

高增益脉冲激光器中的一种快速振荡过程及引起的自锁模现象

李世芳 胡企铨 林福成
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文报道了在 CuCl 蒸气激光器中观察到由于空间粒子数分布不均匀而引起一种快速振荡过程及其自锁模现象。对其机理进行了讨论。

一、引 言

CuCl 蒸气激光器具有很高的增益。但是,它的下能级是亚稳态,所以是脉冲式自终止激光器。这种激光器因具有许多特殊的用途而引起了广泛的注意^[1]。由于具有很高的增益,从而也为激光物理学中的许多基本问题的研究带来了方便。

二、理论分析

在低 Q 腔中,腔内部分空间粒子数远高于阈值,因两个相向传播的光场将在介质中形成一个如图 1(a) 所示的分布;同时,这两个光场共同与反转粒子数相互作用,使反转粒子数产生如图 1(b) 所示的空间分布,从而光场在介质中传播时将经历一个放大率随空间变化的放大。采用如图 2 的装置,设 I_{\pm} 分别表示正向和反向传播的光强,取两能级模型,则有传输方程:

$$(\partial_t \pm c\partial_z)I_{\pm} = c\sigma NI_{\pm}, \quad (1)$$

$$\partial_t N = -2\sigma N(I_+ + I_-) - N/\tau + W. \quad (2)$$

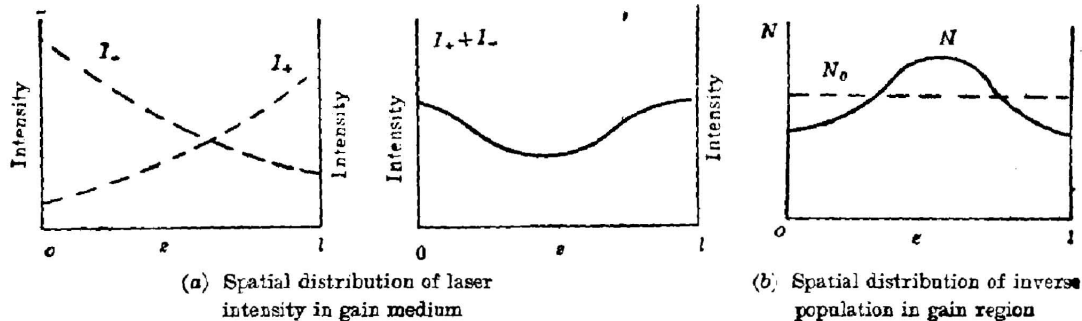


Fig. 1

这里用的是速率方程理论, 式中 N 为反转粒子数, 是空间和时间的函数。 σ 是受激发射截面(未考虑能级简并问题)。 $1/\tau$ 是反转数的弛豫时间。 W 为泵浦项。

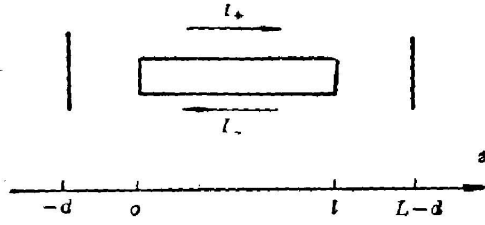


Fig. 2 A model of laser used for calculation

在零阶近似下, 设反转数是空间均匀分布的, 即 $N = N_0(t)$ 。代入方程(1)、(2)可以解得 $I_{0,+}$ 和 N_0 。其中 $I_{0,+}$ 是空间和时间的函数, N_0 只是时间的函数。此时的解是准稳态的, 即光强随时间的变化率比光在腔内往返一周的时间的倒数要小。

在一阶近似下, 将解出的 $I_{0,\pm}(z, t)$ 代入方程(2), 得到 N 中出现一项与空间变化的项。根据分析, 设 $N = N_0 + \Delta N$, ΔN 取其空间 Fourier 级数的基频项 $-mN_0 \cos kz$ 。其中 $k = \frac{2\pi}{l}$, l 为增益介质长度。

同样设 I_{\pm} 由于 N 的这一空间调制产生的变化为 ΔI_{\pm} 。

则有:

$$(\partial_t \pm c\partial_z) \ln I_{0,\pm} \left(1 + \frac{\Delta I_{\pm}}{I_{0,\pm}}\right) \simeq (\partial_t \pm c\partial_z) \left[\ln I_0 + \frac{\Delta I_{\pm}}{I_{0,\pm}}\right] = cN_0\sigma(1 - m \cos kz),$$

从而有

$$(\partial_t \pm c\partial_z) \frac{\Delta I_{\pm}}{I_{0,\pm}} = -c\sigma N_0 m \cos kz.$$

令

$$x = t + z/c, \quad y = t - z/c.$$

则有:

$$\partial_x \frac{\Delta I_{+}}{I_{0,+}} = -c\sigma N_0 m \cos \left[\frac{1}{2} k(x-y) \cdot c \right], \quad (3)$$

$$\partial_y \frac{\Delta I_{-}}{I_{0,-}} = -c\sigma N_0 m \cos \left[\frac{1}{2} k(x-y) \cdot c \right]. \quad (4)$$

解此方程组时, 设 ΔI 的振荡周期内 N_0 及 m 变化很小(以下会看到, 振荡周期 ~ 1 ns, 而此期间内 I 的变化 $< 10\%$), 则有:

$$\Delta I_{+} = -\frac{l}{\pi} \sigma N_0 m I_{0,+} \left[\sin kz + \sin \frac{1}{2} Rc(t-z/c) + c_{+}(t-z/c) \right], \quad (5)$$

$$\Delta I_{-} = -\frac{l}{\pi} \sigma N_0 m I_{0,-} \left[\sin kz + \sin \frac{1}{2} Rc(t+z/c) + c_{-}(t+z/c) \right], \quad (6)$$

其中 c_{+} , c_{-} 为待定函数。

(1) 若无反馈系统, 则由式(5)、(6)可得:

$$I_{0,+}(0, t) = \Delta I_{+}(0, t) = 0; \quad I_{0,-}(l, t) = \Delta I_{-}(l, t) = 0,$$

于是有: $c_{+}(y) = -\sin \frac{1}{2} kcy$ 和 $c_{-}(x) = -\sin \frac{1}{2} kcx$, 从而输出的 $\Delta I_{+} = \Delta I_{-} = 0$ 。此时, 不会出现振荡现象。

(2) 若有反馈系统, 则 ΔI_{+} , ΔI_{-} 可以由边界条件求得。

设左边反射镜的反射率为 r_1 , 右边为 r_2 , 则有(详细推导见附录):

$$c_{+}(y) = a_{+} \cos \frac{1}{2} kcy + b_{+} \sin \frac{1}{2} kcy,$$

$$c_-(x) = a_- \cos \frac{1}{2} kcx + b_- \sin \frac{1}{2} kcx,$$

其中

$$\begin{aligned} a_+ &= R_1 a_-; \quad b_+ = R_1(1 + b_-) - 1; \\ (R_1 \sin \varphi) a_- + (R_1 \cos \varphi - R_2) b_- &= R_2 - R_1 \cos \varphi, \\ (R_1 \cos \varphi) a_- - (R_1 \sin \varphi) b_- &= R_2 \sin \varphi; \end{aligned}$$

$\varphi = k(L-l)$, L 为腔长, R_1 与 R_2 见附录。

由上式不难解得:

$$\begin{aligned} a_- &= \frac{2R_1 \sin \varphi (R_2 - R_1 \cos \varphi)}{R_1^2 + R_2^2 - 2R_1 R_2 \cos \varphi}, \\ b_- &= \frac{(R_1^2 \cos 2\varphi - 2R_1 R_2 \cos \varphi + R_2^2)}{(R_1^2 + R_2^2 - 2R_1 R_2 \cos \varphi)}. \end{aligned} \quad (7)$$

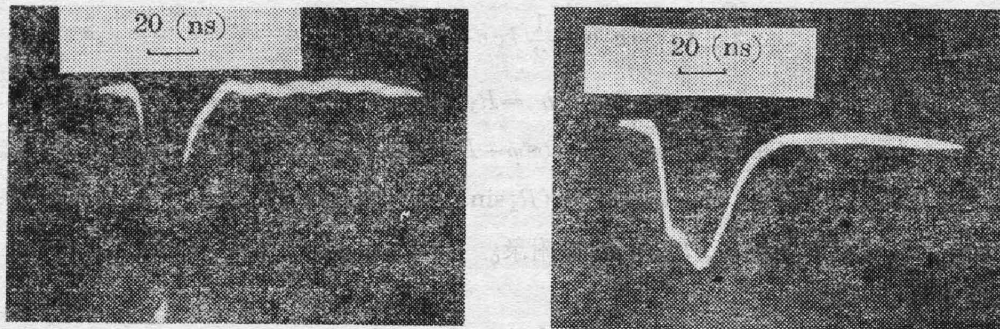
从而 $4I_{\pm}$ 以角频率 $\frac{1}{2} kc$ 振荡。由 $k = \frac{2\pi}{l}$, 得此振荡频率为:

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{2} kc = \frac{c}{2l}.$$

三、实验验证

实验是利用我所研制的 CuCl 激光器^[2]。放电区域长为 50 cm。图 3(a) 是 510.6 nm 和 578.2 nm 荧光的示波波形(放大的自发辐射)。图 3(b) 是用一端为全反镜, 另一端为玻璃平板时, 578.2 nm 激光输出的示波波形。图 3(c) 是用两端都为平板玻璃作为腔镜时激光输出的示波波形。实验中, 由 $l=50$ cm 得理论期待的不均匀性引起的振荡频率为 $\nu = \frac{c}{2l} = 300$ MHz。我们从所拍摄的十多张照片中测量其振荡频率, 其平均值为 320 MHz, 统计均方差为 $\sigma = 8.9$ MHz。可见, 理论与实验符合很好。

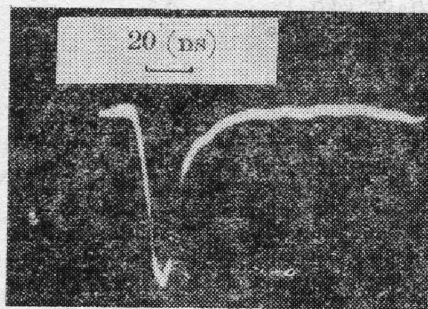
另外, 由式(7)可知, 当 $\varphi = 2\pi n$ 时, 由反馈产生的调制幅度相长叠加, 从而可以加强调制深度。例如, $R_1 = R_2$ 时, a_- 、 b_- 变成不定型(0/0), 由附录(A-8), $R_1 - R_2$ 值充分小, 但 $\varphi = 2n\pi$ 时, a_- 变成无限大。此时系统远离零阶近似解, 从而出现自锁模现象, 如图 4(a)、(b) 所示, 即腔长 $L=120$ cm 时, 两端为玻璃平板所组成的腔 578.2 nm 的激光输出波形。可以看出确实已出现自锁现象, 其锁模深度有时可达 100%, 见图 4(b)。这种不稳定性甚至还可以使腔内只存在一个单脉冲, 其输出也只有一个单脉冲。图 5 是在相同参数下, 输出的脉宽受仪器探测极限(1 ns)限制的单脉冲激光波形。这种自锁模现象与文献[3]中报道的由于未激发原子吸收引起的“被动式”锁模现象不同, 它是因为激发原子由于与光场作用时, 导致反转粒子数空间分布不均匀而引起的。在实验上表现为: 这种锁模现象与文献[3]中不同, 只有在适当的腔结构以及腔长与增益长度满足一定关系(一般可近似为 $R_1 \approx R_2$ 及 $L = n \cdot l$, $n=2, 3, \dots$)、且腔反射镜反射率很低(如 8% 的平板玻璃)时, 才可能发现。测得的锁模序列脉冲的重复频率为 109 MHz, 它与振荡频率之比为 $2.93 \approx 3$, 与理论相符。



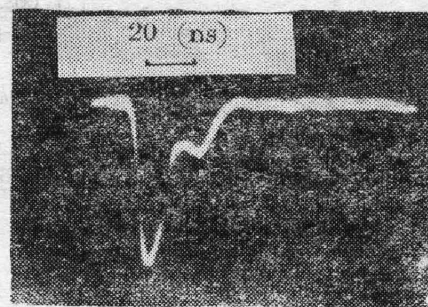
510.6 nm

578.2 nm

(a) Time evolution of amplified spontaneous emission from the discharge tube

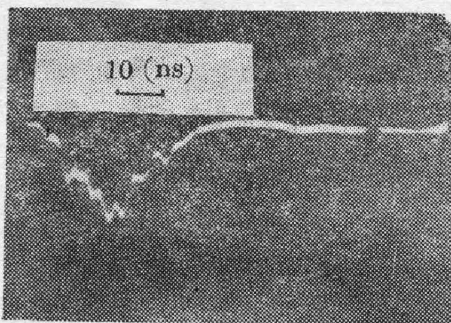


510.6 nm

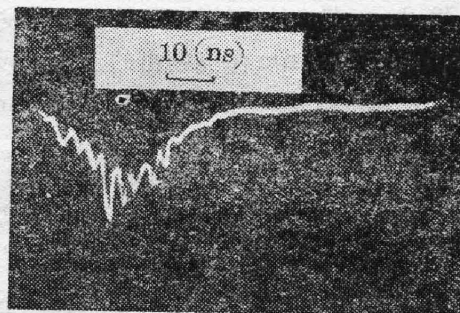


578.2 nm

(b) Time evolution of laser with a total reflection mirror and a glass plate as reflectors



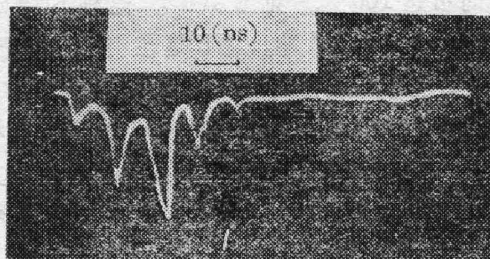
510.6 nm



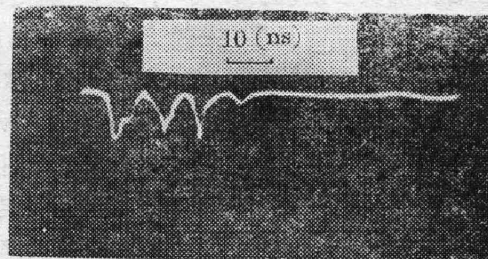
578.2 nm

(c) Time evolution of the laser with two glass plates as reflectors

Fig. 3



(a)



(b)

Fig. 4 Waveforms of 578.2 nm self-modelocked laser output with two glass plates as reflectors and a prism inserted in the cavity

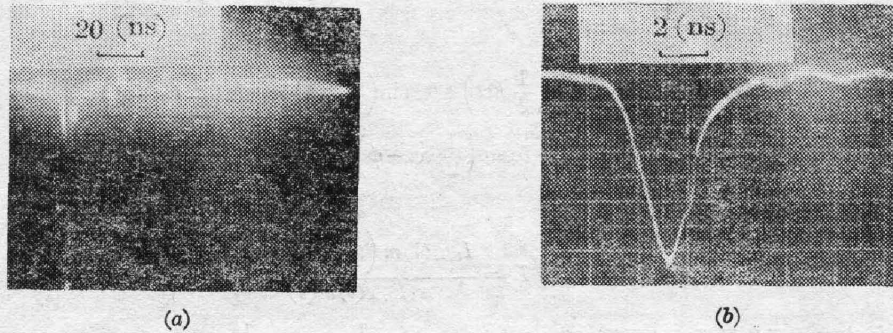


Fig. 5 Single pulse laser output obtained under the same condition as in Fig. 4. The time scale in (b) is limited by the measuring equipment (Time scales in (a) and (b) are 10ns/div and 1ns/div respectively)

四、结 束 语

我们报道和分析了高增益激光器中由于反转粒子数空间分布不均匀而引起的快速振荡,这种振荡不同于因反转数与光场作用的耦合方程不稳定解引起的弛豫振荡^[4]。能观察这种振荡的条件是要有较大反转数空间调制。为此要求:

(1) 腔的 Q 值不能很高,否则反转数总在很低的阈值附近,调制度很小。

(2) 腔的 Q 值不能太低,否则腔内光强太弱,腔内反转数达不到一定的饱和程度而调制;同样腔内光强也不能太强,否则反转数达到高度饱和,并有 $I_+ \approx I_{0,+}z$, $I_- \approx I_{0,-}(1-z)$,从而 $I_+ + I_-$ 对 z 近似为常数^[5],从而反转数没有空间调制。

(3) 由 (1)、(2) 可知,腔内增益介质必须具有很高的增益。

另外,腔长 L 及腔镜反射率 r 需要满足一定关系,使由式 (7) 确定的 a_+ 、 a_- 、 b_+ 、 b_- 具有一定大小。当其中某个变成无限大时,系统将远离零阶近似解,而过渡到自锁模状态。

感谢张桂燕工程师,景春阳工程师为我们提供 CuCl 蒸气激光器。

附 录

边界条件可以写成:

$$\Delta I_+(t, 0) = r_1 \Delta I_-(t, 0), \quad (\text{A-1})$$

$$\Delta I_-(t, l) = r_2 \Delta I_+\left(t - 2\frac{L-l}{c}, l\right). \quad (\text{A-2})$$

取

$$e_+(y) = a_+ \cos \frac{1}{2} kcy + b_+ \sin \frac{1}{2} kcy,$$

$$e_-(x) = a_- \cos \frac{1}{2} kcx + b_- \sin \frac{1}{2} kcx. \quad (\text{A-3})$$

(A-3)代入(A-1),令等式两边 $\cos \frac{1}{2} kct$ 、 $\sin \frac{1}{2} kct$ 的系数相等,得:

$$a_+ = R_1 a_-; \quad b_+ = R_1(1 + b_-) - 1; \quad R_1 = r_1 \frac{I_{0,-}(0)}{I_{0,+}(0)}, \quad (\text{A-4})$$

将(A-3)代入(A-2)并注意到 $\frac{1}{2}kl = \pi$, 得:

$$R_2 \left[\sin\left(\frac{1}{2}kct\right) + a_- \cos\left(\frac{1}{2}kct\right) + b_- \sin\left(\frac{1}{2}kct\right) \right] = \sin\left(\frac{1}{2}kct - \phi\right) + a_+ \cos\left(\frac{1}{2}kct - \phi\right) + b_+ \sin\left(\frac{1}{2}kct - \phi\right), \quad (\text{A-5})$$

其中,

$$\phi = k(L-l), \quad R_2 = \frac{I_{0,-}(l)m\left(t - 2\frac{L-l}{c}\right)}{r_2 I_{0,+}(l)m(t)}. \quad (\text{A-6})$$

将(A-5)右边用三角函数公式展开, 再比较等式两边 $\sin \frac{1}{2}kct$, $\cos \frac{1}{2}kct$ 的系数, 并利用(A-4)便可得:

$$\begin{aligned} (R_2 \sin \phi) a_- + (R_2 \cos \phi - R_2) b_- &= R_2 - R_1 \cos \phi, \\ (R_1 \cos \phi - R_2) a_- - (R_1 \sin \phi) b_- &= R_1 \sin \phi. \end{aligned} \quad (\text{A-7})$$

此方程的系数行列式为:

$\Delta = R_1^2 - 2R_1R_2 \cos \phi = (R_1 - R_2)^2 + 4R_1R_2 \sin^2 \frac{\phi}{2}$. 可见, 要使 $\Delta = 0$, 必使 $R_1 = R_2$, $\sin^2 \frac{\phi}{2} = 0$ 同时满足。后一等式又等价于 $\cos \phi = 1$ 。由正文中式(7)可以得知在 $R_1 - R_2 \rightarrow 0$, $\sin \frac{\phi}{2} \rightarrow 0$ 时, a_- , b_- 的特性。例如, 从式(7)可得:

$$a_- = \frac{4R_1 \cos \frac{\phi}{2} [(R_2 - R_1 \cos \phi) / (R_1 - R_2)]}{\left[\frac{R_1 - R_2}{\sin \phi / 2} + 4R_1R_2 \sin \frac{\phi}{2} / (R_1 - R_2) \right]} \quad (\text{A-8})$$

在 $R_1 - R_2 \rightarrow 0$, $\sin \frac{\phi}{2} \rightarrow 0$ 时, 若 $(\sin \phi / 2) / (R_1 - R_2) \rightarrow 0$, 则 $a_- \rightarrow \infty$ 。

值得一提的是, 这个边界条件具有一定的特殊性, 这是为了简便的缘故。更为广泛地符合图2的边界条件是:

$$\begin{aligned} dI_+(z, 0) &= r_1 dI_-\left(t - \frac{2d}{c}, 0\right), \\ dI_-(z, l) &= r_2 dI_-\left(t - \frac{2L - 2l - 4d}{c}, l\right). \end{aligned}$$

此时, R_1 , R_2 的定义要变成:

$$R_1 = r_1 \frac{I_{0,-}(0)m\left(t - \frac{2d}{c}\right)}{I_{0,+}(l)m(t)}, \quad R_2 = \frac{I_{0,-}(l)m\left(t - \frac{2L - 2l - 4d}{c}\right)}{r_2 I_{0,+}(l)m(t)}.$$

再利用零级近似解的边界条件, 有 $r_1 \frac{I_{0,-}(0)}{I_{0,+}(0)} = 1$, $I_{0,-}(l) / [r_2 I_{0,+}(l)] = 1$, 从而

$$R_1 = \frac{m\left(t - \frac{2d}{c}\right)}{m(t)}, \quad R_2 = m\left[t - (2L - 2l - 4d)/c\right] / m(t).$$

其中 m 与由于光强作用而产生的粒子数饱和情况有关。

参 考 文 献

- [1] Robert E. Grove: *Laser Focus*, 1982, **18**, No. 1 (Jan), 45.
- [2] 张桂英等: 《光学学报》, 1984, **4**, No. 6 (Jun), 513.
- [3] Theodore S. Fahlen: *IEEE J. Q. E.*, 1977, **QE-13**, No. 7 (Jul), 546.
- [4] A. Yariv: «Quantum Electronics (Second Edition)», (John Wiley and Sons, Inc., U.S.A., 1975), Chapter 11.
- [5] M. S. Feil and V. S. Letokhov: «Coherent Nonlinear Optics», (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, New York, 1980), Chapter 2, § 5.3.

A new-type rapid oscillation and self-mode-locking phenomenon in a high-gain laser

LI SHIFANG, HU QIQUAN AND LIN FUCHENG

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

(Received 10 October 1985; revised 21 January 1986)

Abstract

A new-type rapid oscillation and self-mode-locking phenomenon in a high-gain laser is reported. Its mechanism is due to the spacial modulation of the population inversion, this modulation will in turn cause an intensity modulation in the time domain. The oscillation frequency equals to the longitudinal mode interval $c/2l$.