

介质内高阶非线性效应引起的 超加宽现象的研究

连 合 谭维翰

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

提 要

当入射激光强度较高时($\sim 10^{13}$ W/cm²), 非线性介质的五阶非线性效应已不能忽略。前文^[1]仅考虑三阶非线性效应的影响, 得到输出脉冲的非对称展宽, 计算结果与实验结果基本符合。本文在前文的基础上, 同时考虑三阶和五阶非线性 $\chi^{(3)}$ 和 $\chi^{(5)}$ 的影响, 得到更好的结果。

关键词: 强场物理, 非线性效应。

一、引 言

高强度皮秒级或费秒级激光脉冲, 在非线性介质内传输时能产生光谱近乎连续的脉冲输出。这种谱线展宽的现象早在 1970 年就由 Alfano 和 Shapiro 等人从实验中观察到^[2]。随后就开始了光谱超加宽的一系列研究。过去主要是研究介质的三阶非线性效应的影响^[1, 3~5], 得到的理论结果基本上同实验相符, 但还有一定的偏差。近年来, 随着光纤光栅压缩等技术的日新月异, 人们已能获得脉宽极窄(费秒级)^[6, 7], 功率密度很高($\geq 10^{11}$ W/cm²)的激光脉冲, 这使得进一步探究介质的高阶非线性($\chi^{(5)}$)效应成为可能。1984年, R. L. Fork 等人在用脉宽为 80 fs, 功率密度 $\sim 10^{13}$ W/cm²的激光超短脉冲所做的超加宽实验中, 观察到几乎是连续白光光谱的输出脉冲^[8]。这就促使作者在前文的基础上, 同时考虑三阶和五阶非线性效应, 以期获得更好的定量结果。

象前文一样, 本文仍采用平面波理论, 在忽略色散效应的情况下, 同时考虑三阶和五阶非线性效应通过直接求解非线性 Maxwell 波动方程, 得到输出脉冲的非对称性展宽, 理论计算结果同实验结果^[8]有非常好的吻合。在计算过程中, 作者不具体考虑非线性各过程, 因为计算结果自动包含自相位调制效应, 四波混频效应和六波混频效应。

二、理论计算与分析

通过分析, 可以认为, 激光短脉冲在非线性介质中传输, 其振幅和位相由于介质三阶和五阶非线性效应的共同作用, 受到不对称的调制。尽管介质的五阶非线性极化率系数 $\chi^{(5)}$ 很小, 但当激光强度足够强时, 五阶非线性效应对应项因同光强平方成正比, 因此这部分不能忽略。

同时考虑三阶非线性效应和五阶非线性效应的非线性波动方程为:

$$\nabla^2 E - \frac{n_0^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E = \frac{2n_0 n_2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \langle E \cdot E \rangle E + \frac{4n_0 n_4}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \langle E \cdot E \rangle^2 E, \quad (1)$$

这里忽略了色散效应和吸收效应, n_0, n_2, n_4 分别是介质的线性折射率, 二阶非线性折射率和四阶非线性折射率。忽略横场效应, 只考虑一维问题。因为

$$\langle E \cdot E \rangle = \frac{1}{2} |E|^2,$$

则(1)式可化为:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{n_0^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E = \frac{n_0 n_2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} |E|^2 E + \frac{n_0 n_4}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} |E|^4 E. \quad (2)$$

这里波函数

$$E(z, t) = \varepsilon(z, t) \exp(ik_0 z - i\omega_0 t),$$

定义计算算符:

$$D_{\pm} = \frac{\partial}{\partial z} \pm \frac{n_0}{c} \frac{\partial}{\partial t}.$$

于是(2)式改写为

$$2ik_0 D_+ \varepsilon = -D_- (D_+ \varepsilon) + \left\{ - \left(\frac{|s|^2 n_0 n_2 \omega_0^2}{c^2} + \frac{|s|^4 n_0 n_4 \omega_0^2}{c^2} \right) \times \left[1 + \left(\frac{2i}{\omega_0} \right) \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{\omega_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \right\} \varepsilon. \quad (3)$$

为计算方便, 设置新的归一化变量

$$\zeta = \left(z - \frac{c}{n_0} t \right) / c\tau, \quad \eta = z/c\tau,$$

这样

$$D_+ = \frac{1}{c\tau} \frac{\partial}{\partial \eta}, \quad D_- = \frac{1}{c\tau} \left(\frac{\partial}{\partial \eta} + 2 \frac{\partial}{\partial \zeta} \right),$$

把 ε 定义成待定函数 $f(|s|^2, |s|^4)$ 的函数

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \eta} \approx - \left(\frac{n_2 |s|^2 + n_4 |s|^4}{2i} \right) f(|s|^2, |s|^4) \left(1 + \frac{1}{ik_0} \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) \varepsilon. \quad (4)$$

同时再设 $\varepsilon = a e^{i\alpha} |E_0|$, 利用前文中的解法, 立刻可求得待定函数的合适解:

$$f(|s|^2, |s|^4) = \frac{-1 + \sqrt{1 + (n_2 |E_0|^2 a^2 + n_4 |E_0|^4 a^4) / k_0^2}}{(n_2 + n_4) / 2}. \quad (5)$$

同样可求得归一化振幅 a 和位相 α 的函数形式

$$a = \psi \left((n_2 |E_0|^2 + n_4 |E_0|^4) / 2 f(|s|^2, |s|^4) \eta + \zeta \right). \quad (6)$$

$$\alpha = \Phi \left((n_2 |E_0|^2 + n_4 |E_0|^4) / 2 f(|s|^2, |s|^4) \eta + \zeta \right) - k_0 \zeta, \quad (7)$$

如果边界条件定为

$$a(0, t) = \text{sech}(t/\tau), \quad (8)$$

$$\alpha(0, t) = 0. \quad (9)$$

可以解出归一化振幅 a 和位相 α 的具体形式:

$$a = \text{sech} \left(\frac{n_2 + n_4}{2} f(|s|^2, |s|^4) \eta + \zeta \right), \quad (10)$$

$$\alpha = \frac{k_0 (n_2 + n_4)}{2} f(|s|^2, |s|^4) \eta. \quad (11)$$

作者主要感兴趣的是位相调制,即频带的展宽。将位相恢复量纲后进行计算,

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} / \omega_0 = \left(n_2 |E_0|^2 \frac{d a^2}{d t} + n_4 |E_0|^4 \frac{d a^4}{d t} \right) \cdot \frac{z}{\sqrt{1 + (n_2 |E_0|^2 a^2 + n_4 |E_0|^4 a^4)}}.$$

其中 z 是非线性介质的长度, ω_0 是入射脉冲的中心频率。依照 Fork 等人的实验,取介质的长度 $z=0.5 \text{ mm}$, 入射强度 $I \sim 10^{13} \text{ W/cm}^2$, 入射波长 $\lambda=627.4 \text{ nm}$, 入射脉冲脉宽 $\tau=80 \text{ fs}$, 非线性折射率 $n_2 \sim 10^{-21} \sim 10^{-22} \text{ MKS}$, $n_4 \sim 10^{-40} \sim 10^{-42} \text{ MKS}$, 于是可以得到一系列对应 Stokes 和 anti-Stokes 的频谱展宽值,当强度取作 $I=8.75 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 时,有:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} / \omega_0 |_{\min} \doteq -0.69, \quad \frac{\partial \alpha}{\partial t} / \omega_0 |_{\max} \doteq 2.23.$$

Fork 等人实验中的观察值分别是:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} / \omega_0 |_{\min} \doteq -0.6, \quad \frac{\partial \alpha}{\partial t} / \omega_0 |_{\max} \doteq 2.3.$$

在只考虑介质的三阶非线性效应时,如果激光光强 $I \sim 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 时,得到的位相调制是:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} / \omega_0 |_{\min} \doteq -0.46, \quad \frac{\partial \alpha}{\partial t} / \omega_0 |_{\max} \doteq 2.5.$$

这里, $\frac{\partial \alpha}{\partial t} / \omega_0 |_{\min}$ 和 $\frac{\partial \alpha}{\partial t} / \omega_0 |_{\max}$ 分别对应 Stokes 和 anti-Stokes 部分的频谱展宽。

图 1 给出脉冲的归一化振幅平方 a^2 的时间变化关系。可以看出输出脉冲有自变陡现象发生。图 2 给出在介质输出端即 $z=0.5 \text{ mm}$ 处,相位调制随时间的变化关系,很直观地得到对应 Stokes 和 anti-Stokes 的不对称谱线展宽度。蓝光部分约是红光部分的三倍左右。在忽略色散效应及吸收效应的情况下,输出脉冲的谱线展宽随着距离的增加而增大。

通过比较上述实验值和不同条件下的理论计算值,可以得出这样的结论:当激光功率密度较强 ($>10^{13} \text{ W/cm}^2$) 时,介质的五阶非线性效应的影响将不可忽略,必须考虑。

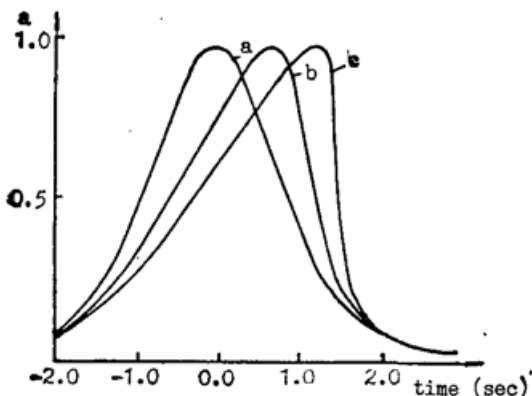


Fig. 1 The development of a sech pulse shape as a function of z .

a: $z=0 \text{ mm}$, b: $z=0.5 \text{ mm}$, c: $z=0.9 \text{ mm}$

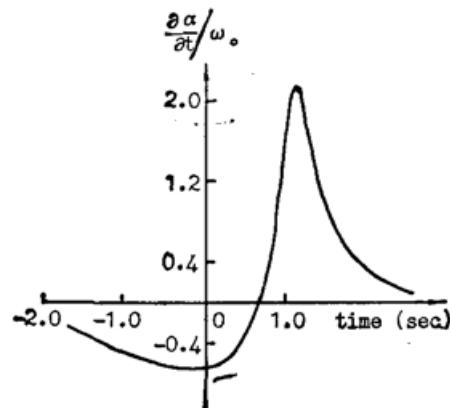


Fig. 2 The derivative of the phase for a sech pulse at the end of the sample, $z=0.5 \text{ mm}$

参 考 文 献

- [1] 连 合, 谭维翰;《中国激光》, 1991, 18, No. 3 (Mar), 192.
- [2] R. R. Alfano, S. L. Shapiro; *Phys. Rev. Lett.*, 1970, 24, No. 11 (Nov), 584.
- [3] D. Andeso, M. Lisak; *Phys. Rev.*, 1983, A27, No. 1 (Jan), 1393.
- [4] G. Yang, Y. R. Shen; *Opt. Lett.*, 1984, 9, No. 11 (Nov), 510.
- [5] J. T. Manassah, M. A. Mustafa *et al.*; *IEEE. J. Q. E.*, 1986, QE-22, No. 1 (Jan), 197.

- [6] J. A. Valdmanis, R. L. Fork *et al.*; *Opt. Lett.*, 1985, **10**, No. 3 (Mar), 131.
[7] C. H. Brito-Cruz, R. L. Fork *et al.*; *CLEO 87*, Vol. 14, 1987, 12.
[8] R. L. Fork, C. V. Shank *et al.*; *Opt. Lett.*, 1983, **8**, No. 1 (Jan), 1.

Super-broadening phenomenon by high order-nonlinear effects in medium

LIAN HE AND TAN WEHAN

(*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800*)

(Received 12 February 1991, revised 24 May 1991)

Abstract

The fifth-order nonlinear effects of medium must be included when the incident laser intensity is higher (-10^{13} W/cm²). By using plane-wave theory and considering both the third-nonlinearity and the fifth-order nonlinearity, the asymmetric Stokes-anti-Stokes broadening of output pulse is obtained through solving Maxwell equation directly. The theoretical result agrees well with the experimental data reported by Fork. *et. al.*.

Key works: strong field physics, nonlinear effects.