

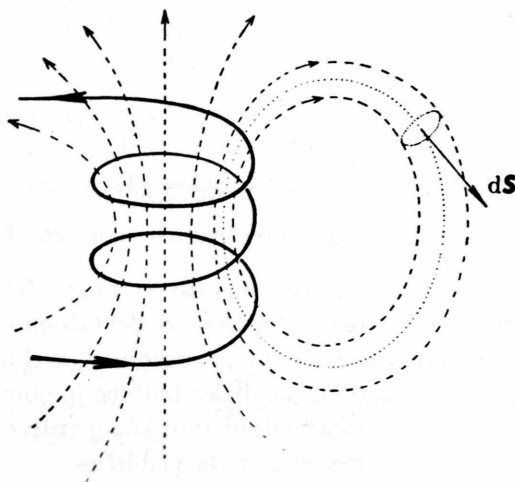
4.10. Ohmov zákon pre magnetický indukčný tok. Plošný integrál

$$\Phi = \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \quad (1)$$

vektora magnetickej indukcie $\mathbf{B}$ sa nazýva *magnetickým indukčným tokom* prechádzajúcim cez príslušnú plochu. Jeho jednotka v sústave SI sa volá weber,

$$1 \text{ weber} = \text{tesla} \cdot \text{m}^2$$

Magnetické indukčné čiary prechádzajúce cez jednotlivé obvodové body plošky zvolenej v magnetickom poli vytvárajú *magnetickú indukčnú trubicu*. Z rovnice $\text{div } \mathbf{B} = 0$ vyplýva, že: 1. magnetické indukčné čiary nikde nezačínajú ani nikde nekončia, t. j. sú to čiary v sebe uzavreté, 2. magnetické indukčné toky prechádzajúce cez jednotlivé prierezy tej istej indukčnej trubice sú rovnako veľké.



Obr. 4.22.

Majme na mysli vodič elektrického prúdu s prúdom I ľubovoľného tvaru. Napríklad cievku s n závitmi (obr. 4.22). V jej magnetickom poli predstavme si elementárnu indukčnú trubicu, vyplnenú všade tým istým prostredím s permeabilitou μ , spriahnutú napríklad so všetkými n závitmi cievky. Podľa vzorca (4.6.4), v ktorom I značí celkový s uzavretou integračnou dráhou spriahnutý prúd, dráhový integrál F vektora $\mathbf{H}$ pozdĺž osi našej indukčnej trubice je celkový prúd, pre ktorý — keď jestuje v n s indukčnou trubicou spriahnutých závitoch, v ktorých je prúd I — treba prirodzene písať nI .

$$F = \oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} = \oint H ds = nI \quad (2)$$

Pre magnetický indukčný tok prechádzajúci cez ktorýkoľvek kolmý prierez trubice dostávame:

$$d\Phi = B \, dS = \mu H \, dS$$

Teda

$$H = \frac{d\Phi}{\mu \, dS}$$

a

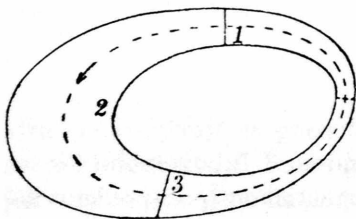
$$\oint \frac{d\Phi}{\mu \, dS} \, ds = nI \quad (3)$$

Pretože indukčný tok $d\Phi$ je pozdĺž celej trubice konštantný, v poslednej rovnici môžeme ho dať pred integračné znamienko. Dostávame tým rovnicu

$$d\Phi \oint \frac{ds}{\mu \, dS} = nI, \text{ alebo}$$

$$d\Phi = \frac{nI}{\oint \frac{ds}{\mu \, dS}} = \frac{F}{\oint \frac{ds}{\mu \, dS}} = \frac{F}{R_m} \quad (4)$$

Získaný výsledok s ohľadom na jeho podobnosť so vzťahom (2.2.3), ktorý vyjadruje prúd v elementárnej prúdovej trubici, nazýva sa Ohmov zákon pre magnetický indukčný tok. Čitateľ $F = nI = \oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s}$ je tzv. *magnetomotorická sila (mms)* pôsobiaca v okruhu indukčnej trubice, menovateľ $\oint \frac{ds}{\mu \, dS}$ sa nazýva *magnetickým odporom okruhu*. Vyjadruje správne magnetický odpor, len ak sa vzťahuje na elementárnu indukčnú trubicu. S dostatočnou presnosťou môže sa však použiť aj pre indukčnú trubicu s prierezom S , keď tento prierez vzhľadom na dĺžku trubice je pomerne malý. Magnetický odpor indukčnej trubice s konečným prierezom je teda približne



Obr. 4.23

$$R_m = \oint \frac{ds}{\mu S}$$

alebo, keď prierez trubice je konštantný,

$$R_m = \frac{1}{\mu S} \oint ds = \frac{s}{\mu S} \quad (5)$$

kde s je dĺžka osi indukčnej trubice a S jej prierez. Zo vzorca (5) vyplýva, že magnetická permeabilita má aj význam *vodivosti* pre magnetický indukčný tok

Predstavme si teraz magnetickú indukčnú trubicu, v ktorej je niekoľko rôznych prostredí s permeabilitami μ_i , oddelenými od seba plochami na os indukčnej trubice kolmými (obr. 4.23). Je zrejmé, že rovnica (4) je správna

aj v tomto prípade. Avšak v dôsledku toho, že sa magnetická permeabilita pozdĺž osi indukčnej trubice teraz mení, integrál vyjadrujúci magnetický odpor R_m možno s výhodou napísať v podobe súčtu integrálov vzťahujúcich sa na jednotlivé úseky okruhu,

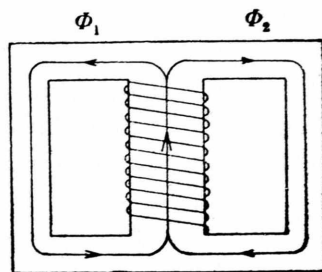
$$dR_m = \sum_i \int \frac{ds}{\mu_i S_i}$$

alebo v prípade trubice s konečným prierezom

$$R_m = \sum_i \int \frac{ds}{\mu_i S_i} = \sum_i R_i \quad (6)$$

Slovami: *Magnetický odpor okruhu určeného zvolenou indukčnou trubicou sa rovná súčtu magnetických odporov jednotlivých jeho úsekov.*

Majme ešte na mysli dva paralelné okruhy magnetického indukčného toku, v ktorých pôsobí rovnaká magnetomotorická sila, ako je to napríklad pri indukčnej cievke s dvojnásobne uzavretým železným jadrom (obr. 4.24). Indukčný tok Φ prechádzajúci cez strednú časť jadra sa rovná súčtu indukčných tokov Φ_1 a Φ_2 v obidvoch paralelných okruhoch. Pretože v obidvoch okruhoch pôsobí tá istá magnetomotorická sila $F = nI$, je správny vzorec



Obr. 4.24.

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 = \frac{F}{R_1} + \frac{F}{R_2} = F \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

kde R_1 a R_2 sú magnetické odpory indukčných trubíc s tokmi Φ_1 a Φ_2 . Podľa tohto výsledku celkový magnetický odpor jadra, v ktorom sa magnetické indukčné trubice rozvetvujú, je

$$R = \frac{F}{\Phi} = \frac{1}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}}$$

alebo

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (7)$$

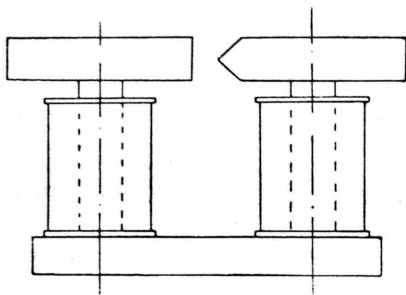
Slovami: *Magnetická vodivosť (recipročná hodnota magnetického odporu) dvoch paralelne rozvetvených magnetických indukčných trubíc sa rovná súčtu magnetických vodivostí obidvoch týchto trubíc.*

Na Ohmovom zákone magnetického indukčného toku je založená konštrukcia elektromagnetov, t. j. prístrojov, pomocou ktorých možno vytvoriť veľmi silné magnetické pole. Vo svojej podstate sa elektromagnet skladá z cievky

s väčším počtom závitov, vytvorených z izolovaného drôtu, do ktorej je vložené jadro z magneticky mäkkého feromagnetického materiálu, napríklad z mäkkého železa.

Aby sme si objasnili úlohu železného jadra elektromagnetu, rozriešime jednoduchý príklad. Majme na mysli toroid s prierezom o ploche S , ktorého os má dĺžku s . Toroid nech je ovinutý n závitmi s prúdom I . Keď do toroidu nie je ešte vložené železné jadro, z rovnice $Hs = nI$ vyplýva, že v osi toroidu je magnetické pole intenzity

$$H = \frac{nI}{s} \quad (a)$$



Obr. 4.25.

Vložme do toroidu železné jadro prerušené na jednom mieste úzkou medzerou šírky d .

Aby sme našli intenzitu magnetického poľa v medzere, podľa Ohmovho zákona magnetického indukčného toku vypočítame najprv indukčný tok v toroide s vloženým jadrom. Tento tok je

$$\Phi = \frac{nI}{\frac{s-d}{\mu S} + \frac{d}{\mu_0 S}} \doteq \frac{nI}{\frac{s}{\mu S} + \frac{d}{\mu_0 S}} = \frac{nIS}{\frac{s}{\mu} + \frac{d}{\mu_0}}$$

takže intenzita poľa v medzere je

$$H_0 = \frac{\Phi}{\mu_0 S} = \frac{1}{\mu_0} \frac{nI}{\frac{s}{\mu} + \frac{d}{\mu_0}} = \frac{nI}{s \left(\frac{\mu_0}{\mu} + \frac{d}{s} \right)}$$

Predpokladajme, že $d = 0,01s$ a $\mu = 10^4\mu_0$. V takom prípade, ak H značí intenzitu magnetického poľa v toroide bez jadra, je

$$H_0 = \frac{nI}{s} \frac{1}{\frac{\mu_0}{\mu} + \frac{d}{s}} = H \frac{1}{10^{-4} + 10^{-2}} \doteq 100H$$

Toroid s prerušeným jadrom predstavuje kruhový elektromagnet. Z dôvodov konštrukčných, ako aj preto, aby sa získalo čo najsilnejšie magnetické pole, laboratórne elektromagnety majú o niečo zložitejší tvar. Jeden z používaných typov elektromagnetov je znázornený na obr. 4.25.

Úlohy na cvičenie

1. Vypočítajte absolútnu hodnotu magnetickej indukcie a intenzity na osi kruhového závitu s prúdom $I = 3 \text{ A}$ vo vzdialenosti $a = 10 \text{ cm}$ od jeho roviny, keď polomer závitů $r = 5 \text{ cm}$! ($B = 3,3 \cdot 10^{-6} \text{ tesla}$, $H = 2,62 \text{ A/m}$)

2. Vypočítajte absolútnu hodnotu magnetickej indukcie v strede štvorca so stranou $a = 10 \text{ cm}$, obtekaného prúdom $I = 5 \text{ A}$! ($B = 2 \sqrt{2} \mu_0 I / \pi a = 0,56 \cdot 10^{-4} \text{ tesla}$)

3. Akou veľkou silou je vytláčaný vodič s účinnou dĺžkou $l = 30 \text{ cm}$ z homogénneho magnetickeho poľa s indukčnými čiarami na dĺžku vodiča kolmými, keď indukcia poľa je $B = 0,8 \text{ tesla}$ a vo vodiči je prúd $I = 150 \text{ A}$? (36 newton)

4. V homogénnom magnetickom poli o indukcii $B = 0,2 \text{ tesla}$ je plochá obdĺžniková cievka s 50 závitmi. Rozmery cievky sú: $a = 2 \text{ cm}$, $B = 3 \text{ cm}$. Magnetické pole je rovnobežné s dlhšou stranou cievky. Aký veľký je moment dvojice síl pôsobiacych na cievku, keď ňou tečie prúd $I = 4 \text{ A}$? ($D = 0,024 \text{ newton} \cdot \text{m}$)

5. Tangentová buzola so $z = 5$ závitmi a polomerom $R = 10 \text{ cm}$ je uložená v zemskom magnetickom poli tak, že roviny jej závitů sú rovnobežné s poludníkovou rovinou zemského magnetickeho poľa. Po zapnutí prúdu sa magnetka buzoly vychýli zo svojej polohy o uhol $\varphi = 45^\circ$. Vypočítajte intenzitu prúdu, ktorý tečie závitmi buzoly, keď absolútna hodnota vodorovnej zložky intenzity magnetickeho poľa zemského je 16 A/m ! ($I = 0,64 \text{ A}$)

5. VEDENIE ELEKTRINY V PLYNOCH A VO VÁKU

5.1. Emisia elektrónů z povrchu rozžeravených kovů. Už v čl. 3.1 bola zmienka o tom, že aj rozhranie kovu a vákuu je elektrickou dvojvrstvou. V dôsledku toho stredná hodnota elektrického potenciálu π_a vnútri kovu vzhľadom na jeho okolie nerovná sa nule. Tento potenciál je príčinou toho, že pri prechode elektrónu znútra kovu do jeho okolia sa musí vykonať tzv. *výstupná práca* A , rovnajúca sa súčinu náboja elektrónu e a tohto potenciálu, $A = e\pi_a$. Potenciál π_a sa pre tento svoj význam nazýva aj *výstupný potenciál*. Výstupná práca udáva sa obyčajne v elektrónvoltoch. Jej číselná hodnota sa potom rovná číselnej hodnote výstupného potenciálu vyjadreného vo voltoch

$$1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ AS} \cdot 1 \text{ joule/AS} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ joule}$$

Pri laboratórnej teplote z elektrónů, ktoré sa nachádzajú vo vnútri kovu, len ich nepatrný počet má dostatočne veľkú kinetickú energiu, potrebnú na to, aby vykonaním výstupnej práce na účet svojej kinetickej energie mohli uniknúť z kovu cez jeho povrch. Pri zvyšovaní teploty zväčšuje sa aj počet rýchlych elektrónů, takže množstvo elektrónů za jednotku času opúšťajúcich povrch kovu sa stáva merateľným. Jav sa nazýva *termoelektrónová emisia*. Termoelektrónová emisia má pre dnešnú elektrotechniku a rádiotechniku mimo-