

doi:10.19306/j.cnki.2095-8110.2017.06.014

激光器驱动干涉型光纤陀螺光源相位调制技术研究

张桂才, 于浩, 马骏, 张书颖, 马林, 罗晓蓉

(天津航海仪器研究所, 天津 300131)

摘要:激光器驱动干涉型光纤陀螺的优点是潜在精度高、标度因数稳定性好等,在飞机、舰船惯性导航以及其他高性能领域具有广泛的应用前景。当然,干涉型光纤陀螺采用高相干光源面临诸多技术挑战,如相干瑞利散射、Kerr效应、偏振交叉耦合、Faraday效应等引起的漂移和噪声。采用宽线宽激光器可以抑制这些误差。针对激光器驱动干涉型光纤陀螺中加宽激光器线宽、降低激光器相干性的几种相位调制技术以及线宽加宽抑制噪声的效果进行了理论分析和评估。

关键词:干涉型光纤陀螺;激光器;相位调制;线宽加宽

中图分类号:TN253

文献标志码:A

文章编号:2095-8110(2017)06-0086-06

Study on Source Phase Modulation Technologies for Laser-Driven Interferometric Fiber Optic Gyroscope

ZHANG Gui-cai, YU Hao, MA Jun, ZHANG Shu-ying, MA Lin, LUO Xiao-rong

(Tianjin Navigation Instruments Research Institute, Tianjin 300131, China)

Abstract: Laser-driven interferometric fiber-optic gyros (IFOG) have been shown to offer several critical advantages like potentially high accuracy, high scale-factor stability and so on. For IFOG, using high coherence light source still faces many technical challenges, such as errors caused by coherent Rayleigh scattering, Kerr effect, Faraday effect and polarized cross-coupling. Nevertheless, these errors can be suppressed by using wide line-width lasers. In this paper several phase modulation techniques which can broaden the laser line-width and reduce the laser coherence in laser-driven IFOG are analyzed and the effect of noise suppression is evaluated.

Key words: IFOG; Laser source; Phase modulation; Broaden line-width

0 引言

目前的干涉型光纤陀螺(IFOG)具有全固态、低成本、小型化、长寿命、动态范围大、结构设计灵活、生产工艺简单等诸多优势,在航天、航空、兵器、船舶等许多工业领域已取得了广泛应用,其成功在很大程度上源于光路结构中采用了宽带光源(如超发光二极管 SLD 或超荧光光纤光源 SFS),大大降低了 Kerr 效应、相干背向散射和相干偏振噪声。尽管如此,现行干涉型光纤陀螺还存在一些问题,限

制了其在飞机、舰船惯性导航以及其他需要高性能领域的广泛应用。首先,宽带光源存在较大的相对强度噪声,通常远大于散粒噪声,因而光纤陀螺精度比散粒噪声极限差很多,除非采取强度噪声抑制措施,但这又增加了陀螺的复杂性和成本。其次,宽带光源的平均波长稳定性较差,这意味着光纤陀螺的标度因数稳定性(正比于光波长变化)在飞机、舰船等长航时的情况下不再适用,妨碍了光纤陀螺在飞机、舰船惯性应用市场与激光陀螺的竞争力。

近几年来,国外对干涉型光纤陀螺中采用激光

收稿日期:2017-10-07;修订日期:2017-11-15

作者简介:张桂才(1964-),男,硕士,研究员,主要从事光电惯性技术研究。E-mail:zhguca@126.com

器取代宽带光源的技术方案进行了探讨^[1-3]。这主要有 3 个原因:1)市场上通信用的 $1.5\mu\text{m}$ 半导体激光器价格低廉,易于降低成本和小型化;2)带温控的半导体激光器波长稳定性优于 1×10^{-6} ,可将光纤陀螺的标度因数稳定性提高 1 个数量级;3)激光器具有很小的相对强度噪声(Relative Intensity Noise,RIN),有潜力提高陀螺精度^[4]。当然,干涉型光纤陀螺采用高相干光源仍面临诸多技术挑战。进一步的研究表明^[5-6],将激光器驱动与带隙保偏光子晶体光纤线圈结合起来,可以消除传统光纤陀螺中高相干激光光源引起的相干瑞利散射、Kerr 效应、相干偏振噪声和漂移、Faraday 效应,同时提高了光纤陀螺的精度和标度因数稳定性。本文对激光器驱动干涉型光纤陀螺中加宽激光器线宽的几种相位调制技术进行了仿真研究,对线宽加宽抑噪效果进行了理论估算。

1 激光器驱动干涉型光纤陀螺结构组成

激光器驱动干涉型光纤陀螺的结构组成如图 1 所示。用激光器取代传统光纤陀螺中的宽谱光源。激光器输出经过一个相位调制器。经过调制的输出激光通过光学环行器或耦合器,进入多功能集成光路,多功能集成光路包含偏振器、调制器和 Y 分支,保偏光纤线圈的两端与 Y 分支的尾纤熔接,构成 Sagnac 干涉仪。从光纤线圈返回的光波经多功能集成光路、光学环行器或耦合器到达光探测器,转换为电信号,经过放大、AD 转换和数字处理,得到陀螺输出信号。采用激光器驱动光纤陀螺再次引入了采用宽带光源已经本质上消除了的三种误差源:Kerr 效应、背向散射和偏振交叉耦合引起的误差。国外理论模型证明^[7-8],激光器驱动光纤陀螺的噪声受瑞利背向散射限制,漂移受偏振交叉耦合限制,都与激光器线宽 $\Delta\nu_{\text{laser}}$ 有关。要减少这些相干误差,需要采用宽线宽激光器。加宽激光器有效线宽的方式有多种^[9-11],包括内调制和外调制方式。

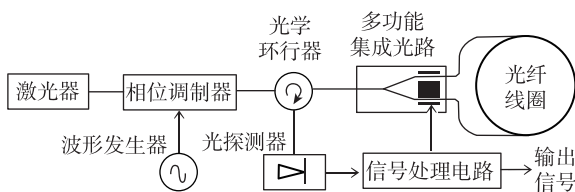


图 1 激光器驱动干涉型光纤陀螺的结构组成

Fig. 1 Configuration of the laser-driven IFOG

下面主要讨论较适应激光器驱动干涉型光纤陀螺技术优势的外调制方式。

2 采用相位调制技术加宽激光器线宽的原理

激光器内调制方式(比如激光扫频)虽然能够实现线宽加宽,但激光器波长稳定性会劣化。通常采用外调制方式对激光器的线宽进行加宽,采用的电光相位调制器与多功能集成光路都是基于 LiNbO_3 芯片。电光相位调制器利用电光晶体的线性 Pockels 效应,通过外加电场改变波导折射率实现相位调制,相位调制对平均波长没有影响,保持了激光器光源固有的极好的波长稳定性。另外,外调制获得的激光线宽,与激光器固有线宽无关,仅受调制器带宽限制,而行波电极的 LiNbO_3 电光相位调制器的调制带宽可达 10GHz 以上,远超过任何激光器的固有线宽。因而,不管激光器光源的性质如何,选择合适的外调制可获得很大的有效线宽。

经过调制后的激光器输出为

$$E(t) = E_0 e^{j[2\pi\nu_0 t + \varphi_{\text{laser}}(t)]} \cdot e^{j[\varphi_m(t)]} \quad (1)$$

式中, E_0 为激光场的振幅, ν_0 为激光器中心频率, $\varphi_{\text{laser}}(t)$ 为与激光器线宽 $\Delta\nu_{\text{laser}}$ 有关的相位噪声, $\varphi_m(t)$ 为通过电光调制器施加的相位调制。根据维纳-欣钦定理,如果调制函数 $e^{j[\varphi_m(t)]}$ 的傅里叶变换为 $a(\nu)$,则函数 $e^{j[\varphi_m(t)]}$ 的自相关函数 $\Gamma(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{j[\varphi_m(t)]} \cdot e^{-j[\varphi_m(t+\tau)]} e^{j2\pi\nu\tau} dt$ 与功率谱密度 $S(\nu) = |a(\nu)|^2$ 也是一对互逆的傅里叶变换,也即 $\Gamma(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\nu) e^{j2\pi\nu\tau} d\nu$, $S(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\tau) e^{-j2\pi\nu\tau} d\tau$ (2)

在理想激光器中,光全部由受激辐射产生,没有自发辐射光,所以理想单模激光器的输出光具有绝对的单频和稳定的相位。实际中激光器的噪声源于自发辐射,辐射光场以随机形式随时间变化,这种随机性或者可能起源于腔内产生的量子性。对于给定的偏振态,辐射光场的相位和振幅(强度)通常都随机涨落,同时造成激光器发射谱的展宽。对谱线展宽的主要贡献来自于量子化相位涨落的随机性,也即均匀展宽,对应的激光器的光谱线宽为洛伦兹(Lorentz)型

$$S_{\text{laser}}(\nu) = \frac{2}{\pi \Delta\nu_{\text{laser}}} \frac{1}{1 + \left[\frac{2}{\Delta\nu_{\text{laser}}} (\nu - \nu_0) \right]^2} \quad (3)$$

市场上半导体激光器的典型线宽为几 kHz 到几十 MHz。

经过调制后的激光器输出的功率谱密度 $S_{\text{out}}(\nu)$ 是原始激光器功率谱密度 $S_{\text{laser}}(\nu)$ 与相位调制引起的光场涨落的功率谱密度 $S_m(\nu)$ 的卷积:

$$S_{\text{out}}(\nu) = S_{\text{laser}}(\nu) S_m(\nu) \quad (4)$$

其中

$$S_m(\nu) = |a_m(\nu)|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} e^{j[\varphi_m(t)]} \cdot e^{-j2\pi\nu t} dt \right|^2 \quad (5)$$

频域卷积具有线宽加宽效应。

3 线宽加宽的几种相位调制技术

3.1 正弦相位调制

对于原理上最简单的正弦相位调制方案,调制具有形式 $\varphi_m(t) = \varphi_0 \sin(2\pi\nu_m t)$, 其中, ν_m 是调制频率, φ_0 是相位调制振幅,由调制器驱动电压和调制器半波电压决定。利用 Jacobi-Anger 展开式

$$e^{jz \sin \theta} = \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(z) \cdot e^{jk\theta} \quad (6)$$

则有:

$$\begin{aligned} a_{\text{sin}}(\nu) &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\varphi_0 \sin(2\pi\nu_m t)} \cdot e^{-j2\pi\nu t} dt \\ &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} \left\{ J_k(\varphi_0) \int_{-\infty}^{\infty} e^{j[2k\nu_m t]} \cdot e^{-j2\pi\nu t} dt \right\} \\ &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} [J_k(\varphi_0) \cdot \delta(\nu - k\nu_m)] \end{aligned} \quad (7)$$

正弦相位调制引起的光场涨落的功率谱密度 $S_m(\nu)$ 为

$$S_m(\nu) = S_{\text{sin}}(\nu) = |a_{\text{sin}}(\nu)|^2 = \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k^2(\varphi_0) \delta(\nu - k\nu_m) \quad (8)$$

由式(3)、式(4)和式(8),可得经过调制后的激光器输出的功率谱密度 $S_{\text{out}}(\nu)$ 为

$$S_{\text{out}}(\nu) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \left\{ J_k^2(\varphi_0) \frac{\frac{2}{\pi\Delta\nu_{\text{laser}}}}{1 + \left[\frac{2}{\Delta\nu_{\text{laser}}}(\nu - k\nu_m - \nu_0) \right]^2} \right\} \quad (9)$$

图2所示为经过正弦相位调制的激光器输出功率谱的仿真结果。由式(9)和图2可以看出,当正弦调制频率 ν_m 远大于激光器固有线宽 $\Delta\nu_{\text{laser}}$ 时,相位调制使激光器输出谱在光载波频率 ν_0 两侧产生若干间隔为 ν_m 的边带,位于频率 ν_0 的光载波固有线宽的能量向边带转移,导致光载波受到抑制。每个边带都是对激光器固有线型的复制。边带的数量

和强度与相位调制深度有关。根据功率谱密度的 $J_k^2(\varphi_0)$ 依赖性,正弦调制振幅越大,边带数量 N 越多。由于 $\nu_m \gg \Delta\nu_{\text{laser}}$,边带之间、边带与光载波之间具有较好的去相关性。这等效于激光器线宽的加宽。图2是激光器 $\Delta\nu_{\text{laser}} = 10\text{MHz}$ 、 $\nu_m = 1\text{GHz}$ 、 $\varphi_0 = 5\text{rad}$ 时的激光器输出功率谱,可以看出与光载波能量相当的边带约为 $N = 10$ 。

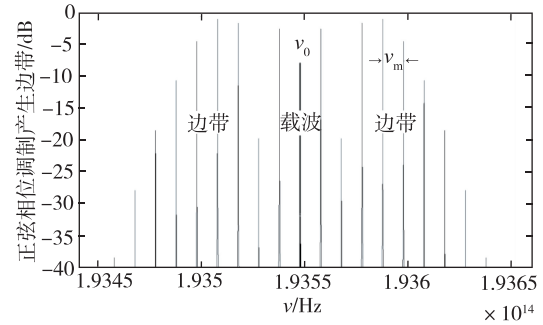


图2 正弦相位调制的激光器输出功率谱

Fig. 2 The laser output power spectrum of sine phase modulation

3.2 伪随机位序列 (PRBS) 相位调制

伪随机位序列 (Pseudo Random Binary Sequence, PRBS) 由按 50% 概率随机选取的“0”、“1”值的位序列组成^[12]。足够长的 PRBS 可以近似为随机位序列。由伪随机位序列构成的相位阶跃序列可以写为

$$\varphi_{\text{PRBS}}(t) = \frac{\varphi_0}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n p(t - nT) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \varphi_n(t) \quad (10)$$

式中, $p(t)$ 是门脉冲形状, T 是位周期, φ_0 是峰峰相位阶跃, a_n 是一个随机变量,以等概率取值 ± 1 。对于 $\varphi_n(t) = a_n p(t - nT)$, 有:

$$\varphi_n(t) = \frac{\varphi_0}{2} \cdot a_n p(t - nT) = \begin{cases} \frac{\varphi_0}{2} \cdot a_n & (n-1)T < t < nT \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (11)$$

经推导伪随机位序列相位调制引起的光场涨落的功率谱密度 $S_m(\nu)$ ^[12-13]

$$\begin{aligned} S_m(\nu) = S_{\text{PRBS}}(\nu) &= \frac{1}{2} (1 + \cos \varphi_0) \delta(\nu - \nu_0) + \\ &\frac{T}{2} (1 - \cos \varphi_0) \cdot \text{sinc}^2[\pi T(\nu - \nu_0)] \end{aligned} \quad (12)$$

式(12)表明,伪随机位序列相位调制激光场涨落的功率谱有 2 个分量,这 2 个分量的相对强度由调制振幅 φ_0 决定,并相互转化。第一个分量对激光器

载波的谱型进行复制,第二个分量对激光器线宽加宽。图 3 所示为经过 PRBS 相位调制的激光器输出功率谱密度,其中比特率为 1GHz。由式(12)和图 3 可以看出,PRBS 相位调制幅值 $\varphi_0 = \pi/4$ 时,激光器输出谱呈现为光载波的窄线宽与伪随机位序列相位调制的 $\text{sinc}^2(\pi T\nu)$ 谱的叠加; $\varphi_0 = 2\pi$ 时,激光器输出谱呈现为激光器固有的窄线宽洛仑兹谱,PRBS 相位调制不起作用;仅当 $\varphi_0 = \pi$ 时光载波项消失,在这种情形下,所有光功率都被移到宽带分量中。宽带分量的线宽 $\Delta\nu_{\text{PRBS}}$ 由 $\text{sinc}^2(\pi T\nu)$ 函数决定^[14]

$$\Delta\nu_{\text{PRBS}} = \int_{-\infty}^{\infty} \text{sinc}^2(\pi T\nu) d\nu = \frac{1}{T} \quad (13)$$

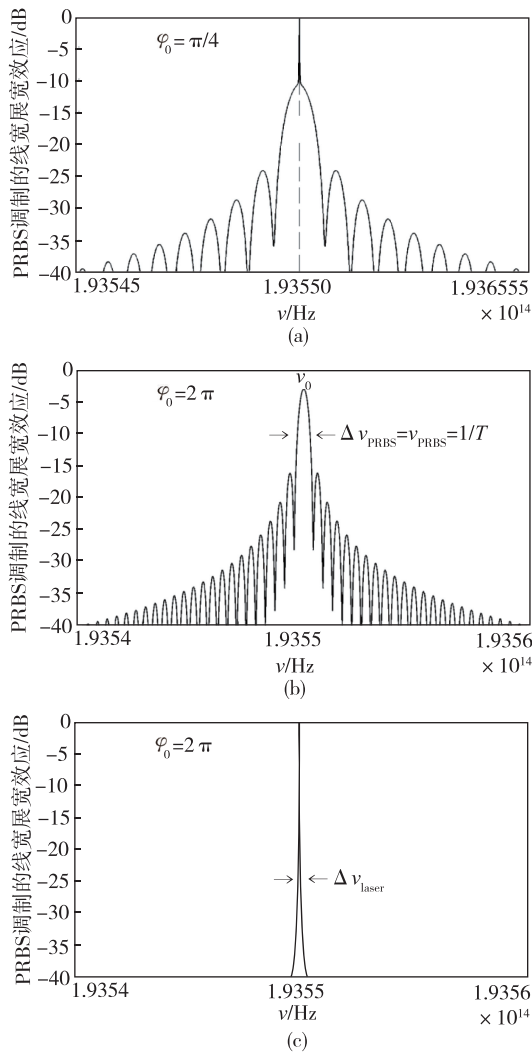


图 3 PRBS 相位调制的激光器输出功率谱:

(a) PRBS 相位调制深度 $\varphi_0 = \pi/4$; (b) $\varphi_0 = \pi$; (c) $\varphi_0 = 2\pi$

Fig. 3 The laser output power spectrum of PRBS phase modulation:

(a) PRBS phase modulation depth $\varphi_0 = \pi/4$; (b) $\varphi_0 = \pi$; (c) $\varphi_0 = 2\pi$

这说明,伪随机位序列相位调制存在最佳工作点 $\varphi_0 = \pi$,而不是调制深度越大效果越好;经过调制

的激光器输出线宽等于伪随机位序列的比特率 $\nu_{\text{PRBS}} = 1/T$,而比特率 ν_{PRBS} 完全受电光调制器最大带宽 $\Delta\nu_{\text{EOM}}$ 的限制。

图 4 所示为图 3(b) PRBS 调制激光输出谱的自相关(相干)函数,由于 $\text{sinc}^2(\pi T\nu)$ 谱的周期性,相干函数存在大量周期性的次峰,也称为二阶次相干峰。二阶次相干峰引起的相位噪声类似于相干背向散射噪声,理论上是一种白噪声,但其统计特性可能介于白噪声和 $1/f$ 噪声之间,因此二阶相干峰的存在会影响高精度光纤陀螺的精度^[15]。

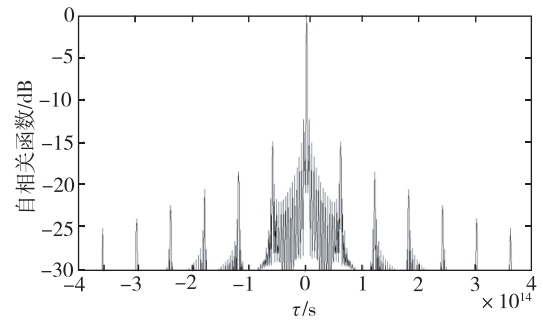


图 4 图 3(b)所示 PRBS 调制激光输出谱的自相关函数

Fig. 4 The autocorrelation function of the laser output spectrum of PRBS modulation in Fig.3(b)

3.3 高斯白噪声相位调制

由于电光调制器的调制带宽有限,外调制方式无法实现理想的白噪声相位调制。可以证明,高斯型白噪声相位调制引起的光场涨落的功率谱密度 $S_{\text{white}}(\nu) = |a_{\text{white}}(\nu)|^2$ 仍为高斯型,表示为

$$S_{\text{white}}(\nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(\nu-\nu_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (14)$$

式中, S_0 为高斯型噪声谱的系数,与施加白噪声相位调制的射频噪声信号功率有关, σ 与射频白噪声信号功率的谱宽有关,进而与高斯型白噪声相位调制引起的光场涨落的功率谱的线宽有关。假定电光调制器的调制带宽为 $\Delta\nu_{\text{EOM}}$,则 $\sigma \leq \Delta\nu_{\text{EOM}}/2$ 。

经过调制后的激光器输出的功率谱密度 $S_{\text{out}}(\nu) = S_{\text{laser}}(\nu) \cdot S_{\text{white}}(\nu)$ 。在不施加调制情况下,激光器输出谱为典型窄线宽洛仑兹谱;当射频噪声信号功率较小时,经过调制的激光器输出谱呈现为光载波的窄线宽与宽的高斯谱的叠加;只要射频噪声信号功率足够强,高斯白噪声相位调制可以完全抑制光载波,经过调制的激光器输出谱得到一个加宽的高斯型功率谱(图 5)。且高斯白噪声相位

调制无载波谐波产生,也无需超高带宽的高频电子线路。理想的高斯型功率谱在自相关函数中不产生图4所示的二阶次相干峰。

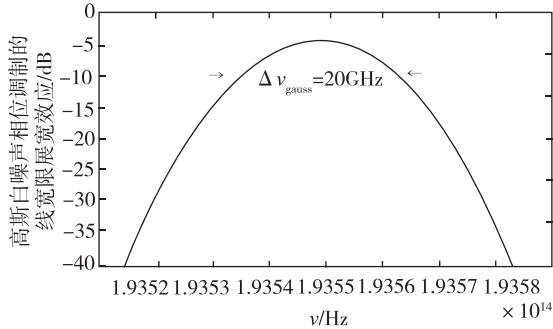


图5 高斯白噪声相位调制的激光器输出功率谱

Fig. 5 The laser output power spectrum of Gaussian white noise phase modulation

4 加宽激光器线宽抑制光纤陀螺噪声的效果评估

国外研究表明,激光器驱动光纤陀螺的噪声受瑞利背向散射限制,漂移受偏振交叉耦合限制,两者都与激光器线宽 $\Delta\nu_{\text{laser}}$ 的平方根成反比。另外,考虑散粒噪声,光纤陀螺的信噪比还与探测器接收信号的光强的平方根成正比。因此,可用光纤陀螺的信噪比 η 评估加宽激光器线宽抑制光纤陀螺噪声的效果,信噪比是接收信号质量的一个指标,决定了输入信号可恢复和再现的程度。

假定为归一化光功率,没有任何相位调制时,激光器驱动光纤陀螺的信噪比 η_0 正比于 $\sqrt{\Delta\nu_{\text{laser}}}$;施加相位调制时,激光器输出的功率谱既存在光载波 a ,又存在加宽分量 b ,根据能量守恒, $a+b=1$,假定加宽分量的线宽为 $\Delta\nu_{\text{broad}}$,此时光纤陀螺的信噪比 η_m 近似正比于 $\sqrt{a\Delta\nu_{\text{laser}} + b\Delta\nu_{\text{broad}}}$ 。一般情况下,各种线宽加宽的抑噪效果 $\eta = \eta_m/\eta_0$ 近似表示为

$$\eta \propto \sqrt{\frac{a\Delta\nu_{\text{laser}} + b\Delta\nu_{\text{broad}}}{\Delta\nu_{\text{laser}}}} = \sqrt{a + b \frac{\Delta\nu_{\text{broad}}}{\Delta\nu_{\text{laser}}}} \quad (15)$$

当光载波得到完全抑制时($a=0, b=1$), $\eta \propto \sqrt{\Delta\nu_{\text{broad}}/\Delta\nu_{\text{laser}}}$ 。

对于正弦相位调制,功率谱由光载波和离散的边带组成,由于边带的占空比较小,等效的线宽加宽是有限的。图2中与光载波能量相当的边带约为 $N=10$,抑噪效果为 $\eta = \sqrt{N} \approx 3$ 。有效边带数量与

正弦调制深度近似成正比,由于正弦调制深度不能无限大,采用正弦相位调制抑制背向散射噪声的效果是有限的,不能满足导航级以上高精度干涉型光纤陀螺的性能需求^[4]。

对于随机位序列相位调制,考理想的 $\varphi_0 = \pi$ 情况($a=0, b=1$), $\Delta\nu_{\text{broad}} = \nu_{\text{PRBS}} = 1/T$,由式(15)得到抑噪效果 $\eta = \sqrt{\nu_{\text{PRBS}}/\Delta\nu_{\text{laser}}}$ 。在图3中, $\nu_{\text{PRBS}} = 1\text{GHz}$, $\Delta\nu_{\text{laser}} = 10\text{MHz}$,抑噪效果为 $\eta = 10$ 。随机位序列相位调制的比特率 ν_{PRBS} 受电光调制器的调制带宽 $\Delta\nu_{\text{EOM}}$ 和光载波抑制程度限制^[16]。文献[4]给出了有、无随机位序列相位调制的噪声比 $\sigma_{\text{PRBS}}/\sigma_0$ 。

$$\frac{\sigma_{\text{PRBS}}}{\sigma_0} = \sqrt{\left(\frac{1 + \cos\varphi_0}{2}\right)^2 + \left(\frac{1 - \cos\varphi_0}{2}\right)^2 \cdot \left[1 + \left(\frac{\nu_{\text{PRBS}}}{\Delta\nu_{\text{laser}}}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}}} \quad (16)$$

当 $\varphi_0 = \pi$ 、 $\nu_{\text{PRBS}} \gg \Delta\nu_{\text{laser}}$ 时,有、无随机位序列相位调制的抑噪效果同样有 $\eta = \sigma_0/\sigma_{\text{PRBS}} \approx \sqrt{\nu_{\text{PRBS}}/\Delta\nu_{\text{laser}}}$ 。与式(15)的一般结果相同。

与随机位序列相位调制一样,理想的高斯型白噪声相位调制的激光器输出的最大线宽同样受电光调制器的调制带宽 $\Delta\nu_{\text{EOM}}$ 限制,但其相干函数无二阶次相干峰,是更理想的选择。

5 结论

采用电光相位调制器加宽激光器线宽,是抑制激光器驱动干涉型光纤陀螺中背向散射和偏振耦合引起的噪声和漂移的有效手段,同时提高了标度因数稳定性,在飞机、舰船惯性导航以及其他高性能领域具有广泛的应用前景。本文对加宽激光器线宽、降低激光器相干性的几种相位调制技术以及线宽加宽抑制噪声的效果进行了理论分析和评估。研究表明,激光器输出的最大线宽受电光调制器的调制带宽 $\Delta\nu_{\text{EOM}}$ 和光载波抑制程度限制,理论上可以将激光器线宽加宽到 GHz 以上。高斯型白噪声相位调制,无载波谐波产生,无需超高带宽的高频电子线路,也不产生二阶相干峰,是干涉型光纤陀螺激光器线宽加宽的较理想方式。

参考文献

- [1] Lloyd S W. Improving fiber gyroscope performance using a singer-frequency laser[D]. Stanford: Stanford

- University, 2012.
- [2] Blin S, Dignonnet M J F, Kino G S. Fiber-optic gyroscope operated with a frequency-modulated laser [C]// Proceedings of the International Society for Optical Engineering, 2008, 7004:7004X-1-4.
- [3] Chamoun J N, Evans A, Mosca F A, et al. Low noise and low drift in a laser-driven fiber optic gyroscope with a 1km coil[C]//Proceedings of the 23rd International Conference on Optical Fibre Sensors. International Society for Optics and Photonics, 2014, 9157: 91570E.
- [4] Chamoun J, Dignonnet M J F. Aircraft-navigation-grade laser-driven FOG with Gaussian-noise phase modulation [J]. Optics Letters, 2017, 42 (8): 1600-1603.
- [5] Dangui V, Dignonnet M J F, Kino G S. Laser-driven photonic-bandgap fiber optic gyroscope with negligible Kerr-induced drift[J]. Optics Letters, 2009, 34(7): 875-877.
- [6] Dignonnet M J F, Chamoun J N. Recent developments in laser-driven and hollow-core fiber optic gyroscopes [C]//Proceedings of the Commercial + Scientific Sensing and Imaging. International Society for Optics and Photonics, 2016: 985204-11.
- [7] Chamoun J N, Dignonnet M J F. Noise and bias error due to polarization coupling in a fiber optic gyroscope [J]. Journal of Lightwave Technology, 2015, 33 (13): 2839-2847.
- [8] Lloyd S W, Dignonnet M J F, Fan S. Modeling coherent backscattering errors in fiber optic gyroscopes for sources of arbitrary line width[J]. Journal of Lightwave Technology, 2013, 31(13): 2070-2078.
- [9] Ho K P, Kahn J M. Spectrum of externally modulated optical signals[J]. Journal of Lightwave Technology, 2004, 22(2): 658.
- [10] Bosch F, Dybwad G L, Swan C B. Laser fiber-optic digital system performance improvements with superimposed microwave modulation[J]. Journal of Lightwave Technology, 1986,4(2).
- [11] Komljenovic T, Tran M A, Belt M, et al. Frequency modulated lasers for interferometric optical gyroscopes [J]. Optics Letters, 2016, 41 (8): 1773-1776.
- [12] Chamoun J, Dignonnet M J F. Pseudo-random-bit-sequence phase modulation for reduced errors in a fiber optic gyroscope[J]. Optics Letters, 2016, 41(24): 5664-5667.
- [13] Shynk J J. 概率、随机变量和随机过程在信号处理中的应用[M]. 谢晓霞,等译. 北京: 机械工业出版社, 2016.
- [14] 王梓坤. 常用数学公式大全[M]. 重庆: 重庆出版社, 1991.
- [15] 张桂才. 光纤陀螺原理与技术[M]. 北京: 国防工业出版社, 2008.
- [16] Pepeljugoski P K, Lau K Y. Interferometric noise reduction in fiber-optic links by superposition of high frequency modulation[J]. Journal of Lightwave Technology, 1992, 10(7): 957-963.