

# 考虑相干作用的碰撞锁模性质的研究

陈钜涛 刘玉璞 王之江

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

## 提 要

本文考虑光与介质的相干作用, 计算了碰撞脉冲锁模的性质。与根据速率方程计算波形等方面的结果明显不同。定性地与实验结果(特别是波形方面的结果)相符合。

## 一、前 言

碰撞脉冲锁模(CPM)染料激光器产生的超短脉冲能提供一个短至 $10^{-14}$ s的时标<sup>[1,2]</sup>。是研究各种快速过程的有力工具<sup>[3]</sup>。已有很多文章对它的机理作了细致的研究<sup>[4~6]</sup>。但大多数是建立在速率方程近似或微扰近似的基础上的。实际上在碰撞锁模中, 脉冲与介质的相互作用是强非线性的相干作用。速率方程不能很好地描述它。以下我们考虑了光与介质的相干作用。用修改了的 Bloch-Maxwell 方程计算简化的碰撞脉冲锁模激光器及锁模脉冲的性质。

## 二、基本方程

考虑增益和饱和吸收介质与光场的相互作用。设介质为均匀加宽的二能级系统, 用极化常数  $\mu = \langle 1 | \hat{P} | 2 \rangle$ , 横向弛豫时间  $T_2$ , 纵向弛豫时间  $T_1$  描述工作介质(增益和吸收), 布洛赫方程<sup>[7]</sup>:

$$\begin{cases} \dot{n} = \frac{2i\mu}{\hbar} E(\rho_{12} - \rho_{21}) - (n - n_0)/T_1, \\ \dot{p}_{21} = -i\omega p_{21} - \rho_{21}/T_2 - \frac{i\mu}{\hbar} En, \\ \rho_{12} = \rho_{21}^*, \end{cases} \quad (1)$$

式中  $n = \rho_{22} - \rho_{11}$  代表粒子数反转,  $n_0$  为其初始值, 吸收体  $n_0 = -1$ , 增益体  $n_0$  与泵浦有关,  $\omega$  为二能级中心频率,  $\rho_{21}$  代表极化矢量,  $E$  为光场。令:

$$\begin{cases} E(z, t) = \frac{1}{2} E_0(z, t) [\exp(-i\omega_0 t) + \text{C.C.}], \\ p_{21}(z, t) = \sigma_{21}(z, t) \exp(-i\omega_0 t). \end{cases} \quad (2)$$

$E_0, \sigma_{21}$  分别为  $E, p_{21}$  的慢变振幅,  $\omega_0$  为光场的中心频率。将(2)式代入(1)式, 作慢变振幅近似和旋转波近似, 有:

收稿日期: 1985年7月11日; 收到修改稿日期: 1986年3月5日

$$\begin{cases} \dot{n} = (i\mu\hbar) E_0(\sigma_{21}^* - \sigma_{21}) - [(n - n_0)/T_1], \\ \dot{\sigma}_{21} = -i(\omega - \omega_0)\sigma_{21} - (\sigma_{21}/T_2) - (i\mu/2\hbar) E_0 n_0. \end{cases} \quad (3)$$

此方程可以描述增益介质, 在饱和和吸收体中, 考虑到有两反向传播的脉冲相碰撞。把  $n$  和  $\rho_{21}$  展开为傅氏级数<sup>[6]</sup>, 以便表示碰撞产生的粒子数分布及它对光的作用:

$$\begin{cases} E = \frac{1}{2} \{ E_+ \exp[i(kz - \omega_+ t)] + E_- \exp[i(-kz - \omega_- t)] + C. C \}, \\ \rho_{21} = \left[ \sum_{m=0}^{\infty} \sigma_m^+ \exp(2imkz) \right] \exp[i(kz - \omega_+ t)] \\ \quad + \left[ \sum_{m=0}^{\infty} \sigma_m^- \exp(-2imkz) \right] \exp[i(-kz - \omega_- t)], \\ n = n_0 + \sum_{m=0}^{\infty} [n_m \exp(2imkz) + n_m^* \exp(-2imkz)], \end{cases} \quad (4)$$

式中各量的意义与式(3)的相同。把(4)式代入(1)式, 化简后就得到饱和吸收介质的工作方程:

$$\begin{cases} \dot{\sigma}_m^+ = -i(\omega - \omega_+) \sigma_m^+ - (\sigma_m^+/T_2) - (i/2)(n_m \epsilon_+ + n_{m+1} \epsilon_-), \\ \dot{\sigma}_m^- = -i(\omega - \omega_-) \sigma_m^- - (\sigma_m^-/T_2) - (i/2)(n_m^* \epsilon_- + n_{m+1}^* \epsilon_+), \\ \dot{n}_0 = i(\epsilon_+ \sigma_0^* + \epsilon_- \sigma_0^* - \epsilon_+^* \sigma_0^+ - \epsilon_-^* \sigma_0^-), \\ \dot{n}_m = i(\epsilon_+ \sigma_{m-1}^* + \epsilon_- \sigma_m^* - \epsilon_+^* \sigma_m^+ - \epsilon_-^* \sigma_{m-1}^-), \quad m \neq 0, \\ \dot{n}_m^* = i(\epsilon_- \sigma_{m-1}^+ + \epsilon_+ \sigma_m^+ - \epsilon_-^* \sigma_m^- - \epsilon_+^* \sigma_{m-1}^-), \quad m \neq 0, \\ m = 0, 1, 2, \dots, \infty, \end{cases} \quad (5)$$

式中  $\epsilon_{\pm} = (\mu/\hbar) E_{\pm}$ 。这是一个无穷阶的非线性方程组。 $n_m$  是各阶粒子数反转光栅。 $n_1$  就是所谓瞬态光栅项。 $\sigma_0^{\pm}$  通过麦克斯韦方程与  $E_{\pm}$  联系:

$$P_{\pm}(z, t) = \sigma_0^{\pm} \exp[i(\pm kz - \omega_{\pm} t)] + C. C, \quad (6)$$

$$\frac{\partial E_{\pm}}{\partial z} \pm \frac{n}{c} \frac{\partial E_{\pm}}{\partial t} = -\frac{\omega N u}{2c\epsilon\hbar} \sigma_0^{\pm}. \quad (7)$$

$P_{\pm}$  代表正、负方向的极化矢量。(3), (5), (7) 方程为工作方程。从(5)式可见在关于  $\sigma_m^{\pm}$  的方程中含有  $n_{m+1} \epsilon_{\pm}$  ( $n_{m+1}^* \epsilon_{\pm}$ ) 项, 这是光栅反射项。实际计算中, 我们只考虑一阶光栅效应。这样, 无穷阶微分方程组截断为有限的。

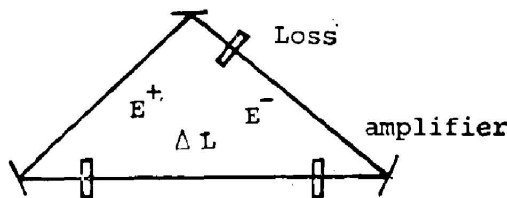
### 三、计算结果

用自恰场方法计算了如图 1 的简化模型, 在不离谱情况下 ( $\omega_L = \omega_A = \omega_G$ , 下标  $L, A, G$  分别表示激光, 吸收体和增益体, 下同) 用下列参数描述模型:

$$\alpha = \frac{\omega_L N_G \mu_A^2 l_G}{2c\epsilon\hbar}, \quad \beta = \frac{\omega_L N_A \mu_A^2 l_A}{2c\epsilon\hbar}$$

分别代表增益体, 吸收体的浓度。 $N$  为粒子密度(单位体积粒子数),  $l$  为介质长度。

$$R = \frac{\mu_A}{\mu_G} \sqrt{\frac{S_G}{S_A}}, \quad S \text{ 为光束在介质处的截}$$



absorber

Fig. 1 Schematic diagram of colliding pulse mode-locking (CPM)

面。

$H$  表示泵浦水平, 指无激光振荡时增益体的粒子数反转。  $UV = \Delta L/L$ ,  $L$  为腔长,  $r$  为线性损耗, 计算中脉冲到达增益体时的动态粒子数反转初始值由下式给出:

$$n_i = H + (n_R - H) \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_1}\right),$$

式中  $n_R$  为上一脉冲通过后的剩余粒子数反转。  $T_1$  为增益体纵向弛豫时间,  $\Delta t$  为两脉冲到达增益体的时间差。 又计算中介质的厚度较薄 ( $l \leq 0.2\tau_p c$ ,  $\tau_p$  为脉宽)。 此时脉冲性质对厚度不敏感。

1. 泵浦  $H$  对 CPM 的影响

图 2~4 显示了能量

$$\left(ENERGY = \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon \epsilon^* dt\right),$$

面积

$$\left(AREA = \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon dt\right),$$

波形、自相关对  $H$  的关系, 它与

以前的结果<sup>[4]</sup>相似。 但有两点不同, (1) 波形有亚结构。 这可由振荡的相干作用, 而不是单调变化的饱和作用所决定。 它的自相关出现肩和凹陷等特征。 (2)  $H$  对脉宽曲线有不连续, 这由定义引起。 当某一小于  $\frac{1}{2} I_{max}$  的小峰达到  $\frac{1}{2} I_{max}$  脉宽时会发生跃变。

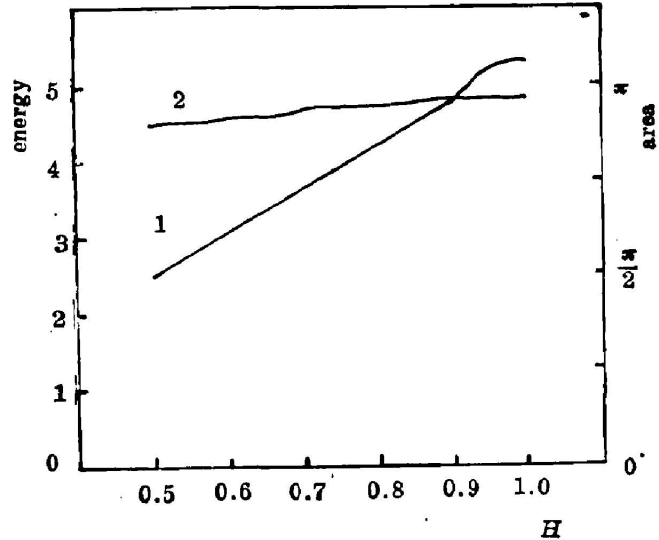


Fig. 2 Energy (1) and area (2) of CPM pulse vs.  $H$   
 $\alpha=0.8, T_1=0.8, \beta=0.45, T_2=1.0, B=5.0, \gamma=0.09, UV=0.25$

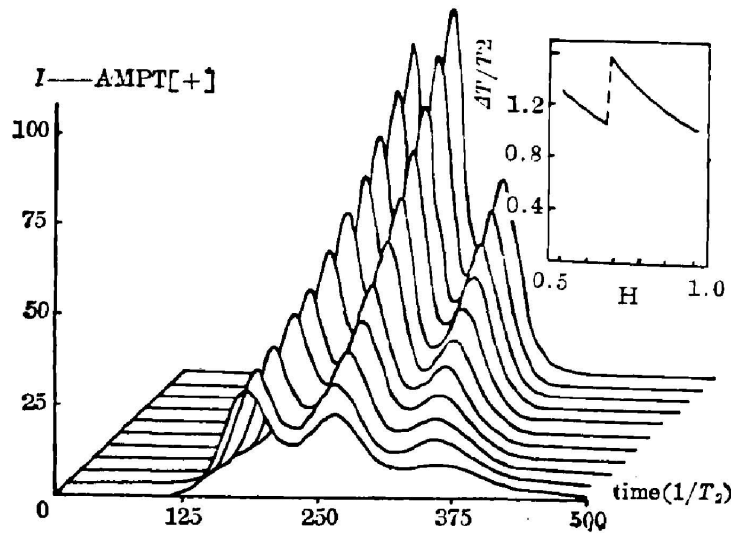


Fig. 3 Pulse shape and pulsewidth of CPM vs. pump. The upper-left table lists PUMP and pulsewidth values for waveforms from rear to front

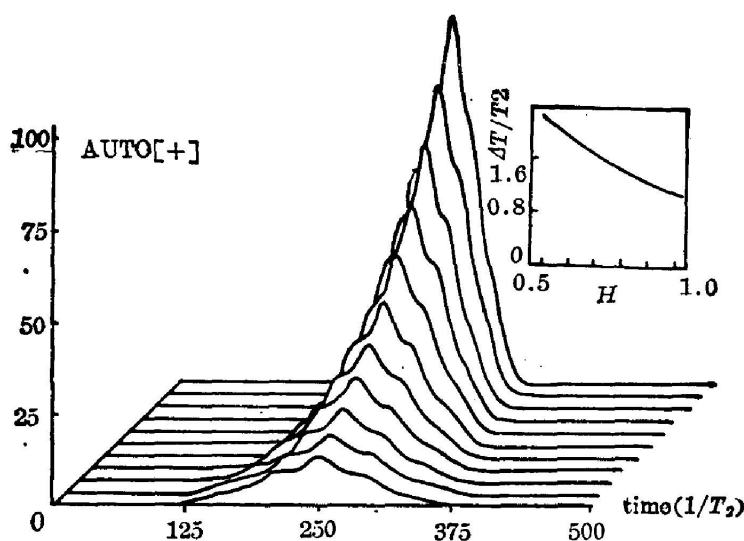


Fig. 4 Autocorrelation and its width of CPM pulse vs. pump.  
The upper-left table lists PUMP and autocorrelated width values for waveforms from rear to front

2. 吸收体  $\beta$  的影响

计算表明吸收介质浓度对锁模脉冲影响很弱, 超过锁模阈值后, 浓度增加, 脉冲性质变化较小(图 5、6、7)。这类似在  $T_2 \gg \tau_p$  情况下饱和吸收体的自感透明现象<sup>[9]</sup>。事实上, 饱和体浓度增加, 是加大了锁模稳定区, 使泵浦  $H$  增加而不失锁, 从而得到更窄的脉冲。

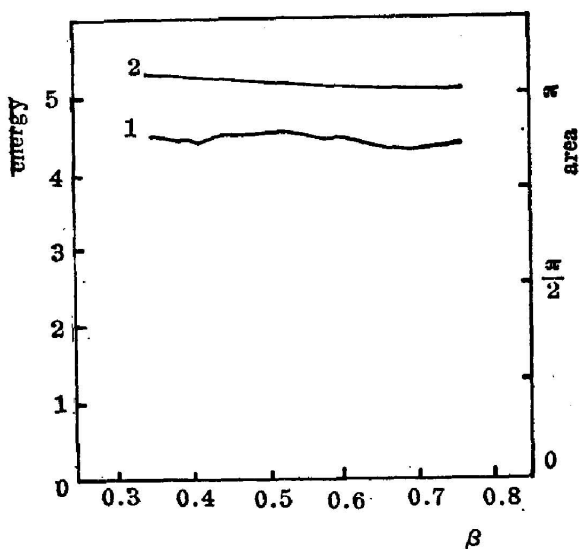


Fig. 5 Energy (1) and area (2) of CPM pulse vs. absorber

$H=0.95, \gamma=0.06, T_2=1.0, R=5.0,$   
 $\alpha=0.8, T_1=0.8, UU=0.25$

3.  $R$  的影响

图 8~10 的结果有如下特点, 随着  $R$  增大, 脉冲相对增益体的面积  $AREA$  围绕  $\pi$  振荡, 而相对吸收体的面积

$$(\ = \sqrt{2} R \times AREA)$$

则从  $2\pi$  上升到  $4\pi$ , 从  $4\pi$  到  $6\pi$  等。这可用面积定理所决定的稳态条件解释(虽然它不是严格成立)。相对饱和体的面积上升  $2\pi$ , 则脉冲波形增加一个峰,  $R$  增大, 出现脉冲亚结构且越来越复杂, 有  $m$  个峰, 脉宽  $\tau_p$  的脉冲可视为  $m$  个子脉冲不重合叠加而成:

$$\epsilon(z, t) = \sum_{i=1}^m \frac{2m}{\tau_p} \operatorname{sech} \left\{ \frac{m}{\tau_p} \left[ \left( t + \frac{i}{m} \tau_p \right) - \frac{z}{c} \right] \right\}.$$

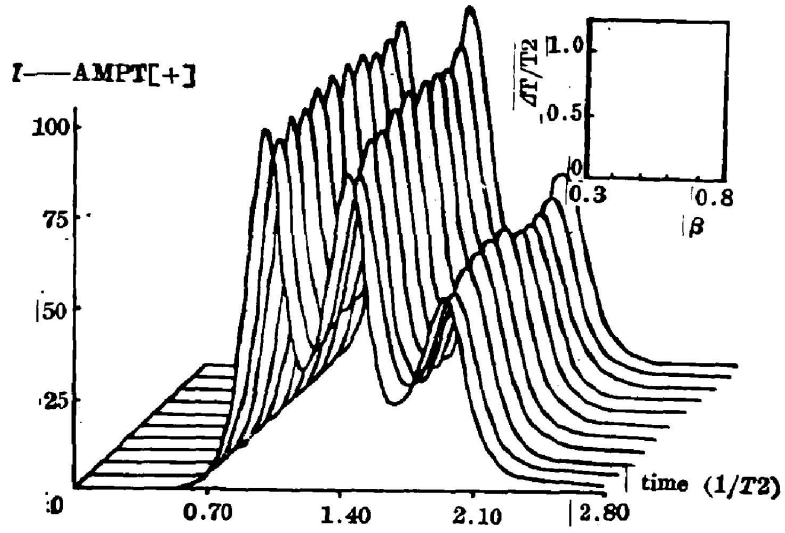


Fig. 6 Pulse shape and pulsewidth of CPM vs. absorber.  
The upper-left table is as in Fig. 2

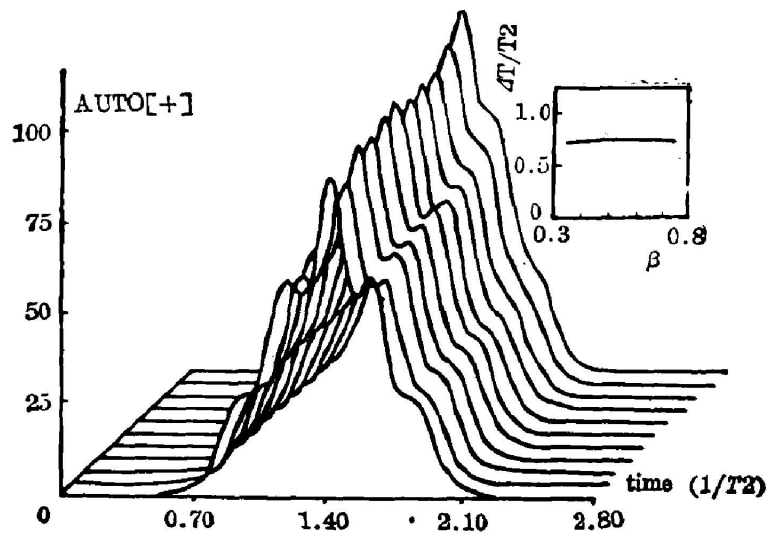


Fig. 7 Autocorrelation and its width of CPM pulse vs. absorber.  
The upper-left table is as in Fig. 3

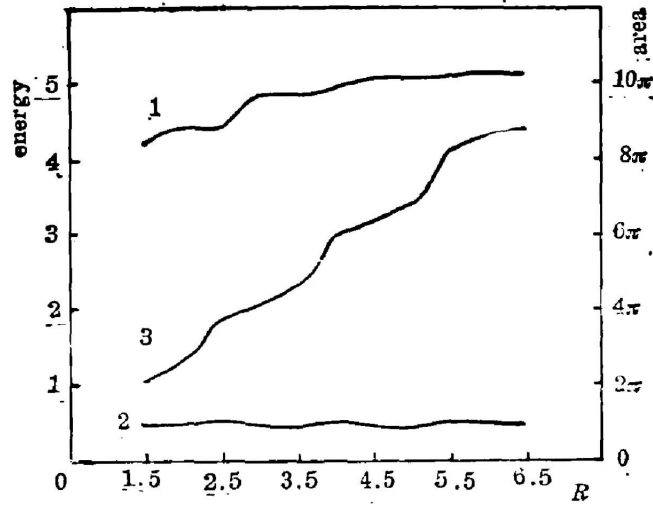


Fig. 8 Energy (1), area relative to amplifier (2) and area relative to absorber (3) of CPM pulse vs. ratio  
 $\alpha=0.8, \gamma=0.09, T_1=0.8, T_2=1.0, \beta=0.45, H=0.95, UU=0.25$

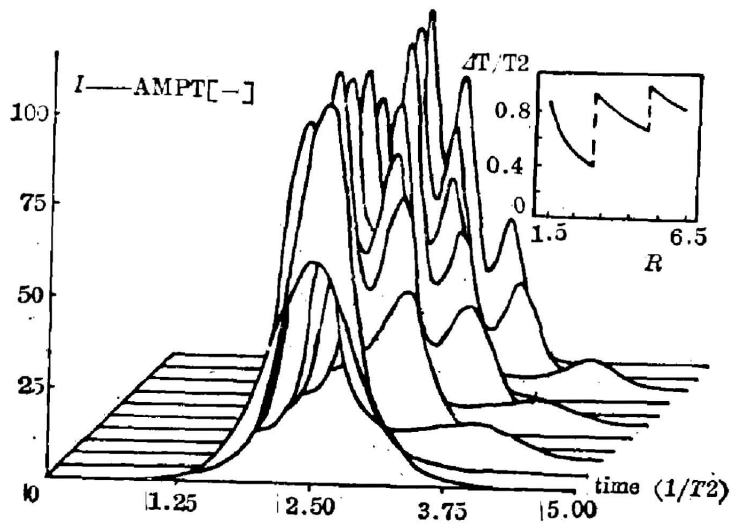


Fig. 9 Pulse shape and pulsewidth of CPM vs. ratio

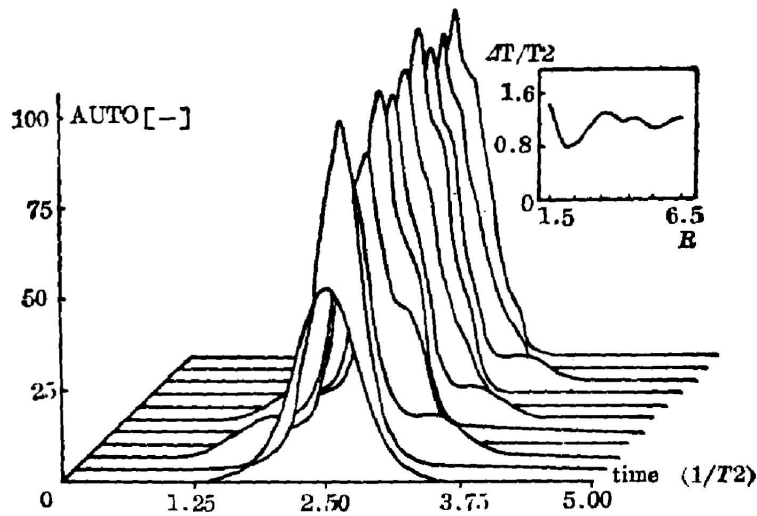
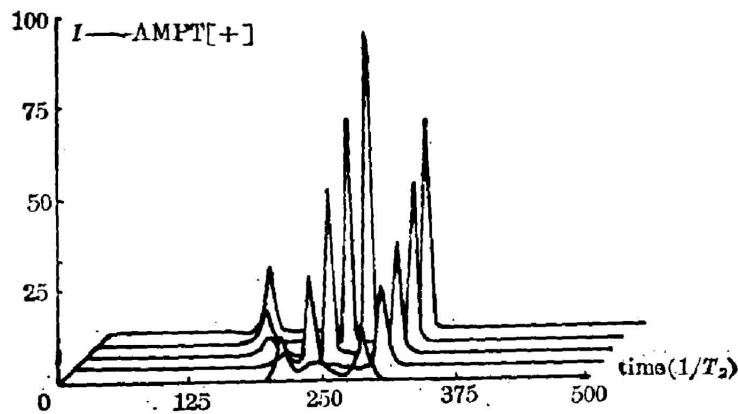


Fig. 10 Autocorrelation and its width of CPM pulse vs. ratio

Fig. 11 Pulse splitting of CPM for decreased linear loss  
 $\alpha=0.8, T_1=0.8, \beta=0.45, T_2=1.0, R=5.0, H=0.95, UV=0.25$ 

#### 4. 脉冲分裂

随着  $r$  的减小或  $H$  的增加, 脉冲亚结构可分裂为分立的多脉冲(图 11)。进一步, 它们的距离越来越大, 最终至不稳定区。

### 四、讨 论

速率方程认为<sup>[10]</sup> 锁模的机理是增益体和饱和体的饱和作用对脉冲后, 前沿削波, 此效应与加宽因素达到平衡而产生稳定窄脉冲, 碰撞产生瞬态光栅增强饱和效应而使脉冲更窄, 速率方程将相干作用平均掉而用一维像滤波器  $f(\omega) = \left(1 + i \frac{(\omega - \omega_0)}{\Delta\omega/2}\right)^{-1}$  代替其总效果<sup>[4]</sup>。这样会失去某些信息。考虑相干作用有如下因素, 一是饱和介质对某些特定性质的脉冲有小的损耗和波形变化, 这与增益体共同决定了脉冲的性质。另一是碰撞引起的两反向脉冲

通过粒子数反转光栅的强耦合将两脉冲锁在一起, 它使强脉冲变弱、弱的变强, 使两反向脉冲性质大体上一致。它对不同时到达吸收体的两脉冲提供不同的延时, 使其下次相碰能同步到达。总之, 它对偏离锁模平衡状态提供一个回复力。促使其回复平衡, 这有助于说明碰撞锁模特有的稳定性。

感谢伍树东、张翔等同志提供计算机使用的方便, 感谢张影华、张国轩、傅宝祥等同志的帮助。

### 参 考 文 献

- [1] J. M. Halbout *et al.*; *IEEE J. Quantum Electronics*, 1983, **QE-19**, No. 4 (Apr), 437.
- [2] *Laser & Application*, 1984, **3**, No. 5 (May), 6.
- [3] S. L. Shapiro; *«Ultrashort Light Pulses»*, (Spring-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1977).
- [4] D. Kühlke; *Optical and Quantum Electronics*, 1984, **16**, No. 1 (Jan), 57.
- [5] G. H. C. New; *IEEE J. Quantum Electronics*, 1974, **QE-10**, No. 2 (Feb), 115.
- [6] Masayuki *et al.*; *IEEE J. Quantum Electronics*, 1984, **QE-20**, No. 7 (Jul), 797.
- [7] Amnon Yariv; *«Quantum Electronics»*, (John Wiley & Son, Inc., New York, London, Sydney, Toronto, 1975), 149.
- [8] Paul Mandel; *Opt. Commun.*, 1984, **51**, No. 2 (Feb), 87.
- [9] S. L. McCall *et al.*; *Phys. Rev.*, 1969, **183**, No. 2 (Feb), 457.
- [10] R. L. Fork *et al.*; *IEEE J. Quantum Electronics*, 1983, **QE-19**, No. 4 (Apr), 500.

## The properties of colliding pulse mode-locking in consideration of coherent interaction

CHEN JUTAO, LIU YUPU AND WANG ZHIJIANG

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

(Received 11 July 1985; revised 5 March 1986)

### Abstract

We have calculated the properties of colliding pulse mode-locking by considering coherent interactions. The results are in remarkable difference from those calculated from rate equations, and they are in qualitative agreement with experiments, especially with regard to pulse shapes.