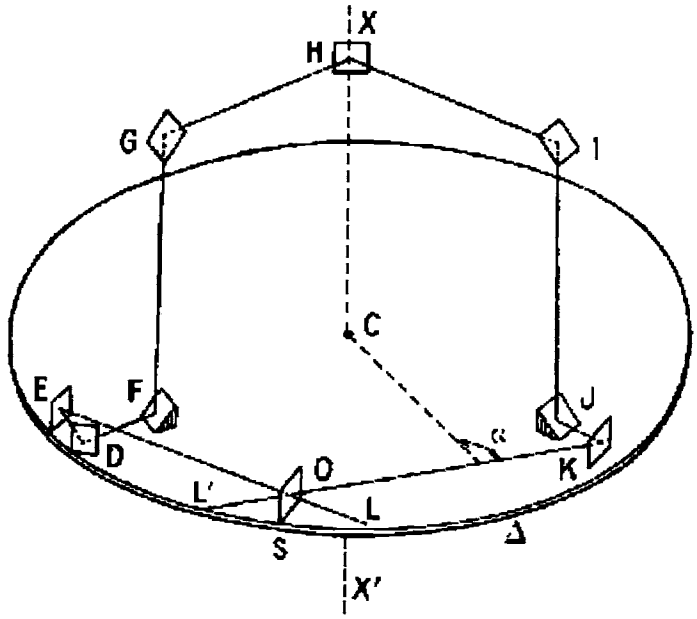
Gaz.	$(\tau - \tau_0).10^6$.	$(\chi_2 - \chi_0).10^{10}$.	$\alpha.10^{10}$ à 20 et 760°.	$\chi.10^6$.	$\chi_m.10^6$.	$\chi_m.10^6$ Mann.
Argon...	93,2	6,34	— 8,00	—0,481	19,2 ± 0,25	19,45
Krypton.	145	10,48	—12,14	—0,349	-29,2 ± 0,2	38
Xénon...	245	16,68	—18,34	—0,336	44,1 ± 0,2	42,1

OPTIQUE. — *Sur l'effet observé sur un disque de Sagnac en rotation quand une partie du circuit optique n'est pas entraînée.* Note de MM. **Alexandre Dufour** et **Fernand Prunier**.

Le dispositif utilisé dans cette étude est schématiquement représenté en perspective dans la figure. 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 Sagnac Δ, ici de diamètre 1^m, et tournent avec lui; la glace S est à peu près à égale distance des miroirs F et J; en outre CF = CJ. 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. Seuls les plans d'incidence des miroirs F, G, I, J sont verticaux et contiennent l'axe de rotation XCX'. Ces miroirs sont inclinés à 45° sur la verticale, F se trouvant parallèle à G, et J parallèle à I au moment de l'éclair, effectué ici en lumière blanche. Les longueurs FG et IJ sont

égales à 10^{cm}. L'un des faisceaux interférents suit le chemin SKJ sur le disque, puis JIHGF parcours fixe dans le laboratoire, et enfin FDES sur le disque; l'autre faisceau marche en sens inverse. Les franges sont enregistrées sur une plaque photographique liée au disque Δ 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 du disque devient appréciable, la plaque photographique enregistre un décalage des franges atteignant $2/10^e$ d'interfrange pour les deux sens de rotation quand la vitesse angulaire est d'environ 3,5 tours par seconde.

Signalons tout de suite que : 1° 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 de ces deux effets s'effectuant par suite du retournement de l'un des faisceaux par le miroir supplémentaire E; 2° la vitesse linéaire des miroirs F, J, ne dépassant pas 9 mètres par seconde, l'obliquité qui peut en résulter pour le rayon FG ou JI, n'atteint que $6/1000^e$ de seconde sexagésimale, valeur considérée ici comme négligeable. Les deux chemins optiques fixes gardent alors des longueurs égales à un infiniment petit près d'ordre supérieur.

Le phénomène d'interférence observé par O entraîné, peut être prévu en faisant appel à la considération du nombre d'ondes échelonnées à un instant donné sur les parcours optiques. Or le long des parcours fixes dans le laboratoire, de F à J et de J à F, le nombre d'ondes a une certaine valeur définie par les propriétés de la lumière et qui est nécessairement la même quelle que soit la théorie d'interprétation qu'utilise l'observateur entraîné O. Mais si cet observateur entraîné O admet $c \pm v \sin\alpha$ comme vitesse de la lumière par rapport à lui (v est la vitesse linéaire d'entraînement, variable avec le point considéré du parcours optique sur le disque), le nombre d'ondes qu'il attribue aux trajets inverses effectués par la lumière sur le disque ne sont pas les mêmes; il prévoit donc un décalage des franges de valeur déterminée par l'aire de sommet C centre de rotation, et dont la base est le parcours lumineux sur le disque. Tandis que, si l'observateur entraîné O admet que la vitesse de la lumière est c, au second ordre près, pour tout parcours rectiligne passant par O, le nombre d'ondes qu'il attribuera à ces trajets inverses sera le même, et le déplacement prévu pour les franges sera inférieur au précédent; dans le montage actuel, il sera ainsi

conduit à prévoir un décalage des franges de valeur déterminée par l'aire de sommet O, position occupée par l'observateur, et de base le parcours lumineux entraîné, décalage qui serait ici environ 10 fois plus petit que le précédent.

Pour une vitesse angulaire de 3,75 tours par seconde et pour les deux sens de rotation, dans les conditions de nos expériences correspondant à un angle FCJ de 120° et à des distances $CF = CJ = 40^{cm}$, le décalage prévu des franges est de l'ordre de $2/10^e$ d'interfrange dans la première hypothèse, et, dans la seconde, seulement de $2/100^e$ d'interfrange.

L'expérience réalisée ici donne donc raison, semble-t-il, à l'observateur entraîné O pour lequel la vitesse de la lumière serait $c \pm v \sin\alpha$ sur le disque en rotation.

BIRÉFRINGENCE MAGNÉTIQUE. — *Influence de l'interaction moléculaire sur la biréfringence magnétique des liquides polaires.* Note (¹) de M. ARCADIUS PIEKARA, présentée par M. Aimé Cotton.

On a souvent indiqué l'intérêt que présente l'étude expérimentale de la biréfringence magnétique des solutions au point de vue de l'interaction moléculaire (²). Parmi de nombreux expérimentateurs, nous avions étudié les solutions de nitrobenzène dans les solvants non polaires, en fonction de la concentration et de la température. Les résultats obtenus n'avaient conduit au début qu'à des conclusions qualitatives (et assez vagues) sur le rôle de l'interaction des molécules dans ce phénomène. Récemment H. König (³) a calculé, d'après nos mesures, la constante *moléculaire* de Cotton-Mouton pour le nitrobenzène, définie par la formule

$$C_m = \frac{6C\lambda n}{(n^2+2)^2}\,\frac{M}{\rho},$$

où C représente la constante habituelle de Cotton-Mouton. Il a trouvé que C_m *augmente* avec la concentration à partir de $C_m^0 = 400.10^{-17}$ environ pour le nitrobenzène infiniment dilué (dans CCl^4), jusqu'à $C_m = 700.10^{-17}$

(¹) Séance du 20 mars 1939.

(²) Cf. A. COTTON et H. MOUTON, *Ann. de Chim. et Phys.*, 30, 1913, p. 321; A. GOLDET et A. PIEKARA, *Comptes rendus*, 199, 1934, p. 271; A. PIEKARA, *Journ. de Phys.*, 31, 1934, p. 541; A. GOLDET, *Annales de Phys.*, 10, 1938, p. 5.

(³) *Ann. der Phys.*, 13, 1938, p. 289.