**Ampère-féle gerjesztési törvény, integrális és differenciális alak. Szolenoid tekercs mágneses tere a tengely mentén. Indukció jelensége. Mozgási indukció, Neumann törvény. Váltakozó áramú generátor.**

**Az Ampère-féle gerjesztési törvény:**

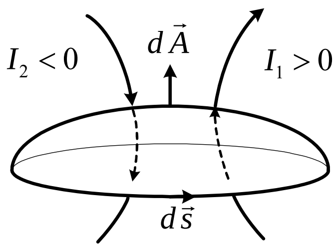
A mérési tapasztalat azt mutatja, hogy a stacionárius mágneses mezőben felvett irányított zárt görbére a mágneses térerősség integrálja arányos a zárt görbe által körülfogott áramok algebrai összegével. Az arányossági tényező dinemziótlan mennyiség és értéke a $\mu_o$ vákuum permeabilitás értékétől függ, ha $\mu_o = 1{,}256 \cdot 10^{-6} \frac{Vs}{Am}$, akkor éppen 1. Tapasztalati tény, hogy ez az összefüggés akkor is érvényben marad, ha térben mágnesezhető anyagok vannak jelen.

Az Ampère-féle gerjesztési törvény integrális alakja vékonyvonalas áramok esetén:

$$\oint_g \vec{H} \cdot d\vec{s} = \sum_{i=1}^{n} I_i \, ,$$

illetve folytonos árameloszlás esetén:

$$\oint_g \vec{H} \cdot d\vec{s} = \int_A \vec{J} \cdot d\vec{A}$$




Megállapodás szerint, a peremgörbe körüljárási irányát és a felületi normális irányát a jobbcsavar szabály kapcsolja össze. Az Ampère-féle gerjesztési törvény írja le az áram és az általa gerjesztett mágneses mező közötti összefüggést. Felhasználva a Stokes-féle integrál-átalakítási tételt valamint folytonos árameloszlást tekintve nyerhetjü a törvény differenciális, vagy lokális alakját:

$$\oint_g \vec{H} \cdot d\vec{s} = \int_A \vec{J} \cdot d\vec{A}$$

$$\int_A \left(\nabla \times \vec{H}\right) \cdot d\vec{A} = \int_A \vec{J} \cdot d\vec{A}$$

$$\int_A \left(\nabla \times \vec{H} - \vec{J}\right) \cdot d\vec{A} = 0 \, .$$

Mivel ez bármely *A* felületre igaz, így a lokális alak:

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} \, .$$

Az áramsűrűséget kirészletezve:

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \rho \vec{v} \, .$$

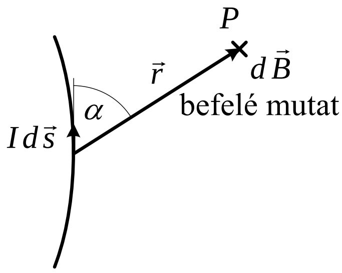
A mágneses mező tehát még stacionárius esetben sem konzervatív.

**Határfeltételek (peremfeltételek):**

Belátható, hogy két közeg határfelületén: $H_{1t} = H_{2t}$, azaz a mágneses térerősség tangenciális koordinátája folytonos, két közeg határán. Illetve $B_{1n} = B_{2n}$ ,azaz a mágneses indukció normális koordinátája folytonos, két közeg határán.

**Vékony vonalas vezető által keltett mágneses mező a tér egy tetszőleges pontjában, Biot-Savart-törvény:**

Bizonyítható, hogy az $Id\vec{s}$ áramelem mágneses mezőjének $d\vec{B}$ indukciója az $\vec{r}$ helyvektorú $P$ pontban:




$$d\vec{B} = \frac{\mu}{4\pi} \cdot \frac{Id\vec{s} \times \vec{r}}{r^3}$$

$$\vec{B} = \frac{\mu I}{4\pi} \int_g \frac{d\vec{s} \times \vec{r}}{r^3}$$

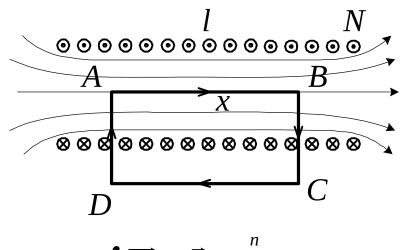
Zárt vezetőkör esetén az indukció:

$$\vec{B} = \frac{\mu I}{4\pi} \oint_g \frac{d\vec{s} \times \vec{r}}{r^3}$$

$\left\{ d\vec{s}, \vec{r}, d\vec{B} \right\}$ jobbsodrású rendszert alkot.

**Szolenoid tekercs mágneses mezője a tengely mentén:**

A szolenoid tekercs, egy sűrűn csévélt, az átmérőjéhez képest hosszú hengeres tekercs. Egy alkalmasan megválasztott zárt görbére írjuk fel a gerjesztési törvényt. A használt jelölések: $l$: a tekercs hossza, $N$: a menetszám, $A$: a keresztmetszet, $I$: a tekercs árama, és $\frac{N}{l}$ : egységnyi hosszra jutó menetek száma.




$$\oint_g \vec{H} \cdot d\vec{s} = \sum_{i=1}^{n} I_i \,,$$

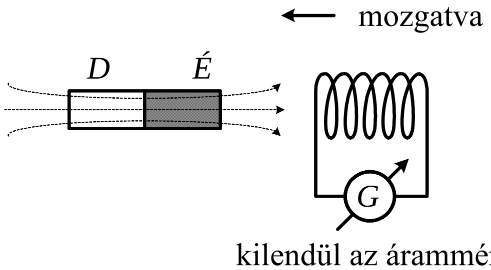
$$\int_A^B \vec{H} \cdot d\vec{s} + \int_B^C \vec{H} \cdot d\vec{s} + \int_C^D \vec{H} \cdot d\vec{s} + \int_D^A \vec{H} \cdot d\vec{s} = \frac{N}{l} x I$$

$$Hx = \frac{N}{l} xI \text{ , így } H = \frac{NI}{l}, \; B = \mu \frac{NI}{l} .$$

A mező homogénnek tekinthető a tekercsben.

**Időben változó elektromágneses mező. Az elektromágneses indukció jelensége. Mozgási indukció fogalma:**

Ha mágneses mezőben egy vezetőben áram folyik, akkor a vezetőre erő hat (Ampère-erő) és mozgásba lendül. Ha mágneses mezőben vezetőt mozgatunk, akkor indukálódik-e áram?




Ha egy vezetőt mágneses mezőben mozgatunk, akkor a vele együttmozgó töltéshordozókra egy idegen erő erő, az úgynevezett Lorentz-erő hat. Ennek megfelelően az idegen térerősség:

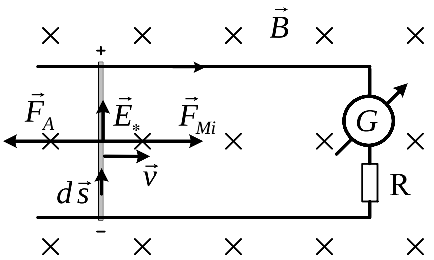
$$\vec{F}_* = q\vec{v}\times\vec{B}, \qquad \vec{E}_* = \frac{\vec{F}_*}{q} = \vec{v}\times\vec{B}$$

A mozgó vezető vonal mentén elektromotoros erő indukálódik (keletkezik). A mozgási indukciót leíró Neumann-törvény:

$$\mathcal{E}_{AB} = \int_{AB} \vec{E}_* \cdot d\vec{s} = \int_{AB} \left(\vec{v}\times\vec{B}\right)\cdot d\vec{s}$$

Ha a vezetőből készített vonal zárt, akkor az indukált elektromotoros erő hatására indukált áram jön létre.

Tekintsük egyenes vezetőt, és $\vec{v}, \vec{B}, d\vec{s}$ legyenek egymásra merőlegesek.




A mozgó fémrúd áramforrásként viselkedik (lineáris generátor), és az indukált elektromotoros erő:

$$\mathcal{E}_{AB} = \mathcal{E} = \int_{AB} \left(\vec{v}\times\vec{B}\right)\cdot d\vec{s} = vBl\,.$$

A létrejövő áram, és a kapocsfeszültség pedig: $I = \dfrac{\mathcal{E}}{R+r}$, illetve $U = IR = \mathcal{E}\dfrac{R}{R+r} < \mathcal{E}$.

A fellépő Ampère-erőt egy $\vec{F}_{Mi}$ erővel kell kompenzálnunk. Ennek az erőnek a teljesítménye fedezi a fogyasztón mért teljesítményt. A generátorok mechanikai teljesítmény árán szolgáltatnak elektromos teljesítményt.

Ha egy irányított – nem feltétlenül merev – zárt vezetőhurok mágneses mezőben mozog akkor a benne indukált elektromotoros erő:

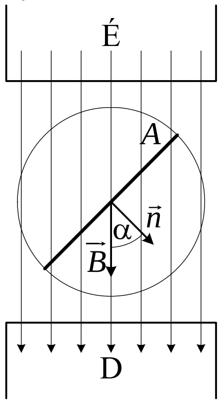
$$\overset{\circ}{\mathcal{E}} = \oint \left(\vec{v}\times\vec{B}\right)\cdot d\vec{s}\,.$$

Ez a mozgási indukcióra vonatkozó törvény az alábbi alakba írható át:

$$\overset{\circ}{\mathcal{E}} = -\frac{d\Phi}{dt}.$$

Faraday törvénye kimondja, hogy stacionárius mágneses mezőben a mozgó zárt vezetőhurokban indukált elektromotoros erő egyenlő a zárt hurok által körülfogott mágneses fluxus változási gyorsaságának ellentettjével (Fluxus-szabály). Az egyenletben $\Phi = \int_A \vec{B}\cdot d\vec{A}$ a mágneses indukció fluxus. A fluxus-szabály segítségével az indukált elektromotoros erő gyakran könnyebben számítható, mint a Neumann-törvénnyel.

**Váltakozó áramú generátor:**
Tekintsünk egy téglalap alakú vezető keretet. Keresztmetszete legyen $A$, és forogjon $\omega =$ állandó szögsebességgel homogén mágneses mezőben. $\vec{B} =$ állandó. A $t = 0$-ban legyen $\vec{n} \uparrow\uparrow \vec{B}$. Alkalmazzuk a Faraday-törvényt:




$$\Phi = \int \vec{B} \cdot d\vec{A} = B\,A \cos\alpha \text{ , de } \alpha = \omega t \text{, így } \Phi = B\,A \cos\omega t$$

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} = B\,A\,\omega \sin\omega t \,,$$

legyen $\mathcal{E}_0 = B\,A\,\omega$, ekkor:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin\omega t$$

Ha egymenetű keret helyett egy $N$ menetű tekercset alkalmazunk, akkor:

$$\overset{o}{\mathcal{E}} = N\,A\,B\,\omega \sin\omega t \,.$$