

文章编号: 0253-2239(2004)07-916-6

利用空间诱导色散补偿介质色散*

杨振军 卢光山 胡巍

(华南师范大学传输光学实验室, 广州 510631)

摘要: 研究了超短脉冲贝塞尔光束在色散介质中的传输特性, 指出空间诱导色散效应可以用来补偿介质色散作用, 从而可以在色散介质中实现无衍射无色散的类时空孤子波的传输。用理论推导和数值模拟的方法得到的具有反常色散性质的空间诱导色散可以有效地补偿介质色散。数值模拟的结果表明, 由于超短脉冲贝塞尔光束的无衍射无色散传输距离受到高阶色散效应和贝塞尔光束空间受限两方面的限制, 无衍射无色散传输只能在有限距离内近似实现。通过增加脉冲长度可以减小高阶色散效应的影响。在传输距离小于衍射距离时, 空间诱导色散效应可以很好地描述脉冲演化和色散补偿过程。

关键词: 激光物理; 脉冲光束; 色散补偿; 空间诱导色散效应

中图分类号: O436.3 文献标识码: A

Compensation of Medium Dispersion by the Spatially Induced Group Velocity Dispersion

Yang Zhenjun Lu Guangshan Hu Wei

(Laboratory of Light Transmission Optics, South China Normal University, Guangzhou 510631)

(Received 10 March 2003; revised 23 September 2003)

Abstract: The propagation characteristic of ultrashort pulsed Bessel light beam in dispersive medium is studied. The spatially induced group velocity dispersion (SIGVD) can be used to compensate the dispersion of medium. Diffraction-free and quasi-dispersion-free pulsed beams, similar to a spatiotemporal soliton, can be produced in a dispersion medium. The numerical simulation results have confirmed the existence of this soliton-like electromagnetic wave. After considering the finite aperture of Bessel beam and the high-order dispersion, the diffraction-free and dispersion-free propagation can only be achieved in a finite distance. The effect of high-order dispersions would become weaker if the longer light pulses are selected. Within the distance shorter than the diffraction distance, the SIGVD describes accurately the dispersive compensation and evolution of the pulsed beam.

Key words: laser physics; pulsed light beam; dispersive compensation; spatially induced group velocity dispersion

1 引 言

人们一直在试图将激光能量传输到尽可能远的

距离, 而限制长距离传输的主要因素是空间衍射和介质色散效应, 它们分别导致光束(横向)宽度和脉冲(纵向)长度的展宽。人们一直在寻找各种方法补偿或控制衍射和色散的作用, 包括线性方法, 如无衍射贝塞尔光束^[1]、色散光栅^[2]、贝塞尔-X波^[3,4]等, 以及非线性方法, 如时间和空间孤子等。衍射和色散以及超短脉冲一直是很多科研工作者的研究方向, 并已经取得了很大的成果^[5~17]。

随着激光技术的进一步发展, 实验中已经可以

* 国家自然科学基金(60278013)、广东省自然科学基金团队项目(20003061)、教育部霍英东教育基金会(81058)、国家高技术研究发展计划惯性约束聚变领域专项经费(804-5)部分资助课题。

E-mail: zjyang@vip.163.com

收稿日期: 2003-03-10; 收到修改稿日期: 2003-09-23

获得接近激光振荡周期的超短激光脉冲光束。此类极短脉冲光束^[5~9]的时间和空间部分在传输过程中会相互耦合、相互影响,从而带来诸如时间微分,脉冲的延迟、展宽和变形,脉冲极性反转等一系列新的传输效应,以及空间诱导色散(Spatial induced group velocity dispersion, SIGVD)效应^[10]。脉冲贝塞尔光束(Pulsed Bessel beam, PBB)在传输中保持空间无衍射性质的同时,其时间部分的传输行为类似于在反常色散介质中的传输,此效应称之为空间诱导色散效应^[10]。

Porras^[11]指出采用空间贝塞尔分布的脉冲光束可以实现色散介质中的无衍射(Diffraction-free)无色散(Dispersion-free)传输。在本文中,我们利用空间诱导色散的概念,分析了脉冲贝塞尔光束在色散介质中的传输行为,以及空间诱导色散对介质色散的补偿问题,并得到了包括高阶色散在内的严格结果。分析表明只有在忽略高阶色散的时候,才可以实现近似的无衍射无色散的传输。我们还利用数值模拟的方法研究了有限空间宽度的实际脉冲贝塞尔光束的传输行为,证实了只要脉冲贝塞尔光束的衍射距离大于空间诱导色散的色散距离,空间诱导色散效应的理论就可以很好地描述脉冲光束的演化及色散补偿的问题。

2 空间诱导色散对介质色散的补偿

在各向同性线性介质中,标量电磁场 $E(r, z, t)$ 的传输满足波动方程

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \partial_t^2 \int_{-\infty}^t \epsilon(t-t') E(r, t') dt' = 0, \quad (1)$$

$$\nabla_{\perp}^2 J_0(\alpha r) = -\alpha^2 J_0(\alpha r), \quad (6)$$

$$\partial_z^2 A - \left[n_0 k_0 + i \frac{n_g}{c} \partial_t - \frac{k''}{2} \partial_t^2 + \sum_{n=3}^{\infty} \frac{k^{(n)}}{n!} (i \partial_t)^n \right]^2 A = \alpha^2 A, \quad (7)$$

可以看到,虽然脉冲贝塞尔光束的时间空间部分是可分离变量的,但它们之间通过参量 α 联系在一起,所以仍然存在时间传输和空间传输之间的相互作用,即我们已知的空间诱导色散。

类似地引入空间诱导色散的处理,(7)式可以改写成标准的色散方程形式:

$$\partial_z A = i\beta_0 A - \beta_1 \partial_t A - i \frac{\beta_2}{2} \partial_t^2 A + i \sum_{n=3}^{\infty} \frac{i^n \beta_n}{n!} \partial_t^n A, \quad (8)$$

其中 $\epsilon(t) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega$, $\epsilon(\omega) = 1 + 4\pi\chi(\omega)$, $\chi(\omega)$ 是线性电极化率,是频率 ω 的函数。对上式做傅里叶变换到频率域,得到

$$\nabla^2 \tilde{E} + k^2 \tilde{E} = 0, \quad (2)$$

其中 $k(\omega) = (\omega/c) \sqrt{\epsilon(\omega)}$ 是介质中的传输常量,将其作展开后可以得到介质的色散系数 k'' 和 $k^{(n)}$ 等。

$$\begin{cases} k(\omega) = n_0 k_0 + k'(\omega - \omega_0) + \\ \frac{k''}{2} (\omega - \omega_0)^2 + \sum_{n=3}^{\infty} \frac{k^{(n)}}{n!} (\omega - \omega_0)^n, \\ k^{(n)} = \left. \frac{\partial^n k}{\partial \omega^n} \right|_{\omega=\omega_0}, \end{cases} \quad (3)$$

其中 $k_0 = \omega_0/c$, $k' = n_g/c$, n_0 和 n_g 分别是介质的折射率和群折射率(Group index)。对每一个 ω 我们都可以得到严格贝塞尔光束解 $J_0(\alpha r) \exp(i\beta z)$, 其中 $\beta^2 = k^2 - \alpha^2$, 于是可以在频率域构造出脉冲贝塞尔光束的表达式

$$\tilde{E}(r, z, \omega) = J_0(\alpha r) \exp(i\beta z) S(\omega), \quad (4)$$

其中 $S(\omega)$ 是初始脉冲的光谱。我们以下假定 α 与频率无关,时间域的解可以写成分离变量形式:

$$E(r, z, t) = J_0(\alpha r) A(z, t), \quad (5)$$

很明显此解在传输过程中其空间部分将保持 0 阶贝塞尔函数 J_0 分布不变,因而是无衍射的。同时在传输过程中,时间脉冲和空间光束之间一直可以分离变量,而大部分脉冲光束的时间和空间部分是相互耦合在一起的,即使初始时空可以分离,传输的结果仍然是时空耦合的。可以得到上式中空间部分和时间脉冲部分分别满足如下方程:

其中色散系数 β_n 代表脉冲贝塞尔光束中脉冲传输的总色散量, β_n 由以下关系决定:

$$\begin{cases} \beta(\omega) = \sqrt{k^2(\omega) - \alpha^2} = \\ \beta_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\beta_n}{n!} (\omega - \omega_0)^n, \\ \beta_n = \left. \frac{\partial^n \beta}{\partial \omega^n} \right|_{\omega=\omega_0}, \end{cases} \quad (9)$$

进一步引入包络表示

$$A(z, t) = \psi(z, t) \exp[i(\beta_0 z - \omega_0 t)],$$

色散长度 $L_n = T_p^n / |\beta_n|$ (T_p 是脉冲宽度), 以及行动坐标 $\tau = (t - \beta_1 z) / T_p$, 和 $\zeta = z / L_2$, 得到

$$\frac{\partial \psi}{\partial \zeta} + i \frac{\text{sgn} \beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} + i \sum_{n=3}^{\infty} \frac{i^n \text{sgn} \beta_n}{n!} \frac{L_2 \partial^n \psi}{L_n \partial \tau^n} = 0, \quad (10)$$

其中 $\text{sgn}(\cdot)$ 是符号函数。此方程是标准的色散方程, 与普通介质色散一样^[12], β_2 代表最低阶的群速度色散项, 其它项称为高阶色散项。此时的各阶色散 β_n 包含了介质色散和空间诱导色散的共同贡献。

当忽略介质色散时, 即 $k(\omega) = n_0 \omega / c, n_g = n_0$, 可以得到纯粹由空间衍射效应导致的空间诱导色散 $\beta_2 = -\frac{n_0 k_0 \sin^2 \gamma}{\omega_0^2 \cos^3 \gamma}$ 和三阶色散 $\beta_3 = \frac{3n_0 k_0 \sin^2 \gamma}{\omega_0^3 \cos^5 \gamma}$, 其中 $\sin \gamma = \alpha / (n_0 k_0)$ 。而在真空中 $n_0 = n_g = 1$, 就可以得到真空中空间诱导色散表达式^[12]: $\beta_2 = -\frac{k_0 \sin^2 \gamma}{\omega_0^2 \cos^3 \gamma}$,

及 $\beta_3 = \frac{3k_0 \sin^2 \gamma}{\omega_0^3 \cos^5 \gamma}$ 。注意: 偶数阶的空间诱导色散是负值, 而奇数阶的为正值, 具体的空间诱导色散属于反常色散。

考虑介质色散时, 我们可以得到传输中总的二阶色散为

$$\beta_2 = \frac{k''}{\cos \gamma} - \frac{n_g^2 k_0 \sin^2 \gamma}{n_0 \omega_0^2 \cos^3 \gamma}, \quad (11)$$

其中第一项来源于介质的色散, 只是多了一个因子 $1/\cos \gamma$, 第二项是空间诱导色散。注意到空间诱导色散是负值, 相当于反常色散, 所以当介质为正常色散时, 空间诱导色散可以和介质色散相互补偿。由于空间诱导色散的大小完全取决于空间参量 α , 即参量 γ , 所以完全补偿二阶色散的条件是

$$\tan^2 \gamma = \frac{n_0 \omega_0 c k''}{n_g^2} \quad \text{或} \quad \alpha^2 = \frac{n_0^3 \omega_0^2 k_0 k''}{n_g^2 + n_0 \omega_0 c k''}, \quad (12)$$

同样, 传输中总的三阶色散是

$$\beta_3 = \frac{3n_g^3 k_0 \sin^2 \gamma}{n_0^3 \omega_0^3 \cos^5 \gamma} - \frac{3n_g k'' \sin^2 \gamma}{n_0 \omega_0 \cos^3 \gamma} + \frac{k^{(3)}}{\cos \gamma}, \quad (13)$$

其中第一项是空间诱导的三阶色散, 第三项是介质的三阶色散项的贡献, 中间项可以看作是介质二阶色散与空间诱导色散的共同贡献。当我们选择参量 α 或 γ 以补偿二阶色散时, 三阶色散只能部分被补偿, 此时实际的三阶色散为

$$\beta_3 = \left(\frac{3k''}{n_0 \omega_0} + \frac{k^{(3)}}{n_g} \right) \sqrt{n_g^2 + n_0 \omega_0 c k''} = \frac{3n_g k''}{n_0 \omega_0 \cos \gamma} + \frac{k^{(3)}}{\cos \gamma}, \quad (14)$$

所以, 只有介质的三阶色散为负值时, 空间诱导三阶色散才可以起到部分的补偿作用; 反之, 三阶色散将被增强。当然, 如果存在某种介质的三阶和二阶色散能满足关系式 $\omega_0 k^{(3)} / k'' = -3n_g / n_0$, 那么其三阶色散和二阶色散可以同时被空间诱导色散完全补偿。

更高阶的色散仍然包含有空间诱导色散和介质色散两方面的贡献。由于空间诱导色散只有一个参量 α 可供控制, 所以高阶色散只能被部分补偿, 或者被加强(取决于空间诱导色散和介质色散的相对符号)。所以, 只有在高阶色散影响可以忽略的条件下, 脉冲贝塞尔光束在色散介质中才可以实现无衍射无色散的传输。实际中可通过增加脉冲长度, 以减小高阶色散的影响。如对 $\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$ 波长处的融石英介质, $n_0 = 1.453, n_g = 1.467, k'' = 0.03611 \text{ fs}^2 / \mu\text{m}$, 完全补偿二阶色散时贝塞尔光束的空间参量为 $\gamma = 0.1305, \alpha = 1.48 \mu\text{m}$, 光束中心亮斑的半径为 $1.6 \mu\text{m}$, 约 2 倍中心波长。此时剩余的总三阶色散为 $\beta_3 = 0.042 \text{ fs}^3 / \mu\text{m}$, 由于其中介质本身 $k^{(3)} = 0.027 \text{ fs}^3 / \mu\text{m}$, 总三阶色散反而增强了。对 10 fs 左右的超短脉冲, 三阶色散的色散长度 $L_3 = 24 \text{ mm}$, 比未补偿前的二阶色散长度 $L_2 = 2.8 \text{ mm}$ 大了不到一个量级。所以在传输距离小于 L_3 时, 脉冲长度将基本不变, 近似无色散传输。如果采用更短的脉冲, 高阶色散的影响将增大。

3 空间受限的脉冲贝塞尔光束

前面给出的脉冲贝塞尔光束分析中假定空间光束的分布是贝塞尔光束。严格的贝塞尔光束将携带无穷大的能量, 所以实验中可实现的无衍射光束都是有限宽度的, 称为截断贝塞尔光束 (Truncated Bessel beams), 它只能在有限的传输距离内近似保持无衍射特性^[1]。对于光束半径为 R 的截断贝塞尔光束, 其无衍射传输的距离为 $Z_B = 2\pi R / \alpha \lambda_0$, 在此距离内, 光束近似保持无衍射, 中心光强基本不变。当传输距离大于 Z_B , 光束迅速发散, 中心光强急剧下降到零。所以, 为了观察到空间诱导色散, 我们选取 γ 和 R 值使 $Z_B > L_2$, 并且计算中主要考察光束中心 ($r=0$) 处的脉冲演化。

我们先计算脉冲贝塞尔光束在真空中的传输, 以考察空间诱导色散的理论是否适用于空间受限的截断贝塞尔光束的传输。对脉冲光束在真空中的传输过程, 我们直接使用波动方程 $\nabla^2 E - (1/c)^2 \partial_t^2 E = 0$ 进行模拟, 初始光场分布取为高斯脉冲:

$$E(r, z, 0) = \text{cir}\left(\frac{r}{R}\right) J_0(\alpha r) \exp\left(-\frac{t^2}{2T_p^2}\right) \exp(i\omega_0 t), \quad (15)$$

其中 $\text{cir}(r) = \begin{cases} 1 & r \leq 1 \\ 0 & r > 1 \end{cases}$ 。计算结果见图 1 和图 2，其中脉冲宽度取一个周期， $m = 1$ ， $\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$ ， $\gamma = 0.01$ 。

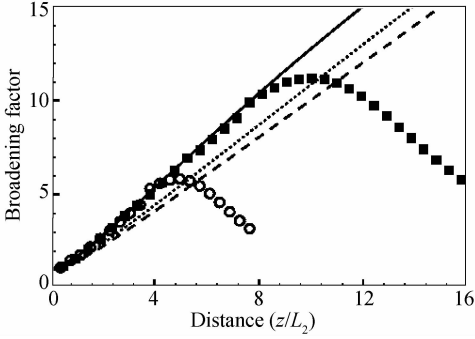


Fig. 1 Broadening factor of a Gaussian pulse due to the dispersion in propagation along z , where $\gamma = 0.01$ and $m = 1$

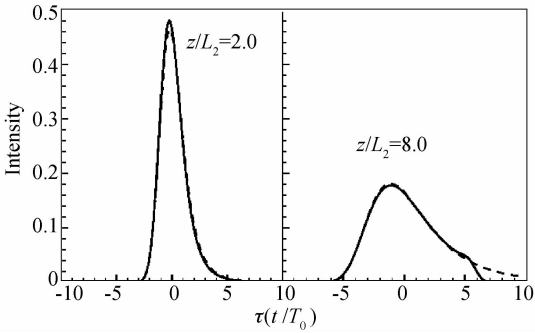


Fig. 2 Pulse shapes at different distance $z = 2L_2$ and $z = 6L_2$, where $\gamma = 0.01$, $m = 1$, and $Z_B \approx 8L_2$

在图 1 中，我们比较了理论预期的脉冲展宽和数值模拟的结果，其中虚线、点线和实线是按照色散方程(10)得到的理论预期，分别代表只考虑 β_2 ，考虑 β_2 和 β_3 ，和考虑全部 β_n 时的脉冲展宽因子 (Broadening factor, 即传输后脉冲宽度与初始脉冲宽度之比，脉冲宽度按照均方根定义计算)；圆点和方点分别是 $Z_B \approx 8L_2$ 和 $Z_B \approx 16L_2$ 时的数值计算的结果。在我们的计算条件下， $L_3/L_2 \approx 1.5$ ，所以高阶色散的作用不可忽略。图中实线是考虑了所有高阶色散项，与数值模拟的结果最接近，特别是在 z 较小时。在 z 接近 Z_B 时，展宽系数偏离空间诱导色散的预期单调下降。此时脉冲光束中的低频长波长分量已经开始发散，不再保持无衍射性质，导致脉冲波形变化偏离理论预期。

图 2 中给出了当 $Z_B \approx 8L_2$ 在 $z = 2L_2$ 和 $z = 6L_2$

处的脉冲分布的计算结果，实线是根据色散方程(10)的理论计算的分布，考虑了所有高阶色散项。我们看到，在 $z = 2L_2$ 数值模拟的结果与理论预测(虚线)是非常接近的。而在 $z = 6L_2$ 已开始接近 Z_B ，脉冲后沿率先出现塌陷。由于空间诱导色散是负值，所以经过传输后的脉冲的后沿是红移的，而低频成分对应的衍射距离较小，所以脉冲后沿首先开始发散，导致脉冲的塌陷和宽度减小。所以我们可以认为在 $z < Z_B$ 区间，用空间诱导色散理论描述脉冲的演化过程是合适的；在 z 已接近 Z_B ，低频成分率先开始发散，导致脉冲后沿的塌陷，脉冲宽度减小，所以导致空间诱导色散的理论也逐渐失效。

下面来模拟空间受限的脉冲贝塞尔光束在色散介质中的传输和色散补偿过程。数值计算是依据式(2)在频率域做具体计算的。初始光束采用式(15)的形式，具体参量为：中心波长 $\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$ ， $n_0 = 1.453$ ， $n_g = 1.467$ ， $k'' = 0.03611 \text{ fs}^2/\mu\text{m}$ ， $k^{(3)} = 0.027 \text{ fs}^3/\mu\text{m}$ ；为减弱高阶色散的影响，脉冲长度取 10 fs ，此时 $L_2 = 2.8 \mu\text{m}$ 。图 3 给出了脉冲宽度的展宽过程，纵坐标为展宽因子，实线是仅考虑介质色散时的高斯脉冲展宽的理论值，三组数据点分别代表 $\gamma = 0.1, 0.15$ ，和 0.131 时的脉冲展宽计算值。其中当参量 $\gamma = 0.131$ 时可以完全补偿介质二阶色散，而剩余的三阶色散为 $\beta_3 = 0.042 \text{ fs}^3/\mu\text{m}$ ，对应的 $L_3 = 24 \text{ mm}$ ，其作用也可以忽略，所以基本看不到脉冲展宽。作为对比， $\gamma = 0.1$ 时二阶色散被部分补偿，剩余值 $\beta_2 = 0.015 \text{ fs}^2/\mu\text{m}$ ；而 $\gamma = 0.15$ 则属于过补偿， $\beta_2 = -0.012 \text{ fs}^2/\mu\text{m}$ 变为负值。在图中可以看到明显的展宽，但比只考虑介质色散时的展宽要慢。

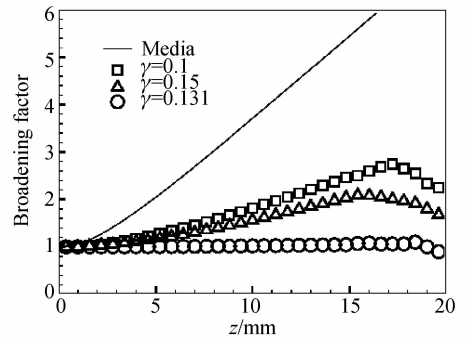


Fig. 3 Broadening factor of a Gaussian pulsed Bessel beam propagation in a dispersive media with dispersion compensation by SIGVD

当脉冲宽度减小时，高阶色散的影响增强，图 4 中给出了当初始脉冲宽度减小到 5 fs 时的脉冲展宽结果，其它参量与图 3 相同。由于脉冲宽度减小了

一半,所以色散长度 L_2 和 L_3 分别减小了 4 倍和 8 倍,所以三阶色散的影响就显现出来。与图 3 相比,可以明显看到由剩余三阶色散导致的脉宽展宽,不再是无衍射无色散的传输。

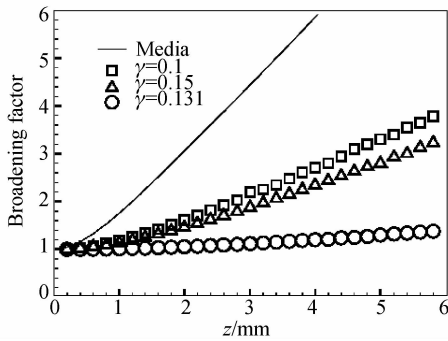


Fig. 4 Same as Fig. 3 except the initial pulse duration is 5 fs

在图 3 和图 4 的计算过程中,不同 γ 值的贝塞尔光束的衍射距离 Z_B 在 20~25 mm 之间,所以在图 3 中可以看到当传输距离 z 接近 Z_B 时出现类似图 1 中的脉冲宽度下降,即脉冲光束的低频成分率先衍射发散导致的脉冲塌陷和脉冲宽度减小。在图 4 中传输距离较短,则看不到类似的脉冲宽度减小。所以截断贝塞尔光束的衍射距离是脉冲贝塞尔光束无衍射无色散传输距离的一个基本限制。

通过以上数值模拟,我们可以概括出脉冲贝塞尔光束的脉冲演化过程:在 $z < Z_B$ 区间,各光谱分量都处于衍射距离之内,光束截断效应的影响不大,光束保持无衍射性质,脉冲部分按照色散方程(10)的预期传输,用空间诱导色散的理论描述脉冲的演化和色散补偿过程是合适的;在 z 接近 Z_B 时,光谱低频成分率先开始发散,导致脉冲后沿的塌陷,脉冲宽度减小,所以导致空间诱导色散的理论也逐渐失效。

总结 利用空间诱导色散的概念分析了 Porras^[11] 提出脉冲贝塞尔光束在色散介质中的无衍射无色散传输问题。脉冲贝塞尔光束在线性传输过程中,其空间可以保持无衍射性质,时间部分则受空间诱导色散效应的控制。空间诱导色散是反常色散,可以用于补偿正常色散,从而在色散介质中实现无衍射无色散的传输。这种传输类似于时空孤子的传输。时空孤子的传输是非线性传输,它通过自聚焦效应和衍射效应、自相位调制和色散效应之间的相互补偿,达到一种平衡的传输状态,但高阶的时空孤子是不稳定的,所以实验中还没有实现空间三维的时空孤子。而脉冲贝塞尔光束是空间三维的,也是线性的,其本源是贝塞

尔光束的无衍射性质。并通过超短脉冲光束的时空耦合效应,无衍射性质表现为空间诱导色散的形式,并与介质的正常色散形成相互补偿。

脉冲贝塞尔光束的无衍射无色散的传输距离受到两个条件的限制,一是剩余高阶色散效应的存在,使无色散传输的距离限制在 L_3 之内,可以通过增加脉冲长度减弱高阶色散的影响;二是贝塞尔光束的空间受限问题,实际中的截断贝塞尔光束只在一定区间保持无衍射性质。在本文中,我们将无色散传输特性看作是空间诱导色散对介质色散的补偿,并得到了包括高阶色散补偿的严格分析。分析表明只有在减弱或忽略高阶色散的时候,才可以实现近似的无衍射色散的传输。数值模拟结果表明,对于实验上可实现的空间受限的脉冲贝塞尔光束,只要脉冲贝塞尔光束的衍射距离大于空间色散效应的色散距离,空间诱导色散效应的理论就可以很好地描述脉冲光束的演化及色散补偿问题,并实现无衍射无色散传输。

参 考 文 献

- 1 Durnin J, Miceli J, Eberly J H. Diffraction-free beams. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58** (15): 1499 ~ 1501; Comparison of Bessel and Gaussian beams. *Opt. Lett.*, 1988, **13**: 79~80
- 2 Sandor Szatmari, Peter Simon and Matthias Feuerhake, group-velocity-dispersion-compensated propagation of short pulses in dispersive media. *Opt. Lett.*, 1996, **21** (15): 1156~1158
- 3 Heiki Sonajalg, Peeter Saari. Suppression of temporal spread of ultrashort pulses in dispersive media by Bessel beam generators. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(15): 1162~1164.
- 4 Heiki Sonajalg, Margus Ratsep, Peeter Saari. Demonstration of the Bessel-X pulse propagating with strong lateral and longitudinal localization in a dispersive medium. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(5): 310~312
- 5 Porras M A. Ultrashort pulsed Gaussian light beams. *Phys. Rev. (E)*, 1998, **58**(1): 1086~1093
- 6 Kaplan E. Diffraction-induced transformation of near-cycles and sub-cycles pulses. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1998, **15**(3): 951~956
- 7 Feng S, Winful H G, Hellwarth R W. Spatiotemporal evolution of focused single-cycle electromagnetic pulses. *Phys. Rev. (E)*, 1999, **59**(4): 4630~4649
- 8 Porras M A. Propagation of single-cycle pulse light beams in dispersive media. *Phys. Rev. (A)*, 1999, **60** (6): 5069~5073
- 9 Brabec T, Krausz F. Nonlinear optical pulse propagation in the single cycle regime. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **78** (17): 3282~3285
- 10 Wei Hu, Hong Guo. Ultrashort pulsed Bessel beams and spatially induced group-velocity dispersion. *J. Opt. Soc.*

- Am. (A)*, 2002, **19**(1): 49~53
- 11 Porras M A. Diffraction-free and dispersion-free pulsed beam propagation in dispersive media. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(17): 1364~1366
- 12 See, e. g., Agrawal G P. *Nonlinear Fiber Optics* (2nd ed.), San Diego: Academic, 1995
- 13 Ren Jianhua, Yu Chongxiu, Wang Kuiru. Analytic resolution of waveguide dispersion in single mode fiber. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2001, **21**(11): 1301~1304 (in Chinese)
- 14 Pei Li, Jian Shuisheng, Ning Tigang *et al.*. PMD measurement and compensation of optical fiber grating. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2002, **22**(4): 462~464 (in Chinese)
- 15 Shao Zhonghao, Zhang Guoqiang, Ma Jun. Transmission bandwidth of WDM system using optical phase conjugator for dispersion compensation. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2002, **22**(9): 1044~1050 (in Chinese)
- 16 Xu Ming, Yang Xiangling, Cai Jun *et al.*. Analysis of performance in dispersion managed soliton system schemes. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2003, **23**(1): 31~36 (in Chinese)
- 17 Xiao Yan, Guo Shuqin, Li Zhonghao *et al.*. Theoretical analysis of propagation character of Hermit-Gaussian pulse in the fiber. *Chin. J. Lasers* (中国激光), 2002, **A29**(2): 138~142 (in Chinese)

《光学学报》关键词规范

本刊所刊登学术论文必须在摘要后列出不少于四个关键词。第一个关键词列出该文章主要工作所属学科名称。第二个关键词列出该文研究得到的成果名称。第三个关键词列出该文在得到上述成果或结论时采用的科学研究方法的具体名称。第四个关键词列出前三个关键词没有出现的,但是被该文作为主要研究对象的事或物质的名称。如有需要,第五、第六个关键词等列出作者认为有利于检索和文献利用的其他关键词。

为了使作者在撰写论文时更准确地选择第一关键词,本刊特推荐以下学科名称(34个),请作者从中选用。

大气与海洋光学	Atmospheric and ocean optics
原子与分子物理	Atomic and molecular physics
相干与统计光学	Coherence and statistical optics
探测器	Detectors
衍射与光栅	Diffraction and gratings
光纤光学与光通信	Fiber optics and optical communications
傅里叶光学与光信号处理	Fourier optics and optical signal processing
几何光学	Geometrical optics
全息	Holography
图像处理	Image processing
成像系统	Imaging systems
仪器,测量与计量	Instrumentation, measurement and metrology
集成光学	Integrated optics
激光器与激光光学	Lasers and laser optics
机器视觉	Machine vision
材料	Materials
医用光学与生物技术	Medical optics and biotechnology
显微	Microscopy
非线性光学	Nonlinear optics
光计算	Optical computing
光数据存储	Optical data storage
光学设计与制造	Optical design and fabrication
光学器件	Optical devices
表面光学	Optics at surfaces
光电子学	Optoelectronics
物理光学	Physical optics
量子光学	Quantum optics
遥感	Remote sensing
散射	Scattering
光谱学	Spectroscopy
薄膜	Thin films
超快光学	Ultrafast optics
视觉与色彩	Vision and color
X射线光学	X-ray optics