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: 7. Le principe de l'inertie.
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: 04.07.2025

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

On interprète immédiatement ces définitions en rapportant l'espace-temps V_4 à un repère lorentzien. On a

$$ds^2 = dx_0^2 - dx_1^2 - dx_2^2 - dx_3^2 = (1 - \beta^2)\, dx_0^2$$

soit

$$ds^2 = \sqrt{1 - \beta^2}\, dx_0 = \sqrt{1 - \beta^2}\, cdt\,.$$

Par suite

$$u^0 = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \qquad u^i = \frac{v^i}{c\sqrt{1 - \beta^2}} \qquad (i = 1, 2, 3)$$

v^i désignent les composantes du vecteur vitesse ordinaire dans le repère de Galilée correspondant. On interprète alors le vecteur accélération d'univers J^α. Pour β petit c'est-à-dire v petit devant c, on a en première approximation les définitions classiques.

III. La dynamique du point.

7. *Le principe de l'inertie.*

Supposons qu'un point matériel ait une accélération d'univers constamment nulle. De

$$\gamma^0 = \frac{d}{ds} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = 0$$

on tire $\beta^2 =$ constant; puis de

$$\gamma^i = \frac{d}{ds} \frac{v^i}{c\sqrt{1 - \beta^2}} = 0$$

on tire $v^i =$ const. Dans le repère de Galilée associé, le point M a un mouvement rectiligne uniforme. Cette propriété traduit le principe de l'inertie en mécanique classique d'après lequel un point matériel isolé a une accélération nulle c'est-à-dire un mouvement rectiligne uniforme. La réciproque est immédiate.

Or si $J^\alpha = 0$, le point M décrit une droite ou géodésique de l'espace-temps. On postule ainsi en relativité restreinte.

PRINCIPE DE L'INERTIE. — *Un point matériel isolé admet pour trajectoire d'univers une géodésique orientée dans le temps* ($ds^2 > 0$) *de l'espace-temps de* MINKOWSKI.

Les géodésiques pour lesquelles $ds^2 = 0$, correspondent dans l'espace aux droites parcourues avec la vitesse c, c'est-à-dire aux rayons lumineux, trajectoires des photons. On voit alors que la théorie de la relativité restreinte se trouve liée d'une manière simple à la géométrie de l'espace-temps de MINKOWSKI.

8. *L'équation fondamentale de la dynamique relativiste du point.*

L'espace-temps de MINKOSWKI sert seulement de cadre géométrique pour le déroulement des phénomènes physiques de l'univers. Toute origine du mouvement lui est étrangère. On doit introduire les notions d'inertie, de forces. Une force est représentée par un vecteur d'univers Φ^α: elle est proportionnelle au vecteur accélération du point M, ce qui se traduit par l'équation fondamentale

$$KJ^\alpha = \Phi^\alpha \tag{8. 1}$$

où K est un coefficient caractérisant l'inertie du point matériel M: c'est un scalaire. En vertu de (6. 2), J^α est orthogonal à u^α, il en est de même de Φ^α, on a

$$\Phi^\alpha u_\alpha = 0 \,. \tag{8. 2}$$

On peut écrire (8. 1) sous la forme

$$\frac{d}{ds}(Ku^\alpha) = \Phi^\alpha + \frac{dK}{ds} u^\alpha \tag{8. 3}$$

Le vecteur $p^\alpha = Ku^\alpha$ est appelé le *vecteur impulsion relativiste*. Sa mesure le long de $\vec{u}$ est égale à l'inertie du point. Nous verrons qu'il est possible d'interpréter K comme l'énergie du point.

L'inertie K dépend d'abord du point considéré lui-même, ensuite du champ de forces dans lequel se meut le point. Si on suppose que le champ de forces n'apporte aucune modification