通过原子速度调制实现自校准原子干涉仪陀螺仪

陈洪辉，[1,2]姚占伟，[1,3,*]卢泽曦，[1,2]卢思斌，[1]姜敏，[1]李少康，[1]陈晓丽，[1,2]孙川，[1,2]毛银飞，[1,2]李阳，[1,2]李润冰，[1,3,4,†]王晋，[1,3,4]和詹明生[1,3,4]
[1]中国科学院精密测量科学与技术创新研究院磁共振与原子分子物理国家重点实验室，中国湖北武汉 430071
[2]中国科学院大学物理学院，中国北京 100049
[3]合肥国家实验室，中国安徽合肥 230088
[4]武汉量子技术研究院，中国湖北武汉 430206
（日期：2023年2月14日）

原子干涉仪陀螺仪因具有长期稳定性优异、漂移极低的潜力而备受关注。对于这类高精度仪器，人们迫切需要通过自校准实现绝对旋转测量。本文提出并展示了一种原子陀螺仪自校准方法。该校准方法通过调节激光频率失谐来控制原子速度，从而调制陀螺仪的比例因子。调制可确定干涉条纹的级次和初始相位，进而消除干涉信号周期性造成的歧义。我们通过测量地球自转验证了该校准方法。长期稳定且经过自校准的原子干涉陀螺仪可在基础物理学和长期导航领域发挥重要作用。

PACS 编号：06.30.Gv, 37.25.+k, 03.75.Dg, 32.80.Qk

利用惯性传感器进行旋转测量，在基础物理学 [1]、地球物理学 [2] 和惯性导航 [3]领域发挥着重要作用。例如，为测量 Lense-Thirring参考系拖曳或其他广义相对论进动，人们迫切需要具有极高灵敏度的绝对旋转传感器 [4–8]。原子干涉仪陀螺仪是一类量子传感器，在实现高灵敏度旋转测量方面潜力巨大 [9–14]。过去二十年间，这类传感器迅速发展，并通过增大比例因子和抑制相位噪声 [15–27]显著提升了灵敏度。然而，与任何干涉信号一样，由于周期性和偏置相位的影响，绝对惯性相移难以确定。随着比例因子增大或在实际应用中，旋转诱导相移可能超过 2π 弧度，周期性会导致相位判定出现歧义 [28]。为确定绝对惯性相移，人们提出了采用不同传感器的校准方案，例如经典-物质波混合传感器 [29–31]，以及多物种复合条纹原子干涉仪 [32–34]，。

原子干涉陀螺仪具有潜在的优异长期稳定性和极低漂移，因此有望成为下一代陀螺仪。要实现绝对旋转测量，必须尽可能精确地校准比例因子和旋转诱导相移。近期，研究人员测量了地球自转，并利用辅助转台校准原子陀螺仪 [14]。在这种情况下，随着转台旋转，投影到陀螺仪朝向上的地球自转速率会发生调制。这一过程会因地磁场或转台晃动而引入额外的系统误差，从而限制精度的提升。另一方面，为了降低环境噪声，高精度原子陀螺仪需要像激光陀螺仪一样安装在巨大的岩石上[4]，，因此无法使用其他仪器对其进行校准。因此，如何对原子陀螺仪进行自校准以实现绝对旋转测量，仍是一项尚未解决的课题。

本文提出并展示了一种通过原子速度调制实现大面积原子干涉陀螺仪自校准的方法。该校准方法通过调节冷却激光器的频率失谐来控制原子速度，进而调制陀螺仪的比例因子。调制过程可确定干涉条纹的阶次和初始相位，从而消除干涉信号周期性所造成的歧义。与类似的光学（激光和光纤）陀螺仪相比，这一思想在基于萨格纳克效应的陀螺仪中具有创新性，因为光速是不可变的。与探测时间调制方法相比，该方法更具优势，因为位置相关相移大幅减小。下面我们将说明如何在双原子干涉仪陀螺仪中开发并验证这一方法。

比例因子（K）定义为旋转诱导相移（ϕ_Ω）与旋转速率（Ω）之比，即 $K = \phi_\Omega/\Omega$。在双原子干涉仪陀螺仪中，当如图*1*(a)所示，由三对拉曼脉冲构成双干涉环路时，旋转引起的两个原子干涉仪之间的差分相移为

*yaozhw@apm.ac.cn
†rbli@wipm.ac.cn

两个原子干涉仪之间的

$$\phi_\Omega = 4\vec{k}_{\text{eff}} \bullet (\vec{\Omega} \times \vec{v})T^2, \tag{1}$$

其中，Ω 为惯性参考系中的旋转角速度，k_{eff} 为拉曼激光器的有效波矢，v 为原子速度，T 为相邻两个拉曼脉冲之间的探测时间。考虑拉曼脉冲的持续时间效应 [35]，并将旋转投影到干涉环路上后，比例因子可表示为

$$K = 4k_{\text{eff}} v T^2 [1 + (\frac{4}{\pi} - 2)\frac{\tau}{T}], \tag{2}$$

其中，τ 为 $\pi/2$ 个拉曼激光器脉冲的持续时间，v 为水平方向上的原子速度。如图*1* (b) 所示，根据定义，旋转诱导相移与比例因子（红色实线） $\phi_\Omega = K\Omega$ 成正比，但测得的差分相移（ϕ_D）是一个周期函数（红色虚线），如式所示

$$\phi_D = \phi_\Omega - 2n\pi + \phi_0, \tag{3}$$

其中，n 为整数，ϕ_0 为初始相位。对于固定的旋转速率 Ω，通过校准并调制比例因子 K，ϕ_D 可被测得，而 n 可由线性拟合直线的截距确定。因此，可从式（*3*）得到，绝对旋转速率为 $\Omega = \phi_\Omega / K$。理论上，可通过控制原子速度或探测时间来调制比例因子。然而，由图*1* (a) 可知，调制探测时间会导致位置相关相移，因为在原子干涉仪陀螺仪中，原子的运动方向并不平行于拉曼光束。为避免这一效应，在两个拉曼脉冲之间的探测长度固定时，通过改变原子速度来调制比例因子。此外，显然可根据式（*2*），通过精确测定原子的水平速度来校准比例因子K 。我们将这种方法称为速度调制线性拟合方法（VMLF）。

如图所示，用于演示 VMLF 的实验装置*1* (a)，已在先前的工作中作过主要介绍 [21]。简而言之，双原子干涉仪陀螺仪由两个对称的原子干涉仪组成。通过光学移动黏团技术，将 ^{87}Rb 原子装载到两个磁光阱（MOT）中，随后沿两条对称的抛物线轨迹发射，且两者的水平速度方向相反。原子数超过 1×10^7，尺寸为 3 mm。原子温度低于 14 μK，相应的速度分布为 3.7 cm/s。通过三对拉曼脉冲构建两个马赫-曾德尔干涉环路，并利用激光诱导荧光信号观测干涉条纹。每次干涉测量的周期时间为 0.25 s。差分相移由两个原子干涉仪提取。此外，比例因子与由三对脉冲所围成的干涉环路面积成正比，且该面积可通过调控

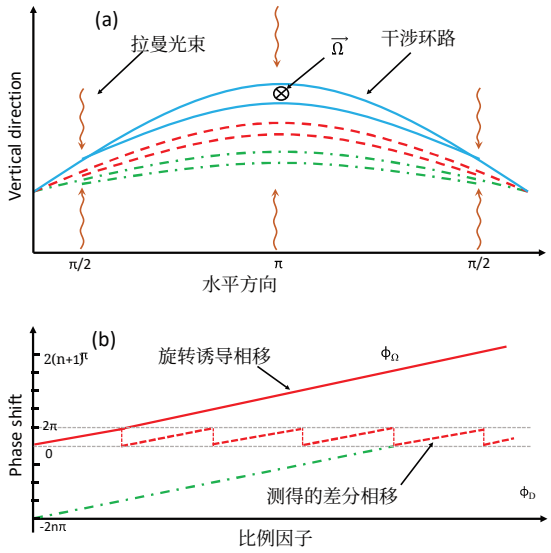


图 1：（在线彩色）双原子干涉仪陀螺仪（a）和速度调制线性拟合方法（b）的示意图。施加三对拉曼光束，以构建双马赫-曾德原子干涉仪。当通过控制原子速度调制比例因子时，原子轨迹会发生变化，如不同的抛物线轨迹所示。通过正弦拟合方法提取测得的差分相移（ϕ_D），并采用考虑截距的线性拟合方法确定旋转引起的差分相移（ϕ_Ω）。

拉曼脉冲对的水平原子速度来调制，具体方法如上所述。相邻两束拉曼光束之间的间距固定在约 20 cm。三对冷却激光器的频率失谐分别独立控制。原子水平速度由两对冷却激光器的频率失谐控制。当原子水平速度改变时，原子轨迹也会略有变化，如图*1* (a) 中蓝色实线、红色虚线和绿色点划线所示。为使两个原子干涉环路重合，通过调节第三对冷却激光器的频率失谐来改变原子垂直速度。

现在我们说明如何校准比例因子。在式(*2*)中，由于波矢（频率）和时间都可以足够精确地测量和控制，原子速度便成为准确确定比例因子的主要难题。我们提出了一种测量绝对原子速度的双狭缝拉姆齐干涉仪法：使用带有双狭缝的拉曼光束构建多普勒不敏感的拉姆齐干涉仪。当双狭缝之间的距离 L 固定时，通过测量拉曼激光器的双光子失谐不同的两组拉姆齐条纹之间的相位差，即可精确确定原子速度。

$$v = \frac{L}{T_R} = \frac{2\pi L(f_1 - f_2)}{\phi_1 - \phi_2}, \tag{4}$$

其中，T_R 是双狭缝之间的探测时间，f_i(i $= 1, 2$) 是拉曼激光器的双光子失谐，ϕ_i 是两次测量中拉姆齐条纹的相位。在实验中，使用第一组和第二组共传播拉曼光束构建拉姆齐干涉仪，并将光束宽度收窄至 900 µm。收窄拉曼光束可以拓宽拉姆齐条纹的包络，并提高探测时间 T_R的精度。探测时间是根据相位差 ($\phi_1 - \phi_2$) 和频率差 ($f_1 - f_2$) 测量的：先在 5.8 kHz 的频率范围内扫描整个拉姆齐条纹包络以确定周期数，然后在频率间隔设为约 2 kHz 时，采用中条纹法提取相位偏移。如图 2(a) 所示，使用双狭缝拉姆齐干涉仪法测量了冷却激光器在各种频率失谐下的原子速度。实验数据（黑点）表明，在我们的实验装置中，原子速度范围为 3 至 6 m/s。最低速度受内腔高度限制。实验数据与拟合结果之间的残余误差如图 2(b) 所示。为确定比例因子，在频率失谐固定为 4.0400 MHz 时评估原子速度的波动和系统误差。在此情况下，频率间隔设为 2007.200 Hz，并由分辨率为 1 mHz 的频谱分析仪确认。如上所述，根据周期数和相位偏移提取相位差，结果为 581.115 rad，不确定度为 40 mrad。借助电动平移台，测得 L 为 203.693 mm，精度为 20 µm。将所有误差汇总于表 I，水平速度的相对不确定度为 122 ppm，其大小估算为 4.4206 ± 0.0005 m/s。在数千秒的积分时间内，原子速度的稳定度优于 4 ppm。

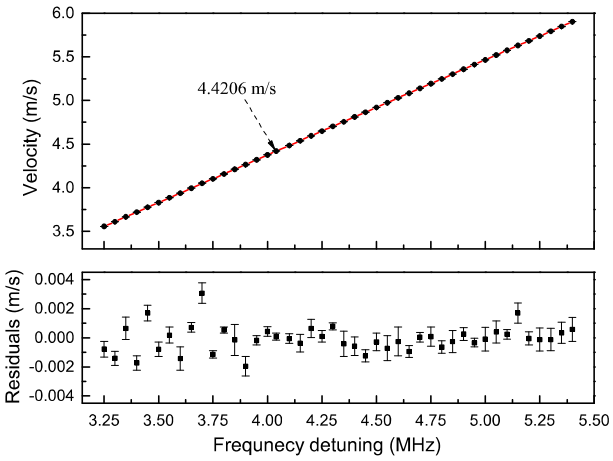


图 2：（网络版为彩色）原子速度与冷却激光器频率失谐的关系（a），以及实验数据与拟合结果之间的残差（b）。原子速度通过双缝 Ramsey 干涉仪方法测量。黑色圆点和方块表示实验数据，红线为拟合曲线。

表 I：水平原子速度测量的误差来源。该表列出了测量水平原子速度所需参数的不确定度。相对不确定度由测量值及其误差确定。综合考虑所有参数的影响后，评估水平原子速度。

参数	数值（单位）	相对不确定度 (ppm)
频率	2007年.200 (1) Hz	0.5
相位	581.115 (40) rad	70
长度	203.693 (20) mm	100
原子速度	4.4206 (5) 米/秒	122

校准原子水平速度后，移除狭缝，并如图所示，利用三对反向传播的拉曼光束，构建由两个对称的多普勒敏感原子干涉仪组成的双原子干涉仪陀螺仪。*1* (a)。为增强原子相干性，原子速度分布通过速度选择拉曼跃迁降至 12.5 mm/s。当原子速度为 4.4206 m/s、探测时间为 45.810 ms 时，观测到两条干涉条纹，其对比度分别为 25.6% 和 20.5%，如图所示。*3* (a) 和 (b) 中，黑色方块和红点表示实验数据，实线表示正弦函数拟合结果。与我们先前的工作相比 [21], , 通过降低原子温度和优化拉曼脉冲宽度，提高了条纹对比度。对于不同的原子速度，均可获得两条干涉条纹，并通过正弦拟合方法提取两个干涉仪各自的相位偏移。每条条纹的相位不确定度均小于 30 mrad。提取了不同原子速度下两个干涉仪之间测得的差分相移，该相移对应旋转项，如图所示。*4* (a)，其为周期函数。然而，如图所示，当原子速度受到调制时，原子轨迹会略有变化。*1*(a)。拉曼光束未对准会产生位置相关相移，并在双原子干涉仪中提取差分相移时引入误差。该误差源于拉曼激光器未对准与原子位置位移之间的耦合，并通过优化时序和校准拉曼光束而减小 [36]。

为了校准旋转诱导相移 ϕ_Ω，我们展示了如何扫描该因子，以确定n 在某一固定旋转速率 Ω 下的值。如图*4*所示，陀螺仪的方位固定在相对于北方的任意方位角（α）。通过冷却激光器的频率失谐，可以精确控制并扫描原子速度

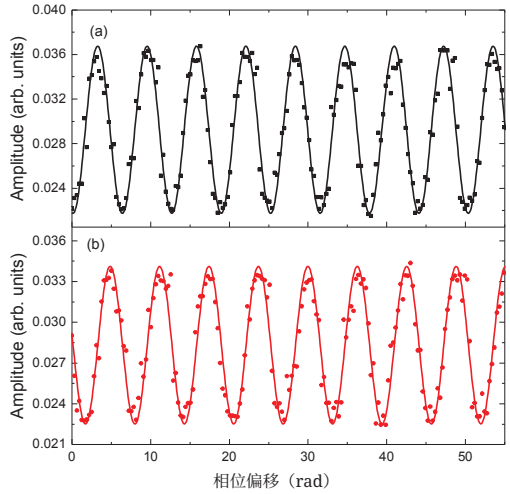


图 3：（在线彩色）双原子干涉仪陀螺仪的马赫-曾德尔条纹。第一台原子干涉仪和第二台原子干涉仪的对比度分别为 25.6% 和 20.5%。黑色方块和红色圆点表示实验数据。黑色和红色实线表示正弦拟合曲线。

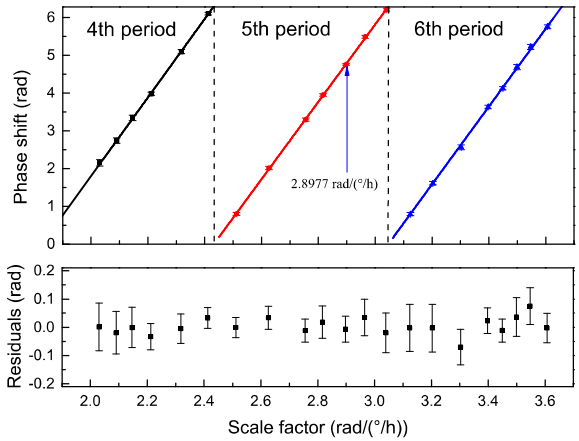


图 4：（在线彩色）测得的差分相移随比例因子的变化关系（a），以及实验数据与拟合结果之间的残余误差（b）。利用双干涉条纹提取差分相移，并根据原子水平速度获得比例因子。

冷却激光器的频率失谐如图2 (a)所示。相应的比例因子由式(2)得出。当比例因子从 2.0 扫描至 3.6 rad/(°/h) 时，测得的差分相移（ϕ_D），即两组干涉条纹之间的相位差，如图4 (a)所示。可以看出，地球自转引起的测得差分相移覆盖了三个周期，即黑色方块、红色圆点和蓝色三角形（实验数据），并分别进行线性拟合（实线）。拟合结果显示，斜率为 10.310 ± 0.052 °/h，截距为 -19.002 ± 0.163 rad；当比例因子从 2.0 调制至 2.4 rad/(°/h) 时，斜率为 10.291 ± 0.049 ◦/h，截距为 -24.901 ± 0.135 rad；当比例因子调制至 2.5 至 3.0 rad/(°/h) 时，斜率为 10.295 ± 0.045 ◦/h，截距为 $-31。364\pm0。143$ rad，调制范围为 3。1 至 3。6 rad/(◦/h)。理论上，斜率是地球自转速率在干涉环路上的投影，截距对应于公式（$n\pi+\phi_0$ （3）中的 2n。实际上，在双原子干涉仪陀螺仪中，ϕ_0通常会被抵消。根据线性拟合直线的截距，得出三个周期对应的 n = 3、4、5。因此，一旦确定n ，Ω 与 $\phi\Omega$ 之间便建立了一一对应关系。然而，如图4 （b）所示，实验数据与拟合结果之间的残余统计误差，以及残余偏置相位（ϕ_0）导致的系统误差，仍会对这种对应关系构成限制。

为定量评估误差的大小，我们在图4（箭头所示）中将比例因子固定为 2°/h。首先，为消除系统误差（ϕ_0），我们采用波矢反转法，并通过调整垂直方向上的原子速度，优化两个干涉环路的重叠

[18, 19]。随后，我们分析误差来源。在数千秒的积分时间内，统计误差为 3 mrad，相当于 100 ppm。由于拉曼光束存在残余失准，拉曼激光器波前引起的相位不确定度为 23 ppm。由于垂直方向上的位置不匹配，重力梯度导致的误差为 17 ppm。得益于双原子干涉仪陀螺仪的对称性，差分相移对恒定的塞曼频移不敏感，但磁场梯度会造成相位不确定度。水平方向上的磁场梯度为 14 mG/m，由此造成的不确定度为 21 ppm。考虑拉曼激光器的功率波动时，交流斯塔克频移造成的不确定度为 7 ppm。综合所有误差，绝对相移的相对不确定度为 106 ppm，如表II所示。根据表I [37], ，当水平方向上的原子速度固定为 4.4206 m/s 时，比例因子的相对不确定度为 122 ppm，因此绝对旋转测量的相对不确定度为 162 ppm。最后，采用自校准方法，测得地球自转在原子干涉环路方向上的投影为 10.3148 ± 0.0017 °/h。国际地球自转服务给出的地球自转速率为 15.0410 °/h，而我们实验室通过 GPS 信号测得的当地纬度为 30.5417 °/h，由此得出陀螺仪相对于真北方向的方位角为 $\alpha = 37.2266\pm0.0062$ ◦。

如近期工作 [14] 所示，通过使用转台监测地球自转，验证了绝对旋转测量。陀螺仪置于转台顶部，转台的旋转方向与拉曼激光器平行。通过改变陀螺仪的朝向角，将地球自转投影到双原子干涉环路上，

表 II：差分相位测量的误差来源。该表列出了提取双原子干涉仪差分相移时的误差来源。

误差来源	相对不确定度（ppm）
交流斯塔克频移	7
塞曼频移	21
重力梯度	17
波前	23
统计误差	100
总计	106

当陀螺仪位于武汉，且转台角度从 -30 变至 210 ◦ 时，地球自转引起的相位偏移随转台角度变化呈正弦函数关系，如图 5 (a) 所示。黑色实心圆点为实验数据，并以正弦曲线拟合（黑色实线）。通过记录转台角度，可获得陀螺仪相对于北方的朝向。当转台位于 180.85 ± 0.09 ◦（黑色虚线）时，地球自转引起的相位偏移达到最大值，对应于真北方向。由于图 4 中测量绝对旋转速率时，转台角度固定为 143.63 ◦（黑色点划线），因此也通过转台调制法得到 $\alpha = 37.22\pm0.09$ °，与通过自校准方法得到的 $\alpha = 37.2266\pm0.0062$ ° 一致。从图 5 (a) 可得，地球自转在真北方向上的投影为 12.954 ± 0.014 °/h。采用转台调制法进行绝对旋转测量时，相对不确定度为 1081 ppm。同时，我们的陀螺仪可运输 [38],，并在北京采用两种方法测量了绝对旋转；例如，采用转台调制法获得的实验数据如图 5 (b) 所示。因此，我们的结果证明，自校准方法有效且实用：在相同实验装置下，与转台调制法相比，该方法测量绝对旋转和搜寻方位角的精度更高。

此外，我们采用转台调制法在武汉和北京测量了真北方向，根据图5 （a）和（b），其不确定度分别为 0.09 。和 0.12 。。这表明，将原子陀螺仪与转台结合构建的寻北系统，与光学陀螺仪和转台的组合相比，具有更高的灵敏度 [39]。采用自校准方法，通过测量地球自转绝对值，也确定了陀螺仪相对于真北方向的朝向，其不确定度达到 0.006 。。这将为确定方位提供有益补充 [40]。值得注意的是，在相同的实验装置下，我们的结果表明，自校准方法具有比转台调制法更高的精度

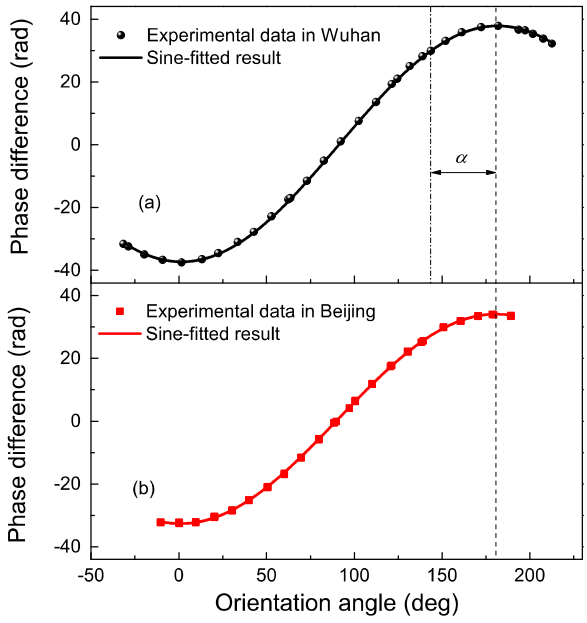


图 5：（彩色在线）地球自转速率随双原子干涉仪陀螺仪方向变化的测量结果，测量地点为（a）武汉和（b）北京。差分相移取决于实验室坐标系中的传感器方向角，并呈正弦函数变化。

。通过调制比例因子，利用 VMLF方法确定周期（$2n\pi$），即可校准任意旋转诱导相移，从而提高动态范围 [34]。因此，自校准陀螺仪为在宽动态范围内测量绝对旋转提供了便捷途径。为达到大型环形激光陀螺仪所具有的更高精度 [7],，需要更精确地校准原子速度的不确定度。若采用大型原子干涉仪陀螺仪（$L = 1$。6 m），则有望实现这一目标。在式（4）中，若采用激光干涉位移测量，距离不确定度可进一步提高至 0。02 ppm [41],；若每次测量的信噪比水平为 1000 : 1，且 $_R$=400ms、 δf =10 kHz，则相位不确定度为 0。04 ppm。预计地球自转测量的不确定度可达到 10^{-8} 量级。

总之，我们提出并演示了一种在移动式双原子干涉仪陀螺仪中采用自校准方法进行绝对旋转测量的方法。该自校准原子干涉仪陀螺仪成功应用于直接测量地球自转速率，相对不确定度达到162 ppm，且无需任何辅助装置（例如转台）；随后，我们通过精密转台测定真北方向对其进行了验证。这是首次实现原子陀螺仪的自校准，巧妙地利用了原子速度可调这一

独特优势。与光速不可改变的类似光学（激光和光纤）陀螺仪相比，这一思想在基于萨格纳克效应的陀螺仪中具有创新性。长期稳定且具备自校准能力的原子干涉仪陀螺仪，在基础物理学、大地测量学和长时间惯性导航领域具有重要应用。

我们感谢中国量子科学与技术国家创新计划（批准号：2021ZD0300604）、中国国家重点研发计划（批准号：2016YFA0302002）、国家自然科学基金委员会（批准号：11674362、91536221和91736311）、中国科学院战略性先导科技专项（批准号：XDB21010100）、湖北省杰出青年基金（批准号：2018CFA082）以及中国科学院青年创新促进会的资助。

[1] I. Ciufolini 和 E. C. Pavlis，《确认广义相对论对伦斯-蒂林效应的预言》，《自然》431，958（2004）。[2] P. Brosche 和 H. Schuh，《潮汐与地球自转》，《Sur. Geophys.》19，417（1998）。[3] H. C. Lef`evre，《光纤陀螺仪：成为终极旋转传感技术面临的挑战》，《Opt. Fib. Techn.》19，828（2013）。[4] A. Gebauer、M. Tercjak、K. U. Schreiber、H. Igel、J. Kodet、U. Hugentobler、J. Wassermann、F. Bernauer、C. J. Lin、S. Donner、S. Egdorf、A. Simonelli 和 J. P. R. Wells，《利用大型环形激光器阵列以亚角秒分辨率重建瞬时地球自转矢量》，Phys. Rev. Lett. 125，033605（2020）。[5] C. W. F. Everitt、D. B. DeBra、B. W. Parkinson、J. P. Turneaure、J. W. Conklin 等，《引力探针B：检验广义相对论的空间实验最终结果》，Phys. Rev. Lett. 106，221101（2011）。[6] F. Bosi、G. Cella、A. D. Virgilio、A. Ortolan 和 J. P. R. Wells，《利用多环形激光陀螺仪测量引力磁效应》，《物理评论D辑》84，122002（2011）。[7] R. B. Hurst、M. Mayerbacher、A. Gebauer、K. U. Schreiber 和 J.-P. R. Wells，《利用大型环形激光陀螺仪进行高精度绝对旋转速率测量：建立比例因子》，Appl. Opt. 56，1124（2017）。[8] A. Tartaglia、A. Di Virgilio、J. Belfi、N. Beverini 和 M. L. Ruggiero，《利用环形激光器检验广义相对论》，《欧洲物理学杂志增刊》132，73（2017）。[9] M. O. Scully 和 J. P. Dowling，《物质波干涉测量的量子噪声极限》，Phys. Rev. A 48，3186（1993）。[10] C. Jentsch、T. M¨uller、E. M. Rasel，《HYPER：基于高精度原子干涉测量的基础物理学卫星任务》，《广义相对论与引力》36，2197（2004）。[11] T. L. Gustavson、A. Landragin 和 M.A. Kasevich，《利用双原子干涉萨格纳克陀螺仪进行旋转传感》，《经典与量子引力》17，2385（2000）。[12] B. Barrett、R. Geiger、I. Dutta、M. Meunier、B. Canuel、A. Gauguet、P. Bouyer 和 A. Landragin，《萨格纳克效应：物质波干涉测量的发展历程20年》，《C. R. Physique》15，875（2014年）。[13] M. S. Zhan、J. Wang、W. T. Ni、D. F. Gao、G. Wang、L. X. He、R. B. Li、L、Zhou、X. Chen、J. Q. Zhong、B. Tang、Z. W. Yao、L. Zhu、Z. Y. Xiong、S. B. Lu、G. H. Yu、Q. F. Cheng、M. Liu、Y. R. Liang、P. Xu、X. D. He、M. Ke、Z. Tan 和 J. Luo，《ZAIGA：昭山长基线原子干涉引力天线》，《国际现代物理学杂志D辑》。28，1940005（2020）。[14] R. Gautier、M. Guessoum、L. A. Sidorenkov、Q. Bouton、A. Landragin、R. Geiger，物质波萨格纳克效应的精确测量，Sci. Adv. 8，eabn8009（2022）。[15] B. Canuel、F. Leduc、D. Holleville、A. Gauguet、J. Fils、A. Virdis、A. Clairon、N. Dimarcq、Ch. J. Bord´e、A. Lan- dragin 和 P. Bouyer，利用冷- 原子干涉测量的六轴惯性传感器，Phys. Rev. Lett. 97，010402（2006）。[16] P. Berg、S. Abend、G. Tackmann、C. Schubert、E. Giese、W. P. Schleich、F. A. Narducci、W. Ertmer 和 E. M. Rasel，用于高- 精度原子干涉测量的复合光脉冲技术，Phys. Rev. Lett. 114，063002 2015（）。[17] J. K. Stockton、K. Takase 和 M. A. Kasevich，利用原子干涉测量进行绝对大地测量旋转测量，Phys. Rev. Lett. 107，133001（2011）。[18] Z. W. Yao、S. B. Lu、R. B. Li、J. Luo、J. Wang 和 M. S. Zhan，大- 面积双原子干涉仪陀螺仪中原子轨迹的校准，Phys. Rev. A 97，013620（2018）。[19] A. Gauguet、B. Canuel、T. Lef`evre、W. Chaibi 和 A. Landragin，冷- 原子萨格纳克干涉仪的表征及其极限，Phys. Rev. A 80，063604（2009）。[20] G. Tackmann、P. Berg、C. Schubert、S. Abend、M. Gilowski、W. Ertmer 和 E. M. Rasel，紧凑型大面积原子萨格纳克干涉仪的自对准，New Journal of Physics 14，015002（2012）。[21] Z. W. Yao、H. H. Chen、S. B. Lu、R. B. Li、Z. X. Lu、X. L. Chen、G. H. Yu、M. Jiang、C. Sun、W. T. Ni、J. Wang 和 M. S. Zhan，利用参数解耦寻相校准实现大面积双原子干涉仪陀螺仪的自对准，Phys. Rev. A 103，023319（2021）。[22] I. Dutta、D. Savoie、B. Fang、B. Venon、C. L. G. Alzar、R. Geiger 和 A. Landragin，旋转稳定性为 1 nrad/sec 的连续冷原子惯性传感器，Phys. Rev. Lett. 116，183003（2016）。[23] D. Savoie、M. Altorio、B. Fang、L. A. Sidorenkov、R. Geiger 和 A. Landragin，用于高灵敏度惯性测量的交错原子干涉测量，Sci. Adv. 4，eaau7948（2018）。[24] M. Altorio、L. A. Sidorenkov、R. Gautier，采用分离激光束在冷原子干涉仪中实现精确轨迹对准，Phys. Rev. A 101，033606（2020）。[25] D. S. Durfee、Y. K. Shaham 和 M. A. Kasevich，面积可逆原子干涉萨尼亚克陀螺仪的长期稳定性，Phys. Rev. Lett. 97，240801（2006）。

[26] W. J. Xu、L. Cheng、J. Liu、C. Zhang、K. Zhang、Y. Cheng、Z. Gao、L. S. Cao、X. C. Duan、M. K. Zhou 和 Z. K. Hu，灵敏原子干涉陀螺仪中波前倾斜和空气密度波动的影响，Opt. Express. 28，12189（2020）。[27] K. Kotru、D. L. Butts、J. M. Kinast 和 R. E. Stoner，采用频率扫描拉曼绝热通道的大面积原子干涉，Phys. Rev. Lett. 115，103001（2015）。[28] K. Bongs、M. Holynski、J. Vovrosh、P. Bouyer、G. Con- don、E. Rasel、C. Schubert、W. P. Schleich 和 A. Roura，将原子干涉量子传感器从实验室推向实际应用，Nat. Rev. Phys. 1，731 2019（）。[29] C. Jekeli，原子干涉仪惯性传感器的导航误差分析，Navigation 52，1（2005年）。[30] J. Lautier、L. Volodimer、T. Hardin、S. Merlet、M. Lours、F. P. D. Santos 和 A. Landragin，物质-波与经典加速度计的混合，Appl. Phys. Lett. 105，144102 2014年（）。[31] L. Zhang、W. Gao、Q. Li、R. B. Li、Z. W. Yao、S. B. Lu，一种用于冷原子干涉陀螺仪的新型导航监测方法，Sensors 19，222（2019年）。[32] A. Bonnin、C. Diboune、N. Zahzam、Y. Bidel、M. Cadoret 和 A. Bresson，采用多组分原子干涉的新型惯性测量概念，Appl. Phys. B 124，180（2018）。[33] C. Avinadav、D. Yankelev、O. Firstenberg 和 N. David- son，用于高- 动态范围传感的复合条纹原子干涉，Phys. Rev. Applied 13，054053（2020）。

[34] D. Yankelev、C. Avinadav、N. Davidson 和 O. Firsten- berg，《动态范围提高千倍的原子干涉测量》，Sci. Adv. 6，eabd0650（2020年）。[35] C. Antoine，《旋转物质波分束器及其对原子陀螺仪的影响》，Phys. Rev. A 76，033609（2007）。[36] G. Tackmann、P. Berg、S. Abend、C. Schubert、W. Ert- mer 和 E. M. Rasel，《具有稳健相位读出的广域萨格纳克原子干涉仪》，C. R. Physique 15，884（2014年）。[37] 比例因子的误差主要受原子速度影响，因为在式（2）中，波矢（10^{-9}）和时间（10^{-8}）的不确定性可以忽略。[38] X. W. Zhang、J. Q. Zhong、B. Tang、X. Chen、L. Zhu、P. W. Huang、J. Wang 和 M. S. Zhan，《用于移动冷原子重力仪的紧凑型便携式激光系统》，Appl. Opt. 57，6545（2018）。[39] Z. Zhou、Z. W. Tan、X. Y. Wang 和 Z. Y. Wang，《基于光纤陀螺仪的动态寻北方法实验分析》，Appl. Opt. 56，6504（2017）。[40] A. Farkas、D. Sz´az、A. Egri、M. Blah´o、A. Barta、D. Neh´ez、B. Bern´ath 和 G. Horv´ath，《天空偏振维京导航第二步中太阳定位精度的定北研究：天文馆实验》，J. Opt. Soc. Am. A 31，1645（2014年）。[41] W. Gao、S. W. Kim、H. Bosse、H. Haitjema、Y. L. Chen、X. D. Lu、W. Knapp、A. Weckenmann、W. T. Estler 和 H. Kunzmann，《精密定位测量技术》，CIRP Ann. 64，773（2015年）。