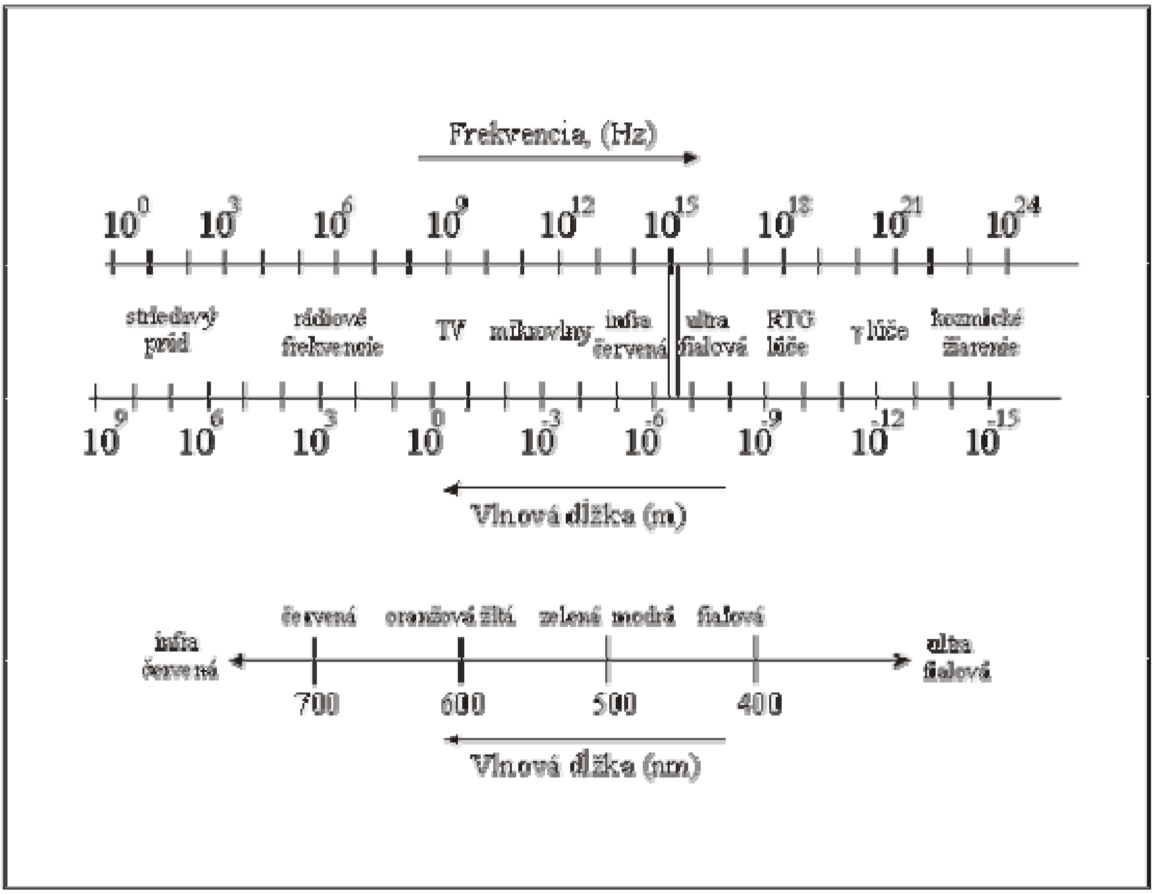
FYZIKA II,
doc. RNDr. V. Laurinc, PhD., doc .RNDr. O. Holá, CSc., doc. Ing. Vladimír Lukeš, PhD,
RNDr. Soňa Halusková, Oddelenie chemickej fyziky Ústavu fyzikálnej chémie a chemickej fyziky, FCHPT STU Bratislava

10 Elektromagnetické vlnenie

Veľkým úspechom Maxwellovej teórie elektromagnetizmu bolo, že z nej vyplynula existencia vĺn elektrického a magnetického poľa - **elektromagnetických vĺn**. Z teórie vyplývalo, že elektromagnetické vlny budú mať rovnaké vlnové vlastnosti ako svetlo a rýchlosť elektromagnetických vĺn sa bude rovnať rýchlosti svetla. Maxwell tak ukázal, že svetlo je elektromagnetické vlnenie. Dnes vieme, že viditeľné svetlo tvorí iba veľmi úzku oblasť spektra elektromagnetického vlnenia. Pre určité oblasti spektra elektromagnetických vĺn používame špecifické názvy ako napr. rádiové vlny, mikrovlny, infračervené žiarenie, viditeľné svetlo, röntgenove žiarenie, gama žiarenie. Podrobnejšia informácia o vlnových dĺžkach, frekvenciách spektra elektromagnetického vlnenia je uvedená v obr. 10.1.

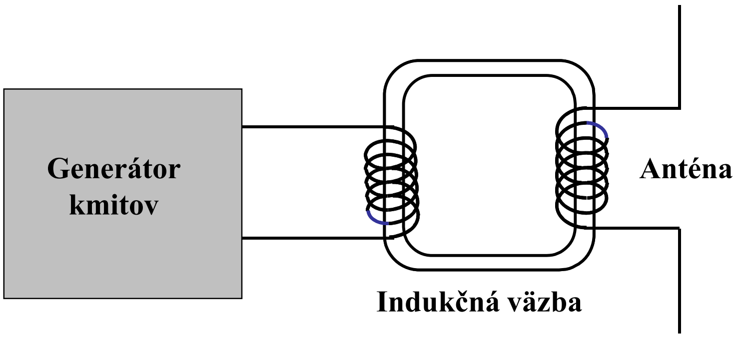


Obr. 10.1 Spekrum elektromagnetického vlnenia

Prvý, kto dokázal generovať elektromagnetické vlny v rádiofrekvenčnej oblasti bol H. Hertz (1857-1894) v roku 1887. Jeho laboratórium je dodnes zachované v priestoroch Technickej Univerzity v Karlsruhe. Hertz ukázal, že elektricky generovaná elektromagnetická vlna môže prenášať energiu, že elektromagnetickú vlnu je možné polarizovať, že rovnako ako svetlo je priečnym vlnením a zákon lomu svetla na rozhraní prostredí platí aj pre elektromagnetickú vlnu. Elektromagnetická vlna vzniká rôznymi spôsobmi:

V mikroskopických objektoch - atómoch a molekulách, riadiacich sa zákonmi kvantovej mechaniky, je elektromagnetická vlna vyžiarená napríklad pri prechode elektrónu z vyššej energetickej hladiny na nižšiu. Všeobecne môžeme povedať, že k emisii elektromagnetického vlnenia v takýchto sústavách dochádza pri prechodoch medzi jednotlivými energetickými hladinami. Nemusia to byť len prechody elektrónové. Môžu to byť aj prechody medzi rôznymi vibračnými a rotačnými stavmi (infračervené spektrum).

V makroskopických sústavách zdrojom elektromagnetického vlnenia je elektrický náboj pohybujúci sa so zrýchlením. Zdrojom elektrických kmitov môže byť napríklad oscilačný RLC obvod spojený kapacitne, alebo indukčne s anténou tvorenou dvomi vodičmi. Schéma takéhoto zariadenia je na obr. 10.2.



Obr.10.2. Schéma zariadenia na generovanie elmag. vlny.

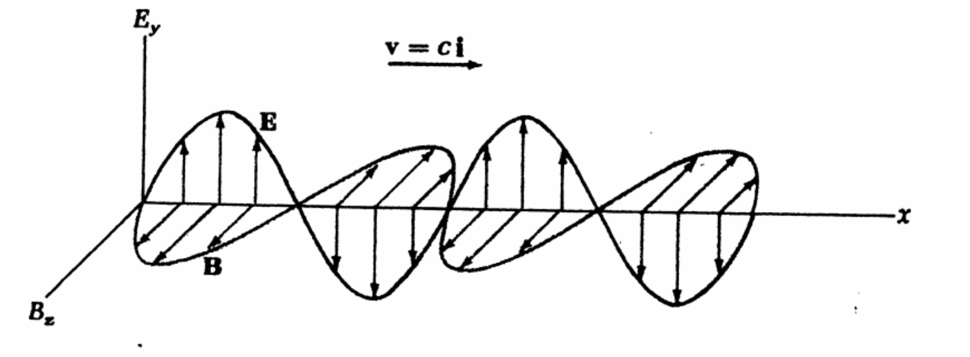
V oscilačnom obvode vzniká meniaci sa elektrický prúd. V anténe vytvára elektrické kmity rovnakej frekvencie a anténa tak predstavuje oscilujúci elektrický dipól. Meniace sa elektrické pole vyvoláva vznik magnetického poľa a meniace sa magnetické pole zas podľa Maxwellových rovníc indukuje elektrické pole. Meniace sa elektrické a magnetické pole spolu vytvárajú elektromagnetickú vlnu šíriacu sa vo vákuu od antény rýchlosťou svetla. Dostatočne ďaleko od antény elektromagnetickú vlnu môžeme považovať za rovinnú vlnu. Elektrickým a magnetickým poľom rovinnej elektromagnetickej vlny sa budeme podrobnejšie zaoberať v nasledovných častiach.

10.1 Kvalitatívny popis rovinnej elektromagnetickej vlny šíriacej sa vo vákuu

Ak fyzikálna veličina, ktorej zmena sa vlnením šíri, má rovnakú hodnotu vo všetkých bodoch roviny kolmej na smer šírenia, vlna je rovinná. Predstavu rovinnej vlny môžeme použiť, ak vzdialenosť od zdroja vlnenia je veľmi veľká. Postupné elektromagnetické vlnenie má takéto kvalitatívne charakteristiky:

1. Elektromagnetické vlnenie je vlnenie priečne. Elektrická intenzita ***E*** a magnetická indukcia ***B*** sú kolmé na smer šírenia vlnenia.
2. Vektory elektrickej intenzity ***E*** a magnetickej indukcie ***B*** elektromagnetickej vlny sú na seba kolmé.
3. Vektorový súčin ***E*** × ***B*** udáva smer šírenia elektromagnetickej vlny a tiež smer šírenia energie elektromagnetického vlnenia.
4. V harmonickej elektromagnetickej vlne majú vektory ***E*** a ***B*** rovnakú fázu a frekvenciu

Vektory elektrickej intenzity a magnetickej indukcie pre rovinnú vlnu šíriacu sa v smere osi x sú pre určitý časový moment zobrazené na obr. 10.3.



Obr. 10.3 Elektromagnetická vlna

Nech elektrické pole elektromagnetickej vlny sa periodicky mení v rovine xy a magnetické pole v rovine xz. Šíriacu sa zmenu elektrického a magnetického poľa môžeme vyjadriť vlnovými funkciami:

$$E_y = E_0 \cos(\omega t - kx)$$
$$B_z = B_0 \cos(\omega t - kx) \quad , \qquad (10.1)$$

kde $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$ je vlnové číslo a $\lambda = \mathrm{c}T$ je vlnová dĺžka. Vlnové funkcie pre elektrickú intenzitu a magnetickú indukciu sú riešeniami vlnových rovníc pre elektrickú a magnetickú zložku elektromagnetickej vlny

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \frac{1}{\mathrm{c}^2}\frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \qquad (10.2)$$

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} = \frac{1}{\mathrm{c}^2}\frac{\partial^2 B_z}{\partial t^2} \qquad (10.3)$$

Uvedené vlnové rovnice sa dajú získať z Maxwellových rovníc pre vákuum vyjadrených v diferenciálnom tvare, ak použijeme matematický aparát vektorovej analýzy. Pomocou tohoto matematického nástroja sa dajú relatívne jednoducho ukázať aj spomínané dôležité kvalitatívne vlastnosti elektromagnetického vlnenia. Aktívnejšieho čitateľa preto odkazujeme na nasledovnú časť 10.3.

Rýchlosť elektromagnetickej vlny vo vákuu je rýchlosť svetla a je presne c = 299792458 ms^{-1}. Pozoruhodné na rýchlosti svetla je, že nezávisí na pohybe pozorovateľa ani na pohybe zdroja. Konštantnosť rýchlosti svetla vo vákuu a teda elektromagnetického vlnenia, je jeden zo základných postulátov Einsteinovej špeciálnej teórie relativity.

Rýchlosť svetla súvisí s elektrickou permitivitou a magnetickou permeablitou vzťahom

$$\mathrm{c}=\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} . \tag{10.4}$$

V materiálovom prostredí pre rýchlosť elektromagnetickej vlny platí

$$\mathrm{c}=\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_r\mu_0\mu_r}} . \tag{10.5}$$

V dielektrických materiáloch je $\mu_r \simeq 1$ a rôzne rýchlosti svetla v dielektrikách sú spôsobené rôznou dielektrickou permitivitou ε_r .

V harmonickej elektromagnetickej vlne pre podiel amplitúd a tiež aj okamžitých veľkostí elektrickej intenzity a magnetickej indukcie platí

$$\frac{E_0}{B_0}=\frac{E}{B}=\mathrm{c} . \tag{10.6}$$

Energiu prenášanú elektromagnetickou vlnou jednotkou plochy kolmej na smer šírenia vlnenia za jednotku času vyjadruje **Poyntingov vektor *S***.

$$\boldsymbol{S}=\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{H}=\frac{1}{\mu_0}\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B} \qquad [\boldsymbol{S}]=\mathrm{Wm}^{-2} . \tag{10.7}$$

V elektromagnetickej vlne sú vektory ***E*** a ***B*** vždy na seba kolmé a pre pomer ich veľkostí platí (10.6). Veľkosť Poyntingovho vektora sa potom rovná

$$S=EH=\frac{1}{\mu_0}EB=\frac{1}{\mathrm{c}\mu_0}E^2 . \tag{10.8}$$

Veľkosť Poyntingovho vektora (10.8) predstavuje okamžitý tok energie jednotkovou plochou kolmou na smer šírenia vlnenia. V harmonickej vlne sa veľkosť intenzity E aj indukcie B periodicky mení. Stredná hodnota S sa volá **intenzita elektromagnetickej vlny**. Nech vlnová funkcia pre intenzitu elektrického poľa je je $E=E_0\cos(\omega t-kx)$. Ak uvážime, že pre strednú hodnotu platí

$$\overline{\cos^2(\omega t-kx)}=\frac{1}{T}\int_0^T\cos^2(\omega t-kx)\mathrm{d}t=\frac{1}{2} , \tag{10.9}$$

potom pre intenzitu elektromagnetickej vlny dostávame

$$I=\overline{S}=\frac{1}{\mathrm{c}\mu_0}E_0^2\overline{\cos^2(\omega t-kx)}=\frac{1}{2\mathrm{c}\mu_0}E_0^2 , \tag{10.10}$$

alebo alternatívne

$$I = \overline{S} = \frac{1}{2} \mathrm{c} \varepsilon_0 E_0^2 = \frac{1}{2\mu_0} EB = \frac{\mathrm{c}B^2}{2\mu_0} \tag{10.11}$$

V častiach (3.8) a (7.5) sme získali výrazy pre hustotu energie elektrického a magnetického poľa vo vákuu

$$w_e = \frac{1}{2} \varepsilon_0 E^2 ; \quad w_m = \frac{1}{2\mu_0} B^2 .$$

Ak využijeme vzťah (10.6) vyjadrujúci pomer medzi elektrickou intenzitou a magnetickou indukciou v elektromagnetickej vlne tak vidíme, že

$$w_e = \frac{1}{2} \varepsilon_0 E^2 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c^2 B^2 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0} B^2 = \frac{1}{2\mu_0} B^2 = w_m .$$

Hustota energie elektrického poľa a hustota energie magnetického poľa elektromagnetickej vlny je presne rovnaká.

10.2 Tlak elektromagetického vlnenia

Maxwell ukázal, že ak teleso absorbuje energiu elektromagnetickej vlny, tak súčasne získa hybnosť, ktorú má elektromagnetická vlna. Ak absorbovaná energia je ΔW potom pri úplnej absorbcii sa telesu odovzdá hybnosť $\Delta p = \dfrac{\Delta W}{c}$. Ak nastáva na telese úplný odraz elektromagnetického vlnenia tak odovzdaná hybnosť bude dvojnásobná.

Podľa II. Newtonovho zákona zmena hybnosti $\Delta p = F \Delta t$. Na teleso, ktoré absorbuje, alebo odrazí elektromagnetické vlnenie bude preto elektromagnetické vlnenie pôsobiť silou. Nech elektromagnetické vlnenie intenzity I dopadá kolmo na plochu ΔS . Energia absorbovaná za čas Δt bude $\Delta W = I \Delta S \, \Delta t$. Teleso získa hybnosť

$$\Delta p = \frac{I \, \Delta S \, \Delta t}{\mathrm{c}} . \tag{10.12}$$

Podľa Newtonovho zákona na teleso bude pôsobiť sila

$$F = \frac{\Delta p}{\Delta t} = \frac{I \, \Delta S \Delta t}{\mathrm{c} \Delta t} = \frac{I \Delta S}{\mathrm{c}} . \tag{10.13}$$

Tlak je sila na jednotku plochy a pre tlak elektromagnetického vlnenia pri jeho úplnej absorpcii dostávame

$$P = \frac{I}{\mathrm{c}} \tag{10.14}$$

Pri úplnom odraze bude tlak elektromagnetického žiarenia dvojnásobný

$$P = \frac{2I}{\mathrm{c}}. \tag{10.15}$$

Tlak svetla pri bežných intenzitách je príliš malý. V špeciálnych experimentoch je možné vytvoriť vysoké tlaky žiarenia pomocou laserov s extrémne veľkými výkonmi. Laserovými impulzmi elektromagnetického žiarenia nasmerovanými zo všetkých strán do určitého bodu možno vytvoriť podmienky na hranici vzniku termonukleárnej reakcie. Krásnym prejavom tlaku svetla na nočnej oblohe je odklon chvosta kométy od Slnka.

10.3 Formulácia vlastností elektromagnetickej vlny z Maxwellových rovníc*

Vyjadrime v diferenciálnom tvare Maxwellove rovnice pre vákuum. Pre vákuum platí $\varepsilon_r = \mu_r = 1,\ \ \rho = 0,\ J = 0$ a sústava Maxwellových rovníc bude mať tvar

$$\begin{aligned} \mathrm{rot}\boldsymbol{E} &= -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \\ \mathrm{rot}\boldsymbol{B} &= \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} \\ \mathrm{div}\boldsymbol{E} &= 0 \\ \mathrm{div}\boldsymbol{B} &= 0 \end{aligned} \tag{10.16a-d}$$

Urobme rotáciu prvej rovnice. Pri jej úprave využijeme vzťah z vektorovej analýzy

$$\mathrm{rot}(\mathrm{rot}\,\boldsymbol{a}) = \mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\boldsymbol{a} - \nabla^2 \boldsymbol{a} \tag{10.17}$$

a skutočnosť, že vo vákuu platí div $\boldsymbol{E}$ = 0.
Dostávame

$$\nabla^2 \boldsymbol{E} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2} \tag{10.18}$$

Po formálnej matematickej stránke je táto rovnica totožná s vlnovou rovnicou s ktorou sme sa oboznámili v mechanike

$$\nabla^2 u = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}.$$

Rovnica (10.18) je vlnová rovnica pre vektorovú funkciu $\boldsymbol{E}(x,y,z,t)$ a vyjadruje zmeny elektromagnetického poľa v šíriacej sa elektromagnetickej vlne. Podstatný rozdiel s mechanikou je ten, že v tomto prípade sa nejedná o výchylku prostredia, alebo zmenu hustoty, ale ide o zmenu intenzity elektrického poľa šíriaceho sa vo vákuu. Porovnaním s vlnovou rovnicou v mechanike vidíme, že rýchlosť šírenia elektromagnetického vlnenia je

$$\frac{1}{\mathrm{c}^2} = \varepsilon_0 \mu_0 \quad \Rightarrow \quad \mathrm{c} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}.$$

Z Maxwellových rovníc sme zistili akou rýchlosťou sa bude pohybovať elektromagnetická vlna. Ak urobíme rotáciu druhej rovnice (10.16b) dostaneme vlnovú rovnicu pre vektor indukcie

$$\nabla^2 \boldsymbol{B} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \boldsymbol{B}}{\partial t^2}. \tag{10.19}$$

Ukážme si teraz, že elektromagnetické vlnenie je vlnenie priečne. Kvôli jednoduchosti predpokladajme, že vlna je rovinná a šíri sa v smere osi x. Vlnová funkcia takejto vlny bude

$$\boldsymbol{E}(x,t) = \boldsymbol{E}(t - \frac{x}{\mathrm{c}}). \tag{10.20}$$

Rovinná vlna šíriaca sa v smere osi x nemôže závisieť na súradniciach y ani z. Pre tento špeciálny prípad nám preto z operátora nabla postačuje iba časť závislá na súradnici x a použijeme operátor $\nabla = \frac{\partial}{\partial x}\boldsymbol{i}$. Maxwellova rovnica (10.16a) vyjadruje súvis medzi rotáciou vektora elektrickej intenzity a časovou zmenou vektora magnetickej indukcie. Urobme teda rotáciu vlnovej funkcie (10.20) a dosaďme do (10.16). Pre rotáciu $\boldsymbol{E}$ dostávame

$$\mathrm{rot}\,\boldsymbol{E} = \nabla \times \boldsymbol{E} = \boldsymbol{i} \times \frac{\partial}{\partial x}\boldsymbol{E}\left(t - \frac{x}{\mathrm{c}}\right) = -\frac{1}{\mathrm{c}}\boldsymbol{i} \times \frac{\partial \boldsymbol{E}\left(t - \frac{x}{\mathrm{c}}\right)}{\partial t} = -\frac{1}{\mathrm{c}}\frac{\partial\left(\boldsymbol{i} \times \boldsymbol{E}\left(t - \frac{x}{\mathrm{c}}\right)\right)}{\partial t}. \tag{10.21}$$

Porovnaním rovníc (10.16a) a (10.21) dostávame

$$\frac{1}{\mathrm{c}}\frac{\partial(\boldsymbol{i} \times \boldsymbol{E})}{\partial t} = \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}. \tag{10.22}$$

Po integrácii podľa času dostávame vzťah medzi vlnovými funkciami pre $\boldsymbol{E}$ a $\boldsymbol{B}$

$$\boldsymbol{i} \times \boldsymbol{E} = \mathrm{c}\boldsymbol{B}. \tag{10.23}$$

Vychádzali sme z predpokladu rovinnej vlny šíriacej sa v smere osi x, teda v smere jednotkového vektora $\boldsymbol{i}$. Zo vzťahu (10.23) vidíme dôležitú vlastnosť elektromagnetickej vlny a to, že vektory $\boldsymbol{E}$ a $\boldsymbol{B}$ sú na seba kolmé a kolmé sú aj na smer šírenia vlnenia. Dokázali sme tak v predchádzajúcej časti uvedené kvalitatívne charakteristiky elektromagnetickej vlny. Získali sme aj kvantitatívnu charakteristiku a to pomer medzi veľkosťami elektrickej intenzity a magnetickej indukcie $\frac{E}{B} = \mathrm{c}$, (rovnica (10.6)).

Ukážme si teraz ako z Maxwellových rovníc môžeme vyjadriť energiu prenášanú elektromagnetickou vlnou. Môže nás k tomu priviesť hustota energie elektrického a magnetického poľa. Hustotu energie získame ak Maxwellove rovnicu (10.16a) a upravenú rovnicu (10.16b) vynásobíme skalárne vektormi $\boldsymbol{H}$ a $\boldsymbol{E}$. Dostávame

$$\boldsymbol{H}.\mathrm{rot}\boldsymbol{E} = -\boldsymbol{H}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{2}\mu_0 H^2\right) \tag{10.24a}$$

$$\boldsymbol{E}.\mathrm{rot}\boldsymbol{H} = \varepsilon_0 \boldsymbol{E}\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2\right) \tag{10.24b}$$

Na pravej strane týchto rovníc sme dostali časovú zmenu hustoty energie magnetického poľa a hustoty elektrického poľa. Rovnice odčítame a použijeme vzťah ***A*** rot ***B*** – ***B*** rot ***A*** = - div ***A***×***B***. Po úprave dostávame

$$\boldsymbol{E}.\mathrm{rot}\boldsymbol{H} - \boldsymbol{H}.\mathrm{rot}\,\boldsymbol{E} = -\mathrm{div}\,\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{H} = \frac{\partial}{\partial t}\left\{\frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2 + \frac{1}{2}\mu_0 H^2\right\}. \qquad (10.25)$$

Vektorový súčin $\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{H}$ je Poyntingov vektor ***S*** a platí

$$\mathrm{div}\,\boldsymbol{S} = -\frac{\partial}{\partial t}\left\{\frac{\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu_0 H^2}{2}\right\}. \qquad (10.26)$$

Fyzikálne veľmi názorný je integrálny tvar tejto rovnice

$$\int_\tau \mathrm{div}\,\boldsymbol{S}\,\mathrm{d}\tau = -\frac{\partial}{\partial t}\int_\tau\left\{\frac{\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu_0 H^2}{2}\right\}\mathrm{d}\tau\,. \qquad (10.27)$$

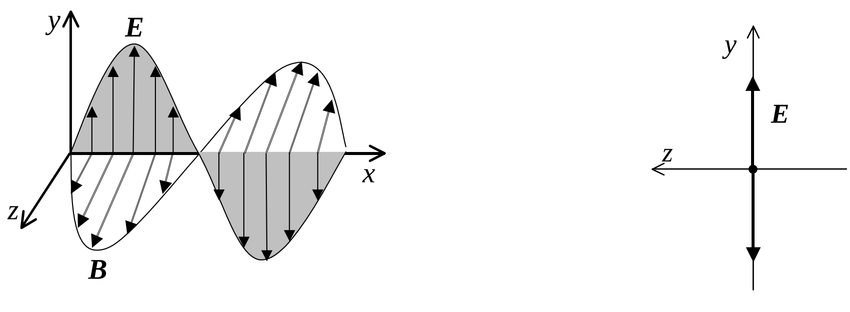
Na úpravu ľavej strany použijeme Gaussovu vetu vektorovej analýzy a dostávame

$$\oint \boldsymbol{S}\,.\mathrm{d}\boldsymbol{S} = -\frac{\partial}{\partial t}\int_\tau\left\{\frac{\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu_0 H^2}{2}\right\}\mathrm{d}\tau\,, \qquad (10.28)$$

kde symbol d***S*** označuje element plochy. Ak súčet hustoty elektrického a magnetického poľa nazveme hustota elektromagnetickej energie potom rovnicu (10.28) môžeme „fyzikálne prečítať" nasledovne: časový úbytok elektromagnetickej energie v určitom objeme sa rovná výtoku elektromagnetickej energie plochou obklopujúcou tento objem. Energia sa šíri v smere vektora ***S*** teda kolmo na intenzitu elektrického poľa aj indukciu magnetického poľa.

10.4 Polarizácia elektromagnetického vlnenia

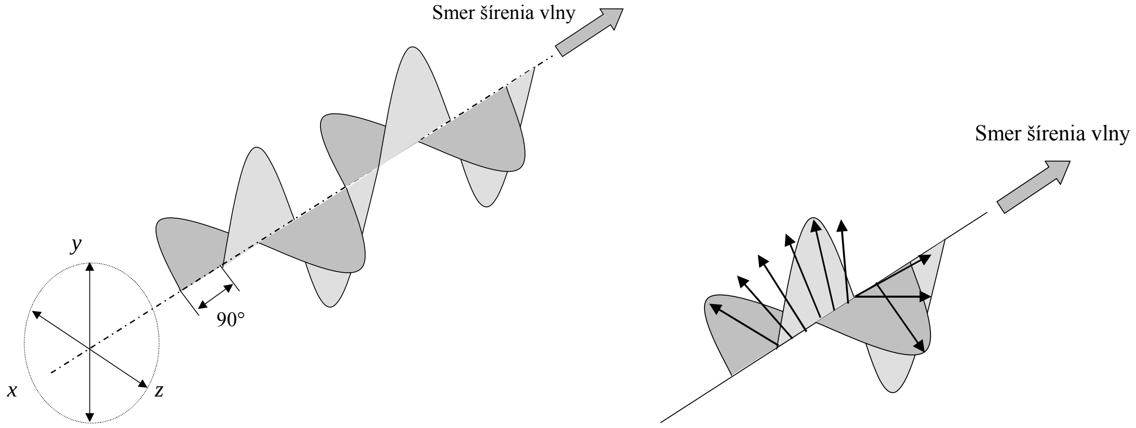
Vlastnosťou priečneho vlnenia je, že priečne vlnenie je možné polarizovať. Rovinná elektromagnetická vlna je **lineárne polarizovaná**, ak kmity vektora intenzity elektrického poľa sú v rovine určenej smerom šírenia vlnenia a smerom polarizácie. Túto rovinu voláme **rovina kmitov**. Na obr. 10.4a,b je v dvoch pohľadoch zobrazená lineárne polarizovaná elektromagnetická vlna,. ktorej rovina kmitov je rovina *xy*. Zobrazenie na obr. 10.4b je pohľad z hľadiska pozorovateľa, ku ktorému elektromagnetická vlna „prichádza".



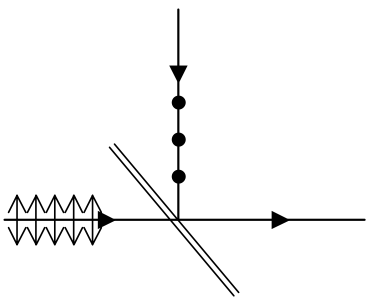
(a) (b)

Obr. 10.4 Lineárne polarizovaná elektromagentická vlna

Pre optické javy, videnie a interakciu elektromagnetického vlnenia s prostredím vôbec, je najvýznamnejšie elektrické pole a vektor ***E***. Pod rovinou kmitov elektromagnetického vlnenia preto rozumieme rovinu určenú vektorom ***E*** a smerom šírenia vlnenia. Ak koncový bod vektora ***E*** opisuje v šíriacej sa vlne kružnicu, alebo elipsu, hovoríme, že vlnenie je kruhovo, resp. elipticky polarizované. **Kruhovo polarizované** vlnenie je vytvorené superpozíciou dvoch lineárne polarizovaných kolmých rovinných vlnení rovnakej amplitúdy fázovo posunutých o $\pi/2$ (obr. 10.5).



Obr. 10.5. Kruhovopolarizované elektromagnetické vlnenie

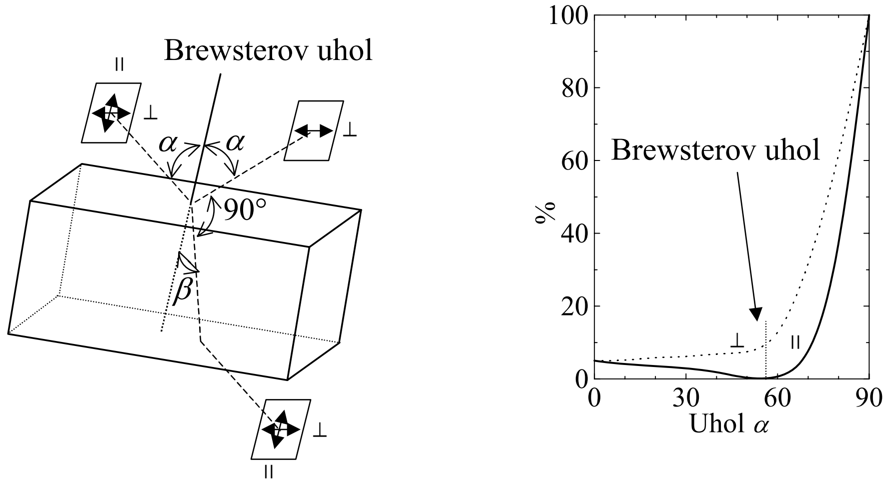


Obr.10.6. Skladanie dvoch lineárne polarizovaných vlnení

Ak amplitúdy nie sú rovnaké, vznikne vlnenie **elipticky polarizované**. Kruhovo, resp. elipticky polarizované vlnenie získame pomocou polopriepustného zrkadla na ktoré dopadajú dve navzájom kolmé lineárne polarizované vlnenia (obr. 10.6).

Elektromagnetické vlnenie od bežných zdrojov, napr. svetlo žiarovky, slnka, plameňa nie je polarizované. Vektor ***E*** je v každom mieste kolmý na smer šírenia elektromagnetického vlnenia, ale je orientovaný náhodne. Veľký význam má polarizácia elektromagnetického vlnenia v optickej oblasti. Polarizovane je vysielaný napr. tiež televízny signál rôznych vysielačov, a to v horizontálnej alebo vo vertikálnej rovine.

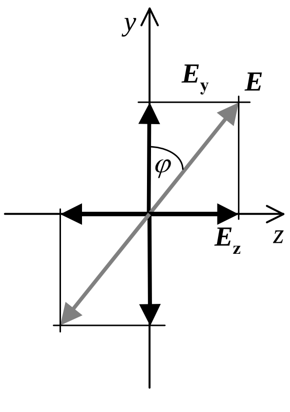
Lineárne polarizovanú vlnu môžeme získať polarizáciou a to **odrazom a lomom**, **dvojlomom**, alebo **polarizačnými filtrami-polaroidmi**. Pri odraze je odrazený lúč úplne polarizovaný a vektor intenzity elektrického poľa kmitá v rovine kolmej na rovinu dopadu ak uhol medzi lomeným a odrazeným lúčom je $\pi/2$ (obr. 10.7). Pre uhol dopadu zo Snellovho zákona potom platí $\mathrm{tg}\alpha = \dfrac{N_2}{N_1}$, kde N_i sú absolútne indexy lomu (Pozri Fyzika I, časť 30.2.6). Pri polarizácii dvojlomom sa využíva rôzny index lomu anizotropických kryštálov pre svetlo polarizované v rôznych smeroch. Vhodnou úpravou tvaru lámavého hranola dosiahneme, že kryštálom prejde iba lineárne polarizované svetlo. Významné praktické využitie majú polaroidy. Polaroidy sú fólie zo špeciálneho plastu zloženého z dlhých orientovaných molekúl. Ak na orientované makromolekuly dopadá elektromagnetická vlna potom sa v polarizátore absorbuje tá časť elektromagnetických vĺn, v ktorých vektor intenzity elektrického poľa kmitá v smere molekulového reťazca. Elektromagnetické vlny v ktorých vektor elektrickej intenzity kmitá v rovine kolmej na molekulový reťazec polaroidom prechádzajú. Tento smer označíme ako smer polarizácie.



Obr.10.7. Polarizácia odrazom

Zamerajme sa teraz na intenzitu prejdeného elektromagnetického vlnenia. Nech na polaroid dopadá nepolarizované elektromagnetické vlnenie. Všetky chaoticky orientované vektory elektrickej intenzity dopadajúceho vlnenia môžeme rozdeliť na dve navzájom kolmé zložky a to v smere polarizácie a v smere kolmom. Polarizátorom prejde z nich iba jedna zložka a intenzita prejdeného svetla je

$$I = \frac{1}{2} I_0 \tag{10.29}$$



Obr.10.8. Prechod lineárne polarizovaného vlnenia polaroidoim

Nech polarizátor je orientovaný tak, že ním prechádza elektromagnetické vlnenie, ktorého vektor elektrickej intenzity kmitá v smere osi *y*. Smer osi y je smer polarizácie polariodu. Ak na takýto polarizátor dopadá lineárne polarizované vlnenie a to tak, že rovina kmitov zviera so smerom polarizácie polaroidu určitý uhol φ (obr. 10.8) potom vektor elektrickej intenzity dopadajúceho vlnenia môžeme podľa obr. 10.8 rozložiť na zložku rovnobežnú so smerom polarizácie a zložku na tento smer kolmú. Polaroidom prejde iba zložka rovnobežná so smerom polarizácie pre ktorú platí

$E_y = E\cos\varphi$.

Intenzita prejdeného vlnenia je úmerná druhej mocnine amplitúdy elektrickej intenzity a pre intenzitu vlnenia prejdeného polarizátorom v tomto prípade dostávame

$I = I_0 \cos^2\varphi$.

Praktické využitie má polarizácia v chemickej analýze. Niektoré molekuly stáčajú rovinu polarizovaného svetla. Látky ktoré stáčajú rovinu polarizovaného svetla sa volajú **opticky aktívne**. Uhol otočenia je úmerný koncentrácii opticky aktívnej zlúčeniny v roztoku ktorým polarizované svetlo prechádza. Polarimetria sa používa v rôznych odboroch potravinárskeho priemyslu na stanovenie cukrov, laktózy, glukózy, škrobu atď. V bežnom živote sú používané polarizačné okuliare, ktoré zmenšujú intenzitu svetla odrazeného od mokrej vozovky (je odrazom čiastočne polarizované) a znižujú tak osvetlenie od protiidúcich vozidiel.