

强时间非局域系统中自相位调制诱导的“脉冲镜像”啁啾

洪伟毅

“Inverted-image” frequency chirp induced by self-phase modulation in highly noninstantaneous medium

Hong Wei-Yi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 024214 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.024214

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.024214>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I2>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

微结构光纤近红外色散波产生的研究

Study of near-infrared dispersion wave generation for microstructured fiber

物理学报.2015, 64(3): 034215 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034215>

负性介电各向异性向列相液晶中空间光孤子的理论研究

Theoretical investigation of spatial optical solitons in nematic liquid crystals with negative dielectric anisotropy

物理学报.2014, 63(18): 184207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.184207>

Hirota 方程的怪波解及其传输特性研究

Rogue solution of Hirota equation and its transmission

物理学报.2014, 63(10): 104215 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.104215>

非局域表面暗孤子及其稳定性分析

Nonlocal surface dark solitons and their stability analysis

物理学报.2014, 63(2): 024204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.024204>

强非局域非线性介质中的形变像散椭圆呼吸子

Shape-variant astigmatic elliptical breathers in strongly nonlocal nonlinear medium

物理学报.2013, 62(14): 144209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.144209>

强时间非局域系统中自相位调制诱导的 “脉冲镜像”啁啾*

洪伟毅[†]

(华南师范大学信息光电子科技学院, 广东省微纳光子功能材料与器件重点实验室, 广州 510006)

(2014年8月11日收到; 2014年9月14日收到修改稿)

非局域非线性是目前非线性光学乃至非线性科学研究领域的热点. 本文研究了时间非局域系统中的脉冲啁啾特性, 发现了一个非常有趣的现象: 当系统的时间非局域程度很强时, 由自相位调制引起的非线性啁啾可以近似成为脉冲强度的“镜像”, 并且, 这种特性与脉冲包络的具体形式无关. 利用这种特性, 分析了脉冲在强时间非局域系统中传输的时间演化过程.

关键词: 时间非局域, 自相位调制, 啁啾

PACS: 42.65.Tg, 42.65.Sf

DOI: 10.7498/aps.64.024214

1 引言

在过去的几十年中, 由于激光技术的飞速发展, 使得强激光在许多领域得到了十分广泛的应用, 强激光与物质相互作用下的许多新现象陆续被发现, 极大地推动了非线性光学的发展. 当强度足够的光在介质中传输时, 光强会引起介质折射率的改变, 而折射率的改变又会反过来影响激光在介质中的传输行为, 如使得激光出现自聚焦、自相位调制以及调制不稳定性等现象, 称之为光学克尔效应, 是非线性光学领域中最重要研究内容之一^[1]. 一般情况下, 由光克尔效应引起的非线性折射率改变在空间与时间上均会表现出非局域性. 空间非局域性指的是介质中某特定点的非线性折射率改变不仅仅与该点的场强有关, 还与空间中的其他点的场强有关; 而时间局域性指的是某一时刻的非线性折射率改变不仅与该时刻的场强有关, 还与该时刻以前所有时刻的电场有关. 在空间非局域非线性的研究中, 人们已经发现了空间非局域特性可以阻止(2+1)维非线性系统的坍塌现象^[2-8], 同时, 也发现了空间非局域系统中光孤子现象的存

在^[9-15]. 最近, 来源于克尔介质中非瞬时响应的非局域性也开始得到关注^[16-21]. 常见的具有非瞬时响应的克尔介质包括软物质、金属薄膜以及某些具有重取向非线性的液体等^[16,19]. 对于时间非局域而言, 由于因果性的存在, 使得时间非局域响应函数在时域上具有不对称性, 在频谱上则表现为一不对称的能量增益曲线: 能量从高频向低频转移, 最后导致频谱红移^[20]. 由于时间非局域非线性的这种特点, Picozzi等^[18]发现在时间非局域系统中存在频域非相干孤子.

当脉冲宽度远远小于介质非瞬时响应的非局域尺度(弛豫时间)时, 则属于强时间非局域范畴. 某些具有重取向非线性(reorientational nonlinearity)的小分子液体, 如CS₂, 其非瞬时响应的非局域尺度达到皮秒量级, 同时具有较大的透明窗^[22], 而目前的超短脉冲技术很容易实现脉冲宽度比该非局域尺度小两个量级以上的激光脉冲, 将其注入光子晶体光纤中则可以作为强时间非局域脉冲传输的良好媒介^[19,22]. 与弱时间非局域不同的是, 强时间非局域非线性可以作为微扰来处理^[19]. Conti等^[19]认为在强时间非局域的条件下, 可以将非线性薛

* 国家自然科学基金(批准号: 11274125)和广东省自然科学基金(批准号: S2012010009178)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: reyshust@gmail.com

定谔方程近似成为线性薛定谔方程来处理, 并讨论了其束缚态的传输特性. Kibler 等^[20]研究了时间强非局域条件下非相干光的调制不稳定性. Xiao 等^[21]最近则发展了一种时间转换方法, 研究了周期量级脉冲在强时间非局域条件下的拉曼效应. 而对于强时间非局域条件下的时间动力学特性的研究, 目前还鲜有报道. 本文从非线性薛定谔方程出发, 研究了由自相位调制诱导的啁啾特性, 并发现了一个非常有趣的现象: 在强非局域条件下, 自相位调制诱导的啁啾在时域上是脉冲强度的“镜像”. 利用这种特性, 分析了脉冲在强非局域系统中传输的时域动力学特征, 有助于更加深入地理解强时间非局域系统动力学过程的物理内涵.

2 模型

时间非局域非线性系统可以由时间非局域非线性薛定谔方程描述:

$$i\partial_z A(z, t) + \frac{1}{2}s\partial_t^2 A(z, t) + A(z, t)[R(t) \otimes |A(z, t)|^2] = 0, \quad (1)$$

其中, $A(z, t)$ 为脉冲包络, t 是用脉冲宽度 T_0 无量纲化之后的时间坐标, z 是用脉冲的二阶色散长度无量纲化之后的传输方向空间坐标; $R(t) = \Theta(t) \exp(-t/T)/T$ 为介质响应函数, 其中 $\Theta(t)$ 为 Heaviside 阶跃函数, T 是介质的弛豫时间; 另外, \otimes 代表卷积运算, $s = +1 (s = -1)$ 代表反常 (正常) 群速度色散 (group velocity dispersion, GVD). 本文只考虑反常色散的情况.

首先我们先来看响应函数 $R(t)$. 由于系数 $1/T$ 的存在, 一方面, 随着弛豫时间 T 的增加, 非线性的强度会逐渐减弱. 这一点可以直接从图 1 看出. 图 1 给出了在不同的弛豫时间 T 的情况下, 选择初始输入脉冲的形式为高斯脉冲 $A(0, t) = A_0 \exp(-t^2/2)$ 时的非线性折射率的时域分布, 其中, A_0 为脉冲的振幅. 为了便于比较, 我们还给出了局域情况下的非线性折射率分布 $\Delta n_{\text{local}} = |A(0, t)|^2$. 我们已经熟知, 在局域的情况下, 非线性响应是瞬时的, 因此非线性折射率与脉冲强度分布完全重合. 但是当非瞬时响应存在时, 随着弛豫时间 T 的增加, 非线性折射率会逐渐滞后于脉冲强度分布, 同时会被响应函数在时间上“平均”掉, 所以在脉冲持续期间非线性折射率的强度会逐渐减弱.

当脉冲宽度远远大于介质弛豫时间, 也就是当 $T \ll 1$ 时, (1) 式的非线性项 $R(t) \otimes |A(z, t)|^2$ 可以按照以下方式对脉冲包络进行展开并保留前两项:

$$\begin{aligned} & R(t) \otimes |A(z, t)|^2 \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} R(t') |A(z, t-t')|^2 dt' \\ &\approx \int_{-\infty}^{\infty} R(t') (|A(z, t)|^2 - t' \partial_t |A(z, t)|^2) dt' \\ &= |A(z, t)|^2 - T \partial_t |A(z, t)|^2. \end{aligned} \quad (2)$$

上式则是我们熟知的含有拉曼效应的非线性项^[1]. 而对于强时间非局域的情况, 也就是当 $T \gg 1$ 时, 处理非线性项则必须对响应函数 $R(t)$ 进行展开. 但是由于 $R(t)$ 在 $t = 0$ 处不可导, 所以在这种情况下不可以像 (2) 式那样直接展开. 如果利用关系

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} R(t-t') |A(z, t')|^2 dt' \\ &\equiv \int_{-\infty}^t \exp[-(t-t')/T] / T |A(z, t')|^2 dt', \end{aligned}$$

依然可以将非线性项展开并保留前两项:

$$\begin{aligned} & R(t) \otimes |A(z, t)|^2 \\ &= \frac{1}{T} \int_{-\infty}^t \exp\left(-\frac{t-t'}{T}\right) |A(z, t')|^2 dt' \\ &\approx \frac{1}{T} \exp\left(-\frac{t}{T}\right) \int_{-\infty}^t |A(z, t')|^2 dt' \\ &\quad + \frac{1}{T^2} \exp\left(-\frac{t}{T}\right) \int_{-\infty}^t t' |A(z, t')|^2 dt'. \end{aligned} \quad (3)$$

虽然上面的展开式只保留到 2 阶, 但是依然可以看出, 每一阶的展开式的系数中都会多出一个 $1/T$ 的因子. 因此, 随着弛豫时间 T 的增加, 高阶项的量级会迅速减小, 当 $T \gg 1$ 时, 第二项的量级都要远远小于第一项, 因此在这种情况下可以只保留第一项, 有

$$R(t) \otimes |A(z, t)|^2 \approx \frac{1}{T} \exp\left(-\frac{t}{T}\right) \int_{-\infty}^t |A(z, t')|^2 dt'. \quad (4)$$

由非线性自相位调制 (self-phase modulation, SPM) 引起的频率啁啾可以表示为 $\delta\omega(t) = -z\partial_t [R(t) \otimes |A(z, t)|^2]$, 将 (4) 式代入, 有

$$\begin{aligned} \delta\omega(t) &= -z\partial_t (R(t) \otimes |A(z, t)|^2) / \partial t \\ &\approx -z \left[-\frac{1}{T^2} \exp\left(-\frac{t}{T}\right) \int_{-\infty}^t |A(z, t')|^2 dt' \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{T} \exp\left(-\frac{t}{T}\right) |A(z, t)|^2 \right], \end{aligned} \quad (5)$$

上式中, 由于 $T \gg 1$ 的缘故, 第一项的量级要远远小于第二项, 因此第一项在这种情况下依然可以忽略. 另外, 注意到在强时间非局域的情况下, $\exp(-t/T)$ 占有的时间尺度远远大于脉冲宽度, 因此在脉冲持续期间 $\exp(-t/T)$ 可以近似为 1, 最后 (5) 式在时间强非局域条件下可以近似为

$$\delta\omega(t) \approx -\frac{z}{T}|A(z, t)|^2. \quad (6)$$

从上式可以看出, 时间强非局域条件下, 除去前面的系数, 由 SPM 引起的频率啁啾在时间上的分布正好与脉冲强度的分布呈相反数的关系, 本文将将其命名为“镜像”啁啾. 而且, 上述关系与脉冲的具体形式并无关系.

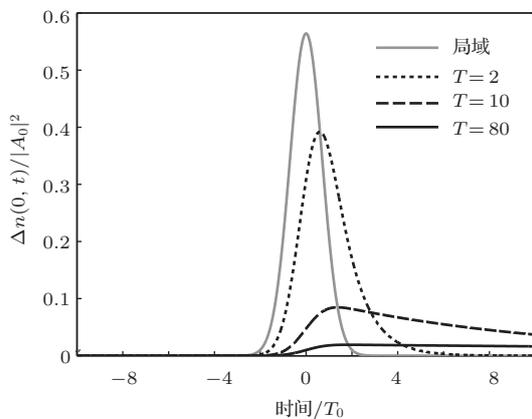


图1 在弛豫时间分别为 $T = 2, T = 10, T = 80$ 以及局域的情况下, 选择初始输入脉冲的形式为高斯脉冲 $A(0, t) = A_0 \exp(-t^2/2)$ 时的非线性折射率的时域分布

3 结果与讨论

为了验证 (6) 式的正确性, 首先考虑具有高斯包络的初始脉冲 $A(0, t) = A_0 \exp(-t^2/2)$ 作用下, 由 SPM 诱导产生的频率啁啾在时域的分布 $\delta\omega(t) = -z\partial_t[R(t) \otimes |A(z, t)|^2]$. 不同弛豫时间 T 条件下的分布情况如图 2 所示. 为了更加清晰地进行对比, 脉冲强度的包络以及局域情况下的啁啾分布 $\delta\omega(t) = -z\partial_t|A(0, t)|^2$ 一并给出. 为了便于对比, 这里给出的曲线均归一化. 对于局域的情况, 在脉冲上升沿, SPM 诱导的啁啾为负, 而在脉冲下降沿为正, 呈奇对称分布. 随着弛豫时间 T 的增加, SPM 诱导的频率啁啾整体呈延迟趋势. 当 $T = 2$ 时, 负啁啾的部分逐渐向脉冲中心移动, 而正啁啾的部分除了延迟以外, 幅值还逐渐减弱, 分布曲线不再具有奇对称. 而当 $T = 10$ 时, 负啁啾的部分已经几乎移动到脉冲的中心, 而正啁啾部分的幅值则减弱到负啁啾部分的不足十分之一. 当 $T = 80$ 的

时候, SPM 诱导的啁啾均为负值, 而且完全为脉冲的“镜像”, 证实了 (6) 式的正确性.

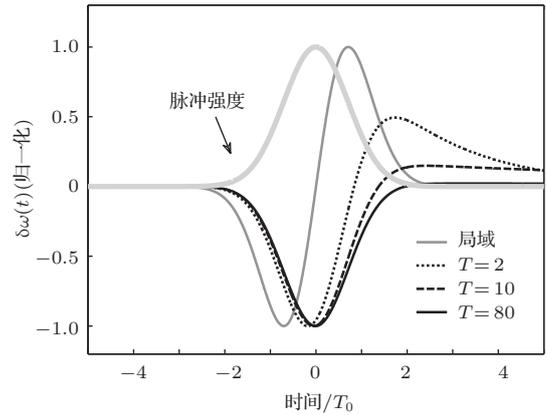


图2 在不同的弛豫时间以及局域的情况下, 选择初始输入脉冲为高斯脉冲 $A(0, t) = A_0 \exp(-t^2/2)$ 时由 SPM 诱导产生的频率啁啾的时域分布 (归一化)

接下来进一步分析在强时间非局域条件下, 由 SPM 诱导的“镜像”啁啾是如何影响脉冲传输的时域特性. 首先假设在适当的参数条件下 (即传输距离可比拟或者大于脉冲的色散长度与非线性长度), 在脉冲传输过程中群速度色散与非线性共同起作用. 对于我们已经熟知的局域情况而言, 如图 1 所示, SPM 诱导的啁啾在脉冲上升沿为负, 在脉冲下降沿为正, 而在反常色散的条件, GVD 诱导的线性啁啾在脉冲上升沿为正, 下降沿为负. 因此, 在脉冲传输的过程当中, 这两种符号相反的啁啾可以相互削弱. 而脉冲本身也会尽量调整自身的形状, 使得 GVD 与 SPM 诱导的啁啾尽可能彻底地相互抵消. 当这两种啁啾处于完全平衡或者动态平衡时, 脉冲的传输就是我们熟知的孤子或者呼吸子的状态. 对于强时间非局域的情况, 假设初始的输入脉冲为高斯型, 由于在脉冲持续期间 SPM 诱导的啁啾均为负值, 因此在脉冲上升沿, GVD 与 SPM 诱导的啁啾符号相反, 它们之间还可以相互削弱, 但是在脉冲下降沿, GVD 与 SPM 诱导的啁啾均为负值, 这就意味着脉冲的下降沿在 GVD 与 SPM 的共同作用下会剧烈地红移, 而上升沿的频率移动则相对要小, 因此, 下降沿的群速度要小于上升沿的群速度, 脉冲在传输的过程中会逐渐展宽, 同时脉冲中心会往时间轴的正方向移动. 另外, 前面已经提到, 脉冲在传输过程当中会调整自己的形状, 使得 GVD 与 SPM 诱导的啁啾尽可能彻底地相互削弱, 因此在传输过程中脉冲的上升沿会比下降沿平缓.

为了证实上述分析, 我们直接利用劈裂算法^[1]对 (1) 式进行数值求解, 计算一典型的强时

间非局域条件下脉冲的传输过程. 在计算中选择初始高斯脉冲 $A(0, t) = A_0 \exp(-t^2/2)$, 弛豫时间 $T = 80$, 脉冲功率 $P = \int_{-\infty}^{\infty} |A|^2 dt = 1000$. 这里需要说明的是, 随着弛豫时间的增加, 响应函数会将非线性折射率在时间上延迟并“平均”掉, 所以在强时间非局域的条件下, 所需要的脉冲功率要远远强于弱时间非局域以及时间局域的情况. 图3(a)—(c)分别给出了传输距离为 $z = 0.5, z = 1$ 以及 $z = 2$ 处脉冲包络及其SPM诱导的频率啁啾在时域的分布. 正如上面分析的那样, 随着传输距离的增加, 脉冲包络逐渐变形和被拉宽, 脉冲的上升沿从一开始变平缓, 逐渐越拉越长乃至出现“拖尾”, 甚至逐渐出现“平台”样的结构. 虚线部分是

归一化之后SPM诱导的频率啁啾的时域分布, 很明显, 无论脉冲包括如何变形, 正如(6)式所预计, SPM诱导的频率啁啾几乎是脉冲包络形状的“镜像”. 图3(a)—(c)中的嵌入图是对应的传输距离中脉冲“质心”的位置. 而脉冲的“质心” $t_c(z)$ 可以通过

$$t_c(z) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} t|A(z, t)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} |A(z, t)|^2 dt}$$

计算获得. 很明显, 在传输过程中脉冲“质心”一直在朝着时间轴的正方向移动. 而由于(1)式所描述的脉冲演化过程是在延迟坐标系中表示的, 因此脉冲“质心”向时间轴正方向移动表明脉冲整体的群速度变慢, 这个结果很容易通过脉冲的频率红移到解释.

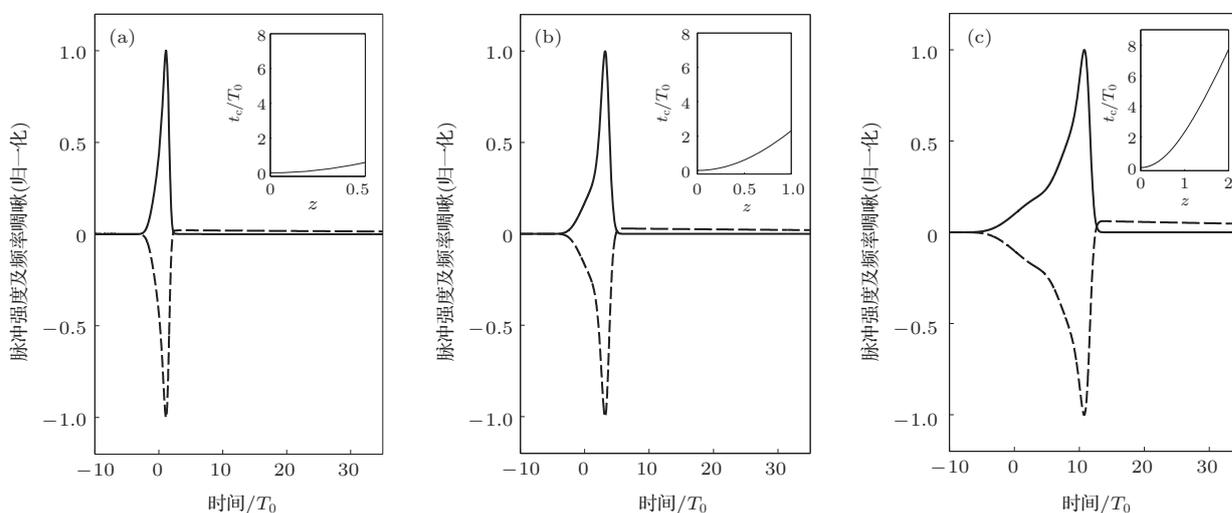


图3 功率 $P = 1000$ 的高斯脉冲在弛豫时间为 $T = 80$ 的时间非局域介质中传输距离为 (a) $z = 0.5$, (b) $z = 1$, (c) $z = 2$ 时脉冲强度 (实线) 以及由 SPM 诱导产生的频率啁啾 (归一化) 的时域分布 (虚线)

为了进一步深入了解脉冲传输过程中的时间频率特性, 我们通过 Gabor 变换给出了在传输距离为 $z = 2$ 时, 脉冲的时间频率分布. Gabor 变换可以通过下式给出:

$$S(\omega, t) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{(t-t')^2}{\sigma^2} \right] \times \exp(-i\omega t') A(z, t') dt' \right|^2, \quad (7)$$

其中 σ 是采样窗口的宽度. 计算结果由图4给出. 从图中可以看出, 脉冲的时间频率分布呈反斜杠式的形状, 这说明脉冲的啁啾是负的, 与此同时, 脉冲下降的频率红移的程度要高于下降沿, 这是由于下降沿 SPM 与 GVD 诱导的啁啾均为负啁啾造成的.

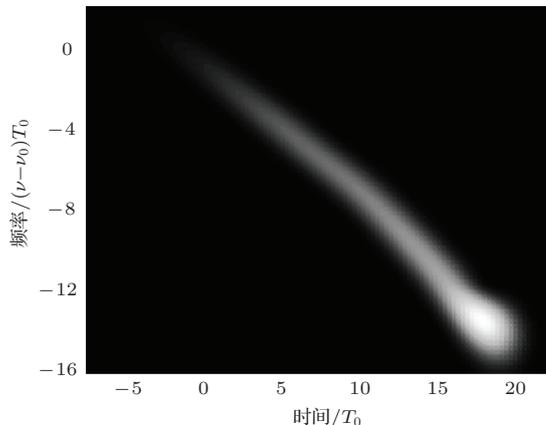


图4 功率 $P = 1000$ 的高斯脉冲在弛豫时间为 $T = 80$ 的时间非局域介质中传输距离为 $z = 2$ 时脉冲的时间频率分布

从上述分析可以看出, 强时间非局域条件下, 在脉冲传输过程中脉冲的宽度呈现展宽的趋势. 为了更加细致地展现脉宽的演化过程, 我们计算了在不同的脉冲功率下脉冲宽度随着传输距离的变化关系. 注意到在脉冲传输过程中, 脉冲包络畸变最厉害的部分是脉冲上升沿的前半部分, 从开始变得平缓到出现拖尾和平台, 而包络中心与下降沿仍然保持“脉冲”式的结构, 因此我们选择计算的是包络的半高全宽 (full width at half maximum, FWHM). 图 5(a) 给出了功率分别为 $P = 100$, $P = 500$, $P = 1000$ 以及 $P = 5000$ 条件下 FWHM 在传输距离为 $z = 2$ 内的演化过程. 计算中弛豫时间 $T = 80$. 为了便于比较, 图 5 中同时给出了线性传输的脉宽演化 (图中的粗体灰色线). 从图中可以看出, 当功率较小的时候 ($P = 100$), 脉宽一直持续增大, 只不过比线性情况略小. 当脉冲功率增大时, 脉宽一开始先减小, 随之开始震荡, 但是总体趋势是增大的. 从图中还可以看出, 这种震荡周期随着脉冲功率的增大而减小, 而当脉冲功率足够大时, 震荡完全消失, 脉冲宽度在传输开始的时候急剧减小, 达到最小值的时候又急剧增加, 达到某个转折点之后缓慢增长. 脉冲功率足够时, 脉冲之所以会在传输开始的时候压缩, 是因为足够强的脉冲功率会使得脉冲频谱剧烈地展宽, 使得脉冲在传输开始的时候反而被压缩, 而脉冲啁啾的存在会展宽脉冲, 两者相互竞争是图 5(a) 中震荡结构出现的原因. 但是正如上面分析的那样, 在强时间非局域条件下, 由 SPM 与 GVD 诱导的啁啾永远不可能相互完全抵消或者实现动态平衡, 从时域上看则表现为脉冲下降沿的群速度始终比上升沿低, 所以脉冲宽度随着传输过程的演化, 尽管在局部会出现震荡的结构, 但是总体是呈展宽趋势的. 在强时间非局域条件下进一步改变弛豫时间 T , 弛豫时间分别为 $T = 20$, $T = 80$, $T = 120$ 和 $T = 200$ 的结果如图 5(b) 所示. 计算中脉冲功率均为 $P = 1000$. 从图中可以看出, 在脉冲功率不变的条件下, 随着弛豫时间 T 的下降, 脉冲的 FWHM 随着 z 的演化曲线的震荡周期随之减小, 当弛豫时间减小到一定程度时, 震荡完全消失, 这与图 5(a) 中在特定的弛豫时间条件下随着脉冲功率增加的情况十分类似. 前面已经提到, 随着弛豫时间 T 的增加, 非线性折射率会被响应函数在时间上“平均”掉, 在脉冲持续期间非线性折射率的幅值会逐渐减弱, 同理, 随着弛豫时间 T 的减少, 在目标脉冲功率不变的情况下, 非线性折射率的幅值会逐渐

增强, 所以就会出现与图 5(a) 中类似的规律.

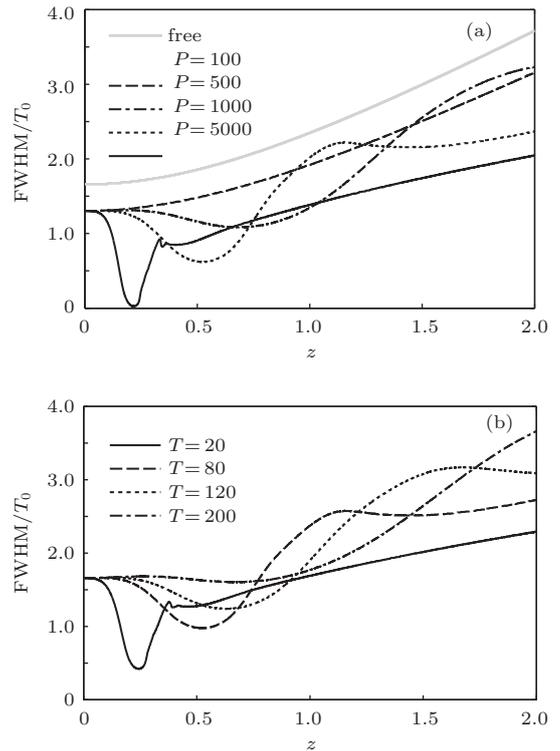


图 5 (a) 脉冲功率分别为 $P = 100$, $P = 500$, $P = 1000$ 以及 $P = 5000$ 的高斯脉冲在弛豫时间为 $T = 80$ 的时间非局域介质中传输 $Z = 2$ 的距离内, FWHM 随 z 的变化过程以及 (b) 脉冲功率为 $P = 1000$ 的高斯脉冲在弛豫时间分别为 $T = 20$, $T = 80$, $T = 120$ 和 $T = 200$ 时间非局域介质中传输 $Z = 2$ 的距离内, FWHM 随 z 的变化过程

尽管文献 [19] 中已经给出了在强时间非局域条件下某些近似孤子传输的行为, 但是本文最后还想从强时间非局域条件下非线性啁啾的这种特性, 引出另外一个相关的问题: 强时间非局域系统中是否存在严格的孤子解? 既然非线性引起的频率啁啾在时域上的分布在脉冲持续期间均是负值, 而在反常色散条件下, GVD 诱导的啁啾在脉冲上升沿为正、在脉冲下降沿为负, 那么假设如果存在类脉冲孤子 (pulse-like solitons), 那么在孤子的下降沿, GVD 与 SPM 诱导的啁啾均为负值, 所以一定不可能相互抵消, 而脉冲下降沿只要有啁啾存在, 脉冲很难不变地传输. 虽然本文无法给出严格的数学证明而只能定性地讨论, 但是作者仍然大胆地猜测, 由 (1) 式所描述的强时间非局域系统中不存在严格的类脉冲孤子. 或许, 某些特殊形式的孤子, 比如具有无穷大功率的拓扑扭结孤子 (kink solitons)^[23] 可能存在于这样的系统当中. 当然, 这是一个值得大家思考的问题.

4 结 论

本文研究了时间非局域系统中的脉冲啁啾特性, 发现了一个非常有趣的现象: 当系统的时间非局域程度很强时, 由自相位调制引起的非线性啁啾可以近似成为脉冲强度的“镜像”, 并且, 这种特性与脉冲包络的具体形式无关. 本文利用这种特性分析了高斯脉冲在强时间非局域系统中的传输特性, 包括脉冲包络的畸变以及脉冲宽度的演化. 实际上, 本文的结果并不局限于高斯脉冲, 对于其双曲正割等其他形式的脉冲也有十分类似的结果. 最后, 本文还简要讨论了强时间非局域系统中严格的孤子解的存在性.

感谢华南师范大学信息光电子科技学院郭旗教授的讨论.

参考文献

- [1] Agrawal G P 2005 *Nonlinear Fiber Optics* (3rd Ed.) (Singapore: Elsevier Pte Ltd.) pp17–25
- [2] Snyder A W, Mitchell D J 1997 *Science* **276** 1538
- [3] Krolikowski W, Bang O 2003 *Phys. Rev. E* **63** 016610
- [4] Rotschild C, Cohen O, Manela O, Segev M, Carmon T 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 213904
- [5] Peccianti M, Assanto G 2001 *Opt. Lett.* **26** 1791
- [6] Conti C, Peccianti M, Assanto G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 073901
- [7] Conti C, Peccianti M, Assanto G 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 113902
- [8] Xu Z, Kartashov V, Torner L 2006 *Phys. Rev. E* **73** 055601
- [9] Cheng S, Wang Q, Ge L J, Shi J L, Ding H X, Shen M 2011 *Chin. Phys. B* **20** 054206
- [10] Wen S C, Fan D Y 2001 *Chin. Phys. B* **11** 1032
- [11] Bai Z Y, Deng D M, Guo Q 2012 *Chin. Phys. B* **21** 064218
- [12] Bang O, Krolikowski W, Wyller J, Rasmussen J 2002 *Phys. Rev. E* **66** 043319
- [13] Oyang S, Guo Q 2009 *Opt. Express* **17** 5170
- [14] Zhou L H, Gao X H, Yang Z J, Lu D Q, Guo Q, Cao W W, Hu W 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 044208 (in Chinese) [周罗红, 高星辉, 杨振军, 陆大全, 郭旗, 曹伟文, 胡巍 2011 物理学报 **60** 044208]
- [15] Zheng Y J, Xuan W T, Lu D Q, Ouyang S G, Hu W, Guo Q 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1075 (in Chinese) [郑亚建, 宣文涛, 陆大全, 欧阳世根, 胡巍, 郭旗 2010 物理学报 **59** 1075]
- [16] Fanjoux G, Michaud J, Maillotte H, Sylvestre T 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 013908
- [17] Xu G, Garnier J, Trillo S, Picozzi A 2013 *Opt. Lett.* **38** 2972
- [18] Picozzi A, Pitois S, Millot G 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 093901
- [19] Conti C, Schmidt M A, Russell P S, Biancalan F 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 263902
- [20] Kibler B, Michel C, Garnier J, Picozzi A 2012 *Opt. Lett.* **37** 2472
- [21] Xiao Y, Maywar D N, Agrawal G P 2013 *Phys. Rev. A* **87** 063816
- [22] Raja R V J, Husakou A, Hermann J, Porsezian K 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 1763
- [23] Agrawal G P, Headley III C H 1992 *Phys. Rev. A* **46** 1573

“Inverted-image” frequency chirp induced by self-phase modulation in highly noninstantaneous medium*

Hong Wei-Yi[†]

(School of Information and Optoelectronic Science and Engineering, Laboratory of Nanophotonic Functional Materials and Devices, South China Normal University, Guangzhou 510006, China)

(Received 11 August 2014; revised manuscript received 14 September 2014)

Abstract

Nonlocal nonlinearity is one of the hottest topics in the nonlinear optics and even the nonlinear science. In this paper, the frequency chirp induced by the self-phase modulation (SPM) in a high noninstantaneous medium is investigated. It is found that the temporal distribution of the SPM-induced chirp can be approximated by the “inverted image” of the pulse intensity in the highly noninstantaneous limit. Moreover, this property does not depend on the envelope of the pulse. By using these properties, the temporal characteristics of the pulse propagation in a highly noninstantaneous medium is analyzed.

Keywords: noninstantaneous, chirp, self-phase modulation

PACS: 42.65.Tg, 42.65.Sf

DOI: [10.7498/aps.64.024214](https://doi.org/10.7498/aps.64.024214)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11274125) and the Natural Science Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. S2012010009178).

[†] Corresponding author. E-mail: reyshust@gmail.com