

# 激光新阈值理论及其实验研究

吴鸿兴 王声波 郭大浩

(中国科学技术大学物理系,合肥 230026)

## 提 要

本文对激光的阈值给出了新的理论解释,提出了激光新阈值理论. 导出了激光新阈值条件的解析表达式,并对各类激光器分别进行了讨论. 而且从实验上测量了激光器的阈值反转粒子数密度  $n_{th}$  与允许激光器获得振荡放大的持续时间  $\Delta t$  之间的关系,其结果与激光新阈值理论结果相一致.

**关键词** 激光新阈值理论, 临界增益饱和, 振荡放大持续时间

## 1 引 言

1958年 Schawlow 和 Townes 在他们发表的激光的第一篇历史性论文<sup>[1]</sup>中,提出并详细讨论了激光器的临界振荡条件. 1960年 Maiman 在红宝石上首次实现了激光发射之后, Collins 等人<sup>[2]</sup>在实验上首先发现,一个红宝石激光器要发射激光其泵浦能量(或功率)必须达到一个特征值,小于或等于这个特征时激光器不发射激光;只要稍大于这个特征值(仅增加万分之一),激光器便能发射激光. 并将这个特征值称之为产生激光的阈值.

1961年, Maiman 等人<sup>[3]</sup>对红宝石激光的阈值条件在实验上进行了更为系统的研究,并从理论上给予解释. 认为红宝石激光器在实验上存在的产生激光的阈值条件,就是 Schawlow 和 Townes 所提出的单程增益必须等于单程激光的阈值条件. 由这一论点所构成的传统激光阈值理论,一直沿用至今.

随着激光技术的发展,首先在 Q 突变激光器的实验中,发现了激光的阈值条件与临界振荡条件之间存在明显差异的现象<sup>[4]</sup>. 1978年,作者对激光的阈值提出了新的理论解释,<sup>[5]</sup>认为激光的阈值条件应该是临界雪崩条件,并给出了激光阈值条件与临界振荡条件之间的关系. 根据这一理论,对一定的激光器而言,其阈值条件不仅和谐振腔的损耗有关,而且与允许其进行振荡放大的持续时间有关. 1980年,作者又对激光的新阈值理论作了系统阐明<sup>[6]</sup>. 1987年,作者对激光阈值的理论解释又作了更为深入的阐明. 将激光形成的阈值条件进一步定义为临界增益饱和条件. 并对激光新阈值条件作了更为确切的定量描述. 同年,作者所在实验室对激光的新阈值理论进行了系统的实验研究,首次从实验上验证了激光新阈值理论的正确性. 激光新阈值理论的提出并从实验上得到了验证,这对加深激光形成的物理机制及激光形成动力学过程的理解,发展激光理论;提高激光性能;促进新型激光技术的形成及新型激光器研制具有重要意义.

### 2 激光阈值的新理论解释

激光,系指原子(包括分子、离子等)系统中受激发射占了优势的一种光辐射. 或者说是由原子系统受激发射产生的,能量在“状态”上高度集中的一种光辐射. 基于对激光涵义的理解,激光能否形成,关键在于一个激光器的受激发射能否达到超过自发辐射而占优势的程度. 激光的阈值条件也就是其受激光发射能否超过自发辐射而占优势,或者其光辐射能否在“状态”上产生显著集中的临界条件. 为了深入研究激光形成的临界条件,必须研究一个激光器其光辐射从自发辐射占优势转变到受激发射占优势的具体过程.

考虑到大部分激光工作物质为四能级系统,故仅从四能级系统出发加以讨论. 并假定激活介质为理想四能级系统,  $\tau_2 = 0, n_2 = 0, n_3 = n$ . 谱线为均匀加宽的,且不考虑激活介质谱线轮廓对增益的影响,将谱线形状简化为矩形有. 则描述激光形成过程仅需  $n, \phi$  两个速率方程即可:

$$d n / d t = \omega_p n_1 - \omega_s \phi n - \omega_e n \tag{1}$$

$$d \phi / d t = \omega_s \phi n + \omega_e n - \gamma_0 \phi \tag{2}$$

式中  $n = N/N_0, \phi = \phi/N_0$  分别为规一化粒子反转数密度和光子密度,  $N_0$  为总的粒子数密度,  $N = N_3 - N_2, n_1$  为激活介质基态的规一化粒子数密度,  $n_1 = N_1/N_0. \omega_e$  为自发辐射几率,  $\omega_s$  为向激光立体角范围的自发辐射几率,  $\gamma_0$  为腔内光子的总损耗速率,  $\omega_p$  为泵浦速率,  $\omega_s$  为每个光子产生的受激发射几率. (1), (2) 速率方程包含有  $n, \phi$  两个变量乘积项的非线性方程. 通常只能进行数值求解. 并进一步假定当激活介质粒子反转数  $n$  达到稳定值  $n_0 (n_0 = \omega_p n_1 / \omega_e)$  时, 振荡才开始. 为此, 假定在激光腔内插入一个损耗突变开关, 在泵浦开始阶段, 使处于高损耗状态 ( $\gamma = \gamma_0 + \Delta\gamma$ ), 当粒子反转数达到稳定值  $n_0 (t = t_0)$  时, 使腔突变为低损耗状态 ( $\gamma = \gamma_0$ ), 振荡开始建立. 激光形成并达到稳态输出的过程 ( $n, \phi$  随时间的变化过程) 如图 1 所示.

#### 2.1 激光形成的两个阶段

由图 1 可以看出, 激光的形成分为两个阶段, 即非相关阶段与相关阶段.

##### 2.1.1 非相关阶段

图 1 中  $t_0 < t < t_1$  的阶段为激光形成的准备阶段. 在这阶段,  $\phi$  值很小, 增长缓慢.  $n$  由受激发射引起的变化速率可以忽略, 属小讯号增益阶段. 各个模式在振荡放大过程中互不相关, 其中某个模的振荡放大不会影响到其他的模. 故这阶段为振荡非相关阶段.

##### 2.1.2 相关阶段

图中  $t > t_1$  以后为激光的形成阶段. 在这一阶段中  $\phi$  经过了一个缓慢的增长过程后, 已达到了足够大的值  $\phi_{cs}$ .  $n$  由受激发射引起的变化速率已达到足够大的值. 激活介质呈现出增益饱和现象. 各个模式的振荡放大过程变得相互关联, 其中某些模的振荡放大将会影响甚至抑制其他模. 故这阶段为振荡相关阶段.

#### 2.2 激光形成过程中的两个临界点

与激光形成过程中两个阶段对应, 存在两个临界点, 临界振荡点与临界增益饱和点.

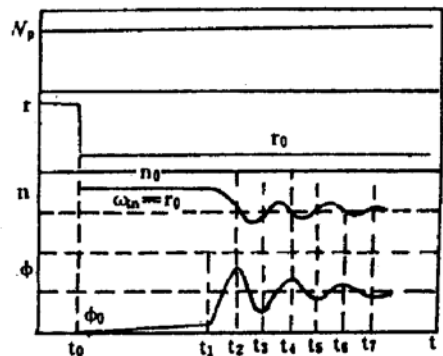


Fig. 1 The theoretical relations between  $\omega_s, \gamma, n, \phi$  and  $t$

### 2.2.1 临界振荡点

进入非相关振荡阶段的临界点为对应图 1 中的  $t = t_0$  点. 在这个点之前, 激光腔的单程增益小于单程损耗, 振荡无法建立. 在这个点以后, 单程增益才大于单程损耗, 振荡才能建立起来,  $\phi$  才开始单调增长. 在  $t = t_0$  点, 单程增益等于单程损耗, 是激光器能否建立起振荡的临界点. 由方程(2), 令  $d\phi/dt = 0$ , 得

$$d\phi/dt = \omega_s \phi n + \omega_s n - \gamma_0 \phi = 0 \quad (3)$$

在忽略了自发辐射项后得

$$\omega_s \phi n = \gamma_0 \phi \quad \text{或} \quad n = \gamma_0 / \omega_s \quad (4)$$

由(4)式给出的  $n$  值为达到临界振荡点所要求的粒子反转数密度值, 以  $n_{co}$  表示即

$$n_{co} = \gamma_0 / \omega_s \quad (5)$$

### 2.2.2 临界增益饱和点

进入相关振荡阶段的临界点为对应于图 1 中的  $t = t_1$  点. 在  $t = t_1$  点之前, 粒子反转数  $n$  随时间减少的速率主要由自发辐射决定, 属于小讯号增益的情况.  $t = t_1$  点之后,  $n$  减少速率将转变为由受激发射决定, 呈现出显著的增益饱和特性.  $t = t_1$  点是激活介质能否产生显著的增益饱和现象的临界点, 称为临界增益饱和点. 由方程(1), 令  $dn/dt = 0$ , 得

$$n = \frac{n_0}{1 + (\phi/\phi_s)} \quad (6)$$

式中  $n_0 = \omega_s n_1 / \omega_s$ , 为  $\phi \approx 0$  (小讯号增益) 时激活介质的粒子反转数密度值,  $\phi_s$  为与饱和光强  $I_s$  相应的光子密度, 称为饱和光子密度.  $\phi_s$  的物理意义是, 当  $\phi$  比  $\phi_s$  小得多时, 粒子反转数  $n$  的减少速率主要由自发辐射决定, 与  $\phi$  无关,  $n \approx n_0$  为小讯号增益的情况; 当  $\phi$  可与  $\phi_s$  相比拟时,  $n$  减少的速率已变得与  $\phi$  有关,  $n$  因受激发射已有显著的减少; 而当  $\phi = \phi_s$  时, 由受激发射使  $n$  减少的速率在数值上正好等于由自发辐射使  $n$  减少的速率, 此时正好减少到  $n_0/2$ .

为了定量描述临界增益饱和点, 定义一个临界增益饱和参量. 即临界增益饱和光子密度  $\phi_{cs}$ :

$$\phi_{cs} = \phi_s / 10 \quad (7)$$

式中  $\phi_{cs}$  为与临界增益饱和点对应的光子密度值. 其物理含义为, 当  $\phi = \phi_{cs}$  时,  $\phi$  已达到了和  $\phi_s$  同一数量级, 即  $\phi$  达到了可与  $\phi_s$  比拟的程度, 激活介质已呈现出较明显的增益饱和效应.

### 2.3 激光的新阈值条件—临界增益饱和条件

基于上述分析, 一个激光器其受激发射能否达到超过自发辐射, 进而占优势的临界条件, 即激光形成的阈值条件, 应该是达到临界增益饱和点所必须满足的条件, 即临界增益饱和条件, 而不是达到临界振荡点所必须满足的条件, 即临界振荡条件. 这是因为:

1) 祇有达到了临界增益饱和点之后,  $n$  才“雪崩”式的减少,  $\phi$  才开始迅速增长, 光辐射场才能形成很高的亮度.

2) 祇有达到了临界增益饱和点之后, 各个振荡横模也变为相互关联. 其中某些横模(损耗较小的横模)的振荡放大将影响甚至抑制其它横模. 光辐射能量才开始向少数横模中迅速集中, 即开始在空间迅速集中, 显示出好的方向性与空间相干性.

3) 祇有达到了临界增益饱和点, 各个振荡频率(纵模)才变为相互关联. 其中某个纵模的振荡放大将影响甚至抑制其纵模; 同时, 同一纵模中的不同频率成分也变为相互关联. 其中某一频率成分的振荡放大也将影响并抑制其它频率成分. 其结果不但振荡的纵模数迅速减少, 而且每个纵模的频率宽度也迅速变窄. 光辐射能量才开始在频率上迅速集中, 显示出好的单色性

与时间相干性.

4) 在临界增益饱和点之前,由于粒子反转数因受激发射而减少的速率很小,  $n \approx n_0$ . 根据光辐射场的量子统计理论<sup>[7]</sup>,在振荡过程中光辐射场(单模辐射场)虽能获得放大,但其光子统计分布特性,即光子处于数态  $|n\rangle$  上的几率分布特性几乎不变;只有达到了临界增益饱和点之后,由于增益饱和,  $n$  随时间迅速变化. 光辐射场在振荡放大过程中其光子统计分布特性才开始迅速变化. 从初始自发辐射场(非相干光场)的混沌态分布:  $P_n = \bar{n}^n / (1 + \bar{n})^{n+1}$ , (其中  $\bar{n} = \sum n P_n$  为单模平均光子数) 迅速向相干光场的泊松分布:  $P_n = \bar{n}^n e^{-\bar{n}} / n!$  演变. 光辐射场才能显示出好的高阶相干性.

总之,在临界增益饱和点之前,由于振荡是非相关的,腔内光辐射场虽在光子数量上通过受激发射放大缓慢地增长,但光辐射场的空间分布、频率分布及光子统计分布特性基本不变. 即光束的质量基本上不发生变化. 只有达到了临界增益饱和点之后,振荡才变成相关的. 光辐射场不但在光子数量上开始迅速增长,而且光辐射场的空间分布、频率分布及光子统计分布特性,即光束质量同时发生迅速变化. 光辐射场才能产生从量变到质变这一飞跃,形成激光.

实际上,由于一个激光器的增益是随光强变化而改变的. 而通常情况下其损耗则是与光强无关的. 因此,在振荡过程中,随着光强的变化,单程增益等于单程损耗的状态将不止一次地出现. 图 1 中除  $t = t_0$  点外,还有  $t = t_2, t = t_3, t = t_4, t = t_5$  各点. 在  $t > t_5$  激光器达到稳态输出后也是运转在单程增益等于单程损耗的状态.

### 3 激光新阈值条件的解析表达式

假定自发辐射仅对振荡开始 ( $t = t_0$ ) 时刻腔内的初始光子密度  $\phi_0$  有贡献,而忽略了其在振荡开始后 ( $t > t_0$ ) 对  $\phi$  的贡献. 则(2)式可简化为

$$\frac{d\phi}{dt} = \omega_s \phi n - \gamma_0 \phi \quad (8)$$

由于所讨论的问题仅局限于  $t \leq t_1$  的阶段,在这阶段粒子反转数  $n$  与初始值  $n_0$  偏离不大,  $n \approx n_0$ . 则可进一步写为

$$d\phi/dt = \omega_s \phi n_0 - \gamma_0 \phi \quad (9)$$

这样,  $\phi$  随时间变化的速率方程就简化成为线性方程. 可以进行近似解析求解. 考虑到  $\tau_c = 1/\gamma_0$ ,  $n_{c0} = 1/\omega_s \tau_c$ ; 则(9)式整理后得

$$d\phi/\phi = [(n_0/n_{c0} - 1)](1/\tau_c) dt \quad (10)$$

为使振荡从临界振荡点 ( $t = t_0$ ) 达到临界增益饱和点,即为使腔内光子密度初始值  $\phi_0$  增长到临界增益饱和光子密度值  $\phi_{c0}$ , 振荡放大过程必须持续到  $t = t_1$  时刻. 将(10)式两边积分得

$$\ln \frac{\phi_{c0}}{\phi_0} = \left( \frac{n_0}{n_{c0}} - 1 \right) \frac{\Delta t}{\tau_c} \quad (11)$$

式中  $\Delta t = t_1 - t_0$ . 考虑到振荡刚开始时  $n = n_0$ ,  $\phi = \phi_0$ ,  $(d\phi/dt) \approx 0$ ,  $\omega_s \phi n_0 \approx 0$ , 则(2)式得

$$\phi_0 = (\omega_s n_0) / \gamma_0 \quad (12)$$

将(12)式代入(11)式,并注意  $\phi_s = \omega_s / \omega_s$  考虑到  $0 < n_0 < 1$ , 并将对项中的  $n_0$  值取  $n_0 = 1$ , 则

$$\ln \left( \frac{\omega_s \gamma_0}{10 \omega_s \omega_s} \right) = \left( \frac{n_0}{n_{c0}} - 1 \right) \frac{\Delta t}{\tau_c} \quad (13)$$

一个激光器,或者由于受到泵浦条件的限制,或者由于受到激活介质高能态寿命及有效增益长度的限制,以及或者由于受到插入腔内  $Q$  开关  $Q$  值突变的限制,允许其进行振荡放大的持续时

间往往是有限的,即  $\Delta t$  为一有限值. 因此,在时间间隔  $\Delta t$  内,要使腔内光子密度从初始值  $\phi_0$  增长到临界增益饱和光子密度  $\phi_{cs}$ ,就要求激活介质的初始粒子反转数密度  $n_0$  必须达到一定的值. 由(13)式并令  $(\omega_s \gamma_0 / 10 \omega_i \omega_s) = R$ , 则得

$$n_0 = \left( 1 + \frac{\tau_c}{\Delta t} \ln R \right) n_{co} \quad (14)$$

对一定激光器而言,在  $\gamma_0$  为一定和情况下,  $R$  为一常数. (14) 式表征的  $n_0$  值即为一个激光器在给定  $\Delta t$  情况下,激光新阈值条件所要求的阈值粒子反转数,记作  $n_{th}$ , 得

$$n_{th} = [1 + (\tau_c / \Delta t) \ln R] n_{co} \quad (15)$$

(15) 式即为激光新阈值条件(阈值粒子反转数密度)的解析表达式. 将(15)式改写得

$$(n_{th} / n_{co}) = 1 + (\tau_c / \Delta t) \ln R \quad (16)$$

对红宝石激光器的一组典型参数<sup>[8]</sup>:  $\omega_i = 3.5 \times 10^9$  ( $s^{-1}$ ),  $\omega_s = 230$  ( $s^{-1}$ ),  $\omega_s = 20 \times 10^{-8}$  ( $s^{-1}$ ),  $\gamma_0 = 1.8 \times 10^9$  ( $s^{-1}$ ).  $R = 6 \times 10^5$ ,  $\ln R = 13.30$ . 则由(16)式表征的  $n_{th} / n_{co}$  与  $\Delta t$  ( $\Delta t / \tau_c$ ) 之间的关系由表 1 及图 2 给出.

Table 1

$\Delta t / \tau_c$	$\ln \Delta t / \tau_c$	$n_{th} / n_{co}$	$\Delta t / \tau_c$	$\ln \Delta t / \tau_c$	$n_{th} / n_{co}$
0.4	-0.92	34.25	20.0	2.99	1.67
0.6	-0.51	23.17	30.0	3.40	1.44
1.0	0.00	14.30	40.0	3.69	1.33
2.0	0.69	7.55	50.0	3.91	1.27
3.0	1.10	5.43	100.0	4.60	1.13
4.0	1.39	4.33	200.0	5.29	1.07
5.0	1.61	3.66	300.0	5.70	1.04
10.0	2.30	2.33	500.0	6.21	1.03
			1000.0	6.90	1.01

由以上结果可以看出:

1) 对一定的激光器而言,由激光新阈值理论给出的阈值粒子反转数  $n_{th}$  与谐振腔的损耗速率  $\gamma_0$  (或  $\tau_c$ ) 和允许光讯号在腔内进行振荡放大的持续时间  $\Delta t$  有关.

2) 由于  $(\tau_c / \Delta t) \ln R > 0$ ,  $[1 + (\tau_c / \Delta t) \ln R] > 1$ , 故阈值粒子反转数  $n_{th}$  一般总是大于临界振荡粒子反转数  $n_{co}$  的.

3) 对一定的激光器而言,在  $\gamma_0$  (或  $\tau_c$ ) 一定的情况下,  $n_{th}$  与  $\Delta t$  成反比. 一个激光器允许光讯号在腔内进行振荡放大的持续时间  $\Delta t$  越短,则阈值粒子反转数  $n_{th}$  越大,  $n_{th} / n_{co}$  值越大;反之,  $\Delta t$  值越大,  $n_{th} / n_{co}$  值就越小. 当  $\Delta t / \tau_c \geq 1000$  时,  $n_{th} / n_{co} = 1.01$ .  $n_{th} \approx n_{co}$ . 即当一个激光器允许其光讯号在腔内进行振荡放大的持续时间  $\Delta t$  大于对应腔内光子寿命  $\tau_c$  1000 倍左右时,激光阈值粒子反转数与其临界振荡粒子反转数在数值上已基本相等. 以下对几种类型的激光器分别进行讨论:

### 3.1 连续激光器

对连续激光器而言,允许光讯号在其腔内进行振荡放大的持续时间可以很长, (15) 式中  $\Delta t \gg \tau_c \ln R$ ,  $(\tau_c / \Delta t) \ln R \approx 0$ , 由此可得

$$n_{th} \approx n_{co}$$

可见,对连续激光器而言,其阈值粒子反转数与临界振荡粒子反转数两者在数值上近似相等.

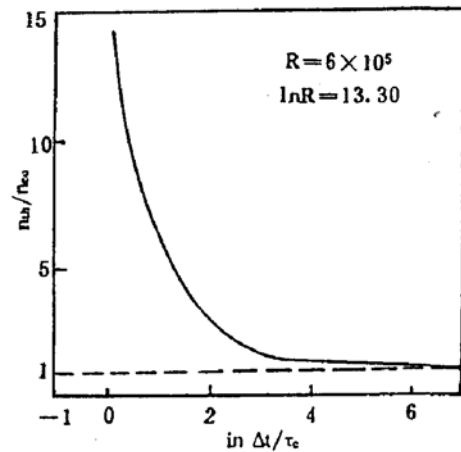


Fig. 2 The theoretical relation between  $n_{th} / n_{co}$  and  $\ln \Delta t / \tau_c$

### 3.2 脉冲激光器

对于脉冲激光器而言,  $\Delta t$  总是有限的. 故

$$n_{th} > n_{co}$$

上面已分析到. 仅当  $\Delta t > 1000 \tau_c$  时, 才能

$$n_{th} \approx n_{co}$$

### 3.3 无腔激光器

对无腔激光器而言,  $\Delta t = L/\mu c$ , 其中  $L$  为增益介质长度,  $c$  为真空中光速,  $\mu$  为介质折射率. 同时, 临界振荡粒子反转数  $n_{co}$  应以增益介质单位长度上的增益正好等于单位长度上的损耗时的临界放大条件所要求的粒子反转数  $n_{co}$  替代. 并考虑到  $\tau_c = \mu/\alpha_s c$ , 其中  $\alpha_s$  为激活介质的损耗系数. 则(16)式可写为:

$$(n_{th}/n_{co}) = 1 + (\mu^2/\alpha_s L) \ln R \quad (17)$$

可以看出, 由于  $(\mu^2/\alpha_s L) \ln R > 0$ , 故

$$n_{th} > n_{co}$$

即无腔激光器的阈值粒子反转数总是大于临界放大粒子反转数的. 且对一定的激活介质 ( $\alpha_s$ ,  $\mu$  一定) 而言,  $n_{th}/n_{co}$  与激活介质长度  $L$  成反比.  $L$  增长时,  $n_{th}/n_{co}$  值减小. 当  $L$  足够长时, 则

$$n_{th} \approx n_{co}$$

然而, 在非行波激励的情况下, 无腔激光器激活介质长度  $L$  的增长最终将会受到其荧光寿命的限制.

## 4 实验设计思想

1) 腔的损耗(损耗速率)或腔的寿命对激光阈值粒子反转数的影响, 这在传统的激光阈值理论中就已给出, 人们已是十分容易接受了. 而激光器允许其获得振荡放大的持续时间对阈值粒子反转数的影响, 是传统的激光阈值理论所未能给出的. 因此, 为从实验上验证激光新阈值理论, 关键在于验证  $n_{th}$  与  $\Delta t$  之间的关系.

对一定的激光器而言, 腔的损耗也是一定的,  $n_{co}$  值是一个确定的值. 因此,  $n_{th}$  与  $\Delta t$  之间的关系, 和  $n_{th}/n_{co}$  与  $\Delta t$  之间的关系是完全相当的. 故在实验中仅需验证  $n_{th}/n_{co}$  与  $\Delta t$  之间的关系即可. 这样不但避免了直接测定  $n_{th}$  的绝对值的困难, 仅需测  $n_{th}$  与  $n_{co}$  之间的相对值  $n_{th}/n_{co}$ , 且无需知道激光工作物质中激活粒子的实际浓度. 使测定变得简单易行. 并且结果能直接给出由新阈值理论给出的激光阈值粒子反转数密度  $n_{th}$  与传统阈值粒子反转数密度  $n_{co}$  之间的关系.

2) 一个激光器允许其获得振荡放大的持续时间  $\Delta t$ , 可以是由于受泵浦持续时间及工作物质高能态寿命的限制, 也可以是由于受腔内  $Q$  开关开启持续时间的限制, 还可以是由于受激活介质的长度的限制等. 而采用插入腔内的  $Q$  开关来控制改变激光器允许进行振荡放大的持续时间  $\Delta t$  则是最为简便而有效的途径. 因此, 我们在验证的实验中采用插入腔内的  $Q$  开关来改变  $\Delta t$ .

3) 为提高实验的精确度, 可以采用由方波电压驱动的电光  $Q$  开关. 方波电压的前后沿要求尽可能的陡. 为此:

① 用成形电缆形成驱动电光开关的高压方波, 并通过改变成形电缆的长度来精确改变  $\Delta t$  的大小:

② 用冷阴极陶瓷触发管作快速开关管.

4) 用红外摄像系统检测激光的形成, 从而测定阈值泵浦能量. 这不但检测灵敏度高, 而

且可避免干扰,测量精确可靠.

5) 用荧光幅度比值法测定  $n_u/n_{c0}$  值

在整个泵浦过程中,工作物质粒子反转数密度值  $n$  是随时间变化的,不同的时刻,  $n$  值是不同的. 为测定在  $Q$  开关打开(高压方波加上时刻)、振荡开始建立时刻的粒子反转数密度  $n_u$  值,若采用通常的小讯号增益系数测量法来测定,在技术上将是十分复杂的. 由于本实验中所需测量定的仅是  $n_u$  与  $n_{c0}$  之间的比值,且考虑到在振荡刚开始建立时刻腔内的初始光子密度值  $\phi_0$  极小( $\phi_0 \approx 0$ ). 受激发射对腔内光子密度的贡献可以忽略,光辐射强度主要取决于自发辐射.

$$I \propto \omega_s n$$

式中  $\omega_s$  为自发辐射几率. 由于对一定工作物质的两个特定能级而言,  $\omega_s$  为一个常数,故荧光强度  $I$  与粒子反转数密度值  $n$  成正比:

$$I \propto n \tag{19}$$

因此,可以很方便地通过测定相应的荧光强度  $I$  之比值来测定  $n_u/n_{c0}$  值.

### 5 实验装置与步骤

#### 5.1 实验装置

实验是在 YAG 激光器上进行的. 利用插入腔内的由方波高压脉冲驱动的 KD\*P 电光 Q 开关来控制允许其进行振荡放大的持续时间之长短. 并通过红外摄像系统来检测激光的形成. 实验装置光路排布如图 3 所示. 其中  $M_2$ 、 $M_1$  为多层膜反射镜( $M_2$  为全反射,  $M_1$  为部分反射的).  $PC$  为 KD\*P 普克尔盒,  $PP$  为格兰-汤姆逊棱镜,  $F$  为滤光片(只透过  $1.06 \mu\text{m}$  波段). 激光充电电源精度为 5%,  $Q$  开关触发延迟精度为  $10 \mu\text{s}$ .

KD\*P 普克尔盒驱动器,方波高压脉冲成形电路如图 4 所示. 其中快速开关管采用冷阴极陶瓷管,上升时间  $\sim 2 \text{ ns}$ . 其所需触发脉冲由 ZQM1-35/3 型热阴极闸流管产生给出,上升时间  $\sim 20 \text{ ns}$ .  $R_1 = R_3 = 50 \Omega$ ,  $C = 510 \text{ pf}/16 \text{ kV}$ . 在  $R_4$  上输出一正方波高压脉冲,幅度为  $V\lambda/4$ ,方波宽度  $\Delta t_0$  由成形电缆长度  $l$  决定.  $\Delta t_0 = 2l/V$ ,  $V = 0.2 \text{ m/ns}$  为讯号在成形电缆中传播速度. 这样,通过改变形成电缆长度  $l$ ,即可改变  $Q$  开关开启的持续时间,从而有效控制允许光讯号进行振荡放大的持续时间  $\Delta t$ ,即  $\Delta t = \Delta t_0$ .

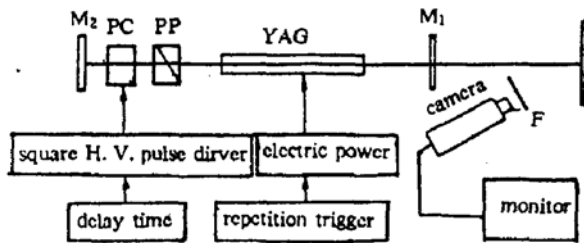


Fig. 3 The experimental setup

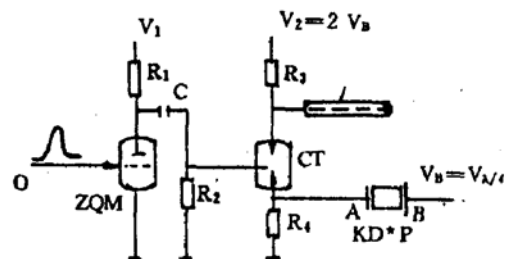


Fig. 4 The formative electrocircuit of the square-corner high-voltage

#### 5.2 实验步骤

1) 改变成形电缆长度  $l$ ,即改变允许进行振荡放大的持续时间  $\Delta t$ ,测出与不同  $\Delta t$  值对应的阈值泵浦电压  $V_{th}$  值. 在测量中固定  $Q$  开关延迟触发时间(从氙灯点燃至  $Q$  开关打开延迟的时

间) $t_D$  不变,  $t_D = 290 \mu s$ .

2) Q 开关不加电压, 即 Q 开关处于常开的状态下, 测出激光器能产生激光的最小泵浦电压, 这即为该激光器临界振荡条件所对应的泵浦电压值  $V_{co}$ .

3) 测定与不同高压方波宽度  $\Delta t$  值所对应的阈值电压  $V_{th}$  的荧光强度随时间的变化曲线 (荧光波形), 并测出与延迟时间  $t_D = 290 \mu s$  时刻所对应的荧光强度  $P_{th}$  之值 (相对值). 如图 5 所示. 测量光路图如图 6 所示.

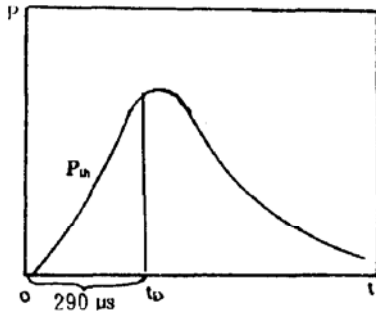


Fig. 5 The fluorescence power  $P_{th}$  at the time  $t_D$

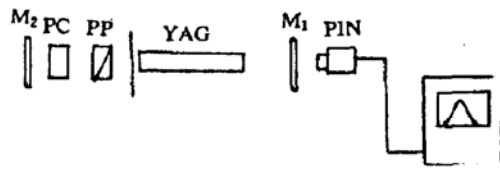


Fig. 6 The measuring setup of fluorescence

实验在腔内插入了一个挡光屏, 使激光器无法形成激光, 只发射荧光. 这与 Q 开关处于关闭状态的情况相当.

4) 测定 Q 开关处于常开状态情况下, 与其临界振荡条件对应的泵浦电压  $V_{co}$  下的荧光强度随时间变化曲线, 并测出荧光波形峰值处强度  $P_{co}$  之值, 如图 7 所示.

5) 采用荧光幅度比值法, 计算出与不同高压方波宽度  $\Delta t$  对应的  $P_{th}/P_{co}$  之比值, 即  $N_{th}/N_{co}$  之比值.

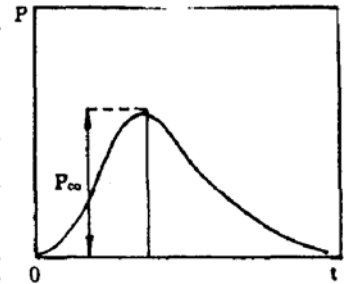


Fig. 7 The peak fluorescence power  $P_{co}$

## 6 实验结果

1) 采用 P6015 探头及 7834 贮存示波器直接测量  $R_4$  上输出方波高压脉冲波形, 如图 8 所示, 方波前沿  $t_s = 2 ns$ .

2) 改变  $\Delta t$  值, 所测得的  $V_{th}$ ,  $P_{th}(N_{th})$  及  $V_{co}$ ,  $P_{co}(N_{co})$  之值, 由表 2 给出.

Table 2

$l$ (m)	95.0	65.0	50.0	35.0	19.4	10.0	6.0	4.0	2.0	0
$\Delta t$ (ns)	950	650	500	350	194	100	60	40	20	0
$V_{th}$ (V)	488	498	512	523	528	615	663	670	681	681
$t_D$ ( $\mu s$ )	290	290	290	290	290	290	290	290	290	290
$P_{th}$ (relative)	3.8	4.0	4.2	4.5	5.2	6.5	8.0	8.2	8.6	8.6
$V_{co}$ (V)	458	458	458	458	458	458	458	458	458	458
$P_{co}$ (relative)	3.4	3.4	3.4	3.4	3.4	3.4	3.4	3.4	3.4	3.4
$N_{th}/N_{co}$	1.1	1.2	1.2	1.3	1.5	1.9	2.4	2.4	2.5	2.5

为使表中所列出  $N_{th}/N_{co}$  随  $\Delta t$  之变化关系, 更清楚起见, 图 9 给出了  $N_{th}/N_{co} \sim \Delta t (\Delta t = \Delta t / \tau c)$  曲线.

结果表明, 由实验所测得的  $N_{th}/N_{co}$  与  $\Delta t$  的变化规律与激光新阈值理论给出的结果是一致



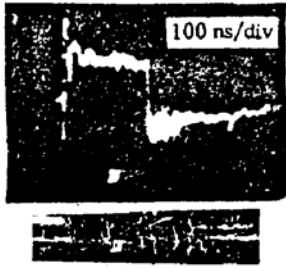
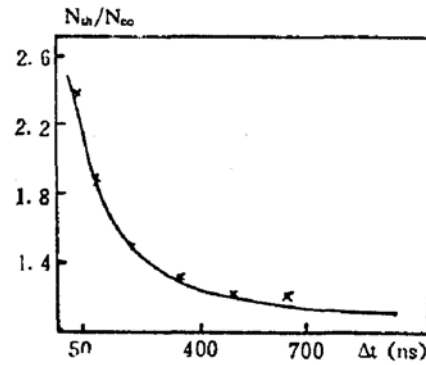


Fig. 8 The square-corner high voltage

Fig. 9 The experimental relation between  $N_{th}/N_{co}$  and  $\Delta t$ 

的. 实验中当  $\Delta t \leq 20 \text{ ns}$  后,  $N_{th}/N_{co}$  之值不再随  $\Delta t$  之减小而增大, 在  $N_{th}/N_{co} \sim \Delta t$  的曲线上出现了一个平台. 这表明, 由于此时粒子反转数  $N_{th}$  值已足够大, 已开始形成放大的自发射. 出现平台时的  $N_{th}/N_{co}$  值, 即为放大的自发射的阈值反转比.

### 参 考 文 献

- [1] A. L. Schawlow, C. H. Townes, Infrared and optical masers. *Phys. Rev.*, 1958, 112(6): 1940~1949
- [2] R. J. Collins *et al.*, Coherence narrowing directionality and relaxation oscillations in the light emission from ruby. *Phys. Rev. Lett.*, 1960, 5(7): 303~305
- [3] T. H. Maiman *et al.*, Stimulated optical emission in fluorescent solids I spectroscopy and stimulated emission in ruby. *Phys. Rev.*, 1961, 123(4): 1151~1157
- [4] 陈秀云等, 转镜调 Q 的四倍增速器件. *激光*, 1977, 4(3): 23~26
- [5] 吴鸿兴, 激光普遍性阈值条件(摘要). *激光*, 1978, 5(5~6): 27: 28
- [6] 吴鸿兴, 激光普遍性阈值条件. *中国科学技术大学学报*, 1980, 10(1): 1~6
- [7] M. 萨晋等著, 杨顺华等译, 激光光子统计. *激光物理学*, (科学出版社, 北京, 1982)
- [8] 天津大学精仪系编译, 参量的估计. *激光技术*, (科学出版社, 北京, 1972): 455~457

## A new threshold theory of laser and its experimental study

WU Hongxing      WANG Shengbo      GUO Dahao

(Department of Physics, University of Science & Technology of Hefei, Anhui 230026)

(Received 30 December 1992; revised 27 May 1993)

### Abstract

In this paper a new threshold theory of laser is given and analytical formula of the theory is introduced. The threshold values for some kinds of lasers are discussed. The relationship between the threshold inversion and the oscillating duration is investigated experimentally. And the measured result is in good agreement with that of the new threshold theory of laser.

**Key words** new threshold theory of laser, critical gain saturation, duration of oscillation and amplification.