Zeitschrift: Bulletin technique de la Suisse romande

Band: 47 (1921)

Heft: 1

Inhaltsverzeichnis

47me année — 8 Janvier 1921 — N° 1

BULLETIN TECHNIQUE
DE LA SUISSE ROMANDE

Réd. : Dr H. Demierre, ing. — Paraissant tous les 15 jours

ORGANE EN LANGUE FRANÇAISE DE LA SOCIÉTÉ SUISSE DES INGÉNIEURS ET DES ARCHITECTES

La Théorie de la Relativité

Résumé des conférences faites à l'Université de Lausanne
par M. Edouard Guillaume, docteur ès sciences.

(Suite.) [1]

Plaçons-nous sur S_1 et imaginons que l'origine O_2 de S_2 soit un centre d'ébranlement. Posons :

$$dx_1 = c_1 dt \cos\varphi_1 \,; \qquad dx_2 = c_2 dt \cos\varphi_2 \,.$$

La transformation de Lorentz dérivée par rapport à t donne, si l'on tient compte de (11) :

$$(15) \qquad c_1 = c_2\beta(1 + \alpha\cos\varphi_2) \,; \qquad c_2 = c_1\beta(1 - \alpha\cos\varphi_1) \,.$$

Pour l'observateur entraîné avec S_2, c'est-à-dire le milieu M_2, le centre O_2 émet des ondes sphériques concentriques, se propageant avec la vitesse c_0. Si, autour de O_2, nous portons des vecteurs-vitesses dans toutes les directions, leurs extrémités seront sur une sphère dont l'équation en coordonnées polaires aura la forme :

$$(16) \qquad c_2 = c_0 \,,$$

O_2 étant le pôle. Comment le centre O_2 va-t-il émettre dans le milieu M_1, par rapport auquel il est animé d'un mouvement uniforme de vitesse v ? D'abord, il est évident qu'une fois émise, la lumière se propagera dans M_1 avec la vitesse c_0, en vertu même du principe de la constance de la vitesse de la lumière. Aussi bien, ce que nous cherchons, c'est la vitesse relative « instantanée », au moment de l'émission. La réponse nous est donnée par la seconde équation (15) dans laquelle nous devons tenir compte de (16), et l'on voit que l'équation

$$(17) \qquad c_1 = \frac{c_0}{\beta(1 - \alpha\cos\varphi_1)}$$

représente, en coordonnées polaires, un *ellipsoïde* ayant un foyer à l'origine, soit en O_1 si nous considérons l'ébranlement émis par O_2 à l'instant précis où il coïncide avec O_1. La figure 3 ci-contre montre cet ellipsoïde des vitesses. Si le centre O_2 émettait des projectiles avec la vitesse c_0, comme dans la théorie de l'émission, au bout du temps 1 celles-ci formeraient une sphère dont le centre serait à la distance $\overline{O_1O_2} = v$ de O_1 ; pour S_1, la vitesse des particules vers l'arrière serait $c_0 - v$, et vers l'avant $c_0 + v$. On voit qu'en réalité, ces vitesses sont plus grandes ; elles doivent être multipliées par le facteur β. Il existe deux cercles d'intersection AA' et BB' de l'ellipsoïde avec la sphère de centre O_2 ; leurs points joints à O_1 donnent tous les vecteurs-vitesses identiques à ceux qui résulteraient de la théorie de l'émission. Les sphères dessinées et l'ellipsoïde sont en affinité, les points correspondants se trouvant sur des parallèles à Ox. On peut donc construire

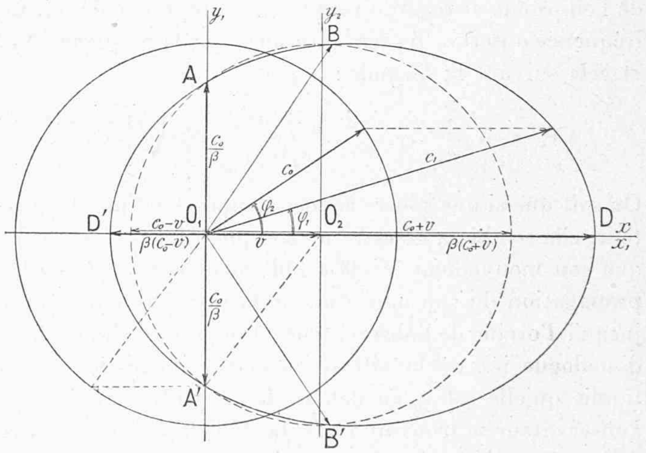

Fig. 3.

immédiatement le vecteur c_1 de direction φ_1 correspondant au vecteur c_0 de direction φ_2 dans M_2. On tire, en effet, de (15) :

$$(18) \qquad \cos\varphi_1 = \frac{\cos\varphi_2 + \alpha}{1 + \alpha\cos\varphi_2}$$

qui exprime l'*aberration* lumineuse, c'est-à-dire la déviation que subit un rayon par suite du mouvement de l'observateur, et l'on obtient en formant $1 - \cos^2\varphi_1$:

$$\sin\varphi_1 = \frac{\sin\varphi_2}{\beta(1 + \alpha\cos\varphi_2)}$$

de sorte que

$$c_1 \sin\varphi_1 = c_0 \sin\varphi_2 \,. \; (^1)$$

Cherchons comment se transforment les périodes Θ_1 et Θ_2 du centre d'ébranlement, lorsqu'on passe du milieu M_2

[1] Voir *Bulletin technique* du 25 décembre 1920, page 301.

[1] Cette démonstration très simple m'a été obligeamment communiquée par M. Willigens.

Nos nouveaux abonnés pour 1921, qui désireraient recevoir la première partie de la notice de M. Guillaume, voudront bien en informer notre administration qui leur enverra, gratuitement, un exemplaire de notre numéro du 25 décembre 1920.