Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles

Band: 4 (1922)

Artikel: Les preuves empiriques élémentaires de la théorie de relativité restreinte

Autor: Schidlof, A.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-742035

Supplément aux Archives des Sciences physiques et naturelles
1922

COMPTE RENDU DES SÉANCES
DE LA
SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE ET D'HISTOIRE NATURELLE
DE GENÈVE

Vol. 39, N° 3. **1922** **Août-Décembre.**

Séance du 19 octobre.

A. Schidlof. — *Les preuves empiriques élémentaires de la théorie de relativité restreinte.*

Parmi les quatre équations de la transformation de Lorentz:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \; ; \quad y' = y \; ; \quad z' = z \; ; \quad t' = \frac{t - \frac{vx}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \tag{1}$$

les trois premières reposent sur une base expérimentale (expérience de Michelson et Morley), la quatrième est la conséquence d'un raisonnement combinant deux principes qu'on peut appeler:

1. Le principe de relativité abstrait, 2. Le principe de la constance de la vitesse de la lumière.

Je me propose de montrer que la quatrième équation, elle aussi, en particulier sa conséquence la plus curieuse, l'inégalité des durées d'un même intervalle mesuré dans deux systèmes galiléens différents, est maintenant directement vérifiable, grâce aux expériences faites avec des projectiles d'une très grande vitesse (rayons cathodiques).

Considérons, pour nous en rendre compte, une particule matérielle se déplaçant avec la vitesse v dans la direction positive de l'axe des x d'un certain système galiléen S. Perpendiculairement au trajet de la particule, dans le sens positif de l'axe des y, on produit, pendant une durée infinitésimale, une impulsion modifiant la quantité de mouvement $m\mathbf{v}$ de la particule dont m désigne la masse. Le vecteur de l'impulsion $d\,(m\mathbf{v})$ est orienté parallèlement à l'axe des y.

Introduisons un second système de référence galiléen S' orienté parallèlement au premier, mais tel que la vitesse relative de la particule par rapport à ce système soit primitivement nulle. Soit m_0 la masse de la particule mesurée avec les instruments du second système. On y observera un changement de vitesse dv'_y, représenté par un vecteur infiniment petit parallèle à l'axe des y, soit un changement de la quantité de mouvement $m_0\,dv'_y$.

Imaginons encore une seconde particule exactement pareille à la première, mais en repos par rapport au système S, et présentant, par conséquent, dans ce système une masse m_0. Si la première particule, en passant,. cède à cette seconde particule tout l'excédent $d\,(m\mathbf{v})$ de la quantité de mouvement qu'elle a reçue par suite de l'impulsion, la seconde particule prendra une vitesse dv'_y, soit une quantité de mouvement $m_0 dv'_y$, car par rapport au système S la seconde particule se comporte exactement de la même façon que la première par rapport à S'.

Or, l'impulsion reçue étant $d(m\mathbf{v})$ il résulte du principe de l'égalité de l'action et de la réaction que:

$$m_0 dv'_y = d\,(m\mathbf{v}) \ .$$

D'autre part, l'impulsion en question est, par hypothèse, infiniment petite et perpendiculaire à la direction du mouvement de la particule. Le changement que subit la vitesse v est donc infiniment petit de second ordre. Si le facteur m, la « masse » de la particule en mouvement, ne dépend que de la grandeur de la vitesse et non pas de sa direction on doit avoir:

$$d\,(m\mathbf{v}) = m dv_y \ ,$$

où dv_y est la composante de vitesse imprimée à la particule en mouvement par l'impulsion, telle qu'elle résulte des mesures rapportées au système S.

On a donc:

$$\frac{m}{m_0} = \frac{dv'_y}{dv_y} \,.$$

Puisqu'enfin, d'après la seconde des équations (1), les mesures de longueur faites suivant la direction de l'axe des y fournissent le même résultat dans les deux systèmes de référence il vient:

$$\frac{m}{m_0} = \frac{dt}{dt'} \,, \tag{2}$$

dt et dt' étant les durées du même intervalle infinitésimal mesurées respectivement dans les systèmes S et S'.

La loi selon laquelle varie le rapport $\frac{m}{m_0}$ avec la vitesse v du mobile a été déterminée avec une très grande précision par C.-E. Guye et C. Lavanchy [1] qui ont étudié la déviation, dans des champs de force, des rayons cathodiques de très grande vitesse (jusqu'à 150.000 km/sec). Cette loi:

$$\frac{m}{m_0} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \tag{3}$$

a été utilisée aussi par A. Sommerfeld [2] pour introduire la « correction de relativité » dans la dynamique du modèle d'atome de Bohr, ce qui a permis de prévoir quantitativement la structure fine des raies spectrales de l'hydrogène et de l'hélium. La formule (3) est donc une des mieux contrôlées de la physique expérimentale entière.

En tenant compte de la formule (2) et des résultats empiriques de l'optique des corps en mouvement on en déduit la quatrième des équations de transformation (1).

[1] C.-E. Guye et C. Lavanchy. Archives des sc. phys. et nat. Vol. 42 (1918). Voir aussi: C.-E. Guye. Mém. de la Soc. de phys. Genève. Vol. 39, fasc. 6 (1921).

[2] A. Sommerfeld. Ann. der Phys. Vol. 51 (1916) et *Atombau und Spektrallinien.* Chap. V.