

文章编号: 0253-2239(2007)08-1366-5

各向同性光场对原子束的分步减速^{*}

张文卓^{1,2} 成华东¹ 马红玉^{1,2} 刘 亮¹ 王育竹¹

(¹ 中国科学院上海光学与精密机械研究所, 上海 201800)
(² 中国科学院研究生院, 北京 100039)

摘要: 通过理论分析计算了积分球中各向同性光场对原子产生的辐射压力, 提出了一种新的激光对原子束的减速方案: 将原子炉产生的热铷原子束通过五个直径为 10 cm 的积分球, 积分球内部各向同性光场的失谐量从 $\Delta = -70\Gamma$ 依次减小到 $\Delta = -10\Gamma$, 从而可以对原子束进行减速和冷却。通过对减速过程的数值计算结果发现, 该方案可以把速度小于 331 m/s 的原子束减速和冷却到小于 1 m/s, 接近多普勒极限。

关键词: 原子与分子物理; 原子束; 各向同性光场; 积分球; 多普勒频移; 分步减速

中图分类号: O562.3 文献标识码: A

Scheme of Stepped Slowing Rb Atomic Beams by Isotropic Laser Light

Zhang Wenzhuo^{1,2} Cheng Huadong¹ Ma Hongyu^{1,2} Liu Liang¹ Wang Yuzhu¹

(¹ Shanghai Institute of Optics and Fine Machines, the Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)
(² Graduate School of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039)

Abstract: We calculated the radiation force on atoms in an isotropic light produced by an integrating sphere. Then we present a new scheme of atomic beam slowing by 5 integrating spheres which are arranged in series with detuning of laser and atomic transition frequency from -70Γ to -10Γ respectively. The numerical results show that we can capture the atoms with velocity less than 331 m/s, and slow them down to less than 1 m/s, close to the Doppler limit.

Key words: atomic and molecular physics; atomic beam; isotropic light field; integrating sphere; Doppler shift; stepped slowing

1 引 言

激光对原子束减速方法是装载磁光阱(MOT)的一个有效手段。早在 1985 年, Prodan 和 Phillips 等^[1]利用原子的塞曼能级分裂来补偿多普勒频移, 后来人们陆续提出了很多其他补偿多普勒频移的方法实现了对原子束的减速, 这其中包括激光扫频减速^[2]、白光减速^[3]以及共振增宽减速等方案^[4], 这些方案对实验条件的要求都很高, 不容易实现。

各向同性光场对原子减速是一种全光的方法, 可以通过改变吸收共振光子的角度来补偿多普勒频移。1992 年 Ketterle 小组用柱型腔形成的各向同

性光场将 Na 原子束平均速度减到 50 m/s^[5]。1994 年, Metcalf 小组利用柱型腔形成的单频各向同性光场对 Rb 原子束进行了减速, 并理论分析了不同腔长产生的单频光对原子束的减速效果^[6]。我们实验室 1995 年成功实现了单频漫射光下原子束的减速实验^[7]。

本文在此基础上提出了一种新的原子束减速方案: 将原子炉产生的热铷原子束通过五个直径为 10 cm 的积分球, 积分球内部各向同性光场的失谐量从 $\Delta = -70\Gamma$ 依次减小到 $\Delta = -10\Gamma$, 对原子束进行减速和冷却, 从而装载磁光阱。通过数值计算, 得

^{*} 国家自然科学基金(10604057)、中国博士后基金(2005038453)和中国科学院王宽诚博士后基金(2005)资助课题。

作者简介: 张文卓(1982-), 男, 黑龙江哈尔滨人, 博士研究生, 主要从事冷原子物理和空间冷原子钟方面的研究。

E-mail: stzwz@siom.ac.cn

导师简介: 王育竹(1932-), 男, 河北正定人, 院士, 量子光学专家。E-mail: yzwang@mail.shnc.ac.cn

收稿日期: 2006-10-19; 收到修改稿日期: 2006-12-15

到该光场可以将速度小于 331 m/s 的原子束减速和冷却到小于 1 m/s, 并且该方案使用的是球腔, 能避免圆柱腔中由于自发辐射引起的原子束横向扩散^[8]。

2 各向同性光场对二能级原子的辐射压力计算

各向同性光场由激光在积分球内的漫反射产生。积分球是内表面漫反射率极高的均匀球体, 球内表面任意部分都可以看作均匀的朗伯发射体, 在顶角 θ 内通过的光通量为^[9]

$$\Phi(\theta) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\theta I_0 \cos \theta' \sin \theta' d\theta' = I_0 \pi \sin^2 \theta. \quad (1)$$

在积分球内, 顶角 θ 所对应的球面可看成一个半径为 $R \sin^2 \theta$ 的圆形朗伯发射体, 其面积为 $\pi R^2 \sin^2 \theta$ 。通过该圆的光通量 $I_0 \pi \sin^2 \theta$ 正比于这个圆的面积, 因此可以证明积分球内任意一点的光强都相同, 积分球内漫反射光形成的是一个均匀的各向同性光场。

如图 1 所示, 在各向同性光场中, 运动速度为 v 的原子和与其运动方向夹角为 θ 的光场相互作用, 原子感受到的多普勒频移为 $kv \cos \theta$, 则受到的辐射压力为^[10]

$$F = -\hbar k \Gamma \rho_{ee} \cos \theta = -\hbar k \Gamma \frac{s_0/2}{1 + s_0 + [2(\Delta + kv \cos \theta)/\Gamma]^2} \cos \theta, \quad (2)$$

式中 Γ 为原子的自然线宽, ρ_{ee} 为二能级原子处于上能级的概率, s_0 为饱和参量, 即为光强与饱和光强

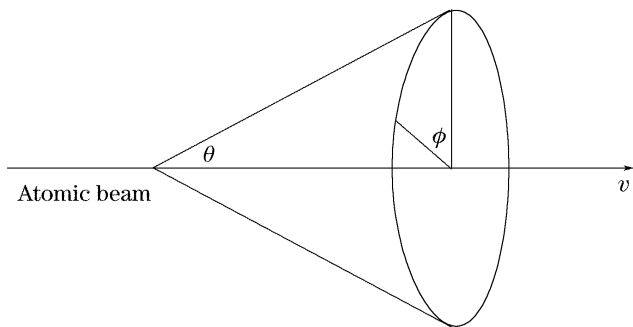


图 1 与原子运动速度 v 夹角为 θ 的光场与原子作用的示意图, 原子对顶角为 θ , $\phi=0$ 到 2π 的锥面上的光子有着相同的吸收概率

Fig. 1 Graphics of the interaction between atomic beam and the light field which has an angle θ to the atomic beam's velocity direction. The atoms has a same ratio of absorption to the photons on the pyramidal face with $\phi=0$ to 2π

比。 $k = 2\pi/\lambda$ 为光场的波矢。二能级原子与光场的共振条件为 $\Delta + kv \cos \theta = 0$, 即

$$\cos \theta = \frac{\Delta}{kv} = \frac{\omega_a - \omega_l}{kv}, \quad (3)$$

其中为 ω_l 激光频率, ω_a 为原子两个能级间的跃迁频率。

已知(2)式为某一个方向上光场对原子的辐射压力。为了求解各向同性光场在各个角度对二能级原子的辐射压力自然会想到在三维空间积分。但是我们研究发现不适合采用文献[6, 11]中的积分方法。因为辐射压力由二能级原子处于上能级概率 ρ_{ee} 的稳态解决定, 而 ρ_{ee} 随原子速度变化而变化, 并不是一个在速度范围内可以归一化的物理量, 不能在 $d\theta$ 范围内对其进行积分; 而且各向同性光场为各个方向上相互交错的平面波, 其传播和偏振不是定义在 $d\theta$ 范围内的物理量, 本身不具有空间积分意义。因此我们采取数值解法, 来获得各向同性光场辐射压力的近似分布表达式。

二能级原子在与光场共振时对光子有很强的吸收, 原子处于上能级 e 的概率最大, 因此激光减速和冷却实验中需要不断补偿多普勒频移来保持原子处于共振吸收状态。对于各向同性光场, 当 $kv \geq \omega_a - \omega_l$ 时, 总存在一个角度, 使其满足共振条件(3)式。原子由于主要吸收满足共振条件的光子, 因此可以只考虑起主要作用的共振方向, 忽略其他方向光场的影响, 于是(2)式化为

$$F_{kv \geq -\Delta} = -\hbar k \frac{\Gamma}{2} \left[\frac{s_0}{1 + s_0} - \frac{s_0}{1 + s_0 + (4\Delta/\Gamma)^2} \right] \frac{\Delta}{kv}, \quad (4)$$

当 $kv \leq \omega_a - \omega_l$ 时, $\theta = 0$ 方向的光场比其他方向的光场更接近于共振吸收, 因此仅考虑 $\theta = 0$ 方向光场, (2)式近似化为

$$F_{kv < -\Delta} = -\hbar k \Gamma \left\{ \frac{s_0/2}{1 + s_0 [2(\Delta + kv)/\Gamma]^2} - \frac{s_0/2}{1 + s_0 + [2(\Delta - kv)/\Gamma]^2} \right\}, \quad (5)$$

利用(4)式和(5)式, 计算了不同失谐下原子受到辐射压力的速度分布。图 2(a) 给出了各向同性光场辐射压力随失谐量变化的趋势, 对比于图 2(b) 一维行波场的辐射压力[(2)式中取 $\theta=0$], 可以看出各向同性光场比一维行波场有更大辐射压力速度分布, 其分布的范围随失谐的减小而向小的速度方向移动(文中所有图均采用归一化坐标)。

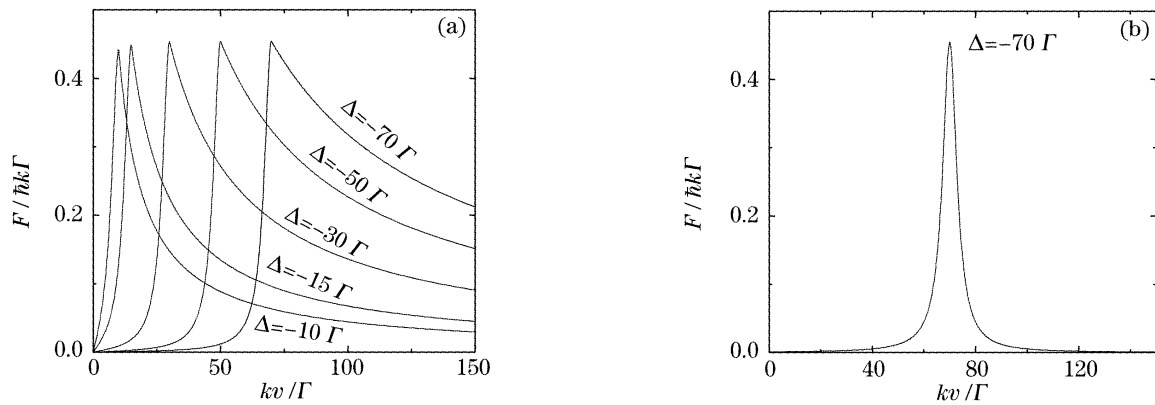


图 2 (a) 各向同性光场在不同失谐下($\Delta = -10\Gamma, -15\Gamma, -30\Gamma, -50\Gamma, -70\Gamma$)辐射压力随速度的分布, (b) $\Delta = -70\Gamma$ 时一维行波场辐射压力分布

Fig. 2 (a) Velocity distribution of radiation force from isotropic light in different detuning ($\Delta = -10\Gamma, -15\Gamma, -30\Gamma, -50\Gamma, -70\Gamma$), (b) velocity distribution of radiation force from single traveling light with detuning $\Delta = -70\Gamma$

3 各向同性光场作用下原子束的速度分布变化

激光冷却原子的半经典理论通常采用“福克-普朗克方程”来求解速度分布随时间的变化。方程具体形式为^[12]

$$\frac{\partial}{\partial t} w(v) = -\frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial v} F(v) w(v) + \frac{1}{m^2} \frac{\partial^2}{\partial v^2} : \vec{D}(v) w(v), \quad (7)$$

其中 m 为原子质量, $w(v)$ 为原子速度分布。第二项为速度扩散项, 物理上就是光场对原子的加热效应。加热效应会与激光冷却效应达到平衡, 这时就对应于激光冷却的多普勒极限温度。当原子速度大于多普勒极限时, 速度扩散项很小, 可以忽略, 于是原方程化为

$$\frac{\partial}{\partial t} w(v, t) = -\frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial v} F(v) w(v, t), \quad (8)$$

原子束的初始速度分布为^[11]

$$w(v, t)_{t=0} = \frac{m^2}{2k_B^2 T^2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) \cdot v^3, \quad (9)$$

式中取 $T = 568$ K, 即能产生 Rb 原子束的炉温^[13]。 $m = 1.443 \times 10^{-25}$ kg (87 Rb 原子质量), k_B 为玻耳兹曼常量。

将(9)式代入(8)式, 且 $F(v)$ 取各向同性光场辐射压力(4)式和(5)式, 利用数值方法解此方程, 得到在光失谐 -10Γ 、 -30Γ 和 -50Γ , 作用时间均为 10000τ 后原子束的速度分布 ($\tau = 1/\Gamma$ 为 Rb 原子的激发态寿命), 如图 3 所示。可以看出随着失谐的减小, 各向同性光场作用的原子速度范围也在减小, 而且减速和冷却的原子数也在减小。图 3 同时给出了

光失谐在 -50Γ 时一维行波场作用 10000τ 后原子的速度分布(虚线), 可以看出在相同的光失谐和相同的作用时间内, 各向同性光场的减速和冷却效率要明显高于一维行波场。

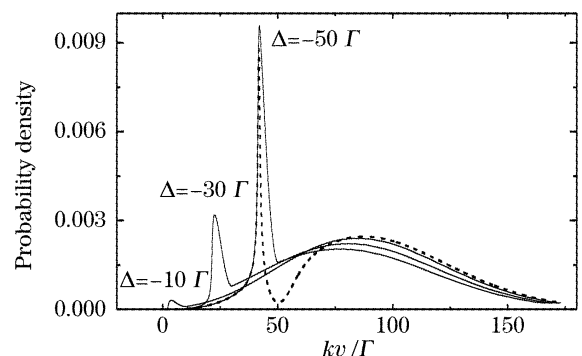


图 3 实线为光失谐 Δ 分别为 $-10\Gamma, -30\Gamma, -50\Gamma$, 作用时间为 10000τ 后, 原子束的速度分布。虚线为 $\Delta = -50\Gamma$ 时一维行波场作用相同时间后原子束的速度分布

Fig. 3 Solid lines are the final velocity distributions of atomic beam under the radiation force from isotropic light with detuning equal to $-10\Gamma, -30\Gamma$ and -50Γ . The dashed line is the final velocity distributions under the radiation force from single traveling light with detuning equal to -50Γ . All the interaction time is 10000τ

图 4 给出了光失谐在 -50Γ 下, 不同作用时间后原子的速度分布。可以看出固定失谐时, 增加作用时间可以减速更多的原子, 但仅仅增加作用时间很难将原子平均速度降至更低。由此可见要获得理想的减速和冷却效果, 必须选择合适的光失谐和作用时间。

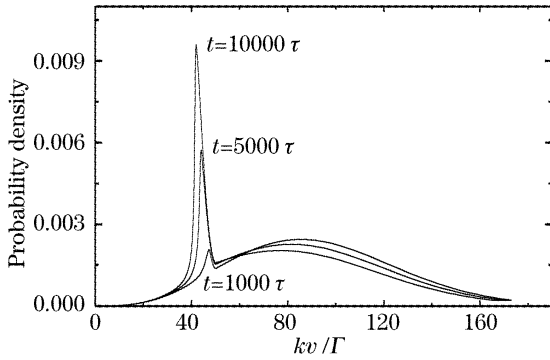


图 4 光失谐 $\Delta = -50\Gamma$, 作用时间分别为 1000τ , 5000τ 和 10000τ 后, 原子的最终速度分布

Fig. 4 Final distributions of atoms' velocities under the radiation force from isotropic light with detuning equal to -50Γ , interaction time are 1000τ , 5000τ and 10000τ

4 积分球对原子束分步减速方案及其数值计算结果

基于上面的分析, 采取了一种分步减速的新方法, 即在原子束的运动路径上安置 5 个直径为 10 cm

积分球, 每个积分球内的光场失谐量沿原子束运动方向依次减小, 而随着原子速度的减小, 在每个积分球内光场的作用时间依次增加, 如图 5 所示。

已知铷原子的激发态能级寿命 τ 约为 2.66×10^{-8} s, 吸收一个光子原子的速度改变约为 $\Delta v = \hbar k \rho_{\text{ex}} / m = 2.92 \times 10^{-3}$ m/s, 则原子的加速度约为 $\Delta v / \tau = 1.1 \times 10^5$ m/s², 5 个积分球直径相加为 $L = 50$ cm, 则这个长度能俘获最大的原子速度为

$$v_{\text{max}} = \sqrt{2L \cdot \Delta v / \tau} \approx 331 \text{ m/s}, \quad (10)$$

根据求出的 v_{max} 值, 将初始光场失谐量设为 $\Delta = -70\Gamma$, 然后依次递减失谐量, 如图 5 所示。数值模拟时每个积分球内光场对原子的作用时间由初始速度为 v_{max} 的原子通过每个积分球所需的时间来决定, 可用下式计算:

$$d = v_i t - \frac{1}{2} a t^2, \quad (i = 0, 1, 2, 3, 4) \quad (11)$$

式中 $v_0 = 331$ m/s, $d = 10$ cm 为积分球直径, $a = \Delta v / \tau = 1.1 \times 10^5$ m/s², 这样可以算出速度为 $v_{\text{max}} = 331$ m/s 的原子进入每个积分球时的速度 v_i , 以及原子经过每个积分球所需要的时间 t , 如表 1 所示。

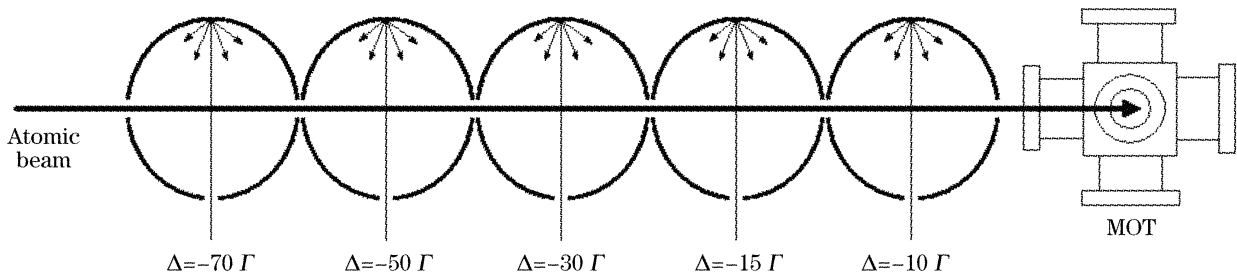


图 5 各向同性光场分步减速实验方案示意图, 原子束通过 5 个光场失谐分别为 -70Γ , -50Γ , -30Γ , -15Γ 和 -10Γ 的积分球进行减速和冷却, 然后进入磁光阱装载

Fig. 5 Schematic view of stepped slowing with isotropic laser light. The atomic beam traveling through 5 integrating spheres with different detuning $\Delta = -70\Gamma$, -50Γ , -30Γ , -15Γ and -10Γ . The slowed atomic beam can be loaded to magnetic optical trap (MOT) for sub-Doppler cooling

表 1 初始速度 $v_{\text{max}} = 331$ m/s 的原子在每个积分球内和光场的作用时间, 以及该原子进入每个积分球时的初始速度

Table 1 Interaction time for the atoms with initial velocity 331 m/s in every integrating spheres, and the velocities when they just enter a new integrating sphere

i	Δ / Γ	$v_i / (\text{m/s})$	t / τ
0	-70	331	1710
1	-50	296	16100
2	-30	256	18910
3	-15	209	24980
4	-10	147	59000

图 6 给出了积分球分步减速和冷却方案的数值计算结果, 即通过数值方法求解(8)式的“福克-普朗克方程”, 从而计算出原子束通过每一个积分球后的速度分布。该计算结果可以模拟出原子束通过每一个球后速度分布的变化和最终的速度分布。通过数值方法可以计算出通过最后一个 $\Delta = -10\Gamma$ 积分球后, 原子束的平均速度小于 1 m/s, 接近多普勒极限。

实际物理过程中, 速度小于 331 m/s 的原子与光场作用的时间要大于速度为 331 m/s 的原子通过 5 个积分球所需要的时间; 速度大于 331 m/s 的原子则刚好相反, 这就意味着最终的减速结果只能使用于速度小于 331 m/s 的原子。经过对初始原子束

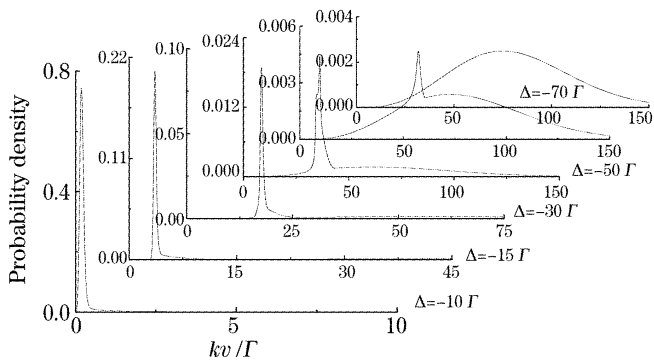


图 6 ^{87}Rb 原子束通过每一个积分球后最终速度分布的数值计算结果。初始速度分布为(9)式对应的原子束速度分布, 光强饱和参量 $S=10$

Fig. 6 Numerical result of velocity distributions of a ^{87}Rb atomic beam right after it traveling through each integrating sphere. The initial state is Maxwell velocity distribution, and the saturation parameter $S=10$

麦克斯韦速度分布的计算得到, 速度小于 331 m/s 的原子约占整个原子束中原子的 40%。因此在原子束损失很小的情况下, 该方案可以把原子束中约 40% 的原子减速到 1 m/s 以下。

实验中需要将 5 个积分球首尾连接在一起, 避免球与球之间的空隙导致原子束损失; 同时积分球内的光场通过原子束的出入口可以进入其他积分球中, 增加减速效率。通过积分球的分步减速方案由于是对原子束的三维减速, 而且采用了变失谐的球腔, 腔内光场分布相对均匀, 所以不会存在柱形腔内由于受激辐射产生的原子束横向扩散^[8], 这样只需让积分球上原子束的出入口面积大于原子束的横截面, 便可有效防止球与球之间的耦合所导致的原子束损失。

计算结果表明, 增加积分球数量可以增加减速通道长度, 能够把更大速度范围内的原子减速到接近多普勒极限。不过增加积分球数量的同时也会增大整个实验设备的体积以及激光器的功率, 因此可以根据不同实验的要求来调整积分球数量和激光功率。

5 结 论

提出了一种新的积分球对原子束分步减速和冷却方案, 该方案的优点在于简单易行、便于实现。通过分步减速可以把速度小于 331 m/s 的原子束减速

到小于 1 m/s, 接近多普勒极限。与其它减速方案相比, 积分球腔能够获得各个方向上更为均匀的各向同性光场, 不会存在受激辐射引起的横向速度扩散, 因此该方案可以产生高质量的冷原子束。它可用于装载磁光阱, 以及通过磁场聚焦来装载到光晶格或空心光束中做进一步的冷原子物理实验^[14]。

此方案中使用的是 5 个积分球, 可以通过增加积分球数量和激光功率来增加俘获原子的最大速度, 来适应各种不同的原子束减速的实验需求, 因此该方案具备一定灵活性, 是一种很有前景的原子束减速方案。

参 考 文 献

- 1 W. D. Phillips, J. V. Prodan, H. J. Metcalf. Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1985, **2**(11): 1751~1757
- 2 R. N. Watts, C. E. Wieman. Manipulating atomic velocities using diode lasers[J]. *Opt. Lett.*, 1986, **11**(5): 291~293
- 3 M. Zhu, C. W. Oates, J. L. Hall. Continuous high-flux monovelocity atomic beam based on a broadband laser-cooling technique[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **67**(1): 46~49
- 4 M. Prentiss, A. Cable. Slowing and cooling an atomic beam using an intense optical standing wave[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **62**(12): 1354~1357
- 5 W. Ketterle, A. Martin, M. A. Joffe *et al.*. Slowing and cooling atoms in isotropic laser light[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **69**(17): 2483~2486
- 6 H. Batelaan, S. Padua, D. H. Yang *et al.*. Slowing of ^{85}Rb atoms with isotropic light[J]. *Phys. Rev. A*, 1994, **49**(4): 2780~2784
- 7 Y. Z. Wang, L. Liu. Laser manipulation of atoms and atom optics[J]. *Aust. J. Phys.*, 1995, **48**(2): 267~270
- 8 T. G. Aardema, R. M. S. Knops, S. P. L. Nijsten *et al.*. Transverse diffusion in isotropic light slowing[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **76**(5): 748~751
- 9 B. G. Crowther. Computer modeling of integrating spheres[J]. *Appl. Opt.*, 1996, **35**(30): 5880~5886
- 10 H. J. Metcalf, P. V. D. Straten. *Laser Cooling and Trapping* [M]. New York: Springer-Verlag Press, 1999. 25~31
- 11 Chen Hongxin, Liu Liang, Wang Yuzhu. Radiation pressure produced by diffused light and their cooling and monochromatic velocity effect on the atomic beam[J]. *Acta Optica Sinica*, 1994, **14**(2): 125~129 (in Chinese)
陈洪新, 刘 亮, 王育竹. 单频漫射光对原子的冷却与单色效应[J]. *光学学报*, 1994, **14**(2): 125~129
- 12 B. Smeets, R. W. Herfst, E. te Sligte *et al.*. Laser-cooling simulation based on the semiclassical approach[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2005, **22**(11): 2372~2377
- 13 N. F. Ramsey. *Molecular Beams* [M]. Oxford: Clarendon Press, 1956. 251~257
- 14 Yang Liu, Min Yun, Jianping Yin. Magnetic focusing of cold atomic beam with a 2D array of current-carrying wires[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2006, **4**(9): 497~500