第 29 卷 第 10 期
2002 年 10 月
中 国 激 光
CHINESE JOURNAL OF LASERS
Vol.A29，No.10
October，2002

文章编号：0258-7025(2002)10-0900-05

偏振模色散对线性系统脉宽的影响

郑 远，李朝阳，刘秀敏，李锡忠，李荣华，杨伯君，张晓光
(北京邮电大学理学院物理部 123 信箱，北京 100876)

提要 研究了线性系统中偏振模色散对均方根脉宽的影响。考虑了光源初始啁啾的作用，推导出均方根脉宽的解析表达式，分析表明：二阶偏振模色散对脉冲展宽的作用与群速度色散及啁啾有关，一阶偏振模色散的作用则与这两者无关。以啁啾高斯脉冲为例，推导出一阶偏振模色散补偿前、后均方根脉宽的解析表达式，结果表明，适当选择群速度色散和初始啁啾参数，可以有效地抑制偏振模色散的展宽效应；与主态传输法比较，啁啾的存在对后向补偿方法的影响更大。

关键词 偏振模色散，均方根脉宽，群速度色散，啁啾

中图分类号 O 436.3；TN 929.11 **文献标识码** A

Impacts of Polarization Mode Dispersion on the Pulse Width in Linear Systems

ZHENG Yuan，LI Chao-yang，LIU Xiu-min，LI Xi-zhong，
LI Rong-hua，YANG Bo-jun，ZHANG Xiao-guang
(*Department of Physics*，*School of Science*，*Beijing University of Posts and Telecommunications*，123 #，*Beijing* 100876)

Abstract The impacts of polarization mode dispersion (PMD) on the pulse-width in linear systems have been investigated. The analytical solutions，including the effects of initial frequency chirp，are derived. The results show that the broadening effects induced by the first-order PMD are independent on group velocity dispersion (GVD) and chirp，which are different from the effects induced by the second-order PMD. An initially chirped Gaussian pulse is taken as an example. Analytical solutions of rms pulse width are obtained before and after first-order PMD compensation. It is shown that the broadening effects will be suppressed effectively by appropriately choosing GVD and chirp parameter；the post-transmission compensation method will be less efficient than the PSP-transmission method due to chirp.

Key words polarization mode dispersion，rms pulse width，group velocity dispersion，chirp

1 引 言

偏振模色散是高速、长距离光纤通信系统的潜在限制因素，它对线性和非线性光通信系统性能的影响是不同的，比如人们发现孤子(非线性光通信系统)具有抵抗偏振模色散的特性，然而实用通信系统中的大部分仍然是线性的，偏振模色散的影响之一表现为脉冲展宽，Karlsson 等[1~4]在忽略群速度色散和啁啾的情况下，推导出脉冲展宽的解析表达式，Lanne[5]与 Khosravani[6]等对啁啾影响进行了数值模拟，但没有给出解析表达式。

本文推导出线性系统中均方根脉宽的解析表达式，其中考虑有啁啾的作用。采用的理论模型还考虑了群速度色散效应，忽略了非线性效应和偏振有关的损耗或增益。以高斯脉冲为例，推导出一阶偏振模补偿前后的脉宽表达式，并以此分析了一阶偏

收稿日期：2001-07-16；收到修改稿日期：2001-09-14

基金项目：国家自然科学基金(编号：60072042)、教育部博士点基金和北京邮电大学校基金资助项目。

作者简介：郑远(1976—)，男，北京邮电大学理学院物理部，博士生，硕士期间从事全光波长变换器和声光耦合器件的研究，现从事高速光通信系统中偏振模色散的研究。E-mail：zhengyuan@263.net

振模补偿器的性能，发现啁啾对二阶偏振模色散造成展宽的影响不能一概而论，选择恰当的条件，啁啾可以用来补偿偏振模色散造成的展宽。

2 理论模型

均方根脉宽 τ 的定义[1,7] 为

$$\tau^2 = \langle t^2\rangle - \langle t\rangle^2 \tag{1}$$

$\langle t\rangle$ 和 $\langle t^2\rangle$ 分别是时间的一阶矩和二阶矩，定义分别为

$$\langle t\rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} e^+(t)\, t e(t)\mathrm{d}t = \frac{i}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \bar{e}^+(\omega)\frac{\mathrm{d}\,\bar{e}(\omega)}{\mathrm{d}\omega}\mathrm{d}\omega \tag{2}$$

$$\langle t^2\rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} e^+(t)\, t^2 e(t)\mathrm{d}t = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\left|\frac{\mathrm{d}\,\bar{e}(\omega)}{\mathrm{d}\omega}\right|^2\mathrm{d}\omega \tag{3}$$

ω 为实际角频率与中心角频率之差，如果不作特殊说明，本文其他处的 ω 具有同样的含意。$e(t)$ 为时域脉冲，并满足归一化条件：$\int_{-\infty}^{+\infty}|e(t)|^2\mathrm{d}t = 1$，$\bar{e}(\omega)$ 为脉冲的频谱，$e^+(t)$，$\bar{e}^+(\omega)$ 分别表示 $e(t)$，$\bar{e}(\omega)$ 的厄米共轭。

考虑单个时域脉冲表示为：$e(t) = f(t)J$，其中 $f(t)$ 表示脉冲的形状，满足归一化条件 $\int_{-\infty}^{+\infty}|f(t)|^2\mathrm{d}t = 1$，对应频域上的关系为 $\int_{-\infty}^{+\infty}|\mathscr{F}(\omega)|^2\frac{\mathrm{d}\omega}{2\pi} = 1$，$\mathscr{F}(\omega)$ 是 $f(t)$ 的频谱。J 是琼斯列矢量，表示入射光脉冲的偏振方向，满足关系 $J^+J = 1$，J^+ 是 J 的厄米共轭向量。因此，脉冲频域表达式为：$\bar{e}(\omega) = \mathscr{F}(\omega)J$。由于通信系统中常用的高斯、超高斯等脉冲都是对脉冲中心对称的，在模型中假设 $f(t) = f(-t)$，则由傅里叶变换并利用对称性得 $\mathscr{F}(\omega) = 2\int_{-\infty}^{+\infty}f(t)\cos(\omega t)\mathrm{d}t$，可以看出 $\mathscr{F}(\omega) = \mathscr{F}(-\omega)$，如果 $f(t)$ 是实数，则 $\mathscr{F}$ 也是实数 如果输入脉冲带有初始啁啾，这时输入频谱可以表示为 $\mathscr{F}(\omega) = |\mathscr{F}(\omega)|\exp(i\theta)$，$\exp(i\theta)$ 是由啁啾带来的相位，可以看出 $|\mathscr{F}(\omega)|$ 仍然满足 $|\mathscr{F}(\omega)| = |\mathscr{F}(-\omega)|$ 的条件。

本模型用琼斯矩阵描述光纤的传输特性，设 $U(\omega)$ 是无损耗光纤的传输矩阵，可以表示为[1,8]：$U(\omega) = T(\omega)\exp[i\beta(\omega)L] = \exp[ia(\omega)\hat{b}(\omega)\cdot\vec{\sigma}]\exp[i\beta(\omega)L]$，$T(\omega)$ 是琼斯矩阵，$\vec{\sigma}$ 是泡利矩阵，由 $T(\omega)$ 决定的输入偏振模色散矢量满足关系式[8] $\vec{\Omega}\cdot\vec{\sigma} = 2iT^+T_\omega$，其中，$T_\omega$ 表示 T 对角频率 ω 求导。β 是传播常数，将其泰勒展开，并只取前三项得到 $\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1\omega + \frac{1}{2}\beta_2\omega^2$。

经过光纤传输后，脉冲的频谱变为

$$\tilde{e}(\omega) = T(\omega)\mathscr{F}(\omega)\exp(i\beta L)J \tag{4}$$

其中，$\mathscr{F}\exp(i\beta L) = |\mathscr{F}|\exp(i\theta)\exp(i\beta L) = |\mathscr{F}|\exp(i\phi)$，由此可以得到关系式

$$\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}\omega} + L(\beta_1 + \beta_2\omega) = \frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}\omega} \tag{5}$$

将(4)代入(2)，(3)得

$$\langle t\rangle = -\int_{-\infty}^{+\infty}|\mathscr{F}|^2\left(\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}\omega} + \frac{1}{2}\hat{j}\cdot\vec{\Omega}\right)\frac{\mathrm{d}\omega}{2\pi} \tag{6}$$

$$\langle t^2\rangle = \tau_0^2 + \int_{-\infty}^{+\infty}\left\{\left[\frac{1}{4}|\vec{\Omega}|^2 + (\vec{\Omega}\cdot\hat{j})\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}\omega} - L^2\left(\frac{\mathrm{d}\beta}{\mathrm{d}\omega}\right)^2 + 2L\frac{\mathrm{d}\beta}{\mathrm{d}\omega}\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}\omega}\right]|\mathscr{F}|^2\right\}\frac{\mathrm{d}\omega}{2\pi} \tag{7}$$

$\hat{j}$ 是 J 对应的斯托克斯参量，$\tau_0^2 = \int_{-\infty}^{+\infty}\left(\frac{\mathrm{d}|\mathscr{F}|}{\mathrm{d}\omega}\right)^2\frac{\mathrm{d}\omega}{2\pi}$，是初始脉冲的均方根脉宽。

3 结果及讨论

3.1 无啁啾的情况

在没有啁啾情况下，(5) 式简化为

$$\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}\omega} = \frac{\mathrm{d}(\beta L)}{\mathrm{d}\omega} = L(\beta_1 + \beta_2\omega) \tag{8}$$

当脉冲频谱比较宽时，在脉冲频谱范围内，偏振模色散矢量与频率有关，把偏振模色散矢量关于角频率泰勒展开，考虑一阶和二阶偏振模色散效应，取前两项

$$\vec{\Omega} = \vec{\Omega}_1 + \vec{\Omega}_2\omega \tag{9}$$

其中，$\vec{\Omega}_1 = \vec{\Omega}|_{\omega=0}$，表示一阶偏振模色散；$\vec{\Omega}_2 = \left.\frac{\mathrm{d}\vec{\Omega}(\omega)}{\mathrm{d}\omega}\right|_{\omega=0}$，表示二阶偏振模色散。将(8)，(9) 式代入(6)，(7) 式得

$$\tau^2 = \tau_0^2 + \frac{1}{4}|\vec{\Omega}_1|^2 - \frac{1}{4}(\vec{\Omega}_1\cdot\hat{j})^2 + \left|\frac{1}{2}\vec{\Omega}_2 + \hat{j}\beta_2 L\right|^2\Delta\omega^2 \tag{10}$$

平均值[9,10] 为

$$E(\tau^2) = \tau_0^2 + \frac{1}{6}E(|\vec{\Omega}_1|^2) + \frac{1}{4}E(|\vec{\Omega}_2|^2)\Delta\omega^2 + \beta_2^2L^2\Delta\omega^2 \tag{11}$$

其中，$\Delta\omega^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} f^{+}\omega^2 f \frac{d\omega}{2\pi}$ 为初始脉冲的均方谱宽。

如果不考虑偏振模色散的作用，(10) 式变成 $\tau^2 = \tau_0^2 + (\beta_2 L)^2\Delta\omega^2$，这与[7] 中只考虑群速度色散造成脉冲展宽是一致的。(10) 式表明均方根脉宽的大小与入射光的偏振态有关。另外，(10) 式中没有一阶偏振模色散与群速度色散的交叉项，说明两者对脉冲展宽是独立作用的。偏振模色散矢量是随机变化的，如果输入脉冲的偏振方向始终能跟随偏振模色散矢量的变化，就能完全补偿一阶偏振模色散，这是主态传输补偿方法[11] 的原理。(10) 式中出现二阶偏振模色散和群速度色散的交叉项，说明两者对脉冲展宽的作用有一定的依赖关系。如果采用主态传输法完全补偿一阶偏振模色散，这时，二阶偏振模色散矢量的方向与入射光斯托克斯矢量相互垂直，二阶偏振模色散与群速度色散对脉冲展宽的作用相互独立 ;而(11) 式则表明平均脉冲展宽中没有二阶偏振模色散矢量与群速度色散的交叉项，这主要是因为二阶偏振模色散矢量的平均值为零[9]。

3.2 有啁啾的情况

在光源带有初始啁啾的情况下，将(5) 和(9) 式代入(6)，(7) 式得

$$\tau^2 = \tau_0^2 + \frac{1}{4}|\vec{\Omega}_1|^2 - \frac{1}{4}(\vec{\Omega}_1\cdot\hat{j})^2 + \int_{-\infty}^{+\infty}\left|\frac{1}{2}\vec{\Omega}_2\omega + \hat{j}\left(\beta_2 L\omega + \frac{d\theta}{d\omega}\right)\right|^2 |f|^2\frac{d\omega}{2\pi} - \int_{-\infty}^{+\infty}|f|^2\left(\frac{d\theta}{d\omega}\right)^2\frac{d\omega}{2\pi} - \left[\int_{-\infty}^{+\infty}|f|^2\left(\frac{d\theta}{d\omega}\right)\frac{d\omega}{2\pi}\right]^2 \tag{12}$$

平均值为

$$E(\tau^2) = \tau_0^2 + \frac{1}{6}E(|\vec{\Omega}_1|^2) + \frac{1}{4}E(|\vec{\Omega}_2|^2)\Delta\omega^2 + \int_{-\infty}^{+\infty}\left(\beta_2 L\omega + \frac{d\theta}{d\omega}\right)^2|f|^2\frac{d\omega}{2\pi} - \int_{-\infty}^{+\infty}|f|^2\left(\frac{d\theta}{d\omega}\right)^2\frac{d\omega}{2\pi} - \left[\int_{-\infty}^{+\infty}|f|^2\left(\frac{d\theta}{d\omega}\right)\frac{d\omega}{2\pi}\right]^2 \tag{13}$$

(12) 式中没有啁啾与一阶偏振模色散矢量的交叉项，表明啁啾和一阶偏振模色散对脉冲的作用是相互独立的，即啁啾不会加剧一阶偏振模造成的脉冲展宽。而二阶偏振模色散矢量与啁啾有交叉项，表明啁啾与二阶偏振模色散对脉冲展宽的作用不再相互独立。从表面看，(13) 式中也没有二阶偏振模色散矢量与啁啾的交叉项，但实际上均方谱宽 $\Delta\omega^2$ 与啁啾参数有关，在下面的讨论中将会更清楚地看到这一点。

3.3 高斯脉冲的情况

3.3.1 均方根脉宽的解析表达式

为了进一步讨论的方便，以分析线性啁啾的高斯脉冲为例，研究其脉宽变化情况。线性啁啾的高斯脉冲表示形式为[7]

$$e(0,t) = \exp\left(-\frac{1+iC}{2}\frac{T^2}{T_0^2}\right) \tag{14}$$

其中，T_0^2 为 $1/e$ 半脉冲宽度，C 为啁啾参数。(14) 式的频域表示为

$$\bar{e}(0,\omega) = (2\pi T_0^2)^{1/2}(1+C^2)^{-1/4}\exp\left[-\frac{\omega^2 T_0^2}{2(1+C^2)}\right]\times \exp\left[i\frac{\omega^2 T_0^2 C}{2(1+C^2)} - i\frac{\Phi}{2}\right] \tag{15}$$

其中，$\Phi = \arctan(C)$。由(15) 式产生如下的对应关系

$$\frac{d\theta}{d\omega} = \frac{\omega T_0^2 C}{1+C^2} \tag{16}$$

$$|f| = (2\pi T_0^2)^{1/2}(1+C^2)^{-1/4}\exp\left[-\frac{\omega^2 T_0^2}{2(1+C^2)}\right] \tag{17}$$

利用(10)，(12)，(16)，(17)式得到线性啁啾高斯脉冲的均方根脉宽表达式

$$\tau^2 = \frac{T_0^2}{2(1+C^2)} + \frac{1}{4}[|\vec{\Omega}_1|^2 - (\vec{\Omega}_1\cdot\hat{j})^2] + \frac{1+C^2}{2T_0^2}\left|\frac{1}{2}\vec{\Omega}_2 + \hat{j}\left(\beta_2 L + \frac{T_0^2 C}{1+C^2}\right)\right|^2 \tag{18}$$

对(18)式取平均，得

$$E(\tau^2) = \frac{T_0^2}{2(1+C^2)} + \frac{1+C^2}{2T_0^2}\left(\beta_2 L + \frac{T_0^2 C}{1+C^2}\right)^2 + \frac{1}{6}E(|\vec{\Omega}_1|^2) + \frac{1+C^2}{8T_0^2}E(|\vec{\Omega}_2|^2) \tag{19}$$

(19)式中最后一项表明，啁啾要加大二阶偏振模色散造成的脉冲展宽，验证了由(13)式得出的结论。

3.3.2 一阶偏振模色散补偿器的效果

现在广泛采用的一阶偏振模色散补偿方法主要有两种 :一种是主态传输方法[9]，另一种是后向补偿方法[10,11]。下面分别讨论用这两种方法补偿后均方根脉宽的变化。无论采用哪种补偿方法，其性能都要受到剩余高阶偏振模色散、脉冲谱宽、啁啾等参数的影响。下面考虑用上述两种方法补偿以后脉宽的变化。

首先考虑主态传输方法。这种方法控制输入光的偏振，使其跟踪偏振主态的变化，所以有 $\hat{j} = \pm\hat{\Omega}_1$，正负号分别表示快、慢主态。二阶偏振模色散可以表示为[12] $\vec{\Omega}_2 = \vec{\Omega}_{2//} + \vec{\Omega}_{2\perp}$，其中 $\vec{\Omega}_{2//} // \vec{\Omega}_1$，$\vec{\Omega}_{2\perp} \perp \vec{\Omega}_1$，把这些关系式代入(18)式，得到补偿后的均方根脉宽 τ_{psp} 满足

$$\tau_{psp}^2 = \frac{T_0^2}{2(1+C^2)} + \frac{1+C^2}{8T_0^2}|\vec{\Omega}_2|^2 + \frac{1+C^2}{2T_0^2}\left(\beta_2 L + \frac{T_0^2 C}{1+C^2}\right)^2 + \frac{1+C^2}{2T_0^2}\left(\beta_2 L + \frac{T_0^2 C}{1+C^2}\right)(\vec{\Omega}_{2//}\cdot\hat{j}) \tag{20}$$

均值为

$$E(\tau_{psp}^2) = \frac{T_0^2}{2(1+C^2)} + \frac{1+C^2}{8T_0^2}E(|\vec{\Omega}_2|^2) + \frac{1+C^2}{2T_0^2}\left(\beta_2 L + \frac{T_0^2 C}{1+C^2}\right)^2 \tag{21}$$

如果群速度色散事先已被完全补偿，则(21)式中的 $\beta_2 = 0$，(21)式变成

$$E(\tau_{psp}^2) = \frac{T_0^2}{2} + \frac{1+C^2}{8T_0^2}E(|\vec{\Omega}_2|^2) \tag{22}$$

从(22)式可以看出，一阶偏振模色散补偿后，脉冲仍然展宽，主要是因为二阶偏振模色散的作用；而且脉冲宽度(T_0)越小，二阶偏振模色散造成的展宽越大；啁啾的作用是加剧了二阶偏振模色散造成的展宽，即减小了补偿器的作用。

从上面的讨论可以看出，有啁啾存在的条件下，完全补偿群速度色散对抑制偏振模色散造成的展宽并不有利，因此考虑群速度色散没有完全补偿的情况，重点考虑一种特殊情况，$\beta_2 L + \frac{T_0^2 C}{1+C^2} = 0$，此时，(21)式变成

$$E(\tau_{psp}^2) = \frac{T_0^2}{2(1+C^2)} + \frac{1+C^2}{8T_0^2}E(|\vec{\Omega}_2|^2) \tag{23}$$

显然，这时均方脉宽的平均值要小于群速度色散完全补偿的情况。如果 $E(|\vec{\Omega}_2|^2) \leqslant 4T_0^4$，则存在一个最佳的啁啾值，$1 + C^2 = \frac{2T_0^2}{\sqrt{E(|\vec{\Omega}_2|^2)}}$，使得补偿后均方脉宽最小值为 $E(\tau_{psp}^2)_{\min} = \frac{1}{2}\sqrt{E(|\vec{\Omega}_2|^2)}$，此值可以比初始脉宽小。可见调节啁啾参数，可以得到一个功率代价最小或其他意义上的最佳脉宽。可见，在群速度色散未能完全补偿的情况下，选择一定的初始啁啾，可以抵制偏振模色散造成的脉冲展宽。

其次，考虑后向补偿的情况。用这种方法补偿时，偏振控制器和保偏光纤与要补偿的光纤级联，当这两根光纤的偏振模色散矢量大小相等，方向相反时，一阶偏振模色散被完全补偿。由文献[8]给出两段级联光纤的偏振模色散矢量，结合(9)式中对 $\vec{\Omega}_1$ 和 $\vec{\Omega}_2$ 的定义，得到

$$\vec{\Omega}_{s1} = R_1^+\vec{\Omega}_{c1} + \vec{\Omega}_1 \tag{24}$$

$$\vec{\Omega}_{s2} = \vec{\Omega}_2 + R_1^+\vec{\Omega}_{c1} \times \vec{\Omega}_1 \tag{25}$$

其中，$\vec{\Omega}_{s1}$，$\vec{\Omega}_{s2}$ 为级联后的一阶和二阶偏振模色散，$\vec{\Omega}_{c1}$ 为补偿光纤的偏振模色散，R_1 为被补偿光纤的米勒矩阵，R_1^+ 为其厄米共轭矩阵。一阶偏振模色散完全补偿要求 $\vec{\Omega}_{s1} = \vec{0}$，将(24)，(25)式代入(18)式，并且注意到 R_1^+ 在中心频率时的性质，得到补偿后的均方根脉宽 τ_b 满足

$$\tau_b^2 = \frac{T_0^2}{2(1+C^2)} + \frac{1+C^2}{8T_0^2}|\vec{\Omega}_2|^2 + \frac{1+C^2}{2T_0^2}(\vec{\Omega}_2\cdot\hat{j})\left(\beta_2 L + \frac{T_0^2 C}{1+C^2}\right) + \frac{1+C^2}{2T_0^2}\left(\beta_2 L + \frac{T_0^2 C}{1+C^2}\right)^2 \tag{26}$$

均值为

$$E(\tau_{psp}^2) = \frac{T_0^2}{2(1+C^2)} + \frac{1+C^2}{8T_0^2}E(|\vec{\Omega}_2|^2) + \frac{1+C^2}{2T_0^2}\left(\beta_2 L + \frac{T_0^2 C}{1+C^2}\right)^2 \tag{27}$$

从(20)，(21)，(26)，(27)式比较可知，在没有啁啾的情况下，两种补偿方法在近似到二阶偏振模色散条件下效果一致；引入啁啾后，补偿的效果有所下降。由于均值相同，为了进一步比较(20)和(26)式，考虑补偿以后两者的方差，定义

$$\delta^2 = E(\tau^4) - [E(\tau^2)]^2 \tag{28}$$

将(20)及(26)式分别代入(28)式，得到两种补偿方法下的方差如下

$$\delta_{psp}^2 = \frac{3}{8}\frac{(1+C^2)^2}{T_0^4}[E(|\vec{\Omega}_2|^2)]^2 + \frac{1}{36}\frac{(1+C^2)^2}{T_0^4}\left(\beta_2 L + \frac{T_0^2 C}{1+C^2}\right)^2 E(|\vec{\Omega}_2|^2) \tag{29}$$

$$\delta_b^2 = \frac{3}{8}\frac{(1+C^2)^2}{T_0^4}[E(|\vec{\Omega}_2|^2)]^2 + \frac{1}{12}\frac{(1+C^2)^2}{T_0^4}\left(\beta_2 L + \frac{T_0^2 C}{1+C^2}\right)^2 E(|\vec{\Omega}_2|^2)$$

(30)

两者之差为

$$\Delta\delta^2 = \delta_b^2 - \delta_{psp}^2 = \frac{(1 + C^2)^2}{18 T_0^4}\left(\beta_2 L + \frac{T_0^2 C}{1 + C^2}\right)^2 E(|\vec{\Omega}_2|^2) \tag{31}$$

由(29)～(31)式可见,后向补偿后的方差总比主态传输法的大,表明虽然两者的均值相同,但是后向补偿时脉冲的变化幅度大 如果 $\beta_2 L + \frac{T_0^2 C}{1 + C^2} = 0$,则两种补偿方法的结果相同,否则,啁啾对后向补偿方法影响更大。

4 结 论

研究了线性系统中偏振模色散对均方根脉宽的影响。考虑了初始啁啾的情况,推导出均方根脉宽的解析表达式,发现均方根脉宽与入射光的偏振态有关 ;一阶偏振模色散对脉冲展宽的作用与群速度色散和啁啾无关,二阶偏振模色散的作用则与这两者有关。以啁啾高斯脉冲为例,推导出一阶偏振模色散补偿后均方根脉宽的解析式,结果表明选择适当的群速度色散参数和啁啾参数,可以抵制偏振模色散的展宽效应 ;后向补偿方法的效果更容易受啁啾的影响。

参 考 文 献

1 M. Karlsson. Polarization mode dispersion-induced pulse broadening in optical fibers [J]. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(9):688～690

2 H. Sunnerud, M. Karlsson, P. A. Andrekson. Analysis theory for PMD-compensation [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2000, **12**(1):50～52

3 J. M. Fini, H. A. Haus. Accumulation of polarization-mode dispersion in cascades of compensated optical fibers [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2001, **13**(2):124～126

4 W. Schieh. On the second-order approximation of PMD [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2000, **12**(3):290～292

5 S. Lanne, D. Penninckx, J. P. Thiery *et al.*. Impact on chirping on polarization-mode dispersion compensated systems [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2000, **12**(11):1492～1494

6 R. Khosravani, A. E. Willner. System performance evaluation in terrestrial systems with high polarization mode dispersion and the effect of chirping [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2001, **13**(4):296～298

7 G. P. Agrawal. Nonlinear Fiber Optics [M]. second edition. The Institute of Optics, University of Rochester, Rochester, New York: Academic Press, 1995, Chapter 3

8 J. P. Gordon, H. Kogelnik. PMD fundamentals: Polarization mode dispersion in optical fibers [C]. Proceeding of National Academic Science, 2000, **97**(9):4541～4550

9 T. Ono, S. Yamazaki, H. Shimizu *et al.*. Polarization control method for suppressing polarization mode dispersion influence in optical transmission systems [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1994, **12**(5):891～898

10 R. Noe, D. Sandel, M. Yoshida-Dierolf *et al.*. Polarization mode dispersion compensation at 10, 20 and 40 Gb/s with various optical equalizers [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1999, **17**(9):1602～1616

11 Hok Yong Pua, Kumar Peddanarappagari, Benyuan Zhu *et al.*. An adaptive first-order polarization-mode dispersion compensation system aided by polarization scrambling: theory and demonstration [J]. *J. Lightwave Technol.*, 2000, **18**(6):832～841

12 G. J. Foschini, R. M. Jopson, L. E. Nelson *et al.*. The statistics of PMD-induced chromatic fiber dispersion [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1999, **17**(9):1560～1565