

单频漫射光对原子的冷却与单色效应

陈洪新 刘亮 王育竹

(中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学(联合)开放实验室, 上海 201800)

摘 要 计算了用单频漫射光作用于一个两能级原子产生的辐射压力, 数值计算了辐射压力对原子速度分布的影响, 并讨论其单色性, 结果表明, 采用这种机制冷却原子束, 不仅能实现高效率的激光冷却, 而且可以获得速度宽度小于 8 m/s 的近单色原子.

关键词 漫射光, 辐射压力, 速度分布.

1 引 言

在考虑速度变化产生的都普勒(Doppler)频移情况下, 当光子被原子散射时, 反冲动量形成了光压力. 当激光与原子频率共振时, 光子散射截面增大, 每个原子所受的光压力显著增强. 由于光压力可以使原子的速度增加^[1]、减少^[2]或者偏转, 因而在同位素分离^[3]、原子的冷却和俘获^[1,2,4]等许多方面得到重要应用.

本文提出利用积分球中的单频漫射光产生的辐射压力, 实现对原子的减速与冷却, 获得近单色原子. 由于单频激光射入积分球后的漫反射作用, 在理想情况下, 积分球内可形成均匀、各向同性的漫射区. 将激光中心频率调谐到都普勒谱线增宽的低频侧, 在考虑原子都普勒效应情况下, 由于在积分球内有各个方向的漫射光, 从而大大加宽了原子与辐射的共振相互作用区. 计算表明, 采用漫射光作用, 原子的辐射力宽度大大增宽, 可以更有效地降低原子速度并获得单色性较好的单色原子.

2 漫射光的辐射压力

原子在吸收光子时减慢自己的速度, 原子与光子的运动必须是相向运动. 当激光频率为 ω' 入射方向与原子束运动方向夹角为 θ 见图 1, 由于都普勒效应原子所受到的激光频率 ω 为:

$$\omega = \omega' [1 + (v/c) \cos \theta] \quad (1)$$

式中 v 为原子运动速度, c 为光速, 当 $\omega_0 = \omega$ 时, 原子共振吸收. 其共振条件为:

$$v \cos \theta = c(\omega_0 - \omega')/\omega' \quad (2)$$

式中 ω_0 为原子的共振频率. 由(2)式共振条件可知, 某一速度的原子只能与某一方向的漫射光

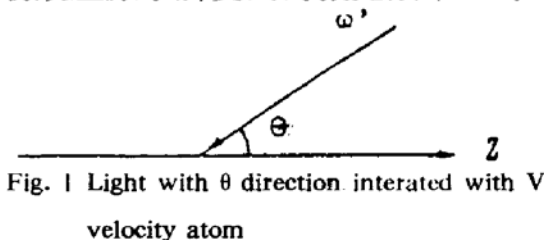


Fig. 1 Light with θ direction interacted with V velocity atom

作用产生辐射压力. 可以把上述某一方向的光场看作一个沿 Z 轴成 θ 角方向传播的行波场与两能级原子作用: $E = E_0 \cos(\omega t - kz \cos \theta)$, k 为波矢, 这时原子所受的平均辐射压力为光子动量乘于原子对光子的平均吸率^[5]:

$$F(\omega, v) = \hbar k \Gamma \frac{G}{1 + G + [(\Delta + kv \cos \theta)^2 / \Gamma^2]} \quad (3)$$

式中 Δ 为失谐量, Γ 为自发辐射率的一半, $G = I/I_s$ 为饱和参量, I_s 为饱和功率, $I = uc$ 由积分球内能量密度 u 决定, $u = f\rho / [\pi r^2 c(1 - \rho)]$ ^[6], 这儿 f 为每秒光通量, ρ 为反射率, r 为积分球半径, 在负失谐情况下力和方向与原子束方向相反.

考虑一个理想的各向均匀的漫射区域的光与两能级原子作用, 这时对一速度为 v 的原子在符合共振条件(2)式情况下的所有漫射光区的光都将与这个原子作用. 可得到两能级原子所受的辐射力为:

$$F = \int k_0 F(\omega', v) \cos \theta d\omega' \quad (4)$$

其中 k_0 为归一化常数. 辐射压力方向为原子运动的负方向. 对(4)式求积分可得辐射压力的解析表达式:

$$F = \frac{\hbar k \Gamma}{2\pi} G \left[\frac{\Gamma C}{2kv} + \frac{\Delta D}{kv} \right] \quad (5)$$

$$C = \ln \frac{[(1 + G)\Gamma^2 + (kv - \Delta)^2]}{[(1 + G)\Gamma^2 + (kv + \Delta)^2]} \quad (6)$$

其中

$$D = - \frac{1}{\sqrt{1 + G}} \left[\tan^{-1} \frac{(kv - \Delta)}{\Gamma \sqrt{1 + G}} + \tan^{-1} \frac{(kv + \Delta)}{\Gamma \sqrt{1 + G}} \right]$$

由(6)式可见, 辐射力 F 有共振性质, 如图 2 所示. 在弱光下, 此力与光强有关, 当光强增大时, 辐射压力也增大. (5)式对任意失谐量都成立, 图 2 给出了不同负失谐情况下辐射压力情况. 当失谐量增加时, 辐射力下降率减小. 图 3 给出了行波场的辐射力与速度的关系. 可见漫射光的辐射压力对很大的速度宽度内的原子都有作用.

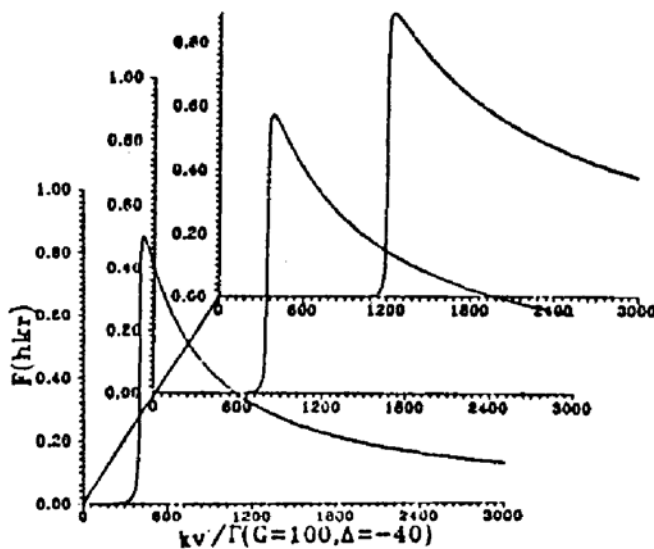


Fig. 2 Resonance radiation pressure of diffuse light vs velocity and detuning

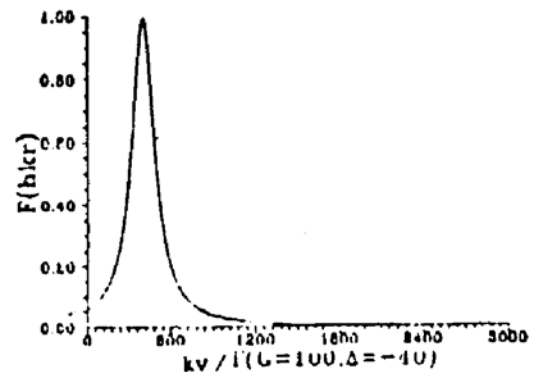


Fig. 3 Resonance radiation pressure of travel light wave vs velocity

3 漫射光作用下的原子扩散方程

设两能级原子以速度 v 运动, 在旋转波近似下, 可由密度矩阵元方程得

$$\left(\frac{d}{dt} + v \frac{d}{dz}\right)(\rho_{aa} + \rho_{bb}) = \lambda_a + \lambda_b - (\gamma_a \rho_{aa} + \gamma_b \rho_{bb}) + \frac{d}{dv} \left(\frac{1}{\hbar} v_r \rho_{ab} v_{ab} + C. C \right) \quad (7)$$

式中 a 代表基态, b 代表激发态, λ_a, λ_b 分别为进入到基态和激发态的速率, γ_a, γ_b 分别为基态和激发态的唯象阻尼常数. v_{ab} 为相互作用哈密顿量, $v_r = \hbar k / M$ 为原子与辐射场交换一个光子所获得的微小反冲速度, 引入符号 $W(z, v, t) \rho_{aa} - \rho_{bb}$, 可得

$$\left(\frac{d}{dt} + v \frac{d}{dz}\right)W = - \frac{d}{dv} \left(\frac{F}{M} + v_r \frac{F}{2M} \frac{d}{dv} W \right) \quad (8)$$

式中 F 为光的辐射压力, M 为原子质量, v 为原子运动速度, 由于原子空间扩散影响很小, 故可忽略(8)式表示原子初始速度分布在辐射压力作用下经过一定时间后原子数密度随速度变化情况. 令 $W(v, t) = \int W(v, z, t) dt$ 则由(8)式可得

$$\frac{d}{dt}W(v, t) = \frac{d}{dv} [A(v)W(v, t)] + \frac{d}{dv} \left[eA(v) \frac{d}{dv} W(v, t) \right] \quad (9)$$

式中 $e = kv_r / (2\Gamma)$, $A = -F / (\hbar k \Gamma)$, Γ 为自发辐射率的一半, 为了数值计算方便, (8)式是以无量纲变量 t 和 v 写出, 其中相应无量纲变量为: $t/kv_r, v\Gamma/k$. 由于速度空间扩散系数很小, (9)式右边第二项可忽略, 于是得

$$\frac{d}{dt}W(v, t) = \frac{d}{dv} [A(v)W(v, t)] \quad (10)$$

对于漫射光压力, (10)式不可积, 所以只能对之进行数值计算. 对钠 D 线, 设原子束初始平衡分布为

$$f(v) = \frac{2}{\alpha^4} v^3 \exp[-(v/\alpha)^2] \quad (11)$$

式中 $\alpha = (2kT/M)^{1/2}$, $\gamma = 10^7$ Hz, 波长为 589 nm, 这时由(6)、(10)和(11)式数值计算得如图 4 结果. 图中表示在 $G = 100$, 失谐量 $\Delta = -40$ 时速度分布函数

随时间的变化曲线. 当时间增大时, 原子分布向小速度方向移动, 并且峰值宽度很窄. 用行波场正对钠原子束作用可得图 6 所示的速度分布曲线. 同样的作用时间, 漫射光冷却效率高, 并且可得到峰值亮度大, 宽度很窄的近单色原子.

4 计算结果与讨论

在激光冷却中一个关键问题是怎样补偿由于冷却过程中原子速度变化产生的都普勒频移. 已成功地实现激光冷却的方法主要有: 梯形磁场产生的塞曼(Zeeman)能级位移补偿都普勒频移^[7]; 激光频率扫描补偿都普勒频移^[8]. 作者在 1979 年曾提出了用漫射光来补偿都普勒频移^[6], 在实验情况下, 要实现有效的激光冷却, 必须使失谐量在大的负失谐量状态(例如: 要

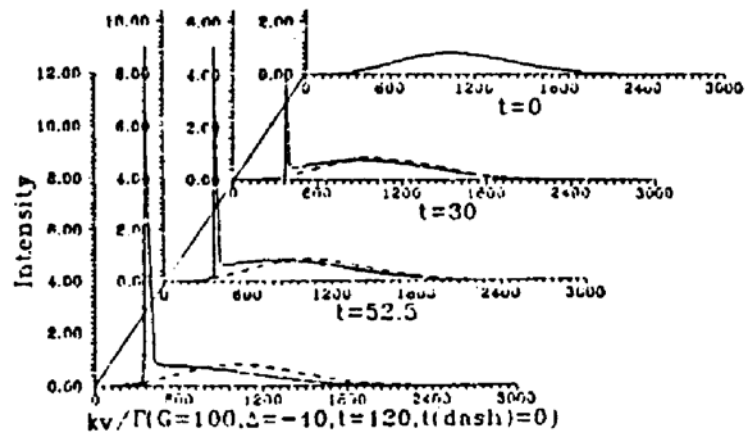


Fig. 4 The numerical results of velocity distribution of atomic beam with laser on and laser off (dsah, $t = 0$)

使 500 K 的气体原子冷却到 200 m/s 左右必须使失谐量在 400 MHz).

由上面的分析、计算表明,采用积分球中的漫射光来冷却原子束,能获得大的光压力分布(图 2),从而比相同功率的连续激光更有效地使原子束减速和聚速(图 6).以 Na 原子 $3^2S_{1/2} - 3^2P_{3/2}$ 为例,由漫射光产生的光压力半宽度是连续行波场的 3.5 倍,能获得的原子聚速峰值大 7~8 倍(图 6).另外,由于这种辐射力存在一个拐点,使力迅速达到极大值 v_m ,由于辐射力的这一特性,在原子束冷却过程中,当原子一旦被减速到 v_m 点,原子将几乎停止冷却,所以在这一速度处原子不断聚集,形成非常尖的峰(图 4).计算表明在尖峰处的速度小于 8 m/s.而且,要获得不同速度分布的近单色原子,只要调节外部的激光频率即可实现(图 5).这一理论结果有助于进一步进行原子光学实验.

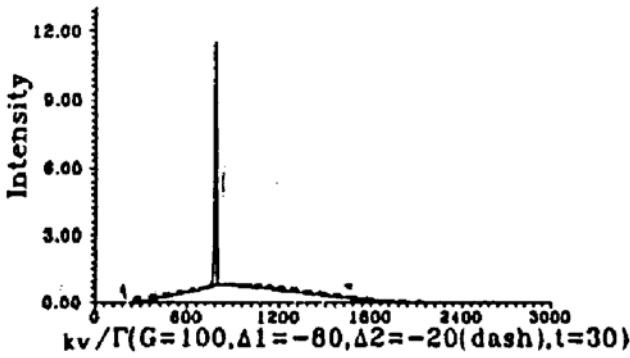


Fig. 5 The numerical results of velocity distribution of atomic beam with different detuning

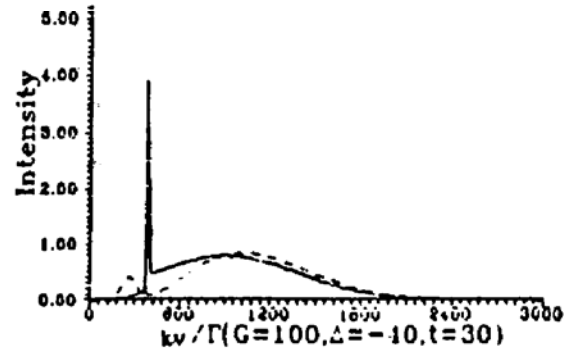


Fig. 6 The velocity distribution of red diffuse light and travel light wave (dash)

同时,采用积分球中的漫射光来冷却气体原子,当作用时间增大时,速度分布上的冷却峰将不断增强,大部分原子将被冷却到窄峰里.对于无量纲 $t = 30$,作用距离为 4.6 cm, $t = 120$,作用距离为 18.4 cm,所以在实验上可以利用多个积分球而相同失谐量的漫射光来减速原子.

在实验上,做一个直径为 5 cm 的积分球,使其有高反射率,让钠原子束通过积分球,用两个连续染料激光频率分别为 ω_1, ω_2 射入积分球内,使 $\omega_1 - \omega_2 = 1772$ MHz,并且使 ω_1, ω_2 分别对应于钠原子基态的 $F = 1$ 和 $F = 2$ 能级负失谐为 -500 MHz.这样不仅克服了光抽运,而且同时冷却了钠原子,然后用另一激光在探测区扩束,用 OMA-I 来探测原子速度分布.

小 结 对于上面给出的漫射光压力和速度分布的研究本身是很有价值的,因为这一机制的辐射压力的速度分布范围较宽,不需要采用频率扫描或梯形磁场来补偿都普勒频移的变化,就有可能实现原子气体冷却.用两个或多个漫射区,使失谐量依次减小,则可以使原子速度冷却至接近零.所以这一冷却机理不仅有助于原子光学的研究,同时对获得冷原子一样具有意义.

参 考 文 献

- [1] J. E. Bjirholm, Observation of resonance radiation pressure on an atomic vapor. *Appl. Phys. Lett.*, 1975, 27(9) : 534
- [2] V. S. Letokhov, V. G. Minggin, Cooling and trapping of atoms and molecules by a resonant laser field. *Opt. Commun.*, 1976, 19(1) : 72
- [3] R. J. Cook, A. F. Bernhardt, Deflection of atoms by a resonant standing electromagnetic wave. *Phys. Rev. A*, 1978, 18(5) : 2533
- [4] A. Ashkin, Optical manipulation of microparticles. *Opt. Lett.*, 1971, 4(1) : 161
- [5] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston *et al.*, Optical molasses. *J. O. S. B.*, 1989, 6(11) : 2084
- [6] V. I. Balykin, V. S. Letokhov, A. I. Sidorov, Intense stationary flow of cold atoms formed by laser deceleration of atomic beam. *Opt. Commun.*, 1984, 49(2) : 248
- [7] W. Phillips, H. Metcalf, Laser deceleration of an atomic beam. *Phys. Rev. Lett.*, 1982, 48(3) : 596

Radiation Pressures Produced By Diffuse Light and Their Cooling and Monochromatic Velocity Effects on the Atomic Beam

Chen Hongxin Liu Liang Wang Yuzhu

(Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 25 December 1992; revised 16 March 1993)

Abstract The expression of radiation pressures produced by monochromatic red shifted diffuse light is obtained by solving the two-level atom model. The effect of the radiation pressures on atomic velocity distribution is calculated and their characters of monochromatic velocity atoms are discussed. The result shows that not only nearly all atoms are cooled by means of this radiation pressure, but also can be obtained monochromatic velocity atomic beam with Δv equal to 8 m/s can be obtained

Key words diffuse light, radiation pressure, velocity distribution.