

基于 GaSe 和 ZnGeP₂ 晶体差频产生可调谐太赫兹辐射的理论研究*

刘欢^{1)†} 徐德刚^{1)†} 姚建铨¹⁾

1) 天津大学精仪学院激光与光电子研究所, 天津 300072)

2) 清华大学精密仪器与机械学系, 北京 100084)

(2007 年 11 月 26 日收到, 2008 年 1 月 24 日收到修改稿)

基于非线性光学频率变换理论, 采用已报道的利用非线性光学差频方法产生可调谐太赫兹波的实验条件作为理论分析的实验模型, 计算模拟出在不同相位匹配条件下, GaSe 和 ZnGeP₂ 晶体差频的相位匹配角、走离角、允许角和有效非线性系数, 并对计算结果进行了分析比较, 总结出对应输出不同太赫兹波长的最佳相位匹配方式. 计算结果为利用非线性晶体差频产生可调谐太赫兹辐射的实验研究提供深入和全面的理论基础.

关键词: 太赫兹波, GaSe 晶体, ZnGeP₂ 晶体, 差频

PACC: 4265K, 4265M, 9580G

1. 引 言

THz 波的产生是 THz 研究领域的关键技术之一^[1-5]. 实现 THz 波的方法很多, 总体上分为电子学和光子学两种方法. 在光子学领域, 非线性光学差频方法是获取高功率、可调谐、便携式、易维护、室温运转 THz 波的主要方法之一, 近年来受到国内外研究人员的广泛关注^[6-10]. 在利用非线性光学差频方法搭建的 THz 辐射源中, 非线性差频晶体是非常重要的器件之一. 选择非线性系数高, 光损伤阈值高的非线性晶体可以大大提高差频效率和 THz 波的输出功率. GaSe 和 ZnGeP₂(ZGP) 晶体是目前被广泛用于产生中远红外波段可调谐输出的非线性晶体^[11-13]. 近几年, 科研工作者利用这两种晶体在中远红外优异的性能, 通过非线性光学差频技术, 已经报道了可覆盖全 THz 波段的可调谐 THz 波输出^[14-18].

GaSe 晶体是一种具有六角层状结构的负单轴晶体, 其点群为 $\bar{6}2m$, 对波长在 0.62—20 μm 之间的光是透明的^[10]. 在已知的无机非线性晶体中, GaSe

晶体对 THz 波和毫米波的吸收系数最低^[18]. 同时它具有比较高的二阶非线性系数($d_{22} = 54 \text{ pm/V}$)和抗损伤阈值, 其品质因数 d_{eff}^2/n^3 大概是 KDP 的 6000 倍^[19]. 黄铜矿类半导体晶体 ZnGeP₂(ZGP) 是四方结构, 属于正单轴晶体, 其点群为 $\bar{4}2m$, 对波长在 0.74—12 μm 之间的光是透明的^[18]. ZGP 晶体的非线性系数、品质因数、热导率、光损伤阈值均比较高, 其二阶非线性系数($d_{36} = 75 \text{ pm/V}$)是 KDP 的 160 倍, 是已知非线性晶体中最高者之一.

目前科技工作者对基于非线性光学差频方法获取 THz 辐射源的研究报道几乎都是关于实验装置和实验结果的, 而对相位匹配差频技术的理论研究却非常匮乏^[20]. 本文基于非线性光学频率变换理论^[21], 采用已报道的实验条件作为理论分析的实验模型, 计算分析了 GaSe 和 ZGP 晶体的差频相位匹配角、走离角、允许角和有效非线性系数, 并对两者的计算结果进行了分析比较. 计算结果为利用非线性光学差频技术产生 THz 辐射源的实验研究提供深入和全面的理论基础, 同时也填补了目前基于相位匹配差频技术产生 THz 辐射源理论研究的空白.

* 国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号: 2007CB310403)和天津市应用基础及前沿技术研究计划一般项目(光学与电子学)批准号 07JCYBJC06200)资助的课题.

† E-mail: xudegang@tju.edu.cn

2. GaSe, ZGP 晶体差频特性理论分析

2.1. 相位匹配角

设参与相互作用的三个光波的圆频率分别为 ω_1 , ω_2 , ω_3 , 其波矢分别为 K_1, K_2, K_3 , 根据动量守恒定律, 在完全相位匹配时, 如果参与相互作用的三个光波的波矢方向相同(共线)则有

$$\Delta k = \frac{\omega_1}{c}n_1 - \frac{\omega_2}{c}n_2 - \frac{\omega_3}{c}n_3 = 0, \quad (1)$$

即

$$\frac{n_1}{\lambda_1} - \frac{n_2}{\lambda_2} - \frac{n_3}{\lambda_3} = 0, \quad (2)$$

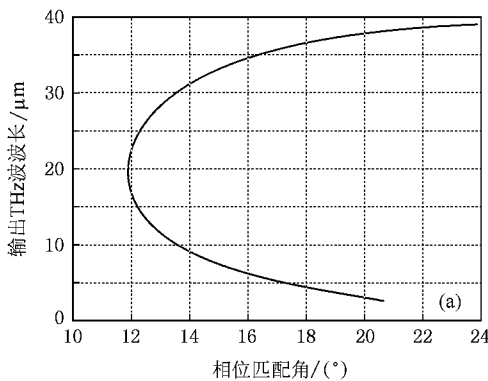
同时 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ 之间的关系满足

$$\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} = \frac{1}{\lambda_3}. \quad (3)$$

在非线性晶体中, e 光与相位匹配角的关系表达式为

$$\frac{1}{n_e^2(\lambda, \theta)} = \frac{\cos^2(\theta)}{n_o^2(\lambda)} + \frac{\sin^2(\theta)}{n_e^2(\lambda)}. \quad (4)$$

本文理论计算的实验模型是根据文献[18]设定的. 计算中, 设定 $\lambda_1 = 1.0642 \mu\text{m}$, λ_2 是光学参量振荡器输出的闲频光的波长, 在不同的相位匹配条件下 THz 波的调谐范围是不同的.



我们首先分析了在 GaSe 晶体中, eoo($e-o-o$)类, eoe($e-o-e$)类和 oee($o-e-e$)类相位匹配条件下的相位匹配角. 结合(2)~(4)式, 并联立文献[11]给出的 GaSe 晶体在 $0.65-18 \mu\text{m}$ 波段的色散方程

$$\begin{aligned} n_o^2(\lambda) &= 7.443 + \frac{0.4050}{\lambda^2} + \frac{0.0186}{\lambda^4} \\ &\quad + \frac{0.0061}{\lambda^6} + \frac{3.1485\lambda^2}{\lambda^2 - 2194}, \\ n_e^2(\lambda) &= 5.760 + \frac{0.3879}{\lambda^2} - \frac{0.2288}{\lambda^4} \\ &\quad + \frac{0.1223}{\lambda^6} + \frac{1.855\lambda^2}{\lambda^2 - 1780}, \end{aligned} \quad (5)$$

可计算模拟出不同匹配类型下的相位匹配角曲线, 如图 1 和图 2 所示. 图 1(a) 和 (b) 的角度调谐范围和 THz 波波长输出范围比较类似, 角度调谐范围分别是 $11.9^\circ-23.86^\circ$, $12.19^\circ-27.01^\circ$, THz 波长输出范围分别为 $2.60-39.07 \mu\text{m}$, $2.60-36.68 \mu\text{m}$. 这两种相位匹配方式均不能产生波长高于 $40 \mu\text{m}$ 的 THz 波输出. 在 oee 类相位匹配条件下, 由图 2 可知, THz 波波长的调谐范围在 $42.39-5663.67 \mu\text{m}$, 角度调谐范围是 $1.13^\circ-84.71^\circ$. 由计算结果可知, 采用 GaSe 晶体作为差频晶体, 几乎可以产生覆盖全 THz 波段的 THz 波输出, 文献[18]报道的实验结果与理论计算结果基本一致.

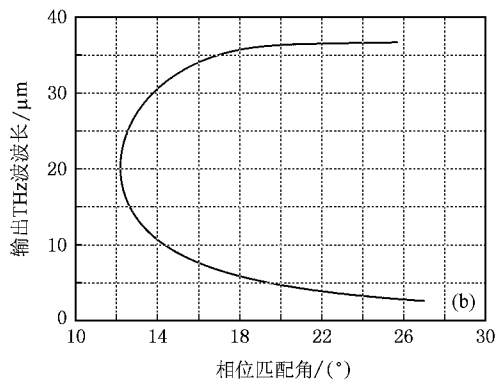


图 1 GaSe 晶体中 eoo 和 eoe 类相位匹配角与输出 THz 波波长的关系

同样, 结合(2)~(4)式, 并联立文献[12]给出的 ZGP 晶体的色散方程

$$\begin{aligned} n_o^2(\lambda) &= 4.4733 + \frac{5.26575\lambda^2}{\lambda^2 - 0.13381} + \frac{1.49085\lambda^2}{\lambda^2 - 662.55}, \\ n_e^2(\lambda) &= 4.63318 + \frac{5.34215\lambda^2}{\lambda^2 - 0.14255} + \frac{1.45795\lambda^2}{\lambda^2 - 662.55}, \end{aligned} \quad (6)$$

可计算模拟出 ZGP 晶体中 oee($o-e-e$)类和 oeo($o-e-o$)

= e)类相位匹配条件下的相位匹配角.

ZGP 晶体中, 这两类相位匹配条件下的计算结果非常相似, 如图 3 所示. 两者的波长调谐范围相同, 均为 $43.01-5663.67 \mu\text{m}$, 角度调谐范围略有不同, 分别为 $1.03^\circ-10.34^\circ$ 和 $1.04^\circ-10.39^\circ$. 理论计算的结果与实验报道的结果有些差异, 原因是普通 ZGP 晶体在近红外波段($1-2 \mu\text{m}$)有比较高的吸收

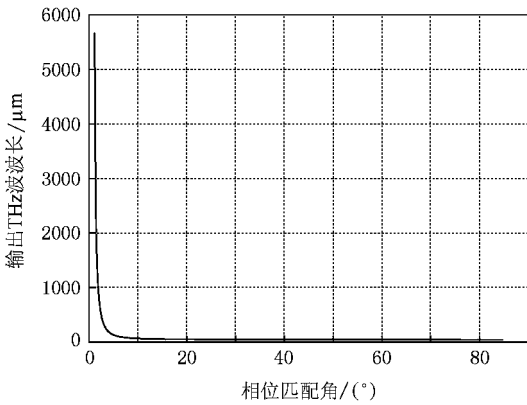


图2 GaSe 晶体中 oee 类相位匹配角与输出 THz 波波长的关系

系数, 实验中采用的是经过退火后的 ZGP 晶体, 而我们在计算中采用的是普通 ZGP 晶体的色散方程. 计算结果表明, 这两类相位匹配方式都可以产生宽调谐的 THz 波输出.

2.2. 差频走离角

在单轴晶体中 o 光的走离角为零, e 光的走离角为

$$\text{tg}\alpha = \frac{1}{2} \frac{(n_e^2 - n_o^2)}{n_o^2 \sin^2 \theta + n_e^2 \cos^2 \theta} \cdot \sin 2\theta. \quad (7)$$

利用上面已经计算出的相位匹配角, 我们分别计算了在 GaSe 和 ZGP 晶体中, 各种相位匹配条件下 e 光的走离角.

采用 GaSe 晶体作为差频晶体时, 在 eoo 和 eoe 类相位匹配条件下, 计算了 1.0642 μm 激光在这两种匹配形式下的走离角, 如图 4 所示. 当闲频光波长位于 1.124 μm 附近时, 两者的走离角均达到最小值, 分别为 3.423° 和 3.502°. 波长继续增大后, eoe 类相位匹配条件下的走离角增长速度要大于 eoo 类相

位匹配条件下的走离角增长速度. 我们还计算了在 eoe 类相位匹配条件下 THz 波的走离角, 如图 5 所示. 当输出 THz 波波长小于 34.18 μm 时, 走离角小于 10°, 随着波长的减小, 走离角逐渐减小, 在 19.39 μm 附近, 达到最小值 3.38°. 当波长大于 34.18 μm 时, 走离角迅速增加, 甚至在 36.9 μm 处达到 76.5°. 因此实验中采用 eoo 类相位匹配条件更为理想. 此时作为 e 光的 1.0642 μm 激光在 GaSe 晶体中走离角更小, 同时输出的 THz 波为 o 光, 走离角为零, 这给探测 THz 波带来方便.

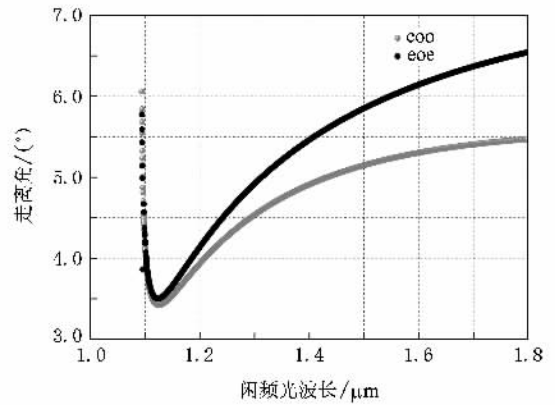


图4 GaSe 晶体中 eoo 和 eoe 类相位匹配条件下 1.0642 μm 激光走离角与闲频光波长的关系

另外, 我们计算了采用 GaSe 晶体作为差频晶体, 在 oee 类相位匹配条件下, 闲频光和 THz 波的走离角. 图 6 所示的是作为 e 光的闲频光在 GaSe 晶体中的走离角变化曲线. 当闲频光波长从 1.0644 μm 逐渐增大到 1.0897 μm, 走离角也随之从 0.219° 逐渐增大到 7.509°. 图 7 所示的是 THz 波的走离角变化情况. 当波长在 420.517—5663.67 μm 之间变化时, 走离角均小于 1°. 由计算结果可知, oee 类相位匹配

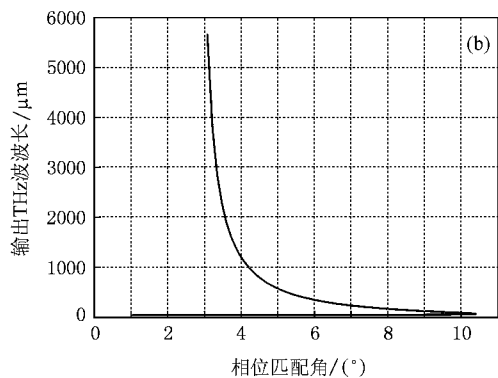
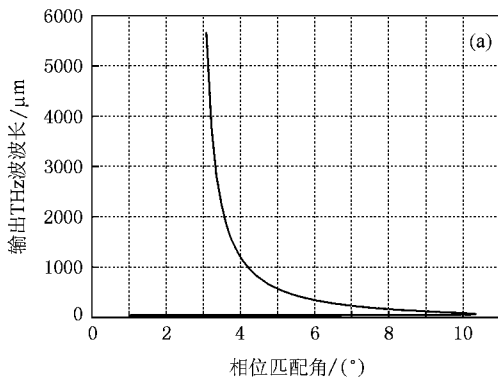


图3 ZGP 晶体中 oee 和 oeo 类相位匹配角与输出 THz 波波长的关系

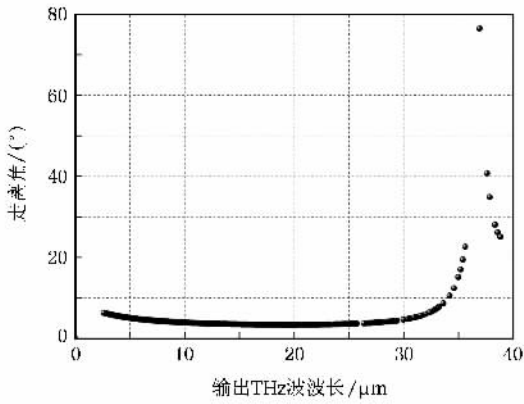


图 5 GaSe 晶体中 eoe 类相位匹配条件下 THz 波走离角与其波长的关系

方式比较适合于需要产生 THz 波波长在 420 μm 以上的实验中,此时闲频光和 THz 波在 GaSe 晶体中的走离角都小于 1° .

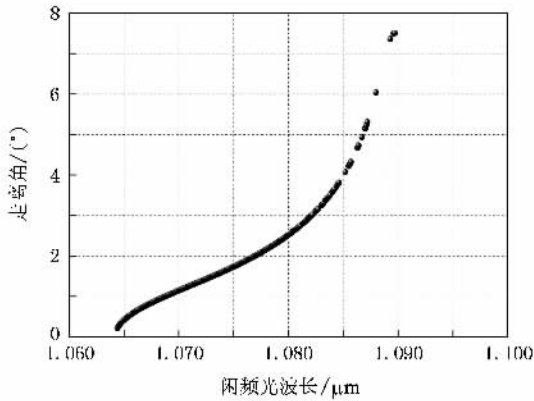


图 6 GaSe 晶体中 oee 类相位匹配条件下闲频光走离角与其波长的关系

采用 ZGP 晶体作为差频晶体,可以在 oee 和 oeo 类相位匹配方式下差频产生 THz 波,我们计算了闲频光在这两类相位匹配方式下的走离角,如图 8 所示.两类匹配方式下的走离角大小及变化趋势几乎完全一致.当闲频光波长在 1.0644—1.09 μm 之间变化时,走离角均非常小,在 0.28° 以下.我们还计算了 THz 波作为 e 光在 ZGP 晶体中的走离角,如图 9 所示,THz 波的走离角均在 0.17° 以下.由计算结果可知,当实验中采用 ZGP 晶体作为差频晶体时,oee 和 oeo 类相位匹配方式都非常适合于差频产生 THz 波,此时作为 e 光的闲频光和 THz 波在 ZGP 晶体中的走离角均非常小.

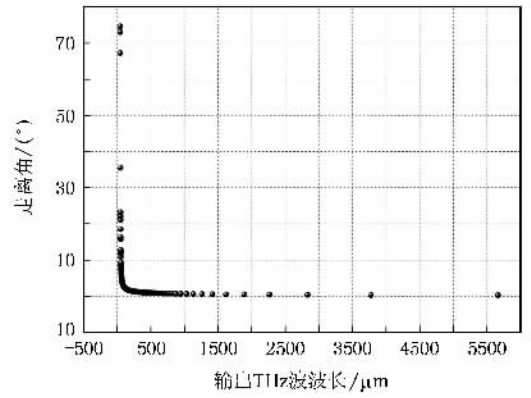


图 7 GaSe 晶体中 oee 类相位匹配条件下 THz 波走离角与其波长的关系

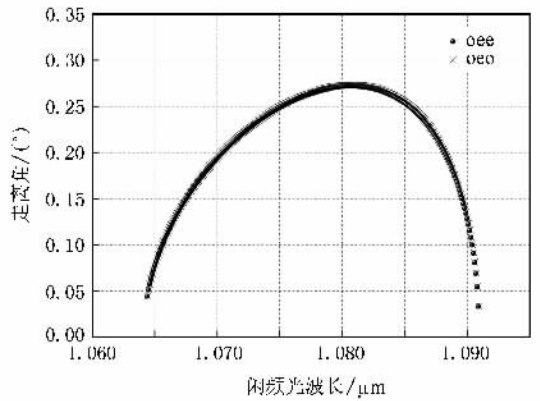


图 8 ZGP 晶体中 oee 和 oeo 类相位匹配条件下闲频光走离角与其波长的关系

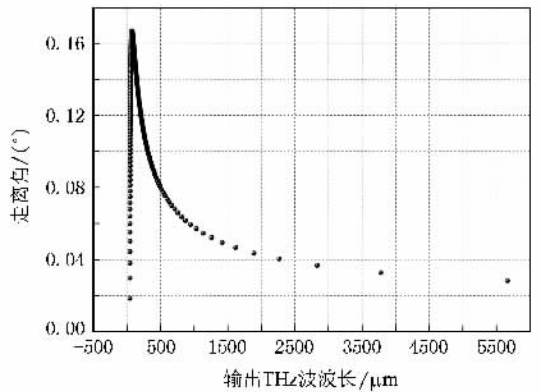


图 9 ZGP 晶体中 oee 类相位匹配条件下 THz 波走离角与其波长的关系

2.3. 差频允许角

单轴晶体中,光波沿某个特定方向 θ_m 入射,满

足 $\Delta k = 0$, 即实现完全相位匹配. 但在实验中, 由于光波的发散角等多种因素, 很难做到完全相位匹配, 总存在一定的相位失配 Δk . 通常规定一个确定的相位失配 $\Delta k = \frac{\pm \pi}{l}$, l 为晶体长度. 这样, 可以由最大允许失配量 Δk 来求得相位匹配的允许角 $\Delta\theta$.

我们对 GaSe 和 ZGP 晶体中不同类型相位匹配的允许角进行了理论分析. 根据文献 [20] 定义相位匹配的允许角为 $\Delta\theta \cdot l$. 允许角 $\Delta\theta$ 的大小与晶体长度 (l) 有关, $\Delta\theta \cdot l$ 是一个与晶体材料有关的固有特性. 图 10—12 中的纵坐标单位均为 $\text{mrad} \cdot \text{mm}$.

首先计算了 GaSe 晶体中 e_{oo} 和 e_{oe} 类相位匹配方式下的差频允许角, 如图 10 所示. 计算中取 $l = 47 \text{ mm}$. 两类匹配方式下的允许角均比较小, 低于 $3.3 \text{ mrad} \cdot \text{mm}$. 采用 e_{oo} 类相位匹配方式, 当闲频光波长从 $1.094 \mu\text{m}$ 增大到 $1.124 \mu\text{m}$, 允许角由最小值 $1.835 \text{ mrad} \cdot \text{mm}$ 很快增长到最大值 $3.201 \text{ mrad} \cdot \text{mm}$. 闲频光继续增大, 允许角逐渐减小. 与 e_{oo} 类相位匹配方式相比, 采用 e_{oe} 类相位匹配方式计算得到的允许角稍大一点, 变化趋势也基本一致. 最大允许角为 $3.29 \text{ mrad} \cdot \text{mm}$, 此时闲频光波长为 $1.128 \mu\text{m}$. 计算结果表明, GaSe 晶体中这两类相位匹配条件下的差频允许角均非常小, 这就需要在实验中精确调节相位匹配角以保证达到相位匹配条件.

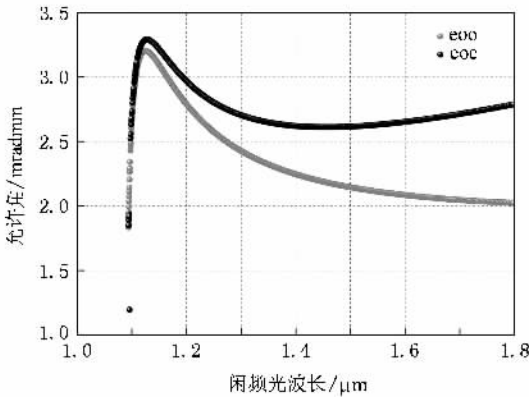


图 10 GaSe 晶体中 e_{oo} 和 e_{oe} 类相位匹配条件下允许角与闲频光波长的关系

我们还计算出 o_{ee} 类相位匹配的差频允许角, 如图 11 所示. 随着闲频光波长从 $1.0644 \mu\text{m}$ 增大到 $1.0897 \mu\text{m}$, 允许角逐渐减小. 最大允许角为 $51.8 \text{ mrad} \cdot \text{mm}$, 最小允许角为 $0.449 \text{ mrad} \cdot \text{mm}$. 当闲频光波长在 $1.065 \mu\text{m}$ 附近时, 允许角比较大, 均在 $10 \text{ mrad} \cdot \text{mm}$ 以上.

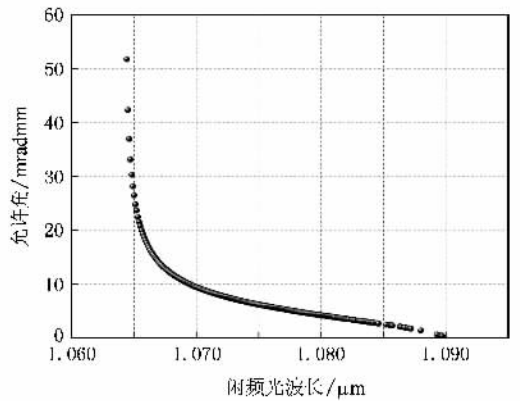


图 11 GaSe 晶体中 o_{ee} 类相位匹配条件下允许角与闲频光波长的关系

下面计算 ZGP 晶体中的 o_{ee} 类和 o_{eo} 类相位匹配方式下的差频允许角, 如图 12 所示. 计算中取 $l = 20.6 \text{ mm}$. o_{ee} 类和 o_{eo} 相位匹配条件下的允许角在闲频光波长为 $1.0807 \mu\text{m}$ 时同时达到最小值, 分别为 $34.725 \text{ mrad} \cdot \text{mm}$ 和 $34.907 \text{ mrad} \cdot \text{mm}$. 当闲频光波长越接近 $1.0642 \mu\text{m}$ 或 $1.0909 \mu\text{m}$ 时, 两类相位匹配方式的允许角越大. 计算结果表明, 在 ZGP 晶体中, o_{ee} 和 o_{eo} 类差频相位匹配方式都具有比较大的允许角, 这给实验中调节光路带来方便.

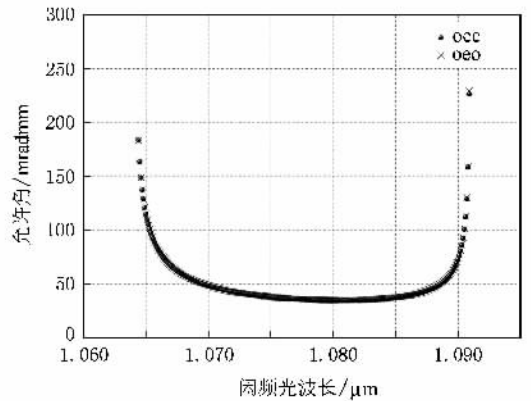


图 12 ZGP 晶体中 o_{ee} 和 o_{eo} 类相位匹配条件下允许角与闲频光波长的关系

2.4. 差频有效非线性系数

对于给定的晶体, 一种三波相互作用可能有无数个匹配角度, 究竟选取哪个角度, 除了参考走离角尽量小, 允许参量尽量大以外, 更重要的还要考虑晶体中三波相互作用的有效非线性系数的大小.

由文献 [22] 可知, GaSe 晶体的差频有效非线性系数为

$$\begin{aligned} d_{\text{eff}}^{\text{eo-o}} &= -d_{22} \cos\theta \sin 3\varphi, \\ d_{\text{eff}}^{\text{eo-e}} &= d_{22} \cos^2\theta \cos 3\varphi, \\ d_{\text{eff}}^{\text{oe-e}} &= d_{22} \cos^2\theta \cos 3\varphi. \end{aligned} \quad (8)$$

为了优化 d_{eff} , 实验中通过旋转晶体, 使方位角满足 $|\cos 3\varphi| = 1$ 或 $|\sin 3\varphi| = 1$. d_{22} 取 54 pm/V. 根据 (9) 式, 可求出不同相位匹配类型的有效非线性系数, 如图 13, 图 14 所示.

由图 13 可知, e_{oo} 和 e_{oe} 类相位匹配条件下的有效非线性系数随着闲频光波长的变化, 均大于 42 pm/V, 且 e_{oo} 类相位匹配条件下的有效非线性系数较大. 当闲频光波长为 1.124 μm 时, e_{oo} 和 e_{oe} 类匹配条件下的有效非线性系数同时达到最大, 分别为 52.84 pm/V 和 51.59 pm/V. 此时, 两类相位匹配条件下 1.0642 μm 激光的走离角最小, 差频允许角最大, 相位匹配的各项参数均达到最佳值. GaSe 晶体中 oee 类相位匹配条件下有效非线性系数与闲频光波长关系如图 14 所示. 随着闲频光波长的逐渐增大, 有效非线性系数随之减小. 当闲频光波长为 1.0644 μm 时, 最大有效非线性系数为 53.99 pm/V.

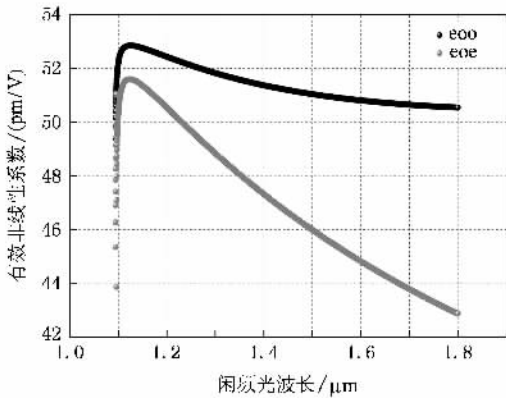


图 13 GaSe 晶体中 e_{oo} 和 e_{oe} 类相位匹配条件下有效非线性系数与闲频光波长的关系

同样, 由文献 [22] 可知, ZGP 晶体的差频有效非线性系数为

$$\begin{aligned} d_{\text{eff}}^{\text{oe-e}} &= d_{36} \sin 2\theta \cos 3\varphi, \\ d_{\text{eff}}^{\text{eo-o}} &= d_{36} \sin\theta \sin 2\varphi. \end{aligned} \quad (9)$$

为了优化 d_{eff} , 实验中通过旋转 ZGP 晶体, 使方位角满足 $|\cos 3\varphi| = 1$ 或 $|\sin 2\varphi| = 1$. d_{36} 取 75 pm/V, 根据 (9) 式, 可求出不同相位匹配类型的有效非线性系数, 如图 15 所示. ZGP 晶体中 oee 类相位匹配条件下的具有较大的有效非线性系数. 当闲频光波长为 1.081 μm 时, 两者的有效非线性系数均达到最大值,

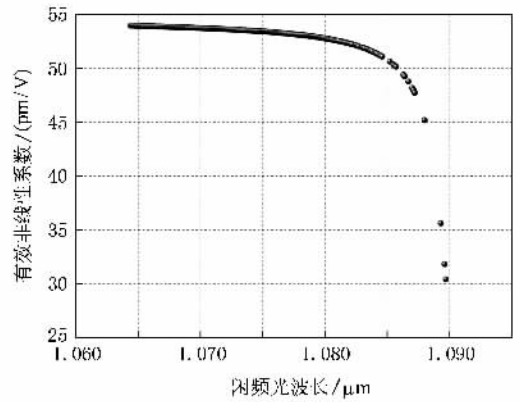


图 14 GaSe 晶体中 oee 类相位匹配条件下有效非线性系数与闲频光波长的关系

分别为 26.486 pm/V, 13.526 pm/V. 文献 [22] 报道的实验结果也表明采用 oee 类相位匹配方式可获得比较高的 THz 波输出功率.

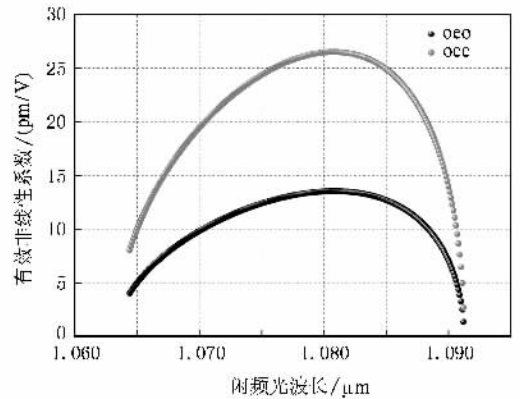


图 15 ZGP 晶体中 oee 和 oeo 类相位匹配条件下有效非线性系数与闲频光波长的关系

3. 结 论

本文基于非线性光学频率变换理论, 采用已报道的利用非线性光学差频方法产生太赫兹波的实验条件作为理论分析的实验模型, 计算模拟出 GaSe 晶体在 e_{oo} , e_{oe} 和 oee 类、ZnGeP₂ 晶体在 oee 和 oeo 类相位匹配条件下的相位匹配角、走离角、允许角和有效非线性系数, 并对计算结果进行了分析比较. 当采用 GaSe 晶体作为差频晶体时, e_{oo} 类相位匹配方式比 e_{oe} 类相位匹配方式更适合于产生 40 μm 以下的短波长 THz 波辐射; oee 类相位匹配方式适合于产生 40 μm 以上, 特别是 420 μm 以上的长波长 THz 波辐射. 当采用 ZGP 晶体作为差频晶体时, oee 和 oeo

类相位匹配方式下的相位匹配角、闲频光在晶体内的走离角以及差频允许角都十分接近,但 oeo 类相位匹配条件下的有效非线性系数较大,因此实验中采用 oeo 类相位匹配方式更为理想.理论计算结果

为利用非线性光学差频技术产生 THz 波辐射的实验研究提供了深入和全面的理论基础,同时也填补了目前基于相位匹配差频技术产生 THz 辐射源理论研究的空白.

- [1] Köhler R , Tredicucci A , Beltram F , Beere H E , Linfield E H , Davies A G , Ritchie D A , Iotti R C , Rossi F 2002 *Nature* **417** 156
- [2] Sherwin M 2002 *Nature* **420** 131
- [3] Weiss C , Torosyan G , Avetisyan Y , Beigang R 2001 *Opt. Lett.* **26** 563
- [4] Wu L , Zhang X C , Auston D H 1992 *Appl. Phys. Lett.* **61** 1784
- [5] Shi W , Ding Y J 2005 *Opt. Lett.* **30** 1861
- [6] Taniuchi T , Shikata J , Ito H 2000 *Electron. Lett.* **36** 1414
- [7] Kawase K , Hatanaka T , Takahashi H , Nakamura K , Taniuchi T , Ito H 2000 *Opt. Lett.* **25** 1714
- [8] Shi W , Ding Y J 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 848
- [9] Taniuchi T , Okada S , Nakanishi H 2004 *Electron. Lett.* **40** 60
- [10] Shi W , Ding Y J , Fernelius N , Vodopyanov K 2002 *Opt. Lett.* **27** 1454
- [11] Vodopyanov K L , Kulevskii L A 1995 *Opt. Commun.* **118** 375
- [12] Bhar G C , Samanta L K , Ghosh D K , Das S 1987 *Sov. J. Quantum Electron.* **17** 860
- [13] Zelmon D E , Hanning E A , Schunemann P G 2001 *J. Opt. Soc. Am. B* **18** 1307
- [14] Yu B L , Zeng F , Kartazayev V , Alfano R R 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 182104-1
- [15] Shi W , Ding Y J 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 1635
- [16] Chen C W , Hsu Y K , Huang J Y , Chang C S , Zhang J Y , Pan C L 2006 *Opt. Express* **14** 10636
- [17] Shi W , Leigh M , Zong J , Jiang S B 2007 *Opt. Lett.* **32** 949
- [18] Ding Y J , Shi W 2006 *Laser Physics-Modern Trends in Laser Physics* **16** 562
- [19] Shi W , Ding Y J , Mu X D 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 3889
- [20] Sun B , Yao J Q , Wang Z , Wang P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1390 (in Chinese) [孙 博、姚建铨、王 卓、王 鹏 2007 物理学报 **56** 1390]
- [21] Yao J Q 1995 *Nonlinear optical frequency conversion and laser tunable technology* (Beijing : Science Press) p20 (in Chinese) [姚建铨 1995 非线性光学频率变换及激光调谐技术 (北京 科学出版社) 第 20 页]
- [22] Ding Y J , Shi W 2003 *J. Nonlinear Opt. Phys. & Materials* **12** 557

Theoretical study of tunable terahertz radiation based on difference-frequency generation in GaSe and ZnGeP₂ crystals^{*}

Liu Huan^{1,2)} Xu De-Gang¹⁾ Yao Jian-Quan¹⁾

1) *Institute of Laser and Optoelectronics, College of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China*

2) *Department of Precision Instruments and Mechanology, Tsinghua University, Beijing 100084, China*

(Received 26 November 2007; revised manuscript received 24 January 2008)

Abstract

Based on the theory of nonlinear optical frequency conversion, the phase-match angle, walk-off angle, acceptance angle and effective nonlinear coefficient of difference-frequency in GaSe and ZnGeP₂ crystals are calculated under different phase-matched conditions. In the theoretical simulation, the experimental parameters which were reported to generate widely tunable terahertz waves by nonlinear optical difference-frequency method are adopted. The optimum phase-matched conditions corresponding to different terahertz wave bands are summarized through comparing the whole calculated results. The calculated results provide a sound and comprehensive theoretical basis for using optical difference-frequency method to generate tunable terahertz wave in the nonlinear crystals.

Keywords : terahertz wave, GaSe crystal, ZnGeP₂ crystal, difference-frequency

PACC : 4265K, 4265M, 9580G

^{*}Project supported by the National Basic Research Program of China (973 Program) (Grant No. 2007CB310403) and Tianjin Municipal Primary Application and Frontier Technology Research Plan (Grant No. 07JCYBJC06200).