

圆柱对称光脉冲 在负色散克尔介质中的传输*

周国生 王海斌 李仲豪 贾锁堂

(山西大学无线电子信息科学系, 太原 030006)

摘 要 利用变分法得到了任意光脉冲传输的一般特性及高斯光脉冲压缩(或扩展)的必要条件。这说明在一定初始条件下时空非对称的光脉冲也可形成“光子弹”,在某些区域内,通过时空耦合作用,光束的空间会聚可以导致脉宽的压缩。

关键词 光脉冲, 克尔介质, 传输。

1 引 言

利用克尔效应,用光纤压缩光脉冲或孤子传输已得到不少应用,但它们只能用于小功率(峰值功率在瓦的量级)的光脉冲。近年来已拓宽到用块状克尔介质来压缩光脉冲,如波长为 $0.7\sim 1\ \mu\text{m}$ 的掺钛蓝宝石克尔透镜锁模。该方法还可推广到波长为 $1.3\sim 1.6\ \mu\text{m}$ 的其他负色散材料,在这情况下,峰值功率可远高于瓦的量级。

在理论研究方面,用 $1+1$ 维(t 和 z 方向)的非线性薛定谔方程描述光纤中脉冲的传输,得到了孤子解,也得到了实验的证实。文献[1]利用变分法对 $1+1$ 维的高斯脉冲作了研究,指出在不同的初始条件区域内出发的光脉冲,有不同的会聚或扩展特性。文献[3]对光纤中的光脉冲用等价粒子理论计算了双孤子的相互作用。实际的块状介质是 $3+1$ 维(t, x, y 和 z)问题,空域的衍射、时域的色散和非线性克尔效应都对光脉冲的传输产生影响。对这些问题的深入研究有利于对光脉冲的传输特性有深入的了解,从而获得超短脉冲。文献[2]对时空完全对称的高斯光束作了研究,指出:在脉宽、束宽同步压缩下可能实现“光子弹”,但实际情况下 t, x 和 y 方向是非对称的,文献[4]对不对称情况作了数值研究。在实际情况下,常可实现空间圆柱对称,本文在此情况下,对光脉冲在 $3+1$ 维的块状介质中的传播作了一般规律研究,利用变分法,指出了产生会聚与压缩的必要初始条件及非线性耦合系数,由此得到,在非对称条件下,在一定的初始条件区内,也可能得到“光子弹”或时宽、束宽的压缩,最后用数值计算验证了分区特性;并且还发现,利用脉冲光在负色散克尔介质中的时空耦合作用,通过调节输入光的束宽,达到压缩脉冲脉宽的作用,这可作为一种新的脉宽压缩的方法。

* 国家自然科学基金资助课题。

收稿日期:1996年1月2日;收到修改稿日期:1996年8月7日

2 任意光脉冲的一般传输特性

在负色散克尔介质中, 脉冲光束场的包络振幅 ϵ 满足非线性薛定谔方程,

$$i\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial z} + k_1 \frac{\partial \epsilon}{\partial t}\right) + \frac{k_2}{2} \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial t^2} + \frac{1}{2k_0} \left(\frac{\partial^2 \epsilon}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial y^2}\right) + \frac{n_2}{2n_0} k_0 |\epsilon|^2 \epsilon = 0, \quad (1)$$

其中 $k_0 = n_2 \pi / \lambda$, λ 为真空中波长, $k_1 = (\partial k / \partial \omega)_{\omega = \omega_0}$, $k_2 = (\partial^2 k / \partial \omega^2)_{\omega = \omega_0}$, ω_0 为脉冲光的中心频率, 介质的折射率 $n = n_0 + (n_2/2) |\epsilon|^2$.

设 t_0 、 x_0 、 y_0 为入射光脉冲的初始脉宽和 x 、 y 方向的初始束宽, 作归一化变换得归一化坐标及包络振幅 u 为:

$$\begin{aligned} t &= (k_0 k_2 t_0^2 x_0 y_0)^{-1/4} (t' - k_1 z'), & x &= (k_0 k_2 / t_0^2 x_0 y_0)^{1/4} x', \\ y &= (k_0 k_2 / t_0^2 x_0 y_0)^{1/4} y', & z &= (k_2 / k_0 t_0^2 x_0 y_0)^{1/4} z', \\ u &= (n_2 / 2n_0)^{1/2} (t_0^2 x_0 y_0 k_0^3 / k_2)^{1/4} \epsilon, \end{aligned} \quad (2)$$

将(1)式化为无量纲的标准式,

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{1}{2} \nabla_{\perp}^2 u + |u|^2 u = 0, \quad (3)$$

式中 $\nabla_{\perp} = \mathbf{e}_x \partial / \partial x + \mathbf{e}_y \partial / \partial y$ 。

对(3)式乘以 u^* , 减去这式子的复共轭, 对 $dv = dt dx dy$ 积分, 利用分部积分, 注意到当 t 、 x 或 y 趋于正负无穷时, 包络 u 及其微商值 $\partial u / \partial t$ 、 $\partial u / \partial x$ 、 $\partial u / \partial y$ 趋于零, 可得沿传播方向 z 的守恒量 I 为:

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} u u^* dv \quad (4)$$

同样对(3)式乘以 u_t^* , 加上这式子的复共轭, 对 dv 积分, 经类似可得守恒量 \mathbf{P} 为:

$$\mathbf{P} = \frac{1}{2i} \int_{-\infty}^{\infty} dv \left[u^* \left(\mathbf{e}_t \frac{\partial}{\partial t} + \nabla_{\perp} \right) u - u \left(\mathbf{e}_t \frac{\partial}{\partial t} + \nabla_{\perp} \right) u^* \right] \quad (5)$$

其中 \mathbf{e}_t 是 t 的单位矢量, \mathbf{P} 沿 x 和 y 方向的守恒律是对(3)式分别乘以 u_x^* 、 u_y^* , 经类似运算得到的。

类似地对(3)乘以 u_z^* , 加上它的复共轭, 可得守恒律 H 为:

$$H = - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dv \left[\frac{\partial u}{\partial t} \frac{\partial u^*}{\partial t} + \nabla_{\perp} u \nabla_{\perp} u^* - u^2 u^{*2} \right] \quad (6)$$

与量子力学的非线性薛定谔方程类比, 采用波包的准量子粒子模型来描述脉冲光束, 则以上三守恒量分别表示粒子数守恒, 准动量守恒和准能量守恒, 实际上 I 代表脉冲光束在传播过程中光电场能量守恒, \mathbf{P} 矢量守恒意义由后面给出。

将(3)式乘以 u^* , 减去这式子的复共轭式, 乘以任意非零函数 f , 再积分, 可得任意物理量 f 与 $u u^*$ 乘积的积分值的进展方程

$$\frac{\partial \langle f \rangle}{\partial z} = \frac{\partial \langle f \rangle}{\partial t} + \frac{1}{2i} \int_{-\infty}^{\infty} (u^* \frac{\partial u}{\partial t} - u \frac{\partial u^*}{\partial t}) \frac{\partial f}{\partial t} dv + \frac{1}{2i} \int_{-\infty}^{\infty} (u^* \nabla_{\perp} u - u \nabla_{\perp} u^*) \nabla_{\perp} f \quad (7)$$

其中 $\langle f \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} u^* f u dv$

将 f 分别代以 t 、 x 和 y , 可得

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\langle \kappa \rangle}{dz} &= \frac{P_t}{I} = \frac{P_{t_0}}{I}, & \langle \kappa \rangle &= \langle \kappa_0 \rangle + \frac{P_{t_0}}{I} z, \\ \frac{d\langle x \rangle}{dz} &= \frac{P_x}{I} = \frac{P_{x_0}}{I}, & \langle x \rangle &= \langle x_0 \rangle + \frac{P_{x_0}}{I} z, \\ \frac{d\langle y \rangle}{dz} &= \frac{P_y}{I} = \frac{P_{y_0}}{I}, & \langle y \rangle &= \langle y_0 \rangle + \frac{P_{y_0}}{I} z, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

可见 $\mathbf{P} = (P_t, P_x, P_y)$ 代表波包的一阶矩随传播距离的变化率。 \mathbf{P} 守恒表示波包的一阶矩变化率守恒, \mathbf{P} 等于它的初值 $\mathbf{P}_0 = (P_{t_0}, P_{x_0}, P_{y_0})$ 。若输入端波形对 t 、 x 和 y 轴对称, 即 $\langle \kappa_0 \rangle = \langle x_0 \rangle = \langle y_0 \rangle = 0$, $\mathbf{P} = 0$, 则在传播过程, 波形将保持对称。

将 f 分别代以 t^2 、 x^2 和 y^2 , 并经过较复杂的运算, 可得:

$$\frac{d^2\langle \kappa^2 \rangle}{dz^2} = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \frac{\partial u^*}{\partial t} - \frac{1}{2} u^2 u^{*2} \right) dv = -2H + \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \frac{\partial u^*}{\partial t} - \nabla_{\perp} u \cdot \nabla_{\perp} u^* \right) dv, \quad (9)$$

$$\frac{d^2\langle x^2 \rangle}{dz^2} = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial u^*}{\partial x} - \frac{1}{2} u^2 u^{*2} \right) dv = -2H + \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial u^*}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial u^*}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial t} \frac{\partial u^*}{\partial t} \right) dv, \quad (10)$$

$$\frac{d^2\langle y^2 \rangle}{dz^2} = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial u^*}{\partial y} - \frac{1}{2} u^2 u^{*2} \right) dv = -2H + \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial u^*}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial u^*}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial t} \frac{\partial u^*}{\partial t} \right) dv, \quad (11)$$

$$\frac{d^2\langle x^2 + y^2 \rangle}{dz^2} = -4H - 2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial u}{\partial t} \frac{\partial u^*}{\partial t} dv \quad (12)$$

$$\frac{d^2\langle \kappa^2 + x^2 + y^2 \rangle}{dz^2} = -4H - \int_{-\infty}^{\infty} u^2 u^{*2} dv \quad (13)$$

当(9)式或(10)、(11)式右方大于零, 则脉冲光束的时间或空间的二次矩(相当于脉宽或束宽)将受到扩展作用, 这说明色散或衍射起主要作用。反之, 右方小于零, 则非线性克尔效应与负色散或衍射的联合作用将起主要作用, 使脉宽或束宽趋于压缩, (13)式说明, 脉冲光束在 $3+1$ 维中的二次矩的总和将受到压缩或扩展作用, 这决定于 $4H$ 与 $\int u^2 u^{*2} dv$ 的大小。

在(9)、(10)、(11)式中, t 、 x 、 y 都是对称的, 若它们的初始条件也相等, 即 $\langle \kappa_0^2 \rangle = \langle x_0^2 \rangle = \langle y_0^2 \rangle$, 并且有 $d\langle \kappa_0^2 \rangle/dz = d\langle x_0^2 \rangle/dz = d\langle y_0^2 \rangle/dz$, 则得到时空对称下的方程, 但事实上这是很难的。通常情况下, 可能是空间轴对称, $\langle x_0^2 \rangle = \langle y_0^2 \rangle$, $d\langle x_0^2 \rangle/dz = d\langle y_0^2 \rangle/dz$, 但与时域不对称这一情况。

3 时空呈高斯形的脉冲光束的一般传播特性

设入射的高斯形波在负色散克尔介质中传播时保持高斯形

$$u = A(z) \exp \left\{ -\frac{t^2}{T^2(z)} - \frac{x^2}{w_x^2(z)} - \frac{y^2}{w_y^2(z)} + i[b_t(z)t^2 + b_x(z)x^2 + b_y(z)y^2] \right\}, \quad (14)$$

在大多数情况下, 这一假设近似正确, 至少由此可以了解传输的一般特性。

将 f 分别代以 t^2 、 x^2 和 y^2 , 由公式(7)可得,

$$\frac{1}{T} \frac{dT}{dz} = 2b_t, \quad \frac{1}{w_x} \frac{dw_x}{dz} = 2b_x, \quad \frac{1}{w_y} \frac{dw_y}{dz} = 2b_y, \quad (15)$$

这些公式说明 $2(b_t, b_x, b_y) = (1/R_t, 1/R_x, 1/R_y)$, 这里 $R_x(z)$ 和 $R_y(z)$ 表示在 z 处光束在 x

和 y 方向的曲率半径, $R_t(z)$ 表示在时域中的曲率半径。

将 (14) 式代入 (4) ~ (6) 式, 得高斯光束的守恒律:

$$I = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{3/2} A^2 T w_x w_y \quad (16)$$

$$P = 0, \quad (17)$$

$$H = -\frac{I}{2} \left[\frac{1}{T^2} + \frac{1}{w_x^2} + \frac{1}{w_y^2} + b_i^2 T^2 + b_x^2 w_x^2 + b_y^2 w_y^2 \right] + \frac{IM}{T w_x w_y} \quad (18)$$

其中 $M = I/2\pi^{3/2}$,

将 (14) 式分别代入 (9) ~ (11) 式, 得脉宽、束宽的耦合演化方程为:

$$\frac{d^2 T}{dz^2} = \frac{8}{T^3} - \left(\frac{8M}{T w_x w_y}\right) \frac{1}{T} \quad (19)$$

$$\frac{d^2 w_x}{dz^2} = \frac{8}{w_x^3} - \left(\frac{8M}{T w_x w_y}\right) \frac{1}{w_x} \quad (20)$$

$$\frac{d^2 w_y}{dz^2} = \frac{8}{w_y^3} - \left(\frac{8M}{T w_x w_y}\right) \frac{1}{w_y} \quad (21)$$

等式右方第一项代表色散或衍射的扩展作用, 第二项代表由于非线性和负色散或衍射的联合作用而引起的压缩脉宽、束宽作用, 对脉宽或束宽的总的作用决定于这三种作用的对比。 M 代表非线性耦合参数, 它正比于光强及克尔系数。

将 (19) ~ (21) 式积分相加, 得

$$\left(\frac{dT}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dw_x}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dw_y}{dz}\right)^2 + \Pi = 0. \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \Pi = & 4\left(\frac{1}{T^2} + \frac{1}{w_x^2} + \frac{1}{w_y^2}\right) - \frac{8M}{T w_x w_y} + \left[-4\left(\frac{1}{T_0^2} + \frac{1}{w_{x0}^2} + \frac{1}{w_{y0}^2}\right) + \frac{8M}{4w_{x0}w_{y0}}\right] \\ & - \left[\left(\frac{dT_0}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dw_{x0}}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dw_{y0}}{dz}\right)^2\right]. \end{aligned} \quad (23)$$

式中脚标 0 表示在 $z = 0$ 处的值。(22) 式实际上就是 H 守恒律, 或准动能势能守恒律。显然, 只有 $\Pi \leq 0$ 才有意义。

在以下的讨论中设初始曲率为零, 即 $dT_0/dz = dw_{x0}/dz = dw_{y0}/dz = 0$ 。利用 (22)、(23) 式, 可以对空间圆柱对称问题的脉宽、束宽的变化区域作一般的定性讨论。

对于 1+1 维, $dw_x/dz, dw_y/dz \ll 1$, w_x 与 w_y 可视为常量。当 $T \rightarrow 0$ 时, $\Pi \rightarrow +\infty$ 。 $\Pi(T_0) = 0$ 。当 $T \rightarrow \infty$ 时, $\Pi = \Pi_\infty$ 。若 $\Pi_\infty > 0$, 则脉宽有界或压缩。若 $\Pi_\infty < 0$, 则脉宽扩展^[1]。

对于 3+1 维空间圆柱对称 $w_x = w_y = w$ 问题, 情况就比较复杂。这时, (23) 式简化为

$$\Pi = 4\left(\frac{1}{T^2} + \frac{2}{w^2}\right) - \frac{8M}{T w^2} + \Pi_\infty \quad (24)$$

$$\Pi_\infty = \lim_{T, w \rightarrow \infty} \Pi = -4\left(\frac{1}{T_0^2} + \frac{2}{w_0^2}\right) + \frac{8M}{T_0 w_0^2}. \quad (25)$$

同时有: $\Pi(T_0, w_0) = 0$

$$\begin{aligned} \lim_{T, w \rightarrow 0} \Pi &= -\infty, & \lim_{\substack{T \rightarrow 0 \\ w \text{ 有界}, w \gg 0}} \Pi &= \infty \\ \lim_{\substack{w \rightarrow 0 \\ T \text{ 有界}, T \ll 0}} \Pi &= \begin{cases} -\infty, & T < M, \\ +\infty, & T > M. \end{cases} \end{aligned}$$

可见, T 、 w 趋于零的方式不同, Π 有不同的值, 因此不能再简单地用 $\Pi_\infty = 0$ 作为划分运动区域的标准, 由图 1(a) 可见, $\Pi_\infty > 0$ 或 < 0 , 脉冲都压缩。

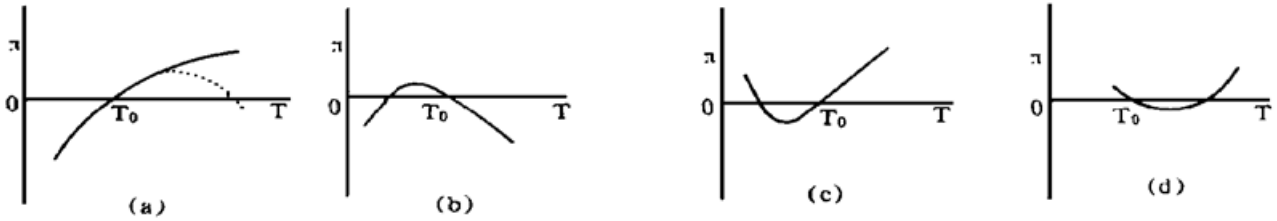


Fig. 1 Pseudo potential energy diagram. (a) When $T, w \rightarrow 0, \Pi_\infty \rightarrow -\infty, d\Pi/dT_0 > 0$, pulse is compressed, (b) When $T, M \rightarrow 0, \Pi_\infty \rightarrow -\infty, d\Pi/dT_0 < 0$, pulse is broadening, (c) When $T \rightarrow 0, E$ is finite, $\Pi_\infty \rightarrow \infty, d\Pi/dT_0 > 0$, pulse is compressed, (d) When $T \rightarrow 0, w$ is finite, $\Pi_\infty \rightarrow \infty, d\Pi/dT_0 < 0$, pulse is broadening

由(24)式可得, $d\Pi/dw_0 = (16/w_0^3)(-1 + M/T)$ 。当 $T < M$ 时 $d\Pi/dw_0 > 0$; 当 $T > M$ 时, $d\Pi/dw_0 < 0$ 。同样 $d\Pi/dT_0 = (8/T_0^2)(-1/T_0 + M/w_0^2)$ 。当 $w_0 < \sqrt{MT_0}$ 时 $d\Pi/dT_0 > 0$; 当 $w_0 > \sqrt{MT_0}$ 时 $d\Pi/dT_0 < 0$, 这样曲线 $T_0 = M$ 和 $w_0 = \sqrt{MT_0}$, 将 $w_0 \sim T_0$ 平面分为四个区域(见图 2)。在区 1 内, $T_0 < M, w_0 < \sqrt{MT_0}$, $d\Pi/dw_0 > 0, d\Pi/dT_0 > 0$ 。在这区内出发的点 (T_0, w_0) , 以后会使 T 与 w 压缩, 见图 1(a) 或者 1(c)。在区 2 内, $T_0 > M, w_0 > \sqrt{MT_0}$, $d\Pi/dw_0 < 0, d\Pi/dT_0 < 0$, 因此在这区内出发的点, 以后将会发散或扩展, 见图 1(b)、1(d)。

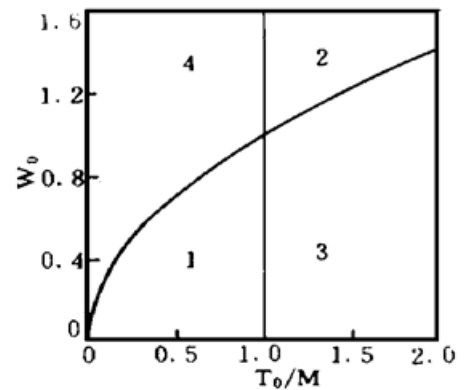


Fig. 2 Compression broadening region diagram. 1 is compression region, 2 broadening, 3 and 4 represent transition regions. Dots represent the initial values of the beam-width and pulse-width of the input light which are numerically calculated

在区 3 内, $T_0 > M, w_0 < \sqrt{MT_0}$, 区 4 内 $T_0 < M, w_0 > \sqrt{MT_0}$, $d\Pi/dw_0$ 与 $d\Pi/dT_0$ 的符号相反, 因此不能确定 Π 改变时的实际走向, 相应地也不能确定具体发散与会聚的实际界线, 一般说靠近区 1 的那些点出发能会聚, 靠近区 2 的那些点出发会使脉宽束宽扩展。

由(19)~(21)式可以看出, 也从四区域的交点可看出, 当 $T_0 = M_0 = M$ 时, $d^2T/dz^2 = d^2w/dz^2 = 0$, 由于已设 $dT_0/dz = dw_0/dz = 0$, 因此在这点脉冲光束将稳定传输, 在传输中脉宽、束宽及相位等将保持恒定, 但在微扰作用下, 或初始条件略为偏离 M 值, 脉冲光束将失去平衡, 趋于发散或会聚。

由(19)~(21)式可以看出, 也从四区域的交点可看出, 当 $T_0 = M_0 = M$ 时, $d^2T/dz^2 = d^2w/dz^2 = 0$, 由于已设 $dT_0/dz = dw_0/dz = 0$, 因此在这点脉冲光束将稳定传输, 在传输中脉宽、束宽及相位等将保持恒定, 但在微扰作用下, 或初始条件略为偏离 M 值, 脉冲光束将失去平衡, 趋于发散或会聚。

4 数值计算结果

对(19)~(21)式作数值计算, 以准动能势能守恒律公式(22)作为检验计算结果正确性的标准。当误差大于 1×10^{-3} , 则再减小运算区间进行计算。

4.1 入射脉冲光束的时空曲率为零

当入射的脉冲光束的时空曲率为零时(无啁啾, 在高斯光束腰斑处入射), 对于空间圆柱对称光束, 有以下结论:

1) 前述分区结论是正确的。对于给定的光强及克尔介质(即给定非线性耦合参数 M)，当入射脉宽 $T_0 > M$ ，束宽 $w_0 > \sqrt{MT_0}$ ，(即在区 2 内)，则脉宽最后都将发散。在区 1 内，即 $T_0 < M$ ， $w_0 < \sqrt{MT_0}$ ，光束及脉宽最后都将发散。区 3、4 内靠近区 1，则可能会聚或压缩。

2) 增大非线性系数或光强度，即增大非线性耦合参数 M ，则会聚区 1 中可能的 T_0 值将增大。

3) 在一定的非线性耦合系数 M 下，固定 T_0 ，增大 w_0 ，脉宽、束宽随传播距离的变化见图 3 和图 4。图 3 中， $T_0 < M$ ，取 $M = 1$ ， $T_0 = 0.75$ ， $b_t = b_x = b_y = 0$ ， w_0 分别取为 0.4, 0.926, 1.1，第一点在 1 区内，光会聚压缩。第二第三点都在区 4 内(见图 2)。但第二点靠近区 1，脉宽稍扩展后最终压缩。第三点远离区 1，最终发散。当 $T_0 > M$ ，图 4 中取 $M = 1$ ， $T_0 = 1.5$ ， w_0 分别取为 0.9231, $\sqrt{1.5}$, 2.0，由图 2 可见，第一点在区 3 内，第 2 点在区 2、3 边线上，第三点在区 2，它们最终都发散。

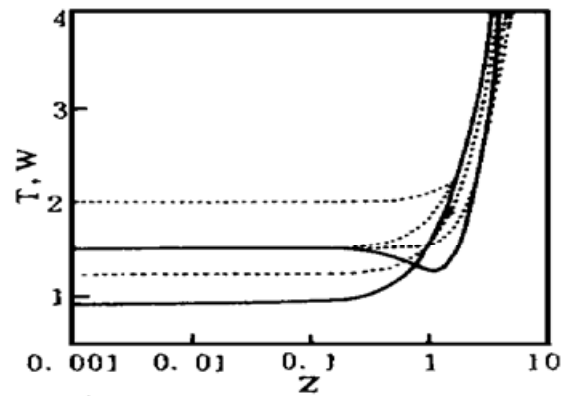
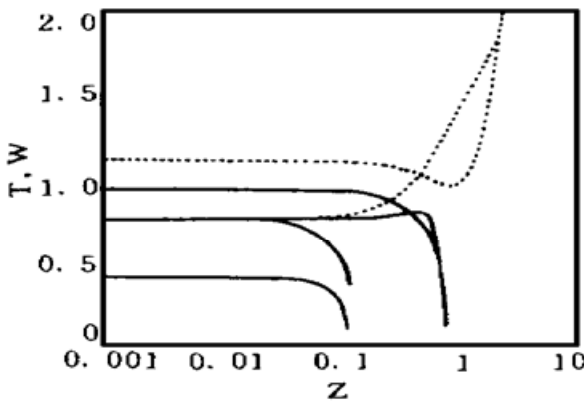


Fig. 3 Normalized pulse-width and beam-width variations with dimensionless propagation distance. $M = 1$, $T = 0.75$, $b_t = b_x = b_y = 0$, w is 0.4, 0.926 and 1.1 respectively

Fig. 4 Normalized pulse-width and beam-width variations with dimensionless propagation distance. $M = 1$, $T = 1.5$, $b_t = b_x = b_y = 0$, w is 0.9231, 1.5 and 2.0 respectively

4) 在一定的 M 下，固定 w_0 ，增大 T_0 ，变化趋势与 3) 相似，图 5 中 $M = 1$ ， $w_0 = 0.4$ ， T_0 分别取 0.1, 0.75, 1.5，第一点在区 4 内紧靠区 1。第二点在区 1，它们都会聚。第三点在区 3，脉冲发散。

4.2 入射光的初始曲率对脉冲光传输的影响

入射光束初始啁啾的影响与 1+1 维相似，正啁啾使脉宽扩展，负啁啾使脉冲压缩。本文不再赘述。

研究入射光初始空间曲率对脉宽的影响是有意义的。用图 3 相同的数据，即 $T_0 = 0.75$ ， w_0 分别取 0.4、0.926 和 1.1，但把 b_x 、 b_y 由零改为 -1，得图 6。由比较可见，虽然啁啾为零，但从区 3、4 靠近区 1 的点出发的空间会会聚，由于时空耦合作用，会使脉宽压缩。这种现象可以用来压缩脉宽，相反，当取空间发射光入射， $b_x = b_y = 1$ ，则由图 7 可见，原来当 $b_x = 0$ ，脉宽是压缩的(如 $w_0 = 0.926$)，现在却变得发散了。

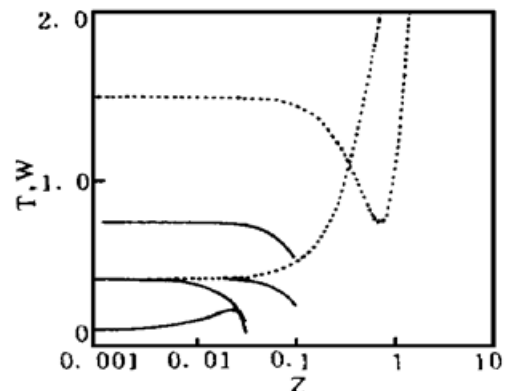


Fig. 5 Normalized pulse-width and beam-width variations with dimensionless propagation distance. $M = 1$, $w = 0.4$, $b_t = b_x = b_y = 0$, T is 0.1, 0.75 and 1.5 respectively

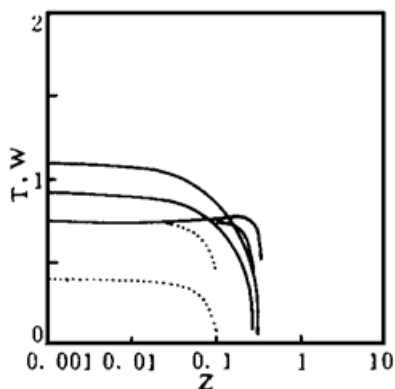


Fig. 6 Normalized pulse-width and beam-width variations with dimensionless propagation distance. $M = 1$, $T = 0.75$, $b_t = 0$, $b_x = b_y = -1$, w is 0.5, 0.4, 0.926 and 1.1 respectively

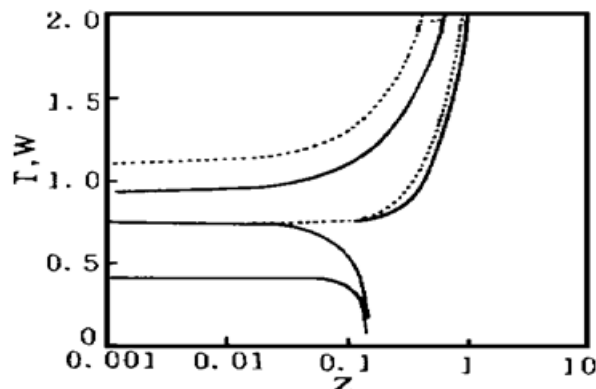


Fig. 7 Normalized pulse-width and beam-width variations with dimensionless propagation distance. $M = 1$, $T = 0.75$, $b_t = 0$, $b_x = b_y = 1$, w is 0.4, 0.926 and 1.1 respectively

结 论 本文利用变分法, 对空间圆柱对称的光脉冲在 $3+1$ 维负色散克尔介质中的传输作了一般性的讨论, 在传播过程中, 光束的能量守恒, 准动能、势能守恒, 它的一阶矩变化率守恒, 它的二阶矩变化率决定于负色散效应、衍射效应和非线性效应的耦合作用。

当输入光脉冲的啁啾和空间曲率为零时, 得到了脉宽、束宽压缩(扩展)的必要条件, 数值计算证明了上述结论。这说明, 在时空非对称情况下, 在一定的初始条件区域内, 也可能实现“光子弹”。

计算还指出, 在区域 3、4 内靠近区 1 的附近点的光束的空间会聚, 可以通过时空耦合作用、导至脉宽的压缩。这一新的发现可能作为一种脉宽压缩的新方法。

参 考 文 献

- [1] M. Desaix, D. Anderson, M. Lisak, Variational approach to collapse of optical pulses. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1991, **8**(10): 2082~ 2086
- [2] Y. Silberberg, Collapse of optical pulses. *Opt. Lett.*, 1990, **15**(22): 1282~ 1284
- [3] 陈陆君, 梁昌鸿, 吴鸿适, 光纤中双孤子相互作用的等价粒子理论. *光学学报*, 1994, **14**(2): 113~ 117
- [4] 王海斌, 李仲豪, 宋晏蓉等, 负色散克尔介质中光脉冲传输. *光子学报*, 1994, **25**(9): 793~ 798

Propagation of Spatial Cylindrical Symmetric Optical Pulse in a Bulk Abnormal Dispersive Kerr Medium

Zhou Guosheng Wang Haibin Li Zhonghao Jia Shuotang

(Department of Electronics and Information Science, Shanxi University, Taiyuan 030006)

(Received 2 January 1996; revised 7 August 1996)

Abstract By using variational method, some conservative laws for the propagation of light pulse in bulk media are studied and the necessary conditions for compression or broadening of a light pulse are obtained. It is possible to obtain light bullet from a light pulse without temporal-spatial symmetry. By the impacts of temporal-spatial coupling property spatial-convergence of an optical beam may lead to the compression of pulse width.

Key words optical pulse, Kerr medium, propagation.