

基于夹层氮化硅波导的可见-中红外超连续谱特性研究

孙嘉浩¹, 程如敏¹, 郭凯^{2*}, 尹金德³, 卿笃安³, 李玲¹, 闫培光¹

(1. 深圳大学物理与光电工程学院 深圳市激光工程重点实验室, 广东 深圳 518060;

2. 军事科学院系统工程研究院, 北京 100141;

3. 深圳市诺安智能股份有限公司, 广东 深圳 518107)

摘要:提出一种低厚度氮化硅-蓝宝石-氮化硅夹层波导结构。利用其色散波辐射现象和中红外相位匹配条件, 结合波导脉冲传输模型, 讨论了夹层波导不同物理尺寸对相位匹配点和光谱展宽的影响, 数值模拟获得了 0.5~4 μm 的超连续谱展宽, 并且在 -40 dB 水平下具有更远中红外色散波产生。通过该模型, 详细解释了非线性波导脉冲传输的潜在机制。理论模型分析表明, 通过优化氮化硅及蓝宝石夹层的物理尺寸, 进而改变相位匹配条件, 可以在较宽的波长范围内控制色散波的位置。

关键词:非线性光学; 超连续谱; 中红外; 色散工程; 氮化硅

中图分类号: TN252

文献标识码: A

Characterization of visible-mid-infrared supercontinuum spectrum based on sandwiched silicon nitride waveguide

SUN Jia-Hao¹, CHENG Ru-Min¹, GUO Kai^{2*}, YIN Jin-De³, QING Du-An³, LI Ling¹, YAN Pei-Guang¹

(1. Shenzhen Key Laboratory of Laser Engineering, School of Physics and Optoelectronic Engineering, Shenzhen University, Shenzhen 518060, , China;

2. Institute of Systems Engineering, Academy of Military Science, Beijing 100141, China;

3. Shenzhen Noonan Intelligent Co., Ltd., Shenzhen 518107, China)

Abstract: This paper introduces a low-thickness sandwich waveguide structure comprising silicon nitride-sapphire-silicon nitride layers. By exploiting its dispersion wave radiation effect and mid-infrared phase matching condition, combined with the waveguide pulse transmission model, this study examines the impact of different physical sizes of the sandwich waveguide on the phase matching point and spectral broadening. Through numerical simulation, a supercontinuum spectrum ranging from 0.5 to 4 μm is generated, producing a farther mid-infrared dispersion wave at a -40 dB level. Moreover, this model provides an in-depth mechanism for nonlinear waveguide pulse transmission. Theoretical analysis reveals that modifying the physical size of the silicon nitride and sapphire interlayer and altering the phase-matching conditions can regulate the position of the dispersion wave across a broader wavelength range.

Key words: nonlinear optics, supercontinuum spectrum, mid-infrared, dispersion engineering, silicon nitride

引言

中红外 (Mid-IR) 波段被认为是光谱学中最有潜力的波长之一, 包含众多重要的化学键特征吸收

峰, 可被用于生物医学、成像探测、军事制导等领域^[1]。在目前的众多集成非线性光学平台中, 氮化硅 (Si_3N_4) 波导具有较高的非线性折射率系数 ($n_2 = 2.4 \times 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{W}$), 极低的片上光学损耗, 不仅与现

收稿日期: 2023-09-13, Received date: 2023-09-13.

基金项目: 国家自然科学基金 (12074264), 深圳市科技计划项目 (JCYJ20220818095604010)

Foundation items: Supported by the National Natural Science Foundation of China (12074264), Shenzhen Science and Technology Program (JCYJ20220818095604010)

作者简介 (Biography): 孙嘉浩 (1999-), 男, 浙江嘉兴人, 硕士, 主要研究领域为非线性光学. E-mail: 2100453041@email.szu.edu.cn.

* 通讯作者 (Corresponding author): E-mail: guokai07203@hotmail.com

有的互补金属氧化物半导体(Complementary Metal Oxide Semiconductor, 简称 CMOS)工艺兼容^[2-3], 并且其在近红外波段没有双光子吸收^[4]和具有较大的透明窗口(0.5–7 μm), 这使得基于氮化硅波导产生的超连续谱能扩展到中红外波段, 可适用于片上集成宽谱超连续谱光源应用。色散波(Dispersive wave, 简称 DW)的产生是获得宽带频谱的有效机制之一, 是孤子在高阶色散和相位匹配条件的共同作用下^[5], 将脉冲能量释放到其他波长区域的过程, 这也是获得高相干扩展光谱的方法之一。

近年来, 关于 Si_3N_4 波导超连续谱的相关研究也相继报道。2012年, 美国康奈尔大学报道了基于双零色散点设计的 4.3 cm Si_3N_4 波导中的超连续谱产生(Supercontinuum generation, 简称 SCG), 泵浦波长为 1 300 nm, 位于两个零色散点之间的反常色散区顶点附近, 在脉冲能量 160 pJ 泵浦下获得了 665~2025 nm 的超连续谱产生^[6], 这一工作极大引起了人们对 CMOS 兼容片上超连续谱产生的关注。2017年, 荷兰特温特大学 M. G. Porcel 等人, 通过设计氮化硅波导、氮化硅波导顶部以及侧面的二氧化硅包层厚度, 使得氮化硅的波导色散在 1 500 nm 附近波段为平坦的反常色散, 最终实现了从可见光 0.52 μm 到大于 2.6 μm 的超连续谱, 谱宽覆盖了 2.2 个光学倍频程^[7]。除了上述的单芯氮化硅波导之外, 2020年, 洛桑联邦理工学院制备了一种基于氮化硅的非对称耦合波导, 通过设计耦合宽波导的 TE_{01} 模与窄波导的 TE_{00} 模的发生耦合从而调控波导在中红外区的色散曲线, 泵浦脉冲中心波长 1 550 nm、脉宽 <70 fs、脉冲能量 >1 nJ, 波导长度 5 mm, 实验获得了从 0.5 μm 到 3.7 μm 的超连续谱^[8]。2022年, 南开大学仿真了一种基于 Si_3N_4 水平槽波导产生四个 DWs 的新方法^[9]。通过在可见光波段的正色散区域入射泵浦光, 从而引起其余反常和正常色散区域的多个 DWs 产生。这为产生宽谱中红外超连续谱打开了新思路。但仿真中所用的 Si_3N_4 均为厚氮化硅, 在实际加工中需要经过多次退火沉积, 不利于大批量生产。除此之外, 国外有众多研究团队也在不断追求将 DW 远波长端扩展到更远中红外的方法^[10-14]。

在本文中, 在氮化硅基底上先后沉积蓝宝石夹层和低厚度氮化硅, 得到所仿真设计的氮化硅夹层结构。在 1 550 nm 波段泵浦脉冲光源作用下, 在可见光和中红外区域分别产生 DWs。此外还详细

分析了夹层波导结构各参数对 DWs 位置和产生频谱的关系。低厚度的蓝宝石夹层和氮化硅易于被沉积, 降低了加工成本和难度。此外, 还可以通过色散工程和相位匹配来控制 DW 的位置, 并且得到比原始单波导优异许多的中红外 DW, 更有利于宽带超连续谱产生。

1 理论基础

1.1 波导结构与脉冲传输

如下图 1 所示为用于产生超连续谱的 Si_3N_4 夹层波导结构示意图。超短脉冲沿着波导端口输入, 在波导中色散与非线性的相互平衡下, 输出频谱会随着距离而展宽。当输入脉冲中心在波导的反常色散区($D > 0$)时, 脉冲孤子会在反常色散区压缩分裂成一系列孤子, 每个孤子频移和传输距离的变化强烈依赖于波导内传输的光功率, 而多孤子裂变使频谱不均匀展宽。而当频谱展宽到 DW 区域时, 孤子受到三阶或高阶色散扰动时, 会在正常色散区产生 DW, 对应的波长由相位匹配条件决定。而相反地, 当输入脉冲中心在波导的正常色散区($D < 0$)时, 波导中的主要非线性效应为自相位调制(SPM)、交叉相位调制(XPM)、四波混频(FWM)等。在光谱展宽过程中, 其中占主要地位的是 SPM, 并且由于传播过程中, 脉冲前沿红移大于脉冲后沿的蓝移, 导致脉冲变宽和光谱展宽的幅度减小。

传统的条形单波导只能调节波导的宽度和高度, 使色散设计自由度受到波导原始尺寸的限制。如图 1 所示, 夹层波导有多个可调几何参数: 波导宽度 W , 上层 Si_3N_4 厚度 H_u , Al_2O_3 夹层厚度 H_s , 下层 Si_3N_4 厚度 H_l , 进一步扩展了非线性效应的灵活性, 从而进一步控制 DW 产生位置。

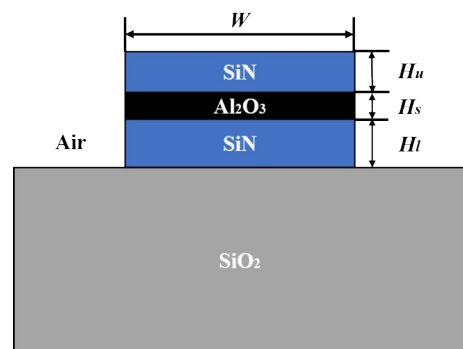


图 1 氮化硅夹层波导结构示意图

Fig. 1 Schematic diagram of silicon nitride sandwich waveguide structure.

当满足以下相位匹配条件时,我们就能确定 DWs 的波长或频率,

$$\beta(\omega) = \beta(\omega_s) + \beta(\omega - \omega_s) + \frac{1}{2} \gamma P_s, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \Delta\beta(\omega) &= \beta(\omega) - \beta(\omega_s) - \beta(\omega - \omega_s) - C_0 \\ &= \sum_{n=2}^{\infty} \frac{(\omega - \omega_s)^n}{n!} \frac{d^n}{d\omega^n} \beta(\omega_s) - C_0 \end{aligned}, \quad (2)$$

其中, ω_s 表示孤子频率, $\beta(\omega)$ 表示传播常数, γ 表示非线性系数, P_s 表示孤子峰值功率。其中由于常数项对孤子相位的非线性贡献较小,可忽略不计。通过对色散和相位匹配条件的调控,可以确定 DWs 的位置并进行控制调谐。

1.2 色散和非线性特性

色散主要包括模式色散、材料色散和波导色散,其中模式色散通常限制为基模即 TE₀₀ 模和 TM₀₀ 模;材料色散由同一材料在不同波长处的折射率不同所决定;波导色散主要是根据不同波导结构所定,由波导截面结构尺寸决定。在设计 DW 时,需要充分考虑波导材料和结构,从而设计出具有符合理想色散曲线的非线性波导器件。

色散曲线可由以下公式得出,

$$D = \frac{d\tau}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2\beta}{d\omega^2} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2}, \quad (3)$$

其中 D 是色散参数, λ 是波长, c 是真空中光速, n_{eff} 是波导截面有效折射率。各阶色散系数也可以由以下公式得到:

$$\beta_n = \frac{d^n \beta}{d\omega^n}, \quad (4)$$

$$\beta = \frac{n_{eff} \omega}{c}, \quad (5)$$

$$\beta_n = \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \cdot D, \quad (6)$$

从上述可以看出,波导的色散特性主要与波导有效折射率的二阶导数有关。因此当我们改变波导尺寸,进而改变波导中折射率与波长之间的关系,就可以调控波导的色散曲线。考虑材料折射率时,可以用 Sellmeier 方程来表示折射率与波长的关系:

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{C_1 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{C_2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \frac{C_3 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_3^2}, \quad (7)$$

利用椭偏仪得到所用的 Si₃N₄ 晶圆折射率随波长变化的曲线,再利用 Sellmeier 方程拟合,并且 Si, SiO₂, Al₂O₃ 的有效折射率如下表 1 所示。在 COMSOL 中建立具体结构模型,采用全矢量有限元法 (all vector finite element method, 简称 FEM) 得到 Si₃N₄ 夹层波导中在不同波长下 TE 模的截面有效折射率 n_{eff} 。

当我们设置下层 Si₃N₄ 厚度 H_l 500 nm, 上层 Si₃N₄ 厚度 H_u 200 nm, 中间层 Al₂O₃ 厚度 H_s 30 nm, 波导宽度 W 1.8 μm, 如图 2 所示为 Si₃N₄ 夹层波导在不同波长下模场截面图,可以发现随着波长增加,存在于下层波导中的条形模式逐渐向夹层模式转换,导致相应的 n_{eff} 也随之改变。从图 2(e)、(f) 可看出, Si₃N₄ 夹层波导在长波长处能够很好的束缚模场。如图 3 所示, Si₃N₄ 夹层波导的两个零色散点被设计为在 1 μm, 2.2 μm, 在 0.5~1 μm 和 2.2~3 μm 范围内是正常色散区域,这个范围内主要发生的非线性作用为 SPM, 能够产生较为平坦以及相干性高的超连续谱,但产生的频谱范围较窄;在 1~2.2 μm 范围内是负色散区域,通常将泵浦光选择在这个区域泵浦,这个范围内发生最为激烈的非线性效应,即孤子裂变,能够在最大程度上展宽频谱,但由于孤子的相互作用,在此区域内产生的频谱不够平坦,相干性较差。如图 4 所示 Si₃N₄ 夹层波导具有三个相位匹配点即 0.5 μm、1.55 μm、3.6 μm, 通常在短波 0.5 μm 和长波 3.6 μm 附近会产生设计所需的色散波,进一步扩宽频谱。

1.3 GNLSE 方程

在反常色散区域中,我们通过输入 1550 nm 波长高斯型脉冲,经过满足一系列相位匹配条件后产生两个 DWs, 使光谱进一步扩展到中红外区域。此外,我们详细讨论了相位匹配点与波导参数的依赖关系,并通过基于广义非线性薛定谔方程 (Generalized Schrodinger equation, 简称 GNLSE) 和 MATLAB 计算相应的光谱来验证。

表 1 各材料折射率的 Sellmeier 方程常数

Table 1 Sellmeier equation constant of refractive index of each material

材料	C ₁	C ₂	C ₃	λ ₁	λ ₂	λ ₃	Reference
Si	10.668 429 33	0.003 043 475	1.541 334 08	0.301 516 485 5	1.134 751 15	1 104	[15]
SiO ₂	0.696 166 3	0.407 942 6	0.897 479 4	0.684 043	0.116 241 4	9.896 161	[16]
Al ₂ O ₃	1.431 349 3	0.650 547 13	5.341 402 1	0.072 663 1	0.119 324 2	18.028 251	[17]

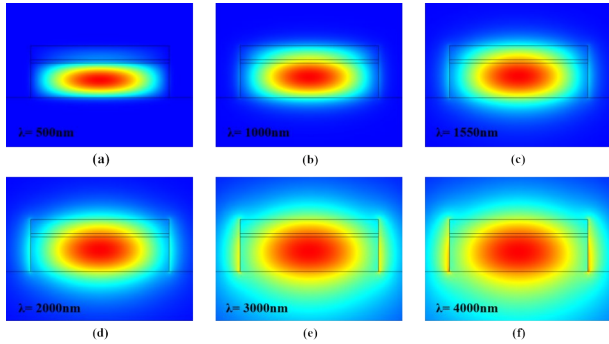


图2 不同波长下氮化硅夹层波导模场截面图。

Fig. 2 Mode field cross-section of silicon nitride sandwich waveguide at different wavelengths

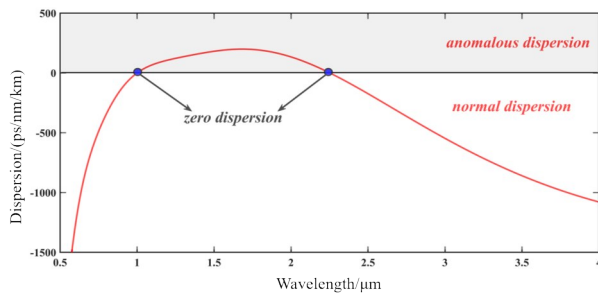


图3 氮化硅夹层波导色散系数图,灰色区域代表反常色散区,白色区域代表正常色散区

Fig. 3 The dispersion coefficient diagram of the silicon nitride sandwich waveguide. The gray area represents the abnormal dispersion region, and the white area represents the normal dispersion region.

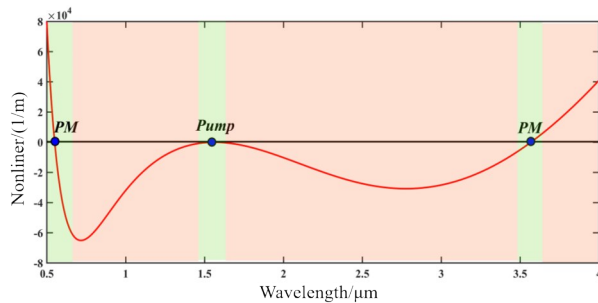


图4 1550 nm输入波长下氮化硅夹层波导相位匹配图

Fig. 4 Phase matching (PM) diagram of silicon nitride sandwich waveguide at 1550 nm input wavelength.

$$\frac{\partial A(z, T)}{\partial z} = -\left(\sum_{m=2} \beta_m \frac{i^{m-1}}{m!} \frac{\partial^m}{\partial T^m} + \frac{\alpha}{2}\right) A(z, T) + i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T}\right) (A(z, T)) \int_{-\infty}^{\infty} R(t') |A(z, T - t')|^2 dt' \quad (m \geq 2) \quad (8)$$

其中, A 是脉冲的瞬时振幅(电场包络线), ω_0 是载波频率, α 是线性损耗和自由载流子损耗, β_n 表示 n 阶

色散系数, $R(t)$ 表示拉曼响应函数。右边第一项表示色散效应和损耗, 第二项表示非线性效应, 包括自相位调制、自陡效应、双光子吸收效应和拉曼效应等。在仿真中, 本文忽略了 Si_3N_4 中的脉冲拉曼散射。本文使用四阶龙格库塔方法(RKM4)来计算GNLSE, 其优点是运用了微分中值定理的原理, 可大幅提高计算速度和精度^[18]。

2 仿真结果

2.1 波导宽度 W 对 DWs 和 SCG 的影响

仿真所用脉冲光源为 1 550 nm 中心波长, 200 fs 脉宽, 1 kW 峰值功率, 夹层波导长度均为 10 mm, 以下所用光源和波导长度均为以上参数。如图 5 所示, 保持下层 Si_3N_4 厚度 H_l 为 500 nm, 夹层 Al_2O_3 厚度 H_s 为 50 nm, 上层 Si_3N_4 厚度 H_u 为 200 nm, 使整体波导宽度 W 从 1.4 μm 调整到 2.2 μm , 步进为 0.4 μm 。图 5(a) 为不同宽度下的波导相位匹配图。我们可以观察到长波长相位匹配点进一步向中红外移动。这是由于随着宽度的增加, 波导整体的有效折射率曲线发生变化, 而有效折射率会进一步影响波导结构色散的改变和零色散点的偏移。由(2)(6)式可知, 波导色散的变化会导致相位匹配曲线的偏移。不同波导宽度的光谱如图所示。产生的色散波的位置与相位匹配点的移动基本一致。短波色散波(SWDW)的位置相对稳定, 而长波色散波(LWDW)则向长波方向大范围移动。当 W 为 1 800 nm 时, 光谱从可见光 500 nm 扩展到中红外 4 000 nm, 在 -40 dB 的水平上产生两个 DWs。

2.2 下层 Si_3N_4 厚度 H_l 对 DWs 和 SCG 的影响

如图 6 所示, 保持夹层 Al_2O_3 厚度 H_s 为 50 nm, 上层 Si_3N_4 厚度为 H_u 200 nm, 整体波导宽度 W 为 1.8 μm , 以 100 nm 的步长将下层 Si_3N_4 厚度 H_l 从 300 nm 上调至 500 nm, 改变波导的有效折射率, 从而可以进一步调整零色散点和相位匹配点的位置。与改变整体宽度不同的是, 较高的上下层 Si_3N_4 厚度会导致工艺上的低成品率, 所以我们以步进 100 nm 的厚度变化改变下层 Si_3N_4 厚度, 从而获得可控的相位匹配点。在我们对 H_l 上调的过程中, 可以观察到短波零相位匹配点从 0.7 μm 蓝移至 0.5 μm 附近, 长波零相位匹配点从 1.6 μm 附近红移至 3.5 μm , 实现了短波 0.2 μm 和长波 1.9 μm 的漂移。从图 6 (b) 我们可以观察到中红外色散波的产生, 但是在 H_l 为 300 nm 时光谱展宽效果不大, 这是因为 SPM 所带来的关于脉冲中心的频谱展宽, 在此过程中脉冲

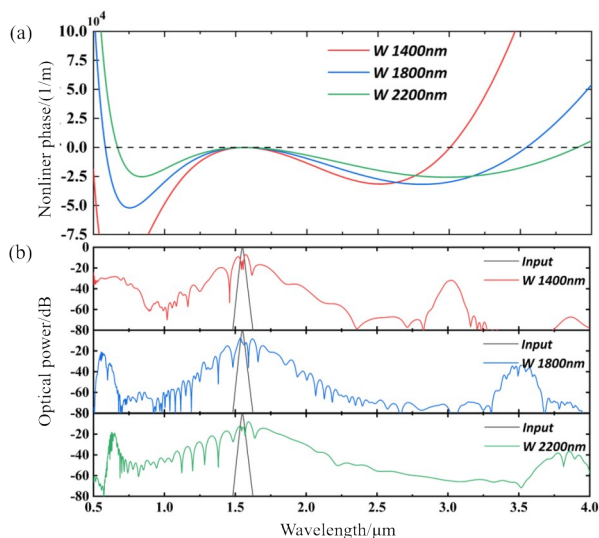


图5 在 1 550 nm 脉冲, $H_1=500$ nm, $H_s=50$ nm, $H_u=200$ nm 条件下,不同 W 对相位匹配及 SCG 影响:(a) 不同 W 条件下氮化硅夹层波导的相位匹配图;(b) 不同 W 条件下氮化硅夹层波导的 SCG 谱图

Fig. 5 Effect of different W on phase matching and SCG under 1 550 nm pulse, $H_1=500$ nm, $H_s=50$ nm, $H_u=200$ nm conditions: (a) Phase matching plots of silicon nitride sandwich waveguides under different W conditions; (b) SCG spectra of silicon nitride sandwich waveguides under different W conditions

被逐渐压缩但频谱展宽不大。

2.3 上层 Si_3N_4 厚度 H_u 对 DWs 和 SCG 的影响

与改变下层 Si_3N_4 厚度 H_1 相同,我们保持夹层 Al_2O_3 厚度 H_s 为 50 nm,下层 Si_3N_4 厚度 H_u 为 500 nm,整体波导宽度 W 为 1.8 μm ,以 100 nm 的步长将上层 Si_3N_4 厚度 H_u 从 0 nm 上调至 300 nm,从而可以观察到,短波零相位匹配点相对稳定在 0.6 μm 附近,长波零相位匹配点从 2.7 μm 移动至 3.5 μm 附近。如图 7(b) 所示的 SCG 光谱图进一步验证了色散波产生位置和相位匹配点的关系。

2.4 Al_2O_3 厚度 H_s 对 DWs 和 SCG 的影响

我们进一步研究了夹层 Al_2O_3 厚度 H_s 对相位匹配点和色散波产生位置的影响。夹层厚度 H_s 要考虑实际加工过程,所以设定在 30 nm、40 nm、50 nm 范围内变化,上层 Si_3N_4 厚度 H_1 200 nm,下层 Si_3N_4 厚度 H_u 500 nm,整体波导宽度 W 1.8 μm 。如图 8 所示,各厚度的相位匹配点和 SCG 谱图相互对应,整体上并没有太大变化。这是由于低厚度 Al_2O_3 对整体波导的有效折射率的贡献较小,厚度变化引起整体有效折射率的变化较小,可在小范围内增强波导

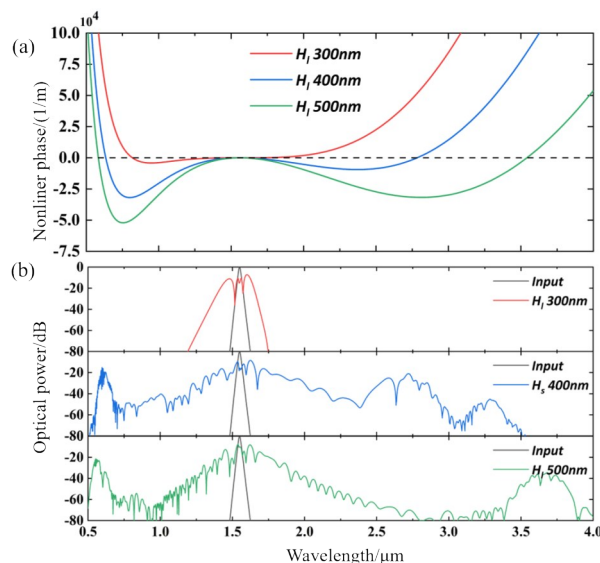


图6 在 1 550 nm 脉冲, $W=1800$ nm, $H_s=50$ nm, $H_u=200$ nm 条件下,不同 H_1 对相位匹配及 SCG 影响:(a) 不同 H_1 条件下氮化硅夹层波导的相位匹配图;(b) 不同 H_1 条件下氮化硅夹层波导的 SCG 谱图

Fig. 6 Effect of different H_1 on phase matching and SCG under 1 550 nm pulse, $W=1800$ nm, $H_s=50$ nm, $H_u=200$ nm conditions: (a) Phase matching plots of silicon nitride sandwich waveguides under different H_1 conditions; (b) SCG spectra of silicon nitride sandwich waveguides under different H_1 conditions

相位匹配点的偏移。相比较下, H_s 为 30 nm 时具有更平坦的光谱图,在 -40 dB 水平下产生两个 DWs。

3 讨论

关于损耗,由于本仿真中氮化硅波导通常只有几毫米左右,损耗在决定非线性传输中所占用的作用较小。为了进行比较,我们利用已有的不同长度的氮化硅直波导进行波导损耗测试。输入光源为 16.4 mw 的 EDFA 并考虑 6 dB 耦合损耗,在 1 550 nm 波长处测得波导自身损耗为 0.68 dB/mm。我们基于损耗重新进行仿真,发现对于脉冲展宽和频谱质量没有太大影响。

对于加工,本仿真中所采用的下层 500 nm 氮化硅,在 500 nm 氮化硅层上使用原子层沉积 (Atomic layer deposition, 简称 ALD) 和低压化学气相沉积 (Low Pressure Chemical Vapor Deposition, 简称 LPCVD) 蓝宝石薄膜和低厚度氮化硅,可有效减小在相同厚度下氮化硅中的应力和 N-H 键,减少退火次数,提高成品率。经沉积-退火消除部分应力后可进一步自主选择沉积蓝宝石厚度,以及上层氮化硅

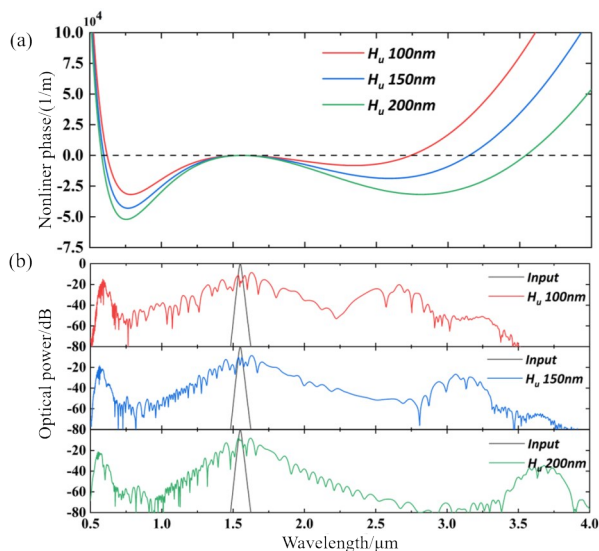


图7 在1 550 nm脉冲, $W=1\ 800\ \text{nm}$, $H_s=50\ \text{nm}$, $H_l=500\ \text{nm}$ 条件下,不同 H_u 对相位匹配及SCG影响:(a)不同 H_u 条件下氮化硅夹层波导的相位匹配图;(b)不同 H_u 条件下氮化硅夹层波导的SCG谱图

Fig. 7 Effect of different H_u on phase matching and SCG under 1 550 nm pulse, $W=1\ 800\ \text{nm}$, $H_s=50\ \text{nm}$, $H_l=500\ \text{nm}$ conditions: (a) Phase matching plots of silicon nitride sandwich waveguides under different H_u conditions; (b) SCG spectra of silicon nitride sandwich waveguides under different H_u conditions

厚度。在实际加工中,我们也初步尝试在500 nm氮化硅波导上ALD沉积50 nm蓝宝石薄膜,并取得优质的薄膜质量。如图9所示为扫描隧道显微镜(SEM)下的氮化硅-蓝宝石波导图。

对于SCG过程,我们采用蓝宝石作为中心夹层,相对于文献中的二氧化硅,在中红外区域具有很大的透明窗口,有助于实现更平坦的中红外超连续谱产生,并且只需改变相应的参数,就能实现一定程度上的色散波控制。如下表2所示,我们列举了一些在硅和氮化硅中DWs产生的结果。相比较之下,本文所提出的低厚度夹层氮化硅具有更远中红外DW和更小物理尺寸。

4 结论

本文基于低厚度氮化硅的夹层结构,通过改变波导物理尺寸,实现了更远的中红外色散波控制和平坦的相位匹配。500 nm氮化硅厚度上沉积蓝宝石夹层和更低厚度上层氮化硅,具有实际加工意义和可能性。相比较与同等厚度氮化硅波导,具有更优异的色散和相位匹配表现,意味着在

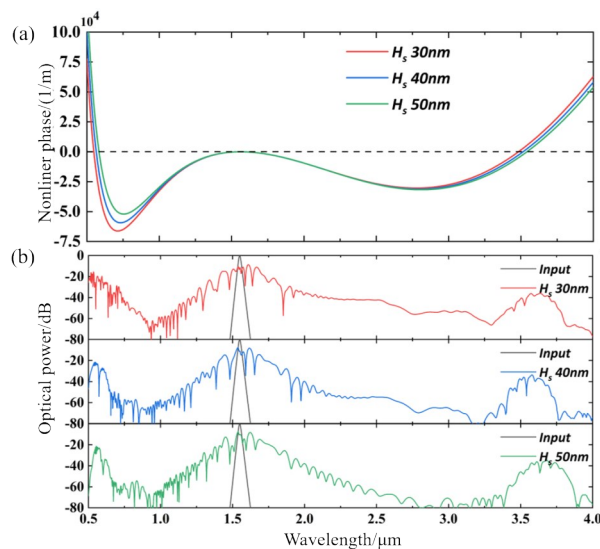


图8 在1 550 nm脉冲, $W=1\ 800\ \text{nm}$, $H_u=200\ \text{nm}$, $H_l=500\ \text{nm}$ 条件下,不同 H_s 对相位匹配及SCG影响:(a)不同 H_s 条件下氮化硅夹层波导的相位匹配图;(b)不同 H_s 条件下氮化硅夹层波导的SCG谱图

Fig. 8 Effect of different H_s on phase matching and SCG under 1 550 nm pulse, $W=1\ 800\ \text{nm}$, $H_u=200\ \text{nm}$, $H_l=500\ \text{nm}$ conditions: (a) Phase matching plots of silicon nitride sandwich waveguides under different H_s conditions; (b) SCG spectra of silicon nitride sandwich waveguides under different H_s conditions

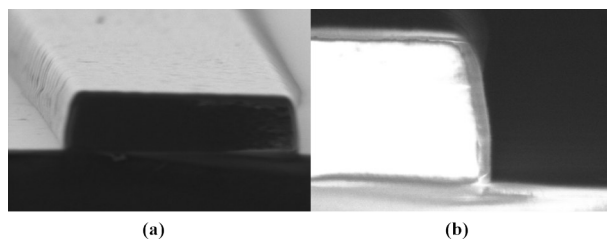


图9 覆盖有ALD蓝宝石薄膜的氮化硅波导SEM图:(a)波导侧面图;(b)波导截面图

Fig. 9 SEM image of silicon nitride waveguide covered with ALD sapphire film: (a) Side view of waveguide; (b) Cross-section of waveguide

同等1 550 nm脉冲输入条件下,前者具有更宽和更平坦频谱输出,可以实现短波长0.2 μm 和长波长1.9 μm 漂移,产生0.5~4 μm 带宽的超连续谱展宽,并且在-40 dB水平下具有更远中红外DW产生。我们所提出的夹层波导可适用于中红外宽谱光源以及长距离低失真脉冲传输,这也可以与其他器件集成在一起,比如消色差元器件和高灵敏度传感器,实现多功能化。

表 2 各报道中波导尺寸、DW 位置和 SC 带宽对比

Table 2 Comparison of waveguide size, DW position and SC bandwidth in each report

Waveguide	Structure parameters/ nm (w×h)	DW position/ μm	SC bandwidth/ μm	Reference
Si	850×220	1.25/2.8	1.25~2.75	[19]
Si ₃ N ₄	1100×720	0.7/1.8	0.67~2.03	[6]
Si ₃ N ₄ /SiO ₂	1000×750	0.7/2.1	0.46~2.13	[20]
Si ₃ N ₄ /SiO ₂	1300×2700	0.5/4.5	0.5~4.5	[21]
Si ₃ N ₄ /Al ₂ O ₃	1800×750	0.5/3.5	0.5~3.55	This work

References

- [1] BARBARA S, Infrared Spectroscopy. Wiley Online Library [M/OL]. 2015 (2023-8-15). <https://doi.org/10.1002/0471238961.0914061810151405.a01.pub3>
- [2] MOSS D J, MORANDOTTI R, GAETA A L, et al. New CMOS-compatible platforms based on silicon nitride and Hydrex for nonlinear optics [J]. *Nature photonics*, 2013, 7(8): 597-607.
- [3] DOMENEGUETTI R R, ZHAO Yun, JI Xing-Chen, et al. Parametric sideband generation in CMOS-compatible oscillators from visible to telecom wavelengths [J]. *Optica*, 2021, 8(3): 316-322.
- [4] BRISTOW A D, ROTENBERG N, VAN DRIEL H M. Two-photon absorption and Kerr coefficients of silicon for 850 - 2200nm [J]. *Applied physics letters*, 2007, 90(19).
- [5] G. P. AGRAWAL, Nonlinear Fiber Optics [M], New York: Springer, 2000: 31.
- [6] HALIR R, OKAWACHI Y, LEVY J S, et al. Ultrabroadband supercontinuum generation in a CMOS-compatible platform [J]. *Optics letters*, 2012, 37(10): 1685-1687.
- [7] PORCEL M A G, SCHEPERS F, EPPING J P, et al. Two-octave spanning supercontinuum generation in stoichiometric silicon nitride waveguides pumped at telecom wavelengths [J]. *Optics express*, 2017, 25(2): 1542-1554.
- [8] GUO Hai-Run, WENG Wen-Le, LIU Jun-Qiu, et al. Nanophotonic supercontinuum-based mid-infrared dual-comb spectroscopy [J]. *Optica*, 2020, 7(9): 1181-1188.
- [9] FANG Yu-Xi, BAO Chang-Jing, WANG Zhi, et al. Multiple coherent dispersive waves generation in silicon nitride slot waveguide [J]. *Applied Physics Letters*, 2022, 120(7).
- [10] SINGH N, HUDSON D D, YU Y, et al. Midinfrared supercontinuum generation from 2 to 6 μm in a silicon nanowire [J]. *Optica*, 2015, 2(9): 797-802.
- [11] ZOU Yi, CHAKRAVARTY S, CHUNG Chi-Jui, et al. Mid-infrared silicon photonic waveguides and devices [J]. *Photonics Research*, 2018, 6(4): 254-276.
- [12] HALIR R, OKAWACHI Y, LEVY J S, et al. Ultrabroadband supercontinuum generation in a CMOS-compatible platform [J]. *Optics letters*, 2012, 37(10): 1685-1687.
- [13] YIN Liang-Hong, LIN Qiang, AGRAWAL G P. Soliton fission and supercontinuum generation in silicon waveguides [J]. *Optics letters*, 2007, 32(4): 391-393.
- [14] LEO F, GORZA S P, SAFIOUI J, et al. Dispersive wave emission and supercontinuum generation in a silicon wire waveguide pumped around the 1550 nm telecommunication wavelength [J]. *Optics letters*, 2014, 39(12): 3623-3626.
- [15] WEBER M J., Handbook of Optical Material [M], New York: CRC Press, 2002.
- [16] SALZBERG C D, VILLA J J. Infrared refractive indexes of silicon germanium and modified selenium glass [J]. *JOSA*, 1957, 47(3): 244-246.
- [17] DODGE M. J., "Refractive Index" in Handbook of Laser Science and Technology [M], New York: CRC Press, 1986.
- [18] BRUNER A, EGER D, ORON M B, et al. Temperature-dependent Sellmeier equation for the refractive index of stoichiometric lithium tantalate [J]. *Optics letters*, 2003, 28(3): 194-196.
- [19] CIRET C, GORZA S P. Generation of ultra-broadband coherent supercontinua in tapered and dispersion-managed silicon nanophotonic waveguides [J]. *JOSA B*, 2017, 34(6): 1156-1162.
- [20] EPPING J P, HELLWIG T, HOEKMAN M, et al. On-chip visible-to-infrared supercontinuum generation with more than 495 THz spectral bandwidth [J]. *Optics express*, 2015, 23(15): 19596-19604.
- [21] FANG Yu-Xi, BAO Chang-Jing, WANG Zhi, et al. Soliton-Induced Mid-Infrared Dispersive Wave in Horizontally-Slotted Si₃N₄ Waveguide [J]. *IEEE Access*, 2022, 10: 62322-62329.