

文章编号: 1672-8785(2024)04-00013-12

少模液芯光子晶体光纤中飞秒脉冲的演化研究

于慧敏¹ 文 进^{1,2,3*} 王 倩¹ 武政委¹ 张 辉¹ 张 颖¹ 潘 雨¹

(1. 西安石油大学理学院, 陕西 西安 710065;

2. 陕西省油气资源光纤探测工程技术研究中心, 陕西 西安 710065;

3. 陕西省油气井测控技术重点实验室, 陕西 西安 710065)

摘 要: 本文旨在研究少模光纤中飞秒脉冲的传输与演化特性。提出了一种高非线性少模甲苯液芯光子晶体光纤(Toluene Liquid-Core Photonic Crystal Fiber, TLC-PCF)。泵浦波长处的非线性系数约为 $42 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ 。采用多模广义非线性薛定谔方程(Multimode Generalized Nonlinear Schrödinger Equation, MM-GNLSE)对飞秒脉冲的传输与演化进行了建模和求解。对比了不同峰值功率(1 kW、10 kW、50 kW)的能量转移特性。当中心波长为 2000 nm、峰值功率为 50 kW、脉宽为 200 fs 的高斯脉冲在 30 cm 长的 TLC-PCF 中传输时, 得到 1980~2500 nm 的超连续谱输出, 能量转移在 0.02 m 处首次到达平衡点。数值结果表明, 当一个模式被激发时, 其简并模式会发生能量转移, 且四波混频(Four-Wave Mixing, FWM)负责 TLC-PCF 中模式间的能量转移。本文创新性地采用 MM-GNLSE 理论分析具有慢非线性的少模液芯光子晶体光纤中的模式耦合、超连续谱产生(Supercontinuum Generation, SCG)以及能量转移特性。

关键词: 少模光纤; 脉冲传输; 超连续谱产生; 多模广义非线性薛定谔方程; 甲苯

中图分类号: TN213; TN253 **文献标志码:** A

DOI: 10.3969/j.issn.1672-8785.2024.04.003

Research on The Evolution of Femtosecond Pulses in Few-Mode Liquid-Core Photonic Crystal Fibers

YU Hui-min¹, WEN Jin^{1,2,3*}, WANG Qian¹, WU Zheng-wei¹, ZHANG Hui¹, ZHANG Ying¹, PAN Yu¹

(1. School of Science, Xi'an Shiyou University, Xi'an 710065, China;

2. Shaanxi Engineering Research Center of Oil and Gas Resource Optical Fiber Detection, Xi'an 710065, China;

收稿日期: 2023-12-21

基金项目: 国家自然科学基金项目(61505160); 陕西省创新能力支撑计划项目(2018KJXX-042); 陕西省自然科学基金基础研究计划项目(2019JM-084); 瞬态光学与光子学国家重点实验室项目(SKLST202108); 西安石油大学研究生创新实践能力发展基金项目(YCS22213175)

作者简介: 于慧敏(1997-), 女, 四川德阳人, 硕士研究生, 主要从事超连续谱方面的研究。

***通讯作者:** E-mail: wenjin@xsyu.edu.cn

3. Shaanxi Key Laboratory of Measurement and Control Technology for Oil and Gas wells, Xi'an 710065, China)

Abstract: In this paper, we aim to study the transmission and evolution characteristics of femtosecond pulses in low-mode fibers. A kind of high nonlinear few-mode toluene liquid-core photonic crystal fiber (TLC-PCF) is proposed. The nonlinear coefficient at the pump wavelength is about $42 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$. Multimode generalized nonlinear Schrödinger equation (MM-GNLSE) is used to model and solve the femtosecond pulse transmission and evolution. The energy transfer characteristics of different peak power (1 kW, 10 kW, 50 kW) are compared in this paper. When a Gaussian pulse with a central wavelength of 2000 nm, a peak power of 50 kW and a pulse width of 200 fs is transmitted in a TLC-PCF with a length of 30 cm, the supercontinuum output of 1980-2500 nm is obtained, and the energy transfer reaches the equilibrium point for the first time at 0.02 m. The numerical results show that the energy transfer occurs in degenerate modes when a mode is excited, and it is concluded that four-wave mixing (FWM) is responsible for energy transfer between modes in TLC-PCF. In this paper, MM-GNLSE theory is innovatively adopted to analyze mode coupling, SCG and energy transfer properties in a few-mode liquid-core photonic crystal fiber with slow nonlinearity.

Key words: few-mode fiber; pulse propagation; supercontinuum generation; multimode generalized nonlinear Schrödinger equation; toluene

0 引言

20 世纪 70 年代, 实验发现超短脉冲通过非线性光学材料时会出现光谱展宽现象^[1], 即窄带激光脉冲泵浦到高非线性介质中, 会经历光谱展宽而形成若干倍频程的宽带光谱输出。这也被称为 SCG 现象。目前基于广义非线性薛定谔方程 (Generalized Nonlinear Schrödinger Equation, GNLSE) 对超连续谱的产生进行了许多仿真和实验^[2-4]。由于 GNLSE 对模式数量的限制, 超连续谱研究主要集中在基模或双折射模式上^[5-8]。随着激光器功率的提高, 人们对多模光纤逐渐感兴趣^[9-10], 其中的各种模式可以通过非线性效应相互作用。光子晶体光纤 (Photonic Crystal Fiber, PCF) 具有灵活调控色散、无截止的单模传输等特性, 适用于产生超连续谱。此外, 在 PCF 的纤芯中填充二硫化碳、硝基苯、甲苯、四氯化碳等液体是提高光纤非线性的有效方式^[11-12], 在非线性和光学领域具有较为广阔的应用前景。目前飞秒激光技术结合少模 LC-PCF 产生非线性现象的相关研究较为重要, 因此本文针对这一方向展开研究, 侧重于飞秒脉冲在少模 TLC-PCF 中传输产生超连续谱和模式耦合的过程。此类非线性现象^[13-16]有助于理解超短脉冲在少模光纤中的传输与演化特性, 为进一步研究少模光纤的非线

性动力学提供参考。

描述少模光纤中超短脉冲传输的理论框架被成功扩展, 称作 MM-GNLSE, 包括对高阶色散、克尔非线性、拉曼非线性、自陡峭、非线性系数以及模式耦合系数的近似表示^[17-19]。Poletti F 等人分别研究了阶跃折射率光纤和六边形 PCF 中非线性耦合系数的对称性, 并将 MM-GNLSE 模型推广到任意模式数^[20]。Poletti F 等人首次采用 MM-GNLSE 模型进行飞秒脉冲在多模 PCF 中产生超连续谱的仿真实验, 分析在高光谱密度下产生超连续谱的准则^[21]。Scheibinger R 等人采用 MM-GNLSE 模型研究了阶跃折射率少模光纤中 TM_{01} 、 TE_{01} 和 HE_{21} 的模式耦合特性, 得出以下结论: 孤子裂变和色散波的产生是频谱发生非线性展宽的原因^[22]。此外, Kubat I 等人通过求解 MM-GNLSE 模型总结出多模光纤中分别由基模和高阶模式 (Higher Order Mold, HOM) 产生超连续谱的非线性特性^[23-25]。Shi W H 等人设计了一种高非线性平坦色散的少模 PCF, 通过求解 MM-GNLSE 模型研究 HE_{11b} 和 HE_{21b} 模式间非线性效应的频谱特性^[26]。Khalifa A B 等人采用 MM-GNLSE 模型对多模阶跃光纤中的模式间非线性耦合和能量转移进行了分析^[27]。上述研究表明, 超短脉冲在少模光纤中的传输

与演化对研究少模光纤的非线性动力学及模式耦合有较强参考价值。

基于上述启发, 本文选择具有较好透光特性、慢非线性和较高非线性系数的甲苯液体填充纤芯, 提出一种最内侧具有 6 个椭圆形气孔的非线性少模 TLC-PCF, 采用 MM-GNLSE 模型对少模光纤中飞秒脉冲的传输与演化进行建模求解。本文对比了不同峰值功率(1 kW、10 kW、50 kW)下的能量转移特点, 得出能量转移只发生在简并模式之间的结论。此外, 通过对比 FWM 对模式间能量转移和超连续谱产生

的影响, 得出 FWM 对简并模式的能量转移起关键作用的结论。

1 少模光纤中非线性传输的模型建立

本文研究少模 TLC-PCF 中的飞秒脉冲演化和超连续谱的产生过程, 采用 Poletti F 等人^[20]提出的 MM-GNLSE 理论模型进行建模并求解。式(1)为 MM-GNLSE 的完整形式。该模型可以支持任意模式数量。假设存在 M 个模式, 其中模式 p 的脉冲包络 $A_p(z, t)$ 沿 z 轴的演化过程如式(1)所示。

$$\frac{\partial A_p(z, t)}{\partial z} = \left[i(\beta_0^{(p)} - \beta_0) A_p(z, t) - (\beta_1^{(p)} - \beta_1) \frac{\partial A_p(z, t)}{\partial t} + i \sum_{n \geq 2} \frac{\beta_n^{(p)}}{n!} \left(i \frac{\partial}{\partial t} \right)^n A_p(z, t) \right] + \left[i \frac{n_2 \omega}{c} \sum_{l, m, n} \left(\left(1 + i \tau_{plmn}^{(1)} \frac{\partial}{\partial t} \right) \times Q_{plmn}^{(1)} 2A_l(z, t) \int_0^\infty R(t') A_m(z, t-t') \times A_n^*(z, t-t') dt' + \int_0^\infty R(t') A_m(z, t-t') A_n(z, t-t') e^{2i\omega_0 t'} dt' \right) \right] = [D(z, t)] + [NL(z, t)] \quad (1)$$

式(1)由等号右侧的前三项子式组成的色散项 $D(z, t)$ 以及其余各项子式组成的非线性项 $NL(z, t)$ 构成。在非线性项 $NL(z, t)$ 中, 模式 p 与 l 、 m 、 n 之间的非线性效应由耦合系数 $Q_{plmn}^{(1,2)}$ 描述^[27]:

$$Q_{plmn}^{(1)}(\omega) = \frac{\epsilon_0^2 n_0^2 c^2}{12} \frac{\iint [E_p^*(\omega) E_l(\omega)] [E_m(\omega) E_n^*(\omega)] dx dy}{N_p(\omega) N_l(\omega) N_m(\omega) N_n(\omega)} \quad (2)$$

$$Q_{plmn}^{(2)}(\omega) = \frac{\epsilon_0^2 n_0^2 c^2}{12} \frac{\iint [E_p^*(\omega) E_l^*(\omega)] [E_m(\omega) E_n(\omega)] dx dy}{N_p(\omega) N_l(\omega) N_m(\omega) N_n(\omega)} \quad (3)$$

其中, 归一化系数定义为

$$N_p(\omega) = \frac{1}{4} \iint [E_p^*(\omega) \times H_p(\omega) + E_p(\omega) \times H_p^*(\omega)] \cdot e_z dx dy \quad (4)$$

式中, 矢量 E_p 和 H_p 分别表示横向电场分布

和横向磁场分布, e_z 是 z 方向上的单位矢量。参数 $n_0 = 1.475703$ 是在中心频率处的线性折射率, 参数 ϵ_0 和 c 分别表示真空中的介电常数和光速。

在式(2)、式(3)定义的耦合系数中, $Q_{pppp}^{(1)}$ 和 $Q_{pppp}^{(2)}$ 控制自相位调制, $Q_{plmn}^{(1)}$ 控制交叉相位调制, 其余耦合系数 $Q_{plmn}^{(2)}$ 控制 FWM^[25]。式(1)将色散算子在中心频率 ω_0 处进行了泰勒级数展开。当 $p=1$ 时, β_0 表示传播常数, $1/\beta_1$ 表示基模的群速度。高阶色散定义为 $\beta_n = \partial^n (\beta^{(p)}) / \partial \omega^n |_{\omega=\omega_0}$, 其中 β_2^p 表示模式 p 的群速度色散(Group Velocity Dispersion, GVD)。式(1)中含 $\partial/\partial t$ 的项与自陡峭效应有关, 称为光学冲击参数^[18]。冲击时间常数定义为

$$\tau_{plmn}^{(1,2)}(\omega) = \frac{1}{\omega_0} + \left\{ \frac{\partial}{\partial \omega} \ln [Q_{plmn}^{(1,2)}(\omega)] \right\}_{\omega_0} \quad (5)$$

在式(2)和式(3)中, 取 E_p 为实标量函数, 得到 $Q_{plmn}^{(1)}(\omega) = Q_{plmn}^{(2)}(\omega)$ 和 $\tau_{plmn}^{(1)}(\omega) = \tau_{plmn}^{(2)}(\omega)$ 。甲苯的延迟拉曼响应定义为 $R(t) = (1 - f_R) \cdot \delta(t) + 3f_R h_R(t)/2$, f_R 表示慢非线性占非线性效应

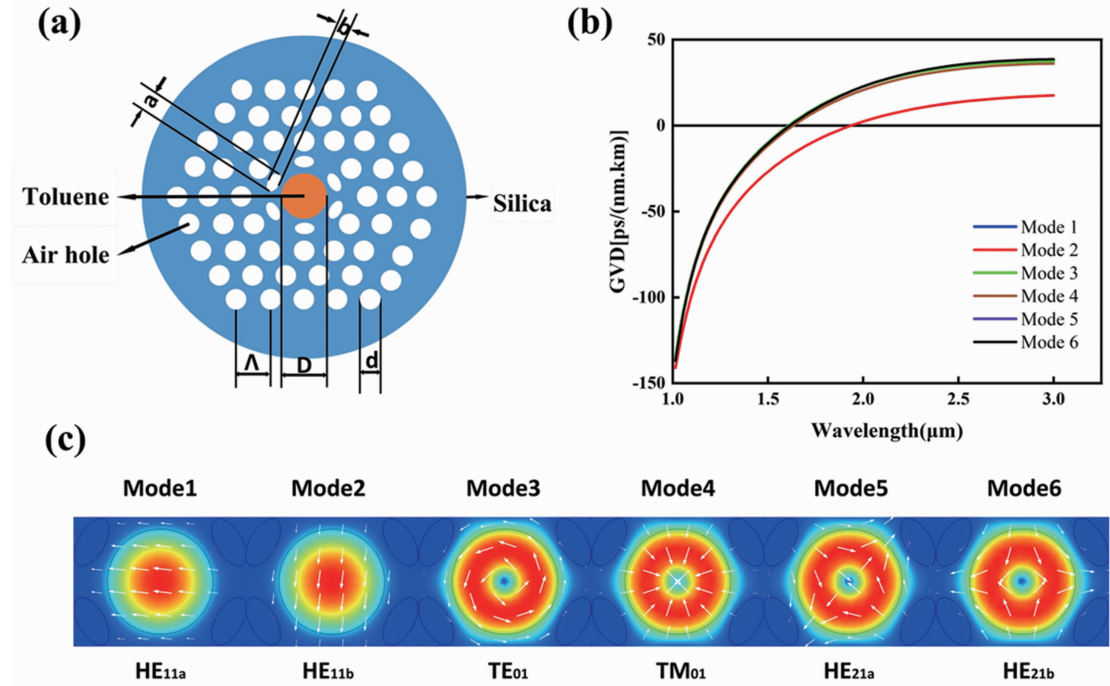


图 1 少模 TLC-PCF 的结构和光学特性：(a)光纤的截面示意图；(b)各模式的 GVD 曲线；(c)各模式的横向电场分布

的比例，甲苯液体的慢非线性比例为 $0.7^{[12]}$ 。少模 TLC-PCF 的拉曼响应函数 $h_R(t)$ 如式(6)所示，其各项参数如表 1 所示^[28]。

$$h_R(t) = A_1 e^{-t/t_{diff}} (1 - e^{-t/t_{rise,1}}) + A_2 e^{(-t/t_{sa})} \times (1 - e^{(-t/t_{rise,1})}) + A_3 e^{(-t^2/2t_{sa}^2)} \sin\left(\frac{t}{t_{rise,2}}\right) \quad (6)$$

表 1 甲苯液体的慢非线性相关参数

参数	数值
A_1	0.1265 s^{-1}
A_2	0.3106 s^{-1}
A_3	2.645 s^{-1}
t_{diff}	5.9 ps
$t_{rise,1}$	0.15 ps
t_{int}	0.50 ps
t_{fast}	0.10 ps
$t_{rise,2}$	0.15 ps

本文选取 2^{15} 个时间离散点来构造飞秒脉冲在少模 TLC-PCF 中传输的 MM-GNLSE 方程。由于 MM-GNLSE 方程没有解析解，所以将方程转换到频域进行计算^[29-30]，构成了一阶常微分方程(first-order Ordinary Differential Equation, ODE)。采用四阶龙格-库塔 ODE 解算器求解得到各个模式的时间演化和光谱演

化^[31-32]。下面将进一步研究脉冲传输与演化过程中各类非线性效应的作用。

2 分析与讨论

如图 1(a)所示，本文提出的高非线性少模 TLC-PCF 结构采用甲苯液体填充纤芯，包层材料为二氧化硅。在纤芯外围设计了一层椭圆形空气孔以及三层呈现六边形均匀分布的圆形空气孔结构。调整光纤的纤芯直径、空气孔间距等结构参数后，少模 TLC-PCF 结构参数如表 2 所示。本文采用全矢量有限元法(Finite Element Method, FEM)求解得到各模式的 GVD(见图 1(b))。图 1(c)所示为六个模式的横向电场分布。模式 1 与模式 2 是一组简并基模，零色散波长约为 $1.89 \mu\text{m}$ ；模式 3~模式 6 是一组简并 HOM，零色散波长约为 $1.59 \mu\text{m}$ 。甲苯液体具有较好的透光特性、慢非线性与高非线性，其非线性折射率为 $n_2 = 0.59 \times 10^{-18} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ ，线性折射率的定义为

$$n_{\text{Toluene}} = \sqrt{2.17873 + 0.01886/\lambda^2 + 0.00086/\lambda^4 - 0.00145\lambda^2} \quad (7)$$

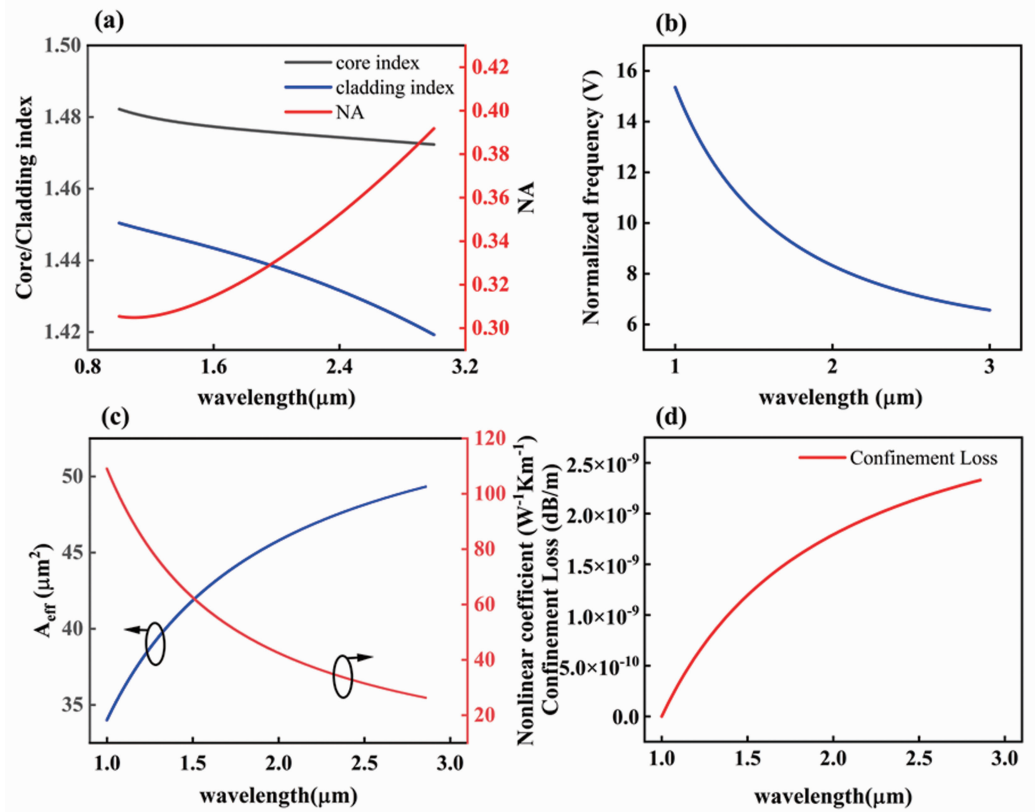


图 2 少模 TLC-PCF 的特性: (a) 二氧化硅和甲苯的折射率与数值孔径; (b) 归一化频率; (c) 有效模式面积与非线性系数; (d) 约束损耗

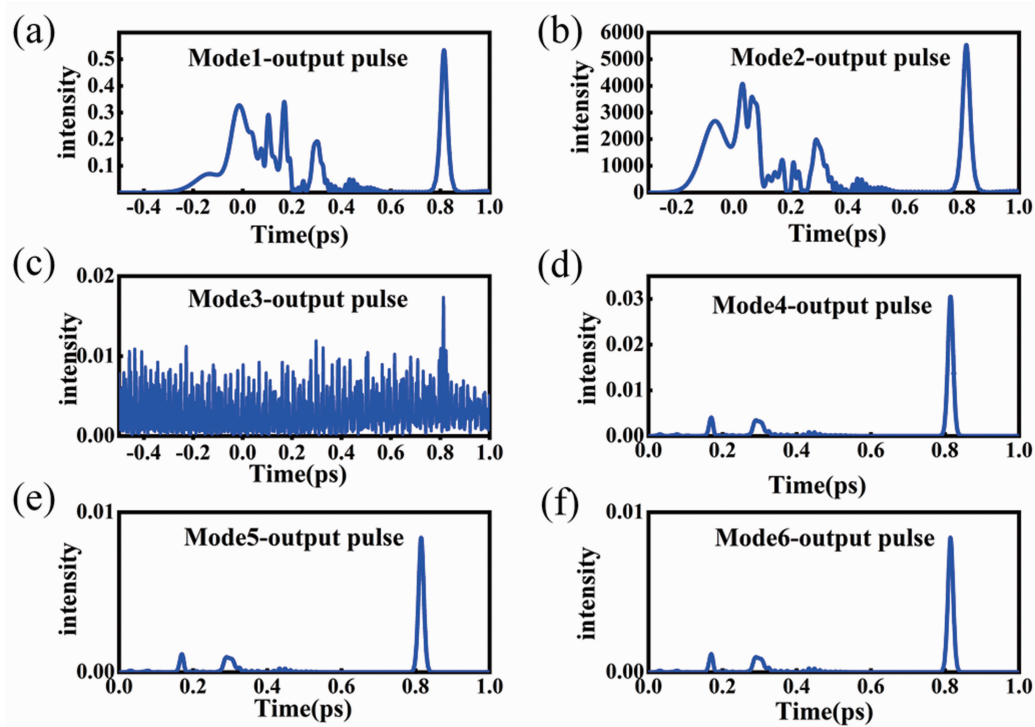


图 3 峰值功率为 50 kW 时, 完全耦合到模式 1 的初始脉冲传输 0.3 m 后的脉冲强度增益: (a) HE_{11a} ; (b) HE_{11b} ; (c) TE_{01} ; (d) TM_{01} ; (e) HE_{21a} ; (f) HE_{21b}

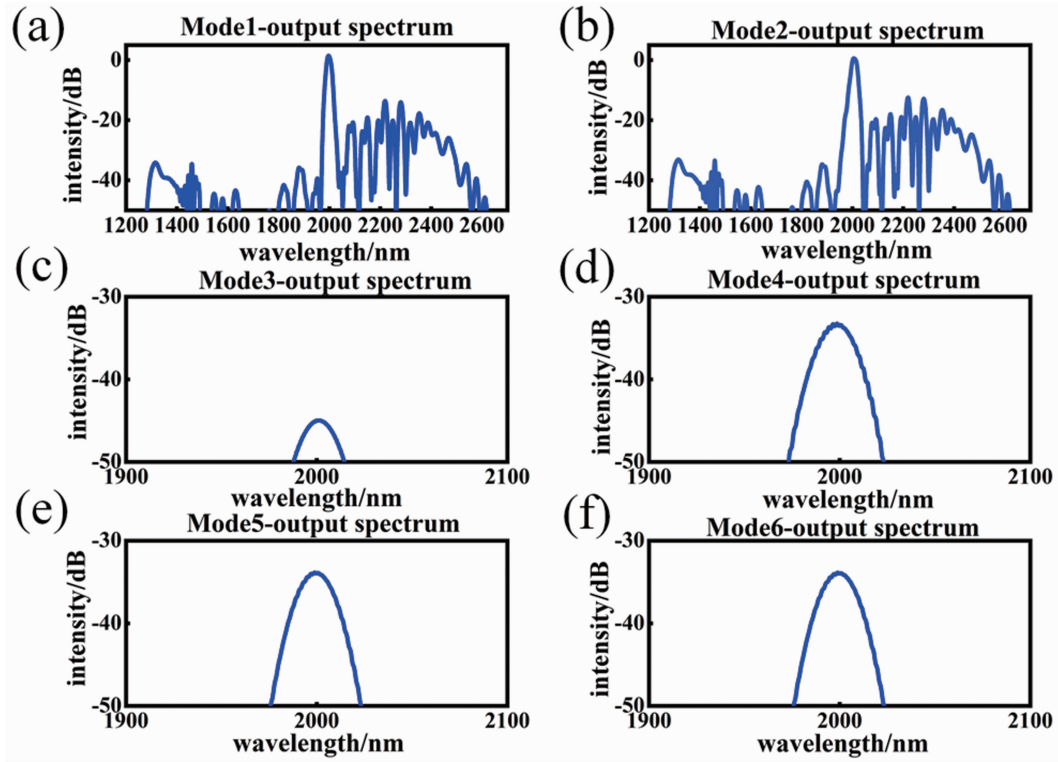


图 4 峰值功率为 50 kW 时, 完全耦合到模式 1 的初始脉冲传输 0.3 m 后的光谱分布:

(a) HE_{11a} ; (b) HE_{11b} ; (c) TE_{01} ; (d) TM_{01} ; (e) HE_{21a} ; (f) HE_{21b}

表 2 少模 TLC-PCF 结构参数

参数	数值
纤芯直径 D	$8\ \mu\text{m}$
空气孔直径 d	$5\ \mu\text{m}$
椭圆空气孔的长轴长度 a	$2\ \mu\text{m}$
椭圆空气孔的短轴长度 b	$1\ \mu\text{m}$
空气孔间距 Δ	$6\ \mu\text{m}$

图 2(a)所示为甲苯液芯和二氧化硅包层的折射率以及光纤的数值孔径(Numerical Aperture, NA)。通过调节光纤结构并配合纤芯与包层的折射率差值将光约束在光纤内部。如图 2(b)所示, 光纤的归一化频率大于单模传输阈值 2.405, 因此在 $2.85\ \mu\text{m}$ 以下波长时可以支持六种模式。光纤的有效模式面积 A_{eff} 和非线性系数 γ 如图 2(c)所示。光纤的约束损耗定义为 $L_c(\lambda) = -8.68k_0 \text{Im}[n_{eff}(\lambda)]$ 。如图 2(d)所示, 该少模 TLC-PCF 的约束损耗在 $1 \sim 3\ \mu\text{m}$ 范围内不超过 $10^{-8}\ \text{dB/m}$ 。

本文中入射的飞秒激光脉冲为无啁啾高斯型脉冲, 中心波长为 $2.0\ \mu\text{m}$, 脉冲能量为 $10\ \text{nJ}$, 半高宽为 $200\ \text{fs}$, 峰值功率为 $50\ \text{kW}$, 输

入脉冲耦合于模式 1, 其余模式为量子噪声信号, 噪声可以使模式之间相互作用。通过计算, 光纤的非线性长度为 $L_{NL} = 1/(P_0 \cdot \gamma) = 5.0149 \times 10^{-4}\ \text{m}$, 色散长度为 $L_D = T_0^2/|\beta_2| = 1.3130\ \text{m}$ 。由于 $L_D \gg L > L_{NL}$, 非线性效应对脉冲频域的展宽起主要作用, 可以忽略 GVD 的作用效果。图 3 所示为光纤 0.3 m 处各模式的脉冲强度增益, 纵坐标表示输出光强与输入光强的比值。模式 1 的脉冲强度增益为 0.5, 模式 2 的脉冲强度增益为 5×10^3 , 其余四个模式的脉冲强度增益约为 10^{-3} 。模式 1 和模式 2 发生了显著的能量转移, 而简并 HOM 几乎没有能量转移。每一类耦合系数代表不同的非线性过程, 其中属于模式内非线性和模式间交叉相位调制的耦合系数 $Q_{plmn}^{(1,2)}$ 较大, 在短距离高功率脉冲传输过程中不会将能量转移到 HOM 中^[21]。此外, 由于基模与 HOM 之间存在相位失配, 所以 HOM 的能量转移被抑制。图 4 所示为各模式的光谱分布, 模式 1 和模式 2 的光谱宽度在 $-40\ \text{dB}$ 时为 $1980 \sim 2500\ \text{nm}$ 。由

于有效折射率和横向电场强度相互匹配, 所以时域和光谱分布相似性较高。当脉冲耦合到模式 2 时, 得到的结果与上述结果近似相同。

图 5 所示为各模式的光谱演化过程。耦合到模式 1 的输入脉冲形成高阶孤子。在传输过程中, 高阶孤子被压缩变窄, 在 0.03 m 处发生孤子裂变, 孤子阶数 N 为 51.17, 裂变长度 $L_{fission} = N \times L_{NL} = 0.0257$ m。甲苯液芯具有慢非线性, 导致孤子裂变长度显著增加, 短波长区域的孤子能量向长波区域移动, 发生孤子自频移现象。当孤子移动到最大位置处时, 频谱不会随着光纤长度的增加而展宽, 模式 1 的光谱在 0.1 m 处形成最大的频谱分布, 并以几乎不变的宽度传输到光纤的末端。能量在模式 1 和模式 2 之间发生转移, 模式 2 在 0.065 m 处发生孤子裂变。由于两个模式的相位同步且孤子裂变产生的拉曼效应、短波区域色散波的形成使频谱进一步展宽, 传输约 0.1 m 时形成了

最宽的频谱分布。模式 3 的频谱分布显示, 在短波区域和长波区域存在相互匹配的零星谱线, 其余简并 HOM 的时域演化主要由孤子分裂主导。由于极少能量转移到 HOM 中, 因此没有光谱展宽现象。这种光谱能量转移现象与现有研究相似^[21,25,32], 能够验证 MM-GNLSE 理论模型应用于少模 TLC-PCF 的可行性, 可用于进一步研究少模 TLC-PCF 的非线性效应。

模式的能量转移特性如图 6(a) 所示。模式 1 的能量减少时, 模式 2 的能量增加, 其余模式没有显著的能量转移现象。当模式 1 和模式 2 的归一化能量值接近 0.5 时, 能量转移达到平衡点, 各模式的能量之和近似等于输入能量, 即满足能量守恒。如果只考虑简并基模的有效耦合, 可将该模型简化为最简单的双模模型。在双模模型中, 不同峰值功率(1 kW、10 kW、50 kW)的输入脉冲传输 0.3 m 时的归一化能量转移曲线如图 6(b) 所示。其中, 输入

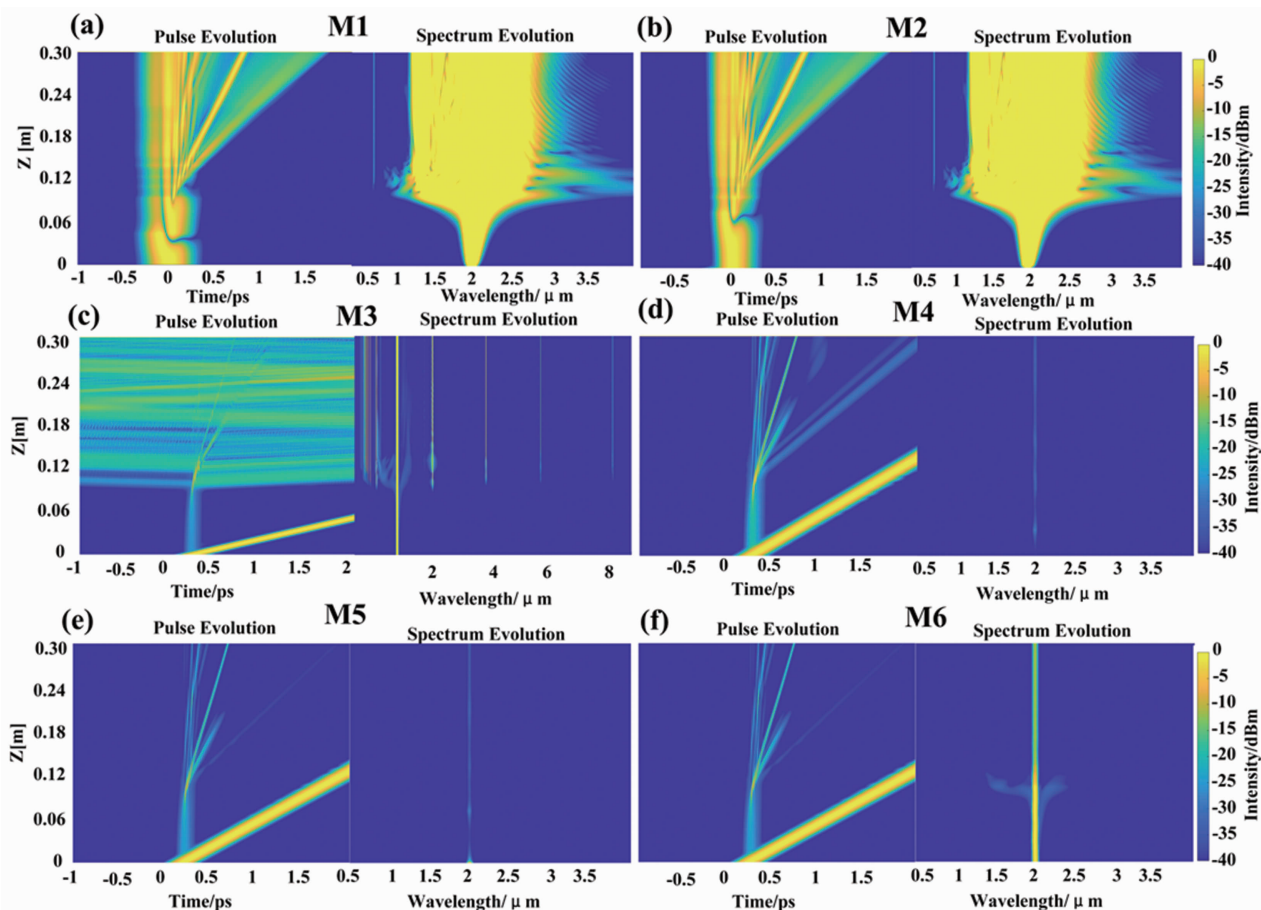


图 5 模式 1 到模式 6 的光谱演化和时间演化

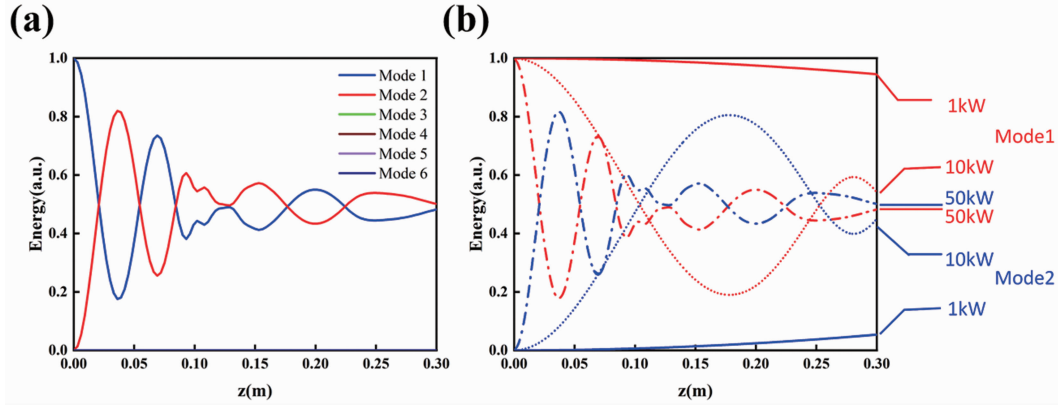


图 6 少模 TLC-PCF 的能量演化图: (a) 六个模式的能量演化; (b) 双模模型的能量演化图

脉冲完全耦合到模式 1, 模式 2 为量子噪声信号。当峰值功率较小(1 kW)时, 少量能量转移到模式 2 中; 当峰值功率增大(10 kW、50 kW)时, 近一半的能量转移到模式 2 中, 并且脉冲峰值功率越高, 能量转移越早到达平衡点。例如, 当峰值功率为 10 kW 时, 在 0.1 m 处首次到达平衡点; 而当峰值功率为 50 kW 时, 在 0.02 m 首次到达平衡点。

FWM 是能量转移的有效方式。简并基模由于相位匹配发生能量转移, 即来自模式 1 的两个光子转换成两个几乎相同的光子, 一个在模式 1 中, 另一个在模式 2 中。本文通过设置来清除模型中控制 FWM 的耦合系数, 即将耦合系数 $Q_{plmn}^{(2)}$ 设置为数值 0。对比输入脉冲参数相同时 FWM 对模式演化的作用。图 7 所示为忽略 FWM 作用时各模式的光谱强度。对比图 7 与图 4 后发现, 模式 1 的光谱平坦度与强度更高, 仅有较少能量转移到模式 2 并且光谱展宽不明显, 表明 FWM 对能量转移的影响较大。图 8 所示为忽略 FWM 作用时模式 1 和模式 2 的时域演化和光谱演化。对比图 8 与图 5 后发现, 脉冲变窄现象更加明显, 孤子裂变的起始时间更靠后, 模式 2 的光谱宽度和强度明显减小。

为了研究简并 HOM 之间的能量转移特性, 选择入射的飞秒激光脉冲为无啁啾高斯型脉冲, 中心波长为 1590 nm, 半高宽为 100 fs、峰值功率为 100 kW, 输入脉冲与模式 5 完全耦合, 其余模式为量子噪声信号。图 9 所示为

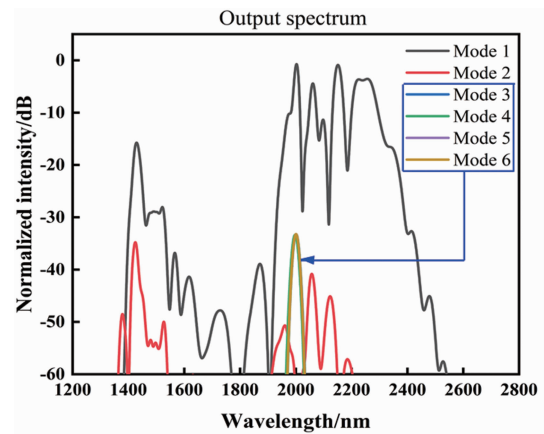


图 7 忽略 FWM 的作用时, 峰值功率为 50 kW、完全耦合到模式 1 的初始脉冲传输 0.3 m 后的光谱分布。光纤 0.3 m 处各模式的光谱分布, 基模几乎没有能量转移和频谱展宽现象。模式 3~模式 6 是一组简并 HOM, 模式 5 的光谱宽度在 -40 dB 时为 1450~1720 nm, 模式 6 的光谱宽度在 -40 dB 时为 1480~1700 nm。能量转移大多发生在模式 6 中, 模式 3 和模式 4 存在较少能量转移和频谱展宽现象。对比图 3 与图 9 的光谱分布, 得出以下结论: 能量转移特性在 HOM 和基模中相似, 主要发生在简并模式中。通过将控制 FWM 的耦合系数 $Q_{plmn}^{(2)}$ 设置为数值 0, 研究了 FWM 对简并 HOM 的影响。图 10 所示为忽略 FWM 作用时的光谱分布。对比图 10 与图 9 可知, 其余三个 HOM 的光谱宽度和强度明显减小。此外, 对比图 4 和图 9 的频谱分布特征可知, FWM 对 HOM 的能量转移同样起关键作用。通过对比简并基模和简并 HOM 的数据结果及其输出光谱特性, 我

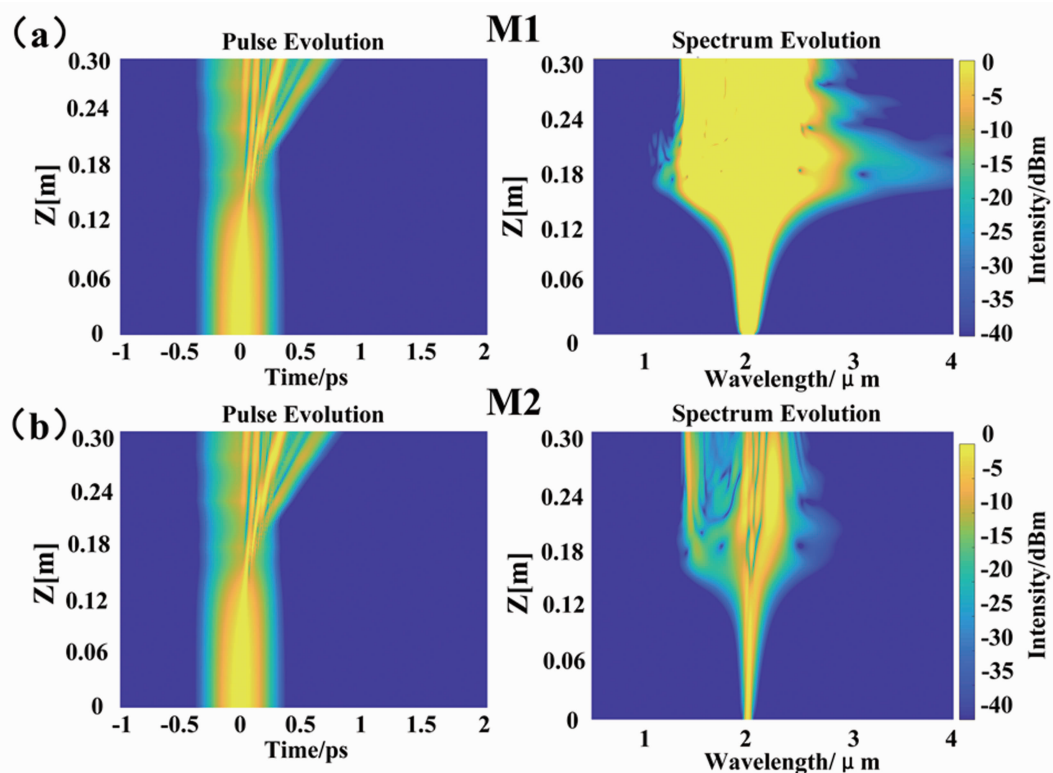


图 8 忽略 FWM 的作用时, 峰值功率为 50 kW、完全耦合到模式 1 的初始脉冲传输 0.3 m 后的光谱演化和时间演化: (a) 模式 1 (HE_{11a}); (b) 模式 2 (HE_{11b})

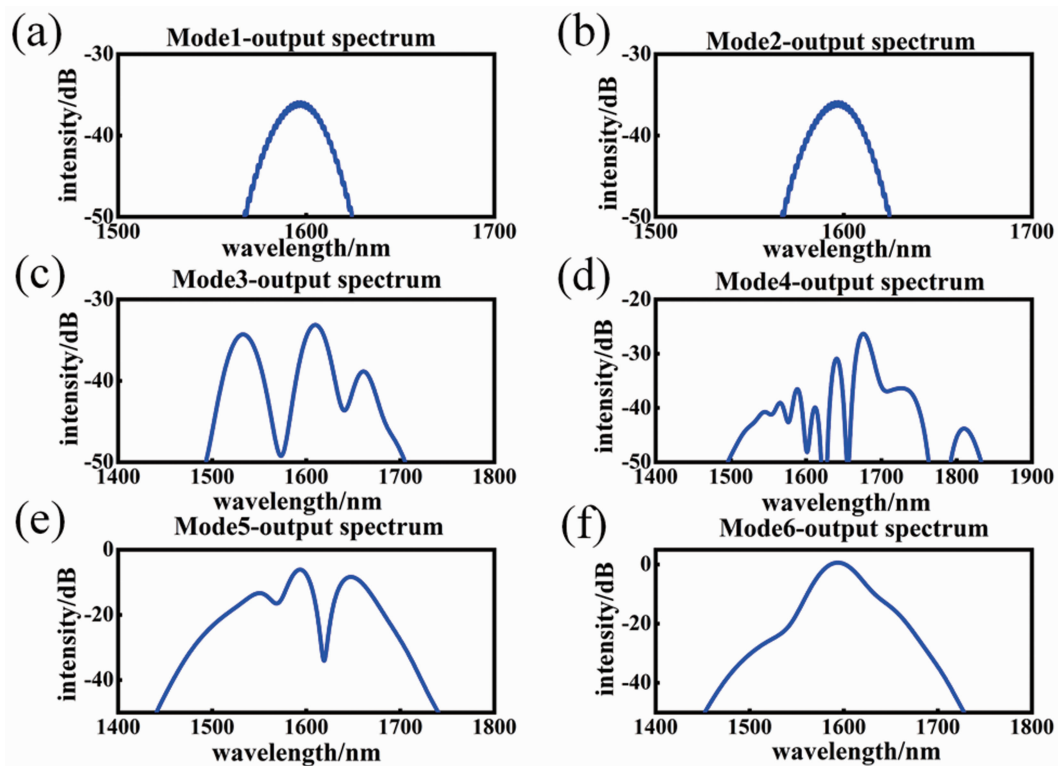


图 9 峰值功率为 100 kW、完全耦合到模式 5 的初始脉冲传输 0.3 m 后的光谱分布:

(a) HE_{11a}; (b) HE_{11b}; (c) TE₀₁; (d) TM₀₁; (e) HE_{21a}; (f) HE_{21b}

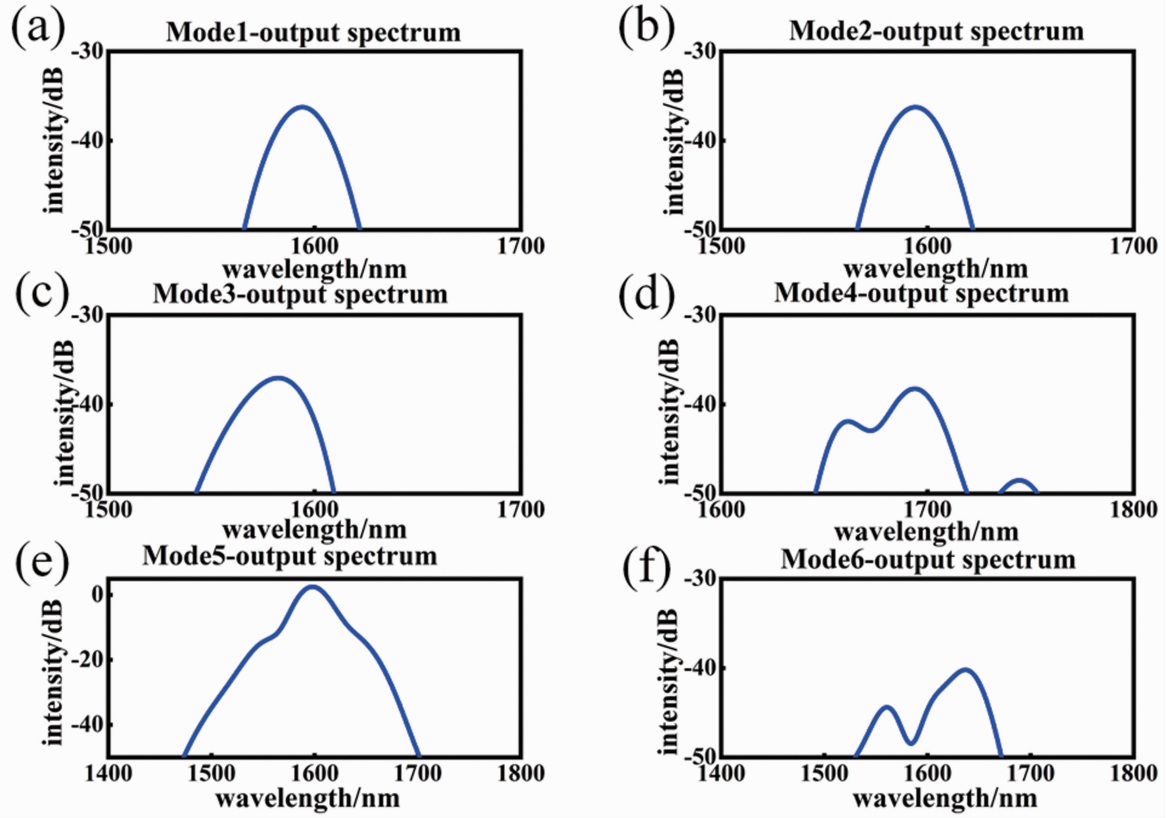


图 10 忽略 FWM 的作用时, 峰值功率为 100 kW、完全耦合到模式 5 的初始脉冲传输 0.3 m 后的光谱分布: (a) HE_{11a} ; (b) HE_{11b} ; (c) TE_{01} ; (d) TM_{01} ; (e) HE_{21a} ; (f) HE_{21b}

们发现了类似的耦合行为, 并得出了以下结论: 当一个简并模式被激发时, 其余简并模式会出现能量转移, 并且 FWM 负责非线性少模 TLC-PCF 中的模式间能量转移。

3 结束语

本文提出了一种高非线性少模 TLC-PCF, 采用 MM-GNLSE 理论对飞秒脉冲在少模光纤中的传输与演化进行了建模和求解。我们对少模 TLC-PCF 的模式耦合与能量转移特性进行了详细研究。对比现有研究能够得到相似的结论^[21,25,27,32], 即能量转移主要发生在简并模式之间, 并且峰值功率越高, 能量转移越早达到平衡点, 可以验证理论模型的正确性。此外, 本文通过研究四波混频对飞秒脉冲传输的影响可知, 四波混频是简并模式发生能量转移的关键因素。超短脉冲的传输与演化仍然是少模光纤非线性动力学的一个有价值的研究领域, 后期的工作会考虑通过实验进一步研究少模光纤中的非线性现象。

参考文献

- [1] Alfano R R, Shapiro S L. Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses [J]. *Physical Review Letters*, 1970, **24**(11): 592–594.
- [2] Fanjoux G, Margueron S, Beugnot J C, et al. Supercontinuum generation by stimulated Raman – Kerr scattering in a liquid-core optical fiber [J]. *JOSA B*, 2017, **34**(8): 1677–1683.
- [3] Saini T S, Tuan T H, Suzuki T, et al. Coherent mid-IR supercontinuum generation using tapered chalcogenide step-index optical fiber: experiment and modelling [J]. *Scientific Reports*, 2020, **10**(1): 2236.
- [4] Van L C, Hoang V T, Long V C, et al. Supercontinuum generation in photonic crystal fibers infiltrated with nitrobenzene [J]. *Laser Physics*, 2020, **30**(3): 035105.
- [5] Wen J, Liang B Z, Qin W J, et al. High coherent

- supercontinuum generation in nitrobenzene liquid-core photonic crystal fiber with elliptical air-hole inner ring [J]. *Optical and Quantum Electronics*, 2022, **54**(12): 817.
- [6] Trofimov V A, Loginova M M, Fedotov M V, et al. Conservative Finite-Difference Scheme for 1D Ginzburg-Landau Equation [J]. *Mathematics*, 2022, **10**(11): 1912.
- [7] Salmela L, Hary M, Mased M, et al. Feed-forward neural network as nonlinear dynamics integrator for supercontinuum generation [J]. *Optics Letters*, 2022, **47**(4): 802–805.
- [8] Lehtonen M, Genty G, Ludvigsen H, et al. Supercontinuum generation in a highly birefringent microstructured fiber [J]. *Applied Physics Letters*, 2003, **82**(14): 2197–2199.
- [9] Zhang T, Zhang W, Hu X, et al. All fiber structured supercontinuum source based on graded-index multimode fiber [J]. *Laser Physics Letters*, 2022, **19**(3): 035101.
- [10] Qi Y Y, Liu M Y, Luan N N, et al. Recent research progress of nonlinear multimode interference mode-locking technology based on multimode fibers [J]. *Infrared Physics & Technology*, 2022, **121**(8): 104017.
- [11] 王丽芸. 液芯光子晶体光纤中超连续谱的产生 [D]. 北京: 北京邮电大学, 2018.
- [12] 郭延琛. 有机液芯光子晶体光纤设计及超连续谱产生的研究 [D]. 北京: 北京邮电大学, 2020.
- [13] 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.
- [14] Fabert M, Sapantan M, Krupa K, et al. Coherent combining of self-cleaned multimode beams [J]. *Scientific Reports*, 2020, **10**(1): 20481.
- [15] Dupiol R, Bendahmane A, Krupa K, et al. Far-detuned cascaded intermodal four-wave mixing in a multimode fiber [J]. *Optics Letters*, 2017, **42**(7): 1293–1296.
- [16] 罗雪雪. 少模光纤中的模式不稳定效应研究 [D]. 长沙: 国防科技大学, 2018.
- [17] Krupa K, Tonello A, Barthélémy A, et al. Multimode nonlinear fiber optics, a spatiotemporal avenue [J]. *APL Photonics*, 2019, **4**(11): 110901.
- [18] Wright L G, Christodoulides D N, Wise F W. Controllable spatiotemporal nonlinear effects in multimode fibers [J]. *Nature Photonics*, 2015, **9**(5): 306–310.
- [19] Wright L G, Liu Z W, Nolan D A, et al. Self-organized instability in graded-index multimode fibers [J]. *Nature Photonics*, 2016, **10**(12): 771–776.
- [20] Poletti F, Horák P F. Description of ultrashort pulse propagation in multimode optical fibers [J]. *Journal of The Optical Society of America B-optical Physics*, 2008, **25**(10): 1645–1654.
- [21] Poletti F, Horák P F. Dynamics of femtosecond supercontinuum generation in multimode fibers [J]. *Optics Express*, 2009, **17**(8): 6134–6147.
- [22] Scheibinger R, Lüpken N M, Chemnitz M, et al. Higher-order mode supercontinuum generation in dispersion-engineered liquid-core fibers [J]. *Scientific Reports*, 2021, **11**(1): 5270.
- [23] Chen L, Gao W Q, Chen L, et al. Numerical study on supercontinuum generation by different optical modes in $\text{AsSe}_2\text{-As}_2\text{S}_5$ chalcogenide microstructured fiber [J]. *Applied Optics*, 2018, **57**(3): 382–390.
- [24] Kubat I, Bang O. Multimode supercontinuum generation in chalcogenide glass fibers [J]. *Optics Express*, 2016, **24**(3): 2513–2526.
- [25] Salem A B, Trichili A, Chérif R, et al. Rigorous study of supercontinuum generation in few mode fibers [J]. *Applied Optics*, 2016, **55**(16): 4317–4322.
- [26] Shi W H, Zhang T T, Xu C X. Numerical research on mid-infrared supercontinuum generation in $\text{Ge}_{11.5}\text{As}_{24}\text{Se}_{64.5}$ few-mode photonic crystal fibers [J]. *Optoelectronics Letters*, 2022, **18**(4): 0233–0237.
- [27] Khalifa A B, Salem A B, Chérif R, et al. Mid-infrared supercontinuum generation in multimode step index chalcogenide fiber [C]. *SPIE*, 2016, **9958**: 99580M.

- [28] Kedenburg S, Steinmann A, Hegenbarth R, et al. Nonlinear refractive indices of nonlinear liquids: wavelength dependence and influence of retarded response [J]. *Applied Physics B*, 2014, **117**(3): 803–816.
- [29] Hult J. A fourth-order Runge-Kutta in the interaction picture method for simulating supercontinuum generation in optical fibers [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2007, **25**(12): 3770–3775.
- [30] Heidt A M. Efficient adaptive step size method for the simulation of supercontinuum generation in optical fibers [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2009, **27**(18): 3984–3991.
- [31] Filoteo-Razo J D, Hernández-García J C, Estudillo-Ayala J M, et al. Numerical Analysis of Chaotic Dynamics Produced in a Photonic Crystal Fibers [C]. Toyama: 2018 Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS-Toyama), 2018.
- [32] Khakimov R, Shavrin I A, Novotny S, et al. Numerical solver for supercontinuum generation in multimode optical fibers [J]. *Optics Express*, 2013, **21**(12): 14388–14398.

(上接第 12 页)

- [7] 廖辉传, 赵海霞. 基于分类器决策融合的红外图像目标识别方法 [J]. *红外与激光工程*, 2022, **51**(8): 1–6.
- [8] 王文博, 王英瑞. 红外双波段点目标双色比分析 & 处理 [J]. *红外与激光工程*, 2015, **44**(8): 2347–2350.
- [9] 李森. 天基光学监视系统目标检测与识别关键技术研究 [D]. 长沙: 国防科技大学, 2017.
- [10] 朱含露. 天基空中动目标红外探测与识别关键技术研究 [D]. 北京: 中国科学院大学, 2020.
- [11] Dau H A, Bagnall A, Kamgar K, et al. The UCR Time Series Archive [J]. *IEEE/CAA Journal of Automatica Sinica*, 2019, **6**(6): 1293–1305.