

# 激光驻波场作用下原子束横向速度聚束

王笑鹏 刘 亮 陈徐宗 方绍武 王育竹

(中国科学院上海光机所量子光学开放实验室, 上海 201800)

**摘 要** 分别从理论和实验上研究了在负失谐强激光驻波场作用下, 原子速度聚集在某一特定速度附近的现象, 即速度聚束. 产生速度聚束的原因是, 当原子的速度小于某一临界速度时, 激光对原子的辐射压力加热原子, 而当原子速度大于这个临界速度时则冷却原子, 因此原子将聚集于这个临界速度附近.

**关键词** 辐射压力, 驻波场, 速度聚束.

## 1 引 言

激光作用于中性原子辐射压力的研究因其在原子光学、高分辨光谱学、基本物理规律验证以及高精度时间基准测量等领域中有着广泛的应用前景, 而在近几年得到很快地发展. 国际上大部分的研究均侧重于激光冷却原子技术, 随着许多新现象的发现, 冷却理论也在不断被更新. 从两能级原子的多普勒冷却和受激光学粘胶, 到多能级原子的冷却, 乃至复合粒子数相干捕陷, 分别突破了多普勒冷却极限、光子反冲极限, 取得了很好的效果<sup>[1]</sup>. 但对于两能级原子在驻波场中的加热行为研究甚少. 本文在理论和实验上, 从激光对原子束加热和冷却综合作用产生速度聚束的角度, 研究了在驻波场中两能级原子系统的辐射压力. 所谓速度聚束, 即当原子的速度小于某一临界速度时, 激光对原子的辐射压力加热原子, 而当原子速度大于这个临界速度时则冷却原子, 因此原子将聚集于这个临界速度附近. 这对于更有效地利用受激辐射压力控制原子的运动和在实验上制备一个理想的两能级原子系统有重要价值.

## 2 理论计算

两能级原子以速度  $v$  沿  $x$  轴正方向在频率为  $\omega$  的驻波场中运动, 在实验室坐标系中, 作用于原子的光场为<sup>[2,3]</sup>:

$$E(t) = eE \cos(\omega t + kx) + eE \cos(\omega t - kx) \quad (1)$$

则在原子的质心坐标系中, 原子感受到的光场为:

$$E'(t) = eE \cos\omega_1 t + eE \cos\omega_2 t = \epsilon(t) + c. c. \quad (2)$$

\* 国家自然科学基金资助项目.

收稿日期: 1993年10月11日; 收到修改稿日期: 1993年12月15日

这里,

$$\epsilon(t) = [E_0 \exp(i\omega_1 t) + E_0 \exp(i\omega_2 t)]e/2 \quad (3)$$

其中,  $\omega_1, \omega_2$  是原子感受到的频率:

$$\omega_1 = \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}, \quad \omega_2 = \omega + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \quad (4)$$

在旋转波近似下, 可得原子在质心坐标系中的密度矩阵方程<sup>[3]</sup>:

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \sigma_{21} \\ \sigma_{12} \\ \sigma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\Gamma & 0 & \Omega^*(t) \\ 0 & -\Gamma & \Omega(t) \\ -2\Omega & -2\Omega(t) & -2\Gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{21} \\ \sigma_{12} \\ \sigma \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -2\Gamma \end{pmatrix} \quad (5)$$

其中,  $\sigma_{12}$  和  $\sigma_{21}$  为旋转波近似下两能级原子的非对角矩阵元,  $\sigma$  为反转粒子数. 总拉比频率为

$$\Omega(t) = i [\exp(i\Delta_1 t) + \exp(i\Delta_2 t)] \Omega_0 \quad (6)$$

$$\Delta_1 = \omega_1 - \omega_0 = \Delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}, \quad \Delta_2 = \omega_2 - \omega_0 = \Delta + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \quad (7)$$

$\Omega_0$  为共振拉比频率,  $\Gamma$  为激发态的自发辐射几率,  $\Delta$  为激光和原子跃迁频率的失谐. 原子在光场中的辐射压力为:

$$\mathbf{F}(t) = \mu_0 [\sigma_{12} \exp(i\omega_0 t) + c. c.] \nabla E(t) \quad (8)$$

$\mu_0$  是原子的偶极矩. 在实验室坐标系中, 当作用时间  $t \gg \Gamma$  时, 则可对(8)式在时间上取平均. 通过解密度矩阵方程(5)式可以得到  $\sigma_{12}$ , 利用(8)式, 最后可得运动原子在驻波场中所受的平均辐射压力<sup>[3]</sup>. 图 1 为原子所受的辐射压力  $F$  与原子速度  $v$  的关系曲线. 其中,  $\Delta = 50$  MHz,  $G = 10$ , (这里,  $G = \sqrt{I/I_s} \Gamma$ ,  $G$  为饱和因子,  $\Gamma$  为自然线宽,  $I$  为光强,  $I_s$  为饱和光强). 从图 1 中可见, 在负失谐驻波场中, 存在一个点  $v_B$ , 在  $v_B$  处  $F = 0$ , 当  $v < v_B$  时, 激光对原子加热, 反之则冷却, 这样原子在激光驻波场作用下就会发生速度聚束于  $v_B$ . 图 2 给出了在不同的饱和因子  $G$  条件下,  $v_B$  和失谐  $\Delta$  的关系. 在弱光场情况下 ( $G$  在 1 附近或小于 1), 从图(2)中可以看到对于任意负失谐, 聚束速度为零, 即辐射压力表现为纯粹的阻尼力, 只对原子产生冷却<sup>[4]</sup>. 随着光强的增加, 当失谐小于某一临界失谐时, 原子仍聚束在零速度, 辐射压力还表现为冷却, 但当失谐大于该临界速度时, 原子速度聚束效应出现. 聚束速度随失谐的增加而增大至某一极大值后降低, 且对于同样的失谐, 聚束速度随光强的增大而增大, 聚束速度的极大值所对应的失谐随光强的增大而增大.

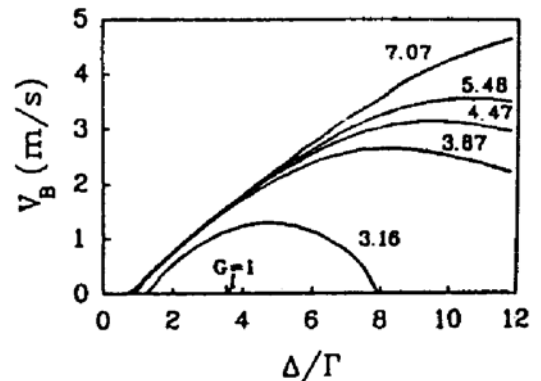
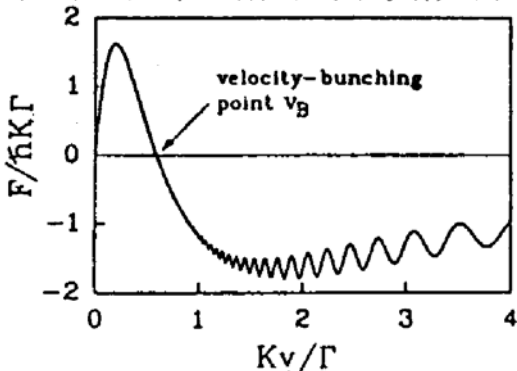


Fig. 1 The calculated force as a function of atomic velocity. The force heats atoms when it is positive and cools when negative. The atoms are bunched at a velocity where the force is zero

Fig. 2 The bunching velocity  $v_B$  as a function of  $\Delta$  detuning for various saturation parameters,

### 3 两能级原子的制备

钠原子的能级结构如图 3 所示. 实验中采用光泵浦的方法, 使钠原子由  $3S_{1/2}, F = 2$  跃迁至  $3P_{3/2}, F = 3$  而近似成为两能级跃迁<sup>[5]</sup>. 当外界静磁场方向与激光传播方向一致, 激光采用圆偏振光  $\sigma^+$  (或  $\sigma^-$ ), 根据选择定则, 经过光泵浦过程, 分布在  $3S_{1/2}, F = 2$  上的绝大部分原子很快被泵浦至  $3S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$  (或  $-2$ ) 上, 对于圆偏振光, 由于选则定择  $\Delta m_F = 1$  (或  $-1$ ),  $3S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$  (或  $-2$ ) 上的原子只能激发至  $3P_{3/2}, F = 3, m_F = 3$  (或  $-3$ ) 上, 通过自发辐射原子只能跃迁回到  $3S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$  (或  $-2$ )

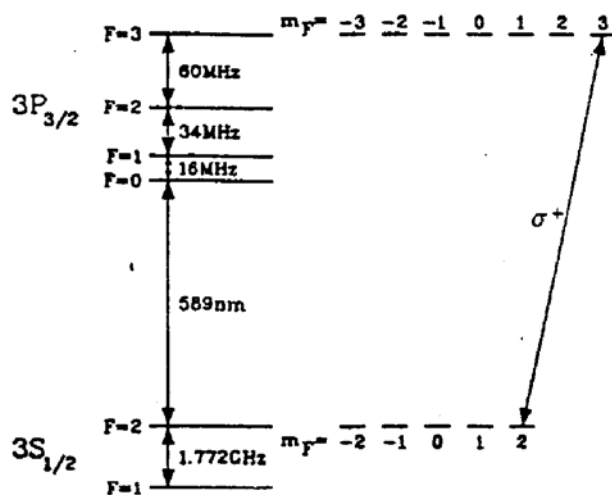


Fig. 3 Levels and hyperfine structure of sodium atom

), 这样就形成一个封闭的循环, 从而原子近似为两能级系统. 在实验中, 激光的圆偏振度和静磁场和激光传播方向的同轴性影响原子成为一个理想的两能级系统. 采用实时观测荧光信号来调整圆偏振度, 当荧光信号最大时, 说明光泵浦最小, 即圆偏振度最好. 另外, 在激光传播方向上外加一个静磁场, 以消除地磁场的影响.

### 4 实 验

实验装置如图 4 所示<sup>[4,5]</sup>, 原子从钠炉中喷出, 形成原子束, 纵向最可几速率  $v_{mp} = 760\text{m/s}$ . 通过喷嘴和一个  $0.2\text{mm}$  准直孔准直, 发散角为  $1.5 \times 10^{-3}\text{rad}$ , 激光器采用连续环型染料激光器 (Coherent Model No. 699-21), 波长对准钠的  $D_2$  线上. 激光经过声光调制产生一级衍射光, 其频率与零级光频率  $\omega$  相差  $\Delta$ , 利用一级衍射光作为探测光, 零级光作为作用光. 当探测光

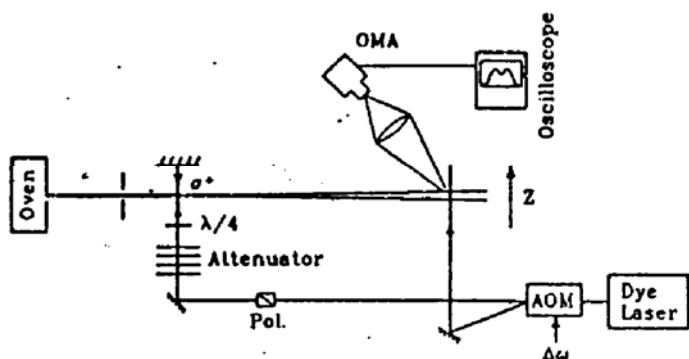


Fig. 4 Schematic representation of the experimental setup

频率调谐至与原子共振频率一致时, 作用光与原子的跃迁频率的失谐则为  $-\Delta$ . 该作用光经过  $\lambda/4$  波片形成圆偏振光, 与原子束正交. 激光束直径  $d$  为  $4\text{mm}$ , 因此原子与激光相互作用时间为  $d/v_{mp}$ , 大约为  $3\mu\text{s}$ , 比原子光泵浦时间高两个量级, 足够使光与原子的相互作用达到稳态. 在原子束与激光相互作用区域用亥姆霍兹线圈产生强度均匀的静磁场. 在离作用区  $77\text{cm}$  处原子束与探测光正交, 激发的荧光经照相机成像后被置于上方的 OMA 探头接收, 由于接收到的荧光强度正比于原子束的空间分布强度, 从而可直接探测原子束的空间分布. 上述激光诱导原子荧光的探测方法与通常国际上流行的热丝探测法比较有诸多优点. 首先激光诱导原子荧光法分辨率高, 本实验中可分辨  $50\mu\text{m}$ , 其次取样时间短, 本实验中测量一次分布只需  $30\text{ms}$ , 并且这种方法可以实时地观察在激光作用下原子束分布的变化. 该方法的优点还在于它仅探测与激光有相互作用的原子, 从而消除了不与激光相互作用的那些原子的干

扰. 例如钠原子基态有两个超精细结构, 原子在这两个超精细结构上的布居数是一样的, 而与激光相互作用的只是其中一个, 如果用热丝方法则要全部探测到, 并不能反映激光与原子相互作用的真实情况. 由此可见激光诱导原子荧光法使探测过程快速而准确.

### 结 果

如图 5 所示为一典型的实验曲线, *a* 为未与驻波场作用时原子束初始分布, *b* 为与驻波场作用后原子束分布, 激光驻波场强度  $I = 138 \text{ mW}$ , 对应的饱和因子  $G = 19.14$ , 失谐  $\Delta = -5\Gamma$ . 可见原子束被加热, 出现了双峰结构, 双峰的产生就是由于速度聚束的结果. 图中双峰有些轻微的不对称, 是由于原子束与驻波场作用时并非完全正交, 以及构成驻波场的两束光的不对称等原因产生的.

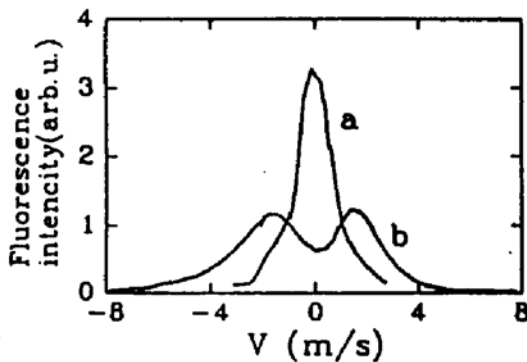


Fig. 5 A typical experimental result of velocity bunching in a intense standing wave with negative detuning, (a) laser off and (b) laser on, here,  $G = 19.14$ ,  $\Delta = -5\Gamma$ . The double peak structure results from velocity bunching

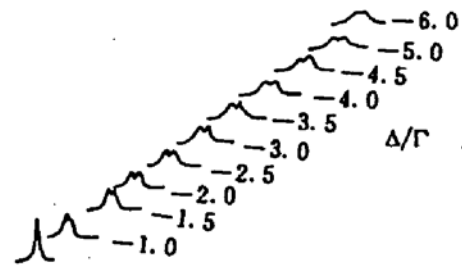


Fig. 6 The experimental results for various  $G$  with fixed detuning  $\Delta = -50\text{MHz}$

固定失谐条件下原子的空间分布和速度聚束点随饱和因子即光强的变化的实验结果分别如图 6 和图 7 所示. 这里失谐固定在  $-50 \text{ MHz}$ . 图 7 中的实线为理论值. 可以看出在强光下理论和实验结果符合的较好, 而在弱光下速度聚束的实验值要比理论值小得多.

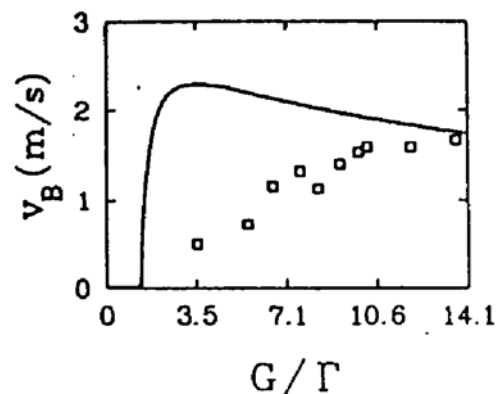


Fig. 7 The comparison of experimental results, corresponding to Fig. (6), with theoretical ones

固定光强条件下原子的空间分布和速度聚束点随失谐的变化如图 8 和图 9 所示, 光强固定在  $G = 17\Gamma$ . 图 9 中的实线为理论值. 可以看出, 在小失谐下理论和实验结果符合得较好, 而在大失谐下速度聚束的实验值要比理论值小得多.

讨 论 实验中造成与理论结果不符的原因有多种. 首先, 激光驻波场是高斯分布, 光强分布不均匀, 驻波场中心光强高, 边缘光强低, 从而造成原子受力不均匀. 由图 2 可见, 对于某一失谐, 饱和因子  $G$  存在一个临界值, 当  $G$  大于临界值时, 将产生速度聚束, 反之则变成纯

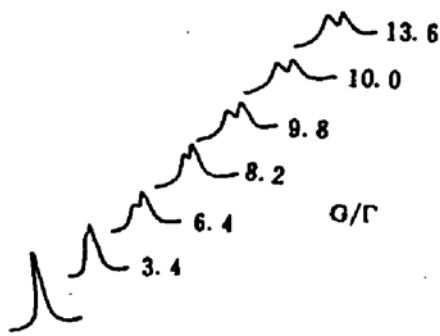


Fig. 8 The experimental results for various  $\Delta$  with fixed  $G = 17\Gamma$

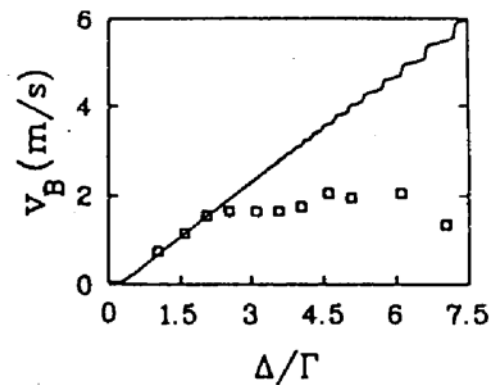


Fig. 9 The comparison of experimental results, corresponding to Fig. (8), with theoretical ones

粹的冷却力. 因此, 在光强不很强时, 驻波场边缘会产生冷却, 这对速度聚束来说是破坏作用. 实验上小光强时与理论的不符其原因即源于此. 在大失谐情况下, 钠原子并非真正的两能级系统, 采用  $\sigma^+$  偏振光激发  $3S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 3P_{3/2}, F = 3$  而形成两能级系统只适用于小失谐情况, 大失谐时,  $3P_{3/2}$  的其他精细能级也可被激发, 对于它们来说失谐为正, 所受受激辐射压力为冷却力, 它对速度聚束起破坏作用. 因此, 要想更好地研究两能级辐射压力理论, 就必须更好地改善光束质量, 激光的圆偏振度, 静磁场和激光的平行性以及合理地选择失谐.

感谢周汝枋、周善钰在建立原子束装置上所作的贡献.

### 参 考 文 献

- [1] *J. Opt. Soc. Am.*, (B), 1985, B2; 1989, B6(11)
- [2] 刘亮, 王育竹, 受激辐射压力的光子再分配模型. *光学学报*, 1991, 11(7): 577
- [3] 陈徐宗, 刘亮, 王育竹, 双色驻波场对运动原子的辐射压力. *光学学报*, 1993, 13(12): 1083~1089
- [4] Y. Z. Wang, Y. O. Cheng, W. Q. Cai *et al.*, One-dimensional motion of slow atoms in a standing-wave field. *Phys. Rev. (A)*, 1990, 42(7): 4032~4036
- [5] Y. Z. Wang, Y. D. Cheng, W. Q. Cai, Collimation of an atomic beam using retarded dipole force. *Opt. Commun.*, 1989, 70(6): 462~466

## Velocity Bunching of Atoms in Laser Standing Wave

Wang Xiaojuan      Liu Liang      Chen Xuzong      Fang Shaowu      Wang Yuzhu

(Joint Laboratory for Quantum Optics

Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica Shanghai 201800)

(Received 11 October 1993; revised 15 December 1993)

**Abstract** Velocity bunching a phenomenon of the atoms bunched near a special velocity in an intensive laser standing wave with negative detuning is studied. The velocity bunching results from laser cooling and heating of two-level atoms cooperatively. When the atomic velocity is lower than a critical velocity, the force will heat the atoms, and when higher than the critical velocity, the force will cool the atoms and then the atoms will be bunched at this critical velocity.

**Key words** Radiation force, standing-wave field, velocity bunching.