

Kölcsönható rendszerek, mágneses anyagok

A TételWiki wikiből

Tartalomjegyzék

- 1 Ritka gázok állapotegyenlete
- 2 Viriál sorfejtés
- 3 Van der Waals gázok
- 4 Ising-modell
 - 4.1 Az Ising-modell megoldása 1 dimenzióban(*)
 - 4.2 Az Ising-modell átlagtérelmélete 2 dimenzióban(**)
- 5 Mágneses anyagok típusai
 - 5.1 Ferro, ferri, és antiferromágneses anyagok
 - 5.2 Domained
 - 5.3 Atomi paramágnesség
 - 5.4 Atomi diamágnesség
 - 5.5 Pauli szuszceptibilitás
 - 5.6 Landau diamágnesség
- 6 Hiszterézis
- 7 Curie-Weiss-törvény
- 8 Speciális anyagok
 - 8.1 Spinüveg
 - 8.2 Mágneses ellenállás
 - 8.3 Szupravezetés

Ritka gázok állapotegyenlete

Tekintsük a következő Hamilton-operátorral jellemezhető rendszert:

$$H = \sum_{i=1}^N \left[\frac{p_i^2}{2m} + \epsilon_i \right] + U(r_1, \dots, r_N)$$

Az első tag a részecskék mozgásienergiája és belső gerjesztettsége, második a kölcsönhatást jellemző potenciál. Analitikusan a következők számolhatók ki ebből:

- ritka gázok: gyenge a kölcsönhatás, és kicsi a járuléka,
- szilárd és amorf anyagok: erős a kölcsönhatás, de kicsi a hőmérséklet, ezért a részecskék a potenciál minimuma körül rezegnek.

Minket most a ritka gázok állapotegyenlete érdekel. Írjuk fel az állapotösszeget:

$$Z = \frac{1}{N!} \zeta^N \int \dots \int d^3r_1 \dots d^3r_N e^{-\beta U(\dots)}$$

ahol az impulzust kiintegráltuk:

$$\zeta = \frac{1}{h^3} \int d^3p e^{-\beta \frac{p^2}{2m}} e^{-\beta f(T)} = \frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} e^{-\beta f(T)}$$

Azonban a potenciált nem tudjuk kiintegrálni ilyen általánosan, arról valamilyen modellt kell alkotni. Feltesszük a következőket:

- A kölcsönhatás párkölcsönhatás, mégpedig úgy, hogy csak a két kölcsönható részecske távolságának abszolút értékétől függ.
- Valamilyen modell függényt tételezünk fel a párkölcsönhatásra. Ez lehet például Lenard-Jones, vagy a merev gömb: egy bizonyos r_0 közelségen belül végtelenül nagy a potenciál, azaz ennél közelebb nem kerülhetnek egymáshoz a részecskék. A mostani levezetés általános, az utolsó I integrál tartalmazza ezt expliciten.

Amit tehát ki szeretnénk számolni:

$$z_n = \int \dots \int d^3r_1 \dots d^3r_N e^{-\beta U(\dots)}$$

Tekintsük egy pillanatra az átlagos potenciális energiát itt, és a kanonikus tárgyalásban a belső energiát:

$$\bar{U} = \int \dots \int d^3r_1 \dots d^3r_N U(\dots) \frac{e^{-\beta U(\dots)}}{z_n}$$

$$\bar{E} = \sum_m E_m \frac{e^{-\beta E_m}}{z}$$

Az első egyenletben szándékosan vittük be az állapotösszeget, ugyanis az így kapott tört a koordinátakonfiguráció valószínűségét jelenti, analógiában a kanonikus modellbeli mikroállapot valószínűséggel. A kanonikus tárgyalásban azonban U -t feltudtuk írni z deriváltjaként, és az analógiát felhasználva itt is megtegyük z_n -re:

$$\bar{E} = -\partial_\beta \ln z$$

$$\bar{U} = -\partial_\beta \ln z_n$$

Ez utóbbit felintegrálva kapjuk:

$$\ln z_n = -\int_0^\beta d\beta' \bar{U}(\beta') + c$$

c -ről belátható a határokon felvett értékek alapján, hogy $N \ln V$.

Írjuk fel az átlagos potenciális energiát, mint párkölcsönhatások összegét is:

$$\bar{U} = \sum_{i < j} \bar{u}(|r_i - r_j|) = \frac{N(N-1)}{2} \bar{u} \approx \frac{N^2}{2} \bar{u}$$

Ezt szeretnénk egyenlővé tenni az előbb megfogalmazott valószínűségi integrállal, azonban annyit már elértünk, hogy a részecskék már csak a valószínűségben vannak csatolva. A továbbiakban felírjuk a nevezőt is integrál alakban, áttérünk a helykoordináták különbségére (r), mint változóra, ekkor az integrálok fele elvégezhető, ami térfogatot ad és kiesik. A maradékot felírjuk, mint β szerinti deriváltat. Ez már igen egyszerű alakú:

$$\bar{U} = -\partial_\beta \ln \int d^3r e^{-\beta U(r)}$$

Ehhez kihasználtuk azt a feltevést, hogy csak kettős ütközések vannak, a többrészecskék ütközéseket elhanyagoltuk. A továbbiakban feltesszük, hogy az r_0 , mint a részecskék méretét jellemző paraméter sokkal kisebb mint a térfogatot jellemző méretek. Az integrált exponenciális függvény szinte mindenütt 1 (mert az argumentuma 0), kivéve r_0 közelében, ezért becsempészünk nullát, mint +1 -1. Az így kapott exponenciális integrál (I) csak r_0 közelében jelentős, ezért kicsit átírva sorbafejthető. Eredményül azt kapjuk, hogy:

$$\bar{U} = -\frac{1}{V} \partial_\beta I$$

Ezt behelyettesíthetjük a párkölcsönhatások felösszegzésébe, ezután pedig az egész átlagos potenciális energiát beírjuk a kanonikus analógiából kapott $\ln z_n$ képletbe, és elvégezzük az integrált:

$$\ln z_n = N \ln V + \frac{N^2}{2V} I$$

Itt már látszik, hogy az első tag a klasszikus ideális gázhoz tartozik, a második az új, korrekciós tag. Az állapotegyenletet a $p = kT \partial_V \ln z_n$ összefüggésből számolhatjuk:

$$\frac{p}{kT} = \frac{N}{V} \left[1 - \frac{N}{2V} I \right]$$

Az eljárás tovább folytatatható, egyre több korrekció adható az ideális gáz egyenletéhez, további integrálos együtthatók jelennek meg, amelyek N/V egyre magasabb hatványaival skáláznak.

Viriál sorfejtés

A fentebb levezetett nyomásképlet általános alakban az úgynevezett viriál sorfejtés, amelyet a nyomásra vezethetünk le:

$$\frac{p}{k_B T} = \frac{N}{V} + B_2(T) \left(\frac{N}{V} \right)^2 + B_3(T) \left(\frac{N}{V} \right)^3 + \dots$$

A fenti esetben csak a kétrészecske kölcsönhatásokat vettük figyelembe, a további kölcsönhatások figyelembevétele és a megfelelő viriál-együtthatók integráljainak felírása kombinatorikai feladattá növi ki magát. Az egyes viriál együtthatók továbbá mindig függenek a hőmérséklettől is. További információ itt (http://en.wikipedia.org/wiki/Virial_coefficient#Definition%20in%20terms%20of%20graphs).

Van der Waals gázok

A fenti ritka gázokra adott levezetéshez igen hasonló módon levezethető a Van der Waals féle valós gázok modelljének állapotegyenlete. Induljunk ki ideális gázból, amelyet N darab megkülönböztethetetlen részecske alkot. Ennek a Hamiltonja:

$$H = \sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m}$$

Az ennek megfelelő egyrészecske állapotösszeg:

$$\zeta = \frac{1}{h^3} \int d^3 p \int d^3 r e^{-\beta H} = \frac{V}{\lambda_T^3}$$

Itt elvégeztünk két integrált, a helyszerinti egyszerűen a térfogatot adta, az impulzus szerintit pedig Gauss-integrál segítségével tudtuk elvégezni. Bevezettük továbbá a termikus hullámhossz jelölését is, ami megközelítőleg a részecskék átlagos de Broglie hullámhossza adott hőmérsékleten, ideális gázban:

$$\lambda_T = \frac{h}{\sqrt{2\pi m k T}}$$

A korábbiakból a teljes állapotösszeg:

$$z = \frac{\zeta^N}{N!}$$

Most továbblépünk az ideálisgázokról, és feltételezzük, hogy a részecskék között a következő párpotenciál van:

$$u(r) = \infty \quad r < d$$

$$u(r) = -\epsilon \left(\frac{d}{r}\right)^6 \quad r \geq d$$

r két részecske távolságát jelöli, d azt a távolságot ahol két részecske éppen érinti egymást. A potenciál definíciója miatt ennél közelebb nem lehetnek egymáshoz. Ezt egyben azt is jelenti, hogy a teljes térfogat nem megengedett a részecskék számára, abból le kell vonni a potenciál által tiltott részt:

$$V = V_0 - N \cdot \frac{2}{3}d^3\pi$$

Azért kellett egy további kettes faktortal leosztani, mert különben a kizárt térfogatot duplán számoltuk volna. Továbbá bevezetjük a részecskék közötti átlagospotenciált, amit a fentiek felhasználásával egy homogén részecskesűrűségre:

$$\phi = \frac{N}{V} \int_d^\infty u(r) 4\pi r^2 dr$$

Ami a szokásos dr vastagságú gömbfelület darabok felösszegzése. Elvégezve az integrált bevezethetünk két konstans, az egyiket azonosíthatjuk is a fentebbi fajlagos kirekesztett térfogattal (b):

$$\phi = -2a \frac{N}{V} \quad a = \epsilon \frac{2}{3}d^3\pi = \epsilon b$$

A potenciálhoz szintén egy energia tartozik, amelyben az eloszlás Boltzmann-eloszlás, azért ezt is bevezetjük, azonban a túlszámlálás elkerülésére itt is bevezetünk egy $1/2$ -es faktort. A módosított térfogatot és a potenciált beírva az állapotösszegbe:

$$z = \frac{1}{N!} \frac{(V - Nb)^N}{\lambda_T^{3N}} e^{-\frac{\phi}{2}\beta}$$

Ezekután érdemes az állapotösszeg logaritmusát venni, amelyből a nyomás meghatározható, a ritkagázokhoz hasonlóan:

$$p = kT \frac{\partial \ln z}{\partial V}$$

Algebrai átalakítások után megkapjuk a Van der Waals gázok állapotegyenletét:

$$\left(p + \frac{N^2 a}{V^2}\right) (V - Nb) = NkT$$

Ising-modell

Az Ising-modell figyelembe veszi a szomszédos spinek közötti kölcsönhatást, egy (ferromágneses) rendszer energiája így:

$$E = -H \sum_i s_i - J \sum_{i,j} s_i s_j$$

A második összegzés csak azokra az i,j párokra értendő, amik elsőszomszédok. Az egyszerűség kedvéért tegyük fel, hogy csak két állapot lehetséges, tehát az atomok spinje: $s_i = \pm 1$. Az első tag a H nagyságú külső mágneses térrel vett kölcsönhatás, a második tag a szomszédos spinek közötti kölcsönhatás járuléka. Ferromágnesnél az a kedvező energiájú helyzet, ha a szomszédos spinek ugyanabba az irányba mutatnak, így a J együttható pozitív.

Természetesen a valóságban a távolabbi spinek között is lehet kölcsönhatás, az Ising-modellnek azonban jelentős előnye, hogy 1 és 2 dimenzióban egzaktul megoldható.

Az Ising-modell megoldása 1 dimenzióban(*)

Az egyszerűség kedvéért periódikus határfeltételekkel számolunk (ez nem változtatja meg jelentősen a végeredményt), így a modellt úgy lehet elképzelni, hogy a N spin egy gyűrű mentén helyezkedik el. A rendszer energiája:

$$E = -J \sum_{i=1}^N s_i s_{i+1} - H \sum_{i=1}^N s_i$$

A termodinamikai mennyiségek meghatározásához írjuk fel az állapotösszeget:

$$Z = \sum_{\{s_i\}} \exp \left(\beta J \sum_{i=1}^N s_i s_{i+1} + \beta H \sum_{i=1}^N s_i \right)$$

Az összegzés az összes elképzelhető s_i sorozatra értendő. Az exponenciálist szorzattá lehet bontani, és a szorzást a sorozatokra vett összegzéssel fel lehet cserélni:

$$Z = \prod_{i=1}^N \sum_{s_i = \pm 1} e^{\beta J s_i s_{i+1} + \beta H (s_i + s_{i+1})/2}$$

Vezessük be két spin között a következő transzfermátrixot:

$$T_{s_i s_j} = e^{\beta J s_i s_j + \beta H (s_i + s_j)/2}$$

Mivel s_i és s_j értéke is ± 1 lehet, T egy 2×2 mátrix lesz:

$$T = \begin{pmatrix} e^{\beta J + \beta H} & e^{-\beta J} \\ e^{-\beta J} & e^{\beta J - \beta H} \end{pmatrix}$$

Ekkor az állapotösszeg felírható a transzfermátrixszal:

$$Z = \prod_{i=1}^N \sum_{s_i = \pm 1} T_{s_i s_{i+1}} = \text{Sp}(T^N) = \lambda_1^N + \lambda_2^N \approx \lambda_1^N$$

Az állapotösszeg a mátrix N -edik hatványának a spurja, ami kifejezhető a λ_1 és λ_2 sajátértékek hatványával. Mivel N nagyon nagy, ezért a kisebb sajátérték hatványa elhanyagolható a nagyobbhoz képest. A transzfermátrix sajátértékei:

$$\lambda_{1,2} = e^{\beta J} \pm \sqrt{e^{2\beta J} \text{sh}^2(\beta H) + e^{-2\beta J}}$$

Ha nincs külső tér ($H = 0$), az állapotösszeg: $Z = 2^N \text{ch}^N(\beta J)$. A mágneszettség külső tér esetén:

$$M = \frac{\partial \ln Z}{\partial(\beta H)} = \frac{N e^{\beta J} \text{sh}(\beta H)}{\sqrt{e^{2\beta J} \text{sh}^2(\beta H) + e^{-2\beta J}}}$$

A korrelációs függvény:

$$c_k(r) = \langle s_k s_{k+r} \rangle = e^{-r/\xi} \text{ ahol } \xi = \frac{-1}{\ln \text{th}(\beta J)}$$

Az Ising-modell átlagtérelmélete 2 dimenzióban(**)

Az Ising-modell 2 dimenzióban is megoldható egzaktul, de ez nagyon bonyolult, ezért itt egy átlagtérelméleti közelítést mutatunk be. A z energia kifejezésében a spinváltozókhöz adjuk hozzá és vonjuk is le a várható értéküket, jelölje ezt $m \equiv \langle s_i \rangle$:

$$s_i s_j = (m + (s_i - m))(m + (s_j - m)) = m(s_i + s_j) - m^2 + (s_i - m)(s_j - m)$$

Az utolsó tag az átlagtól való eltérések szorzata, amit a továbbiakban elhanyagolunk, így nem lesz két spin szorzatát tartalmazó tagunk, a rendszer úgy kezelhető, mint egy szabad spinrendszer, amire az átlagos térnek megfelelő külső tér hat. Az energia így felírva:

$$E = \frac{1}{2} J q m^2 N - (H + J q m) \sum_i s_i$$

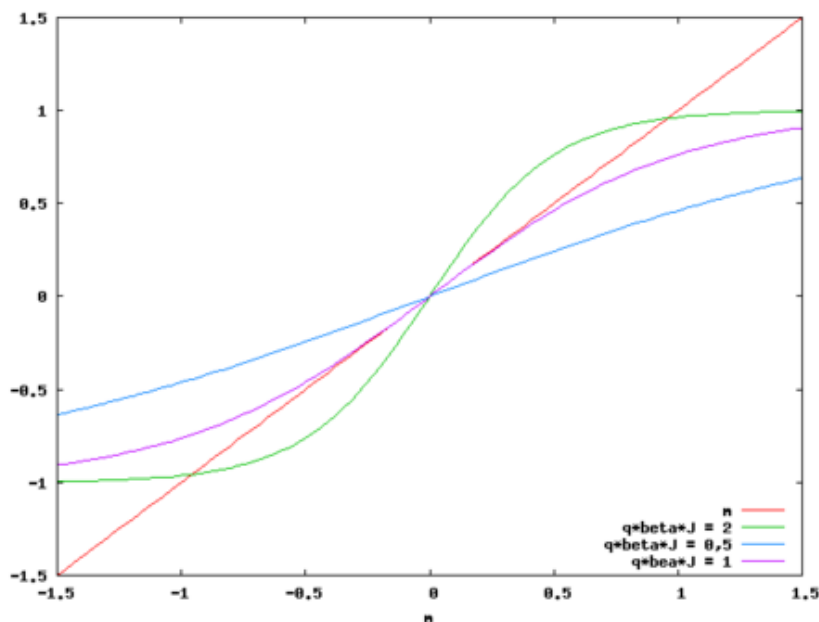
Itt q az elsőszomszédok száma, amit koordinációs számnak hívnak. Az állapotösszeg:

$$Z = e^{-\beta J q m^2 N/2} \sum_{\{s_i\}} e^{\beta(q J m + H) \sum_i s_i} = e^{-\beta J q m^2 N/2} \prod_i \sum_{s_i = \pm 1} e^{\beta(q J m + H) s_i} = e^{-\beta J q m^2 N/2} (2 \operatorname{ch}(\beta$$

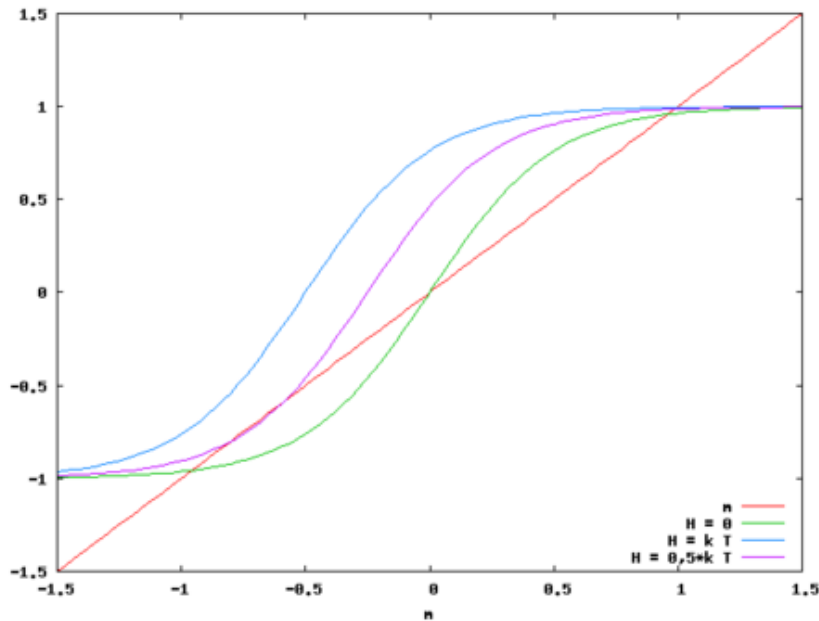
Ebből kiszámítható a mágneszettség várható értéke:

$$m = \langle s_i \rangle = \operatorname{th}(\beta(q J m + H))$$

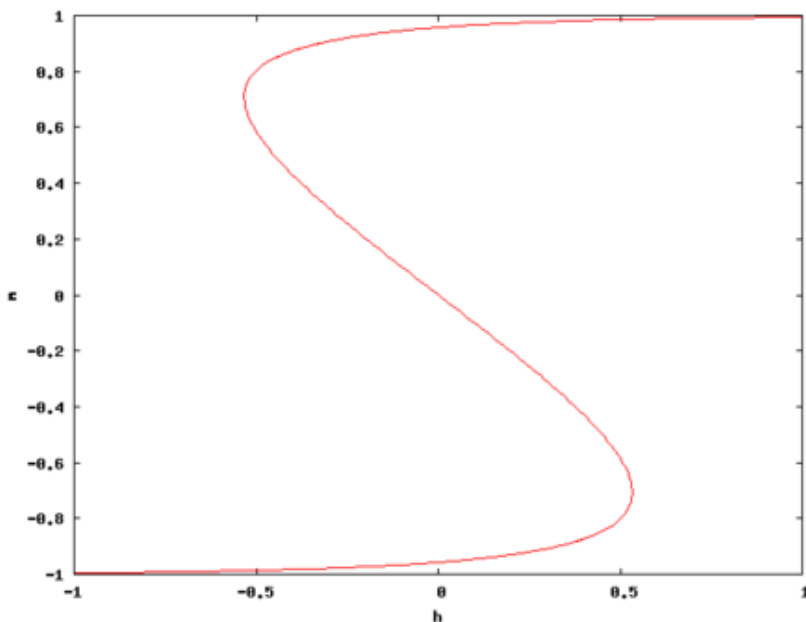
A számolás alatt végig felhasználtunk egy m paramétert, mint átlagos mágneszettséget, de ennek az értéke nem tetszőleges, hanem olyan, hogy a fenti egyenletet kielégíti. Az egyenletet érdemes grafikusán megoldani. Mindkét oldalt m függvényében ábrázolva, a baloldal egy 45° meredekségű egyenes, a jobb oldal egy tangens hiperbolikus függvény. A két görbe metszéspontjai az egyenlet megoldásai.



A tangensfüggvény meredeksége viszont függ a hőmérséklettől is, így egy kritikus hőmérséklet felett csak egy, alatta viszont három megoldás van. A kritikus hőmérséklet alatt az anyag viselkedése ferromágneses, felette paramágneses, a kritikus hőmérsékleten másodrendű fázisátalakulás játszódik le. Ha a külső tér 0, akkor az egyik megoldás mindig az origóban van, a másik két megoldás pedig szimmetrikusan helyezkedik el. Ha a külső tér nem 0, akkor a megoldások eltolódnak, elég nagy tér mellett már a ferromágneses fázisban is csak egy megoldás lesz.



A mágneszettséget a külső tér függvényében ábrázolva (az alábbi ábra $\beta qJ = 2$ paraméter mellett készült) S alakú görbét kapunk, egy kritikus külső tér érték felett már csak egy megoldás létezik, alatta három. A három megoldás közül azonban a középső instabil (a megoldások a szabadenergia szélsőértékeihez tartoznak, a két szélső megoldás minimum, a középső maximum), így a külső teret mondjuk egy magas értékről egyre csökkentve a mágneszettség a felső görbén marad, majd a visszafordulási pontot elérve leugrik az alsó ágra. A külső teret ismét növelve a mágneszettség az alsó ág mentén haladva növekszik, majd a felső visszafordulási pontot elérve visszaugrik a felső ágra. A mágneses teret a közbülső részben hagyva előfordulhat, hogy a rendszer a termikus fluktuációk hatására átugrik az egyik helyről a másikra. Azokat a pontokat, ahol a mágneszettség visszafordul, spinodális pontoknak nevezik. Ez a viselkedés a valódi ferromágneses anyagokban található hiszterézishez hasonló. Egy valódi anyag azonban sok doménből áll, amik kiolthatják egymás hatását, így be lehet menni vele a 0 mágneszettség környezetébe is. Természetesen ez csak egy közelítő leírás, ami csak a viselkedés jellegét adja vissza, így a ferromágneses anyagok hiszterézise a részletekben eltér ettől.



A fázisátalakulás hőmérsékletét az határozza meg, hogy ott a tangens hiperbolikus függvény meredeksége az origóban (a biztos metszéspontban) éppen 1, így még csak egy metszéspont létezik. $\beta_C = \frac{1}{qJ} T_C = \frac{qJ}{k}$

Mágneses anyagok típusai

A mágnesség tárgyalásánál előbukkantak a következő mennyiségek: Mágneses térerősség (H), mágneses indukció

vektor (\mathbf{B}), mágnesezettség (\mathbf{M}). Bevezettük a mágneses szuszceptibilitást, mint anyagi jellemzőt és arányossági tényezőt:

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu_0(1 + \chi_v)\mathbf{H} = \mu\mathbf{H}$$

Azaz a mágneses szuszceptibilitás a mágnesezettség és a mágneses térerősség közötti kapcsolat. A szuszceptibilitás lehet pozitív és negatív is, azaz külső mágneses térbe helyezve az anyagot, az vagy erősíti azt, csak csökkenti (a mágnes vonzza, vagy taszítja őket). Utóbbi esetben az anyag diamágneses, az előbbi esetben több mechanizmust különböztetünk meg. A diamágnesség okozói a belső lezárt elektronhéjakon levő elektronok, amelyek a megváltozással szemben hatnak a mágneses momentumuk térrel szembe állításával.

Ferro, ferri, és antiferromágneses anyagok

Paramágnességről beszélünk, ha a vonzó, térerősítő hatás csak a külső mágneses tér jelenlétekor érezhető (ez a tér rendezi egy irányba a momentumokat, eltávolításával azok újra rendezetlenné válnak, és zárusra átlagolódnak a hatásuk). A diamágnességgel együtt gyengének tekinthetők. A ferro, ferri és antiferromágneses anyagokban a mágnesezettség forrásául szolgáló atomi momentumok eleve rendezetten állnak, a különbség csak az irányban és a méretben van. Ha az atomi rendben azonos méretű és egy irányba álló momentumok vesznek részt, akkor az anyag ferromágneses, így ez állandómágneses jelleget mutat. Ha egymással ellentétesek, és kioltják egymást, akkor antiferromágneses az anyag, ha pedig ellentétes, de különböző nagyságúak a momentumok, akkor ferrimágneses az anyag.

A szilárdtestfizika leírásokat dolgozott ki ezen jelenségek mikroszkópikus magyarázatára.

Domainek

A ferromágneses anyagoknál a domainek nagy, makroszkópikus méretű azonos beállású területek. Kialakulásuk oka egyszerűen érthető: a momentumoknak kedvező, ha azonos irányba állnak be, azonban amíg a hőmozgás rendezetlenné tudja tenni a rendszert, ez nem érvényesül. Ahogy hűtjük lefelé, egy kritikus pontnál a momentumok beállása erősebb lesz a hőmozgás karakterisztikus energiájánál, és fázisátmenet következik be, a kialakult kis azonos beállású helyek hirtelen makroszkópikus méretűvé tudnak válni, hiszen egymást állítják be a rendezetlen állapotból, ugyanakkor egy másik irányba rendeződött részt nem tudnak megfordítani. Ahol a különböző irányított részek összeérnek ott lesznek a fázishatárok, vagy domain falak az anyagban. Külső erős térrel beállítható az egész anyagban az orientáció egy irányúvá, így maximális térerősség nyerhető.

Atomi paramágnesség

Másnéven lokalizált paramágnesség. Tekintsük az összes impulzusmomentumot ($\mathbf{J} = \mathbf{L} + 2\mathbf{S}$), ekkor a mágneses momentum a következőképpen írható:

$$\boldsymbol{\mu} = -g\mu_B\mathbf{J}$$

A \mathbf{B} külső térben ez a következő energiát jelenti:

$$E = -\boldsymbol{\mu}\mathbf{B}$$

Ha feltesszük, hogy \mathbf{B} z irányú. akkor a $\mathbf{B}\mathbf{J}$ skaláris szorzatot helyettesíthetjük $B J_z$ szorzattal. Az energia ismeretében feltudjuk írni az állapotösszeget (Z), azonban mivel az atomok függetlenek, elég egy atom járulékát vizsgálni:

$$\zeta = \sum_{J_z=-J}^J e^{-\beta g\mu_B B J_z}$$

Itt csak J_z -ben különböznek az állapotok, ezért a kitevő többi részére bevezetjük a x változót, ekkor az összeg egy véges geometriai sorba megy át. A felösszegzésre az eredmény:

$$\zeta = \frac{\text{sh}[(J + 1/2)x]}{\text{sh}(1/2x)}$$

Az egyrészeckske-állapotösszeg ismeretében felírható a szabadenergia:

$$F = -NkT \ln \zeta$$

amelyben B is paraméterként fog szerepelni és a $\frac{\partial F}{\partial B}$ fogja megadni a mágnesezettséget (pontosabban a mágnesezettség-sűrűséget). Az eredményben a bonyolult kotangens-hiperbolikusok helyett bevezettük a Brillouin-függvényt:

$$VM = Ng\mu_B J \cdot B_J(J \cdot x)$$

A Brillouin-függvény alakra hasonló az arkusz-tangenshez, de ez a pozitív oldalon 1-hez, negatív oldalon -1-hez tart. Ebből következik, hogy a maradék szorzófaktor a maximális mágnesezettséget adja meg, a függvény alakjából pedig a szaturáció jelensége adódik, ami akkor következik be, amikor az összes mágneses momentumot egy irányba állítottuk be. Kiszámolhatjuk a függvény $x \ll 1$, azaz $B \rightarrow 0$ határesetét, amelyet behelyettesítve megkaphatjuk a szuszceptibilitást:

$$\chi = \frac{\partial M}{\partial H} = \frac{C}{T}$$

Ahol a számottevő mennyiségű konstanst a C Curie-állandóba vontuk össze. Ez a hőmérséklettel fordítottan arányos szuszceptibilitás függés a Curie-törvény.

Atomi diamágnesség

Az atomi diamágnességet szemléletesen úgy magyarázzuk, hogy a külső mágneses tér hatására a keringő elektron pályája megváltozik, és ezáltal a mágneses momentuma is. Keringjen az elektron r sugarú pályán, melynek az atommagon átmenő, térre merőleges vetületének négyzetes középértéke ρ^2 . A keringési frekvencia ω , és legyen a külső mágneses tér \mathbf{H} , ekkor a mag vonzó ereje és a Lorentz-erő tart ellent a centrifugális gyorsulással:

$$F + e\rho\omega H\mu_0 = m\rho(\omega + \Delta\omega)^2$$

A négyzetet felbontjuk és a másodrendűen kicsi tagot elhagyjuk. Itt felhasználjuk Larmor-tételét, amely azt állítja, hogy egy mágneses térben levő atom elektronjainak mozgása első rendű közelítésben olyan, mintha a tér nem is lenne jelen, csak a körfrekvenciára egy:

$$\omega_L = -\frac{eH}{2mc}$$

precesszió szuperponálódna, ezt feleltetjük meg a fenti kis körfrekvencia-megváltozásnak. A mágnesesmomentum az áram és a felület szorzata, az áramot pedig azzal a definícióval írjuk, fel hogy az áramirányra merőleges felületelemen mennyi töltés halad át egy másodperc alatt. Ezek alapján a mágneses momentum komponensei:

$$\mu_i = e \frac{\Delta\omega}{2\pi} \rho_i^2 \pi = \frac{e\Delta\omega \rho_i^2}{2}$$

A mágneses momentumhoz csak a térirányához merőleges távolságok járulnak hozzá az elektromon azonban r sugarú pályán kering, ez behoz még egy 3/2-es faktort a távolságnégyzetek között, így a valódi teljes mágneses momentum z komponense Z rendszámú atommagra:

$$\mu_z = Ze \frac{\Delta\omega}{3} \langle r^2 \rangle$$

Behelyettesítve a Larmor-frekvenciát:

$$\mu_z = -\frac{Ze^2\hbar}{6mc} \langle r^2 \rangle$$

Amelyből a szuszceptibilitás már leolvasható, a negatív előjel jelenti a diamágneses hatást.

Pauli szuszceptibilitás

A Pauli szuszceptibilitás a paramágnesség egy másik modellje. A modell lényege, hogy a Fermi-energia környékén lévő vezetési elektronok járulnak hozzá az elektronspin szuszceptibilitáshoz. A hőmérséklettől független, szemben a kötési elektronok paramágneses szuszceptibilitásával, amely hőmérsékletfüggő (Curie-törvény), és kb. két nagyságrenddel nagyobb, mint a Pauli-szuszeptibilitás. Ez az energiaszeintek betöltöttségi sűrűségéből számolja ki a felfelé és lefelé álló momentumok mennyiségét. A betöltöttségi sűrűságre a Bethe-Sommerfeld sereffjtést alkalmazza. Ezek ismeretében ugyanis a mágnesezettség felírható:

$$M = \frac{1}{V} (g\mu_B) (N_{fel} - N_{le})$$

N-be a mágneses indukció is bele vna olvasztva. Eredményül a szuszceptibilitás:

$$\chi = (g\mu_B)^2 \frac{3}{2} N \frac{\mu_0}{V} \frac{1}{\epsilon_F}$$

Ahol az utolsó tényezőben a Fermi-energia szerepel.

Landau diamágnesség

A diamágnesség ezen másik modellje már kvantummechanikai megfontolásokon alapul. Az alapötlet szerint a szabad elektornok a mágneses térben körben mozognak, amei megint mágneses teret kelt, és ez gyengíti le a külső teret. Kiindulásként a szabad elektorn mágneses térbeli Hamilton-operátora szolgál:

$$H = \frac{p_x^2 + (p_y - eBx)^2 + p_z^2}{2m}$$

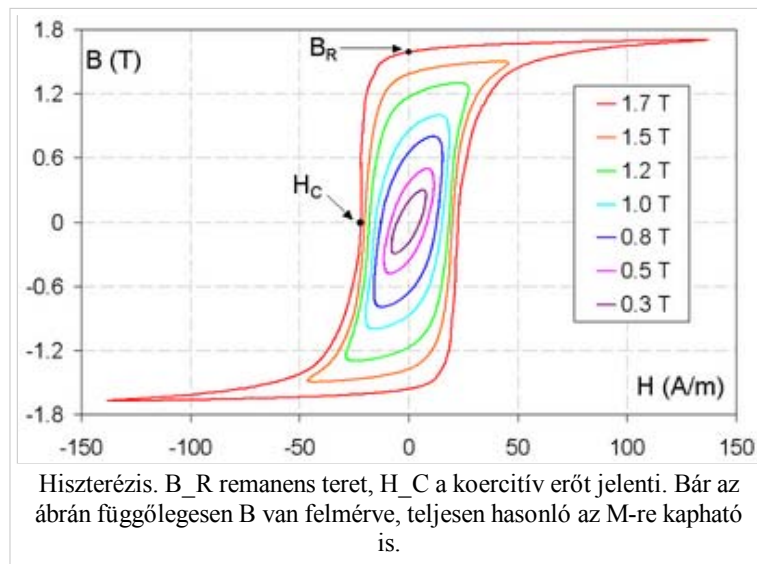
Azért kell kvantumosan számolni, mert klasszikusan a mágneses tér kitranszformálható, mi pedig éppen az aszerinti függést keresünk. A rendszert jellemző hullámfüggvényt felbontjuk egy y, z és egy x függő rész szorzatára, és vizsgáljuk a Schrödinger-egyenletbeli megoldást, amelyben felismerjük a harmonikus oszcillátor energiáját. Az energiát y és z szerint azonban még ki kell számolni, ezt azonban a betöltöttségi-sűrűségéből is ki tudjuk számolni. A mágnesezettséget az energia tér szerinti deriváltjából határozzuk meg, ebből pedig a szuszceptibilitás kapható meg:

$$\chi = -\frac{1}{2} \frac{N}{V} \frac{1}{\epsilon_F} g^2 \mu_B^2 \mu_0$$

amely éppen a Pauli-szuszeptibilitás -1/3-a.

Hiszterézis

A hiszterézis a ferromágneses anyagoknak az átmágnesezéssel szemben mutatott ellenállása. Másképpen megfogalmazva, amikor átakarjuk mágnesezni az anyagot, akkor az valamennyire emlékszik korábbi állapotára, ezért adott irányú és mértékű átmágnesezés után kapott remanens (visszamaradó) mágnesség különböző lehet az anyag előzetes mágnesezettségének függvényében. Legszembetűnőbbet ezt akkor láthatjuk ha teljesen átmágnesezzük az anyagot egyik, majd másik irányba. A bejárt út különbözik a **H-M**-síkon. Itt külön névvel illetjük a külső tér megűnésekor hátaahagyott mágnesezettséget (ez a remanens mágnesezettség) és az anyag terét éppen kompenzáló külső térerősséget (koercitív erő).



Curie-Weiss-törvény

A fenti memória effektust Weiss egy belső tér elmélettel próbálta megmagyarázni. Eszerint a spinek egyirányú beállása okozza a visszamaradó mágnesezettségi memóriát, amelyet úgy lehet figyelembe venni, hogy a mágnesezettség a külső téren kívül önmagának is függvénye. Ennek a függésnek a sorfejtéséből levezethető a Curie-Weiss törvény. A domaineknél említettek értelmében kihűlésnél megtörténik a "mágneses kifagyás" afelett azonban a termikus random orientáció dominál. A Curie-Weiss törvény leírja a szuszceptibilitás változását a kifagyási pont felett, a paramágneses hőmérséklet tartományban:

$$M = \frac{C}{T - T_C} H$$

Ez a formula a kifagyás felett érvényes, az átalakulási pontban divergens, ami nyilván nem releváns.

Speciális anyagok

Spinüveg

Egyes speciális anyagokat felmágnesezve azok Curie-törvényt követik, azonban ha elvesszük a külső mágneses teret egy gyors lebomlás után egy remanens mágnesezettséget mutatnak, amely azonban idővel lassan, de tovább bomlik. Ez a viselkedés egyfajta átmenetként fogható fel a ferro és paramágneses anyagok tulajdonságai között. Magyarázata részben a vegyes ferro és antiferromágneses kötések üvegszerű amorf elhelyezkedésében rejlik.

Mágneses ellenállás

Ferromágneses és nemmágneses rétegek szendvicселésével speciális vezető eszköz készíthető, amelynek ellenállása nagyban függ a külső mágneses tértől: ha külső mágneses térben van, akkor igen kicsi az ellenállása, ha azonban nincs jelen tér, akkor igen nagy ellenállást mutat. Az effektus mértéke akár több 100% is lehet. A jelenség oka, a különböző spinű elektromokkal szemben mutatott ellenállás, amely mögött az RKKY magspin és vezetési elektron hiperfinom mágneses csatolása áll.

Szupravezetés

Egyes anyagok igen alacsony hőmérsékletre hűtéskor az elektromos ellenállás egzaktul nullává válik bizonyos hőmérséklet alatt. A jelenséget elektron-elektron párok (ún. Cooper-párok) létrejöttével sikerült értelmezni, amelyek között a rácsrezgések fononjai tartanak össze. Ilyen párokból jönnek létre egy Bose-Einstein kondenzációhoz hasonló jelenség következtében, mivel az így kialakult párok már bozonként tekinthetők.

Tételek A klasszikus mechanika alapjai | A klasszikus mechanika elméleti tárgyalása | A relativitás elmélet alapjai | Egzaktul megoldható fizika problémák | Folytonos közegek mechanikája | Fenomenologikus termodinamika | Elektro- és magnetosztatika, áramkörök | Elektrodinamika | Hullámegyenlet és hullámoptika | Geometriai optika és alkalmazásai | A kvantumelmélet alapvető kísérletei | A kvantummechanika elméleti háttere | Atom- és molekulaszervezet | A magfizika alapjai | A termodinamika statisztikus alapozása | Kvantumstatisztikák | **Kölcsönható rendszerek, mágneses anyagok** | Kristályos anyagok fizikája | Nemegyensúlyi folyamatok leírása | Az asztrofizika alapjai

A lap eredeti címe: „http://mafihe.hu/~wiki/wiki/index.php/K%C3%B6lcs%C3%B6nhat%C3%B3_rendszerek,_m%C3%A1gneses_ananyagok”

- A lap utolsó módosítása: 2009. augusztus 19., 21:01