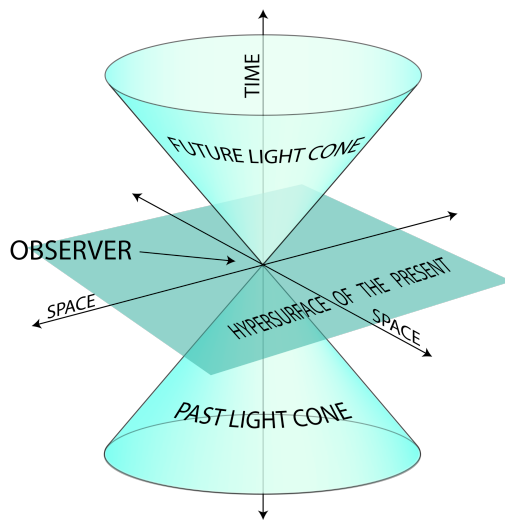


NOTES de COURS de RELATIVITÉ RESTREINTE



"Now that desk looks better. Everything's squared away, yessir, squaaaaaaared away."

Bibliographie sommaire

Voici une courte liste de références bibliographiques (classées par ordre d'utilité décroissante pour le cours) :

- Introduction à la relativité par D. Langlois (Vuibert, 2011).
- Special relativity par A. P. French, M.I.T. Introductory Physics Series, 1968.
- Théorie des champs par L. Landau et E. Lifchitz. Volume 2 du cours de physique théorique (Mir, 1989). Noter que les unités des grandeurs électromagnétiques ne sont pas les unités internationales utilisées en cours.
- Classical electrodynamics par J. D. Jackson (John Wiley, 1975).

Je suis joignable par e-mail : nicolas.pavloff@universite-paris-saclay.fr

Ce texte est disponible en ligne au format PDF à l'adresse :

http://lptms.u-psud.fr/nicolas_pavloff/enseignement/relativite-restreinte/

Chapitre I : Principe de Relativité

I.1 Postulats d'Einstein

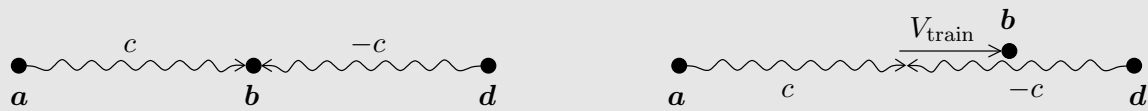
On appelle “référentiel inertiel” un référentiel dans lequel une particule isolée a un mouvement de translation rectiligne uniforme. Ce sont les seuls que l'on considère en relativité restreinte. Les postulats d'Einstein sont les suivants :

- Les lois de la physique sont identiques dans tous les référentiels inertiels.
- La vitesse de la lumière dans le vide est la même pour tous les observateurs, quelle que soit la vitesse de la source émettrice.

Nous allons dans un premier temps seulement utiliser le second postulat et l'isotropie et l'homogénéité de l'espace.

On peut d'abord remarquer par une simple expérience de pensée que la notion de simultanéité est remise en cause par le second postulat : imaginons deux points a et d fixes dans un train. Soit b le point milieu. Pour un observateur lié au train, deux photons émis au même instant, l'un depuis a , l'autre depuis d , atteindront b au même instant. Pour un observateur immobile (disons, une vache qui regarde passer le train), si a est à l'arrière du train et d à l'avant, le photon émis depuis a arrivera en b un peu plus tard que celui émis depuis d , puisque b se rapproche du photon émis par d et s'éloigne de celui émis par a , et que, selon le second postulat, pour la vache, la vitesse de la lumière reste toujours c .

Le schéma ci-dessous illustre le phénomène d'une façon légèrement différente : pour la vache, les photons ne se rencontrent plus en b . En mécanique non-relativiste la vache verrait les photons se déplacer à des vitesses $V_{\text{train}} + c$ et $V_{\text{train}} - c$ et ils se rencontreraient en b , comme pour le passager du train.



Pour un passager du train.

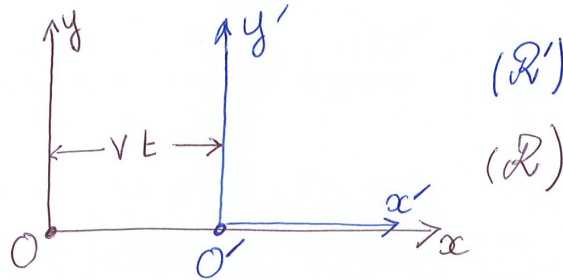
Pour la vache (on a légèrement décalé le point b vers le haut pour améliorer la lisibilité du schéma).

On doit donc redéfinir la notion de simultanéité : deux événements sont simultanés dans un référentiel si des rayons lumineux issus de chacun sont détectés ensemble au point milieu¹. De même, deux horloges immobiles l'une par rapport à l'autre sont synchronisées si elles indiquent la même heure lorsqu'elles sont atteintes par des rayons lumineux émis simultanément par un point situé à mi chemin entre elles.

1. Milieu géométrique des deux parties spatiales.

I.2 Transformation spéciale de Lorentz (“Lorentz boost”)

On considère deux référentiels inertiels : $\mathcal{R} = \{O, x, y, z, t\}$ “immobile” et $\mathcal{R}' = \{O', x', y', z', t'\}$ “en mouvement”. Le boost de Lorentz correspond à l’arrangement :



la vitesse de \mathcal{R}' par rapport à \mathcal{R} est $V\vec{e}_x$, V est algébrique, mais nous allons raisonner dans la configuration où $V > 0$. On a choisi les repères spatiaux de sorte que les points origines et les 3 axes des deux repères soient confondus à l’instant $t = 0 = t'$. Les lois de transformation associées au boost de Lorentz sont linéaires² et peuvent donc s’écrire sous la forme :

$$\begin{pmatrix} ct' \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathcal{A} & \mathcal{B} \\ \mathcal{C} & \mathcal{D} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct \\ x \end{pmatrix}. \quad (\text{I.1})$$

Si maintenant on change x en $-x$ et x' en $-x'$, c’est \mathcal{R} qui bouge à vitesse $V > 0$ par rapport à \mathcal{R}' le long du nouvel axe horizontal (maintenant orienté vers la gauche). On doit donc avoir :

$$\begin{pmatrix} ct \\ -x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathcal{A} & \mathcal{B} \\ \mathcal{C} & \mathcal{D} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct' \\ -x' \end{pmatrix}, \quad \text{soit} \quad \begin{pmatrix} ct \\ x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathcal{A} & -\mathcal{B} \\ -\mathcal{C} & \mathcal{D} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct' \\ x' \end{pmatrix}. \quad (\text{I.2})$$

En inversant la matrice de l’expression de droite dans (I.2) on obtient

$$\begin{pmatrix} ct' \\ x' \end{pmatrix} = \frac{1}{\mathcal{A}\mathcal{D} - \mathcal{B}\mathcal{C}} \begin{pmatrix} \mathcal{D} & \mathcal{B} \\ \mathcal{C} & \mathcal{A} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct \\ x \end{pmatrix}. \quad (\text{I.3})$$

Si l’on compare cette expression avec (I.1) on arrive à la conclusion que $\mathcal{A} = \mathcal{D}$ et $\mathcal{A}^2 - \mathcal{B}\mathcal{C} = 1$.

La trajectoire de O' (représenté dans le dessin ci-dessus) impose que si $x' = 0$ alors $x = Vt$ ($\forall t'$), soit $x/(ct) = V/c \equiv \beta$. En reportant dans la relation de droite de (I.2) cela donne $\mathcal{C} = -\beta\mathcal{A}$.

Remarquons au passage que la mécanique de Galilée vérifie bien-sûr toutes ces contraintes et correspond à $t' = t$, c.a.d. à $\mathcal{B} = 0$ et $\mathcal{A} = \mathcal{D} = 1$ et donc $\mathcal{C} = -\beta$ (c.a.d. $x' = x - Vt$).

Selon le second postulat d’Einstein si $x = ct$ alors $x' = ct'$ (trajectoire horizontale d’un photon qui part de l’origine à l’instant origine). En insérant dans (I.1) (avec $\mathcal{A} = \mathcal{D}$ et $\mathcal{C} = -\beta\mathcal{A}$) cela

2. Une transformation nonlinéaire serait irréaliste parce qu’un mouvement uniforme dans un système de coordonnées apparaîtrait accéléré dans un autre.

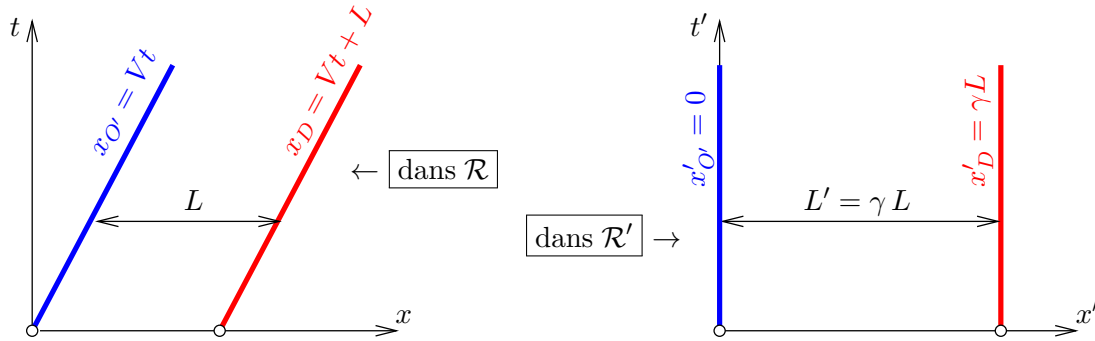
donne $ct' = (\mathcal{A} + \mathcal{B})ct$ et $x' = (-\beta\mathcal{A} + \mathcal{A})ct$: puisqu'on doit avoir $x' = ct'$ cela impose donc $\mathcal{B} = -\beta\mathcal{A}$ (différent de Galilée, c'est normal). La contrainte $\mathcal{A}^2 - \mathcal{B}\mathcal{C} = 1$ (avec $\mathcal{B} = \mathcal{C} = -\beta\mathcal{A}$) s'écrit donc $\mathcal{A}^2(1 - \beta^2) = 1$. Cela impose $\beta^2 < 1$ et ³ $\mathcal{A} = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$. D'où les relations

$$\begin{pmatrix} ct' \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma \\ -\beta\gamma & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct \\ x \end{pmatrix} \quad \text{où} \quad \beta = \frac{V}{c} \quad \text{et} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (\text{I.4})$$

Le facteur $\gamma (\geq 1)$ est appelé facteur de Lorentz. La loi de transformation (I.4) est obtenue de manière géométrique (et plus physique) dans l'annexe I.6.a.

I.2.a Contraction des longueurs

Considérons une règle horizontale, immobile dans \mathcal{R}' dont une des extrémités coïncide avec O' . On note D son autre extrémité. Dans \mathcal{R} ces points ont une loi horaire : $x_{O'} = Vt$ et $x_D = Vt + L$, où L est la longueur de la règle dans \mathcal{R} . Ces mouvements sont représentés dans le “diagramme de Minkowski” (ou diagramme “d'espace-temps”) ci-dessous (figure de gauche). Les trajectoires représentées dans ce type de diagramme sont les “lignes d'univers”.



On utilise les lois de transformation (I.4) pour obtenir les lois horaires dans \mathcal{R}' . On obtient immédiatement : $x'_{O'} = 0$ et $x'_D = \gamma L$. Les lignes d'univers correspondantes sont tracées dans le diagramme ci-dessus (figure de droite).

La longueur de la règle est plus petite dans \mathcal{R} que dans le référentiel \mathcal{R}' où elle est au repos : c'est le phénomène de contraction des longueurs (dont une autre dérivation est présentée en I.6.b).

I.2.b Lois de transformation

En réfléchissant un peu (cf. section I.6.c), il est facile de se convaincre que $y' = y$ et $z' = z$. On note $\underline{X} = (ct, \vec{r}) = (X^0 = ct, X^1 = x, X^2 = y, X^3 = z) = (X^0, \vec{X})$ et alors

$$\underline{X}' = (\Lambda) \underline{X}, \quad \text{avec} \quad \Lambda = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma & 0 & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \text{où} \quad \beta = V/c \quad \text{et} \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}. \quad (\text{I.5})$$

3. Convainquez-vous que l'ambiguïté sur le signe de \mathcal{A} est levée par l'étude du cas $\beta = 0$.

On appelle la transformation (I.5) une “transformation de Lorentz” et Λ est une matrice de Lorentz. Il est facile de vérifier que pour inverser la relation entre \underline{X} et \underline{X}' il suffit de changer le signe de β dans (I.5). À partir de l’expression (I.5) qui correspond au cas particulier du boost de Lorentz, on peut construire une version générale de la transformation, cf. annexe I.6.e.

I.2.c Conservation de l’intervalle

Soient deux évènements de coordonnées (t_1, \vec{r}_1) et (t_2, \vec{r}_2) dans \mathcal{R} (leurs coordonnées seront affublées d’une apostrophe dans \mathcal{R}'). On définit l’intervalle entre ces deux évènements comme la quantité

$$(\Delta s)^2 = c^2(t_2 - t_1)^2 - |\vec{r}_2 - \vec{r}_1|^2. \quad (\text{I.6})$$

$(\Delta s)^2$ peut être positif ou négatif. Il est clair que si Δs est nul alors les deux évènements peuvent être reliés par la trajectoire d’un photon, et donc dans \mathcal{R}' on aura également $\Delta s' = 0$. Mais on a mieux : $(\Delta s)^2$ est invariant par changement de référentiel, comme on peut le vérifier facilement pour la transformation spéciale de Lorentz.

I.2.d Dilatation des durées

Pour l’observateur en mouvement (par exemple celui situé à l’origine dans $\mathcal{R}' : x_{O'} = Vt_{O'} \Leftrightarrow x'_{O'} = 0$), d’après la relation (I.18) le “temps propre” est $t'_{O'} = t_{O'}/\gamma : t'_{O'} < t_{O'}$ le temps s’écoule plus lentement, on parle de dilatation des durées⁴.

En utilisant la notion d’intervalle, on peut généraliser cette propriété au cas d’une trajectoire $\vec{r}(t)$ quelconque : on considère une succession de “référentiels comobiles à l’instant t ” dans lesquels la particule est au repos entre t et $t + dt$. En calculant l’intervalle $(ds)^2$ entre les quadri-positions $\underline{X}(t)$ et $\underline{X}(t+dt)$ dans \mathcal{R} et dans le référentiel comobile, on peut définir le temps propre infinitésimal

$$d\tau = \frac{ds}{c} = dt \sqrt{1 - \frac{v^2(t)}{c^2}} \quad \text{où} \quad \vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}. \quad (\text{I.7})$$

I.2.e Composition des vitesses

En différenciant (I.5) on obtient facilement

$$v'_x \stackrel{\text{def}}{=} \frac{dx'}{dt'} = \frac{v_x - V}{1 - v_x V/c^2}, \quad v'_y \stackrel{\text{def}}{=} \frac{dy'}{dt'} = \frac{v_y}{\gamma(1 - v_x V/c^2)}, \quad v'_z \stackrel{\text{def}}{=} \frac{dz'}{dt'} = \frac{v_z}{\gamma(1 - v_x V/c^2)}. \quad (\text{I.8})$$

Il est plus naturel de raisonner en exprimant \vec{v} en fonction de \vec{v}' ; pour inverser les relations (I.8) il suffit de changer le signe de V . On obtient ensuite : si $v'_x = c$ ($v'_y = v'_z = 0$) alors $v_x = c$. Si $v'_y = c$ ($v'_x = v'_z = 0$) alors $v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 = c^2$. Si $v'_x = 0.9c$ ($v'_y = v'_z = 0$) et $V = 0.9c$, alors $v_x = \frac{1.8}{1.81}c < c$: en composant des vitesses proches de celle de la lumière, on ne dépasse jamais c . On va donc se cantonner aux vitesses sub-luminales⁵.

4. La relation est bien-sûr symétrique : si l’on considère l’observateur immobile à l’origine dans \mathcal{R} ($x_O = 0$), on trouve $x'_O = -Vt'_O$ et $t_O = t'_O/\gamma$.

5. L’existence de particules aux vitesses supralumineuses (des “tachyons”) a été suggérée dans plusieurs contextes théoriques, sans jamais induire de conséquences enthousiasmantes.

I.3 Différents types d'intervalle. Causalité. Cône de lumière

On se place du point de vue de l'observateur situé à l'origine des coordonnées. Soit un évènement $\underline{P} = (ct, \vec{r})$ tel que $s^2 = c^2t^2 - \vec{r}^2 > 0$: on dit que l'intervalle entre l'origine Q et \underline{P} est de "genre temps". On peut trouver un référentiel dans lequel Q et \underline{P} ont la même position : il suffit de considérer la transformation de Lorentz avec $\vec{V} = \vec{r}/t$ (à 1+1 dimension $V = x/t$). Mais par contre, si $t > 0$, \underline{P} sera toujours dans le futur de Q . En effet on a⁶ (en prenant $\vec{r} = x\vec{e}_x$, avec $x > 0$) :

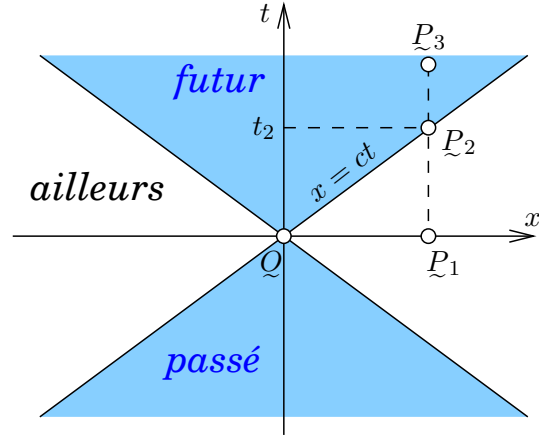
$$ct > x > xV/c \quad (\forall V < c) \quad \text{donc} \quad t' = \gamma(t - Vx/c^2) > 0. \quad (\text{I.9})$$

Pour les intervalles de "genre espace" ($s^2 < 0$) la situation est renversée : on peut trouver des référentiels dans lesquels Q et \underline{P} sont simultanés (en prenant $V = c^2t/x$)⁷ mais aucun dans lequel ils ont la même position. Lorsque $s^2 = 0$ on dit que l'intervalle est de "genre lumière".

Revenons sur la chronologie entre deux évènements : on dira que Q précède \underline{P} si $t > 0$ et si $s^2 > 0$ (cette dernière condition est absente en physique non relativiste).

Ci-contre : représentation (en 1+1 dimension) du "cône de lumière" dans un diagramme de Minkowski. \underline{P}_1 est simultané dans \mathcal{R} avec l'origine. Si par exemple $x_1 = 150 \times 10^6$ km = distance Terre-Soleil, l'intervalle entre Q et \underline{P}_2 ($x_2 = x_1$ et $t_2 = 8$ mn) est de genre lumière. \underline{P}_3 est dans le futur de Q : il peut y avoir un lien de causalité entre Q et \underline{P}_3 .

Le futur et le passé sont à l'intérieur du cône de lumière, cf. illustration en 2+1 dimensions sur la page de couverture.



Il va sans dire que les transformations de Lorentz, conservant la valeur d'un intervalle, ne changent pas son genre.

I.4 Formalisme (überflüssige Gelehrsamkeit ?)

I.4.a Groupe de Lorentz

Soit la matrice métrique $(g) = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$. On définit le pseudo produit scalaire $\underline{X} \cdot \underline{Y} \equiv {}^t\underline{X}(g)\underline{Y}$ (l'indice t note la transposition). Ainsi $\underline{X}^2 = (ct)^2 - \vec{r}^2 = s^2$. Le groupe des transformations qui conservent l'intervalle (et donc le pseudo produit scalaire) correspond à l'ensemble des matrices 4×4 qui vérifient

$$({}^t\Lambda)(g)(\Lambda) = (g). \quad (\text{I.10})$$

6. La démonstration qui suit est faite pour une transformation spéciale de Lorentz, mais elle se généralise à toutes les transformations entre deux référentiels inertiels.

7. On peut même changer l'ordre chronologique entre Q et \underline{P} , mais cela ne viole pas la causalité car ces 2 évènements ne peuvent pas être reliés par un signal se propageant à une vitesse sub-luminale.

Il est facile de vérifier qu'il s'agit d'un groupe (non commutatif) : le groupe de Lorentz $O(3,1)$. De (I.10) on tire que $\det\Lambda = \pm 1$. De là il vient que l'élément de volume de l'hyper-espace $d^4X = dX^0 dX^1 dX^2 dX^3$ est invariant par transformation de Lorentz (on dit que c'est un "invariant de Lorentz"), puisque $d^4X' = |\det\Lambda| d^4X$. Les transformations de Lorentz conservent donc l'hyper-volume.

En pratique on ne considère que le "groupe de Lorentz restreint" qui conserve l'orientation de l'espace et la direction du temps mais cette remarque n'a pas d'incidence dans la suite du cours. Le lectorat intéressé par les aspects plus mathématiques pourra lire l'annexe I.6.f.

I.4.b Notion de quadri-vecteur

Un quadri-vecteur est un vecteur à 4 composantes qui se transforme selon la loi générique (I.5) lors d'un changement de référentiel. Les événements $\underline{X} = (ct, \vec{r})$ sont bien-sûr des quadri-vecteurs.

• On définit également la quadri-vitesse et la quadri-impulsion d'une particule de masse m qui a une trajectoire $\vec{r} = \vec{\xi}(t)$ dans \mathcal{R} : $\underline{\xi}(t) = (ct, \vec{\xi}(t))$ et

$$\underline{U} = \frac{d\underline{\xi}}{d\tau} = \frac{1}{\sqrt{1 - \vec{v}^2/c^2}} (c, \vec{v}(t)) , \quad \text{où } \vec{v}(t) = \frac{d\vec{\xi}}{dt} . \quad \text{On a } \underline{U}^2 = c^2 . \quad (\text{I.11})$$

La quadri-impulsion est

$$\underline{P} = m \underline{U} . \quad \text{On a } \underline{P}^2 = m^2 c^2 . \quad (\text{I.12})$$

• Pour une particule de trajectoire $\vec{r} = \vec{\xi}(t)$ et de charge q on peut définir la distribution de charge $\rho(\vec{r}, t)$ et la densité de courant $\vec{J}(\vec{r}, t)$:

$$\rho(\vec{r}, t) = q \delta^{(3)}(\vec{r} - \vec{\xi}(t)) , \quad \text{et } \vec{J}(\vec{r}, t) = q \frac{d\vec{\xi}}{dt} \delta^{(3)}(\vec{r} - \vec{\xi}(t)) . \quad (\text{I.13})$$

L'objet

$$\underline{\mathcal{J}}(\vec{r}, t) = (c\rho(\vec{r}, t), \vec{J}(\vec{r}, t)) = q \delta^{(3)}(\vec{r} - \vec{\xi}(t)) \frac{d\underline{\xi}}{dt} = \rho(\vec{r}, t) \frac{d\underline{X}}{dt} \quad (\text{I.14})$$

est un champ quadri-vectoriel : le quadri-courant.

Cela résulte de la conservation de la charge électrique : la charge élémentaire $d^3q = \rho(\vec{r}, t) d^3v$ contenue à l'instant t dans l'élément de volume d^3v situé autour de \vec{r} doit être un invariant de Lorentz. Il en découle que $\rho d^3v d\underline{X}$ est un quadri-vecteur. Comme ce quadri-vecteur peut être mis sous la forme $\rho d^3v d\underline{X} = \frac{1}{c} d^4X \rho d\underline{X}/dt$ et que d^4X est un invariant de Lorentz (cf. section I.4.a), $\underline{\mathcal{J}} = \rho d\underline{X}/dt$ est bien un quadri-vecteur.

• Pour une onde plane monochromatique (pas nécessairement lumineuse) de pulsation ω et de vecteur d'onde \vec{k} , l'objet $\underline{K} = (\omega/c, \vec{k})$ est un quadri-vecteur⁸ : le quadri-vecteur d'onde. Remarquer que pour une onde lumineuse se propageant dans le vide, \underline{K} est de genre lumière : $\underline{K}^2 = 0$ ⁹.

8. La démonstration de cette propriété est détaillée dans un exercice du TD2. On peut la justifier rapidement comme suit : la phase de l'onde, qui se met sous la forme $\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} = \underline{K} \cdot \underline{X}$, doit être un invariant de Lorentz (puisque deux maxima consécutifs sont séparés par une phase de 2π dans tous les référentiels). Il en découle alors que \underline{K} est un quadri-vecteur, cf. une démonstration dans l'annexe I.6.i.

9. Noter au passage que la relation de dispersion des ondes lumineuses est invariante de Lorentz.

I.4.c Notations covariantes

On définit $X_0 = X^0$, $X_1 = -X^1$, $X_2 = -X^2$, $X_3 = -X^3$. $X_\mu = (X_0, -\vec{X})$ est la forme covariante du quadri-vecteur, $X^\mu = (X^0, \vec{X})$ sa forme contra-variante. On écrit $X^2 = X^\mu X_\mu$, c'est la convention d'Einstein : sommation sur les indices répétés situés à des altitudes différentes. La relation (I.5) s'écrit donc

$$X'^\mu = \Lambda^\mu_\nu X^\nu . \quad (\text{I.15})$$

On a également $X_\mu = g_{\mu\nu} X^\nu$ et $X^\mu = g^{\mu\nu} X_\nu$ où la matrice (g) est définie en I.4.a. Notons au passage que la relation $(g)(g) = \mathbb{1}_4$ s'écrit $g_{\mu\nu} g^{\nu\alpha} = \delta_\mu^\alpha$, où δ_μ^α est un symbole de Kronecker (égal à 1 si $\alpha = \mu$, 0 sinon). Attention, avec nos conventions de notation $\delta_\alpha^\alpha = \text{tr}(\mathbb{1}_4) = 4$.

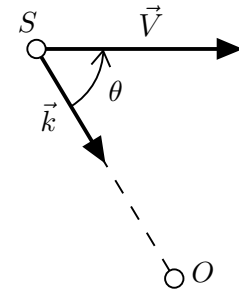
Il est démontré en section I.6.h que la forme covariante d'un quadri-vecteur se transforme comme $X'_\mu = \Lambda_\mu^\nu X_\nu$, où Λ_μ^ν est défini par (I.29).

Montrer en exercice que la conservation (I.10) de l'intervalle s'écrit sous la forme :

$$g_{\alpha\beta} \Lambda^\alpha_\mu \Lambda^\beta_\nu = g_{\mu\nu} . \quad (\text{I.16})$$

I.5 Effet Doppler

On considère une source lumineuse S se déplaçant à vitesse constante \vec{V} par rapport à l'observateur O . La géométrie la plus générale est représentée sur la figure ci-contre ($\vec{V} = V \vec{e}_x$). On affuble d'un indice 0 toutes les quantités évaluées dans le référentiel propre \mathcal{R}_0 de la source. La transformation (I.5) appliquée au quadri-vecteur d'onde \underline{K} donne $\omega_0 = \gamma(\omega - V k_x)$ et $k_x = k \cos \theta$ avec $k = \omega/c$ (source lumineuse : $\underline{K}^2 = 0$). D'où



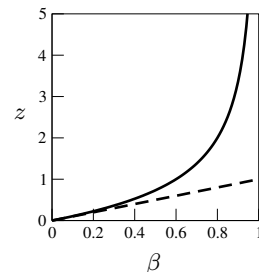
$$\omega = \frac{\omega_0}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)} , \quad \text{avec} \quad \gamma^{-1} = \sqrt{1 - \beta^2} \quad \text{et} \quad \beta = V/c . \quad (\text{I.17})$$

La version non relativiste de ce résultat est obtenue en remplaçant dans (I.17) γ par 1, mais en gardant $\beta = V/c \neq 0$ (cf. section I.6.g).

Considérons 3 cas particuliers :

- $\theta = 0$. $\omega = \omega_0 \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} > \omega_0$: blue shift. Le résultat non relativiste est $\omega = \omega_0/(1 - \beta)$.
- $\theta = \pi$. $\omega = \omega_0 \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}} < \omega_0$: red shift ¹⁰. Le résultat non relativiste est $\omega = \omega_0/(1 + \beta)$.
- $\theta = \frac{\pi}{2}$. $\omega = \omega_0 \sqrt{1 - \beta^2}$: red shift. Le résultat non relativiste est $\omega = \omega_0$.

10. En astrophysique on appelle "red shift" (décalage vers le rouge) la quantité $z = (\omega_0 - \omega)/\omega$ calculée pour $\theta = \pi$. Dans le cadre de l'expansion de l'univers, elle traduit la vitesse d'éloignement d'une source, et permet donc de remonter à sa distance si l'on connaît la constante de Hubble. Le décalage est une quantité intéressante car il n'est pas particulier à un type d'atome, ni à un type de raie (il est le même sur l'ensemble du spectre). Le résultat classique est $z_{\text{class}} = \beta$, il est représenté par une ligne discontinue sur le graphe ci-contre. On a mesuré des décalages allant jusqu'à $z \sim 6$ ou 7 (galaxies lointaines et/ou quasars).



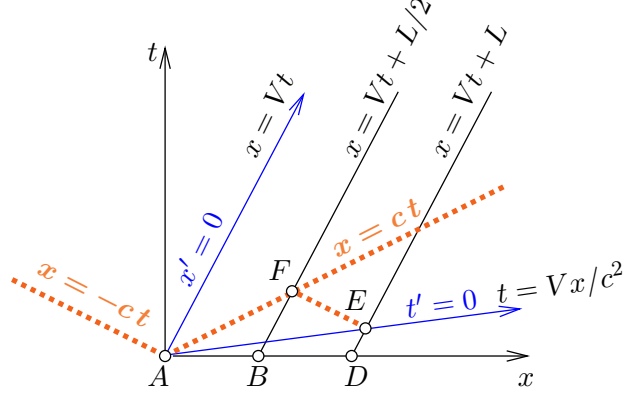
I.6 Annexes

I.6.a Démonstration alternative des relations (I.4)

On considère les deux référentiels \mathcal{R} et \mathcal{R}' représentés sur la première figure de la section I.2. Dans cette section nous allons utiliser le diagramme espace-temps (x, t) dans \mathcal{R} afin de montrer que

$$x' = \gamma(x - Vt), \quad t' = \gamma(t - Vx/c^2), \quad (\text{I.18})$$

où γ est le facteur de Lorentz. La relation (I.18) est bien-sûr équivalente à (I.4) ; elle est établie par le raisonnement suivant :



Soient 3 points a, b et d , immobiles dans \mathcal{R}' (b est le milieu de ad). Leurs lignes d'univers dans \mathcal{R} sont représentées ci-dessus (on note L l'espacement entre a et d dans \mathcal{R}). A est l'évènement qui correspond à la position de a à $t = t' = 0$. B et F sont des évènements situés en b . D et E sont situés en d . Un rayon lumineux émis depuis A arrive en F en même temps qu'un rayon lumineux émis depuis E : A et E sont donc simultanés dans \mathcal{R}' . On détermine les coordonnées dans \mathcal{R} des évènements F puis E : $t_F = \frac{1}{2}L/(c - V)$, $x_F = ct_F$; $t_E = LV/(c^2 - V^2)$, $x_E = Lc^2/(c^2 - V^2)$. On remarque que $t_E = Vx_E/c^2$: cela définit la droite $t' = 0$. La relation entre (x', t') et (x, t) étant linéaire (cf. note 2) on est fondé à écrire :

$$x' = f(V) \times (x - Vt), \quad t' = g(V) \times (t - Vx/c^2). \quad (\text{I.19})$$

La vitesse de la lumière étant la même dans les deux référentiels, il faut que lorsque $x = ct$ on ait également $x' = ct'$; cela impose $f \equiv g$.

On remarque ensuite¹¹ que $f(-V) = f(V)$: Supposons en effet qu'un troisième référentiel \mathcal{R}'' se déplace à une vitesse $-V \vec{e}_x$ par rapport à \mathcal{R} . Si un évènement se produit dans \mathcal{R} à l'origine à l'instant t , il aura lieu dans \mathcal{R}' à la position $x' = -f(V)Vt$ et dans \mathcal{R}'' à la position $x'' = f(-V)Vt$. L'isotropie de l'espace impose que $x'' = -x'$, donc $f(-V) = f(V)$.

La transformation de \mathcal{R}' vers \mathcal{R} , qui s'obtient en faisant $V \rightarrow -V$ dans (I.19), s'écrit alors :

$$x = f(V) \times (x' + Vt'), \quad t = f(V) \times (t' + Vx'/c^2). \quad (\text{I.20})$$

En reportant (I.19) dans (I.20) on se rend compte que $[f(V)]^2(1 - V^2/c^2) = 1$, ce qui achève de démontrer (I.18)¹².

I.6.b Contraction des longueurs

Le phénomène de contraction des longueurs est facilement obtenu en suivant la démarche de la section I.6.a et en se reportant à la figure précédente :

11. Adapté du cours de J. D. Cresser, Macquarie University.

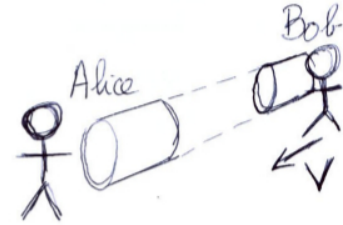
12. Il n'y a pas d'ambiguïté sur le choix du signe de $f(V) = +(1 - V^2/c^2)^{-1/2}$, voyez vous pourquoi ?

Soit une règle horizontale immobile dans \mathcal{R}' . La longueur $L = x_D - x_A$ de la règle mesurée dans \mathcal{R} sera mesurée dans \mathcal{R}' comme la distance entre A et E (simultanés dans \mathcal{R}'). On a $x_E = L\gamma^2$, $t_E = Vx_E/c^2$ donc $L' = x'_E - x'_A = \gamma L$. On appelle L' la “longueur au repos” de la règle (c’est sa longueur dans le référentiel où elle est immobile). $\gamma > 1$ et donc $L < L'$: la règle apparaît plus courte dans le référentiel \mathcal{R} , c’est à dire pour un observateur par rapport auquel elle est en mouvement : c’est le phénomène de contraction des longueurs.

I.6.c Absence de contraction des longueurs transverses

Adapté du cours de D. W. Hogg, Princeton.

Il est facile de démontrer que la contraction des longueurs n’est pas de mise dans la direction perpendiculaire au mouvement. Imaginons qu’Alice et Bob transportent des tuyaux identiques, alignés avec la direction de leur mouvement relatif (cf. figure).



Supposons que la vitesse relative diminue le diamètre du tuyau de Bob dans le référentiel d’Alice. Dans ce cas, le tuyau de Bob rentre dans celui d’Alice. Mais Alice et Bob sont interchangeables, donc le tuyau d’Alice rentre dans celui de Bob. Ces deux résultats sont incompatibles : il n’y a donc pas de changement des longueurs dans les directions perpendiculaires au mouvement relatif. Dans le cas du boost de Lorentz, cela implique que $y' = y$ et $z' = z$.

I.6.d Notion de rapidité

Pour caractériser un boost de Lorentz, on utilise parfois le concept de rapidité. C’est la quantité φ définie par $\beta = \tanh \varphi$, soit $\varphi = \frac{1}{2} \ln[(1 + \beta)/(1 - \beta)]$. Ainsi $\gamma = \cosh \varphi$, $\gamma\beta = \sinh \varphi$ et la transformation (I.4) peut être interprétée comme une “rotation hyperbolique”¹³ :

$$\begin{pmatrix} ct' \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh \varphi & -\sinh \varphi \\ -\sinh \varphi & \cosh \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct \\ x \end{pmatrix}. \quad (\text{I.21})$$

Exercice : soit un référentiel \mathcal{R}_1 dont le mouvement par rapport à \mathcal{R} est un boost de Lorentz selon Ox caractérisé par une rapidité φ_1 . Soit un autre référentiel \mathcal{R}_2 dont le mouvement par rapport à \mathcal{R}_1 est un boost de Lorentz selon le même axe, caractérisé, lui, par une rapidité φ_2 . Montrer que le moment de \mathcal{R}_2 par rapport à \mathcal{R} correspond à une rapidité $\varphi_1 + \varphi_2$.

I.6.e Transformation de Lorentz la plus générale

On considère le cas général dans lequel la vitesse \vec{V} de \mathcal{R}' par rapport à \mathcal{R} n’est pas alignée avec l’axe des abscisses et où les repères spatiaux ne sont pas identiques dans les deux référentiels. La relation (I.18) pour les temps peut s’écrire sous la forme

$$t' = \gamma(t - \vec{V} \cdot \vec{r}/c^2). \quad (\text{I.22})$$

13. https://fr.wikipedia.org/wiki/Rotation_hyperbolique

On peut faire la même opération sur les positions en écrivant $\vec{r} = \vec{r}_{\parallel} + \vec{r}_{\perp}$, où $\vec{r}_{\parallel} = (\vec{r} \cdot \vec{V}) \vec{V} / V^2$ est la composante de \vec{r} colinéaire à \vec{V} et $\vec{r}_{\perp} = \vec{r} - \vec{r}_{\parallel}$ est la composante orthogonale à \vec{V} . D'après la discussion de la section [I.6.c](#) on a $\vec{r}'_{\perp} = \vec{r}_{\perp}$. On obtient après une courte réflexion

$$\vec{r}' = \vec{r} + \left[(\gamma - 1) \frac{\vec{r} \cdot \vec{V}}{V} - \gamma V t \right] \frac{\vec{V}}{V}. \quad (\text{I.23})$$

Les relations [\(I.22\)](#) et [\(I.23\)](#) peuvent s'écrire sous une forme matricielle qui généralise la relation [\(I.5\)](#); cf. par exemple la page wikipedia sur les [transformations de Lorentz](#) qui présente le résultat lorsqu'on choisit la même base dans \mathcal{R} et \mathcal{R}' .

I.6.f Trois sous-groupes du groupe de Lorentz $O(3, 1)$

- Le sous ensemble de $O(3, 1)$ formé par les matrices de déterminant $+1$ est également un groupe appelé $SO(3, 1)$, sous-groupe “propre” de Lorentz.
- On peut remarquer que¹⁴ $|\Lambda^0_0| > 1$ car la composante $0, 0$ de [\(I.10\)](#) [ou, de manière équivalente, de [\(I.16\)](#)] s'écrit

$$(\Lambda^0_0)^2 - \sum_{i=1}^3 (\Lambda^0_i)^2 = 1. \quad (\text{I.24})$$

Si $\Lambda^0_0 > 1$ on dit que la transformation est orthochrone : sous son action le signe de la composante temporelle d'un quadri-vecteur de genre temps est inchangé.

En effet on a, pour un quadri-vecteur \underline{X} de genre temps :

$$\begin{aligned} \left(\sum_{i=1}^3 \Lambda^0_i X^i \right)^2 &\leq \left(\sum_{i=1}^3 (\Lambda^0_i)^2 \right) \left(\sum_{i=1}^3 (X^i)^2 \right) = ((\Lambda^0_0)^2 - 1) \left(\sum_{i=1}^3 (X^i)^2 \right) \\ &\leq (\Lambda^0_0)^2 \left(\sum_{i=1}^3 (X^i)^2 \right) \leq (\Lambda^0_0)^2 (X^0)^2, \end{aligned} \quad (\text{I.25})$$

où l'on a utilisé l'inégalité de Schwarz, puis la relation [\(I.24\)](#) et enfin le fait que le quadri-vecteur est de genre temps. On a (avec sommation implicite sur indices répétés et lettres romaines réservées aux indices spatiaux) : $X'^0 = \Lambda^0_{\nu} X^{\nu} = \Lambda^0_0 X^0 + \Lambda^0_i X^i$. La relation [\(I.25\)](#) montre que $|\Lambda^0_0 X^0| > |\Lambda^0_i X^i|$ et que donc $\text{sgn}(X'^0) = \text{sgn}(\Lambda^0_0 X^0)$. Pour une transformation orthochrone $\Lambda^0_0 > 1$, et donc $\text{sgn}(X'^0) = \text{sgn}(X^0)$.

L'ensemble $O^+(3, 1)$ [parfois noté $O_o(3, 1)$] des transformations orthochrones est un sous-groupe de $O(3, 1)$.

- Enfin l'ensemble $SO^+(3, 1)$ des transformations orthochrones et propres est le groupe de Lorentz restreint. On peut montrer que c'est le groupe engendré par les boosts de Lorentz et les rotations d'espace.

14. On utilise ici les notations covariantes introduites en section [I.4.c](#)

I.6.g Une autre dérivation de l'effet Doppler

On travaille dans le référentiel \mathcal{R} de l'observateur. Soit t_e l'instant d'émission par la source d'un signal lumineux qui sera reçu à l'instant t_r par l'observateur. On a $t_r = t_e + r/c$ où $\vec{r} = \overrightarrow{OS}$. Si deux signaux successifs sont émis avec un intervalle de temps dt_e , ils sont réceptionnés avec un intervalle dt_r dont l'expression est obtenue en différentiant :

$$dt_r = dt_e + dr/c, \quad \text{où} \quad dr = d\sqrt{\vec{r} \cdot \vec{r}} = \frac{\vec{r} \cdot d\vec{r}}{r}, \quad \text{avec} \quad d\vec{r} = \vec{V} dt_e.$$

L'angle entre \vec{r}/r et \vec{V} est $\pi - \theta$ (cf. figure section I.5), on obtient donc $dt_r = dt_e(1 - \beta \cos \theta)$. Avec la dilatation des durées on a bien sûr $dt_e = \gamma dt_e^0$, où dt_e^0 est l'intervalle de temps entre les deux émissions dans le référentiel propre de la source¹⁵. On doit donc avoir, pour les périodes temporelles, la relation

$$T = \gamma T^0(1 - \beta \cos \theta), \quad (\text{I.26})$$

où T est la période mesurée par l'observateur, et T^0 la période propre du signal¹⁶. Cette formule est équivalente à (I.17). On voit bien ici que dans la description non relativiste du phénomène le facteur γ doit être remplacé par 1 dans (I.26) et (I.17).

I.6.h Transformation de Lorentz pour les quadri-vecteurs covariants

Il est facile de se convaincre sur l'exemple du boost de Lorentz que si l'on connaît la loi de transformation de Lorentz (I.5) pour les quadri-vecteurs contravariants, on obtient celle pour les quadri-vecteurs covariants en mettant des signes “-” aux endroits appropriés :

$$\begin{pmatrix} X'_0 = ct' \\ X'_1 = -x' \\ X'_2 = -y' \\ X'_3 = -z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \beta\gamma & 0 & 0 \\ \beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_0 = ct \\ X_1 = -x \\ X_2 = -y \\ X_3 = -z \end{pmatrix}. \quad (\text{I.27})$$

• On peut obtenir la loi de transformation pour un changement de référentiel quelconque comme suit : On écrit pour l'instant de manière formelle

$$X'_\alpha = \Lambda_\alpha^\beta X_\beta. \quad (\text{I.28})$$

On a juste écrit une loi de transformation linéaire en respectant les conventions d'Einstein, sans savoir *a priori* ce qu'est la quantité Λ_α^β (mais ne soyons pas naïfs : elle est certainement reliée à Λ^μ_ν comme l'exemple (I.27) nous le suggère). On écrit $X'_\alpha = g_{\alpha\mu} X'^\mu = g_{\alpha\mu} \Lambda^\mu_\nu X^\nu = g_{\alpha\mu} \Lambda^\mu_\nu g^{\nu\beta} X_\beta$. En comparant avec (I.28) il vient

$$\Lambda_\alpha^\beta = g_{\alpha\mu} \Lambda^\mu_\nu g^{\nu\beta}. \quad (\text{I.29})$$

15. Pour retrouver cette expression, écrivez l'égalité de l'intervalle ds entre les deux événements d'émission dans le référentiel \mathcal{R} et dans \mathcal{R}^0 .

16. Pour pouvoir, comme on vient de le faire, appliquer la relation différentielle à la transformation des périodes, on a fait l'hypothèse implicite que, dans \mathcal{R} , le déplacement de la source pendant T est petit devant $r = OS$, ce qui est toujours légitime (essayez de trouver une situation dans laquelle cette hypothèse est violée).

• Le lecteur attentif aura remarqué que la matrice impliquée dans la transformation (I.27) correspond à l'inverse de la matrice de (I.5). Ce n'est pas un hasard, et c'est relié à la conservation de la pseudo-norme.

En effet on doit avoir $X'^{\alpha} X'_{\alpha} = X^{\mu} X_{\mu}$. Or, d'après (I.15) et (I.28) on a $X'^{\alpha} X'_{\alpha} = \Lambda^{\alpha}_{\mu} \Lambda_{\alpha}{}^{\nu} X^{\mu} X_{\nu}$. En comparant les deux expressions précédentes il vient

$$\Lambda^{\alpha}_{\mu} \Lambda_{\alpha}{}^{\nu} = \delta_{\mu}{}^{\nu} . \quad (\text{I.30})$$

Ce résultat peut également être obtenu en utilisant les expressions matricielles utilisées dans la section I.4.a : en multipliant (I.10) à gauche par (g) , et en se souvenant que $(g)(g) = \mathbb{1}_4$, on obtient $(\Lambda^{-1}) = (g) ({}^t\Lambda) (g)$, qui est effectivement équivalent à (I.30) écrite sous la forme $\Lambda_{\alpha}{}^{\nu} = (\Lambda^{-1})^{\nu}{}_{\alpha}$. Donc, en appliquant Λ^{α}_{μ} aux deux membres de (I.28), on obtient grâce à (I.30) :

$$\Lambda^{\alpha}_{\mu} X'_{\alpha} = X_{\mu} . \quad (\text{I.31})$$

I.6.i Théorème du quotient

L'égalité (I.31) peut être utilisée pour démontrer le “théorème du quotient” qui stipule que si une quantité \underline{K} vérifie que, pour tout quadri-vecteur \underline{X} , le pseudo-produit scalaire¹⁷ $\underline{X} \cdot \underline{K}$ est un invariant de Lorentz, alors \underline{K} est bien un quadri-vecteur¹⁸.

En effet, l'hypothèse d'invariance du pseudo-produit scalaire s'écrit : $X_{\mu} K^{\mu} = X'_{\alpha} K'^{\alpha}$. En utilisant (I.31) elle se met sous la forme

$$\Lambda^{\alpha}_{\mu} X'_{\alpha} K^{\mu} = X'_{\alpha} K'^{\alpha} .$$

Cette égalité étant vraie pour tout \underline{X}' il en découle que $K'^{\alpha} = \Lambda^{\alpha}_{\mu} K^{\mu}$. \underline{K} a donc les “bonnes” propriétés de transformation : c'est un quadri-vecteur.

17. On est ici un peu esclave des conventions : on utilise la notation \underline{K} sans faire l'hypothèse que cette quantité à 4 composantes est un quadri-vecteur. Même remarque pour le produit $\underline{X} \cdot \underline{K}$ qui n'est pas à proprement parler un pseudo-produit scalaire puisqu'initialement, seul \underline{X} est supposé être un “bon” quadri-vecteur.

18. Cette propriété a été utilisée dans la section I.4.b pour justifier que le quadri-vecteur d'onde est bien un quadri-vecteur, cf. note 8.

Chapitre II : Mécanique et cinématique relativiste

II.1 Lagrangien libre

L'action doit être un invariant de Lorentz, on peut justifier que c'est une conséquence du premier postulat d'Einstein. Pour la trajectoire libre d'une particule entre deux événements (t_a, \vec{r}_a) et (t_b, \vec{r}_b) on fait le choix le plus simple : $S \propto \int_a^b ds$. Il faut que S soit homogène à une énergie multipliée par un temps et on prend donc

$$S = -mc^2 \int_a^b d\tau = \int_a^b L dt, \quad \text{avec} \quad L = -mc^2 \sqrt{1 - \frac{\vec{v}^2}{c^2}} \stackrel{v \ll c}{\simeq} -mc^2 + \frac{1}{2} m \vec{v}^2. \quad (\text{II.1})$$

Dans le terme de droite de (II.1) le préfacteur $(-mc^2)$ et son signe permettent de retrouver le résultat non relativiste aux basses vitesses. L'impulsion associée à ce lagrangien est \vec{p} où $p_i = \partial L / \partial v_i$ avec $i = x, y$ ou z . L'énergie est $\mathcal{E} = \sum_i p_i v_i - L$ (revoir le cours de mécanique). Ces relations s'écrivent sous forme condensée

$$\vec{p} = \vec{\nabla}_{\vec{v}} L = \frac{m \vec{v}}{\sqrt{1 - \vec{v}^2/c^2}}, \quad \mathcal{E} = \vec{p} \cdot \vec{v} - L = \frac{m c^2}{\sqrt{1 - \vec{v}^2/c^2}}. \quad (\text{II.2})$$

L'énergie de la particule immobile est appelée "énergie au repos" ou "énergie de masse" et vaut mc^2 . L'énergie cinétique de la particule est $T = \mathcal{E} - mc^2$ (cf. la discussion de la section II.3.a). On remarque que¹

$$\left(\frac{\mathcal{E}}{c}, \vec{p} \right) = \underline{P}, \quad (\text{II.3})$$

cf. (I.11) et (I.12). On obtient alors facilement les formules très utiles :

$$\mathcal{E}^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4, \quad \vec{p} = \frac{\mathcal{E}}{c^2} \vec{v}. \quad (\text{II.4})$$

La première découle de l'écriture (II.3) et de $\underline{P}^2 = m^2 c^2$, la seconde de la comparaison de (II.3) avec (I.11) et (I.12) : $\underline{P} = m \gamma(c, \vec{v})$.

On peut définir une quadri-impulsion pour les photons, non pas à partir de (II.2) qui est singulière ($m = 0$ et $v = c$), mais en utilisant (II.4). On aura alors $\mathcal{E} = cp$ et $\underline{P}^2 = 0$; il est souvent utile d'écrire ce quadri-vecteur sous la forme $\underline{P} = (p, \vec{p})$.

Un autre quadri-vecteur associé au rayonnement (monochromatique) a une pseudo-norme nulle, c'est le quadri-vecteur d'onde $\underline{K} = (\omega/c, \vec{k})$. Il est physiquement clair que \vec{p} (impulsion d'un photon) et \vec{k} (vecteur d'onde de l'onde électromagnétique correspondante) doivent être colinéaires : on peut les supposer proportionnels ; \mathcal{E} et ω le seront donc également, et on postule la relation² $\underline{P} = \hbar \underline{K}$.

1. Ce n'est pas un accident si la combinaison de \mathcal{E}/c et \vec{p} forme un quadri-vecteur. C'est une conséquence de l'invariance de Lorentz de l'action et du principe variationnel, comme il est démontré dans l'annexe II.3.b.

2. C'est une relation quantique qui a été écrite pour la première fois par Planck sous la forme $\mathcal{E} = h\nu$ pour donner la valeur du quantum d'énergie dans son analyse du rayonnement du corps noir (1901), puis réinterprétée comme énergie du photon ("Lichtquant" dans le texte) par Einstein dans son article de 1905 sur l'effet photo-électrique. On l'appelle relation de Planck-Einstein.

II.2 Collisions et conservation de la quadri-impulsion

En l'absence de champ extérieur, l'impulsion d'un système composé de N points matériels en interaction est une quantité conservée. C'est une loi fondamentale de la mécanique newtonienne qui découle du principe d'inertie. Si l'on veut en donner une version relativiste, le premier postulat d'Einstein nous impose de dire que la bonne quantité conservée est la quadri-impulsion. Ainsi, lors d'une collision on aura³ :

$$\left(\sum_i \underline{P}_i \right)_{\text{initial}} = \left(\sum_n \underline{P}_n \right)_{\text{final}} . \quad (\text{II.5})$$

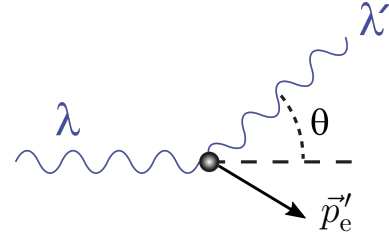
Donc, non seulement on conserve la somme des vecteurs impulsion, mais également la somme des énergies (composante temporelle de la quadri-impulsion). Il en ressort naturellement (mais surprenamment) que la masse n'est pas une quantité conservée au cours d'une collision : la masse d'une particule est une mesure de l'énergie qu'elle contient⁴, cf. exo 1 du TD3. Ainsi un changement de masse traduit l'inélasticité d'un choc, et au cours d'une collision on peut même créer des particules (c'est à dire de la masse).

II.2.a Diffusion Compton

Il s'agit de la diffusion inélastique⁵ d'un photon avec un électron au repos. La conservation de la quadri-impulsion s'écrit

$$\underline{P}_\gamma + \underline{P}_e = \underline{P}'_\gamma + \underline{P}'_e . \quad (\text{II.6})$$

On en déduit que $\underline{P}'_e{}^2 = (\underline{P}_\gamma + \underline{P}_e - \underline{P}'_\gamma)^2$. Le premier terme de cette égalité vaut $(m_e c)^2$, le second se calcule presque aussi simplement et l'on obtient (en notant \mathcal{E}_γ et \mathcal{E}'_γ l'énergie du photon avant et après le choc)



$$\mathcal{E}'_\gamma = \frac{m_e c^2 \mathcal{E}_\gamma}{m_e c^2 + \mathcal{E}_\gamma (1 - \cos \theta)} , \quad (\text{II.7})$$

soit, en écrivant $\mathcal{E}_\gamma = hc/\lambda$ et $\mathcal{E}'_\gamma = hc/\lambda'$:

$$\lambda' = \lambda + \lambda_C (1 - \cos \theta) = \lambda + 2 \lambda_C \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) , \quad (\text{II.8})$$

où $\lambda_C = h/(m_e c) = 0.0243 \text{ \AA}$ est appelée la longueur d'onde de Compton de l'électron. Dans l'expérience originelle (1923) Compton envoyait des rayons γ avec $\lambda = 0.022 \text{ \AA}$: c'est parce que λ est du même ordre de grandeur que λ_C que l'effet est significatif : $(\lambda' - \lambda)/\lambda = \mathcal{O}(1)$.

3. Les impulsions "initiales" et "finales" peuvent être définies sans ambiguïté longtemps avant et longtemps après la collision, lorsque les particules sont suffisamment éloignées les unes des autres pour qu'on puisse négliger leurs interactions.

4. Einstein 1905 : "L'inertie d'un corps dépend-elle de son contenu en énergie?". La réponse à cette question ("Ist die Trägheit eines Körpers von seinem Energiegehalt abhängig?" dans le texte) est : Ja, Herr Professor!

5. On pourrait ergoter sur l'utilisation du mot "inélastique" dans ce contexte : après tout, aucune masse ne change. Cependant, il y a un transfert d'énergie cinétique puisque la longueur d'onde du photon est modifiée, et c'est pour rendre compte de cet effet qu'on parle d'inélasticité, cf. https://en.wikipedia.org/wiki/Inelastic_scattering.

Pour obtenir le résultat (II.7) on a utilisé une technique souvent efficace : on exprime la quadri-impulsion de la particule qui ne nous intéresse pas (ou qui n'est pas observée dans l'expérience : ici c'est l'électron diffusé) en fonction des autres, puis on prend la pseudo-norme⁶.

II.2.b Référentiel du centre de masse

Il est souvent utile de travailler dans le référentiel du centre de masse (cf. votre expérience en physique classique et les TDs de ce cours). Pour un ensemble de N particules, c'est le référentiel dans lequel la composante spatiale de la quadri-impulsion totale est nulle.

Il faut démontrer que ce référentiel existe⁷ : prenons le cas de deux particules, d'impulsions \underline{P}_1 et \underline{P}_2 , dont l'une au moins a une masse (par exemple la particule 1). $(\underline{P}_1 + \underline{P}_2)^2 = \underline{P}_1^2 + \underline{P}_2^2 + 2 \underline{P}_1 \cdot \underline{P}_2 > 2 \underline{P}_1 \cdot \underline{P}_2 > 0$. La dernière inégalité est obtenue en calculant le pseudo-produit scalaire dans le référentiel propre de la particule massique : dans ce référentiel $\underline{P}_1 = (\mathcal{E}_1/c, \vec{0})$ et alors il est clair que $\underline{P}_1 \cdot \underline{P}_2 = \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2 / c^2 > 0$. Donc $\underline{P} = \underline{P}_1 + \underline{P}_2$ est de genre "temps" (et même "futur", cad. que $P^0 > 0$), et on peut, avec une transformation spéciale de Lorentz annuler sa partie spatiale⁸.

Il est intéressant de discuter le cas de deux photons. Dans ce cas $(\underline{P}_1 + \underline{P}_2)^2 = 2 \underline{P}_1 \cdot \underline{P}_2 = 2(p_1 p_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2) = 2 p_1 p_2 (1 - \cos \theta)$ où θ est l'angle entre \vec{p}_1 et \vec{p}_2 . On a donc bien une impulsion totale de genre temps (et on peut donc définir un référentiel du centre de masse), sauf dans le cas où les impulsions des deux photons ont la même direction ($\theta = 0$). C'est bien normal, puisque dans ce cas \underline{P} est de genre lumière, et pouvoir définir le référentiel du centre de masse reviendrait à pouvoir définir un référentiel propre pour le photon.

II.2.c Seuil de création

On considère une réaction de type

$$1 + 2 + \dots \rightarrow a + b + \dots$$

où i désigne une particule quelconque (masse m_i). Le *seuil de réaction* (ou seuil de production) est défini comme la configuration pour laquelle les particules a, b, \dots sont créées au repos dans le référentiel du centre de masse. Il est donc clair que, dans ce référentiel, l'énergie seuil est $m_a c^2 + m_b c^2 + \dots$. Pour une configuration d'énergie totale plus faible, on ne pourra pas observer les particules a, b etc...

- À titre d'exemple, étudions la création d'anti-protons (notés \bar{p}), de masse m_p égale à celle du proton (noté p) à partir de la collision de deux protons. La configuration minimale qui conserve la

6. Tester cette méthode dans le cas suivant : un π^- au repos se désintègre en un muon μ^- et un anti-neutrino $\bar{\nu}_\mu$ qui n'est pas détecté. La masse de cet anti-neutrino est négligeable devant les masses du pion ($140 \text{ MeV}/c^2$) et du muon ($106 \text{ MeV}/c^2$). Calculer l'énergie du μ^- émis (réponse : 110 MeV).

7. C'est d'autant plus important que la notion de centre d'inertie n'est pas pertinente en relativité, cf. par exemple l'exercice A du partiel 2021/2022.

8. Montrez-le en exercice.

charge électrique est

$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}.$$

L'énergie seuil dans le centre de masse est donc $4m_p c^2$.

Dans la réaction ci-dessus, on repèrera les protons par les indices 1, 2, 3, 4, 5 et 6 (pour l'anti-proton). Dans le référentiel du laboratoire, un des deux protons initiaux est au repos, on l'appelle le proton cible et on l'affuble de l'indice 1. L'autre est le "projectile" (indice 2) ; il est en mouvement, notons \mathcal{E}_2 son énergie dans le labo. On veut déterminer la valeur de \mathcal{E}_2 au seuil de réaction (soit $\mathcal{E}_2|_{\text{seuil}}$). En écrivant la conservation de la pseudo-norme de la quadri-impulsion totale on a :

$$(\underline{P}_1 + \underline{P}_2)^2 = (\underline{P}_3 + \underline{P}_4 + \underline{P}_5 + \underline{P}_6)^2.$$

On veut évaluer les deux termes de cette égalité au seuil de réaction. Pour évaluer le terme de droite, on se place dans le référentiel du centre de masse⁹ et, au seuil, on obtient immédiatement $(4m_p c)^2$. Pour le terme de gauche, on travaille dans le référentiel du laboratoire, ce qui donne¹⁰

$$(\underline{P}_1 + \underline{P}_2)^2 = 2(m_p c)^2 + 2 \underline{P}_1 \cdot \underline{P}_2 = 2(m_p c)^2 + 2m_p \mathcal{E}_2.$$

En égalant ce terme à $(4m_p c)^2$ on obtient $\mathcal{E}_2|_{\text{seuil}} = 7 m_p c^2$, soit, en ce qui concerne l'énergie cinétique, $T_2|_{\text{seuil}} = 6 m_p c^2$. Dans le labo, l'énergie totale au seuil de réaction¹¹ vaut $\mathcal{E}_2|_{\text{seuil}} + m_p c^2 = 8m_p c^2$.

• Deuxième exemple : la coupure GZK. C'est aujourd'hui un fait attesté que l'on ne détecte presque pas de rayonnement cosmique dont l'énergie soit supérieure à environ 10^{20} eV. Cette coupure haute avait été prédite dès 1966 en considérant la collision de protons de haute énergie avec le fond diffus cosmologique (observé en 1965), selon la réaction : $p + \gamma \rightarrow n + \pi^+$. La différence d'énergie de masse $(m_n + m_\pi)c^2 - m_p c^2$ est positive, de sorte qu'il faut que les composants initiaux aient une énergie suffisamment élevée pour que la réaction ait lieu.

Décrivons sa cinématique. On doit avoir $(\underline{P}_n + \underline{P}_\pi)^2 = (\underline{P}_\gamma + \underline{P}_p)^2$. Plaçons nous au seuil de production dans le référentiel du centre de masse. Dans ce cas le neutron et le pion sont produits au repos : $\underline{P}_n^* = (m_n c, \vec{0})$ et $\underline{P}_\pi^* = (m_\pi c, \vec{0})$, de sorte que $(\underline{P}_n^* + \underline{P}_\pi^*)^2 = (m_n + m_\pi)^2 c^2$. Revenons dans le référentiel du "laboratoire" (ou plutôt du vide intersidéral). La pseudo-norme étant un invariant de Lorentz on a, au seuil,

$$(m_n + m_\pi)^2 c^2 = (\underline{P}_\gamma + \underline{P}_p)^2 = (m_p c)^2 + 2 \underline{P}_\gamma \cdot \underline{P}_p, \quad (\text{II.9})$$

où $\underline{P}_\gamma = (\mathcal{E}_\gamma/c, \vec{p}_\gamma)$ et $\underline{P}_p = (\mathcal{E}_p/c, \vec{p}_p)$ et donc $\underline{P}_\gamma \cdot \underline{P}_p = \mathcal{E}_\gamma \mathcal{E}_p / c^2 - \vec{p}_\gamma \cdot \vec{p}_p$. On a $p_\gamma = \mathcal{E}_\gamma / c$, où l'énergie des photons est celle du fond diffus cosmologique $\mathcal{E}_\gamma = 7 \times 10^{-4}$ eV. En faisant pour le proton une *approximation ultra-relativiste*, $p_p \simeq \mathcal{E}_p / c$, cela donne $\underline{P}_\gamma \cdot \underline{P}_p = \mathcal{E}_\gamma \mathcal{E}_p / c^2 (1 - \cos \theta)$ où θ est l'angle entre les impulsions du photon et du proton. On obtient donc, en réinsérant dans (II.9)

$$\mathcal{E}_p = \frac{(m_n + m_\pi)^2 c^4 - m_p^2 c^4}{2\mathcal{E}_\gamma (1 - \cos \theta)}.$$

9. On a le droit de travailler dans le référentiel de notre choix : la pseudo-norme est un invariant de Lorentz.

10. La formule est toujours valable, pas seulement au seuil.

11. C'est, à un facteur c près, la composante temporelle de la quadri-impulsion totale au seuil.

L'énergie de seuil est $\mathcal{E}_p|_{\text{seuil}} = \min_{\theta} \{\mathcal{E}_p\}$. Elle bien-sûr obtenue pour $\theta = \pi$ (collision frontale). En prenant $m_n = 939.6 \text{ MeV}/c^2$, $m_{\pi} = 139.6 \text{ MeV}/c^2$ et $m_p = 938.3 \text{ MeV}/c^2$ on obtient $\mathcal{E}_p|_{\text{seuil}} \simeq 1.0 \times 10^{20} \text{ eV}$.¹²

II.3 Annexes

II.3.a Énergie cinétique

On voit chaque année dans quelques copies des horreurs que je n'ose pas reproduire ici. Cette annexe est destinée à prévenir ces rares erreurs en clarifiant le concept d'énergie cinétique en relativité restreinte et surtout en donnant quelques formules permettant de faire le distinguo avec le cas non relativiste. L'énergie cinétique T de la particule libre est définie par

$$T = \mathcal{E} - mc^2, \quad (\text{II.10})$$

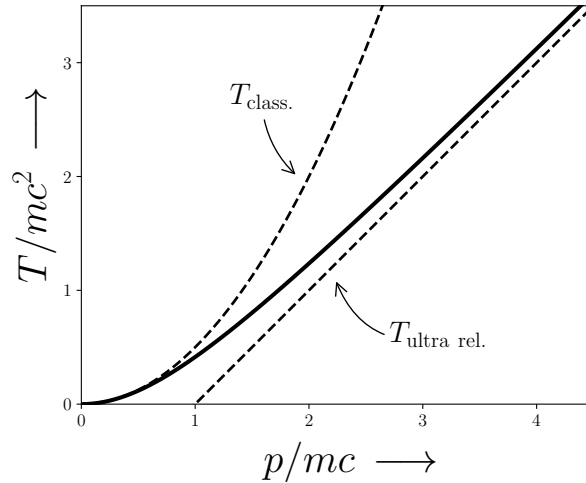
c'est la différence entre son énergie totale [définie en (II.2)] et son énergie de masse. Elle est bien-sûr nulle pour la particule au repos, et elle coïncide à basse vitesse (plus précisément, lorsque $p \ll mc$, cf. plus bas) avec l'expression non relativiste $T = \frac{1}{2}mv^2$. Attention cependant, comme on va le voir, cette dernière expression n'est pas valide dans le cas général!

Si l'on note $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ alors $v = |\vec{v}| = (\gamma^2 - 1)^{1/2}c/\gamma$ et donc, d'après (II.2), on peut écrire $p = |\vec{p}| = mc\sqrt{\gamma^2 - 1}$. On a également $T = \mathcal{E} - mc^2 = m(\gamma - 1)c^2$. En exprimant γ en fonction de p cela donne

$$T = mc^2 \left(\sqrt{1 + \frac{p^2}{m^2c^2}} - 1 \right) \simeq \begin{cases} \frac{p^2}{2m} + \mathcal{O}(p^4/m^3c^2) & \text{si } p \ll mc, \\ pc - mc^2 + \mathcal{O}(m^2c^3/p) & \text{si } p \gg mc. \end{cases} \quad (\text{II.11})$$

Les formules approchées données ci-dessus correspondent aux limites non relativiste ($p \ll mc$) et ultra relativiste ($p \gg mc$).

La relation (II.11) entre l'énergie cinétique et l'impulsion, ainsi que les cas limites, sont représentés dans la figure ci-contre.



12. Noter que $\mathcal{E}_p|_{\text{seuil}} \gg m_p c^2$, ce qui légitime *a posteriori* l'approximation ultra-relativiste pour le proton.

II.3.b Pourquoi la combinaison de \mathcal{E}/c et \vec{p} forme-t-elle un quadri-vecteur ?

• *Version pédestre* : Considérons la particule libre qui va de 0 à \vec{r} en un temps t à vitesse $\vec{v} = \vec{r}/t$. Si on déplace l'évènement final $\underline{X} = (ct, \vec{r})$ de $\delta\underline{X} = (c\delta t, \delta\vec{r})$, il faudra changer \vec{v} . La nouvelle vitesse sera $\vec{v} + \delta\vec{v} = (\vec{r} + \delta\vec{r})/(t + \delta t)$ et cela donne au premier ordre $\delta\vec{v} = (\delta\vec{r} - \vec{v}\delta t)/t$. La variation correspondante de l'action le long de la trajectoire physique ($S = -mc^2 t \sqrt{1 - v^2/c^2}$) sera

$$\delta S = -m c^2 \delta t \sqrt{1 - v^2/c^2} + \frac{m c^2 t}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \frac{\vec{v} \cdot \delta\vec{v}}{c^2} = -\frac{m c^2 \delta t}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} + \frac{m \vec{v} \cdot \delta\vec{r}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = -\mathcal{E} \delta t + \vec{p} \cdot \delta\vec{r}.$$

Cette relation se met sous la forme $\delta S = -(\mathcal{E}/c, \vec{p}) \cdot \delta\underline{X}$. Comme δS est un invariant de Lorentz, et $\delta\underline{X}$ un quadri-vecteur, $(\mathcal{E}/c, \vec{p}) = \underline{P}$ est également un "bon quadri-vecteur".

• *Version plus formelle* : On utilise l'approche variationnelle, qui est rappelée ci-dessous :

On considère une ligne d'univers $X^\mu(t)$ (peut-être non physique) qui conduit la particule de (t_a, \vec{r}_a) à (t_b, \vec{r}_b) . On étudie les variations de S lorsque $X^\mu \rightarrow X^\mu + \delta X^\mu$. $\delta S = -mc \int \delta ds$, où, puisque $ds = \sqrt{dX^\mu dX_\mu}$

$$\delta ds = \frac{dX_\mu \delta dX^\mu + dX^\mu \delta dX_\mu}{2\sqrt{dX^\mu dX_\mu}} = \frac{dX_\mu \delta dX^\mu}{\sqrt{dX^\mu dX_\mu}} = \frac{dX_\mu}{ds} \delta dX^\mu = \frac{1}{mc} P_\mu \delta dX^\mu. \quad (\text{II.12})$$

On a également ^a $\delta dX^\mu = d\delta X^\mu$ et donc $\delta S = -\int P_\mu d\delta X^\mu$. Une intégration par parties donne alors

$$\delta S = -[P_\mu \delta X^\mu]_a^b + \int_a^b \delta X^\mu dP_\mu. \quad (\text{II.13})$$

Avec les hypothèses du principe variationnel [$\delta X^\mu(a) = \delta X^\mu(b) = 0$] le premier terme est nul et on voit que le principe d'action extrémale impose que $dP_\mu = 0$: la quadri-impulsion de la particule libre se conserve pour la trajectoire physique.

^a Cela se comprend bien en divisant par dt par exemple : $\delta \frac{d}{dt} X^\mu = \frac{d}{dt} \delta X^\mu$: lorsqu'on fait varier la trajectoire, même si elle est non physique, la position et la vitesse changent de manière coordonnée : $\delta \vec{v} = \frac{d}{dt} \delta \vec{r}$.

Si on étudie maintenant les variations de l'action le long de la trajectoire physique, en changeant seulement la coordonnée de l'évènement d'arrivée $\delta X^\mu = \delta X^\mu(b)$ (avec toujours le même point de départ : $\delta X^\mu(a) = 0$) alors le second terme du membre de droite de (II.13) est nul (on est sur la trajectoire physique) et il reste $\delta S = -P_\mu \delta X^\mu$ ce qui s'écrit

$$P_\mu = -\frac{\partial S}{\partial X^\mu}, \text{ soit, puisque } P_\mu = \left(\frac{\mathcal{E}}{c}, -\vec{p} \right) : \mathcal{E} = -\frac{\partial S}{\partial t} \text{ et } p_x = \frac{\partial S}{\partial x} \text{ (idem pour } y \text{ et } z). \quad (\text{II.14})$$

Les lois de la mécanique analytique étant cohérentes entre elles, les deux formules de droite de (II.14) conduisent donc aux formes (II.2) de l'impulsion et de l'énergie puisqu'elle correspondent au même lagrangien que celui qui donne (II.2). Et la relation de gauche de (II.14) assure alors que la combinaison $(\mathcal{E}/c, -\vec{p})$ est la forme covariante d'un "bon quadri-vecteur".

Chapitre III : Électrodynamique

III.1 Formalisme covariant. Jauge de Loren(t)z. Quadri-potentiel

On commence par une remarque : l'opérateur $\partial^\mu \equiv \frac{\partial}{\partial X_\mu} = (\frac{1}{c}\partial_t, -\vec{\nabla})$ est un opérateur quadri-vectoriel contravariant. Cette propriété est démontrée dans l'annexe III.6.a. Bien-sûr on démontre de même que $\partial_\mu \equiv \frac{\partial}{\partial X^\mu} = (\frac{1}{c}\partial_t, \vec{\nabla})$ est un opérateur quadri-vectoriel covariant. Le d'Alembertien, qui est la combinaison $\partial_\mu \partial^\mu = c^{-2}\partial_t^2 - \Delta = \square$, est un invariant de Lorentz, c'est à dire qu'il a la même expression dans tous les référentiels.

Lorsqu'on travaille en jauge de Loren(t)z, c'est à dire en imposant

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \frac{1}{c^2}\partial_t \phi = 0, \quad (\text{III.1})$$

les équations de Maxwell permettent de relier les potentiels aux charges selon la relation (démontrée en annexe III.6.b) :

$$\square \left(\frac{\phi}{c}, \vec{A} \right) = \mu_0 (c\rho, \vec{J}). \quad (\text{III.2})$$

Comme l'opérateur \square est un opérateur invariant et comme le terme de droite de (III.2) est un champ quadri-vectoriel [puisqu'il s'écrit $\mu_0 \mathcal{J}$, cf. (I.14)], la quantité $(\phi/c, \vec{A})$ est donc également un champ quadri-vectoriel : le quadri-potentiel $\underline{A}(\vec{r}, t)$. On remarquera que la condition (III.1) de jauge de Loren(t)z s'écrit $\partial_\mu A^\mu = 0$: elle est donc invariante de Lorentz.

III.2 Mouvement d'une particule test. Couplage minimal

En présence d'un champ électromagnétique on écrit l'action d'une particule test sous la forme $S = S_0 + S_{\text{int}}$ où S_0 est l'action libre (II.1) et S_{int} est le terme qui couple la particule au champ électromagnétique. On essaie le couplage invariant de Lorentz le plus simple : $S_{\text{int}} = -q \int_a^b A_\mu dX^\mu$. On a $A_\mu = (\phi/c, -\vec{A})$ et $dX^\mu = (cdt, d\vec{r} = \vec{v}dt)$, ce qui donne $L = L_0 + L_{\text{int}}$ avec

$$L_{\text{int}} = -q\phi(\vec{r}, t) + q\vec{A}(\vec{r}, t) \cdot \vec{v}, \quad \text{et, bien-sûr,} \quad L_0 = -m c^2 \sqrt{1 - \vec{v}^2/c^2}. \quad (\text{III.3})$$

La quantité canonique conjuguée de la position est $\vec{\pi} = \vec{\nabla}_{\vec{v}}(L_0 + L_{\text{int}}) = \vec{p} + q\vec{A}$ où \vec{p} est la quantité de mouvement relativiste (II.2). L'équation de Lagrange $\frac{d}{dt}\vec{\pi} = \vec{\nabla}(L_0 + L_{\text{int}})$ se met sous la forme (cf. annexe III.6.d)

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q \left(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B} \right). \quad (\text{III.4})$$

Puis l'énergie de la particule en présence du champ électromagnétique est

$$\mathcal{E} = \vec{\pi} \cdot \vec{v} - L = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \vec{v}^2/c^2}} + q\phi(\vec{r}, t) = \mathcal{E}_{\text{libre}} + q\phi(\vec{r}, t), \quad (\text{III.5})$$

où $\mathcal{E}_{\text{libre}} = mc^2/\sqrt{1 - \vec{v}^2/c^2}$ est l'énergie de la particule libre [cf. (II.2)]. Un calcul simple¹ montre que $d\mathcal{E}_{\text{libre}}/dt = \vec{v} \cdot d\vec{p}/dt$, ce qui, combiné avec (III.4), est un énoncé du théorème de l'énergie

1. À faire en exercice.

cinétique qui s'écrit ici $d\mathcal{E}_{\text{libre}}/dt = q\vec{v} \cdot \vec{E}$. On peut utiliser cette dernière relation pour démontrer à partir de (III.5) que $d\mathcal{E}/dt = q(\partial_t\phi - \vec{v} \cdot \partial_t\vec{A}) = -\partial_t L$. Ce résultat, bien connu en mécanique analytique, montre que l'énergie est conservée si le lagrangien ne dépend pas explicitement du temps. Noter donc que l'énergie \mathcal{E} est conservée lorsque les champs ne dépendent pas du temps, mais qu'elle ne l'est pas en général.

Le hamiltonien est simplement l'énergie (III.5) exprimée en fonction des variables canoniques² $\vec{\pi}$ et \vec{r} :

$$H(\vec{\pi}, \vec{r}, t) = \sqrt{\left(\vec{\pi} - q\vec{A}(\vec{r}, t)\right)^2 c^2 + m^2 c^4} + q\phi(\vec{r}, t) \stackrel{v \ll c}{\simeq} m c^2 + \frac{1}{2m} \left(\vec{\pi} - q\vec{A}\right)^2 + q\phi. \quad (\text{III.6})$$

III.3 Notion de tenseur

Cette section est un peu formelle. Elle est toutefois utile pour obtenir les (importantes) lois de transformation du tenseur de Faraday qui sont discutées dans la section III.5. On conseille au lecteur peu attiré par les aspects formels de lire cette section rapidement. Si une question se pose plus tard (par exemple sur la notion de symétrie ou d'antisymétrie, ou sur le passage d'une notation contra-variante à une notation covariante), il sera toujours temps de relire les lignes qui suivent.

Un tenseur est un objet à n indices (on appelle n le "rang" du tenseur), dont certains sont covariants et d'autres contravariants, et qui se transforme comme suit lors d'un changement de référentiel^a (exemple pour 3 indices, dont 2 contravariants) :

$$T'^{\alpha\gamma}{}_{\beta} = \Lambda^{\alpha}{}_{\mu} \Lambda^{\nu}{}_{\beta} \Lambda^{\gamma}{}_{\sigma} T^{\mu\sigma}{}_{\nu}. \quad (\text{III.7})$$

Bien-sûr la quantité $T^{\alpha\nu\gamma} = g^{\nu\beta} T^{\alpha}{}_{\beta}{}^{\gamma}$ est également un tenseur qui a les bonnes propriétés de transformation (on dit qu'il est 3 fois contravariant), idem pour $T^{\alpha}{}_{\beta\sigma}$ etc.

a. La loi de transformation pour les objets covariants a été introduite section I.6.h.

- D'après la définition (III.7) un quadri-vecteur est un tenseur de rang 1.
- On a les propriétés : $T_0^0 = T^0_0 = T^{00} = T_{00}$ alors que $T_0^1 = T^{01} = -T^0_1 = -T_{01}$ et que $T_3^1 = -T^{31} = T^3_1 = -T_{31}$. La règle est : changer un indice 0 d'altitude ne change pas le signe ; changer un indice i ($i \in \{1, 2, 3\}$) d'altitude change le signe.
- Un tenseur est dit "symétrique" (resp. "antisymétrique") dans deux de ses indices si $T^{\alpha\beta} = T^{\beta\alpha}$ (resp. $T^{\alpha\beta} = -T^{\beta\alpha}$). Il est clair que $T^{\alpha\beta}$ et $T_{\alpha\beta}$ ont les mêmes propriétés de symétrie ou d'antisymétrie que $T^{\alpha\beta}$. $T^{\alpha}{}_{\beta}$ n'a par contre aucune propriété de symétrie si $T^{\alpha\beta}$ en a. On peut juste remarquer que si $T^{\alpha\beta}$ est symétrique, alors $T^{\alpha}{}_{\beta} = T_{\beta}{}^{\alpha}$. Dans ce cas on s'autorise à noter T_{β}^{α} , comme pour le symbole de Kronecker δ_{β}^{α} .
- La "contraction" d'un tenseur est par exemple la quantité $T^{\mu}{}_{\mu}{}^{\sigma}$ qui correspond à prendre la trace (c.a.d. à sommer) sur deux indices, l'un covariant, l'autre contravariant. Il est démontré dans l'annexe III.6.c que c'est un tenseur de rang $n - 2$ (dans l'exemple de la ligne précédente $T^{\mu}{}_{\mu}{}^{\sigma}$ est

2. On utilise la relation (II.4) : $\mathcal{E}_{\text{libre}} = \sqrt{\vec{p}^2 c^2 + m^2 c^4}$ avec ici $\vec{p} = \vec{\pi} - q\vec{A}$.

un tenseur de rang 1, c'est à dire un quadri-vecteur). Pour un tenseur à deux indices, $T^\mu{}_\mu$ est un invariant de Lorentz, ce n'est plus vraiment un tenseur, on parle de "scalaire de Lorentz".³

III.4 Tenseur électromagnétique et équations de Maxwell

Le tenseur électromagnétique (ou tenseur de Faraday) est la quantité

$$F_{\mu\nu}(\vec{r}, t) = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu . \quad (\text{III.8})$$

Il est clairement anti-symétrique sous l'échange de ses deux indices. On obtient par un calcul explicite de chaque coordonnée⁴ :

$$F_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & E_x/c & E_y/c & E_z/c \\ -E_x/c & 0 & -B_z & B_y \\ -E_y/c & B_z & 0 & -B_x \\ -E_z/c & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix}, \quad F^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -E_x/c & -E_y/c & -E_z/c \\ E_x/c & 0 & -B_z & B_y \\ E_y/c & B_z & 0 & -B_x \\ E_z/c & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{III.9})$$

Comme F est antisymétrique, sa trace vaut $F^\mu{}_\mu = 0$. On peut construire des scalaires de Lorentz plus intéressants : $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} = 2(\vec{B}^2 - \frac{1}{c^2}\vec{E}^2)$, et également⁵ : $\det F^{\mu\nu} = (\vec{E} \cdot \vec{B}/c)^2$.

Les équations de Maxwell s'écrivent sous forme covariante⁶ :

$$\partial_\alpha F_{\beta\gamma} + \partial_\beta F_{\gamma\alpha} + \partial_\gamma F_{\alpha\beta} = 0 \quad \text{et} \quad \partial_\alpha F^{\alpha\beta} = \mu_0 J^\beta . \quad (\text{III.10})$$

On peut remarquer que l'équation du mouvement (III.4) d'une particule test se met sous la forme⁷

$$\frac{dP^\mu}{d\tau} = q F^{\mu\nu} U_\nu . \quad (\text{III.11})$$

Le même type de raisonnement que celui qui a été utilisé à la section II.3.b montre qu'il est naturel que l'équation (III.4) puisse être mise sous la forme covariante (III.11), comme l'exige le premier postulat d'Einstein : cela découle de l'invariance de Lorentz de l'action et du principe variationnel.

On introduit parfois la quantité $\mathcal{F}^\mu = q F^{\mu\nu} U_\nu$ qui est appelée la quadri-force. On pourra vérifier que $\mathcal{F}^\mu = \gamma(\vec{F} \cdot \vec{v}/c, \vec{F})$, où \vec{F} est la force de Lorentz [membre de droite de (III.4)]. Cf. l'exercice 3 du TD3.

III.5 Lois de transformation des champs

On a $F'^{\alpha\beta} = \Lambda^\alpha{}_\mu \Lambda^\beta{}_\nu F^{\mu\nu}$: c'est la relation de changement de référentiel (III.7) pour un tenseur de rang 2. Elle s'écrit sous forme matricielle : $(F') = (\Lambda)(F)({}^t\Lambda)$. Cela vaut la peine de faire le

3. Petit exercice : Soit $A^{\alpha\beta}$ un tenseur antisymétrique et $S^{\alpha\beta}$ un tenseur symétrique. Que vaut le scalaire $A^{\alpha\beta}S_{\alpha\beta}$?

4. Comme F est anti-symétrique, il suffit de calculer ses 6 coordonnées situées au dessus de la diagonale principale.

5. Pourquoi le déterminant de $F^{\mu\nu}$ est-il un scalaire de Lorentz ? Solution à la 2^{ème} ligne de la section III.5.

6. On donne à la relation de gauche dans (III.10) le nom d'identité de Bianchi. Elle ne correspond pas à 4³ relations scalaires comme on pourrait le penser à première vue. En effet, si deux indices sont égaux, l'antisymétrie de F donne trivialement $0 = 0$. Par la même propriété, la formule est inchangée si on permute deux indices. Il n'y a donc que 4 relations indépendantes non triviales : celles qui impliquent les indices (0, 1, 2), (0, 1, 3), (0, 2, 3) et (1, 2, 3). Vérifier en exercice que la dernière, par exemple, se met sous la forme $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$.

7. Voyez-vous à quoi correspond la composante $\mu = 0$ de (III.11) ?

calcul explicite pour la transformation spéciale de Lorentz (I.5). On trouve

$$\begin{cases} E'_x = E_x \\ E'_y = \gamma(E_y - VB_z) \\ E'_z = \gamma(E_z + VB_y) \end{cases}, \quad \begin{cases} B'_x = B_x \\ B'_y = \gamma(B_y + \beta E_z/c) \\ B'_z = \gamma(B_z - \beta E_y/c) \end{cases}. \quad (\text{III.12})$$

On remarque que la composante \vec{E}'_{\parallel} du champ électrique qui est parallèle à la vitesse \vec{V} (vitesse de translation de \mathcal{R}' par rapport à \mathcal{R}) est inchangée alors que celle qui est perpendiculaire à \vec{V} se transforme comme $\vec{E}'_{\perp} = \gamma(\vec{E}_{\perp} + \vec{V} \wedge \vec{B})$. On fait le même type d'analyse pour le champ \vec{B} et cela permet de mettre la transformation sous une forme générale, valable pour tous les changements de référentiels inertiels :

$$\begin{cases} \vec{E}' = \vec{E}_{\parallel} + \gamma(\vec{E}_{\perp} + \vec{V} \wedge \vec{B}) = \gamma(\vec{E} + \vec{V} \wedge \vec{B}) + (1 - \gamma) \frac{\vec{V} \cdot \vec{E}}{V^2} \vec{V}, \\ \vec{B}' = \vec{B}_{\parallel} + \gamma(\vec{B}_{\perp} - \frac{\vec{V}}{c^2} \wedge \vec{E}) = \gamma(\vec{B} - \frac{\vec{V}}{c^2} \wedge \vec{E}) + (1 - \gamma) \frac{\vec{V} \cdot \vec{B}}{V^2} \vec{V}. \end{cases} \quad (\text{III.13})$$

III.6 Annexes

III.6.a Démonstration de la contravariance de $\partial^{\mu} = (\frac{1}{c}\partial_t, -\vec{\nabla})$

• *Version pédestre* : On considère la transformation spéciale de Lorentz (I.5) et on se place en 1+1 dimension pour faire simple. En utilisant l'expression de la dérivée des fonctions composées à deux variables, on peut écrire :

$$\begin{aligned} \partial'^0(\dots) &\equiv \frac{\partial(\dots)}{\partial X'_0} = \frac{\partial(\dots)}{c \partial t'} = \frac{\partial(\dots)}{c} \frac{\partial t}{\partial t'} + \frac{\partial(\dots)}{\partial x} \frac{\partial x}{c \partial t'} = \frac{\partial t}{\partial t'} \partial^0(\dots) - \frac{\partial x}{c \partial t'} \partial^1(\dots), \\ \partial'^1(\dots) &\equiv \frac{\partial(\dots)}{\partial X'_1} = -\frac{\partial(\dots)}{\partial x'} = -\frac{\partial(\dots)}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial x'} - \frac{\partial(\dots)}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial x'} = -\frac{c \partial t}{\partial x'} \partial^0(\dots) + \frac{\partial x}{\partial x'} \partial^1(\dots). \end{aligned} \quad (\text{III.14})$$

Les dérivées partielles apparaissant dans les membres les plus à droites de (III.14) se calculent à partir de la relation de passage (I.5) écrite sous la forme

$$\begin{pmatrix} c \, dt \\ dx \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \beta\gamma \\ \beta\gamma & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \, dt' \\ dx' \end{pmatrix}, \quad \text{ainsi par exemple } \frac{c \, \partial t}{\partial x'} = \beta\gamma.$$

Les relation (III.14) conduisent alors immédiatement à

$$\begin{pmatrix} \partial'^0 \\ \partial'^1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma \\ -\beta\gamma & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \partial^0 \\ \partial^1 \end{pmatrix}, \quad (\text{III.15})$$

qui est la relation de transformation attendue pour un vecteur contravariant.

• *Version plus formelle* : Le gros du travail a été fait dans l'annexe I.6.h : la relation (I.31) (reproduite ici par soucis de lisibilité) $\Lambda^{\alpha}_{\mu} X'_{\alpha} = X_{\mu}$ conduit immédiatement à $\partial X_{\mu} / \partial X'_{\alpha} = \Lambda^{\alpha}_{\mu}$. On peut donc mettre la loi de changement de variable

$$\partial'^{\alpha}(\dots) \equiv \frac{\partial(\dots)}{\partial X'_{\alpha}} = \frac{\partial(\dots)}{\partial X_{\mu}} \frac{\partial X_{\mu}}{\partial X'_{\alpha}} = \frac{\partial X_{\mu}}{\partial X'_{\alpha}} \partial^{\mu}(\dots), \quad (\text{III.16})$$

sous la forme $\partial'^{\alpha}(\dots) = \Lambda^{\alpha}_{\mu} \partial^{\mu}(\dots)$, ce qui prouve que ∂^{μ} est un “bon quadri-vecteur contravariant”.

III.6.b Démonstration de la relation (III.2)

Les équations de Maxwell-flux et de Maxwell-Faraday montrent qu'il existe deux champs, l'un vectoriel $\vec{A}(\vec{r}, t)$, l'autre scalaire $\phi(\vec{r}, t)$ tels que

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \quad \text{et} \quad \vec{E} = -\partial_t \vec{A} - \vec{\nabla} \phi. \quad (\text{III.17})$$

En reportant ces relations dans Maxwell-Ampère, en utilisant la relation $\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \Delta \vec{A}$ on obtient

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \Delta \vec{A} = \mu_0 \vec{J} + \frac{1}{c^2} \partial_t \left(-\partial_t \vec{A} - \vec{\nabla} \phi \right),$$

ce qui s'écrit

$$\square \vec{A} = \mu_0 \vec{J} - \vec{\nabla} \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \frac{1}{c^2} \partial_t \phi \right). \quad (\text{III.18})$$

En reportant l'expression (III.17) de \vec{E} dans Maxwell-Gauss on obtient

$$\square \phi = \frac{\rho}{\varepsilon_0} + \partial_t \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \frac{1}{c^2} \partial_t \phi \right). \quad (\text{III.19})$$

Les champs \vec{A} et ϕ ne sont pas définis de manière univoque par les relations (III.17) : quel que soit le champ scalaire $G(\vec{r}, t)$, les champs $\vec{A}^* = \vec{A} + \vec{\nabla} G$ et $\phi^* = \phi - \partial_t G$ conduisent aux mêmes champs \vec{E} et \vec{B} . C'est ce qu'on appelle l'invariance de jauge. Nous allons travailler dans la "jauge de Loren(t)z" pour laquelle on impose la relation (III.1). Dans cette jauge les relations (III.18) et (III.19) se mettent directement sous la forme (III.2).

III.6.c La contraction d'un tenseur de rang n est un tenseur de rang $n - 2$

Cette propriété ne devrait pas nécessiter de démonstration : la contraction d'un tenseur de rang n est un objet qui n'a plus que $n - 2$ indices. Si nos conventions de notation sont cohérentes, c'est bien un tenseur de rang $n - 2$.

Présentons tout de même une démonstration : considérons l'exemple d'un tenseur $T^{\mu\nu\sigma}$ de rang 3, et l'objet $T^\mu{}_\mu{}^\sigma$. Selon (III.7) il se transforme comme suit :

$$T'^\mu{}_\mu{}^\sigma = \Lambda^\mu{}_\alpha \Lambda_\mu{}^\beta \Lambda^\sigma{}_\gamma T^\alpha{}_\beta{}^\gamma. \quad (\text{III.20})$$

Or, d'après (I.30) on a $\Lambda^\mu{}_\alpha \Lambda_\mu{}^\beta = \delta_\alpha^\beta$. La relation (III.20) s'écrit donc

$$T'^\mu{}_\mu{}^\sigma = \Lambda^\sigma{}_\gamma T^\alpha{}_\alpha{}^\gamma, \quad (\text{III.21})$$

qui est bien la loi de transformation d'un tenseur de rang 1.

Si l'on réfléchit un peu, il est naturel que la propriété que l'on vient de démontrer soit associée à la relation (I.30) et donc à la conservation de la pseudo-norme, puisqu'elle nous permet justement de démontrer qu'un pseudo-produit scalaire est un scalaire de Lorentz.

III.6.d Dérivation de l'équation du mouvement (III.4)

Commençons par un rapide rappel de mécanique analytique. Pour un système à n degrés de liberté q_1, q_2, \dots, q_n (pour nous $n = 3$) décrit par le lagrangien $L(q_1, q_2, \dots, \dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots)$ on définit les moments conjugués $\pi_i = \partial L / \partial \dot{q}_i$ et les n équations du mouvement se mettent sous la forme

$$\frac{d\pi_i}{dt} = \frac{\partial L}{\partial q_i}. \quad (\text{III.22})$$

Dans le cas qui nous occupe, $q_1 = x$ ($q_2 = y$, $q_3 = z$) et

$$\pi_x = \frac{\partial L}{\partial \dot{x}} = \frac{\partial L_0}{\partial \dot{x}} + \frac{\partial L_{\text{int}}}{\partial \dot{x}} = \frac{m\dot{x}}{\sqrt{1 - \vec{v}^2/c^2}} + q A_x = p_x + q A_x,$$

et des relations similaires pour π_y et π_z . Ces trois relations se mettent sous la forme $\vec{\pi} = \vec{p} + q \vec{A}$, où \vec{p} est l'impulsion relativiste (II.2). On a donc $d\vec{\pi}/dt = d\vec{p}/dt + q d\vec{A}/dt$ avec

$$\frac{d\vec{A}}{dt} = \partial_x \vec{A} \frac{dx}{dt} + \partial_y \vec{A} \frac{dy}{dt} + \partial_z \vec{A} \frac{dz}{dt} + \partial_t \vec{A} = (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{A} + \partial_t \vec{A}.$$

Donc les équations d'Euler Lagrange (III.22) s'écrivent

$$\frac{d\vec{p}}{dt} + q (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{A} + q \partial_t \vec{A} = \frac{d\vec{\pi}}{dt} = \vec{\nabla} (L_0 + L_{\text{int}}) = \vec{\nabla} L_{\text{int}} = -q \vec{\nabla} \phi + q \vec{\nabla} (\vec{A} \cdot \vec{v}). \quad (\text{III.23})$$

Le dernier terme du membre de droite de (III.23) s'écrit⁸ $\vec{\nabla} (\vec{A} \cdot \vec{v}) = (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{A} + \vec{v} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A})$. En reportant dans (III.23) il vient

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q (-\vec{\nabla} \phi - \partial_t \vec{A}) + q \vec{v} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}). \quad (\text{III.24})$$

C'est exactement l'équation du mouvement (III.4).

III.6.e Champs créés par une charge en translation rectiligne uniforme

Dans cet exercice on s'intéresse aux champs \vec{E} et \vec{B} créés par une charge ponctuelle q en translation rectiligne uniforme à la vitesse $\vec{v} = v \vec{e}_x$ dans un référentiel \mathcal{R} . Dans le référentiel propre \mathcal{R}' de la particule les champs sont ceux créés par une particule immobile à l'origine des coordonnées :

$$\phi'(\vec{r}', t') = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r'}, \quad \vec{A}'(\vec{r}', t') = 0, \quad \vec{E}'(\vec{r}', t') = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{r}'}{r'^3}, \quad \vec{B}'(\vec{r}', t') = 0. \quad (\text{III.25})$$

Pour déterminer les champs dans \mathcal{R} on peut utiliser les lois de transformation obtenues en III.5. Avec la transformation inverse de (III.12) on obtient $E_x = E'_x \propto x'$, $E_y = \gamma E'_y \propto \gamma y'$ et $E_z = \gamma E'_z \propto \gamma z'$, où le coefficient de proportionnalité est chaque fois le même : $q/(4\pi\epsilon_0 r'^3)$. Grâce à (I.5) on a

8. Cette formule se démontre "à l'envers" : on considère un vecteur \vec{C} constant (il joue le rôle de \vec{v}), alors on peut vérifier directement que $\vec{C} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) = \vec{\nabla} (\vec{A} \cdot \vec{C}) - (\vec{C} \cdot \vec{\nabla}) \vec{A}$.

également $x' = \gamma(x - vt)$, $y' = y$ et $z' = z$. Dans \mathcal{R} la particule a une position $\vec{\xi}(t) = vt \vec{e}_x$, de sorte qu'on peut écrire

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{\gamma q}{4\pi\epsilon_0 r'^3} (\vec{r} - \vec{\xi}(t)) \quad \text{où} \quad r' = \sqrt{\gamma^2(x - vt)^2 + y^2 + z^2}. \quad (\text{III.26})$$

Le champ électrique est également radial dans \mathcal{R} , mais il n'est pas isotrope⁹.

On peut déterminer \vec{E} d'une autre façon : on fait d'abord la transformation sur les potentiels avec la matrice de Lorentz appropriée. On obtient

$$\phi = \gamma\phi' \quad \text{et} \quad \vec{A} = \beta\gamma\frac{\phi'}{c} \vec{e}_x = \beta\frac{\phi}{c} \vec{e}_x. \quad (\text{III.27})$$

Ensuite on utilise $\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi - \partial_t\vec{A}$, mais avant de faire ce calcul il faut exprimer ϕ et \vec{A} en fonction des coordonnées \vec{r} et t dans \mathcal{R} . Vérifiez par vous même qu'on retrouve (III.26).

On peut faire le même travail pour le champ magnétique. En particulier, sur la base des relations inverses de (III.12) il est facile de démontrer¹⁰ que dans \mathcal{R} on a $\vec{B} = \vec{v} \wedge \vec{E}/c^2$. Vérifiez que dans la limite non relativiste ($\gamma \rightarrow 1$) on retrouve Biot et Savart : $\vec{B} = (\mu_0 q/4\pi)\vec{v} \wedge (\vec{r} - \vec{\xi})/|\vec{r} - \vec{\xi}|^3$.

9. Il le redevient dans la limite non relativiste $\gamma \rightarrow 1$.

10. Faites-le en exercice. On inverse les relations (III.12) en changeant le signe de V (et donc de β).