

拉曼散射与自陡峭效应对皮秒孤子传输特性的影响

于宇 贾维国 闫青 门克内木乐 张俊萍

Influence of Raman scattering effect and self-steepening effect on the propagation characteristic of picosecond solitons

Yu Yu Jia Wei-Guo Yan Qing Men-Ke Neimule Zhang Jun-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 054207 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.054207

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.054207>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I5>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

氘含量对 DKDP 晶体横向受激拉曼散射增益系数的影响

Influence of deuteration degree on the transverse-stimulated Raman scattering gain coefficient of DKDP crystal

物理学报.2015, 64(3): 034213 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034213>

低双折射光纤中拉曼增益对光偏振态的影响

Effect of Raman gain on the state of polarization evolution in a low-birefringence fiber

物理学报.2015, 64(3): 034212 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034212>

拉曼增益对双折射光纤中孤子传输特性的影响

Effect of Raman gain on the characteristic of soliton transmission in birefringence optical fiber

物理学报.2014, 63(9): 094208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.094208>

976 nm 激光抽运二氧化硅微球级联拉曼散射激光的研究

Study of cascaded raman scattering laser in silica microsphere pumped by 976 nm laser

物理学报.2013, 62(22): 224207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.224207>

拉曼增益对孤子传输特性的影响

Effect of Ramam gain on the characteristic of soliton propagation

物理学报.2013, 62(10): 104212 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.104212>

拉曼散射与自陡峭效应对皮秒孤子传输特性的影响*

于宇 贾维国[†] 闫青 门克内木乐 张俊萍

(内蒙古大学物理科学与技术学院, 呼和浩特 010021)

(2014年6月25日收到; 2014年8月19日收到修改稿)

通过求解包含拉曼增益和自陡峭效应的高阶非线性薛定谔方程, 运用 MATLAB 模拟了拉曼增益和自陡峭效应共同作用对孤子脉冲在各向同性光纤中传输特性的影响, 结果表明, 自陡峭效应会导致孤子产生时域位移, 而且会使高阶孤子产生孤子分裂现象. 与此同时, 拉曼增益改变了孤子的传输特性, 抑制了自陡峭效应, 从而导致脉冲宽度增大、脉冲偏移程度减弱、高阶孤子分裂成基阶孤子所需的传输距离增大.

关键词: 拉曼增益, 自陡峭效应, 光孤子, 孤子分裂

PACS: 42.65.Dr, 42.65.-K, 42.65.Tg

DOI: 10.7498/aps.64.054207

1 引言

光孤子在光纤中传输时, 若其强度较高且脉宽 $T_0 < 5$ ps 时, 高阶非线性效应将起重要作用, 自陡峭效应作为高阶非线性效应中的一种, 将导致超短脉冲 SPM 展宽频谱的不对称性^[1,2]. 当孤子脉冲在光纤中传输时, 脉冲就会因自陡峭效应而产生畸变和失真, 因此它对孤子的传输特性^[3-5]有广泛的影响作用. 当光孤子的波长变短、输入功率增强时, 需要考虑光孤子与光学声子的相互作用, 而产生的拉曼增益. 此时, 自陡峭效应和拉曼增益均不可忽略, 所以研究高阶非线性效应(包括拉曼增益和自陡峭效应)对光孤子的共同作用变得十分必要. 有关自陡峭效应对孤子传输特性的相关研究, 从上世纪 80 年代起有所关注^[6-9], 近些年, 相关作者研究了拉曼增益对孤子传输特性的影响^[10], 而同时考虑拉曼增益和自陡峭效应的相关文章较少. 当光孤子波长较短时, 拉曼增益和自陡峭效应在光纤中都变得较为强烈, 并且相互作用、彼此产生影响, 所以, 拉曼增益和自陡峭效应共同作用对光孤子传输特性

的影响还有待深入研究. 本文利用在单模光纤中自陡峭效应和拉曼效应共同作用下, 光孤子在各向同性介质中传输时所满足的非线性薛定谔方程, 采用分布傅里叶法^[3], 仿真模拟了皮秒光孤子在自陡峭效应和拉曼效应共同作用下的演化过程, 分析了其对孤子传输特性的影响.

2 理论模型与数值分析

单模光纤中, 同时考虑自陡峭效应和拉曼增益的作用, 光孤子在各向同性介质中传输时, 归一化振幅 U 所满足的非线性薛定谔方程为^[11-19]

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{i\beta_2}{2T_0^2} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + iP_0 \left[\gamma - \frac{ig_0''(\Omega)}{8} \right] \times \left[1 + is \cdot \frac{\partial}{\partial \tau} \right] |U|^2 U, \quad (1)$$

其中, $\tau = T/T_0$ 为归一化时间尺度, P_0 为入射脉冲的最大功率, β_2 为二阶色散系数, s 为自陡峭参数, $[\gamma - ig_0''(\Omega)/8]$ 为包含考虑入射光脉冲与电子和光学声子共同作用下的非线性系数, 其中 γ 为电子的非线性系数, 平行拉曼增益为

* 国家自然科学基金(批准号: 61167004)和内蒙古自然科学基金(批准号: 2014MS0104)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: jwg1960@163.com

$g_0''(\Omega) = 16i\pi\omega^2\chi_{xxxx}^R(\Omega)/c^2k_pA_p$ 的虚部^[11], 取 ig_0'' 的实部, 其中 Ω 表示抽运波和斯托克斯波 (或反斯托克斯波) 的频率差, 对于斯托克斯波 $\Omega = (\omega_0 - \omega_s) > 0$, 而反斯托克斯波 $\Omega = (\omega_0 - \omega_a) < 0$, 对拉曼增益采用洛伦兹模型^[18,19], 进行数值模拟分析.

采用分布傅立叶法对 (1) 式进行数值求解, 现将 (1) 式改写为如下形式:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})U, \quad (2)$$

上式中 \hat{D} 是微分算符, 表示线性介质的色散, \hat{N} 是非线性算符, 表示光脉冲在介质中传输时所受到的非线性效应的影响, 包括了拉曼增益效应和自陡峭效应. 这两个算符分别为

$$\hat{D} = -\frac{i\beta_2}{2T_0^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial \tau^2}, \quad (3)$$

$$\hat{N} = iP_0 \left[\gamma - \frac{ig_0''(\Omega)}{8} \right] \left[1 + is \cdot \frac{\partial}{\partial \tau} \right] |U|^2. \quad (4)$$

光脉冲在光纤中传输时, 色散作用和非线性作用是同时存在的, 为了简化问题, 分布傅里叶法中假设光脉冲在光纤中传输时, 光场在一小段长度 h 内受到色散作用和非线性作用是独立的, 进而得出一个近似结果, 因为 h 非常小, 所以在误差要求的范围内, 这个结果可以认为是较为精确的结果. 其具体过程为: 光脉冲在 z 到 $z+h$ 这一小段距离内传输时, 分两步走下面对 (3) 和 (4) 式分别进行求解, 得出线性算符和非线性算符.

2.1 线性算符的求解

令 $\hat{N} = 0$, (1) 式则成为

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{i\beta_2}{2T_0^2} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2}, \quad (5)$$

对 R 进行 Fourier 变换得

$$\tilde{U}(z, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} U(z, \tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau. \quad (6)$$

对方程 (6) 进行 Fourier 变换, 可得到一个常微分方程, 这时

$$\frac{\partial^2 \tilde{U}(z, \omega)}{\partial \tau^2} \xrightarrow{F} (i\omega)^2 \tilde{U}(z, \omega),$$

所以方程 (6) 化为

$$\frac{\partial \tilde{U}(z, \omega)}{\partial z} = -\frac{i\beta_2}{2T_0^2} (i\omega)^2 \tilde{U}(z, \omega). \quad (7)$$

解 (7) 式得

$$\tilde{U}(z, \omega) = \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(\frac{i\beta_2}{2T_0^2} \omega^2 z\right). \quad (8)$$

对 (8) 式进行 Fourier 变换, 即可得到

$$U(z, \tau) = F^{-1} \left\{ \exp\left(\frac{i\beta_2}{2T_0^2} \omega^2 z\right) F[U(0, \tau)] \right\}, \quad (9)$$

F 表示 Fourier 变换, F^{-1} 表示 Fourier 逆变换. 则线性算符的表达式为

$$\exp\left(\frac{h}{2} \hat{D}\right) = \exp\left(\frac{i\beta_2}{4T_0^2} \omega^2 h\right), \quad (10)$$

式中 h 表示步长, β_2 为二阶色散系数.

2.2 非线性算符的求解

令 $\hat{D} = 0$, (1) 式则成为

$$\frac{\partial U}{\partial z} = iP_0 \left[\gamma - \frac{ig_0''(\Omega)}{8} \right] \left[1 + is \cdot \frac{\partial}{\partial \tau} \right] \times |U|^2 U, \quad (11)$$

此方程是常微分方程, 初值为 $U(0, \tau)$, 则

$$U(z, T) = U(0, \tau) \exp \left\{ \left[iP_0 \left[\gamma - \frac{ig_0''(\Omega)}{8} \right] \times \left[1 + is \cdot \frac{\partial}{\partial \tau} \right] |U|^2 \right] z \right\}. \quad (12)$$

非线性算符的表达式为

$$\exp(h\hat{N}) = \exp \left\{ \left[iP_0 \left[\gamma - \frac{ig_0''(\Omega)}{8} \right] \times \left[1 + is \cdot \frac{\partial}{\partial \tau} \right] |U|^2 \right] h \right\}. \quad (13)$$

得到线性算符和非线性算符后, 我们就可以利用 MATLAB 软件计算线性算符和非线性算符以及脉冲传输过程中的具体数值, 并进行曲线仿真.

3 数值模拟讨论与分析

现输入孤子脉冲, 其表达式为

$$U(0, \tau) = N \operatorname{sech}(\tau), \quad (14)$$

U 为脉冲的光强, N 为孤子阶数, 当 $N = 1$ 时为基阶孤子, 当 $N = 2$ 时为二阶孤子, 当 $N = 3$ 时为三阶孤子, 二阶以上孤子统称为高阶孤子. 本文中孤子初始输入脉宽 $T_0 = 1.0$ ps, 步长 $\Delta z = 1/10000$, 二阶色散系数 $\beta_2 = -1$ ps²/km, 非线性系数 $\gamma = 1$ W⁻¹/km, 输入功率 $P_0 = 1$ kW, 孤子周期 $z_0 = \frac{\pi T_0^2}{2|\beta_2|}$ ^[3], 利用 MATLAB 软件模拟了光孤子在光纤中传输时的演化过程.

3.1 基阶孤子 ($N = 1$)

不考虑自陡峭效应 ($s = 0$), 在无拉曼增益情况下, 基阶孤子 ($N = 1$) 在传输过程中脉冲形状保持不变, 而考虑拉曼增益后, 由于拉曼增益得影响, 破坏了GVD和SPM两者的平衡, 孤子的传输波形随传输距离的增大, 脉冲的峰值不断衰减, 但其宽度仍保持不变^[10]. 而考虑自陡峭效应 ($s \neq 0$) 后, 自陡峭效应会导致孤子产生时域位移, 导致脉冲展宽. 如图1所示, 它给出了 $s = 0.2$ 和 $N = 1$ 时, 基阶孤子在光纤中随传输距离的演化过程. 图1(a) 不考虑拉曼增益; (b) 考虑拉曼增益. 从(a)中可以看出, 自陡峭效应使得孤子脉冲向后沿产生漂移现象, 并导致脉冲展宽. 而考虑拉曼增益后, 拉曼增益使得基阶孤子脉冲峰值在脉冲后沿的偏移量减

小, 而且使孤子脉冲峰值减小. 如图2所示, 它给出了 $s = 0.2$ 和 $N = 1$ 时, 基阶孤子在 z/z_0 为0, 5 和 10 的脉冲波形, 其中实线表示初始基阶孤子, 虚线表示光孤子传输到 $5z_0$ 时的脉冲形状, 点线表示光孤子传输到 $10z_0$ 时的脉冲形状, 图2(a) 不考虑拉曼增益; 图2(b) 考虑拉曼增益. 从图2可以更加清晰地看出自陡峭效应对脉冲演化的影响, 究其原因为自陡峭效应导致群速度的变化, 峰值的移动速度比两翼要慢, 从而导致峰值被延迟并向脉冲后沿漂移, 使得脉冲展宽. 而考虑拉曼增益后, 基阶孤子脉冲的峰值随着传输距离的增大而衰减, 脉冲展宽程度也逐渐增大, 此时脉冲中心峰值向脉冲前沿的偏移变得不再明显, 表明拉曼增益不仅破坏了GVD和SPM两者的平衡, 而且抑制了自陡峭效应.

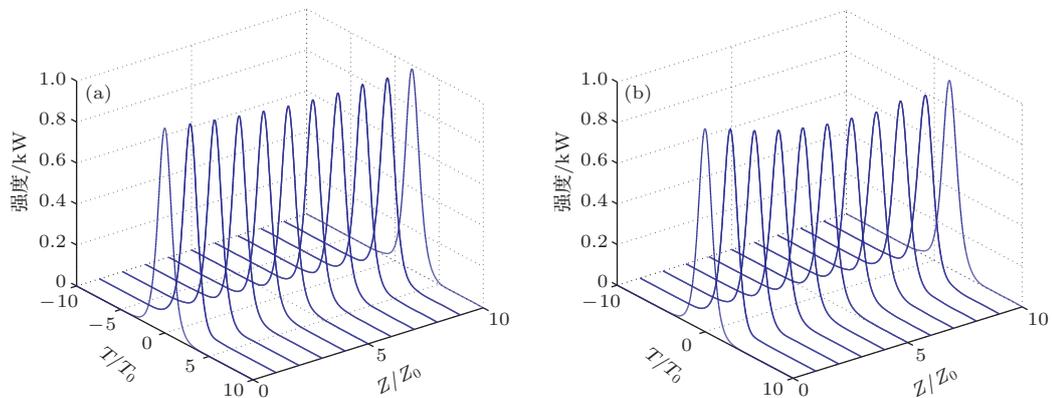


图1 自陡峭参数 $s = 0.2$, 基阶孤子脉冲在 10 个孤子周期内的演化 (a) 不考虑拉曼增益; (b) 考虑拉曼增益

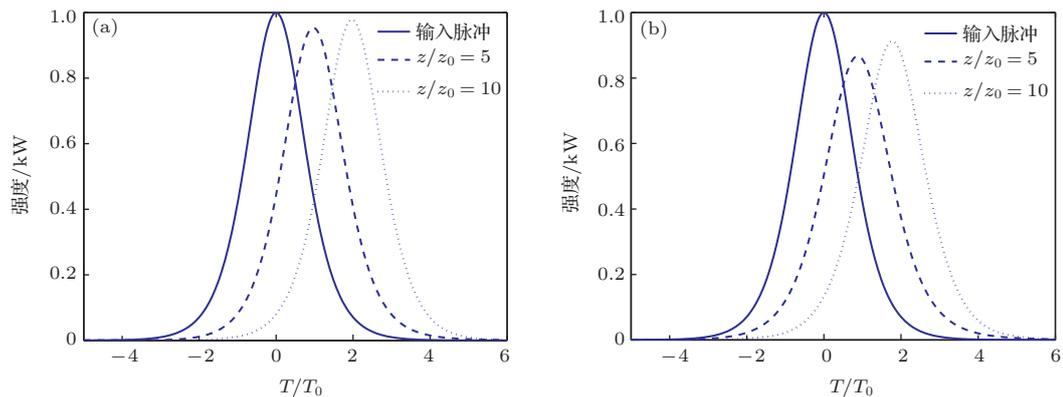


图2 自陡峭参数 $s = 0.2$, 基阶孤子的初始脉冲以及基阶孤子传输到 5, 10 个孤子周期时的脉冲形状 (a) 不考虑拉曼增益; (b) 考虑拉曼增益

3.2 二阶孤子 ($N = 2$)

自陡峭效应对高阶孤子的影响非常显著, 它导致高阶孤子分裂成若干个基阶孤子, 这种现象称为孤子分裂^[9]. 图3给出了自陡峭参数 $s = 0.2$

时二阶孤子在5个孤子周期内的演化过程, 其中图3(a), (a') 考虑拉曼增益; 图3(b), (b') 不考虑拉曼增益. 从图3中可以看出, 二阶孤子在自陡峭效应的作用下分裂出现了两个基阶孤子, 随着传输距离的进一步增大, 脉冲的主峰进一步偏向后

沿移动, 在 $2z_0$ 的距离内已相互分开, 并随传输距离的增大而继续分离. 而考虑拉曼增益后, 二阶孤子二阶孤子脉冲自陡峭程度有所减小, 使脉冲的峰值衰减、脉冲宽度也略有增大. 可以这样理解, 在没有自陡峭效应 ($s = 0$) 的情况下, 正如文献 [10] 图 4 所示, 二阶孤子在光纤中传输时, 脉冲形状遵循一种周期性, 即脉冲形状在 $z = mz_0$ (m

为整数) 处得到恢复. 这是因为两个孤子以相同的速度传输, 所以它们形成了束缚态. 而自陡峭效应破坏了这种简并, 使两个孤子以不同的速度传输, 结果它们相互分开, 其间距随传输距离的增大而线性增大, 拉曼增益抑制了自陡峭效应, 故会导致脉冲宽度增大, 从而导致两孤子分离所需的传输距离增大.

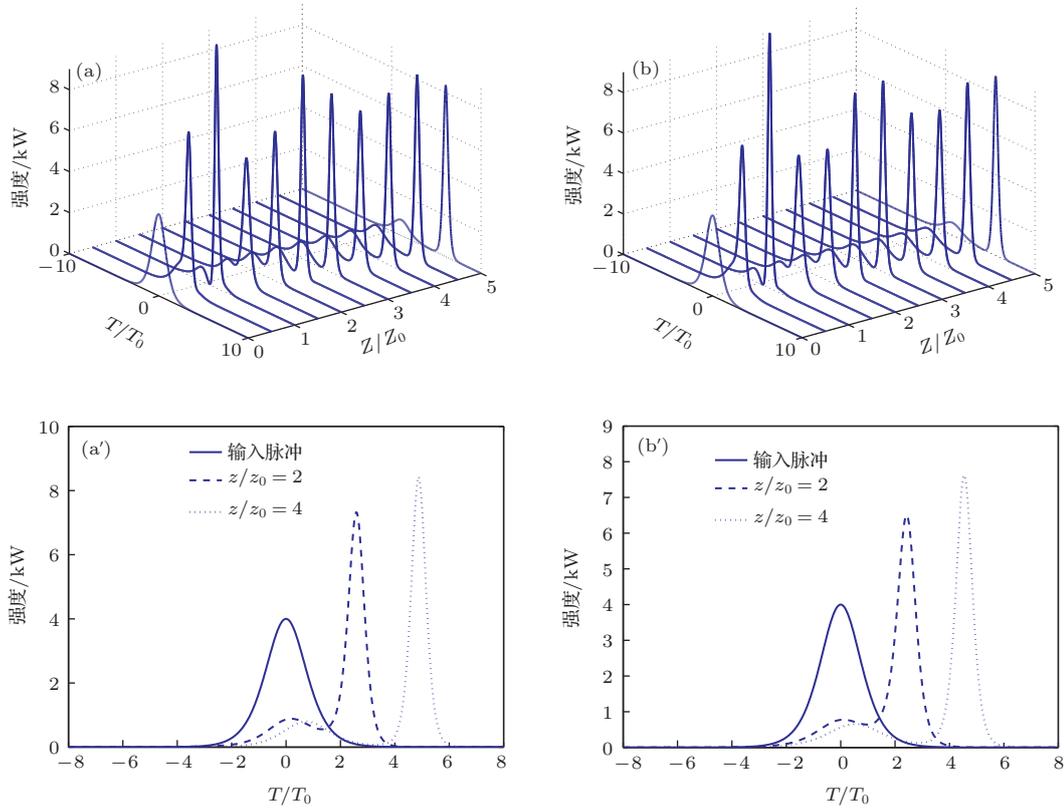


图3 自陡峭参数 $s = 0.2$, 二阶孤子在 5 个孤子周期内的演化过程 (a), (a') 不考虑拉曼增益; (b), (b') 考虑拉曼增益

3.3 三阶孤子 ($N = 3$)

由上述分析可知, 自陡峭效应导致二阶孤子分裂成 2 个基阶孤子, 对于三阶 ($N = 3$) 或更高阶孤子也表现出类似的分裂行为, 尤其是三阶孤子可以衰变成 3 个基阶孤子. 图 4 表示自陡峭参数 $s = 0.2$, 三阶孤子脉冲在 5 个孤子周期内的演化过程, 其中图 4(a), (a') 不考虑拉曼增益; 图 4(b), (b') 考虑拉曼增益. 从图中可以看出三阶孤子脉冲在自陡峭效应的作用下, 在 $0.5z_0$ 内首先衰变成 2 个基阶孤子(主孤子和次孤子), 进而又分裂出第 3 个基阶孤子(次次孤子). 随着传输距离的进一步增大, 主孤子进一步偏向后沿移动, 在 z_0 的距离内已相互分开, 分裂成三个基阶孤子, 并随传输距离的增大彼此相互分离. 三阶孤子传输到 $0.5z_0$ 处, 主孤子

峰值达到最大值, 并在 $1.5z_0$ 处趋于稳定, 保持此峰值继续在光纤中传输. 而次孤子脉冲的峰值功率先增大, 在 $1.5z_0$ 处达到最大值, 后逐渐衰减, 最终在 $2z_0$ 处趋于稳定. 次次孤子在 z_0 处产生, 并 $2z_0$ 处与次孤子分离. 而考虑拉曼增益后, 主孤子脉冲在 $0.5z_0$ 处的峰值达到最大, 且大于不考虑拉曼增益时 $0.5z_0$ 处的峰值, 而在此之后孤子的峰值均比无拉曼时的峰值要小. 而且对比图 4(a') 和 (b') 可以发现, 无拉曼增益时三个基阶孤子移向后沿的距离要比考虑拉曼增益时的距离增大. 脉冲宽度在自陡峭效应的作用下, 随传输距离的增大而逐渐展宽. 这说明拉曼增益破坏了孤子 GVD 效应和 SPM 效应间的平衡, 导致脉冲峰值衰减速度加快. 与此同时, 拉曼增益还抑制了自陡峭效应, 这使得孤子脉冲的时域位移减小, 孤子分裂最终趋于稳定所需

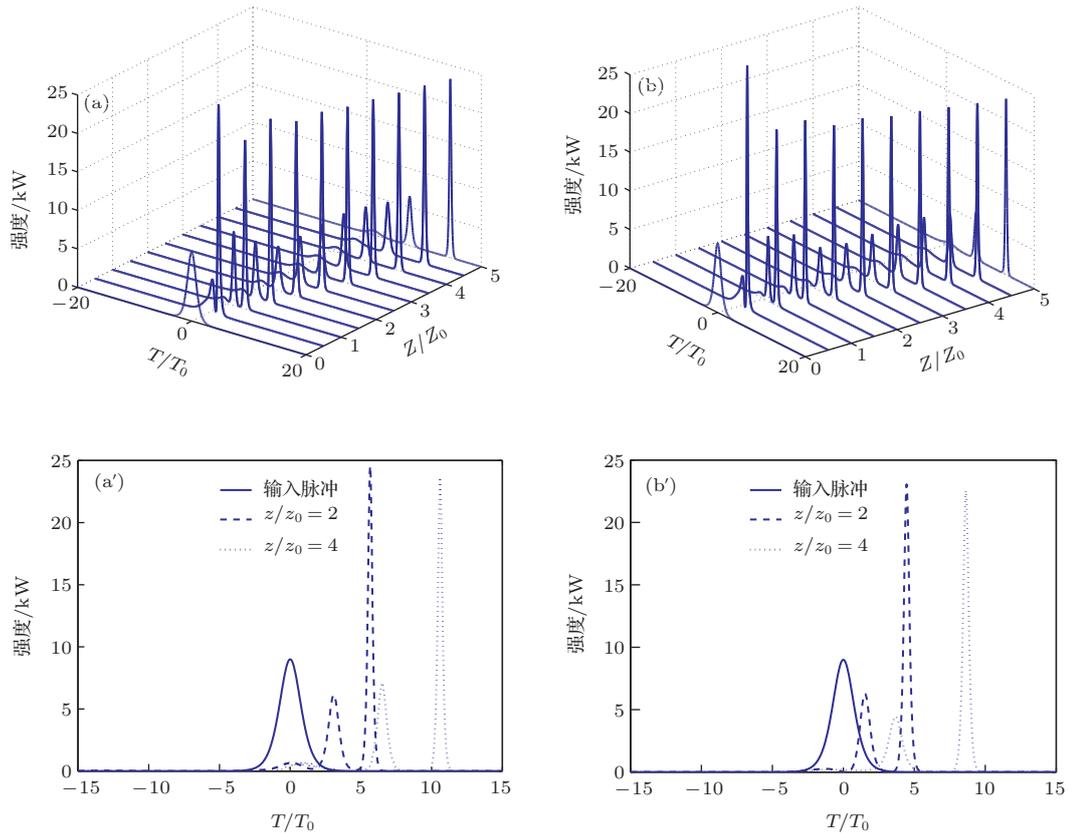


图4 自陡峭参数 $s = 0.2$, 三阶孤子在 5 个孤子周期内的演化过程 (a), (a') 不考虑拉曼增益; (b), (b') 考虑拉曼增益

的传输距离增大. 总之考虑拉曼增益后, 三阶孤子分裂成三个基阶孤子脉冲所需的传输距离要比不考虑拉曼增益时所需的传输距离要大.

4 结 论

光孤子是GVD效应和SPM效应两者平衡的结果. 在同时考虑自陡峭效应和拉曼增益的作用下, 归一化振幅 U 所满足的非线性薛定谔方程中, $[\gamma - ig_0''(\Omega)/8]$ 为综合了孤子脉冲与电子和光学声子共同作用下的非线性系数, 因此拉曼增益一定会对这种平衡以及自陡峭效应产生影响. 通过仿真模拟可以看出, 自陡峭效应会导致孤子产生时域位移, 而且会导致高阶孤子分裂成若干个基阶孤子; 而拉曼增益改变了孤子的传输特性, 破坏了孤子的传输平衡, 抑制了自陡峭效应, 从而导致脉冲宽度增大、脉冲的时域位移减小、高阶孤子分裂成基阶孤子所需的传输距离增大. 因此在孤子通信中, 应选取合适的脉冲输入功率, 减小拉曼增益对孤子传输的影响, 进而在一定程度上实现抑制自陡峭效应的目的, 从而保证孤子在光纤中长距离、大容量

传输.

参考文献

- [1] Nakamura S, Takasawa N, Koyamada Y 2005 *J. Light-wave Technol.* **23** 885
- [2] Fang X, Karasawa N, Morita T, Windeler R S, Yamashita M 2003 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15** 233
- [3] Agrawal G P 2008 *Nonlinear Fiber Optics* (2nd Ed.) (Boston: Academic Press)
- [4] Mollenauer L F, J P Gordon 2007 *Solitons in Optical Fibers* (Boston: Academic Press)
- [5] Ablowitz M J, Clarkson P A 2003 *Solitons, Nonlinear Evolution Equations, Inverse Scattering* (New York: Cambridge University Press 2003)
- [6] Tzoar N, Jain M 1981 *Phys. Rev. A* **23** 1266
- [7] Ohkuma K, Ichikawa Y H, Abe Y 1987 *Opt. Lett.* **12** 516
- [8] Zhong W P, Luo H J 2000 *Chinese Phys. Lett.* **17** 577
- [9] Kamcharnov A M, Darmanyan S A, Lederer F 1998 *Phys. Lett. A* **245** 259
- [10] Qiao H L, Jia W G, Liu B L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 104212 (in Chinese) [乔海龙, 贾维国, 刘宝林 2013 物理学报 **62** 104212]
- [11] Liu B L, Jia W G, Wang Y P, Qiao H L, Wang X D, KeNeimule1 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 214207 (in Chi-

- nese) [刘宝林, 贾维国, 王玉平, 乔海龙, 王旭东, 门克内木乐 2014 物理学报 **63** 214207]
- [12] Mishra M, Konar S 2008 *Progress In Electromagnetics Research* **78** 301
- [13] Tzoar N, Jain M 1981 *Phys. Rev. A* **23** 1266
- [14] Zhong X Q, Tang T T, Xiang A P 2011 *Opt. Communications* **284** 4727
- [15] Potasek M J 1987 *Opt. Lett.* **12** 921
- [16] Xu W C 2002 *Chin Phys.* **11** 39
- [17] Hook A, Karlsson M 1993 *Opt. Lett.* **18** 1388
- [18] Qiao H L, Jia W G, Wang X D, Liu B L 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 094208 (in Chinese) [乔海龙, 贾维国, 王旭东, 刘宝林 2014 物理学报 **63** 094208]
- [19] Jia W G, Qiao L R, Wang X Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 194209 (in Chinese) [贾维国, 乔丽荣, 王旭颖 2012 物理学报 **61** 194209]

Influence of Raman scattering effect and self-steepening effect on the propagation characteristic of picosecond solitons*

Yu Yu Jia Wei-Guo[†] Yan Qing Men-Ke Neimule Zhang Jun-Ping

(School of Physical Science and Technology, Inner Mongolia University, Hohhot 010021, China)

(Received 25 June 2014; revised manuscript received 19 August 2014)

Abstract

By solving the higher-order nonlinear Schrödinger equation (NLSE), including Raman gain and self-steepening effect, the influence of the combined effect of Raman gain and self-steepening on the propagation characteristic of soliton pulse is simulated by the software of MATLAB. Results show that self-steepening effect can produce temporal shifts of the soliton and also can lead to the breakup of higher-order solitons through the phenomenon of soliton fission. Meanwhile, the Raman gain changes the propagation characteristic of optical soliton and inhibits the self-steepening effect, resulting in the increase in pulse width, and the decrease in pulse offset. As a result, the required propagation distance for higher-order soliton decaying into fundamental solitons is increased under the condition of Raman gain.

Keywords: Raman gain, self-steepening effect, optical soliton, soliton fission

PACS: 42.65.Dr, 42.65.-K, 42.65.Tg

DOI: 10.7498/aps.64.054207

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61167004), and the Natural Science Foundation of Inner Mongolia, China (Grant No. 2014MS0104).

[†] Corresponding author. E-mail: jwg1960@163.com