

La relativité en classe de terminale

Nous allons être amenés à enseigner en Terminale C « les particules de haute énergie ». Il nous faudra parachuter un certain nombre de formules : $\vec{p} = m \gamma \vec{v}$, $E = m \gamma c^2$, $E^2 = p^2 \cdot c^2 + m^2 \cdot c^4$... Je propose à mes collègues du second cycle qui n'ont pas pu se recycler une vue rapide de la relativité mettant en évidence l'origine de ces formules.

1. PRINCIPES DE RELATIVITE.

En mécanique classique, un événement de coordonnées (x, y, z, t) dans un référentiel (R) , a les coordonnées (x', y', z', t') dans un référentiel (R') animé, par rapport à (R) d'un mouvement rectiligne et uniforme (voir figure ci-après), telles que :

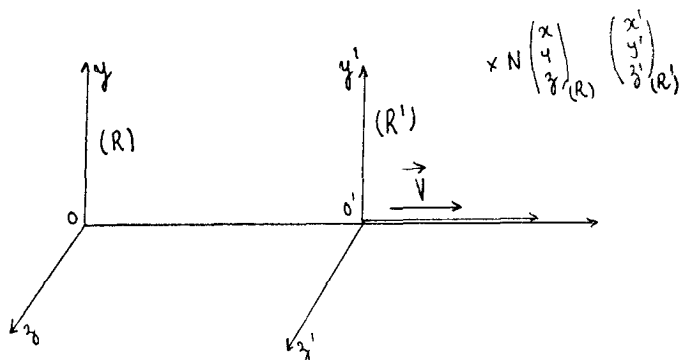


Fig. 1

$$\begin{cases} x' = x - Vt \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = t \end{cases} \iff \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \\ t' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -V \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ t \end{pmatrix}$$

Nous avons, là, la transformation de GALILÉE. On en déduit la loi des vitesses puis celle des accélérations :

$$\begin{cases} v'_{x'} = v_x - V \\ v'_{y'} = v_y \\ v'_{z'} = v_z \end{cases} \implies \begin{cases} a'_{x'} = a_x \\ a'_{y'} = a_y \\ a'_{z'} = a_z \end{cases}$$

Les accélérations $\vec{a}$ et $\vec{a}'$ du mobile ponctuel N dans les référentiels (R) et (R') sont égales.

Supposons (R) galiléen, (R') l'est aussi, nous pouvons alors écrire le principe fondamental de la dynamique :

$$\text{Dans (R) : } \vec{F} = m \cdot \vec{a}.$$

$$\text{Dans (R') : } \vec{F}' = m \cdot \vec{a}' \quad \vec{a} = \vec{a}' \iff \vec{F} = \vec{F}'.$$

Par conséquent, la relation fondamentale de la dynamique a même forme dans les deux référentiels : ELLE EST INVARIANTE LORS DU PASSAGE D'UN RÉFÉRENTIEL GALILÉEN A UN AUTRE.

Par des seules expériences de mécanique, il sera donc impossible de mettre en évidence le mouvement d'un référentiel galiléen par rapport à un autre. Il n'en va pas de même avec des expériences d'électromagnétisme.

La théorie de MAXWELL part des lois de l'électrostatique (où intervient la constante ϵ_0) et de la magnétostatique (où intervient la constante μ_0).

Elle les prolonge et permet de prévoir l'existence d'ondes électromagnétiques (parmi lesquelles « la lumière ») qui se propagent dans le vide avec la vitesse de la lumière c donnée par la relation :

$$\epsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot c^2 = 1$$

c doit donc être une constante au même titre que ϵ_0 et μ_0 ; mais alors cette vitesse n'obéit plus aux lois de composition galiléenne des vitesses.

La théorie de MAXWELL ne peut être invariante dans la transformation de GALILÉE comme c'est le cas de la mécanique.

Un choix est donc à faire :

1° Admettre que la validité de la théorie de MAXWELL soit limitée à un repère particulier qu'il est dès lors tentant d'appeler « repère absolu ».

2° Ou poser en principes, comme l'a fait EINSTEIN :

a) Toutes les lois de la physique sont les mêmes, c'est-à-dire ont même expression mathématique, dans tous les référentiels galiléens (autrement dit il est impossible de mettre en évidence, par des expériences de physique, le mouvement relatif d'un référentiel galiléen par rapport à un autre).

b) Dans le vide, la vitesse de la lumière est constante et isotrope et a même mesure dans les référentiels galiléens en mouvement relatif.

Il y a, *a priori*, incompatibilité entre les deux principes. Considérons un rayon lumineux se propageant à la vitesse c dans le référentiel (R). La transformation de GALILÉE permet d'écrire que la vitesse de ce rayon lumineux dans (R') est :

$$c' = c - v$$

et le principe (2° b) indique que $c' = c$.

EINSTEIN montra, par une analyse des notions physiques de temps et d'espace, qu'il n'y a aucune incompatibilité entre les deux principes.

La première confirmation en est l'expérience très connue de MICHELSON en 1887. Citons encore l'expérience de T. ALVAGER, en 1964, d'interprétation plus simple, sur la désintégration du méson neutre : $\pi^0 \rightarrow 2$ photons.

Dans le référentiel propre du méson π^0 (référentiel dans lequel le méson est au repos), les deux photons partent avec la même vitesse c dans des directions opposées.

Dans le référentiel lié au laboratoire, où les mésons π^0 ont une haute énergie, donc une vitesse élevée, on constate que les photons émis ont encore une vitesse égale à c .

Donc, quelle que soit la vitesse du méson π^0 , les photons partent toujours avec la même vitesse c .

Réflexion sur les notions de temps et d'espace.

Considérons les deux référentiels (R) et (R'). Supposons qu'à la date $t = t' = 0$, c'est-à-dire lorsque O' passe devant O, un éclair lumineux soit émis en l'un de ces points.

Pour un observateur situé dans (R), les points atteints par la lumière à une date t sont situés sur une sphère de centre O et d'équation :

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = 0.$$

Pour un observateur situé dans (R'), ces points sont sur une sphère de centre O' d'équation :

$$x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2 t'^2 = 0.$$

Or, il s'agit de la « même sphère ». Ceci montre que ces deux observateurs ne mesurent pas les distances et les durées de la même manière.

Notons que la quantité :

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2 t'^2$$

apparaît COMME UN INVARIANT.

Nous allons mathématiser le problème en donnant le groupe d'équations pouvant être substituées à la transformation de GALILÉE.

II. NOTION DE QUADRIVECTEUR.

II.1. La transformation de Lorentz.

Dans la cinématique relativiste, la notion essentielle est celle d'événement : l'ensemble des événements constitue un espace ponctuel à quatre dimensions : l'espace-temps de MINKOWSKI.

Nous nous limiterons dans la suite au repérage des événements dans des référentiels galiléens qui ont même origine des temps et coïncident à $t = t' = 0$; $(0, 0, 0, 0)$ dans les référentiels utilisés.

Posons : $x_1 = x$ $x_2 = y$ $x_3 = z$ et $x_4 = ct$.

Un événement E quelconque est alors repéré par les quatre coordonnées x_i , toutes homogènes à des longueurs, dans un référentiel (R). Dans un autre référentiel (R') en translation rectiligne et uniforme par rapport au référentiel (R), avec une vitesse $\vec{V}$ suivant l'axe (x', x) , on aura :

$$\begin{cases} x'_1 = \Gamma(x_1 - \beta x_4) \\ x'_2 = x_2 \\ x'_3 = x_3 \\ x'_4 = \Gamma(x_4 - \beta x_1) \end{cases} \quad \text{avec } \Gamma = 1/(1 - V^2/c^2)^{1/2} > 1 \quad \text{et } \beta = V/c$$

Transformation spéciale de Lorentz.

En utilisant la notation matricielle :

$$\begin{pmatrix} x'_1 \\ x'_2 \\ x'_3 \\ x'_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Gamma & 0 & 0 & -\beta\Gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta\Gamma & 0 & 0 & \Gamma \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_4 \end{pmatrix}$$

La matrice (L) qui permet le changement de référentiel galiléen est dite « matrice spéciale de LORENTZ ». Son inverse $(L)^{-1}$ s'obtient simplement en changeant β en $-\beta$.

Exemple :

La durée de vie propre d'une particule est Δt dans (R). Quelle est sa durée de vie $\Delta t'$ dans (R') animé par rapport à (R) d'une vitesse $\vec{V}$?

Cet événement a lieu au même point de (R) : $\Delta x = 0$.

$$x'_4 = \Gamma(x_4 - \beta x_1) \iff t' = \Gamma(t - V \cdot x/c^2)$$

$$\Delta x = 0 \iff \Delta t' = \Gamma \cdot \Delta t \iff \Delta t' > \Delta t.$$

La durée de vie est plus grande dans (R') que dans (R).

Vérification expérimentale.

Les mésons π^- sont les particules les plus nombreuses dans le rayonnement cosmique secondaire. L'expérience consiste à

mesurer le temps mis par les mésons pour parcourir une distance de quelques milliers de mètres au moyen de l'horloge constituée par les mésons eux-mêmes et une horloge fixée à la Terre.

Un compteur était installé au sommet A du mont Washington (altitude 1 910 m). Il était réglé pour compter les mésons ayant une vitesse de 0,995 c. Cet appareil enregistrait 563 π^- /heure. Quand l'appareil fut placé en B au pied du mont (altitude 3 m), on trouva 408 π^- /heure.

L'étude des π^- en laboratoire montre que ces particules sont instables :

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$$

avec une période propre $T_0 = 1,53 \cdot 10^{-6}$ s.

1° Déterminer la durée ϑ du voyage « AB » dans l'échelle de temps des mésons.

2° Déterminer la durée ϑ' du voyage pour une horloge terrestre. En mécanique classique, combien devrait-on compter de π^- en B ?

3° Comparer $\frac{\vartheta'}{\vartheta}$ à la valeur théorique. Conclure.

Solution.

$$1^\circ n = n_0 e^{-\lambda t} \Rightarrow 408 = 563 e^{-\frac{0,69}{T_0} \cdot \vartheta} \Rightarrow \vartheta = 7,14 \cdot 10^{-7} \text{ s.}$$

$$2^\circ \vartheta' = \frac{AB}{v} = \frac{1\,907}{0,995 \cdot 3 \cdot 10^8} = 6,39 \cdot 10^{-6} \text{ s.}$$

On remarque que $\vartheta' \simeq 4 T_0$. L'utilisation de la mécanique classique prévoit en B : $\frac{563}{24} = 35$ mésons au lieu de 408 !

$$3^\circ \text{ La théorie donne : } \vartheta' = \gamma \vartheta \Rightarrow \frac{\vartheta'}{\vartheta} = \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = 10.$$

$$\text{L'expérience donne } \frac{\vartheta}{\vartheta'} = \frac{6,39 \cdot 10^{-6}}{7,14 \cdot 10^{-7}} \simeq 9.$$

11.2. Définitions.

La matrice colonne :

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_4 \end{pmatrix}$$

ensemble des coordonnées de l'événement (E) dans le référentiel (R) peut être considérée comme l'ensemble des composantes du quadrivecteur $\vec{\Omega E}$ espace-temps analogue au vecteur $\vec{OM}$ de la mécanique classique.

Nous allons construire d'autres quadrivecteurs (⁴vecteurs).

Tout ensemble (a_1, a_2, a_3, a_4) qui se transforme par une transformation de LORENTZ comme (x_1, x_2, x_3, x_4) sera considéré comme étant les composantes d'un quadrivecteur.

D'autre part, considérons deux quadrivecteurs $\vec{A}$ et $\vec{B}$ dont les composantes dans (R) sont (a_1, a_2, a_3, a_4) et (b_1, b_2, b_3, b_4) .

On définit le produit scalaire de $\vec{A}$ par $\vec{B}$ de la façon suivante :

$$\vec{A} \cdot \vec{B} = \sum_{i=1}^3 (a_i b_i) - a_4 b_4$$

cette définition a un sens car elle reste invariante dans la transformation de LORENTZ. Les trois premières composantes d'un quadrivecteur sont souvent appelées composantes spatiales et la quatrième est appelée composante temporelle. Or, les composantes spatiales sont celles d'un trivecteur $\vec{a}$. Par la suite, on notera :

$$\vec{A} = (\vec{a}, a_4) \quad \text{avec} \quad \vec{a} = (a_1, a_2, a_3).$$

Remarque.

La norme d'un quadrivecteur est un invariant $\|\vec{A}\|^2 = \vec{a}^2 - a_4^2$ si $\vec{A}(\vec{r}, ct)$ avec $\vec{r}(x, y, z)$ alors $\|\vec{A}\|^2 = x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = s^2$, s est l'intervalle espace-temps.

11.3. Quadrivecteur vitesse.

Une particule a une vitesse $\vec{v}/Ox$ dans (R). Quelle est sa vitesse $\vec{v}'$ dans (R') ?

$$\begin{aligned} x' &= \Gamma(x - Vt) \iff dx'/dt = \Gamma(dx/dt - V) \\ t' &= \Gamma(t - Vx/c^2) \iff dt'/dt = \Gamma(1 - v \cdot V/c^2) \end{aligned}$$

d'où :

$$dx'/dt' = (dx'/dt) \cdot (dt/dt') = (v - V)/(1 - v \cdot V/c^2) \quad (1)$$

dès lors, $\vec{d\mathbf{A}}/dt$ peut-il être le quadrivecteur vitesse ? Que donne la transformation de LORENTZ ?

$$\begin{pmatrix} x' \\ 0 \\ 0 \\ c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Gamma & 0 & 0 & -\beta\Gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta\Gamma & 0 & 0 & \Gamma \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \dot{x} \\ 0 \\ 0 \\ c \end{pmatrix} \iff \dot{x}' = v' = \Gamma(v - V)$$

et non la relation (1), donc $\vec{d\mathbf{A}}/dt$ n'est pas un quadrivecteur.

Par définition, le quadrivecteur vitesse $\vec{\mathbf{U}}$ est donné par :

$$\vec{\mathbf{U}} = \gamma \vec{d\mathbf{A}}/dt \quad \text{avec} \quad \gamma = 1/(1 - v^2/c^2)^{1/2}$$

où v est la vitesse de la particule.

$$\vec{\mathbf{U}} = (\gamma dx_1/dt, \gamma dx_2/dt, \gamma dx_3/dt, \gamma c) = (\gamma v_x, \gamma v_y, \gamma v_z, \gamma c)$$

$$\vec{\mathbf{U}} = (\gamma \vec{v}, \gamma c).$$

Vérifions que $\vec{\mathbf{U}}$ est un invariant :

$$\|\vec{\mathbf{U}}\|^2 = \gamma^2 v^2 - \gamma^2 c^2 = (v^2 - c^2) / \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) = -c^2.$$

II.4. Quadrivecteur impulsion énergie.

Par analogie avec la mécanique classique ce 4-vecteur $\vec{\mathbf{P}}$ est défini par : $\vec{\mathbf{P}} = m \cdot \vec{\mathbf{U}}$ de composantes $(m \gamma \vec{v}, m \gamma c)$ où m est la masse de la particule.

Cette masse, comme la charge de cette particule est un invariant.

$$\text{On pose : } \underline{\vec{p} = m \gamma \vec{v}} = m \cdot \vec{v} / \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{1/2} \iff \vec{\mathbf{P}} \text{ a pour}$$

composantes $(\vec{p}, p_4)$. Remarquons que $c \cdot p_4 = m \gamma c^2$ est homogène à une énergie que l'on définit comme l'énergie totale E de la particule :

$$E = m \gamma c^2$$

$$\vec{\mathbf{P}} \text{ a pour composantes } \left(\vec{p}, \frac{E}{c} \right) \text{ d'où le nom de 4-vecteur}$$

impulsion-énergie. Le carré de la norme de $\vec{\mathbf{P}}$ est :

$$\vec{\mathbf{P}} \cdot \vec{\mathbf{P}} = \vec{p}^2 - m^2 \gamma^2 c^2 = m^2 \gamma^2 v^2 - m^2 \gamma^2 c^2 = m^2 \cdot c^2$$

$$\vec{\mathbf{P}} \cdot \vec{\mathbf{P}} = \vec{p}^2 - \frac{E^2}{c^2} = -m^2 \cdot c^2 \iff \underline{E^2 = p^2 \cdot c^2 + m^2 \cdot c^4}.$$

Nous avons là l'origine des formules « parachutées » en terminale.

Pour un photon ($m = 0$) et $E = p \cdot c$; or $E = h\nu \Rightarrow p = \frac{h\nu}{c}$.

Représentation graphique :

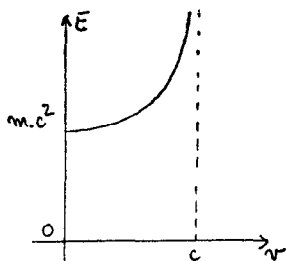


Fig. 2

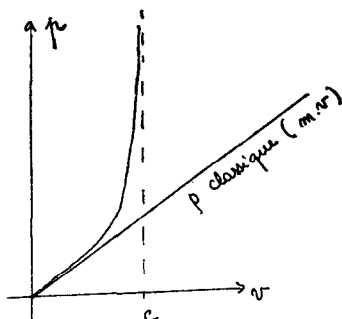


Fig. 3

Vérification expérimentale.

Effet Doppler relativiste.

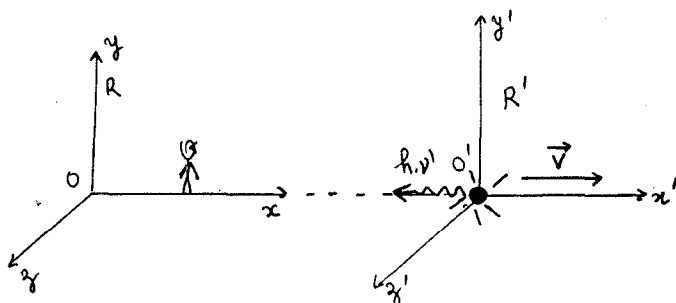


Fig. 4

Un observateur d'un référentiel galiléen R voit s'éloigner une étoile à la vitesse $\vec{V} \begin{pmatrix} V \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$.

Quelle est la fréquence ν des radiations reçues par l'observateur en fonction de la fréquence ν' des radiations émises et du rapport $\beta = \frac{V}{c}$?

Solution.

La transformation de LORENTZ appliquée au quadrivecteur impulsion-énergie des photons partant de l'étoile donne :

$$\vec{P} = (L)^{-1} \vec{P}' \iff$$

$$\begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \\ \frac{E}{c} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Gamma & 0 & 0 & \beta\Gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \beta\Gamma & 0 & 0 & \Gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p'_{x'} \\ p'_{y'} \\ p'_{z'} \\ \frac{E'}{c} \end{pmatrix};$$

nous en déduisons en particulier :

$$\frac{E}{c} = \Gamma \left(\beta p'_{x'} + \frac{E'}{c} \right)$$

or : $E = h\nu, \quad p'_{x'} = -\frac{h\nu'}{c} \quad \text{et} \quad E' = h\nu' :$

$$\nu = \Gamma \nu' (1 - \beta) = \nu' \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}.$$

Nous constatons que $\nu < \nu' \Rightarrow \lambda > \lambda'$ déplacement des « raies » vers le rouge lorsque l'étoile s'éloigne.

III. PRINCIPE FONDAMENTAL DE LA MECANIQUE RELATIVISTE (FORME TRIDIMENSIONNELLE).

III.1. Enoncé.

Soit une particule mobile dans un référentiel galiléen (R) et soumise à une force $\vec{F}$. Ce principe permet d'écrire :

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} \quad \text{avec} \quad \vec{p} = m \cdot \gamma \cdot \vec{v} = \frac{m \cdot \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

($\vec{v}$ vitesse de la particule).

Toutes les grandeurs $\vec{F}$, t et $\vec{v}$ sont évaluées dans R.

Utilisation du trièdre de Frenet.

Limitons-nous à une trajectoire plane.

Nous avons : $\vec{v} = v \cdot \vec{T}$.

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} (m \cdot \gamma \cdot v \cdot \vec{T}) = m \gamma v \frac{d\vec{T}}{dt} + \vec{T} \cdot \frac{d}{dt} (m \gamma v);$$

or :

$$\frac{d\vec{T}}{dt} = \frac{d\vec{T}}{ds} \cdot \frac{ds}{dt} = \frac{v}{\rho} \cdot \vec{N}$$

et :

$$\frac{d}{dt} (m \gamma v) = \frac{m}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} \frac{dv}{dt}$$

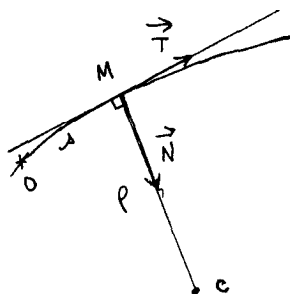


Fig. 5

Si l'on pose : $\vec{a}_N = \frac{v^2}{\rho} \cdot \vec{N}$ et $\vec{a}_T = \frac{dv}{dt} \cdot \vec{T}$, il vient finalement :

$$\vec{F} = \frac{m}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} \cdot \vec{a}_T + \frac{m}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}} \cdot \vec{a}_N.$$

La force $\vec{F}$ et l'accélération $\vec{a}$ ne sont pas colinéaires en général, c'est pourquoi $\vec{a}$ ne joue pas un rôle fondamental en relativité.

Exemple d'application.

Une particule de vitesse $\vec{v}_0 = 2 \cdot 10^8 \vec{i}$ (m/s) pénètre dans une région de l'espace où règne un champ magnétique uniforme $\vec{B} = B \cdot \vec{k}$ comme l'indique la fig. 6. On suppose la charge de la particule positive. Quelle est la nature de la trajectoire ?

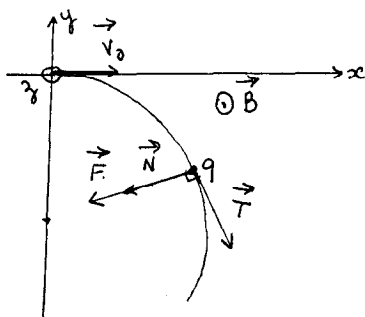


Fig. 6

La relation $\vec{F} = q \vec{v} \wedge \vec{B}$ reste valable en relativité. $\vec{F}$ est donc perpendiculaire à $\vec{v}$ c'est-à-dire à la trajectoire. Ainsi :

$$\vec{F}_T = \vec{0} \Rightarrow \vec{a}_T = \vec{0} \Rightarrow \frac{dv}{dt} = 0 \Rightarrow v = v_0 = \text{Cte}$$

$$F_N = q \cdot v_0 B = \frac{m \cdot v_0^2}{q \cdot \left(1 - \frac{v_0^2}{c^2}\right)^{1/2}} \Leftrightarrow q = \frac{m \cdot \gamma v_0}{q B}.$$

Le rayon de courbure est constant : la trajectoire est circulaire, de rayon $R = \frac{m \cdot \gamma \cdot v_0}{q \cdot B}$ (la formule est analogue à celle

trouvée en mécanique classique en remplaçant m par $m \cdot \gamma$. Nous pouvons écrire aussi :

$$R = \frac{p}{q B} \Leftrightarrow p = q \cdot R \cdot B \Leftrightarrow p \cdot c = q \cdot c \cdot R \cdot B$$

si la particule porte une charge élémentaire :

$$p \cdot c (\text{eV}) = c \cdot R \cdot B = 3 \cdot 10^8 RB \Rightarrow \underline{p \cdot c (\text{MeV}) = 300 \cdot R_{(m)} \cdot B_{(T)}}.$$

Nous serons amenés en terminale à utiliser cette formule. On conçoit l'intérêt d'exprimer p en MeV/c.

III.2. Travail et puissance.

Le travail élémentaire d'une force appliquée à un point matériel animé d'une vitesse $\vec{v}$ dans un référentiel galiléen R est :

$$dW = \vec{F} \cdot d\vec{M} = \vec{F} \cdot \vec{v} \cdot dt.$$

La puissance de cette force à la date t est :

$$\mathfrak{P}(t) = \vec{F} \cdot \vec{v} = \vec{v} \cdot \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d}{dt} \frac{m \cdot c^2}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}} = \frac{d}{dt} (m \gamma c^2)$$

$$\mathfrak{P}(t) = \frac{dE}{dt} \Rightarrow dW = dE.$$

Le travail élémentaire de cette force est égal à la variation de l'énergie totale de cette particule.

Energie cinétique.

Si nous considérons l'état initial où la particule est au repos et l'état où elle est animée de la vitesse $\vec{v}$, on peut écrire :

$$W = E - E_0 = m \cdot c^2 (\gamma - 1).$$

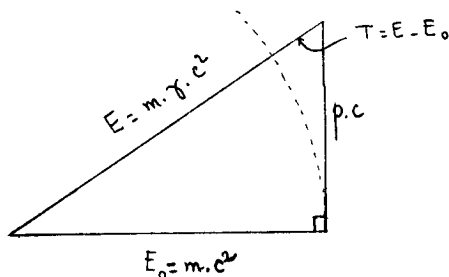


Fig. 7

Ce travail se retrouve sous forme cinétique. L'énergie cinétique T est définie par :

$$T = m c^2 (\gamma - 1) = E - E_0.$$

III.3. Cas des chocs.

Considérons une particule isolée :

$$\begin{aligned} \vec{F} = \vec{0} &\Leftrightarrow \vec{p} \text{ est un vecteur constant} \\ W = 0 &\Leftrightarrow E \text{ est constant} \end{aligned} \quad \left\{ \begin{array}{l} \Leftrightarrow \text{Le quadrivecteur } \vec{P} \\ \text{est constant.} \end{array} \right.$$

Nous allons admettre que lors d'un choc entre plusieurs particules, il y a conservation du quadrivecteur impulsion-énergie total, à savoir :

$$\begin{array}{c} \vec{\Sigma P}_i = \vec{\Sigma P}_j \\ \text{avant} \quad \text{après} \\ \text{le choc} \quad \text{le choc} \end{array} \iff \left(\Sigma \vec{p}_i, \Sigma \frac{E_i}{c} \right) = \left(\Sigma \vec{p}_j, \Sigma \frac{E_j}{c} \right)$$

$$\iff \Sigma \vec{p}_i = \Sigma \vec{p}_j$$

$$\text{et } \Sigma E_i = \Sigma E_j$$

On distingue en relativité :

LES CHOCS ÉLASTIQUES : il s'agit de chocs au cours desquels il n'y a pas apparition de nouvelles particules ;

exemple : $p + p \rightarrow p + p$.

LES CHOCS INÉLASTIQUES : il s'agit de chocs au cours desquels il y a apparition de nouvelles particules ;

exemple : $p + p \rightarrow \pi^+ + p + n$.

BRAMAND Paul,

(Lycée Ismaël-Dauphin - Cavaillon).

BIBLIOGRAPHIE

J.-H. SMITH. — *Introduction à la Relativité*. Ediscience (1969).

Guide n° 6.

EINSTEIN. — *Le livre du Centenaire*. Collection « Hier et Demain ».

A. EINSTEIN. — *La théorie de la Relativité*. Gauthier-Villars. 1964.

A. EINSTEIN et L. INFELD. — *L'évolution des idées en Physique*. Petite bibliothèque. Payot n° 47.

La théorie de la Relativité restreinte et générale. Exposé élémentaire. Gauthier-Villars (1971).

A. EINSTEIN. — *Réflexions sur l'électrodynamique, l'éther, la géométrie et la relativité*. Gauthier-Villars (1972). Collection discours de la méthode.

H. GRÉ. — *Dynamique*. Bailliére.

BERKELEY. — *Relativité*.