

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  $u_i = \text{cst}$

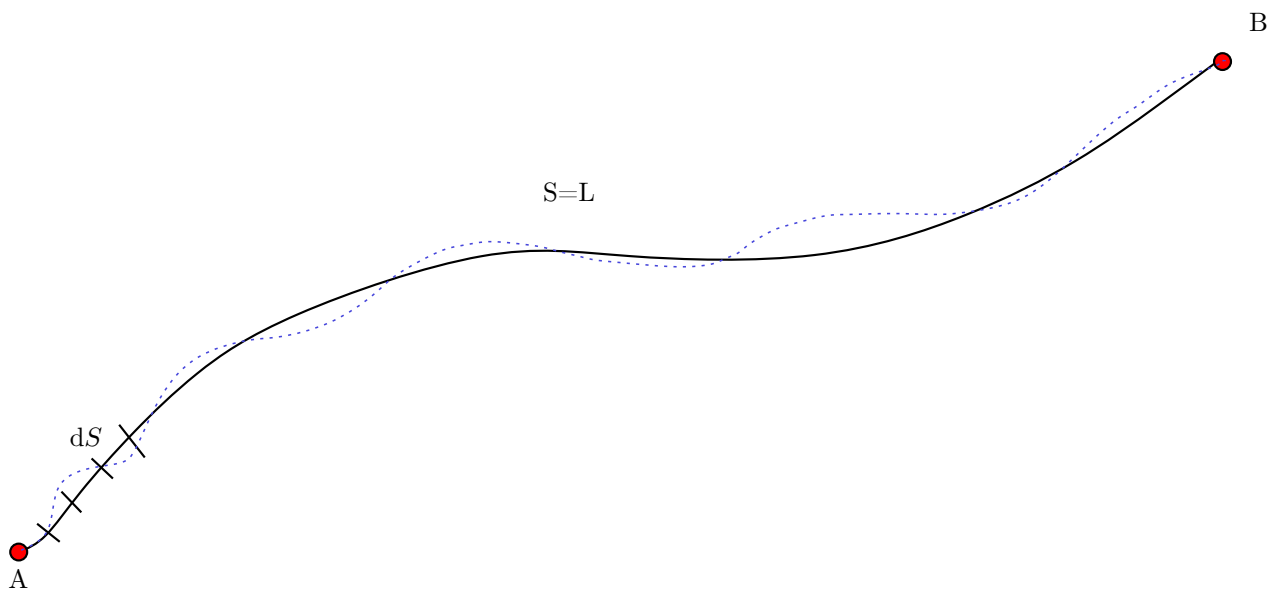


FIGURE 1 – Géodésique 2

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

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

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

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

...

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

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

## Vaisseau en accélération constante

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 :

$$\gamma = \cosh \eta$$

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

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

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

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

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

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

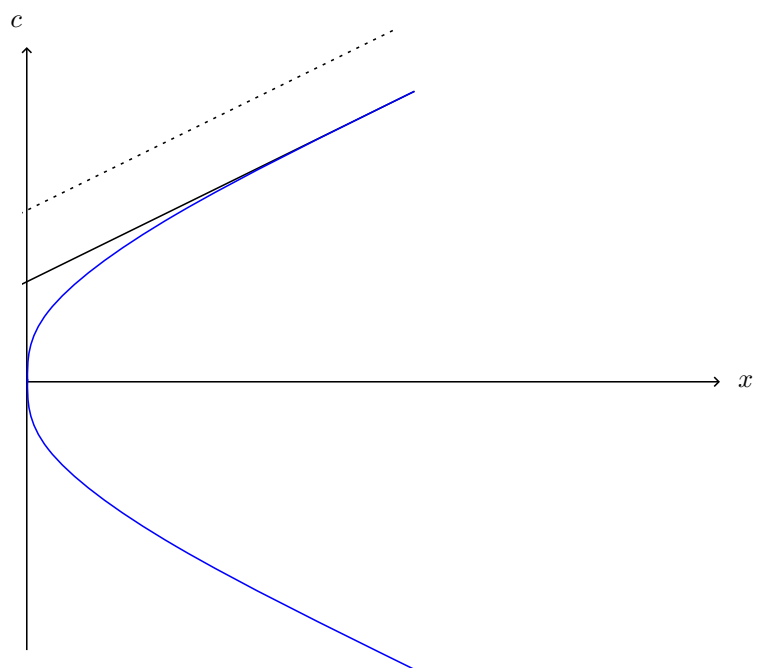


FIGURE 2 – Milles mots

C