

原子的激光冷却与捕陷(I)

王 义 道

(北京大学无线电电子学系)

本文综述了近年来原子的激光冷却与捕陷领域实验工作的进展,首先介绍了辐射场对原子机械力作用的物理原理,然后分别叙述原子束的激光减速、原子束的激光准直、光学粘团(optical molasses)和激光原子阱研究的成就。

从事精密测量原子参数和研究原子的细微结构及其微弱相互作用的物理工作者,包括从事高分辨率激光光谱、原子碰撞和量子频标的研究人员,都渴望得到一种能使原子处于静止和无相互作用的理想状况.在这种情况下,原子与辐射相互作用中的多普勒频移与增宽,碰撞频移与增宽以及渡越时间增宽,均将消失或减至最小,而大多数原子参量的信息都是通过它们与辐射共振相互作用现象(例如光谱)取得的.冷却是降低原子热运动速度的有效方法.但是用一般冷却方法,会使原子在低温下凝结于器壁而不再处于孤立状态.若用激光束作用于原子并使其减速、冷却乃至被捕陷于一个微小的势阱区,则是实现上述理想状况的一种巧妙方法.

早在半个世纪以前,人们就发现了电磁辐射对原子运动的影响. Frisch 曾成功地观察到共振光使钠原子束偏转. 激光问世后,有可能利用强激光束来改变原子的运动状态,从而可以对辐射的机械效应进行深入的研究(详细内容见文献[1]). 1975年, Hänsch 和 Shawlow^[2]提出了用共振激光束减速原子束的建议. 1979年, Balykin 等人在钠原子束上实现了激光减速^[3](在离子阱中实现激光减速的时间更早). Bjorkholm 等^[4], Balykin 等^[5]和 Salomon 等^[6]分别观察到了激光对原子束的聚焦、准直和沟道化的影响,进一步实现了原子束的横向减速. 1968年, Летохов^[7]提出了激光捕陷中性原子的建议. 1986年, Chu 等^[8]首先实现了

激光原子阱. 与此相关,在实现激光冷却过程中,人们发现了“光学粘团”现象^[8],引起了研究者的注意. 近年来,原子的激光冷却与捕陷已成为光与原子相互作用研究中的热门方向,吸引了不少物理学家的兴趣,理论和实验都已作出显著成绩,有的研究成果已展现应用前景. 这是一个值得追踪探索的领域.

一、辐射对原子的作用力^[9]

原子的减速与冷却意味着它们机械运动状态的改变,这只能靠作用在原子上的机械力来实现. 辐射场对原子的作用力包括作用在原子内部电荷上的电场力和内部电流上的磁场力. 原子在辐射场作用下产生感生电偶极矩 \mathbf{D} , 电磁场的作用可用偶极矩与辐射电场 $\boldsymbol{\epsilon}$ 的相互作用能 $W = -\mathbf{D} \cdot \boldsymbol{\epsilon}$ 表示. 若 $\boldsymbol{\epsilon}$ 有空间不均匀性,则可由势能梯度形成机械力,对时间平均后有

$$\mathbf{F} = -\overline{\nabla W} = \overline{\nabla(\mathbf{D} \cdot \boldsymbol{\epsilon})}. \quad (1)$$

利用半经典理论求得感生电偶极矩的展开式,再从激光电场表达式可得辐射力 \mathbf{F} , 它由两部分组成:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2, \quad (2)$$

而

$$\mathbf{F}_1 = D_{\pi/2} \epsilon_0 \nabla \phi, \quad (3)$$

$$\mathbf{F}_2 = D_0 \nabla \epsilon_0, \quad (4)$$

这里 $D_{\pi/2}$ 是感生偶极矩相位超前辐射电场 $\pi/2$ 的成分, D_0 是与辐射电场同相位的成分, ϵ_0

是辐射电场振幅, ϕ 是其相位. 可见, F_1 正比于辐射电场的相位梯度, 并依赖于感生偶极矩的相位超前部分; 而 F_2 与电场的振幅梯度成正比, 并和与外场同相位的感生偶极矩有关.

我们关心近共振情况, 这时辐射与原子的相互作用表现有自发辐射、吸收和受激发射三种原子跃迁. 根据辐射与原子相互作用的半经典理论, 感生偶极矩的大小与跃迁几率 \mathcal{N} 有关,

$$\mathcal{N} = \frac{\Gamma}{2} \frac{\omega_i^2/2}{(\omega - \omega_0)^2 + \omega_i^2/2 + \Gamma^2/4}, \quad (5)$$

这里 $\omega_i = -d\epsilon_0/\hbar$ 是 Rabi 频率, d 是 D 的大小; $\Gamma = 1/\tau$ 是自发辐射率, 即上能级宽度, τ 是能级寿命; ω_0 与 ω 分别为原子跃迁和激光频率, $\omega - \omega_0 = \delta$ 是激光的失谐. 当原子运动时, 失谐用

$$\delta = \omega - \omega_0 \pm k\mathbf{v} \quad (6)$$

来代替, 以考虑多普勒频移. (6) 式中的 k 为波矢量大小, \mathbf{v} 为光束方向上原子运动速度的大小. 根据 $D_{\pi/2}\epsilon_0 = -\hbar\mathcal{N}$ (此式是可以证明的),

$$\begin{aligned} \text{则 } \mathbf{F}_1 &= -\hbar\nabla\phi\mathcal{N} = -\nabla\phi\frac{\hbar\Gamma}{2} \\ &\times \frac{\omega_i^2/2}{\delta^2 + \omega_i^2/2 + \Gamma^2/4}. \end{aligned} \quad (7)$$

对于平面波, $\epsilon(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0\cos(\omega t - \mathbf{k}\cdot\mathbf{r})$, $\phi = \mathbf{k}\cdot\mathbf{r}$, $\nabla\phi = -\mathbf{k}$, 因此有

$$\mathbf{F}_1 = \hbar\mathbf{k}\mathcal{N}. \quad (8)$$

这力与光的波矢量同方向. 因 $\hbar\mathbf{k}$ 是光子动量, F_1 等于单位时间内原子吸收的光子总动量, 所以这个力即辐射压力. 对此可用如下物理图象理解.

设原子有动量 $m\mathbf{v}$, 吸收动量为 $\hbar\mathbf{k}$ 的光子后, 原子动量改变, 相应的速度变化为 $\Delta\mathbf{v} = \hbar\mathbf{k}/m$. 若 \mathbf{v} 与 \mathbf{k} 同向, 则原子加速; 反之, 则减速. 原子吸收光子后通过自发辐射回到基态, 释放光子是各向同性的, 多次自发辐射平均起来, 原子动量变化为零. 这样, 原子在每一光子吸收和再发射过程中平均得到 $\Delta\mathbf{v}$ 的净速度变

化. 以钠为例, 在 589nm 的共振辐射作用下, 每个吸收-发射动作引起的速度变化为 $\sim 3\text{cm/s}$. 由于此力与自发辐射有关, 所以称为自发辐射力或自发力, 也称散射力或耗散力.

由(7)式可见, F_1 有共振性质(见图 1), 当 $\omega = \omega_0$ 时为最大. 在弱光下, 此力与光强成正比; 当光强很大, $\omega_i \gg \Gamma$ 时, 散射力达到饱和, 即

$$\mathbf{F}_{1\text{sat}} = \hbar\mathbf{k}\Gamma/2. \quad (9)$$

以钠为例, 在波长为 λ 的共振光作用下, 此力给出加速度 $a = \hbar/2\lambda\tau m \sim 10^6\text{m/s}^2$, 比重力加速度约大 10^5 倍.

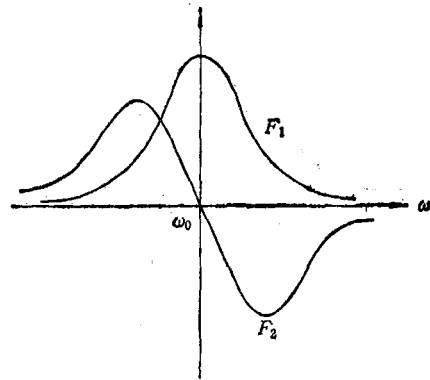


图 1 近共振下 F_1 和 F_2 与失谐 $\delta = \omega - \omega_0$ 的关系

现在来讨论 F_2 . 由(4)式可见, 对于平面波, $\Delta\epsilon_0 = 0$, 因而无此力. 非平面波(如聚焦的光束)可看成是不同模的光波的叠加. 原子在这种光场中同时与许多模的光子相作用, 它可从某一模吸收光子, 而在受激发射时发出另一模的光子. 由于不同模的光子的动量不同, 在这一过程中虽然吸收与发射光子的能量相同, 动量却有变化. 这一动量转移靠原子动量变化来补偿, 从而使原子受力. 这过程与相干的受激跃迁有关, 其结果是光子在不同模间转移, 所以此力称为感应力、受激辐射力或重分布力, 习惯上称为偶极力. 根据半经典理论, 把(4)式中的 D_0 与受激跃迁过程联系起来, 可得

$$\mathbf{F}_2 = D_0\nabla\epsilon_0 = -\frac{\hbar(\omega - \omega_0)}{4}$$

$$\times \frac{\nabla \omega_1^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \omega_1^2/2 + \Gamma^2/4} \quad (10)$$

及

$$\mathbf{F}_2 = -\hbar \mathcal{N} \frac{\nabla I}{I} \frac{\delta}{\Gamma}, \quad (11)$$

式中 I 为光强, 在考虑原子运动时, δ 可用 (6) 式代入. 可见, 此力与光强梯度成正比, 所以又称梯度力. 它和失谐 δ 的关系呈色散曲线 (见图 1). 当 $\omega > \omega_0$ 时, 失谐为正, 此力指向负 ∇I 方向, 原子趋向光弱处; 当 $\omega < \omega_0$ 时, 失谐为负, 此力指向光强处. 这种现象可从基态原子能级在光场中的二级斯塔克位移 (即光位移) 中得到解释. 基态能级光位移的大小与光强成正比, 移动方向与 δ 有关. 当 $\delta < 0$ 时, 能级下移; $\delta > 0$ 时, 能级上移. 在不均匀光场中, 基态原子能量因地而异, 从而产生力使原子趋向能量较低处. 因此, $\delta < 0$, 原子趋向光强处; $\delta > 0$, 原子趋向光弱处. 所以, 此力也可称为光位移力. 和散射力 F_1 不同, 这种偶极力没有饱和现象.

考虑一种典型的非均匀光场, 即驻波场情况, 则有 $\nabla I/I \approx 4/\lambda$. 若 $\delta \approx \omega_1 \gg \Gamma$, $\mathcal{N} \approx \Gamma/4$, 则得 $|F_2|_{\max} \approx \hbar \delta/\lambda$. 在此情形下比较 $|F_1|$ 与 $|F_2|$, 有

$$|F_1|/|F_2| \approx \Gamma/\delta, \quad (12)$$

因 $\delta \gg \Gamma$, 故 $|F_2| \gg |F_1|$. 可见, 这两种力既有区别, 又有联系, 反映了光与原子相互作用的两个侧面. 下面讨论的激光减速与捕陷基本

上都靠这两种力.

二、原子束的激光减速

原子束中原子基本上作定向运动, 最便于观察激光减速现象, 而速度分布很窄的慢速原子束, 对研究碰撞问题和改进原子束频标性能有很大意义, 所以对原子束的激光减速和冷却, 研究得最早最透. 这里所谓冷却, 是指把接近于束中麦克斯韦热运动速度分布的原子束变成速度分布极窄的原子束. 为了使原子减速, 原则上用频率低于共振频率 ω_0 的激光束, 对着原子运动方向照射原子束, 就可以靠散射力实现减速. 激光频率 $\omega < \omega_0$, 是为了克服多普勒频移, 以满足

$$\omega = \omega_0(1 - \mathbf{v}/c) = \omega_0 - \mathbf{k}\mathbf{v}. \quad (13)$$

但是, 要有效地实现连续减速, 还要解决两个问题.

一是要连续补偿多普勒频移. 原子在不断吸收和发射光子的减速过程中, \mathbf{v} 是变化的, 多普勒频移也相应改变. 为了能始终满足 (13) 式, 激光频率也要跟着变, 否则多次作用后光频率偏离原子共振, 减速效果大为下降, 以至终止. 解决这个问题主要有以下几条途径.

1. 采用激光频率连续扫描^[10], 使 ω 按 (13) 式随 \mathbf{v} 的下降而提高. 根据 (9) 式, 在饱和光作用下, 原子速度改变率 (减速度) 是常数, 由此可求得激光频率的扫描速率. 例如, 对钠原子, 此

表 1 碱金属原子激光减速基本参数

参 量	符号(单位)	估算公式	¹³³ Cs	⁸⁷ Rb	²³ Na
D ₁ 共振激光波长	$\lambda(\text{nm})$		852.1	780.2	589.0
D ₂ 共振激光频率	$\nu(10^{14}\text{Hz})$	$\nu = c/\lambda$	3.518	3.842	5.09
元过程原子速度变化	$\Delta v(\text{cm/s})$	$\Delta v = \hbar/m\lambda$	0.35	0.59	2.94
假设的初始速度	$v_0(\text{m/s})$		436	660	1500
从 v_0 减至 0 的元过程数	n	$n \approx v_0/\Delta v$	125 000	112 000	51 000
上能级寿命	$\tau(10^{-9}\text{s})$		31	26.5	16.1
全饱和下平均减速率	$a(\text{m/s}^2)$	$a = \Delta v/2\tau$	0.57×10^9	1×10^9	9×10^8
激光扫频速率	$\Delta \nu/\Delta t(\text{MHz/ms})$	$\Delta \nu/\Delta t = a/\lambda$	67	142	1550
激光扫频范围	$\Delta \nu(\text{MHz})$	$\Delta \nu = v_0/\lambda$	512	850	2600
从 v_0 减至 0 的时间	$\Delta t(\text{ms})$	$\Delta t = n \cdot 2\tau = v_0/a$	7.8	6.0	1.7
原子从 v_0 至 0 的行程	$S(\text{cm})$	$S = v_0\Delta t - a(\Delta t)^2/2$	166	200	120
激光饱和功率	$I_s(\text{mW/cm}^2)$	$I_s = 4\hbar c/3\lambda^3 \times 2/\tau$	2.8	4.2	16

速率约为 1550MHz/ms。表 1 列出了饱和光作用下碱金属原子激光减速的各种基本参数。

2. 利用特殊环境,使原子频率 ω_0 在减速路径上不断改变,以抵消 v 的下降而维持 ω 不变。对碱金属原子,可利用共振光的塞曼频移,设计一种空间变化磁场使塞曼频移随减速过程变化而补偿多普勒频移^[11]。在连续减速情况下,原子速率随路程 z 的变化为 $v(z) = (v_0^2 - 2az)^{1/2}$,若塞曼频移随磁场线性变化,则为了补偿多普勒频移,磁场强度 B 的空间函数应为

$$B(z) = B_0(1 - z')^{1/2}, \quad (14)$$

$z' = 2az/v_0^2$, v_0 为减速原子的初始速率。

3. 利用强的固定频率的准共振光^[12]或白光^[13],把整个频率范围覆盖。这实际上是利用大的饱和增宽或很宽的光谱,使参与共振的原子的速度范围大大地拓宽。为此,需要很大的激光功率(饱和因子 $S = I/I_{sat}$ 一般要在 10—100 之间)和较长的作用时间。而且由于各种速度的原子都参与共振减速,原子速度分布的压缩不很理想。为此, Hoffnagle^[13] 提出过用与原子束同方向的强共振激光束与白光联用以压缩速度分布的方案。

二是要克服光抽运效应。当基态有几个子能级时,处在共振能级上的原子吸收光子而激发后,在自发辐射回到基态时,有可能落到另一非共振能级,于是不再能与光起作用而停止减速,原子将在此能级上积聚。这就是光抽运效应。为解决此问题,可采用偏振光实现“循环跃迁”,使原子处于准二能级系统^[3]。以钠为例,基态有相距为 1772MHz 的两超精细能级 $F = 1$ 和 $F = 2$ 。在弱磁场中它们各分裂为若干塞曼子能级。若选 σ^+ 圆偏振激光使原子从基态 $3^2S_{1/2}$, $F = 2$ 激发到 $3^2P_{3/2}$, $F' = 3$ 能级,按选择定则 σ^+ 光只能使原子从 m_F 子能级跃迁到 $m_{F'} = m_F + 1$ 能级,而自发辐射则可从 $m_{F'} = m_F + 1$ 能级回到 $m_F, m_F + 1$ 和 $m_F + 2$ 三个能级(见图 2)。这样几次作用后,原子将积聚在 m_F 最大的能级(即 $m_F = 2$ 能级)上。此后,原子只能激发到 $m_{F'} = 3$ 的能级而又回到原来能级。从而构成循环跃迁。这一方法也有

缺点:首先是圆偏振往往不纯,其次是激光有一定线宽,而激发态超精细能级间距不大,容易激发到其它 F' 能级,这样还是可能产生光抽运效应,使原子泄漏到其它能级,终止减速过程。为克服此缺点,可用另一束激光,其频率与主激光差一个基态超精细分裂值(对钠为 1772 MHz);使 $F = 1$ 的原子也能激发,从而实现“反抽运”,使漏掉的原子重新捡回“循环跃迁”能级^[14,15],这样就能实现连续减速。

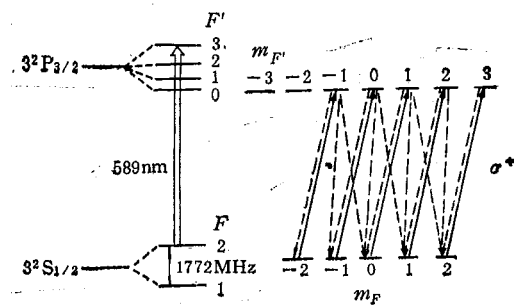


图 2 钠原子能级及光减速跃迁

莫斯科光谱研究所 Balykin 等人利用如图 3 所示的装置首次实现了钠原子束的激光减速^[3]。他们用波长为 589nm, σ^+ 圆偏振的染料激光对射原子束,激光频率以 1400MHz/ms 的速率扫描,以荧光强度随减速激光频率的变化来检测原子束的速度分布,另一与光束垂直的参考原子束发出的荧光用以标定 $v = 0$ 的位置。他们观察到了原子速度分布峰值向慢速移

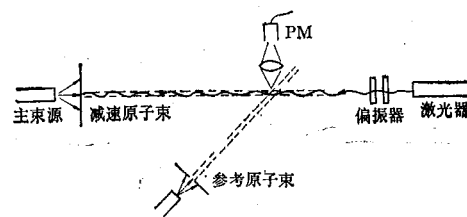


图 3 Balykin 等人的激光减速装置原理图

动的现象。由于偏振光不纯,光抽运效应严重,减速效果不佳。此后,他们采用双激光减速以克服光抽运效应,激光频率则固定在相应于原子最可几速率处,功率为五倍于饱和光强,同时把检测原子速度分布的激光(扫频的,用多普勒频移测速)与减速激光分开,得到了如图 4 所示

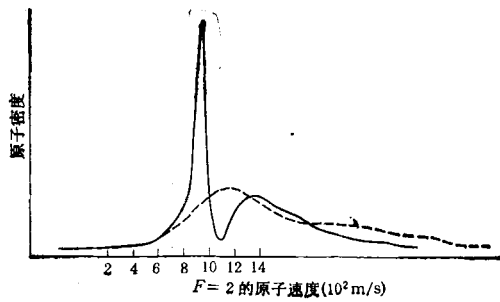


图4 减速后原子束的速度分布
(虚线为原速度分布)

的清晰的减速现象^[12]。在20cm的作用长度中,原子速度分布峰值从800m/s向下移动了120m/s,速度分布范围压缩到了原来的1/19,这相当于把原子束的热运动温度从573K降到了1.5K。1984年他们进一步加大了激光功率和作用时间,使原子束的速度分布峰值下移了约600m/s^[14]。

JILA(美国科罗拉多大学与国家标准局的联合天体物理研究所)的Hall小组^[15]利用圆偏振双激光扫频,得到了零速度和负速度的钠原子束。与主激光相差1772MHz的反抽运激光由电光调制器EOM-2产生[见图5(a),用其一个边带]。这两束光都由EOM-1进行高速扫频。由于上下两个调频边带结合使用,可使扫频范围扩大一倍,为20—1020MHz。声光调制器AOM作为一个开关,使减速激光与检测激光分时工作。根据扫频激光起始频率不同,可以得到不同末速的原子束。图5(b)分别显示从840m/s减速至210m/s,和从530m/s减速至-90m/s两种状况。他们估计最终的纵向速度分布宽度为 $\Delta v \approx 7.5\text{m/s}$ 。

上述作者都用连续染料激光作减速光源,其优点是功率较大(几十至上百毫瓦),缺点是不易高速扫频。JILA的Wieman小组则利用了约15mW的半导体激光器对铯原子束实现了激光减速^[16]。对这种激光器很容易调制注入电流进行快速扫频。他们用852nm的双激光使铯原子束减速至零,形成密度约为 $10^6/\text{cm}^3$ 的低温原子气。从 $35 \pm 5\text{MHz}$ 的荧光宽测得原子速度分布范围为 $\pm 15\text{m/s}$,相应的原子气

物理

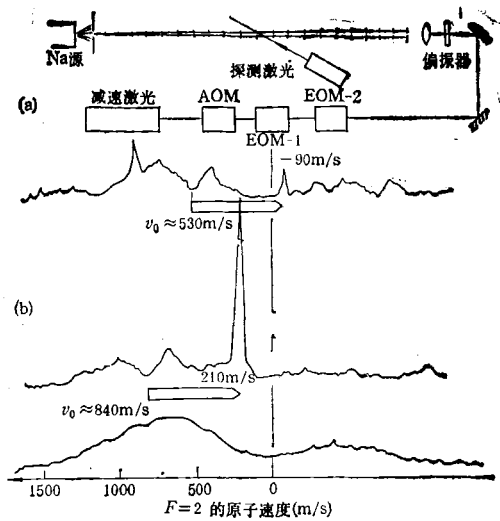


图5 JILA小组钠束减速装置原理图(a)及实验结果(b)

温度为1K。此后,纽约州立大学石溪分校的Metcalf小组用类似装置以一对780nm半导体激光器实现了铷原子束的减速^[1],在1.3m的路径上,原子速度降至零。

美国Gaithersburg的NBS小组采用了塞曼频移补偿多普勒频移的减速方法^[11]。他们先后设计并制作了60cm和110cm长的螺线管渐变磁场(见图6),钠原子束在行程中经历一个由强到弱的变化磁场,其 $3S_{1/2}, F=2 \rightarrow 3P_{1/2}, F'=3$ 的跃迁频率相应地由高到低变化,以抵消减速过程中多普勒频移的变化。按(14)式,选 $B_0 \approx 0.12\text{T}$,可使 $v_0 = 10^3\text{m/s}$ 的原子减速到零。这种方法的优点是不需对激光进行扫频,而且可得连续的低速原子束。当然,需要设计专门的磁场装置。他们的实验目的是要把接近于零的慢速原子注入原子阱以进行捕陷研究,因此必须把慢速原子引出螺线管磁场区。这样,只能先在磁场中把原子减速到很低值($\sim 30\text{m/s}$),让其自由漂移出磁场区(速度太低的原子会在重力作用下沉没,无法利用),然后在观察区用很短的时间(几百微秒)进行第二次减速,使之达到近于零速。根据激光频率的不同,可使部分或全部原子的速度降至零。在用

1) R.N. Watts et al., XV IQEC Techn. Digest, (1987),66.

σ^+ 偏振光减速的情况下, 所得的原子密度为 $10^5/\text{cm}^3$, 速度分布的全宽度为 15m/s , 这相当于原子的热运动温度为 100mK [11]。

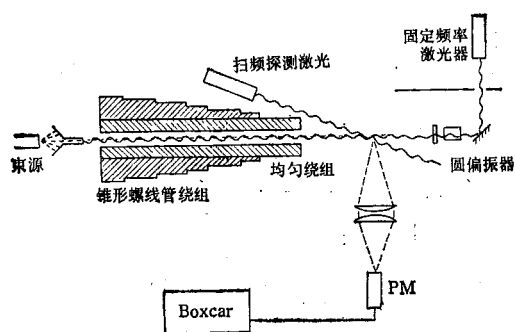


图6 用塞曼频移的原子束减速装置示意图

以上实验都是用碱金属原子束做的。意大利的小组对钙和镁的原子束做了减速实验。这两种原子的 $^1S_0-^1P_1$ 共振跃迁的波长分别为 422nm 和 285nm 。前者由 UV Ar^+ 激光泵浦的 Stilben 3 染料激光产生, 后者由若丹明 6G 染料激光倍频产生。由于基态只有一个能级, 没有光抽运效应, 可简化实验。他们用塞曼频移来补偿多普勒频移。在按(14)式设计的轴向磁场中, 当 $B_0 = 0.073\text{T}$ 时, 可使速度分布峰值为 640m/s 的 ^{40}Ca 原子减速到 $v = 75\text{m/s}$ 和 21m/s (随固定激光的频率而异) [17]。对 Mg 束, 在没有磁场及 $B_0 = 0.03\text{T}$ 时, 均观察到了减速现象, 后者较前者效果更为明显。

目前研究原子束的激光减速的目的, 除了直接观察这一光与原子相互作用的重要现象外, 有许多是为了把慢速原子引入中性原子阱, 以便进行捕陷实验, 研究捕陷原子性质。慢速原子束对原子碰撞实验也很有意义。利用慢速原子束可提高束型原子频标的性能。把单速的慢速原子束做成喷泉式装置, 让原子在垂直上

升和自由下落时, 两次穿过单个微波腔而产生 Ramsey 信号, 预期线宽仅 1Hz [18]。最近, 斯坦福大学 Chu 的小组成功地利用减速后囚禁于原子阱中的原子做成了喷泉式装置, 用两个射频脉冲激发 Ramsey 信号, 其线宽为 2Hz , 信噪比为 $4:1$ [19]。

[1] A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.*, **25**(1970), 1321;
A. Ashkin, *Science*, **210** (1980), 1081;
W. D. Phillips et al., *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**(1985), 1751;
W. D. Phillips et al., *Science*, **239** (1988), 877.

[2] T. Hansch and A. Schawlow, *Opt. Commun.*, **13** (1975), 68.

[3] В. И. Балькин и др. *Письма в ЖЭТФ*, **29** (1979), 614; *ЖЭТФ*, **78** (1980), 1376.

[4] J. E. Bjorkholm et al., *Phys. Rev. Lett.*, **41**(1978), 1361.

[5] V. I. Balykin et al., *Appl. Phys. B* **35** 149 (1984).

[6] C. Salomon et al., *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 1659.

[7] В. С. Летохов *Письма в ЖЭТФ*, **7**(1968), 348.

[8] S. Chu et al., *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 314; *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 48.

[9] J. P. Gordon and A. Ashkin, *Phys. Rev. A*, **21** (1980), 1606.

[10] V. S. Letokhov et al., *Opt. Commun.*, **19** (1976), 72.

[11] W. Phillips and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.*, **48** (1982), 596;
J. Prodan et al., *Phys. Rev. Lett.*, **49**(1982), 1149;
Phys. Rev. Lett., **54**(1985), 992.

[12] V. G. Minogin, *Opt. Commun.*, **34**(1980), 265; S. V. Andreev, *JETP Lett.*, **34**(1981), 442.

[13] L. Moi, *Opt. Commun.*, **50** (1984), 349.
J. Hoffnagle, *Opt. Lett.*, **13**(1988), 102.

[14] V. I. Balykin *Opt. Commun.*, **49**(1984), 248;
В. И. Балькин и др., *ЖЭТФ*, **86** (1984), 2019.

[15] W. Ertmer et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 996.

[16] R. N. Watts and C. E. Weiman, *Opt. Lett.*, **11** (1986), 291.

[17] N. Beverini et al., *Frequency Standards and Metrology*, Ed. A. DeMarchi, Springer-Verlag, (1988), 282; *Opt. Lett.*, **14** (1989), 350.

[18] 王义道, *波谱学杂志*, **5** (1988), 1.

[19] M. A. Kasevich et al., *Phys. Rev. Lett.*, **63** (1989), 612.

1990 年第 8 期《物理》内容预告

原子的激光冷却与捕陷 (II) (王义道); 中性原子束的激光调控光学 (V. L. Balykin et al.); 有机铁磁体 (万梅香等); Cu^{3+} 在高温超导体 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 中存在吗? (赵良仲); “冷核聚变”的载体——间隙相 (吴自勤); 光纤激光器与放大器 (董孝义); 智能传感器技术 (杨霖生等); 大电流脉冲磁场技术及其应用 (白

希尧等); 地球、空气、氦和住宅 (Anthony Nero); 二极管激光器泵浦的固体激光器 (汤晓等); 热壁外延 (杨玉珉等); 微波 ECR 等离子体辅助物理汽相沉积技术 (任兆杏等); X 射线源的真空蒸镀 (齐上雪等); 用 SEM 研究质子的辐照 YBaCuO 的微结构 (颜石乾等); 朗道与物理及物理学家 (V. L. Ginzburg)。