

Síly, které mají zobecněný potenciál

Nyní budeme předpokládat, že

$$V = V(q^j, \dot{q}^j, t), \quad (67)$$

tj. [potenciální energie](#) V závisí i na [zobecněné rychlosti](#) a na čase (na rozdíl od [pole konzervativních sil](#)). Přitom V je taková funkce, že splňuje vztah (46), ale v tomto případě obecně $\frac{\partial V}{\partial \dot{q}^j} \neq 0$. Potom opět platí [Lagrangeovy rovnice druhého druhu](#) ve tvaru (47) a

$$L(q^j, \dot{q}^j, t) = T(q^j, \dot{q}^j, t) - V(q^j, \dot{q}^j, t). \quad (68)$$

Tato situace, v níž platí závislost (67), je v přírodě realizována pouze v případě elektromagnetismu. Zobecněný potenciál má [Lorentzova síla](#) působící na [částici](#) s [elektrickým nábojem](#) e , která se pohybuje [rychlostí](#) \vec{v} v [elektromagnetickém poli](#), jehož [elektrická intenzita](#) je \vec{E} a [magnetická indukce](#) je \vec{B} .

PRO LORENTZOVU SÍLU

$$\vec{F} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (69)$$

EXISTUJE ZOBECNĚNÝ POTENCIÁL VE TVARU

$$V = e(\varphi - \vec{v} \cdot \vec{A}), \quad (70)$$

KDE φ JE POTENCIÁL ELEKTRICKÉHO POLE A \vec{A} JE VEKTOROVÝ POTENCIÁL. PRO TYTO POTENCIÁLY PŘITOM PLATÍ

$$\vec{E} = -\text{grad}\varphi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad \text{a} \quad \vec{B} = \text{rot}\vec{A}. \quad (71)$$

Důkaz tvrzení, že zobecněný potenciál Lorentzovy síly lze definovat vztahem (70), spočívá v rozepsání rychlosti a vektorového potenciálu v kartézských [souřadnicích](#) a dosazení do vztahu (46). Výsledný vztah by měl popisovat Lorentzovu sílu danou vztahem (69).

[Veličiny](#) φ a A je nutno chápat jako pomocné veličiny, které nejsou jednoznačné, protože je možné je přeškálovat a volit tak, aby počítání s nimi bylo pokud možno co nejjednodušší. Pokud se tyto veličiny dobře zvolí, zjednoduší se i výpočty v tom smyslu, že budeme mít méně rovnic k řešení. Měřitelnými veličinami jsou veličiny \vec{E} a \vec{B} .

Velmi snadnou úpravou vztahů (71) lze získat vyjádření dvou [Maxwellových rovnic](#). Platí totiž $\text{rot}\vec{E} = \text{rot}\left(-\text{grad}\varphi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}\right) = -\text{rot}\text{grad}\varphi - \text{rot}\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = 0 - \frac{\partial}{\partial t}(\text{rot}\vec{A}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ a také $\text{div}\vec{B} = \text{div}\text{rot}\vec{A} = 0$ (identicky).

Takže jsme získali dvě z Maxwellových rovnic: $\text{rot}\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ a $\text{div}\vec{B} = 0$.

Maxwellovy rovnice elektromagnetického pole jsou tak obecné, že je možné s nimi počítat i ve speciální teorii relativity i v [obecné teorii relativity](#) bez výraznějších změn. [Newtonův](#) popis [mechaniky](#) takto obecný není a pro fyzikální popis v rámci teorie relativity je naprosto nevhodný a nepoužitelný.

© **Encyklopedie Fyziky** (<http://fyzika.jreichl.com>); **Jaroslav Reichl, Martin Všeticka**

Licence <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/> zakazuje úpravy a komerční distribuci.