

中性汞原子磁光阱装载率的优化

苟维 刘亢亢 付小虎 赵儒臣 孙剑芳 徐震

Optimization of the loading rate of magneto-optical trap for neutral mercury atom

Gou Wei Liu Kang-Kang Fu Xiao-Hu Zhao Ru-Chen Sun Jian-Fang Xu Zhen

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 130201 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.130201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.130201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I13>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[强阻尼广义 sine-Gordon 方程特征问题的变分迭代法](#)

[The variational iteration method for characteristic problem of strong damping generalized sine-Gordon equation](#)

物理学报.2015, 64(1): 010201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.010201>

[太阳强迫厄尔尼诺/南方涛动充电振子模型的 Hopf 分岔与混沌](#)

[Hopf bifurcation and chaos in the solar-forced El Niño /Southern Oscillation recharge oscillator model](#)

物理学报.2014, 63(21): 210201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.210201>

[具有一般非线性弹性力和广义阻尼力的相对转动非线性系统的周期解问题](#)

[The periodic solution problem of a relative rotation nonlinear system with nonlinear elastic force and generalized damping force](#)

物理学报.2014, 63(20): 200202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.200202>

[地球磁层电磁场中粒子引导中心漂移运动模型的周期轨](#)

[The periodic problem of drift motion of the guidance center in the earth's magnetosphere electromagnetic field](#)

物理学报.2014, 63(19): 190202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.190202>

[完整力学系统的广义梯度表示](#)

[Generalized gradient representation of holonomic mechanical systems](#)

物理学报.2014, 63(11): 110202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.110202>

中性汞原子磁光阱装载率的优化*

荀维¹⁾²⁾ 刘亢亢¹⁾²⁾ 付小虎¹⁾²⁾ 赵儒臣¹⁾²⁾ 孙剑芳¹⁾²⁾ 徐震^{1)2)3)†}

1)(中国科学院上海光学精密机械研究所, 量子光学重点实验室, 上海 201800)

2)(中国科学院大学, 北京 100049)

3)(中国科学院冷原子物理中心, 上海 201800)

(2016年2月16日收到; 2016年3月29日收到修改稿)

量子投影噪声是影响光晶格钟的一个重要参数, 提高磁光阱中装载率有利于降低量子投影噪声, 可提升光晶格钟的性能. 针对实验所用的汞原子单腔磁光阱, 本文分析并计算了磁光阱中汞原子受力情况和一维运动规律, 在此基础上用随机数方法对磁光阱中汞原子三维装载进行了数值计算, 获得了磁光阱中的稳态原子数, 研究了磁光阱的冷却激光的光强、失谐量以及磁场梯度等参数对稳态原子数的影响, 得出了获得最优装载率的实验参数. 涉及的计算方法和结论对汞原子光晶格钟的实验设计具有参考价值.

关键词: 汞原子, 磁光阱, 光晶格钟, 激光冷却

PACS: 02.30.Hq, 02.60.Cb, 37.10.Vz

DOI: 10.7498/aps.65.130201

1 引言

时间的精确测量不仅对科学研究非常重要, 对于全球通信网络和GPS定位系统来说也起着至关重要的作用^[1]. 随着科学技术的发展, 光钟由于可以用来获得更高精度的时间标准, 已经成为国际计量科学中的热点^[2,3]. 而汞原子由于黑体辐射频移小, 核电荷数大, 质量大等特点, 成为下一代光晶格钟的热门候选, 在精密测量中具有独特的优势^[4], 而实现汞原子光钟首先要对汞原子进行激光冷却.

20世纪80年代以来, 激光冷却俘获中性原子一直是物理研究中最活跃的领域之一, 多种中性原子先后被俘获. Dalibard最先提出用不均匀静磁场和光压力相结合构建原子阱, 很快被贝尔实验室的朱棣文小组和MIT的Pritchard小组共同采纳并合作实现^[4]. 这种阱后来被称为磁光阱, 磁光阱由三对分别沿 x , y , z 方向的红失谐圆偏振对射激光束和产生四极磁场的一对反亥姆赫兹线圈来实现. 四极磁场的磁场强度在坐标原点为零, 向 x , y , z 三个

方向线性增长. 陷俘力主要依靠激光散射力的作用, 而不均匀的磁场提供了一个辐射压力随位置变化的环境, 使得磁光阱内的原子受到一个处处指向坐标原点的光散射力. 磁光阱的发明大大简化了激光冷却和陷俘原子的实验技术, 对这一领域的发展起到了重要作用, 成为目前冷原子物理领域的主要实验手段.

2008年, 日本东京大学的Katori小组^[5]最先实现了汞原子的激光冷却. 随后, 法国巴黎天文台的Bize小组^[6], 还有德国的Walther小组^[7]等都实现了在磁光阱中俘获汞原子. 但是仅仅俘获到超冷的汞原子是不够的, 要提高光晶格钟的性能, 需要足够高的装载率. 在光晶格钟里, 更高的装载率意味着获得更高的信噪比, 且可以用更短的积分时间进行比对^[8]. 因此, 提高磁光阱中原子的装载率, 具有很强的现实意义和应用价值.

提高磁光阱的装载率要从两方面入手: 一个方法是提高有效原子束流强度, 更好的准直原子束并对原子减速, 这需要在原子进入磁光阱之前进行预

* 国家自然科学基金(批准号: 91436105, 11547251)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xuzhen@siom.ac.cn

冷, 形成高通量的冷原子低速强流, 目前使用较广的技术是塞曼减速器和二维磁光阱^[9]. 另一方面, 磁光阱本身的俘获能力也是一个重要因素, 要提高磁光阱本身的俘获能力, 需要对磁光阱中原子的运动规律进行研究, 探讨影响磁光阱的各项参数(光强、失谐、磁场梯度等)对冷却效率的影响. 通过优化磁光阱的各项参数, 获得最佳冷却条件, 提高俘获率. 本文研究了中性汞原子在磁光阱中的运动规律, 通过理论计算和实验测量, 确定了磁光阱中获得最佳装载率的实验参数.

本文的结构如下: 第二部分给出了理论模型和计算方法, 获得了中性汞原子在一维和三维磁光阱中的受力及运动规律; 第三部分介绍了汞原子磁光阱的实验装置和测量手段; 第四部分对比了装载率的理论计算和实验结果并做了讨论; 第五部分给出了结论.

2 理论模型

2.1 汞原子的能级和冷却跃迁

汞原子光晶格钟相关的能级如图1所示^[10]. 和碱金属原子气体不同, 汞原子的磁光阱采用的冷却跃迁波长为253.7 nm, 对应¹S₀—³P₁跃迁. 这个跃迁的特点是全封闭的, 满足磁光阱的冷却机制(Doppler冷却)的要求, 其线宽为1.27 MHz, 饱和光强为10.2 mW/cm². 这个跃迁的冷却效率适中, 且不需要额外的回泵激光, 波长也未短到不能在空气中传播. 汞原子还有另两个跃迁可以用于激光冷

却, 但都不太适合进行实验实现: 如¹S₀—¹P₁跃迁的波长处在远紫外波段(波长为184.9 nm), 激光很难获得且不能在空气中传播; ³P₂—³D₃跃迁(波长为365.0 nm)则需要将原子先抽运到亚稳态^[11], 需要多台激光器, 使得系统太复杂. 天然的汞原子有7个稳定同位素, 其中除了¹⁹⁶Hg丰度太低(仅为0.16%), 其他6个稳定同位素(¹⁹⁸Hg, ¹⁹⁹Hg, ²⁰⁰Hg, ²⁰¹Hg, ²⁰²Hg和²⁰⁴Hg)的丰度都在6%—30%, 我们的计算和实验中所采用的原子同位素为丰度最高(29.6%)的²⁰²Hg原子.

2.2 磁光阱的一维理论模型和计算

只考虑一维情况, 原子受到对射的圆偏振光作用, 其散射力可以分别写成^[12]:

$$F_{\pm} = \pm \hbar \mathbf{k} \frac{\gamma}{2} \frac{s}{1 + s + (2\delta_{\pm}/\gamma)^2}, \quad (1)$$

原子所受总的力 $F = F_- + F_+$. 这里正负号分别对应正向和反向的圆偏振激光; \hbar 为普朗克常数; \mathbf{k} 为波矢量; s 为饱和因子, $s = \frac{I}{I_0}$; I_0 为饱和光强; I 为实际光强; γ 为自然线宽. 在磁光阱中, 由反亥姆霍兹线圈产生四极磁场, 汞原子的冷却跃迁的塞曼频移为

$$\hbar \Delta \omega = \Delta E = \mu' B(x) = \mu' A x, \quad (2)$$

其中, A 是磁场梯度, $\mu' = (g_e m_e - g_g m_g) \mu_B$, 其中 μ' 为有效磁矩, g 是相应能级的朗德因子, m_e , m_g 分别表示汞原子激发态和基态的磁量子数. 在磁光阱中, 原子感受到激光的频率失谐量是随着空间磁场和原子速度变化的,

$$\delta_{\pm} = \delta \mp \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \mp \mu' \frac{A x}{\hbar}, \quad (3)$$

其中 $\delta = |\omega - \omega_0|$ 是激光的频率失谐量, ω 与 ω_0 分别是激光的频率和原子的共振频率, v 为原子速度.

由以上讨论, 可建立磁光阱中的原子运动方程, 如下:

$$\hbar \mathbf{k} \frac{\gamma}{2} \left[\frac{s}{1 + s + (2\delta_-/\gamma)^2} - \frac{s}{1 + s + (2\delta_+/\gamma)^2} \right] = m x''(t), \quad (4a)$$

$$\delta_{\pm}(x(t), x'(t)) = \delta \mp \mathbf{k} x'(t) \mp \frac{\mu' A x(t)}{\hbar}, \quad (4b)$$

$$s = \frac{I'}{I_0} e^{-\frac{r^2}{2r_0^2}}, \quad (4c)$$

$$x(t) = x_0, \quad x'(t) = v_0, \quad (4d)$$

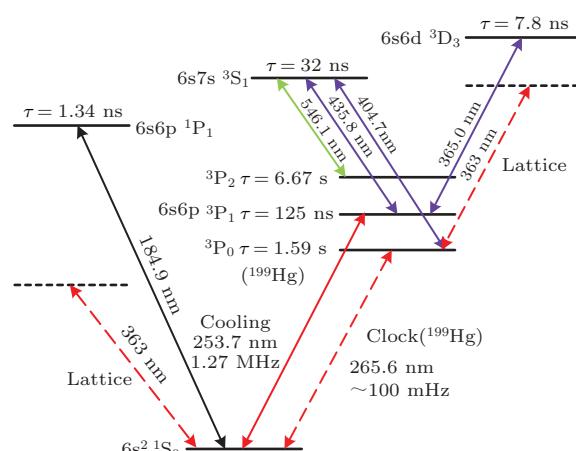


图1 (网刊彩色) 汞原子能级

Fig. 1. (color online) Energy level diagram of Hg atom.

其中, x_0 是原子的初始位置, 一般设定为阱区边缘, v_0 为原子初始速度. 实验中用到的参数为: 冷却激光的光斑半径为 5 mm, 磁场梯度为 9—15 G/cm. 激光光强近似按照高斯分布计算.

对于不同初始速度和不同位置的原子, 通过龙格-库塔方法求解微分方程, 可对其一维运动进行数值模拟. 根据初始条件不同, 由于原子在磁光阱中受到的作用力有差异, 会表现出不同的运动轨迹, 我们认为在阱的作用下持续减速并最终稳定到磁场零点位置的原子, 是可被俘获的. 当原子的速度大于某个临界值, 则原子就很难被俘获, 我们称其为最大临界速度 v_c . 例如图 2 中给出了一定实验条件下 ($I = 12.4 \text{ mW/cm}^2$, $A = 10 \text{ G/cm}$, $\delta = 10 \text{ MHz}$) 计算得到的汞原子在一维磁光阱中的运动情况. 计算中假设原子的初始位置都在磁光阱的边缘, 当初始速度较小时, 原子经过一个阻尼振荡最终被俘获在磁光阱中心, 当原子速度超过某个临界速度时, 原子将飞出磁光阱. 根据图 2 中的计算结果, 我们判断临界速度约为 4.58 m/s. 这个临界俘获速度对磁光阱中能俘获的冷原子数目具有很大的影响.

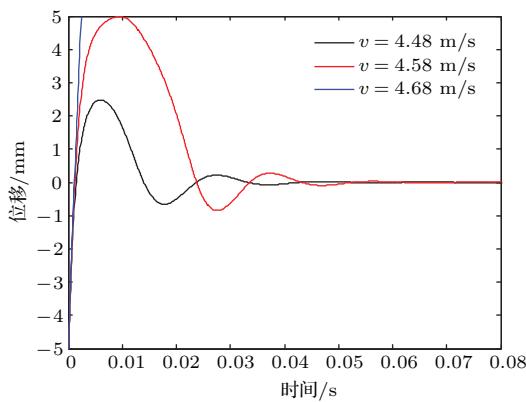


图 2 (网刊彩色) 不同初速度的汞原子在磁光阱中的一维运动

Fig. 2. (color online) 1D motion of mercury atoms with different initial speed in MOT.

2.3 随机数方法模拟三维运动

要模拟实际的三维磁光阱, 不能简单地把一维模型推广到三维模型, 因为除了速度空间上多了两个维度, 还要考虑其他的因素. 为了更加接近实际情况, 更准确地评估各个参数的影响, 我们在一维模型的基础上, 采用随机数方法来对三维情形进行模拟计算, 其中一维运动的计算结果则帮助我们降低了计算难度.

在建立三维计算模型时, 我们考虑磁光阱的作用区域为一个立方体, 背景中的原子气体分别从六个方形界面进入磁光阱作用区域, 我们仅计算从界面进入作用区域的气体原子, 能被俘获的原子最后的位置应在磁光阱中心附近, 而不能被俘获的原子则将离开磁光阱作用区域. 根据之前的一维计算结果可以发现, 在现有的实验条件下, 磁光阱的临界俘获速度大约为 5 m/s, 初始速度超出 6 m/s 的原子不可能再被冷却, 而原子从阱区边缘到达磁光阱中心的时间均小于 50 ms, 因此我们可以缩小计算范围, 有效提高计算速度和效率. 例如, 考虑从 $-x$ 方向进入阱区的原子时, 设定纵向采样速度 v_x 的区间为 $[0, 6]$ m/s, 横向采样速度 v_y 和 v_z 的区间为 $[-6, 6]$ m/s, 初始速度在该区间内进行随机采样, 初始位置则随机分布在 $-x$ 一侧的阱区边缘, 即 $(-5, [-5, 5], [-5, 5])$ mm, 然后根据随机产生的初始状态用推广的三维运动方程组计算采样原子的演化过程. 最终位置坐标落在磁光阱中心附近 1 mm 以内的原子, 则被认为已俘获, 由此定义判断函数 $\delta(v_x) = 1$, 否则为 0. 根据判断函数, 我们可以获取该界面的装载率:

$$R_{-x} = n_b \cdot S \cdot \sum v_x \cdot \delta(v_x) \times \frac{f(v_x, v_y, v_z)}{\sum f(v_x, v_y, v_z)}. \quad (5)$$

这里对初始速度根据玻尔兹曼分布取权重. 其中 f 为室温下背景气体原子的速度分布, n_b 为采样速度区间的有效背景原子气体密度, S 为采样界面的面积. 背景气体的速度分布服从麦克斯韦-玻尔兹曼分布:

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT} \right], \quad (6)$$

其中 m 为原子质量, k 为玻尔兹曼常数, T 为室温. 有效原子气体密度为该速度区间的原子密度

$$n_b = n_{\text{tot}} \int_0^6 \int_{-6}^6 \int_{-6}^6 f(v) dv_x dv_y dv_z, \quad (7)$$

其中, n_{tot} 是汞原子背景气体密度. 综合 6 个界面, 我们可以得到磁光阱总的装载率. 其中, 由于四极磁场的特性, z 方向的磁场梯度为 x, y 方向的 2 倍. 采用该方法, 我们发现对于一个界面仅需要 10^5 个随机采样数, 即可以获得收敛的结果, 因此大大降低了计算量.

而在实验上, 装载率并不是一个特别方便获得的参数, 通常测量稳态原子数更加直接方便, 可以通过磁光阱中冷原子发出的荧光来计算得到稳态原子数. 因此我们希望直接建立起装载率和稳态原子数的关系.

根据磁光阱的速率方程, 阵中原子数 N 的变化率为

$$\frac{dN}{dt} = R - \frac{N}{\tau}. \quad (8)$$

在初始条件为 $N = 0$, 可得上述方程的解为

$$N(t) = N_s \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right), \quad (9)$$

其中稳态原子数 $N_s = R\tau$; τ 为磁光阱中原子寿命, 它是原子损失率的倒数, 主要由磁光阱中俘获的原子和背景气体之间的碰撞引起. 在背景气体密度不变的情况下, 可认为磁光阱寿命不变, 因此装载率和稳态原子数成正比关系, 稳态原子数可以直接体现装载率的大小.

3 实验装置

汞原子磁光阱实验的真空系统主要分为两个部分, 汞源腔和科学腔, 如图 3 所示. 汞源腔包含 (TEC) 制冷的汞源, 作用是为科学腔提供背景原子蒸汽. 由于汞原子在室温下饱和蒸汽压太高(约 0.3 Pa), 必须对汞源制冷才能使真空系统处于超高真空. 我们通过 6 级 TEC 制冷片实现了汞源的控温, 最低可把汞源制冷到 -70°C . 科学腔上有八个紫外增透的真空窗口, 其中六个通过冷却光来形成三维磁光阱, 另外两个窗口用来探测荧光信号. 科学腔上下安装了一对反亥姆霍兹线圈来提供四极磁场, 径向磁场梯度最大可达到 15 G/cm . 另有三对亥姆霍兹线圈用来补偿地磁场和其他剩余磁场, 剩余磁场小于 10 mG .

紫外冷却激光系统为一台商用四倍频半导体激光器, 输出功率最大为 30 mW , 通常稳定在 20 mW 左右, 通过声光调制器和汞原子吸收池的饱和吸收光谱稳定在冷却跃迁上, 失谐量的调节范围为 0 — 15 MHz . 由于紫外激光的功率有限, 我们采用单束折叠光路, 让一束激光通过科学腔 6 次, 来完成通常磁光阱中 6 束冷却光同样的功能. 最终进入磁光阱的冷却激光光斑直径约为 10 mm , 功率密度最大可达 12.4 mW/cm^2 .

磁光阱中汞原子发出的荧光通过一套 4 透镜成像系统收集到 EMCCD 上, 通过 EMCCD 上的荧光信号进行高斯拟合计算可得超冷汞原子的原子数, 该方法可以扣除背景荧光的影响. 我们也可以通过荧光信号标定科学腔中的汞原子气体密度, 当汞源工作温度为 -45°C 时, 汞原子气体密度为 $3.59 \times 10^{-6} \text{ Pa}$. 下面的实验数据均在此实验条件下获得, 实验测得磁光阱中的原子寿命 τ 约为 1 s .

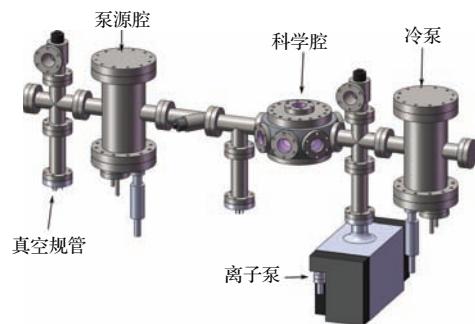


图 3 磁光阱真空系统

Fig. 3. Vacuum system for magneto-optical trap.

4 结果与讨论

由散射力的公式可知, 原子的冷却和冷却激光的光强、失谐量以及磁场梯度都有关系, 因此我们根据实验系统的参数范围计算了稳态原子数, 并和实验结果进行了比较.

首先, 根据实验测试的参数(径向磁场梯度为 -10 G/cm , 冷却激光失谐量为 -10 MHz), 计算了稳态原子数随冷却激光的光强变化, 如图 4 所示. 计算结果表明, 原子数随着光强的增加单调增加, 这与实验结果是一致的. 冷却光的光强越强, 原子受到的散射力越大, 磁光阱对原子的束缚能力越强, 因而可以俘获的原子数目也越多. 由于紫外激光器的功率限制, 磁光阱区域的最大光强为 12.4 mW/cm^2 才与饱和光强相当, 因而还没出现原子数随冷却激光光强的饱和效应. 实验中用到的紫外激光分布并非理想高斯光斑, 和数值模拟中用到的理想高斯分布有较大差距, 因而数值模拟值和实验测量值无法完全一致.

另外, 在理论上计算了光强进一步增大对原子数的影响(图 5), 由之前的结果可以看出, 光强较小时原子数目基本随光强变化线性增加. 但是当光强增大到一定程度后, 原子数目随着光强增加变缓, 出现饱和效应.

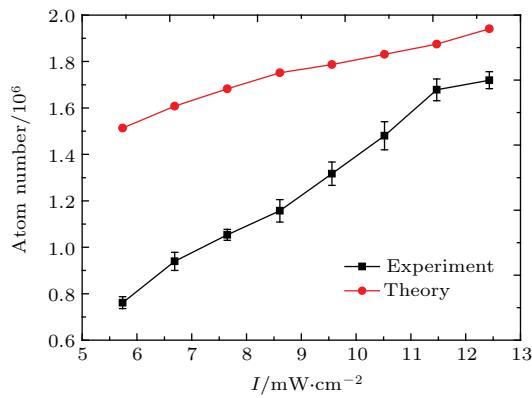


图4 原子数随光强的变化

Fig. 4. Dependence of atom number on the laser intensity.

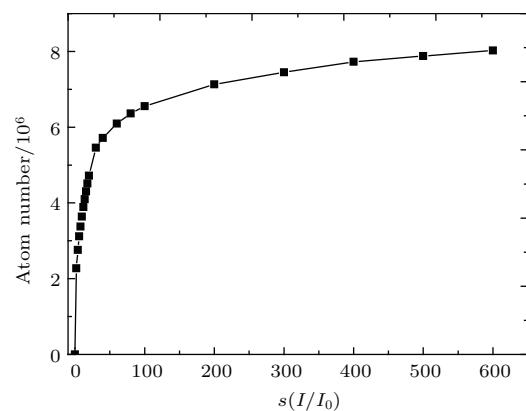


图5 原子数随光强的变化

Fig. 5. Dependence of atom number on the laser intensity.

其次,根据实验测试的参数(径向磁场梯度为10 G/cm, 冷却激光失谐量为光强12.4 mW/cm²),计算了稳态原子数随激光失谐量的变化(图6).计算结果表明: 原子数在-11 MHz最大, 我们称其为最佳失谐量, 这和实验测得的原子数最大值对应的激光失谐量(-10 MHz)较为吻合. 实验所用紫外冷却激光的光强分布、激光线宽等因素均会影响不同失谐量下的原子数, 因此在失谐量较大的区域, 实验测得的原子数的下降比数值计算结果缓慢, 而在失谐量较小的区域原子数则略高于数值计算结果.

磁场梯度也是影响磁光阱装载的另一个重要因素. 我们根据实验测试的参数(冷却激光光强为12.4 mW/cm², 失谐量为-10 MHz), 计算了稳态原子数随径向磁场梯度的变化(图7). 计算结果表明, 当磁场梯度较小时, 原子数随着磁场梯度的增加而增加, 磁光阱中的稳态原子数在磁场梯度为

14—15 G/cm时到达峰值, 之后会下降. 实验结果在较小的测出区域和数值计算结果较为符合, 但在磁场梯度较大时略有偏差, 理论值相对较大. 这可能也和冷却激光的光斑并非理想的高斯型分布有关, 另外, 磁场梯度较大时原子团较小, 辐射囚禁作用较大, 而这一因素理论模型中未能考虑, 原子团较小时之间的碰撞也会加强, 对原子数目也有一定影响.

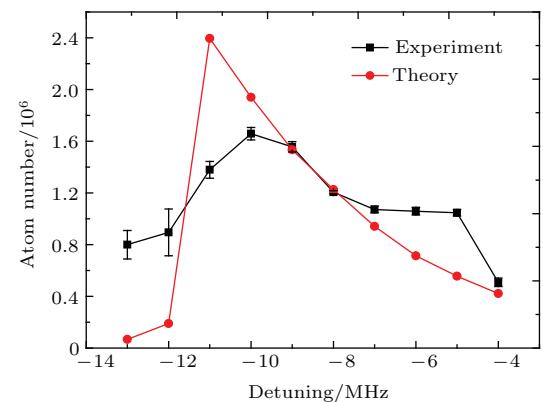


图6 原子数随失谐的变化

Fig. 6. Dependence of atom number on the detuning of the laser from resonance.

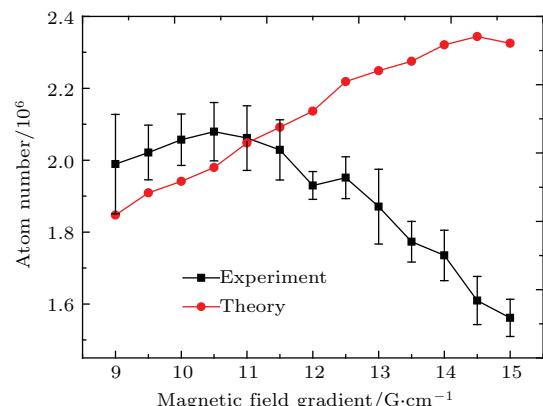


图7 原子数随磁场梯度的变化

Fig. 7. Dependence of atom number on the magnetic field gradient.

以上的数值计算虽然得到的数据都是稳态原子数, 但均可以转换为磁光阱的装载率. 因此通过这些数值计算, 我们获得了有关汞原子的单腔磁光阱系统的最佳装载率的实验参数, 并和实验测量数据符合得比较好. 该计算方法可以应用到二维磁光阱以及存在原子束注入的三维磁光阱系统中, 为汞原子光晶格钟如何获得更高的装载率, 从而降低量子投影噪声极限提供可靠的参考和依据.

5 结 论

本文建立了汞原子磁光阱中原子的运动方程,在一维动力学的基础上,采用高准确度和高效率的随机数方法对汞原子三维磁光阱进行了数值模拟,获得了汞原子磁光阱中超冷汞原子的稳态原子数(即装载率)和冷却激光的光强、失谐量以及磁场梯度之间的关系,获得了最佳装载率的实验参数.不同于通常磁光阱的计算(原子的受力及装载率等大多采用近似公式),我们用精确的受力表达式进行数值求解.尽管该模型尚未考虑很多加热、碰撞等因素,但是计算结果和实验测量基本符合,因此对实验有着较强的参考价值,可以推广到汞原子光晶格钟系统.

参考文献

- [1] Diddams S A, Bergquist J C, Jefferts S R, Oates C W 2004 *Science* **306** 1318
- [2] Takamoto M, Hong F L, Higashi R, Katori H 2005 *Nature* **435** 321
- [3] Derevianko A, Katori H 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 331
- [4] Raab E L, Prentiss M, Cable A, Chu S, Pritchard D E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2631
- [5] Hachisu H, Miyagishi K, Porosev S G, Derevianko A, Ovsiannikov V D, Pal'Chikov V G, Katori H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 053001
- [6] Petersen M, Chicireanu R, Dawkins S T, Magalhaes D V, Mandache C, Le Coq Y, Bize S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 183004
- [7] Villwock P, Siol S, Walther T 2011 *Eur. Phys. J. D* **65** 251
- [8] Katori H, Ido T, Kuwata-Gonokami M 2002 *Proceedings of the Sixth Symposium on frequency standards and metrology* Fife, Scotland, September 9–14, 2001 p323
- [9] Chen G 2014 *M. S. Dissertation* (Hangzhou: Zhejiang University) (in Chinese) [陈果 2014 硕士学位论文 (杭州: 浙江大学)]
- [10] Yi L, Mejri S, McFerran J J, Le Coq Y, Bize S 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 073005
- [11] Liu H L 2013 *Ph. D Dissertation* (Shanghai: Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, CAS) (in Chinese) [刘洪力 2013 博士学位论文 (上海: 中国科学院上海光学精密机械研究所)]
- [12] Wang Y Q 2007 *Laser Cooling and Trapping of Atoms* (Beijing: Science Press) p295 (in Chinese) [王义遒 2007 原子的激光冷却与俘获 (北京: 北京大学出版社) 第 295 页]

Optimization of the loading rate of magneto-optical trap for neutral mercury atom*

Gou Wei¹⁾²⁾ Liu Kang-Kang¹⁾²⁾ Fu Xiao-Hu¹⁾²⁾ Zhao Ru-Chen¹⁾²⁾
Sun Jian-Fang¹⁾²⁾ Xu Zhen^{1)2)3)†}

1) (Key Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

2) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

3) (Center of Cold Atom Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

(Received 16 February 2016; revised manuscript received 29 March 2016)

Abstract

Optics lattice clock is a hot topic in the researches of frequency standard and metrology. Neutral mercury atom is one of the most promising candidates for optical lattice clock. Due to its large atomic number, mercury atom is insensitive to black body radiation, which is the severe limitation for developing the optical lattice clocks. To realize the optical lattice clock of neutral mercury atoms, the first step is to implement laser-cooling and trapping of neutral mercury atoms. The cooling transition of mercury atom is 1S_0 - 3P_1 transition. The wavelength is 253.7 nm, the line width is 1.27 MHz, and the saturation intensity is 10.2 mW/cm². Quantum projection noise (QPN) is an important parameter that affects optical lattice clock. Increasing the loading rate of magneto-optical trap (MOT) can help lower the QPN, thereby improving the performance of optical lattice clock. In this work, we calculate the scattering force of deep UV cooling laser, which is exerted on mercury atom in our single chamber MOT, and numerically simulate the one-dimensional motion of the atom in the MOT. It gives us the capture velocity under optimized parameters of the MOT. Then we calculate the loading rate of three-dimensional MOT by a high efficient random sampling method. According to the rate equation of MOT, the loading rate is proportional to the atom number of the steady state, which is the accessible parameter in the experiment. An experimental setup of MOT is established with a high vacuum system and a frequency quadrupled semiconductor laser system. The fluorescence imaging on an EMCCD gives the atom number in the MOT. We also calibrate the vapor density of background mercury gas in the vacuum, and measure the atom number in a steady MOT. We numerically simulate and experimentally study the influences on the atom number on the parameters of MOT, such as laser intensity, laser detuning and magnetic field gradient. The calculated results are in consistent with the experimental results. We also find the optimized parameters to maximize the loading rate. The numerical simulation also gives some results beyond current experimental condition, especially for laser intensity. From the simulations we obtain the optimized MOT parameter and relation for laser cooling of neutral mercury atom. Especially, current deep UV cooling laser with 20 mW of power does not have enough power to enhance the loading rate. These results are rather valuable for designing the next generation of optical lattice clocks for neutral mercury atoms.

Keywords: mercury atom, magneto-optical trap, optical lattice clock, laser cooling

PACS: 02.30.Hq, 02.60.Cb, 37.10.Vz

DOI: 10.7498/aps.65.130201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91436105, 11547251).

† Corresponding author. E-mail: xuzhen@siom.ac.cn