

色散缓变光纤中的孤子效应拉曼脉冲产生

曹文华* 刘颂豪 廖常俊 郭 旗

(华南师范大学量子电子学研究所, 广州 510631)

提要 在推导描述色散缓变单模光纤负群速色散区超快受激拉曼散射过程数学模型的基础上, 通过计算机模拟, 对这一孤子效应拉曼脉冲产生过程进行了详细的计算和分析。发现与常规光纤中相比, 在泵浦条件相同的情况下, 从色散缓变光纤中获得的拉曼脉冲具有较窄的宽度和较高的峰值功率。这意味着色散缓变光纤具有比常规光纤较低的拉曼阈值。进一步研究表明, 对于给定的泵浦条件, 光纤色散的缓变程度存在一最佳值。

关键词 色散缓变单模光纤, 超快受激拉曼散射, 孤子效应

1 引 言

光纤负群速色散区中的超快受激拉曼散射(SRS)过程为产生高功率的孤子形态脉冲提供了简单而有效的手段^[1~4]。在合适的条件下, 泵浦脉冲的能量几乎能全部转移到拉曼脉冲上, 使后者成为一个基本孤子在光纤中传输^[5]。在常规光纤中, 这一条件意味着泵浦脉冲的峰值功率必须足够高, 即高于常规光纤的拉曼阈值。许多作者对这一过程进行过数值计算^[5~8], 但这些研究均是在常规光纤中进行的。

在光纤孤子通讯中, 有人提出通过逐渐减小光纤色散的办法来避免光纤损耗引起的脉冲展宽^[9]。这样由于非线性和负群速色散对脉冲的作用同时减小, 即使不用补偿能量也能维持光孤子的传输^[10,11]。在此意义上, 文献[12]提出用色散缓变光纤来实现皮秒脉冲的孤子效应压缩。并通过数值计算表明, 与常规光纤相比, 采用色散缓变程度合适的光纤压缩皮秒脉冲不仅能显著地提高压缩后脉冲的峰值功率和脉冲压缩比, 而且能有效地消除压缩后脉冲的脉座。由于当光纤中传输的脉冲峰值功率足够高, 即达到光纤的拉曼阈值时, 就会发生 SRS 现象。因此, 文献[12]的结论中提出可用色散缓变光纤来实现拉曼脉冲的产生, 并说明由于泵浦脉冲自相位调制与负群速色散的相互作用(即孤子效应), 使得有可能通过逐渐减小光纤色散的办法来降低常规光纤的拉曼阈值。基于这一考虑, 本文推导了描述色散缓变光纤中拉曼脉冲孤子效应产生过程的数学模型。通过计算机模拟, 对这一过程进行了详细的计算和分析。大量可靠的计算结果不仅为特种光纤的设计, 而且为今后这方面的实验提供了定性和定量的依据。

* 中国科技大学博士研究生。

收稿日期: 1993 年 7 月 19 日, 收到修改稿日期: 1993 年 10 月 13 日

2 理论模型

在皮秒脉冲泵浦情况下,忽略损耗后的常规光纤负群速色散区中超快 SRS 过程由下述耦合非线性方程组描述^[1]

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{1}{v_{gp}} \frac{\partial A_p}{\partial t} - \frac{i}{2} |\beta_{2p}| \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} = i\gamma_p (|A_p|^2 + 2|A_s|^2) A_p - \frac{g_p}{2} |A_s|^2 A_p \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{1}{v_{gs}} \frac{\partial A_s}{\partial t} - \frac{i}{2} |\beta_{2s}| \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} = i\gamma_s (|A_s|^2 + 2|A_p|^2) A_s - \frac{g_s}{2} |A_p|^2 A_s \quad (2)$$

式中下标 p 和 s 分别表示泵浦脉冲和拉曼脉冲, $A_j (j = p, s)$ 为脉冲的慢变复振幅, v_{gj} 为群速度, β_{2j} , γ_j 和 g_j 分别为群速色散系数、非线性系数和增益系数。由于拉曼频移, β_{2j} , γ_j 和 g_j 的取值对于泵浦脉冲和拉曼脉冲存在微小差异

$$\beta_{2s} = \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \beta_{2p}, \quad \gamma_s = \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \gamma_p, \quad g_s = \frac{\lambda_p}{\lambda_s} g_p \quad (3)$$

式中 λ_p 和 λ_s 分别表示泵浦脉冲和拉曼脉冲的波长。若作如下变换

$$\zeta = \frac{z}{L_w} \quad \tau = \frac{t - z/v_{gp}}{T_0} \quad U_j = \frac{A_j}{\sqrt{P_0}} \quad (4)$$

其中 T_0 和 P_0 分别表示泵浦脉冲的初始宽度和初始峰值功率, 则(1), (2) 等效于下列归一化方程组

$$\frac{\partial U_p}{\partial \zeta} - \frac{i}{2} \frac{L_w}{L_D} \frac{\partial^2 U_p}{\partial \tau^2} = i \frac{L_w}{L_{NL}} (|U_p|^2 + 2|U_s|^2) U_p - \frac{1}{2} \frac{L_w}{L_G} |U_s|^2 U_p \quad (5)$$

$$\frac{\partial U_s}{\partial \zeta} - \frac{\partial U_s}{\partial \tau} - \frac{i\tau}{2} \frac{L_w}{L_D} \frac{\partial^2 U_s}{\partial \tau^2} = i\tau \frac{L_w}{L_{NL}} (|U_s|^2 + 2|U_p|^2) U_s + \frac{\tau}{2} \frac{L_w}{L_G} |U_p|^2 U_s \quad (6)$$

这里 $\tau = \lambda_p/\lambda_s$, 另外还引入了四个长度标度, 即代表脉冲群速色散效应的色散长度 L_D , 代表泵浦脉冲和拉曼脉冲群速度差异的离散长度 L_w , 代表光纤非线性效应(自相位调制 SPM 和交叉相位调制 XPM)的非线性长度 L_{NL} , 以及代表拉曼增益的增益长度 L_G 。它们分别定义为

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_{2p}|} \quad L_w = \frac{T_0}{|d|} \quad L_{NL} = \frac{1}{\nu_p P_0} \quad L_G = \frac{1}{g_s P_0} \quad (7)$$

其中 $d = v_{gp}^{-1} - v_{gs}^{-1}$ 。方程组(5), (6) 就是通常用于描述常规光纤负群速色散区中超快 SRS 过程的数学模型。

若通过逐渐减小光纤芯径来逐渐减小其群速色散系数^[9]

$$\beta_{2j}(\zeta) = \beta_{2j}(0) (1 - \zeta/\theta_j) \quad (8)$$

其中 θ_j 为色散缓变参数, 代表群速色散系数在 λ_j 处沿脉冲传输方向减小的快慢程度。则方程组(5), (6) 成为

$$\frac{\partial U_p}{\partial \zeta} - \frac{i}{2} \frac{L_w}{L_D} (1 - \zeta/\theta_p) \frac{\partial^2 U_p}{\partial \tau^2} = i \frac{L_w}{L_{NL}} (|U_p|^2 + 2|U_s|^2) U_p - \frac{1}{2} \frac{L_w}{L_G} |U_s|^2 U_p \quad (9)$$

$$\frac{\partial U_s}{\partial \zeta} - \frac{\partial U_s}{\partial \tau} - \frac{i\tau}{2} \frac{L_w}{L_D} (1 - \zeta/\theta_s) \frac{\partial^2 U_s}{\partial \tau^2} = i\tau \frac{L_w}{L_{NL}} (|U_s|^2 + 2|U_p|^2) U_s + \frac{\tau}{2} \frac{L_w}{L_G} |U_p|^2 U_s \quad (10)$$

这里未考虑光纤芯径逐渐减小引起的光束聚焦效应, 这一效应会引起非线性效应的增强。但对于我们所考虑的问题, 光纤色散(芯径)的减小很缓慢, 且涉及的光纤很短, 因而光束聚焦效应可忽略不计^[10]。

在求解(9), (10)之前需给出初始条件。泵浦脉冲的形状可取为高斯形、双曲正割形或其它

形状,其初始峰值功率 P_0 和初始宽度 T_0 可在计算时给出。初始拉曼信号可用一种子信号^[1]来表示沿光纤的自发拉曼散射。初始值确定后,可用分步傅里叶变换法^[14]计算泵浦脉冲和拉曼脉冲的演化。

3 计算结果及分析

首先,我们比较常规光纤和色散缓变光纤中的拉曼脉冲产生过程。图 1(a) 和图 1(b) 分别示出泵浦脉冲和拉曼脉冲在常规光纤中的演化。不失一般性,取泵浦脉冲的初始形状为双曲正割形,即 $U_p(0, \tau) = \text{sech}(\tau)$ 。其余初始参数取值为 $\lambda_p = 1.32 \mu\text{m}$, $\lambda_s = 1.41 \mu\text{m}$, $L_D = 1.6 \text{ m}$, $L_W = 0.2 \text{ m}$, $L_{NL} = 0.1 \text{ m}$, $L_G = 0.02 \text{ m}$, $\beta_{2p} = -25 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma_p = 1.3 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, $g_p = 6.5 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, $|d| = 1.0 \text{ ps/m}$ 。由(7)式知,这相当于初始宽度 $T_0 = 0.2 \text{ ps}$, 初始峰值功率 $P_0 = 7.7 \text{ kW}$ 的泵浦脉冲情况。初始拉曼种子信号也取为双曲正割形,即 $U_s(0, \tau) = (P_{s0}^{\text{eff}})^{1/2} \text{sech}(\tau)$, 这里 P_{s0}^{eff} 等效于沿光纤的自发拉曼散射引起的初始拉曼脉冲峰值功率,其取值为 $2 \times 10^{-7} \text{ W}$

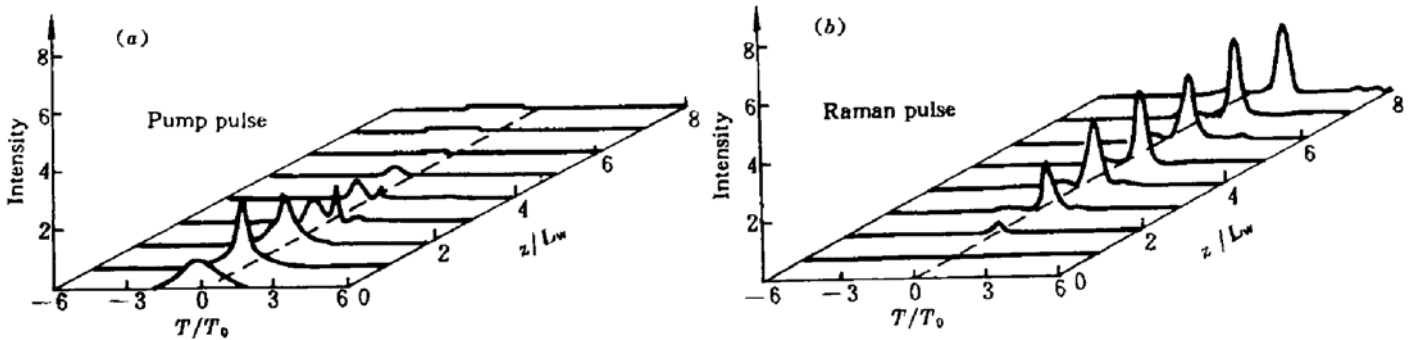


Fig. 1 Evolution of pump (a) and Raman pulse (b) in conventional fiber over eight walk-off lengths for the case $L_D/L_W = 8$, $L_W/L_{NL} = 2$, and $L_W/L_G = 10$

图 1(b) 表明,大约在 2 倍离散长度处,拉曼脉冲开始建立;4 倍离散长度处泵浦脉冲到拉曼脉冲能量的转换基本完成。由于在负群速度色散区拉曼脉冲比泵浦脉冲传输得慢,因而导致图 1 中两脉冲的逐渐分离以及拉曼脉冲的逐渐延迟。同时也使得拉曼脉冲的能量大部分来源于泵浦脉冲的后半部分。两脉冲分离后,剩余的泵浦脉冲逐渐弥散掉,拉曼脉冲则可保持形状不变地传输。这说明此时的拉曼脉冲为一基本孤子。与初始泵浦脉冲相比,拉曼脉冲宽度较窄,峰值功率较高。

图 2 是对色散缓变光纤计算的结果。初始参数与图 1 相同,只是这里光纤色散沿脉冲传输方向缓慢减小,色散缓变参数 $\theta, \approx \theta_s = 1000$ 。这里忽略了光纤色散减小速度在 λ_p 和 λ_s 处的微小差异。由于色散变化非常缓慢,计算表明,这种处理对结果的影响确实极小。图 2(a) 表明,色散的逐渐减小使得泵浦脉冲的初始压缩比常规光纤中〔图 1(a)〕更显著,压缩后的泵浦脉冲峰值功率也比常规光纤中更高,这一现象在 2 倍离散长度处更为明显。由于在色散缓变光纤中泵浦脉冲的初始变窄过程所需的光纤比常规光纤长^[12],这就使得在色散缓变光纤中泵浦脉冲到拉曼脉冲能量的转移比常规光纤中有所延迟〔图 2(b)〕。在 5 倍离散长度处,能量转换基本完成,最后形成的拉曼脉冲明显比常规光纤中要窄,且峰功率更高。但这里拉曼脉冲不再维持形状不变,而表现出逐渐压缩的趋势,这是由于色散逐渐减小导致拉曼脉冲自相位调制与群速度色散逐渐失去平衡的结果。在实际情况中,这一拉曼脉冲的脉宽逐渐变窄和峰功率逐渐增高的现

象不可能一直持续下去。原因之一是实际的光纤存在损耗,随着拉曼脉冲传输距离的增加,损耗会导致其自相位调制效应的减小。而在上面的计算中,由于涉及的光纤较短,因而忽略了损耗的影响;原因之二是,随着拉曼脉冲峰功率的增大,其本身会充当泵浦脉冲的作用,从而产生高阶斯托克斯脉冲,这也会阻止一阶拉曼脉冲的继续增强和变窄。而模型(9),(10)中没有包括串级拉曼脉冲的产生机制。图2(b)中,8倍离散长度处光纤长度 $z = 8L_w = 1.6\text{ m}$,由(8)式算出 $|\beta_{2p}(8L_w)|/|\beta_{2p}(0)| \approx 0.992$ 。可见,计算中涉及的光纤很短,其色散减小速度确实很缓慢。

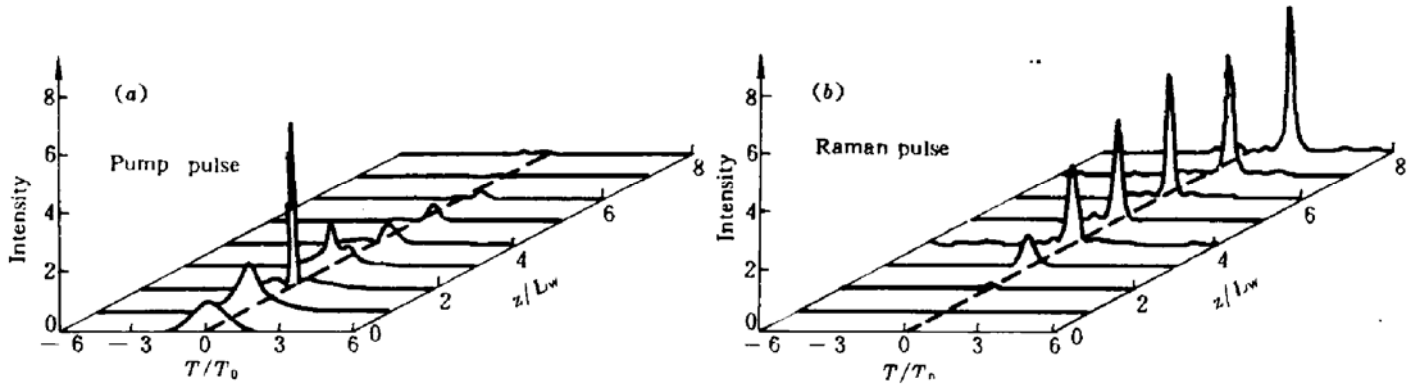


Fig. 2 Evolution of pump (a) and Raman pulse (b) over eight walk-off lengths in fiber with slowly decreasing dispersion. Parameters were the same as for Fig. 1, except that the fiber dispersion was slowly decreased with $\theta = 1000$

为研究色散缓变光纤中拉曼脉冲产生过程与光纤色散缓变程度的关系,图3(a)和图3(b)是通过改变光纤色散减小的快慢程度,即相当于改变(9),(10)式中的 θ 值而计算出的某一给定的泵浦脉冲在这些光纤中的拉曼脉冲产生情况。这里除 θ 值的变化以外,其余初始参数与图1中相同。图3中的四条曲线分别表示实现泵浦脉冲到拉曼脉冲最佳能量转换所需的最佳光纤长度(以离散长度 L_w 为单位),以及在这一最佳长度处,拉曼脉冲相对于初始泵浦脉冲的峰值功率、拉曼脉冲相对于初始泵浦脉冲的宽度和由泵浦脉冲到拉曼脉冲的能量转换效率。这里的能量转换效率定义为拉曼脉冲半功率点间的能量与初始泵浦脉冲半功率点间的能量之比;脉冲宽度定义为半功率点间的宽度。计算表明,对每一 θ 值,能量转换效率均存在一最佳值,即存在一最佳光纤长度。这是因为,在这一长度之前,泵浦脉冲到拉曼脉冲的能量转换还未完成;在这一长度之后,由于光纤色散的缓慢减小,拉曼脉冲不能维持形状不变,逐渐压缩的结果使得其脉座不断增大,即使这时能量转换还未完全结束,也会导致拉曼脉冲半功率点间的能量逐渐下降。

图3表明,当 θ 趋于无穷大,即光纤趋于常规光纤时,图中的四条曲线各自趋于恒定值,这相当于文献[5]的计算结果。随着光纤色散减小速度的加快,拉曼脉冲的峰功率逐渐升高,脉宽逐渐变窄。当 θ 减小到某一值后,拉曼脉冲的峰功率迅速下降,脉宽迅速增大。这说明对于给定的泵浦条件,光纤色散的缓变程度存在一最佳值。这是因为,随着色散减小速度的加快,光纤非线性相对于群速色散对脉冲起支配地位的程度也愈来愈大,孤子效应压缩的结果^[12],使得泵浦脉冲在未来得及能量有效转换之前的初始变窄过程中其峰功率愈来愈高,宽度愈来愈窄。这就导致了拉曼脉冲在能量最佳转换处峰值功率的不断升高和脉宽的不断减小。由于泵浦脉冲的变窄,使得其与拉曼脉冲在光纤中的有效作用距离不断减小,这就导致了图3(a)中最佳

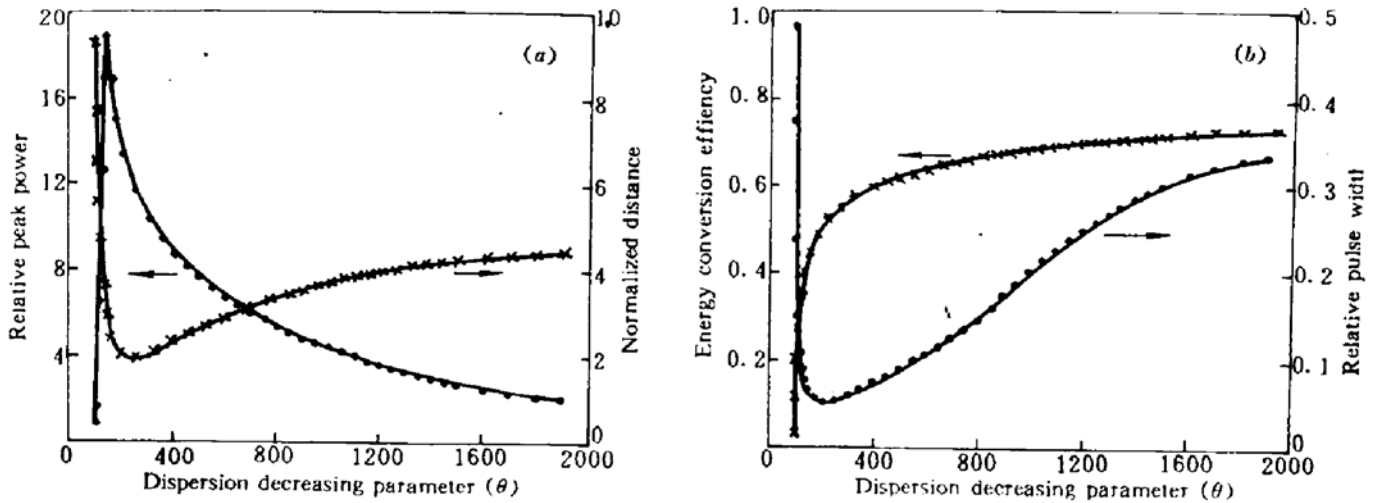


Fig. 3

(a) Variation of the peak power (normalized to the initial peak power of the pump pulse) of the Raman pulse, and the optimal fiber length (normalized to the walk-off length) with the dispersion decreasing parameter; (b) Variation of the pulse width (normalized to the initial width of the pump pulse) of the Raman pulse, and the energy conversion efficiency with the dispersion decreasing parameter. Parameters were the same as for Fig. 1, except that the fiber dispersion was slowly decreased with different decrement velocities

光纤长度随 θ 的减小而减小,以及导致图 3(b) 中能量转换效率随 θ 的减小而下降。当光纤色散的减小速度增大到某一值后,拉曼脉冲峰功率迅速下降,脉宽迅速增大,这是因为,随着能量转换效率的继续下降[图 3(b)],拉曼脉冲不能满足形成基本孤子的条件,而是越来越低于基本孤子的阈值条件。此时由于群速色散效应相对于非线性效应占优势,因而导致其脉宽的不断增大和峰值功率的不断降低。

应说明的是,模形(5),(6)不能较好地描述飞秒($T_0 \leq 0.1$ ps)脉冲泵浦下的 SRS 过程。特别是在负群速色散区,由于孤子效应压缩,使得泵浦脉冲在初始阶段变得很窄。这时方程组(5),(6)可由单一的广义非线性 Schrodinger 方程^[1]取代。另外,在以上计算中,我们将泵浦脉冲和初始拉曼脉冲取为双曲正割形,这完全是出于习惯用法和叙述方便的考虑。计算表明,在常规光纤和色散缓变光纤两种情况下,最后形成的基本拉曼孤子(或拉曼脉冲)确实与泵浦脉冲形状和初始拉曼脉冲形状的选择无关。

参 考 文 献

- 1 G. P. Agrawal. Nonlinear Fiber Optics; California: Academic Press, 1989. Chapter 8
- 2 E. M. Dianov et al.. *JETP Lett.*, 1985, 41: 294
- 3 P. M. French et al.. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1986, QE-22: 2230
- 4 A. S. Gouveia-Neto et al.. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1988, QE-24: 332
- 5 V. A. Vysloukh et al.. *JETP Lett.*, 1983, 38: 199
- 6 D. Schadt et al.. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1986, 3: 1257
- 7 K. J. Blow et al.. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1989, QE-25: 2665
- 8 C. R. Menyuk et al.. *Opt. Lett.*, 1991, 16: 566
- 9 K. Tajima. *Opt. Lett.*, 1987, 12: 54
- 10 E. M. Dianov et al.. *Opt. Lett.*, 1989, 14: 1008
- 11 P. V. Mamyshev et al.. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1991, QE-27: 2347
- 12 曹文华, 刘颂豪等. 光学学报, 1994, 14(2): 118

- 13 R. G. Smith. *Appl. Opt.*, 1972, 11 : 2489
14 R. A. Fisher *et al.*. *Appl. Phys. Lett.*, 1973, 23 : 661

Soliton-effect Generation of Raman Pulses in Optical Fibers with Slowly Decreasing Dispersion

Cao Wenhua Liu Songhao Liao Changjun Guo Qi

(*South China Institute of Quantum Electronics, South China Normal University, Guangzhou 510631*)

Abstract A mathematical model is obtained for the description of ultrafast stimulated Raman scattering in optical fibers with slowly decreasing dispersion. Numerical simulations show that, under identical pump conditions, Raman pulse generated from this kind of fibers is shorter with a higher peak power than that generated from conventional fibers. This means that the Raman threshold of fibers with slowly decreasing dispersion may be lower than that of conventional fibers. Given pump conditions, we found that the highest peak power and narrowest width of the Raman pulse correspond to an optimal decrement velocity of the fiber dispersion.

Key words fibers with slowly decreasing dispersion, ultrafast stimulated Raman scattering, soliton effects