

Zeitschrift:	L'Enseignement Mathématique
Herausgeber:	Commission Internationale de l'Enseignement Mathématique
Band:	6 (1960)
Heft:	1: L'ENSEIGNEMENT MATHÉMATIQUE
 Artikel:	INTRODUCTION A LA THÉORIE DE LA RELATIVITÉ RESTREINTE
Autor:	Quan, Pham Mau
Kapitel:	4. Interprétation.
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-36343

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>

II. LA CINÉMATIQUE DU POINT.

4. *Interprétation.*

Les formules (3. 4) des transformations propres spéciales de Lorentz peuvent être interprétées en termes classiques d'espace et de temps.

Supposons que le point $M \in V_4$ ait une projection d'espace liée au repère (\vec{e}'_a) , c'est-à-dire telle que les x'_i restent constants. On aura en différentiant la seconde équation de (3. 4a)

$$dx_1 - \beta dx_0 = 0 \quad \text{soit} \quad \beta = \frac{dx_1}{dx_0}$$

En revenant à la variable t ($x_0 = ct$), on voit que $\beta = \frac{v}{c}$, v désigne la vitesse d'un point lié au repère de Galilée $(0', \vec{e}'_i)$ dans son mouvement par rapport au repère de Galilée $(0, \vec{e}_i)$. Comme $x'_2 = x_2$, $x'_3 = x_3$, $\vec{e}'_2 = \vec{e}_2$ et $\vec{e}'_3 = \vec{e}_3$. Par suite le second repère de Galilée a ses axes $O'y'$ et $O'z'$ de même direction et de même sens que les axes Oy et Oz du premier repère de Galilée, l'axe $O'x'$ étant orienté dans le sens de Ox glisse sur Ox avec la vitesse constante v .

Pour β petit, on obtient en première approximation les formules des transformations de Galilée

$$\begin{aligned} t' &= t \\ x' &= x - vt \\ y' &= y \\ z' &= z. \end{aligned}$$

Des formules de la transformation spéciale de Lorentz (3. 4), on peut déduire une formule intrinsèque en langage classique. Il est clair que

$$\vec{e}_1 = \vec{e}'_1 = \frac{\vec{\beta}}{\beta}$$

β étant le vecteur vitesse réduite. Soit $\vec{r} = \overrightarrow{OM}$ le vecteur d'espace de composantes x_i ($i = 1, 2, 3$) dans le premier repère

de Galilée et $\vec{r}' = \overrightarrow{O'M}$ le vecteur homologue de composantes x'_i dans le second repère de Galilée. Nous avons

$$x'_1 = \vec{r}' \cdot \vec{e}_1 = \frac{\vec{r}' \cdot \vec{\beta}}{\beta}$$

Il vient de la première équation (3. 4b)

$$(4.1) \quad x_0 = \frac{x'_0 + \vec{r}' \cdot \vec{\beta}}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

puis des trois équations suivantes, en formant la combinaison $\sum x_i \vec{e}_i = \vec{r}$:

$$\vec{r} = \vec{r}' + \left(\frac{\beta x'_0 + x'_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - x'_1 \right) \vec{e}_1$$

soit

$$(4.2) \quad \vec{r} = \vec{r}' + \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \frac{\vec{r}' \cdot \vec{\beta}}{\beta^2} \vec{\beta} + \frac{x'_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \vec{\beta}.$$

On établit de même les formules inverses :

$$(4.3) \quad x'_0 = \frac{x_0 - \vec{\beta} \cdot \vec{r}}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$(4.4) \quad \vec{r}' = \vec{r} + \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \frac{\vec{r} \cdot \vec{\beta}}{\beta^2} \vec{\beta} - \frac{x_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \vec{\beta}$$

Les formules (4.1) et (4.2) sous forme vectorielle ne dépendent pas des rotations spatiales portant sur l'un ou l'autre repère de Galilée. Elles constituent donc l'interprétation en termes classiques de la transformation propre la plus générale de Lorentz. On notera cependant que cette interprétation est faite dans la variété numérique V_4 non organisée, l'espace seul est l'espace euclidien, le temps est un paramètre scalaire.

Les formules de transformation propre de Lorentz permettent de calculer l'espace et le temps définis dans un repère de Galilée par le principe de constance de vitesse, lorsqu'on connaît son mouvement par rapport à un autre repère de Galilée et l'espace et le temps définis dans celui-ci.