

一种新颖的全光型表面原子(分子)漏斗*

纪宪明^{1)†} 陆俊发^{2)§} 沐仁旺^{1)‡} 印建平²⁾

1) 南通大学理学院, 南通 226007)

2) 华东师范大学物理系, 光谱学与波谱学教育部重点实验室, 上海 200062)

3) 东华理工学院物理系, 抚州 344000)

(2006 年 7 月 27 日收到, 2006 年 10 月 30 日收到修改稿)

提出了一种产生全光型表面原子(分子)漏斗的新方案. 采用红失谐高斯激光束照明由柱面透镜组成的光学系统, 可在透镜焦平面附近产生横向漏斗形光强分布, 以构成一表面光波导型原子漏斗. 计算了漏斗的光强分布及其光学偶极势与偶极力分布. 研究结果表明, 该原子漏斗可用于冷原子(分子)的表面光波导、分束器和干涉仪以及微阱囚禁的有效装载, 因而在集成原子光学及其原子芯片的研究中有着重要的应用.

关键词: 原子漏斗, 分子漏斗, 光学偶极势, 原子芯片

PACC: 3280P, 3380P, 4250

1. 引 言

原子漏斗是原子光学实验研究中的重要器件之一. 实现冷原子从光学粘胶或磁光阱到微阱囚禁的有效装载需要原子漏斗, 把冷原子引导到原子分束器、干涉仪需要原子漏斗, 获得发散角小、速度分布窄、亮度高的冷原子束也需要原子漏斗. 此外, 原子漏斗还用于超高分辨光谱学、量子频标和低能原子碰撞等基础物理问题研究以及原子全息和原子光刻等原子光学实验研究. 近年来, 人们已经提出了多种类型的原子漏斗方案, 并在实验中获得成功. 早在 1990 年, Riis 等^[1]提出并实验研究了利用二维磁光阱产生的冷原子漏斗; 文献 [2—4] 设计了采用塞曼减速器和二维磁光阱技术的原子漏斗; 1994 年 Yu 等^[5]提出了采用纵向聚焦四极磁场构成二维磁光技术的原子漏斗; 1997 年 Ito 等^[6]提出了采用蓝失谐消逝波光场的原子漏斗; 1998 年印建平等^[7]提出了采用中空光纤与空心光束串联而成的原子漏斗. 近年来, 人们又相继提出了多种采用载流导线或导体构成静磁原子漏斗的方案^[8—13]. 上述方案的提出和实验研究推动了原子漏斗技术的发展, 但还不能完全满足原子光学实验研究的需要. 在静磁原子漏斗中, 强电流通过导体会产生焦耳热, 热辐射对冷原子有

一定加热作用. 如采用冷却技术解决发热问题, 必然会增加实验装置的复杂性, 给实验带来不便. 如采用光波导技术构成原子漏斗, 则光路结构比较简单, 漏斗效率较高. 然而, 目前已提出的方案都是纵向原子漏斗, 即漏斗导引原子的方向与光的传播方向一致, 垂直于光学元件的表面, 不便于构成全光型集成原子光学器件及其全光型原子芯片. 最近, 我们提出了一种全光型表面原子分束器及其干涉仪、量子网络方案^[14], 得到了一些非常有意义的结果, 但尚未解决冷原子的有效装载问题. 为此, 本文提出一种采用红失谐光波导技术产生表面原子漏斗的新方案. 这是一种横向光波导型原子漏斗, 可与其他光波导型原子光学器件组合构成全光型原子芯片, 也可以构成类似的分子光学器件, 因而该方案在全光型集成原子光学和分子光学中都有着重要的应用.

2. 表面光波导型原子漏斗方案

由光的衍射理论可知, 当用平面光波照射矩形狭缝, 并经柱面透镜聚焦(透镜的焦线与狭缝的长度方向平行)时, 在透镜焦平面上的光强主要分布在零级衍射主最大上, 主最大亮线的横向(垂直于透镜焦线方向)宽度与狭缝宽度 a 成反比, 纵向(沿透镜光轴方向)宽度与 a^2 成反比. 如果把矩形狭缝改为

* 国家自然科学基金(批准号: 10674047, 10434060)和江苏省高等学校自然科学基金(批准号: 04KJB140109)资助的课题.

† E-mail: jixm@ntu.edu.cn

梯形狭缝,则能够形成以透镜焦线为轴线的空间漏斗形光强分布.但是,衍射光强与衍射条纹宽度的平方成反比,当要求原子漏斗的输入端和输出端的宽度之比较大时(例如,为了把冷原子从磁光阱引导到原子分束器,原子漏斗的输入端要比输出端至少宽几十倍,如此计算,输入端的光强仅是输出端的几分之一或几千分之一),就不能满足实验的需要.为此,我们设计了一种用望远镜系统产生表面原子(分子)漏斗的方案.

图1是用望远镜系统产生表面原子漏斗方案的光路图,其中 L_1, L_2 和 L_3 是轴线沿 x 方向的柱面透镜, L_1, L_2 的焦距随 x 变化,两透镜共焦,构成放大率 $M(x)$ 随 x 变化的望远镜系统, L_3 的焦距恒定不变.用椭圆高斯光束照射望远镜系统,再由 L_3 聚焦,在 L_3 的焦平面附近可形成漏斗形的光强分布.我们的基本思路是:首先让椭圆高斯光束通过望远镜系统整形,使得望远镜输出光束的横向宽度与放大率 $M(x)$ 成反比,也就是用望远镜产生一个虚拟的梯形狭缝.设计 $M(x)$,使虚拟狭缝的宽度与光强的大小成某种反比关系,再用柱面透镜 L_3 对望远镜的输出光束进行聚焦,仍然可在 L_3 的焦线附近得到漏斗形光强分布,但衍射光强分布则由 $M(x)$ 和入射高斯光波共同调制,不再与衍射条纹宽度的平方成反比.我们可以结合高斯光束的光强分布,调整望远镜放大率函数 $M(x)$,得到实验所要求的原子漏斗光强分布.

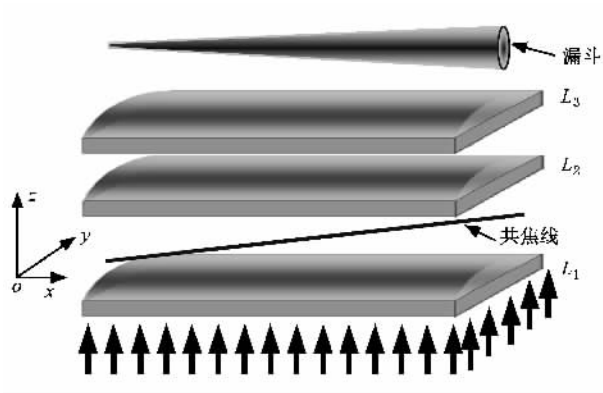


图1 采用望远镜系统产生全光型表面原子漏斗实验方案示意图

3. 原子漏斗光强分布的计算

在图1中, L_1 和 L_2 的焦距 f_1 和 f_2 分别为

$$f_1 = f_0 + \beta(x),$$

$$f_2 = f_0 - \beta(x). \quad (1)$$

L_1 和 L_2 间的距离为 $2f_0$,构成望远镜系统,望远镜的放大率 $M(x) = f_1/f_2$.透镜 L_1 所在平面记为 x_1oy_1 平面, L_2 所在平面记为 x_2oy_2 平面,透镜 L_3 与 L_2 紧靠在一起,透镜 L_3 的后焦面记为 x_3oy_3 平面,波长为 λ 的椭圆高斯光束垂直于透镜 L_1 照射,并使光束的束腰平面在 x_1oy_1 平面上,照射光波的光振幅为

$$u_1(x_1, y_1) = \sqrt{\frac{2P}{\pi w_{x_1} w_{y_1}}} \times \exp\left[-\frac{(x_1 - b)^2}{w_{x_1}^2} - \frac{y_1^2}{w_{y_1}^2}\right], \quad (2)$$

式中 P 是激光功率, b 是光束中心沿 x 方向偏离坐标原点的距离, w_{x_1}, w_{y_1} 分别是激光束在 x 方向和 y 方向的束腰半径. L_1 的透光窗口为 Σ_1 时,根据菲涅耳衍射理论, x_2oy_2 平面(透镜 L_2 的前侧)上光波的复振幅为

$$u_2(x_2, y_2) = \frac{1}{i2f_0\lambda} \iint_{\Sigma_1} u_1(x_1, y_1) \times \exp\left\{\frac{i\pi}{\lambda} \left[\frac{(x_1 - x_2)^2}{2f_0} + \frac{(y_1 + y_2)^2}{2f_0} - \frac{y_1^2}{f_0 + \beta(x_1)} \right]\right\} dx_1 dy_1. \quad (3)$$

$u_2(x_2, y_2)$ 透过透镜 L_2 和 L_3 ,在平面 x_3oy_3 上光波的复振幅分布(略去对计算光强无影响的相位因子)为

$$U(x_3, y_3, z) = \frac{1}{(f_3 + z)\lambda} \iint_{\Sigma_2} u_2(x_2, y_2) \times \exp\left\{\frac{i\pi}{\lambda} \left[\frac{(x_2 - x_3)^2}{f_3 + z} + \frac{(y_2 - y_3)^2}{f_3 + z} - \frac{y_2^2}{f_0 - \beta(x_2)} - \frac{y_2^2}{f_3} \right]\right\} dx_2 dy_2, \quad (4)$$

式中 Σ_2 是 L_2 透光窗口, f_3 是透镜 L_3 的焦距, z 坐标原点在 L_3 的焦线上.由于椭圆高斯光束的光强主要分布在光束中心附近 $2w_x \times 2w_y$ 宽度范围内,当 Σ_1, Σ_2 的线度远大于束腰半径时,可以把透光窗口 Σ_1, Σ_2 视为无穷大,在 x 方向上的衍射也可忽略不计.我们选取望远镜的放大率 $M(x)$ 为

$$M(x) = \begin{cases} h & (x < 0), \\ h \exp\left(-2 \frac{x^2}{w_{x_1}^2}\right) & (0 \leq x \leq l), \\ h \exp\left(-2 \frac{l^2}{w_{x_1}^2}\right) & (x > l), \end{cases} \quad (5)$$

式中 h 是常数.

下面先分段讨论 L_3 焦平面上的光强分布. 在区间 $0 \leq x_3 \leq l$ 上,

$$K(x_3, y_3, \rho) = \frac{2Pw_{y_1}}{w_{x_1}f_3\lambda h} \exp\left(\frac{4bx_3 - 2b^2}{w_{x_1}^2}\right) \times \exp\left[-2\left[\frac{\pi w_{y_1}y_3}{hf_3\lambda} \exp\left(2\frac{x_3^2}{w_{x_1}^2}\right)\right]^2\right]. \quad (6)$$

在 x_3 方向, 光强的大小与 b 有关, 沿 x 方向平移入射光束, 即可改变 b 的大小, 从而调控和改变 x 方向的光强分布以及光强梯度和曲率的大小, 这种调控可在实验操作过程中实时进行. 在 y_3 方向, 光强呈高斯分布, 束腰半径 w_{y_3} 可表示为

$$w_{y_3} = \frac{h}{\pi} \frac{f_3\lambda}{w_{y_1}} \exp\left(-2\frac{x_3^2}{w_{x_1}^2}\right) = \frac{M}{\pi} \frac{f_3\lambda}{w_{y_1}}. \quad (7)$$

w_{y_3} 随 x 的增大而减小.

在区间 $0 \leq x_3 \leq l$ 的两侧, 由于 M 为常数, w_{y_3} 不随 x_3 变化. 在 $x_3 < 0$ 和 $x_3 > l$ 的区域内, 束腰半径分别为

$$w_{y_3} \Big|_{x_3 < 0} = \frac{h}{\pi} \frac{f_3\lambda}{w_{y_1}}, \quad (8a)$$

$$w_{y_3} \Big|_{x_3 > l} = \frac{h}{\pi} \frac{f_3\lambda}{w_{y_1}} \exp\left(-2\frac{l^2}{w_{x_1}^2}\right). \quad (8b)$$

在焦线上的光强分别为

$$I \Big|_{x_3 < 0} = \frac{2Pw_{y_1}}{hw_{x_1}f_3\lambda} \exp\left[-2\frac{(x_3 - b)^2}{w_{x_1}^2}\right], \quad (9a)$$

$$I \Big|_{x_3 > l} = \frac{2Pw_{y_1}}{hw_{x_1}f_3\lambda} \exp\left[-2\frac{(x_3 - b)^2 - l^2}{w_{x_1}^2}\right]. \quad (9b)$$

它们均随 x_3 按指数规律衰减. 因此, 衍射光强主要分布在区间 $0 \leq x_3 \leq l$ 上.

对于 z 方向上的光强分布, 计算比较复杂, 无法给出解析表达式. 但通过数值计算, 我们发现: 在焦平面附近 z 方向的光强接近于洛伦兹分布, 光强分布区域的宽度与 $\lambda(Mf_3/w_{y_1})^2$ 成正比. 当 $2 < Mf_3/w_{y_1} < 50$ 时, 计算得到归一化光强 I_r 曲线如图 2 所示. 在图 2 中, 点线是根据 (4) 式计算得到的曲线, 实线是拟合曲线, 拟合曲线的方程为

$$I_r = \frac{K(x_3, 0, z)}{K(x_3, 0, \rho)}$$

$$= 0.085 + \frac{0.264}{4z_0^2 + 0.549^2}, \quad (10)$$

式中

$$z_0 = \frac{z}{(\sqrt{\lambda}Mf_3/w_{y_1})^2}.$$

光强分布曲线的半高宽为

$$\Delta z_{1/2} = 0.549\lambda \left(\frac{hf_3}{w_{y_1}}\right)^2 \exp\left(-4\frac{x^2}{w_{x_1}^2}\right), \quad (11)$$

且 $\Delta z_{1/2}$ 也随 x 的增大而减小.

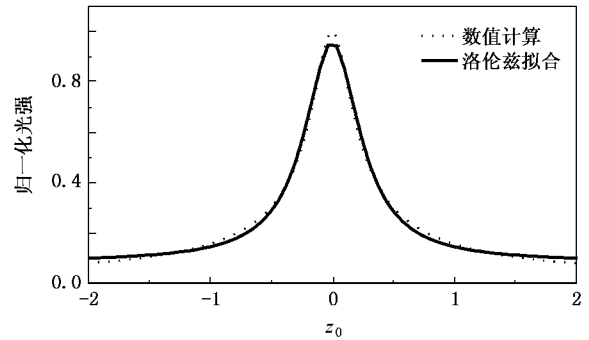


图 2 原子漏斗 z 方向上的相对光强分布

在垂直于 x 方向的平面内, 光强分布区近似于椭圆, 在 $0 \leq x_3 \leq l$ 范围内, 随着 x_3 的增大椭圆面积逐渐减小, 在空间形成一个漏斗形光强分布区域, 光强随 x_3 的增大而增大. 漏斗两端的横截面积之比为 $\exp(6l^2/w_{x_1}^2)$, 最大光强之比为 $\exp(4bl/w_{x_1}^2)$. 选择适当的参数, 可以得到实验所需要的漏斗形光强分布.

4. 原子漏斗的光学偶极势及其偶极力

当冷原子与红失谐光场相互作用, 且激光频率 ω_1 远小于原子共振频率 ω_a (失谐量 $\delta = \omega_a - \omega_1 \approx \omega_a$) 时, 光场与原子相互作用的偶极势 $U_d(\mathbf{r})$ 可按下式计算^[15]:

$$U_d(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2} \frac{\alpha_s}{[1 - (\omega_1/\omega_a)^2]} |E_{\text{ms}}|^2, \quad (12)$$

式中 α_s 是基态原子的标量极化率,

$$|E_{\text{ms}}|^2 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} K(\mathbf{r}),$$

其中 $K(\mathbf{r})$ 是光场的强度.

光场与原子相互作用的偶极力为

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = -\nabla U_d(\mathbf{r})$$

$$= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{\alpha_s}{[1 - (\omega_1/\omega_a)^2]} \nabla K(\mathbf{r}). \quad (13)$$

对于上述讨论的原子漏斗光强分布,可以证明:在垂直于漏斗轴线(透镜 L_3 的焦线)的平面内, $F(\mathbf{r})$ 指向漏斗的轴线;当 $b > 0$ 时, $F(\mathbf{r})$ 的轴向分量 F_x 沿 x 正方向,即从漏斗的输入端指向输出端,并随 x 单调增大;当照明光束沿 x 方向平移,即改变 b 的大小时,可实时地改变 F_x 的分布.

当用 $P = 4000 \text{ W}$, $\lambda = 10.6 \text{ }\mu\text{m}$ ($\omega_1 = 2\pi \times 2.83 \times 10^{13} \text{ Hz}$) 的 CO_2 激光照明本文提出的光学系统,并取 $w_{x_1} = 9.5 \text{ mm}$, $w_{y_1} = 2 \text{ mm}$, $f_0 = 40 \text{ mm}$, $f_3 = 20 \text{ mm}$, l

$= 10 \text{ mm}$, $b = 2.5 \text{ mm}$ 和 $h = 2$ 时,根据上述方案,我们计算了原子漏斗的光强分布,光强等值线如图 3 所示.图 3(a)是 xoy 平面上的光强等值线,图 3(b)是漏斗的输入端在 xoz 平面上的光强等值线,图 3(c)是输出端的光强等值线.结果表明:在输入端的最大光强 $K(0,0,0) = 3.0 \text{ GW/m}^2$,强度分布曲线的半高宽分别为 $\Delta y_{1/2} = 0.081 \text{ mm}$ ($\Delta y_{1/e^2} = 0.135 \text{ mm}$) 和 $\Delta z_{1/2} = 2.33 \text{ mm}$;而输出端的最大光强 $K(l,0,0) = 18.6 \text{ GW/m}^2$,强度分布曲线的半高宽分别为 $\Delta y_{1/2} = 8.2 \text{ }\mu\text{m}$ ($\Delta y_{1/e^2} = 11.5 \text{ }\mu\text{m}$) 和 $\Delta z_{1/2} = 19 \text{ }\mu\text{m}$.

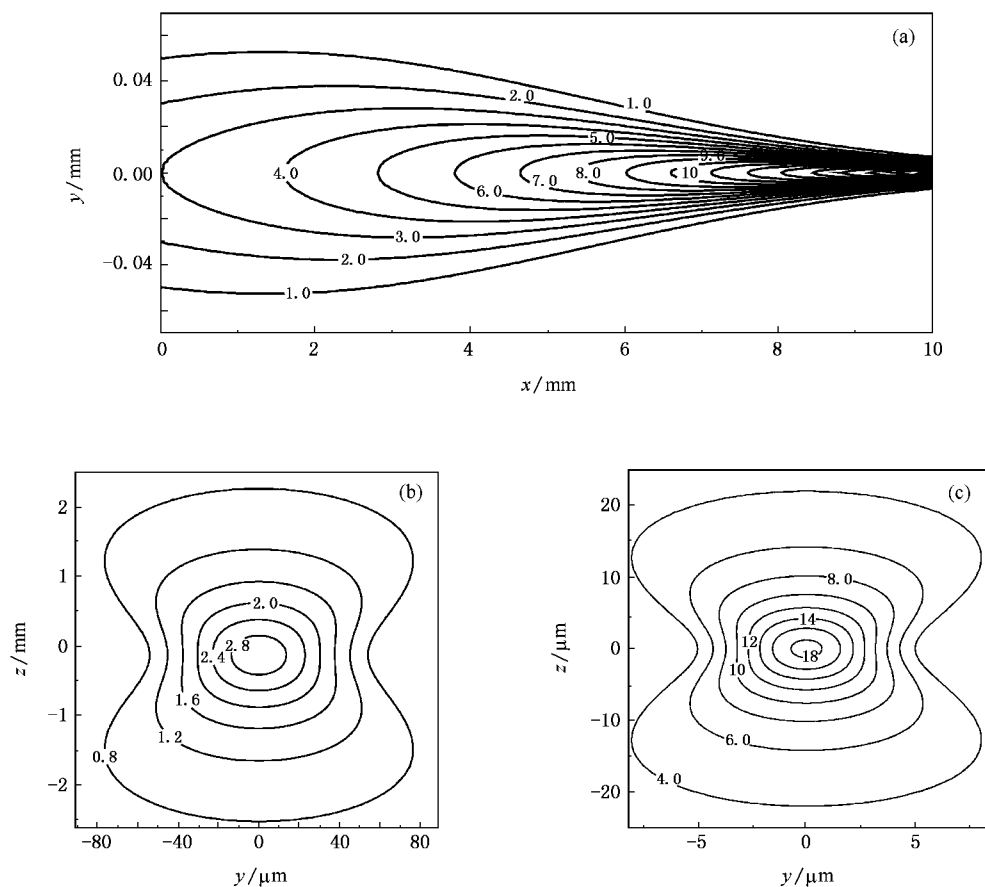


图 3 全光型原子漏斗的光强等值线 (a) xoy 平面上的光强等值线 (b) 漏斗输入端横截面上的光强等值线 (c) 输出端横截面上的光强等值线

对于 Na 原子,共振频率 $\omega_a = 2\pi \times 5.09 \times 10^{14} \text{ Hz}$, $\alpha_s = 2.7 \times 10^{-39} \text{ m}^2/\text{J}^{[16]}$,根据(12)式的计算,漏斗的输入端和输出端的最大偶极势分别为 111 和 $688 \text{ }\mu\text{K}$,远高于光学粘胶中 Na 原子的温度(约为 $30 \text{ }\mu\text{K}$).此外,我们还利用(13)式计算了原子漏斗的偶极力 $F(\mathbf{r})$,结果如图 4 所示.图 4(a)是在漏斗轴线上 $F(\mathbf{r})$ 的轴向分量 F_x 随 x 的变化关系,图 4(b),

(c)(d)(e)是漏斗输入端和输出端的 F_y - y , F_z - z 的曲线,图中偶极力的数值均以 Na 原子的重量 ($3.76 \times 10^{-25} \text{ N}$) 为单位.从图 4 可以看出: F_x 沿轴线方向从漏斗输入端指向输出端,其大小从 Na 原子重量的 1.48 倍增大到 9.22 倍,能为原子提供较大的轴向加速度; F_y 和 F_z 的方向均指向漏斗的轴线,其大小远大于 Na 原子重量,对原子有强大的聚焦能力.



以上计算足以说明,这种原子漏斗完全可以用于冷原子的表面光波导、聚焦、准直和分束器与干涉仪或微阱囚禁的有效装载以及原子喷泉实验.另外,由于

我们采用了低频激光照明,根据分子交流 Stark 效应,这种漏斗在分子光学中对冷分子也有类似的应用.

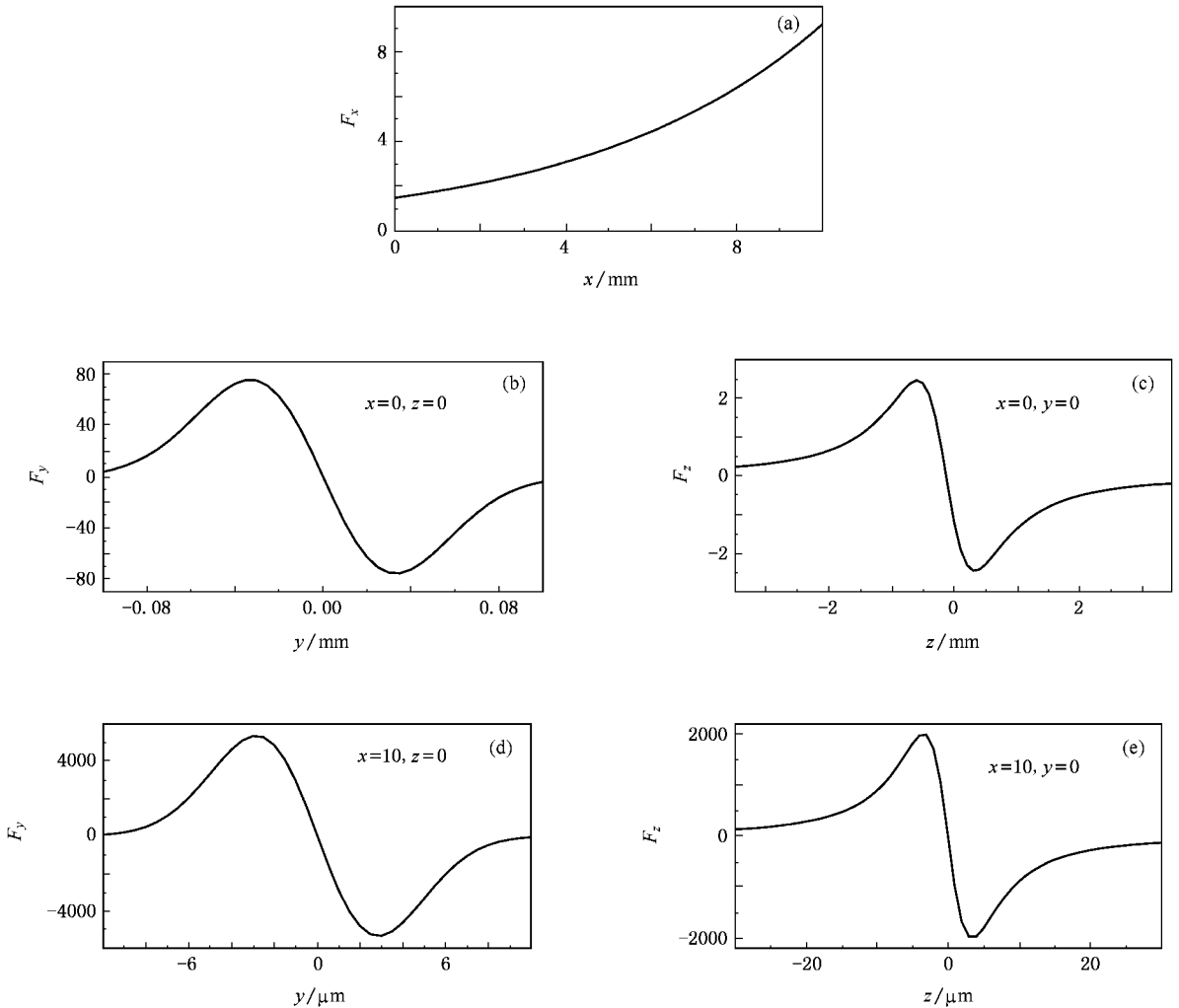


图4 全光型原子漏斗的偶极力分布 (a)漏斗轴线上 F_x - x 关系 (b)输入端 F_y - y 关系 (c)输入端 F_z - z 关系 (d)输出端 F_y - y 关系 (e)输出端 F_z - z 关系

5. 结 论

本文提出了一种产生全光型表面原子(分子)漏斗的新方案.在该方案中,三个柱面透镜组成光波整形和聚焦系统,采用红失谐椭圆高斯光束照明,可获得漏斗形光强分布区.分析和讨论了漏斗的光强分布与光学系统参数间的关系,并以 CO_2 激光与 Na 原子相互作用为例,计算了光偶极势和偶极力的分布.结果表明,这种原子漏斗能产生较高光学势和较

强的偶极力,所产生的偶极力场既能对原子起到强力的聚焦作用,又能使原子沿轴线方向加速,并且在实验操作过程中可以实时地操控偶极力的分布.这种漏斗不仅在原子光学中可用于冷原子的表面光波导、聚焦、准直和分束器与干涉仪或微阱囚禁的有效装载,而且在分子光学中也有类似的应用.因此,本文提出的原子漏斗方案在全光型集成原子光学和分子光学及其原子(分子)芯片的研究中都有着重要的潜在应用.

- [1] Riis E , Weiss D S , Moler K A *et al* 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1658
- [2] Nellessen J , Werner J , Ertmer W *et al* 1990 *Opt. Commun.* **78** 300
- [3] Scholz A , Christ M , Doll D *et al* 1994 *Opt. Commun.* **111** 155
- [4] Schiffer M , Christ M , Wokurka G *et al* 1997 *Opt. Commun.* **134** 423
- [5] Yu J , Djemaa J , Nosbaum P *et al* 1994 *Opt. Commun.* **112** 136
- [6] Ito H , Sakaki K , Ohtsu M *et al* 1997 *Appl. Phys. Lett.* **70** 2496
- [7] Yin J P , Zhu Y , Wang Y Z 1998 *Phys. Rev. A* **57** 1957
- [8] Key M , Hughes I G , Rooijackers W *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 1371
- [9] Liu N , Gao W , Yin J 2002 *Euro. Phys. J. D* **19** 137
- [10] Teo B K , Raithe G 2001 *Phys. Rev. A* **63** 031402
- [11] Cren P , Roos C F , Aclan A 2002 *Euro. Phys. J. D* **20** 107
- [12] Roos C F , Cren P , Lahaye T *et al* 2003 *Laser Phys.* **13** 605
- [13] Lahaye T , Vogels J M , Guntr K J *et al* 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 093003
- [14] Ji X M , Yin J P 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4659 (in Chinese [纪宪明、印建平 2005 物理学报 **54** 4659])
- [15] Takekoshi T , Yeh J R , Knize R J 1995 *Opt. Commun.* **114** 421
- [16] Friebe S , Scheunemann R , Walz J *et al* 1998 *Appl. Phys. B* **67** 699

A novel all-optical surface atomic (molecular) funnel^{*}

Ji Xian-Ming^{1,2)†} Lu Jun-Fa^{2,3)} Mu Ren-Wang^{1,2)} Yin Jian-Ping²⁾

¹ College of Science , Nantong University , Nantong 226007 , China)

² Key Laboratory for Optical and Magnetic Resonance Spectroscopy of Ministry of Education , Department of Physics , East China Normal University , Shanghai 200062 , China)

³ Department of Physics , East China Institute of Technology , Fuzhou 344000 , China)

(Received 27 July 2006 ; revised manuscript received 30 October 2006)

Abstract

We propose a novel scheme to build an all-optical surface atomic (or molecular) funnel using an optical system consisting of three cylindrical lenses , which can be used to produce a funnel-shaped intensity distribution near the focal plane of the last lens when the optical system is illuminated by a red-detuned Gaussian laser beam. We calculate the corresponding intensity distribution , the optical dipole potential and its dipole force for ²³Na atoms. Our study shows that the proposed atom (or molecular) funnel can be used for the efficient loading of cold atoms in the surface optical guid , beam splitter and interferometer and surface microtrap , and so on. So our funnel has important applications in the integrated atom optics and its atom chip.

Keywords : atomic funnel , molecular funnel , optical dipole potential , atom chip

PACC : 3280P , 3380P , 4250

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10674047 , 10434060) and the Natural Science Foundation of Institution of Higher Education of Jiangsu Province , China (Grant No. 04KJB140109).

[†] E-mail : jixm@ntu.edu.cn