

doi:10.3788/gzxb20174610.1014001

# LD 泵浦碱金属蒸气激光器中弛豫与猝灭的产热分析

杨静,王高亮,张云丽,冯亚敏,理记涛,罗刘敏

(周口师范学院 物理与电信工程学院,河南 周口 466000)

**摘 要:**介绍了一个结合速率方程、泵浦光功率和输出激光功率的轴向微分方程以及温度的径向微分方程的碱金属蒸气激光器的物理模型.在充分考虑泵浦光和激光光斑半径的轴向分布以及它们光强的径向分布的基础上,模型再现了实验测量得到的有激光输出与无激光输出情况下蒸气池内的峰值温度,对应 50 W、220 W 和 370 W 的泵浦光,在有激光输出情况下的峰值温度分别为 346℃、480℃和 696℃;在没有激光输出条件下的峰值温度分别为 321℃、414℃和 609℃,总体温度曲线与实验一致.模型计算所得的猝灭的产热量在有激光输出时占总产热量的 85%左右,在无激光输出时则占 95%以上,这是因为猝灭涉及的跃迁能级的能级差较大,且所占热源区域较宽,能在更大的范围内产生热量,因此猝灭在温度计算中非常重要,不可忽略.

**关键词:**碱金属蒸气激光;光束半径分布;猝灭;热源密度;温度分布

中图分类号:TN248.2

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2017)10-1014001-7

## Analysis of Heat Source of Relaxation and Quenching in Alkali Vapor Laser Pumped by Laser Diodes

YANG Jing, WANG Gao-liang, ZHANG Yun-li, FENG Ya-min, LI Ji-tao, LUO Liu-min  
(College of Physics and Telecommunication Engineering, Zhoukou Normal University,  
Zhoukou, Henan 466000, China)

**Abstract:** A physical model of diode-pumped alkali vapor lasers, which combines the rate equations of population densities, the axial differential equations of pump and laser power, the radial differential equation of temperature, is reported in this paper. Taking into account the measured distributions of the pump and laser beam radii and the hypothetical distributions of the intensities, this model not only reproduces the observed peak temperature of 346℃, 480℃ and 696℃, which respectively correspond to pump powers of 50 W, 220 W and 370 W for the lasing condition, but also reproduces the observed peak temperature of 321℃, 414℃ and 609℃ corresponding to the same pump powers for the non-lasing condition. A wide region of heat source density of quenching is observed. For the lasing condition, quenching contributes approximately 85% of the total heat energy, whereas for the no-lasing condition it occupies over 95%, showing that quenching is very important and non-ignorable in temperature calculation.

**Key words:** Alkali vapor lasers; Beam radius; Heat source density; Quenching; Temperature distribution

**OCIS Codes:** 140.1340; 140.3280; 140.3430; 140.3480

## 0 引言

自从美国 Lawrence Livermore 国家实验室在 2003 年用钛蓝宝石激光器泵浦铷,首次实现了 795 nm 的

**基金项目:**国家自然科学基金(No.11547227)、周口师范学院高层次人才科研启动项目(No.ZKNU2014121)、周口师范学院校级教改项目(No.J2016051)周口师范学院青年基金项目(No.zknuB315214)、河南省教育技术装备与实践教育研究项目(No.GZS310)资助

**第一作者:**杨静(1986—),女,博士,讲师,主要研究方向为碱金属蒸气激光.Email:yangjing0410@zju.edu.cn

**收稿日期:**2017-05-10; **录用日期:**2017-06-09

<http://www.photon.ac.cn>

光泵碱金属蒸气激光器的出光<sup>[1]</sup>,以及美国空军研究院的 Zhdanov 研究组在 2005 年用激光二极管(Laser Diode, LD)泵浦铯,第一次实现了 894 nm 的半导体泵浦碱金属蒸气激光器的出光<sup>[2]</sup>,世界各地对这种金属蒸气激光器的研究兴趣便迅速增加<sup>[3-5]</sup>.光二极管泵浦碱金属蒸气激光器(Diode-pumped Alkali Vapor Lasers, DPAL)结合了同种泵浦源的固体激光器和高功率气体激光器的优点,具有获得高功率高质量激光的潜力<sup>[6-8]</sup>.在过去十二年中,碱金属蒸气激光器在实验研究<sup>[9]</sup>和理论研究上都有重大进展<sup>[10-12]</sup>,如截至目前斜率效率最大(81%)的连续泵浦铯蒸气激光器<sup>[3]</sup>,斜率效率大于 50%,总光光转换效率 30%的脉冲泵浦钾蒸气激光器<sup>[5]</sup>和相应的模型<sup>[13]</sup>.

LD 泵浦碱金属蒸气激光器的蒸气池中的温度分布直接决定了碱金属蒸气和缓冲气体的密度分布,并且影响 D1 和 D2 线的压力展宽系数以及泵浦上能级和激光上能级的碰撞弛豫速率,因此是实现高效 DPAL 的主要障碍<sup>[14-16]</sup>.2010 年以来,有几个研究小组已经对 DPAL 蒸气池中的温度分布进行了理论评估,但都缺乏实验验证<sup>[17-20]</sup>.2015 年,Shaffer 等<sup>[7]</sup>报道了一种原位无损测量 DPAL 增益介质中径向温度分布的技术,即通过拍摄一半通过蒸气池一半未通过蒸气池的探测光所产生的干涉条纹照片(干涉条纹由温度升高所导致的密度减小,进而导致折射率变化)来计算温度分布.在 20 W 的泵浦功率(两端各 10 W)下,该组测得光轴处的纵向平均温升为 58℃,其径向温度曲线和以前模型的预测有明显区别.紧接着在 2016 年,Zhdanov 等用更高速的相机来拍摄干涉条纹,获得了高功率泵浦下的温度变化曲线<sup>[8-9]</sup>.此外,由于 LD 阵列产生的泵浦光往往需要透镜组耦合进入蒸气池,以及由于产生激光的谐振腔的存在,泵浦光束和激光光束在蒸气池中沿着轴向都有一定的光斑大小分布,这也必须考虑在内.因此,本文用光斑半径的分布公式拟合 Zhdanov 团队测量得到光斑大小实验数据<sup>[9]</sup>,在此基础上结合速率方程、泵浦和激光功率的轴向微分方程,以及温度的径向微分方程,解出输出功率和横截面上的温度分布,给出了几十到几百瓦泵浦下有无激光输出两种不同情况的峰值温度,模拟了跃迁速率分布、弛豫(relaxation)和猝灭(quenching)的热源密度分布以及温度分布,对弛豫和猝灭产生的总热量进行比较,证明猝灭在该类高功率气体激光器的温度梯度形成中起主导作用.

## 1 模型的建立与求解

### 1.1 速率方程与功率微分方程

如图 1 所示,纵向泵浦碱金属蒸气激光器的谐振腔由一输出耦合镜 OC 和一高反镜 HR 组成.为获得蒸气池中的功率及温度分布,需先由初始功率和速率方程算得热源密度分布,再由二阶温度微分方程解得径向

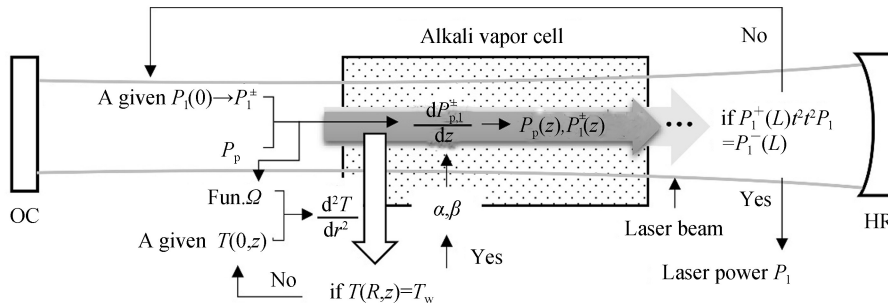


图 1 碱金属蒸气激光器的功率和温度分布的计算流程

Fig.1 Flow chart of computation of power and temperature in DPAL

温度分布,最后根据一阶功率微分方程获得下个  $z$  值的泵浦光和激光功率,以此类推.此迭代法可由 MATLAB 的 ode 函数完成.首先,根据文献[15]所给的详细能级跃迁图(高能级跃迁和电离在泵浦光强未达到  $40 \text{ km/cm}^2$  时可以忽略<sup>[15]</sup>),列出对应 Cs 原子各能级粒子数密度的速率方程

$$\frac{dn_2}{dt} = -(n_2 - n_1) \frac{\Phi}{h\nu_l} + \gamma_{32} \left[ n_3 - 2n_2 \exp \left( -\frac{\Delta E}{k_B T} \right) \right] - \frac{n_2}{\tau_{D1}} - q_{21} n_2 \quad (1)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = \left( n_1 - \frac{1}{2} n_3 \right) \frac{\Psi}{h\nu_p} - \gamma_{32} \left[ n_3 - 2n_2 \exp \left( -\frac{\Delta E}{k_B T} \right) \right] - \frac{n_3}{\tau_{D2}} - q_{31} n_3 \quad (2)$$

$$n_1 = \frac{N(T_w) T_w}{T} - n_2 - n_3 \quad (3)$$

式中  $n_1, n_2$  和  $n_3$  分别对应于铯的  $6^2S_{1/2}, 6^2P_{1/2}$  和  $6^2P_{3/2}$  能级。 $h\nu_p$  和  $h\nu_l$  是泵浦光和激光的光子能量。 $\gamma_{32}$  是  $6^2P_{3/2}$  和  $6^2P_{1/2}$  能级间弛豫速率<sup>[14]</sup>, 而  $\Delta E$  则是这两个能级的能量差,  $k_B$  是玻尔兹曼常数,  $\tau_{D1}$  和  $\tau_{D2}, q_{21}$  和  $q_{31}$  分别是  $6^2P_{1/2}$  和  $6^2P_{3/2}$  能级的自发辐射寿命和猝灭速率<sup>[21]</sup>。式(3)还包含了铯蒸气密度  $N$  与增益介质温度  $T$  以及池壁温度  $T_w$  之间的关系:  $N = N(T_w) T_w / T$  (缓冲气体密度也与温度有相同关系)。 $\Psi$  和  $\Phi$  由式(4)、(5)给出, 单独定义是为了用 MATLAB 的 ode 函数解微分方程。

$$\Psi = \int \sigma_{D2}(T, \lambda) f_p(r, z) P_p^\pm(r, z, \lambda) d\lambda \quad (4)$$

$$\Phi = \sigma_{D1}(T) f_l(r, z) P_l^\pm(z) \quad (5)$$

式中  $\sigma_{D2}$  是泵浦吸收截面,  $\sigma_{D1}$  是受激辐射截面, 计算方法见文献[14]。泵浦光和激光的光束半径  $w_{p,1}$  在  $z$  轴上是双曲线型的, 而它们的归一化强度分布  $f_{p,1}$  在横截面上则假设为高斯分布<sup>[13]</sup>

$$f_{p,1}(r, z) = \frac{2^*}{\pi w_{p,1}(z)^2} \exp\left[-\frac{2^* r^2}{w_{p,1}(z)^2}\right] \quad (6)$$

$$w_{p,1}(z) = w_{0,p,1} \sqrt{\left[\frac{(z - z_{0,p,1}) c_{p,1} \lambda_{p,1}}{\pi w_{0,p,1}^2}\right]^2 + 1} \quad (7)$$

式中,  $w_{0,p,1}$  是泵浦光和激光的束腰半径, 而  $\lambda_{p,1}$  则是它们的中心波长,  $z_{0,p,1}$  是束腰  $w_{0,p,1}$  的位置, 其值见文献[9]图 2。当泵浦光(或激光)光斑半径内能量占总能量约 90%,  $2^*$  等于 2; 当实验测的光斑半径是半高半宽 (Half Width at Half Maximum, HWHM),  $2^*$  等于  $\ln 2$ 。光斑匹配系数  $c_{p,1}$  可由泵浦光以及激光在  $z=0$  (即蒸气池窗口处) 的光斑半径和它们的光束束腰代入式(7)共同解得。

泵浦功率和激光功率的轴向微分方程为

$$\frac{dP_p(z, \lambda)}{dz} = - \int_{0 \leq r \leq R} \alpha f_p(r, z) 2\pi r dr \cdot P_p(z, \lambda) \quad (8)$$

$$\frac{dP_l^\pm(z)}{dz} = \pm \int_{0 \leq r \leq R} \beta f_l(r, z) 2\pi r dr \cdot P_l^\pm(z) \quad (9)$$

泵浦光的初始值为

$$P_p(0, \lambda) = \eta t P_p \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{2c}{\Delta v_p \lambda_p^2} \exp\left[-\frac{4 \ln 2}{\Delta v_p^2} \left(\frac{c}{\lambda} - \frac{c}{\lambda_p}\right)^2\right] \quad (10)$$

式中,  $\eta$  是耦合泵浦光进入蒸气池的透镜组传输率,  $t$  是蒸气池窗口的透射率,  $P_p$  是总泵浦光功率,  $c$  是光速,  $\Delta v_p$  是泵浦光线宽,  $\lambda_p$  则是其中心波长。

通过假设一个激光功率  $P_l \in [0, P_p]$ , 则在  $z=0$  的正方向和反方向两个激光功率为  $P_l^+(0) = P_l t R_{oc} / (1 - R_{oc})$  和  $P_l^-(0) = P_l / t (1 - R_{oc})$ , 其中  $R_{oc}$  是输出透镜 OC 的反射率。正确的激光功率应满足在  $z=L$  处的边界条件  $P_l^+(L) t_s^2 t_s^2 R_1 = P_l^-(L)$  成立, 其中  $t_s$  是激光的单程传输系数,  $R_1$  是激光谐振腔高反镜 HR 的反射率。

功率微分方程中  $\alpha = (n_1 - n_3/2) \sigma_{D2}$  和  $\beta = (n_2 - n_1) \sigma_{D1}$  未知, 将其定义为 MATLAB 的 ode 函数中新函数  $\Gamma(P_p, P_l^\pm)$  的两个输出列向量, 为获得其值需在函数  $\Gamma(P_p, P_l^\pm)$  中先解出径向温度分布。

## 1.2 温度微分方程

稳态热传导方程为<sup>[22]</sup>

$$\nabla \cdot [K \nabla T] + \Omega = 0 \quad (11)$$

在极坐标中展开为

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[ r K \frac{dT}{dr} \right] + \Omega = 0 \quad (12)$$

式中,  $K$  为热导率, 单位  $W/(m \cdot K)$ 。甲烷的热导率为  $K_{CH_4} = 0.05 + 0.039/200 \times (T - 400)$ , 由文献数据<sup>[23-24]</sup>推得。考虑到自然对流也会带走部分热量,  $K$  应再大 70%<sup>[25]</sup>。轴向温度梯度远小于径向, 因此可以忽略<sup>[12]</sup>。

由于热导率  $K$  也与温度有关, 上述方程可展开为

$$K(T) \frac{dT}{dr} + r \frac{dK(T)}{dT} \left( \frac{dT}{dr} \right)^2 + r K(T) \frac{d^2 T}{dr^2} + \Omega \cdot r = 0 \quad (13)$$

通过变换, 径向温度的二阶微分方程可表示成

$$\frac{d^2 T(r, z)}{dr^2} = - \left[ \frac{1}{r} \frac{dT(r, z)}{dr} + \frac{1}{K(T)} \frac{dK(T)}{dT} \left( \frac{dT(r, z)}{dr} \right)^2 + \frac{\Omega}{K(T)} \right] \quad (14)$$

式中  $\Omega$  是热源密度(单位  $\text{W}/\text{m}^3$ ), 主要包括精细能级  $6^2P_{3/2}$  和  $6^2P_{1/2}$  的自旋-轨道耦合(弛豫)以及它们到基态的猝灭, 由下式给出

$$\Omega = \gamma_{32} \left[ n_3 - 2n_2 \exp \left( -\frac{\Delta E}{k_B T} \right) \right] \Delta E + h\nu_1 q_{21} n_2 + h\nu_p q_{31} n_3 \quad (15)$$

给定一个  $r=0$  处的初始温度  $T(0, z)$ , 结合  $\frac{dT}{dr} \Big|_{r=\epsilon} = 0$  (其中  $\epsilon$  是由于式(14)在  $r=0$  处有奇点而定义的极小量) 以及式(1)~(5)和(15)解得的热源密度, 可解出蒸气池内表面温度  $T(R, z)$ , 若它与  $T_w$  基本相等, 则所给定的初始温度为正确值。

解出温度分布后, 函数  $\Gamma(P_p, P_p^\dagger)$  的输出列向量  $\alpha(r, z) = [n_1(r, z) - n_3(r, z)/2] \sigma_{D2}(T, \lambda)$  和  $\beta(r, z) = [n_2(r, z) - n_1(r, z)] \sigma_{D1}(T)$  (通过将  $T, \Psi$  和  $\Phi$  重新代入速率方程) 便可算得. 将  $\alpha$  和  $\beta$  代入功率传输的微分方程, 可解出径向功率分布。

## 2 数值模拟与分析

为模拟蒸气池中的温度分布, 本文将模型应用于一台高功率泵浦的  $\text{Cs-CH}_4$  DPAL<sup>[8,9]</sup>. 该 DPAL 的谐振腔由一反射率为 20% (894 nm) 的输出耦合镜和一曲率半径为 50 cm 的高反镜组成, 腔长 40 cm, 蒸气池的长与直径皆为 2.5 cm, 内充有 125°C 的铯蒸气和 600 Torr 的甲烷, 泵浦光功率最高可达 400 W, 线宽约为 10 GHz, 它在蒸气池入口处的光斑大小为  $0.62 \text{ mm} \times 0.41 \text{ mm}$ , 在中心处的光斑大小为  $0.58 \text{ mm} \times 0.33 \text{ mm}$ <sup>[9]</sup>. 蒸气池横截面的温度曲线通过 Mach-Zehnder 干涉仪获得: 将一台 He-Ne 激光器产生的 633 nm 稳定相干光(干涉仪激光)一分为二, 一半纵向耦合到碱金属蒸气池中, 由于激光加热将导致粒子数密度变化, 继而引起折射率变化, 也即光程差发生改变, 从而与未进入蒸气池的另一半参考光形成干涉条纹. 干涉图被一个 1 kHz 的高速相机所记录, 通过比较未加泵浦光和加入泵浦光的两张干涉条纹图即可测算蒸气池中的径向温度分布。

图 2(a) 为 370 W 泵浦下蒸气池中的 2D 温度分布(轴向平均结果, 最大轴向温度差为  $\sim 58^\circ\text{C}$ ), 与实验通过对比有无泵浦光的干涉图来计算获得的 2D 温度图(即文献<sup>[9]</sup>中图 4)对比发现, 它们的轮廓变化趋势大致相同. 在  $P_p = 370 \text{ W}$  条件下, 模型计算所得的最高温度为  $696.3^\circ\text{C}$ , 与实验的  $\sim 700^\circ\text{C}$  比较吻合. 图 2(b) 和 (c) 给出了实验<sup>[9]</sup>的参考温度曲线和计算模拟的温度曲线(轴向平均), 可以看到两条曲线的形状和变化趋势基本一致, 为类高斯或类洛伦兹线型(由于实验曲线只是文献<sup>[9]</sup>的一个示例, 所用实验参数未知, 且是任意坐标, 因此只能定性比较). 对应于  $r = 0, 1 \text{ mm}, 2 \text{ mm}, 3 \text{ mm}$  的温度分别为  $696^\circ\text{C}, 518^\circ\text{C}, 318^\circ\text{C}, 125^\circ\text{C}$ . 最大温度梯度出现在 0.84 mm 处, 为  $267^\circ\text{C}/\text{mm}$ , 总体温度梯度为  $190^\circ\text{C}/\text{mm}$ . 值得注意的是, 高斯型空间分布的泵浦光和激光光斑半径不足 1 mm, 但在大于 3 倍光斑半径的地方仍有温度上升, 这是由于高斯光强的尾翼仍

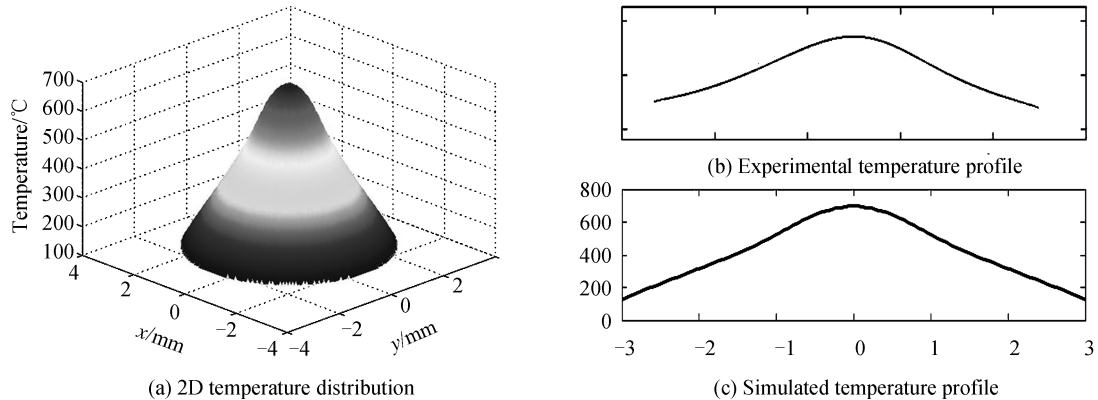


图 2 铯蒸气池中的温度分布  
Fig.2 Temperature distribution in Cs vapor cell



能造成粒子数反转,在这些地方几乎没有激光输出,反转的粒子数基本贡献给自发辐射和猝灭,由猝灭引起了温度的升高。

为进一步验证模型的准确性,本文计算了实验所用的三个泵浦功率条件下有激光输出和没有激光输出(例如撤掉谐振腔)时蒸气池内光轴处的径向最大温度值,如图3所示。模拟结果与实验结果基本一致,在泵浦光为50W时,有激光输出条件下温度值为346℃,没有激光则为321℃;而当泵浦光提高到220W时,对应有无激光的两个温度值分别为480℃和414℃;提高到370W时则为696℃和609℃,它们都处在实验的误差范围内。在下文将看到,造成如此高的温升的原因不仅是自旋-轨道弛豫  $6^2P_{3/2} \leftrightarrow 6^2P_{1/2}$ ,还有以前常被忽略的猝灭  $6^2P_{3/2,1/2} \rightarrow 6^2S_{1/2}$ ,其产热量在几十瓦泵浦时已不容小觑。

为研究造成温升的主要热源,图4(a)~(b)给出了泵浦吸收速率(D2线)、受激辐射速率(D1线)、弛豫速率、自发辐射速率和猝灭速率的比较,图4(c)~(d)给出热源分布和温度分布(计算结果皆为轴向平均下的径向分布)。

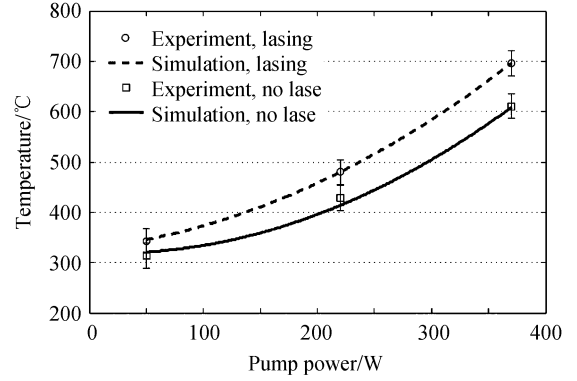


图3 不同泵浦功率下有激光输出和没有激光输出时蒸气池中心光轴的径向最大温度值

Fig.3 Peak radial temperature at the optical axis of the cell for lasing and no lase conditions in a Cs DPAL with different pump powers

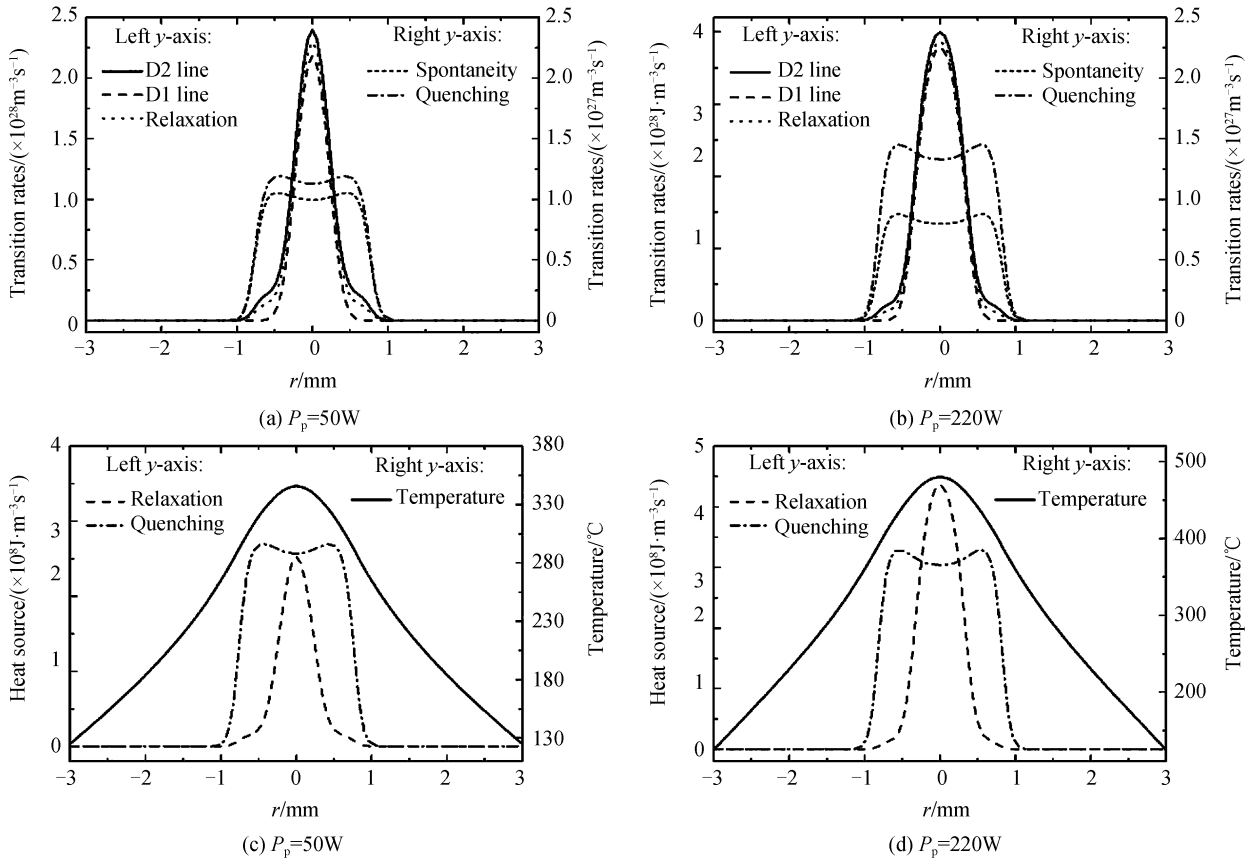


图4 铯蒸气激光器中的跃迁速率的比较和热源及温度分布

Fig.4 Comparison of transition rates and distributions of hear source and temperature in Cs DPAL

由图4(a)~(b)(注意左右y轴的数量级不同)可看到,泵浦吸收、受激辐射和弛豫速率的空间分布为高斯型,而自发辐射和猝灭则是平顶状,中心在高光强影响下上能级粒子数主要贡献给受激辐射而有一定凹陷。从最大跃迁速率上看,自发辐射和猝灭都比泵浦吸收、受激辐射和弛豫小了一个数量级,50W泵浦时泵浦吸收、受激辐射和弛豫速率大约在  $2.3 \times 10^{28} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$  左右,而自发辐射和猝灭速率约为  $0.11 \times 10^{28} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ ,只

占前两者 5% 不到;当泵浦功率提高时,这些跃迁速率都有所升高,且宽度增加,泵浦吸收速率曲线和受激辐射速率曲线非常贴近,激光输出达到 60 W,自发辐射被增大的激光输出抑制而有所下降,但其半高宽略微增加.猝灭速率显著增长,由于其数量级较小,对受激辐射速率的影响不大,但其带来的热量将明显提高.从图 4(c)~(d) 可以看到,当泵浦光从 50 W 提高到 220 W 时,峰值温度增长了 134℃,但温度曲线的轮廓基本类似.弛豫和猝灭的热源密度(也即功率密度)分布不仅在最大值,更是在宽度上都有所增加.弛豫功率的密度分布和泵浦光激光一样都是高斯型的,而猝灭是平顶凹陷型,更宽的猝灭功率分布是由于高斯型泵浦光的尾翼在束腰以外仍能造成明显的粒子数反转,这是对激光能量的损耗.蒸气池横截面的温度分布最高点取决于弛豫和猝灭的共同作用,而其宽度则应归因于猝灭以及温度分布在形成过程中的热扩散.

对热源密度分布做体积分,就可以得到弛豫和猝灭功率,图 5 给出两者的相对百分比.可以发现,尽管猝灭速率远不如弛豫,但它却是高功率碱金属蒸气激光器的主要热源.在泵浦光分别为 50 W、220 W 和 370 W 时,不管有没有激光输出,猝灭都占热源百分之八十以上;有激光输出时,猝灭占 85% 左右,这是由于泵浦上能级  $6^2P_{3/2}$ 、激光上能级  $6^2P_{1/2}$  与基态能级  $6^2S_{1/2}$  的能级差(分别为 1.46 eV 和 1.39 eV,即泵浦光和激光的光子能量)相当大,是弛豫能级差的 20 倍左右,即猝灭速率为弛豫速率 5% 大小即可让猝灭贡献和弛豫一样多的热量.另外由上图可知猝灭速率在高斯光尾翼仍占有相当大的比重,对于圆形横截面,相同半径差的外环面积要比内环大得多,对猝灭热源密度积分后所得的猝灭功率比较大,产热量也就更多.而在没有激光输出时,除了上述原因,还有部分是由于  $n_3$  能级粒子数大部分直接通过自发辐射或猝灭回到  $n_1$ ,只有少数通过弛豫跃迁到  $n_2$  能级,弛豫产生的热量很小,猝灭占总热量高达 95% 以上.因此,在几十瓦量级以上泵浦的碱金属蒸气激光器中,猝灭才是主要热源,它和弛豫一样,在该类激光的温度计算中不可忽略.

### 3 结论

结合速率方程、泵浦和激光功率的一阶微分方程和温度的二阶微分方程,建立了 LD 泵浦碱金属激光器的温度计算模型,以解决泵浦光和激光在蒸气池中的光斑半径的匹配问题和温度分布的计算问题.将模型应用于一台高功率泵浦 Cs-CH<sub>4</sub> DPAL 所得的温度分布曲线与实验结果相当吻合,在有激光输出条件下,对应 50 W、220 W 和 370 W 的泵浦光的气体峰值温度分别为 346℃、480℃ 和 696℃;在无激光输出条件下,对应的峰值功率为 321℃、414℃ 和 609℃,都处于实验的误差范围内.计算结果还表明,猝灭速率虽比泵浦吸收、受激辐射速率小了一个量级,但由于其所涉及到的跃迁能级的能级差非常大,是弛豫的 20 倍,由式(15)计算得到的热源密度也就比较高;另外猝灭的热源密度分布也比较宽,在更大的区域内产生热量,因此,其总产热量相当大.在有激光输出时,猝灭占总产热量 85% 左右,在无激光输出(纯泵浦)时占 95% 以上.因此,猝灭在几十瓦以上泵浦的碱金属蒸气激光的温度计算中已经比弛豫更加重要,不可忽略.

致谢 感谢沈炳林博士对论文的帮助.

#### 参考文献

- [1] KRUPKE W, BEACH R, KANZ V, *et al.* Resonance transition 795-nm rubidium laser[J]. *Optics Letters*, 2003, **28** (23): 2336-2338.
- [2] EHRENREICH T, ZHDANOV B, TAKEKOSHI T, *et al.* Diode pumped caesium laser[J]. *Electronics Letters*, 2005, **41**(7): 415-416.
- [3] ZHDANOV B, EHRENREICH T, KNIZE R. Highly efficient optically pumped cesium vapor laser [J]. *Optics Communication*, 2006, **260**(2): 696-698.
- [4] ZHDANOV B, MAES C, EHRENREICH T, *et al.* Optically pumped potassium laser[J]. *Optics Communication*,

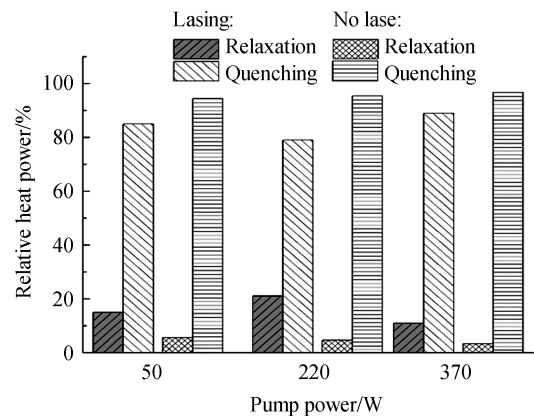


图 5 在有激光输出两种条件下铯蒸气池中弛豫和猝灭热功率的百分比

Fig.5 Percent of heat power between relaxation and quenching for lasing and no lase conditions in Cs DPAL

- 2007, **270**(2): 353-355.
- [5] ZHDANOV B, ROTONDARO M, SHAFFER M, *et al.* Efficient potassium diode pumped alkali laser operating in pulsed mode[J].*Optics Express*, 2014, **22**(14): 17266-17270.
- [6] BOGACHEV A, GARANIN S, DUDOV A, *et al.* Diode-pumped caesium vapour laser with closed-cycle laser-active medium circulation[J].*Quantum Electron*, 2012, **42**(2): 95.
- [7] SHAFFER M, LILLY T, ZHDANOV B, *et al.* In situ non-perturbative temperature measurement in a Cs alkali laser [J].*Optics Letters*, 2015, **40**(1): 119-122.
- [8] ZHDANOV B, ROTONDARO M, SHAFFER M, *et al.* Measurements of the gain medium temperature in an operating Cs DPAL[J].*Optics Express*, 2016, **24**(17): 19286-19292.
- [9] ZHDANOV B, ROTONDARO M, SHAFFER M, *et al.* Thermal effects in Cs DPAL and alkali cell window damage [C]. SPIE 2016, 9990:99900C.
- [10] YANG Zi-ning, WANG Hong-yan, LU Qi-sheng, *et al.* Influence of fine structure mixing rate on laser diode pumped alkali laser[J].*Chinese Journal of Lasers*, 2010, **37**(10): 2502-2507.  
杨子宁,王红岩,陆启生,等.精细结构混合速率对激光二极管抽运碱金属蒸气激光器性能的影响[J].中国激光,2010,**37**(10):2502-2507.
- [11] YANG Jing, SHEN Bing-lin, QIAN Ai-qing, *et al.* Thermal effects of high-power side-pumped alkali vapor lasers and the compensation method[J].*IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2014, **50**(12): 1029-1034.
- [12] HAN Ju-hong, WANG You, CAI He, *et al.* Investigation of thermal features of two types of alkali-vapor cells pumped by a laser diode[J].*Chinese Optics Letters*, 2014, **12**(s2): 20201.
- [13] AUSLENDER I, BARMASHENKO B, ROSENWAKS S, *et al.* Modeling of pulsed K diode pumped alkali laser: Analysis of the experimental results[J].*Optics Express*, 2015, **23**(16): 20986-20996.
- [14] WAICHMAN K, BARMASHENKO B, ROSENWAKS S. Computational fluid dynamics modeling of subsonic flowing-gas diode-pumped alkali lasers; comparison with semi-analytical model calculations and with experimental results[J].*Journal of the Optical Society of America B*, 2014, **31**(11): 2628-2637.
- [15] SHEN Bing-lin, PAN Bai-liang, JIAO Jian, *et al.* Kinetic and fluid dynamic modeling, numerical approaches of flowing-gas diode-pumped alkali vapor amplifiers[J].*Optics Express*, 2015, **23**(15): 19500-19511.
- [16] HUANG Wei, TAN Rong-qing, LI Zhi-yong, *et al.* 3D model and simulative investigation of the threshold characteristics of diode pumped Rb vapor laser[J].*High Power Laser and Particle Beams*, 2015, **27**(1): 61-66.  
黄伟,谭荣清,李志永,等.铷蒸气激光器3D理论模型的建立及阈值特性模拟[J].强激光与粒子束,2015,**27**(1):61-66.
- [17] HUANG Wei, TAN Rong-qing, LI Zhi-yong, *et al.* Simulative investigation of the threshold characteristics of CW pumped four-level XPAL system[J].*High Power Laser and Particle Beams*, 2015, **27**(12): 53-59.  
黄伟,谭荣清,李志永,等.连续泵浦准分子宽带泵浦金属激光器泵浦阈值理论研究[J].强激光与粒子束,2015,**27**(12):53-59.
- [18] SHEN Bing-lin, XU Xing-qi, XIA Chun-sheng, *et al.* Theoretical analysis of the semi-ring and trapezoid LD side-pumped alkali vapor lasers[J].*Optics Communication*, 2016, **380**: 28-34.
- [19] SHEN Bing-lin, XU Xing-qi, XIA Chun-sheng, *et al.* Modeling of the static and flowing-gas ring-LD side-pumped alkali vapor amplifiers[J].*Applied Physics B*, 2016, **122**(7): 1-7.
- [20] JIANG Zhi-gang, WANG You, HAN Ju-hong, *et al.* Effects of linewidth of seed-laser on output features of end-pumped alkali vapor amplifier[J].*Chinese Journal of Lasers*, 2016, **43**(5): 18-24.  
蒋志刚,王波,韩聚洪,等.种子光线宽影响端面抽运碱金属蒸气放大器的输出特性[J].中国激光,2016,**43**(5):18-24.
- [21] PITZ G, FOX C, PERRAM G. Transfer between the cesium 62P1/2 and 62P3/2 levels induced by collisions with H<sub>2</sub>, HD, D<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, CF<sub>4</sub>, and C<sub>2</sub>F<sub>6</sub>[J].*Physical Review A*, 2011, **84**(3): 032708.
- [22] ÖZISIK M. Heat Conduction[M]. 2nd ed, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1993.
- [23] LEMMON E, MCLINDEN M, FRIEND D. Thermophysical properties of fluid systems [OL]. *NIST chemistry webbook, NIST standard reference database*, 2005, <http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid>.
- [24] XIE Ji-jiang, XU Yan, CHEN Fei, *et al.* Mode matching of LD-end-pumped cesium vapor laser[J]. *Optics and Precision Engineering*, 2015, **23**(10): 2755-2760.  
谢冀江,徐艳,陈飞,等.LD端面泵浦铯蒸气激光器的模式匹配[J].光学精密工程,2015,**23**(10):2755-2760.
- [25] BARMASHENKO B, ROSENWAKS S, WAICHMAN K. Kinetic and fluid dynamic processes in diode pumped alkali lasers; semi-analytical and 2D and 3D CFD modeling[C]. SPIE, 2014, **8962**: 89620C.

**Foundation item:** The National Natural Science Foundation of China (No.11547227), the High-level Talents Research and Startup Foundation Projects for Doctors of Zhoukou Normal University (No.zknuc2014121), Teaching Reform Program of Zhoukou Normal University(No.J2016051), Youth Scholars Program of Zhoukou Normal University (No.zknuB315214) and Educational Technology Equipment and Practice Education Project of Henan Province(No.GZS310)