

## 激光冷却俘获中性钠原子的实验研究

任珂娜<sup>1,2</sup>,师振莲<sup>1,2</sup>,孟增明<sup>1,2</sup>,王鹏军<sup>1,2\*</sup>

(1. 山西大学 光电研究所,量子光学与光量子器件国家重点实验室,太原 030006;

2. 山西大学 极端光学协同创新中心,太原 030006)

**摘要:**采用二维磁光阱预冷却俘获钠原子,可以为处于高真空的三维磁光阱提供高效冷原子源,其中包括两级原子冷却系统真空腔的设计,冷却俘获探测原子和操控原子自旋态的光路设计。描述了利用永磁铁组构建二维磁光阱所需的中心四极磁场并将边缘磁场用于塞曼减速。通过优化实验参数实现了在三维磁光阱中俘获约  $10^8$  个钠原子。

**关键词:**钠原子;磁光阱;冷却俘获

中图分类号:O431

文献标志码:A

文章编号:0253-2395(2018)01-0153-07

### Study on Laser Cooling and Trapping Neutral Sodium Atoms

REN Kena<sup>1,2</sup>,SHI Zhenlian<sup>1,2</sup>,MENG Zengming<sup>1,2</sup>,WANG Pengjun<sup>1,2\*</sup>

(1. Institute of Opto-Electronics, State Key Laboratory of Quantum Optics

and Quantum Devices, Shanxi University, Taiyuan 030006, China;

2. Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

**Abstract:** We present a novel type of compact atomic source delivering cold sodium atoms with state-of-the-art fluxes. Sodium atoms are firstly slowed down and captured in a two-dimensional magneto-optical trap (2D MOT), the cold sodium atom source in a 2D MOT thus realized represents a compact and convenient alternative to the classic one for loading a large number of atoms in a three-dimensional magneto-optical trap (3D MOT). We show how a shrewd choice of magnetic fields and the addition of a further laser beam results in higher yields of the atomic source. The results indicate that a description of the atomic source working principle with details of the vacuum system, optical, and magnetic setup. We achieve an atomic number exceeding  $10^8$  atoms loaded in a 3D MOT.

**Key words:** Sodium Atoms; magneto-optical trap; cooling and trapping

### 0 引言

由于人们很早就已经对钠原子的能级结构有了深刻的了解,所以中性钠原子被选择作为最初科学家尝试实验冷却的原子,结合中性钠原子在零磁场附近正常的散射特性(在磁场为零处,原子的  $s$  波散射长度为  $2.75 \text{ nm}, 52a_0$ )以及很好的碰撞特性(大的弹性碰撞截面和小的非弹性损耗<sup>[1]</sup>),使得中性钠原子有幸于

\* 收稿日期:2017-01-12;接受日期:2017-02-22

基金项目:国家重点基础研究发展计划(2016YFA0301602);国家自然科学基金(11234008;11361161002;11474188);山西省自然科学基金(2014011008.2)

作者简介:任珂娜(1992-),女,山西太原人,硕士研究生,主要研究方向为冷原子、BEC。E-mail:rkn920911@163.com

\* 通信作者:王鹏军(WANG Pengjun),E-mail:pengjun\_wang@sxu.edu.cn

引文格式:任珂娜,师振莲,孟增明,等.激光冷却俘获中性钠原子的实验研究[J].山西大学学报(自然科学版),2018,41(1):153-159.

1995年被冷却到玻色爱因斯坦凝聚体,它是最初实现玻色爱因斯坦凝聚体的两种中性原子之一<sup>[2-3]</sup>,并且可以在实验上获得大数目的凝聚体( $>10^8$ )<sup>[4-5]</sup>。这些特性可以保证实验上协同冷却其他的碱金属原子,比如 $^6\text{Li}$ <sup>[6]</sup>, $^{40}\text{K}$ <sup>[7]</sup>。科学家也是首次在中性钠原子中观测到了 Feshbach 共振,利用 Feshbach 共振技术可以任意调节原子之间的相互作用,实现原子之间由相互排斥到相互吸引,所以中性钠原子在近几十年一直是研究热点。最近在超冷分子领域,寻找一种化学性质稳定的、可以长时间处于绝对基态的异核超冷分子成为研究热点,文献[8]中指出 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ , $^{23}\text{Na}^{87}\text{Rb}$ <sup>[9]</sup>, $^{23}\text{Na}^{133}\text{Cs}$ 都是化学稳定的异核双原子分子,其中 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 作为唯一的具有费米特性的分子尤其引人关注,并且其具有很大的电偶极矩<sup>[10-13]</sup>。

虽然中性钠原子有很多优点,但是冷却钠原子存在许多困难。主要困难是激光光源的获得和原子源的获得。目前可以直接输出 589 nm 的激光器(对应于钠原子的  $D_2$  吸收线)大多为染料激光器,但染料激光器体积庞大,价格昂贵且使用寿命有限<sup>[14-17]</sup>。另外钠原子无法直接从背景气体中俘获,广泛采用塞曼减速器将加热到  $200^\circ\text{C}\sim 300^\circ\text{C}$  的钠原子减速,再采用三维磁光阱对原子俘获,这就使得实验装置比较庞大<sup>[18-21]</sup>。目前存在一种简易装置,首先采用化学反应置换出钠原子,然后通过紫光照射真空系统,实现钠原子从真空气室壁上解吸附(玻璃气室或者钛组成的金属气室)增加背景气体中的钠原子密度<sup>[22-23]</sup>。实验上我们近期采用永磁铁组为二维磁光阱和塞曼减速器提供所需磁场实现钠原子的预冷却俘获,为三维磁光阱提供高效的冷原子源<sup>[24-26]</sup>。

本文主要介绍实验上实现钠原子在二维磁光阱中的预冷却俘获,这为处于高真空的三维磁光阱提供了高效的冷原子源。主要包括原子冷却系统的真空腔的设计、用于磁光阱冷却俘获原子、探测原子和操控原子自旋态的激光设计。详细介绍了实验上如何采用永磁铁来实现钠原子的二维磁光阱的预冷却俘获以及利用永磁铁在竖直方向的边缘磁场实现钠原子的塞曼减速,极大地简化了实验装置。

## 1 真空系统

实验上,采用两级真空气室的构造、二维磁光阱部分和三维磁光阱部分,如图 1(a)所示。二维磁光阱部分主要由六面体的无磁不锈钢组成,其中有五个面的封口处由 CF16 法兰连接观察窗口,另一面连接装有钠原子源的中空无氧铜管,同时由 40L 的离子泵来保持二维磁光阱的真空度,其真空度较低,约为  $1.0\times 10^{-8}$  Pa。三维磁光阱主要由玻璃真空腔构成,真空度约为  $1.0\times 10^{-9}$  Pa,连接 150 L 的离子泵保证高真空度。较高的真空度保证原子与背景气体存在较低的碰撞率,有利于提高原子在磁阱和光阱中的寿命。这两个真空部分由内部直径  $d=6$  mm,长度为  $l=190$  mm 的差分管连接,带入公式  $C=12 d^3/l[L/s]$ <sup>[27]</sup>得出差分管的导气率为  $C_{tube}=0.136$  L/s,其中公式中的参数以 cm 为单位计算。理论计算在差分管的影响下二维磁光阱腔室和三维磁光阱腔室真空气压比值为:

$$\frac{P_{3D}}{P_{2D}} = \frac{C_{tube}/S_{pump}}{1 + C_{tube}/S_{pump}} \approx 0.34 \times 10^{-3}, \quad (1)$$

式中, $P_{3D}$ 表示三维磁光阱腔室的真空气压强, $P_{2D}$ 表示二维磁光阱腔室的真空气压强, $C_{tube}$ 表示差分管的导气率, $S_{pump}$ 表示离子泵的导气率。计算结果说明两级真空腔室的压强差三个数量级。

关于二维磁光阱和钠原子源的设计,我们参考了 Tiecke 和 Lamporesi 等人在实验中有关二维磁光阱腔室的几何结构<sup>[25-26]</sup>。二维磁光阱腔室包括五个窗口,窗片上镀 589~780 nm 的  $0^\circ$ 增透膜,保证几束原子冷却光的透射,如图 1(b)所示。两束冷却俘获光由斜  $45^\circ$ 入射,经  $0^\circ$ 反射镜反射后对射,实现原子的二维冷却和俘获。竖直方向的窗口,用于塞曼减速光的注入。腔室的正下方通过 CF16 法兰,连接一根中空的无氧铜管,其中放置钠原子的玻璃泡,钠原子已经工业提纯至质量分数 99.99%。实验过程中需要挤压无氧铜管,使其中的玻璃泡破碎,然后加热铜管外壁至  $200^\circ\text{C}$ 附近(钠的熔点  $T_m=97.8^\circ\text{C}$ ),以获得钠原子蒸汽,此时钠原子的平均速度约为  $v = \left[ \frac{2k_B T_0}{m} \right]^{1/2} \approx 587$  m/s,其中  $k_B$ 是玻尔兹曼常量, $T_0$ 是铜管外壁的加热温度, $m$ 是钠泡中钠原子的质量。在竖直方向上塞曼减速光的作用下,只有减速到约 20 m/s 的钠原子才能被二维磁光阱冷却俘获。其中原子的减速作用满足这样的关系式:

$$F(v, z) = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \times \frac{s_0(z)}{1 + s_0(z) + 4[\Delta + kv - \mu B(z)/\hbar]^2 / \Gamma^2}, \quad (2)$$

这里,  $k$  表示光的波矢量,  $s_0(z)$  表示原子跃迁的共振饱和参数,  $\Delta$  表示光的频率失谐量,  $v$  表示原子的速度,  $\mu$  表示原子跃迁的磁矩,  $B(z)$  表示磁场的大小。

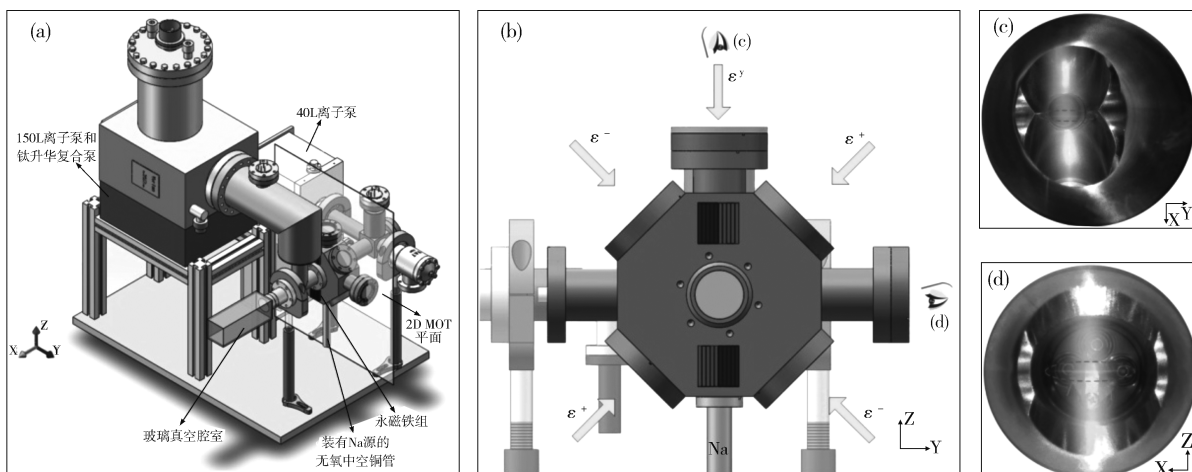


Fig. 1 (a) 3D view of the vacuum system. (b) The pre-cooling plane of 2D MOT. (c) The cold atoms in 2D MOT are seen along  $z$  axis (d) The cold atoms in 2D MOT are seen along  $x$  axis

图 1 (a) 真空系统的 3D 视图, (b) 预冷却平面的 2D 视图, (c) 沿预冷却平面  $z$  轴窗口看到的  $x-y$  平面的冷原子 (d) 沿预冷却平面  $y$  轴窗口看到的  $x-z$  平面的冷原子

由于实验中采用了径向原子源的装载, 比较轴向加载原子源有几个优点, 避免了高速的原子直接通过差分管到达玻璃真空室, 不会对三维磁光阱部分造成背景气压的变化。实验上通过推送光将二维磁光阱冷却俘获的原子推送到三维磁光阱区域。我们的真空腔设计方案提供了同时处理更多种类原子的可能性, 二维磁光阱可以冷却俘获其他原子, 比如已经设计并且放置了的钾原子, 为以后实现超冷分子 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$  提供了方便。

## 2 激光系统

实验上, 冷却俘获钠原子的激光频率, 选定在钠原子的  $D_2$  吸收线 589 nm 上, 也就是从  $3^2s_{1/2} |F=2\rangle$  态到  $3^2P_{3/2} |F=3\rangle$  态。目前二极管激光器在相应波长范围内没有对应的激光器, 大部分实验室选用包括该波长范围的染料激光器, 但染料激光器体积庞大, 价格昂贵且使用寿命有限。

我们实验上采用激光倍频技术将 1 178 nm 的激光倍频到 589 nm 激光输出, 作为冷却俘获钠原子的光源。首先将输出功率约为 23 mW 的 1 178 nm 激光器 (SYST DL Pro 1 178 nm, Toptica Photonics) 作为种子源泵浦注入单频拉曼光纤放大器 (RFA-P-8-1178-SF, MPB) 实现功率放大到 4 W, 之后经过倍频腔 (SYST SHG PRO 589, Toptica Photonics) 基于一个 15 mm 长的  $\text{LiB}_3\text{O}_5$  非线性晶体, 实现 589 nm 激光的输出, 输出功率约为 3 W, 输出激光线宽小于 500 kHz, 比较钠原子的  $D_2$  吸收线的自然线宽 9.79 MHz, 这足够满足冷却俘获钠原子的需要。

为了获得稳定频率的激光输出, 实验上将一小部分激光输出到饱和和吸收区域, 采用原子饱和和吸收谱技术将激光器的输出激光锁定在  $f_{2-3}$ -199 MHz 频率上, 如图 2(a) 所示。由于钠原子的熔点为 97.8°C, 室温下玻璃钠泡内的蒸气压过低, 为了加强饱和和吸收信号, 实验中将玻璃钠泡加热到 200°C, 并且采用梯度加热的方法, 保证不会有钠原子吸附到钠泡的入射窗上。在获得原子的饱和和吸收谱时, 采用将调制信号加载在泵浦光上, 这样可以有效降低激光器的输出激光噪声。

为了得到冷却俘获钠原子所需要的各种频率的激光, 实验上全部采用 AOM (声光调制器) 对激光频率和强度进行控制。下面简单介绍一下用于二维磁光阱, 三维磁光阱的冷却光和再泵浦光, 以及用于塞曼减速的冷却光的频率设置, 如图 2(b) 所示。

(1) 二维磁光阱中, 俘获钠原子的冷却光的频率为:  $f_{2DC} = f_{2-3} - 199 \text{ MHz} + 2 \times 94.5 \text{ MHz} = f_{2-3} - 10 \text{ MHz}$ , 即相对于  $F=2 \rightarrow F'=3$  跃迁线负失谐 10 MHz, 其中  $f_{2DC}$  表示用于二维磁光阱冷却光的频率;

(2) 三维磁光阱中, 俘获钠原子的冷却光的频率为:  $f_{3DC} = f_{2-3} - 199 \text{ MHz} + 2 \times 89.5 \text{ MHz} =$

$f_{2-3} - 20.4$  MHz, 即相对于  $F=2 \rightarrow F'=3$  跃迁线负失谐 20.4 MHz, 其中  $f_{3DC}$  表示用于三维磁光阱冷却光的频率;

(3) 塞曼减速, 使钠原子减速的冷却光的频率为:  $f_{ZSC} = f_{2-3} - 199$  MHz  $- 80.5$  MHz  $= f_{2-3} - 279.5$  MHz, 即相对于  $F=2 \rightarrow F'=3$  跃迁线负失谐 279.5 MHz, 其中  $f_{ZSC}$  表示用于塞曼减速冷却光的频率。

对于再泵浦光, 由于与激光器输出的激光有 1.772 G 的频率差, 实验上采用两次双穿 380 MHz 的声光调制器, 比较采用电光调制器的方法, 激光的利用效率更高, 而且紧接着采用单次被声光调制器移频的方法可以满足实验上不同区域的需要。

依图 2 可知, 偏振保持光纤在实验中用于传送光, 提供高质量的 TEM<sub>00</sub> 模式, 连接起激光源放置平台和真空系统容纳平台。除了在差分管通道中聚焦到 320  $\mu$ m 处腰部的泵浦光之外, 其他所有光束的直径都是 25 mm, 光纤后的总功率约为 600 mW。

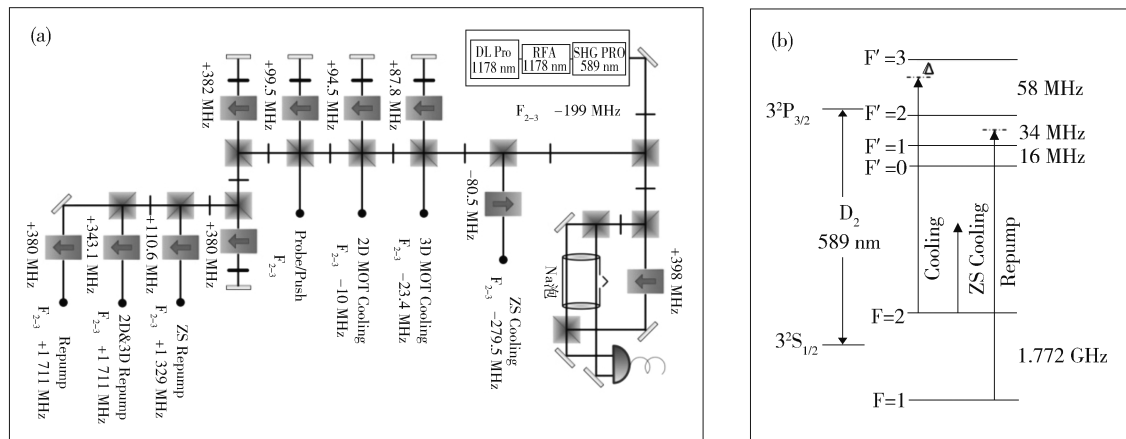


Fig. 2 (a) Sketch of the optical setup used for cooling and trapping sodium atoms

(b) Hyperfine level structure of sodium D<sub>2</sub> line

图 2 (a) 用于冷却俘获钠原子的光路设计图 (b) 钠 D<sub>2</sub> 线的超精细结构

### 3 构造二维磁光阱

二维磁光阱由二维的四极磁场和两束经过反射的冷却光组成, 如图 1(b) 所示。采用永磁铁产生二维的四极磁场, 同时永磁铁在 z 轴重力方向的残余磁场作为塞曼减速的磁场。采用永磁铁, 比较绕制线圈产生磁场<sup>[28-30]</sup>, 可以实现 36 G/cm 的高梯度磁场, 有许多优点, 比如所占空间较小, 不需要额外增加冷却系统, 并且永磁铁在低于 100℃ 的范围内, 磁场稳定性好。

永磁铁采用强磁场的钕铁硼“稀土”材料混合制成, 可以提供较高的磁场, 单个磁铁的外形尺寸为 10 mm  $\times$  3 mm  $\times$  3 mm, 40 个这样的磁铁共同生成了二维磁光阱所需要的磁场。四个大磁铁(1 个大磁铁由 10 个磁铁组成)中对角的磁铁同向放置, 相邻的反向放置分布, 如图 1(b) 所示。四个磁铁竖直间距为 102 mm, 水平间距为 80 mm。

为了更清楚地研究磁场的分布, 我们理论拟合得到了二维磁光阱平面上的磁场分布, 如图 3(a) 所示。可以看出在中心点 ( $y=0, z=0$ ) 的磁场为零, 为二维磁光阱的区域, 竖直方向存在两个极大值点相距 102 mm。沿着 45° 方向上, 也存在两个零点, 磁场方向在这里发生反转。实验上仅考虑二维磁光阱中心点附近区域的磁场, 外部的磁场对原子的二维俘获没有影响。磁场中间的垂直和水平梯度约为 38.6 G/cm, 竖直方向磁场的最大值为 180 G, 沿着二维磁光阱轴线方向 (z 轴) 存在磁场为零的线, 也就是可以实现钠原子二维磁光阱的区域。为了选择合适的磁场梯度, 我们比较了多个磁铁组成的大磁铁对二维磁光阱的影响, 发现 7 个磁铁时的梯度为 27.8 G/cm, 8 个磁铁时的梯度为 33.4 G/cm, 9 个磁铁时的梯度为 35.8 G/cm, 10 个磁铁时的梯度为 38.6 G/cm, 如图 3(b) 所示。如插图所示, 在  $z > 0$  区域, 可以分为二维磁光阱束缚区域和塞曼减速区域。此处磁铁的剩余磁场为塞曼减速提供所用磁场, 比较标准的塞曼减速场, 不需要额外使用线圈来实现, 当然塞曼减速的效果也没有标准的塞曼减速器的效果明显。但是实验上, 我们主要是观测二维磁光

阱和简化塞曼减速器的共同作用对三维磁光阱的原子装载的影响。

需要指出的是,实验中不可能关闭二维磁光阱的磁场,因此我们测量了三维磁光阱区域中永磁铁磁场的分布,由于两级磁光阱之间的距离约为 33 cm,发现剩余磁场值为 0.48 G,所以基本可以忽略其对三维磁光阱装载原子的影响。并且实验上可以采用三组地磁场线圈来抵消磁铁剩余磁场的影响。

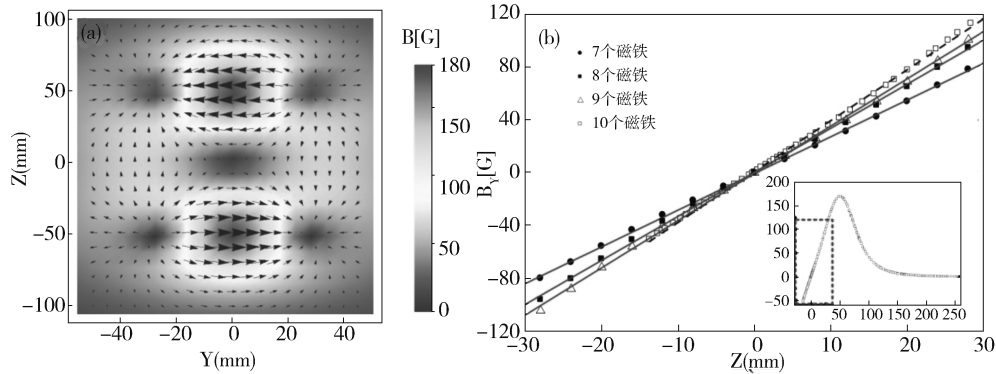


Fig. 3 (a) Representation of the field generated by the magnets in the pre-cooling plane of 2DMOT.  
(b) The relation between magnetic field  $B_y$  and the number of magnets

图 3 (a) 二维磁光阱预冷却平面中心磁场分布图 (b) 磁场大小与磁铁个数的关系图

#### 4 结果与讨论

实验中,采用一束推送光沿  $x$  轴将二维磁光阱中预冷却的原子传输到高真空玻璃腔区域,实现三维磁光阱的冷却俘获。当三维磁光阱装载一定时间,通过加大三维磁光阱中的电流来实现原子的压缩,实现原子云的高密度,同时为了避免原子过多的加热,通过控制磁光阱的冷却光的失谐和强度,然后采用原子吸收成像技术统计原子数。为了优化实验参数,包括二维磁光阱、推送光、塞曼减速效应的参数,实验上通过记录统计后的原子数来实现参数的优化。

目前为止,我们研究了塞曼减速冷却光的失谐和偏振,二维磁光阱冷却光的频率,推送光的频率对三维磁光阱俘获的冷原子数的影响,如图 4 所示。图 4(a,b) 中给出了塞曼减速效应参数的影响。我们发现塞曼减速光在比较大的范围内都存在减速效应,得到的原子数明显比不加塞曼减速的原子数要多,但可能由于实验中原子源的设计,并没有得到成倍地增加。其中  $N_{wzs}$  表示有塞曼减速光束作用下测得的钠原子数,  $N_0$  表示没有塞曼减速光束作用下测得的钠原子数,当没有塞曼减速光束时,  $N_{wzs}/N_0 = 1$ , 如图 4(a) 中红线所示。同时在图 4(b) 中,可以看出塞曼减速光的偏振方向对塞曼减速的效应有明显的效果,这是由于二维磁光阱中  $z$  轴磁场的方向沿着  $x$  轴,磁场的方向是与热原子的传输方向是垂直的,如图 3 所示。根据激光冷却原子的相关理论可知,实验中只有圆偏振的光才能对钠原子的塞曼减速起作用。具体实验中,我们采用的最优方法是将塞曼减速光调为线偏振光,并且偏振方向与磁场方向垂直,沿着  $y$  轴,此时有一半的光强在圆偏振态,冷却效率最高。

实验中还研究了二维磁光阱冷却光的频率对原子数的影响,如图 4(c) 所示。当失谐为零时,三维磁光阱中观测不到原子,最大数目的原子产生在红失谐为 12 MHz 附近。实验上二维磁光阱中的冷却光采用零度全反镜实现冷却光在真空腔中的双穿,由于真空腔的腔镜和高密度的原子气体会导致冷却的功率不平衡,所以实验上采用了冷却光略微会聚,以期得到最好的平衡效果。同时我们发现由于零度反射光与入射光略微错开时,观测到二维磁光阱中的原子云会略微倾斜,实验上以二维磁光阱中的俘获原子呈一条直线来优化反射光的角度,如图 1(d) 所示。实验上还研究了推送光的频率对原子数目的影响如图 4(d) 所示,发现当蓝失谐 16 MHz 时,三维磁光阱中可以获得最大的原子数。这是由于二维磁光阱在轴向上的磁场强度为零,因此推送光束对原子团中钠原子的作用大小完全取决于推送光的频率失谐量。当推送光束的频率处于红失谐时,推送光束与向  $-x$  方向运动的钠原子相互作用,形成非常缓慢的钠原子流。那部分由于速度慢而没有被推送光束完全加速的钠原子大多数堵塞在狭窄的差分管里。相反,当推送光束的频率处于蓝失谐时,推送光束可以使得钠原子加速向差分管方向移动,由于原子束在通过差分管之前没有充分膨胀,这就减少在差分

管中原子的损失。所以当推送光蓝失谐 16 MHz 时,实验上可以再三维磁光阱中获得最大的原子数。而当推送光共振时,会引起三维磁光阱中原子的大量损耗。

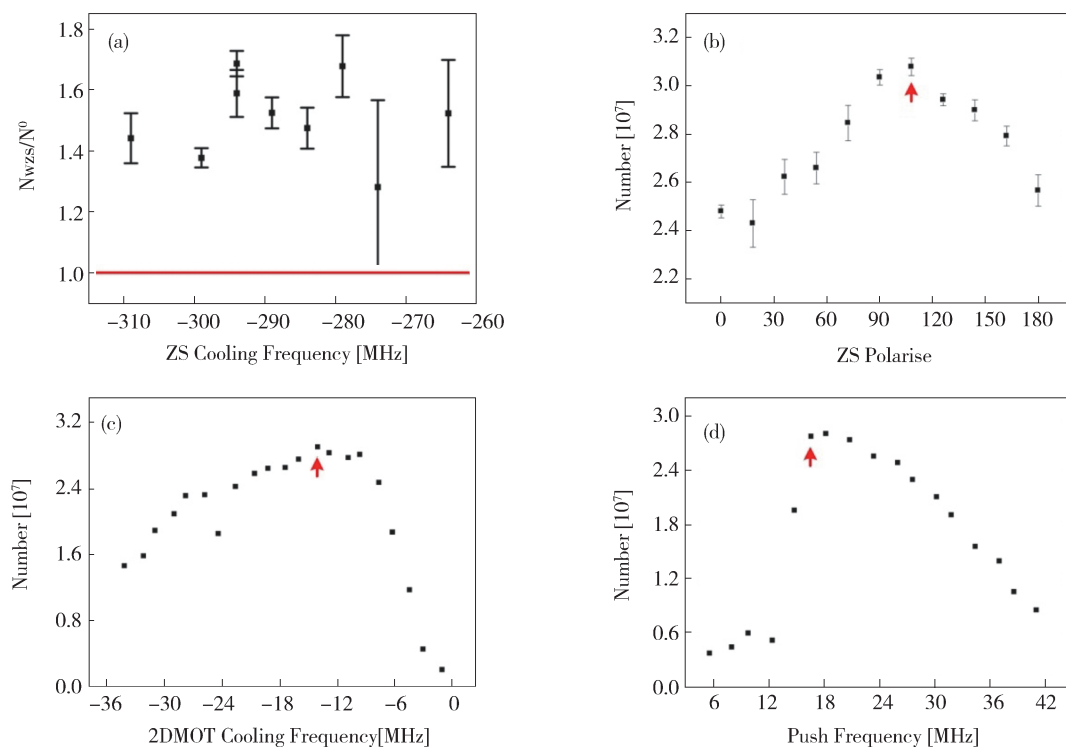


Fig. 4 Effect of detuning (a) and polarization (b) of Zeeman slower cooling beam, detuning of 2D MOT cooling beam(c), detuning of Push beam (d) on the number of sodium atoms trapped in 3D MOT  
图4 Zeeman Slower Cooling 光的失谐(a)和偏振(b),2D MOT Cooling 光的失谐(c),Push 光的失谐(d)对三维磁光阱冷却俘获钠原子数的影响。图(a)中的红线为基准线,表示不存在塞曼减速情况时的原子数目。图(b) (c) (d)中的红色箭头表示实验上最后选取的实验参数

## 5 结论

本文详细介绍了用于钠原子冷却俘获的真空系统和激光系统。特别介绍了采用二维磁光阱来为三维磁光阱提供原子源,采用永磁铁为二维磁光阱提供所需的磁场,并且利用永磁铁在重力方向的边缘磁场实现了塞曼减速。这种原子源的提供方案,比较常用的标准塞曼减速,它的实验空间小,而且永磁铁产生的磁场相对稳定。然后通过优化实验参数实现了在三维磁光阱中俘获约  $10^8$  钠原子。这个数目的原子还远不够冷却到玻色爱因斯坦凝聚体,实验上还需进一步优化实验参数,来提高三维磁光阱的装载效率。

### 参考文献:

- [1] Inouye S, Andrews M R, Stenger J, *et al.* Observation of Feshbach Resonances in a Bose-Einstein Condensate[J]. *Nature*, 1998, **392**: 151-154. DOI:10. 1038/nature32354.
- [2] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, *et al.* Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor [J]. *Science*, 1995, **269**: 198-201. DOI:10. 1126/science. 269. 5221. 198.
- [3] Davis K B, Mewes M O, Andrews M R, *et al.* Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms[J]. *Phys Rev Lett*, 1995, **75**: 3969. DOI:10. 1103/PhysRevLett. 75. 3969.
- [4] Erik W S, Ananth P C, Todd L G, *et al.* Large Atom Number Bose-Einstein Condensate Machines[J]. *Rev Sci Instrum*, 2006, **77**: 023106. DOI:10. 1063/1. 2163977.
- [5] van der Stam K M R, van Ooijen E D, Meppelink R, *et al.* Large Atom Number Bose-Einstein Condensate of Sodium[J]. *Rev Sci Instrum*, 2007, **78**: 013102. DOI:10. 1063/1. 2424439.
- [6] Hadzibabic Z, Stan C A, Dieckmann K, *et al.* Two-Species Mixture of Quantum Degenerate Bose and Fermi Gases[J].

- Phys Rev Lett*, 2002, **88**:160401. DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.160401.
- [7] Jee Woo Park, Cheng-Hsun Wu, Ibon Santiago, *et al.* Quantum Degenerate Bose-Fermi Mixture of Chemically Different Atomic Species with Widely Tunable Interactions[J]. *Phys Rev A*, 2012, **85**:051602. DOI: 10.1103/PhysRevA.85.051602.
- [8] Piotr S Zuchowski, Jeremy M Hutson. Reactions of Ultracold Alkali-metal Dimers[J]. *Phys Rev A*, 2010, **81**:060703. DOI: 10.1103/PhysRevA.81.060703.
- [9] Guo M, Zhu B, Lu B, *et al.* Creation of an Ultracold Gas of Ground-State Dipolar  $^{23}\text{Na}^{87}\text{Rb}$  Molecules[J]. *Phys Rev Lett*, 2016, **116**:205303. DOI:10.1103/PhysRevLett.116.205303.
- [10] Wu C, Park J W, Ahmadi P, *et al.* Ultracold Fermionic Feshbach Molecules of  $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$  [J]. *Phys Rev Lett*, 2012, **109**:085301. DOI:10.1103/PhysRevLett.109.085301.
- [11] Quémener G, Julienne P S. Ultracold Molecules Under Control[J]. *Chem Rev*, 2012, **112**(9):4949-5011. DOI:10.1021/cr300092g.
- [12] Park J W, Will S A, Zwierlein M W. Ultracold Dipolar Gas of Fermionic  $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$  Molecules in Their Absolute Ground State[J]. *Phys Rev Lett*, 2015, **114**:205302. DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.205302.
- [13] Sebastian A Will, Jee Woo Park, Zoe Z Yan, *et al.* Coherent Microwave Control of Ultracold  $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$  Molecules[J]. *Phys Rev Lett*, 2016, **116**:225306. DOI:10.1103/PhysRevLett.116.225306.
- [14] Penafiel E P, Vivanco F, Castiño P, *et al.* Direct Comparison between a Two-dimensional Magneto-optical Trap and a Zeeman Slower as Sources of Cold Sodium Atoms[J]. *Laser Phys Lett*, 2016, **13**:065501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.065501.
- [15] Elles G, Ishikawa T, Gibbs M, *et al.* Light-induced Atomic Desorption for Loading a Sodium Magneto-optical Trap[J]. *Phys Rev A*, 2009, **81**:032710. DOI:10.1103/PhysRevA.81.032710.
- [16] Mimoun E, Sarlo L D, Zondy J J, *et al.* Sum-frequency Generation of 589 nm Light with Near-unit Efficiency[J]. *Opt Express*, 2008, **16**:18684-18691. DOI:10.1364/OE.16.018684.
- [17] Taylor L, Feng Y, Calia D B. High Power Narrowband 589 nm Frequency Doubled Fibre Laser Source[J]. *Opt Express*, 2009, **17**:14687-14693. DOI:10.1364/OE.17.014687.
- [18] Molenaar P A, van der Straten P, Heideman H G M, *et al.* Diagnostic Technique for Zeeman-compensated Atomic Beam Slowing: Technique and Results[J]. *Phys Rev A*, 1997, **55**:605. DOI:10.1103/PhysRevA.55.605.
- [19] Heo M S, Choi J, Shin Y. Fast Production of Large  $^{23}\text{Na}$  Bose-Einstein Condensates in an Optically Plugged Magnetic Quadrupole Trap[J]. *Phys Rev A*, 2011, **83**:013622. DOI:10.1103/PhysRevA.83.013622.
- [20] van der Stam K MR, van Ooijena ED, Meppelink R, *et al.* Large Atom Number Bose-Einstein Condensate of Sodium[J]. *Rev Sci Instrum*, 2007, **78**:013102. DOI:10.1063/1.2424439.
- [21] Muniz S R, Magalhães, Ph W Courteille, *et al.* Measurements of Capture Velocity in a Magneto-optical Trap for a Broad Range of Light Intensities[J]. *Phys Rev A*, 2001, **65**:015402. DOI: 10.1103/PhysRevA.65.015402.
- [22] Mimoun E, Sarlo L D, Jacob D, *et al.* Fast Production of Ultracold Sodium gases using Light-induced Desorption and Optical Trapping[J]. *Phys Rev A*, 2010, **81**:023631. DOI: 10.1103/PhysRevA.81.023631.
- [23] Gustavo Telles, Tetsuya Ishikawa, Matthew Gibbs, *et al.* Light-induced Atomic Desorption for Loading a Sodium Magneto-optical Trap[J]. *Phys Rev A*, 2010, **81**:032710. DOI:10.1103/PhysRevA.81.032710.
- [24] Pedrozo-Peñafiel E, Vivanco F, Castiño P, *et al.* Direct Comparison between a Two-dimensional Magneto-optical Trap and a Zeeman Slower as Sources of Cold Sodium Atoms[J]. *Laser Phys Lett*, 2016, **13**:065501. DOI:10.1088/1612-2011/13/6/065501.
- [25] Tiecke T G, Gensemer S D, Ludewig A, *et al.* High-flux Two-dimensional Magneto-optical-trap Source for Cold Lithium Atoms[J]. *Phys Rev A*, 2009, **80**:013409. DOI:10.1103/PhysRevA.80.013409.
- [26] Lamporesi G, Donadello S, Serafini S, *et al.* Compact High-flux Source of Cold Sodium Atoms[J]. *Rev Sci Instrum*, 2013, **84**:063102. DOI: 10.1063/1.4808375.
- [27] Moore J, Davis C C, Coplan M A. Building Scientific Apparatus: a Practical Guide to Design and Construction[M]. Cambridge, MA, 1991.
- [28] 王亚琼, 陈良超, 王鹏军, 等. 重力对 $^{87}\text{Rb}$ 冷原子四极磁阱装载的影响[J]. 量子光学学报, 2016, **22**(1):50-57.
- [29] 樊浩, 王鹏军, 张靖. 用于超冷原子强磁场中空方铜线圈的设计[J]. 量子光学学报, 2015, **21**(4):351-357.
- [30] 柴世杰, 王鹏军, 付正坤, 等. 玻色-费米气体量子简并光学偶极阱的设计[J]. 量子光学学报, 2012, **18**(2):171-177.