

Relativité générale

Rappels sur la relativité restreinte (vecteurs et tenseurs)

* On prend comme exemple une espace euclidien de dimension 2 mais la théorie est générale

$$\mathbf{A} = A^1 \mathbf{e}_1 + A^2 \mathbf{e}_2 + A^3 \mathbf{e}_3 = A^i \mathbf{e}_i$$

les A^i sont les composantes *contravariantes*

Changement de base : $\{\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3\}$

$$\mathbf{e}_i = \Lambda_i^j \mathbf{e}'_j = \Lambda_i^1 \mathbf{e}'_1 + \Lambda_i^2 \mathbf{e}'_2 + \Lambda_i^3 \mathbf{e}'_3$$

$$\mathbf{e}'_i = (\Lambda^{-1})^j_i \mathbf{e}_j$$

$$\mathbf{A} = A^j \mathbf{e}_j = \underbrace{A^j \Lambda_j^i}_{A^{i'}} \mathbf{e}'_i$$

$A^{i'} = \Lambda_j^i A^j$

Base duale

ayant une base B On peut définir une base duale $\tilde{B} = \{\mathbf{e}^1, \mathbf{e}^2, \mathbf{e}^3\} | \mathbf{e}^i \cdot \mathbf{e}^j = \delta^i_j$

$$\mathbf{A} = \underbrace{A^i}_{\text{contravariante}} \quad \mathbf{e}_i = \underbrace{A_j}_{\text{covariantes}} \mathbf{e}^j$$

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{e}^i = A^i$$

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{e}_i = A_i$$

On veut démontrer que $\mathbf{e}^{i'} = A^i_j \mathbf{e}^j$

Tenseurs :

base : $\mathbf{e}_i \otimes \mathbf{e}_j$

$$\mathbf{T} = T^{ij} \mathbf{e}_j \otimes \mathbf{e}_j$$

Il y a des représentation covariantes contravariantes et mixtes au tenseurs.

$$T'^{ij} = \Lambda_k^i \Lambda_l^j T^{kl}$$

$$T_j'^i = \Lambda_k^i (\Lambda^{-1})_j^l T_l^k$$

$$T_i^i = \text{tr}(T) = \cdot = \text{tr}(T')$$

Tenseur Métrique

$$\mathbf{e}_i = g_{ij} \mathbf{e}^j \iff \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_j = g_{ik} \underbrace{\mathbf{e}^k \cdot \mathbf{e}_j}_{\delta_j^k} = g_{ij}$$

de même :

$$\mathbf{e}^i \cdot \mathbf{e}^j = g^{ij} \mathbf{e}^j$$

$$\mathbf{A}\mathbf{B} = A^i \mathbf{e}_i B^j \mathbf{e}_j = g_{ij} A^i B^j$$

$$A^i = \mathbf{A} \mathbf{e}^i = \mathbf{A} \cdot (g^{ij} \mathbf{e}_j) = g^{ij} A_j$$

$$A^i = g^{ij} A_j$$

$$A_i = g_{ij} A^j$$

$$g_{ik} g^{kj} = \delta_i^j$$

Espace-Temps (1908)

Un concept définis par Minkowski après avoir lu le papier de Einstein de 1905. Ce dernier n'aimait pas du tout ce concept.

Quadrivecteur

$$x^i = (ct, x, y, z)$$

Transformation de Lorentz

$$x'^i = \Lambda_j^i x^j$$

Intervalle

$$S^2 = c^2 t^2 - x^2 - y^2 - z^2$$

unités Géométriques

$$G = 1 \quad c = 1$$

Transformation de Lorentz

$$\Lambda^T g \Lambda = g$$

On a 16 variables dans une matrice 4x4. On a une contrainte sur 10 d'entre elles. Il reste donc 6 degrés de libertés. Celles ci représente l'alignement des axes et la vitesse.

Rapacité

$$\tanh \psi = v$$

$$\Lambda = \begin{pmatrix} -x \sinh \psi & t \cosh \psi & 0 & 0 \\ x \cosh \psi & -t \sinh \psi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Quadrigradient

$$\partial_i = \frac{\partial}{\partial x^i}$$

$$\partial_{i'} = (\Lambda^{-1})^j_i \partial_j : q$$

2022-09-02

Espace-temps

$$ds^2 = g_{ij} dx^i dx^j = d\tau^2$$

Temps propre

Temps qui s'écoule dans le référentielle de l'objet

$$\implies x(\tau)$$

Si on connaît $x^i(t)$, alors que vaut le temps propre ?

$$\begin{aligned} d\tau &= \sqrt{g_{ij} dx^i dx^j} \\ &= \sqrt{dt^2 - d\mathbf{r}^2} \\ &= dt \sqrt{1 - \left(\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t}\right)^2} \\ &= dt \sqrt{1 - \mathbf{v}^2} \\ &= \frac{dt}{\gamma} \end{aligned}$$

Action

$$\begin{aligned} S &= -m \int_A^B d\tau = -m \int_A^B dt \sqrt{1 - \mathbf{v}^2} \\ &\approx -m \int_A^B dt \left(1 - \frac{1}{2} \mathbf{v}^2\right) \\ &= -m \int_A^B dt \frac{1}{2} m \mathbf{v}^2 \end{aligned}$$

Lagrangien :

$$L = -m \sqrt{1 - \mathbf{v}^2}$$

$$\mathbf{p} = \frac{\partial L}{\partial \mathbf{v}} = \frac{m \mathbf{v}}{\sqrt{1 - \mathbf{v}^2}}$$

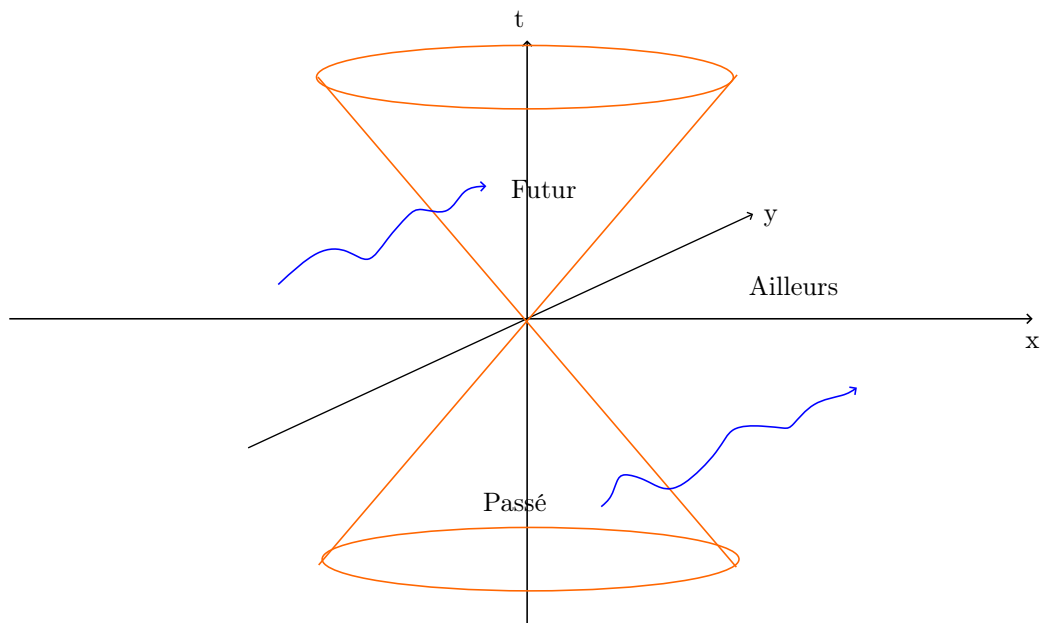


FIGURE 1 – Espace-temps

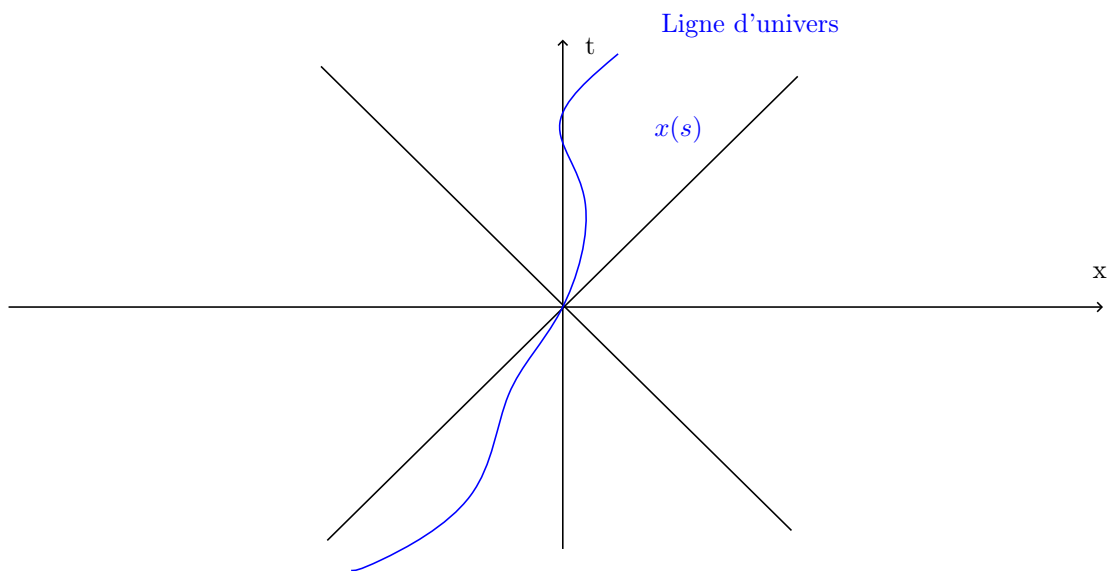


FIGURE 2 – Minkowski 2D

Hamiltonien

$$\mathbf{p} \cdot \mathbf{v} = L = H$$

Hamiltonien

$$\begin{aligned} H &= \mathbf{p} \cdot \mathbf{v} - L = \mathbf{p} \cdot \mathbf{v} + m\sqrt{1 - \mathbf{v}^2} \\ &= \frac{m}{\sqrt{1 - \mathbf{v}^2}} \{ \mathbf{v}^2 + 1 - \mathbf{v}^2 \} \\ &= \frac{m}{\sqrt{1 - \mathbf{v}^2}} \\ &= \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2} \end{aligned}$$

$$H^2 = \frac{m^2}{1 - \mathbf{v}^2} \quad \mathbf{p}^2 = \frac{m^2 \mathbf{v}^2}{1 - \mathbf{v}^2}$$

Électromagnétisme

4-vecteur potentiel :

$$A^i = (\Phi, \mathbf{A}), \quad A_i = (\Phi, -\mathbf{A})$$

$$S = \underbrace{S_0}_{-m \int d\tau} - e \int_A^B \underbrace{A_i dx^i}_{\text{invariant}} (\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2)$$

Tenseur de Faraday

$$\begin{aligned} F_{ij} &= A_j - \partial_j A_i \\ F_i^i &= 0 \quad F_{ij} F^{ij} : \text{invariant} \\ \mathbf{E} &= -\nabla A_0 - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \end{aligned}$$

→ principe de moindre action :

$$m\ddot{x}^i = eF_j^i \dot{x}^j$$

$$m\dot{u}^i = eF_j^i u^j$$

Chapitre 2 : géométrie différentielle

Théorème du plongement

Nash

Ne vaut que pour des espace euclidien (pas pour l'espace-temps donc) mais le théorème se généralise

On définit un point $\mathbf{x} \in \mathbb{R}^3$ comme un point de la surface. Où \mathbb{R}^3 est *l'espace hôte*

$$\mathbf{X}(x^i) \quad i \in \{1, \dots, d\}$$

Par exemple, la sphère :

$$\mathbf{X} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$$

$$x^1 = \theta \quad x^2 = \phi$$

Il n'existe pas de vecteur position

Il est impossible en général de représenter un variété différentiel avec une seule carte

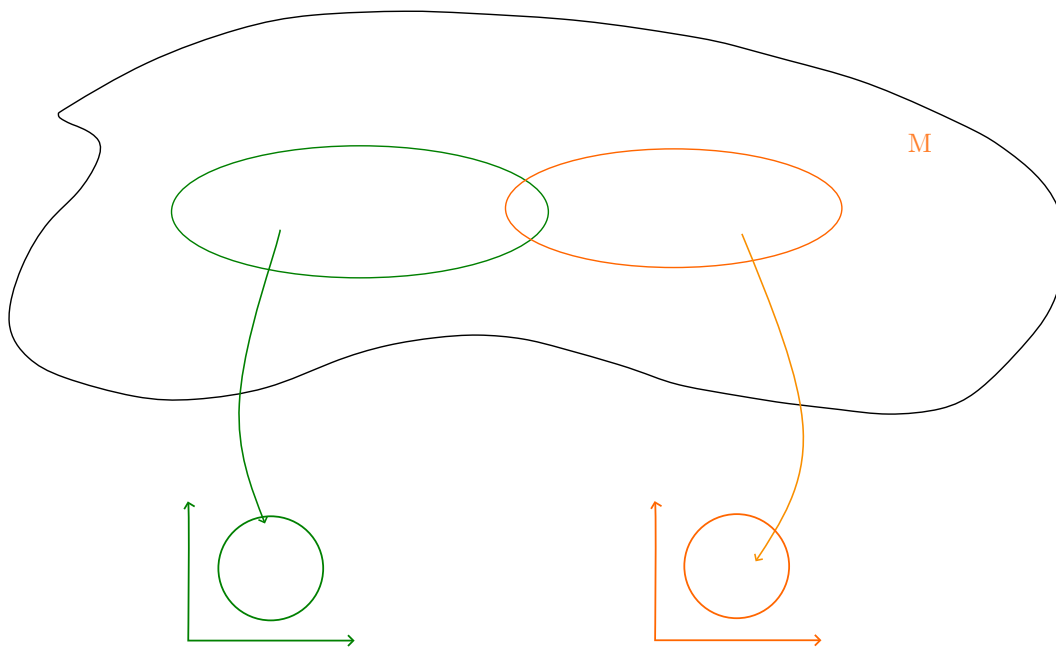


FIGURE 3 – Atlas

Espace tangent

$$\mathbf{e}_i = \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial x^i} = \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial x'^j} \frac{\partial x'^j}{\partial x^i} = \mathbf{e}'_j \underbrace{\frac{\partial x'^j}{\partial x^i}}_{\Lambda^j_i}$$

tenseur métrique

$$g_{ij} = \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_j = \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial x^i} \cdot \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial x^j} = \partial_i \mathbf{X} \cdot \partial_j \mathbf{X}$$

$$ds^2 = d\mathbf{X}d\mathbf{X} = (\partial_i \mathbf{X} dx^i) \cdot (\partial_j \mathbf{X} dx^j) = g_{ij} dx^i dx^j = g_{ij}(x) dx^1 dx^2$$

fonction : $\phi(x)$

$$\partial_{i\phi} = \frac{\partial \phi}{\partial x^i}$$

$$\partial'_i = \frac{\partial \phi}{\partial x'^i} = \dots$$

$$\partial_i \phi = \partial'_j \phi \frac{\partial x'^j}{\partial x^i}$$

(vecteur covariant)

Transport parallèle

Le concept de transport parallèle permet de comparer des vecteurs qui sont définis à des points différents (qui viennent de différents espaces tangents).

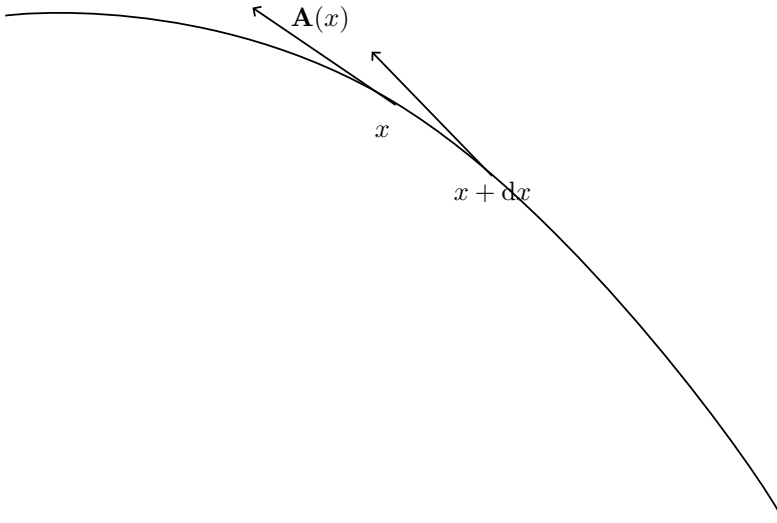


FIGURE 1 – transport parallèle

$$A_i(x) = \mathbf{A}(x) \cdot \mathbf{e}_i(x)$$

$$\begin{aligned} A_i + \partial A_i &= \mathbf{A}(x) \cdot \mathbf{e}_i(x + dx) \\ &= \mathbf{A}(x) \cdot (\mathbf{e}_i(x) + \partial_j \mathbf{e}_i(x) dx^j) \\ &= A_i(x) + A_k \underbrace{\mathbf{e}^k \cdot \partial_j \mathbf{e}_i(x)}_{\Gamma_{ij}^k(x)} dx^j \end{aligned}$$

$$\boxed{\delta A_i = \Gamma_{ij}^k A_k dx^j}$$

$$\mathbf{e}_i = \partial_i \mathbf{X} \quad \mathbf{e}^k = \partial^k \mathbf{X} = g^{kj} \partial_j \mathbf{X}$$

$$\begin{aligned}\partial_j \mathbf{e}_i &= \partial_j \partial_i \mathbf{X} = \partial_i \mathbf{e}_j \\ \Gamma_{ij}^k &= \partial^k \mathbf{X} \cdot \partial_i \partial_j \mathbf{X} = \Gamma_{ji}^k\end{aligned}$$

$$\boxed{\partial A^i = -\Gamma_{kj}^i A^k dx^j}$$

$$\delta(A^i B_i) = 0 = \delta^i B_i + A^i \delta B_i = (\delta A^i + \Gamma_{kj}^i A^k dx^j) B_i = 0$$

Dérivé covariante

$$\begin{aligned}DA^i &= \text{changement "réel" du vecteur} \\ &= dA^i - \partial A^i \\ &= \partial_j A^i dx^j + \Gamma_{kj}^i A^k dx^j \\ &= \underbrace{\nabla_j A^i}_{\partial_j A^i + \Gamma_{kj}^i A^k} dx^i\end{aligned}$$

$$\underbrace{\nabla_j A_i = \partial_j A_i - \Gamma_{ij}^k A_k}_{\text{tenseur de rang 2}}$$

$$\nabla_i \mathbf{A} = \text{proj} \partial_i \mathbf{A}$$

Les symboles de Christoffel semblent requérir \mathbf{X} et donc de travailler dans l'espace hôte. Ce n'est pas de cas. On peut tout ré-exprimer en fonction du tenseur métrique.

$$\Gamma_{ij}^k = \frac{1}{2} g^{kl} (\partial_j g_{il} + \partial_i g_{jl} - \partial_l g_{ij})$$

$$\Gamma_{kij} = g_{kl} \Gamma_{ij}^l = \partial_k \mathbf{X} \cdot \partial_j \partial_i \mathbf{X}$$

$$\partial_k g_{ij} = \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j = \partial_i \mathbf{X} \cdot \partial_j \mathbf{X}$$

$$\partial_i g_{jk} = \mathbf{e}_j \mathbf{e}_k = \partial_j \mathbf{X} \cdot \partial_k \mathbf{X}$$

$$\partial_j g_{ki} = \mathbf{e}_k \mathbf{e}_i = \partial_k \mathbf{X} \cdot \partial_i \mathbf{X}$$

On addition les deux derniers et on isole $\partial_k \mathbf{X} \cdot \partial_j \partial_i \mathbf{X}$

pour avoir

$$\boxed{\Gamma_{ij}^k = \frac{1}{2} g^{kl} (\partial_j g_{il} + \partial_i g_{jl} - \partial_l g_{ij})}$$

Exemple : S^2 (rayon a)

Coordonnées sphériques θ, φ

$$[g_{ij}] = \begin{bmatrix} a^2 & 0 \\ 0 & a^2 \sin^2 \theta \end{bmatrix}$$

$$\Gamma_{jk}^i = \frac{1}{2} g^{il} (\partial_j g_{lk} + \partial_k g_{jl} - \partial_l g_{jk})$$

$$[g^{ij}] = \begin{bmatrix} \frac{1}{a^2} & 0 \\ 0 & \frac{1}{a^2 \sin^2 \theta} \end{bmatrix}$$

$$\partial_\theta g_{\varphi\varphi} = \partial_1 g_{22} = 2a^2 \sin \theta \cos \theta$$

$$\Gamma_{22}^1 = -\frac{1}{2} g^{11} \partial_1 g_{22} = -\sin \theta \cos \theta$$

$$\Gamma_{12}^2 = \Gamma_{21}^2 = \frac{1}{2} g^{22} \partial_1 g_{22} = \frac{\cos \theta}{\sin \theta} = \cot \theta$$

Dérivée covariante

$$\nabla_\theta A_\theta = \partial_\theta A^\theta + \Gamma_{\varphi\varphi}^\theta A^\varphi = \partial_\theta A^\theta$$

$${}_\varphi A^\theta = \partial_\varphi A^\theta + \Gamma_{\varphi\varphi}^\theta A^\varphi = \partial_\varphi A^\theta - \sin \theta \cos \theta A^\varphi$$

...

Les géodésique

La géodésique est une courbe (trajectoire sur un variété) $x^i(\lambda)$

vecteur tangent $\mathbf{u} = \frac{d}{d\lambda} \mathbf{X}(x(\lambda)) = \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial x^i} \frac{dx^i}{d\lambda} = \mathbf{e}_i \dot{x}^i = \mathbf{e}_i u^i$

$$|\mathbf{u}| = \sqrt{g_{ij} u^i u^j} = \sqrt{g_{ij} \frac{dx^i}{d\lambda} \frac{dx^j}{d\lambda}} = \sqrt{\frac{ds^2}{d\lambda^2}} = \left| \frac{ds}{d\lambda} \right|$$

$$\nabla_\lambda \phi = \frac{d\phi}{d\lambda} = \partial_i \varphi \frac{\partial x^i}{\partial \lambda} = u^i \partial_i \phi$$

$$\nabla_\lambda A^j = u^i A^j = u^i \partial_i A^j + \Gamma_{ki}^j A^k u^i$$

Géodésique

1) Minimise (rend stationnaire) la distance entre deux points.

$$S_{AB} = \int_A^B ds \quad ds^2 = g_{ij} dx^i dx^j$$

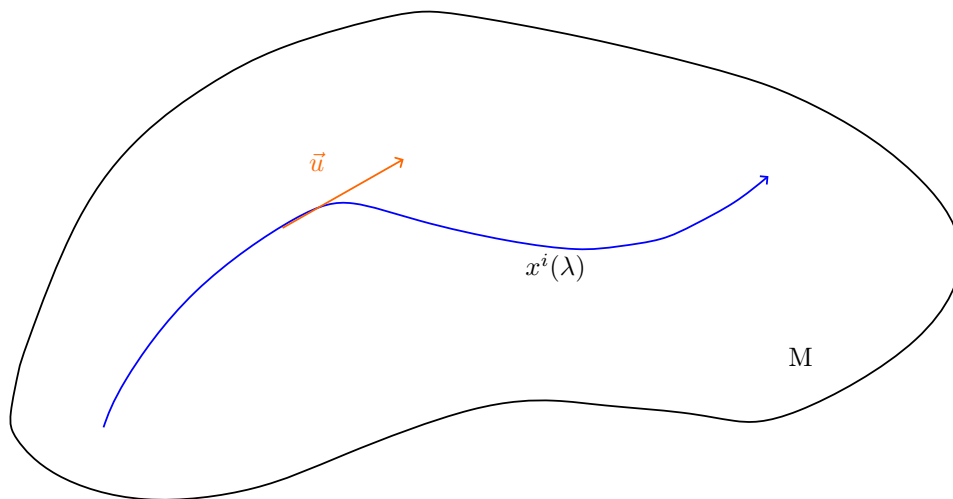


FIGURE 2 – géodésique

$$\delta S_{AB} = 0 \quad x^i(\lambda) + \delta x^i(\lambda)$$

2) courbe telle que \mathbf{u} est transporté parallèlement

$$Du^i = du^i - \delta^i = du^i + \Gamma_{kj}^i u^k dx^k \propto u^i$$

$$\frac{d}{d\lambda} (u_i u^i) = 2u_i \dot{u}^i$$

où $\dot{} \equiv \frac{d}{d\lambda}$

$$= 2u_i u^i f(\lambda) - \Gamma_{jk}^i u^k u^j u_i$$

$$\Gamma_{ij}^{k'} = \frac{\partial x^{k'}}{\partial x^l} \frac{\partial x^m}{\partial x^{i'}} \frac{\partial x^n}{\partial x^{j'}} \Gamma_{mn}^l - \dots$$

On va demander que $f(\lambda) = 0 \implies |\mathbf{u}| = \text{cst}$

$$\dot{u}^i + \Gamma_{kj}^i u^k u^j = 0$$

À l'épisode précédent :

$$\partial_i A_j, \partial_i A^j$$

$$\nabla_i A_j = \partial_i A_j - \Gamma_{ji}^k A_k$$

$$\nabla_i A^j = \partial_i A^j + \Gamma_{kj}^j A^k$$

Γ est la connection affine ou symbole de Christoffel

$$\Gamma_{ik}^k(x) = \frac{1}{2} g^{kl} (\partial_i g_{lj} + \partial_j g_{li} - \partial_l g_{ij})$$

Γ_{ij}^k **n'est pas un tenseur**
 Γ_{ij}^j en est un !

Il est toujours possible de choisir un référentiel tel que $\Gamma_{ij}^k = 0 \forall i, j, k$!

Théorème du quotient

si $B^{ij} A_j$ est un vecteur $\forall A_j$ qui est un vecteur alors B^{ij} est un tenseur.

Équation géodésique

$$\ddot{x}^i + \Gamma_{jk}^i \dot{x}^j \dot{x}^k = 0$$

Cette équation est équivalente à

$$\dot{u}^i \Gamma_{jk}^i u^j u^k$$

$$Du^i = du^i + \Gamma_{jk}^i u^j dx^k = 0$$

$$Du_i = du_i - \Gamma_{ij}^k u_k dx^j = 0$$

On divise par $d\lambda$

$$\begin{aligned} \implies \dot{u}_i - \Gamma_{ij}^k u_k u^i &= 0 \\ &= \dot{u}_i - \Gamma_{kij} u^k u^j \\ &= \dot{u}_i - \frac{1}{2} (\partial_i g_{kj} + \partial_j g_{ki} - \partial_k g_{ij}) u^k u^j \end{aligned}$$

$$A_{kj} = -A_{jk} \quad S^{kj} = -S^{jk}$$

$$A_{ki}S^{kj} = A_{jk}S^{jk} = -A_{kj}S_{kj} = 0$$

comme les deux derniers termes forment ensemble un tenseur antisymétrique et qu'ils multiplient un tenseur symétrique la contribution de ces termes s'annulent

$$0 = \dot{u}_i g_{kj} u^k u^j$$

Si g_{kj} ne dépend pas de x^i alors $u_i = \text{cst}$

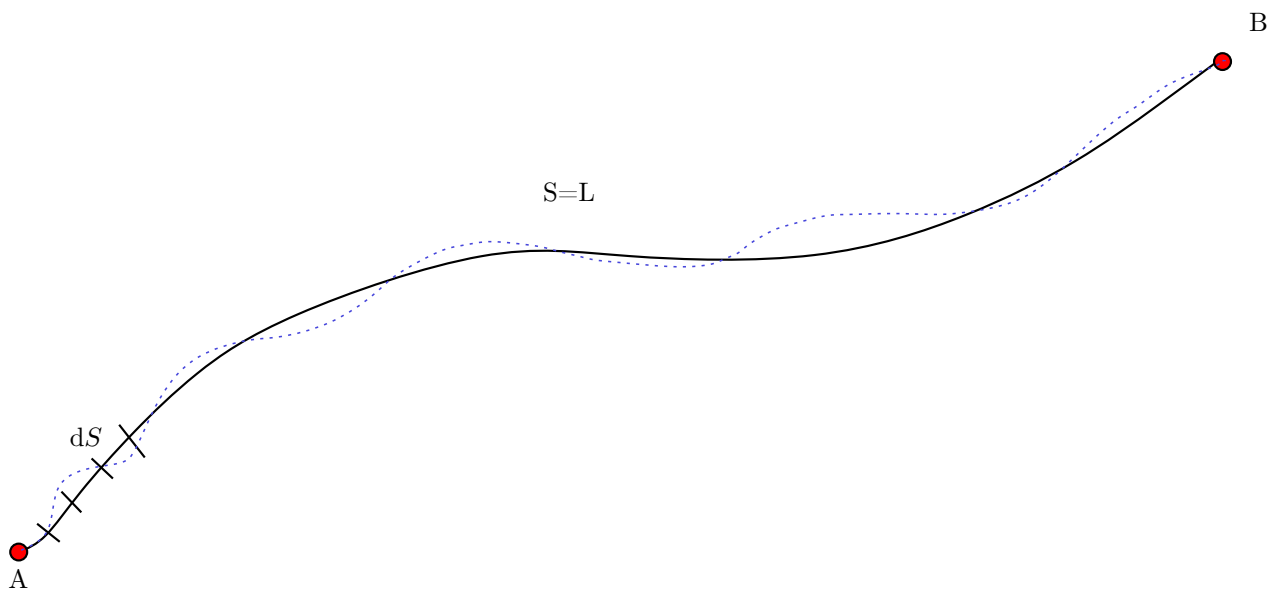


FIGURE 1 – Géodésique 2

$$S_{AB} = \int_A^B d\lambda L(x, \dot{x}) = \int_A^B d\lambda \underbrace{\sqrt{g_{ij}(x) \dot{x}^i \dot{x}^j}}_{|\mathbf{u}|} = \int_A^B \sqrt{g_{ij} dx^j dx^j} = \int_A^B ds$$

$$x^i(\lambda) \rightarrow x^i(\lambda) + \delta x^i(\lambda)$$

$$\delta S_{AB} = \int_A^B d\lambda \frac{1}{2L} \delta(g_{ij} \dot{x}^i \dot{x}^j) = \int_A^B d\lambda \left\{ \frac{1}{2} \partial_k g_{ij} \dot{x}^i \dot{x}^j \delta x^k + \dot{g}_{ij} \dot{x}^i \delta x^j \right\}$$

$$g_{ij}\dot{x}^i \frac{d}{d\lambda} x^j = \frac{d}{d\lambda} (g_{ij}\dot{x}^i \delta x^j) - \frac{d}{d\lambda} (g_{ik}\dot{x}^k) \delta x^l$$

...

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{1}{2} \partial_k g_{ij} u^i u^j - \left(\frac{1}{2} \partial_j g_{ik} + \frac{1}{2} \partial_i g_{jk} \right) u^j u^i - g_{ki} \dot{u}^j \\ &= \frac{1}{2} \underbrace{(\partial_k g_{ij} - \partial_j g_{ik} - \partial_i g_{jk})}_{-\Gamma_{kij}} u^i u^j - g_{kj} \dot{u}^i = 0 \end{aligned}$$

$$\boxed{\Gamma_{ij}^k u^i u^j + \dot{u}^k = 0}$$

Vaisseau en accélération constante

\boxed{A} $v(t), x(t)$ avec t le temps terrestre

4-accélération

$$a^i = \frac{du^i}{d\tau} = \frac{d}{d\tau} \left(\frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{a}}{(1-v^2)^2}, \frac{\mathbf{a}}{1-v^2} + \frac{(\mathbf{a} \cdot \mathbf{v}) \mathbf{v}}{(1-v^2)^2} \right)$$

$$a_i a^i = -\gamma^4 \left(\mathbf{a}^2 + \gamma^2 (\mathbf{v} \cdot \mathbf{a})^2 \right)$$

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = -\frac{1}{2} \frac{1}{(1-v^2)^{3/2}} \left(-2\mathbf{v} \cdot \frac{d\mathbf{v}}{d\tau} = \frac{1}{(1-v^2)^2} \mathbf{v} \cdot \mathbf{a} \right)$$

$$= -\gamma^6 a^2$$

$$\gamma^3 a = g$$

$$\frac{1}{(1-v^2)^{3/2}} \frac{dv}{dt} = g$$

$$g dt = \frac{dv}{(1-v^2)^{3/2}}$$

Rapidité :

$$\gamma = \cosh \eta$$

$$v\gamma = \sinh \eta$$

$$dv = \frac{1}{\cosh^2 \eta} d\eta = \frac{1}{\gamma^2} d\eta$$

$$\int g dt = \int \gamma d\eta = \int \cosh \eta d\eta$$

$$gt + \text{const} = \sinh \eta$$

$$v(t) = \tanh \eta = \dots = \frac{gt}{\sqrt{1 + (gt)^2}}$$

Comment restaurer les *vrai unités* ?

$$\frac{gt}{\sqrt{1 + \left(\frac{gt}{c}\right)^2}}$$

$$gt = \sinh \eta \implies g dt = \cosh \eta d\eta$$

$$x(t) = \int v(t) dt = \frac{1}{g} \int \tanh \eta \cosh \eta d\eta = \frac{1}{g} \int \sinh \eta = \frac{1}{g} \cosh \eta + \text{const} \stackrel{0}{=} \frac{1}{g} (\cosh \eta - 1)$$

B

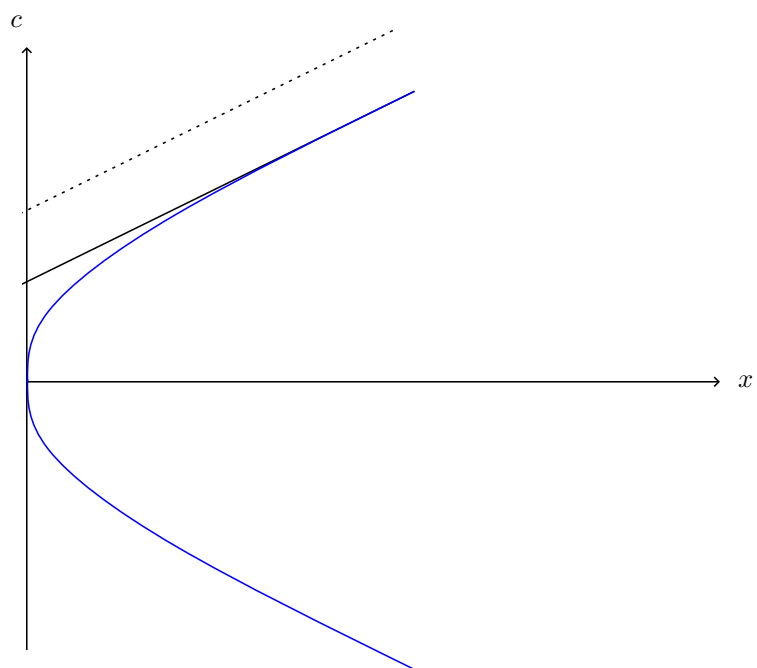


FIGURE 2 – Milles mots

C

Courbure

Tenseur de Riemann R^i_{jkl}

$$R^l_{kji} = \partial_i \Gamma^l_{kj} - \partial_j \Gamma^l_{ki} + \Gamma^m_{ki} \Gamma^l_{mj} - \Gamma^m_{kj} \Gamma^l_{mi}$$

(1) Non commutativité des dérivées covariantes

$$\begin{aligned} \partial_i \partial_j Y &= \partial_j \partial_i Y \\ \nabla_i \nabla_j A_k - \nabla_j \nabla_i A_k &= R^l_{kji} A_l \end{aligned}$$

(2) holonomie

$$\Delta A^i = R^i_{kjl} A^k dx^l dx'^j$$

(voir figure 1)

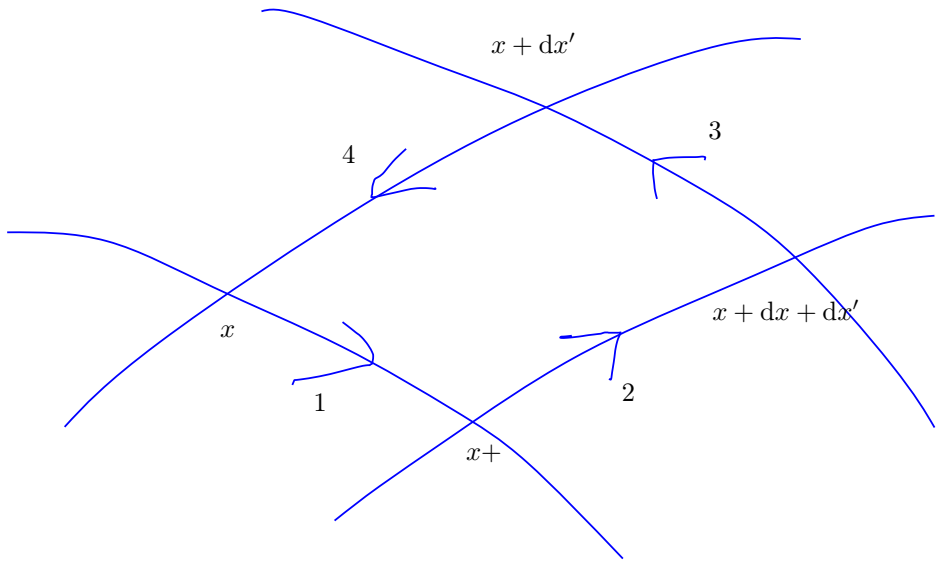


FIGURE 1 – holonomie

(3) déviation géodésique

dérivé intrinsèque

$$\begin{aligned}\mathbf{A}(\lambda) &= A^i(\lambda) \mathbf{e}_i(\lambda) \\ \frac{d}{d\lambda} \mathbf{A} &= \frac{dA^i}{d\lambda} \mathbf{e}_i + A^i \frac{d\mathbf{e}_i}{d\lambda} = \dot{A}^i \mathbf{e}_i + A^i \partial_j \mathbf{e}_i \frac{dx^j}{d\lambda} = \left(\dot{A}^k + \Gamma^k_{ji} A^j \dot{x}^i \right) \mathbf{e}_k \\ \nabla_k A^k &= \dot{A}^k + \Gamma^k_{ji} A^j \dot{x}^i\end{aligned}$$

$$\nabla^2_{\lambda} \xi^i = R^i_{jkm} \dot{x}^j \dot{x}^k \xi^m$$

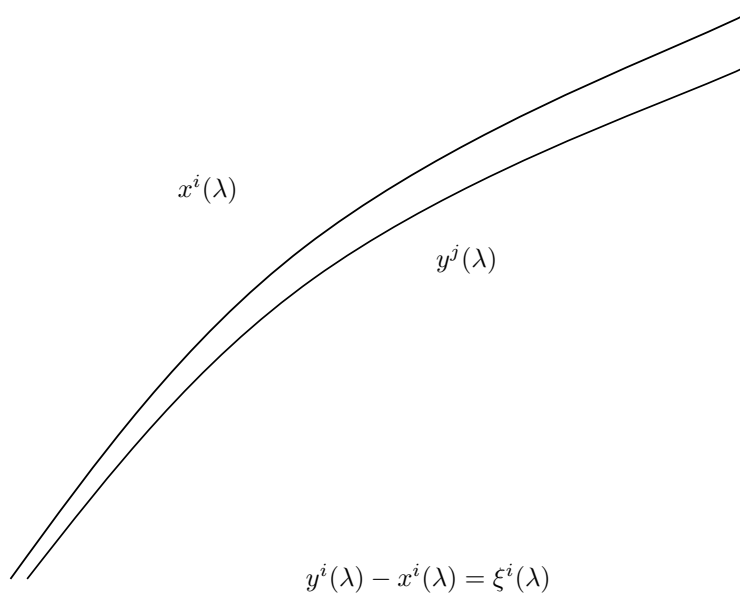


FIGURE 2 – déviation géodésique

Tenseur de Rixxi

$$R_{ik} = R^j_{ijk}$$

Tenseur scalaire

$$R = r^i_i = g^{ik} R_{ik}$$

$$\nabla_j A_k = \partial_j A_k - \Gamma^m_{jk} A_m$$

$$\nabla_i \nabla_j A_k = \nabla_i [\partial_j A_k - \Gamma_{jk}^m A_m] = \partial_i \partial_j A_k - \partial_j (\Gamma_{jk}^m A_m) - \Gamma_{ij}^l (\partial_l A_k - \Gamma_{lk}^m A_m) - \Gamma_{ik}^l ({}_i A_l - \Gamma_{jl}^m A_m)$$

$$= \partial_i \partial_j A_k - \Gamma_{jk}^m \partial_i A_m - \partial_i \Gamma_{jk}^m A_m - \Gamma_{ij}^l \partial_l A_k - \Gamma_{ij}^l \partial_j A_l + \Gamma_{ij}^l \Gamma_{lk}^m A_m + \Gamma_{ik}^l \Gamma_{jl}^m A_m$$

$${}_j \nabla_i A_k = \dots (j \leftrightarrow i)$$

$$(\nabla_i \nabla_j - \nabla_j \nabla_i) A_k = (-\partial_i \Gamma_{jk}^m + \partial_j \Gamma_{ik}^m) A_m + (\Gamma_{ik}^l \Gamma_{jl}^m - \Gamma_{jk}^l \Gamma_{il}^m) A_m$$

$$= (\partial_i \Gamma_{ki}^l - \partial_{i\Gamma_{kj}}^l + \Gamma_{ki}^m \Gamma_{mj}^l - \Gamma_{kj}^m \Gamma_{mi}^l) A_l$$

Propriétés

A)

$$R_{lkji} = \frac{1}{2} ({}_i \partial_j g_{ki} + del_k \partial_j g_{li} - \partial_l \partial_j g_{ki} - \partial_k \partial_i g_{lj}) + g^{mn} (\Gamma_{mil} \Gamma_{nkj} - \Gamma_{mjl} \Gamma_{nki})$$

$$R_{lkji} = R_{klji}$$

$$R_{lkji} = R_{lkij}$$

$$R_{lkji} = R_{jilk}$$

$$R_{lkji} + R_{ljik} + R_{likj} = 0$$

En d dimensions il y a $\frac{1}{12} d^2 (d^2 - 1)$ (20 pour $d = 4$)

B) Indentité de Bianchi

$$\nabla_m R_{ijkl} + \nabla_k R_{ijlm} + \nabla_l R_{ijmk} = 0$$

Exemple 1 : sphère de rayon a

$$ds = a^2 d\theta^2 + a^2 \sin^2 \theta d\varphi^2$$

$$[g_{ij}] = a^2 \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \sin^2 \theta \end{bmatrix}$$

$$[g^{ij}] = \frac{1}{a^2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sin^2 \theta} \end{bmatrix}$$

$$\Gamma_{22}^1 = -\sin \theta \cos \theta \quad \gamma_{12}^2 = \Gamma_{21}^2 = \cot \theta$$

$$R_{1212} = a^2 \sin \theta$$

$$R_{22} = \sin \theta$$

$$R_{11} = 1$$

$$R = g^{ij} R_{ij} = \frac{2}{a^2}$$

Exemple 2 : le cylindre de rayon a

$$ds = dz^2 + a^2 d\varphi^2$$

$$[g_{ij}] = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & a^2 \end{bmatrix}$$

Le cylindre est plat !

Exemple 3 : le cône

Le cône est plat **sauf** à l'apex, qui possède une courbure infinie

Exemple 4 : tore plongé dans \mathbb{R}^3

...

Exemple : Hyperboloïde de révolution

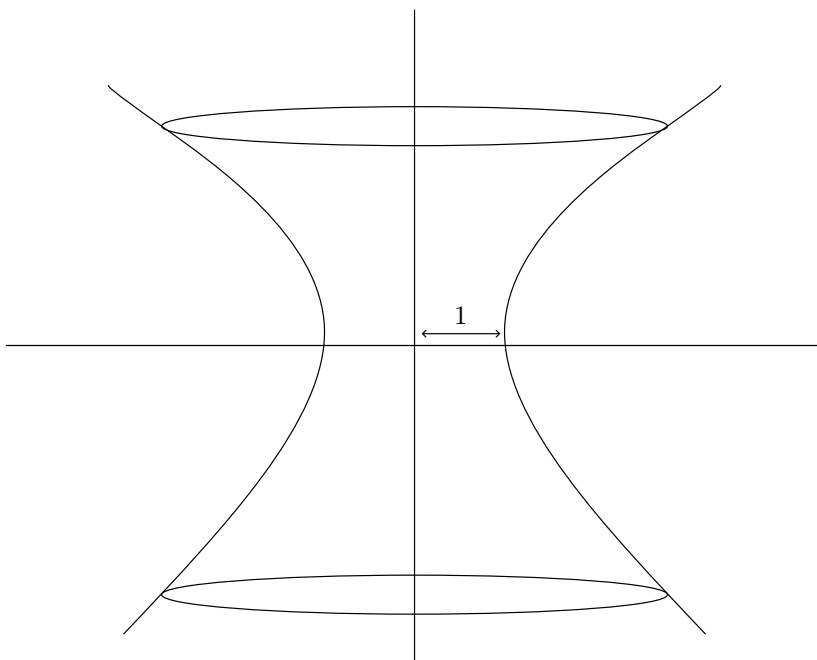


FIGURE 1 – Hyperboloïde de révolution

$$r^2 - z^2 = 1$$

$$2rdr - 2z - 2zdz = 0 \text{ \& } z = \sqrt{r^2 - 1}$$

$$ds^2 = dr^2 + dz^2 + r^2 d\varphi^2 = \left(1 + \frac{r^2}{r^2 - 1}\right) dr^2 + r^2 d\varphi^2$$

$$\Rightarrow [g_{ij}] = \begin{bmatrix} \frac{2r^2-1}{r^2-1} & 0 \\ 0 & r^2 \end{bmatrix}$$

$$\Gamma_{11}^1 = \frac{r}{(r^2 - 1)(2r^2 - 1)}$$

$$\Gamma_{22}^1 = \frac{r(r^2 - 1)}{2r^2 - 1}$$

$$\Gamma_{12}^2=\Gamma_{21}^2=-\frac{1}{r}$$

$$R_{1212}=\frac{-r^2}{\left(r^2-1\right)\left(2r^2-1\right)}$$

$$R=\frac{-2}{\left(2r^2-1\right)^2}$$

$$\dot{u}_i=\frac{1}{2}\partial_i g_{jk}u^i u^k$$

$$i=2\implies \dot{u}_\varphi=0\implies u_{\varphi=cst}=r^2\dot{\varphi}=h$$

Coordonnées hyperboliques

$$r=\cosh\theta\quad z=\sinh\theta\quad \theta\in[-\infty,\infty]$$

$$r^2-z^2=1$$

$$\mathrm{d} s^2=\left(\cosh ^2 \theta+\sinh ^2 \theta\right) \mathrm{d} \theta^2+\cosh ^2 \theta \mathrm{d} \varphi=\cosh 2 \theta \mathrm{d} \theta^2+\cosh ^2 \theta \mathrm{d} \varphi^2$$

$$\Gamma^1_{11}=-2\Gamma^1_{22}=\tanh 2\theta$$

$$\Gamma^2_{21}=\Gamma^2_{12}=\tanh \theta$$

$$R_{1212}=-\frac{\cosh^2\theta}{\cosh^22\theta}$$

$$R=-\frac{2}{\cosh 2\theta}$$

Sphère

$$x^1=\theta=\text{cst}\quad x^2=\varphi\in[0,2\pi]$$

$$\nabla_{\lambda}A^i=\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\lambda}A^i+\Gamma^i_{jk}A^k\dot{t}^j$$

$$\nabla_{\varphi}A^i=\frac{\mathrm{d}A^i}{\mathrm{d}\varphi}+\Gamma^i_{k\varphi}A^k=0$$

$$\begin{cases} \nabla_{\varphi} A^{\varphi} = \frac{dA^{\varphi}}{d\varphi} \Gamma_{12}^2 A^{\theta} = 0 \\ \nabla_{\theta} A^{\theta} = \frac{dA^{\theta}}{d\theta} + \Gamma_{22}^1 A^{\varphi} = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{dA^{\varphi}}{d\varphi} + A^{\theta} \frac{\cos \theta}{\sin \theta} = 0 \\ \frac{dA^{\theta}}{d\theta} - A^{\varphi} \sin \theta \cos \theta = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{d^2 A^{\varphi}}{d\varphi^2} + \cos^2 \theta A^{\varphi} = 0 \\ \frac{d^2 A^{\theta}}{d\theta^2} + \cos \theta A^{\theta} = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} A^{\varphi}(\varphi) = \frac{1}{\sin \theta} \cos(\varphi |\cos \theta|) \\ A^{\theta}(\varphi) = \text{sign}(\cos \theta) \sin(\varphi |\cos \theta|) \end{cases}$$

$$A^{\varphi}(\varphi) = \frac{1}{\epsilon} \cos \varphi$$

$$A^{\theta}(\varphi) = \sin \theta$$

Coordonnées polaires planes

$$ds^2 = dr^2 + r^2 d\varphi^2$$

$$[g_{ij}] = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & r^2 \end{bmatrix}$$

$$\dot{u}_i = \frac{1}{2} \partial_i g_{kj} \dot{t}^k u^j$$

$$u^r = u_r = \dot{r}$$

$$i = 1 \implies \dot{u}_r = r \dot{\varphi}^2 = \ddot{r}$$

$$i = 2 \implies \dot{u}_{\varphi} = 0 \implies u_{\varphi} = \text{cst}$$

$$U_{\varphi} = g_{\varphi\varphi} u^{\varphi} = r^2 \dot{\varphi} = h$$

:

$$\implies |\mathbf{u}|^2 = 1 = \dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2 = \dot{r}^2 + \frac{h^2}{r^2}$$

3 Principes fondamentaux de la relativité générale

3.1 Théorie newtonienne de la gravitation

Newton ne cherche pas à expliquer le mécanisme de la gravité : il donne simplement une formule.

Le concept de champ gravitationnel naît naturellement de la relativité restreinte car la force ne peut pas être instantanée. On a besoin d'un champ pour *contenir* la quantité de mouvement et l'énergie pendant un certain temps.

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = m \underbrace{\mathbf{g}(\mathbf{r})}_{\text{champ gravitationnel}}$$

$$\mathbf{g}(\mathbf{r}) = -G \sum_i \frac{m_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|^3} (\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{g} = -4\pi G \underbrace{\rho(\mathbf{r})}_{\text{densité de masse}}$$

$$\mathbf{g}(\mathbf{r}) = -\nabla \Phi$$

$$\Phi = 4\pi G \rho$$

$$\Phi(\mathbf{r}) = -G \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

Unités

$$\begin{aligned} E &= [G] \frac{M^2}{L} \\ E &= \frac{L^2}{T^2} M \xrightarrow{c=1} M \\ c &= 1 \rightarrow L = T \end{aligned}$$

On distingue les masses *inertiel* et *gravitationnel*

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = m_{\text{grav}} \mathbf{g}(\mathbf{r}) = m_{\text{inert}} \mathbf{a}$$

Si $m_{\text{grav}} = m_{\text{inert}} \therefore \mathbf{a} = \mathbf{g}$

Ce qui nous intéresse est réellement le rapport $m_{\text{inert}}/m_{\text{grav}}$

L'expérience de Potvis vise à vérifier si cette masse est identique pour toutes substances.

Il utilise la force centrifuge, qui est une force inertielle pour comparer les rapports de masse. Il a été démontré que les deux sont pareils jusqu'à 10^{-9}

Récemment, une sonde française a démontré que c'est la même chose jusqu'à 10^{-15} .

Cette égalité est le **principe d'équivalence faible**

Il suggère qu'une force inertielle est indifférenciable d'une force gravitationnelle qui est le **principe d'équivalence faible**

coordonnées de Rindler

$$x = \xi \cosh \theta \quad t = \xi \sinh \theta$$

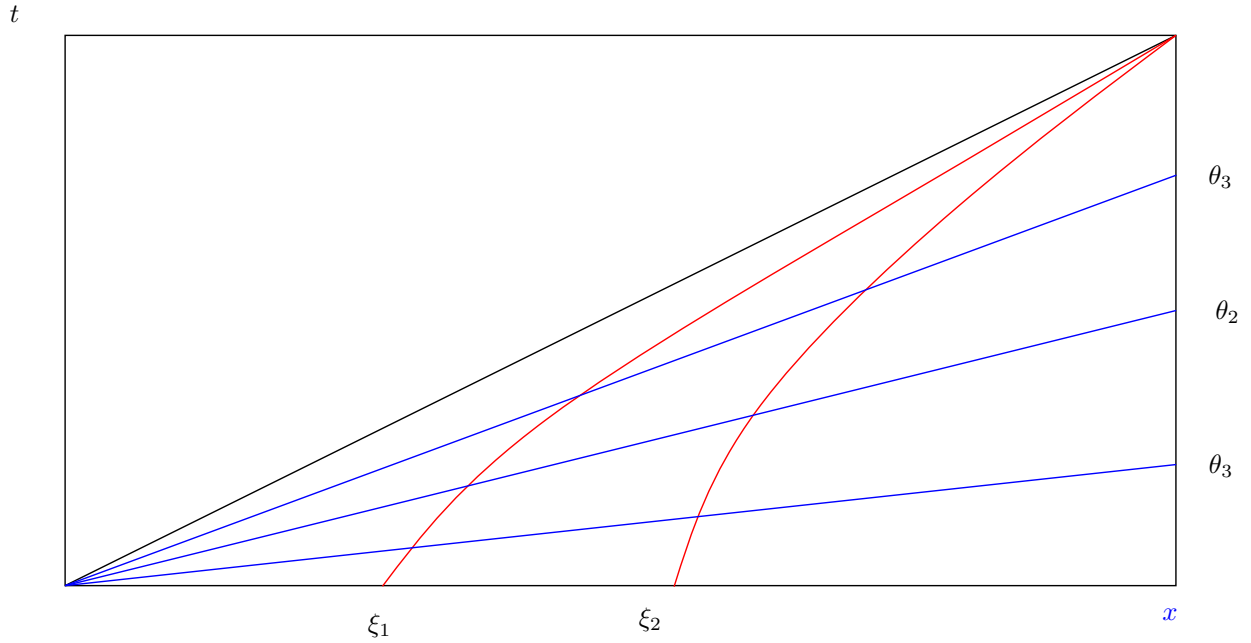


FIGURE 1 – Coordonnées de Rindler

Observateur à $\xi = \text{cst}$

$$u^i = \xi \dot{\theta} (\cosh \theta, \sinh \theta)$$

$$u^i u_i = 1 = \xi^2 \dot{\theta}^2 \underbrace{(\cosh^2 \theta - \sinh^2 \theta)}_1$$

$$\begin{aligned}\implies 1 &= \xi \dot{\theta} \implies \dot{\theta} = \text{cst} \\ \theta &= \xi \tau\end{aligned}$$

$$a^i = \dot{\theta} (\sinh \theta, \cosh \theta)$$

$$a^i a_i = \frac{1}{\xi^2} (\sinh^2 - \cosh^2) = -\frac{1}{\xi^2}$$

accélération propre $\frac{1}{\xi}$

Les coordonnées ne sont pas nécessaire en relativité générales et les problèmes peuvent être formulées comme des observateurs s'échangeant des signaux lumineux.

Tétrade

On peut toujours définir un base locale respectant le produit scalaire de Minkowski. qui différent de celle imposé par l_e système de coordonnées.

Coordonnées localement cartésiennes

On définit

$$x'^p = (x^i - x_p^i) + \frac{1}{2} \Gamma_{jk}^i(p) (x^i - x_p^j) (x^k - x_p^k)$$

$$\frac{\partial x'^i}{\partial x^j} = \delta_i^j + \Gamma_{jk}^i(p) (x^k - x_p^k)$$

$$\frac{\partial^2 x'^i}{\partial x^i \partial x^k} = \Gamma_{jk}^i(P)$$

$$\Gamma_{jk}^{'i}(p) = \frac{\partial x'^k}{\partial x^l} o \frac{dx'^m}{dx^i} \frac{\partial x'^n}{\partial x^j} \Gamma_{mn}^l(P) - \frac{\partial x'^i}{\partial x^i} \frac{\partial x'^n}{\partial x^j} \frac{\partial^2 x'^k}{\partial x^m \partial x^n}$$

$$= \dots = 0$$

L'équation de la géodésique au point P est donc simplement donnée par $\ddot{x}^i = 0$

$$S_m = - \sum_{\alpha} m_{\alpha} \int \mathrm{d}\tau_{\alpha} \sqrt{g_{ij}(x_{\alpha}) \dot{x}_{\alpha}^i \dot{x}_{\alpha}^j}$$

$$S_g = \kappa \int \underbrace{\mathrm{d}\Omega \sqrt{|g|}}_{\text{invariant de Lorentz}} \quad R$$

$$S = S_m + S_g$$

$$\frac{\delta S}{\delta g_{ij}} = 0$$

$$\delta S_m = -\frac{1}{2} \sum_{\alpha} m_{\alpha} \int \mathrm{d}\tau_{\alpha} \frac{1}{\sqrt{g_{ij} \dot{x}_{\alpha}^i \dot{x}_{\alpha}^j}} \dot{x}_{\alpha}^k \dot{x}_{\alpha}^l \delta g_{kl}(x_{\alpha})$$

On définit le tenseur énergie-impulsion

$$T^{ij} = \frac{1}{\sqrt{|g|}} \sum_{\alpha} m_{\alpha} \int \mathrm{d}\tau_{\alpha} \dot{x}_{\alpha}^i \dot{x}_{\alpha}^j \delta^2(x - x_{\alpha}(\tau_{\alpha}))$$

Limite non-relativiste : les particules ne vont pas très vite et toutes les particules ont approximativement le même temps qu'on prend être le temps coordonnée.

$$T^{ij}_{\text{classique}} = \delta_0^i \delta_0^j \frac{1}{|g|} \underbrace{\sum_{\alpha} m_{\alpha} \delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\alpha}(t))}_{\text{densité de masse } (\rho(\mathbf{r}))}$$

$$\delta \sqrt{|g|} \stackrel{?}{=} \frac{1}{2} \sqrt{|g|} g^{ij} \delta g_{ij}$$

$$\ln \det M = \text{tr} \ln M$$

$$\text{tr} \ln g = \text{tr} \delta(\ln g) \cdots$$

$$R = g^{ij} R_{ij}$$

$$\delta R$$

$$R = g_{ij} R_{ij}$$

$$\delta R = \delta g^{ij} R_{ij} + g^{ij} \delta R_{ij}$$

$$R_{ij} = R^k_{ikj} = \partial \cdots$$

$$\delta R_{ij} = \partial_l \delta \Gamma^l_{ji} - \partial_i \delta \Gamma^k_{jl} \quad (\text{Référentiel en chute libre en un points})$$

$$\delta R_{ij} = \nabla \delta \Gamma^l_{ji} - \nabla_i \delta \Gamma^l_{jl}$$

On note la partie spatiale des coordonnées $\vec{r} = (x^1, x^2, x^3,)$

Métrie de Schwarzschild

Solution des équation de Einstein à symétrie sphérique. Solution découverte par Schwarzschild un peu avant sa mort.

$$d\tau = A(r)dt^2 B(r)dr^2 - r^2 (\sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2) = \left(1 - \frac{r_s}{r} dt^2\right) dt^2 - \frac{1}{\left(1 - \frac{r_s}{r}\right)} dr^2 - r^2 (\sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2)$$

Cette métrique présente une singularité à $r = r_s$. Cependant c'est une artéfact du système de coordonnées et non une singularité *physique*. On peut s'en rendre compte en étudiant des valeurs qui ne dépendent pas des coordonnées comme le tenseur de Riemann. En faisant cela, on se rend compte qu'il y a une *vraie* singularité en $r = 0$

$$R^{ijkl} R_{ijkl} = 12 \frac{r_s^2}{r^6} \quad \text{singularité géométrique !}$$

On note la partie spatiale des coordonnées $\vec{r} = (x^1, x^2, x^3)$

On peut alors noter la métrique de manière générale (avec des fonctions arbitraires de toutes les quantités qui sont invariantes par rotation)

$$d\tau^2 = A(r, t)dt^2 - B(r, t)d(\mathbf{r} \cdot d\mathbf{r}) - C(r, t)(\mathbf{r} \cdot d\mathbf{r})^2 - D(r, t)d\mathbf{r}^2$$

On peut faire le changement de variable :

$$\begin{cases} x^1 = r \sin \theta \cos \varphi \\ x^2 = r \sin \theta \sin \varphi \\ x^3 = r \cos \theta \end{cases}$$

Notre métrique est alors

$$d\tau^2 = A dt^2 - V dr^2 - D (\sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2)$$

On peut alors toujours faire un changement de coordonnées ou $\sqrt{D} = r$. On trouve alors

$$d\tau^2 = A dt^2 + B dt dr - C dr^2 - r^2 (\sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2)$$

Si on impose également une symétrie d'inversion du temps (qui exclut les rotations), B doit être nul car ce terme n'a pas cette symétrie. Ce n'est pas nécessaire de requérir cette symétrie. Plutôt, on peut poser

$$d\bar{t}^2 = \left[A dt - \frac{1}{2} B dr \right]^2$$

Cela permet de se débarrasser de ce B

On a donc

$$d\tau^2 = A(r,t)dt^2 - B(r,t)dr^2 - r^2 (\sin^2 d\varphi^2 + d\theta^2)$$

$$g_{ij} = \begin{bmatrix} A(r) & & & \\ & -B(r) & & \\ & & -r^2 & \\ & & & -r^2 \sin^2 \theta \end{bmatrix}$$

$$R_{ij} = 0$$

$$\begin{cases} R_{00} = \frac{A''}{2B} - \frac{A'}{4B} \left(\frac{A'}{A} + \frac{B'}{B} \right) + \frac{A'}{rB} \\ R_{11} = -\frac{A''}{2A} + \frac{A'}{4A} \left(\frac{A'}{A} + \frac{B'}{B} \right) + \frac{B'}{rB} \\ R_{22} = 1 - \frac{1}{B} - \frac{r}{2B} \left(\frac{A'}{A} - \frac{B'}{B} \right) \\ R_{33} = R_{32} \sin \theta \end{cases}$$

$$R_{00} + \frac{A}{B}R_{11} = 0$$

$$\frac{A'}{rB} + \frac{B'A}{rB^2} = 0$$

$$\frac{1}{r} (A'B + B'A) = 0$$

$$\implies (AB)' = 0 \implies AB = \text{CST} = \alpha$$

...

$$\boxed{d\tau^2 = \left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^2 - \frac{1}{1 - \frac{2M}{r}} dr^2 - r^2 d\Omega^2}$$

Loi de conservation

$$\boxed{\dot{u}_i = \frac{1}{2} \partial_i g_{mk} u^m u^k}$$

$$\dot{u}_0 = 0 \quad u_0 = \text{cst} = k = g_{00} \dot{u}^0 = g_{00} \dot{t} = \underbrace{\left(1 - \frac{r_0}{r}\right) \frac{dt}{d\tau}}_{\text{conservation de l'énergie cinétique par unité de masse}} = k$$

$$\dot{u}_3 = \text{cst} \implies u_3 = g_{33}u^3 = -r^2 \sin^2 \theta \dot{\varphi} = -h$$

$$\underbrace{r^2 \frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}\tau} = h}_{\text{moment cinétique par masse}}$$

2022-31-06

On fait un changement de géométrie

$$g_{ij} \rightarrow \alpha g_{ij}$$

Comment les autres quantité se transforment elles ?

$$g^{ij} = \alpha^{-1} g_{ij}$$

$$\Gamma_{jk}^i \rightarrow \Gamma_{jk}^i$$

$$R_{jkl}^i \rightarrow R_{jkl}^i$$

$$R_{ik} \rightarrow R_{ik}$$

$$R \rightarrow \alpha^{-1} R$$

Si on fait plutôt un changement de coordonnées

$$x^i \rightarrow \sqrt{\alpha} x^i$$

On obtiens

$$g^{ij} \rightarrow \alpha^{-1} g^{ij}$$

$$\Gamma_{jk}^i \rightarrow \alpha^{\frac{1}{2}} \Gamma_{jk}^i$$

$$R_{jkl}^i \rightarrow \alpha R_{jkl}^i$$

$$R_{ik} \rightarrow \alpha R_{ik}$$

$$R \rightarrow R$$

Si on fait le changement de coordonnées

$$\text{isométrie (même métrique)} \begin{cases} x \rightarrow x'(x) \\ g'_{ij}(x) = g_{ij}(x) \end{cases}$$

transformation infinitésimale

$$x'^i(x) = x^i + \epsilon \xi^i(x)$$

sous cette transformation là, on a un isométrie ssi

$$g_{ik} \partial_j \xi^k + g_{jk} \partial_i \xi^k + \xi^k \partial_k g_{ij} = 0$$

$$\nabla \xi_k + \nabla_{ji} = 0$$

$$\nabla_i \xi_j = \partial_i \xi_j - \Gamma_{jk}^i \xi_k$$

Métrie de Schwarzschild

Équation géodésique

$$\rightarrow \dot{u}_i = \frac{1}{2} \partial_i g_{mk} u^m u^k$$

$$u_t = \text{cst} = k$$

$$u_\varphi = \text{cst} = -h$$

1 Coordonnées de Kottler-Møller

$$\begin{cases} t = \left(x' + \frac{1}{\alpha}\right) \sinh \alpha t' \\ x = \left(x' + \frac{1}{\alpha}\right) \cosh \alpha t' - \frac{1}{\alpha} \end{cases}$$

A

$$g'_{ij} = \begin{bmatrix} (1 + \alpha x')^2 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$$

$$dt - dx' \sinh \alpha t' + (\alpha x' + 1) \cosh \alpha t' dt'$$

$$dx = dx' \cosh \alpha t' + (\alpha x' + 1) \sinh \alpha t' dt'$$

$$d\tau = dt^2 - dx^2 = \dots$$

$$\left[\frac{\partial x^i}{\partial x'^j} \right] = \begin{bmatrix} (\alpha x' + 1) \cosh \alpha t' & \sinh \alpha t' \\ (\alpha x' + 1) \sinh \alpha t' & \cosh \alpha t' \end{bmatrix}$$

B

$$d\tau = (1 + \alpha x') dt'$$

$$[u^i] = \left(\frac{dt}{d\tau}, \frac{dx}{d\tau} \right) = \frac{dt'}{d\tau} \left(\frac{dt}{dt'}, \frac{dx}{dt'} \right) \Big|_{x'=\text{cst}}$$

$$= \frac{1}{1 + \alpha x'} ((1 + \alpha x') \cosh \alpha t', (1 + \alpha x') \sinh \alpha t') = (\cosh \alpha t', \sinh \alpha t')$$

$$[a^i] = \frac{dt'}{d\tau} \left(\frac{d}{dt'} \cosh \alpha t', \frac{d}{dt'} \sinh \alpha t' \right) = \frac{\alpha}{1 + \alpha x'} (\sinh \alpha t', \cosh \alpha t')$$

raccouris je crois

$$a^i = e/f??$$

si

$$v=0 \rightarrow a^i = (0, \vec{a}) a_i a^i = -\vec{a}^2 s$$

Orbite circulaire

$$\frac{1}{2}\dot{r}^2 + V_{\text{eff}}(r) = k^2 - 1$$

Pour une orbite circulaire, $\dot{r} = 0$ par définition

$$v_{\text{eff}} = \frac{\bar{h}^2 r^2}{2r^2} \left(1 - \frac{r_s}{r}\right) - \frac{r_s}{2r}$$

$$0 = V'_{\text{eff}} = i \frac{\bar{h}^2 r_s^2}{r^3} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{r_s}{r}\right) + \frac{r_s}{2r^2}$$

Pour un \bar{h} donné : on trouve r . Ensuite on substitue dans V_{eff} et on trouve k .

$$r = 3r_s$$

Précession de la périhélie de mercure

Horizons et singularités

Certaines singularité sont fondamentale. C'est-à-dire qu'elle ne dépendent pas du choix de coordonnées.

Par exemple. Dans la métrique de Schwartzchild, la quantité $R_{ijkl}R^{ijkl} = 12\frac{r_s^2}{r^6}$ est un invariant. La singularité en $r = 0$ est donc *intrinsèque*.

Horizon : hypersurface nulle traversable dans un sens seulement (par de photons)

Trou noir : horizon fermé duquel les photons ne peuvent pas sortir Trou blanc : horizon fermé dans lequel les photons ne peuvent pas rentrer

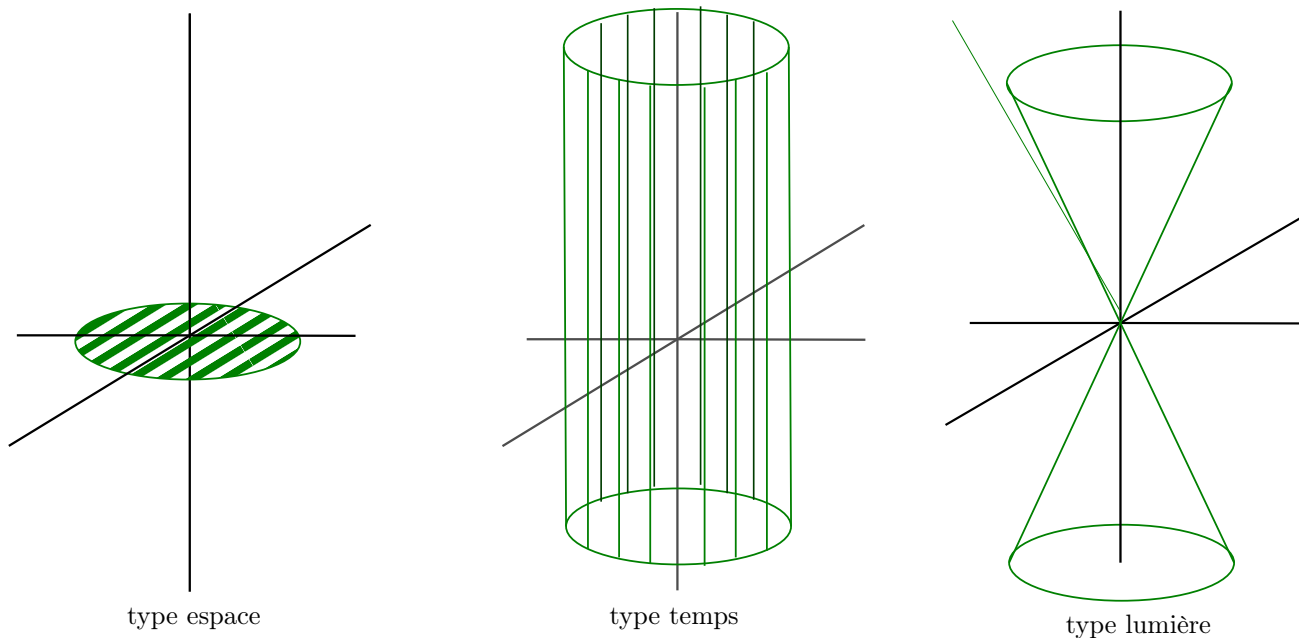


FIGURE 1 – Types d'hyper-surfaces

2022-59-04

Géométrie de Kerr

La géométrie de Kerr est celle d'un *objet* tournant uniformément.

$$\begin{aligned} d\tau^2 &= g_{tt}dt^2 + g_{rr}dr^2 + g_{\theta\theta}d\theta^2 + g_{\varphi\varphi}d\varphi^2 + 2g_{t\varphi}dtd\varphi \\ &= \left(g_{tt} - \frac{g_{t\varphi}^2}{g_{\varphi\varphi}} \right) dt^2 + g_{rr}dr^2 + g_{\theta\theta}d\theta^2 + g_{\varphi\varphi} \left(d\varphi^2 - \underbrace{\frac{g_{t\varphi}}{g_{\varphi\varphi}}}_{\omega} dt \right)^2 \end{aligned}$$

La métrique est indépendante de t et φ

$$\begin{aligned} p_t = k &= g_{tt}\dot{t} = g_{t\varphi}\dot{\varphi} \\ p_\varphi = h &= g_{t\varphi}\dot{t} + g_{\varphi\varphi}\dot{\varphi} \end{aligned}$$

Entraînement des repères

$$h = 0 \rightarrow \frac{\dot{\varphi}}{\dot{t}} = -\frac{g_{t\varphi}}{g_{\varphi\varphi}} = \omega = \frac{d\varphi}{dt}$$

Roy Kerr à dit

$$d\tau^2 = \left(1 - \frac{\gamma r_s}{\rho^2} \right) dt^2 + \frac{2arr_s \sin^2 \theta}{\rho^2} dtd\varphi - \frac{\rho^2}{\Delta} dr^2 - \rho^2 d\theta^2 - \left[r^2 - a^2 \frac{a^2 r r_s \sin^2 \theta}{\rho^2} \right] \sin^2 \theta d\varphi$$

$$\rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta \quad \delta r^2 + a^2 - r r_s$$

Cas limite : $a \rightarrow 0$: On retrouve la métrique de Schwarzschild.

Ma = moment cinétique de l'objet

Autre cas limite $r_s \rightarrow 0$

$$d\tau = dt^2 - \frac{\rho^2}{r^2 + a^2} dr^2 - \rho^2 d\theta^2 - \rho^2 d\theta^2 - (r^2 - r^a) \sin^2 \theta d\varphi$$

$$\Delta = r^2 + a^2$$

Ces coordonnées décrivent un espace temps plat. Ce sont les coordonnées Boyer–Lindquist

$$\begin{cases} x = \sqrt{r^2 + a^2} \sin \theta \cos \varphi \\ y = \sqrt{r^2 + a^2} \sin \theta \sin \varphi \\ z = r \cos \theta \end{cases}$$

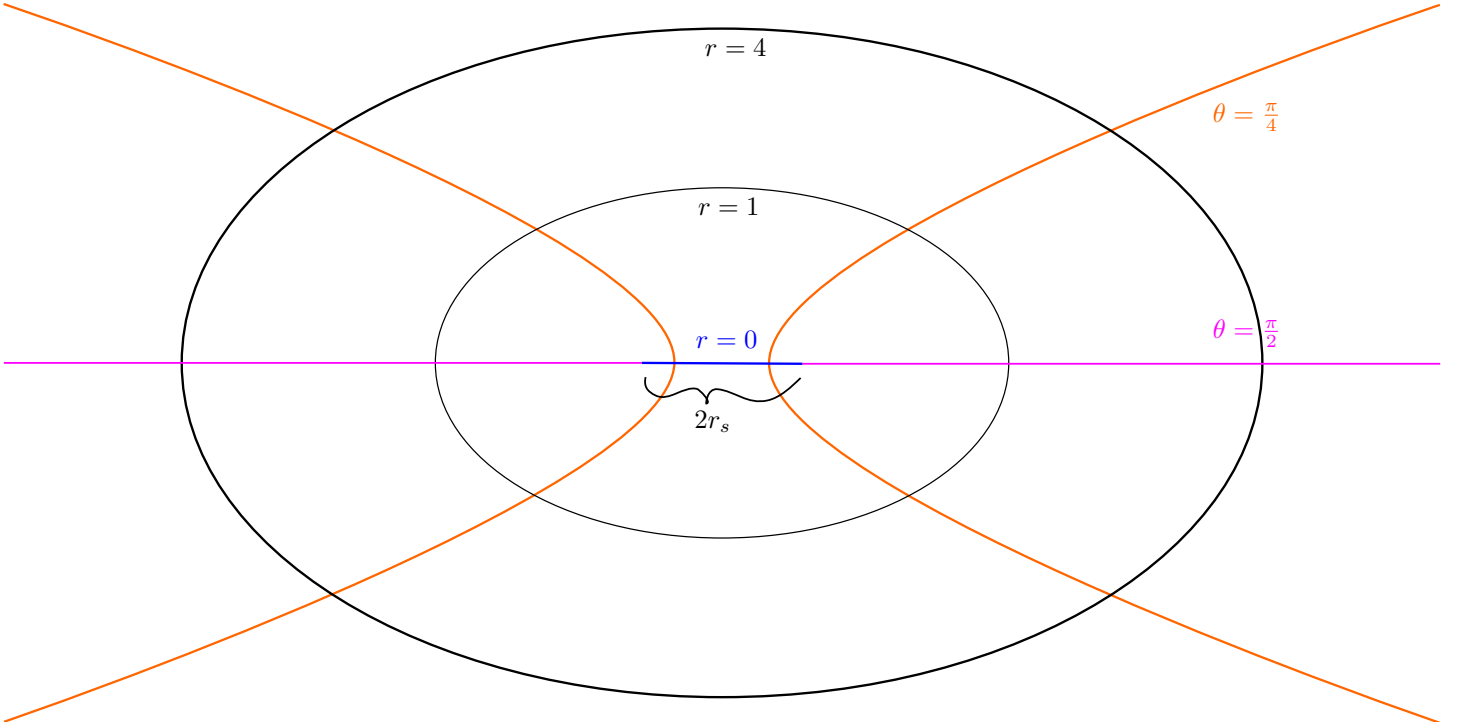


FIGURE 1 – Boyer–Lindquist

Singularités intrinsèques $\rho = 0 \rightarrow r = 0 \quad \theta = \frac{1}{2}$

Pour être immobile, on doit avoir

$$u^i = (\dot{t}, 0, 0, 0)$$

$$\implies g_{tt}\dot{t}^2 = 1 \implies g_{tt} > 0$$

Lorsque g_{tt} deviens négatif, donc, être immobile deviens impossible.

Il est possible d'extraire de l'énergie d'un trou noir en rotation.

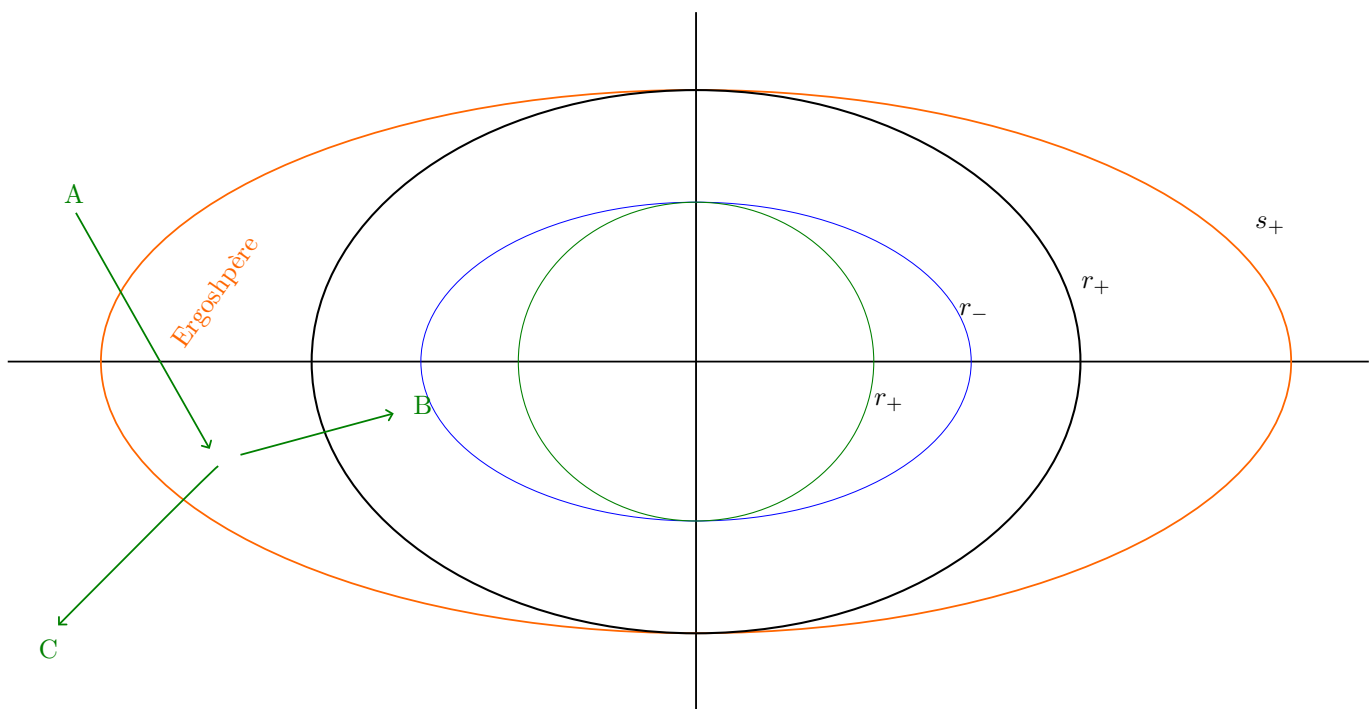


FIGURE 2 – surfaces. Le processus de d'extraction d'énergie est représenté en vert (Penrose)

2022-31-11

commentaire sur les courbes de genre temps fermées

Anneau à t, r, θ fixe

$$d\tau^2 = - \left(r^2 + a^2 + \frac{a^2 r_s}{r} \right) d\varphi$$

2022-11-16

Précession géodésique = effet de Sitter

effet de Lense-thirring

4-vecteur spin :

$s^i = \left[0, \vec{S}\right]$ (Dans le référentiel de l'objet)

$\frac{dS^i}{d\tau} = \Gamma^i_{jk} S^j u^k$

$\nabla_\lambda A^i =$

On considère une orbite (criculaire ?)

$\Omega = -\frac{3M\omega}{2r} = -\frac{3r_s}{r} \underbrace{\omega}_{\text{freq de l'orbite}}$

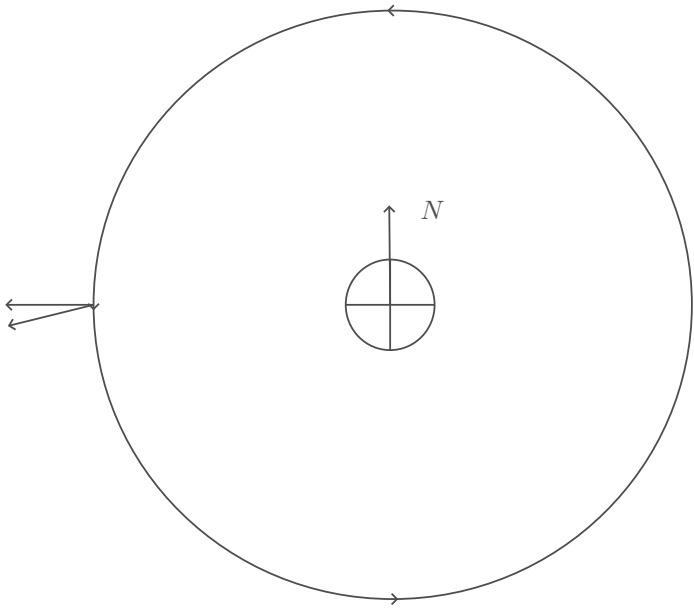


FIGURE 1 – Orbite

$$\Omega^\alpha = \frac{1}{r^3} \left(S^\alpha - 3 \frac{(\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}) x^\alpha}{r^2} \right)$$

Gravity probe B

Une sonde dont la conception à pris de *nombreuse* décénies

	observation	théorie
géodésique	6602 ±18mas	6606
Lense-Thirring	37.2 ±7.2mas	39.2

Ondes Gravitationnelles

La théories des ondes gravitationnel présente beaucoup de subtilité. Presque tout les grand de la relativité se sont trompé sur les ondes gravitationnelles. La théorie de la relativité et hautement non-linéaire mais comme pour tout, on peut faire des approximation au premier ordre.

$$g_{ij} = \eta_{ij} + h_{ij}$$

η_{ij} ne se transforme pas comme un tenseur *sauf* dans le cas d'une transformation de Lorentz, c'est une constante sinon

Transformation de Lorentz

$$x'^i = \Lambda_j^i x^j$$

$$\frac{\partial x'^i}{\partial x^j} = \Lambda_j^i \quad \frac{\partial x^k}{\partial x'^i} = (\Lambda^{-1})^k_i = \cancel{\Lambda_j^k}$$

$$g'_{ij} = \frac{\partial x^k}{\partial x'^i} \frac{\partial x^l}{\partial x'^j} g_{kl}$$

$$\eta_{ij} + h'_{ij} = (\Lambda^{-1})^k_i (\Lambda^{-1})^l_j (\eta_{kl} + h_{kl})$$

$$x'^i[x^i + \xi^i(x)]$$

difféomorphisme :

$$\begin{cases} \frac{\partial x'^i}{\partial x^j} = \delta_j^i + \partial_j \xi^i \\ \frac{\partial x^i}{\partial x'^j} = \delta_i^j + \partial_j \xi^i \end{cases}$$

$$g'_{ij} = \eta_{ij} + h'_{ij} = \dots = \eta_{ij} + \partial_j \xi_i - \partial_i \xi_j + h_{ij}$$

$$h'_{ij} = h_{ij} - \partial_j \xi_i - \partial_i \xi_j$$

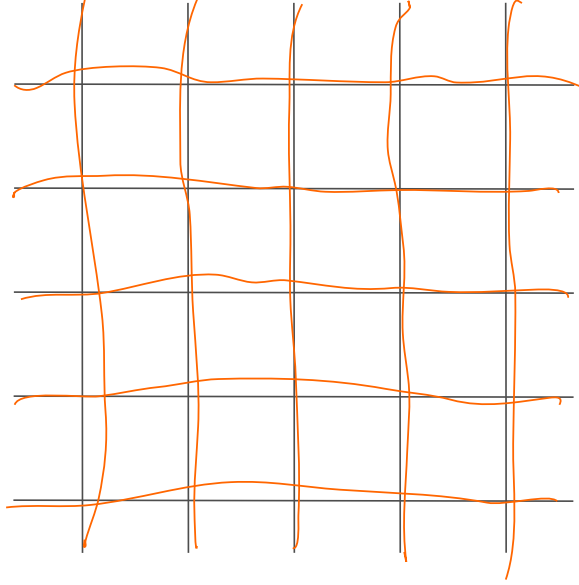


FIGURE 2 – difféomorphisme

Transformation de jauge $A'_i = A_i - \partial_i \xi$

Lien fort avec l'électromagnétisme mais avec un spin 2

Le tenseur métrique est

$$g_{ij} = \eta_{ij} + h_{ij}$$

le tenseur contravariant est

$$g^{ij} = \eta^{ij} - h^{ij}$$

La soustraction venant du fait que la contribution au premier ordre de $g_{ij}g^{ij}$ doit s'annuler.

$$\Gamma_{ij}^k = \frac{1}{2} g^{kl} (\partial_j g_{il} - \partial_i g_{jl} - \partial_l g_{ij}) = \frac{1}{2} g^{kl} (\partial_j h_{il} - \partial_i h_{jl} - \partial_l h_{ij}) = \frac{1}{2} (\partial_j h_i^l + \partial_i h_{jl} - \partial^l h_{ij})$$

$$R_{kji}^l = \partial_j \Gamma_{ki}^l - \partial_i \Gamma_{kj}^l + \Gamma_{ki}^m \Gamma_{mj}^l - \Gamma_{kj}^m \Gamma_{mi}^l = \frac{1}{2} \partial_j (\partial_k h_{il} - \partial_i h_{kl} - \partial^l h_{ik}) - (i \leftrightarrow j) = \dots$$

$$R_{ki} = \frac{1}{2} \left(\partial_k \partial_j h_i^j + \partial^i \partial_i h_{kj} - \partial_i \partial_k h_j^i - \partial^j \partial_j h_{ki} \right)$$

$$R = g^{ik} R_{ik} = \frac{1}{2} \left(\partial_j \partial_j h_i^i + \partial^i \partial_i h_j^j - \partial_i \partial^i h_j^j - \partial^i \partial_j h_i^j \right) = \partial_i \partial_j h^{ij} - \partial_i \partial^i h_j^i$$

$$\partial_i \partial^i = \square \quad \text{d'Alembertien}$$

$$\partial_a \partial^a = \nabla^2 = \triangle \quad \text{Laplacien}$$

Equation d'Einstein :

$$R_{ij} - \frac{1}{2} g_{ij} R = 8\pi T_{ij}$$

Vesion linéarisée :

$$\frac{1}{2} (\partial_k \partial_j h_{i?j} + \partial_i \partial_j h_k^i - \partial_{ik} h - \square h_{ki} - \eta_{ik} \partial_i \partial_j h^{ij} + \eta_{ik} \square h) 8\pi T_i k$$

Comparison avec l'électromagnétisme (qui est beaucoup plus simple)

$$\text{EM} \quad \square A_i + \partial_i \partial^j A_j = -j^i$$

$$\bar{h}_{ij} = h_{ij} - \frac{1}{2} \eta_{ij} h \quad \text{déformation à trace inversée}$$

$$\bar{h} = h - 2h = -h$$

On veut simplifier l'expression avec une transformation de Gauge

$$h'_{ij} = h_{ij} - \partial_i \xi_j - \partial_j \xi_i$$

$$h' = h - 2\partial_i \xi^i$$

$$\bar{h}'_{ij} = \bar{h}_{ij} - \partial_i \xi_j - \partial_j \xi_i - \eta_{ij} \partial_k \xi_k$$

Si on choisit

$$\xi_i | \square \xi_i = \partial^j h_{ij} \rightarrow \partial^i \bar{h}'_{ij} = 0$$

$$\implies \square \bar{h}_{ij} = -16\pi T_{ki}$$

C'est une équation d'onde !

2022-11-23

Retour sur la propagation d’onde gravitationnelles

$$\square \bar{h}_{ik} = -16 T_{ik}$$

$$\partial_i \partial^i \psi \equiv \square \psi - \rho(x)$$

$$\Psi(x) = \frac{1}{4\pi} \int \mathrm{d}^3r \frac{\rho(\overbrace{t - |r - r'|}^{t'}, \mathbf{r})}{|r - r'|}$$

$$\bar{h}_{ik} = -4 \int \mathrm{d}^3r' \frac{T_{ik}(t', \mathbf{r})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

Fonction de Green :

$$\square G(x) = \delta(x)$$

$$\psi(x) = \int \mathrm{d}^4y \, y(x-y) \rho(y)$$

$$\square \psi(x) = \int \mathrm{d}^4y \, \square_x G(x-y) \rho(y)$$

$$G(x) = \frac{\delta(t - |\mathbf{r}|)}{4\pi |\mathbf{r}|}$$

Rayonnement d’on objet binaire

$$\mathbf{r}_A = (a \cos \Omega t, a \sin \Omega t, 0)$$

$$\mathbf{r}_B = -\mathbf{r}_A$$

$$\Omega = \sqrt{\frac{M}{4a^2}}$$

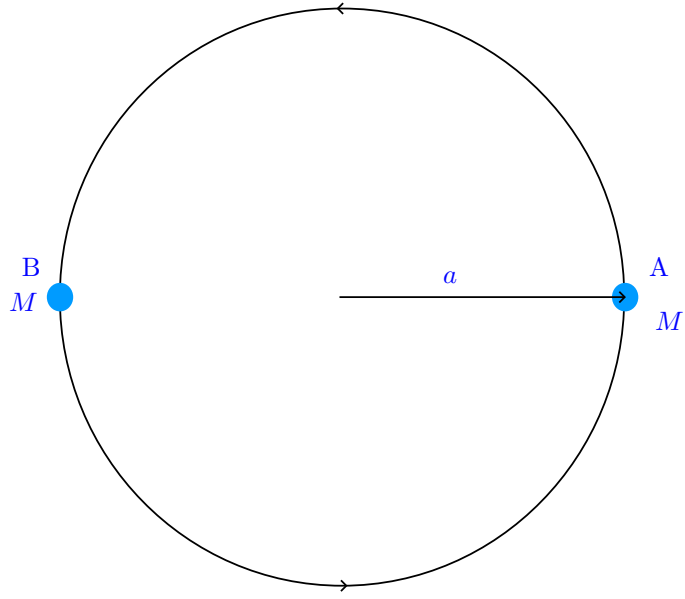


FIGURE 1 – objet binaire

$$I^{ab} = \sum_{\alpha} m_{\alpha} x_{\alpha}^a x_{\alpha}^b = 2M x_A^a x_A^b = 2M_a \begin{bmatrix} \cos^2 \Omega t & \cos \Omega t \sin \Omega t & 0 \\ \cos \Omega t \sin \Omega t & \sin^2 \Omega t & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\bar{h}^{ab} = \frac{8M_a^2 \Omega^2}{r} \begin{bmatrix} \cos 2\Omega t' & \sin 2\Omega t' & 0 \\ \sin 2\Omega t' - \cos 2\Omega t' & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \Big|_{t'=t-r}$$

$$\bar{h}^{ij}(t) = \frac{8M_a^2 \Omega^2}{r} \operatorname{Re} \left[\left(e_1^{ij} - i e_2^{ij} \right) e^{2i\Omega(t-t')} \right]$$