

# 中性原子的激光导引及其应用\*

胡建军 印建平

(苏州大学理学院原子、分子与量子光学研究室 苏州 215006)

**摘要** 文章综述了采用中空光纤中红失谐高斯模式、红失谐高斯激光束、中空光纤中蓝失谐消逝波和蓝失谐暗中空光束实现中性原子激光导引的原理、方法和实验及其最新进展,并简单介绍了激光导引原子技术在原子光学领域中的应用。

**关键词** 中性原子,激光导引,中空光纤,暗中空光束,原子光学

## LASER GUIDING OF NEUTRAL ATOMS AND THEIR APPLICATIONS

HU Jian Jun YIN Jian Ping

(The Laboratory of Atom, Molecule and Quantum Optics, Suzhou University, Suzhou 215006, China)

**Abstract** The principle, methods and experimental progress of red-detuned laser guiding of neutral atoms in hollow optical fibers and in Gaussian laser beams are reviewed, as well as the blue-detuned evanescent-wave guiding of atoms in hollow fibers, and blue-detuned laser guiding of atoms in dark hollow beams. The potential applications of atomic guiding techniques in atom optics are briefly discussed.

**Key words** neutral atom, laser guiding, hollow optical fiber, dark hollow beam, atom optics

### 1 引言

近十年来,随着激光冷却和捕陷技术的快速发展,人们已经可以获得温度很低、密度很高的超冷原子样品。目前最低的原子温度可达 $\sim 3\text{nK}$ ,最高的原子密度可达 $\sim 10^{15}$ 原子/ $\text{cm}^3$ 。我们知道,随着冷原子温度的不断降低,其德布罗意波长将增大到可见光波长的量级,于是超冷原子作为一种新的德布罗意物质波,将表现出类似于光的波粒二象性,如冷原子束的偏转、聚焦、反射、衍射和干涉以及原子全息术等,特别是以原子孤子、原子物质波的四波混频等为代表的非线性光学现象和以玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)、原子激光等为代表的量子光学现象的不断发现,一个新的研究领域——原子光学诞生,并正在迅速发展。当然,在原子光学中,一个非常有意义的并且有着广泛应用前景的基本问题是如何实现中性原子的精确操纵与控制,为此人们提出了几种不同的原子波导方案。

1993年,俄罗斯Ol'shanii等人首先提出了利用中空光纤中红失谐高斯模式激光场来导引中性原子的新思想<sup>[1]</sup>,接着,1994年澳大利亚Marksteiner等人

提出了利用中空光纤中蓝失谐消逝波场导引中性原子的方法<sup>[2]</sup>,随后美国JILA的Cornell小组首先在实验上实现了上述两种原子激光导引方案<sup>[3-4]</sup>。由于光纤的柔软性,利用微米尺寸的中空光纤方可实现中性原子的弯曲波导和灵活操控,但因中空光纤的中空区域很小,约为微米量级,从而使得中空光纤中的真空度难以提高(导致热碰撞损耗增大),并且难以实现波导原子的消逝波冷却。1998年,苏州大学印建平等人提出了一种具有暗中空光束冷却效应的原子导引新方案<sup>[5]</sup>,法国Pruvost等人提出了一种利用红失谐高斯光束实现冷原子激光导引的方案<sup>[6]</sup>,并进行了相应的实验研究<sup>[6-8]</sup>。

除了上述冷原子的激光导引方法外,还有近年来发展起来的采用载流导线<sup>[9]</sup>、载流螺线管<sup>[10]</sup>和周期性排列的永久磁管<sup>[11]</sup>或周期性磁化的磁管<sup>[12]</sup>等实现的原子磁导引方案。由于激光导引中性原子的技术在原子刻印、原子漏斗、原子透镜、原子喷泉和

\* 国家自然科学基金(批准号:69878019)、江苏省自然科学基金(批准号:DK97139)、江苏省教育厅自然科学基金重点基金(批准号:00KJB140001)、苏州大学211专项基金资助项目  
2000-09-18收到初稿,2001-03-12修回

原子束准直等原子光学领域中有广泛的应用前景,本文将对原子激光导引的原理、方案与实验及其应用作一简单介绍.因篇幅限制,有关中性原子的磁导引及其应用,我们将另文介绍.

## 2 中性原子的激光导引原理、方案与实验

由于交流斯塔克效应,当一个二能级原子在非均匀激光场中运动时,将受到激光场的偶极力作用,其相互作用势由下式给出<sup>[1]</sup>:

$$U(\mathbf{r}) = \frac{\hbar \mathcal{Q}'}{2} \ln \left| 1 + \frac{2g^2(\mathbf{r})}{(\mathcal{Q}')^2 + \gamma^2} \right|, \quad (1)$$

式中  $\mathcal{Q}' = \omega - \omega_0 - k v_z$  是激光频率相对于原子共振频率的有效失谐量,  $g(\mathbf{r}) = d_{eg} E(\mathbf{r})/2\hbar$  是光场中某一点  $\mathbf{r}$  处的拉比频率,  $k$  是激光的波矢,  $2\gamma$  是原子从激发态  $|e\rangle$  到基态  $|g\rangle$  的自发跃迁速率,  $d_{eg}$  是偶极跃迁矩阵元,  $E(\mathbf{r})$  是光场的电场强度. 当  $\mathcal{Q}' < 0$  时,光场为红失谐,原子被吸引到光强最强处;而当  $\mathcal{Q}' > 0$  时,光场为蓝失谐,原子被推向光强最弱处. 因此,利用红失谐或蓝失谐光场对中性原子的这一偶极相互作用,即可实现冷原子的激光导引. 现将目前广泛应用的三种原子激光导引方案介绍如下.

### 2.1 中空光纤中红失谐高斯模式或红失谐高斯光束中的原子导引

当一束红失谐的高斯激光被耦合进入中空光纤的中空区域并选择激发出  $EH_{11}$  高斯模式时,中空光纤中高斯激光场产生的横向偶极力将吸引原子到光纤中空区域光强最强的地方,从而在光纤的轴上形成一个二维的横向势阱. 于是原子在光纤轴向不受任何限制的情况下可以被导引很长的距离. 此外,使用弯曲的中空光纤可以使原子沿着复杂的轨迹运动.

1995年, Cornell 小组首先在中空光纤中实现了中性原子的红失谐激光导引,其实验装置如图1所示<sup>[3]</sup>. 在实验中,一束红失谐的钛宝石高斯激光被聚焦经过第一个低真空 ( $10^{-6}$  Torr, 1 Torr = 133.3 Pa) 铷蒸汽室后耦合进入中空光纤的中空区域,在中空区域内激发出  $EH_{11}$  高斯模式并沿着中空光纤传播至第二个高真空探测室. 这里会聚的红失谐高斯激光束相当于一个原子漏斗,起着收集并漏出原子的双重作用,把蒸汽室中的冷原子有效地收集起来并导引入中空光纤,以便实现中空光纤中原子的激光导引. 对于中空直径为  $40\mu\text{m}$  的光纤,当  $ka \gg 1$  ( $k$  为波矢,  $a$  为光纤的中空直径), 并且模式直径定义

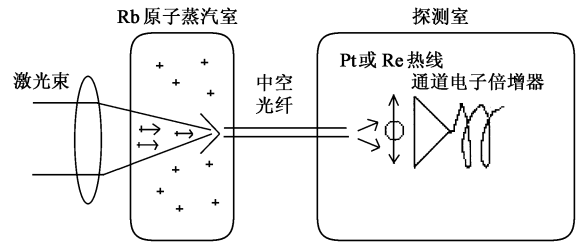


图1 中空光纤中激光导引中性原子的实验原理

为光强由峰值降为  $e^{-1}$  时的全宽度时,  $EH_{11}$  模的模式直径为  $22\mu\text{m}$  ( $< 40\mu\text{m}$ )。因此,被导引原子束的横向面积要比光纤内部中空区域的物理面积小得多,这样由于光纤内壁的范德瓦耳斯吸引势和量子隧道效应导致的原子损失就可以忽略.

自发辐射光子对原子的横向加热是限制原子导引距离的一个重要的因素. 假设原子的跃迁处在饱和状态,以至于原子自发辐射速率也趋于饱和值  $\gamma$ , 则辐射  $N = \gamma\tau$  个光子后横向能量的积聚为  $E_t = N(\hbar k)^2/2m$ . 当  $E_t = \Delta U$  时,可以得到平均导引时间  $\tau = 0.12\text{ms}$ , 相应的平均导引距离为  $v_{zav} \tau = 40\text{m}$ . 然而,对于冷原子导引,由于原子的轴向速度较低(将导致较长的导引时间),因而这种自发辐射对冷原子的加热效应不仅造成原子相干性的大量丢失,而且导致原子导引效率的下降,典型的实验导引效率为  $2\% - 3\%$ <sup>[3,13]</sup>.

最近, Pruvost 等人利用红失谐的 Nd: YAG 高斯激光束(波长为  $1.064\mu\text{m}$ ) 实现了冷的  $^{87}\text{Rb}$  原子的激光直接导引<sup>[6]</sup>, 实验装置如图2所示. 由于  $^{87}\text{Rb}$  原子  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$  的共振频率为  $0.795\mu\text{m}$ , 其失谐量很大, 所以利用这种超大的红失谐激光导引原子时,原子的自发辐射效应可以忽略不计. 对于会聚的红失谐

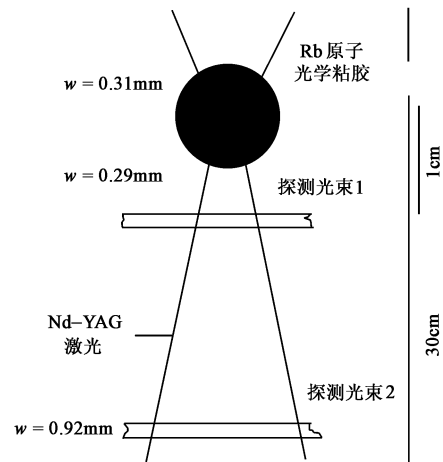


图2 高斯光束导引中性原子的实验原理

高斯激光束,由偶极力产生的势阱加深,可导引的原子横向速度相应提高,这样导引的效率可以提高,而且原子束的强度可以大大提高(实验中可达3个数量级<sup>[6]</sup>).此外,由于绝热压缩(也即绝热加热),原子的横向温度将会提高.对于发散的失谐高斯激光束,被导引的原子将经历着与上述会聚光束导引相反的过程.显然,由于绝热膨胀(也即绝热冷却),原子的横向温度将进一步降低.Pruvost 等人在实验上详细研究了<sup>87</sup>Rb 原子在红失谐的 Nd:YAG 高斯激光束的激光导引、绝热加热与绝热冷却,得到了40%的导引效率和2.5μK的超冷原子样品<sup>[6]</sup>.

## 2.2 中空光纤中蓝失谐消逝波光场中的原子导引

利用中空光纤中蓝失谐消逝波光场来实现原子导引的思想是由 Marksteiner 等人首先提出的<sup>[2]</sup>.随后 Ito 等人详细研究了中空光纤中蓝失谐消逝波导引原子的光学势<sup>[14]</sup>.根据(1)式,当失谐量  $\omega' > 0$  时,由消逝波产生的势垒对原子具有排斥作用,即原子将被蓝失谐消逝波光场产生的偶极力推向中空光纤中光强为零的区域.如果此时原子具有轴向速度,则原子将在消逝波场的作用下沿着光纤轴向运动,这就是蓝失谐消逝波光场导引原子的基本原理.中空光纤通常由中空区域、纤芯和敷层组成,其横截面如图3所示.三层介质的折射率需满足如下关系:

$$n_1 > n_2 > n_0 = 1, \quad (2)$$

这里  $n_0$ 、 $n_1$  和  $n_2$  分别是中空区域(真空区域)、纤芯和敷层的折射率.通常中空区域的直径和圆柱型纤芯的厚度分别记为  $2a$  和  $d$ ,敷层的直径取为无穷大.

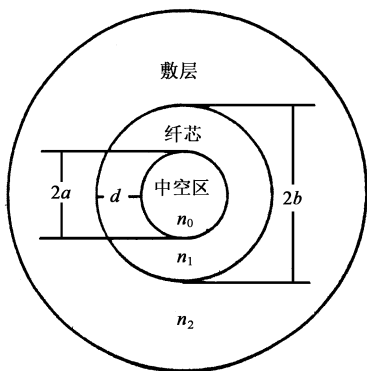


图3 圆柱形中空光纤的剖面图

当一束蓝失谐的激光被聚焦耦合进入中空光纤的纤芯,并选择激发  $LP_{01}$  (或  $HE_{11}$ ) 模式时,在中空光纤的内壁附近将产生消逝波光场.由于中空区域和纤芯的折射率之比很大<sup>[2,14]</sup>,消逝波将被限制在

离纤芯内壁很近的区域内( $\sim 0.7\lambda$ ).由于纤芯内壁的范德瓦耳斯势<sup>[4]</sup>

$$U_{vdw} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(\epsilon - 1)}{(\epsilon + 1)} \frac{\langle g | d^2 | g \rangle}{8k_B x^3} \quad (3)$$

对原子的吸引,使得原子有可能被粘附到纤芯的内壁上.因此,在纤芯中传播的消逝波光场的强度存在着一个阈值,也即只有当中空区域内消逝波所产生的排斥力大于范德瓦耳斯力时,原子才可能被有效地导引.(3)式中, $\epsilon$ 为介电常数, $x$ 是消逝波光场中某一点到纤芯内壁的距离, $\langle g | d^2 | g \rangle$ 是偶极算符平方矩阵元.另外,由于多种光学模式之间的干涉对消逝波的调制作用,当原子处在调制的“暗”处时,消逝波对原子的排斥力减小,于是原子就可能被范德瓦耳斯力吸引到纤芯的内壁上而损失掉.

JILA 小组首先实现了中性原子的消逝波激光波导<sup>[4]</sup>,但其波导效率较低.随后,Ito 等人也进行了中空光纤中蓝失谐消逝波导引原子的实验研究,其实验装置如图4所示<sup>[15]</sup>.当光纤中空区域的直径  $d = 7\mu\text{m}$ ,纤芯厚度为  $3.8\mu\text{m}$ ,光纤长度  $L = 3\text{cm}$ ,波导激光的功率  $P = 280\text{mW}$  时,在<sup>85</sup>Rb 原子的  $F = 3$  的态上,他们获得的波导效率为43%,而在<sup>87</sup>Rb 原子的  $F = 2$  的态上,相应的波导效率为50%.得到如此高的波导效率是因为利用了准直得很好的原子束和很强的消逝波光场.当失谐  $\omega' = 3\text{GHz}$ ,根据(1)式得到的势阱深度相当于120mK,与之相对应的原子最大横向俘获速度为3.4m/s.由于被准直原子束的横向最可几速度为0.3m/s,故进入光纤中空区域的原子基本上都可以被导引.此外,选择波导激光的不同失谐量并利用上述消逝波导引原子的实验装置,还可以进行同位素原子的分离和原子激光光谱的研究<sup>[15]</sup>.

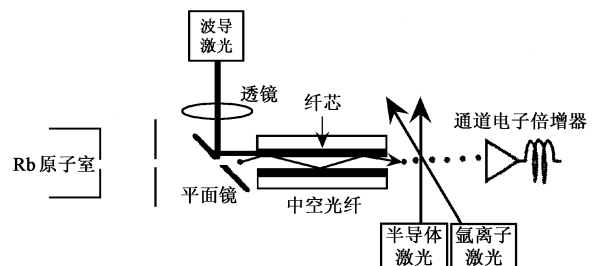


图4 消逝波激光导引原子的实验原理

由于在原子光的许多实验中,特别是原子列印实验,需要用到亚稳态的He原子,故最近 Dall 等人采用不同几何形状的中空光纤实验研究了亚稳态He原子的多模消逝波波导<sup>[16]</sup>.然而,当原子的德布

罗意波长与中空光纤的中空区域直径相当时,实现高效率的单模原子波导也是可能的.

### 2.3 蓝失谐暗中空光束中的原子导引

由于蓝失谐消逝波波导原子的主要缺点有:(1)存在着由腔内 QED 效应造成的吸引势,导致原子的损失和波导效率的下降;(2)消逝波的能量很小,波导激光的绝大部分能量将被浪费;(3)由于中空光纤的中空区域约为微米量级,从而使得中空光纤中的真空度难以提高(导致热碰撞损耗增大),并且难以实现波导原子的消逝波冷却.故一种利用蓝失谐暗中空光束实现原子导引的新思想被提出<sup>[5]</sup>.

产生暗中空光束的方法有很多种<sup>[17]</sup>,其中中空光纤法<sup>[18]</sup>也是一种简单的方法,其原理是让一束聚焦的高斯激光耦合进入微米级的中空光纤并选择激发  $LP_{01}$  模式,此  $LP_{01}$  模输出光束经过显微准直后即可得到一远场发射角很小的暗中空光束(DHB).如果暗中空光束对原子的共振频率是蓝失谐( $\mathcal{O}' > 0$ )的,则在中空光束内部将产生与消逝波类似的对中性原子的排斥势,于是在中空光束中运动的原子将受到一个将它推向光束中心的偶极力作用.由于原子与蓝失谐中空光束的相互作用区域不存在来源于介质表面的 Casimir - Polder 和范德瓦耳斯吸引力,故利用暗中空光束导引中性原子将比消逝波更为有利.此外,由于 Sisyphus 效应,蓝失谐中空光束自身感应的强度梯度冷却可进一步冷却导引原子的横向温度,其二维平衡动量  $p_{rms}$  (或温度)可由下式估计<sup>[5]</sup>:

$$-\frac{2}{3} \frac{\Delta_{hs}}{\mathcal{O}' + \Delta_{hs}} \left| \frac{p_{rms}}{\hbar k} \right|^2 + \frac{1}{q_{RPB}^2} + \frac{1}{1 - q_{DHB}} = 0, \quad (4)$$

式中  $\Delta_{hs}$  是三能级原子的两个基态的精细分裂,  $q_{RPB}$  和  $q_{DHB}$  分别是原子吸收再抽运光束(RPB)和 DHB 后自发跃迁到较低的精细基态的跃迁几率.对于  $^{85}\text{Rb}$  原子,当  $\mathcal{O}' = 0.5\text{GHz}$  时,由(4)式得到横向平衡温度约为  $1.2\text{K}$ <sup>[5]</sup>.

采用暗中空光束实现原子导引的实验装置如图 5 所示<sup>[7]</sup>.对于  $P_0 = 100\text{mW}$  的激光,当  $\mathcal{O}' = 0.1\text{GHz}$ ,暗中空光束的光学势垒高度将由  $Z$ (波导距离) =  $100\text{mm}$  处的  $13\text{mK}$  降至  $Z = 1200\text{mm}$  处的  $3\text{mK}$ <sup>[9]</sup>,这么高的势垒几乎可以捕获所有来自磁光陷阱(MOT)的冷原子.此外,暗中空光束的光学势垒宽度的变化范围通常为  $0.1 - 1\text{mm}$ ,比中空光纤中消逝波的势垒宽得多,这样,光学势与原子的相互作用时间就很长,以便达到提高原子导引效率的目的.

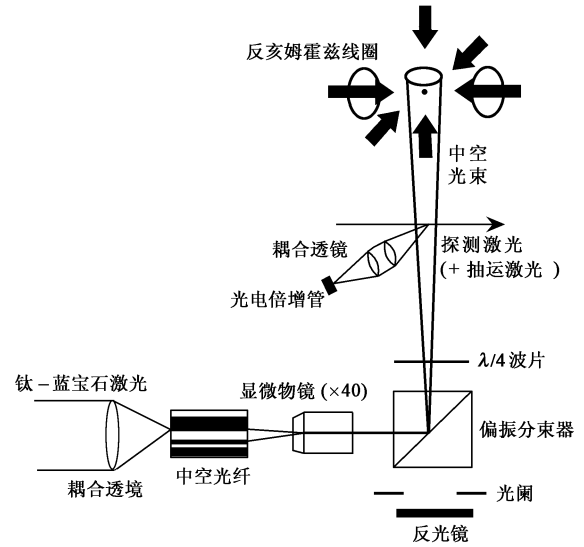


图 5 中空激光束导引原子的实验原理

接着, Jhe 小组进一步研究了暗中空光束中  $^{85}\text{Rb}$  原子的激光导引,并获得了较好的实验结果<sup>[8]</sup>.在实验中,他们利用中空光纤(内径和外径分别为  $2\mu\text{m}$  和  $6\mu\text{m}$ )法产生了一准直的  $LP_{01}$  模输出中空光束,其输出功率为  $180\text{mW}$ .当波导距离为  $11\text{cm}$  时,最高的波导效率可达  $20\%$ .限制波导效率进一步提高的主要因素是自发辐射的作用使得被导引的原子跃迁到了非囚禁态  $|g_2\rangle$  而损失掉.因此如果采用光抽运技术使得被导引的原子始终处于囚禁态  $|g_1\rangle$ ,则可大大提高冷原子的波导效率.实验表明,波导效率与中空光束的失谐量、激光强度以及原子的初始温度密切相关.

## 3 激光导引中性原子技术的应用

### 3.1 原子沉积(原子刻印)

利用中性原子制作一个亚微米结构的器件是原子光学领域中的热门课题之一,特别是冷原子或原子束的光学操控在制作纳米材料方面更令人感兴趣.由于存在着衍射极限,利用光学方法实现中性原子的光学沉积或光学刻印在操控原子的空间精度方面受到了一定的限制.为了得到更小的诸如量子点那样的三维结构,在超越衍射极限的情况下,精确地控制少数原子对于光学沉积或光学刻印来说是必不可少的.

近年来,利用中空光纤实现消逝波波导原子的实验已经获得成功.消逝波的优点是不受衍射极限的限制,因此可以利用消逝波来实现任意形状和原

子级大小的原子沉积或刻印工作.实验证明,利用消逝波波导原子对于实现纳米级的点型结构和精确控制原子的数目是非常有用的<sup>[21]</sup>,而利用弯曲的中空光纤可以使波导的原子对准基底上的任何一点.因此,利用中空光纤波导的冷原子在空间上可以精确控制到纳米量级,这种控制精度虽受原子德布罗意波长的衍射极限制约,但已经超过可见光的衍射极限.目前,通过激光失谐量的选取,原子沉积的精度可以控制在10个原子以下.另外,利用直径为300nm的中空光纤可以将波导原子控制在超过可见光衍射极限的次波长范围<sup>[21]</sup>.

### 3.2 原子漏斗

一束超冷的、强的和连续相干的原子束在原子光学领域中都有着很多重要的应用,如原子干涉、原子刻印和原子全息术等.一个高密度的原子装载可以通过MOT得到,但是当MOT关闭,并且囚禁的原子被释放后,由于在自由落体过程中冷原子云的发散而无法形成一个低速、高强度的冷原子束.因此,人们希望通过一个原子漏斗从MOT中收集足够多的冷原子,并形成一高亮度的、被压缩的冷原子束.通过原子漏斗产生一低速、高强度的原子束是由Riis等人首先证实的<sup>[22]</sup>.后来,基于各种用途,几种不同的原子漏斗方案分别被提出并进行了实验研究<sup>[23-25]</sup>,其中消逝波原子漏斗的收集效率为最高,可达~50%,但是从原子漏斗输出的Rb原子温度为80 $\mu$ K,比MOT中原子的初始温度(10 $\mu$ K)高得多<sup>[26]</sup>.这表明这样的原子漏斗对冷原子具有显著的加热效应.

最近,一个由超短的微米尺寸中空光纤和蓝失谐中空激光束串联而成的原子漏斗<sup>[27]</sup>方案被提出并研究,其漏斗效率可达95%.这种原子漏斗在光学物理和原子光学等领域有着十分重要的应用:例如超高分辨激光光谱术、原子频率基准、冷原子的碰撞、原子干涉和原子全息术.同样,它也可应用于各种原子光纤装置:如原子光纤腔、原子光纤分束器、原子光纤干涉仪和原子光纤激光等.

### 3.3 原子透镜

早在1987年,Balykin<sup>[28]</sup>等人提出采用会聚的蓝失谐Doughnut光束来实现原子束聚焦的原子透镜思想.如果原子以德布罗意波的形式存在,Doughnut激光束产生的势场对原子束中冷原子的作用与光学中的物镜对光波的作用相类似.通过计算物镜焦平面上激光场的分布,可以确定透镜的焦距、孔径和像差.这种利用激光将原子束聚焦就可以得到与光学

中的透镜特性相同的原子光学器件——原子透镜.原子透镜在原子刻印、原子成像和原子显微术等方面有着重要的应用.Balykin等人的研究表明<sup>[28]</sup>,在一定的条件下,采用蓝失谐Doughnut激光束,原子透镜的空间分辨能力可达1 $\text{\AA}$ .

虽然利用红失谐TEM<sub>00</sub>模的高斯激光束也能构成一原子透镜,但是在这种原子透镜中,原子将被会聚到光强最大的原子束轴上,因而原子在激光导引的过程中大部分时间处在光强最强的区域内,原子自发辐射引起的横向速度扩散很严重,使得原子透镜的空间分辨能力难以提高,通常焦斑直径仅为30 $\mu\text{m}$ <sup>[29]</sup>.1991年,Gallatin等人采用路径积分技术<sup>[30]</sup>,就Doughnut激光原子透镜的性能进行了详细的理论研究与分析,他们发现Balykin等人采用的薄透镜近似不能成立,而且Doughnut激光原子透镜可能达到的空间分辨能力约为10 $\text{\AA}$ ,而不是~1 $\text{\AA}$ .

### 3.4 原子喷泉

磁光陷阱已成为原子光学领域中应用最广泛的冷原子源,但是要从MOT中无损耗地获取原子束或原子喷泉受到了很大的限制,其中最主要的限制是冷原子的横向扩散效应.通常冷原子束可以利用运动的光学粘胶从二维的MOT或原子漏斗中获得,利用运动的光学粘胶获得的冷原子束或原子喷泉的原子密度在空间将以时间的3次方衰减,因此采用激光导引技术可有效地消除这种原子密度的降低.

不会引起加热的保守力可以通过磁场或大失谐的激光来实现,但激光导引更具优点,因为它可以将原子束会聚到一很小的束斑,并且这种导引可以瞬间开启或关闭.最近,Szymaniec等人在原子喷泉实验中采用红失谐高斯激光束来导引原子喷泉中的冷原子束,并获得了50倍的原子束通量的增强<sup>[31]</sup>,从而可望大大提高原子喷泉中的探测信噪比及其频率稳定度.事实上,利用蓝失谐中空光束来导引原子喷泉中的冷原子束可以得到更低的加热效应,因为这种导引机制将原子排斥到光强最弱的区域,在那里原子自发辐射和光子散射效应最低.

此外,利用蓝失谐的圆柱形暗中空光束(CDHB)或高阶贝塞尔-高斯光束(BGB)时,也可实现冷原子束的激光导引、冷却和准直<sup>[32]</sup>.研究表明,来自MOT的冷原子经过CDHB冷却与准直后,即可获得一低速、强原子束,其横向最小速度可达2cm/s(~1.4 $\mu$ K)、亮度为 $2 \times 10^{13}$  atoms/sr $\cdot$ cm<sup>2</sup> $\cdot$ s,发散角约为5mrad,导引效率可达99%,相应的原子径向速度的变化范围为0.2—3.5m/s,这非常适合于冷原子的磁

撞研究<sup>[32]</sup>.如果将上述冷原子束的激光冷却和准直技术与中空光束原子透镜相结合时,即可构成一种新颖的计算机控制的原子光刻技术<sup>[32]</sup>.

### 参 考 文 献

- [ 1 ] O' shanii M A *et al.* Optics Commun. ,1993 ,98 :77
- [ 2 ] Marksteiner S *et al.* Phys. Rev. ,1994 ,A50(3) :2680
- [ 3 ] Renn M J *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1995 ,75(18) :3253
- [ 4 ] Renn M J *et al.* Phys. Rev. ,1996 ,A53(2) :R648
- [ 5 ] Yin J P *et al.* Phys. Rev. ,1998 ,A58(1) :509
- [ 6 ] Pruvost L *et al.* Opt. Commun. ,1999 ,166 :199
- [ 7 ] Yin J P *et al.* J. Kore. Phys. Soc. ,1998 ,33(3) :362
- [ 8 ] Xu X Y *et al.* Phys. Rev. ,1999 ,A60(6) :4796
- [ 9 ] Schmiedmayer J. Phys. Rev. ,1995 ,A52 :R13 ; Phys. Rev. Lett. ,1999 ,82 :2014
- [ 10 ] Richmond J A *et al.* Acta Phys. Slovaca ,1998 ,48 :481
- [ 11 ] Gœpfert A *et al.* Appl. Phys. ,B69 :217
- [ 12 ] Li D J *et al.* Opt. Commun. ,160 :72
- [ 13 ] Renn M J *et al.* Phys. Rev. ,1997 ,A55(5) :3684
- [ 14 ] Ito H *et al.* Opt. Commun. ,1995 ,115 :57
- [ 15 ] Ito H *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1996 ,76(24) :4500
- [ 16 ] Dall R G *et al.* J. Opt. ,1999 ,B1(1) :396
- [ 17 ] 刘南春等. 物理 ,2000 ,29(4) :220 [ Liu N C *et al.* Wuli (Physics) ,2000 ,29(4) :220(in Chinese) ]
- [ 18 ] Yin J P *et al.* Opt. Commun. ,1997 ,138 :287
- [ 19 ] Yin J P *et al.* J. Opt. Soc. Am. ,1998 ,B15(1) :25
- [ 20 ] Yan M *et al.* J. Opt. Soc. Am(B) ,2000 ,17 :1817
- [ 21 ] Ito H *et al.* Appl. Phys. Lett. ,1997 ,70(19) :2496
- [ 22 ] Riss E *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1990 ,64 :1658
- [ 23 ] Yu J *et al.* Opt. Commun. ,1994 ,112 :136
- [ 24 ] Swanson T B *et al.* J. Opt. Soc. Am. ,1996 ,B13 :1833
- [ 25 ] Schiffer M *et al.* Opt. Commun. ,1997 ,134 :423
- [ 26 ] Ito H *et al.* Phys. Rev. ,1997 ,A56 :712 ;
- [ 27 ] Yin J P *et al.* Phys. Rev. ,1998 ,A57(3) :1957
- [ 28 ] Balykin V I *et al.* Opt. Commun. ,1987 ,64(2) :151
- [ 29 ] Bjorkholm J E *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1978 ,41 :1361 ; Opt. Lett. ,1980 ,5 :111
- [ 30 ] Gallatin G M *et al.* J. Opt. Soc. Am. ,1991 ,B8(3) :502
- [ 31 ] Szymoniec K *et al.* Europhys. Lett. ,1999 ,45(4) :450
- [ 32 ] Yin J P *et al.* J. Opt. Soc. Am. ,1998 ,B15(8) :2235

• 物理新闻 •

## 疯牛病与物理学( The Physics of Prion Diseases)

疯牛病是一类无法医治的神经变异类疾病,它起源于一种变异的蛋白质称为疯牛病病毒或 Prion 病毒.近年来在欧洲牛群中爆发的疯牛病已经以 CJD 病毒( creutzfeldt- Jacob diseases) 形式成为一种对人类健康有威胁的疯牛病传染病毒.

众所周知,国际医药界对这种异常的疯牛病病毒已作了大量的研究工作.最近美国加州大学 Davis 分校以 R. Singh 教授为首的物理学家们也在开展这方面的工作,他们提出了一个简单的统计模型来解释疯牛病的传染过程.他们的模型是假定 CJD 病毒是均匀且低强度地在全球范围内分布,但具有很强的复制能力,并有一定的潜伏期.这种观念是符合疯牛病传染的物理与化学过程的.

整个模拟是在二维点阵上进行的,首先设有少量的疯牛病病毒作为种子存在于点阵上,然后它会感染给其他神经细胞而使其变异为疯牛病病毒,当疯牛病病毒逐渐聚集到足够多时,各种生化过程就会遭到破坏而引起神经细胞的跳跃变异,从而会引发疯牛病,最后将受害者引向死亡.

这个模型为我们描述了疯牛病病毒如何通过侵害神经系统而引发死亡的暗淡图像.科学家们将交叉种类的病毒引入这个模型中,例如有一类疯牛病能感染田鼠的神经系统,它也会感染仓鼠,但有时对仓鼠来说是致命的病毒却对其他鼠类无害.为此在模型中注入一些对仓鼠有害的病毒到一般的病毒中去,这时两种病毒会发生抗争,最终会奇迹般地使疾病的传染速度显著变缓.这种让两种病毒相互克制的方法并不能根治疯牛病,但可使像 CJD 类疾病传染的潜伏期延长,另外这种有关传染的模型也能帮助我们预防疯牛病的爆发——如在 20 世纪 90 年代发生在英国的疯牛病.

(云中客摘自 Physical Review Letters ,30 July ,2001)