

紅宝石光量子放大器*

王之江

提 要

本文討論了光量子放大器的諧振腔、振蕩过程和輸出輻射的性質。討論了有关的各因素对量子放大过程及結果的影响。提出一些判断諧振腔和工作物質优劣的判据,提出結構单波型腔的可能性。最后叙述了一个实验結果及对它的分析,所得光的頻率角分布的結果可以解释有关实验結果。

一、引 言

利用受激发射使某一个或几个状态的光子数大大增加的可能性最近已成为现实^[1-14],这就是所謂光量子放大器(Laser)或受激光发射器。本文试图对它的各个环节作一討論,并在最后举出一个实验結果及其分析。

二、諧 振 腔

微波区域的諧振腔中的波型(mode)数限制是由体积减小而达到的,光頻区域不能使腔体积为波长数量級,限制光子状态数是由光学方法达到的。Schawlow 和 Townes 首先考虑了以平行反射平板作为諧振腔时形成的波型限制,并討論了振蕩条件^[1]。对于两直径 d 的反射面組成的长 l 的腔而言,当光子在腔中的最小耗損率为 A' ,則近于等耗損率的波型数約为 g :

$$g = \frac{1}{20} \frac{d^3 l A'^2}{c^5} \nu^2 d\nu, \quad (1)$$

式中 c 是腔内光速, ν 是振蕩頻率, $d\nu$ 是譜綫寬度,为螢光譜綫寬度和腔譜綫寬度中的較小者。由于各个方向的波型的衰減率都不相同,因之随振蕩水平不同时振蕩波型数也不同。这里估計波型数时所包括的各波型衰減率誤差为 10%。由于上述原因, g 值的数量級也不会完全准确。

光子損耗率 A' 由各种原因引起,例如反射时的吸收透过及散射,通过介質时的消耗性吸收和散射,耦合輸出亦为腔内耗損之一。腔的几何不完整性,如表面不平、两面不平行及介質折射率不均匀等也形成耗損(一般对不平行影响的論述是不正确的,如文献[1,2],当两面夹角 Δ 反射 n 次后将使光束发生 $2^n \Delta$ 的偏角及 $2^{n+2} l \Delta$ 的位移)。在光頻区域,反射面綫度总远大于波长,因之衍射損失可忽略不計。

諧振腔的作用在尽可能限制可能存在的光子态数,力求使这些状态的光子尽量少耗損,而其他状态的光子則尽可能具有大的耗損,致使它不能在腔内生存。这种作法的結果,就可以使受激輻射的能量集中在尽可能少的状态中,也就使光子簡并度加大。实际上,在腔

* 1962年10月5日收到;1963年10月21日收到修改稿。

內利用聚焦装置和小孔,完全可以使波型数减为少数几个,从而使受激发射就在这几个波型內进行,使輸出光的簡并度加大。当然,在腔外加这种装置,例如文献[1],則并无这种作用。

为使某个状态的光子寿命延长,用往复反射形成一个迴路是必要的,从平面波和球面波一一对应的关系可以看出:球面反射和平面反射并无本质上的差别,利用全反射稜鏡代替金属反射面,可以延长光子寿命。邓錫銘同志在討論中首先提出了这种建議,稍后也看到国外有类似建議。

对于单波型諧振腔将在附录一中作略为詳細的論述。

三、粒子数反轉和振蕩

为了能够产生受激輻射,必須由外界将能量輸入量子放大器的工作物質,使它的粒子数反轉。这就要求单位時間內輸入高能态的粒子数大于自发輻射損耗数。在以光泵方法輸入能量时就要求:

$$\int \alpha(\nu)q(\nu)w(\nu)d\nu > n_2A, \quad (2)$$

其中 $w(\nu)$ 是輸入光功率,以光子数为单位; $\alpha(\nu)$ 是工作物質吸收光能而跃迁的吸收率; $q(\nu)$ 是轉移到工作高能态的量子效率; A 是此工作能級的自发輻射几率; n_2 是高能态粒子数,当工作能級的低能級就是基态时, n_2 值即应大于总輻射粒子数之半。

由于 $w(\nu)$ 正比于光源亮度、照明立体角及工作物受光面积, $\alpha(\nu)$ 正比于光在工作物質內行进的长度及粒子密度。因之对分立中心发光的情况而言,由于吸收和輻射的粒子数相同,故上述不等式所定的实际上是光源亮度下限。这个限值与粒子密度或总粒子数无关,并随吸收帶振子力变大、工作能級的振子力减小或量子效率提高而降低。对于非分立中心发光而言,若吸收粒子数大于工作能級粒子数,則所要求的光源亮度降低;对于四能級系統也是如此。由于要求亮度是由(2)式中各个量的整体所决定的,由一个方面改善并不决定問題。現在的晶体光譜工作还不能提供充分的可供判断其优劣的数据。

采用光源重迭技巧可以提高光源的本征亮度^[15],当光源多次成象(光束多次通过工作物質)时,就是这种情况。此时光源等效亮度增大的倍数是物質吸收率和照明系統(多次成象系統)耗損率之和的倒数。

当工作物質处在折射率为 μ 的媒質中时,所得的亮度可比光源大 μ^2 倍。

在粒子数反轉后,还不一定产生振蕩,为此要求单位時間內由受激輻射产生的光子数大于光子耗損数^[1],即

$$A(n_2 - n_1)n/g \geq nA'. \quad (3)$$

上式所定的是振蕩要求的粒子数反轉下限,也可以看作是工作粒子总数下限,一般使用的粒子总数远大于此值。

在附录二中将对振蕩过程作一較詳細的討論。

四、輸 出

当自发輻射損失率和腔內光子損耗率之和与輸入率相等时达到穩态,此时(3)式成为

等式而且有

$$A'n + An_2 = \int \alpha(\nu)g(\nu)\omega(\nu)d\nu = \nu.$$

故稳态时腔中处在 g 种波型內的光子数 n 是

$$n = (\nu - An_2)/A', \quad (4)$$

故輸出光功率为

$$p = \frac{n\hbar\nu}{t} A'_1, \quad (5)$$

其中 t 是光子在腔內行迴路一周所需的时间, 当腔长为 l , 光速均匀为 c , 則 $t = 2l/c$; A'_1 为輸出率, 当耦合輸出由透过达到时, 即为膜层透过率. 由于 $A't$ 即为 A'_1 和 A'_2 之和, A'_2 即透过外的其他耗損, 故(5)式可写作

$$p = (\nu - An_2)\hbar\nu \cdot \frac{A'_1}{A'_1 + A'_2}, \quad (5a)$$

这个結果可以由更简单的能量不灭考虑得到, 稳态輸出的光子簡并度(亮度) δ 由(4)是

$$\delta = \frac{n}{g} A'_1. \quad (6)$$

在振蕩过程中可因各方向耗損率 A' 的小差别和跃迁几率 A 的小差别而使能量向 A 大 A' 小的状态集中, 于是使方向变窄而且譜綫变窄¹⁾, 光子状态数 g 也随之变小.

由于輸出光子曾在腔內经历次数不同的迴路, 相干涉的結果就使輸出輻射具有一定的頻率分布和角分布, 对同一干涉級而言, 頻率角分布满足

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\theta^2}{2}, \quad (7)$$

其中 ν 是 θ 等于零时的頻率. 对于同一 θ 的相邻干涉級而言, 頻率差 $\Delta\nu'$ 为

$$\Delta\nu' = \frac{\nu}{m} = \frac{1}{t}. \quad (8)$$

同一頻率的不同干涉級則形成法布利干涉仪的角直径和 $\sqrt{N - \delta}$ 正比的干涉环.

由于夫琅霍夫衍射将使能量分布的角范围加大.

五、实 驗 条 件

按照上述对光泵方法的光量子放大器的了解, 我們以紅宝石为工作物質, 作了初步的实驗工作, 观察到了受激发射. 实驗所用条件如下所列.

所用电子是紅宝石晶体所供給的, 測定其 Cr_2O_3 含量为 0.04%; 其质量不满足光学要求, 在 Twyman 干涉仪中观察到的干涉图形如图 1. 不单有光程的不均匀緩慢变化, 且有纤细的断裂, 但其中也有近于均匀的区域, 由于这种影响, 将使振蕩能量集中到晶体中部, 与 Fox 和 Boyd^[8,9] 討論衍射損失所得結果相似, 虽然其原因并不相同. 測定工作波长附近的透过率表明, 損失达 30%, 单这一点就使 A' 大达 10^{10} . 按紅宝石光譜数据, 在上述浓度下光路长 5 毫米已可吸收掉光泵大部能量. 我們所用的宝石棒直径 5 毫米、长 30

1) 关于这个变窄的定量討論可以用負吸收介质 Fabry-Perot 干涉仪理論得到, 如邓錫銘: “負吸收介质的 F-P 干涉器”, 科学通报 1963. 11. ——校注

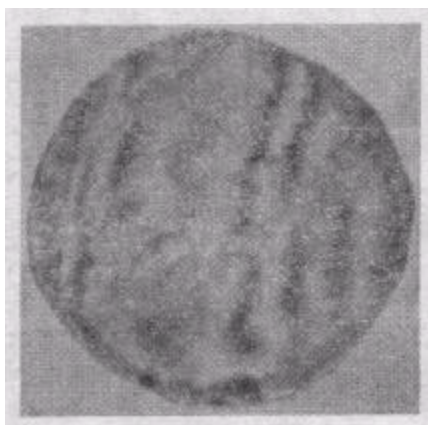


图 1

毫米。棒内 Cr^{+++} 总数为 10^{19} 。由于 R 綫弛豫時間約 10^{-3} ，故 $A = 10^3$ 。量子效率近于 1，故光泵輸入率应大于 10^{22} 个/秒。

采用自制的脉冲氙灯（灯的工作将另发表），熔石英管内径約 8 毫米，电极間距 40 毫米，放电电容为 2660 微法。变更充电电压使光源亮度变化。光源单位面积输出的光功率为 $\eta E^2 d / 4\rho$ ； η 是发光效率， E 是电位降， d 是放电管内径， ρ 是电阻率，約为 0.02 欧姆厘米。实测在 $4000-6000 \text{ \AA}$ 間的发光效率約为 25%，故在 $E = 100$ 伏/厘米时，每平方厘米的光子輸出率为 10^{23} ，故当充分利用光源所发的光

已可形成粒子数反轉。为充分利用光源的輸出，应使宝石表面照明立体角尽可能大。将灯和宝石置于封閉反射球面內的共軛位置就可达到这点。实际采用的反射球面半径为 60 毫米。将宝石置于高折射率玻璃球中本可加大亮度，实验中由于宝石和玻璃球內孔間填充液蒸发和变黑，使这种方法未能实现。整个装置的形状如图 2(a),(b)。

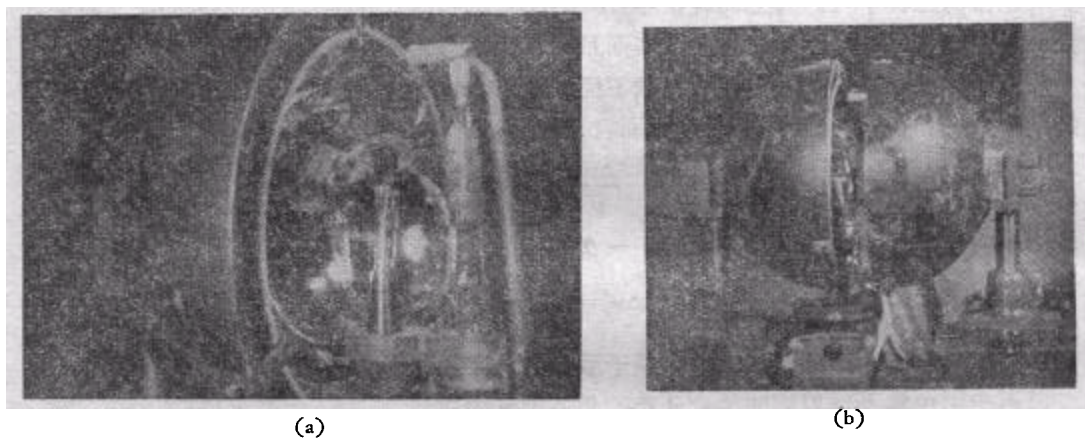


图 2 实验装置

实验采用了二根紅宝石，其一平行度小于 5 秒，平度誤差小于 $1/10$ 波长，上述干涉仪检定即对此棒进行的。另一根一端是半径約为一米的球面，以棒端鍍銀而組成諧振腔。在各次实验中，一端銀面透过率在 2—15% 之間变动。腔內的近于等衰减率的波型数約为 10^7 ，故振蕩要求的粒子数差比 10^{19} 小得多，約为 10^{14} ，即高能态粒子数略超半数即将振蕩。

六、实验結果

当充电电压由 350 伏变到 550 伏时，在毛玻璃屏上可以显著地看到光束由較暗的大面积分布轉变为集中于一小斑点。在焦距 750 毫米的透鏡焦面上摄出的照片表明，能量主要集中在 0.01 弧度的立体角內，如图 3。图 3(b) 是二平面反射面平行时的結果，其特征的衍射环符合 $\sqrt{N - \delta}$ 的規律。由于晶体的不均匀，能量分布的中心与环中心不完全符合。假若我們把衍射环的中心斑看作是純由非单色而形成的話，那么由此得出的輸出

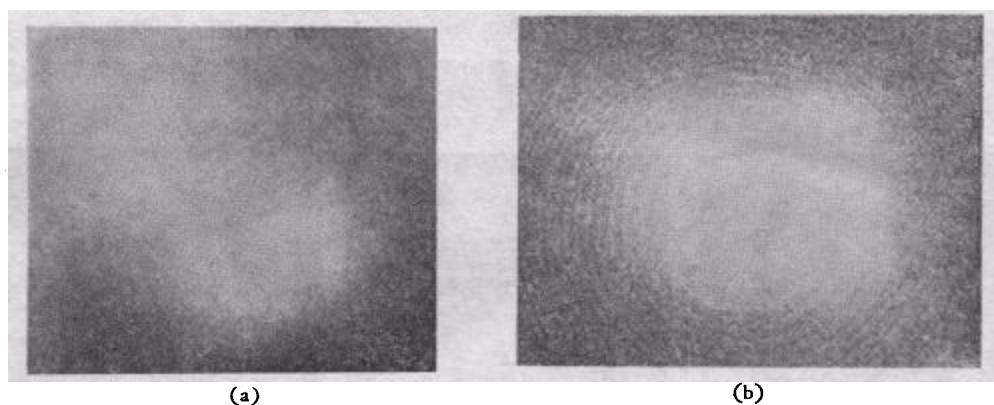


图3 在焦距等于750毫米的透镜焦点上摄出的衍射图形

(a) 二面不很平行时的情况; (b) 二面平行度良好的情况

譜綫寬度 $\Delta\nu = 10^{-5}\nu$, $\Delta\lambda \sim 0.1 \text{ \AA}$ 較自发輻射完全不同。若計及其他影响, 則实际譜綫寬度还小于此值。按第四节的观点算出的中心斑內頻率分布如图4。图中画横綫的部分即为能量由于干涉衍射而分布的区域。若将此中心斑成象在光譜仪狭縫上, 則和 θ 对应的就是狭縫高度, 于是图4也就是摄出譜綫之半的形象。譜綫的多寡由振蕩水平决定, 由角范围0.01表明将变动在二三綫之間。这就說明了 Abella 等的实验結果^[7]。McMurtry^[11] 等的拍頻实验所見到的也就是这几条綫的中央部分。

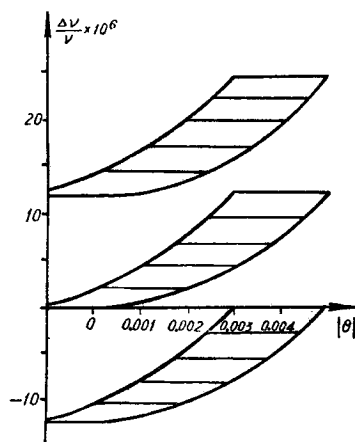


图4 输出光功率的頻率角分布

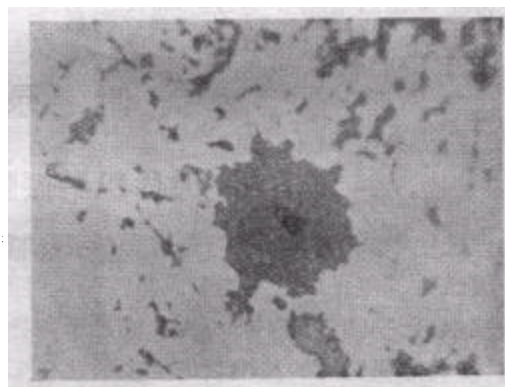


图5 电压超过600伏, 銀层被蒸发后的表面
(中心小孔直径約0.3毫米)

图3(a)是棒的一端为不規則球面时的情况, 由于晶体不均匀和面形不規則为同一数量級, 振蕩功率极限和前者并无显著区别, 但多光束干涉結果不再有規律性。

多次操作的結果, 銀层将因吸收光而蒸发损坏(如图5)。由蒸发部分可以看出, 能量集中的范围約为0.3毫米, 图4中的衍射范围即按此数据算出的。銀层蒸发后質量下降, 光泵功率限显著提高。这就說明以中心孔耦合輸出光功率(如文献[10])是不很恰当的。

按部分干涉理論光束的相干性决定光束传播的定向性, 反过来也一样。因之以波长角分布来描述光束就已是完全的。

用示波器观察输出光信号(以光电管转变为电信号)的结果如图 6。这些图形表明,在有受激辐射产生时,发光弛豫机构除自发辐射形成的指数衰减外,还有受激辐射形成的雪崩方式。

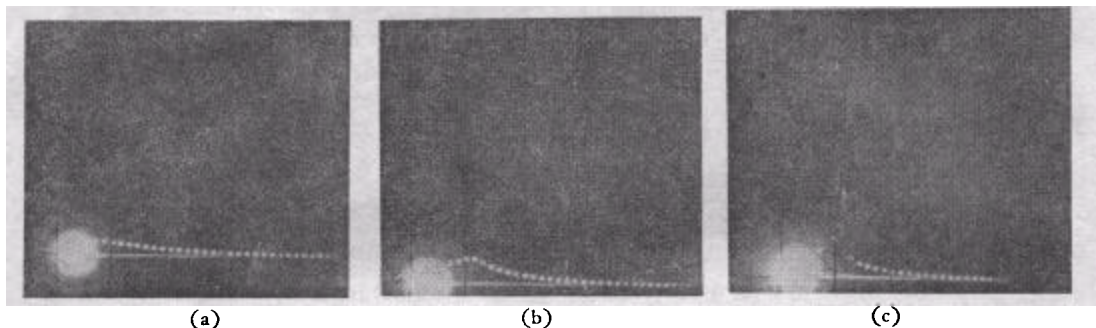


图 6

- (a) 时标: 每一点等于 100 微秒, 电压: 400 伏;
 (b) 时标: 每一点等于 100 微秒, 电压: 500 伏;
 (c) 时标: 每一点等于 100 微秒, 电压: 550 伏。

用光电管和冲击检流计测量了输出光能量, 结果为 0.003 焦耳。看来这是由于离临界振荡不远之故。

当多次连续运转以至温度升高, 或银面透过率过低时, 输出能量会因之降低数百倍。

在考虑光量子放大器的工作过程中, 和邓锡铭同志的讨论是非常有益的, 实验测定工作得到了王乃弘, 钟永成, 汤星里, 喻霖, 聶朝江, 张佩环等同志的帮助。在一些工艺方面是由杜继祿等同志完成的, 在此谨致谢意。

附 录 一

大体积谐振腔的波型数

由已往微波谐振腔的实践, 波型数要限制到有限几个就要求腔线度为波长数量级, 因而一般认为, 在光频区不能形成单波型的腔^[1,2]。实际上, 在腔线度远大于波长的大体积谐振腔中, 光子传播的规律可由几何光学和物理光学方法决定, 因之可以采取适当的光学方法, 使大体积腔内的波型数仍为少数几个。

首先, 作为一个腔内能稳定存在的波型, 它的光线光路必须满足回路条件: 即如图 7 所示, 光路经一周后回到原出发点, 且一周所经历的光程总长 l 应为波长的整数倍(相干加强条件), 即

$$l = m\lambda. \quad (A1)$$

在频率范围 $\Delta\nu$ 内能满足上述条件的频率有 K 个, 它们分别满足 m 级到 $m+K$ 级的干涉条件(A1)。故

$$K = \frac{m\Delta\lambda}{\lambda} = l\Delta\nu/c. \quad (A2)$$

其次, 对于一定频率、一定偏振的光子而言, 腔内还存在着一系列回路, 满足条件(A1)

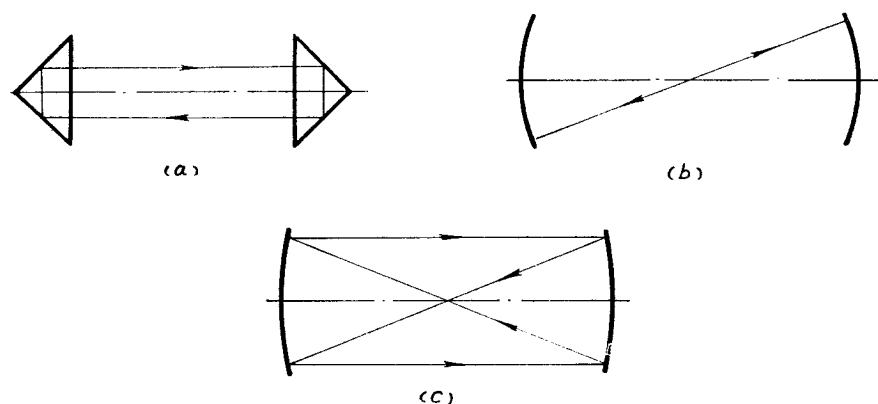


图7 光学迴路 (a) 全反射稜鏡 (b) 球心重合的反射面 (c) 焦点重合的反射面

的駐波中的光子可以由其通过的迴路光管不同而相互区分。故总状态数也就是端面总面积 S 和可以相互区分的面积 ΔS 之比。当光子的方向不确定度为 ω (亦即光管光束所张立体角为 ω), 則

$$\Delta S = \lambda^2 / \omega. \quad (A3)$$

故一定波长、一定偏振的光子在腔內共有状态 K' 种,

$$K' = \frac{S\omega}{\lambda^2}. \quad (A4)$$

因之在腔內可能存在的波型总数即为 $g = 2KK'$:

$$g = \frac{2\nu^2 \Delta\nu}{c^3} \omega \cdot lS. \quad (A5)$$

在簡單情况下, lS 也就是腔体积, 于是(A5)就和一般結果相同。

当腔具有特殊結構时, lS 可远小于腔体积。以图7(c)为例, 由于二反射面的焦点重合, 腔內任一点发出的光束經四次反射后必回到原处, 故腔內任一截面都可作为光管端面, 一个个可相区分的波型即由此面上的一个个以 Airy 盘为直径的小面积区区分。現取其共同焦面为一端面, 在此面上加一小孔光栏, 光栏直径 ϕ 为 λ/u , u 是射到小孔的光束孔径角, 則 K' 就等于1。具体結構如图8, 图中的阴影区是可放置工作物質的部位, 工作物質圓柱状直径 D , 則 $u = D/f$, f 是反射面焦距。

由于 $\Delta\nu$ 是螢光譜綫寬度与腔的譜綫寬度中的較小者, 后者可因光学技术而变小, 从而使(A2)决定的振蕩頻率数 K 等于1。

对于图7(a), (b) 等情况 也可以用适当的方法减少振蕩波型数, 它們和图7(c) 的实质性的不同在于:

仅有一个单色波型能够形成完善的迴路, 腔內的等衰减率波型数与此波型的衰减率有关, 如(1)式所示。

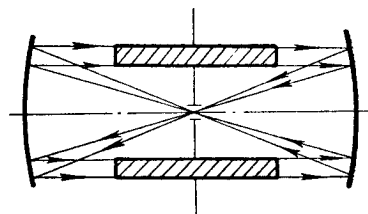


图8 单波型諧振腔的一种可能結構

附 录 二

平 衡 过 程

考虑二能级“2”，“1”在光泵稳定输入率 ν 的情况下，光子数 n 和二能级上的粒子数 n_2 和 n_1 的变化过程。若高能级“2”的自发辐射几率为 A ，腔内光子损耗率为 A' 的波型数为 g ，其他波型的损耗率为无限大，光子即平均分布于这 g 种波型中，各波型的受激跃迁几率相等，则有

$$\begin{aligned}\frac{dn_2}{dt} &= \nu - An_2 - A(n_2 - n_1)n/g, \\ \frac{dn}{dt} &= An_2w + A(n_2 - n_1)n/g - nA'.\end{aligned}\tag{A6}$$

项 An_2w 是自发辐射到 g 种波型内的光子数，是 n 在开始时增大的原因。

在 $n_2 \leq n_1$ 时光子数 n 总很小，这是由于受激吸收项 $A(n_2 - n_1)n/g$ 为负之故；在此阶段内 n_2 单调加大。为 $n_2 > n_1$ 必要而充分的条件就是 $\nu > An_2$ [即(2)式]。当 $n_2 > n_1$ 后光子数 n 因受激辐射而快速增大，从而使 n_2 降低，平衡值可由 $\frac{dn}{dt} = 0$ 并略去自发辐射项而得到，即(3)式。平衡状态的光子数可由 $\frac{dn_2}{dt} = 0$ 而得，结果即(4)式。

在到达上述平衡状态之前，光子数和粒子数还将经历一个弛豫脉动过程。将(A6)中的变动看作稳态值和小量之和并略去小量相乘积，则(A6)可变为线性方程，由此可得弛豫时间为 $2/(A + n_0/g)$ ，脉动频率为 $\frac{1}{2\pi}(AA'n_0/g)^{1/2}$ 。式中 n_0 是稳态光子数， n_0/g 即腔内光子简并度。由数值比值看来，实验所见脉动似乎并非由此所引起，虽然有人^[16]认为是由此引起的。

参 考 文 献

- [1] Schawlow, A. L. and Townes, C. H., *Phys. Rev.*, **112** (1958), 1940.
- [2] Басов, H. Г., *УФН*, **72** (1960), 161.
- [3] Maiman, T. H., *Nature*, **187** (1960), 493.
- [4] Sorokin, A. L., *Phys. Rev. Letters*, **5** (1961), 303.
- [5] Sorokin, A. L., *IBM Jour.*, **5** (1961), 56.
- [6] Schawlow, A. L., *Phys. Rev. Letters*, **6** (1961), 96.
- [7] Abella and Cummins, *J. Appl. Phys.*, **32** (1961), 1177.
- [8] Fox and Li, *Bell System Tech. Jour.*, **40** (1961), 453.
- [9] Boyd and Gordon, *Bell System Tech. Jour.*, **40** (1961), 489.
- [10] Maiman, T. H., *Phys. Rev.*, **123** (1961), 1023.
- [11] McMurtry and Siegman, *J. Appl. Opt.*, **1** (1962), 51.
- [12] Kaiser, W. et al., *Phys. Rev.*, **123** (1961), 766.
- [13] Javan, A., *Phys. Rev. Letters*, **6** (1961), 106.
- [14] Vogel and other, *Electronics*, 1961, Oct. 27, p. 39; Nov. 3, p. 40; Nov. 10, p. 81; Nov. 24, p. 54.
- [15] Toishi, K., *Jour. Sci. Res. Inst.*, **48** (1954), 149.
- [16] Bostik, *Proc. IRE*, **50** (1962), 219.

THE RUBY OPTICAL MASER

WANG CHIH-CHIANG

In this article the properties of resonance cavity, operating condition, and radiation output of optical pumping laser are discussed. Factors affecting the operation and the resultant emission are analysed in detail. Evaluation standard for resonance cavity and active media are described. Cavity constructions for limiting the resonance to one or several modes are suggested, hence, photon degeneracy or brightness of light flux in unit frequency range may be increased by several orders of magnitude. Experimental results on the Ruby laser obtained in our laboratory are given. The interpretations of angular distribution of light frequency, proposed by the author, can be used to account for some experimental results published by recent investigators.