Ni^{12+}中M1光学钟跃迁的精密测量

Shaolong Chen[1*]、Zhiqiang Zhou[1, 2*]、Jiguang Li[3§]、Tingxian Zhang[4], Chengbin Li[1],Tingyun Shi[1], Yao Huang[1], Kelin Gao[1#]、Hua Guan[1, 5#]

[1]中国科学院精密测量科学与技术创新研究院磁共振与原子分子物理国家重点实验室，中国，武汉 430071。[2]中国科学院大学，中国，北京 100049[3]应用物理与计算数学研究所，中国，北京 100088[4]兰州理工大学理学院，中国，兰州；730050[5]武汉量子技术研究院，中国，武汉 430206

[*] **这些作者对本工作贡献相同§/[#] 通讯作者：** li_jiguang@iapcm.ac.cn， klgao@apm.ac.cn，guanhua@apm.ac.cn

关键词： 高电荷态离子、原子光学钟、精密光谱学、电子束离子阱**PACS编号：** 06.30.Ft, 32.30.Jc, 32.10.Fn, 39.30.+w

摘要

高电荷态离子（HCIs）在量子计量学和新物理探索领域引起了广泛关注。其中，Ni^{12+} 被认为是下一代高电荷态离子光学钟最有前景的候选者之一，因为它具有两条位于可见光谱范围内的E1禁戒跃迁：M1和E2跃迁。本研究利用上海-武汉电子束离子阱，对M1跃迁波长进行了高精度测量。我们采用改进的光谱校准方案，利用辅助Ar^{+} 谱线进行校准和修正。最终测得的M1跃迁波长较我们此前的结果精度提高了五倍，达到亚皮米级精度。结合用于捕捉电子关联和相对论效应的严格原子结构计算，我们提取了量子电动力学（QED）修正。此外，通过与使用GRASP2018程序包估算的单电子QED贡献进行比较，我们发现，当前实验精度足以检验这种含有四个电子、且电子位于*p*亚壳层的复杂系统中的高阶QED修正。

引言

原子光学钟已成为迄今为止人类制造的精度最高的装置，因此非常适合用于物理学基础研究，包括检验基本物理理论、搜寻暗物质的实验，以及原子计时、导航和大地测量学等应用[1-5]。近年来，各类原子钟的精度已达到 E-18，甚至 E-19 [6-11] 的高水平。然而，随着精度不断提高，原子结构性质对进一步提升精度的影响日益凸显。高电荷态离子（HCIs）在这方面优于中性原子或单电离离子，因为它们体积小，因此不易受到外部电场和磁场扰动的影响 [18, 20]。此外，高电荷态离子中的跃迁频率对基本物理

常数（如精细结构常数）的变化更加敏感。这些独特性质使高电荷态离子成为新一代原子光学钟的有力候选者 [12-15]。

自高电荷态离子原子钟的构想被提出以来 [15-17]，，人们已发现种类繁多的高电荷态离子适合作为原子钟候选离子 [12,18–26]。与此同时，开发高电荷态离子钟面临的诸多挑战也已逐步克服 [14,25,27,28]。例如，德国联邦物理技术研究院在德国实现了不确定度为 2.2×10^{-17} 的 Ar^{13+} 钟，为高电荷态离子光学钟提供了原理验证演示。其不稳定度为 $2.6\times10^{-14}\tau^{-1/2}$，主要受光学跃迁的自然线宽限制。此外，基于 Ni^{12+}、Pd^{12+}、Pr^{9+}、Nd^{9+} 等其他有竞争力离子的高电荷态离子光学钟也已被提出并正在构建 [13,22,30]。

Ni^{12+} 具有相对简单的能级结构（见图 1），其中有两条可见的禁戒光学跃迁：波长为 511 纳米的磁偶极（ M1 ）跃迁，以及波长为 498 纳米的电四极（ E2 ）跃迁。因此，在众多高电荷态离子候选体系中，它具有显著优势，目标不确定度为 E-19 甚至更低 [13]。Ni^{12+}的 M1 跃迁既可作为候选光学钟跃迁，用于展示高电荷态离子钟，也可作为探测 E2 钟跃迁的逻辑跃迁；此前在 Al^{+} 光学钟中已采用这一方案 [11,31]。目前，Ni^{12+} 的 M1 钟跃迁精度仅在理论上确定到亚纳米水平，尚未达到钟跃迁探测所需的精度。在这一范围内寻找一条赫兹线宽的谱线，犹如大海捞针。因此，在研究具有自然线宽的光学跃迁之前，有必要通过线展宽技术确定精确波长。

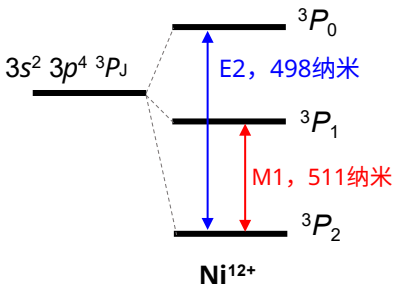

图1. Ni^{12+}的能级图。

为较高精度地识别高电荷态离子的禁戒跃迁谱线，可以采用多种方法，例如分析日冕或其他高温天体物理天体的光谱[32]，，或观测利用托卡马克 [33–37] 和电子束离子阱 [19,22,24,38–40]在实验室环境中产生的高电荷态离子的谱线。近年来，许多初步

高电荷态离子候选钟跃迁的波长搜寻实验已在电子束离子阱[19], 中开展，例如 Ar^{13+} 的 M1跃迁（不确定度为 2E-7 [38], ）、Pt^{9+} 的电四极跃迁（不确定度为 2E-6 [22], ），以及 $^{127}I^{7+}$的 M1跃迁（不确定度为 3E-6 [41]）。事实上，Ni^{12+} 的 M1跃迁最早在内日冕中被观测到[32]。此前，我们团队使用上海-武汉电子束离子阱（SW-EBIT）测得 M1跃迁波长为 511.570(2) nm，精度为 4E-6 [24]。我们的测量主要受校准误差限制，该误差源于校准灯与离子之间未能完全重叠。为此，我们在此采用位置不敏感校准方案，并利用辅助 Ar II 谱线进行校准和修正，从而降低校准误差。由此，我们获得了目前最精确的 Ni^{12+} M1跃迁波长，其相对不确定度为 8E-7。我们的发现将为进一步探测 Ni^{12+} 钟跃迁提供更窄的波长范围。

实验装置

实验中使用 SW-EBIT [42] 通过电子轰击二氯化镍产生 Ni^{12+} 离子，其中含有 ^{58}个天然丰度为 68% 的 Ni 原子。为聚焦电子束，利用超导亥姆霍兹线圈产生了强度为 0.15 T 的磁场。电子束能量为 400 eV，束流电流为 7–10 mA。由于空间电荷效应，电子束在径向形成了势阱以捕获离子，而轴向约束则通过施加额外的静电场实现。

被俘获的 Ni^{12+} 离子通过电子碰撞被激发至一系列能态，随后由光谱仪探测其产生的自发荧光。该光谱仪为一台切尔尼-特纳光谱仪（Andor Kymera 328i），配备电子倍增电荷耦合器件（电子倍增电荷耦合器件，Andor Newton 970）。光谱仪的焦距为 328 mm，使用了 1800l/mm 的全息光栅。光谱仪的入射狭缝设为 30 μm，紧接着设置了一个光阑，以获得最佳信噪比和分辨率。电子倍增电荷耦合器件的成像区域为 25.6×3.2 mm^2，包含 1600×200 个有效像素；在垂直方向，仅将中央 140 个像素进行合并，以减少导致偏差的彗差及其他非近轴像差。在该成像系统中，如图 2 所示，首先通过两个焦距均为 200 mm 的凸透镜对高电荷态离子云成像，其中高电荷态离子云与第一片透镜之间的距离等于该透镜的焦距。因此，高电荷态离子云的实像位于第二片透镜之后，距离与放置宽度为 100 μm 的狭缝的位置相同。在狭缝后方，使用另一片透镜对离子云进行二次成像；随后在

光谱仪入口处可以看到狭缝和高电荷态离子云的实像。为校准系统，利用可移动反射器将校准光反射至狭缝，并用可移动漫射器使其漫射。只有在曝光校准谱线时，才将反射器和漫射器滑入位置，因此狭缝可同时作为高电荷态离子云和校准谱线的光源，使二者重叠。该校准程序基于 Ar^{13+} 光谱测量方案 [38]。采用此方案后，校准灯的位置并不重要，因此降低了校准误差。

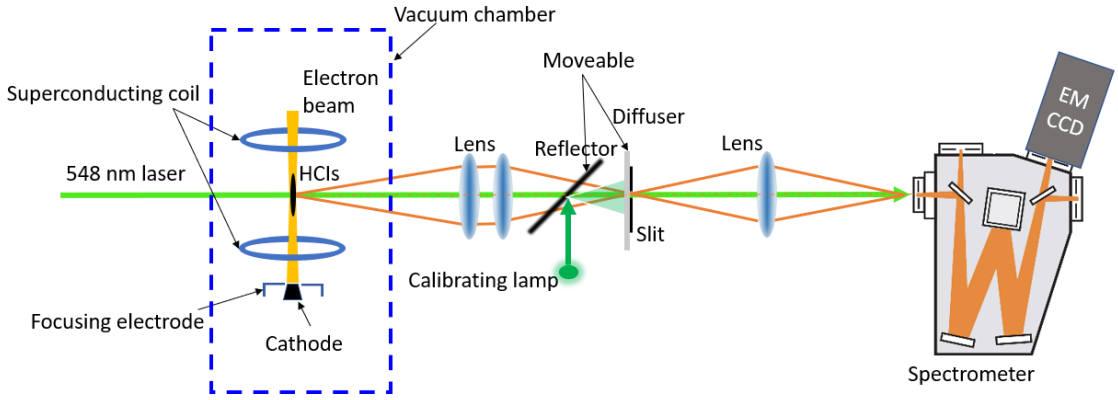

图 2. Ni^{12+} 光学跃迁测量与校准方案。

在实验中，我们依次照射校准光和高电荷态离子荧光，时间分别为 1 分钟和 10 分钟。这种做法可能导致温度漂移，进而影响波长测量。为缓解这一问题，我们对受影响的光谱仪进行了隔热处理，以尽可能减少温度变化。我们评估了温度变化速率，发现其仅约为 0.1 K/h，对应的波长变化为 1 pm/h。与未隔热时 2 pm/h 的偏差相比，这一改进十分显著。每个采集周期约持续 11 分钟，因此我们估算，每次照射造成的温度变化偏差为 0.17 pm 或更低。由于我们在数天内进行了光谱测量，期间有数十次照射，因此可以通过平均来消除这段时间内温度波动造成的偏移。因此，这些偏移可以忽略不计。

为校准光谱仪的波长，我们使用铂氖空心阴极灯，并选取了 511纳米附近八条公认的谱线作为校准谱线。这些谱线的不确定度小于 0.1 皮米，我们用高斯曲线拟合记录到的谱线轮廓。我们将

电子倍增电荷耦合器件上识别出的谱线位置与其推荐波长作图，并用二次多项式拟合，将其作为色散函数。

图 3 展示了 511 nm 谱线和一条校准谱线的典型曝光结果。Ni^{12+} 光学跃迁的单次曝光时间为 600 s，而校准谱线仅需 60 s。通过沿垂直方向累加图像获得这些轮廓，并采用高斯拟合确定 511 nm 谱线单次曝光的半高全宽，约为 60 皮米。校准谱线的半高全宽约为 50 皮米。光谱仪分辨率有限，以及离子运动导致的多普勒展宽，是观测到的 511 nm 谱线轮廓半高全宽的主要成因。这两种效应均可用高斯函数很好地描述，因此两者的卷积应得到高斯轮廓。在观测到的校准谱线轮廓中，多普勒展宽可以忽略不计，因此 50 皮米的线宽可视为光谱仪的分辨率。估算得到 511 nm 谱线的多普勒展宽为 33 皮米，对应的高电荷态离子温度约为 37 eV。进一步降低轴向势阱和电子束流可以降低离子温度，从而进一步减小光谱线宽。

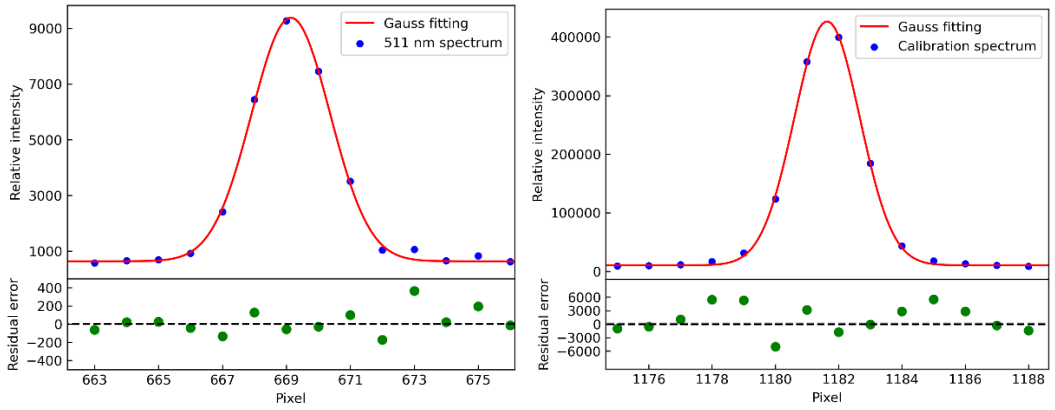

图 3. 左侧为单次光谱测量的高斯拟合和残差，右侧为一条校准谱线的高斯拟合和残差。两种曲线的半高全宽分别为 2.85 像素和 2.43 像素，对应的数值分别为 60 皮米和 50 皮米。

为校准每次 511 nm 测量，我们使用了两组校准曝光，分别在 511 nm 曝光前后进行。通过对这两组结果取平均，我们减轻了系统漂移的影响。我们在数天内间歇采集，获得了数十次测量结果，以确定 511 nm 谱线的统计分布，其统计不确定度为 0.21 皮米。我们还仔细评估了系统不确定度，并确定

校准系统是误差的主要来源。该系统包括校准谱线不确定度、校准光路和色散函数。

在我们的实验中，我们根据NIST数据库确定校准谱线不确定度为0.04皮米。校准光路引入的误差可归因于校准灯位置不当。为解决这一问题，我们将校准灯移至离轴位置，并测量离轴20 mm与轴上位置之间的波长差，得到偏移为1.19(38)皮米/20 mm。此外，我们将漫射器移离狭缝50 mm，发现波长没有显著偏移，即偏移约为0.06(9)皮米/50 mm。经过全面分析，我们得出结论：在光路搭建过程中，校准灯的最大位置误差约为2 mm，对应的波长误差为0.1皮米。关于色散函数拟合引入的误差，我们使用二阶和三阶多项式拟合校准谱线，未发现显著的拟合偏差。我们测得色散函数拟合的标准差为0.2皮米。图4展示了一个典型的校准过程：根据观测范围内校准谱线的丰富程度及其孤立位置，选取合适的校准谱线；随后使用二阶多项式拟合这些校准谱线，从拟合曲线中获得511纳米光谱的波长。

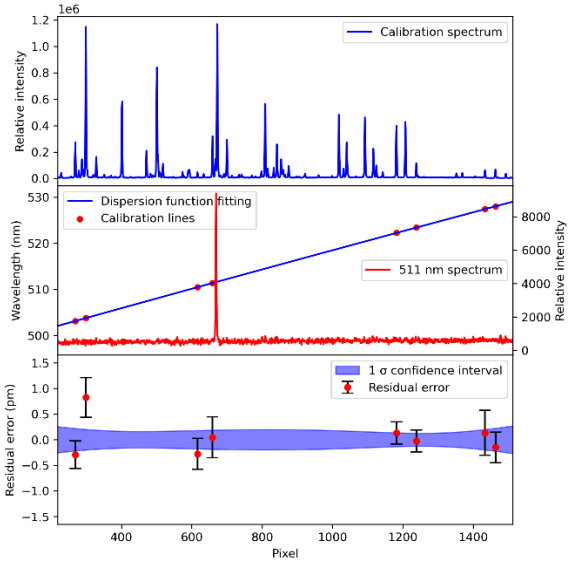

图4。上：铂氖空心阴极灯的校准光谱。中：校准谱线的像素位置及其推荐波长（红点）[43] 通过二阶多项式（蓝色）拟合，作为色散函数。红色表示采集了10分钟的Ni^{12+} 光谱，用于指示像素相对于校准谱线的位置。下：色散函数拟合的残差及其1σ 置信带。

实验所用样品由天然丰度镍组成。镍唯一具有非零核自旋的稳定同位素是^{61}Ni，其天然丰度为1.1%。因此，样品中超精细结构所占比例为1.1%。对超精细结构的估算表明，最大超精细分裂为16皮米[44]。由于我们无法分辨超精细分裂，它只会导致谱线展宽。

另一个需要考虑的效应是两种同位素 A 和 A'之间跃迁频率 $\nu_{AA'}$ 的同位素位移，它可表示为两个项：

$$\delta\nu_{AA'} = K\mu_{AA'} + F\delta\langle r^2\rangle_{AA'} .$$

其中，$\mu_{AA'} = M_A^{-1} - M_{A'}^{-1}$ 中的 M_A 和 $M_{A'}$ 分别为两种同位素的质量，而 $\delta r^2_{AA'} = r^2_A - r^2_{A'}$ 表示它们核均方根电荷半径之差。同位素位移中的电子参数，包括质量位移因子 K和场位移因子 F，是使用 GRASP2018程序包 [45-46]估算得到的。根据该估算结果，相对于 ^{58}Ni，^{60}Ni、^{61}Ni、^{62}Ni 和 ^{64}Ni 的同位素位移分别约为 -0.18 皮米、-0.26 皮米、-0.34 皮米和 -0.49 皮米。为考虑这一点，我们将强度分别为 26%、1%、4% 和 1%，偏移分别为 0.18 皮米、0.26 皮米、0.34 皮米和 0.49 皮米的高斯谱线，与一条强度为 68%、无偏移的高斯谱线叠加。由此得到一条偏移为 0.06 皮米的复合高斯谱线，据此估算同位素位移为 0.06 皮米，不确定度为 0.06 皮米。

其他误差项，例如电子束空间电荷引起的斯塔克效应，以及 0.15 T 磁场导致的二阶塞曼效应，其影响均被发现远小于当前测量不确定度。因此，可以放心忽略这些效应。

为了进一步提高测量的可靠性，我们使用与Ni^{12+}相同的参数测量了Ar^+ 的几条谱线。在完全相同的实验条件下，并采用相同的校准谱线，Ar^+ 和Ni^{12+} 的校准系统误差应当相同。此外，我们交替测量Ar^+ 和Ni^{12+} 的光谱，以显著减小系统参数的漂移。我们将测得的Ar^+ 光谱与NIST数据库中的推荐波长进行比较，获得了波长差Δλ 及其统计误差。如图5所示，对于测量的四条Ar^+ 谱线，Δλ 处于±0.6 pm以内。我们考虑了校准系统产生的方差，并使用Ar^+ 谱线统计分布的标准差来估计校准系统的误差。 1σ

不确定度为0.2 pm。此外，我们将测得的Ar^+ 谱线中约为−0.13 pm的平均偏移作为校准系统的不确定度。

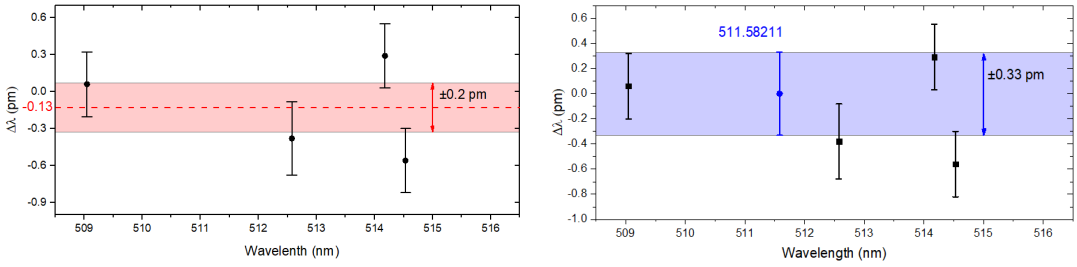

图5。左图展示了测得的 Ar^+ 四条谱线相对于 NIST数据库数值的偏差，并标出了 1σ 统计误差。右图比较了测得的 Ni $^{12+}$ nm 谱线 511 位置与 Ar $^+$ 光谱的位置，其中已考虑 0 33 . pm 的校准误差。

因此，我们选取 Ar^+ 测量的频移及其不确定度作为 Ni^{12+} 的 511纳米谱线测量的校准误差，并采用“平方和的平方根”计算得到校准系统的总误差，即 0.33 pm，如图5右图所示。通过测量 Ar^+ 谱线估算出的校准误差与此前对实验系统的分析结果相当，而估算的不确定度中包含一些我们可能遗漏的系统误差。因此，我们将 0.33 pm 的不确定度作为 Ni^{12+} 测量的最终校准误差。表I列出了误差预算，概述了误差的主要来源及其对波长测量的贡献。

表I. 误差预算。

误差来源	**偏移（皮米）**	**误差（皮米）**
谱线质心确定	511582.05	0.21
校准系统	/	0.33
同位素位移	0.06	0.06
斯塔克位移	/	<0.01
2nd 阶塞曼效应	/	<0.01
总计	511582.11	0.40

原子结构计算

由于本实验达到了很高的精度，将精细结构分裂与严格的原子结构计算进行比较，可检验量子电动力学效应 [47-52]。为此，我们采用多组态狄拉克-哈特里-福克（MCDHF）方法和 GRASP2018 程序包计算了 M1跃迁能 [45-46]。精细结构分裂的主要贡献来自相对论性电子间相互作用（电子关联），其中包括库仑相互作用

$$\sum_{i<j}\frac{1}{r_{ij}}$$

和布赖特相互作用

$$-\sum_{i<j}\frac{1}{r_{ij}}[(\boldsymbol{\alpha_i}\cdot\boldsymbol{\alpha_j})+\frac{(\boldsymbol{\alpha_i}\cdot\boldsymbol{r}_{ij})(\boldsymbol{\alpha_j}\cdot\boldsymbol{r}_{ij})}{{r_{ij}}^2}].$$

在 MCDHF 方法的框架下，原子态波函数$|\Gamma J\mathrm{M}_J P\rangle$可通过对具有相同总角动量$J$、其$z$分量$M_J$ 以及相同宇称 P 的组态态函数（ CSF ）进行系统展开来表示：

$$|\Gamma J\mathrm{M}_J P\rangle = \sum_{\alpha}^{N_{\mathrm{CSF}}} c_\alpha|\gamma_\alpha J M_J P\rangle,$$

其中，$|\Gamma J\mathrm{M}_J P\rangle$是所关注的原子态函数（ASF），$N_{\mathrm{CSF}}$ 是 CSF 的数量，$\{c_\alpha\}$是展开系数，而Γ 和γ_α 分别表示用于标记 ASF 和各个 CSF 的其他量子数

对于当前情形，基态组态$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^4$ 中存在两个空穴，因此预计电子关联效应将大于类氟离子等最外层仅有一个空穴的体系。为描述电子关联效应，我们将占据2s、2p、3s和3p轨道的电子的单、双、三和四激发纳入由光谱轨道和关联轨道组成的活性轨道组。光谱轨道是基态组态$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^4$，中的占据轨道，在自洽场（SCF）计算中，它们与$1s^2 2s^2 p^6 3s 3p^4 3d$和$1s^2 2s^2 2p^6 3s 3p^2 3d^2$ 一同进行了优化。关联轨道逐层扩展，每一层由角对称性不同、最高至n≤11、l≤6的轨道构成。新增层中的关联轨道根据由$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^4$ 中占据电子的单（S）激发和受限双（rD）激发，以及来自$3s 3p^4 3d$和$3s^2 3p^2 3d^2$的单双（SD）激发所生成的组态空间进行变分优化。受限双激发是指n≤2壳层中仅允许一个电子被激发。请注意，在MCDHF计算中，完全忽略了SD激发组态态函数（CSF）之间的非对角矩阵元。鉴于高l轨道的效应较小，g、h和i关联轨道的数目分别限制为五个、两个和两个。由$2s^2 2p^6 3s^2 3p^4$ 至第一层关联轨道的三激发和四激发所生成的CSF，被纳入相对论组态相互作用以及布赖特相互作用的评估中。此外，还在狄拉克-哈特里-福克水平上估算了频率依赖的布雷特相互作用。

计算得到的M1跃迁能列于表II，结果表明电子关联和布赖特相互作用起主导作用，分别对该跃迁能贡献了1.2%和2.4%。当前理论结果在不包含QED修正、但考虑频率依赖的布雷特相互作用时为19511 cm^{-1}。与实验值19541.758(15) cm^{-1}相比，该值低30.758 cm^{-1}。根据文献[50, 51], 中对类氟离子基态精细结构间隔的MCDHF计算与第一性原理QED计算所作的全面比较，可以明显看出，GRASP程序包能够有效处理频率依赖的布雷特相互作用。因此，当前实验值与非QED理论值之间的差异可解释为实验QED贡献。我们利用GRASP2018程序包[53]粗略评估了精细结构常数α一阶QED修正，具体包括单圈辐射图（真空极化和自能）。我们估算得到的40 cm^{-1} 与上述实验QED值大致一致，而其中的差异还可归因于屏蔽效应、双圈辐射图等高阶QED效应。需要指出的是，目前的实验精度足以检验这些高阶QED效应。然而，对于这种价壳层中具有两个空穴的原子系统，进行第一性原理QED计算仍具有挑战性。

表II. Ni^{12+}中M1跃迁波长的各种理论贡献。

效应	贡献	
	cm^{-1}	nm, air
DHF	19741	506.42
电子关联	242	-6.13
布雷特相互作用	-460	11.78
频率依赖的布雷特相互作用	-12	0.31
QED	40	-1.05
总计	19551	511.33

表III列出了Ni^{12+}中实验与理论M1跃迁波长的对比。可以看出，我们测得的波长精度显著高于理论值，提升了三个数量级。此外，与我们此前的测量结果[24]相比，精度提高了五倍。由于校准问题，此前结果与NIST数据库数值之间约10皮米的差异也得到了解决。在我们此前的工作[24], 中，我们使用了Kr灯，并选择了约511纳米处的校准谱线。然而，该谱线强度显著偏低，容易受到附近高强度谱线的杂散背景干扰，进而影响整个测量的精度。我们通过使用Kr灯确认了这一点：在Ni^{12+}和Ar[24]光谱中均观察到约10皮米的偏差，这表明所选Kr灯的校准谱线发生了偏移

。在当前测量中，我们使用了校准谱线数量更多且强度更高的Pt-Ne灯。在测量过程中，对于Ni^{12+} 和Ar^{+} 谱线，我们采用了完全相同的校准光谱、校准灯、校准谱线、校准光路和光谱仪参数。因此，许多系统误差被发现具有相似性。由此，Ar^{+} 谱线成为最佳辅助校准谱线，确保了Ni^{12} 测量的精度和可靠性。

Tabl表 III. Ni^{12+}中实验与理论M1跃迁波长的比较。

Year	Type	波长 cm^{-1}	nm, air	参考文献
2023	实验	19541.758(15)	511.58211(40)	本工作
2021	实验	19542.2(1)	511.570(2)	[24]
2018	实验[a]	19541.8	511.581	[43]
2023	理论	19551(10)	511.33(26)	本工作
2021	理论	19540(21)	511.7(6)	[24]
2018	理论	19560(20)	511.1(5)	[13]
2018	理论	19534	511.8	[54]

[a]里德伯波长。

从理论角度来看，我们的计算表明，电子之间的相互作用是最重要的因素之一。此外，量子电动力学效应在该系统中也发挥了至关重要的作用。理论上的主要计算不确定度估计约为 10 cm^{-1}，其来源包括残余的分数电子关联和高阶量子电动力学效应。需要强调的是，在研究高电荷态离子系统时，准确地模拟和理解这些效应至关重要。

结论

我们已成功测得 Ni^{12+} 的 M1光学跃迁波长为 511纳米，精度达到皮米以下，分数不确定度为 8E-7，迄今为止，这是高电荷镍离子波长测量中最精确的结果。不过，采用分辨率更高的光谱仪，并通过蒸发冷却降低离子温度，还能进一步提高测量精度。使用高分辨率光谱仪可实现更好的校准，而较低的离子温度则有助于获得更稳定、更窄的谱线。此外，本研究采用的实验技术也适用于其他 M1跃迁测量。此外，在考虑电子关联和量子电动力学效应后，我们给出了目前最精确的 M1跃迁计算

结果。若要达到更高的精度，还需推进高阶量子电动力学理论的发展。。

我们提高后的测量精度缩小了光学跃迁探测范围，为后续开发 Ni^{12+} 光学钟奠定了基础。Ni^{12+} 利用两种禁戒跃迁，为在同一系统中构建两台光学钟创造了机会。第一种钟跃迁采用 511纳米，第二种钟跃迁采用 498 纳米，并将 511纳米谱线用作逻辑谱中的逻辑跃迁，从而提高效率并保持真实性。理论计算预测，Ni^{12+} 钟的精度和稳定度可达到 E-19 量级，甚至更高。此外，镍有四种稳定同位素，即^{58}Ni、^{60}Ni、^{62}Ni 和^{64}Ni；通过对 511纳米和 498 纳米进行高精度光谱测量，有助于寻找假设的第五种力，并通过同位素位移测量检验核量子电动力学反冲效应。

致谢

作者感谢 Shiyong Liang 和 Jun Xiao 对实验装置早期工作的贡献，并感谢 Zongchao Yan 提供有益的讨论并仔细审阅本文。本研究得到国家自然科学基金委员会（项目编号：11934014、12004392、12121004、11874090）、湖北省自然科学基金（项目编号：2022CFA013）、中国科学院青年创新促进会（项目编号：Y201963、Y2022099）以及中国科学院基础研究青年科学家项目（项目编号：YSBR-055）的共同资助。

参考文献

[1] A. D. Ludlow, T. Zelevinsky, G. K. Campbell, S. Blatt, M. M. Boyd, M. H. G. de Miranda, M. J. Martin, J. W. Thomsen, S. M. Foreman, J. Ye, T. M. Fortier, J. E. Stalnaker, S. A. Diddams, Y. Le Coq, Z. W. Barber, N. Poli, N. D. Lemke, K. M. Beck 和 C. W. Oates，*Sr*晶格钟的 1×10^{-16} 通过与*Ca*钟进行远程光学评估实现的分数不确定度，《科学》。（2008年）。**319**, 1805 [2] T. E. Mehlst, G. Grosche 和 C. Lisdat，用于大地测量的原子钟，《物理学报告》 **81**，064401（2018年）。[3] M. S. Safronova、D. Budker、D. Demille、D. F. J. Kimball、A. Derevianko 和 C. W. Clark，利用原子与分子搜寻新物理，《现代物理学评论》 **90**，25008（2018年）。[4] M. Takamoto、I. Ushijima、N. Ohmae、T. Yahagi、K. Kokado、H. Shinkai 和 H. Katori，利用一对可移动光学晶格钟检验广义相对论，《自然·光子学》 **14**，411（2020年）。[5] Y. Huang、H. Zhang、B. Zhang、Y. Hao、H. Guan、M. Zeng、Q. Chen、Y. Lin、Y. Wang、S. Cao、K. Liang、F. Fang、Z. Fang、T. Li 和 K. Gao，利用稳健的可移动*Ca*钟测量重力位$^{+}$ 光学钟，《物理评论A》 **102**，050802（2020年）。

[6] T. Bothwell、D. Kedar、E. Oelker、J. M. Robinson、S. L. Bromley、W. L. Tew、J. Ye 和 C. J. Kennedy，JILA SrI光晶格钟，不确定度为2.0×10^{-18}，《Metrologia》56，065004（2019年）。[7] W. F. Mcgrew、X. Zhang、R. J. Fasano、S. A. Schäffer、K. Beloy、D. Nicolodi、R. C. Brown、N. Hinkley、G. Milani、M. Schioppo、T. H. Yoon 和 A. D. Ludlow，原子钟性能使厘米以下的大地测量成为可能，《自然》564，87（2018年）。[8] N. Ohmae、M. Takamoto、Y. Takahashi、M. Kokubun、K. Araki、A. Hinton、I. Ushijima、T. Muramatsu、T. Furumiya 和 Y. Sakai，在实验室外运行的可运输锶光晶格钟达到10^{-18}不确定度水平，《先进量子技术》4，2100015（2021年）。[9] S. Dörscher、N. Huntemann、R. Schwarz、R. Lange、E. Benkler、B. Lipphardt、U. Sterr、E. Peik 和 C. Lisdat，$^{171}Yb^{+}$单离子钟与^{87}锶光晶格钟的光学频率比，《Metrologia》58，015005（2021年）。[10] Y. Huang、B. Zhang、M. Zeng、Y. Hao、Z. Ma、H. Zhang、H. Guan、Z. Chen、M. Wang 和 K. Gao，液氮冷却的Ca^{+}光学钟，系统不确定度为，《物理评论应用》10，1（2022年）。[11] S. M. Brewer、J.-S. Chen、A. M. Hankin、E. R. Clements、C. W. Chou、D. J. Wineland、D. B. Hume 和 D. R. Leibrandt，$^{27}Al^{+}$量子逻辑钟，系统不确定度低于10^{-18}，《物理评论快报》123，033201（2019年）。[12] M. G. Kozlov、M. S. Safronova、J. R. Crespo López-Urrutia 和 P. O. Schmidt，高电荷态离子：光学钟及其在基础物理学中的应用，《现代物理学评论》90，045005（2018年）。[13] Y. M. Yu 和 B. K. Sahoo，作为品质因数大于10^{15}, 的光学钟候选者的若干高电荷态离子，《物理评论A》97，041403（2018年）。[14] P. Micke、T. Leopold、S. A. King、E. Benkler、L. J. Spieß、L. Schmöger、M. Schwarz、J. R. Crespo López-Urrutia 和 P. O. Schmidt，利用量子逻辑进行高电荷态离子的相干激光光谱学，《自然》578，60（2020年）。[15] J. C. Berengut、V. A. Dzuba 和 V. V Flambaum，利用高电荷态离子提高实验室对精细结构常数变化的灵敏度，《物理评论快报》105，120801（2010年）。[16] S. Schiller，类氢高电荷态离子在检验基本常数是否随时间变化中的应用，《物理评论快报》98，180801（2007年）。[17] A. Derevianko、V. A. Dzuba 和 V. V. Flambaum，高电荷态离子作为构建超高精度光学原子钟装置的基础，《物理评论快报》109，180801（2012年）。[18] M. S. Safronova、V. A. Dzuba、V. V. Flambaum、U. I. Safronova、S. G. Porsev 和 M. G. Kozlov，用于原子钟、量子信息以及搜寻α变化的高电荷态离子，《物理评论快报》113，030801（2014年）。[19] A. Windberger、J. R. Crespo López-Urrutia、H. Bekker、N. S. Oreshkina、J. C. Berengut、V. Bock、A. Borschevsky、V. A. Dzuba、E. Eliav、Z. Harman、U. Kaldor、S. Kaul、U. I. Safronova、V. V. Flambaum、C. H. Keitel、P. O. Schmidt、J. Ullrich 和 O. O. Versolato，确认预言的5s-4f能级交叉光学谱线及其在计量学和搜寻基本常数变化方面的应用，《物理评论快报》114，150801（2015年）。[20] S. G. Porsev、U. I. Safronova、M. S. Safronova、P. O. Schmidt、A. I. Bondarev、M. G. Kozlov、I. I. Tupitsyn 和 C. Cheung，基于Cf $^{15+}$ $^{17+}$ **102**， 和Cf离子的012802 2020光学钟，《物理评论A》（）。[21] J. C. Berengut、V. A. Dzuba、V. V Flambaum 和 A. Ong，对精细结构常数变化高度敏感的高电荷态锕离子光学跃迁，《物理评论快报》109，070802（2012年）。[22] H. Bekker、A. Borschevsky、Z. Harman、C. H. Keitel、T. Pfeifer、P. O. Schmidt、J. R. Crespo López-Urrutia 和 J. C. Berengut，探测5p–4f轨道交叉及其光学钟

Pr^{9+}中的跃迁，《自然·通讯》10，5651（2019）。[23] Y. Yu和B. K. Sahoo，审视类铝$^{51}V^{10+}$、$^{53}Cr^{11+}$、$^{55}Mn^{12+}$、$^{57}Fe^{13+}$、$^{59}Co^{14+}$、$^{61}Ni^{15+}$和$^{63}Cu^{16+}$离子的原子结构，《物理评论A》94，062502（2016）。[24] S.-Y. Liang、T.-X. Zhang、H. Guan、Q.-F. Lu、J. Xiao、S.-L. Chen、Y. Huang、Y.-H. Zhang、C.-B. Li、Y.-M. Zou、J.-G. Li、Z.-C. Yan、A. Derevianko、M.-S. Zhan、T.-Y. Shi和K.-L. Gao，在高电荷镍离子中探测多个电偶极禁戒光学跃迁，《物理评论A》103，22804（2021）。[25] L. Schmöger、O. O. Versolato、M. Schwarz、M. Kohnen、A. Windberger、B. Piest、S. Feuchtenbeiner、J. Pedregosa-Gutierrez、T. Leopold、P. Micke、A. K. Hansen、T. M. Baumann、M. Drewsen、J. Ullrich、P. O. Schmidt和J. R. C. López-Urrutia，高电荷态离子的库仑结晶，《科学》347，1233（2015）。[26] C. Cheung、M. S. Safronova、S. G. Porsev、M. G. Kozlov、I. I. Tupitsyn和A. I. Bondarev，精确预测具有复杂电子结构的高电荷态离子中的钟跃迁，《物理评论快报》124，163001（2020）。[27] L. Schmöger、M. Schwarz、T. M. Baumann、O. O. Versolato、B. Piest、T. Pfeifer、J. Ullrich、P. O. Schmidt和J. R. Crespo López-Urrutia，在Be^+库仑晶体中减速、预冷和多程停止高电荷态离子，《科学仪器评论》86，1031111（2015）。[28] T. Leopold、S. A. King、P. Micke、A. Bautista-Salvador、J. C. Heip、C. Ospelkaus、J. R. Crespo López-Urrutia和P. O. Schmidt，用于高电荷态离子量子逻辑光谱学的低温射频离子阱，《科学仪器评论》90，073201（2019）。[29] S. A. King、L. J. Spieß、P. Micke、A. Wilzewski、T. Leopold、E. Benkler、R. Lange、N. Huntemann、A. Surzhykov、V. A. Yerokhin、J. R. Crespo López-Urrutia和P. O. Schmidt，基于高电荷态离子的光学原子钟，《自然》611，43（2022）。[30] Y. Yu、D. Pan、S. Chen、B. Arora、H. Guan、K. Gao和J. Chen，用于高电荷态离子钟的Nd^{9+} 原子结构，《原子》10，123（2022）。[31] T. Rosenband、P. Schmidt、D. Hume、W. Itano、T. Fortier、J. Stalnaker、K. Kim、S. Diddams、J. Koelemeij、J. Bergquist和D. Wineland，观测到$^{27}Al^+$中的$1S0 \rightarrow 3P$ 0钟跃迁，《物理评论快报》98，220801（2007）。[32] J. T. JEFFERIES、F. Q. ORRALL和J. B. ZIRKER，1965年5月30日日全食期间观测到的内日冕光谱，《太阳物理学》16，103（1971）。[33] J. R. Roberts、V. Kaufman、J. Sugar、T. L. Pittman和W. L. Rowan，在高度电离的Ga、Ge、As和Kr中观测到的磁偶极跃迁，《物理评论A》27，1721（1983）。[34] M. Finkenthal、R. E. Bell和H. W. Moos，在托卡马克等离子体中观测到的钛、钒、铬、铁和镍光谱中的禁戒（M1）谱线，《应用物理学杂志》56，2012（1984）。[35] S. Suckewer、E. Hinnov、S. Cohen、M. Finkenthal和K. Sato，在PLT托卡马克中识别多个高度电离Mo和Zr离子中波长大于2000 A的磁偶极谱线，《物理评论A》26，1161（1982）。[36] B. Edlkn，热等离子体中的禁戒谱线，《物理学文摘》T8，5（1984）。[37] J. Sugar和V. Kaufman，Ag I等电子序列：Ce XI1至Ho XXI以及W XXVIII的波长和能级，《物理学文摘》24，742（1981）。[38] I. Draganić、J. R. Crespo López-Urrutia、R. DuBois、S. Fritzsche、V. M. Shabaev、R. S. Orts、I. I. Tupitsyn、Y. Zou和J. Ullrich，高精度测量高电荷氩离子中对量子电动力学敏感的禁戒跃迁波长，《物理评论快报》91，183001（2003）。[39] V. Mäckel、R. Klawitter、G. Brenner、J. R. Crespo López-Urrutia和J. Ullrich，对囚禁的高电荷Ar^{13+}离子中的禁戒跃迁进行激光光谱学，《物理评论快报》107，

143002（2011）。[40] H. Bekker、C. Hensel、A. Daniel、A. Windberger、T. Pfeifer和J. R. C. López-urrutia，日冕铁光学发射的实验室精密测量，《物理评论A》26，062514（2018）。[41] Naoki Kimura、Priti、Yasutaka Kono、Pativate Pipatpakorn、Keigo Soutome、Naoki Numadate、Susumu Kuma、Toshiyuki Azuma和Nobuyuki Nakamura，多电子高电荷态离子的超精细结构分辨激光光谱学，《通讯物理》6，8（2023）。[42] S. Liang、Q. Lu、X. Wang、Y. Yang、K. Yao、Y. Shen、B. Wei、J. Xiao、S. Chen、P. Zhou、W. Sun、Y. Zhang、Y. Huang、H. Guan、X. Tong、C. Li、Y. Zou、T. Shi和K. Gao，用于提取高电荷态离子的低能紧凑型上海-武汉电子束离子阱，《科学仪器评论》90，093301（2019）。[43] A. Kramida、Y. Ralchenko、J. Reader和和N. A. Team（2022），NIST数据库，NIST原子光谱数据库（版本5.10）。[44] T. X. Zhang、Y. H. Zhang、C. Bin Li和T. Y. Shi，Ni^{61}（q = *11*、12、14和15）离子低激发态的超精细相互作用常数、朗德g因子和电四极矩的理论研究，《中国物理B》30，013101（2021）。[45] P. Jönsson等，《GRASP手册：用户指南》，《原子》11，68（2023）。[46] P. J önsson等，GRASP中实现的相对论理论简介，《原子》11，7（2022）。[47] X. Liu、X.P. Zhou、W.Q. Wen、Q.F. Lu、C.L. Yan、G.Q. Xu、J. Xiao、A.V. Volotka、Y.S. Kozhedub、M.Y. Kaygorodov、Z.K. Huang、W.L. Ma、S.X. Wang和X. Ma，精确测量类硼S^{11+}和Cl^{12+}中的$2P_{1/2}$-$2P_{3/2}$精细结构分裂，《物理评论A》104，062804（2021）。[48] Q. Lu、C.L. Yan、G.Q. Xu、N. Fu、Y. Yang、Y. Zou、A.V. Volotka、J. Xiao、N. Nakamura和R. Hutton，直接测量S VIII和CL IX的精细结构分裂，《物理评论A》102，042817 2020（）。[49] Galen O'Neil、Samuel Sanders、Paul Szypryt、Dipti、Amy Gall、Yang Yang、Samuel M. Brewer、Randy Doriese、Joe Fowler、Aung Naing、Daniel Swetz、Joseph Tan、Joel Ullom、Andrey V. Volotka、Endre Takacs和Yuri Ralchenko，测量类氟Kr、W、Re、Os和Ir中的$2P_{1/2}$-$2P_{3/2}$精细结构分裂，《物理评论A》102，032803（2020）。[50] A. V. Volotka、M. Bilal、R. Beerwerth、X. Ma、Th. Stöhlker和S. Fritzsche，类氟离子中$2P_{1/2} – 2P_{3/2}$精细结构的QED辐射修正，《物理评论A》100，010502(R)（2019）。[51] M.C. Li、R. Si、T. Brage、R. Hutton和Y.M. Zou，提出对类氟等电子序列基态2 98、020502 5 2018 p中的布雷特相互作用和量子电动力学效应进行高精度检验，《物理评论A》（r）（）。[52] R. Si、X.L. Guo、T. Brage、C.Y. Chen、R. Hutton和C. Froese Fischer，布雷特 论A》98，01 （2018）。[53] Charlotte Froese Fischer、Michel Godefroid、Tomas Brage、Per Jönsson和Gediminas Gaigalas，复杂原子的高级多组态方法：I能量和波函数，《物理学杂志B：原 onsson、G. Del ffmann、M. Godefroid、G. Gaigalas、X. H. Zhao、R. Si、C. Y. Chen、J. Yan，