快速从 PPLN 晶体中出射,从而减小 THz 波在 PPLN 晶体中的传播距离以降低晶体对 THz 波的吸收^[12-14],但是这样会严重限制泵浦光、Stoke 光和 THz 波三者之间的相互作用,降低 THz 波光学转换效率。

文中从理论上证明在非线性光学参量效应产生 THz 波的过程中,即使 THz 波吸收系数远大于 THz

波的参量增益系数,泵浦光、Stoke 光和 THz 波三者在 PPLN 晶体中共线传输,THz 波也能被有效放大。

1 THz 波光学参量效应理论模型

在 THz 波光学参量效应过程中,一个泵浦光子 ω_p 经过非线性光学参量效应产生一个 Stokes 光子 ω_s 和一个 THz 光子 ω_{THz} 。文中增益介质以 PPLN 晶体为,假设泵浦光、Stoke 光和 THz 波具有平面波模型,均沿 z 方向传播,电矢量表达式分别为:

$$E_p(z,t) = e_p E_p(z) e^{i(\omega_p t - k_p z)} \quad (1)$$

$$E_s(z,t) = e_s E_s(z) e^{i(\omega_s t - k_s z)} \quad (2)$$

$$E_{THz}(z,t) = e_{THz} E_{THz}(z) e^{i(\omega_{THz} t - k_{THz} z)} \quad (3)$$

式中:下标 p,s 和 THz 分别表示泵浦光、Stokes 光和 THz 波;以字母 n 分别表示下标 p,s 和 THz; ω_n 和 k_n 分别表示角频率和波矢; k_n 表示波的电矢量偏振方向上的单位矢量, $k_n \perp z$ 轴; $E_n(z)$ 表示振幅,且满足慢变振幅近似。公式(3)中“ \perp ”表示 THz 波沿 z 方向传播。只考虑 PPLN 晶体对 THz 波的吸收,沿 z 方向传播的参量效应耦合波方程组为:

$$\frac{\partial E_p}{\partial z} = -i \frac{\omega_p d_{eff}}{cn_p} E_s E_{THz} e^{i\Delta k z} \quad (4)$$

$$\frac{\partial E_s}{\partial z} = -i \frac{\omega_s d_{eff}}{cn_s} E_p E_{THz}^* e^{-i\Delta k z} \quad (5)$$

$$\frac{\partial E_{THz}}{\partial z} = \mp \frac{\alpha_{THz}}{2} E_{THz} \mp i \frac{\omega_{THz} d_{eff}}{cn_{THz}} E_p E_s^* e^{-i\Delta k z} \quad (6)$$

式中: n_p, n_s, n_{THz} 表示三波在晶体中的折射率; c 为真空中光速; d_{eff} 表示晶体有效非线性系数; α_{THz} 表示晶体对 THz 波的吸收系数; E_i^* 表示复共轭; $\Delta k = k_p - k_s \mp k_{THz} - k_A$ 为波矢失配量; k_A 为周期极化晶体光栅波矢。在公式(6)中,“+”表示前向参量过程; THz 波与泵浦光同方向传播;“-”表示后向参量过程; THz 波与泵浦光方向相反。接下来笔者通过两种情形来讨论 THz 波的放大特性:前向 THz 波光学参量效应和后向 THz 波光学参量效应。

2 前向 THz 波光学参量效应

假设 THz 波光学参量效应中,泵浦光能量没有损耗,三波之间满足相位匹配 $\Delta k=0$, THz 波初始功率为零,在晶体长度为 L 处,通过解耦合波公式(4)~

(6)可以得到 THz 波功率 $P_{\text{THz}}(L)$ 与初始 Stokes 光功率 $P_s(0)$ 之间的关系为:

$$\frac{P_{\text{THz}}(L)}{P_s(0)} = \frac{\lambda_s}{\lambda_{\text{THz}}} e^{-\alpha_{\text{THz}} L/2} \frac{g_{\text{THz}}^2}{g_{\text{THz}}^2 + (\alpha_{\text{THz}}/4)^2} \left| \sinh \left(\sqrt{g_{\text{THz}}^2 + (\alpha_{\text{THz}}/4)^2} L \right) \right|^2 \quad (7)$$

式中: λ_s 和 λ_{THz} 分别表示 Stokes 光和 THz 波波长; g_{THz} 为 THz 波在 PPLN 晶体中的参量增益系数。根据参考文献[15]可知, THz 波在 PPLN 晶体中的参量增益系数表达式 g_{THz} 为:

$$g_{\text{THz}} = \frac{\alpha_{\text{THz}}}{2} \left\{ \left[1 + 16 \left(\frac{g_0}{\alpha_{\text{THz}}} \right)^2 \right]^{1/2} - 1 \right\} \quad (8)$$

$$g_0^2 = \frac{\omega_s \omega_{\text{THz}}}{128 \pi^2 \epsilon_0 c n_s n_p n_{\text{THz}}} I_p \left(d'_E + \sum_j \frac{S_j \omega_b^2 d'_q}{\omega_b - \omega_{\text{THz}}} \right)^2 \quad (9)$$

$$\alpha_T = 2 |\text{Im} k_{\text{THz}}| = 2 \frac{\omega_{\text{THz}}}{c} |\text{Im} \sqrt{\epsilon(\omega_{\text{THz}})}| = 2 \frac{\omega_{\text{THz}}}{c} \text{Im} \left(\epsilon_\infty + \sum_j \frac{S_j \omega_b^2}{\omega_b - \omega_{\text{THz}} - i \omega_T \Gamma_j} \right)^{1/2} \quad (10)$$

式中: g_0 为低损耗极限情况下的参量增益; I_p 为泵浦光功率密度; ϵ_0 为真空介电常数; ω_b 为晶格振动膜本征振动频率; S_j 为本征振动膜强度; $d'_E = 16 \pi d_{33}$ 与二阶

非线性参量过程有关, $d'_q = \left[\frac{4 \pi c^4 n_p (S_{ijk}^m / L d \Omega)}{S_j \hbar \omega_b^4 n_s (n_T + 1)} \right]^{1/2}$ 与三

阶拉曼散射过程有关, 其中 $n_T = 1 / (e^{\hbar \omega_T / kT} - 1)$ 为波色-爱因斯坦分布函数; $S_{ijk}^m / L d \Omega$ 表示晶格振动模自发拉曼散射效率。

公式(7)表示 THz 波功率与 Stokes 光功率之间的关系, 根据 THz 波参量增益系数 g_{THz} 与 THz 波吸收系数 α_{THz} 之间的关系, 可分为以下四种情况进行分析:

$$(1) g_{\text{THz}} \gg \alpha_{\text{THz}} \quad g_{\text{THz}} L \ll 1$$

在这种情况下, THz 波参量增益系数远大于 THz 波吸收系数, 且增益介质长度 L 很小, 公式(7)可以化简为:

$$\frac{P_{\text{THz}}(L)}{P_s(0)} \approx \frac{\lambda_s}{\lambda_{\text{THz}}} g_{\text{THz}}^2 L^2 e^{-\alpha_{\text{THz}} L/2} \quad (11)$$

由此可以看出, THz 波功率与 THz 波增益系数的平方成正比, 与晶体长度和 THz 波吸收系数相关。假设泵浦功率密度为 1000 MW/cm^2 , 对应于 THz 波在 PPLN 晶体中的参量增益系数为 14.4 cm^{-1} 。在 THz 波频率为 0.5 THz , 对应 THz 波的吸收系数为 2.1 cm^{-1} , 模拟了在 PPLN 晶体里光学参量效应产生前向 THz 波的功率与晶体长度之间的关系, 如图 1 所示。从图中可以看出, THz 波功率随着 PPLN 晶体长度的增加而增大。这种情况相当于光学参量效应产生的闲频光处在红外波段, 晶体对闲频光的吸收很小, 闲频光功率随着晶体长度的增加而迅速增大。

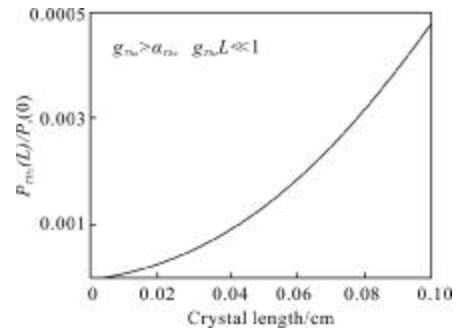


图 1 室温下 0.5 THz 处, 前向 THz 波功率与 PPLN 晶体长度之间的关系, $I_p = 1000 \text{ MW/cm}^2$

Fig.1 Forward THz-wave power versus the length of PPLN crystal at 0.5 THz at room temperature, $I_p = 1000 \text{ MW/cm}^2$

$$(2) g_{\text{THz}} \gg \alpha_{\text{THz}} \quad g_{\text{THz}} L \gg 1$$

在这种情况下, THz 波参量增益系数远大于 THz 波吸收系数, 且增益介质长度 L 很大, 公式(7)可以化简为:

$$\frac{P_{\text{THz}}(L)}{P_s(0)} \approx \frac{\lambda_s}{4 \lambda_{\text{THz}}} e^{(2g_{\text{THz}} - \alpha_{\text{THz}}/2)L} \quad (12)$$

由公式(12)可以看出, THz 波功率随增益系数和晶体长度 L 成指数增长, 随吸收系数成指数减小。在 THz 波频率为 0.5 THz , 泵浦功率密度为 1000 MW/cm^2 时, 模拟了前向 THz 波功率与晶体长度之间的关系, 如图 2 所示。从图中可以看出, THz 波功率先随晶体长度 L 缓慢增加, 然后随 L 以 e 指数形式迅速增大。

$$(3) g_{\text{THz}} \ll \alpha_{\text{THz}} \quad \alpha_{\text{THz}} L \ll 1$$

在这种情况下, THz 波参量增益系数远小 THz 波吸收系数, 且增益介质长度 L 很小, 公式(7)可以化简为:

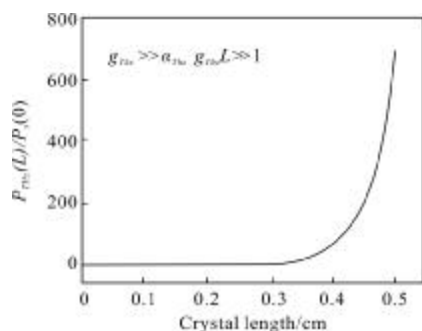


图 2 室温下 0.5 THz 处,前向 THz 波功率与 PPLN 晶体长度之间的关系, $I_p=1\ 000\ \text{MW}/\text{cm}^2$

Fig.2 Forward THz-wave power versus the length of PPLN crystal at 0.5 THz at room temperature, $I_p=1\ 000\ \text{MW}/\text{cm}^2$

$$\frac{P_{\text{THz}}(L)}{P_s(0)} \approx \frac{\lambda_s}{\lambda_{\text{THz}}} \left(\frac{2g_{\text{THz}}}{\alpha_{\text{THz}}} \right)^2 (1 - e^{-\alpha_{\text{THz}} L/2})^2 \quad (13)$$

假设泵浦功率密度为 $100\ \text{MW}/\text{cm}^2$, 对应于 THz 波在 PPLN 晶体中的参量增益系数为 $3.2\ \text{cm}^{-1}$ 。在 THz 波频率为 $1.5\ \text{THz}$, 对应 THz 波的吸收系数为 $20\ \text{cm}^{-1}$, 模拟了在 PPLN 晶体里光学参量效应产生前向 THz 波的功率与晶体长度之间的关系, 如图 3 所示。从图中可以看出, 当 THz 波增益系数远小于吸收系数时, THz 波功率随着 PPLN 晶体长度的增加而快速增大, 在晶体长度为 $0.4\ \text{cm}$ 时 THz 波功率达到饱和。所以当 THz 波增益系数远小于吸收系数时, THz 波在 PPLN 晶体中传输一段距离, 虽然晶体对 THz 波有强烈吸收, 但其功率并没有降低。

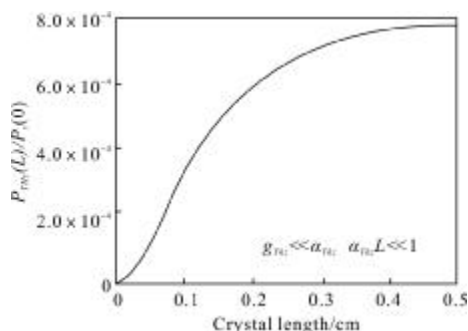


图 3 室温下 $1.5\ \text{THz}$ 处,前向 THz 波功率与 PPLN 晶体长度之间的关系, $I_p=100\ \text{MW}/\text{cm}^2$

Fig.3 Forward THz-wave power versus the length of PPLN crystal at $1.5\ \text{THz}$ at room temperature, $I_p=100\ \text{MW}/\text{cm}^2$

$$(4) \quad g_{\text{THz}} \gg \alpha_{\text{THz}} \quad \alpha_{\text{THz}} L \gg 1$$

THz 波参量增益系数远小于 THz 波吸收系数,

且增益介质长度很大, 这种情况下 THz 波功率能否随着晶体长度 L 的增加而增大是笔者最关心的。公式(7)可以化简为:

$$\frac{P_{\text{THz}}(L)}{P_s(0)} \approx \frac{\lambda_s}{\lambda_{\text{THz}}} \left(\frac{2g_{\text{THz}}}{\alpha_{\text{THz}}} \right)^2 e^{(4g_{\text{THz}}^2/\alpha_{\text{THz}})L} \quad (14)$$

从公式(14)可以看出, THz 波功率随晶体长度 L 成指数增长。在 THz 波频率为 $1.5\ \text{THz}$, 泵浦功率密度为 $100\ \text{MW}/\text{cm}^2$ 时, 模拟了前向 THz 波功率与晶体长度之间的关系, 如图 4 所示。从图中可以看出, THz 波功率随晶体长度 L 以 e 指数形式迅速增大。当 THz 波吸收系数远大于增益系数时, 虽然晶体对 THz 波有强烈吸收, 但 THz 波输出功率并没有降低反而继续增大, 这个结论值得注意。其原因在于: 在 THz 波参量过程中, 一个泵浦光子产生一个 Stokes 光子和一个 THz 光子。PPLN 晶体对 Stokes 光子的吸收可以忽略不计, 所以 Stokes 光子一直在增加。光子数增加的 Stokes 光子与泵浦光子混频又可以产生 THz 光子, 所以在三波混频过程中尽管 PPLN 晶体对 THz 波的吸收很大, 由于 Stokes 光子的增加而助推 THz 波光子一直在增加。由上述结论可知, 在利用准相位匹配产生 THz 波的过程中, 要保证泵浦光、Stokes 光和 THz 波三者共线传输。若使 THz 波方向偏离泵浦光和 Stokes 光传播方向, 则三波混频作用会大大降低, 产生的 THz 波功率不会很高。

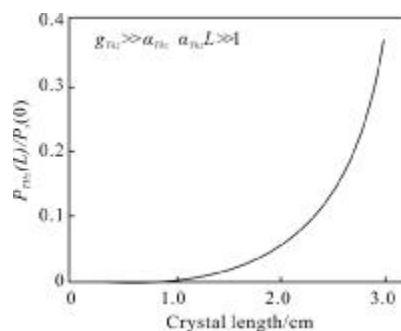


图 4 室温下 $1.5\ \text{THz}$ 处,前向 THz 波功率与 PPLN 晶体长度之间的关系, $I_p=100\ \text{MW}/\text{cm}^2$

Fig.4 Forward THz-wave power versus the length of PPLN crystal at $1.5\ \text{THz}$ at room temperature, $I_p=100\ \text{MW}/\text{cm}^2$

3 后向 THz 波光学参量效应

在后向 THz 波光学参量过程中, 通过解耦合波方程(4)~(6)可以得到 THz 波功率 $P_{\text{THz}}(L)$ 与初始

$$\frac{P_{\text{THz}}(L)}{P_s(0)} \approx \frac{\lambda_s}{\lambda_{\text{THz}}} \times \left| \frac{g_{\text{THz}} \sin(\sqrt{g_{\text{THz}}^2 - (\alpha_{\text{THz}}/4)^2} L)}{\frac{\alpha_{\text{THz}}}{4} \sin(\sqrt{g_{\text{THz}}^2 - (\alpha_{\text{THz}}/4)^2} L) + \sqrt{g_{\text{THz}}^2 - (\alpha_{\text{THz}}/4)^2} \cos(\sqrt{g_{\text{THz}}^2 - (\alpha_{\text{THz}}/4)^2} L)} \right|^2 \quad (15)$$

Stokes 光功率 $P_s(0)$ 之间的关系为:

公式 (15) 表示后向参量过程中 THz 波功率与 Stokes 光功率之间的关系, 根据 THz 波参量增益系数 g_{THz} 与 THz 波吸收系数 α_{THz} 之间的关系, 可分以下两种情况进行分析:

(1) $g_{\text{THz}} > \alpha_{\text{THz}}/4$

假设 THz 波频率为 1.5 THz, 泵浦功率密度为 170 MW/cm^2 时, 对应 THz 波增益系数为 5.04 cm^{-1} , 该条件可以保证 g_{THz} 略大于 $\alpha_{\text{THz}}/4$, 根据方程(15)模拟了后向 THz 波功率与晶体长度 L 之间的关系, 如图 5 所示。从图中可以看出, THz 波功率随着晶体长度的增加而增加。

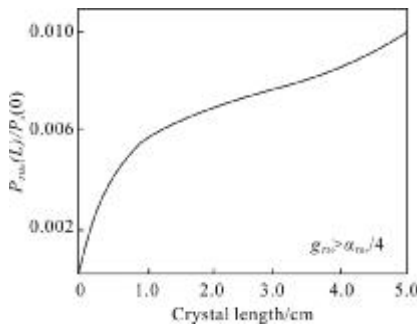


图 5 室温下 1.5 THz 处, 后向 THz 波功率与 PPLN 晶体长度之间的关系, $I_p = 170 \text{ MW/cm}^2$

Fig.5 Backward THz-wave power versus the length of PPLN crystal at 1.5 THz at room temperature, $I_p = 170 \text{ MW/cm}^2$

(2) $g_{\text{THz}} \ll \alpha_{\text{THz}}/4$

在这种情况下, THz 波参量增益系数远小于 THz 波吸收系数, 方程(15)可以化简为:

$$\frac{P_{\text{THz}}(L)}{P_s(0)} \approx \frac{\lambda_s}{\lambda_{\text{THz}}} \left(\frac{2g_{\text{THz}}}{\alpha_{\text{THz}}} \right)^2 (1 - e^{-\alpha_{\text{THz}}L/2})^2 \quad (16)$$

在 THz 波频率为 2 THz, 泵浦功率密度为 100 MW/cm^2 时, 模拟了后向 THz 波功率与晶体长度之间的关系, 如图 6 所示。从图中可以看出, 当晶体长度 L 小于 0.5 cm 时, THz 波功率随晶体长度 L 迅速增大。当晶体长度 L 大于 0.5 cm 时, THz 波输出功率达到饱和。相对于图 4 产生的前向 THz 波功率, 图 6 中后向传输的 THz 波在前进方向上遇到的 Stokes 光强度越来越小, 所以泵浦光、Stokes 光和

THz 波三者之间的相互作用相对于前向 THz 波来说会降低, 所以随着晶体长度的增大 THz 波功率会达到饱和而不会继续增大。

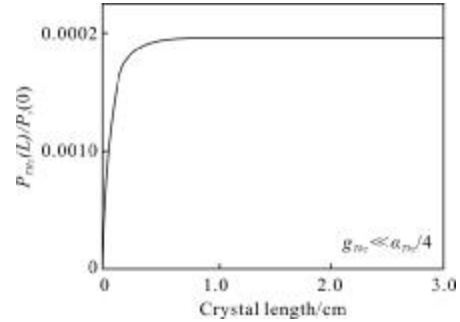


图 6 室温下 2 THz 处, 后向 THz 波功率与 PPLN 晶体长度之间的关系, $I_p = 100 \text{ MW/cm}^2$

Fig.6 Backward THz-wave power versus the length of PPLN crystal at 2 THz at room temperature, $I_p = 100 \text{ MW/cm}^2$

4 结 论

在泵浦光、Stokes 光和 THz 波三波共线相互作用情况下, 以 PPLN 晶体为例, 通过解耦合波方程, 得到了在不同的近似条件下前向和后向太赫兹波的放大特性。前向太赫兹波参量效应中, 在太赫兹波吸收系数远大于太赫兹波增益系数的条件下, 当晶体长度较小时, THz 波功率慢慢增大, 然后很快饱和。当晶体长度较大时, THz 波功率随着晶体长度的增加迅速增大。后向太赫兹波参量效应中, 在太赫兹波吸收系数远大于太赫兹波增益系数的条件下, THz 波功率随着晶体长度快速增大, 然后达到饱和。文中分析结果, 对周期极化钽酸锂晶体光学参量振荡产生太赫兹波的实验研究提供深入和全面的理论基础。

参考文献:

- [1] Ferguson B, Zhang X C. Materials for terahertz science and technology [J]. Nature Materials, 2002, 1: 26-33.
- [2] Alexandrov B S, Gelev V, Bishop A R, et al. DNA breathing dynamics in the presence of a terahertz field [J]. Phys Lett A, 2010, 374(10): 1214.
- [3] Hirata A, Takahashi H, Yamaguchi R J, et al. Transmission

- characteristics of 120-GHz-Band wireless link using radio-on-fiber technologies [J]. *J Lightw Technol*, 2008, 26(15): 2338-2344.
- [4] Ho L, Pepper M, Taday P. Terahertz spectroscopy: Signatures and fingerprints [J]. *Nat Photon*, 2008, 2: 541-543.
- [5] Li Zhongyang, Li Jiwu, Bing Pibin, et al. Optical design and enhanced output of a surface-emitted THz-wave parametric oscillator [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2013, 42(4): 0935-0939. (in Chinese)
- [6] Sun B, Li S, Liu J, et al. Terahertz-wave parametric oscillator with a misalignment-resistant tuning cavity [J]. *Opt Lett*, 2011, 36(10): 1845-1847
- [7] Li Zhongyang, Li Jiwu, Bing Pibin, et al. Design and threshold analysis for a novel intracavity THz-wave parametric oscillator [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2012, 41(9): 2339-2345. (in Chinese)
- [8] Walsh D, Stothard D J M, Edwards T J, et al. Injection-seeded intracavity terahertz optical parametric oscillator [J]. *J Opt Soc Am B*, 2009, 26(6): 1196-1202.
- [9] Sowade R, Breunig, Tulea C, et al. Nonlinear coefficient and temperature dependence of the refractive index of lithium niobate crystals in the terahertz regime [J]. *Appl Phys B*, 2010, 99(1-2): 63-66.
- [10] Ikari T, Guo R, Minamide H. Energy scalable terahertz-wave parametric oscillator using surface-emitted configuration [J]. *J Eur Opt Soc Rap Pub*, 2010, 5: 10054.
- [11] Kiessling J, Fuchs F, Buse K, et al. Pump-enhanced optical parametric oscillator generating continuous wave tunable terahertz radiation [J]. *Opt Lett*, 2011, 36(22): 4374-4376.
- [12] Molter D, Theuer M, Beigang R. Nanosecond terahertz optical parametric oscillator with a novel quasi phase matching scheme in lithium niobate [J]. *Opt Express*, 2009, 17(8): 6623-6628.
- [13] Walsh D A, Browne P G, Dunn M H, et al. Intracavity parametric generation of nanosecond terahertz radiation using quasi-phase-matching [J]. *Opt Express*, 2010, 18(13): 13951-13963.
- [14] Sasaki Y, Avetisyan Y, Yokoyama H, et al. Surface-emitted terahertz-wave difference-frequency generation in two-dimensional periodically poled lithium niobate [J]. *Opt Lett*, 2005, 30(21): 2927-2929.
- [15] Sussman S S. Tunable light scattering from transverse optical modes in lithium niobate [R]. Stanford: Stanford University, Microwave Lab, 1970. No. 1851.