

# 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.

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

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

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

## 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 :

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

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

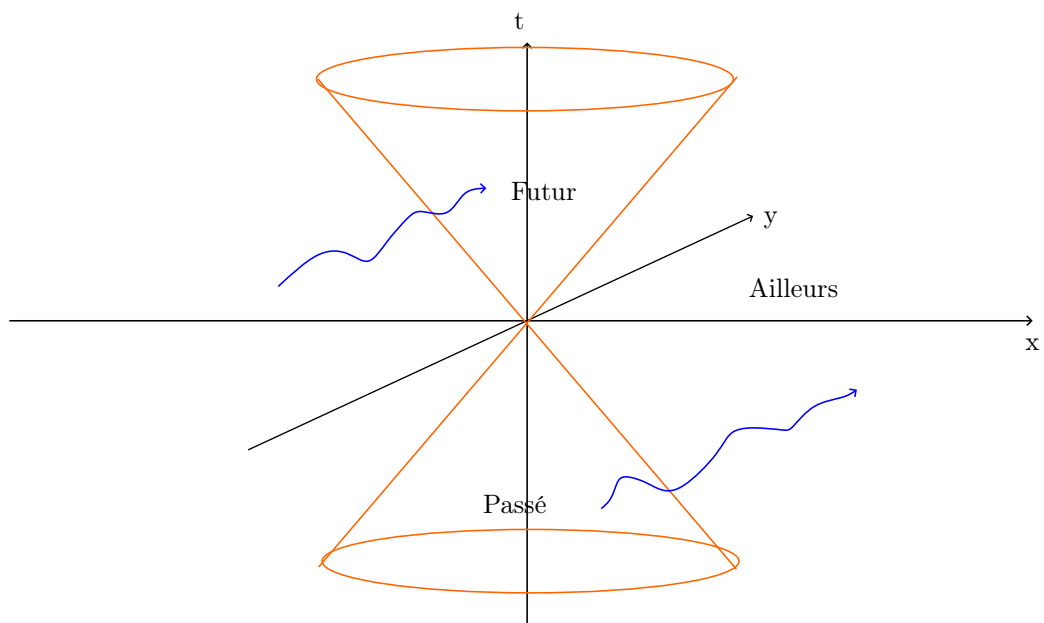


FIGURE 1 – Espace-temps

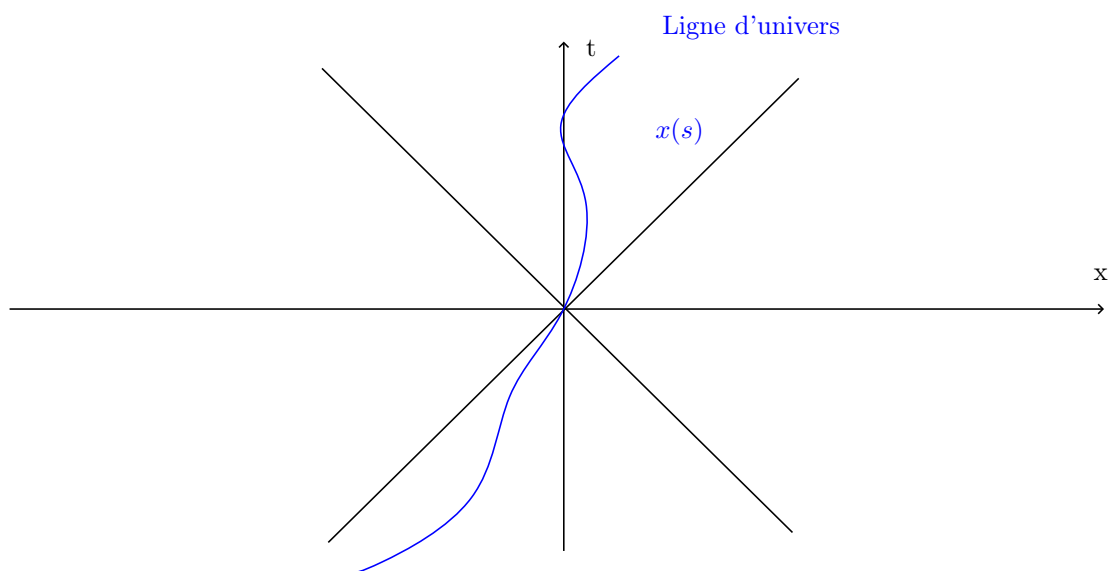


FIGURE 2 – Minkowski 2D

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

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

→ 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

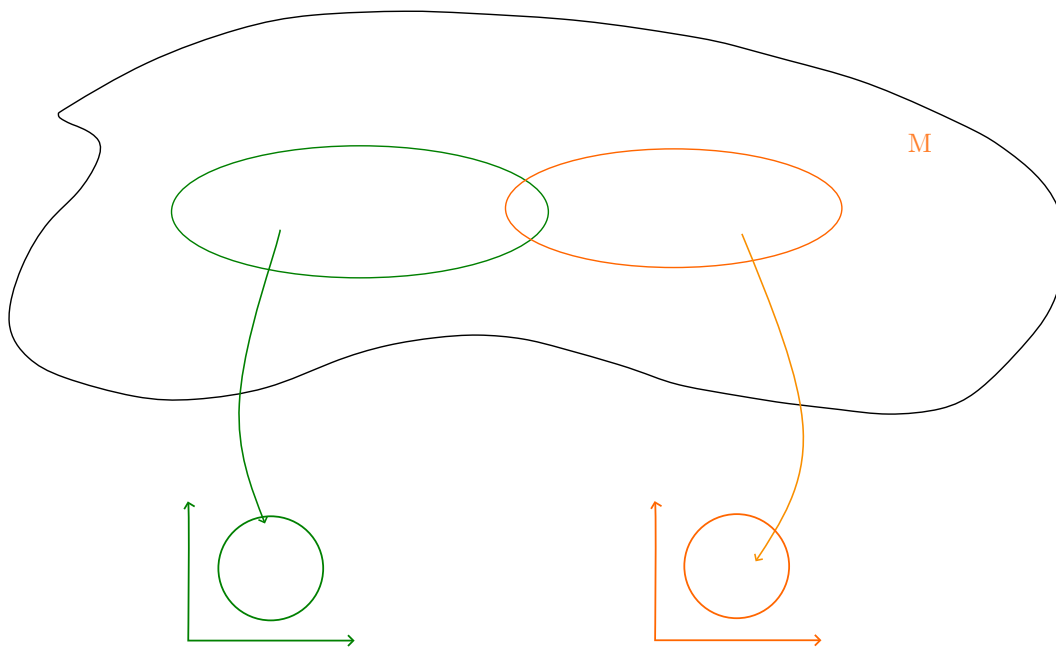


FIGURE 3 – Atlas

### 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).

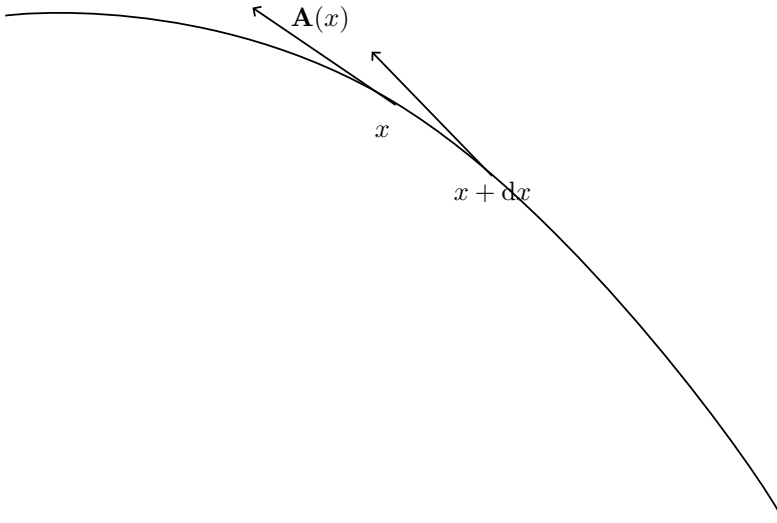


FIGURE 1 – transport parallèle

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

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

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

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

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

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

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

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  $\theta, \varphi$

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Géodésique

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

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

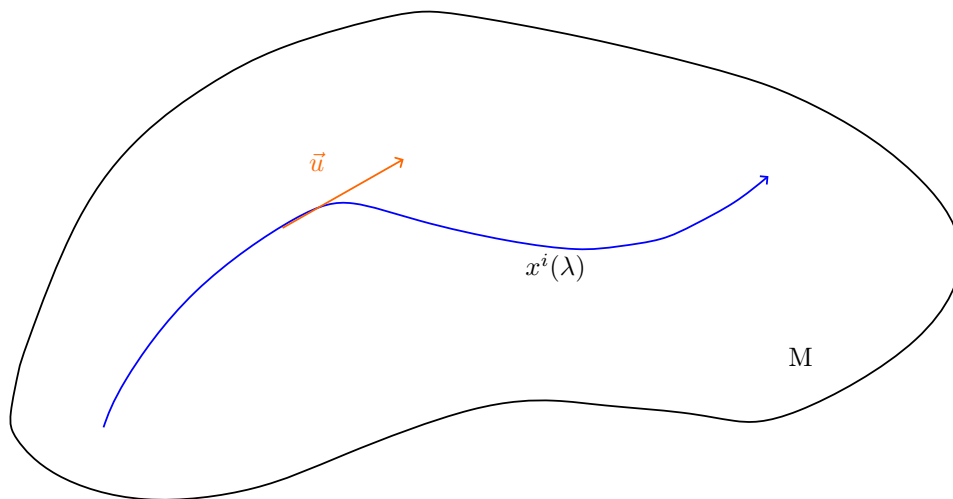


FIGURE 2 – géodésique

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

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  $\dot{\phantom{x}} \equiv \frac{d}{d\lambda}$

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

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

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 :

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

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

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

$\Gamma$  est la connection affine ou symbole de Christoffel

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

$\Gamma_{ij}^k$  **n'est pas un tenseur**  
 $\Gamma_{ij}^j$  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  $u_i = \text{cst}$

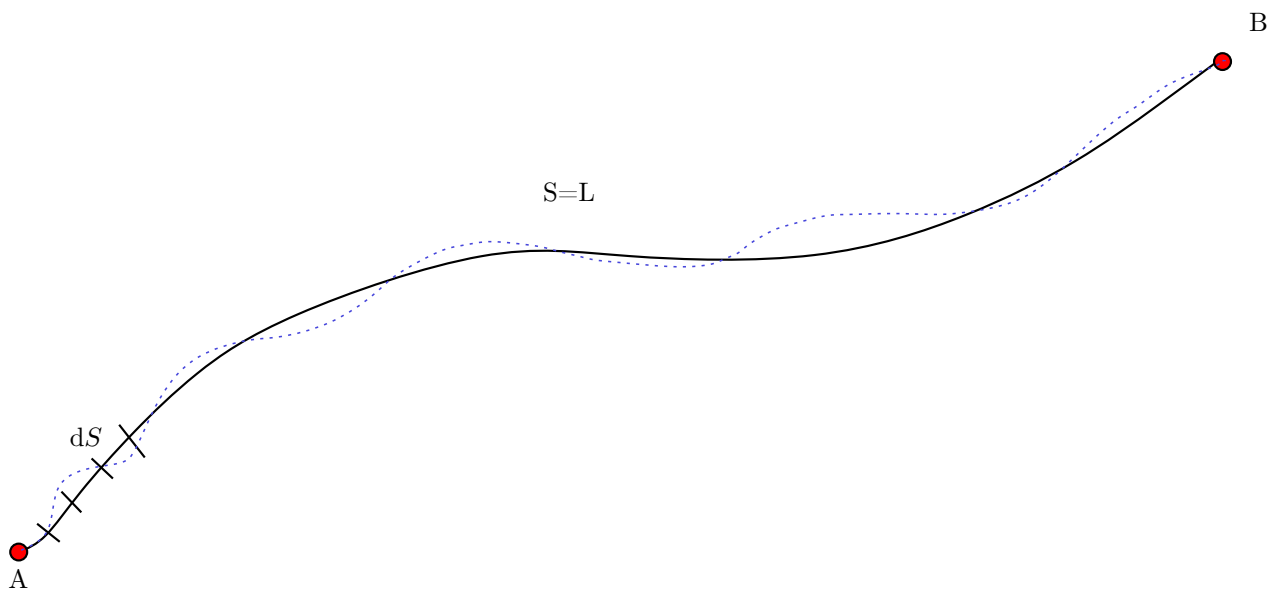


FIGURE 1 – Géodésique 2

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

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

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

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

...

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

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

## 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

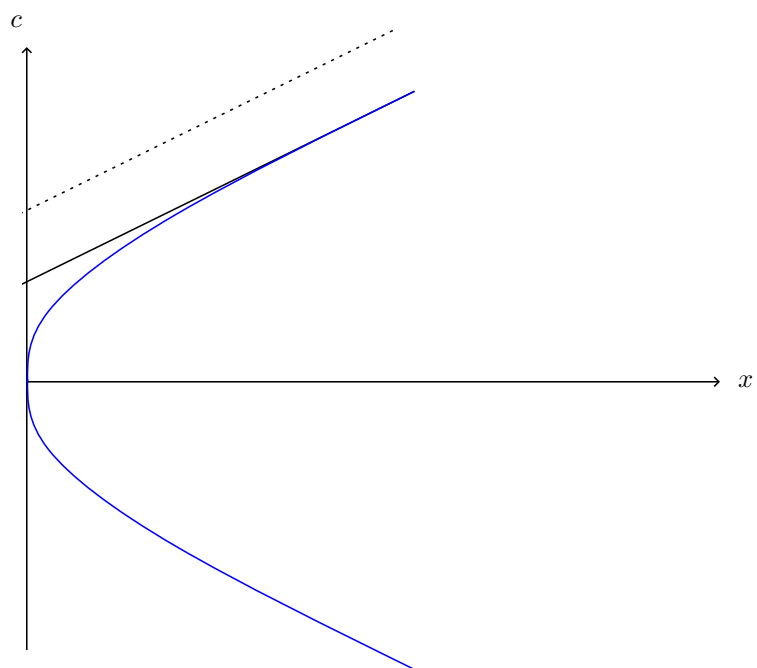


FIGURE 2 – Milles mots

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)

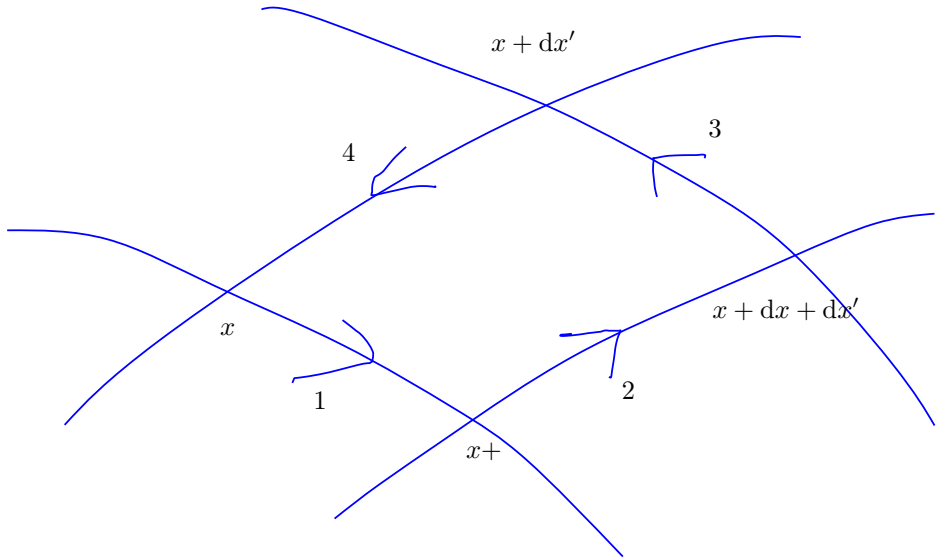


FIGURE 1 – holonomie

### (3) déviation géodésique

#### dérivé intrinsèque

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

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

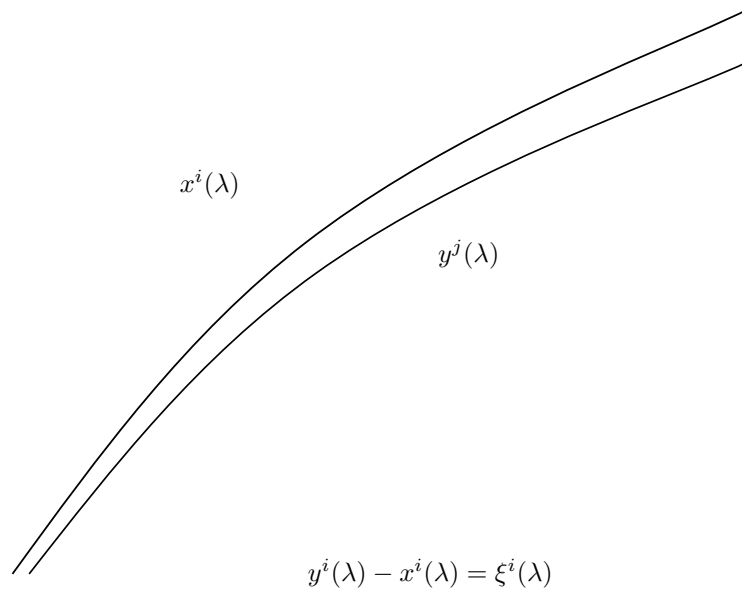


FIGURE 2 – déviation géodésique

#### 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

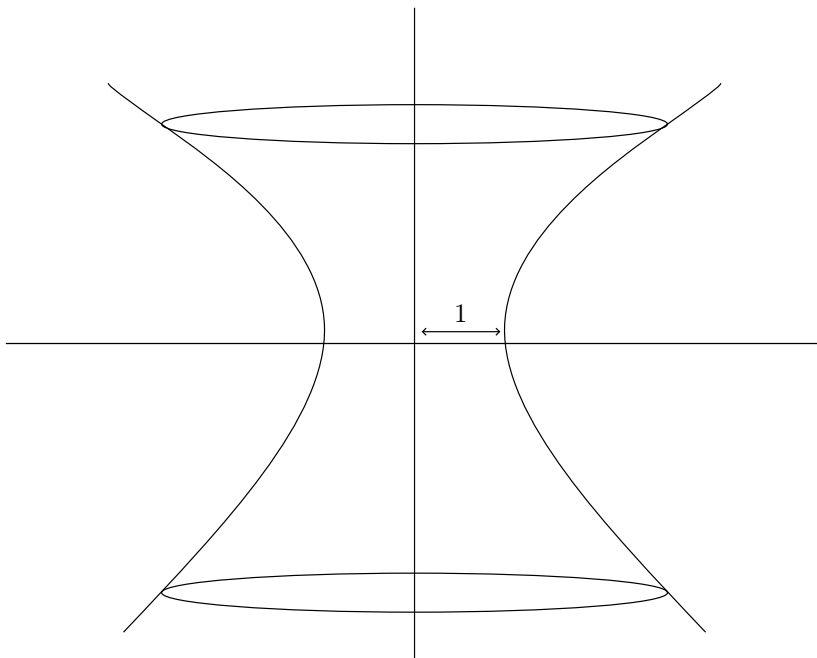


FIGURE 1 – Hyperboloïde de révolution

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

### Coordonnées hyperboliques

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

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

$$\mathrm{d}s^2=\left(\cosh^2\theta+\sinh^2\theta\right)\mathrm{d}\theta^2+\cosh^2\theta\mathrm{d}\varphi=\cosh2\theta\mathrm{d}\theta^2+\cosh^2\theta\mathrm{d}\varphi^2$$

$$\Gamma_{11}^1=-2\Gamma_{22}^1=\tanh2\theta$$

$$\Gamma_{21}^2=\Gamma_{12}^2=\tanh\theta$$

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

$$R=-\frac{2}{\cosh2\theta}$$

## Sphère

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

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

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

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

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

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

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

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

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

## 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

$$E = [G] \frac{M^2}{L}$$

$$E = \frac{L^2}{T^2} M \xrightarrow{c=1} M$$

$$c = 1 \rightarrow L = T$$

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

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

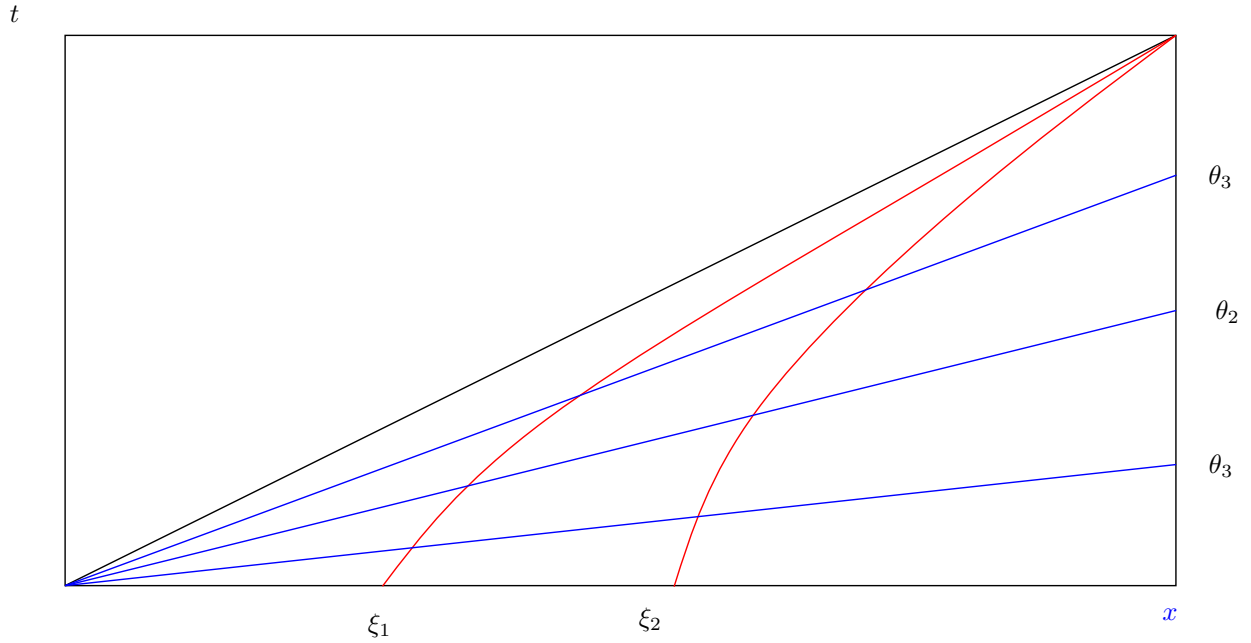


FIGURE 1 – Coordonnées de Rindler

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 une base locale respectant le produit scalaire de Minkowski, qui diffèrent de celle imposé par le système de coordonnées.

## Coordonnées localement cartésiennes

On définit

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

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

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

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

$$= \dots = 0$$

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

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

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

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

$$\boxed{r^2 \frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}\tau} = h}$$

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  $V_{\text{eff}}$  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

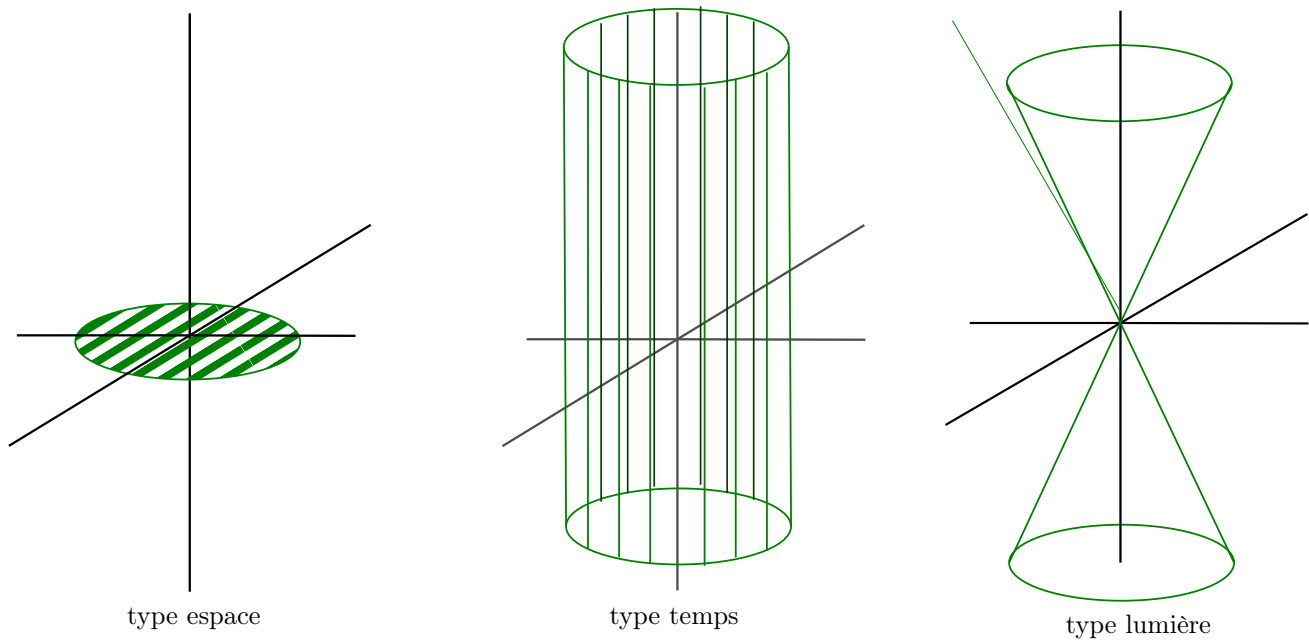


FIGURE 1 – Types d'hyper-surfaces

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  $\varphi$

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

### 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

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

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

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

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

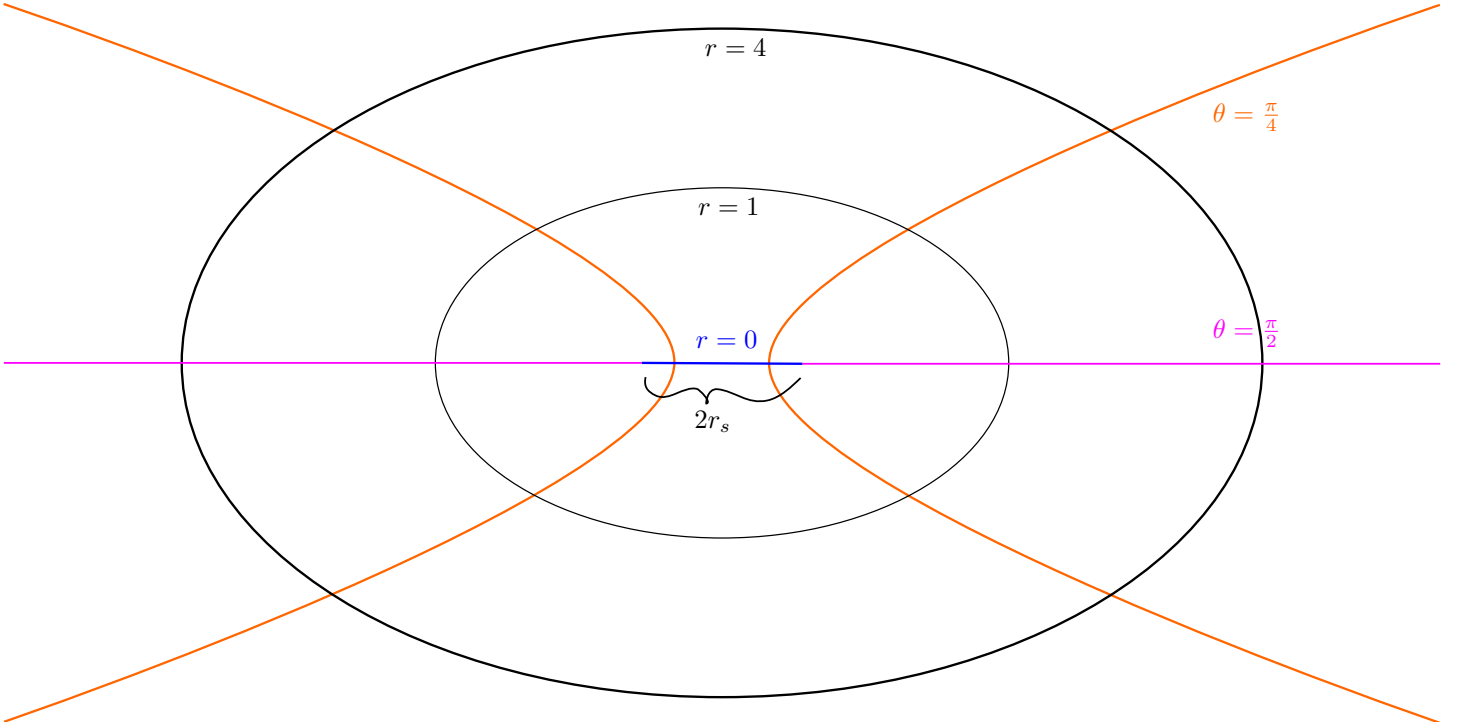


FIGURE 1 – Boyer–Lindquist

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

Pour être immobile, on doit avoir

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

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

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

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



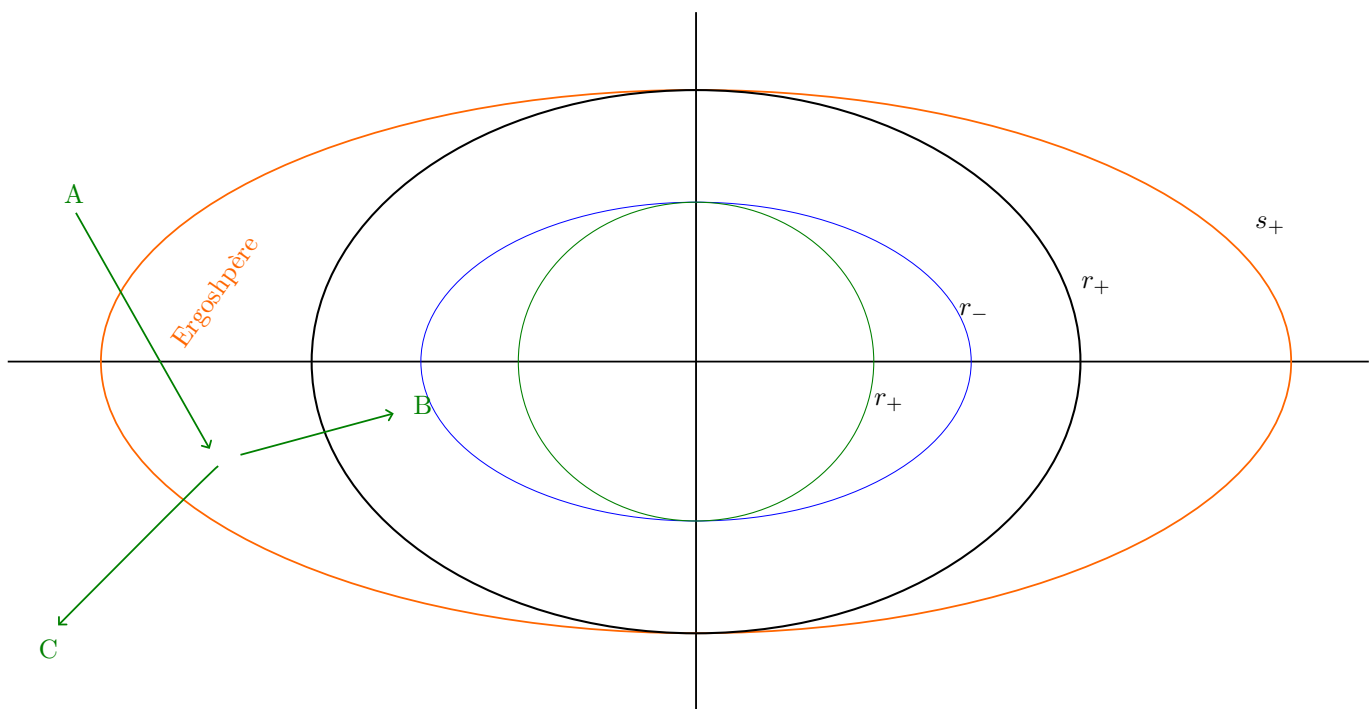


FIGURE 2 – surfaces. Le processus de d'extraction d'énergie est représenté en vert (Penrose)

2022-31-11

commentaire sur les courbes de genre temps fermées

Anneau à  $t, r, \theta$  fixe

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