

文章编号: 1001-3806(2002)05-0357-03

研究飞秒光孤子光冲击现象的一种新方法*

谢小平^{1,2} 赵尚弘¹ 夏贵进¹ 占胜宝¹ 郭超平¹ 刘 涛¹

(¹空军工程大学电讯工程学院, 西安, 710077) (²西安通信学院, 西安, 710106)

摘要: 提出了一种新型分析方法, 给出了色散存在的情况下, 光冲击现象的发生情况, 并同时通过对光冲击效应发生时的临界距离的分析, 从理论上得到了可以寻求一种准孤子脉冲源来消除光冲击效应的结论。

关键词: 飞秒光孤子; 光冲击; 高阶非线性

中图分类号: TN91 文献标识码: A

Optical shocks study on propagation of femtosecond soliton pulse

Xie Xiaoping^{1,2}, Zhao Shanghong¹, Xia Guijin¹, Zhan Shengbao¹, Guo Chaoping¹, Liu Tao¹

(¹The Telecommunication Engineering Institute, AFEU, Xi'an, 710077) (²Xi'an Communication College, Xi'an, 710068)

Abstract: By using a new method, the characteristic of optical shocks in the presence of dispersion was analyzed; based on the analysis on the critical distance of optical shocks, and the theoretical conclusion that optical shocks can be avoided by one approximate optical soliton were obtained.

Key words: femtosecond optical soliton; optical shock; high order nonlinearity

引 言

关于飞秒光孤子脉冲在光纤中的传输特性, 最近, 已有较多的理论分析和实验研究^[1,2], 脉宽为皮秒量级的光孤子脉冲, 用含自相位调制和群速度色散的非线性薛定谔方程(NLSE)就能够很好的描述传输, 而当孤子脉宽为飞秒量级时, 必须用含高阶非线性项和高阶色散项的修正非线性薛定谔方程(MNLSE)来描述^[3]。飞秒光孤子在传输的过程中由于受到高阶效应的影响较明显, 其波形和频谱都发生扭曲, 自陡峭效应引发的光冲击现象是影响孤子传输质量的一个非常重要的因素。并且在某些研究领域需要利用光冲击效应的脉冲高能量和短的下陷时间特性, 而在其它一些领域, 又必须控制这种效应, 所以, 对光冲击效应临界距离的研究也同样是非常有价值的。

运用一种新型计算方法, 首先分析了高阶非线性存在的条件下飞秒光孤子脉冲的传输特性, 得到了即使有色散存在情况下, 传输一定距离后的孤子脉冲依然会出现光冲击现象的结论; 在此基础上, 还

对光冲击现象形成的临界距离做了分析, 给出了该临界距离的表达式; 此外, 通过推导从理论得出了可以通过寻找一种准孤子脉冲来消除光冲击效应的方法。

1 由高阶非线性引起的自陡峭效应

存在高阶非线性的情况下, 光纤中飞秒光孤子脉冲的传输可由修正非线性薛定谔方程(MNLSE)描述^[4]:

$$i \frac{\partial U}{\partial \zeta} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + |U|^2 U + is \frac{\partial}{\partial \tau} (|U|^2 U) = 0 \quad (1)$$

式中, $U(\zeta, \tau)$ 是归一化的脉冲包络, $\zeta = z/L_d$ 为与色散长度 L_d 的归一化距离, $L_d = T_0^2/| \beta_2 |$, $\tau = (t - k'z)/T_0$, T_0 为脉冲初始脉宽, $s = 2/\omega_0 T_0$ 为自陡峭系数, ω_0 为光脉冲中心角频率。为了很好地分析方程(1), 首先将脉冲包络 $U(\zeta, \tau)$ 写成振幅 $\rho(\zeta, \tau)$ 和相位 $\phi(\zeta, \tau)$ 相关的形式, 即: $U(\zeta, \tau) = \rho \exp(i\phi)$, 将该式代入方程(1)可变形为两个方程:

$$\rho \frac{\partial \phi}{\partial \zeta} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial \tau^2} - \frac{1}{2} \rho \left[\frac{\partial \phi}{\partial \tau} \right]^2 + \rho^3 - s \rho^3 \frac{\partial \phi}{\partial \tau} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \zeta} = - \frac{\partial \rho}{\partial \tau} \frac{\partial \phi}{\partial \tau} - \frac{1}{2} \rho \frac{\partial^2 \phi}{\partial \tau^2} - 3s \rho^2 \frac{\partial \rho}{\partial \tau} \quad (3)$$

对于(2)式和(3)式, Tzouras 和 Jain 曾运用关于 s 的一个能量级数法求解, 但该解法不能很好地分析光

* 瞬态光学技术国家重点实验室开放基金资助项目。
作者简介: 谢小平, 男, 1976年2月出生。硕士研究生。
从事飞秒光孤子脉冲的产生及传输研究。
收稿日期: 2001-10-15; 收到修改稿日期: 2001-11-30

冲击现象出现的临界距离。现在,笔者给出一种新的方法,首先假定 $\frac{\partial \phi}{\partial \tau} = a_0 + a_2 \rho^2$, a_0 和 a_2 为常数,物理意义上的该假定表示输入脉冲的频率受到一个非线性调制,该假定的可行性在文献[5]中得到了证明。将该假定代入(2)式、(3)式可以求解得到:

$$\rho^2(\zeta, \tau) = \frac{1}{2-n} \left[\cosh^2(m\eta) + \frac{n-1}{2-n} \right]^{-1} \quad (4)$$

式中, $\eta = \tau - [a_0 + (2a_2 + 3s)\rho^2]\zeta$; $m = (1 - sa_0) + \frac{1}{3}a_2(a_2 + s)$; $n = m^{-2}(1 - sa_0)$ 。

$$\phi(\zeta, \tau) = \phi_0(\zeta) + a_0\tau + a_2 \int_0^\tau f^2(\eta) d\eta + \frac{1}{2}a_2(2a_2 + 3s)\zeta^4(\eta) \quad (5)$$

式中, $\phi_0(\zeta)$ 为初始相位常数, $f(\eta)$ 是初始输入脉冲 $\rho(0, \tau)$ 所决定函数。根据(4)式、(5)式进行了数值模拟,当输入脉冲为标准的双曲正割形脉冲时,即

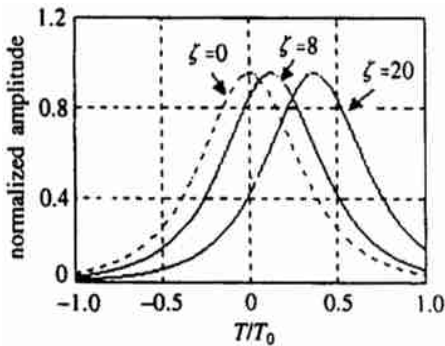


Fig. 1 The pulse shape at $a_2 = -3s/2, s = 0.2$

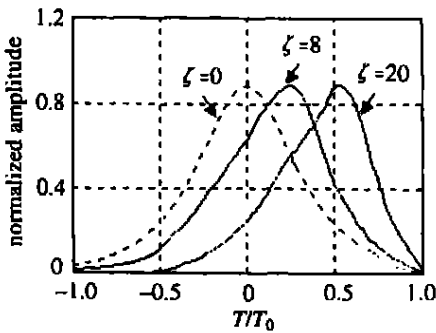


Fig. 2 The pulse shape at $a_2 = -s, s = 0.2$

(4)式中的 $n = 1$ 。从图1可看出,当 $a_2 = -3s/2, s = 0.2$ 时,光孤子脉冲没有扭曲现象发生,也无光冲击出现,但脉冲在时间上发生了平移,该结果和文献[1]中的结论很好地相符,同时也论证了该方法的可行性。当 $a_2 = -s$ 时,从图2可以看出,即使有色散的情况下,依然有脉冲光冲击现象发生,这是一个应该引起注意的结论。除了脉冲的扭曲外,还发现脉冲也发生了平移。当 $a_2 = 0$ 时,对于任意的 a_0 ,从

图3可以看出孤子脉冲扭曲十分厉害,光冲击现象非常明显,而且整个脉冲包络也有平移的现象。

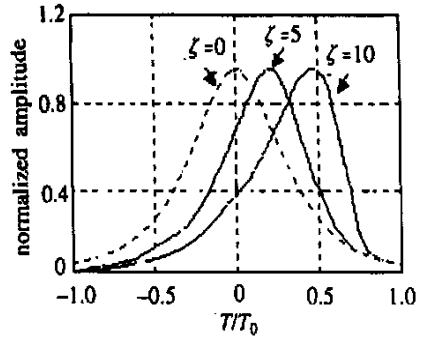


Fig. 3 The pulse shape at the $a_2 = 0, s = 0.2$

2 光冲击效应临界距离分析

从上面的分析可以看出,光冲击效应的出现是和传输距离相关的,图2中的 $\zeta = 8$ 处的脉冲扭曲度要小于 $\zeta = 20$ 处的扭曲度,当传输到达一定距离后才会出现光冲击现象,寻找这个临界距离是非常有意义的。理想情况下当光冲击效应产生时,脉冲的后沿应该成垂直下降,数学上定义该处的包络一阶导数应为无穷大,由(4)式令 $\partial \rho / \partial \tau = \infty$,通过数学求解可得到该临界距离 ζ_c 为:

$$\zeta_c = [3n + (9n^2 - 32n + 32)^{1/2}]^2 \times \{8m(2a_2 + 3s) / [2(3n^2 - 8n + 8) + 2n(9n^2 - 32n + 32)^{1/2}]^2\}^{-1} \quad (6)$$

当输入脉冲为标准双曲正割型时,即(4)式中的 $n = 1$,代入 m 和 n 的表达式经过计算可得到 $a_2 = -s$,并可同时推得: $\zeta_c = \frac{1}{32s \sqrt{1 - sa_0}}$ (7)

因为 $s = 1/\omega_0 T_0$,通过该式可以看出,孤子脉冲脉宽越宽时,临界距离 ζ_c 越长,孤子脉冲脉宽越窄时,临界距离 ζ_c 越短。事实上,脉宽越窄,峰值功率越高,非线性效应就越强,从而光冲击效应临界距离就越短。通过(7)式可以看出,在输入脉冲为标准孤子脉冲时,光冲击效应的临界距离只与 a_0 有关,图4为 ζ_c 与 a_0 的关系图,可以通过控制方法来控制光冲击效应的临界距离,要使临界距离较远,必须在 $a_0 \leq 1/s$ 的前提下,使 a_0 较大,而当 $a_0 = 1/s$ 时, ζ_c 为无穷大,即脉冲光冲击效应不会产生。

同时值得注意的是,从(6)式可以看出,当 $a_2 = -3s/2$ 时,光冲击临界距离 ζ_c 与 s 及 a_0 均无关,为无穷大,同时在这种情况下,将 $a_2 = -3s/2$ 代入(4)式可得到脉冲包络形如 $\rho(\zeta, \tau) = k_1[\cos^2(m\eta) + k_2]$

了厚层单道激光熔覆的较理想的熔覆效果,得到了厚2mm~3.5mm、表面平整光滑的合金熔覆层,对零件熔覆层进行内部质量超声无损检测表明熔层无裂纹、气孔、夹杂等缺陷。且熔层微观组织细密均匀,经测试,熔层耐磨、耐蚀、耐高温冲击性能优良。并将其中的石化高参数阀门应用于生产,获得良好的效果。图5是激光熔覆处理好的阀零件。

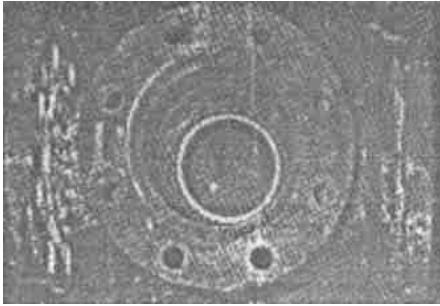


Fig. 5 Part of petrochemical stop valve with sealing surface clad by laser

5 总结

由以上试验分析与理论探讨可得到以下结论:

(1) 激光熔覆层的裂纹问题极其复杂,裂纹形成的影响因素可归结为熔覆工艺、覆层材料、基体因素3个方面。厚层熔覆层的裂纹抑制更为困难。

(2) 熔覆层裂纹的控制应考虑上述各种因素的综合影响,一方面优化熔层成分,控制好其微观组织,提高其强韧性与均匀性;另一方面要设法降低热应力的作用并均匀其分布。通过采用适当的工艺措施是能抑制熔层裂纹产生的。

(3) 目前,针对不同的具体熔覆过程,包括不同的覆层材料及厚度,不同的基体,乃至不同的基体形状结构,可在上述应力判据模型思路指导下,还需通过大量试验来确定最佳工艺参数以抑制裂纹的形成。

参 考 文 献

- [1] Ribkina Fishman M. High Temperature Materials and Processes, 1996, 15: 201~205.
- [2] 刘江龙, 邹至荣, 苏宝容. 高能束热处理. 北京: 机械工业出版社, 1997.
- [3] Brass M. Laser materials processing. New York: North-Holland Publishing Company, 1983.
- [4] 高清华. 阀门堆焊技术. 北京: 机械工业出版社, 1994.
- [5] 李俊昌. 激光热处理优化控制研究. 北京: 机械工业出版社, 1995.
- [6] Mukherjee K, Mazumder J. Laser processing of materials. Wash: American Institute of Mining, Metallurgical and Petroleum Engineers, Inc. 1985.
- [7] Anthony T R, Cline H E. J A P, 1977, 48(9): 3888~3893.
- [8] 大野笃美. 金属凝固学. 北京: 机械工业出版社, 1983.
- [9] 竹内洋一郎. 热应力. 北京: 科学出版社, 1977.

(上接第358页)

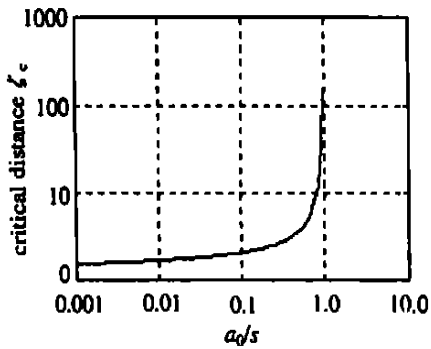


Fig. 4 The relation of z_c and a_0

的表达式,其中, k_1 和 k_2 分别为含 s 和 a_0 的常数,此时的 $\rho(\zeta, \tau)$ 的表达式已不再是标准的双曲正割型,而是一种准孤子型脉冲,这是一个非常重要的结论,因为 s 和 a_0 都是与输入脉冲有关的常数性参量,即可以根据输入脉冲的参量 s 和 a_0 来寻求到一种形如 $\rho(\zeta, \tau) = k_1 [\cos^2(m\tau) + k_2]$ 的准孤子脉冲,该脉冲的光冲击临界距离 z_c 为无穷大,这样就可以避免光冲击效应的出现,这方面研究在文献[6]中曾有报道,进一步验证了这种方法的可行性。

3 结 论

通过运用笔者提出的新型方法,分析了在高阶非线性条件下飞秒光孤子脉冲传输过程中的光冲击效应后,可以得到以下结论:(1)即使色散存在的情况下,由于高阶非线性的作用,孤子脉冲依然会出现光冲击现象,而且同时有脉冲发生平移;(2)光冲击效应的产生有个临界传输距离,小于该距离光冲击现象不会发生,并给出了该临界距离的表达式;(3)从理论上论证了存在一种准孤子脉冲可以消除冲击效应,而使光冲击效应临界距离为无穷远。

参 考 文 献

- [1] Agrawal G P. Nonlinear fiber optics. Quantum electronics principles and applications series. New York: Academic, 1989.
- [2] Alfano R R. The supercontinuum laser source. Berlin: Springer Verlag, 1989.
- [3] Zhao W, Bourkoff E. IEEE J Q E, 1988, 24(2): 365.
- [4] De Oliveira J R. J O S A, 1992, B9(11): 2025.
- [5] Pelusi M D, Matsui Y, Suzuki A. Opt Lett, 2000, 25(5): 296.
- [6] 周国生, 李学敏, 薛文瑞 *et al.* 光学学报, 1999, 19(10): 1297.