第 52 卷 第 11 期 2003 年 11 月
1000-3290/2003/52(11)/2825-06

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.52, No.11, November, 2003

空间光孤子脉冲在平面光波导中的传输*

刘山亮

(聊城大学光通信研究所, 聊城 252059)

(2002 年 11 月 4 日收到; 2003 年 1 月 27 日收到修改稿)

分析研究了空间光孤子脉冲化后在反常群速色散的克尔非线性平面光波导中的传输特性和稳定性.当空间光孤子脉冲的时间宽度等于某一临界值时,脉冲发生自陷,小于该值时,脉冲发生扩散,大于该值时,脉冲发生塌陷.空间光孤子的阶数越高,这个临界值越小.当空间光孤子脉冲的时间宽度等于某一特定值时,脉冲塌陷最快,与这个特定值相差越大,塌陷越慢.空间光孤子的阶数越高,这个特定值越小.脉冲自陷后的峰值光强、时间和空间宽度与输入时的值有明显的不同.

关键词: 脉冲自陷, 脉冲塌陷, 光孤子

PACC: 4285J, 4265S, 4265T

1. 引 言

在克尔非线性平面光波导中沿 z 方向传输的强度不随时间变化的准连续光束的电场 E 满足(1+1)维空间非线性薛定谔方程

$$\mathrm{i}2k\frac{\partial E}{\partial z}+\frac{\partial^2 E}{\partial x^2}+2k^2\frac{n_2}{n_0}|E|^2E=0, \qquad (1)$$

式中 i 是虚数单位, $k=2\pi n_0/\lambda_0$ 是光束在介质中的波数, λ_0 是光束在真空中的波长, n_0 是介质在 λ_0 处的线性折射率, n_2 是非线性折射率系数, x 是与波导平面平行的横向空间坐标,损耗项已被忽略.对克尔非线性自聚焦介质($n_2>0$),(1)式可以写为如下无量纲形式:

$$\mathrm{i}\frac{\partial u}{\partial Z}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial X^2}+|u|^2u=0, \qquad (2)$$

式中 $Z=z/L_{\mathrm{df}}$, $L_{\mathrm{df}}=kx_0^2$ 称为衍射长度, $X=x/x_0$, x_0 是表征输入光束空间宽度的参数, $u=kx_0(n_2I)^{1/2}$, $I=I(Z,X)$ 是光束的光强,与电场振幅平方成正比.方程(2)有精确的解析孤子解,在 $Z=0$ 处可写为 $u(0,X)=N\ \mathrm{sech}(X)$, N 是孤子的阶. $N=1$ 的孤子解称为基本空间孤子.它在传输中形状保持不变,是光束诱导的非线性折射率的空间分布恰好能够抑制衍射引起的光束扩散的结果.高阶空间孤子强度的空间分布随传输距离 Z 作周期性变化.空间光孤子的这些特性已被准连续光束在自聚焦半导体增益介质中的传输实验所证实[1].空间光孤子诱导的非线性折射率犹如一条动态的波导,能够动态地控制和引导较弱的信号光.它的这一特性为全光开关器件和全光处理技术的研究和开发开辟了一条新的、广阔的途径,引起了广泛的兴趣和注意[2—11].

然而在高速全光开关和全光处理技术等实际应用中需要的抽运光和实验研究所用的光脉冲往往是皮秒(10^{-12}s)量级或更短的超短脉冲[2—8],而不是强度不随时间变化的连续光束.这样的抽运光脉冲可以通过对准连续的空间光孤子束的脉冲化得到.为了方便起见,以下称这样得到的光脉冲为空间光孤子脉冲,它在克尔非线性平面波导中的演化满足(2+1)维的非线性薛定谔方程

$$\mathrm{i}\frac{\partial u}{\partial Z}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial X^2}-\frac{d}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial^2 T}+|u|^2u=0, \qquad (3)$$

式中 $d=k''L_{\mathrm{df}}/t_0^2$, $T=(t-k'z)/t_0$, k' 和 k'' 分别是波数 k 在 λ_0 处对圆频率 ω 的一阶和二阶导数, t 是时间坐标, t_0 是表征输入脉冲时间宽度的参数,其余参数同(2)式.(3)式在数学上不可积,不存在稳定的解[12].在正常群速色散($k''>0$, $d>0$)情形下,随传输距离的增加,脉冲在时域上不断展宽,脉冲中心的光强不断降低,使空间自聚焦不断减弱,空间宽度不

* 山东省自然科学基金(批准号: Y96G06105 和 Y98A04007)资助的课题.

断增加,即脉冲扩散.脉冲的扩散最终使其失去导引光信号的功能.(3)式在 $d=0$ 时与在克尔非线性自聚焦介质中传输的准连续光束满足的方程在形式上完全一样.有关的研究已经表明[13,14],当对称高斯光束的输入功率等于某一值时,光束的中心光强和形状在传输中就能保持不变,这一现象称为光束的自陷(self-trapping)或自导(self-guiding),相应的输入功率称为临界塌陷功率.当光束功率大于临界功率时,光束会塌陷(collapse)成极细的丝.当光束功率小于临界功率时,光束扩散.文献[15]给出了(3)式的一个孤波解,但是它不与现有的光脉冲对应.文献[16]根据(3)式数值地研究了 $d>0$ 和 $d=-1$ 时光脉冲的演化规律.本文利用分步快速傅里叶算法,根据(3)式模拟了形如

$$u(0,X,T) = N\exp\left(-\frac{T^2}{2}\right)\mathrm{sech}(X) \tag{4}$$

的空间光孤子光脉冲在 $d<0$(反常群速色散)时的演化规律,分析研究了不同 d 值对脉冲演化的影响,将为高速全光开关和全光处理技术的研究和开发提供理论上的指导,同时对分析研究满足同样方程的其他物理问题也有参考价值.为了方便起见,在下面的分析研究中假定参数 k, k''(<0)和 x_0 不变,参数 d 仅随输入脉冲的时间半宽度 t_0 的增加(减小)而增加(减小).

2. 基本空间光孤子脉冲的演化

图1是 $N=1$ 时光脉冲参数随传输距离的变化.$d=-0.2$, -0.1 和 -0.05 时,脉冲的峰值光强 $|u(z,0,0)|^2$ 随传输距离的增加而增加,且这种增加变得越来越快,如图1(a)所示;脉冲空间中心($X=0$)的时间宽度 W_t 和脉冲时域中心($T=0$)的空间宽度 W_x 随传输距离的增加而减小,且随传输距离的进一步增加,这种减小越来越快,如图1(b)和(c)所示.数值模拟表明,$d>-0.36$ 时,随传输距离的增加,脉冲中心的光强变得越来越高,脉冲的时间和空间宽度变得越来越窄,且这种变化越来越快,这种现象称为光脉冲的塌陷.

$d=-0.6$ 和 -1 时,脉冲的峰值光强在传输起始阶段随传输距离的增加有所增加,但是随传输距离的进一步增加,这种增加减缓并很快由增加转为减小,且越来越小,如图1(a)所示.脉冲的时间宽度 W_t 和空间宽度 W_x 在传输起始阶段随传输距离的

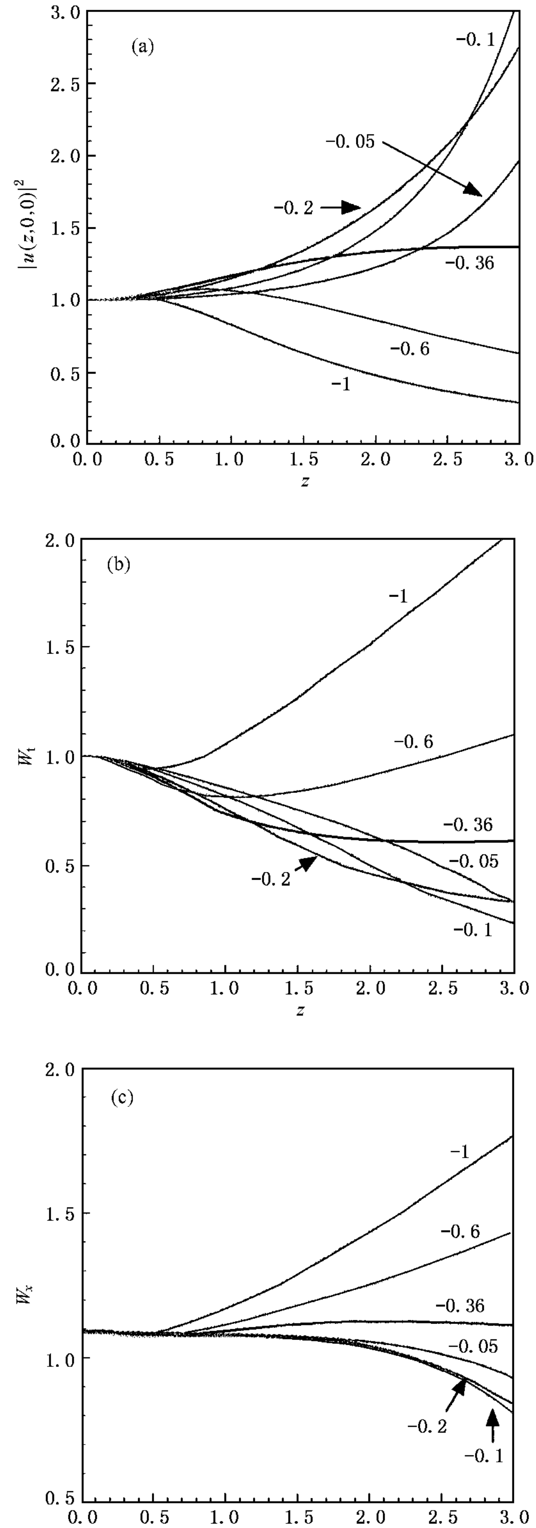

图1 $N=1$ 时脉冲峰值光强(a)、时间宽度 W_t(b)和空间宽度 W_x(c)随传输距离的变化 数据为曲线对应的 d 值

增加有所减小,但是这种减小随传输距离的进一步增加减缓,时间宽度 W_t 和空间宽度 W_x 减小到最小

值后,由减小转为增加,如图 1(b)和(c)所示.数值模拟表明,$d < -0.36$ 时,脉冲中心光强随传输距离的增加变得越来越弱,脉冲的时间和空间宽度变得越来越宽,这种现象称为光脉冲的扩散.

$d = -0.36$ 时,脉冲的峰值光强在传输起始阶段随传输距离的增加有所增加,时间宽度 W_t 减小,空间宽度 W_x 略有起伏.随传输距离的进一步增加,脉冲的峰值强度、时间和空间宽度的变化越来越慢,逐渐趋于一常数值,如图 1 所示.一般而言,输入光脉冲的时间宽度等于某一值 t_c 时,光脉冲在经过传输起始阶段的整形后,其光强的时间和空间分布在以后的传输中基本保持不变,这种现象称为光脉冲的自陷,t_c 称为光脉冲的临界塌陷时间宽度,与之对应的参数 d_c 称为临界塌陷参数.$t_0 > t_c$ 时,脉冲塌陷;$t_0 < t_c$ 时,脉冲扩散;$t_0 = t_c$ 时,脉冲自陷.$N = 1$ 时,$d_c \approx -0.36$.

由图 1 不难看出,$t_0 < t_c$ 即 $d < d_c$ 时,t_0 越小,脉冲扩散越快. $t_0 > t_c$ 即 $d < d_c$ 时,脉冲塌陷的速度不是随 t_0 的增加单调增加,而是当 t_0 增加到某一值 t_m 时塌陷最快,$t_0 > t_m$ 时脉冲塌陷的速度随 t_0 的增加反而减缓.如图 1(a)所示,$d = -0.2$ 时,脉冲完全塌陷的距离即塌陷被新的非线性过程终止前所传输的距离比 $d = -0.1$ 的长,但是却比 $d = -0.05$ 的短.由此可见,t_m 对应的参数 $d_m \approx -0.1$.

上述现象的出现是光脉冲自相位调制、反常群速色散、空间自聚焦和衍射相互作用的结果.$N = 1$ 和 $d \geqslant -1$ 时,输入脉冲的时间宽度 t_0 大于形成基本时间孤子的值,反常群速色散引起的脉冲展宽效应小于自相位调制引起的脉冲时域压缩效应,导致脉冲时间宽度 W_t 随传输距离的增加而减小,峰值光强随传输距离的增加而增加.峰值光强的增加使脉冲在 $T = 0$ 处的空间自聚焦效应大于衍射效应,从而导致空间宽度 W_x 减小,这与图 1 中脉冲参数在传输起始阶段的变化一致.当 t_0 略大于形成基本时间孤子的值时,W_t 的减小只存在于 $X = 0$ 附近很小的区域内.该区域外的光强小于形成基本时间孤子所需的光强,时间宽度增加,光强减弱.峰值光强的增加和中心区域外光强的减弱的共同作用使空间宽度 W_x 的减小变快.当 W_x 小于形成基本空间孤子的值时,脉冲因衍射引起的脉冲展宽大于因自聚焦引起的脉冲收缩,W_x 由减小转为增加,使峰值光强增加变慢,直到由增加转为减小.当峰值光强小于形成基本时间孤子所需的值时,W_t 由减小转为增加.因此,t_0 即 d 越大时,W_t 减小的空间范围越大,W_x 的减小越慢,W_x 由减小转为增加前的传输距离越长,峰值光强由增加转为减小和 W_t 由减小转为增加前的传输距离就越长,这与图 1 中 $d = -1$ 和 -0.6时脉冲参数的变化一致.$t_0 = t_c$ 即 $d = d_c$ 时,光脉冲的自相位调制与反常群速色散、空间自聚焦与衍射基本平衡,光脉冲经过一定的传输距离后,W_x 虽由减小转为增加,使峰值光强增加变慢.但是,随传输距离的进一步增加,峰值光强是逐渐趋近于而不是小于形成基本时间孤子所需的值,W_t 的减小只是变慢并逐渐趋近于一常数值而不是转为增加,这与图 1 中 $d = -0.36$ 时脉冲参数的变化一致.当 t_0 继续增加时,脉冲时间宽度减小的空间范围已足够大,随传输距离的增加,W_t 和 W_x 单调减小,峰值光强单调增加,脉冲发生塌陷.$t_c < t_0 < t_m$ 时,t_0 越大,脉冲时间宽度减小的空间范围越大,W_t 减小越快,峰值光强的增加和 W_x 的减小也就越快,脉冲塌陷越快;当 $t_0 = t_m$ 时,光脉冲塌陷最快;当 $t_0 > t_m$ 时,色散引起的脉冲展宽对 t_0 的增加已不敏感,时域压缩引起的 W_t 的减小和峰值光强的增加随 t_0 的增加不是变快而是变慢.因此,t_0 越大,脉冲塌陷越慢.这与图 1 中 $d = -0.2$,-0.1 和 -0.05 时脉冲参数的变化一致.

$d < -1$ 时,脉冲峰值光强小于形成空间和时域基本孤子所需的光强,色散和衍射引起的脉冲时间上和空间上展宽占主导地位,随传输距离的增加,W_t 和 W_x 单调增加,峰值光强单调减小.

3. 高阶空间光孤子脉冲的演化

图 2 是 $N = 2$ 时光脉冲参数随传输距离的变化.$d = -3$,-1,-0.1 时,脉冲的峰值光强随传输距离的增加而单调增加,且这种增加变得越来越快,如图 2(a)所示;脉冲时间宽度 W_t 和空间宽度 W_x 随传输距离的增加而单调减小,且随传输距离的进一步增加,这种减小越来越快,如图 2(b)和(c)所示.数值模拟表明,$d > -4$ 时,脉冲中心的光强随传输距离的增加变得越来越强,而其时间和空间宽度变得越来越窄,且这种变化越来越快,即光脉冲发生塌陷.

$d = -6$ 时,脉冲的峰值光强在传输起始阶段

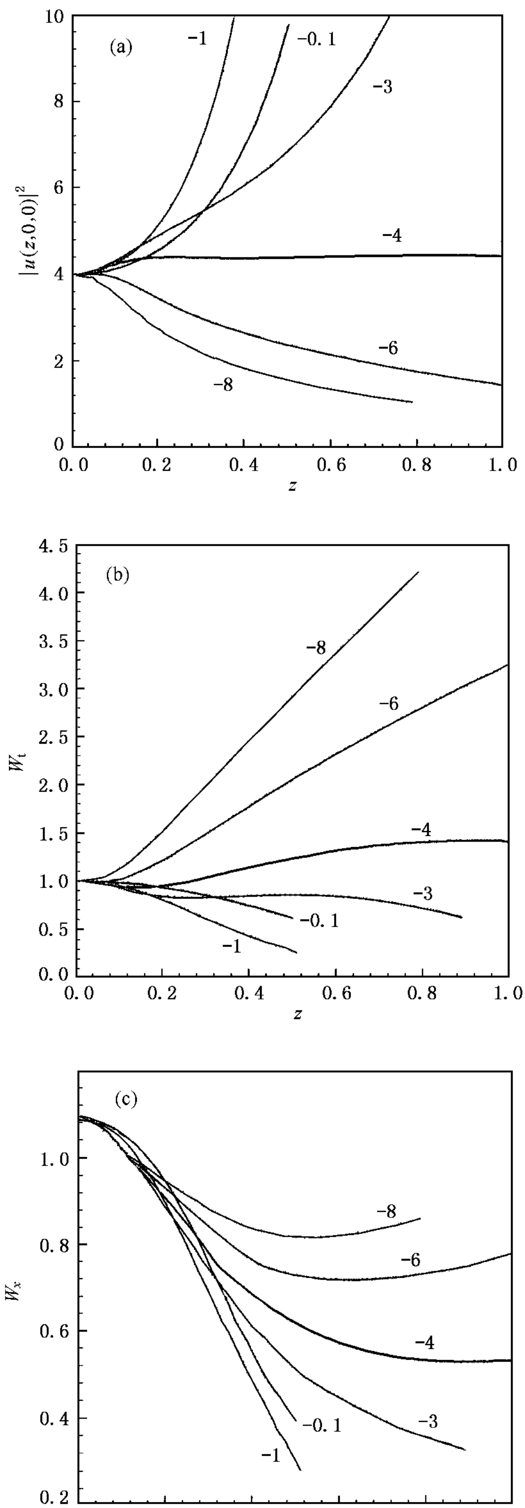

图 2 $N=2$ 时脉冲峰值光强(a)、时间宽度 W_t(b)和空间宽度 W_x(c) 随传输距离的变化

随传输距离的增加有所增加,但是随传输距离的进一步增加,这种增加减缓并很快由增加转为减小,且越来越小,如图 2(a)所示.脉冲的时间宽度 W_t 和空间宽度 W_x 在传输起始阶段随传输距离的增加有所减小,但是随传输距离的进一步增加,这种减小减缓,并很快由减小转为增加,且越来越宽,如图 2(b)和(c)所示.数值模拟表明,$d < -4$ 时,随传输距离的进一步增加,脉冲中心的光强会变得越来越弱,而时间和空间宽度变得越来越宽,即光脉冲发生扩散.

$d = -4$ 时,随传输距离的增加脉冲的峰值光强增加,时间宽度 W_t 减小,空间宽度 W_x 略有起伏,如图 2 所示.随传输距离的进一步增加,脉冲的峰值强度、时间和空间宽度的变化越来越慢,并逐渐趋于一常数值,即光脉冲发生自陷,如图 2 中实线所示.与 $N=1$ 的情形完全类似,t_0 小于光脉冲的临界塌陷时间宽度 t_c 即 $d < d_c$ 时,脉冲发生扩散,t_0 越小,脉冲扩散越快.$t_0 = t_c$ 即 $d = d_c$ 时,脉冲发生自陷.由图 2 可见,在 $N=2$ 的情形下,与 t_c 对应的参数 $d_c \approx -4$. $t_0 > t_c$ 即 $d > d_c$ 时,脉冲发生塌陷.脉冲塌陷的速度不是随 t_0 的增加单调增加,而是当 t_0 增加到某一值 t_m 时,塌陷最快,当 $t_0 > t_m$ 时,脉冲塌陷的速度随 t_0 的增加反而减缓.如图 2(a)所示,$d = -0.1$ 时,脉冲完全塌陷的距离比 $d = -1$ 时长,但却比 $d = -3$ 时短.由此可见,t_m 对应的参数 $d_m \approx -1$.

虽然脉冲在 $N=2$ 时的演化与 $N=1$ 时有上述同样的规律,但是也有一些不同之处.基本空间光孤子脉冲自陷后的时间宽度 W_t 约减小至输入时的 2/3,空间宽度 W_x 比输入时的值增加了 1/10 弱.二阶空间光孤子脉冲自陷后的时间宽度 W_t 却比输入时的值增加了约 1/5,而空间宽度 W_x 约减小至输入时的 1/2.这是因为基本空间光孤子脉冲发生自陷时起主导作用的是脉冲的时域压缩,二阶空间光孤子脉冲发生自陷时起主导作用的是空间自聚焦引起的空间收缩.在传输的起始阶段,基本空间光孤子脉冲的 W_t 由于时域压缩减小,使峰值光强增加,从而抑制了空间宽度 W_x 的增加;二阶空间光孤子脉冲是由于空间压缩使 W_x 减小,峰值光强增加,从而抑制了脉冲的时域展宽即 W_t 的增加.由此可以推断,高阶空间光孤子脉冲自陷后的空间宽度 W_x 比输入时的值要小得多,时间宽度 W_t 比输入时的值要大,阶数越高,这种变化越明显.另一方面,二阶空间光孤子脉冲的临界参数 d_c 比基本空间光孤子脉冲的要小得多,前者的临界塌陷时间宽度 t_c 只是后者的

3/10.这是因为在传输的起始阶段基本空间光孤子脉冲的空间宽度除 $T=0$ 的区域外都在展宽，只有当脉冲的时域压缩足够大时，才能抑制脉冲的空间展宽而发生自陷.因此输入脉冲宽度 t_0 必须足够大，使色散引起的展宽效应足够小.对二阶空间光孤子脉冲而言，在传输的起始阶段，其空间宽度除边沿区域外都在收缩，只有当脉冲的时域展宽足够大时，才能抑制脉冲的空间收缩而发生自陷.因此输入脉冲宽度 t_0 必须足够小，使色散引起的展宽效应足够大.由此可以推断.空间光孤子脉冲的阶数越高，其空间宽度在传输的起始阶段收缩越快，脉冲发生自陷的临界时间宽度 t_c 和临界参数 d_c 越小.三阶空间光孤子脉冲的演化证实了上述推断.数值模拟表明，$N=3$ 时，$d_c \approx -12.2$，脉冲塌陷后的峰值光强约减小至输入时的 2/3，时间宽度 W_t 比输入时的值约增加了一倍，空间宽度 W_x 约减小至输入时的 2/5；$t_0 > t_c$ 即 $d < d_c$ 时，脉冲塌陷，$t_0 < t_c$ 即 $d < d_c$ 时，脉冲扩散，$t_0 = t_c$ 即 $d = d_c$ 时，脉冲自陷.

4.总　结

通过对空间光孤子脉冲化后在反常群速色散的克尔非线性平面光波导中演化的数值模拟和分析研究，可以得到如下结论.

1.空间光孤子脉冲化后不稳定，但是存在一个相对较稳定的自陷态.在自陷状态下，脉冲的光强空间分布在传输中基本保持不变.当空间光孤子脉冲的时间宽度等于临界值 t_c 时，脉冲在经过一段距离的整形后，就逐渐进入自陷状态.

2.临界时间宽度 t_c 随空间光孤子脉冲的阶数的增加而减小.输入脉冲时间宽度 $t_0 < t_c$ 时，脉冲扩散.t_0 越小，扩散越快.$t_0 > t_c$ 时，脉冲塌陷.t_0 等于某一特定值 t_m 时，脉冲塌陷最快.$t_c < t_0 < t_m$ 时，t_0 越大，塌陷越快.$t_0 > t_m$ 时，t_0 越大，塌陷越慢.

3.基本空间光孤子脉冲自陷后的时间宽度 W_t 约减小至输入时的 2/3，空间宽度 W_x 略大于输入时的值.高阶空间光孤子脉冲自陷后的空间宽度 W_x 比输入时的值要小得多，时间宽度 W_t 比输入时的值要大，阶数越高，这种变化越明显.

4.基本空间光孤子脉冲自陷后的峰值光强约是输入时的值的 1.4 倍，二阶空间光孤子脉冲自陷后的峰值光强不足输入时的值的 1.1 倍，三阶空间光孤子脉冲自陷后的峰值光强约是输入时的值的 2/3.

[1] Khitrova G *et al* 1995 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **70** 920

[2] Maneuf S，Desailly R and Froehly C 1988 *Opt*. *Commun*. **65** 193

[3] Shalahy C and Barthelemy A 1991 *Opt*. *Lett*. **16** 1472

[4] Fuente R D L，Barthelemy A and Froehly C 1991 *Opt*. *Lett*. **16** 793

[5] Shalahy M，Reynaud F and Barthelemy A 1992 *Opt*. *Lett*. **17** 778

[6] Shih M F and Sheu F W 2001 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **86** 2281

[7] Coskun T H *et al* 2000 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **84** 2374

[8] Eisenberg H S *et al* 2001 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **87** 43902-1

[9] He G G，Wang X S and She W L 2002 *Acta Phys*. *Sin*. **51** 1067(in Chinese)［何国刚、王晓生、佘卫龙 2002 物理学报 **51** 1067］

[10] Liu J S，Zhang D Y and Liang C H 2000 *Chin*. *Phys*. **9** 667

[11] Guo Q，Tian Y and Liu C Y 2002 *Acta Phys*. *Sin*. **51** 1057(in Chinese)［郭 旗、田 野、刘承宜 2002 物理学报 **51** 1057］

[12] Kate R E and Kaup D J 1994 *Physica* D **75** 458

[13] Kelley P L 1965 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **15** 1005

[14] Silberberg Y 1990 *Opt*. *Lett*. **15** 1282

[15] Liu S L，Wang W Z and Xu J Z 1995 *Appl*. *Phys*. *Lett*. **27** 2774

[16] Ryan A T and Agrawal G P 1994 *J*. *Opt*. *Soc*. *Am*. B **12** 2382

Propagation of pulses obtained by modulating spatial optical solitons in planar optical waveguide*

Liu Shan-Liang

(*Institute of Optical Communication*, *Liaocheng University*, *Liaocheng* 252059, *China*)

(Received 4 November 2002; revised manuscript received 27 January 2003)

Abstract

Evolution of pulses obtained by modulating spatial optical solitons in a Kerr nonlinearity planar waveguide with anomalous dispersion is investigated. The pulses will collapse, self-trapping or divergence according as its initial temporal width is more than, equal to or less than the critical value. The higher the order of the spatial soliton pulses, the smaller the critical value. The pulse collapses fastest when its initial temporal width is equal to a special value, and the more the difference between its initial temporal width and the special value, the slower it collapses. The higher the order of the spatial soliton pulses, the smaller the special value. The peak power density, temporal and spatial width of the self-trapped pulses differ distinctly from their initial values

Keywords: pulse self-tapping, pulse collapse, optical soliton

PACC: 4285J, 4265S, 4265T

* Project supported by the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant Nos. Y96G06105 and Y98A04007).