

Sr 原子 M-M 跃迁激光的动力学模型^{*}

陈 钢^{1)†} 冯 鉴²⁾ 潘佰良¹⁾ 姚志欣¹⁾

¹⁾ 浙江大学物理系 杭州 310027)

²⁾ 杭州工人业余大学 杭州 310003)

(2004 年 9 月 24 日收到, 2004 年 11 月 3 日收到修改稿)

建立了一个反映高频脉冲放电激励的 Sr 原子 M-M 跃迁激光的动力学模型, 阐明了各激光谱线上能级的主要抽运途径. 其中 3.01 μm 上能级是在放电脉冲早期通过更高能级的自发辐射和激光跃迁得到布居, 而另 3 条谱线的上能级主要是通过余辉期一价 Sr 离子和电子的碰撞复合以及 He 和三重态 Sr 原子的混和碰撞实现布居. 定量的计算结果与实验测量结果相一致, 圆满解释了各种光脉冲的时间延迟关系.

关键词: 锶原子激光, M-M 跃迁, 动力学模型

PACC: 4255H, 4260H

1. 引 言

碱土金属蒸气在高频脉冲放电激励下能够产生从紫外到红外丰富的激光谱线, 激光机理也是多种多样, 包括原子和离子的共振-亚稳(R-M)跃迁激光、二价离子的复合激光, 以及离子中 R-M 激光和复合激光的交替振荡. 其中 Sr 原子最具有代表性, 它不但能够实现所有这些激光振荡^[1-3], 而且在 Sr 原子能级中实现了一种特殊的产生于亚稳态-亚稳态(M-M)跃迁的激光, 即 4d.³D_{3,2,1} 至 5p.³P_{2,1,0} 之间的四条激光, 波长分别为 2.92, 3.01, 2.69 和 2.60 μm , 并且确认了它们之间的强度比为 5:4:4:1, 我们称之为 M-M 跃迁激光^[4,5].

然而对于这一组新机理的 M-M 跃迁激光, 其激光发射过程和粒子数反转机理目前还不是非常清楚. 结合我们的实验研究和理论分析, 本文详尽分析了锶原子激光放电等离子体的各种微观碰撞和辐射跃迁过程, 建立了一个完整、自洽的激光动力学模型, 不仅对先前的实验结果作出合理的解释, 而且定量地阐明了基本的粒子数抽运过程、粒子数反转机理, 为系统开展 M-M 跃迁激光的研究提供一些可资借鉴的理论依据.

2. 模型描述

模型考虑了 Sr, He 原子和离子的 15 个相关能级, 如图 1(a) 和(b)所示, 考虑了电子和这些能级的碰撞激发、电离、消激发和离子复合过程, 同时也考虑了缓冲气体 He 与 Sr 原子的碰撞混合过程, 以及粒子由于气体温度径向梯度导致的扩散过程. 激光跃迁考虑了两条 R-M(6.45, 2.87 μm) 和六条 M-M 跃迁激光, 电子温度的分布函数按照简单的 Maxwellian 分布考虑. 模型给出了各能级粒子数密度、腔内光强、电子密度及电子温度的速率方程, 其中用到的电子碰撞速率系数和其他相关系数引自文献[6,7], 两个三重态能级之间的速率系数按统计权重重新计算. 为简化计算过程, 模型仅考虑了各微观参量的轴向分布, 径向分布仅考虑粒子的扩散运动. 模型中用到的外部激励电路同文献[4].

2.1. Sr 相关能级的粒子数密度变化方程

$$\frac{d\text{Sr}^*}{dt} = \kappa_i \text{Sr} N_e - \kappa_k \text{Sr}^* N_e - \gamma_i \text{Sr}^* N_e + \alpha_k \text{Sr}^+ N_e^2 \pm A_i \text{Sr}^* \pm I_p \gamma_0 / h\nu - \nabla \cdot \bar{\Gamma}, \quad (1)$$

$$\frac{d\text{Sr}^+}{dt} = \kappa_i \text{Sr} N_e + \sum_i \kappa_i \text{Sr}^* N_e + \sum_k \gamma_k \text{Sr}^{+*} N_e$$

^{*} 惯性约束聚变技术探索基金(批准号:2004AA84TS04), 国家自然科学基金(批准号:10374081)和中国博士后科学基金(批准号:2004036482)资助的课题.

[†] E-mail: phygc@zju.edu.cn

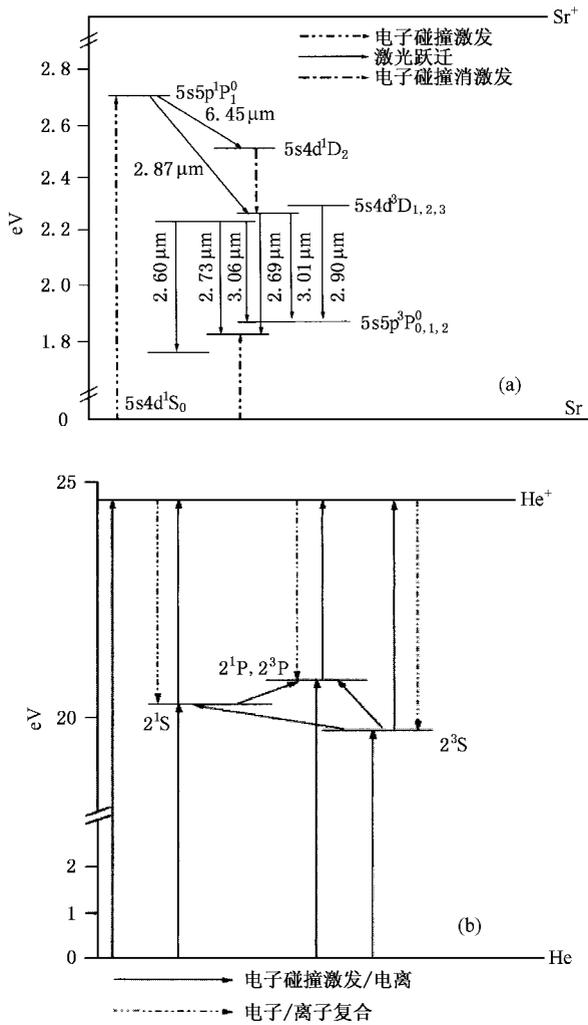


图 1 (a) 锶原子能级及相关激光跃迁示意图 (b) 氦原子能级图和电子碰撞激发过程

$$-\alpha_i \text{Sr}^+ N_e^2 - \nabla \cdot \bar{\Gamma}, \quad (2)$$

(1)和(2)式等号右边各项代表电子碰撞激发(电离)、消激发、离子复合、辐射跃迁以及粒子的扩散过程对粒子数密度的影响,其中 N_e 代表电子密度, κ 和 γ 分别是激发(电离)和消激发速率系数,脚标 i 和 k 分别对应所给能级的较低和较高能级, α 是复合系数, A 是自发辐射系数, I_p 是腔内光子流强度, γ_0 , h 和 ν 相应为增益系数、Planck 常数和辐射频率.与氦有关的各能级(图 1(b))粒子数密度的速率方程形式上和(1)(2)式一样.

2.2. 电子密度变化方程

要满足放电等离子体电中性的要求,所有的离

子密度之和应等于电子密度(N_e)之和,即

$$\frac{dN_e}{dt} = \frac{d\text{Sr}^+}{dt} + \frac{d\text{He}^+}{dt}. \quad (3)$$

2.3. 电子温度的变化方程

$$\begin{aligned} \frac{d(1.5N_e K_b T_e)}{dt} = & \frac{N_e e^2 E^2}{m_e \nu_t} + \sum_{ij} \gamma_{ij} N_e N_j \epsilon_{ij} \\ & + \sum_j \eta_p \text{Sr} N_j \epsilon_p + \sum_{ij} \beta_m \text{He}_i^* \text{He}_j^* \epsilon_m \\ & - 2m_e \sum_j (\nu_j / m_j) \cdot 1.5N_e k_b (T_e - T_0) \\ & - \sum_{ij} \kappa_{ij} N_i N_e \epsilon_{ij}, \end{aligned} \quad (4)$$

(4)式中右边第一项代表纵向电场对电子的加热;第二、三项表示电子通过与重粒子的超弹碰撞和 Penning 碰撞而获得的能量;第四项为氦原子亚稳-亚稳粒子的电离碰撞释放能量 ϵ_m ,导致对电子的加热;第五项为电子与原子和离子气体的弹性碰撞导致能量损耗;最后一项表示电子与重体粒子间的非弹性碰撞而损耗能量.

2.4. 腔内光强变化方程

$$\begin{aligned} \frac{dI_p}{dt} = & (c I_p \gamma_0 L_0 / L_c) - I_p c [1/2L_c] \ln[1/R_1/R_2] \\ & + (A_1 \text{Sr}^* h \nu c d\Omega/4\pi), \end{aligned} \quad (5)$$

式中 R_1 和 R_2 是腔镜的反射率, c 和 L_c 和分别是光速和腔长, L_0 是激活体长度.第一项代表光在增益系数为 γ_0 的等离子体中的受激辐射或吸收,第二项是腔镜的输出损耗,第三项代表自发辐射, A_1 为相应辐射衰减的跃迁概率, $d\Omega/4\pi$ 是激光束发散的立体角.

动力学模型就是结合方程(1)–(5),He 的相关粒子数密度变化方程和外部激励电路方程,组成一阶线性微分方程组,再利用计算机进行数值求解.由于所建立的模型具有多周期自洽运行的特点,因此利用文献[4]给出的宏观电路和光路参量,以及激光运转的缓冲气体压强和工作温度等初始条件,便可利用定步长 Runge-Kutta 方法对模型进行求解,从而可以得到放电电流、各能级的粒子数密度、激光脉冲、电子密度和温度随时间变化的行为,据此探讨可能的粒子数布居途径及反转机理,并对 M-M 跃迁激光的时间特性作出初步的分析.

3. 模型计算结果

3.1. 3.01 μm 激光上能级布居途径

图 2 给出了 M-M 跃迁激光中一条 3.01 μm 谱线的光强变化和电流脉冲波形的变化,同时还给出了与这条激光谱线紧密相关的两条 R-M 跃迁激光(6.45 μm 和 2.87 μm)的光强变化,可以看出,R-M 激光产生在电流脉冲前沿,完全符合 R-M 激光的时间特性,也验证了模型计算的可靠性.

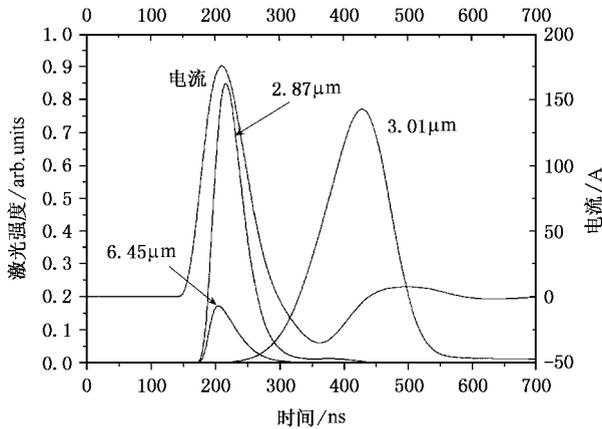


图 2 R-M 跃迁激光和 3.01 μm 激光脉冲以及电流脉冲波形

从图 2 可以看出,3.01 μm 谱线是在 R-M 跃迁 2.87 μm 谱线结束时开始产生的,从能级图 1(a)上可以看到,2.87 μm 激光的下能级正是 3.01 μm 激光的上能级 $^3\text{D}_2$ 态,因此可以初步认定 $^3\text{D}_2$ 态的抽运来自于共振态 $^1\text{P}_1^0$ 到 $^3\text{D}_2$ 的自发辐射以及激光跃迁.图 3 更清楚地反映了这种发展过程,共振态 $^1\text{P}_1^0$ 在放电早期电子温度较高的时候,能够得到优势激励,因而可以和下能级 $^3\text{D}_2$ 态产生相对反转,产生 2.87 μm 激光振荡.随着电子温度下降,共振态不再得到有利激励,粒子数密度由于自发辐射和激光跃迁迅速减少,同时 $^3\text{D}_2$ 态得到了不断地激励,并达到一定的粒子数密度.此时 3.01 μm 激光的下能级 $^3\text{P}_2^0$ 缓慢增加,所以在 $^3\text{D}_2$ 和 $^3\text{P}_2^0$ 之间形成了绝对的反转,当增益大于损耗时实现激光跃迁.随着电子温度的不断下降,He 原子和 Sr 原子多重态之间的混合碰撞作用越来越强,破坏了 3.01 μm 激光的粒子数反转,导致 3.01 μm 激光终止.因此可以判断该激光上能级的抽运主要来自于共振态 $^1\text{P}_1^0$ 的自发辐射和激光跃迁.

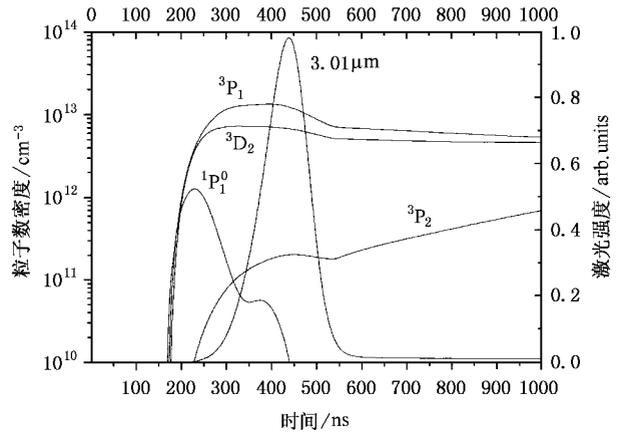


图 3 脉冲早期 3.01 μm 上下能级粒子数布居过程

3.2. M-M 跃迁激光粒子数反转机制

根据 Born 近似,在 Sr 原子的激光动力学模型中,两个三重态粒子数的布居除了和基态有弱光学联系的 $^3\text{P}_1$ 态之外,都没有考虑电子碰撞激励,所以可能的激励途径就只有高能级的自发辐射、激光跃迁、电子对更高能级的碰撞消激发和离子复合过程.如同二价离子复合成一价离子,在一价离子的激发态中形成粒子数反转,从而实现了碱土金属的多条复合激光的情况,我们认为只要满足相关的复合条件,一价离子也可以复合至原子激发态并实现粒子数反转,为激光振荡提供了可能.

图 4 是模型计算给出的脉冲余辉期各条激光上下能级的粒子数密度变化关系,图中还给出了相应跃迁通道和激光波长.可以看到,3.01 μm 激光的上能级 $^3\text{D}_2$ 在激发初期能得到有效激励,因此 3.01 μm 激光能较早产生,而 2.69 μm 虽然和 3.01 μm 共用了一个上能级 $^3\text{D}_2$,但是由于其下能级 $^3\text{P}_1^0$ 在放电开始由电子碰撞也得到了有利的激励,所以此时还不能产生粒子数反转.由文献[8]有关复合激光中 Sr 一价、二价离子变化过程可知,放电进行约 1 μs ,二价离子达到最大值,电子温度也下降到 0.5eV 以下,二价离子开始快速复合,大量的一价离子形成,约 2 μs 时,一价离子密度达到最大值并开始复合到原子的激发态,所有的原子能级密度在约 2 μs 时快速上升.2.69 μm 的上能级 $^3\text{D}_2$ 在 3.5 μs 时刻出现第二次峰值,而它的下能级 $^3\text{P}_1^0$ 虽然也可以由一价离子复合得到布居,但是它到基态的自发辐射非常快,相互作用的结果就是,当离子复合开始时, $^3\text{P}_1^0$ 态下降的速率变慢了,从图中可以看出 $^3\text{D}_2$ 态达到峰值时 $^3\text{P}_1^0$ 态维

持一个相对平稳的变化.所以在讨论的 M-M 激光中,3.01 μm 先振荡,其次是2.69 μm 的激光振荡.另外两条谱线2.92,2.60 μm ,它们上能级的布居主要是依靠 He 原子和 $^3\text{D}_2$ 态的原子碰撞,在三重态内部进行重新混合布居以及 Sr 离子复合的,因此光脉冲出现时刻较2.69 μm 晚.由于自上而下的离子复合过程对较高能级有利,所以较高的三重态粒子数密度都比较低的粒子数密度高,由于上下能级的简并度之比大于1,所以粒子数反转不会无限持续下去,激光脉冲虽然能持续较长时间,但最终还是由于粒子数反转被破坏而终止.

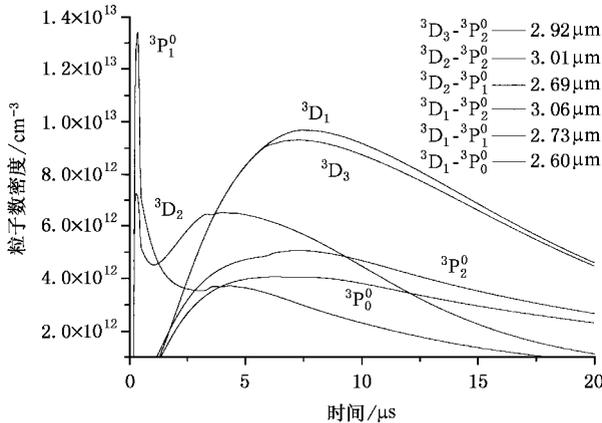


图4 余辉期三重态各个子能级粒子数密度

图5是计算得到的两个三重态之间允许跃迁的6条谱线的光强随时间的演化过程,该图不但反映了6条激光的相对光强大小,更重要的是反映了激光产生的时间先后关系,明确反映出其上能级的抽运途径.模型给出的光强较大的四条谱线2.92,2.69,3.01,2.60 μm ,正是我们实验中获得的四条激光谱线,模型计算的结果和我们先前从总和定则以及混合碰撞角度得到的强度关系非常符合^[4,5],激光脉冲的时间先后关系也完全符合图4从粒子数布居的微观角度讨论的结果.另外,图5中2.73,3.06 μm 较小的光脉冲强度是由于其本身的跃迁强度较小.

Bokhan^[9]的实验表明3.01 μm 的激光先于3.06 μm 激光振荡的时间行为,以及该组激光的脉冲持续时间比较长(约1—5 μs).Platonov等^[10]的实验指出在放电开始的5—8min,观察到第一个功率峰值,主要是离子谱线,随着温度的上升,离子谱线减弱,原子谱线成分开始明显增加,15—20min时,在总谱线功率中,6.45 μm 谱线约占75%,3 μm 谱线约占20%,其余约5%为离子谱线,这些实验研究的结果

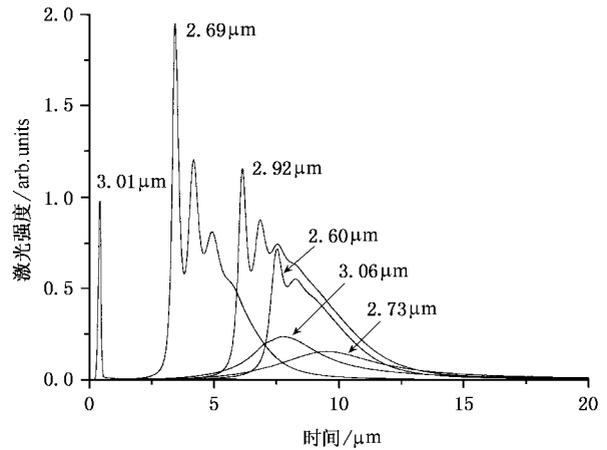


图5 余辉期 M-M 跃迁激光时间演化过程和强度

可以很好地佐证本模型计算的结果.

实验中用到的探测器的响应时间比光脉冲持续时间长,所以测量得到的激光强度比值是时间平均效果.为了便于和实验结果比较,对图5中的激光脉冲的包络面积进行了时间积分处理,计算积分时所有的强度都按照2.92 μm 的强度进行了归一化处理,结果见图6.

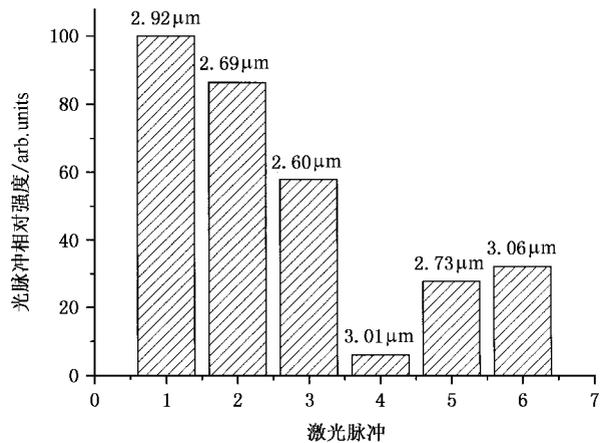


图6 M-M 激光脉冲积分后的相对强度

图6的结果间接地反映了实验中探测仪器的时间平均效果,从图中可以看到2.92 μm 的强度最大,这不但和理论上的分析一致,而且和本文实验结果符合,另外2.69 μm 和2.92 μm 的强度比为8.6:10也比较接近实验中的4:5.虽然图中显示的2.73,3.06 μm 积分后的强度比3.01 μm 激光的大,对比图5可以得知,由于其本身的峰值强度太弱,实验中并没有产生激光振荡,从中还可以看出,由于3.01 μm 激光脉冲持续时间比较短,虽然峰值强度较大,但积分

后其强度最小.

4. 结 论

本文建立和数值求解了锶原子 M-M 跃迁激光动力学模型,得到了各激光谱线上下能级粒子数密

度的时间演化过程,进一步阐明了各激光上能级的主要抽运途径和粒子数反转机理.模型计算得到的定量结果(各激光脉冲相对光强和持续时间)与实验结果的一致性表明该模型较真实地反映了锶原子 M-M 跃迁激光发射的动力学过程.

- [1] Fang B M *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1652 (in Chinese) [方本民等 2001 物理学报 **49** 1652]
- [2] Chen G *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1294 (in Chinese) [陈钢等 2001 物理学报 **50** 1294]
- [3] Pan B L , Yao Z X and Chen G 2002 *Chin. Phys. Lett.* **19** 941
- [4] Yao Z X *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1070 (in Chinese) [姚志欣等 2001 物理学报 **50** 1070]
- [5] Pan B L , Chen G , Zhong J W and Yao Z X 2003 *Appl. Phys. B :*

Lasers and Optics **76** 371

- [6] Carman R J 1990 *IEEE J. Quantum Electron* **26** 1588
- [7] Samson A M and Berrington K A. 2001 *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **77** 87
- [8] Pan B L *et al* 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 34
- [9] Bokhan P A and Burlakov V D 1979 *Sov. J. Quantum Electron* **9** 374
- [10] Platonov AV *et al* 1978 *Sov. J. Quantum Electron* **8** 120

A kinetics model for metastable-metastable transition laser in Sr atom vapor^{*}

Chen Gang¹⁾ Feng Jian²⁾ Pan Bai-Liang¹⁾ Yao Zhi-Xin¹⁾

¹⁾(Department of Physics , Zhejiang University , Hangzhou 310027 , China)

²⁾(Hangzhou Worker 's Spare Time University , Hangzhou 310003 , China)

(Received 24 September 2004 ; revised manuscript received 3 November 2004)

Abstract

A self-consistent physical model has been developed to simulate the kinetics in a high-repetition frequency , discharge-excited Sr atom metastable-metastable transition laser. The main pumping mechanism for each upper laser level has been clarified : the upper level of 3.01 μ m is pumped mainly by the spontaneous and stimulated emissions from the higher levels in early discharge pulses , while the upper levels of the other 3 laser lines are chiefly populated through the recombination between the univalent Sr ions and electrons in the afterglow , and the collision mixing between neutral He and Sr atoms in compound triplet. The quantitative results predicted by the model are found to be in good agreement with the previous experimental results. Furthermore , the temporal behavior of each laser pulse is explained successfully by the simulation results.

Keywords : strontium atom laser , metastable-metastable transition , kinetics model

PACC : 4255H , 4260H

^{*} Project supported by the Inertial Confinement Fusion Research Foundation (Grant No. 2004AA84TS04) , the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10734081) , and China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2004036482) .