

42. MAGNETICKÉ VLASTNOSTI

Diamagnetismus

Paramagnetismus

Feromagnetismus

Magnetická rezonance a Mössbauerova spektroskopie

Magnetické vlastnosti látek jsme charakterizovali vektorem magnetizace, permeabilitou μ a magnetickou susceptibilitou χ_m . Vlastní příčinou magnetických vlastností látek jsou magnetické dipóly, které jsou buď permanentní, nebo se indukují při působení vnějšího magnetického pole. Jestliže v nepřítomnosti vnějšího magnetického pole neobsahuje látka magnetické momenty, hovoříme o tzv. diamagnetikách, v opačném případě o paramagnetikách. Zvláštním případem paramagnetik jsou tzv. feromagnetika resp. feromagnetika, ve kterých jsou permeabilita a susceptibilita podstatně větší než v ostatních paramagnetikách.

K diamagnetickým látkám patří všechny inertní plyny, některé kovy (Au, Mg), nekovy (Si, P, S) a mnohé organické sloučeniny. K paramagnetickým látkám patří všechny soustavy volných atomů a iontů, kapaliny a některé vzácné zeminy. Paramagnetiky se stávají i všechny feromagnetické látky nad tzv. Curieho teplotou. Dobrymi feromagnetiky jsou Fe, Ni, Co a slitiny, které obsahují alespoň jednu z těchto složek. V poslední době se ukázalo, že feromagnetické vlastnosti mohou existovat jak v krystalickém, tak i nekrystalickém uspořádání.

Úlohou fyziky je objasnit původ magnetických vlastností a vysvětlit existenci uvedených třech skupin magnetických látek.

42.1 Diamagnetismus

Diamagnetismus látek je způsoben magnetickými momenty atomů elektricky nabitých částic, které indukují samotné vnější magnetické pole (věty 42.1 a 42.2). V souladu s obecným zákonem přírody, podle kterého následek vyvolává jevy, které kompenzují příčinu, lze očekávat, že dostatečné magnetické pole od indukovaných dipólů bude zeslabovat původní pole, které ho způsobilo. Výsledné pole je proto vždy menší než původní (magnetující) pole, což se odrazí v tom, že relativní permeabilita μ_r těchto látek je menší jak 1 a větší než 0 (věta 42.3).

Již mnohokrát jsme se přesvědčili o tom, že správných výsledků v mikrosvětě můžeme dosáhnout jen pomocí kvantové fyziky, proto i problém diamagnetismu bychom měli řešit metodami kvantové teorie. Diamagnetismus (podobně jako paramagnetismus) je však jev pro který klasická kvantová fyzika dává stejné výsledky. A protože klasický přístup je názornější, použijeme v tomto i následujícím článku klasický přístup.

$$\omega_c = \frac{eB}{m_e} \quad (42.1)$$

charakterizuje kmitočet periodického (kruhového) pohybu volných elektricky nabitých částic v magnetickém poli.

42.2

Larmorův úhlový kmitočet

$$\omega_L = \frac{\mu_o e}{2m_e} H \quad (42.2)$$

charakterizuje dodatečný periodický pohyb superponovaný na rotační pohyb elektronů kolem jader atomu vznikající v magnetickém poli o intenzitě H .

42.3

Magnetická susceptibilita diamagnetických látek χ_m je vyjádřena vztahem

$$\chi_m = - \frac{\mu_o e^2 n}{6m_e} \sum r_s^2, \quad (42.3)$$

kde n je koncentrace atomů a $\sum r_s^2$ je součet středních hodnot druhých mocnin "poloměrů elektronových drah" v atomech.

v soustavě volných elektricky nabitých částic (např. v elektronovém plynu). Magnetické pole působí na elektron silou

$$\mathbf{F} = -e(\mathbf{v} \times \mathbf{B}),$$

tj. v nejjednodušším případě, kdy je $\mathbf{v} \perp \mathbf{B}$ (obr. 42.1), silou $F = evB$. Elektron začne opisovat kružnici s poloměrem r . V ustáleném stavu platí 2. Newtonův zákon ($F = m_e a$, kde m_e je hmotnost elektronu)

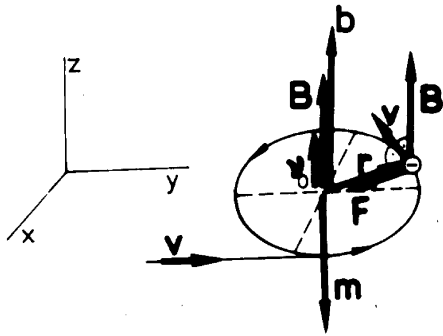
$$evB = m_e a_n \Rightarrow er\omega_c r\omega_c^2,$$

ze které vyplývá pro úhlový kmitočet ω_c vztah (42.1). Magnetický moment m spojený s takovou rotací elektronu je podle odvození vztahu (34.31)

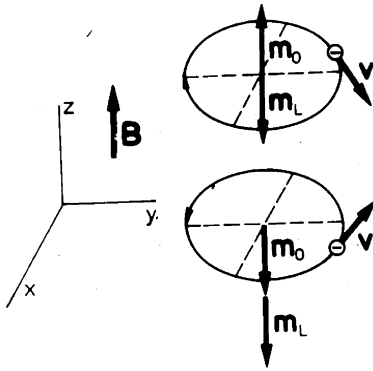
$$\mathbf{m} = - \frac{1}{2} e \omega_c r^2 \mathbf{v}_o = - \frac{1}{2} \frac{e^2 r^2}{m_e} \mathbf{B}. \quad (42.4)$$

Tento indukovaný magnetický moment je orientován proti směru magnetické indukce \mathbf{B} , takže uvedený jev podmiňuje diamagnetismus elektronového plynu. (Elektronový plyn má však i paramagnetické vlastnosti v souvislosti se spinovým magnetickým momentem elektronů.)

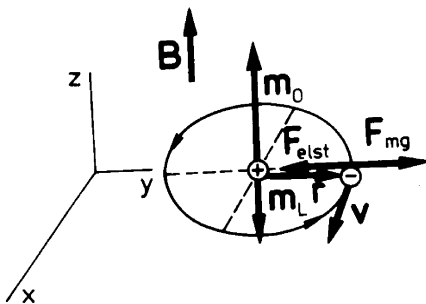
Vnější magnetické pole však ovlivňuje i pohyb elektronů tvořících obaly atomů různých látek a má za následek vznik podobných jevů. Výpočet je však složitější. Představme si nejprve nejjednodušší případ znázorněný na obr. 42.2. Předpokládejme, že magnetická indukce je orientována kolmo na rovinu rotace elektronu, takže směry vektorů \mathbf{B} a vektoru orbitálního magnetického momentu \mathbf{m}_o (bez magnetického pole) necht' jsou rovnoběžné. Hodnota úhlového kmitočtu pohybu elektronů bez magnetického



Obr. 42.1 Pohyb volného elektronu v magnetickém poli



Obr. 42.2 K odvození vlivu magnetického pole na chování elektronu z elektronového obalu atomu (vznik Larmorova úhlového kmitočtu)



Obr. 42.3 Chování dvou elektronů s opačně orientovanými orbitálními momenty hybnosti v magnetickém poli

pole ω_0 vyplývá z podmínky dané 2. Newtonovým zákonem

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m_e r \omega_0^2, \quad (42.5)$$

takže je

$$\omega_0 = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e r^3} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Za přítomnosti vnějšího magnetického pole, kdy na elektron působí navíc síla $F = evB = er\omega B$, má rovnice (42.5) tvar

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} - er\omega B = m_e r \omega^2.$$

V důsledku platnosti kvantových podmínek se poloměr oběhu elektronu r nemůže vlivem magnetického pole změnit, proto i $\omega_0 = \text{konst.}$ a pro neznámou úhlovou rychlost dostaneme rovnici

$$\omega^2 + \frac{eB}{m_e} \omega - \omega_0^2 = 0.$$

Její řešení dostaneme

$$\omega_{1,2} = -\frac{eB}{2m_e} \pm \left[\left(\frac{eB}{2m_e} \right)^2 + \omega_0^2 \right]^{\frac{1}{2}}.$$

V praxi je však vždy splněna podmínka $\omega_0 \gg eB/2m_e$, proto můžeme použít řešení ve tvaru

$$\omega_{1,2} = \pm \omega_o - \frac{eB}{2m_o} = \pm \omega_o - \omega_L, \quad (42.6)$$

kde veličina $\omega_L = eB/2m_e = \mu_o eH/2m_e$ se nazývá Larmorův úhlový kmitočet. Podle tohoto výsledku se na orbitální pohyb s úhlovým kmitočtem ω_o superponuje dodatečný periodický pohyb s úhlovým kmitočtem $\omega_L = \mu_o eH/2m_e$, což je obsahem tvrzení 42.2. Vidíme, že v daném magnetickém poli má dvojice elektronů se vzájemně kompenzovanými orbitálními magnetickými momenty (což je charakteristické pro diamagnetické látky) nenulový výsledný magnetický moment zásluhou Larmorova úhlového kmitočtu ω_L (obr. 42.3) vyjádřený podle vztahu (42.4) výrazem (s uvážením $B = \mu_o H$)

$$\mathbf{m}_L = -\frac{1}{2} e \omega_L r^2 \mathbf{v}_o = -\frac{\mu_o r^2 e^2}{4m_e} \mathbf{H} \quad (42.7)$$

na každý jednotlivý elektron. Tyto indukované momenty se sčítají ve výsledný moment, který pro jednotku objemu dává vektor magnetizace

$$\mathbf{M} = -\frac{n \mu_o r^2 e^2}{4m_e} \mathbf{H} = -\chi_m \mathbf{H}, \quad (42.8)$$

kde n je počet elektronů v objemové jednotce. Tento vztah již poskytuje vyjádření magnetické susceptibility, avšak nepřihlíží ke dvěma skutečnostem: 1. Roviny elektronových drah jsou různě orientovány vzhledem na směr magnetického pole (místo námi zkoumaného speciálního případu vzniká obecně precesní pohyb elektronu) a 2. Jednotlivé elektrony v atomech nemají stejné poloměry drah. Respektováním i těchto okolností se vztah pro χ_m vyplývající z rovnice (42.8) modifikuje na vztah (42.3), který je ve velmi dobrém souhlase s měřením. Podle toho magnetická susceptibilita diamagnetických látek závisí na poloměru elektronových drah avšak je nezávislá na teplotě.

42.2 Paramagnetismus

Paramagnetismus látek je způsoben tím, že atomy a molekuly mají své stálé nenulové magnetické momenty, které jsou však v nepřítomnosti vnějšího magnetického pole v důsledku chaotického pohybu rozloženy tak, že se navzájem úplně kompenzují. Navenek je tedy látka nemagnetická. Až přítomnost vnějšího magnetického pole vyvolává "orientující" účinek, protože, jak jsme dokázali v článku 21.3, magnetické pole natáčí magnetické dipóly do směru, ve kterém jsou souhlasně orientovány se směrem indukce magnetického pole. To má za následek zesílení původního pole, což se odrazí v tom, že relativní

permeabilita těchto látek je větší než 1. Ve smyslu poznámky v úvodu předcházejícího článku vyšetříme paramagnetismus jen na základě klasické teorie. Výsledky jsou shrnuty ve větách 42.4 a 42.5.

42.4 Magnetizace paramagnetických látek je určena vztahem

$$M = nmL(a), \quad (42.9)$$

kde n je koncentrace atomů (molekul) s magnetickým momentem m a $L(a)$ tzv. Langevinova funkce argumentu $a = mB/kT$

$$L(a) = c \operatorname{tg} ha - \frac{1}{a}. \quad (42.10)$$

42.5

Magnetická susceptibilita paramagnetických látek je určena vztahem

$$\chi_m = \frac{nm^2\mu_o}{3kT} = \frac{C}{T}, \quad (42.11)$$

kde C je tzv. Curieho konstanta

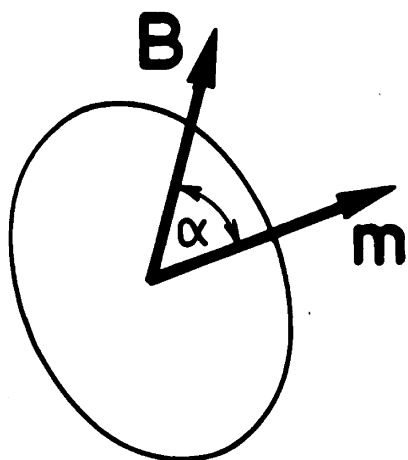
V článku 21.6 jsme dokázali, že potenciální energie dipólu s magnetickým momentem m v magnetickém poli indukce B je určena vztahem

$$W_p = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{B} = -mB \cos \alpha, \quad (42.12)$$

kde α je úhel sevřený magnetickým momentem m a magnetickou indukcí B (obr. 42.4). To znamená, že jeho natočení do směru určeného vektorem B vyžaduje vykonat z vnějšku práci $A = -\Delta W_p = mB \cos \alpha$. Kolik z těchto magnetických dipólů je v daném magnetickém poli při určité teplotě natočených do preferovaného směru, nebo jinak, jaké je úhlové rozložení těchto dipólů při dané teplotě a dané intenzitě magnetického pole? Odpověď na tuto otázku se zdá být složitá, protože výsledek závisí na velmi rozmanitém tepelném pohybu, který je v každé látce přítomný. Můžeme však využít skutečnost, že rozdělovací funkce klasické statistiky, kterou zde můžeme s dostatečnou přesností použít tj. funkce

$$p(W) = A e^{-\frac{W}{kT}}$$

má význam pravděpodobnosti obsazení stavu s energií W . Pravděpodobnost že v uvažovaném systému najdeme dipóly s energiemi ΔW_i je tedy $P_i = A e^{-\Delta W_i/kT}$, takže pro střední hodnotu a_s libovolné veličiny a charakterizující rovnovážný stav můžeme podle vztahu (31.15) použít vyjádření $a_s = K \sum a_i p_i = K \sum a_i e^{-\Delta W_i/kT}$.



Obr. 42.4 K vyjádření energie magnetického dipólu v magnetickém poli

Hodnota konstanty K vyplývá např. z podmínky, že je-li splněno pro libovolné $a_i = 1$ musí být $a_s = 1$, proto $K = 1/\sum e^{-\Delta_i/kT}$. Výsledný vztah pro střední hodnotu má proto tvar

$$a_s = \frac{\sum_{i=1}^n a_i e^{-\frac{\Delta W_i}{kT}}}{\sum_{i=1}^n e^{-\frac{\Delta W_i}{kT}}}. \quad (42.13)$$

Každý dipól přispívá k magnetizaci M složkou $m \cos \alpha$ (obr. 42.4), proto jestliže koncentraci všech dipólů označíme n , můžeme magnetizaci M vyjádřit součinem $n \cdot m_s$, kde m_s je střední hodnota průmětů všech magnetických momentů. Podle vztahu (42.13), jestliže přejdeme od sumace k integrálu tím, že předpokládáme přímou úměrnost mezi počtem dipólů orientovaných do směrů z elementárního prostorového úhlu $d\Omega$ a tohoto úhlu, můžeme tuto střední hodnotu vyjádřit ve tvaru

$$m_s = m \frac{\int_0^{4\pi} \cos \alpha e^{-\Delta W/kT} d\Omega}{\int_0^{4\pi} e^{-\Delta W/kT} d\Omega} \quad (42.14)$$

Jestliže element $d\Omega$ vyjádříme v polárních souřadnicích pomocí obr. 41.33 $d\Omega = dS/r^2 = 2\pi r^2 \sin \alpha / r^2$ a zavedeme označení $\cos \alpha = x$, $a = mB / kT$, můžeme integrály ve vztahu (42.14) lehce vypočítat. Dostaneme výsledek

$$\begin{aligned}
 m_s &= m \frac{\int_0^\pi 2\pi \sin \alpha \cos \alpha e^{\frac{mB \cos \alpha}{kT}} d\alpha}{\int_0^\pi 2\pi \sin \alpha e^{\frac{mB \cos \alpha}{kT}} d\alpha} = m \frac{\int_{-1}^{+1} e^{ax} x dx}{\int_{-1}^{+1} e^{ax} dx} = \\
 &= m \frac{d}{da} \ln \int_{-1}^{+1} e^{ax} dx = m \left(\operatorname{ctgh} a - \frac{1}{a} \right).
 \end{aligned} \tag{42.15}$$

Funkce $L(a) = \operatorname{ctgh} a - 1/a$ (a se nazývá Langevinova funkce a s její pomocí můžeme magnetizaci skutečně vyjádřit ve tvaru (42.9). Argument funkce $L(a)$ má v praxi hodnoty $a \ll 1$. Pro takové argumenty nabývá hodnotu $L(a) = a/3$, proto pro magnetickou susceptibilitu paramagnetických látek dostáváme z definice $m = M/H$ vyjádření (42.11), které jsme měli nalézt.

Na rozdíl od susceptibility diamagnetických látek je susceptibilita paramagnetických látek kladná a teplotně závislá - se vzrůstem teploty lineárně klesá.

42.3 Feromagnetizmus

Feromagnetické látky se vyznačují tím, že jejich relativní permeabilita $\mu_r = 1 + \chi_m$ a rovněž i magnetická susceptibilita χ_m mají velké hodnoty - až 10^6 . Magnetické pole podmíněné uspořádáním magnetických dipólů je tedy podstatně silnější než vnější magnetické pole. Jaké "vnitřní" magnetické pole nutí magnetické dipóly zorientovat se do jednotného směru ve feromagnetikách? Kdybychom chtěli dosáhnout tohoto jevu v paramagnetikách, museli bychom použít obrovské magnetizující pole. Tuto otázku se podařilo odpovědět až kvantové fyzice. Jestliže však již připustíme existenci takového silného magnetického pole uvnitř látky (věta 42.6), může další výklad pokračovat na bázi klasické fyziky.

42.6

Hypotetické Weissovo magnetické pole, které orientuje magnetické dipóly feromagnetika do společného směru a podmiňuje tak vznik tzv. domén, má stejný původ jako kovalentní vazba - vyplývá z výměnného integrálu charakterizujícího interakci atomů s nevykompenzovanými spiny.

Současná teorie feromagnetizmu potvrdila názory s kterými přišel již v roce 1907 Weiss, že totiž ve feromagnetikách jsou i bez vnějšího magnetického pole oblasti (tzv. domény), ve kterých jsou elementární magnetické dipóly úplně zorientovány. Příčinu tohoto orientujícího účinku viděl Weiss v hypotetickém molekulárním magnetickém poli (obrovské intenzity), které je přímo úměrné

42.7

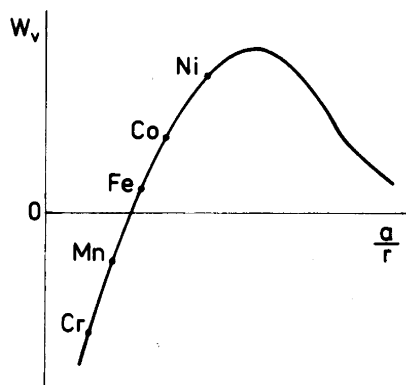
Magnetická susceptibilita feromagnetik splňuje nad určitou teplotou T_c tzv. Curieův-Weissův zákon

$$\chi_m = \frac{C}{T - T_c}, \quad (42.16)$$

kde kritická n teplota T_c se nazývá Curieova teplota.

42.8

Přemagnetování feromagnetických látek se děje změnou objemu domén neboli posunem jejich rozhraní (tzv. Blochových stěn) a otáčením vektory magnetizace domén.



Obr. 42.5 Hodnoty výměnné energie některých kovů

magnetizaci prostředí

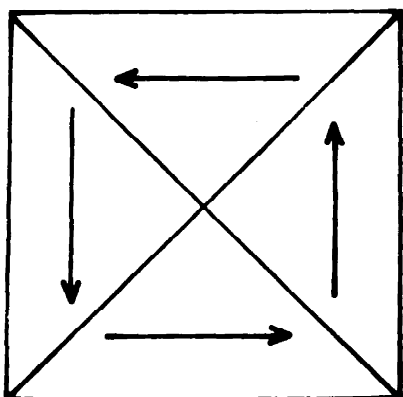
$$\mathbf{H}_i = \lambda \mathbf{M}, \quad (42.17)$$

kde λ je určitá (dnes Weissova) konstanta. Původ tohoto pole však nebyl schopen vysvětlit. Až po vzniku kvantové fyziky Heisenberg a Frenkel ukázali, že toto Weissovo pole má nemagnetický původ a jeho usměrňující účinek spočívá ve vzájemné interakci elektronů atomů s nevykompenzovanými spiny v d slupkách. Podobně jako v molekule vodíku i tu vystupuje výměnný integrál (vztah 37.15) určující tzv. výměnnou energii

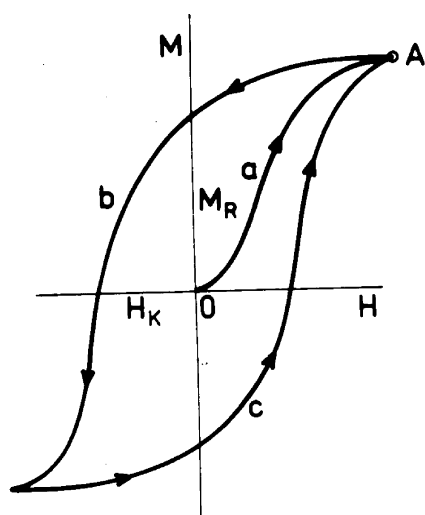
$$W_v = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \int \int \psi_1(1)\psi_2(1) \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{r_{21}} \right) \psi_1(2)\psi_2(2) d\tau_1 d\tau_2. \quad (42.18)$$

přičemž význam symbolů je shodný s jejich významem ve vztahu (37.15). Tento integrál vyjadřuje okolnost, že mezi dvěma elektrony s opačně orientovanými spiny, resp. i s paralelně orientovanými spiny, může existovat přitažlivá síla. Je-li $W_v > 0$, jsou spiny těchto elektronů paralelní, v opačném případě antiparalelní. V přírodě se vyskytují oba případy (obr. 42.5). Na tomto obrázku jsou vyneseny hodnoty výměnného integrálu jako funkce poměru mřížkové konstanty a poloměru poslední elektronové dráhy obsazené elektronem.

Uvedená "spinová" interakce způsobuje uspořádání spinů, což je ekvivalentní účinku magnetického (Weissova) pole. Je zřejmé, že čím je uspořádanost větší, tím větší je výsledná magnetizace a tím větší je intenzita "uspořádajícího" pole, resp. naopak. Proto je



Obr. 42.6 Jedno z možných uspořádání domén ve feromagnetiku



Obr. 42.7 Hysterezní smyčka

WEISS Piere-Ernst (vajs), 1865-1940, francouzský fyzik zabývající se zejména teorií magnetizmu. Využil Langevinovu představu o elementárních magnetech s konstantním magnetickým momentem a aplikoval jeho termodynamicko-statistickou teorii na feromagnetické látky. předpokládal existenci vnitřního magnetického pole, které společně s vnějším polem usměrňuje elementární magnety. Až o 20 let později jeho hypotézu potvrdil pomocí kvantové teorie W.Heisenberg.

FRENKEL Jakov Iljič, 1894-1952, sovětský fyzik. Zabýval se kvantovou teorií elektronů v kovech a byl spoluzakladatelem současné

předpoklad (42.17) zavedený Weissem lehce pochopitelný. Na základě toho by bylo možno očekávat, jakmile se již jednou započne proces uspořádání - k čemuž je nutná přiměřeně nízká teplota, aby tepelný pohyb tento proces nenarušil - spontánně se zmagnetuje celé těleso a vytvoří se jediná doména. Skutečnost je však jiná. Kromě výměnné energie zmagnetovaného tělesa i energie související s tzv. magnetickou anizotropií (v některých směrech se těleso lehčeji "zmagnetuje" než v jiných směrech) a energie (bez vnějšího magnetického pole) je proto charakterizována ne jednou doménou, ale velkým počtem mikroskopických domén je znázorněno na obr. 42.6. Rozhraní mezi jednotlivými doménami se nazývá Blochova stěna.

Uvedená spontánní magnetizace vzniká, jak jsme již uvedli, jen pod určitou kritickou teplotou. Pomocí Weissova postulátu lehce dokážeme, že taková kritická teplota skutečně musí existovat. Jelikož se jedná o látky v podstatě paramagnetické, můžeme na ně aplikovat Curieův zákon (42.11) a s tím rozdílem, že k vnějšímu magnetickému poli intenzity H přidáme i Weissovo pole. Dostaneme tak vztah

$$\chi_{mp} = \frac{M}{H + \lambda M} = \frac{C}{T}. \quad (42.19)$$

Z něj vyplývá, že i když je $H=0$, existuje teplota $T=\lambda C$, při které je $M \neq 0$ a tedy látka je ve stavu spontánního zmagnetování. Tuto teplotu nazýváme Curieova teplota ($T_c = \lambda C$) a jejím dosazením do vztahu (42.19) dostaneme pro magnetickou susceptibilitu charakterizující feromagnetický stav výraz

kvantové teorie feromagnetizmu. Vypracoval kinetickou teorii kapalného stavu a zavedl do fyziky pojem "exciton".

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

což je Curieův - Weissův zákon (věta 42.7). Jeho platnost nad kritickou teplotou byla velmi dobře ověřena. Curieovy teploty některých důležitých feromagnetických látek spolu s tzv. efektivním počtem Bohrových magnetonů připadajících na jeden atom resp. molekulu n_{ef} poskytuje tabulka. Na základě uvedeného modelu můžeme lehce pochopit i proces magnetování a odmagnetování feromagnetických látek. Typický průběh závislosti magnetizace M na intenzitě magnetujícího pole H je znázorněn na obr. 42.7. Po připojení magnetického pole malé intenzity se v magnetiku objevuje nenulová výsledná magnetizace. Původně chaoticky orientované domény se začínají posuvem Blochovy stěny zvětšují na úkor domén s jinou orientací magnetického momentu. Tento proces pokračuje do té doby, dokud se nedosáhne úplná orientace všech magnetických momentů domén. Vznikne tak stav nasycené magnetizace (bod A na obr. 42.7). Při dostatečně rychlém poklesu magnetického pole nestačí domény zaujímat původní chaotické rozložení (křivka b na obr. 42.7), takže i při $H=0$ zůstává ještě těleso částečně zmagnetováno. Příslušná magnetizace se nazývá remanentní magnetizace M_R . Magnetizace klesne na nulu až při aplikování určité opačně orientované intenzity vnějšího magnetického pole, které se nazývá koercitivní síla H_K . Při opakovaném vzrůstu vnějšího pole pokračuje magnetování podle křivky c.

Při magnetování střídavým magnetickým polem se tedy objevuje určitá setrvačnost procesů, tzv. hystereze. Křivky b a c vytvářejí tzv. hysterezní smyčku. Podle její plochy rozeznáváme tzv. měkké magnetické materiály (malá plocha) a tvrdé magnetické materiály (velká plocha). Prvé jsou vhodné ke konstrukci jader do cívek a transformátorů, druhé na výrobu permanentních magnetů.

V technické praxi se setkáváme i s tzv. antiferomagnetickými látkami (Mn, Cr) ve kterých je výměnný integrál $W_v > 0$ a proto jsou spiny v těchto látkách orientovány antiparalelně. Dále se setkáváme s tzv. ferimagnetickými látkami (stručně ferity), které se od antiferomagnetických látek liší jen tím, že antiparalelně uspořádané magnetické momenty v nich nejsou stejné. Významnou vlastností feritů je jejich malá elektrická vodivost, proto se vyznačují malými ztrátami následkem vířivých proudů, což je v praxi velmi vítané.

TABULKA

Curieova teplota T_C a efektivní počet Bohrových magnetonů n_{ef} feromagnetických látek

látka	T_C (K)	n_{ef}
Fe	1 043	2,221
Co	1 400	1,716
Ni	631	0,606

látka	T_C (K)	n_{ef}
Gd	289	7,10
MnSb	587	3,53
CrTe	336	2,39

42.4 Magnetické rezonance a Mössbauerova spektroskopie

Rozdíly mezi některými energetickými hladinami elektronů a molekul, ale i volných elektronů umístěných do statického magnetického pole, jsou na úrovni kvant vysokofrekvenčního elektromagnetického vlnění, takže absorpce takových fotonů se mohou realizovat mezi nimi přeskoky. Jsou doprovázeny silnou absorpcí záření s potřebnou vlnovou délkou, jinými slovy, absorpce má tzv. rezonanční charakter. Tento jev je základem tzv. magnetických rezonančních metod zkoumání látek. Podle druhu absorpce rozeznáváme elektronovou cyklotronovou případně paramagnetickou (EPR) nebo i feromagnetickou rezonanci a jadernou (nukleární) magnetickou rezonanci (NMR) (věty 42.9 až 42.11). Do této skupiny experimentálních metod můžeme zařadit i tzv. jadernou gama spektroskopii založenou na Mössbauerově jevu (věta 42.12).

42.9

Elektronová-cyklotronová rezonance vzniká při absorpci elektromagnetického záření volnými elektrony pohybujícími se ve stacionárním magnetickém poli. Umožňuje měření efektivních hmotností podle vztahu

$$m^* = \frac{eB}{2\pi c} \lambda. \quad (42.20)$$

42.10

Elektronová paramagnetická (EPR) případně i feromagnetická rezonance vzniká při absorpci elektromagnetického záření elektrony z atomového obalu, nacházejícími se ve stacionárním magnetickém poli.

42.11

Jaderná magnetická rezonance (NMR) vzniká při absorpci elektromagnetického záření jádry prvků následkem rozštěpení hladin ve stacionárním magnetickém poli.

42.12

Jaderná gama spektroskopie (Mössbauerova spektroskopie) spočívá v detekci záření emitovaného jádry vhodných prvků

Elektronová-cyklotronová rezonance vzniká tehdy, jakmile volné elektrony s dostatečně velkou střední volnou dráhou nacházející se v magnetickém poli začnou absorbovat elektromagnetické záření s úhlovým kmitočtem ω , vyplývajícím z 2. Newtonova zákona

$$evB = \frac{mv^2}{r}, e\omega rB = m\omega^2 r.$$

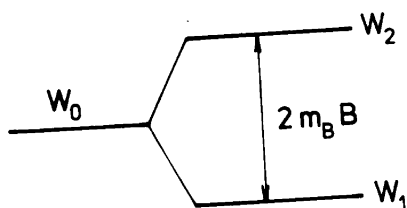
V pevných látkách je potřebné nahradit hmotnost elektronů m jejich efektivní hmotností m^* , proto rezonanční vlnová délka elektromagnetického záření pro elektrony je určena vztahem

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega} = \frac{2\pi cm^*}{eB}, \quad (42.21)$$

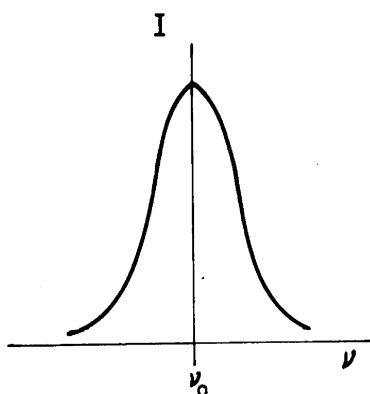
z kterého přímo vyplývá vztah (42.20) vhodný k měření efektivní hmotnosti elektronů.

Jednoduché dosazení do předchozího vztahu za $B=1T$ poskytuje rezonanční vlnovou délku $\lambda \doteq 1 \text{ cm}$. To ovšem současně znamená, že střední volná dráha nosičů musí být minimálně $s=2\pi r \doteq 3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$. Při pokojových teplotách je střední volná dráha elektronů v pevných látkách

zabudovaných do mřížky pevných látek
absorbátory stejných látek.



Obr. 42.8 Rozštěpení energetické hladiny v magnetickém poli v důsledku spinu elektronu



Obr. 42.9 Tvar absorpční čáry při rezonanci

kolem 10^{-6} cm, tj. podstatně menší. Proto chceme-li pozorovat cyklotronovou rezonanci v pevných látkách, musíme snížit teplotu prakticky až do oblasti teplot kapalného helia.

Je-li atom umístěn ve vnějším magnetickém poli o indukci B , změní se energie jeho elektronů o hodnotu vyplývající ze vztahu (24.27)

$$\Delta W = -m \cdot B,$$

kde m je magnetický moment elektronu (spinový i orbitální). S ohledem na spinový magnetický moment, který ve vnějším magnetickém poli zaujímá jen dvě polohy (paralelní a antiparalelní se směrem vektoru B) a dále s ohledem na jeho velikost rovnající se jednomu Bohrovu magnetonu m_B (34.26), rozštěpí se každá energetická hladina elektronů na dvě (obr. 42.8)

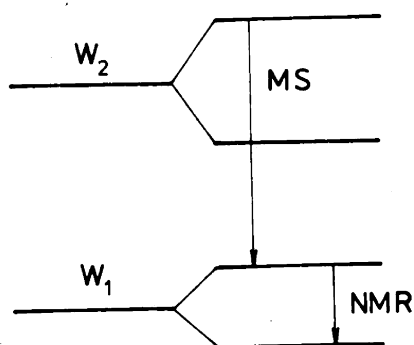
$$W_1 = W_0 - m_B B$$

$$W_2 = W_0 + m_B B.$$

Rozdíl mezi těmito hladinami je $2 m_B B$ a právě takovou energii musí elektron absorbovat, aby mohl přeskóčit z hladiny W_1 na hladinu W_2 . Můžeme ji dodat ve formě kvanta elektromagnetického záření $h\nu = 2 m_B B$, tj. záření s vlnovou délkou

$$\lambda = \frac{hc}{2m_B B}. \quad (42.22)$$

Při magnetické indukci kolem 1T to znamená $\lambda \approx 1$ cm. Po dosažení vlnové délky vyplývající ze vztahu (42.22) začne se intenzivní absorpce elektromagnetického záření, což se projeví jako tzv. absorpční čára v příslušném spektru. Tvar absorpční čáry (obr. 42.9) odráží mikrofyzikální poměry v okolí atomů, např. způsob zabudování



Obr. 42.10 Rozdíl rezonančních přechodů při Mössbauerově a jaderné magnetické rezonanci

MÖSSBAUER Rudolf Ludwig, nar 1929 v Mnichově. Jaderný fyzik působící v současné době v USA. Je autorem jednoho z nejvýznamnějších objevů ve fyzice v posledních letech - tzv. bezodrazové jaderné rezonanční emise a absorpce μ záření. Za nevelký počet roků od objevu (r. 1958) a teoretického zdůvodnění tohoto jevu dosáhla mössbauerovská jaderná spektroskopie - zejména díky extrémně velké rozlišovací schopnosti a univerzálnosti - velmi široké uplatnění nejen ve fyzice, ale i v chemii, biologii a v mnoha technických oborech. Tři roky po svém objevu přebral Mössbauer jako jeden z nejmladších vědců v historii vůbec Nobelovu cenu za fyziku (dělí se o ni s R.Hofstadterem).

(věta 42.12). Základní myšlenka této metody je velmi jednoduchá. Jestliže volné jádro emituje gama kvantum, energie odpovídající rozdílu příslušných energetických hladin (obr. 42.10) se rozdělí mezi emitované kvantum a jádro. Část energie, kterou odnáší jádro, odpovídá energii zpětného nárazu (článek 13.3). Takové kvantum záření proto nemůže být jádrem zpětně absorbováno, protože má méně energie, než je potřebné k přeskoku. Museli bychom mu nejprve dodat energii odevzdanou jádru při emisi a jelikož v případě izolovaného jádra je tato energie dosti velká, můžeme takový experiment jen velmi těžce realizovat. Jestliže ale je jádro pevně zabudováno do mřížky, připadá na zpětný odraz tolikrát menší energie, kolikrát je jádro menší než celý krystal. Vzniká tedy prakticky bezodrazová emise gama kvant (což je podstata Mössbauerova jevu), které můžeme s výhodou použít na zkoumání "lokálních" vlastností jader. Příslušné zařízení sestává z emitoru a absorbátoru. Obě "součástky" jsou ze stejné látky - v prvním případě se aktivováním vytvoří podmínky k emisi gama kvant a malým mechanickým pohybem celého emitoru se celková energie emitovaného kvanta modifikuje tak, aby mohlo dojít k absorpci stejnými

atomu do mřížky, jeho nejbližší okolí, atd., proto uvedenou metodou můžeme získat informace o těchto důležitých parametrech, které jsou nedostupné přímému měření.

Jaderná magnetická rezonance se od uvedených rezonancí odlišuje jen tím, že jaderné magnetické momenty jsou podle vztahu (34.26) v poměru $m_{\text{jádra}}/m_{\text{elektron}}$ menší, tj. nejméně o tři řády menší. Příslušné rezonanční kmitočty leží proto ne v oblasti centimetrových, ale v oblasti kmitočtů rozhlasových vln.

Význačné místo mezi metodami zkoumání mikrofyzikálních veličin zaujímá v současnosti Mössbauerova gama spektroskopie

atomy v absorbátoru, které se však mohou nacházet v různém "obklíčení". Profil absorpční čáry odráží zvláštnosti tohoto obklíčení, proto pomocí Mössbauerovy spektroskopie můžeme zkoumat téměř stejné vlastnosti látek, jako s pomocí EPR a NMR metod.

Pro úplnost si ještě připomeňme, že Mössbauerova spektroskopie se týká přeskoků mezi základními hladinami jádra, resp. mezi jejich, následkem lokálních a vnějších polí rozvětvenými, složkami a spadá do oblasti gama záření (příslušné energie jsou řadu desítek keV). Zatímco NMR se týká přeskoků mezi složkami stejné hladiny vzniklými následkem interakce jaderného spinu s polem a spadá do oblasti radiovln (obr. 42.10).