根据计算得到下列的结果：① 无扰动非稳腔近场分布可以出现环状结构，环的数目 $N_{环}$ 与国外指出的 $(N_{环}=N_{等效}-1/2)$ 相符。② 无扰动的非稳腔远场分布与菲涅耳数有关，不完全等于衍射极限。③ 受激波扰动的腔，其场分布与激波面的位置相应，其对称性亦相同。④ 受激波扰动后激光输出光束能量角分布分散，方向性变坏，其变坏程度不但与激波的强度和厚度有关，更主要的是与激波的位置有关，激波面离腔中心轴愈近输出光束的方向性愈坏。

激光器的普遍性阈值条件

中国科技大学　吴鸿兴　谭石慈

本文指出 A. G. Schawlow 和 C. H. Tawnes 于 1958 年发表的激光方面的第一篇论文中所给出的阈值条件，是以单程增益必须正好补偿单程损耗为基本出发点推导得出的。认为这种阈值条件只适用于普通固定 Q 腔激光器，而不适用于突变 Q 腔及无腔激光器。能同时适用于各类激光器的带有普遍性的阈值条件，必须由速率方程理论得到。

由速率方程理论求得的普遍性阈值条件为：

$$n_t=\frac{\tau_c\ln\dfrac{\phi_p}{\phi_i}+\Delta t}{\Delta t}n_t^0 \tag{1}$$

式中 n_t 为普遍性阈值条件所对应的阈值粒子反转数，Δt 为腔保持高 Q 值状态的持续时间，τ_c 为腔内光子寿命，ϕ_i 和 ϕ_p 分别为振荡刚开始建立时及开始形成雪崩过程时的光子密度数，n_t^0 为使单程增益正好能补偿单程损耗所需的粒子反转数。

一、对普通固定 Q 腔激光器

Δt 很长，由于 $\dfrac{\phi_p}{\phi_i}\approx 10^{10}$，$\tau_c\ln\dfrac{\phi_p}{\phi_i}$ 与 Δt 相比可忽略，则由(1)式得：

$$n_t=n_t^0 \tag{2}$$

可见，普通固定 Q 腔激光器的阈值粒子反转数，即为使单程增益正好能补偿单程损耗所需的粒子反转数。这就是我们大家所熟悉的，A. G. Schawlow 和 C. H. Tawnes 在文章中所给出的阈值条件。

二、对无腔激光器

$\Delta t=\dfrac{l}{c}$，l 为工作物质的光学长度，c 为工作物质中的光速，由(1)式得：

$$n_t=\frac{c\tau_c\ln\dfrac{\phi_p}{\phi_i}+l}{l}n_t^0 \tag{2'}$$

式中 τ_c 为无腔情况下相应的光子寿命。可见：

1. 由于 $c\tau_c\ln\dfrac{\phi_p}{\phi_i}>0$，所以 $n_t>n_t^0$，$\dfrac{n_t}{n_t^0}>1$；

2. n_t 与 l 有关，l 越短，$\dfrac{n_t}{n_t^0}$ 比值越大。反之，l 越长，$\dfrac{n_t}{n_t^0}$ 就越小，只有当 $l\to\infty$，$\dfrac{n_t}{n_t^0}\to 1$。

三、对突变腔 Q 激光器

1. 对阶跃常开式 Q 开关情况，由于腔突然打开后，能保持高 Q 值状态的时间可很长，Δt 值很大，$\tau_c\ln\dfrac{\phi_p}{\phi_i}$ 可忽略，故由(1)式得：

$$n_t=n_t^0 \tag{3}$$

2. 对阶跃关闭式 Q 开关情况，若腔打开的持续时间为 Δt，则由(1)式得：

$$n_i=\frac{\tau_c \ln\dfrac{\phi_p}{\phi_i}+\Delta t}{\Delta t}n_i^0 \tag{4}$$

可见:

① 由于 $\tau_c \ln\dfrac{\phi_p}{\phi_i}>0$, 所以 $n_t>n_i^0$, $\dfrac{n_t}{n_i^0}>1$,

② n_t 与 Δt 有关, Δt 越短, $\dfrac{n_t}{n_i^0}$ 值就越小。

以上结果,都已被实验所证实。

Q 开关巨脉冲理论

中国科学院上海光机所　宋铭钊

Q 开关巨脉冲理论虽有很多人进行过很长时间的研究，但有些基本问题还有待进一步解决。譬如：巨脉冲开始形成时的粒子反转值究竟有多少，仍未找到可供计算的表示式，几乎所有的研究者都是由任意给定一可能的反转值开始进行讨论的;又譬如巨脉冲速率方程的求解问题,或只是使用计算机数值求解或是解析求解的,而准确度不高。这两个问题是 Q 开关巨脉冲的关键问题,不把它们研究清楚,有关的其他问题就无法真正解决。

本文分析了光泵阶段各有关量的相互关系后得到 Q 突变前归一化的粒子反转值 η 的最大值 η_0 与有关的宏观可测量之间的相互关系为:

$$\eta_0=\frac{\alpha E_0\tau_s}{\tau\gamma N_0 h\nu V} \tag{1}$$

式中 α 为同一台激光装置在静态工作(Q 值不突变)时的激光总能与输入电能之比值; E_0 为供电系统的输入总能; τ_s 为 Nd^{3+} 激光跃迁中高能态的荧光寿命; τ 为光泵照射时间; γ 为光泵抽运的量子效率; N_0 为单位体积中 Nd^{3+} 的数目; $h\nu$ 为激光光子能量; V 为工作物质体积。

本文详细地讨论了 Q 开关巨脉冲速率方程

$$\left.\begin{aligned}\frac{d\eta}{dt}&=-\omega_i\varepsilon\eta\\ \frac{d\varepsilon}{dt}&=\omega_i\varepsilon\eta-\frac{\varepsilon}{T}\end{aligned}\right\} \tag{2}$$

的求解问题。因为激光振荡的全过程可分为两个显著不同的阶段:一是光子密度上升的阶段;二是光子密度下降的阶段。在第一阶段中感应辐射项占优势，特别是在初始阶段更是如此，所以在(2)中可先把 $\dfrac{\varepsilon}{T}$ 略去,保留 $\omega_i\varepsilon\eta$ 项,先对 η、ε 求解,然后再计入 $\dfrac{\varepsilon}{T}$ 项的修正,从而得出更准确的 η、ε 的解析表达式。但是这种方法对第二阶段则不适用,因为第二阶段的初始时刻正是光子密度达到峰值稍后一点的时间,这时输出项虽略占优势,但并不显著,感应辐射作用仍强烈存在,(2)中不能把 $\omega_i\varepsilon\eta$ 项略去,只有到振荡接近结束阶段,$\dfrac{\varepsilon}{T}$ 比 $\omega_i\varepsilon\eta$ 才占显著优势,此时才可把 $\omega_i\varepsilon\eta$ 项作修正项处理。但是这样处理又碰到数学上的困难，因为这时巨脉冲并非初始状态,无法对方程求解。为此,想像一个过程,它是光子密度衰减的逆过程,开初光子密度趋于零但不能等于零,然后从腔外按比例地向腔内注入新的光子,使腔内光子密度增加,同时腔内存在感应吸收,腔内光子密度因而减少一定的量,相应地粒子反转值增加一定的量,由此对方程(2)作变换:

$$t\to -t' \tag{3}$$

(2)式变为

$$\left.\begin{aligned}\frac{d\eta}{dt'}&=\omega_i\varepsilon\eta\\ \frac{d\varepsilon}{dt'}&=-\omega_i\varepsilon\eta+\frac{\varepsilon}{T}\end{aligned}\right\} \tag{4}$$