

Optische Gyroscopen

Willems Benoît
bwillems@esat.kuleuven.be

18 december 2006

Inhoudsopgave

1	Inleiding	1
2	Het Sagnac effect	1
2.1	Geschiedenis	2
2.2	Werking	3
2.2.1	Sagnacs interferometer . . .	3
2.2.2	Berekening van de fasever- schuiving	4
2.3	Verklaring aan de hand van speci- ale relativiteitstheorie	4
2.4	Universaliteit	4
3	Optische gyroscopen	5
3.1	Ring Laser Gyroscope (RLG) . . .	5
3.2	Fibre Optic Gyroscope (FOG) . . .	6
4	Toepassingen	7

1 Inleiding

In deze verhandeling zal getracht worden alle aspecten van *Optische gyroscopen* uit te diepen. Zowel de theoretische als praktische werking, toepassingsdomeinen en historische ontwikkeling zullen behandeld worden aan de hand van literatuurstudie. Deze studieopdracht kadert binnen het vak *Optische communicatie*, gedoceerd door Prof. J. Engelen aan het departement Elektrotechniek van de KuLeuven.

De werking van een klassieke mechanische gyroscoop werd reeds in 1852 door Leon Foucault ontdekt. Zo'n gyroscoop bestaat uit een rotatiesymmetrische massa die rond zijn as draait. Door de wet van behoud van impulsmoment zal die gyroscoop zich verzetten tegen veranderingen van de stand van zijn draaias. Foucault bewees aan

de hand van dit principe dat de aarde rond zijn as draait. Door de draaiing van de aarde lijkt het namelijk dat de gyroscoop in een etmaal rond zijn as draait.

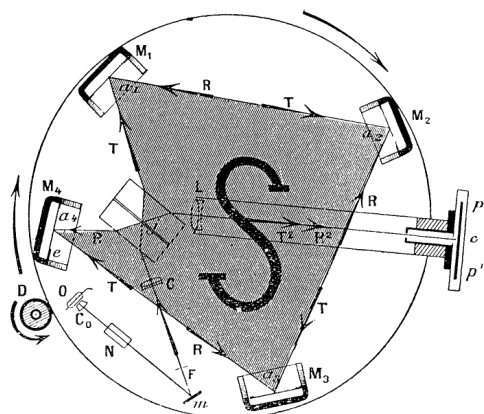
Optische gyroscopen werken volgens een ander principe. Waar mechanische gyroscopen rotatie tegenwerken, zullen optische gyroscopen deze enkel detecteren. Ze kunnen dus enkel als rotatiesensor gebruikt worden en niet zonder meer als stabilisatiesysteem. Er bestaan twee soorten optische gyroscopen: de *Ring Laser Gyroscoop (RLG)* en de recentere *Fibre Optic Gyroscoop (FOG)*. Beide maken gebruik van het *Sagnac Effect*. Dit effect wordt behandeld in het volgende hoofdstuk. Daarna wordt de exacte werking van de optische gyroscopen toegelicht.

2 Het Sagnac effect

Het Sagnac effect beschrijft de effecten die voorkomen wanneer een lichtstraal gesplitst wordt en in tegenovergestelde richtingen een gesloten lus doorlopen. De lichtstralen vertrekken op een zelfde plaats in de lus en komen daar ook weer toe. Wanneer de lus stationair opgesteld is, zullen de lichtstralen een zelfde weg afleggen in beide richtingen en dus op hetzelfde ogenblik weer aankomen in hun startpunt.

Als de lus echter zelf roteert, zal vastgesteld worden dat de lichtstraal die meedraait met de beweging er langer over doet dan de straal in tegenovergestelde richting. Dit kan vastgesteld worden door het meten van het faseverschil tussen beide stralen.

De Franse natuurkundige Georges Sagnac voorspelde dit effect op basis van de algemene natuurkunde en kon het in 1913 aantonen met een ronddraaiende *interferometer* [13]. Daarin werd met



Figuur 1: De door Sagnac gebruikte interferometer [18]

behulp van spiegels de lichtstraal gesplitst en in een lus rondgeleid. Bij het samenvoegen van de stralen kwam er interferentie voor, wat wil zeggen dat het ene pad langer was dan het andere. Dit kon hij waarnemen door het voorkomen van interferentiepatronen op een projectiescherm. Hij beschouwde zijn resultaat echter als een bewijs van het bestaan van 'ether', [17] een medium ten opzichte waarvan het licht zich voortplantte. Het resultaat leek toen de speciale relativiteitstheorie tegen te spreken.

Een kort overzicht van de wetenschappelijke geschiedenis omtrent dit fenomeen zal duidelijk maken hoe men tot de huidige kennis gekomen is. Daarna zal er meer theoretisch op het effect ingegaan worden.

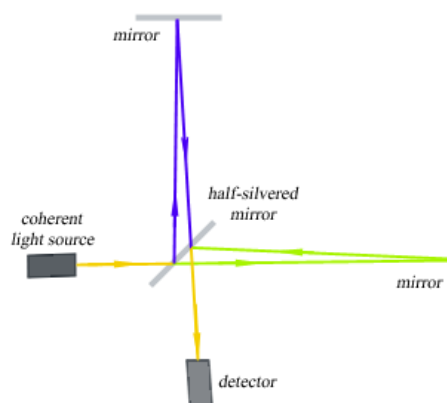
2.1 Geschiedenis

Renée Descartes (1596-1650) bestudeerde de refractie van licht en kwam zo tot het vermoeden dat licht zich voortplantte als een golf in een medium. Dat medium noemde hij 'plenum', een substantie waar heel het universum uit bestond. In 1660 publiceerde Pierre Gassendi voor het eerst de theorie dat licht uit deeltjes bestond. Isaac Newton bestudeerde beide theoriën en verkoos de deeltjes theorie. In 1675 publiceerde hij zijn *Hypothesis of Light* waar hij een aantal fenomenen (zoals diffractie en refractie) -op basis van verkeerde veronderstellingen- verklaarde aan de hand van zijn deeltjestheorie. De Nederlandse natuur-

kundige Christiaan Huygens bleef echter bij de golven theorie en noemde het medium waarin het zich voortplantte 'ether'. Newton's bevindingen werden echter algemeen aanvaard, tot experimenten van Thomas Young en Augustin-Jean Fresnel begin 19e eeuw Huygens' golftheorie bevestigden. Ze gingen er echter nog steeds -foutief- van uit dat licht een medium (het 'ether') nodig had om zich te kunnen voortplanten.

In 1865 formuleerde Maxwell zijn vier natuurkundige wetten, een complete wiskundige beschrijving van elektrische en magnetische velden. Deze werden in 1888 bevestigd door de experimenten van Heinrich Hertz. Hieruit bleek dat licht een elektromagnetische golf is. Volgens deze wet planten alle elektromagnetische golven in een vacuüm zich voort met de constante snelheid c .

In 1887 werd het Michelson-Morley experiment uitgevoerd. Dit is een van de belangrijkste en beroemdste experimenten in de geschiedenis van de natuurkunde. De bedoeling was om een relatief snelheidsverschil aan te tonen tussen de snelheid van het licht dat in dezelfde richting beweegt als de aarde rond de zon draait (aan ± 30 km/s) en het licht dat dwars daarop beweegt. Voor dit experiment werd de interferometer ontwikkeld. Dit snelheidsverschil werd echter niet waargenomen, tot verrassing van velen, waaronder Michelson en Morley zelf. Ze beschouwden dit experiment als 'mislukt'.



Figuur 2: De Michelson interferometer [19]

Toch kwamen er nieuwe theoriën die dit fenomeen trachtten te verklaren. Het bestaan van een

'ether', het medium ten opzichte waarvan het licht zich zou bewegen, werd in twijfel genomen.

De elektromagnetische golftheorie van licht was wereldwijd succesvol en kon zo goed als alle fenomenen verklaren. Tegen het einde van de 19e eeuw doken er echter een aantal zaken op die niet verklaard konden worden aan de hand van deze theorie, of die er zelfs in strijd mee waren! Een ervan was de discussie over de snelheid van het licht. De constante snelheid van licht die voorgesteld werd door de wetten van Maxwell en bevestigd door het Michel-Morley experiment was compleet in tegenspraak met de mechanische wetten van beweging. Deze wetmatigheden waren ongewijzigd sinds Galileo en stelden dat alle snelheden relatief zijn tov de snelheid van de waarnemer.

In 1905 loste Einstein deze paradox op met het publiceren van zijn speciale relativiteitstheorie. Het beschrijft de beweging van objecten waar geen krachten op werken. Het gaat uit van twee postulaten: *'Elke waarnemer die zich eenparig beweegt ziet dezelfde natuurwetten'* en *'de lichtsnelheid in vacuüm is een universele constante'*. Onder deze regels zal een lichtstraal gezien door twee waarnemers die ten opzichte van elkaar bewegen, toch een zelfde snelheid hebben.

Sagnac voerde in 1913 zijn experiment uit waarbij hij een interferometer zelf liet roteren. Er werd interferentie vastgesteld, wat dus wil zeggen dat het licht er langer over deed om de weg af te leggen met de beweging mee en korter tegen de beweging in. Dit kon niet verklaard worden aan de hand van de emissietheorie, de theorie die stelt dat de snelheid van het licht afhankelijk is van de snelheid van de bron. Sagnac concludeerde dus terecht dat de lichtsnelheid onafhankelijk was van de snelheid van de bron, maar beschouwde dit foutief als bewijs van het bestaan van 'ether' [13]. Speciale en algemene relativiteit impliceren echter evenzeer dat het Sagnac effect zal optreden. Het effect is zelfs zo fundamenteel dat het een gemeenschappelijk fenomeen is van de klassieke mechanica en de relativistische mechanica. Dit zal dan ook aangetoond worden in het volgende puntje.

2.2 Werking

In een eerste deeltje wordt het toestel waarmee Sagnac zijn metingen uitvoerde bestudeerd.

Daarna wordt de faseverschuiving die Sagnac proefondervindelijk aantoonde theoretisch berekend.

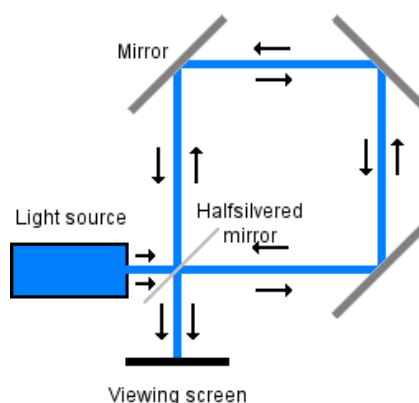
2.2.1 Sagnacs interferometer

Zoals reeds eerder aangehaald is een interferometer een toestel dat twee lichtstralen met een verschoven fase samenvoegt om zo een interferentiepatroon waar te nemen. Dit toestel werkt volgens het principe dat twee golven die elk een exact omgekeerde fase hebben elkaar zullen opheffen.

Een van de bekendste voorbeelden van een interferometer is die van het Michelson-Morley type (zie figuur 2). Het bestaat uit een monochromatische lichtbron, een detector (of projectiescherm), twee spiegels en een halfdoorlatende spiegel (ook wel stralensplitser genoemd). Als de ene straal een langere weg moet afleggen dan de andere, zal de detector een faseverschuiving waarnemen, wat tot uiting komt door het voorkomen van referentiepatronen.

Sagnacs interferometer laat de straal splitsen en laat de twee stralen in tegengestelde richting een traject volgen. Relatief gezien leggen beide stralen dus een zelfde afstand af. In figuur 1 zie je de interferometer zoals Sagnac die gebruikte voor zijn onderzoek. Hier leggen de stralen een traject af rond het gesloten oppervlak S.

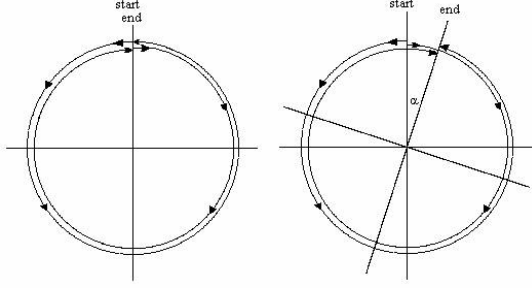
Als Sagnac de opstelling liet ronddraaien, stelde hij een faseverschuiving vast. Die faseverschuiving kon hij waarnemen door het voorkomen van interferentiepatronen.



Figuur 3: Schematische voorstelling van een Sagnac interferometer

2.2.2 Berekening van de faseverschuiving

We trachten nu de faseverschuiving die Sagnac waarnam theoretisch af te leiden [9]. We gaan hiervan uit dat het licht in een cirkel wordt rondgeleid. Deze cirkel draait met een hoeksnelheid ω en heeft een straal R .



Figuur 4: Stationaire en roterende cirkel

Als de lichtstralen weer in hun startpunt toekomen, hebben ze een hoek afgelegd van:

$$2\pi + \omega t_+ = \frac{c}{R} \cdot t_+ \quad (1)$$

voor de lichtstraal die met de rotatie meeding en:

$$2\pi + \omega t_- = \frac{c}{R} \cdot t_- \quad (2)$$

voor de lichtstraal die tegen de rotatie inging. Het verschil in reistijd is dan:

$$\Delta t = t_+ - t_- = \frac{2\pi R}{c - \omega R} - \frac{2\pi R}{c + \omega R} \quad (3)$$

en met $v = \omega R$ geeft dit:

$$\Delta t = 2\pi R \left(\frac{1}{c - v} - \frac{1}{c + v} \right) \quad (4)$$

$$= \frac{4\pi R^2 \omega}{c^2 - v^2} \quad (5)$$

met A (of op figuur 1: S) de oppervlakte van het de omsloten oppervlak. Hier is $A = \pi R^2$. De afleiding is geldig voor eender welke vorm [10], dus:

$$\Delta t = \frac{4A\omega}{c^2 - v^2} \quad (6)$$

Dan berekenen we het verschil in afgelegde afstand:

$$\Delta L = c \cdot (t_+ - t_-) \quad (7)$$

De verschuiving van de interferentie, de Sagnac-fase, bedraagt dan:

$$\varphi_s = \frac{2\pi \cdot \Delta L}{\lambda} = \frac{8\pi^2 R^2 \omega}{c^2 - v^2} \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (8)$$

Als $\omega R \ll c$ is, dan kan als benadering beschreven worden dat:

$$\varphi_s = \frac{8\pi^2 R^2 \omega}{c\lambda} = \frac{8\pi A}{c\lambda} \omega \quad (9)$$

2.3 Verklaring aan de hand van speciale relativiteitstheorie

Hier trachten we aan te tonen dat de afleiding is het vorig puntje perfect compatibel is met de speciale relativiteitstheorie[1]. Stel dat we een klok zouden vasthechten aan de rand van de ring en die laten draaien, zal die klok een tragere tijd weergeven die overeenkomt met een factor $\gamma = \sqrt{1 - (v/c)^2}$. Dus de Sagnac vertraging, rekening houdend met zo'n klok, zou zijn:

$$\frac{4A\omega/c^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (10)$$

Maar de karakteristieke frequentie van de gegeven lichtbron die meebeweegt met de klok zal groter zijn vergeleken met zijn verminderde waarde in termen van het gecentreerde assenstelsel. En dit met exact dezelfde factor [9] [10]. Dus het echte faseverschil van de lichtstralen die in het eindpunt toekomen is onveranderlijk.

2.4 Universaliteit

Het blijkt dat het Sagnac effect niet alleen van toepassing is voor lichtgolven, maar geldt voor alle elektromagnetische golven.[18] Uit experimenten blijkt ook dat ze van toepassing is voor Cooper-paren (1995), neutronen (1984), ^{40}Ca atomen (1991)[11], elektronen (1993)[5][6] en superfluïde vloeistoffen en ionen (1997). De Compton golflengte is:

$$\lambda_c = \frac{h}{m \cdot c} \quad (11)$$

waarbij h de constante van Planck is en m de rustmassa is van een deeltje. Als we dit invullen in (9) bekomen we:

$$\varphi_s = \frac{8\pi A m}{h} \omega \quad (12)$$

De schaalfactor zal veel groter zijn dan bij optische interferometers door het enorme verschil in massa in vergelijking met fotonen [11].

3 Optische gyroscopen

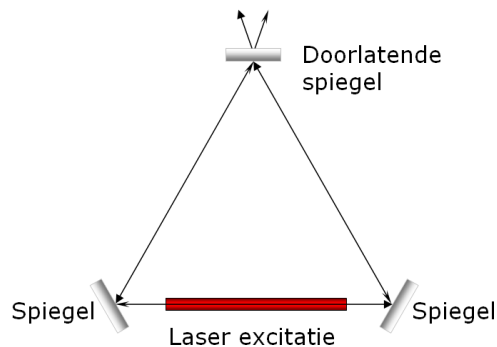
Na de theoretische afleiding van het Sagnac effect zullen we nagaan hoe dit effect precies gebruikt kan worden om rotatie nauwkeurig vast te stellen. Reeds in 1913 werd door Sagnac de mogelijkheid geopperd dit effect te gebruiken voor het meten van rotatie, maar de echte ontwikkeling van deze praktische toepassing begon pas na de uitvinding van de helium-neon laser in 1961. In 1962 beschreef Rosenthal [12] een eerste opstelling van de Ring Laser Gyro (RLG), Macek en Davis [8] werkten deze toepassing een jaar later uit voor de Sperry Corporation. Midden jaren 70 was de techniek danig gevorderd dat het een bruikbare en produceerbare techniek was. De RLG werd voor het eerst gebruikt in een commercieel vliegtuig bij de introductie van de Boeing 757. De Ring Laser is een actief systeem dat gebruik maakt van het feit dat de caviteit van de laser een klein verschil in optische lengte heeft in beide draairichtingen en dat de twee lichtgolven daarom op verschillende frequenties resoneren. Door het meten van de frequentie van de zweving van die twee golven kun je zo de rotatiesnelheid berekenen [2].

In 1976 werd een nieuwe aanpak voorgesteld die gebruik maakt van glasvezel als medium voor het licht, het Fibre Optic Gyrokompas (FOG). Hier wordt gebruik gemaakt van een externe lichtbron en wordt de enkele ring vervangen door verschillende omwentelingen van de glasvezel. Zo wordt de optische vertraging verhoogd en wordt dus een verhoogde gevoeligheid verkregen. De FOG werd voor het eerst gedemonstreerd door Vali en Short-hill [14] [15] in 1976. Na een lange ontwikkelingsperiode werd de FOG voor het eerst gebruikt in de Boeing 777 in het midden van de jaren 90. In die ontwikkelingsperiode is er veel vooruitgang geboekt op de gevoeligheid en de nauwkeurigheid van het toestel.

3.1 Ring Laser Gyroscope (RLG)

De Ring Laser Gyrocoop bestaat uit een opstelling met spiegels waarin de laser zelf is opgenomen

(zie figuur 5). De laser zendt het licht uit in tegenovergestelde richtingen. De frequentie van het licht dat de laser uitstraalt is afhankelijk van de lengte van zijn caviteit. In de caviteit zal er een staande golf gevormd worden, de golflengte past met andere woorden een integer aantal keren in de caviteit.



Figuur 5: Schematische voorstelling van een RLG

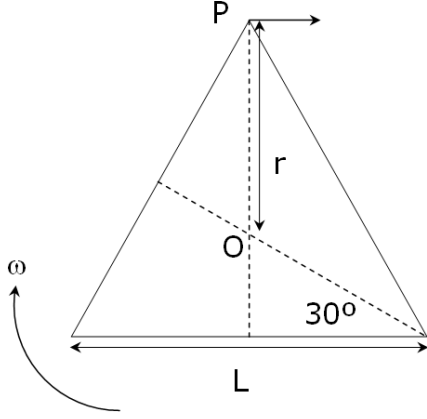
Als de opstelling nu in rotatie is, zal voor de lichtgolf die meeloopt met de rotatie de lengte van de caviteit van de laser toenemen. Voor de golf die tegen de rotatie ingaat zal hij met een zelfde factor afnemen. Dit heeft als gevolg dat de frequentie van de staande golf in de ene richting zal toenemen en in de andere zal afnemen en dit in verhouding met de rotatiesnelheid.

Om dit effect praktisch te kunnen gebruiken om de rotatie te meten zal de hele doorlopen weg als caviteit moeten fungeren. Hiervoor wordt de doorlopen weg gevuld met een plasma of een ander medium, bvb een helium-neon mengsel of een blok kwarts. Als er nu twee staande golven lopen met een verschillende frequentie zullen ze samen interfereren en een zwevende golf vormen. De frequentie van die zweving kan gemeten worden door de snelheid van het ontstane interferentiepatroon te meten.

De RLG komt meestal voor in een vierkante of een driehoekige opstelling. Hier zullen we een formule afleiden om van een gemeten zwevingsfrequentie van een driehoekige (zie figuur 5) opstelling naar de rotatiesnelheid over te gaan [20].

We beschouwen de opstelling zoals in figuur 6, een gelijkzijdige driehoek met een zijde van lengte L en omtrek $S = 3L$. Als c de lichtsnelheid door het medium is, zal $t = S/c$ de tijd zijn die

de lichtstraal nodig heeft om de omtrek van de driehoek te doorlopen.



Figuur 6: Geometrie van de RLG

Als de RLG nu begint te roteren rond O legt P een afstand af van:

$$d = \omega \cdot r \cdot t = \omega \cdot \frac{S}{c} \cdot r = \omega \cdot \frac{S}{c} \cdot \frac{L}{\sqrt{3}} \quad (13)$$

De verandering van de afgelegde afstand is:

$$\Delta S = d \cdot \cos 60^\circ = \frac{\omega \cdot S \cdot L}{2\sqrt{3}c} \quad (14)$$

met $A = \sqrt{3}L^2/4$ de oppervlakte van de driehoek verkrijgen we:

$$\Delta S = \frac{2 \cdot \omega \cdot A}{c} \quad (15)$$

Dit is dus het afstandsverschil die de straal moet afleggen als de opstelling in rotatie is rond het punt O in vergelijking met een stilstaande opstelling.

Aangezien er een staande golf heerst, moet de afgelegde afstand een integer aantal golflengtes zijn (n). Er geldt dus dat $S = n \cdot \lambda$. Als de afgelegde afstand dus wijzigt met ΔS zal de golflengte mee veranderen met:

$$\Delta \lambda = \frac{\Delta S}{n} = \frac{\lambda \cdot \Delta S}{S} \quad (16)$$

De twee lichtstralen zullen beide deze frequentieverandering ondergaan, maar in tegengestelde richting. Dit mogen we dus verdubbelen, zodat de zwevingsfrequentie gelijk is aan:

$$f = \frac{4 \cdot \omega \cdot A \cdot v}{c \cdot S} \approx \frac{4 \cdot A \cdot \omega}{\lambda \cdot S} \quad (17)$$

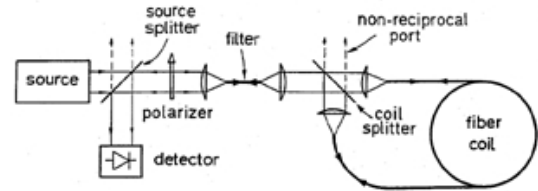
of voor de berekening van de rotatiesnelheid:

$$\omega = \frac{f \cdot \lambda \cdot S}{4 \cdot A} \quad (18)$$

Bij langzame rotaties ontstaat bij RLG's het probleem van *lock-in*. [3] Dit komt doordat de frequentie van de lichtstralen danig dicht bij elkaar ligt dat er een enkele frequentie ontstaat, waardoor de rotatie niet meer gemeten kan worden. Ring lasers die voor navigatiedoeleinden gebruikt worden zijn vaak te klein om zelf uit zo'n 'lock' te geraken. Om dit op te lossen wordt dan een hoogfrequente trilling aangebracht. Dit heeft als nadeel dat er zo toch nog bewegende onderdelen nodig zijn.

3.2 Fibre Optic Gyroscope (FOG)

Hier bevindt de laser zich buiten de lus en zal het faseverschil van beide stralen gemeten worden. Net zoals in puntje 2.2 aangetoond werd zal een rotatie van de opstelling voor een faseverschuiving zorgen. Het verschil bestaat erin dat de FOG gebruik maakt van optische vezels om het licht door te laten lopen en dat de lus meerdere keren doorlopen wordt.



Figuur 7: Minimum configuratie van de Interferometric Fibre Optic Gyro (uit: [7])

In figuur 7 zie je de schematische voorstelling van een eenvoudige FOG. Omdat de glasvezel nu meerder omwentelingen maakt zal het oppervlakte hier evenredig aan toenemen [3]. Formule (9) kan dus gewijzigd worden naar:

$$\varphi_s = \frac{8\pi N A \omega}{c \lambda} \quad (19)$$

met N het aantal omwentelingen die gemaakt worden. Als elke omwenteling een perfecte cirkel is met steeds dezelfde diameter, kan formule

(19) herschreven worden als:

$$\varphi_s = \frac{8\pi LD\omega}{c\lambda} \quad (20)$$

met L de totale lengte van de glasvezel en D de diameter van de cirkel. Wat hier meteen opvalt, is dat de nauwkeurigheid dus verhoogd kan worden door de lengte van de glasvezel te laten toenemen of door de diameter van de cirkel te verhogen. Deze aanpassing is mogelijk zonder enig herontwerp van het toestel zelf.

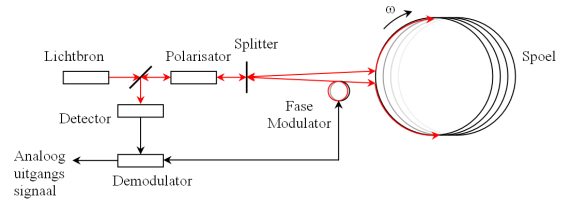
Bij de afleiding van formule (19) zijn we er van uitgegaan dat het licht zich in vacuüm voortplantte. Hier gebeurt dit in een optische vezel. We zullen dus de lichtsnelheid in elke richting wijzigen met:

$$c_{\pm} = \frac{c}{n} \pm \omega R\alpha \quad (21)$$

waar de suffix $+$ van toepassing is voor de propagatie met de beweging mee, $\alpha = 1 - (1/n^2)$ de relativistische belemmering die door het diëlektrische middel wordt opgelegd en n de efficiëntie index van de vezel [3]. Als we de vertraging als functie van snelheid substitueren komen we tot de exact hetzelfde resultaat komen als in formule (19). Om de vervorming van de lichtgolf zoveel mogelijk tegen te gaan wordt meestal gebruik gemaakt van monomode vezels in combinatie met monochromatisch licht (of toch een zo smalbandig mogelijke bron).

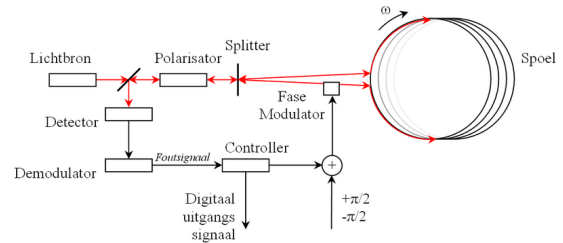
Om nauwkeurige resultaten te bekomen zijn er echter nog een paar andere maatregelen nodig. De optische sensor die het faseverschil moet opmeten heeft voor kleine rotatiesnelheden een erg slechte gevoeligheid. Dit komt omdat de intensiteit van de interferentie varieert met de cosinus van de faseverschuiving. Een mogelijke oplossing is het invoeren van een faseverschuiving [3]. Een van de twee lichtgolven wordt voordat hij door de spoel gestuurd wordt met een fase $\pi/2$ verschoven. Dit is het concept van de *open loop* FOG, zie figuur 8.

Om een nog nauwkeuriger systeem te verkrijgen kan de fase-modulatie die op een van de lichtstralen wordt aangebracht steeds tegengesteld gehouden worden aan de Sagnac-fase [4]. Zo zal de totale faseverschuiving steeds op nul gehouden worden. De factor waarmee verschoven moet worden is dan meteen ook het uitgangssignaal. Zo'n opstelling wordt een *closed loop* FOG genoemd, zie figuur 9. Dit systeem is veel nauwkeuriger



Figuur 8: Schema van een open loop FOG [16]

en heeft ook als gevolg dat variaties van de lichtintensiteit geen invloed meer hebben op het uitgangssignaal [3]. Het vergt wel een elektronisch regelsysteem en een geavanceerde instelbare fase-modulator.

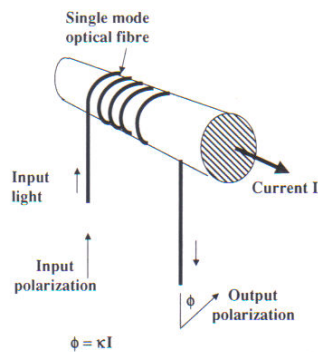


Figuur 9: Schema van een closed loop FOG [16]

4 Toepassingen

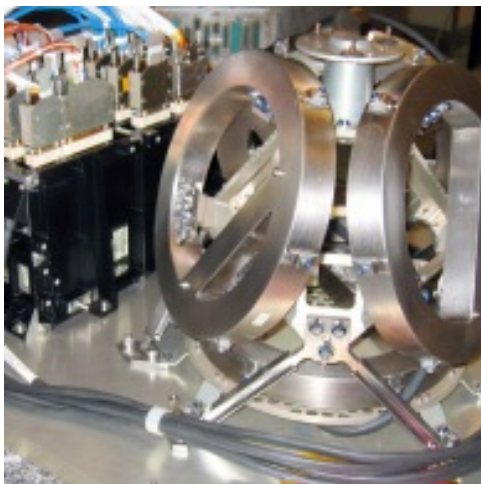
Naast de gyroscopische functie zijn er nog ontelbare toepassingen die op een gelijksoortige manier gebruik maken van het Sagnac effect. Zo kun je door gebruik te maken van de *Faraday rotatie* - die bij de optische gyroscopen meestal voor een storend effect zorgt - met een optische vezel de sterkte van een magnetisch veld meten. Dit effect kun je dus gebruiken om een stroomsensor te ontwerpen (zie figuur 10). Hier zullen we ons echter beperken tot de voordelen van het gyroscopisch effect.

FOG worden steeds vaker gebruikt in plaats van de klassieke mechanische gyroscopen. De ongelooflijke nauwkeurigheid (soms zelfs tot $0,001^\circ/h$ [4]) voor een betaalbare prijs geeft daarvoor de doorslag. Ze worden nu frequent gebruikt in onderzeeërs, vliegtuigen en ruimtevaartuigen waar ze ingezet worden voor navigatiedoeleinden. Op figuur 11 is de Astrix 200 optische fibre gyroscop van het Franse bedrijf IXSEA te zien.



Figuur 10: Faraday rotatie stroom monitor: κ is de Verdet constante (uit: [3])

Ze werd speciaal ontwikkeld voor gebruik in de ruimte. Ze heeft vier vezelspoelen, in een tetrahedrische structuur om zo voor wat redundantie te zorgen.



Figuur 11: De Astrix 200 optische gyroscoop (bron: IXSEA)

De optische gyroscoop kan ook als kompas gebruikt worden. Zelfs als ze stationair opgesteld is tegenover de aarde zal ze een draaiing ondergaan ten gevolge van de aardrotatie. In een cartesisch assenstelsel met de y-as richting noord, de x-as richting oost en de z-as verticaal, zal men op de evenaar een draaiing opmerken volgens de y-as, op de polen rond de z-as. De rotatie van de aarde is te onderscheiden van de rotatie van het instrument zelf door het gebruik van hellingsme-

ters.

Een mechanische gyroscoop kan eenvoudig ingezet worden om een oppervlak te stabiliseren. Doordat de ronddraaiende massa zich zal verzetten tegen een verandering van de stand van de draaias zal er stabilisatie optreden voor een voorwerp dat vastgehecht wordt aan de gyroscoop. Omdat de optische gyroscoepen de rotatie enkel meten moeten zij gecombineerd worden met het gebruik van motoren. Om in drie dimensies te stabiliseren heb je dus drie optische gyroscoepen nodig en drie motoren die de contrabeweging moeten uitvoeren. Op deze manier kunnen bvb videocamera's aan helikopters ultrastabiele beelden maken.

Lijst van figuren

1	De door Sagnac gebruikte interferometer [18]	2
2	De Michelson interferometer [19]	2
3	Schematische voorstelling van een Sagnac interferometer	3
4	Stationaire en roterende cirkel	4
5	Schematische voorstelling van een RLG	5
6	Geometrie van de RLG	6
7	Minimum configuratie van de Interferometric Fibre Optic Gyro (uit: [7])	6
8	Schema van een open loop FOG [16]	7
9	Schema van een closed loop FOG [16]	7
10	Faraday rotatie stroom monitor: κ is de Verdet constante (uit: [3])	8
11	De Astrix 200 optische gyroscoop (bron: IXSEA)	8

Referenties

- [1] J. Anandan. Sagnac effect in relativistic and nonrelativistic physics. *Phys. Rev. D*, 24(2):338–346, Jul 1981. link.aps.org/abstract/PRD/v24/p338.
- [2] F. Aronowitz. The laser gyro. *Laser applications*, 1:133–200, 1971.

- [3] B. Culshaw. The optical fibre sagnac interferometer: an overview of its principles and applications. *Measurement Science and Technology*, 17:R1–R16, 2006. stacks.iop.org/MST/17/R1.
- [4] Thierry Gaiffe. From high technology to solutions: The experience of ixsea. Technical report, IXSEA, 55, Avenue Auguste Renoir, 78160 Marly-le-Roi, France, 2006. ixsea.com/pdf/2006-oceans-singapore.pdf.
- [5] T. L. Gustavson, P. Bouyer, and M. A. Kasevich. Precision rotation measurements with an atom interferometer gyroscope. *Phys. Rev. Lett.*, 78(11):2046–2049, Mar 1997. http://prola.aps.org/abstract/PRL/v78/i11/p2046_1.
- [6] T. L. Gustavson, A. Landragin, and M. A. Kasevich. Rotation sensing with a dual atom-interferometer Sagnac gyroscope. *Classical and Quantum Gravity*, 17:2385–2398, June 2000. adsabs.harvard.edu/abs/2000CQGra..17.2385G.
- [7] Hervé C. Lefèvre. *Proceedings of SPIE's Conference 2837*. July 1996.
- [8] W. M. Macek and D.T.M. Jr. Davis. Rotation rate sensing with traveling-wave ring lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 2:67–68, 1963.
- [9] Mathpages. The sagnac effect, december 2006. mathpages.com/rr/s2-07/2-07.htm.
- [10] E. J. POST. Sagnac effect. *Rev. Mod. Phys.*, 39(2):475–493, Apr 1967. link.aps.org/abstract/RMP/v39/p475.
- [11] F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke, and Ch. J. Bordé. Optical ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, 67(2):177–180, Jul 1991. link.aps.org/abstract/PRL/v67/p177.
- [12] A. H. Rosenthal. Regenerative circulatory multiple beam interferometry for the study of light propagation effects. *J. Opt. Soc. Am.*, 52:1143, 1962.
- [13] Georges Sagnac. L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme. *Comptes Rendus de l'Académie des Science*, 95:708–710, 1913.
- [14] V. Vali and R. W. Shorthill. Fiber ring interferometer. *Applied Optics*, 15:1099–1100, May 1976.
- [15] V. Vali and R. W. Shorthill. Ring interferometer 950 m long. *Applied Optics*, 16:290–291, February 1977.
- [16] The Free Encyclopedia Wikipedia. Fibre optic gyrokompas, december 2006. nl.wikipedia.org/wiki/Fibre_optic_gyrokompas.
- [17] The Free Encyclopedia Wikipedia. Georges sagnac, december 2006. nl.wikipedia.org/wiki/Georges_Sagnac.
- [18] The Free Encyclopedia Wikipedia. Het sagnac-effect, december 2006. nl.wikipedia.org/wiki/Sagnac-effect.
- [19] The Free Encyclopedia Wikipedia. Interferometry, december 2006. en.wikipedia.org/wiki/Interferometry.
- [20] The Free Encyclopedia Wikipedia. Ring laser gyrokompas, december 2006. nl.wikipedia.org/wiki/Ring_laser_gyrokompas.