

被动锁模涨落脉冲数和第二阈值研究

尤南昌 陈绍和 何伟明 宋贵才* 余文炎 邓锡铭

(中国科学院上海光机所)

Investigation on fluctuation pulse and the second threshold of passive mode locking

You Nanchang, Chen Shaohu, He Weiming, Song Guichai, Yu Wenyan, Deng Ximing

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

提要: 本文计算模拟了被动锁模涨落脉冲集在锁模线性阶段的发展过程。研究了激光器腔长、线性损耗、染料浓度、泵浦速率以及激光在增益介质和染料处的光束截面比对涨落脉冲数、脉宽和第二阈值的影响。实验测得涨落脉冲数和第二阈值与理论预示的符合较好。

关键词: 被动锁模, 涨落, 第二阈值

一、引言

被动锁模激光器涨落模型^[1~6]认为超短脉冲是由最初存在于激光器自发噪声中的涨落脉冲集合发展而成的。泵浦开始阶段, 增益系数 α 不断增长, 但小于阈值点增益系数 α_0 , 没有净增益, 光场具有完全的自发辐射特性。当 $\alpha = \alpha_0$ 时, 出现自由振荡激光, 激光模式的位相按统计分布, 光强的时间分布类似于热光辐射的涨落峰。脉冲发展的线性阶段, 由于净增益的出现, 光强增长速率突然变大。腔中的光强获得一个周期性结构, 周期为 $T = 2L/C$, 但在一个周期内仍具有类噪声的特性, 这时腔内的辐射可用具有随机强度的 m 个脉冲的集合来描述。光强经过线性放大阶段, 集合中的涨落脉冲数目减少, 宽度增大。当光强上升到接近染料的饱和强度 I_s 时, 光

脉冲的发展进入非线性阶段。达到第二阈值时, 集合中最强光脉冲的强度 $I = I_s$, 染料被漂白。考虑到染料的非线性效应和增益系数下降的影响, 就可能从脉冲集合中甄别出一个最大的脉冲加以放大, 而其他脉冲都被抑制。染料的非线性效应, 还使光脉冲的宽度被压缩。

集合中的涨落脉冲数目、最大脉冲与次大脉冲的强度比对于能否导致完善锁模和输出激光的稳定性是很重要的^[6~7], 它们还影响锁模窗口的宽度和第二阈值。本文从增益系数达到阈值点开始, 计算模拟了线性阶段脉冲数目的变化过程。研究了腔长、线性损耗、染料浓度、泵浦速率以及激光在增益介质和染料处的光束截面比对涨落脉冲数目、脉宽和第二阈值的影响。实验测得的涨落脉冲

收稿日期: 1987年7月22日。

* 长春光机学院光学物理系。

数和第二阈值与理论预示的较好地符合。

二、理论与公式

超短脉冲产生的初始阶段是泵浦后的激活介质的自发辐射阶段。随着泵浦的继续,辐射的增益不断增大。当 $\alpha = \alpha_0$ 时,激光器中出现了具有类噪声特性的自由振荡激光。其强度为^[7]

$$I_0 = I_{\text{spont}} = \alpha_0 \zeta \quad (1)$$

这里 $\alpha_0 = 2k_0 + \gamma$,

$$\zeta = \frac{4h\nu_0\Delta\nu}{\pi r^2 I_s}$$

其中 k_0 是染料静态吸收系数; γ 是线性损耗系数; ν_0 是激光中心频率; $\Delta\nu$ 是增益线宽; r 是腔内小孔截面半径; I_s 是染料饱和强度。

假设集合中的涨落脉冲是高斯型脉冲,脉冲数等于纵模数。脉冲的强度可表示为

$$I(\nu) = I_p \exp\left\{-4 \ln 2 \left(\frac{\nu}{\Delta\nu_p}\right)^2\right\} \quad (2)$$

这里 $\Delta\nu_p$ 是辐射带宽, I_p 是峰值强度。脉冲宽度 τ_p 满足下式:

$$\tau_p \cdot \Delta\nu_p = \frac{2 \ln 2}{\pi} \quad (3)$$

脉冲数目为

$$m = \frac{\Delta\nu_p}{C/2L} = \Delta\nu_p \cdot T \quad (4)$$

激光器采用一体化染料盒,即把染料盒紧贴在谐振腔一端的反射镜上。若把染料认为是无惯性的(即响应是瞬时的)可饱和吸收体,则染料的吸收系数为

$$k = k_0 / (1 + I_s) \quad (5)$$

其中 $I_s = 2bI$, 是通过染料盒处的光强; k_0 是染料小信号吸收系数; I 为增益介质处的光强; b 是激光束在增益介质处和染料处的截面比。计算中,所有的光强都被归一化到染料的饱和强度 I_s 。

激光的增益系数 α 正比于粒子数反转 ΔN , 根据粒子数速率方程,对于四能级系数可得到

$$\frac{d\alpha}{dt} = -\frac{2\alpha\sigma I}{h\nu} I_s - \frac{\alpha}{\tau} + f \quad (6)$$

这里 σ 是受激发射截面; f 是泵浦速率; $(1/\tau)$ 约为两倍自发跃迁几率^[5]。

在线性阶段,涨落脉冲强度较小,同一集合中的涨落脉冲的增益可认为是相同的。我们采用平均光强来研究涨落脉冲随时间的变化。若第 k 次通过增益介质的脉冲的峰值强度为 I_k , 相应的增益系数为 α_k , 对于高斯型脉冲,容易得到

$$\frac{dI_k}{dk} = I_k \left(\alpha_k - \gamma - \frac{2k_0}{1+2bI_k} \right) + \alpha_k \zeta \quad (7)$$

$$\frac{d\alpha_k}{dk} = -\alpha_k \cdot \sqrt{\frac{\pi}{4 \ln 2}} \cdot \frac{\sigma}{h\nu} \cdot I_s \cdot m \tau_p I_k - \alpha_k \frac{T}{\tau} + fT \quad (8)$$

这里 $\alpha_k \zeta$ 项是自发辐射对场强的贡献, γ 是线性损耗系数。阈值泵浦速率为

$$f_{th} = \alpha_0 / \tau \quad (9)$$

引入泵浦速率超阈值 η

$$\eta \equiv \frac{f}{f_{th}} = \frac{f\tau}{\alpha_0} \quad (10)$$

略去自发辐射的影响,结合(3)、(4)和(10),方程(7)、(8)可写成差分方程的形式,

$$I_{k+1} = I_k + I_k \left(\alpha_k - \gamma - \frac{2k_0}{1+2bI_k} \right) \quad (11)$$

$$\alpha_{k+1} = \alpha_k - \alpha_k \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{\sigma}{h\nu} I_s T I_k - \alpha_k (T/\tau) + \alpha_0 \eta \frac{T}{\tau} \quad (12)$$

脉冲发展的线性阶段,辐射场的带宽的变化主要来自于增益介质的作用。忽略染料对带宽的影响,可得到第 k 次通过增益介质涨落脉冲的强度

$$I_k(\nu) = I_0 \exp\left\{-4 \ln 2 \left(\frac{\nu}{\Delta\nu_0}\right)^2 + g(\nu) \sum_{i=0}^{k-1} \alpha_i - k\gamma - \sum_{i=0}^{k-1} k_i\right\} \quad (13)$$

这里 $\Delta\nu_0$ 是增益介质的线宽,

$$k_i = \frac{2k_0}{1+2bI_i}$$

$$g(\nu) = \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu}{\nu_0/2}\right)^2} \quad (14)$$

$g(\nu)$ 是增益介质的线型函数。由于涨落脉冲的线宽 $\Delta\nu_k \ll \Delta\nu_0$, 根据(13)、(14)可得

$$\Delta\nu_k = \Delta\nu_0 \left(\frac{\ln 2}{\ln 2 + \sum_i \alpha_i} \right)^{1/2} \quad (15)$$

$$m = T \cdot \Delta\nu_0 \left(\frac{\ln 2}{\ln 2 + \sum_i \alpha_i} \right)^{1/2} \quad (16)$$

$$\tau_p = \frac{2 \ln 2}{\pi} \cdot \frac{T}{m} \quad (17)$$

假定线性阶段结束时, 集合中的 m 个脉冲中除次大脉冲外, 其余脉冲取最可几强度,

$$I_{i0} = I_{\text{av0}} \ln(M/\hat{i}), \quad (\hat{i} = 1, 3, 4, \dots, m) \quad (18)$$

$$I_{20} = I_{10}/O, \quad (19)$$

其中 O 是最大脉冲与次大脉冲的强度比。最大脉冲是次大脉冲的 O 倍的几率为^[6]

$$V(m, O) \approx \frac{O}{(m+1)^{O-1}} \quad (20)$$

如果最大的两个脉冲的强度比为 O 时, 可以得到良好的锁模脉冲, 则得到良好锁模的几率就为 $V(m, O)$ 。

第二阈值是不稳定的, 具有统计特性, 下面我们研究良好锁模几率为 50% 时的第二阈值泵浦速率超阈值 η_2 的变化规律,

$$\eta_2 = f_{\eta 2} / f_{\eta 1}$$

其中 $f_{\eta 1}$ 、 $f_{\eta 2}$ 分别为第一阈值和第二阈值泵浦速率。

$$\frac{O}{(1+m)^{O-1}} = 0.5 \quad (21)$$

非线性阶段开始时的脉宽取为

$$\tau_{p i_0} = \tau_{p \text{ave}} \quad (22)$$

这里 $\tau_{p \text{ave}}$ 为线性阶段结束时的平均脉宽。

非线性阶段脉冲集的演变满足下列方程

$$I_{k+1, i} = I_{k, i} \left(\alpha_{k, i} - \gamma - \frac{2k_0}{1+2bI_{k, i}} \right) \quad (23)$$

$$\alpha_{k, i+1} = \alpha_{k, i} \left(1 - \sqrt{\frac{\pi}{4 \ln 2}} \frac{\sigma}{h\nu} \tau_{p k, i} I_{k, i} - \frac{T}{m\tau} \right) + \alpha_0 \eta \frac{T}{m\tau} \quad (24)$$

$$\tau_{p k+1, i} = \tau_{p k, i} \left(1 + \frac{(8 \ln 2) \alpha_{k, i}}{(\Delta\omega_0)^2 \tau_{p k, i}} - \frac{2bk_0 I_{k, i}}{(2 \ln 2)(1+2bI_{k, i})(2+2bI_{k, i})} \right) \quad (25)$$

这里 $\Delta\omega_0 = 2\pi\Delta\nu_0$, 角标 \hat{i} 、 k 表示第 \hat{i} 个脉冲第 k 次渡越。方程(25)括号内的第二项表示增益介质的脉冲展宽效应, 第三项表示染料的脉冲压缩效应。

三、计算结果及讨论

我们采用 Nd:YAG 激光棒和五甲川染料的实测参数, 在 IBM-4361 中型机上计算模拟了被动锁模涨落脉冲的发展过程。线性阶段结束时的光强取为 $I = 10^{-3}$ 。非控制参量取值如下:

$$I_s = 40 \text{ MW/cm}^{2[8]}$$

$$\sigma = 4.6 \times 10^{-19} \text{ cm}^{2[9]}$$

$$\Delta\nu_0 = 180 \text{ MHz}, \quad \tau = 240 \mu\text{s}^{[10]}$$

$$r = 0.1 \text{ cm}_0$$

3.1 涨落脉冲数和脉宽

脉冲发展的线性阶段, 增益介质起主要作用。随着渡越次数 k 的增加, 涨落脉冲的强度不断增大。由于增益系数的频率相关性, 光脉冲通过增益介质后谱线变窄, 集合内的脉冲数减少, 脉冲宽度加大, 演变到一定阶段, 脉冲数和脉宽的变化趋于缓慢。图 1 表示采用不同浓度的染料, 涨落脉冲在线性阶段的演变过程。染料浓度不同, 涨落脉冲的变化情况就不一样。随着染料浓度的提高, 涨落脉冲在线性阶段所经历的时间缩短, 脉冲强度的上升速度加快, 线性阶段结束时的脉冲数目减少, 脉宽相应加大。

由方程(3)、(4)知, 脉冲发展的线性阶段, 脉冲数与脉宽的乘积为常数。知道了脉冲数目的变化趋势, 脉宽的变化趋势就可确定。

图 2 清楚地显示了涨落脉冲数随腔长的

变化关系。随着腔长的增加(即渡越周期的增大), 涨落脉冲数也加大。在图 2 的条件下, 对渡越时间 $T=10\text{ ns}$ 的激光器, 线性阶段结束时的涨落脉冲数约为 37。

图 3 说明泵浦速率也影响涨落脉冲数的变化。提高泵浦速率, 可以增加集合中的涨落脉冲数。

从图 4 和图 5 可以看出, 涨落脉冲数随

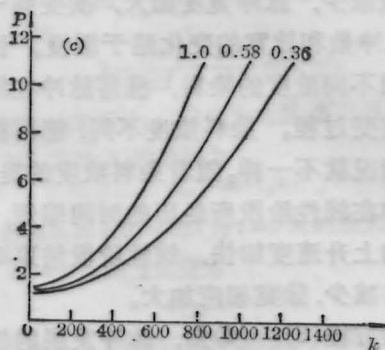
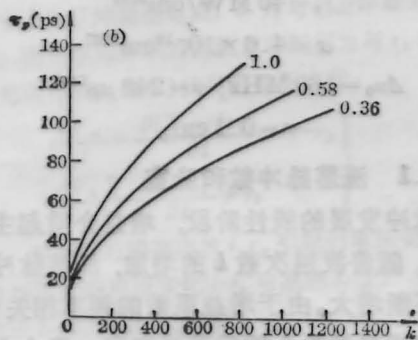
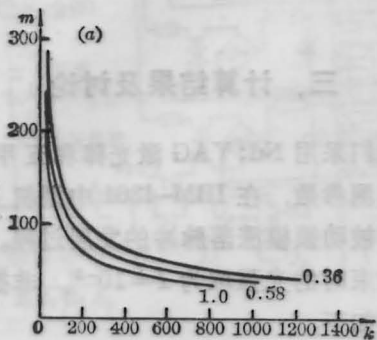


图 1 线性阶段涨落脉冲的发展过程

(a) 涨落脉冲数的演变过程; (b) 涨落脉冲宽度的演变过程; (c) 涨落脉冲强度的演变过程
条件: $T=10\text{ ns}$, $\gamma=0.36$, $\eta=1.7$, $b=1.5$, k_0 改变, k_0 值在曲线上标出, 图(c)中 $P=\ln(10^{14}I)$

染料浓度和线性损耗的变化, 有一个相同的趋势。染料浓度的提高和线性损耗的增加, 都使集合中的涨落脉冲数减少。

图 6 表示激光束在增益介质和染料处的截面比 b 不影响涨落脉冲的数目。这是因为

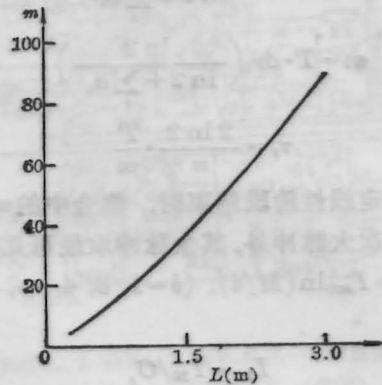


图 2 涨落脉冲数随腔长的变化

条件: $\gamma=0.36$, $k_0=0.58$, $\eta=1.7$, $b=1.5$

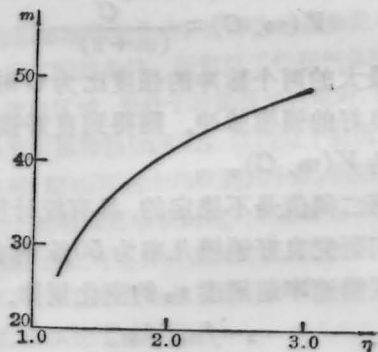


图 3 涨落脉冲数随泵浦速率的变化

条件: $\gamma=0.36$, $k_0=0.58$, $T=10\text{ ns}$, $b=1.5$

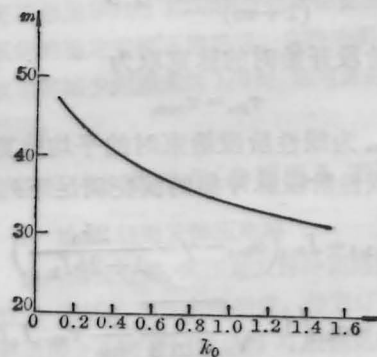


图 4 涨落脉冲数随染料浓度的变化

条件: $\gamma=0.36$, $T=10\text{ ns}$, $\eta=1.7$, $b=1.5$

线性阶段脉冲强度较小, 它还不能使染料的透过率发生显著的变化, 而 b 只有在脉冲强度接近染料的饱和强度 I_s 时, 才对染料的透过率有明显的影

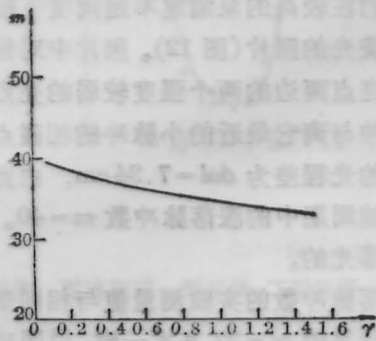


图5 涨落脉冲数随线性损耗的变化
条件: $k_0=0.58$, $T=10\text{ ns}$, $\eta=1.7$, $b=1.5$

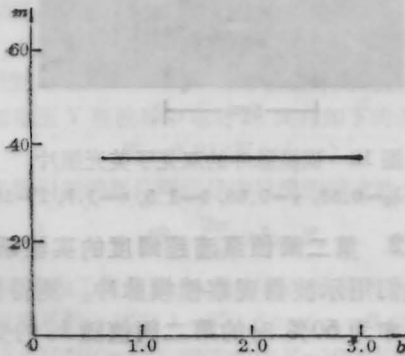


图6 涨落脉冲数随光束截面比的变化
条件: $\gamma=0.36$, $k_0=0.58$, $\eta=1.7$, $T=10\text{ ns}$

3.2. 第二阈值

第二阈值的泵浦速率超阈度和泵浦能量

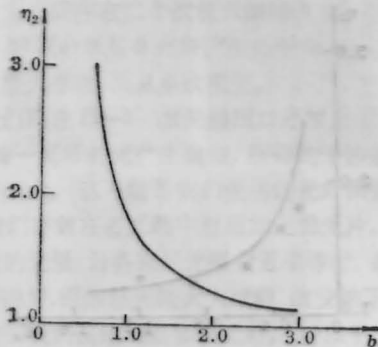


图7 第二阈值泵浦速率超阈度随光束截面比的变化
条件: $k_0=0.58$, $\gamma=0.36$, $T=10\text{ ns}$, $V=50\%$

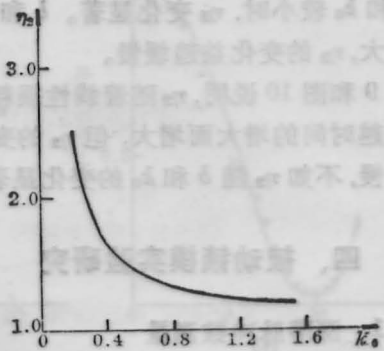


图8 第二阈值泵浦速率超阈度随染料浓度的变化
条件: $b=1.5$, $\gamma=0.36$, $T=10\text{ ns}$, $V=50\%$

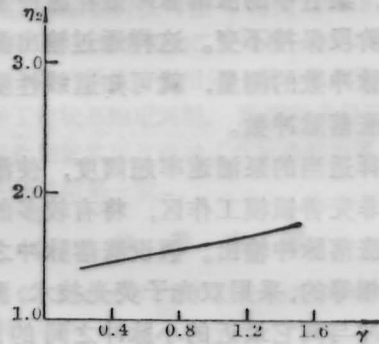


图9 第二阈值泵浦速率超阈度随线性损耗的变化
条件: $k_0=0.58$, $b=1.5$, $T=10\text{ ns}$, $V=50\%$

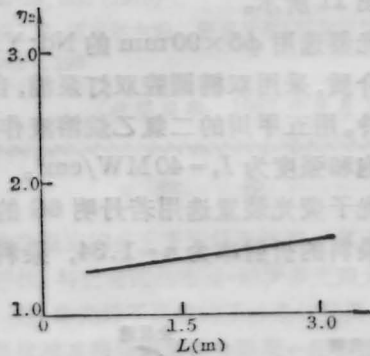


图10 第二阈值泵浦速率超阈度随腔长的变化
条件: $k_0=0.58$, $b=1.5$, $\gamma=0.36$, $V=50\%$

超阈度是等价的, 统称它们为泵浦超阈度。下面讨论的内容是在锁模几率为 50% 时的情况。

图7和图8分别表示第二阈值泵浦超阈度 η_2 随光束截面比 b 和染料静态吸收系数 k_0 的变化关系。随着 b 值和 k_0 的增大, η_2 减

少。 b 和 k_0 较小时, η_2 变化显著。 b 和 k_0 的不断增大, η_2 的变化益趋缓慢。

图 9 和图 10 说明, η_2 随着线性损耗系数 γ 和渡越时间的增大而增大, 但 η_2 的变化速度比较慢, 不如 η_2 随 b 和 k_0 的变化显著。

四、被动锁模实验研究

4.1 涨落脉冲数测量

涨落模型认为激光器最后输出的超短脉冲是由最初存在于激光器的涨落脉冲集发展而成的, 集合中的涨落脉冲数在脉冲发展的非线性阶段保持不变。这样通过输出激光中的涨落脉冲数的测量, 就可知道线性阶段结束时的涨落脉冲数。

选择适当的泵浦速率超阈值, 使激光器工作在非完善锁模工作区, 将有较多的机会获得多涨落脉冲输出。假设涨落脉冲之间的距离是相等的, 采用双光子荧光技术, 测量出最大脉冲与离它最近的小脉冲之间的距离, 涨落脉冲数就可算出。

为了测量涨落脉冲数, 我们设计的实验装置如图 11 所示。

激光器选用 $\phi 5 \times 90 \text{ mm}$ 的 Nd:YAG 棒作激活介质, 采用双椭圆腔双灯泵浦, 自来水分腔水冷。用五甲川的二氯乙烷溶液作染料。染料的饱和强度为 $I_s = 40 \text{ MW/cm}^2$ 。

双光子荧光装置选用若丹明 6G 的丙酮溶液, 染料的折射率为 $n = 1.34$, 染料盒长 10 cm 。

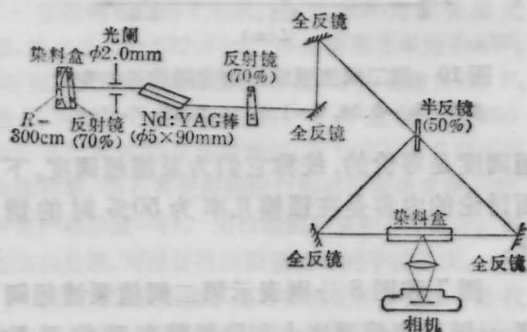


图 11 涨落脉冲测量装置图

腔长取 150 cm , 算出光脉冲在腔中的渡越周期 $T = 10 \text{ ns}$ 。腔的单个渡越的线性损耗系数为 $\gamma = 0.36$ 。根据腔的几何结构, 计算出增益介质处和染料处的光束截面比 $b \approx 1.5$ 。

我们在较高的泵浦速率超阈值下拍摄了双光子荧光的照片(图 12)。照片中对称分布在中心亮点两边的两个强度较弱的亮点就是最大脉冲与离它最近的小脉冲的相碰点, 它们之间的光程差为 $\Delta nl = 7.34 \text{ cm}$, 由此算出一个渡越周期中的涨落脉冲数 $m = 40$ 。照片是多次曝光的。

涨落脉冲数的实验测量值与相同条件下的理论计算值 $m = 37$ 基本一致, 说明理论计算是合理的。



图 12 锁模脉冲的双光子荧光照片

条件: $k_0 = 0.58$, $\gamma = 0.36$, $b = 1.5$, $\eta = 1.7$, $T = 10 \text{ ns}$

4.2 第二阈值泵浦超阈度的实验研究

我们用示波器观察锁模脉冲。测得良好锁模几率为 50% 时的第二阈值随 k_0 的变化如图 13 所示。图中圆点表示实验值, 曲线表示的是理论值。可以看出实验结果与理论预示的趋势基本一致。第二阈值泵浦超阈值随 k_0 的增大而降低。

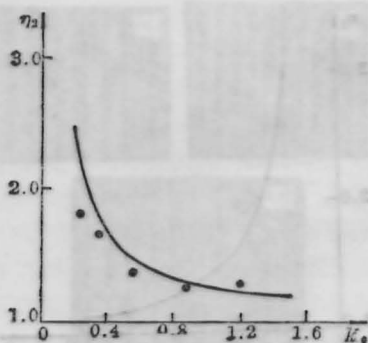


图 13 第二阈值泵浦超阈度随染料浓度的变化

条件: $b = 1.5$, $\gamma = 0.36$, $T = 10 \text{ ns}$, $V = 50\%$

作者感谢王治安、蓝光、薛松生等同志在使用计算机方面的支持和帮助。

参 考 文 献

- 1 P. G. Kryukov and V. S. Letokhov, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-8**, 766~782 (1972)
- 2 T. J. Kuznetsova, *Sov. Phys. JETP*, **30**, 904 (1972)
- 3 N. G. Basov et al., *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-4**, 606 (1968)
- 4 B. Hausherr, E. Mathieu and H. Weber, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-9**, 445~449 (1973)

- 5 朱振和, 霍崇儒, 物理学报, **30**, 198 (1981)
- 6 W. H. Glenn, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-11**, 8~17 (1975)
- 7 朱振和, 物理学报, **34**, 426 (1985)
- 8 邱佩华, 陈述春, 中国激光, **34**, 143 (1983)
- 9 S. Singh, R. G. Smith and L. G. Van Viterb, *Phys. Rev.*, **B10**, 2566 (1974)
- 10 Laser Program Annual Report-1979, Lawrence Livermore Laboratory, Livermore, Calif. UCRL-50021-79, p. 2~210

(上接第150页)

把(34)式中的各个因子整理后,有

$$\begin{aligned}
 s(x, t) &= \varepsilon_0 \frac{p}{p \cos(t+t_0) + i \sin(t_0+t)} \\
 &\times \exp \left[\frac{x}{2} \frac{\cos(t+t_0) + i p \sin(t+t_0)}{p \cos(t+t_0) + i \sin(t_0+t)} \right] \\
 &\times \exp \left[\frac{i}{4} (\alpha + \beta) (t_0^2 - t^2) \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{4} \beta \left(\frac{1-p}{1+p} \right) \right. \\
 &\quad \left. \times (1+t_0) - (1-t) e^{-2i(t_0+t)} \right] \quad (35)
 \end{aligned}$$

四、讨 论

光束传播的解((35)式)呈现出随传播距离的增加而振荡的特点。与文献[7]的结果不同的是,我们的解的振荡频率由两部分组成:一是常数部分,这也是文献[7]所给出的部分;另一是随距离增大一部分,它与 $(\alpha + \beta)$ 的大小有关。由于 α 和 β 反比于等离子体特征长度 L ,所以,当 $L \rightarrow \infty$ 时, $\alpha(\beta) \rightarrow 0$,即振荡频率为一常数,也就是(35)式过渡到了McMullin的解^[7]。又由(35)式可见,即使在

轴线上($x=0$),光束的振荡频率也随 t 增大。

此外,虽然在求解(28)式时略去了第二项,但解(35)仍包含有振荡频率与 β 有关的特性。

有了光束传播的解后,就可以通过解Maxwell方程和流体力学方程讨论光束在等离子体细丝中传播时所引起的各种非线性效应,如谐波辐射和光的散射,这些都有待于进一步去研究。

作者感谢邓锡铭、余文炎研究员的指导。

参 考 文 献

- 1 P. Kaw et al., *Phys. Fluids*, **16**, 1522 (1973)
 - 2 V. K. Tripathi et al., *J. Appl. Phys.*, **48**, 3233 (1971)
 - 3 E. L. Kane et al., in "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena", Vol. 4B, Plenum, New York, 1977
 - 4 H. C. Barr et al., *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 2256 (1986)
 - 5 Tan Weihan et al., *Phys. Fluids*, **30**, 1510 (1987)
 - 6 Lin Zunqi et al., *Laser Part. Beams*, **4**, 223 (1986)
 - 7 J. N. McMullin et al., *Phys. Fluids*, **21**, 1828 (1978)
- 王竹溪, 郭敦仁, 特殊函数概论(科学出版社, 北京), 1979