

# 激光对撞锁模技术的物理模型研究

汪中 程和平

(北京大学无线电电子学系, 100871)

张世文 张征祥 梅遂生

(北京华北光电所, 100016)

**提要:** 本文深入讨论了脉冲对撞锁模(CPM)技术中, 两脉冲在可饱和吸收体内对撞的过程, 建立了描述此过程的物理图像, 并由此得出了关于脉冲对撞锁模物理机制的简明而清晰的新解释。

**关键词:** 对撞锁模

## Research on physical model of CPM

*Wang Zhong, Cheng Heping*

(Department of Radioelectronics, Peking University, Beijing)

*Zhang Shiwen, Zhang Zhengxiang, Mei Sueisheng*

(Huabei Optical Electronics Institute, Beijing)

**Abstract:** A discussion is given on the major process of CPM that two pulses collide in the saturable absorber and presents a physical picture to describe this process, and a new brief and clear explanation is given to the physical mechanism of CPM.

**Key words:** colliding pulses mode-locking(CPM)

今天, 人们已经采用对撞锁模法获得短达  $10^{-15}$  s 量级的激光脉冲。但其理论研究工作却相对进展缓慢。显然, 建立一个比较清晰的物理图像, 搞清对撞锁模的物理机制是非常重要的, 这就是本文将要讨论的中心问题。

### 一、物理图像的建立

本文选用脉冲泵浦的 Nd:YAG 对撞锁模激光器为原型, 建立描述 CPM 主要过程的物理图像。

当前, 国内外用来实现固体器件对撞锁模的装置, 一般都是非谐振环结构<sup>[1]</sup>, 如图 1(b), 而驻波腔被动锁模的典型腔结构如图 1(a), 两者最重要的区别在于光脉冲通过可饱和吸收体  $D$  的形式不同, 因而产生了对撞锁模的独特性质。在对撞锁模中, 当主腔内脉冲与驻波腔内脉冲相同时, 脉冲在进入非谐振环后, 是被分为两个只有主腔  $1/2$  强度的全同脉冲, 同时相向通过可饱和吸收体的。设脉冲光强是峰值对称的, 脉冲沿  $z$  轴传播, 并设对撞中心处  $z$  坐标为零, 则可用下式描述非谐振环中两脉冲的电场:

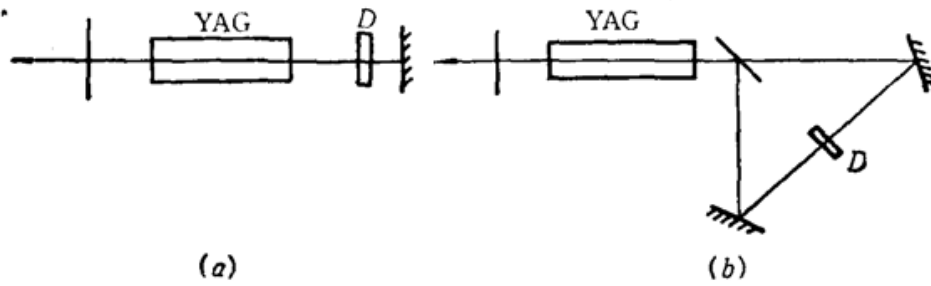


Fig. 1 Two typical geometrical configurations of mode-locking laser.

(a) Conventional passive mode-locking laser;

(b) Colliding pulses mode-locking laser with an antiresonance ring cavity

$$E(z, t) = \frac{\sqrt{2}}{4} E_0 [G^{\frac{1}{2}}(z+z_0-ct) \exp i k(z+z_0) + G^{\frac{1}{2}}(-z+z_0-ct) \exp [-i k(z-z_0)] e^{-i\omega t} + \text{c. c.}] \quad (1)$$

其中  $E_0$  为主腔中脉冲峰值电场强度;  $G$  为脉冲强度归一化的形状函数, 这里为偶函数。两脉冲在饱和吸收体中对撞, 并相干叠加形成瞬态驻波场:

$$I(z, t) = \frac{1}{2} I_0 [G(z+z_0-ct) + G(-z+z_0-ct) + 2\sqrt{G(z+z_0-ct) \cdot G(-z+z_0-ct)} \cos(2kz)] \quad (2)$$

特别地, 当两脉冲完全重叠, 也即  $ct = z_0$  时, 光强分布可由下式表出

$$I(z) = I_0 G(z) [1 + \cos(2kz)] \quad (3)$$

其中应用了  $G(z) = G(-z)$  的条件。

将可饱和吸收体作为二能级系统来进行简要的处理, 则其速率方程为<sup>[2]</sup>

$$\frac{dn_2}{dt} = B_{12}(\nu) n_1 I - B_{21}(\nu) n_2 I - \sigma_s n_2 \quad (4)$$

式中  $n_2, n_1$  分别为上下能级的粒子数密度,  $n_1 + n_2 = N$  即为工作粒子密度;  $B_{12}, B_{21}$  为爱因斯坦感应吸收和感应辐射系数;  $\sigma_s$  则是自发辐射几率。由此可得受激吸收几率

$$\sigma(\nu) = \frac{h\nu}{Nc} (B_{12}n_1 - B_{21}n_2)$$

与光强的关系为

$$\sigma(\nu, t) = \sigma_0 \left\{ 1 - A \exp \left[ - \int_0^t (AI + \sigma_s) d\xi \right] \cdot \left[ \int_0^t I \exp \int_0^\xi (AI + \sigma_s) d\delta d\zeta \right] \right\} \quad (5)$$

这里

$$\sigma_0 = \frac{B_{12}h\nu}{c}, \quad A = (B_{12} + B_{21}) \quad (6)$$

在处理脉冲前沿通过可饱和吸收体, 即光强处于上升阶段的问题时, 我们不妨用快速可饱和吸收体模型以作半定量的估计。此时, (4) 中微分项近似为零, 故得

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + I/I_s} \quad (7)$$

式中  $I_s = \frac{\sigma_s}{B_{12} + B_{21}}$ 。从物理上看,  $\sigma_0$  即为小信号吸收率, 而  $I_s$  则为饱和光强。在脉冲后沿, 可饱和吸收体的弛豫性质是重要的, 我们设其恢复时间是脉冲宽度的量级。

综合以上讨论,同时注意到(7)式在一阶近似下,光强与吸收率有线性关系,我们得到了对撞锁模中,光脉冲通过可饱和吸收体时,光强与饱和吸收体透过率( $T=1-\sigma$ )空间对应关系的模拟图像(图2)。这一图像简明地描述了对撞锁模过程中,脉冲在可饱和吸收体中对撞阶段,两脉冲的相干情况、干涉光场对可饱和吸收体吸收率的调制作用、可饱和吸收体吸收率的改变形式等。

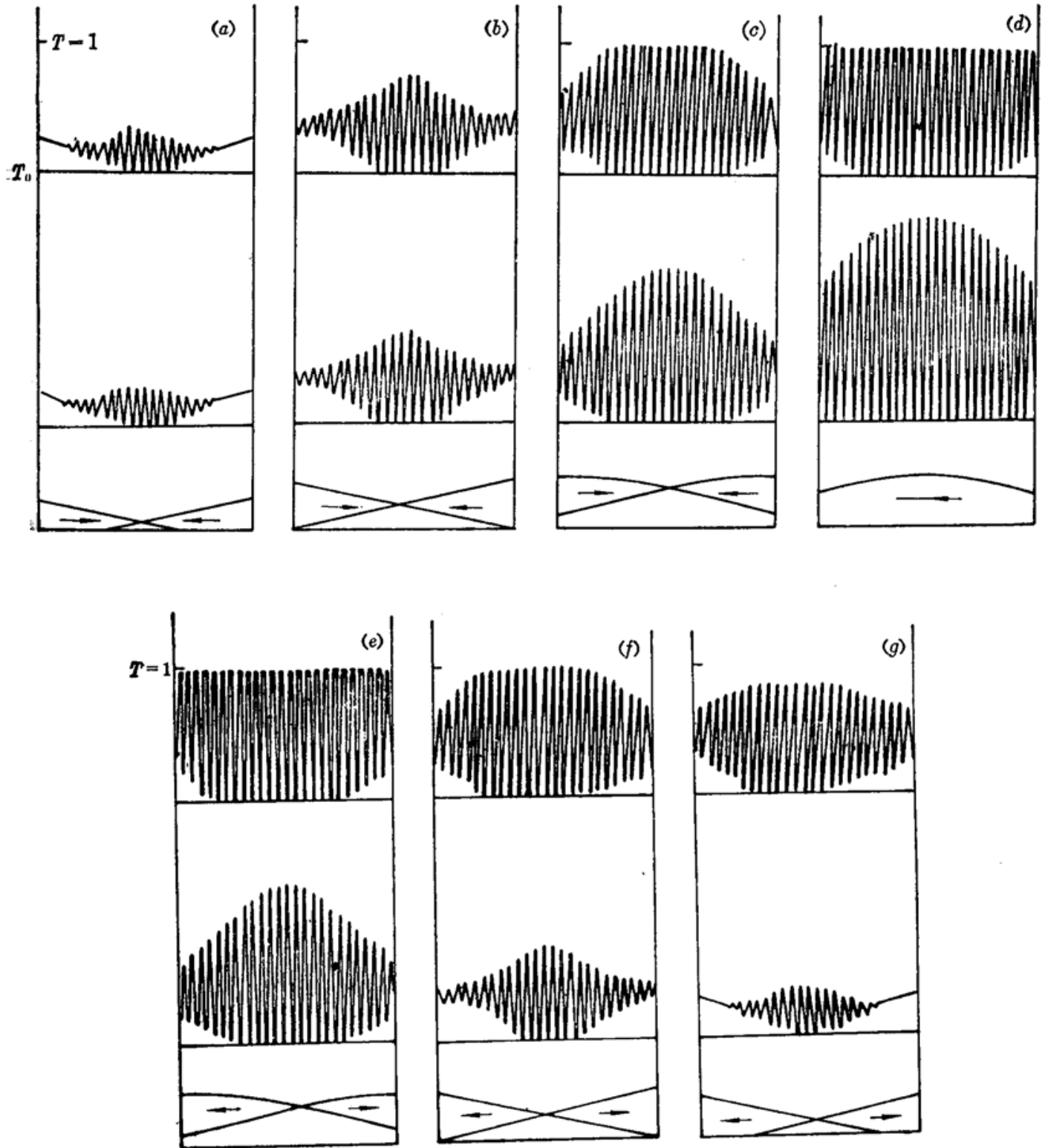


Fig. 2 Process of two pulse colliding in the saturable absorber. Bottom: locations of two pulses in the absorber. Middle: optical power intensity in the absorber. Top: transmittance pattern of the absorber is saturated by the colliding pulses

## 二、物理机制

脉冲在可饱和吸收体(染料)中的对撞过程可分为三个阶段。

第一阶段:从脉冲前沿开始进入染料到脉冲峰值处进入染料以前,见图 2(a)、(b)。在脉冲没有重叠的情况下,设通过增益介质的光强均为  $I$ , 则脉冲单向通过时染料的吸收率如上节(7)式所示,而在对撞锁模中为

$$\sigma_c = \frac{\sigma_0}{1 + I/2I_s} \quad (8)$$

比较(7)、(8)两式,显然有  $\sigma_c > \sigma$ , 即对撞锁模中脉冲前沿得到了更强的吸收,这对脉冲宽度的压缩非常有利。第一阶段后半程,脉冲继续前进,在染料中心处相撞并相干叠加,逐渐形成驻波场,在继续消耗脉冲前沿能量的同时,使对应于瞬态驻波波腹处的吸收几率很快下降,波节处则保持了较高的吸收几率,给下一阶段峰值通过准备了条件。

第二阶段:从脉冲峰值处进入染料到走出染料,见图 2(c)、(d)、(e)。这一阶段中,脉冲继续前进,当两波峰到达对撞中心时,两脉冲完全重合,驻波效应最强,如上节(3)式所示。令(3)式中  $z$  分别为波腹点和波节点,即  $z = 1/2n\lambda$  和  $z = 1/2n\lambda + \lambda/4$ , 易得

$$I_{\text{波腹}} = 2G(z)I_0 \quad (9)$$

$$\text{和} \quad I_{\text{波节}} = 0 \quad (10)$$

从上两式可看出,随着相干叠加作用的增强,驻波波腹处的光强逐渐增加到单向通过时的 2 倍,进而形成了染料粒子布居数的空间烧孔,这一效应使波腹附近染料的吸收几率下降很多从而更容易达到饱和。而驻波能量又主要集中于波腹附近,所以其峰值附近能量损失较单向通过时小得多。由于波节处光强很小(接近于零),保持了很高的吸收几率,为后沿压缩准备了条件。

第三阶段:从第二阶段结束到脉冲全部通过染料(见图 2(f)、(g))。这一阶段中,由于染料的弛豫时间为脉冲宽度量级,所以峰顶过后,染料的布居数烧孔仍然存在,吸收率的调制度仍很大。同时两脉冲逐渐分离,驻波效应因之减弱。这使得光能量不再集中于波腹,结果使波节处贮存的高吸收率染料开始起作用。最后脉冲基本分离,后沿光强下降到仅为单一通过时的 1/2,光强调制消除,原波节处保留的高吸收几率染料充分发挥作用,强烈的吸收使后沿被有效地压缩。与一般被动锁模相比,这样一种后沿压缩机制的存在,显然可以使染料不再受吸收恢复时间的限制,从而更有效地实现对脉冲宽度的压缩。

与一般驻波腔被动锁模相比,在主腔内光脉冲完全相同的情况下,对撞锁模中是使脉冲前沿以单向通过时的 1/2 强度通过染料,这就得到了更强的吸收。接着峰值附近部分以 2 倍的强度通过约 1/2 厚度的染料层,使损耗降低了很多,而留下另外 1/2 厚度的染料来压缩光强下降到只有单向通过时的 1/2 的脉冲后沿。可以看到,对撞锁模是多么巧妙地综合利用了染料的非线性(可饱和)吸收作用、相干光的干涉效应以及染料的弛豫特性,使其发挥了更高的效能,那么它能产生更短的脉冲也就是毫不奇怪的了。

## 参 考 文 献

- 1 A. E. Siegman, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-9**(2), 247 (1973)
- 2 A. Yariv, *Quantum Electronics* John Wiley & Sons, Inc. New York. London. Sydney. Toronto, 1975, 277.