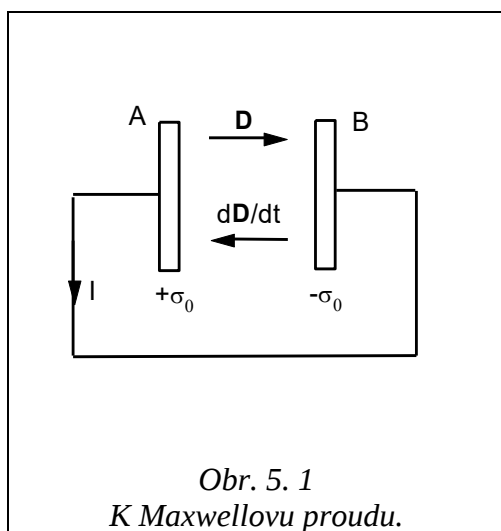


5. ELEKTROMAGNETICKÉ POLE

V předcházejících kapitolách jsme se seznámili se zákony elektrických a magnetických jevů a se zákony, které vyjadřují jejich souvislost. Nyní shrneme tyto poznatky do ucelené teorie elektromagnetického pole. Nejprve zavedeme tzv. Maxwellův proud.

5.1 Maxwellův proud

Proud v kovech, vyvolaný pohybem volných elektronů, nazýváme proud vodivý nebo kondukční. Pro kondukční proud platí vztahy $\mathbf{i} = \rho \mathbf{v}$ a $\mathbf{i} = \sigma \mathbf{E}$. Existují však proudy, které jsou rovněž vyvolány pohybem volných nosičů náboje, pro něž je rovněž splněna rovnice $\mathbf{i} = \rho \mathbf{v}$, ale neplatí přitom $\mathbf{i} = \sigma \mathbf{E}$. Tyto proudy jsou způsobeny makroskopickým pohybem nabitých částic nebo těles, které uvedeme do pohybu mechanickými silami a nazývají se proudy konvekční. Jako příklad můžeme uvést pohyb náboje, unášeného pásem van de Graafova generátoru. J. C. Maxwell ukázal, že existuje ještě jiný druh proudu.



Obr. 5.1
K Maxwellovu proudu.

Všimneme si děje, který probíhá, když vodivým obvodem, do kterého je zařazen kondenzátor, prochází proměnný proud. U ustáleného proudu jsou proudové čáry vždy uzavřené. V dielektriku mezi deskami kondenzátoru nejsou volné elektrické náboje. Proudové čáry jsou tedy u povrchu desek přerušeny. Uvažujme proudový obvod podle obr. 5. 1. Na desce A deskového kondenzátoru je kladný náboj rozložen s plošnou hustotou $+\sigma_o$, na desce B je záporný náboj s plošnou hustotou $-\sigma_o$.

Při vybíjení kondenzátoru vodičem, který spojuje obě desky, jde proud od desky A k desce B. Proud ve vodivé části obvodu má velikost

$$I = \frac{\partial Q}{\partial t}$$

a jeho hustota je

$$i = \frac{\partial \sigma_o}{\partial t}.$$

Vektor elektrické indukce mezi deskami kondenzátoru má podle (1.39) velikost

$$D = \sigma_o.$$

Derivací podle času dostaneme

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \dot{\mathbf{D}} = \frac{\partial \sigma_o}{\partial t}.$$

Při vybíjení kondenzátoru pole mezi deskami slábne, derivace $\frac{\partial D}{\partial t}$ je záporná a vektor $\dot{\mathbf{D}}$ má tedy opačný směr než vektor $\mathbf{D}$. Vektor $\mathbf{D}$ míří od desky A k desce B. Platí tedy: v prostoru mezi deskami má vektor $\dot{\mathbf{D}}$ stejný směr jako vektor hustoty proudu v desce A. Vektor $\mathbf{D}$ a $\mathbf{i}$ mají přitom stejnou velikost. Čáry vektoru $\dot{\mathbf{D}}$ a čáry hustoty proudu přecházejí tedy jedny v druhé. Zavedme označení

$$\mathbf{i}_M = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (5.1)$$

kde $\mathbf{i}_M$ nazýváme hustotu Maxwellova proudu. Podle uvedeného je tedy každý proudový obvod uzavřený. Na indukční proud ve vodičích navazuje v dielektriku Maxwellův proud. Vektorový součet hustoty Maxwellova proudu a hustoty indukčního proudu udává hustotu celkového proudu

$$\mathbf{i}_c = \mathbf{i} + \mathbf{i}_M. \quad (5.2)$$

Poznámky k pojmu Maxwellova proudu

1. Podle (5.1) vzniká proud jen tehdy, když se elektrické pole s časem mění. Vložíme-li dielektrikum do elektrického pole, dochází k určitému posuvu nábojů (kapitola 1.7.). Tento posuv přibližně představuje krátkodobý proudový náraz. Jestliže se intenzita elektrického pole s časem mění, dochází k dalším proudovým nárazům, které ve svém úhrnu představují Maxwellův proud. Vznik a trvání Maxwellova proudu je tedy nezbytně vázáno na změny intenzity elektrického pole. Stálé elektrické pole Maxwellův proud nevyvolá.

2. Maxwellův proud vytváří ve svém okolí právě takové magnetické pole, jaké vytváří ekvivalentní indukční proud.

3. Skutečná dielektrika vždy obsahují určitý, i když velmi malý počet volných nábojů. K Maxwellovu proudu uvnitř dielektrika se tedy přičítá i odpovídající indukční proud. Naproti tomu, mění-li se intenzita elektrického pole ve vodiči (např. při průchodu střídavého proudu), vzniká i ve vodiči Maxwellův proud. Skutečný proud v libovolném průřezu obvodu je tedy dán součtem proudu indukčního a Maxwellova. Ve většině případů jsou indukční proudy v dielektriku zanedbatelné ve srovnání s proudy Maxwellovými a ve vodičích jsou Maxwellovy proudy (s výjimkou velmi vysokých frekvencí) zanedbatelné ve srovnání s proudy indukčními.

5. 2 Maxwellovy rovnice

Vztahy a zákonitosti, které platí v elektromagnetických jevech, kterými jsme se zabývali, nejsou obecně na sobě nezávislé. Např. z Coulombova zákona vyplývá Gaussova věta a naopak lze ukázat, že z Gaussovy věty plyne Coulombův zákon. J. C. Maxwell ukázal, že všechny zákony teorie elektromagnetického pole lze odvodit jako důsledek několika základních obecných zákonů. Tyto obecné zákony, společně se všemi teoretickými důsledky, které z nich plynou, tvoří Maxwellovu teorii elektromagnetického pole. Vztahy, jimiž jsou

tyto obecné zákonitosti formulovány, se nazývají Maxwellovy rovnice. Všechny vztahy a rovnice již byly v předcházejících kapitolách uvedeny. Nyní je shrneme a v některých případech upravíme.

Hlavní Maxwellovy rovnice

V kapitole 3 jsme poznali, že magnetomotorické napětí podél uzavřené čáry se rovná celkovému proudu, který tato čára obepíná. Toto tvrzení je vyjádřeno rovnicí

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = \sum I,$$

jejíž platnost jsme vztahovali jen na indukční proudy. Podle výsledků kapitoly 5.1. mají však Maxwellovy proudy stejné magnetické účinky jako proudy indukční a proto je třeba v časově proměnném elektrickém poli Maxwellovy proudy přičíst k proudům indukčním a vztah (3.26) nahradit obecnějším

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I + I_M, \quad (5.3)$$

kde I značí celkový indukční proud a I_M celkový Maxwellův proud, prostupující vnitřkem uzavřené integrační cesty. Maxwellův proud podle (5.1)

$$I_M = \int_S \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S},$$

kde S je libovolná plocha, omezená integrační cestou křivkového integrálu na levé straně vztahu (5.3). Podobně můžeme vyjádřit celkový proud

$$I = \int_S \mathbf{i} \cdot d\mathbf{S}.$$

Po dosazení do (5.3) dostaneme

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \int_S \left(\mathbf{i} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) \cdot d\mathbf{S}. \quad (5.4)$$

Vztah (5.4) je první Maxwellova rovnice elektromagnetického pole, která vyjadřuje obecně platný vztah mezi magnetomotorickým napětím v uzavřené křivce a mezi indukčním proudem a časovou změnou elektrického indukčního toku, jestliže proud a tok postupují vnitřkem této uzavřené křivky. Vidíme, že i bez indukčního proudu může vzniknout v uzavřené křivce magnetomotorické napětí, jestliže se s časem mění elektrický indukční tok vnitřkem křivky. Časově proměnné elektrické pole vytváří tedy pole magnetické.

Podle Faradayova zákona elektromagnetické indukce platí pro indukované napětí

$$\mathcal{E}_i = - \frac{\partial \phi}{\partial t}.$$

Vzhledem k definici elektromotorického napětí a indukčního toku

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S},$$

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}. \quad (5.5)$$

Vztah (5.5) je druhá Maxwellova rovnice. Při studiu elektromagnetické indukce jsme ukázali, že časově proměnné magnetické pole je příčinou vzniku elektromotorického napětí v oblasti, kde je vodič. Maxwell tento výsledek zobecnil tvrzením, že elektrické pole vzniká ve všech bodech prostoru, v nichž existuje časově proměnné magnetické pole a to nezávisle na tom, zda jde o body ve vodiči nebo mimo něj. Podle Maxwellovy představy je vodič, ve kterém vzniká elektromotorické napětí jen objektem, v němž se elektrické síly projevují. Platí tedy:

Časově proměnné magnetické pole vytváří pole elektrické.

V kapitole 1. jsme uvedli Gaussovu větu pro vektor $\mathbf{D}$

$$\oint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \sum Q_{io},$$

tj. elektrický indukční tok uzavřenou plochou se rovná celkovému volnému náboji, uzavřeného touto plochou. Jestliže jsou volné náboje v objemu V , obklopeném uzavřenou plochou, rozloženy s prostorovou hustotou ρ , nahradíme algebraický součet volných nábojů integrálem

$$\int_V \rho dV.$$

Gaussova věta má potom tvar

$$\oint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \int_V \rho dV. \quad (5.6)$$

Vztah (5.6) je třetí Maxwellova rovnice. Čtvrtá Maxwellova rovnice vyjadřuje poznatek, že magnetický indukční tok uzavřenou plochou se rovná nule

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0. \quad (5.7)$$

K těmto uvedeným Maxwellovým rovnicím se připojují tzv. vedlejší Maxwellovy rovnice, které vyjadřují vztahy mezi dvojicemi vektorů $(\mathbf{E}, \mathbf{D})$, $(\mathbf{i}, \mathbf{E})$ a $(\mathbf{H}, \mathbf{B})$ a dále vztah pro sílu, kterou působí elektromagnetické pole na bodový náboj.

Uvedeme přehledně všech osm Maxwellových rovnic.

Hlavní Maxwellovy rovnice

$$1. \oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \int_S \left(\mathbf{i} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) \cdot d\mathbf{S}.$$

$$2. \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}.$$

$$3. \oint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \int_V \rho dV.$$

$$4. \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0.$$

Vedlejší Maxwellovy rovnice

$$5. \quad \mathbf{D} = \varepsilon_o \varepsilon_r \mathbf{E}.$$

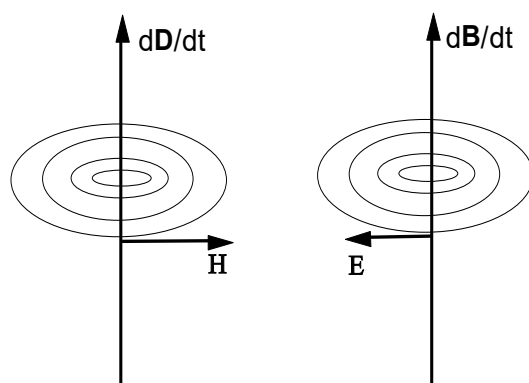
$$6. \quad \mathbf{B} = \mu_o \mu_r \mathbf{H}.$$

$$7. \quad \mathbf{i} = \sigma \mathbf{E}.$$

$$8. \quad \mathbf{F} = q\mathbf{E} + q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}).$$

Z Maxwellových rovnic plyne, že časově proměnné pole elektické vytváří pole magnetické a časově proměnné pole magnetické vytváří pole elektrické. Tato vzájemnost obou časově proměnných polí je znázorněna na *obr. 5. 2*.

Elektrické a magnetické pole tedy tvoří jediný fyzikální celek, který se nazývá elektromagnetické pole.



Obr. 5. 2

- a) magnetické pole, vytvořené proměnným elektrickým polem*
b) elektrické pole, vytvořené proměnným magnetickým polem

Kontrolní otázky ke kapitole 5. Elektromagnetické pole.

1. Vysvětlete pojmy: kondukční proud, konvekční proud a Maxwellův proud.
2. Uveďte, za jakých podmínek vzniká v určitém prostředí Maxwellův proud. Napište vztah pro hustotu Maxwellova proudu.
3. Graficky znázorněte, jak s proměnným elektrickým polem souvisí magnetické pole a jak s proměnným magnetickým polem souvisí elektrické vírové pole.
4. Uzavřená čára neobepíná žádný kondukční proud. Musí být magnetomotorické napětí podél této uzavřené křivky vždy nulové?
5. Napište Maxwellovy rovnice a vysvětlete jejich fyzikální obsah.

Doporučená literatura

Horák Z.: Fyzika

Fuka J., Havelka B.: Elektřina a magnetismus

Krempaský J., Schauer F.: Fyzika

Liška M., Šantavý I.: Fyzika II.

Janků V., Škorpík J.: Návod k samostatnému studiu fyziky II.

Všechny uvedené učebnice (skripta) jsou částí studijního fondu předmětu fyziky v knihovně skript a učebnic VA BRNO.

4.3. Elektromagnetické vlny

Elektromagnetické vlnění je jedním z jevů, který byl nejprve teoreticky předpověděn a teprve později prokázán experimentálně.

Při studiu mechanického vlnění jsme poznali, že pro vektorovou veličinu $\mathbf{u}(r, t)$, která představuje výchylku ve vlně, platí vlnová rovnice

$$\frac{\partial^2 \mu}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mu}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mu}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mu}{\partial t^2}, \quad (4.8)$$

kde v je rychlost šíření vlnění. Pro rovinnou vlnu, která se šíří ve směru osy x má rovnice 4.8 řešení

$$\mu(x, t) = \mu_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right). \quad (4.9)$$

Maxwell ukázal, že z rovnic (4.4), (4.5) pro nevodivé homogenní, izotropní prostředí, v němž nejsou náboje ani vodivé proudy, lze vhodnou úpravou získat vlnové rovnice pro vektory $\mathbf{E}$ a $\mathbf{H}$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} = \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}, \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial z^2} = \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}. \quad (4.11)$$

Rovnice (4.10) a (4.11) popisují prostorové vlnění vektorů $\mathbf{E}$ a $\mathbf{H}$. Vektory $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ se tedy chovají obdobně jako vektor výchylky při prostorovém mechanickém vlnění. Elektrická a magnetická složka elektromagnetického pole se tedy šíří ve formě prostorového vlnění. Zvolíme-li opět rovinnou vlnu, šířící se ve směru osy x , bude řešení rovnice (4.10) a (4.11) ve tvaru

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right),$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right).$$

Z Maxwellových rovnic lze dále dokázat, že v elektromagnetické vlně jsou vektory $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ kolmé navzájem a na směr šíření vlnění. Pro poměr intenzity elektrického a magnetického pole platí

$$\frac{E}{H} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}, \quad (4.12)$$

ale obě vlny mají stejnou fázi. Výraz $Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$, se nazývá vlnová impedance vakua a má hodnotu $Z = 376,73 \, \Omega$.

Porovnáním rovnice (4.8).a (4.10). dostaneme pro rychlost šíření elektromagnetického vlnění

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_o \epsilon_r \mu_o \mu_r}}. \quad (4.13)$$

Ve vakuu je $\epsilon_r = 1$, $\mu_r = 1$, takže rychlost šíření ve vakuu

$$v = c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_o \mu_o}} = 3 \cdot 10^8 \, m \cdot s^{-1}. \quad (4.14)$$

To je stejná rychlost, jakou se ve vakuu šíří světlo. Maxwell tedy vyslovil tvrzení, že podstatou světla je elektromagnetické vlnění.

4.4. Šíření elektromagnetické energie

Elektromagnetické vlnění, které se šíří prostorem, přenáší energii. Tok energie v časově proměnném poli můžeme vasvětlit změnou energie, obsažené ve zvolené části objemu elektromagnetického pole, jehož změny se šíří v prostředí rychlostí, danou vztahem (4.13) Množství energie, procházející libovolnou plochou S můžeme vypočítat integrací přes plochu S , známe-li hustotu toku energie, tj. množství energir, prošlé za dobu dt ploškou dS , dělené velikostí plošky a dobou dt . Hustota toku energie se číselně rovná energii, prošlé za jednotku času jednotkovou plochou, postavenou kolmo ke směru šíření energie. Jestliže přisoudíme hustotě toku energie směr souhlasný se směrem šíření, můžeme ji definovat jako vektor $\mathbf{P}^*$.

$[P^*] = Wm^{-2}$. Tok energie libovolnou plochou je tedy

$$P = \int \mathbf{P}^* dS. \quad (4.15)$$

Hustota toku energie souvisí s hustotou energie. Uvažujme šíření rovinné elektromagnetické vlny. Vektory $\mathbf{E}$ a $\mathbf{H}$ jsou vzájemně kolmé a poměr jejich velikostí je dán vztahem (4.12)

Rychlost šíření vlny je $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$. V elektromagnetickém poli je energie rozložena s hustotou

w , určenou vztahy (3.45) a (1.31). Ploškou dS , postavenou kolmo ke směru šíření vlny, projde za dobu dt energie, obsažená v hranolu o základně dS a výšce vdt . Toto množství energie je

$$dW = w dS v dt :$$

Hustota toku energie má tedy velikost

$$P^* = \frac{dW}{dSdt} = wv. \quad (4.16)$$

Tento výraz můžeme dále upravit

$$P^* = \frac{1}{2} \mathbf{d}E^2 + \mu H^2 \mathbf{i}_v = \frac{1}{2\sqrt{\mu\epsilon}} \mathbf{d}E^2 + \mu H^2 \mathbf{i}.$$

Podle (4.12) platí $\epsilon E^2 = \mu H^2$, takže

$$P^* = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \epsilon E^2 = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E^2 = EH. \quad (4.17)$$

Protože vektory $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ jsou kolmé k sobě i ke směru šíření vlny a energie proudí ve směru šíření, můžeme zavést hustotu toku energie jako vektor

$$\mathbf{P}^* = \mathbf{E} \times \mathbf{H}, \quad (4.18)$$

který se nazývá Poyntingův vektor. Tento vektor je mírou přenosu energie vlněním. Platí pro jakýkoliv tvar a druh elektromagnetických vln.

V předcházející kapitole jsme ukázali, že z Maxwellových rovnic plyne existence elektromagnetického vlnění, které se šíří prostorem a přenáší energii. Přenos energie elektromagnetickým vlněním představuje významný fyzikální jev, který má široké využití v technice.

Základem zařízení, která umožňují vysílání (a příjem) elektromagnetických vln je kmitavý (oscilační) obvod.

4.5. Elektromagnetické kmity

Elektrický systém, analogický mechanickému oscilátoru, je elektrický obvod, který se skládá z kondenzátoru, cívky a vodiče s elektrickým odporem, zařazených za sebou. Jestliže se nabitý kondenzátor vybíjí přes odpor, prochází obvodem proud, který se s časem zmenšuje až k nule. Vybíjí-li se však kondenzátor přes cívku, vzniknou v obvodu kmity (oscilace) proudu a proto se takový obvod nazývá kmitavý (oscilační). Vysvětlíme vznik oscilací v seriovém obvodu s kapacitou (C), indukčností (L) a odporem (R).

Nabijeme-li kondenzátor kapacity C na napětí U nábojem Q, je energie elektrického pole kondenzátoru $W_e = \frac{1}{2} CU^2 = \frac{Q^2}{2C}$. Zapneme-li klíč v obvodu, který spojuje obě desky kondenzátoru vedením o indukčnosti L, začne se kondenzátor vybíjet proudem, který roste až do okamžiku, kdy se potenciál obou desek vyrovná. V tomto okamžiku je energie elektrického pole kondenzátoru rovna nule, ale proud nabývá největší hodnoty, takže energie magnetického pole cívky vyjádřená vztahem $W_m = \frac{1}{2} LI^2$ dosahuje rovněž maxima. Dále se

udržuje proud jen indukovaným napětím, které způsobí, že proud pokračuje v téže směru a kondenzátor se začíná opět nabíjet, ale opačně než původně. Jsou-li ztráty Joulovým teplem zanedbatelné, dosáhne kondenzátor téměř stejně velkého opačného napětí. Energie magnetického pole cívky se přemění na energii elektrického pole kondenzátoru. Popsaný děj se opakuje, ale proud obvodem protéká nyní opačně než dříve. Schéma jednotlivých fází tohoto děje je na obr. 4.6, kde je též vyznačen průběh proudu a průběh napětí na kondenzátoru, který je spuhlasný s průběhem změn velikosti náboje na deskách kondenzátoru.. Kmity proudu jsou netlumené pouze v ideálním případě ($R = 0$). Když $R \neq 0$, mění se elektrická energie postupně v teplo.

Obr. 4. 6 Kmitavý obvod

Předešlé energetické úvahy nyní vyjdříme matematicky. Nejprve probereme případ, kdy odpor obvodu $R = 0$. Potom celková energie obvodu musí být v kterémkoliv okamžiku stálá, tj.

$$W_e + W_m = \frac{Q^2}{2C} + \frac{1}{2} LI^2 = konst.$$

derivací dostaneme

$$\frac{Q}{C} \frac{dQ}{dt} + LI \frac{dI}{dt} = 0.$$

S použitím vztahu $I = \frac{dQ}{dt}$ dostaneme po úpravě diferenciální rovnici

$$\frac{d^2 Q}{dt^2} + \frac{Q}{LC} = 0, \quad (4.19)$$

která vyjadřuje netlumené kmity příslušné veličiny, v tomto případě náboje Q . Náboj je tedy harmonickou funkcí času a mění se s periodou

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (4.20)$$

Stejná diferenciální rovnice platí i pro napětí (napětí na kondenzátoru je úměrné náboji) a proud. Všechny uvedené veličiny tedy konají harmonické kmity s periodou T . V obvodu se zanedbatelným ohmickým odporem tedy vznikají netlumené elektrické oscilace.

Nyní předpokládejme, že v kmitavém obvodu je odpor R . Elektrická energie se postupně přeměňuje na Joulovo teplo. Součet $W_e + W_m$ už nebude konstantní, ale jeho časová změna udává Joulov výkon.

$$-\frac{d}{dt} \left(\frac{Q^2}{2C} + \frac{1}{2} LI^2 \right) = RI^2.$$

Po derivování a úpravě dostaneme

$$-\frac{Q}{C} - L \frac{dI}{dt} = RI,$$

další derivací dostaneme

$$\frac{d^2 I}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dI}{dt} + \frac{I}{LC} = 0,$$

což je diferenciální rovnice tlumených kmitů. Její řešení je (položíme $\frac{R}{L} = 2b$)

$$I = I_0 e^{-bt} \sin \omega_1 t + \varphi, \quad (4.21)$$

kde

$$\omega_1 = \sqrt{\omega^2 - b^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}.$$

Amplituda proudu v kmitavém obvodu s R s časem exponenciálně klesá.

Je-li $\frac{R^2}{4L^2} > \frac{1}{LC}$, k oscilacím vůbec nedojde.

Každý skutečný obvod má určitý ohmický odpor, takže se v něm trvalé elektrické kmity neudrží. K udržení netlumených kmitů je nutné dodávat do obvodu z vnějšku energii, která by kompenzovala ztráty v důsledku vývinu Joulova tepla. Zapojíme-li do kmitavého obvodu zdroj elektrické energie, jehož elektromagnetické napětí se periodicky mění, budou kmity v obvodu netlumené. Amplituda kmitů v obvodu bude maximální, jestliže frekvence elektromotorického napětí zdroje bude rovna frekvenci vlastních kmitů obvodu.

Jsou-li desky kondenzátoru v kmitavém obvodu těsně u sebe a obsahuje-li cívka uzavřené železné jádro, omezuje se elektrické a magnetické pole jen na nejbližší okolí obvodu. Takový obvod se nazývá uzavřený. Jestliže desky kondenzátoru rozevřeme a odstraníme-li železné jádro v cívkě, rozloží se elektrické i magnetické pole výrazněji do okolního prostoru. Pole se ještě více rozšíří, když desky kondenzátoru nahradíme kuličkami nebo pouhými dráty. V případě, kdy je celý obvod nahrazen přímým vodičem, vytvoří se elektrické a magnetické pole tvaru, který je naznačen polokukovými elektrickými siločarami a uzavřenými magnetickými siločarami. Takový obvod, jehož elektromagnetické pole se rozprostírá do okolního prostoru, se nazývá otevřený kmitavý obvod.

Obr. 4.7 Přechod od uzavřeného obvodu k otevřenému