

固体脉冲激光器的反转因子

张行愚 王青圃 赵圣之

(山东大学光学系, 济南 250100)

摘 要 给出了考虑激活介质能级精细结构时固体自由运转激光器、脉冲透射式调Q激光器以及脉冲放大器的输出特性。

关键词 能级精细结构, 反转因子。

1 引 言

固体激活介质能级的精细结构对固体脉冲激光器的输出特性有较大的影响, 为了更精确地得到固体脉冲激光器输出特性的理论结果, 必须考虑固体激活介质能级的精细结构. 文献[1]在分析调Q激光器速率方程及其解时, 考虑了激活介质能级的精细结构, 方法是引入反转因子 γ , 将反转粒子数密度 n 随时间的变化率写为 $dn/dt = -\gamma\sigma cn\phi$ (其中 σ 、 c 、 ϕ 分别为激活介质的受激发射截面、光速和光子数密度, γ 对应于产生一个光子所消耗的反转粒子数), 然后再分析 γ 的取值问题.

对于固体脉冲激光器的其它运转方式, 当考虑激活介质能级精细结构时, 也需要引入反转因子 γ , 本文以四能级激活介质Nd:YAG和三能级激活介质红宝石为例推导了考虑激活介质能级精细结构时, 脉冲自由运转激光器、脉冲透射式调Q激光器和脉冲放大器的输出特性, 并分析其 γ 值的大小.

2 固体脉冲激光器的 γ 取值

Nd:YAG激活介质与激光跃迁有关的能级结构如图1所示^[2], 受晶体晶格场的影响, ${}^4F_{3/2}$ 能级分裂为两个子能级, ${}^4I_{11/2}$ 能级分裂为六个子能级. 对于波长为 $1.06\ \mu\text{m}$ 的激光, 不考虑能级精细结构时, 激光跃迁发生在 ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$ 之间, 考虑能级精细结构时, 激光上能级为 ${}^4F_{3/2}$ 能级组的 R_2 子能级, 用(b)标记, 它的级级寿命 $\tau_f = 230\ \mu\text{s}$, 简并度 $g_b = 1$, 粒子数密度用 n_b 表示. 激光下能级为 ${}^4I_{11/2}$ 能级组的 Y_3 子能级, 用(a)标记, 它的能级寿命 τ_i 为 $10^{-8} \sim 10^{-7}$ sec量级^[3], 简并度 $g_a = 1$ 粒子数密度用 n_a 表示. 每个能级组的各子能级之间的弛豫平衡时间 τ_r 为12 ns或更小^[1,4]. 红宝石晶体与激光跃迁有关的能级结构如图2所示^[2], 考虑能级精细结构时, 对 $694.3\ \text{nm}$ 的激光, 激光上能级为 \bar{E} , 其寿命为3 ms, 简并度 $g_b = 2$; 激光下能级

为 1A_2 (基态), 简并度为 $g_a = 4$; \bar{E} 与 $2\bar{A}$ 之间的弛豫平衡时间为 ns 量级.

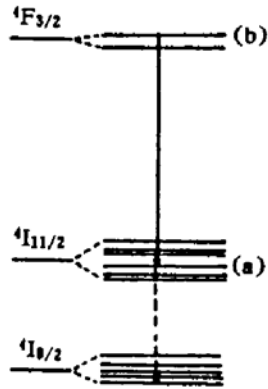


Fig. 1 Energy level structure of Nd : YAG

— transition for 1.06 μm ;
-- non-radiation transition

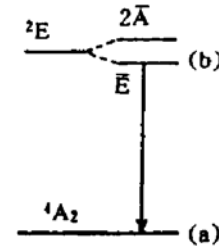


Fig. 2 Energy level structure of ruby

— transition for 694.3 nm

当一个能级组中各子能级之间达到弛豫平衡时, 某一子能级上粒子数密度所占整个能级组总粒子数密度的比例为^[3]:

$$f_i = \frac{g_i \exp(-E_i/kT)}{\sum_j g_j \exp(-E_j/kT)}, \quad (1)$$

其中 i 标志某一子能级, 求和是指对能级组中各子能级求和, g_i 和 E_i 以及 g_j 和 E_j 为各子能级的简并度和能量, k 是波耳兹曼常数, T 是绝对温度. 将有关数据代入上式可得: $T = 300 \text{ K}$ 时, 对 Nd : YAG, $f_a = 0.19$, $f_b = 0.41$, 对红宝石 $f_a = 1$, $f_b = 0.53$.

以下运用描述激光运转的速率方程来要求几种情况下每产生一个光子所消耗的反转粒子数, 即反转因子 γ 的取值.

当激光脉冲宽度 $\tau \ll \tau_r$ 时(因为一般情况下 $\tau_r \ll \tau_i$, 所以 $\tau \ll \tau_i$), 同一能级组中各子能级间在激光作用期间可以认为彼此独立, 不存在粒子数交换, 且在脉冲持续时间内, 泵浦和自发辐射的影响可忽略, 对四能级系统, 此时 n_a 、 n_b 随时间的变化为:

$$\frac{dn_b}{dt} = - (n_b - \frac{g_b}{g_a} n_a) c \sigma \phi, \quad \frac{dn_a}{dt} = (n_b - \frac{g_b}{g_a} n_a) c \sigma \phi, \quad (2)$$

由上式可得反转粒子数密度 $n = n_b - g_b/g_a n_a$ 随时间的变化, 即:

$$\frac{dn}{dt} = - (1 + \frac{g_b}{g_a}) n c \sigma \phi, \quad (3)$$

由(3)式知: $\tau \ll \tau_r$ 时, 有:

$$\gamma = 1 + g_b/g_a. \quad (4)$$

当 $\tau_r \ll \tau \ll \tau_i$ 时, 由于 $\tau \gg \tau_r$, 在激光作用期间, 每一能级组中各子能级可以认为始终处于弛豫平衡状态, 由于 $\tau \ll \tau_i$, 四能级系统的下能级将有粒子数积累, 此时泵浦和自发辐射的影响仍可忽略, n_a 、 n_b 随时间的变化为^[3]:

$$\frac{dn_b}{dt} = - f_b (n_b - g_b/g_a n_a) c \sigma \phi, \quad \frac{dn_a}{dt} = - f_a (n_b - g_b/g_a n_a) c \sigma \phi \quad (5)$$

由上式可得:

$$\frac{dn}{dt} = - (f_b + \frac{g_b}{g_a} f_a) n c \sigma \phi, \quad (6)$$

由(6)式知: $\tau \ll \tau \ll \tau_i$ 时, 有:

$$\gamma = f_b + g_b/(g_a)f_a \quad (7)$$

当 $\tau \gg \tau_i$ 时(仅对四能级激活介质而言, 三能级系统由于激光下能级为基态, 相当于 $\tau \rightarrow \infty$), 可以认为能级组中各子能级间在激光作用期间始终处于弛豫平衡状态, 且 $n_a \approx 0$, $n = n_b - (g_b/g_a)n_a \approx n_b$, n_b 随时间的变化为:

$$\frac{dn_b}{dt} = -f_b n c \sigma \phi + u n_0 - \frac{n_b}{\tau_f} \quad (8)$$

其中 n_0 为激活介质总粒子数密度, $u n_0$ 为泵浦项, 由上式知: 通过受激辐射每产生一个光子所消耗的反转粒子数为 f_b , 即对四能级系统 $\tau \gg \tau_i$ 时, 有:

$$\gamma = f_b \quad (9)$$

脉冲自由运转激光器的脉冲宽度 τ 为 $10^{-5} \sim 10^{-3}$ sec 量级, 对四能级系统属 $\tau \gg \tau_i$ 的情况, 对三能级系统属于 $\tau \ll \tau \ll \tau_i$ 的情况, 所以对脉冲自由运转激光器, γ 满足:

$$\gamma = \begin{cases} f_b & \text{对四能级系统,} \\ f_b + (g_b/g_a)f_a & \text{对三能级系统.} \end{cases} \quad (10)$$

调 Q 脉冲宽度 τ 一般与 τ_i 相比拟, 介于 $\tau \ll \tau_i$ 和 $\tau_i \ll \tau \ll \tau_i$ 两种情况之间, 所以对调 Q 脉冲,

$$f_b + \frac{g_b}{g_a}f_a < \gamma < 1 + \frac{g_b}{g_a} \quad (11)$$

锁模脉冲属于 $\tau \ll \tau_i$ 情况, γ 满足(5)式. 将有关数据代入(10)、(11)、(4)式可得: $T = 300$ K 时, 分别对应于脉冲自由运转激光、调 Q 脉冲、锁模脉冲, Nd:YAG 的 γ 取值分别为 0.41, 0.6 ~ 2, 2; 红宝石晶体的 γ 取值分别为 1.03, 1.03 ~ 1.5, 1.5.

3 固体脉冲激光器的输出特性

3.1 脉冲自由运转激光器

对四能级 Nd:YAG 激光器, 考虑 $\tau \ll \tau_f$ 的情况, 此时可忽略自发辐射的影响. 用 V 表示激活介质体积, 用 $\eta/h\nu$ 表示单位输入电能泵浦到激光上能级(b)上的粒子数, 则输入电能为 E 时泵浦到(b)能级上的粒子数密 n_b 为 $Eh\nu/V\eta$, 为增益系数 σn_b 等于损耗系数时, 激光器达到阈值, 由此可求得阈值 E_{th} 为:

$$E_{th} = \frac{Vh\nu}{\eta} \frac{\ln(1/R) + L}{2\sigma l} \quad (12)$$

其中 R 为输出镜反射率, L 为腔内往返净损耗, L 和 $\eta/h\nu$ 两个参量可以通过测量阈值 E_{th} 与 $\ln(1/R)$ 之间的关系从实验上获得^[4].

当激光器输入电能为 E_{in} 时, 泵浦到(b)能级上粒子数为 $E_{in}\eta/h\nu$, 其中超过阈值的反转粒子数为 $(E_{in} - E_{th})\eta/h\nu$, 由于 γ 代表每产生一个光子所消耗的反转粒子数, 所以 $(E_{in} - E_{th})\eta/\gamma h\nu$ 代表输入电能为 E_{in} 时所产生的总光子数, $(E_{in} - E_{th})\eta h\nu/\gamma h\nu$ 代表消耗反转粒子数产生的腔内总能量, 它再乘以输出耦合系数 $\ln \frac{1}{R}/(\ln \frac{1}{R} + L)$ 即是输出能量 E_{out} , 所以有:

$$E_{out} = \frac{1}{\gamma} \frac{\nu}{\nu_p} \eta (E_{in} - E_{th}) \frac{\ln \frac{1}{R}}{\ln \frac{1}{R} + L} \quad (13)$$

对于三能级红宝石激光器, 仍考虑 $\tau \ll \tau_f$ 的情况, 阈值能量可以分为两部分, $E_{th} = E_{th1} + E_{th2}$, E_{th} 是使 $n = n_b - \frac{g_b}{g_a} n_a$ 由负值变到零所需的能量, E_{th2} 是在 $n = 0$ 基础上再达到激光振荡阈值的能量, 一般情况下, $E_{th2} \ll E_{th1}$, 同理可求得:

$$E_{th2} = \frac{V h \nu_p}{\eta'} \frac{\ln \frac{1}{R} + L}{2\sigma l}, \quad (14)$$

$$E_{out} = \frac{1}{\gamma} \frac{\nu}{\nu_p} \eta' (E_{in} - E_{th1} - E_{th2}) \frac{\ln \frac{1}{R}}{\ln \frac{1}{R} + L} \quad (15)$$

其中 $\eta' / h\nu_p$ 是指 $n \approx 0$ 时单位输入能量泵浦到(b)能级上的粒子数.

3.2 脉冲透射式调Q激光器

脉冲透射式调Q激光器在腔内光子数密度中达到极大值以前可用 $R = 1$ 的调Q速率方程描述^[1]:

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\phi}{t_r} (2\sigma n \phi l - L), \quad (16)$$

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma \sigma n \phi c, \quad (17)$$

其中 t_r 为光在腔内往返一周的时间, $t_r = 2l' / c$, l' 为谐振腔的光学长度, 式中其它量意义同前. 解方程(16)、(17), 由文献[1]可得腔内光子数密度中的极大值为:

$$\phi_{max} = \frac{l}{\gamma l'} [n_i - n_t - n_t \ln (n_i / n_t)], \quad (18)$$

其中 n_i 为初始反转粒子数密度, n_t 为阈值反转粒子数密度, 有:

$$n_t = \frac{L}{2\sigma l'}. \quad (19)$$

脉冲透射式调Q激光器的输出能量 E_{out} 即是腔内中达到极大值时储存在腔内的全部光能, 脉冲宽度 τ 即是光在腔内往返一周的时间, 而峰值功率 p 可近似表示为 E_{out} / τ , 所以有:

$$E_{out} = h\nu \phi_{max} \frac{V}{l} l' = \frac{1}{\gamma} V h\nu [n_i - n_t - n_t \ln (n_i / n_t)], \quad (20)$$

$$\tau = 2l' / c \quad (21)$$

$$p \approx \frac{E_{out}}{\tau} = \frac{1}{\gamma} \frac{V h\nu c}{2l'} [n_i - n_t - n_t \ln (n_i / n_t)]. \quad (22)$$

需要指出的是: 对脉冲透射式调Q激光器, γ 的取值不是由输出脉冲宽度与 τ_r 及 τ_i 的关系确定, 而是由光子数密度 ϕ 达到极大值以前腔内脉冲持续时间 τ , (τ 可以将 100% 的全反镜改为 99% 的反射镜, 利用漏光而测得) 与 τ_r 及 τ_i 的关系确定, 即对 Nd:YAG 脉冲透射式调Q激光器, 当 $\tau_r \ll \tau, \ll \tau_i$, $\gamma = 0.6$, 当 $\tau_r \ll \tau$ 时, $\gamma = 2$, 通常情况下, $0.6 < \gamma < 2$. 对红宝石脉冲透射式调Q激光器, γ 介于 1.03 与 1.5 之间, 且 τ_r 越大, γ 越小.

3.3 脉冲放大器

当考虑激活介质能级精细结构后, 对 ns 脉冲放大时的无损耗放大器的输运方程为:

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = -\gamma\sigma n(x,t)I(x,t), \quad (23)$$

$$\frac{\partial I(x,t)}{\partial x} + v \frac{\partial I(x,t)}{\partial t} = \sigma v n(x,t)I(x,t), \quad (24)$$

其中 $n(x,t)$ 和 $I(x,t)$ 分别为 t 时刻距离入射脉冲的输入端为 x 处的反转粒子数密度和光强, v 为光在工作物质中的速度. 设入射脉冲 $I_0(t)$ 在 $t=0$ 时由 $x=0$ 处入射, 且脉冲入射前工作物质中初始反转粒子数密度为 n_0 , 则(23)、(24)式的解为:

$$I(x,t) = \frac{I_0[t - (x/v)]}{1 + A(B-1)}, \quad (25)$$

$$n(x,t) = \frac{n_0 B}{A^{-1} + B - 1}, \quad (26)$$

其中,

$$A = \exp \left[-\gamma\sigma \int_{-\infty}^{t-(x/v)} I_0(t') dt' \right], \quad (27)$$

$$B = \exp(-\sigma n_0 x), \quad (28)$$

γ 的取值由被放大脉冲宽度 τ 和 τ_1 、 τ_2 的关系确定. 以(25)、(26)式为基础可以分析脉冲放大器的功率增益和能量增益等.

参 考 文 献

- [1] J. J. Degnan, Theory of the optimally coupled Q-switched laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1989, QE-25(2): 214~220
- [2] W. 克希奈尔, 固体激光工程(第一版), 北京, 科学出版社, 1983, 47~66
- [3] T. S. Fan, Effect of finite lower level lifetime on Q-switched lasers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1988, QE-24(12): 2345~2349
- [4] 徐荣甫, 刘敬海, 激光器件与技术教程. (第一版), 北京, 北京工业学院出版社, 1986, 156~163

Inversion Reduction Factor of Pulsed Solid-State Laser

Zhang Xingyu Wang Qingpu Zhao Shengzhi

(Optics Department, Shandong University, Jinan 250100)

(Received 11 January 1993; revised 6 August 1993)

Abstract This paper presents the output characteristics of pulsed laser, PTM Q-switched laser and pulse amplifier of solid-state medium whose fine structure of energy level is considered.

Key words fine structure of energy level, inversion reduction factor.