

基准微波原子钟

刘昆 房芳[†]

(中国计量科学研究院 北京 100029)

2023-06-06收到

[†] email: fangf@nim.ac.cn

DOI: 10.7693/wl20230701

Primary frequency standards in the microwave range

LIU Kun FANG Fang[†]

(National Institute of Metrology, Beijing 100029, China)

摘要 目前, SI基本单位“秒”定义是基于铯133超精细能级跃迁频率, 该频率处于微波波段。铯原子钟是直接复现秒定义的基准微波原子钟, 它从最初的热铯束钟进化到激光冷却铯原子喷泉钟, 总不确定度达到了 2×10^{-16} 。随着喷泉钟技术水平的提高, 运行可靠性不断提升, 基准微波钟不仅可以校准守时钟, 还可以驾驭氢钟作为复合守时钟使用, 在时频体系中发挥着重要作用。

关键词 原子钟, 基准, 喷泉钟

Abstract Currently, the definition of the SI unit second is based on the cesium-133 hyperfine transition frequency in the microwave range. The primary frequency standards use cesium atomic clocks, which evolved from hot beam clocks to laser-cooled fountain clocks, and the total uncertainty reached 2×10^{-16} . The primary microwave clock plays an important role in time and frequency systems, it can be used not only for time keeping clock calibration, but also for steering the hydrogen maser as a time keeping clock with technical progress and reliability improvement.

Keywords atomic clock, primary standard, fountain clock

1 秒定义: 从“天文秒”到“原子秒”

时间是描述事件发生前后序列的物理量, 我们看不见也摸不到它, 但能切实地感受到它的不停流逝。自古以来, 人类在生产生活实践中, 通过对天体运动和昼夜更替的观察来计时, 将一天分为86400秒, 从而得到了秒的长度, 称为“天文秒”。工业革命之后, 随着生产力的飞速发展, 人们对计时的要求越来越高, 精度开始超过秒的量级。同时, 随着精密计时工具的发明, 天文学家发现从天文观测中得到的秒长并不稳定。因为地球自转和公转运动的周期不是恒定不变的, 而

是时快时慢。量子力学的建立和发展, 使科学家认识到原子内部电子能级间的特征跃迁频率, 具有比天文现象更高的稳定度, 不随时间地点的变动而变化, 更适用于作为时间标准, 从而产生了原子钟, 由原子钟生成的秒, 称为“原子秒”。1967年第13届国际计量大会将秒定义为铯133原子在无外界干扰的条件下基态两个超精细能级间跃迁对应的辐射频率上。2018年国际计量大会用基于常数的新理念重新表述了秒定义: 当铯的频率, 即铯133原子基态的超精细能级跃迁频率以单位Hz(即 s^{-1})表示时, 将其固定数值取为9192631770来定义秒^[1, 2], 秒用符号s表示。直接复现秒定义的铯原子钟也被称为基准钟(primary

frequency standard)。

铷原子与铯原子同为IA族，物理属性相近，其基态超精细跃迁频率被选为秒的次级表示^[3]。近年来，随着超稳激光和光梳技术的发展，光钟的指标不断提升，其自评估的不确定度指标已经比铯基准钟高2个数量级，国际计量技术委员会因此增加了10个光频段的秒定义次级表示^[3]，包括⁸⁷Sr、⁸⁸Sr、Yb、Hg和离子Hg⁺、Al⁺、Sr⁺、Yb⁺(E2跃迁和E3跃迁)及Ca⁺，规定了跃迁频率推荐值和不确定度。复现秒的次级表示的原子钟又称为次级基准钟(secondary frequency standard)。

2 基准微波钟的发展历史与现状

古人计时多使用日晷、沙漏、水钟等，利用自然的变化来计时，计时精度很差。摆钟的出现是一个伟大的变革，它不仅能够将计时精确到秒，更是一种全新的钟表原理，即利用稳定的振荡源和计数器的组合来计时，机械钟表的振荡频率在Hz量级。为了达到更高的时间测量精度，就要使用更高的稳定振荡频率。如图1所示，最初使用的机械振荡频率只有Hz到kHz量级，后来发展起来的基于晶振(晶体振荡器)的电子钟表的振荡频率为kHz到几百MHz，精度更加准确。但晶振的振荡频率受外界环境影响很大，稳定度比较差。某些原子、分子的特定跃迁频率具有优异的稳定性和复现性，非常适合作为时间频率基准，于是原子钟应运而生。原子钟包含微波原子钟和光学原子钟，频段覆盖了图1中的微波段和光学段。

1955年，英国国家物理实验室(NPL)率先成功研制了热铯束原子钟^[4]，促成了秒定义由天文秒到原子秒的转换。此后，热铯束原子钟分两个方向发展：一是作为基准用的大铯钟，为了达到更好的指标，使用了更大的尺寸；另一个方向是，缩小体积，提高可靠性，实现长时间连续工作，

逐渐商品化，成为应用最广的商业频率标准。目前指标最好的商品铯钟是美国HP5071A铯钟，单台铯钟的频率准确度为 10^{-13} 水平，铯原子钟的准确度可以进入 10^{-14} 。我国从事铯原子钟研发已有多年的，近年来在北斗系统工程建设需求牵引下，航天科技集团五院510所、航天科工集团二院203所、北京大学和湖北汉光公司都参与了相关研究工作，取得了重要突破。已经研制出的铯原子钟频率准确度和频率稳定度与HP5071A铯钟相当^[5]。

为了进一步改进铯束原子钟微波腔引进的腔相移，1953年，麻省理工学院的Zacharias提出了喷泉频标的方案^[6]，在这种方案中，原子像喷泉一样做上抛运动，在重力作用下，上升和下落阶段会与同一微波场发生两次作用，得到Ramsey干涉。这种方案可以使装置体积缩小的同时，单一微波场也可以消除双微波场相位差引进的误差。但是原子的温度太高，速度分布太大使得实验失败。随着20世纪90年代激光冷却原子技术的发展^[7, 8]，使得原子喷泉钟成为可能。激光可以将原子团冷却至 μK 量级，接近绝对零度，冷原子团扩散速度慢了下来，降至 cm/s ，经过喷泉式的上抛下落运动后，探测原子的荧光信号，得到原子跃迁的频率值。1995年，法国巴黎天文台的Clairon研究组研制成功第一台激光冷却的铯原子喷泉钟^[9]，使复现秒长的不确定度比热铯束钟提高了2个数量级。之后，十几个国家和地区的计量机构先后开展了此项工作，铯原子喷泉钟成为了新一代的基准钟。目前，向国际计量局报送数据的有11个国家的19台喷泉钟^[10]，它们共同驾驭国际原子时。现今德国联邦物理技术研究院、法国巴黎天文台、俄罗斯国家技术物理及无线电工程研究院和英国国家物理实验室的铯原子喷泉钟的A类不确定度和B类不确定度都可以达到 4×10^{-16} 以下^[11]。中国计量科学研究院研制的NIM5

铯原子喷泉钟是我国参与驾驭国际原子时唯一的一台基准钟，B类不确定度为 9×10^{-16} ^[11]。

B类不确定度是分析影响系统输出频率的各项物理因素时引入的不确

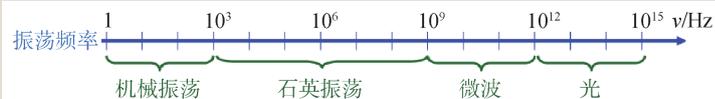


图1 振荡频段分布

定度，主要受限于微波功率相关频移、冷原子碰撞频移、引力红移和黑体辐射频移等。美国国家标准与技术研究院(NIST)和意大利国家计量研究院(INRIM)通过将物理系统整体放置在低温环境中降低黑体辐射引进的不确定度至 1.0×10^{-17} 左右^[12, 13]，法国、英国采用宾夕法尼亚州立大学Kurt Gibble提出的微波腔相位差的评定方法^[14]，将微波相关频率降低到小于 2×10^{-16} ^[15, 16]。法国也采用绝热快通过的方法控制原子云密度，在原子数较多的条件下，依然可以将冷原子碰撞频移不确定度控制在小于 1×10^{-16} ^[17]。

喷泉钟的稳定度主要受限于本振源的相位噪声。近年来，随着超稳微波技术的不断发展，法国巴黎天文台时间空间参考实验室(LNE-SYRTE)^[18]、德国联邦物理技术研究院(PTB)^[19]、日本信息通信研究所(NICT)^[20]、中国计量科学研究院(NIM)^[21]和中国科学院国家授时中心(NTSC)^[22]先后使用超稳微波源作为喷泉钟本振，使得喷泉钟的短期稳定度指标提升，达到或接近量子噪声极限。其中，德国PTB的CSF2通过和离子光钟的拍频，得到喷泉钟的稳定度为 $2.5 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ 。某些单个性能比较突出的特色喷泉频标也发展起来，例如连发喷泉钟^[23]、连续原子钟^[24]、多抛喷泉钟^[25]等。

除了铯原子喷泉钟外，铷原子喷泉钟以其碰撞频移小，激光光源性能更好等优点吸引了很多机构的研究兴趣^[26-31]。铷原子的超精细能级跃迁频率也是秒的次级定义。目前，铷原子喷泉钟既可以作为基准钟参与驾驭国际原子时，也可以作为守时钟参与生成国际原子时。

3 基准微波原子钟的工作原理

3.1 原子钟工作原理

原子钟的工作原理如图2所示，使用本振源(晶振或者超稳微波源)的5 MHz、10 MHz、100 MHz等标准频率，一分为二。一路作为输出，另一路通过频率综合器(即倍频、分频、合频等方

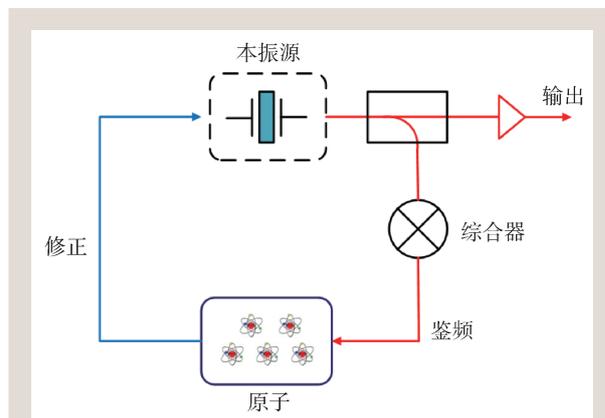


图2 原子钟基本原理示意图

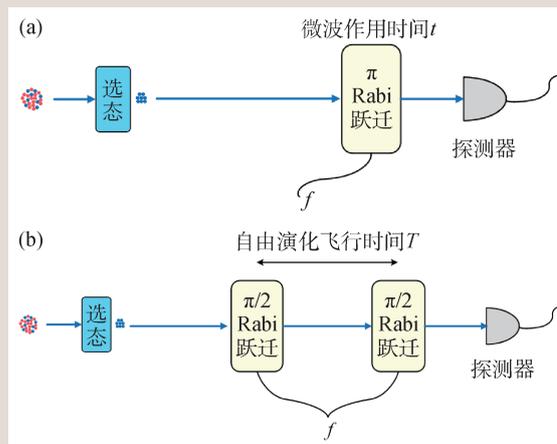


图3 (a) Rabi振荡工作原理图；(b) Ramsey干涉工作原理图

式得到特定频率数值)输出原子钟跃迁的频率，将此频率信号作用于原子系综，使得原子发生能级跃迁，利用跃迁几率作为误差信号反馈至本振源，最终将本振源的频率锁定到原子跃迁频率上。图2中红线表示射频或者微波等电磁波信号，蓝线表示低频的调制控制信号。原子跃迁分为拉比(Rabi)振荡和拉姆齐(Ramsey)干涉两种。

3.2 Rabi振荡与Ramsey干涉

原子钟建立在原子与光、微波射频等电磁辐射场相互作用的基础上。我们将原子简化成一个二能级系统，即基态 $|g\rangle$ 和激发态 $|e\rangle$ 两个能级。两个能级之间的原子跃迁频率为 f_{eg} ，当电磁辐射场的频率 f 与 f_{eg} 相等时，发生共振，这时就出现Rabi振荡，如图3(a)所示。原子在共振辐射场作用下以Rabi频率 Ω 在基态 $|g\rangle$ 和激发态 $|e\rangle$ 之间随

着时间 t 振荡。如果初态是基态 $|g\rangle$ ，当 $\Omega t = \pi$ 时，则原子发生了一个完整的跃迁，变成了激发态 $|e\rangle$ ；而当 $\Omega t = \pi/2$ 时，原子处在两个态的叠加态上，各有 50% 的几率。对于上述两种情况下的相互作用持续时间的辐射场脉冲，我们分别称为 π 脉冲和 $\pi/2$ 脉冲。当 $\Omega t = \pi$ 时，如果在能级跃迁频率 f_{eg} 附近扫描辐射场频率 f ，就能得到 Rabi 曲线，如图 4(a) 所示。

Ramsey 干涉的工作原理如图 3(b) 所示，一束原子从原子炉中喷出，被制备到基态 $|g\rangle$ ，先后经过具有相同相位的微波场 R_1 和 R_2 。当馈入的微波频率 f 接近原子基态 $|g\rangle$ 和激发态 $|e\rangle$ 的跃迁频率 f_{eg} 时，原子微波发生 2 次作用，中间自由飞行了一段时间 T 。当 R_1 中的微波脉冲强度设置到 $\Omega T = \pi/2$ 时，发生 $\pi/2$ 跃迁。此时，原子处在基态和激发态几率相等的叠加态上。之后，原子在 T 时间自由演化，进入 R_2 时， R_2 施加另一个 $\pi/2$ 的微波脉冲。原子和微波累积的相位差 $\Delta\varphi = 2k\pi$ ($\Delta\varphi =$

$2\pi(f_{eg} - f)T$)， k 为整数时 ($k = 0$ 时，微波频率与原子跃迁频率一致)， R_1 和 R_2 两个微波脉冲与原子的相位一致，微波作用效果叠加，原子刚好经历了两个 $\pi/2$ 的 Rabi 振荡，发生 π 跃迁，跃迁到激发态 $|e\rangle$ 。如果 $\Delta\varphi = (2k + 1)\pi$ ，第二个微波脉冲刚好抵消掉第一个脉冲的作用，原子又回到了基态 $|g\rangle$ 。一般情况下，原子会停在叠加态上，探测到基态或者激发态的几率为 $P_g = 1 - P_e = (1 - \cos \Delta\varphi)/2$ 。探测器通过测量 $|g\rangle$ 与 $|e\rangle$ 态的原子数计算得到原子跃迁几率。当 f 在 f_{eg} 附近扫描时， P_g 和 P_e 呈现出间隔为 $1/T$ 的干涉条纹，如图 4 (b) 所示。

当把微波频率锁定至 Rabi 曲线或者 Ramsey 中央条纹的峰值 f_{eg} 时，就得到了频率标准，形成了原子钟。

3.3 激光冷却铯原子喷泉钟原理

为了提高基准钟的稳定度，需要压窄 Ramsey 条纹线宽，这就需要增加原子的干涉时间。利用冷原子喷泉技术，可以有效增加原子的干涉时间。冷原子喷泉钟利用激光俘获并制冷原子至 μK 量级，通过移动光学黏胶将原子上抛，形成原子喷泉。原子在上抛下落过程中，经过同一微波腔 (Ramsey 腔)，完成 Ramsey 跃迁锁定微波频率得到钟信号。

铯原子喷泉钟包括真空物理系统、激光光学系统、微波频率综合器和电子控制系统。真空物理系统提供原子与光和微波作用的场所，包含真空、磁屏蔽、地磁补偿、微波腔等部件。激光光学系统提供冷却俘获原子的冷却光和重泵浦光，探测原子荧光信号的探测光，并根据需要对这些光进行变频变幅。微波频率综合器提供选态微波和激励微波。激励微波需要使用低相位噪声的本地振荡器，通常是氢钟或者锁相

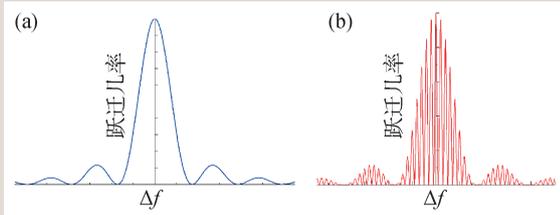


图 4 (a) Rabi 跃迁曲线；(b) Ramsey 干涉条纹

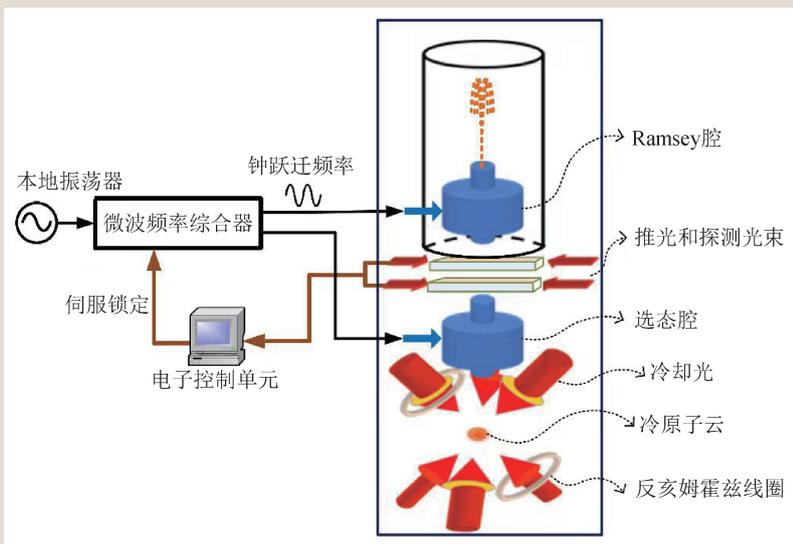


图 5 铯原子喷泉钟原理框图

至氢钟的超稳晶振。电子控制系统控制着各个部件按照喷泉钟的时序精确地使原子与光和微波发生作用。喷泉钟的运行原理如图5所示,从下到上分别是冷原子制备与上抛区、微波选态腔、推光和探测光区、喷泉管(包括Ramsey腔)。这些区域处在 10^{-7} Pa的真空下,原子通过真空封装的光窗和微波馈线分别与外界的激光和微波发生作用。原子先后经历了冷却俘获、上抛和后冷却、选态制备、Ramsey腔微波鉴频、探测荧光信号五个过程后,计算机从探测到的原子荧光信号中,提取出频差信号,通过比例-积分(PI)锁定方法,将本机振荡器的频率锁定到原子的Ramsey谱线的中央条纹的峰位上。

(1) 原子的冷却俘获

铯原子喷泉钟的核心技术就是冷原子制备和操控。图6为铯133原子的能级图,激光冷却使用 D_2 谱线的 $|F=4\rangle \rightarrow |F'=5\rangle$ 激光循环跃迁,冷却过程中原子有较小概率跃迁至 $|F=3\rangle$ 态上,为了防止原子累积在此态成为“暗态”,还需要使用 $|F=3\rangle \rightarrow |F'=4\rangle$ 激光作为重泵浦光,将原子抽运至 $|F=4\rangle$ 态。激光冷却俘获的通用技术是磁光阱技术。使用一对反亥姆霍兹线圈形成的梯度磁场、三对正交的圆偏振激光场和一束重泵浦激光,在磁场零点中心区域形成磁光阱来俘获并冷却原子。此种方法俘获原子效率较高,可以提高信噪比和短期稳定度,但由于原子云密度大会引入较大的碰撞频移。还有一种方法是不用磁场,直接使用激光形成的光学黏胶来冷却原子。这种方法获得冷原子的效率较低,冷原子密度低,有助于降低碰撞频移。

(2) 原子的上抛和后冷却

通过磁光阱或者光学黏胶冷却的原子温度在 $100 \mu\text{K}$ 左右,需要使用偏振梯度冷却技术进一步冷却原子,即为后冷却。偏振梯度冷却是将冷却激光频率大失谐几十MHz的同时,光强也大幅衰减,实现亚多普勒冷却将原子冷却到几 μK 量级。原子上抛是通过向上向下的激光频率 f_1 和 f_2 的相对失谐量,形成移动光学黏胶,其原理如图7所示。在移动坐标系中,需要使具有速度 v 的原子感受到对射的两束光的频率相等。因此 $2kv = f_2 - f_1$

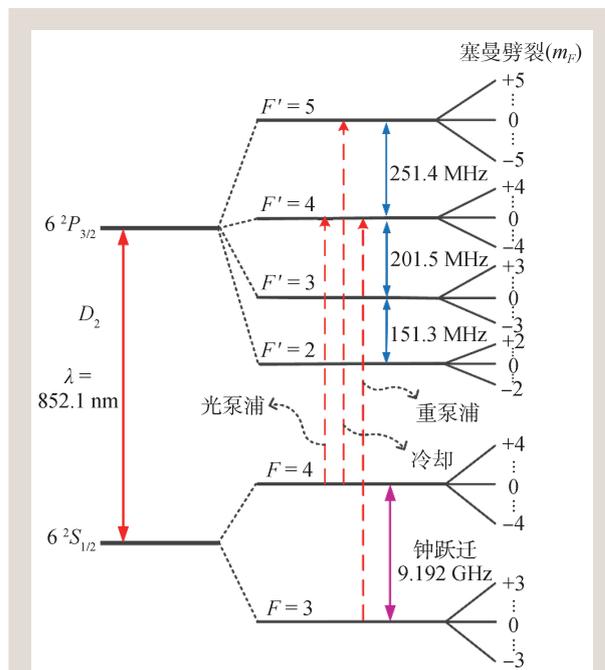


图6 铯133原子的能级图

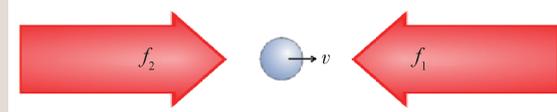


图7 移动光学黏胶原理图

(k 为波矢),通过调节对射光的失谐量,可以得到需要的抛射速度。

(3) 原子的选态制备

经过冷却上抛的铯133原子均匀地分布在 $|F=4\rangle$ 的9个塞曼子能态上。选态是通过磁场使塞曼子能级发生劈裂,只有 $|F=4, m_F=0\rangle \rightarrow |F=3, m_F=0\rangle$ 的跃迁频率与微波频率共振发生Rabi跃迁,处在 $|F=4, m_F=0\rangle$ 子能态的原子跃迁到 $|F=3, m_F=0\rangle$,其余原子仍保持在 $|F=4\rangle$ 的能态上。原子继续上行至推光与探测光区, $|F=4\rangle \rightarrow |F'=5\rangle$ 的行波光场与 $|F=4\rangle$ 态上的原子作用,将原子加热并推走,只剩下了处于钟态 $|F=3, m_F=0\rangle$ 的冷原子。至此,完成了原子态制备。值得一提的是,对于铯133原子,只有1/9的上抛原子制备到 $|3, 0\rangle$ 钟态,损失较大,为了提高制备原子的比例,可以使用光抽运技术^[32, 33],用 D_2 线的 $|F=4\rangle \rightarrow |F'=4\rangle$ 的 π 跃迁,

$|F = 4, m_F = 0\rangle$ 到 $|F' = 4, m_F = 0\rangle$ 是禁忌跃迁, $|F = 4, m_F = 0\rangle$ 成为暗态将更多原子布局到此态增加钟态原子数。此时, 同样需要 $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ 的重泵浦光抽运原子, 将回落到 $|F = 3\rangle$ 态的原子重新抽运到 $|F = 4\rangle$ 态, 再经过选态微波腔, 就可以使得大部分的上抛原子都制备到 $|F = 3, m_F = 0\rangle$ 态。

(4) Ramsey 腔微波鉴频

制备好的 $|F = 3, m_F = 0\rangle$ 态的冷原子继续上行, 进入 Ramsey 微波腔。Ramsey 微波腔是上下开孔的柱形微波腔, 微波模式为 TE_{011} 。上行过程穿过 Ramsey 微波腔, 继续上行一段距离到达顶点, 然后下落, 下落过程再次穿过 Ramsey 微波腔。这就实现了间隔一段自由演化时间, 两次与同一微波场作用, 形成 Ramsey 干涉。一般喷泉钟自由演化时间约为 0.5 s, Ramsey 的条纹线宽约为 1 Hz。

(5) 原子荧光信号的探测

Ramsey 干涉后的冷原子继续下落, 进入推光/探测光区, 分别探测冷原子在 $|F = 4\rangle$ 和 $|F = 3\rangle$ 两个态上的原子分布情况 N_4 和 N_3 , 进而计算出跃迁概率 $P = N_4 / (N_3 + N_4)$ 。具体来说, 先使用频率接近 $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ 跃迁频率的探测光, 处于 $|F = 4\rangle$ 态上的原子会发出荧光并同时被加热推走, 在与探测光垂直的方向上收集荧光信号 N_4 , 此信号正比于 $|F = 4\rangle$ 态原子数。之后同时加上探测光和 $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ 的重泵浦光, 将

$|F = 3\rangle$ 态的原子抽运至 $|F = 4\rangle$ 态进行探测, 再通过另一个 $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ 探测这些原子, 得到 N_3 。从而得到跃迁几率 $P = N_4 / (N_3 + N_4)$ 。

铯原子喷泉钟在 Ramsey 微波腔中, 馈入的是频率方波调制的微波信号, 使得 Ramsey 干涉交替发生在 Ramsey 中央条纹两侧的半高点上, 也就是跃迁几率 $P = 0.5$ 附近, 通过提取左右跳频的跃迁几率差值作为误差信号, 通过比例-积分控制锁定, 就可以将本振锁定至铯原子能级跃迁频率上。

3.4 铯原子喷泉钟的不确定度评定

铯原子的钟跃迁频率, 会受到周围磁场、光场、温度辐射场、原子碰撞等因素的影响而发生偏移。因此, 基准钟最重要的一项工作是对影响其输出频率的各项物理因素进行修正, 并评定其不确定度。铯原子喷泉钟频率的不确定度主要由 A 类不确定度和 B 类不确定度组成。A 类不确定度代表着喷泉钟的稳定度, 原子钟的频率稳定度一般用阿伦(Allan)方差(其平方根为 Allan 偏差)来表示, 随着采样时间的增大, Allan 方差会逐渐减小。稳定度一般用 Allan 标准差来表示, 图 8 是中国计量科学研究院研制的 NIM6 铯原子喷泉钟的稳定度, 由图可得 NIM6 的天稳定度可以达到 7×10^{-16} 以下。B 类不确定度代表频率修正的不确定度。依据喷泉钟的工作原理, 需要对以下物理效应引进的频移进行评定: 二阶塞曼频移、冷碰撞频移、微波功率相关频移、黑体辐射频移、引力红移、马约拉纳效应、光频移、腔牵引频移、背景气体碰撞频移等。

下面介绍其中影响较大的几项。

(1) 二阶塞曼频移

喷泉管的外面有一个通电螺线管在 Ramsey 干涉区间提供垂直方向上的约百 nT 的磁场(C 场), 提供量子轴, 这可以消除铯原子塞曼能级的简并状态, 使得原子只发生 $|F = 3, m_F = 0\rangle$ 至 $|F = 4, m_F = 0\rangle$ 的钟跃迁。因为原子跃迁发生在磁量子数为 0 的状态, 所以 C 场带来的系统频移只

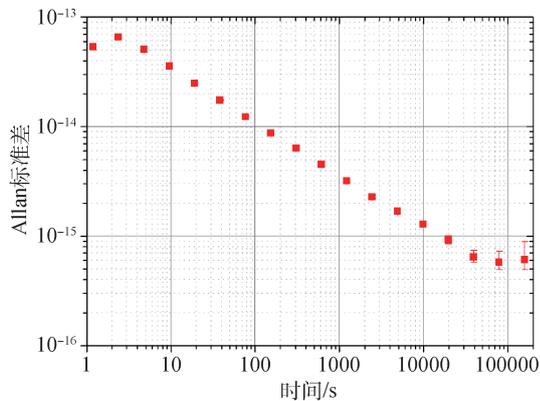


图8 NIM6 铯原子喷泉钟的稳定度

有二阶塞曼效应。一般来说，二阶塞曼频移在 10^{-14} — 10^{-13} 量级，这是铯原子喷泉钟最大的频移项。要精确计算此项频移及其不确定度，需要精确测量C场分布。最常用的办法是使用 $|F = 3, m_F = 1\rangle$ 至 $|F = 4, m_F = 1\rangle$ 跃迁的Ramsey谱测量Ramsey微波腔附近不同高度的磁场分布，再代入相关公式得到频移值及其不确定度。

(2) 碰撞频移

冷原子云内的原子间会发生碰撞，这种碰撞会产生频移。原子的碰撞截面大小与原子云温度、初始原子云体积、原子干涉区态分布相关。在上述条件不变的情况下，频移量正比于原子云密度。对于铯喷泉基准钟，通常在高、低两种不同的原子密度下工作，分别得到高密度下的2个频率值，线性拟合得到零密度下的频率。不同原子的碰撞截面不同，铷原子的碰撞截面比铯原子小1—2个数量级。

(3) 微波功率相关频移

在铯原子喷泉钟的系统频移中，与微波相关的频移项包括微波谱不纯、微波泄漏、微波腔相位差等。微波谱不纯是指微波场在钟跃迁频率附近的不对称杂散边带引起的频移，微波源通过在设计加工时压低噪声减小此项频移。微波泄漏是指馈入Ramsey腔的微波通过耦合腔、截止波导、装配缝隙等泄漏到腔外，与冷原子发生作用产生频移，此项频移可以通过增加微波干涉开关来评估微波泄漏的频移和不确定度。微波腔相位差是因为Ramsey腔中各个位置的微波相位由于存在微弱的行波场而存在差异，而且原子上抛下落方向、Ramsey腔中心轴向和竖直方向三者之间存在角度，使得原子上抛和下落时经历的Ramsey腔的位置不同，冷原子感受到的相位也不相同，从而产生频率误差。为了消除此项误差，需要调节Ramsey腔的切斜角度，在不同共振功率上测量计算。

(4) 黑体辐射频移

在冷原子发生Ramsey干涉期间，周围环境热辐射与原子作用会引起交流斯塔克效应从而导致频移。黑体辐射频移是关于绝对温度的函数。通

表1 NIM6铯原子喷泉钟频率偏差及B类不确定度

物理效应	条件参数	频率偏差/ 10^{-15}	不确定度/ 10^{-16}
二阶塞曼效应	C场平均磁感应强度 124.8 nT	72.39	0.2
碰撞频移	低密度相对原子数平均值 49.3, 约为高密度的1/2	-5.08	2.1
干涉开关	—	0	0.01
微波泄漏	—	0	$\ll 1.0$
微波腔相位差	—	0	3.9
微波谱不纯	—	0	$\ll 1.0$
黑体辐射	喷泉管温度 295.68 K	-16.34	0.4
引力红移	平均海拔高度 108.2 ± 0.3 m	11.80	0.3
光频移	—	0	$\ll 1.0$
合成	—	67.85	4.5

过精准控制周围温度或者将系统置于低温区可以降低此项频移引进的不确定度。

(5) 引力红移

引力红移是由于相对论效应引入的，体现了引力场对于频率的影响。不同海拔的引力势不同，喷泉钟所测得的频率也会有所不同，在海平面附近，1 m的高度差引进的相对频差是 1.09×10^{-16} 。因此，喷泉钟的比较需要在同一海拔高度进行，即不同海拔的喷泉钟需要对各自的引力红移进行修正。

以上为较大的几项频移，其他频移项都比较小，在 10^{-17} 量级及以下，可以忽略。表1是2022年NIM6评定的频移和对应的不确定度。

4 基准微波钟的未来展望

基准微波钟的使用，有效地提升了协调世界时的指标，使其稳定度达到小系数 10^{-16} 的水平。随着超稳微波技术的不断发展，使用超稳微波有望进一步提升喷泉钟的稳定度指标，天稳进入 10^{-17} 量级，同时可以进一步提升不确定度指标。增强运行可靠性，直接用作守时钟，提升原子时标的性能。

与微波钟相比，光钟的工作频率比微波频率高4个数量级，因此其相对频率稳定性可以达到更高指标，将秒定义变革提到议事日程。如果秒定义变到光频跃迁，基准微波钟将向何处去？可

以肯定的是,基准微波钟不再是“基准”,但也不会被淘汰,它会作为次级秒定义,在驾驭时标和守时中继续发挥重要作用。原因主要有两点,一是目前时频传递主要还是依靠成熟的有线或无线射频微波传输技术,光频传递时频尚未普及;二

是相比光钟,基准微波钟的结构要简单得多,可靠性提升也相对容易。作为基准微波钟的喷泉钟未来一定可以实现长时间连续运行,再利用多台喷泉钟形成钟组,实现冗余备份,就能发挥更大的作用。

参考文献

- [1] Bureau International des Poids et Mesures. *Meas. Tech.*, 2019, 62: 472
- [2] 宋明顺,方兴华,马爱文等. *计量学报*, 2019, 40(4): 541
- [3] Riehle F, Gill P, Arias F *et al.* *Metrologia*, 2018, 55(2): 188
- [4] Essen L, Parry J V L. *Nature*, 1955, 176(4476): 280
- [5] 张军,王向磊,王路生等. *时间频率学报*, 2018, 41(3): 162
- [6] Lemonde P, Laurent P, Santarelli G *et al.* *Frequency Measurement and Control: Advanced Techniques and Future Trends*. Berlin: Springer, 2001. pp.131—153
- [7] Chu S, Hollberg L, Bjorkholm J E *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1985, 55: 48
- [8] Kasevich M, Chu S. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 69: 1741
- [9] Clarion A, Laurent P, Santarelli G *et al.* *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 1995, 44: 128
- [10] https://webtai.bipm.org/database/show_psf.html
- [11] <https://webtai.bipm.org/ftp/pub/tai/Circular-T/cirt/cirt.424>
- [12] Heavner T P, Donley E A, Levi F *et al.* *Metrologia*, 2014, 51(3): 174
- [13] Levi F, Calonico D, Calosso C E *et al.* *Metrologia*, 2014, 51(3): 270
- [14] Li R, Gibble K. *Metrologia*, 2010, 47: 534
- [15] Guena J, Li R, Gibble K *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 106: 130801
- [16] Li R, Gibble K, Szymaniec K. *Metrologia*, 2011, 48: 283
- [17] Santos F P D, Marion H, Bize S *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89: 233004
- [18] Millo J, Abgrall M, Lours M *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2009, 94: 141105
- [19] Weyers S, Lipphardt B, Schnatz H. *Phys. Rev. A*, 2009, 79: 031803
- [20] Kumagai M, Ito H, Kido K *et al.* Recent Improvements of NICT Atomic Fountains CsF1 & CsF2. In: Conference on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM 2016), 2016. pp.1—2
- [21] Dai S, Fang F, Liu K *et al.* *Proc. SPIE*, 2018, 10825: 1082515
- [22] Tai Z, Yan L, Zhang Y *et al.* *Chin. Phys. Lett.*, 2017, 34(9): 090602
- [23] Legere R, Gibble K. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81: 5780
- [24] Dudle G, Joyet A, Berthoud P *et al.* *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 2001, 50: 510
- [25] Jefferts S R, Heavner T P, Donley E A *et al.* Second Generation Cesium Fountain Primary Frequency Standards at NIST. In: Proceedings of the 2003 IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition Jointly with the 17th European Frequency and Time Forum Tampa, USA, 2003. p.1084
- [26] Fertig C, Gibble K. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 85(8): 1622
- [27] Cheng H, Zhang Z, Deng S *et al.* *Rev. Sci. Instrum.*, 2021, 92: 054702
- [28] Peil S, Crane S, Swanson T. The USNO Rubidium Fountain. In: IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition, 2006. p.304
- [29] Blinov I, Boiko A, Koshalievskii N *et al.* First Experiments on Application of Rb Fountain Frequency Standards for TA(SU) Time Scale Maintenance. In: European Frequency and Time Forum, 2018. p.257
- [30] Chen W, Fang F, Liu K *et al.* *Front. Phys.*, 2022, 10: 956452
- [31] Zhang H, Ruan J, Liu D *et al.* *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 2022, 71: 1008312
- [32] Szymaniec K, Noh H R, Park S E *et al.* *Appl. Phys. B*, 2013, 111: 527
- [33] Han L, Fang F, Chen W *et al.* *Chin. Phys. B*, 2021, 30(8): 080602

读者和编者

《物理》有奖征集封面素材

为充分体现物理科学的独特之美,本刊编辑部欢迎广大读者和作者踊跃投寄与物理学相关的封面素材。要求图片清晰,色泽饱满,富有较强的视觉冲击力和很好的物理科学内涵。

一经选用,均有稿酬并赠阅该年度《物理》杂志。

请将封面素材以附件形式发至: physics@iphy.ac.cn; 联系电话: 010-82649029。

《物理》编辑部