

一种新型空间原子钟原型的 原子频率移动分析*

王新旗 王育竹

(中国科学院上海光机所量子光学开放研究实验室 上海 201800)

提要 原子频标中微波场与原子的作用方式是决定其潜在精度的主要因素之一。在分析作者建议的一种新型空间原子钟原型中原子与场作用特点的基础上,探讨几种因素对该原型中原子跃迁频率的影响及相应的减少频移措施。

关键词 原子跃迁频移, 激光冷却原子, 原子钟结构, 微重力

1 引 言

近年来,激光冷却和操纵中性原子技术日益成熟,容易获得极低温度的超冷原子云,使得超冷原子喷泉型原子钟得以实现。与束型原子钟相比,喷泉型慢原子钟的准确度提高了 2~3 个数量级,达到了 $\Delta\nu/\nu = 2 \times 10^{-16}$,短期稳定度也达到 $\sigma(\tau) = 2 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ [1,2]。准确度的提高主要得益于原子速度减小引起的测量时间的大幅度增加。在原子喷泉中,原子速度降低到了几米/秒,装置的尺寸以及 C 场强度也相应减小。因此引起系统频移的因素,如剩余一阶多普勒效应,二阶多普勒效应, C 场不均匀及涨落,谐振腔失谐等引起的频移不确定性都优于 10^{-16} ,但是常温下黑体辐射及超冷(温度在 μK 量级)原子间的碰撞引起的频移则大于这一数量级。

原子喷泉是 Zacharias 在 1953 年首次建议的,垂直上抛的原子在重力场的作用下两次通过同一微波谐振腔,实现原子与微波的两次相干作用。显然,重力是原子喷泉正常工作的必要条件。另一方面,喷泉类原子钟的准确度的进一步提高受到一些基本因素的限制。为了适应空间的微重力环境,探求具有更高稳定度的原子钟工作机理,我们提出了一种新型空间原子钟原型^[3],采用全新的场与原子的作用方式,其基本思想是冷却后的原子没有定向运动初速度,微波谐振腔在计算机控制下来回运动,两次或多次穿过冷原子云,实现原子与微波的相干作用。

2 原型特点

与工作于地面上的喷泉类原子钟相比,在建议的原型中,原子云与谐振腔之间的相对运动(指原子云从相反的方向两次穿过同一谐振腔),不再是保守势场下具有一定初速度物体的运

* 国家自然科学基金(No. 19834060)及国家科学技术部 95-预-34 项目支持。

收稿日期: 1998-12-10; 收到修改稿日期: 1999-03-23

动,而是外力作用下的运动。因此,考虑了冷原子的(热)运动后,微波场与原子的两次相互作用的时间不再相等,即有

$$\tau_{1,2} = \frac{L}{V \pm v} \quad (1)$$

这里, L 为谐振腔的长度, V 为谐振腔穿过冷原子云时的运动速度大小, v 为原子在谐振腔运动方向上的(热)速度分量。同时,原子在与微波场两次相干作用后跃迁几率不同于 Ramsey 的分离振荡场下的表达式^[4]。我们推导出原子跃迁几率的严格表达式为^[3]

$$P(2\tau + T) = 4\sin^2\theta \left[\cos\theta \left[\sin^2\left[\frac{1}{2}a\tau\right] - \sin^2\left[\frac{1}{2}a\epsilon\right] \right] \sin\left[\frac{1}{2}\lambda T\right] - \frac{1}{2}\sin[a\tau] \cos\left[\frac{1}{2}\lambda T\right] \right]^2 + \frac{1}{4}\sin^2\left[\frac{1}{2}\lambda T\right] \sin^2[a\epsilon] \quad (2)$$

式中

$$\tau = \frac{LV}{V^2 - v^2} \quad \epsilon = \frac{Lv}{V^2 - v^2} \quad (3)$$

数值分析表明,当原子运动仅为热运动时, T 值的这种不对称性在考虑原子的热速度分布后对原子跃迁几率影响很小,在近谐振区,原子的跃迁几率十分接近速度单一原子的几率(参见图 1)。

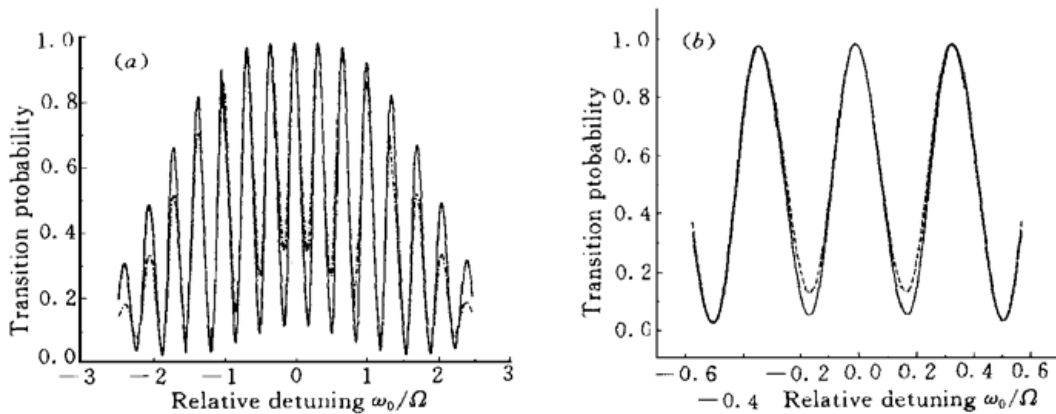


图 1 不同情况下建议的原子钟原型中的原子跃迁几率

Fig. 1 Transition probability of atom in the proposed prototype

- (a) $T = 10\tau$ and monokinetic atoms with speed of $U = 0.2$ V (solid curve) and $U = 0.4$ V (dot-dash curve) respectively;
 (b) $T = 10\tau$ and atoms with gaussian distribution velocity width of $0.2 U$ while $U = 0.2$ V (dash curve) and $U = 0$ (solid curve)

同时,由于微波与原子两次相干作用是通过谐振腔的移动实现的,因此,不仅很容易实现场与原子的多次作用,并且在满足不增加冷原子碰撞频移的前提下,存在多种增加参与相互作用原子数目的措施,具备突破喷泉类原子钟中原子共振线宽下限的能力。

在经典原子喷泉中,微波与原子两次相干作用之间的时间间隔的 T 值以及每次作用时间 τ 值取决于冷原子的初始速度大小,而在我们的原型中, T 值与 τ 值的这种相关性不复存在, T 相对于 τ 的独立性无疑在最佳激励微波功率选择以及确定与微波场有关的系统频移方面十分重要。

3 系统频移分析

众所周知, 分析引起系统共振频率移动的各种可能因素, 估算其数量级并做出修正, 对任何一种(个) 原子钟都是必不可少的重要工作。因此, 我们针对新原型的工作环境和特点, 对引起该原型频移的主要因素作初步分析, 并对减少该原型频移的实验方案进行探讨。

3.1 黑体辐射

任何温度高于绝对零度的物体都是一个热辐射源, 其热辐射场将引起原子共振频率移动。对这种频移的分析和修正, 通常是考虑原子在等效场中交流斯塔克效应和塞曼效应引起的超精细能级的移动, 并把原子所处的热辐射场看作黑体辐射场, 相应的频移称为黑体辐射频移。对基态为 $^2S_{1/2}$ 的碱金属原子, 交流斯塔克效应引起的频移为^[5]

$$\delta\nu/\nu = -\kappa \langle E^2(t) \rangle [1 + (3\kappa_1/\kappa + \kappa_2/\kappa)(\omega/\omega_{res})^2] = 6.92 \times 10^{-3} \kappa (1 + \epsilon) [T(K)/300]^4 \quad (4)$$

式中 κ 为原子超精细能级的直流极化率常数, $\langle E^2(t) \rangle$ 为热辐射电场的均方值, $T(K)$ 为物体的温度, ϵ 代表修正项, $\epsilon \leq 0.014 \times [T(K)/300]^2$; 而交流塞曼效应引起的系统频移为

$$\delta\nu/\nu = -1.304 \times 10^{-17} [T(K)/300]^2 \quad (5)$$

对温度为 300 K 的铯原子, 热辐射电场的交流斯塔克效应引起的频移达 1.69×10^{-14} 。由于黑体只是一个理想模型, 原子在与微波的两次相干作用期间感受到的热辐射场不仅取决于真空室壁的温度, 还与其组成材料及内表面状态紧密联系, 可能表现为灰体, 也可能表现为选择性辐射体。当工作温度为 300 K 时, 为了达到 10^{-17} 的准确度, 真空室内壁发射比的测量误差必须小于 0.1%, 这无疑是极具挑战性的工作。鉴于此, 我们强调指出在准确度为 10^{-16} 或更高的原子钟频移分析中, 把真空室内壁的热辐射当作黑体辐射的近似不再有效。当背景温度相对较高时, 对热辐射频移的修正必须依据相关的实验结果。

由于在太空中没有热接触的物体间主要以热辐射的方式传递能量, 而空间的背景热辐射场的等效温度很低。因此, 在我们建议的空间原子钟原型中, 降低热辐射场频移及其不确定度的方法之一是利用低的空间背景辐射, 降低整个装置的温度, 如果温度降低到 75 K 以下, 就可以忽略热辐射场频移。方法之二是利用已知发射比的红外涂料, 均匀涂覆真空室内表面。

3.2 谐振腔

为了使原子钟达到预期的准确度, 除了降低原子(相对)速度, 同时要求与原子相互作用的微波场必须非常接近理想微波场的分布。与喷泉类原子钟相似, 新原型中与腔相关的频移主要表现为横向腔相位分布和腔共振频率失谐引起的频移。

横向腔相位分布引起的原子跃迁频移可表示为

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = \frac{\langle \Phi \rangle - \langle \Phi \rangle}{\pi Q_L} \quad (6)$$

这里 Q_L 为原子跃迁谱线的品质因子, $\langle \Phi \rangle$ 和 $\langle \Phi \rangle$ 分别为微波场与原子的第一与第二次作用时原子感受的场相位的平均值,

$$\Phi = \iint f_i(x) \mathcal{Q}(x) dx, \quad i = 1, 2 \quad (7)$$

其中 $f_i(x)$ 为第 i 次穿过腔时原子的分布函数, $\mathcal{Q}(x)$ 为腔的横向相位分布函数。TE₀₁₁腔内横向相位分布的研究表明^[6], 对于原子通道孔(直径)为 5 mm 的圆柱形铜腔, 有载品质因子 $Q_c = 4 \times 10^4$, 在半径小于 8 mm 的柱形区域内, 最大横向相位差小于 $5 \mu\text{rad}$ 。在我们所建议的原型

中, 横向腔相位分布频移不仅来源于冷原子云的横向热扩散运动, 实践中还可能来源于腔运动产生的两次相干作用间腔横向位置的微小变化。当采用上述微波腔时, 原型中原子的共振线宽可以窄至 100 mHz, 由(6)式可估算出原子横向运动对应的频移在 10^{-16} 量级, 根据目前的相关实验结果可知, 其修正精度不难达到 10^{-17} 量级。同时, 若计算机控制下腔运动造成的横向位置变化能控制在 1 mm 左右, 则可以忽略腔横向位置变化对共振频率的影响。当然, 这种腔横向位置变化对可探测原子数目影响不能忽略。

考虑到目前的计算机控制技术, 新原型中原子的相对运动速度可能降到经典原子喷泉中的十分之一, 原子与微波场的每次作用的时间相应增加, 由(2)式得知所需的微波功率也要相应降低; 同时为获得足够的信噪比, 腔内原子数目将尽量增加。因此, 不能忽略腔内原子对微波的吸收, 应该重新考虑腔失谐对原子跃迁频率的影响。

在腔失谐较小, 即 $|\Delta\nu_c| \ll \omega_0/2Q_c$ 时, 腔失谐频移为^[7]

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta\nu_c}{\nu} \cdot \frac{Q_c [Q_c + \alpha Q_L / (1 + S)]}{Q_L [Q_L + \alpha Q_c / (1 + S)]} \quad (8)$$

其中 S 为饱和因子。在原型中, $\alpha \approx (2Q_c Q_L M_0 / \omega_0) \cdot (4\pi\mu_B^2 \eta / \hbar V_c)$, η 为所谓的填充因子, V_c 为腔的体积, 饱和因子 S 近似为零。若谐振腔为本征频率为 9.2 GHz 的圆柱型 TE₀₁₁ 腔, 其典型尺寸取直径为 51 mm, 长为 26 mm, 腔上原子通道孔直径为 10 mm, $Q_c = 10^4$, $Q_L = 10^{11}$, 若腔内原子数目取为 $N = 10^7$, 在具备原子选态环节时, M_0 可近似取为 $0.5N$, 则 $\alpha = 2.12 \times 10^{-4}$, 因而

$$\Delta\nu/\nu \cong (\Delta\nu_c/\nu) \alpha (Q_c/Q_L) \quad (9)$$

上式表明, 要达到 10^{-17} 的稳定度, 腔失谐须小于 20 kHz。

在原型中, 腔有载品质因子 Q_c 的选择应该折衷考虑。虽然改变腔壁材料的导电率或耦合孔大小可以降低 Q_c 值^[6], 从而降低对腔失谐的严格要求, 但同时增加了杂散微波引起的频移, 以及腔内横向相位差, 后者引起的频移与冷原子的空间分布紧密相关而不易准确估算。我们认为, 可以采用如下措施来减小腔引起的频率的不准确度: (1) 采用 $3\pi/2$ (甚至 $5\pi/2$) 脉冲, 并缩短原子与微波的每次作用时间, 通过增大微波功率来减小原子磁感应极化对微波场的影响。在新原型中, T 不取决于原子的初速度, 因此增大微波功率对线宽和 Ramsey 花纹对比度影响很小。(2) 利用 T 与 τ 的独立性特点, 测量不同微波功率及测量时间下的频移大小, 提高对腔失谐频移的修正精度。

3.3 超冷原子碰撞

在极低温度下, 原子的低能碰撞截面增大, 同时为提高信噪比, 也就是频标的短期稳定度, 冷原子云的密度较大。因此超冷原子碰撞频移(也称自旋交换频移)是唯一不能通过降低原子相对速度来减小的系统频移。

虽然在对冷原子的玻色-爱因斯坦凝聚的研究中, 近年来人们对超冷原子间的碰撞有了更深的认识。但是, 由于与腔相位频移类似, 碰撞频移也与冷原子的空间分布相关, 而对原子在腔内的分布目前缺乏行之有效的实验测量方法, 超冷原子间的碰撞引起的频率不确定性是目前限制经典原子喷泉类原子钟的主要因素之一^[1, 8]。

碰撞频移正比于原子密度。在脉冲方式工作的喷泉原子钟中, 冷原子云的大小占谐振腔内原子通道体积很小部分。在我们建议的原型中, 除了选用碰撞截面较小的原子外, 还可以采用降低冷原子云内原子密度的方法来减小碰撞频移。例如, 一种可能的方法是在原子制备阶段, 可以用 Joffe-Pritchard 型磁场来替代常规 MOT 所用的磁四极子型磁场, 从而产生圆柱形的

冷原子云, 得到与常规 MOT 密度相当但原子数目大得多的冷原子云。由于在上抛轨迹顶点附近原子间存在严重碰撞, 因此这种方法不能用于原子喷泉频标中。

另一种更富实效的方法是利用从 MOT 中产生的长时间冷原子束脉冲。目前, 利用激光冷却和操纵中性原子技术, 已实现了利用磁场或移动光学粘胶(Moving Optical Molasses)从 MOT 中产生连续的冷原子束, 并且束强和束中原子运动速度可以精细调整^[1,2,9]。因此不难想象, 如果利用类似方法产生冷原子束长脉冲, 其长度可达到谐振腔长度的量级, 比目前喷泉中的冷原子云大 $\sim 10^2$ 倍, 因此, 冷原子束中的原子密度可以降低到喷泉中的百分之一, 碰撞频移的不确定度可降到 10^{-17} 以下。

图 1 是考虑了原子的整体运动速度 U 后, 利用冷原子长脉冲时原型中原子的跃迁几率的数值结果。其中, 图 1(a) 忽略了原子的热速度分布, 并取 $T = 10\tau, U = 0.2 \text{ V}, 0.4 \text{ V}$; 图 1(b) 中, 虚线考虑了原子的热速度分布, 仍取 $T = 10\tau, U = 0.2 \text{ V}$, 并设原子热速度分布为高斯分布, 热速度分布引起的 ϵ 的宽度为 $0.2 \times U$, 而实线对应原子的整体运动速度 $U = 0$ 。图中原子跃迁几率花纹的对比度远大于 P. Berthoud 等最近利用连续冷原子束得到的实验及理论结果^[9](相当于束型频标中的 Ramsey 条纹, 条纹对比度约为 0.12)。

3.4 其他因素

对于空间原子钟, 重力场的大小将减小 2~ 3 个数量级, 重力频移也相应减小而无需考虑。然而, 当剩余重力场方向与原子的相对运动方向垂直时, 剩余力场以加重横向腔相位分布的方式引起系统频移。另外, 理想情况下原型中原子全部处于 $m_F = 0$ 能级, 不存在 Rabi 及 Ramsey 邻线牵引。

4 结 论

结合我们提出的空间原子钟原型的特点, 分析了限制地面上喷泉类原子钟准确度的主要因素对该原型准确度的影响大小, 并提出了相应的降低影响措施; 分析结果表明, 黑体辐射频移、碰撞频移和横向腔相位分布频移的修正精度可望达到 10^{-17} 量级, 而腔失谐引起的频移相对较大, 但其修正精度可以提高。新原型具有高于喷泉型原子钟的准确度的潜力。

参 考 文 献

- 1 S. Ghezali, Ph. Laurent, S. N. Lea *et al.*. An experimental study of the spin-exchange frequency shift in a laser-cooled cesium fountain frequency standard. *Europhys. Lett.*, 1996, **36**(1): 25~ 30
- 2 C. Salomon, M. Arndt, M. Ben Dahan *et al.*. Recent advances in laser cooling and trapping. in 1997, Laser Spectroscopy — International Conference, World Scientific Press, 1997. 131
- 3 Wang Xinqi, Wang Yuzhu. Proposal of a new prototype space atomic fountain frequency standard. *Chinese Physics Letter*, 1999, **16**(7): 478~ 480
- 4 Norman F. Ramsey. *Molecular Beams*. Oxford University Press, 1956. 128
- 5 W. M. Itano, L. L. Lewis, D. J. Wineland *et al.*. Shift of $^2\text{S}_{1/2}$ hyperfine splittings due to blackbody radiation. *Phys. Rev. A*, 1982, **25**(2): 1233~ 1235
- 6 G. Vecchi, A. De Marchi. Spatial phase variations in a TE₀₁₁ microwave cavity for use in a cesium fountain primary frequency standard. *IEEE Trans. Instru. Meas.*, 1993, **42**(2): 434~ 438
- 7 J. Vienet, C. Audoin, M. Desaintfusicien. Cavity pulling in passive frequency standards. *IEEE Trans. Instru. Meas.*, 1992, **IM-21**(3): 204~ 209
- 8 E. Tiesinga, B. J. Verhaar, H. T. C. Stoof *et al.*. Spin-exchange frequency shift in a cesium atomic

fountain. *Phys. Rev. A*, 1992, **45**(5): R2671~ R2673

- 9 P. Berthoud, A. Joyet, G. Dudle *et al.*. A continuous beam of slow, cold cesium atoms magnetically extracted from a 2D magneto-optical trap. *Europhys. Lett.*, 1998, **41**(2): 141~ 146

Frequency Shifts of a New Prototype Space Atomic Clock

Wang Xinqi Wang Yuzhu

(Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract The multiple coherent interactions of atoms and oscillatory microwave field play an important role in the potential accuracy of atomic clock. The resonance frequency shift in the space atomic clock prototype is analyzed in the paper. The preliminary results show that a higher accuracy is obtainable in the proposed new prototype.

Key words frequency shifts, laser cooling and trapping atoms, atomic clock, micro-gravity

高浓度 Nd·YAG 晶体微片获得高效激光输出*

我们采用温梯法(TGT), 获得了大尺寸、高掺杂的 Nd·YAG 晶体。晶体掺杂浓度高达 3.0 at-%, 是目前所见报道中最高的掺杂浓度。

激光器采用平-凹腔结构, 用 Ar⁺ 离子抽运的钛宝石激光器作为抽运源, 抽运波长调谐在 808 nm。抽运光经 $f = 75$ mm 的聚焦镜聚焦在 5 mm × 5 mm × 1 mm, 掺杂浓度为 2.5 at-% 的晶体微片上。其中 Nd·YAG 晶体输入面镀 808 nm 的增透膜和 1.06 μm 的高反膜, 可直接作为平面腔镜, 另一面镀 808 nm 的高反膜和 1.06 μm 的增透膜, 这样可以使抽运光返回晶体中再次吸收, 提高抽运光的吸收效率, 又避免了抽运光和 1.06 μm 激光一起输出, 影响输出激光的接收。后面用 $R = 50$ mm 的凹面镜作为输出耦合镜, 凹面镜对 1.06 μm 激光透过率为 95%。当晶体吸收的抽运功率为 471 mW 时, 获得 165 mW, 1.06 μm 的连续激光输出, 抽运阈值功率为 13 mW, 斜率效率为 36%。

中国科学院上海光机所 上海 201800

毛艳丽 陈 伟 徐 军 邓佩珍 干福熹

收稿日期: 2000-03-15

* 中国科学院重大课题和 863-715 新材料领域课题资助项目。