

# 碱土金属原子激光的共振辐射俘获效应<sup>\*</sup>

毛邦宁 潘佰良<sup>†</sup> 陈 钢 夏婷婷

(浙江大学物理系 杭州 310027)

(2005 年 8 月 15 日收到, 2005 年 11 月 29 日收到修改稿)

根据 Holstein 理论研究了碱土金属原子激光中的共振辐射俘获效应, 分别计算了 Ca, Sr 和 Ba 蒸气激光在不同半径时产生共振辐射俘获效应的阈值温度、基态粒子数密度和共振能级的有效寿命. 发现计算得到的阈值温度与实验报道的开始产生激光的工作温度一致, 表明共振辐射俘获效应是这类激光形成粒子数反转的一个重要机制.

关键词: 共振辐射俘获, 碱土金属原子激光, 阈值温度

PACC: 4255H, 2540L

## 1. 引 言

以 Cu 蒸气激光为代表的来自共振能级至亚稳能级跃迁(resonance to metastable transition, 简称 R—M 跃迁)的金属蒸气激光通常被称为自终止型激光<sup>[1]</sup>, 其特点是激光上能级为与基态有最强光学跃迁的第一共振能级, 下能级为与基态光学禁戒的亚稳能级. 早期认为在玻恩近似得以成立的放电条件下, 共振能级通过基态粒子与电子的碰撞比亚稳能级得到优先激励, 使得上下能级的粒子数反转产生激光, 而激光跃迁将导致下能级粒子数的堆积, 从而使激光自动终止, 故这类激光必须以周期脉冲放电方式激励<sup>[2]</sup>. 最近的研究表明, 除了受激辐射跃迁之外, 激光下能级的电子碰撞激发和上能级被电子碰撞激发到更高能级这两个过程也是导致激光脉冲终止的主要因素<sup>[3]</sup>. 事实上, 自终止激光的主要反转机制包括基态粒子的电子碰撞激发和激光上能级与基态之间的共振辐射俘获效应.

有关自终止型金属蒸气激光的电子碰撞激发和排空机制方面的研究在国内外时有报道<sup>[3-7]</sup>, 而关于该类激光的共振辐射俘获效应的研究则较为鲜见. Srigouri 等<sup>[8]</sup>首次应用 Holstein 的共振辐射俘获理论计算并讨论了 Cu, Mn 原子 R—M 跃迁激光的阈值条件, 结果表明, 在基态和上能级间的共振辐射俘获效应使上能级的有效寿命延长了约 2 个数量

级, 对应发生共振辐射俘获时的阈值温度与实测的初始激光温度相当一致. 这说明共振辐射俘获效应对 Cu, Mn 蒸气激光上下能级的粒子数反转起着重要的作用.

本文应用 Holstein 的共振辐射俘获理论<sup>[9, 10]</sup>, 计算了 Ca, Sr, Ba 三种碱土金属原子 R—M 跃迁激光到达共振辐射俘获临界条件时的阈值温度、基态粒子数密度和上能级的有效寿命. 结果表明, 无论是单个 R—M 跃迁通道的 Ca, Sr 原子激光还是 3 个 R—M 跃迁通道的 Ba 原子激光, 它们的共振辐射俘获阈值温度的理论值与实测的出光温度相当符合.

## 2. 理论计算

Holstein 的共振辐射俘获理论建立在共振能级到基态的辐射各向同性和辐射光谱线型  $P(\nu)$  与吸收系数  $k(\nu)$  成比例两个假设之上. 共振能级辐射的光子在气体中的传播系数可表示为

$$\mathcal{T}(\rho) = \int P(\nu) e^{-k(\nu)\rho} d\nu. \quad (1)$$

它表示该光子在气体中传播距离  $\rho$  而不被吸收的概率, 其中  $\nu$  为辐射频率.

共振态粒子传播的玻尔兹曼积分微分方程为

$$\partial n(\mathbf{r})/\partial t = -An(\mathbf{r}) + A \int n(\mathbf{r}') G(\mathbf{r}', \mathbf{r}) d\mathbf{r}'. \quad (2)$$

(2) 式描述的是共振态粒子数密度的空间分布随时

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 10374081, 10574111)和国家高技术研究发展计划(批准号: 2004AA84TS04)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: pbl66@zju.edu.cn

间的变化,积分范围根据具体几何条件确定.  $n(r)$  表示体积元  $r$  内的共振态粒子数密度,  $A$  为共振能级到基态的自发辐射概率,  $\alpha(r', r)$  表示体积元  $r'$  发出的光子被体积元  $r$  内基态粒子吸收的概率. 由概率守恒与辐射各向同性可得

$$\alpha(r', r) = -\frac{1}{4\pi\rho^2} \frac{\partial T}{\partial \rho}. \quad (3)$$

考虑不同展宽机制下的光谱线型  $P(\nu)$  可得到不同形式的传播系数  $\pi(\rho)$  以及与之相联系的  $\alpha(r', r)$ . 观察(2)式中的未知量  $n(r, t)$  具有形式为  $n(r)e^{-\beta t}$  的解, 由该积分微分方程有解的必要条件可求得相应的系数  $\beta$ , 亦即有效跃迁概率  $A_{\text{eff}}$ .

在多普勒展宽下, 对半径为  $R$  的圆柱形等离子体, 应用 Holstein 理论, 求得产生共振辐射俘获效应时共振能级的有效跃迁概率为<sup>[7, 10]</sup>

$$A_{\text{eff}} = 1.6A[(k_0R + \phi) \pi \ln(k_0R + \phi)]^{1/2} \quad (k_0R \geq 3), \quad (4)$$

$$A_{\text{eff}} = A \exp(-0.65[k_0R]^{0.81}) \quad (k_0R < 3). \quad (5)$$

这里  $\phi = 0.8225$  是使  $A_{\text{eff}}$  在  $k_0R = 3$  处与(5)式保持连续而引入的归一化因子<sup>[7]</sup>,  $k_0$  为中心波长的吸收系数<sup>[8]</sup>,

$$k_0 = n \frac{\lambda_0^2}{8\pi} \frac{g_2}{g_1} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{A}{\Delta\nu_D}, \quad (6)$$

式中  $g_1, g_2$  分别为基态和共振态的统计权重,  $n$  为基态粒子数密度,  $A$  为自发辐射概率,  $\Delta\nu_D = 7.162 \times 10^{-7} \nu_0 \sqrt{T/M}$  为多普勒半高全宽, 其中  $T$  为气体的绝对温度,  $M$  为原子量, 中心频率  $\nu_0 = c/\lambda_0$ .

金属蒸气的基态粒子数密度  $n$  可通过公式  $n = \frac{P}{k_B T'}$  计算, 其中  $P$  为金属在绝对温度  $T'$  下释放出的金属蒸气压强,  $k_B$  为玻尔兹曼常数. 对最普遍的金属介质放置于管壁的自加热型金属蒸气激光器, 可作  $T' \approx T$  处理.

当开始产生共振辐射俘获时, 共振能级的阈值有效跃迁概率满足以下关系<sup>[8]</sup>:

$$(A_{\text{eff}})_{\text{th}} = A_{2i} + A_{2j} + \dots \quad (7)$$

(7) 式等号右端下标代表跃迁的上下能级, 能级高度依次为  $E_2 > E_i > E_j > \dots > E_1$ , 其中  $E_2$  为共振能级能量,  $E_1$  为基态能量. (7) 式意味着共振能级跃迁到基态的有效跃迁概率等于自发跃迁到所有其他能级的概率之和. 对应的共振能级阈值有效寿命  $\tau_{\text{th}}$  为

$$\tau_{\text{th}} = \frac{1}{(A_{\text{eff}})_{\text{th}} + A_{2i} + A_{2j} + \dots} = \frac{1}{\chi(A_{\text{eff}})_{\text{th}}}. \quad (8)$$

引入衰减因子  $F = \frac{A_{\text{eff}}}{A}$ , 由(4)和(5)式可得到相应的表达式. 通过(7)(8)(4)和(5)式可计算出临界共振辐射俘获时的阈值基态粒子数密度  $N_{\text{th}}$ , 共振能级的有效跃迁概率  $(A_{\text{eff}})_{\text{th}}$ , 以及与此对应的阈值共振能级寿命  $\tau_{\text{th}}$ .

### 3. 计算结果及讨论

Ca, Sr, Ba 的蒸气压强  $P$  可用下列蒸气压方程表示<sup>[11]</sup>:

$$\log P = -\frac{A}{T'} + B + C \log T' + 10^{-3} DT'. \quad (9)$$

式中压强  $P$  的单位为 mmHg (1mmHg = 133.322Pa). 表 1 列出了上述三种碱土金属元素蒸气压方程的有关系数<sup>[11]</sup>. 根据表 1 数据, 可得 Ca, Sr, Ba 在不同温度  $T'$  下的蒸气压  $P$ .

表 1 碱土金属蒸气压方程有关系数在温度  $T'$  下的取值

元素	A	B	C	D	$T'/K$
Ca	10300	14.97	-1.76	0	713—1112
	9600	12.55	-1.21	0	1112—1757
Sr	9450	13.08	-1.31	0	813—1043
	9000	12.63	-1.31	0	1043—1648
Ba	9730	7.83	0	0	750—983
	9340	7.42	0	0	983—1200

忽略被激发的基态粒子数, 由  $n = \frac{P}{k_B T'}$  可得基态粒子数密度  $n$ . 把  $n$  代入(6)式, 可得中心吸收系数  $k_0$  为气体温度  $T$  的函数. 结合表 2 给出的各条共振线的自发辐射概率  $A$ , 对半径为  $R$  的圆柱型等离子体, 根据(4)(5)两式可计算出不同温度下共振态的有效跃迁概率  $A_{\text{eff}}$  和相应的有效辐射寿命  $\tau$ .

表 2 Ca, Sr, Ba 原子的共振辐射、相关 R—M 跃迁谱线波长、上下能级和自发辐射概率

元素	波长/ $\mu\text{m}$	上能级	下能级	$A/s^{-1}$
Ca	0.4228	4p $^1P_1^\circ$	4s $^2S_0$	$2.18 \times 10^8$
	5.547	4p $^1P_1^\circ$	3d $^1D_2$	$3.68 \times 10^3$
Sr	0.461	5p $^1P_1^\circ$	5s $^2S_0$	$2.01 \times 10^8$
	6.45	5p $^1P_1^\circ$	4d $^1D_2$	$3.65 \times 10^3$
Ba	0.5537	6p $^1P_1^\circ$	6s $^2S_0$	$1.19 \times 10^8$
	1.1306	6p $^1P_1^\circ$	5d $^3D_2$	$1.1 \times 10^5$
	1.5004	6p $^1P_1^\circ$	5d $^1D_2$	$2.8 \times 10^5$
	1.1078	6p $^1P_1^\circ$	5d $^3D_2$	$3.6 \times 10^3$

图1给出了多普勒展宽下,Ca,Sr和Ba三种原子的第一共振态有效辐射寿命随温度变化的曲线( $R=10\text{ mm}$ ).从图1可知,在临界共振辐射俘获前后的100—200 K温度范围内,共振态跃迁到基态的有效辐射寿命迅速从自发辐射寿命的 $1\times 10^{-8}\text{ s}$ 左右增长到与跃迁至亚稳态的自发辐射寿命同量级的饱和状态,对Ca和Sr分别为约 $2.6\times 10^{-4}\text{ s}$ 和 $2.7$

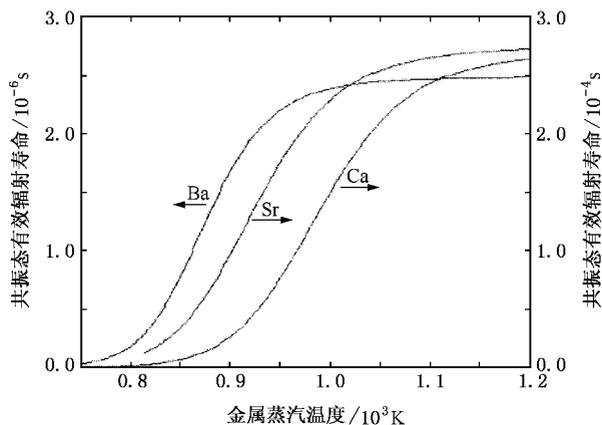


图1 Ca,Sr,Ba原子第一共振态在不同温度下的有效寿命

$\times 10^{-4}\text{ s}$ ,而对Ba则大约为 $2.5\times 10^{-6}\text{ s}$ .

根据表2相关数据,由(4)–(9)式以及 $n = \frac{P}{\bar{k}_B T}$ ,可计算出共振辐射俘获时的阈值有效跃迁概率( $A_{\text{eff}})_{\text{th}}$ 、阈值寿命 $\tau_{\text{th}}$ 、阈值基态粒子数密度 $N_{\text{th}}$ 和阈值温度 $T_{\text{th}}$ .表3给出了 $R=1\text{ cm}$ 时,Ca,Sr,Ba原子激光在临界共振辐射俘获时的各阈值数据的理论值和文献报道的激光初始温度.通过对比表3中共振辐射俘获的阈值温度和激光初始温度,发现两者相当一致,对于只有单个R—M跃迁通道的Ca,Sr原子激光,实验值与理论值相差不超过3%,而即使对于有着多个跃迁通道的Ba原子激光的复杂情形,两者相差也只有11%.这表明共振辐射俘获在该类激光的粒子数反转过程中起着重要作用.对比表3的阈值寿命和图1的饱和寿命,发现Ca,Sr,Ba三者的阈值寿命都刚好约等于饱和寿命的一半,表明当共振跃迁与R—M跃迁的跃迁概率相当时,因为两者的竞争作用,共振辐射俘获效应对共振态有效寿命的作用迅速减小而达到饱和.

表3 共振辐射俘获阈值参量计算结果与激光出光温度实验值

元素	$F_{\text{th}}$	$N_{\text{th}}/\text{cm}^{-3}$	$\tau_{\text{th}}/\text{s}$	$T_{\text{th}}/\text{K}$	实验值/K
Ca	$1.69\times 10^{-5}$	$1.96\times 10^{15}$	$1.36\times 10^{-4}$	991	$963^{1,12}\{5.54\text{ }\mu\text{m}\}$
Sr	$1.82\times 10^{-5}$	$9.93\times 10^{14}$	$1.37\times 10^{-4}$	925	$903^{1,13}\{6.45\text{ }\mu\text{m}\}$
Ba	$3.39\times 10^{-3}$	$5.66\times 10^{12}$	$1.24\times 10^{-6}$	875	$973^{14}\{1.5\text{ }\mu\text{m}\}$

根据(4)(5)两式, $A_{\text{eff}}$ 为 $k_0 R$ 的函数,因此不同的孔径必然对应着不同的阈值温度和阈值基态粒子数密度.图2给出了3种碱土金属的阈值基态粒子数密度随孔径的变化关系,各元素的阈值基态粒子数密度随孔径的增大而减小.在绝对数值上,Ba的阈值基态粒子数密度比Ca,Sr要低两个数量级;而在相对数值上,半径为5 mm的Ca,Sr,Ba的阈值基态粒子数密度均为半径为20 mm时的4倍.

根据共振辐射俘获的阈值条件,图3进一步计算了各元素的阈值温度随半径 $R$ 的变化曲线.由图3知,当半径从5 mm增加到20 mm时,Ca,Sr和Ba原子的共振辐射俘获阈值温度分别降低了67,62和50 K,这说明不同孔径的激光放电管对应的激光初始温度也略有差异.

通过对比Ca,Sr和Ba原子激光的共振辐射俘获效应的理论和实验结果,结合文献[8]对Cu,Mn原子激光中共振辐射俘获效应的讨论结果,可以认

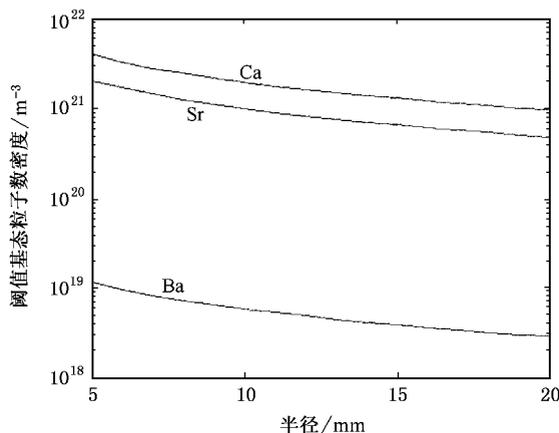


图2 阈值基态粒子数密度随孔径的变化

为对金属原子R—M跃迁激光而言,共振辐射俘获效应对激光的产生有着重要的作用,对应的阈值温度接近激光的初始温度,而激光的最佳工作温度则与上能级有效寿命饱和时的温度相一致.

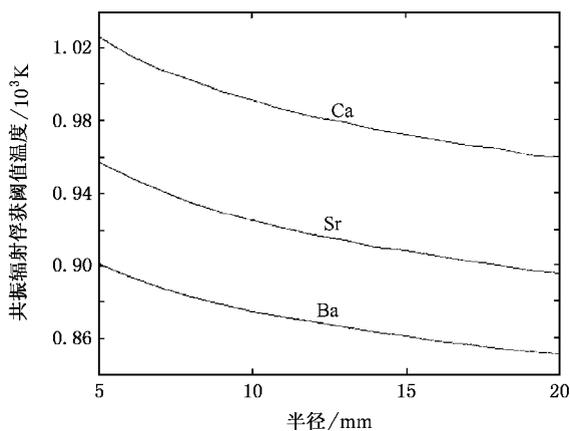


图3 共振辐射俘获阈值温度随孔径的变化

## 4. 结 论

本文简单介绍了 Holstein 的共振辐射俘获理论.应用该理论分别计算了 Ca, Sr 和 Ba 原子激光在  $R = 10 \text{ mm}$  的长圆柱形放电等离子体中产生共振辐射俘获时的阈值温度、基态粒子数密度和有效辐射寿命.给出了  $R = 10 \text{ mm}$  时不同温度下共振能级的有效辐射寿命曲线以及不同半径下的阈值粒子数密度和阈值温度.对比实验报道的激光初始温度,理论值与实验数据相当一致,表明共振辐射俘获效应是 R—M 跃迁激光粒子数反转机制中除电子碰撞激发之外的另一重要因素.

- [ 1 ] Walter W T, Solimene N, Pitch M 1966 *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-2** 474
- [ 2 ] Bokhan P A, Solomonov V I 1979 *Sov. J. Quantum Electron.* **9** 74
- [ 3 ] Jin Y, Pan B L, Chen G *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1799 (in Chinese) [金 毅、潘佰良、陈 钢等 2004 *物理学报* **53** 1799]
- [ 4 ] Pan B L, Mao B N, Chen G *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3748 (in Chinese) [潘佰良、毛邦宁、陈 钢等 2004 *物理学报* **53** 3748]
- [ 5 ] Pan B L, Chen G, Chen X *et al* 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 34
- [ 6 ] Isaev A A, Petrash G G 1993 *Proc. SPIE* **2110** 2
- [ 7 ] Carman R J, Brown D J W, Piper J A 1994 *IEEE J. Quantum Electron.* **30** 1876
- [ 8 ] Srigouri K, Ramaprabhu S, Prasada R T A 1986 *J. Appl. Phys.* **61** 859
- [ 9 ] Holstein T 1947 *Phys. Rev.* **72** 1212
- [ 10 ] Holstein T 1951 *Phys. Rev.* **83** 1159
- [ 11 ] Smithells C J 1976 *Metal Reference Book* (London, Boston: Butterworths) pp231—233
- [ 12 ] Karras T W 1982 *Proc. Int. Conf. Laser '81* (McLean: STS Press) pp871—876
- [ 13 ] Soldatov A N, Filonov A G, Shumeiko A S *et al* 2004 *Proc. SPIE* **5483** 252
- [ 14 ] Pask H M, Piper J A 1992 *J. Appl. Phys.* **72** 5545

# Resonance radiation trapping in alkaline-earth metal atomic lasers<sup>\*</sup>

Mao Bang-Ning Pan Bai-Liang<sup>†</sup> Chen Gang Xia Ting-Ting

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

( Received 15 August 2005 ; revised manuscript received 29 November 2005 )

## Abstract

The resonance radiation trapping in alkaline-earth metal atomic lasers were investigated according to Holstein's theory. The threshold temperature, ground-state density and resonant level effective lifetime of the resonance radiation trapping were calculated for Ca, Sr, and Ba atomic vapor lasers with different tube radii. The calculated threshold temperature is found to be in good agreement with the experimental laser-starting temperature, which indicates the resonance radiation trapping is a significant factor in establishing the population inversion of the resonance to metastable transition lasers.

**Keywords** : resonance radiation trapping, alkaline-earth metal atomic lasers, threshold temperature

**PACC** : 4255H, 2540L

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10374081, 10574111 ) and the National High Technology Development Program of China ( Grant No. 2004AA84TS04 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : pbl66@zju.edu.cn