

空心 Kagome 光子晶体光纤中等离子诱导产生的色散波

赵天琪, 魏 东, 孙 甫, 丁 欣, 张贵忠, 姚建铨

天津大学精密仪器与光电子工程学院光电信息技术教育部重点实验室, 天津 300072

摘要 通过在充氪(Kr)气体的空心 Kagome 光子晶体光纤中输入超短脉冲,产生中红外波段的色散波,并利用单向脉冲传输方程对色散波进行数值模拟和分析。主要探讨了两种输入脉冲:中心波长为 $1.4 \mu\text{m}$ 的高斯型脉冲和在此基础上加入其双倍频叠加而产生的双色近锯齿波脉冲。两种情况下均产生了多个色散波,并符合相位匹配条件。为优化色散波,将近锯齿波作为抽运光。当充入光纤的 Kr 气体因抽运光压缩而二次电离时,已产生的色散波发生转换,变为新的更长波长的色散波。这种色散波现象可以通过等离子体修正的相位匹配条件来解释。深入探讨了中红外波段超短脉冲的产生机制以及色散波理论。

关键词 光纤光学; 光子晶体光纤; 超短脉冲非线性效应; 色散波; 激光等离子体

中图分类号 O436.3

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201744.0508001

Plasma-Induced Dispersive Wave Generation in Hollow-Core Kagome Photonic Crystal Fiber

Zhao Tianqi, Wei Dong, Sun Fu, Ding Xin, Zhang Guizhong, Yao Jianquan

Key Laboratory of the Ministry of Education on Optoelectronic Information Technology, School of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China

Abstract Dispersive waves of mid-infrared band generated when the ultrashort pulse is launched into hollow-core Kagome photonic crystal fiber filled with Krypton gas are numerically investigated with the unidirectional pulse propagation equation. Two types of input pulses are studied, including a Gaussian pump centered at $1.4 \mu\text{m}$ and a near-saw-tooth-shaped two-color pulse centered at $1.4 \mu\text{m}$ added with its second harmonic. Multiple dispersive waves are observed under the two situations which are in agreement with the phase-matching conditions. In order to optimize dispersive waves, the near-saw-tooth-shaped pulse is used as the pump pulse. The second ionization of Krypton gas filled in fiber is caused by pump pulse compression, so that the earlier-generated dispersive waves are converted to new ones at longer wavelengths. This observation is legitimately explained by the plasma corrected phase-matching condition. The mid-infrared ultrashort pulse generation and the dispersive wave theory are discussed.

Key words fiber optics; photonic crystal fiber; ultrashort pulse nonlinear effect; dispersive wave; laser plasma

OCIS codes 060.2310; 320.7110; 190.4370; 270.5530

1 引 言

空心 Kagome 光子晶体光纤(Kagome HC-PCF)于 2002 年被提出,其横截面是由六边对称的六芒星构

收稿日期: 2016-11-01; 收到修改稿日期: 2016-12-23

基金项目: 国家自然科学基金(11674243,11674242)

作者简介: 赵天琪(1992—),女,硕士研究生,主要从事强光与物质相互作用等方面的研究。

E-mail: tianqi_zhao@tju.edu.cn

导师简介: 张贵忠(1963—),男,博士,教授,博士生导师,主要从事强光与物质相互作用及光电子技术应用等方面的研究。

E-mail: johngzhang@tju.edu.cn

成^[1-2]。Kagome HC-PCF 横截面具有基于 Kagome 晶格的二维微结构,中空纤芯可充入气体,其优良特性为研究色散波的产生过程提供了条件^[2-3]。Kagome HC-PCF 可低损耗传输超宽带波,同时可将光场较好地限制在中空纤芯中,甚至可以传输峰值功率为拍瓦量级的脉冲^[4-7]。Kagome HC-PCF 的色散特性十分丰富,表现为:1) 通过设计微结构参数可以调节其模式色散^[8-10];2) 若在其中空纤芯填充高压惰性气体还可提供额外的材料色散^[11-12];3) 激光脉冲在其中传输时因克尔效应而产生自聚焦,聚焦的高强度脉冲电离惰性气体可提供等离子体色散^[7,12]。填充的惰性气体和产生的等离子体共同影响光纤中的非线性效应^[13]。这种光纤中的非线性效应和色散的灵活可调性引起了研究人员的极大关注^[3,14-15]。

色散波也被称为非孤子辐射或者切伦科夫辐射^[16-17]。色散波的研究通常在普通光纤和 PCF 中进行^[18-19]。早在 20 世纪 80 年代便从数值模拟中发现了色散波,随后相关实验证实了色散波的存在^[16,18,20]。色散波产生的基本原理是能量从抽运孤子向色散波的频率分量的传递,其中抽运孤子和色散波间的相互作用是研究的关键^[21-24]。色散波的频率分量由非线性相位匹配条件决定,其中影响能量转换效率的因素十分复杂^[25-27]。色散波的研究主要包括强色散波的产生和增强色散波产生的频率偏移量^[27]。为此,需要进一步理解色散波的产生机制。色散波的产生为研制可调谐相干光源提供了新的思路,应用前景较广阔^[3,28]。

在充惰性气体的 Kagome HC-PCF 中也可以产生脉宽为周期量级的色散波^[29]。将一个脉宽为 30 fs、单脉冲能量为 2 μJ、中心波长为 1.4 μm 的抽运脉冲输入到充有 7 个标准大气压的 Kr 气体的光纤中,可以获得中红外色散波。抽运脉冲在光纤中传输 4 cm 后脉宽压缩到 2.7 fs,此时产生一个强中红外波段的色散波和一个深紫外波段的色散波。研究证实,该中红外色散波的波长可以通过改变充入 Kr 气体的压强来调节。

基于上述研究的基础上,本文利用单向脉冲传播方程(UPPE)探讨了在纤芯充入 7 个标准大气压 Kr 气体的 Kagome HC-PCF 中色散波的产生过程和多个色散波转换关系,并且引入双色近锯齿波作为抽运脉冲。当抽运脉冲进入光纤时,产生微弱的色散波;当脉冲传播一段距离后,脉冲的时域压缩使 Kr 气体电离,色散波转换为新的长波长色散波。整个过程考虑了非线性效应、色散和气体电离产生的共同影响,由这些因素修正过的相位匹配方程解释了初始色散波和电离后色散波的波长转换关系。

2 数值模拟模型与参数

数值模拟使用 UPPE。以往通常采用非线性薛定谔方程(NLSE)研究脉冲在传统光纤和部分 PCF 中的传播过程,但由于采用了脉宽为周期量级的超短脉冲作为输入,UPPE 更适合用于解决此类问题^[17,30]。原因在于:1) UPPE 比 NLSE 更适合研究脉宽为周期量级的超短脉冲波的传输演化过程,而且 UPPE 不需要进行慢变包络近似;2) UPPE 直接加入电离项进行计算,从而直接将电离惰性气体产生的等离子体因素考虑在内^[31]。

2.1 激光脉冲输入

具有适当载波频率、振幅和初始相位的双色激光脉冲可以模拟近似锯齿脉冲,用以优化气体电离^[32]。输入到 Kagome HC-PCF 中的脉冲电场为

$$E(t) = E_0 \exp(-t^2/\tau^2) \cos(\omega_0 t - \pi/2) + \frac{1}{2} E_0 \exp(-t^2/\tau^2) \cos(2\omega_0 t + \pi/2), \quad (1)$$

式中 E_0 为电场振幅, τ 为脉冲宽度, ω_0 为载波频率, t 为时间。(1)式为双色波电场公式,单色脉冲的情况仅考虑右边第 1 项即可。

2.2 Kagome HC-PCF 参数

Kagome HC-PCF 的有效半径 $a(\omega)$ 可表示为^[9]

$$a(\omega) = a_{AP} \left(1 + s \frac{4\pi^2 c^2}{\omega^2 a_{AP} h_{cw}} \right)^{-1}, \quad (2)$$

式中 ω 为光纤中传播脉冲的频率;纤芯壁厚度 $h_{cw} = 250$ nm;空心区域半径 $a_{AP} = 18$ μm; $s = 0.085$ 为无量纲参量,由理想 Kagome HC-PCF 有限元模型决定; c 为真空中光速。

Kagome HC-PCF 中的传播参数为^[2,9]

$$\beta(\omega) = \sqrt{\omega^2 n_g^2 / c^2 - u^2 / a^2(\omega)}, \quad (3)$$

式中 n_g 为 Kr 气体的折射率, $u = 2.405$ 。

2.3 高压强 Kr 气体

空心 PCF 可以通过在纤芯中充入不同种类和不同压强的气体来调节光纤中的非线性效应和色散等特性。模拟选择了充入压强为 7 个标准大气压的 Kr 气体。此时 Kr 气体的折射率 n_g 为

$$n_g = \sqrt{1 + P_g \left(\frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} \right)}, \quad (4)$$

式中 λ 为波长, P_g 为气体压强, B_1 、 B_2 、 C_1 和 C_2 为相关参量。

Kr 气体的非线性克尔效应可由三阶非线性极化率表示为

$$P = \epsilon_0 \chi^{(3)} |E(t)|^2 E(t), \quad (5)$$

式中 $E(t)$ 为载波的时域分量, $\chi^{(3)}$ 为三阶非线性极化率, ϵ_0 为真空介电常数。当输入的激光脉冲强度足够强时, Kr 气体将被电离成等离子体。为提高计算效率, 采用 Ammosov-Delone-Krainov 理论中的电离率公式^[33]进行计算, 电离率可表示为

$$w[E(t)] = \frac{\alpha}{|E(t)|} \cdot \exp\left(-\frac{\beta}{|E(t)|}\right), \quad (6)$$

式中 α 、 β 为相关参数。模拟中使用的具体参数为: $B_1 = 2.610288 \times 10^{-4}$, $B_2 = 5.694682 \times 10^{-4}$, $C_1 = 2.01 \times 10^{-6}$, $C_2 = 0.010043$, $\alpha = 8.9992 \times 10^{28} \text{ V} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $\beta = 3.5482 \times 10^{11} \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$, $\rho_0 = 1.89 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$, $\tau_c \rightarrow \infty$, $\chi^{(3)} = 1.5366 \times 10^{-25} \text{ m} \cdot \text{V}^{-2}$ 。

电离电子密度 ρ 满足

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = w[E(t)](\rho_0 - \rho), \quad (7)$$

式中 ρ_0 为自然状态下 Kr 气体的粒子密度。

等离子体产生的电流密度 $J(t)$ 满足

$$\frac{\partial J(t)}{\partial t} = \frac{q^2}{m} \rho E(t) - \frac{J(t)}{\tau_c}, \quad (8)$$

式中 q 为电子电荷, m 为电子质量, τ_c 为电子碰撞寿命。

2.4 单向脉冲传播方程

模拟中使用的 UPPE 为

$$\frac{\partial \tilde{E}(z, \omega)}{\partial z} = i \left[\beta(\omega) - \frac{\omega}{v_p} \right] \tilde{E}(z, \omega) + i \frac{\omega^2}{2c^2 \epsilon_0 \beta(\omega)} \tilde{P}_{\text{NL}}(z, \omega), \quad (9)$$

其中

$$\tilde{P}_{\text{NL}}(z, \omega) = F[P_{\text{NL}}(z, t)] = F[\epsilon_0 \chi^{(3)} |E(t)|^2 E(t)] + \tilde{P}_{\text{ion}}(\omega) + \tilde{P}_{\text{Loss}}(\omega), \quad (10)$$

式中 $\tilde{E}(z, \omega)$ 为电场频域; $P_{\text{NL}}(z, t)$ 为非线性极化率; $\tilde{P}_{\text{ion}}(\omega)$ 为电离产生的非线性极化率, $\tilde{P}_{\text{ion}}(\omega) = i\hat{J}(\omega)/\omega$, 其中 $\hat{J}(\omega)$ 为电流密度; $\tilde{P}_{\text{Loss}}(\omega)$ 为损耗项, $\tilde{P}_{\text{Loss}}(\omega) = i\hat{J}_{\text{Loss}}(\omega)/\omega$, 其中 $\hat{J}_{\text{Loss}}(\omega)$ 为损耗电流; F 表示作傅里叶变换。因为在模拟中总电离率非常低, 故损耗可忽略不计。

数值模拟的过程如下: 1) 将(1)式描述的脉冲输入到 Kagome HC-PCF 中; 2) 采用分步傅里叶法, 在一个步长内首先在频域计算(9)式右边第一项; 3) 在时域计算(5)式中的克尔效应项和(8)式中的等离子体电流项, 将这 2 项作傅里叶变换; 4) 用 4 阶龙格库塔法解出(9)式。通过优化步长、循环数等来保证结果的精度和可重复性。

3 结果与讨论

针对 Kagome HC-PCF 中脉冲传输, 改变输入抽运脉冲的参数并进行了数值仿真计算。图 1 所示为单色脉冲抽运时脉冲沿光纤传输过程中形状和光谱的演变过程。光纤长度为 150 mm, 输入的脉冲宽度为 50 fs, 中心波长为 1.4 μm 。如图 1(a)所示, 强度为 $1.2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 的脉冲在传播过程中, 其光谱随距离的增加缓慢展宽, 在约 120 mm 的位置处光谱展宽最为明显, 并分裂为两个相邻的峰, 随后在 5.4 μm 位置出现一个非常微弱的谱峰。图 1(c)所示为对应的脉冲时域压缩图, 这种压缩也是随距离的增加而逐渐变窄的,

同时脉冲中心位置移动到负时间区。通过数值模拟发现,高光强脉冲输入时,色散波更为明显。把脉冲强度提高至 $2.7 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$,在传输到 70 mm 的位置观察到了明显的光谱展宽,同时光谱上出现了 3 个波长为 2.4, 4.2, 5.4 μm 的色散波。图 1(d) 所示为对应的脉冲形状图,在 70 mm 位置脉冲收窄,之后脉冲分裂成几个峰(孤子分裂)并移动到负时间区,表明色散波的出现与抽运孤子的动态变化密切相关。与此同时,一个微弱的宽带信号出现并移动到正时间区。在强脉冲条件下得到了多种波长的色散波,值得指出的是在文献[29]中波长为 4.2 μm 的色散波也在类似条件下被观察到,表明数值模拟结果与色散波产生原理符合较好。

如图 1(a) 所示,将输入强度为 $1.2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 的较弱脉冲作为抽运脉冲时,由于光纤末端产生光谱展宽,出现了波长为 5.4 μm 的微弱色散波。光谱展宽同时也与脉冲时域中的收窄位置相吻合,如图 1(c) 所示。由于输入抽运脉冲的强度很弱,克尔效应和 Kr 气体的电离十分微弱,因此无法满足相位匹配条件(具体将在下面讨论)。当把抽运脉冲强度提高至 $2.7 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$,克尔效应增强,Kr 气体产生明显电离,在脉冲传输到光纤 70 mm 处时光谱发生明显展宽,此时出现 3 个波长为 2.4, 4.2, 5.4 μm 的色散波,符合相位匹配条件,而且 70 mm 处的展宽也与图 1(d) 所示的时域收窄相一致。

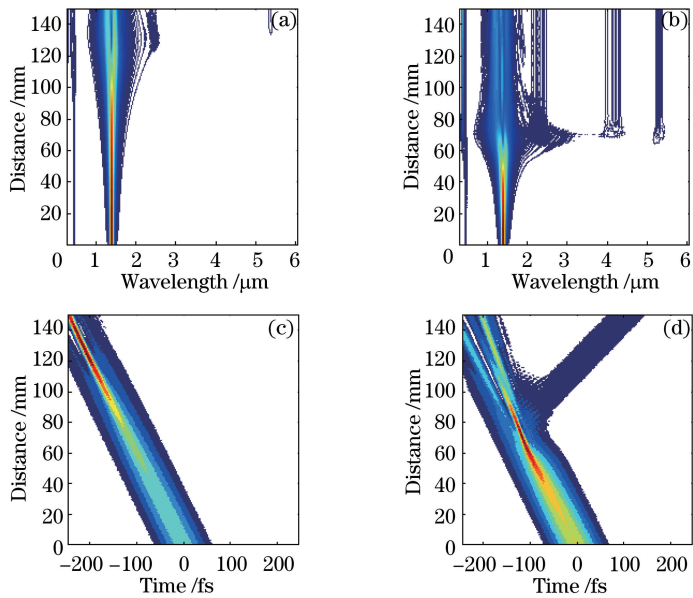


图 1 (a)单色抽运脉冲在 Kagome HC-PCF 中传输的光谱演化图;(b)产生的色散波在 Kagome HC-PCF 中传输的光谱演化图;(c)与图 1(a)相对应的时域图;(d)与图 1(b)相对应的时域图

Fig. 1 (a) Spectrum evolution of monochrome pump pulse propagating through Kagome HC-PCF; (b) spectrum evolution of generated dispersive wave propagating through Kagome HC-PCF; (c) temporal shape corresponding to Fig. 1(a); (d) temporal shape corresponding to Fig. 1(b)

近锯齿波可提高气体电离率,从而产生高效太赫兹辐射^[32]。完美近似锯齿波需要叠加相当多的高次谐波,但在 Kagome HC-PCF 中传输时其带宽会限制谐波数量,文献[32]中指出,叠加到二次谐波即可获得锯齿波的近似,称之为双色近锯齿波。在这种波形近似的启发下,将双色近锯齿波作为抽运脉冲输入至 PCF,脉冲电场如(1)式所示。使用了中心频率为 1.4 μm 基频波及其 0.7 μm 的倍频波叠加而成的近锯齿波,倍频波振幅为基频波的一半,并且两波之间的相位差为 π 。模拟结果表明,较之单色波情况,近锯齿波激发出的色散波显示出了更丰富的频谱特征。

图 2 所示为双色近锯齿波脉在光纤中传输时的脉冲形状和光谱的演变过程。近锯齿波将高压 Kr 气体电离,在 2.4 μm (较弱)和 3.8 μm (较强)处出现两个色散波。时域上,脉冲形状在最初几毫米内变化并不明显。这两个色散波持续存在,直到脉冲传输了约 80 mm,光谱出现明显的展宽,如图 2(a) 所示。伴随着光谱展宽,2.4 μm 的色散波波长中心位置稍有漂移并显著展宽,3.8 μm 处的色散波强度减弱,同时还出现了波长为 4.2 μm 和 5.4 μm 的色散波。这种色散波转换是由于强克尔效应引起的抽运脉冲收窄提升了脉冲强度,从而引发了电离,Kr 气体在这个位置形成了等离子体,如图 2(c) 所示。如图 2(b) 所示,自由电子的持续产

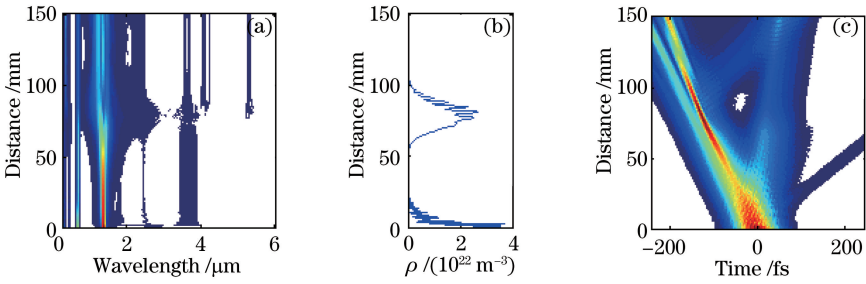


图 2 (a) 双色近锯齿波脉冲与产生的色散波在 Kagome HC-PCF 中传输的光谱演化；
(b) 自由电子密度沿光纤的分布情况；(c) 与图 2(a) 对应的时域图形

Fig. 2 (a) Spectrum evolution of two-color near-saw-tooth-shaped pulse and generated dispersive waves propagating through Kagome HC-PCF; (b) free electron density distribution along fiber; (c) temporal shape corresponding to Fig. 2(a)

生,使等离子体密度增加,造成了相位匹配条件的改变,从而产生了新色散波,这便解释了色散波波长从 2.4 μm 和 3.8 μm 到 4.2 μm 和 5.4 μm 的转换。模拟表明,(1)式第二项中二次谐波参数,包括振幅、载波频率和初始相位的细微变化都会对色散波转换带来明显影响。

在探讨渐变折射率光纤中超宽带色散波产生的研究中,得出了多个且独立存在的色散波^[34]。多重色散波的产生也在折射率沿轴向变化的光纤中得到模拟和实验的证实^[35]。与本文结果不同,多重色散波相比较早产生的色散波并未衰减,并会持续传播到光纤尾端;而在本文模拟中,色散波在电离出等离子体的位置经历了一次向更长波长的变换,初步认为这是由于充 Kr 气体 Kagome HC-PCF 光纤的特性(非多模、非轴向变化)和所选的近锯齿波脉冲共同影响的结果。

如上所述,色散波波长由光纤内的相位匹配条件控制。相位匹配方程广泛应用于产生超连续谱和蓝移色散波的研究中^[36-37]。在充有 Kr 气体的 Kagome HC-PCF 中,微结构带来的模式色散、高压 Kr 气体产生的材料色散和电离产生的等离子体色散都对相位匹配条件产生影响。在相位匹配方程中加入等离子体校正项可以解释色散波产生的位置^[2]。因此,在模拟中,采用了克尔效应和等离子体校正的相位匹配方程,合理解释了用 UPPE 得出的脉冲光谱中色散波出现的位置。相位匹配方程可表示为

$$\Delta\beta = \beta(\omega_{\text{DW}}) - \beta_{\text{NL}}(\omega_p) = 0, \quad (11)$$

$$\beta_{\text{NL}}(\omega_p) = \beta(\omega_p) + \frac{\omega_{\text{DW}} - \omega_p}{v_p} + \gamma P_{\text{SC}} \frac{\omega_{\text{DW}}}{\omega_p} - \frac{\omega_p P}{2n\rho_{\text{cr}}} \frac{\omega_{\text{DW}}}{\omega_p}, \quad (12)$$

式中 $\Delta\beta$ 为传播参数失配量, $\beta(\omega_{\text{DW}})$ 为色散波的传播参数, $\beta_{\text{NL}}(\omega_p)$ 为抽运脉冲的传播参数, ω_{DW} 为色散波频率, ω_p 为抽运脉冲频率, ρ_{cr} 为抽运脉冲无法通过等离子体时的临界自由电子密度, γ 为 Kr 气体的非线性系数, P_{SC} 为抽运脉冲的峰值功率, n 为折射率, v_p 为抽运脉冲的群速度^[2,7,29]。

图 3 所示为两种情况下的相位匹配曲线,即抽运脉冲刚进入光纤时的相位匹配曲线以及脉冲传播了大约 80 mm 时的相位匹配曲线。由于 1.4 μm 脉冲的强度是其二次谐波强度的 5 倍,为了简单起见,只考虑(11)式中 1.4 μm 抽运脉冲的相位匹配条件。模拟结果表明,近锯齿双色波刚进入 Kagome HC-PCF 中时,电离电子密度为 $1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ 。图 3 中下方曲线表示近锯齿双色波刚进入光纤中的相位匹配情况,由该曲线可得到满足相位匹配条件的波长约为 3.8 μm,非常接近图 2(a)所示的较强色散波的波长。近锯齿双色波在脉冲传播了约 80 mm 之后,克尔效应被抑制,使得近锯齿双色波达到可以电离 Kr 气体的强度,如图 2(b)所示。根据(11)、(12)式,取自由电子密度为 $5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$,计算得出图 3 中的上方相位匹配情况(为简化,电子密度取值略高于模拟中的值)。由曲线可以看出,匹配波长转换到了约 5.2 μm,比较接近于图 2(a)模拟得到的 5.4 μm 的色散波波长。另外,还有两个相对较弱的色散波波长移动发生在 2.4~4.2 μm 波长范围内。因此,相位匹配条件定性揭示了光纤中产生的色散波波长移动现象,尽管分别讨论了双色抽运中的两个分量,但相位匹配条件印证了 UPPE 模拟结果中的移动趋势。在一些多重色散波产生的研究中,也出现了一些模拟值与实验测量值有少许偏差的情况,为此还需对相位匹配条件进行更深层、更细致的讨论^[38]。

图 4 为 2.4, 4.2, 5.4 μm 处产生的色散波的幅度随双色近锯齿波强度的变化,图中数据取自双色近锯齿

波传播到光纤尾端时的结果。总体而言,2.4 μm 处的色散波相对更强,而 4.2 μm 的色散波最弱。图 4 显示了色散波振幅随双色近锯齿波强度的增强而增大的趋势。3 个色散波总体相似的变化趋势说明它们具有类似的色散波性质。

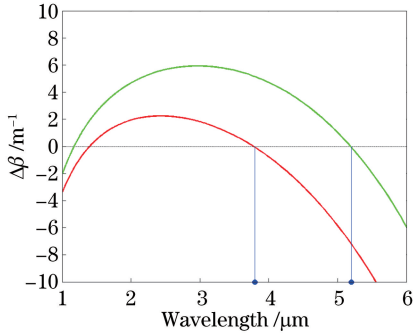


图 3 在 Kagome HC-PCF 中输入的近锯齿双色波在电离前后的相位匹配条件

Fig. 3 Illustration of phase matching conditions before and after ionization of near-saw-tooth-shaped two-color wave propagating in Kagome HC-PCF

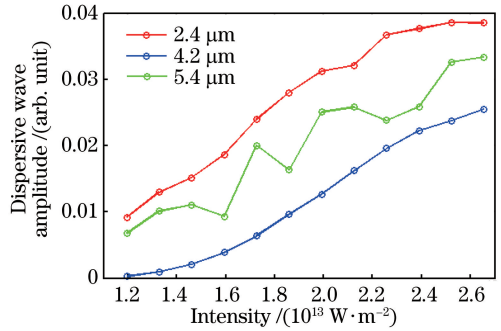


图 4 色散波振幅随双色近锯齿波强度的变化

Fig. 4 Variation in amplitude of dispersive wave with intensity of near-saw-tooth-shaped two-color wave

4 结 论

利用单向脉冲传输方程对充 Kr 气体的 Kagome HC-PCF 中色散波产生的情况进行了数值模拟。模拟结果表明,当将近锯齿波作为抽运脉冲,脉冲进入光纤时就有微弱的色散波产生,当脉冲传播一段距离之后,脉冲压缩使 Kr 气体电离,从而使色散波向长波移动。采用等离子体修正的相位匹配方程对模拟中产生的多重色散波波长位置与电离引起的色散波位置转换等特征进行了合理的定性解释。

参 考 文 献

- [1] Benabid F, Knight J C, Antonopoulos G, *et al.* Stimulated Raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber[J]. *Science*, 2002, 298(5592): 399-402.
- [2] Travers J C, Chang W, Nold J, *et al.* Ultrafast nonlinear optics in gas-filled hollow-core photonic crystal fibers[J]. *Journal of The Optical Society of America B*, 2011, 28(12): A11-A26.
- [3] Russell P S J, Hölzer P, Chang W, *et al.* Hollow-core photonic crystal fibres for gas-based nonlinear optics[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(4): 278-286.
- [4] Pearce G, Wiederhecker G S, Poulton C G, *et al.* Models for guidance in Kagome-structured hollow-core photonic crystal fibres[J]. *Optics Express*, 2007, 15(20): 12680-12685.
- [5] Wang Y Y, Wheeler N V, Couny F, *et al.* Low loss broadband transmission in hypocycloid-core Kagome hollow-core photonic crystal fiber[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(5): 669-671.
- [6] Couny F, Benabid F, Light P S. Large-pitch Kagome-structured hollow-core photonic crystal fiber[J]. *Optics Letters*, 2006, 31(24): 3574-3576.
- [7] Holzer P, Chang W, Travers J C, *et al.* Femtosecond nonlinear fiber optics in the ionization regime[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(20): 203901.
- [8] Perez H, Blakley S, Zheltikov A M. Modal analysis of Kagome-lattice structures[J]. *Laser Physics Letters*, 2015, 12(5): 055102.
- [9] Finger M A, Joly N Y, Weiss T, *et al.* Accuracy of the capillary approximation for gas-filled Kagome-style photonic crystal fibers[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(4): 821-824.
- [10] Im S, Husakou A, Herrmann J. Guiding properties and dispersion control of Kagome lattice hollow-core photonic crystal fibers[J]. *Optics Express*, 2009, 17(15): 13050-13058.
- [11] Nold J, Holzer P, Joly N Y, *et al.* Pressure-controlled phase matching to third harmonic in Ar-filled hollow-core photonic crystal fiber[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(17): 2922-2924.
- [12] Mak K F, Travers J C, Joly N Y, *et al.* Two techniques for temporal pulse compression in gas-filled hollow-core Kagome photonic crystal fiber[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(18): 3592-3595.
- [13] Bejot P, Kasparian J, Henin S, *et al.* Higher-order Kerr terms allow ionization-free filamentation in gases[J]. *Physical*

- Review Letters, 2010, 104(10): 103903.
- [14] Chang W, Holzer P, Travers J C, *et al.* Combined soliton pulse compression and plasma-related frequency upconversion in gas-filled photonic crystal fiber[J]. Optics Letters, 2013, 38(16): 2984-2987.
- [15] Ghenuche P, Rammler S, Joly N Y, *et al.* Kagome hollow-core photonic crystal fiber probe for Raman spectroscopy [J]. Optics Letters, 2012, 37(21): 4371-4373.
- [16] Wai P K A, Menyuk C R, Lee Y C, *et al.* Nonlinear pulse propagation in the neighborhood of the zero-dispersion wavelength of monomode optical fibers[J]. Optics Letters, 1986, 11(7): 464-466.
- [17] Akhmediev N, Karlsson M. Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers[J]. Physical Review A, 1995, 51(3): 2602-2607.
- [18] Beaud P, Hodel W, Zysset B. *et al.* Ultrashort pulse propagation, pulse breakup, and fundamental soliton formation in a single-mode optical fiber[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1987, 23(11): 1938-1946.
- [19] Skryabin D V, Luan F, Knight J C, *et al.* Soliton self-frequency shift cancellation in photonic crystal fibers [J]. Science, 2003, 301(5640): 1705-1708.
- [20] Cristiani I, Tediosi R, Tartara L, *et al.* Dispersive wave generation by solitons in microstructured optical fibers[J]. Optics Express, 2004, 12(1): 124-135.
- [21] Erkintalo M, Genty G, Dudley J M. Experimental signatures of dispersive waves emitted during soliton collisions[J]. Optics Express, 2010, 18(13): 13379-13384.
- [22] Genty G, Lehtonen M, Ludvigsen H. Effect of cross-phase modulation on supercontinuum generated in microstructured fibers with sub-30 fs pulses[J]. Optics Express, 2004, 12(19): 4614-4624.
- [23] Wright L G, Renninger W H, Christodoulides D N, *et al.* Spatiotemporal dynamics of multimode optical solitons[J]. Optics Express, 2015, 23(3): 3492-3506.
- [24] Tu H H, Laegsgaard J, Zhang R, *et al.* Bright broadband coherent fiber sources emitting strongly blue-shifted resonant dispersive wave pulses[J]. Optics Express, 2013, 21(20): 23188-23196.
- [25] Husakou A V, Herrmann J. Supercontinuum generation, four-wave mixing, and fission of higher-order solitons in photonic-crystal fibers[J]. Journal of The Optical Society of America B, 2002, 19(9): 2171-2182.
- [26] Wang W B, Yang H, Tang P H, *et al.* Soliton trapping of dispersive waves in photonic crystal fiber with two zero dispersive wavelengths[J]. Optics Express, 2013, 21(9): 11215-11226.
- [27] Zhou B B, Guo H R, Bache M. Energetic mid-IR femtosecond pulse generation by self-defocusing soliton-induced dispersive waves in a bulk quadratic nonlinear crystal[J]. Optics Express, 2015, 23(5): 6924-6936.
- [28] Liang Tian, Feng Xiaomei. Research progress toward flat supercontinuum generation in fibers[J]. Lasers & Optoelectronics Progress, 2016, 53(6): 060002.
梁 田, 冯小妹. 利用光纤产生平坦超连续谱的研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2016, 53(6): 060002.
- [29] Novoa D, Cassataro M, Travers J C, *et al.* Photoionization-induced emission of tunable few-cycle midinfrared dispersive waves in gas-filled hollow-core photonic crystal fibers[J]. Physical Review Letters, 2015, 115(3): 033901.
- [30] Shi Weihua, Wang Mengyan. Generation and control of supercontinuum in photonic crystal fiber with three-zero dispersion wavelengths[J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(8): 0805009.
施伟华, 王梦艳. 三色零散光子晶体光纤中超连续谱的产生与控制[J]. 中国激光, 2015, 42(8): 0805009.
- [31] Chang W, Nazarkin A, Travers J C, *et al.* Influence of ionization on ultrafast gas-based nonlinear fiber optics[J]. Optics Express, 2011, 19(21): 21018-21027.
- [32] Martinez P G, Babushkin I, Berge L, *et al.* Boosting terahertz generation in laser-field ionized gases using a sawtooth wave shape[J]. Physical Review Letters, 2015, 114(18): 183901.
- [33] Roskos H G, Thomson M D, Kreß M, *et al.* Broadband THz emission from gas plasmas induced by femtosecond optical pulses: From fundamentals to applications[J]. Laser & Photonics Review, 2007, 1(4): 349-368.
- [34] Wright L G, Wabnitz S, Christodoulides D N, *et al.* Ultrabroadband dispersive radiation by spatiotemporal oscillation of multimode waves[J]. Physical Review Letters, 2015, 115(22): 223902.
- [35] Billet M, Braud F, Bendahmane A, *et al.* Emission of multiple dispersive waves from a single Raman-shifting soliton in an axially-varying optical fiber[J]. Optics Express, 2014, 22(21): 25673-25678.
- [36] Husakou A V, Herrmann J. Supercontinuum generation of higher-order solitons by fission in photonic crystal fibers [J]. Physical Review Letters, 2001, 87(20): 203901.
- [37] Mussot A, Beaugeois M, Bouazaoui M, *et al.* Tailoring strong CW supercontinuum generation in microstructured fibers with two-zero dispersion wavelengths[J]. Optics Express, 2007, 15(18): 11553-11563.
- [38] Cheng T, Tuan T H, Xue X, *et al.* Experimental observation of multiple dispersive waves emitted by multiple mid-infrared solitons in a birefringence tellurite microstructured optical fiber[J]. Optics Express, 2015, 23(16): 20647-20654.