

KLASICKÁ TEORIE POLE

(skalární pole)

Prostor historií

$\mathcal{P} = \mathbb{F}M$ prostor historií = polní konfigurace
 $\phi^x = \phi(x)$

$\mathcal{P}^* = \tilde{\mathbb{F}}M$ duální prostor hustot

$\mathbb{J}_x = J(x)$ typicky $J(x) = j(x) g^{\frac{1}{2}}(x)$

dualita

$$\int J(x) \phi(x) = \mathbb{J}_x \phi^x = J \cdot \phi$$

budeme pracovat s distribucemi a udít
 duální prostory tak, aby bylo "integrování"
 definované

chceme pracovat s funkcemi neklesajícími
 v časové směru \rightarrow budeme muset
 explicitě zajistit orientaci v tomto směru

Polem pozorovatelné

$$\mathbb{F}^x(\phi) = \phi(x)$$

$$\langle d\mathbb{F}^x \rangle_y = \frac{\delta}{\delta\phi^a} \mathbb{F}^x = \delta^x_a$$

Polybové rovnice

variace akce

$\phi \rightarrow \phi + \epsilon \delta\phi$ změna akce v řádku ϵ

$$\begin{aligned} \delta S[\mathcal{M}](\phi) &= \frac{d}{d\epsilon} S[\mathcal{M}](\phi + \epsilon \delta\phi) \Big|_{\epsilon=0} \\ &= - \int_{\mathcal{M}} (d_0 \phi) g^{\mu\nu} g^{\alpha\beta} (d_0 \delta\phi) + \int_{\mathcal{M}} J \delta\phi \\ &= - \int_{\mathcal{M}} d_0 (g^{\mu\nu} g^{\alpha\beta} d_0 \phi) - \int_{\mathcal{M}} \delta\phi (-d_0 (g^{\mu\nu} g^{\alpha\beta} d_0 \phi) + V g^{\mu\nu} \phi) + \int_{\mathcal{M}} J \delta\phi \\ &= - \int_{\partial\mathcal{M}} \delta\phi g^{\mu\nu} n^\alpha d_0 \phi - \int_{\mathcal{M}} \delta\phi [g^{\mu\nu} (-\square + V)] \phi + \int_{\mathcal{M}} J \delta\phi \\ &= - \delta\phi \cdot \vec{d}\tilde{\mathcal{T}}[\partial\mathcal{M}] \cdot \phi - \delta\phi \cdot \chi[\mathcal{M}] \vec{\mathcal{T}} \cdot \phi + \delta\phi \cdot (\chi[\mathcal{M}] J) \end{aligned}$$

gradient na \mathcal{P}

$\delta S[\mathcal{M}](\phi) = \delta\phi \cdot d[S[\mathcal{M}](\phi)]$

$d[S[\mathcal{M}](\phi)] = - \vec{d}\tilde{\mathcal{T}}[\partial\mathcal{M}] \cdot \phi - \chi[\mathcal{M}] \vec{\mathcal{T}} \cdot \phi + \chi[\mathcal{M}] J$
 $= -\Pi[\partial\mathcal{M}](\phi) + \chi[\mathcal{M}] \delta S(\phi)$

$\Pi[\partial\mathcal{M}](\phi) = \vec{d}\tilde{\mathcal{T}}[\partial\mathcal{M}] \cdot \phi$

$\delta S(\phi) = -\vec{\mathcal{T}} \cdot \phi + J$

možná na $\partial\mathcal{M}$
 závisí na norm. der ϕ na $\partial\mathcal{M}$
 závisí na norm. der ve var. arg.
 ultralok. ve var. arg.

polybové rovnice

$\forall \mathcal{M} \quad \forall \delta\phi \quad \delta\phi|_{\partial\mathcal{M}} = 0$

$\delta S[\mathcal{M}](\bar{\phi}) = 0$

$\delta\phi \cdot \Pi[\partial\mathcal{M}](\bar{\phi}) = 0$

díky $\delta\phi|_{\partial\mathcal{M}} = 0$

↓

$\delta S(\bar{\phi}) = 0$

↓

Klein - Gordanova rov.

$\vec{\mathcal{T}} \cdot \phi = J$

$[-\square + V]\phi = J g^{-2}$

$\square = \nabla^\mu \nabla_\mu$

Akce na oblasti

$S[\Omega] : \mathcal{P} \rightarrow \mathbb{R}$
 válné pole se zdroje - J :

$$S[\Omega](\phi) = -\frac{1}{2} \int_{\Omega} (d_0 \phi \, g^{ab} d_b \phi + V \phi^2) \sigma^1 + \int_{\Omega} J \phi$$

omezení na $\Omega \rightarrow$ součinnost

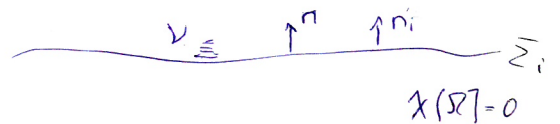
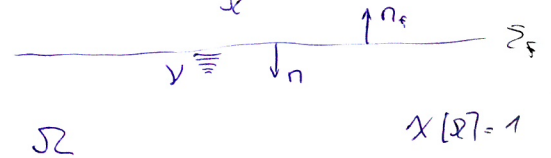
typický $\Omega = \langle \Sigma_f | \Sigma_i \rangle$

$$\partial \Omega = \Sigma_i - \Sigma_f$$

ν unitární normála 1-forma

n " " " " vektor

$$n^a = -g^{ab} \nu_b$$



\mathcal{P} lineární prostor

$S[\Omega]$ kvadratická pozorovatelná

$$S[\Omega](\phi) = -\frac{1}{2} \phi \cdot F[\Omega] \cdot \phi + J \cdot \phi$$

$F[\Omega]_{x_0}$ symetrická bilineární forma - viz dodatek

J_x zdroj - hustota

Klein-Gordonova forma

Analiza vybudovat fyz. prostor - potreba sympl. str.
oblast $\Sigma \rightarrow$ 2-forma na \mathcal{P} (funkc. 2-forma)

$$\partial \mathcal{F}[\Sigma] = d\pi[\partial \Sigma] - d(X[\Sigma] \delta S)$$

$$\uparrow \quad 0 = d dS[\Sigma] = -d\pi[\partial \Sigma] + d(X[\Sigma] \delta S)$$

pro skalární pole

$$\begin{aligned} d(X[\Sigma] \delta S)_{xy} &= \frac{\partial}{\partial \phi^x} X[\Sigma] \delta S_y - \frac{\partial}{\partial \phi^y} X[\Sigma] \delta S_x = -(X[\Sigma] \tilde{F})_{yx} + (X[\Sigma] \tilde{F})_{xy} \\ &= (X[\Sigma] \tilde{F} - \tilde{F} X[\Sigma])_{xy} \stackrel{\text{def}}{=} \partial \mathcal{F}[\partial \Sigma]_{xy} \end{aligned}$$

$$d\pi[\partial \Sigma]_{xy} = \frac{\partial}{\partial \phi^x} \pi[\partial \Sigma]_y - \frac{\partial}{\partial \phi^y} \pi[\partial \Sigma]_x = \tilde{d} \mathcal{F}[\partial \Sigma]_{yx} - \tilde{d} \mathcal{F}[\partial \Sigma]_{xy}$$

$$\Rightarrow \partial \mathcal{F}[\partial \Sigma] = X[\Sigma] \tilde{F} - \tilde{F} X[\Sigma] = \tilde{d} \mathcal{F}[\partial \Sigma] - \overline{d} \mathcal{F}[\partial \Sigma]$$

- pro volné pole již nezávisí na ϕ

- vzniká se při nelinearitě sběžeb. interakci $\mathbb{I}(\phi)$

integr. vyjádření

$$\begin{aligned} \phi \cdot \partial \mathcal{F}[\partial \Sigma] \cdot \psi &= \int_{\Sigma} (\phi \llbracket (-\square + V) \psi \rrbracket - \psi \llbracket (-\square + V) \phi \rrbracket) \hat{g}^{\frac{1}{2}} \\ &= \int_{\partial \Sigma} ((n^+ d_+ \phi) \psi - \phi (n^+ d_+ \psi)) \hat{g}^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

Růžem na nedýlech

$$\partial \mathcal{F}[\Sigma] \quad \text{pouze } \partial \Sigma \text{ nabývá } \Sigma$$

$$\phi \cdot \partial \mathcal{F}[\Sigma] \cdot \psi = \int_{\Sigma} ((n^+ d_+ \phi) \psi - \phi (n^+ d_+ \psi)) \hat{g}^{\frac{1}{2}}$$

$$\partial \mathcal{F}[\partial \langle \Sigma_+ | \Sigma_i \rangle] = -\partial \mathcal{F}[\Sigma_+] + \partial \mathcal{F}[\Sigma_i]$$

Kovariantní fázový prostor

prostor řešení phys. rov. \mathcal{G}_{all}
 se zdroje $\vec{F} \cdot \phi = J$ \mathcal{G}_J
 bez zdroje $\vec{F} \cdot \phi = 0$ $\mathcal{G}_0 \equiv \mathcal{G}$

obecně \mathcal{G}_{all} není lineární - např. \mathcal{G}_J

\mathcal{G}_J affíní prostor se zarážkami \mathcal{G}_0

$\mathcal{G} \subset \mathcal{P}$ lze ztotožnit s nějakým prostorem \mathcal{G}_J

symplektické struktury

na \mathcal{G} je $\partial F[\Omega]$ triviální

$$\phi \cdot \partial F[\Omega] \cdot \psi = \phi \cdot (X[\Omega] \vec{F} - \vec{F} X[\Omega]) \cdot \psi = 0$$

umožní definovat sympl. str.

$$\partial F = \partial F[\Sigma] \quad \Sigma \text{ Candeljo nadplocha}$$

nezávislost na $\vec{\Sigma}$:

$$\Omega = \langle \vec{\Sigma}_+, \vec{\Sigma}_- \rangle$$

$$\text{platí } \partial F[\Omega] = \partial F[\vec{\Sigma}_-] - \partial F[\vec{\Sigma}_+] \quad \text{na } \mathcal{G} \text{ triviální} \Rightarrow$$

$$\phi \cdot \partial F[\vec{\Sigma}_-] \cdot \psi = \phi \cdot \partial F[\vec{\Sigma}_+] \cdot \psi$$

platí

$$d \partial F = d \partial F[\Sigma] = d d \Pi[\Sigma] = 0$$

∂F nedegenerováno $\hat{=} \mathcal{G}$ = citliví na ^{vrchol} 10^2 data

Kanžál \mathcal{G} , \mathcal{P}

$$G_c \quad G_c^{-1} = G_c(x|y) \quad \text{inverze z } \partial F \text{ na } \mathcal{G}$$

$$G_c \subset \mathcal{G} \otimes \mathcal{G} \subset \mathcal{P} \otimes \mathcal{P}$$

$$\vec{F} \cdot G_c = 0 \quad G_c \cdot \vec{F} = 0 \quad G_c = -G_c^T$$

$$\text{v } \mathcal{G} \quad G_c \cdot \partial F = -\delta_{\mathcal{G}}$$

$$\text{v } \mathcal{P} \quad G_c \cdot \partial F[\Sigma] = -D_c[\Sigma]$$

$D_c[\Sigma]$ projektor $\mathcal{P} \rightarrow \mathcal{G}$ zachované najíči data na Σ

$$D_c[\Sigma] = -G_c \cdot \partial F[\Sigma] = -G_c \cdot \vec{d}F[\Sigma] + G_c \cdot \vec{d}F[\Sigma]$$

citliví na hodnotu ϕ na Σ

citliví na norm. der. ϕ na Σ

Poisson. závazky

$$\{A, B\} = dA \cdot G_c \cdot dB$$

$$\{\vec{F}^a, \vec{F}^b\} = G_c^{ab}$$

Klasické Greenovy funkce

advanc. řešení

$$\vec{\mathbb{F}} \cdot \vec{\Phi}_{adv}(J) = J$$

$$D_c(\Sigma_+) \cdot \vec{\Phi}_{adv}(J) = 0$$

retard. řešení

$$\vec{\mathbb{F}} \cdot \vec{\Phi}_{ret}(J) = J$$

$$D_c(\Sigma_-) \cdot \vec{\Phi}_{ret}(J) = 0$$

symetrické řešení

$$\vec{\Phi}_{sym}(J) = \frac{1}{2} (\vec{\Phi}_{ret}(J) + \vec{\Phi}_{adv}(J))$$

Greenovy fce

$$\vec{\Phi}_{adv}(J) = G_{adv} \cdot J$$

$$\vec{\mathbb{F}} \cdot G_{adv} = \delta$$

$$\vec{\Phi}_{ret}(J) = G_{ret} \cdot J$$

$$\vec{\mathbb{F}} \cdot G_{ret} = \delta$$

$$\vec{\Phi}_{sym}(J) = G_{sym} \cdot J$$

$$\vec{\mathbb{F}} \cdot G_{sym} = \delta$$

plati

$$G_c = G_{ret} - G_{adv}$$

$$\phi_c(J) = \vec{\Phi}_{ret}(J) - \vec{\Phi}_{adv}(J)$$

$$\text{Zde } \phi_c(J) = G_c \cdot J \quad \vec{\mathbb{F}} \cdot \phi_c(J) = 0$$

důkaz:

$$\vec{\mathbb{F}} \cdot (\vec{\Phi}_{adv}(J) + \phi_c(J)) = J$$

$$D_c(\Sigma_-) \cdot (\vec{\Phi}_{adv}(J) + \phi_c(J)) = - \underbrace{G_c \cdot \partial \mathbb{F}(\Sigma_+)}_{\partial \mathbb{F}(\Sigma_+) + \partial \mathbb{F}(\Sigma_-)} \cdot (\vec{\Phi}_{adv}(J) + \phi_c(J))$$

$$= - G_c \cdot \partial \mathbb{F}(\Sigma_+) \cdot (\vec{\Phi}_{adv}(J) + \phi_c(J)) - G_c \cdot (\chi(\Sigma) \vec{\mathbb{F}} - \vec{\mathbb{F}} \chi(\Sigma)) \cdot (\vec{\Phi}_{adv}(J) + \phi_c(J))$$

$$= D_c(\Sigma_+) \cdot \phi_c(J) - G_c \cdot \chi(\Sigma) \vec{\mathbb{F}} \cdot \vec{\Phi}_{adv}(J) = \phi_c(J) - G_c \cdot J = 0$$

↓

$$\vec{\Phi}_{adv}(J) + \phi_c(J) = \vec{\Phi}_{ret}(J) \quad \text{o. b. d.}$$

plati

$$G_{adv} = G_{ret}^T$$

$$G_{sym}^T = G_{sym}$$

$$G_c^T = -G_c$$

Vnoření \mathcal{Q} a \mathcal{Q}^* do \mathcal{P} a \mathcal{P}^*

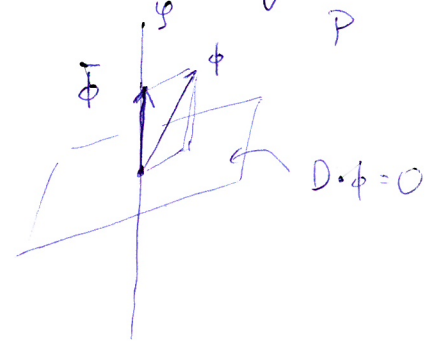
$\mathcal{Q} \subset \mathcal{P}$ řešením $\bar{\phi}$ je plná konfigurace

$\mathcal{Q}^* \subset \mathcal{P}^*$ lin. fíal na \mathcal{Q} nebo kanonický moment $\bar{a} \in \mathcal{P}^*$

projektor

$$D: \mathcal{P} \rightarrow \mathcal{Q} \quad \phi \rightarrow \bar{\phi} = D \cdot \phi$$

$$D^*: \mathcal{Q}^* \rightarrow \mathcal{P}^* \quad \bar{a} \rightarrow a = \bar{a} \cdot D$$

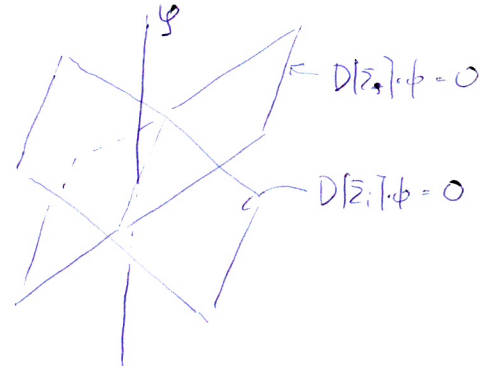


Canonical projector

$D: \mathcal{P} \rightarrow \mathcal{Q}$ vyvíjí kanon. data ze Σ

$$D_c[\Sigma] = -G_c \cdot \partial F[\Sigma]$$

na \mathcal{Q} nezávisí na Σ
na \mathcal{P} závisí na Σ



$\bar{a} \in \mathcal{Q}^*$ lin. fíal na řešení

$$a[\Sigma] = \bar{a} \cdot D_c[\Sigma] = -\bar{a} \cdot G_c \cdot \partial F[\Sigma] = \alpha \cdot \partial F[\Sigma]$$

$$\bar{a} \begin{cases} \rightarrow a[\Sigma] & \text{závisí na } \Sigma \\ \rightarrow \alpha = +\bar{a} \cdot G_c = -G_c \cdot \bar{a} & \text{nezávisí na } \Sigma \end{cases}$$

"zvednutí" index $\alpha = \# \bar{a} \quad \alpha^x = G_c^{xy} a[\Sigma]_y$

Poissonovy závorky

$$\{A, B\} = dA \cdot G_c \cdot dB = -\#dA \cdot \partial F \cdot G_c \cdot \partial F \cdot \#dB$$

$$= +\#dA \cdot \partial F \cdot \#dB = X_A \cdot dB$$

$$X_A = -G_c \cdot dA$$

Lineární pozorovatelné na \mathcal{Q}

$$L = f \cdot \phi \quad f \in \mathcal{Q}^* \quad \lambda = f \cdot G_c \in \mathcal{Q}$$

$$L_\lambda = \phi \cdot \partial F \cdot \lambda = -\phi \cdot \partial F \cdot G_c \cdot f = \phi \cdot f = L$$

$$\{L_{\lambda_1}, L_{\lambda_2}\} = -\lambda_1 \cdot \partial F \cdot G_c \cdot \partial F \cdot \lambda_2 = \lambda_1 \cdot \partial F \cdot \lambda_2$$