

第3章

CHAPTER 3

相位调制型光纤传感器

3.1 相位调制传感原理

利用外界因素引起的光纤中光波相位变化来探测各种物理量的传感器,称为相位调制传感型光纤传感器。这类光纤传感器的主要特点如下。

(1) 灵敏度高。光学干涉法是已知最灵敏的探测技术之一。光纤干涉仪由于使用了数米甚至数百米以上的光纤,比普通的光学干涉仪更加灵敏。

(2) 灵活多样。由于这种传感器的敏感部分由光纤本身构成,因此其探头的几何形状可按使用要求而设计成不同形式。

(3) 对象广泛。不论何种物理量,只要对干涉仪中的光程产生影响,就可用于传感。目前利用各种类型的光纤干涉仪已研究成测量压力(包括水声)、温度、加速度、电流、磁场、液体成分等多种物理量的光纤传感器。而且,同一种干涉仪,常常可以同时多种物理量进行传感。

(4) 特种需要的光纤。在光纤干涉仪中,为获得干涉效应,应满足两个条件。一是保证同一模式的光叠加,为此要用单模光纤。虽然采用多模光纤也可得到干涉图样,但性能下降很多,信号检测也较困难。二是为获得最佳干涉效应,两相干光的振动方向必须一致,为此最好采用“高双折射”单模光纤。研究表明,光纤的材料,尤其是护套和外包层的材料对光纤干涉仪的灵敏度影响极大。为了使光纤干涉仪对被测物理量进行“增敏”,对非被测物理量进行“去敏”,需对单模光纤进行特殊处理,以满足测量不同物理量的要求。研究光纤干涉仪时,对所用光纤的性能应予以特别注意。

干涉型光纤传感器利用光纤作为相位调制元件,构成干涉仪,主要通过被测场(参量)与光纤的相互作用,引起光纤中传输光的相位变化(主要是光纤的应变所引起的光程变化)。下面重点讨论引起敏感光纤中光相位调制的两种基础物理效应——应变和温度,而很多其他物理参量通常可以通过等效为应变或者温度而进行间接测量。

3.1.1 应力应变效应

外界因素(温度、压力等)可直接引起干涉仪中的传感臂光纤的长度 L (对应于光纤的弹性变形)和折射率 n (对应于光纤的弹光效应)发生变化,从而造成在光纤中所传输光的相位发生变化。根据公式



$$\varphi = \beta L \quad (3-1)$$

可得

$$\Delta\varphi = \beta\Delta L + L\Delta\beta = \beta L \frac{\Delta L}{L} + L \frac{d\beta}{dn}\Delta n + L \frac{d\beta}{dD}\Delta D \quad (3-2)$$

式中, β 为光纤的传播常数; L 为光纤的长度; n 为光纤纤芯材料的折射率; D 为光纤的直径。

式(3-2)是光纤干涉仪因外界因素引起相位变化的一般表达式,给出了 $\Delta L/L$ 和 Δn 随压力变化的关系。光纤直径的变化 ΔD 对应于波导效应,一般由 ΔD 引起的相移变化比前两项要小两至三个数量级,可以略去。

当光纤干涉仪横向受压时,由式(3-2)可求出相移的相对变化。由弹性力学的原理可知,对于各向同性材料,材料折射率的变化与其应变 ϵ_i 的关系为

$$\begin{bmatrix} \Delta B_1 \\ \Delta B_2 \\ \Delta B_3 \\ \Delta B_4 \\ \Delta B_5 \\ \Delta B_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_1 - B_0 \\ B_2 - B_0 \\ B_3 - B_0 \\ \Delta B_4 \\ \Delta B_5 \\ \Delta B_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{12} & 0 & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{11} & P_{12} & 0 & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{12} & P_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & P_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & P_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \epsilon_3 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

式中, $P_{44} = \frac{1}{2}(P_{11} - P_{12})$; $B_1 = \frac{1}{n^2}$; $\Delta B_1 = -\frac{2}{n^3}\Delta n_1$; ϵ_1, ϵ_2 为光纤的横向应变; $\epsilon_3 = \Delta L/L$ 为光纤的纵向应变; P_{11}, P_{12} 为光纤材料的弹光系数; n 为光纤材料的折射率。

一般情况下,可取近似值 $n_1 \approx n$,所以由上式得

$$\Delta n_1 = -\frac{1}{2}n^3\Delta B_1 = -\frac{1}{2}n^3(P_{11}\epsilon_1 + P_{12}\epsilon_2 + P_{12}\epsilon_3)$$

同理有

$$\Delta n_2 = -\frac{1}{2}n^3(P_{12}\epsilon_1 + P_{11}\epsilon_2 + P_{12}\epsilon_3)$$

$$\Delta n_3 = -\frac{1}{2}n^3(P_{12}\epsilon_1 + P_{12}\epsilon_2 + P_{11}\epsilon_3)$$

且有

$$B_4 = B_5 = B_6 = 0$$

再考虑到: $\beta \approx nk_0$, $d\beta/dn \approx k_0$,并略去 ΔD 引起的相移变化,则式(3-2)可改写为

$$\Delta\varphi = \beta L\epsilon_3 + Lk_0\Delta n_i \quad (i=1,2,3)$$

或以相对变化表示

$$\frac{\Delta\varphi}{PL} = \frac{\beta}{P}\epsilon_3 + \frac{k_0}{P}\Delta n_i \quad (i=1,2,3) \quad (3-3)$$

式中, P 为作用于光纤上的压力。

确定光纤受压后的应变情况,即可由上式求出光纤干涉仪探测臂相对的相移变化。下面给出最简单情况(只由纤芯和包层构成的光纤)下的计算结果。

由弹性力学可知,应力 σ 和应变 ϵ 之间的关系为

$$\begin{bmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \epsilon_3 \\ \epsilon_4 \\ \epsilon_5 \\ \epsilon_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1/E & -\mu/E & -\mu/E & 0 & 0 & 0 \\ -\mu/E & 1/E & -\mu/E & 0 & 0 & 0 \\ -\mu/E & -\mu/E & 1/E & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1/G & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1/G & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1/G \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{bmatrix}$$

当光纤仅为横向受压时,其应力为

$$\begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -P \\ -P \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

相应的应变为

$$\begin{bmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \epsilon_3 \\ \epsilon_4 \\ \epsilon_5 \\ \epsilon_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -P(1-\mu)/E \\ -P(1-\mu)/E \\ 2\mu P/E \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

由此可求出相移的相对变化

$$\frac{\Delta\varphi}{PL} = nk_0 \frac{2\mu}{E} + \frac{k_0}{2E} n^3 [(1-\mu)P_{11} + (1-3\mu)P_{12}] \quad (3-4)$$

同理可求出光纤纵向受压和均匀受压时相移的相对变化,计算结果列于表 3-1 中。表中同时给出了数字计算的例子。由计算结果可见,光纤的长度变化比折射率变化对 $\Delta\varphi$ 的贡献大,而且两项计算结果符号相反(横向受压时除外)。为计算光纤干涉仪的压力灵敏度,应按照实际光纤的多层结构:纤芯、包层、衬底(石英,减小外层涂覆带来的损耗)、一次涂覆(一般为软性涂层,减小光纤的微弯损耗)、二次涂覆(较硬,保持光纤强度)来进行分析。

表 3-1 外界压力对相移变化的影响

指 标	横向受压 P	纵向受压 P	均匀受压 P
应力 σ	$\begin{bmatrix} -P \\ -P \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -P \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} -P \\ -P \\ -P \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$

续表

指 标	横向受压 P	纵向受压 P	均匀受压 P
应变 ϵ	$\begin{bmatrix} -P(1-\mu)/E \\ -P(1-\mu)/E \\ 2\mu P/E \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \mu P/E \\ \mu P/E \\ -P/E \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} -P(1-\mu)/E \\ -P(1-\mu)/E \\ 2\mu P/E \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$
$\frac{\Delta\varphi}{PL}$	$\frac{2nk_0\mu}{E} + \frac{k_0n^3}{2E} [(1-\mu)P_{11} + (1-3\mu)P_{12}]$	$\frac{-k_0n}{E} + \frac{k_0n^3}{2E} [-\mu P_{11} + (1-\mu)P_{12}]$	$\frac{-nk_0(1-2\mu)}{E} + \frac{k_0n^2}{2E} [(1-2\mu)(P_{11} + P_{12})]$
*	0.70+0.51=1.21	-2.07+0.45=-1.62	-1.37+0.96=-0.41

* 第一项为 $\Delta L/L$ 的值,第二项为 Δn 的值。计算时各单位取值为 $\lambda = 6.328 \times 10^{-7} \text{m}$,对于石英有 $n = 1.456$, $P_{11} = 0.121$, $P_{12} = 0.270$, $E = 7 \times 10^{10} \text{Pa}$, $\mu = 0.1$ 。

计算结果表明,光纤一次涂覆的软包层对干涉仪压力灵敏度作用不大,二次涂覆的外包层材料对压力灵敏度的影响很大。

(1) 外涂覆包层厚度的影响。当外包层厚度增加时,光纤压力灵敏度趋于极限值,此值与包层材料的杨氏模量无关。当包层较厚时,静压力在光纤中引起各向同性的应力,其大小只与外包层的压缩率(与体块模量成反比)有关。所以在厚外包层(约 5mm)的情况下,光纤的压力灵敏度主要由包层的体块模量决定,而与其他的弹性模量无关。

(2) 灵敏度随频率的变化。硬护套光纤的灵敏度随频率的变化较小,尼龙护套的最小。而用紫外线处理过的软合成橡胶护套,其灵敏度随频率的变化最大。在合成橡胶中,灵敏度最大的是聚四氟乙烯(PTFE)涂层,灵敏度最小的是用软紫外线固化的涂层。

另一点值得注意的是,用马赫-曾德尔光纤干涉仪(Mach-Zehner interferometer, MZI)探测空气中的声波,比探测水中的声波灵敏度要大得多。其原因是当光纤表面受到声波压力 ΔP 时,除因压力变化直接引起的光程差外,还有因光纤温度升高(绝热过程)而产生的光程差,即

$$\frac{\Delta\varphi}{\varphi} = \frac{1}{\varphi} \frac{\partial\varphi}{\partial T} \Big|_P \Delta T + \frac{1}{\varphi} \frac{\partial\varphi}{\partial P} \Big|_T \Delta P \quad (3-5)$$

式中, $\Delta T = \frac{\partial T}{\partial P} \Big|_{\text{表面}} \Delta P$; $\frac{\partial T}{\partial P} \Big|_{\text{表面}}$ 与光纤材料及形状有关,还与光纤周围媒质的特性有关。

例 3-1 水和空气对应的 $\frac{\partial T}{\partial P} \Big|_{\text{表面}}$ 分别为 $6 \times 10^{-6} \text{K/Pa}$ 和 $9 \times 10^{-2} \text{K/Pa}$ 。说明利用光纤进行水声传感时,温度变化项完全可以忽略,而把裸光纤放在空气中时,温度变化项反而是压力变化项的 2000 倍,实测结果表明,光纤在空气中对声波的灵敏度比在水中高一个数量级。

3.1.2 温度应变效应

用 MZ 干涉仪等光纤干涉仪进行温度传感的原理与压力传感完全相似。只不过这时引

起干涉仪相位变化的原因是温度。对于一根长度为 L 、折射率为 n 的裸光纤,其相位随温度的变化关系为

$$\frac{\Delta\varphi}{\varphi\Delta T} = \frac{1}{n} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) + \frac{1}{\Delta T} \left\{ \epsilon_z - \frac{n^2}{2} [(P_{11} + P_{12})\epsilon_r + P_{11}\epsilon_z] \right\} \quad (3-6)$$

式中, P_{11} 为纤芯的弹光系数; ϵ_z 为轴向应变; ϵ_r 为径向应变。

如上所述,光纤一般是多层结构,故 ϵ_z 和 ϵ_r 之值与外层材料的特性有关。设因温度的变化 ΔT 而引起的应变变化为

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_r^{(i)} &\rightarrow \epsilon_r^{(i)} - a^{(i)} \Delta T \\ \epsilon_\theta^{(i)} &\rightarrow \epsilon_\theta^{(i)} - a^{(i)} \Delta T \\ \epsilon_z^{(i)} &\rightarrow \epsilon_z^{(i)} - a^{(i)} \Delta T \end{aligned} \right\} \quad (3-7)$$

式中, $a^{(i)}$ 为第 i 层材料的线热膨胀系数。

把式(3-7)代入应力应变的关系可得

$$\begin{bmatrix} \sigma_r^{(i)} \\ \sigma_\theta^{(i)} \\ \sigma_z^{(i)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda^{(i)} + 2\mu^{(i)} & \lambda^{(i)} & \lambda^{(i)} \\ \lambda^{(i)} & \lambda^{(i)} + 2\mu^{(i)} & \lambda^{(i)} \\ \lambda^{(i)} & \lambda^{(i)} & \lambda^{(i)} + 2\mu^{(i)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon_r^{(i)} \\ \epsilon_\theta^{(i)} \\ \epsilon_z^{(i)} \end{bmatrix} - (3\lambda^{(i)} + 2\mu^{(i)}) \begin{bmatrix} a^{(i)} \Delta T \\ a^{(i)} \Delta T \\ a^{(i)} \Delta T \end{bmatrix} \quad (3-8)$$

式(3-8)与应变关系式: $\epsilon_r^{(i)} = U_0^{(i)} + \frac{U_1^{(i)}}{r^2}$, $\epsilon_z^{(i)} = W_0^{(i)}$, ($U_0^{(i)}$, $U_1^{(i)}$, $W_0^{(i)}$ 是由边界条件确定的常数)联立可求解出 ϵ_z 和 ϵ_r 的值,再由式(3-6)即可求出 $\Delta\varphi/(\varphi\Delta T)$ 的值。

例 3-2 对于一种典型的四层结构的单模光纤,其边界条件为

$$\begin{aligned} \sigma_r^{(3)}|_{r=d} &= 0 \\ \sigma_z^{(3)}A_3 + \sigma_z^{(2)}A_2 + \sigma_z^{(1)}A_1 + \sigma_z^{(0)}A_0 &= 0 \text{ (表明无外力作用在光纤上)} \\ \sigma_r^{(3)}|_{r=c} = \sigma_r^{(2)}|_{r=c}, \sigma_r^{(2)}|_{r=b} = \sigma_r^{(1)}|_{r=b}, \sigma_r^{(1)}|_{r=a} = \sigma_r^{(0)}|_{r=a} & \text{ (表明通过边界时径向应力)} \\ U_r^{(3)}|_{r=c} = U_r^{(2)}|_{r=c}, U_r^{(2)}|_{r=b} = U_r^{(1)}|_{r=b}, U_r^{(1)}|_{r=a} = U_r^{(0)}|_{r=a} & \text{ (应力和位移是连续的)} \\ \epsilon_z^{(3)} = \epsilon_z^{(2)} = \epsilon_z^{(1)} = \epsilon_z^{(0)} & \text{ (表明不同层的轴向应力相等)} \end{aligned}$$

例 3-3 利用单模光纤的典型参数值即可求出相应的单模光纤的 $\Delta\varphi/(\varphi\Delta T)$ 值,计算温度应变的结果有: $\Delta\varphi/(\varphi\Delta T) = 7.1 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ 或 $\Delta\varphi/(L\Delta T) = 103\text{rad}/(^\circ\text{C} \cdot \text{m})$ 。此值与实际测量结果相符。

据传统的光学干涉仪的原理,目前已研制成 MZ 光纤干涉仪、Sagnac 光纤干涉仪、法布里-珀罗(Fabry-Perot, F-P)光纤干涉仪以及光纤环形腔干涉仪等,并且都已用于光纤传感,下面分别介绍其原理。

3.2 光纤干涉仪的类型

3.2.1 MZ 和迈克尔逊光纤干涉仪

MZ 光纤干涉仪和迈克尔逊光纤干涉仪都是双光束干涉仪。图 3-1 是 MZ 光纤干涉仪

的原理图。由激光器发出的相干光,分别送入两根长度基本相同的单模光纤(MZ 光纤干涉仪的两臂),其一为探测臂,另一为参考臂。从两光纤输出的两激光束叠加后将产生干涉效应,如图 3-1(a)所示。实用 MZ 光纤干涉仪的分光和合光由两个光纤定向耦合器构成,是全光纤化的干涉仪,提高了它的抗干扰能力,如图 3-1(b)所示。

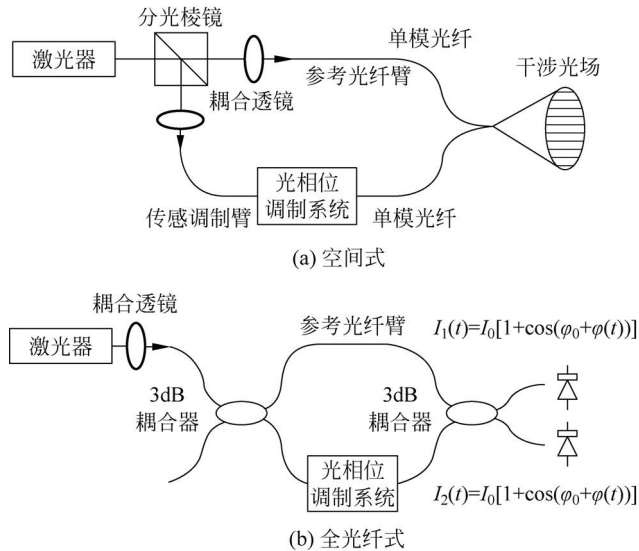


图 3-1 MZ 光纤干涉仪原理图

图 3-2 是迈克尔逊光纤干涉仪的原理图。实际上,用一个单模光纤定向耦合器,将其中两根光纤相应的端面镀以高反射率膜,就可构成一个迈克尔逊光纤干涉仪。其中一根光纤作为参考臂,另一根作为传感臂。

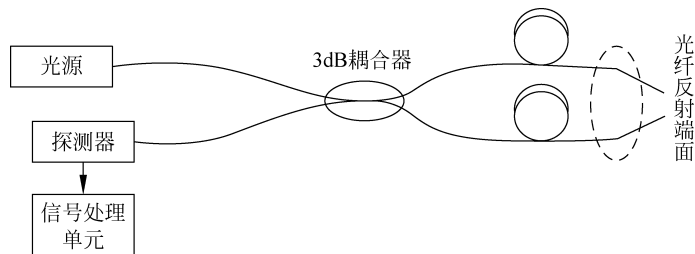


图 3-2 迈克尔逊光纤干涉仪原理图

由双光束干涉的原理可知,这两种干涉仪所产生的干涉场的干涉光强为

$$I \propto (1 + \cos\varphi) \quad (3-9)$$

当 $\varphi = 2m\pi$ 时,为干涉场的极大值。式中 m 为干涉级次,且有

$$m = \Delta L / \lambda \quad \text{或} \quad m = \nu \Delta t \quad (3-10)$$

因此,当外界因素引起相对光程差 ΔL 或相对光程时延 Δt ,传播的光频率 ν 或光波长 λ 发生变化时,就会使 m 发生变化,即引起干涉条纹的移动,由此而感测相应的物理量。而外界因素(温度、压力等)可直接引起干涉仪中的传感臂光纤的长度 L (对应于光纤的弹性变形)和折射率 n (对应于光纤的弹光效应)发生变化,如图 3-2 所示。

3.2.2 Sagnac 光纤干涉仪

1. 基本原理

在由同一光纤绕成的光纤圈中沿相反方向前进的两光波,在外界转动等因素作用下产生不同的相移。通过干涉效应进行检测,就是 Sagnac(赛格纳克)光纤干涉仪的基本原理。其最典型的应用就是转动传感,即光纤陀螺。由于这类光纤干涉仪没有活动部件,没有非线性效应和低转速时激光陀螺的闭锁区,因而非常适合制成高性能低成本转动传感器件。图 3-3 是 Sagnac 光纤干涉仪的原理图。用一长为 L 的光纤,绕成半径为 R 的光纤圈。一激光束由耦合器 1 端输入分成两束,分别从耦合器 3、4 端口接入光纤两输入端,再分别从 4、3 端输出;两输出光在耦合器 2 端叠加后产生干涉,此干涉光强由光电探测器检测。

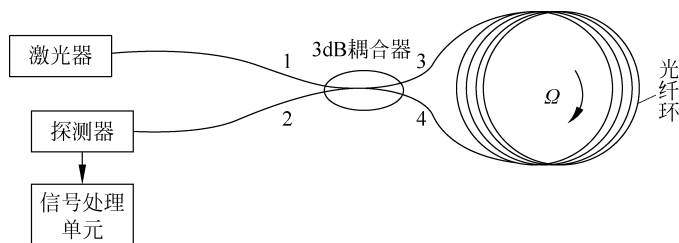


图 3-3 Sagnac 光纤干涉仪原理图

当环形光路相对于惯性空间有一转动 Ω 时(设 Ω 处于环路平面内),对于顺、逆时针传播的光,将产生一非互易的光程

$$\Delta L = \frac{4A}{c}\Omega \quad (3-11)$$

式中, A 为环形光路的面积; c 为真空中的光速。

当环形光路由 n 圈单模光纤组成时,对应顺、逆时针光速之间的相位差为

$$\Delta\varphi = \frac{8\pi nA}{\lambda c}\Omega \quad (3-12)$$

式中, λ 为真空中的波长。

2. 优点和难点

和一般的陀螺仪相比较,光纤陀螺仪的优点如下。

(1) 灵敏度高。由于光纤陀螺仪可采用多圈光纤以增加环路所围面积(面积由 A 变成 nA , n 是光纤圈数),这样就大大增加了相移的检测灵敏度,但不增加仪器的尺寸。

(2) 无转动部分。由于光纤陀螺仪被固定在被测的转动部件上,因而大大增加了其实用范围。

(3) 体积小。

应用光纤陀螺仪测量的难点是:对其元件、部件和系统的要求极为苛刻。例如,为了检测出 $0.01^\circ/\text{h}$ 的转速,使用长 L 为 1km 的光纤,光波波长为 $1\mu\text{m}$,光纤绕成直径为 10cm 的线圈时,由 Sagnac 效应产生的相移 $\Delta\varphi$ 为 10^{-7} rad,而经 1km 长光纤后的相移为 6×10^9 rad,因此相对相移的大小为 $\Delta\varphi/\varphi \approx 10^{-17}$,由此可见所需检测精度之高。由于 Sagnac 光纤干涉仪集中体现了一般光纤干涉仪中应考虑的所有主要问题,因此下面讨论的问题对其他光纤干涉仪也有重要的参考价值。

3. 四个关键问题

1) 互易性和偏振态

为了精确测量,需要使光路中沿相反方向行进的两束相干光只存在因转动引起的非互易相移,而所有其他因素引起的相移都应互易,这样所对应的相移才可相消。一般是采取同光路、同模式、同偏振的“三同”措施。

(1) 同光路。

在原理性光路(见图 3-3)中,只用一个耦合器,于是一束光两次透射通过耦合器,另一束光则由耦合器反射两次,这两者之间有附加的光程差。若把一个耦合器改为两个耦合器,使得顺、逆行的两束光从源到探测器之间都同样经过两次透射、两次反射,这时无附加光程差。

(2) 同模式。

如果干涉仪中用的是多模光纤,那么当输入某一模式的光后,在光纤另一端输出的一般将是另一种模式的光,这两种不同模式的光耦合干涉后产生的相移将是非互易的且很不稳定的。因此,应采用单模光纤及单模滤波器,以保证探测到的是同模式的光叠加。

(3) 同偏振态。

由于单模光纤一般具有双折射特性,也会造成一种非互易的相移。两偏振态之间的能量耦合,还会降低干涉条纹的对比度。双折射效应是由于光纤所受机械应力及其形状的椭圆度而引起的,所以也是不稳定的。为保证两束光的偏振态相同,通常在光路中采用偏振态补偿技术和/或控制系统,以及使用能够保持偏振态特性的高双折射光纤(保偏光纤)。采用只有一个偏振态的单偏振光纤,可以更好地解决这一问题。

2) 偏置和相位调制

干涉仪所探测到的光功率为

$$P_D = \frac{1}{2} P_0 (1 + \cos \Delta \varphi) \quad (3-13)$$

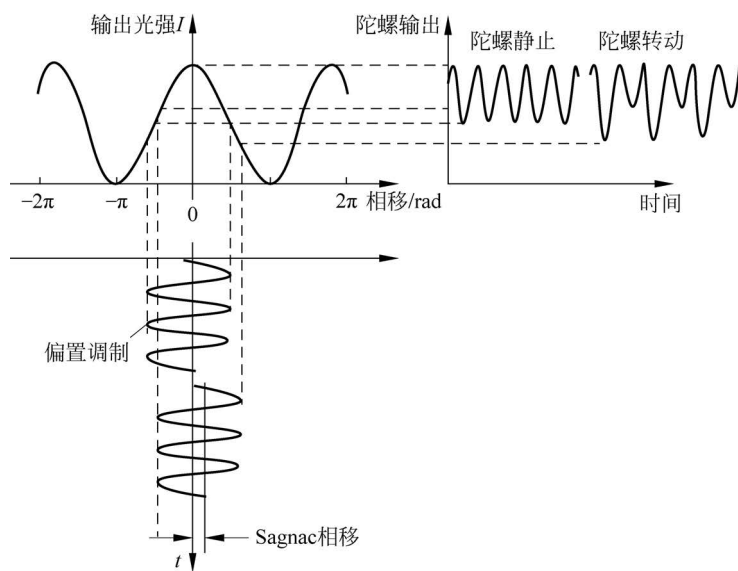
式中, P_0 为输入的光功率; $\Delta \varphi$ 为待测的非互易引起的相位差。

可见,对于慢转动(小 $\Delta \varphi$),检测灵敏度很低。为此,必须对检测信号加一个相位差偏置 $\Delta \varphi_0$,其偏置量介于 P_D 的最大值和最小值之间,如图 3-4 所示。

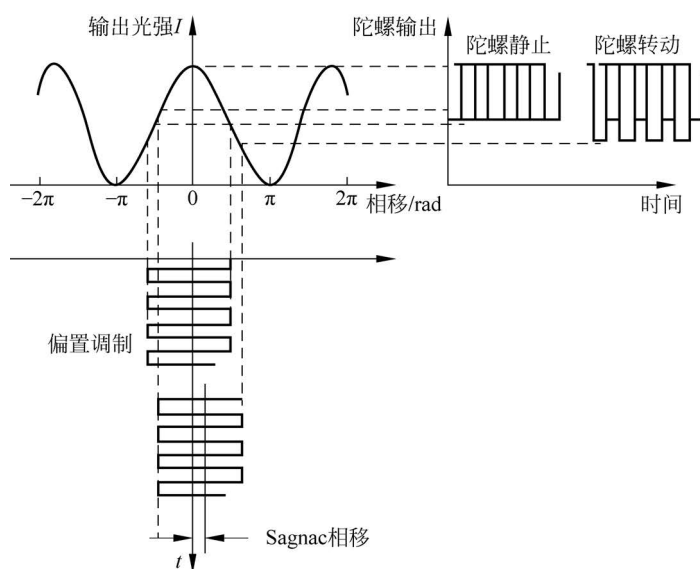
偏置状态可分为 45° 偏置和动态偏置两种。 45° 偏置时有 $P_D \propto \sin \Delta \varphi$,其优点是无转动时输出为零。主要问题是偏置点本身不稳定,这将给测量结果带来很大误差。动态偏置时有如下关系 $P_D(t) \propto P_0 \sin \Delta \varphi \sin(\omega_m t)$,这时无转动时输出也为零,但偏置点稳定问题却得到很大改善。相移的偏置一般采用相位调制来实现。相位调制可以在光路中放入相位调制器,利用附加转动、磁光调制和调制两反向进行波之间的频率差等方法,也可以利用外差调制技术。采用磁光调制器的方案是:外加磁场通过它产生 45° 相位偏置,使其工作在灵敏度最高处,再加上 ΔB 的正弦动态调制。声光调制的方案则是通过声光调制器来实现调制两束反向行进光的频率,产生一频差 Δf 去补偿转动所产生的相移。这样进行频率的检测就可测出转动量。

3) 光子噪声

在 Sagnac 光纤陀螺中,各种噪声甚多,大大影响了信噪比 S/N ,因此这是一个必须重视的问题。其中,光子噪声属基本限制。噪声的大小与入射到探测器上的光功率有关,现按



(a) 正弦调制



(b) 方波调制

图 3-4 光功率随相位差的变化

直流偏置计算其值的大小。在积分时间 T 内探测器上收到的平均光子数为

$$\bar{N} = \frac{P_0 T}{2h\nu} \quad (3-14)$$

其标准偏差(按泊松分布) $\sigma = \sqrt{\bar{N}}$ 。故相位噪声的均方根值为

$$\Delta\varphi_{\text{rms}} = \frac{\sigma}{N} = \sqrt{\frac{h\nu}{\frac{1}{2}P_0}} \sqrt{B} \quad (3-15)$$

式中, $B=1/T$ 为接收器带宽。若 $P_0=200\mu\text{W}$, $\nu=3\times 10^{14}\text{Hz}$ ($\lambda=1.0\mu\text{m}$), 则

$$\frac{\Delta\varphi_{\text{rms}}}{\sqrt{B}} \approx 10^{-7} / \sqrt{\text{Hz}}$$

对应地($\lambda = 1\mu\text{m}$, $L = 1\text{km}$, $D = 10\text{cm}$), 有

$$\frac{\Omega_{\text{rms}}}{\sqrt{B}} = \frac{\lambda c}{2\pi L D} \frac{\Delta\varphi_{\text{rms}}}{\sqrt{B}} = 0.01^\circ / (\text{h} \cdot \sqrt{\text{Hz}})$$

4) 寄生效应的影响及减除方法

(1) 直接动态效应。

作用于光纤上的温度及机械应力, 会引起光纤中传播常数和光纤的尺寸发生变化, 这将在接收器上引起相位噪声。互易定理只适用于时不变系统, 若扰动源对系统中点对称, 则总效果相消。因此, 应尽量避免单一扰动源靠近一端, 并应注意光纤圈的绕制技术。

(2) 反射及瑞利(Rayleigh)背向散射。

由于光纤中产生的瑞利背向散射, 以及各端面的反射会在光纤中产生次级波 a_1 、 a_2 , 它们与初级波 A_1 、 A_2 会产生相干叠加, 这将在接收器上产生噪声。光纤中瑞利散射起因于光纤内部介质的不均匀性。散射波具有全方向性且频率不变, 光强正比于 $1/\lambda^4$ 。对于 1km 长的光纤, 瑞利背向散射造成的最大相位误差为 10^{-2} rad, 对于直径 $D = 10\text{cm}$, $\lambda = 1\mu\text{m}$ 的光纤陀螺, 相应的角速度误差为 10^3 rad/h 量级。

(3) 法拉第(Faraday)效应。

在磁场中的光纤圈由于法拉第效应会在光纤陀螺中引起噪声: 引入非互易圆双折射(光振动的旋转方向与光传播方向有关), 叠加在原有的互易双折射上。影响的大小取决于磁场的大小及方向。例如, 在地磁场中, 其效应大小为 $10^\circ/\text{h}$ 。较为有效的消除办法是把光纤系统放在磁屏蔽盒中。

(4) 克尔(Kerr)效应。

克尔效应是由光场引起的材料折射率的变化。在单模光纤中这意味着导波的传播常数是光功率的函数。在光纤陀螺的应用中, 对于熔融石英这种线性材料, 当正、反两束光波的功率相差 10nW 时, 就足以引起(对惯性导航)不可忽略的误差。因此, 对于总功率为 $100\mu\text{W}$ 的一般情况, 就要求功率稳定性优于 10^{-4} 。

(5) 偏振误差。

在光纤陀螺中偏振器不良、光纤内正交偏振模之间的能量耦合等都会带来偏振误差。设角速度的偏移量为 $\Delta\Omega_b \leq 0.005^\circ/\text{h}$, 即所引起的相位变化量 $\Delta\varphi_{\text{bmax}} = 2.5 \times 10^{-8}$ rad, 则首先必须采用高双折射光纤, 且拍长 h 参数目前达到 $10^{-6}/\text{m}$, 这就相当于偏振器的消光比为 80dB。目前较好的偏振器消光比为 60dB 左右, 要实现 80dB 的消光比要求, 技术上尚有困难。不过 $\Delta\varphi_{\text{bmax}}$ 是最坏的结果。因此, 实际对偏振器的要求可放宽。

以上讨论了光纤陀螺中最基本的几种误差源和在一定范围内限制误差大小所应采取的措施。光纤陀螺的实际工作环境较恶劣, 还会带来其他的角速度误差, 因此必须采取其他相应的措施。比如, 光纤陀螺的工作温度一般为 $-40 \sim 50^\circ\text{C}$, 而温度的改变对光纤圈、相位调制器、光纤耦合器都有较严重的影响。实际结果表明, 温度改变 1°C , 比例因子变化 5%, 所以必须对光纤进行温度控制或温度补偿。此外, 应力还会带来附加相位误差, 这对光纤陀螺的装配工艺(特别是光纤圈绕制技术)提出了较高的要求。最终, 光纤陀螺的精度极限受量

子噪声的限制。

3.2.3 光纤 F-P 干涉仪

一般 F-P 干涉仪 (fiber Fabry-Perot interferometer, FFPI) 由两片具有高反射率的反射镜构成, 光束在其间多次反射构成多光束干涉。由于镜面的反射损耗等因素, F-P 干涉仪的腔长一般为厘米量级, 其应用范围受到一定限制。光纤 F-P 干涉仪是由两端面具有高反射膜的一段光纤构成, 如图 3-5 所示。此高反射膜可以直接镀在光纤端面上, 也可以把镀在基片上的高反射膜粘贴在光纤端面上。由于光纤的波导作用, 光纤 F-P 干涉仪的腔长可以是几厘米、几米甚至几十米, 而且其精细度并不低。因此, FFPI 在光纤传感和光纤通信领域越来越受到重视。

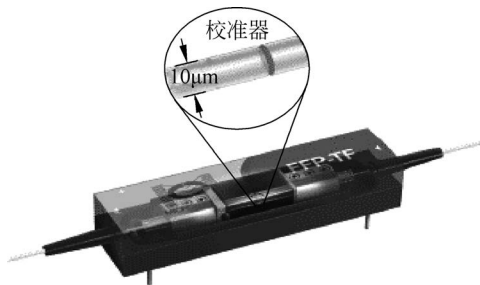


图 3-5 光纤 F-P 干涉仪的典型结构

3.2.4 光纤环形腔干涉仪

利用光纤定向耦合器将单模光纤连接成闭合回路, 即构成图 3-6 所示光纤环形腔干涉仪。激光束从环形腔 1 端输入时, 部分光能耦合到 4 端, 部分直通入 3 端进入光环内。当光纤环不满足谐振条件时, 由于定向耦合器的耦合率接近于 1, 大部分光从 4 端输出, 环形腔的传输光强接近输入光强。当光纤环满足谐振条件时, 腔内光场因谐振而加强, 并经由 2 端直通到 4 端, 该光场与由 1 端耦合到 4 端的光场叠加, 形成相消干涉, 使光纤环形腔的输出光强减小, 如此多次循环, 使光纤环内的光场形成多光束干涉, 4 端的输出光强在谐振条件附近为一细锐的谐振负峰, 与 F-P 干涉仪类似。

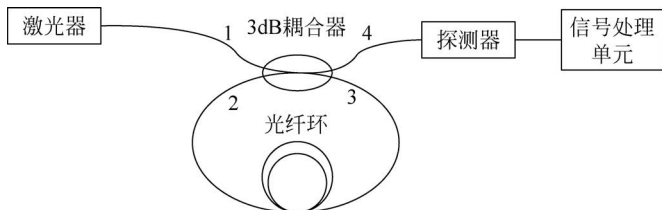


图 3-6 光纤环形腔干涉仪

光纤环形腔的输出特性与定向耦合器的耦合率、插入损耗以及光纤的传输损耗有关。下面给出其腔内光强和输出光强的表达式。腔内相对光强为

$$I_3 = \frac{|E_3|^2}{|E_1|^2} (1 - \gamma) \frac{1 - K}{(1 - \sqrt{KT})^2 + 4\sqrt{KT} \sin^2\left(\beta L + \frac{\pi}{2}\right)} \quad (3-16)$$

环形腔输出相对光强为

$$I_4 = \frac{|E_4|^2}{|E_1|^2} (1 - \gamma) \frac{(\sqrt{K} - \sqrt{T})^2 + 4\sqrt{KT} \sin^2\left[\frac{1}{2}\left(\beta L + \frac{\pi}{2}\right)\right]}{(1 - \sqrt{KT})^2 + 4\sqrt{KT} \sin^2\left[\frac{1}{2}\left(\beta L + \frac{\pi}{2}\right)\right]} \quad (3-17)$$

式中

$$E_4 = \sqrt{1-\gamma}(\sqrt{K}E_1 + \sqrt{1-K}E_2)$$

$$E_3 = \sqrt{1-\gamma}(\sqrt{1-K}E_1 + \sqrt{K}E_2)$$

$$E_2 = \exp(-\alpha L)\exp(i\beta L)E_3$$

E_i 是定向耦合器第 i 端光振幅; K 和 γ 分别为耦合器的光强耦合率和插入损耗; α 为光纤的振幅衰减因子; β 为光波在光纤中的传播常数; L 为光纤环的长度; T 为环形腔回路的光强传输因子,其值由下式确定: $T = (1-\gamma)e^{-2\alpha L}$, T 表示在光纤环中传输一周后的光强与初始光强之比。

从式(3-16)和式(3-17)可以看出,光纤环形腔的腔内光强为 βL 的周期函数,当满足相位条件

$$\beta L = 2q\pi - \frac{1}{2} \quad (q = 1, 2, 3, \dots)$$

时,环形腔的输出相对光强最小,腔内相对光强最大

$$\left. \begin{aligned} I_{4\min} &= (1-\gamma) \frac{(\sqrt{K} - \sqrt{T})^2}{(1 - \sqrt{KT})^2} \\ I_{3\max} &= (1-\gamma) \frac{1-K}{(1 - \sqrt{KT})^2} \end{aligned} \right\} \quad (3-18)$$

反之,当 $\sin^2\left(\frac{\beta L}{2} + \frac{\pi}{4}\right) = 1$ 时,有

$$\left. \begin{aligned} I_{4\max} &= (1-\gamma) \frac{(\sqrt{K} - \sqrt{T})^2 + 4\sqrt{KT}}{(1 - \sqrt{KT})^2 + 4\sqrt{KT}} \\ I_{3\min} &= (1-\gamma) \frac{1-K}{(1 - \sqrt{KT})^2 + 4\sqrt{KT}} \end{aligned} \right\} \quad (3-19)$$

图 3-7 给出了 $K=T=0.95$ 时光纤环形腔的腔内相对光强 I_3 和输出相对光强 I_4 随 βL 相位变化的特性曲线。由于多光束干涉的结果,其干涉峰很尖锐,但其输出峰是亮背景下的暗峰。

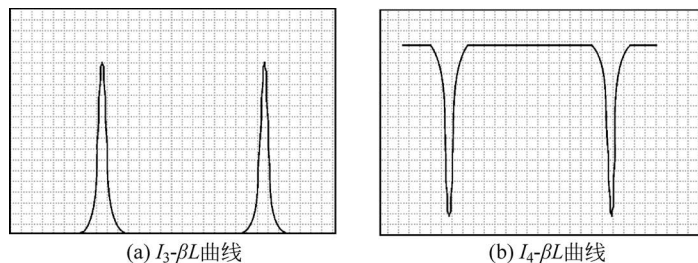


图 3-7 光纤环形腔内相对光强和输出相对光强随相位变化的关系

光纤环形腔的干涉细度定义为谐振腔自由谱区宽度与谐振峰半峰值处宽度之比。由环形腔输出特性可得半峰值处的宽度 $\Delta\nu$ 为

$$\Delta\nu = |\nu_{+1/2} - \nu_{-1/2}| = \frac{2c}{n\pi L} \arcsin \left[\frac{1 - \sqrt{KT}}{\sqrt{2(1 + KT)}} \right] \quad (3-20)$$

又因光纤环形腔的自由谱区宽度为

$$\text{FSR} = |\nu_{n+1} - \nu_n| = \frac{c}{nL}$$

由此可得干涉细度的表达式为

$$F = \frac{\text{FSR}}{\Delta\nu} = \frac{\pi}{2\arcsin\left[\frac{1 - \sqrt{KT}}{\sqrt{2(1 + KT)}}\right]} \quad (3-21)$$

当 $K \approx 1, T \approx 1$ 时, 上式简化为

$$F = \frac{\pi\sqrt{1 + KT}}{\sqrt{2}(1 - \sqrt{KT})} \quad (3-22)$$

3.2.5 相位压缩原理与微分干涉仪

上面提到的 MZ、迈克尔逊、Sagnac、F-P 干涉仪是四种典型干涉仪, 它们都有几个共同的缺点: 温度敏感、需要长相干长度的光源、信号处理电路复杂。另外, 由于其干涉项是两束或多束干涉光相位差的余弦函数, 这就限制了它们的线性输出范围。一般的双光束干涉仪为了得到最大的灵敏度, 常工作在正交状态。这就意味着把干涉项的余弦函数转变成了正弦函数。如果在干涉仪的输出端用线性函数近似地替代正弦函数, 且在正交工作状态下输入的相位差约为 0.25rad , 则会产生 1% 的线性度误差。

如果将输出相位信号限定在干涉仪的线性范围内, 那么传感器的系统将大大简化, 它可以不采用复杂的电路进行信号处理及相位补偿技术。下面要提到的相位压缩原理恰好能实现这种功能。基于相位压缩原理建立的微分干涉仪具有线性范围广, 信号处理电路简单, 对缓变的温度等环境因素不敏感, 并能使用短相干长度的光源等优点。

1. 相位压缩原理

相位压缩原理是指干涉仪测量的相位为干涉光束相位差的变化量, 不是普通干涉仪的相位差。这可以通过在固定的时间间隔 T 内测量相位差获得, 而时间间隔 t 可以从延时光纤得到。所以, 尽管输入调制信号超出了几个到几百个干涉条纹, 但它的相位差变化量都很小, 仍能保证干涉仪工作在线性范围内。

以 MZ 干涉仪为例来说明相位压缩原理。设干涉仪工作在正交状态, 它的原理如图 3-8 所示。由光源 S 发出的光经光纤耦合器 C_1 进入 MZ 干涉仪中, 一束光经光纤延迟线延时, $\tau = nL/c$ (n 为光纤芯折射率, L 为延迟光纤长度, c 为真空中的光速) 和调制器 $\phi_s(t)$ 调相后得 $x_1(t)$ 。若调制信号 $S(t)$ 为一正弦函数, 则调制器数学表达式为

$$\phi_s(t) = \phi_{sm} \sin(2\pi f_s t) \quad (3-23)$$

式中, f_s 为调制信号频率; ϕ_{sm} 为调制相位幅值, 它可以由一般形式的相位变化式得到

$$\phi_{sm} = \frac{2\pi n}{\lambda_0} \xi \Delta L \quad (3-24)$$

式中, ΔL 为被测信号产生的光纤长度变化量; ξ 为纵向应力应变系数

$$\xi = \left(\frac{n^2}{2} - 1\right) [(1 - \mu)P_{12} - \mu P_{11}]$$

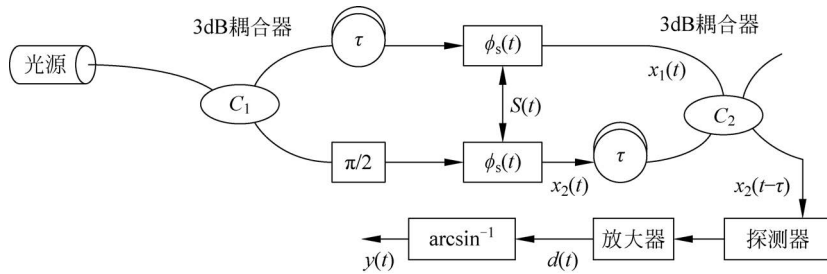


图 3-8 相位压缩原理

相位差变化量幅值为

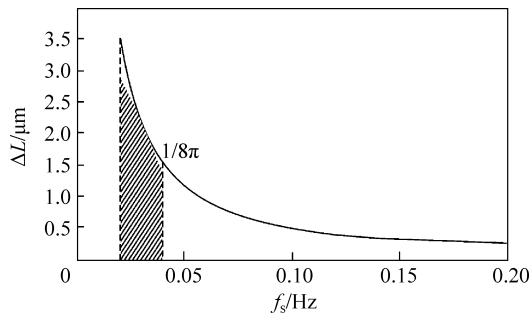
$$\phi_{\text{snm}} = \phi_s(t) - \phi_s(t - \tau) = \frac{4\pi^2 n^2 \xi L f_s \Delta L}{c \lambda_0} \quad (3-25)$$

定义相位压缩系数为相位差幅值与相位差变化量幅值之比,即

$$\text{PCF} = \frac{\phi_{\text{sm}}}{\phi_{\text{snm}}} = \frac{c}{2\pi n L f_s} = \frac{1}{2\pi f_s \tau} \quad (3-26)$$

设 $L = 3\text{km}$, $f_s = 50\text{Hz}$, $\lambda_0 = 1.3\mu\text{m}$, $n = 1.46$, $L = 2\text{km}$, 则 $\phi_{\text{sm}} = 11.01\text{rad}$, $\phi_{\text{snm}} = 0.05\text{rad}$, 于是 $\text{PCF} = 220.2$ 。由上述分析可知,在两个频率被测信号调制下,尽管信号光束和参考光束之间的相位差幅值(11.01rad)很大,但在极短的时间($=0.014\text{ms}$)内,其相位差变化量幅值(0.05rad)都很小,相当于相位压缩了 220 倍,故干涉仪仍工作在线性区内。

由式(3-26)可以看出,相位压缩原理的相位变化量与信号频率、延迟线长度及光纤的长度变化量成正比。当频率小或延迟线短时,它的相位检测信号就小。所以,利用此原理建立的干涉仪对缓慢变化的温度不敏感。另外,小的延迟也无法产生明显的干涉效果。图 3-9 所示为工作波长在 $1.3\mu\text{m}$ 的相位压缩线性工作区域。 $\pi/8$ 阈值以左,曲线下面的阴影区域,即为满足相位压缩原理的区域。

图 3-9 相位压缩的线性工作区域 ($\lambda_0 = 1.3\mu\text{m}$)

2. 微分干涉仪

基于相位压缩原理的干涉仪称为微分干涉仪。但是以图 3-8 形式构建的干涉仪并不一定是实用的微分干涉仪。例如,图 3-8 中有两个延迟线圈和两个调制器,这不仅使干涉仪结构复杂,而且增加了成本。实用的微分干涉仪仅用一个延迟线圈和一个调制器就能达到相位压缩的目的。图 3-10 中光路系统由平衡 MZ 干涉仪组成。激光二极管 S 作为光源,为防止光的反射,光隔离器 ISO 被放在光源与光纤之间。光纤耦合器 C_1 和 C_2 之间为非平衡

MZ干涉仪,两臂不平衡光路长约为16cm,远大于光源的相干长度,故在耦合器 C_2 中没有干涉现象,只有顺时针经光路 $11'-22'-2'2-3'3$ 和逆时针经光路 $33'-22'-2'2-1'1$ 的两路光束返回到耦合器 C_1 中才产生干涉,图中 τ 为延迟光纤环,延迟光纤长为1.5km。 $t = 0.0146\text{ms}$, R 为光纤反射端面,压电陶瓷(piezoelectric ceramics,PZT)为信号调制器。在参考臂的PC为偏振控制,用它调整干涉仪使其工作在正交状态。由分析可知,该装置与图3-8的原理图完全等效,但图3-10仅用了一个调制器、一个延迟线,就实现了相位压缩功能,具有简单、实用的优点。

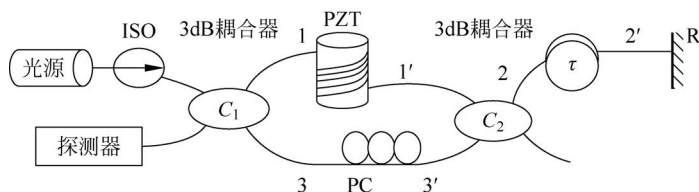


图 3-10 实用微分干涉仪光路

3.2.6 白光干涉型光纤传感器

相位调制型光纤传感器的突出优点是灵敏度高。缺点之一是只能进行相对测量,即只能用作变化量的测量,而不能用于状态量的测量。近几年发展起来的用白光做光源的干涉仪,则可用作绝对测量,因而越来越受到各国专家的重视。目前已有用它对位移、压力、振动、应力、应变、温度等多种参量进行绝对测量的例子,并有研究结果发表。

1. 原理及特性

图3-11是一种白光干涉型(也称宽谱光源干涉)光纤传感器的原理图。这类光纤传感器由两个光纤干涉仪组成,其中一个干涉仪用作传感头(图中的F-P光纤干涉仪),放在被测量点,同时作为第二个干涉仪的传感臂;第二个干涉仪(图中的迈克尔逊干涉仪)的另一支臂作为参考臂,放在远离现场的控制室,提供相位补偿。每个干涉仪的光程差都大于光源的相干长度。假设图中 A' 位置是 O 到 A 点的等光程点, B' 是 O 到 B 的等光程点。这时当反射镜 C 从左向右通过 A' 位置时,在迈克尔逊干涉仪的接收端将出现白光零级干涉条纹;同理,当反射镜 C 通过 B' 位置时,会再次出现白光零级干涉条纹。两次零级干涉条纹所对应的位置 A' 、 B' 之间的位移就是F-P腔的光程。因此,用适当方法测出 A' 、 B' 的间距,就可确定F-P腔光程的绝对值。

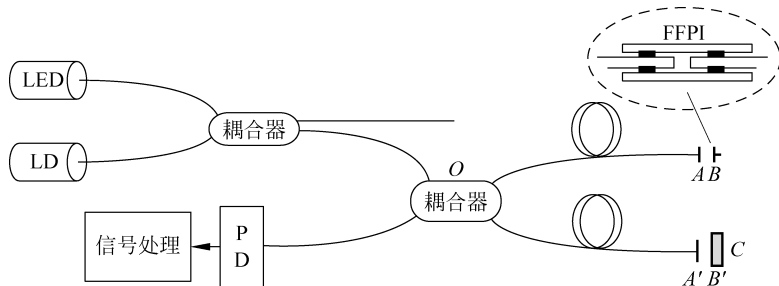


图 3-11 白光干涉型光纤传感器光路图

在图 3-11 中,令 $OA=L_1, OB=L_2, OC=L$ 。在光路调整时,设 $L_2-L_1>2L_C, L_C$ 为光源的相干长度。下面考虑 A 面干涉的情况。此时, A 面和反射镜 C 构成迈克尔逊干涉仪。由双光束干涉理论可知,对于波长为 λ 的单色光,探测器接收到的光强为

$$\begin{aligned} I_0 &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left[\frac{2\pi}{\lambda}(L - L_1)\right] \\ &= I_\lambda a \left\{ 1 + \gamma \cos\left[\frac{2\pi}{\lambda}(L - L_1)\right] \right\} \end{aligned} \quad (3-27)$$

式中, $a = a_1^2 R_A + a_2^2 R_C$; $\gamma = 2a_1 a_2 \sqrt{R_A R_C} / (a_1^2 R_A + a_2^2 R_C)$; I_λ 为单色光源的输出光强; R_A, R_C 分别为 A 面和 C 面的反射率; a_1, a_2 分别为迈克尔逊干涉仪两个臂的透过率; γ 为双光束干涉条纹的对比度。

对于宽光谱的 LED,其频谱分布为高斯分布,即

$$I_\lambda d\lambda = I_m A \exp[-B^2(v - v_0)^2] dv \quad (3-28)$$

式中, $A = 2\sqrt{\ln 2/\pi}/\Delta v_D, B^2 = 4\ln 2/\Delta v_D^2$ 。这时,干涉仪探测到的光强为

$$I_0 = \int I_{\text{out}} dv = \int I_m A \exp[-B^2(v - v_0)^2] dv$$

把上述条件代入,经过积分运算后可得

$$I_0 = I_m a \left[1 + \gamma \exp\left(-\frac{\pi^2}{4\ln 2} \frac{\Delta L^2}{L_C^2}\right) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta L\right) \right] \quad (3-29)$$

实际探测时,一般只取输出信号的交流成分,即

$$\begin{aligned} I_{\text{OAC}} &= I_m a \gamma \exp\left(-\frac{\pi^2}{4\ln 2} \frac{\Delta L^2}{L_C^2}\right) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta L\right) \\ &= I_m 2a_1 a_2 \sqrt{R_A R_C} \exp\left(-\frac{\pi^2}{4\ln 2} \frac{\Delta L^2}{L_C^2}\right) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta L\right) \end{aligned} \quad (3-30)$$

由式(3-30)可得以下结论。

(1) 当 $\Delta L = L - L_1 = 0$,即两反射面为等光程时,出现零级干涉条纹,与外界干扰因素无关。

(2) 干涉信号幅度与光源的输出功率、光纤等的传输损耗、各镜面的反射率等因素有关。

(3) 外界扰动会影响干涉条纹的幅度,但不会改变干涉零级的位置。

2. 优点和难点

1) 白光干涉与绝对测量

白光干涉所采用的光源谱线宽度较宽,相干长度较短,一般为 100nm。常用的光源有发光二极管(light emitting diode, LED)、多模半导体激光器(multimode semiconductor laser, MLD)等。图 3-12 是一个宽光谱迈克尔逊干涉仪的结构图。在图 3-12 F-P 干涉仪的基础上加入一个迈克尔逊干涉仪作为参考臂,提供传感臂 F-P 腔的光程补偿,并用 LED 代替单模激光光源。由于 LED 相干长度很短, F-P 腔两个端面反射的信号光之间不能发生干涉。这两束光入射到参考臂后,如果迈克尔逊干涉仪两臂长度之差恰好在 F-P 腔长附近一个相干长度之内,那么两路光信号之间的光程差因得到补偿而能够发生干涉。因为只有当光程差在光源相干长度之内才有干涉条纹产生,所以具有较高的测量精度。同时,由于参考

臂迈克尔逊干涉仪两臂长度差已知,因此可以对 F-P 腔长进行绝对测量。

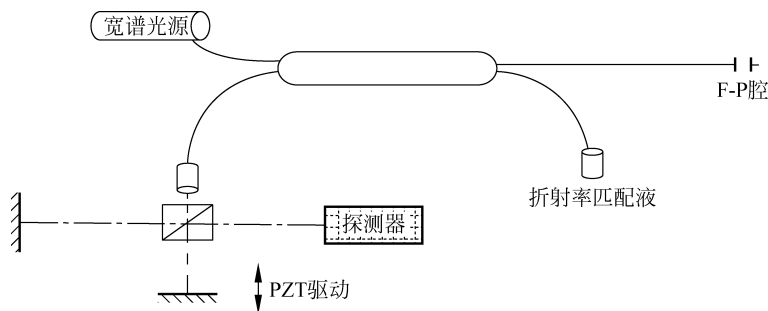


图 3-12 以迈克尔逊干涉仪作光程补偿的宽光谱光纤干涉仪

由以上分析可知,白光干涉光纤传感器具有以下优点: ①可测量绝对光程; ②系统抗干扰能力强,系统分辨率与光源波长稳定性、光源功率波动、光纤的扰动等因素无关; ③结构简单,成本低廉; ④测量精度仅由干涉条纹中心位置的确定精度和参考反射镜的确定精度决定。

欲使这类光纤传感器投入使用,主要需解决低相干度光源的获得和零级干涉条纹的检测两大问题。理论分析表明,要精确测定零级干涉条纹位置,一方面要尽量降低光源的相干长度,另一方面则要选用合适的测试仪器和测试方法,以提高确定零级干涉条纹中心位置的精度。

2) 白光光纤干涉仪的研究现状

目前的宽光谱光纤干涉仪主要用于距离的绝对测量,以及可以转换为距离量的其他物理量,如位移、温度、应力等。宽光谱干涉实现距离的绝对测量,关键的技术在于等光程点的检测。从近年的研究情况看,有三种不同检测方法。

(1) 光程扫描的时域检测。

图 3-12 所示的干涉仪即是采用光程扫描的时域检测方式。图 3-13(a)为其对应的为减少分立元件、降低耦合、调节困难的全光纤干涉仪。扫描反射分别与 a 、 b 达到等光程时发生干涉。由两次干涉之间的扫描距离即可确定 F-P 腔长。图 3-13(b)为干涉波形,横坐标是示波器的时间坐标轴。

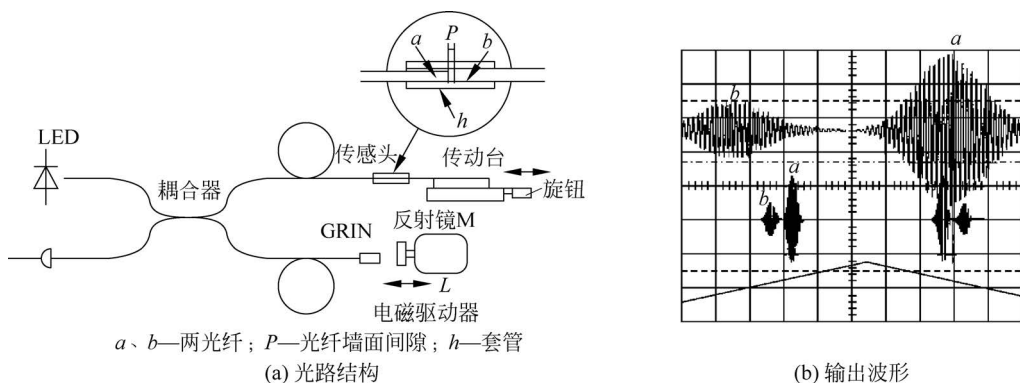


图 3-13 光程扫描的时域检测

(2) Fizeau(菲佐)干涉仪的空间域检测。

如图 3-14(a)所示,经 F-P 腔反射回来的信号光经过透镜扩束、准直后入射 Fizeau 干涉

仪。Fizeau 干涉仪由两个呈一定角度的平面和其间的楔形空气隙构成,其腔长与 x 方向坐标呈线性关系。由 Fizeau 干涉仪的空气隙对 F-P 腔的两路反射光信号进行光程补偿,并利用 CCD 阵列在输出端探测。在 Fizeau 干涉仪腔长与 F-P 腔长相等的 CCD 像素附近将有干涉信号输出。图 3-14(b)为干涉波形,横坐标是 CCD 阵列像素序列,即相当于空间坐标轴。

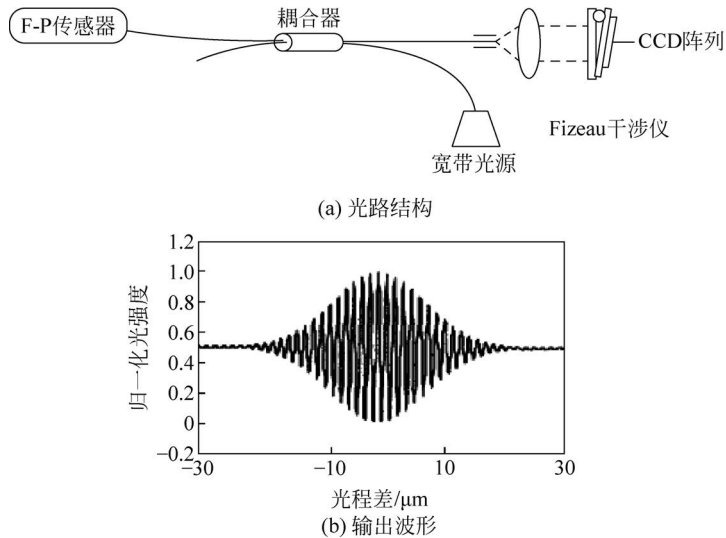


图 3-14 Fizeau 干涉仪空间检测

(3) 基于谱分析的频域检测。

如图 3-15(a)所示,经 F-P 腔透射的信号光由一个谱分析仪进行探测。谱分析仪中的透射(衍射)光栅将信号光按波长分离,经反射镜将信号光进一步分离放大后,由 CCD 阵列探测。图 3-15(b)是输出信号,横坐标为波长,即相当于频率坐标轴。

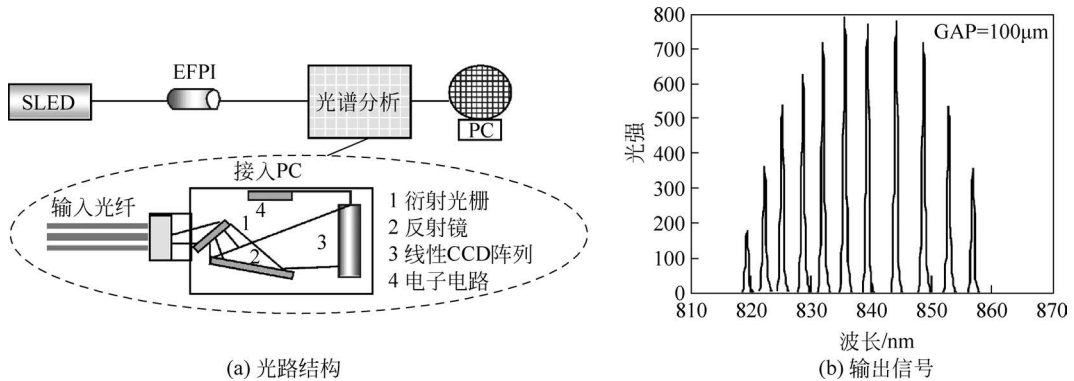


图 3-15 谱分析的频域检测

与前两种方法略有不同,这种方法中没有提供任何形式的光程补偿,F-P 腔长 d 由图 3-15(b)中任意相邻的两个峰值点所对应的波长给出。入射到光栅的信号光由 I_1 、 I_2 两部分组成,它们之间有 $2d$ 的光程差。宽光谱光源的谱线宽度内存在某一特征波长 λ_1 ,满足

$$2d = n\lambda_1 \quad (3-31)$$

对于该波长的光 I_1 、 I_2 发生相长干涉,它对应一个输出信号的极大值。在 λ_1 附近还有另一

波长 λ_2 , 它满足

$$2d = (n - 1)\lambda_2 \quad (3-32)$$

由式(3-31)和式(3-32)可求出

$$d = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2(\lambda_2 - \lambda_1)} \quad (3-33)$$

比较以上三种检测方法,它们各自有不同的特点。光程扫描方式结构上能够全光纤化,最有可能进入实用化阶段。采用图 3-13 全光纤结构对位移进行测量,目前的水平是 $1500\mu\text{m}$ 的测量范围内精度 $3\mu\text{m}$ 。图 3-12 所示的分立元件光纤干涉仪达到了 6mm 的测量范围和 $0.3\mu\text{m}$ 的分辨率。这种方法的缺点是对光程扫描器件的扫描范围和精度要求很高,被测物理量的变化频率不能高于扫描器件的机械扫描频率。Fizeau 干涉仪检测方式与谱分析方法克服了机械扫描的缺点,但是这两种方法对 CCD 阵列的分辨率同样有很高的要求。

3.3 相位调制型光传感器的信号解调技术

与强度调制型、波长调制型等其他类型光纤传感技术相比,相位调制型光纤传感器以光纤中光的相位变化来表示被测物理量的变化,而传感场中物理量的微小扰动就会引起光纤中光相位的明显变化。在采用理想相干光源和不考虑偏振问题的前提下,理论上这种相位检测可达到 10^{-6}rad 的高灵敏度。因此,这种基于相位调制的光纤传感器在各类光纤传感器中具有最高的灵敏度,同时也极易受到外界环境噪声的影响。

相位调制型光传感器基本采用干涉仪的结构。常见的干涉仪结构从原理上可分为双光束干涉和多光束干涉,包括 MZ 型、迈克尔逊型、Sagnac 型以及 F-P 型等。本节以 MZ 型干涉仪为例说明干涉信号的解调技术。

3.3.1 干涉仪的信号解调

从干涉仪输出的变化光强中解调出相位变化信号,需要采用特殊的信号处理方法得出传感信号。根据参考臂中光频率是否改变,可将这些解调技术分成两大类:一类是零差方式(homodyne),另一类是外差方式(heterodyne)。

在零差方式下,解调电路直接将干涉仪中的相位变化转变为电信号。零差方式又包括主动零差法(active homodyne method)和被动零差法(passive homodyne method)。

在外差方式下,首先通过在干涉仪的一臂中对光进行频移,产生一个拍频信号,干涉仪中的相位变化再对这个拍频信号进行调制,最后采用电子技术解调出这个调制的拍频信号。外差方式包括普通外差法(true heterodyne)、合成外差法(synthetic heterodyne)和伪外差法(pseudo-heterodyne method)。

一般情况下,和零差法相比,外差法的相位解调范围要大很多,但是解调电路也要复杂得多。下面对各种解调方法作一个简单的介绍。

1. 主动零差法

普通的光纤干涉仪如果不附加额外的相位控制部分,其初始相位工作点会由于外界环境微扰处于不断的随机变化中,这种相位工作点的漂移给检测相位信号造成了极大困难。在主动零差法中,需要“主动”地控制干涉仪参考臂的长度,使得干涉仪工作在正交工作点

处,即 $\varphi_0 = \pi/2$ 。常见的主动零差法包括两种,即主动相位跟踪零差法(active phase tracking homodyne, APTH)和主动波长调谐零差法(active wavelength tuning homodyne, AWTH)。

对于主动相位跟踪零差法,通常在干涉仪的参考臂中引入一个相位调制器,干涉仪的输出信号经过一个电路伺服系统的处理后,反馈控制相位调制器,动态改变参考臂的相位,从而保持干涉仪两臂的相位差 $\varphi_0 = \pi/2$ 。常用的相位调制器如压电陶瓷(PZT),可利用压电效应,用电信号改变缠绕在 PZT 上的光纤长度。

主动波长调谐零差法略有不同,干涉仪的输出信号经过处理后,反馈控制光源的驱动电路,使得光源的波长发生改变。这种零差解调方案要求干涉仪两臂存在一定的非平衡性。假设光源的波长为 λ ,干涉仪两臂长度差为 l ,光纤折射率为 n ,则当光源波长改变 $\Delta\lambda$ 时,干涉仪两臂的相位差将改变

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi nl}{\lambda^2} \cdot \Delta\lambda \quad (3-34)$$

对于常用的半导体激光器,可以通过改变工作电流的方法来改变光源波长。和主动相位跟踪零差法相比,主动波长调谐零差法更容易受到光源相位噪声的影响。

主动零差法的优点是结构简单,易于实现,受外界噪声影响小,但传感器的动态范围受到了反馈电路的限制,而传感器的相位解调范围仍然受到限制,采用的相位调制器对传感系统的频率响应等有一定影响,PZT 等电子有源补偿器件也是一般光纤探头设计所不希望的。

2. 被动零差法

在被动零差法中,不控制干涉仪的工作点。此时干涉仪两臂的相位差 φ_0 将不断改变,从而引起干涉仪两个输出的不断改变。当干涉仪一个臂的输出完全减弱时,干涉仪另一臂的输出将最强。若使用这两个信号进行信号的解调,可使系统始终保持最佳灵敏度。

被动零差法也有很多种实现形式,现介绍其中最常用的“微分交叉相乘法”,亦称“正交法”。仍然令 $\Delta\varphi$ 和 φ_0 分别代表干涉仪的相位变化和初始相位。通过某种方法,可以得到如下的两个正交分量

$$W_1 = A \cos[\Delta\varphi(t) + \varphi_0]; \quad W_2 = A \sin[\Delta\varphi(t) + \varphi_0] \quad (3-35)$$

式中, A 为一个代表幅度的常数。再分别对 W_1 和 W_2 进行微分,有

$$\begin{aligned} \frac{dW_1}{dt} &= -\frac{d\Delta\varphi(t)}{dt} A \sin[\Delta\varphi(t) + \varphi_0] \\ \frac{dW_2}{dt} &= \frac{d\Delta\varphi(t)}{dt} A \cos[\Delta\varphi(t) + \varphi_0] \end{aligned} \quad (3-36)$$

将式(3-35)和式(3-36)交叉相乘,有

$$W_0 = W_1 \frac{dW_2}{dt} + W_2 \frac{dW_1}{dt} = A^2 \frac{d\Delta\varphi(t)}{dt} \quad (3-37)$$

将式(3-37)的两边分别积分,最终得到

$$\Delta\varphi(t) = \frac{1}{A^2} \int W_0 dt + K \quad (3-38)$$

式中, K 为积分常数。

可以看出,此时得到的 $\Delta\varphi$ 是一个相对相位,这在通常的应用中都是可以接受的。有多种方法可以得到如式(3-35)的项。常见的方法包括相位载波生成法(phase generated carrier,PGC)和 3×3 耦合器法。相位载波生成法利用对光源进行调频,或者对干涉仪的一臂进行相位调制,在干涉信号中引入相位载波信号,最终完成信号的解调。

3×3 耦合器法的思路比较简单,如图 3-16 所示。在图 3-16 中,干涉仪中的第二个耦合器使用了一个 3×3 耦合器,此时在 3 个探测器处的信号为

$$\begin{aligned} V_1 &= a + b \cdot \cos(\Delta\varphi + \varphi_0) + c \cdot \sin(\Delta\varphi + \varphi_0) \\ V_2 &= -2b[1 + \cos(\Delta\varphi + \varphi_0)] \\ V_3 &= a + b \cdot \cos(\Delta\varphi + \varphi_0) - c \cdot \sin(\Delta\varphi + \varphi_0) \end{aligned} \tag{3-39}$$

式中, a 、 b 、 c 为和耦合器性能相关的常数。容易看出,通过将式(3-39)中的 V_1 和 V_3 分别进行加、减运算,就可以得到式(3-35)。

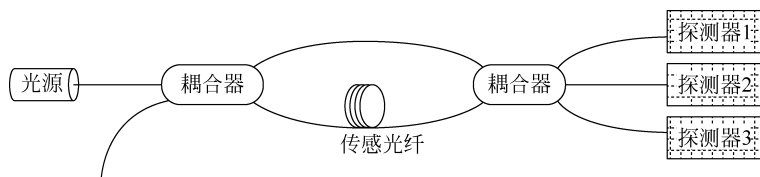


图 3-16 使用 3×3 耦合器的被动零差法

被动零差法的动态范围仍然受到解调电路的限制,但传感器的相位解调范围大大增加,理论上没有限制,而且被动零差法对光源的相位噪声不敏感。不过被动零差法的解调电路要比主动零差法复杂得多。

3. 普通外差法

普通外差法系统如图 3-17 所示。

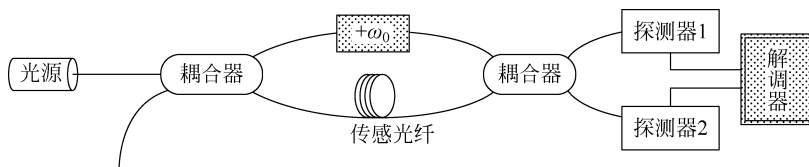


图 3-17 普通外差法系统

在外差解调中,干涉仪的参考臂中引入了一个移频器(例如布拉格盒),此时干涉仪的输出信号可以写成如下形式

$$W_{out} = \frac{1}{2}W_0 10^{-at} [1 + V \cos(\omega_0 t + \Delta\varphi + \varphi_0)] \tag{3-40}$$

与干涉信号的通式相比,式(3-40)中多了代表频率移动的 $\omega_0 t$ 项。通过鉴频器或者锁相环,可以解调出其中的相位变化 $\Delta\varphi$ 。

4. 合成外差法

普通外差法中的关键器件是移频器,常用的布拉格盒移频器难以集成到光纤系统中。合成外差法和伪外差法都可以避免移频器件的使用,以简化系统。

在合成外差法中,干涉仪的参考臂中引入了一个相位调制器,并且用高频大幅度的正弦信号控制相位调制器。设调制信号的振幅为 φ_m ,频率为 ω_m ,则干涉仪的输出为

$$W_{\text{out}} = \frac{1}{2} W_0 10^{-\alpha l} \{1 + V \cos[\varphi_s \sin(\omega_m t) + \Delta\varphi + \varphi_0]\} \quad (3-41)$$

由于相位的调制幅度 φ_m 很大,因此在式(3-41)中 ω_m 的谐波分量将十分显著。利用和式(3-39)相同的分析方法,可以得到干涉仪输出的一次谐波分量和二次谐波分量分别为

$$\begin{aligned} &\propto -\sin(\Delta\varphi + \varphi_0) J_1(\varphi_m) \cdot \sin(\omega_m t) \\ &\propto \cos(\Delta\varphi + \varphi_0) J_2(\varphi_m) \cdot \cos(\omega_m t) \end{aligned} \quad (3-42)$$

式中,正比符号 \propto 表示省略了前面的常系数。

这两个谐波分量可以利用带通滤波器,从干涉仪的输出信号中产生。两个谐波分量分别再和频率为 $2\omega_m$ 和 ω_m 的本振信号相乘,并取出其中频率为 $3\omega_m$ 的分量如下:

$$\begin{aligned} &\propto -\sin(\Delta\varphi + \varphi_0) J_1(\varphi_m) \cdot \sin(3\omega_m t) \\ &\propto \cos(\Delta\varphi + \varphi_0) J_2(\varphi_m) \cdot \cos(3\omega_m t) \end{aligned} \quad (3-43)$$

适当地选取调制幅度,使得式(3-43)中两信号的差为

$$\propto \cos[3\omega_m t - (\Delta\varphi + \varphi_0)] \quad (3-44)$$

此合成外差信号可通过鉴相器或者锁相环电路加以解调。

5. 伪外差法

伪外差法可以不用移频器件。在伪外差法中,常用一个锯齿波调制激光器的工作电流,而相应的干涉仪则必须是非平衡的,即保证一定的光程差。电流调制的作用是调制激光器的频率。光源频率的改变造成干涉仪中的相位变化为

$$\Delta\varphi_s = 2\pi l \Delta f / c \quad (3-45)$$

当锯齿波处于上升沿阶段时,频率的线性改变导致干涉仪中相位的线性改变。通过调整锯齿波的波形可以使得一个锯齿波调制周期内干涉仪相位改变 m 个整周期,从而在干涉仪中引入了所需要的外差载波。在干涉仪的输出部分需要使用带通滤波器提取调制频率的第 m 次谐波信号,并消除锯齿波信号回扫部分(锯齿波从最大值回到最小值的部分)对解调信号的影响。第 m 次谐波信号为

$$\propto \cos(2\pi m f t + \Delta\varphi + \varphi_0) \quad (3-46)$$

根据式(3-46),可以用前面提到的鉴相器或者锁相环电路提取出最终所需的相位调制信号。伪外差法也可以使用正弦波对工作电流进行调制,此时的分析略有不同,可以参考文献。

在三类外差法中,普通外差法的相位解调范围最大,在理论上没有限制,但需要特殊的移频器件。合成外差法的相位解调范围也很大,但是解调电路的复杂性也最高。伪外差法在各方面的性能比较平衡,是现在常用的外差解调方法。三种外差解调方法都对激光器的相位噪声很敏感。

3.3.2 光纤锁相环方法

光纤锁相环的方法用于光纤干涉仪的解调,其优点在于结构简单,电路复杂性低,信号畸变小,系统处于线性状态等,但是实现该方法需要解决稳定性的问题。本节在光纤干涉仪锁相环系统的基本理论基础之上,对系统的稳定性相关问题进行了简要的介绍。

1. 光纤锁相环的原理

光纤锁相环又称直流相位跟踪法。为了充分理解其物理意义,首先,对相位漂移引起的干涉信号衰落现象进行描述。

本节中用到的迈克尔逊光纤干涉仪输出光强可表示为

$$I = I_0 \{1 + \cos[S(t) + \varphi_s - \varphi_r]\} \quad (3-47)$$

式中, $S(t)$ 为待测信号; φ_s 和 φ_r 分别为信号臂和参考臂的随机漂移相位。式(3-47)假设干涉信号可见度为1。将式(3-47)展开,并考虑到 $S(t)$ 很小,近似得

$$I = I_0 [1 + \cos(\varphi_s - \varphi_r) - S(t)\sin(\varphi_s - \varphi_r)] \quad (3-48)$$

当干涉仪处于正交工作点,即满足

$$\varphi_s - \varphi_r = 2m\pi \pm \frac{\pi}{2} \quad (3-49)$$

$$I = I_0 [1 \mp S(t)] \quad (3-50)$$

时,灵敏度最大。随着两臂相位的随机漂移,干涉仪偏离正交工作点,造成输出信号的衰落。

当 $\varphi_s - \varphi_r$ 等于 π 的整数倍时,已无法探测到信号。

从上述可知,为了得到高灵敏度的测量结果,需要将干涉仪输出信号相位进行锁定,使之满足式(3-49),这就是光纤锁相环得名的由来。为了锁定干涉仪输出信号相位使式(3-49)得到满足,需要在干涉仪参考臂上加入一个相位反馈装置,光纤锁相环的系统框图如图3-18所示。

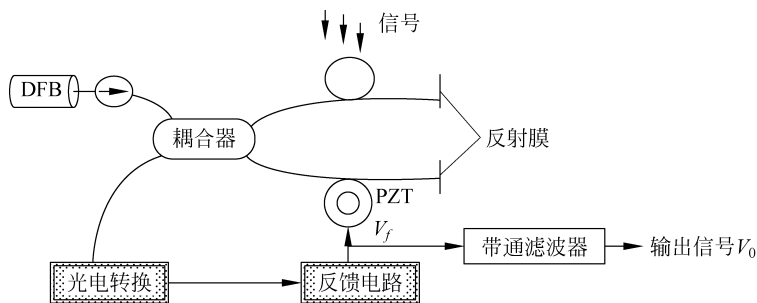


图 3-18 光纤锁相环系统框图

图3-18中的压电陶瓷(PZT)是一个相位反馈的装置,利用PZT的压电效应,可以通过在其上加电压使其产生形变,相应的形变传递到参考臂上,引起参考臂光程改变,从而改变干涉仪的输出相位。如何控制加到PZT上的电压使式(3-49)得到满足,以及满足式(3-49)之后系统如何稳定工作,是一个关键问题。

2. 系统稳定性分析

干涉仪实际应用时,系统失稳的原因主要有两点。

1) 温度漂移和有限电源电压

实验结果表明,温度每升高一度,同轴型光纤干涉仪相位漂移 104rad 左右,而一般工作时待测信号幅度不超过 10rad 。在温度漂移很大时,对于光纤锁相环系统而言,为了能够使反馈信号忠实地反映实际信号的变化,通过反馈网络加到PZT上的电压相应增加。而反馈网络是由运算放大器等电路元件组成的,具有一定的工作电压范围,当温度漂移的幅度要求反馈系统电压必须大于电源电压才能完全补偿时,系统将饱和,导致无法有效补偿。同时,

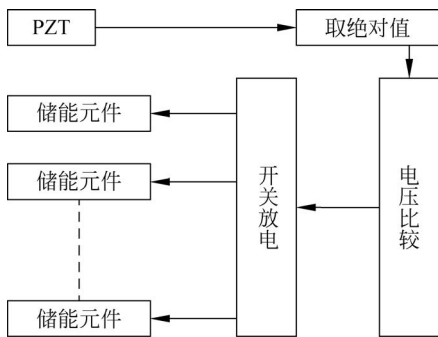


图 3-19 光纤锁相环复位系统示意图

由于温漂的频率往往比信号频率小得多,在通过反馈系统的积分环节时,积分结果会持续地增加,进一步使系统饱和。后者往往更为严重,因为同步过载可以通过减小反馈增益,而积分器过载则需要专门的复位装置。图 3-19 给出了一个光纤锁相环复位系统示意图。

该系统的基本想法是:当温度漂移积累到超过一定值时就将电路复位,在图 3-19 中,将加到 PZT 上的信号引出,然后将其取绝对值,以保证信号为正,同时将绝对值电路输出信号和

一个固定电压(略低于电源电压)进行比较,比较的结果是一个二进制的高低电平,用以控制一系列开关,使电路中容易积累电荷的电容放电,这样就可以使系统复位重新进入正常工作状态。

2) 光源功率波动

光源功率波动主要是因为在实际工作环境中,光源的输出尾纤有可能出现弯曲造成图 3-15 中的消直流不理想,以致不能满足式(3-49)的情况,系统无法锁定,或者能够满足,但是锁定范围大大减小。这种情况必须通过对光纤仔细布线解决。同时,还可以通过在 PZT 上间断地以三角波驱动,同时采集干涉仪输出的直流项然后反馈以抵消直流项的影响,不过这种方式实现起来较为复杂。

3.3.3 相位生成载波解调方案

光纤锁相环的方法具有电路简单、检测精度高的特点,但由于它需要用到 PZT 进行反馈控制,不利于构成传感网,因此只能用于小规模传感器阵列的情况。为了实现大的传感器阵列,必须另外寻找办法。PGC 技术是干涉仪解调的一种有效方法,可以通过直接调制光源,无须外加的反馈器件。由于 PGC 方法是一个开环系统,不存在稳定性的问题,动态范围大,且能利用频分复用技术实现传感器阵列的复用,因而自 20 世纪 80 年代提出之后,受到了广泛的关注。本节介绍 PGC 方法的基本原理。

1. PGC 方法的基本原理

PGC 方法的基本思想是通过在干涉仪输出相位中生成一个相位载波,使输出信号可以分解为两个正交分量,通过对二者分别处理,得到信号的线性表达式。图 3-20 给出了 PGC 方法的原理框图。PGC 方法的实现,既可以是一套硬件电路,也可以是一种计算机算法,它的原理可以用下面的推导来说明。

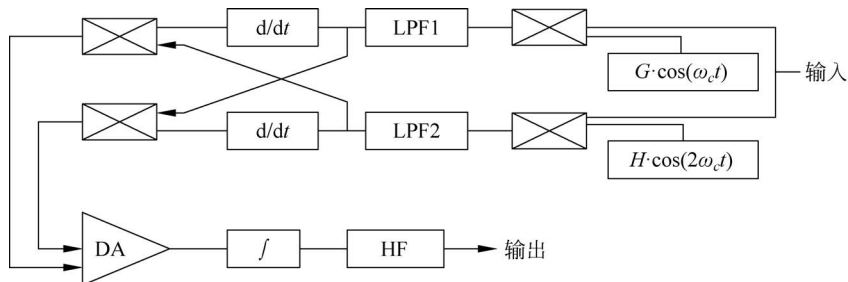


图 3-20 PGC 方法的原理框图

光纤干涉仪输出信号可以表示为

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos[C \cos(\omega_c t + \Phi)] = A + B \cos[C \cos(\omega_c t + \Phi)] \quad (3-51)$$

式中, $B = kA$, $k < 1$ 称为干涉仪的可见度, 取决于干涉仪的偏振特性; C 为相位载波的幅度; ω_c 为载波的频率; Φ 为待测信号。

式(3-51)可以经过贝塞尔函数展开为

$$I = A + B \left\{ [J_0(C) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k J_{2k}(C) \cos(2k\omega_c t)] \cos(\Phi) - 2 \left[\sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k J_{2k+1}(C) \cos(2k+1)\omega_c t \right] \sin(\Phi) \right\} \quad (3-52)$$

将式(3-52) $\times \cos(\omega_c t)$ 后经过低通滤波得

$$BJ_1(C) \sin(\Phi) \quad (3-53)$$

将式(3-53) $\times \cos(2\omega_c t)$ 后经过低通滤波得到

$$BJ_2(C) \cos(\Phi) \quad (3-54)$$

对式(3-53)求导得

$$BJ_1(C) \cos(\Phi) \Phi' \quad (3-55)$$

对式(3-54)求导得

$$-BJ_2(C) \sin(\Phi) \Phi' \quad (3-56)$$

然后式(3-53) \times 式(3-56) $-$ 式(3-54) \times 式(3-55)得到

$$-B^2 J_1(C) J_2(C) \Phi' \quad (3-57)$$

对式(3-57)积分得

$$-B^2 J_1(C) J_2(C) \Phi \quad (3-58)$$

这就是待测信号的线性表达式。

2. 相位载波的生成

PGC 方法需要对干涉仪输出信号相位进行调制, 通常调制的方法有两种: 一种是在两臂等长的干涉仪的一臂用数匝光纤缠绕 PZT 元件, 把载波信号加到 PZT 上, 利用其在载波信号的驱动下产生的电致伸缩效应, 引起干涉仪一臂光纤长度、折射率发生变化, 导致最后输出的光波相位随载波信号有规律地变化, 从而实现相位调制。通常把这种调制方式叫外调制。另一种方式就是直接调制半导体光源, 其基本机理是: 某些光源, 如 DFB 同轴激光器, 输出激光波长与其注入激励电流有关, 具有独特的高调制特性, 在一定发光功率范围内光源输出的光频随调制电流的变化而近似线性变化, 每个光源都有自己特有的调制指数, 光

纤干涉仪输出光波相位差为 $\varphi = \frac{2\pi n l \nu}{c}$, 相位差变化为

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi n l \nu}{c} \left[\frac{\Delta n}{n} + \frac{\Delta l}{l} + \frac{\Delta \nu}{\nu} \right] \quad (3-59)$$

式中, c 为光在真空中的速度; nl 为光程差; ν 为光频。

显然, 光频的变化同光程差的变化一样会等效地引起相位差变化而实现相位调制, 称这种调制方式为内调制。

两种调制方式主要差别在于: 直接调制光源是调频的同时伴生了幅度调制。用 PZT 实现相位载波调制, 可以实现零光程差, 这无疑对降低由光源频率随机漂移造成干涉仪输出

的相位噪声有利。但这种方式不可避免地造成多个光纤传感器成缆的困难,而且传感器结构复杂,尺寸增大,不利于实现全光纤化和大规模组阵。

3.4 光纤干涉仪的传感应用实例

如上所述,作用于光纤上的压力、温度等因素,可以直接引起光纤中光波相位的变化,从而构成相位调制型的光纤声传感器、光纤压力传感器、光纤温度传感器以及光纤转动传感器。例如:利用粘接或涂覆在光纤上的磁致伸缩材料,可以构成光纤磁场传感器;利用涂覆在光纤上的金属薄膜,可以构成光纤电流传感器;利用固定在光纤上的电致伸缩材料,则可构成光纤电压传感器;利用固定在光纤上的质量块则可构成光纤加速度计。另外,在光纤上镀以特殊的涂层,则可构成作为特定的化学反应或生物作用的光纤化学传感器或光纤生物传感器。例如,在单模光纤上镀以 $10\mu\text{m}$ 厚的钯,就可构成光纤氢气传感器等。

3.4.1 振动传感器

光纤振动传感器常用于现场监测,测量的频率范围为 $20\sim 200\text{Hz}$,测量的振幅为数微米到几十纳米。

图 3-21 和图 3-22 分别表示检测垂直振动分量和表面内振动分量的传感器原理。可以看出,要检测的振动分量引起反射点 P 运动,从而使两激光束之间产生相关的相位调制。激光束通过分束器、光纤入射到振动体上的一点,反射光作为信号光束,经过同一光学系统被引入到探测器。参考光束是从部分透射面 R 上反射产生的。在实际系统中,是用光纤输出端面作为 R 面。由图 3-21 可以看到信号光束只受到垂直振动分量 $U_{\perp} \cos \omega t$ 的调制。由于振动体使反射点靠近或远离光纤,从而改变了信号光束的光路长度,相应改变了信号光和参考光的相对相位,产生了相位调制。信号光与参考光之间的相位差为

$$\Delta\varphi_{\perp} = \frac{4\pi}{\lambda} U_{\perp} \cos \omega t \quad (3-60)$$

式中, λ 为激光波长; ω 为光波角频率。

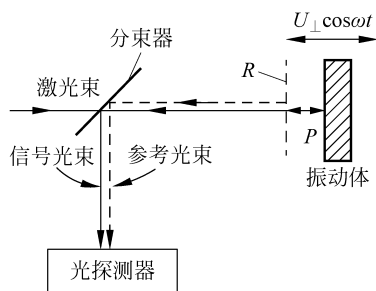


图 3-21 垂直振动分量传感器原理图

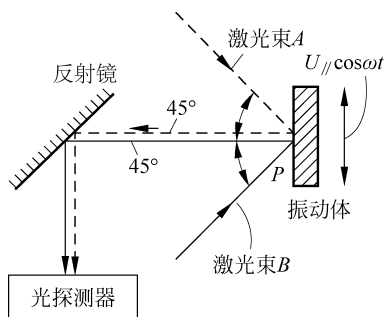


图 3-22 表面内振动分量传感器原理

同一光源发出的激光束 A 和 B , 分别以与振动体表面法线成 $\pm 45^\circ$ 的方向入射到振动体表面上的一点 P , 然后沿表面法线方向散射, 散射光通过中间光纤被引导到探测器。在这种情况下, 仅由信号光束的平行分量 $U_{\parallel} \cos \omega t$ 引起反射点的上下运动, 信号光束的光路长度发生变化。在反射点向上移动的瞬间, 激光束 A 靠近反射点, 这样就缩短了到探测器的光

路长度。相反激光束 B 则增加了到探测器的光路长度。这两个光路长度的变化大小相等，但符号相反，即为 $\pm(U_{//}/2)\cos\omega t$ 。这时，反射点垂直振动分量在图的左右方向振动，因为垂直振动分量引起的两束光的光路长度变化为同值同符号，不会引入附加的相位变化，因此 A 、 B 两束光之间产生了与垂直分量 $U_{\perp}\cos\omega t$ 无关的相关相位调制。表面内振动分量的影响所产生的两束光之间的相位差为

$$\Delta\varphi_{//} = \frac{4\pi}{\sqrt{2}\lambda} U_{//} \cos\omega t \quad (3-61)$$

如果解调检测式(3-60)和式(3-61)给出的相位调制，就能得到上述相应振动分量的振幅。但是，如果直接使用上述光路结构，由于振动体测量位置的移动、反射光强的变化以及光学系统调整状况的变化等原因，都将引起探测器的入射光强的变化，这种变化的影响也混入被解调的信号中。为了消除这一影响，可采用在两束光之间预先引入光强变化的低频相位调制，同时检测引入的相位调制和振动相位调制的成分，然后取两者之比，可抵消和去除上述影响。

根据选用的低频相位调制的最大相位偏移量大小，有高相位偏移调制法和低相位偏移调制法两种。

1. 双波长光纤振动传感器

光纤具有传输损耗小及抗电磁干扰等特点，利用这些特点，可以发展远距离测量传感器。但是，因为光纤本身受温度、压力和振动的影响，如果传输路程遥远，影响是不可忽视的。另外，目前发光器件及光接收器件本身也都受温度、压力、振动等外界条件影响，因此，实现远距离稳定测量还需作进一步研究。

图 3-23 所示传感器系统是为远距离测量振动而设计的光纤振动传感器。为了提高测量的稳定性，采用由两种不同波长的光，使其交替变换形成光源及差动处理的方法。

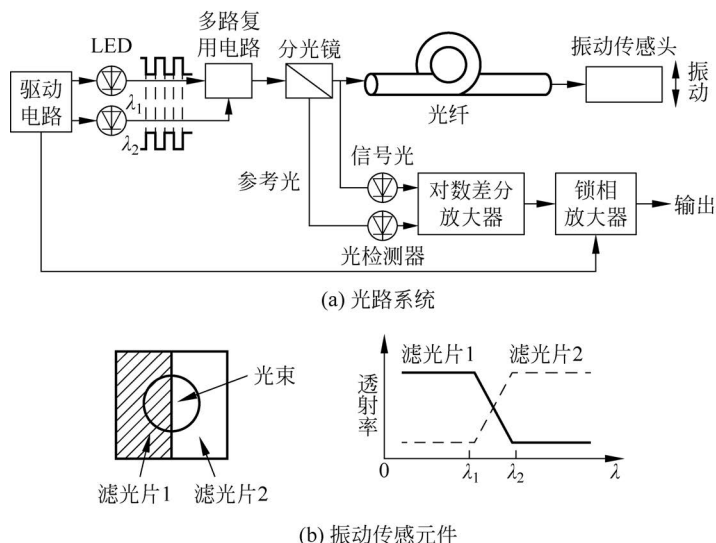


图 3-23 双波长光纤振动传感器

具体地说，选用两个发光波长 λ_1 、 λ_2 分别为 750nm 和 850nm 的发光二极管，并使其交替变换输出，产生 14kHz 的调频发光光源，如图 3-23(a)所示。振动传感元件如图 3-23(b)所示，由两种根据选定的发光波长而相应确定的滤光片构成。图 3-23(b)曲线表示波 λ_1 与 λ_2 的

光在振动传感器件上的透过率曲线。当两种波长光的交替变换频率比被测对象的振动频率大很多时,可以认为光源发出的由 λ_1 、 λ_2 交替变换形成的光序列中,某一 λ_1 或 λ_2 的瞬时光段照射到振动的传感器件期间,光点在传感器件上的位置保持不动。而光序列中不同的 λ_1 或 λ_2 光波的光点在振动传感器件上的位置,随着振动而发生变化。位置不同,反射光的强度也不同。因而,随着传感器件的振动, λ_1 与 λ_2 两个波长的反射光强度产生差动变化。

这种光纤振动传感器系统可以排除光源及光纤特性随外界条件变化的影响,提高测量的稳定性。这是因为:如果光纤传输特性由于外界条件变化而对所传输的光序列产生影响,而影响因素是以同等的作用量分别叠加到 λ_1 与 λ_2 上。图3-23(a)回路特意设计出有用信号光与参考光的对数差分放大处理及同步检波等,使得最终所获得的测量结果只包括 λ_1 与 λ_2 两种成分差的信号,因而克服了环境因素的影响。

2. 多普勒效应光纤振动传感器

采用非接触式多普勒光纤振动传感器对高频小振幅的振动进行有效测量的工作原理,如图3-24所示。根据多普勒效应可知,由运动物体上反射的光的频率与物体运动速度有关。因此可应用这一原理测量振动。应用多普勒效应传感器测量振动,只有当振动的方向与光行进方向一致时,测量效果才较好。而对于振动方向与光行进方向相垂直情况的测量问题尚在研究中。

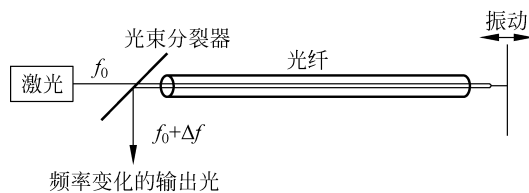


图3-24 多普勒效应光纤振动传感器原理图

3.4.2 磁场传感器

光纤干涉仪利用磁致伸缩材料所产生的变形引起的相位变化,可以实现对磁场的测量,构成高灵敏度的光纤磁场传感器。以MZ干涉仪为例。在MZ干涉仪中用被覆或黏合有磁致伸缩材料的光纤作为测量臂。在被测磁场作用下,被覆材料会产生磁致伸缩现象,相应地测量臂上的光纤会产生纵向应变、横向应变和体应变。其中纵向应变会引起光程的改变从而产生相移。通过鉴相技术,检测出相位的变化,即可获得被测磁场强度。

假定加在光纤被覆材料上的磁场强度为 H ,则由 H 所引起光纤的纵向应变 S_3 为

$$S_3 = \frac{\Delta l}{l} = K \sqrt{H}$$

式中, l 为被覆材料的长度; K 为与被覆材料有关的常数,对于镍, $K \approx -8.9 \times 10^{-5} \sqrt{\text{A/m}}$ 。

外加总磁场强度 H 包括两部分:一部分是提供偏置的直流恒定磁场强度 H_0 , H_0 的选定应使应变随磁场的变化率为最大值,以便传感器能工作在最灵敏的区域内;另一部分是待测的随时间在 H_0 附近变化的磁场强度 H_1 ,故 $H = H_0 + H_1$,而通常 $H_0 \gg H_1$ 。于是有

$$S_3 = K \sqrt{H_0} + \frac{KH_1}{2\sqrt{H_0}}$$

取 $H_0 = 3 \times 10^{-4} \text{ T}$ 时, 上式中的第二项可写成: $S'_3 = \frac{KH_1}{2\sqrt{H_0}} = -2.57 \times 10^{-3} H_1$, 光纤在磁致伸缩效应的作用下, 除了发生纵向应变 S_3 之外, 还发生了横向应变 S_1 和 S_2 。在各向同性的介质中, $S_1 = S_2$, 且介质的体积保持不变, 则有 $2S_1 + S_3 = 0$ 。

根据弹光效应, 可得光纤折射率变化与应变之间的关系。由于光纤中光的传播是沿着横向偏振的, 故只考虑横向折射率的变化

$$\Delta n_1 = \Delta n_2 = -\frac{n^3}{2} [(p_{11} + p_{12})S_1 + p_{12}S_3]$$

磁场的磁致伸缩效应引起光纤中光的相位变化为 $\Delta\varphi$ 。如果忽略模间色散的影响, 则长度为 L 的光纤中光的相位变化为

$$\Delta\varphi \approx K_0 \Delta(nl) = \frac{2\pi nL}{\lambda} \left(\frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta n}{n} \right) = \frac{2\pi nL}{\lambda} \left\{ S_3 - \frac{n^3}{2} [(p_{11} + p_{12})S_1 + p_{12}S_3] \right\}$$

式中, $\Delta L/L = S_3$ 。对于熔融石英光纤, 其弹光张量元素: $p_{11} = 0.12, p_{12} = 0.27, n = 1.46$ 。利用上述关系, 取 $\lambda = 1 \mu\text{m}$ 时, 得

$$\Delta\varphi = -24.4 \times 10^{-3} H_1 L \text{ (rad)}$$

式中, H_1 的单位为 T(特斯拉)时, L 的单位为 m。

通常定义磁场灵敏度为: $\Delta\varphi/(H_1 L) = -24.4 \times 10^{-3} \text{ rad}/(\text{T} \cdot \text{m})$ 。可见, 用金属镍作光纤的磁致伸缩被覆材料测量磁场的灵敏度是相当高的。

磁致伸缩材料分为结晶金属和金属玻璃两大类。金属类的磁致伸缩材料有铁、钴、镍以及这三种元素的金属化合物。其中以纯镍的磁致伸缩系数(负值)最大。同时, 由于制造简单和耐腐蚀等原因, 常用纯镍作光纤的被覆层。此外, 铁、钴金属也有明显的磁致伸缩效应。

光纤磁场传感器利用磁致伸缩材料被覆或黏合的光纤作为敏感元件, 有如图 3-25 所示的三种结构。其中, 图 3-25(b)为被覆式结构, 在光纤表面被覆上一层均匀的金属或护套; 图 3-25(c)为带式结构, 在金属带上黏上光纤。

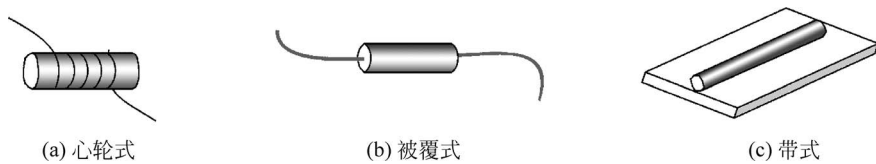


图 3-25 光纤磁场传感器敏感元件的基本结构

实验发现磁致伸缩光纤磁场传感器的测量灵敏度与信号磁场 H_1 的频率 f 以及镍被覆层的厚度有关。磁场 H_1 的频率 f 越高, 镍被覆层越厚, 灵敏度越高。传感器可获得 $6.4 \times 10^{-8} \text{ A/m}^2$ 的灵敏度。图 3-26 为光纤磁场传感器系统结构示意图。

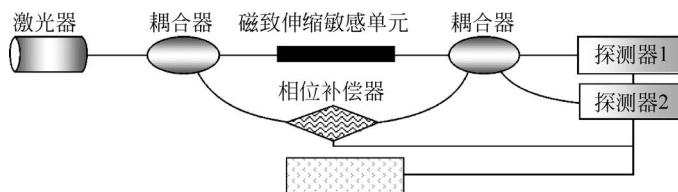


图 3-26 光纤磁场传感器系统结构示意图

3.4.3 电流传感器

相位干涉型的光纤电流测量可以采用金属被覆光纤或者磁致伸缩材料被覆光纤的方法,以产生相应于电流值的光相位变化;通过建立干涉仪相位变化量-电流关系,实现对电流的检测。

1. 金属被覆光纤电流传感器

金属被覆光纤可以分为金属被覆多模光纤和金属被覆单模光纤。采用不同类型的光纤所构成的电流传感器的原理不同。

1) 多模光纤电流传感器

最普通的方式是将多模光纤被覆上一层厚的铝金属护套,护套起载流和光传输的双重作用。将光纤放置在磁场之中,并使光纤被覆层通以电流。此时,电流与磁场力的相互作用引起光纤微弯曲,通过光源所激励的光纤中的各个波导模式,因光纤的微弯曲而产生新的相位差,并使传导模向辐射模转换,引起传导模能量的损耗。通过检测光纤末端射出的光束所形成的干涉图样的变化或能量的变化,来测量被测电流的大小。这就是所谓光纤“自差”测量方法。

一种典型的金属被覆多模光纤电流传感元件的结构如图 3-27 所示。其单位长度的电阻为 $7.2\Omega/\text{m}$,光纤直径为 $70\mu\text{m}$,被覆层外径为 $175\mu\text{m}$,数值孔径 $\text{N. A.}=0.2$,光纤绕在一个圆柱体上,沿着圆柱体长度方向有几条突起的棱脊,便于光纤在磁场作用下产生微弯变形。一个永久磁场作用在圆柱体的轴线方向,其场强在 0.1T 左右。整个器件高 0.8cm ,直径 1.3cm 。当采用 7kHz 频率进行交流激励时,可通过探测器检测出由于微弯所引起得横向相位调制的光纤自差信号,从而得出与电流相对应的测量结果。探测器的信号采用调谐放大器进行放大。图 3-28 给出了输出电压与电流幅值的关系曲线。由图可看出它们具有线性关系。这种传感器的特点是工作原理简单,结构紧凑,成本低。

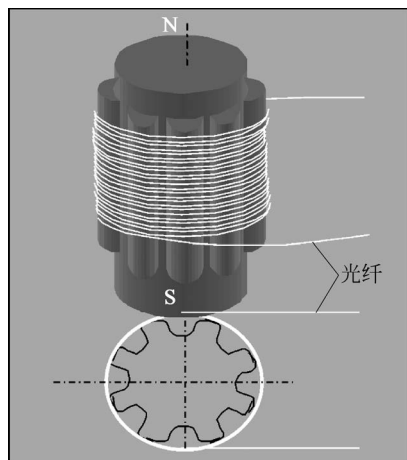


图 3-27 金属被覆多模光纤电流传感元件

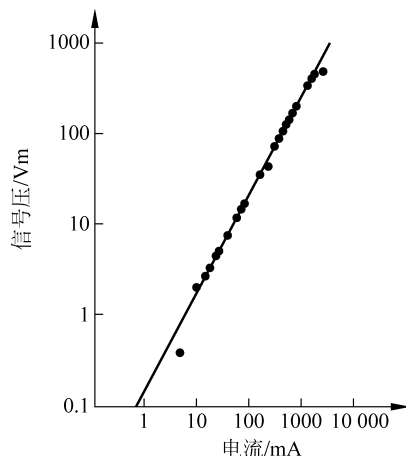


图 3-28 金属被覆多模光纤传感器的特性曲线

2) 单模光纤电流传感器

单模光纤电流传感器是根据被测电流流过金属护套光纤时产生电阻热效应而实现电流检测的。金属铝被覆的单模光纤电流传感器,铝被覆层厚为 $2\mu\text{m}$,长 10cm ,阻抗约为 3Ω 。

线圈的阻抗为 5Ω , 测量的电流为微安数量级。当被测电流通过线圈后, 将产生磁场并作用在镍管上, 引起磁致伸缩效应, 从而使光纤发生形变。这时干涉仪两臂的光相位差将出现变化。这就是磁致伸缩型 MZ 光纤干涉仪用作电流检测的基本原理。

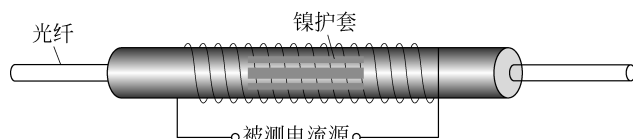


图 3-30 测量电流的光纤检测装置示意图

这种结构也适用于前述的金属被覆单模光纤作为干涉仪测量臂的情况。这种干涉仪可对电流的热效应或磁致伸缩效应所引起的小相移进行测量。其测量灵敏度可达 10^{-6} rad。这种系统与早期的分立式光纤干涉仪的结构不同, 其光源采用了半导体单模激光器, 并用光纤耦合器作为分束器。这样可使干涉仪结构紧凑、体积小。同时, 信号处理采用了高增益、宽频带电子补偿系统以及带有锁相放大器的信号接收系统, 从而保证仪器有较高的灵敏度。

3. Sagnac 干涉型电流传感器

1) 基本结构

通常光波在通过磁光材料时, 其偏振面由于电流产生的磁场的作用而发生旋转, 该角度大小可确定被测电流的大小, 而此传感器分类为偏振调制型传感器。旋转角度值表征了通过调制区前后偏振态的改变。由于探测器不能直接探测光的偏振态, 常规方法需要将光偏振态的变化转换为光强信号直接测量, 这种方法将在 5.2.1 节介绍。而将偏振态的变化转换为光波的相位差利用干涉法测量, 则为干涉调制型传感器。目前应用最多、效果最佳的是类似光纤陀螺的光路方案——Sagnac 结构。

图 3-31 是 Sagnac 干涉型光纤电流传感器的结构原理图。光路结构借鉴了成熟的光纤陀螺技术——互易性光路设计, 可以极大程度地减小温度等外界环境的干扰。光源发出的光经光纤起偏器起偏成为线偏光, 通过 3dB 耦合器 2 分为两路, 分别经由 1/4 波片转换成圆偏振光后, 沿相反的方向进入传感光纤环; 法拉第效应使两束圆偏振光的偏振面发生旋转, 然后光束再次经过另一 1/4 波片重新转换为线偏振光, 返回起偏器发生干涉。由于进行干涉的两束光的偏振面旋转角度大小相等、方向相反, 因此产生两倍于法拉第相移的相位差, 即 $\Delta\Phi = 2vN_L I$, 其中, v 是光纤的维尔德常数, N_L 是光纤环的匝数, I 为被测电流。因此, 系统灵敏度原理是采用相同匝数的偏振调制型光纤传感器方案的两倍。同样, 只需检测输出光的相位差就能得出待测电流, 因此功率波动对系统的影响比偏振旋转方案要小, 系统稳定性优于偏振旋转方案。Sagnac 结构的主要缺点是: 与法拉第效应一样都是非互易对称, 检测时分辨不出 Sagnac 效应会引入测量误差, 降低系统稳定性。

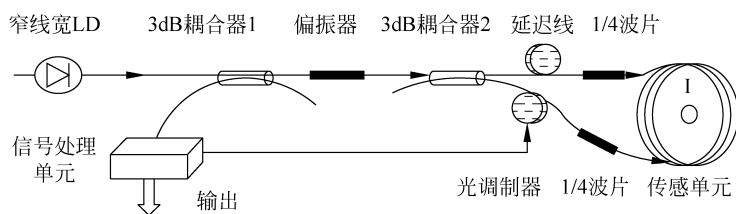


图 3-31 Sagnac 干涉型光纤电流传感器原理图

2) 应用的主要问题与解决方案

(1) 单模光纤的双折射效应。

全光纤电流传感器难于实用化的根本原因之一：缺乏理想地消除光纤线性双折射的方法。当单色光在光纤中传输时，由于振动方向互相垂直的两个线偏光具有不同传播速度(或折射率)引起双折射现象。双折射的内因是光纤本身固有的几何不对称性和掺杂的不均匀性；而外界因素，如安装、使用过程中的绕环弯曲和温度变化也将引入双折射效应，从而使2个正交偏振模式在传输过程中具有不同的相速，产生的相移导致基模的偏振态沿光纤长度方向不断改变，产生线偏光—椭圆偏振光—圆偏振光—椭圆偏振光—线偏振光的周期性变化，在传输系统中产生偏振色散和噪声，这种影响称为线性双折射。线性双折射的影响是全光纤电流传感器实用化的最大障碍，由于线性双折射的存在，产生两方面的影响。

一是对法拉第旋光效应有熄灭作用。线性双折射使线偏光的2个正交振动分量之间产生相位差，则输出光变成椭圆偏振光，降低系统测量灵敏度。在最糟糕的情况下，当2个正交分量间的相位差为 $\pi/2$ 时，输出光变成圆偏振光，测量灵敏度将下降为零。

二是线性双折射效应的存在使系统“过敏”。由于线性双折射效应与光纤的形变、内部应力、弯曲、扭转、振动，以及光源波长、环境温度等许多因素相关，所以系统的输出将会受到这些因素的调制，使系统的测量灵敏度随环境因素变化而变化。

因此，提高全光纤电流传感器灵敏度的关键在于改善传感光纤的线性双折射问题，针对线性双折射的问题做了大量长期的研究。

(2) 线性双折射的解决方案。

在解决传感光纤的线性双折射问题的同时，还存在一些互相制约的因素，需要权衡利弊来考虑设计方案。例如，通常采用增加传感单元光纤环的匝数以提高系统灵敏度，但增加匝数势必会增大线性双折射，反而降低了系统灵敏度；另外，随着传感光纤长度的增加，信号通过探头时间增加，降低了系统带宽，使系统频率特性变差。近年来，研究报道了很多解决线性双折射问题的方案，主要有以下5种。

① 在光纤中引入圆双折射：理论研究表明，在单模光纤中引入大量固有圆双折射可抵消光纤内在的线性双折射。法拉第效应实质为磁致圆双折射现象，可叠加在已引入的固有圆双折射上以保持测量灵敏度。采用保圆光纤或旋椭圆双折射光纤的方式可明显减小光纤内在双折射，但由于圆双折射受温度影响大，因而提高灵敏度需要采用温度补偿技术。特殊绕制光纤圈的方法也有同样的效果。

② 采用退火光纤：已有实验表明，采用光纤匝退火的方法可有效消除弯曲产生的线性双折射，但是在高温退火处理中光纤的保护套层被全部破坏，致使光纤极易受损。因此需要必要的包装，但又要尽可能小地引入附加线性双折射，有报道将已退火的光纤匝埋入高黏性的聚四氟乙烯塑料润滑护套中，在 $10\sim 120^{\circ}\text{C}$ 范围内获得了 $0.0017\%/^{\circ}\text{C}$ 的温度敏感系数。

③ 用输入不同偏振态法分离双折射：在这种检测方案中，采用交替向传感器中输入两个具有不同偏振态的偏振光的全光纤电流传感器的主要问题及解决方法。

④ 全面分析输出偏振态法：当环境温度仅在一个很小范围内变化，如从 $5\sim 10^{\circ}\text{C}$ 时，可以用全面分析偏振态法，把输出线偏光中由电流引起的偏振态改变与由温度变化产生的偏振态改变分离开。即同时测量输出光的偏振角与椭圆度，然后通过查表的方法来估价瞬态

电流和温度值。

⑤ 干涉仪检测法：因法拉第效应也可以用圆双折射来描述，即由电流引起的偏振角改变可以描述为由电流引起的圆双折射的改变，即由于磁场的作用使介质的左右旋圆偏振光的折射率发生相应改变，采用干涉检测法可测量出相位变化，进而间接测出电流值。在众多被采用的干涉仪方案中，基于 Sagnac 原理的干涉仪因法拉第效应的非互易性，使系统具有不受任何互易效应波动影响的特性。

以上方法均能在一定程度减少光纤固有双折射的影响，要进一步提高准确度，可以通过传感头处的温度测量从外部进行补偿。除了温度的影响，振动也会对测量准确度产生影响，对整个光路的调整、校准及防震等带来很大的困难。现在，学者们致力于寻找法拉第效应、线性和圆形双折射效应之间的区别，来消除系统中的双折射效应。

3.5 相位调制型光纤传感器的发展

图 3-32 所示是一种用光纤进行远距离传感的干涉仪。所用的光纤是高双折射光纤，以使两正交偏振态的光在其中传播。激光器发出的线偏振光以与光纤正交偏振轴成 45° 角入射，用自聚焦透镜耦合进光纤。这样，两正交偏振态的光将沿着光纤输入用于测量的干涉仪。干涉仪可以是任何类型的。由于干涉仪返回的光信号再经光纤，通过 Wolaston(沃拉斯顿)棱镜分成两束后分别检测。图 3-32 所示的装置就是用 Rayleigh(瑞利)干涉仪测量气体或液体折射率 n 的变化，它可感测到 10^{-7} 量级的折射率变化。

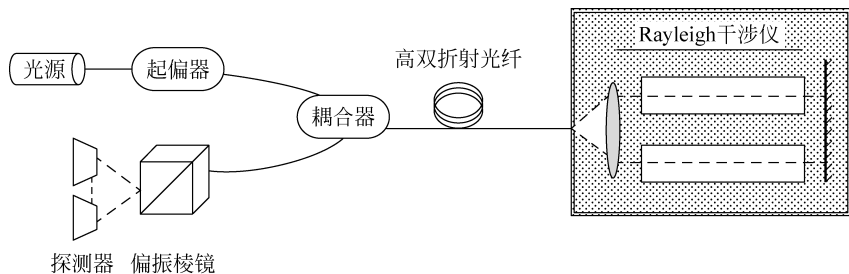


图 3-32 Rayleigh 干涉仪原理图

相位干涉型光纤传感器的一个重要的发展方向是分布式传感，集光纤长距离传输的优势和干涉仪自身灵敏度高的特点，干涉型分布式光纤传感技术在声波检测领域获得广泛应用，将在 6.3.2 节介绍。

习题与思考

3-1 已知熔石英光纤纤芯的参数为： $n = 1.456$ ， $P_{11} = 0.121$ ， $P_{12} = 0.270$ ， $E = 7.1010 \text{ Pa}$ ， $\nu = 0.1$ 。试分别计算工作波长为 $0.85 \mu\text{m}$ 和 $1.30 \mu\text{m}$ 时，光纤横向受压的压力灵敏度 $\Delta\phi/PL$ 之值(按简化光纤模型计算)。

3-2 当波长为 $0.633 \mu\text{m}$ 、 $0.85 \mu\text{m}$ 和 $1.30 \mu\text{m}$ 时，根据光纤横向受压的压力灵敏度 $\Delta\phi/PL$ 之值，分析波长变化对压力灵敏度的影响。

3-3 试计算 Sagnac 光纤干涉仪的相对灵敏度 $\Delta\phi/\phi$ 。已知光纤长 500 m ，工作波长

1. $30\mu\text{m}$, 光纤绕成直径为 10cm 的光纤圈, 欲检测出 $10.2^\circ/\text{h}$ 的转速。

3-4 试计算地磁场对 3-3 中的 Sagnac 光纤干涉仪带来的角度漂移。已知所用高双折射光纤的双折射值 $\Delta\beta=500\text{rad}/\text{m}$, 地磁引起的法拉第旋光为 $0.0001\text{rad}/\text{m}$, 光纤长 500m , 光纤圈直径 10cm 。

3-5 若一单模光纤的固有双折射为 $100^\circ/\text{m}$, 现用 10m 长的光纤构成光纤电流传感器的传感头, 其检测灵敏度与理想值相比, 下降多少? 若固有双折射为 $2.6^\circ/\text{m}$, 其检测灵敏度之值为多少?

3-6 用损耗为 $12\text{dB}/\text{km}$ 的超低双折射石英光纤 10m 构成一个全光纤传感头, 若被测电流为 1000A , 按理想情况计算偏振光的转角是多少? 若改用磁敏光纤, 欲产生同样的转角, 需用光纤多长? 比较两种情况下的光能损失。如果此光纤电流传感器还需 20m 的输入、输出光纤, 则两种情况下光能损失相差多少?