



基于磁光阱中 ^6Li 冷原子的真空度测量

张苏钊 孙雯君 董猛 武海斌 李睿 张雪姣 张静怡 成永军

Vacuum pressure measurement based on ^6Li cold atoms in a magneto-optical trap

Zhang Su-Zhao Sun Wen-Jun Dong Meng Wu Hai-Bin Li Rui Zhang Xue-Jiao Zhang Jing-Yi
Cheng Yong-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 094204 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20212204

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212204>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

利用Kapitza-Dirac脉冲操控简谐势阱中冷原子测量重力加速度

Measurement of gravity acceleration by cold atoms in a harmonic trap using Kapitza-Dirac pulses

物理学报. 2019, 68(20): 203701 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190749>

大倾斜角度下基于冷原子重力仪的绝对重力测量

Measurement of absolute gravity based on cold atom gravimeter at large tilt angle

物理学报. 2018, 67(19): 190302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181121>

^6Li 原子跃迁频率和超精细分裂的精密测量

Precise measurement of ^6Li transition frequencies and hyperfine splitting

物理学报. 2018, 67(16): 163201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181021>

采用永磁铁的钠原子二维磁光阱的设计和研发

Design and research of two-dimensional magneto-optical trap of sodium atom using permanent magnets

物理学报. 2020, 69(12): 126701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200266>

船载系泊状态下基于原子重力仪的绝对重力测量

Absolute gravity measurement based on atomic gravimeter under mooring state of a ship

物理学报. 2021, 70(4): 040304 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201522>

基于原子重力仪的车载静态绝对重力测量

Static measurement of absolute gravity in truck based on atomic gravimeter

物理学报. 2020, 69(6): 060302 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191765>

基于磁光阱中 ^6Li 冷原子的真空度测量*张苏钊¹⁾ 孙雯君¹⁾ 董猛¹⁾ 武海斌²⁾ 李睿²⁾ 张雪姣²⁾张静怡²⁾ 成永军^{1)†}

1) (兰州空间技术物理研究所, 真空技术与物理重点实验室, 兰州 730000)

2) (华东师范大学, 精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200062)

(2021 年 11 月 30 日收到; 2022 年 1 月 16 日收到修改稿)

2018 年第 26 届国际计量大会召开后, 伴随着国际单位制的重新定义, 真空量值加速了其量子化进程. 在超高/极高真空测量领域, 可基于囚禁在磁光阱中的冷原子与背景气体碰撞的损失率以及损失率系数反演真空度. 本文从磁光阱中冷原子真空测量的基本原理出发, 基于量子散射理论小角近似和冲激近似计算了 ^6Li 冷原子与背景气体碰撞的损失率系数, 并利用光缔合法测定了在一定磁场和光场条件下的磁光阱阱深, 基于两级磁光阱装置通过拟合冷原子数的衰减曲线精确提取出了碰撞损失率. 最后在 $1 \times 10^{-8} \sim 5 \times 10^{-6}$ Pa 压强范围内将真空反演量值与电离计示数对比, 分析了制约测量精度提高的因素并提出了改进措施.

关键词: 真空测量, 冷原子, 损失率系数, 势阱深度**PACS:** 06.20.-f, 37.10.Gh, 34.50.Cx, 42.62.-b**DOI:** 10.7498/aps.71.20212204

1 引言

随着国际单位制的重新定义, 真空量值加速了其量子化进程^[1], 其中以光学方法为基础的量子真空测量研究方向^[2,3]进一步发展, 具体包括折射率法、吸收光谱法及冷原子法等, 这对真空量值的复现和今后国际单位制的重新定义具有重要意义. 目前在超高/极高真空 ($P < 10^{-6}$ Pa) 测量领域, 普遍使用基于中性气体电离原理的电离计进行真空度的测量, 然而传统的电离计在使用过程中存在电子激励脱附效应、软 X 射线以及热阴极出气等效应影响测量的准确性^[4], 随着测量下限的不断降低, 尤其是到 10^{-10} Pa 量级时对测量的准确性提出了更高的要求. 与传统的测量技术相比, 基于磁光阱中冷原子碰撞损失机理等微观粒子本征物理特性复现真空量值, 在减小不确定度的同时, 可实现真

空量值的扁平化传递, 为真空量值提供了新的溯源途径^[5].

中性原子的激光冷却和俘获技术的发展, 促进了以超冷原子物理为基础的时间和频率计量、量子信息处理、腔量子动力学等多个研究方向的进步. 磁光阱中冷原子制备技术的成熟, 为研究超冷原子的碰撞提供了良好的实验平台. 在早期的实验过程中研究者就已发现囚禁的冷原子与背景气体分子之间的碰撞限制了原子的寿命^[6-8], Arpornthip 等^[9]、Yuan 等^[10]和 Xiang 等^[11]反向利用此关系并基于磁光阱中俘获冷原子进行了真空度反演的定量研究, 目前该方法面临的主要挑战是磁光阱的阱深缺乏精确的标定, 导致碰撞损失截面和损失率系数的计算不够准确, 以及存在激发态原子的碰撞等与压强无关的损失机制限制了测量的灵敏度下限.

近年来, 美国国家标准与技术研究院^[12-14] (NIST)、俄罗斯科学院^[15,16] (Russian Academy of

* 国家自然科学基金 (批准号: 61901203) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: chyj750418@163.com

Sciences) 及加拿大英属哥伦比亚大学^[17–19] (University of British Columbia) 等研究机构基于磁阱、磁光阱和光偶极阱从理论计算和实验测量两方面进行了冷原子真空度测量的初步研究. 与磁光阱相比, 磁阱及光偶极阱等由于势阱较浅 ($W/k_B < 1$ mK, 其中 W 为阱深, k_B 为玻尔兹曼常数) 易于建立理想情况下的一对一碰撞损失模型, 但在磁阱中由于存在与原子密度相关的偶极弛豫以及磁场零点引起的 Majorana 自旋翻转损失等非理想损失机制影响测量下限; 而光偶极阱中原子与激光辐射的相互作用导致的加热效应也限制了测量的准确性. 随着相关参数的计算精度不断提高 (如 NIST 最新采用第一性原理计算 Li-H₂ 碰撞的损失率系数^[20]) 以及对损失机制的深入分析和量化, 有望进一步减小真空度反演的不确定度.

本文以 ⁶Li 冷原子作为激光冷却和囚禁的对象, 基于两级磁光阱装置通过拟合冷原子数的衰减曲线精确提取出了碰撞损失率, 理论计算了 ⁶Li-H₂ 碰撞的损失率系数, 用光缔合法测定了在一定的冷却光强、失谐和磁场梯度条件下的势阱深度, 针对制约测量准确度提高的因素提出了改进方法. 最后通过改变背景真空度将反演真空度与电离计示数进行比对验证了该方法的可靠性.

2 测量原理

囚禁在磁光阱中的冷原子与背景气体分子发生碰撞通常会有两种结果, 即从势阱中损失或以更高能量留在势阱中, 后一种情况也被称为量子衍射碰撞^[21], 此类碰撞依赖于俘获原子的能量分布, 并且会产生加热效应使损失机制复杂化. 当囚禁在磁光阱中的冷原子与背景气体分子发生碰撞时, 其损失率 Γ_1 与真空背景下气体分子数密度 n 符合以下关系:

$$\Gamma_1 = nk_{\text{loss}}, \quad (1)$$

式中, $k_{\text{loss}} = \langle \sigma_{\text{loss}} v \rangle$ 为冷原子热平均损失率系数, 由碰撞损失截面 σ_{loss} 和背景气体分子速度 v 相乘后热平均得到. 结合热力学理想气体状态方程 $P = nk_B T$, 可得到基于冷原子反演真空度 P 的理论公式:

$$P = nk_B T = \frac{\Gamma_1}{\langle \sigma_{\text{loss}} v \rangle} k_B T. \quad (2)$$

由 (2) 式可以看出, 实现真空度反演的关键是

损失率系数 k_{loss} 的准确计算和碰撞损失率 Γ_1 的精确测量.

当室温 ($T = 293$ K) 背景气体分子与磁光阱中俘获冷原子相互作用时, 能量通过弹性碰撞传递给俘获原子. 假设冷原子与背景气体分子速度分别为 \mathbf{v}_t 和 \mathbf{v}_{bg} , 质量分别为 m_t 和 m_{bg} , 初始相对速度 $\mathbf{v}_r = \mathbf{v}_t - \mathbf{v}_{bg}$, 根据碰撞前后的动量守恒可得到 $m_t \Delta \mathbf{v}_t = -m_{bg} \Delta \mathbf{v}_{bg}$ 和 $\Delta \mathbf{v}_t = (-\mu/m_t) \Delta \mathbf{v}_r$, 其中 $\Delta \mathbf{v}_{bg}$ 为背景气体分子速度的变化, 约化质量 $\mu = m_t \cdot m_{bg} / (m_t + m_{bg})$. 又根据弹性碰撞能量守恒, 可得到相对速度的变化 $|\Delta \mathbf{v}_r|^2 = 2|\mathbf{v}_r|^2(1 - \cos \theta)$, 其中 θ 为初始相对速度 \mathbf{v}_r 与碰撞后相对速度 \mathbf{v}_r' 之间的散射角. 对应俘获原子能量的变化表示为 $\Delta E(\theta) = (m_t/2)(|\mathbf{v}_t + \Delta \mathbf{v}_t|^2 - |\mathbf{v}_t|^2)$.

在经典的小角散射近似下 $|\Delta \mathbf{v}_r| \simeq v_r \theta$, 假设俘获原子初始动能忽略不计 ($|\mathbf{v}_t| \ll |\Delta \mathbf{v}_t|$), 其动能的变化表示为

$$\Delta E(\theta) = \frac{1}{2} \frac{\mu^2}{m_t} v_r^2 \theta^2. \quad (3)$$

因此, 为了使囚禁原子从势阱中逃逸, 需使动能的变化量 $\Delta E(\theta)$ 超过势阱深度 W , 此时可定义冷原子碰撞损失所需的最小散射角 $\theta_{\min} = \sqrt{2m_t W} / \mu v_r$.

在量子散射理论中, 入射到横截面积为 $d\sigma$ 的无穷小面元内的粒子将被散射到相应的无穷小立体角 $d\Omega$ 内, 其比值 $d\sigma/d\Omega$ 定义为微分截面, 碰撞损失截面 σ_{loss} 是将微分截面从最小散射角 θ_{\min} 对立体角 $d\Omega$ 积分得到:

$$\sigma_{\text{loss}} = \int_{\theta_{\min}}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. \quad (4)$$

典型的磁光阱阱深 W 在 1 K (W/k_B) 量级, 可采用冲激近似和小角近似计算微分截面^[8,9]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{6} \left(\frac{15\pi}{8} \frac{C_6}{m_{bg} v_{bg}^2} \right)^{1/3} \theta^{-7/3}, \quad (5)$$

式中, C_6 为由 Casimir-Polder 积分得到的范德瓦耳斯系数^[13]: $C_6 = (3/\pi) \int_0^\infty \alpha_{\text{Li}}(i\omega) \alpha_{\text{H}_2}(i\omega) d\omega$, 其中 $\alpha_{\text{Li}}(i\omega)$ 和 $\alpha_{\text{H}_2}(i\omega)$ 分别为 Li 原子和 H₂ 分子的动态极化率. 根据最新的计算结果表明, Li(²S) 与 H₂ 碰撞的 $C_6 = 82.6$ a.u. (原子单位 1 a.u. = E_{Ha}^6 , 其中 Hartree 能量 $E_{\text{H}} = 4.3597394(22) \times 10^{-18}$ J, 玻尔半径 $a_B = 0.529177$ Å), 不确定度可小于 2%^[22]. 在 Li 原子与背景气体分子碰撞过程中, 其相互作

用势符合 $-C_6/r^6$ 的形式, r 为冷原子与背景气体分子的间距. 对 (5) 式进行积分得到

$$\sigma_{\text{loss}} = \int_{\theta_{\min}}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \left(\frac{15\pi^4}{6} \right)^{1/3} \left(\frac{C_6^2}{m_t v_{\text{bg}}^2 W} \right)^{1/6}. \quad (6)$$

由于背景气体分子速度 v_{bg} 呈热力学分布, 故损失率系数可由 Maxwell-Boltzman 分布求积分得到

$$\langle \sigma_{\text{loss}} v_{\text{bg}} \rangle \approx 6.8 (k_B T)^{1/3} \left(\frac{C_6}{m_{\text{bg}}} \right)^{1/3} (W m_t)^{-1/6}. \quad (7)$$

3 损失率测量系统与测量过程

实验采用的真空系统为两级真空系统, 区别于以往的一维 Zeeman 减速器结构 [23], 本装置参考 Tiecke 等 [24] 应用于俘获 ^6Li 原子的设计方案, 采用二维磁光阱转移三维磁光阱的方式实现大原子数的俘获, 这种设计避免了 Zeeman 冷却所需磁场对冷原子的微扰, 以及 Zeeman 磁场发热所带来的环境温度变化, 提高损失率测量的精度.

如图 1 所示, 二维磁光阱真空腔室由 6 路内径 40 mm 不锈钢管交叉形成, 其中 2 个 CF40 端口沿水平 x 轴方向放置, 另外 4 个 CF40 端口与 x - z 水平面成 $\pm 45^\circ$ 角, 并全部采用标准的真空窗口密

封便于透过 4 束交叉对射激光束. 二维磁光阱的磁场由两组钕铁硼 (Nd-Fe-B) 永磁铁产生, 每个磁条大小为 $50 \text{ mm} \times 20 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$, 两组磁铁的长度方向沿 x 轴放置并与 x - y 平面对称, 每个磁条质心与真空腔中心距离约 56 mm. 采用 40 L/s 抽速的离子泵维持真空度. 碱金属 Li 源通过 CF16 法兰连接在二维磁光阱中心正下方, 与真空腔中心交叉区域垂直距离为 150 mm. 采用这种竖直方向径向装载可避免 Li 源喷出的高速原子通过差分管与已俘获的冷原子碰撞带来额外损耗. 三维磁光阱真空腔室由 316 不锈钢制成, 主腔体在 x - z 平面水平放置, 上下两面设置两个 CF150 的大窗口以及周围 6 个标准的 CF35 窗口用于透过的激光束, 真空腔室同样采用 40 L/s 的离子泵和钛泵维持高真空度. 三维磁光阱梯度磁场由一对反亥姆霍兹线圈产生, 7.54 A 电流产生的磁场梯度为 10 G/cm ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$). 为了维持两个腔室之间的压力梯度, 用内径为 2 mm、长度为 100 mm 的差分管进行连接. 两级真空腔室的几何中心水平距离约 452 mm (沿 x 轴). 最终电离计 (Leybold IE514) (安装位置如图 1 所示) 示数稳定后显示极限真空度 $P_{\text{gauge}} = 1.07 \times 10^{-8} \text{ Pa}$.

实验所用的主激光器为一个输出功率约 450 mW 的可调谐外腔半导体激光器 (Toptica TA Pro), 通过饱和吸收谱技术将频率锁定在如

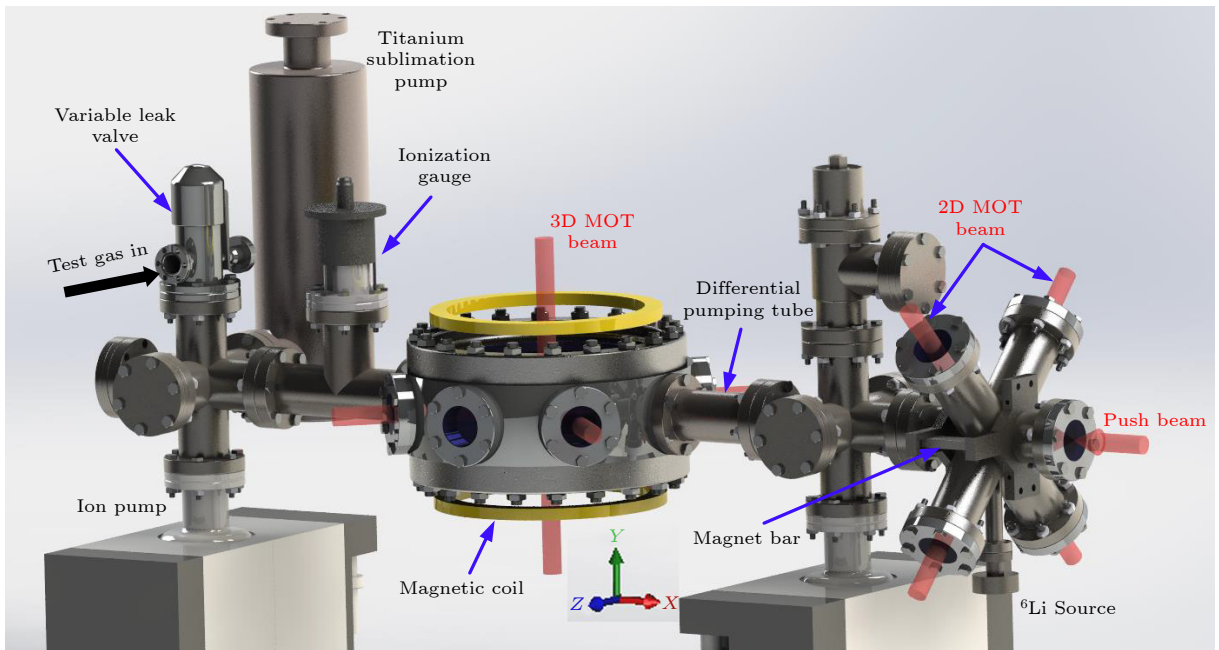


图 1 测量系统示意图

Fig. 1. Schematic diagram of measurement apparatus.

图 2 所示的 ${}^6\text{Li}$ 的 D_2 跃迁线 $|2^2S_{1/2}, F=3/2\rangle \rightarrow |2^2P_{3/2}, F'=5/2\rangle$ 的 -200 MHz, 激光直接输出的一部分经过两个声光调制器分别用作三维磁光阱的冷却光和再泵浦光, 其中冷却光频率相对于 ${}^6\text{Li}$ 的 D_2 线 $|2^2S_{1/2}, F=1/2\rangle \rightarrow |2^2P_{3/2}, F'=5/2\rangle$ 下红失谐 $\Delta_{3\text{Dc}} = -12$ MHz, 再泵浦光频率相对于 ${}^6\text{Li}$ 的 D_2 线 $|2^2S_{1/2}, F=3/2\rangle \rightarrow |2^2P_{3/2}, F'=5/2\rangle$ 下红失谐 $\Delta_{3\text{Dr}} = -28$ MHz, 输出的两束激光耦合进单模保偏光纤以提高空间光束质量, 最终在三维磁光阱中形成 6 束交叉对射的反向圆偏振冷却光和再泵浦光, 单束光的总光强约为 7.36 mW/cm^2 , 光强比 $I_{\text{cooling}}/I_{\text{repumping}} \approx 2.25$. 其余激光经 TA 放大器将功率放大后同样经过两个声光调制器在二维磁光阱中形成 4 束交叉对射的反向圆偏振冷却光和再泵浦光, 总光强为 28.3 mW/cm^2 , 光强比 $I_{\text{cooling}}/I_{\text{repumping}} \approx 4$, 其中冷却光锁定在 $|2^2S_{1/2}, F=3/2\rangle \rightarrow |2^2P_{3/2}, F'=5/2\rangle$ 下红失谐 $\Delta_{2\text{Dc}} = -33.2$ MHz, 再泵浦光锁定在 $|2^2S_{1/2}, F=1/2\rangle \rightarrow |2^2P_{3/2}, F'=5/2\rangle$ 下红失谐 $\Delta_{2\text{Dr}} = -14$ MHz, 二维冷却光分出一部分光作为推送光, 并使其沿着与二维磁光阱和三维磁光阱轴对齐的水平方向将二维磁光阱中的冷原子穿过差分推送至三维磁光阱区域.

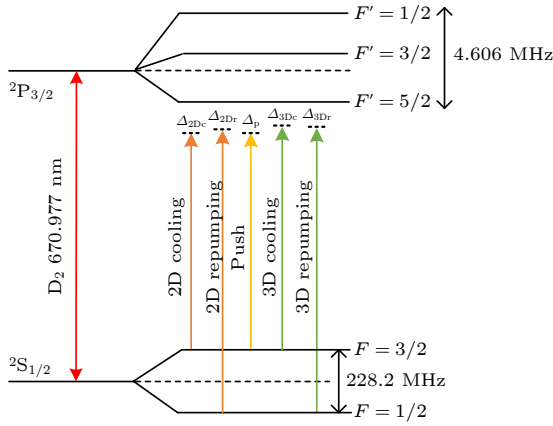


图 2 ${}^6\text{Li}$ 原子的能级结构及光路设计示意图

Fig. 2. Schematic diagram of energy level and optical path design of ${}^6\text{Li}$.

实验时首先加热 Li 源至 513 K 获得大的饱和蒸汽压, 使 ${}^6\text{Li}$ 原子沿竖直方向喷出, 通过二维冷却囚禁方式将原子速度降低并囚禁在二维磁光阱真空腔, 水平方向的推送激光将二维磁光阱中的冷原子推送至三维磁光阱区域, 此时磁光阱中冷原子的装载与损失过程可以用以下的速率方程表示:

$$\frac{dN}{dt} = R - \Gamma_1 N(t) - \beta \bar{n} N(t), \quad (8)$$

式中, N 为磁光阱中囚禁冷原子数目; R 为 ${}^6\text{Li}$ 原子装载速率 (单位为 s^{-1}); Γ_1 为 ${}^6\text{Li}$ 冷原子与背景气体碰撞的损失率 (单位为 s^{-1}); 最后一项代表冷原子间的两体非弹性碰撞损失, β 为两体碰撞损失率 (单位为 cm^3/s), 俘获原子的平均密度 $\bar{n} = \int n^2(\mathbf{r}, t) d^3\mathbf{r} / N$, $n(\mathbf{r}, t)$ 为俘获原子在时间 t 和空间方位 \mathbf{r} 上的密度分布. 在此 (8) 式中假设三体重组等其他更高阶碰撞忽略不计, 实验中冷原子的密度控制在 10^{10} cm^{-3} 时, 冷原子团呈现出高斯密度分布: $n(\mathbf{r}, t) = n_0(t) e^{-(|\mathbf{r}|/\omega)^2}$, 其中 $n_0(t)$ 和 ω 分别为峰值密度和高斯半径, 因此 $\bar{n} = \int n^2(\mathbf{r}, t) d^3\mathbf{r} = [n_0(t)]^2 (\omega \sqrt{\pi/2})^3$. 对原子密度进行积分可得到总原子数 $N(t) = n_0(t) (\omega \sqrt{\pi})^3$, (8) 式可简化为

$$\frac{dN}{dt} = R - \Gamma_1 N - \alpha N^2, \quad (9)$$

式中, $\alpha = \beta / (\omega \sqrt{2\pi})^3$. 当磁光阱中冷原子的损失与装载达到平衡时, 关闭二维磁光阱激光和推送激光停止装载, 此时冷原子的损失过程可以用以下的微分方程表示:

$$\frac{dN}{dt} = -\Gamma_1 N - \alpha N^2. \quad (10)$$

设初始时刻 $t = 0$ 时原子数为 N_0 , (10) 式的解有如下形式:

$$N(t) = \frac{\Gamma_1 N_0}{\Gamma_1 e^{\Gamma_1 t} + (e^{\Gamma_1 t} - 1) \alpha N_0}. \quad (11)$$

磁光阱外用装有带通滤光片的光电倍增管监测冷原子团辐射的荧光, 并用输出在示波器的电压值 (单位为 V) 实现对冷原子数目的监测, 图 3 为 $t = 0$ 时刻关闭磁光阱装载后冷原子数的衰减曲线

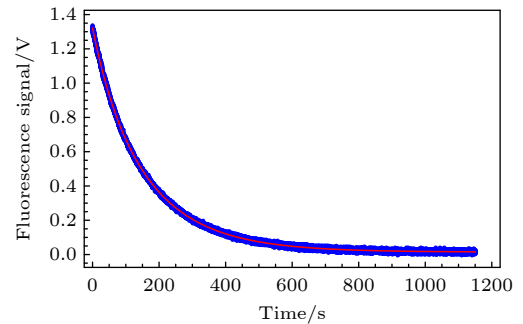


图 3 $t = 0$ 时刻关闭磁光阱装载后冷原子数的衰减曲线及拟合线

Fig. 3. Decay curve of the number of cold atoms and corresponding fitting curve after switching off magneto optical trap (MOT) loading dynamics at time $t = 0$.

线, 蓝色点为 ^6Li 原子数归一化后随时间的变化, 红色线为根据 (11) 式对数据拟合后的曲线, 并可提取出此时的损失率 $\Gamma_1 = 0.00567 \text{ s}^{-1}$, 其拟合形式也表明对于本实验中的冷原子密度, 需要考虑冷原子间的两体碰撞而其他形式的碰撞可忽略不计.

4 实验结果与分析

4.1 势阱深度的测量

理想情况下冷原子与背景气体分子之间的碰撞和逃逸应满足一一对应的关系, 但如果从背景气体分子转移到俘获原子的能量不足以将其从势阱中弹出, 将发生上述的衍射碰撞, 此类碰撞是阱深 W 的函数, 在浅势阱 (如磁阱) 中此类效应可降至千分之一或万分之一 [13], 但在磁光阱中由于阱深较大, 因此需要精确地标定出阱深 W 以降低真空度反演的不确定度.

基于 Hoffmann 等 [25] 和 Dongen 等 [26] 提出的光缔合法, 本实验利用催化激光诱导下冷原子的逃逸概率 $P(E_{\text{cat}})$ 作为频率失谐 Δ 的函数测量阱深 W . 在催化激光的作用下, 磁光阱中两个 ^6Li 原子相互靠近并发生碰撞时会从催化激光场共振吸收一个光子, 同时获得 $h\Delta$ (h 为普朗克常数, Δ 为催化激光频率相对于 ^6Li 的 $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$ 共振跃迁以上的失谐量) 的能量被激发达到分子态. 此分子在远低于激发态寿命的时间内解离并在质心坐标系下以相等且相反的动量分离, 最后每个原子获得 $E_{\text{cat}} = h\Delta/2$ 的动能. 如果此动能小于阱深 W , 冷原子将留在阱中, 并且能观察到催化激光诱导的损失率随失谐量 Δ 逐渐增大, 直到此动能接近或大于阱深 W , 冷原子将会以最大概率逃逸出势阱并观察到最大的损失率.

根据此测量原理, 实验中使用一台半导体激光器 (Toptica, DL100) 在三维磁光阱中沿着垂直于重力的方向引入一束对打的强度为 16 mW/cm^2 圆偏振光, 激光器的频率用控制器的输入电压控制, 输出的激光一部分通过波长计进行监测, 另一部分通过声光调制器后的一级衍射光通入磁光阱中并聚焦在原子团上. 实验前不断调节催化激光通入磁光阱后的全反射镜使荧光信号降至最低, 以保证激光与原子团有最大程度重叠. 当磁光阱中冷原子的装载与损失过程保持平衡时, 引入催化激光后原子的速率方程 (8) 变为

$$\frac{dN}{dt} = R - \Gamma_1 N - (\beta + d \cdot \beta_{\text{cat}}) \bar{n}_s N, \quad (12)$$

式中, β_{cat} 为催化激光诱导的损失率, d 为催化激光占空比. 对微分方程 (12) 求解可得出达到稳态时的原子数:

$$N_s = \frac{R}{\Gamma_1 + (\beta + d \cdot \beta_{\text{cat}}) \bar{n}_s}, \quad (13)$$

式中, \bar{n}_s 为俘获原子平均稳态密度. 为了精确测定 β_{cat} 随催化激光失谐量 Δ 的变化, 需要保证磁光阱中原子数密度分布保持恒定, 因此在实验中利用信号发生器在给定占空比 d 下对声光调制器进行 on-off 调制. 记录在每个催化激光失谐量下每次改变占空比 d 得到的稳态原子数 N_s , 并分别与催化激光未作用时的稳态原子数 N_0 相比较, 其比值表示为

$$\frac{N_0}{N_s} = 1 + \frac{\beta_{\text{cat}} \bar{n}_s d}{\Gamma_1 + \beta \bar{n}_s}. \quad (14)$$

整理后可得

$$K = \frac{N_0}{N_s} - 1 = \left(\frac{\beta_{\text{cat}} \bar{n}_s}{\Gamma_1 + \beta \bar{n}_s} \right) d. \quad (15)$$

如图 4 所示, 在不同催化激光失谐量 Δ (11, 17 和 23 GHz) 下, K 与 d 成线性关系, 线性拟合后的斜率即为 (15) 式中的 $\beta_{\text{cat}} \bar{n}_s / (\Gamma_1 + \beta \bar{n}_s)$, 由于原子数稳态密度 \bar{n}_s 恒定, 即该斜率正比于催化激光导致的损失率 β_{cat} . 保持磁光阱冷却光失谐量 $\Delta_{3\text{De}} = -12 \text{ MHz}$, 总光功率 7.36 mW/cm^2 不变, 在 7—29 GHz 范围内增大催化激光失谐量 Δ , 观测到 $\beta_{\text{cat}} \bar{n}_s / (\Gamma_1 + \beta \bar{n}_s)$ 随 Δ 逐渐增大至最高点后下降.

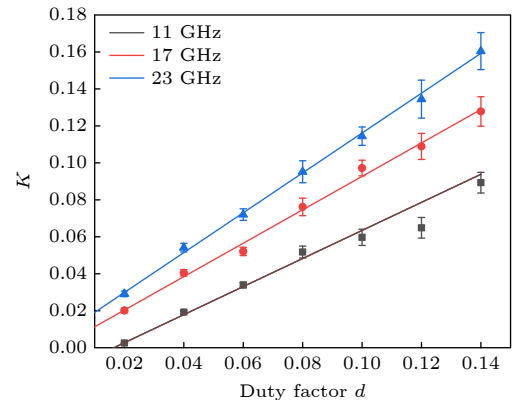


图 4 在 3 种不同催化激光失谐量 Δ 下 K 随占空比 d 的变化及线性拟合

Fig. 4. Variation of K with duty factor d and the corresponding linear fitting under three different detunings Δ of catalysis laser.

因此在损失率最高点的失谐量 $\Delta_1 = 23(2)$ GHz 处, 对应的有效阱深 $W_1 = 0.553(48)$ K, 结果如图 5(a) 所示, 对应测量不确定度为 2.40%. 将磁光阱总光功率变为 20.9 mW/cm^2 , 依据同样的原理测量出的结果如图 5(b) 所示, 此时损失率的最高点的失谐量在 $\Delta_2 = 27.5(2)$ GHz 处, 对应的有效阱深 $W_2 = 0.661(48)$ K.

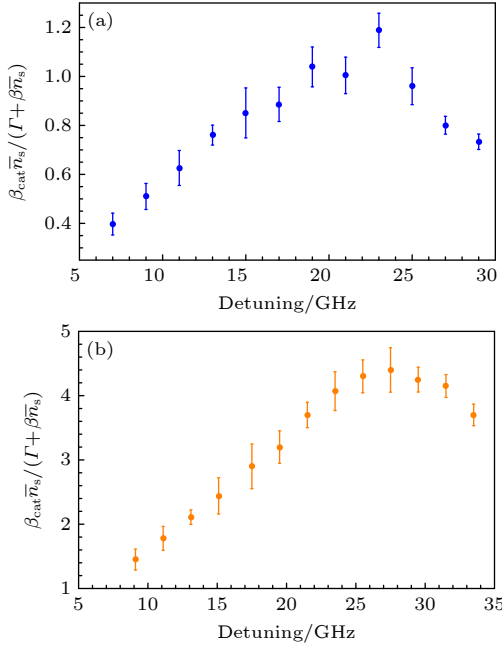


图 5 与催化激光诱导的损失率成正比的 $\beta_{\text{cat}} \bar{n}_s / (\Gamma_1 + \beta \bar{n}_s)$ 随催化激光失谐量 Δ 的变化 (a) 对应磁光阱冷却光失谐量 $\Delta_{3\text{Dc}} = -12$ MHz, 总光功率 7.36 mW/cm^2 ; (b) 对应磁光阱冷却光失谐量 $\Delta_{3\text{Dc}} = -12$ MHz, 总光功率 20.9 mW/cm^2

Fig. 5. Quantity $\beta_{\text{cat}} \bar{n}_s / (\Gamma_1 + \beta \bar{n}_s)$, proportional to the photoassociation induced loss rate, measured as a function of the catalysis laser detuning, Δ . The data of (a) correspond to a MOT with a cooling laser detuning of $\Delta_{3\text{Dc}} = -12$ MHz and a total pump laser intensity of 7.36 mW/cm^2 . The data of (b) correspond to a MOT with a cooling laser detuning of $\Delta_{3\text{Dc}} = -12$ MHz and a total pump laser intensity of 20.9 mW/cm^2 .

4.2 压力的比对验证

根据 Hong 等^[27] 的研究, 高温烘烤后不锈钢腔室在超高真空环境中的残余气体绝大部分为 H_2 , 因此将 ^6Li 与 H_2 的 C_6 , m_t 和 m_{bg} 等参数以及阱深 W_1 的测量结果代入至 (7) 式中, 计算出 $k_{\text{loss}} = 2.22 \times 10^{-15} \text{ m}^3/\text{s}$, 根据 (11) 式拟合曲线提取出的损失率 Γ_1 , 通过 (2) 式得到冷原子反演的真空度 $P_{\text{atom}} = 1.03 \times 10^{-8} \text{ Pa}$. 为了提高真空度反演的准

确性, 用图 1 所示微调阀向测试系统中通入恒定流量的高纯 H_2 , 改变进入气体流量从而改变背景真空度, 并在通入气体之前用分子泵机组对微调阀与气瓶连接部分管道进行抽气去除杂质气体的影响. 在 $1 \times 10^{-8} \sim 5 \times 10^{-6} \text{ Pa}$ 范围内选取 14 个压强点, 将每次测量时电离计显示的等效氮气压力值用校准因子 ($S_{\text{H}_2} = 0.41$)^[28] 转换为氢气压力值后记为 P_{gauge} , 并与冷原子损失率反演的真空度 P_{atom} 进行对比, 结果如图 6(a) 所示, 红色点为 3 次测量后的平均值, 蓝色线为线性拟合的结果, 黑色点划线为 $P_{\text{gauge}} = P_{\text{atom}}$ 参考线.

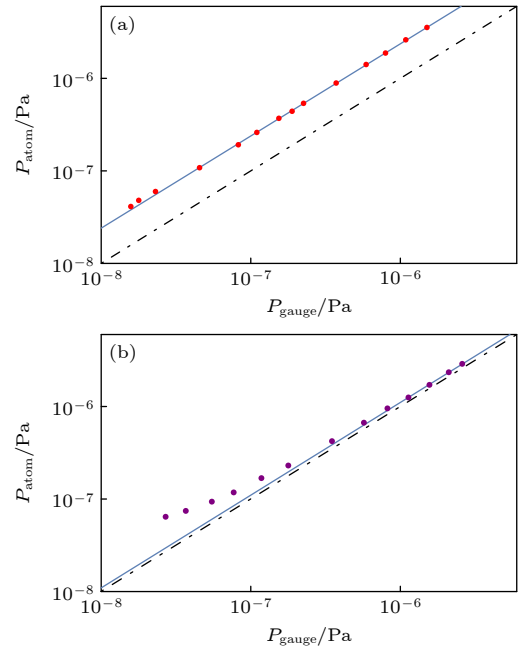


图 6 (a) 电离计测量的 H_2 压力值 P_{gauge} 与冷原子反演真空度 P_{atom} 对比图; (b) 电离计测量的 N_2 压力值 P_{gauge} 与冷原子反演真空度 P_{atom} 对比图

Fig. 6. (a) Comparison of the H_2 pressure measured by ionization gauge and by trapped cold atoms; (b) comparison of the N_2 pressure measured by ionization gauge and by trapped cold atoms.

对测量结果数据点进行线性拟合, 斜率约为 2.36, 即用冷原子损失率反演的真空度 P_{atom} 约为电离计测量值 P_{gauge} 的 2.36 倍. 分析认为, 两者之间的差异可能来源于以下 3 方面: 1) 微调阀通入恒定流量气体时, 电离计安装位置与磁光阱冷原子团之间会产生压力梯度. 2) 在使用过程中, 电离计的校准因子与文献引用值存在偏差, 导致等效氮气压力值转换为对应氢气压力时不准确. 因此为了进一步验证该方法的准确度和可靠性, 在本底真空度

为 2.16×10^{-8} Pa 时通入高纯 N_2 进行真空度反演的测试, 实验比对结果如图 6(b) 所示, 紫色点为 3 次测量后的平均值, 蓝色线为最后 4 个测量点线性拟合的结果. 通入 N_2 后由于测试系统中本底 H_2 所占比例的影响, 导致在 2.71×10^{-8} — 8.25×10^{-7} Pa 的较低压强范围内 P_{atom} 与 P_{gauge} 的比值偏离线性, 当增大通入气体流量, 不断升高背景压力至 1.14×10^{-6} Pa 时, 比值逐渐符合线性关系, 此时偏差只有 0.229%, 显示出良好的线性度及一致性. 3) 磁光阱中由于激光与原子的相互作用导致一部分冷原子处于 (^2P) 态, 而 $^6\text{Li}(^2S)$ 态与 $^6\text{Li}(^2P)$ 态具有不同的 C_6 系数, 因此在计算时需要将 (2) 式进行修正:

$$P = \left(\frac{\Gamma_1}{(1 - P_{\text{ex}})(k_{\text{loss}})_{\text{ground}} + P_{\text{ex}}(k_{\text{loss}})_{\text{excited}}} \right) k_B T, \quad (16)$$

式中, P_{ex} 为冷原子处在激发态的概率, 与激光的失谐量、功率密度有关; $(k_{\text{loss}})_{\text{excited}}$ 为激发态损失率系数, 目前此种损失机制对真空度测量的影响正在进行, 随着 $\text{Li}(^2P)\text{-H}_2$ 的 C_6 系数计算水平的不断提高, 有望将激发态原子引入的不确定度降至 3% 以下.

5 结 论

本文首先基于量子散射理论下的小角近似和冲激近似, 计算了 ^6Li 冷原子与背景气体分子碰撞的损失率系数, 根据理想气体方程得到压力反演的表达式, 通过精确拟合冷原子的损耗曲线提取出损失率. 为提高真空度反演的准确性, 降低量子衍射碰撞效应对损失率测量的影响, 利用光缔合法测定了在一定冷却光强、失谐量和磁场梯度条件下的势阱深度, 最后在 1×10^{-8} — 5×10^{-6} Pa 压强范围内将反演压力值与电离计测量值进行对比分析, 证明此方法在进行真空度的反演时具有良好的准确度和可靠性. 目前制约准确度提高的主要因素是磁光阱中存在的激发态原子与背景气体的碰撞对损失率测量的影响, 未来随着激发态原子占比的精确测定以及激发态 C_6 系数的确定, 可望更进一步降低真空度反演的不确定度, 发展为真空计量新标准.

参考文献

- [1] Gibney E 2017 *Nature* **551** 18
- [2] Fan D, Xi Z H, Jia W J, Cheng Y J, Li D T 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 040602 (in Chinese) [范栋, 习振华, 贾文杰, 成永军, 李得天 2021 物理学报 **70** 040602]
- [3] Scherschligt J, Fedchak J A, Ahmed Z, Barker D S, Douglass K, Eckel S, Hanson E, Hendricks J, Klimov N, Purdy T, Ricker J, Singh R, Stone J 2018 *J. Vac. Sci. Technol.*, **A 36** 040801
- [4] Calcatelli A 2013 *Measurement* **46** 1029
- [5] Li D T, Cheng Y J, Xi Z H 2018 *J. Astronaut. Metrol. Meas.* **38** 1 (in Chinese) [李得天, 成永军, 习振华 2018 宇航计测技术 **38** 1]
- [6] Raab E L, Prentiss M, Cable A, Chu S, Pritchard D E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2631
- [7] Prentiss M, Cable A, Bjorkholm J E, Chu S, Raab E L 1988 *Opt. Lett.* **13** 452
- [8] Bjorkholm J E 1988 *Phys. Rev. A* **38** 1599
- [9] Arpornthip T, Sackett C A, Hughes K J 2012 *Phys. Rev. A* **85** 033420
- [10] Yuan J P, Ji Z H, Zhao Y T, Chang X F, Xiao L T, Jia S T 2013 *Appl. Opt.* **52** 6195
- [11] Xiang J F, Cheng H N, Peng X K, Wang X W, Ren W, Ji J W, Liu K K, Zhao J B, Li L, Qu Q Z, Li T, Wang B, Ye M F, Zhao X, Yao Y Y, Lü D S, Liu L 2018 *Chin. Phys. B* **27** 073701
- [12] Scherschligt J, Fedchak J A, Barker D S, Eckel S, Klimov N, Makrides C, Tiesinga E 2017 *Metrologia* **54** 125
- [13] Eckel S, Barker D S, Fedchak J A, Klimov N N, Norrgard E, Scherschligt J, Makrides C, Tiesinga E 2018 *Metrologia* **55** 182
- [14] Barker D S, Klimov N N, Tiesinga E, Fedchak J A, Scherschligt J, Eckel S 2021 *Measurement: Sensors* **18** 100229
- [15] Makhalov V B, Martinyanov K A, Turlapov A V 2016 *Metrologia* **53** 1287
- [16] Makhalov V B, Turlapov A V 2017 *Quantum Electron.* **47** 431
- [17] Booth J L, Shen P R, Krems R V, Madison K W 2019 *New J. Phys.* **21** 102001
- [18] Shen P R, Madison K W, Booth J L 2020 *Metrologia* **57** 025015
- [19] Shen P R, Madison K W, Booth J L 2021 *Metrologia* **58** 022101
- [20] Makrides C, Barker D S, Fedchak J A, Scherschligt J, Eckel S, Tiesinga E 2019 *Phys. Rev. A* **99** 042704
- [21] Bali S, O'Hara K M, Gehm M E, Granade S R, Thomas J E 1999 *Phys. Rev. A* **60** R29
- [22] Zhu C, Dalgarno A, Derevianko 2002 *Phys. Rev. A* **65** 034708
- [23] Wu Y L, Li R, Rui Y, Jiang H F, Wu H B 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 163201 (in Chinese) [武跃龙, 李睿, 芮扬, 姜海峰, 武海斌 2018 物理学报 **67** 163201]
- [24] Tiecke T G, Gensemer S D, Ludewig A, Walraven J T M 2009 *Phys. Rev. A* **80** 013409
- [25] Hoffmann D, Bali S, Walker T 1996 *Phys. Rev. A* **54** 1030
- [26] Dongen J V, Zhu C, Clement D, Dufour G, Booth J L, Madison K W 2011 *Phys. Rev. A* **84** 022708
- [27] Hong S S, Shin Y H, Kim J T 2008 *Measurement* **41** 1026
- [28] Li D T 2003 *Vac. Cryogenics* **9** 85 (in Chinese) [李得天 2003 真空与低温 **9** 85]

Vacuum pressure measurement based on ^6Li cold atoms in a magneto-optical trap*

Zhang Su-Zhao¹⁾ Sun Wen-Jun¹⁾ Dong Meng¹⁾ Wu Hai-Bin²⁾ Li Rui²⁾
 Zhang Xue-Jiao²⁾ Zhang Jing-Yi²⁾ Cheng Yong-Jun^{1)†}

1) (*Science and Technology on Vacuum Technology and Physics Laboratory, Lanzhou Institute of Physics, Lanzhou 730000, China*)

2) (*State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200062, China*)

(Received 30 November 2021; revised manuscript received 16 January 2022)

Abstract

Ultra-high vacuum measurement and extremely high vacuum (UHV/XHV) measurement play an important role in high-tech fields such as deep space exploration, particle accelerators, and nanoscience; with the continuous extension of the lower limit of measurement, especially when it reaches the order of 10^{-10} Pa, higher requirements are placed on the accuracy of the measurement. At present, in the field of UHV/XHV measurement, ionization gauges based on the principle of neutral gas ionization are commonly applied to the vacuum measurement. However, traditional ionization vacuum gauges during use can create electronic excitation desorption effects, soft X-rays, and the effect of hot cathode outgassing, thereby affecting the accuracy of measurement and limiting the lower limit of measurement. Compared with the traditional measurement technology, this method uses the relationship between the loss rate and pressure caused by the collision of cold atoms trapped in the trap depth with the background gas to calculate the gas density and inversely calculate the vacuum pressure. Based on the intrinsic quantum mechanical properties of cold atom collisions, this method is expected to be developed into a new vacuum traceability standard. In this paper, based on the small-angle approximation and impulse approximation under the quantum scattering theory, the loss rate coefficient of the collision of ^6Li cold atoms with background gas molecules is calculated. According to the ideal gas equation, the pressure inversion formula is obtained. The collision loss rate is extracted by accurately fitting the loss curve of the cold atom. In order to improve the accuracy of vacuum inversion and reduce the influence of quantum diffractive collision on loss rate measurement, the trap depth under the conditions of a certain cooling laser intensity, detuning, and magnetic field gradient is determined by the photoassociation method. Finally, in a range of 1×10^{-8} – 5×10^{-6} Pa, the inverted pressure value is compared with the measured value of the ionization meter, proving that this method has good accuracy and reliability in the inversion of vacuum pressure. At present, the main factor restricting the improvement of accuracy is the influence of the collision between the excited atoms in the magneto-optical trap and the background gas on the loss rate measurement. In the future, with the proportion of excited atoms and the excited state C_6 coefficient to be precisely determined, the uncertainty of vacuum pressure measurement can be further reduced.

Keywords: vacuum pressure measurement, cold atoms, loss rate coefficient, trap depth

PACS: 06.20.-f, 37.10.Gh, 34.50.Cx, 42.62.-b

DOI: 10.7498/aps.71.20212204

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61901203).

† Corresponding author. E-mail: chyj750418@163.com