

DOI: 10.3969/j.issn.1673-6141.2011.05.010

光电技术

适于长波红外上转换器的非线性晶体特性研究

李 凯, 郑小兵, 李健军

(中国科学院安徽光学精密机械研究所中国科学院通用光学定标与表征技术重点实验室, 安徽 合肥 230031)

摘 要: 为了发展基于参量上转换的红外成像技术, 依据可将 $10.6 \mu\text{m}$ 红外辐射转换至可见波段的上转换器的理论模型, 计算模拟了 GaSe、ZnGeP₂ 和 AgGaS₂ 晶体在各种相位匹配方式下的相位匹配角、走离角、和频允许角和有效非线性系数, 并对结果进行了分析和对比。ZnGeP₂ 晶体和 AgGaS₂ 晶体均可以实现非临界相位匹配, 和频允许角能达到 6° 以上, 其中 ZnGeP₂ 的有效非线性系数可达 75 pm/V , 两者都是比较理想的上转换晶体。模拟计算的结果为进行长波红外的非线性频率上转换实验提供了理论指导。

关键词: 长波红外; 非线性晶体; 频率上转换

中图分类号: TN215

文献标识码: A

文献编号: 1673-6141(2011)05-0382-08

Characteristics of Nonlinear Crystal for LWIR Up-Converter

LI Kai, ZHENG Xiao-bing, LI Jian-jun

(Key Laboratory of Optical Calibration and Characterization, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

Abstract: In order to develop infrared imaging technique based on parametric up-conversion, according to the up-converter model which can transform $10.6 \mu\text{m}$ radiation into visible light range, the phase matching angle, walk-off angle, acceptable angle and efficient nonlinear coefficient of GaSe, ZnGeP₂ and AgGaS₂ crystals with different phase matching methods were calculated. The results were well analyzed and compared. It is found that ZnGeP₂ and AgGaS₂ crystal are ideal up-converters because both of them can employ noncritical phase matching method and their acceptable angles are bigger than six degree, and nonlinear coefficient of ZnGeP₂ can achieve 75 pm/V . The numerical simulation result gives a well theoretical instruction to up-conversion experiment of long wavelength infrared radiation(LWIR).

Key words: long wavelength infrared radiation; nonlinear crystal; frequency up conversion

1 引 言

红外线是指波长位于 $0.76 \sim 1000 \mu\text{m}$ 之间的电

磁波, 其波长远大于可见光, 具有较强的穿透云雾和烟尘能力, 空间大气对波长位于大气窗口, 即中波红外 ($3 \sim 5 \mu\text{m}$) 和长波红外 ($8 \sim 14 \mu\text{m}$) 两

收稿日期: 2011-03-15; 修改日期: 2011-04-06

基金项目: 中国科学院科学院创新基金项目 (CXJJ-09-S16)、国家自然科学基金项目 (60378027) 资助

E-mail: likai@aiofm.ac.cn

个波段的红外辐射相对吸收较弱, 红外线穿透能力强, 透明度较高。现代红外探测器主要工作在这两个波段。

根据工作原理的不同, 红外探测器可分为热探测器和光子探测器。光子探测器只对特定波长的光子响应, 具有极快的响应速度和很高的信噪比。但是需要使用庞大的致冷设备来抑制热噪声, 成本较高, 能耗很大, 笨重且需要长期维护。热红外探测器在常温下工作, 工艺相对简单, 重量小, 造型紧凑, 耗能低, 价格也大大低于光子探测器。但是其响应时间较长 (ms 级), 探测灵敏度为光子探测器的 1% 左右, 并且需要真空封装, 价格也较高。红外探测技术仍需要有一个重大突破, 降低高性能探测器和热探测器的制造成本, 提供高端市场所需性能和合理价格, 以及中低端市场所能承受的制造成本^[1]。

非线性参量转换技术为红外光探测提供了一种新的思路。利用参量转换, 可以将红外光转换为相关可见光, 利用硅 CCD 或 CMOS 传感器即可探测。在上世纪 70 年代, 利用非线性频率变换技术对红外辐射源成像的研究就开始了。1968 年, Midwinter 首次实现了红外图像的上转换, 将 1.6 μm 的红外图像转换到 484 nm^[2]; 1977 年, Boyd 和 Townes^[3] 研制了红外上转换器对来自天体的 10.6 μm 辐射进行探测研究, 并使用照相底片存储图像。这种上转换成像技术可调谐带宽一般很窄, 视场角较小, 不需要通过强致冷减少噪声, 非常有利于探测红外源的单色辐射特性, 但是转换效率较低。Boyd 的研究中, 转换效率仅为 10^{-7} 量级, 为了增强红外图像的信噪比, 需要增加曝光时间, 牺牲了响应速度^[3]。如今大功率激光技术的发展和新的非线性晶体的不断出现, 为参量上转换效率的提高提供了可行性。2009 年, 丹麦的 Pedersen 等人使用 PPKTP 晶体, 将 765 nm 的图像转换至 488 nm, 在连续波泵浦的情况下, 通过使用谐振腔增强泵浦的方式, 使转换效率达到了 40%^[4]。这种方法也同样适用于对红外辐射的探测, 但是要选择适合的晶体。

非线性参量转换技术的关键在于非线性晶体

的选择, 要对 8~14 μm 的长波红外进行探测, 就需要选择透光范围能覆盖可见到长波红外的晶体。目前能够用于长波红外的非线性晶体有硒化镓 (GaSe)、磷锗锌 (ZnGeP₂)、硫镓银 (AgGaS₂)、淡红银矿 (Ag₃As₃S₃)、硫锑银 (Ag₃SbS₃)、硫镓汞 (HgGa₂S₄)、硒化镉 (CdSe) 和硫化汞 (HgS)^[5]。

温度为 300 K 的物体辐射光谱极大值在 10 μm 左右, 位于长波红外段, 所以研究可用于该波段的成像系统来对常温目标进行观察是很有实用意义的。本文重点考察 GaSe、ZnGeP₂、AgGaS₂ 三种晶体对 10.6 μm 波长辐射的转换能力, 对他们的和频 (sum frequency generation, SFG) 相位匹配角、走离角、和频允许角和有效非线性系数进行了计算、比较和分析。

2 晶体和频特性理论计算和分析

2.1 非临界相位匹配

经过对上述晶体的相位匹配角的计算, 发现 GaSe、ZnGeP₂、AgGaS₂ 能在我们要求的波长范围内得到 90° 的相位匹配角。当相位匹配角为 90° 时, 可以实现非临界相位匹配 (noncritical phase matching, NCPM)。此时, 非线性相位匹配对角度的敏感度大为降低, 走离效应的限制可以消除, 相位匹配所允许的角宽度也比临界相位匹配大得多, 并且有可能得到最大的有效非线性系数。其他几种晶体不能在我们的模拟条件下实现非临界相位匹配, 故以下只具体列举分析硒化镓 GaSe, ZnGeP₂ 和 AgGaS₂ 的和频特性。

2.2 相位匹配角

设参与相互作用的三光波的波长分别为 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$, 折射率为 n_1, n_2, n_3 , 其波矢为 $\mathbf{K}_1, \mathbf{K}_2, \mathbf{K}_3$ 。若三波共线, 则相位匹配时, 三光波应满足动量守恒定律, 即

$$\Delta \mathbf{K} = \mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2 + \mathbf{K}_3 = 0, \quad (1)$$

写为标量式

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

同时, 三光波满足能量守恒定律, 即

$$\frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_3} = 0, \quad (3)$$

在非线性晶体内, 和频光的折射率为 $n(\theta)$, 它是入射光波矢与晶体光轴的夹角 θ 的函数

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

式中 n_e 为 $\theta = 90^\circ$ 时 $n_e(\theta)$ 的值。

根据我们设定的模型, 待转换的红外辐射波长 λ_1 为 $10.6 \mu\text{m}$ 。一般 Si-CCD 可探测的波长范围为 $0.4 \sim 1.1 \mu\text{m}$, 晶体可透过的最小波长有所不同, 据此我们设定可得到的和频光范围为 $\lambda_{\min} \sim 1.06 \mu\text{m}$, 其中 λ_{\min} 指晶体能透过的最小波长。下面分别计算 GaSe、ZnGeP₂ 和 AgGaS₂ 晶体在不同相位匹配方式下的匹配角。

对于 GaSe 来说, 它是负单轴晶体, 有三种匹配方式可以实现和频, 即 I 类匹配方式的 *oeo*, II 类匹配方式的 *oeo* 和 *oeo*, 结合 (2)~(4) 式, 以及 GaSe 的 Sellmeier 方程 [6]

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

可得到 GaSe 晶体在这三种匹配方式下的相位匹配角曲线, 公式中波长的单位为 μm 。设定和频光的输出范围为 $0.6 \sim 1.06 \mu\text{m}$, 在 *oeo* 匹配条件下, 相位匹配角的可调范围是 $13.67^\circ \sim 27.52^\circ$; 在 *oeo* 匹配条件下, 相位匹配角的范围是 $14.3^\circ \sim 29.12^\circ$; 在采用 *oeo* 匹配方式时, 相位匹配角为 $49.9^\circ \sim 90^\circ$, 同时受相位匹配条件的限制, 可输出的和频光波长大于 842.5 nm , *oeo* 匹配条件下的匹配角曲线如图 1 所示。

ZnGeP₂ 晶体的 Sellmeier 方程为 [7]

$$\begin{aligned} n_o^2(\lambda) &= 4.4733 + \frac{5.26576\lambda^2}{\lambda^2 - 0.13381} + \frac{1.49085\lambda^2}{\lambda^2 - 662.55}, \\ n_e^2(\lambda) &= 4.63318 + \frac{5.34215\lambda^2}{\lambda^2 - 0.14255} + \frac{1.45795\lambda^2}{\lambda^2 - 662.55}, \end{aligned} \quad (6)$$

将 (6) 式与 (2)~(4) 式联立可以得到 ZnGeP₂ 晶体的相位匹配角曲线, 公式中波长的单位为 μm 。

ZnGeP₂ 晶体可透的最短波长为 $0.74 \mu\text{m}$, 故设定的和频光范围为 $0.74 \sim 1.06 \mu\text{m}$ 。ZnGeP₂ 为正单轴晶体, 其可以实现的相位匹配方式包括 I 类的 *eeo* 和 II 类的 *eeo* 和 *oeo*, 经过计算, 发现 *eeo* 匹配方式在既定条件下无法实现相位匹配, 另外两种匹配方式下所得的相位匹配角见图 2。

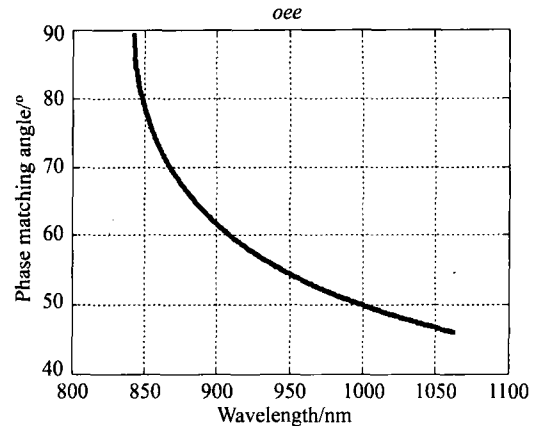


图 1 GaSe 晶体相位匹配角与输出和频光的关系

Fig.1 Phase matching angle of GaSe crystal dependent with wavelength of SFG

可见, 在 I 类的 *eeo* 匹配方式下, 可选择的相位匹配角为 $67^\circ \sim 90^\circ$, 最小输出和频波长为 858.9 nm 。在 II 类的 *oeo* 匹配方式下, 可选择的相位匹配角为 $74.38^\circ \sim 90^\circ$, 最小输出和频波长为 947.4 nm 。

AgGaS₂ 晶体的 Sellmeier 方程为 [8]

$$\begin{aligned} n_o^2 &= 3.3970 + \frac{2.3982\lambda^2}{\lambda^2 - 0.09311} + \frac{2.1640\lambda^2}{\lambda^2 - 950.0}, \\ n_e^2 &= 3.5873 + \frac{1.9533\lambda^2}{\lambda^2 - 0.11066} + \frac{2.3391\lambda^2}{\lambda^2 - 1.030.7}, \end{aligned} \quad (7)$$

将该方程与 (2)~(4) 式联立, 可以得到 AgGaS₂ 晶体在设定模型下的相位匹配角曲线, 公式中波长的单位为 μm 。根据晶体的透光范围, 设定其输出光波长为 $0.47 \sim 1.06 \mu\text{m}$, 由此分别计算 AgGaS₂ 晶体在 *oeo*、*oeo* 和 *oeo* 匹配方式下的相位匹配角。在 *oeo* 匹配方式下, 方程无解, 即无法实现相位匹配。其它两种方式下计算得到的相位匹配角曲线如图 3 所示。

在 *oeo* 匹配方式下, 计算得到的匹配角范围为 $35.95^\circ \sim 90^\circ$, 可输出最小波长为 562.5 nm 。在

oeo 匹配方式下, 匹配角为 $38.1^\circ \sim 90^\circ$, 可输出最

小波长为 572.9 nm。

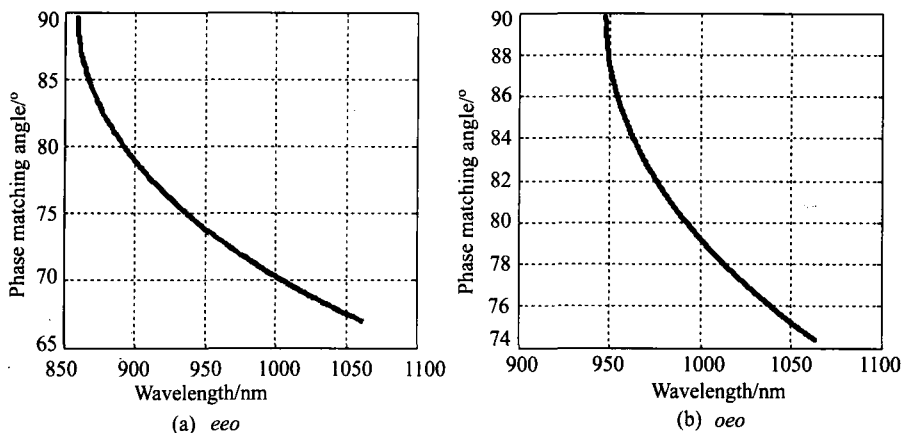


图 2 ZnGeP₂ 晶体相位匹配角与和频光关系: eeo (a), oeo (b)

Fig.2 Phase matching angle of ZnGeP₂ crystal dependent with wavelength of SFG: eeo (a), oeo (b)

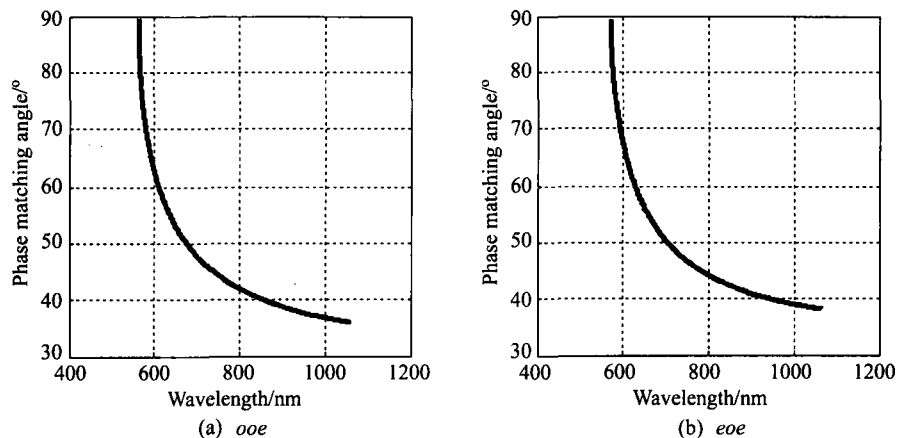


图 3 AgGaS₂ 晶体相位匹配角与和频光波长关系: ooe (a), eoe (b)

Fig.3 Phase matching angle of AgGaS₂ crystal dependent with wavelength of SFG: ooe (a), eoe (b)

可以看到, 这三种晶体共有五种匹配方式下可以实现非临界相位匹配, 其中 GaSe 的 oee 和 ZnGeP₂ 的 eeo 和 oeo 匹配方式在 90° 匹配时, 得到的和频光波长均在 800 nm 以上, 分别在 842.5 nm、858.9 nm 和 947.4 nm 处实现非临界相位匹配。AgGaS₂ 晶体在 ooe 和 eoe 匹配方式下都可以实现非临界相位匹配, 匹配时输出的和频光波长分别为 562.51 nm 和 573.12 nm。通常本征硅的响应范围是 $0.4 \sim 1.1 \mu\text{m}$, 硅 CCD 一般在 500 nm 处的响应率大于 800 nm。由此看来, 使用 AgGaS₂ 晶体做为上转换器, 将更有利于硅 CCD 的探测, 提高灵敏度。

2.3 和频走离角

在单轴晶体内, 入射光与光轴夹角非 0° 或 90° 时, e 光将偏离入射光的传播方向, 逐渐与 o 光分离, 当两束光完全分离时, 非线性相互作用将停止, 这就是“走离效应”。这一离散效应将会限制光波在晶体内的作用距离, 大大降低混频效率。而当光束传播方向与光轴夹角即相位匹配角为 90° 时, e 光的传播方向不再变化, 走离效应消失, 解除了对晶体长度的限制, 而三波混频的转换效率与晶体长度的平方成正比。

光束垂直晶体表面入射时, e 光的走离角 α 与相位匹配角的关系为

$$\text{tg}\alpha = \frac{1}{2} \cdot \frac{(n_e^2 - n_o^2)}{n_o^2 \sin^2 \theta + n_e^2 \cos^2 \theta} \sin(2\theta), \quad (8)$$

结合上面得到的相位匹配角数据，可以计算得到 GaSe、ZnGeP₂ 和 AgGaS₂ 晶体，各种相位匹配条件下，e 光走离角与和频光波长的关系曲线，见图 4、图 5 和图 6。

这几种晶体在实现非临界相位匹配时，输出的和频光波长最小，其对应的走离角均为零，不存在走离效应，但是随着输出和频光波长的增加，走离角的绝对值也逐渐变大。

可以看出，GaSe 的走离角增加的最快，从 842.5 nm 到 850 nm，走离角绝对值就从 0° 增加到了 2.6°，在输出和频光波长最大时，达到了 7.4°。而 ZnGeP₂ 和 AgGaS₂ 的走离角就要小的多，ZnGeP₂ 晶体的走离角最大值是 0.57°，AgGaS₂ 晶体最大的走离角也仅为 1.3°，这就是说，当光束孔径为 1 mm

时，o 光和 e 光在空间上完全分开所经过的长度约为 44 mm，而一般晶体的长度为 5~10 mm，可知这个走离角是很小的。

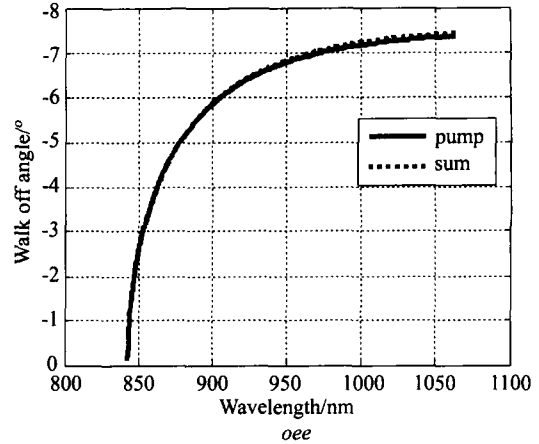


图 4 GaSe 晶体走离角与和频光关系

Fig.4 Walk off angle of GaSe crystal dependent with wavelength of SFG

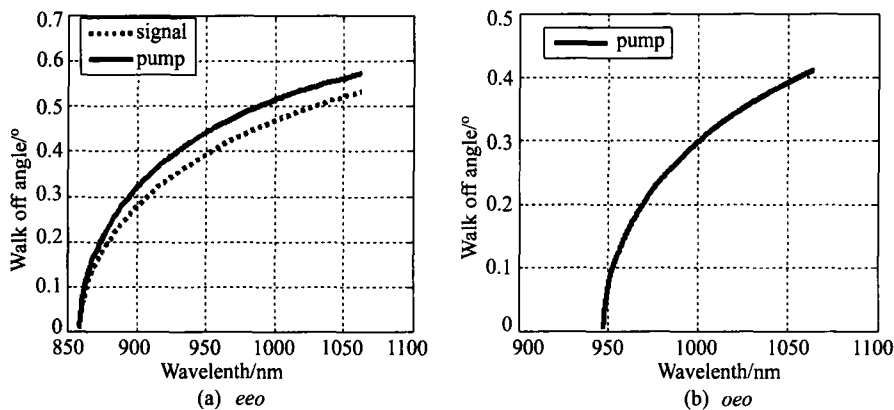


图 5 ZnGeP₂ 晶体走离角与和频光关系

Fig.5 Walk off angle of ZnGeP₂ crystal dependent with wavelength of SFG

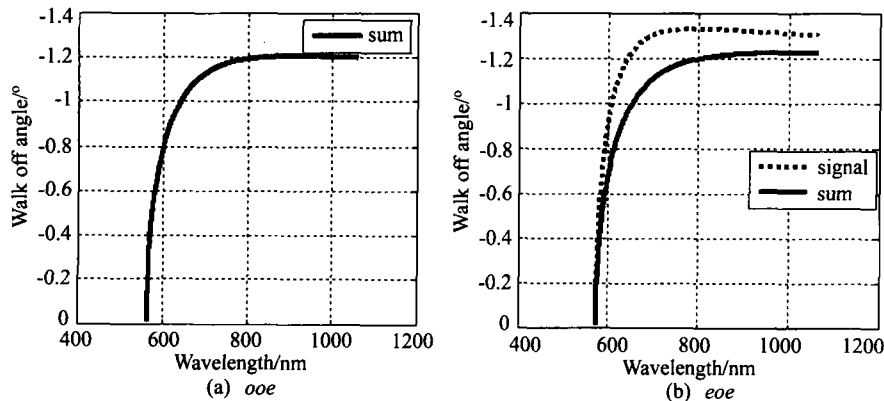


图 6 AgGaS₂ 晶体走离角与和频光关系

Fig.6 Walk off angle of AgGaS₂ crystal dependent with wavelength of SFG

在实际操作中,由于折射率经验公式的误差、晶体设计和操作的误差,不可能完全准确的实现非临界相位匹配,匹配角会偏离 90° ,此时晶体的走离角就不再保持为零。而上面所列举晶体的差异说明,当存在角度偏差的时候,ZnGeP₂和AgGaS₂晶体的走离角增长要远小于GaSe晶体走离角的增长,走离效应对混频效应带来的不利影响更小。

2.4 和频允许角

当相位完全匹配时, $\Delta k = 0$,和频效率最大。但是实际入射光束是有一定的发散角的,会引起相位失配,使转换效率变小。一般来说,允许存在一个相位失配量,普遍规定这个失配量为

$$|Vk| = \pi/L, \quad (9)$$

其中 L 为晶体长度。即在 $Vk = 0$ 的两侧各有 π/L 大小的允许失配量,在失配最大处转换效率降至完全匹配时的 40% 左右。以该允许失配量为量度,我们可以计算得出晶体发生有效和频反应所允许的入射光束的发散角宽,在此简称为和频允许角。根据 (4) 式,将 $n(\theta)$ 在 $\theta = \theta_m$ 处泰勒展开,只取前两项,可得

$$\begin{aligned} n(\theta)|_{\theta=\theta_m} &= n(\theta_m) - \frac{1}{2} \left(\frac{\sin^2 \theta_m}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \theta_m}{n_o^2} \right)^{-\frac{3}{2}} \times \\ & (n_e^{-2} - n_o^{-2}) \sin(2\theta_m) \cdot V\theta + \\ & \frac{3}{8} \left(\frac{\sin^2 \theta_m}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \theta_m}{n_o^2} \right)^{-\frac{5}{2}} \times \\ & (n_e^{-2} - n_o^{-2}) \sin(2\theta_m) \cdot V\theta^2 + \\ & \frac{1}{4} \left(\frac{\sin^2 \theta_m}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \theta_m}{n_o^2} \right)^{-\frac{3}{2}} \times \\ & (n_e^{-2} - n_o^{-2}) \cos(2\theta_m) \cdot V\theta^2, \quad (10) \end{aligned}$$

将 (9) 式化为

$$Vk = 2\pi \left(\frac{n_1}{\lambda_1} + \frac{n_2}{\lambda_2} - \frac{n_3}{\lambda_3} \right), \quad (11)$$

联立 (10) 式和 (11) 式,即可以得到不同相位匹配角对应的和频允许角。相位匹配角不等于 90° 时,只计展式第一项即可。经过计算发现,所得和频允许角都非常小,以 GaSe 在 *oeo* 匹配方式下的计

算结果为例进行分析,晶体长度取 1 mm,结果见图 7。

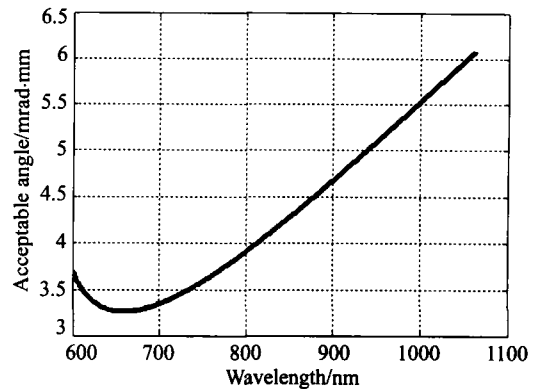


图 7 GaSe 晶体在 *oeo* 匹配方式下的和频允许角

Fig.7 Acceptable angle of GaSe crystal with *oeo* phase matching type

对应于和频光最大值,其允许发散角最大,为 6.102 mrad,在实验中需要非常精细的调节才能使入射光满足这个条件。且允许角与晶体的长度成反比,即对于 5 mm 的晶体来说,这种匹配方式的允许角仅为 1.22 mrad,将会给实验设计和操作带来非常大的难度。

当晶体的相位匹配角为 90° 时,展式的第一项为 0,此时必须考虑第二项。我们把计算得到的三种晶体在 90° 相位匹配时的和频允许角列表比较,晶体长度设为 1 mm,结果见表 1。

表 1 晶体 90° 相位匹配时的和频允许角

Table 1 Acceptable angle in noncritical phase matching conditions

晶体	匹配方式	和频波长 (nm)	允许角 (mrad)
GaSe	<i>oeo</i>	842.48	378.16
ZnGeP ₂	<i>eeo</i>	858.93	262.94
ZnGeP ₂	<i>oeo</i>	947.40	295.69
AgGaS ₂	<i>ooe</i>	562.51	241.61
AgGaS ₂	<i>oeo</i>	573.12	248.39

可见,在非临界相位匹配时,晶体的允许角比临界相位匹配提高了两个数量级,允许角最小的是 AgGaS₂ 晶体,在 *oeo* 匹配方式下,达到了

14.23°。90° 匹配时, 允许角与晶体长度的平方根成反比, 故对于长为 5 mm 的晶体, 其和频允许角仍为 6.36°, 对于红外成像来说, 这能够大大提高仪器的视场角。

2.5 和频有效非线性系数

选择合适的相位匹配方式, 不但要考虑走离角和允许接收角, 还要考虑晶体的有效非线性系数。晶体的有效非线性系数与相位匹配角和晶体方位角有关, 实验中可以通过旋转晶体使方位角的影响因子为 1, 所以只考察匹配角对有效非线性系数的影响即可。

GaSe 晶体在 *oeo* 匹配方式下的有效非线性系数为 [9]

$$d_{\text{eff}} = d_{22} \cos^2 \theta \cos 3\varphi, \tag{12}$$

其中 $d_{22} = 54 \text{ pm/V}$, 与输出和频光波长对应的有效非线性系数见图 8。

在波长 842.48 nm 处, 即非临界相位匹配时, 晶体的有效非线性系数为 0, 不能实现有效的三波混频效应。

ZnGeP₂ 晶体的有效非线性系数公式为 [9]

$$\begin{aligned} d_{\text{eeo}} &= d_{36} \sin 2\theta \cos 2\varphi, \\ d_{\text{o eo}} &= d_{36} \sin \theta \sin 2\varphi, \end{aligned} \tag{13}$$

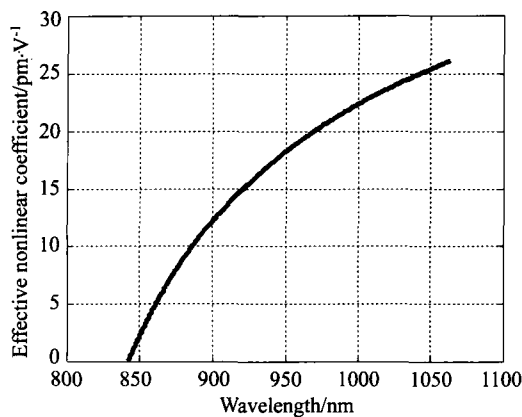


图 8 GaSe 在 *oeo* 匹配方式下的有效非线性系数

Fig.8 Effective nonlinear coefficient of GaSe with *oeo* phase matching type

其中, $d_{36} = 75 \text{ pm/V}$ 。同样, 只考虑匹配角的影响, 计算 *eeo* 和 *oeo* 匹配方式下的有效非线性系

数, 如图 9 所示。

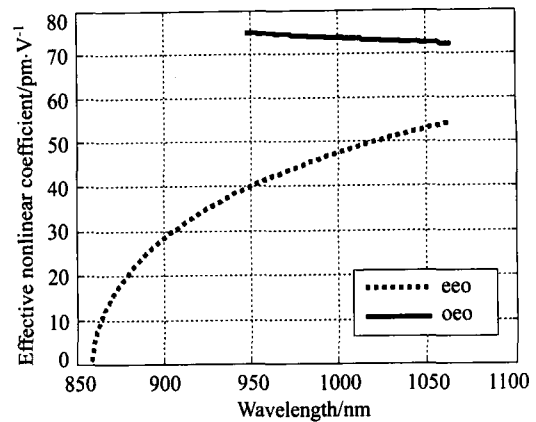


图 9 ZnGeP₂ 晶体的有效非线性系数

Fig.9 Effective nonlinear coefficient of ZnGeP₂

在 *eeo* 匹配方式下, 当实现非临界相位匹配时, 有效非线性系数为 0, 这表示在该点没有有效的三波混频发生。而在 *oeo* 的匹配方式下, 有效非线性系数在整个可调谐范围内的值都很高, 其变化范围为 72.23~75 pm/V。

AgGaS₂ 的有效非线性系数公式为 [9]

$$\begin{aligned} d_{\text{o oe}} &= d_{36} \sin \theta \sin 2\varphi, \\ d_{\text{e oe}} &= d_{36} \sin 2\theta \cos 2\varphi, \end{aligned} \tag{14}$$

其中 $d_{36} = 12.5 \text{ pm/V}$ 。则在 *o oe* 和 *e oe* 匹配方式下, 计算得到和频光对应的有效非线性系数, 如图 10 所示。

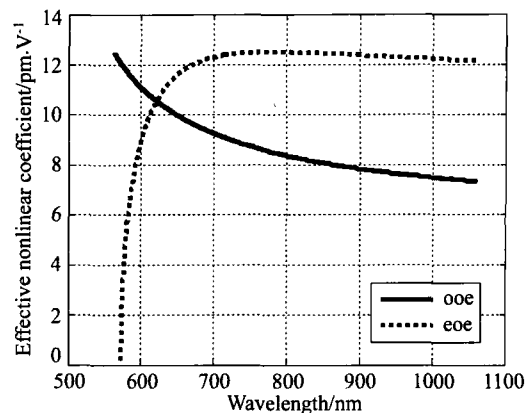


图 10 AgGaS₂ 晶体的有效非线性系数

Fig.10 Effective nonlinear coefficient of AgGaS₂

可见在非临界相位匹配时, *e oe* 的有效非线性系数也为 0, *o oe* 的有效非线性系数为 7.33~12.5 pm/V。

可以看到, 如果要实现非临界相位匹配, GaSe 晶体的 *oeo*、ZnGeP₂ 晶体的 *eeo* 和 AgGaS₂ 的 *eeo* 匹配方式的非线性系数都为 0, 不能满足我们的要求。ZnGeP₂ 晶体在 *oeo* 匹配方式下, 得到的有效非线性系数最高, 为 75 pm/V, 但是和频波长比较大, 为 947.40 nm, 处于红外波段, 不利于硅 CCD 的响应。AgGaS₂ 晶体在 *oeo* 相位匹配方式下, 得到的最大有效非线性系数为 12.5 pm/V, 恰好也能实现非临界相位匹配且输出的和频光波长为 562.5 nm, 在此处 CCD 有更高的量子效率。这两种晶体可以作为备选晶体, 根据所配备的可见成像系统的性能, 进一步选择。

3 结 论

本文基于非线性频率变换理论, 模拟计算了 GaSe 晶体在 *oeo* 类、ZnGeP₂ 晶体在 *oeo* 和 *eeo* 类、AgGaS₂ 晶体在 *eeo* 和 *oeo* 类相位匹配方式下的相位匹配角、走离角、和频允许角和有效非线性系数。特别考察了它们在实现非临界相位匹配时的性质, 以及可输出的和频光波长。当能够实现非临界相位匹配时, 晶体的走离角为 0°, 和频允许角比非临界相位匹配时增加了两个数量级, 非线性系数也有可能达到最大值, 非常有利于对远红外辐射源进行成像。

计算发现, 只有在 ZnGeP₂ 的 *oeo* 和 AgGaS₂ 的 *oeo* 匹配方式下, 晶体的有效非线性系数最大, ZnGeP₂ 的有效非线性系数是 AgGaS₂ 的 6 倍, 但是和频波长处于近红外范围, 不利于普通硅 CCD 的响应。这两种匹配方式下的和频允许角都很大, 对于长为 5 mm 的晶体, 其内角带宽都在 6° 以上。综合考虑, 两种晶体各有优劣, 可以进一步根据所使用的可见传感器的性能, 选择其中的一种。

模拟计算结果为远红外辐射成像的实验装置提供了依据, 解决了非线性晶体和具体相位匹配方式的选择问题, 为相关实验提供了理论指导。

参考文献:

- [1] Rogalski A. Infrared detectors: status and trends [J]. *Prog. Quant. Electron.*, 2003, **27**(2-3): 59-210.
- [2] Midwinter J E. Image conversion from 1.6 μm to the visible in lithium niobate [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1968, **12**(3): 68-70.
- [3] Boyd R W, Townes C H. An infrared upconverter for astronomical imaging [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1977, **31**(7): 440-442.
- [4] Pedersen C, Karamehmedovi E, Dam J S, et al. Enhanced 2D-image upconversion using solid-state lasers [J]. *Opt. Express*, 2009, **17**(23): 20885-20890.
- [5] Dmitriev V G, Gurzadyan G G, Nikogosyan D N. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals* [M]. Translated by Wang J Y. 3rd ed. Beijing: Higher Education Press, 2009: 321-324.
Dmitriev V G, Gurzadyan G G, Nikogosyan D N. 非线性光学晶体手册 [M]. 王继扬译. 第 3 版. 北京: 高等教育出版社, 2009: 321-324.
- [6] Vodopyanov K L, Kulevskii L A. New dispersion relationships for GaSe in the 0.65-18 μm spectral region [J]. *Opt. Commun.*, 1995, **118**(3-4): 375-378.
- [7] Andreev Y M. Efficient generation of the second harmonic of a nanosecond CO₂ laser radiation pulse [J]. *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 1987, **17**(11): 1435.
- [8] Fan Y X, Eckardt R C, Byer R L, et al. AgGaS₂ infrared parametric oscillator [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1984, **45**(4): 313-315.
- [9] Midwinter J E, Warner J. The effects of phase matching method and of uniaxial crystal symmetry on the polar distribution of second-order nonlinear optical polarization [J]. *British Journal of Applied Physics*, 1965, **16**(8): 1135.

作者简介: 李 凯 (1984-), 男, 河北邢台人, 研究生, 主要从事相关光子定标、光学精确测量方面的研究。