

绝热跃迁方法测量铯喷泉钟冷原子碰撞频移*

管勇¹⁾²⁾³⁾ 刘丹丹¹⁾²⁾³⁾ 王心亮¹⁾²⁾³⁾ 张辉¹⁾²⁾³⁾ 施俊如¹⁾²⁾³⁾
白杨¹⁾²⁾³⁾ 阮军^{1)2)†} 张首刚¹⁾²⁾

1) (中国科学院国家授时中心, 西安 710600)

2) (中国科学院国家授时中心, 时间频率基准重点实验室, 西安 710600)

3) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2019年11月27日收到; 2020年4月4日收到修改稿)

冷原子碰撞频移是限制铯原子喷泉钟频率不确定度性能的主要因素之一. 在使用外推法测量冷原子碰撞频移时, 制备密度均匀成比例的原子团是减小系统误差的关键. 绝热跃迁方法可以用来实现均匀跃迁比例, 均匀度可达 10^{-3} . 通过理论分析 Bloch 矢量的演化, 导出了误差满足的方程, 实验测量了不同参数对跃迁几率的影响, 印证了理论分析. 在此基础上可以优化实验参数并评估原子有效密度比的不确定度, 实现了冷原子碰撞频移的高精度测量.

关键词: 铯原子喷泉钟, 冷原子碰撞频移, 绝热跃迁方法

PACS: 06.30.Ft, 07.77.Gx, 32.10.-f, 37.10.De

DOI: 10.7498/aps.69.20191800

1 引言

铯原子喷泉钟是复现秒定义的频率基准装置, 冷原子碰撞频移是限制频率不确定度性能的主要因素之一^[1-6]. 在原子团冷却到 μK 量级时, 原子的 de Broglie 波长增大, 带来了冷原子碰撞频移^[7-10]. 由于这项频移与密度成正比, 为测量频移, 需要用高低两种密度的原子团来交替运行, 由于碰撞频移和密度成正比, 所以用两种状态的频率和密度比例, 即可外推到 0 密度时的频率^[11]. 最简单的做法是改变选态腔的选态功率, 但是用这种方法制备高低密度原子时, 由于选态腔微波幅度分布不均匀, 原子团的密度分布就会有所变化, 原子数目的比值就不能很好地反映有效密度的比值, 采用原子数目比值外推就会带来误差^[12]. 另外, 由于原子的速度不同, 经历的激励腔功率也会有所差别, 在自由飞

行阶段 $|F = 4, m_F = 3\rangle$ 态原子的比值也会影响碰撞频移^[13], 所以对不同速度的原子, 制备高低密度原子团时比例不均匀同样会带来误差. Santos 等^[12] 指出由此带来的误差可达到 10%—20%. NIST-F2 采用改变装载时间的方法来调整原子数, 原子团的分布改变小于 5%^[14].

绝热跃迁方法 (rapid adiabatic passage, RAP) 是指在满足量子绝热近似的条件下连续改变哈密顿量, 使原子通过绝热跃迁改变布居数, 实现与功率无关的均匀跃迁几率^[15], 从而制备密度比例空间均匀的原子团的方法^[16]. 实验证明这是一种对环境因素不敏感的方法, 可以实现 10^{-3} 量级均匀的原子团, 大大减小了碰撞频移的不确定度^[12,16-19]. 本文将在第 2 节对 RAP 方法的误差进行理论分析, 导出误差满足的方程, 确定导致误差的激励源; 第 3 节将在 NTSC-F1 上测量各种参数对该方法的影响, 评估该方法对碰撞频移不确定度的影响;

* 国家重点研发计划 (批准号: 2016YFF0200202) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ruanjun@ntsc.ac.cn

第 4 节对实验结论进行总结.

2 二能级绝热跃迁理论分析

对二能级系统, 原子态的演化可由 Bloch 方程来表示:

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = 2\pi \begin{pmatrix} 0 & -\delta & 0 \\ \delta & 0 & -b \\ 0 & b & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}, \quad (1)$$

x, y, z 分别是原子态的 Bloch 球三个分量, 其中 z 表示原子在两能级的布居数差, δ 为微波与原子能级的失谐量, b 为微波功率相应的 Rabi 频率. 当 δ 和 b 固定时, Bloch 矢量在 Bloch 球面上绕着 $b\mathbf{x} + \delta\mathbf{z}$ 轴旋转, 转轴位于 xz 平面, 角速度为

$$\Omega = 2\pi\sqrt{b^2 + \delta^2}. \quad (2)$$

当 δ 和 b 变动时, 如果转轴进动的速度远远小于转动的速度, 即满足条件^[14]

$$|\dot{\theta}| \ll \sqrt{b^2 + \delta^2}, \quad (3)$$

则原子态的 Bloch 矢量会随轴进动, 从而产生原子布居数的绝热改变. 当转轴转过 180° 时, 就实现了全跃迁. 当转轴转过 90° 时, 就实现了半跃迁. 和其他跃迁几率不同, 全跃迁和半跃迁对微波幅度都不敏感, 因此虽然原子速度有快慢, 选态腔微波功率不均匀, 但所有原子都能以很高的精度以同样的概率跃迁, 从而获得原子数不同但原子的空间分布和速度分布都相同的原子团.

当 $\delta \ll b$ 时, 将 θ 写成 δ 和 b 的函数, 可以由 (3) 式导出

$$|\dot{\delta}| \ll b^2. \quad (4)$$

对 Bloch 球上的坐标进行变换 (图 1),

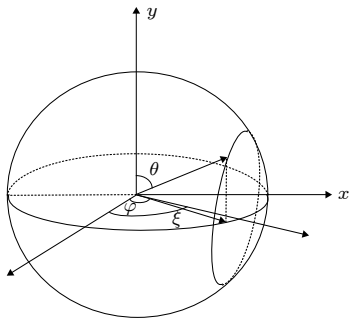


图 1 坐标变换示意图

Fig. 1. Map of coordinate transformation.

$$x = \sin\theta \sin\varphi, \quad y = \cos\theta, \quad z = \sin\theta \cos\varphi, \quad (5)$$

旋转轴在 $t = 0$ 时刻位于 z 轴方向, 然后沿 $\theta = \pi/2$ 大圆旋转, 角速度为 Ω . 以 ξ 表示旋转轴与 z 轴的夹角. 当满足绝热条件时, 原子离转轴的位置会很近, 记 $\theta = \pi/2 + \Delta\theta$, $\varphi = \pi/2 + \Delta\varphi$, 则 Bloch 方程可简化为:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \Delta\theta &= -2\pi\Omega \sin\Delta\phi, \\ \frac{d}{dt} \Delta\phi &= 2\pi\Omega \cos\Delta\phi \tan\Delta\theta - \frac{d}{dt} \xi, \end{aligned} \quad (6)$$

当 Ω 很大时, $\Delta\theta, \Delta\phi$ 都很小, (6) 式可化为两个波动方程:

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dt^2} \Delta\theta - \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \frac{d}{dt} \Delta\theta + 4\pi^2 \Omega^2 \Delta\theta &= 2\pi\Omega \frac{d}{dt} \xi, \\ \frac{d^2}{dt^2} \Delta\phi - \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \frac{d}{dt} \Delta\phi + 4\pi^2 \Omega^2 \Delta\phi &= \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \frac{d}{dt} \xi - \frac{d^2}{dt^2} \xi. \end{aligned} \quad (7)$$

在方程 (7) 中可以看到, 原子 Bloch 矢量绕轴旋转, 偏差满足波动方程. 方程的右边可以视为误差源, 来自于进动轴的角速度与角加速度, 以及 Ω 的变化. 要达成跃迁必须要有转轴的进动, 角速度和角加速度都不可能大幅减小, 因此误差是不可避免的. 误差应正比于方程右边的误差源, 反比于 Ω^2 . 假定时间长度为 T , 脉冲形状不变, 则误差源反比于 T^2 , 可以预期误差 $\Delta p \propto (\Omega T)^2$.

3 实验与结果

3.1 实验装置

实验框图如图 2 所示, 频率波形由任意波形发生器产生, 和另一个 DDS 输出的 9.2 GHz 进行混频低通滤波, 之后再经过压控衰减器和放大器, 得到选态微波所需的 9.2 GHz 信号. 软件编辑好任意的调制波形, 通过远程接口写入. 幅度的变化通过模拟输出通道控制压控衰减器实现.

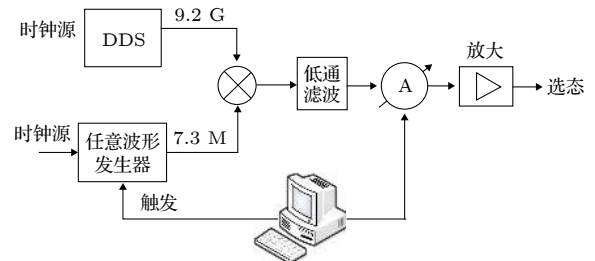


图 2 生成 RAP 脉冲的微波电路

Fig. 2. Scheme of microwave circuit generating RAP pulses.

实验中,微波脉冲选取的是 Blackman 脉冲. 该脉冲产生的边带幅度较小,实验证明采取 Blackman 脉冲可以将到其他子能级的跃迁减少 3 个数量级^[20]. 失谐则由 Blackman 脉冲与绝热条件 (4) 式确定.

$$b(t) = b_0 (0.42 - 0.5 \cos 2\pi t + 0.08 \cos 4\pi t),$$

$$\delta(t) = f_0 + \delta_0 \left(2 \frac{\int_0^t b^2(u) du}{\int_0^1 b^2(u) du} - 1 \right), \quad (8)$$

其中 b_0 为脉冲 Rabi 频率的幅度, δ_0 为频率幅度, f_0 为中心频率, 脉冲时间归一化为 1.

3.2 实验结果

3.2.1 全脉冲

由前述结果, 当全脉冲结束时, $\xi = \pi$, 跃迁几率为

$$p \approx 1 - \frac{1}{4} (\Delta\theta^2 + \Delta\varphi^2). \quad (9)$$

由于误差只与 $\Delta\theta$, $\Delta\varphi$ 的二次项成正比, 因此全脉冲对影响绝热跃迁演化过程的参数比较不敏感.

在绝热跃迁中, 微波功率和频率的调整幅度 b_0 和 δ_0 是最直接的参数, 对跃迁几率有直接的影响. 图 3 分别展示了固定 b_0 调整 δ_0 , 以及固定 δ_0 调整 b_0 的跃迁几率变化. 在脉冲形状确定后, 假定中心频率 f_0 与原子谐振频率无失谐, 则 b_0 与 δ_0 的比值 k 完全决定误差源的变化. 当 k 接近 1 时, 误差源很小, 当 k 远离 1 时误差源迅速增大. 其中, 当 k 大于 1 时, 误差源主要出现在脉冲的两端, 反之则出现在脉冲的中间 (图 4).

极端情况下, 在 k 过大或过小时, 绝热条件不能满足, 误差就会非常大. 在全脉冲情况下, 所有的偏差都会导致跃迁几率减小.

脉冲的时间参数是另一组重要的参数, 脉冲相对于原子团进入微波作用区的时间和作用时间, 都会对原子跃迁几率产生不同的影响. 原子团通过选态腔的时间约为 12 ms, 通过原子的上抛高度和选态腔的位置, 计算得原子团到达腔中点的时间为上抛开始 40 ms. 图 5(a) 测量了不同的脉冲长度造成的影响. 由于全脉冲误差很小, 在脉冲偏离 8 ms 不太远的范围, 跃迁几率近似都为 1. 当脉冲长度接近 0, 由于脉冲长度的缩短相当于 Ω 的缩小, 在

脉冲长度过于小时, 绝热条件渐渐遭到破坏, 造成跃迁几率减小. 在图 5(a) 的另一端, 脉冲长度增大, 当脉冲的长度超过原子团过腔时间时, 脉冲起始时原子尚未进入选态腔, 原子团出腔时, 脉冲尚未结束. 因此, 原子团感受到的脉冲相比输入的脉冲会发生畸变, 在两端都会产生进动轴角速度的异常改变, 使原子的状态偏离进动轴, 跃迁几率下降. 在图 5(b) 中, 脉冲长度固定为 8 ms, 改变起始时间, 跃迁几率的变化也会因为同样的原因而降低.

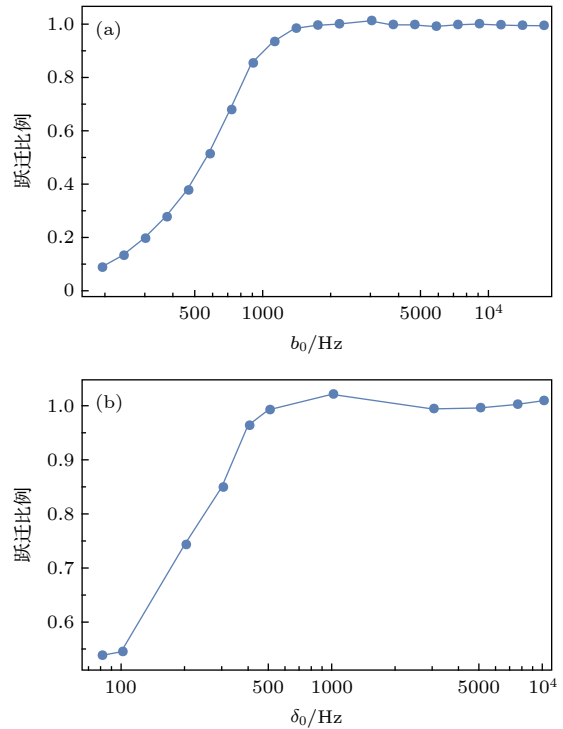


图 3 脉冲长度 8 ms, 脉冲起始点在进入腔后 4 ms 的跃迁几率 (a) δ_0 为 5 kHz, 不同 b_0 的跃迁几率; (b) 功率幅度为 10 kHz, 不同 δ_0 的跃迁几率

Fig. 3. Transition probability as a function of b_0 and δ_0 with 8 ms pulse starts 4 ms after atoms entering the cavity: (a) $\delta_0 = 5$ kHz, with different b_0 ; (b) $b_0 = 10$ kHz, with different δ_0 .

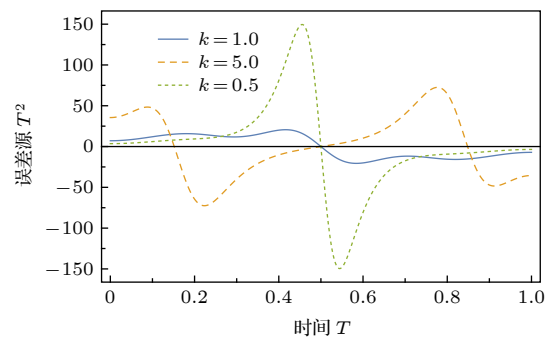


图 4 误差源随时间的变化

Fig. 4. Time evolution of deviation excitation.

当起始点早于 0 ms 时, 原子感受到的脉冲会在开始的部分产生畸变; 当起始点大于 4 ms 时, 原子感受到的脉冲会在结束的部分产生畸变; 跃迁几率都会因此下降. 图 5(b) 中跃迁几率下降的时间点和计算所得相符合.

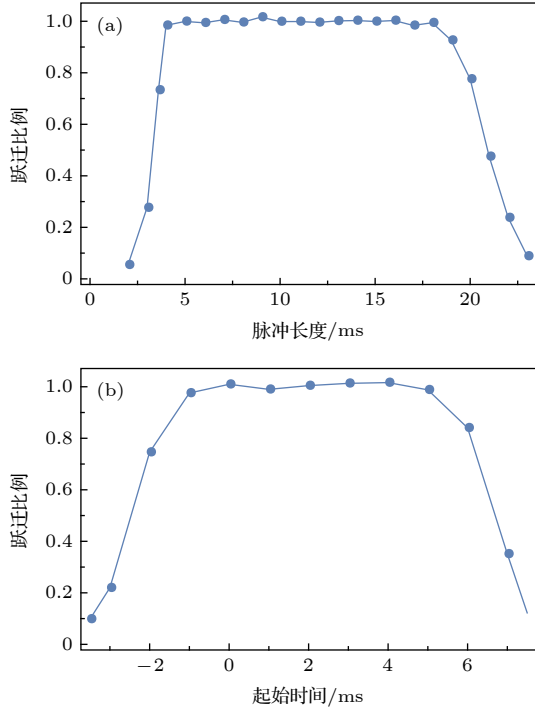


图 5 时间参数对跃迁比例的影响, 其中 $\delta_0 = 5$ kHz, $b_0 = 10$ kHz. 以原子到达选态腔下端面为时间 0 点 (a) 固定脉冲以原子在腔中心的时间点为中心, 改变脉冲长度; (b) 固定脉冲长度为 8 ms, 改变脉冲起始时间

Fig. 5. Transition probability as a function of time parameters, $\delta_0 = 5$ kHz, $b_0 = 10$ kHz, atoms enter selection cavity at time 0: (a) Pulse duration remaining symmetric about the central point of cavity; (b) start point of pulse with a fixed duration of 8 ms.

另一个重要参数是中心频率 f_0 . 理想情况下, 频率调整的范围应以谐振频率为中心. 但由于测量偏差, 可能会有所偏离. 此处测量了这项误差对于全脉冲跃迁几率的影响, 结果如图 6 所示. 当中心频率改变时, 转动轴的角速度在中点两侧会产生不对称的变化, 改变偏差激励. 但实验结果显示, 对于一个相当大的频率范围 (± 4.5 kHz), 在观测精度以内没有发现跃迁几率的变化. 只有在两端偏离值接近 5 kHz 时, 跃迁几率才有显著下降. 由于 8 ms 的脉冲产生的 Rabi 跃迁峰, 半高宽就约为 125 Hz 左右, 因此在中心频率偏差接近 5 kHz 时, 在脉冲的开始或结束时, 绝热条件都遭到了显著破坏, 因此才会出现跃迁几率下降.

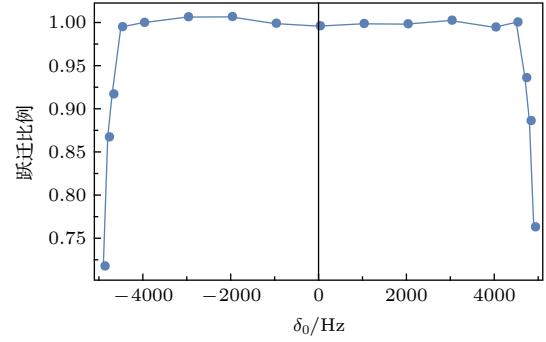


图 6 不同频率中心值的跃迁几率

Fig. 6. Transition probability as a function of center frequency detuning.

实验测量了以上 5 个参数对全脉冲跃迁几率的影响. 由于全脉冲跃迁对偏差值不敏感, 以上的参数和理想值的偏差没有非常大时, 对跃迁几率都几乎没有影响. 由于对相同的偏差, 全脉冲的误差正比于半脉冲误差的平方, 因此, 在测量全脉冲和半脉冲的原子跃迁几率比值时, 误差几乎全部来自于半脉冲的误差.

3.2.2 半脉冲

当半脉冲结束时, 设 $\xi = \pi/2 + \Delta\xi$, 跃迁几率为

$$p \approx \frac{1}{2} + \frac{1}{2}\Delta\varphi + \frac{1}{2}\Delta\xi. \quad (10)$$

误差正比于 $\Delta\xi$ 和 $\Delta\varphi$, 因此, 半脉冲的误差相比全脉冲更容易受到影响. 除了原子状态因为激励源偏离转轴造成的误差, 由于中心频率的误差造成半脉冲结束时轴的角度偏差也能造成跃迁几率的偏差.

对半脉冲的测量, 脉冲结束时间点的频率会影响此时转动轴的角度, 从而影响跃迁几率. 由于磁场不均匀, 若脉冲结束时原子的位置不同, 则中心频率的相对移动就会带来额外的误差. 为对比起见, 图 7 测量不同脉冲长度时, 脉冲结束点固定在进入腔后 10 ms 处, 通过改变脉冲起始点来改变脉冲长度. 如前所述, 脉冲时间缩短, 相当于转动速度减小, 因此对不同的脉冲长度, 低功率下跃迁几率都减小, 但脉冲越短, 降低得越多. 而以 $b_0 T$ 为横坐标时, 则不同脉冲长度的曲线近似于完全重合.

图 8(a) 显示了不同的 δ_0 对跃迁的影响. 在 b_0 较低时, 跃迁几率会显著小于 1, 这同之前的结果相类似. 而 δ_0 此时对跃迁几率就有明显的影响, δ_0 越大, 跃迁几率越小. 在功率幅度小于 δ_0 时, 越大的 δ_0 , 造成误差激励源的增大越明显, 即使 Ω 的增

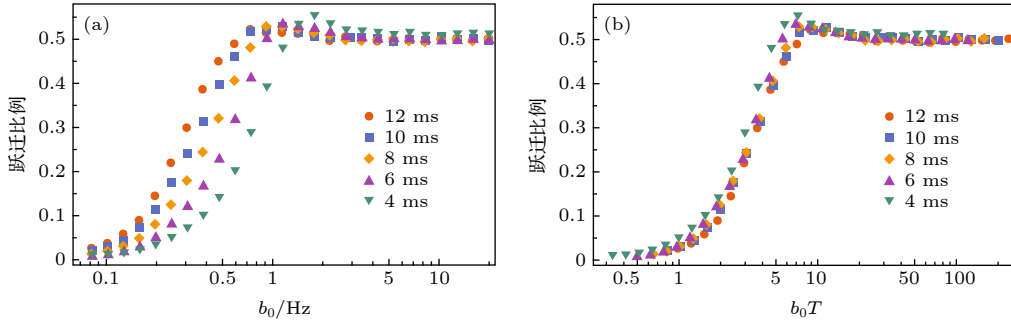


图 7 $\delta_0 = 5$ kHz, 脉冲开始于不同时刻, 结束于入腔后 10 ms. 5 个不同脉冲长度下, 不同 b_0 的跃迁几率 (a) 横坐标为 b_0 ; (b) 横坐标为 b_0 与脉冲长度 T 的乘积

Fig. 7. Transition probability as a function of b_0 for a 5 kHz δ_0 pulse start at 5 different points and end at 10 ms after entering cavity: (a) b_0 as the abscissa; (b) $b_0 T$ as the abscissa.

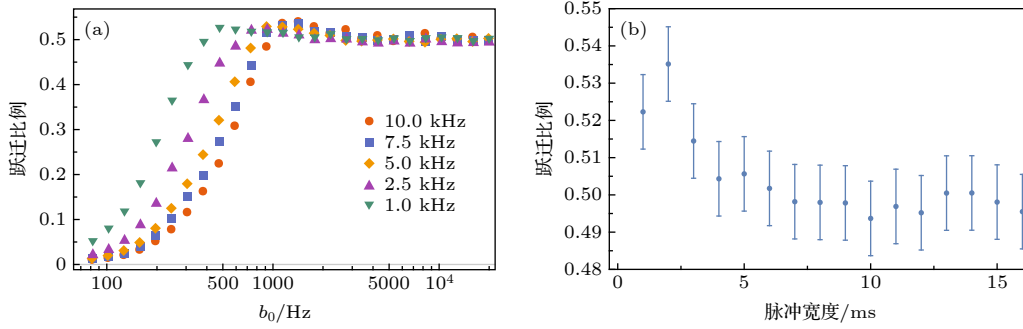


图 8 (a) 在 5 个 δ_0 下, 不同 b_0 的跃迁几率; (b) 脉冲频率幅度为 5 kHz, b_0 为 10 kHz, 不同脉冲长度的跃迁几率

Fig. 8. Transition probability as a function of (a) b_0 for five different δ_0 , (b) pulse duration with $\delta_0 = 5$ kHz, and $b_0 = 10$ kHz.

大也不能补偿由此产生的偏差. 只有在功率幅度和 δ_0 大小接近时, 角加速度和 Ω 变化率带来的偏差减小, Ω 的增大才会有助于减小误差. 在图 8(b) 中, 脉冲长度的改变相当于 Ω 的变化, 但脉冲幅度和频率幅度的比保持不变, 于是在短到 1 ms 的脉冲时, 跃迁几率也没有像图 8(a) 中那样出现明显的下降.

当半脉冲结束时, 由于失谐为 0, 所以不论微波功率多大, 转动轴都正好指向 $\pi/2$ 角度, 对应于 1/2 跃迁几率. 这正是半脉冲对功率相对不敏感的原因所在. 但是, 如果中心频率有误差 Δf , 则跃迁几率为 $0.5 + \Delta f/\Omega$. 由于角度反比于 Rabi 频率 Ω , 因此随着功率幅度的增高, 误差逐渐缩小. 图 9(a) 展示了在 3 个中心频率下跃迁几率的变化, 明显可以看到, 在中心频率大于 0 时, 随着脉冲幅度的增加, 跃迁几率会先增大到接近 0.7, 再逐渐缩小. 图 9(b) 中, 在脉冲长度趋于 0 的一端, 跃迁几率的上升也同样意味着中心频率偏大. 在图 8(b) 中, 不同中心频率下的跃迁几率展示出非常好的线性度. 这一结果同样很明显地显示出中心频率的

偏差.

为准确测定目前的半脉冲结束时, 原子团所在位置的谐振频率, 实验中采用了 1 ms 脉冲, 测量 $|F = 3, m_F = 1\rangle$ 到 $|F = 4, m_F = 1\rangle$ 的跃迁频率, 计算即可得到 $|F = 3, m_F = 0\rangle$ 到 $|F = 3, m_F = 0\rangle$ 的频率. 在修正过后的中心频率下经过 3 h 的测量, 得到高低密度原子团的比值为 0.5068, 相应的稳定度如图 10 所示, 在 1000 s 时稳定度已经可以达到 2×10^{-4} . 由于测量密度比时是交替运行的, 此时的稳定度主要决定于原子数本身的稳定度和测量噪声, 稳定度的稳定下降显示绝热跃迁方法的跃迁几率比值非常稳定. 跃迁几率与理想值 0.5 之间有 6.8×10^{-3} 的差异. 经分析, 即使在没有选态微波时, 也有一定数量的 $F = 3$ 态的原子数本底, 主要是选态推光抽运到 3 态的原子. 当原子团中含有与选态方法无关的 $F = 3$ 态原子 Δn 时, 比例 $r = N_L/N_H$ 变为

$$r = \frac{N_L + \Delta n}{N_H + \Delta n} \approx \frac{N_L}{N_H} + \frac{N_L}{N_H} \frac{\Delta n}{N_H}. \quad (11)$$

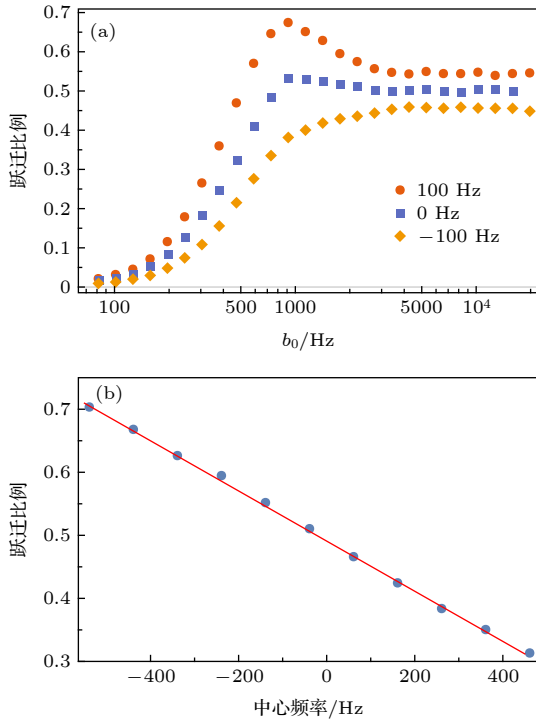


图 9 (a) 中心频率取 100, 0, -100 Hz, 不同 b_0 时的跃迁几率; (b) $\delta_0 = 5$ kHz, $b_0 = 10$ kHz 时, 不同中心频率的跃迁几率

Fig. 9. (a) Transition probability as a function of b_0 for 100, 0, -100 Hz center frequency detuning; (b) transition probability as a function of center frequency detuning for $\delta_0 = 5$ kHz and $b_0 = 10$ kHz.

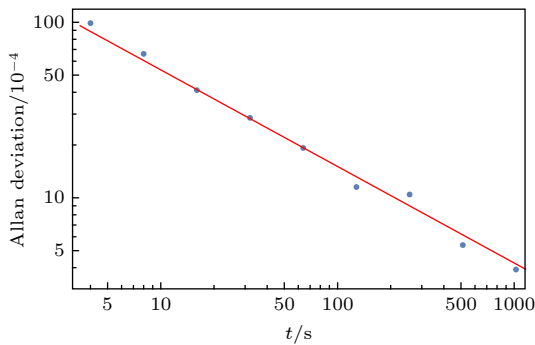


图 10 密度比的稳定度

Fig. 10. Stability of atoms number ratio.

在上组测量之后, 通过交替运行全脉冲与无选态, 测得本底与全脉冲的比值约为 1.22%, 因此扣除本底, 高低密度原子数比值为 0.5007. 本底原子的比例长期来看会有一定程度的浮动, 多次测量得到的值在 0.3%—1.5% 之间.

最后一个可能影响比值的因素是半脉冲的边带. 由于半脉冲结束时功率由最大幅度突降为 0, 带来比较高的边带效应, 可能导致原子跃迁到 $F = 4$ 态的其他子能级. 增加磁场, 可以让这些子

能级远离钟跃迁能级, 减小边带带来的影响. 图 11 是在几个磁场强度下测得的跃迁几率. 在磁场小到 11000 nT 时, 跃迁几率有 6% 左右的偏差, 但在 15000 nT 以上, 跃迁几率就没有明显差异了. 日常运行时, 磁场约为 18000 nT, 可以合理地估计边带带来的密度比不确定度不超过 1×10^{-3} .

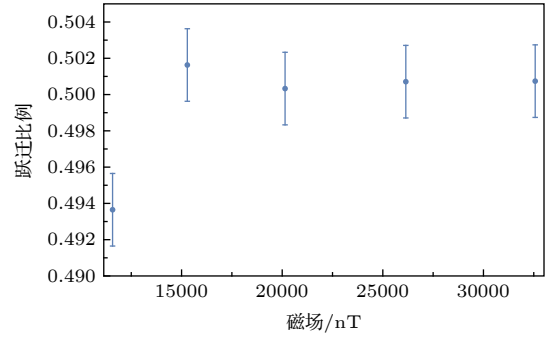


图 11 不同磁场下的跃迁几率

Fig. 11. Transition probability as a function of magnetic field.

当测量冷原子碰撞频移时, 由高密度原子团频率 f_H , 低密度原子团频率 f_L , 以及密度比 k , 可以外推得到 0 密度原子的频率,

$$f_{\text{ext}} = \frac{k f_L - f_H}{k - 1}, \quad (12)$$

其不确定度为

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ext}}^2(\tau) = & \left(\frac{k}{k-1} \right)^2 \sigma_L^2(\tau_L) + \left(\frac{1}{k-1} \right)^2 \sigma_H^2(\tau_H) \\ & + \left(\frac{F_L - F_H}{(k-1)^2} \right)^2 \sigma_k^2, \end{aligned} \quad (13)$$

式中前两项是统计不确定度, 可以通过延长测量时间而缩小. 第三项 k 的变化可以分为两部分, 第一部分是由于原子数本身的变化, 实验测得的原子数比值会因此偏离理论上的 k 值, 随着时间的延长偏差会趋向于 0, 因此也应该归于统计不确定度. 第二部分是系统不确定度, 来源于原子团制备方法带来的 k 的不确定度. 采用绝热跃迁方法, 由于参数变化密度比 r 的差异小于 2×10^{-3} . $F = 3$ 态的原子数本底中, 有 $1/7$ 为 $|F = 3, m_F = 0\rangle$ 态原子, 因此对 r 的改变为本底占比的 $1/14$, 从宽估计本底原子影响小于 2×10^{-3} . 两项合计 r 的不确定约为 3×10^{-3} , $k = 1/r$ 的不确定为 6×10^{-3} , NTSC-F1 的碰撞频移测量, f_H 与 f_L 的差约为 2.8×10^{-14} [21], 若采取绝热跃迁方法, $k = 2$, 系统不确定度 σ_k 可以达到 1.6×10^{-16} .

4 结 论

理论分析了误差的来源和影响的大小, 实验也证明, 绝热跃迁方法有很好的健壮性, 对参数的变化和外界影响不敏感. 全脉冲对参数在很大范围的变化都表现得很稳定, 对同样的扰动误差变化都比半脉冲要低几个量级, 因此原子团有效密度比值的误差主要取决于半脉冲的误差. 半脉冲的误差主要有几个来源. 首先, 是绝热跃迁的过程中原子状态和转动轴的偏离, 只要保证脉冲幅度与频率幅度大小相近, ΩT 足够大, 就能减小误差. 第二是中心频率的误差, 可以通过仔细测量谐振频率值来减小. 第三是边带的误差, 可以通过加大磁场来缩小. 以上三个方面决定了绝热跃迁方法本身的误差都可以合理地降低. 最后是 $F = 3$ 态本底原子. 此因素不影响绝热跃迁方法的准确性, 但会改变原子数比例. 这可以通过调整光学系统加以改善, 在无法消除时, 在使用绝热跃迁方法测量冷原子碰撞频移时, 可以测量残余原子的数量并修正密度比. 相比用 Rabi 跃迁调控原子数方法 10%—20% 的误差, 绝热跃迁方法可以将冷原子碰撞频移测量的系统不确定度降低 50—100 倍.

参考文献

- [1] Li R, Gibble K, Szymaniec K 2011 *Metrologia* **48** 283
- [2] Guena J, Abgrall M, Rovera M, Laurent P, Chupin B, Lours M, Santarelli G, Rosenbusch P, Tobar M E, Li R, Gibble K, Clairon A, Bize S 2012 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **59** 391
- [3] Jefferts S R, Shirley J, Parker T E, Heavner T P, Meekhof D M, Nelson C, Levi F, Costanzo G, De Marchi A, Drullinger R, Hollberg L, Lee W D, Walls F L 2002 *Metrologia* **39** 321
- [4] Weyers S, Gerginov V, Nemitz N, Li R, Gibble K 2012 *Metrologia* **49** 82
- [5] Ruan J, Wang Y B, Chang H, Jiang H F, Liu T, Dong R F, Zhang S G 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 160308 (in Chinese) [阮军, 王叶兵, 常宏, 姜海峰, 刘涛, 董瑞芳, 张首刚 2015 物理学报 **64** 160308]
- [6] Wang Q, Wei R, Wang Y Z 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 163202 (in Chinese) [王倩, 魏荣, 王育竹 2018 物理学报 **67** 163202]
- [7] Verhaar B J, Koelman J M V A, Stoof H T C, Luiten O J, Crampton S B 1987 *Phys. Rev. A* **35** 3825
- [8] Tiesinga E, Verhaar B J, Stoof H T C, van Bragt D 1992 *Phys. Rev. A* **45** R2671
- [9] Kokkelmans S, Verhaar B, Gibble K, Heinzen D 1997 *Phys. Rev. A* **56** R4389
- [10] Leo P J, Julienne P S, Mies F H, Williams C J 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 3743
- [11] Sortais Y, Bize S, Nicolas C, Clairon A, Salomon C, Williams C 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3117
- [12] Santos F P D, Marion H, Bize S, Sortais Y, Clairon A, Salomon C 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 233004
- [13] Fertig C, Gibble K 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 1622
- [14] Heavner T P, Jefferts S R, Shirley J H, Parker T E, Donley E A, Ashby N, Barlow S E, Levi F, Costanzo G 2014 *Metrologia* **51** 174
- [15] Messiah A 1999 *Quantum Mechanics* (Vol. 2) (New York: Dover) pp740–742
- [16] Loy M M T 1974 *Phys. Rev. Lett.* **32** 814
- [17] Marion H 2005 *Ph. D. Dissertation* (Paris: Université de Paris VI)
- [18] Zhang S G 2004 *Ph.D. Dissertation* (Paris: Université de Paris VI)
- [19] Kazda M, Gerginov V, Nemitz N, Weyers S 2013 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **62** 2812
- [20] Kasevich M A, Chu S 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 1741
- [21] Liu D D, Ruan J, Guan Y, Zhang H, Yang F, Wang X L, Shi J R, Zhang S G 2017 *Journal of Time and Frequency* **42** 107 (in Chinese) [刘丹丹, 阮军, 管勇, 张辉, 杨帆, 王心亮, 施俊如, 张首刚 2017 时间频率学报 **42** 107]

Investigation of cold atom collision frequency shift measured by rapid adiabatic passage in cesium fountain clock*

Guan Yong¹⁾²⁾³⁾ Liu Dan-Dan¹⁾²⁾³⁾ Wang Xin-Liang¹⁾²⁾³⁾ Zhang Hui¹⁾²⁾³⁾
 Shi Jun-Ru¹⁾²⁾³⁾ Bai Yang¹⁾²⁾³⁾ Ruan Jun^{1)2)†} Zhang Shou-Gang¹⁾²⁾

1) (*National Time Service Center, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710600, China*)

2) (*Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards, National Time Service Center, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710600, China*)

3) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 27 November 2019; revised manuscript received 4 April 2020)

Abstract

Cold collision frequency shift is one of the major systematic effects which limit the frequency uncertainty of the cesium fountain atomic clock. It is proportional to the effective atomic density, which is defined as the average density over the initial spacial and velocity distribution. The measurement of the frequency shift is based on a differential method, in which the fountain clock is operated with two different atomic densities, i.e. high density and low density, in turn. The clock frequency without collision shift can be achieved by linear extrapolation with the frequencies and density ratios of two states. For the density ratio is estimated with the atom number, it plays a crucial role in generating atoms with same density distribution for reducing systematic uncertainty in cold collision frequency shift estimation. The rapid adiabatic passage method is used in Cesium fountain clock to realize homogeneous transition probability, which modulates the amplitude and frequency of microwave continuously to prepare atom sample. To investigate the precision of this method, theoretical analysis and experimental measurement are both used here. An equation of deviation is derived from the time evolution of Bloch vector. The vector rotates at angular speed Ω with the rotation axis processing at lower angular speed. The deviations in the two directions on the surface of Bloch sphere are determined by the equations which are similar to wave equations, and can be simplified into wave equations when the deviations are sufficiently small. It is shown in the equations that the deviations are stimulated by angular velocity and angular acceleration of the precession, and is inversely proportional to the square of Ω . Further calculation shows that the deviation becomes smaller when the amplitude of microwave frequency and Rabi frequency are close to each other. It is then confirmed experimentally. The effects of some other parameters, such as the pulse length and time delay, on transition probability are also measured, showing that the RAP method is insensitive to these parameters up to a large scope. The precision of RAP method is dominated by three factors. The first factor is the product of rotating angular speed Ω and pulse length T , i.e. ΩT : The increase of ΩT can reduce the uncertainty to a satisfactory degree. The second factor is the uncertainty of resonant frequency, so the measurement is required to be precise. The third factor is the unexpected atoms which are not selected by the microwave, and may be attributed to pulling light. After optimizing the parameters, the ratio of low density to high density can approach to 0.5 with 3×10^{-3} uncertainty, which leads to a systematic relative uncertainty of cold collision shift up to 1.6×10^{-16} .

Keywords: cesium fountain atomic clock, cold collision frequency shift, rapid adiabatic passage method

PACS: 06.30.Ft, 07.77.Gx, 32.10.-f, 37.10.De

DOI: [10.7498/aps.69.20191800](https://doi.org/10.7498/aps.69.20191800)

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2016YFF0200202).

† Corresponding author. E-mail: ruanjuan@ntsc.ac.cn