

# 利用光频移效应实现激光冷却气体原子

王育竹

(中国科学院上海光机所)

**提要:** 本文提出利用激光照射气体原子所产生的光频移效应实现激光冷却气体原子的建议。

## Laser cooling of gas atoms by optical frequency shifts

Wang Yuzhu

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

**Abstract:** A proposal is presented for cooling gas atoms through optical frequency shifts produced under the illumination of laser light.

目前已发展了很多获得超窄光谱的技术<sup>[1]</sup>。但在这些技术中原子渡越光束的有限时间和二次多普勒效应是获得超窄光谱线的主要限制<sup>[2]</sup>。为了得到仅由能级性质所决定的谱线宽度,就必须完全地或部分地抑制原子的热运动速度。1975年 T. W. Hansch 和 A. L. Schawlow 首先提出利用多普勒频移实现激光冷却气体原子的建议<sup>[3]</sup>,其后 V. S. Letokhov<sup>[2]</sup> 和 A. Ashkin<sup>[4]</sup> 提出利用激光场冷却和捕陷气体原子的设想。1978年 W. Nienhanser 和 H. Dehmelt 等人利用 Ba<sup>+</sup> 离子束在高频陷阱中观察到了这种激光冷却的现象<sup>[5]</sup>。激光冷却技术将获得广泛的应用。本文提出利用“光频移”效应实现激光冷却气体原子的建议。

光照射原子可以引起能级的移动,称为“光频移”效应或称交流斯塔克效应<sup>[6,7]</sup>,频移的数值从几赫(普通光源)达到了几千兆赫(脉冲激光器)。在非共振光照射下原子能级移动的表示式,由下式给出<sup>[8,9]</sup>

$$\Delta E_i = \frac{E_0^2}{2} \sum_k \frac{(E_i - E_k) |\mathbf{e} \cdot \mathbf{r}|_{ki}^2}{(E_i - E_k)^2 - (\hbar \nu)^2} \quad (1)$$

式中  $E_i$  为第  $i$  能级的能量,  $\Delta E_i$  为对  $E_i$  能级的修正值;  $E_0/2$  为平均激光电场强度;  $|\mathbf{e} \cdot \mathbf{r}|_{ki}$  是电偶极矩矩阵元;  $\nu_i$  是激光频率;  $\hbar$  为普朗克常数。上式说明激光频率  $\nu_i$  高于跃迁频率时  $E_i$  和  $E_k$  靠拢;  $\nu_i$  低于跃迁频率时  $E_i$  和  $E_k$  远离。对于高激光强度的情况,能级移动可用下式表示<sup>[8,12]</sup>

$$\Delta E_i = \frac{1}{2} \hbar \Delta \nu \left[ \left( 1 + \sum_k \frac{E_0^2 |\mathbf{e} \cdot \mathbf{r}|_{ki}^2}{\hbar^2 \Delta \nu^2} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (2)$$

这里  $\hbar \Delta \nu = (E_i - E_k) - \hbar \nu_0$ 。实验上已观察到了能级移动的现象,例如,用染料脉冲激光器照射 Na 原子,观测到 5890 Å 线移动约 40 千兆赫。实验还证明能级的移动是准瞬时的<sup>[11,12]</sup>。

我们在这些理论和实验的基础上,提出利用光频移效应冷却气体原子的建议。设一

收稿日期: 1980年1月28日。

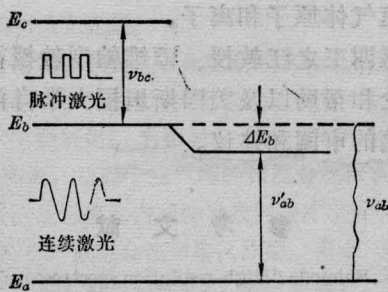


图 1

三个能级系统如图 1 所示。

其中  $E_a$  是基态,  $E_b$  和  $E_c$  是激发态,  $E_c > E_b > E_a$ 。用两个激光器同时照射原子, 一个是功率稍低的连续激光器, 其频率接近能级  $E_a$  和  $E_b$  间的跃迁频率  $\nu_{ab}$ , 由于其功率较弱, 可忽略它产生的光频移效应。另一个是脉冲强激光器, 其频率  $\nu_{bc}^0$  接近于能级  $E_b$  和  $E_c$  的跃迁频率  $\nu_{bc}$ , 这个激光器用来实现光频移。如果脉冲激光器的频率  $\nu_{bc}^0 < \nu_{bc}$  和激光强度足够强, 能级  $E_b$  移动的修正值可从 (2) 式导出:

$$\Delta E_b = -\frac{h}{2}(\nu_{bc} - \nu_{bc}^0) \times \left[ \left( 1 + \frac{E_0^2 |\mathbf{e} \cdot \mathbf{r}|_{bc}^2}{h^2 \Delta \nu^2} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (3)$$

移动后能级  $E_b$  的值为:

$$E_b' = E_b - \frac{h}{2}(\nu_{bc} - \nu_{bc}^0) \times \left[ \left( 1 + \frac{E_0^2 |\mathbf{e} \cdot \mathbf{r}|_{bc}^2}{h^2 \Delta \nu^2} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (4)$$

调谐连续激光器的频率, 使  $\nu_{bc}^0$  低于  $E_a$  与  $E_b'$  能级间的共振频率  $\nu'_{ab}$ , 并使以速度为  $v$  运动的原子共振吸收  $h\nu_{bc}^0$  的光子, 共振条件为:

$$\nu_{bc}^0 (1 + v/c) = \nu'_{ab} \quad (5)$$

原子吸收光子后, 强脉冲激光去除, 能级  $E_b$  恢复到原来位置, 原子自发辐射能量为  $h\nu_{ab}$  的光子回到基态。原子自发辐射的光子能量大于吸收的光子能量 ( $h\nu_{ab} > h\nu_{bc}$ ), 不足的能量只能从原子动能中给出。原子动能变化的原因在于, 当原子处于  $E_b'$  时, 原子在一个空间和时间上不均匀的电磁场中运动, 因而原

子受到力的作用, 改变了原子的动能。所以原子在散射光子的过程中, 不断降低自己的平均功能。从 (5) 和 (4) 式求出, 辐射和吸收能量的差值为:

$$h\nu_{ab} - h\nu_{bc}^0 = \frac{h\nu_{bc}^0 V}{c} + \frac{h}{2}(\nu_{bc} - \nu_{bc}^0) \times \left[ \left( 1 + \frac{E_0^2 |\mathbf{e} \cdot \mathbf{r}|_{bc}^2}{h^2 \Delta \nu^2} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (6)$$

原子损失的动能为  $\Delta E_k = m v \Delta v$ , 式中  $E_k$  为原子动能,  $m$  为原子质量。因为

$$\Delta E_k = h\nu_{ab} - h\nu_{bc}^0,$$

所以原子每散射一个光子所损失的速度为:

$$\Delta v = \frac{h\nu_{bc}^0}{mc} + \frac{h(\nu_{bc} - \nu_{bc}^0)}{2mv} \times \left[ \left( 1 + \frac{E_0^2 |\mathbf{e} \cdot \mathbf{r}|_{bc}^2}{h^2 (\nu_{bc} - \nu_{bc}^0)^2} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (7)$$

从以上分析看出, 在  $\Delta v$  的表示式中第一项为 T. W. Hansch 和 A. L. Schawlow 所提出的, 由于多普勒频移所产生的激光冷却效果, 第二项为强激光脉冲引起的光频移所产生的激光冷却效果。并且随着激光产生的光频移越大, 激光冷却的效率越高。当原子的速度接近零时, (8) 式是不正确的; 原子每散射一个光子, 动能变化约  $\Delta E_b$ , 因而原子最后的动能在  $\Delta E_b$  的范围内。所以原子最小的速度  $V_{\min}$  为:

$$V_{\min} = \left( \frac{2\Delta E_b}{m} \right)^{1/2}$$

为了使  $V_{\min}$  减小, 必须使  $\Delta E_b$  趋于 0。当  $\Delta E_b = 0$  时, 即无光频移效应, 则冷却过程完全与 T. W. Hansch 和 A. L. Schawlow 所提出的冷却过程相同, 冷却极限由自然线宽所决定<sup>[2, 3]</sup>。

为了估计利用交流斯塔克效应激光冷却的效果, 我们以激光冷却 Na 原子束为例进行了估算, 能级图表示于图 2 中。

用一台 589 毫微米的连续激光器激发从  $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{1/2}$  的跃迁, 一台脉冲激光器激发从  $3P_{1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$  的跃迁。脉冲激光器调谐到比  $3P_{1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$  低 2 千兆赫的频率。

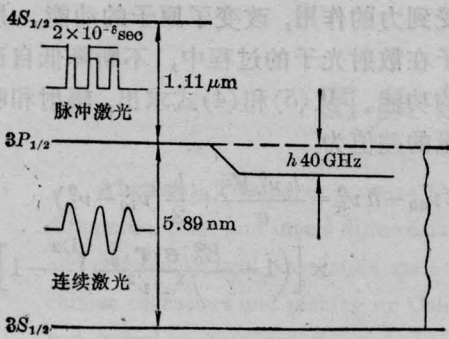


图 2

如果取脉冲的峰值功率为 1 毫瓦/厘米<sup>2</sup>, 从公式(2)中求出  $3P_{1/2}$  能级将向下移动 40 兆赫。假设原子的平均速度为 700 米/秒。当原子速度降低到由(9)式所决定的最小速度  $V_{\min} = 38$  米/秒时, 原子必须散射光子 334 次。若脉冲的时间间隔为  $2 \times 10^{-8}$  秒, 激光冷却所需的时间为  $6.7 \times 10^{-6}$  秒, 激光所照射的区域为 2.5 毫米。从估算结果可以看出, 这些实验条件有可能实现。

上面分析说明这个方法可能应用于激光冷却和捕陷气体原子和离子。当强激光频率高于共振频率时, 这个方法也可能应用于激

光加速气体原子和离子。

感谢王之江教授、谭维翰副教授有价值的讨论和帮助以及美国斯坦福大学肖洛教授对文稿的审阅和建议。

### 参 考 文 献

- [1] K. Shimoda "High-resolution spectroscopy", Springer Verlag 1977.
- [2] V. S. Letokhov et al.; *Opt. Commun.*, 1976, **19**, 72.
- [3] T. W. Hansch, A. L. Schawlow; *Opt. Commun.*, 1975, **13**, 68.
- [4] A. Ashkin; *Phys. Rev. Lett.*, 1978, **40**, 729.
- [5] W. Neuhauser et al.; *Phys. Rev. Lett.*, 1978, **41**, 233.
- [6] J. P. Barrat, C. Cohen-Taunoudji; *Phys. Rad.*, 1961, **22**, 329.
- [7] M. Arditi, Carver; *Phys. Rev.*, 1961, **124**, 800.
- [8] 谭维翰, 支婷婷; 《中国科学》, 1965, **21**, 1829.
- [9] A. M. Бонч-Бруевич, В. А. Холовой; *УФН*, 1969, **93**, 71.
- [10] Peter Platz; *Appl. Phys. Lett.*, 1970, **16**, 70.
- [11] A. M. Бонч-Бруевич и др.; *ЖЭТФ*, 1969, **56**, 144.
- [12] P. F. Liao, J. E. Bjorkholm; *Opt. Commun.*, 1976, **16**, 392.