

文章编号 : 0253-2239(2001)09-1025-06

厄米-高斯短脉冲在色散介质中的传输*

肖 燕¹⁾ 郭淑琴²⁾ 李仲豪¹⁾ 周国生¹⁾³⁾

(1), 山西大学电子信息技术系教育部量子光学重点实验室, 太原 030006
(2), 山西大学物理系, 太原 030006
(3), 北京大学“区域光纤通信网与新型光通信系统”国家重点实验室, 北京 100871

摘要: 用矩法研究含三阶色散的非线性薛定谔方程, 讨论了厄米-高斯光脉冲在三阶色散介质中的传输特性, 给出了近似解析解, 并且同计算机数值模拟传输结果进行了比较。结果表明近似解有助于在理论上研究短脉冲在色散介质中的传输。

关键词: 厄米-高斯光脉冲; 三阶色散介质; 矩法

中图分类号: TN012 文献标识码: A

1 引 言

20 世纪 60 年代激光的发明, 70 年代光纤的问世, 80 年代光纤通信的崛起, 90 年代信息高速公路的开通, 推动了人类进入信息社会的历史进程。由于因特网和各种新兴服务业的推动, 全球通信容量正在快速增长。为了满足现代信息社会大容量通信的要求, 希望在通信领域许多方面尽可能长距离传输短脉冲, 所以短脉冲的研究已成为国际上十分活跃的前沿课题之一。而信号的传输性能取决于光纤的衰减、色散和非线性效应, 随着光放大器的出现, 衰减不再是制约传输性能的主要因素, 而色散会使脉冲展宽, 造成光信号的相互干扰, 从而色散和非线性效应对脉冲的影响变成研究的主要方面^[1, 2]。当光脉冲宽度约在 20 ps 情况下可只考虑群速度色散^[1-3]。在色散补偿情况下, Turitsyn 等^[4]认为这种光脉冲是有自相似核心的, 核心为零阶厄米-高斯型, 带有色散拖尾的色散管理光脉冲, 可以用厄米-高斯函数展开的函数形式表示。Haus 等^[5]用数值法模拟了考虑了二阶、四阶厄米-高斯函数的光脉冲的传输, 但他们没有考虑高阶色散, 也没给函数以解析解。Lazaridis 等^[6]在理论上研究二阶、四阶厄米-高斯函数光脉冲的传输, 但未考虑非线性效应。Lakoba^[7, 8]用两种方法在理论上研究二阶、四阶厄米-高斯函数的光脉冲的传输, 虽考虑了非线性效应,

但未考虑高阶色散。去年日本已成功地用 3 ps 的色散管理孤子传输了 80 km^[9], 并指出应考虑高阶色散的作用。因短脉冲的脉宽窄, 仅考虑群速度色散是不够的, 必须考虑高阶色散的影响。高阶色散会造成光脉冲不对称和边沿尾部的振荡^[3]。

本文在一定的近似条件下考虑了高阶色散的影响, 获得了厄米-高斯光脉冲在色散介质中传输的近似解析解, 并与数值模拟传输进行了比较。结果表明, 在近距离传输时, 解析解与数值模拟吻合得很好。

2 理论模型

短脉冲在色散介质中的传输满足下面的高阶非线性薛定谔方程:

$$i \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + \frac{1}{6} \beta_3 i \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} - \gamma |u|^2 u, \quad (1)$$

其中 u 为脉冲包络的慢变振幅, τ 为以脉冲群速度 v_g 移动的参考系中的时间量度, $\tau = t - z/v_g$, t, z 为传输的时空坐标, β_2, β_3 分别对应群速度色散、高阶色散, γ 为非线性系数。

在光脉冲的传输中, 光脉冲的能量为常量 I_0 ,

$$\int_{-\infty}^{\infty} uu^* dt = I_0, \quad (2)$$

对(1)式作数学处理。将(1)式乘以 $\partial u^*/\partial z$, 再加上(1)式的复共轭乘以 $\partial u/\partial z$, 然后积分, 同时考虑到在 $t \rightarrow \pm \infty$ 时, 函数 u, u^* 及函数 u, u^* 的导数 $\partial u/\partial z, \partial u^*/\partial z$ 和 $\partial u/\partial t, \partial u^*/\partial t$ 趋近于零, 得到:

* 国家自然科学基金(10074041)及山西省青年科技研究基金资助课题。

$$\frac{d}{dz} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\beta_2 \frac{\partial u}{\partial t} \frac{\partial u^*}{\partial t} + \gamma u^2 u^{*2} \right) dt = \beta_3 \gamma \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha |u|^2}{\partial t} \frac{\partial u^*}{\partial t} \frac{\partial u}{\partial t} dt, \quad (3a)$$

当 f 是 t 的函数时, 同样利用此矩法^[10,11] 处理还可得:

$$\frac{d}{dz} \int_{-\infty}^{\infty} f u u^* dt = \frac{\beta_2}{2} i \int_{-\infty}^{\infty} \frac{df}{dt} \left(u^* \frac{\partial u}{\partial t} - u \frac{\partial u^*}{\partial t} \right) dt + \frac{\beta_3}{6} \int_{-\infty}^{\infty} \left(3 \frac{df}{dt} \frac{\partial u}{\partial t} \frac{\partial u^*}{\partial t} - \frac{d^3 f}{dt^3} u u^* \right) dt, \quad (3b)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dz^2} \int_{-\infty}^{\infty} f u u^* dt &= \beta_2^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^2 f}{dt^2} \frac{\partial u^*}{\partial t} \frac{\partial u}{\partial t} dt + \frac{\beta_2 \gamma}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^2 f}{dt^2} |u|^4 dt - \frac{\beta_2 \beta_3}{2} i \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^2 f}{dt^2} \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial t^2} \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \frac{\partial u^*}{\partial t} \right) dt + \\ &\frac{\beta_3^2}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^2 f}{dt^2} \frac{\partial^2 u^*}{\partial t^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} dt + \frac{\beta_3 \gamma}{2} i \int_{-\infty}^{\infty} \frac{df}{dt} \frac{\alpha |u|^2}{\partial t} \left(\frac{\partial u^*}{\partial t} u - \frac{\partial u}{\partial t} u^* \right) dt, \end{aligned} \quad (3c)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \int_{-\infty}^{\infty} i \left(u^* \frac{\partial u}{\partial t} - u \frac{\partial u^*}{\partial t} \right) (t - T) dt - \frac{dT}{dz} \int_{-\infty}^{\infty} i \left(u^* \frac{\partial u}{\partial t} - u \frac{\partial u^*}{\partial t} \right) (t - T) dt = \\ 4\beta_2 \int_{-\infty}^{\infty} (t - T) \frac{\partial u}{\partial t} \frac{\partial u^*}{\partial t} dt + 2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha |u|^2}{\partial t} (t - T) dt + \beta_3 \int_{-\infty}^{\infty} i \left(\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \frac{\partial u^*}{\partial t} - \frac{\partial^2 u^*}{\partial t^2} \frac{\partial u}{\partial t} \right) (t - T) dt, \end{aligned} \quad (3d)$$

当光脉冲在色散介质中传输时, 考虑到高阶色散对脉冲的影响, 设光脉冲在色散介质中场的包络振幅为:

$$u = [A_0(z)H_0(x) + A_1(z)H_1(x) + A_2(z)H_2(x)] \exp \left[-\frac{1 + i s(z)}{2} x^2 - i k z \right], \quad (4)$$

其中

$$A_0(z) = a_0(z) + i b_0(z),$$

$$A_1(z) = a_1(z) + i b_1(z),$$

$$A_2(z) = a_2(z) + i b_2(z),$$

$$H_0(x) = 1,$$

$$H_1(x) = 2x,$$

$$H_2(x) = 4x^2 - 2,$$

$$x = [t - T(z)] w(z).$$

(4) 式中 w 近似为传输光脉冲的宽度, s 为准啁啾项, T 为光脉冲的峰值移动值, k 为传输常数的修正, $A_0(z)$, $A_1(z)$, $A_2(z)$ 为零阶、一阶和二阶厄米-高斯项的系数, 其中 $a_0(z)$, $a_1(z)$ 和 $a_2(z)$ 为系数的实数, $b_0(z)$, $b_1(z)$ 和 $b_2(z)$ 为系数的虚部。考虑到传输中的光脉冲是近高斯型, 因此除考虑零阶以外, 仅考虑一阶和二阶厄米-高斯项, 并设它们的系数为一阶小量^[4,5], 略去高阶厄米项。

将(4)式代入(2)式, 得到

$$r_0^2 w \sqrt{\pi} = I_0, \quad (5)$$

其中

$$r_0 = (a_0^2 + b_0^2)^{1/2}.$$

由此可见, 脉宽 w 与 r_0^2 之积为常数, 当光脉冲的强度高即 r_0 大时则脉宽 w 窄; 反之则脉宽 w 宽。

当光脉冲的宽度小于 20 ps, 不但要考虑群速度色散, 还需要考虑高阶色散, 但高阶色散对光脉冲的作用要比群速度色散对光脉冲的作用小很多, 考虑到 a_1 , a_2 , b_1 , b_2 , β_3 很小, 设为一阶小量, 将(4)式代入上面四个方程(3a), (3b), (3c)和(3d), 并分别令 $f = t - T$, $(t - T)^2$ 经过一系列复杂运算, 得到三组方程组:

对应零阶量的方程组为

$$w \frac{dw}{dz} = \beta_2 s, \quad (6a)$$

$$\frac{d^2 w^2}{dz^2} = \frac{2\beta_2^2(1 + s^2)}{w^2} + \frac{2\beta_2 \gamma'}{w}, \quad (6b)$$

$$H_0 = \frac{\beta_2^2(1 + s^2)}{w^2} + \frac{2\beta_2 \gamma'}{w}, \quad (6c)$$

其中

$$\gamma' = \gamma I_0 (2\pi)^{1/2}.$$

对应一阶小量的方程组为下面的两组方程组:

第一组是关于一阶厄米-高斯项系数 a_1 , b_1 的方程组:

$$I_0 \frac{dT}{dz} + 2\sqrt{\pi} \frac{d}{dz} [w^2(a_0 a_1 + b_0 b_1)] = \beta_2 c_1 + \frac{\beta_3 I_0 (1 + s^2)}{4w^2}, \quad (7a)$$

$$2\sqrt{\pi} [s(a_0 a_1 + b_0 b_1) + (a_1 b_0 - a_0 b_1)] = c_1, \quad (7b)$$

$$2\sqrt{\pi} \frac{d}{dz} [3w^2 s(a_0 a_1 + b_0 b_1) + w^2 (a_1 b_0 - a_0 b_1)] - I_0 s \frac{dT}{dz} = \frac{3\beta_3 I_0 (1 + s^2) s}{2w^2} + 8\sqrt{\pi} s \beta_2 (a_1 b_0 - a_0 b_1) + 4\sqrt{\pi} (a_0 a_1 + b_0 b_1) [\gamma' w + \beta_2 (1 + 3s^2)], \quad (7c)$$

其中 c_1 为一常量。第二组是关于二阶厄米-高斯项系数 a_2 、 b_2 的方程组(其中 c_2 为一常量):

$$\frac{d}{dz} [w^3 (a_0 a_2 + b_0 b_2)] = 2\beta_2 w [s(a_0 a_2 + b_0 b_2) + (a_2 b_0 - a_0 b_2)], \quad (8a)$$

$$[\beta_2 (s^2 - 1) - \gamma' w] (a_0 a_2 + b_0 b_2) + 2\beta_2 (a_2 b_0 - a_0 b_2) w = c_2, \quad (8b)$$

$$\frac{d^2}{dz^2} [w^3 (a_0 a_2 + b_0 b_2)] = \frac{2\beta_2^2}{w} [(s - 1) (a_0 a_2 + b_0 b_2) + 2(a_2 b_0 - a_0 b_2)] - \beta_2 \gamma' (a_0 a_2 + b_0 b_2), \quad (8c)$$

在方程组(6c)中 H_0 量在传输中为一守恒量。

从(6a)和(6b)可看出:因高阶色散小,对应零阶量的方程组只含有群速度色散与非线性效应。(6a)和(6c)说明:准啁啾 s 与 w 的相对变化率成正比,群速度色散与非线性效应联合作用于 w 。此结果与文献一致^[12]。将(6b)和(6c)联立求解除去 s 得到关于 w 的微分方程并积分得方程组(6)的解析解为:

$$z = \frac{1}{H_0} \left[F_2 - F_1 + \frac{\beta_2 \gamma'}{\sqrt{H_0}} \times \ln \left(\frac{F_2 + w \sqrt{H_0} - \beta_2 \gamma' / \sqrt{H_0}}{F_1 + w_0 \sqrt{H_0} - \beta_2 \gamma' / \sqrt{H_0}} \right) \right], \quad (9)$$

其中

$$F_1 = \sqrt{H_0 w_0^2 - 2\beta_2 \gamma' w_0 - \beta_2^2},$$

$$F_2 = \sqrt{H_0 w^2 - 2\beta_2 \gamma' w - \beta_2^2}.$$

虽然仅得到 w 的隐性解析解,但(9)式确定了光脉冲的 w 与传输距离 z 的函数关系。当传输距离 z 确定时,光脉冲的 w 也确定。同时,由 H_0 守恒也可确定光脉冲的准啁啾项 s 。

从方程组(7)看出: a_1 、 b_1 不仅与群速度色散和非线性效应有关,更为重要的与高阶色散有着直接关系。设

$$a_0 = r_0 \cos \varphi_0, \quad b_0 = r_0 \sin \varphi_0,$$

$$a_1 = r_1 \cos \varphi_1, \quad b_1 = r_1 \sin \varphi_1.$$

其中 r_0 、 r_1 为 $A_0(z)$ 、 $A_1(z)$ 的模, φ_0 、 φ_1 为 $A_0(z)$ 、 $A_1(z)$ 的相角。先将(7a)和(7c)联立消去 dT/dz , 然后与(7b)联立得方程组(7)的解析解为

$$(a_0 a_1 + b_0 b_1) = \frac{1}{w^2} \left\{ [(a_0 a_1 + b_0 b_1) w^2]_{z=0} + \left(\frac{c_1 \beta_2}{2\sqrt{\pi}} + \frac{7I_0 H_0 \beta_3}{24\sqrt{\pi} \beta_2} \right) z - \frac{7I_0 \gamma' \beta_3}{12\sqrt{\pi} \beta_2} M_1 \right\}, \quad (10a)$$

$$(a_1 b_0 - a_0 b_1) = c_1 (2\sqrt{\pi}) - s(a_0 a_1 + b_0 b_1), \quad (10b)$$

$$T = -\frac{7H_0 \beta_3}{6\beta_2^2} z + \frac{11\beta_3 \gamma'}{12\beta_2} M_1 - \frac{\beta_3}{4\beta_2^2} (F_2 - F_1), \quad (10c)$$

其中

$$M_1 = -\frac{1}{\sqrt{H_0}} \frac{\ln(2H_0 w - 2\beta_2 \gamma' + 2\sqrt{H_0} F_2)}{\ln(2H_0 w_0 - 2\beta_2 \gamma' + 2\sqrt{H_0} F_1)},$$

其中 F_1 、 F_2 与(9)式中的相同,所以,一阶厄米-高斯函数项可由下式确定:

$$r_1 = [(a_0 a_1 + b_0 b_1)^2 + (a_1 b_0 - a_0 b_1)^2]^{1/2} r_0^{-1}, \quad (11a)$$

$$\varphi_1 - \varphi_0 = -\arctan[(a_1 b_0 - a_0 b_1) / (a_0 a_1 + b_0 b_1)], \quad (11b)$$

同理设

$$a_0 = r_0 \cos \varphi_0, \quad b_0 = r_0 \sin \varphi_0,$$

$$a_2 = r_2 \cos \varphi_2, \quad b_2 = r_2 \sin \varphi_2.$$

其中 r_2 为 $A_2(z)$ 的模, φ_2 为 $A_2(z)$ 的相角。

方程组(8)经过数学上的运算,可化为

$$\frac{d}{dz} \ln(r_0 r_2 w) = \frac{3\gamma'}{4w} \sin[2(\varphi_2 - \varphi_0)], \quad (12a)$$

$$\frac{d}{dz} (\varphi_2 - \varphi_0) = \frac{2\beta}{w^2} + \frac{3I_0 \gamma}{2\sqrt{2\pi} w} \cos^2(\varphi_2 - \varphi_0). \quad (12b)$$

当非线性效应不很强时(12b)式中第二项比第一项小很多时,即 $\gamma \ll 4\sqrt{2\pi} \beta_2 (3I_0 w)$ 时,方程组

(8)的解析解为

$$\ln \frac{r_2}{r_{20}} = [-1 \pm P_1 \gamma' (H_0 - \gamma'^2)] \ln \frac{w}{w_0} - \ln(r_0/r_{00}) \pm P_1(P_2 - P_3), \quad (13a)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= 3\gamma'(H_0 + \gamma'^2)^{-1/2}, \\ P_2 &= \frac{2\beta_2^3}{3w^3} + \frac{3\beta_2^2\gamma'}{w^2} - \frac{\beta_2(H_0 - 5\gamma'^2)}{w}, \\ P_3 &= \frac{2\beta_2^3}{3w_0^3} + \frac{3\beta_2^2\gamma'}{w_0^2} - \frac{\beta_2(H_0 - 5\gamma'^2)}{w_0}, \\ \varphi_2 - \varphi_0 &= \pm 2\arctan[(\beta_2 + \gamma'w)F_2]. \end{aligned} \right\} \quad (13b)$$

上式中设 $\varphi_2 - \varphi_0$ 的初始值为零。上式说明,二阶厄米-高斯函数项仅与群速度色散、非线性效应有关,与高阶色散无关。

3 数值模拟

我们用计算机模拟光脉冲在色散介质中的传输,利用快速傅里叶对方程(1)进行数值演化。

取入射光脉冲参数: $w = 3 \text{ ps}$, $P = 1 \text{ mW}$, $a_0 = 1$, $a_1 = a_2 = 0.01$, $b_1 = b_2 = 0$; 设光纤参数: $\beta_2 = 0.5 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\beta_3 = 0.08 \text{ ps}^3/\text{km}$, $\gamma = 1.27 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ 。相应的群速度色散长度、高阶色散长度、非线性长度是 18 km 、 337.5 km 和 787.4 km , 我们得到关于光脉冲的演化图,并与理论模型进行比较。

图1为光脉冲的脉宽和啁啾的演化图。其中图1(a)为厄米-高斯光脉冲的方均根脉宽

$$W = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} t^2 uu^* dt}{\int_{-\infty}^{\infty} uu^* dt}.$$

从此图可看到在传输的初期,约1个色散长度内,理论模型与数值模拟吻合得非常好,几乎一致。约1个到2个色散长度内,理论模型与数值模拟吻合得很好,误差并不大。但随着厄米-高斯光脉冲的传输,由于脉宽窄,群速度色散、高阶色散对光脉冲的作用相对强烈,光脉冲的形状变化大,即 a_1 、 a_2 变大,而理论模型是建立在 a_1 、 a_2 为小量基础上,所以随着厄米-高斯光脉冲的传输, a_1 、 a_2 变大造成理论模型与数值模拟有了一定程度的偏差,但从总体上看理论模型的脉宽与数值模拟吻合得还是不错的。

图1(b)为厄米-高斯光脉冲的啁啾演化图,厄米-高斯光脉冲的场的包络振幅可化为

$$u = r_0 \exp(i\varphi_0) \left\{ 1 + \frac{r_1}{r_0} 2x \exp[i(\varphi_1 - \varphi_0)] + \right.$$

$$\left. \frac{r_2}{r_0} (4x^2 - 2) \exp[i(\varphi_2 - \varphi_0)] \right\} \times \exp\left(-\frac{1+is}{2}x^2 - ikz\right).$$

利用 x 为小量时, $\exp x \approx 1 + x$, 则厄米-高斯光脉冲的啁啾

$$c = [s - 8(r_2/r_0) \sin(\varphi_2 - \varphi_0)]/w^2.$$

从此图可看到在传输的前10个色散长度内,理论模型与数值模拟数值吻合得很好,几乎一致。但随着厄米-高斯光脉冲的传输,理论模型与数值模拟有了偏差,数值模拟是围绕理论模型的解上下扰动,但在10个到14个色散长度理论模型与数值模拟偏差并不大。总之,光脉冲的啁啾理论模型与数值模拟吻合得非常好。

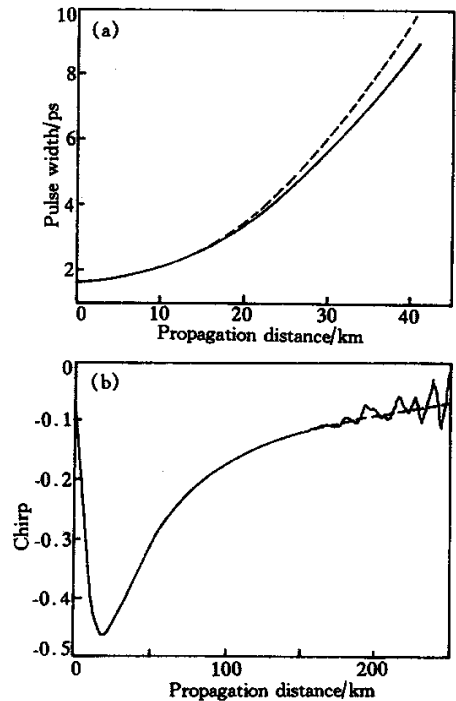


Fig.1 Evolution of the pulse width and the chirp of pulse along dispersive medium with numerical simulation (solid line) and approximate analytical solution (dashed line)

图2为厄米-高斯光脉冲的一阶、二阶厄米-高斯函数项的系数 r_1 、 r_2 的演化图,由于脉宽窄,群速度色散、高阶色散对光脉冲的作用,造成光脉冲的变形及边沿尾部的强烈振荡,系数 r_1 、 r_2 随着光脉冲的传输,逐渐变大。这说明要得到光脉冲的稳定传输,必须进行群速度色散、高阶色散的补偿。

图3为厄米-高斯光脉冲的一阶、二阶厄米-高斯函数项的相位 $\varphi_1 - \varphi_0$ 、 $\varphi_2 - \varphi_0$ 的演化图,从图可看到 $\varphi_1 - \varphi_0$ 、 $\varphi_2 - \varphi_0$ 随着厄米-高斯光脉冲的传输,从零变起,趋向饱和状态。要得到光脉冲的稳定

传输, 必须进行色散的补偿, 使相位 $\varphi_1 - \varphi_0$ 、 $\varphi_2 - \varphi_0$ 回到原位。

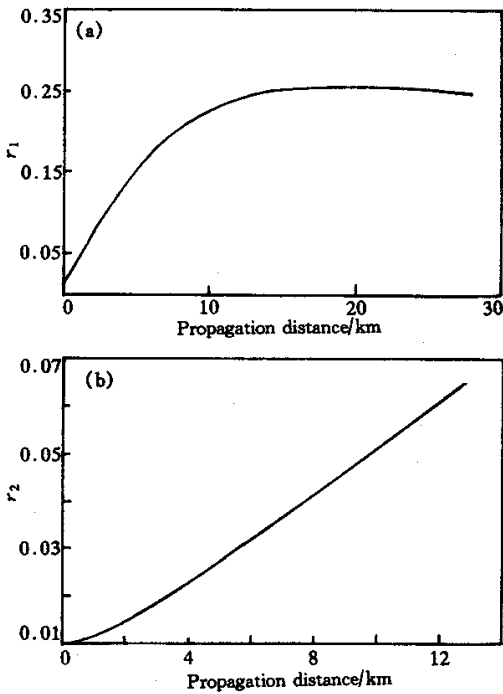


Fig.2 Evolution of the coefficients of the first and the second order of the Hermite-Gaussian pulse along dispersive medium with approximate analytical solution

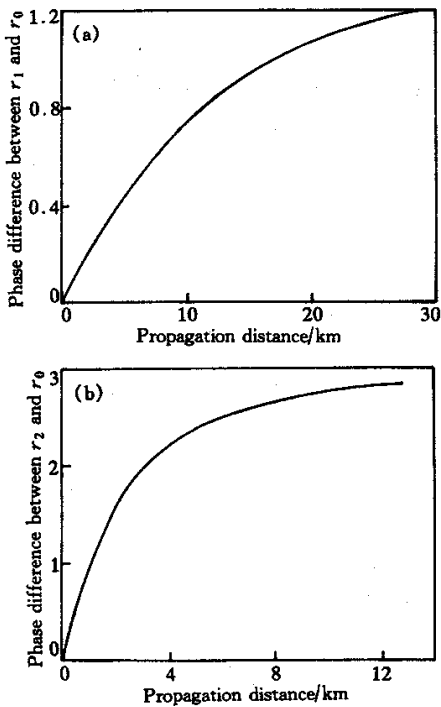


Fig.3 Evolution of the phase difference between the first order r_1 and the zero order r_0 , and between the second order r_2 and the zero order r_0 of the Hermite-Gaussian pulse along dispersive medium with approximate analytical solution. (a) Phase difference between r_1 and r_0 ; (b) Phase difference between r_2 and r_0

图 4 为厄米-高斯光脉冲的峰值移动的演化图, 从图中看到随着光脉冲在色散介质中的传输, 由于高阶色散对光脉冲的作用, 峰值的位置发生移动。但在传输的初期, 数值模拟的峰值移动先有相反方向的移动, 然后再返回向一个方向移动下去。但峰值移动的近似解析解是一直向一个方向移动的。在传输的初期, 数值模拟的峰值移动先有相反方向的移动, 然后再返回的原因有待于深入研究。但近似解析解与数值模拟的峰值移动误差并不大。

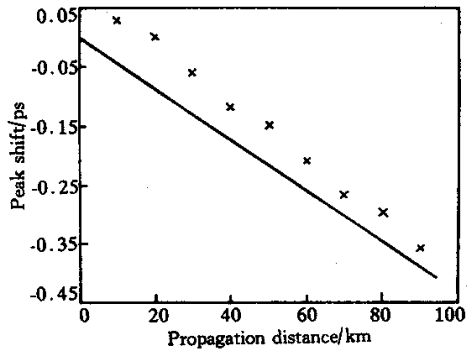


Fig.4 Evolution of the pulse peak-shift along dispersive medium with numerical simulation (x) and approximate analytical solution (solid line)

图 5 为用两种方法得到的光脉冲传输距离 $z = 17.31 \text{ km}$ 、 $z = 19.77 \text{ km}$ 的波形, 从图中可看到近似解析解与数值模拟的两种波形图吻合得很好。

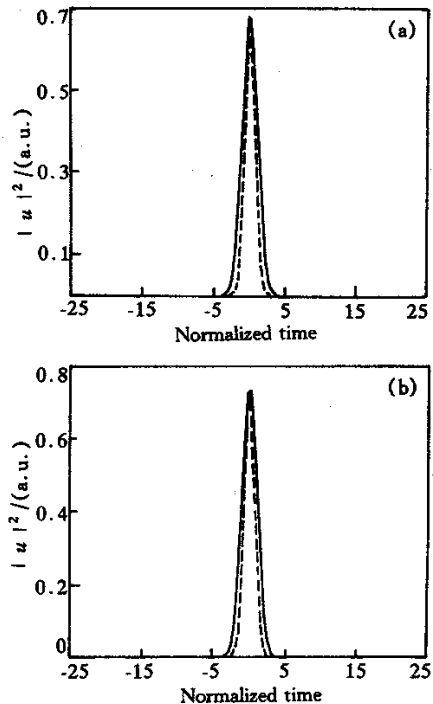


Fig.5 Comparison of the pulse shapes obtained at different z . The solid line is from numerical simulation and the dashed line is the result of the approximate analytical solution. (a) $z = 17.3 \text{ km}$; (b) $z = 19.77 \text{ km}$

结论 本文不仅考虑群速度色散而且考虑高阶色散的作用,利用矩法给出了厄米-高斯光脉冲在色散介质中传输的近似解析解,并与数值模拟传输进行了比较。结果表明,在两个色散长度以内,脉宽近似解析解与数值模拟解基本吻合,误差不太大;在 10 个色散长度以内,啁啾近似解析解与数值模拟解非常吻合。然而随着光脉冲的继续传输,由于光脉冲的一阶、二阶厄米-高斯项的系数变大,而理论解析解是建立在一阶、二阶厄米-高斯项的系数为一阶小量的基础上,这样造成了脉宽与啁啾的理论值与实际传输有了误差。总之,解析解在近距离与数值模拟传输吻合得较好。

参 考 文 献

- [1] 周国生,李学敏,薛文瑞等. 具有色散补偿及增益平衡的光纤链中的准孤子传输. 光学光报, 1999, **19**(10): 1297 ~ 1304
- [2] 薛文瑞,李学敏,李仲豪等. 准孤子对间作用及对传输容量和距离的制约. 光学学报, 2000, **20**(1): 29 ~ 33
- [3] Agrawal G P, 胡国降等译. 非线性光纤光学. 天津: 天津大学出版社, 1992. 73 ~ 80
- [4] Turitsyn S, Schäfer T. Self-similar core and oscillatory tails of a path-averaged chirped dispersion-managed optical

- pulse. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(17): 1351 ~ 1353
- [5] Haus H A, Chen Yijiang. Dispersion-managed solitons as nonlinear Bloch waves. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1999, **16**(6): 889 ~ 894
- [6] Lazaridis P, Debarge G, Gallion P. Exact solutions for linear propagation of chirped pulse using a chirped Gauss-Hermite orthogonal basis. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(10): 685 ~ 687
- [7] Lakoba T I, Kaup D J. Shape of stationary pulse in strong dispersion management regime. *Electron. Lett.*, 1998, **34**(11): 1124 ~ 1126
- [8] Lakoba T I, Kaup D J. Hermite-Gaussian expansion for pulse propagation in strongly dispersion managed fibers. *Phys. Rev. (E)*, 1998, **58**(5): 6728 ~ 6740
- [9] Takushima Y, Wang X, Kikuchi K. Transmission of 3 ps dispersion-managed soliton pulses over 80 km distance under influence of third-order dispersion. *Electron. Lett.*, 1999, **35**(9): 739 ~ 740
- [10] Turitsyn S, Schäfer T, Spatschek K *et al.*. Path-averaged chirped optical soliton in dispersion-managed fiber communication lines. *Opt. Commun.*, 1999, **163**(1 ~ 3): 122 ~ 158
- [11] 周国生,王海斌,李仲豪等. 圆柱对称光脉冲在负色散克尔质中的传输. 光学学报, 1997, **17**(10): 923 ~ 929
- [12] Zhou G, Li X, Xue W *et al.*. Quasi-soliton in optical fiber link with periodical dispersion management and power balance. *Proc. SPIE*, 1998, **3352**: 323 ~ 327

Propagation of Hermit-Gaussian Short Pulse in the Dispersive Medium

Xiao Yan¹⁾ Guo Shuqin²⁾ Li Zhonghao¹⁾ Zhou Guosheng¹⁾³⁾

- (1), Key Laboratory for Quantum Optics, Ministry of Education, Department of Electronics and Information Technology, Shanxi University, Taiyuan 030006
- (2), Department of Physics, Shanxi University, Taiyuan 030006
- (3), National Lab on Local Fiber-Optic Communication Networks and Advanced Optical Communication System, Department of Electronics, Beijing University, Beijing 100871

(Received 4 July 2000; revised 18 September 2000)

Abstract: Transmission properties of Hermit-Gaussian optical pulse in the dispersive medium are discussed by moment method and approximate solutions are obtained. The solutions are compared with numerical simulation and the results show that the solutions are helpful to the research of transmission of short optical pulse in dispersive medium.

Key words: Hermit-Gaussian pulse; dispersive medium; moment method