

Az anyagok mágneses tulajdonságai

Mai ismereteink szerint az anyagok mágneses tulajdonságaik alapján három fő típusba sorolhatóak: dia-, para-, ferromágneses típusba, de ezen felül léteznek antiferromágneses anyagok és ferritek is, emellett a szupravezetőket is külön kategóriába sorolják.

Az atomok mágneses tulajdonságaiért főleg az elektronok felelősek (a mag mágneses momentuma ezreléknél kisebb járulékot eredményez) és az atom mágneses momentuma az elektronok pálya- és spin-momentumából tevődik össze. Speciális esetekben – ha az atom páros számú elektront tartalmaz, amelyek spin és pályamomentumai egymást kompenzálják – az atom mágneses momentuma zérus is lehet, de legtöbbször az anyagok atomjai spontán mágneses momentummal rendelkeznek.

Külső mágneses tér hatására két folyamat zajlik le:

1. **Paramágneses folyamat:** A spontán momentummal rendelkező atomok rendeződni igyekeznek, a mágneses tér konkurál a hőmozgással.

2. **Diamágneses folyamat:** Járulékos mágneses momentum indukálódik az atomokban függetlenül attól, hogy a mágneses tér bekapcsolása előtt rendelkeztek-e mágneses momentummal. Az így indukált momentum a Lenz-törvény értelmében az őt létrehozó mágneses tér ellen dolgozik, azaz \vec{M} ellenkező irányú lesz, mint a mágneses teret jellemző \vec{H} .

Mind a para-, mind a diamágneses folyamat során a keletkező mágnesezettséget a külső mágneses tér hozza létre és az $\vec{M}(\vec{H})$ függvény a kérdéses anyagra jellemző. Nem túl nagy mágneses terek esetén jó

közelítésként feltételezhetjük, hogy a mágnesezettség lineárisan függ a mágneses tértől, azaz

$\vec{M} = \chi \vec{H}$, ahol χ a mágneses szuszceptibilitás (ahogy korábban bevezettük) és $\chi < 0$ esetén diamágneses, $\chi > 0$ esetén paramágneses anyagról beszélünk. Tehát a diamágneses folyamat minden atomnál szerepet játszik, míg a paramágneses csak abban az esetben, ha az atom spontán mágneses momentummal rendelkezik. Ha ez utóbbi a helyzet, akkor rendszerint a paramágneses folyamat felülmúlja a diamágnesest és eredőként $\chi > 0$ lesz, ezért beszélünk ilyen esetben paramágneses anyagról.

Diamágnesség

A nemesgázok, a bizmut, réz, ezüst, arany, higany, ólom, víz olyan anyagok, amelyek külső mágneses mező nélkül nem mutatnak mágneses tulajdonságokat. Inhomogén mágneses mezőbe helyezve a kis bizmut-darabot, taszító hatást észlelhetünk. A bizmut polarizálódott és a mágnesező tér indukciója ellentétes irányú a mágnesezettség vektorával, ezért, amint korábban láttuk, taszító erőhatás lép fel. Ezeknél az anyagoknál tehát $\chi < 0$, abszolút értéke általában nem több mint 10^{-4} , de ennél néhány nagyságrenddel kisebb is lehet. A relatív permeabilitás ennek megfelelően csak egy kicsit kisebb egynél $\mu_r = 1 + \chi \approx 0,9999$.

Mivel χ negatív, a közegbeli \vec{B} indukció lecsökken a vákuumbeli $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$ indukcióhoz képest. Ez a csökkenés nagyon kicsiny mértékű. Az ilyen anyagok atomjai külső mágneses mező nélkül nem rendelkeznek mágneses dipólnyomatékkal. Az elektronok pálya- és saját- mágneses momentumaik lerontják egymást. Külső mező hatására ez a helyzet felborul, a klasszikus fizika szemlélete szerint az egyik elektron felgyorsul, a másik lelassul, és ezáltal az atomnak eredő mágneses dipólnyomatéka keletkezik. A jelenség a hőmérséklettől független.



Rúd mágnes és diamágneses, ill. paramágneses anyag kölcsönhatása

Paramágnesség

A nemesgázok azért diamágneses tulajdonságúak, mert lezárt elektronehéjaik vannak. Ha ehhez még egy elektront hozzáveszünk, akkor annak a mágneses momentumát nem kompenzálhatja a többi elektron, tehát az alkálifémek (nátrium, kálium...) paramágnesesek. Ezen felül paramágneses anyagok pl. az alumínium, platina, volfrám, oxigén. Külső mágneses tér nélkül adott T hőmérsékleten $\vec{M} = 0$, mert a spontán momentummal rendelkező atomok hőmozgást végeznek és a rendezetlen mozgás következtében a térfogategységben a mágneses momentumok kiátlagolódnak. Külső mező híján ezek az anyagok sem mutatnak mágneses tulajdonságot, maguk körül nem keltenek mágneses teret. A felfüggesztett alumínium golyót az állandó mágnes vonzza. Ebben az esetben az anyag atomjainak külső mágneses mező nélkül is van eredő mágneses dipólnyomatékuk, de külső mező híján ezek rendezetlenül állnak. A mágneses mező az atomi dipólusokat a maga irányába forgatja, mégpedig annál inkább minél erősebb az alkalmazott mágneses mező, és minél alacsonyabb a hőmérséklet. Ezt a jelenséget rendeződési vagy orientációs polarizációnak nevezzük, arra utalva, hogy az atomi momentumok nagysága nem, csak az irányuk változik meg a külső tér hatására.

Paramágneseknél $\vec{M} \uparrow \uparrow \vec{H}$, a szuszceptibilitás pozitív: $\chi \approx 10^{-3} - 10^{-6}$, vagyis a vákuumbeli indukcióhoz képest ilyenkor (kismértékben) növekszik az indukció. A hőmozgás a momentumok rendeződését gátolni igyekszik, ennek következtében a szuszceptibilitás a növekvő hőmérséklettel reciprokosan csökken:

$$\chi \sim \frac{1}{T}$$

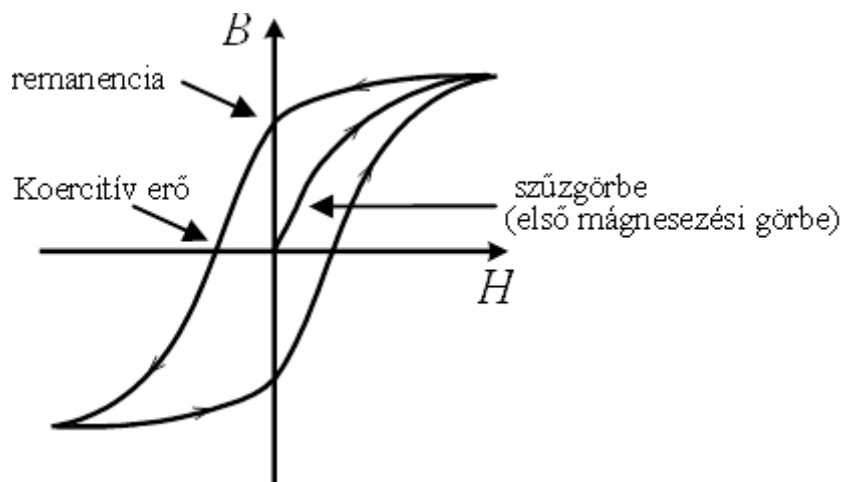
Ezt az arányosságot Curie-törvénynek hívják.

A fémekben a vezetési elektronoknak is lehet járuléka a paramágneses viselkedéshez. Ez az ún. Pauli-paramágnesség azonban jó közelítéssel független a hőmérséklettől, tehát nem vonatkozik rá a Curie-törvény.

Ferromágnesség

Egyes anyagok erősen mágnesezhetőek, a mágneses mezőből kiemelve többé-kevésbé megőrzik a mágnesességüket. Ilyenek pl. a vas, kobalt, nikkal és ezek ötvözetei, de olyan anyagok is lehetnek ferromágnesesek, amelyeknek egyik összetevője sem az, pl. króm-dioxid. A ferromágneses anyagok (és általában a mágnesesen rendezett szerkezetek, pl. ferrimágneses, és antiferromágneses anyagok, stb.) mind szilárd anyagok, legfeljebb porszerű állapotban folyadékba eloszlatva tűnhetnek folyékonyak. Ezek az anyagok mágneses szempontból többnyire anizotropok, a \vec{B} , \vec{H} és \vec{M} vektorok nem esnek egy egyenesbe, de ettől a továbbiakban az egyszerűség kedvéért eltekintünk. A ferromágneses anyagot

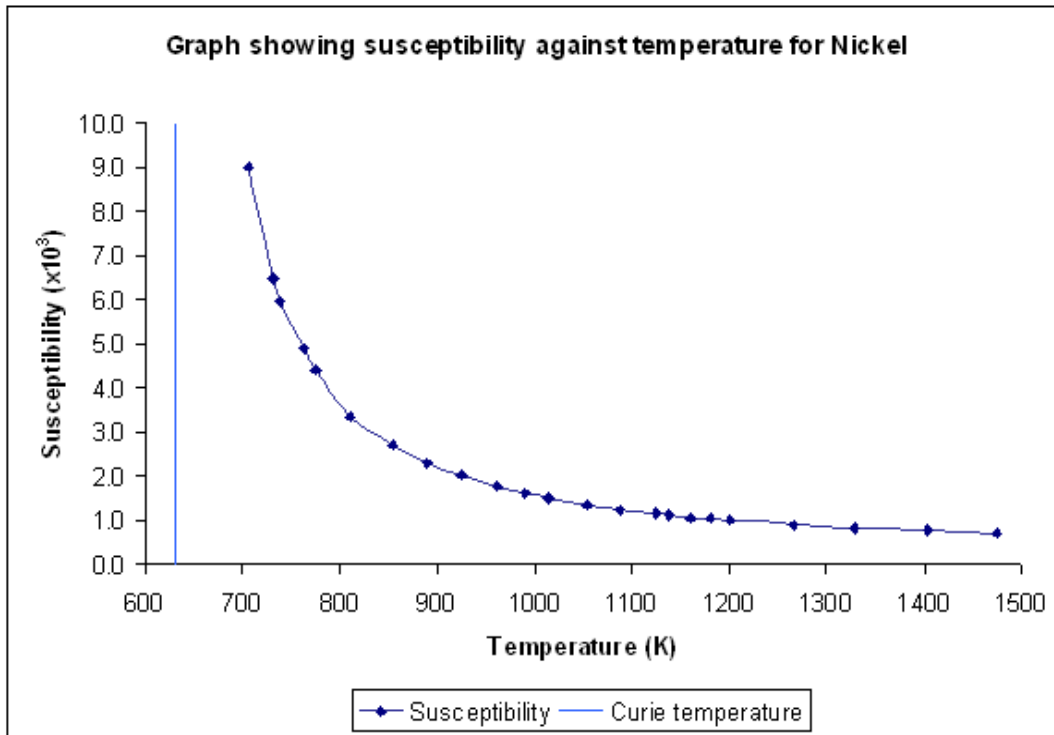
külső mágneses mezőbe helyezve, az \vec{M} mágnesezettség a \vec{H} térerősség növelésével eleinte igen gyorsan nő, de csak egy bizonyos határig, utána telítődés következik be. Az ilyen anyagok esetén tehát a lineáris anyagegyenlet nem használható. A B és H közötti összefüggés nemcsak nem lineáris, de nem is egyértékű. Kísérletileg meghatározható a mágnesezési vagy **hiszterézis-görbe**.



Ferromágneses anyag hiszterézis görbéje

Az origóból indulunk, ahol a mágneses tér és a mágnesezettség is nulla, vagyis $H = 0$, $M = 0$, $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = 0$. Ha H növekszik, vele a B is növekszik, először gyorsan, majd a telítéshez közeledve egyre lassabban. Egy bizonyos H -nál már az összes elemi mágneses dipólus egy irányban áll, így M tovább nem növelhető. Ezt telítési mágnesezettségnek nevezzük. Ha most a H -t csökkenteni kezdjük, B is csökken, de nem ugyanazon a görbén halad visszafelé, vagyis a $H + \Delta H \rightarrow H$ csökkentés kisebb csökkenést eredményez B -ben, mint a $H \rightarrow \Delta H + H$ növelés. Hogy mennyivel kisebbet, az többek között az anyagi minőségtől függ. Amikor H már nullára csökkent, az M és így a B még mindig nem nulla, M értékét remanens mágnesezettségnek vagy remanenciának nevezik. Az olyan anyagokat, amelyeknek számottevő a remanens, azaz visszamaradó mágnessége, permanens mágneseznek nevezzük, ilyen például az acél. Ahhoz, hogy M nullára csökkenjen, ellenkező irányú H -t kell alkalmazni, ezt koercitív erőnek nevezzük. Tovább növelve az ellenkező irányú H -t, újra telítés következik be, stb.

Az összetartozó B és H értékek hányadosából kiszámítható μ_r vagy χ már nem állandó (azaz nem csak a minta összetételétől függ), hanem függ a H -tól és a minta előéletétől. A vasnál μ_r és így χ tipikusan több száz, de egyes speciális ötvözeteknél μ_r akár egymillió fölé is lehet. Ha a ferromágneses anyag hőmérsékletét növeljük, akkor egy bizonyos T_c hőmérséklet, az úgynevezett Curie-hőmérséklet fölött a ferromágneses anyagok paramágneses anyagokká válnak. A vas Curie-hőmérséklete 769°C , a kobalté 1075°C , a nikkelé 360°C . Ha az anyagot a paramágneses tartományból kiindulva hűtjük, a szuszceptibilitás növekszik, ezt láthatjuk az alábbi grafikonon.



A Curie-Weiss törvény elméleti úton is levezethető és a kísérleti eredményekkel is egyezik:

$$\chi \sim \frac{1}{T - T_C}$$

A T_C Curie-hőmérsékleten (más szavakkal a ferromágneses Curie-pontban) egy másodrendű paramágneses - ferromágneses fázisátalakulás játszódik le. Nincs latens hő és térfogatugrás, a szuszceptibilitás viszont – ahogy az a képletből is kiolvasható – divergál (a gyakorlatban ez akár 10 nagyságrendbeli változást is jelenhet).

A ferromágnesség értelmezése

Mindezek magyarázata az, hogy a Curie-hőmérséklet alatt a ferromágneses anyagokban nagy tartományon ugyanabban az irányban állnak a mágneses momentumok. Ha a mágneses momentumok között csak mágneses kölcsönhatás lenne (mint a paramágneseknél), akkor ez csak $1/K$ alatt következhetne be. Van tehát még egy, kvantummechanikai eredetű kölcsönhatás, melynek energiája:

$$E = -J \sum \vec{m}_i \vec{m}_j$$

Ezt Heisenberg-kölcsönhatásnak vagy kicserélődési kölcsönhatásnak nevezik, az összegzést általában az összes olyan m_i és m_j atomi momentumra veszik, amelyek egymással szomszédosak. Ha $J > 0$, akkor a momentumok párhuzamos beállása a legkedvezőbb energetikailag. Ha történetesen $J < 0$, akkor a szomszédos momentumok ellentétesen állnak be (pl. mint a sakktabla színei), ekkor az anyag antiferromágneses. Ilyen pl. nem túl magas hőmérsékleten a króm és a mangán. A helyzetet bonyolítja, hogy sok anyagban (pl. a vasban is) túlnyomórészt olyan mágneses momentumok felelősek a ferromágneses viselkedésért, amelyek a vezetési elektronok spinjéből adódnak és így nehezen köthetők egy atomhoz.

Fontos különbséget tenni két dolog között: Az egyik a fentebb említett kicserélődési kölcsönhatás, a másik a mágneses dipól-dipól kölcsönhatás. Ez utóbbi azt jelenti, hogy a mágneses momentumoknak saját mágneses terük van és ezek hatnak a szomszédos mágneses momentumokra. Ez a jelenség lényegében az, amit elektrodinamikából tanultunk két mágnes kölcsönhatásáról, tehát egy klasszikus

fizikai effektus. Azonban ez a kölcsönhatás olyan gyenge, hogy csak 1K hőmérséklet alatt hozhatna létre valamiféle rendezettséget, tehát nem lehet felelős a ferromágnesességért. A Heisenberg-kölcsönhatás nem magyarázható meg a klasszikus fizikán belül, mert kvantummechanikai eredetű, és sokkal erősebb is lehet, mint a dipól-dipól kölcsönhatás

Alkalmazások:

A ferromágneses anyagokat igen sok helyen alkalmazzák, pl. villamos gépekben is.

1. Állandó mágnes: olyan anyagot célszerű választani, amelynek a remanenciája nagy (és lehetőleg a koercitív erő sem túl kicsi).

2. Elektromágnes: ide épp ellenkezőleg, kis remanenciájú anyagra van szükség. Ha ezeket pl. egy tekercsbe teszik és a tekercsben áram folyik, a mágnesezettség nagyra nő és az elektromágnes fel tud emelni egy vasdarabot. Ha az áramot kikapcsolják, a mágnesezettségnek töredékére kell csökkennie, különben nem tudnák leszedni róla a rátapadt vasat.

3. Transzformátor: mint később látni fogjuk – két tekercsből áll, amely közös vasmagon van. Ha az egyik (a primer) tekercsben növekvő áramerősség folyik, ott növekszik a H is, a vasmag miatt ott és a másik (a szekunder) tekercsben is nagymértékben nő a B , ez pedig a szekunder tekercsben elektromos térerősséget indukál. Így alakítják át a különböző feszültségeket egymásba. Alacsony ára miatt a lágyvas használata a legelterjedtebb. Jellemző rá nagy relatív permeabilitása (kb. 2000), melyből adódóan ugyanazon értékű mágneses indukció létrehozásához csupán század annyi gerjesztőáram szükséges a tekercsekben, mint például légmagos tekercselés esetén. Mint azt említettük, a ferromágneses anyagok B - H diagramjában egy cikluson végigmenve az irreverzibilisen hővé alakult energia mennyisége legalább akkora, mint a hurok területe. Váltakozó áram esetén annak egy periódusa alatt megtörténik a hurok körüljárása a változó áramirány miatt. Így minden periódusban energiavesztés lép fel, mely energia melegíti a vastestet. Ezekből adódóan a gyakorlatban a cél az, hogy minél kisebb hurokterületű anyagot használjanak a villamos gépekben; tehát olyan anyagokat, amelyek remanenciája közel van a 0-hoz.

Mivel a veszteségeket (melegedést) jelentős részben az örvényáramok okozzák, így ezek ellen védekezni kell. Ennek egyik mód a vastest lemezelése. Ekkor az áramirányokra merőlegesen mintegy "felszelelik", lemezelik a vastestet. A lemezek vastagsága általában 0.25-2mm. Lemezelésnél fontos az egyes lemezek között szigetelőanyagot elhelyezni, hogy két lemez között a felületeiken keresztül áram ne folyhasson. Ezt általában vékony lakkréteggel oldják meg. Egy másik módja az örvényáramú veszteségek csökkentésének, ha nagyobb elektromos ellenállású anyagot használunk. Ezt a gyakorlatban a vas 3% szilíciummal történő ötvöztetésével érik el.

4. Adattárolás, lásd később

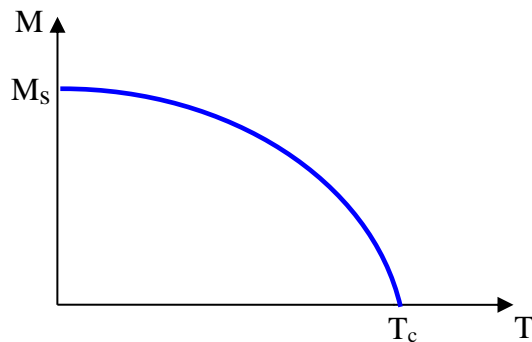
Domének:

A ferromágneses anyagokban vannak olyan tartományok, amelyben a mágnesezettség egyirányú, ezek neve **domén** (domain). A domének 10^{-9} - 10^{-12} cm^3 térfogatú tartományok $\sim 10^{15}$ számú atommal. Egy-egy domén telítésig mágnesezett, de külső tér híján a domének mágnesezettsége rendezetlen, a szomszédos domének gyakran ellentétesen mágnesezettek, a domének nagy száma miatt lényegében teljesen lerontják egymás hatását, így a makroszkopikus minta össz-mágnesezettsége zérus. Ezért nem viselkedik állandó mágnesként egy közönséges vasdarab, annak ellenére, hogy a momentumok lokálisan egy irányban állnak a Heisenberg-kölcsönhatás miatt.



Az elterjedt felfogás szerint egy doménen belül az összes momentum ugyanabba az irányba áll. Csakhogy ez egzaktul csak $T=0\text{K}$ -en vagy időátlagban igaz, ugyanis a hőmérséklet hatására a

momentumok egyensúlyi helyzetük körül mozognak. Minél magasabb T , annál nagyobb amplitúdóval mozognak, tehát a mágnesezettség csökken. Az 1. ábrán egy domén spontán mágnesezettségének hőmérsékletfüggését látjuk. Az abszolút nulla hőmérsékleten ez a telítettségi mágnesezettség (M_s , S mint saturated), a Curie hőmérsékleten pedig nulla.



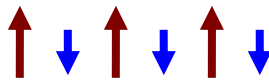
1. ábra

Ezt a jelenséget önmagában az energiaminimum elvével nem lehet megmagyarázni, hiszen a minimum az lenne, ha minden momentum pont ugyanarra állna. Csakhogy ez nagyon alacsony entrópiát jelentene és a hőmérséklet növelésével nőnie kell az entrópiának.

Ferrimágneseesség

A ferro- és antiferromágneses anyagokon kívül egy harmadik fajta is fontos:

ferrimágneses anyagok. Leegyszerűsítve azt mondhatjuk, hogy itt a kölcsönhatás antiferromágneses, de az egyik irányba álló momentumok nagyobbak, ezért nem ejtik ki egymást.



A kísérletekben ezek az anyagok ferromágnesesnek tűntek, hasonló hiszterézisük, doménszerkezetük van. Sokáig azt hitték róluk, hogy ferromágnesesek, de atomi szinten nem azok. Legnagyobb csoportjuk a ferritek, amelyek vasat és oxigént tartalmaznak, (pl.: az évezredek óta ismert magnetit: Fe_3O_4 , amelyik a természetes ásványok közül a legerősebben mágnese) és sokszor más elemeket is, pl. stroncium, bárium. Kerámia-mágneseknek is hívják őket, mechanikailag és vegyileg ellenállóak, elektromos szempontból szigetelők. Mágneses szempontból vannak kemény- és lágymágneses ferritek, előbbieket (olcsó) állandó mágnesként alkalmazzák, pl. hűtőmágnesek, utóbbiakat pl. transzformátorvasmagként.

Energia tagok

1. Zeeman energia: Minden mágneses momentum kölcsönhat a mágneses térrel, ehhez

$$E_p = -\vec{m} \cdot \vec{B}$$

energia rendelhető (ez akkor minimális, ha a momentum beállt a tér irányába), amit összegezni kell az összes momentumra. Ez a tag felelős azért, hogy az anyag reagál a külső mágneses térre. Ez paramágneseknél is megvan, ezért pozitív ott is a szuszceptibilitás. Önmagában ez nem magyarázza meg a ferromágnesességet.

2. Heisenberg vagy kicserélődési kölcsönhatás:

$$E = -J \sum \vec{m}_i \vec{m}_j,$$

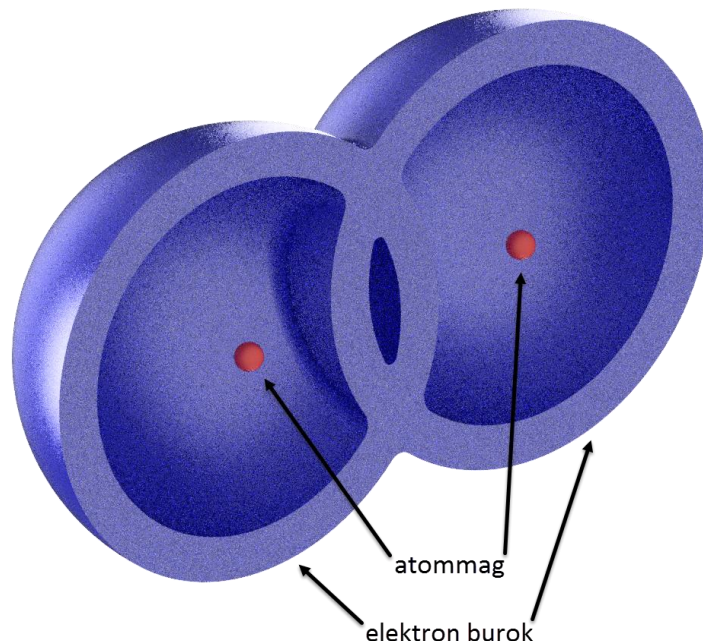
tehát a momentumok közötti szög koszinuszával arányos. Ha $J > 0$, akkor az az állapot jelenti az energiaminimumot, amelyben minden momentum ugyanabba az irányba áll.

Ez a tag felelős a ferromágnesességért (a kimagasló szuszceptibilitásért), de a domének kialakulását és a hiszterézist önmagában nem magyarázza meg. Paramágneseknél ez a tag nincs meg.

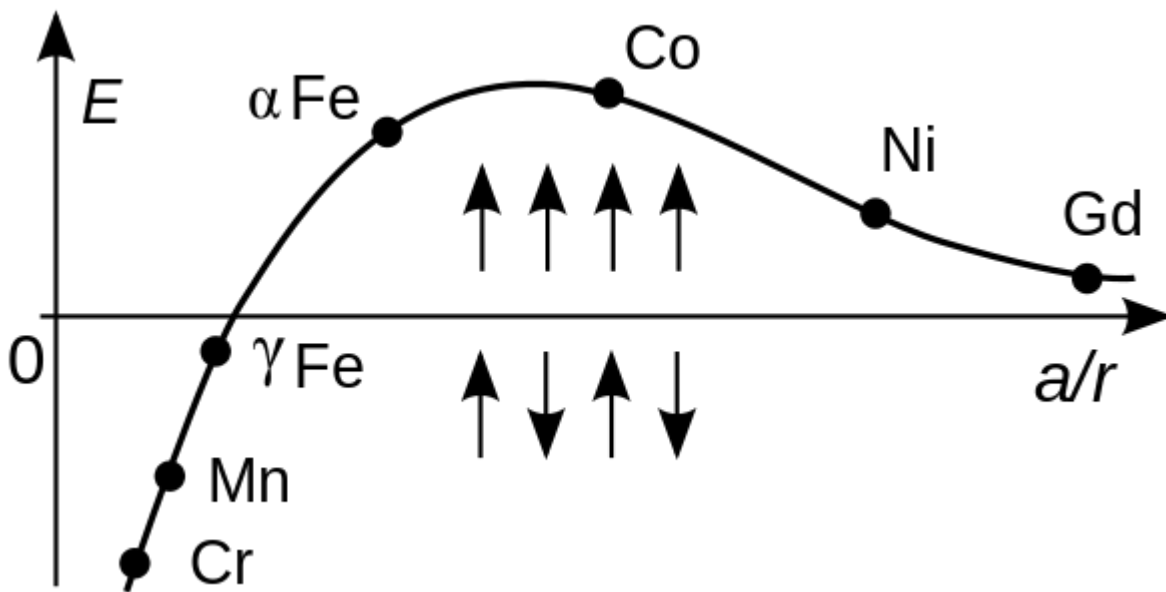
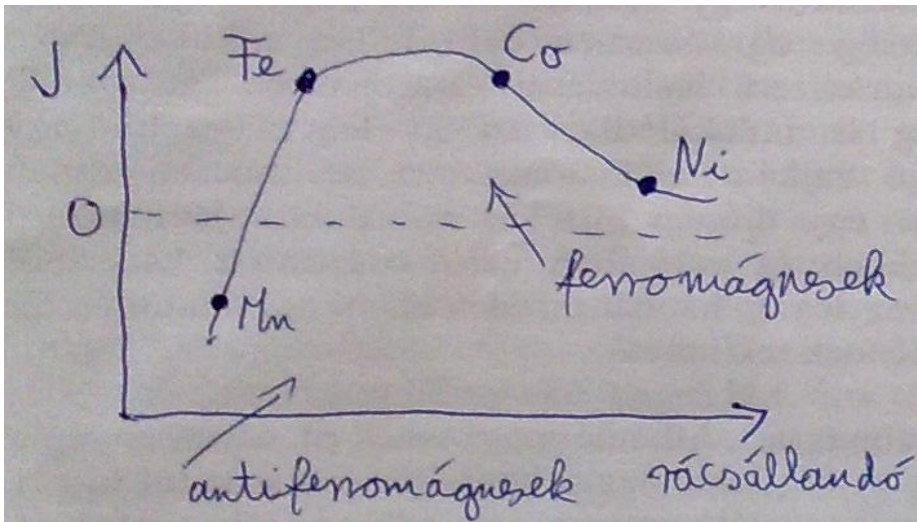
Több fajtája is ismert:

a) Közvetlen kölcsönhatás (Eredete: Coulomb erő + Pauli-elv)

- Alapértelmezés szerint ezt hívják kicserélődési kölcsönhatásnak.
- kis távolságokra hat (1-2 atomátmérő)
- eredete kvantummechanikai: két atom elektron burka (az elektronok ψ hullámfüggvénye) egymásba ér és itt Coulomb taszítás lép fel.



A szomszédos atomok rácsbeli távolságától is függően lehet ferro- vagy antiferromágneses:



<https://www.wikinow.co/topic/bethe-slater-curve>

b) RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) közvetett kölcsönhatás

15-20 atomnyi távolságra hat

A szabadon mozgó vezetési elektronok közvetítik a kölcsönhatást, ha a két atommag elektron burka nem ér egybe, viszont a köztük lévő rétegek tartalmaznak szabadon mozgó elektronokat.

Oszcillál a távolsággal, váltakozva ferromágneses és antiferromágneses. Az egyik közelítés, amit ennek leírására használnak, a következő függvény:

$$j \sim \frac{\sin(k * r)}{r^2}$$

c) Szuperkicserélődési kölcsönhatás (Super-exchange). Két atom között a nem mágneses atomok helyhez kötött elektronjai közvetítik

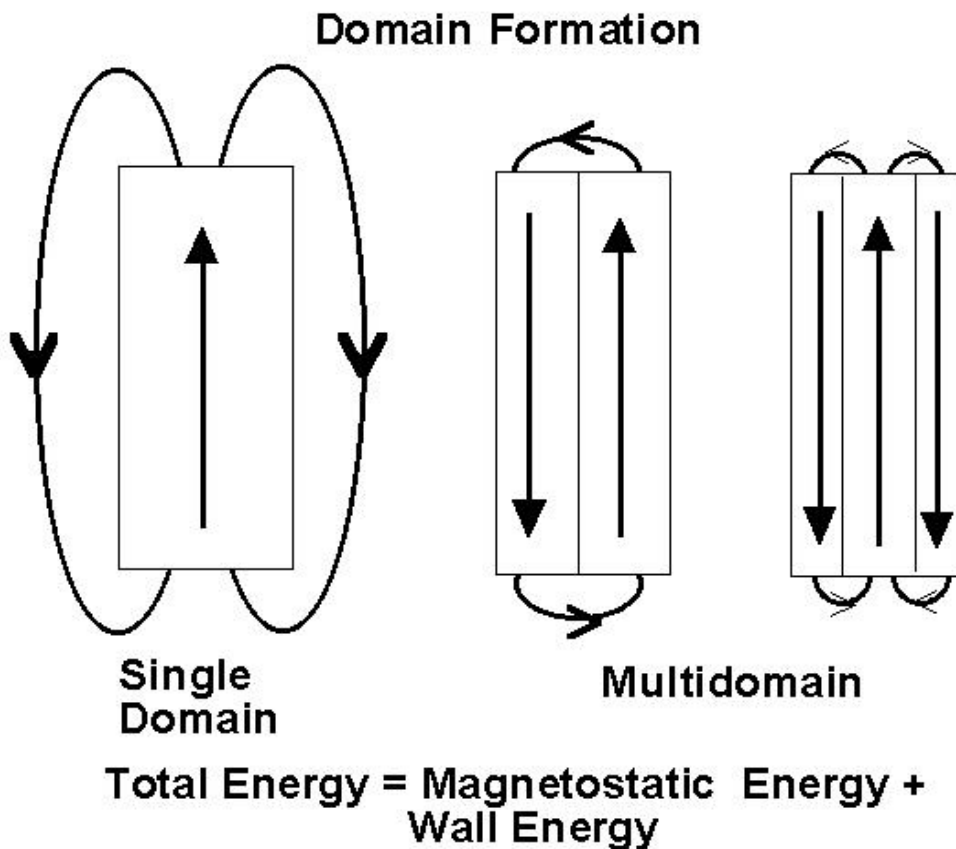
3. magnetosztatikusan energia:

A mágneses tér energiasűrűsége:

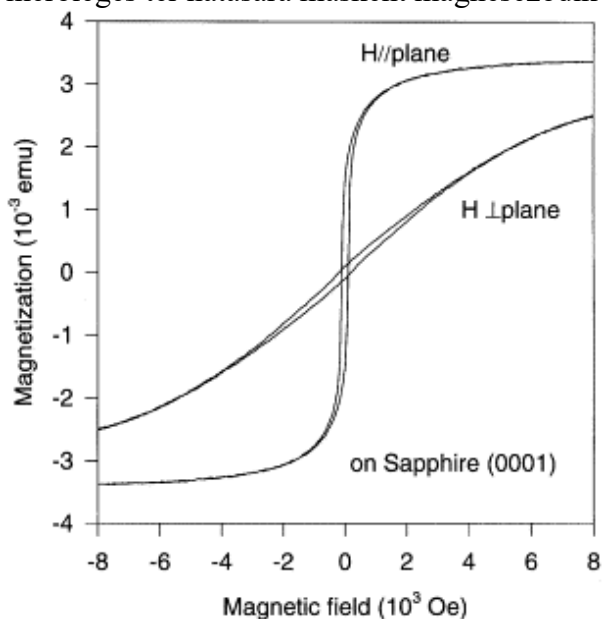
$$w_m = \frac{1}{2} \vec{B} \cdot \vec{H}$$

ezt az egész térfogatra kell integrálni (nem csak az anyagon belül, hanem kívül is, sőt, elektrodinamikából vesszük, hogy utóbbi többnyire fontosabb).

Ha az egész (makroszkopikus) anyagban ugyanolyan irányba állnának a momentumok, akkor ez igen nagy pozitív érték lenne, távol lennének az energiaminimumtól. Tehát ez a tag felelős a domének kialakulásáért. Az alábbi ábra jól szemlélteti, hogyan csökken a magnetosztatikus energia a domének kialakulásakor.

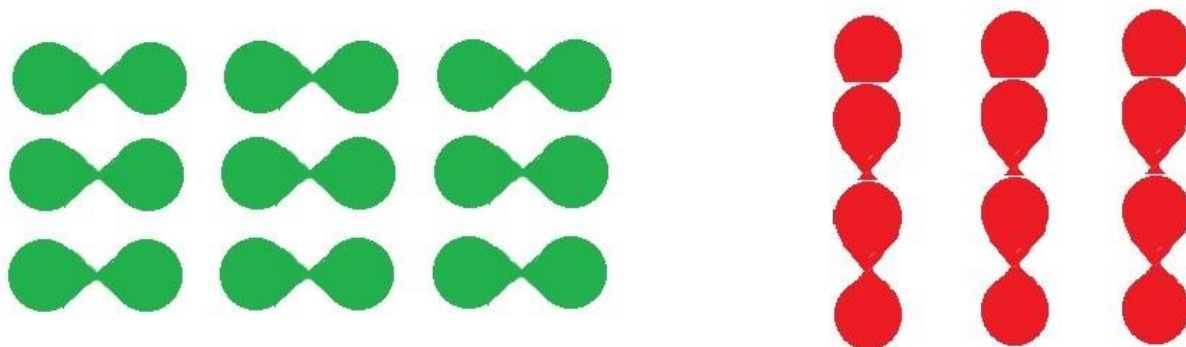


4. Anizotrópia: Azt jelenti, hogy a különböző irányok nem ekvivalensek. Pl. egy kitüntetett síkra merőleges tér hatására másként mágneseződik az anyag, mint a síkkal párhuzamos tér hatására.

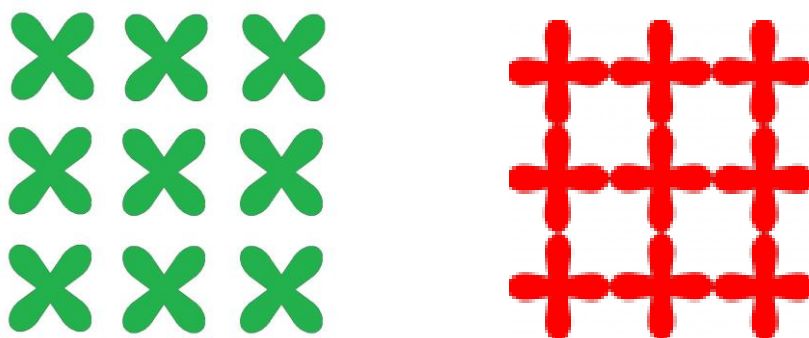


a. Kristály-anizotrópia:

Eredete: A kristályban (ált. a fémekben is) az atomok rendezetten helyezkednek el (legalábbis egy szemcsén belül). A külső elektronok fémes kötésben vesznek részt és kollektív elektronfelhőnek tekinthetők. A helyhez kötött, törzsi elektronokra ez nem vonatkozik. Az ilyen elektron-felhők taszítják a szomszédos atomok elektron-felhőit, de a szomszédok nem minden irányban ugyanolyan közel vannak, ezért az elektronfelhő („elektronpálya”) bizonyos kristálytani irányokba jobban „szeret” állni, mint másokba. Az alábbi ábrán egy olyan kristályrácsot ábrázoltunk, ahol az atomok téglalap csomópontjai mentén helyezkednek el (ez egyáltalán nem tipikus, de a szemléltetéshez megfelel). A rácspontokba olyan atomokat próbáltunk helyezni, amelyeknek egy külső elektronja van, ami egy p-pályát tölt be (Ezekről később látni fogjuk, hogy propeller alakú felhőt alkotnak). A bal oldali zöld elektronfelhők energetikailag kedvező irányban állnak, míg a jobboldali piros felhők egymásba lógnak, így az az elrendezés távol áll az energia-minimumtól.



d pályák esetében az elektronfelhők az alábbi alakúak:



Ebben az esetben az anizotrópia nem egytengelyű.

A relativisztikus kvantummechanikában levezethető egy olyan, ún **spin-pálya kölcsönhatás**, amely szerint az elektron spinje kölcsönhat az elektron pályán történő mozgásával, ami azt eredményezi, hogy az elektronok spinje is egy irányban (az ábrán pl. vízszintesen) szeret beállni, a másik irányba pedig nem, mert az magasabb energiaszintet jelent.

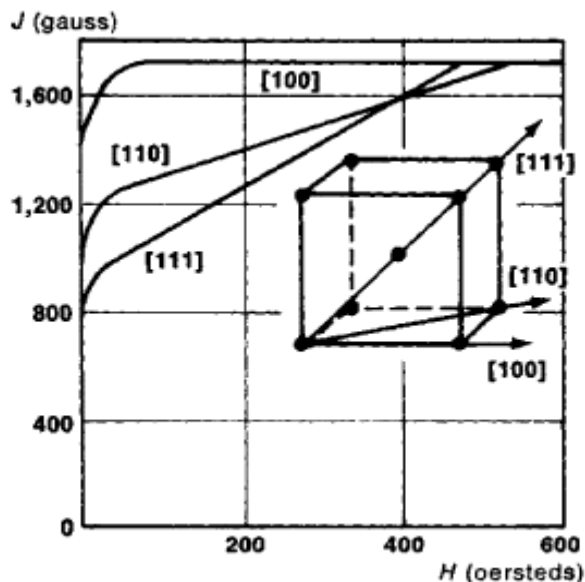
- Egytengelyű anizotrópiánál az energia:

$$E = K \cdot V \cdot \sin^2 \varphi,$$

ahol V a minta térfogata, φ a kitüntetett tengellyel bezárt szög, K az anyagtól és a kristályszerkezettől függő állandó. Egységnyi térfogatra vett értéke 5kJ/m^3 -tól 10MJ/m^3 -ig terjed, tehát több, mint 3 nagyságrendet változhat.

Ha $\mathbf{K} > \mathbf{0}$, akkor $\varphi = 0$ az energiaminimum, vagyis a tengellyel párhuzamos, annak pozitív vagy negatív irányába álló momentumoknak van (egyforma) minimális energiája. Ekkor a kitüntetett tengelyt könnyű tengelynek (**easy axis**) mondjuk, a rá merőleges sík neve hard plane.

Ha $\mathbf{K} < \mathbf{0}$, akkor a tengely a hard-axis, a merőleges sík pedig a könnyű sík: **easy-plane**. Persze nem csak egytengelyű anizotrópia létezik, de a bonyolultabb esetekkel itt részletesen nem foglalkozunk. Az alábbi ábrán vas egykristály szűgörbéjét láthatjuk a különböző kristálytengelyek irányában történő mágnesezettségénél.



A görbe kezdeti szakasza olyan meredek, hogy a függőleges M tengelyhez nagyon közel van. Látható, hogy a legközelebbi szomszéd irányába igen könnyen beállnak a momentumok.

b. Stress-anisotropy: Ha nyomás alá helyezzük az anyagot, a nyomóerő iránya mágneses szempontból is kitüntetett irány lesz a többihez képest. (Itt a „stress” angol szó mechanikai feszültséget jelent.)

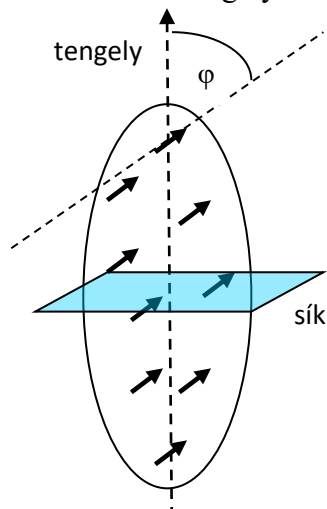
A fordított effektus a **magnetosztrikció**: ha mágneses térbe helyezzük az anyagot, akkor megváltozhat a mérete és alakja

c. Alak-anizotrópia: (shape-anisotropy)

Hosszú, szivar vagy tű alakú részecskéknél egytengelyű anizotrópia van, itt is igaz, hogy

$$E = K \cdot V \cdot \sin^2 \varphi$$

ahol a φ a leghosszabb tengely irányával bezárt szöget jelenti. Itt mindig igaz, hogy $K > 0$, tehát a momentum a tű hossz tengelyének irányába törekszik beállni.

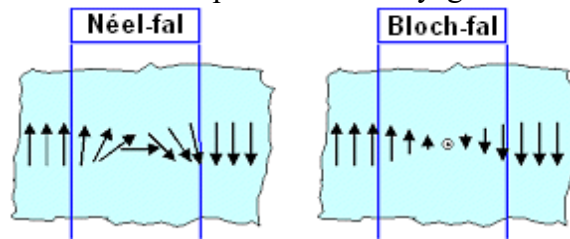


A hiszterézis jelenségének megértésénél az a leglényegesebb, hogy az energiaminimum elvét **nem** úgy kell alkalmazni, hogy a felsorolt energia-típusokat külön-külön minimalizáljuk (ezek ellentétes követelmények lennének), hanem hogy az **összegüket** kell minimalizálni. Természetesen a rendszer nem feltétlenül van mindig a globális energia-minimumban, hosszabb ideig tartózkodhat lokális minimumokban is (metastabil helyzet).

A doménfal:

Két, különbözően mágnesezett tartomány (domén) határán az egyik irányból a másikba való átmenet nem ugrásszerű, hanem folytonos, és a szomszédos tartományokat elválasztó határrétegben (doménfal) megy végbe. Ha a szomszédos doménekben ellentétesen állnak a momentumok (180°-os doménfal), akkor két fajta doménfalat különböztethetünk meg:

- Bloch-fal (a momentumok a fal síkjában maradnak)
- Néel-fal (ez ritkább makroszkopikus méretű anyagömbökben)



A doménfalnak a felületével arányos **energiája** van. Ez két járulékból tevődik össze.

a) A Heisenberg-kölcsönhatási energiának akkor van minimuma, ha 0°-os szöget zárnak be a momentumok, de a doménfalban ez nem állhat fent.

Minél nagyobb J, annál vastagabb a doménfal.

Hogy ezt belássuk, tekintsünk példaként egy φ szögű doménfalat, és annak két megvalósulási módját, az elsőben egy lépésben, a másodikban két $\varphi/2$ szögű lépésben fordul el a mágnesezettség. Számoljuk ki ugyanazon három momentum kölcsönhatási energiáját. Az első esetben ez

$$E_1 = -J(\cos 0 + \cos \varphi),$$

a másodikban

$$E_2 = -J\left(\cos \frac{\varphi}{2} + \cos \frac{\varphi}{2}\right).$$

A koszinusz-függvény hatványsorának első két tagja elég lesz a számoláshoz: $\cos x \approx 1 - \frac{x^2}{2} + \dots$. Ezt behelyettesítve kapjuk, hogy

$$E_1 = -J\left(2 - \frac{\varphi^2}{2}\right) > E_2 = -J\left(2 - \frac{\varphi^2}{4}\right).$$

Ez azt jelenti, hogy ha egy lépésben φ szöggel fordul el a mágnesezettség, akkor (csak a Heisenberg-tagot figyelembe véve) távolabb kerülünk az energiaminimumtól, amint ha két lépésben $\varphi/2$ szöggel (összesen ugyanúgy φ -vel) fordul el. Általánosítva: alacsonyabb az energia, ha sok lépésben fordul el az irány (az ábrákon ez csak 7), tehát ha sok atomnyi vastag a doménfal. Ez azt jelenti, hogy igaz az állításunk, miszerint minél nagyobb J, annál vastagabb a doménfal.

b) Az anizotrópia-tag viszont akkor ad minimumot, ha egy lépésben fordul el az irány, tehát az átmenet szélessége egy rácsállandó. Hogy ezt belássuk, tegyük fel pl., hogy a bal oldali doménben a momentumok a könnyű tengely pozitív, a jobb oldaliban a negatív irányában állnak. Ekkor amelyik momentum a kettő között ehhez képest 10, 20 stb. fokkal el van fordulva, nem a könnyű tengely irányában áll, tehát nem minimális az anizotrópia energiája.

Vagyis:

Minél nagyobb K, annál keskenyebb a doménfal.

Mindezekből az következik, hogy

a doménfal vastagságát a kicserélődési kölcsönhatás és az anizotrópia versengése határozza meg, a külső mágneses tértől függetlenül. Legegyszerűbb esetben a Bloch-fal vastagsága az alábbi módon függ ezektől a paramétereiktől:

$$d_B \sim \sqrt{\frac{J}{K}}$$

A doménfal a valóságban anyagtól függően nagyságrendileg kb. **100 atom vastag**, de az alacsony anizotrópiájú lágymágneses anyagokban 500 atomnyi szélességű is lehet. Az is világos, hogy mind a Heisenberg-kölcsönhatás, mind az anizotrópia ad járulékot a fal energiájához. Ennek a két tagnak, ill. a J és a K együtthatójuknak a viszonya adja a doménfal vastagságát és (külső tér hiányában) a doménfal energiáját is. A fenti d_B -re kapott összefüggést felhasználva levezethető, hogy egységnyi felületű Bloch **doménfal energiája** szimmetrikusan függ a két paramétertől:

$$w_B \sim \sqrt{JK}$$

A fal energiája lágymágneses anyagokban $0,1 \text{ mJ/m}^2$ alá is mehet, kemény mágnesekben viszont az 50 mJ/m^2 -t is meghaladhatja.

Azt, hogy egy darab anyagban kialakulnak-e domének, az dönti el, hogy a doménfal kialakulása miatti energia-növekedés kisebb-e, mint a magnetosztatikus energia csökkenése.

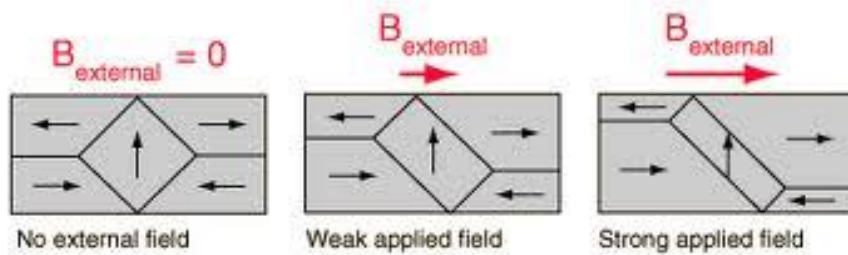
Ha veszünk egy darab anyagot, amelyben minden momentum ugyanarra áll, akkor a magnetosztatikus energia a térfogattal arányos, az átmérő köbével. Ha kettévágjuk egy doménfállal, akkor a fal energiája a minta keresztmetszetével, vagyis az átmérő négyzetével arányos. Tehát minden anyagra van olyan méret, amit ha elér a minta, biztosan sok doménfal van benne és minden anyagra van (elvileg) olyan kicsi méret, amikor már nincs benne domén. Ez a kritikus méret a fal egységnyi felületre számolt w_B

energiájától függ, konkrétan gömb alakú részecskékre a kritikus sugár $R_{\text{krit}} \sim \sqrt{JK}$.

Tehát minél kisebb az anyagdarab, annál kevesebb domén fér bele. Ha már csak egyetlen doménből áll az anyag, ekkor monodoménnek hívjuk, ez kb. 80-100 nm alatt egyre gyakoribb. Ez esetben a mintában nincs doménfal, domain-free-nek is nevezik. Ebben a mérettartományban a magnetosztatikus energia kicsi, ezért nincs túl nagy jelentősége.

A doménfal mozgása:

Tegyük fel, hogy egy anyagdarabban külső mágneses tér nélkül van egy doménfal, ami ott egyensúlyban van, azaz a rendszer a globális energiaminimumban van. A külső tér alkalmazásával általában ez az egyensúlyi helyzet megszűnik, ugyanis a Zeeman-energia minimalizálása végett a momentumokra forgatónyomaték hat. Viszonylag kis tér esetén a domén közepén lévő momentumok nem kezdenek a tér irányába fordulni, mivel nekik az összes szomszédjuk az eredeti irányba mutat és a kicserélődési energia úgy minimális, ha az adott momentum a szomszédjaival megegyező irányban áll. Emiatt az adott momentum számára a kicserélődési energia egy nagy potenciálgödröt képez, amiből csak igen nagy külső tér tudná kilöki. A **doménfalban** lévő momentumok szomszédtságában viszont nem állnak egy irányban a momentumok. Tegyük fel, hogy a fal bal oldalán a momentumok iránya közelebb van a külső tér irányához, ezek energetikailag kedvezőbbek. A fal bal oldalán lévő momentumok ekkor kismértékben elfordulva alkalmazkodnak a tőlük balra lévő, kedvezőbb energiájú szomszédjaikhoz. Ekkor viszont az ő jobboldali szomszédjaik szintén kismértékben elfordulnak, stb. Összességében a doménfal vastagsága nem változik, hanem maga a fal tolódik el jobbra. Általában is azon domének térfogata kezd nőni, amelyek mágnesezettségének iránya kis szöget zár be a külső mágnesező tér irányával. Ezt a jelenséget nevezzük faleltolódásnak.

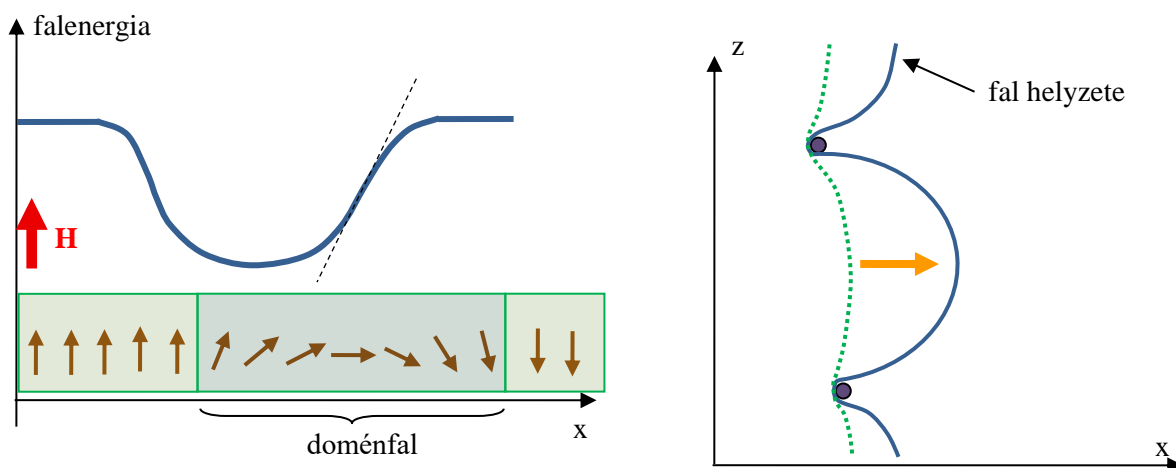


A folyamat úgy fogható fel, hogy a falra egy erő hat, és az mozgatja olyan irányban, hogy az energetikailag kedvezőbb domének térfogata növekedjen, a kedvezőtlenebbek pedig csökkennek és megszűnnek. A mozgással a Zeeman-energia csökken, azonban a magnetosztatikus energia növekszik. A fal eltolódása elvileg (azaz tökéletes kristályrácsban) addig tart, amíg létrejön az új külső térnek megfelelő egyensúlyi helyzet.

Azonban a faleltolódásokat a különféle **kristályhibák**, pl. szennyező atomok, szemcsehatárok, diszlokációk, zárványok, belső feszültségek miatti torzulások, stb. **fékezik**, a doménfalak mozgásuk közben ezeken **fennakadnak** (pinning). Ezek az akadályok tehát megkötik a doménfalat és csak még erősebb külső tér képes átkényszeríteni azokat az akadályon.

Pontszerű hiba (pl. szennyező atom) esetén a hibahely hatása lehet vonzó vagy taszító. A legegyszerűbb közelítésben azt mondhatjuk, hogy ha a fal $w_B \sim \sqrt{JK}$ energiasűrűsége a szennyezésnél **kisebb**, mint általában az anyagban, akkor **vonzó** centrumról, ha **nagyobb**, akkor **taszító** centrumról beszélünk, ha pedig egyenlő, akkor a hibahelynek nincs hatása a fal mozgására. Mindez elsősorban attól függ, hogy a kicserélődési kölcsönhatás és az anizotrópia milyen értéket vesz fel a hibahelytől távoli értékekhez képest.

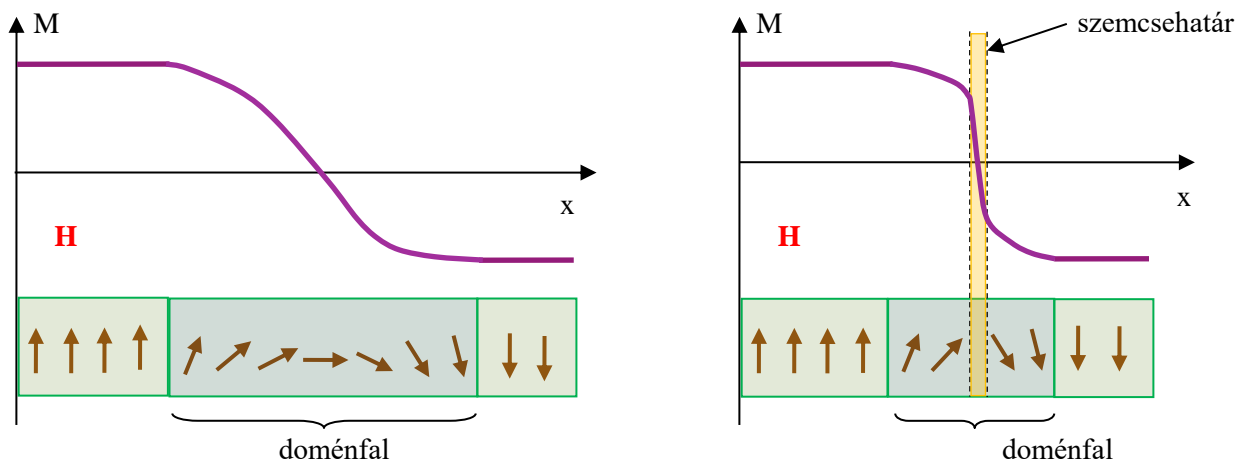
Tegyük fel, hogy a fal az y-z síkban fekszik és z irányú tér hatására x irányban mozog. Ábrázoljuk a fal energiáját a fal közepe x koordinátájának függvényében egy vonzó centrum esetében. Az ábrán a falra jobbra irányuló erő hat, mivel a jobb oldalon lévő domén energetikailag kedvezőtlen.



A fal a potenciálgödörben csapdába esik. Vonzó centrum esetén csak akkor haladhat tovább, ha a rá ható erő eléri a potenciálgödör túlsó falának legnagyobb meredekségét (a vékony szaggatott vonalnál), ugyanis az adja meg a potenciálgödör által kifejtett maximális ellenertőt. Addig a tér növelésével a fal rugalmas hártaként ráfeszül a centrumokra, mintha egy gumiszalag feszülne rá szögekre (kisebb tér: zöld pontozott vonal, nagyobb tér: kék folytonos vonal). A narancssárga nyíl irányában növekszik a felülete, ami bár csökkenti a Zeeman-energiát, rohamosan növeli a falban tárolt energiát.

A **szemcsehatárok** nem pontszerű, hanem kiterjedtebb hibát jelentenek. Legyen pl. a szemcsehatár a doménfal síkjával párhuzamos. A szemcsehatáron lévő atomok átlagosan egymástól

távolabb vannak, így a közvetlen kicserélődési kölcsönhatás közöttük gyengébb. Ez azt jelenti, hogy a doménfal vastagsága és energiája a korábban mondottakhoz képest csökken. A mágneses momentumok z tengellyel bezárt szöge nem lassan változik, mint rácshiba nélkül tenné, hanem egy „kvázi-ugrása” van, mivel itt kisebb a Heisenberg-kölcsönhatás. Emiatt a szemcsehatár **kiterjedt vonzó hibahelyként** működik. Az ábrán a mágnesszezttség z komponensét ábrázoltuk a doménfal környezetében, a bal oldalon tökéletes kristályrács, a jobb oldalon szemcsehatár esetén.



Ha elég nagy tér esetén sikerül a kristályhiba által jelentett akadályt leküzdeni, akkor a doménfal nagy sebességgel mozog a legközelebbi akadályig. A mágnesszezttség és ezzel a mágneses indukció-vektor változási gyorsasága lokálisan nagy lesz, és ez mikroszkopikus örvényáramokat hoz létre a fémbe, egyidejűleg apró hanghullám is keletkezhet a magnetosztrikció következtében. Mindezek energiavesztéssel járnak, részben ezek okozzák a hiszterézis-vesztésget.

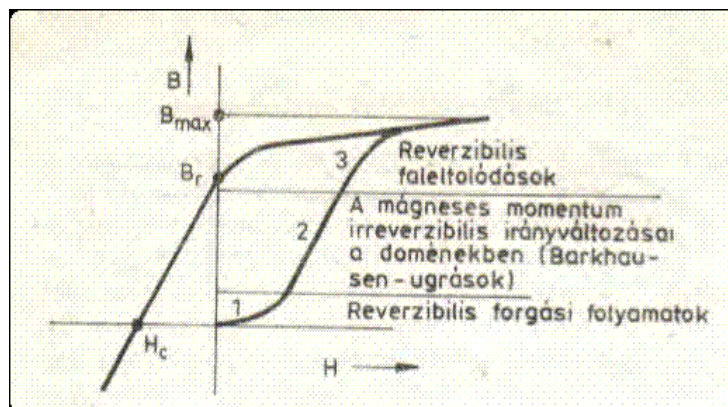
Mindez azt jelenti, hogy minél több a szemcsehatár, annál nagyobb lesz a remanencia és a koercitív erő, különösen, ha nagy a kristály-anizotrópia. Tipikusan ilyenek a ritkaföldfém (pl. Neodímium) mágnesek, amelyeket porkohászati úton készítenek úgy, hogy kis szemcsékből álljanak. A sok szemcsehatár és a nagy anizotrópia miatt a doménfalak igen nehezen mozognak, mivel sok potenciálgödör állja útjukat (melynek mélysége arányos K -val). Emiatt így igen erős mágnesek készíthetők. Megjegyezzük, hogy ebben az esetben a mágneses tér csökkentésekor, ill. ellenkező irányba növelésekor nem a doménfalak mozgása a fő lemágnesező folyamat, hanem új domének megjelenése (nukleációja) a különféle kristályhibáknál, különösen a szemcsehatároknál.

Hiszterézis

A növekvő külső térnek van egy adott iránya. Amely mágneses momentumok nem ebben az irányban állnak, azoknak növekszik az energiája (Zeeman-energia), legalábbis a lehetséges minimumhoz képest. Tehát a külső tér hatására a momentumok igyekeznek befordulni a tér irányába (ez eddig a paramágnesekre is igaz). A rendszer eddig egy (globális vagy lokális) energia-minimumban volt, ez pedig csak fokozatosan változik: csak egy adott H -ra lesz a globális minimum az, amikor minden momentum a tér irányába mutat, de lehet, hogy a rendszer még ezen H -tól nagyobb H -kra is egy lokális minimumban marad (lásd pl. a monodomén nanomágnesek hiszterézisét később...). Ez a nemegyensúlyi, irreverzibilis viselkedés van a hiszterézis mögött.

Makroszkopikus eset:

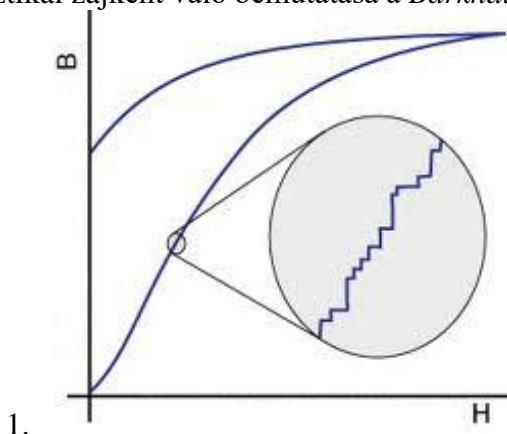
- $A \ B = f(H)$ mágneszési görbe szakaszai:



1. első szakasza (1) az, amelyben a doménfalak eltolódásának hatására megszűnik az az állapot, amelyben az egész anyagdarab mágneses momentuma nulla volt. Ez a folyamat reverzibilisnek tekinthető. Azok a domének növekednek, amelyekben az \bar{M} kisebb szöget zár be a külső térrel, azoknak a rovására, amelyek nagyobbak.

2. A második (az ábrán a legmeredekebb) görbeszakaszon két folyamat a domináns. Az egyik a doménfal ugrásszerű, irreverzibilis vándorlása, ez az 1. pontban leírt folytatásának tekinthető. Az irreverzibilitás főleg akkor jelentős, ha sok a rácshiba, mert ezeken fennakad az egyébként reverzibilisen vándorló doménfal. Viszonylag nagy mágnesező tér esetén egy másik, irreverzibilis effektus is fellép. Ekkor a mágneses dipólusok egy másik, alacsonyabb energiájú helyzetbe (a külső térrel többé-kevésbé megegyező irányba) **fordulnak át** egyszerre egy egész doménben. Az átfordulás egy új helyzetbe nem folyamatosan, hanem ugrásszerűen megy végbe, kivéve, ha nincs anizotrópia.

A domének mágnesezettségének hirtelen felleltolódásból vagy ugrásszerű kollektív forgásból származó változásait Barkhausen-ugrásoknak nevezzük. Mivel ekkor elektromos feszültség is indukálódik, ha a mágneses anyagot indukciós tekercsel veszünk körül, azt pedig kivezetjük egy hangszóróra, az ugrások sűrű, sercegő zajként hallhatóak, ezt Barkhausen-zajnak nevezzük. Az újabb kutatások szerint ilyenkor tipikusan egy domén hirtelen átfordulása lavinaszerű átfordulásokat indít meg a környező doménekben és valójában ezek összesített hatásából származó zajt halljuk. Az átforduláskor bekövetkező indukciós feszültséglökések akusztikai zajként való bemutatása a *Barkhausen-hatás*.



1.

Az eddig leírt esetben a zaj közvetetten, a feszültségimpulzusok átalakításával keletkezik. Emellett a magnetosztrikció miatt (az \bar{M} elfordulása egy doménben megváltoztatja annak méreteit, ez a szomszédos doménekre nyomás gyakorol, stb.) közvetlenül is keletkezik zaj, ez adja a transzformátorok bűgő hangját.

3. A harmadik szakaszban (3) kezdetkor a domének többségének mágnesezettsége még nem teljesen a tér irányába mutat, mivel a kristály-anizotrópia könnyű tengelyei általában nem egyeznek meg a külső tér irányával. a tér növelésével lassan, fokozatosan a külső H mágneses tér irányába áll be (tehát fokozatosan leküzdik az anizotrópiát), amíg az egész anyag egyetlen doménné válik, ezt technikai telítettségnek nevezzük. Ez a folyamat ismét (közelítőleg) reverzibilis. A mágnesesítés folyamata tehát domének keletkezése, eltűnése és a doménfalaknak akadályokon keresztül történő, hogy lassuló, hol felgyorsuló mozgása.

4. Az előző, 3. szakaszban létrejött makroszkopikus monodoménben minden momentum elvileg ugyanabba az irányba áll, de a hőmérséklet miatt ezen irány körül kismértékben mozog, precesszál, tehát az M nem maximális, lásd az 1. ábrát. Tehát a negyedik szakaszban ezt a mozgást kell legyőzni, míg létre nem jön a tökéletes rend. Ez szobahőmérséklet körül csak extrém nagy mágneses térben képzelhető el, ezért ez a 4. szakasz műszaki szempontból kevésbé fontos.

Amikor a H változása következtében M változik, energia disszipálódik.

■. Elektromosan vezető ferromágnesekben a hő keletkezésének legfőbb oka az, hogy a változó mágneses tér változó elektromos teret indukál (2. Maxwell-egyenlet), ezért örvényáramok (és így Joule-hő) keletkeznek. Ha lassabban változik a mágneses tér, tehát lassabban megyünk végig ugyanazon a hurkon, akkor kisebb térerősség, kevesebb áram indukálódik, a veszteség csökken.

■. Az energia-disszipáció másik oka az irreverzibilis faleltolódásokban és domén-átfordulásokban keresendő. Egy cikluson végigmenve az egységnyi térfogatban ilyen okból hővé alakult energia mennyisége egyenlő a hurok területével. Ez a fajta hiszterézisveszteség is növekszik a frekvencia növelésével, tehát gyorsabban változtatva a külső mágneses teret a hurok területe általában nagyobb lesz. Tehát a hurok alakja nem csak a konkrét mintától, hanem a H változási gyorsaságától is függ.

Tehát adott anyagra a hiszterézis **függ**:

- a frekvenciától, azaz hogy milyen gyorsan akarunk végigmenni a hiszterézis-görbén;
- a hőmérséklettől. A fentiekén kívül még azért is, mert (főleg alacsony frekvenciánál) a hőmozgás segíthet kijönnie a rendszernek a lokális energia-minimumokból, lásd később.
- az anyag szennyezettségétől, de mindenféle rácshiba növeli a hiszterézis veszteséget;
- az anyagdarab alakjától is, ill. hogy ehhez képest milyen irányú a külső tér (lásd alak-anizotrópia)

A hiszterézis jelensége:

nem lineáris : M nem lineáris függvénye a H -nak,

nemegyensúlyi : egy adott H -ra csak egy M érték jelenthet energia-minimumot, azaz egyensúlyt, külső tér nélkül pedig az állandó mágnesek soha sincsenek az energia-minimumban

nem lokális : az M egy adott pontban függ a tőle távoli pontok, pl. szomszédos domének állapotától.

Az egész rendszer magnetosztikus térenergija nem számolható úgy ki, mint az egyes domének térenergijának összege. A paramágnesben a momentumok jó közelítésként egymástól függetlenül mozognak, a ferromágnesben viszont kollektív viselkedés van jelen).

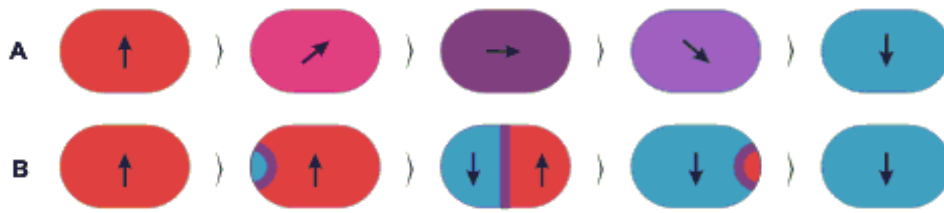
Nanomágnesek:

A monodomén nanomágnesek hiszterézise némileg másképp zajlik, mivel az anyagban nincsenek doménfalak, amik eltolódhatnak. Ha az alak-anizotrópia nem túl nagy, akkor alapvetően kétféle viselkedést különíthetünk el:

A) Sok anyag esetén az összes mágneses momentum egyszerre fordul el („coherent rotation”). A továbbiakban ezt tételezzük fel, más szavakkal az ún. makrospin-közelítést használjuk, mintha az egész részecske egyetlen mágneses momentum lenne. Az ábrán fokozatosan fordul át a mágnesezettség, a valóságban, mint ahogy azt látni fogjuk, nem mindig van így.

B) Vannak olyan anyagok, amelyekben a külső tér hatására csak a részecske egyik részén billennek át a spinek, itt egy domén-mag keletkezik („nucleation”), ami aztán faleltolódással nő tovább. Ez főleg

akkor történik, ha egyrészt a szemcse viszonylag nagy méretű, másrészt a kristály-anizotrópia nagy a kicserélődési kölcsönhatáshoz képest.



Az ábrán tehát két olyan mechanizmus látható, amelyben az alak-anizotrópia viszonylag kicsi.

Az **adattárolás** szempontjából inkább az hasznosítható, amikor **igen nagy az alak-anizotrópia** és egy könnyű tengely van. Ennek megfelelően **tű alakú** részecskéket fogunk vizsgálni. Ha korong alakúak lennének a részecskék, akkor ugyanis két könnyű tengely lenne, tehát az energia-minimumban még 360° -os szögben foroghatnának a momentumok.

Mivel a momentumokról feltesszük, hogy mindig egy irányban állnak (tehát a fenti B esetet kizárjuk), a kicserélődési energia konstans (és a lehető legalacsonyabb érték), tehát a továbbiakban ezzel nem kell foglalkozni. A magnetosztatikus energia pedig, mint ahogy fentebb említettük, a méret miatt elhanyagolható. Két szélső esetet fogunk megvizsgálni.

1. Legyen a külső tér iránya párhuzamos a tengellyel. Ez gyakorlatilag azt jelenti, hogy vagy az egyik, vagy a másik irányban áll az \vec{M} , vagyis a rendszer bistabil. Az alábbi grafikon az energiát mutatja a külső térrel bezárt szög függvényében különböző H értékekre.

$$E = K \cdot V \cdot \sin^2 \varphi - mH \cos \varphi,$$

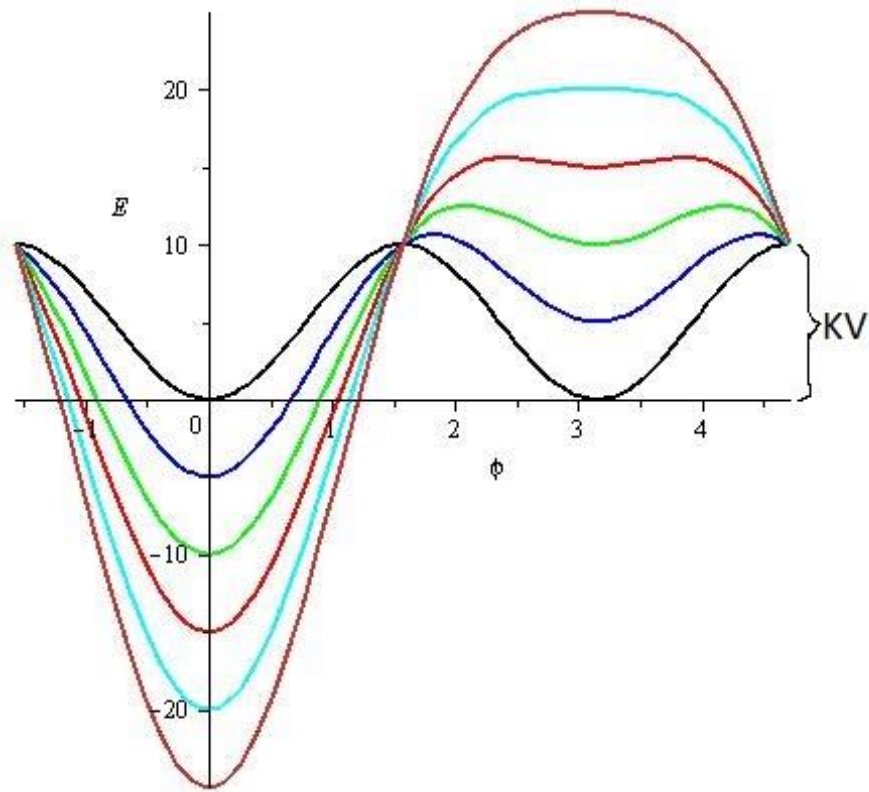
ahol m az egész részecske mágneses momentumának nagysága. A szélsőérték meghatározásához a deriváltat kell nullával egyenlővé tenni:

$$\frac{dE}{d\varphi} = 2KV \sin \varphi \cos \varphi + mH \sin \varphi = 0$$

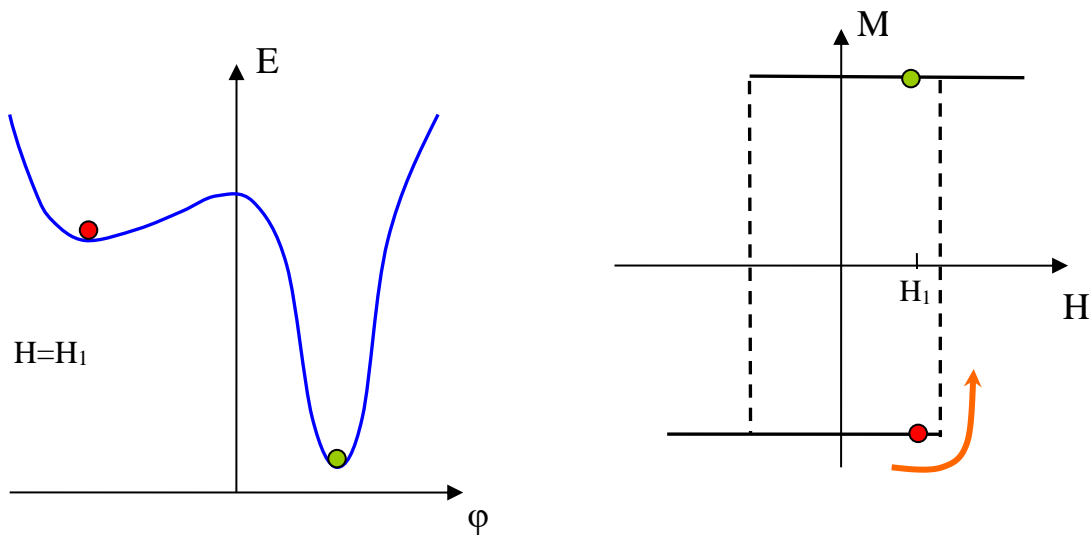
Ennek két megoldása van, az egyik a $\sin \varphi = 0$, a másik $\cos \varphi = \frac{mH}{2KV}$. Az első megoldás H minden

értékére létezik és két értéket jelent: $\varphi = 0$ és $\varphi = \pi$, vagyis hogy a mágneszettség tengelyirányú. Ezek a külső tér függvényében vagy minimumot, vagy maximumot jelentenek. A másik megoldás nem lehet minimum, ezért azt nem vizsgáljuk.

A grafikon az energiát ábrázolja a φ szög függvényében különböző H értékek mellett. A fekete görbe a $H=0$ értéknek felel meg és látszik, hogy milyen lassan szűnik meg az a helyzet, hogy a $\varphi = 0$ és $\varphi = \pi$ állapotok közül mindkettő globális vagy legalább lokális energia-minimum.



Az elemzésből látszik, hogy ha a momentum beállt az egyik irányba, meglehetősen nagy ellentétes irányú külső tér kell, hogy átbillenjen a másik irányba, viszont az átbillenés hirtelen, pillanatszerűen történik, mintha mindössze egy Barkhausen-ugrásból állna.



A bal oldali ábrán kézzel az összenergiát ábrázoltuk az \vec{M} vektor szögének függvényében egy konkrét H_1 -re. A piros pötty a rendszer helyzetét jellemzi a lokális energia-minimumban, ami azonban távol van a globális minimumtól. Ahogy növeljük a H -t pozitív irányban, úgy mélyül a jobb oldali potenciálgödör, a bal oldali egyre sekélyebb lesz. A bal oldali piros pötty eközben érdeemben nem mozog, mivel a két energiaminimum továbbra is $\varphi = 0$ és $\varphi = \pi$. Egy adott H értéknel a potenciálgát eltűnik és a rendszer hirtelen, ugrásszerűen átbillen a megmaradt egyetlen energiaminimumba, a mély potenciálgödörbe. Ennek a jobb oldalon az felel meg, hogy a piros pötty felszalad a jobb felső sarok felé a szaggatott vonalon. Amikor megint csökkentjük, (majd ellenkező irányban növeljük) a mágneses teret, a rendszer sokáig a jobb oldali potenciálgödörben marad. Eleinte ez a globális energia-minimum, ennek az állapotnak H_1 külső térre a zöld pötty fele meg.

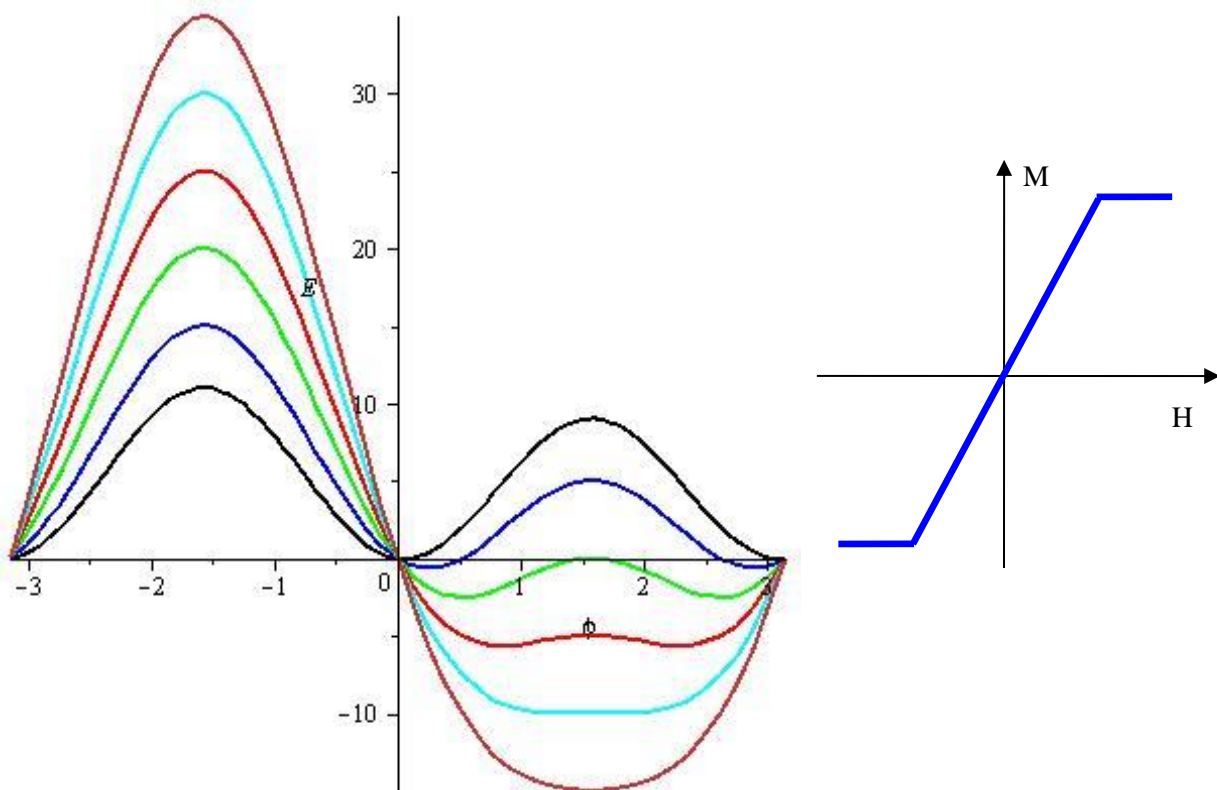
2. Legyen most a külső tér iránya merőleges a tengelyre. Ekkor az energia:

$$E = KV \sin^2 \varphi - mH \sin \varphi$$

A megoldandó egyenletet deriválással nyerjük:

$$\frac{dE}{d\varphi} = 2KV \sin \varphi \cos \varphi - mH \cos \varphi = 0$$

Ennek a triviális megoldása a $\cos\varphi=0$, a másik $\sin \varphi = \frac{mH}{2KV}$. Az első megoldás H minden értékére létezik és két értéket jelent: $\varphi = \frac{\pi}{2}$ és $\varphi = -\frac{\pi}{2}$. A globális energia-minimumot viszont a másik megoldás adja, amennyiben létezik, azaz ha $mH < 2KV$. A megoldás alakjából látszik, hogy a mágnesezettség külső tér irányában álló vetülete (amely arányos $\sin\varphi$ -vel) lineárisan függ a tértől.



A rendszer végig a globális energia-minimumban van, aminek a helyzete folytonosan változik, tehát nincs hiszterézis.

Alkalmazás: Akkor lehet a hosszúkás részecskéket adattárolásra használni, ha az adatrögzítésnél alkalmazott tér kis szöget zár be a részecske hossz tengelyével.

A nagyobb adatsűrűség eléréséhez csökkenteni kell azt a területet, amely 1 bit információt tárol. Ezt nehezíti a köv. jelenség:

Szuperparamágnesség: A kis (pl. néhány nanométeres, tehát néhány ezer vagy tízezer atomból álló) részecskékből, monodoménből álló anyag úgy viselkedik, mint egy igen erős (nagy szuszceptibilitású¹) paramágnes. Az anyag itt is lokálisan (a részecskéken belül) ferromágneses, tehát a Curie-hőmérséklet alatt vagyunk, de a domén mágnesezettsége majdnem szabadon foroghat. Ezért majdnem nulla a H_c , nem lehet adatot tárolni, mert gyorsan elvész.

¹ A kvantumstatistikák témakörénél majd levezetjük a paramágneses és szuperparamágneses szuszceptibilitásra, hogy

$\chi = \mu_0 \frac{N m^2}{V kT}$, ahol m a momentumok nagysága, vagyis a részecskék momentumával tényleg nő χ .

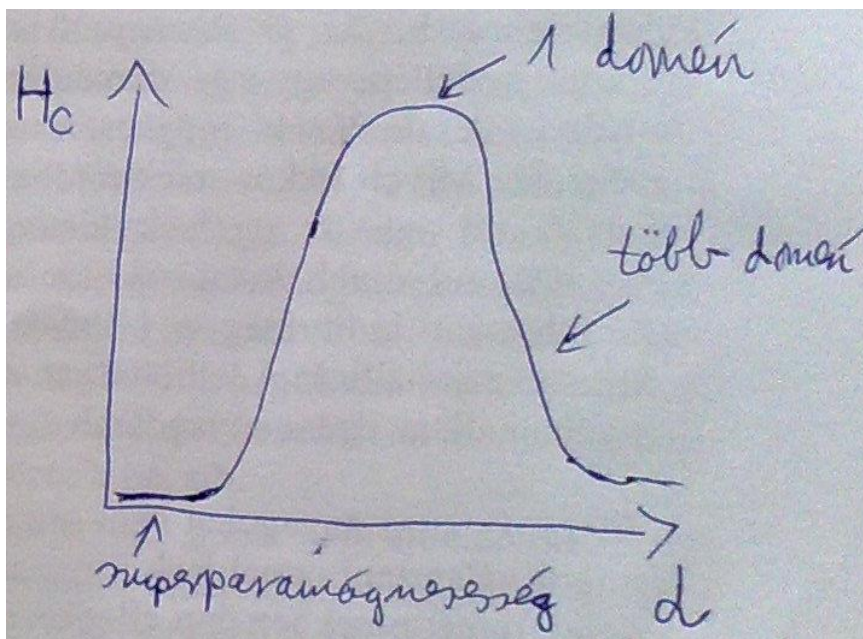
OK.: Mivel az összes momentum egyszerre fordul, mintha egymáshoz lennének erősítve, ezért a momentum iránya egy szabadsági foknak tekinthető. Az ekvipartíció tétele viszont kimondja, hogy

$$\text{időátlagban } E = \frac{1}{2} kT \text{ energia jut minden szabadsági fokra.}$$

Ez azt jelenti, hogy ez az energia csak a hőmérséklettől függ, a szemcsemérettől nem. Másfelől viszont a szemcse méret csökkentésével az **anizotrópia energiátag** (KV , ahol V a térfogat) **csökken**, tehát egyre kevésbé van lerögzítve a mágneses momentum. Más szavakkal, a potenciális-energia-gödör, amiben a rendszer van, KV csökkenésével elég sekélyé válik ahhoz, hogy a hőmozgás során „kilöködjön a gödörből”. Minél nagyobb a KV/kT hányados, annál több ideig tart átlagosan, míg a rendszer el tudja hagyni a potenciálgödört. Az átlagos kilökődési idő exponenciálisan függ ettől a hányadostól:

$$\tau \sim e^{\frac{KV}{kT}}$$

A gyakorlati követelmény az, hogy a KV/kT hányadosnak legalább 40-50 körül kell lennie, hogy évekig stabil maradjon a bit.



Tehát ha a makroszkopikus tartományból indulunk, akkor a méret csökkentésével a reverzibilis faleltolódásoknak egyre kisebb terük van, ezért nő a koercitív erő addig, amíg eljutunk a monodomén tartományba. Ezután csökkenni kezd H_c , végül elérjük a superparamágneses tartományt. A görbe csúcsa körül optimális a nanomágnes az adattárolásra.

A cél az, hogy az anizotrópiát növeljük, mert akkor kisebb méreteknél válnak superparamágnesessé a nanorészecskék, ezért nagyobb adatsűrűséget lehet elérni (40-50 nm-ig le lehet menni). Annyi hátrány származhat az anizotrópia növeléséből, hogy íráskor nehezebb átbillenteni a momentumot, tehát több energiára van szükség. Elvileg a 0K közelébe történő hűtés is megoldást jelentene, ekkor az $E = \frac{1}{2} kT$

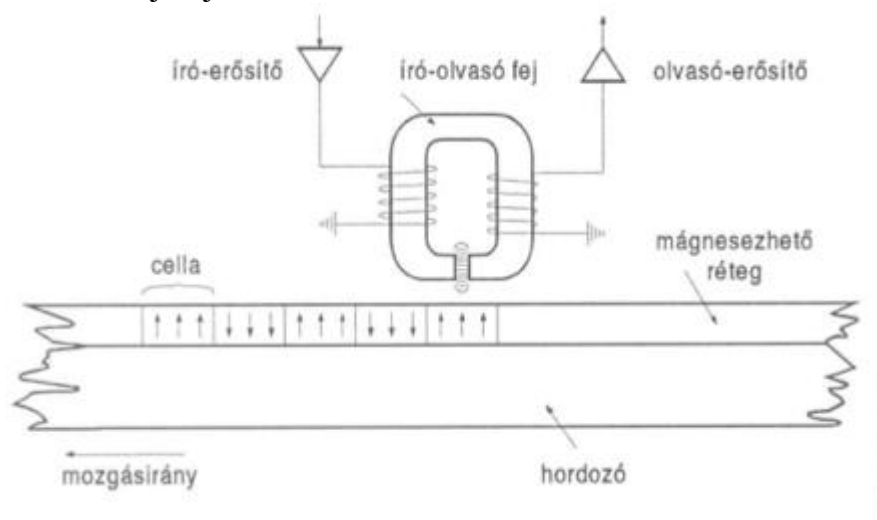
kicsivé válna. Vagyis hűtéskor ekkor egyre kisebb méreteknél jelenik meg a superparamágnesesség, de a gyakorlati adattárolásban ez a megoldás nem terjedt el.

Mágneses adattárolás konkrétan

1. Magnó:

A magnószalagon egy mágnesezhető (ferro vagy ferrimágneses) nanoréteg van (γFe_2O_3 , CrO_2) nem mágneses (pl. műanyag) hordozó szalagon. A mágneses rétegre még védőréteget és síkosító anyagot visznek.

- **Olvasásnál** ahogy a szalagon lévő mágnesezett tartományok elhaladnak a lágymágneses anyagból készült olvasófej alatt (lásd az ábrát, ami annyiban nem helyes, hogy a fej a valóságban szorosan hozzáér a felülethez), a fejen mint vasmagon lévő tekercsekben megváltozik a fluxus és ez elektromos áramot indukál, ez adja a jelet.



A megfelelő Maxwell egyenlet a II., más néven a Faraday-féle indukciós törvény:

$$\oint_g \vec{E} \cdot d\vec{s} = -\frac{d}{dt} \int_F \vec{B} d\vec{A}$$

- **Írásnál** áramot vezetünk át a (szintén lágymágneses anyagból készült) írófejre mint vasmagra csévelt tekercseken és így mágneses tér jön létre. Azt, hogy hogyan keletkezik mágneses tér, az I. Maxwell egyenlet írja le (a jobb oldal utolsó tagja most nem fontos), vagyis az Amper-féle gerjesztési törvény:

$$\oint_g \vec{H} \cdot d\vec{s} = \sum_n I_n + \frac{d}{dt} \int_F \vec{D} d\vec{A}$$

A létrejövő mágneses térrel változtatjuk a mágneses momentum irányát (a digitális esetben egy bitnek megfelelő információ, 0 vagy 1). A momentumok az $E_p = -\vec{m} \cdot \vec{B}$ Zeeman-energia minimalizálása végett fordulnak be.

Hasonlóan működnek a floppy-lemezek és a bankkártyákon található mágnes-csíkok is.

Manapság szervertermekben használnak mágnesszalag alapú adattárolást backup célból, mert az egységnyi területre eső adatsűrűsége messze a legnagyobb. 2014-ben a Sony új adatsűrűség-rekordot ért el mágnesszalaggal, amivel 23 GB adatot tudnak tárolni 1 négyzetcentiméter területen, ami 74-szer annyi, mint a hagyományos mágnesszalagoknál. Egy mágneses szemcse szélessége átlagosan 7.7nm és a szemcsék sokkal szabályosabbak, mint a korábbi technológiánál.

A Google is rengeteg adatot tárol offline módon is (hogy a szoftverekben lévő bugok ne károsíthassák őket) és ilyen backup célokra mágnesszalagot használnak.

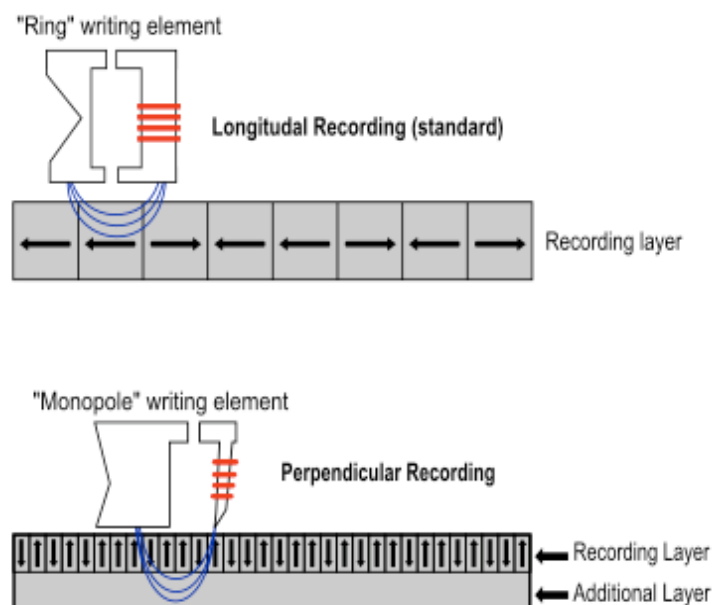
2. Merevlemez:

Nem mágneses alaprétegen (pl. króm) egy vékony (20-30nm vastag) mágneses réteg van, ez tárolja az adatokat, fedőréteg borítja. Itt az író/olvasó fej nem ér hozzá a mágneses felülethez.

Két fajta adattárolás van:

- longitudinális adattárolás (Longitudinal Magnetic Recording, LMR)
- merőleges irányú adattárolás (Perpendicular Magnetic Recording, PMR)

Az utóbbi évekig a longitudinális adattárolás volt elérhető, mert a merőleges adattárolásnál az írás és az olvasás megoldása nagy nehézségeket rejtett. Kb. 2005-től viszont egyre inkább elérhetőek olyan merevlemezek, amelyek a PMR technológiával működnek.



GMR (Giant MagnetoResistance, 1988) Óriás Mágneses Ellenállás.

A leolvasófejekben alkalmazzák.

1988-ban fedezte fel egymástól függetlenül egy francia és egy német, ezért Nobel-díjat kaptak 2007-ben. Ez még nem volt alkalmas tömegtermelésre, pl. mert csak alacsony hőmérsékleten működött. Az IBM mérnökei kb. 30000 különféle anyagot és elrendezést próbáltak ki, mire 1997-ben piacra tudták dobni az első ilyen elven működő berendezést.

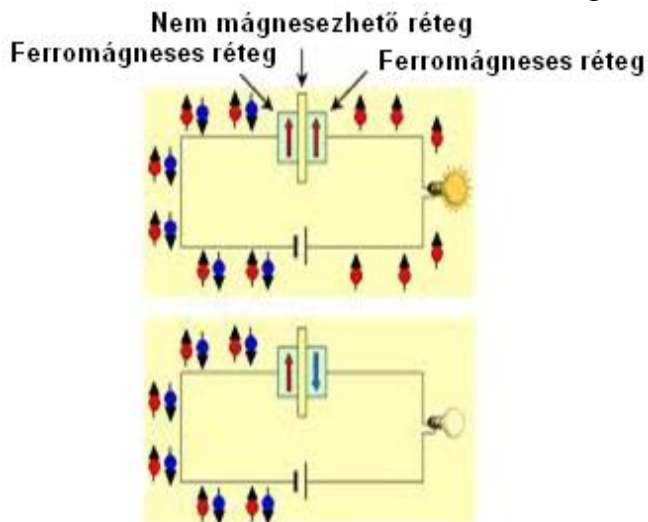
Ebben a módszerben az adatok kiolvasása nem indukción alapszik. Az óriás mágneses ellenállást egy parányi „szendvicsben” hozták létre. Két mágnesezhető, igen vékony fémréteg közé egy nem mágnesezhető réteget helyeztek és az áramnak mindhárom rétegen át kell haladnia. Az egyik réteg mágnesezettsége rögzített, a másiké a szerint változik, hogy éppen milyen irányban mágnesezett a lemezterület, ami alatta elhalad. (Emiatt meg kellett oldani, hogy ne legyen erős csatolás a két mágneses réteg között, pl. RKKY). A szendvicsen áram folyik át, amelynek az erősségét érzékelik. A szendvics ellenállása sokkal nagyobb, ha a két réteg mágnesezettsége különböző irányú (tehát ekkor az áram kisebb lesz). A relatív ellenállás-növekedést a megegyező irányú állapothoz képest definiálják:

$$\frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\uparrow}}$$

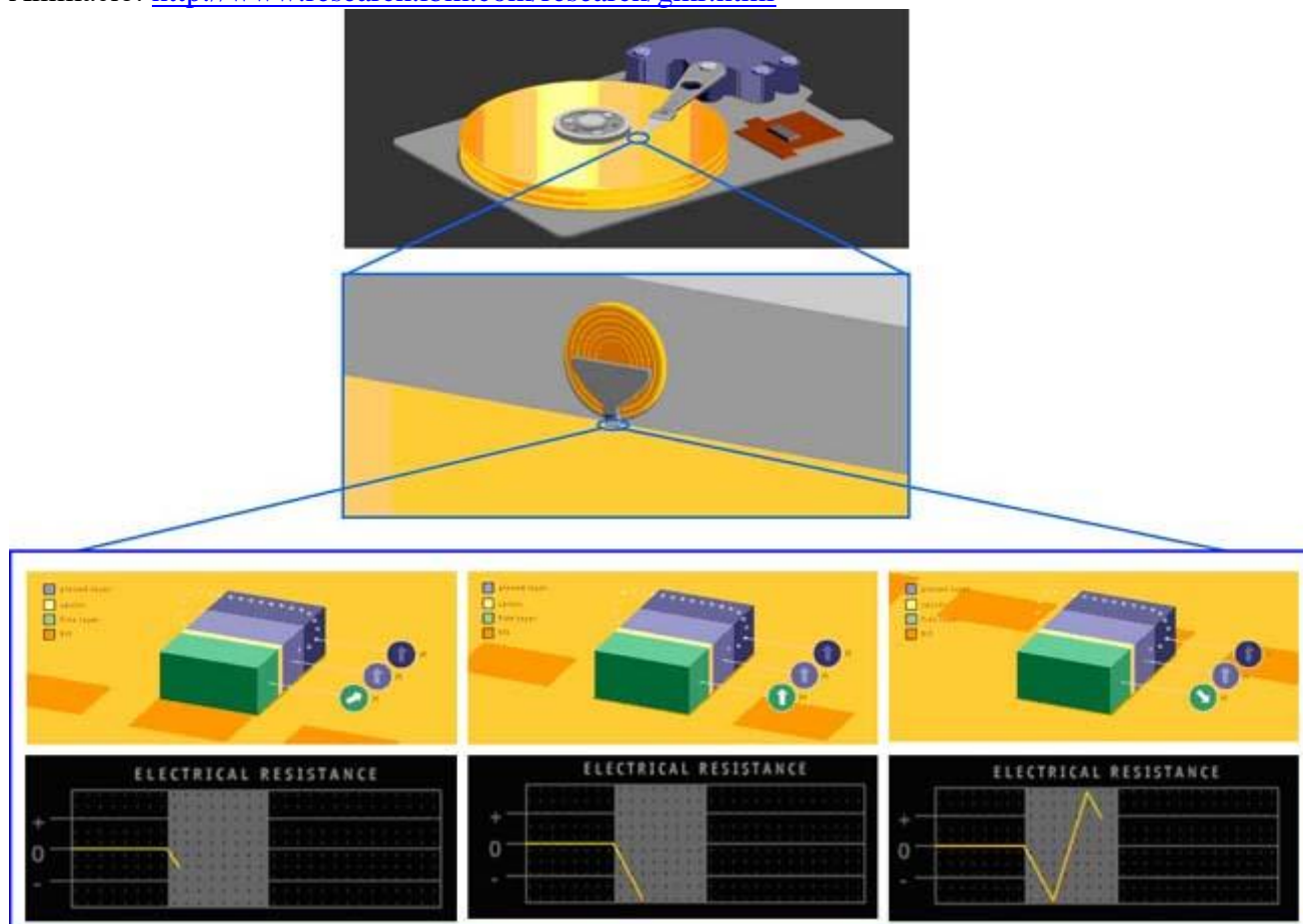
Ennek értéke a hőmérséklettől is függ, de akár 2,2 is lehet (tehát 220%-kal is nőhet az ellenállás, ha a rétegek mágnesezettségét ellentétesre változtatjuk).

Ennek leegyszerűsített magyarázata a következő: Amikor a két fémrétegben a mágnesezettség iránya azonos, a többségben levő, ennek az iránynak megfelelő spinű elektronok kis ellenállással, szinte zavartalanul haladnak át a szendvicsen. Az ellentétes spinű elektron mozgása erősen akadályozott.

Összességében az ellenállás viszonylag kicsi, mert az elektronok fele könnyen mozog. Amikor a két fémrétegben a mágnesezettség iránya különböző, az első lemez mágnesezettségével azonos spin-irányítású elektronok könnyen áthatolnak az első rétegen és a nem mágneses rétegen, de nagy ellenállásba ütköznek a másik fémlemezben. Az előbbiekhöz képest ellentétes spinű elektron mozgása a második mágneses rétegen lényegesen könnyebb, de abból meg kevés számú jut oda, mivel többségük már az első rétegen elakadt. Összességében az ellenállás nagy, mivel minden elektron mozgása akadályozott. A jelenség pontosabb leírása csak a kvantummechanika segítségével lehetséges.



Animáció: <http://www.research.ibm.com/research/gmr.html>

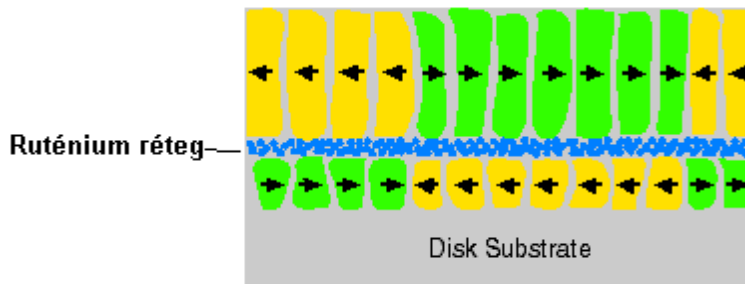


Hogy kihangsúlyozzák, hogy itt nem csak az elektron töltése, hanem a spinje és a hozzá kapcsolódó mágneses momentuma is szerepet játszik, ezt a tudomány-területet elektronika helyett spintronikának is hívják.

Létezik még CMR (Colossal MagnetoResistance, 1994) Kolosszális Mágneses Ellenállás, ami még nagyobb ellenállás-változást mutat, mint a GMR. Ezt csak később fedezték fel, és jelenleg még nem alkalmazzák adattárolásnál. A CMR nem multiréteges anyagokban, hanem főként igen bonyolult mangántartalmú vegyületekben fordul elő. Az egyik probléma az vele, hogy sokszor alacsony hőmérsékleteken (250K alatt) figyelhető meg, szobahőmérséklet körül az effektus többnyire gyenge, bár az utóbbi években ebben is volt némi előrelépés. A másik probléma, hogy több Tesla erősségű mágneses tér kell ahhoz, hogy az ellenállás-változás számottevő legyen, ráadásul az ilyen anyagok nem túl jó elektromos vezetők.

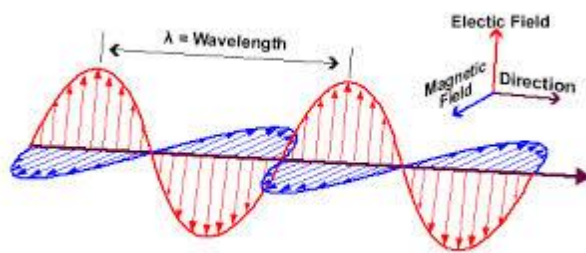
Anti-Ferromágneses Csatolás (AFC: Anti-Ferromagnetically Coupled, 2001):

Az adatok tárolásának egy új megvalósítása. Az AFC adattároláshoz három réteg kell. Két ferromágneses réteget egy nagyon vékony, egyenletesen mindenütt három atom vastagságú ruténium réteg választ el egymástól. A működés kulcsa ennek a nem mágnesezhető fémrétegnek a vékonysága és az egyenletessége. A nem mágnesezhető fém vékonyréteg arra kényszeríti a fölötte és alatta levő mágneses rétegeket, hogy egymással ellentétes irányban mágnesesződjenek (antiferromágneses **RKKY** kölcsönhatás az alsó felső réteg között). A hármas rétegnek az író-olvasó fej számára érzékelhető mágneses vastagsága ebben az esetben közelítőleg a felső és az alsó mágnesréteg mágneses vastagságának a különbsége, ami sokkal kisebbé tehető, mint a két mágnesréteg saját mágneses vastagsága.

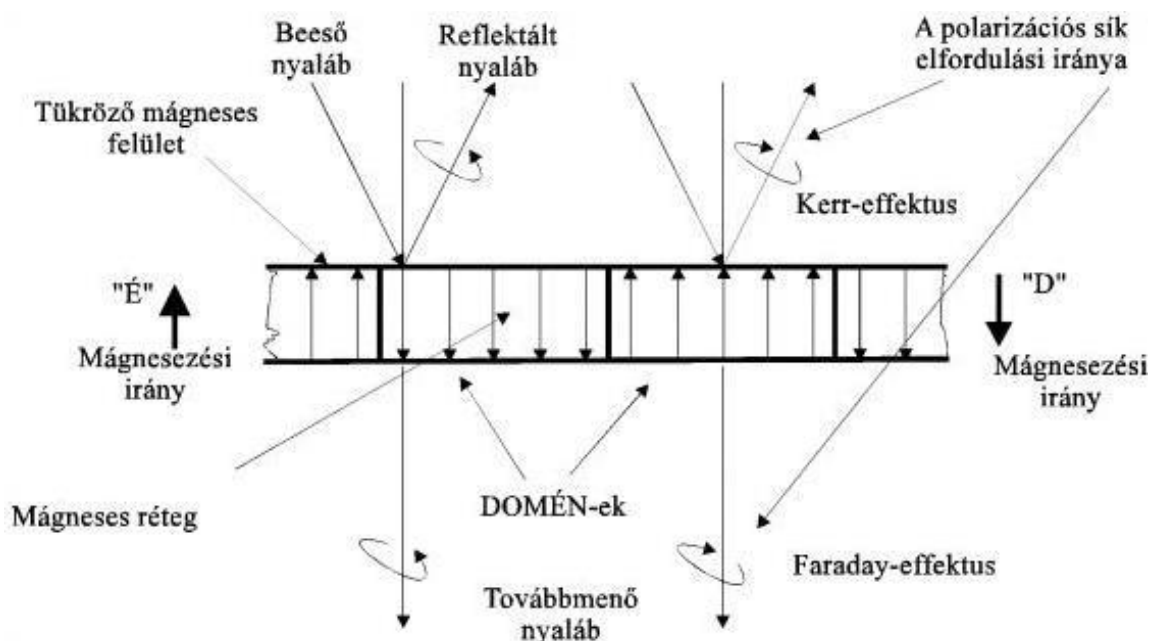
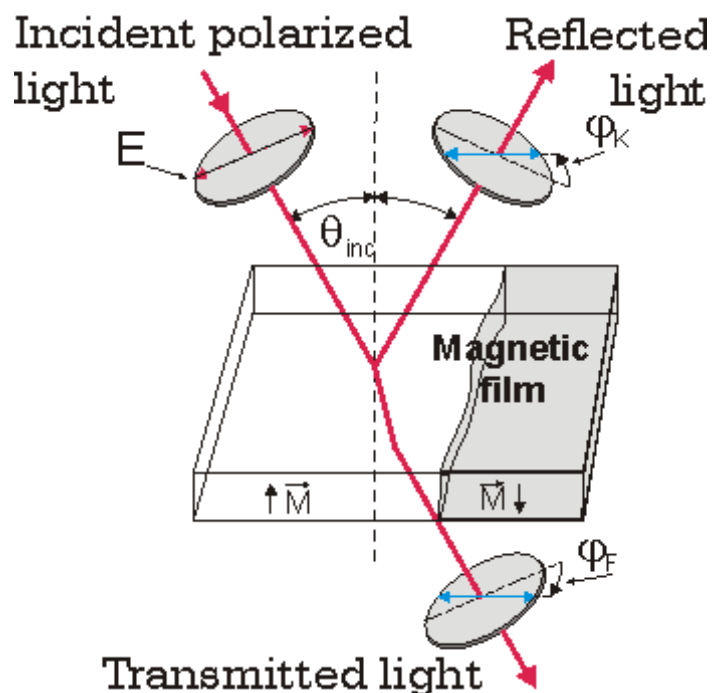


3. Magneto-optikai adattárolás

- 1985-től létezik, főleg Japánban használják hosszútávú adattárolásra.
- A mai legmegbízhatóbb, újírható technológia, megbízhatóbbak az optikai lemezeknél (pl.: CD-ROM, CD-R, CD-RW, DVD, stb.). Azonban kevésbé terjedt el, részben a magas ára miatt, és mivel külön meghajtóra is szükség van a használatához.
- A lemez felépítése és átmérője hasonló, mint a floppy-lemezé. Kezdetekben a 3,5"-os lemez 128 MB kapacitással rendelkezett. Mára már az 5,25"-os lemez 5,2 GB RW kapacitással rendelkezik. Számos tesztelés alapján 10 millió alkalommal törölhető/írható és élettartamát 10 évre becsülik.
- Ferrimágneses réteg hordozza az adatokat
- A mágnesezettség merőleges a lemez síkjára (perpendicular)
- nagy koercitív erők szükségesek, hogy szobahőmérsékleten ne változzanak a mágnesezettségek
- Az írásnál **lézerrel** felmelegítik a részecskét a Curie-hőmérséklete fölé, így a mágnesezettség iránya kevés energiával módosítható. A lemez egyik oldalán halad a mágnes, amelynek olyan hatása van, hogy a 0-s biteket 1-essé fordítja. De csak azokat tudja elfordítani, amelyeket felmelegített a lézer. A fém lehűlése után a mágnesezettség megmarad, így az általa rögzített adatsor visszaolvasható.
- Az olvasás gyengébb, síkban polarizált lézerrel történik, nincs érdemi melegítés.



Itt a Kerr-effektus lép fel: ha polarizált fény mágnesezett felületről verődik vissza, a fény polarizációs síkja elfordul az anyag mágneszettségének a függvényében.



Megjegyezzük, hogy létezik egy hasonló effektus, a *Faraday-effektus*. Ahogy az ábrán is látható, ez a mágnesezett átlátszó anyagok és a fény kapcsolatára vonatkozik: egy mágneses anyagban terjedő fény polarizációs síkja a mágneses tér hatására elfordul.