物理学报 Acta Phys. Sin. Vol. 63, No. 21 (2014) 214207

色散条件下各向同性光纤中拉曼增益对光脉冲自陡峭的影响*

刘宝林[1)] 贾维国[1)†] 王玉平[2)] 乔海龙[1)] 王旭东[1)] 门克内木乐[1)]

1) (内蒙古大学物理科学与技术学院, 呼和浩特 010021)

2) (内蒙古广播电视大学教务处, 呼和浩特 010010)

(2014 年 4 月 19 日收到; 2014 年 5 月 20 日收到修改稿)

基于光脉冲所满足的慢变函数, 详细推导了包含拉曼增益的高阶非线性薛定谔方程, 在考虑色散的条件下, 运用分步傅里叶方法对其数值分析, 进而模拟仿真了拉曼增益对高斯脉冲在各向同性光纤中传播时自陡峭效应的影响, 并与不考虑拉曼增益的自陡峭效应作比较, 从而得出拉曼增益在不同条件下对高斯脉冲自陡峭效应的具体影响方式. 结果表明, 拉曼增益会影响高斯脉冲的展宽、脉冲峰值衰减以及在前后沿的振荡, 其影响程度与具体的自陡峭参数、脉冲功率和色散系数的大小有关.

关键词: 拉曼增益, 自陡峭效应, 高斯脉冲, 高阶色散

PACS: 42.65.–K, 42.65.Wi, 42.65.Dr **DOI:** 10.7498/aps.63.214207

1 引 言

光脉冲在光纤中传播时, 当强度较高时, 由于高阶非线性效应, 光脉冲的群速度与光强度有着严重的依赖关系, 故光纤会表现出自陡峭效应. 自陡峭效应会使光脉冲发生自陡峭现象并影响脉冲展宽. 当光脉冲在光纤中传播时, 光学信号就会因自陡峭效应的存在变得畸变和失真, 同时, 它对光脉冲在正折射材料的调制不稳定性 (MI)、自相位调制 (SPM)、孤子的传输等也都有广泛的影响作用 [1−4].

近年来, 随着一些作者对自陡峭效应研究的不断深入, 发现自陡峭效应对负折射材料 (NIMs) 也有明显的影响, 特别是在超短脉冲的作用下, 这种影响尤为显著, 这更是激发了人们对自陡峭效应的极大研究热情 [3−7]. 当脉冲的波长变短、强度增强时, 自陡峭效应的作用固然加强, 但此时光脉冲的拉曼增益也变得不可忽略, 所以研究拉曼增益对光脉冲自陡峭效应的影响变得十分必要. 讨论脉冲自陡峭的文章已经较多 [3−9], 特别是在忽略色散的条件后, 但, 鲜有在色散条件下并将拉曼增益这一非线性因素考虑在内的光脉冲自陡峭效应文章. 当光脉冲波长较短时, 其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, 色散条件下拉曼增益对光脉冲自陡峭效应的影响还有待深入研究. 本文就是在色散条件下将拉曼增益考虑在内, 基于高斯脉冲在各向同性光纤中传播时关于拉曼增益如何影响自陡峭效应所作的一些研究. 文章首先推导出了考虑拉曼增益和高阶色散条件下光脉冲自陡峭效应的数学方程 [8−21], 然后在此基础上建立包含色散、拉曼增益条件下的光脉冲归一化自陡峭数学模型, 并以高斯脉冲作为实例, 通过数值模拟的方法研究了在不同色散条件下拉曼增益是如何具体影响高斯脉冲的自陡峭效应.

通过研究色散条件下拉曼增益对脉冲自陡峭效应的影响, 希望可以在考虑拉曼增益条件下, 自陡峭对不同材料性质效应的研究提供参考.

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

† 通讯作者. E-mail: jwg1960@163.com

2 理论推导

光脉冲在光纤中传输时, 光脉冲的慢变函数 $\tilde{A}(z,\omega)$ 在频域内所满足的方程为 [1]

$$2\mathrm{i}\beta_0\frac{\partial\tilde{A}(z,\omega)}{\partial z}+(\tilde{\beta}^2-\beta_0^2)\tilde{A}(z,\omega)=0,\quad(1)$$

式中, $\tilde{\beta}$ 为光纤模式的波数.

将 $\tilde{\beta}^2-\beta_0^2$ 近似为 $2\beta_0(\tilde{\beta}-\beta_0)$, 并用到了方程 $\tilde{\beta}\ (\omega)=\beta(\omega)+\Delta\beta$, 故 (1) 可化为

$$\frac{\partial\tilde{A}\ (z,\omega)}{\partial z}=\mathrm{i}[\beta(\omega)+\Delta\beta-\beta_0]\tilde{A}(z,\omega).\quad(2)$$

现在将 $\beta(\omega)$ 函数展成在频率 ω_0 处泰勒级数

$$\beta(\omega)=\beta_0+(\omega-\omega_0)\beta_1+\frac{1}{2}(\omega-\omega_0)^2\beta_2+\frac{1}{6}(\omega-\omega_0)^3\beta_3+\cdots\quad(3)$$

式中, $\beta_0\equiv\beta(\omega_0)$, $\beta_n=\left[\frac{d^n\beta}{d\omega^n}\right]_{\omega=\omega_0}$ $(n=1,2,\cdots)$, 与此类似将 $\Delta\beta\ (\omega)$ 也展成在频率 ω_0 处泰勒级数

$$\Delta\beta(\omega)=\Delta\beta_0+(\omega-\omega_0)\Delta\beta_1+\frac{1}{2}(\omega-\omega_0)^2\Delta\beta_2+\frac{1}{6}(\omega-\omega_0)^3\Delta\beta_3+\cdots\quad(4)$$

同理, $\Delta\beta_0\equiv\Delta\beta\ (\omega_0)$,$\Delta\beta_n=\left[\frac{d^n\Delta\beta}{d\omega^n}\right]_{\omega=\omega_0}$ $(n=1,2,\cdots)$, 当谱宽 $\Delta\omega\ll\omega_0$ 即其频率小于 15 THz 时, 则展开式中的高次项就变为无穷小量, 通常被忽略, 故 (3) 和 (4) 式就近似为

$$\beta(\omega)=\beta_0+(\omega-\omega_0)\beta_1+\frac{1}{2}(\omega-\omega_0)^2\beta_2+\frac{1}{6}(\omega-\omega_0)^3\beta_3,\quad(5)$$

$$\Delta\beta(\omega)=\Delta\beta_0+(\omega-\omega_0)\Delta\beta_1.\quad(6)$$

最终 (2) 式就变为

$$\frac{\partial\tilde{A}\ (z,\omega)}{\partial z}=\mathrm{i}[(\omega-\omega_0)\beta_1+\frac{1}{2}(\omega-\omega_0)^2\beta_2+\frac{1}{6}(\omega-\omega_0)^3\beta_3+\Delta\beta_0+(\omega-\omega_0)\Delta\beta_1]\times\tilde{A}(z,\omega).\quad(7)$$

上式中的 $\Delta\beta_0$ 包含了各向同性光纤的非线性效应, 其表达式为 [3]

$$\Delta\beta_0=\frac{2\pi\omega_{\mathrm{p}}^2[\chi_{xxxx}^{\mathrm{RN}}+\chi_{xxxx}^{\mathrm{R}}]}{c^2k_{\mathrm{p}}A_{\mathrm{P}}}\cdot|A(z,t)|^2,\quad(8)$$

其中

$$A_{\mathrm{P}}=\frac{\left[\iint_{-\infty}^{\infty}|F(x,y)|^2\mathrm{d}x\mathrm{d}y\right]^2}{\iint_{-\infty}^{\infty}|F(x,y)|^4\mathrm{d}x\mathrm{d}y},$$

为有效纤芯截面; $\chi_{xxxx}^{\mathrm{RN}}$ 表示电子非线性极化率; χ_{xxxx}^{R} 表示分子非线性极化率. 而 $\frac{\Delta\beta_1}{\Delta\beta_0}=\frac{1}{\omega_0}$ [8], 并将此式代入到 (7) 式可得

$$\frac{\partial\tilde{A}\ (z,\omega)}{\partial z}=\mathrm{i}\left[(\omega-\omega_0)\beta_1+\frac{1}{2}(\omega-\omega_0)^2\beta_2+\frac{1}{6}(\omega-\omega_0)^3\beta_3+\left(1+\frac{(\omega-\omega_0)}{\omega_0}\right)\Delta\beta_0\right]\tilde{A}(z,\omega).\quad(9)$$

利用

$$A(z,t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\tilde{A}(z,\omega-\omega_0)\times\exp[-\mathrm{i}(\omega-\omega_0)t]\mathrm{d}\omega,\quad(10)$$

对 (9) 式进行傅里叶逆变化, 即用微分算符 $\mathrm{i}(\partial/\partial t)$ 代替式中的 $-\mathrm{i}(\omega-\omega_0)$, 用 $-(\partial^2/\partial t^2)$ 代替式中 $(\omega-\omega_0)^2$, $\mathrm{i}(\partial^3/\partial t)$ 代替式中 $(\omega-\omega_0)^3$, (9) 式可化为

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z}=-\beta_1\frac{\partial A(z,t)}{\partial t}-\frac{\mathrm{i}}{2}\beta_2\frac{\partial^2A(z,t)}{\partial t^2}+\frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3A(z,t)}{\partial t^3}+\mathrm{i}\left[1+\frac{\mathrm{i}}{\omega_0}\cdot\frac{\partial}{\partial t}\right]\times\Delta\beta_0A(z,t).\quad(11)$$

对 (11) 进行整理, 可得

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z}+\beta_1\frac{\partial A(z,t)}{\partial t}+\frac{\mathrm{i}}{2}\beta_2\frac{\partial^2A(z,t)}{\partial t^2}-\frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3A(z,t)}{\partial t^3}=\mathrm{i}\left[1+\frac{\mathrm{i}}{\omega_0}\cdot\frac{\partial}{\partial t}\right]\Delta\beta_0\cdot A(z,t).\quad(12)$$

引入自陡峭参量 $s=\frac{1}{\omega_0T_0}$, 其中 T_0 是初始输入脉冲的宽度, 则 (12) 式化为

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z}+\beta_1\frac{\partial A(z,t)}{\partial t}+\frac{\mathrm{i}}{2}\beta_2\frac{\partial^2A(z,t)}{\partial t^2}-\frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3A(z,t)}{\partial t^3}=\mathrm{i}\left[1+\mathrm{i}sT_0\cdot\frac{\partial}{\partial t}\right]\Delta\beta_0\cdot A(z,t).\quad(13)$$

将 (8) 式代入 (13) 式可得

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z}+\beta_1\frac{\partial A(z,t)}{\partial t}+\frac{\mathrm{i}}{2}\beta_2\frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2}-\frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A(z,t)}{\partial t^3}=\mathrm{i}\left[1+\mathrm{i}sT_0\cdot\frac{\partial}{\partial t}\right]\frac{2\pi\omega_{\mathrm{p}}^2[\chi_{xxxx}^{\mathrm{RN}}+\chi_{xxxx}^{\mathrm{R}}]}{c^2k_{\mathrm{p}}A_{\mathrm{P}}}|A(z,t)|^2\times A(z,t). \quad (14)$$

定义电子的非线性系数

$$\gamma=\frac{2\pi\omega_{\mathrm{p}}^2\chi_{xxxx}^{\mathrm{RN}}}{c^2k_{\mathrm{p}}A_{\mathrm{P}}},$$

定义拉曼增益 [2]

$$g_0''(\varOmega)=\frac{16\mathrm{i}\pi\omega_{\mathrm{p}}^2\chi_{xxxx}^{\mathrm{R}}}{c^2k_{\mathrm{p}}A_{\mathrm{P}}},$$

所以 (14) 式就化为

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z}+\beta_1\frac{\partial A(z,t)}{\partial t}+\frac{\mathrm{i}}{2}\beta_2\frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2}-\frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A(z,t)}{\partial t^3}=\mathrm{i}\left[1+\mathrm{i}sT_0\cdot\frac{\partial}{\partial t}\right]\left[\gamma-\frac{\mathrm{i}g_0''(\varOmega)}{8}\right]|A(z,t)|^2\times A(z,t), \quad (15)$$

其中 $\left[\gamma-\frac{\mathrm{i}g_0''(\varOmega)}{8}\right]$ 为包含考虑电子和光学声子共同作用下的非线性系数. 设 $\gamma'=\gamma-\frac{\mathrm{i}g_0''(\varOmega)}{8}$, (15) 式就化为

$$\frac{\partial A}{\partial z}+\beta_1\frac{\partial A}{\partial t}+\frac{\mathrm{i}}{2}\beta_2\frac{\partial^2 A}{\partial t^2}-\frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial t^3}=\mathrm{i}\cdot\left[1+\mathrm{i}sT_0\cdot\frac{\partial}{\partial t}\right]\cdot\gamma'\cdot|A|^2\cdot A. \quad (16)$$

引入归一化时间尺度 τ 和归一化振幅 U:

$$\tau=\frac{T}{T_0}=\frac{t-z/v_{\mathrm{g}}}{T_0}\equiv\frac{t-z\beta_1}{T_0}, \quad (17)$$

$$A(z,t)=\sqrt{P_0}\exp\left[\frac{-\alpha z}{2}\right]U(z,\tau). \quad (18)$$

上式中 P_0 是入射脉冲的最大功率, α 为光纤的损耗系数, 在忽略损耗条件下, 包含拉曼增益的归一化振幅 U 所满足的非线性薛定谔方程为

$$\frac{\partial U}{\partial z}=-\frac{\mathrm{i}\beta_2}{2T_0^2}\cdot\frac{\partial^2 U}{\partial\tau^2}+\frac{\beta_3}{6T_0^3}\cdot\frac{\partial^3 U}{\partial\tau^3}+\mathrm{i}P_0\left[\gamma-\frac{\mathrm{i}g_0''(\varOmega)}{8}\right]\left[1+\mathrm{i}s\cdot\frac{\partial}{\partial\tau}\right]\times|U|^2U. \quad (19)$$

在下面的数值分析中, 对于拉曼增益采用洛伦兹模型 [2,15].

3 分步傅里叶法数值模拟分析与讨论

为了理解分布傅里叶法的基本数学思想, 现对 (19) 式改写如下:

$$\frac{\partial U}{\partial z}=(\hat{D}+\hat{N})U, \quad (20)$$

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

$$\hat{D}=-\frac{\mathrm{i}\beta_2}{2T_0^2}\cdot\frac{\partial^2}{\partial\tau^2}+\frac{\beta_3}{6T_0^3}\cdot\frac{\partial^3}{\partial\tau^3}, \quad (21)$$

$$\hat{N}=\mathrm{i}P_0\left[\gamma-\frac{\mathrm{i}g_0''(\varOmega)}{8}\right]\left[1+\mathrm{i}s\cdot\frac{\partial}{\partial\tau}\right]|U|^2. \quad (22)$$

一般而言, 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, 第一步, 仅考虑色散对光脉冲的作用, 即 $\hat{N}=0$, $\hat{D}\neq 0$ 的情况; 第二步, 仅考虑非线性效应对光脉冲的作用, 即 $\hat{D}=0$, $\hat{N}\neq 0$ 的情况. 该过程用数学形式表示为

$$U(z+h,\tau)\approx\exp(h\hat{D})\exp(h\hat{N})U(z,\tau). \quad (23)$$

考虑到算符 $\hat{D}$ 和 $\hat{N}$ 的非对易性, 在 h 取足够小的时候, 可以用

$$U(z+h,\tau)=\exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right)\exp(h\hat{N})\exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right)U(z,\tau) \quad (24)$$

代替 (23) 式来减小计算中的误差, (24) 式中

$$\exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right)=\exp\left[\left(\frac{\mathrm{i}\beta_2}{4T_0^2}\omega^2+\frac{\mathrm{i}\beta_3}{12T_0^3}\omega^3\right)h\right], \quad (25)$$

$$\exp(h\hat{N})=\exp\left\{\left[\mathrm{i}P_0\left[\gamma-\frac{\mathrm{i}g_0''(\varOmega)}{8}\right]\times\left[1+\mathrm{i}s\cdot\frac{\partial}{\partial\tau}\right]|U|^2\right]h\right\}. \quad (26)$$

具体的操作过程为: 沿着光脉冲传输的方向上将光纤分割成许多小的长度为 h 的区间. 光脉冲在区间中传输时, 开始时只有色散作用, 当传输到 $z+h/2$

处时, 作用整个 h 长度非线性效应, 在下一个 $h/2$ 长度内又仅有色散作用, 从而得到 $U(z+h,\tau)$.

按照分步傅里叶法运算过程, 便可利用MATLAB软件仿真模拟高斯脉冲在不同条件下的传输演化过程.

现输入高斯脉冲, 初始高斯脉冲为

$$I(0,\tau)=\exp(-\tau^2), \tag{27}$$

I 为高斯脉冲的光强, 其中初始输入脉宽 $T_0=3.5$ ps、步长 $\Delta z=1/10000$, 非线性系数 $\gamma=0.2$ W^{-1}/km, 传输周期 $z_0=\dfrac{\pi}{2}\dfrac{T_0^2}{|\beta_2|}=916$ m, $\omega=1000\pi$ THz(脉冲中心波长为600 nm), 利用MATLAB软件模拟了在不同条件下拉曼增益对高斯脉冲自陡峭的影响.

图1表示输入功率 $P_0=10$ W、自陡峭参数 $s=0.01$ 的高斯脉冲自陡峭图像, 其中图1(a)既不考虑色散也不考虑拉曼增益; (b)不考虑色散只考虑拉曼增益; (c) 考虑二阶色散和拉曼增益, 其二阶色散系数为 $\beta_2=-20$ ps^2/km; (d)同时考虑高阶色散和拉曼增益, 其二阶色散系数 $\beta_2=-20$ ps^2/km、三阶色散系数 $\beta_3=5$ ps^2/km(下同). 由图中可以看出: 在不考虑色散时, 拉曼增益使得高斯脉冲峰值在脉冲前沿的偏移量减小, 即减弱了高斯脉冲的自陡峭效应, 脉冲展宽也变小, 但不会影响高斯脉冲峰值大小. 考虑二阶色散和拉曼增益后, 高斯脉冲的峰值随着传输距离的增大而迅速衰减, 脉冲展宽也逐渐加大, 此时脉冲中心峰值向脉冲前沿的偏移变得不再明显. 同时考虑三阶色散后, 高斯脉冲随着传输距离增大迅速衰减并在脉冲前后沿出现多个小的波峰, 脉冲中心峰值也偏向了后沿, 脉冲形状发生了畸变, 在其前沿和后沿附近形成非对称的振荡结构.

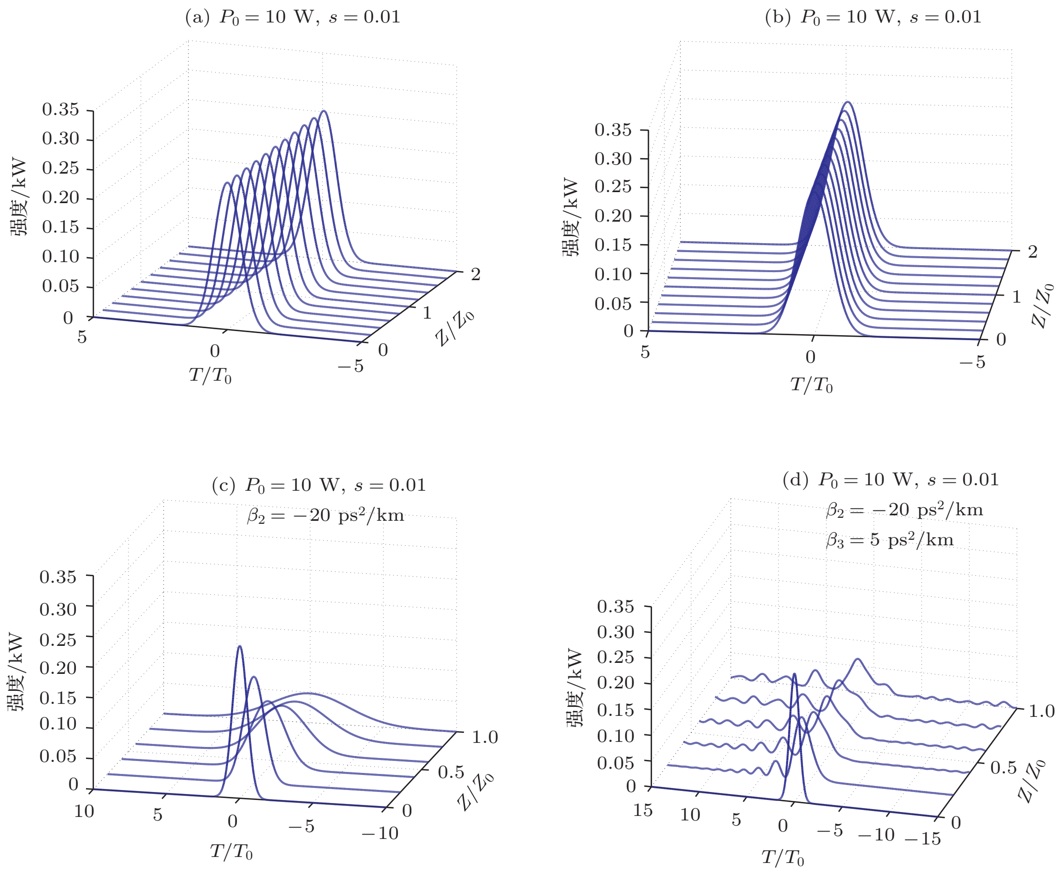

图1 输入功率 $P_0=10$ W、自陡峭参数 $s=0.01$ 高斯脉冲自陡峭 (a) 无色散不考虑拉曼增益; (b) 无色散考虑拉曼增益; (c), (d) 有色散考虑拉曼增益

图2表示输入功率 $P_0=10$ W、自陡峭参数 $s=0.06$ 的高斯脉冲自陡峭图像. 在其他条件不变只增加自陡峭参数的情况下可以观察到脉冲中心峰值偏向前沿的程度有所加大, 但不会影响到脉冲峰值的大小; 考虑拉曼增益后, 高斯脉冲自陡峭程度有所减小. 考虑二阶色散后, 高斯脉冲大致呈现

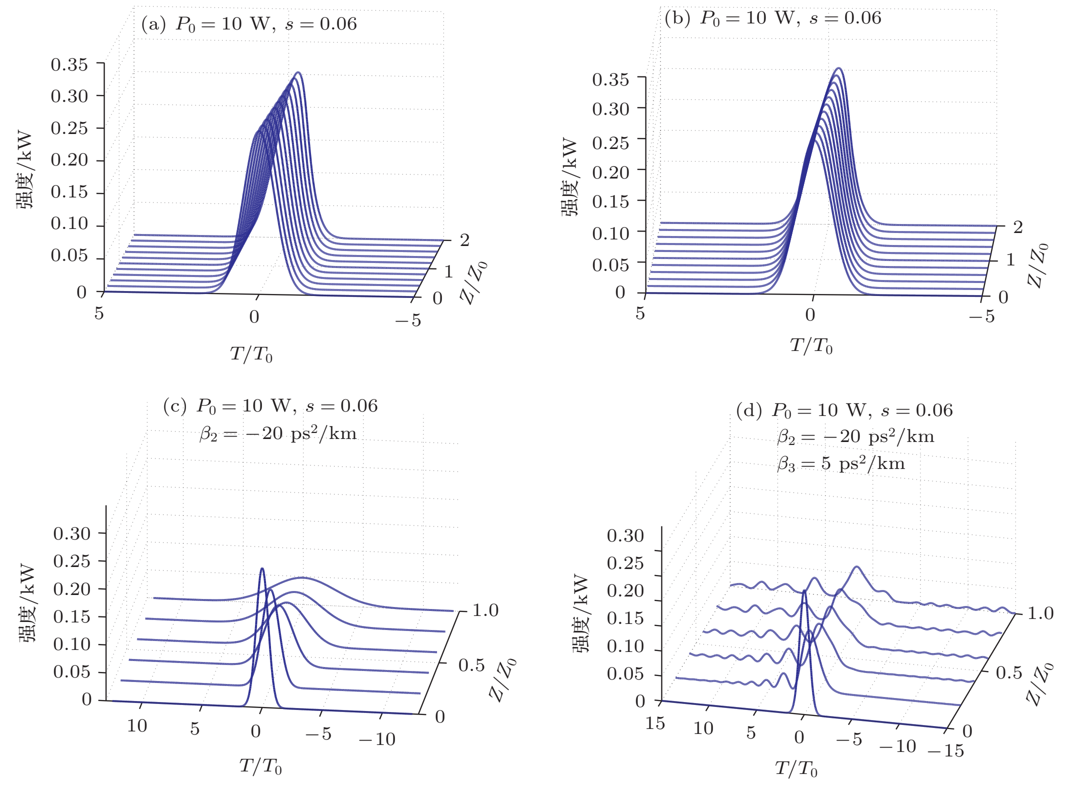

图2 输入功率 $P_0 = 10$ W、自陡峭参数 $s = 0.06$ 高斯脉冲自陡峭 (a) 无色散不考虑拉曼增益; (b) 无色散考虑拉曼增益; (c), (d) 有色散考虑拉曼增益

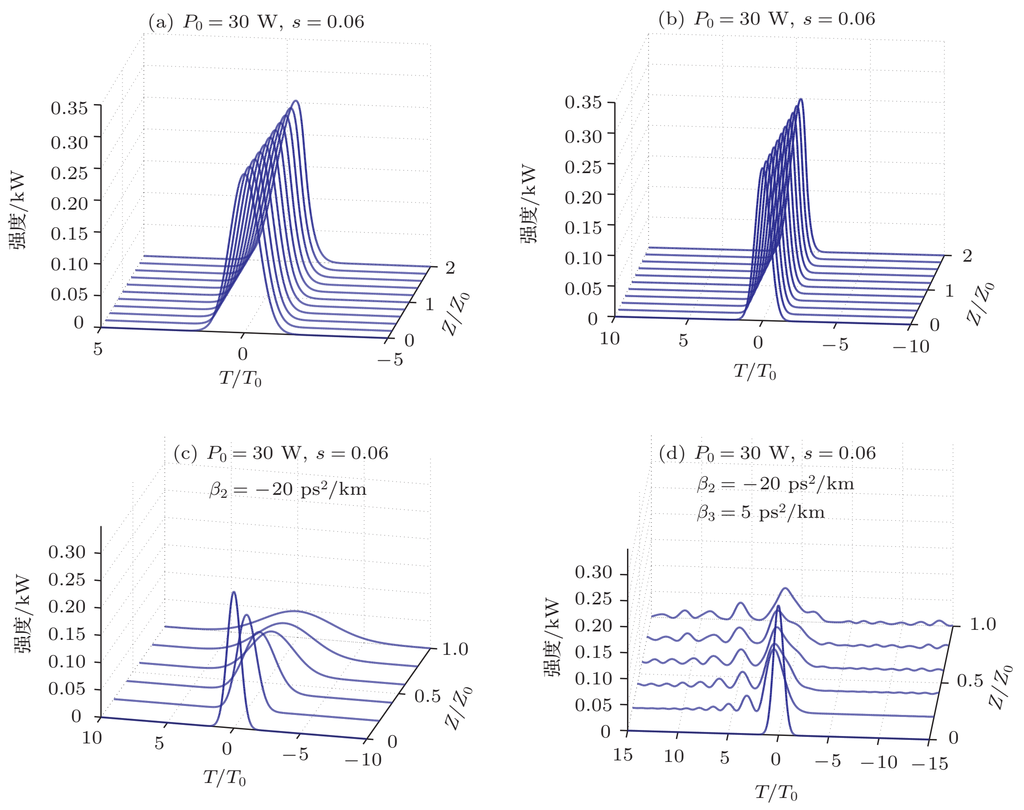

图3 输入功率 $P_0 = 30$ W、自陡峭参数 $s = 0.06$ 高斯脉冲自陡峭 (a) 无色散不考虑拉曼增益; (b) 无色散考虑拉曼增益; (c), (d) 有色散考虑拉曼增益

出了对称形状, 这是由于二阶色散和拉曼增益对高斯脉冲自陡峭效应的综合作用的结果. 考虑三阶色散后, 色散使脉冲的峰值迅速衰减、脉冲展宽也逐步增大、并且脉冲后沿出现了小的波峰, 随着传输距离的进一步增大, 脉冲前沿也出现了小的波峰, 脉冲的主峰进一步偏向后沿, 脉冲形状发生了畸变, 并在其前沿和后沿附近形成非对称的振荡结构. 从整体上来看, 考虑二阶、三阶色散和拉曼增益后, 略增大脉冲的自陡峭参数对高斯脉冲的影响不大.

图3表示输入功率 $P_0 = 30$ W、自陡峭参数 $s = 0.06$ 的高斯脉冲自陡峭图像. 从图3 (a) 中可以发现, 高斯脉冲的输入功率和自陡峭参数都较大时, 高斯脉冲的自陡峭效应明显增强, 表现为高斯脉冲峰值偏向前沿的程度增大. 综合考虑二阶、三阶色散和拉曼增益后, 高斯脉冲随传输距离的增加在前后沿都出现了小的波峰, 并随着传输距离的进一步增大, 高斯脉冲峰值快速衰减, 脉冲前后沿的振荡幅度也加大, 主峰的峰值也急剧减小并且偏向脉冲后沿, 整个高斯脉冲形状发生畸变.

为了进一步研究只存在三阶色散条件下拉曼增益对高斯脉冲自陡峭效应的影响, 下面为各项同性光纤中个别输入参数调整后的高斯脉冲自陡峭, 如图4.

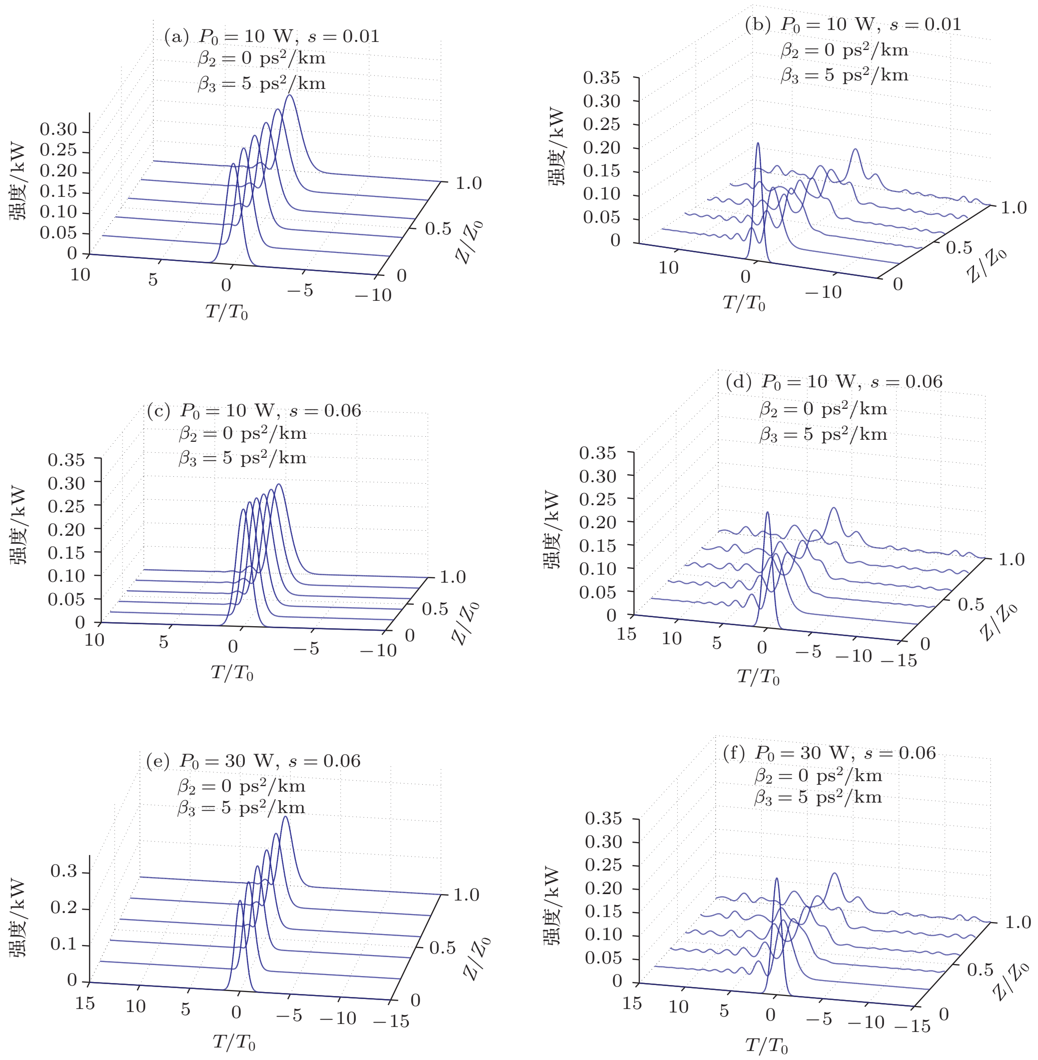

图4 无二阶色散存在三阶色散的高斯脉冲自陡峭 (a), (c), (e) 只存在三阶色散不考虑拉曼增益; (b), (d), (f) 只存在三阶色散考虑拉曼增益

图4 (a) 和 (b) 表示输入功率 $P_0 = 10$ W、自陡峭参数为 $s = 0.01$、二阶色散系数为0、三阶色散系数 $\beta_3 = 5$ ps^2/km 的高斯脉冲自陡峭图像; 图4 (c) 和 (d) 表示输入功率 $P_0 = 10$ W、自陡峭参数为 $s = 0.06$、二阶色散系数为0、三阶色散系数 $\beta_3 = 5$ ps^2/km 的高斯脉冲自陡峭图像; 图4 (e) 和 (f) 表示输入功率 $P_0 = 30$ W、自陡峭参数为 $s = 0.06$、二阶色散系数为0、三阶色散系数 $\beta_3 = 5$ ps^2/km 的高斯

脉冲自陡峭图像; 其中图4(a), (c), (e)不考虑拉曼增益, (b), (d), (f)考虑拉曼增益. 从图中可以观察到: 当不考虑拉曼增益时, 高斯脉冲峰值偏向脉冲后沿; 随着传输距离的增加, 高斯脉冲的后沿出现了一个小的波峰, 并且这个小的波峰逐渐向脉冲后沿移动, 脉冲展宽逐渐增大, 但脉冲前沿形状仍然十分平滑, 所受影响较小; 考虑拉曼增益后, 高斯脉冲的峰值随着传输距离的增加迅速衰减, 先是在脉冲后沿出现许多小的波峰并呈振荡状态, 脉冲主峰逐渐靠近脉冲后沿, 随后在脉冲前沿也出现了许多小的波峰, 进而整个高斯脉冲的形状出现畸变. 比较各图可以看出, 在只存在三阶色散的条件下, 小幅度的改变输入脉冲的功率和自陡峭参数对高斯脉冲的自陡峭图像的影响不会太大.

4 结 论

拉曼效应主要是利用抽运光产生频率下移的Stokes光波形成较大的拉曼增益. 光脉冲在光纤中传输时, 色散作用和拉曼散射效应都是同时存在的, 其中$\left[\gamma-\frac{\mathrm{i}g_0''(\Omega)}{8}\right]$就综合了光脉冲与电子和光学声子共同作用下的非线性系数, 因此拉曼增益对脉冲的自陡峭效应产生一定的影响是必然的. 在只存在二阶色散作用下, 拉曼增益使位于色散区的高斯脉冲脉宽加大, 脉冲峰值随传输距离迅速衰减, 但不会造成峰值在前后沿的偏移; 只存在三阶色散作用时, 拉曼增益使高斯脉冲在前后沿出现了许多小的波峰, 高斯脉冲的整体形状发生了畸变, 脉冲峰值也发生了偏移. 综合考虑二阶和三阶色散作用后, 拉曼增益会导致脉冲宽度增大、脉冲峰值发生偏移、脉冲形状出现振荡, 至于脉冲峰值位置的偏移方向和偏移的程度以及脉冲边沿的振荡强度则是由色散作用、拉曼增益共同决定.

参考文献

[1] Agrawal G P 2002 *Nonlinear Fiber Optics Fourth Edition 2nd ed.* (Boston:Academic Press) p483

[2] Jia W G, Qiao L R, Wang X Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 094215 (in Chinese) [贾维国, 乔丽荣, 王旭颖 2012 物理学报 **61** 094215]

[3] Wen S C, Xiang Y J, Su W H 2006 *Proceedings of High-Power Lasers and Applications* **1568**

[4] Ostrovskii L A 1967 *Sov. Phys. JETP* **24** 797

[5] Zhong X Q, Tang T T, Xiang A P, Cheng K 2011 *Optics Communications* **284** 4727

[6] Mishra M, Konar S 2008 *Progress In Electromagnetics Research* **78** 301

[7] Ramprasad A V, Meenakshi M 2006 *IEEE* **10(5)** 26

[8] Kibler B, Dudley J M, Coen S 2005 *Appl. Phys. B* **81** 337

[9] Wang X Y, Jia W G, Yin J Q 2011 *Acta Photonica Sinica* **06(3)** 06001 (in Chinese) [王旭颖, 贾维国, 尹建全 2011 光学学报 **06(3)** 06001]

[10] Song X Y, Wen S C, Dai X Y 2008 *Acta Photonice. Sinice* **07(4)** 1314 (in Chinese) [宋小燕, 文双春, 戴小玉 2008 光子学报 **07(4)** 1314]

[11] Jia W G, Yang X Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1053 (in Chinese) [贾维国, 杨性愉 2005 物理学报 **54** 1053]

[12] Zhang Y D, Fan B H, Yuan P 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 87

[13] Moll K D, Gaeta A L 2003 *Physical Review Letters* **2** 9902

[14] Anderson D, Lisak M 1983 *Phys. Rev. A* **27** 1393

[15] Jeffrey Moses, Wise F W 2006 *Phys. Rev. Lett.* **07(5)** 3903

[16] Jia W G, Zhou Y Y, Han Y M 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6323 (in Chinese) [贾维国, 周彦勇, 韩永明 2009 物理学报 **58** 6323]

[17] Benoit Barviau, Bertrand Kibler, Antonio Picozzi 2009 *Phys. Rev. Lett.* **06** 3840

[18] 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]

[19] Zhong X Q, Cheng K, Xiang A P 2013 *Chin. Phys. B* **22** 034205

[20] Yu X D, Meng Z M, Zhang J 2013 *Chin. Phys. B* **22** 094204

[21] Wang F, Jiang H B, Gong Q H 2014 *Chin. Phys. B* **23** 014201

Effect of Raman gain on the self-steepening characteristic in isotropic fibers*

Liu Bao-Lin[1)] Jia Wei-Guo[1)†] Wang Yu-Ping[2)] Qiao Hai-Long[1)] Wang Xu-Dong[1)]
Men-Ke Neimule[1)]

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

2) (*Academic Affairs Office, Inner Mongolia Radio & TV University, Hohhot 010010, China*)

(Received 19 April 2014; revised manuscript received 20 May 2014)

Abstract

Under the condition that the light pulses meet the slowly varying function pulses, the higher-order nonlinear Schrödinger equation has been deduced by taking into consideration the Raman gain. The linear operator and nonlinear operator specific expressions are obtained using split-step Fourier numerical method. The Raman gain on the self-steepening of the Gaussian pulse has been simulated and then the result is compared with the self-steepening effect without taking into consideration the Raman gain when the pulse propagate in the isotropic optical fiber. Raman gain specific impact on the self-steepening of the Gaussian pulse has been obtained under different conditions. Results show that the Raman gain may affect the Gaussian pulse broadening, pulse peak attenuation as well as the oscillation of the edge. These influences depend on the parameters of self-steepening, input power, and dispersion coefficient.

Keywords: Raman gain, self-steepening effect, Gaussian pulse, higher-order dispersion

PACS: 42.65.–K, 42.65.Wi, 42.65.Dr **DOI:** 10.7498/aps.63.214207

* 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