

## 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  $\varphi$  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](#)  $\varphi$  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 Všetíčka**  
Licence <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/> zakazuje úpravy a komerční distribuci.