



**HAL**  
open science

# Effet tourbillonnaire optique. La circulation de l'éther lumineux dans un interféromètre tournant

G. Sagnac

► **To cite this version:**

G. Sagnac. Effet tourbillonnaire optique. La circulation de l'éther lumineux dans un interféromètre tournant. *J. Phys. Theor. Appl.*, 1914, 4 (1), pp.177-195. 10.1051/jphystap:019140040017700 . jpa-00241884

**HAL Id: jpa-00241884**

**<https://hal.science/jpa-00241884>**

Submitted on 4 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**EFFET TOURBILLONNAIRE OPTIQUE.  
LA CIRCULATION DE L'ÉTHÉR LUMINEUX DANS UN INTERFÉROGRAPHE  
TOURNANT ;**

Par M. G. SAGNAC.

EFFETS OPTIQUES DU MOUVEMENT.

En dehors des expériences de Fizeau, Foucault, Michelson, ... sur la mesure de la vitesse de propagation de la lumière; en dehors des nombreuses tentatives, à résultats négatifs, faites pour rechercher à l'intérieur d'un système un effet de la translation d'ensemble de ce système, l'optique du mouvement se réduit à quatre effets visibles :

1° L'effet *Döppler-Fizeau*, ou effet de la variation de la période apparente, dû à la *vitesse radiale* de la source lumineuse (ou de son image) relativement au récepteur.

Cinématiquement conçu par Fizeau, par analogie avec l'effet acoustique étudié par Döppler, le *déplacement des raies spectrales* a été brillamment appliqué en astronomie physique, notamment à la découverte d'étoiles doubles non résolubles directement.

Le même effet a été reproduit en 1901 par Belopolsky en observant les raies spectrales de la lumière plusieurs fois réfléchiée sur deux systèmes de miroirs, tournant en sens opposés.

Plus récemment, Stark a observé le déplacement des raies émises par les atomes positifs qui, animés d'une vitesse de quelques milliers de kilomètres à la seconde, forment les *rayons-canaux* de Goldstein et l'*afflux cathodique* de Villard.

2° *Effet : l'aberration annuelle des étoiles* (Bradley), due à l'oscillation elliptique annuelle de la vitesse  $v$  de la Terre sur son orbite. La loi de cet effet remarquable, immédiatement évidente dans la *théorie de l'émission*, établit une relation simple entre la vitesse  $v$  de la Terre sur son orbite et la vitesse de la lumière dans le vide.

En dehors de la théorie électromagnétique de Lorentz, je ne connais, comme *théorie ondulatoire* de l'aberration et de l'expérience de Bosovich-Airy (invariabilité de l'aberration observée à travers une lunette pleine d'air ou pleine d'eau), que la théorie cinématique que j'ai donnée en 1905 (*Comptes Rendus de l'Acad. d. Sc.*, t. CXXI, p. 1220).

3° L'effet *Fresnel-Fizeau*, ou diminution de la vitesse de propagation de la lumière dans l'eau sous l'influence de l'écoulement du

*J. de Phys.*, 5<sup>e</sup> série, t. IV. (Mars 1914.)

liquide dans le sens de la propagation. Prévu par Fresnel à l'aide d'une heureuse analogie dynamique, le phénomène a été observé en 1851 dans l'admirable expérience où Fizeau fit interférer deux faisceaux après leur propagation en sens opposés dans l'eau en mouvement, expérience reprise et beaucoup perfectionnée en 1886 par Michelson et Morley.

Indépendamment de la théorie électromagnétique de Lorentz, j'ai expliqué <sup>(1)</sup> en 1899 cet effet remarquable d'une manière purement cinématique.

4° L'effet tourbillonnaire optique, effet nouveau qui démontre inter-férentiellement la *circulation de l'éther lumineux* autour de l'aire d'un circuit optique rigide en rotation uniforme, seul exemple connu d'un effet révélant le mouvement de rotation d'ensemble d'un système sans emprunter aucun repère extérieur au système. C'est l'objet du présent mémoire dont j'ai déjà publié les résultats expérimentaux dans les *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences* de 1913 (p. 708 et p. 1410), et la partie théorique essentielle dans un mémoire du Congrès de Bruxelles de 1910 (t. I, p. 217).

**1. Principe de la méthode expérimentale** — Je fais tourner uniformément dans son plan un plateau rigide (*fig. 1*) portant, solidement vissées, les diverses pièces d'un interféromètre analogue à celui que j'ai employé dans mes recherches antérieures et décrit en 1910 (*Comptes rendus*, t. CL, p. 1676). Les deux faisceaux interférents, T et R, réfléchis par un nombre pair de miroirs plans  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$ ,  $M_4$ , placés au bord du plateau tournant, sont superposés en sens inverses sur un même circuit polygonal, à nombre impair de côtés, entourant une certaine aire  $IM_1M_2M_3M_4I$ .

L'interférographe tournant sera complètement décrit plus loin (§ 5). Il comprend la source lumineuse et le récepteur, plaque photographique qui enregistre les franges d'interférence localisées au foyer d'une lunette.

Sur les photographies *d* et *s*, obtenues respectivement pendant une rotation *dextrorsum* du plateau et pendant une rotation *sinistrorsum* de même fréquence, le centre de la frange centrale présente

---

<sup>(1)</sup> G. SAGNAC, *Comptes Rendus de l'Acad. d. Sc.*, 1899, t. CXXIX, p. 818; Société française de Physique, année 1899, p. 162-174, mémoire reproduit dans le *Journal de Physique* de 1900, p. 177-190, et, sous une forme simplifiée, dans la *Revue générale des Sciences* de 1900, p. 243-249.

deux positions différentes. Je mesure ce déplacement du centre d'interférence.

2. **Effet tourbillonnaire optique.** — Le déplacement du centre d'interférence, défini par la méthode précédente, est un cas particulier de l'effet tourbillonnaire optique que j'ai défini antérieurement (Congrès de Bruxelles de septembre 1910, t. I, p. 217) et qui, dans les idées actuelles, doit être regardé comme une manifestation directe de l'éther lumineux :

Dans un système en mouvement d'ensemble par rapport à l'éther, la durée de propagation entre deux points quelconques du système doit être altérée comme si le système était immobile et soumis à l'action d'un *vent d'éther*, dont la vitesse relative en chaque point du système serait égale et directement opposée à la vitesse  $v$  de ce point et qui emporterait les ondes lumineuses à la manière du vent de l'atmosphère emportant les ondes sonores. L'observation de l'effet optique d'un tel vent relatif d'éther constituera une preuve de l'éther, comme l'observation de l'influence du vent relatif de l'atmosphère sur la vitesse du son dans un système en mouvement permettrait, à défaut d'autre effet sensible, de prouver l'existence de l'atmosphère entourant le système en mouvement.

On ne connaît pas d'effet purement *intérieur* de la *translation d'ensemble* d'un système.

On explique très bien pourquoi il ne se produit aucun effet optique intérieur du premier ordre sur la position des images, sur celle des franges de diffraction ou d'interférence : c'est que les images, les franges sont dues à la superposition en un même point de vibrations qui sont forcément originaires d'un même point-source ; deux quelconques de ces vibrations ont parcouru les deux parties complémentaires d'un même *circuit fermé* ; l'influence du mouvement de translation modifie de la même quantité les phases des deux vibrations et n'altère pas leur différence ; cette influence absolue est nulle pour une vibration qui parcourt le circuit fermé entier (théorème de Veltmann ; voir § 3).

Il m'a été possible, au contraire, de trouver d'abord la preuve de l'éther en faisant tourner un circuit optique. Une rotation uniforme *dextrorsum* de l'interférographe produit un vent d'éther *sinistrorsum* ; elle retarde de  $x$  la phase de celui T (*fig. 1*) des deux faisceaux dont la circulation autour de l'aire  $JM_1M_2M_3M_4J$  est *dextrorsum* et avance

d'autant le faisceau inverse R, ce qui déplace les franges de  $y$  ou  $2x$  rangs. Le déplacement  $z$ , que j'observe en passant d'une photo-

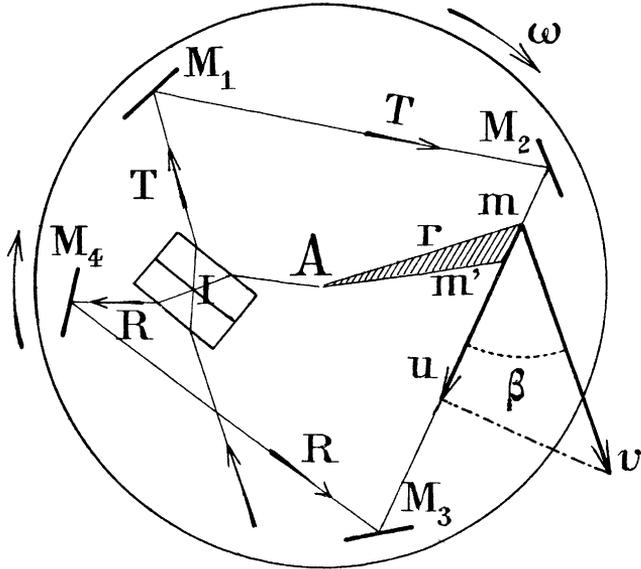


FIG. 1.

graphie  $s$  à une photographie  $d$ , doit être double de  $y$ . D'après la valeur de  $x$  déjà donnée (*loc. cit.*, 1910, et ci-après § 3), on a :

$$(1) \quad z = 4x = 4 \frac{bS}{\lambda V_0} = \frac{16\pi NS}{\lambda V_0}.$$

$V_0$  désigne la vitesse de la lumière dans le vide ;  $\lambda$ , la longueur d'onde utilisée.

Pour une fréquence  $N$  de 2 par seconde, l'aire  $S$  du circuit étant de 866 centimètres carrés, le déplacement  $z$  atteint, dans la lumière indigo utilisée, la valeur 0,07, bien visible sur les photographies, où l'interfrange est de 0<sup>mm</sup>,5 à 1 millimètre.

### 3. Démonstration directe de la loi de l'effet tourbillonnaire optique.

— Soit  $\Delta l$  la longueur d'un élément  $\overline{mm'}$  (*fig. 1*) du périmètre  $JM_1M_2M_3M_4J$  du circuit tournant, soit  $v$  la vitesse linéaire du plateau

tournant au point  $m$ ; soit  $u$ , ou  $v \cos \beta$ , la composante de  $v$  suivant  $\Delta l$ ; soit  $r$  la distance du point  $m$  à l'axe A.

Si le plateau ne tournait pas, les ondes lumineuses se propageraient de  $m$  en  $m'$  dans le temps  $\frac{\Delta l}{V_0}$ . Quand le plateau tourne, nous supposons que les ondes lumineuses se propagent dans l'éther avec la vitesse inaltérée  $V_0$ ; donc, par rapport à l'élément  $mm'$  du circuit qui fuit devant les ondes T, ces ondes se propagent avec la vitesse  $(V_0 - u)$  et la durée de propagation le long de l'élément  $\overline{mm'}$ , lié au plateau tournant, varie, sous l'influence du mouvement, de :

$$(2) \quad \Delta t' = \frac{\Delta l}{V_0 - u} - \frac{\Delta l}{V_0} = \frac{u\Delta l}{V_0^2} + ku^2 + \dots$$

Les quantités du second ordre s'éliminent d'ailleurs de toute manière, car les ondes inverses R sont retardées sur le même trajet  $\overline{mm'}$ , de :

$$(3) \quad \Delta t'' = -\frac{u\Delta l}{V_0^2} + ku^2 - \dots,$$

de sorte que, sur  $\overline{mm'}$ , le retard imprimé aux ondes T, par rapport aux ondes R, est :

$$(4) \quad 2\Delta t = 2 \frac{u\Delta l}{V_0^2},$$

sans négliger les quantités en  $u^2$ , mais seulement en  $u^3$ .

Le retard total pour le circuit entier est le temps :

$$(5) \quad 2\Delta T = 2 \frac{C}{V_0^2},$$

en posant :

$$(6) \quad C = \int u dl.$$

L'intégrale ( $-C$ ) représente la *circulation relative de l'éther* sur le périmètre du circuit optique fermé  $JM_1M_2M_3M_4J$ . Soit  $\omega$  ou  $2\pi N$  la vitesse angulaire de rotation. On a :

$$u = \omega r \cos \beta, \quad dl = \frac{r d\alpha}{\cos \beta},$$

en désignant par  $d\alpha$  l'angle sous lequel un élément  $\overline{mm'}$  rendu infini-

ment petit, est vu de l'axe de rotation A dans le plan du circuit. Soit  $dS$  l'aire du triangle  $Amm'$  relative à un élément  $\overline{mm'}$  rendu infiniment petit.

L'élément de circulation a pour valeur :

$$udl = \omega r^2 d\alpha = 2\omega dS$$

et la circulation totale est :

$$(7) \quad C = 2\omega S = 4\pi NS.$$

Finalement le *retard total* de T sur R après le parcours du circuit fermé varie, quand le circuit entre en rotation uniforme de fréquence N, de la *durée* :

$$(8) \quad 2\Delta T = \frac{2C}{V_0^2} = \frac{8\pi NS}{V_0^2},$$

ou, en *phase*, de :

$$(9) \quad y = \frac{8\pi NS}{\lambda V_0},$$

ou, enfin, en longueur dans l'éther, de :

$$(10) \quad 2\Delta P = \frac{8\pi NS}{V_0}.$$

Si l'on renverse le sens de rotation du circuit, la variation du retard de T sur R devient  $z = 2y$  et l'on retrouve la formule (4).

En général, la circulation C de l'éther, intégrale curviligne, peut se représenter comme une intégrale étendue à l'aire S du circuit :

$\iint b_n dS$ ;  $b_n$  est la composante normale à S d'un vecteur  $b$  ou *densité du tourbillon*, dénomination due à Bjerknes, l'intégrale C prenant alors

le nom de *tourbillon*. La valeur de  $\frac{C}{S}$  est la *densité moyenne du tourbillon* sur l'aire S. Nous voyons que, dans le cas d'une rotation d'ensemble de vitesse angulaire  $\omega$ , la densité du tourbillon est uniforme et a, d'après (7), la valeur, bien connue en hydrodynamique :

$$(11) \quad b = 2\omega = 4\pi N.$$

D'une manière générale, dans un éther rotationnel (Bjerknes), c'est-à-dire tel que la circulation C n'est pas nulle, la durée de pro-

pagation T autour du circuit C est altérée par cette circulation, de sorte que les ondes T qui parcourent ce circuit dans un certain sens sont par rapport aux ondes R qui le parcourent en sens opposé, retardées de la *duree* :

$$(8') \quad 2\Delta T = \frac{2C}{V_0^2} = \frac{2bS}{V_0^2},$$

ou, en *phase*, de :

$$(9') \quad y = \frac{2C}{\lambda V_0} = \frac{2bS}{\lambda V_0},$$

ou enfin, en *longueur* dans l'éther, de :

$$(10') \quad 2\Delta P = \frac{2C}{V_0}.$$

(*théorème de l'éther rotationnel*, G. Sagnac ; Congrès de Bruxelles 1910, t. I, p. 217, § 2).

Ces retards disparaissent si la circulation C de l'éther est nulle, c'est-à-dire si le mouvement relatif de l'éther est *irrotationnel*. Dans ce cas rentre celui de la translation d'ensemble d'un système dans un éther immobile (*théorème de Veltmann*) :

On a, en effet, une vitesse angulaire  $\omega$  nulle et, d'après (7), une circulation C nulle, pendant une translation regardée comme une rotation autour d'un axe *extérieur* à l'aire S et *indéfiniment éloigné* de S.

**4. Effet tourbillonnaire d'aberration angulaire** (*C. R. de l'Académie des Sciences* du 6 février 1914, p. 312, § 4). — Soient deux lunettes C et L dirigées l'une vers l'autre (directement ou par

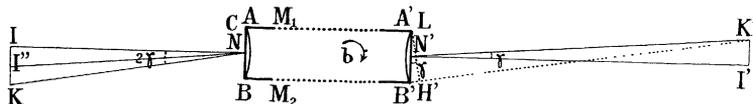


FIG. 2.

l'intermédiaire de réflexions ou réfractions quelconques). Soit D la distance mutuelle des deux objectifs C et L ; soient  $f'$  et F leurs distances focales, J et J' deux points conjugués des deux plans focaux dans le cas où le vecteur  $b$  de Bjerknès (densité de tourbillon) est

nul (éther irrotationnel). Supposons maintenant que l'éther devienne rotationnel ; par exemple supposons que le système optique CL entre en rotation uniforme *dextrorsum* d'axe perpendiculaire au plan de la figure.

Les chemins  $JAM_1A'J'$  et  $JBM_2B'J'$ , primitivement tautochrones, éprouvent des variations  $\Delta T_1$  et  $\Delta T_2$  de leurs durées respectives de parcours S, et la durée T de propagation sur le circuit fermé  $JAA'J'B'BJ$ , d'aire  $S'$ , éprouve la variation  $\Delta T$  telle que :

$$(12) \quad \Delta T = \Delta T_1 - \Delta T_2 = \frac{bS'}{V_0^2}.$$

Dans le cas de la *fig. 2*,  $b$  étant supposé *dextrorsum*, c'est la vibration transmise en  $M_1$  par le chemin supérieur qui arrive en  $J'$  en retard sur la vibration transmise par  $M_2$ . Pour une distance  $\overline{AB}$  ou  $d$ , des deux chemins parallèles  $AM_1A'$  et  $BM_2B'$ , l'aire  $S'$  du circuit fermé  $JAM_1A'J'M_2BJ$  est :

$$\left[ D + \frac{1}{2}(f + F) \right] d,$$

soit  $Ld$  en posant  $L$  pour :

$$D + \frac{1}{2}(f + F).$$

On a donc :

$$(13) \quad \Delta T = \frac{bLd}{V_0^2},$$

et, pour la différence de marche correspondante :

$$(14) \quad \delta = V_0 \Delta T = \frac{bLd}{V_0}.$$

Pour que le *synchronisme focal* soit rétabli, l'image  $J'$  de  $J$  doit être déviée en  $K'$  d'un angle  $\gamma$  tel que le retard géométrique correspondant  $B'H'$  ou  $\gamma d$  compense justement le retard tourbillonnaire  $\delta$ .

On a donc :

$$(15) \quad \gamma = \frac{\delta}{d} = \frac{bL}{V_0}.$$

L'angle d'aberration tourbillonnaire  $\gamma$  est compté dans le plan perpendiculaire au vecteur  $b$  de Bjerknes, donc perpendiculaire à l'axe

de rotation dans le cas particulier d'une rotation d'ensemble. D'après (15), pour une valeur constante de  $b$ , la direction N'K' de visée s'incline proportionnellement à la distance L, *comme si* le système se trouvait dans un éther *irrotationnel*, mais que la lumière se propageât suivant des trajectoires incurvées de courbure (1) :

$$(16) \quad \frac{1}{R} = \frac{\gamma}{L} = \frac{b}{V_0}.$$

Si l'on n'est pas maître d'intervertir le sens du mouvement relatif rotationnel de l'éther, on peut imaginer qu'on le décèle par une *méthode des pointés réciproques*; le principe du retour inverse est en défaut dans un éther rotationnel. En effet, si, après qu'un observateur a pointé le réticule J de C avec la lunette L et déterminé par un réticule la position K' de l'image de J, un autre observateur derrière C pointe avec la lunette C le réticule K' de L, la vibration transmise suivant le chemin  $M_1$ , qui était tout à l'heure retardée par rapport à la vibration du chemin  $M_2$ , se trouve maintenant avancée à cause du changement de sens de propagation de la lumière. L'image de J' qui se formerait en J dans l'éther irrotationnel (loi du retour inverse) se forme maintenant en J'' à la distance angulaire  $\gamma$  de J et l'image du point K', où se trouve réellement le réticule de L conjugué de J, se forme en K à la distance angulaire  $\gamma$  du point J'', donc à la distance angulaire  $2\gamma$  du point J. Ainsi quand la lunette L est pointée sur C, la lunette C est dépointée par rapport à L de l'angle :

$$(17) \quad 2\gamma = 2 \frac{bL}{V_0},$$

proportionnel à la distance L et égal au dépointement qui se produirait si, sans changer le sens de propagation de la lumière, on intervertissait le sens du tourbillon relatif d'éther.

Dans le cas de l'interférographe tournant, on a :

$$(18) \quad \gamma = \frac{4\pi NL}{V_0}.$$

---

(1) Des êtres qui vivraient dans un éther suffisamment rotationnel ( $b$  notable), où ils édifieraient leur géométrie en s'appuyant sur l'optique expérimentale, seraient amenés, s'ils ne découvriraient pas la rotationalité de leur éther, à édifier une géométrie non euclidienne.

La durée  $\frac{L}{V_0}$  nécessaire pour que la lumière parcoure dans le vide la distance  $L$ , périmètre  $P$  du circuit augmenté de  $\overline{CJ}$ , de  $\overline{JL}$  (*fig. 3*) et de la demi-somme des distances focales de  $C$  et de  $L$ , est entièrement négligeable vis-à-vis du temps  $\frac{1}{4\pi N}$  nécessaire pour que l'interféromètre tourne d'un demi-radian.

Dans mon mémoire du Congrès de Bruxelles de 1910 (t. I, p. 217), j'ai déterminé *interférentiellement* une limite supérieure de  $b$  à la surface de la terre à quelques mètres du sol. J'ai trouvé :  $b < 10^{-3}$  radian par seconde avec un périmètre de circuit de 30 mètres. Il en résulte :

$$2\gamma < \frac{2 \cdot 10^{-3} \cdot 3 \cdot 10^3}{3 \cdot 10^{10}} \quad \text{ou} \quad 2\gamma < 2 \cdot 10^{-10} \text{ radian.}$$

Pour pouvoir aborder cette limite supérieure de l'aberration angulaire prévue par les observations interférentielles, il aurait fallu rechercher un dépointement mutuel de deux lunettes à moins de  $0'',1$  près, à travers une couche atmosphérique dont la longueur  $L$  ne serait pas inférieure à 150 kilomètres.

Notons toutefois que si l'observateur de  $L$  pointait de nouveau le réticule de  $C$  maintenant en  $K$ , il le verrait à la distance  $2\gamma$  de  $K'$  (comme  $K$  était à  $2\gamma$  de  $J$ ), et s'il y mettait le réticule de  $L$ , l'observateur de  $C$  verrait cette nouvelle position du réticule de  $L$  à la distance  $2\gamma$  de  $K$ , c'est-à-dire à  $4\gamma$  de  $J$ ; puis l'observateur de  $L$  pointerait la nouvelle position du réticule de  $C$  à  $4\gamma$  de  $K'$ ; l'observateur de  $C$  pointerait le réticule de  $L$  à  $6\gamma$  de  $J$ , ... et l'on pourrait ainsi multiplier l'écart d'aberration par cette *méthode de répétition des pointés réciproques*.

**5. Interférographe tournant.** — Le dispositif est représenté en plan (*fig. 3*); un plateau tournant horizontal (50 centimètres de diamètre) porte, solidement vissées (les vis de réglage bloquées par des contre-vis), toutes les pièces optiques du circuit  $JM_1M_2M_3M_4J$ . Il porte aussi la source lumineuse  $O$ , petite lampe électrique à filament métallique horizontal. L'objectif de microscope  $C_0$  projette l'image de ce filament, à travers le nicol  $N$ , sur la fente horizontale  $F$  dans le plan focal de l'objectif collimateur  $C$ ;  $m$  est un miroir de renvoi. Le faisceau parallèle polarisé, à vibration de Fresnel verticale, se divise sur le séparateur à lame d'air  $J$ , comme dans l'interféromètre habituel

de mes recherches <sup>(1)</sup> (*Comptes rendus*, t. CL, 1910, p. 1676), que j'ai appliqué à l'étude optique du mouvement de la Terre <sup>(1)</sup> (Congrès de Bruxelles, septembre 1910, t. I, p. 207; *le Radium*, 1911, p. 1) : le faisceau T que transmet la lame d'air J se réfléchit successivement sur quatre miroirs verticaux plans  $M_1, M_2, M_3, M_4$  en verre argenté et

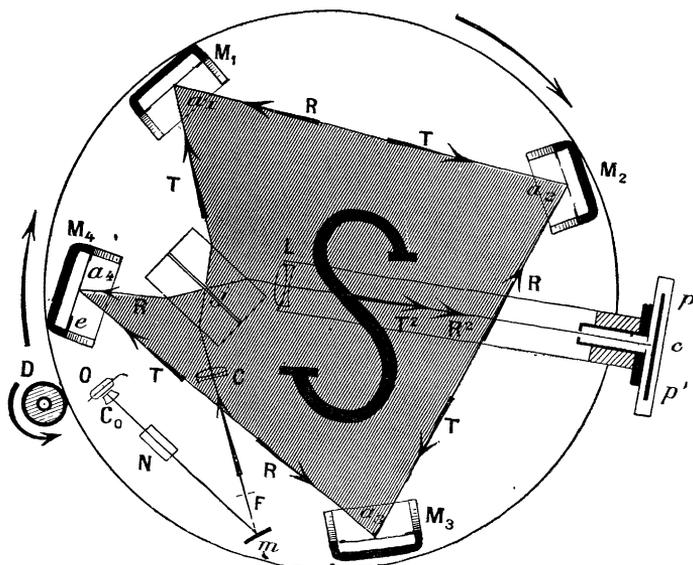


FIG. 3.

parcourt le circuit fermé horizontal  $Ja_1a_2a_3a_4J$ , d'aire  $S$ . Le faisceau  $R$  que réfléchit la même lame d'air parcourt le même circuit en sens inverse. Au retour en  $J$ , le faisceau  $T$ , transmis de nouveau, et le faisceau  $R$ , réfléchi de nouveau, se superposent dans le même sens, suivant  $T^2$  et  $R^2$ , et interfèrent au foyer principal de la lunette  $L$  sur la plaque photographique  $pp'$  à grain fin, rigidement liée au plateau tournant. Des tringles métalliques (non figurées) relient les parties supérieures des montures métalliques des miroirs  $M$  et augmentent la rigidité du système.

<sup>(1)</sup> L'interféromètre que j'ai appliqué depuis à la *strioscopie* et à la *striographie* (*Comptes Rendus*, 1911, t. CLIII, p. 90; *J. de Phys.*, 1913, p. 81 et 292) ne diffère essentiellement du premier que par le nombre des côtés du circuit optique polygonal, qui est pair et donne deux faisceaux relativement retournés ou séparés.

**6. Mode opératoire.** — Je rappelle que la superposition parfaite<sup>(1)</sup> des deux faisceaux inverses T et R se caractérise par l'extinction générale du champ de la lunette pour la radiation utilisée qui est ici voisine de la radiation indigo de l'arc au mercure. A partir de là, une légère rotation  $\epsilon$  du séparateur J autour d'un axe vertical, dans le sens *dextrorsum* (bascule D), ou *sinistrorsum* (bascule S), rétrécit le champ sombre en une frange verticale centrale que viennent border des franges latérales parallèles.

Les franges réglées, la plaque *pp'* calée dans son châssis et découverte à la lumière rouge, je lance progressivement un moteur électrique dont l'axe vertical porte un disque horizontal D (*fig. 3*), entouré d'un cuir et roulant par ce cuir sur la jante épaisse du plateau. La fréquence N désirée atteinte, je fais la pose photographique en établissant le courant électrique de la petite lampe O, par un contact glissant sur l'axe du plateau tournant.

*Première méthode de mesure.* — Sur une photographie *d* obtenue pendant une rotation *dextrorsum*, puis sur une photographie *s* obtenue pendant une rotation *sinistrorsum* de même fréquence, je repère la position de la frange centrale *c* (ou d'une frange latérale) par rapport aux images de traits micrométriques verticaux placés dans le plan focal F du collimateur éclairant C. La variation  $\Delta c$  de la distance de la frange *c* au même repère définit l'effet du changement de sens de la rotation uniforme du système. Dans cette manière d'opérer, je déplace la plaque avant de changer le sens de rotation du plateau, mais je ne touche en rien au diaphragme F, ni au micromètre qu'il porte. L'aberration  $\gamma$  ne déplace pas sensiblement l'image du repère focal de C [§ 4, équation (18)].

*Deuxième méthode de mesure.* — Je mesure directement la distance  $\Delta c$  de la frange centrale verticale d'une photographie *d* à la frange centrale d'une photographie *s* exactement contiguë à la première au-dessous d'une ligne horizontale de nette séparation. J'obtiens directement ces deux photographies contiguës sans toucher au châssis photographique : Je donne, pendant chacune des deux poses *d* et *s*, les deux positions contiguës correspondantes à la fente éclairante F à bords horizontaux tranchants (lames de rasoir), dans le plan focal du collimateur, un des tranchants prend la place de l'autre.

---

<sup>(1)</sup> Le réglage de superposition est analogue à celui que j'ai décrit pour le strioscope et le striographe interférentiels (*J. de Phys.*, 1913, p. 292).

Sur le négatif, la frange centrale  $c$  claire et les franges latérales sombres  $f$  dont l'intervalle définit l'interfrange  $\Lambda$ , ne sont bordées que de pénombres étroites, ce qui favorise la précision des pointés. A un faible grossissement, j'encadre la frange pointée entre les deux fils parallèles d'un micromètre oculaire, je mesure  $\Delta c$  comme il a été dit, et l'interfrange  $\Lambda$ . D'où :

$$z = \frac{\Delta c}{\Lambda}.$$

*Précautions à prendre.* — Les vis de réglage sont soigneusement bloquées chacune par une contre-vis. Deux seulement des miroirs ont été munis de vis de réglage; les deux autres avaient été réglés d'avance perpendiculaires au plateau, auquel le circuit est réglé parallèle, et ces miroirs avaient été serrés à bloc. De cette manière, les déplacements accidentels par suite des variations de vitesse de rotation du plateau, ont été éliminés. Il est à remarquer que la variation de l'intervalle  $\Lambda$  des franges avertirait d'un changement d'orientation d'une pièce optique, miroir M ou séparateur J.

La *force centrifuge* agit forcément pour déformer les pièces optiques. Mais elle agit dans le même sens pour la rotation  $d$  et pour la rotation  $s$ ; il n'en résulte, en principe, aucune altération de la différence  $\Delta c$ . Les franges ont bien le même intervalle  $\Lambda$  sur les photographies  $d$  et  $s$  et elles ont aussi la même orientation.

Cette orientation commune diffère de l'orientation relative au repos et on a trouvé utile de dérégler d'avance légèrement, en agissant sur une vis du pied d'un miroir, de façon que les franges soient un peu inclinées dans le sens convenable quand le plateau est au repos. Les franges se redressent quand le plateau tourne et deviennent verticales pour une fréquence  $N$  convenable; cette précaution est théoriquement inutile puisque les franges de  $d$  et  $s$  sont toujours parallèles, qu'elles soient inclinées ou verticales; mais on a l'avantage d'augmenter ainsi la précision des pointés, spécialement dans la deuxième méthode de mesure: la séparation des deux photographies  $d$  et  $s$  contiguës est, en effet, horizontale et, si les franges parallèles de  $d$  et  $s$  étaient sensiblement obliques à cette séparation, le moindre défaut de mise au point produirait une distorsion des franges<sup>(1)</sup>, qui altérerait leur *décalage*  $\Delta c$ .

(1) Voir à ce sujet: G. SAGNAC, *Illusions qui accompagnent les défauts de mise au point* (*J. de Phys.*, 3<sup>e</sup> série, t. VI, 1897; p. 174).

7. **Caractères du déplacement interférentiel.** — Le déplacement interférentiel  $z$ , fraction constante de l'interfrange pour une même fréquence  $N$  de rotation, devient invisible sur les photographies quand les franges ont été réglées suffisamment étroites ; cela montre que l'effet observé est bien dû à une *différence de phase liée au mouvement de rotation* du système et que (grâce aux contre-vis qui bloquent les vis de réglage des pièces optiques) le déplacement du centre d'interférence, observé en comparant une photographie  $s$  à une photographie  $d$ , est complètement distinct des déplacements relatifs accidentels ou élastiques des pièces optiques pendant la rotation.

Un tourbillon d'air, produit au-dessus de l'interféromètre par un ventilateur d'axe vertical soufflant vers le bas, ne déplace pas le centre d'interférence, grâce à la superposition soigneusement réglée des deux faisceaux inverses.

Le *tourbillon d'air*, analogue et moins intense, que produit l'interféromètre en tournant, *n'agit donc pas sensiblement*.

L'effet interférentiel observé est bien l'*effet tourbillonnaire optique dû au mouvement du système par rapport à l'éther* et manifeste directement l'existence de l'éther, support nécessaire des ondes lumineuses de Huygens et de Fresnel.

8. **Sens et grandeur de l'effet tourbillonnaire optique.** — Dans l'hypothèse de l'éther de Fresnel et de Lorentz, les ondes lumineuses T et R se propagent dans l'éther du vide avec une vitesse  $V_0$  indépendante du mouvement d'ensemble de l'interférographe ; la phase des ondes T de sens de propagation *dextrorsum* (fig. 3) est altérée le long du circuit fermé, comme si l'éther lumineux était animé d'un tourbillon *sinistrorsum*, quand le circuit tourne dans le sens  $d$ , et la valeur  $4\pi NS$  de ce tourbillon, ou circulation relative  $C$  de l'éther dans le circuit optique, donne, par la formule  $\frac{C}{\lambda \cdot V_0}$ , le retard  $x$  de phase des ondes T et l'avance égale des ondes R de propagation inverse ; les franges doivent se déplacer de  $y$  ou  $2x$  rangs. La théorie de l'interféromètre montre que le sens absolu de ce déplacement  $y$  des franges doit être alors  $pp'$ , c'est-à-dire *dextrorsum* comme la rotation de l'interférographe (effet de sens positif), *si la bascule du réglage est de sens D*<sup>(1)</sup> ;

(1) Ce serait l'inverse, d'après la théorie de l'interféromètre, si le faisceau transmis T, dont la direction reste inaltérée pendant la bascule, se propageait dans le sens *sinistrorsum*.

le déplacement  $z$ , égal à  $2y$  ou  $4x$ , mesuré en passant d'une photographie  $s$  à une photographie  $d$ , doit être alors de sens  $d$ . Si la bascule du réglage est de sens S, les déplacements  $y$  et  $z$  doivent changer de sens.

Sur de nombreuses épreuves, j'ai constamment observé le sens ainsi prévu. Le fait que l'effet  $z$  se renverse quand je fais tourner le séparateur J d'une fraction de degré seulement, pour renverser le sens de bascule de réglage, caractérise de nouveau l'effet comme différence de phase liée au mouvement de l'interférographe et permet de le distinguer de l'effet de déformation des pièces optiques, évidemment indépendant du petit mouvement de bascule du séparateur J.

Voici des exemples de mesures de  $z$ , comparées avec les valeurs calculées par la formule  $\frac{16\pi NS}{\lambda V_0}$ ; j'ai déterminé la longueur d'onde  $\lambda$  proportionnellement à l'interfrange obtenue au repos avec la petite lampe O et comparée à l'interfrange  $\Lambda_0$  peu différente obtenue, sans modifier le réglage de l'interféromètre, avec la radiation 436 m $\mu$  d'un arc au mercure. Les mesures sont faites par l'une des deux méthodes indiquées déjà.

	S	Cliché n°	N	$z$ par $c$	$z$ par $f$	$z$ cal.	$\lambda$
1 <sup>re</sup> méthode.	863cm <sup>2</sup>	{ 32,2 et 3	0,86	-0,0264		-0,0297	419m $\mu$
		{ 34,6 et 7	1,88	+0,070		+0,065	
2 <sup>e</sup> méthode.	866cm <sup>2</sup>	{ 49,2	2,21	-0,072	-0,078	-0,075	425m $\mu$
		{ 47,4	2,35	-0,077	-0,080	-0,079	431m $\mu$

### 9. Emploi possible d'un grand circuit et applications aux navires.

— J'espère qu'il sera possible de répéter ces mesures de l'effet tourbillonnaire optique avec un circuit optique de quelques dizaines de mètres carrés au moins, lié aux parois rigides d'un navire. Si le circuit est horizontal, le déplacement de la frange centrale fera connaître à chaque instant la *vitesse de rotation du navire autour d'un axe vertical*; de *lentes rotations* pourraient être décelées ainsi sans aucun repère extérieur.

Un circuit installé parallèlement à l'un des plans verticaux de symétrie du navire permettrait d'observer de même ou d'enregistrer photographiquement la vitesse de rotation oscillatoire du *roulis* ou du *tangage*.

10. Résumé et conclusions. — J'ai étudié un effet optique nou-

veau du mouvement : j'ai observé les franges d'interférence de deux faisceaux lumineux T et R qui se propagent en sens opposés sur le contour d'un même circuit entourant une aire appréciable et j'ai constaté que ces franges se déplacent quand on compare leurs positions sur une photographie *d* obtenue pendant la rotation *dextrorsum* du système et sur une photographie *s* obtenue pendant la rotation *sinistrorsum* de même fréquence N. Cet effet est parfaitement distinct de tout effet de déplacement accidentel ou élastique des pièces optiques. En particulier, il varie, suivant le réglage des franges, de manière que le déplacement linéaire  $\Delta c$  des franges demeure proportionnel à l'interfrange  $\Lambda$ , c'est-à-dire représente une différence de phase  $\left(z = \frac{\Delta c}{\Lambda}\right)$  caractéristique de l'effet du mouvement d'ensemble du circuit. Il ne dépend pas du mouvement relatif de l'air. *C'est un effet purement intérieur du mouvement d'ensemble du circuit optique par rapport à l'éther lumineux.* Il est conforme en sens et en grandeur à la loi de l'effet tourbillonnaire optique que j'ai calculée cinématiquement en 1910 à propos de l'étude optique du mouvement de la Terre :

Sur chaque élément de longueur  $dl$  invariable du circuit optique, les ondes lumineuses supposées propagées dans un éther fixe avec une vitesse  $V_0$  invariable sont retardées lorsque le circuit se meut avec une vitesse  $v$  dont la composante  $u$  suivant  $dl$  est dirigée dans le sens de la propagation ; tout se passe comme si un vent d'éther soufflait dans le circuit immobile dans le sens opposé à celui de la propagation et diminuait de  $u$  la vitesse des ondes.

Soit  $\Delta dl$ , le retard en longueur ainsi éprouvé par les ondes, c'est-à-dire la longueur qu'il faut ajouter à  $dl$  pour avoir la longueur réellement parcourue dans l'éther pendant la propagation le long de l'élément  $dl$  du circuit en mouvement. On a, dans tous les cas :

$$\Delta dl = \frac{udl}{V_0}.$$

Dans la propagation le long du circuit fermé, l'effet du mouvement du circuit est le retard *linéaire* total :

$$\Delta P = \int \frac{udl}{V_0} = \frac{C}{V_0}.$$

On dit que l'éther est en *mouvement relatif irrotationnel* quand

l'intégrale  $C$ , *circulation relative de l'éther*, étendue à un circuit fermé quelconque, est nulle; *alors*  $\Delta P$  est nul. Le cas de la translation d'ensemble d'un système optique dans un éther immobile n'est qu'un cas particulier du précédent.

Dans le cas d'une rotation d'ensemble d'un circuit optique dans son plan, on a :

$$C = 2\omega S = 4\pi NS;$$

$\omega$ , vitesse angulaire;  $N$ , fréquence de rotation;  $S$ , aire du circuit.

Le changement de sens de rotation produit l'effet double sur chaque faisceau T ou R; sur la différence de marche des deux faisceaux, il produit le retard *linéaire* quadruple :

$$4\Delta P = \frac{16\pi NS}{V_0}.$$

Ce résultat est exact, y compris les termes possibles du second ordre (§ 3).

Si  $\lambda$  est la longueur d'onde, la valeur de  $z$  mesurée sur les clichés (§ 6) donne pour le retard *linéaire* :

$$z\lambda = \Delta_c \frac{\lambda}{\Lambda} = \frac{\Delta c}{M}.$$

Je désigne par  $M$  le rapport  $\frac{\Lambda}{\lambda}$  de l'interfrange  $\Lambda$  à la longueur d'onde  $\lambda$ . Je l'ai déterminé à l'aide de l'interfrange  $\Lambda_0$  obtenu avec la longueur d'onde  $\lambda_0$  de la raie indigo du mercure;  $\Lambda_0$  est voisin de l'interfrange  $\Lambda$  des clichés mesurés. La valeur de  $M$  est sensiblement constante dans mon interféromètre pour un réglage déterminé et ne dépend pas *finale*ment de la valeur particulière de la longueur d'onde.

L'expérience du circuit tournant fournit, sans aucun intermédiaire théorique, et même sans la connaissance de la vitesse  $V_0$  de la lumière dans le vide, la valeur du retard linéaire  $4\Delta P$  dû au vent relatif tourbillonnaire d'éther :

$$4\Delta P = \frac{\Delta c}{M}.$$

Sous cette forme immédiate, voici la reproduction du tableau des mesures déjà citées :

194 SAGNAC. — EFFET TOURBILLONNAIRE OPTIQUE

	S	Cliché n°	N	$\frac{\Delta c}{M}$	$\frac{\Delta f}{M}$	$\frac{16\pi NS}{3 \cdot 10^{10}}$
1 <sup>re</sup> méthode..	863 <sup>cm2</sup>	{ 32,2 et 3	0,86	- 11 <sup>mμ</sup> ,4		- 12 <sup>mμ</sup> ,5
		{ 34,6 et 7	1,88	+ 29 ,4		+ 27 ,3
2 <sup>e</sup> méthode..	866 <sup>cm2</sup>	{ 49,2	2,21	- 30 ,7	- 33 <sup>mμ</sup> ,2	- 32 ,0
		{ 47,4	2,35	- 33 ,3	- 34 ,5	- 34 ,1
	S		$\frac{1}{N} \frac{\Delta c}{M}$	$\frac{1}{N} \frac{\Delta f}{M}$	$\frac{16\pi S}{3 \cdot 10^{10}}$	
1 <sup>re</sup> méthode ....	863 <sup>cm2</sup>	{	- 12 <sup>mμ</sup> ,9		14 <sup>mμ</sup> ,5	
		{	+ 15 ,6			
2 <sup>e</sup> méthode ....	866 <sup>cm2</sup>	{	- 13 ,9	- 15,0		
		{	- 14 ,1	- 14,7		

La moyenne des valeurs absolues de  $\frac{1}{N} \frac{\Delta}{M}$ , variation de la différence de marche par renversement du sens de rotation, pour une fréquence d'un tour par seconde, est 14<sup>mμ</sup>,5 ou 14<sup>mμ</sup>,4. La valeur calculée est 14<sup>mμ</sup>,5. L'erreur admissible est de moins de 2 0/0.

Si l'on reprend le calcul du retard ΔP en supposant que la vitesse de la lumière dans l'éther est altérée de ΔV<sub>0</sub> par le mouvement d'ensemble de l'interféromètre, il faut, dans la valeur de la circulation C, remplacer u par (u - ΔV<sub>0</sub>), c'est-à-dire qu'il y a une variation relative de C et de ΔP égale à  $-\frac{\Delta V_0}{u_m}$ .

Le résultat des mesures montre que ΔV<sub>0</sub> <  $\frac{2}{100} u_m$  ou ΔV<sub>0</sub> < 3 centimètres par seconde, ou enfin  $\frac{\Delta V_0}{V_0} < 10^{-10}$  pour des vitesses de l'ordre de 2 tours à la seconde.

Lorsqu'en 1909 je communiquai mon projet d'interférographe tournant à M. Lippmann, je pensais que si l'expérience donnait un résultat nettement négatif, il y aurait lieu de supposer que la source secondaire lumineuse, formée par la surface séparatrice J (lame d'air) et emportée dans le mouvement d'ensemble du circuit, émet des ondes qui se comportent à la manière des corpuscules de Newton et se propagent dans l'espace ambiant avec une vitesse supérieure à V<sub>0</sub> dans la direction de la vitesse de la source et, inversement, avec une vitesse inférieure à V<sub>0</sub> dans la direction opposée. On voit qu'une telle hypothèse est inutile :

Contrairement à ce qui est arrivé dans la célèbre expérience de Michelson relative aux effets du second ordre de la translation d'un système emporté par la Terre, l'effet tourbillonnaire optique d'une

rotation artificielle de l'ensemble d'un système se manifeste réellement, sans compensation inattendue, comme un *effet du premier ordre du mouvement par rapport à l'éther*.

L'expérience révèle directement (par  $\frac{\Delta c}{2M}$ ) le retard linéaire  $2\Delta P$  ( $7^{m\mu}, 2$  pour un tour par seconde et une aire de 866 centimètres carrés) que la rotation d'ensemble du système optique produit dans l'éther entre les deux systèmes d'ondes inverses T et R pendant leur propagation autour du circuit. Ce retard est un *effet tourbillonnaire optique* du vent relatif d'éther qui souffle dans le système tournant. Il ne dépend pas d'un vent de translation relative, mais seulement de la *circulation relative C de l'éther* et s'accorde avec la valeur de cette circulation calculée en supposant l'éther ainsi défini : *un fluide immobile transmettant les ondes lumineuses avec une vitesse invariable*.

---