

# 离子光频标的研究进展和空间应用展望\*

高克林<sup>†</sup>

(中国科学院武汉物理与数学研究所 波谱与原子分子物理国家重点实验室 武汉 430071)

**摘要** 现在人们正发展和评估新型的光频标的特点和应用. 光频标由于其参考频率在  $10^{15}$  的量级, 比微波频率高出 4—5 个数量级, 在相同的谱线线宽条件下, 光频标的精度与微波频标相比具有很大的优越性, 可望成为新的频率基准, 有可能在微重力环境中得到应用.

**关键词** 囚禁离子, 光频标, 空间应用

## The progress and space applications prospects of ion frequency standards

GAO Ke-Lin<sup>†</sup>

(State Key laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics, Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China)

**Abstract** New optical frequency standards are being developed, and their features and applications evaluated. Since the reference frequencies of optical frequency standards are at the  $10^{15}$  Hz level, which is four to five orders of magnitudes higher than current microwave standards, future optical standards have obvious advantages. These will probably become the new reference standards, and will have potential applications in weak gravitation environments as well.

**Keywords** trap ion, optical frequency standards, space applications

## 1 引言

原子频标(原子频率标准的简称)是利用量子力学原理制成的高稳定性和高准确度的频率、时间信号产生系统(成为一个装置时又称为原子钟). 原子标准是人类生产和科学活动的基本条件. 在人们目前所涉及的物理常数中, 时间频率作为最精密、最准确的计量单位, 决定着其他许多物理量和基本物理常数的定义和精度, 时频精度的每一次提高, 都使人们对物质世界有更深层的认识.

原子频标不仅可用于精密检验物理学基本理论和定律(如量子力学、相对论和引力场等)、精确测量物理常数及可能的变化(如精细结构常数  $\alpha$  等), 同时已广泛应用于国民经济各个领域, 如全球定位系统(GPS)以及信息高速公路(通信、网络)和城市

交通管理等方面.

原子频标的研究已有 50 多年的发展历史. 由于科学研究和应用技术发展的需求, 原子频标已发展成一个种类很多、相关技术覆盖面很广的集基础研究和应用技术研究为一体的领域. 1967 年, 第 13 届国际计量大会把铯原子  $^{133}\text{Cs}$  同位素基态的两个超精细能级之间跃迁(其跃迁频率在微波波段)所对应辐射周期的  $9\,192\,631\,770$  倍的时间定义为“秒”——原子时间, 目前世界的时间和频率基准(实验室型原子钟)的原子频标——冷铯原子喷泉的准确度达到  $3.3 \times 10^{-16}$ <sup>[1]</sup>, 对科学的发展起到了

\* 国家重点基础研究发展计划资助项目(批准号: 2005CB724500)、国家自然科学基金委员会重大项目(批准号: 60490280)

2008-07-31 收到

<sup>†</sup> Email: klgao@wipm.ac.cn

举足轻重的作用。

近年来,由于激光冷却、冷原子物理(1997年和2001年 Nobel 物理学奖)和锁模飞秒激光技术(2005年 Nobel 物理学奖)的发展,使得进一步提高原子分子光谱的测量精度成为可能。特别是光频的精密测量导致了原子光频标的迅速发展。

应用光频标可以提高相对精确度。频标的相对频率准确度和稳定度都和标称频率(希望获得的中心频率)成反比,光频率比微波频率高出5个量级,如果其对应的参考谱线的线宽 $\Delta\nu$ 与工作微波波段的传统频标(铷、氢、铯频标)相同,那么用于稳频谱线的( $Q = \nu_r/\Delta\nu$ )值则为微波频标的几万倍,即从理论上预言光频标的稳定度和准确度比微波频标高出4—5个量级。如在地面的囚禁和冷却离子光频标的预计不稳定性的极限为 $1 \times 10^{-15} \tau^{-1/2}$ ,其频率不确定度可达到 $10^{-18}$ <sup>[2]</sup>,比在微重力环境下的微波频标还要高出两个量级。

为了达到同样的测量精度,采用光频测量可以大大地缩短测量时间。根据测不准原理: $\Delta\nu\Delta t \sim 1$ ,可知,频率测量的精确度受到测量时间 $\Delta t$ 的限制。例如,若要测到 $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-14}$ ,用 $\nu \sim 10^{14}$  Hz的光频测量,所需时间为 $\Delta t \sim 1$  s,若采用微波频率,如氢激光器频率 $\nu \sim 1420$  MHz,则需要的时间为 $\Delta t \sim 10^5$  s,即一昼夜。因此,光频测量大大节约了时间。

应用光频标可以统一时间(频率)和长度的计量标准。单色电磁波的3个特征参量:频率 $\nu$ (或周期 $T = \nu^{-1}$ )、波长 $\lambda$ 和传播时间 $c$ 可由 $c = \lambda\nu$ 联系起来。若把 $c$ 看作常数,并给定精确的数值,则由单色波的频率就可算出波长。因此,如果有了光频频率标准,就可得到长度(波长)标准。

在高分辨光谱学中,光频标可用来直接测量谱线的频率、宽度和位移等,由此可研究原子、分子的能级结构(精细结构、超精细结构、高激发态、电磁场效应)进行物质的成分和结构分析,深入了解辐射场合物质相互作用的细节等。

利用激光冷却机理和技术<sup>[3]</sup>,可使原子的温度降至mk乃至nk量级,为制备多种形式的原子体系的量子态创造了条件。

相干控制飞秒激光在微波频率与光频率之间建立起了简捷而准确的关系<sup>[4]</sup>。现已实现稳定频率梳,将其锁定到铯原子频标或其他微波频标后,就可以进行任何近红外至可见光频段的直接比对和光学频率的绝对测量。

早期的光频标是稳频激光器,主要采用饱和吸

收或双光子吸收等技术,所达到的稳定度和准确度一般在 $10^{-11}$ 和 $10^{-12}$ 量级,比不上好的微波频标。光频标的突破性进展是囚禁冷却单个离子和冷原子光频标的出现<sup>[5]</sup>。

冷原子光频标的发展是目前最有发展潜力的原子钟。极有可能在新一代的时间频率基准和全球定位系统以及空间物理实验中得到应用。

## 2 光频标的构成

光频标同微波频标一样,由振荡器和计数器两个基本部分组成。

振荡器由超窄线宽稳定激光源和不受相互碰撞及外界环境干扰的原子或分子体系组成。

目前采用的光频标有两种原子体系:一是囚禁冷却的原子团;二是囚禁冷却的单离子。

在冷原子光频标中,美国实验天体物理学联合学院(JILA)的光晶格Sr钟的不确定度已达 $10^{-16}$ 量级<sup>[6]</sup>。

离子阱装置利用在阱体区域内特定构型的静电、静磁或射频场将带电离子约束在阱内,并处于超高真空环境中,可使被研究的原子体系处于几乎孤立的“不受干扰”的环境,并有很长的囚禁时间以便“观察”,是研究原子特性的理想手段。由于在精密测量方面的突出成就,奠基人 Dehmelt 教授获得1989年诺贝尔物理学奖。

实现单个离子的有效囚禁、冷却和测量是离子光钟的重要部分之一。

### 2.1 单个离子的囚禁

离子阱的种类很多,有 Paul 阱、Penning 阱、联合阱以及其他特殊的离子阱等。它们的基本原理相似,都是在特定构形的电极上加上静电场、交变电场或磁场的适当组合,囚禁离子用于实验。而用于单个离子囚禁的主要是 Paul<sup>[7]</sup>和 Penning 阱<sup>[8]</sup>,而由于单个离子光频跃迁的测量是在低磁场下完成的,所以在此主要描述 Paul 阱的囚禁原理。

标准的 Paul 阱如图1所示,由一绕z轴的旋转双曲面电极和一个以xy平面为对称切面的双曲环形电极组成。阱中的电势由加在环极相对帽极的电压 $U_0 - V_0 \cos \Omega t$ 所产生,其中 $U_0$ 为直流电压, $V_0$ 为射频电压, $\Omega$ 为射频场频率。

离子仅在一定的稳定区运动。稳定区依赖于离子的质量、阱的尺寸、所加电场的电压幅度和频率。

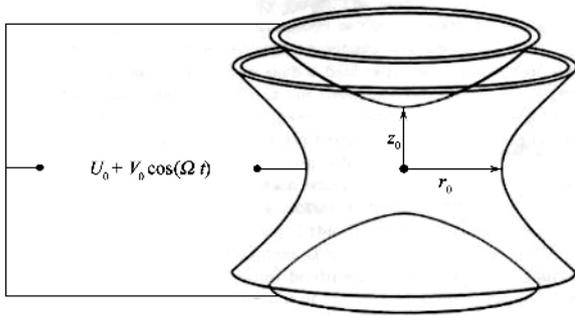


图1 标准离子阱的结构

离子在阱中受到一个指向阱心的平均囚禁力的作用. 离子在阱中的运动为囚禁力驱动下的简谐振动, 主要包括两种特征频率的运动: 即频率为  $\omega_r$  ( $\omega_z$ ) 的径向(轴向)宏运动, 加上具有较高频率  $\Omega$  而幅度相对较小的微运动.

Paul 阱的特点是用与时间相关的射频场产生囚禁势, 在一定的条件下可用赝势描述. 由于没有外加磁场所引起的塞曼效应的影响, 因此常被用于研究与离子内部能级结构有关的物理问题, 并在频标方向得到广泛的应用. 缺点是存在“射频加热”效应, 只有中心一个点的势为极小.

囚禁单个离子, 应使阱的尺寸尽量小, 标准的离子阱的尺寸为 cm 量级, 而有效的单个离子的实验所需的阱尺寸小于几个 mm. 在如此小的阱的环上打孔是不可能的, 而当激光通过标准阱的帽和环的间隙时, 散射光将严重阻碍实验的进行, 因而发展了各种简单的非标准的阱. 例如在金属片上钻一个洞作为阱的环, 把两帽极移到无限远处的 Paul - Straubel 阱<sup>[9]</sup>, 此阱由中心为一个内径 1mm 的小圆环以及环的周围较远处的补偿电极组成. Washington 大学的  $Mg^+$  光频标和目前德国的 Max - Planck 研究所的  $In^+$  光频标以及法国的 Provence 大学的  $^{40}Ca^+$  光频标实验均采用了这种阱型. 此外, 还有可加热的环 Paul 阱以及只剩下两个帽的 Paul 阱(图 2). 帽极阱是由两个对称的帽组成, 帽的周围有补偿电极, 后来发展为每根帽电极分为内外两个部分, 里面的芯上加射频电压, 外面部分加直流电压, 用来补偿离子的微运动. 这种结构的离子阱的好处在于它比 Paul 阱的结构开放, 离子能够感受到光的范围增大, 可以很好地实现离子的三维冷却<sup>[10]</sup>. 英国国家物理实验室目前的  $^{88}Sr^+$  光频标实验采用这种阱结构. 这些阱的特点是使冷却激光无阻碍地达到阱的中心, 从而可对离子进行有效的冷却和共振荧光的测量. 由于阱的势偏离了理想的描述, 须进行补



图2 帽极阱(英国国家物理实验室 NPL)

偿. 与通常的 Paul 阱比较, 囚禁电压要高出 2—10 倍. 同时采取一定的措施尽量克服由原子沉积于阱表面产生的附加势对信号的影响.

## 2.2 离子的激光冷却

通常离子阱的囚禁势的阱深大约为几个 eV 到几十个 eV, 这样囚禁离子的动能也在这一量级, 所以为了有效地捕获离子和在光谱测量中减小 Doppler 效应引起的展宽, 需要降低它们的动能. 使囚禁离子的温度从最初的几千 K(热运动)降低到 mK 量级. 常用的冷却方法有缓冲气体碰撞冷却、电磁辐射冷却、交叉离子束碰撞冷却和激光冷却等.

激光冷却是最有力的冷却手段, 特别是用它可以克服二阶 Doppler 效应造成的微波谱和光谱的谱线移动和增宽. 目前实验上常用的两种囚禁离子的激光冷却方式是 Doppler 冷却和可区分边带(sideband)冷却.

激光冷却原子的思想首先由 Hänsch 和 Schawlow, Wineland 和 Dehmelt 于 1975 年同时提出<sup>[3]</sup>. 其基本思想是利用光子的动量减小离子的动量.

对一个两能级系统的离子, 当冷却光频率  $\omega_L$  小于离子激发态的自发辐射的跃迁频率  $\omega_0$  时, 可根据多普勒冷却的机理利用散射力进行冷却. 如图 3 所示, 当冷却用的单色激光频率略低于离子跃迁共振频率, 离子向着激光方向运动时, 正的多普勒频移使离子与激光共振发生跃迁, 即离子从基态跃迁到激发态. 而处于激发态的离子会自发辐射回到基态(频率  $\omega_0$ ), 光子以等几率各向发散, 平均不损失动量, 总的结果是离子减速. 其极限温度由跃迁的自然线宽或反冲速度决定, 约为  $\hbar\Gamma/2k_B$  ( $\Gamma$  为跃迁的自然线宽,  $k_B$  为玻尔兹曼常数), 此时离子大约处在其运动量子态的第一激发态.

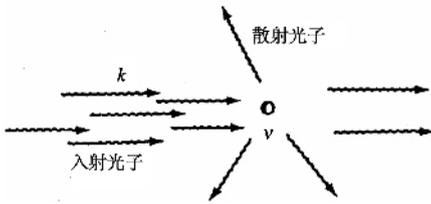


图3 Doppler 冷却的原理示意

一般而言,若要实现三维冷却则需要3束激光,但是在离子阱实验中,通常只采用一束激光进行冷却,原因是离子被阱电场束缚,是一个受迫振子运动的激光冷却;另外,将帽极之间的方向定为 $z$ ,环平面两个互相垂直的方向为 $x$ 和 $y$ ,当激光的波矢方向与 $x, y, z$ 的方向各成一定角度时,激光的波矢和离子的速度均可以分解成3个方向的分量,从而可以实现离子三维的冷却。

在 Doppler 冷却情况下,由于离子会受到光子的反冲动量,因此它的动量不能无限小,温度不能无限降低。Doppler 冷却的极限温度由跃迁的自然线宽决定,其值为

$$T_{\min} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (1)$$

当离子的宏运动频率 $\omega_z$ 小于跃迁的自然线宽时,宏运动边带是不可分辨的,这种情况叫做弱囚禁情况。而当离子的宏运频率 $\omega_z$ 大于离子激发态跃迁的自然线宽时(强囚禁条件),可以观察到由 Doppler 效应引起的边带 $\omega = \omega_0 + n\omega_z$  ( $n = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm n$ ) (图4)。如果激光对准其低的(红)边带 $\omega = \omega_0 - \omega_z$ ,离子吸收能量 $\hbar(\omega_0 - \omega_z)$ 跃迁到上激发态,然后自发辐射 $\hbar\omega_0$ 因而损失能量,导致离子能量减少为 $\hbar\omega_z$ ,由于离子的运动态是量子化的,则每次辐射的结果是离子的主量子数减少一个,这样反复多次,可得到 $\langle n_0 \rangle \ll 1$ ,使冷却离子处于量子力学的基态。

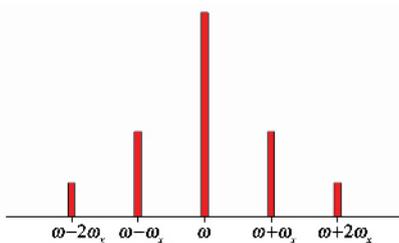


图4 可区分边带冷却的示意

通常选用的允许偶极跃迁的自发辐射线宽为几十 MHz,而典型的离子运动频率是 MHz 的量级,所

以要满足强囚禁条件,应采取一定的措施,已有的解决方案是:利用特殊形式的阱构型或提高囚禁场的频率和幅度,以达到提高 $\omega_z$ 的目的。通常采用的方法是微型阱加上高频和高压囚禁势,但这往往是非常困难的。因此需要采用一些特殊构型的阱,如 NIST 使用的是共轴共振驱动的射频离子阱<sup>[11]</sup>。

另外的方法是寻找合适的冷却跃迁以减小等效的跃迁线宽,因此往往采用离子跃迁线宽很窄的电偶极禁戒跃迁。能在常规阱囚禁参数下达到可区分边带的目的。如: NIST 利用  $\text{Hg}^+$  离子的电四极跃迁(S-D)完成了离子在二维处于基态的冷却实验<sup>[12]</sup>。对于 $^{40}\text{Ca}^+$ ,由于 $4S_{1/2} - 3D_{5/2}$ 跃迁的自然线宽约为 1Hz,这个值远远小于实验中的运动频率 $\omega_z$ (其值为 $2\pi \times 1\text{MHz}$ 左右),因此边带是完全可区分的,这时候采用 $4S_{1/2} - 3D_{5/2}$ 跃迁进行边带冷却是合适的。

通过边带冷却可以得到的最低温度比 Doppler 极限温度低很多。但是边带冷却采用的跃迁是电偶极禁戒跃迁,所以冷却过程非常微弱。因此在边带进行冷却之前,总是先通过 Doppler 冷却将离子冷却到 Doppler 极限。

对于光频标实验而言,只需将离子运动范围控制在 Lamb-Dicke 区域(离子的运动幅度小于探测激光的波长)即可。因此,往往只需要采用 Doppler 冷却就可以了,此时二级 Doppler 频移已低于 $10^{-17}$ 量级。

### 2.3 离子的产生和信号的检测

离子阱中离子的产生方法很多,最常见的是碰撞电离和加热电离。碰撞电离一般是采用电子枪发射的电子流轰击气态原子或分子产生离子,这种方法可以产生各种以气态存在的元素和化合物的离子,此外,对一些容易经过原子炉加热蒸发形成原子束的金属物质也可用此方法产生离子。通过对电子流大小和电子能量的控制,很容易控制电离过程和产物的选择,从而得到所需的离子。

一旦离子被产生并囚禁于离子阱中,对离子的研究便牵涉到离子信号的各种探测方法,常用的探测方法有射频共振吸收检测<sup>[13]</sup>、激光诱导荧光探测<sup>[14]</sup>和离子抛出质谱检测<sup>[15]</sup>。

荧光探测方法由于能给出离子的内部能级结构等信息,因而是最常用的离子检测方法。经过检测离子在激光作用下所发出的荧光可以监测阱中离子的运动,研究囚禁离子的动力学特性,还可用激光微波

双共振和光-光双共振的光谱来测量离子的能级精确谱结构。

量子跳跃是检测是否为单离子的有效手段,并可用于测量离子的量子态<sup>[16]</sup>。对于一个三能级体系的原子,往往存在激发态和亚稳态,并有共同的基态。而它们到基态的跃迁几率很不相同,从激发态到基态的跃迁为强跃迁,激发态的寿命往往是 $10^{-8}$  s,即在1s的间隔中发射 $10^8$ 个光子,而亚稳态的寿命则是相当长的,约为秒量级,这是相当弱的跃迁。在实验中,往往通过观察从激发态到基态的跃迁来判断弱跃迁的发生。如果用激光驱动离子的弱跃迁,一旦离子被激发到亚稳态,所观察的强跃迁信号就马上消失了。这样即使是在光子接收效率较差的情况下也可达到100%的量子效应测量原子的亚稳态跃迁。

离子的量子跳跃可起到对光子的放大作用。单个和多个离子的量子跳跃是显然不同的,一是光强的大小,二是多离子往往不可能同时发生量子跳跃。所以利用量子跳跃可在非常确定的情况下证明单离子存在。同时可能用于微波-光学双共振实验,完成单离子的禁戒跃迁的测量等。

#### 2.4 光频跃迁探测的激光

离子钟跃迁激发光的线宽和稳定度是离子光钟的关键技术。一般选择的光频跃迁的自然线宽在 Hz 量级,这样对探测激光的线宽和稳定度提出了要求,要求 Q 值为 $10^{15}$ 的量级。

目前普遍使用 Pound-Drever-Hall 方法(图5)<sup>[17]</sup>,把囚禁离子光谱跃迁的探测光的频率稳定在利用超低膨胀系数(ULE)材料制成的高细度的腔上,使其满足钟跃迁探测的要求。

稳频和线宽压窄方案如下:由电光调制器(EOM)对激光输出进行相位调制。调制后的光信号入射到一高稳定度光学谐振腔并得到反射信号。利用该反射信号得到的误差信号将激光频率锁定在精细度在几十万左右谐振腔的超窄谐振峰上。激光器的频率调整可通过用 PZT 改变激光腔长和外加声光调制器来完成。对于半导体激光器,还可通过改变激光二极管电流来调整激光频率。最后通过反馈控制电路对反馈信号进行分频后再传给相应的频率调整机构。

激光稳频需要一个精细度很高,同时稳定性又很好的参考腔,这样的参考腔就是超低膨胀系数的腔。这类腔目前由两种材料制成,一种是 ULE 材料,

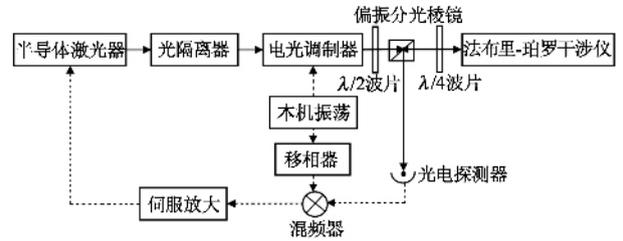


图5 Pound-Drever-Hall 稳频方法原理图

另外一种为 Zerodur 材料。在 $5-35^{\circ}\text{C}$ 的情况下,ULE 材料的热膨胀系数是 $(0 \pm 30) \times 10^{-9}/^{\circ}\text{C}$ 。Zerodur 材料的热膨胀系数是 $20 \times 10^{-9}/^{\circ}\text{C}$ 。可见两种材料的热膨胀系数相差不大。但是 ULE 材料在 $5-35^{\circ}\text{C}$ 中有一个膨胀系数为 0 的点,也就是通常所说的“拐点”,因此 ULE 材料的性能相对来说要更好一些。

超稳腔应放置在超高真空环境,并进行温度控制和振动隔离。目前几个小组都达到 Hz 水平。

计数器是用来实现光波与微波的连接和传递。光频链技术是方案之一。

过去,人们需要将待测的激光频率经过差频、和频以及拍频等手段与微波联系起来<sup>[18]</sup>,需要许多的激光器组成一个频率链,使用起来非常麻烦。世界上只有少数实验室有这样极其复杂而庞大的设备。并且每一个频率链只能测量一个激光频率,限制了它的广泛应用。

随着 20 世纪 90 年代初钛宝石激光器中 Kerr 棱镜的锁定技术以及超短脉冲钛宝石激光系统的发展,促成了飞秒光梳的诞生<sup>[19]</sup>。1998 年 MPI 和 NIST/JILA 利用飞秒激光锁模技术,得到覆盖范围很宽的等间隔梳状标准频率信号,用简单的装置实现了微波与光频的连接。它可以精确地将光频的精度传递到微波波段,从而实现记录和显示,飞秒光梳在相当程度上解决了光波的频率计量问题,大大推进了光频标的实用化进程,因而被认为是频率计量领域的革命性事件。

### 3 用于激光冷却单离子光频标候选离子的研究进展

随着离子阱技术的发展,单离子光频标作为另外一种新型频标在许多的实验室获得了成功。目前,光频标的候选离子有  $\text{Hg}^+$ ,  $\text{Yb}^+$ ,  $\text{In}^+$ ,  $\text{Sr}^+$ ,  $\text{Al}^+$ ,  $\text{Ca}^+$  和  $\text{Ba}^+$  等。在这些离子中,除了  $\text{In}^+$  和  $\text{Al}^+$  外,其余候选离子的核外都只有一个价电子,均为类氢离子,能

级结构比较简单(见图6)。对于  $\text{In}^+$  ,由于钟跃迁  $5^1S_0 - 5^3P_0$  的基态和激发态的电子的总角动量  $J$  都等于 0 ,因此在边带冷却极限的情况下交流 Stark 频移和相对论时间膨胀频移非常小 ,这是它与其他候选离子相比的优越之处。  $\text{Al}^+$  的情况和  $\text{In}^+$  的情况相似。而  $^{171}\text{Yb}^+$  的  $6s^2F_{7/2}$  的自然寿命约为 3700 天 ,因此 ,电八极钟跃迁  $6s^2S_{1/2}(F=0) - 6s^2F_{7/2}(F=3)$  的谱线的  $Q$  值达  $10^{24}$  ,此  $Q$  值在已知的所有光频标参考谱线中是最高的。美国国家技术标准局(NIST)的单个  $\text{Hg}^+$  和  $\text{Al}^+$  离子光频标的不确定度达到  $1.9 \times 10^{-17}$  和  $2.3 \times 10^{-17}$  的水平<sup>[20]</sup>。

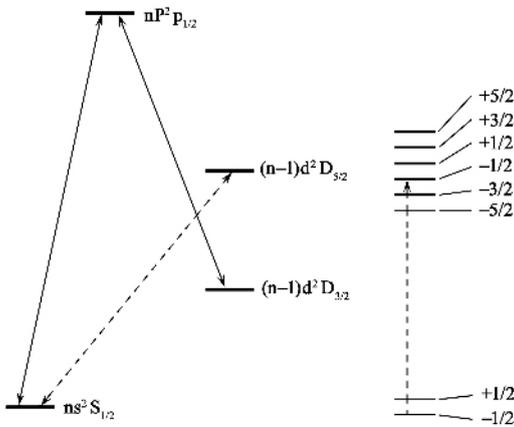


图6 碱土族元素的能级(最低) , $\text{Ba}^+$  , $n=8$  , $\text{Sr}^+$  , $n=5$  , $\text{Ca}^+$  , $n=4$  ,右边为 Zeeman 谱

现就不同离子系统的研究进展叙述如下 :

### (1) $^{138}\text{Ba}^+$ 离子系统

$^{138}\text{Ba}^+$  是最先用于激光冷却观察的单离子体系。主要原因是该离子的冷却光的跃迁波长处于可见光波段。

光频跃迁为  $6s^2S_{1/2} - 5d^2D_{5/2}$  :  $1.76\mu\text{m}$  和  $5d^2D_{2/3} - 5d^2D_{5/2}$  :  $12.48\mu\text{m}$ 。

$1.76\mu\text{m}$  的 S - D 跃迁具有 5mHz 的自然线宽。美国华盛顿大学用了一个腔稳定的色芯激光器作为参考光源。测量得到线宽为 600Hz 的谱线<sup>[22]</sup>。已完成该离子的 Stark 频移参数以及  $m = 134, 136, 138$  之间的同位素位移实验。

$12.48\mu\text{m}$  的 D - D 跃迁具有小于 0.02Hz 的自然线宽。利用 493nm 激光将离子抽运到寿命为 80s 的  $D_{5/2}$  态。加拿大国家研究中心(NRC)采用了稳频的光抽运  $\text{NH}_3$  激光 ,分辨率达到了 5kHz。用以 Cs 基准的频率链测量了 D - D 跃迁。其结果为  $24\,012\,048\,317\,170\text{Hz}$  ,不确定度为  $\pm 440\text{Hz}$  或  $2 \times 10^{-11}$ <sup>[23]</sup>。

### (2) $^{88}\text{Sr}^+$ 离子系统

光频跃迁为  $5s^2S_{1/2} - 4d^2D_{5/2}$  ,波长为 674nm。

选择  $\text{Sr}^+$  离子系统是基于最终可达到的精确度和技术的简易性的综合考虑。422nm 冷却光和 1092nm 激光回泵光都可以由固体激光器直接得到。674nm 光频跃迁的线宽为 0.4Hz ,该跃迁也可以利用商用的半导体激光源进行抽运。NRC(加拿大国家研究委员会)和 NPL(英国国家物理实验室)开展了此离子体系的研究。

最初 674nm 激光通过 ULE 材料做成的超稳腔稳频后 ,其分辨率可以达到几百 Hz 的量级。NRC 使用探测激光源与 474THz 的 HeNe/ $\text{I}_2$  光频标外差耦合 ,精细测量了  $\text{Sr}^+$  的 674nm 的参考跃迁的绝对频率 ,其结果为  $444\,779\,044\,095\,400\text{Hz}$  ,不确定度为  $\pm 200\text{Hz}$  或者  $5 \times 10^{-13}$ 。通过对离子系统的系统漂移的抑制使这些漂移在  $10^{-15}$  的量级<sup>[24]</sup>。

NPL 在  $\text{Sr}^+$  光频标方面除了应用飞秒激光测量光频跃迁的绝对频率之外 ,还测量了光跃迁频率的稳定性与复现性 ,在三套不同的 Paul 阱中囚禁  $\text{Sr}^+$  ,在不同系统中的测量显示了优于  $10^{-13}$  的复现性。目前  $\text{Sr}^+$  离子光频标的不稳定度达到  $3.4 \times 10^{-15}$ <sup>[10]</sup>。

### (3) $\text{Ca}^+$ 离子系统

其候选光频标参考跃迁为  $4s^2S_{1/2} - 3d^2D_{5/2}$  跃迁 ,波长为 729nm。

此系统的冷却激光和光频跃迁光都可用半导体激光器或者钛宝石激光器得到。

前期最好的分辨率达到了 0.7MHz。探测激光显示出了可分辨的久期运动边带 ,动能估计小于  $4.4\text{mK}$ <sup>[25]</sup>。最新的进展有 :奥地利 Blatt 小组在开展囚禁  $\text{Ca}^+$  量子计算的同时 ,测量了  $\text{Ca}^+$  光频跃迁 ,其不确定度达到  $10^{-15}$ <sup>[26]</sup> ,日本的 NICT 测量了光频跃迁 ,其不确定度达到  $10^{-14}$ <sup>[27]</sup>。

在我国 ,中科院武汉物理与数学研究所选择了囚禁冷却单个  $^{40}\text{Ca}^+$  作为光频标的候选原子。用非标准的微型 Paul 阱囚禁了离子 ,用两束激光实现了离子的 Doppler 冷却。通过对激光系统的稳频以及漂移的抑制<sup>[28]</sup> ,实现了单个  $^{40}\text{Ca}^+$  离子的稳定囚禁<sup>[29]</sup>。由此开展了囚禁冷却离子的动力特性的研究 ,测量了离子的宏运动频率 ,研究了微运动的产生原因 ,并进行了有效的补偿实验 ,提高了离子的荧光信号的信噪比。稳定囚禁和冷却的单离子信号增加到数小时以上。用量子跃迁的方法 ,初步测量了  $^{40}\text{Ca}^+$  离子  $D_{5/2}$  态的寿命。并把 729nm 钟跃迁探测光的频率锁定到超稳腔上。

### (4) $\text{Hg}^+$ 离子系统

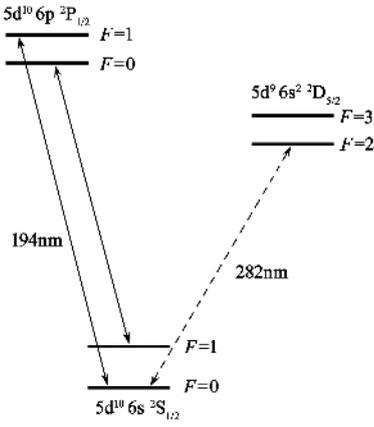


图7 Hg<sup>+</sup> 离子的能级图

其候选的光频标参考跃迁为  $5d^{10}6s^2S_{1/2}(F=0, m_F=0) - 5d^96s^2D_{5/2}(F=2, m_F=0)$ , 波长为 282nm.

NIST 最初的工作进展是测量了 Hg<sup>+</sup> 的  $5d^{10}6s^2S_{1/2}(F=0, m_F=0) - 5d^96s^2D_{5/2}(F=2, m_F=0)$  的第一级塞曼自由跃迁, 该跃迁的自然线宽为 2Hz. 近年来, 563nm 探测源用一个超稳定、高精度度参考腔 (ULE) 稳定, 得到了 0.1Hz 极窄线宽的探测激光. 用这个激光源抽运 Hg<sup>+</sup> 的 S - D 跃迁, 观察到 S - D 跃迁( 282nm )的线宽小到 6.7Hz. 对应的频率分辨率达到  $6.3 \times 10^{-15}$ [<sup>30</sup>]. 单个 Hg<sup>+</sup> 离子光频标的最新进展为不确定度达到  $1.9 \times 10^{-17}$ [<sup>20</sup>].

( 5 ) Yb<sup>+</sup> 离子体系

$m_F = 0$  到  $m_F = 0$  的第一级塞曼自由跃迁可能有相当简单的超精细结构.

$^2S_{1/2} - ^2D_{5/2}$  波长为 411nm 的跃迁的自然线宽为 22Hz. NPL 用精确干涉系统测量跃迁频率, <sup>172</sup>Yb<sup>+</sup> 的结果为  $729\,476\,869.13 \pm 0.42\text{MHz}$ [<sup>31</sup>].

$^2F_{7/2} - ^1D_{5/2}$  波长为 3.43nm 的跃迁通过 411nm S - D 激光源将离子抽运到 F 态(  $^2D_{5/2}$  态衰变到  $^2F_{7/2}$  态的分支比为  $0.83 \pm 0.3$  ), 再用 3.43μm 探测源将离子激发到  $^2D_{5/2}$  态, 再衰变到基态. 在早期的 <sup>172</sup>Yb<sup>+</sup> 囚禁离子云的实验中, 该跃迁的绝对测量结果是  $87\,360\,087 \pm 4\text{MHz}$ [<sup>32</sup>]. PTB( 德国物理技术研究院 ) 所选取的跃迁为 <sup>171</sup>Yb<sup>+</sup> 的  $^2S_{1/2}(F=0, m_F=0) - ^2D_{3/2}(F=2, m_F=0)$  跃迁, 通过交替用冷却光和探测光, 使离子处在 Lamb - Dicke 区, 由此得到的线宽为几百 Hz. PTB 最新报道的结果为 30Hz,  $\sigma_y(500\text{s}) = 7 \times 10^{-16}$ [<sup>33</sup>].

波长为 467nm 的  $^2S_{1/2} - ^2F_{7/2}$  电八级跃迁可能是现今在单离子光谱的分辨中最具挑战性的. 据估计,  $^2F_{7/2}$  的寿命为 3700 天. 1996 年, NPL 激发并第一次观察到单个 <sup>172</sup>Yb<sup>+</sup> 的电八级跃迁, 大约 30s 一次跃迁. 跃迁的中心频率可由  $^2S_{1/2} - ^2D_{5/2}$  和  $^2D_{5/2} - ^2F_{7/2}$  的精细测量( 达到 MHz 的量级 ) 决定. 对于 <sup>172</sup>Yb<sup>+</sup>, 目前的结果为  $642\,116\,785.3 \pm 0.7\text{MHz}$ [<sup>34</sup>]. 运用目前最好的频率稳定技术, S - F 跃迁率期望提高一个数量级.

( 6 ) In<sup>+</sup> 离子体系

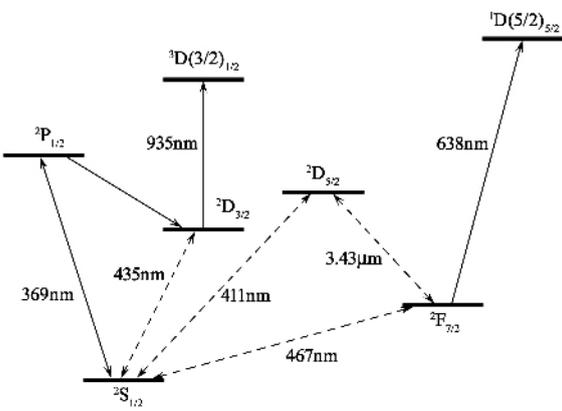


图8 Yb<sup>+</sup> 的能级图

从能级图可知, 其候选的光频标参考跃迁有 4 条:  $^2S_{1/2} - ^2D_{3/2}$ , 波长为 435nm,  $^2S_{1/2} - ^2D_{5/2}$ , 波长为 411nm, 电八级跃迁  $^2S_{1/2} - ^2F_{7/2}$ , 波长为 467nm 以及  $^2F_{7/2} - ^1D_{5/2}$  跃迁, 波长为 638nm.

Yb<sup>+</sup> 具有寿命很长的、能级低的亚稳态  $^2D_{3/2}$ 、 $^2D_{5/2}$  和  $^2F_{7/2}$ . 这些高 Q 的跃迁谱线都适合作为光频标. 此外, Yb<sup>+</sup> 的核自旋  $I = 1/2$ , 因此使得

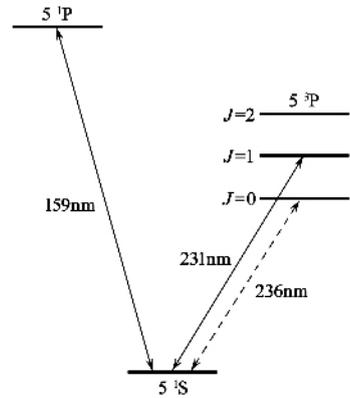


图9 In<sup>+</sup> 的能级图

其候选的光频标参考跃迁为  $5^1S - 5^3P(J=0)$ , 波长为 236nm.

In<sup>+</sup> 系统有非常小的系统偏移, 因此是很有前景的光频标之一. 但是冷却跃迁  $5^1S_0 - 5^3P_1$  很微弱, 因此荧光探测比较困难, 从而影响收集信号的强度,

而且冷却光 230.6nm 和钟跃迁激光 236.5nm 都处于深紫外波段,均需要四倍频产生,因此对激光技术也是一个很大的挑战。

Max-Planck 量子光学研究所(MPQ)后是 Max-Planck 光学、信息和光子研究组(MPF)和华盛顿大学已经将单个  $\text{In}^+$  用激光冷却至强的约束区。

MPQ 测量了  $236\text{nm } ^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_1$  钟跃迁,结果显示其多普勒自由跃迁线宽小于 400Hz,离子温度小于  $100\mu\text{K}$ 。另外,MPQ 还进行了绝对频率的测量,不确定度为  $3.3 \times 10^{-14}$ <sup>[35]</sup>,最新的结果为  $10^{-14}$ <sup>[36]</sup>。

### (7) $^{27}\text{Al}^+$ 离子体系

$\text{Al}^+$  的情况和  $\text{In}^+$  的情况相似。 $^{27}\text{Al}^+$  离子的核自旋为  $I=5/2$ ,光频跃迁  $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_0$  的波长为 267nm,  $Q$  值高达  $2 \times 10^{-17}$ 。

可选择 ( $^1\text{S}_0, m_F=0$ ) - ( $^3\text{P}_0, m_F=0$ ) 的跃迁;同时改变 ( $m_F=-5/2$ ) - ( $m_F=5/2$ ) (用此方法,基态和激发态的平均 Zeeman 态严格为 0,通过光抽运 ( $^3\text{P}_1, F=7/2$ ),可以得到比内态更容易的  $m_F=\pm 5/2$  态的输出)。用此 Zeeman 分裂可测钟跃迁的四极 Zeeman 移动。其钟跃迁的线宽为 8mHz,对磁场和电场梯度不敏感以及在室温下黑体辐射移动小。

但由于目前激光的发展水平,离子不便于直接冷却。

NIST 小组采用了新的量子逻辑光谱方法。

在线形阱中,同时囚禁  $\text{Be}^+$  和  $\text{Al}^+$  离子(电子束轰击),两离子的轴向模为 2.62MHz,径向模( $\text{Al}^+$ )为 3.8-4.9MHz,离子间的耦合是库仑相互作用。通过感应冷却(sympathetic laser cooling),利用辅助的冷却  $\text{Be}^+$  来冷却  $\text{Al}^+$  离子。

$\text{Al}^+$  离子光跃迁为 267.4nm(四倍频光纤激光),线宽为 3Hz,得到的光谱线宽为 6Hz。

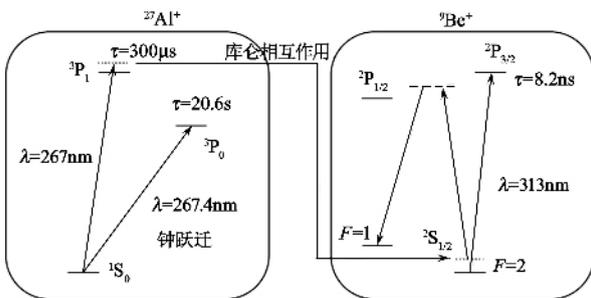


图 10  $^{27}\text{Al}^+$  离子钟态和  $^9\text{Be}^+$  离子态的传输图示

采用态的制备和测量时序为:

(1) 光泵  $\pi$  脉冲 ( $^1\text{S}_0, F=5/2, m_F=3/2$ ) - ( $^3\text{P}_1, F=7/2, m_F=5/2$ ) ( $4\mu\text{s}$ );

(2) 同步 Doppler 冷却 ( $600\mu\text{s}$ );

(3) 基态冷却 ( $1\text{ms}$ )  $\bar{n} < 0.05$ ;

(4) 蓝边带 (BSB)  $\text{Al}^+$   $\pi$  脉冲 ( $30\mu\text{s}$ );

(5) 红边带 (RSB)  $\text{Be}^+$ ;

(6) 通过  $\text{Be}^+$  的周期跃迁进行测量 ( $200\mu\text{s}$ )。

由此得到  $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_1$  钟跃迁的 Rabi 光谱<sup>[37]</sup>, 完成  $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_0$  钟跃迁频率的测量<sup>[38]</sup>: 在磁场为 0.1 mT, 傅里叶极限线宽为 20Hz, 用飞秒光梳测量时间为 2600s, 测量结果的不确定度主要是由氢钟的短期频率抖动决定的, 最大的系统误差是 0.03Hz 的二阶 Doppler 频移, 不确定度为  $7 \times 10^{-15}$ 。目前  $^{27}\text{Al}^+$  离子光频标的系统不确定度已达到  $2.3 \times 10^{-17}$ <sup>[20]</sup>。

随着光频标的发展,我们面临的困境是频标的精确度越高,比较的困难会越大。为此 NIST 最近开展了两个光频标的连接并精确地进行了频率比对,  $\text{Hg}^+$  和  $\text{Al}^+$  离子光频标两个光钟的频率不确定度达到  $5.2 \times 10^{-17}$ , 这是目前已知可以实现的最高的频率稳定性和准确度。同时随着频标精度的提高,人们开始研究更细致的物理过程,并由此测量了基本物理常数  $\alpha$  随时间的变化为  $\dot{\alpha}/\alpha = (-1.6 \pm 2.3) \times 10^{-17}/\text{year}$ <sup>[20]</sup>。

综上所述,目前实验表明光频标的精度可达到  $10^{-17}$ , 要达  $10^{-18}$  还需要在实验和理论方面更多的努力。如研究突破限制的激光线宽的机制,进一步减小激光线宽,研究新的更细微的频率漂移机理,发现更合适的原子跃迁能级和消除频率漂移的新方法。研究如何将全球各地的光频标连接起来,精确地进行频率比对,由此是否可能建立以光频作为“秒”的新定义?目前囚禁冷原子(高信噪比)和单离子光频标都在发展和突变中,是否可开展囚禁冷却单离子光频标和冷原子光频标各自优点的结合和借鉴研究,能否有新的突破?原子光频标的极限可能突破吗?在如此高的精度下,有什么新的更细微的物理效应?这都是有待研究的问题。

## 4 光频标的空间应用

利用高精度的原子钟可以更精确测量空间时间的性质,验证广义相对论的基本预言,引力的量子效应。

原子频标在空间已得到较好的应用。而随着空间科学的发展,对时间、频率测量从不同角度提出了比现有频标更高的要求。例如,超高频和极高频通信要求频标有更高的频率稳定性和通讯网的同步精

度,以保证在增大容量和提高速度的同时减少误码率;深空跟踪和星座定位精度的提高,也转换为对频标稳定度更高的要求;其中高精度的深空跟踪、全球高精度时间同步以及相对论重力测量等都要求频标的准确度和稳定度优于  $1 \times 10^{-15}$ 。如频标的准确度和稳定度优于  $1 \times 10^{-16}$ ,在相对论效应的进一步验证时,对引力红移的测量精度比目前的水平可提高 25 倍。精细结构常数随时间的变化可达到  $1 \times 10^{-16}$ /年,比现在提高 100 倍,而光速的各向异性的测量精度也提高 10 倍。

光频有相当高的频率,是微波的 100 000 倍,由此可增加频率的精度和带宽(携带信息的能力)。可以预计,发展空间光频标可以对现有的 GPS 系统进行改进,加强深空通信和导航的能力。

通过建立高精度的频标体系,可开展在不同地点和不同原子钟的比较实验<sup>[39]</sup>,利用光钟精确测量时空特性。如:空间钟在远地点(Apogee)和近地点(Perigee)处的反复比较;地面和空间(在远地点)钟的绝对比较;地面钟的比较。可在更高精度上研究 Lorentz 不变性:如光的各向同性等;进一步验证 Einstein 的相对论理论:与位置相关的重力红移(如地球引力时间膨胀和太阳引力时间膨胀以及重力时间膨胀)等;基本物理常数在时间和空间的变化,以及量子场的标准模型的物体(matter)的反常耦合等。加深我们对世界的认识 and 了解。

随着我国空间原子钟计划的启动,我们相信新一代的光频标在空间物理的研究中会得到较好的发展。我们在发展现有星载原子钟的同时,应积极开展新型原子钟的研究,为星载钟奠定基础:如首先开展光钟关键技术的研究;完成多种原子和离子光钟的钟跃迁谱线的特性研究;并实现地面光钟实验比对研究。再确认几种适合空间光钟的候选原子(或离子);组织小型紧凑光钟的关键器件的攻关:如冷却原子源、激光系统(包括光梳)和控制钟的电路。并为空间光钟搭载做准备,争取开展空间实验。

### 参 考 文 献

[ 1 ] Jefferts S R *et al.* Proc. SPIE 2007 6673 :667309  
 [ 2 ] Dehmelt H G. IEEE Trans. Instrum. Meas.,1982 ,31 : 83 ;  
 Wineland D J *et al.* Phys. Rev. A ,1987 36 :2220 ;Rafac R  
 J *et al.* Phys. Rev. Lett. 2000 85 2462  
 [ 3 ] Hänsch T ,Schawlow A. Opt. Commun. ,1975 ,13 :68 ;Wineland  
 D ,Dehmelt H. Bull. Am. Phys. Soc. ,1995 20 :637

[ 4 ] Udem Th *et al.* Nature ,2002 ,416 :233  
 [ 5 ] Gill P. Science ,2001 ,294 :1666  
 [ 6 ] Ludlow A D *et al.* Science 2008 ,319 :1805  
 [ 7 ] Paul W *et al.* Forschungsberichte des Wirtschaft and Verkeh-  
 rministeriums Nordrhein Westfalen ,1958 ,415 :1  
 [ 8 ] Dehmelt H G. Advances in Atomic and Molecular Physics ,  
 1967 ,3 :53 ;Dehmelt H G. Adv. At. Mol. Phys. ,1969 ,5 :  
 109  
 [ 9 ] Yu N *et al.* J. Appl. Phys. ,1990 ,69 :3779  
 [ 10 ] Margolis H S *et al.* Science ,2004 ,306 :1355  
 [ 11 ] Jefferts S R *et al.* Phys. Rev. A ,1995 ,51 :3112  
 [ 12 ] Diedrich F *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1989 ,62 :403  
 [ 13 ] Loch R. Z. Phys. D ,1987 ,7 :189  
 [ 14 ] Iffländer R ,Werth G. Metrologia ,1977 ,13 :167  
 [ 15 ] Lawson G. Quadrupole Mass Spectrometry and its Application.  
 Ed. P. H. Dawson ,Elsevier ,New York. 1976  
 [ 16 ] Dehmelt H. Bull. Am. Phys. Soc. ,1975 ,20 :60  
 [ 17 ] Drever R W *et al.* Appl. Phys. B ,1983 ,31 :97  
 [ 18 ] Evenson X M *et al.* Appl. Phys. Lett. ,1973 ,22 :192  
 [ 19 ] Hänsch T W. Rev. Mod. Phys. ,2006 ,78 :1297 ;Hall J L.  
 Rev. Mod. Phys. ,2006 ,78 :1279  
 [ 20 ] Rosenband T *et al.* Science ,2008 ,319 :1808  
 [ 21 ] Hehmelt H G. IEEE Trans. Instrum. Meas. ,1982 ,31 :83  
 [ 22 ] Yu N *et al.* Phys. Rev. A ,1994 ,50 :2738  
 [ 23 ] Madej A A *et al.* Prof. Fifth Symposium on Frequency stand-  
 ards and Metrology ,J. C . Bergquist( Ed. ) ,1996. 165  
 [ 24 ] Bernard J E *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1999 ,82 :3228  
 [ 25 ] Urabe S *et al.* Appl. Phys. B ,1998 ,67 :223  
 [ 26 ] Chwalla M *et al.* arXiv[ Physics atom-ph ] 2008 ,0806 :1414  
 [ 27 ] Matsubara K *et al.* Appl. Phys. Express 1 2008 ,067011  
 [ 28 ] Guan H *et al.* Optical Comm. ,2007 ,274 :182  
 [ 29 ] Shu H L *et al.* Chin. Phys. Lett. ,2007 ,24 :1217  
 [ 30 ] Diddams S A *et al.* Science ,2001 ,293 :825  
 [ 31 ] Taylor P *et al.* Phys. Rev. A ,1997 ,56 :2699  
 [ 32 ] Bell A S *et al.* J. Mod. Opt. ,1992 ,39 :381  
 [ 33 ] Peik E *et al.* J. Phys. B ,2006 ,39 :145  
 [ 34 ] Roberts M *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1997 ,78 :1876  
 [ 35 ] Von Zanthier J *et al.* Opt. Commun. ,1999 ,166 :57  
 [ 36 ] Eichenseer M *et al.* J. Phys. B :At. Mol. Opt. Phys. ,2003 ,  
 36 :553  
 [ 37 ] Schmidt P O *et al.* Science ,2005 ,309 :749  
 [ 38 ] Rosenband T *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2007 ,98 :220801  
 [ 39 ] Schiller S *et al.* Einstein Gravity Explorer-A class-M fundamen-  
 tal physics mission proposal for Cosmic Vision 2015—2025