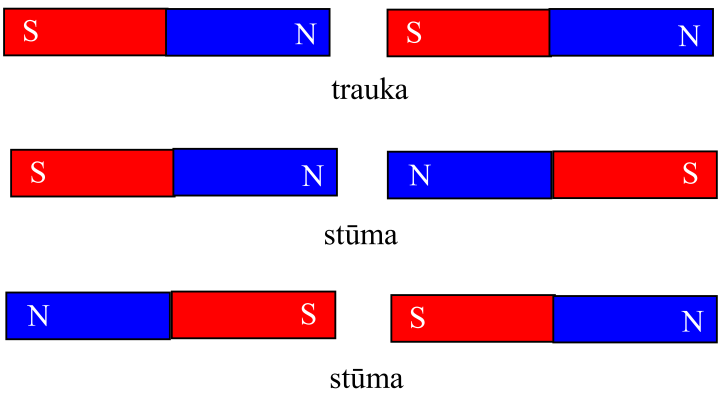
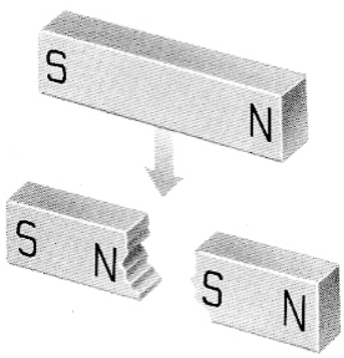
Paskaita 2006.04.

Magnetizmas

Šiandien akivaizdu, kad yra tiesioginis ryšys tarp elektros reiškinių ir magnetizmo. Nors elektros ir magnetizmo reiškiniai žmonių pastebėti dar antikos civilizacijos laikais, toks ryšys nustatytas tik 19 a. Magnetizmo terminas kilo nuo vietovės Mažojoje Azijoje – Magnezijos – pavadinimo. Ten buvo aptiktos uolienos, turinčios magnetinių savybių (Fe_3O_4 – magnetitas) – jos traukė arba stūmė viena kitą.
Magnetui galime priskirti du priešingus polius. Jei pakabintume nedidelį magnetą ant siūlo, jis visuomet nukrypsta į tą pačią pusę – Šiaurės polių. Šia savybe jau seniai naudojasi jūrininkai. Magneto polius, nukrypstantis į šiaurę, vadinamas *šiauriniu poliumi* (žymimas N- nuo „north“). Priešingas magneto polius vadinamas *pietiniu poliumi* (žymimas S – nuo „south“).
Gerai žinoma, kad vienarūšiai dviejų magnetų poliai stumia vienas kitą, o prišingi poliai – traukia.



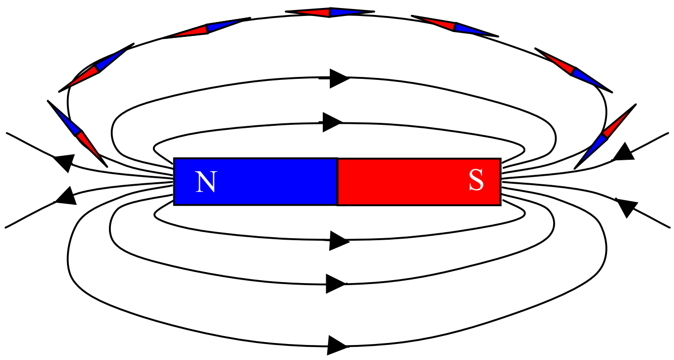
Magnetinių polių atskirti negalima. Jei perlaužtume magnetą, gautume du magnetus, kurių kiekvienas turėtų savo šiaurinį ir savo pietinį polių.



Įvedama lauko sąvoka, šiuo atveju – magnetinio lauko. Jei sąveikauja du magnetai, galima įsivaizduoti,kad vinas magnetas sąveikauja su antrojo magneto kuriamu magnetiniu lauku. Magnetinį lauką galima taip pat apibūdinti magnetinio lauko jėgų linijomis. Jei sustatytume aplink magnetą (ar srityje, kur yra magnetinis laukas) daug mažų įmagnetintų strėlyčių, jos išsidėstytų pagal jėgų linijų liestines.

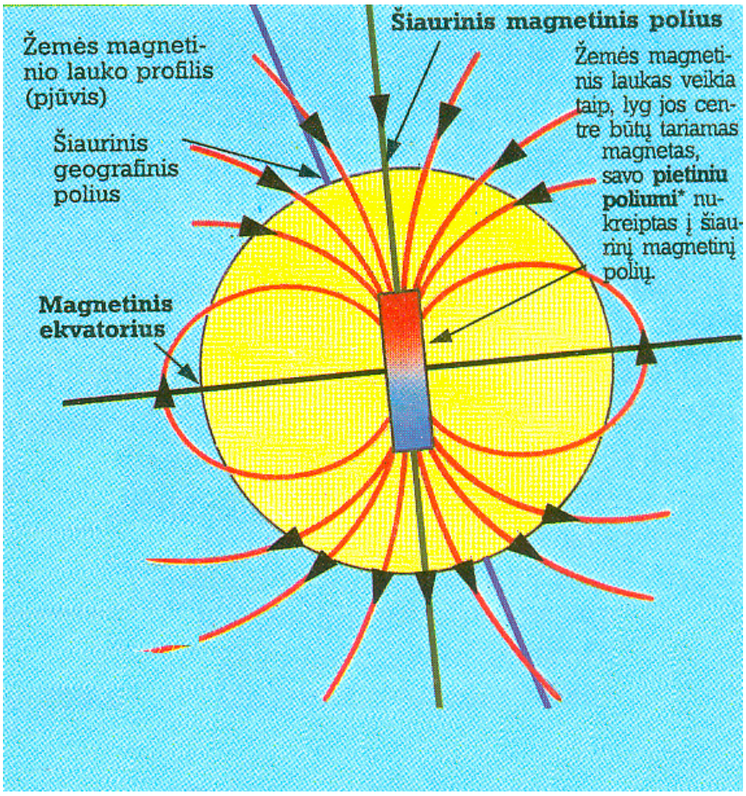
Klausimas:
Turime du vienodus iš pažiūros strypelius. Žinoma, kad vienas iš jų magnetas, kitas – feromagnetinės (neįmagnetintos) medžiagos strypas. Kaip be pašalinių priemonių nustatyti, kuris iš strypų yra magnetas?

Strypinis magnetas turi tokias magnetinio lauko jėgų linijas. Susitarta, kad magnetinio lauko jėgų linijų kryptis – ta, kuria nukreiptas mažos magnetinės strėlytės šiaurinis polius. Taigi, strypinio magneto galas, iš kurio „išeina“ magnetinio lauko jėgų linijos, vadinamas šiauriniu magneto poliumi, o į kurį „sueina“ magnetinio lauko jėgų linijos – pietiniu poliumi.

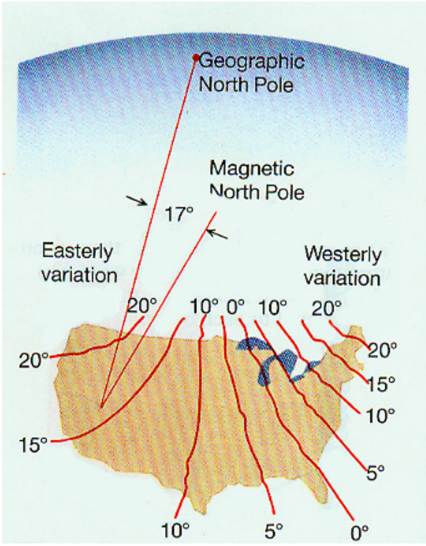


Žemės magnetinis laukas

Žemė turi savo magnetinį lauką. Jį galima įsivaiduoti taip, lyg Žemės viduje būtų milžiniškas magnetas, savo pietiniu poliumu nukreiptas į šiaurę.



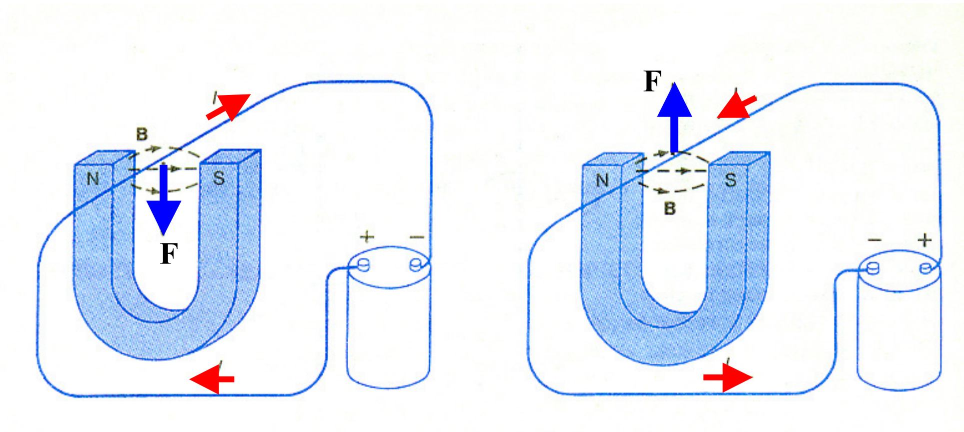
Tačiau geografinis Šiaurės polius (Žemės paviršiaus vieta, kurią kerta menama Žemės sukimosi ašis) nesutampa su magnetiniu poliumi (tai Žemės Šiaurės magnetinis polius, atitinkantis magneto pietinį polių) – žr. brėž. Šis magnetinis polius yra Kanados šiaurės rytuose, tiesiai į šiaurę nuo Hudzono įlankos. Jis nutolęs 1300 km nuo Šiaurės geografinio poliaus.
Žemės pietinis magnetinis polius yra priešingoje Žemės pusėje nuo šiaurės magnetinio poliaus. Kampas tarp tiesės, jungiančios Žemės magnetinius polius ir Žemės sukimosi ašies yra 12^{o}.
Kampas tarp krypties į geografinį, arba tikrąjį šiaurinį polių ir atitinkamą šiaurinį magnetinį polių vadinamas deklinacija. Jis priklauso nuo ilgumos.



Įdomu tai, kad magnetinių polių vieta nuolat kinta, nors ir nežymiai, tačiau per ilgesnį laiko tarpą magnetiniai poliai nes susikeičia vietomis. Per paskutiniuosius 17 mln. metų magnetiniai poliai vietomis susikeitė 171 kartą. Tai liudija geologiniai tyrima. Patikimo paaiškinimo nėra iki šiol.

Jėga, veikianti magnetiniame lauke esantį laidininką, kuriuo teka srovė. Ampero dėsnis

Jau kalbėta, kad Erstedas atrado srovės ir magnetinio lauko sąveiką. Eksperimentiškai nustatyta, kad esant statmenoms srovės ir magnetinio lauko krytims, veikianti laidininką jėga statmena abiems minėtoms kryptims. Konkreti kryptis priklauso nuo I ir **B** savitarpio orientacijos. Galima pasinaudoti kairiosios rankos taisykle.



(a) (b)

Eksperimentiškai nustatyta, kad

$$F \sim ILB \sin \vartheta \qquad (1\text{-}1)$$

Apibendrinus galima taip apibūdinti jėgą, kuri veikia vienalyčiame magnetiniame indukcijos **B** lauke tiesų lgio *l* laidininką su tekančia stprio *I* srove, paėmus laidininką kaip vektorių **l**, kryptimi sutampančiu su srovės kryptimi:

$$\mathbf{F} = I[\mathbf{l} \cdot \mathbf{B}] \qquad (1\text{-}2)$$

Jei turime ilgio elementą *d***l**, magnetiniame lauke jį veikia jėga

$$d\mathbf{F} = I[d\mathbf{l} \cdot \mathbf{B}] \qquad (1\text{-}3)$$

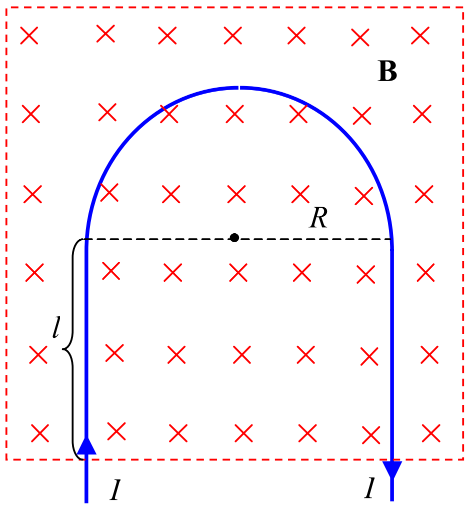
Tai ***Ampero*** dėsnis. Jėgos kryptį patogu nustatyti kairiosios rankos taisykle: jei į kairiosios rankos delną sminga magnetinio lauko (magnetinės indukcijos) linijos, o keturi jos pirštai sutampa su srovės kryptimi, tai nykštys rodo veikiančios jėgos kryptį.
Remiantis Ampero dėsniu, galima apibrėžti magnetinės indukcijos vienetą. SI magnetinės indukcijos vienetas yra tesla (T). Iš, pvz., (1-1) seka, jog tesla – tai tokia magnetinio lauko indukcija, kuomet 1 m ilgio laidininką, kuriuo teka 1 A stiprio srovė, veikia 1 N jėga, jei laidininkas statmenas magnetiniam laukui.
Kartais magnetinei indukcijai apibūdinti naudojamas gausinės sitemos vienetas – Gausas.

$$1\mathbf{Gs} = 10^{-4}\,\mathbf{T}.$$

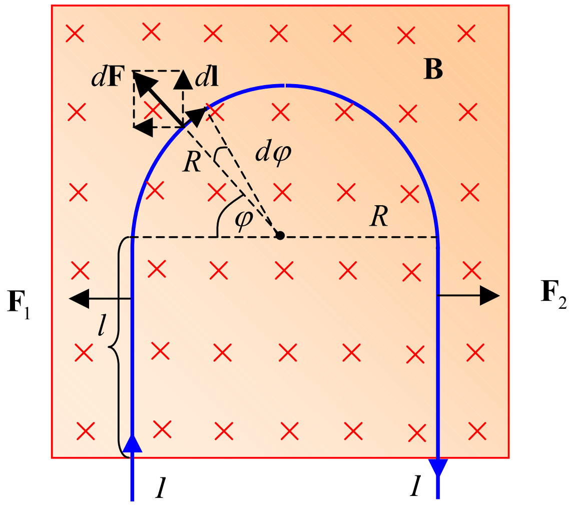
Ties Žemės paviršiumi magnetinė indukcija yra 0,5 **Gs** eilės. Stacionarūs dideli magnetai sukuria kelių teslų magnetinę indukciją, o superlaidžių magnetų pagalba galima pasiekti ~ 10 **T** magnetinę indukciją.

Pavyzdys

Kietą laidininką, kuriuo teka stiprio *I* srovė, sudaro spindulio *R* pusapskritimio dalis ir du vienodo ilgio *l* lygiagrečios dalys. Laidininkas yra statmename vienalyčiame magnetiniame lauke, kurio indukcija **B**. Rasti jėgą, kuria magnetinis laukas veika laidininką.



Sprendimas



Išanalizuojame, kaip magnetinis laukas veikia atskiras laidininko dalis.
Tiesiosios laidininko dalys yra veikiamos vienodomis, bet priešingų krypčių jėgomis. Tuo galima įsitikinti, pritaikius kairiosios rankos taisyklę. Tuo būdu, šios jėgos viena kitą visiškai kompensuoja, todėl laidininką veikia jėga, kuri veikia tik sulenktąją dalį.
Išskiriame elementą $d\mathbf{l}$ ir pasinaudodami Ampero dėsniu surandame jėgą $d\mathbf{F}$, kuria magnetinis laukas veikia šį elementą (žr. brėž.).

$$d\mathbf{F} = I[\mathbf{l} \cdot \mathbf{B}].$$

Vektoriškai susumavę pagal visą pusapskritimį (imdami φ nuo 0 iki π) ir gautume atstojamąją jėgą. Pastebėsime, kad $d\mathbf{F}$ horizontaliosios komponentės sumuojant visiškai kompensuojasi, todėl turime imti tik vertikalią dedamąją. Taigi, atstojamoji jėga **F**, veikianti laidininką nukreipta vertikaliai aukštyn (brėžinio plokštumoje). Jėgos vertikalioji dedamoji lygi:

$$dF_v = Idl \cdot B \sin\varphi = IRB \sin\varphi d\varphi .$$

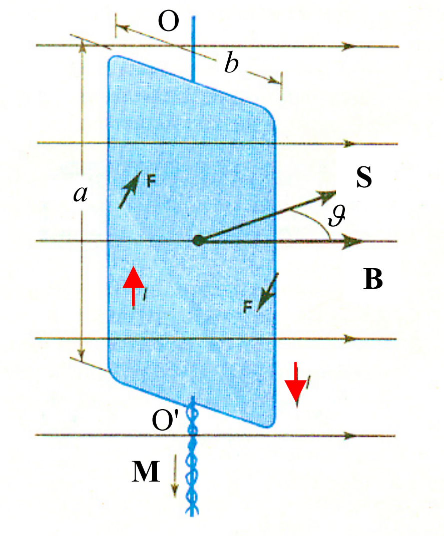
Tuo būdu,

$$F = \int_0^{\pi} dF_v = IBR\int_0^{\pi} \sin\varphi d\varphi = 2IBR .$$

Taigi, $F = 2IBR$.

Sukimo momentas, veikiantis apviją magnetiniame lauke. Magnetinis dipolinis momentas

Išnagrinėkime vielos rėmelio, kuriuo teka srovė, sąveiką su magnetiniu lauku. Paprastumo dėlei paimkime stačiakampį rėmelį, kurio kraštinė *a* ir *b*, juo teka stiprio *I* srovė. Tegul rėmelis gali suktis apie vertikalią ašį OO′ ir yra vienalyčiame horizontaliame indukcijos **B** lauke, kuris sudaro kampą ϑ su rėmelio plokštuma (rėmelio normale).



Horizontaliąsias rėmėlio dalis *b* magnetinis laukas veikia vienodomis priešingos krypties jėgomis išilgai rėmelio ašies. Tos jėgos momento nesukuria ir viena kitą visiškai kompensuoja.
Rėmelio vertikaliąsias dalis *a* veikia jėga

$$F = IaB \qquad (1\text{-}4)$$

Tuomet suminis jėgos momentas sukimosi ašies atžvilgiu, veikiantis rėmelį magnetiniame lauke, lygus

$$M = IaB\frac{b}{2}\sin\vartheta + IaB\frac{b}{2}\sin\vartheta = ISB\sin\vartheta\,.$$

Čia $S = ab$ - rėmelio plotas. Jei rėmelis turi *N* vijų, jėgos momentas bus *N* kartų didesnis.
Apibendrinus šią analizę bet kokios formos plokščiajam rėmeliui gautume

$$\mathbf{M} = NI[\mathbf{S}\cdot\mathbf{B}] \qquad (1\text{-}5)$$

Nagrinėjant srovių sąveiką su magnetiniu lauku, patogu įvesti kontūrą, kuriuo teka srovė, apibūdinantį parametrą - magnetinį dipolinį momentą:

$$\mathbf{p} = NI\mathbf{S} \qquad (1\text{-}6)$$

Tai vektorinis dydis, kurio kryptis sutampa su kontūro ploto normalės kryptimi. Ji pasirernkama pagal dešiniojo sraigto taisyklę – sraigto galvutės judėjimo kryptis sutampa su srovės kryptimi, o jo slinkimo kryptis ir rodo normalės (o tai yra ir magnetinio dipolinio momento kryptis) kryptį.
Jei magnetiniame lauke **B** yra sistema, turinti magnetinį dipolinį momentą $\vec{p}$, ją veikia jėgos momentas **M:**

$$\mathbf{M} = [\mathbf{p} \cdot \mathbf{B}] \qquad (1\text{-}7)$$

Pastebėsime, kad tai primena elektrinio dipolio sąveiką su elektriniu lauku:

$$\mathbf{M} = [\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}]$$

Galime apskaičiuoti rėmelio su dipoliniu momentu potencinę energiją magnetiniame lauke. Norėdami pasukti rėmelį kampu ϑ jo didėjimo kryptimi (žiūr. brėž.), privalome atlikti darbą prieš magnetinio lauko jėgas

$$A = \int M d\vartheta = \int NISB \sin\vartheta d\vartheta = -pB\cos\vartheta + Const \qquad (1\text{-}8)$$

Tokiu būdu, rėmeliui suteiksime dydžio A potencinės energijos W_p. Jeigu priimtume, kad $W_p = 0$, kai $\vartheta = \pi/2$, tai nostanta $Const = 0$. Tuomet rėmelio potencinė energija magnetiniame lauke lygi

$$W_p = -pB\cos\vartheta \qquad (1\text{-}9)$$

Apibendrinus

$$W_p = -\mathbf{p} \cdot \mathbf{B} \qquad (1\text{-}10)$$

Paskaita 2

Elektros srovė ir magnetinis laukas

Yra ryšys tarp elektros ir magnetinių reiškinių. Daugelis bandymų aptikti ryšį tarp statinės elektros reiškinių ir magnetinių reiškinių baigdavosi nesėkmingai. Vienok yra kiek kitoks ryšys. Pirmasis jį nustatė Hansas Kristianas Erstedas (Oersted) (1777-1851 m.). 1820 m. jis pastebėjo, kad magnetinė rodyklė atsilenkia ties laidu, kuriuo teka srovė.

Vėliau daugeliu eksperimentų buvo nustatyta, kad dviejų lgiagrečių laidininkų, kuriais teka srovės I_1 ir I_2, o atstumai tarp jų b, ilgio vienetai sąveikauja jėga

$$F_{i.v.} = k\frac{2I_1I_2}{b} \tag{2-1}$$

Koeficientas k priklauso nuo vienetų sistemos, o „2“ pasirinktas dėl patogesnės formulės išraiškos.
Jei srovės tos pačios krypties, laidininkai traukia vienas kitą, jei prišingos – stumia.
Abiem atvejais jėgos modulis toks pat ir nusakomas (12-1).
Pagal (12-1) nusakomas SI ir CGSE vienetų sistemos srovės stiprio vienetas.
SI sistemoje srovės stiprio pagrindinis vienetas – amperas. Jei tokio stiprio srovė teka labai plonais lygiagrečiais labai ilgais laidininkais, esančiais 1 m atstumu, jie sąveikauja jėga $2\cdot10^{-7}\,\mathbf{N}$, tenkančia laidininkų ilgio metrui.

SI sistemoje naudojama racionalizuota forma

$$\boxed{F_{i.v.} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I_1I_2}{b}} \tag{2-2}$$

Įstatę jėgos vertę iš Ampero apibrėžimo, gautume

$$\mu_0 = 4\pi\cdot10^{-7}\,\mathbf{H/m} = 1{,}26\cdot10^{-6}\,\mathbf{H/m} \tag{2-3}$$

Tai vakuumo magnetinė konstanta.
Būtina apibūdinti ir magnetinį lauką tam tikra magnetinio lauko charakteristika.
Atrodytų, galima būtų įvesti magnetinio lauko stiprį analogiškai elektrinio lauko stipriui **E**. Tačiau istoriškai taip susiklostė, kad analogiškas parametras, nusakantis magnetinį lauką, yra magnetinė indukcija **B** (dabar dažnai šis dydis vadinamas magnetinio srauto tankiu). Tai vektorinis dydis, kurio kryptį nusako magnetinės rodyklėlės šiaurinis polius.
Vektorių **B** kartais vadina tiesiog „magnetiniu lauku“.

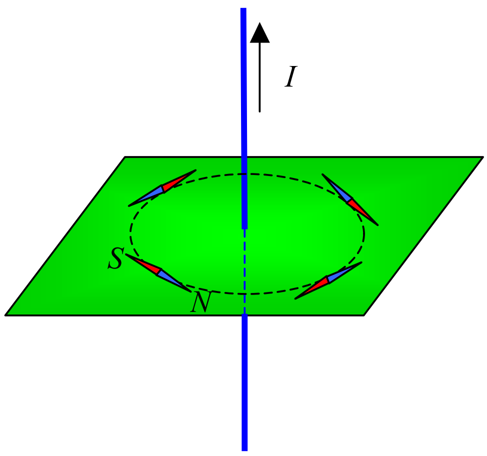
Magnetinis laukas charakterizuojamas ir magnetinio lauko stipriu **H**. Tai dydis, analogiškas elektrostatikoje įvestam dydžiui **D** (slinkties vektoriui), t.y. dydžiui, nusakančiam pirminį (nepriklausantį nuo aplinkos medžiagos) dydį.

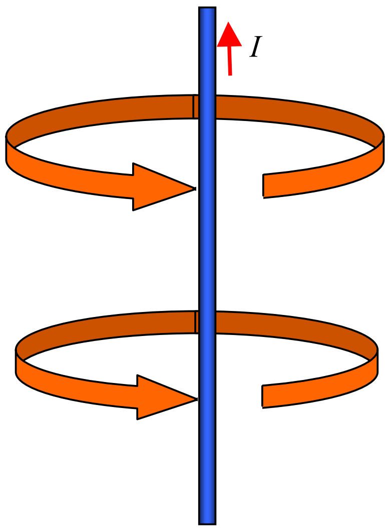
Magnetiniam laukui galioja superpozicijos principas taip pat kaip ir elektriniam laukui. Tai galima suformuluoti tokiu būdu: dviejų srovių (judančių krūvių) kuriamas magnetinis laukas duotame erdvės taške lygus atskirai kievienos srovės (judančių krūvių) kuriamų magnetinių laukų vektorinei sumai, t.y.

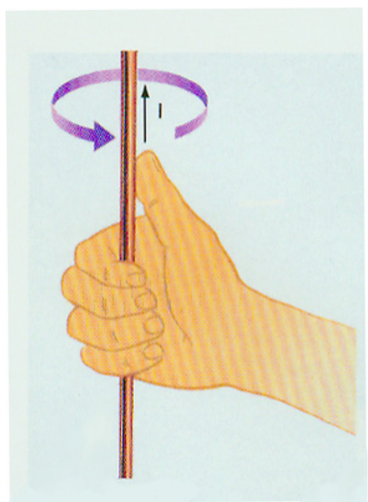
$$\mathbf{B} = \sum \mathbf{B}_i \qquad (2\text{-}4)$$

Srovės kuriamas magnetinis laukas. Bio ir Savaro dėsnis

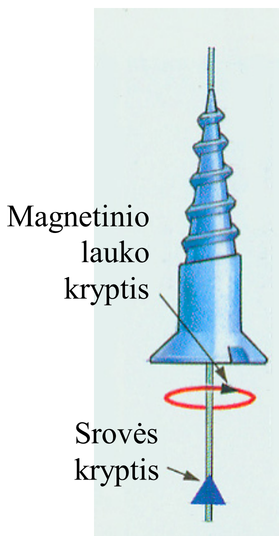
Jei arti tiesaus laidininko, kuriuo teka srovė, išdėstytume daug mažų įmagnetintų rodyklėlių, jos išsidėstytų pagal tos srovės kuriamo magnetinio lauko jėgų linijas (pagal jų liestinių kryptį).







Dešiniosios rankos taisyklė



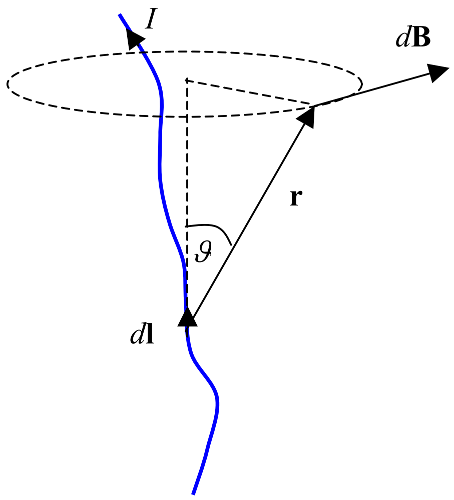
Dešiniojo sraigto taisyklė

Taigi, tiesus laidininkas, kuriuo teka srovė, aplink tą laidininką kuria magnetinį lauką, kurio jėgų linijos – koncentriniai apskritimai. Kruopštūs ekesperimentiniai tyrimai parodė, kad tiesiam laidininkui atstumu r nuo jo

$$B \sim \frac{I}{r} \tag{2-5}$$

SI sistemoje tiksli formulė

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \tag{2-6}$$



Jei turime laidininko elementą $d\mathbf{l}$, kuriuo teka stiprio I srovė ($d\mathbf{l}$ kryptis sutampa su srovės kryptimi), tai erdvės taške, kurį nusako vektorius **r**, to elemento kuriamo magnetinio lauko indukcija $d\mathbf{B}$ lygi

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I[d\mathbf{l}\cdot\mathbf{r}]}{r^3} \tag{2-7}$$

Kartais įvedamas vienetinis vektorius

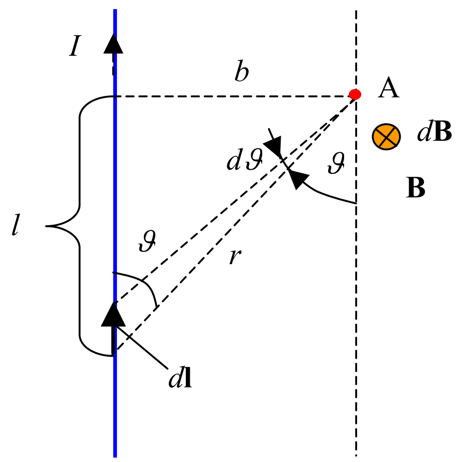
$\mathbf{r}_0 = \frac{\mathbf{r}}{r}$, todėl formulę (2-7) galima užrašyti ir taip:

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I[d\mathbf{l}\cdot\mathbf{r}_0]}{r^2} \tag{2-8}$$

Šias formules gavo Laplasas, išanalizavęs Bio ir Savaro eksperimentinius duomenis. Nors dažniausiai šis dėsnis vadinamas Bio ir Savaro dėsniu, bet kartais pridedama ir Laplaso pavardė.
Suminį magnetinį lauką duotame taške galime apskaičiuoti, pasinaudodami magnetinio lauko superpozicijos principu, t.y. atstojamasis laukas, kurį kuria daugelis laidininkų su tekančiomis srovėmis (arba daugelis to paties laidininko elementų) yra vektorinė suma laukų, kuriuos kuria atskirai visos srovės ar elementai. Tuo galima pasinaudoti, skaičiuojant srovių kuriamus magnetinius laukus.

Pavyzdys

Apskaičiuokime magnetinę indukciją laukui, kurį kuria tiesus begalinis laidininkas su tekančia stiprio I srove taške A, esančiu atstumu b nuo laidininko.



Visi laidininko elementai kuria magnetinį lauką, kurio kryptis statmena brėžiniui (nukreipta nuo mūsų). Taigi suminė magnetinė indukcija

$B = \int dB$. Patogu integravimo kintamąjį pasirinkti kampą ϑ. Tuomet

$$B = \left| 2\int_0^{\pi/2} \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin\vartheta}{r^2} \right|.$$

Iš brėžinio:

$ctg\vartheta = \frac{l}{b}$, iš čia $dl = -\frac{bd\vartheta}{\sin^2\vartheta}$.

$$r = \frac{b}{\sin\vartheta}.$$

Tuomet

$$B = \left| 2 \int_0^{\pi/2} \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin \vartheta}{r^2} \right| = \left| 2 \int_0^{\pi/2} \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Ib \sin \vartheta \cdot d\vartheta \cdot \sin^2 \vartheta}{b^2 \sin^2 \vartheta} \right| = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{b} .$$

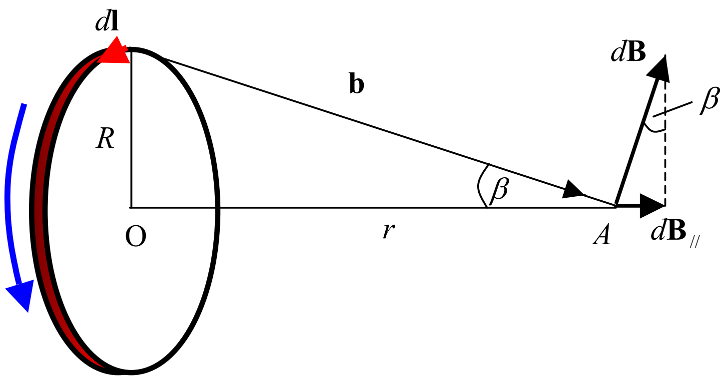
Taigi, tiesus laidininkas kuria magnetinį lauką, kurio kryptį nusako dešiniojo sraigto taisyklė, o magnetinės indukcijos modulis lygus

$$\boxed{B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{b}} \qquad (2\text{-}9)$$

Galima palyginti su formule (2-6) – ta pati išraiška.

Kontūro, kuriuo teka srovė, magnetinis laukas

Tegul plonu spindulio R apskritimo formos laidininku teka sūkurinė stiprio I srvė. Apskaičiuosime, kokį magnetinį lauką (magnetinę indukciją) kuria šis kontūras atstumu r nuo centro ant kontūro simetrijos ašies, statmenos kontūro plokštumai.



Kontūro elementas $d\mathbf{l}$ taške A kuria magnetinę indukciją (žiūr. brėž.):

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I[d\mathbf{l} \cdot \mathbf{b}]}{b^3} \qquad (2\text{-}10)$$

Norėdami surasti suminį magnetinį lauką, turime sumuoti visų kontūro elementų kuriamų laukų tik lygiagrečiąsias komponentes, nes statmenosios galiausiai kompensuoja viena kitą. Tuo būdu,

$$B = \int \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Ibdl}{b^3} \sin\beta = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{\left(R^2 + r^2\right)} \frac{R}{\sqrt{R^2 + r^2}} \int dl =$$
$$= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi R^2 I}{\left(R^2 + r^2\right)^{3/2}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2 p_m}{\left(R^2 + r^2\right)^{3/2}} \quad . \text{(2-11)}$$

Čia p_m pažymėta kontūro magnetinis dipolinis momentas. Galima užrašyti ir bendresnę formulę:

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\mathbf{p}_m}{\left(R^2 + r^2\right)^{3/2}} . \qquad \text{(2-12)}$$

Įdomu, kad esant $r = 0$, $\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\mathbf{p}_m}{R^3}$, t.y. žiedo viduje magnetinis laukas nelygus nuliui, dar daugiau, čia jis maksimalus. Tai skiriasi nuo homogeniškai įelektrinto statiniu krūviu žiedo, kurio centre elektrinio lauko stipris lygus 0.

Jei $r >> R$,

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\mathbf{p}_m}{r^3} . \qquad \text{(2-13)}$$

Gauso teorema magnetinei indukcijai. Magnetinės indukcijos cirkuliacija

Magnetinis laukas pasižymi viena ypatinga savybe, kuri skiriasi nuo statinio elektrinio lauko. Magnetinio lauko jėgų linijos iš principo kitokios, lyginant su statiniu elektriniu lauku. Magnetinio lauko jėgų linijos uždaros, jos neturi nei pradžios, nei pabaigos. Tuo tarpu elektrostatinio lauko linijos prasideda teigiamame krūvyje, o baigiasi neigiamame.

Analogiškai elektrinio lauko srautui galime apskaičiuoti ir magnetinio lauko (magnetinės indukcijos) srautą Φ_B.

$$\Phi_B = \int \mathbf{B} d\mathbf{S} \qquad \text{(2-14)}$$

Iš esmės tai yra įeinančių į pasirinktą paviršių ir išeinančių iš to paviršiaus lauko jėgos linijų skaičius.
Imdami uždarą paviršių, gauname Gauso teoremą. Elektriniam laukui turėjome

$$\oint_S \mathbf{E} d\mathbf{S} = \frac{q}{\varepsilon_0} .$$

Jei krūvis $q \neq 0$, tuomet suminis elektrinio lauko srautas nelygus 0 (suminis jėgos linijų skaičius, kertantis uždarąjį paviršių, nelygus 0, nes esant viduje krūviui, tos linijos turi pradžią arba pabaigą).
Magnetinės indukcijos vektoriui visuomet

$$\oint_S \mathbf{B}d\mathbf{S} = 0. \qquad (2\text{-}15)$$

Tai Gauso teorema magnetinės indukcijos vektoriui. (2-15) parodo, kad nėra magnetinių krūvių.

Magnetiniam laukui patogu analizuoti taip vadinamą magnetinės indukcijos cirkuliaciją. Tai uždaru kontūru apskaičiuotas integralas

$$\oint_L \mathbf{B}d\mathbf{l}$$

Kadangi magnetinis laukas sūkurinis, tai šiuo atveju parinkus kontūrą (pvz., pagal tokio sūkurinio lauko jėgos liniją), toks integralas nebus lygus nuliui. SI sistemoje tuomet galioja lygybė

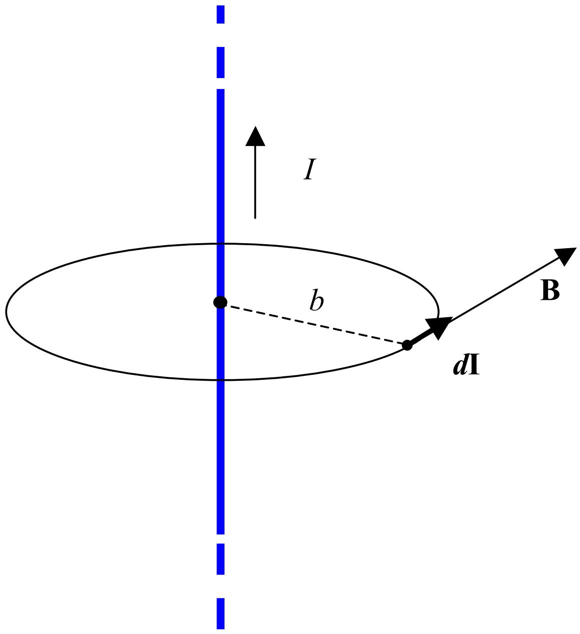
$$\oint_L \mathbf{B}d\mathbf{l} = \mu_0 I \qquad (2\text{-}16)$$

Čia uždaras kontūras L parinktas laisvai, o dešinėje pusėje esantis srovės stipris I – tai suminis srovės, kurią apima pasirinktas kontūras, stipris. Lygybė (2-16) magnetinių laukų atveju vaidina tokį pat vaidmenį, kokį vaidina Gauso teorema elektrostatiniams laukams. Formulė (2-16) parodo, kas yra magnetinio lauko šaltinis – tai srovė.
*Kartais formulė (2-16) taip pat vadinama **Ampero dėsniu**.*

Pavyzdžiai

1. Magnetinis laukas, kurį kuria tiesiu laidininku tekanti I stiprio srovė atstumu b nuo laidininko. Tai nagrinėtas atvejis, bet šiuo atveju pritaikysime cirkuliacijos formulę.

Turime pasirinkti uždarą kontūrą. Akivaizdu, kad patogiausia pasirinkti spindulio b apskritimą, savo plokštuma statmeną laidininkui. Iš simetrijos aišku, kad kiekviename taške, vienodai (atstumu b) nutolusiame taške magnetinės indukcijos modulis vienodas, o kryptis sutampa su kontūro liestine, t.y. $d\mathbf{l} \,//\, \mathbf{B}$, todėl skaliarinėje sandaugoje visuomet $\cos\left(d\mathbf{l}\hat{}\mathbf{B}\right) = 1$. Kontūras apima srovę, kurios stipris I



Taigi,

$$\oint_L \mathbf{B} d\mathbf{l} = \mu_0 I$$

$$B \cdot 2\pi b = \mu_0 I\,.$$

Iš čia

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

Palyginę su (2-6) ar (2-9), matome, kad formulės sutampa.

2. Spindulio R strypu teka homogeniškai jo skerspjūviu pasiskirsčiusi stiprio I srovė. Rasti tos srovės kuriamos magnetinės indukcijos priklausomybę nuo atstumo iki strypo centro.

Sprendimas

Tegul $x > R$. Tai analogiškas atvejis plonam laidininkui. Paėmę cirkuliaciją apskritimu, kurio centra sutampa su strypo centru (apimama srovė nuo pasirinkto kontūro dydžio nepriklauso, nes $x>R$)::

$$B \cdot 2\pi x = \mu_0 I \text{ , iš čia}$$

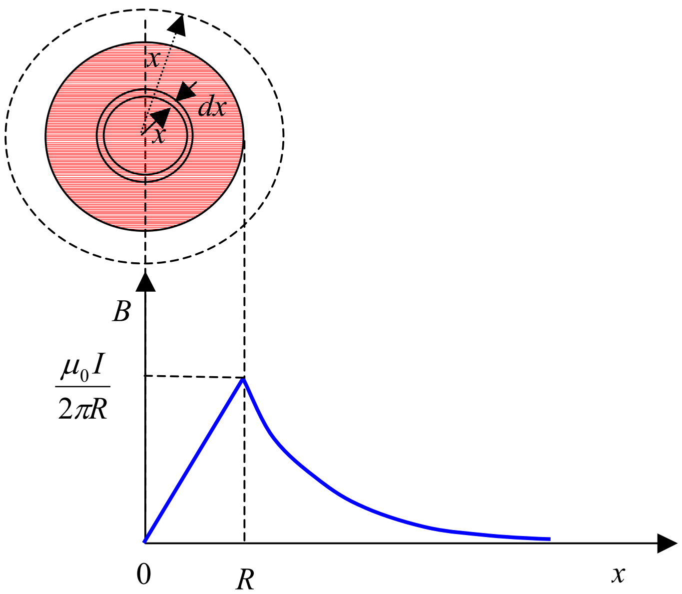
$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi x}.$$

Tegul $x<R$. Parinkę apskritimą su tuo pačiu centru pritaikome cirkuliacijos formulę (čia atsižvelgiame, kad srovės, kurią apima kontūras, priklauso nuo apskritimo spindulio):

$$B \cdot 2\pi x = \mu_0 \frac{I}{\pi R^2} \pi x^2 .$$

Tuo būdu

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R^2} x .$$



Lorenco jėga

Judant elektringai dalelei magnetiniame lauke, ją veikia jėga. Eksperimentiškai nustatyta, kad

$$\mathbf{F} = q[\mathbf{vB}] \tag{3-1}$$

Moduliui

$$F = qvB\sin\alpha \tag{3-2}$$

Čia kampas α - kampas tarp **v** ir **B**.
Ši jėgos elektringai dalelei išraiška gali būti gauta ir iš Ampero dėsnio, nusakančio jėgą, veikiančią srovę magnetiniame lauke. Š tikrųjų, turėjome

$$\mathbf{F} = I[\mathbf{lB}]$$

Bet $I\mathbf{l} = \dfrac{\Delta Q}{\Delta t}\mathbf{l} = \dfrac{nqS\Delta l}{\Delta t}\mathbf{l} = qnSv\mathbf{l} = \dfrac{qNSl}{Sl}\mathbf{v} = qN\mathbf{v}$,

Tuomet vienai elektringai dalelei

$$\mathbf{F}_v = q[\mathbf{vB}]$$

Jei dalelė juda išilgai magnetinio lauko jėgų linijų, jos magnetinis laukas neveikia. Formulė (3-1) parodo, kad jėga, veikianti elektringą dalelę magnetiniame lauke, visuomet statmena tiek magnetiniam laukui, tiek dalelės greičiui. Vadinasi, ši jėga darbo neatlieka, t.y. nuostovus magnetinis laukas negali pakeisti dalelės energijos.

Bendru atveju, jei elektringa dalelė yra elektriniame ir magnetiniame lauke, ją veikia jėga

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} + q[\mathbf{vB}] \tag{3-3}$$

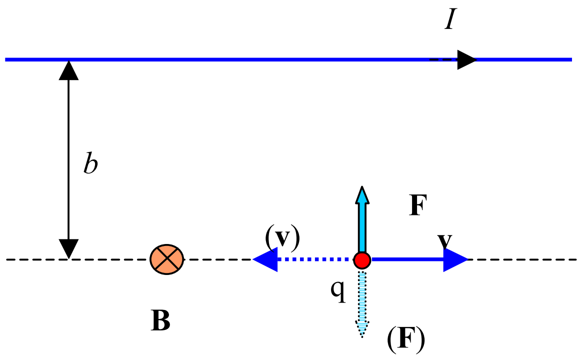
Tai **Lorenco** jėga.

Elektringųjų dalelių sąveika magnetiniame lauke nėra atskiras reiškinys, lyginant su srovių sąveikomis. Elektros srovė – tai kryptingas elektringųjų dalelių judėjimas. Pvz., begalinio ilgio laidininku tekanti srovė I atstumu b kuria magnetinį lauką

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi b} \tag{3-4}$$

Tegul lygiagrečiai laidininkui juda elektringa dalelė q (tegul q>0). Ją veikia Lorenco jėga (elektrinio lauko šiuo atveju nėra):

$$\mathbf{F} = q[\mathbf{vB}].$$



Mūsų atveju (**v** ir **B** – statmeni vienas kitam)

$$F = qvB. \qquad (3\text{-}5)$$

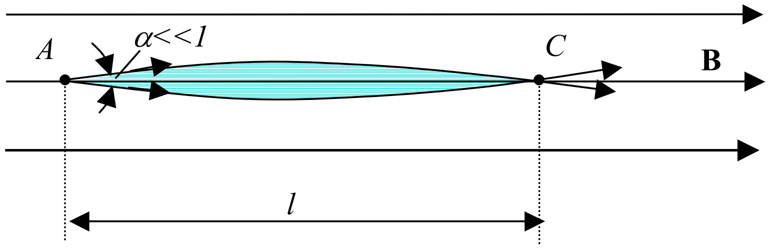
Jei q>0, jėga nukreipta link laidininko su srove I. Jei krūvis būtų priešingas arba greitis nukreiptas į priešingą pusę, jėga būtų nukreipta nuo laidininko.

Skaičiuojant laidininko ilgio vienetui, $qv = I_q$ - ekvivalentinė srovė (ilgio vieneto), kurią sukelia elektringos dalelės judėjimas. Tai srovė, kuri atitinka tiesų laidininką atstumu b nuo pirmojo laidininko. Tuomet iš (3-4) ir (3-5) galime apskaičiuoti jėgą, kuria būtų veikiama šios ekvivalentinės srovės ilgio vienetas:

$$F_{i.v.} = \frac{\mu_0 I \cdot I_q}{2\pi b} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I \cdot I_q}{b} \qquad (3\text{-}6)$$

Pavyzdys

Vienalytis magnetinis indukcijos B laukas nukreiptas išilgai ašies, iš kurios taško A išeina nedaug besiskečiantis nereliatyvistinių elektringųjų dalelių, pagreitintų potencialų skirtumo U, pluoštelis (žiūr. brėž.). Pradžioje pluoštelis skečiasi, o po to tam tikrame taške C susifokusuoja, po to vėl skečiasi ir vėl susifokusuoja, ir. t.t. Rasti atstumą l nuo taško A iki pirmojo susifokusavimo taško C. Dalelių savitasis krūvis q/m. Brėžinyje strėlės parodo kraštinių pluoštelio dalelių greičių kryptį taškuose A ir C.



Sprendimas

Jei pluoštelis skečiasi kampu $\alpha << 1$, o dalelių greitis v, tai horizontalia kryptimi galime tari, kad greits

$$v_h = v\cos\frac{\alpha}{2} \approx v,$$

o statmena ašiai kryptimi greitis

$$v_s = v\sin\frac{\alpha}{2} = v\sin\beta \approx v\beta$$

Dalelės judės ištęstomis spiralinėmis trajektorijomis, kurios susikirs (dalelės fokusuosis) tam tikruose ašies taškuose.
Statmenoji greičio komponentė bus atsakinga už dalelės judėjimą apskritimu statmenoje ašiai plokštumoje. To apskritimo spindulys gali būti surastas iš lygties (šiuo atveju Lorenco jėga vaidina įcentrinės jėgos vaidmenį):

$$\frac{mv\beta}{R} = qB$$

Taigi laikas, per kurį dalelė statmenoje plokštumoje atliks visą apsisukimą (tuomet ta dalelė drauge su visomis kitomis atsidurs tame pačiame taške C), lygus

$$T = \frac{2\pi R}{v_s} = \frac{2\pi mv\beta}{qBv\beta} = \frac{2\pi m}{qB}.$$

Per tą laiką dalelė horizontalia kryptimi ir nueis atstumą l:

$$l = v_h T = \frac{2\pi mv}{qB}.$$

Ši informacija interneto svetainėje www.olimpas.lt skelbiama nuo 2006 04 07.