

# 激光与光电子学进展

## 基于正常色散硫系波导的宽可调谐中红外 频谱转换

陈俊名, 郭晓洁\*

暨南大学光子技术研究院, 广东 广州 511443

**摘要** 中红外-近红外频谱转换是实现诸多中红外波段应用的重要技术, 转换效率和调谐范围通常由于泵浦-信号频率失谐量大而受限。提出一种新型  $\text{As}_2\text{Se}_3$  硫系光波导, 通过色散调控对波导结构进行优化设计, 使光波导在  $2\ \mu\text{m}$  波长附近具有正常群速度色散及负的四阶色散, 达到泵浦-信号频率失谐量大的四波混频过程的相位匹配。研究了该波导的中红外-近红外频谱转换性能。结果表明, 当泵浦光波长位于靠近零色散点的正常色散波长区时, 可以实现宽范围可调谐的高效率频谱转换。通过调节泵浦光波长在  $(1955 \pm 30)\ \text{nm}$  范围内变化, 实现了  $2.7 \sim 6.2\ \mu\text{m}$  中红外光波的频谱转换及参量放大, 可调谐范围达到  $3.5\ \mu\text{m}$ 。该波导有望应用于宽可调谐中红外激光产生及中红外信号的高灵敏度探测。

**关键词** 非线性光学器件; 集成光学器件; 群速度色散; 四波混频

中图分类号 O437; TN252

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202259.0323003

## Widely Tunable Mid-Infrared Spectral Translation in Chalcogenide Waveguide with Normal Dispersion

Chen Junming, Guo Xiaojie\*

*Institute of Photonics Technology, Jinan University, Guangzhou, Guangdong 511443, China*

**Abstract** Mid-to-near-infrared spectral translation plays an important role in various applications in mid-infrared spectral range. However, the conversion efficiency and spectral tuning range were usually limited by the large frequency detuning between the pump and mid-infrared signal. In this work, a  $\text{As}_2\text{Se}_3$  chalcogenide waveguide was proposed to fulfill phase matching condition in four-wave mixing with large pump-signal frequency detuning. The waveguide geometry was optimized through dispersion engineering to provide normal group velocity dispersion and negative fourth-order dispersion around  $2\ \mu\text{m}$ . The mid-to-near-infrared spectral translation with high efficiency and wide-band tunability was facilitated. By using a pump wavelength in the normal dispersion regime, the spectral translation and parametric amplification of mid-infrared signal ranging from  $2.7$  to  $6.2\ \mu\text{m}$  is obtained. The proposed waveguide has great potentials in high-sensitivity detection of mid-infrared signals and widely tunable mid-infrared generation.

**Key words** nonlinear optical devices; integrated optics devices; group velocity dispersion; four-wave mixing

### 1 引言

波长在  $2 \sim 20\ \mu\text{m}$  范围的中红外波段具有一系

列独特的光学特性, 在光谱分析、生物医学、环境监测、激光雷达以及自由空间光通信等领域获得越来越重要的应用<sup>[1]</sup>。宽带可调谐的高性能中红外激光

收稿日期: 2021-03-26; 修回日期: 2021-05-17; 录用日期: 2021-05-19

基金项目: 国家自然科学基金(61875075)

通信作者: \*xjguo@jnu.edu.cn

产生和探测是实现这些应用的关键技术。然而,目前中红外光源和探测器的性能都远落后于近红外波段相应器件的性能。在中红外光源产生方面,尽管量子级联激光器<sup>[2]</sup>、光参量振荡器<sup>[3-4]</sup>、超连续光产生<sup>[5-7]</sup>等方法可以获得中红外激光,但存在单个器件波长覆盖范围窄、可调谐性差、效率低等问题。在信号探测方面,中红外波段探测器通常需要在低温环境下工作以保证信噪比<sup>[8]</sup>,室温工作的高速高灵敏度中红外探测技术仍面临挑战。

基于非线性参量过程的频谱转换技术是实现中红外光源产生和信号处理的一种有效途径。这种技术能够搭建起中红外波段与近红外波段之间的桥梁,不仅可以利用近红外通信波段光源实现中红外波段光源的产生<sup>[9]</sup>,激光输出波段不受材料能带的限制;也可以中红外波段的信息灵活地转移到具备性能优异光电探测器的近红外波段进行高灵敏度探测<sup>[10]</sup>。中红外频谱转换技术的应用潜力日益引起了浓厚的研究兴趣。近年来,国内外研究者基于不同非线性介质,采用色散调控技术,设计和实现了多种基于四波混频的中红外频谱转换集成器件,主要有硅基纳米波导<sup>[9]</sup>、氮化硅波导<sup>[11]</sup>、硫系波导<sup>[12]</sup>等。从中红外波段到近红外通信波段的大跨度频谱转换过程中,为达到高的转换效率,需要实现泵浦-信号大失谐量的相位匹配。Liu等<sup>[9]</sup>将泵浦波长位于硅基纳米波导的反常色散区,实现 2.44  $\mu\text{m}$  中红外信号到通信波段的频谱转换,频率跨度达到 62 THz。不过,这种相位匹配方案除了在远泵浦频率区(中红外波段)达到相位匹配,在近泵浦频率区也产生宽带的相位匹配,从而产生宽带的量子噪声,导致泵浦功率的消耗,造成转换效率的降低,并引入多余的噪声<sup>[13]</sup>。实现泵浦-信号大频率跨度相位匹配的另一方案是采用具有多个零色散波长、色散超低且平坦的波导,达到宽带的相位匹配<sup>[12,14]</sup>。但是实现这种色散特性的波导结构通常较为复杂,不易制备,并且频谱转换过程也会产生宽带的量子噪声。针对上述问题的一种改进方案是将泵浦波长位于近零正常色散区,并调控波导色散使其具备负的四阶色散项,从而只在远泵浦波长区达到相位匹配,避免近泵浦波长区的宽带量子噪声的影响<sup>[15-16]</sup>。此外,采用这种相位匹配方案,通过微调泵浦波长就能够实现宽调谐范围的频谱转换。基于正常色散波导实现中-近红外大跨度频谱转换已有报道<sup>[17]</sup>。不过,由于波导衬底为  $\text{SiO}_2$ , 3.6  $\mu\text{m}$  以上的光波损耗很大,使该波

导所实现的频谱转换波长被限制在 3.6  $\mu\text{m}$  以下。硫系玻璃材料具有较宽的可见-中红外透光范围和较高的非线性折射率( $n_2 = 2 \sim 20 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ , 为石英材料的 100~1000 倍)<sup>[7,18]</sup>,而且通过波导结构设计可以灵活调控波导色散及非线性系数,有利于实现高效率的中红外频谱转换。然而目前尚无基于正常群速度色散硫系光波导实现宽范围可调谐中红外频谱转换的研究报道。针对以上现状,本文提出了一种具有宽透光范围的新型  $\text{As}_2\text{Se}_3$  硫系脊形波导,应用基于有限元法的 COMSOL Multiphysics 软件优化设计波导结构,利用波导的正常群速度色散及高阶色散满足泵浦-信号频率失谐量大的四波混频过程的相位匹配,实现宽范围可调谐的高效率中红外频谱转换及参量放大。

## 2 正常色散实现大跨度频谱转换的原理

简并四波混频是所研究的中红外波段到近红外通信波的频谱转换的基本过程。相位匹配是影响其转换效率及波长调谐范围的主要因素。简并四波混频的相位匹配条件为<sup>[19]</sup>:

$$\Delta k = \Delta\beta + \Delta k_{\text{NL}} = 0, \quad (1)$$

式中  $\Delta\beta = \beta_{\text{signal}} + \beta_{\text{idler}} - 2\beta_{\text{pump}}$  是线性相位失配项,  $\beta_{\text{pump}}$ 、 $\beta_{\text{signal}}$ 、 $\beta_{\text{idler}}$  分别是泵浦光、信号光、闲频光的传播常数,  $\Delta k_{\text{NL}}$  是非线性相位失配项。 $\Delta\beta$  取决于光波导的色散特性,可近似地表示为:

$$\Delta\beta \approx \beta_2 \Delta\omega^2 + \frac{1}{12} \beta_4 \Delta\omega^4, \quad (2)$$

式中  $\beta_2$  和  $\beta_4$  分别为光波导有泵浦光波长处的二阶色散系数和四阶色散系数,  $\Delta\omega$  是泵浦光和信号光的频率间隔。由于非线性相位失配项大于零,线性相位失配项为负值才能满足相位匹配条件。由(1)式和(2)式可知,通过设计波导色散,使得在泵浦波长处出现近零的正常色散( $\beta_2 > 0$ ),并且利用负的四阶色散系数( $\beta_4 < 0$ ),可以在远离泵浦波长的长波长区和短波长区获得一对相位匹配点,从而实现大频率跨度的频谱转换。与通常采用的基于反常色散的相位匹配方案相比,这种基于近零正常色散的相位匹配方案只在远离泵浦波长处出现相位匹配,避免了近泵浦波长区宽带量子噪声的产生,有利于高效率、低噪声的大频率跨度频谱转换及参量放大。相位匹配点与泵浦光的频率失谐量可近似地表示为<sup>[15]</sup>:

$$\Delta\omega \approx \sqrt{12\beta_2/\beta_4} = \sqrt{12\beta_3(\omega_p - \omega_0)/\beta_4} \quad (3)$$

可以看出,由于 $\beta_2$ 会随泵浦波长变化,可以通过微调泵浦波长实现宽范围可调谐的频谱转换。

### 3 As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 硫系脊型波导

#### 3.1 As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 硫系玻璃

As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 硫系玻璃材料的透光波段可以覆盖到 10 μm 的中红外波段,并且具有较高的非线性折射率( $n_2 = 25 \times 10^{-18} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ )<sup>[20]</sup>,是实现高效率中红外频谱转换的理想非线性介质。双光子吸收是限制频率转换效率的重要因素。当入射光波长大于 1.8 μm 时,As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 硫系玻璃的双光子吸收可忽略<sup>[21]</sup>。因此所研究的四波混频过程中,泵浦波长设置为 2 μm 附近以避免双光子吸收的影响。As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 硫系玻璃材料的折射率遵循 Sellmerier 公式<sup>[22]</sup>,即

$$n^2(\lambda) - 1 = A_0 + \sum_{n=1}^N \frac{A_n \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_n^2} \quad (4)$$

式中, Sellmerier 系数为  $A_0 = 3.3344$ ,  $A_1 = 3.3105$ ,  $\lambda_1 = 0.43834 \text{ μm}$ ,  $A_2 = 3.3105$ ,  $\lambda_2 = 41.395 \text{ μm}$ 。As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 材料的色散特性可由下式给出:

$$\beta_n = \frac{d^n \beta}{d\omega^n} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (5)$$

上式中  $\beta = n(\omega) \frac{\omega}{c}$  是频率为  $\omega$  的光波在 As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 材料中的传播常数,  $\beta_n$  为  $n$  阶色散系数。由(4)式和(5)式可拟合得到 As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 硫系玻璃材料二阶色散系数  $\beta_2$  和四阶色散系数  $\beta_4$ , 如图 1 所示, 波长 2 μm 处有较大的正常色散 ( $0.704 \text{ ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$ ), 并且  $\beta_4 > 0$ 。为了实现高效率的大跨度频谱转换, 需要设计波导结构进行色散调控, 使得在 2 μm 附近具有近零的正

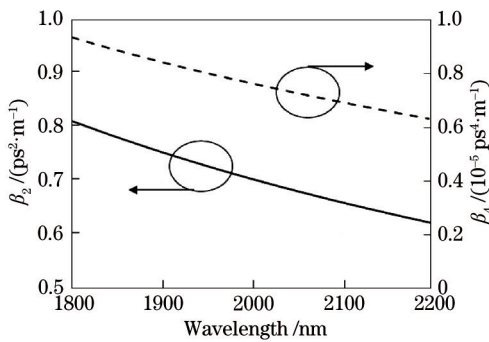


图 1 As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 硫系玻璃材料二阶色散系数和四阶色散系数随波长的变化  
Fig. 1 Second- and fourth-order dispersion as a function of the wavelength for As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide glass

常色散且四阶色散系数小于零,以满足上述原理中的相位匹配条件。

#### 3.2 As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 硫系脊型波导的色散调控

图 2 是提出的 As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 硫系脊型波导结构,波导结构设计参数包括脊宽  $W$ 、脊高  $H$  和刻蚀深度  $h$ 。芯层为 As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 硫系玻璃,衬底和包层选用 MgF<sub>2</sub> 材料。MgF<sub>2</sub> 的透光范围可以达到 7.7 μm,并且折射率比 As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 小<sup>[23]</sup>。这两种材料的组合有利于近红外及中红外光波以较小的损耗在波导内传播。在波导色散及模场特性的仿真计算中,As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 和 MgF<sub>2</sub> 材料的折射率都遵循由(4)式给出的 Sellmerier 公式。其中 MgF<sub>2</sub> 材料的 Sellmerier 系数为  $A_0 = 0$ ,  $A_1 = 0.48755708$ ,  $\lambda_1 = 0.0433840 \text{ μm}$ ,  $A_2 = 0.39875031$ ,  $\lambda_2 = 0.09461442 \text{ μm}$ ,  $A_3 = 2.3120353$ ,  $\lambda_3 = 23.793604 \text{ μm}$ 。基于波导的具体结构和材料折射率数据,采用基于有限元法的 COMSOL Multiphysics 软件仿真计算得到硫系波导中的模式有效折射率  $n_{\text{eff}}(\omega)$ ,接着对波导的传播常数  $\beta = n_{\text{eff}}(\omega) \frac{\omega}{c}$  进行高阶多项式拟合,得到硫系波导的二阶色散系数  $\beta_2$  和四阶色散系数  $\beta_4$ 。

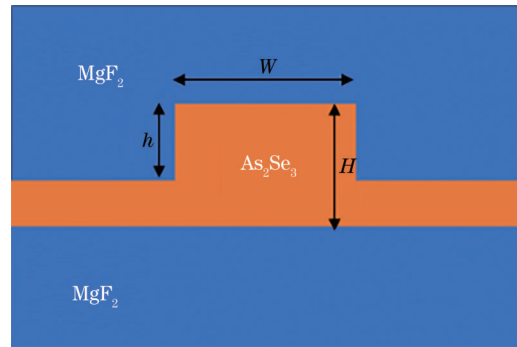


图 2 As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 硫系脊型波导结构示意图  
Fig. 2 Schematic of As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide ridge waveguide

从图 3 可以看出,当保持波导的脊高  $H$  及刻蚀深度  $h$  不变时,随着波导宽度  $W$  的减小,二阶色散系数  $\beta_2$  逐渐下降,零色散点呈蓝移的趋势。当波导宽度为 1.5 μm 时,零色散波长为 1993 nm。这种情况下,在波长 2 μm 处附近出现近零正色散,这对于大跨度频率转换是有利的。图 4 的结果显示了波导刻蚀深度  $h$  对  $\beta_2$  和  $\beta_4$  的影响。从图 4(a) 可以看出,当保持波导的脊宽和脊高不变时,波导刻蚀深度由 0.4 μm 逐渐增大到 0.8 μm,则  $\beta_2$  逐渐下降,零色散波长在波段内出现并逐渐蓝移,波长 2 μm 处附近由正常色散过渡到反常色散。从图 4(b) 可以看出,波

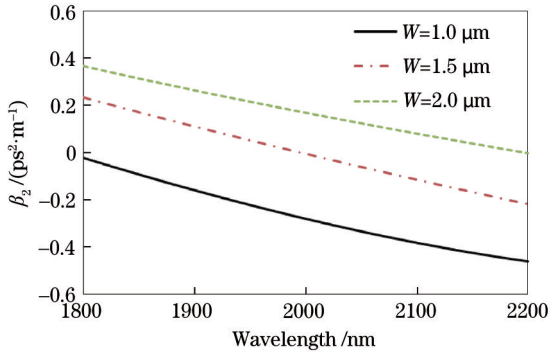


图 3  $\text{As}_2\text{Se}_3$  脊型波导在不同脊宽  $W$  下二阶色散系数与波长的关系 (保持脊高为  $0.8 \mu\text{m}$ 、刻蚀深度为  $0.6 \mu\text{m}$ )

Fig. 3 Second-order dispersion as a function of the wavelength for  $\text{As}_2\text{Se}_3$  ridge waveguide with different ridge widths (The ridge height and etch depth are  $0.8 \mu\text{m}$  and  $0.6 \mu\text{m}$ , respectively.)

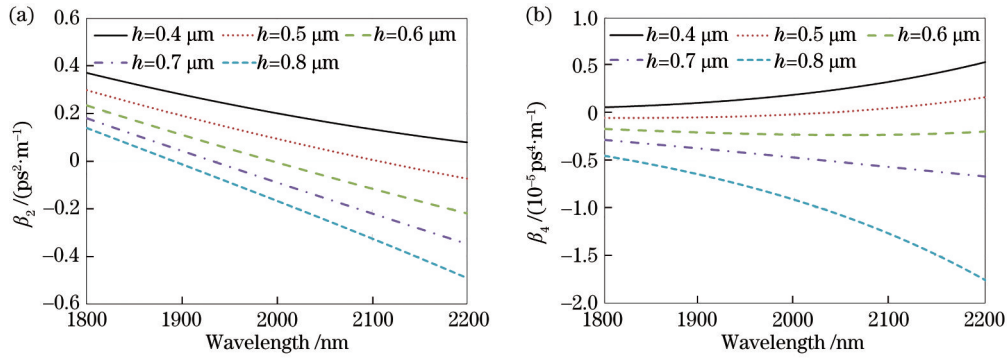


图 4 不同刻蚀深度  $h$  下  $\text{As}_2\text{Se}_3$  脊型波导 (a)  $\beta_2$  和 (b)  $\beta_4$  与波长的关系 (脊宽  $W=1.5 \mu\text{m}$ 、脊高  $H=0.8 \mu\text{m}$ )

Fig. 4 (a) Second and (b) fourth-order dispersion as a function of the wavelength for  $\text{As}_2\text{Se}_3$  ridge waveguide with different etch depths (The ridge width and height are  $1.5 \mu\text{m}$  and  $0.8 \mu\text{m}$ , respectively.)

### 3.3 $\text{As}_2\text{Se}_3$ 硫系脊型波导的非线性系数

在非线性频谱转换过程中,除了波导的色散特性,波导的非线性系数也是影响非线性相互作用强度的重要因素。波导的非线性系数  $\gamma$  取决于材料的非线性折射率  $n_2$  及有效模面积  $A_{\text{eff}}$ , 具体表达式如下:

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}}, \quad (6)$$

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left( \iint_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^4 dx dy}, \quad (7)$$

式中  $\lambda$  为光波长,  $E(x, y)$  为模场分布函数。图 5 给出了  $\text{As}_2\text{Se}_3$  硫系脊型波导 ( $W=1.5 \mu\text{m}$ ,  $H=0.8 \mu\text{m}$ ,  $h=0.6 \mu\text{m}$ ) 的非线性系数随波长的变化。 $\text{As}_2\text{Se}_3$  具有高的非线性折射率, 并且此波导对光场有较强的限制, 因而在泵浦波长区 [ $(1955 \pm$

导刻蚀深度的增大使  $\beta_4$  下降, 当刻蚀深度超过  $0.5 \mu\text{m}$  时,  $\beta_4$  开始出现负值。根据上述的利用正常色散实现大跨度频率转换过程的相位匹配原理, 必须使泵浦光波长处于靠近零色散点的正常色散区, 同时四阶色散参数小于零。另外, 由 (3) 式给出的相位匹配点与泵浦光的频率失谐量  $\Delta\omega$  与波导色散特性的关系可知,  $\beta_4$  的绝对值较小时有利于实现大失谐量的频谱转换。综合考虑, 这里选取脊高  $0.8 \mu\text{m}$ , 脊宽  $1.5 \mu\text{m}$ , 刻蚀深度  $0.6 \mu\text{m}$  的  $\text{As}_2\text{Se}_3$  脊型波导结构进行中红外波段宽范围可调谐的大跨度频谱转换。该波导结构在  $(1955 \pm 30) \text{nm}$  波长范围内具有较低的正常群速度色散 ( $\beta_2=0.01 \sim 0.08 \text{ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$ ), 而且具备绝对值较小的负四阶色散 ( $\beta_4 \approx -2.2 \times 10^{-6} \text{ps}^4 \cdot \text{m}^{-1}$ )。

30) nm] 有较高的非线性系数 ( $\sim 100 \text{W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ ), 是硅基纳米波导<sup>[17]</sup>、硫系微纳光纤<sup>[24-25]</sup> 等中红外频谱转换器件的 2~10 倍。这也是此波导用于中红外波段非线性频谱转换的一大优势。

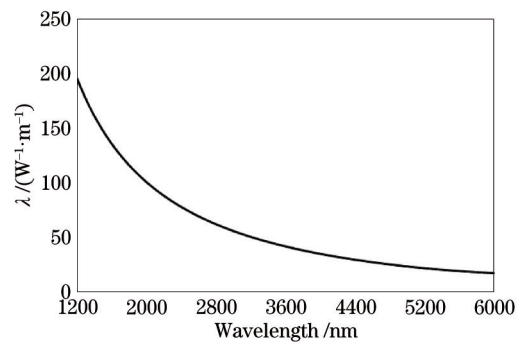


图 5  $\text{As}_2\text{Se}_3$  脊型波导 ( $W=1.5 \mu\text{m}$ ,  $H=0.8 \mu\text{m}$ ,  $h=0.6 \mu\text{m}$ ) 的非线性系数随波长的变化

Fig. 5 Nonlinear coefficient of  $\text{As}_2\text{Se}_3$  ridge waveguide ( $W=1.5 \mu\text{m}$ ,  $H=0.8 \mu\text{m}$ ,  $h=0.6 \mu\text{m}$ ) as a function of wavelength

## 4 可调谐中红外频谱转换

本课题组研究的是基于简并四波混频的中红外频谱转换,根据简并四波混频的基本理论<sup>[19]</sup>,当不考虑泵浦光在四波混频过程中的能量消耗时,转换效率  $\eta$  和信号的参量增益  $G$  的表达式如下:

$$\eta = \left( \gamma_{\text{FWM}} P_p / g \right)^2 \sinh^2(g L_{\text{eff}}), \quad (8)$$

$$G = 1 + \eta, \quad (9)$$

式中  $g = \sqrt{(\gamma_{\text{FWM}} P_p)^2 - (\Delta k/2)^2}$ ,  $P_p$  表示泵浦光功率,  $\gamma_{\text{FWM}}$  为泵浦波长处的非线性系数,  $L_{\text{eff}}$  表示有效作用长度,可由波导损耗及实际长度  $L$  得到。在泵浦波长处的传输损耗取值为  $0.5 \text{ dB} \cdot \text{cm}^{-1}$ 。根据(8)式和(9)式可以分别计算出不同泵浦波长、不同泵浦功率下的转换效率和信号参量增益,研究  $\text{As}_2\text{Se}_3$  脊型波导的中红外频谱转换特性。

图 6(a) 给出在优化的  $\text{As}_2\text{Se}_3$  脊型波导尺寸下,波导长度为 3 cm 情况下取不同泵浦波长的频谱转换效率随信号光波长的变化。当泵浦光波长 (1995 nm) 在靠近零色散点的反常色散区时,虽然在泵浦光波长附近出现了较高的转换效率,但在远离泵浦波长的中红外波段 ( $> 2.5 \mu\text{m}$ ) 转换效率迅

速下降。当泵浦波长设定在近乎正常色散区时(例如泵浦波长为 1930, 1950, 1980 nm),均可以在大于  $2.5 \mu\text{m}$  的中红外波段出现较高的转换效率。当泵浦光功率为 0.35 W 时,转换效率达到 0 dB 以上。从图 6(a) 还可以看出,随着泵浦光波长逐渐减小,出现峰值转换效率的中红外信号光波长发生较大的红移。当泵浦光波长为 1980 nm 时,在信号光波长 2909 nm 处转换效率达到峰值;当泵浦光波长减小 25 nm 至 1955 nm 处,达到最大转换效率的信号光波长 4051 nm,向长波长方向移动了 1142 nm;当泵浦光波长为 1930 nm 时,峰值转换效率的信号光波长进一步红移至 5732 nm。这些现象可以由相位匹配得到解释。如图 6(b) 所示,当泵浦光波长位于反常色散区时,只有在泵浦波长附近出现小的相位失配量。当泵浦光波长位于正常色散区时,由于  $\beta_4 < 0$ , 因此能够在远离泵浦波长区出现相位匹配点,实现高效率的大跨度频谱转换。此外,根据(1)式和(2)式给出的相位匹配条件可知,除了在泵浦波长的长波长区出现一个相位匹配点 ( $\omega_s = \omega_p - \Delta\omega$ ),在泵浦波长的短波长区也会一个相位匹配点,该相位匹配点对应的信号频率为  $\omega_s = \omega_p + \Delta\omega$ 。因此,在图 6(a) 可以看到,随着泵浦光波长逐渐减小,在泵浦波

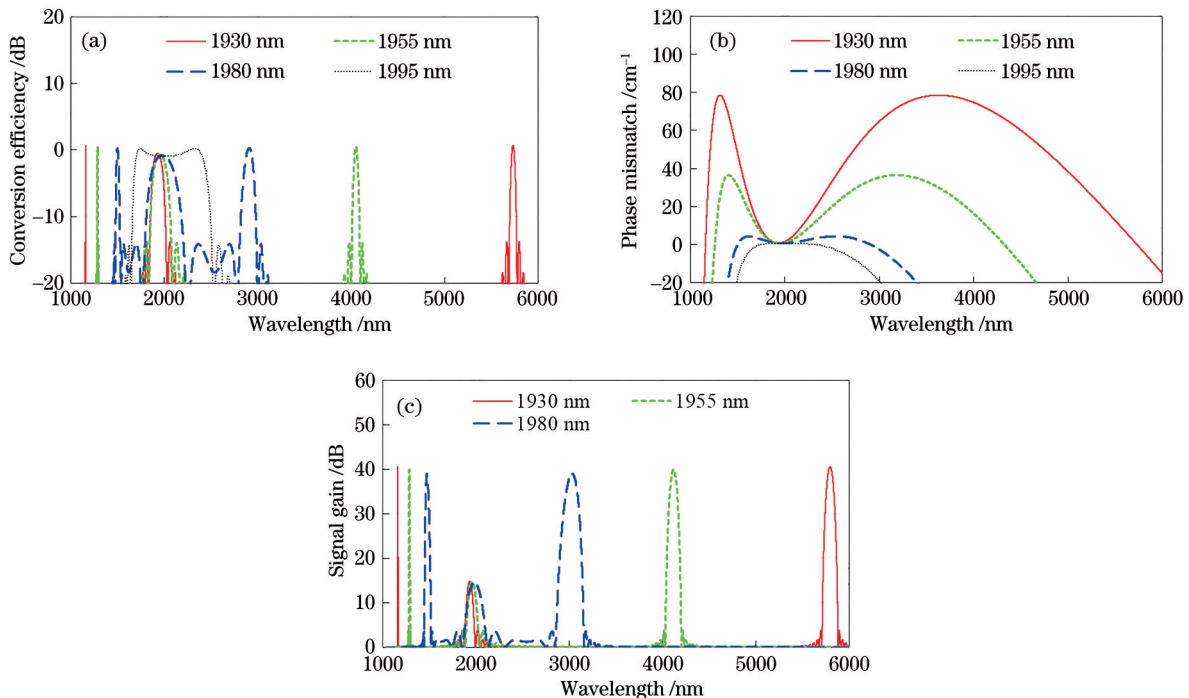


图 6 泵浦光功率为 0.35 W 时不同泵浦波长对应的(a)频谱转换效率曲线及(b)相位失配曲线;(c)泵浦光功率为 2 W 时不同泵浦波长对应的参量增益谱曲线

Fig. 6 (a) Frequency translation efficiency curve and (b) phase mismatch curve for different pump wavelengths with pump power of 0.35 W; (c) parametric gain spectra for different pump wavelength at a pump power of 2 W

长的短波长区出现峰值转换效率的信号光波长位置也相应地发生了蓝移。

泵浦光功率较高的情况下也有相同的变化趋势。如图 6(c) 所示, 当泵浦光功率为 2 W 时, 信号光获得高达 40 dB 的增益, 中红外波段达到峰值增益的信号光波长也随着泵浦光波长减小而增大。从图 6(c) 的增益谱还可以看出, 这种基于波导正常色散的四波混频过程只在远离泵浦波长的特定波长处有出现参量增益, 因而不会有宽带的放大量子噪声 (AQN) 产生, 这就避免了宽带 AQN 对频谱转换过程造成的转换效率下降、引入额外噪声等影响。

另外, 由于波导二阶色散系数随着泵浦波长的减小而增大, 由 (3) 式可知, 满足相位匹配的信号光波长与泵浦光波长间隔也增大。因此, 通过微调泵浦光波长, 可以在宽频谱范围内实现可调谐的中红外频谱转换。图 7 给出了满足相位匹配的信号光和闲频光波长随泵浦光波长的变化曲线。调节泵浦波长在 60 nm 范围内变化, 可以实现 2.7~6.2  $\mu\text{m}$  中红外信号到近红外波段 (1.14~1.57  $\mu\text{m}$ ) 的高效率频谱转换, 波长可调谐范围达到 3.5  $\mu\text{m}$ , 最大的频谱转换跨度达到 2.7 倍频程。从图 7 还可以看出, 对于相同的泵浦波长, 不同泵浦功率下对应的信号光波长略有不同, 这是由于不同泵浦功率下产生的非线性相位失配  $\Delta k_{\text{NL}}$  不同, 因而达到相位匹配的信号光波长也就不相同。因此, 在同一泵浦波长下, 还可以通过调整泵浦光功率实现峰值转换效率对应的信号光波长的调谐。图 8 给出了泵浦波长为 1955 nm 时达到相位匹配的信号光波长随泵浦光功率的变化, 当泵浦光功率由 0.2 W 升高至 2 W, 信号

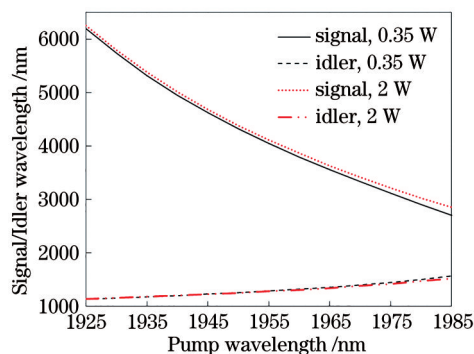


图 7 满足相位匹配的信号光和闲频光波长随泵浦光波长的变化曲线 (泵浦光功率分别为 0.35 W 和 2 W)

Fig. 7 Phase-matched signal wavelength and idler wavelength as a function of pump wavelength with pump powers of 0.35 W and 2 W

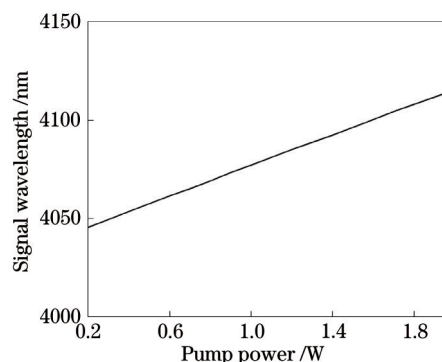


图 8 1955 nm 泵浦波长下达到相位匹配的中红外信号波长随泵浦光功率的变化曲线

Fig. 8 Phase-matched mid-infrared signal wavelength as a function of pump power with a pump wavelength of 1955 nm

光波长也逐渐远离泵浦波长, 中红外信号波长调谐范围为 70 nm。可见, 基于波导正常色散的中红外频谱转换, 不仅可以通过泵浦波长的微小变化实现相位匹配波长的大幅度调谐, 也可以通过调节泵浦光功率实现相位匹配波长的准连续调谐。

## 4 结 论

本课题组提出并优化设计了一种  $\text{As}_2\text{Se}_3$  硫系脊型波导, 利用波导在 2  $\mu\text{m}$  波长附近的近零正常色散及负的四阶色散, 实现效率高、调谐范围宽的中红外-近红外频谱转换。在优化的波导结构下研究了泵浦-信号频率失谐量大的中红外-近红外频谱转换性能。结果表明, 结合波导在 2  $\mu\text{m}$  波长附近的近零正常色散及负的四阶色散, 调节泵浦光波长在 60 nm 范围内变化, 可以实现 2.7~6.2  $\mu\text{m}$  中红外信号到近红外波段 (1.14~1.57  $\mu\text{m}$ ) 的高效率频谱转换及参量放大。此外, 保持泵浦波长不变, 通过调节泵浦光功率, 该波导也可以实现波长可调谐的中红外频谱转换。该波导有望应用于构建宽带可调谐、窄线宽的高性能中红外激光源, 同时也为实现工作波长范围广的中红外信号高灵敏度探测提供了一种有效途径。

## 参 考 文 献

- [1] Schliesser A, Picqué N, Hänsch T W. Mid-infrared frequency combs[J]. Nature Photonics, 2012, 6(7): 440-449.
- [2] Yao Y, Hoffman A J, Gmachl C F. Mid-infrared quantum cascade lasers[J]. Nature Photonics, 2012, 6(7): 432-439.

- [3] Vainio M, Halonen L. Mid-infrared optical parametric oscillators and frequency combs for molecular spectroscopy [J]. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 2016, 18(6): 4266-4294.
- [4] Nie H K, Ning J, Zhang B T, et al. Recent progress of optical-superlattice-based mid-infrared optical parametric oscillators[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(5): 0501008.  
聂鸿坤, 宁建, 张百涛, 等. 光学超晶格中红外光参量振荡器研究进展 [J]. *中国激光*, 2021, 48(5): 0501008.
- [5] Kuyken B, Liu X, Osgood R M, et al. Mid-infrared to telecom-band supercontinuum generation in highly nonlinear silicon-on-insulator wire waveguides[J]. *Optics Express*, 2011, 19(21): 20172-20181.
- [6] Gai X, Choi D Y, Madden S, et al. Supercontinuum generation in the mid-infrared from a dispersion-engineered  $As_2S_3$  glass rib waveguide[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(18): 3870-3872.
- [7] Dai S X, Wang M, Wang Y Y, et al. Review of mid-infrared supercontinuum spectrum generation based on chalcogenide glass fibers[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(7): 071603.  
戴世勋, 王敏, 王莹莹, 等. 基于硫系玻璃光纤的中红外超连续谱产生研究进展 [J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(7): 071603.
- [8] Hamamatsu. Characteristics and use of infrared detectors[EB/OL]. (2011-03) [2021-03-20]. <http://www.hamamatsu.com.cn/UserFiles/DownFile/Related/20130810174714265.pdf>.
- [9] Liu X P, Kuyken B, Roelkens G, et al. Bridging the mid-infrared-to-telecom gap with silicon nanophotonic spectral translation[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(10): 667-671.
- [10] Huang Y, Tien E K, Gao S, et al. Electrical signal-to-noise ratio improvement in indirect detection of mid-IR signals by wavelength conversion in silicon-on-sapphire waveguides[J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 99(18): 181122.
- [11] Kowligy A S, Hickstein D D, Lind A, et al. Tunable mid-infrared generation via wide-band four-wave mixing in silicon nitride waveguides[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(17): 4220-4223.
- [12] Guo Y H, Jafari Z, Xu L J, et al. Ultra-flat dispersion in an integrated waveguide with five and six zero-dispersion wavelengths for mid-infrared photonics[J]. *Photonics Research*, 2019, 7(11): 1279-1286.
- [13] Boggio J M C, Moro S, Kuo B P P, et al. Tunable parametric all-fiber short-wavelength IR transmitter[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2010, 28(4): 443-447.
- [14] Li J Y, Xu K, Du J B. Ultrabroadband and flattened dispersion in aluminum nitride slot waveguides[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2017, 9(4): 1-8.
- [15] Kuo B P P, Alic N, Wysocki P F, et al. Simultaneous wavelength-swept generation in NIR and SWIR bands over combined 329-nm band using swept-pump fiber optical parametric oscillator[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2011, 29(4): 410-416.
- [16] Marhic M E, Wong K K Y, Kazovsky L G. Wide-band tuning of the gain spectra of one-pump fiber optical parametric amplifiers[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2004, 10(5): 1133-1141.
- [17] Kuyken B, Verheyen P, Tannouri P, et al. Generation of 3.6  $\mu\text{m}$  radiation and telecom-band amplification by four-wave mixing in a silicon waveguide with normal group velocity dispersion[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(6): 1349-1352.
- [18] Eggleton B J, Luther-Davies B, Richardson K. Chalcogenide photonics[J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(3): 141-148.
- [19] Agrawal G. *Nonlinear fiber optics*[M]. 5th ed. Cambridge: Academic Press, 2013: 397-456.
- [20] Dai S X, Chen F F, Xu Y S, et al. Mid-infrared optical nonlinearities of chalcogenide glasses in Ge-Sb-Se ternary system[J]. *Optics Express*, 2015, 23(2): 1300-1307.
- [21] Al-Kadry A, Baker C, El Amraoui M, et al. Broadband supercontinuum generation in  $As_2Se_3$  chalcogenide wires by avoiding the two-photon absorption effects[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(7): 1185-1187.
- [22] Dantanarayana H G, Abdel-Moneim N, Tang Z Q, et al. Refractive index dispersion of chalcogenide glasses for ultra-high numerical-aperture fiber for mid-infrared supercontinuum generation[J]. *Optical Materials Express*, 2014, 4(7): 1444-1455.
- [23] Karim M R, Rahman B M, Agrawal G P. Mid-infrared supercontinuum generation using dispersion-engineered  $Ge(11.5)As(24)Se(64.5)$  chalcogenide channel waveguide [J]. *Optics Express*, 2015, 23(5): 6903-6914.
- [24] Godin T, Combes Y, Ahmad R, et al. Far-detuned mid-infrared frequency conversion via normal dispersion modulation instability in chalcogenide microwires[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(7): 1885-1888.
- [25] Alamgir I, St-Hilaire F, Rochette M. All-fiber nonlinear optical wavelength conversion system from the C-band to the mid-infrared[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(4): 857-860.