

微结构光纤中超短激光脉冲传输的数值模拟^{*}

李曙光¹⁾ 周桂耀¹⁾ 邢光龙¹⁾ 侯蓝田¹⁾ 王清月²⁾ 栗岩锋²⁾ 胡明列²⁾

¹⁾ 燕山大学红外光纤与传感研究所, 秦皇岛 066004)

²⁾ 天津大学精密仪器与光电子工程学院, 光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300072)

(2004 年 8 月 2 日收到, 2005 年 1 月 13 日收到修改稿)

在传统求解广义非线性薛定谔方程(GNSE)分步傅里叶方法的基础上,提出了利用自适应分步傅里叶方法(ASSFM)求解 GNSE. 数值模拟发现,在发生显著孤子峰值频移且微结构光纤的色散和非线性参数随频率显著变化的情况下,采用 ASSFM 对超短脉冲在光纤中传输进行模拟是很必要的,微结构光纤色散特性对超短脉冲在微结构光纤中的演化以及超连续光谱展宽有很大影响. ASSFM 可以合理地考虑到微结构光纤特性参数随脉冲演化过程中峰值功率所对应波长(或频率)的变化,从而更精确地模拟超短脉冲在微结构光纤中的传输.

关键词: 微结构光纤, 超短脉冲, 色散, 自适应分步傅里叶方法

PACC: 4270Q, 7155J, 7830, 3320K

1. 引言

近年来兴起了微结构光子晶体光纤研究的热潮,关于微结构光纤中超短激光脉冲传输的非线性效应及超连续谱特性的研究^[1-18]已经成为非线性光学研究的一个重要分支. Coen 等^[1]报道了 60 ps 激光脉冲在光子晶体光纤中产生白光超连续谱的现象, Fang 等^[5]实验研究了光子晶体光纤中由于脉冲内四波混频和零色散波长附近高阶孤子激发产生从 480 到 1020nm 的超连续谱. Gu 等^[7]认为微结构光纤中超连续谱产生与噪声引起的涨落有关, Newbury 等^[8]从理论及实验方面研究了微结构光纤超连续谱产生过程中输入脉冲噪声的放大. 所有这些利用超短激光脉冲通过微结构光纤产生超连续谱的现象^[1-18]都是强光脉冲通过这种光纤时产生的一种非线性光学效应. 目前,对于超短激光脉冲在微结构光纤中传输时的数值模拟和超强非线性效应的合理解释是制备所需特性微结构光纤的重要理论依据.

非线性薛定谔方程(NSE)或广义非线性薛定谔方程(GNSE)是模拟激光脉冲在光纤中传输的一种重要方法^[19-23]. Nikolov 等^[4]通过求解耦合 NSE 利用简并四波混频解释了超连续谱的产生, Schreiber 等^[6]报道了掺 Yb 光子晶体光纤中产生高平均功率

和平坦超连续谱的实验,并利用 GNSE 数值模拟了超连续谱的产生. 他们在求解这些方程时都利用了分步傅里叶方法(split-step Fourier method, SSFM),但都没有考虑脉冲传输和演化过程中脉冲中心频率所对应的光纤参数随频率的变化.

本文在传统求解 GNSE 的 SSFM 基础上^[22, 23],将自适应思想应用到模拟激光脉冲在微结构光纤的传输和演化中,提出了一种求解 GNSE 的新方法——自适应分步傅里叶方法(adaptive split-step Fourier method, ASSFM). 通过数值模拟分析验证了该方法的可靠性,进一步利用 ASSFM 求解 GNSE 对超短激光脉冲在微结构光纤不同色散区的传输特性进行了模拟,着重分析了超短脉冲在微结构光纤中传输时的非线性机理和连续谱展宽特性.

2. 理论推导

2.1. 脉冲在光纤中传输的基本方程

脉冲在光纤中传输和演化所满足的 GNSE^[22, 23]为

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha(\omega)}{2} A - \sum_{k \geq 1} i^{k+1} \frac{\beta_k}{k!} \frac{\partial^k A}{\partial t^k}$$

^{*} 国家高技术研究发展计划(批准号 2003AA311011)、国家重点基础研究发展规划(批准号 2003CB314905)和海湾安全技术有限公司博士后工作站资助的课题.

$$= i\chi(\omega) \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left[A(z, t) \times \int_{-\infty}^t R(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right], \quad (1)$$

其中 A 是脉冲包迹, z 是距离, ω 是角频率, $\alpha(\omega)$ 是衰减系数, $\beta_k = (d^k \beta / d\omega^k)_{\omega=\omega_0}$ 表示各阶色散, 非

线性系数 $\chi(\omega) = \frac{n_2 \omega_0}{c S_{\text{eff}}} = \frac{2\pi n_2}{\lambda S_{\text{eff}}}$, ω_0 是脉冲中心角频率, c 是光速, n_2 是非线性折射率系数, 有效纤芯面积 S_{eff} 可根据光场的横向分布函数计算. 非线性响应函数 $R(t)$ 的形式可参见文献 [23].

对于脉冲宽度窄于 5 ps 且包含多个光学周期的脉冲, 可以将方程 (1) 近似为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha(\omega)}{2} A + \left(\sum_{n \geq 2} \beta_n(\omega) \frac{i^{n-1}}{n!} \frac{\partial^n}{\partial T^n} \right) A \\ &= i\chi(\omega) \left[|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial (|A|^2 A)}{\partial T} - T_R A \frac{\partial (|A|^2)}{\partial T} \right], \quad (2) \end{aligned}$$

其中, $T = t - \beta_1 z$ 是以群速度移动的参考系中的时间坐标, 方程左边表示线性效应, 方程右边表示非线性效应, 有自相位调制 (SPM)、自陡和脉冲内拉曼散射诱发的自频移效应, T_R 是相应于拉曼响应的时间参数 [23]. 本文的数值模拟采用无初始啁啾的双曲正割脉冲, 双曲正割脉冲是一类重要的脉冲波形, 它与光孤子的产生有固有的联系, 一些锁模激光器发射的脉冲也是双曲正割型 [23].

2.2. ASSFM 的基本思想和步骤

ASSFM 的基本思想如下: 一方面, 从 GNSE 方程 (2) 可以看出参数 $\alpha(\omega)$, $\beta_n(\omega)$ 和 $\chi(\omega)$ 都是 ω 的函数, 由于微结构光纤的结构高度可调, 这些参数随频率变化较大. 根据我们对微结构光纤的数值模拟结果可知 [24—28], 除极特殊的超平坦色散光纤外, 大多数微结构光纤的各阶色散、有效模式面积以及非线性系数等参数都是随频率变化的, 并且其变化幅度比传统梯度光纤大. 另一方面, 随着脉冲在微结构光纤中的传输和演化, 脉冲峰值所对应的中心频率随传输距离变化. 传统求解 GNSE 的 SSFM, 从输入脉冲开始到脉冲传输结束只用一组不变的对应于初始脉冲中心频率 ω_0 的参数 $\alpha(\omega_0)$, $\beta_n(\omega_0)$ 和 $\chi(\omega_0)$ 根本没有考虑这些参数随脉冲峰值功率所

对应频率的变化, 这样数值模拟结果的可靠性就受到了质疑.

自适应方法在各种信号提取方面有重要的应用, 我们在石油测井信号的提取过程中曾采用自适应反褶积处理方法 [29]. 为了更好地模拟超短激光脉冲在光纤中的传输特性, 本文将自适应的思想应用于模拟脉冲在光纤中传输, 提出利用 ASSFM 求解 GNSE. 即充分考虑脉冲传输和演化过程中其峰值所对应的中心频率 ω_{mid} 随传输距离 z 的变化 $\omega_{\text{mid}} = \omega_{\text{mid}}(z)$, 在脉冲传输的每一步都用相应于 $\omega_{\text{mid}}(z)$ 的参数代替上一步的参数. 具体步骤如下:

(1) 利用给定的初始脉冲参数及其中心频率 ω_0 所对应的光纤参数 $\alpha(\omega_0)$, $\beta_n(\omega_0)$ 和 $\chi(\omega_0)$, 根据 SSFM [23] 完成一次步长 h 的计算. 利用快速傅里叶变换得到相应的输出脉冲谱, 并找到该脉冲谱峰值所对应的中心频率 $\omega_{\text{mid}}(z)$.

(2) 把上一步得到的对应于 $\omega_{\text{mid}}(z)$ 的光纤参数 $\alpha(\omega_{\text{mid}})$, $\beta_n(\omega_{\text{mid}})$ 和 $\chi(\omega_{\text{mid}})$ 作为新的光纤参数输入, 对上一步模拟所得到的输出脉冲根据 SSFM 进行下一次步长的数值模拟, 得到相应的输出脉冲谱, 并找到该脉冲谱峰值所对应的中心频率 $\omega_{\text{mid}}(z + h)$.

(3) 重复步骤 (2) 进行数值模拟, 最终得到对应于要模拟的光纤长度 L 的输出脉冲时域波形和脉冲谱.

3. 数值模拟与结果分析

本文以包层节距 $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ 、空气线半径 $r = 1.0 \mu\text{m}$ 且中心去掉一个空气线而形成纤芯的微结构光纤为例 (其空气线排列结构与文献 [24—26] 所报道的光纤类似, 即空气线为三角形排列), 对不同中心波长的输入脉冲在该光纤中的传输进行数值模拟. 为了便于标注将此微结构光纤称为 MOF1. 利用矢量法 [25, 26] 模拟该光纤的特性参数 (如图 1 所示). 图 1(a) 给出了非线性系数 γ 和有效模式面积 S_{eff} 随波长 λ 的变化, 图 1(b) 给出了传播常数 β 和 β_2 随波长 λ 的变化, 图 1(c) 给出了 β_3 和 β_4 随波长 λ 的变化. 从图 1(b) 所示的 β_2 随波长 λ 变化关系可以看出, MOF1 的零色散波长位于 $\lambda_0 = 0.8286 \mu\text{m}$, $\lambda > \lambda_0$ 为反常色散区, $\lambda < \lambda_0$ 为正常色散区.

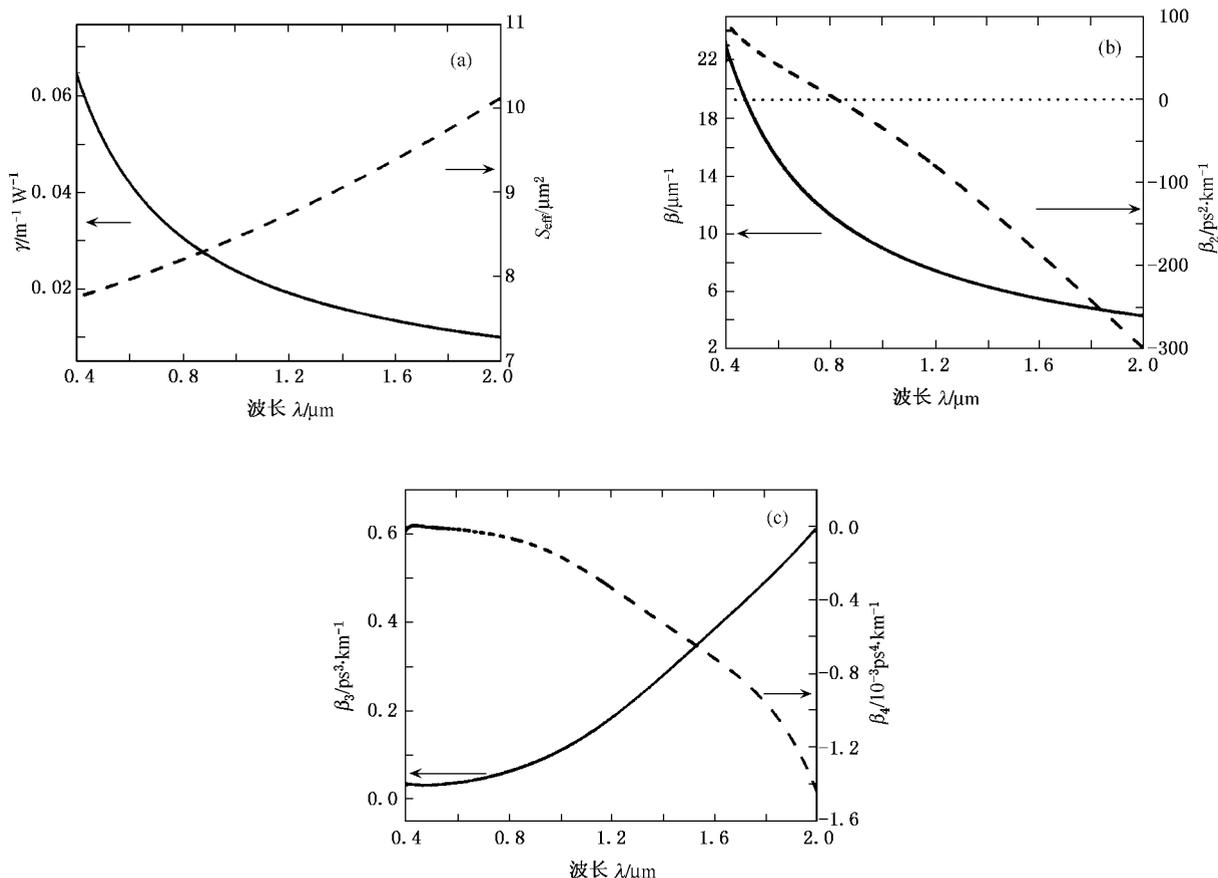


图1 MOF1的几个典型参数随波长 λ 变化的关系 (a) γ 和 S_{eff} (b) β_1 和 β_2 (c) β_3 和 β_4

首先,模拟中心波长为 $\lambda_0 = 1.0 \mu\text{m}$ 、脉冲宽度为 $T_{\text{FWHM}} = 100 \text{ fs}$ 、峰值功率 $P_0 = 8.815 \text{ kW}$ 的双曲正割脉冲在MOF1中的传输和演化,脉冲在光纤中传输最大距离 $z_{\text{max}} = 10 \text{ cm}$.图2为脉冲形状随距离 z 的演变,图3为脉冲频谱随距离 z 的演变,脉冲谱强度已经按照其峰值归一化并以dB为单位给出.

对比后发现,这两种方法的模拟结果之间存在差距,特别是两者脉冲频谱之间差距较大.输入脉冲中心波长 $\lambda_0 = 1.0 \mu\text{m}$ 位于MOF1的反常色散区,有可能形成光孤子.根据输入中心波长所对应的光纤参数计算可得:非线性长度 $L_{\text{NL}} = 1/(\gamma P_0) = 0.0048 \text{ m}$,二阶色散长度 $L_{\text{D}} = T_0^2/|\beta_2| = 0.096 \text{ m}$,三阶色散长度 $L_{\text{D}'} = T_0^3/|\beta_3| = 1.659 \text{ m}$,三阶色散长度与二阶色散长度之比 $L_{\text{D}'}/L_{\text{D}} = 17.3$,孤子阶数 $N = \sqrt{L_{\text{D}}/L_{\text{NL}}} = 4.47$,孤子周期 $z_0 = \frac{\pi}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2|} = 0.15 \text{ m}$.从这些参数可以判断出三阶或三阶以上色散起的作用较小,同时 $N = 4.47$ 说明群速度色散和SPM效应共同起作用形成四阶孤子,在传输10 cm的长度内孤

子效应会起显著作用.当脉冲在光纤中传输时脉冲的蓝移分量可作为抽运,通过拉曼增益有效地放大脉冲的红移分量,此过程在光纤中连续进行会导致能量不断地从蓝移分量转到红移分量,随着距离的增加就表现为孤子频谱的红移.自陡效应、脉冲内拉曼散射、三阶或三阶以上色散的存在都会破坏孤子的稳定性,它们的共同作用引起高阶孤子破裂^[30,31],这与文献[12,13,30,31]所得实验和理论结果相一致.另外,根据ASSFM的思想脉冲传输过程中由于孤子主峰的红移导致光纤的色散和非线性参数随着红移主峰的频率而变化,考虑到这一点更增加了引起高阶孤子不稳定的因素,导致不同中心频率的高阶孤子破裂和衰变从而产生频率红移的孤子辐射和蓝移的非孤子辐射.当脉冲传输到一定距离时不同中心频率的孤子和其相应的蓝移辐射互相叠加,就可以形成比较平坦的超连续谱.从图3(b)可知,脉冲在光纤中传输 $z = 3 \text{ cm}$ 就形成了比较平坦的连续谱,传输到 $z = 6 \text{ cm}$ 就形成了稳定的超连续谱,其20 dB谱宽度从波长0.78到1.45 μm ,以后基本不随传

输距离而显著变化.从图 3(b)还可以看出,在 0.5—0.7 μm 的波长范围出现了显著的蓝移辐射,这一点

也证实了高阶孤子破裂产生频率红移的孤子辐射和蓝移的非孤子辐射的观点^[5,30,31].

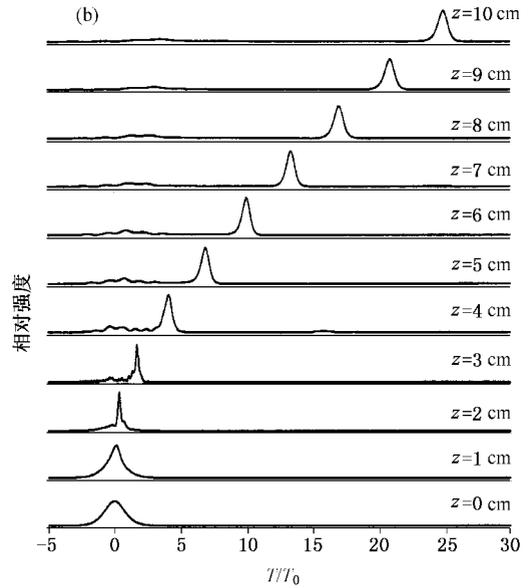
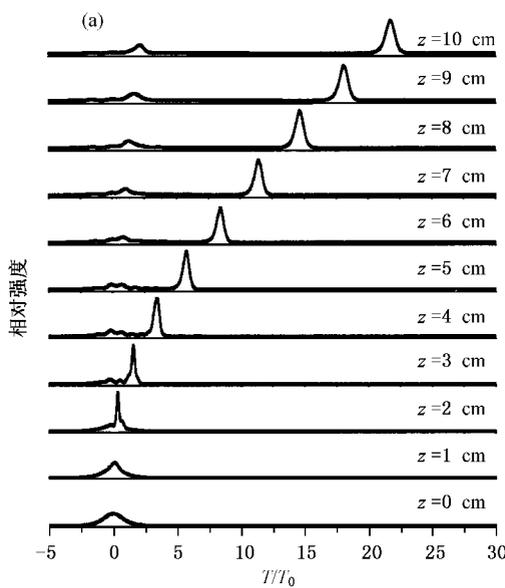


图 2 中心波长 $\lambda_0 = 1.0 \mu\text{m}$ 的脉冲在 MOF1 中传输时脉冲形状随距离 z 演变 (a) SSFM 结果 (b) ASSFM 结果

从图 2 可以看出,ASSFM 的模拟结果中脉冲主峰的时延更大,其他次峰更容易随传输距离破裂.从图 3 可以看出,虽然两种模拟方法在达到一定距离时都可以形成稳定的连续谱,但 ASSFM 的模拟结果可在较短的距离内形成稳定的、范围更宽的连续谱.这是由于 ASSFM 能够系统地考虑到脉冲主峰对应频率随传输距离的变化,从而导致其对应光纤参数

随传输距离而变化.在反常色散区的这种变化容易引起孤子传输的不稳定性而导致孤子破裂,更易于形成平坦的、范围较大的超连续谱.

可见,在发生显著孤子峰值频移和光纤参数随频率变化的情况下,采用 ASSFM 对超短脉冲在光纤中传输进行模拟是很必要的,虽然该方法会增加计算机的 CPU 耗时.

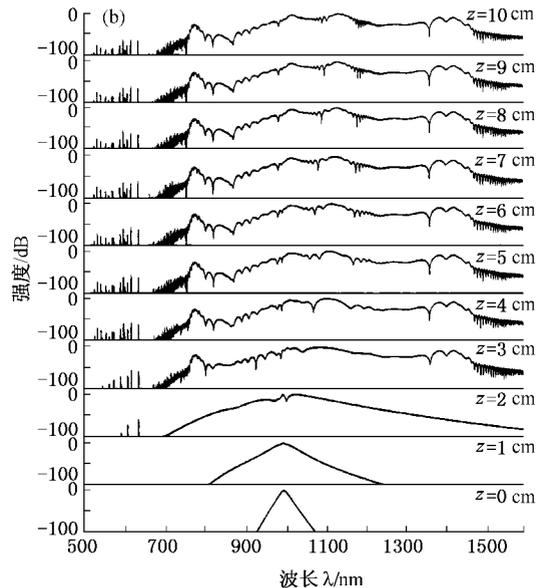
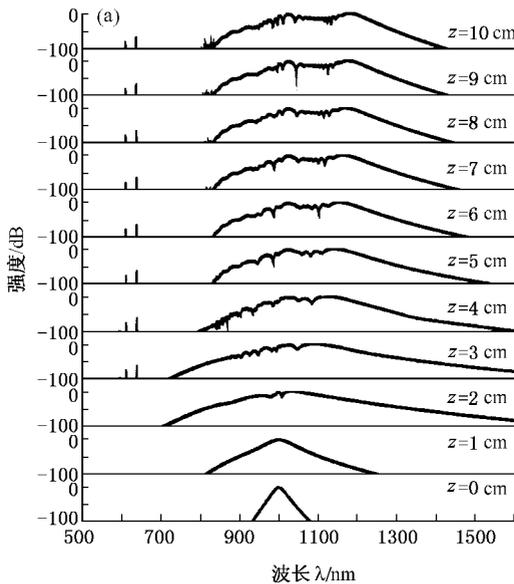


图 3 中心波长 $\lambda_0 = 1.0 \mu\text{m}$ 的脉冲在 MOF1 中传输时脉冲频谱随距离 z 的演变 (a) SSFM 结果 (b) ASSFM 结果

其次,为了比较色散特性对脉冲传输和演化的影响,输入中心波长为 $\lambda_0 = 0.8286 \mu\text{m}$ 而其他脉冲参数不变的双曲正割脉冲,利用 ASSFM 对脉冲在同一微结构光纤中传输进行数值模拟,结果如图 4 所示。 $\lambda_0 = 0.8286 \mu\text{m}$ 位于 MOF1 的零色散波长处,根据相应光纤参数计算可得非线性长度 $L_{\text{NL}} = 0.00384 \text{ m}$,三阶色散长度 $L_{\text{D}3} = 2.7 \text{ m}$,三阶色散长度与非线性长度所确定的参数 $\tilde{N} = \sqrt{L_{\text{D}3}/L_{\text{NL}}} = 27$ 。由参数 $T_0 |\beta_3|/|\beta_4| = 40$ 可知四阶以上色散所起作用很小,可见此时 SPM 效应起主要作用,就各阶色散的影响而言,三阶色散起重要作用。SPM 效应可导致脉冲展宽,传输一段距离后其频率成分向两个方向扩展,其红移成分位于反常色散区内而蓝移成分位于正常色散区。所以,即使开始时 $\beta_2 = 0$ 脉冲也不是真正以零色散波长传输,位于反常色散区内的能量有可能形成孤子,而正常色散区的能量在传输过程中可能被

色散掉^[23]。另外,由于初始脉冲宽度较小,在脉冲传输的初始阶段受自陡和脉冲内拉曼散射影响较大,随着脉冲的展宽这两个因素的影响在减小,但是 β_2 的影响已经不容忽视,如何合理地考虑 β_2 的影响已经成为模拟脉冲传输的一个重要问题。传统的脉冲传输理论一般利用如下公式进行估计^[23]: $|\beta_2| \approx \beta_3 |\delta\omega_{\text{max}}|/2\pi$,其中 $\delta\omega_{\text{max}}$ 是由 SPM 所致最大啁啾,而这种最大啁啾是在忽略其他各种效应的情况下假定脉冲只受 SPM 效应作用时求得,实际上 β_2 是由脉冲频谱中红移的主峰位置所决定。利用 ASSFM 很自然并且精确地考虑到了脉冲主峰所对应的频率随传输距离的变化,从而确定了脉冲传输的每一步所应采用的光纤参数(当然也包括 β_2),这就保证了模拟结果的可靠性和正确性。从图 4(b)可以看出,脉冲在光纤中传输大约 5 cm 就可以形成比较平坦的连续谱,其 20 dB 谱宽度从波长 0.72 到 1.02 μm 。

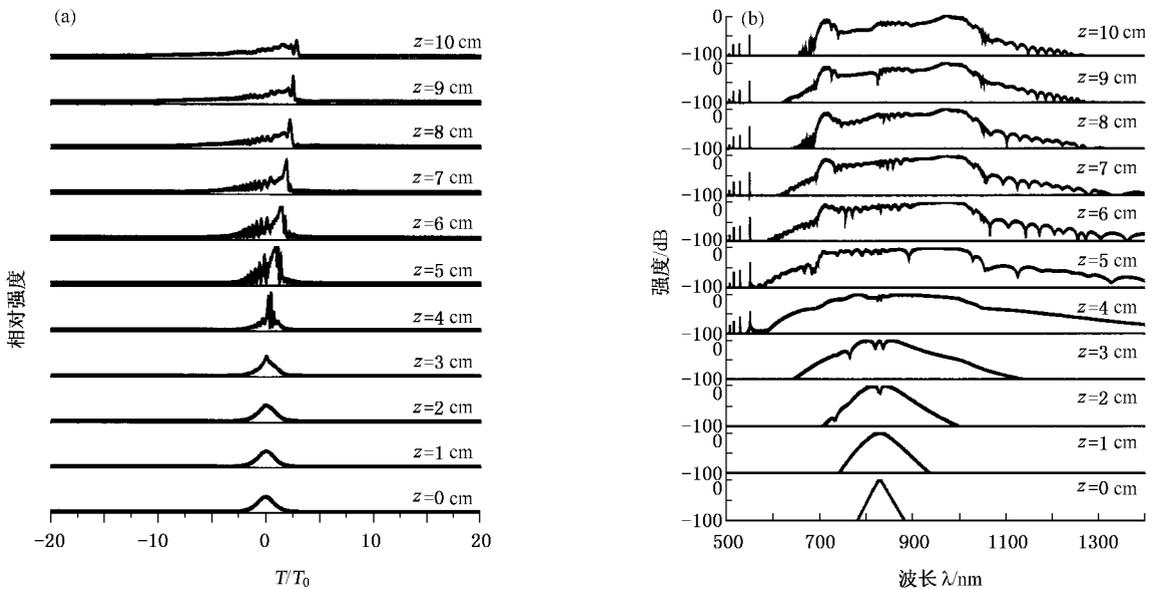


图 4 中心波长 $\lambda_0 = 0.8286 \mu\text{m}$ 脉冲在 MOF1 中传输的 ASSFM 模拟 (a) 脉冲形状随距离演变, (b) 脉冲频谱随距离演变

再次,为了进一步验证初始入射脉冲中心频率位于零色散点时传输过程中所受二阶色散的影响,在其他脉冲参数相同的情况下对中心波长为 $\lambda_0 = 0.8286, 0.8500 \mu\text{m}$ 的脉冲在 MOF1 中传输 10 cm 时的演化结果进行模拟和对比(如图 5 所示)。从图 5 可以看出,虽然这两个不同中心频率的脉冲初始时分别位于光纤的零色散波长和反常色散区,但二者在光纤中传输 10 cm 后脉冲形状和频谱具有一定的

相似性,特别是频谱中红移的主峰位置所对应的波长很接近,它们都是由反常色散区孤子自频移效应引起的,至于频谱之间的微小差别是由脉冲演化初始阶段的条件不同所造成的。这种相似性说明,即使初始输入脉冲位于光纤的零色散点,但随着脉冲在光纤中的演化越来越多地受到二阶色散 β_2 的影响,这一点也间接地证明了采用 ASSFM 的合理性和必要性。

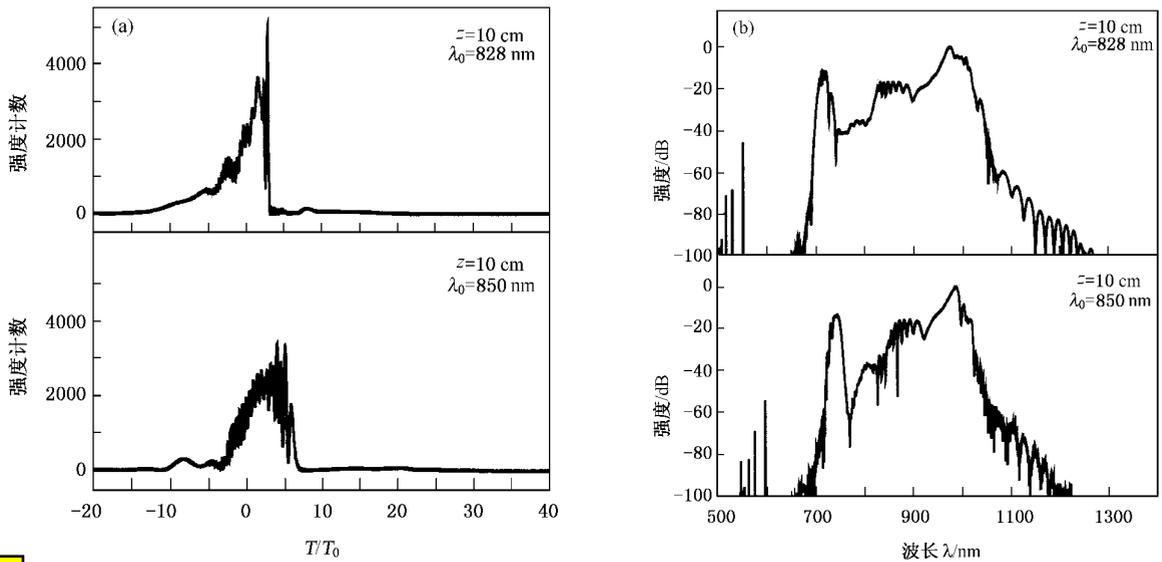


图5 $\lambda_0 = 0.8286 \mu\text{m}$ 脉冲在 MOF1 中传输 10 cm 的 ASSFM 模拟 (a) 脉冲形状 (b) 脉冲频谱

最后,对中心波长为 $\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$ 、其他参数与前面几例相同的脉冲在 MOF1 中传输进行数值模拟,结果如图 6 所示.脉冲中心波长 $\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$ 位于该光纤接近于零色散点的正常色散区,在正常色散区传输不会形成光孤子.从图 1(a)可知,输入脉冲波长越短对应非线性系数 γ 越大,其二阶色散 β_2 较小,脉冲演变的初始阶段 SPM 所起的作用较大.在正常色散区红移分量较蓝移分量传输得快,脉冲前后沿附近各包含了两种不同频率的光,它们之间可能发生干涉,SPM 和群速度色散的共同作用使脉冲频谱向两个方向展宽^[22,23].另外,三阶以上的高阶色

散和脉冲内拉曼散射的综合作用也会引起脉冲波形发生畸变同时产生频率啁啾,使频谱向两个方向发生不对称展宽.从图 6 可以看出,以输入波长为中心形成了幅度在 20 dB 以内 200 nm 谱宽度的平坦连续谱.在正常色散区输入脉冲,脉冲展宽的主要机理是 SPM,在其他脉冲参数相同的条件下其展宽幅度比零色散波长和反常色散区的输入脉冲的展宽范围要小.由于这种情况下脉冲峰值对应的频率没有发生明显移动,SSFM 和 ASSFM 的模拟结果很接近,这里不再给出 SSFM 的模拟结果.

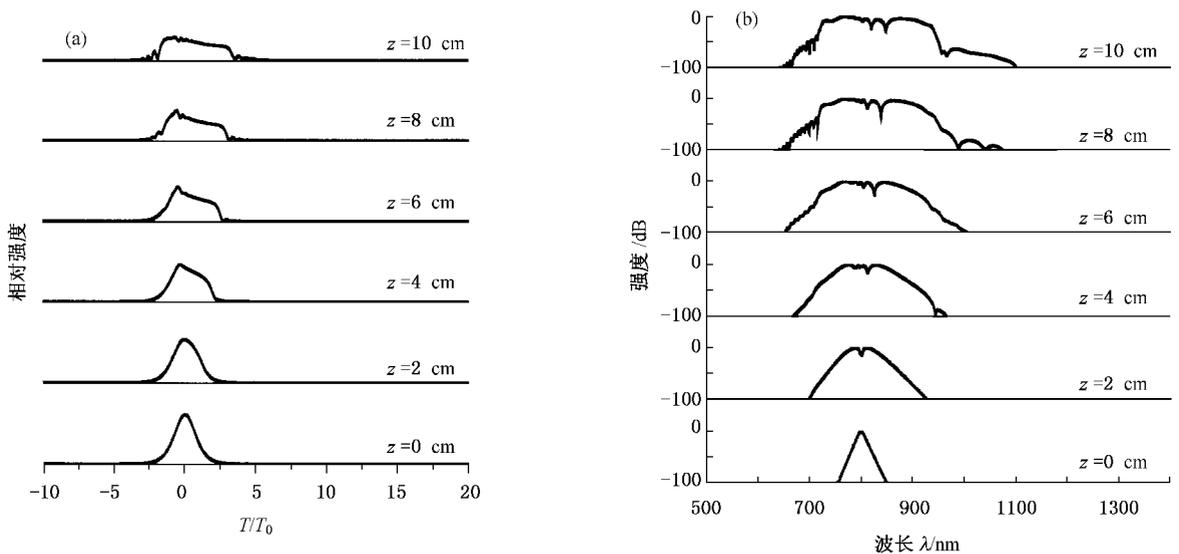


图6 $\lambda_0 = 0.80 \mu\text{m}$ 的脉冲在 MOF1 中传输的 ASSFM 模拟结果 (a) 脉冲形状随距离演变, (b) 脉冲频谱随距离演变

以上对不同中心波长脉冲在微结构光纤中传输的模拟结果有一个共同的特点,即脉冲在光纤中传输不超过 10 cm 就可以产生显著且稳定的光谱展宽.这是由于所模拟的微结构光纤的高非线性引起的.通过调节微结构光纤包层的空气线节距和空气线的大小可以有效地控制光纤的模场面积、色散特性及其非线性系数^[24-27],这为利用超短激光脉冲研究微结构光纤的非线性效应及进一步研制新型光电子器件提供了广阔的前景.

4. 结 论

本文在传统求解 GNSE 的 SSFM 基础上提出了

利用 ASSFM 求解 GNSE,通过数值模拟和分析验证了该方法的可靠性和必要性.发现在发生孤子峰值频移且微结构光纤特性参数随频率变化显著的情况下,采用 ASSFM 对超短脉冲在光纤中传输进行模拟是很必要的.模拟发现,微结构光纤的色散特性对输入脉冲的非线性效应以及超连续光谱展宽的影响是很大的,即使对于同一根光纤在不同色散区的输入脉冲,其光谱展宽机理和展宽程度有很大差别.利用 ASSFM 可以比较合理地考虑到微结构光纤非线性参数和各阶色散随脉冲演化过程中峰值功率所对应波长的变化,可以更精确地模拟超短脉冲在微结构光纤中的传输.

- [1] Coen S , Chau A H L , Leonhardt R *et al* 2001 *Opt. Lett.* **26** 1356
- [2] Zhu Z , Brown T G 2004 *Opt. Express* **12** 791
- [3] Hundertmark H , Kracht D , Wandt D *et al* 2003 *Opt. Express* **11** 3196
- [4] Nikolov N I , Sørensen T 2003 *Opt. Soc. Am. B* **11** 2329
- [5] Fang X J , Karasawa N , Morita R *et al* 2003 *IEEE Photo. Tech. Lett.* **15** 233
- [6] Schreiber T , Limpert J , Zellmer H 2003 *Opt. Commun.* 228 71
- [7] Gu X , Kimmel M , Shreenath A P *et al* 2003 *Opt. Express* **11** 2697
- [8] Newbury N R , Corwin K L 2003 *Opt. Lett.* **28** 994
- [9] Kumar V V , George A K , Reeves W H *et al* 2002 *Opt. Express* **10** 1520
- [10] Price J H V , Belardi W , Monro T M *et al* 2002 *Opt. Express* **10** 382
- [11] Nicholson J W , Yan M F , Wisk P *et al* 2003 *Opt. Lett.* **28** 643
- [12] Li S G , Hou L T , Ji Y L *et al* 2003 *Chin. Phys. Lett.* **20** 1300
- [13] Li S G , Ji Y L , Zhou G Y *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 478 (in Chinese) [李曙光、冀玉领、周桂耀等 2004 物理学报 **53** 478]
- [14] Li Y F , Hu M L , Wang Q Y *et al* 2003 *J. Optoelectronics Laser* **14** 1240 (in Chinese) [栗岩锋、胡明列、王清月等 2003 光电子·激光 **14** 1240]
- [15] Hu M L , Wang Q Y , Li Y F *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4252 (in Chinese) [胡明列、王清月、栗岩锋等 2004 物理学报 **53** 4252]
- [16] Hu M L , Wang C Y , Chai L *et al* 2004 *Laser Phys. Lett.* **1** 299
- [17] Hu M L , Wang C Y , Chai L 2004 *Opt. Express* **12** 1932
- [18] Hu M L , Wang Q Y , Li Y F 2004 *Laser Phys.* **14** 776
- [19] Zhao Y Q , Zhu H Y , Liu J H *et al* 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 2174 (in Chinese) [赵应桥、朱鹤元、刘建华等 1997 物理学报 **46** 2174]
- [20] Chao W H , Zhang Y W , Liu S H *et al* 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 919 (in Chinese) [曹文华、张有为、刘颂豪等 1997 物理学报 **46** 919]
- [21] Han M , Lou C Y , Li Y H *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 751 (in Chinese) [韩 明、娄采云、李玉华等 2000 物理学报 **49** 751]
- [22] Qian S X , Wang G M 2001 *Principle and Progress of Nonlinear Optics* (Shanghai : Fudan University Press) (in Chinese) [钱士雄、王恭明 2001 非线性光学原理与进展(上海:复旦大学出版社)]
- [23] Agrawal G P 1989 *Nonlinear Fiber Optics* (New York : Rochester)
- [24] Li S G , Liu X D , Hou L T 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2811 (in Chinese) [李曙光、刘晓东、侯蓝田 2003 物理学报 **52** 2811]
- [25] Li S G , Liu X D , Hou L T 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1873 (in Chinese) [李曙光、刘晓东、侯蓝田 2004 物理学报 **53** 1873]
- [26] Li S G , Liu X D , Hou L T 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1880 (in Chinese) [李曙光、刘晓东、侯蓝田 2004 物理学报 **53** 1880]
- [27] Li S G , Liu X D , Hou L T 2004 *Chin. J. Lasers* **31** 713 (in Chinese) [李曙光、刘晓东、侯蓝田 2004 中国激光 **31** 713]
- [28] Liu X D , Li S G , Xu X S *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 132 (in Chinese) [刘晓东、李曙光、许兴胜等 2004 物理学报 **53** 132]
- [29] Li S G , Yang S D 2002 *Well Logging Technology* **26** 40 (in Chinese) [李曙光、杨善德 2002 测井技术 **26** 40]
- [30] Husakou A V , Herrmann J 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 203901
- [31] Herrmann J , Griebner U , Zhavoronkov N *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 173901

Numerical simulation on ultrashort laser pulses propagating in microstructure fibers^{*}

Li Shu-Guang¹⁾ Zhou Gui-Yao¹⁾ Xing Guang-Long¹⁾ Hou Lan-Tian¹⁾ Wang Qing-Yue²⁾ Li Yan-Feng²⁾ Hu Ming-Lie²⁾

¹⁾*Institute of Infrared Optical Fibers and Sensors, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China*

²⁾*Key Laboratory of Opto-electronic Information Science and Technology of Ministry of Education, College of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China*

(Received 2 August 2004; revised manuscript received 13 January 2005)

Abstract

For the first time to our knowledge, it is put forward that GNSE can be resolved by adaptive split-step Fourier method (ASSFM) basing on split-step Fourier method (SSFM) in this paper. It is found that ASSFM must be used to resolve GNSE for ensuring precision when the frequency shift corresponding to soliton peak value is remarkable and microstructure fibers' parameters change along with frequency remarkably. It is found that the influence of dispersion on laser pulses evolution and supercontinuum generation in microstructure fiber is remarkably. Mechanism and scope of expanded spectrum are different in fiber different dispersion regions. The precision of numerical simulation by ASSFM is higher than SSFM in the process of laser pulses propagating in microstructure fibers by reason that the variation of wavelength corresponding to pulse peak power can be considered adequately.

Keywords : microstructure fibers, ultrashort laser pulses, chromatic dispersion, adaptive split-step Fourier method

PACC : 4270Q, 7155J, 7830, 3320K

^{*} Project supported by the National High Technology Development Program of China (Grant No. 2003AA311011), the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2003CB314905), and Postdoctoral Workstation Research Program of Gulf Security Technology Co., Ltd.