

专题: 精密测量物理

氢原子 2^3S-2^3P 精密光谱研究*郑昕¹⁾²⁾ 孙羽¹⁾²⁾ 陈娇娇¹⁾²⁾ 胡水明^{1)2)†}

1) (中国科学技术大学, 合肥微尺度国家物质科学中心, 合肥 230026)

2) (中国科学院量子信息与量子科技创新研究院, 合肥 230026)

(2018年5月8日收到; 2018年7月11日收到修改稿)

氢原子是最基本的多电子原子, 其精密谱是十分理想的检验多电子量子电动力学计算的平台, 同时也是利用原子能级结构测定精细结构常数 α 的理想体系, 还能获得原子核结构信息. 本文结合我们团队的工作, 综述基于氢原子的少体原子精密光谱研究. 其中, 主要包括氢原子 2^3P_J 精细结构分裂, 以及 2^3S-2^3P 跃迁频率测定等研究, 并对相关工作的前景进行了展望.

关键词: 氢原子, 精密光谱, 精细结构常数, 量子电动力学

PACS: 42.62.Fi, 32.30.-r, 12.20.-m, 06.20.Jr

DOI: 10.7498/aps.67.20180914

1 引言

1.1 氢原子光谱与“质子半径之谜”

氢原子是最简单的原子, 被认为是原子物理学的基石^[1], 直接促成了量子力学的建立^[2,3]. Lamb 位移的发现^[4,5], 直接推动了量子电动力学 (Quantum Electrodynamics, QED) 的诞生^[6-8]. 在 QED 理论提出的 60 余年后, Aoyama 等^[9] 成功计算了 12672 张费曼圈图, 实现了电子反常磁矩 $(\alpha/\pi)^5$ 阶 QED 修正的计算, 将 $g-2$ 的理论精度提高至 10^{-10} 水平, 并与当前最精密的实验结果^[10] 符合得相当好, 结合理论与实验结果, 将精细结构常数 α 测定至 0.37 ppb.

基于少体原子的精密光谱研究, 如氢原子 (H)、类氢体系 (\bar{H} , He^+ , $\mu\text{-p}$), 纯轻子原子 (e^+e^- , μ^+e^-), 以及氦原子 (He), 在近代物理学发展中扮演着至关重要的角色. 由于它们能级结构相对简单, 可以利用仅依赖于基本物理常数的从头计算法

(*ab-initio*) 进行理论计算, 得到高精度的理论预测结果. 在实验上, 我们可通过精密光谱方法探测原子的能级结构, 并对相关理论进行检验. 如果实验和理论中存在明显的偏差, 则预示着可能存在尚未被发现的系统效应, 或者有可能从中发现“超越标准模型 (standard model) 的新物理”.

结合束缚态 QED 理论, 高精度氢原子光谱被用于测定基本物理常数——里德伯常数 R_∞ 和质子半径 r_p ^[11]. 氢原子能级可以写作^[12]:

$$E_{nlj} = R_\infty \left(-\frac{1}{n^2} + f_{nlj}(\alpha, \frac{m}{M_p}, \dots) + \delta_{l0} \frac{C_{NS}}{n^3} r_p^2 \right), \quad (1)$$

其中 n , l 和 j 分别是主量子数、轨道量子数以及总角动量量子数; f_{nlj} 项来自于相对论、QED 等效应的修正, C_{NS} 为核大小效应的修正系数, δ_{l0} 为克罗内克函数. (1) 式中包含四个基本物理常数: 里德伯常数 R_∞ , 精细结构常数 α , 电子质子质量比 m/M_p , 以及质子半径 r_p . 由于 α 和 m/M_p 可分别通过反常磁矩和离子阱实验准确测定, 因此 H 原子光谱直接与另外两个参数—— R_∞ 和 r_p 相关. 很

* 中国科学院先导 (B) (批准号: XDB21010400, XDB21020100)、国家自然科学基金 (批准号: 91736101, 21688102, 11304303, 91436209) 和国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2013CB834602) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: smhu@ustc.edu.cn

显然, 利用两支氢原子跃迁即可以得到一组 R_∞ 和 r_p 的数值. 实际处理中, 通常将精度高达 10^{-15} 的 $1S-2S$ 跃迁^[13,14] 作为固定参量, 将其其余跃迁依次代入, 经加权平均后即可得到基于 H 光谱的质子半径数据.

然而, 从 H 光谱得到的质子半径精度仅为 1%, 利用不依赖于 QED 理论电子散射方法所得到的质子半径精度也只有 2%^[15]. 相较之下, 利用 μ -p 原子 $2S-2P$ 兰姆位移可以得到相当高精度的质子半径结果, 原因是 μ 子质量相比电子质量要大约 200 倍(玻尔半径小约 200 倍), 因此 μ 子波函数与核的重叠更多, μ -p 对核效应的敏感度要高至少 6 个数量级 ($\propto m_r^3$, 其中 m_r 为轻子约化质量), 利用现有的里德伯常数结果即可得到非常高精度的质子半径^[16-18]. 然而, CREMA (Charge Radius Experiments with Muonic Atoms) 研究组的实验结果却令人十分震惊, 利用 μ -p 测定的质子半径精度相比 H 要好一个数量级, 但是两者之间的偏差竟达到 7 倍标准差^[16]:

$$\begin{aligned} r_p(\text{H}) &= 0.8770(45) \text{ fm}, \\ r_p(\mu\text{-p}) &= 0.8409(4) \text{ fm}. \end{aligned} \quad (2)$$

在标准模型中, 轻子 (μ^- 和 e^-) 与核的电磁相互作用相同, 从这两个体系所测得的质子半径不应当存在任何差别, 除非其中存在着尚未被发现的新物理. 该偏差在当前物理框架下无法解释, 也被称之为“质子半径之谜”^[19]. “质子半径之谜”推动了一系列检验工作, 包括重新测量(电子)氢原子 $2S-4P$ 跃迁^[12,20], $1S-3S$ 跃迁^[21,22], $2S-2P$ 兰姆位移.

2017 年, 德国马普所的 Hänsch 研究组^[12] 重新测定(电子)氢原子的 $2S-4P$ 跃迁频率, 他们仔细分析了量子干涉效应, 结合 Lorentz 和 Fano 线型构造新线型拟合实验光谱, 将量子干涉效应带来的系统误差抑制至亚 kHz, 并将 $2S-4P$ 跃迁频率测定至 2.3 kHz (相对精度 10^{-12}), 相当于自然线宽(约 13 MHz)的万分之一. 出乎意料的是, 结合该实验结果、 $1S-2S$ 跃迁频率以及相关理论计算所得到的质子半径(以及里德伯常数), 与 CODATA (The Committee on Data for Science and Technology) 推荐值以及(电子)氢光谱数据存在 3.3σ 偏差, 却与 μ -p 结果在一倍标准差内符合得非常好, 这为解决“质子半径之谜”提供了新的可能.

1.2 氦原子精密谱与基本物理常数测定

相比结构简单的氢原子, 氦原子由于三体相互作用的存在, 使得无法解析求解其 Schrödinger 方程, 因此氦原子能级结构的理论计算相比氢原子要复杂许多. 它的束缚态能量计算依赖于 NRQED (non-relativistic quantum electrodynamics) 方法^[23,24]. NRQED 是一种描述自旋 1/2 粒子非相对论相互作用的有效场理论方法, 它的核心思想(也是基本假设)是原子能级可以写作精细结构常数 α 的阶数展开^[25]:

$$\begin{aligned} E\left(\alpha, \frac{m}{M}\right) &= m\alpha^2 \mathcal{E}^{(2)}\left(\frac{m}{M}\right) + m\alpha^4 \mathcal{E}^{(4)}\left(\frac{m}{M}\right) \\ &+ m\alpha^5 \mathcal{E}^{(5)}\left(\frac{m}{M}\right) + m\alpha^6 \mathcal{E}^{(6)}\left(\frac{m}{M}\right) \\ &+ m\alpha^7 \mathcal{E}^{(7)}\left(\frac{m}{M}\right) + \dots, \end{aligned} \quad (3)$$

其中, 系数 $\mathcal{E}^{(n)}$ 可以按电子-原子核质量比 (m/M) 做级数展开:

$$\mathcal{E}^{(i)}\left(\frac{m}{M}\right) = \mathcal{E}^{(i,0)} + \frac{m}{M} \mathcal{E}^{(i,1)} + \left(\frac{m}{M}\right)^2 \mathcal{E}^{(i,2)} + \dots, \quad (4)$$

(3) 和 (4) 式中的展开系数均可写作非相对论波函数下有效哈密顿量的期望值 $\langle \hat{H}_{\text{eff}} \rangle$, 因此 NRQED 的核心问题就在于如何推导这些高阶算符.

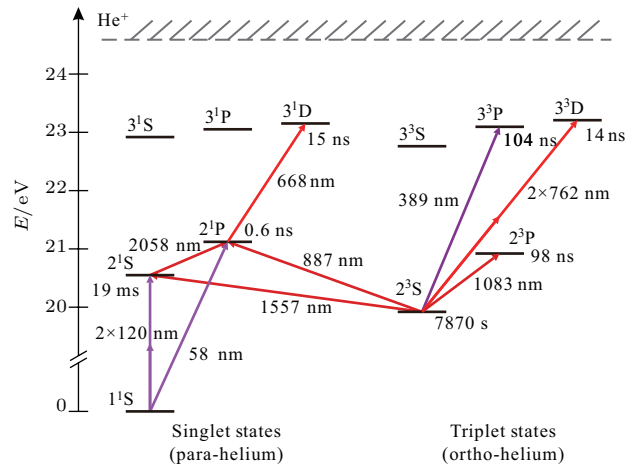


图 1 氦原子能级结构示意图
Fig. 1. The energy levels of atomic helium.

由于氦原子核外存在两个自由电子, 其自旋对称性导致氦原子存在单重态和三重态结构, 如图 1 所示. 其中被广泛研究的能级主要集中在激光技术较为成熟的近红外波段, 如 1083 nm 附近的三重态跃迁 2^3S-2^3P ^[26-36], 2×762 nm 双光子

跃迁 2^3S-3^3D [37], 2058 nm 的单重态跃迁 2^1S-2^1P [38], 以及在量子简并气体中实现的单重态-三重态电偶极禁戒跃迁 2^3S-2^1S , 2^3S-2^1P [39-41]. 利用氦原子 389 nm 跃迁还可对奇异核素进行研究, Lu 等 [42-44] 通过精密测定磁光阱中 ^4He , ^6He 和 ^8He 同位素频移, 得到高精度的 ^6He , ^8He 核电荷半径. 值得一提的是, 涉及基态 1^1S 的跃迁对 QED、核效应更为敏感, 是用于检验基本物理规律的理想平台. 但由于基态跃迁的波长往往在极紫外波段 (extreme ultraviolet, XUV), 其实验难度非常大, 自 1997 年 Eikema 等 [45,46] 完成 1^1S-2^1P 跃迁测量后, 实验进展相对缓慢. 进入 21 世纪后, 随着高次谐波技术的成熟, XUV 激光的发展取得长足的进步 [47,48], 相信在不久的将来氦原子的基态跃迁将得到更深入的研究.

1.2.1 氦原子 2^3P_J 精细结构分裂与 α 常数

从 (3) 式可见, 在假定 QED 理论正确的前提下, 通过精密探测原子能级精细结构分裂, 可以测定精细结构常数 α . 1964 年, Schwartz [49] 指出利用氦原子 2^3P_J 精细结构分裂有望将 α 常数测定至 10^{-6} , 相比氢原子 $2P_{1/2}-2P_{3/2}$ 精细结构分裂, 氦原子的优势在于其 2^3P 态的寿命要高 2 个数量级 (98 ns), 精细结构分裂更大 (32 GHz), 因此在相同测量精度下, 利用氦原子有望获得更高精度的 α 常数 ($\propto \delta\nu/\nu$). Schwartz 的工作推动了氦原子理论计算的发展. 1974 年, Douglas 和 Kroll [50] 解决了二阶 Breit 算符展开的不收敛问题, 首次实现 $\alpha^6 m$ 阶 QED 修正计算. 1995 年, Yan 和 Drake [51] 完善了 Douglas-Kroll 二阶微扰论方法, 实现 $\alpha^6 m$ 阶 QED 修正的完备计算, 并成功将之推广到类氦离子体系中. 1996 年, Zhang 等 [52] 首次计算部分 $\alpha^7 m$ 阶 QED 修正, 使得理论精度突破 10^{-7} .

2010 年, Pachucki 等 [53-55] 重新检查了 $\alpha^6 m$ 和 $\alpha^6 m^2/M$ 阶修正, 提高 Bethe 对数积分的计算精度, 并实现了 $\alpha^7 m$ 阶 QED 修正的完备计算, 将理论计算精度提高至 1.7 kHz, 是目前最好的理论结果. 这也使得氦原子 2^3P_J 精细结构分裂成为目前惟一实现 $\alpha^7 m$ 阶 QED 修正完备计算的原子能级, 体现了其在少体多电子原子束缚态能级计算中的重要性. 除此之外, 氦原子的精细结构分裂还可用于设定电子间自旋相关奇异相互作用的上限 [56].

实验上目前最好的结果来自于中国科学技术大学我们研究组 [36]. 我们将 $2^3P_0-2^3P_2$ 分裂测

定至 130 Hz (见图 2), 对应 α 常数的精度为 2 ppb. 不难看出, 利用氦原子光谱方法测定 α 常数目前受限于理论计算的高阶修正 ($\alpha^8 m$ 阶 QED 修正), 并且在较大的分裂 $2^3P_0-2^3P_2$ 上各实验方法间尚存在一定的偏差 (详见下文), 因此暂未被 CODATA 采纳为 α 常数的调整数据, 这也意味着需要更多的理论和实验工作以解决氦原子精细结构分裂研究中存在的问题.

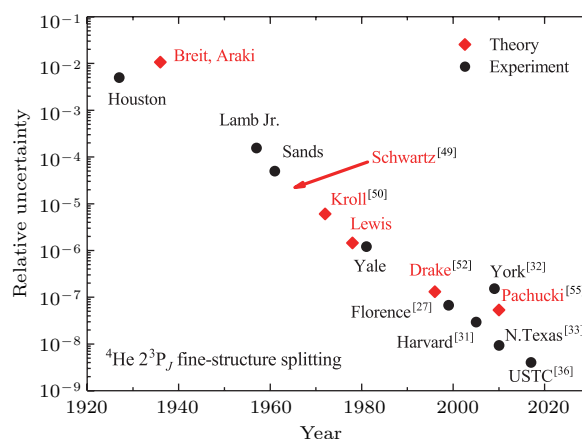


图 2 He 原子 2^3P_J 精细结构分裂理论预测与实验结果 (相对精度)

Fig. 2. Relative uncertainty of the experimental results and theoretical predictions for the 2^3P_J fine-structure splittings of helium.

1.2.2 2^3S-2^3P 跃迁与氦原子核电荷半径

类似于氢原子, 氦原子 S 态能级对原子核大小效应 (finite nuclear size effect, FNS) 也较为敏感, 因此通过精密测定氦原子跃迁, 将有望得到高精度的氦原子核电荷半径数据. 以 2^3S-2^3P 跃迁为例, 通过对比实验结果与点电荷近似下的理论计算, 两者之差应当主要来自于核大小效应的贡献:

$$E_{\text{exp}} - E_{\text{theo}} = C \cdot r^2, \quad (5)$$

其中, E_{theo} 是将 He 原子核视为点电荷的理论计算值; C 为频移系数, 可以通过数值计算精确求解; r 为 He 原子核电荷半径. 目前氦原子能级解离能的计算受限于未被求解的 $\alpha^7 m$ 阶 QED 修正 [57], 精度仅为 2 MHz, 尚未能满足测定核电荷半径的要求. 然而来自波兰华沙大学的 Pachucki 等 [58] 提出, 对于三重态 2^3S-2^3P 跃迁, $\alpha^7 m$ 阶 QED 修正的计算是有希望实现的. 当理论计算 (点电荷近似下) 的精度突破 10 kHz 时, 通过对比理论与实验结果, 有望将氦原子核电荷半径测定至

$$\frac{\delta r}{r} = \frac{1}{2} \frac{\delta E}{E_{\text{FNS}}} \approx 1.5 \times 10^{-3}, \quad (6)$$

其中, δE 是理论与实验的总误差, $E_{\text{FNS}} = 3450 \text{ kHz} \times h$ 为核大小效应的贡献^[25]. 该结果与电子散射结果, 以及将来 $\mu\text{-He}^+$ 结果的对比, 将有助于人们解释“质子半径之谜”, 并且是对标准模型中轻子电磁相互作用普适性的直接检验^[59].

相比解离能复杂的 $\alpha^7 m$ 阶 QED 修正, 在 ^3He , ^4He 同位素频移的 QED 计算中, 由于质量无关项可以被大幅抵消 (见 (4) 式), 因此同位素频移的理论计算可以达到 kHz 精度^[60]. 这意味着通过对比同位素频移的实验结果与理论预测, 可以得到高精度 (10^{-3}) 的核电荷半径平方差结果, $\delta r^2 \equiv r^2(^3\text{He}) - r^2(^4\text{He})$ ^[58,61].

同位素频移测量的另一个好处在于相比跃迁 (绝对) 频率, 它对核大小效应更为敏感^[25]. 以 $2^3\text{S} \rightarrow 2^3\text{P}$ 跃迁为例, 核大小效应的贡献只占跃迁频率的 5×10^{-9} , 但对于同位素频移, 核大小效应的贡献占 4×10^{-5} , 提高了 4 个数量级. 因此利用 $2^3\text{S} \rightarrow 2^3\text{P}$ 跃迁同位素频移的高精度理论计算结果 (目前精度为 0.9 kHz), 结合 $2^3\text{S} \rightarrow 2^3\text{P}$ 跃迁实验数据^[34], 可以将 ^3He , ^4He 的核电荷半径平方差测定至 2×10^{-3} , 比电子散射方法^[62,63] 以及原子核理论^[64,65] 的精度至少好一个数量级.

有趣的是, 此前利用 $2^3\text{S}_1 \rightarrow 2^1\text{S}_1$ 跃迁同位素频移^[40] 所得到的 δr^2 , 与利用 $2^3\text{S} \rightarrow 2^3\text{P}$ 跃迁同位素频移^[30,34,66,67] 得到的结果之间竟存在 4 倍标准差的偏差^[25]:

$$\begin{aligned} \delta r^2(\text{van Rooij et al., } 2^3\text{S}_1 \rightarrow 2^1\text{S}_1) &= 1.027(11) \text{ fm}^2, \\ \delta r^2(\text{Cancio Pastor et al., } 2^3\text{S} \rightarrow 2^3\text{P}) &= 1.069(3) \text{ fm}^2, \\ \delta r^2(\text{Shiner et al., } 2^3\text{S} \rightarrow 2^3\text{P}) &= 1.061(3) \text{ fm}^2. \end{aligned} \quad (7)$$

该偏差目前尚无法解释, 因此也需要更多独立的实验测量去解决这一“谜题”.

除此之外, 极具挑战性的、基于类氢体系的 He^+ $1\text{S} \rightarrow 2\text{S}$ 深紫外跃迁 (30 nm) 也成为研究重点. 选择该跃迁作为研究对象的好处在于 QED 效应随电荷数 (Z) 增加变得显著, 因此可用 He^+ 检验氢原子理论的高阶 QED 计算. 另外利用 $\mu\text{-He}^+$ 得到的氦原子核电荷半径可以得到更精确的里德伯常数, 从而检验氢原子实验的结果. 目前, CREMA

正在进行基于 $\mu\text{-He}^+$ 的 $2\text{S} \rightarrow 2\text{P}$ 兰姆位移实验^[68], 由于 $\mu\text{-He}^+$ 对核效应的敏感度比 $\mu\text{-p}$ 要高一个数量级, 假如 μ 子与电子间确实存在除质量以外的差别, 那么在 $\mu\text{-He}^+$ 体系中该偏差将更为显著. 一旦 $\mu\text{-He}^+$ 实验完成数据分析, 预计将可以得到 10^{-4} 精度的氦原子核电荷半径, 比现有的电子散射结果 (1.6×10^{-3}) 提高一个数量级^[69], 两者之间的对比将是对“质子半径之谜”的直接检验.

2 氦原子 2^3P_J 精细结构分裂测量

2.1 实验装置与实验方法

本课题组搭建了一套基于激光横向冷却的氦原子束流装置 (详见图 3 (a)), 我们首先利用射频放电技术将处于基态 1^1S_0 的氦原子制备至亚稳态 2^3S_1 ^[70,71], 在氦原子束流经液氮冷阱预冷后, 经激光横向冷却准直和二维磁光阱聚焦, 原子束流强度被提高约 50 倍. 为了抑制来自于射频放电管的杂散粒子 (如 2^1S_0 态氦原子和紫外光子) 的背景噪声, 我们利用第二对横向冷却激光对原子束流进行偏转^[72,73], 使得只有 2^3S_1 态原子才能通过一对 0.5 mm 宽的狭缝并到达探测区域. 为了实现单量子的探测, 我们使用 Stern-Gerlach 磁铁从空间上将 2^3S_1 ($m = \pm 1$) 态氦原子分离, 使得只有被布居在 2^3S_1 ($m = 0$) 态的亚稳态氦原子才能在探测器上贡献原子计数. 在探测区域, 为了减少外界杂散磁场的影响, 我们添置三层磁屏蔽系统, 并使用余弦线圈产生均匀磁场, 为精密光谱探测提供量子化轴^[74-76].

在原子进入光谱扫描区域前, 我们首先使用光学抽运方法将 $m = 0$ 上的原子清空, 此时探测器上应当是一个“零背景”的信号本底, 随后原子到达探测区域并与探测激光进行相互作用. 当扫描探测激光的频率, 使探测光与 $2^3\text{S}_1 \rightarrow 2^3\text{P}_J$ 跃迁共振时, 原子将有一定几率被激发至上态 2^3P_J , 并通过自发辐射被重新布居至下态 2^3S_1 ($m = 0$) 并最终被探测器测量并计数, 从而得到我们所需的光谱信息.

激光系统如图 3 (b) 所示, 使用一台商用的窄线宽光纤激光器 (NKT Photonics, Koheras BOOSTIK Y10, 标称线宽 10 kHz) 作为参考激光, 通过 Pound-Drever-Hall 方法^[77] 将参考激光锁定至温度控制的光学超稳腔上, 再把其余激光器

通过光学相位锁定方法依次锁定至参考激光上, 形成一套“激光频率链”系统. 使用一台自制的外腔式半导体激光器 (external cavity diode laser, ECDL) 作为冷却激光, 冷却光的频率被锁定至 $2^3S_1-2^3P_2$ 跃迁附近, 通过一台掺镱光纤放大器 (ytterbium doped fiber amplifier) 进行功率放大后, 用于激光横向冷却和原子束流偏转. 光学抽运激光为商用的分布反馈式激光器 (distributed feedback laser, DFB), 抽运激光的频率可以被锁定

至 $2^3S_1-2^3P_{0,1}$ 跃迁, 具体的选择取决于抽运过程. 探测激光使用的是两台自制的 ECDL 激光器 (ECDL1 和 ECDL2), 被相位锁定至参考激光经过电光相位调制器 (electro-optic modulator, EOM) 产生的正负一阶边带上 (详见图 3(c)), 目的是为了覆盖 2^3P_J 精细结构分裂最大 32 GHz 的间隔, 这种探测方式既保证了频率的稳定性, 还能通过机械开关 (EOPC, CH-60) 实现激光间的有效隔离和快速切换, 在光谱探测中有效地抑制系统中的长漂.

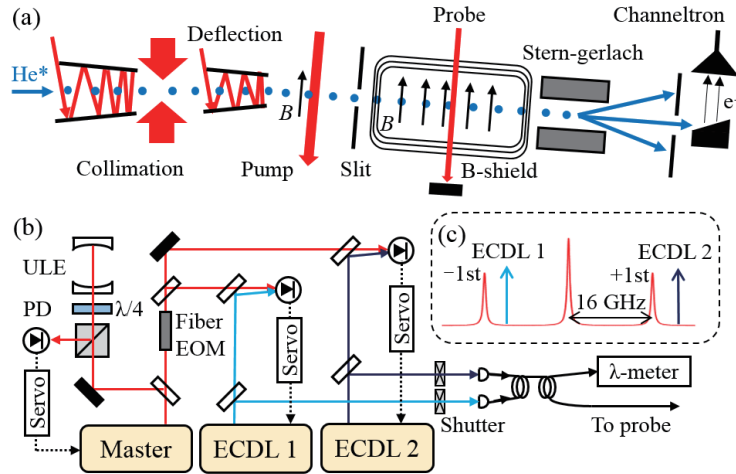


图 3 (a) 氦原子束流装置示意图; (b) 光学系统; (c) 参考激光和两台探测激光拍频示意图
 Fig. 3. (a) Experimental scheme of the atomic helium beam; (b) optical layout; (c) beatnote diagram of the probe lasers and the reference laser.

$2^3P_0-2^3P_2$ 精细结构分裂的实验过程如图 4 所示. 首先通过光学抽运方法将处于 $2^3S_1 (m = 0)$ 态的氦原子清空, 选择抽运激光频率与 $2^3S_1-2^3P_1$ 跃迁共振. 由于 $2^3S_1 (m = 0)-2^3P_1 (m = 0)$ 跃迁是电偶极禁戒的, 当原子与右旋 (或左旋) 圆偏振光作用数次后, 最终会被布居在 $m = +1$ (或 $m = -1$) 态 (详见图 4(a)). 光学抽运的效率好于 99%, 满足实验要求.

在光谱探测区域中, 探测光与被抽运后的原子进行相互作用, 当我们扫描探测光的频率使之与 $2^3S_1-2^3P_J$ 跃迁共振时, 原子就可以通过自发辐射回到 $2^3S_1 (m = 0)$ 态上, 并对探测器的贡献计数. 实验中选择 $2^3S_1 (m = \pm 1)$ 作为初始态, 这取决于抽运光的偏振状态. 以分裂 $2^3P_0-2^3P_2 (\nu_{02})$ 为例, 如图 4(b) 所示, 可以通过机械斩波器快速切换选择 ECDL1 或 ECDL2, 使之分别与 $2^3S_1-2^3P_0$ 和 $2^3S_1-2^3P_2$ 跃迁共振, 并将两支跃迁的光谱同时采集下来. 为抑制系统中可能存在的长漂, 每张光谱的扫描顺序都被随机设定生成. 最后, 分别拟合得到两支跃迁的中心频率 f_0, f_2 , 那么精细结构分裂 ν_{02} 就可以表示为这两个中心频率的差值:

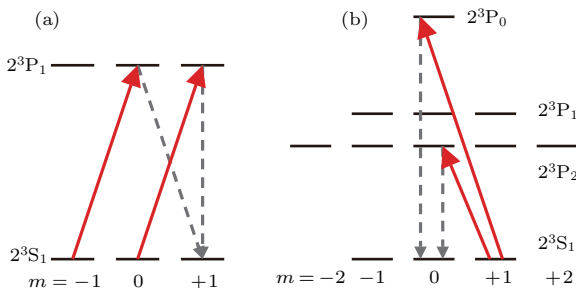


图 4 $2^3P_0-2^3P_2$ 精细结构分裂的实验过程 (a) 光学抽运; (b) 光谱探测

Fig. 4. Experimental procedure for $2^3P_0-2^3P_2$ fine-structure splitting measurement: (a) Optical pumping; (b) spectroscopy probe.

$$\nu_{02} = f_0 - f_2. \quad (8)$$

2.2 系统误差分析

我们共采集约 7000 张 $2^3S_1-2^3P_{0,2}$ 跃迁的光谱, 通过拟合光谱中心得到频率间隔 ν_{02} , 其统计不

确定度为0.06 kHz. 下面分析 ν_{02} 的系统误差贡献.

2.2.1 探测激光功率

实验中我们观测到 ν_{02} 关于探测激光功率的变化, 如图5所示. 这一现象在过往的原子束流实验中均有报道 [78–81], 我们推测这是因为氦原子的质量较轻, 其反冲效应较为明显 ($\propto 1/m$), 受到激光的力学作用改变原子运动轨迹, 从而产生频移. 尽管我们将探测激光功率控制在小于 $2 \mu\text{W}$, 该效应仍然较为显著, 因此需要予以考虑. 值得一提的是, 当探测激光处于“来回反射”构架时, 两束探测激光相互干涉, 形成驻波场, 对原子的运动轨迹有较为明显的调制作用 [12,82]. 结合驻波场和探测器前小狭缝的空间选择作用, 不难发现, 当激光失谐为负时, 将使得原子变得略微聚焦, 从而增加原子计数, 当激光失谐为正时, 将使得原子变得略微发散, 从而减少原子计数, 两者结合将导致光谱中心的红移, 与我们在图5所观测到的现象一致.

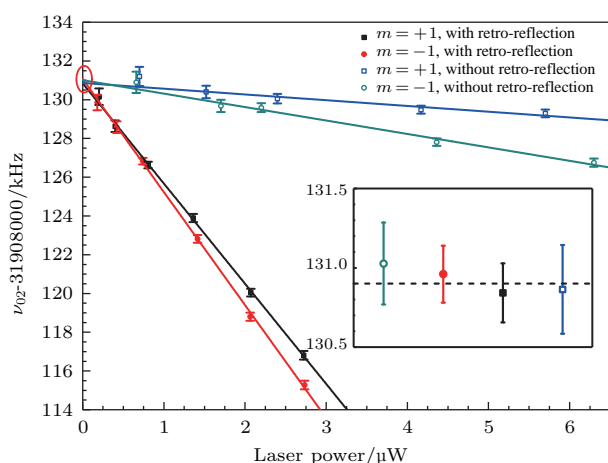


图5 探测激光功率依赖性, 插图为四种情况下线性拟合的截距及其误差

Fig. 5. Dependence of the measured frequency interval on the probe laser power. The inset shows the values extrapolated to zero-laser-power limit.

为了避免饱和效应, 我们将探测激光光强控制在最大不超过 $1/4$ 饱和光强 ($167 \mu\text{W}/\text{cm}^2$), 同时为了保证比较高的光谱信噪比, 探测光强最低选为约 $1/20$ 饱和光强. 对于每组实验数据, 分别采集不同探测光功率下的频率间隔, 然后通过线性拟合方法外推至功率零点处. 拟合截距的误差即为单组数据的统计误差, 通常在 200 Hz 水平.

实验中对不同初始态 $m = \pm 1$, 不同探测激光构架 (“有来回反射”和“无来回反射”) 均进行功率外推的检验, 四种状态下的外推结果在实验误差范

围内符合得比较好 (见图5的插图), 线性拟合的约化卡方均小于1. 通过估算拟合斜率的上限, 我们得出当探测激光功率不超过 $1/4$ 饱和光强时, 对最终精细结构分裂的影响不超过 60 Hz .

2.2.2 塞曼效应

对于精细结构分裂 $\nu_{02} = 2^3\text{P}_0 - 2^3\text{P}_2$, 其一阶塞曼频移相互抵消, 二阶塞曼频移可以依靠高精度的 g 因子系数来精确修正 [83], 修正误差远好于 1 Hz . 本实验中探测区域的偏置磁场强度为 $10 - 20 \text{ G}$, 为了检验二阶塞曼频移修正的准确性, 测量了不同磁场强度下的 ν_{02} 和 ν_{12} 结果, 如图6所示, 不同磁场下的分裂结果在统计误差内符合得非常好. 塞曼效应的系统误差贡献最终来自于磁场的测量精度以及磁场电流源的误差, 我们估算对 ν_{02} 的贡献不超过 60 Hz .

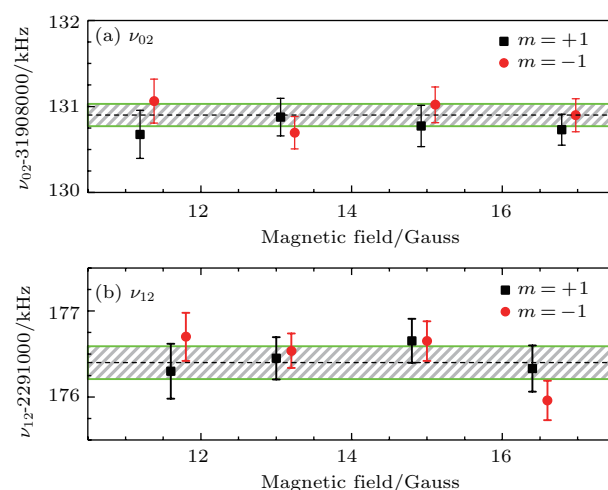


图6 不同磁场强度下精细结构分裂 (a) ν_{02} 和 (b) ν_{12} 的测量结果, 其中二阶塞曼频移已被修正

Fig. 6. The (a) ν_{02} splitting and (b) ν_{12} splitting obtained at different magnetic fields. The values are corrected with the calculated second-order Zeeman shifts.

2.2.3 多普勒效应

我们也检验了来自多普勒效应的影响. 对于 $2^3\text{S}_1 - 2^3\text{P}_0$ 和 $2^3\text{S}_1 - 2^3\text{P}_2$ 跃迁来说, 由于探测激光 (ECDL1 和 ECDL2) 经光纤耦合到同一探测光路中, 加上我们在测量中对激光器进行快速切换, 因此两者之间的多普勒频移可被认为是基本相等的, 并被大幅抵消. 实验中, 我们可以保证激光的来回准直度好于 $\pm 10 \mu\text{rad}$, 因此由一阶多普勒效应所引入的偏差将可以被抵消至少 2 个数量级. 为了验证这个估计是否可靠, 我们特意将激光束调偏至最大 $\pm 200 \mu\text{rad}$, 测量不同准直度情况下的精细

结构分裂. 我们发现在 $\pm 200 \mu\text{rad}$ 准直度下, ν_{02} 的偏差最大不超过500 Hz. 由于实验中的准直度能精确控制在 $\pm 10 \mu\text{rad}$ 以内, 因此我们推断由一阶多普勒效应引起的系统误差不超过25 Hz.

2.2.4 量子干涉效应

我们还需要考虑来自相邻共振能级之间的量子干涉效应的影响^[84-91]. 以图7的四能级模型为例, 假设原子在初始时刻被布居在 $|1\rangle$ 态上, 当激光被调谐至与 $|2\rangle$ 态共振时, 通过光与原子相互作用理论可以知道, 在原子从 $|1\rangle$ 态被激发并向 $|0\rangle$ 跃迁的过程中, 会存在 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |0\rangle$ 和 $|1\rangle \rightarrow |3\rangle \rightarrow |0\rangle$ 两个通道. 由于无法区分 $|0\rangle$ 态上布居的原子究竟来自于哪个通道, 因此形成干涉. 通常人们只考虑了共振能级的作用, 而忽略掉近共振能级带来的干涉效应. 但是加拿大York大学的Hessels教授指出, 当实验的测量精度达到一定“量级”时, 这一干涉效应将变得不可忽略. 它的“量级”可以通过Rule of the thumb(经验公式)估算:

$$2\pi \times \delta\nu_{\text{QI}} = \Gamma^2 / \omega_{ij}, \quad (9)$$

其中, $\Gamma/2\pi = 1.62 \text{ MHz}$ 为谱线自然线宽, ω_{ij} 为相邻的能级间隔. 从(9)式不难看出, 即使对于能级间隔超出1400倍自然线宽的精细结构分裂 $\nu_{12}(\omega_{ij}/2\pi \approx 2.3 \text{ GHz})$, 量子干涉效应也会有超过 $\delta\nu_{\text{QI}} \approx 1 \text{ kHz}$ 的影响. 因此想要得到好于kHz的高精度光谱结果, 量子干涉效应所带来的影响必须予以考虑.

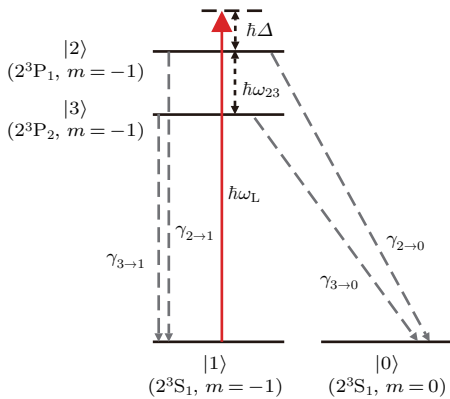


图7 四能级量子干涉模型示意图

Fig. 7. The four-level model for the quantum interference effect.

利用文献[86]中给出的方法, 可以写出基于图7中四能级系统的密度矩阵方程, 注意到 $|0\rangle$ 态

是一个暗态, 不参与激光相互作用, 因此我们只需要考虑 $|1\rangle$, $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 态的贡献即可:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} = & i\frac{\Omega_2}{2}\rho_{12} - i\frac{\Omega_2^*}{2}\rho_{21} + \gamma_{2\rightarrow 1}\rho_{22} + i\frac{\Omega_3}{2}\rho_{13} \\ & - i\frac{\Omega_3^*}{2}\rho_{31} + \gamma_{23\rightarrow 1}(\rho_{23} + \rho_{32}) \\ & + \gamma_{3\rightarrow 1}\rho_{33}, \end{aligned} \quad (10a)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{i2} = & i\frac{\Omega_2^*}{2}(\rho_{11} - \rho_{22}) - \left(\frac{\gamma_2}{2} + i\Delta\right)\rho_{12} \\ & - \frac{\gamma_{23}}{2}\rho_{13} - i\frac{\Omega_3^*}{2}\rho_{32}, \end{aligned} \quad (10b)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{22} = & i\frac{\Omega_2^*}{2}\rho_{21} - i\frac{\Omega_2}{2}\rho_{12} - \gamma_2\rho_{22} \\ & - \frac{\gamma_{23}}{2}(\rho_{23} + \rho_{32}), \end{aligned} \quad (10c)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{i3} = & i\frac{\Omega_3^*}{2}(\rho_{11} - \rho_{33}) - \frac{\gamma_{23}}{2}\rho_{12} - i\frac{\Omega_2^*}{2}\rho_{23} \\ & - \left(\frac{\gamma_3}{2} + i(\Delta + \omega_{23})\right)\rho_{13}, \end{aligned} \quad (10d)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{23} = & i\frac{\Omega_3^*}{2}\rho_{21} - \frac{\gamma_{23}}{2}(\rho_{22} + \rho_{33}) - i\frac{\Omega_2}{2}\rho_{13} \\ & - \left(\frac{\gamma_2 + \gamma_3}{2} + i\omega_{23}\right)\rho_{23}, \end{aligned} \quad (10e)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{33} = & i\frac{\Omega_3^*}{2}\rho_{31} - i\frac{\Omega_3}{2}\rho_{13} - \gamma_3\rho_{33} \\ & - \frac{\gamma_{23}}{2}(\rho_{23} + \rho_{32}). \end{aligned} \quad (10f)$$

其中, Δ 为激光失谐, Ω_2 为激光Rabi频率, $\omega_{23}/(2\pi) = 2.291 \text{ GHz}$ 为 $|2\rangle$ 与 $|3\rangle$ 态的能级间隔, γ_{ij} 为散射率. 对方程组(10)进行数值求解, 得到的不同失谐量 Δ 下 $|0\rangle$ 态的布居数, $\rho_{00} = 1 - \rho_{11} - \rho_{22} - \rho_{33}$, 最终通过拟合数组 $\rho_{00}(\Delta)$, 即可以得到 $2^3S_1-2^3P_1$ 跃迁光谱中心相对零点的偏移, 也就是量子干涉效应引起的频移 $\delta\nu_{\text{QI},1}$.

对于 $2^3S_1-2^3P_2$ 跃迁, 相当于把方程组(10)中的编号2与3互换, 注意到有 $\omega_{23} = -\omega_{32}$, $|\Omega_2|^2 = |\Omega_3|^2$, 所以 $2^3S_1-2^3P_2$ 跃迁因为量子干涉效应所引起的频移 $\delta\nu_{\text{QI},2} = -\delta\nu_{\text{QI},1}$, 与 $\delta\nu_{\text{QI},1}$ 符号相反, 故对于 $2^3P_1-2^3P_2$ 分裂, 这两项频移无法被抵消.

结合我们的实验条件, 最终数值模拟结果如图8所示, $2^3P_1-2^3P_2$ 分裂的量子干涉修正为 $+1.21(10) \text{ kHz}$. 对于 $2^3P_0-2^3P_2$ 分裂, 由于 $2^3S_1(m=0)-2^3P_1(m=0)$ 跃迁为电偶极禁戒跃迁, 因而只需要考虑 2^3P_0 和 2^3P_2 态的贡献, 数值模拟结果表明 ν_{02} 的修正为 $+0.08(3) \text{ kHz}$.

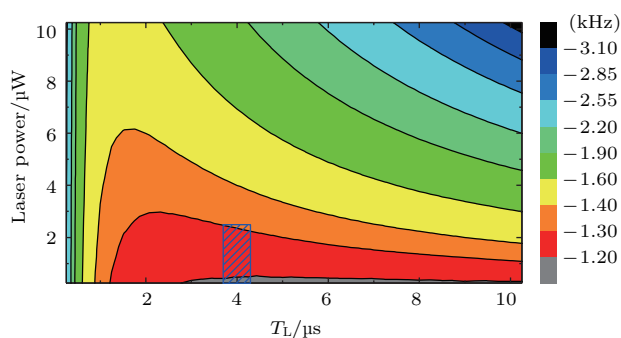


图8 ν_{12} 量子干涉效应频移的模拟结果, 阴影区域为实验工作条件

Fig. 8. The calculated quantum interference shift for ν_{12} splitting, the shaded region stands for the experimental conditions.

2.2.5 其他系统效应

除上述占主导地位的系统误差外, 还有以下各项可能存在的系统误差, 尽管其量级相对较小, 但是它们对精细结构分裂测量可能造成的影响均需要考虑.

1) 探测激光对称性

由于我们采用两台相位锁定在EOM边带上的ECDL激光器进行光谱探测, 尽管拍频频谱显示其中心抑制比均好于40 dB, 其频率差达到频谱仪分辨率极限(10 Hz), 但是如果这两台激光器之间存在微小的不对称, 也有可能对测量结果造成影响. 我们将两台激光器频率调谐至同一支跃迁 $2^3S_1-2^3P_0$, 通过快速切换激光进行光谱扫描, 最后分别拟合两组光谱的中心, 通过两者之间的对比检验探测激光的对称性, 在统计误差范围内并没有发现明显变化.

2) 杂散光

这里我们考虑杂散光的ac Stark效应, 其主要贡献来自于距离探测区域50 cm处的pump激光. 由于pump激光入射的角度接近垂直, 要到达探测区域需经过至少数十次散射, 并且pump激光功率小于1 mW, 因此由pump激光导致的ac Stark频移可以忽略不计.

3) 激光偏振

我们还需要考虑激光偏振态不纯造成的影响, 考虑 $2^3S_1(m=+1)-2^3P_2(m=0)$ 跃迁, 尽管我们选择的是圆偏振光(σ^-)与原子共振, 但是对于线偏振光(π), $2^3S_1(m=+1)-2^3P_2(m=+1)$ 和 $2^3S_1(m=0)-2^3P_2(m=0)$ 跃迁也能被激发. 考虑到当偏置磁场为5—20 Gauss的情况下, 这些

跃迁在光谱上可以被完全区分(超过10倍自然线宽), 不同组分之间的相互干扰带来的影响远小于10 Hz.

4) 初始态 $m = \pm 1$

这里考虑来自原子初始态的影响, 当选择不同的pump激光偏振时(σ^\pm), 我们可以选择 $2^3S_1(m = \pm 1)$ 态作为初始态. 在数据采集集中, 对不同初始态 $m = \pm 1$ 均进行了检验. 我们分别给出 $m = -1$ 和 $m = +1$ 的统计平均值, 其偏差为38(60) Hz. 因此对于由初始态 $m = \pm 1$ 带来的系统误差, 我们给出其偏差上限为40 Hz.

2.3 实验结果与对比

关于 ν_{02} 和 ν_{12} 的系统误差如表1所列. ν_{02} 的统计误差为0.06 kHz, 系统误差的加权平均值为0.11 kHz, ν_{02} 被测定为 $(31908130.98 \pm 0.06(\text{stat}) \pm 0.11(\text{syst}))$ kHz, 相对精度为4 ppb, 为当前最精确的实验结果(见图2). 从图9中能看出该实验结果与Shiner研究组2010年基于热原子束的激光光谱结果^[33]在 1σ 内相符合 (0.27 ± 0.30) kHz, 但是与Gabrielse研究组2005年饱和吸收光谱结果^[31]存在 4σ 偏差 (4.20 ± 0.94) kHz, 与Hessels研究组2001年微波光谱方法结果^[29,32]也存在 2.6σ 偏差 (2.55 ± 0.96) kHz. 该实验结果与2010年最新的 $\alpha^7 m$ 阶QED修正理论结果^[55]符合得非常好, 偏差仅为 $(0.22 \pm 0.13_{\text{exp}} \pm 1.7_{\text{theo}})$ kHz.

我们对 ν_{12} 分裂还进行了检验性测量, 在该实验中 ν_{12} 被测定为 $(2291177.56 \pm 0.08(\text{stat}) \pm 0.18(\text{syst}))$ kHz. 与我们2015年的结果 $((2291177.69 \pm 0.36)$ kHz)相符合^[35]. 值得一提的是, 两次实验的外界环境与工作条件截然不同, 这也体现本系统的稳定性和可重复性. 同时, 从图9右半部分也可以看出, 对于 ν_{12} 分裂, 经修正量子干涉频移后的各实验结果相互符合得非常好, 进一步体现了量子干涉效应的重要性.

对于该实验结果, 项目合作者波兰华沙大学的K. Pachucki教授认为, 该结果对于下一阶QED理论计算工作具有十分重要的指导意义, 将把原子体系中的 α 常数测定提高至 2×10^{-9} 精度. 同时, $2^3P_0-2^3P_2$ 精细结构分裂的理论预测与实验结果符合得非常好, 这为将来研究其他基于QED理论计算的少体原子(如Li, Be)精细结构提供了可能.

表1 氦原子 2^3P_J 精细结构分裂 ν_{02} 和 ν_{12} 误差表 (单位: kHz)
Table 1. Uncertainty budgets for the fine-structure splittings ν_{02} and ν_{12} of helium (in kHz).

Source	ν_{02}	$\Delta\nu(1\sigma)$	ν_{12}	$\Delta\nu(1\sigma)$
Statistical	31908130.90	0.06	2291176.35	0.08
Zeeman effect		0.06		0.09
Laser power		0.06		0.06
First-order Doppler		0.03		0.03
Stray light		0.02		0.02
Laser polarization		0.03		0.08
Initial states		0.04		0.04
Quantum interference	+0.08	0.03	+1.21	0.10
Total	31908130.98	0.13	2291177.56	0.19

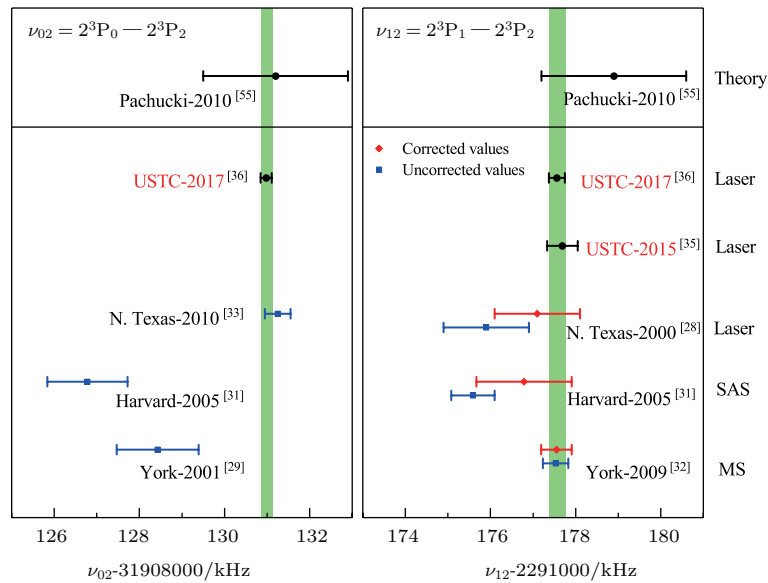


图9 氦原子 2^3P_J 精细结构分裂理论预测与实验结果比对 (SAS, 饱和吸收光谱; MS, 微波光谱)
Fig. 9. Comparisons of the experimental values and theoretical predictions for the 2^3P_J fine-structure splittings of helium.

3 氦原子 2^3S-2^3P 跃迁频率测量

3.1 实验方法

氦原子 2^3S-2^3P 跃迁频率测量的实验装置如图10所示, 与 2^3P_J 能级精细结构分裂实验所采用的实验装置相似, 主要区别在于光学频率梳的引入以及探测光路的改进. 在 2^3S-2^3P 跃迁频率测量中, 我们所采用的光学抽运能级选择在 $2^3S_1(m=0)-2^3P_0(m=0)$ 跃迁(图11(a)), 该跃

迁的好处是可以将原子均匀地布居在 $2^3S_1(m = \pm 1)$ 能级上. 以 $2^3S_1-2^3P_1$ 跃迁为例, 当使用线偏振光进行探测时, 可以分别激发 $m = -1$ 和 $m = +1$ 跃迁(图11(b)), 这意味着单次扫描会得到 $m = \pm 1$ 两个跃迁的光谱, 如图12所示.

通过测定 $m = \pm 1$ 跃迁的能级间隔, 我们可以得到一阶塞曼频移, 从而反推出磁场 B 的大小. 利用 $m = \pm 1$ 的平均值, 则可以将一阶塞曼效应抵消, 再通过数值修正二阶塞曼效应的方法, 就可以得到零场下的跃迁中心频率.

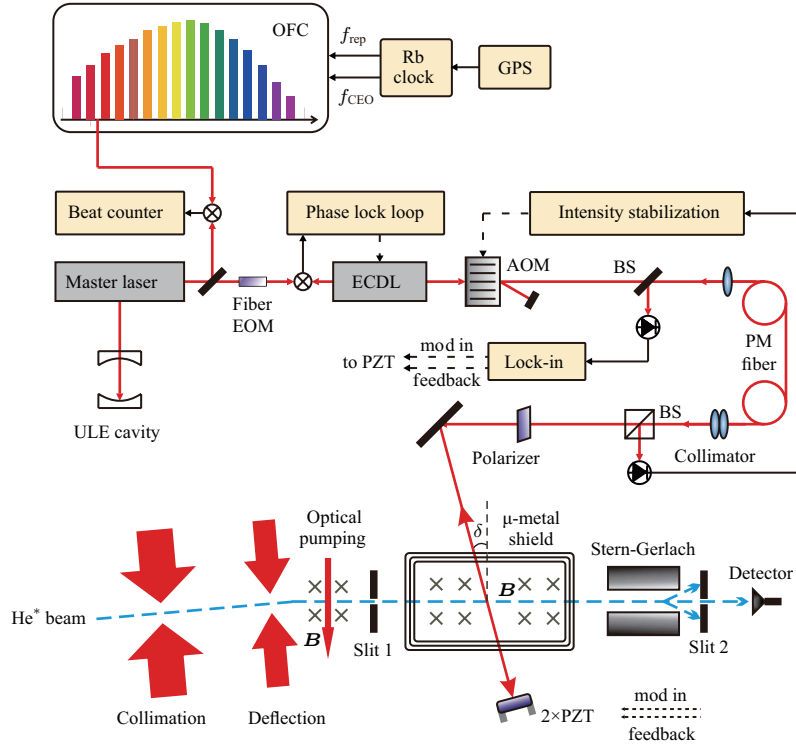


图 10 2^3S-2^3P 跃迁频率测量实验装置示意图

Fig. 10. Experimental setup for measurement of the 2^3S-2^3P transition frequency.

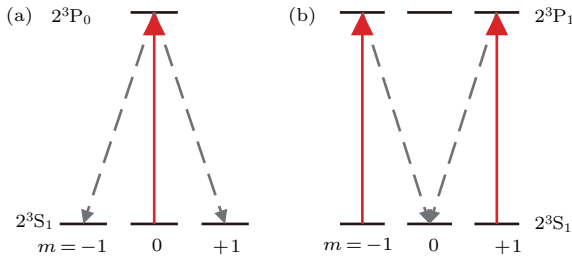


图 11 2^3S-2^3P 跃迁频率测量实验过程 (a) 光学抽运; (b) 光谱探测

Fig. 11. Experimental procedure the 2^3S-2^3P transition frequency measurement: (a) Optical pumping; (b) spectroscopy probe.

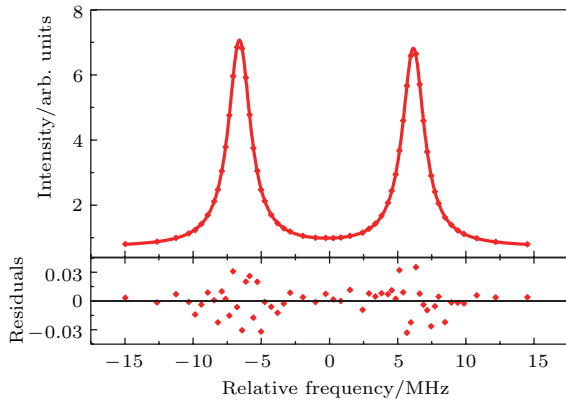


图 12 2^3S-2^3P 单次扫描光谱

Fig. 12. Spectrum from a single scan.

3.2 系统误差分析

3.2.1 一阶多普勒效应

理论上我们可以通过优化激光的入射方向, 使激光波矢与原子束流相互垂直以消除一阶多普勒效应. 但在实际情况中这很难实现, 因为我们无法保证激光与原子的夹角能被精确控制在 90° . 以速度 $v = 1000 \text{ m/s}$ 的氢原子为例, 如果该夹角存在 $\delta\theta = 1 \text{ mrad}$ 的偏差, 就会使光谱中心频率产生偏移:

$$\delta f = \sin(\delta\theta) \frac{v}{\lambda} \approx 1 \text{ MHz}. \quad (11)$$

比较常用的方法是采用“来回反射”方式, 让两束传播方向相反的激光与原子相互作用. 由于激光波矢 $\mathbf{k}_1 = -\mathbf{k}_2$, 因此可以抵消掉一阶多普勒频移

$$\Delta f = \delta f_1 + \delta f_2 = \sin(\delta\theta) \frac{v}{\lambda} - \sin(\delta\theta) \frac{v}{\lambda} = 0. \quad (12)$$

但是如何保证激光能够完美地“重合”, 或者说保证两束激光之间的“准直”, 是一个技术难点. 可以看到, 假如反射光与入射光之间存在 ϵ 弧度的偏差, 将会产生残余一阶多普勒效应:

$$\begin{aligned} \Delta f_{\text{res, DOP}} &= \delta f_1 + \delta f_2 \\ &= \sin(\delta\theta + \epsilon) \frac{v}{2\lambda} - \sin(\delta\theta) \frac{v}{2\lambda} \approx \frac{v}{2\lambda} \epsilon. \end{aligned} \quad (13)$$

从(13)式中不难看出,只要两束激光之间存在 $\varepsilon = 10 \mu\text{rad}$ 的不准直,谱线中心的偏差就会有 3 kHz 之多.因此残余一阶多普勒误差主要取决于激光之间的准直度,要想将该误差控制在 1 kHz 以下,需要保证 ε 最大不超过 $3 \mu\text{rad}$.

为此,我们采用两种不同的方法以实现激光的高准直度重合.第一种为“猫眼法”(cat's eye),具体原理可以参见文献[30, 43],该方法大约能提供 $1\text{--}3 \mu\text{rad}$ 的准直度.“猫眼法”的优点在于它的结构相对简单可靠,调节非常方便.缺点则是它的调节和优化取决于镜架调整的准确度,缺少一个判断激光是否准直的依据,受人为因素干扰较大,因此其可靠程度尚有待考究.

我们在 2017 年 4 月份使用“猫眼法”进行连续 23 d 的光谱测量,其结果如图 13 左半部分所示.为了减少光路搭建过程中可能引入的人为偏差,在进行每天的实验之前,会主动将“猫眼法”光路拆掉,再重新搭建、优化光路.从图 13 可以看到,“猫眼法”的数据在实验误差范围内不存在明显的偏离.

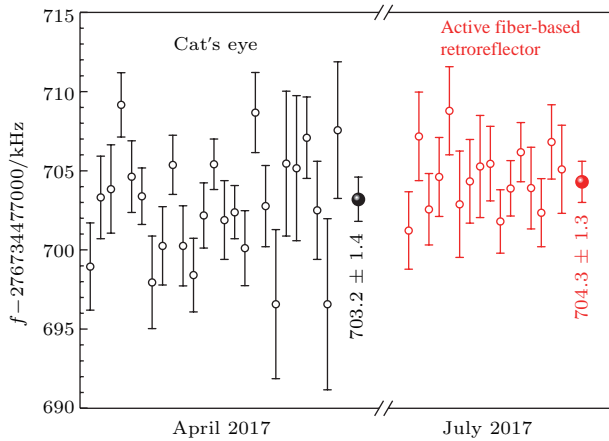


图 13 分别使用“猫眼法”和“主动反馈法”进行光谱测量的结果

Fig. 13. Comparisons of independent measurements of the transition frequency using two different approaches.

但正如之前所说,“猫眼法”总是可能存在系统偏差,因此借鉴文献[20]提出的方法,搭建了一套主动反馈式光路用于抑制一阶多普勒效应(如图 10 所示).其基本原理为利用“调制解调”方法,通过对反射镜架进行主动反馈控制,使得激光沿原路返回至光纤中,最终实现光路的“来回反射”.我们在 7 月份使用“主动反馈法”进行了 11 d 的数据采集.通过对比 4 月份和 7 月份的数据,也确实发现“主动反馈法”的结果和之前“猫眼法”的结果相

符合(见图 13).两组数据间的偏差为 $1.1(2.1) \text{ kHz}$,在误差范围之内并没有发现明显的偏差.

为了评定残余一阶多普勒效应引起的系统误差,我们首先利用 $2^3\text{S} \text{--} 2^3\text{P}$ 跃迁的一阶多普勒效应测量探测区域中 2^3S_1 态原子的纵向速度分布.首先将入射光调至接近 0° 入射,然后根据预先校准好的镜架调整轴,将入射角 $\delta\theta$ 调偏至约 3° .假设原子速度为 $v = 1000 \text{ m/s}$,其一阶多普勒频移为

$$\Delta f = \sin\delta\theta \cdot \frac{v}{\lambda} \approx 48.3 \text{ MHz}, \quad (14)$$

该频移远大于自然线宽 (1.6 MHz),说明 3° 左右的入射角足以分辨速度分布.

最终我们测量得到 2^3S_1 态原子纵向速度分布如图 14 上半部分黑色点所示,原子的平均速度为 700 m/s ,速度分布较窄,Voigt 拟合的半高全宽约为 150 m/s .速度测量的误差主要来自于 10% 的角度测量误差,该误差转换到中心速度为 $\pm 70 \text{ m/s}$.

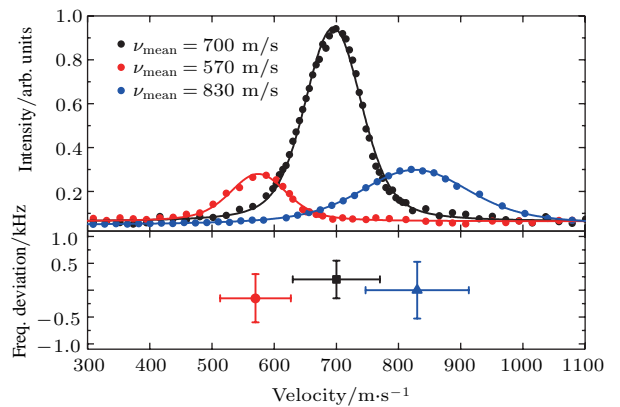


图 14 上半部分为不同偏转角度下氦原子的纵向速度分布;下半部分是在相应速度分布下光谱中心的结果

Fig. 14. Top, the longitudinal velocity distributions under different conditions; bottom, the frequency centers measured under each condition.

对于原子束流中速度较慢的原子,由于和激光的相互作用时间较长,使得它受到的偏转作用太大,从而超出狭缝范围.而对于速度较快的原子,由于和激光的相互作用时间较短,受到的偏转作用较小,也无法通过狭缝.只有在特定速度下的原子才能通过狭缝,这也是导致探测区域中原子速度分布变窄的原因.

偏转光和狭缝对原子纵向速度的选择作用的另一个好处在于:当我们调节偏转光的角度,优化狭缝中心的位置后,有可能改变探测区域原子的纵向速度分布.结果如图 14 上半部分所示,可以通过选择最低 570 m/s 到最高 830 m/s 速度分布的原子.

相应代价就是原子数的损失, 因为 700 m/s 处是对应原子束流较强的状态, 而 570 m/s 和 830 m/s 处, 原子束流的损失约有 3—4 倍之多, 但这对于系统误差检验来说是可以接受的. 我们在三种状态下进行数据采集, 分别测量了 1000 组, 3500 组和 3500 组 $2^3S_1-2^3P_1$ 光谱, 研究它们相互之间的中心频率偏差. 最终结果如图 14 下半部分所示, 其统计平均值相互之间最大的偏差不超过 0.36 kHz, 考虑到速度变化约有 1/3, 因此我们给出残余一阶多普勒效应误差的上限为 1.1 kHz, 对应于约 3 μ rad 的不重合度. 这与文献 [30, 43] 中给出的猫眼法精度 (1—3 μ rad) 和文献 [20] 中给出主动反馈方法的精度 (2—4 μ rad) 相符合.

3.2.2 二阶多普勒效应

除了一阶多普勒效应以外, 由于相对论效应导致的二阶多普勒效应 (second-order Doppler, SOD) 的修正也需要考虑:

$$\Delta f_{\text{correction,SOD}} = +\frac{v^2}{2c^2} \cdot f, \quad (15)$$

其中速度 $v = 700(70)$ m/s, 为修正的主要误差来源. 我们最终给出二阶多普勒效应的修正为 +0.70(15) kHz.

3.2.3 频率参考与校准

2^3S-2^3P 跃迁频率主要由以下几部分组成:

$$f = N \times f_{\text{rep}} + f_{\text{CEO}} + f_{\text{beat}} + f_{\text{EOM}} + f_{\text{probe}}, \quad (16)$$

其中, f_{rep} 和 f_{CEO} 分别为光频梳的重复频率和偏置频率, 约在 198 MHz 和 52 MHz 附近; N 为光梳与参考激光拍频的尺子数 ($N \sim 10^7$, 为正整数), 可以通过 30 MHz 精度的波长计精确给出; f_{beat} 为参考激光与光梳的拍频频率, 约为 60 MHz; f_{EOM} 为光纤 EOM 的调制频率, 约为 16 GHz; f_{probe} 为探测激光相位锁定的拍频频率, 也就是我们单张光谱的相对频率中心, 通常约为 800 MHz.

由于 ULE 的长漂好于 3.6 kHz/h (< 1 Hz/s), 单张光谱的采集时间不超过 80 s, 因此激光的长漂导致的误差可以忽略不计. 频率精度极大程度上取决于频率锁定的参考源, 我们的频率参考是 GPS 校准的铷钟 (SRS, FS725), 其短稳能达到 $2 \times 10^{-12}@100$ s. 因此我们给出频率参考的误差上限为 550 Hz.

3.2.4 塞曼效应

与精细结构分裂实验不同的是, 2^3S-2^3P 频率测量中的光学抽运激光使用的是 $2^3S_1-2^3P_0$ 跃迁, 这种抽运方式可以使得原子经过抽运后被均匀地布居在 $2^3S_1 (m = \pm 1)$ 态上. 当我们扫描探测激光分别与 $2^3S_1 (m = -1)-2^3P_1 (m = -1)$ 和 $2^3S_1 (m = +1)-2^3P_1 (m = +1)$ 跃迁共振, 可以同时得到两个跃迁的频率

$$\begin{cases} f_{m=-1} = f_1 - \Delta f_{\text{ZS,I}} + \Delta f_{\text{ZS,II}}, \\ f_{m=+1} = f_1 + \Delta f_{\text{ZS,I}} + \Delta f_{\text{ZS,II}}, \end{cases} \quad (17)$$

其中, f_1 为 $2^3S_1-2^3P_1$ 跃迁频率, $\Delta f_{\text{ZS,I}}$ 为一阶塞曼频移, $\Delta f_{\text{ZS,II}}$ 为二阶塞曼频移. 可以看出, 当取两峰的平均值, $f_c = (f_{m=-1} + f_{m=+1})/2$, 一阶塞曼频移可以相互抵消, 二阶塞曼频移则可以通过高精度的理论计算进行修正.

$$\Delta f_{\text{correction,ZS,II}} = -C_{\text{ZS,II}} \cdot B^2. \quad (18)$$

因此由于塞曼效应带来的误差仅取决于电流源的精度 (1 mA) 以及剩磁 (< 0.3 mG) 对二阶塞曼频移的影响, 最终不会超过 10 Hz.

3.2.5 光谱线型

在多普勒效应 3.2.2 节中可以看出, 实验中光谱拟合的其实是两个跃迁峰的叠加, 其中一个来自于单次通过磁屏蔽窗片的探测光, 另一个来自于该束光经过窗片、高反镜后原路返回的“来回反射”光. 当激光处于几乎垂直入射的理想情况下, 如果两个跃迁峰的幅度相一致, 光谱拟合的中心频率应为各自中心位置的平均值. 但实际情况中受限于增透窗片的透射率, 两个跃迁峰的幅度存在大约 5% 的偏差. 而激光的入射角度 $\delta\theta$ 并不能正好保证在 0° , 将有可能导致两峰平均的中心位置发生偏移, 从而对最终结果引入一项系统偏差. 因此这项由于光功率不相等导致的光谱线型系统误差必须被考虑.

为研究该不对称带来的影响, 我们以入射角度 $\delta\theta$ 和幅度偏差 δA 作为变量进行模拟, 入射角范围取 0 μ rad 到 30 μ rad, 幅度偏差取 0% 到 20%. 模拟结果表明只要在实验中能保证把入射角 $\delta\theta$ 控制在 ± 30 μ rad 以内 (对应于两个峰 ± 20 kHz 的间隔), 光谱中心频率的最大偏差不会超过 0.3 kHz, 即可满足实验要求.

3.2.6 量子干涉效应

我们在第2部分 2^3P_J 精细结构分裂测量中已经给出了量子干涉效应的详细讨论和计算结果. 对于 2^3S-2^3P 跃迁, 只需考虑该效应对单支跃迁的影响即可.

值得一提的是, 在Florence大学的实验中^[30,67]采用的探测方法是基于饱和吸收的荧光探测 (saturated-fluorescence detection), 由于原子热运动导致的多普勒背景达到90 MHz, 因此其光谱线宽约有10 MHz. 根据经验公式(9), 不难得出

$$\Delta\nu = \frac{10 \text{ MHz}^2}{2.3 \text{ GHz}} \approx 40 \text{ kHz},$$

因此该方法中可能引入的量子干涉效应频移会达到数十kHz. 同时, 收集荧光信号作为探测信号的方法对于激光偏振方向和探测器的空间位置极为敏感^[89,90], 其量子干涉效应的数值计算需要准确的实验参数, 过程相对繁琐, 因此很难做后处理修正.

对我们的实验, 由于测量光谱的线宽在2 MHz量级, 理论上量子干涉效应的贡献应当在1—2 kHz, 远小于荧光探测方法. 另外我们探测的是原子内态的布居数, 该方法对于激光的偏振角度变化并不敏感. 这里我们略去计算过程, 直接给出 $2^3S_1-2^3P_{0,1,2}$ 跃迁量子干涉效应的修正结果:

$$\begin{cases} \Delta f_{QI, f_0} = +0.08(3) \text{ kHz}, \\ \Delta f_{QI, f_1} = +0.60(10) \text{ kHz}, \\ \Delta f_{QI, f_2} = -0.60(10) \text{ kHz}. \end{cases} \quad (19)$$

3.2.7 压力频移

我们也考虑了压力频移的影响, 这主要来自于原子之间的碰撞效应. 该效应不仅会导致光谱的碰撞加宽, 也会造成谱线中心的频移. 由于亚稳态氦原子的激发效率通常只有 10^{-4} , 因此我们只需要考虑背景气压对 2^3S_1 态和 2^3P_J 态原子的贡献. 文献^[92]精确地计算了不同温度下(200—400 K) $2^3S_1-2^3P_J$ 跃迁的压力展宽系数以及压力频移系数, 并在实验上得到验证^[31], 因此我们直接采用该系数进行压力频移评估.

从文献^[92]中可以得到室温(300 K)的压力频移系数为 -1.90 MHz/Torr , 即 -14 kHz/Pa . 在本实验中, 探测区域中的背景气压在 10^{-5} Pa 量级, 因此相应的压力频移为 -0.14 Hz , 在当前测量精度下可以忽略不计.

3.2.8 Recoil 效应

对于单光子跃迁, 每当原子吸收一个光子, 其动量的增加会导致能量的改变, 最终导致原子感受到光子频率的频移. 该Recoil效应的修正值为

$$\Delta f_{\text{correction, recoil}} = -\frac{h}{2M\lambda^2} \approx -42.2 \text{ kHz}. \quad (20)$$

修正的误差主要来自波长和质量的误差, 由于两者的相对精度均好于 10^{-10} , 因此Recoil效应修正值的误差可以忽略不计.

3.3 实验结果对比与分析

综合上述各项系统误差, 下面给出 $2^3S_1-2^3P_1(f_1)$ 跃迁频率的总误差, 见表2, 最终的测量精度为1.4 kHz, 相对精度 5.1×10^{-12} , 相较之前最好的实验结果提高约一倍.

表2 $2^3S_1-2^3P_1$ 跃迁频率误差表(单位: kHz)

Table 2. Uncertainty budgets for the $2^3S_1-2^3P_1$ transition frequency (in kHz).

Source	Corrections	$\Delta f(1\sigma)$
Statistics		0.45
First-order Doppler		1.1
Second-order Doppler	+0.70	0.15
Frequency calibration		0.55
Line profile		0.30
Quantum interference	+0.60	0.10
Laser power		0.10
Zeeman effect		0.01
Recoil shift	-42.20	—
Total	276 734 477 703.8	1.4

结合 f_1 和最新测定的 2^3P_J 精细结构分裂结果(ν_{02}, ν_{12}), 可得到 f_0 和 f_2 的跃迁频率:

$$\begin{aligned} f_0 &= 276764094657.2(1.4) \text{ kHz}, \\ f_2 &= 276732186526.2(1.4) \text{ kHz}. \end{aligned} \quad (21)$$

除此之外, 我们也用类似的实验方法对 $2^3S_1-2^3P_{0,2}$ 跃迁的频率进行直接探测. 我们分别采集了1800和2300张光谱, 得到的统计误差分别为0.90和0.85 kHz:

$$\begin{aligned} f'_0 &= 276764094657.9 \pm 0.90(\text{stat}) \pm 1.3(\text{syst}), \\ f'_2 &= 276732186527.3 \pm 0.85(\text{stat}) \pm 1.3(\text{syst}). \end{aligned} \quad (22)$$

通过比对这两种方法所得到的结果, 发现其偏差分别为 $+0.7(2.1) \text{ kHz}$ 和 $+1.1(2.1) \text{ kHz}$, 说明在误差范围内两种方法不存在明显偏差.

表 3 为 ^4He 原子 $2^3\text{S}_1-2^3\text{P}_{0,1,2}$ 跃迁的实验结果对比, 中心频率 f_c 为自旋平均值:

$$f_c = \frac{\sum_J(2J+1) \cdot f_J}{\sum_J(2J+1)}$$

$$= 276736495600.0 \text{ kHz.} \quad (23)$$

从表 3 可以看出, 我们的实验结果相比意大利 Florence 大学的结果, $2^3\text{S}-2^3\text{P}$ 跃迁的中心频率 f_c 偏差达到 -49.5 kHz (20σ), 其中 $2^3\text{S}_1-2^3\text{P}_2$ 跃迁的偏差达到 -94.3 kHz (2.9σ).

为了寻找该偏差存在的可能原因, 首先检验了我们实验结果的自洽性. 通过两两比较 f'_0, f'_2 和 f_1 ,

可得到 2^3P_J 精细结构分裂. 我们把利用本实验数据所得到的精细结构分裂结果 $\nu_{ij}(i < j = 0, 1, 2)$, 和利用 Florence 大学数据所得到的结果进行了对比, 结果列于表 4. 不难看出, 在 Florence 大学的结果中, 精细结构分裂 ν_{01} 符合得非常好, 但是对于涉及 2^3P_2 能级的分裂 ν_{02} 和 ν_{12} , 均存在 $45 \text{ kHz}(3\sigma)$ 左右的偏差, 可能是由于 $2^3\text{S}_1-2^3\text{P}_2$ 跃迁的测量精度相对较低 (15 kHz) 所致. 这也说明在 $2^3\text{S}-2^3\text{P}$ 跃迁频率的测量中, 可能存在一个 50 kHz 左右的整体偏移, 该偏移很有可能是来自于一项未被考虑的系统偏差.

表 3 $^4\text{He } 2^3\text{S}_1-2^3\text{P}_{0,1,2}$ 跃迁频率实验结果对比 (单位: kHz)

Table 3. Comparison for the experimental values of the $2^3\text{S}_1-2^3\text{P}_{0,1,2}$ transition frequency in ^4He (in kHz).

	f_0	f_1	f_2
USTC 2017 [59]	276764094657.2(1.4)	276734477703.8(1.4)	276732186526.2(1.4)
Florence [30,67]	276764094707.3(2.1)	276734477752.5(2.0)	276732186620.5(15.0)
	f_c		
USTC 2017 [59]	276736495600.0(1.4)		
Florence([34] 修正值)	276736495649.5(2.1)		

表 4 通过不同探测方法得到的 2^3P_J 精细结构分裂结果对比 (单位: kHz)

Table 4. Comparison for the 2^3P_J fine-structure splittings obtained from different experiments (in kHz).

	ν_{02}	ν_{12}	ν_{01}
Fine-structure Exp. [36]	31908130.98(13)	2291177.56(19)	29616953.42(23)
USTC 2017 [59]	31908130.6(2.3)	2291176.5(2.1)	29616954.1(2.1)
Difference	$-0.38(2.3)$	$-1.06(2.1)$	$+0.68(2.1)$
Florence [30,67]	31908086.8(15.1)	2291132.0(15.1)	29626954.8(2.9)
Difference	$+44.18(15.1)$	$+45.56(15.1)$	$-1.38(2.9)$

表 5 $^3\text{He}, ^4\text{He}$ 同位素频移与核电荷半径平方差 δr^2 (未标注的单位均为 kHz)

Table 5. Determination of the difference of squared nuclear charge radius between ^3He and ^4He , δr^2 (units are kHz if not stated otherwise).

$E(^3\text{He}, 2^3\text{S} \rightarrow 2^3\text{P})$ (centroid)	276702827204.8(2.4)	Florence 2012 [34]
$-E(^4\text{He}, 2^3\text{S} \rightarrow 2^3\text{P})$ (centroid)	$-276736495600.0(1.4)$	USTC 2017 [59]
$-\delta E_{\text{iso}}$ (point nucleus)	33667149.3(0.9)	Theory [25,58]
δE	$-1\ 245.9(2.9)$	
$C(2^3\text{S} \rightarrow 2^3\text{P})$	$-1212.2(1) \text{ kHz/fm}^2$	Theory [25,60]
δr^2	$1.028(2) \text{ fm}^2$	

利用我们实验测定的 ^4He $2^3\text{S}-2^3\text{P}$ 跃迁中心频率 $f_c(^4\text{He})$, 结合由 Cancio Pastor 等测定的 ^3He 中心频率 $f_c(^3\text{He})$, 以及 Pachucki 等理论计算的同位素频移 $\delta E_{\text{iso}}(\text{point nucleus})$, 可以得到 ^3He , ^4He 的核电荷半径平方差 δr^2 . 同位素频移 $\delta E_{\text{iso}}(\text{exp}) = E(^3\text{He}, \text{centroid}) - E(^4\text{He}, \text{centroid})$ 和点电荷近似下的理论值 $\delta E_{\text{iso}}(\text{theo}, \text{point nucleus})$, 两者之差应当仅仅来自于核大小效应的贡献(公式 5). 其中, 系数 C 可以通过数值计算精确求出 [60]: $C(2^3\text{S}-2^3\text{P}) = 1212.2(1)$ kHz. 因此利用本实验测定的 ^4He 跃迁中心频率, 可以得到新的核电荷半径平方差.

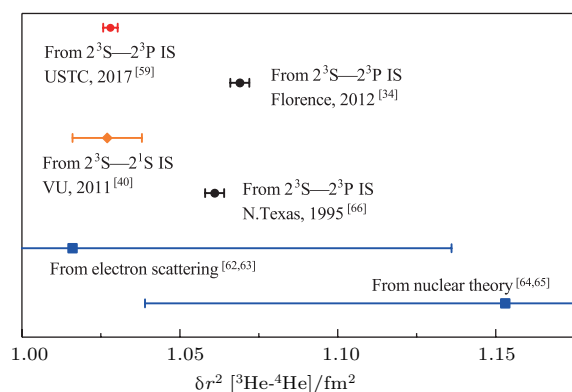


图 15 通过不同能级跃迁频率得到的 ^3He , ^4He 核电荷半径平方差结果对比

Fig. 15. Comparison of the difference of squared nuclear charge radius between ^3He and ^4He using different transitions.

从表 5 和图 15 中可以看到, 我们实验所得到的基于 $2^3\text{S}-2^3\text{P}$ 同位素频移的 δr^2 , 与同样基于该跃迁 (Cancio Pastor [30,34,67] 和 Shiner [66]) 的结果, 偏差分别达到 $-0.041(4)$ fm^2 和 $-0.033(4)$ fm^2 , 即分别存在 10σ 和 8σ 的偏差. 但是, 我们实验的结果与基于 $2^3\text{S}-2^1\text{S}$ 跃迁 (van Rooij [40]) 的结果却符合得非常好, 偏差仅为 $0.001(11)$ fm^2 . 但需要注意的是, 本实验同位素频移计算中所使用的 ^3He 中心频率来自于 Florence 大学的结果 [34], 其可靠性有待检验, 因此目前我们暂不能下定论声称 ^3He , ^4He 核电荷半径平方差的问题已得到解决, 我们仍然需要在未来工作中对 ^3He 跃迁中心频率进行验证性测量.

4 总结与展望

本文回顾了我们的研究组近年来在氦原子精密光谱方面的工作, 主要包括 ^4He 原子 2^3P_J 能

级精细结构分裂以及 $2^3\text{S}-2^3\text{P}$ 跃迁频率. 其中, $2^3\text{P}_0-2^3\text{P}_2$ 分裂被测定至 130 Hz [36], 结合当前最精确的 QED 计算 [55,93], 可将精细结构常数 α 测定至 $(2_{\text{exp}})(27_{\text{theo}})$ ppb. 受限于高阶 QED 修正 ($\alpha^7 m$ 阶), 氦原子光谱方法精细结构分裂测定 α 常数的精度仍在 10^{-8} 水平, 相比 CODATA 推荐值的精度 (2.3×10^{-10}) 仍有一定差距, 这也意味着可能需要对更多的类氢体系 (如 Li^+ , Be^{2+}) 精细结构进行测量, 以推动高阶 QED 理论的发展. 另一方面, 我们将 $2^3\text{S}-2^3\text{P}$ 跃迁频率测定至 1.4 kHz (相对精度 5.1×10^{-12}), 结合相关的理论计算, 该跃迁被认为非常适合于测定氦原子核结构. 原因是 2^3S 能级对原子核大小效应较为敏感, 并且理论学家们认为三重态 $2^3\text{S}-2^3\text{P}$ 跃迁的 $\alpha^7 m$ 阶 QED 修正有望在近期内完成 [25,58]. 如果相关能级的理论计算精度好于 10 kHz, 有望将氦原子核电荷半径测定至 10^{-3} .

利用精密光谱方法测定原子核结构具有重要的物理意义, 通过比较基于不同方法、不同轻子结构测定的核电荷半径, 将为解决“质子半径之谜”提供帮助. 相关工作已在国际上各研究团队展开, 如 H 原子 $2\text{S}-n\text{L}$ 跃迁、 $1\text{S}-3\text{S}$ 双光子跃迁、 $2\text{S}-2\text{P}$ 兰姆位移 [12,94], He^+ 离子 $1\text{S}-2\text{S}$ 跃迁 [95,96], 以及待完成实验分析的 $\mu\text{-He}^+$ 离子 $2\text{S}-2\text{P}$ 兰姆位移 [68]. 除少体原子外, 简单分子的 QED 理论计算精度在近年得到提高, 如 H_2^+ , HD^+ , D_2^+ [97] 以及 H_2 [98], 这为质子半径测定提供了新的途径 [99].

感谢中国科学技术大学卢征天教授和蒋蔚教授的讨论.

参考文献

- [1] Hänsch T W 2005 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1297
- [2] Bohr N 1913 *Phil. Mag.* **26** 476
- [3] Dirac P A M 1928 *Proc. Roy. Soc. London A: Math. Phys. Eng. Sc.* **117** 610
- [4] Lamb W E, Rutherford R C 1947 *Phys. Rev.* **72** 241
- [5] Lamb W E, Rutherford R C 1950 *Phys. Rev.* **79** 549
- [6] Beth H A 1947 *Phys. Rev.* **72** 339
- [7] Dyson F J 1949 *Phys. Rev.* **75** 486
- [8] Dyson F J 1952 *Phys. Rev.* **85** 631
- [9] Aoyama T, Hayakawa M, Kinoshita T, Nio M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 111807
- [10] Hanneke D, Fogwell S, Gabrielse G 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 120801
- [11] Biraben F 2009 *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **172** 109
- [12] Beyer A, Maisenbacher L, Matveev A, Pohl R, Khabarova K, Grinin A, Lamour T, Yost D C, Hänsch T W, Kolachevsky N, Udem T 2017 *Science* **358** 79

- [13] Parthey C G, Matveev A, Alnis J, Bernhardt B, Beyer A, Holzwarth R, Maistrou A, Pohl R, Predehl K, Udem T, Wilken T, Kolachevsky N, Abgrall M, Rovera D, Salomon C, Laurent P, Hänsch T W 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 203001
- [14] Matveev A, Parthey C G, Predehl K, Alnis J, Beyer A, Holzwarth, Udem T, Wilken T, Kolachevsky N, Abgrall M, Rovera D, Salomon C, Laurent P, Grosche G, Terra O, Legero T, Schnatz H, Weyers S, Altschul B, Hänsch T W 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 230801
- [15] Mohr P J, Newell D B, Taylor B N 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 035009
- [16] Pohl R, Antognini A, Nez F, Amaro F D, Biraben F, Cardoso J M R, Covita D S, Dax A, Dhawan S, Fernandes L M P, Giesen A, Graf T, Hänsch T W, Indelicato P, Julien L, Kao C Y, Knowles P, Bigot E O L, Liu Y W, Lopes J A M, Ludhova L, Monteiro C M B, Mulhauser F, Nebel T, Rabinowitz P, dos Santos J M F, Schaller L A, Schuhmann K, Schwob C, Taqqu D, Veloso J F C A, Kottmann F 2010 *Nature* **466** 213
- [17] Antognini A, Nez F, Schuhmann K, Amaro F D, Biraben F, Cardoso J M R, Covita D S, Dax A, Dhawan S, Diepold M, Fernandes L M P, Giesen A, Graf T, Hänsch T W, Indelicato P, Julien L, Kao C Y, Knowles P, Kottmann F, Bigot E O L, Liu Y W, Lopes J A M, Ludhova L, Monteiro C M B, Mulhauser F, Nebel T, Rabinowitz P, dos Santos, J M F, Schaller L A, Schwob C, Taqqu D, Veloso J F C A, Vogelsang J, Pohl R 2013 *Science* **339** 417
- [18] Pohl R, Nez F, Fernandes L M P, Amaro F D, Biraben F, Cardoso J M R, Covita D S, Dax A, Dhawan S, Diepold M, Giesen A, Gouvea A L, Graf T, Hänsch T W, Indelicato P, Julien L, Knowles P, Kottmann F, Bigot E O L, Liu Y W, Lopes J A M, Ludhova L, Monteiro C M B, Mulhauser F, Nebel T, Rabinowitz P, dos Santos, J M F, Schaller L A, Schuhmann K, Schwob C, Taqqu D, Veloso J F C A, Antognini A, The CREMA collaboration 2016 *Science* **353** 669
- [19] Pohl R, Gilman R, Miller G A, Pachucki K 2013 *Annu. Rev. Nuc. Part. Sci.* **63** 175
- [20] Beyer A, Maisenbacher L, Matveev A, Pohl R, Khabarova K, Chang Y, Grinin A, Lamour T, Shi T, Yost D C, Hänsch T W, Kolachevsky N 2016 *Opt. Express* **24** 17470
- [21] Peters E, Yost D C, Matveev A, Hänsch T W, Udem T 2013 *Anna. Phys.* **525** L29
- [22] Galtier S, Fleurbaey H, Thomas S, Julien L, Biraben, Nez F 2015 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **44** 031201
- [23] Caswell W E, Lepage G P 1986 *Phys. Lett. B* **167** 437
- [24] Paz G 2015 *Mod. Phys. Lett. A* **30** 1550128
- [25] Pachucki K, Patkos V, Yerokhin V A 2017 *Phys. Rev. A* **95** 062510
- [26] Shiner D, Dixson R, Zhao P 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 1802
- [27] Minardi F, Bianchini G, Pastor P C, Giusfredi G, Pavone F S, Inguscio M 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1112
- [28] Castilleja J, Livingston D, Sanders A, Shiner D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4321
- [29] Storry C H, George M C, Hessels E A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3274
- [30] Pastor P C, Giusfredi G, Natale P D, Hagel G, Mauro C D, Inguscio M 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 023001
- [31] Zelevinsky T, Farkas D, Gabrilse G 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 203001
- [32] Borbely J S, George M C, Lombardi L D, Weel M, Fitzakerley D W, Hessels E A 2009 *Phys. Rev. A* **79** 060503
- [33] Smiciklas M, Shiner D 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 123001
- [34] Pastor P C, Consolino L, Giusfredi G, Natale P D, Inguscio M, Yerokhin V A, Pachucki P 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 143001
- [35] Feng G P, Zheng X, Sun Y R, Hu S M 2015 *Phys. Rev. A* **91** 030502
- [36] Zheng X, Sun Y R, Chen J J, Jiang W, Pachucki K, Hu S M 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 063001
- [37] Dorre C, Nez F, de Beauvoir B, Julien L, Biraben F 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3658
- [38] Luo P L, Peng J L, Shy J T, Wang L B 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 013002
- [39] van Leeuwen K A H, Vassen W 2006 *Euro. Phys. Lett.* **76** 409
- [40] van Rooij R, Borbely J S, Simonet J, Hoogerland M D, Eikema K S E, Rozendaal R A, Vassen W 2011 *Science* **333** 196
- [41] Notermans R, Vassen W 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 253002
- [42] Wang L B, Mueller P, Bailey K, Drake G W F, Greene J P, Henderson D, Holt R J, Janssens R V F, Jiang C L, Lu Z T, O'Connor P O, Pardo R C, Rehm K E, Schiffer J P, Tang X D 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 142501
- [43] Mueller P, Sulai I A, Villari A C C, Alcantara-Nunez J A, Alves-Conde R, Bailey K, Drake G W F, Dubois M, Eleon C, Gaubert G, Holt R J, Janssens R V F, Lecesne N, Lu Z T, O'Connor P O, Saint-Laurent M G, Thomas J C, Wang L B 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 252501
- [44] Lu Z T, Mueller P, Drake G W F, Nortershauser W, Pieper S C 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 1383
- [45] Eikema K S E, Ubachs W, Vassen W, Hogervorst W 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 1216
- [46] Eikema K S E, Ubachs W, Vassen W, Hogervorst W 1997 *Phys. Rev. A* **55** 1866
- [47] Eyler E E, Chieda D E, Stowe M C, Thorpe M J, Schibli T R, Ye J 2008 *Eur. Phys. J. D* **48** 43
- [48] Cingoz A, Yost D C, Allison T K, Ruehl A, Fermann M E, Hartl I, Ye J 2012 *Nature* **482** 68
- [49] Schwartz C 1964 *Phys. Rev.* **134** A1181
- [50] Douglas M, Kroll N M 1974 *Anna. Phys.* **82** 89
- [51] Yan Z C, Drake G W F 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 4791
- [52] Zhang T, Yan Z C, Drake G W F 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 1715
- [53] Pachucki K 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 013002
- [54] Pachucki K, Yerokhin V A 2009 *Phys. Rev. A* **79** 062516
- [55] Pachucki K, Yerokhin V A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 070403
- [56] Ficek F, Kimball D F J, Kozlov M G, Leefer N, Pustelny S, Budker D 2017 *Phys. Rev. A* **95** 032505
- [57] Pachucki K 2002 *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **35** 3087
- [58] Yerokhin V A, Pachucki K 2016 *Phys. Rev. A* **94** 052508

- [59] Zheng X, Sun Y R, Chen J J, Jiang W, Pachucki K, Hu S M 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 263002
- [60] Pachucki K, Yerokhin V A 2015 *J. Phys. Chem. Refs. Data* **44** 031206
- [61] Yerokhin V A, Pachucki K 2017 *Phys. Rev. A* **95** 012508
- [62] Sick I 2008 *Prec. Phys. Sim. Atom. Mol.* 57
- [63] Kievsky A, Rosati S, Viviani M, Marcucci L E, Girlanda L 2008 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **35** 063101
- [64] Sick I 2008 *Phys. Rev. C* **77** 041302
- [65] Drake G W F, Nortershauser W, Yan Z C 2005 *Can. J. Phys.* **83** 311
- [66] Shiner D, Dixon R, Vedantham V 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3553
- [67] Pastor P C, Giusfredi G, Natale P D, Hagel G, de Mauro C, Inguscio M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 139903
- [68] Antognini A, Biraben F, Cardoso J M R, Covita D S, Dax A, Fernandes L M P, Gouvea A L, Graf T, Hän-sch T W, Hildebrandt M, Indelicato P, Julien L, Kirch K, Kottmann F, Liu Y W, Monteiro C M B, Mulhauser F, Nebel T, Nez F, dos Santos J M F, Schuhmann K, Taqqu D, Veloso J F C A, Voss A, Pohl R 2011 *Can. J. Phys.* **89** 47
- [69] Angeli I, Marinova K P 2013 *Atom. Data Nucl. Data Tab.* **99** 69
- [70] Sun Y, Feng G P, Cheng C F, Tu L Y, Pan H, Yang G M, Hu S M 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 170601 (in Chinese) [孙羽, 冯高平, 程存峰, 涂乐义, 潘虎, 杨国民, 胡水明 2012 物理学报 **61** 170601]
- [71] Cheng C F, Jiang W, Yang G M, Sun Y R, Pan H, Gao Y, Liu A W, Hu S M 2010 *Rev. Sci. Instr.* **81** 123106
- [72] Vansteenkiste N, Gerz C, Kaiser R, Hollberg L, Salomon C, Aspect A 1991 *J. Phys. II France* **1** 1407
- [73] Rooijakkers W, Hogervorst W, Vassen W 1996 *Opt. Comm.* **123** 321
- [74] Breuer H 1965 *Rev. Sci. Instr.* **36** 1666
- [75] Bolinger L, Prammer M G, Leigh J S 1989 *J. Mag. Res.* **81** 162
- [76] Feng G P, Sun Y, Zheng X, Hu S M 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 123201 (in Chinese) [冯高平, 孙羽, 郑昕, 胡水明 2014 物理学报 **63** 123201]
- [77] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, Hough J, Ford G M, Munley A J, Ward H 1983 *Appl. Phys. B* **31** 97
- [78] Prentiss M G, Ezekiel S 1986 *Phys. Rev. Lett.* **56** 46
- [79] Minardi F, Artoni M, Cancio P, Inguscio M, Giusfredi G, Carusotto I 1999 *Phys. Rev. A* **60** 4164
- [80] Artoni M, Carusotto I, Minardi F 2000 *Phys. Rev. A* **62** 023402
- [81] Wieman C E, Noecker M C, Masterson B P, Cooper J 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 1738
- [82] Salomon C, Dalibard J, Aspect A, Metcalf H, Cohen-Tannoudji C 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 1659
- [83] Yan Z C, Drake G W F 1994 *Phys. Rev. A* **50** R1980
- [84] Horbatsch M, Hessels E A 2010 *Phys. Rev. A* **82** 052519
- [85] Horbatsch M, Hessels E A 2011 *Phys. Rev. A* **84** 032508
- [86] Horbatsch M, Hessels E A 2012 *Phys. Rev. A* **86** 040501
- [87] Sansonetti C J, Simien C E, Gillaspay J D, Tan J N, Brewer S M, Brown R C, Wu S J, Porto J V 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 023001
- [88] Brown R C, Wu S J, Porto J V, Sansonetti C J, Simien C E, Brewer S M, Tan J N, Gillaspay J D 2013 *Phys. Rev. A* **87** 032504
- [89] Marsman A, Hessels E A, Horbatsch M 2014 *Phys. Rev. A* **89** 043403
- [90] Marsman A, Horbatsch M, Hessels E A 2015 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **44** 031207
- [91] Kleinert M, Dahl M E G, Bergeson S 2016 *Phys. Rev. A* **94** 052511
- [92] Vrinceanu D, Kotochigova S, Sadeghpour H R 2004 *Phys. Rev. A* **69** 022714
- [93] Pachucki K, Yerokhin V A 2011 *J. Phys.: Conf. Ser.* **264** 012007
- [94] Beyer A, Parthey C G, Kolachevsky N, Alnis J, Khabarova K, Pohl R, Peters E, Yost D C, Matveev A, Predehl K, Droste S, Wilken T, Holzwarth R, Hän-sch T W, Abgrall M, Rovera D, Salomon C, Laurent P, Udem T 2013 *J. Phys.: Conf. Ser.* **467** 012003
- [95] Herrmann M, Haas M, Jentschura U D, Kottmann F, Leibfried D, Saathoff G, Gohle C, Ozawa A, Batteiger V, Knunz S, Kolachevsky N, Schussler H A, Hän-sch T W, Udem T 2009 *Phys. Rev. A* **79** 052505
- [96] Altmann R K, Galtier S, Dreissen L S, Eikema K S E 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 173201
- [97] Korobov V I, Hilico L, Karr J P 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 233001
- [98] Puchalski M, Komasa J, Czachorowski P, Pachucki K 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 263002
- [99] Biesheuvel J, Karr J, Hilico L, Eikema K S E, Ubachs W, Koelemeij J C J 2016 *Nat. Comm.* **7** 10385

SPECIAL TOPIC — Physics in precise measurements

Precision spectroscopy on the 2^3S-2^3P transition of atomic helium*

Zheng Xin¹⁾²⁾ Sun Yu Robert¹⁾²⁾ Chen Jiao-Jiao¹⁾²⁾ Hu Shui-Ming^{1)2)†}

1) (Hefei National Laboratory for Physical Science at the Microscale, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

2) (CAS Center for Excellence in Quantum Information and Quantum Physics, Hefei 230026, China)

(Received 8 May 2018; revised manuscript received 11 July 2018)

Abstract

Precision measurement in few-electron atomic systems played an important role in testing fundamental physics and determination of the fundamental physical constants throughout the past few decades. Atomic helium, as the simplest multi-electron system, its energy levels can be calculated with a very high precision by means of *ab-initio* calculations, and can be accurately determined using precision spectroscopy. Test of quantum theories can be achieved by comparing theoretical predictions with experimental results. In case of any disagreement, it might imply that there are some undiscovered systematic effects, or might signal physics beyond the standard model. Particularly, the 2^3P_J energy level in atomic helium is considered as one of the best atomic systems for determining the fine-structure constant α . High precision helium spectroscopy can also be used for setting constraints on exotic spin-dependent interactions, and may provide an accurate determination of the helium nuclear charge radius. Comparison of results from electronic and muonic helium may provide a sensitive test of universality in electromagnetic interactions of leptons, and may help solve the so-called “proton size puzzle”. In this paper, we summarize our recent progress on precision spectroscopy of atomic helium. By using transverse cooling and deflection, we are able to prepare a low-noise bright source of atoms in the metastable state 2^3S_1 . The initial state preparation is completed by optical pumping, followed by laser spectroscopy in the 2^3S-2^3P transition. The $2^3P_0-2^3P_2$ and $2^3P_1-2^3P_2$ fine-structure intervals are determined to be (31908130.98 ± 0.13) kHz and (2291177.56 ± 0.19) kHz, respectively. Compared with calculations including terms up to $\alpha^7 m$, the deviation for the α -sensitive interval $2^3P_0-2^3P_2$ is only 0.22 kHz, which paths way for further improvement of theoretical predictions and independent determination of α with a 2-ppb precision. The 2^3S-2^3P transition frequency is determined with an accuracy of 1.4 kHz by utilizing comb-linked spectroscopy and first-order Doppler cancellation technique. Our result is not only more accurate but also differs by as much as 50 kHz (20σ) from the previously reported result. This discrepancy remains unsolved and indicates the need for further independent measurements. In combination with ongoing theoretical calculations, this new result may provide the most accurate determination of helium nuclear charge radius. Prospects for future improvements in relevant precision measurements, including simple molecules, are also discussed.

Keywords: helium, precision spectroscopy, fine-structure constant, quantum electrodynamics

PACS: 42.62.Fi, 32.30.-r, 12.20.-m, 06.20.Jr

DOI: 10.7498/aps.67.20180914

* Project supported by Chinese Academy of Science (Grant Nos. XDB21010400, XDB21020100), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91736101, 21688102, 11304303, 91436209), and the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB834602).

† Corresponding author. E-mail: smhu@ustc.edu.cn