

Sur la théorie de la relativité

Autor(en): **Guillaume, Edouard**

Objektyp: **Article**

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

Band (Jahr): **1 (1919)**

PDF erstellt am: **11.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-742144>

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.

tation spontanée dans la région du point de Curie est particulièrement favorable ; il suffirait de s'adresser à des corps (alliages) avec points de disparition échelonnés convenablement.

VIII. — Les difficultés pratiques rendent ce principe à peu près irréalisable dans la forme ci-dessus ; on l'adaptera par exemple en se servant de corps immobiles et isolés à travers lesquels on fera circuler de la chaleur par mouvement alternatif d'un fluide. Cela présenterait en particulier le très grand avantage de n'exiger aucune pièce mobile dans la machine proprement dite et de pouvoir monter les enroulements en série dans un seul circuit, les cycles partiels étant parcourus simultanément.

Il ne semble pas absolument impossible d'atteindre un rendement comparable à celui d'un cycle de Carnot pour des intervalles de température appropriés, en faisant appel à un grand nombre de cycles intermédiaires ; mais alors la question de la puissance se complique.

* * *

Adjonction au moment de l'impression. — Une aimable communication de M. C.-E. GUILLAUME me met en mesure de signaler les antériorités suivantes qui m'étaient inconnues lors de la séance. M. M. DEPREZ et avant lui M. NODON¹ ont indiqué la possibilité d'engendrer des courants au moyen d'un ferromagnétique chauffé dans un aimant en fer à cheval sans cependant calculer les limites de rendement données ci-dessus ni aborder les phénomènes symétriques du côté électrique. M. EDISON avait aussi indiqué la même possibilité à propos de son moteur pyromagnétique.

Je me propose de publier un travail plus détaillé sur ces sujets et d'autres connexes et je reviendrai sur les conclusions de M. DEPREZ, lesquelles s'appliquent surtout à la transformation de chaleur en énergie mécanique par voie magnétique.

Edouard GUILLAUME (Berne). — *Sur la Théorie de la Relativité.*

Ayant montré l'an dernier les résultats auxquels conduit l'introduction d'un paramètre unique t pour représenter le temps dans la Théorie de la relativité², l'auteur se propose maintenant d'examiner l'éclaircissement que ce nouveau point de vue apporte à l'ancien, où le temps est représenté par autant de variables τ_1, τ_2, \dots qu'il y a de systèmes de référence en présence $S_1(x_1, y_1, z_1), S_2(x_2, y_2, z_2), \dots$. A cet effet, il s'appuie sur l'axiome suivant, jamais encore contesté : *Différents temps ne peuvent être simultanés*³, et va montrer qu'il est

¹ *C. R.*, 125, 1897, p. 511 et *Rev. gén. des Sciences*, IX, 1898, p. 71.

² *Arch.* (4), 46, p. 281 et suiv., 1918.

³ KANT, *Critique de la raison pure, Esthétique transcendentale.*

violé par les relativistes. Si l'on tient à conserver ce principe, on sera tout naturellement conduit à représenter le temps — continu à une dimension — par une *droite unique*. La difficulté commence sitôt que l'on veut exprimer par des nombres des segments de cette droite, segments représentant, par définition, des intervalles de temps. On doit alors se souvenir que ce n'est qu'en vertu d'un postulat (postulat de *Cantor-Dedekind*) qu'à tout point d'une droite (*vecteur*), on peut faire correspondre un nombre. Par analogie, on énoncera ce nouveau postulat : *A tout instant, on peut faire correspondre un nombre*. Mais ces postulats n'indiquent que des possibilités et ne donnent aucun moyen pour établir les correspondances, qui restent arbitraires. Portons sur une droite OT des segments égaux à un même segment ΔT , de façon à réaliser une certaine échelle temporelle. Désignons par $T_1, T_2, \dots, T_i, \dots$ les divisions marquées sur la droite. Toute la question est de savoir quel ou quels nombres nous assignerons à la marque T_i . Si, dans une théorie, le temps est représenté par un seul paramètre t , il n'y aura aucune difficulté : on attribuera à T_i un nombre et un seul, et l'on identifiera t avec T . Par contre, dans la Théorie de la relativité, on établit une correspondance entre les points de deux systèmes S_1 et S_2 à l'aide de la transformation de Lorentz :

$$x_1 = \beta(x_2 + \alpha c_0 \tau_2) ; y_1 = y_2 ; z_1 = z_2 ; c_0 \tau_1 = \beta(c_0 \tau_2 + \alpha x_2) ,$$

où $\beta^2 = 1 : (1 - \alpha)^2$ est une constante et c_0 la vitesse de la lumière dans le vide, et nous avons *deux* paramètres, τ_1 et τ_2 , pour représenter le temps. Il s'offre alors deux possibilités : ou bien τ_1 et τ_2 représentent numériquement deux instants (points) différents T_1 et T_2 , ou bien τ_1 et τ_2 sont deux nombres distincts afférents à un seul et même instant T . Même remarque en ce qui concerne des intervalles $\Delta \tau_1$ et $\Delta \tau_2$. Cela posé, il faut distinguer deux cas, selon qu'on envisage la transformation comme transf. *ponctuelle* ou comme transf. de *vitesses*.

Dans le premier cas, l'on dit : « A l'indication τ_1 de la montre de l'observateur placé en $P_1(x_1, y_1, z_1)$ sur S_1 , correspond l'indication τ_2 de la montre de l'observateur placé en $P_2(x_2, y_2, z_2)$ sur S_2 . » Evidemment, il faut entendre par là que τ_1 et τ_2 désignent des instants *différents* d'un même temps OT ; autrement dit, les indications τ_1 et τ_2 , comptées sur la même échelle, *ne sont pas* supposées simultanées. C'est là une assertion toute platonique. Pour le physicien, les indications de deux horloges n'ont de relation que si l'on dispose d'un agent de communication entre elles ; mais alors x_1 et x_2 deviennent des fonctions du temps et l'on tombe sur le second cas, examiné ci-après. Nous sommes donc ici dans l'arbitraire ; en particulier, on peut poser à la fois $\tau_1 = 0, \tau_2 \neq 0$, ou vice versa, sans qu'il en résulte de

contradiction. Selon la correspondance choisie, les points se groupent différemment à un même instant pour former la configuration d'ensemble des systèmes, et ce groupement dépendra du système où l'on se place pour regarder l'ensemble. Pour retrouver la « contraction » de Lorentz, par exemple, il suffit de définir la simultanéité de la façon suivante : pour tout observateur d'un système S_i , les points P'_i, P''_i, \dots sont, *par convention*, envisagés simultanément lorsqu'on pose $\tau'_i = \tau''_i = \dots = T$.

Tout autre est la question dans le second cas, lorsqu'on considère un phénomène déterminé; celui-ci se déroule dans le temps, qui devient l'unique variable indépendante. Prenons par exemple le phénomène même de propagation que l'on se donne pour établir la transformation de Lorentz. Soient $u_1 = c_0\tau_1$ et $u_2 = c_0\tau_2$ les chemins parcourus dans chacun des systèmes par un ébranlement lumineux produit aux origines O_1 et O_2 de ceux-ci au moment où $\tau_1 = \tau_2 = 0$. Cet ébranlement se propage dans chacun des systèmes suivant les sphères ;

$$x_1^2 + y_1^2 + z_1^2 = u_1^2 ; \quad x_2^2 + y_2^2 + z_2^2 = u_2^2 .$$

Pour tout physicien, les accroissements Δu_1 et Δu_2 des rayons des deux sphères — accroissements qui satisfont à la relation :

$$\Delta u_1 = \beta(\Delta u_2 + \alpha \Delta x_2) ,$$

ont nécessairement la même durée ¹.

cela ressort encore du fait qu'il n'est pas possible de poser $\Delta u_1 = 0$ sans poser en même temps $\Delta u_2 = 0$, car alors on aurait :

$$\frac{\Delta \tau_1}{\Delta \tau_2} = \beta \left(1 + \frac{\alpha}{c_0} \frac{\Delta x_2}{\Delta \tau_2} \right) = 0 ,$$

ce qui signifierait que x_2 se meut avec une vitesse $\left| \frac{c_0}{\alpha} \right|$, plus grande que c_0 . Il en résulte donc que $\frac{\Delta u_1}{c_0}$ et $\frac{\Delta u_2}{c_0}$ ne peuvent être que des mesures différentes d'un même intervalle de temps ΔT , contrairement à la première possibilité envisagée.

Or, que font ici les relativistes? Restant en partie fidèles au premier point de vue, ils comparent $\Delta \tau_1$ et $\Delta \tau_2$ en utilisant la même échelle

¹ En toute rigueur, on ne peut affirmer a priori que Δu_1 et Δu_2 sont simultanés. On pourrait imaginer par exemple que Δu_1 soit la cause physique de Δu_2 , et que de ce fait, ce dernier soit légèrement en retard sur le premier tout en ayant même durée.

temporelle numérique; mais, pour tenir compte de ce que nous venons de voir, ils admettent que les intervalles sont, malgré cela, simultanés! On arrive donc à cette conclusion que *des intervalles de temps de grandeurs différentes sont néanmoins simultanés*, autrement dit, on viole l'axiome que nous avons admis. C. q. f. d.

Si, comme il est naturel, nous supposons que $\frac{\Delta u_1}{c_0}$ et $\frac{\Delta u_2}{c_0}$ sont simplement des mesures différentes d'un même intervalle de temps, nous serons conduits à admettre que la « contraction » de Lorentz n'a aucune existence, ni réelle ni apparente. Lorsqu'on écrit :

$$x_1'' - x_1' = (x_2'' - x_2')\sqrt{1 - \alpha^2},$$

on ne fait qu'assigner deux nombres différents à un seul et même segment. Mais, — et ceci est l'essentiel, — s'il en est ainsi, il est plus simple de représenter le temps par un paramètre unique t , et de poser :

$$\frac{\Delta u_1}{c_1} = \frac{\Delta u_2}{c_2} = \Delta t.$$

Nous tombons alors sur le point de vue que nous avons exposé dans le mémoire précité, et la « contraction » s'évanouit automatiquement. A ce propos, l'équité exige que nous relevions que Poincaré a été le premier à signaler la dualité suivante¹ : maintenir la vitesse de la lumière constante et contracter les longueurs; ou bien maintenir ces dernières et faire varier la vitesse lumineuse. Soit une règle de longueur d placée sur S_2 ; mesurons sa longueur par le temps qu'emploie la lumière à la parcourir. On obtient² :

$$\frac{d}{c_2} = \frac{d}{c_1\sqrt{1 - \alpha^2}}, \quad \text{d'où} \quad d_1 = \frac{c_2}{c_1} d = d\sqrt{1 - \alpha^2};$$

d_1 est une autre mesure de la même longueur; on retrouve la formule de la « contraction ». L'expérience de Michelson et Morley possède une interprétation corrélatrice. Supposons que les miroirs sont sur S_2 , et soit d leurs distances réciproques. On a pour les temps de parcours des rayons lumineux entre les miroirs :

$$\frac{2d}{c_2} = \frac{2d}{c_1\sqrt{1 - \alpha^2}} = \Delta t.$$

Ces temps sont donc bien *les mêmes* et pour S_2 et pour S_1 , comme

¹ *Science et Méthode*, p. 99 et 100.

² Voir *Arch.*, loc. cit., p. 303, formule (1), et p. 308 l'expérience de Michelson et Morley.

il est naturel puisqu'il s'agit d'un même phénomène. Mais rien ne nous empêche de définir un nombre $\Delta\tau_1$ de la façon suivante :

$$\Delta\tau_1 = \frac{c_1}{c_2} \Delta t = \frac{\Delta t}{\sqrt{1 - \alpha^2}}.$$

Ce nombre sera simplement une mesure différente de la même durée Δt .

Pour terminer, l'auteur dit quelques mots de l'important problème de la propagation de l'énergie dans le vide. Il a montré que lorsqu'on fait usage du paramètre t , la signification physique de la Théorie s'exprime par une *aberration généralisée*, provenant de l'addition des vitesses qui se fait selon la règle d'Einstein. Dans toutes les Géométries, euclidiennes ou non-euclidiennes, la composition des vecteurs s'effectue suivant un polygone *fermé*. La règle d'Einstein, par contre, conduit à une figure *ouverte*, d'où aberration. Pour connaître les vitesses « vraies », il faudrait trouver des fonctions des vitesses « apparentes », qui s'additionnent suivant une figure fermée. On peut déjà citer deux possibilités : 1° privilégier un système et lui attribuer le repos absolu; 2° prendre pour vitesses vraies les arguments des tangentes hyperboliques représentant les vitesses apparentes. Les trajectoires vraies seraient alors les géodésiques de surfaces à courbure négative. La vitesse vraie de la lumière aurait une valeur limite infinie.

Alex MÜLLER. — *Recherches sur les spectres des rayons X (le spectre continu du carbone)*.

Le spectre continu des rayons X est encore peu étudié. Cependant une loi de grande généralité a déjà été découverte il y a quelques années; c'est l'existence d'une longueur d'onde limite dans le rayonnement émis par un tube à rayons X.

Admettons que l'on ait une ampoule radiogène, fonctionnant avec un potentiel constant V . La longueur d'onde limite λ est alors donnée par l'équation bien connue :

$$\lambda = \frac{c \cdot h}{e \cdot V}$$

h = constante de Planck; c = vitesse de la lumière; e = charge de l'électron.

Cette équation est l'expression de la loi des quanta telle qu'elle se présente dans le domaine des rayons X. Elle exprime en outre que la longueur d'onde limite ne dépend pas de la matière de l'anticathode. Les recherches exécutées jusqu'à présent ont toujours été faites avec des anticathodes de poids atomique relativement élevé.