

# 利用多频推送光提升双磁光阱装置中的冷原子输运效率\*

康鑫<sup>1)</sup> 吴嘉涛<sup>1)2)</sup> 史深圳<sup>1)</sup> 高璐娜<sup>1)</sup> 陈雨柯<sup>1)</sup>  
韩成银<sup>1)3)</sup> 鹿博<sup>1)3)†</sup> 李朝红<sup>1)3)‡</sup>

1) (深圳大学物理与光电工程学院, 量子精密测量研究所, 射频异质异构集成全国重点实验室, 深圳 518060)

2) (中山大学物理与天文学院, 量子工程与精密测量实验室, 珠海 519082)

3) (粤港澳大湾区量子科学中心, 深圳 518045)

(2026年1月20日收到; 2026年2月13日收到修改稿)

基于二维磁光阱和三维磁光阱组合的双磁光阱装置在冷原子领域有广泛的应用. 如何提升双磁光阱装置中的冷原子输运效率仍是该领域的一个重要问题. 二维磁光阱中的冷原子团呈现长条形, 冷原子沿长条形方向的速度分布引起的多普勒展宽远大于原子的自然线宽. 因此, 单一频率的激光只能推送二维磁光阱中特定速度群的冷原子. 本文提出并实验实现了一种利用多频推送光的冷原子输运方案. 该方案通过一个电光调制器对单频推送光施加调制, 产生的多频推送光可以有效推送较宽速度分布的原子. 我们研究了多频推送光的功率、失谐量和驱动电光调制器的射频功率对三维磁光阱中的原子数和装载速率的影响. 实验结果表明, 采用多频推送光可以显著提升三维磁光阱中的原子数. 在相同的推送光功率条件下, 原子数的最大增幅超过40%. 本文提出的多频推送光方案不仅发展了冷原子的制备技术, 也将推动冷原子物理和量子精密测量等领域的发展.

**关键词:** 冷原子, 磁光阱, 原子输运, 多频推送光, 电光调制器

**DOI:** 10.7498/aps.75.20260099

**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260099

## 1 引言

冷原子气体具有稳固的量子相干性、高度的可操控性等特点, 为量子模拟<sup>[1]</sup>、量子计算<sup>[2]</sup>、量子精密测量<sup>[3]</sup>等研究提供了一个优异的平台. 利用光晶格中的冷原子可以模拟量子多体问题<sup>[4]</sup>、量子电动力学规范模型<sup>[5]</sup>等. 基于中性原子的量子计算研究已经利用光镊阵列实现了6100个原子比特数<sup>[6]</sup>. 基于冷原子的光晶格钟的系统不确定度已进入 $10^{-19}$

量级<sup>[7]</sup>. 基于冷原子体系可以进行高空间分辨率、高灵敏度的磁场测量<sup>[8,9]</sup>和磁场梯度测量<sup>[10]</sup>. 基于原子干涉的冷原子重力仪和重力梯度仪, 由于没有机械磨损, 可以长期开展连续、高灵敏度的重力<sup>[11]</sup>和重力梯度测量<sup>[12]</sup>.

在基于冷原子体系开展的研究中, 通常既需要冷原子的数目足够大, 也需要冷原子的寿命足够长. 为了同时满足这两个需求, 冷原子装置常采用双真空腔结构. 两个真空腔利用差分管连接, 这既保证了两个真空腔体的连通性又维持一定的真空

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1404104)、国家自然科学基金 (批准号: 92476201) 和广东省量子科学战略专项 (批准号: GDZX2304007, GDZX2305006, GDZX2204003) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lubo1982@szu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: chleecn@szu.edu.cn

度差. 其中一个腔体的真空度较低, 用于放置原子源, 也利于捕获大量原子. 另一个腔体的真空度较高, 可以减少冷原子与背景气体的碰撞进而获得较长的冷原子寿命, 有助于开展后续的科学实验<sup>[13]</sup>.

双真空腔结构有多种类型, 相应地冷原子的输运也有多种方式. 根据低真空腔的结构可以分为两类. 一类是低真空腔采用塞曼减速的方案, 原子在被塞曼减速的同时完成了输运. 这种方案的优势是可以获得较高的原子束流<sup>[14-16]</sup>, 但是需要设计塞曼减速的磁场线圈或永磁体, 而且塞曼减速器的体积通常也较大. 另外, 高真空腔也需要搭建三维磁光阱, 这会占用高真空腔的光学窗口, 将增加搭建后续光路的难度. 另一类是低真空腔采用三维磁光阱方案, 该方案有三类常用的原子输运方式. 1) 采用近共振的推送光将冷原子从低真空腔推送到高真空腔<sup>[17-19]</sup>, 这种输运方式易实施, 但只能沿推送光方向输运, 而且高真空腔需要搭建三维磁光阱. 2) 采用磁输运, 在低真空腔利用磁光阱、压缩磁光阱、偏振梯度冷却、光抽运等步骤把冷原子装入磁阱后再输运, 这类输运的优势是高真空腔不需要搭建三维磁光阱. 实施磁输运有两种方式: 一是利用一系列交叠的磁阱线圈交替地工作将囚禁原子的势阱输运<sup>[20]</sup>, 这种方式的优点是冷原子的输运方向可以转向, 低真空腔和高真空腔可以不在一条直线上, 但是该方式需要利用一系列大电流的线圈并设计电流的控制时序; 二是磁阱线圈的机械输运<sup>[21]</sup>, 这种方式的优点是仅需要一对磁阱线圈, 但通常只能进行一维的输运, 而且输运过程存在机械振动. 3) 采用远失谐的高功率激光进行输运, 例如移动的光阱<sup>[22,23]</sup>或者光晶格<sup>[24,25]</sup>, 这类输运的优势同样是高真空腔不需要搭建三维磁光阱, 但通常只能进行一维的输运.

现有的输运方式中, 最容易实施也最常用的是推送光方式, 如何提高该方式的输运效率仍是冷原子物理领域的一个重要问题. 为了使被推送的原子沿着高真空磁光阱的方向运动, 发展了磁约束<sup>[26]</sup>、空心光束导引<sup>[17,27]</sup>等方法. 针对推送光的参数设置, 研究了推送光的失谐量<sup>[18]</sup>和光束直径<sup>[19]</sup>等参数对输运效率的影响. 为了从源头提高原子束流, 一个显著的改进是把低真空腔的三维磁光阱更换为二维磁光阱 (2D MOT), 这使得 2D MOT 和 3D MOT 组合的双磁光阱装置被大量采用<sup>[11,12,28-31]</sup>. 因此, 研究利用推送光进一步提升原子输运效率具

有广泛的应用价值.

研究已经证实采用多频激光可以有效提升激光冷却原子的效率<sup>[32-34]</sup>, 也有研究利用红失谐和蓝失谐组合的双频推送光输运冷原子<sup>[35]</sup>, 但是尚未见利用多频推送光输运冷原子的报道. 本文针对 2D MOT 和 3D MOT 组合的双磁光阱装置, 提出并实验实现了利用多频推送光提升冷原子输运效率的方案. 该方案利用一个光电调制器 (EOM) 对单频激光调制产生多频推送光. 通过调节多频推送光的功率、失谐量, 以及驱动 EOM 的射频功率, 我们研究了这些参数对 2D MOT 和 3D MOT 间原子输运效率的影响. 和单频推送光相比, 采用多频推送光可以显著提升 3D MOT 中的原子数和装载速率. 因此, 该方案不仅发展了冷原子的制备技术, 也将有利于推动冷原子物理和量子精密测量等领域的发展.

## 2 多频推送光的工作机制

2D MOT 中的冷原子团由于受到两维的约束, 冷原子团呈现长条形. 冷原子沿长条形方向的速度大致分为三个区间, 长条形中心区域的冷原子平均速度接近零, 长条形两端的冷原子平均速度大致方向相反且均指向外. 2D MOT 中的冷原子沿长条形方向速度分布引起的多普勒展宽远大于原子的自然线宽. 因此, 使用单一频率的激光推送 2D MOT 中的冷原子时, 激光只能推送特定速度群的冷原子, 这是单频激光推送效率低的一个重要原因. 已经发展的多色激光冷却原子<sup>[32-34]</sup>, 利用包含多个频率成分的激光同时作用较宽速度分布的原子群, 可以有效提高激光冷却原子的效率. 考虑到 2D MOT 中冷原子的速度分布较广, 所需的推送激光功率和失谐量均不同, 我们借鉴多色激光冷却原子提出了多频推送光方案. 利用多频激光推送原子时, 原子受到的推送力具有如下的形式<sup>[34]</sup>:

$$F = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \sum_i \frac{I_i / I_s}{1 + I_i / I_s + [2(\Delta_i + kv) / \Gamma]^2}, \quad (1)$$

式中,  $k$  为波矢,  $\Gamma$  为原子的自然线宽,  $I_i$  为每个频率激光的光强,  $I_s$  为饱和光强,  $\Delta_i$  为每个频率激光的失谐量,  $v$  为原子的速度. 不同频率的激光可以推送特定速度群的原子, 理论上可以使更多速度群的原子被有效输运.

### 3 实验装置

#### 3.1 2D MOT 和 3D MOT 组合的双磁光阱

本方案使用的 2D MOT 和 3D MOT 组合的双磁光阱装置示意图如图 1 所示. 2D MOT 所在的腔体为长方体钛合金腔, 真空度约为  $2 \times 10^{-7}$  Pa. 3D MOT 所在的腔体为八面体石英腔, 真空度约为  $2 \times 10^{-9}$  Pa. 两个腔体之间通过一段长度为 120 mm 的差分管连接, 用于维持两个腔体的真空度差. 2D MOT 和 3D MOT 的中心相距 490 mm. 2D MOT 采用两对长方形线圈, 产生磁场梯度约为 8 G/cm ( $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ ). 3D MOT 采用一对圆形反亥姆霍兹线圈, 产生磁场梯度约为 7 G/cm. 冷却激光对应跃迁  $|5^2S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F'=3\rangle$ , 反抽运激光对应跃迁  $|5^2S_{1/2}, F=1\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F'=2\rangle$ . 2D MOT 每个方向的冷却光包含 2 束激光, 每束激光的直径约为 30 mm. 3D MOT 冷却光的直径约为 15 mm.

#### 3.2 多频推送光系统

为了简便高效地产生多频推送光, 利用一个 EOM 对单频激光进行调制, 生成一个以载波频率为中心并包含多个等间距边带的梳状光谱. 这一方案主要有两个优势: 1) 通过调节驱动 EOM 的射频功率, 可以方便地调控边带的数量和相对强度, 从而产生匹配目标速度范围的多个频率分量; 2) 该方案仅需在原有的单频推送光路中插入一个 EOM

调制光路, 这对原有实验系统的改动较小.

多频推送光实验的装置示意图如图 1 所示. 具体流程如下: 水平偏振的入射光透过偏振分束棱镜 (PBS1), 经过声光调制器 (AOM) 移频和四分之一波片 (QWP) 后被反射镜 (M1) 原路反射, 再次通过 QWP 和 AOM 后, 光的偏振转为竖直方向并被 PBS1 反射. 推送光的失谐量通过 AOM 调节. 反射光经过半波片 (HWP1) 将其偏振态调整为水平偏振, 透射穿过偏振分束棱镜 (PBS2) 后经过法拉第旋光器 (FR), 偏振方向旋转  $45^\circ$ , 随后经过半波片 (HWP2) 将其偏振转为竖直方向后第一次入射到 EOM. 我们选用的 EOM (茂丰, REOPM-780-12) 仅对竖直偏振光进行相位调制, EOM 的共振频率为 12 MHz. 调制后的光被反射镜 (M2) 反射后沿原路返回, 再次通过 EOM 被调制. 调制后的光透过 HWP2 和 FR 后, 偏振方向转为竖直方向并被 PBS2 反射. 通过 HWP3 和 PBS3 的组合该光束被分为两束: 一束作为多频推送光, 用于将冷原子从 2D MOT 区域推送至 3D MOT 区域; 另一束与参考光拍频, 拍频信号输入频谱分析仪, 用于实时监测调制后的频谱分布. 为了增加推送光的多频成分, 这里采用了两次穿过 EOM 的光路设计.

### 4 实验结果

首先将 EOM 调制后的激光与参考光进行拍频, 以确认多频激光的产生. 为了显示调制后的正、负级次边带, 参考光的频率相对于多频激光的

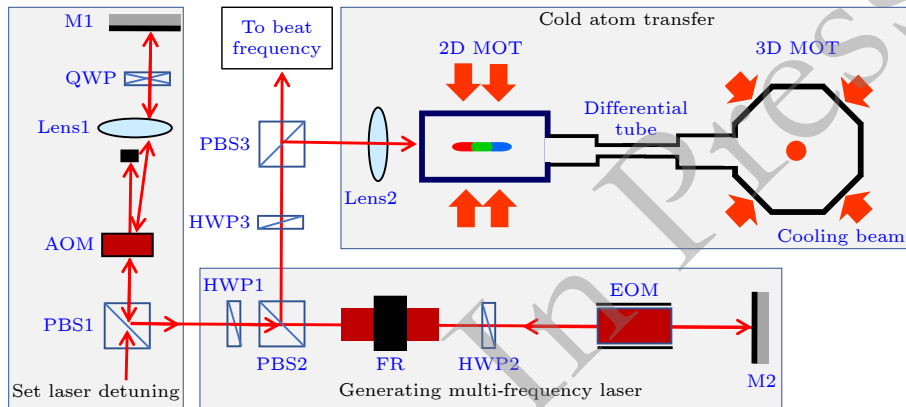


图 1 多频推送光实验装置示意图, 包括激光失谐量设置模块、多频激光产生模块和冷原子运输模块. M: 反射镜; QWP: 四分之一波片; AOM: 声光调制器; PBS: 偏振分束棱镜; HWP: 半波片; FR: 法拉第旋光器; EOM: 电光调制器

Fig. 1. Schematic of the multi-frequency pushing laser experimental setup. It includes a laser detuning setting module, a multi-frequency laser generation module, and a cold atom transfer module. M: mirror; QWP: quarter-wave plate; AOM: acousto-optic modulator; PBS: polarizing beam splitter; HWP: half-wave plate; FR: Faraday rotator; EOM: electro-optic modulator.

载波移频了 110 MHz. 拍频结果如图 2 所示, 以载波频率为频率零点, 出现了一系列频率间隔为 12 MHz 的正、负级次边带. 当驱动 EOM 的射频功率为 8 dBm 时, 可以观测到载波和  $\pm 1$  级边带, 频谱宽度约 24 MHz. 当驱动 EOM 的射频功率为 20 dBm 时, 可以观测到载波和  $\pm 1, \pm 2, \pm 3$  级边带, 频谱宽度约为 72 MHz. 随着驱动 EOM 的射频功率提高, 可清晰分辨的边带数和有效谱展宽都在增加, 而且光功率逐渐从载波向边带转移. 这为后续实验优化射频功率提供了参考.

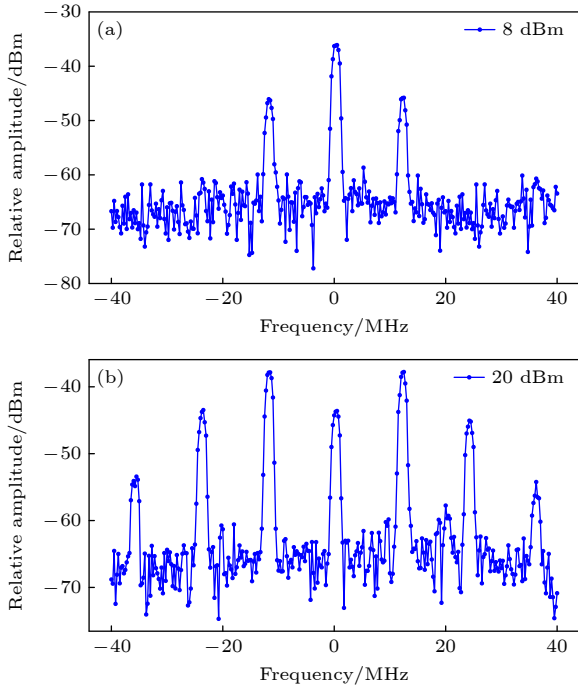


图 2 不同射频功率的 EOM 调制光与参考光的拍频信号 (a) 8 dBm; (b) 20 dBm  
Fig. 2. Beat signal between the EOM-modulated laser and the reference laser at different RF power: (a) 8 dBm; (b) 20 dBm.

为了提升冷原子的输运效率, 我们需要优化多频推送光的参数, 主要包括推送光的载波失谐量、推送光的功率、驱动 EOM 的射频功率. 为了大致确定推送光的失谐量, 固定 2D MOT 和 3D MOT 的激光和磁场参数, 同时固定推送光的功率 (700  $\mu$ W), 仅调节推送光的失谐量从 -60 MHz 至 +55 MHz, 负号表示推送光对于铷原子  $D_2$  线 ( $F = 2 \rightarrow F = 3$ ) 的跃迁为红失谐. 推送光开启时间设定为 5 s, 推送结束后采用吸收成像测量 3D MOT 中的原子数 [36]. 实验结果如图 3 所示, 使用单频推送光时, 3D MOT 装载的原子数随失谐量

的变化呈现一个主峰和两个小峰, 主峰中心对应的失谐量为 -20 MHz, 两个小峰中心对应的失谐量分别为 +50 MHz 和 -50 MHz. 失谐为 -20 MHz 时, 推送光会和 3 个速度群的原子作用: 朝向 3D MOT 方向运动但是速度小的原子会被稍微加速; 速度接近 0 的原子会被适当加速穿过差分筒到达 3D MOT 区域; 远离 3D MOT 运动的原子会被减速到 0 再反向加速穿过差分筒到达 3D MOT 区域. 由于这 3 个速度群的原子占比最多, 所以主峰对应的失谐是红失谐. 失谐为 +50 MHz 时, 推送光作用朝着 3D MOT 方向运动的特定速度群的原子, 结合这个速度群的占比使得 3D MOT 的原子数出现了局部的小峰. 由于 2D MOT 中长条形原子团的密度和速度分布是对称的, 因此在失谐为 -50 MHz 时也出现了局部的小峰. 这个三峰结构展示了单频激光推送冷原子的速度选择性, 也验证了 2D MOT 中的冷原子沿长条形方向速度分布引起的多普勒展宽远大于原子的自然线宽.

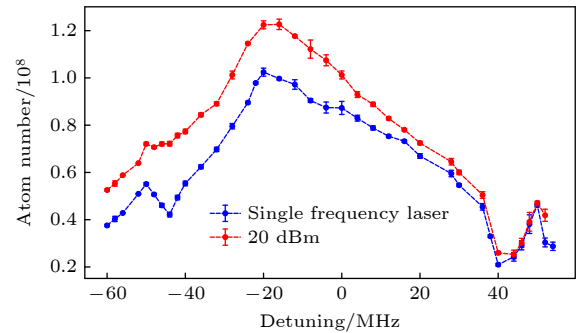


图 3 改变推送光失谐时 3D MOT 原子数的变化, 单频推送光 (蓝), 多频推送光 (红, 20 dBm)  
Fig. 3. Variation of atom numbers in the 3D MOT with detuning of pushing laser, without (blue) and with (red, 20 dBm) EOM modulation.

当对 EOM 施加 20 dBm 的调制, 再次调节推送光的失谐量, 发现当失谐量小于 +35 MHz 时, 3D MOT 装载的原子数有了明显提升. 主峰中心对应的失谐量没有明显变化, 仍为 -20 MHz. 失谐量位于 -50 MHz 的小峰由于多频推送光的频谱展宽呈现得不明显. 多频推送光在蓝失谐区域随着失谐的增加对原子数的提升越来越不明显, 甚至当失谐大于 +35 MHz 时和单频推送光几乎没有区别. 分析原因是蓝失谐推送光主要作用朝着 3D MOT 方向运动的原子, 由于固定了 3D MOT 的激光和磁场参数, 随着失谐的增大, 输运原子的平均速度

越来越高,多频推送光的调制边带也不能有效地推送原子,当原子的速度超过 3D MOT 的捕获速度时就不能被囚禁,这时单频推送光和多频推送光的表现没有差别.

为了研究推送光功率和驱动 EOM 的射频功率对 3D MOT 装载原子数的影响,固定 2D MOT 和 3D MOT 的激光和磁场参数,设置多频推送光的载波失谐量 (-20 MHz),固定推送光开启时间为 5 s,推送结束后采用吸收成像测量 3D MOT 中的原子数<sup>[36]</sup>,在扫描推送参数时确保 2D MOT 端保持稳定,每个数据点重复采集 5 次,实验结果如图 4 所示.为了对比使用多频光 and 单频光时的原子数,表 1 列出了增幅,结果显示原子数的增幅不是恒定的.综合图 4 和表 1 大致分为三种情况:1) 当推送光功率较小时,推送光产生的原子束流较小,使得 3D MOT 装载的原子数相对较小.但由多频推送光带来的增幅较大,在推送光功率为 195  $\mu\text{W}$  时,增幅超过 40%.2) 随着推送光功率的增加,3D MOT 的原子数目增加,但是由多频推送光带来的增幅逐渐降低.3) 当推送光功率继续增大时,3D MOT 的原子数目以及多频推送光带来的增幅都下降.这是因为推送光功率过大时,推送后超出 3D MOT 捕获速度的原子越来越多.从图 4 可以看出,推送光无论是低功率还是高功率,使用多频推送光获得的原子数比使用单频推送光时高.因此我们认为,在相同的推送光功率下,多频推送光对原子束横向扩散的影响不会超过单频推送光带来的影响.

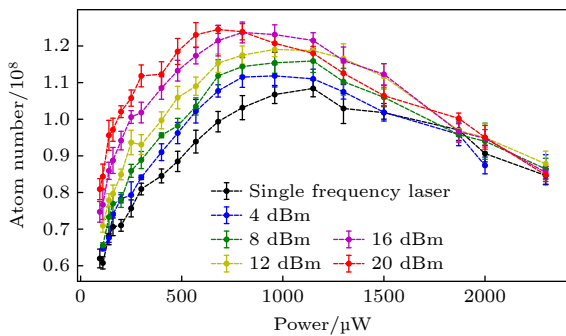


图 4 3D MOT 原子数随推送光功率和 EOM 调制功率的变化,装载时间 5 s  
Fig. 4. Variation of the number of atoms in the 3D MOT with pushing laser power and EOM modulation power, loading time 5 s.

图 4 显示随着驱动 EOM 的射频功率增加,3D MOT 的原子数呈上升趋势,这说明多频推送

表 1 使用单频推送光和多频推送光时原子数的对比

Table 1. Comparison of atom number using single-frequency pushing laser and multi-frequency pushing laser.

功率/ $\mu\text{W}$	93	195	480	678	960	1500	2000	2296
单频推送光/ $10^8$	0.62	0.71	0.88	0.99	1.06	1.02	0.9	0.85
多频推送光/ $10^8$	0.81	1.02	1.18	1.24	1.23	1.12	0.95	0.88
增幅/%	30.6	43.7	34.1	25.3	16	9.8	5.6	3.5

光的边带和原子团速度分布的匹配程度在增加.综合图 2 至图 4,我们总结设置多频推送光的三个步骤如下.第一步,使用单频推送光,测量原子数随失谐的变化,确定所需推送光的频谱宽度.例如,我们的实验中,需要频谱宽度约 80 MHz(如图 3 所示).第二步,根据频谱宽度选取 EOM,并测试 EOM 对激光的调制.例如我们使用的 EOM 允许的最大射频功率为 20 dBm,随着射频功率的增加边带数量也在增加,在驱动功率为 20 dBm 时,可以看到载波和 6 个边带(如图 2 所示).第三步,优化射频功率和推送光功率,获得最大的原子数目.

为了对比使用单频推送光和多频推送光时 3D MOT 装载原子的速率,固定 2D MOT 和 3D MOT 的激光和磁场参数,保持推送光功率 (700  $\mu\text{W}$ ) 和失谐量 (-20 MHz),分别在 EOM 未调制和施加调制 (20 dBm) 时采集 1 次 3D MOT 的原子数随装载时间的变化,结果如图 5 所示.这里我们采用荧光成像实时测量 3D MOT 中的原子数<sup>[36]</sup>.按照公式  $N(t) = N_0[1 - \exp(-t/\tau)]$  进行拟合,得出单频推送光 ( $N_0 = 1.38 \times 10^8$ ,  $\tau = 4.11$  s) 和多频推送光 ( $N_0 = 1.79 \times 10^8$ ,  $\tau = 4.22$  s).实验结果显示,在相

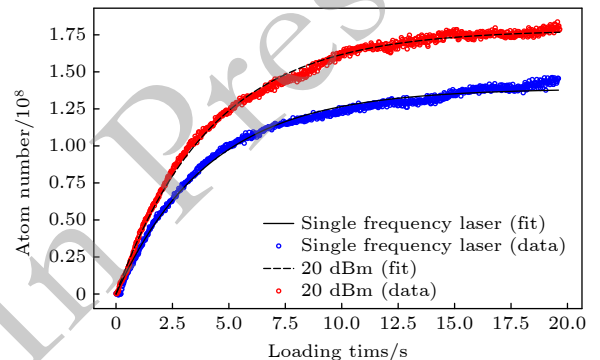


图 5 3D MOT 的原子数随装载时间的变化,无调制 (蓝色),有调制 (红色, 20 dBm)

Fig. 5. Comparison of 3D MOT atom number with loading time, without EOM modulation (blue), with EOM modulation (red, 20 dBm).

同的实验条件下,引入 EOM 调制显著提升了 3D MOT 原子的装载速率.

## 5 结 论

本文针对二维磁光阱和三维磁光阱组合的双磁光阱装置中的冷原子输运,提出并实验实现了一种多频推送光方案.利用一个电光调制器对单频推送光调制产生多频推送光,不同频率的激光可以推送特定速度群的原子.多频推送光主要通过扩大覆盖有效推送的原子速度群,提高可被 3D MOT 捕获的原子比例来提升装载,而且不会显著地改变最优装载条件本身.实验结果表明,和单频推送光相比,多频推送光的频谱更匹配二维磁光阱的原子团速度分布,因此使三维磁光阱的原子数和装载速率均获得了显著提升,在相同的推送光功率条件下,原子数的最大增幅超过 40%.本文仅利用一个电光调制器产生多频推送光,对现有实验系统的改动较小.如果结合集成光电技术产生匹配二维磁光阱冷原子速度分布的定制多频推送光,将会进一步提升双磁光阱装置中冷原子的输运效率,显著缩短冷原子的制备时间.因此,本文提出的多频推送光方案不仅发展了冷原子的制备技术,也将推动冷原子物理和量子精密测量等领域的发展.

## 参考文献

- [1] Georgescu I M, Ashhab S, Nori F 2014 *Rev. Mod. Phys.* **86** 153
- [2] Ladd T D, Jelezko F, Laflamme R, Nakamura Y, Monroe C, O'Brien J L 2010 *Nature* **464** 45
- [3] Pezzè L, Smerzi A, Oberthaler M K, Schmied R, Treutlein P 2018 *Rev. Mod. Phys.* **90** 035005
- [4] Gross C, Bloch I 2017 *Science* **357** 995
- [5] Halimeh J C, Aidelburger M, Grusdt F, Hauke P, Yang B 2025 *Nat. Phys.* **21** 25
- [6] Manetsch H J, Nomura G, Bataille E, Lv X D, Leung K H, Endres M 2025 *Nature* **647** 60
- [7] Aepli A, Kim K, Warfield W, Safronova M S, Ye J 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 023401
- [8] Gomez P, Martin F, Mazzinghi C, Orenes D B, Palacios S, Mitchell M W 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 170401
- [9] Sekiguchi N, Shibata K, Torii A, Toda H, Kuramoto R, Fukuda D, Hirano T 2021 *Phys. Rev. A* **104** L041306
- [10] Wood A A, Bennie L M, Duong A, Jasperse M, Turner L D, Anderson R P 2015 *Phys. Rev. A* **92** 053604
- [11] Zhang T, Chen L L, Shu Y B, Xu W J, Cheng Y, Luo Q, Hu Z K, Zhou M K 2023 *Phys. Rev. Appl.* **20** 014067
- [12] Lyu W, Zhong J Q, Zhang X W, Liu W, Zhu L, Xu W H, Chen X, Tang B, Wang J, Zhan M S 2022 *Phys. Rev. Appl.* **18** 054091
- [13] Schreck F, Druten K 2021 *Nat. Phys.* **17** 1296
- [14] Ma X B, Ye Z X, Xie L Y, Guo Z, You L, Tey M K 2019 *Chin. Phys. Lett.* **36** 073401
- [15] Yan X C, Sun D L, Wang L, Min J, Peng S G, Jiang K J 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 056701
- [16] Chen C, Liu K J, Deng D Z, Ma S C, Zhu P, He Z C, Chen J F, Wu X X, Chen P 2025 *Phys. Rev. Appl.* **24** 054071
- [17] Mishra S R, Ram S P, Tiwari S K, Mehendale S C 2008 *Phys. Rev. A* **77** 065402
- [18] Wang J M, Wang J, Yan S B, Geng T, Zhang T C 2008 *Rev. Sci. Instrum.* **79** 123116
- [19] Ram S P, Tiwari S K, Mishra S R, Rawat H S 2013 *Rev. Sci. Instrum.* **84** 073102
- [20] Greiner M, Bloch I, Hänsch T W, Esslinger T 2001 *Phys. Rev. A* **63** 031401(R)
- [21] Händel S, Marchant A L, Wiles T P, Hopkins S A, Cornish S L 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 013105
- [22] Lee J H, Jung H J, Choi J Y, Mun J C 2020 *Phys. Rev. A* **102** 063106
- [23] Unnikrishnan G, Beulenkamp C, Zhang D, Zamarski K P, Landini M, H C Nägerl 2021 *Rev. Sci. Instrum.* **92** 063205
- [24] Klostermann T, Cabrera C R, Raven H V, Wienand J F, Schweizer C, Bloch I, Aidelburger M 2022 *Phys. Rev. A* **105** 043319
- [25] Matthies A J, Mortlock J M, McArd L A, Raghuram A P, Innes A D, Gregory P D, Bromley S L, Cornish S L 2024 *Phys. Rev. A* **109** 023321
- [26] Myatt C J, Newbury N R, Ghrist R W, Loutzenhiser S, Wieman C E 1996 *Opt. Lett.* **21** 290
- [27] Jiang K J, Li K, Wang J, Zhan M S 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 324
- [28] Hardman K S, Everitt P J, McDonald G D, Manju P, Wigley P B, Sooriyabandara M A, Kuhn C C N, Debs J E, Close J D, Robins N P 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 138501
- [29] Chen L C, Meng Z M, Wang P J 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 083701 (in Chinese) [陈良超, 孟增明, 王鹏军 2017 物理学报 **66** 083701]
- [30] Yuan X L, Yu J C, Li H, Wu B, Xiong W, Zhou X J, Chen X Z 2024 *Phys. Rev. A* **109** 043315
- [31] Yu Z X, Liu Q X, Sun J F, Xu Z 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 013701 (in Chinese) [余泽鑫, 刘琪鑫, 孙剑芳, 徐震 2024 物理学报 **73** 013701]
- [32] Anderson B P, Kasevich M A 1994 *Phys. Rev. A* **50** R3581
- [33] Cao Q, Luo X Y, Gao K Y, Wang X R, Chen D M, Wang R Q 2012 *Chin. Phys. B* **21** 043203
- [34] Li K, Zhang D F, Gao T Y, Peng S G, Jiang K J 2015 *Phys. Rev. A* **92** 013419
- [35] Park S J, Noh J, Mun J 2012 *Opt. Commun.* **285** 3950
- [36] Lewandowski H J, Harber D M, Whitaker D L, Cornell E A 2003 *J. Low Temp. Phys.* **132** 309

# Enhanced cold atom transfer in a double magneto-optical trap using a multi-frequency pushing laser\*

KANG Xin<sup>1)</sup> WU Jiatao<sup>1)2)</sup> SHI Shenzhen<sup>1)</sup> GAO Luna<sup>1)</sup> CHEN Yuke<sup>1)</sup>  
 HAN Chengyin<sup>1)3)</sup> LU Bo<sup>1)3)</sup>† LEE Chaohong<sup>1)3)</sup>‡

1) (*State Key Laboratory of Radio Frequency Heterogeneous Integration, Institute of Quantum Precision Measurement, College of Physics and Optoelectronic Engineering, Shenzhen University, Shenzhen 518060, China*)

2) (*Laboratory of Quantum Engineering and Quantum Metrology, School of Physics and Astronomy, Sun Yat-Sen University (Zhuhai Campus), Zhuhai 519082, China*)

3) (*Quantum Science Center of Guangdong-Hong Kong-Macao Greater Bay Area (Guangdong), Shenzhen 518045, China*)

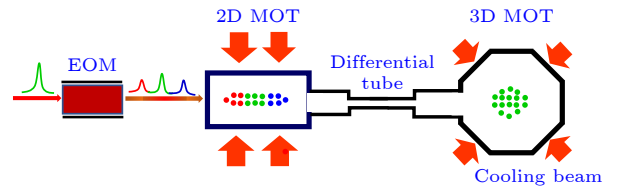
( Received 20 January 2026; revised manuscript received 13 February 2026 )

## Abstract

The dual magneto-optical trap scheme, which combines a two-dimensional magneto-optical trap (2D MOT) and a three-dimensional magneto-optical trap (3D MOT), has been widely used in quantum simulation, quantum computing, and quantum precision measurement. Enhancing the transfer efficiency of cold atoms in the dual MOT scheme remains one of the most critical challenges. The cold atom cloud in a 2D MOT adopts an elongated owing to the two-dimensional confinement. The Doppler broadening caused by the velocity distribution of cold atoms significantly exceeds the natural linewidth. Therefore, when a single-frequency laser is used, it can only push cold atoms within a specific velocity range, which limits the overall efficiency of cold atom transfer.

We propose and experimentally demonstrate a cold atom transfer scheme that employs a multi-frequency pushing laser. The scheme utilizes an electro-optic modulator (EOM) to modulate a single-frequency pushing laser, and the generating multi-frequency pushing laser is capable of effectively transferring atoms with a broad velocity distribution. By employing this scheme, the effects of the pushing laser power, pushing laser detuning, and the RF power driving the EOM on the atom number and loading rate in a 3D MOT are systematically investigated. The experimental results demonstrate that employing a multi-frequency pushing laser can significantly increase the atom number in the 3D MOT. With the same pushing laser power, the atom number is increased by up to 40%. Multi-frequency pushing lasers primarily enhance atom loading by expanding the range of atomic velocity groups subjected to effective resonant interaction and increasing the proportion of atoms that can be captured by the 3D MOT, without significantly altering the optimal loading conditions of the 3D MOT.

Our proposed scheme is easy to implement and requires minimal modifications to existing experimental



\* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2022YFA1404104), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 92476201), and the Guangdong Provincial Quantum Science Strategic Initiative, China (Grant Nos. GDZX2304007, GDZX2305006, GDZX2204003).

† Corresponding author. E-mail: [lubo1982@szu.edu.cn](mailto:lubo1982@szu.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [chleecn@szu.edu.cn](mailto:chleecn@szu.edu.cn)

systems. If combined with integrated optoelectronic technology to generate a customized multi-frequency pushing laser that matches the velocity distribution of cold atoms in a 2D MOT, this approach will further enhance the transfer efficiency of cold atoms in a dual MOT apparatus and substantially reduce the preparation time of cold atoms. The proposed multi-frequency pushing laser scheme not only facilitates more efficient preparation of cold atoms, but also contributes to the development of fields such as cold atom physics and quantum precision measurement.

**Keywords:** cold atom, magneto-optical trap, atom transfer, multi-frequency pushing laser, electro-optic modulator

**DOI:** [10.7498/aps.75.20260099](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260099)

**CSTR:** [32037.14.aps.75.20260099](https://cstr.net.cn/ipac/32037.14.aps.75.20260099)

In Press