

中性原子束的激光调控光学

V. I. Balykin V. S. Letokhov

在通常光学中,人们利用辐射与物质的相互作用来控制光束。反过来也能够通过粒子与光的相互作用来控制带电或中性的粒子束。虽然这两种光学分别涉及的是辐射与物质间不同的相互作用,但它们之间也有着深刻的相似之处。本文将介绍原子束的激光调控光学(即怎样利用激光的辐射压控制中性原子束)所取得的进展。

麦克斯韦早就指出,电磁波在介质中传播时,将有一压强作用于介质,压强方向沿电磁波传播方向而其值等于电磁波的能密度。尽管通常光源的光产生的光压很低,但上世纪末就从实验上证实了光压的存在。Lebedev 还证实了光压在气体上所产生的效应,他还预言当辐射与原子或分子共振时,光压会急剧增加。

另一重要的发展是 1909 年爱因斯坦指出的,即当原子发射或吸收具有一定动量的光子时,会产生光压起伏。1933 年,通过观测钠光灯照射下的钠原子束所发生的偏转,清楚地显示了这种分离动量的转移。

一、激光

激光的发现为我们提供了具有高光谱亮度、单色性和方向性的相干光源。光压的这种通常难以察觉的效应现在有可能变成一种控制原子运动的可行办法。各式各样的方案立即被提出来了。1968 年,提出了用激光驻波来集中和引导原子的设想^[1];两年之后,贝尔实验室演示了将微米直径的质点悬浮于激光束的焦点上^[2]。1975 年,提出了原子的激光致冷和类似的冷却离子的方案^[3,4]。1976 年,进而发展出

物理

了三维激光驻波中集中冷却后的原子的方案^[5]。

实验工作也迅速开展起来。1978 年,Ashkin 等用激光光压的梯度力聚焦了原子束^[6]。以后几年中,相继实现了原子束的减速^[7]、单色化和冷却^[8]。1981 年,美国国家标准局已能将钠原子束冷却到 0.07K^[9]。到了 1985 年,贝尔实验室的科学家成功地将钠原子束冷却到 2.5×10^{-7} K^[10],这已是当时认为的激光冷却所能达到的理论最低温度。近来,理论物理学家又重新考虑这一问题。1988 年,又进一步将钠原子冷却到比原先认为的理论极限值低得多的温度^[11]。

1984 年,两维致冷使原子束实现了共振准直^[12]。次年,又实现了使原子束完全停下来^[13,14]。菲利浦斯小组发展了一种磁阱以约束停下的原子束并使之冷却。一年后,又实现了用光学阱来完成类似的约束和冷却^[15]。1987 年,成功地实现了用激光驻波来约束和引导原子^[16]。贝尔和 MIT 的一个小组还发展了一种“磁-光”的原子阱^[17]。

这些实验表明,物理学家已配备了能够发展一种新光学——中性原子束光学的有力的工具。本文将介绍一些关于中性原子束的准直、聚焦和反射等近来完成的实验。这些实验实际上是发展原子束光学元件的最初几步。

二、辐射作用在原子上的力

辐射力是指激光作用在一个原子上的总力。辐射力和光场的波长、强度及空-时结构有关,因而可以是原子位置和速度的极复杂的函数。但是,迄今进行的光压的研究仅用了三种

类型的光场,即平面波、高斯轮廓光束和驻波。如果仅限于这几种光场,问题将大大简化,因为原子在这些光场中运动的理论是很成熟的^[4]。本文仅对这三种情况作一定性的介绍。

1. 平面波

考虑一沿 z 轴传播的平面波,其频率与波中原子的吸收频率共振。这时原子吸收沿 z 轴运动的光子并在自发发射时向各个方向发射。结果,原子将在波的方向上受到一辐射力作用,其最大值为 $\hbar k$,而最大光子散射率为 γ ,其中 k 是激光的波数。假若原子吸收频率 ω_0 不与激光频率 ω_1 相等,令它们相差某一小的偏调频移 $Q = \omega_0 - \omega_1$ 。又如果原子开始并非静止而是沿光传播方向有投影速度 v_z ,则辐射压力 F 将由下式给出:

$$F = \hbar k \gamma G / [1 + G + (Q - kv_z)^2 / \gamma^2]^{1/2},$$

其中 $G = I/I_s$, I 为激光光强, I_s 为原子跃迁的饱和强度。一个钠原子在这种激光的力作用下可获得高达 $10^8 \text{cm} \cdot \text{s}^{-2}$ 的加速度,比重力加速度大几十万倍。

2. 高斯激光束

在有限宽激光束中的原子将额外受到一梯度力的作用,梯度力是由横向光场的不均匀产生的(见图1)。激光场中的原子会感生偶极矩,场梯度将产生对此偶极矩的作用力。当激光频率调到比原子跃迁频率高($\omega_1 > \omega_0$)时,梯度力将沿把原子排斥出激光束的方向,反之($\omega_1 < \omega_0$),则将原子拉向光束中心。梯度力的大小为

$$F_{gr} = \frac{\hbar(\rho/\rho_0)(Q - kv_z)G}{1 + G + (Q - kv_z)^2/\gamma^2},$$

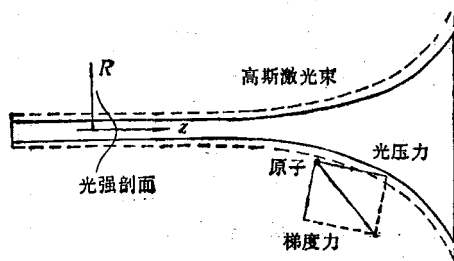


图 1

(因为高斯激光束的强度轮廓不是均匀的,原子在强光中感生的偶极矩受到梯度力的作用,因而合力不是沿光传播的方向)

其中激光束半径 ρ_0 远大于原子到激光束轴线的距离 ρ 。

3. 平面驻波

驻波可由沿反方向传播的两列行波形成。辐射强度很低时($G \ll 1$),驻波作用于原子上的力就是两列行波作用力之和。当辐射强度增加时,半波长激光场强的调制变得显著,这将使梯度力变得明显。此外,辐射强度很高时($G \gg 1$),原子运动将受光子激发再发射过程的影响,这在非均匀场中会产生一个与速度有关的梯度力。当原子在强而不均匀的场中运动时,如果场强在原子自然衰变时间内有明显变化,这种力就会出现。这种力对缓慢地沿激光束轴线运动的原子会产生影响。当增加激光强度时,这种力可以无限制地增强。

三、原子束的准直

现在再进而考虑怎样利用这些由激光束产生的各种力来控制原子束。当需要增加粒子束的相空间密度,即缩小其空间和速度的分布范围时,就需将原子束准直。因为刘维定理告诉我们,只有保守力是不能改变相空间密度的。所以,所有准直粒子束的方法有一点是共同的,即利用耗散过程。具体方法取决于需要准直的粒子的种类。例如,轻的带电粒子可用其辐射阻尼准直,质子、反质子由电子冷却,而重粒子则由电离损失来冷却。

对中性原子最有效的耗散力是激光辐射压。迄今作过的原子束准直实验都是用辐射压力或减速力。这两种方案各有利弊。用辐射压准直可得到角涨散更小的原子束,而减速力的优点是能更快地进行束准直,但能达到的准直角要大得多。

现在来更详细地考虑由辐射压进行的准直。如图2所示,原子束被一轴对称光场从四面照射,且光的频率 ω_1 稍低于原子的跃迁频率。轴对称光场是把激光束照射在轴对称空心锥内的反射面上反射后得到的。在图2平面上,

1) 原文此式有误。

此光场由两个沿反方向传播的光组成，并且在轴对称空心锥内部处处有相等的强度。

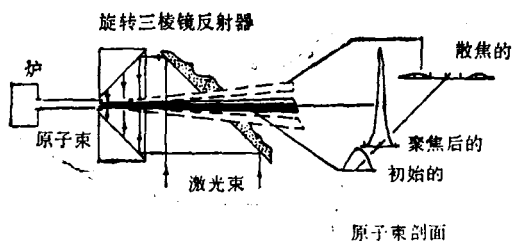


图2 用激光准直原子束

(原子束通过一空心锥受到从各方面来的激光的照射，当激光调到低于原子跃迁频率时，总的辐射压使原子束的发散减小；反之，则使原子束发散增大)

如果 $\omega_0 > \omega_1$ ，以径向速度 v_r 在此轴对称光场中运动的原子将受到和 v_r 反向的辐射压的作用。由于多普勒效应，原子对与它相反方向传播的光子将会更有效地吸收。所以，会聚于原子束上的激光压力会很快地使原子束的横向涨散减小，从而使原子束的发散角减小。

辐射阻尼和动量扩散效应相结合会建立起一种定态原子速度分布，它的准直角是

$$\Delta\phi_{\min} = (1/v_r)(\hbar\gamma/M)^{1/2},$$

其中 M 是原子质量， v_r 是沿原子束轴线的投影速度。对热原子束，最终可达到的准直角约为 10^{-3} 或 10^{-4} rad 的量级。如果初始束发散为 0.1 rad，则在原子束轴上的束强度通过准直可增加近百万倍。

图2中给出了与激光场作用前后原子束的轮廓。准直过程对激光的精确频率非常敏感。如果将激光频率调到使 $\omega_0 < \omega_1$ ，将会使束展宽，并大大降低轴上原子束的强度。

四、聚焦和成象

在任何一种光学系统中，透镜都是主要元件。因此，构造一种激光场使之具有透镜的作用以使中性原子束聚焦也就很重要了。有两种可能的方法聚焦原子束，即用梯度力和自发辐射压力。

十年前在贝尔实验室实现了用梯度力使原

物理

子束聚焦。他们的实验中，原子束沿一激光束内部运动。激光频率被调得略低于原子跃迁频率，从而使梯度力指向激光束的轴。用这种方法最小可将原子束宽度压缩到 $26\mu\text{m}$ 。

1986年，人们也曾使用图3所示的激光场实现了原子束的聚焦。通常，用四条发散的高斯激光束照射到原子束上的同一点，并让四束激光的腰与原子束中心等距离。激光频率被调到正好与原子吸收频率共振。在这种条件下，离开原子束轴线运动的原子将受到一自发辐射压的作用，从而迫使原子返回到沿轴线的运动中去。

这种情况下的梯度力没有重要意义。这种结构实际上是中性原子束的一种“激光透镜”。可以证明，从一点发出的原子束在和这样布局的激光作用后将被聚焦于另一点上。这一透镜的焦距 f 可以由系统的几何、光学和原子的参数定出。由此可以得出激光透镜公式：

$$1/S + 1/L = (1/f)(1 - d/2L),$$

其中 d 是激光厚度， S 和 L 分别是原子源和象到透镜的距离。激光透镜在空间是完全局域的，其特征厚度 d 远小于 S 和 L 。在这种条件下，上述透镜公式与光学透镜形式一样。

Balykin 等人进行的首次聚焦实验是用钠原子束，激光透镜用的光束是由两束反方向传播的高斯光束构成。这种激光透镜类似于光学中的圆柱透镜。图3所示的是更好一些的四激光光束透镜。图中还给出了“两点”原子源(有两

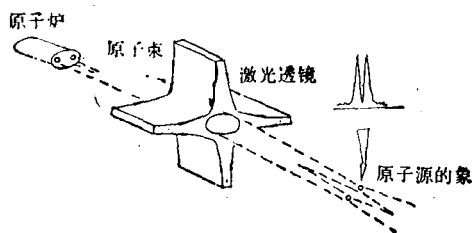


图3 用激光使原子束聚焦和成象

(用四束激光照射在原子束上，形成“激光透镜”；激光频率调节到正好与原子的吸收频率相等，因此任何从束轴线上离开的原子都会被推回到轴线上，这样原子点源将被成象于另一点；图中象平面上的原子束轮廓显示出的双峰就是原子炉上两个孔的象)

个直径为 0.5mm 相距为 2mm 的孔的原子炉)的成象情况。在没有激光透镜时,原子束的轮廓是一宽而弥散的斑。在原子束经过的路径中放入双激光束形成的透镜后发现,原子轨道服从中性粒子束光学定律。在象平面上,束的轮廓显示出两个清晰的峰,各对应于一个原子源的孔。

这种激光透镜的一个严重缺点是分辨率不高,其最小聚焦斑的直径约为 $50\mu\text{m}$ 。分辨率的限制是来自动量扩散,它会使原子轨道变得不清。

借助梯度力可以大大提高分辨率。这是用一种构造与上面完全不同的激光场和不同的原子-场相互作用几何完成的。Balykin 等人曾提出一种“原子物镜”,其分辨率可达几个埃。如图 4 所示的这种物镜实际上就是一个聚焦了的激光场,激光频率被调到远离原子跃迁频率上。聚焦了的激光场是 TEM_0^* 模式,其径向强度轮廓如图 4 所示。原子束沿透镜轴传播。激光的强聚焦产生一等效的“薄透镜”。选取 TEM_0^* 模式和激光频率远离共振,是为了使其能够很好地与“理想”物镜近似。

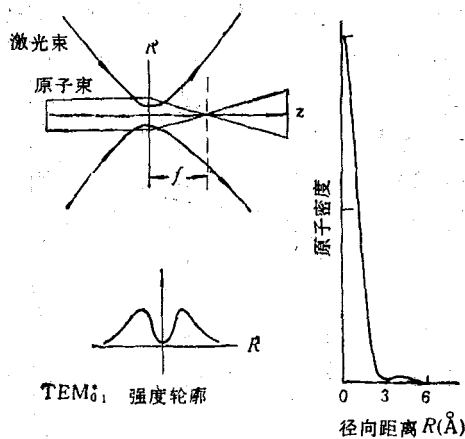


图 4 原子物镜是可用将来将原子束聚焦到宽度为零点几毫米的装置

(右面的图是计算得出的原子束轮廓,原子束通过聚焦的激光束时被它聚焦,激光是 TEM_0^* 模;下面的曲线是激光的强度轮廓)

为了确定这种原子物镜的最高分辨率,可以将原子束考虑成平面德·布罗意波的叠加,而将激光场作为一种依赖于到透镜轴距离的相位

传递函数的透明介质考虑。这些平面波会在激光中出现相位超前,从而导致聚焦于原子物镜的焦面上。最小焦斑的直径主要由德·布罗意波被透镜孔径的衍射决定。限制焦斑直径的因素还有球差、色差和原子在激光场中动量扩散引起的漫射象差等。计算表明,后面这些因素的影响可以通过激光场的选择和调整原子束参数,使其减小到远小于衍射效应。如果透镜横向尺寸为几个波长而激光功率约为 1W 时,原子束的焦斑直径应不比十分之几毫微米大多少(见图 4)。

五、原子束的反射

反射镜的重要性并不亚于透镜。反射镜既能用来聚焦又可用来反射。用凹面镜聚焦可避免色差,这与透镜聚焦相比,是一个明显优点。对粒子束光学,这点特别重要。

原子反射镜的想法首先是由 Cook 和 Hill 于 1982 年提出的^[4],如图 5 所示。它是由激光在电介质-真空界面上的全反射所形成的很薄的表面波所形成。表面波厚度只有波长量级。电介质表面上的激光辐射强度等于电介质内初始激光强度,但在真空中它很快(在表面附近几个波长内)降到几乎为零。

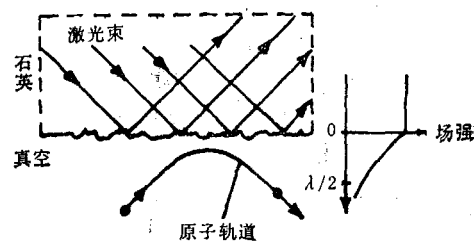


图 5 原子反射镜

(在石英板内表面全反射的激光束形成一非常薄的表面光波,它具有很高的强度梯度,因而产生一足够强的梯度力,它可使到达表面的原子被反射回去)

这样的表面波有极大的光强梯度,可能是任何光学中所能得到的最大梯度。处于这种激光表面波中的原子,在激光频率高于原子跃迁频率时,会受到一个将它排斥向真空方向的力

的作用。如果原子是从真空向表面运动，它在表面处的法向速度将很快降为零，然后沿相反方向被加速而离开表面。只要原子垂直于表面的速度不超过某一临界值，其入射角将近似等于反射角，就如通常光入射在一反射镜上一样。

允许的原子最大的横向速度相应于其动能等于表面波势垒的速度。如果原子入射的横向速度高于此临界值，原子将到达电介质表面，并在它上面产生漫散射。对功率为 1W 的连续激光和速度为 $6 \times 10^4 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ 的钠原子，临界横向速度为 $5 \times 10^2 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ 。这时，入射原子与表面夹角必须在 10^{-2}rad 以内。在用激光冷却后的原子束入射或用脉冲染料激光来产生表面波时，原子的入射角将不受限制。即使原子束垂直地入射于原子反射镜也会被反射。

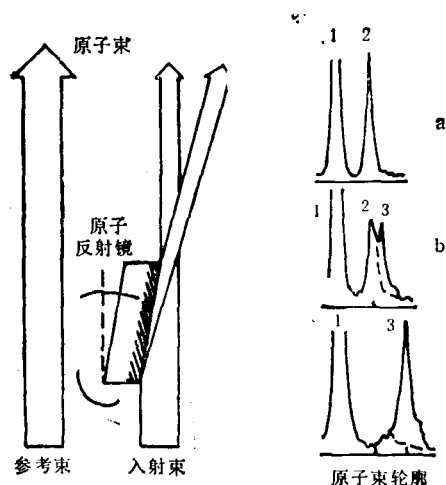


图 6 反射原子束

(图 5 所示的原子反射镜是被用来进行原子束反射的示意图，石英反射镜的倾角可以改变从而使它进入或退出原子束。a. 当石英反射镜不与原子束相交时，束的轮廓 2 不受干扰，1 是参考束的轮廓；b. 当反射镜与原子束部分相交时，产生了第三个峰，这是反射束的轮廓；c. 将反射镜进一步倾斜而与整个原子束相交时，反射角增加了)

第一个原子反射镜是 1987 年完成的，使用的是钠原子束。原子反射镜是熔凝石英平行板，它有一倾斜侧面，它可以通过激光。为增加原子反射镜的面积，利用了激光在石英板内的多次全反射。图 6 所示为入射、反射和参考原子束的配置和轮廓。当原子反射镜与原子束平行

时，不会产生反射。这时只有入射束与参考束的轮廓。当反射镜倾斜时，一部分原子束将入射于反射镜面上，这部分原子束将被反射。进一步增加镜面的倾角时，反射角也增加，但由于一部分原子到达镜面被漫反射，所以被反射的原子数减少了。实验中观测到的最大反射角约为 0.4° ，镜面的反射率接近 100%。

原子反射镜的值得注意的性质是它能选择被反射原子的量子态。这种选择性来源于作用在原子上的梯度力和激光频率之间的关系：当激光频率比原子吸收频率高时，梯度力将原子排斥出表面；反之则将原子拉向表面并在表面上产生漫散射。若原子束中的原子分布于基态的几个子能级上，并入射于原子反射镜上，而当某一子能级到某一激发态的跃迁频率低于激光频率时，这一子能级的原子将会被反射，而其余的原子可能以漫散射形式被散射开。反射后的原子束中仅含有该单一子能级上的原子。去年，对处于两个超精细分裂基态上的钠原子的选择反射进行了观测，发现反射镜对 $F = 2$ 子能级上的原子的反射率，比对 $F = 1$ 的原子至少高 100 倍。

值得注意的是，对分子也应有这样的选择反射。利用这种选择性有可能得到处于某一振动-转动能级上的分子束并观测其光谱。

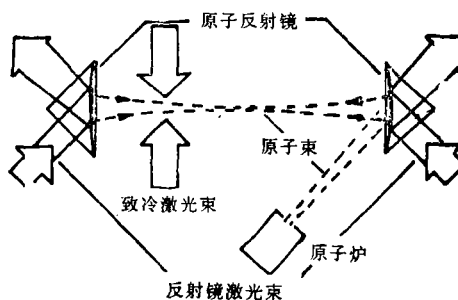


图 7 原子反射镜腔

(原子束被注入由两个凹面原子反射镜形成的腔中，腔将原子束准直并减小其速度发散，在腔中原子束也能够被另外的激光所冷却)

人们也可造出球面原子反射镜和腔。图 7 所示的是一种可能的原子-腔构造。它实质上就是在一个光学腔中以原子反射镜代替通常物

理反射镜。可以用激光准直的方法将原子束注入这种空腔。腔中原子的最高稳态密度决定于注入率和在腔中的寿命。通常光学腔的一个特征参数是其简并度，即空腔每种模式中的光子数。对激光而言，简并度是很高的。估计表明，原子德·布罗意波的准光学腔可以在相对低原子密度下实现高的简并度。这是由腔中原子速度单色化以及原子波的准直来作到的。

六、展 望

仅从已介绍的几种实验可以看出，现在已达到了用全新的方法控制原子束的地步。随着激光技术的提高，现在不仅能使中性原子光学的器件更趋完善，而且还可以进一步发展分子束光学。中性原子束光学有许多明显用途。准直可以用来使原子束有一定形状并减少其发散和提高其相密度。而且，这一切都可以在同位素选择的方式下完成。聚焦可以用来帮助人们作成扫描的或反射的原子显微镜。

原子反射镜可用作中性原子的快速偏转器、调制器和开关，也能被用来作成超冷原子阱。原子凹面镜可在原子显微镜中用作光学元件，因为它可将原子聚焦在直径仅有德·布罗意波长量级的点上。经过很好聚焦的原子束，可使人们观测在严格控制条件下的原子的碰撞

和散射。把这一技术推广到分子束是有益的，它势必使我们对分子相互作用动力学有更深刻的了解。

由于篇幅限制，不能介绍其他一些原子光学器件，也不能讨论与干涉有关的现象。

- [1] V. S. Letokhov, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **7**(1968), 348.
- [2] A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.*, **24**(1970), 156; *Phys. Rev. Lett.*, **25**(1970), 1321.
- [3] T. W. Hänsch, A. L. Schawlow, *Opt. Commun.*, **13**(1975), 68.
- [4] D. J. Wineland, H. G. Dehmelt, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **20**(1975), 637.
- [5] V. S. Letokhov et al., *Opt. Commun.*, **19**(1976), 72.
- [6] J. E. Bjorkholm, *Phys. Rev. Lett.*, **41**(1978), 1361.
- [7] W. I. Balykin et al., *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **29**(1979), 614 .
- [8] S. A. Andreev et al., *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **34**(1981), 463.
- [9] W. P. Phillips, H. J. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.*, **48**(1982), 596.
- [10] S. Chu et al., *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 48.
- [11] P. Lett et al., *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 169.
- [12] V. I. Balykin et al., *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **40**(1984), 251.
- [13] A. L. Migdall et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 2596.
- [14] W. Ertmer et al., *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 996.
- [15] S. Chu et al., *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 314.
- [16] S. Salamon et al., *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 1659.
- [17] E. Raab et al., *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 2631.
- [18] A. Ashkin, *Science*, **210**(1980), 1081.

(邓祖淦摘译自 Physics Today 1989 年第 4 期
第 23—28 页)

(上接第454页)

- [21] J. Dalibard et al., *Atomic Physics II*, Eds. S. Haroche et al., World Scientific (1989), 199; *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 826.
- [22] A. Aspect et al., *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 1688.
- [23] A. P. Kasantsev et al., *J. Opt. Soc. Am.*, **B2**(1985), 1731.
- [24] Y. Wang et al., *Opt. Commun.*, **70**(1989), 462.
- [25] M. Prentiss, A. Cable, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 1354.
- [26] V. L. Balykin et al., *Opt. Lett.*, **13**(1988), 958.
- [27] P. L. Gould et al., *Laser Spectroscopy VIII*, Eds. S. Svanberg, W. Persson, Springer-Verlag, (1987), 64.
- [28] D. Sesco et al., *J. Opt. Soc. Am.*, **B5**(1988), 1225.
- [29] P. D. Lett et al., *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 169.
- [30] S. Chu et al., *Atomic Physics II*, Eds. S. Haroche et al., World Scientific, (1989), 636; *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 169.
- [31] S. Chu et al., *Opt. Lett.*, **11**(1986), 73.
- [32] D. E. Pritchard et al., *Laser Spectroscopy VIII*, Eds. S. Svanberg, W. Persson, Springer-Verlag, (1987), 68.
- [33] A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.*, **40**(1978), 729.
- [34] J. Dalibard et al., *Opt. Commun.*, **47**(1983), 395.
- [35] A. Ashkin, J. P. Gordon, *Opt. Lett.*, **8**(1983), 511; *Laser Cooled and Trapped Atoms*, NBS Special Publication No. 653 (1984), 68.
- [36] A. Ashkin, *Opt. Lett.*, **9**(1984), 454.
- [37] D. E. Pritchard et al., *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1985), 310.
- [38] A. L. Migdall et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 2596.
- [39] E. L. Raab et al., *Phys. Rev. Lett.*, **59**(197), 2631; *Opt. Lett.*, **13**(1988), 452.
- [40] P. L. Gould et al., *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 788.