

铜原子蒸气放大的自发辐射光脉冲 中弛豫振荡的分析

汪永江 熊旭明

(浙江大学物理系, 杭州310027)

摘要: 从简化的计算得到铜蒸气放大的自发辐射脉冲中光子数与光脉冲持续时间的关系。该关系与弛豫振荡的实验规律接近一致。并对振荡的成因作了分析。还讨论了速率方程给不出与激光弛豫振荡相符合的结果这一问题。

关键词: 放大的自发辐射, 弛豫振荡, 速率方程

Analysis of relaxation oscillation of amplified spontaneous emission pulse from CuBr laser

Wang Yongjiang, Xiong Xuming

(Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

Abstract: A simplified calculation of relation between the photon density and the pulse duration for the amplified spontaneous emission pulse of copper vapor has been given which is almost in agreement with the experimental rule of the relaxation oscillation. The formation of the oscillation is analyzed. In addition, the problem concerning unsatisfactory interpretation for the relaxation oscillation of the laser pulse using the rate equations has also been discussed.

Key words: amplified spontaneous emission, relaxation oscillation, rate equation

继[1]以后,最近的实验表明,金原子蒸气的放大的自发辐射(ASE)光脉冲内也存在弛豫振荡^[2]。Kim等也报道过波长为510.6 nm铜蒸气的ASE脉冲类似的振荡^[3],由此看来,在一定条件下,高增益的金属原子蒸气的ASE光脉冲具有弛豫振荡,似乎是一种普遍现象。本文对此作些理论分析。进行了简化的计算,其结果与实验接近。

一、计 算

[4]和[5]对铜原子的研究表明,无论是激励,还是亚稳态排空,电子与铜原子之间的碰撞,始终起着主导作用。在给定氖气压下,亚稳态的消激励,并非主要靠亚稳态粒子同重粒子的碰撞,如与氖原子的碰撞。所以,在下列速率方程中没有考虑缓冲气体氖。

精确的计算要用到反应速率和碰撞截面的数据。但是, 现在对这些数据的了解却不确切, 特别对金属卤化物, 故精确计算是不可能的。因此, 在运算中, 仅计及产生 ASE 脉冲的一些关键的速率方程和一些能级, 如 2P 、 2D 和 2S 。

1.1 光子寿命的估算

光子在单镜激光器中的寿命, 与一般激光器光子的寿命不同。取光子由反射镜经工作物质, 到辐射输出端所需的时间^[6]为光子寿命。在工作物质内, 光子寿命随位置与走向而变。理应将光子密度看成时间和位置的函数, 解出光子密度与反转粒子数的偏微分方程。在此, 仅求光子寿命的近似平均值。设激活区沿 x 方向的光子密度 q 分为两部份, 如图 1 所示, 一部份 q_0 向着全反射镜, 另一部份 q_p 向着出口端, $q = q_0 + q_p$ 。这两种光子寿命 τ_0 和 τ_p 的表达式为

$$\tau_0 = \frac{1}{\rho l_a} \int_0^{l_a} \frac{l_a + x}{c} \rho dx + \frac{2(l_c - l_a)}{c} = \frac{3l_a}{2c} + \frac{2(l_c - l_a)}{c} \quad (1)$$

$$\tau_p = \frac{1}{\rho l_a} \int_0^{l_a} \frac{x\rho dx}{c} = \frac{l_a}{2c} \quad (2)$$

式中 ρ 为单位长度的光子数, c 为光速, l_a 和 l_c 各为激活区长度和输出端与反射镜间的距离。

1.2 速率方程

这里只考虑 $^2P_{3/2}$ 、 $^2D_{5/2}$ 及 $^2S_{1/2}$ 三个态粒子数的变化, 藉以初步估算光子密度随时间变化的规律:

$$\frac{dN_2}{dt} = R_2(t) - \int g_D g_D d\nu \frac{A_{21}}{n_\nu} (q_p + q_0 + q_s) \Delta N - \frac{N_2}{\tau_2} \quad (3)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = R_1(t) + \int g_D g_D d\nu \frac{A_{21}}{n_\nu} (q_p + q_0 + q_s) \Delta N - \frac{N_1}{\tau_1} \quad (4)$$

$$\frac{dq_p}{dt} = -\frac{q_p}{\tau_p} + \frac{l_a}{l_c} \int g_D g_D d\nu \frac{A_{21}}{n_\nu} q_p \Delta N + \frac{z}{8\pi} A_{21} N_2 \quad (5)$$

$$\frac{dq_0}{dt} = -\frac{q_0}{\tau_0} + \frac{l_a}{l_c} \int g_D g_D d\nu \frac{A_{21}}{n_\nu} q_0 \Delta N + \frac{z}{8\pi} A_{21} N_2 \quad (6)$$

$$N_0 = N_t - 2(N_1 + N_2) - N_s \quad (7)$$

式中 N_1 和 N_2 各为亚稳态 $^2D_{5/2}$ 和共振态 $^2P_{3/2}$ 粒子数密度, N_0 为基态粒子数密度, N_t 为总粒子数密度, N_s 为激励到其它激发态和电离态的粒子数密度。 N_0 随 CuBr 的离解和复合而变, 达稳态时, N_0 为常数。考虑 $^2P_{1/2}$ 和 $^2D_{3/2}$ 态的粒子数与 $^2P_{3/2}$ 和 $^2D_{5/2}$ 态的粒子数近乎相等, 所以, $(N_1 + N_2)$ 乘以 2。 $R_2(t)$ 和 $R_1(t)$ 各为 $^2S_{1/2}$ 到 $^2P_{1/2}$ 和 $^2D_{3/2}$ 态的抽运速率。

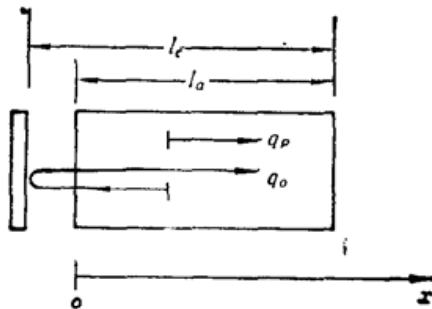


Fig. 1 Photons in the copper vapor discharge tube move along two opposite directions

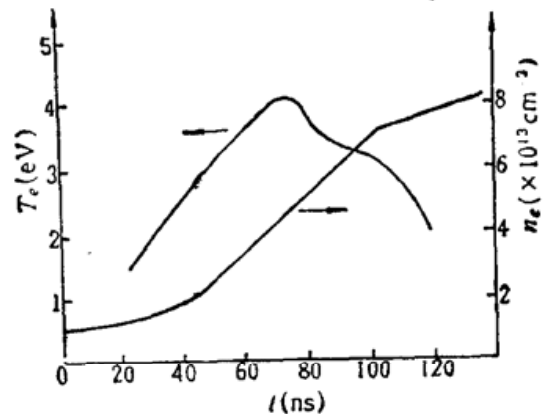


Fig. 2 Temporal dependences of electron temperature T_e and electron density n_e

A_{21} 为自发辐射系数。 n_ν 为单位频率间隔的模数, $n_\nu = 8\pi\nu^2/c^3$ 。 $\Delta N = N_2 - (g_2/g_1)N_1$ 为反转粒子数密度, g_2 和 g_1 分别为激光上、下能级的统计权重。 τ_2 和 τ_1 分别为上、下激光能级的寿命。 z 为光束的发散度。 q_e 为偏离激活区轴向的自发辐射光子数, 作为一种反转粒子的损耗, 可把它作为一个调节参数。方程中的两个多普勒线型函数 g_D 之乘积, 一个来自受激发射几率的线型, 另一个来自能量密度的线型。

波长为 510.6 nm ASE 的线型为各原子超精细结构分量线型的迭加^[7]。由于均匀宽度远小于多普勒宽度^[8], 所以, ASE 的线型为各超精细结构分量多普勒线型的迭加。理应对每个分量列出速率方程。这样, 计算将变得相当复杂。因此, 采用线型的归一化条件, 让 $g_0(\nu) = 1/\Delta\nu_D$, 其中 $\Delta\nu_D$ 为多普勒宽度。

1.3 激发速率

本文采用了同样工作物质在相同实验条件下 T_e-t 的实验规律和由该规律算出的电子密度 n_e 与时间 t 的关系^[9], 如图 2 所示。

计算激发截面与电子温度的关系时, 对于允许的光学跃迁, 应用 Deutsch 给出的激发截面^[10], 对于禁戒光学跃迁, 用 Gryzinski 的公式^[11]。电子激发速率 R_{ij} 为激发截面 σ_{ij} 与电子速度 v 乘积的平均, 设电子能量遵循 Maxwell 分布。我们计算了由基态激发上来的 510.6 nm 线上、下

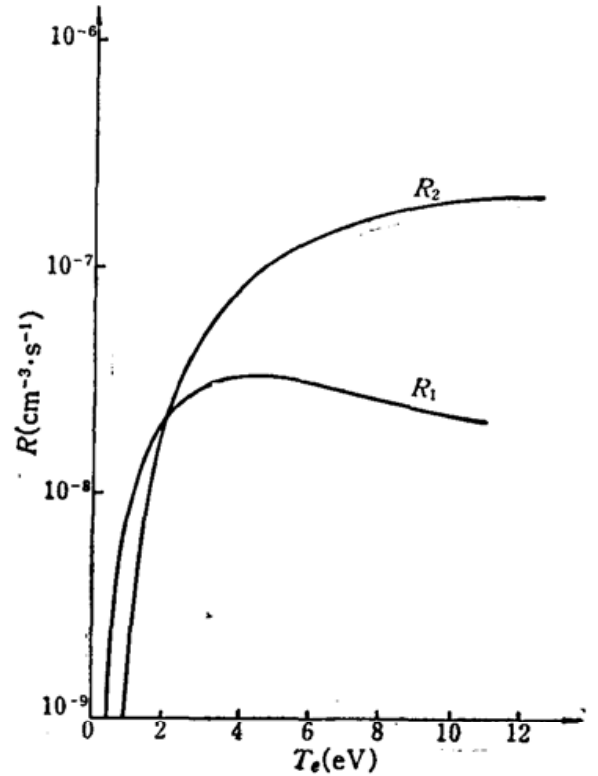


Fig. 3 Relations of electron temperature and excitation rate from the ground state to state $^2D_{5/2}$ and state $^2P_{3/2}$

Table 1 Initial values of certain quantities and data

	Value	Source
Initial value of population for state $^2P_{3/2}$, N_{20}	$0 \sim 10 \text{ cm}^{-3}$	Estimated from equilibrium distribution
Initial value of population for state $^2D_{5/2}$, N_{10}	10^{12} cm^{-3}	[5]
Total populations, N_t	10^{14} cm^{-3}	[5]
Initial value of photons in x direction, q_0	0	From actual case
Initial value of photons in $-x$ direction, q_p	0	From actual case
Populations of other excited states	$2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	Same order of magnitude as laser upper state[14]
Electron density	$10^{13} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$	[5]
Lifetime of spontaneous emission between two laser states, τ_{21}	714 ns	[11]
Lifetime of upper laser state, τ_2	615 ns	[12]
Lifetime of lower laser state, τ_1	75 μs	[13]

两能级的速率 R_1 和 R_2 与电子温度 T_e 的关系, 其结果如图 3 所示。此结果与文献[5]比较, 差别不大。

一些物理量的初值和数据列于表 1。

二、结果与讨论

波长为 510.6 nm 铜的 ASE 脉冲的弛豫振荡的计算结果如图 4(a) 中曲线 A 所示。图中曲线 B 为实验规律。实验条件为: 缓冲气体氖气的压强为 100 Torr, 氖气流量为 $0.5 \text{ mg} \cdot \text{sec}^{-1}$, CuBr 容器温度为 480°C , 电极间距 l_a 为 46.5 cm, 反射镜与 ASE 出口端间距为 82.6 cm, 输出功率为 1 W, 直流电压为 4 kV, 电流为 0.16 A, 放电重复率为 17 kHz。从图 4(a) 可见, 计算结果与实验尚符合。振荡周期为 14.7 ns, 实验值为 13.2 ns。计算中了解到, 只要光子寿命适当, 第一、第二个峰的出现是很自然的。图 4(b) 和 (c) 各表示反转粒子数与时间的关系和激光上、下能级粒子数随时间的变化。当时间 t 接近 63 ns, N_1-t 曲线上产生一个陡坡, N_2-t 曲线上产生一个凹陷, 如图 4(c) 所示。这时, ΔN 迅速建立, 而后出现下降, 同时, 光子密度 q 增至最大值, 出现第一个峰, 如图 4(a) 所示。这表明, 随着大量光子的受激发射, 反转粒子数 ΔN 一下子被消耗。从图 4(b) 还可以看出, 63 ns 以后, $N_1 > N_2$, 粒子数反转 $\Delta N = N_2 - (g_2/g_1) N_1 > 0$, 这完全是由于统计权重在此起了作用。

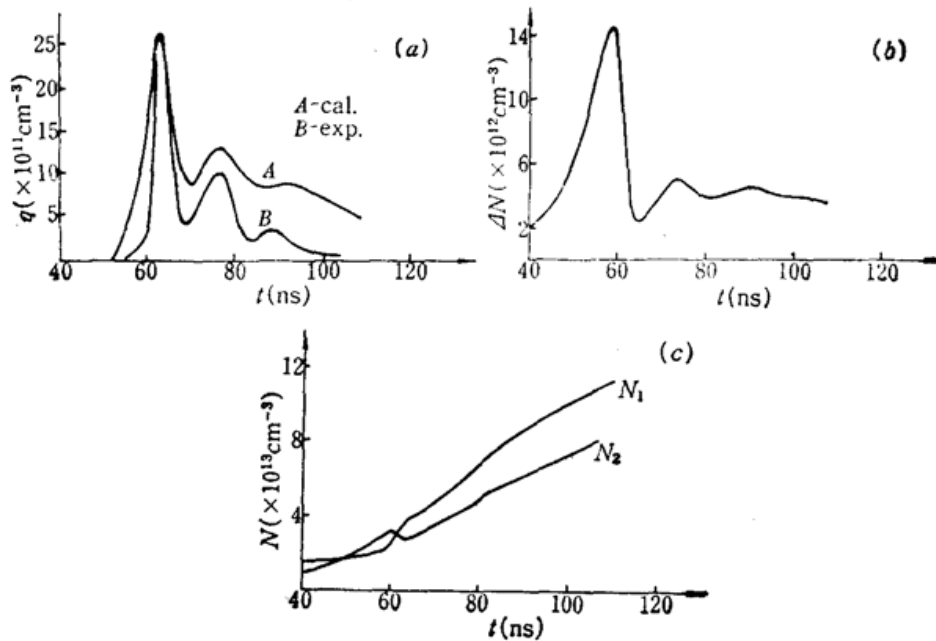


Fig. 4 (a) Relation of photon density q and time;
 (b) Relation of population inversion ΔN and time;
 (c) Relations of time and populations of upper and lower laser levels

有的作者认为, 速率方程给不出与激光脉冲中弛豫振荡相符合的结果^[11]。对这一问题, 可从 ASE 的光脉冲和激光脉冲光强的时空分布^[12]来作些探讨。图 5(a) 和 (b) 各表示铜的 ASE 光脉冲和激光脉冲强度的时空分布。图 5(a) 的光强分布较 (b) 为均匀。由图 5(b) 可见, 当径向距离 r 逐渐增加, 光强并非单调地减小; 如峰 A 下降, 峰 B 和 C 先升后降, 它们此起彼伏。并不象图 5(a) 那样作有规律的变化, 而是忽高忽低。虽然 (a) 和 (b) 的实验条件略有不同, 但

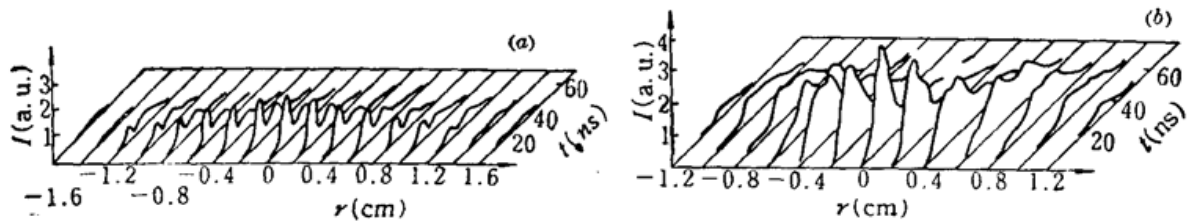


Fig. 5 (a) Temporal and spatial distribution of intensity of the light pulse (510.6nm) of the amplified spontaneous emission for Cu/CuBr vapor. Exp. conditions: reservoir temperature 500°C, voltage 4kV, current 0.2A, repetition frequency 16.5kHz
 (b) Temporal and spatial distribution of intensity of the light pulse (510.6 nm) of Cu/CuBr vapor laser. Exp. conditions: reservoir temperature 480°C, voltage 4kV, current 0.16A, repetition frequency 17kHz

是, 根据我们的经验, 光脉冲的形状不大可能引起如此大的差异。估计其主要原因是由于光脉冲在谐振腔中往返振荡重迭在一起, 满足一定的相位条件, 引起了干涉。而 ASE 光脉冲不存在干涉的问题。所以, 其光脉冲形状较为均匀。总的看来, 从本文的计算和一些实验可以表明, 激光弛豫振荡理论工作中, 除速率方程之外, 还应该考虑光脉冲的干涉。

参 考 文 献

- 1 汪永江, 夏铁君, 光学学报, **5**, 876(1985); also *Chinese Physics*, **6**, 443(1986)
- 2 汪永江, 林波 *et al.*, 第四届国际激光会议, '87 ILO, Atlanta, Georgia, U. S. A., 1988. 光学学报, **9**(8), (1989)
- 3 Kim J. J., Sung N., *Opt. Lett.*, **12**(11), 885(1987)
- 4 Bokhan P. A., *Sov. J. Quant. Electr.*, **9**, 736(1979); also Bokhan P. A., *Sov. J. Quant. Electr.*, **16**, 1207(1986)
- 5 Kushner M. J., Warner B. E., *J. Appl. Phys.*, **54**, 2970(1983)
- 6 Allen L., Paters G. I., *Phys. Rev.*, **8**, 2031(1973)
- 7 Wang Yongjiang (汪永江), Shen Shengpen *et al.*, *Appl. Phys.*, (B), **46**, 191(1988)
- 8 Wang Yongjiang (汪永江), Lin Buo *et al.*, *Opt. Commun.*, **70**, 234(1989)
- 9 陈成, 孙威 *et al.*, 物理学报, **37**(7), 1150(1988)
- 10 Deutsch O., *J. Appl. Phys.*, **44**, 1142(1973)
- 11 姚志欣, 夏铁君 *et al.*, 科学通报, **31**, 17(1986)
- 12 Weaver L. A., Liu C. S., *IEEE, J. Quant. Electr.*, **QE-10**, 140(1974)
- 13 Liu C. S., Feldman D. W. *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-13**(9), 744(1977)
- 14 沈柯, 激光原理教程, 北京工业学院出版社, 1986, 375
- 15 汪永江, 夏铁君, 光学学报, **5**, 276(1985)