

L'EFFET SAGNAC, UN MOYEN SIMPLE POUR RÉALISER UNE EXPERIENCE RELATIVISTE

Sylvain Fautrat

Retraité de l'Université Gustave Eiffel, Champs-sur-Marne, France

E-mail : sylfau.xyz@free.fr

Mots-clés : effet Sagnac, interféromètre à fibre optique, biréfringence, référentiel tournant en relativité restreinte, choix de théorie basé sur des nombres.

Résumé

Un interféromètre peu coûteux, dans lequel la lumière infra-rouge circule dans de la fibre optique ordinaire de télécommunication, est décrit. Dans une partie de la fibre, deux ondes circulent en sens opposés de sorte que, lorsque l'appareil est mis en rotation, il est le siège de l'effet Sagnac. Un afficheur numérique permet l'observation directe à l'œil et l'effet se manifeste même en tournant lentement l'appareil entre ses mains. La modélisation théorique est développée et ne requiert que des notions de base en Optique (lumière polarisée, milieu biréfringent) et des notions de base en Relativité restreinte (lois de contraction de la longueur et de dilatation du temps, lois de composition des vitesses). Les notions utiles de plus haut niveau (référentiel tournant, référentiels comobiles) sont introduites dans l'article. Les calculs sont alors menés dans un contexte expérimental très concret. Les observations quantitatives se montrent clairement en bon accord avec la cinématique relativiste et pas du tout avec la cinématique galiléenne. L'interféromètre au repos permet également l'observation d'effets optiques inhabituels.

1- introduction

On parle d'*interféromètre Sagnac* lorsque deux ondes parcourent le même chemin contenant une ou plusieurs boucles, une onde se propageant dans un sens, l'autre dans l'autre sens. L'*effet Sagnac* est le déphasage qui se manifeste entre les deux ondes lorsque la boucle est mise en rotation. Dans le cas présent, le chemin est défini par une fibre optique à faible absorption dans l'infra-rouge, du type utilisé dans les télécommunications. En faisant varier la vitesse de rotation de la boucle, on peut étudier quantitativement la variation du déphasage. Inversement, si la relation entre ces deux grandeurs est connue, si on détermine le déphasage, on peut en déduire la vitesse de rotation. C'est le principe des gyroscopes optiques.

Par ailleurs, la lumière utilisée est polarisée et se propage dans un milieu biréfringent présentant des courbures. Pour cette raison, l'appareil est intéressant pour ses propriétés optiques particulières, même si le titre de l'article met l'accent sur l'aspect cinématique. La motivation initiale est la recherche d'une situation expérimentale réalisable avec des moyens les plus modestes possibles, mais dont la modélisation théorique, pour être cohérente avec les observations, réclame le cadre de la cinématique lorentzienne et non pas

galiléenne. Un traité récent de Théorie de la Relativité affirme « L'application la plus intéressante de l'étude des observateurs en rotation est sans nul doute l'effet Sagnac. ».[1]

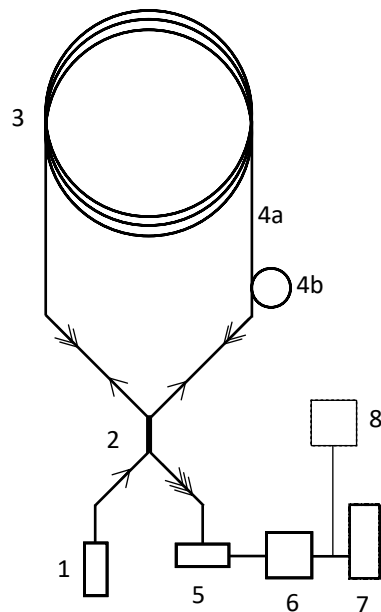


Figure 1. Vue schématique de l'interféromètre montrant les composants et le trajet des deux ondes après leur sortie du coupleur-séparateur, leur passage dans la bobine, puis leur retour dans le coupleur vers le détecteur de lumière.

(1) Source lumineuse (2) Coupleur-séparateur (3) Bobine de fibre optique (4) Modificateur de polarisation : 4a- section de fibre manipulable, 4b- petite bobine (5) Détecteur de lumière (6) Amplificateur électronique (7) Afficheur numérique (8) Buzzer (optionnel).

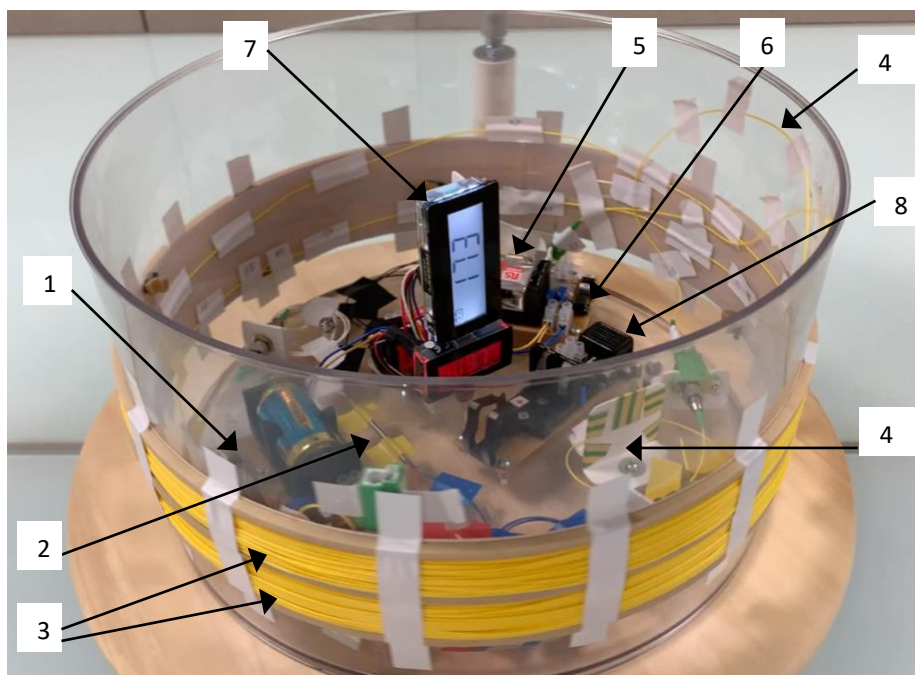


Figure 2. Interféromètre vu en perspective
Mêmes légendes que la figure 1.

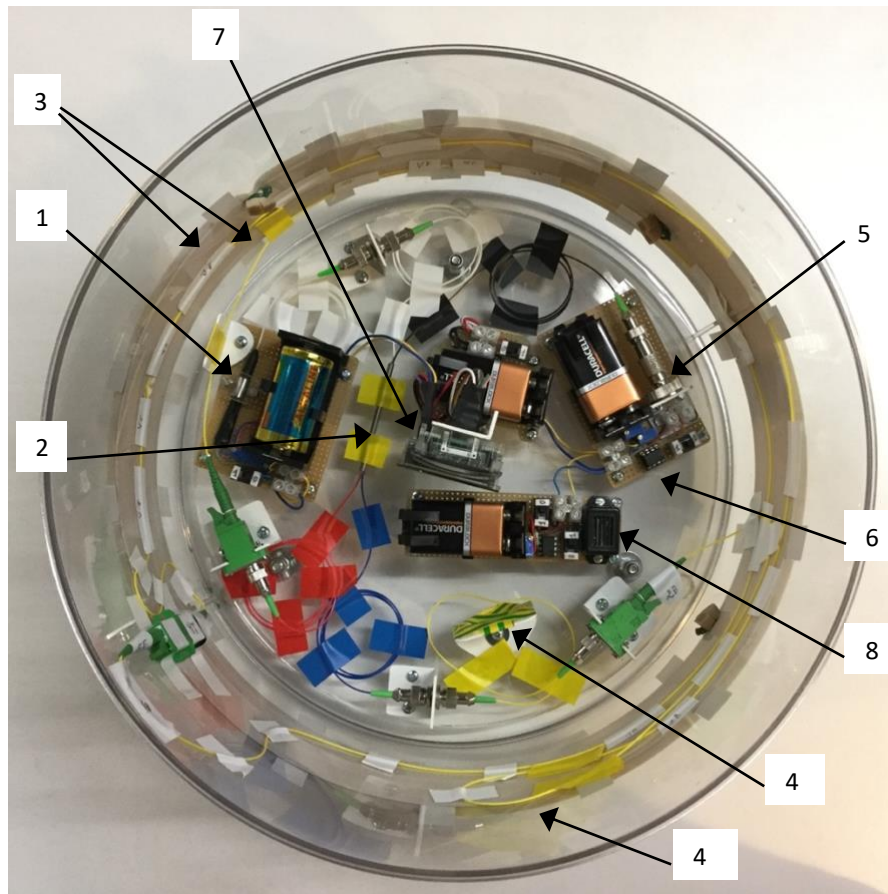
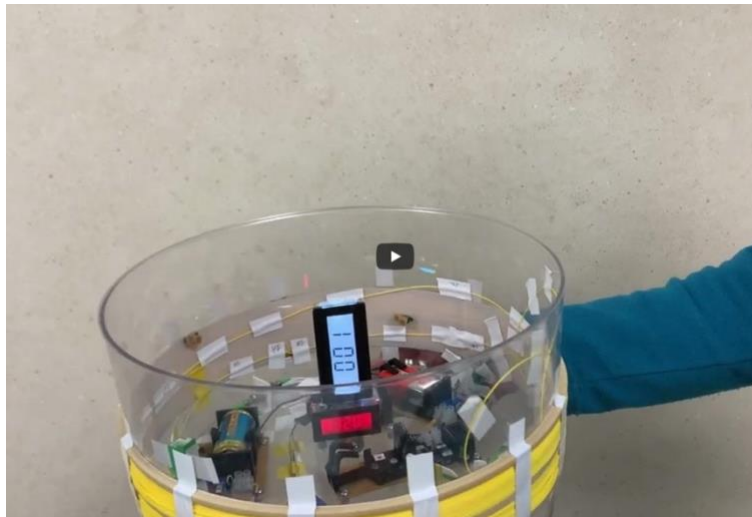


Figure 3. Interféromètre vu de dessus
Mêmes légendes que la figure 1.

Le montage reprend, en simplifiant au maximum, la structure de base des appareils performants, complexes et coûteux, que sont les gyroscopes du type Fiber Optic Gyroscope (FOG) [2] [3]. Après simplification, il reste essentiellement un interféromètre constitué comme suit (figures 1-3). Une longue fibre optique est enroulée sur un certain nombre de tours, avec ses deux extrémités reliées à deux des quatre branches d'un séparateur-coupleur en forme de X. Une source lumineuse envoie un faisceau dans une des deux branches restantes. Après division, il en résulte deux sous-faisceaux, l'un injecté dans l'une des extrémités de la bobine de fibre, l'autre injecté dans son autre extrémité. Les deux ondes secondaires parcourent la bobine, chacune dans un sens, et reviennent dans le coupleur. L'onde qui sort par la quatrième branche est une superposition de ces deux ondes. Si la propagation dans la bobine crée un déphasage entre elles, l'intensité de l'onde résultante dépend de ce déphasage. Le détecteur qui reçoit cette onde est sensible à l'intensité et la valeur qu'il affiche permet de suivre les variations du déphasage en fonction des conditions expérimentales choisies.

Pour l'appareil réalisé, l'ensemble des composants représente un coût de l'ordre de 300 euros (350dollars). L'appareil tient dans les mains et en le tournant, on peut observer sur l'afficheur l'évolution relativiste du déphasage. Au contraire, lorsqu'on le soumet à une translation pure, dans quelque direction que ce soit, la valeur affichée ne change pas.



Vidéo 1 - Interféromètre à anneau de fibre soumis à diverses translations et rotations

D'après l'observation de l'afficheur central, l'effet Sagnac ne se manifeste que lorsqu'il y a rotation autour de l'axe de la bobine de fibre en jaune.



Vidéo 2 - Interféromètre à anneau de fibre soumis à une rotation de plus en plus rapide

L'observation de l'afficheur montre que l'état d'interférence dans le détecteur évolue de manière cyclique au fur et à mesure de l'augmentation de la vitesse de rotation. La valeur affichée, de 000 au repos, passe successivement par les extrema (visibles par des arrêts sur images) : 510, 001, 498, 003, puis croît à nouveau avant que la rotation soit stoppée.

(Notons que la valeur sur l'interféromètre ne s'affiche qu'avec un certain retard, et que la valeur de période sur le chronomètre s'affiche avec un retard différent, qui dépend d'ailleurs de la vitesse de rotation. Ainsi, les deux valeurs qu'on voit à un instant ne correspondent pas exactement à un même état. Pour obtenir des valeurs représentatives, il faut faire des relevés avec chaque vitesse de rotation maintenue constante sur plusieurs secondes.)

Avec une vitesse de rotation maintenue constante, l'afficheur indique une valeur constante. Lorsque la vitesse de rotation augmente régulièrement, la valeur affichée change, mais ne suit pas une croissance continue. Elle évolue selon une fonction sinusoïdale de la vitesse angulaire, entre une valeur minimale et une valeur maximale. Ceci est effectivement conforme à l'analyse théorique relativiste.

De plus, on observe que si la forme de la fibre est modifiée sur l'appareil au repos, cela a deux conséquences : la valeur affichée change et, lorsque l'appareil est ensuite mis en rotation, les valeurs minimale et maximale de la variation sinusoïdale sont également modifiées. Ces différentes observations peuvent être expliquées en se basant sur l'optique ondulatoire dans les milieux biréfringents et sur la cinématique, selon les grandes lignes suivantes.

Avec par exemple 200 mètres de fibre à parcourir et un indice de réfraction d'environ 1.5, le temps de propagation de chacune des deux ondes est d'environ 1 μ s. L'état d'interférence entre les deux ondes au niveau du détecteur dépend de la valeur précise de la différence Δt entre ces deux temps. A chaque Δt correspond une différence de phase $\Delta\phi$ entre les deux ondes et une certaine intensité lumineuse détectée. Or, avec cet appareil, la valeur de Δt peut changer selon deux processus différents. Premièrement, une modification du milieu biréfringent peut changer les vitesses de propagation de chacune des deux ondes par rapport à ce milieu. Deuxièmement, le milieu peut être mis en mouvement de rotation par rapport au référentiel inertiel dans lequel Δt est considéré. Dans ce cas, les vitesses de propagation dans ce référentiel sont également modifiées, conformément à la loi de composition des vitesses. Concernant les déphasages, dans le premier cas on parlera de déphasage optique $\Delta\phi_{\text{opt}}$, dans le deuxième cas de déphasage Sagnac ou déphasage cinématique $\Delta\phi_{\text{kin}}$. Dans les deux cas, l'analyse théorique conduit effectivement à des valeurs pour Δt qui peuvent être aussi grandes que la période de l'onde (ou à des différences de chemin optique aussi grandes que la longueur d'onde).

Les résultats obtenus avec rotation sont remarquables en ceci que les effets sont parfaitement observables avec une vitesse aussi faible que 0,1 tour par seconde. Dans ce cas, la vitesse linéaire de la fibre, qui rentre dans les formules de calcul relativiste en tant que vitesse entre référentiels, vaut environ 10 cm/s. Cependant, cet appareil ne permet pas de mettre en évidence des mouvements aussi lents que, par exemple, la rotation diurne de la Terre. Il est optimisé au regard de critères de simplicité, de moindre coût, et de valeur démonstrative, mais pas de critères de performances métrologiques. Concernant l'analyse théorique, cette sensibilité limitée a l'avantage de permettre de considérer le référentiel du laboratoire comme inertiel.

La section suivante présente en détails la constitution de l'interféromètre. Dans la section 3, certaines observations réalisées avec l'appareil fixe (sans rotation) sont rapportées et analysées du point de vue de l'optique. La section 4 est consacrée aux résultats expérimentaux obtenus avec l'appareil en rotation et à l'analyse théorique impliquant la cinématique. La différence de phase à prendre en compte est essentiellement celle associée à la grande longueur de fibre constituant la bobine. Dans l'appendice A, il est montré que les autres éléments de fibre représentent effectivement des contributions négligeables en comparaison. L'appendice B indique que, lorsqu'une grande précision de mesure est recherchée, d'autres effets physiques que ceux considérés dans cet article sont à prendre en compte. Quelques repères historiques au sujet de l'interprétation relativiste de l'effet Sagnac sont donnés dans l'appendice C.

2- Le montage expérimental

Le schéma de la figure 1 présente l'organisation globale du circuit optique. Les photos des figures 2 & 3 montrent l'appareil tel qu'il a été réalisé sur un plateau circulaire qui a été ensuite fixé au fond d'une boîte cylindrique transparente d'un diamètre d'environ 30 cm. Tous les éléments, y compris les sources d'alimentation, sont fixés soit sur le plateau soit sur la boîte, ce qui en fait un ensemble autonome. Les différents composants sont détaillés ci-après dans l'ordre de leur numérotation sur les figures 1-3. Des informations techniques sur les éléments utilisés sont fournies dans la note [4].

1) La source de lumière est une diode laser qui envoie dans un segment de fibre, équipé d'un connecteur, une onde polarisée infra-rouge de longueur d'onde 1310 nm, usuelle dans les télécommunications. Elle intègre un isolateur optique dont le rôle est de bloquer la lumière venant de l'extérieur et circulant dans la fibre en direction de la diode, sachant que cette lumière perturberait l'effet laser. A but de monitoring, la source présente une sortie électrique délivrant une tension qui croît (non linéairement) avec la puissance émise.

2) Le séparateur-coupleur joue le rôle de diviseur de faisceaux fonctionnant dans les deux sens de propagation. Ce type de coupleur, fabriqué à partir de deux tronçons de fibres parallèles partiellement fusionnées sur une longueur de quelques millimètres, présente, à chaque extrémité, deux fibres avec connecteurs. Lorsqu'un faisceau lumineux entre dans l'un quelconque des quatre ports, des deux ports situés de l'autre côté du coupleur sortent deux ondes secondaires présentant une certaine différence de phase et un certain rapport entre leurs amplitudes. On choisit un coupleur de rapport 50/50 (3dB), c'est-à-dire donnant deux amplitudes égales. Dans ce cas, l'une des deux ondes est en phase avec l'onde incidente et l'autre est en quadrature [5].

3) La fibre optique est enroulée sur l'extérieur de la boîte cylindrique. Il y a une première bobine constituée de 107 tours avec un connecteur à chaque extrémité, et au-dessus une deuxième bobine de 105 tours. Cela permet d'expérimenter avec un seul enroulement ou avec les deux en série. Chaque tour représente environ 1 mètre de fibre.

4) A deux endroits, il y a moyen d'intervenir localement sur la forme du circuit optique. Une partie de fibre se trouvant dans le prolongement de la première bobine peut être déformée et déplacée à la main sur la surface cylindrique (figure 2 & figure 3 : 4a). Un peu plus loin, la fibre est enroulée sur une dizaine de tours (diamètre 2,5 cm environ) sur une plaque (figure 2 & figure 3 : 4b) qui peut être pivotée autour d'un axe perpendiculaire au plateau.

5) Le détecteur consiste en une photodiode PIN dont le signal est amplifié par un montage transimpédance.

6) Amplificateur

7) Les deux afficheurs numériques sont des voltmètres numériques dans la plage 0-200mV. Le plus grand affiche une valeur proportionnelle à la puissance reçue par la photodiode. Il est positionné avec sa plus grande longueur alignée le long de l'axe de rotation, et reste ainsi lisible jusqu'à des vitesses de rotation d'environ 5 tours par seconde. Le plus petit, situé en dessous, correspond au monitoring de la source lumineuse et son rôle est secondaire.

8) Il s'agit d'un composant facultatif émettant un son lorsque l'intensité reçue par le détecteur dépasse un certain seuil à choisir. Lorsque l'interféromètre tourne de plus en plus vite, un auditoire qui ne peut pas suivre visuellement les variations sur l'afficheur, peut néanmoins entendre une alternance de sons et de silences témoignant que l'intensité lumineuse reçue par le détecteur suit effectivement une variation cyclique (ce qui est conforme à l'analyse relativiste et non conforme à l'analyse classique, comme expliqué dans la suite). Cette fonction est obtenue en appliquant au buzzer une fraction de la tension présente sur l'afficheur principal.

Voici quelques précisions au sujet de la fibre. Pour tous les différents tronçons constituant le circuit optique de l'appareil, la fibre doit être de type monomode. Pour l'utilisation visée, on souhaite qu'une onde soit bien identifiée et ne puisse pas se démultiplier selon plusieurs modes de propagation par réflexions multiples à l'intérieur de la fibre. Les fibres développées pour les télécommunications sont performantes et peu coûteuses. Elles sont disponibles en version monomode (SMF, for Single Mode Fiber) pour la longueur d'onde de 1310 nm (1550 nm est une autre valeur classique aussi utilisable). Dans la fibre, on distingue le cœur, la gaine, et un revêtement primaire en PVC. Leurs diamètres respectifs valent usuellement 9 μm , 125 μm , 250 μm . Dans la suite, D_{clad} désignera le diamètre de 125 μm de la gaine. Un revêtement secondaire optionnel constitué d'un tube de diamètre 900 μm peut protéger plus efficacement la fibre ; c'est le choix qui a été fait ici. Les valeurs de l'indice de réfraction dans le cœur et dans la gaine sont proches de 1,45 (celui du cœur étant un peu supérieur à celui de la gaine).

Toutes les parties de fibre sont solidarisées, soit au plateau, soit à la boîte cylindrique, au moyen de bandes adhésives.

Au sujet de l'utilisation de l'appareil, quelques aspects méritent d'être signalés.

Le détecteur peut afficher des nombres entre 0000 à 1999 avec une résolution de 1 unité. Pour une bonne exploitation de cette gamme, on peut régler l'alimentation de la diode laser, l'amplificateur de la photodiode, ou, le plus souvent, le diviseur de tension qui le relie à l'afficheur.

En règle générale, à partir d'une certaine valeur initiale affichée et sans aucune intervention sur l'interféromètre, cette valeur décroît lentement, de 2 à 10 % par heure en fonction de la configuration de l'interféromètre (telle que la forme et la longueur de la fibre ainsi que la puissance initiale détectée). Le détecteur étant situé à l'extrémité du circuit, tous les composants sont susceptibles d'entrer en jeu. Cette observation peut s'expliquer par plusieurs phénomènes connus : l'échauffement de la diode laser (qui affecte la puissance et le degré de polarisation), la sensibilité thermique des différents composants électroniques et, dans une moindre mesure, la chute de tension de la batterie alimentant la diode laser. Une fois identifiée, cette diminution peut être prise en compte dans l'analyse des expériences.

Enfin, la température étant un paramètre, l'interféromètre est à utiliser dans une pièce où la température est constante.

3- Interféromètre au repos

3.1. Observations expérimentales

Avec l'interféromètre au repos, il n'y a pas d'effet Sagnac. Juste après assemblage de l'appareil, avec une bobine ou les deux en série, s'affiche une certaine valeur quelconque. Alors, on peut constater qu'en déformant à la main une portion de fibre la valeur affichée par le détecteur change, croît ou décroît selon le geste effectué. On peut par exemple chercher à augmenter cette valeur autant que possible. A l'inverse, en intervenant sur une, ou mieux sur deux parties différentes de fibres, on peut, par essais successifs, réduire la valeur affichée à une très faible fraction du maximum rencontré, éventuellement obtenir la valeur zéro.

Pour comparaison, lorsqu'on assemble les mêmes constituants sans le coupleur pour former un circuit optique purement linéaire, où une onde unique se propage dans un seul sens jusqu'au détecteur, déformer la fibre ne provoque pas de changement de la valeur affichée. La déformation d'une portion de fibre n'a un effet que lorsque, dans cette portion de fibre, il y a deux ondes se propageant en sens opposés. Dans la suite on montre que cet effet peut

s'expliquer en prenant en compte la polarisation de chacune des ondes ainsi que la biréfringence induite dans le milieu de propagation.



Vidéo 3 - Interféromètre à anneau de fibre, au repos, dont la fibre est soumise à des déformations

D'après l'observation de l'afficheur central, chacune des deux manières de déformer la fibre provoque un changement de l'état d'interférence dans le détecteur.

Les sections suivantes sont consacrées à l'explication des effets de déformation de la fibre.

3.2. Information sur les biréfringences induites dans une fibre par courbure et par torsion

Le verre, de la silice a priori amorphe, devient biréfringent [6] lorsque sa structure microscopique est modifiée sous l'effet de contraintes externes de natures mécanique, thermique ou électromagnétique. Pour une fibre, les occasions de contraintes mécaniques existent dès le processus de production (passage dans une filière, contraction au refroidissement, étirement, etc.). Lorsque la fibre est courbée pour être enroulée autour du cylindre de 30 cm, elle subit des déformations anisotropes, avec des contraintes fortes selon son axe longitudinal (compression du côté intérieur de la courbure et étirement du côté extérieur) et des contraintes faibles selon les deux autres directions. Il en résulte une biréfringence linéaire dont l'axe extraordinaire est dans le plan de la courbure et l'axe ordinaire est perpendiculaire au plan de courbure. Une onde qui a l'une ou l'autre de ces directions de polarisation particulières se propage sans que le milieu ne provoque de rotation, dans un sens ou dans l'autre, autour de la direction de propagation. Ainsi, une onde entrant dans un tronçon circulaire de fibre avec une polarisation située dans le plan de courbure va parcourir le tronçon, avec une certaine célérité, sa direction de polarisation se maintenant dans ce plan (mode de propagation extraordinaire). Une polarisation perpendiculaire au plan de courbure va également se maintenir ainsi mais avec une autre valeur pour la célérité (mode de propagation ordinaire). Une onde entrant avec une direction de polarisation quelconque est à considérer en tant que combinaison de ses deux composantes relatives aux deux modes particuliers.

Dans le cas de la silice, c'est l'axe ordinaire qui est l'axe lent, avec une différence entre les indices qui dépend du diamètre D de la spire selon [7] :

$$\Delta n \approx 0,133.(D_{\text{clad}}/D)^2. \quad (1)$$

Ainsi, une onde ordinaire et une onde extraordinaire, parcourant une spire circulaire de longueur πD , acquièrent une différence de marche $\Delta n.(\pi D) \approx 0,133 \pi D_{\text{clad}}^2/D$. Pour 100 spires de la bobine de fibre, de diamètre $D = 30$ cm, avec $D_{\text{clad}} = 125 \mu\text{m}$, $\lambda = 1310$ nm, la différence de marche vaut donc environ $21 \mu\text{m} \approx 16 \lambda$. Pour les spires du modificateur de polarisation, de diamètre $D = 2,5$ cm, la différence de marche vaut environ 2λ . En conclusion, lorsqu'un circuit comme celui de l'interféromètre est parcouru par deux ondes de polarisations différentes, leur état d'interférence à la sortie dépend en général très fortement du caractère biréfringent du milieu de propagation. En plus de la courbure, la fibre peut subir en général un certain vrillage lors du bobinage ou lors de l'installation sur le plateau de l'interféromètre. Les contraintes mécaniques liées à un vrillage induisent une biréfringence circulaire. Dans ce cas, une onde de polarisation rectiligne entrant dans un tronçon vrillé a sa direction de polarisation qui tourne au fur et à mesure de sa propagation, dans un sens ou dans un autre selon le sens de vrillage du milieu. A la sortie, la direction de polarisation a tourné d'un angle d'environ $0,07. \theta_{\text{twist}}$, où θ_{twist} est l'angle de vrillage du milieu sur l'ensemble du tronçon [8]. Par exemple, un vrillage de 90° d'une portion de fibre génère une rotation de la polarisation de 6° .

3.3. Les effets d'un changement de forme de la fibre sur chacune de deux ondes

La figure 4 montre deux versions schématisques (a) et (b) de l'interféromètre. Les deux circuits optiques sont pratiquement identiques et situés dans le plan XY, avec l'exception dans le cas (b) de la portion, située entre D1 et D3, qui se trouve dans le plan XZ. Considérons une onde qui sort de la source avec une direction de polarisation selon Z. Elle passe alors la courbure en A selon le mode de propagation ordinaire, et les deux ondes secondaires sortant du coupleur sont donc elles aussi polarisées selon Z

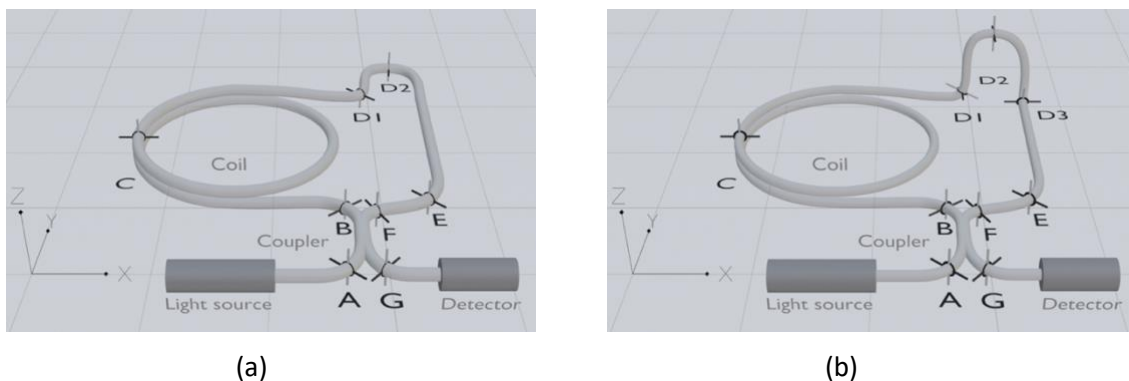


Figure 4. Deux circuits ayant des formes géométriques qui ne diffèrent que par les parties repérées par les lettres D.

La fibre optique du circuit (a) suit une ligne courbe pratiquement inscrite dans le plan XY. Le circuit (b) est obtenu lorsque la partie située portant entre D1 et D3 se trouve dans le plan XZ. Les points A, B, ..., G repèrent des régions où la fibre est courbée et donc biréfringente. Pour chacun de ces points, l'axe ordinaire de la biréfringence est indiqué par un segment gris clair, et l'axe extraordinaire par un segment noir.

Dans les deux cas, deux ondes secondaires parcourent le circuit au-delà du séparateur puis atteignent le détecteur. La différence de forme entre les deux circuits a un impact sur les polarisations et sur la différence de phase des deux ondes au niveau du détecteur. Cet impact est explicité dans la section 3.3.

Dans le cas (a), l'onde secondaire qui passe dans les courbures en B, C, D1 D2, E, F, G se propage selon des modes qui sont tous ordinaires, et elle atteint le détecteur avec une polarisation selon Z. Il en est de même pour l'autre onde secondaire qui passe en F, E, D2, D1, C, B, G. Finalement, au niveau du coupleur, les deux ondes sont toutes les deux polarisées selon Z. De plus, elles ont suivi dans la fibre le même chemin géométrique, et les deux chemins optiques sont à calculer pour les deux ondes avec les mêmes valeurs d'indice ordinaire aux différents points. Leur déphasage est donc resté le même qu'à la sortie du coupleur.

Dans le cas (b), l'onde secondaire qui passe en B et C se propage selon des modes ordinaires et elle approche de D1 avec une polarisation selon Z. Cette direction est dans le plan XZ de la courbure en D1 d'où un mode de propagation extraordinaire. La polarisation pivote donc à cette occasion dans ce plan XZ et se retrouve parallèle à X. Elle est donc dans le plan courbure XZ de la courbure en D2, où elle pivote de 180° pour redevenir parallèle à X. Pour la courbure en D3, il s'agit d'un mode ordinaire qui maintient la direction X. Ensuite, les courbures jusqu'au détecteur sont toutes dans le plan XY, les modes sont tous extraordinaires et, après trois rotations de 90° dans ce plan, la polarisation se trouve selon Y dans le détecteur. L'autre onde secondaire passe F et E selon des modes ordinaires. Elle approche donc de la courbure en D3 avec une polarisation selon Z, d'où un mode extraordinaire qui la fait pivoter pour devenir parallèle à Y. Pour les propagations dans les courbures en D2 et D1, il s'agit de modes ordinaires qui maintiennent la direction Y. Les courbures suivantes jusqu'au détecteur sont toutes dans le plan XY, les modes sont tous extraordinaires et la polarisation se trouve selon Y dans le détecteur. Finalement, au niveau du coupleur, les deux ondes sont toutes les deux polarisées selon Y. Cette fois, pour la plus grande partie du chemin géométrique, les deux chemins optiques sont à calculer avec les valeurs d'indice ordinaire pour une onde secondaire, et les valeurs d'indice extraordinaire pour l'autre onde.

D'après les ordres de grandeur de la section précédente, les différences de marche résultantes peuvent facilement dépasser la longueur d'onde. Les déphasages des deux ondes au niveau du détecteur dans le cas (a) et dans le cas (b) peuvent donc être nettement différents. D'autant plus qu'aux effets liés aux courbures peuvent se superposer des effets de changement de direction de polarisation liés à des torsions. Avec ce cas particulier de circuit, on comprend comment, dans le cas général, un changement de forme peut effectivement modifier les directions de polarisation et la différence de phase des deux ondes reçues par le détecteur et par conséquent modifier la puissance lumineuse reçue. Du point de vue de l'expérimentation, on retient que jouer sur la forme de la fibre est un moyen pratique pour modifier l'état d'interférence au niveau du détecteur [9].

3.4. Expression de l'intensité lumineuse reçue en fonction de la différence de phase

Dans le cas général, l'intensité au niveau du détecteur est déterminée par les amplitudes des deux ondes, par l'angle entre leurs directions de polarisation, et par leur différence de phase. Pour traiter de l'évolution de ces grandeurs au cours de la propagation dans une succession de milieux biréfringents, il existe des outils théoriques tels les matrices de Jones. Mais l'application à un interféromètre particulier, intégrant de manière précise les caractéristiques détaillées de tous les composants matériels et de leurs jonctions, est difficilement réalisable [10]. Par ailleurs, pour l'étude qui suit nous n'avons besoin que d'une expression générale de l'intensité qui englobe les différentes configurations possibles en ce qui concerne les amplitudes, l'angle entre les deux directions de polarisation, et la différence de phase $\Delta\phi$ entre les deux ondes, quelle que soit son origine. Avec l'interféromètre au repos, la différence de phase associée à la différence de chemin optique sur le parcours où il y a à la fois les deux ondes : le séparateur-coupleur, la bobine, le modificateur de

polarisation et le reste du circuit jusqu'au détecteur. Quand l'interféromètre est en rotation, $\Delta\phi$ peut aussi avoir une composante cinématique. A partir de l'expression connue pour le cas de deux ondes scalaires de même fréquence, on pose l'expression suivante :

$$A [1 + \cos(\Delta\phi)] + B. \quad (2)$$

Les états de polarisation des deux ondes, et leur différence d'amplitude éventuelle, sont pris en charge par les paramètres A et B. Par exemple, un angle non nul entre les deux directions de polarisation implique une valeur non nulle pour l'intensité quel que soit le déphasage ; cela est permis par une valeur non nulle pour B.

Lorsque zéro est obtenu comme valeur affichée, c'est que les deux ondes s'annulent mutuellement ; elles ont même direction de polarisation et même amplitude, et sont en opposition de phase. Pour les paramètres de l'équation 2, cela correspond à :

$$\begin{aligned} \Delta\phi &= \pi, \\ \text{et } B &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

La puissance reçue étant l'intégrale de l'intensité sur la surface du détecteur, lorsqu'il y a variation de l'intensité, il y a variation de la puissance, et variation en conséquence de la valeur V affichée par le détecteur. V est proportionnelle à la puissance par un facteur qui dépend de l'amplification du signal de la photodiode et de la fraction de tension appliquée ensuite à l'afficheur. Dans notre contexte expérimental, c'est la valeur affichée V qui est la grandeur accessible. Aussi, pour l'analyse d'une expérience réalisée à réglages constants de l'interféromètre, c'est pour V qu'on utilisera la forme mathématique de l'équation 2. Par contre, on se gardera de comparer entre elles des valeurs de V correspondant à des conditions expérimentales différentes (la longueur et la forme de la fibre, la tension appliquée à la diode laser, les réglages de l'électronique, etc.).

4- Interféromètre en rotation

4.1. Résultats expérimentaux

L'interféromètre est posé sur une table tournante qui impose différentes valeurs de vitesse de rotation. La vitesse est connue à partir d'un compteur électronique qui mesure la période moyenne sur deux rotations successives. Bien que la résolution du compteur soit de 1 μ s, en



Vidéo 4 - Interféromètre à anneau de fibre mis en rotation, dans chacun des deux sens, à partir de la valeur 001 affichée au repos

Lors de la mise en rotation, la valeur affichée augmente de la même manière dans un sens et dans l'autre.

prenant en compte la barrière optique en fourche qui le commande, on retient $1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ pour l'incertitude sur la vitesse de rotation. La valeur V à relever sur le détecteur pendant le mouvement de rotation est lue directement à l'œil.

Avant la mise en rotation, selon les réglages effectués sur l'interféromètre au repos, une certaine valeur positive ou nulle est affichée. Lorsque la rotation commence, selon le sens de rotation, la valeur peut croître, ou décroître (si elle n'était pas nulle).



Vidéo 5 - Interféromètre à anneau de fibre mis en rotation, dans chacun des deux sens, à partir de la valeur 249 affichée au repos

Dans cet exemple, lors de la mise en rotation, la valeur affichée augmente dans un sens et diminue dans l'autre sens.

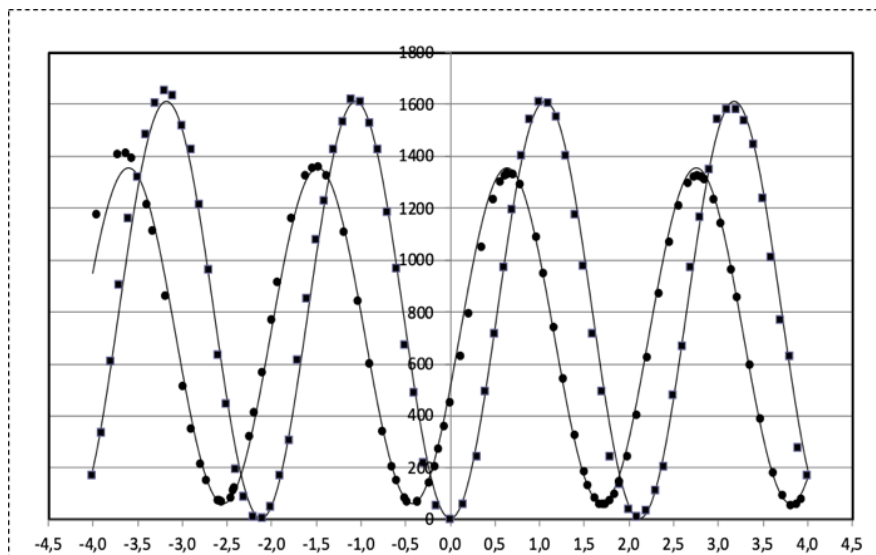


Figure 5. Avec l'interféromètre en rotation, deux séries de valeurs V relevées sur l'afficheur du détecteur en fonction de la vitesse de rotation N (en tours/seconde).

La bobine de fibre utilisée est celle de 107 tours. Pour la série des marques carrées, l'interféromètre était réglé pour afficher zéro au repos. Pour la série des marques rondes, il affichait la valeur 450. Pour le deuxième cas, la valeur augmente lors de la mise en rotation dans un sens, et diminue dans l'autre sens. Les deux séries sont bien approchées par les deux courbes sinusoïdales (explicitées dans la section 4.1).

Ensuite, au fur et à mesure que la vitesse de rotation N augmente, la valeur affichée V varie selon une loi pratiquement sinusoïdale. La figure 5 montre deux séries typiques de relevés avec la bobine de fibre de 107 tours.

Pendant les mesurages, à chaque fois qu'on modifie la vitesse de rotation, il faut attendre un peu pour que la valeur affichée se stabilise. Il y a plusieurs raisons à cela : l'inertie mécanique du plateau tournant ; le chronomètre utilisé ne réactualise la période de rotation qu'après deux tours complets ; l'afficheur du détecteur a un temps de réponse de presque une seconde. Par conséquent, le relevé d'une série de valeurs suffisamment détaillée s'étale sur près d'une heure. On comprend alors qu'apparaisse sur la figure 5 l'effet de décroissance progressive de V déjà constatée avec l'interféromètre au repos.

Les deux courbes sinusoïdales de la figure 5 sont obtenues à partir de l'équation 2 en utilisant un déphasage à deux composantes. Le terme cinématique est proportionnel à la vitesse de rotation N afin de prendre en compte la nature périodique des données :

$$V = A \left(1 + \cos \left(\Delta\phi_{\text{opt}} + \frac{2\pi N}{\Delta N} \right) \right) + B, \quad (4)$$

où ΔN est la différence de vitesse de rotation (en abscisse) entre deux minima ou deux maxima successifs.

ΔN peut être évalué expérimentalement à partir de relevés indépendants, ceux des seuls extrema. D'une part, le repérage d'un extremum peut être relativement précis, et d'autre part, le temps nécessaire pour relever l'ensemble des maxima sur la gamme accessible de vitesses de rotation est bien plus court, donc avec des composants électroniques plus stables. Pour augmenter la précision sur ΔN , on prend la valeur moyenne calculée sur toute la gamme. La figure 6(a) montre deux telles séries de relevés avec la bobine de fibre de 105 tours, et la figure 6(b) deux séries avec les deux bobines de 107 et 105 tours en série.

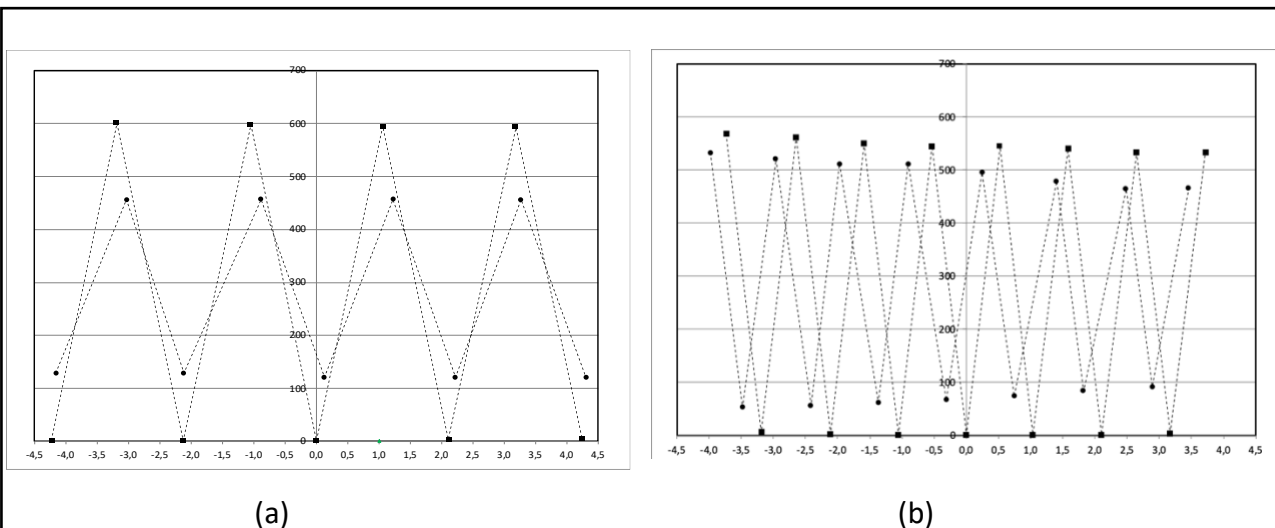


Figure 6. Avec l'interféromètre en rotation, valeurs V relevées sur l'afficheur du détecteur en fonction de la vitesse de rotation N en tours/seconde (tr/s).

Seuls les extrema sont recherchés. Les marques carrées correspondent à une valeur V nulle sur l'interféromètre au repos, et les marques rondes à une valeur non nulle.

a) La bobine de fibre utilisée est celle de 107 tours. Le paramètre ΔN est l'écart entre deux extrema successifs. Pour chacune des deux séries, on l'évalue comme étant la valeur moyenne calculée à partir des vitesses de rotation du premier minimum et du dernier minimum. On trouve 2,118 tr/s pour les marques carrées, et 2,116 tr/s pour les marques rondes.

b) Les deux bobines de 107 et 105 tours sont utilisées en série. En tenant compte cette fois des maxima (qui sont plus nombreux que les minima), l'évaluation de ΔN conduit à 1,064 tr/s pour les marques carrées, et 1,062 tr/s pour les marques rondes.

D'après les données des légendes des figures 6, on peut considérer que ΔN entre deux extrema successifs ne dépend pas du réglage de l'interféromètre au repos. Par contre, ΔN dépend sensiblement du nombre de tours de fibre. Pour la suite l'étude, on retient pour la bobine de 107 tours la valeur $\Delta N = 2,117$ tr/s, et pour les deux bobines en série la valeur $\Delta N = 1,063$ tr/s. La première de ces deux valeurs a été utilisée pour l'application de l'équation 4 aux séries de la figure 5 afin d'obtenir les deux courbes sinusoïdales. Les autres paramètres A, B et $\Delta\phi_{\text{opt}}$ ont été également évalués sans recourir à un algorithme statistique. Pour B, on prend la moyenne V_{min} des trois ou quatre valeurs minimales de V figurant parmi les relevés expérimentaux. Pour l'amplitude A de la sinusoïde, on prend $(V_{\text{max}} - B)/2$ où V_{max} est la moyenne des quatre valeurs maximales de V [11]. Par ailleurs, pour la série où $V = 0$ au repos, $\Delta\phi_{\text{opt}}$ vaut π (voir l'équation 3). Sa valeur pour l'autre série est ajustée à la main pour que la courbe s'approche au mieux des marques de la série.

4.2. Modélisation pour la détermination théorique du déphasage Sagnac

Avec l'interféromètre en rotation, les deux ondes secondaires sont dans les conditions où se réalise l'effet Sagnac, à savoir l'apparition entre elles d'un déphasage d'origine cinématique. On attend alors qu'une prise en compte théorique de cet effet fournisse une explication du caractère périodique de la variation constatée au niveau du détecteur, et si possible donne une expression quantitative pour la périodicité en ΔN .

On note K le référentiel inertiel du laboratoire par rapport auquel l'interféromètre est en rotation à vitesse de rotation N. On note K_0 le référentiel tournant par rapport auquel l'interféromètre est au repos et on note ν_0 , ou plus simplement ν , la fréquence de l'onde émise. De manière générale, si les deux ondes secondaires de même fréquence ν , parcourent un tronçon quelconque de fibre, identifié dans K_0 , en des temps qui diffèrent entre eux de Δt_0 , la différence de phase qui en résulte entre les ondes s'écrit :

$$\Delta\phi = 2\pi\nu\Delta t_0. \quad (5)$$

Pour représenter chaque onde dans les calculs, on peut raisonner sur un point mobile correspondant à une certaine valeur donnée de phase (par exemple une crête d'onde) circulant à la vitesse de phase. La vitesse de phase v dans un milieu, où l'indice de réfraction $n = c / v$, sont mesurés par rapport au référentiel de repos du milieu, donc ici K_0 . Il en est de même pour la fréquence d'émission de la source.

Pour noter les grandeurs relatives à l'onde circulant dans le même sens que le sens de rotation de l'interféromètre par rapport à K, on utilise l'indice +, et l'indice - pour l'onde circulant en sens inverse. Ainsi, les vitesses sont notées ν_{0+} et ν_{0-} pour K_0 , et ν_+ , ν_- pour K. On pourra aussi se référer à la différence $\Delta n = n_+ - n_-$ entre les deux indices de réfraction correspondant à ν_{0+} et ν_{0-} .

La bobine de fibre est assimilée dans les calculs à un cylindre de rayon R_0 et de hauteur négligeable.

On va maintenant considérer le cadre « classique » galiléen puis le cadre « relativiste » lorentzien.

4.3. Hypothèse de la cinématique classique (galiléenne)

Relativement au référentiel non inertiel K_0 lié à l'interféromètre, l'étude est immédiate.

La longueur géométrique L à parcourir est la même pour les deux ondes. La différence de temps s'écrit $\Delta t_0 = \frac{L}{\nu_{0+}} - \frac{L}{\nu_{0-}} = \frac{L}{c} \Delta n$. Il n'y a pas de différence concernant l'interféromètre,

qu'il soit au repos ou en rotation. La différence de phase $\Delta\phi = 2\pi\nu\Delta t_0$ correspond seulement à la différence de phase optique et il n'y a pas de terme cinématique. On ne retrouve pas du

tout la dépendance périodique par rapport à la vitesse de rotation qui est observée expérimentalement. L'hypothèse de la cinématique classique n'est pas compatible avec les observations. On peut aussi raisonner dans le référentiel du laboratoire, avec les vitesses de propagation v_+ et v_- obtenues à partir de la loi de composition des vitesses, mais on arrive bien sûr à la même conclusion.

Dans le cas particulier où les deux vitesses sont égales $v_{0+} = v_{0-} = v_0$, on obtient $\Delta\phi = 0$ [12] [13] [14].

4.4. Hypothèse de la cinématique relativiste (lorentzienne)

Méthode de calcul

Le référentiel K_0 est défini par le plan du plateau rigide de l'interféromètre, par son axe de rotation et sa vitesse de rotation par rapport à K . Mais cela n'informe pas sur les caractéristiques géométriques et temporelles très particulières de ce genre de référentiel non galiléen. Dans le cadre de la théorie de la relativité restreinte, l'étude du cas du disque tournant [15], montre par exemple que le périmètre mesuré sur le disque lui-même a une plus grande valeur que celle mesurée pour le référentiel du laboratoire [16]. Une démonstration de ce résultat est donnée ci-dessous et sert d'introduction aux calculs subséquents. Un autre résultat concerne le temps : si des horloges voisines sur le disque peuvent bien être synchronisées entre elles à l'échelle locale, des horloges réparties à l'échelle globale sur une courbe fermée ne peuvent pas être toutes synchronisées entre elles, contrairement au cas des horloges pour un référentiel galiléen. Pour traiter la question d'un référentiel comme le disque tournant, une méthode simple consiste à décomposer tout processus réparti sur le disque en un ensemble de processus élémentaires, chacun réalisé sur une échelle de longueur dl_0 autour d'un point M_0 et sur une échelle de temps dt_0 autour d'un temps t_0 . Pour chacun des processus élémentaires, on introduit le référentiel inertiel K' comobile de M_0 (le "référentiel inertiel tangent instantané") qui sert d'intermédiaire. Localement, les grandeurs cinématiques (longueur, durée, vitesse) ont mêmes valeurs dans K_0 et K' ; et entre K' et K , elles sont reliées par les lois relativistes habituelles données par la transformation de Lorentz ou des lois qui en sont dérivées. Cette procédure permet de transposer une étude globale dans le référentiel inertiel K , pour lequel il n'y a pas de difficulté liée à la globalité.

Les figures 7 montrent l'interféromètre, du point de vue du référentiel K_0 et du point de vue référentiel K , avec différents paramètres géométriques, paramètres cinématiques des ondes, et diverses indications qui sont utilisés ci-après. Dans K , le vecteur-vitesse du segment élémentaire de longueur dr est à tout moment perpendiculaire au segment lui-même. Dans ces conditions, la longueur du segment a même valeur dans K et dans son référentiel comobile, et donc même valeur dans K_0 : $dr = dr_0$. Il en est de même pour tous les segments constitutifs d'un rayon quelconque ($r = r_0$) et en particulier pour le rayon du disque : $R = R_0$. Pour le segment élémentaire circonférentiel, son vecteur-vitesse lui est parallèle. Dans ces conditions, on passe de la longueur du segment dans K à sa longueur propre dans K' , et K_0 , en multipliant par le facteur de Lorentz (loi de la contraction de la longueur propre) [17] :

$$dl_0 = \gamma dl, \quad (6)$$

$$\text{avec } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2\pi NR}{c}\right)^2}}. \quad (7)$$

Il en est de même pour tous les segments constitutifs de la circonférence du disque, avec la même valeur pour γ . Ainsi, puisque dans K la valeur globale du périmètre est $2\pi R$, dans K_0 sa valeur est $\gamma 2\pi R$.

La bobine de fibre

On veut maintenant calculer la différence de phase entre les deux ondes secondaires pour le cas du parcours des spires circulaires de la bobine de fibre.

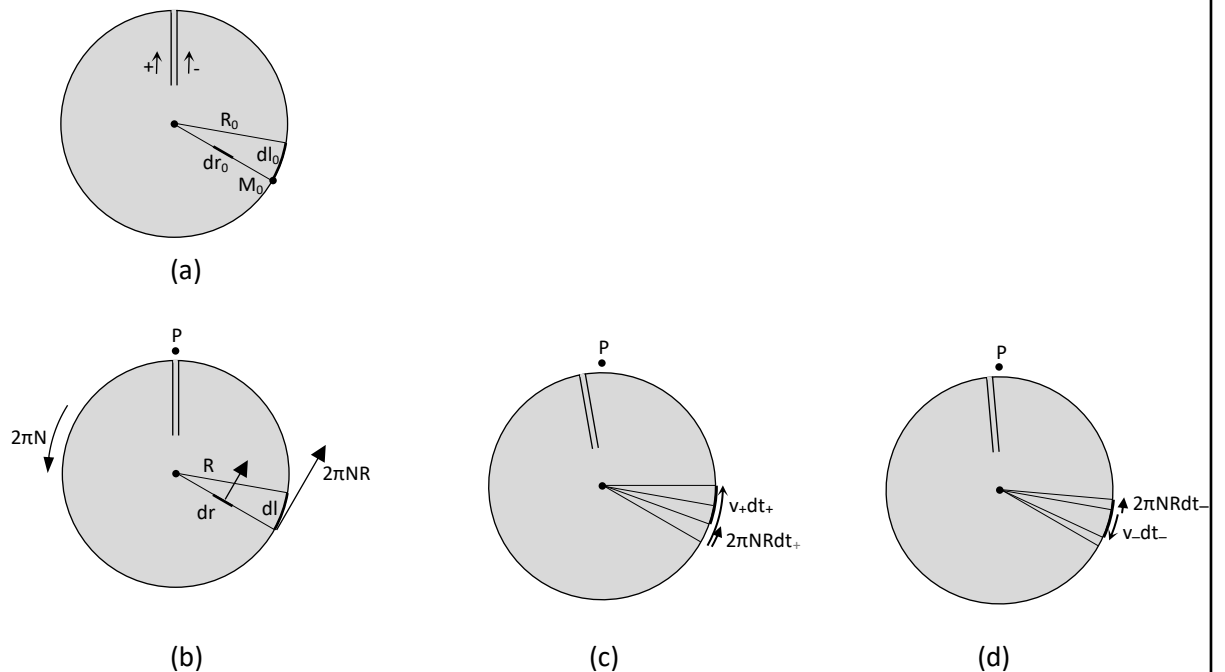


Figure 7. L'interféromètre du point de vue (a) du référentiel K_0 où il est repos, et du point de vue (b)-(d) du référentiel K du laboratoire. Le contour est une spire de fibre circulaire prolongée par deux tronçons rectilignes alignés sur un rayon du disque. Les différents paramètres définis servent à l'étude géométrique et à l'étude de la propagation des ondes.

(a) Les indications sont celles relativement au référentiel K_0 . Les deux flèches montrent les sens de circulation (notés + et -) de chacune des deux ondes secondaires. R_0 est le rayon du disque. Sur la circonférence, M_0 est un point quelconque et dl_0 est la longueur infinitésimale d'un segment. dr_0 est la longueur infinitésimale d'un segment aligné sur un rayon et se trouvant à une certaine distance r_0 du centre.

(b) Les indications sont celles relativement au référentiel K du laboratoire par rapport auquel l'interféromètre est en rotation à la vitesse angulaire $2\pi N$. P est un point fixe de K. Le rayon du disque mesuré dans K est noté R. Les longueurs des deux segments sont notées dl et dr . $2\pi NR$ est la vitesse du point M_0 par rapport à K, et la flèche représente le vecteur-vitesse de ce point, qui est aussi le vecteur translation du référentiel comobile K' instantané associé à M_0 .

(c) Relativement au référentiel du laboratoire, l'onde + (qui circule dans le même sens que celui de la rotation du disque) parcourt le segment de fibre de longueur dl dans un certain temps noté dt_+ . Pendant ce temps, le segment lui-même se déplace de $2\pi NRdt_+$, et l'onde (un point de phase de l'onde), de vitesse v_+ , se déplace de v_+dt_+ . On voit qu'on a :

$$v_+dt_+ - 2\pi NRdt_+ = dl.$$

(d) Relativement au référentiel du laboratoire, l'onde - (qui circule dans le sens opposé à celui de la rotation du disque) parcourt le segment de longueur dl dans un certain temps noté dt_- . Pendant ce temps, le segment lui-même se déplace de $2\pi NRdt_-$, et l'onde, de vitesse v_- , se déplace de v_-dt_- . On voit qu'on a ici :

$$v_-dt_- + 2\pi NRdt_- = dl.$$

On considère pour commencer le cas du segment circonférentiel de longueur dl_0 , identifié sur les figures 7(a) et 7(b).

Les figures 7(c) et 7(d) montrent les distances parcourues dans K par chacune des deux ondes. Les deux relations écrites dans les légendes de ces figures peuvent être rassemblées sous la forme suivante :

$$dt_{\pm}(v_{\pm} \mp 2\pi NR) = d. \quad (8)$$

Les deux vecteurs-vitesse des ondes (de normes $v_{0\pm}$) sont respectivement parallèle et anti-parallèle au vecteur-vitesse du référentiel comobile K' du segment considéré (de norme $2\pi NR$). Dans ces conditions, la composition relativiste des vitesses pour les deux cas s'écrit sous la forme [18] (toutes les grandeurs étant positives) :

$$v_{\pm} = \frac{v_{0\pm} \pm 2\pi NR}{1 \pm \frac{v_{0\pm} 2\pi NR}{c^2}} \quad (9)$$

A partir des équations 7 et 8, on obtient pour les durées les expressions :

$$dt_{\pm} = \gamma^2 dl \left(\frac{1}{v_{0\pm}} \pm \frac{2\pi NR}{c^2} \right). \quad (10)$$

Cela donne pour la différence $dt = dt_+ - dt_-$ entre les deux temps de parcours dans K :

$$dt = \gamma^2 dl \left(\frac{1}{v_{0+}} - \frac{1}{v_{0-}} + \frac{4\pi NR}{c^2} \right). \quad (11)$$

En introduisant la différence $\Delta n = n_+ - n_-$, on obtient :

$$dt = \frac{\gamma^2 dl}{c} \left(\Delta n + \frac{4\pi NR}{c} \right). \quad (12)$$

Le temps correspondant dt_0 dans K' ou K_0 est mesuré localement, c'est-à-dire qu'il s'agit d'un temps propre, relié à dt par un facteur de Lorentz (loi de la dilatation du temps propre) [19] :

$$dt = \gamma dt_0. \quad (13)$$

Avec les équations 6 et 13, l'équation 12 devient :

$$dt_0 = \frac{dl_0}{c} \left(\Delta n + \frac{4\pi NR}{c} \right). \quad (14)$$

Pour le cas du parcours de plusieurs spires, l'addition des différences de durées élémentaires dt_0 se ramène donc, à un facteur constant près, à l'addition des longueurs dl_0 . Pour chaque spire, cette addition vaut $\gamma 2\pi R$, donc, en notant B le nombre de spires, on obtient

$$\Delta t_0 = \frac{\gamma 2\pi RB}{c} \left(\Delta n + \frac{4\pi NR}{c} \right). \quad (15)$$

Et selon l'équation 5, la différence de phase vaut :

$$\Delta \phi = \frac{\gamma 4\pi^2 RBv}{c} \left(\Delta n + \frac{4\pi NR}{c} \right). \quad (16)$$

Ce résultat mérite plusieurs commentaires. Concernant le facteur γ , sa dépendance par rapport à la vitesse de rotation est tout à fait négligeable numériquement. Par exemple, pour $N = 3$ tr/s, il diffère de 1 par seulement 5×10^{-17} . Ensuite, les deux termes dans la parenthèse correspondent clairement à des contributions, respectivement, optique et cinématique. On peut faire une comparaison numérique entre les deux termes pour une situation typique donnée. Pour le rayon de courbure de la fibre $R = 15$ cm, l'équation (1) donne une biréfringence induite $\Delta n \approx 2,3 \times 10^{-8}$. Le deuxième terme de la parenthèse, avec $R = 15$ cm et $N = 3$ tr/s, vaut environ $2,0 \times 10^{-8}$. Ainsi, le terme cinématique rend compte effectivement d'un effet comparable à celui du terme optique [20]. La caractéristique remarquable de ce terme cinématique est son indépendance par rapport à la nature physique des deux ondes, de leurs célérités ou de leurs directions de polarisation. La cinématique relativiste conduit à une telle différence de phase à chaque fois qu'il y a deux ondes A et B, de même fréquence, se propageant en sens opposés dans un milieu en rotation.

Les autres parties de fibre

On peut se demander dans quelle mesure les parties de fibre qui ne font pas partie de la bobine et qui tournent néanmoins sur le plateau, sont le siège de différences de phase cinématiques significatives. La fibre du calcul précédent présentait à la fois une grande longueur et une orientation orthoradiale par rapport à l'axe de rotation pour chacun de ses éléments de longueur. Pour les autres parties de fibre, l'une ou l'autre de ces conditions, ou les deux, ne sont pas réalisées. Il est montré dans l'appendice A que leurs contributions sont effectivement négligeables en comparaison, si bien que la différence de phase à prendre en compte pour l'interféromètre entier est essentiellement donnée par l'équation 16.

Calcul de la périodicité par rapport à la vitesse de rotation

Le terme cinématique de l'équation 16 est effectivement proportionnel à la vitesse de rotation, comme l'est celui de la formule empirique de l'équation 4. En identifiant les deux termes cinématiques de ces deux formules, on obtient pour la périodicité ΔN de l'intensité lumineuse l'expression :

$$\Delta N = \frac{c^2}{8\pi^2 R^2 B v}. \quad (17)$$

Les nombres de tours de chacune des deux bobines sont connus : $B_1 = 107$ et $B_2 = 105$. Pour constituer chaque bobine, la fibre a été enroulée sur la boîte cylindrique sur une certaine hauteur et sur une certaine épaisseur. Pour évaluer un diamètre effectif à mi-hauteur de chaque bobine, on mesure les diamètres intérieur et extérieur, pour en prendre la valeur moyenne. On obtient ainsi pour les rayons : $R_1 = 0,1482$ m et $R_2 = 0,1490$ m (la boîte est légèrement conique, ce qui explique la différence entre les deux rayons). La fréquence est connue à partir de la longueur d'onde dans le vide ($\nu = c/\lambda$), avec $\lambda = 1310$ nm pour la diode laser [21].

Pour la bobine de 107,0 tours, on obtient $\Delta N_1 = 2,119 \text{ s}^{-1}$, à comparer à la valeur obtenue à partir des extremum d'intensité : $2,117 \text{ s}^{-1}$. Pour les deux bobines en série, les deux déphasages cinématiques s'additionnent, ce qui correspond pour les périodicités à une addition de leurs inverses. Avec $\Delta N_2 = 2,135 \text{ s}^{-1}$ pour la bobine de 105,0 tours, cela donne $\Delta N_{1+2} = 1,063 \text{ s}^{-1}$, à comparer à la valeur obtenue à partir des extremum d'intensité : $1,063 \text{ s}^{-1}$. Puisque ces différentes valeurs ont été obtenues indépendamment les unes des autres, une telle concordance entre elles montre numériquement la validité du choix de la théorie utilisée. Les expériences rapportées ici sont en nombre limité, mais les résultats sont assez représentatifs (les valeurs de ΔN obtenues avec différentes configurations de fibre – qu'elles utilisent une ou deux bobines – ne diffèrent pas de plus de 0,5 %).

Remarquons enfin que, si dans l'équation 16 la parenthèse est de l'ordre de 10^{-8} , la différence de phase est bien de l'ordre du radian grâce aux valeurs de la fréquence et du nombre de spires qui sont en facteur.

5- Conclusion

Les observations rapportées montrent qu'on peut obtenir de nos jours l'effet Sagnac avec du matériel d'expérience modeste. La source de lumière, le milieu de propagation et le détecteur sont solidaires du même plateau. Chaque portion du milieu constitue un référentiel par rapport auquel la célérité est bien définie. La modélisation théorique basée sur la cinématique lorentzienne est en bon accord quantitatif avec les observations, contrairement à celle basée sur la cinématique galiléenne. Lorsque l'effet Sagnac est mis en jeu, même avec de faibles vitesses de l'appareil, la Relativité devient le cadre d'interprétation incontournable. On peut faire un commentaire à ce sujet. La contribution

cinématique au déphasage doit son existence au dénominateur qui ne vaut pas un dans la loi de composition des vitesses (équation 9). Or, ce dénominateur s'introduit dans la démonstration de la loi en tant que dérivée du temps de l'un des référentiels par rapport au temps de l'autre référentiel. De fait, lorsqu'on tourne l'interféromètre et que les chiffres défilent sur l'afficheur, on peut dire que c'est la relativité du temps (des intervalles de temps) qui se manifeste.

L'interprétation relativiste de l'effet Sagnac a pu dans le passé être un sujet de controverse et peut l'être encore parfois. Dans la plupart des expériences historiques, la lumière se propageait dans le vide ou l'air, selon un indice valant un en pratique. Or, en posant que la célérité vaut c dans le référentiel du laboratoire, la modélisation sur la base de la cinématique galiléenne conduit à une expression pour le déphasage pratiquement identique au terme cinématique relativiste (notons que ce dernier est identique pour le vide ou un milieu puisqu'il ne dépend pas des célérités). Plus précisément, la formule relativiste contient en plus un facteur de Lorentz, mais non significatif pour les expériences de laboratoire. Au contraire, comme on l'a vu, avec une propagation dans une fibre embarquée d'indice différent de un, les résultats galiléen et lorentzien sont nettement différents.

Dans l'interféromètre fibré, le déphasage augmente avec le nombre de tours de fibre dans la bobine. Il est donc possible de réaliser sur cette base des appareils extrêmement sensibles à la rotation. De nos jours, une vitesse angulaire aussi faible que 1×10^{-4} degré par heure peut être mise en évidence [22] ; par exemple, cela fournit une orientation de référence appréciable pour la navigation en aveugle d'un sous-marin. Toutefois, passer de l'interféromètre simple à un appareil de mesure précis n'est pas immédiat. Les fibres optiques sont néanmoins le siège d'une variété d'effets physiques qui tendent à en limiter les performances [23]. La prise en compte de ces effets et l'optimisation des performances sollicitent des compétences scientifiques et technologiques multiples, et aboutit à des appareils complexes. On peut trouver les informations dans la littérature spécialisée [24]. L'appareil considéré dans le présent article obéit à des contraintes différentes : une manipulation facile à la main, une visualisation directe de l'effet d'une rotation, des constituants accessibles et peu nombreux, une précision suffisante pour l'argumentation théorique. Selon les choix personnels, voici quelques variantes possibles : une fibre de diamètre 250 μm sans protection externe ; des « connexions rapides à froid » entre éléments fibrés ; une alimentation asservie du laser pour stabiliser la puissance émise ; une acquisition automatisée des données (en gardant une lecture directe sur un afficheur). Cet interféromètre peut être utilisé pour l'enseignement de différentes manières.

Sur l'aspect théorique, il peut être montré en tant qu'exemple d'application des référentiels non inertiels en Relativité, dans une situation tangible pour les étudiants. Selon l'organisation des études, cela peut concerner les niveaux Licence ou Master. Ce sont des notions peu présentes dans les manuels introductifs et cela laisse l'impression que la relativité restreinte ne traite que de référentiels inertiels. Cet exemple montre également qu'il existe bien des cas d'étude où les vitesses sont faibles et où la Relativité est nécessaire. En pratique, il peut d'abord être montré en fonctionnement aux étudiants, pour, ensuite, donner lieu à une analyse théorique par l'enseignant, soit servir de cas d'étude pour des exercices associant compréhension théoriques et calculs d'application. Les notions typiquement impliquées sont les ondes polarisées, l'interférence, la biréfringence dans le cas d'une fibre avec courbure pour l'optique, et la composition des vitesses, les référentiels non inertiels, les référentiels comobiles pour la théorie de la relativité.

Du côté expérimental, l'appareil peut, par exemple, être utilisé comme décrit dans la section 4.1. La détermination de la périodicité ΔN est facile et peut être effectuée pour différentes formes de fibres (avec la possibilité d'une analyse statistique). La comparaison avec la valeur de ΔN obtenue indépendamment à partir de la description de la bobine (équation 17)

montre alors que le cadre théorique utilisé présente une forte concordance numérique avec les observations. Cela peut d'ailleurs faire l'objet d'une discussion d'ensemble impliquant toutes les incertitudes pertinentes.

Par ailleurs, dans le cadre d'un projet individuel encadré, les étudiants peuvent construire les différents modules qui composent l'interféromètre.

Déclaration de disponibilité des données

Les données qui sur lesquelles se base cette étude sont disponibles dans les deux fichiers suivants.

Données supplémentaires 1 disponibles à : <https://doi.org/10.1088/1361-6404/ae8e0d/data1>.

Données supplémentaires 2 disponibles à : <https://doi.org/10.1088/1361-6404/ae8e0d/data2>.

Appendice A. Differences de phase dans les parties de fibre hors de la bobine

Nous cherchons à évaluer les termes cinématiques de différence de phase pour les autres parties du circuit optique où circulent à la fois les deux ondes secondaires.

- Après bobinage du nombre de tours de fibre, l'excédent de fibre a été plaqué sur la paroi cylindrique de l'interféromètre selon une forme en U, c'est-à-dire avec une moitié de l'excédent enroulé dans un sens et l'autre moitié revenant en arrière. Pour la partie retour, les ondes A et B ont toutes les deux changé de sens de propagation relativement à la rotation, si bien que le terme cinétique garde sa valeur mais avec un signe opposé. Par conséquent, pour l'aller-retour la contribution cinématique à la différence de phase est nulle.

- On s'intéresse maintenant à un segment de fibre, de longueur infinitésimale $dr = dr_0$, exactement aligné sur un rayon du disque. Il s'agit à nouveau de déterminer, dans K_0 , la différence entre les temps de propagation des deux ondes à travers le segment. La figure 8(a) montre le cas de l'onde centripète (notée p) et la figure 8(b) de l'onde centrifuge (notée f). Dans le référentiel du disque, les deux points de phase ont leurs vecteurs vitesse (de normes respectives v_{0p} et v_{0f}) alignés sur la fibre qui est de direction radiale. Cette direction est perpendiculaire au vecteur vitesse (de norme $2\pi Nr$) du segment de fibre dans le référentiel du laboratoire, qui est aussi le vecteur translation du référentiel K' comobile du segment. Dans ce cas de figure, la composition relativiste des vitesses [25] donne pour les composantes radiales (r) et orthoradiales (o) des deux vecteurs vitesse des ondes dans K :

$$(v_{p/f})_r = \frac{v_{0p/f}}{\gamma}, \quad (18)$$

$$(v_{p/f})_o = 2\pi Nr, \quad (19)$$

où $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2\pi Nr}{c}\right)^2}}$ est le facteur de Lorentz à distance r du centre.

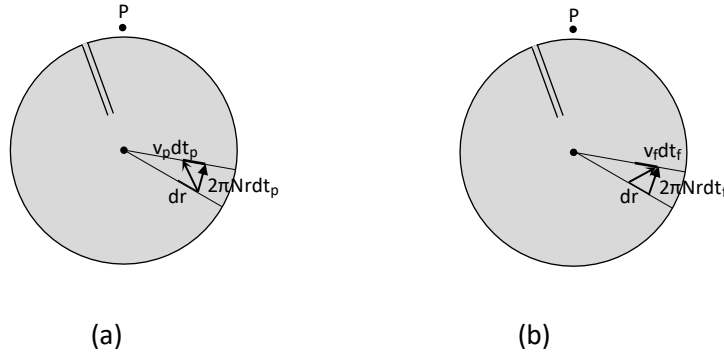


Figure 8. L'interféromètre du point de vue du référentiel K du laboratoire, avec les paramètres relatifs à la propagation d'ondes centripète et centrifuge le long d'un rayon du plateau.

(a) L'onde notée p (centripète) se propage dans le segment de fibre de longueur dr. Dans le référentiel du laboratoire K, sa vitesse est notée v_p . Elle parcourt le segment dans un certain temps noté dt_p . Pendant ce temps, le segment (de vitesse $2\pi Nr$) se déplace de $2\pi Nr dt_p$ et l'onde se déplace de $v_p dt_p$. Le segment de fibre et son vecteur vitesse sont perpendiculaires à tout instant. Le vecteur vitesse de l'onde et le déplacement associé ont chacun une composante radiale et une composante orthoradiale.

(b) L'onde notée f (centrifuge) se propage dans le segment de fibre de longueur dr. Sa vitesse dans le référentiel du laboratoire est notée v_f . Elle parcourt le segment dans un certain temps noté dt_f . Pendant ce temps, le segment (de vitesse $2\pi Nr$) se déplace de $2\pi Nr dt_f$, et l'onde se déplace de $v_f dt_f$. Le vecteur vitesse de l'onde et le déplacement associé ont chacun une composante radiale et une composante orthoradiale.

Les composantes radiales des déplacements des deux ondes p et f pendant qu'elles parcourent le segment, s'écrivent sous la forme : $dr = (v_p/f)_r dt_{p/f}$. Avec l'égalité $dr = dr_0$, l'équation 18, et l'équation 13 qui s'applique à nouveau, les expressions des deux déplacements s'écrivent $dr_0 = v_{0p/f} dt_{0p/f}$. Ces expressions permettent d'obtenir dans K_0 l'expression de la différence des temps de propagation (définie selon $dt_0 = dt_{0p} - dt_{0f}$) :

$$dt = dr_0 \left(\frac{1}{v_{0p}} - \frac{1}{v_{0f}} \right).$$

Ainsi, avec la différence $\Delta n = n_p - n_f$ entre les indices de réfraction correspondants, la différence de phase est exprimée par : $d\phi = 2\pi v \cdot dr_0 \cdot \Delta n$. On voit qu'il n'y a que le terme optique. On retient que pour une fibre orientée selon un rayon du disque, il n'y a pas de contribution cinématique à la différence de phase entre les deux ondes secondaires.

Ainsi, pour la contribution d'un tronçon de fibre qui est d'orientation quelconque, seule sa projection orthoradiale est à prendre en compte pour le terme cinématique.

- La remarque précédente facilite l'étude du cas des trois excédents de fibre qui sont enroulés sur le plateau sous forme de petites bobines de quelques tours. Une spire circulaire d'une telle bobine est représentée sur la figure 9. Considérons une partie infinitésimale quelconque de la spire, telle celle de la figure 9 située à distance r_0 du centre du disque. Sa contribution à la différence de temps est donnée par l'équation 14, où on ne garde que la partie cinématique et où on remplace R par r_0 :

$$dt_0 = \left(\frac{4\pi N}{c^2} \right) r_0 dl_0. \quad (20)$$

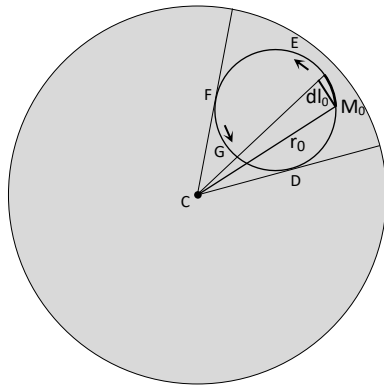


Figure 9. L'interféromètre du point de vue du référentiel K_0 où il est au repos, avec une spire de l'une des trois petites bobines de fibre fixées sur le plateau.

Les points D et F sont les points où deux rayons du plateau sont tangents au cercle. L'onde secondaire qui circule dans la spire selon le sens indiqué par la flèche située en E circule dans le même sens que le sens de rotation du disque par rapport au référentiel du laboratoire. Lorsqu'elle a franchi le point F, cette onde se retrouve circulant selon le sens indiqué par la flèche proche de G, donc en sens opposé de la rotation. Il y a à nouveau inversion de sens au passage au point D. L'autre onde secondaire subit évidemment le même type d'inversion aux mêmes points.

Au point M_0 situé à distance r_0 du centre du plateau, se trouve un élément infinitésimal de la fibre circulaire, avec dl_0 la longueur de sa projection orthoradiale. Pour calculer la différence de temps de parcours entre les deux ondes secondaires sur un tour de spire, on a besoin de la valeur de l'intégrale du produit $r_0 dl_0$ sur chacune de des deux parties de spire séparées par D et F. Pour cela, on note que ce produit est numériquement égal à l'aire du rectangle construit sur les deux segments de longueurs r_0 et dl_0 , et donc égal au double de l'aire du triangle, de sommet C, ayant ces deux segments comme côtés. Ce triangle est aussi la surface balayée par un rayon vecteur CM issu de C lorsque M est un point mobile qui parcourt un élément infinitésimal de fibre. Ainsi, l'intégrale du produit $r_0 dl_0$ sur la partie FGD du cercle vaut le double de l'aire du secteur géométrique CFGDC. De même, l'intégrale sur l'autre partie DEF du cercle vaut le double de l'aire du secteur précédent CFGDC augmenté du petit disque.

Puisque seule la projection orthoradiale d'un élément de fibre contribue à la différence entre les deux temps de propagation des deux ondes, le terme dl_0 dans l'équation 20 doit donc représenter la longueur de la projection orthoradiale de l'élément, comme c'est le cas dans la figure 9. Pour obtenir la différence de temps de parcours d'un onde secondaire identifiée par rapport à l'autre onde, on doit calculer l'intégrale de dt_0 sur la spire, donc de l'intégrale du produit $r_0 dl_0$. Mais, à ce sujet, on doit tenir compte, des changements, aux points D et F, des sens relatifs de circulation signalés à la figure 9. Ainsi, si l'intégrale sur la courbe DEF est comptée positivement, celle sur la courbe FGD doit être comptée négativement. Il résulte des informations de la légende de la figure 9 que l'intégrale du produit $r_0 dl_0$ est égale au double de l'aire du petit disque. On sait que dans le cas de notre interféromètre, toutes les longueurs radiales ont les mêmes valeurs dans K_0 (non inertiel) et dans K (inertiel), mais aussi que les longueurs orthoradiales ne diffèrent en fait que d'un facteur de Lorentz assimilable à un. Dans ces conditions, l'aire de la spire dans K_0 est encore

donnée par πr^2 avec r son rayon dans l'un ou l'autre des référentiels. En notant b le nombre de spires, l'équation 5 conduit à la différence de phase créée entre les deux ondes secondaires dans la petite bobine :

$$\Delta\phi = \frac{16\pi^3 \nu N r^2 b}{c^2}. \quad (21)$$

Comparons les effets d'une petite et d'une grande bobines. Avec $r = 3$ cm, $b = 4$, $R = 15$ cm, $B = 107$, le rapport entre leurs différences de phase cinématiques se ramène à $R^2 B / r^2 b \approx 670$. L'effet des petites bobines est très faible en comparaison.

- Considérons maintenant le modificateur de polarisation dont la bobine est perpendiculaire au plan du plateau. Une de ses spires est représentée sur la figure 10. Un élément infinitésimal quelconque de cette spire comporte, en plus des composantes radiale et orthoradiale, une composante parallèle à l'axe de rotation. Celle-ci étant perpendiculaire au vecteur vitesse associé à la rotation de l'interféromètre, elle n'induit pas d'effet Sagnac. Les composantes orthoradiales restent les seules à considérer dans l'équation 20 pour le calcul de la différence de phase cinématique. Sur la figure 10, on peut voir la longueur dl_0 qui est pertinente à la fois pour l'un et l'autre des deux éléments de fibre identifiés. Les deux ondes secondaires présentent sur l'élément de fibre du haut une certaine différence de temps de propagation dt_0 .

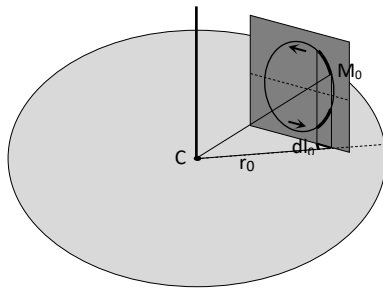


Figure 10. Représentation d'une spire de fibre du modificateur de polarisation.

Elle est située dans un plan perpendiculaire au plateau de l'interféromètre. On fait la distinction entre la moitié haute de la spire et la moitié basse. Les deux flèches indiquent le sens de propagation d'une des deux ondes secondaires. Dans une des moitiés de spire, le sens est le même que le sens de rotation du plateau par rapport au référentiel du laboratoire, et il est de sens opposé dans l'autre moitié de spire. Sont mis en évidence un élément infinitésimal de fibre situé au point M_0 , ainsi que son symétrique sur la moitié basse de spire. La longueur r_0 est celle de la projection du rayon vecteur CM_0 sur le plateau. Les deux projections sur le plateau des deux éléments de spire se superposent, et se décomposent chacune en une composante radiale et une composante orthoradiale de longueur dl_0 .

Selon la légende la figure 10, sur l'élément de fibre du bas, les ondes ont, en comparaison, échangé entre elles leurs sens de circulation relativement à la rotation de l'interféromètre. Il en résulte que la différence de phase acquise sur cet élément de fibre vaut $-dt_0$. Chaque spire se décomposant en telles paires d'éléments symétriques, il n'y a pas de différence de phase créée par la bobine du modificateur de polarisation.

- Enfin, il y a sur le plateau quelques courtes portions de fibre qui relient les éléments entre eux. Avec les évaluations qui précèdent, on sait que les différences de phase cinématiques associées dépendent des orientations spatiales sur le plateau et des longueurs. Leurs longueurs orthoradiales projetées sont de l'ordre de quelques centimètres, compte-tenu de la longueur de 100 mètres de la fibre d'une grande bobine, les valeurs de différence de phase mises en jeu sont également numériquement négligeables.

Appendice B. Les effets réciproques et non réciproques

On parle d'effet non réciproque lorsque les caractéristiques d'une onde sont affectées de manière différente selon qu'elle se propage dans un sens ou dans l'autre sens. Les effets liés à la forme de la fibre ne sont pas les seuls possibles. Prenons l'exemple d'une perturbation de la fibre de courte durée, par exemple $1\ \mu\text{s}$, sur une courte portion située à une extrémité de la bobine. Il peut s'agir d'une compression locale, ou une élévation de température, qui va affecter transitoirement les valeurs des indices de réfraction ou du coefficient d'absorption, et par conséquent affecter les caractéristiques des deux ondes qui s'y propagent à cet instant. Pour l'onde qui a déjà parcouru la bobine, la partie perturbée atteint en premier le détecteur. Pour l'autre onde, la partie perturbée n'arrive qu'après un parcours entier de la bobine, parcours qui dure environ $1\ \mu\text{s}$ pour une bobine de 200 mètres. Le détecteur reçoit donc d'abord une onde perturbée et une onde non perturbée, puis les rôles sont échangés entre les deux ondes. Au niveau du détecteur, les deux ondes ne sont pas affectées de la manière. Le phénomène peut d'ailleurs durer si la perturbation est causée par une vibration persistante.

Au contraire, dans l'exemple de la puissance émise par la diode laser qui décroît au cours du temps, cela affecte de manière égale les deux ondes secondaires. Il en résulte bien un effet dans le détecteur, mais il s'agit là d'un effet réciproque.

La littérature sur les FOG liste d'autres effets non réciproques liés à certains des composants de l'interféromètre dans lesquels circulent à la fois les deux ondes se propageant en sens opposés [26]. Lorsque le but est de produire un appareil de haute précision en exploitant l'effet Sagnac, il est essentiel d'identifier et de réduire tous les effets non-réciproques susceptibles de s'y superposer.

Appendice B. Quelques repères chronologiques au sujet de l'interprétation relativiste de l'effet Sagnac.

Au 19^e siècle, différentes hypothèses ont été envisagées concernant le mode de propagation de la lumière dans la matière transparente. Selon les théories en présence, la vitesse serait déterminée :

- entièrement par la vitesse de la source (théorie de l'émission),
- par un milieu de propagation propre à la lumière, l'Ether, qui serait fixe dans un référentiel particulier, et présent dans la matière transparente quel que soit son état de mouvement (théorie de l'Ether stationnaire)
- par l'Ether, mais celui-ci serait entraîné localement par la matière en mouvement, soit complètement entraîné (il a la même vitesse que la matière), soit partiellement (sa vitesse est une fraction de celle de la matière).

Selon la théorie macroscopique utilisée actuellement, la propagation de la lumière résulte de l'interaction entre la lumière incidente et les différentes parties de la matière

transparente qui réémettent chacune de la lumière avec un certain déphasage, ce qui détermine pour l'onde composée de toutes ces contributions une certaine vitesse par rapport à la matière (Ref. 6: chap. 4). Par ailleurs, le choix d'une cinématique pour passer du référentiel de la matière à un autre référentiel est une question indépendante.

1810. François Arago fait des relevés d'angles de déviation par un prisme sur des rayons lumineux issus d'une étoile. Lorsque la Terre est en mouvement vers l'étoile, la vitesse de la lumière dans le prisme a une certaine valeur. Six mois plus tard, puisque la Terre s'éloigne de l'étoile, la vitesse dans le prisme devrait être plus faible, selon l'hypothèse que la vitesse est déterminée par le mouvement de la source. Et, puisque l'indice de réfraction du prisme dépend de la vitesse, cela devrait se répercuter sur l'angle de déviation, mais il ne trouve pas de différence significative. Les mesurages ayant été réalisés avec la plus grande précision permise à l'époque, il demanda à A. Fresnel un modèle théorique capable d'expliquer ses résultats.

1818. Augustin Fresnel, sur la base d'hypothèses ad hoc, propose sa théorie de l'Entraînement partiel de l'Ether en accord avec les relevés d'Arago. Selon cette théorie, la vitesse, qui vaudrait c/n si le milieu d'indice n était au repos dans l'Ether, est augmentée de la quantité $(1-1/n^2)v$ lorsque le milieu a une vitesse v .

1851. Hippolyte Fizeau monte une expérience pour tester la théorie de Fresnel en faisant circuler de l'eau dans un tube en U. Deux faisceaux secondaires de lumière interfèrent, l'un s'étant propagé dans l'eau dans le sens du mouvement de l'eau et l'autre s'étant propagé en sens opposé. Il obtient des résultats expérimentaux en bon accord avec la formule de Fresnel.

Jusqu'au début du 20^è siècle, la théorie de Fresnel coexista avec plusieurs théories microscopiques relative à la propagation de la lumière dans un milieu (G. Sagnac en avait une).

1907. Max Von Laue, après que Einstein eu défendu le schéma de la cinématique relativiste et une théorie électromagnétique sans Ether, reconsidère la formule de Fresnel. Il montre que, pour une onde se propageant dans un milieu en translation, la loi relativiste de composition des vitesses s'écrit en termes d'indice de réfraction sous une forme qui s'identifie à la formule de Fresnel lorsque la vitesse du milieu est petite devant c (ce qui est le cas pour les expériences usuelles). La Relativité intègre ainsi la formule de Fresnel sans postuler ni l'entraînement, ni l'Ether lui-même.

1911. Max Von Laue montre que, dans le cas d'un interféromètre en rotation à faible vitesse, avec deux ondes se propageant en sens opposés dans le vide, les cinématiques classique et relativiste conduisent pratiquement au même effet d'interférence.

1913. Georges Sagnac met en évidence un déphasage entre deux ondes secondaires circulant dans le dans l'air (assimilable au vide), entre des miroirs. Tout le matériel, la source, les miroirs et le détecteur photographique, sont fixés sur un plateau tournant. Sur le plan théorique, Sagnac lui-même ne souscrivait pas aux interprétations relativistes.

1920. Max Von Laue montre que, dans le cas d'un interféromètre en rotation, avec deux ondes se propageant en sens opposés dans un milieu d'indice quelconque, selon la cinématique relativiste la différence des temps de propagation est proportionnelle à la vitesse de rotation et indépendante de l'indice.

Diverses expériences au cours du temps ont traité de ce cas d'étude. Quand les premières fibres optiques apparurent dans les années 1970, la fabrication de gyroscopes optiques de précision devenait envisageable. La théorie de la relativité fait partie intégrante de cette activité industrielle.

Pour des informations historiques, à différents niveaux de détails, on peut par exemple consulter les documents cités dans la note [27].

ORCID ID

Sylvain Fautrat 0009-0002-2294-6529

Références

- [1] E. Gourgoulhon, *Relativité restreinte. Des particules à l'astrophysique*, (CNRS Edition / EDP Sciences, Paris / Les Ulis, 2010) : §13.5 Effet Sagnac
- [2] (NOTE) Interféromètre à anneau de fibre (Fiber Ring Interferometer, FRI) désigne la structure de base de l'interféromètre. Gyroscopie à fibre optique (Fiber Optic Gyro, FOG) désigne les dispositifs destinés à étudier et à mesurer les mouvements de rotation à partir des FRI. Les I-FOG exploitent pour cela le phénomène d'interférence. Il existe également des R-FOG qui génèrent et exploitent un phénomène de résonance. Ce phénomène est lui-même impliqué dans le processus d'émission de lumière des gyrolasers, où le matériau, formant une boucle unique, est également le siège d'un effet laser.
- [3] H.C. Lefèvre, *The Fiber-Optic Gyroscope* (Artech House, Boston/London, 2014).
- [4] (NOTE) Caractéristiques des composants
 - 1) Diode laser FP : 1310 nm, $\Delta\lambda = 3$ nm, 2 mW, isolateur, sortie de monitoring, fibre monomode (SMF) et connecteur FC/APC. La diode laser est alimentée par une pile de 1,5 V, avec un potentiomètre de 200 Ω en série pour ajuster la puissance émise.
 - 2) Coupleur : séparateur 2x2 FBT - 50/50 (3 dB), 1310 nm, fibre monomode (SMF) et connecteurs SM-FC/APC.
 - 3) Fibres : deux longueurs d'environ 100 mètres chacune, dans un tube (diamètre 900 μm), avec connecteurs E2000/APC et adaptateurs E2000/APC vers FC/APC.
 - 5(& 6) Photodiode : InGaAs PIN, diamètre 0,5 mm, avec connecteur FC/APC.
 - Amplificateur transimpédance : amplificateur opérationnel TLC 271 CP, avec potentiomètre ajustable de 50 k Ω , alimenté par une pile de 9 V. Lorsque la puissance optique reçue atteint sa valeur maximale attendue, la tension de sortie est fixée à environ 5 V.
 - 7) Affichages : deux voltmètres (un grand et un petit) de 0 à 1,999 mV, résolution 0,1mV, tous deux alimentés par la même pile de 9 V. Le grand voltmètre est connecté à l'amplificateur du détecteur via un potentiomètre ajustable de 500 k Ω utilisé en diviseur de tension. Le petit voltmètre est connecté à la sortie de monitoring de la diode laser de la même manière.
 - 8) Buzzer : il se déclenche lorsque la tension atteint 900 mV. Il n'est pas connecté directement à l'amplificateur du détecteur. Afin de ne pas perturber la tension, il y a d'abord un amplificateur suiveur de tension (amplificateur opérationnel TLC 271 CP), suivi d'un amplificateur de tension (même amplificateur opérationnel TLC 271 CP ; 1,5 k Ω ; potentiomètre 50 k Ω). Ce double amplificateur est alimenté par une pile de 9 V.
- [5] Ref. 3, p72
- [6] E. Hecht, *Optics*, 5th ed. (Pearson, 2017): §5.6, §8.4
- [7] Ref. 3, p303.
- [8] Ref. 3, p304.
- [9] (NOTE) Les contrôleurs de polarisation à boucles de fibre pivotantes (contrôleurs de Lefèvre) utilisent, de manière calibrée, l'effet sur la direction de polarisation.
- [10] I.A. Andronova, GV Gelikonov, GB Malykin, "Characteristic features of the effects of polarization nonreciprocity" of fiber ring interferometers, *Quantum Electronics* 29 (3) 271-275 (1999).
<https://doi.org/10.1070/QE1999v029n03ABEH001467>
G.B. Malykin, VI Pozdnyakova, "Geometric phases in singlemode fiber lightguides and fiber ring interferometers", *Physics-Uspekhi* 47 (3) 289-308 (2004).

- <https://doi.org/10.1070/PU2004v047n03ABEH001722>
G.B. Malykin, V.I. Pozdnyakova, *Ring Interferometry* (De Gruyter, Berlin/Boston, 2013).
- [11] (NOTE) La série ayant $V = 0$ au repos a été obtenue en fixant à l'avance des valeurs de vitesse de rotation régulièrement espacées. Les extrema figurant parmi les relevés n'ont donc pas de raison de bien coïncider avec les extrema réels de la grandeur. Au contraire, dans l'autre série ce sont les extrema qui ont été recherchés au mieux lors des mesurages.
- [12] (NOTE) On rappelle que la vitesse de phase est considérée entièrement déterminée en chaque point par le milieu de propagation (la fibre).
- [13] G.B. Malykin "The Sagnac effect: correct and incorrect explanations", *Physics-Uspekhi* 43 (12) 1229-1252 (2000).
<https://doi.org/10.1070/PU2000v043n12ABEH000830>
- [14] G. Rizzi, M.L. Ruggiero, The relativistic Sagnac effect: two derivations, p179-220, in *Relativity in Rotating Frames*, ed. G. Rizzi, M.L. Ruggiero, Springer Nature, (2004).
https://doi.org/10.1007/978-94-017-0528-8_12
<https://arxiv.org/pdf/gr-qc/0305084>
- [15] Ref. 1, §13.2-4
- [16] J. Kumar, "Ehrenfest paradox: A careful examination", *Am. J. Phys.* 92, 140–145 (2024).
<https://doi.org/10.1119/5.0153190>
- [17] W. Rindler, *Relativity: Special, General, and Cosmological*, 2d ed., Oxford University Press, 2006 : §3.3.
- [18] Ref. 17 : §3.6.
- [19] Ref. 17 : §3.5
- [20] (NOTE) Dans la littérature relative à l'effet Sagnac, les calculs relativistes de déphasage sont menés le plus souvent en considérant deux ondes de même célérité locale : $v_{0+} = v_{0-} = v_0$. Dans ce cas, il n'apparaît pas la contribution « optique » dans la différence de temps ni la différence de phase. Pour l'analyse théorique visant ici des observations expérimentales incluant les effets de biréfringence, il faut généraliser les calculs. (Dans la référence 15 le calcul est d'abord posé avec deux vitesses différentes mais simplifié ensuite.) Le calcul généralisé présente de plus l'intérêt conceptuel de bien faire apparaître comme indépendantes les contributions cinématique et optique.
- [21] (NOTE) La fréquence ν est mesurée dans le référentiel K_0 là où se trouve l'émetteur. Or, une onde observée depuis un disque tournant a sa valeur de fréquence qui change au cours de sa propagation comme le facteur de Lorentz en fonction de la distance au centre. Plus précisément, si sa fréquence au centre vaut $\nu(0)$, sa fréquence en un point à distance r est $\nu(r) = \gamma(r) \cdot \nu(0)$. (Cette relation s'obtient à partir de la période de l'onde en chaque point du disque qu'on identifie à un temps propre infinitésimal qui lui-même suit la loi de dilatation.) Pour l'interféromètre étudié, toutes les valeurs de $\gamma(r)$ mises en jeu sont assimilables à l'unité et il n'y a pas lieu de distinguer numériquement les différentes valeurs de fréquence.
- [22] H.C. Lefèvre, "The fiber-optic gyroscope, a century after Sagnac's experiment: the ultimate rotation-sensing technology?", *Comptes Rendus Physique* 15, 851-858, (2014)
<https://doi.org/10.1016/j.crhy.2014.10.007>
- [23] Ref. 10.
- [24] Ref. 3.
- [25] Ref. 17 : §3.6.
- [26] I.A. Andronova, G B Malykin, "Physical problems of fiber gyroscopy based on the Sagnac effect", *Physics - Uspekhi* 45 (8) 793 - 817 (2002).
<https://doi.org/10.1070/PU2002v045n08ABEH001073>
- [27] GB Malykin "Earlier studies of the Sagnac effect", *Physics-Uspekhi* 40 (3) 317-321 (1997).
<https://doi.org/10.1070/PU1997v040n03ABEH000218>
R. Anderson, H.R. Bilger, G.E. Stedman "Sagnac effect: A century of Earth-rotated interferometers", *Am. J. Phys.* 62(11) 975-985 (1994).
<https://doi.org/10.1119/1.17656>
O. Darrigol, *A History of Optics from Greek Antiquity to the Nineteenth Century* (Oxford University Press, Oxford, UK, 2012): chapter 6.
O. Darrigol, "[Georges Sagnac: A life for optics](#)", in *Comptes Rendus Physique*, The Sagnac effect: 100 years later / L'effet Sagnac : 100 ans après. 15 (10), 789-840 (2014)
<https://doi.org/10.1016/j.crhy.2014.09.007>