34 **Elektromagnetické pole** – *statické, stacionární, nestacionární – zásady řešení v jednoduchých geometrických strukturách, klasifikace prostředí (linearita, homogenita, disperze, anizotropie).*

Vypracoval: **Ondra**, *otja@seznam.cz*

Upozornění: Tato látka se překrývá s otázkami 9 a 10.
Poznámka: Zkratka EM označuje v textu obecně všechny tvary složenin elektro-magnetický, elektro-magnetismus apod.

Úvod

Matematický model EM pole formuloval J. C. Maxwell (*1831 – †1879) v tzv. **Maxwellových rovnicích**. Všechny známé jevy spojené s EM polem lze z těchto rovnic odvodit. Některé jeho projevy (např. EM vlny) byly na základě těchto rovnic odvozeny dříve, než byly pozorovány. Maxwellova teorie popisuje pouze makroskopické projevy EM pole (tzv. **klasická teorie EM pole**), ačkoliv charakter elektromagnetismu je obecně kvantový.

Elektrický náboj [q] - základní vlastnost částic z hlediska EM pole
- kladný (nositel proton), záporný (nositel elektron)
- elementární kvantum náboje $e = 1{,}6029 \cdot 10^{-19}\ [\mathrm{C}]$, jednotka C - coulomb
- platí **zákon o zachování náboje**

Objemová hustota náboje $\varrho = \lim\limits_{\Delta V \to 0} \dfrac{\Delta q}{\Delta V}\ [\mathrm{C \cdot m^{-3}}]$

Náboj obsažený v objemu $q = \iiint\limits_V \varrho \, \mathrm{d}V\ \ [\mathrm{C}]$

Plošná hustota náboje $\sigma = \lim\limits_{\Delta S \to 0} \dfrac{\Delta q}{\Delta S}\ [\mathrm{C \cdot m^{-2}}]$

Náboj obsažený v ploše $q = \iint\limits_S \sigma \, \mathrm{d}S\ \ [\mathrm{C}]$

Liniová hustota náboje $\tau = \lim\limits_{\Delta l \to 0} \dfrac{\Delta q}{\Delta l}\ [\mathrm{C \cdot m^{-1}}]$

Náboj obsažený v přímce $q = \int\limits_l \tau \, \mathrm{d}l\ \ [\mathrm{C}]$

Bodový náboj [Q] – myšlenková abstrakce, kterou zavádíme v případě, že rozměry objektu, v němž je náboj soustředěn, jsou z makroskopického hlediska v dané úloze zanedbatelné.

Proud [I] – pohyb náboje. Za jednotku času projde plochou $\mathrm{d}\vec{S}$ proud náboje o hustotě ϱ a rychlosti $\vec{v}$:

$$\mathrm{d}I = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = \varrho\vec{v} \cdot \mathrm{d}\vec{S} = \vec{J} \cdot \mathrm{d}\vec{S}\,,$$

kde $\vec{J}$ je vektor hustoty konvekčního proudu.

$$I = \iint\limits_S \vec{J} \cdot \mathrm{d}\vec{S}\quad [\mathrm{A}],\ \text{jednotka A - ampér}$$

EM pole – za zdroj pole lze považovat náboj. Uvažujeme pole:

Statické – všechny náboje jsou v klidu.

Stacionární – náboje se pohybují tak, že vytvářejí stacionární (stejnosměrné) proudy.

Kvazistacionární – zjednodušení nestacionárního pole zanedbáním posuvných proudů oproti proudům volných elektronů.

Nestacionární – obecné EM pole.

EM pole je „nerozdělitelné“ v tom smyslu, že se vždy jedná o různé projevy téže fyzikální skutečnosti.

Helmholtzův teorém – aby bylo vektorové pole jednoznačně určeno, musí být v celé uvažované oblasti určena jeho divergence i jeho rotace.

Elektrostatické pole

Sílu, kterou na sebe působí dva bodové náboje, určuje **Coulombův zákon**:

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\varepsilon}\frac{Q_1 Q_2}{r_{12}^2}\vec{r}_0 .$$

Souhlasné náboje se odpuzují a opačné přitahují. Při řešení složitějších soustav se používá **princip superpozice**.

Intenzita elektrického pole $\vec{E} = \frac{\vec{F}}{Q} = \frac{1}{4\pi\varepsilon}\frac{Q}{r^2}\vec{r}_0$ [$\mathrm{Vm^{-1}}$]. Platí **Gaussova věta**: $\oiint \vec{E}\cdot \mathrm{d}\vec{S} = \frac{q}{\varepsilon_0}$. Ta přiřazuje tok vektoru intenzity elektrického pole uzavřenou plochou k nábojům plochou ohraničeným. V diferenciálním tvaru pak zní: $\operatorname{div}\vec{E} = \frac{\varrho}{\varepsilon_0}$.

$\vec{E}$ v některých geometriích (řešeno Gaussovou větou):

Nabitá koule (dielektrická) – o poloměru R: $E = \frac{\varrho r}{3\varepsilon_0} \quad r < \mathrm{R}; \quad E = \frac{\varrho \mathrm{R}^3}{3\varepsilon r^2} \quad r > \mathrm{R}$.

Nabitá rovina – $E = \frac{\sigma}{2\varepsilon}$.

Nabitá přímka – $E = \frac{\tau}{2\pi\varepsilon r}$

Práce na přenesení náboje v elektrickém poli nezávisí na délce křivky pohybu, ale jen na jejím koncovém a počátečním bodě $\Rightarrow \oint \vec{E}\cdot \mathrm{d}\vec{l} = 0$ neboli $\operatorname{rot}\vec{E} = 0$.

Elektrostatické pole je tedy zřídlové a nevírové.

Potenciál $\varphi = -\int \vec{E}\cdot \mathrm{d}\vec{l}$. Napětí $U_{AB} = \varphi_A - \varphi_B = \int_A^B \vec{E}\cdot \mathrm{d}\vec{l}$, jednotkou je [V] - volt. Dále: $\vec{E} = -\operatorname{grad}\varphi$.

Potenciál některých geometrií (řešeno dle definice integrací intenzity):

Bodový náboj – $\varphi = \frac{Q}{4\pi\varepsilon r} + K$.

Nabitá rovina – $\varphi = -\frac{\sigma}{2\varepsilon}x + K_1 \quad x > 0; \quad \varphi = \frac{\sigma}{2\varepsilon}x + K_2 \quad x < 0$.

Nabitá přímka – $\varphi = -\frac{\tau}{2\pi\varepsilon}\ln r + K$.

Velikost konstanty K volíme podle podmínek úlohy.

Elektrický dipól je tvořen blízkými náboji stejné velikosti a opačného znaménka. Lze-li zanedbat vzdálenost nábojů vzhledem ke vzdálenosti pozorování, mluvíme pak o tzv. elementárním dipólu. Moment elektrického dipólu je: $\vec{p} = Q\vec{d}$. Jeho potenciál pak:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon}\frac{\vec{p}\cdot\vec{r}_0}{r^2}$$

Rozlišujeme tyto materiály:

Vodiče

Izolanty (**dielektrika**).

Vodivé těleso je ve statickém poli vždy ekvipotenciálou. Ve vodiči pozorujeme elektrostatickou indukci.

V dielektriku pozorujeme polarizaci. Zavádíme vektor polarizace: $\operatorname{div}\vec{P} = -\varrho_v$. V materiálu určuje míru polarizace. V elektricky izotropní a lineární látce platí: $\vec{P} = \varepsilon\chi\vec{E}$, kde ε je permitivita a χ je elektrická susceptibilita [-]. Platí:

$$\vec{D} = \varepsilon_0(1+\chi_m)\vec{E} = \varepsilon_0\varepsilon_r\vec{E} = \varepsilon\vec{E} \quad \wedge \quad \vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}$$

Gaussova věta pro vektor elektrické indukce: $\oiint \vec{D}\cdot \mathrm{d}\vec{S} = Q_0$ a $\operatorname{div}\vec{D} = \varrho_0$

Na rozhraní dvou prostředí platí:

$$D_{n1} = D_{n2} \quad \wedge \quad E_{t1} = E_{t2}$$

Kapacita, schopnost pojmout náboj, je definována: $C = \frac{Q}{U}$, jednotka [F] – farad.

Kapacita některých geometrií (řešeno dle definice z potenciálu (napětí) na geometrii):

Deskové elektrody – $C = \varepsilon\frac{S}{d}$, d je vzdálenost desek a S jejich plocha.

Koaxiál – $\frac{C}{l} = \frac{2\pi\varepsilon}{\ln\frac{r_2}{r_1}}$, r_1 poloměr vnitřního, r_2 vnějšího vodiče.

Dvoulinka – $\frac{C}{l} = \frac{\pi\varepsilon}{\ln\frac{a}{r}}$, a je vzdálenost a r poloměr vodičů.

Koule – $C = 4\pi\varepsilon R$, R je její poloměr.

Při sériovém řazení kapacitorů sčítáme převrácené hodnoty jednotlivých kapacit a výslednou hodnotu určíme jako převrácenou hodnotu výsledku sčítání. Při paralelním řazení je výsledná kapacita součet kapacit.

Energii v el.stat. poli lze vyjádřit jako: $W = \frac{1}{2}\sum_{n=1}^{N} Q_n\varphi_n$. Je-li náboj rozložen spojitě, pak:

$W = \frac{1}{2}\int_V \varrho\varphi \mathrm{d}V = \frac{1}{2}\oiint_S \varphi\vec{D}\cdot\mathrm{d}\vec{S} + \frac{1}{2}\int_V \vec{D}\cdot\vec{\mathrm{E}}\mathrm{d}V$. Pozn.: pro $r \to \infty$ je $\oiint_S \varphi\vec{D}\cdot\mathrm{d}\vec{S} = 0$.

Hustota energie elektrického pole: $w_e = \frac{1}{2}\vec{D}\cdot\vec{E} = \frac{1}{2}\sigma E^2 = \frac{1}{2}\frac{D^2}{\sigma}$.

Energie obsažená v kapacitoru je: $W = \frac{1}{2}CU^2$.

Při řešení elektrostatických polí se používá metoda virtuálních prací.

Oblíbené příklady: *Síly mezi náboji.Výpočet intenzity a indukce pro různé geometrie. Kapacity různých geometrií. Vliv permitivity na kapacitu.*

Stacionární proudové pole

Rozlišujeme proudy:

Kondukční – pohyb elektronů nebo děr ve vodičích a polovodičích.
Konvekční – pohyb elektronů nebo iontů ve vakuu.

Ve stacionárním proudovém poli se nemůže proud v objemu hromadit – platí **kontinuita proudu**. Vyjadřuje ji rce.: $\operatorname{div} \vec{J} = 0$ a je známá jako jeden z Kirchhoffových zákonů (*J* je hustota proudu [$\mathrm{Am^{-2}}$]).

Platí: $I = \iint_S \vec{J} \cdot \mathrm{d}\vec{S} = \iint_S J_n \cdot \mathrm{d}S$. Rovnice $\vec{J} = \sigma\vec{E}$ je **Ohmův zákon** v diferenciálním tvaru (σ je vodivost). Tvar integrální je $U = RI$.

R značí elektrický odpor [Ω] $\mathrm{d}R = \frac{\mathrm{d}l}{\sigma \mathrm{d}S}$. Při sériovém řazení odporů je celkový odpor součet jednotlivých odporů. Při řazení odporů sčítáme převrácené hodnoty.

Vně zdrojů je stacionární proudové pole nevírové.

Objemová hustota výkonu stacionárního proudu je $\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}V} = \vec{E} \cdot \vec{J} = \sigma E^2 = \frac{J^2}{\sigma}$ a výkon spotřebovaný ve vodiči *P*=*UI*.

Na rozhraní dvou prostředí platí:

$$J_{n1} = J_{n2} \quad \wedge \quad E_{t1} = E_{t2}$$

Oblíbené příklady: *Teplotní závislost odporu. Poměry v koaxiálu. Odpor těles složitých tvarů. Elektrody v zemi a krokové napětí.*

Stacionární magnetické pole

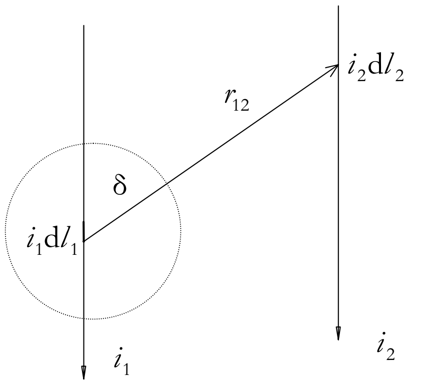
Rozlišujeme stacionární mag. pole proudu a pole permanentních magnetů (obě mají původ v pohybu náboje). **Magnetické pole** vektoru magnetické indukce $\vec{B}$ (jednotka T – tesla) **je nezřídlové**.

Síla působící na náboj na náboj o velikosti q a rychlosti $\vec{v}$ v magnetickém poli o magnetické indukci $\vec{B}$: $\mathrm{d}\vec{F}_m = \mathrm{d}q\left(\vec{v} \times \vec{B}\right)$, resp. na proudový element $\mathrm{d}\vec{F}_m = I\,\mathrm{d}\vec{l} \times \vec{B}$

Celková EM síla působící na náboj je vyjádřena **Lorentzovou rovnicí**:

$$\mathrm{d}\vec{F} = \mathrm{d}\vec{F}_e + \mathrm{d}\vec{F}_m = \mathrm{d}q\left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right).$$

Magnetický tok (tok vektoru magnetické indukce plochou): $\Phi = \iint_S \vec{B} \cdot \mathrm{d}\vec{S}$.



Síla mezi na obrázku zobrazenými proudovými elementy je:

$$\mathrm{d}F = \frac{\mu}{4\pi r_{12}} i_1 \mathrm{d}l_1 i_2 \mathrm{d}l_2 \sin\delta$$

Biot-Savartův zákon říká totéž pomocí veličin pole. V diferenciálním tvaru zní:

$$\mathrm{d}\vec{B} = \frac{\mu}{4\pi} \frac{i\mathrm{d}\vec{l} \times \vec{r}_0}{r^2},$$

a ve tvaru integrálním: $\vec{B} = \frac{\mu}{4\pi} \oint \frac{i\mathrm{d}\vec{l} \times \vec{r}_0}{r^2}$.

Směr vektoru indukce se určuje pomocí pravidla pravé ruky.

Síla mezi dvěma rovnoběžnými vodiči se stejným proudem a vzdáleností a : $\frac{F}{l} = BI = \frac{\mu}{2\pi} \frac{I^2}{a}$.

Helmholtzovy cívky – dva závity, mezi kterými je poměrně homogenní pole.

Solenoid – nekonečně dlouhá rovná cívka, $\vec{B}$ na ose cívky: $B = \mu n I$, $n = \frac{N}{l}$.

Přímý (nekonečný) **proudovodič** – pole ve vzdálenosti h : $B = \mu \frac{I}{2\pi h}$.

Toroid – „prstencová uzavřená cívka,“ pole má jen uvnitř cívky: $B = \mu \frac{NI}{2\pi r}$.

V materiálu určuje míru magnetizace vektor magnetické magnetizace $\vec{M}$, což je objemová hustota magnetických momentů. V magneticky izotropní a lineární látce platí: $\vec{M} = \chi_m \vec{H}$, kde χ_m je magnetická susceptibilita [-]. Platí:

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi_m) \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H} = \mu \vec{H} \quad \wedge \quad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu} - \vec{M},$$

kde μ je permeabilita (vakua a relativní). Rozlišujeme materiály:

- **Diamagnetika** – $\mu_r < 1$ (mírně zmenšují indukci).
- **Paramagnetika** – $\mu_r > 1$ (mírně zvětšují indukci).
- **Feromagnetika** – $\mu_r >> 1$ (výrazně zvětšují indukci).

Závislost intenzity na indukci při magnetování feromagnetika udává hysterezní smyčka, která je pro mag. měkké materiály úzká a pro mag. tvrdé široká.

Na rozhraní dvou prostředí platí:

$$B_{n1} = B_{n2} \quad \wedge \quad H_{t1} = H_{t2} .$$

Při řešení je někdy vhodné zavést tzv. plošný proud. Dále se řeší lom idukčních čar. Taktéž se používá metoda zrcadlení.

Do této oblasti spadají dále (zde nerozvedené) **magnetické obvody**.

Oblíbené příklady: *Pohyb elektronu v magnetickém poli, poloměr kružnice jeho trajektorie. Mag. pole závitu. Magnetické obvody.*

Kvazistacionární EM pole

Faradayův indukční zákon – napětí indukované na uzavřené smyčce c o ploše S:

$$U_e = \oint_c \vec{E} \cdot \mathrm{d}\vec{l} = -\frac{\mathrm{d}\Phi_c}{\mathrm{d}t} = -\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \iint_S \vec{B} \cdot \mathrm{d}\vec{S} \quad \Rightarrow \quad \mathrm{rot}\, \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Transformátor - $\dfrac{N_1}{N_2} = \dfrac{u_1}{u_2} = \dfrac{i_2}{i_1}$, R na sekundáru z pohledu primáru $(R_1)_{ef} = R\left(\dfrac{N_1}{N_2}\right)^2$

Ztráty vířivými proudy, magnetizací atd.

Na pohyblivém vodiči ve stacionárním magnetickém poli se indukuje napětí: $U_{12} = \int_1^2 (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \mathrm{d}\vec{l}$.

Vlastní indukčnost – statická definice $L = \dfrac{\Phi_c}{I}$ $[H]$-henry, dynamická definice $u_L = L\dfrac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}$.

Indukčnosti:

Koaxiální kabel: $\dfrac{L}{l} = \dfrac{\mu}{2\pi} \ln \dfrac{r_2}{r_1}$, r_1-poloměr vnitřního, r_2-vnějšího vodiče

Dvouvodičové vedení: $\dfrac{L}{l} = \dfrac{\mu}{\pi} \ln \dfrac{d}{a}$, d-vzdálenost, a-poloměr vodičů

Toroidní cívka: $L = \mu \dfrac{N^2 S}{2\pi r}$, r-poloměr cívky, ostatní rozměry jsou vůči němu zanedbatelné.

Energie pole indukční cívky: $W = \dfrac{1}{2} L I^2$

Vnitřní indukčnost uvažuje magnetický tok v samotném vodiči ze kterého ji lze vypočíst.

Vzájemná indukčnost: $M_{12} = M_{21} = \dfrac{\Phi_{12c}}{I_1} = \dfrac{\Phi_{21c}}{I_2}$

Energie pole 2 vzájemných indukčností: $W = \dfrac{1}{2} L_1 I_1^{\,2} + \dfrac{1}{2} L_2 I_2^{\,2} + \dfrac{1}{2} M I_1 I_2$

Energie magnetického pole: $W = \dfrac{1}{2} \iiint \vec{H} \cdot \vec{B}\, \mathrm{d}V$

Hustota energie magnetického pole: $w_m = \dfrac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}V} = \dfrac{1}{2} BH = \dfrac{1}{2} \mu H^2 = \dfrac{1}{2} \dfrac{B^2}{\mu}$

Síly vznikající při změně indukčnosti vlivem pohybu části magnet. obvodu: $F = \dfrac{1}{2} I^2 \dfrac{\mathrm{d}L(x)}{\mathrm{d}x}$

Oblíbené příklady: *Cívka u vodiče s proměnlivým proudem, určit počet závitů nebo indukované napětí. Transformátor, určit počty závitů, jak se jeví odpor na sekundáru z hlediska primáru... Vodič se pohybuje v magnetickém poli, určit indukované napětí. Tyčinka se odvaluje po kolejničkách v mag. poli... Cívka se otáčí v mag. poli... Určování indukčnosti koaxiálu, toroidní cívky. Vodní příkop.*

Nestacionární EM pole

Maxwellovy rovnice

Diferenciální tvar:

$$\operatorname{div}\vec{B} = 0$$

$$\operatorname{div}\vec{D} = \varrho_0$$

$$\operatorname{rot}\vec{H} = \vec{J}_0 + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$$

$$\operatorname{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$$

Integrální tvar:

$$\oiint \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{S} = 0$$

$$\oiint \vec{D}\cdot \mathrm{d}\vec{S} = Q$$

$$\oint \vec{H}\cdot \mathrm{d}\vec{l} = I_0 + \frac{\mathrm{d}\Psi}{\mathrm{d}t}$$

$$\oint \vec{E}\cdot \mathrm{d}\vec{l} = -\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t}$$

Při harmonickém průběhu veličin zavádíme tzv. fázory vektorů tak, že platí:

$$\vec{E}(x,y,z,t) = \operatorname{Im}\left\{\hat{\vec{E}}(x,y,z)\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}\right\}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{E}(x,y,z,t)\right) \Rightarrow \mathrm{j}\omega\hat{\vec{E}}(x,y,z)$$

$$\int\left(\vec{E}(x,y,z,t)\right)\mathrm{d}t \Rightarrow \frac{\hat{\vec{E}}(x,y,z)}{\mathrm{j}\omega}$$

a Maxwellovy rovnice přecházejí na tvar:

Diferenciální tvar:

$$\operatorname{div}\hat{\vec{B}} = 0$$

$$\operatorname{div}\hat{\vec{D}} = \varrho_0$$

$$\operatorname{rot}\hat{\vec{H}} = \hat{\vec{J}} + \mathrm{j}\omega\hat{\vec{D}}$$

$$\operatorname{rot}\hat{\vec{E}} = -\mathrm{j}\omega\hat{\vec{B}}$$

Integrální tvar:

$$\oiint \hat{\vec{B}}\cdot \mathrm{d}\vec{S} = 0$$

$$\oiint \hat{\vec{D}}\cdot \mathrm{d}\vec{S} = \iiint \varrho\,\mathrm{d}V$$

$$\oint \hat{\vec{H}}\cdot \mathrm{d}\vec{l} = I + \mathrm{j}\omega\Psi$$

$$\oint \hat{\vec{E}}\cdot \mathrm{d}\vec{l} = -\mathrm{j}\omega\Phi$$

Poyntingův teorém – udává bilanci energie EM pole v obecném bodu prostoru:

$$-\frac{\partial w}{\partial t} = \vec{E}\cdot\vec{J} + \operatorname{div}\left(\vec{E}\times\vec{H}\right)$$

$$-\frac{\partial W}{\partial t} = \iiint_V \left(\vec{E}\cdot\vec{J}\right)\mathrm{d}V + \oiint_S \left(\vec{E}\times\vec{H}\right)\mathrm{d}\vec{S} \quad [\mathrm{W}]$$

Časový úbytek energie na jednotku objemu se rovná součtu Jouleových ztrát a vyzářeného výkonu.

Poyntingův vektor – okamžitá hodnota plošné hustoty výkonu.

$$\vec{S} = \vec{E}\times\vec{H} \quad \left[\mathrm{W}\cdot\mathrm{m}^{-2}\right]$$

Pro harmonická pole:

$$\vec{S}_{STŘ} = \frac{1}{2}\operatorname{Re}\left\{\hat{\vec{E}}\times\hat{\vec{H}}^*\right\} = \frac{1}{2}E_{\max}H_{\max}\cos\varphi\cdot\vec{s}_0 \quad \left[\mathrm{W}\cdot\mathrm{m}^{-2}\right]$$

Oblíbené příklady: *Určit výkon přenášený vlnou. Určit fázový posun mezi E a H, když známe S.*

Upozornění: Do oblasti nestacionárního EM pole patří také **EM vlny,** jejich **vyzařování** atd. Tato tematika je řešena odděleně v otázkách 15, 35, 36, 37, 38 a 39.

Klasifikace prostředí

EM vlastnosti prostředí z makroskopického hlediska popisují parametry:

Permitivita	ε	$[\mathrm{Fm}^{-1}]$
Permeabilita	μ	$[\mathrm{Hm}^{-1}]$
Konduktivita	σ	$[\mathrm{Sm}^{-1}]$

Skrze tyto parametry jsou definovány materiálové vztahy: $\vec{D} = \vec{D}(\vec{E}), \vec{B} = \vec{B}(\vec{H}), \vec{J} = \vec{J}(\vec{E})$.

Podle charakteru parametrů klasifikujeme prostředí z hlediska linearity, homogenity, izotropie a disperze.

Lineární prostředí – parametry jsou nezávislé na intenzitách pole (např. většina materiálů při malých intenzitách pole nebo jejích malých změnách).
Nelineární prostředí – všechny nebo některé parametry jsou funkcemi intenzit pole (např. feromagnetika: $\mu = \mu(\vec{H})$, feroelektrika: $\varepsilon = \varepsilon(\vec{E})$, většina polovodičů $\sigma = \sigma(\vec{E})$).

Homogenní prostředí – parametry jsou v celém objemu konstantní, prostorově nezávislé.
Nehomogenní prostředí – parametry se v prostoru mění (např. optické vlnovody). Rozeznáváme změnu plynulou a skokovou.

Izotropní prostředí – parametry prostředí jsou nezávislé na směru vektorů pole. Platí:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} = \varepsilon \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} = \mu \vec{H}, \quad \vec{J} = \sigma \vec{E}$$

$$\vec{D} \parallel \vec{E}, \quad \vec{B} \parallel \vec{H}, \quad \vec{J} \parallel \vec{E}$$

Anizotropní prostředí – parametry (některé nebo všechny) závisí na směru vektorů pole. Parametry prostředí mají charakter tenzoru. Platí:

$$\vec{D} = \overline{\overline{\varepsilon}} \vec{E}, \quad \vec{B} = \overline{\overline{\mu}} \vec{H}, \quad \vec{J} = \overline{\overline{\sigma}} \vec{E},$$

$$\text{kde např.: } \overline{\overline{\varepsilon}} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}.$$

Je-li $\overline{\overline{\varepsilon}}$ tenzor a μ skalár $\Rightarrow \vec{D} \parallel\neq \vec{E}, \quad \vec{B} \parallel \vec{H}$, pak hovoříme o elektricky anizotropním prostředí (např. plazma, ionosféra, některé krystaly).
Je-li $\overline{\overline{\mu}}$ tenzor a ε skalár $\Rightarrow \vec{D} \parallel \vec{E}, \quad \vec{B} \parallel\neq \vec{H}$, pak hovoříme o magneticky anizotropním prostředí (např. ferity).

Nedisperzní prostředí – fázová rychlost vlny v prostředí nezávisí na frekvenci (např. ideální dielektrikum).
Disperzní prostředí – fázová rychlost vlny na frekvenci v prostředí závisí (např. reálná dielektrika).

Použitá a doporučená literatura

[1] NOVOTNÝ, K.: *Teorie elektromagnetického pole I.* Vydavatelství ČVUT, Praha 2005. ISBN 80-01-03226-4
[2] STRATTON, J. A.: *Teorie elektromagnetického pole.* SNTL, Praha 1961.
[3] NOVOTNÝ, K. a kol.: *Vlny a vedení.* Vydavatelství ČVUT, Praha 2005. ISBN 80-01-03317-1