

# 4300337 - Lista de exercícios 3

Louis Bergamo Radial  
8992822

13 de abril de 2024

## Exercício 1

## Exercício 2

Sobre um espaço vetorial  $V$  de dimensão  $n$ , tensores de segunda ordem têm um total de  $n^2$  componentes. Um tensor antissimétrico  $A_{\omega\rho}$  deve satisfazer  $A_{\omega\rho} = -A_{\rho\omega}$  para todo par de índices  $\omega, \rho$ . Assim, temos que as  $n$  componentes  $A_{\rho\rho}$  são nulas, e a condição das outras  $n^2 - n$  componentes,  $A_{\omega\rho} = -A_{\rho\omega}$  para  $\rho \neq \omega$ , reduz o número de componentes independentes para  $\frac{n^2-n}{2}$ . Semelhantemente, um tensor simétrico  $S^{\mu\nu}$  deve satisfazer  $S^{\mu\nu} = S^{\nu\mu}$  para todo par de índices  $\mu, \nu$ . Para  $\mu = \nu$ , esta condição é trivialmente satisfeita, de modo que o número de componentes independentes é  $\frac{n^2+n}{2}$ . Como exemplo, em um espaço vetorial de dimensão 4, tensores de segunda ordem antissimétricos têm seis componentes independentes e simétricos, dez.

Mostremos que a contração de um tensor simétrico com um tensor antissimétrico tem uma propriedade muito útil,  $S^{\omega\rho}A_{\omega\rho} = 0$ . Por antissimetria e simetria temos

$$S^{\omega\rho}A_{\omega\rho} = -S^{\omega\rho}A_{\rho\omega} = -S^{\rho\omega}A_{\rho\omega}.$$

Como os índices estão sendo somados, podemos renomeá-los. Em particular, podemos renomear na soma à direita  $\omega \rightarrow \rho$  e  $\rho \rightarrow \omega$ , obtendo

$$S^{\omega\rho}A_{\omega\rho} = -S^{\omega\rho}A_{\omega\rho},$$

isto é  $S^{\omega\rho}A_{\omega\rho} = 0$ .

## Exercício 3

### Coordenadas esféricas em $\mathbb{R}^3$

Consideremos coordenadas esféricas para o espaço tridimensional Euclidiano, dadas por

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \quad \cos \theta = \frac{z}{r}, \quad \text{e} \quad \tan \phi = \frac{y}{x}.$$

Alternativamente, temos

$$x = r \sin \theta \cos \phi, \quad y = r \sin \theta \sin \phi, \quad \text{e} \quad z = r \cos \theta,$$

de modo que os vetores da base no sistema de coordenadas esféricas são dados por

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_r &= \frac{\partial x}{\partial r} \mathbf{e}_x + \frac{\partial y}{\partial r} \mathbf{e}_y + \frac{\partial z}{\partial r} \mathbf{e}_z \\ &= \sin \theta \cos \phi \mathbf{e}_x + \sin \theta \sin \phi \mathbf{e}_y + \cos \theta \mathbf{e}_z, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_\theta &= \frac{\partial x}{\partial \theta} \mathbf{e}_x + \frac{\partial y}{\partial \theta} \mathbf{e}_y + \frac{\partial z}{\partial \theta} \mathbf{e}_z \\ &= r \cos \theta \cos \phi \mathbf{e}_x + r \cos \theta \sin \phi \mathbf{e}_y - r \sin \theta \mathbf{e}_z, \end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_\phi &= \frac{\partial x}{\partial \phi} \mathbf{e}_x + \frac{\partial y}{\partial \phi} \mathbf{e}_y + \frac{\partial z}{\partial \phi} \mathbf{e}_z \\ &= -r \sin \theta \sin \phi \mathbf{e}_x + r \sin \theta \cos \phi \mathbf{e}_y. \end{aligned}$$

Com os vetores da base desse sistema de coordenadas, podemos obter os coeficientes da métrica por

$$g'_{ij} = g(\mathbf{e}'_i, \mathbf{e}'_j),$$

utilizando os valores do tensor métrico na base de coordenadas cartesianas, dados por

$$g(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_x) = g(\mathbf{e}_y, \mathbf{e}_y) = g(\mathbf{e}_z, \mathbf{e}_z) = 1$$

e os demais são iguais a zero. Assim, os coeficientes da métrica Euclidiana nas coordenadas esféricas são dados por

$$g'_{rr} = 1, \quad g'_{\theta\theta} = r^2, \quad \text{e} \quad g'_{\phi\phi} = r^2 \sin^2 \theta,$$

e as outras componentes nulas.

## Coordenadas em rotação no espaço-tempo de Minkowski

Consideremos agora a métrica da relatividade restrita  $\eta_{\mu\nu}$  e as coordenadas em rotação

$$\begin{cases} t' = t \\ x' = \sqrt{x^2 + y^2} \cos(\phi - \omega t) \\ y' = \sqrt{x^2 + y^2} \sin(\phi - \omega t) \\ z' = z \end{cases}$$

onde  $\tan \phi = \frac{y}{x}$ . Notemos que

$$x' = x \cos \omega t + y \sin \omega t \quad \text{e} \quad y' = -x \sin \omega t + y \cos \omega t$$

então ao tomar combinações lineares das equações acima e utilizando  $t' = t$ , temos

$$\begin{cases} t = t' \\ x = x' \cos \omega t' - y' \sin \omega t' \\ y = x' \sin \omega t' + y' \cos \omega t' \\ z = z' \end{cases}.$$

Assim, os vetores da base são dados por  $\mathbf{e}_{\mu'} = \frac{\partial x^\nu}{\partial x^{\mu'}} \mathbf{e}_\nu$ , isto é,

$$\begin{cases} \mathbf{e}_{0'} = \mathbf{e}_0 - \omega(x' \sin \omega t' + y' \cos \omega t') \mathbf{e}_1 + \omega(x' \cos \omega t' - y' \sin \omega t') \mathbf{e}_2 \\ \mathbf{e}_{1'} = \cos \omega t' \mathbf{e}_1 + \sin \omega t' \mathbf{e}_2 \\ \mathbf{e}_{2'} = -\sin \omega t' \mathbf{e}_1 + \cos \omega t' \mathbf{e}_2 \\ \mathbf{e}_{3'} = \mathbf{e}_3 \end{cases}.$$

Utilizando a bilinearidade do tensor métrico e que  $g(\mathbf{e}_\mu, \mathbf{e}_\nu) = \eta_{\mu\nu}$ , temos que

$$g_{\mu'\nu'} = \begin{pmatrix} -1 + \omega^2(x'^2 + y'^2) & -\omega y' & \omega x' & 0 \\ -\omega y' & 1 & 0 & 0 \\ \omega x' & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}_{\mu'\nu'}$$

são os componentes da métrica nas coordenadas em rotação. Desse modo, obtemos as componentes da métrica inversa  $g^{\mu'\nu'}$  por escalonamento, resultando em

$$g^{\mu'\nu'} = \begin{pmatrix} -1 & -\omega y' & \omega x' & 0 \\ -\omega y' & 1 - \omega^2 y'^2 & \omega^2 x' y' & 0 \\ \omega x' & \omega^2 x' y' & 1 - \omega^2 x'^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}^{\mu'\nu'}.$$

## Exercício 4

Para uma conexão de Levi-Civita, isto é, simétrica e compatível com o tensor métrico, os seus coeficientes  $\Gamma^\rho_{\alpha\beta}$  são dados por

$$\Gamma^\rho_{\alpha\beta} = -\frac{1}{2}g^{\rho\sigma}(\partial_\sigma g_{\alpha\beta} - \partial_\alpha g_{\beta\sigma} - \partial_\beta g_{\sigma\alpha})$$

para todas as triplas de índices  $\rho, \alpha, \beta$ .

Para uma métrica diagonal, isto é,  $g_{\mu\nu} = 0 \iff \mu \neq \nu$ , temos  $g^{\mu\nu} = 0 \iff \mu \neq \nu$ , de modo que os coeficientes da conexão são dados por

$$\Gamma^\rho_{\alpha\beta} = -\frac{1}{2g_{\rho\rho}}(\partial_\rho g_{\alpha\beta} - \partial_\alpha g_{\beta\rho} - \partial_\beta g_{\rho\alpha})$$

neste caso, e nesta expressão índices repetidos não são somados. Podemos simplificar adiante separando em casos: sejam  $\mu, \nu, \lambda$  índices todos distintos, então

$$\begin{aligned}\Gamma^\lambda_{\lambda\lambda} &= -\frac{1}{2g_{\lambda\lambda}}(\partial_\lambda g_{\lambda\lambda} - \partial_\lambda g_{\lambda\lambda} - \partial_\lambda g_{\lambda\lambda}) & \Gamma^\lambda_{\mu\lambda} &= -\frac{1}{2g_{\lambda\lambda}}(\partial_\lambda g_{\mu\lambda} - \partial_\mu g_{\lambda\lambda} - \partial_\lambda g_{\lambda\mu}) \\ &= \frac{\partial_\lambda g_{\lambda\lambda}}{2g_{\lambda\lambda}} = \partial_\lambda \ln \sqrt{|g_{\lambda\lambda}|} & &= \frac{\partial_\mu g_{\lambda\lambda}}{2g_{\lambda\lambda}} = \partial_\mu \ln \sqrt{|g_{\lambda\lambda}|} \\ \Gamma^\lambda_{\mu\mu} &= -\frac{1}{2g_{\lambda\lambda}}(\partial_\lambda g_{\mu\mu} - \partial_\mu g_{\mu\lambda} - \partial_\mu g_{\lambda\mu}) & \Gamma^\lambda_{\mu\nu} &= -\frac{1}{2g_{\lambda\lambda}}(\partial_\lambda g_{\mu\nu} - \partial_\mu g_{\nu\lambda} - \partial_\nu g_{\lambda\mu}) \\ &= -\frac{\partial_\lambda g_{\mu\mu}}{2g_{\lambda\lambda}} & &= 0\end{aligned}$$

são todos os coeficientes da conexão para o caso de uma métrica diagonal.

## Exercício 5

Utilizando os resultados do exercício anterior, os coeficientes da conexão de Levi-Civita para as coordenadas esféricas no espaço Euclidiano são dados por

$$\begin{aligned}\Gamma^r_{\theta\theta} &= -r & \Gamma^r_{\phi\phi} &= -r \sin^2 \theta \\ \Gamma^\theta_{\theta r} &= \frac{1}{r} & \Gamma^\theta_{\phi\phi} &= -\sin \theta \cos \theta \\ \Gamma^\phi_{\phi r} &= \frac{1}{r} & \Gamma^\phi_{\phi\theta} &= \cot \theta,\end{aligned}$$

e os outros termos são ou nulos ou obtidos pela simetria da conexão.

Seja uma curva

$$\begin{aligned}\gamma : I \subset \mathbb{R} &\rightarrow \mathbb{R}^3 \\ \lambda &\mapsto (x^r(\lambda), x^\theta(\lambda), x^\phi(\lambda))\end{aligned}$$

cujo vetor tangente é dado por  $X = X^i e_i$ , com  $X^i = \frac{dx^i}{d\lambda}$  ao longo de  $\gamma$ , e seja um campo de vetores  $Y = Y^i e_i$ , com  $i = r, \theta, \phi$ . Temos então

$$\begin{aligned}\nabla_X Y &= X^i \nabla_{e_i} (Y^j e_j) \\ &= X^i (\partial_i Y^j) e_j + X^i Y^j \nabla_{e_i} e_j \\ &= X^i (\partial_i Y^j + \Gamma^k_{ij} Y^j) e_k.\end{aligned}$$

No caso em que  $Y = X$ , temos

$$\begin{aligned}\nabla_X X &= X^i (\partial_i X^k + \Gamma^k_{ij} X^j) e_k \\ &= \left( \frac{dx^i}{d\lambda} \frac{\partial}{\partial x^i} \frac{dx^k}{d\lambda} + \Gamma^k_{ij} \frac{dx^i}{d\lambda} \frac{dx^j}{d\lambda} \right) e_k \\ &= \left( \frac{d^2 x^k}{d\lambda^2} + \Gamma^k_{ij} \frac{dx^i}{d\lambda} \frac{dx^j}{d\lambda} \right) e_k.\end{aligned}$$

Assim, para que  $\gamma$  seja uma geodésica, devemos ter  $\nabla_X X = 0$ , isto é,

$$\frac{d^2 x^k}{d\lambda^2} + \Gamma^k_{ij} \frac{dx^i}{d\lambda} \frac{dx^j}{d\lambda} = 0$$

para todo  $k$ . Assim, de forma explícita, as equações da geodésica são dadas por

$$\begin{cases} \ddot{r} - r\dot{\theta}^2 - r\dot{\phi}^2 \sin^2 \theta = 0 \\ \ddot{\theta} + \frac{2}{r}\dot{r}\dot{\theta} - \dot{\phi}^2 \sin \theta \cos \theta = 0 \\ \ddot{\phi} + \frac{2}{r}\dot{r}\dot{\phi} + 2\dot{\phi}\dot{\theta} \cot \theta = 0 \end{cases} \implies \begin{cases} \ddot{r} - r\dot{\theta}^2 - r\dot{\phi}^2 \sin^2 \theta = 0 \\ r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta} - r\dot{\phi}^2 \sin \theta \cos \theta = 0 \\ r\ddot{\phi} \sin \theta + 2\dot{r}\dot{\phi} + 2\dot{\phi}\dot{\theta} \cos \theta = 0 \end{cases},$$

onde  $r = x^r$ ,  $\theta = x^\theta$  e  $\phi = x^\phi$  e os pontos sobre as variáveis denotam que estas funções componente foram derivadas em relação ao parâmetro afim  $\lambda$ .

Em analogia ao movimento de uma partícula em mecânica clássica, sabemos que as equações acima especificam uma partícula se movendo ao longo de uma curva  $\gamma$  com aceleração nula, isto é, cada equação é uma componente da aceleração desta partícula. Desse modo, como o parâmetro  $\lambda$  é afim, uma vez que buscamos uma geodésica, sabemos que o vetor tangente à curva é constante. Integrando mais uma vez, obtemos que a solução deste sistema de equações é uma reta.

## Exercício 6

Um espaço topológico é uma dupla  $(M, \mathcal{O}_M)$  composta por um conjunto  $M$  e uma topologia  $\mathcal{O}_M$ . Um subconjunto  $U$  de  $M$  é dito ser aberto em relação a este espaço topológico se  $U \in \mathcal{O}_M$ . Uma aplicação  $f : M \rightarrow N$  entre espaços topológicos  $(M, \mathcal{O}_M)$  e  $(N, \mathcal{O}_N)$  é dita contínua se sua pré-imagem de um aberto é aberta, e é dita um homeomorfismo se for bijetiva e tanto  $f$  quanto  $f^{-1}$  forem contínuas. Se existe um homeomorfismo entre dois espaços topológicos, estes são ditos homeomorfos.

Se existe um número inteiro  $n$  tal que todo aberto  $U \in \mathcal{O}_M$  é homeomorfo a  $\mathbb{R}^n$ , em relação à topologia usual do espaço Euclidiano, dizemos que  $(M, \mathcal{O}_M)$  é um espaço topológico localmente Euclidiano de dimensão  $n$ . Ainda, para cada aberto  $U \in \mathcal{O}_M$  existe um homeomorfismo  $x : U \rightarrow x(U) \subset \mathbb{R}^n$ , e chamamos o par  $(U, x)$  de carta local. Um atlas  $\mathcal{A}_M$  é uma coleção de cartas locais tal que a união dos abertos cobre o conjunto  $M$ .

Consideremos agora duas cartas  $(U, x), (V, y) \in \mathcal{A}_M$  tal que  $U \cap V \neq \emptyset$ .

$$\begin{array}{ccc} & U \cap V & \\ x \swarrow & & \searrow y \\ x(U \cap V) & \xrightarrow{y \circ x^{-1}} & y(U \cap V) \end{array}$$

Como uma composição de homeomorfismos, segue que a aplicação de transição  $y \circ x^{-1} : \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^n$  é um homeomorfismo, isto é, contínua. Como uma função em  $\mathbb{R}^n$ , podemos utilizar análise usual para decidir se esta função é diferenciável. Duas cartas locais  $(U, x), (V, y)$  são ditas  $C^k$ -compatíveis se ou  $U \cap V \neq \emptyset$  e a aplicação de transição  $y \circ x^{-1}$  é de classe  $C^k$  ou se  $U \cap V = \emptyset$ . Ainda, um atlas é dito  $C^k$ -compatível se todo par de cartas locais são  $C^k$ -compatíveis.

Uma variedade diferenciável  $(M, \mathcal{O}_M, \mathcal{A}_M)$  é um espaço topológico  $(M, \mathcal{O}_M)$  localmente Euclidiano munido de um atlas maximal suave  $\mathcal{A}_M$ , isto é, um atlas  $C^\infty$ -compatível com a propriedade de que se uma carta  $(U, x)$  é compatível com uma carta  $(V, y) \in \mathcal{A}_M$ , então  $(U, x) \in \mathcal{A}_M$ . A estrutura diferencial dada pelo atlas permite definir em todo ponto  $p \in M$  um espaço vetorial  $T_p M$ , chamado de espaço tangente no ponto  $p$ , cujos elementos são derivações na álgebra  $C^\infty(M)$  de funções suaves  $f : M \rightarrow \mathbb{R}$ . Geometricamente, cada elemento  $X \in T_p M$  é um operador de derivada direcional ao longo de alguma curva suave  $\gamma : (-\varepsilon, \varepsilon) \rightarrow M$  que passa por  $p = \gamma(0)$ . O espaço dual  $T_p^* M$  é chamado de espaço cotangente no ponto  $p$ , cujos elementos são relacionados com as curvas de nível de funções suaves  $C^\infty(M)$ .

Utilizando o atlas da variedade, podemos definir um atlas para a união disjunta dos espaços tangentes, construindo assim o fibrado tangente  $TM$ , que é também uma variedade diferenciável. Uma aplicação suave  $p \mapsto X_p$  que associa um ponto  $p$  da variedade a um vetor  $X_p \in T_p M \subset TM$  do fibrado tangente é chamada de campo de vetores. Analogamente, definimos o fibrado cotangente  $T^*M$ , em que uma aplicação suave

$p \mapsto \omega_p$  que associa um ponto  $p \in M$  a um elemento  $\omega_p \in T_p^*M \subset T^*M$  é chamada de 1-forma diferencial, ou campo de covetores. Uma função multilinear de campos de vetores e de 1-formas diferenciais é chamada de tensor na variedade.

Resumindo de forma mais informal, uma variedade diferenciável é um conjunto  $M$  que localmente se parece com algum espaço Euclidiano  $\mathbb{R}^n$ , e no qual podemos definir ponto a ponto um espaço vetorial, que é intimamente relacionado à estrutura diferencial fornecida à  $M$  por um atlas de cartas de coordenadas locais. Um tensor no contexto de uma variedade diferenciável é uma função multilinear de vetores e 1-formas definida em todo ponto da variedade.

## Exercício 7

Consideremos duas cartas locais de coordenadas locais  $(U, x)$  e  $(U, x')$ , com

$$\partial_\alpha = \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\alpha} \partial'_\mu \quad \text{e} \quad g_{\alpha\beta} = \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\alpha} \frac{\partial x'^\nu}{\partial x^\beta} g'_{\mu\nu}.$$

Pela definição dos coeficientes da conexão de Levi-Civita em uma carta  $\tilde{x}$ ,

$$\tilde{\Gamma}^\lambda_{\rho\sigma} = \frac{1}{2} \tilde{g}^{\lambda\omega} \left( \tilde{\partial}_\rho \tilde{g}_{\omega\sigma} + \tilde{\partial}_\sigma \tilde{g}_{\omega\rho} - \tilde{\partial}_\omega \tilde{g}_{\rho\sigma} \right),$$

podemos obter a transformação destes coeficientes. Temos

$$\begin{aligned} \partial_\gamma g_{\alpha\beta} &= \partial_\gamma \left( \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\alpha} \frac{\partial x'^\nu}{\partial x^\beta} g'_{\mu\nu} \right) \\ &= \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\alpha} \frac{\partial x'^\nu}{\partial x^\beta} \partial_\gamma g'_{\mu\nu} + g'_{\mu\nu} \partial_\gamma \left( \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\alpha} \frac{\partial x'^\nu}{\partial x^\beta} \right) \\ &= \frac{\partial x'^\lambda}{\partial x^\gamma} \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\alpha} \frac{\partial x'^\nu}{\partial x^\beta} \partial'_\lambda g'_{\mu\nu} + g'_{\mu\nu} \left( \frac{\partial^2 x'^\mu}{\partial x^\gamma \partial x^\alpha} \frac{\partial x'^\nu}{\partial x^\beta} + \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\alpha} \frac{\partial^2 x'^\nu}{\partial x^\gamma \partial x^\beta} \right) \end{aligned}$$

portanto, por permutações cíclicas de  $\alpha, \beta, \gamma$  e renomeando alguns índices que estão sendo somados, temos

$$\begin{aligned} \partial_\alpha g_{\beta\gamma} &= \frac{\partial x'^\lambda}{\partial x^\alpha} \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\beta} \frac{\partial x'^\nu}{\partial x^\gamma} \partial'_\lambda g'_{\mu\nu} + g'_{\mu\nu} \left( \frac{\partial^2 x'^\mu}{\partial x^\alpha \partial x^\beta} \frac{\partial x'^\nu}{\partial x^\gamma} + \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\beta} \frac{\partial^2 x'^\nu}{\partial x^\alpha \partial x^\gamma} \right) \\ &= \frac{\partial x'^\lambda}{\partial x^\gamma} \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\alpha} \frac{\partial x'^\nu}{\partial x^\beta} \partial'_\mu g'_{\nu\lambda} + g'_{\nu\mu} \left( \frac{\partial^2 x'^\nu}{\partial x^\alpha \partial x^\beta} \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\gamma} + \frac{\partial x'^\nu}{\partial x^\beta} \frac{\partial^2 x'^\mu}{\partial x^\alpha \partial x^\gamma} \right) \\ &= \frac{\partial x'^\lambda}{\partial x^\gamma} \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\alpha} \frac{\partial x'^\nu}{\partial x^\beta} \partial'_\mu g'_{\nu\lambda} + g'_{\mu\nu} \left( \frac{\partial^2 x'^\nu}{\partial x^\alpha \partial x^\beta} \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\gamma} + \frac{\partial x'^\nu}{\partial x^\beta} \frac{\partial^2 x'^\mu}{\partial x^\alpha \partial x^\gamma} \right) \end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned} \partial_\beta g_{\gamma\alpha} &= \frac{\partial x'^\lambda}{\partial x^\beta} \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\gamma} \frac{\partial x'^\nu}{\partial x^\alpha} \partial'_\lambda g'_{\mu\nu} + g'_{\mu\nu} \left( \frac{\partial^2 x'^\mu}{\partial x^\beta \partial x^\gamma} \frac{\partial x'^\nu}{\partial x^\alpha} + \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\gamma} \frac{\partial^2 x'^\nu}{\partial x^\beta \partial x^\alpha} \right) \\ &= \frac{\partial x'^\lambda}{\partial x^\gamma} \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\alpha} \frac{\partial x'^\nu}{\partial x^\beta} \partial'_\nu g'_{\lambda\mu} + g'_{\nu\mu} \frac{\partial^2 x'^\nu}{\partial x^\beta \partial x^\gamma} \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\alpha} + g'_{\mu\nu} \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\gamma} \frac{\partial^2 x'^\nu}{\partial x^\beta \partial x^\alpha} \\ &= \frac{\partial x'^\lambda}{\partial x^\gamma} \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\alpha} \frac{\partial x'^\nu}{\partial x^\beta} \partial'_\nu g'_{\lambda\mu} + g'_{\mu\nu} \left( \frac{\partial^2 x'^\nu}{\partial x^\beta \partial x^\gamma} \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\alpha} + \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\gamma} \frac{\partial^2 x'^\nu}{\partial x^\beta \partial x^\alpha} \right), \end{aligned}$$

onde utilizamos que as componentes da métrica são simétricos. Utilizando o guia dos termos sublinhados, obtemos a transformação dos coeficientes da conexão sob mudança de cartas,

$$\begin{aligned}
\Gamma_{\alpha\beta}^{\rho} &= \frac{1}{2} g^{\rho\gamma} (\partial_{\alpha} g_{\beta\gamma} + \partial_{\beta} g_{\gamma\alpha} - \partial_{\gamma} g_{\alpha\beta}) \\
&= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \frac{\partial x^{\gamma}}{\partial x'^{\xi}} g'^{\sigma\xi} \right) \left[ \frac{\partial x'^{\lambda}}{\partial x^{\gamma}} \frac{\partial x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial x'^{\nu}}{\partial x^{\beta}} \left( \partial'_{\mu} g'_{\nu\lambda} + \partial'_{\nu} g'_{\lambda\mu} - \partial'_{\lambda} g'_{\mu\nu} \right) + 2 g'_{\mu\nu} \left( \frac{\partial^2 x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha} \partial x^{\beta}} \frac{\partial x'^{\nu}}{\partial x^{\gamma}} \right) \right] \\
&= \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial x^{\gamma}}{\partial x'^{\xi}} \frac{\partial x'^{\lambda}}{\partial x^{\gamma}} \frac{\partial x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial x'^{\nu}}{\partial x^{\beta}} g'^{\sigma\xi} \left( \partial'_{\mu} g'_{\nu\lambda} + \partial'_{\nu} g'_{\lambda\mu} - \partial'_{\lambda} g'_{\mu\nu} \right) + \frac{\partial x^{\gamma}}{\partial x'^{\xi}} \frac{\partial x'^{\nu}}{\partial x^{\gamma}} g'^{\sigma\xi} g'_{\mu\nu} \left( \frac{\partial^2 x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha} \partial x^{\beta}} \right) \right] \\
&= \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial x'^{\nu}}{\partial x^{\beta}} \delta^{\lambda}_{\xi} g'^{\sigma\xi} \left( \partial'_{\mu} g'_{\nu\lambda} + \partial'_{\nu} g'_{\lambda\mu} - \partial'_{\lambda} g'_{\mu\nu} \right) + \delta^{\nu}_{\xi} g'^{\sigma\xi} g'_{\mu\nu} \left( \frac{\partial^2 x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha} \partial x^{\beta}} \right) \right] \\
&= \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \frac{\partial x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial x'^{\nu}}{\partial x^{\beta}} \left[ \frac{1}{2} g'^{\sigma\lambda} \left( \partial'_{\mu} g'_{\nu\lambda} + \partial'_{\nu} g'_{\lambda\mu} - \partial'_{\lambda} g'_{\mu\nu} \right) \right] + \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} g'^{\sigma\nu} g'_{\mu\nu} \left( \frac{\partial^2 x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha} \partial x^{\beta}} \right) \\
&= \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \frac{\partial x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial x'^{\nu}}{\partial x^{\beta}} \Gamma'^{\sigma}_{\mu\nu} + \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \frac{\partial^2 x'^{\sigma}}{\partial x^{\alpha} \partial x^{\beta}},
\end{aligned}$$

então pela presença do termo afim  $\frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \frac{\partial^2 x'^{\sigma}}{\partial x^{\alpha} \partial x^{\beta}}$  não necessariamente nulo, estes coeficientes não se transformam como tensores.

Para um vetor  $V^{\rho}$ , consideremos o objeto  $\partial_{\alpha} V^{\rho}$  na carta local de coordenadas  $x$ . Em outra carta de coordenadas  $x'$ , temos

$$V^{\rho} = \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\nu}} V'^{\nu},$$

de modo que

$$\begin{aligned}
\partial_{\alpha} V^{\rho} &= \frac{\partial x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha}} \partial'_{\mu} \left( \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} V'^{\sigma} \right) \\
&= \frac{\partial x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \partial'_{\mu} V'^{\sigma} + \frac{\partial x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial^2 x^{\rho}}{\partial x'^{\mu} \partial x'^{\sigma}} V'^{\sigma},
\end{aligned}$$

e por conta do termo afim  $\frac{\partial x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial^2 x^{\rho}}{\partial x'^{\mu} \partial x'^{\sigma}} V'^{\sigma}$  não necessariamente nulo, este objeto não se transforma como um tensor.

Mostremos que  $\nabla_{\alpha} V^{\rho} = \partial_{\alpha} V^{\rho} + \Gamma^{\rho}_{\alpha\beta} V^{\beta}$  se transforma como um tensor. Notemos que

$$\begin{aligned}
\Gamma^{\rho}_{\alpha\beta} V^{\beta} &= \left( \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \frac{\partial x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial x'^{\nu}}{\partial x^{\beta}} \Gamma'^{\sigma}_{\mu\nu} + \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \frac{\partial^2 x'^{\sigma}}{\partial x^{\alpha} \partial x^{\beta}} \right) V^{\beta} \\
&= \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \frac{\partial x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha}} \Gamma'^{\sigma}_{\mu\nu} V'^{\nu} + \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \frac{\partial^2 x'^{\sigma}}{\partial x^{\alpha} \partial x^{\beta}} V^{\beta}
\end{aligned}$$

Assim, temos que

$$\begin{aligned}
\nabla_{\alpha} V^{\rho} &= \frac{\partial x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \left( \partial'_{\mu} V'^{\sigma} + \Gamma'^{\sigma}_{\mu\nu} V'^{\nu} \right) + \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \frac{\partial^2 x'^{\sigma}}{\partial x^{\alpha} \partial x^{\beta}} V^{\beta} + \frac{\partial x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial^2 x^{\rho}}{\partial x'^{\mu} \partial x'^{\sigma}} V'^{\sigma} \\
&= \frac{\partial x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \nabla'_{\mu} V'^{\sigma} + \left( \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \frac{\partial^2 x'^{\sigma}}{\partial x^{\alpha} \partial x^{\beta}} + \frac{\partial x'^{\sigma}}{\partial x^{\beta}} \frac{\partial x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial^2 x^{\rho}}{\partial x'^{\mu} \partial x'^{\sigma}} \right) V^{\beta} \\
&= \frac{\partial x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \nabla'_{\mu} V'^{\sigma} + \left( \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \frac{\partial}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial x'^{\sigma}}{\partial x^{\beta}} + \frac{\partial x'^{\sigma}}{\partial x^{\beta}} \frac{\partial}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \right) V^{\beta} \\
&= \frac{\partial x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \nabla'_{\mu} V'^{\sigma} + \frac{\partial}{\partial x^{\alpha}} \left( \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \frac{\partial x'^{\sigma}}{\partial x^{\beta}} \right) V^{\beta} \\
&= \frac{\partial x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \nabla'_{\mu} V'^{\sigma} + \left( \partial_{\alpha} \delta^{\rho}_{\beta} \right) V^{\beta} \\
&= \frac{\partial x'^{\mu}}{\partial x^{\alpha}} \frac{\partial x^{\rho}}{\partial x'^{\sigma}} \nabla'_{\mu} V'^{\sigma},
\end{aligned}$$

já que o  $\partial_{\alpha} \delta^{\rho}_{\beta} = 0$ . Segue que este objeto se transforma como um tensor.

**Exercício 8**

**Exercício 9**

**Exercício 10**