

空间型 Raman 脉冲冷原子陀螺仪的绝对角速度测量

邹鹏飞 颜树华 林存宝

国防科学技术大学机电工程与自动化学院, 湖南长沙 410073

摘要 介绍了图解法分析冷原子干涉仪的基本原理,建立了空间型 Raman 脉冲冷原子陀螺仪的理论模型。通过对冷原子干涉仪近似数学模型的变换,研究了原子初速度与跃迁概率之间的关系,阐述了基于辅助角速度测量的原子速度扫描法测量原理。在原子干涉仪精确模型的基础上,利用 Raman 激光频率调制对多普勒效应进行补偿,并利用相位调制进行修正以满足原子速度扫描法中的相位关系。数值仿真计算结果表明,在辅助角速度测量量程内,经过补偿修正后的原子速度扫描法能实现对绝对角速度的高精度测量。

关键词 测量;角速度测量;陀螺仪;原子干涉仪;速度扫描法;误差分析

中图分类号 TH824 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/LOP51.051201

Absolute Rotation Measurement for Space-Domain Raman Pulses Cold Atom Gyroscope

Zou Pengfei Yan Shuhua Lin Cunbao

College of Mechatronics Engineering and Automation, National University of Defense Technology,
Changsha, Hunan 410073, China

Abstract The fundamental principle of cold atom interferometer is analyzed using a novel diagrammatic approach, and the theoretical modeling of space-domain Raman pulses cold atom gyroscope is created. Through the manipulation of approximate mathematical model of the cold atom interferometer, the relationship between the velocity and the transition probability of atom is studied to expound the atom's velocity scanning method based on assistant angular velocity sensor. In consideration of precise theoretical modeling, the Raman frequency modulation is used to restrain the Doppler effect and the phase modulation is used to fix the phase relationship in atom's velocity scanning method. The numerical simulation calculation results show that the method with compensation and correction can realize rotation measurement with high-precision within the measurement range of the assistant angular velocity sensor.

Key words measurement; angular velocity measurement; gyroscope; atom interferometer; velocity scanning method; error analysis

OCIS codes 120.0280; 120.5790; 020.1335; 120.7250

1 引言

原子干涉惯性传感器基于原子的波动性,通过测量原子干涉相位变化来精确探测其受到的惯性力。随着激光冷却原子技术的发展,冷原子干涉惯性测量实验系统已经可以和光学干涉仪相媲美。由于具有极高的长期灵敏度,双光子 Raman 跃迁冷原子干涉测量技术在基础科学和应用科学领域的应用越来越多,目前可进行的有高精度旋转角速度^[1-2]、重力梯度^[3]和加速度^[4-6]的测量。从广义相对论验证^[7-8]到新一代基于原子干涉的惯性导航系统^[9]等一系列与之相关的科学领域,原子干涉也显现出巨大的研究价值。

冷原子陀螺仪基于原子干涉仪的 Sagnac 效应实现对转动角速度的测量。美国 Kasevich 小组的冷原子陀螺仪角度随机游走 (ARW) 小于 $100 \mu \cdot (^{\circ}) / \sqrt{\text{Hz}}$, 最大角速度测量值为 0.175 rad/s, 实际测得地球自转角速度测量值与理论值的比值为 1.0007 ± 0.0005 ^[1]。法国巴黎天文台于 2006 年设计的冷原子干涉仪实现了对旋

收稿日期: 2013-12-06; 收到修改稿日期: 2013-12-11; 网络出版日期: 2014-04-29

基金项目: 国家自然科学基金(51275523)

作者简介: 邹鹏飞(1989—),男,硕士研究生,主要从事冷原子干涉技术方面的研究。E-mail: eric1707@139.com

导师简介: 颜树华(1969—),男,博士生导师,主要从事光电检测方面的研究。E-mail: yanshuhua996@163.com

转角速度和线性加速度的精确测量,转动测量灵敏度为 $2.4 \times 10^{-7}(\text{rad/s})/\sqrt{\text{Hz}}$ ^[10]。德国汉诺威大学于2009年建成的长基线左右对抛式冷原子干涉仪,转动测量灵敏度为 $6.1 \times 10^{-7}(\text{rad/s})/\sqrt{\text{Hz}}$ ^[11]。

由于跃迁概率 P 是干涉相位 φ 的余弦变化函数,一般来说单次测量或按照常规处理方法无法确定 φ 的大小,而旋转角速度 $\Omega \propto \varphi$,因此利用冷原子陀螺测量绝对转动角速度是一个难点问题。目前已知的求解转动角速度的方法主要有三种:一种是采用旋转平台匀速旋转原子干涉仪使干涉相位发生变化,根据干涉相位的正弦变化曲线幅度与地球自转成正比的关系来求解^[1]。该方法的局限在于必须已知地球自转大概值,且在该过程中干涉相位极值不超过 $\pm 4.57 \text{ rad}$,所以它成立的前提是概率与相位可一一对应。第二种是周敏康提出的在不同干涉周期条件下利用 Raman 光扫频的方法,通过寻找多条拟合的干涉条纹重叠点来计算重力加速度,当然也可用该方法进行旋转测量,但仅限于类似于测重力干涉仪的时间型 Raman 脉冲式原子干涉仪^[12]。第三种是朱常兴等提出的利用原子干涉仪的相位调制进行绝对转动测量,通过干涉信号傅里叶变换得到的有转动时的动量谱函数与无转动的动量谱函数之间的关系,来实现转动的绝对测量^[13]。但这种方法仅局限于空间型连续 Raman 光原子干涉仪。本文探讨了空间型 Raman 脉冲式冷原子干涉仪,并提出了利用原子速度扫描法测量旋转角速度的方法。

2 理论模型

2.1 空间型 Raman 脉冲式冷原子陀螺仪理论模型

空间型 Raman 脉冲式冷原子干涉仪示意图如图 1 所示,Raman 脉冲空间距离 L 一定,而激光作用间隔 $T = L/v$ 随着原子的发射速度 v 而改变,在结构上如同德国汉诺威大学的直线型原子干涉仪^[14]。

三能级(超基态超精细能级 $|g\rangle$ 和 $|e\rangle$,激发态能级 $|i\rangle$)碱金属原子与 Raman 激光相互作用过程^[15]以及原子能态随时间演化的方程可以用图 2 表示。

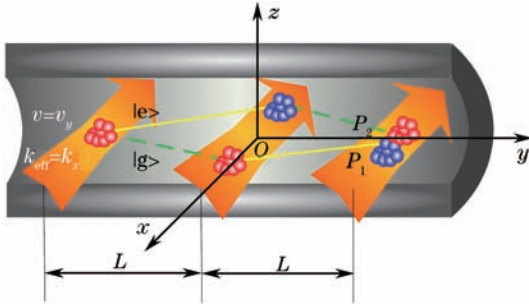


图 1 空间型 Raman 脉冲冷原子陀螺仪原理示意图

Fig.1 Schematic of space-domain Raman pulses cold atom gyroscope

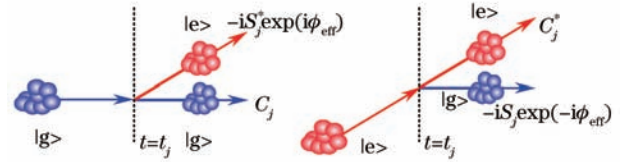


图 2 单 Raman 脉冲对不同能态原子的作用图解示意图

Fig.2 Diagrammatic approach of single Raman pulse on atom in different eigenstates

图 2 中 S 和 C 为 Raman 脉冲作用算子,定义为

$$\begin{cases} C = \exp(i\delta\tau/2) [\cos(\Omega_R \tau/2) + i \cos \theta \sin(\Omega_R \tau/2)] \\ S = \exp(i\delta\tau/2) \sin \theta \sin(\Omega_R \tau/2) \end{cases}, \quad (1)$$

式中 $\Omega_R = \sqrt{|\Omega_{\text{eff}}|^2 + (\delta - \delta^{AC})^2}$, $\cos \theta = (\delta - \delta^{AC})/\Omega_R$, $\sin \theta = |\Omega_{\text{eff}}|/\Omega_R$, Ω_{eff} 为有效拉比振荡频率, δ^{AC} 为 AC Stark 频移之差, δ 为双光子跃迁失谐量。

通过图 2 可以用图解法表示三 Raman 脉冲原子干涉仪原子状态演化过程,如图 3 所示。图 3 中原子干涉信号由 AB_1D_2 和 AB_2D_3 两条相干路径上的状态函数相干叠加得到,且在计算时要考虑到旋转作用引起的微小空间位置分离影响,即分离相位。而由于非理想 Raman 脉冲作用导致的额外路径上同样会存在处于 $|g\rangle$ 态或 $|e\rangle$ 态的原子,它们相对于干涉信号来说是背景噪声。由于空间位置分离过大,因此背景噪声与干涉信号之间并无相干性,噪声大小可通过各自的概率波幅度取平方得到。初始状态为 $|g\rangle$ 态的原子经过“ $\pi/2 - \pi - \pi/2$ ”Raman 脉冲作用后,检测到 $|e\rangle$ 态原子的概率为

$$P_e = |C_1 C_{21} S_{31}^*|^2 + |S_1^* C_{22}^* C_{34}^*|^2 + |C_1 S_{21}^* C_{32}^*|^2 + |S_1^* S_{22}^* S_{33}^*|^2 - 2 \text{Re}[S_1^* S_{21}^* S_{22}^* S_{33}^* C_1^* C_{32}^* \exp(i\phi_{\text{total}})]. \quad (2)$$

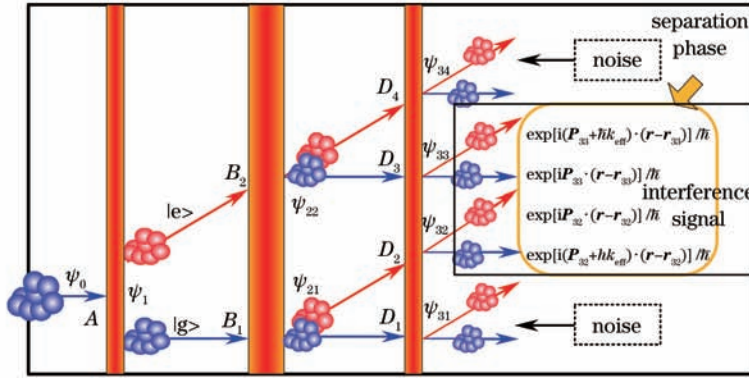


图3 三脉冲原子干涉仪图解示意图

Fig.3 Diagrammatic approach of three-pulse atom interferometer

在考虑共振跃迁和忽略AC Stark效应的理想情况下,Raman脉冲面积即拉比频率 Ω_{eff} 和脉冲持续时间 τ 的乘积刚好为 $\pi/2$ 或 π ,上述Raman脉冲算子大小为

$$\begin{cases} S_1 = C_1 = S_{32} = C_{32} = S_{33} = C_{33} = \sqrt{2}/2 \\ S_{21} = S_{22} = 1, C_{21} = C_{22} = 0 \end{cases} \quad (3)$$

由(2)式和(3)式可得

$$P_e = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos \phi_{\text{total}} \quad (4)$$

而在实际情况下, S 和 C 与原子运动状态及Raman激光的频率、相位、光强等参数密切相关,在精确计算时并不会得到如(3)式和(4)式的理想结果。

图1所示的空间型Raman脉冲式冷原子陀螺仪,对于速度一定的原子,若激光频率及相位不变,发生转动时干涉相位可表示为

$$\phi_{\text{total}} = 2k_x v_y T [\sin(2\Omega_z T) - \sin(\Omega_z T)] + k_x \frac{\hbar k_x}{m} T [\cos(2\Omega_z T) - \cos(\Omega_z T)] \approx 2k_x \Omega_z L^2 / v_y, \quad (5)$$

式中 v_y 为原子与第一束Raman光作用时的初速度,方向与 y 轴正方向相同, $T = L/v_y$, k_x 为与 x 轴正向同向的Raman光波矢量,且(5)式的近似结果是在 Ω_z 很小的情况下经过泰勒展开得到。如果测得干涉相位 ϕ_{total} ,就可以知道 z 方向的旋转角速度。

2.2 原子速度扫描法

当激光频率或相位发生变化时,由激光产生的相位会引起干涉仪总相位的变化。假如相位变化为 $-\alpha T^2$,利用(5)式近似相位表达式进行分析,由(4)式可得新的概率表达式为

$$P_e = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos \left[-\alpha L^2 \left(1/v_y - \frac{k_x \Omega_z}{\alpha} \right)^2 + \frac{k_x^2 \Omega_z^2 L^2}{\alpha} \right]. \quad (6)$$

上述跃迁概率函数并不是一个单纯的余弦周期函数,而是在 $1/v_y = k_x \Omega_z / \alpha$ 处存在一个极值点。假设激光波长为780 nm,脉冲间距 L 为0.5 m,扫频速度 α 取 $-v_0 k_x \Omega_z$, v_0 为2.5 m/s,在角速度为0.004 rad/s时,可得跃迁概率随原子初速度的变化趋势,如图4所示。

如图4所示,特殊极值点(极大或极小值)只有一个。根据(6)式可知,该点即为干涉相位的抛物线顶点,其横坐标 $v_y = \alpha / k_x \Omega_z$ 。

通过扫描 v_y 的大小,找到该极值点即可求得旋转角速度大小为:

$$\Omega_z = \alpha / k_x v_y. \quad (7)$$

具体操作过程中要注意两个问题:一方面,由于 v_y 为正值,极值点的横坐标应该大于0。假如波矢 k_x 为正值,则由(7)式可看出激光频率变化率 α 取值正负应该和旋转角速度方向一致;另一方面,通常情况下应该限制速度 v_y 的变动范围(在 v_0 左右变动),即不能太大也不能太小,速度过大不利于速度扫描过程的快速

完成,速度过小则可能使得原子的热运动效明显。根据以上要求,为了能够更为合理有效地扫描到极值点,需要用到辅助角速度传感器。利用辅助角速度测量仪,可以很迅速地获得待测角速度的大概值和方向,据此可以解决以上提出的两个问题。

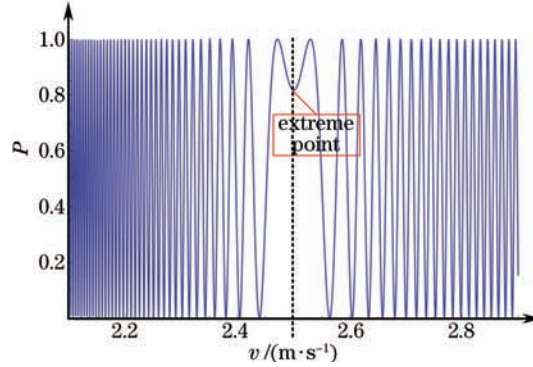


图4 跃迁概率随原子速度变化曲线

Fig.4 Graph of transition probability versus atom velocity

若待测角速度为 Ω_z , 辅助测量结果为 Ω'_z (与真实值偏差不超过 $|\Delta\Omega|$)。首先根据辅助测量的角速度来确定激光频率变化率:

$$\alpha = v_0 k_x \Omega'_z. \quad (8)$$

将(6)式可改写成

$$P_e = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos \left[-\alpha L^2 \left(1/v_y - \frac{k_x \Omega_z}{\alpha} \right)^2 + \frac{k_x^2 \Omega_z^2 L^2}{\alpha} \right] = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos \left[v_0 k_x \Omega'_z L^2 \left(1/v_y - \frac{\Omega_z}{v_0 \Omega'_z} \right)^2 + \frac{k_x \Omega_z^2 L^2}{-v_0 \Omega'_z} \right], \quad (9)$$

即当速度扫描至 $v_m = v_0 \Omega'_z / \Omega_z$ 时取得极值点, 得到旋转角速度最终计算公式为

$$\Omega_z = \frac{v_0}{v_m} \Omega'_z. \quad (10)$$

由于 $\Omega'_z - \Delta\Omega \leq \Omega_z \leq \Omega'_z + \Delta\Omega$, 所以速度扫描范围为

$$\frac{v_0}{1 + |\Delta\Omega/\Omega'_z|} \leq v \leq \frac{v_0}{1 - |\Delta\Omega/\Omega'_z|}. \quad (11)$$

利用(11)式就可以快速确定扫描范围, 提高测量效率。

中国科学院武汉物理与数学研究所熊宗元等用直接数字式频率合成器(DDS)射频电路驱动声光调制器(AOM)晶体来控制囚禁光的相对频率失谐量, 通过精确调节 DDS 射频电路的频率对冷原子的发射速度进行精确控制^[16]。利用其研究成果, 原子的初速度

$$v = \frac{\delta \cos \beta}{k \cos \theta}, \quad (12)$$

式中 θ 为冷却光中失谐光束与原子抛出方向的夹角, β 为抛出方向与水平方向的夹角, k 为冷却光波矢, δ 为由 DDS 控制的频率失谐量。实验测得原子速度控制相对精度可达到 10^{-7} , 故能够利用该方法对原子速度进行精确扫描, 以达到高精度测量的目的。

2.3 精确模型下原子速度扫描方法的修正

上述原子速度扫描法主要是利用相位变化实现角速度的测量, 可以采用 Raman 光频率调制或相位调制的方法达到这一目的。鉴于在原子干涉过程中多普勒效应会导致非共振跃迁, 会产生“额外”的路径(如图3所示), 对原子波函数的幅度及相位都有极大的影响, 且随着旋转角速度的增加而更加明显。如果对 Raman 脉冲频率进行调制, 可以在一定程度上补偿多普勒影响。经过计算可知, 可以对 Raman 激光频率进行如下调制, 从第一束 Raman 脉冲作用开始, 其频率变化量为

$$\Delta\omega(t) = k_x v_y [\Omega_z t \cos(\Omega_z t) + \sin(\Omega_z t)]. \quad (13)$$

实际情况下旋转角速度并不可知, 同样需要用辅助角速度传感器测量结果 Ω'_z 代替 Ω_z 。激光频率的改

变会导致激光相位的变化,

$$\phi_{\text{Raman}} = 0 + \left[-\int_0^{2T} \Delta\omega(t) dt \right] - \left[-2\int_0^T \Delta\omega(t) dt \right] = 2k_x v_y T [\sin(\Omega_z T) - \sin(2\Omega_z T)]. \quad (14)$$

为了能够继续使用原子速度扫描法,可以在进行激光频率调制的同时,对第三束脉冲进行单纯的相位调制:即第三束脉冲作用时,附加额外的相位 $-\phi_{\text{Raman}} - \alpha T^2$ 。因此,总相位部分仍然为 $\phi_{\text{total}} - \alpha T^2$,其中 $T = Lv_y$, α 由(8)式决定。

因为(9)式及(10)式是利用(5)式中干涉相位近似表达式分析得到的,所以根据(10)式计算旋转角速度并不准确,而且 Ω_z 越大,这种近似造成的影响就越大。由于该方法扫描的极值点是相位 $\phi_{\text{total}} - \alpha T^2$ 随原子速度变化的抛物线顶点,因此为了更精确地计算旋转角速度,可对相位精确表达式进行求导,使得

$$\frac{d}{dv_y}(\phi_{\text{total}} - \alpha T^2) = 0. \quad (15)$$

再将扫描到的极值点 \tilde{v}_m 代入(15)式,便可得到 Ω_z 的测量值,记为 Ω_0 。

3 仿真计算及测量误差分析

测量总误差 $\Delta\Omega_0$ 的来源及改善方法:

1) 原子速度控制不确定度 Δv_y 引起的测量随机误差。这一随机误差可通过提高原子发射速度的控制精度进行抑制。

2) 由于在极点附近跃迁概率变化较小,探测技术的限制使得无法分辨极小速度变化引起的概率变化,造成扫描到的极值点 \tilde{v}_m 与实际曲线极值点 v'_m 之间存在偏差 $\Delta v'_m$,也会造成测量随机误差,称之为极点探测误差。所以为了减小极点探测误差,需要提高跃迁概率的变化值。因此必须制备原子数目更多的冷原子团,以增大探测信号的幅度。

3) 满足(15)式的理论极点 v_m 与实际曲线极值点 v'_m 存在偏差 Δv_m ,即理论上的近似处理造成测量系统误差。虽然通过频率调制补偿了一定大小的多普勒频移,但补偿并不充分。由(2)式可知残余的多普勒效应仍会对相位有一定的贡献量,而上述相位 $\phi_{\text{total}} - \alpha T^2$ 并没有考虑这一部分。该系统误差是无法消除的,而且随着待测角速度越大,系统误差越大,这成为限制测量精度的主要因素。

取 v_0 为2.5 m/s,脉冲间距 L 为0.1 m,辅助角速度传感器测量极限误差不超过0.005 rad/s,且最小测量值

表1 不同角速度作用下极值点速度探测值、角速度测量值及其偏差

Table 1 Velocity of extreme point, the measured value and measuring error of rotation under different angular speeds

$\Omega_z / (\text{rad/s})$	$\Omega'_z / (\text{rad/s})$	$\tilde{v}_m / (\text{m/s})$	$\Omega_0 / (\text{rad/s})$	$ \Omega_0 - \Omega_z / (\mu\text{rad/s})$	$ \Omega_0 - \Omega_z / \Omega_z / 10^{-6}$
0.003	0.01	74.63	0.003498593	349	1.16×10^5
0.005	0.012	5.9999	0.0050000852	0.0853	17.1
0.01	0.012	3.0000	0.0100000333	0.0333	3.33
0.02	0.016	2.0000	0.0200003350	0.335	16.8
0.03	0.028	2.3334	0.0299997544	0.246	8.20
0.04	0.045	2.8125	0.0400008192	0.819	20.5
0.05	0.052	2.6001	0.0499997040	0.296	5.92
0.07	0.065	2.3216	0.0699994675	0.532	7.60
0.10	0.102	2.5502	0.100001614	1.61	16.1
0.13	0.135	2.5965	0.130000717	0.718	5.52
0.16	0.158	2.4693	0.159998998	1.00	6.25
0.20	0.205	2.5633	0.199996323	3.68	18.4
0.25	0.252	2.5211	0.250003018	3.02	12.1
0.30	0.299	2.4932	0.300005890	5.89	19.6
0.40	0.403	2.5214	0.399998584	1.42	3.55
0.50	0.503	2.5190	0.499999790	0.0210	0.04
0.60	0.595	2.4849	0.599994118	5.88	9.80
1.00	1.005	2.5274	0.999995000	5.00	5.00
1.50	1.495	2.5244	1.499995259	4.74	3.16
2.00	1.995	2.5506	1.999986283	13.7	6.88
3.00	3.005	2.6265	3.000028075	28.1	9.37

为 0.01 rad/s (当待测量 Ω_z 小于 0.01 rad/s 时, 辅助测量输出值均认为大于 0.01 rad/s)。通过计算冷原子的经典运动轨迹、计算 Raman 脉冲作用算子和干涉相位, 并在给定的不同角速度值下绘制跃迁概率随原子速度扫描变化的曲线图, 找到相应的极值点。表 1 给出了在不同角速度作用下探测到的极值点速度 \tilde{v}_m 、角速度测量值 Ω_0 和测量绝对误差 $|\Omega_0 - \Omega_z|$ 以及测量相对误差 $|\Omega_0 - \Omega_z|/\Omega_z$ 值 ($|\Omega_0 - \Omega_z|$ 、 $|\Omega_0 - \Omega_z|/\Omega_z$ 保留三位有效数字)。

如表 1 所示, 当角速度在 $0.005 \sim 3 \text{ rad/s}$ 之间时, 测量值 Ω_0 相对误差都在 2.5×10^{-5} 以内。而当角速度较小 (0.005 rad/s 以下) 时, 相对误差变大。主要有两个原因: 1) 辅助测量结果 Ω_z' 远大于 Ω_z , 采用 Raman 光脉冲频率调制补偿多普勒效应时, 有“多余”补偿, 这种过补偿的多普勒效应对相位影响较大; 2) 由 (10) 式可知, 当 Ω_z' 远大于 Ω_z 时, 极值点速度很大, 使多普勒效应更加明显。所以修正后的原子速度扫描法可实现对绝对旋转角速度的高精度测量, 虽然测量下限受辅助角速度传感器的制约, 但是测量精度远远高于辅助测量的结果, 这是因为辅助测量结果只是给该测量方法提供一个参考值, 其测量误差并不会传递至最终的测量结果。

4 结 论

利用图解法分析冷原子干涉仪的基本原理, 建立了空间型 Raman 脉冲冷原子陀螺仪的精确理论模型。以理想情况下的冷原子陀螺仪近似模型为研究对象, 通过对干涉相位的变换, 研究了原子初速度与跃迁概率之间的关系, 阐述了原子速度扫描法测量角速度的原理。利用所建立的原子干涉仪精确模型, 通过 Raman 激光频率调制和相位调制对该方法进行了一定的补偿及修正。经过数值仿真计算, 验证了在有辅助角速度测量仪的基础上, 该方法可实现空间型 Raman 脉冲式原子陀螺仪绝对旋转角速度的高精度测量, 虽然测量量程下限受辅助角速度测量仪量程的限制, 但是测量精度远远高于辅助测量的结果。然而同其它测量方法类似, 空间型 Raman 脉冲冷原子陀螺仪以牺牲时间为代价提高测量精度极大地降低了测量实时性。接下来的研究将着眼于改进原子速度扫描方法、更快地确定特殊极值点的位置将有助于缩短测量周期, 从而增强该方法的实用性。

参考文献

- 1 T Ken. Precision Rotation Rate Measurements with a Mobile Atom Interferometer[D]. Stanford: Stanford University, 2008. 78-94.
- 2 Stockton J K, Takase K, Kasevich M A. Absolute geodetic rotation measurement using atom interferometry[J]. Phys Rev Lett, 2011, 107(13): 133001.
- 3 M Chetan. Atom Interferometric Gravity Gradiometer: Disturbance Compensation and Mobile Gradiometry[D]. Stanford: Stanford University, 2009. 84-97.
- 4 Sorrentino F, Bongs K, Bouyer P, *et al.*. The space atom interferometer project: status and prospects[J]. Journal of Physics: Conference Series, 2011, 327(1): 012050.
- 5 M J Hayden, R V Akash, B W Grant. High data-rate atom interferometer for measuring acceleration[J]. Appl Phys Lett, 2012, 100(1): 011106.
- 6 Wang Zhaoying, Wu Zhenjing, Lin Qiang. The relation between the atom interference fringe and the measurement precision of Gravity[J]. Acta Optica Sinica, 2009, 29(12): 3541-3544.
王兆英, 吴珍菁, 林 强. 原子干涉条纹与重力加速度测量精度的关系[J]. 光学学报, 2009, 29(12): 3541-3544.
- 7 D Savas, G W Peter, H M Jason, *et al.*. Testing general relativity with atom interferometry[J]. Phys Rev Lett, 2007, 98(11): 111102.
- 8 D Savas, G W Peter, H M Jason, *et al.*. General relativistic effects in atom interferometry[J]. Phys Rev D, 2008, 78(4): 042003.
- 9 Kasevich A M, Dubetsky B. Kinematic sensors employing atom interferometer phases. United States: US 2006/0249666 [P]. 2006-11-09.
- 10 Gauguier A, Canuel B, Lévèque T, *et al.*. Characterization and limits of a cold-atom sagnac interferometer [J]. Phys Rev A, 2009, 80(6): 063604.

- 11 Tackmann G, Schubert C, Berg P, *et al.*. Large area Sagnac interferometer based on laser-cooled atoms[C]. San Jose: Conference on Laser and Electro-Optics (CLEO), 2012. 22~26.
- 12 Zhou Minkang. Experimental Demonstration of an Atom Interferometry Gravimeter[D]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology, 2011. 22-26.
周敏康. 原子干涉重力测量原理性实验研究[D]. 武汉: 华中科技大学, 2011. 22-26
- 13 Zhu Changxing, Feng Yanying, Ye Xiongying, *et al.*. The absolute rotation measurement of atom interferometer by phase modulation[J]. Acta Physica Sinica, 2008, 57(2): 808-815.
朱常兴, 冯焱颖, 叶雄鹰, 等. 利用原子干涉仪的相位调制进行绝对转动测量[J]. 物理学报, 2008, 57(2): 808-815.
- 14 Müller T, Wendrich T, Gilowski M, *et al.*. Versatile compact atomic source for high-resolution dual atom interferometry[J]. Phys Rev A, 2007, 76(6): 063611.
- 15 Stoner R, Butts D, Kinast J, *et al.*. Analytical framework for dynamic light pulse atom interferometry at short interrogation times[J]. J Opt Soc Am B, 2011, 28(10): 2418-2429.
- 16 Xiong Zongyuan, Yao Zhanwei, Wang Ling, *et al.*. Control of atomic path in projectile cold atom gyroscope[J]. Acta Physica Sinica, 2011, 60(11): 113201.
熊宗元, 姚战伟, 王 玲. 对抛式冷原子陀螺仪中原子运动轨迹的控制[J]. 物理学报, 2011, 60(11): 113201.