



电子束离子阱光谱标定和Ar¹³⁺离子M1跃迁波长精密测量

刘鑫 周晓鹏 汶伟强 陆祺峰 严成龙 许帼芹 肖君 黄忠魁 汪寒冰 陈冬阳 邵林 袁洋 汪书兴 马万路 马新文

Spectral calibration for electron beam ion trap and precision measurement of M1 transition wavelength in Ar¹³⁺

Liu Xin Zhou Xiao-Peng Wen Wei-Qiang Lu Qi-Feng Yan Cheng-Long Xu Guo-Qin Xiao Jun
Huang Zhong-Kui Wang Han-Bing Chen Dong-Yang Shao Lin Yuan Yang Wang Shu-Xing Ma
Wan-Lu Ma Xin-Wen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 033201 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211663

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211663>

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

¹²⁹Xe^{q+}离子入射Cu靶表面激发的近红外光谱线和X射线谱

¹²⁹Xe^{q+} induced near-infrared light and X-ray emission at Cu surface

物理学报. 2020, 69(21): 213301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200500>

频域反射法光纤延时精密测量

Accurate measurement of optical fiber time delay based on frequency domain reflectometry

物理学报. 2021, 70(8): 084204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201075>

万有引力常数G精确测量实验进展

Progress on the precision measurement of the Newtonian gravitational constant G

物理学报. 2018, 67(16): 160603 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181381>

稳定的高亮度低速亚稳态氦原子束流

A bright and stable beam of slow metastable helium atoms

物理学报. 2021, 70(13): 133201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201833>

基于金刚石氮-空位色心的精密磁测量

High-resolution magnetometry based on nitrogen-vacancy centers in diamond

物理学报. 2018, 67(16): 167601 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181084>

基于金刚石色心自旋磁共振效应的微位移测量方法

A method of measuring micro-displacement based on spin magnetic resonance effect of diamond color center

物理学报. 2018, 67(4): 047601 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171914>

电子束离子阱光谱标定和 Ar^{13+} 离子 M1 跃迁波长精密测量*

刘鑫¹⁾²⁾ 周晓鹏²⁾ 汶伟强^{2)†} 陆祺峰³⁾ 严成龙³⁾ 许帼芹³⁾
肖君^{3)‡} 黄忠魁²⁾ 汪寒冰²⁾ 陈冬阳²⁾ 邵林²⁾ 袁洋²⁾
汪书兴⁴⁾ 马万路²⁾⁴⁾ 马新文²⁾

1) (华南师范大学量子物质研究院, 广东核科学重点实验室, 广州 510006)

2) (中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

3) (复旦大学现代物理研究所, 核物理与离子束应用教育部重点实验室, 上海 200433)

4) (中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230026)

(2021 年 9 月 7 日收到; 2021 年 10 月 5 日收到修改稿)

高电荷态离子精细结构跃迁波长的精密测量不仅可以检验量子电动力学 (quantum electrodynamics, QED) 效应、电子关联效应等基本物理模型, 还能够为天体物理、聚变等离子体物理甚至高电荷态离子光钟等研究提供关键原子物理数据. 本工作基于复旦大学现代物理研究所的高温超导电子束离子阱 (SH-HtscEBIT) 装置, 搭建了一套新的光谱校刻系统, 并结合内校刻与外校刻的方法对其光谱波长测量的不确定度进行了评估, 新的光谱校刻系统在可见光波段引起的波长不确定度最低达到 0.002 nm. 在此基础上, 使用 SH-HtscEBIT 装置结合新的校刻系统开展了 Ar^{13+} 离子 $1s^2 2s^2 2p^2 P_{1/2} - ^2P_{3/2}$ 磁偶极跃迁 (M1) 波长的精密测量, 实验测得该跃迁波长为 (441.2567 ± 0.0026) nm, 是目前 SH-HtscEBIT 上测量精度最高的实验结果, 为进一步开展高电荷态离子超精细分裂和同位素位移等精密测量实验奠定了基础.

关键词: 电子束离子阱, 禁戒跃迁, 精密测量, 高电荷态离子

PACS: 32.30.Jc, 33.15.Pw, 33.20.Kf

DOI: 10.7498/aps.71.20211663

1 引言

高电荷态离子的精细结构及辐射跃迁性质的精密测量, 不仅对天体和实验室等离子体的温度、密度以及元素丰度等重要状态参数诊断具有非常重要的作用^[1-5], 而且能够为检验基本的原子物理理论, 例如: 相对论效应^[6,7]、强场量子电动力学 (quantum electrodynamics, QED) 效应^[8-12]、

原子核效应以及同位素移动^[13,14]等提供更多实验数据. 与中性原子或者低电荷态离子相比, 高电荷态离子随着离子核电荷数 Z 的不断增高, 其核外电子所能感受到的原子核的库仑场强不断增强, 从而使得强场 QED 效应 ($\sim Z^4$)、相对论效应 ($\sim Z^2$)、超精细分裂 ($\sim Z^3$) 及原子核尺寸 ($\sim Z^5$, $\sim Z^6$) 效应被急剧放大, 甚至提高几个数量级^[15,16], 此时一阶微扰理论不再适用, 精确的理论计算必须要考虑更高阶效应的贡献, 例如真空极化、电子自能以及

* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0402300)、国家自然科学基金 (批准号: 11904371, 11974080)、中国科学院战略先导科技专项 (批准号: XDB34020000) 和中国科学院青年创新促进会资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wenweiqiang@impcas.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: xiao_jun@fudan.edu.cn

核反冲等效应的贡献, 为此甚至需要发展新的理论计算方法来处理相关问题. 因此, 高电荷态离子精密谱学实验是目前原子物理实验结合理论研究的前沿方向. 高电荷态离子中的禁戒跃迁具有极窄的线宽, 并且具有对外部磁场、黑体辐射和斯塔克效应引起的扰动不敏感等特性, 使得基于这种禁戒跃迁的高电荷态离子光钟有望在实验精度上突破目前最先进的光晶格和单电荷态离子时钟^[17–22]. 此外, 理论研究表明高电荷态离子光钟对于检验精细结构常数 α 随时间空间的变化以及洛伦兹局域不变性等尤为敏感, 有望为探索标准模型之外的新物理提供契机^[21,23].

目前, 国际上开展的高电荷态离子精密光谱实验研究主要基于电子束离子阱 (electron beam ion trap, EBIT) 和重离子储存环 (heavy-ions storage ring) 这两大装置. EBIT 是一种可产生和约束高电荷态离子的装置, 阱区的高电荷态离子和电子会发生电子碰撞电离 (electron impact ionization, EII)、电子碰撞激发 (electron impact excitation, EIE)、电子-离子复合, 主要包括辐射复合 (radiative recombination, RR)、双电子复合 (dielectronic recombination, DR), 此外, 还包括离子与离子之间的电荷交换等原子物理过程. 在这些过程中, 存在各种不同能量的光子出射, 与此同时, EBIT 中产生的高电荷态离子也可以被引出以开展其他实验研究. 因此, EBIT 是一种集光源和离子源于一身的小型实验装置, 为产生和研究高电荷态离子及其相关物理提供了绝佳的实验平台. 与重离子储存环相比, EBIT 体积小, 具有单一可调节的电子束能量, 可以很好地产生目标电荷态的离子. 此外, 高电荷态离子在 EBIT 中基本上是静止的, 不需要考虑多普勒频移等问题. 凭借这些优势, EBIT 上的高电荷态离子光谱精密测量实验获得了极大的进展. 从劳伦斯利物莫国家实验室 EBIT 上的 X 射线测量做出开创性工作以来^[24], 世界各国都在积极发展 EBIT 装置以开展高电荷态离子原子物理、天体物理以及等离子体物理等方面的研究. 截至目前, EBIT 已经成为最主要的高电荷态离子光谱精密测量的实验装置.

在 EBIT 光谱实验测量研究中, 光谱测量精度提高的关键因素之一是光谱线的标定与校刻. 目前最为常见的是使用校刻灯结合 EBIT 的方式来开展光谱标定, 这种方法也被称为“外校刻”. 1997 年 Bieber 等^[25] 在牛津 EBIT 上测量高电荷态 Ar 和

Ba 的光谱实验中, 使用校刻灯结合 EBIT 的外校刻方案, 对于校刻系统不确定度使用数值仿真方法评估, 测量得到的波长存在 0.006 nm 的偏移. 2003 年 Draganić 等^[8] 在海德堡 EBIT 上首次使用透镜和漫反射镜对校刻光源成像, 使得校刻灯光源的位置与离子云的位置重合, 通过这种校刻方案结合更高分辨率的光谱仪测量了 Ar^{13+} 离子的发射光谱, 测得其 $1s^22s^22p\ ^2P_{1/2} - ^2P_{3/2}$ 的能级跃迁波长为 441.2559(1) nm, 精度比原有天体观测数据提高了 3 个数量级, 校刻系统的不确定度被评估为小于 5×10^{-5} nm. 2021 年 Liang 等^[26] 采用了一种使用透镜将校刻光源成像在 SW-EBIT 中心的校刻方案测量高电荷态 Ni 离子, 该校刻方案的系统不确定度被评估为 0.002 nm. 相对于外校刻方法, 2019 年 Kimura 等^[27] 在日本 CoBIT 上测量 Ba^{6+} 离子的光谱实验中向 EBIT 中注入氦气, 最终得到的待测光谱同时包含了 7 条 Ne 原子的校刻谱线, 这种校刻方式称为“内校刻”. 内校刻很好地解决了校刻光源与待测光源重合的问题, 待测谱线的不确定度为 0.002 nm, 该校刻方案的系统不确定度被评估为 0.001 nm, 但是这种校刻方案既要选择合适的惰性气体谱线, 还得考虑合适的电子束能量, 有很大的局限性.

在光谱测量中, 校刻系统导致的不确定度主要源于校刻光源与 EBIT 阱中离子光源位置不能完美重合. 本文基于复旦大学现代物理研究所的高温超导电子束离子阱 (SH-HtscEBIT) 装置, 设计了一种共轭的光谱外校刻方案. 主要通过透镜使校刻光源在 EBIT 的阱区中心成实像, 从而使得校刻光源与 EBIT 中心的离子云重合, 这种校刻方式能够有效避免外校刻引起的较大的波长偏移, 同时相比于使用惰性气体的内校刻方案具有更好的普适性. 基于新的外校刻系统, 测量了标准 Ne 灯的光谱, 并将其与 EBIT 内注入 Ne 气得到的 Ne 原子线光谱进行了对比分析, 从而评估了这套新的外校刻系统的不确定度: 新的光谱校刻系统在可见光波段引起的波长不确定度降低到了 0.002 nm. 最后为了更好地验证新的校刻系统的可靠性, 开展了 Ar^{13+} 离子 $1s^22s^22p\ ^2P_{1/2} - ^2P_{3/2}$ 磁偶极 M1 跃迁波长的精密测量, 实验得到的跃迁波长为 (441.2567 ± 0.0026) nm, 测量结果比之前在 SH-HtscEBIT 上的测量精度提高了一个数量级, 为下一步开展高电荷态离子超精细分裂^[28] 和同位素位移^[29] 等精密测量实验奠定了基础.

2 EBIT 实验装置简介

2.1 上海高温超导电子束离子阱 (SH-HtscEBIT)

复旦大学的上海高温超导电子束离子阱 SH-HtscEBIT 装置原理结构如图 1 所示. SH-HtscEBIT 的核心主要由电子枪、高温超导线圈、漂移管和电子收集器等组成. 漂移管主要由漂移管 1、漂移管 2 (中心漂移管) 和漂移管 3 这三部分组成. SH-HtscEBIT 可以产生的电子束能量在 30—4000 eV, 主要参数参见表 1. 电子束从热阴极电子枪发出, 被漂移管和电子枪之间的高电压差加速, 进入漂移管时候达到目标能量, 与此同时, 电子束在径向会被包围在漂移管外的高温超导线圈产生的强磁场约束. 在漂移管中电子与注入 EBIT 的原子或者分子发生电子碰撞电离, 使得原子的核外电子被不断地剥离, 电荷态不断升高, 直至电离平衡. 产生的高电荷态离子在漂移管中会受到三重约束: 1) 电子束的空间电荷效应对离子的径向约束; 2) 高温超导线圈产生的磁场对离子的径向约束; 3) 在漂移管偏压下形成的势阱对离子的轴向约束. 高温超导线圈可以产生最大的磁场强度是 0.25 T, 线圈的最大电流是 30 A, 高温超导线圈的冷却通过液氮实现, 线圈浸泡在容积约为 4.7 L 的液氮罐中, 液氮的消耗速率与 EBIT 运行的电子束能量相关, 在 0.6—1.5 L/h 变化. 液氮冷却系统在维持超导线圈正常工作的同时还可以使得中心漂移管内的真空度进一步提高. 通过调节电子束能量的大小可以改变阱区中高电荷态离子的电荷态分布. 电子经过漂移管后减速, 被电子收集器收集. 在目前的测量实验中, EBIT 的主体本底气压被控制在 1×10^{-9} Torr ($1 \text{ Torr} = 1.33322 \times 10^2 \text{ Pa}$) 左右, 高真空度增加了电子碰撞电离产生目标高电荷态离子的概率.

表 1 SH-HtscEBIT 的参数^[30]
Table 1. Parameters of SH-HtscEBIT.

参数	设计指标
电子束能量	30—4000 eV
电子束流强	10 mA
电子束流半径	~65 μm
真空度	~ 1.0×10^{-9} Torr
液氮消耗速率	0.6—1.5 L/h
磁场强度	0—0.25 T

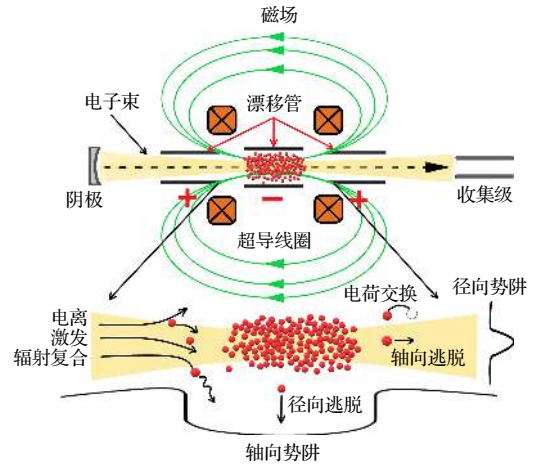


图 1 电子束离子阱的原理结构图以及其中发生的一些原子物理过程

Fig. 1. Schematic diagram of the electron beam ion trap and some of the atomic physical processes in EBIT.

2.2 光栅光谱仪

实验过程中对于可见光波段光谱的测量使用的是英国 Andor 公司的 Shamrock 303i 光谱仪, 属于 Czerny-Turner 型光栅光谱仪, 其内部结构如图 2 所示. 此光谱仪的焦距为 $f = 303 \text{ mm}$, 最大光圈为 $F/4$ ($F = f/D$, f 为焦距, D 为光圈直径), 进光狭缝宽度为 0.01—2.5 mm. 进光的狭缝宽度可以通过电动调节, 从而改变进光量和分辨率. 光圈越小, 分辨率就越高, 但是变小的光圈会导致进光量变少, 对应实验测量中, 会导致待测谱线的强度不够, 信噪比差. 在光谱仪内部的电动转轮上安装有 3 块不同参数的光栅, 在本文中的校刻系统测试实验以及类硼 Ar^{13+} 离子发射谱的精密测量实验中使用的的光栅参数为刻线密度 1200 l/mm, 闪耀波长 500 nm, 分辨率 0.10 nm, 可测量波长范围 200—865 nm. 同时光谱仪还配有一台电荷耦合器

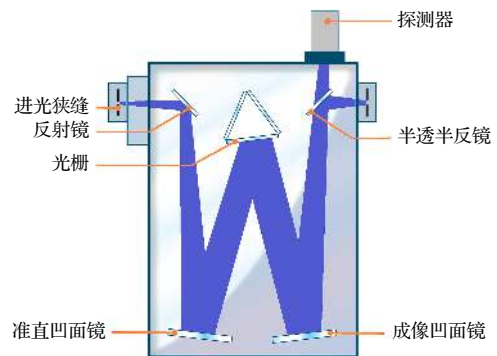


图 2 Andor Shamrock 303i 光谱仪内部结构图

Fig. 2. Inner structure of the Andor Shamrock 303i spectrograph.

件 (charge couple device, CCD) 探测器 (ANDOR DU971P-UVB) 对光进行检测与记录.

3 光谱标定研究

3.1 新校刻系统的设计

英国 Andor 公司的 Shamrock 303i 光谱仪对测量得到的光谱线具有自校刻功能, 光谱仪中心的波长不确定度为 0.04 nm, 给出的波长的精度仅仅足够用来参考. 为了得到测量光谱的高精度波长数据, 需要进行光谱校刻. 光谱校刻就是使用光谱仪测量已知波长校刻光源的光谱, 通过对校刻光源的波长和空间位置使用二次或三次多项式进行拟合, 得到波长与光谱线像素位置的关系, 每次校刻所需要的校刻线至少需要用 3 条 (二次多项式拟合) 或 4 条 (三次多项式拟合) 来进行拟合, 以得到待测光谱的像素, 再拟合得到色散函数, 即可得到待测光谱线的波长数据.

图 3 是在光谱测量过程中使用到的 3 种光谱校刻方案, 其中图 3(a) 是外校刻方案, 使用标准校刻灯在 EBIT 外照射进行光谱校刻; 图 3(b) 是内校刻方案, 通过观测注入 EBIT 的惰性气体谱线进

而开展光谱校刻; 图 3(c) 是本文设计的新的光谱校刻系统, 使用标准校刻灯结合透镜组成的新共轭光谱校刻系统, 属于优化的外校刻方案. 实验中使用的校刻灯是充有低压惰性气体的笔形标准校刻灯, 在标准校刻灯说明书中包含有对应波段中校刻线的波长, 同时可以和 NIST 数据库中的原子谱线数据对比得到校刻线的精确波长.

2020 年, 在 SH-HtscEBIT 中进行的类氟高电荷态离子 S^{7+} 和 Cl^{8+} 的基态精细结构发射光谱的测量工作中^[31], 使用如图 3(a) 所示的校刻方案, 其中光谱仪与 EBIT 中的凸透镜焦距为 $f = 150$ mm, 在这种方案中校刻光源的位置与 EBIT 中待测离子光源的位置不重合, 所以会引起校刻系统的很大误差, 从而造成波长偏移, 最终得到跃迁波长的波长偏差为 0.013—0.016 nm. 2019 年, Kimura 等^[27,32] 在东京 CoEBIT 中进行的 Ba^{6+} 和 Ba^{7+} 离子的发射光谱的测量工作中, 使用如图 3(b) 所示的内校刻方案, 最终测量谱线总的波长不确定度分别为 0.002 和 0.003 nm, 其中校刻系统不确定度分别为 0.001 和 0.0025 nm, 与图 3(a) 的校刻方法相比, 校刻系统带来的误差大大降低. 但是这种校刻方案的使用需要适合校刻的惰性气体光谱线, 同时还需

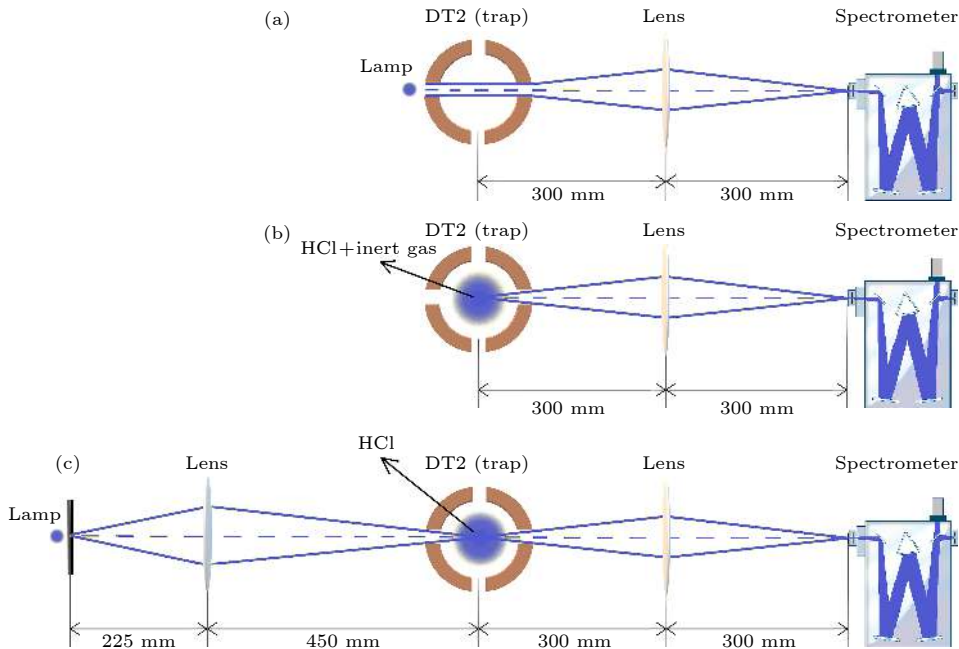


图 3 三种不同的光谱校刻方案 (a) 使用校刻灯在 EBIT 外照射直接校刻方案; (b) 通过观测注入 EBIT 的惰性气体谱线在 EBIT 内直接内校刻方案; (c) 使用校刻灯结合新的共轭光谱校刻系统的外校刻方案

Fig. 3. Three different spectral calibration schemes: (a) Direct calibration scheme by using the calibration lamp at outside of the EBIT; (b) direct calibration scheme in the EBIT by observing the inert gas spectrum line injected into the EBIT; (c) the external calibration scheme using the calibration lamp combined with the new conjugate spectrum calibration system.

要保证惰性气体与待测高电荷态离子能够大量共存, 所以需要相匹配的电子束能量. 如果高电荷态离子与惰性气体的电荷态相差很大, 此时惰性气体与高电荷态离子会发生电荷交换, 使得待测高电荷态离子的价态降低, 导致待测谱线强度变弱. 尽管这种校刻方式带来的校刻系统误差较小, 但是弱的光谱线会造成信噪比不足, 使得统计误差变大, 因此在使用中存在较大的局限性.

图 3(c) 所示为本次使用的新校刻方案, 在 EBIT 的左侧使用 $f = 150$ mm 的凸透镜使校刻灯光源在 EBIT 的阱区中心成实像, 图 3(c) 中的像距与物距通过透镜成像公式计算, 以解决校刻光源的位置与 EBIT 中离子的位置重合问题. 这种校刻方式降低了图 3(a) 所示校刻方式的校刻系统误差, 同时比图 3(b) 的普适性更强, 没有太多的使用限制. 新的光谱校刻系统的校准是通过图 3(b) 所示的内校刻方案来微调如图 3(c) 所示新的外校刻方法, 使得待测离子与校刻光源尽可能完美地重合, 从而有效降低新校刻系统的不确定度.

3.2 新校刻系统的测试

对于新的校刻系统的测试, 是在图 3(b) 和图 3(c) 两种不同的校刻方案下使用光谱仪观测 Ne I 的 585.24 nm 跃迁线的像素差异来评估图 3(c) 校刻系统的不确定度的. 在实验中, 光谱仪的进光狭缝设置为 30 μm , 测量过程中使用闪耀波长为 500 nm, 刻线密度为 1200 1/mm 的光栅. 图 3(b) 的内校刻方案通过向 EBIT 中注入 Ne 气, 控制注气系统气压保持在 9.0×10^{-6} Torr, 调节电子束能量为 90 eV, 电子束束流为 9.6 mA, 观测 Ne 原子与电子碰撞激发退激产生 Ne I 的光谱线, 单次测量时间为 1200 s. 图 3(c) 新校刻系统使用标准校刻灯 Ne 灯, 同样也可以发出 Ne I 585.24 nm 的光谱线, 由于校刻灯光强度比 Ne 的气体原子发光强度大, 所以单次测量时间为 300 s. Ne 灯与 Ne 气的光谱图如图 4(a) 所示, 实验中 Ne 气的测量与 Ne 灯的测量交替进行, 为了减小测量过程中的统计误差, 实验进行了多次测量, 得到的 Ne 气与 Ne 灯的光谱经过处理得到以像素为横坐标, 计数为纵坐标的谱线. 使用高斯拟合 Ne I 585.24 nm 光谱图中的峰, 得到峰的中心像素值, 取两种不同方案测量的 Ne I 的线中心像素值差值的绝对值, 即像素偏移对应的波长偏移, 是目前新的校刻系

统带来的波长不确定度, 如图 4(b) 所示, 其中正负表示偏移的方向. 新的校刻系统的波长不确定度被评估为 10 组测量结果绝对值的平均值, 为 0.0047 pixels, 故新的校刻系统的波长不确定度对应为 1.76 pm.

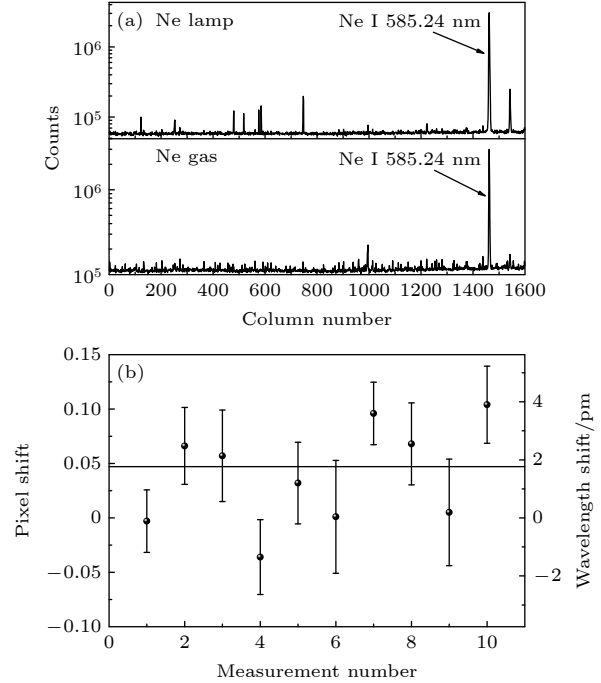


图 4 (a) 使用新校刻系统测量的 Ne 灯光谱图与注入 EBIT 的 Ne 原子线的光谱图; (b) 校刻系统多次测试结果 (正负表示偏移方向), 黑色实线表示偏移的算数平均值

Fig. 4. (a) Spectrum of Ne lamp measured with the new calibration system and the observed spectrum of Ne atomic line injected into the EBIT; (b) the multiple test results of the proof system (positive and negative indicate the offset direction), the black solid line indicates the arithmetic average of the offset.

4 类硼 Ar¹³⁺ 离子 M1 跃迁精密测量实验结果

4.1 Ar¹³⁺ 离子的精细结构分裂实验测量

为了检验新的校刻系统标定方法和新校刻系统不确定度的可靠性, 独立测量了高电荷态 Ar¹³⁺ 离子基态精细结构 $1s^2 2s^2 2p^2 P_{1/2} - ^2P_{3/2}$ 跃迁的发射光谱. 类硼离子的 M1 跃迁不仅可用于高精度检验 QED 效应, 并且是高电荷态离子光钟的最佳候选跃迁之一, 而类硼 Ar¹³⁺ 离子的 M1 跃迁精密测量对实验室和天体等离子体的温度和密度诊断起着至关重要的作用. 实验通过注气系统使用 Ar 气注入 EBIT 中, 注气系统气压稳定在 1.0×10^{-6} Torr,

根据目标高电荷态离子的电离能, 调节合适的电子束能量, 碰撞电离产生所需高电荷态离子. Ar^{13+} 的 $1s^2 2s^2 2p^2 \text{P}_{1/2} - 2\text{P}_{3/2}$ 跃迁测量使用上述的 SH-HtscEBIT 和图 3(c) 的新的校刻系统, 每张光谱图累计时长 3600 s, 由于测量时间长达 1 h, 所以在此期间会存在温度变化引起的机械漂移, 导致产生一定的误差, 为降低该误差, 在每次测量前后都分别做一次校刻, 校刻结果取光谱测量前后两次的平均值, 用以消除机械漂移. 通过对测量得到的光谱图进行处理, 得到如图 5(a) 所示的一维校刻线谱线, 通过高斯函数拟合得到校刻线的波长 (表 2), 使用最小二乘法得到色散函数的二次或三次多项式, 用以对每次光谱测量进行评估. 图 5(b) 是一阶、二阶和三阶多项式函数拟合的色散函数的残差. 图 5(c) 为图 5(b) 中二阶和三阶拟合的色散函数的残差的放大图, 用来评估拟合色散函数的不确定度, 其中浅色带为拟合一个标准差的置信区间.

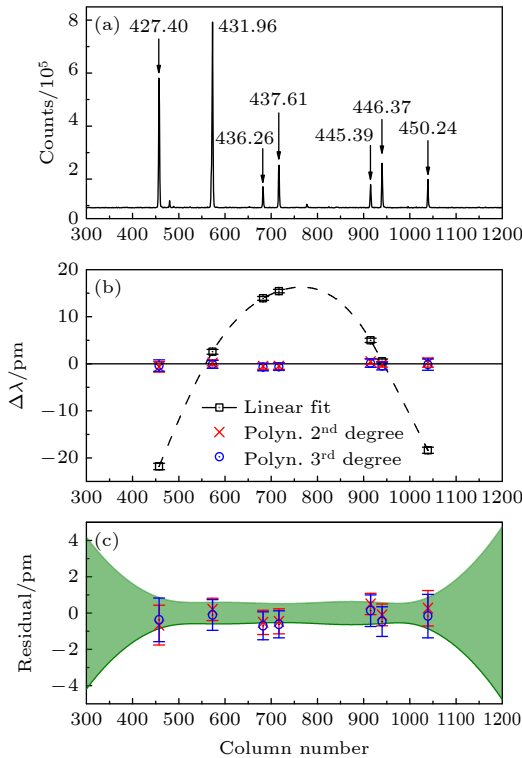


图 5 (a) Kr 灯校刻线的光谱图; (b) 使用一阶 (方框)、二阶 (圆) 和三阶 (叉) 多项式拟合色散函数的所有残差; (c) 二阶和三阶多项式拟合残差的放大, 浅色带为二阶多项式拟合的一倍标准差置信带

Fig. 5. (a) Spectrum of Kr lamp calibration line; (b) all residuals from the dispersion function fit, using first (square), second (circle), and third (cross) degree polynomials; (c) second- and third-degree polynomial residuals (enlarged scale), the light-colored band is a $1\text{-}\sigma$ confidence band.

表 2 Ar^{13+} 的光谱校刻谱线位置与 NIST 数据库中参考波长

Table 2. Pixel positions of the fitted Ar^{13+} spectral calibration lines and the corresponding reference wavelength in the NIST database.

峰中心像素	NIST 波长/nm
457.350(6)	427.39694
572.865(22)	431.95795
682.297(14)	436.26416
716.578(10)	437.61216
915.031(9)	445.39175
939.998(13)	446.36900
1039.015(14)	450.23543

为寻找谱线强度最高, 即信噪比最好的最适电子束能量, 分别测量了在电子束能量为 780, 800, 810, 820 和 870 eV 的 $\text{Ar}^{13+} 1s^2 2s^2 2p^2 \text{P}_{1/2} - 2\text{P}_{3/2}$ 磁偶极跃迁的可见光光谱, 如图 6(a) 所示. 对 Ar^{13+} 的光谱图的处理是使用上面得到的色散函数将横坐标像素转化为波长, 然后对跃迁谱线的峰进行高斯拟合, 拟合过程中通过调整高斯拟合间隔来检查线形中心的偏移, 偏移约为 10^{-5} nm, 远小于统计的不确定度, 可以忽略. 如图 6(c) 所示, 为了降低统计误差, 对 Ar^{13+} 离子的光谱在 810 eV 电子束能量下进行了多次测量, 并对多次测量的结果以拟合的不确定度作为权重进行加权平均, 最后得到 Ar^{13+} 离子 $1s^2 2s^2 2p^2 \text{P}_{1/2} - 2\text{P}_{3/2}$ 的加权平均波长为 (441.2567 ± 0.0006) nm.

4.2 不确定度分析

测量结果的不确定度主要来源于谱线中心、色散函数、校刻线以及校刻系统的不确定度. 谱线中心的不确定度主要是信噪比不足引起的, 在拟合的过程中, 通过改变谱线中心周围的拟合间隔来检查线的轮廓与理想高斯形状的偏差, 使用合理的拟合间隔, 最终得到的线形中心的偏移约为 10^{-5} nm, 远低于统计的不确定度. 对于测量的高电荷态 Ar^{13+} 离子, 由电子束空间电荷的斯塔克效应引起的线形中心的波长移动和碰撞引起的波长位移在当前的测量精度下都可以忽略. 为了降低统计误差, 对目标线进行了多次测量, 波长结果取加权平均的跃迁波长, 最终得到 Ar^{13+} 离子磁偶极跃迁线形中心的不确定度为 0.6 pm.

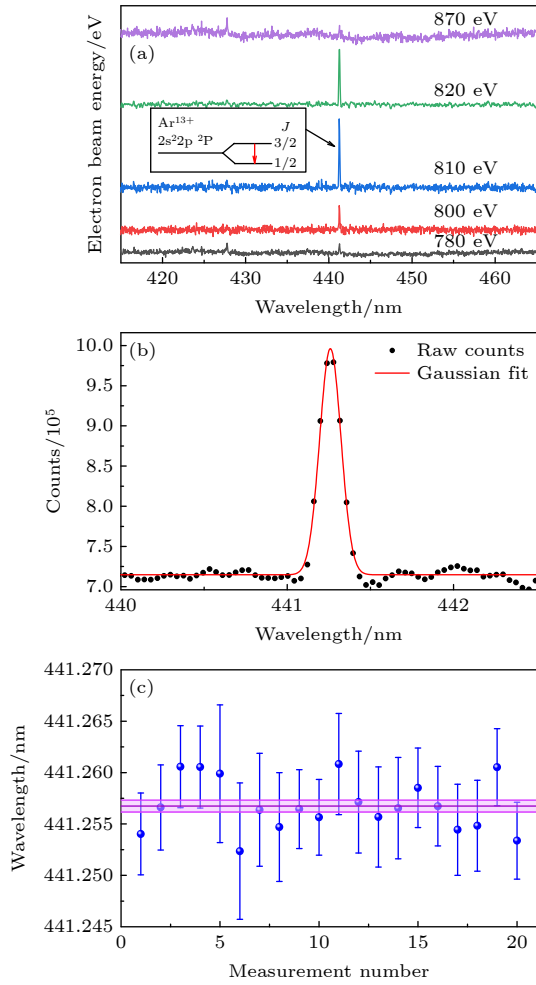


图 6 (a) 用 SH-HtscEBIT 在 415—465 nm 范围内, 获得了标称电子束能量为 780, 800, 810, 820 和 870 eV Ar¹³⁺ 离子 1s²2s²2p ²P 基态 M1 跃迁的可见光谱; (b) Ar¹³⁺ 的 441 nm 跃迁谱线高斯拟合示例; (c) Ar¹³⁺ 跃迁波长的多次测量结果, 图中深色直线表示加权平均波长, 浅色带表示加权平均波长的不确定度

Fig. 6. (a) With SH-HtscEBIT in the range of 415–465 nm, the visible spectrum of the M1 transition for the 2s²2p ²P ground term of Ar¹³⁺ with nominal electron beam energy of 780, 800, 810, 820 and 870 eV were obtained; (b) Gaussian fitting example of 441 nm transition spectrum of Ar¹³⁺; (c) multiple measurement results of Ar¹³⁺ transition wavelength, the dark line in the figure represents the weighted average wavelength, and the light color band represents the uncertainty of the weighted average wavelength.

色散函数的不确定度主要来源于校刻线中心的高斯拟合的不确定度和色散函数使用二次或三次多项式拟合的统计不确定度. 通过计算色散函数拟合的多项式残差的标准差来评估拟合引起的色散函数的不确定度, 对多次测量结果的色散函数的不确定度取平均值, 得到 Ar¹³⁺ 离子测量过程中色散函数的不确定度为 0.5 pm.

校刻过程中使用的校刻线的参考波长来自于

NIST 数据库中的 Ritz 波长 (空气中), 不同校刻线的不确定度不一样, 校刻线的不确定度取 Ar¹³⁺ 离子测量使用的校刻线的所有不确定度中的最大值, 为 0.01 pm. 此次使用的新校刻系统在第 3 部分已经评估过不确定度 (1.76 pm). 实验室的温度控制在 (20 ± 0.5) °C, 因此温度引起的热漂移可以被忽略. 最终测量波长总不确定度是统计误差 (线形中心的不确定度与色散函数的不确定度的平方和开根) 与系统误差 (校刻线的不确定度与校刻系统的不确定度线性相加) 直接线性相加得到. Ar¹³⁺ 离子测量波长的所有不确定度见表 3. 最终实验得到的 Ar¹³⁺ 的 M1 跃迁波长为 (441.2567 ± 0.0026) nm, 与目前国际上最精确的测量结果和理论计算结果在误差允许的范围内符合 (表 4)^[8,25,33–43]. Ar¹³⁺ 离子跃迁线的精密测量结果证明了新的校刻方案的可靠性, 为下一步开展更高精度的高电荷态离子精密谱学实验奠定了基础.

表 3 Ar¹³⁺ 离子测量波长的不确定度
Table 3. Uncertainties of the measured wavelengths for Ar¹³⁺.

不确定度来源	对波长不确定度的贡献/pm
线形中心	0.58
色散函数	0.46
校刻线	0.01
校刻系统	1.76
总不确定度	2.6

表 4 Ar¹³⁺ 跃迁波长的实验与理论结果比较 (空气中)

Table 4. Comparison of experimental and theoretical results of transition wavelength Ar¹³⁺ (in Air).

来源	年份	类型	波长/nm
This work	2021	实验测量	441.2567(26)
文献[33]	2011	实验测量	441.25568(26)
文献[34]	2007	实验测量	441.257(2)
文献[35]	2006	实验测量	441.2556(1)
文献[8]	2003	实验测量	441.2559(1)
文献[25]	1997	实验测量	441.250(3)
文献[36]	1987	实验测量	441.23(9)
文献[37]	1986	天文观测	441.24(2)
文献[38]	1983	天文观测	441.23(9)
文献[39]	2021	理论计算	440.90
文献[40]	2019	理论计算	442.7(70)
文献[41]	2013	理论计算	441.238(63)
文献[42]	2007	理论计算	441.261(70)
文献[43]	1996	理论计算	441.16(27)
文献[37]	1986	理论计算	441.6(4)
文献[38]	1983	理论计算	441.32

5 结论与展望

基于上海高温超导电子束离子阱, 搭建了一套新的光谱外校刻系统, 对新的校刻系统和光谱标定方法进行测试, 使用 Czerny-Turner 型光栅光谱仪测量通过校刻系统的 Ne 标准校刻灯光谱与注入 EBIT 的 Ne 气的光谱, 通过对比同一条谱线的偏移, 确定了新的校刻系统的不确定度为 1.76 pm. 为了验证新的校刻系统, 使用 SH-HtscEBIT 制备了 Ar¹³⁺ 离子, 并测量了其 $1s^2 2s^2 2p^2 P_{1/2} - 2P_{3/2}$ 的 M1 跃迁发射谱, 实验得到的跃迁波长为 (441.2567 ± 0.0026) nm, 光谱的测量结果与之前在 SH-HtscEBIT 测量的结果相比^[31], 精度提高了 1 个数量级, 与理论计算的结果符合^[41,42], 且与目前国际上最精确的测量结果吻合^[44]. 新的光谱外校刻系统将由外校刻引起的系统误差降低了 1 个数量级, 能够为 SH-HtscEBIT 上高电荷态离子精密谱学实验的跃迁波长的高精度标定提供保障, 在即将开展的类硼 S¹¹⁺ 和 Cl¹²⁺ 离子基态精细结构跃迁波长精密测量中, 跃迁波长精度相比于目前 NIST 数据库中对应的波长精度有望提高 1—2 个数量级. 这些精密测量的结果不仅可以补充和验证相关的原子谱线数据, 还为将要开展的高电荷态离子超精细分裂和同位素位移等精密测量实验研究奠定了坚实的基础.

参考文献

- [1] Träbert E, Beiersdorfer P, Utter S, Brown G, Chen H, Harris C, Neill P, Savin D, Smith A 2000 *Astrophys. J.* **541** 506
- [2] Lisse C M, Christian D J, Dennerl K M K J, Petre R, Weaver H A, Wolk S J 2001 *Science* **292** 1343
- [3] Liang G Y, Badnell N R, Zhao G 2012 *Astron. Astrophys.* **547** A87
- [4] Shull J M, Smith B D, Danforth C W 2012 *Astrophys. J.* **759** 23
- [5] Collaboration H 2017 *Nature* **551** 478
- [6] Reinhardt S, Saathoff G, Buhr H, et al. 2007 *Nat. Phys.* **3** 861
- [7] Botermann B, Bing D, Geppert C, et al. 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 120405
- [8] Draganić I, López-Urrutia J C, DuBois R, et al. 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 183001
- [9] Beiersdorfer P, Chen H, Thorn D B, Träbert E 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 233003
- [10] Kozhedub Y S, Glazov D A, Artemyev A N, et al. 2007 *Phys. Rev. A* **76** 012511
- [11] Malyshev A V, Volotka A V, Glazov D, Tupitsyn I I, Shabaev V M, Plumien G 2014 *Phys. Rev. A* **90** 062517
- [12] Ullmann J, Andelkovic Z, Brandau C, et al. 2017 *Nat. Commun.* **8** 15484
- [13] Tupitsyn I I, Shabaev V M, López-Urrutia J C, Draganić I, Orts R S, Ullrich J 2003 *Phys. Rev. A* **68** 022511
- [14] Brandau C, Kozhuharov C, Harman Z, et al. 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 073201
- [15] Shabaev V M, Tomaselli M, Kuhl T, Artemyev A N, Yerokhin V A 1997 *Phys. Rev. A* **56** 252
- [16] Vogel M, Quint W 2013 *Ann. Phys.* **525** 505
- [17] Derevianko A, Dzuba V A, Flambaum V V 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 180801
- [18] Yudin V, Taichenachev A, Derevianko A 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 233003
- [19] Schmöger L, Versolato O O, Schwarz M, et al. 2015 *Science* **347** 1233
- [20] Yu Y M, Sahoo B K 2016 *Phys. Rev. A* **94** 062502
- [21] Kozlov M G, Safronova M S, Crespo López-Urrutia J R, Schmidt P O 2018 *Rev. Mod. Phys.* **90** 045005
- [22] Micke P, Leopold T, King S A, et al. 2020 *Nature* **578** 60
- [23] Safronova M S, Budker D, Demille D, Kimball D F J, Derevianko A, Clark C W 2018 *Rev. Mod. Phys.* **90** 025008
- [24] Marrs R E, Levine M A, Knapp D A, Henderson J R 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 1715
- [25] Bieber D J, Margolis H S, Oxley P K, Silver J D 1997 *Phys. Scr.* **T73** 64
- [26] Liang S Y, Zhang T X, Guan H, et al. 2021 *Phys. Rev. A* **103** 022804
- [27] Kimura N, Kodama R, Suzuki K, et al. 2019 *Phys. Rev. A* **100** 052508
- [28] Beiersdorfer P, Träbert E, Brown G V, Clementson J, Thorn D B, Chen M H, Cheng K T, Sapirstein J 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 233003
- [29] Silwal R, Lapierre A, Gillaspay J D, Dreiling J M, Blundell S A, Dipti, Borovik A, Gwinner G, Villari A C C, Ralchenko Y, Takacs E 2018 *Phys. Rev. A* **98** 052502
- [30] Xiao J, Zhao R, Jin X, Tu B, Yang Y, Lu D, Hutton R, Zou Y 2013 *Proceedings of the 4th International Particle Accelerator Conference, IPAC2013 (JACoW)* Shanghai, China, May 12–17, 2013 p434
- [31] Lu Q, Yan C L, Xu G Q, Fu N, Yang Y, Zou Y, Volotka A V, Xiao J, Nakamura N, Hutton R 2020 *Phys. Rev. A* **102** 042817
- [32] Kimura N, Kodama R, Suzuki K, Oishi S, Wada M, Okada K, Ohmae N, Katori H, Nakamura N 2019 *Plasma Fusion Res.* **14** 1201021
- [33] Mäckel V, Klawitter R, Brenner G, Crespo López-Urrutia J R, Ullrich J 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 143002
- [34] Katai R, Morita S, Goto M 2007 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **107** 120
- [35] Orts R S, Harman Z, López-Urrutia J R C, et al. 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 103002
- [36] Prior M H 1987 *J. Opt. Soc. Am. B* **4** 144
- [37] Kaufman V, Sugar J 1986 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **15** 321
- [38] Edlén B 1983 *Phys. Scr.* **28** 483
- [39] Natarajan L 2021 *Phys. Scr.* **96** 105402
- [40] Yu Y M, Sahoo B K 2019 *Phys. Rev. A* **99** 022513
- [41] Artemyev A N, Shabaev V M, Tupitsyn I I, Plumien G 2013 *Phys. Rev. A* **88** 032518
- [42] Artemyev A, Shabaev V, Tupitsyn I, Plumien G, Yerokhin V 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 173004
- [43] Safronova M S, Johnson W R, Safronova U I 1996 *Phys. Rev. A* **54** 2850
- [44] Egl A, Arapoglou I, Höcker M, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 123001

Spectral calibration for electron beam ion trap and precision measurement of M1 transition wavelength in Ar¹³⁺*

Liu Xin¹⁾²⁾ Zhou Xiao-Peng²⁾ Wen Wei-Qiang^{2)†} Lu Qi-Feng³⁾
 Yan Cheng-Long³⁾ Xu Guo-Qin³⁾ Xiao Jun^{3)‡} Huang Zhong-Kui²⁾
 Wang Han-Bing²⁾ Chen Dong-Yang²⁾ Shao Lin²⁾ Yuan Yang²⁾
 Wang Shu-Xing⁴⁾ Ma Wan-Lu²⁾⁴⁾ Ma Xin-Wen²⁾

1) (*Guangdong Provincial Key Laboratory of Nuclear Science, Institute of Quantum Matter, South China Normal University, Guangzhou 510006, China*)

2) (*Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*)

3) (*Key Laboratory of Nuclear Physics and Ion-Beam Application (MOE), Institute of Modern Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China*)

4) (*Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

(Received 7 September 2021; revised manuscript received 5 October 2021)

Abstract

The precise measurement of the transition wavelength of the fine structure of highly charged ions can not only test basic physical theories including the quantum electrodynamics effect and the electronic correlation effect but also provide key atomic data for astrophysics and fusion plasma physics. Furthermore, highly charged ions are considered as a potential candidate for optical clocks with extremely ultra-high precision. In this work, a new spectral calibration system is built in a high-temperature superconducting electron beam ion trap (SH-HtscEBIT) in the Institute of Modern Physics, Fudan University, and the uncertainty of its spectrum wavelength measurement is evaluated by combining internal and external calibrations. The minimum wavelength uncertainty caused by the new spectral calibration system in the visible light band reaches 0.002 nm. On this basis, the precise measurement of $2s^22p\ ^2P_{1/2}-^2P_{3/2}$ M1 transition wavelength for boron-like Ar¹³⁺ is performed at the SH-HtscEBIT by utilizing the new calibration system. The experimentally measured transition wavelength is (441.2567 ± 0.0026) nm. It is currently the experimental result with the highest measurement accuracy of spectroscopy of highly charged ions at the SH-HtscEBIT, which lays the foundation for the precise measurement of the hyperfine splitting and isotope shift of highly charged ions in the future experiments.

Keywords: electron beam ion trap, forbidden transition, precision measurement, highly charged ions

PACS: 32.30.Jc, 33.15.Pw, 33.20.Kf

DOI: 10.7498/aps.71.20211663

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFA0402300), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11904371, 11974080), the Strategic Leading Science and Technology Project of Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB34020000), and the subject funded by the Youth Innovation Promotion Association of the Chinese Academy of Sciences.

† Corresponding author. E-mail: wenweiqiang@impcas.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: xiao_jun@fudan.edu.cn