pa joj jedinica u MKSA sistemu

$$\mu_u = \mathrm{N/A}^2.$$

Ova ista jedinica se češće naziva *Henri po metru* i označava sa H/m (Henri je jedinica induktivnosti i o njoj će biti govora u čl.1.1). U vakuumu magnetna permeabilnost iznosi

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\ \mathrm{H/m}. \tag{2.6}$$

Brojna vrednost konstante μ_0 se može, bar u principu, odrediti na osnovu merenja magnetne indukcije za datu strujnu konturu, postupkom koji je opisan u čl.1.1. Jedan od postupaka za merenje konstante μ_0 koji se zasniva na merenju elektromagnetne sile, biće opisan u čl.2.4.

2.1.1. *Magnetno polje naelektrisanja u kretanju*

Magnetno polje koje okružava provodnike sa strujom ustvari je rezultat superpozicije magnetnih polja pojedinih elementarnih naelektrisanja koja svojim kretanjem obrazuju električnu struju. Izraz za magnetnu indukciju jednog naelektrisanja u kretanju se može lako dobiti iz obrasca (2.4) za polje jednog strujnog elementa:

$$\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I d\vec{l} \times \hat{r}}{r^2}.$$

Postupak je sličan onome koji je upotrebljen prilikom izvođenja izraza za Lorencovu elektromagnetnu silu. Pošto je $\vec{J} = N'Q_e\vec{v}$, može se pisati

$$I d\vec{l} = \vec{J} S dl = \vec{J} dV = N' Q_e \vec{v} dV,$$

odnosno

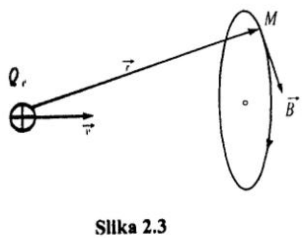
$$I d\vec{l} = n Q_e \vec{v},$$

gde je $n=N'dV$ broj pokretnih naelektrisanja u elementarnoj zapremini $dV=Sdl$. Prema tome, magnetna indukcija što potiče od svih n pokretnih naelektrisanja koja se trenutno nalaze u elementarnoj zapremini dV je data izrazom

$$\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{n Q_e \vec{v} \times \hat{r}}{r^2}.$$

Magnetna indukcija od jednog jedinog pokretnog naelektrisanja je

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Q_e \vec{v} \times \hat{r}}{r^2}. \tag{2.7}$$



Slika 2.3

Vektor $\vec{B}$ je upravan na ravan što je obrazuju vektor brzine $\vec{v}$ i radijus-poteg posmatrane tačke M u odnosu na trenutni položaj pokretnog naelektrisanja, a smer je za pozitivno naelektrisanje određen po pravilu desne zavojnice (slika 2.3). Brzina $\vec{v}$ predstavlja brzinu naelektrisanja u odnosu na posmatrača, odnosno na instrument za merenje indukcije.

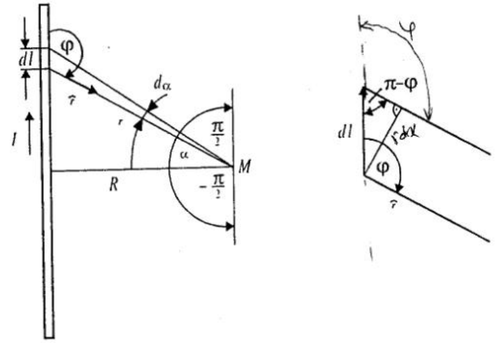
2.2. Primeri primene Bio-Savarovog zakona

2.2.1. *Magnetno polje beskonačno duge prave strujne niti.*

Kao prvo, primenićemo Bio-Savarov zakon (2.4) da bismo izračunali magnetnu indukciju što je stvara struja u beskonačno dugom, tankom i pravom provodniku. Dobijeni rezultat mora biti u skladu sa eksperimentalno dobijenim zakonom (2.1), a omogućiće da se uspostavi veza između konstante proporcionalnosti k i magnetne permeabilnosti μ_0.

Na slici 2.4 je prikazan sa svim potrebnim oznakama vrlo dug, prav i tanak provodnik u kome se ima struja jačine I. Magnetnu indukciju ćemo računati u tački M koja se nalazi na odstojanju R od provodnika. Pošto su svi strujni elementi Idl kolinearni i leže u ravni crteža, to će i elementarne indukcije $d\vec{B}$ u tački M takođe biti kolinearni vektori, normalni na ravan crteža, a smer im je određen po pravilu desne zavojnice u odnosu na smer struje u provodniku. Zbog toga se, prilikom izračunavanja rezultujuće indukcije $\vec{B}$, vektorsko sabiranje elementarnih indukcija može zameniti algebarskim sabiranjem. Prema tome, intenzitet rezultujuće indukcije je

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dl \sin\varphi}{r^2}. \tag{2.8}$$



Slika 2.4

Integralenje treba protegnuti duž celog beskonačnog provodnika, tj. od $l=-\infty$ do $l=+\infty$.

Iz geometrijskih odnosa na slici 2.4 izlazi da je

$$dl \sin\varphi = r d\alpha \ \text{ i } \ r = \frac{R}{\cos\alpha},$$

pa je

$$B=\frac{\mu_0}{4\pi}I\int_{-\pi/2}^{+\pi/2}\frac{\cos\alpha\, d\alpha}{R}=\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I}{R}\sin\alpha\Big|_{-\pi/2}^{+\pi/2},$$

odnosno

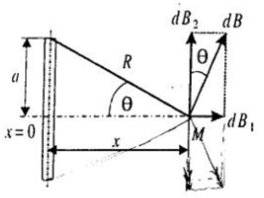
$$B=\frac{\mu_0}{\cancel{4}2\pi}\frac{I}{R}. \qquad (2.9)$$

Granice integrala $\alpha=-\pi/2$ i $\alpha=+\pi/2$ nove promenljive α odgovaraju beskonačno udaljenim krajevima provodnika.

Rezultat (2.9) je u skladu sa (2.1), a konstanta proporcionalnosti k ima vrednost $\mu_0/2\pi$.

Kada $R\to 0$, indukcija teži beskonačno velikoj vrednosti. U stvarnosti, međutim, najmanja vrednost odstojanja R ne može biti manja od poluprečnika poprečnog preseka provodnika . 0 izračunavanju magnetne indukcije u unutrašnjosti provodnika kružnog preseka biće govora u čl.3.1.1.

2.2.2 Polje kružne strujne konture.



Slika 2.5

Posmatrajmo kružnu strujnu konturu intenziteta I i poluprečnika a (slika 2.5), pa izračunajmo magnetnu indukciju u tačkama ose koja prolazi kroz centar konture i upravna je na njenu ravan. U tački M, koja se nalazi na odstojanju x od ravni konture a na odstojanju R od strujnog elementa $I\,dl$, elementarna indukcija ima intenzitet

$$dB=\frac{\mu_0}{4\pi}I\frac{dl}{R^2},$$

a pravac joj je normalan na poteg $\vec{R}$ i leži u ravni što je obrazuju poteg $\vec{R}$ i osa konture. Da bi elementarne indukcije, što potiču od raznih elemenata strujne konture, mogli lakše sabirati, razložićemo ih na komponentu $d\vec{B}_1$ u pravcu ose konture i u komponentu $d\vec{B}_2$, koja je upravna na osu. Pošto se komponente $d\vec{B}_2$, koje potiču od identičnih i dijametralno suprotnih elemenata međusobno potiru, ostaju samo komponente

$$dB_1=dB\sin\theta.$$

S obzirom na to da su R i θ isti za sve elemente strujne konture, nalazimo da je

$$B=\oint dB_1=\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I}{R^2}\sin\theta\int_0^{2\pi a}dl=\frac{\mu_0 I}{\cancel{4\pi}}\frac{a^2}{R^3}, \qquad \frac{a}{a}\cdot \qquad (2.10)$$

$R=\sqrt{a^2+x^2}$

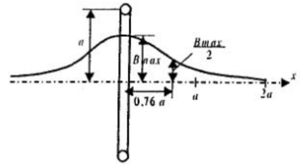
odnosno

$$B=\frac{\mu_0 I}{2}\frac{\sin^3\theta}{a}=\frac{\mu_0 I}{2}\frac{a^2}{\left(a^2+x^2\right)^{3/2}}.$$

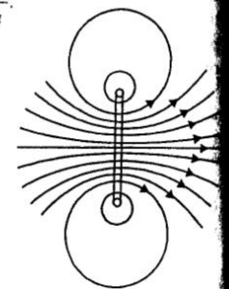
Izračunavanje indukcije van ose predstavlja znatno složeniji problem.

Maksimalna vrednost indukcije ima se u samom centru konture i iznosi

$$B_{max}=\frac{\mu_0 I}{2a}.$$



Slika 2.6



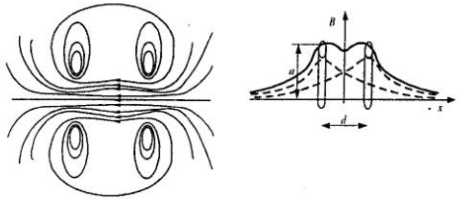
Slika 2.7

Dijagram na slici 2.6 predstavlja zavisnost intenziteta indukcije u tačkama ordinate x.

Na slici 2.7 je prikazan izgled linija magnetne indukcije u jednoj od prolazi kroz osu navojka.

Na osnovu rezultata (2.11) može se neposredno napisati izraz za magnetciju u tačkama ose x a koja potiče od dve identične, koaksijalno postavljene strujna rastojanju d duž ose (slika 2.8). Intenzitet struje u konturama je I, a njihov po a. Ako se koordinatni početak stavi na sredini rastojanja između kontura, onda je

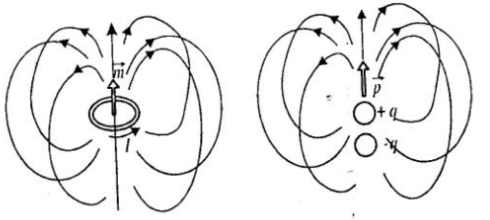
$$B=\frac{\mu_0 I}{2}\left\{\frac{a^2}{\left(a^2+(x+d/2)^2\right)^{3/2}}+\frac{a^2}{\left(a^2+(x-d/2)^2\right)^{3/2}}\right\}.$$



Slika 2.8

Projekcije vektora magnetne indukcije, pa prema tome i sam vektor, zavise isključivo od magnetnog momenta strujne konture. Pri tome treba podsetiti da u slučaju ravne strujne konture konačnih dimenzija (postavljene upravno na z-osu u koordinatnom početku) izrazi (2.17) i (2.18) važe samo na odstojanjima koja su mnogo veća od podužnih dimenzija konture. Očigledno je, međutim, da oni važe i za elementarnu strujnu konturu pri istim uslovima.

Ako se izrazi (2.19) uporede sa izrazima za sferne projekcije električnog polja električnog dipola (I.6.6-7), lako je uvideti da su oni u matematičkom pogledu identični a razlikuju se samo u slovnim simbolima. Da bi se dobila i potpuna formalna identičnost treba zameniti B sa E, ε_0 sa $1/\mu_0$ i magnetni moment m sa električnim momentom p. Očigledno je da su i spektri linija polja u okolini elementarne strujne konture i u okolini električnog dipola isti. Spektri linija polja za strujnu konturu i dipol su uporedno prikazani na slici 2.11.



Slika 2.11

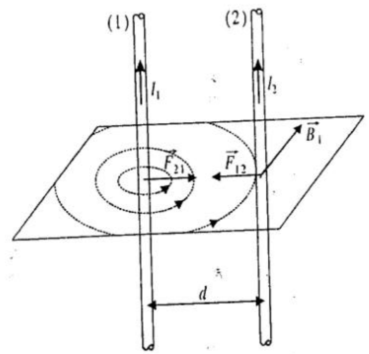
Kao što je već ranije rečeno, magnetni moment strujne konture je vektorska veli**čina, definisana** kao

$$\vec{m} = I\vec{S},$$

gde je $\vec{S}$ **vektor** površine konture čiji je pozitivan smer određen po pravilu desne zavoj**nice u odnosu** na smer struje u konturi. Ova veličina u potpunosti određuje magnetno polje **elementarne** strujne konture, a, kao što je pokazano u odeljku 1.3, određuje i moment elek**tromagnetnih sila** kojim strano magnetno polje dejstvuje na konturu.

+ 2.4. Elektromagnetna sila između dva prava paralelna provodnika sa strujom. Definicija apsolutnog ampera i magnetna permeabilnost vakuuma

$F = B \cdot I \cdot l$



Slika 2.12

Posmatraćemo dva prava, neograničena i paralelna provodnika sa strujom, koji se nalaze na rastojanju d (slika 2.12). Pretpostavićemo da su struje u oba provodnika, I_1 i I_2 istog smera. Magnetno polje struje I_1 u tačkama na osi provodnika (2) je upravno na ravan što je obrazuju ose dva provodnika, a magnetna indukcija ima intenzitet

$$B_1 = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I_1}{d}.$$

Elektromagnetna sila F_{12}, kojom provodnik (1) dejstvuje na odsečak provodnika (2) dužine l, izračunava se prema obrascu (1.9), i ima intenzitet

$$F_{12} = I_2 l B_1,$$

odnosno

$$\boxed{F_{12} = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I_1 I_2}{d} l.} \qquad (2.20)$$

Sila je upravna na provodnik (2) i orijentisana je ka provodniku (1).

Na potpuno analogan način se može izračunati sila kojom provodnik (2) dejstvuje na odsečak provodnika (1). Lako je pokazati da je po apsolutnoj vrednosti $F_{21}=F_{12}=F$ i da je sila F_{21} orijentisana ka provodniku (2). Drugim rečima, kada su struje u oba provodnika istog smera, sile imaju privlačan karakter i teže da smanje rastojanje d. Ako se smer struje u jednom od provodnika promeni, promeniće se i smer sila i ove će po karakteru postati odbojne.

Kada su struje u oba provodnika istog intenziteta onda je sila međusobnog dejstva na dužini l

$$F = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I^2}{d} l. \qquad (2.21)$$

Kao što je već rečeno u čl.I.D.2.1 i II.1.4, jedinica jačine struje u MKSA sistemu (SI), t.zv, *apsolutni amper*, je definisana na osnovu elektromagnetne sile međusobnog