

硅锗脊型波导在中红外波段的连续光宽带波长转换

贺锋涛, 孙力, 惠战强, 白可, 张敏

(西安邮电大学 电子工程学院, 陕西 西安 710121)

摘要:提出了一种基于硅锗(Ge-on-Si, GOS)的新型亚微米光波导,通过调节二阶色散对此波导的结构进行了优化设计,研究了其在波长为3~6 μm间的连续光波长转换性能.数值结果表明,在脊宽2.8 μm、脊高1.6 μm、平板厚度0.48 μm的优化结构下,当泵浦光波长在靠近二阶零色散点的负色散波长区时可以实现高转换效率宽带中红外波长转换,3 dB转换带宽可达到1664 nm,在0.05 GW/cm²的泵浦光功率密度下,最大转换效率可达到-2.479 dB.该波导在中红外波段具有波长转换带宽大、转换效率高的优点,在未来空间光子网络与通信方面具有潜在的应用前景.

关键词:GOS脊型波导;中红外;二阶色散;四波混频;波长转换

中图分类号:O437.4 **文献标识码:**A

Broad-band mid infrared continuous-wave parametric wavelength conversion in germanium-on-silicon ridge waveguide

HE Feng-Tao, SUN Li, HUI Zhan-Qiang, BAI Ke, ZHANG Min

(School of Electronic Engineering, Xi'an University of Posts and Telecommunications, Xi'an 710121, China)

Abstract: A novel sub-micron optical waveguide based on silicon-on-germanium (Ge-on-Si, GOS) was proposed and by adjusting second-order dispersion curves the waveguide structure were optimized and designed. Then this article studied its wavelength conversion properties between 3 μm and 6 μm. The numerical results show that this waveguide can achieve high conversion efficiency in broadband infrared wavelength conversion when the pump light wavelength near the zero dispersion point at negative wavelength region of the second-order dispersion curves at the optimized waveguide structure which the ridge width is 2.8 μm, ridge high is 1.6 μm and slab thickness is 0.48 μm. The 3 dB conversion bandwidth reaches 1664 nm and the maximum conversion efficiency can reach -2.479 dB at the 0.05 GW/cm² power density of the pump light. This waveguide has potential applications in terms of future photonic networks and communications space due to its large wavelength conversion bandwidth and high conversion efficiency advantages.

Key words: Ge-on-Si(GOS) ridge waveguide, mid infrared, second-order dispersion, four-wave mixing, wavelength conversion

PACS: 42.65. Wi, 42.65. -k, 42.65. Ky, 42.70. -a

引言

近年来,硅基微纳光子技术以其体积小、结构紧凑、便于片上集成等诸多优点在光学互联^[1]、量子光子学^[2]、光学计算^[3]和非线性光学^[4]等方面表现

出了诱人的前景.其中,绝缘体上硅(silicon-on-insulator, SOI)因非线性系数大、光场限制强、热光系数小等优势被认为是硅光子学的基础^[5-7].人们已经基于SOI波导中的双光子吸收^[8-9]、自由载流子色散^[10]、拉曼效应^[11]以及克尔效应^[12]等设计实现了

收稿日期:2015-04-28,修回日期:2015-12-21

基金项目:国家自然科学基金(61201193)

Foundation items: Supported by National Natural Science Foundation of China (61201193)

作者简介(Biography):贺锋涛(1974-),男,副教授,博士,主要从事光波导及光学非线性器件等方面研究. E-mail: hefengtao@xupt.edu.cn

Received date: 2015-04-28, revised date: 2015-12-21

各种光子器件,并对基于其中自相位调制 (self-phase modulation, SPM)^[13]、交叉相位调制 (cross-phase modulation, XPM)^[14] 和四波混频 (four-wave mixing, FWM)^[15-18] 的参量转换过程进行了深入研究. 然而,虽然硅的透光范围可以达到 $8\ \mu\text{m}$,上述效应的研究却仅限于近红外波段,原因在于 SOI 波导的衬底为 SiO_2 ,它对于波长范围在 $2.6\sim 2.9\ \mu\text{m}$ 以及 $3.5\ \mu\text{m}$ 以上的光波损耗很大,造成此类波导在上述波段内有着很大的衬底泄漏与吸收^[19],从而不能有效传输这些波长的光波和充分利用对应波段内的非线性效应. 因此其对于中红外 $3\sim 12\ \mu\text{m}$ 波段^[20] 是不适用的.

中红外波段在诸如气体传感、自由空间通信以及军用、民用热成像等方面表现出了独特的优势,其巨大的应用潜力日益引起科研工作者的浓厚兴趣^[17]. 原因在于大气传输窗口 ($3\sim 5\ \mu\text{m}$ 和 $8\sim 13\ \mu\text{m}$)^[21] 刚好位于这一波段内,而处于大气窗口内的光波,大气对它的吸收、散射等损耗都很小. 为了充分利用这一波段,研发适用于此波段的光子器件尤为重要. 对于中红外波长超过 $3\ \mu\text{m}$ 的光源^[22]、波分复用器均有相关报道^[20]. 这些器件对于大气光通信的发展具有很大的推动性. 但是,为了有效避免波长阻塞,实现信息在大气间的高速率、大容量传输,中红外波长转换器成为发展超宽带大气光子网络的关键器件之一,这就要求具有能够传输和处理此波段的波导的出现,并且制造这些导波器件的材料在这一波段要具有大的克尔系数,低的光学损耗,只有这样才能实现在较短的长度内具备高效率信号处理能力. 此外,中红外波段全光波长转换器件的研究也可以极大的扩展和丰富该波段光源类型^[17]. 人们提出了蓝宝石上硅 (silicon-on-sapphire, SOS)^[17,23] 和硅锗 (Ge-on-Si, GOS)^[20,24-25] 等波导结构,并进行了初步研究. 对于 SOS 波导,虽然它可以用做中红外波长转换等非线性器件^[17],但由于中红外波长较长,要想使光波较好地束缚在波导内,波导尺寸势必要比 SOI 大,并且要实现高波长转换效率就需要强泵浦功率,从而造成大的能量消耗. 而 GOS 波导,要实现好的束缚中红外光波的能力,尺寸要求和 SOS 大体一致,但是在中红外波段锗的克尔系数要比硅大 10 倍左右^[24],导致此波导在中红外相同的波长处与硅相比具有较大的非线性系数,并且 GOS 波导对中红外波段的损耗比 SOI 波导小很多^[25],从而可以在较低的泵浦光功率下实现高转换效率. 然而对 GOS 波导波长转换方面的研究却很少.

本文提出了一种具有高的中红外连续光波长转换效率的新型 GOS 脊型波导,利用基于有限元法的 COMSOL Multiphysics4.3 软件进行了波导设计和理论分析. 通过调节波导的各个几何尺寸参量对它在入射光波长在 $3\sim 6\ \mu\text{m}$ 所对应的二阶色散性质进行了研究,找出了平坦二阶色散曲线下的较优几何尺寸. 随后在这一优化的几何尺寸下,进行了中红外连续光波长转换的理论研究. 研究发现,此波导在中红外波段可以在较低的泵浦功率下实现宽带高效率的波长转换,3 dB 转换带宽可达到 $1\ 664\ \text{nm}$,最大转换效率可达到 $-2.479\ \text{dB}$. 因此,此波导在中红外波段可以作为优良的非线性器件.

1 GOS 脊型波导的结构和色散

1.1 GOS 脊型波导的结构设计及波导分析

提出的 GOS 脊型波导结构如图 1 左图所示,它由衬底硅层、中间平板和脊柱锗层和上覆空气层四部分组成,其中中间平板和脊柱层合称为锗芯层. 波导可调谐的几何尺寸有脊柱层宽度 (w)、高度 (h) 以及平板层厚度 (s). 所研究的波长范围处在中红外 $3\sim 6\ \mu\text{m}$ 波段.

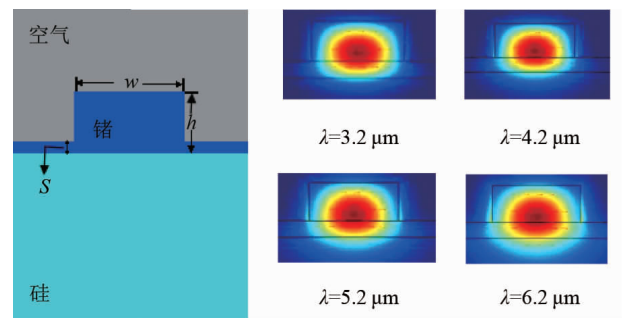


图 1 波导几何结构及在四个波长处的 TE 基模场分布
Fig. 1 Waveguide geometry and the fundamental mode field of TE distribution at the four wavelengths

此波导适用于中红外波段并且可用来做 $3\sim 6\ \mu\text{m}$ 波段的波长转换器有以下几个方面的原因: 首先,对于材料的透光范围,衬底层硅的透光范围在 $2.2\sim 8.5\ \mu\text{m}$ 之间,锗的透光范围大约为 $3\sim 14\ \mu\text{m}$ ^[24]. 这两种材料的组合保证了 $3\sim 6\ \mu\text{m}$ 光波可以很小的损耗在此波导内传播. 其次,图 1 右图给出了此波导在优化的结构尺寸下 ($w = 2.8\ \mu\text{m}$, $h = 1.6\ \mu\text{m}$, $s = 0.48\ \mu\text{m}$, 优化过程见下文) 光波波长在 $3.2\ \mu\text{m}$ 、 $4.2\ \mu\text{m}$ 、 $5.2\ \mu\text{m}$ 及 $6.2\ \mu\text{m}$ 处的 TE (电场方向与水平方向平行) 基模的模场分布图. 可看出随着波长的增加,模场向衬底层的泄漏会逐渐增大,但是

即便到了 $6.2 \mu\text{m}$ 的波长处 90% 以上的能量仍被束缚在锗芯层,保证了 $3 \sim 6 \mu\text{m}$ 波段内的 TE 基模可以在此波导内传播.再次,此波导的导光面横截面积在 $4 \mu\text{m}^2$ 左右,保证了此波段内的光波在此波导内传输时单位面积上有着很大的光强度,这对于基于四波混频波长转换是有利的.最后,由文献 25 可知 GOS 波导在中红外波段的损耗系数很小,当设计成脊型波导后会减少光波在波导内传输时的散射损耗.并且在可以束缚同样波长的光波时,脊型波导的尺寸相对于条形波导来说比较大^[17],从而可进一步降低波导的损耗系数.这些对于在中红外波段利用较低的泵浦能量实现高转换效率的波长转换方面是很有利的,也体现出此设计的波导应用于中红外波段的一些优势.

对于波导的制作可在 $4 \mu\text{m}$ 厚的硅衬底层上通过低压化学气相沉积法 (reduced pressure chemical vapor deposition, RP-CVD) 生长出 $1.6 \mu\text{m}$ 厚的锗层.随后通过标准光刻和氟化学反应离子刻蚀的方法形成宽 $2.8 \mu\text{m}$ 高 $1.12 \mu\text{m}$ 的突起脊,从而完成此优化波导的制作.

1.2 GOS 波导的色散调控

基于四波混频的波长转换,影响其转换效率及转换带宽的主要因素是四波混频相位匹配程度.相位匹配程度取决于波导的色散(主要是二阶色散)和非线性.对波导色散进行优化,可以减少相位失配、增加波长的转换带宽、降低对泵浦光功率的要求^[16].当改变 GOS 脊型波导的宽、高及平板的厚度时就可以对此波导的二阶色散进行调控(表现在对二阶色散系数曲线的调节上),找出优化二阶色散下的波导几何尺寸.

波导二阶色散系数可由下式当 $n=2$ 时给出:

$$\beta_{(n)} = \left(\frac{d^n \beta}{d\omega^n} \right)_{\omega=\omega_0}, (n=1,2,3,\dots), \quad (1)$$

其中:

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c}, \quad (2)$$

上式中 $\beta(\omega)$ 为角频率为 ω 的光波在波导中的总色散系数, $\beta(n)$ 为波导的 n 阶色散系数, $n(\omega)$ 为波导的有效模式系数,与波导的结构尺寸及光波的波长有关, c 为光波在真空中的速度.在对设计的 GOS 脊型波导二阶色散的研究中所用到的锗和硅材料的色散参数(即折射率)遵循塞耳迈耶尔方程^[24],即:

$$n_{\text{Ge}}^2 = A_{\text{Ge}} + \frac{B_{\text{Ge}} \lambda^2}{(\lambda^2 - C_{\text{Ge}})} + \frac{D_{\text{Ge}} \lambda^2}{(\lambda^2 - E_{\text{Ge}})}, \quad (3)$$

$$n_{\text{Si}}^2 = \varepsilon_1 + \frac{A_{\text{Si}}}{\lambda^2} + \frac{B_{\text{Si}} \lambda_{\text{ref}}^2}{(\lambda^2 - \lambda_{\text{ref}}^2)}$$

其中: $A_{\text{Ge}} = 9.2816$, $B_{\text{Ge}} = 6.7288$, $C_{\text{Ge}} = 0.4411$, $D_{\text{Ge}} = 0.2131$, $E_{\text{Ge}} = 3.8701 \times 10^3$, $A_{\text{Si}} = 0.939816$, $B_{\text{Si}} = 8.10461 \times 10^{-3}$, $\varepsilon_1 = 11.6858$, $\lambda_{\text{ref}} = 1.1071$. 所设计的 GOS 脊型波导随着波导的宽度 (w)、高度 (h) 及平板厚度 (s) 的变化其色散系数曲线变化规律如下图 2 所示:

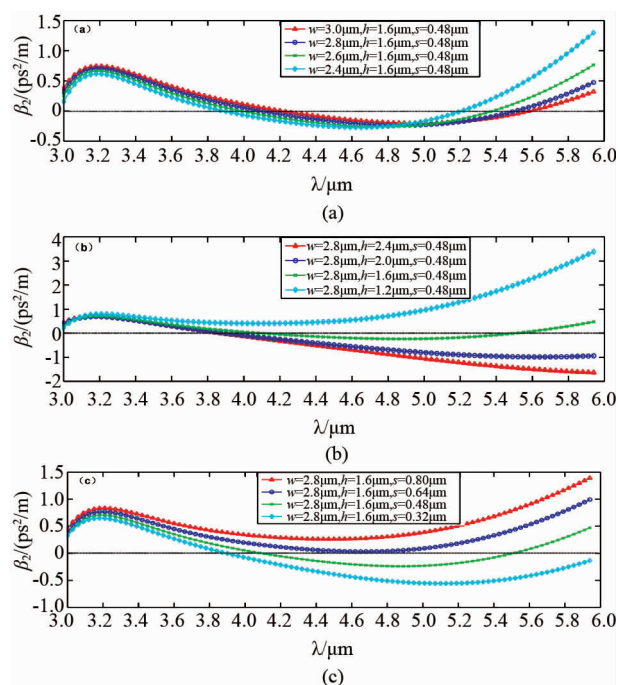


图 2 GOS 脊型波导各尺寸的变化对二阶色散系数曲线的影响 (a) 随宽度 w 变化, (b) 随高度 h 变化, (c) 随平板厚度 s 变化)

Fig. 2 The effect of changes the size of GOS ridge waveguide for second-order dispersion coefficient curve (a) change with width w , (b) variation with height h , (c) change with the plate thickness s)

从图 2(a) 可看出,当保持波导的高度及平板的厚度不变,只改变波导的宽度时,随着波导宽度的减小,二阶色散系数曲线在第一个零色散点附近平坦度变差(斜率增大),这对于要实现宽带波长转换是不利的,并且第一零色散点有蓝移的趋势.当保持波导的宽度和平板厚度不变,只改变波导的高度时,从图 2(b) 可看出,随着高度的减小,色散系数曲线平坦度逐渐变好(曲线上扬,第一零色散点附近斜率变小),并且第一零色散点逐渐红移,但当高度减小到一定程度后零色散点消失,波导只有正色散系数.

这是由于由材料引起的正色散与波导引起的负色散相互作用的结果. 即当波导的高度逐渐减小, 此波段内由材料引起的正色散将逐渐超过由波导引起的负色散, 总二阶色散系数表现为正值从而零色散点消失. 当保持波导的宽度和高度不变, 只改变平板的厚度时, 由图 2(c) 可看出随着平板厚度的减小, 二阶色散系数曲线下扬, 第一零色散点出现并逐渐蓝移, 色散平坦性逐渐变差. 考虑到要实现宽带波长转换, 就必须使泵浦光波长处于靠近零色散点的负色散系数区(具体原因见下文), 及现有中红外激光器的特点, 综合考虑, 本文选取第一个二阶零色散点在 $4.10 \mu\text{m}$ 左右, 色散系数曲线较为平坦的宽 $2.8 \mu\text{m}$, 高 $1.6 \mu\text{m}$, 平板厚度 $0.48 \mu\text{m}$ 的几何尺寸作为优化的波导尺寸来研究中波中红外波段的宽带波长转换.

2 基于 FWM 的中红外宽带波长转换

2.1 三种可用于中红外波段的脊型波导非线性系数比较

在非线形过程中, 除了色散对非线性过程有影响外, 非线性系数同样对非线性过程有重要的影响. 大的非线性系数可降低对泵浦光功率的要求, 同时在同样波长同样的泵浦光功率下可提高非线性转换效率、减小波导的长度等. 图 3 给出了 GOS 脊型波导、SOS 脊型波导, 以及氮化硅上的硅 (silicon-on-nitride, SON) 脊型波导在 $3 \sim 6 \mu\text{m}$ 波段的非线性系数曲线图. 所用到的公式^[16,26]有:

$$r_e = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} n_2 |F(x,y)|^4 dx dy}{\left(\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^2 dx dy\right)^2} = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}}, \quad (4)$$

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left(\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^2 dx dy\right)^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} n_2 |F(x,y)|^4 dx dy}, \quad (5)$$

式中 λ 为光在真空中的波长, $F(x,y)$ 为模分布函数, n_2 为克尔系数, ω_0 为光波在真空中的角频率, c 为光在真空中的速度, A_{eff} 为波导模的有效模式面积.

从图 3(a) 和 (b) 的对比可看出虽然所设计的 GOS 脊型波导尺寸比 SOS、SON 脊型波导的尺寸都大(具体尺寸见图 3 所标), 但在中红外波段内, 对 TE 基模来说 GOS 脊型波导在此波段内的非线性系数比 SOS、SON 脊型波导高出 $5 \sim 10$ 倍. 这也是此波导用于中红外波段非线性方面的一大优势. 并且此

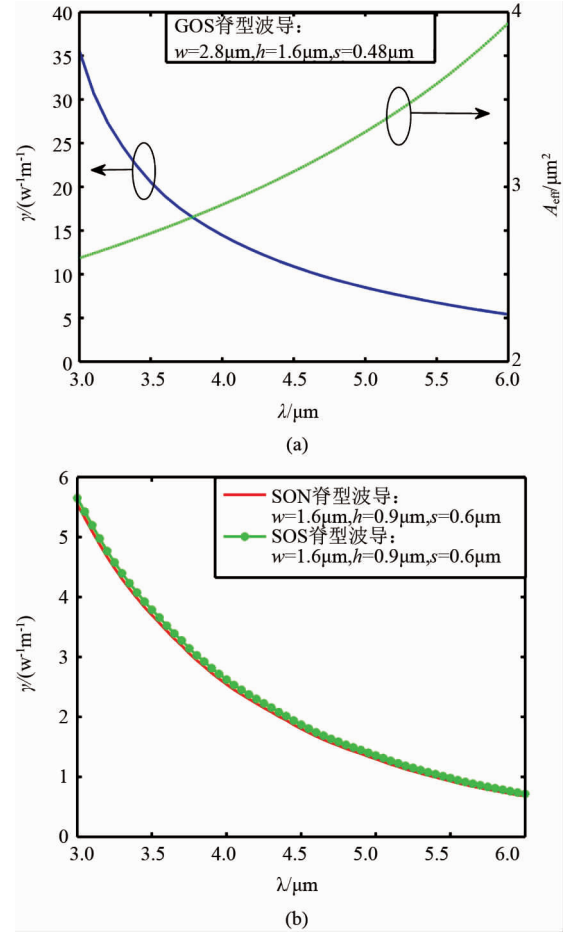


图3 非线性系数及有效模面积 (a) 优化 GOS 脊型波导下的非线性系数及有效模面积, (b) 给定 SOS 及 SON 脊型波导结构尺寸下的非线性系数

Fig. 3 Nonlinear coefficient and effective mode area. (a) The nonlinear coefficient and effective mode area under the optimization GOS ridge waveguide, and (b) The nonlinear coefficients of SOS and SON ridge waveguide under the given structure size

波导在此波段内的有效模面积在 $2.6 \sim 4 \mu\text{m}^2$ 之间, 保证了此波导在单位截面积上有很强光强.

2.2 线性相位匹配与波长转换

对于 FWM 的波长转换来说, 要想实现宽带高效率波长转换, 需要满足相位匹配. 而要实现宽波长范围内绝对的相位匹配很难, 一般要求在宽波长范围内尽量减少相位失配. 本文研究的是基于简并四波混频效应的宽带中红外波长转换, 即两个泵浦光的波长都为同一波长. 因此, 相位匹配可数学表示为^[27]:

$$\nabla K = \nabla \beta_{\text{linear}} + 2\gamma_p P_{\text{pump}}, \quad (6)$$

其中:

$$\nabla \beta_{\text{linear}} = \beta_{\text{signal}} + \beta_{\text{idler}} - 2\beta_{\text{pump}}, \quad (7)$$

式中: $\nabla \beta_{\text{linear}}$ 为线性失配项, γ_p 为所设计波导在泵

浦光波长处的非线性系数, P_{pump} 为泵浦光功率. β_{signal} 、 β_{idler} 和 β_{pump} 分别为信号光、闲频光、泵浦光波矢. 从式 6 可看出, 相位匹配包括由色散引起的线性相位失配项和由克尔效应引起的非线性失配项两部分组成. 其中非线性失配项为正值, 因此要想达到相位匹配 ($\nabla K = 0$), 线性失配项必须为负值, 这样才有可能在宽波长范围内尽量减小相位失配, 提高波长的转换效率. 图 4 给出了在优化的 GOS 脊型波导尺寸下, 泵浦光波长分别设定在 4.080 μm 、4.100 μm 及 4.120 μm 处此波导在中红外波段内的线性相位失配曲线.

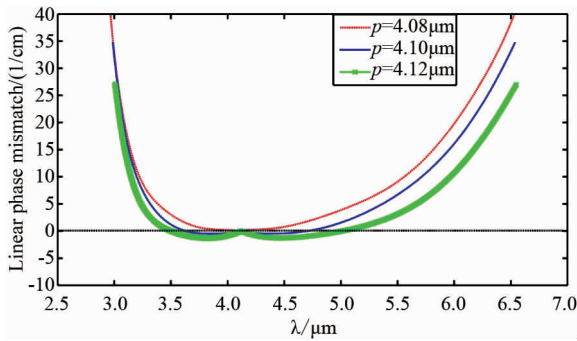


图 4 优化的 GOS 脊型波导尺寸下, 不同泵浦波长对应的线性相位失配曲线

Fig. 4 The linear phase mismatch curve at different pump wavelengths under optimized GOS ridge waveguide sizes

从图 2 可看出, 在优化的 GOS 脊型波导下, 二阶色散的第一个零色散点对应的波长为 4.094 μm . 结合图 4 可以看出当泵浦光波长设定在二阶色散的正色散区 ($\lambda_p < 4.094 \mu\text{m}$) 时, 线性相位失配除在泵浦波长 4.080 μm 处为零外, 在其它波长处均为正值, 这对于要实现尽可能小的相位失配是不利的. 即当泵浦光波长选定在二阶色散的正色散区时不利于在较宽的波长范围内实现小的相位失配, 不利于有效宽带波长转换的实现. 当泵浦光波长选定在靠近二阶零色散点波长的负色散区时, 由图 4 可看出在泵浦光波长附近较宽的波长范围内存在着较小的负线性相位失配, 并且当泵浦光波长由 4.100 μm 变为 4.120 μm 时 (即泵浦光远离二阶零色散点时) 线性相位失配曲线下移, 此时负的线性相位失配的波长区间变大, 负线性相位失配的绝对值也变大. 但并非是负的线性相位失配绝对值越大越好. 这是因为从非线性失配项可看出, 非线性正失配的值通常是很小的, 如果负的线性相位失配绝对值过大, 最终也会导致相位失配的绝对值变大, 有效宽带波长转换就难以实现. 因此要实现高效率宽带波长转

换, 负线性相位失配的绝对值应当很小, 这就要求把泵浦光设定在靠近二阶零色散点的负色散区.

当入射光波长大于 3.2 μm 时, 锗材料无双光子吸收效应和自由载流子吸收效应^[25]. 本文研究的是波长在 3 ~ 6 μm 的中红外波长范围. 于是 FWM 过程可以由以下方程组来描述^[17]:

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} = i(\gamma_p |A_p|^2 + 2\gamma_{pi} |A_i|^2 + 2\gamma_{ps} |A_s|^2)A_p + 2i\gamma_{\text{FWM}}A_iA_sA_p^* \exp(i\Delta k_{\text{linear}}z) - \frac{\alpha_p}{2}A_p, \quad (8)$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} = i(\gamma_i |A_i|^2 + 2\gamma_{is} |A_s|^2 + 2\gamma_{ip} |A_p|^2)A_i + i\gamma_{\text{FWM}}A_p^2A_s^* \exp(-i\Delta k_{\text{linear}}z) - \frac{\alpha_i}{2}A_i, \quad (9)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = i(\gamma_s |A_s|^2 + 2\gamma_{si} |A_i|^2 + 2\gamma_{sp} |A_p|^2)A_s + i\gamma_{\text{FWM}}A_p^2A_i^* \exp(-i\Delta k_{\text{linear}}z) - \frac{\alpha_s}{2}A_s, \quad (10)$$

式中 A_p 、 A_i 和 A_s 分别为泵浦光、闲频光及信号光慢变化振幅. α_p 、 α_i 及 α_s 分别为泵浦光、信号光及闲频光线性传输损耗, 由于所涉及到的波长范围不是太大, 为简便起见, 本文取在泵浦光波长处波导的线性传输损耗系数来作为信号光、泵浦光及闲频光在此波导中的线性传输损耗, 值为 0.545 dB/cm^[25]. 方程右边的第一项表示了自相位调制和交叉相位调制非线性作用. 第二项、第三项分别为四波混频项及波导对光的线性损耗项. γ_x ($x = p, i, s$) 为波导在对应波长处的非线性系数. 对于体现出交叉相位调制的非线性系数 γ_{xy} ($xy = ps, si, pi$), 采用平均角频率 $\omega_{xy} = (\omega_x + \omega_y)/2$ 所对应的波长在此波导中的非线性系数值. γ_{FWM} 取泵浦波长处的非线性系数.

衡量四波混频波长转换的一个重要的参数就是在某一波导长度下的波长转换效率 η , 其数学定义为在某一波导长度下输出的闲频光功率与输入的信号光功率之比, 具体表达如下式所示:

$$\eta = \frac{P_{\text{idler}}^{\text{out}}}{P_{\text{signal}}^{\text{in}}}. \quad (11)$$

图 5 给出在泵浦光功率密度为 0.05 GW/cm², 信号光功率为 10 mw, 波导长度在 3 cm 的情况下取不同泵浦光波长时 TE 基模的波长转换效率图.

从图 5 可看到当泵浦光波长选定在靠近二阶零色散点的正色散区时 (此处泵浦波长为 4.08 μm), 虽然在泵浦波长附近有着较高的转换效率, 但随着信号光波长逐渐远离泵浦光波长时, 转换效率迅速

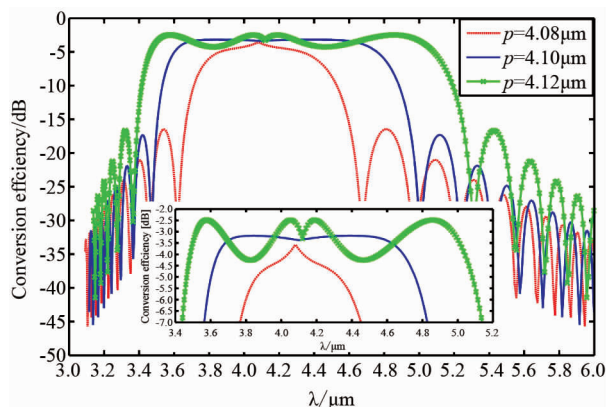


图5 不同泵浦波长下的中红外波长转换效率曲线及3dB有效带宽局部放大图

Fig.5 The infrared wavelength conversion efficiency curve at different pump wavelengths and the partial enlarged view of the 3dB effective bandwidth

减小,3dB带宽只有从波长 $3.781\ \mu\text{m}$ 到 $4.431\ \mu\text{m}$ 间隔 $650\ \text{nm}$ 的带宽.当泵浦光波长设定在零色散点的负色散区时(如泵浦光波长为 $4.100\ \mu\text{m}$ 和 $4.12\ \mu\text{m}$),其3dB带宽均较 $4.080\ \mu\text{m}$ 泵浦光情况下有很大提升,并且 $4.120\ \mu\text{m}$ 泵浦光所对应的3dB转换带宽比 $4.100\ \mu\text{m}$ 泵浦光所对应的3dB带宽要宽.这些现象都可以从上文的相位匹配中得到很好的解释.对于泵浦光波长为 $4.100\ \mu\text{m}$ 时3dB的转换波长范围从 $3.576\ \mu\text{m}$ 到 $4.803\ \mu\text{m}$,转换带宽扩大到 $1227\ \text{nm}$.对于泵浦光波长为 $4.120\ \mu\text{m}$ 时3dB的转换波长范围从 $3.450\ \mu\text{m}$ 到 $5.114\ \mu\text{m}$,转换带宽为 $1664\ \text{nm}$.从图5还可看出当泵浦光离二阶零色散点稍远的话虽然可以提高3dB转换带宽但是宽带转换会变的不平坦.这些可以从 $4.100\ \mu\text{m}$ 的泵浦波长与 $4.120\ \mu\text{m}$ 的泵浦波长所对应的波长转换效率曲线的对比中得到明显的体现.即 $4.100\ \mu\text{m}$ 靠近零色散点的泵浦波长所对应的转换效率曲线比 $4.120\ \mu\text{m}$ 泵浦波长所对应的明显平坦很多,在很宽的信号光范围内波长转换效率的值波动很小.因此,要想实现平坦宽带波长转换就需要将泵浦光波长设置在靠近二阶零色散点的负色散区.同样由图5还可以看到,虽然本文所用的泵浦光功率密度只有 $0.05\ \text{GW}/\text{cm}^2$,比文献17、23所用的功率要小的多,但可以达到最大 $-2.479\ \text{dB}$ 的转换效率.这归因于GOS脊型波导在中红外波段大的非线性系数及小的损耗系数.

3 结论

提出一种新型GOS脊形波导结构.通过对波导

二阶色散曲线的调节,最终确定了优化的GOS脊型波导结构尺寸.在此优化的波导结构下数值研究了在中红外波段的宽带波长转换.结果表明,当泵浦光波长设在此波导的第一个零色散点波长附近的负色散区时可以实现宽带波长转换,3dB转换带宽可达到 $1664\ \text{nm}$.在 $0.05\ \text{GW}/\text{cm}^2$ 的泵浦光功率密度下最大转换效率可达到 $-2.479\ \text{dB}$.这一转换效率比之前的SOS波导 $-10\ \text{dB}$ 转换效率要大很多.该波导结构的设计优化和在对中红外宽带波长转换的研究对未来中红外空间光子网络与通信发展具有一定的促进作用,同时也为实现连续宽带中红外源提供了一种有效途径.

References

- [1] Reed G T, Mashanovich G, Gardes F Y, et al. Silicon optical modulators[J]. *Nature photonics*, 2010, **4**(9): 660-660.
- [2] Silverstone J W, Bonneau D, Ohira K, et al. On-chip quantum interference between silicon photon-pair sources[J]. *Nature Photonics*, 2014, **8**(2): 104-108.
- [3] Liu L, Kumar R, Huybrechts K, et al. An ultra-small, low-power, all-optical flip-flop memory on a silicon chip[J]. *Nature Photonics*, 2010, **4**(3): 182-187.
- [4] Liu X, Osgood R M, Vlasov Y A, et al. Mid-infrared optical parametric amplifier using silicon nanophotonic waveguides[J]. *Nature Photonics*, 2010, **4**(8): 557-560.
- [5] Lipson M. Guiding, modulating, and emitting light on silicon-challenges and opportunities[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2005, **23**(12): 4222-4238.
- [6] Vlasov Y A. Silicon photonics for next generation computing systems[C]. European Conference on Optical Communications, 2008: 1-2.
- [7] Lee B G, Bergman K. Silicon nano-photonics interconnection networks in multicore processor systems[C]. *Frontiers in Optics: Optical Society of America*, 2008: FTThS1.
- [8] Dinu M, Quochi F, Garcia H. Third-order nonlinearities in silicon at telecom wavelengths[J]. *Applied Physics Letters*, 2003, **82**(18): 2954-2956.
- [9] Liang T, Nunes L, Sakamoto T, et al. Ultrafast all-optical switching by cross-absorption modulation in silicon wire waveguides[J]. *Optics Express*, 2005, **13**(19): 7298-7303.
- [10] Almeida V R, Barrios C A, Panepucci R R, et al. All-optical control of light on a silicon chip[J]. *Nature*, 2004, **431**(7012): 1081-1084.
- [11] Claps R, Dimitropoulos D, Han Y, et al. Observation of Raman emission in silicon waveguides at $1.54\ \mu\text{m}$ [J]. *Optics Express*, 2002, **10**(22): 1305-1313.
- [12] Tsang H K, Wong C S, Liang T K, et al. Optical dispersion, two-photon absorption and self-phase modulation in silicon waveguides at $1.5\ \mu\text{m}$ wavelength[J]. *Applied Physics Letters*, 2002, **80**(3): 416-418.
- [13] Cowan A, Rieger G, Young J. Nonlinear transmission of $1.5\ \mu\text{m}$ pulses through single-mode silicon-on-insulator waveguide structures[J]. *Optics express*, 2004, **12**(8): 1611-1621.

- [14] Dekker R, Driessen A, Wahlbrink T, *et al.* Ultrafast Kerr-induced all-optical wavelength conversion in silicon waveguides using 1.55 μm femtosecond pulses[J]. *Optics express*, 2006, **14**(18):8336–8346.
- [15] De Leonardis F, Passaro V M N. Efficient wavelength conversion in optimized SOI waveguides via pulsed four-wave mixing[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2011, **29**(23):3523–3535.
- [16] An L, Liu H, Sun Q, *et al.* Wavelength conversion in highly nonlinear silicon-organic hybrid slot waveguides [J]. *Applied optics*, 2014, **53**(22):4886–4893.
- [17] Tien E K, Huang Y, Gao S, *et al.* Discrete parametric band conversion in silicon for mid-infrared applications [J]. *Optics express*, 2010, **18**(21):21981–21989.
- [18] YIN Jing-Chan, XIAO Xiao-Sheng, YANG Chang-Xi. Experimental study of slow light based on four-wave mixing wavelength conversion and dispersion in optical fibers[J]. *Acta Phys. Sin.* (尹经禅, 肖晓晟, 杨昌喜. 基于光纤四波混频波长转换和色散的慢光实验研究. *物理学报*), 2010, **59**(06):3986–06.
- [19] Soref R. Mid-infrared photonics in silicon and germanium [J]. *Nature Photonics*, 2010, **4**(8):495–497.
- [20] Malik A, Muneeb M, Pathak S, *et al.* Germanium-on-silicon mid-infrared arrayed waveguide grating multiplexers [J]. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 2013, **25**(18):1805–1808.
- [21] Wang P, O'Mahony C C, Lee T, *et al.* Mid-infrared Raman sources using spontaneous Raman scattering in germanium core optical fibers[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, **102**(1):011111.
- [22] Werle P, Slemr F, Maurer K, *et al.* Near-and mid-infrared laser-optical sensors for gas analysis [J]. *Optics and lasers in engineering*, 2002, **37**(2):101–114.
- [23] Huang Y, Tien E K, Gao S, *et al.* Quasi-phase matching in SOI and SOS based parametric wavelength converters [C]. SPIE Photonic Devices Applications, International Society for Optics and Photonics, 2011: 81200F-81200F-7.
- [24] Zhang L, Agarwal A M, Kimerling L C, *et al.* Nonlinear group IV photonics based on silicon and germanium; from near-infrared to mid-infrared[J]. *Nanophotonics*, 2014, **3**(4-5):247–268.
- [25] De Leonardis F, Troia B, Passaro V. Mid-IR optical and nonlinear properties of germanium on silicon optical waveguides[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2014, **32**(22):3747–3757.
- [26] Hon N K, Soref R, Jalali B. The third-order nonlinear optical coefficients of Si, Ge, and $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ in the midwave and longwave infrared [J]. *Journal of Applied Physics*, 2011, **110**(1):011301–011301.
- [27] Agrawal G P. *Nonlinear fiber optics*[M]. Academic press, 2006.

~~~~~

(上接 249 页)

- [9] Sabchevski S, Idehara T, Ogawa I, *et al.* Computer simulation of axis-encircling beams generated by an electron gun with a permanent magnet system[J]. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 2000, **21**(8):1191–1209.
- [10] He W, Whyte C G, Rafferty E G, *et al.* Axis-encircling electron beam generation using a smooth magnetic cusp for gyrodevices[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, **93**(12):121501.
- [11] Gallagher D A, Barsanti M, Scafuri F, *et al.* High-power cusp gun for harmonic gyro-device applications[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2000, **28**(3):695–699.
- [12] Jiao C, Luo J. Linear and nonlinear analysis of a gyrotron traveling wave amplifier with misaligned electron beam [J]. *Physics of Plasmas*, 2006, **13**(11):113101.
- [13] Zhang S C, Thumm M. Kinetic description of the influence of electron-beam misalignment on the performance of a coaxial - cavity gyrotron[J]. *Physics of Plasmas*, 1996, **3**(7):2760–2765.
- [14] Zhang S C, Liu Y. Gyrokinetic formula and experimental examination of the electron-beam misalignment effect on the efficiency of a cylindrical-cavity gyrotron oscillator[J]. *Physical Review E*, 2001, **63**(2):026501.
- [15] Dumbrajs O, Shenggang L. Kinetic theory of electron-cyclotron resonance masers with asymmetry of the electron beam in a cavity[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1992, **20**(3):126–132.
- [16] Nusinovich G S, Dumbrajs O, Levush B. Wave interaction in gyrotrons with off - axis electron beams[J]. *Physics of Plasmas*, 1995, **2**(12):4621–4630.
- [17] Wang Q, Luo J, Peng S. Time domain analysis of a gyrotron traveling wave amplifier with misaligned electron beam [J]. *Physics of Plasmas*, 2014, **21**(8):083104.
- [18] Jiao C Q, Luo J R. Linear theory of large-orbit gyrotron traveling wave amplifiers with misaligned electron beam [J]. *Physics of Plasmas*, 2010, **17**(11):114502.
- [19] Jiao C Q, Luo J R. Linear and nonlinear theories of a large-orbit gyrotron traveling wave amplifier [J]. *Physics of Plasmas*, 2010, **17**(05):054503.
- [20] Wang Q S, Kou C S, McDermott D B, *et al.* High-power harmonic gyro-TWT's. II. Nonlinear theory and design [J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1992, **20**(3):163–169.
- [21] Chu K R, Chen H Y, Hung C L, *et al.* Theory and experiment of ultrahigh-gain gyrotron traveling wave amplifier [J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1999, **27**(2):391–404.