

# 铷原子 $D_1$ 、 $D_2$ 线的光谱分析与展宽机制

杨 静 潘佰良 王亚娟 刘云峰 李美华

(浙江大学物理系, 浙江 杭州 310027)

**摘要** 综合考虑铷原子两种同位素频移、压力展宽和  $D_1$ 、 $D_2$  线的超精细分裂作用, 建立了一个物理模型, 结合实验参量, 计算分析了铷原子  $D_1$ 、 $D_2$  线的超精细光谱结构, 得到与实验基本一致的模拟结果。定量分析了铷蒸气池中所充缓冲气体压强、组分和蒸气池温度对铷原子  $D_1$ 、 $D_2$  线的光学碰撞截面的影响, 计算比较了不同气压时铷原子  $D_1$ 、 $D_2$  线的线型与线宽信息, 得到了一组优化参数组合, 为深入理解碱金属原子  $D_1$ 、 $D_2$  线的展宽机制及其与半导体激光的线型匹配提供了理论依据。

**关键词** 激光光学; 碱金属原子吸收线宽展宽; 建立模型; 铷蒸气激光; 压力展宽; 超精细光谱结构; 碰撞截面

**中图分类号** O433 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201138.s115001

## Spectral Analysis and Pressure Broadening Mechanism of Laser Diode-Pumped Rubidium Vapor Laser $D_1$ and $D_2$ Lines

Yang Jing Pan Bailiang Wang Yajuan Liu Yunfeng Li Meihua

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

**Abstract** Based on an overall consideration of the frequency shifts caused by rubidium isotopes, pressure broadening and hyperfine splitting, a physical model is established to compute the hyperfine splitting structure of rubidium  $D_1$ ,  $D_2$  lines. The influence of buffer gas pressure and the cell temperature on the optical cross section of rubidium  $D_1$  and  $D_2$  lines is analyzed quantitatively, a group of optimized parameters about line shape and bandwidth are obtained. The good agreement between the simulation and the experiment shows the model provides an effective way for understanding the pressure broadening mechanism of alkali atom  $D_1$  and  $D_2$  lines and matching the bandwidth of  $D_2$  absorption line with the diode laser pump source.

**Key words** laser optics; linewidth broadening of the alkali atom absorption lines; physical model building; laser diode-pumped rubidium vapor laser; pressure broadening; hyperfine structure; collisional cross section

**OCIS codes** 140.1340; 140.2010; 300.1030; 300.3700; 300.6340

## 1 引 言

半导体激光抽运的碱金属蒸气激光(DPAL)由于其能输出高效率、高功率的近红外激光, 在激光冷却、定向能量传输、材料处理和大气传输等方面有广泛的应用前景, 近些年来引起了研究人员极大兴趣和深入研究, 并取得重要进展<sup>[1~5]</sup>。碱金属原子吸收谱线线宽与抽运源半导体激光器线宽的匹配程度一直是影响 DPAL 激光功率与光束质量的重要因素, 通常可采用两种方法实现两者间的光谱线型匹

配: 1) 压缩半导体激光器线宽至 10 GHz 左右<sup>[6~14]</sup>; 2) 展宽碱金属原子吸收谱线线宽至 10 GHz 左右<sup>[15~20]</sup>。对后者, 可以采用在蒸气池中充入缓冲气体的方法, 使用的缓冲气体主要有氦气和乙烷, 氦气主要展宽  $D_2$  吸收谱线使之与抽运光线宽相匹配, 乙烷主要用来提高两条精细分裂能级间的转移速率。本文以光泵铷蒸气激光为例, 综合考虑同位素频移、超精细能级分裂和压力展宽的作用机制, 结合实验参量, 建立了一个物理模型计算分析了缓冲气

收稿日期: 2011-07-20; 收到修改稿日期: 2011-08-29

基金项目: 国家自然科学基金(10974176)和浙江省自然科学基金(Y1090087)资助课题。

作者简介: 杨 静(1986—), 女, 博士研究生, 主要从事光泵碱金属蒸气激光方面的研究。E-mail: zbjyj2005@126.com

导师简介: 潘佰良(1966—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事光泵碱金属蒸气激光方面的研究。

E-mail: pbl66@zju.edu.cn

压和组分、各超精细跃迁谱线对铷原子 D<sub>1</sub> 和 D<sub>2</sub> 吸收线的光谱结构和碰撞吸收截面的关系,得到了与实验基本一致的计算结果。

## 2 铷原子 D<sub>1</sub>、D<sub>2</sub> 线的超精细结构

在精细结构中,碱金属原子最外层电子的自旋角动量  $S$  与轨道角动量  $L$  耦合为其角动量  $J$  ( $J=1/2, 3/2$ )。考虑原子核的自旋后,出现超精细分裂。 $J$  与碱金属原子核的自旋角动量  $I$  耦合为原子总角动量  $F$ , 即

$$|J - I| \leq F \leq |J + I|. \quad (1)$$

跃迁选择定则为  $\Delta F=0, 1$  ( $0$  到  $1$  跃迁禁止)。铷原子有两种同位素:<sup>85</sup>Rb 和<sup>87</sup>Rb, 自然丰度  $f_{iso}$  分别为  $0.7217$  和  $0.2783$ , 对<sup>85</sup>Rb,  $I=5/2$ , 对<sup>87</sup>Rb,  $I=3/2$ 。铷原子的超精细分裂与精细分裂相比虽然小

很多,但依然可以分辨。两种同位素的超精细结构如图 1 和图 2<sup>[19,20]</sup>。根据选择定则,两种同位素的 D<sub>1</sub> 线和 D<sub>2</sub> 线的超精细分裂分别有 4 条和 6 条。

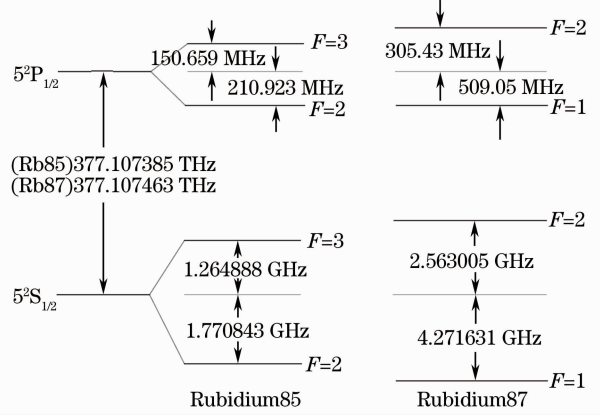


图 1 <sup>85</sup>Rb 和<sup>87</sup>Rb 的 D<sub>1</sub> 线超精细结构

Fig. 1 Hyperfine structure of <sup>85</sup>Rb and <sup>87</sup>Rb D<sub>1</sub> lines

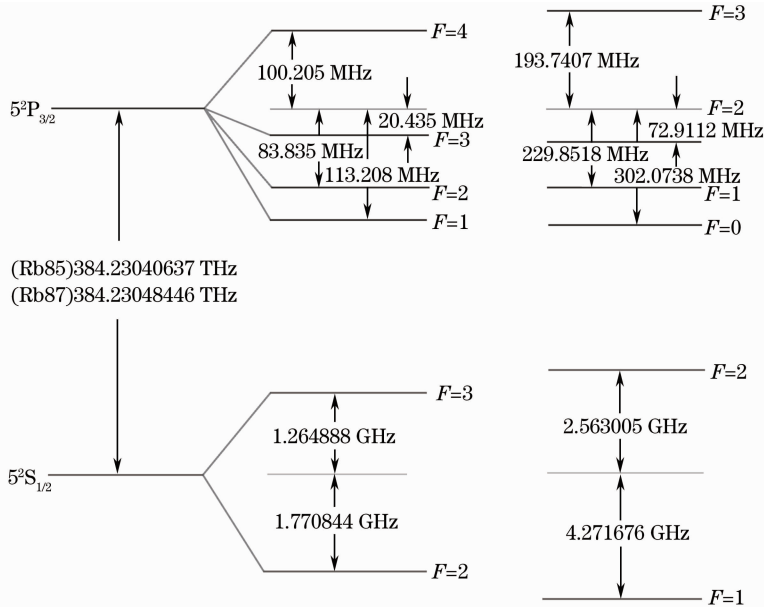


图 2 <sup>85</sup>Rb 和<sup>87</sup>Rb 的 D<sub>2</sub> 线超精细结构

Fig. 2 Hyperfine structure of <sup>85</sup>Rb and <sup>87</sup>Rb D<sub>2</sub> lines

## 3 Rb 原子 D<sub>1</sub>、D<sub>2</sub> 线的光学碰撞截面

考虑两种同位素和每条超精细跃迁谱线的贡献,Rb 原子 D<sub>1</sub>、D<sub>2</sub> 线的光学碰撞截面为<sup>[15]</sup>

$$\sigma(\nu) = \sum_{F'', iso} \sigma(\nu; \nu_{F' \leftarrow F''}) f_{F''} f_{iso} = \sum_{F'', iso} \left( \frac{g_{F'}}{g_{F''}} \right) \left( \frac{\lambda^2}{8\pi} \right) (A_{21} S_{F'F''}) g_V(\nu; \nu_{F' \leftarrow F''}) f_{F''} f_{iso}, \quad (2)$$

式中  $F''$  表示的是处于基态<sup>2</sup>S<sub>1/2</sub> 原子总角动量; $F'$  表示处于激发态原子总角动量。 $g_J = 2J + 1$  为能级简并度,其值如表 1 所示。

表 1 铷原子两种同位素的能级简并度

Table 1 Fine structure degeneracy factor of Rb isotope abundance

$f_{iso}$	Rb isotope abundance	
	<sup>87</sup> Rb	<sup>85</sup> Rb
	0.2783	0.7217
$g_J$	<sup>2</sup> S <sub>1/2</sub>	<sup>2</sup> P <sub>1/2</sub>
	2	2
	<sup>2</sup> P <sub>3/2</sub>	<sup>2</sup> S <sub>1/2</sub>
	4	2
	<sup>2</sup> P <sub>1/2</sub>	<sup>2</sup> P <sub>3/2</sub>
	2	4

$\nu_{F' \leftarrow F''}$  是  $F'' \rightarrow F'$  跃迁的超精细结构的中心频率; $\lambda = c/\nu_0$ ,  $\nu_0$  是不考虑超精细分裂的中心频率; $A_{21} = 1/\tau$  是自发辐射速率;基态的波尔兹曼分布为

$$f_{F''} = \frac{(2F'' + 1)\exp[-E(F'')/kJ]}{\sum_{F''} (2F'' + 1)\exp[-E(F'')/kJ]} \quad (3)$$

$S_{F'F''}$  是  $F'' \rightarrow F'$  跃迁的超精细线的相对强度因子,对两种同位素,每条  $F'' \rightarrow F'$  跃迁谱线的相对强度因子为

$$S_{F'F''} = (2F' + 1)(2F'' + 1) \left\{ \begin{matrix} J'' & J & 1 \\ F' & F'' & I \end{matrix} \right\}^2 \quad (4)$$

$S_{F'F''}$  的值满足  $\sum_{F''} S_{F'F''} = 1$ 。两种同位素的 D<sub>1</sub> 和 D<sub>2</sub> 线的  $S_{F'F''}$  值如表 2 所示<sup>[11]</sup>。

表 2 铷原子超精细跃迁相对强度因子

 Table 2 Relative hyperfine transition strength factors  $S_{F'F''}$  of rubidium atom

$S_{F',F''}$	<sup>87</sup> Rb			<sup>85</sup> Rb		
	F	1	2	F	2	3
$D_1(^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2})$	1	1/6	1/2	2	2/9	5/9
	2	5/6	1/2	3	7/9	4/9
	0	1/6	—	1	3/10	—
$D_2(^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2})$	1	5/12	1/20	2	7/18	5/63
	2	5/12	1/4	3	14/45	5/18
	3	—	7/10	4	—	9/14

(2)式中,  $g_V(\nu; \nu_{F' \leftarrow F''})$  为  $\nu_{F' \leftarrow F''}$  的 Voigt 线型, 表达式为

$$g_V(\nu; \nu_{F' \leftarrow F''}) = \left( \frac{M}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} g_L \left( \nu + \nu_0 \frac{\nu_z}{c} \right) \exp \left( \frac{-M\nu_z^2}{2k_B T} \right) d\nu_z \quad (5)$$

式中  $M$  为铷原子的质量;  $k_B$  为波尔兹曼常数;  $T$  为气体温度;  $\nu + \nu_0 \frac{\nu_z}{c}$  为多普勒频移;  $g_L(\nu)$  为 Lorentz 线型, 表示为

$$g_L(\nu) = \frac{\Delta\nu_L}{2\pi \left[ (\nu - \nu_{F' \leftarrow F''} - \sum_i \delta_i P_i)^2 + (\Delta\nu_L/2)^2 \right]} \quad (6)$$

式中  $\delta_i$  是碰撞导致的频移系数;  $P_i$  为相应缓冲气体的压强;  $\Delta\nu_L$  为洛伦兹线宽, 表示为

$$\Delta\nu_L = \frac{1}{2\pi\tau} + \sum_i \gamma_i P_i \quad (7)$$

式中  $\gamma_i$  为碰撞展宽系数;  $\nu_z$  为沿光传播方向上的原子速度, 理论上  $\nu_z$  的变化范围是  $-\infty \rightarrow +\infty$ , 根据计算, 取  $\nu_z$  积分范围为  $-500 \sim 500$  m/s, 铷原子 D<sub>1</sub> 和 D<sub>2</sub> 线的有关参数如表 3 所示<sup>[11,12]</sup>。

根据拜尔定律

$$\frac{I(\nu)}{I_0(\nu)} = \exp[-\sigma(\nu)Nl] \quad (8)$$

式中  $I(\nu)$  为通过蒸气池的激光强度,  $I_0(\nu)$  为在频

率  $\nu$  处的入射光强,  $l$  为谐振腔长度, 这里取  $l = 1$  cm,  $N$  为铷原子的密度, 可通过计算碱金属饱和蒸气压  $P_V$  得到

$$\lg P_V = -\frac{4560}{T} + 12 - 1.45 \lg T \quad (9)$$

 表 3 Rb 原子 D<sub>1</sub>、D<sub>2</sub> 线相关数据

 Table 3 Line shape data for rubidium D<sub>1</sub> and D<sub>2</sub> transitions

	D <sub>1</sub> ( <sup>2</sup> S <sub>1/2</sub> → <sup>2</sup> P <sub>1/2</sub> )	D <sub>2</sub> ( <sup>2</sup> S <sub>1/2</sub> → <sup>2</sup> P <sub>3/2</sub> )
$\lambda$ /nm	794.97896935	780.24132414
$\tau$ /ns	27.679	26.2348
$\delta_{He}$ / (MHz/Torr)	4.71 ± 0.04(12)	0.37 ± 0.04(12)
$\delta_{C_2H_6}$ / (MHz/Torr)	-7.92 ± 0.1(12)	-8.8 ± 0.4
$\gamma_{He}$ / (MHz/Torr)	18.9 ± 0.2(12)	20.0 ± 0.14(12)
$\gamma_{C_2H_6}$ / (MHz/Torr)	20.1 ± 0.8(12)	28.1 ± 0.4
$T$ /k	376	376

## 4 计算结果与讨论

### 4.1 蒸气池温度的影响

以温度  $T$  为变量, 利用(2)~(9)式及表 1~3 中数据, 计算了铷原子 D<sub>1</sub> 线光学碰撞截面随温度的变化如表 4。由表中数据知,  $\sigma(\nu)$  随温度的变化不大。

 表 4  $\sigma(\nu)$  随  $T$  的变化

 Table 4 Variation of  $\sigma(\nu)$  with  $T$ 

$T$ /K	312	332	416	452
$\sigma(\nu)$ /m <sup>2</sup>	1.30 × 10 <sup>-16</sup>	1.29 × 10 <sup>-16</sup>	1.28 × 10 <sup>-16</sup>	1.27 × 10 <sup>-16</sup>

考虑到高温时因乙烷与碱金属间的相互作用带来的窗片污染, 在保证实验质量的基础上, 应选取尽可能低的工作温度。在以下计算中, 仍然选用参考文献[3]提供的最佳温度 103 ℃。

### 4.2 缓冲气体压强和组分的影响

在蒸气池中加入缓冲气体氮气和乙烷以展宽碱金属原子吸收谱线的线宽和加快两精细分裂能级间的粒子数转移速率, 为提高激光输出特性, 应合理选择缓冲气压及其配比。为此, 有必要分析氮气和乙烷混合气体组分对 D<sub>1</sub> 线吸收截面的影响。利用(2)~(9)式及表 1~3 中数据, 图 3 计算了 103 ℃ 时, 不同氮压下, 氮气与乙烷压强比值与 D<sub>1</sub> 线吸收截面最大值的的关系, 比值从 1/10 开始。由图中看到, 当气压比值小于 10 时, 碰撞截面随比值增加而上升, 随后趋向饱和最大值, 较佳的气压比值范围为 3~6。

对每一条曲线, 吸收截面随组分气压比的增大, 即随乙烷压强的减小而增大, 这是因为缓冲气压减小, 展宽线宽能力减弱, 线宽窄到一定程度, 展宽主

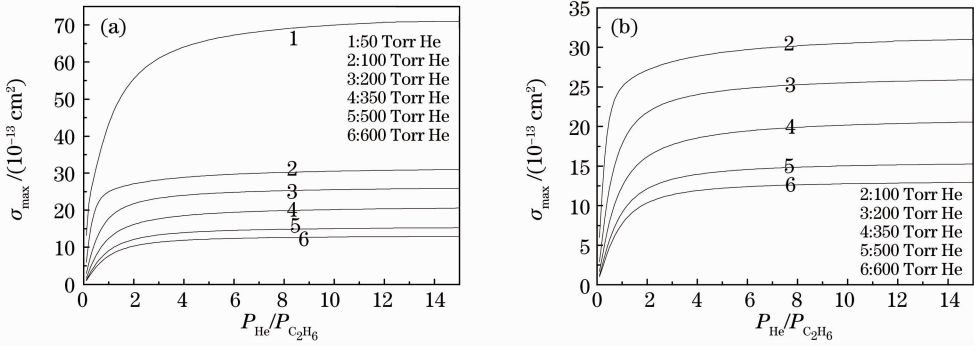


图 3 不同气压值条件下,  $P_{\text{He}}/P_{\text{C}_2\text{H}_6}$  的值与  $D_1$  线的  $\sigma_{\text{max}}$  的关系, (b) 是 (a) 的一部分

Fig. 3 Relation between  $\sigma_{\text{max}}$  and the ratio of helium pressure to ethane under different gas pressures (376 K), (b) is a part of (a)

要来自自然加宽而不再变化, 由归一化条件, 吸收截面增大随气压的增加而变大直到一个数值不再增加; 对各条曲线, 由于氦气主要用于展宽线宽, 所以线宽随氦气压强的增大而变宽, 以致碰撞截面随压强的升高而降低。充入 100 Torr (1 Torr = 133.3224 Pa) 至 350 Torr 氦气时, 取 3 合适, 更高气压是取 5 较宜。

由于碰撞截面满足归一化条件, 100 Torr 氦气压对应的最大碰撞截面约  $31 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ , 是 500 Torr 对应的最大碰撞截面值  $14 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$  的 2 倍多。若同时考虑半导体激光与  $D_2$  吸收线间的线宽匹配, 选取比值约 5 Torr 和 500 Torr 氦压是比较合适的。

图 4 计算了 103 °C 时不同缓冲气体压强下铷原子  $D_1$  线的光谱结构。由图中看到, 当气压较低时, 由于同位素频移、超精细能级分裂和压力展宽的综合作用, 使得  $D_1$  光谱线型呈明显的三峰结构, 随着缓冲气压的升高, 压力展宽起主导作用, 从而导致  $D_1$  线型演变为较平缓的双峰结构和类洛伦兹单峰结构。这与文献[15]的实验结果基本吻合。同样因满足归一化要求, 光谱线型的峰值随气压增加而下降, 线宽变化则相反。

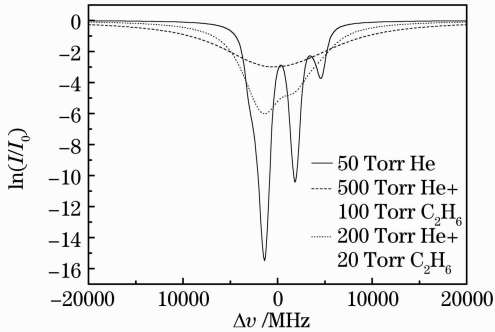


图 4 不同缓冲气压下, 铷原子  $D_1$  线线型

Fig. 4 Absorption spectrum of Rb  $D_1$  line under different buffer gas pressure

### 4.3 Rb 原子 $D_1$ 、 $D_2$ 线光学碰撞截面的模拟

图 5 和图 6 是不同缓冲气压组分时铷原子  $D_1$ 、 $D_2$  线及其各超精细跃迁谱线的吸收截面图。图中, 点线与折线分别为  $^{85}\text{Rb}$ 、 $^{87}\text{Rb}$  的各条超精细跃迁谱线线型, 实线为各谱线的叠加, 点折线为对总的  $F'' = 1 \rightarrow F' = 2$  碰撞截面的洛伦兹拟合。图 5(a) 中数字 1 ~ 4 分别代表  $^{87}\text{Rb}$   $F'' = 1 \rightarrow F' = 1$ ,  $F'' = 1 \rightarrow F' = 2$ ,  $F'' = 2 \rightarrow F' = 1$ ,  $F'' = 2 \rightarrow F' = 2$  的跃迁谱线, 5 ~ 8 分别代表  $^{85}\text{Rb}$   $F'' = 2 \rightarrow F' = 2$ ,  $F'' = 2 \rightarrow F' = 3$ ,  $F'' = 3 \rightarrow F' = 2$ ,  $F'' = 3 \rightarrow F' = 3$  的跃迁谱线; 图 5(b) 中数字 1 ~ 6 分别代表  $^{87}\text{Rb}$   $F'' = 1 \rightarrow F' = 0$ ,  $F'' = 1 \rightarrow F' = 1$ ,  $F'' = 1 \rightarrow F' = 2$ ,  $F'' = 2 \rightarrow F' = 1$ ,  $F'' = 2 \rightarrow F' = 2$ ,  $F'' = 2 \rightarrow F' = 3$  的跃迁谱线, 7 ~ 12 分别代表  $^{85}\text{Rb}$   $F'' = 2 \rightarrow F' = 1$ ,  $F'' = 2 \rightarrow F' = 2$ ,  $F'' = 2 \rightarrow F' = 3$ ,  $F'' = 3 \rightarrow F' = 2$ ,  $F'' = 3 \rightarrow F' = 3$ ,  $F'' = 3 \rightarrow F' = 4$  的跃迁谱线。图 6(a)、(b) 中各数字标示分别与图 5(a)、(b) 中的对应。

由图 5 看到, 在较低气压时, 谱线的中心频率发生了移动且表现为多峰结构, 这主要是由超精细谱线频移、同位素频移和压力展宽的综合作用造成的。由图 5(b) 得知,  $D_2$  线宽约为 3.2 GHz, 是同样温度下铷原子吸收线多普勒宽度的 5.5 倍, 对应碰撞截面峰值为  $34 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ , 相应的  $D_1$  线线宽和峰值分别为 2.7 GHz 和  $68 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ 。

从图 6 得知, 在充入 500 Torr 氦气和 100 Torr 乙烷缓冲气压时, 压力展宽起主导作用, 导致各超精细跃迁谱线和叠加后的  $D_1$ 、 $D_2$  线的碰撞截面呈现出以均匀加宽为主的类洛伦兹分布, 同时同位素频移和超精细分裂使得  $D_1$  和  $D_2$  谱线的中心频率略有偏移。由图 6 看到,  $D_1$ 、 $D_2$  线的线宽分别约为 12.7 GHz, 12.8 GHz, 对应截面峰值分别为  $13.5 \times$

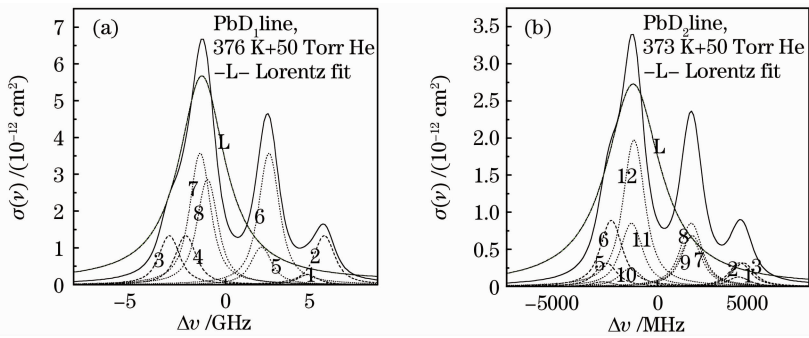


图 5 在 376 K 时, 充入 50 Torr He 时的 Rb  $D_1$  线(a) Rb  $D_2$  线(b), 点折线为谱线的洛伦兹拟合  
Fig. 5 Absorption cross-section for (a) Rb  $D_1$  line and (b)  $D_2$  line with 50 Torr He in cell at 376 K

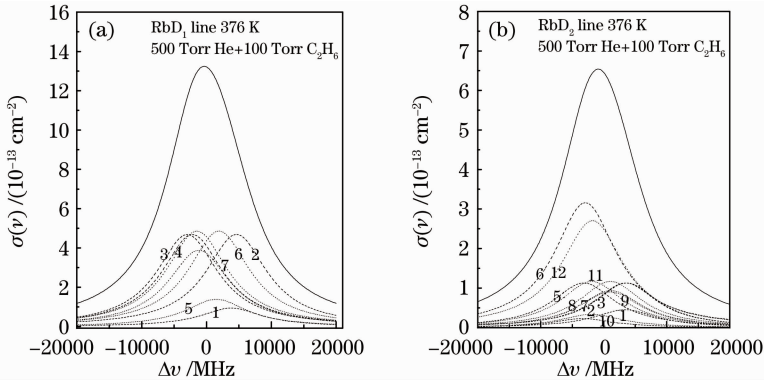


图 6 在 376 K 时, 蒸气池中充入 500 Torr He 与 100 Torr  $C_2H_6$  时的 Rb  $D_1$  线(a)和 Rb  $D_2$  线(b)  
Fig. 6 Absorption cross-section for (a) Rb  $D_1$  line and (b)  $D_2$  line with 500 Torr helium and 100 Torr ethane in cell at 376 K

$10^{-13} \text{ cm}^2$  与  $6.6 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ 。通过采用抽运光源线宽压缩技术, 将高功率的半导体激光阵列线宽压缩到 15 GHz 以内, 则在  $103^\circ\text{C}$  的 1 cm 蒸气池中充入 500 Torr 的氦气与 100 Torr 的乙烷, 就能同时实现良好的线宽匹配和精细分裂能级间粒子数的快速转移, 从而提高碱金属蒸气激光的功率和效率。

## 5 结 论

碱金属原子  $D_2$  吸收线的光谱线型与抽运源半导体激光的线型匹配是实现高效高功率光泵碱金属蒸气激光的关键所在, 本文以二极管抽运铷蒸气激光为例, 结合实验参量, 分析研究了铷原子  $D_1$  和  $D_2$  线光谱精细结构和线宽与各工作参量的关系。综合考虑超精细能级分裂、同位素频移和压力展宽对 Rb 原子  $D_1$ 、 $D_2$  线的贡献, 计算分析了蒸气池温度、各超精细跃迁谱线、氦气和乙烷的压强及其组分对  $D_1$  和  $D_2$  吸收线碰撞截面和光谱结构的影响, 得到了与实验基本一致的模拟结果和不同压强时氦气与乙烷的最佳压强比例, 为深入理解碱金属原子  $D_1$  和  $D_2$  线的光谱结构和展宽机制提供了理论依据。

## 参 考 文 献

- 1 B. V. Zhdanov, R. J. Knize. Diode-pumped 10 W continuous wave cesium laser[J]. *Opt. Lett.*, 2007, **32**(15): 2167~2169
- 2 B. V. Zhdanov, M. K. Shaffer, R. J. Knize. Cs laser with unstable cavity transversely pumped by multiple diode lasers[J]. *Opt. Express*, 2009, **17**(17): 14767~14770
- 3 B. V. Zhdanov, A. Stooke, G. Boyadjian *et al.*. Laser diode array pumped continuous wave rubidium vapor laser[J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(2): 748~751
- 4 Pan B. L., Wang Y. J., Zhu Q. *et al.*. Modeling of an alkali vapor laser MOPA system[J]. *Opt. Commun.*, 2011, **284**(7): 1963~1966
- 5 Wang Y. J., Pan B. L., Zhu Q. *et al.*. A kinetic model for diode pumped Rubidium vapor laser[J]. *Opt. Commun.*, 2011, **284**(16-17): 4045~4048
- 6 E. Babcock, B. Chann, I. A. Nelson *et al.*. Frequency-narrowed diode array bar[J]. *Appl. Opt.*, 2005, **44**(15): 3098~3104
- 7 B. V. Zhdanov, T. Ehrenreich, R. J. Knize. Narrowband external cavity laser diode array[J]. *Electron. Lett.*, 2007, **43**(4): 221~222
- 8 C. L. Talbot, M. E. J. Friese, D. Wang *et al.*. Linewidth reduction in a large-smile laser diode array[J]. *Appl. Opt.*, 2005, **44**(29): 6264~6268
- 9 G. B. Venus, A. Sevan, V. I. Smirnov *et al.*. High-brightness narrow-line laser diode source with volume Bragg-grating feedback[C]. *SPIE*, 2005, **5711**: 166~176
- 10 A. Gourevitch, G. Venus, V. Smirnov *et al.*. Efficient pumping of Rb vapor by high-power volume Bragg diode laser[J]. *Opt.*

- Lett. , 2007, **32**(17): 2611~2613
- 11 A. Gourevitch, G. Venus, V. Smirnov *et al.*. Continuous wave, 30 W laser-diode bar with 10 GHz linewidth for Rb laser pumping [J]. *Opt. Lett.* , 2008, **33**(7): 702~704
- 12 I. Divliansky, V. Smirnov, G. Venus *et al.*. High-power semiconductor lasers for applications requiring GHz linewidth source[C]. *SPIE*, 2009, **7198**: 71981N
- 13 B. L. Volodin, S. V. Dolgy, E. D. Melnik *et al.*. Wavelength stabilization and spectrum narrowing of high-power multimode laser diodes and arrays by use of volume Bragg gratings[J]. *Opt. Lett.* , 2004, **29**(16): 1891~1893
- 14 Y. Zheng, H. Kan. Effective bandwidth reduction for a high-power laser-diode array by an external-cavity technique[J]. *Opt. Lett.* , 2005, **30**(18): 2424~2426
- 15 G. A. Pitz, G. P. Perram. Pressure broadening of D<sub>1</sub> and D<sub>2</sub> lines in diode pumped alkali lasers [C]. *SPIE*, 2008, **7005**: 700526
- 16 N. D. Zamoski, G. D. Hager, Wolfgang Rudolph *et al.*. Pressure broadening and collisional shift of the Rb D<sub>2</sub> absorption line by CH<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>, n-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>, and He [J]. *J. Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 2010, **112**(1): 59~67
- 17 G. A. Pitz, D. E. Wertepny, G. P. Perram. Pressure broadening and shift of the cesium D<sub>1</sub> transition by the noble gases and N<sub>2</sub>, 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 3He[J]. *Phys. Rev. A*, 2009, **80**(6): 062718
- 18 G. A. Pitz, C. D. Fox, G. P. Perram. Pressure broadening and shift of the cesium D<sub>2</sub> transition by the noble gases and N<sub>2</sub>, 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 3He with comparison to the D<sub>1</sub> transition[J]. *Phys. Rev. A*, 2010, **80**(4): 042502
- 19 D. A. Steck. Rubidium 85 D line data[OL]. 2010, <http://steck.us/alkalidata/rubidium85numbers.pdf>
- 20 Daniel Adam Steck. Rubidium 87 D line data [OL]. 2010, <http://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>

栏目编辑:宋梅梅