

**Zeitschrift:** Archives des sciences physiques et naturelles  
**Herausgeber:** Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève  
**Band:** 3 (1921)

**Artikel:** Représentation graphique de l'optique des corps en mouvement  
**Autor:** Guillaume, Ed.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-741075>

#### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 16.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

et en définitive

$$\left. \begin{aligned} x' - x'_0 &= \text{Ch } m(t - t_0)[F(x) - F(x_0)] \\ t' - t'_0 &= \text{Sh } m(t - t_0)[F(x) - F(x_0)] \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

nous n'avons pas fait intervenir le troisième coefficient de la relation (8). Si de (14) nous tirons  $dx'$  et  $dt'$  et si nous essayons d'identifier les formes quadratiques, nous trouvons

$$dx'^2 - c_0^2 dt'^2 = \left(1 + \frac{\alpha}{x}\right) dx^2 - m^2 [F(x) - F(x_0)]^2 c_0^2 dt^2$$

on devrait donc avoir

$$m \int_{x_0}^x \sqrt{1 + \frac{\alpha}{x}} dx = \sqrt{1 - \frac{\alpha}{x}}.$$

Ceci est impossible. Il n'existe donc pas de substitution répondant à la question.

Ainsi, dans ce cas très simple, il n'est pas possible d'établir une transformation permettant de passer d'un système galiléen au système gravifique, comme la transformation de Lorentz permet de passer d'un système galiléen à un autre. Il n'est donc pas possible en particulier de comparer les fréquences lumineuses d'un atome vibrant placé tantôt dans le système galiléen, tantôt dans le champ gravifique.

GUILLAUME, Ed. (Berne). — *Représentation graphique de l'Optique des corps en mouvement.*

La présente communication a pour but de montrer comment une représentation graphique remarquable permet d'obtenir les relations de l'Optique des corps en mouvement, pourvu toutefois que l'on admette le temps universel.

Considérons comme d'habitude deux systèmes trirectangle  $S_1(x_1, y_1, z_1)$  et  $S_2(x_2, y_2, z_2)$  en translation relative uniforme de vitesse  $v$ , le long de leurs axes  $O_1 x_1$  et  $O_2 x_2$  supposés coïncidents. Pour faciliter l'exposé, imaginons-nous les systèmes comme des milieux continus  $M_1$  et  $M_2$  se traversant librement, tels deux gaz qui diffusent l'un dans l'autre. Produisons un ébranlement lumineux à l'origine  $O_2$  de  $S_2$  au moment où elle coïncide avec  $O_1$ . Cet ébranlement se propagera dans toutes les directions avec la vitesse  $c_0 = 300\,000 \text{ km/sec}$  dans le milieu  $M_2$ , de sorte qu'au bout d'une seconde nous obtiendrons en portant les vecteurs  $c_0$  dans toutes les directions à partir de  $O_2$  un hodographie sphérique :

$$c_2 = c_0. \quad (1)$$

Quel est l'hodographique pour l'observateur situé dans le milieu  $M_1$ ? D'abord, en vertu même du principe de la constance de la vitesse de la lumière, il est évident que l'ébranlement donnera naissance dans

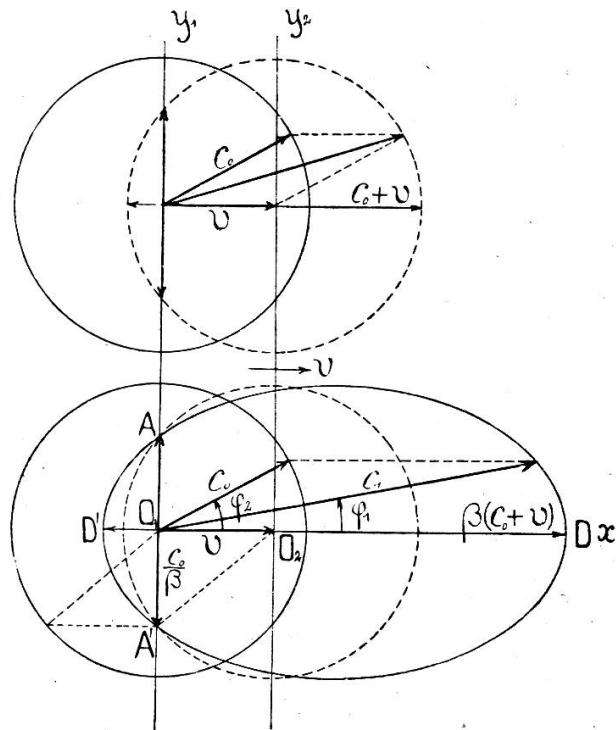


Fig. 1.

$M_1$  à des rayons se propageant également avec la vitesse  $c_0$ . Aussi bien, ce que nous cherchons, c'est la vitesse  $c_1$  (km/sec) instantanée au moment de l'émission. Le centre  $O_2$  agira pour  $S_1$  comme une source en mouvement et la fréquence  $N_1$  observée depuis  $S_1$  sera différente de la fréquence  $N_2$  de l'ébranlement en  $O_2$ . La seconde équation de Lorentz :

$$u_2 = \beta(u_1 - \alpha x_1) \quad \text{où} \quad \beta^2 = 1 : (1 - \alpha^2), \quad \alpha = v : c_0$$

et dans laquelle on pose  $x_1 = u_1 \cos \varphi_1$  donne la réponse à notre question si on la dérive par rapport au temps universel  $t$  (exprimé en secondes) :

$$c_1 = \frac{c_0}{\beta(1 - \alpha \cos \varphi_1)}. \quad (2)$$

On voit que l'hodographique est un *ellipsoïde* de révolution autour de  $Ox$  et ayant  $O_1$  pour foyer, point où se trouvait le centre d'ébranlement  $O_2$  au moment de l'émission ; l'excentricité est  $\alpha$  et ne dépend que de la vitesse relative  $v$  des deux systèmes. La figure montre la méridienne de l'ellipsoïde et fait voir d'une façon saisissante en quoi

la T. R. diffère de la théorie de l'émission. Celle-ci repose sur la règle du parallélogramme (haut de la figure); dans la T. R., le parallélogramme est en quelque sorte déformé, étiré dans la direction du mouvement.

Il est aisément de constater que l'on a pour:

a) le phénomène de *Doppler*:

$$\frac{c_1}{N_1} = \frac{c_2}{N_2}$$

b) l'*aberration*:

$$\cos \varphi_1 = \frac{\cos \varphi_2 + \alpha}{1 + \alpha \cos \varphi_2}$$

c) *Fizeau* (entraînement partiel;  $n$  = indice de réfraction):

$$\cos \varphi_2 = \frac{1}{n} \quad : \quad \cos \varphi_1 = \frac{1 + \alpha n}{n + \alpha}$$

d) *Michelson et Morley*: ( $d$  = distance entre les miroirs situés dans  $S_1$ ):

$$\Delta t = \frac{d}{O_1 A} + \frac{d}{O_1 A'} = \frac{2d\beta}{c_0} = \frac{2d}{\sqrt{c_0^2 - v^2}}$$

$$\Delta t_x = \frac{d}{O_1 D} + \frac{d}{O_1 D'} = \beta \left( \frac{1}{c_0 + v} + \frac{1}{c_0 - v} \right) = \frac{2d}{\sqrt{c_0^2 - v^2}}$$

et cela sans faire appel à la « contraction » de Lorentz. Il est à remarquer que les temps  $\Delta t_x$  et  $\Delta t_y$  sont purement fictifs puisque les vitesses  $O_1 A$ ,  $O_1 A'$ ,  $O_1 D$ ,  $O_1 D'$  sont, par hypothèse, des vitesses instantanées de passage d'un milieu dans l'autre et ne persistent pas. Les temps vrais de parcours ont pour valeur commune  $2d : c_0$ . Les dites vitesses ne font que conditionner les fréquences, conformément à a).

On peut également retrouver l'ellipsoïde en partant de la représentation *polyparamétrique* du temps. Si l'on considère l'ébranlement au temps 0, après  $\tau_2^0$  secondes l'onde émise formera pour  $S_2$  la sphère:

$$x_2^2 + y_2^2 + z_2^2 = c_0^2 (\tau_2^0)^2, \quad (1')$$

où  $\tau_2^0$  est évidemment le même quel que soit le point  $(x_2, y_2, z_2)$  envisagé sur la sphère. Pour  $S_1$ , la sphère est représentée par:

$$x_1^2 + y_1^2 + z_1^2 = c_0^2 \tau_1^2; \quad (3)$$

mais  $\tau_1$  n'est pas une constante :

$$\tau_1 = \frac{\tau_2^0}{\beta (1 - \alpha \cos \varphi_1)} \quad (4)$$

de sorte qu'elle apparaît à  $S_1$  sous la forme d'un ellipsoïde. Les relativistes, désirant que la sphère (1') soit aussi une sphère pour  $S_1$ , sont obligés de dire qu'elle est constituée de points non-simultanés. Il est aisément de voir la raison de cette non-simultanéité : les  $\tau_1$  ne sont pas autre chose que les temps (en secondes) qu'emploierait la lumière à parcourir les rayons vecteurs de l'ellipsoïde avec la vitesse  $c_0$  :

$$\tau_1 = \frac{c_1 \times 1^{\text{sec}}}{c_0} .$$

On comprend dès lors que les rayons lumineux n'arrivent pas en même temps aux différents points de l'ellipsoïde. Alors que la sphère (1') et l'ellipsoïde sont synchrones, pour Einstein (3) représente une surface formée de points n'existant pas en même temps<sup>1</sup>.

Ce qu'il y a de très important, c'est de constater que l'ellipsoïde est en contradiction avec le déplacement des raies du spectre solaire par la gravitation. En voici la raison. Pour nous, les  $\tau$  ne sont que les chemins optiques  $u$  divisés par la vitesse avec laquelle la lumière les parcourt ; ce sont donc les temps de parcours des chemins optiques. Pour Einstein, par contre, les  $\tau$  sont des indications d'horloges (horloges à cadran ou atomes vibrants). Si donc Einstein pose l'équation :

$$\Delta\tau_1 = A \Delta\tau_2$$

( $A = \text{constante}$ ), il admettra qu'elle représente une relation entre deux durées *différentes* (en secondes), comme s'il s'agissait de périodes. Pour nous,  $\tau_1$  et  $\tau_2$  indiquant des temps de parcours de deux chemins optiques  $u_1$  et  $u_2$ , si nous admettons que ceux-ci sont parcourus simultanément,  $\tau_1$  et  $\tau_2$  ne seront que deux mesures différentes de la *même* durée, c'est-à-dire deux mesures faites avec des horloges de périodes  $\Theta_1$  et  $\Theta_2$ , de sorte que l'on doit avoir :

$$\Theta_1 \Delta\tau_1 = \Theta_2 \Delta\tau_2 .$$

Or, la T. R. permet de déterminer les  $\Theta$  de façon à satisfaire à cette dernière relation, et ceux-ci ne sont autres que les périodes propres des ondes constituant  $u_1$  et  $u_2$ . C'est dire que les  $\Delta\tau$  ne peuvent pas être eux-mêmes considérés comme des périodes. D'ailleurs, ce que le spectroscope révèle, ce n'est pas directement la période

<sup>1</sup> Dans son célèbre mémoire (*Ann. d. Phys.*, 17, 1905, § 3), Einstein, après avoir montré que (1') se transforme en (3) au moyen de la transformation de Lorentz, conclut « Die betrachtete Welle ist also auch im bewegten System betrachtet eine Kugelwelle von der Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c_0$  ». On voit donc que cette conclusion est erronée.

des atomes vibrants, mais les périodes que lui apportent les rayons qui en émanent et qui sont justement  $\Theta_1$  et  $\Theta_2$ . De toute façon, le raisonnement d'Einstein demeure incompréhensible.

DE SAUSSURE, René (Berne). — *Sur la définition einsteinienne de de la simultanéité.*

Pour définir la simultanéité de deux événements se passant aux points  $A$  et  $B$  d'un même système  $S$ , Einstein<sup>1</sup> place au milieu  $M$  de la distance  $AB$  deux miroirs inclinés à  $45^\circ$ . Si les deux événements, par exemple deux éclairs, ne donnent lieu, dans les miroirs, qu'à une seule image (double), ces deux événements sont dits *simultanés*; s'ils donnent lieu à deux images successives, les événements sont dits *non-simultanés*. Einstein admet en outre que la lumière émise par les sources  $A$  et  $B$  se propage avec une vitesse constante  $c$ , dans toutes les directions.

Cette définition est claire, mais pour qu'elle soit applicable, deux conditions doivent être remplies: 1. Le système formé par les points  $A$  et  $B$  doit être rigide; cette condition est remplie dans la démonstration d'Einstein relative à deux systèmes (système-voie et système-train) en mouvement l'un par rapport à l'autre; 2. les miroirs  $M$  doivent être au milieu de la distance  $AB$ , lorsque les images se forment dans ces miroirs.

Il ne sert de rien, en effet, que les miroirs  $M$  soient au milieu de  $AB$ , tant qu'il ne s'y forme point d'images, puisque les miroirs ne servent pas à autre chose qu'à observer des images. Il est donc indifférent que les miroirs  $M$  soient au milieu de  $AB$  (ou n'y soient pas), lorsque les éclairs se produisent, puisqu'à ce moment on ne voit rien

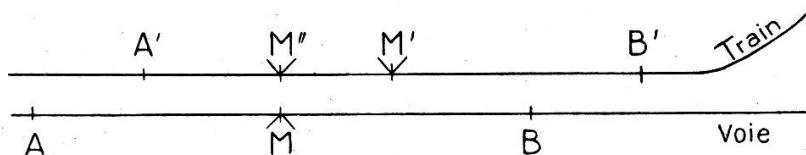


Fig. 1.

dans les miroirs. Par contre, il est essentiel que les miroirs soient au milieu de  $AB$ , lorsque l'image des éclairs s'y forme, puisque c'est le seul moment où intervient la condition  $AM = MB$ .

Mais, dire que les miroirs doivent être au milieu de  $AB$ , lorsque les images s'y forment, cela revient à dire que les points de repère  $A$ ,  $B$ , servant à déterminer ce milieu, doivent coïncider avec les sources lumineuses  $A$ ,  $B$ , lorsque les images se forment. Or, cette

<sup>1</sup> EINSTEIN, A. La Théorie de la relativité (*mise à la portée de tout le monde*), traduction française. Paris, Gauthier-Villars & Cie, 1921, p. 21.