

3.7. Magnetické pole elektrického proudu



1. Znat Biotův-Savartův zákon a umět jej použít k výpočtu magnetické indukce v jednoduchých případech (okolí přímého vodiče, ve středu oblouku apod.).
2. Pochopit význam veličiny relativní permeabilita prostředí.
3. Umět formulovat Ampérův zákon a naučit se jej aplikovat v úlohách s jednoduchou symetrií.
4. Poznat vlastnosti ideálního solenoidu a toroidu.
5. Naučit se a pochopit odvození vztahu pro sílu vzájemného působení dvou rovnoběžných proudovodičů s konstantním proudem.



3.7.1. Biotův-Savartův zákon

Při výpočtu magnetické indukce pole v daném bodě A okolí vodiče protékaného stacionárním proudem, vektorově sečteme infinitezimální příspěvky $d\mathbf{B}$ všech proudových elementů vodiče k celkové magnetické indukci. Platí **Biotův-Savartův (-Laplaceův) zákon**, který formuloval P. S.

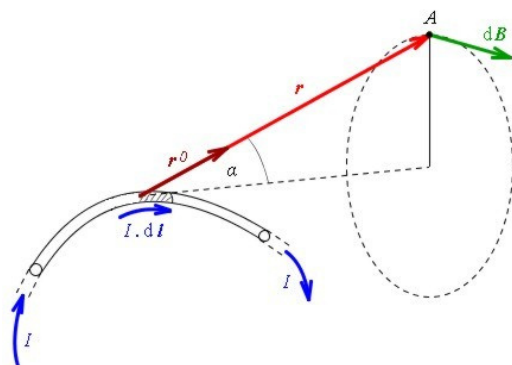
Laplace na základě experimentálních poznatků Biota a Savarta:

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Id\mathbf{l} \times \mathbf{r}^0}{r^2}. \quad 3.7.-1$$

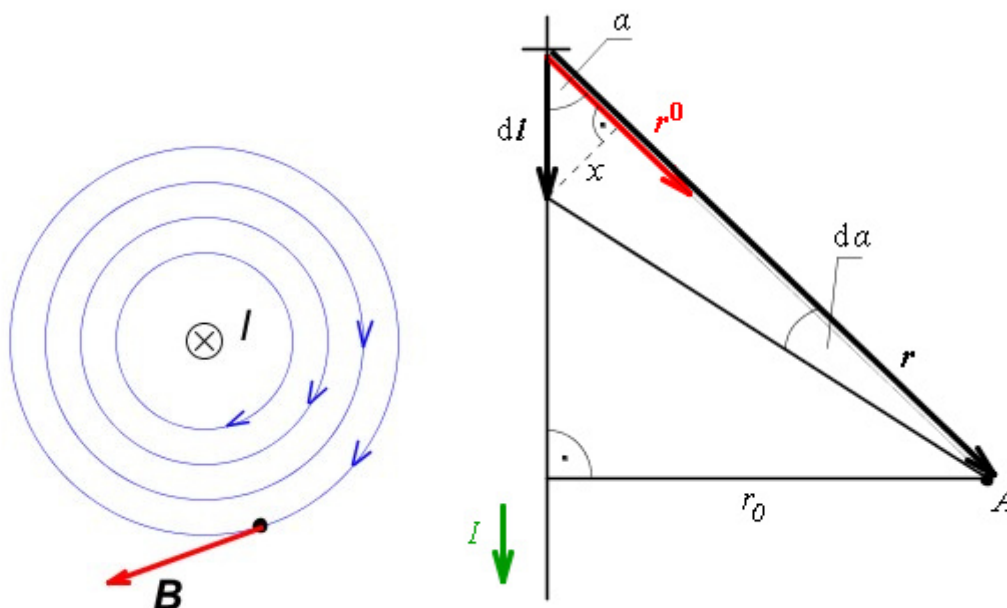
Vodič je myšleně rozdělen na infinitezimální délkové elementy $d\mathbf{l}$, které mají směr tečny vodiče a orientaci ve směru proudu. $\mathbf{r}^0$ je jednotkový vektor s počátkem, který splývá s počátkem vektoru $d\mathbf{l}$ a míří k bodu A (Obr. 3.7.-1), r odpovídá vzdálenosti bodu A od proudového elementu $Id\mathbf{l}$. Předpokládáme, že vodič obklopuje vakuum. Konstanta μ_0 je tzv. permeabilita vakua, jejíž hodnotu definujeme přesně: $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ T} \cdot \text{m} \cdot \text{A}^{-1}$. Velikost vektoru $d\mathbf{B}$ je:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin \alpha}{r^2}. \quad 3.7.-2$$

Úhel α svírají vektory $d\mathbf{l}$ a $\mathbf{r}^0$.



Obr. 3.7.-1



a) Obr. 3.7.-2 a) Řez rovinou, která obsahuje bod A a vodič. b) Řez rovinou, která prochází bodem A a je kolmá k vodiči – pohled "shora".

Uvažujme nekonečně dlouhý přímý vodič, jímž protéká proud I a hledejme magnetickou indukci v bodě A ve vzdálenosti r_0 od vodiče (Obr. 3.7.-2). Pro infinitezimální úhel $d\alpha$ přibližně platí:

$$\operatorname{tg}(d\alpha) = d\alpha.$$

Z trojúhelníku, jehož vnitřní úhel je $d\alpha$, dostaneme:

$$d\alpha = \frac{x}{r} \Rightarrow x = r d\alpha.$$

Podle Obr. 3.7.-2 je též

$$\sin\alpha = \frac{rd\alpha}{dl} = \frac{r_0}{r}.$$

Na základě platnosti (3.7.-1) můžeme tvrdit, že příspěvky $d\mathbf{B}$ od všech elementů vodiče jsou shodně orientované ve směru tečny ke kružnici, která leží v rovině kolmé k vodiči a prochází bodem A. Protože platí princip superpozice, stačí, abychom určili vektor $\mathbf{B}$, sečíst velikosti všech vektorů $d\mathbf{B}$ integrací. Pokusme se proto nalézt vhodné vyjádření $d\mathbf{B}$ jako funkce jedné proměnné. Ve vzorci (3.7.-2) jsou dvě proměnné (r a α), které jsou však na sobě závislé a tak jednu z nich můžeme vyjádřit pomocí druhé:

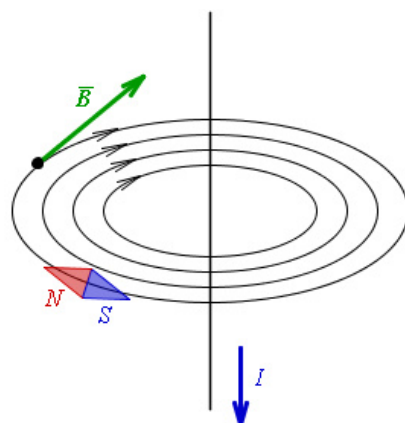
$$\frac{dl}{r^2} = \frac{d\alpha}{r \sin\alpha} = \frac{d\alpha}{r_0}.$$

Dosaďme $\frac{d\alpha}{r_0}$ za $\frac{dl}{r^2}$ v (3.7.-2):

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Id\alpha}{r_0} \sin\alpha$$

a integrujme podle α :

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{r_0} \int_0^\pi \sin\alpha d\alpha = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{r_0} [-\cos\alpha]_0^\pi = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{r_0}. \quad 3.7.-3$$



Obr. 3.7.-3 Orientace magnetických indukčních čar pole vytvořeného proudem v dlouhém přímém vodiči. Indukční čáry mají tvar soustředných kružnic se středy ve vodiči a leží v rovinách kolmých k vodiči. Znáznorněna je poloha magnetky, která je v blízkosti vodiče umístěna.

Vyslovili jsme dostatek důvodů proto, abychom vycházíme z Biotova-Savartova zákona mohli tvrdit, že magnetické indukční čáry mají tvar soustředných kružnic kolem vodiče (Obr. 3.7.-3) a jsou orientovány podle **pravidla pravé ruky**:

Přiložíme-li palec k vodiči ve směru proudu, zahnuté prsty ukazují orientaci magnetických indukčních čar.

Jestliže ve vakuu vytváří proud I magnetické pole o magnetické indukci B_0 , pak stejný proud v homogenním, izotropním látkovém prostředí o relativní permeabilitě μ_r vytváří magnetické pole o indukci

$$\mathbf{B} = \mu_r \mathbf{B}_0. \quad 3.7.-4$$

Relativní permeabilita charakterizuje magnetické vlastnosti prostředí a udává, kolikrát je permeabilita určitého látkového prostředí μ větší než permeabilita vakua. Proto:

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad 3.7.-5$$

a je bezrozměrnou veličinou. Z rovnice (3.6.-7) vidíme, že magnetická síla, kterou působí magnetické pole na částici s nábojem Q , je μ_r -krát větší resp. menší podle toho, jestli je v daném prostředí $\mu_r > 1$ resp. $\mu_r < 1$.



KO 3.7.-1 Formulujte Biotův-Savartův zákon. Popište veličiny v něm vystupující.

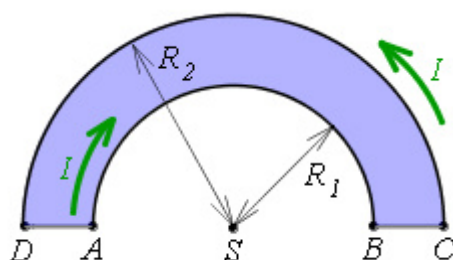
KO 3.7.-2 Jaký tvar mají magnetické indukční čáry pole přímého nekonečně dlouhého vodiče, kterým teče konstantní proud? Jak jsou tyto čáry orientovány? Liší se hodnota magnetické indukce v bodech jedné indukční

čáry? Pokud se neliší, na čem závisí?

KO 3.7.-3 Co vyjadřuje relativní permeabilita prostředí?



Určete magnetickou indukci v bodě S, který je společným středem půlkruhových oblouků AB a CD (Obr. 3.7.-4). Oba oblouky jsou spojeny tak, že vytvářejí obvod ABCD, kterým teče proud I .



Obr. 3.7.-4

Řešme užitím Biotova-Savartova zákona:

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\mathbf{l} \times \mathbf{r}^0}{r^2}. \quad 3.7.-1$$

Nejprve odvodíme magnetickou indukci ve středu kruhového oblouku (Obr. 3.7-5). Je zřejmé, že jsou navzájem kolmé vektory $d\mathbf{l}$ a $\mathbf{r}^0$. Navíc příspěvky k celkové indukci v bodě S od všech proudových elementů oblouku jsou shodně orientovány. Proto

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi r^2} \int_0^{\varphi_{\text{MAX}}} dl = \frac{\mu_0 I}{4\pi r^2} \varphi_{\text{MAX}}.$$

Vraťme se k našemu zadání. Příspěvek k celkové indukci v bodě S od úseku AB proudovodiče je orientován za nákresnu ($\otimes$) a má velikost

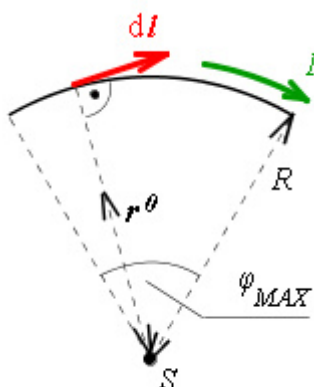
$$B_{\text{AB}} = \frac{\mu_0 I}{4\pi R_1^2} \pi = \frac{\mu_0 I}{4R_1^2},$$

příspěvek úseku CD je orientován opačně ($\odot$) a má velikost

$$B_{\text{CD}} = \frac{\mu_0 I}{4R_2^2}.$$

Úseky DA a BC k celkové indukci nepřispívají, neboť pro všechny orientované délkové elementy z nich vybrané platí, že odchylka vektorů $d\mathbf{l}$ a $\mathbf{r}^0$ je 0° nebo 180° , což znamená, že je pro ně $d\mathbf{l} \times \mathbf{r}^0 = \mathbf{0}$. Protože $R_1 < R_2$ a tedy $B_{\text{AB}} > B_{\text{CD}}$, bude indukce v bodě S orientovaná shodně s vektorem $\mathbf{B}_{\text{AB}}$ a mít velikost:

$$B = B_{\text{AB}} - B_{\text{CD}} = \frac{\mu_0 I}{4} \left(\frac{1}{R_1^2} - \frac{1}{R_2^2} \right).$$

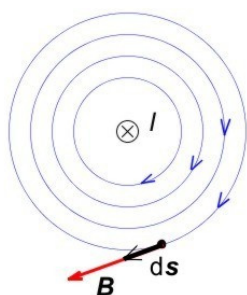


Obr. 3.7.-5



3.7.2. Ampérův zákon

Z Coulombova zákona jsme byli schopni vypočítat vektorovou charakteristiku elektrického pole $\mathbf{E}$ tak, že jsme v souladu s principem superpozice vektorově sečetli příspěvky od všech nábojů dQ . K témuž cíli slouží **Gaussův zákon elektrostatiky**, který je jedním z nejobecnějších přírodních zákonů a ve speciálním případě statických bodových nábojů z něj plyne zákon Coulombův. **Ampérův zákon (zákon celkového proudu)** má podobný význam pro pole magnetické jako Gaussův zákon pro pole elektrické. Pomáhá při řešení úloh, kdy hledáme vztah mezi elektrickým proudem a magnetickou indukcí a rozložení proudů v prostoru má jednoduchou symetrii.



Uvažme nekonečně dlouhý, přímý vodič s proudem I a spočtěme cirkulaci vektoru magnetické indukce podél kružnice (křivka C) se středem ve vodiči a v rovině kolmé na vodič:

$$\oint_C \mathbf{B} ds = \oint_C \frac{\mu_0}{2\pi r_0} I ds = \int_0^{2\pi r_0} \frac{\mu_0}{2\pi r_0} I ds = \mu_0 I. \quad 3.7.-6$$

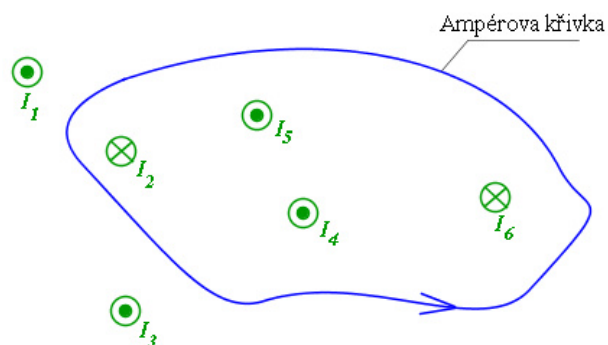
Všimněte si, že odchylka vektorů $\mathbf{B}$ a $d\mathbf{s}$ je podél celé kružnice vždy 0° , proto platí $\mathbf{B} ds = B ds$ (Obr. 3.7.-6).

Obr. 3.7.-6

Zobecnění výsledku (3.7.-6) na libovolnou uzavřenou křivku a libovolné rozložení proudů procházejících skrz plochu ohraničenou křivkou C , je podstatou Ampérova zákona, který má matematickou formulaci

$$\oint_C \mathbf{B} ds = \mu_0 I_c \quad 3.7.-7$$

a slovní: Cirkulace magnetické indukce podél libovolné uzavřené, tzv. **Ampérové křivky** je vždy rovna μ_0 -násobku proudu, jež protéká plochou ohraničenou touto křivkou. Vektor $d\mathbf{s}$ je infinitezimální element Ampérové křivky a je orientován shodně s libovolně zvolenou orientací křivky, proud I_c je algebraickým součtem proudů ohraničených křivkou. Poté, kdy se zvolí orientace křivky, použije se na určení znaménka proudů **pravidlo pravé ruky**:

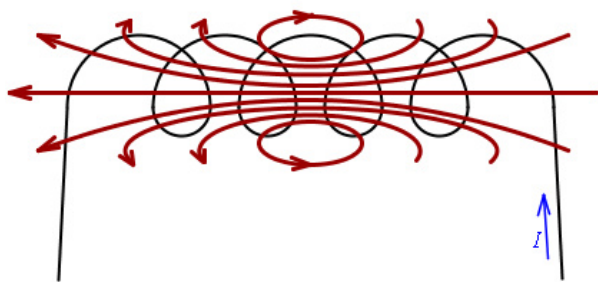


Přiložte prsty pravé ruky k Ampérové křivce tak, aby ukazovaly její orientaci, pak proudům tekoucím ve směru vztyčeného palce přísluší kladné znaménko, proudům opačným záporné (Obr. 3.7.-7).

Solenoid je dlouhá, válcová cívka, jejíž všechny závity jsou stejně velké, přesně kruhové a po celé délce l rozloženy se

Obr. 3.7.-7

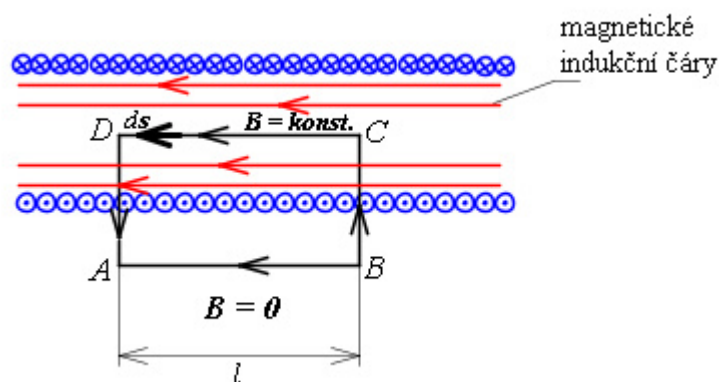
stejnou hustotou. Cívka obecně je velmi častým zdrojem magnetického pole v technické praxi. Magnetické indukční čáry řídce vinutého solenoidu jsou na Obr. 3.7.-8. Všimněte si, že magnetické indukční čáry jsou v blízkosti osy solenoidu (osa spojuje středy kruhových závitů) přibližně rovnoběžné, v bodech vně solenoidu jsou příspěvky k celkové magnetické indukci



Obr. 3.7.-8

protichůdné, proto je hustota siločar malá a pole slabé. Aplikujme Ampérův zákon na výpočet magnetického pole **ideálního solenoidu**. Závity takového solenoidu jsou vinuty těsně vedle sebe, pole uvnitř je homogenní a vně nulové, průměr solenoidu je zanedbatelný vzhledem k jeho délce. Vyberme na cívce Ampérovu křivku ve tvaru

obdélníka s vrcholy ABCD a přisudme ji takovou orientaci, aby uvnitř solenoidu souhlasila s orientací indukčních čar (Obr. 3.7.-9). Cirkulace magnetické indukce podél zvolené



Obr. 3.7.-9 Volba Ampérové křivky pro výpočet indukce magnetického pole uvnitř ideálního solenoidu.

Ampérovu křivku rozdělme do čtyř částí:

$$\oint \mathbf{B} d\mathbf{s} = \int_A^B \mathbf{B} d\mathbf{s} + \int_B^C \mathbf{B} d\mathbf{s} + \int_C^D \mathbf{B} d\mathbf{s} + \int_D^A \mathbf{B} d\mathbf{s} . \quad 3.7.-8$$

Skalární součiny $\mathbf{B} d\mathbf{s}$ jsou nenulové jen na úseku CD a pole uvnitř ideálního solenoidu homogenní a vektory $\mathbf{B}$ a $d\mathbf{s}$ rovnoběžné, tudíž:

$$\oint \mathbf{B} d\mathbf{s} = B \int_0^l ds = Bl . \quad 3.7.-9$$

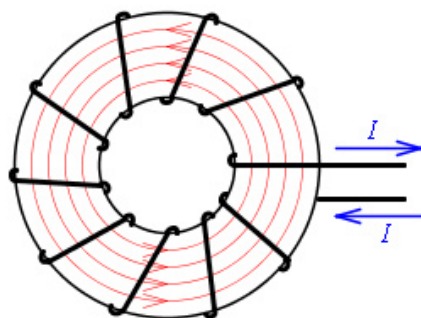
Jestliže je na délce l cívky N závitů, je celkový proud

$$I_c = NI. \quad 3.7.-10$$

Pak podle (3.7.2.2) s přihlédnutím k (3.7.2.4) a (3.7.-10) platí pro indukci magnetického pole uvnitř ideálního solenoidu:

$$B = \mu_0 \frac{NI}{l} . \quad 3.7.-11$$

Toroid lze považovat za solenoid stočený do prstence, jehož rozměry charakterizují vnitřní a vnější poloměr R_1 a R_2 . Pole uvnitř není homogenní, na druhé straně neprojevují se u něj okrajové efekty. Tvar toroidu naznačuje, že indukční čáry magnetického pole jsou uvnitř soustředné kružnice (Obr. 3.7.-10). Zvolme Ampérovu křivku tak, aby respektovala symetrii úlohy (Obr. 3.7.-11). Bude jí kružnice s poloměrem $r \in \langle R_1, R_2 \rangle$. Podle Ampérova zákona snadno zjistíme, že platí $2\pi rB = \mu_0 I N$. Odtud

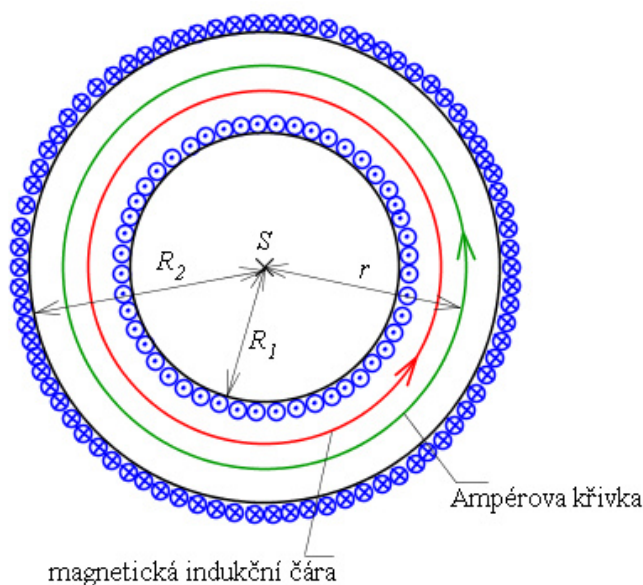


$$B = \frac{\mu_0 I N}{2\pi r}$$

3.7.-12

Vidíme, že velikost magnetické indukce je uvnitř toroidu nepřímo úměrná vzdálenosti od středu toroidu. Opět podle Ampérova zákona lze dokázat, že vně ideálního toroidu je indukce nulová. Je-li rozdíl mezi vnitřním a vnějším poloměrem toroidu malý, bude v něm pole přibližně homogenní. Odvozené výsledky pro solenoid a toroid nezávisí na tvaru jejich průřezu.

Obr. 3.7.-10



Obr. 3.7.-11 Volba Ampérovy křivky pro výpočet indukce magnetického pole uvnitř toroidu. R_1 a R_2 jsou vnitřní a vnější poloměry toroidu, r poloměr vybrané Ampérovy křivky.



KO 3.7.-4 Matematicky a slovně formulujte Ampérův zákon.

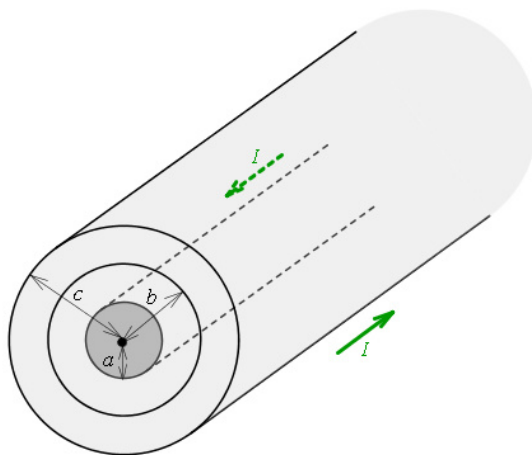
KO 3.7.-5 Určete celkový proud I_C , který je uzavřen Ampérovou křivkou (Obr. 3.7.-7).

KO 3.7.-6 Na čem závisí velikost magnetické indukce uvnitř a) ideálního solenoidu, b) toroidu?



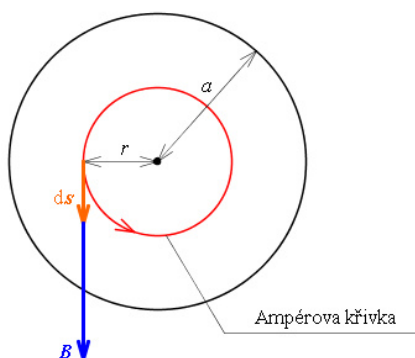
Dlouhý koaxiální kabel je tvořen dvěma koncentrickými vodiči, jejichž rozměry jsou na obrázku (Obr. 3.7.-12). Předpokládejme, že proudová hustota je v průřezu každého vodiče homogenní.

- Určete magnetickou indukci $\mathbf{B}$ v bodech $r < a$ uvnitř vnitřního vodiče.
- Určete $\mathbf{B}$ pro $a < r < b$ v prostoru mezi vodiči.
- Určete $\mathbf{B}$ v bodech $b < r < c$ uvnitř vnějšího vodiče.



Obr. 3.7.-12

a) Zvolme Ampérovu křivku uvnitř vodiče poloměru a . Jelikož je proud rovnoměrně rozložen v celém průřezu vodiče, bude vodičem vytvořené magnetické pole mít válcovou symetrii.



Obr. 3.7.-13

Proud ve vnějším vodiči nemá na magnetické pole ve vnitřním vodiči vliv. Budiž Ampérovou křivkou kružnice o poloměru r (Obr. 3.7.-13). V bodech Ampérovu křivky s přihlédnutím k symetrii má indukce stejnou velikost. Můžeme zjednodušit levou stranu matematické formulace Ampérova zákona takto:

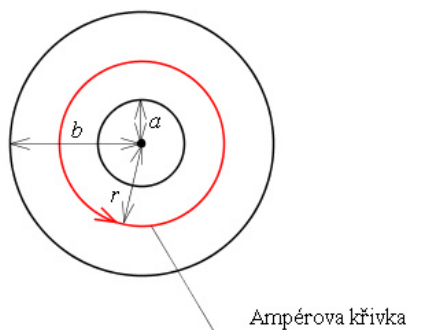
$$\oint_C \mathbf{B} d\mathbf{s} = B \oint_C ds = B 2\pi r.$$

Hustota proudu je ve vodiči konstantní, takže pro celkový proud dostaneme:

$$j_1 = \text{konst.} = \frac{dI}{dS} = \frac{I}{\pi a^2} = \frac{I_c}{\pi^2} \Rightarrow I_c = \frac{I r^2}{a^2}.$$

Dosazením do (3.7.-6) získáme řešení:

$$B = \frac{\mu_0 I r}{2\pi a^2}.$$



Obr. 3.7.-14

b) Tentokrát se bude nacházet Ampérovu křivka mezi vodiči (Obr. 3.7.-14). Proud, který Ampérovu křivka obepíná, je I . Řešení je v tomto případě velmi jednoduché:

$$B 2\pi r = \mu_0 I$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}.$$

c) Poloměr Ampérovu křivky samozřejmě splňuje nerovnosti $b < r < c$. Z toho důvodu, že proudy ve vnitřním a vnějším vodiči jsou opačně orientované, dostaneme celkový proud tak, že od proudu I ve vnitřním vodiči odečteme proud, který prochází ve

vodiči vnějším skrz plochu ohraničenou kružnicemi o poloměrech b a r (viz. pravidlo pravé

ruky a Obr. 3.7.-15). Všimněte si, že vnějšímu proudovodiči přísluší jiná proudová hustota než vnitřnímu. Na průřezu vnějšího vodiče má však j_2 také stejnou hodnotu:

$$j_2 = \frac{dI}{dS} = \text{konst.} = \frac{I_{\text{VNC}}}{\pi(r^2 - b^2)} = \frac{I}{\pi(c^2 - b^2)}.$$

Odtud

$$I_{\text{VNC}} = \frac{I(r^2 - b^2)}{c^2 - b^2}.$$

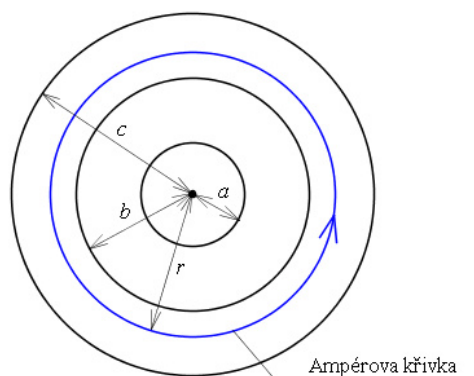
Levá strana matematické formulace Ampérova zákona je opět upravena do tvaru $B2\pi r$.

Ampérův zákon lze přepsat do tvaru

$$B2\pi r = \mu_0 (I - I_{\text{VNC}}).$$

a vyjádřit magnetickou indukci

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \left(1 - \frac{r^2 - b^2}{c^2 - b^2} \right) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \frac{c^2 - r^2}{c^2 - b^2}.$$

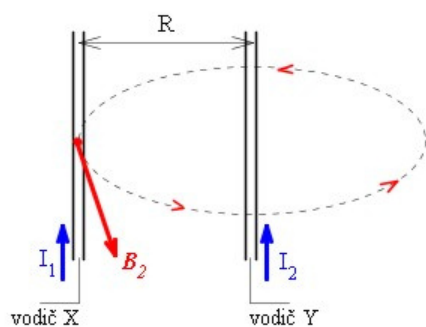


Obr. 3.7.-15

3.7.3. Vzájemné silové působení dvou proudovodičů



Jak již bylo zmíněno v úvodu, silové působení mezi vodiči, jimiž teče proud, experimentálně prokázal A. M. Ampère. Každý vodič s proudem vytváří ve svém okolí magnetické pole, které silově působí na ostatní proudovodiče.



Obr. 3.7.-16

Uvažme nejprve dva rovnoběžné vodiče X a Y se souhlasnými proudy I_1 a I_2 vzdálené od sebe o R (Obr. 3.7.-16). Magnetická indukční čára magnetického pole vodiče Y, která protíná vodič X, je orientovaná podle pravidla pravé ruky (viz. odstavec 3.7.1). Na vodič X bude působit magnetická síla, která bude podle Flemingova pravidla levé ruky směřovat k vodiči Y (Obr. 3.7.-17). Jsou splněny podmínky platnosti vztahu (3.6.-11), takže na část vodiče X délky L působí magnetická síla o velikosti

$$F_{Y \rightarrow X} = B_2 I_1 L. \quad 3.7.-13$$

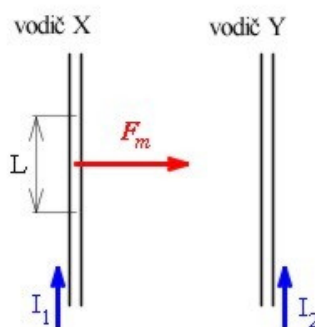
Když přihlédneme k platnosti vztahu (3.7.-3), obdržíme

$$F_{Y \rightarrow X} = \frac{\mu_0 I_1 I_2 L}{2\pi R}. \quad 3.7.-14$$

Sami si můžete ověřit, že magnetické pole generované vodičem X působí na část vodiče Y délky L silou téže velikosti jako v (3.7.-14), směřující tentokrát k vodiči X.

Dva rovnoběžné vodiče protékané souhlasně orientovanými proudy se přitahují, zatímco vodiče protékané nesouhlasně orientovanými proudy se odpuzují.

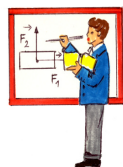
Ve všech případech počítáme velikost magnetické síly na délku L vodiče působící podle vzorce (3.7.-14).



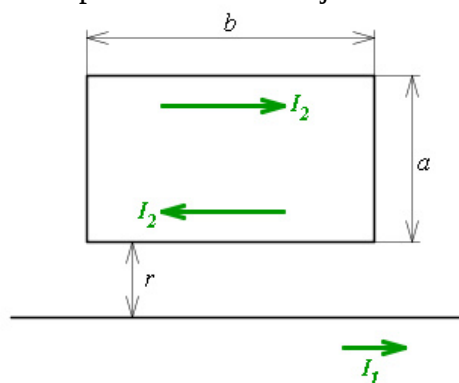
Obr. 3.7.-17



KO 3.7.-7 Dva rovnoběžné vodiče protékané souhlasně orientovanými proudy se přitahují nebo odpuzují? Jak velkou silou na sebe působí? viz text podkapitoly 3.7.3.



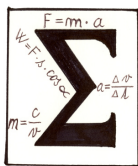
Dlouhým přímým vodičem teče proud I_1 a obvodem v podobě pravoúhelníku o stranách a a b teče proud I_2 . Přímý vodič a obvod leží v jedné rovině, strana délky b je rovnoběžná s vodičem a nejmenší vzdálenost strany pravoúhelníku od vodiče je r (Obr. 3.7.-18). Jaká síla působí na obvod a jaká na vodič?



Obr. 3.7.-18

Proud tekoucí vodiči, jež tvoří strany obdélníka o velikostech a , nevyvolává magnetické pole, které by působilo na přímý vodič magnetickou silou. Siločáry magnetického pole od spodního a horního vodiče obvodu jsou podle Biotova-Savartova zákona v místech výskytu přímého vodiče opačně orientované. Když použijeme Flemingovo pravidlo levé ruky, snadno zjistíme, že síla od vodiče spodního je odpuzivá, od vodiče horního přitažlivá. Jistě bližší vodič působí silou větší velikosti, takže přímý vodič je obvodem odpuzován s přihlédnutím k (3.7.-14) silou o velikosti:

$$F_v = \frac{\mu_0 I_1 I_2 b}{2\pi} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r+a} \right) = \frac{\mu_0 I_1 I_2 ab}{2\pi r(r+a)}.$$



Biotův-Savartův zákon

Biotův-Savartův (-Laplaceův) zákon, který formuloval P. S. Laplace na základě experimentálních poznatků Biota a Savarta:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \times r^0}{r^2}. \quad 3.7.-1$$

Vodič je myšleně rozdělen na infinitezimální délkové elementy dl , které mají směr tečny vodiče a orientaci ve směru proudu. r^0 je jednotkový vektor s počátkem, který splývá s počátkem vektoru dl a míří k bodu A (Obr. 3.7.-1), r odpovídá vzdálenosti bodu A od proudového elementu Idl . Předpokládáme, že vodič obklopuje vakuum. Konstanta μ_0 je tzv. permeabilita vakua, jejíž hodnotu definujeme přesně: $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ T} \cdot \text{m} \cdot \text{A}^{-1}$. Velikost vektoru dB je:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin \alpha}{r^2}. \quad 3.7.-2$$

Úhel α svírají vektory dl a r^0 .

Magnetické pole nekonečně dlouhého přímého vodiče

Velikost magnetické indukce pole nekonečně dlouhého přímého vodiče ve vzdálenosti r_0 od něj je:

$$B = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{r_0}. \quad 3.7.-3$$

Magnetické indukční čáry mají tvar soustředných kružnic kolem vodiče (Obr. 3.7.-3) a jsou orientovány podle **pravidla pravé ruky**:

Přiložíme-li palec k vodiči ve směru proudu, zahnuté prsty ukazují orientaci magnetických indukčních čar.

Ampérův zákon

Ampérův zákon (zákon celkového proudu) má podobný význam pro pole magnetické jako Gaussův zákon pro pole elektrické. Pro libovolnou uzavřenou křivku a libovolné rozložení proudů procházejících skrz plochu ohraničenou křivkou C platí Ampérův zákon v matematické formulaci

$$\oint_C B ds = \mu_0 I_c \quad 3.7.-7$$

a slovní: Cirkulace magnetické indukce podél libovolné uzavřené, tzv. **Ampérovy, křivky** je vždy rovna μ_0 -násobku proudu, který protéká plochou ohraničenou touto křivkou. I_c je algebraickým součtem proudů ohraničených křivkou C.

Magnetické pole solenoidu

Solenoid je dlouhá, válcová cívka, jejíž všechny závity jsou stejně velké, přesně kruhové a po celé délce l rozloženy se stejnou hustotou. Závity ideálního solenoidu jsou vinuty těsně vedle sebe, pole uvnitř je homogenní a vně nulové, průměr solenoidu je zanedbatelný vzhledem k jeho délce. Pro indukci magnetického pole uvnitř ideálního solenoidu s N závity platí

$$B = \mu_0 \frac{NI}{l}. \quad 3.7.-11$$

Magnetické pole toroidu

Toroid lze považovat za solenoid stočený do prstence, jehož rozměry charakterizují vnitřní a vnější poloměr R_1 a R_2 . Podle Ampérova zákona snadno zjistíme, že ve vzdálenosti $r \in \langle R_1, R_2 \rangle$ od středu toroidu nabývá magnetické indukce hodnotu:

$$B = \frac{\mu_0 I N}{2\pi r}. \quad 3.7.-12$$

Vně toroidu je $B = 0$ T.

Vzájemné silové působení dvou rovnoběžných proudovodičů

Dva rovnoběžné vodiče protékané souhlasně orientovanými proudy se přitahují, zatímco vodiče protékané nesouhlasně orientovanými proudy se odpuzují. Ve všech případech počítáme velikost magnetické síly na délku L vodiče působící podle vzorce:

$$F_{Y \rightarrow X} = \frac{\mu_0 I_1 I_2 L}{2\pi R}. \quad 3.7.-14$$

Klíč



KO 3.7.-2 kružnice; podle pravidla pravé ruky (viz text podkapitoly 3.7.1.); neliší; na vzdálenosti od vodiče a permeabilitě prostředí v okolí vodiče

KO 3.7.-5 $I_C = I_4 + I_5 - I_6 - I_2$