

相干布居数拍频信号与基态超精细子能级相干性关系的研究

赵晓娜 庄煜昕 汪中

Study on the relationship between coherent population beating signal and the coherence of ground-state hyperfine sublevels

Zhao Xiao-Na Zhuang Yu-Xin Wang Zhong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 134203 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.134203

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.134203>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I13>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

微波场作用下三能级原子系统的无反转光放大

Amplification without population inversion in tree-level system driven by an additional microwave field

物理学报.2015, 64(6): 064205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064205>

芯片原子钟相干布居囚禁谱线特性研究

Study on characteristics of coherent population trapping spectral line for chip-scale atomic clock

物理学报.2015, 64(3): 034207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034207>

Rb<sup>87</sup> 冷原子电磁感应透明吸收曲线不对称性的分析

Analysis on the absorption curve asymmetry of electromagnetically induced transparency in Rb<sup>87</sup> cold atoms

物理学报.2015, 64(3): 034206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034206>

二维电磁感应光子带隙的动态生成与调控

Dynamic generation and manipulation of electromagnetically induced 2D photonic band-gaps

物理学报.2014, 63(22): 224203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.224203>

一维冷原子晶格中相干诱导三光子带隙

Tunable three photonic band-gaps coherently induced in one-dimensional cold atomic lattices

物理学报.2014, 63(3): 034209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.034209>

# 相干布居数拍频信号与基态超精细子能级相干性关系的研究\*

赵晓娜 庄煜昕 汪中†

(北京大学信息科学技术学院, 北京 100871)

(2014年12月23日收到; 2015年1月10日收到修改稿)

相干布居数拍频(coherent population beating, CPB)现象,产生于一个 $\Lambda$ 型三能级原子系统中,当双色相干激光场的频率差和两基态能级频率间隔近失谐的时候,原子在激发态能级上的布居数会产生一个弛豫振荡,且振荡频率等于失谐量.当将此现象运用于原子标准频率的提取时,CPB频标的稳定度与CPB信号的幅度及信噪比直接相关.本文理论推导了描述CPB现象的表达式,数值模拟并实验研究了 $^{87}\text{Rb}$ 基态超精细子能级的相干性对CPB信号的影响,通过控制与基态子能级共振相干激光场的抽运时间来控制能级的相干程度,观测不同相干程度对CPB信号质量的影响.研究表明CPB信号振荡的幅度与基态子能级相干程度成正比关系.要改善CPB信号信噪比、提高原子频标稳定度,建立、提高和保持基态超精细能级的相干性是关键.本文还讨论了CPB现象用于弱磁场测量及其他方面应用的可行性.

**关键词:** 相干布居数拍频, 能级相干, 原子频标, 相干布居数囚禁

**PACS:** 42.50.Gy, 42.50.Md, 32.70.-n

**DOI:** 10.7498/aps.64.134203

## 1 引言

相干布居数囚禁(coherent population trapping, CPT)现象可用于实现原子钟、磁力计等<sup>[1]</sup>,尤其在实现芯片级原子钟(chip-scale atomic clocks, CSACs)方面具有优势<sup>[2]</sup>,因此CPT作为一种重要的现象已被广泛地研究.在典型 $\Lambda$ 型三能级系统中,当双色相干激光场的频率差和CPT共振频率近失谐的时候,原子在激发态能级上的布居数会产生一个弛豫振荡,且振荡频率等于失谐量,我们称之为相干布居数拍频(coherent population beating, CPB)现象.该现象已被多个研究组观察到并在理论和实验上给予了证明,通常此现象被看作是由光脉冲激发和拉曼失谐引起的一种CPT瞬态振荡现象<sup>[3,4]</sup>.

2009年我们研究组提出了利用CPB现象实现原子钟的方案<sup>[5]</sup>,并实现了原子钟的运转<sup>[6-8]</sup>,此

方案利用CPB信号的振荡频率等于失谐量这一特性,可以定量地测量微波源频率与原子谱线频率之间的差值,然后将此差值补偿回微波源得到标准频率,此方案与传统CPT原子钟相比,稳定度提高了一个量级<sup>[6]</sup>.研究表明,CPB振荡信号的幅度直接影响振荡信号的提取和测量,进而影响原子钟的性能,本文利用 $^{87}\text{Rb}$ 原子基态 $5^2\text{S}_{1/2}$ 的超精细分裂子能级 $F=1$ ,  $F=2$ 和激发态 $5^2\text{P}_{1/2}$ 的 $F=2$ 构成的 $\Lambda$ 型三能级结构,研究CPB信号的幅度与基态超精细子能级相干性的关系.

## 2 理论基础

图1为典型的 $\Lambda$ 型三能级系统.它由 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 两个基态超精细分裂能级,激发态 $|3\rangle$ 构成. $\Gamma$ 为上能级向两个基态能级的跃迁概率,其中包括了自发辐射效应和碰撞效应造成的跃迁. $\gamma_1$ 代表两个基态能级间的跃迁速率, $\gamma_2$ 则表示两个基态能级的

\* 国家重点基础研究发展计划(973计划)(批准号: 2013CB922401)和国家自然科学基金(批准号: 11074012)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zw@pku.edu.cn

退相干速率. 两束角频率分别为  $\omega_1$  和  $\omega_2$  的相干激光与该三能级系统发生相互作用, 两相干激光的频率差  $\omega_{21} = |\omega_1 - \omega_2|$ . 当  $\omega_{21}$  等于超精细分裂  $\Delta_{21}$  时, 原子将被囚禁在两基态能级上, 即发生 CPT 现象. 这时若突然改变  $\omega_{21}$  使其与  $\Delta_{21}$  有一个小的失谐量  $\Delta$  ( $\Delta = |\omega_{21} - \Delta_{21}|$ ), 就会发生 CPB 现象.

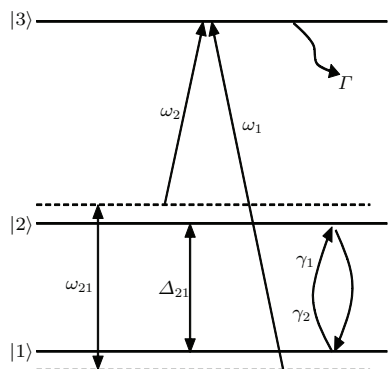


图1 经典  $\Lambda$  型三能级系统

Fig. 1. A typical  $\Lambda$  energy system.

利用光与原子相互作用的半经典模型, 由量子刘维方程可以推导出系统密度矩阵算符  $\hat{\rho}$  的演化方程组<sup>[9]</sup>:

$$\begin{aligned} i\dot{\rho}_{11} &= -\frac{\Omega}{2}b_{31} + \frac{\Omega}{2}b_{13} + i\frac{\Gamma}{2}\rho_{33} - i\frac{\gamma_1}{2}(\rho_{11} - \rho_{22}), \\ i\dot{\rho}_{22} &= -\frac{\Omega}{2}b_{32} + \frac{\Omega}{2}b_{23} + i\frac{\Gamma}{2}\rho_{33} - i\frac{\gamma_1}{2}(\rho_{22} - \rho_{11}), \\ i\dot{\rho}_{33} &= -\frac{\Omega}{2}b_{13} + \frac{\Omega}{2}b_{31} - \frac{\Omega}{2}b_{23} + \frac{\Omega}{2}b_{32} - i\Gamma\rho_{33}, \\ i\dot{b}_{12} &= \Delta b_{12} - \frac{\Omega}{2}b_{32} + \frac{\Omega}{2}b_{13} - i\gamma_2 b_{12}, \\ i\dot{b}_{13} &= \frac{\Delta}{2}b_{13} - \frac{\Omega}{2}(\rho_{33} - \rho_{11}) + \frac{\Omega}{2}b_{12} - i\frac{\Gamma}{2}b_{13}, \\ i\dot{b}_{23} &= -\frac{\Delta}{2}b_{23} - \frac{\Omega}{2}(\rho_{33} - \rho_{22}) + \frac{\Omega}{2}b_{21} \\ &\quad - i\frac{\Gamma}{2}b_{23}. \end{aligned} \quad (1)$$

方程组(1)中,  $\rho_{ij}(i, j = 1, 2, 3)$  为系统密度矩阵的矩阵元,  $\rho_{ii}(i = 1, 2, 3)$  为各个能级上的布居数, 它们正比于该能级上的粒子数.  $b_{ij} = b_{ji}^*(i, j = 1, 2, 3, i \neq j)$ ,  $b_{12} = \rho_{12}e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t}$ ,  $b_{13} = \rho_{13}e^{-i\omega_1 t}$ ,  $b_{23} = \rho_{23}e^{-i\omega_2 t}$ ,  $\Omega$  为激光的拉比频率(我们假设两束激光的拉比频率相同, 都为  $\Omega$ ).

由方程组(1)可以推导出  $\rho_{33}$  的解析解:

$$\begin{aligned} \rho_{33} = \text{Re} \Bigg\{ & -\frac{2\kappa_1\eta_1}{\eta_1 + \lambda + \Gamma} e^{(\eta_1 + \lambda)t} \\ & -\frac{2\kappa_2\eta_2}{\eta_2 + \lambda + \Gamma} e^{(\eta_2 + \lambda)t} \end{aligned}$$

$$+ \frac{2\kappa_3\lambda}{\Gamma} + C e^{-\Gamma t} \Bigg\}, \quad (2)$$

其中

$$\begin{aligned} \lambda &= -\gamma_2 + i\Delta, \quad \alpha = 2\gamma_2 - \Gamma - i\Delta, \\ \eta_{1,2} &= \frac{\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - 8\Omega^2}}{4}, \\ \kappa_3 &= -\frac{\Omega^2}{8\lambda^2 - 4\lambda\alpha + 4\Omega^2}, \\ \kappa_{1,2} &= \kappa_3 \frac{\lambda + \eta_{2,1}}{\eta_{1,2} - \eta_{2,1}}, \end{aligned}$$

$C$  为与时间无关的常量. 第三项  $2\kappa_3\lambda/\Gamma$  不随时间变化, 为  $\rho_{33}$  的稳态解, 第二和第四项为快速衰减项, 衰减速率为  $\Gamma$ . 第一项具有较慢的衰减速率  $\gamma_2 + \Omega^2/\Gamma$ , 该衰减速率恰好等于 CPT 的线宽. 通常情况下满足  $\Gamma \gg \gamma_2 + \Omega^2/\Gamma$  和  $\Gamma \gg \Delta$ , 所以我们可以忽略第二项和第四项, 将方程(2)简化为如下形式:

$$\rho_{33} = A - B e^{-(\gamma_2 + \Omega^2/\Gamma)t} \cos \Delta t, \quad (3)$$

其中  $B = \frac{2\kappa_1\eta_1}{\eta_1 + \lambda + \Gamma}$ ,  $A = \frac{2\kappa_3\lambda}{\Gamma}$  为与时间无关的常数.

### 3 模拟仿真

$\rho_{33}$  正比于激发态能级上的粒子数, 对方程组(1)进行仿真, 记录  $\rho_{33}$  随时间的变化可以模拟 CPB 的过程. 由方程(3)可以看出  $\rho_{33}$  的衰减速率为  $\gamma_2 + \Omega^2/\Gamma$ . 在我们的实验条件下, CPB 信号只能持续 10 ms 左右, 因此在实际 CPB 原子钟里, 需要周期性地激发 CPB 信号, 每个周期包含 CPT 态的建立和 CPB 信号的激发两个过程. 为了充分利用每个周期的 CPB 信号, CPB 信号的激发过程需要大约 10 ms, 而用于建立 CPT 态的时间要多久可使 CPB 信号最优是未知的, 也是本文要讨论解决的一个问题, 在实际实验中我们一般采用 20 ms 一个周期. 因此我们可以对方程(1)进行 20 ms 的仿真, 前半部分  $\Delta = 0$  对应 CPT 相干态的建立, 后半部分  $\Delta = 3$  kHz 为 CPB 过程, 通过改变  $\Delta = 0$  的部分所占时长来控制基态能级的相干程度, 模拟 CPB 信号幅度与基态能级相干程度的关系.  $\rho_{21}$  的实部  $\rho_{21}^r$  反映了基态能级的相干度<sup>[3]</sup>, 因此在仿真过程中还记录了  $\Delta = 0$  部分结束时的  $\rho_{21}^r$  的值, 仿真图如图 2 所示.

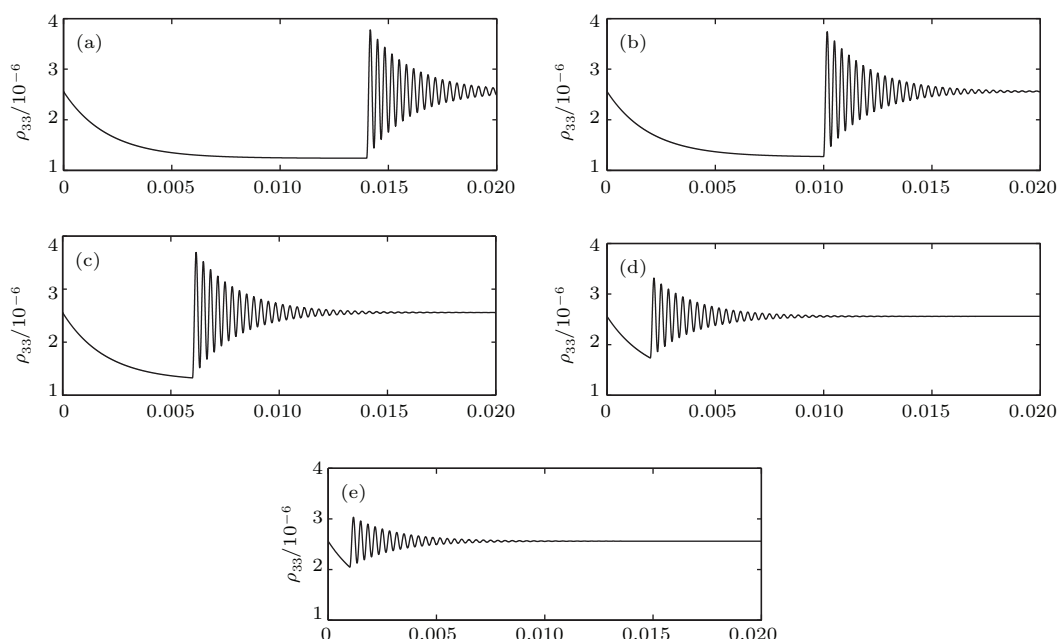


图2  $\rho_{33}$  数值仿真结果 (参数设置:  $\Omega = 1.6 \times 10^5$  Hz,  $\Gamma = 1.0 \times 10^8$  Hz,  $\gamma_1 = 100$  Hz,  $\gamma_2 = 240$  Hz: 初始条件:  $\rho_{33} = 0$ ,  $\rho_{11} = \rho_{22} = 0.5$ ,  $b_{ij} = 0$  ( $i, j = 1, 2, 3, i \neq j$ )): (a)  $\Delta = 0$  的时间为 14 ms,  $\Delta = 0$  部分结束时  $\rho_{21}^r = 0.2578$ ; (b)  $\Delta = 0$  的时间为 10 ms,  $\Delta = 0$  部分结束时  $\rho_{21}^r = 0.2514$ ; (c)  $\Delta = 0$  的时间为 6 ms,  $\Delta = 0$  部分结束时  $\rho_{21}^r = 0.2408$ ; (d)  $\Delta = 0$  的时间为 2 ms,  $\Delta = 0$  部分结束时  $\rho_{21}^r = 0.1610$ ; (e)  $\Delta = 0$  的时间为 1 ms,  $\Delta = 0$  部分结束时  $\rho_{21}^r = 0.1004$

Fig. 2. The numerical simulation results of  $\rho_{33}$ .  $\Omega = 1.6 \times 10^5$  Hz,  $\Gamma = 1.0 \times 10^8$  Hz,  $\gamma_1 = 100$  Hz,  $\gamma_2 = 240$  Hz. Initial conditions:  $\rho_{33} = 0$ ,  $\rho_{11} = \rho_{22} = 0.5$ ,  $b_{ij} = 0$  ( $i, j = 1, 2, 3, i \neq j$ ): (a) The time that  $\Delta$  equals to zero is 14 ms, at the end of the region  $\Delta = 0$ ,  $\rho_{21}^r = 0.2578$ ; (b) the time that  $\Delta$  equals to 0 is 10 ms, at the end of the region  $\Delta = 0$ ,  $\rho_{21}^r = 0.2514$ ; (c) the time that  $\Delta$  equals to 0 is 6 ms, at the end of the region  $\Delta = 0$ ,  $\rho_{21}^r = 0.2408$ ; (d) the time that  $\Delta$  equals to 0 is 2 ms, at the end of the region  $\Delta = 0$ ,  $\rho_{21}^r = 0.1610$ ; (e) the time that  $\Delta$  equals to 0 is 1 ms, at the end of the region  $\Delta = 0$ ,  $\rho_{21}^r = 0.1004$ .

从仿真结果可以看出, CPT 相干态完全建立需要大约 7.5 ms, 图 2(a) 和 (b) 两种情况下, CPB 开始时 CPT 态已完全建立, 而 2(c), (d) 和 (e) 三种情况下, CPB 开始时 CPT 态并未完全建立, 基态能级相干程度图 2(a)、(b)>(c)>(d)>(e), 从图中可以看出 CPB 信号的幅度也符合关系图 2(a)、(b)>(c)>(d)>(e), CPB 信号的幅度与基态能级的相干程度正相关.

## 4 实验研究

实验采用了与我们已开展的 CPB 原子钟研究基本相同的实验条件 [6-8], 实验框图如图 3 所示, 激光场由垂直腔面发射激光器 (VCSEL) 提供, 中心波长为 795 nm, 激光器驱动电流为 1.3 mA, 通过  $^{87}\text{Rb}$  气室的光强为  $50 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ . 气室为长 50 mm, 直径 25 mm 的圆柱形, 里面充有 27 Torr (1 Torr =  $1.33 \times 10^2$  Pa) 的缓冲气体 Ar 和 Ne, Ar 和 Ne 的压强比例为 1 : 1.25. 在气室外部缠

有螺旋线圈, 螺旋线圈为气室沿轴向方向提供了大约 32 mG (1 G =  $10^{-4}$  T) 的磁场, 使原子基态各子能级产生如图 4 所示的 Zeeman 移动, 实验中我们使用对磁场不敏感的一对基态超精细子能级  $|F_g = 1, m_F = 0\rangle$ ,  $|F_g = 2, m_F = 0\rangle$  与激发态  $|F_e = 2, m_F = +1\rangle$  构成的  $\Lambda$  型结构.

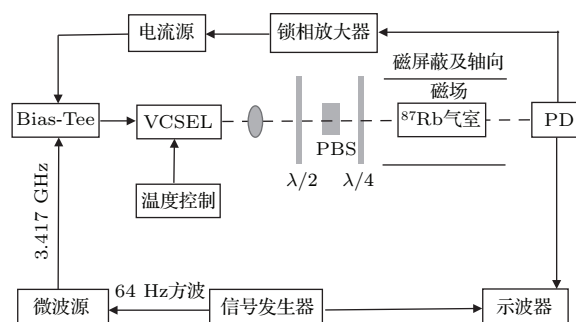


图3 实验系统框图. 锁相放大器用来锁定激光波长

Fig. 3. Our experimental setup. The Lock-in Amplifier is used to lock the laser wavelength.

为了获得实验所需的双色相干激光场, 我们采用频率约为 3.417 GHz 的微波, 与激光电流源的

直流信号经 Bias-Tee 耦合后送入 VCSEL 激光器, VCSEL 的输出频谱受到调制, 在中心频率两边会出现一系列边带, 边带与中心频率以及边带之间的频率间隔都等于微波源的输出频率. 本实验利用其中的  $\pm 1$  级边带作为激发 CPB 信号的双色相干激光,  $\lambda/4$  波片用来将激光器出射的线偏振光转换为圆偏振光与  $^{87}\text{Rb}$  原子作用, 然后由光电探测器探测获得光电信号.

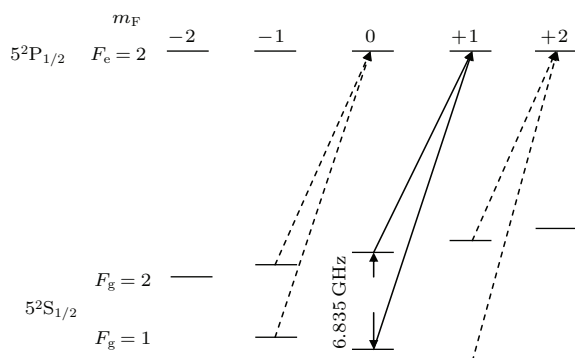


图4 实验用  $\Lambda$  型结构 (实线)

Fig. 4. The  $\Lambda$  structure used in our experiment (solid line).

由于实验中需要有 CPT 态的建立和 CPB 信号的激发两个过程, 即两相干激光的频率差与基态能级共振频率之间的失谐量  $\Delta$  要在等于零和不等零 (实验中设为 3 kHz) 之间切换, 我们采用了一个 64 Hz 频率的方波对微波源的输出频率进行调制, 方波低电平对应  $\Delta = 0$ , 方波高电平对应  $\Delta = 3$  kHz, 通过改变方波的占空比控制每个周期  $\Delta = 0$  的时间, 即建立相干态的时间, 进而控制基态能级的相干程度, 观察不同相干程度条件下的 CPB 信号. 实验结果如图 5 所示. 图 5 (a) 和 (b) 两种情况下, CPB 开始时 CPT 态即下能级相干态已完全建立, 而图 5 (c), (d) 和 (e) 三种情况下, CPB 开始时 CPT 态并未完全建立, CPB 信号的幅度图 5 (a)、(b) > (c) > (d) > (e), 实验结果与图 2 所示的仿真结果十分符合. 相干态完全建立之后再增加  $\Delta = 0$  的时间, CPB 信号的幅度也不会再显著增加; 而如果  $\Delta = 0$  的时间过短, CPB 信号的幅度就会下降到噪声水平, 导致信号不可用.

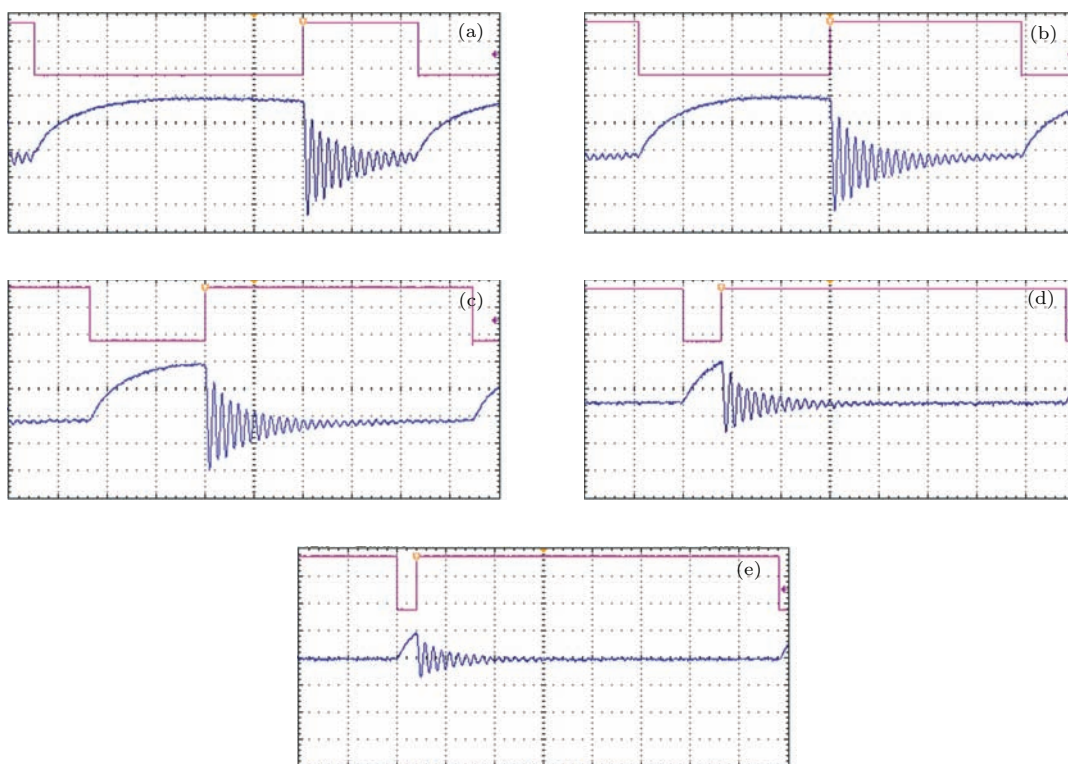


图5 实验结果 (a) 方波占空比 30%,  $\Delta = 0$  的时间 11 ms; (b) 方波占空比 50%,  $\Delta = 0$  的时间 7.8 ms; (c) 方波占空比 70%,  $\Delta = 0$  的时间 4.7 ms; (d) 方波占空比 90%,  $\Delta = 0$  的时间 1.6 ms; (e) 方波占空比 95%,  $\Delta = 0$  的时间 0.8 ms

Fig. 5. The experimental results: (a) duty cycle of the square wave is 30%, the time that  $\Delta$  equals to zero is 11 ms; (b) duty cycle of the square wave is 50%, the time that  $\Delta$  equals to zero is 7.8 ms; (c) duty cycle of the square wave is 70%, the time that  $\Delta$  equals to zero is 4.7 ms; (d) duty cycle of the square wave is 90%, the time that  $\Delta$  equals to zero is 1.6 ms; (e) duty cycle of the square wave is 95%, The time that  $\Delta$  equals to zero is 0.8 ms.

## 5 讨 论

由图2和图5所示的结果可以看出基态能级的相干度对CPB信号有显著的影响, 压窄CPT线宽则可以减小CPB信号的衰减速率, 提高CPB信号的信噪比. 因此充分建立两基态超精细分裂能级的相干性, 有利于提高频率分析的准确性, 是提高CPB振荡信号幅度和信噪比的关键.

由实验结果可知, 要得到信噪比最好的CPB信号, 实验中选用的方波要保证一个周期内低电平时间略大于CPT完全建立所需的时间, 高电平时间基本等于CPB信号衰减到噪声水平所需的时间. 当失谐量 $\Delta = 0$ 的时候相干态的建立时间 $\tau = 1/(\gamma_2 + \Omega^2/\Gamma)$ <sup>[10]</sup>,  $\Delta \neq 0$ 时CPB信号的衰减速率为 $\gamma_2 + \Omega^2/\Gamma$ , 因此其衰减到噪声水平所需的时间约为 $1/(\gamma_2 + \Omega^2/\Gamma)$ , 所以所用方波的周期要略大于 $2/(\gamma_2 + \Omega^2/\Gamma)$ .

在不同的CPB原子钟系统中, 由于 $\tau = 1/(\gamma_2 + \Omega^2/\Gamma)$ 不同, 因此要根据不同情况设计方波的频率. 其原则是前半周期首先要充分建立基态超精细能级的相干性, 而后半周期则要充分利用振荡信号的信噪比符合要求的部分对其进行分析和测量. 当CPT信号线宽在数百赫兹到1 kHz区间时, 这一调制方波的周期在10 ms量级. 而CPB振荡频率即 $\Delta$ 可以选择在1 kHz到10 kHz之间, 我们的实验显示在这一范围内, CPB信号的幅度仅与两下能级相干度有关, 而与 $\Delta$ 无关. 由于CPB方案这些特点对电路及其微波源的稳定性要求很宽松, 因此CPB原子钟电路可以被方便的数字化集成化, 而且抗干扰能力强, 不会失锁, 在稳定性和可靠性方面具有明显优势, 是小型和微型原子钟的一个有潜力的实施方案.

此外CPB现象也可用来进行弱磁场的测量. 若使用图4虚线所示的能级构成的 $\Lambda$ 型结构, 由于 $m_F = \pm 1$ 的塞曼子能级对磁场敏感, 当磁场改变时, 基态超精细子能级间隔会随之改变, 所以如果固定两相干激光的频率差, 当磁场改变时, 失谐量随之改变, CPB振荡信号的频率也随之改变, 我们就可以通过测量振荡信号频率的变化值, 得到基态超精细子能级间隔的变化值, 进而计算出磁场的大小.

由于CPB现象使我们可以直接用原子超精细能级跃迁频率为标准, 定量测量一个微波源的频率. 反之也可以用一个标准频率源来测量原子的跃迁频率, 因此CPB现象也可以应用于原子光谱、光梳稳定等相关领域.

## 6 结 论

本文对基态子能级相干性与CPB信号强度的关系进行了理论推导, 数值模拟和实验验证. 我们的实验研究结果表明, 基态超精细子能级的相干度对CPB信号的信噪比起着决定性的作用, 提高基态超精细子能级的相干度即可直接提高CPB信号的强度, 从而提高CPB信号的信噪比. 因此, 在实验中要改善CPB信号质量、提高频率分析的准确性, 进而提高原子频标稳定性和弱磁场测量准确度, 必须尽可能充分地建立基态两超精细能级的相干性. 由于CPB现象中建立相干和退相干的速率基本相等, 因此采用占空比50%的方波对微波源进行调制, 并使方波周期等于两基态能级退相干时间的两倍为最佳. 而充分建立两超精细能级的相干, 以及尽量减小退相干速率是提高CPB原子钟性能的关键.

## 参考文献

- [1] Vanier J 2005 *Appl. Phys. B* **81** 421
- [2] Wang Z 2014 *Chin. Phys. B* **23** 030601
- [3] Gu S H, Behr J A 2003 *Phys. Rev. A* **68** 015804
- [4] Park S J, Cho H 2004 *Phys. Rev. A* **69** 023806
- [5] Guo T, Deng K, Chen X Z, Wang Z 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 151108
- [6] Li D W, Shi D T, Hu E M, Wang Y G, Tian L, Zhao J Y, Wang Z 2014 *Appl. Phys. Express* **7** 112203
- [7] Wang Z, Zhao J Y, Wan M Y, Li Y Q, Shi D T, Hou D, Zhang S Y, Li D W 2013 *European Frequency and Time Forum & International Frequency Control Symposium (EFTF/IFC)* Prague, July 21–25, 2013 p590
- [8] Shi D T, Li Y Q, Wang Z 2013 *European Frequency and Time Forum & International Frequency Control Symposium (EFTF/IFC)* Prague, July 21–25, 2013 p758
- [9] Wang Z, Guo T, Deng K, Chen X Z 2010 *Proceedings of the 23rd International Frequency Control Symposium (FCS)* Newport Beach, CA, June 1–4, 2010 p129
- [10] Vanier J, Godone A, Levi F 1998 *Phys. Rev. A* **58** 2345

# Study on the relationship between coherent population beating signal and the coherence of ground-state hyperfine sublevels\*

Zhao Xiao-Na Zhuang Yu-Xin Wang Zhong<sup>†</sup>

(School of Electronics Engineering & Computer Science, Peking University, Beijing 100871, China)

( Received 23 December 2014; revised manuscript received 10 January 2015 )

## Abstract

Coherent population beating (CPB) phenomenon occurs in a typical three-level  $\Lambda$  system. When the frequency difference between two coherent pumping laser fields has a certain detuning from the ground-state hyperfine splitting, the excited state population will experience a transient oscillation before reaching equilibrium, and the oscillation frequency is equal to the detuning. The CPB phenomenon enables us to directly obtain the beat frequency between the measured radio frequency (RF) signal and the atomic transition frequency. Then we can get the standard frequency by compensating the beat frequency to the RF. We propose a scheme to implement atomic clock based on the CPB phenomenon in 2009, and the scheme has been implemented. When this effect is used to achieve an atomic clock, the frequency stability is directly related to the amplitude and SNR (signal to noise ratio) of the CPB signal. Influence of the ground-state hyperfine sublevels' coherence on CPB signal is theoretically simulated and experimentally investigated in this paper. A formula of the CPB signal is derived by using the semi-classical model of the interaction of atoms with light, and the theoretical simulation is done using the formula obtained. In the experiment two coherent pumping laser fields are used to interact with  $^{87}\text{Rb}$  atoms. A CPB process includes the coherence build-up and the CPB stimulation. The coherence of the ground-state hyperfine sublevels is achieved by controlling the pumping time of the coherent laser fields that are resonant to the ground-state hyperfine sublevels. With this method, the relationship between CPB signal and coherence of the ground-state hyperfine sublevels can be observed. Result shows that the amplitude of CPB signal is proportional to the ground-state hyperfine sublevels' coherence. The high quality CPB signal can be achieved when the CPB stimulation is started with a pure coherent population trapping (CPT) state. In the CPB process, the coherence build-up rate is approximately equal to the coherence decay rate. So a 50% duty cycle square wave can be used to modulate the RF, and the period of the square wave had better be twice of the decay time of the ground-state hyperfine sublevels' coherence. To improve the SNR of CPB signal and the stability of atomic frequency standard, the ground-state hyperfine sublevels' coherence must be built up, improved, and maintained before the CPB stimulation. The feasibility of applying CPB phenomenon to the weak magnetic field measurement and other applications is also discussed in this paper.

**Keywords:** coherent population beating, energy-levels' coherence, atomic frequency standard, coherent population trapping

**PACS:** 42.50.Gy, 42.50.Md, 32.70.-n

**DOI:** 10.7498/aps.64.134203

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB922401) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11074012).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [zw@pku.edu.cn](mailto:zw@pku.edu.cn)