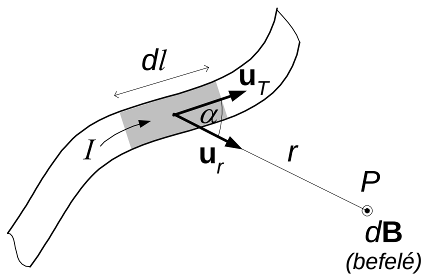
## Elektromos áram mágneses erőtere, a Biot–Savart-törvény

A mágneses erőtérben fellépő erőhatások számításánál mindig feltételeztük, hogy a tér minden pontjában ismerjük a **B** mágneses indukcióvektort. Felmerül a kérdés, hogy hogyan lehet *kiszámítani* egy mágneses erőteret létrehozó konkrét tárgy körül kialakult erőtérben a mágneses indukcióvektort. A tárgy elvileg lehet egy áramvezető vagy egy mágnes, de az utóbbi esettel – bonyolultsága miatt – itt nem foglalkozunk. Így a feladat tulajdonképpen egy elektromos áram mágneses erőterének kiszámítása.

***A Biot–Savart-törvény***

A mágneses erőtér számításának egy módszerét saját mérési eredményeikre támaszkodva J.B. Biot és F. Savart adták meg. A mérések alapján arra a következtetésre jutottak, hogy egy áram $dl$ hosszúságú, elemi szakasza által egy $P$ pontban létrehozott $dB$ indukcióvektor-járulék nagysága az alábbi kifejezéssel adható meg (ábra):

$$dB \sim \frac{Idl}{r^2} sin\alpha \ .$$




Itt $\alpha$ az áram iránya és a $dl$ áramelemtől a vizsgált ponthoz ($P$) húzott egyenes által bezárt szög. Ha az arányossági tényezőt $K_m$-mel jelöljük, akkor azt kapjuk, hogy

$$dB = K_m \frac{Idl}{r^2} sin\alpha \ .$$

Ha bevezetjük az áram irányába mutató $\mathbf{u}_T$ -, és az áramelemtől a $P$ ponthoz mutató $\mathbf{u}_r$ egységvektorokat (ábra), akkor a $d\mathbf{B}$ járulékot vektori alakban is felírhatjuk. Az indukcióvektorra vonatkozó mérésekből ugyanis kiderült, hogy a mágneses indukcióvektor-járulék ($d\mathbf{B}$) mindkét egységvektorra merőleges, és az ábrán látható esetben a rajz síkjába befelé mutat. Ez azt jelenti, hogy $d\mathbf{B} \,||\, \mathbf{u}_T \times \mathbf{u}_r$, vagyis az áramelem járuléka vektori alakban így írható:

$$d\mathbf{B} = K_m I \frac{\mathbf{u}_T \times \mathbf{u}_r}{r^2} dl \ .$$

(Itt felhasználtuk, hogy $|\mathbf{u}_T \times \mathbf{u}_r| = sin\alpha$ .) Ez az áramelem mágneses erőterére vonatkozó *Biot–Savart-törvény* (egyes – főleg angol nyelvű – könyvekben *Ampère–Laplace-törvényként* szerepel).

Mivel a sztatikus mágneses erőteret egy adott helyen ($P$) mindig egy zárt áramhurok hozza létre, a mágneses indukcióvektor számításánál a teljes $L$ áramhurok mentén körbejárva összegezni (integrálni) kell az egyes áramelemek járulékait:

$$\mathbf{B}(P) = K_m I \oint_L \frac{\mathbf{u}_T \times \mathbf{u}_r}{r^2} dl \ .$$

Ez a teljes áramkörre vonatkozó *Biot–Savart-törvény*. Kísérletileg ezt a törvényt lehet ellenőrizni, az áramelemre vonatkozó törvény csak közvetve igazolható (a belőle kapott teljes áramkörre vonatkozó fenti törvény helyessége igazolja).

Formai okokból a $K_m$ arányossági tényezőt egy másik állandóval szokás helyettesíteni, amit $\mu_0$ -lal jelölnek, és amelynek definícióját a $K_m = \frac{\mu_0}{4\pi}$ összefüggés adja. Ezzel a Biot–Savart-törvény így alakul:

$$\mathbf{B}(P) = \frac{\mu_0}{4\pi} I \oint_L \frac{\mathbf{u}_T \times \mathbf{u}_r}{r^2} dl \ .$$

Ha az áramerősség egységét ismerjük, akkor az egyenletben szereplő $\mu_0$ állandó értékét a fenti összefüggés elvileg egyértelműen definiálja. Az *SI* egységrendszerben azonban először $\mu_0$ értékét definiálták, és csak ezután az áramerősségét (*l.* később). A definiált érték: $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\ Vs/(Am)$.

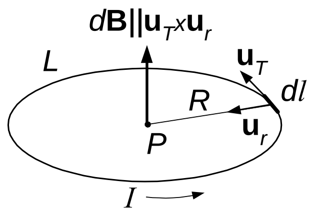
A Biot–Savart-törvény segítségével elvileg tetszőleges áram által létrehozott mágneses erőtér tetszőleges pontjában meghatározható a mágneses indukcióvektor, de szabálytalan alakú áramvezető esetén a számítás komoly nehézségeket okozhat, többnyire csak közelítő módszerekkel hajtható végre.

***A Biot–Savart-törvény alkalmazásai***

Itt példaként két egyszerű esetet tárgyalunk: először kiszámítjuk a mágneses indukcióvektort egy kör alakú vezető esetén a kör középpontjában, majd összefoglaljuk, hogy hogyan lehet meghatározni egy hosszú egyenes vezetőben folyó áram mágneses erőterét.

*Mágneses indukcióvektor körvezető körének középpontjában*

Itt a mágneses indukcióvektor nagyságát a Biot–Savart-törvény alkalmazásával, az $L$ vezetőhurok (kör) mentén történő összegzéssel kapjuk meg. Felhasználva, hogy az $\mathbf{u}_T$ és $\mathbf{u}_r$ egységvektorok merőlegesek egymásra ($|\mathbf{u}_T \times \mathbf{u}_r| = 1$), továbbá a vezető minden pontja ugyanolyan távolságra ($r$) van a $P$ ponttól, azt kapjuk, hogy




$$B(P) = \frac{\mu_0}{4\pi} I \oint_L \frac{|\mathbf{u}_T \times \mathbf{u}_r|}{R^2} dl = \frac{\mu_0}{4\pi} I \oint_L \frac{1}{R^2} dl = \frac{\mu_0}{4\pi R^2} I \oint_L dl \ .$$

A $dl$ szakaszok összege a kör mentén viszont éppen a kör kerületével egyenlő, ezért a keresett indukcióvektor nagysága

$$B(P) = \frac{\mu_0}{4\pi R^2} I\, 2r\pi = \frac{\mu_0 I}{2R} \ .$$

Az indukcióvektor irányát $\mathbf{u}_T \times \mathbf{u}_r$ vektorszorzat iránya adja meg, vagyis az ábra szerinti elrendezésben az indukcióvektor a kör síkjára merőlegesen felfelé mutat.

*Vonalszerű, egyenes vezető mágneses erőtere*

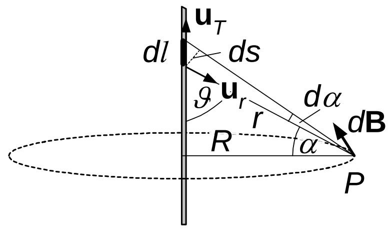
Kicsit hosszabb számolással, de különösebb bonyodalmak nélkül kiszámítható az indukcióvektor egy nagyon vékony, nagyon (elvileg végtelen) hosszú egyenes vezető körül kialakuló mágneses erőtérben. Az indukcióvektor – a Biot–Savart-törvénnyel, és a tapasztalattal összhangban – merőleges az áram irányára, nagysága pedig a számolás szerint az áramvezetőtől mért $R$ távolsággal csökken, a

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

összefüggés szerint.

************ *************

A számolást a mellékelt ábra segítségével végezhetjük el, amelyen látható az áram egy elemi $dl$ szakasza, amelynek indukció-járulékát a Biot–Savart-törvény segítségével írhatjuk fel:




$$d\mathbf{B}(P) = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{\mathbf{u}_T \times \mathbf{u}_r}{r^2} dl .$$

Ebből látszik, hogy az indukcióvektor merőleges az áram irányára és az $R$ szakaszra, és az ábrán berajzolt kör érintője irányába mutat. Az indukcióvektor nagysága a $P$ pontban

$$dB(P) = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{|\mathbf{u}_T \times \mathbf{u}_r|}{r^2} dl = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{\sin(\pi - \vartheta)}{r^2} dl = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{\sin\vartheta}{r^2} dl .$$

Mivel

$$\frac{dl \sin\vartheta}{r} = \frac{dl \cos\alpha}{r} = \frac{ds}{r} = d\alpha \qquad \text{továbbá} \qquad r = \frac{R}{\cos\alpha},$$

így

$$dB(P) = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{\sin\vartheta}{r^2} dl = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} \cos\alpha \, d\alpha .$$

Az egyenes vezető által okozott indukcióvektor teljes nagyságát a $dl$ szakaszok járulékainak összegzésével, azaz integrálással kapjuk meg (minden szakasz járuléka azonos irányú):

$$B(P) = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \cos\alpha \, d\alpha = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} [\sin\alpha]_{-\pi/2}^{+\pi/2} = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} 2 = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} .$$

************ *************

## A sztatikus mágneses erőtér alaptörvényei

A sztatikus elektromos erőtér esetén az erőteret jellemző $\mathbf{E}$ térerősségvektorra két alapvető integrál-törvény, az elektrosztatika I. és II. alaptörvénye érvényes. Felmerül a kérdés, hogy a sztatikus mágneses erőtér jellemzésénél felhasználhatjuk-e ezeket az eredményeket.

Nehézséget az okozhat, hogy a mágneses erőteret jellemző $\mathbf{B}$ mágneses indukcióvektor a mágneses erőhatásokkal csak áttételes módon – egy vektorszorzat segítségével – hozható kapcsolatba. Ez lényeges eltérés az elektromos erőtértől, ahol a térerősség arányos a töltésre ható erővel, így az $\mathbf{E}d\mathbf{r}$ skalárszorzatnak közvetlen fizikai jelentése van (számértékét tekintve az erőtér által egységnyi töltésen végzett munka). Ezzel szemben a $\mathbf{B}d\mathbf{r}$ mennyiség fizikai szempontból semmit nem jelent. Megtartható azonban a két alaptörvény matematikai-geometriai jelentése, ami az erőtér erővonalainak szerkezetére vonatkozó információkat ad.

***A sztatikus mágneses erőtér II. alaptörvénye (a magnetosztatika Gauss-törvénye)***

Az elektrosztatika II. alaptörvénye azt fogalmazza meg matematikai formában, hogy az elektrosztatikus erőtér erővonalai töltéseken kezdődnek és töltéseken végződnek, vagyis ennek az erőtérnek forrásai vannak.

Ez a kérdés a mágneses indukcióvektorral kapcsolatban is felvethető, és a válasz matematikai megfogalmazása ugyanúgy adható meg, mint az elektrosztatikus erőtérnél.

Az indukcióvektor esetén – az elektrosztatikus tér fluxusának mintájára – bevezethető az $A$ felületre vonatkozó

$$\Phi_B = \int_A \mathbf{B} d\mathbf{A}$$

indukciófluxus, aminek ugyanolyan jelentése van, mint az elektromos térerősség fluxusának (számértéke a felületet átmetsző indukcióvonalak számának előjeles összegével egyenlő).
Az hogy egy zárt felületre vonatkozó indukciófluxus milyen, információt ad az indukcióvonalak jellegére, az erőtér forrásos vagy forrásmentes voltára (vagyis arra, hogy az indukcióvonalak kezdődnek és végződnek valahol vagy nem).
Az áramok által létrehozott mágneses erőtérrel kapcsolatos tapasztalataik azt mutatják, hogy az indukcióvonalak az áramot körülvevő zárt vonalak, amelyek nem kezdődnek és nem végződnek sehol. Ez viszont azt jelenti, hogy a felület által határolt térfogatba belépő indukcióvonalaknak záródniuk kell, vagyis ismét ki kell lépniük a térfogatból. Az indukcióvonalak tehát kétszer metszik a zárt felületet, és a két metszés ellenkező előjelű járulékot ad a fluxusban. Emiatt egy zárt felületre vett indukciófluxus csak nulla lehet:

$$\oint_A \mathbf{B}\mathbf{dA} = 0 .$$

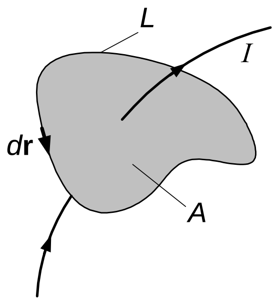
Ezt a törvényt gyakran *a sztatikus mágneses erőtér II. alaptörvényének* vagy a *magnetosztatika Gauss-törvényének* nevezik. A törvény azt fejezi ki, hogy – szemben az elektromos erőtérrel – mágneses erőtérben nincsenek olyan helyek, amelyekben az indukcióvonalak kezdődnek vagy végződnek, más kifejezéssel a mágneses erőtér *forrásmentes*.
Ezt a tapasztalatot úgy is meg lehet fogalmazni, hogy *nincs "mágneses töltés"*, amelyen az indukcióvonalak kezdődnének és végződnének. Ezt erősíti meg az a kísérleti eredményünk is, hogy egy „kétpólusúnak” mutatkozó mágnesrúd kettévágásával a két darab továbbra is kétpólusú marad: a mágnes két pólusa nem választható szét.

***A magnetosztatika I. alaptörvénye (gerjesztési törvény)***
Az elektrosztatika I. alaptörvényének mintájára formálisan megpróbálhatjuk kiszámítani egy $L$ zárt görbe mentén a $\oint_L \mathbf{B} d\mathbf{r}$ mennyiséget, amit gyakran *örvényerősségnek* neveznek. Az örvényerősség az indukcióvonalak jellegére adhat információt.
Láttuk, hogy egy áram által keltett mágneses erőtérben az indukcióvonalak önmagukban záródó hurkok, amelyek az áramot veszik körül. Ebből először is következik, hogy ha zárt $L$ görbének egy ilyen zárt indukcióvonalat választunk, és erre kiszámítjuk az örvényerősséget, akkor biztosan nullától különböző értéket kapunk. Ha ugyanis a görbét az indukcióvektor irányában járjuk körül, akkor az elmozdulásvektor és az indukcióvektor mindenütt párhuzamos lesz egymással (az indukcióvektor a vonal érintője), tehát minden elemi szakaszon $\mathbf{B} d\mathbf{r} > 0$, így a teljes integrál értéke is pozitív. Ha viszont a körüljárás iránya ellentétes, akkor minden szakaszon $\mathbf{B} d\mathbf{r} < 0$, tehát az integrál negatív. Bebizonyítható, hogy zárt indukcióvonalak esetén az örvényerősség akkor sem lehet nulla, ha a számítást nem indukcióvonal mentén végezzük el. A tapasztalatokra alapozva – önmagukban záródó indukcióvonalakat feltételezve – annyit tehát megállapíthatunk, hogy

$$\oint_L \mathbf{B} d\mathbf{r} \neq 0 .$$

A kérdés az, hogy az örvényerősség milyen mennyiséggel van összefüggésben, és mivel egyenlő.

Az erőtér tanulmányozása során kiderült, hogy az örvényerősség csak akkor különbözik nullától, ha a zárt $L$ görbe, amelyre az örvényerősséget kiszámítjuk, áramot fog körül (ábra). A kísérletek azt is megmutatják[1], hogy az örvényerősség a zárt $L$ görbe által körbevett – vagyis a zárt görbe által határolt $A$ felületet átmetsző – áram $I$ erősségével arányos:

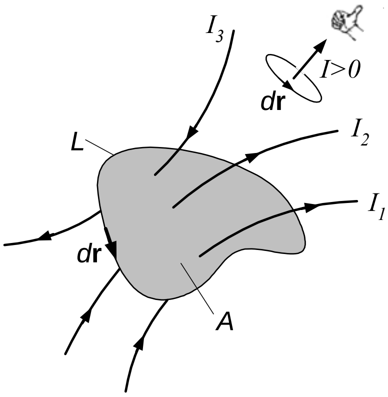



$$\oint_L \mathbf{B}d\mathbf{r} \sim I\ .$$

Ha a felületet több áram metszi át, akkor a jobboldalon az áramok előjeles összege áll, vagyis

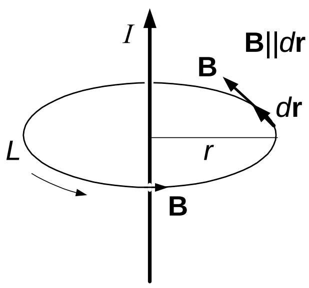
$$\oint_L \mathbf{Bdr} \sim \sum_k I_k\ .$$

Az áram előjelét a görbén történő körüljárás iránya szabja meg az ábrán látható jobbkéz-szabálynak megfelelően. Eszerint az ábrán $I_1$ és $I_2 > 0,\ I_3 < 0$.




A törvény pontos alakjának felírásához ismerni kell az arányossági tényező értékét. Ezt mérés útján meghatározhatjuk, de megkaphatjuk úgy is, hogy a fenti törvényt alkalmazzuk egy ismert, speciális mágneses erőtérre. Ilyen például az egyenes vezető erőtere.

Az egyenes vezetőben folyó $I$ áram mágneses terének jellegét kísérletekből jól ismerjük, és az indukcióvektort a Biot–Savart-törvény segítségével ki is tudjuk számítani. Alkalmazzuk a fenti törvényt úgy, hogy az integrálás útvonalaként ($L$) az erőtér erővonalait követő zárt görbét, azaz az áramra merőleges síkban, az áram köré rajzolt kört veszünk fel (ábra). Az elrendezés hengerszimmetrikus, ezért a kör mentén a **B** vektor nagysága mindenütt ugyanakkora, és mindenütt **B**||**dr**, így a zárt $L$ görbére vett integrál:




$$\oint_L \mathbf{Bdr} = \oint_L Bdr = B\oint_L dr = B2\pi r = \frac{\mu_0 I}{2r\pi}2\pi r = \mu_0 I\ .$$

arányossági tényező tehát a korábban bevezetett $\mu_0$ állandó.

Az örvényerősségre vonatkozó törvény pontos alakja tehát a következő:

$$\oint_L \mathbf{Bdr} = \mu_0 \sum_k I_k\ .$$

Itt $\Sigma I_k$ az $L$ zárt görbe által körülfogott áramok algebrai összege, amelyben az áramoknak a zárt görbe körüljárásával összefüggő, és a fenti ábrán látható előjelet tulajdonítunk.

Az összefüggést, amely bármilyen zárt görbére történő integrálásnál érvényes, *a sztatikus mágneses erőtér I. alaptörvényének*, vagy *gerjesztési törvénynek* nevezik (egyes könyvekben az *Ampere-törvény* elnevezést használják). Fontos hangsúlyozni, hogy a törvényben szereplő áramösszeg az áramok előjeles összege, így akkor is lehet

[1] Az erre szolgáló kísérleti eszköz az ún. *Rogowski-tekercs*. A kísérlet részletes leírása megtalálható pl. a *Budó Á.: Kísérleti fizika II.* c. könyvben.

nulla, ha a zárt görbe áramokat vesz körül, de azok ellenkező irányúak és azonos nagyságúak.

*************** ***************

Ha a zárt görbe folytonosan eloszló áramokat vesz körül, akkor a gerjesztési törvényben az áramok összegét az áramsűrűséggel fejezhetjük ki:

$$\sum_k I_k = \int_A \mathbf{j} d\mathbf{A} .$$

Itt az integrálás az $L$ zárt görbe által határolt $A$ felületre történik. Ezzel a gerjesztési törvény a

$$\oint_L \mathbf{B} d\mathbf{r} = \int_A \mathbf{j} d\mathbf{A}$$

alakot ölti.

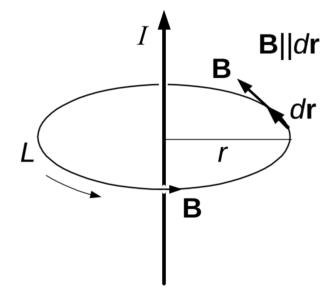
*************** ***************

## A gerjesztési törvény alkalmazása áramok mágneses erőterének számítására

A gerjesztési törvény segítségével bizonyos esetekben a mágneses indukcióvektor igen egyszerűen meghatározható. Ehhez azonban az szükséges, hogy az erőtérnek valamilyen szimmetriája legyen, ami lehetővé teszi, hogy az integrál alakú törvényből a mágneses indukcióvektort kiemeljük.
Most néhány egyszerű geometriájú áram mágneses terét számítjuk ki a gerjesztési törvény segítségével.

***Hosszú, vonalszerű egyenes vezető mágneses erőtere***

A nagyon vékony, hosszú, egyenes vezető esetét – fordított sorrendben – tulajdonképpen egyszer már végigszámoltuk, amikor a gerjesztési törvényben szereplő arányossági tényezőt kerestük. Akkor ismertnek tételeztük fel az indukcióvektort, és a törvény pontosabb alakját kerestük. Most a törvényt ismerjük és a mágneses indukcióvektort akarjuk meghatározni. A végeredmény ugyan nyilvánvaló, de a törvény alkalmazásának menete jól bemutatható ennek az egyszerű feladatnak a megoldása kapcsán. A megoldásnál ugyanazt az ábrát használhatjuk, amit korábban, és a szimmetriára vonatkozó érvelés is ugyanaz.




Az egyenes vezetőben folyó $I$ áram mágneses terének tárgyalásához az integrálás útvonalaként az erőtér erővonalait követő zárt görbét, azaz az áramra merőleges síkban, az áram köré rajzolt kört célszerű felvenni (ábra). Az elrendezés hengerszimmetrikus, ezért a kör mentén a $\mathbf{B}$ vektor nagysága mindenütt ugyanakkora, és mindenütt $\mathbf{B}||d\mathbf{r}$, így a zárt görbére vett integrál:

$$\oint_L \mathbf{B} d\mathbf{r} = \oint_L B dr = B \oint_L dr = B 2\pi r$$

Másrészt viszont a gerjesztési törvény szerint

$$\oint_L \mathbf{B} d\mathbf{r} = \mu_0 I \text{ ,}$$

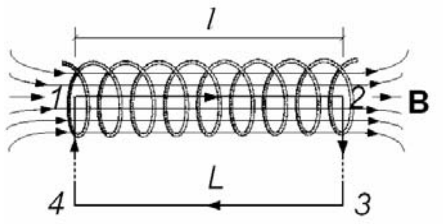
ezért a mágneses indukcióvektor nagyságára azt kapjuk, hogy

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

vagyis az erőteret jellemző indukcióvektor nagysága a vezetőtől távolodva a távolsággal fordított arányban csökken. A térerősség irányát adott pontban a ponton át, az áram, mint középpont körül rajzolt kör érintője adja meg.

***Egyenes tekercs mágneses erőtere***

Tapasztalatból tudjuk, hogy egy tekercs belsejében jó közelítéssel homogén, a tekercs tengelyével párhuzamos mágneses erőtér jön létre. Most példaként a gerjesztési törvény alkalmazásával kiszámítjuk mágneses indukcióvektor nagyságát egy $N$ menetű, $l$ hosszúságú egyenes tekercs belsejében.




A számításhoz az ábrán látható, téglalap alakú $L$ zárt görbét célszerű felvenni, amelynek *1-2* szakasza a tekercs belsejében, a tekercs tengelyével párhuzamosan halad. Ekkor az *1-2* szakaszon $\mathbf{B}||\mathbf{dr}$, másrészt a *2-3* és *4-1* szakaszokon közelítőleg igaz, hogy $\mathbf{B}\perp\mathbf{dr}$, ezért ez utóbbi két szakasz elhanyagolható járulékot ad az integrálhoz. Végül a *3-4* szakaszt tetszőleges távolságra elvihetjük (ezt szimbolizálja az ábrán a zárt görbe szaggatott része), ahol a mágneses erőtér már igen kicsi, így ennek a szakasznak a járulékát is elhanyagolhatjuk. Ezért a zárt görbére vett integrál így egyszerűsödik:

$$\oint_L \mathbf{Bdr} \approx \int_1^2 Bdr \approx Bl \, .$$

A gerjesztési törvény szerint viszont

$$\oint_L \mathbf{Bdr} = \mu_0 \sum_k I_k = \mu_0 NI \, ,$$

így a mágneses indukcióvektor nagysága a tekercsben

$$B \approx \frac{\mu_0 NI}{l} \, .$$

(Az $N$ szorzó azért jelenik meg, mert az áram ugyanabban az irányban $N$-szer metszi át a zárt $L$ görbe által határolt $A$ felületet.)

A valóságban az erőtér a tekercs végeinél biztosan nem homogén, ezért a fenti összefüggés csak körültekintően alkalmazható. Jó közelítéssel érvényes hosszú, vékony tekercsben, a tekercs végéhez nem túl közeli pontokban. A tekercs széleinek hatását elkerülhetjük, ha az indukcióvektort csak a tekercs belsejében számítjuk ki. Ha ott egy $l'$ hosszúságú szakaszon a menetek száma $N'$, akkor bevezetve a $n = \frac{N'}{l'}$ menetsűrűséget, az indukcióvektor nagyságára a

$$B = \mu_0 nI$$

összefüggést kapjuk.

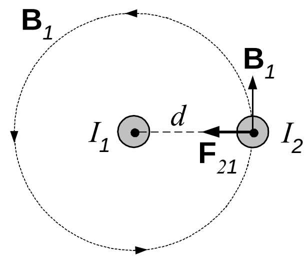
## Áramvezetők kölcsönhatása, az áramerősség *SI* egysége

Miután megismertünk néhány módszert arra, hogy hogyan lehet kiszámítani egy áram által létrehozott mágneses erőtérben az indukcióvektort, és korábbról tudjuk, hogy egy áramra milyen erő hat adott indukciójú mágneses erőtérben, lehetőségünk van az áramok közötti kölcsönhatás számítására is. Az alapelv itt az, hogy kiszámítjuk az egyik áram által a másik helyén létrejött indukcióvektort, és meghatározzuk, hogy ebben az erőtérben milyen erő lép fel a második áramvezetőre.

***Árammal átjárt, hosszú, egyenes vezetők kölcsönhatása***

Az áramvezetők között létrejövő kölcsönhatást korábban már kísérletileg is megvizsgáltuk, és azt tapasztaltuk, hogy két párhuzamos, árammal átjárt egyenes vezető egymást vonzza, ha a két áram egyirányú, és egymást taszítja, ha a két áram ellenkező irányú. Korábbi eredményeink segítségével ezt az erőt most már ki is tudjuk számítani.

Két egymástól $d$ távolságra lévő, nagyon hosszú, párhuzamos vezetőben azonos irányban folyó áramok ($I_1$ és $I_2$) kölcsönhatását vizsgáljuk (ábra). Az áramok a rajz síkjára merőlegesen, abból kifelé folynak, és nagyon nagy $l$ hosszúságú szakaszaik állnak egymással kölcsönhatásban.




Az $I_2$ áramra ható erőt a korábban megismert

$$\mathbf{F}_{21} = I_2 l \mathbf{u}_{T2} \times \mathbf{B}_1$$

összefüggés adja meg, ahol $\mathbf{u}_{T2}$ az $I_2$ áram irányába – esetünkben az ábra síkjából kifelé – mutató egységvektor, $\mathbf{B}_1$ pedig az $I_1$ áram által az $I_2$ áram helyén létrehozott mágneses indukcióvektor. A vektorszorzat eredménye egy olyan erő, amely az $I_1$ áram felé mutat, vagyis az $I_1$ áram vonzza az $I_2$ áramot. Mivel $\mathbf{u}_{T2} \perp \mathbf{B}_1$, a vonzóerő nagysága:

$$F_{21} = I_2 l B_1 .$$

Tudjuk, hogy egy nagyon hosszú vezetőben folyó $I_1$ áram által a tőle $d$ távolságban (vagyis az $I_2$ áram helyén) létrehozott mágneses indukcióvektor nagysága

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

így a vonzóerő nagysága

$$F_{21} = \frac{\mu_0 I_1 I_2 l}{2d\pi} .$$

Ugyanezt az eredményt kapjuk akkor is ha az $I_2$ áram által az $I_1$ áramra kifejtett erőt számítjuk ki.

A két nagyon hosszú vezető között fellépő kölcsönhatást legtöbbször a vezetők egységnyi hosszára ható

$$f_{kh} = \frac{F_{kh}}{l} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2d\pi}$$

erővel jellemzik.

***Az áramerősség SI egysége***

Az áramvezetők kölcsönhatására kapott eredmény felhasználható arra, hogy az elektromos áram mérését erőmérésre vezessük vissza. Ha készítünk egy olyan erőmérő berendezést, amellyel két azonos $I$ nagyságú, párhuzamos áram között fellépő $f_{kh}$ erőt meg tudjuk mérni, akkor az

$$f_{kh} = \frac{\mu_0 I^2}{2d\pi}$$

összefüggésből az áram

$$I = \sqrt{\frac{2d\pi f_{kh}}{\mu_0}}$$

értéke meghatározható. Ehhez – az elrendezésben adott $d$ mellett – ismerni kell a $\mu_0$ állandót, amit a mágneses erőhatások mérése útján elvileg meg lehet határozni.

Az *SI* mértékrendszerben azonban nem ezt az eljárást követték, hanem először definiálták a $\mu_0$ állandó értékét, amit természetesen a korábban bevezetett áram-egységhez (*C/s*) illesztettek. Így a $\mu_0$ állandó definiált értéke: $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}\,\frac{Vs}{Am}$.

Ezzel az áramerősséget erőmérésre visszavezető definíciós egyenlet az

$$I = \sqrt{\frac{2d\pi f_{kh}}{4\pi 10^{-7}}} = \sqrt{\frac{f_{kh}}{2\cdot 10^{-7}}d}$$

alakot ölti. Ennek alapján egységnyi, azaz *1A* áram folyik a két kölcsönható vezetőben, ha $l = 1m$ hosszúságú szakaszaik között $d = 1m$ távolságban $F_{kh} = 2\cdot 10^{-7}\,N$ erő lép fel (vagyis $f_{kh} = 2\cdot 10^{-7}\,N/m$).

Az áram mérésére és az áramerősség egységének meghatározására a gyakorlatban használt eszközök általában a karos mérleg elvén alapulnak, ezért ezeket árammérlegeknek nevezik. Az árammérlegekben praktikus okokból nem egyenes vezetőkben, hanem tekercsekben folyó áramok kölcsönhatását mérik.

Az *SI* rendszerben az áramerősség egységének fenti definíciójából származtatják a elektromos töltés egységét a $Q = It$ összefüggés segítségével. Az így definiált töltésegység az *1As*, amelyet *Coulombnak* (*C*) neveznek: *1C=1As*.