

金原子的放大自发辐射脉冲的弛豫振荡

汪永江 林 波 钱育军 陈梅盛
(浙江大学物理系)

提 要

首次报道了由金原子发出的波长 627.8 nm 的放大自发辐射脉冲具有弛豫振荡。得出其在时间域和频率域的规律。这种振荡可能是高增益脉冲辐射系统的一种普遍现象。

关键词: 金原子放大自发辐射; 脉冲弛豫振荡。

一、引 言

激光脉冲的时间特性可提供抽运率和反转度随时间变化以及场与原子相互作用等的信息。我们已研究过铜^[1]、金^[2]激光脉冲的时间特性, 和另一种铜原子放大的自发辐射脉冲的时间特性^[3], 即波长 510.6 nm 光脉冲的弛豫振荡。本文将报道金原子发出的波长 627.8 nm 放大的自发辐射脉冲结构的探测。首次观察到这种光脉冲也具有弛豫振荡。

二、实验结果和讨论

1. 根据 Kreye 和 Roester^[4] 对光在谐振腔内往返振荡的分析, 单镜激光器发出的是放大的自发辐射。所以, 实验采用了一台单镜、放电自加热的金蒸气激光器, 电极间距 60 cm, 放电陶瓷管内径 2.4 cm, 以氩作为缓冲气体。其中金原子发出波长 627.8 nm 的放大的自发辐射脉冲。测量辐射脉冲的方法与文献[5]相同。探测元件为硅雪崩光二极管(AEG-Telefunken Avalanche Photodiode, Model S171), 其信号输入示波器, 位于光斑中心, 波长 627.8 nm 光脉冲的照片, 如图 1 所示。其实验条件为: 氩压强 60 Torr, 直流电压 3.5 kV, 脉冲重复率 6 kHz。从图 1 可见, 光强度与光脉冲持续时间是一种弛豫振荡关系。这种振荡的时间行为可看作振幅逐渐衰减的三个尖峰的叠加。测得其振荡周期 $T = 45$ ns。

2. 随着缓冲气体压强的增加, 弛豫周期基本上不变, 如图 2 所示。另外, 激光功率也随缓冲气体压强的增加而减少, 由激光功率, 光脉冲的持续时间, 和脉冲的重复率可求得光子密度的幅值 q_0 。图 3 表示 q_0 随缓冲气体氩压的增加而减小的关系。随着氩压的增加, 电子密度和最大电子温度均有所降低, 并削弱了抽运速率, 从而使反转度减小。所

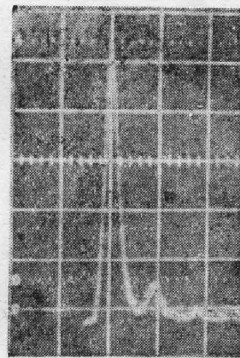


Fig. 1 Relaxation oscillation of the light pulse of the amplified spontaneous emission of gold atom, abscissa 50 ns per division

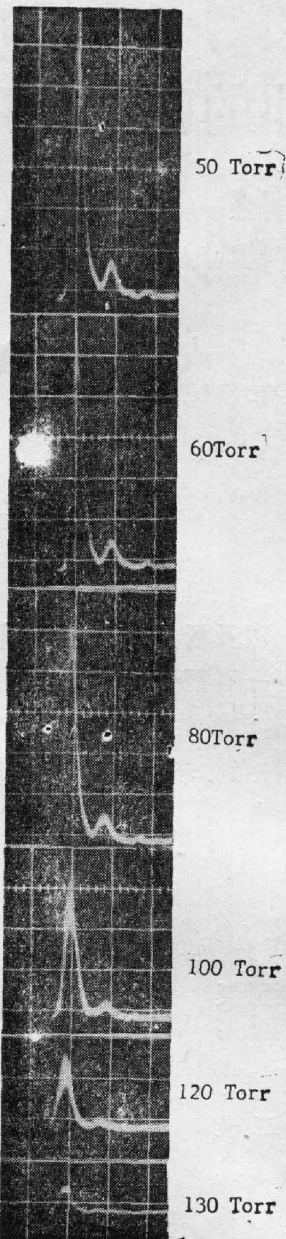


Fig. 2 Buffer gas pressure dependence of the relaxation oscillation: charging voltage-3.5kV, pulse repetition frequency-6kHz, abscissa 50 ns per division, ordinate 1V per division

以激光功率随氖压的增加而减弱。

3a. 时间域中弛豫振荡的规律。光的强度与光子密度成正比, 图 1 所示的曲线也反映着光子密度 $q(t)$ 与光脉冲持续时间 t 的规律, 可近似地以下列方程表示:

$$q(t) = q_0[\exp(-\alpha t) - \exp(-\beta t)\cos\omega t], \quad (1)$$

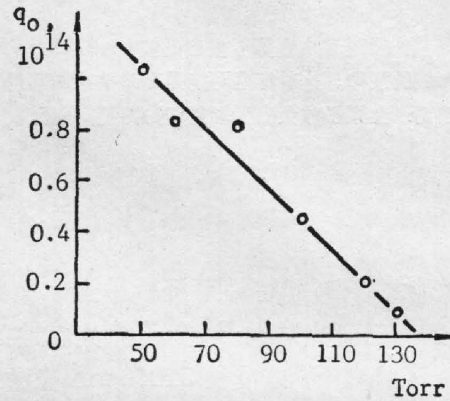


Fig. 3 Buffer gas pressure dependence of the amplitude of photon density

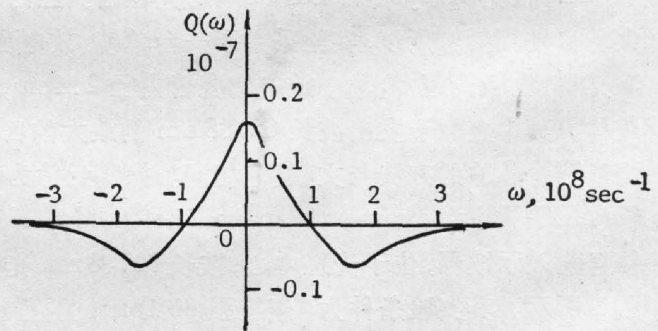


Fig. 4 Frequency spectrum of the relaxation oscillation

式中 q_0 为光子密度的幅值, α 和 β 为衰减系数, ω 为弛豫振荡圆频率。若式(1)与实验曲线吻合, 则 $\alpha = 5.5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\beta = 5.9 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\omega = 2\pi/T = 1.4 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, 再根据波长 627.8nm 的平均输出功率 0.4 W, 脉冲重复率 6kHz, 放电通道有效直径 1.7 cm 和电极间距 50 cm, 可估算一个光脉冲所包含的平均光子数为 $5.8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 。也即

$$\int_0^{\tau} \frac{dq(t)}{dt} dt = 5.8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}, \quad (2)$$

式中光脉冲持续时间 $\tau = 120 \text{ ns}$ 。从式(2)求得 $q_0 = 1.02 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 。

式(1)所遵循的光子受迫振荡微分方程为

$$\frac{d^2 q(t)}{dt^2} + 2\beta \frac{dq(t)}{dt} + \omega^2 q(t) = F(t), \quad (3)$$

式中 $F(t) = (\alpha^2 - 2\alpha\beta + \omega^2) \exp(-\alpha t)$, 其中 $F(t)$ 为迫使光子振荡的驱动力。利用(3)式, 把弛豫振荡与机械振动对照, 可引进一些表征弛豫振荡的物理量。如振荡系统具有一定的弹性, 它可用外界抽运与光子密度之比表示, 即振荡系统的弹性越好, 则在给定抽运实验条件下产生光子数越多。振荡系统的惯性可看作在给定驱动力, 也即给定外界抽运条件下, 光子密度改变速率的变化率。另外, 衰减常数 α 表示抽运过程中光子的损耗, 常数 β 代表单腔光子的损失。

关于金原子放大自发辐射脉冲中弛豫振荡尖峰的形成, 可作类似于文献[3]那样的解释。这种振荡可理解为放电抽运导致粒子反转度的增加和受激辐射导致反转度的减少, 这两种矛盾斗争的表现, 其基本过程是场与粒子反转度之间的相互作用。

3b. 频率域中弛豫振荡的规律。我们进而求(1)式 $q(t)$ 的傅里叶变换, 其实部为

$$Q(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} q(t) \exp(-i\omega t) dt \\ = q_0 \left[\frac{\alpha}{\alpha^2 + \omega^2} - \frac{1}{2} \left(\frac{\beta}{\beta^2 + (\omega + \omega_0)^2} + \frac{\beta}{\beta^2 + (\omega - \omega_0)^2} \right) \right], \quad (4)$$

式中 ω_0 为实验圆频率。当 $\omega > 0$, 弛豫振荡的频谱如图4所示。从图4可见到相对于不同弛豫振荡频率的光强分布。

4. 当系统的原子间距远比辐射波长小时, 则这些原子被辐射场耦合起来, 使其总波函数对称。当这系统发射超辐射的脉冲^[6]时, 从表面上看, 其脉冲结构有些类似于弛豫振荡, 但其强度正比于原子数的平方。让我们再来注意弛豫振荡系统, 估算金蒸气中原子间距, 同其辐射波长约为相同的量级。与超辐射相反, 弛豫振荡系统发出的光强与原子数成正比, 因此, 虽然它们的脉冲结构有些类似, 但弛豫振荡与超辐射在本质上是不同的。

三、结 论

1. 单镜金激光器的放大自发辐射的光脉冲具有弛豫振荡。这里给出了时间域和频率域中弛豫振荡的规律。此振荡涉及场和反转度的相互作用。

2. 鉴于 Cu 和 Au 原子的放大自发辐射的光脉冲存在弛豫振荡, 估计弛豫振荡可能是高增益脉冲辐射系统的一种普遍现象。

参 考 文 献

- [1] 吴泽华等;《中国激光》, 1988, **15**, No. 9 (Sep), 519.
[2] 汪永江等; *Optics Communications*, 已接受发表。
[3] 汪永江, 夏铁君;《光学学报》, 1985, **5**, No. 10 (Oct), 876. also *Chinese Physics*, 1986, **6**, No. 3 (April-June), 444, published by American Institute of Physics.
[4] W. C. Kreye and F. L. Roesler; *Appl. Opt.*, 1983, **26**, No. 6 (Mar), 927.
[5] 汪永江, 夏铁君;《光学学报》, 1985, **5**, No. 3 (Mar), 275.
[6] M. S. Feld and V. S. Letokhov; "*Coherent Nonlinear Optics, Recent Advances*", Springer-Verlag Heidelberg, 1980, 7.

**Relaxation oscillation in the light pulse of amplified
spontaneous emission from gold atom**

WANG YONGJIANG, LIN BO, QIAN YUJUN AND CHEN MEISHENG

(Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou)

(Received 10 September 1988; revised 13 March 1989)

Abstract

Relaxation oscillation has been observed in the light pulse of the amplified spontaneous emission at the wave length of 627.8 nm from gold atom for the first time. The rules of the oscillation in the time and frequency domains are reported respectively. The relaxation oscillation may be a general phenomenon in the pulsing radiation system of high gain laser.

Key words: Amplified spontaneous emission of gold atom; Relaxation oscillation in pulse.