

获得激光增益的新方法

雷 仕 湛

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海, 201800)

摘要——本文提出一种获得激光增益的新方法, 它不要求在工作物质内建立能级粒子数反转, 文中给出了工作条件和增益系数。

关键词——激光, 零能级粒子数反转, 增益。

1. 引 言

频率为 ω 的光波通过介质时, 它的电场强度 E 随传播距离呈指数变化:

$$E(z, t) = E_0 e^{\alpha z} \cos(\omega t - kz), \quad (1)$$

式(1)中 E_0 为振幅, $k = 2\pi c/\lambda$ 是波矢, α 是常数, 如果介质是经过预先特殊制备的, 使得光波在这种介质内传播时 $\alpha > 0$, 则光电场强度随着传播距离 z 而迅速增强, 这与通常所见到的衰减现象不同. 1958年 A. L. Schawlow 和 C. H. Townes^[1] 指出, 向介质输入适当泵浦能量, 使在介质内建立能级粒子数反转, 那么光波在这样的介质内传播时, 系数 α 为正值. 1960年, Maiman^[2] 根据这个原理研制了激光器, 它们也都是根据 A. L. Schawlow 和 C. H. Townes 提出的原理运转的. J. Hecht^[3] 提出利用 U. Fano 干涉理论来获得激光增益, 它不要求在介质内建立能级粒子数反转. 本文提出另外一种获得激光增益的方法, 它也不要求在介质内建立能级粒子数反转.

2. 理 论 分 析

假定我们已经用某种方法使介质出现了特殊性质. 比如, 用电场强度为 ϵ_0 的光脉冲作用于介质, 光脉冲的脉冲宽度和介质偶极子共振跃迁时间比偶极子的横向驰豫时间 T_2 还短得多. 在这样的光脉冲作用下, 介质的偶极子振动运动产生相位角 φ 为^[4]

$$\varphi = \frac{2\pi p_0}{h} \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon_0(z, t) dt, \quad (2)$$

式(2)中 h 是普朗克常数, p_0 是介质单个偶极矩, $\epsilon_0(z, t)$ 是泵浦光电场振幅. 光脉冲使偶极子产生的位移振幅 a 为

$$a = \frac{\chi \varepsilon_0}{q}, \quad (3)$$

式(3)中 χ 是介质的极化率, q 是偶极子电荷, 在时间 $t < T_2$ 时频率 ω 的光波通过这种介质. 假定入射光是沿 x 方向偏振的线偏振光. 在入射光波电场作用下, 偶极子沿 x 轴作振动, 运动规律为

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{q}{m} E_0 \cos \omega t - \omega_0^2 x, \quad (4)$$

式(4)中 m 是偶极子的质量, ω_0 是偶极子的一个固有振动频率. 求解方程(4)后得:

$$x = A \cos \omega_0 t + B \sin \omega_0 t + \frac{q/m}{\omega_0^2 - \omega^2} E_0^2 \cos \omega t, \quad (5)$$

式(5)中 A 、 B 是常数, 由初始条件确定. 假定在 $t=0$ 时, 偶极子作简谐振动, 振动方程为

$$x(t=0) = a \cos(\omega_0 t + \varphi), \quad (6)$$

式(6)中振幅 a 是由泵浦光脉冲产生的位移振幅, φ 是由泵浦场造成的振动初位相, 它们分别由式(2)、(3)给出. 根据初始条件(6), 我们可以定出常数 A 和 B , 最后可得:

$$x = a \cos(\omega_0 t + \varphi) + \frac{\left(\frac{q}{m}\right) E_0}{\omega_0^2 - \omega^2} [\cos \omega t - \cos \omega_0 t], \quad (7)$$

入射光波在 $1s$ 时间内对偶极子作的平均功率 \bar{W} 为

$$\begin{aligned} \bar{W} &= \frac{1}{T} \int_0^T F \cdot v dt \\ &= \frac{1}{T} \int_0^T F \cdot \left(\frac{dx}{dt}\right) dt, \end{aligned} \quad (8)$$

式(8)中 F 是光波电场对偶极子的作用力, v 是偶极子振动速度, T 是光波振动周期. 将式(7)代入式(8), 积分之后可以求得平均功率 \bar{W} 为

$$\begin{aligned} \bar{W} &= \frac{1}{T} \left(\frac{q^2 E_0^2}{m}\right) \left(\frac{\omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2}\right)^2 \left[1 - \cos\left(\frac{2\pi\omega_0}{\omega}\right)\right] \\ &\quad - \frac{1}{T} (q E_0 a \omega_0) \left(\frac{\omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2}\right) \left\{ \cos \varphi \left[1 - \cos\left(\frac{2\pi\omega_0}{\omega}\right)\right] \right. \\ &\quad \left. + \sin \varphi \sin\left(\frac{2\pi\omega_0}{\omega}\right) \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

当入射光信号的频率 ω 接近偶极子的振动频率 ω_0 时, 式(9)可简化为

$$\bar{W} = \frac{\pi}{T} \left[\frac{\pi}{2} \frac{(q E_0)^2}{m \omega_0^2} - (q E_0 a) \sin \varphi \right]. \quad (10)$$

3. 结 论

当选择适当的泵浦光脉冲, 使初位相 φ 以及振幅位移 a 满足条件:

$$\begin{aligned} \sin \varphi &> 0, \\ |a \sin \varphi| &> \left| \frac{\pi}{2} \frac{q E_0}{m \omega_0^2} \right|; \end{aligned} \quad (11)$$

则, $\bar{W} < 0$, 介质发生负吸收, 即 $\alpha > 0$, 使入射光信号获得增益.

如果把介质负吸收的能量与入射信号能量的比值定义为激光增益. 同时, 选取适当的

泵浦光脉冲形状和数值, 使 $\varphi = \frac{\pi}{2}$, 那么, 得到的激光增益 G 为

$$G = \frac{\overline{W}}{\frac{\pi}{8} E_0^2} = \frac{8}{T} \left[\frac{\chi \epsilon_0 \sin \varphi}{E_0} - \frac{\pi}{2} \frac{q^2}{m \omega_0^2} \right], \quad (12)$$

由式(12)可见, 选用极化率 χ 大的介质比较容易获得激光增益.

自由电子激光器可以作为这种设想的典型例子. 在自由电子激光器的经典理论中, 它的激光增益完全决定于振动位相和振幅, 并不要求能级粒子数反转.

参 考 文 献

- [1] Schawlow A. L. and Townes C. H., *Phys. Rev.*, **112**(1958), 5: 1940.
- [2] Theodore Maiman, *Nature*, **187**(1960), 493.
- [3] Jeff Hecht, *Laser optronics*, **8**(1989), 4: 18.
- [4] McCall S. L. and Hahn E. L., *Phys. Rev.*, **183**(1969), 2:457.

A NEW WAY FOR OBTAINING LASER GAIN

LEI SHIZHANG

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai, 201800, China)

ABSTRACT

A new way for obtaining laser gain is put forward, which does not require to have population inversion between energy levels. The conditions for laser gain and the coefficient of gain are given.