

Quelques observation et expériences nouvelles et leurs conséquences pour les théories de la physique [suite et fin]

Autor(en): **Prunier, F.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences physiques et naturelles**

Band (Jahr): **28 (1946)**

PDF erstellt am: **21.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-742868>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

QUELQUES OBSERVATIONS ET EXPÉRIENCES NOUVELLES

et leurs conséquences
pour les théories de la physique

PAR

F. PRUNIER

(Avec 4 fig.)

(suite et fin)

Chapitre II.

SUR L'EFFET SAGNAC EN ASTRONOMIE ET SUR LES POSSIBILITÉS
DE VÉRIFICATION ASTRONOMIQUE DE LA CINÉMATIQUE
DE LA RELATIVITÉ.

*Projet d'expérience cinématique de Dufour basée sur l'effet Sagnac
généralisé pour les mobiles matériels.*

I. — Les expériences de Sagnac et de Haress, reprises et complétées par celles que nous avons réalisées, M. Dufour et moi-même¹, montrent que deux rayons lumineux qui circulent en sens inverse l'un de l'autre sur une plate-forme en rotation de vitesse angulaire α , subissent l'un un retard, l'autre une avance égaux l'un et l'autre à $\frac{2 \alpha A}{c^2}$, A désignant l'aire incluse dans le trajet des rayons. La théorie ancienne de la lumière en rend compte. Mais la théorie de l'émission lumineuse corpusculaire, *jointe à la cinématique classique*, n'en rend pas compte.

¹ A. DUFOUR et F. PRUNIER, *C. R. Acad. Sc.*, t. 204, 1937, p. 1925; t. 208, 1939, p. 988; *Journal de Physique* (8), t. 3, 1942, p. 153.

Au contraire, la cinématique relativiste l'explique alors très bien.

Dans l'expérience de Haress, la lumière est assujettie à se propager, avec une vitesse locale qu'on estime, en relativité, être $\frac{c}{n}$, n étant l'indice, dans un milieu réfringent entraîné par le disque en rotation. Il vient alors à l'esprit que, puisque la cinématique relativiste rend compte du phénomène quand il s'agit de corpuscules lumineux de vitesse $\frac{c}{n}$, elle rendra aussi bien compte d'un effet analogue que devront subir des corpuscules électriques ou matériels qui auraient, par rapport au disque en rotation, une vitesse V . Telle est, sommairement indiquée, l'idée qui nous a conduit à signaler ¹ un effet Sagnac des corpuscules matériels, à prévoir en relativité, et qui n'existe pas selon la cinématique classique.

Supposons qu'au lieu de deux flux de photons circulant en sens contraire l'un de l'autre sur la piste du disque en rotation, on ait deux flux analogues de particules matérielles, ou d'électrons, de vitesse V , par rapport au disque, quand ce disque, dont la source émettrice est solidaire, est au repos. L'expérience est censée se passer dans le vide ou dans l'air libre.

Quand le disque tourne, la vitesse des particules qui passent sur un élément du disque, par rapport à un système en translation uniforme dans lequel cet élément du disque a, à un certain instant, une vitesse nulle, demeure égale à V : par exemple si l'on considère le système en translation dans lequel, à un certain instant, la source a une vitesse nulle, la vitesse des particules dans ce système est encore V .

Posons $V = c/\beta$. Nous pouvons alors reproduire pour ces particules le raisonnement de la théorie de la relativité pour l'expérience de Haress, d'où le résultat à prévoir $t_1 - t_2 = 4\alpha A/c^2$. Ce sera le même qu'il s'agisse de photons ou d'autres particules. Mais nous ne pourrons plus reproduire la théorie classique de Fresnel-Fizeau; dans la théorie classique, la vitesse des particules matérielles ou électriques sera en effet, par rapport à la piste en rotation, V , et non pas $c/\beta - v/\beta^2$,

¹ F. PRUNIER, *C. R. Acad. Sc.*, t. 200, 1935, p. 46.

comme l'était celle de la lumière. On est donc conduit, dans cette théorie, à prévoir que la rotation n'introduit pas de différence de temps de parcours entre les deux flux de particules. Cela n'est pas contradictoire, dans la théorie classique, avec le fait qu'une telle différence est introduite par la rotation quand il s'agit de rayons lumineux, car c'est en raison de l'hypothèse d'un éther que la théorie classique explique les effets de Sagnac et Haess.

Il y a donc bien entre les prévisions des deux théories une différence s'exprimant par un terme $1/c \cdot (4\alpha A)/c$, du premier ordre en α/c .

M. Langevin¹ en a donné une théorie plus complète. Par emploi du changement des coordonnées polaires r' et θ' de la rotation, en r et $\theta = \theta' + \alpha t$ autour d'un centre arbitrairement choisi sur le disque, le ds^2 , qui est

$$- (dr'^2 + r'^2 d\theta'^2) + c^2 dt^2 ,$$

devient

$$(c^2 - \alpha^2 r^2) dt^2 - 2 \alpha r^2 d\theta dt - dr^2 - r^2 d\theta^2 .$$

L'existence du terme en $d\theta dt$ ne permet pas, avec le temps central t , la décomposition du ds^2 en espace et en temps. On ne peut l'obtenir, dans le domaine infinitésimal, qu'en posant

$$dr = \sqrt{1 - \frac{\alpha^2 r^2}{c^2}} \left(dt - \frac{\alpha r^2 d\theta}{c^2 - \alpha^2 r^2} \right) .$$

et, pour l'espace

$$d\sigma^2 = dr^2 + \frac{r^2 d\theta^2}{1 - \frac{\alpha^2 r^2}{c^2}} ,$$

d'où le paradoxe d'Ehrenfest sur la longueur de la circonférence. Le transport du temps le long d'un circuit fermé conduit à un décalage

$$\oint \frac{\alpha r^2 d\theta}{c^2} = \frac{2 \alpha A}{c^2} .$$

¹ P. LANGEVIN, *C. R. Acad. Sc.*, t. 200, 1935, p. 48.

M. Langevin précise que deux mobiles, animés de la même vitesse u' en sens inverse l'un de l'autre, *par rapport au disque*, ne se rencontreront pas en des points diamétralement opposés du disque, mais que leurs points de rencontre chemineront sur le disque, en sens inverse de la rotation.

Dès qu'on pourra utilement avoir des interférences avec deux flux d'électrons, il sera utile de reprendre l'expérience de Sagnac avec eux, puisqu'elle fait critérium du premier ordre.

II. — On ne peut évidemment pas, en astronomie, connaître en général, *directement*, les vitesses *locales* de deux mobiles par rapport à des systèmes galiléens S' ayant à des instants donnés mêmes vitesses que les points d'un plan en rotation qui coïncideraient à ces instants avec ces mobiles. Cela devient possible cependant si la Terre elle-même sert de système S' , le plan P en rotation étant alors le plan de l'écliptique, supposé lié à la Terre dans sa révolution et pour lequel $\alpha = \frac{2\pi}{365,25 \times 86400}$. Les deux mobiles choisis pourront être, l'un le point d'intersection E de l'écliptique avec une droite joignant le Soleil à une étoile lointaine; l'autre le point d'intersection M de l'écliptique avec le rayon vecteur de Mercure. On *mesurera* du système S' de la Terre les vitesses de ces deux points par rapport à la région S' du plan en déterminant: pour le point E , le temps terrestre qui sépare deux positions de la Terre et de l'étoile choisie et l'angle dont le rayon vecteur terrestre a tourné par rapport à la direction de l'étoile; pour le point M une durée et un écart analogues, quoique d'une façon un peu plus difficile. Il faudra se garder, en principe du moins, de déterminer, pour le but considéré, les durées séparant deux conjonctions Terre-étoile et Terre-Mercure, de même que les angles correspondants, car on n'aurait pas ainsi des vitesses locales, mais des vitesses qui tiendraient compte implicitement déjà des avances et retards de Sagnac généralisés s'ils existent. Si ω'_1 et ω'_2 sont les nombres trouvés en divisant angles par durées, les vitesses u'_1 et u'_2 des mobiles E et M par rapport au plan seront $\omega'_1 R$, $\omega'_2 R$, R étant le rayon de l'écliptique supposé circulaire. En fait, on trouvera que u'_1 est sensiblement égal à 30 km/sec. en sens inverse de α , et u'_2 sensiblement à 90 km/sec. dans le sens de α .

Supposons qu'on ait fixé à l'avance sur le plan P les points P_1, P_2, \dots, P_n où devraient se faire les rencontres des mobiles E et M, si la cinématique ordinaire était exacte, et si les vitesses u'_1, u'_2, α étaient constantes. Remarquons d'ailleurs que si les vitesses u'_1 et u'_2 au lieu d'être prises égales à $\omega'_1 R$ et $\omega'_2 R$, devaient être prises égales à

$$\frac{\omega'_1 R}{\sqrt{1 - \frac{\alpha^2 R^2}{c^2}}} \quad \text{et} \quad \frac{\omega'_2 R}{\sqrt{1 - \frac{\alpha^2 R^2}{c^2}}},$$

cela ne changerait rien à la position des points P_n sur le plan. L'existence de l'effet Sagnac étendu en relativité aux mobiles matériels (ou, comme ici, à des points liés à des mobiles matériels) nous montre que les mobiles devront se rencontrer en des points P'_1, \dots, n , voisins de P_1, \dots, n , et dont nous allons calculer les distances à ces derniers. Le point P sera situé à $\frac{3}{4} 2\pi$ du point pris pour origine commune du mouvement des deux mobiles, dans le sens de la rotation du plan. Le mobile E qui tourne en sens inverse de la rotation se présentera, par suite de l'effet étudié, au point P_1 avant le mobile M, celui-ci étant en retard de $\frac{3}{4} \frac{2\alpha\pi R^2}{c^2}$ sur l'horaire prévu par la cinématique ordinaire, et E en avance de $\frac{1}{4} \frac{2\alpha\pi R^2}{c^2}$, comme l'on sait, et conformément aux expériences de Sagnac et Haress. La distance spatiale sur le plan entre P_1 et la position actuelle de M sera donc $\frac{2\alpha\pi R^2}{c^2} u'_2$. La rencontre des mobiles se fera au $\frac{1}{4}$ de cette distance à partir de P_1 ; par suite, en kilomètres:

$$P_1 P'_1 = \frac{1}{4} \times 2 \times \frac{2\pi}{365,25 \times 86\,400} \times \frac{\pi (15)^2 10^{14}}{9 \cdot 10^{10}} 90 = 7 \text{ km} .$$

En fait, nous ne connaissons pas α telle qu'elle serait mesurée du Soleil, mais sa valeur différerait de celle de α' que nous pouvons mesurer de la Terre d'une quantité qui serait au plus de l'ordre de $\alpha' \frac{\alpha' R u'_1}{c^2}$ produisant un effet négligeable sur la distance $P_1 P'_1$.

Au bout de n coïncidences, les points P_n et P'_n seront distants de $7n$ km et, s'agissant de coïncidences réelles, tous les observateurs seront d'accord sur l'existence de ce décalage et, à peu de chose près, sur sa grandeur. L'effet serait assez vite observable: au bout de p années, il serait en effet à peu près de $30 p$ km.

En fait, à cause de la non-uniformité de la rotation α et des vitesses u'_1 et u'_2 , les calculs à faire pour placer les P_n seront plus compliqués que ceux que nous avons indiqués; mais ceux qui nous ont servi à fixer les P'_n à partir des P_n seront suffisants. Ce déplacement des points de coïncidence, sur le plan en rotation, des mobiles E et M, que constaterait l'observateur terrestre, serait mis par lui en relation avec une modification possible des vitesses des mobiles le long de leur orbite, ces vitesses ne demeurant plus pour lui u'_1 et u'_2 , comme il les avait déterminées localement. Et il en déduirait bien, pour un tour complet effectué sur le plan en rotation, une avance ou un retard de chacun des mobiles E et M dont la grandeur serait $\frac{2 \alpha' \pi R^2}{c^2}$.

On aurait des résultats tout analogues en prenant un seul mobile, E par exemple, et en cherchant les époques de rencontre avec la Terre elle-même, mobile M spécial de vitesse nulle dans le système S' ; le décalage serait seulement quatre fois plus petit.

Deux conjonctions de l'étoile et de la Terre, au lieu d'être séparées par un intervalle de temps terrestre $\frac{2 \pi R}{u'_1}$, seraient séparées par un intervalle inférieur à celui-ci de $\frac{2 \alpha' \pi R^2}{c^2}$, soit environ 3 sec. en 10 ans.

Deux conjonctions de Mercure et de la Terre seraient décalées, en sens opposé de celle de l'étoile et de la Terre, de 1 sec. par an.

Les deux écarts s'ajouteraient si l'on comparait des positions dans lesquelles l'étoile, la Terre et Mercure seraient toutes les trois situées au voisinage d'un même rayon vecteur solaire; l'écart total serait de 13 sec. en 10 ans. Cela ne paraît guère admissible et peut, en tout cas, être contrôlé.

III. — Dans le même problème du disque, on trouve une autre difficulté cinématique. Si R est le rayon, une fraction $\frac{1}{N}$ de la circonférence, disque au repos, est $\frac{2\pi R}{N}$. Quand le disque est mis en rotation, un observateur sans rotation, placé au centre, par exemple, mesure encore le rayon comme ayant la valeur R , toutes déformations élastiques négligées, bien entendu. La partie considérée de la circonférence garde donc pour lui la même longueur $\frac{2\pi R}{N}$. Mais, pour un observateur situé au centre et lié au disque, la géométrie cesse d'être euclidienne. On sait qu'alors la *valeur propre* de la portion considérée de circonférence doit être

$$\frac{2\pi R}{N \sqrt{1 - \frac{\alpha^2 R^2}{c^2}}}$$

Supposons que le rayon du disque augmente indéfiniment, cependant que la vitesse angulaire α tendrait vers 0, de façon que αR tende vers une certaine vitesse v rectiligne et uniforme. La longueur $\frac{2\pi R}{N}$, N pouvant être aussi grand qu'on voudra, tendra vers la *longueur propre* l_0 de la portion de règle qui sera la limite d'un arc de la circonférence du disque au repos; la longueur

$$\frac{2\pi R}{N \sqrt{1 - \frac{\alpha^2 R^2}{c^2}}}$$

tendra vers la *longueur propre*

$$\frac{l_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

de la même portion de règle supposée animée de la vitesse v . Ainsi donc la *longueur propre* se trouverait dépendre d'un état de mouvement rectiligne et uniforme, ce qui est impossible. Pour éviter cela, il faudrait admettre que le rayon du disque

en rotation, qui resterait R pour l'observateur sans rotation, deviendrait, en ne tenant compte que du second ordre en $\frac{\alpha R}{c}$,

$$R \sqrt{1 - \frac{\alpha^2 R^2}{c^2}}$$

pour l'observateur lié au disque ¹.

Ce résultat lui aussi semblerait pouvoir être contrôlé par des moyens astronomiques, en mesurant de deux manières la distance R d'un astre par procédés de triangulation. Il faudrait disposer d'une base pouvant être considérée comme appartenant au système tournant terrestre, un arc de parallèle, par exemple; et d'une autre pouvant ne pas l'être, un arc de méridien, à défaut de la ligne des pôles. Pour un astre un peu éloigné, la différence serait importante, et la contraction est peu vraisemblable.

IV. — M. A. Dufour avait proposé, en 1933, un projet ² d'expérience mettant en œuvre le critérium du premier ordre entre la cinématique classique et la cinématique relativiste, reproduit dans le présent chapitre, et que j'avais signalé peu auparavant ³. L'appareil envisagé par M. Dufour devait se composer d'un disque horizontal D , portant un moteur M , qui actionnait par l'intermédiaire d'un pignon denté E , deux couronnes circulaires identiques R et R' solidaires de deux disques A et A' , et centrées sur le centre O du disque D . Deux repères, marqués sur A et A' devaient, d'après la relativité et selon le critérium en question, se rencontrer en des points variables de D , se déplaçant sur D en sens inverse de la rotation α de ce disque.

Si l'on suppose que le rayon de la piste circulaire est de 40 cm, que les disques A et A' tournent à 15 tours par seconde, et D à 10 tours par seconde, le déplacement des points de croi-

¹ Voir aussi E. ESCLANGON, *C. R. Acad. Sc.*, t. 212, 1941, p. 629 et COSTA DE BEAUREGARD, *ibid.*, t. 213, 1941, p. 840.

² A. DUFOUR, *C. R. Acad. Sc.*, t. 200, 1935, p. 894.

³ F. PRUNIER, *C. R. Acad. Sc.*, t. 200, 1935, p. 46 et P. LANGEVIN, *ibid.*, p. 48.

sement sur le disque D serait d'un peu plus de 2 mm en 100 ans. Pour constater un si faible déplacement, M. Dufour envisageait d'utiliser trois glaces G, G', G'', les deux premières liées aux disques A et A', la troisième solidaire du socle B du disque D. L'appareil devait être réglé de manière qu'à la mise en route l'ensemble GG' constituât un étalon à lames semi-argentées réglé pour donner des franges à l'infini; de même l'ensemble GG'' devait constituer au même moment un autre

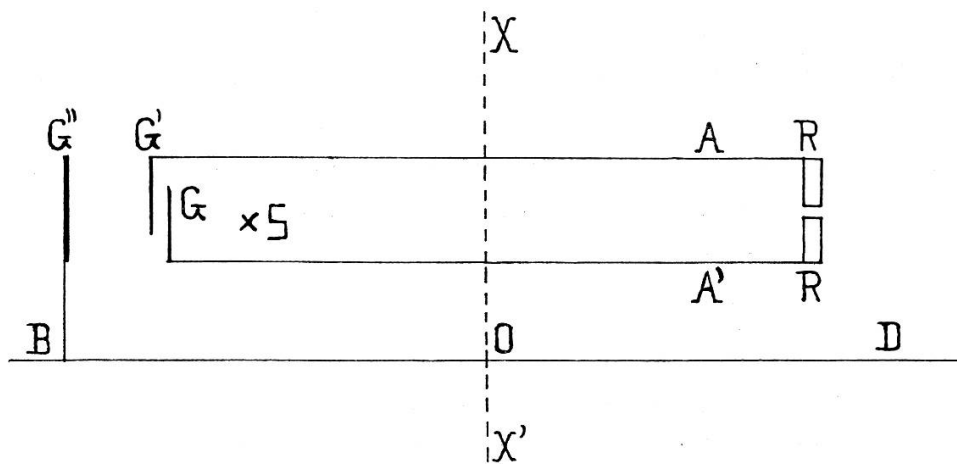


Fig. 1.

étalon réglé pour donner des franges à l'infini, et légèrement incliné sur le précédent. L'ensemble devait constituer des franges de superposition localisées à l'infini, visibles en lumière blanche émise par la source intermittente S, et pouvant être photographiées dans l'appareil L solidaire du disque D et pointé sur l'infini.

S'il y a déplacement progressif des points de croisement sur le disque D, la mise en rotation des disques A, A' et D devait provoquer une diminution croissante de la visibilité des franges de superposition, sensible déjà au bout de quelques jours de rotation, les deux couples GG' et GG'' ne devant jamais se retrouver reconstitués en même temps. Mais M. Langevin¹ a objecté que l'appareil de M. Dufour assurait non pas la relation d'égalité en valeur absolue des vitesses linéaires, par rapport au disque D, de deux points des disques A et A'

¹ P. LANGEVIN, *C. R. Acad. Sc.*, t. 200, 1935, p. 1161.

situés initialement sur une même verticale, mais une relation d'égalité en valeur absolue entre les vitesses angulaires par rapport au disque D, à laquelle correspond, en relativité, une inégalité des vitesses linéaires. Se plaçant au point de vue de l'observateur galiléen O_1 situé au centre du pignon E, M. Langevin calcule les vitesses v_1 et v'_1 des dents des couronnes R et R' et trouve en effet des vitesses inégales. Cependant ce résultat n'est obtenu qu'en admettant comme point de départ qu'un observateur O sans rotation, immobile sur l'axe XOY des disques, attribue à une dent de chacune des couronnes R et R', en rotation ω et ω' pour cet observateur, une largeur $\varepsilon_0 = \frac{2\pi r}{n}$, r étant le rayon des couronnes, et n le nombre des dents. En d'autres termes, l'observateur galiléen O attribue la même largeur à la dent, la même longueur à la circonférence des couronnes que ces couronnes et le disque tournent ou ne tournent pas. Sans doute cela est d'accord, compte tenu de la contraction de Lorentz, avec le fait que la largeur propre de la dent, ou la longueur de la circonférence, pour un observateur lié à la couronne R par exemple, sont (paradoxe d'Ehrenfest):

$$\frac{\frac{2\pi r}{n}}{\sqrt{1 - \frac{\omega^2 r^2}{c^2}}} \quad \text{et} \quad \frac{2\pi r}{\sqrt{1 - \frac{\omega^2 r^2}{c^2}}},$$

car la contraction de Lorentz, jouant sur ces valeurs, rétablit la valeur ne dépendant plus de ω .

Mais, ainsi que nous l'avons vu au paragraphe III ci-dessus, cette valeur propre de la largeur de la dent conduit à une conclusion difficile à admettre, puisqu'on n'échappe à la contradiction, dans le cas limite de la translation, qu'à condition de postuler une contraction du rayon du disque. Et dans le cas d'un disque matériel, c'est plus gênant que dans le cas d'un plan en rotation. Quel serait en effet le caractère de cette contraction du rayon ? Métrique seulement ? Mais alors, se combinant avec le paradoxe d'Ehrenfest, ce double paradoxe, dont les deux parties sont indiscernables, arrive à tout rétablir. Réelle ? Mais alors la matière contractée devrait pouvoir

révéler sa contraction par diverses réactions physiques. Réelle ou métrique, elle ne serait pas la même pour les couronnes R et R' puisque ω et ω' sont inégales, et l'on voit tout ce que l'on pourrait dire à ce sujet, par exemple pour un rayon lumineux parallèle à l'axe de rotation et tangent aux bords extérieurs des deux couronnes.

Dans ces conditions, reprenons l'examen du problème. Plaçons-nous au point de vue de l'observateur galiléen O_1 , situé au centre du pignon E, animé de la vitesse linéaire de ce centre, mais non lié au disque. Les dents des couronnes en contact avec celles du pignon ont bien certainement respectivement mêmes vitesses que les dents supérieures et inférieures de ce pignon. Or celles-ci peuvent-elles avoir, pour O_1 , des vitesses inégales ? Il semble que non. S'il en était autrement, c'est que ces vitesses différeraient par des facteurs de la forme

$$\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}},$$

V prenant deux valeurs différentes dans ces facteurs. Alors, à la limite, quand le centre du disque s'éloignerait à l'infini, les vitesses angulaires tendant en même temps toutes vers 0, la différence des vitesses du haut et du bas du pignon pour l'observateur O_1 subsisterait, ce qui est impossible dans une translation rectiligne. On doit donc avoir $v_1 = -v'_1$, et le critérium peut jouer.

Voyons les choses encore d'une autre façon. La rotation du pignon a pour effet de déplacer les couronnes de nombres égaux de dents, et si ces dents ont pour largeur par rapport à l'observateur O_1 respectivement ε_1 et ε'_1 , on a : $\frac{v_1}{v'_1} = -\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon'_1}$. Si la largeur des dents est ε , disque tournant avec la vitesse angulaire α , mais couronnes au repos, pour l'observateur O_1 elle doit devenir, quand le moteur M est mis en marche, justiciable seulement de la contraction de Lorentz pour ce même observateur, c'est-à-dire que l'on doit avoir :

$$\varepsilon_1 = \varepsilon \sqrt{1 - \frac{v_1^2}{c^2}}, \quad \varepsilon'_1 = \varepsilon \sqrt{1 - \frac{v_1'^2}{c^2}}.$$

S'il en était autrement ¹, c'est-à-dire si ε_1 et ε' devaient dépendre explicitement de ω et ω' , nous retrouverions sous une autre forme l'inconvénient trouvé plus haut, car au passage au cas limite de la translation, pour $r \rightarrow \infty$ et $\alpha \rightarrow 0$, avec $\omega r = v$, on trouverait que la *valeur propre* de la largeur des dents dépend d'une vitesse de ces dents. Mais alors on peut écrire:

$$\frac{v_1}{v_1'} = - \sqrt{\frac{1 - \frac{v_1^2}{c^2}}{1 - \frac{v_1'^2}{c^2}}}$$

d'où $v_1 = -v_1'$. Si u est la vitesse de O_1 et v et v' les vitesses des dents par rapport à O , on a:

$$v_1 = \frac{v - u}{1 - \frac{vu}{c^2}}, \quad v_1' = \frac{v' - u}{1 - \frac{v'u}{c^2}}$$

On en tire facilement la valeur $4\pi ru = \frac{4\alpha A}{c^2}$ du décalage des repères, évaluée en temps, à l'aide de l'aire A incluse dans les couronnes, pour un tour des couronnes. Et ce décalage tient bien à la formule de composition des vitesses de la relativité.

Il nous semble donc bien que l'expérience imaginée par M. Dufour a un sens. Or elle présente l'avantage de ne pas faire intervenir de parcours lumineux. Comme elle est réalisable, quoique délicate, il y a lieu *de ne pas la perdre de vue*. M. Dufour considérait qu'en augmentant la dimension des appareils et les vitesses de rotation dans les conditions que permet maintenant l'état de la technique, un résultat sensible devrait, selon la cinématique de la relativité, être constaté au bout de un à deux jours de rotation des couronnes et du disque.

¹ En réalité, ce que l'on doit avoir selon le paradoxe d'Ehrenfest, c'est $\varepsilon_1 = \varepsilon_0 \sqrt{1 - \frac{v_1^2}{c^2}}$, avec $\varepsilon_0 = \frac{2\pi r}{n} / \sqrt{1 - \frac{\omega^2 r^2}{c^2}}$, ε_0 étant ainsi la largeur propre de la dent de la couronne R en rotation ω . Donc, dans le cas limite de la translation, la largeur propre varierait suivant une certaine vitesse, limite de ωr , ce qui paraît impossible. C'est pour éviter cela que nous avons dû plus haut introduire l'idée d'une variation du rayon selon le système d'observation.

*Chapitre III.*EXPÉRIENCES D'OPTIQUE FAITES DANS UN SYSTÈME
EN ROTATION.

I. — Dans une première série d'expériences¹, nous avons voulu rechercher, M. Dufour et moi-même, l'influence que l'état de repos ou de mouvement de la source lumineuse et de l'observateur pouvait avoir sur l'enregistrement de certains faits physiques, cela en raison de ce que les théories physiques modernes mettent souvent l'accent sur le système d'observation.

Nous avons commencé par rechercher si le déplacement des franges dans l'expérience classique de Sagnac était le même, que la source lumineuse fût solidaire du disque tournant ou bien au contraire immobile dans le laboratoire. L'appareil était illuminé une fois par tour par un éclair très bref. Les résultats n'ont montré aucune influence de l'état de repos ou de mouvement de la source. Il aurait fallu pouvoir aussi laisser fixe la lame séparatrice, en la dissociant d'avec la lame réceptrice qui serait restée liée au disque; mais cela n'a pas pu être réalisé.

Nous avons recherché ensuite si le déplacement des franges était encore le même que la plaque photographique et la lunette d'observation fussent solidaires du disque tournant ou bien au contraire immobiles dans le laboratoire. L'appareil était toujours illuminé une fois par tour par un éclair très bref. Les résultats ont montré que le déplacement des franges était le même dans les deux cas, correspondant à la différence des temps de parcours des deux rayons ayant circulé en sens inverse

$$t_1 - t_2 = \frac{4\alpha A}{c^2}$$

A étant l'aire incluse dans le trajet lumineux, et α la vitesse angulaire du disque.

¹ A. DUFOUR et F. PRUNIER, *Journ. de Physique*, série VIII, t. 3, 1942, p. 153.

II. — M. Langevin a montré que nos résultats s'expliquent très bien dans les diverses théories de la lumière. Il reste, toutefois, que si l'effet *total* prévu est le même dans les diverses théories, la répartition de cet effet le long des diverses parties du circuit lumineux n'est pas la même, pour l'observateur entraîné, dans la théorie de la relativité que dans la théorie cinématique ancienne de la lumière, tout au moins quand l'observateur n'est pas situé au centre du disque.

III. — Nous avons ensuite introduit sur les côtés du polygone formé par les miroirs de Sagnac trois tubes remplis d'eau, fermés à chaque extrémité par des glaces. Ces tubes ne participent pas à la rotation du disque; ils sont parcourus par le double rayon lumineux provenant de l'éclair très bref, après séparation par la lame séparatrice de Sagnac, au moment où la rotation du disque amène les alignements des miroirs consécutifs à coïncider avec eux.

Les résultats constatés sont encore les mêmes que l'enregistreur photographique soit ou non solidaire du disque. Ils ne sont d'ailleurs pas égaux à ceux que l'on obtient en l'absence des tubes pleins d'eau; on a, à peu près, comme différence des temps de parcours $\frac{4 \alpha n A}{c^2}$, n étant l'indice de l'eau; le résultat est d'autant plus voisin de cette valeur que le parcours lumineux extérieur aux tubes est plus petit. Si l'appareil baignait entièrement dans l'eau, il semble qu'on devrait avoir comme différence des temps de parcours $\frac{4 \alpha n^2 A}{c^2}$. En théorie cinématique ancienne de la lumière, tout cela s'explique tout de suite très bien; dans le cas de l'expérience, les variations de parcours des rayons ont lieu en effet dans l'air, au voisinage de la lame réceptrice, et sont parcourues avec la vitesse c et non $\frac{c}{n}$ ¹.

¹ Si la lame séparatrice et réceptrice passait seule dans le milieu réfringent au moment de l'éclair, on aurait très vraisemblablement l'effet $\frac{4 \alpha A n}{c^2}$. Si, au contraire, une autre petite fraction quelconque du circuit y passait seule, on aurait à très peu près $\frac{4 \alpha A}{c^2}$. Ceci nous

Il nous semble moins facile de donner de cette expérience une théorie géométrique analogue à celles qui sont possibles en relativité pour l'expérience faite dans l'air. On peut bien en donner des théories à la fois physiques et géométriques; mais cela oblige à renoncer à l'harmonie de la méthode uniquement géométrique, et c'est peut-être un assez gros inconvénient.

Quant à la répartition de l'effet global le long du circuit lumineux, la relativité ne la prévoit pas comme étant la même que dans la théorie cinématique ancienne, pour l'observateur entraîné.

IV. — Dans une seconde série d'expériences ¹, nous avons eu justement pour but d'essayer de localiser la cause du déplacement de franges, en divisant un circuit total lumineux en deux parties dont l'une restera toujours fixe dans le laboratoire, et dont l'autre pourra entrer en rotation.

Ces expériences utilisent un interféromètre du type de celui de Sagnac, mais plus grand, et avec cette différence que le circuit lumineux est composé de deux parties dont une seule est solidaire du disque en rotation. L'illumination de l'appareil est produite à chaque tour du disque au moyen d'un éclair très bref. Le dispositif est schématiquement représenté en perspective dans la figure 2.

Le collimateur L' et la lunette L non dessinés, la glace S , séparatrice et réceptrice, où se trouve l'observateur O , les miroirs K, J, D, E, F , sont tous solidaires du disque, de 1 m de diamètre, et tournent avec lui; la glace S est à peu près à égale distance de F et J , en outre $CF = CJ = 40$ cm environ. Les miroirs G, H, I restent fixes et ne participent pas à la rotation du disque. Pour tous les miroirs autres que F, G, I, J , les plans d'incidence sont horizontaux, parallèles au disque. Les plans

semble un argument contre la théorie géométrique et nous paraît établir que la seule théorie valable de l'expérience doit faire résider l'effet dans l'allongement ou le raccourcissement des parcours terminaux, au voisinage de la lame. La théorie classique est seule à réaliser cette condition.

¹ A. DUFOUR et F. PRUNIER, *C. R. Acad. Sc.*, t. 208, 1939, p. 988; *Journ. de Physique*, série VIII, t. 3, 1942, p. 153.

d'incidence sur F, G, I, J sont verticaux et contiennent l'axe de rotation XCX' . Ces derniers miroirs sont inclinés à 45° sur la verticale, F se trouvant parallèle à G, et J parallèle à I au moment de l'éclair. Les longueurs FG et IJ sont de 10 cm. L'un des faisceaux interférant suit le chemin SKJ sur le disque,

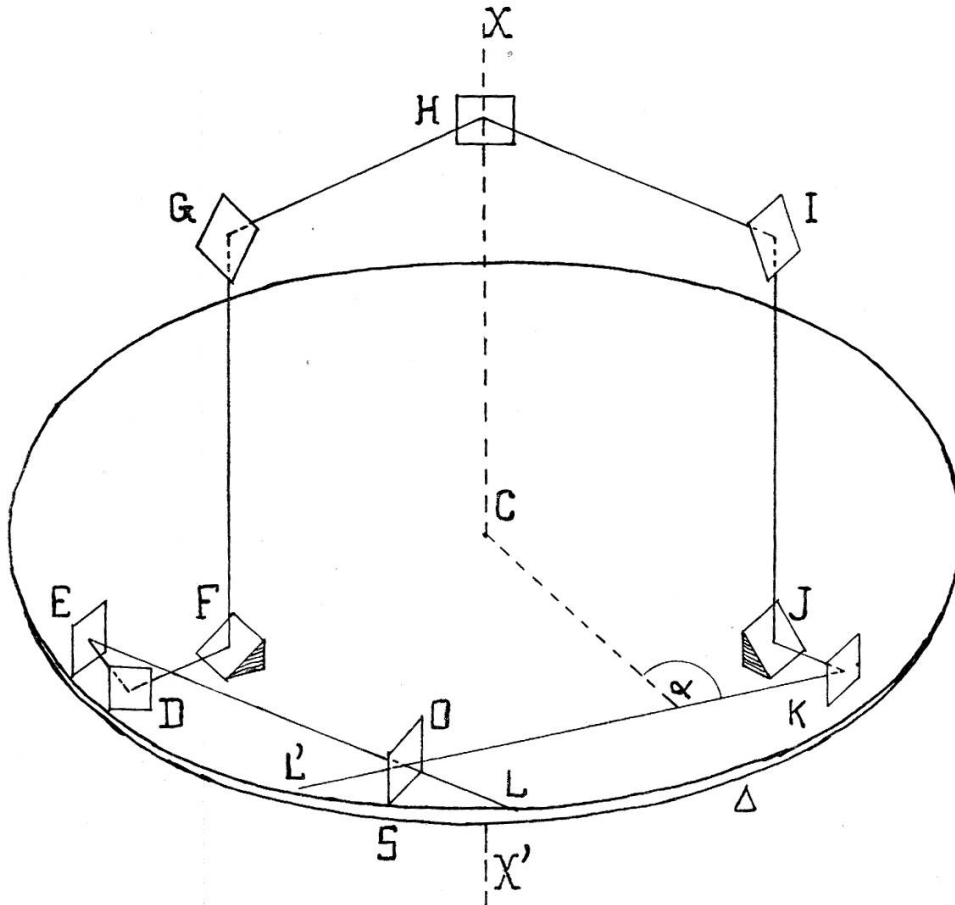


Fig. 2.

puis JIHGF parcours fixe dans le laboratoire, puis FDES sur le disque; l'autre faisceau marche en sens inverse. Les franges sont enregistrées sur une plaque photographique dans le plan focal de la lunette L.

Pour une rotation sans vitesse sensible du disque, les franges ne subissent aucune modification durant l'éclair. Quand la vitesse de rotation devient appréciable, on enregistre un décalage des franges atteignant $\frac{3}{10}$ d'interfrange pour les deux sens de rotation, et pour une vitesse angulaire de 5 tours par seconde.

Le dispositif réalise les conditions suivantes: les déplacements du point d'arrivée sur J du rayon issu de F, lors de la rotation, et réciproquement pour F par rapport à J, ne déterminent aucun retard supplémentaire, la compensation des deux effets se produisant par suite du retournement de l'un des faisceaux par le miroir supplémentaire E; l'obliquité qui peut résulter, pour les rayons FG et IJ, de la rotation, ne dépasse pas $6/1000^e$ de seconde sexagésimale, valeur négligeable. Les deux chemins optiques fixes gardent alors des longueurs égales à un infiniment petit près d'ordre supérieur.

Le résultat est proportionnel à l'aire A balayée par un rayon vecteur issu du centre C du disque et s'appuyant sur le parcours lumineux solidaire du disque de J à F, l'aire du petit triangle CED étant prise négativement. La formule en est $t_1 - t_2 = \frac{4 \alpha A}{c^2}$, comme celle du résultat de Sagnac, et *quel que soit l'observateur*. Il ne change pas quand on modifie le parcours fixe. La cinématique ancienne de la lumière en rend compte sans difficultés par l'allongement du trajet d'un rayon lumineux et le raccourcissement du trajet de l'autre pendant les parcours JF et FJ. En ce qui concerne la cinématique relativiste, plaçons-nous au point de vue de l'observateur entraîné O, supposé situé sur la glace réceptrice des deux rayons. Nous avons dit tout à l'heure quelles réserves d'ordre qualitatif nous avons à faire à son sujet. Ici nous en avons une autre à faire. Considérons séparément les deux parties du circuit. Dans la partie liée au disque, les deux rayons parcourent, pour l'observateur O, des distances égales. Ils ont même fréquence ν , et même vitesse c , au second ordre près, par emploi du temps d'un observateur galiléen coïncidant un instant avec O. Aucune différence de phase du premier ordre en $\frac{\alpha}{c}$ n'est donc produite sur cette partie du circuit pour cet observateur. Pour lui le phénomène ne peut donc provenir que de la partie du circuit fixe dans le laboratoire. De sorte que, même s'il peut rendre compte quantitativement de la valeur globale de l'effet constaté, ce ne sera qu'en l'attribuant à une partie du circuit, où physiquement et objectivement parlant, le physicien expérimentateur se croit en droit d'affirmer, en quelque

sorte comme super-observateur, qu'il ne se passe aucun fait nouveau. Le point de vue relativiste apparaît donc comme essentiellement *subjectif*. Or n'est-on pas en droit de demander à toute science de tendre, au moins, vers l'objectivité ? Ne devrions-nous pas être tous d'accord à ce sujet ?

Mais voyons maintenant si l'observateur relativiste peut, du moins, rendre compte quantitativement du résultat observé.

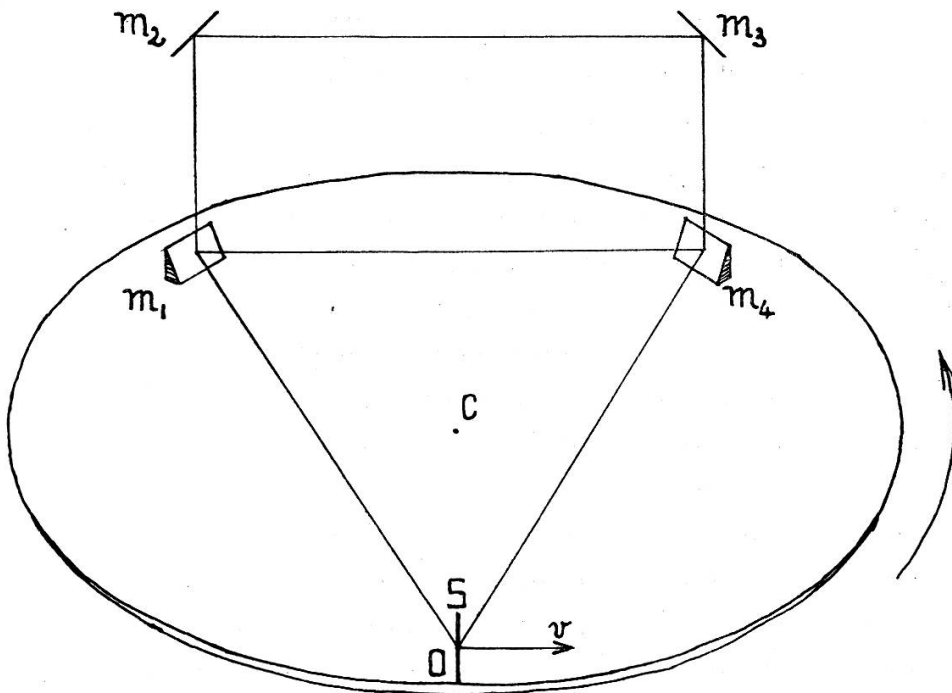


Fig. 3.

Simplifions un peu la présentation pour faciliter notre étude. Très schématiquement, l'appareil peut être décrit ainsi qu'il suit. Une lame séparatrice S, où est supposé se trouver l'observateur O, concrétisé par une plaque photographique, et deux miroirs m_1 et m_4 , sont solidaires du disque. Les autres appareils, et notamment deux miroirs m_2 et m_3 sont dans un plan surélevé parallèle à celui du disque et restent fixes quand le disque tourne autour de son centre C avec la vitesse angulaire α . Ces quatre miroirs sont deux à deux sur la même verticale, et inclinés sur elle à 45° . Le tout est illuminé une fois par tour par un éclair qui jaillit quand la vitesse linéaire v de O est parallèle à la ligne $m_2 m_3$ des miroirs fixes extrêmes.

Le résultat expérimental est un déplacement de frange égal, en nombre de franges, à $\frac{4\nu\alpha A}{c^2}$, ν étant la fréquence de la lumière employée, et A l'aire $Cm_2 m_1 Sm_4 m_3 C$, ou encore $\frac{2\nu \rho l}{c^2}$, l étant la distance $m_4 m_1$, ou $m_2 m_3$. Ce résultat s'explique facilement dans la théorie cinématique ancienne de la lumière.

V. — En ce qui concerne la théorie de la relativité, on voit d'abord qu'elle ne donne, au premier ordre en $\frac{\alpha}{c}$, aucune différence de phase du fait du mouvement du disque, du point de vue de l'observateur O , et pour les parcours Sm_1 et $m_1 S$, Sm_4 et $m_4 S$, entraînés par le disque. Pour évaluer ce que donneraient le parcours $m_1 m_2 m_3 m_4$ et le parcours inverse, appelons ν la fréquence du rayon circulant dans le sens $m_2 m_3$ et t la durée du parcours, ces grandeurs étant mesurées par l'observateur O . Pour lui, le mouvement instantané de la partie considérée du circuit peut se décomposer en une translation rectiligne de vitesse $-\nu$ et en une rotation de centre O et de vitesse angulaire α . Soient ν_1 et t_1 la fréquence et la durée du parcours telles que les mesurait O s'il ne fallait tenir compte que de la translation. Dans la rotation autour de O , la fréquence ν_1 n'est pas altérée, non plus que le temps de parcours dt_1 d'un élément du parcours, par emploi du temps du système galiléen de vitesse ν et d'origine O . Seule la translation introduit donc une variation des différences de phase, à l'exclusion de la rotation instantanée autour de O .

Une méthode simple consiste alors à évaluer le nombre d'ondes existant à un instant donné entre les miroirs m_2 et m_3 et inversement. Si l est la longueur de chacun de ces trajets, et λ_1 et λ_2 les longueurs d'ondes telles qu'elles apparaissent à O , la différence de phase introduite par le mouvement de l'observateur, réduit comme on vient de le dire à une translation de vitesse ν , est $\frac{l}{\lambda_1} - \frac{l}{\lambda_2}$.

Or, dans le vide ou dans l'air, on a, au second ordre près: $\lambda_1 = \lambda \left(1 - \frac{\nu}{c}\right)$, $\lambda_2 = \lambda \left(1 + \frac{\nu}{c}\right)$, λ désignant la longueur d'onde commune aux deux trajets en question pour l'observateur.

teur fixe dans le laboratoire. D'où le résultat expérimental $\frac{2 \nu l}{c \lambda}$ ou $\frac{2 \nu \nu l}{c^2}$.

VI. — Cependant on voit que c'est à un effet Doppler, c'est-à-dire à quelque chose d'essentiellement subjectif et que l'on s'efforce d'ordinaire d'éliminer, que l'observateur attribue le résultat, ce qui ne laisse pas de paraître un peu artificiel. Nous allons donc appliquer la méthode à un cas un peu plus général.

Imaginons, suivant une idée que nous avons déjà utilisée ailleurs, qu'au lieu de rayons lumineux on utilise dans l'expérience deux flux de particules électriques ou matérielles, de vitesses u par rapport au laboratoire, et u_1 et u_2 par rapport à l'observateur galiléen O. Les ondes associées ont pour longueurs d'onde respectivement :

$$\lambda = \frac{h \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{mu}, \quad \lambda_1 = \frac{h \sqrt{1 - \frac{u_1^2}{c^2}}}{mu_1}, \quad \lambda_2 = \frac{h \sqrt{1 - \frac{u_2^2}{c^2}}}{mu_2}$$

m étant la masse propre des particules. On en déduit, en remplaçant u_1 selon la formule de composition des vitesses :

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \lambda \sqrt{\frac{\left(1 + \frac{\nu u}{c^2}\right)^2 - \frac{(u + \nu)^2}{c^2}}{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\nu u}{c^2}} \cdot \frac{u \left(1 + \frac{\nu u}{c^2}\right)}{u + \nu} = \\ &= \lambda \sqrt{1 - \frac{\nu^2}{c^2}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\nu}{u}}, \end{aligned}$$

et

$$\lambda_2 = \lambda \sqrt{1 - \frac{\nu^2}{c^2}} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\nu}{u}}$$

D'où : $\frac{l}{\lambda_1} - \frac{l}{\lambda_2} = 2 \frac{\nu}{u} \frac{l}{\lambda}$, au second ordre près en $\frac{\nu}{u}$.

Appliquons cela à un flux de photons de vitesses $\frac{c}{n}$, dans un milieu d'indice n supposé intercalé sur le parcours fixe $m_2 m_3$.

La différence de phase ainsi justifiée serait, au premier ordre en $\frac{v}{c}$: $\frac{2 v n l}{c \lambda}$. Il faut ensuite tenir compte de la relation entre λ et la longueur d'onde λ_0 du vide qu'on sait expérimentalement être $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$. D'où finalement pour la différence de phase la valeur $\frac{2 v n^2 l}{c \lambda_0}$.

Dès qu'on pourra utilement avoir des interférences avec des flux d'électrons, il sera utile de reprendre l'expérience avec circuit mi-fixe, mi-mobile, pour confirmer que l'effet provient uniquement, même pour l'observateur O, de la partie mobile. Les faisceaux d'électrons auraient de très grandes vitesses sur le disque mobile et seraient freinés ou accélérés sur les parcours verticaux intermédiaires, de façon à n'avoir sur la partie du circuit fixe dans le laboratoire que des vitesses assez faibles.

VII. — Or nous avons également, M. Dufour et moi-même, fait l'expérience en plaçant sur les parcours $m_2 m_3$ et $m_3 m_2$ un tube rempli d'eau, d'indice n et en employant alors de la lumière monochromatique. Le résultat expérimental demeure $\frac{2 v l}{c \lambda_0}$ comme on pouvait s'y attendre. Pour éviter le désaccord entre l'expérience ainsi étudiée et la théorie, il faudrait, puisqu'on est obligé d'admettre que $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$, remplacer u , vitesse des corpuscules, par nc , ce qui ne semble guère non plus pouvoir être admis, et en tout cas pas dans la théorie relativiste et corpusculaire qui est celle que nous venons d'utiliser. Reste alors la possibilité de considérer la vitesse $\frac{c}{n}$ du flux de photons comme une apparence d'ensemble, les photons conservant en réalité la vitesse c , et l'apparence de la vitesse $\frac{c}{n}$ étant due à des rétrogradations ou à des déviations par suite des interactions avec les particules de matière. L'onde et le corpuscule garderaient alors tous les deux, sur les parcours élémentaires entre les particules de matière, la même vitesse c qu'elles ont dans le vide. La propriété d'après laquelle le produit des vitesses de l'onde et du corpuscule doit être égale à c^2 existe d'ailleurs bien dans le milieu réfringent comme dans le vide, puisqu'elle se déduit

de la formule du temps de Lorentz qui ne dépend évidemment pas du milieu. Or si l'onde, par exemple, avait dû avoir la vitesse élémentaire $\frac{c}{n}$, le corpuscule aurait dû avoir la vitesse cn , qui est à rejeter. C'est donc une raison de plus d'admettre que la vitesse $\frac{c}{n}$, égale pour l'onde et le corpuscule, est une apparence d'ensemble, la vitesse réelle élémentaire restant c pour les deux.

VIII. — La constante m désigne ci-dessus la *masse propre* des particules telle qu'elle serait dans le milieu; nous voulons dire qu'elle pourrait ne pas avoir la même valeur que dans le vide; mais elle devrait avoir la même valeur dans tous les systèmes d'observation galiléens et s'éliminerait finalement comme dans le calcul ci-dessus. Il est d'ailleurs possible de présenter le calcul sans faire intervenir explicitement m . On a en effet toujours $\frac{\lambda_1}{\lambda} = \frac{V_1}{V} \cdot \frac{\nu}{\nu_1}$, V et V_1 étant les vitesses des ondes associées aux corpuscules, respectivement pour O en repos dans le laboratoire et pour O en mouvement avec la vitesse ν dans le laboratoire, et ν et ν_1 les fréquences correspondantes. En exprimant V et V_1 à l'aide de u et de u_1 , et ν et ν_1 à l'aide de la fréquence ν_0 du corpuscule dans son système propre de vitesse $\frac{c}{n}$, on retrouve bien le résultat ci-dessus.

En raison de l'importance qui nous paraît devoir être attribuée à ce résultat, nous allons encore l'établir d'une autre façon. On sait qu'en plus de la méthode de calcul de la différence de phase que nous avons employée plus haut, il existe une autre méthode, peut-être d'ailleurs plus fréquemment employée aujourd'hui, et dont nous allons rappeler le principe. Soit un front d'onde, porteur de phase, émis par un point A à un instant t_0 d'un certain observateur. Ce front se déplaçant avec la vitesse V , il arrive au point B au bout d'un temps t après son émission par A . Il porte encore à ce moment la même valeur de la phase: c'est une définition de la propagation même. Pendant cette durée t , la phase au point A a varié de $\frac{t}{\tau}$, τ désignant la période du phénomène en A , telle qu'elle apparaît à l'observateur.

Appliquons cela au rayon allant de m_2 à m_3 et à l'observateur O entraîné par le disque. Soient t_1 la durée du parcours $m_2 m_3$ pour cet observateur, V_1 la vitesse de l'onde, égale à $\frac{c^2}{u_1}$, u_1 étant la vitesse des particules et $l_1 = l\left(1 + \frac{v}{V}\right)$ la longueur du parcours $m_2 m_3$, au second ordre près en $\frac{v}{V}$; l serait la longueur du parcours pour l'observateur fixe dans le laboratoire, et $V = \frac{c^2}{u}$ la vitesse de l'onde pour ce même observateur.

On peut écrire:

$$t_1 = \frac{l_1}{V_1} = \frac{u_1 l}{c^2} \left(1 + \frac{v}{V}\right) = \frac{l}{c^2} \left(1 + \frac{vu}{c^2}\right) \frac{u + v}{1 + \frac{vu}{c^2}}$$

ou

$$t_1 = \frac{lu}{c^2} \left(1 + \frac{v}{u}\right) = \frac{l}{V} \left(1 + \frac{v}{u}\right).$$

On aurait d'ailleurs cela directement par la formule du temps de Lorentz.

La période τ_1 du phénomène en m_2 , vu par O, est, au second ordre près, la même que τ .

Donc:

$$\frac{t_1}{\tau_1} = \frac{l}{V\tau} \left(1 + \frac{v}{u}\right) = \frac{l}{\lambda} \left(1 + \frac{v}{u}\right).$$

Pour les deux rayons, la différence de phase imputable au parcours $m_2 m_3$ et au parcours inverse sera:

$$\frac{t_1}{\tau_1} - \frac{t_2}{\tau_2} = \frac{2lv}{\lambda u}$$

comme on l'a déjà trouvé par la première méthode.

IX. — Mais voyons si l'idée d'attribuer à l'onde lumineuse, même en milieu réfringent, une vitesse égale à c , ou voisine de c , sur les parcours élémentaires entre particules de matière, peut être soutenue jusqu'au bout. Dans cette hypothèse, l'indice n du milieu s'explique de la façon suivante. Si L est,

pour un même rayon, la somme des parcours accomplis dans le milieu dans le sens de la marche du rayon, et l la somme des parcours de sens contraire, l'indice se définit par l'égalité :

$$\frac{L}{c} + \frac{l}{c} = \frac{n(L - l)}{c}$$

obtenue en évaluant de deux façons différentes le temps de parcours de la longueur $L - l$ du milieu.

Pour un observateur animé d'une vitesse v par rapport au milieu, on définirait de façon tout analogue un indice n' par l'égalité :

$$\frac{L'}{c} + \frac{l'}{c} = \frac{n'(L' - l')}{c},$$

avec, au second ordre près :

$$L' = L\left(1 + \frac{v}{c}\right), \quad l' = l\left(1 - \frac{v}{c}\right).$$

Par exemple, si comme dans l'expérience de Fizeau, on fait couler l'eau par rapport au laboratoire, la vitesse élémentaire sur les parcours entre particules de matière restant c évidemment par rapport à l'observateur resté au repos dans le laboratoire, c'est $\frac{c}{n}$, qui sera la nouvelle vitesse apparente moyenne, les parcours étant bien devenus

$$L' = L\left(1 + \frac{v}{c}\right) \quad \text{et} \quad l' = l\left(1 - \frac{v}{c}\right).$$

En remplaçant L' et l' dans l'égalité définissant n' , on trouve, au second ordre près, la formule de Fizeau-Fresnel :

$$\frac{c}{n'} = \frac{c}{n} \pm v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right).$$

C'est là un point assez important. Car il permet de rendre compte du résultat expérimental de Fizeau, et aussi de celui de Haess, sans qu'on ait besoin d'avoir recours ni à l'entraînement des ondes, ni à la formule de composition des vitesses de la relativité. Sur les parcours partiels la vitesse de la lumière pourrait se composer suivant la loi cinématique classique et

sur le parcours d'ensemble résultant suivant la loi de Fresnel. Cela supprime l'une des vérifications essentielles de la cinématique de la relativité restreinte, ou du moins rend inutile l'emploi de cette cinématique pour expliquer l'expérience de Fizeau et celle de Haress. Le calcul ci-dessus, si on le conduit sans négliger les termes du second ordre, donne entre $\frac{c}{n'}$ et $\frac{c}{n}$ une relation qui est identique à la formule de composition des vitesses de la relativité, alors qu'il semble qu'on n'introduise dans le raisonnement aucun élément de cette nature, au moins quand on considère l'observateur restant pendant toute l'expérience au repos dans le laboratoire.

Cependant les principales objections qu'on peut avoir contre cette manière d'envisager les phénomènes dans les milieux réfringents sont les suivantes. D'abord les vitesses réelles demeurant les mêmes pour l'onde avant et après l'entrée dans le milieu, on s'explique mal la loi de Descartes: tout au moins le rapport des sinus des angles d'incidence et de réflexion n'est plus en relation avec le quotient des vitesses réelles. Mais surtout, s'il y a ainsi rétrogradations ou déviations, c'est qu'il y a chocs, au sens étendu du mot, entre les particules de lumière et les particules de matière. Or, d'après les phénomènes de Compton et Raman, à chacun de ces chocs la lumière doit perdre de sa fréquence; après un parcours de quelque longueur dans le milieu il y a eu un nombre énorme de chocs; on devrait donc trouver une différence de fréquence notable entre le rayon émergent et le rayon incident. Or, à notre connaissance, on n'a jamais constaté rien de tel. Et même cette hypothèse a des traits communs avec celle par laquelle Zwicky pensait pouvoir expliquer le déplacement vers le rouge des raies des nébuleuses spirales, qui a été reconnue quantitativement inexacte. Pour la soutenir, il faudrait admettre qu'à la perte de fréquence par le choc vient se superposer une augmentation de fréquence due à d'autres causes. Enfin, si la vitesse de la lumière était c sur les parcours élémentaires dans le milieu réfringent, il s'en suivrait que dans l'expérience relatée au paragraphe III ci-dessus, le résultat à attendre serait $t_1 - t_2 = \frac{L \alpha A}{c^2}$. Or il n'en est pas ainsi.

En l'état actuel des choses, il semble donc bien que l'hypothèse de la vitesse réelle sur les parcours partiels dans le milieu, restant égale à c , qui seule explique l'expérience étudiée ici dans la théorie relativiste et corpusculaire de la lumière, ne peut pas être soutenue jusqu'au bout, surtout en raison de l'absence de tout effet de variation de fréquence.

X. — La théorie relativiste et non corpusculaire de la lumière, qu'on peut déjà qualifier d'ancienne, explique bien notre expérience, car elle admet pour relation entre les longueurs d'onde λ et λ_1 ou λ_2 la suivante: λ_1 ou $\lambda_2 = \lambda \left(1 \pm \frac{v}{nc}\right)$, ce qui conduit, pour la variation de la phase, à $\frac{2v l}{c \lambda_0}$.

Mais elle-même n'est pas en accord sur quelques points avec les théories les plus modernes, comme il est bien connu. Retenons seulement qu'elle correspondrait au cas où l'on aurait $u = cn$, ce que nous considérons comme impossible. L'expérience de Foucault sur la mesure de la vitesse de la lumière dans l'eau montre bien, sans qu'on ait à faire appel aux autres raisons possibles, que la vitesse de l'énergie, donc des corpuscules à peu de chose près, s'ils existent, est $\frac{c}{n}$ et non pas cn .

On peut remarquer que, sous la forme où elle fait intervenir un milieu réfringent sur le parcours $m_2 m_3$, l'expérience que nous venons de décrire est l'inverse de celle de Fizeau ou de celle de Haess. L'expérience de Fizeau correspondrait au cas où le disque et l'observateur seraient maintenus au repos et où le tube rempli d'eau serait mis en mouvement dans le laboratoire avec la vitesse $-v$. Nous n'avons pas réalisé cela; nous ne pouvons donc pas affirmer expérimentalement que les déplacements des franges seraient exactement les mêmes, que ce soit l'observateur qui soit mobile avec la vitesse v ou le milieu avec la vitesse $-v$ dans le laboratoire; mais ils seraient certainement voisins. Notre appareil était trop peu précis (5% d'erreur possible) pour faire cette comparaison. Mais on verra plus loin que nous avons mis en chantier un autre appareil qui devait la permettre.

XI. — En résumé, nous avons à choisir entre quatre hypothèses pour expliquer notre expérience avec milieu réfringent.

Dans la première, la longueur d'onde λ' pour l'observateur en mouvement O est la même que pour l'observateur au repos, sur le parcours $m_2 m_3$, dit parcours fixe. Les nombres d'onde correspondant aux deux rayons et compris entre les deux miroirs m_2 et m_3 sont les mêmes; aucune différence de phase ne provient de ce parcours; tout l'effet provient du parcours entraîné par le disque. C'est la cinématique ancienne de la lumière. Elle n'est ni relativiste, ni obligatoirement corpusculaire: cela n'entraîne d'ailleurs aucunement l'impossibilité des phénomènes de choc, au sens large du mot, car le seul fait de constater un choc n'implique nullement que le projectile vienne de la source lumineuse; il pouvait tout aussi bien préexister dans l'espace avant l'arrivée du flux lumineux. Cela mériterait un autre développement qui est ici hors de propos.

Dans la seconde hypothèse, relativiste et corpusculaire, on aurait $\lambda' = \lambda \left(1 \pm \frac{v n}{c}\right)$. Elle est directement contraire à notre expérience et cela *au premier ordre* en $\frac{v}{c}$.

Dans la troisième, relativiste et corpusculaire aussi, on aurait $\lambda' = \lambda \left(1 \pm \frac{v}{c}\right)$. Elle explique bien notre expérience, mais elle a contre elle en particulier d'être contraire à l'effet Compton et à l'effet Raman et de ne pas se prêter à une interprétation simple de la loi de la réfraction de Descartes; elle suppose en effet des rétrogradations et par suite des pertes de fréquence qui n'ont pas lieu.

Dans la quatrième, relativiste mais non corpusculaire, on aurait $\lambda' = \lambda \left(1 \pm \frac{v}{c n}\right)$. Elle est d'accord avec l'expérience, mais il est bien admis aujourd'hui par tous qu'une théorie de la lumière qui serait à la fois relativiste et non corpusculaire est impossible. Elle correspond au cas où u serait égal à cn . Seule peut donc être retenue la première, c'est-à-dire la théorie de la lumière *selon laquelle le nombre d'ondes entre deux points ne dépend pas de l'observateur*. Cela pose évidemment quelques autres questions: ce n'est pas ici le lieu de les aborder, mais elles nous paraissent solubles.

Indépendamment même de toute question quantitative, il pouvait sembler peu convaincant d'attribuer l'effet constaté à une partie du circuit qui, justement, n'est pas atteinte par le mouvement du disque.

On aurait eu un critérium plus facile à appliquer si l'on avait pu employer deux sources lumineuses distinctes et avoir ainsi un révétable circuit ouvert lié au disque, l'observateur étant toujours lié à la lame réceptrice S. Mais cela n'a pas pu être fait. On pourra y repenser si l'on vient à pouvoir créer, par exemple par fluorescence préalable provenant d'une même source excitatrice, deux sources vraiment identiques et en phase.

XII. — Nous avons, en outre, M. Dufour et moi-même, formé le projet d'une expérience de translation dont l'un des buts était d'utiliser la remarque qui vient d'être faite au sujet de l'expérience de Fizeau, c'est-à-dire de comparer de façon précise cette expérience à l'expérience inverse. Les autres buts étaient la vérification dans la translation uniforme des résultats trouvés plus haut dans la rotation avec circuit mi-fixe. La partie mécanique de l'appareil avait pu être construite et mise en place, et nous nous préoccupions de la partie optique quand nos travaux furent arrêtés par suite de la maladie et du décès de M. Dufour. Le principe de l'appareil était inspiré de celui du disque de l'expérience de rotation avec circuit partiellement solidaire du disque et partiellement indépendant de lui que nous avons déjà réalisée et que je viens de rappeler.

L'appareil devait se composer d'une plate-forme métallique rectangulaire, de 3 m sur 2 m environ, suspendue au plafond du laboratoire par trois couples de deux barres égales, articulées au plafond et au bâti de la plate-forme; on assurait ainsi une course de 5 m environ de la plate-forme, parallèlement au plafond, mais évidemment avec une dénivellation; la course, d'autre part, n'était pas uniforme. Mais, en n'utilisant que la partie basse de la trajectoire, nous arrivions à obtenir un mouvement sensiblement rectiligne et uniforme. L'éclairement du circuit optique devait se faire une fois par oscillation, grâce à la méthode de l'éclair extrêmement bref déjà employée dans

l'expérience de rotation avec source ou enregistrement photographique immobile et dans celle avec circuit partiellement immobile; il y avait deux rayons provenant d'une source unique par séparation comme dans les expériences de rotation et dans celle de Sagnac, et circulant en sens contraire l'un de l'autre. Une partie restreinte de la plate-forme pouvait à volonté être maintenue immobile dans le laboratoire au voisinage de la position de la plate-forme qui correspondait au jaillissement de l'éclair; ou bien au contraire être liée au reste de la plate-forme oscillante; ou même osciller seule. La partie principale de la plate-forme portait les appareils d'observation, lunette et plaque photographique, les appareils d'éclairement et plusieurs miroirs délimitant un long circuit lumineux.

L'autre équipage pouvait, dans une partie des expériences que nous envisagions, recevoir une longue colonne réfringente constituée par un tube de cuivre rempli d'eau et fermé à chaque bout par une petite glace. Cette colonne pouvait donc se trouver dans trois situations: soit être liée à l'ensemble de la plate-forme oscillante; soit osciller seule, ce qui correspond au cas de l'expérience de Fizeau sous la forme où elle a été reprise par Zeeman; soit enfin rester immobile tandis que la partie principale du circuit oscillait, ce qui est le cas inverse de celui de Fizeau.

L'un des usages de l'appareil devait être de chercher si le déplacement des franges d'interférence avait dans le troisième cas la même valeur exactement que dans le second.

CONCLUSIONS.

I. — Les expériences et les observations que nous venons de décrire ne donnent-elles pas le sentiment qu'il faut réviser les propriétés que les théories physiques modernes prêtent à l'espace? D'abord l'onde dont l'existence physique nous paraît imposée par les faits astronomiques touchant les valeurs discrètes des ma , $\frac{m}{a}$, $m\sqrt{a}$, $m\sqrt{a(1-c^2)}$, $\frac{Td}{\sqrt{a}}$, $T\sqrt{a}\cos\varphi$, $\frac{d}{a\cos\varphi}$, $\sum n\omega$ suppose des propriétés de l'espace qu'il est diffi-

cile de concilier avec le caractère qu'on en est venu à reconnaître à celui-ci dans la physique contemporaine. Il faut que cet espace puisse propager une onde physique réelle.

Ensuite nous avons montré qu'à côté des phénomènes bien connus et du second ordre en $\frac{v}{c}$ par lesquels diffèrent les deux cinématiques, existaient des faits expérimentaux aussi, par lesquels ces deux cinématiques diffèrent au premier ordre en $\frac{v}{c}$; ce sont l'effet Sagnac étendu aux mobiles astronomiques et l'expérience du circuit Sagnac avec partie immobile réfringente dans le laboratoire, pour se borner à ces deux faits; l'un et l'autre sont, au premier ordre en $\frac{v}{c}$, contraires à la cinématique de rotation relativiste. Il semble que peu importe, dès lors, par exemple, que les deux formules de l'effet Doppler-Fizeau diffèrent au second ordre et que l'expérience soit en faveur de la formule de la relativité. Cela pose une question, bien entendu, mais ne peut pas contrebalancer l'influence de faits du premier ordre: d'ailleurs la théorie de M. Varcollier, dont nous parlons plus loin, en rend compte comme elle aussi, aussi bien pour l'effet transversal que pour l'effet longitudinal.

Mais il y a plus. On peut montrer que, si l'on considère la cinématique de rotation de la relativité comme n'étant pas conforme aux observations astronomiques, ainsi que nous l'avons établi dans le second chapitre, non plus qu'à l'expérience avec circuit mi-fixe et milieu réfringent, comme cela résulte du troisième, il est logiquement nécessaire d'en revenir dans une certaine mesure à l'hypothèse de quelque substratum emplissant l'espace. En effet la cinématique classique est alors celle qui doit être employée. Or, appliquée à des corpuscules quelconques, par exemple à des photons, elle ne rend pas compte de l'effet Sagnac ordinaire, ainsi que nous l'avons rappelé. Elle ne peut donc rendre compte de cet effet, qui est du premier ordre par rapport aux vitesses, que si la lumière n'est pas, ou du moins pas uniquement et pas surtout, composée de corpuscules, c'est-à-dire que si elle est réellement l'ondulation, d'abord, de quelque chose de physique.

II. — Mais une question se pose aussitôt. Avec un tel retour, même partiel, ne va-t-on pas retrouver les difficultés que rencontrait la physique vers les années 1900, à propos surtout de l'expérience de Michelson ? Rappelons quelques réponses qui ont été faites à cette question; nous nous attacherons à montrer que ces réponses ne sont pas contradictoires, mais quelles ont, au contraire, entre elles, malgré quelques apparences, des rapports étroites.

M. Carvallo, établissant un lien entre les expériences de Miller, avec un appareil de Michelson¹, et celles de M. Esclangon, tant à Strasbourg² qu'à Paris³, a conclu à la possibilité de mettre en évidence le mouvement de la Terre par des expériences terrestres. Dans une Note⁴ et dans un mémoire resté inédit, il a pu montrer une concordance numérique assez bonne entre les résultats de Miller et ceux de M. Esclangon à Strasbourg, tout en donnant une explication de ceux de M. Esclangon à Paris.

M. Varcollier a proposé une théorie très élaborée d'après laquelle les mouvements des sources ou des récepteurs de toute onde ou de toute énergie provoquent une sorte d'aberration généralisée des vitesses et des forces⁵. En particulier l'indicatrice des vitesses de la lumière pour une source en mouvement serait elliptique⁶, la vitesse V de la lumière dans le vide étant donnée, dans une direction faisant un angle θ avec la vitesse v de la source dans l'éther, par la formule

$$\frac{1 - \frac{v^2}{c^2}}{V} = \frac{l}{c} + \frac{e}{c} \cos \theta ,$$

e étant une constante égale à $\pm \frac{v}{c}$. Différente au second ordre en $\frac{v}{c}$ de la formule classique, elle rend bien compte du résultat

¹ *Astrophysical Journal*, t. 68, 1928, n° 5 et *Review of Modern Physics*, t. 5, 1933, p. 203.

² *Journal des Observateurs*, t. 11, 1927, p. 49; *C. R. Acad. Sc.*, t. 185, 1927, p. 1593.

³ *C. R. Acad. Sc.*, t. 200, 1935, p. 1165.

⁴ *C. R. Acad. Sc.*, t. 198, 1934, p. 247.

⁵ *Propagation ellipsoïdale*, Presses Universitaires, Paris.

⁶ H. Poincaré avait déjà signalé cette alternative (*Science et Méthode*, IV^e partie, 1905).

négatif ou très petit de Michelson et de Miller. MM. Guillaume et Le Roux ont proposé des formules analogues. Auparavant Stokes avait émis une théorie de l'entraînement de l'éther par la Terre sans que, naturellement, on dût nécessairement avoir recours à l'image un peu grossière d'un fluide chassé par la Terre: d'autres forces peuvent exister entre la matière et l'éther. Nous allons rapprocher entre elles ces trois théories et même les rapprocher toutes les trois de celle de Fresnel-Fizeau sur l'entraînement partiel. Fresnel estimait d'abord que seule une fraction de l'éther intérieur à un corps réfringent était entraînée, et intégralement, par le corps dans son mouvement: c'est celle qui correspondait à un certain excès de la densité de l'éther dans ce corps. Il montrait ensuite que cela comportait l'apparence que tout se passe comme si l'éther était entraîné, en moyenne, avec la vitesse $v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$, n étant l'indice; c'est sous cette nouvelle forme que la théorie se rendait accessible à l'expérience de Fizeau. C'est une question de savoir si ces deux manières de parler sont bien vraiment en tous points équivalentes. Mais, puisque expérience il y avait eu, on pouvait faire abstraction de l'origine des idées qui y avaient conduit, et retenir seulement l'hypothèse de l'entraînement partiel de l'éther avec la vitesse $v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$ sensiblement, en prenant cette hypothèse à la lettre. Alors, et *puisque'il faut éviter l'accumulation de l'éther dans ce corps*, on est conduit à envisager qu'il y a bien une réaction du corps sur l'éther extérieur, réaction qui peut être aussi un entraînement plus ou moins partiel.

La Terre, d'indice infiniment grand et d'épaisseur énorme, pourrait donc entraîner complètement dans sa translation son éther intérieur et plus ou moins complètement l'éther environnant; il pourrait y avoir une sorte de cylindre de génératrices parallèles à v , circonscrit à la Terre, qui participerait à son mouvement, cylindre du moins au voisinage de la Terre, car plus loin il pourrait prendre une autre forme. Ainsi donc nous éviterions le désaccord des deux théories de Fresnel (sous sa seconde forme) et de Stokes. Nous dirons un mot tout à l'heure de l'aberration astronomique qui a paru devoir différencier ces deux théories.

Remarquons qu'il est surprenant que l'on ait pu un seul instant devant l'échec de l'expérience de Michelson conserver quelque crédit à l'immobilité de l'éther, *tout en admettant que l'échec de l'expérience eût été le même*, si, au lieu d'avoir été réalisée dans l'air ou dans le vide, elle avait eu lieu dans un corps d'indice assez élevé, tel que l'eau, d'indice n . La contraction nécessaire à l'explication du résultat aurait eu pour effet de faire passer l'unité de longueur dirigée suivant le mouvement de la Terre de la longueur 1 à la longueur $\sqrt{1 - \frac{n^2 v^2}{c^2}}$, c'est-à-dire qu'elle eût dépendu de la longueur d'onde de la lumière employée ou que dans un corps d'indice $n = \frac{c}{v}$, la matière n'eût plus eu de longueur, résultats absurdes.

La logique eut ainsi imposé, avant toute autre, la conclusion que le mouvement relatif de l'interféromètre de Michelson et de l'éther où se passe l'expérience était inexistant, c'est-à-dire que l'éther qui entoure la Terre était complètement entraîné dans le mouvement de translation de la Terre. Les idées sur l'éther immobile conduisirent à des hypothèses étranges jusqu'au jour où fut donné de cette expérience l'explication qui en est la plus immédiate, à savoir l'isotropie de la propagation lumineuse au voisinage de la Terre. Mais cette explication admise, la question se pose de savoir à qui peut tenir cette isotropie que la théorie de la relativité prend purement et simplement pour l'une de ses bases.

Au voisinage de la courbe de contact cylindre-Terre existerait une région d'entraînement incomplet ou même nul et son existence permettrait d'envisager comme possible la mise en évidence de la translation de la Terre dans l'ensemble de l'éther. A moins que la vitesse de la Terre ne coïncide avec la ligne des pôles terrestres, un point convenablement choisi de la surface de la Terre passerait deux fois par jour dans cette région. Dans la rotation, au voisinage de la surface de la Terre, l'entraînement serait beaucoup moins grand, n'étant pas produit par une grande épaisseur de matière comme dans la translation. Si de telles idées avaient été en vigueur au moment des expériences de Michelson et de Miller, les résultats négatifs ou très petits de ces expériences n'auraient pas étonné car les conclusions en sont :

1) L'impossibilité de mettre en évidence le mouvement de translation de la Terre par des expériences optiques ou électromagnétiques terrestres, sauf avec des résultats très petits, variables d'ailleurs suivant l'heure de la journée et passant par deux maxima journaliers. L'intervalle de temps séparant ces maxima permet de définir un grand cercle de la sphère terrestre, passant par le lieu de l'expérience et dont le plan doit être perpendiculaire à la vitesse de la Terre. Cela suggérerait de refaire l'expérience de Miller à diverses latitudes dans le but de voir si la direction trouvée pour cette perpendiculaire varierait par rapport à la Terre selon la loi qu'il faudrait pour satisfaire à la condition trouvée. Il semble bien, en tout cas, que ce soient des résultats de ce genre qu'a trouvés Miller¹, quelques réserves qu'il y ait à faire, comme l'a fait Lodge, sur les directions assignées à la vitesse par Miller, par rapport au méridien du lieu d'observation, dans les diverses observations journalières. Selon l'idée de M. Carvallo, il faut rapprocher de ces résultats de Miller la variation de la vitesse de la lumière avec l'heure sidérale, et même sa variation très lente avec les années, qu'a signalées M. Esclangon.

Enfin, comme on sait, la composante du mouvement de la Terre suivant l'écliptique, a donné dans les expériences de Miller des résultats beaucoup plus petits que ceux qu'attendait Michelson, mais satisfaisant assez bien, comme directions, aux desiderata voulus.

2) La possibilité de mettre en évidence le mouvement de rotation diurne par des expériences optiques ou électromagnétiques (Michelson et Galle).

L'aberration astronomique a paru contraire à la théorie de l'entraînement de Stokes. Nous allons maintenant examiner ce point. L'aberration est, nous semble-t-il, un phénomène purement cinématique, indépendant du fait que l'éther existe ou n'existe pas, soit ou ne soit pas entraîné. Quand Stokes avait proposé sa théorie de l'entraînement, il

¹ *Loc. cit.* La présence de deux maxima journaliers est très nette sur les courbes que donne Miller.

avait semblé qu'elle nécessitait, pour cadrer avec l'aberration, des hypothèses assez étranges sur ce qui se passait à la surface de séparation des deux volumes entraîné et non entraîné. Cependant certains physiciens, et assez récemment encore M. Bouasse, en restaient partisans.

Supposons, pour simplifier d'abord un peu, que la surface de séparation soit réellement un cylindre de génératrices parallèles à v . Un observateur entraîné, situé sur cette surface, se trouve exactement dans la situation d'un observateur terrestre dans l'hypothèse du non-entraînement. Il donne donc de l'aberration la théorie cinématique habituelle, commune, au second ordre près en $\frac{v}{c}$, aux deux cinématiques. Toute la question est donc de savoir si une aberration supplémentaire a lieu, pour cet observateur, quand l'onde franchit la surface de séparation. On voit tout de suite que, s'il s'agit d'une onde plane se propageant normalement à cette surface, il n'en est rien ; l'onde peut, dans son ensemble, être déplacée parallèlement à elle-même, mais elle ne subit pas de changement de direction :

Si l'on considère maintenant un rayon lumineux (fig. 4) venant d'une étoile obliquement à la surface de séparation S de l'éther supposé entraîné, et si l'on effectue la construction d'Huyghens, on remplace l'élément incident AB par un élément transmis AB' , tel que BB' , compté suivant la surface, soit égal à $\frac{v \cdot AB \cdot \cos \theta}{c}$, θ étant l'angle du rayon lumineux et de la vitesse v , à laquelle nous continuons de supposer la génératrice S parallèle. Il y a bien alors une aberration supplémentaire, le nouvel angle θ' avec v étant tel que :

$$\cos \theta' = \frac{\cos \theta}{1 + \frac{v}{c} \cos \theta},$$

et ceci est contraire à l'observation. Pour faire disparaître cette aberration supplémentaire, au second ordre près toutefois, il faudrait assigner au rayon transmis non plus la vitesse c (ou voisine de c) du rayon incident, mais une

vitesse c' présentant avec la première une différence telle que :

$$\frac{l}{c'} = \frac{l}{c} - \frac{v}{c^2} \cos \theta .$$

Or c'est là la formule de M. Varcollier, établie de manière totalement indépendante de la question de l'entraînement. Il semble donc vraiment possible d'amener les quatre théories citées plus haut à un accord complet.

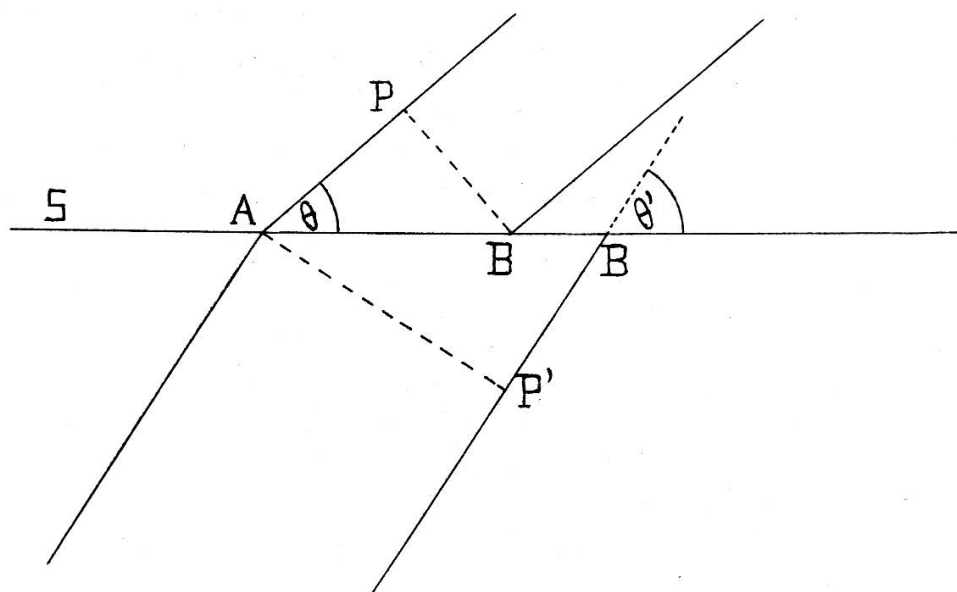


Fig. 4.

Ajoutons enfin que, si l'entraînement existe, il faut répondre à l'objection qu'il ne peut pas avoir lieu dans les corps réfringents avec la vitesse $v \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$ car il dépendrait de la longueur d'onde employée, à cause de n qui en dépend. En fait, Zeeman a substitué à cette valeur la suivante :

$$v \left(1 - \frac{1}{n^2} - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}\right) .$$

Si l'on prend pour n la valeur $\alpha - \beta \lambda^2$, α et β étant des constantes et si l'on tient compte d'un effet Doppler tenant à la vitesse $v \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$ approximativement, et non pas v , c'est-à-dire si l'on remplace, mais seulement pour le coefficient du terme de dispersion, v par $v \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$ on trouve, comme

coefficient d'entraînement $1 - \frac{1}{\alpha^2}$ qui n'appelle pas les mêmes remarques.

III. — Sans doute ce retour, plus ou moins complet, que nous postulons à une théorie d'un milieu ondulant pose-t-il de difficiles problèmes, sans même parler de celui de préciser les propriétés physiques de ce milieu qui demeure pour nous à peu près inabordable.

D'abord la théorie de la relativité d'Einstein a connu, indépendamment de sa partie cinématique, de si nombreux succès et s'est trouvée en si bon accord avec beaucoup de faits expérimentaux qu'on ne peut pas rejeter ses formules dynamiques et qu'on doit absolument s'imposer de les conserver. Les considérations que nous avons exposées jusqu'ici laissent d'ailleurs hors de cause la dynamique de la relativité. Celle-ci a bien fait elle aussi l'objet de diverses remarques. Quelques-unes des plus importantes nous paraissent celles de M. Tiercy, directeur de l'Observatoire de Genève¹; elles nous semblent mériter beaucoup d'attention mais sont pour le moment un peu en marge de notre sujet.

Ensuite les effets photoélectriques Cómpton et Raman obligent à conserver à la lumière un certain aspect discontinu et à lui attribuer une énergie de choc. Le problème sera pour nous d'arriver à expliquer cette énergie de choc sans recourir à l'hypothèse intégralement corpusculaire, puisque, venons-nous de voir, la lumière comporte l'ondulation réelle de quelque chose.

MM. Varcollier et Dive² ont établi, avons-nous dit, une théorie de la déformation ellipsoïdale des ondes par le mouvement des émetteurs et des récepteurs et rendent compte ainsi de l'échec de l'expérience de Michelson ou, tout aussi bien, de la faiblesse de l'effet constaté. En même temps, par une théorie de l'aberration des ondes, des vitesses et des forces, ils rendent compte d'un certain nombre de faits dynamiques. Nous pensons qu'il y aura lieu de réexaminer toutes ces questions.

¹ TIERCY, La théorie de la relativité et les observations astronomiques. *Publication de l'Observatoire de Genève*, fasc. 34, 1939.

² VARCOLLIER, *loc. cit.*
