

周期极化铌酸锂 THz 波产生理论分析*

薛挺华 勇 杨德伟 赵青春 吴 琦 丁 洪 季晓芳

(北京世维通光通讯技术有限公司,北京 100022)

摘要 首先采用光参量振荡的机理研究了 THz 波在准相位匹配媒质周期极化铌酸锂晶体中同向传播与反向传播情况下,以及 THz 波从晶体表面辐射产生的特性;其次研究了 THz 波的温度调谐特性、极化反转光栅周期调谐以及改变入射泵浦光与光栅波矢夹角的调谐特性;然后分析了 THz 波谱宽特性,给出解析表达式,并与实验结果进行了比较,证明理论分析结果与 Y. S. Lee 等人所给出的实验结果符合很好;最后分析了 THz 波的稳定性与温度、光栅周期、泵浦入射角以及辐射角的关系。

关键词 周期极化铌酸锂;准相位匹配;THz 波;光参量振荡

中图分类号 O437 **文献标识码** A

0 引言

THz 波的应用非常广泛:在基础研究领域如物理、化学、分子光谱、生命科学、药品科学和应用科学领域如大气测量、气体检测、材料检测、食品检测、医疗诊断等方面均有应用,因此近年来有关 THz 波的研究报道较多^[1-12],特别是,周期极化铌酸锂晶体(PPLN)的发展为 THz 波的产生方案提供了新的思路。

实验研究方面,2000 年, Y. S. Lee 等人报道了将宽带飞秒光脉冲注入 PPLN 晶体中,利用飞秒泵浦光脉冲在其中传播时与 THz 波存在着群速度失配而产生 THz 波,同时也观察到反向传播的 THz 波^[1];他们同年又研究了 PPLN 晶体中产生的 THz 波的温度调谐特性,通过调节 PPLN 晶体温度可实现 THz 波频率在 0.8 ~ 2.5 THz 范围内可调^[2];次年又研究了 PPLN 中产生的窄波段 THz 波的温度特性^[3];2002 年研究了周期极化铁电晶体中的 THz 波脉冲整形与波形的优化^[4]。由于室温条件下铌酸锂晶体对 THz 波的吸收非常大,为了缩短 THz 波在晶体中的传播长度,并利用 THz 波的方向性较差的特性,2001 年, C. Weiss 等人^[5]研究了周期极化铌酸锂表面辐射的窄波段且波长可调的 THz 波。同年,他们又将 PPLN 晶体做成圆形,利用旋转 PPLN 晶片以改变泵浦光脉冲传播方向与光栅周期的夹角,来改变光栅周期的大小,从而实现 THz 波长调谐^[6]。与德国 C. Weiss 等人的实验类似,2002 年,日本 Yuzo Sasaki 等人^[7]利用二束光波在 PPLN 晶体中差频互作用获得 THz 波表面辐射。

理论研究方面, YuJie. J. Ding 等人于 1998 年提出了在 PPLN 中产生反向传播的 THz 波的方案^[8],

并研究了其振荡阈值特性;2002 年又从理论方面研究了相干与可调谐 THz 波参量振荡器、发生器与放大器等^[9]。 YuJie J. Ding 等^[8]曾经用参量振荡原理研究了在周期极化铌酸锂 PPLN 中产生的反向传播 THz 波的波矢情况及其阈值特性, Y. S. Lee 等^[1]则认为这是由于宽带飞秒泵浦光脉冲在周期极化媒质中传播时与 THz 波存在着群速度失配,这种失配效应就会激发出与周期极化非线性媒质畴反转结构相应的 THz 波,并给出相应的 THz 前向与反向传播的波长与光栅周期关系的表达式。 C. Weiss 等人^[5,6]则认为这是由于切伦科夫辐射与准相位匹配差频混合共同作用的结果。本文采用 PPLN 晶体中光参量振荡的工作机理^[13,14]解释了准相位匹配 THz 波的产生特性,并给出了 THz 波的波长(频率)在同向与反向传播时的简化表达式,而且分析了 THz 波光谱带宽与各参量的容差带宽,其结果均与 Y. S. Lee 所给出的实验结果符合很好,同时也能够解释 C. Weiss 等人^[5,6]的实验结果。

1 理论分析

对应于 PPLN 中 THz 波实现准相位匹配光参量振荡,首先需要满足的能量守恒条件为

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_T} \quad (1)$$

式中 λ_i 为波长,下标 $i = p, s, T$ 分别代表泵浦光、信号光和 THz 波。

由于 THz 波的波长介于 3 ~ 0.03 mm 之间,而泵浦光波长通常采用 0.532 μm 、0.8 μm 或 1.064 μm ,因此由式(1)可知同时产生的信号光波长与泵浦光波长相近,二者均远小于 THz 波的波长。由铌酸锂晶体对 THz 波的折射率 $n_T = 5.2$ ^[1],现有的镀膜工艺及材料无法满足其高反振荡条件,另外 THz 波方向性较差,因此谐振腔的反射镜仅需要满足信号光的振荡条件,而将 THz 波作为闲频光。当三束波同

* 中国博士后科学基金资助项目
Tel: 010-61597788-2006 Email: xueting@swt-oc.com
收稿日期: 2003-09-24

时满足动量守恒条件与能量守恒条件,且泵浦光功率高于阈值时,即可实现信号光的参量振荡,同时辐射出 THz 波,上述即为基于 PPLN 光参量振荡产生 THz 波的工作机理.

铌酸锂晶体为正色散晶体,又由式(1)可知参量振荡所产生的信号光波长仅比泵浦光波长稍大,因此信号光波的折射率略小于泵浦光的折射率,可以近似认为二者相等,即

$$n_s \approx n_p \quad (2)$$

因此信号光波的波矢量 k_s 略小于泵浦光的波矢量 k_p ,而且二者会远大于 THz 波的波矢量 k_T . 这将导致 PPLN 中普通的参量振荡动量守恒条件无法与能量守恒条件同时得到满足. 本文以下将分别考虑到 THz 波同向传播与反向传播两种情况、THz 波从 PPLN 晶体表面辐射、以及水平旋转 PPLN 晶体以改变畴截面法线方向与泵浦光矢量夹角,从而改变光栅周期大小的方案,讨论 THz 波输出波长的特性.

为满足参量振荡的动量守恒条件,信号光的波矢量 k_s 必须与泵浦光的波矢量 k_p 方向相同,同时 THz 波的波矢量 k_T 与极化反转光栅的波矢量 k_A 方向相反.

1.1 THz 波同向传播

即 THz 波传播方向与泵浦光、信号光的方向相同,为了补偿 THz 波的波矢量以实现动量守恒,如图 1(a) 所示,极化反转光栅的波矢量 k_A 用于补偿

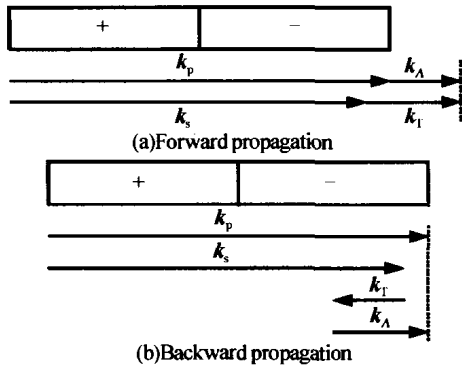


图 1 THz 波同向与反向传播时的波矢量失配
Fig. 1 The wave vectors mismatch compensation of forward and back ward propagating THz wave

泵浦光的波矢量,由此可得同向传播的动量守恒条件为

$$k_p + k_A = k_s + k_T \quad (3)$$

即

$$\frac{n_p}{\lambda_p} - \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{n_T}{\lambda_T} + \frac{1}{\Lambda} = 0 \quad (4)$$

式中 Λ 为极化反转光栅周期.

利用式(1)和式(2)可得同向传播的 THz 波长为

$$\lambda_T = \Lambda(n_T - n_p) \quad (5)$$

由式(5)可知,THz 波长大小与其折射率与泵浦光折射率之差以及光栅周期大小有关.

1.2 THz 波反向传播

即 THz 波传播方向与泵浦光、信号光的方向相反,如图 1(b) 所示,为了补偿 THz 波的波矢量以实现动量守恒,极化反转光栅的波矢量的用于补偿信号光的波矢量,由此可得 THz 波反向传播的动量守恒条件为

$$k_p = k_s - k_T + k_A \quad (6)$$

即

$$\frac{n_p}{\lambda_p} - \frac{n_s}{\lambda_s} + \frac{n_T}{\lambda_T} - \frac{1}{\Lambda} = 0 \quad (7)$$

同理,利用式(1)、(2)可得反向传播的 THz 波长为

$$\lambda_T = \Lambda(n_T + n_p) \quad (8)$$

上述分析所得 THz 波同向传播与反向传播时的波长表达式(5)、(8)与 Y. S. Lee 等^[1-3]采用群速度失配所直接给出的结果完全相同. 比较二式可知:对应于相同的极化反转光栅周期,THz 波同向传播时的波长要比反向传播 THz 波的波长短,频率高.

1.3 表面辐射 THz 波

对应于 C. Weiss 利用 THz 波的方向性较差特性而采用的 THz 波从 PPLN 晶体表面辐射的方案^[5,6],如图 2 所示,THz 波的波矢方向与垂直于波矢量方向的夹角为 θ ,并约定 θ 顺时针旋转为正. 与上述相同,图 2(a) 为同向传播情况,此时 $\theta > 26.3^\circ$,图 2(b) 为反向传播情况,此时 $\theta < 26.3^\circ$. 其中当 $\theta = 90^\circ$ 与 $\theta = -90^\circ$ 时,分别对应上述的 THz 波同向传播与反向传播二种情况.

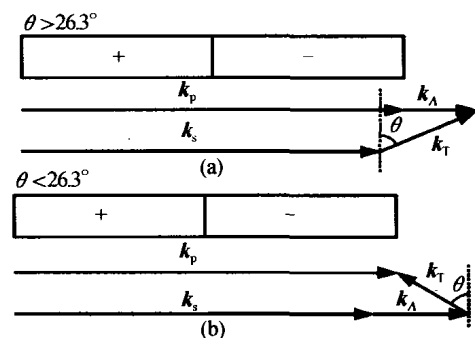


图 2 THz 波从 PPLN 表面辐射的波矢量失配
Fig. 2 The wave vectors mismatch compensation of surface radiation THz wave generation

对应 THz 波从 PPLN 晶体表面辐射情况,动量守恒条件应当修改为

同向传播

$$k_p + k_A = k_s + k_T \sin \theta \quad (\theta > 26.3^\circ) \quad (9)$$

反向传播

$$k_p = k_s + k_T \sin \theta + k_A \quad (\theta < 26.3^\circ) \quad (10)$$

因此同向传播的 THz 波的波长为

$$\lambda_T = \Lambda(n_T \sin \theta - n_p) \quad (11)$$

反向传播的 THz 波的波长为

$$\lambda_T = \Lambda (n_p - n_T \sin \theta) \tag{12}$$

因 THz 波的波长恒为正,因此规定 $\theta > 26.3^\circ$ 为同向传播, $\theta < 26.3^\circ$ 为反向传播情况.

相应的 THz 波频率为

$$f_T = \frac{c}{\Lambda |n_p - n_T \sin \theta|} \tag{13}$$

式中 c 为真空中的光速. 此结果与 C. Weiss 所给出的表达式^[5,6]相同.

考虑到 THz 波折射率较大,其在 PPLN 晶体内的全反射角为 $\theta_c = \arcsin(\frac{1}{n_T}) = 11.1^\circ$,因此当 $|\theta| < \theta_c$ 时,THz 波才有可能辐射出 PPLN 晶体,即仅能够得到反向传播的 THz 波.

1.4 水平旋转 PPLN 晶体

如图 3 所示, C. Wesis 等人采用圆形 PPLN 晶体,通过水平旋转 PPLN 晶体,以改变泵浦光矢量与

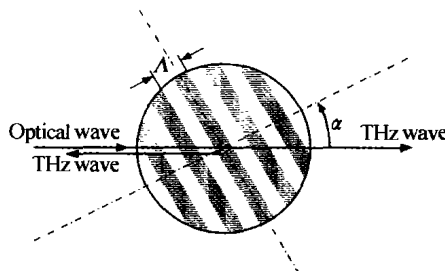


图 3 PPLN 晶体水平旋转时的波矢量失配
Fig. 3 The wave vector mismatch compensation of parallel rotation THz wave generation

PPLN 畴截面法线方向的夹角为 α ,则实际光栅周期为 $\Lambda_{eff} = \Lambda / \cos \alpha$,将其分别代入式(5)和式(8),可得同向传播的 THz 频率为

$$f_T = \frac{c}{\Lambda} \frac{\cos \alpha}{(n_T - n_p)} \tag{14}$$

反向传播的 THz 频率为

$$f_T = \frac{c}{\Lambda} \frac{\cos \alpha}{(n_T + n_p)} \tag{15}$$

当 $\alpha = 0^\circ$ 时,式(13)、(14)即为式(5)与式(8).

2 THz 波的调谐特性

2.1 极化反转光栅周期调谐

利用 Y. S. Lee 等^[1-3]所给出的泵浦光波长为 $0.8 \mu\text{m}$ 时的折射率为 2.3,并测得 THz 波的折射率近似与波长无关^[1],假设其还与晶体温度 T 无关. 本文利用式(5)计算了 THz 同向传播时波长与频率随极化反转光栅周期 Λ 的变化关系如图 4 所示. 由图可知,极化反转光栅周期 Λ 从 $20 \mu\text{m}$ 变化到 $130 \mu\text{m}$ 时,相应 THz 波长(频率)从 $58 \mu\text{m}$ (5.2 THz) 变化到 $377 \mu\text{m}$ (0.8 THz),其中给出了 Y. S. Lee^[1] 的实验结果.

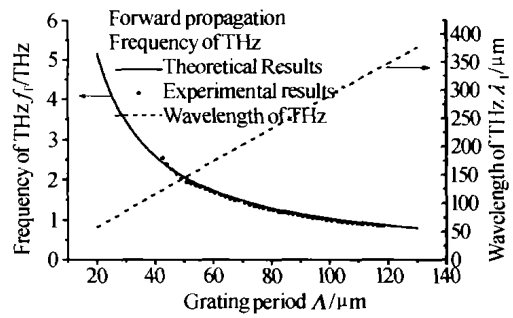


图 4 THz 波同向传播时的波长(频率)与极化反转光栅周期的关系

Fig. 4 The dependency of the THz wavelength on the grating period when forward propagation

利用式(8)计算了 THz 波反向传播时波长与频率随极化反转光栅周期 Λ 的变化关系如图 5 所示. 由图可知,极化反转光栅周期 Λ 从 $20 \mu\text{m}$ 变化到 $130 \mu\text{m}$ 时,相应 THz 波长(频率)从 $150 \mu\text{m}$ (2.0 THz) 变化到 $975 \mu\text{m}$ (0.31 THz).

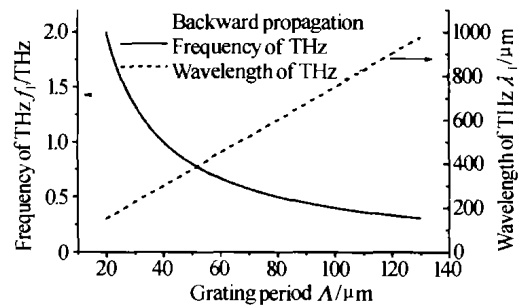


图 5 THz 波反向传播波长(频率)与极化反转光栅周期关系
Fig. 5 The dependency of the THz wavelength on the grating period when backward propagation

2.2 温度调谐

根据 Y. S. Lee^[2]所给出 THz 波与泵浦光折射率差 Δn 与晶体温度 T 关系曲线进行拟合

$$\Delta n(T) = n_T - n_p(T) = A + BT + CT^2 + DT^3 \tag{16}$$

式中 $A = 2.71634$; $B = -1.97111 \times 10^{-4}$; $C = 4.62283 \times 10^{-6}$; $D = -5.9071 \times 10^{-9}$,温度 T 单位为 K. 文中认为 THz 波折射率 n_T 与波长、温度无关,铌酸锂晶体温度小于 270 K 时的热膨胀系数^[2]为 $4.1 \times 10^{-6}/\text{K}$,也可以近似忽略. Δn 的数值拟合结果与 Y. S. Lee 实验结果^[2]的比较如图 6 所示. 因此泵浦光折射率与温度的关系为

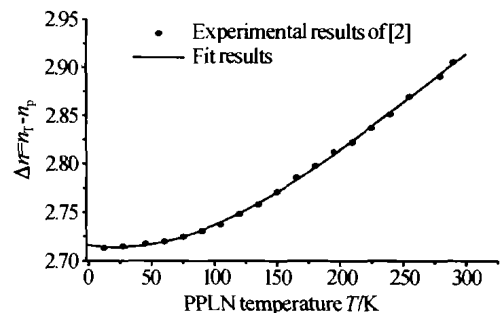


图 6 THz 波与泵浦光的折射率差 Δn 与晶体温度 T 关系
Fig. 6 The dependency of the difference refractive index Δn between THz and pump wave on the temperature T of PPLN

$$n_p(T) = n_T - \Delta n(T) \quad (17)$$

不同极化反转光栅周期所对应的 THz 波频率与晶体温度的关系如图 7、8 所示,其中图 7 为 THz 波同向传播,同时给出了 Y. S. Lee^[2] 的实验结果,图 8 为 THz 波反向传播情况.

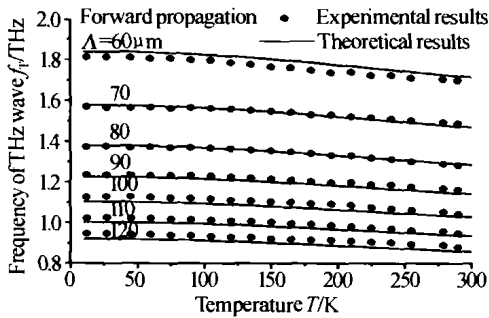


图 7 THz 波同向传播时,对应不同光栅周期,其波长(频率)与晶体温度 T 的关系,黑点为实验结果
Fig. 7 The dependency of forward propagating THz wavelength λ_T on the PPLN temperature T at different grating period. Where the dot lines are experimental results

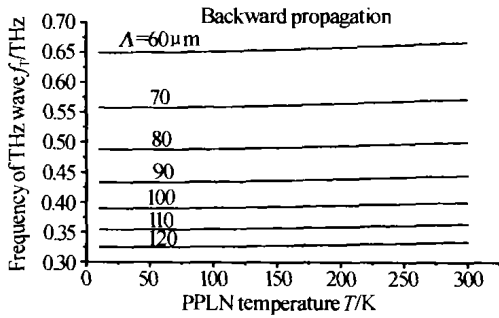


图 8 THz 波反向传播时,对应不同光栅周期,取波长(频率)与晶体温度 T 的关系
Fig. 8 The dependency of backward propagating THz wavelength λ_T on the PPLN temperature T at different grating period Λ

2.3 泵浦光波长调谐

由式(5)、(8)可知 THz 波长与泵浦光的关系仅仅涉及其折射率,因此通过改变泵浦光波长来改变折射率以实现波长调谐的范围非常小,几乎没有较大影响.

2.4 THz 波辐射角度调谐

采用 C. Wesis 实验中所给出的参数, $\Lambda = 127 \mu\text{m}$, θ 从 -90° 变化到 90° 时,相应的 THz 波频率(波长)与辐射角的关系如图 9 所示. 当 $|\theta| < \theta_c$ 时,反向传播

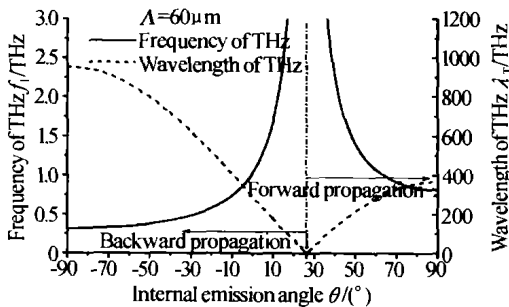


图 9 THz 波从 PPLN 表面辐射时,其波长与辐射角的关系 ($-90^\circ < \theta < 90^\circ$)
Fig. 9 The dependency of the THz wavelength on the radiation angle ($-90^\circ < \theta < 90^\circ$)

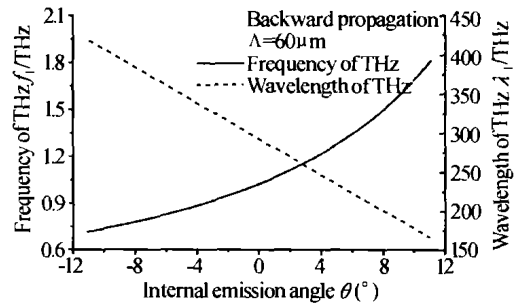


图 10 THz 波从 PPLN 表面辐射时,其波长与辐射角的关系 ($-\theta_c < \theta < \theta_c$)

Fig. 10 The dependency of the THz wavelength on the radiation angle ($-\theta_c < \theta < \theta_c$) of the THz wave frequency (wavelength) with radiation angle as shown in Fig. 10.

2.5 畴截面法线方向与泵浦波矢间夹角调谐

采用 C. Wesis 的实验参数,光栅周期 $\Lambda = 127 \mu\text{m}$, 畴截面法线方向与泵浦波矢间夹角 θ ,即水平旋转 PPLN 晶体从 -90° 变化到 90° 时,相应的同向与反向传播的 THz 波频率(波长)与夹角 α 的关系如图 11 所示.

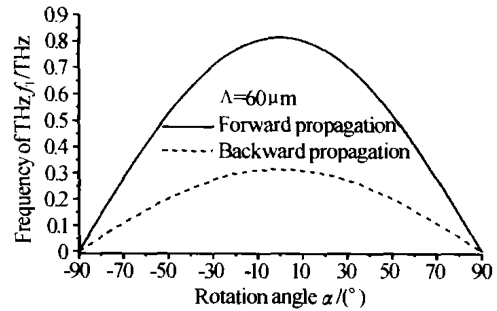


图 11 PPLN 晶体水平旋转时,输出 THz 波长与旋转角 α 的关系

Fig. 11 The dependency of the THz wavelength on the rotation angle α

3 THz 波谱宽特性

由周期极化铌酸锂晶体光参量振荡的相对增益^[13]为

$$G_R = \text{sinc}^2 \{ [(\Delta k/2)^2 - \Gamma^2]^{1/2} L \} \quad (18)$$

其中

$$\Gamma^2 = n_T n_s |E_p|^2 = n_T n_p |E_p|^2 \quad (19)$$

泵浦光功率

$$P_p = \frac{1}{2} n_p c \epsilon_0 |E_p|^2 \quad (20)$$

对于 THz 波同向传播,相位失配因子 Δk 为 $RG TM$

$$\Delta k = k_p - k_s - k_T + k_\Lambda \quad (21)$$

对于 THz 波反向传播有

$$\Delta k = k_p - k_s + k_T - k_\Lambda \quad (22)$$

Y. S. Lee 的实验装置与实验结果^[1-3] 相当于无谐振腔、泵浦光脉冲单次通过的情况,因此光参量振荡的理论仍然适用.

本文以下采用 Y. S. Lee 的实验参数^[1], 计算输

出 THz 波的 3 dB 光谱带宽与频谱带宽,并与其实验结果进行比较. 他们实验中所采用的 PPLN 晶体的长度为 $L = 1.2 \text{ mm}$ 与 7.2 mm 两种,畴宽度为 $30 \text{ }\mu\text{m}$, 即周期为 $\Lambda = 60 \text{ }\mu\text{m}$, 泵浦光波长为钛宝石激光器输出的波长为 $0.8 \text{ }\mu\text{m}$, 脉宽 150 fs , 重复率 150 KHz 的飞秒激光. 由此可计算出同向传播时的 THz 波的中心波长为 $174.2 \text{ }\mu\text{m}$, 对应中心频率为 1.723 THz ; 反向传播时的 THz 波的中心波长为 $450 \text{ }\mu\text{m}$, 对应中心频率为 0.666 THz ; 将式(21)、(22)代入式(18), 即可得到输出 THz 波的谱宽(注:对于 THz 波,我们发现取 $\Gamma = 0$ 时,理论计算的带宽与实验值符合很好,以下均同).

3.1 THz 波的光谱带宽

$\Lambda = 60 \text{ }\mu\text{m}$, $L = 1.2 \text{ mm}$ 时,同向传播与反向传播 THz 波的光谱分别如图 12 与图 13 所示,由图可知,同向传播时的光谱带宽为 $7.7 \text{ }\mu\text{m}$, 反向传播时的光谱带宽为 $20.0 \text{ }\mu\text{m}$.

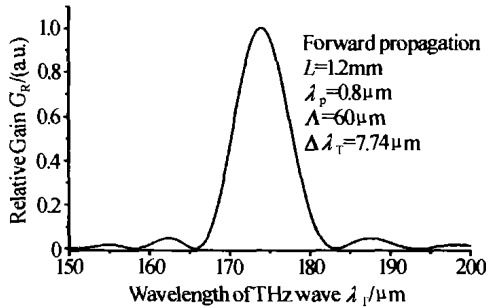


图 12 THz 波同向传播光谱
Fig. 12 The forward propagation spectrum of THz wave

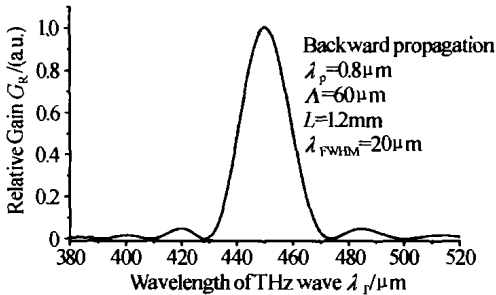


图 13 THz 波反向传播光谱
Fig. 13 The backward propagation spectrum of THz wave

另外,也可利用对相位失配因子 Δk 求偏微分的方法^[13]求解 THz 波的谱宽.

式(21)两边对 λ_T 求微分可得

$$\frac{\partial(\Delta k)}{\partial \lambda_T} \approx \frac{\delta(\Delta k)}{\delta \lambda_T} = -\frac{2\pi(n_T - n_p)}{\lambda_T^2} \quad (23)$$

因此同向传播时 THz 波长 λ_T 带宽

$$\Delta \lambda_T = 2|\delta \lambda_T| = \frac{2\lambda_T^2}{\pi(n_T - n_p)} \frac{X}{L} \quad (24)$$

式中 $X = 1.392$ ^[13].

同理得反向传播时 THz 波长 λ_T 带宽

$$\Delta \lambda_T = 2|\delta \lambda_T| = \frac{2\lambda_T^2}{\pi(n_T + n_p)} \frac{X}{L} \quad (25)$$

3.2 THz 波的频谱带宽

$T = 18 \text{ K}, 180 \text{ K}, 298 \text{ K}$ 时,同向传播与反向传播 THz 波的频谱分别如图 14 与 15 所示,由图可知,同向传播时的频谱带宽为 0.077 THz , 反向传播时的频谱带宽为 0.029 THz . 该结果与 Y. S. Lee 的实验测得 THz 波同向传播时的频率 1.7 THz , 频谱带宽为 0.077 THz 的结果符合很好,而且 sinc^2 函数的理论曲线波形与其实验结果^[1]符合很好.

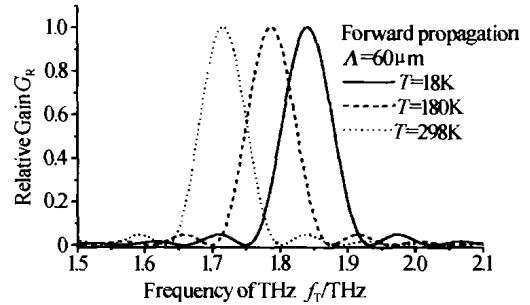


图 14 $T = 18 \text{ K}, 180 \text{ K}, 298 \text{ K}$ 时, THz 波同向传播频谱
Fig. 14 The forward propagation frequency spectrum of THz wave when $T = 18 \text{ K}, 180 \text{ K}, 298 \text{ K}$

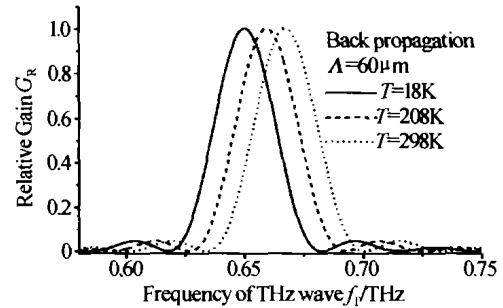


图 15 $T = 18 \text{ K}, 180 \text{ K}, 298 \text{ K}$ 时, THz 波反向传播频谱
Fig. 15 The backward propagation frequency spectrum of THz wave when $T = 18 \text{ K}, 180 \text{ K}, 298 \text{ K}$

由 $f_T = \frac{c}{\lambda_T}$, 两边对 THz 波长 λ_T 求微分, 可得:

$$\frac{df_T}{d\lambda_T} = -\frac{c}{\lambda_T^2}, \text{ 因此可得频谱带宽与光谱带宽的关系为}$$

$$\Delta f_T \approx \left| -\frac{c\Delta\lambda_T}{\lambda_T^2} \right| = \frac{c\Delta\lambda_T}{\lambda_T^2} \quad (26)$$

因此同向传播时 THz 波的频谱带宽为

$$\Delta f_T = \frac{2c}{\pi(n_T - n_p)} \frac{X}{L} \quad (27)$$

反向传播时 THz 波的频谱带宽 Δf_T 为

$$\Delta f_T = \frac{2c}{\pi(n_T + n_p)} \frac{X}{L} \quad (28)$$

$\Lambda = 60 \text{ }\mu\text{m}$, 同向传播时 THz 波的光谱带宽 $\Delta \lambda_T = 7.7 \text{ }\mu\text{m}$, 由式(22)可计算出其频谱带宽为 $\Delta f_T = 0.0762 \text{ THz}$; 由式(25)计算出 $\Delta f_T = 0.077 \text{ THz}$, 与 Y. S. Lee 的实验值^[1]符合很好.

若用 THz 波的频率描述其频谱带宽, 则无论同向传播或反向传播, 均有

$$\Delta f_T = \frac{2X}{\pi} \frac{f_T}{N} = 0.886 \frac{f_T}{N} \quad (29)$$

式中 $N = L/\Lambda$ 为极化反转光栅的周期数目. 此结果与 Y. S. Lee^[1] 所给出的实验结果 ($N = 20, \Delta f_T/f_T = 0.045$, 他们认为较 $\Delta f_T/f_T = 1/N = 0.05$ 小的原因是由于 THz 波在 PPLN 晶体中的传播损耗较大所引起) 符合甚好.

3.3 表面辐射 THz 波谱宽

表面辐射 THz 波谱宽与辐射角 θ 的关系, 对应同向传播与反向传播情况, 分别有

$$\frac{\partial(\Delta k)}{\partial \lambda_T} \approx \frac{\delta(\Delta k)}{\delta \lambda_T} = \frac{2\pi(n_T \sin \theta \mp n_p)}{\lambda_T^2} \quad (30)$$

因此同向传播与反向传播的 THz 波长 λ_T 带宽为

$$\Delta \lambda_T = 2|\delta \lambda_T| = \left| \frac{2X\lambda_T^2}{L\pi(n_T \sin \theta \mp n_p)} \right| \quad (31)$$

相应 THz 波的频谱带宽 Δf_T 为

$$\Delta f_T = \left| -\frac{c\Delta \lambda_T}{\lambda_T^2} \right| = \left| \frac{2Xc}{\pi L(n_T \sin \theta \mp n_p)} \right| \quad (32)$$

当 $\theta = -90^\circ$ 与 $+90^\circ$ 时, 式(32)将简化为式(26)与(28).

4 THz 波的容差特性

以下将针对 THz 波输出的波长(频率)稳定性, 讨论其温度、光栅周期、辐射角以及波矢夹角的容差特性.

4.1 THz 波的温度带宽 ΔT

对于 THz 波同向传播或反向传播, 式(21)、(22)两边对 T 求微分可得

$$\frac{\partial(\Delta k)}{\partial T} \approx \frac{\delta(\Delta k)}{\delta T} = 2\pi \left(\frac{1}{\lambda_T} \frac{\partial(n_p)}{\partial T} \pm \frac{1}{\Lambda^2} \frac{\partial L(T)}{\partial T} \right) \quad (33)$$

又: $\frac{\partial \Lambda(T)}{\partial T} = \alpha \Lambda(T)$, α 为热膨胀系数, 忽略 PPLN

晶体热膨胀系数, 即取 $\alpha = 0$; 又: $\frac{\partial n_p}{\partial T} = -\frac{\partial(\Delta n)}{\partial T}$, 因此

晶体温度 T 带宽

$$\Delta T = 2|\delta T| = 2 \frac{X}{\pi L} \left(\frac{1}{\lambda_T} \frac{\partial(\Delta n)}{\partial T} + \frac{\alpha}{\Lambda(T)} \right)^{-1} = 2 \frac{X\lambda_T}{\pi L} \left(\frac{\partial(\Delta n)}{\partial T} \right)^{-1} \quad (34)$$

式中 $\frac{\partial(\Delta n)}{\partial T} = B + 2 \cdot CT + 3 \cdot DT^2$.

4.2 极化反转光栅周期带宽 $\Delta \Lambda$

无论 THz 波同向或反向传播, 式(21)或(22)的 Δk 对 Λ 求微分均有

$$\frac{\partial(\Delta k)}{\partial \Lambda} \approx \frac{\delta(\Delta k)}{\delta \Lambda} = -\frac{2\pi}{\Lambda^2} \quad (35)$$

因此极化反转光栅周期 Λ 带宽

$$\Delta \Lambda = 2|\delta \Lambda| = \frac{\Lambda^2 \delta(\Delta k)}{2\pi} = \frac{2\Lambda^2}{\pi} \frac{X}{L} \quad (36)$$

4.3 辐射角带宽 $\Delta \theta$

分别对应于 THz 波同向传播与反向传播情况, 有

$$\frac{\partial(\Delta k)}{\partial \theta} \approx \frac{\delta(\Delta k)}{\delta \theta} = \mp \frac{2\pi n_T}{\lambda_T} \cos \theta \quad (37)$$

$$\Delta \theta = 2|\delta \theta| = \frac{2X\lambda_T}{\pi L n_T \cos \theta} \quad (38)$$

4.4 波矢夹角带宽 $\Delta \alpha$

对应于 THz 波同向传播或反向传播, 式(21)、(22)两边对波矢夹角 α 求微分可得

$$\frac{\partial(\Delta k)}{\partial \alpha} \approx \frac{\delta(\Delta k)}{\delta \alpha} = \mp \frac{2\pi}{\Lambda} \sin \alpha \quad (39)$$

对应于 THz 波同向传播或反向传播, 均有波矢夹角带宽为

$$\Delta \alpha = 2|\delta \alpha| = \frac{2X\Lambda}{\pi L \sin \alpha} \quad (40)$$

5 结论

本文首先采用光参量振荡的机理研究了 THz 波在准相位匹配媒质周期极化铌酸锂晶体中同向传播与波反向传播情况下产生的特性, 以及其表面辐射 THz 波的光谱特性; 其次研究了 THz 波的温度调谐特性、极化反转光栅周期调谐以及改变入射泵浦光与光栅波矢夹角的调谐特性; 最后分析了 THz 波的稳定性与温度、光栅周期、泵浦入射角的关系; 理论分析结果与 Y. S. Lee 等人所给出的实验结果符合很好.

参考文献

- 1 Lee Y S, Meade T, Perlin V, *et al.* Generation of narrow-band terahertz radiation via optical rectification of femtosecond pulses in periodically poled lithium niobate. *Applied Physics Letters*, 2000, **76**(18): 2505 ~ 2507
- 2 Lee Y S, Meade T, DeCamp M, *et al.* Temperature dependence of narrow-band terahertz generation from periodically poled lithium niobate. *Applied Physics Letters*, 2000, **77**(9): 1244 ~ 1246
- 3 Lee Y S, Meade T, Norris T B. Tunable narrow-band terahertz generation from periodically poled lithium niobate. *Applied Physics Letters*, 2001, **78**(23): 3583 ~ 3585
- 4 Lee Yun-Shik, Norris T B. Terahertz pulse shaping and optimal waveform generation in poled ferroelectric crystals. *Journal of Optical Society of America (B)*, 2002, **19**(11): 2791 ~ 2794
- 5 Weiss C, Torosyan G, Avetisyan Y, *et al.* Generation of tunable narrow-band surface-emitted terahertz radiation in periodically poled lithium niobate. *Optics Letters*, 2001, **26**

- (8):563-565
- 6 Weiss C, Torosyan G, Meyn J P, *et al.* Tuning characteristics of narrowband THz radiation generated via optical rectification in periodically poled lithium niobate. *Optics Express*, 2001, **8**(9):497 ~ 502
 - 7 Sasaki Y, Yuri A, Kawase K, *et al.* Terahertz-wave surface-emitted difference frequency generation in slant-stripe-type periodically poled LiNbO₃ crystal. *Applied Physics Letters*, 2002, **81**(18):3323 ~ 3325
 - 8 Ding Y J, Khuurgin J B. A new scheme for efficient generation of coherent and incoherent submillimeter to THz waves in periodically poled lithium niobate. *Optics Communications*, 1998, **148**: 105 ~ 109
 - 9 Ding Y J, Zotova I B. Coherent and tunable terahertz oscillators, generators, and amplifiers. *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials*, 2002, **11**(1):75 ~ 97
 - 10 Avetisyan Y, Sasaki Y, Ito H. Analysis of THz-wave surface-emitted difference-frequency generation in periodically poled lithium niobate waveguide. *Applied Physics (B)*, 2001, **73**:511 ~ 514
 - 11 Shikata Jun-ichi, Sato M, Taniuchi T, *et al.* Enhancement of terahertz wave output from LiNbO₃ optical parametric oscillators by cryogenic cooling. *Optics Letters*, 1999, **24**(4): 202 ~ 204
 - 12 Jun-ichi Shikata Kawase, Karino Ken-ichi, *et al.* Tunable terahertz-wave parametric oscillators using LiNbO₃ and MgO: LiNbO₃ crystals. *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, 2000, **48**(4):653 ~ 661
 - 13 薛挺, 于建, 李世忱, 等. 周期极化铌酸锂光参量振荡调谐与容差特性分析. *物理学报*, 2002, **51**(11):2528 ~ 2535
- Xue T, Yu J, Li S C, *et al.* *Acta Physica Sinica*, 2002, **51**(11):2528 ~ 2535

Theoretical Analysis of Terahertz Radiation Generated in Periodically Poled Lithium Niobate

Xue Ting, Hua Yong, Yang Dewei, Zhao Victor, Wu Qi, Ding Danny, Ji Xiaofang
Beijing SWT Optical Communication Technology Co. Ltd, Beijing 100022

Received date: 2003-09-24

Abstract The terahertz (THz) wave generated in periodically poled lithium niobate (PPLN) forward propagation and backward propagation, and the surface-emitted THz radiation were investigated based on the theory of optical parametric oscillator first. Next the tunable of THz wave of temperature, grating period, the incident angle and the radiation angle were given. Thirdly, the bandwidth of the wavelength and the frequency of THz wave were analyzed, and the analytic expressions were given. The theoretical results fit well with the experimental results given by Y. S. Lee *et al.* At last, the bandwidth of temperature, grating period, the incident angle and the radiation angle were given.

Keywords Periodically poled lithium niobate (PPLN); Quasi-phase-matched (QPM); Terahertz (THz) wave; Optical parameter oscillator (OPO)



Xue Ting was born in 09/1974, received his Ph. D. degree in 2002 from the Tianjin University, with a dissertation on the preparation and application of periodically poled lithium niobate (PPLN). In 2002 ~ July 2004, he acted as a postdoctoral fellow at the College of Precision Instrument & Optoelectronics Engineering, Tianjin University. His research interests include optical communication devices based on integrated optics, guide-wave optics and nonlinear optics. He has published 20 papers. Now he joins Beijing SWT Optical Communication Technology Co. Ltd, where he is working in the field of guided-wave optical electronics.