

9 Magnetische Eigenschaften

Für die magnetischen Eigenschaften der Festkörper sind im Wesentlichen die Spin- und Bahnmomente der Elektronen verantwortlich. Einerseits ändern Magnetfelder die Materialeigenschaften, andererseits wird aber auch die magnetische Flussdichte durch das Material geändert.

Im Vakuum hängen Magnetfeld H und magnetische Flussdichte B über die magnetische Feldkonstante zusammen, $B = \mu_0 H$ mit $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Vs/Am. Materie kann zusätzlich magnetisiert werden, die Abweichungen werden durch die magnetische Permeabilität μ oder durch die magnetische Suszeptibilität χ ausgedrückt:

$$B = \mu_0 (H + M) = \mu \mu_0 H = \mu_0 (1 + \chi_m) H$$

mit der Magnetisierung M . Typische Größen für die magnetische Suszeptibilität liegen im Bereich von 10^{-6} . Entsprechend dem Vorzeichen von χ_m unterscheidet man zwischen paramagnetischen Stoffen ($\chi_m > 0$), für die die Magnetisierung in Richtung der Flussdichte B zeigt, und diamagnetischen Materialien ($\chi_m < 0$), für die die beiden Größen entgegengesetzte Vorzeichen haben.

Beim Diamagnetismus werden atomare Kreisströme induziert, die aufgrund der Lenzschen Regel dem erregenden Feld entgegengesetzt sind. Paramagnetische Stoffe besitzen permanente, aber ungeordnete atomare Kreisströme bzw. magnetische Momente, die in einem äußeren Feld ausgerichtet werden und dieses verstärken. Eine weitere Art von magnetischen Materialien sind die Ferromagnete, bei denen aufgrund einer starken (Austausch-) Wechselwirkung vorhandene magnetische Momente miteinander gekoppelt sind.

9.1 Para- und Diamagnetismus

9.1.1 Isolatoren

Die magnetischen Momente eines Festkörpers sind an die Drehimpulse geladener Teilchen gekoppelt wie den Spin S , den Bahndrehimpuls L der Elektronen oder den Kernspin I . Für die magnetischen Eigenschaften spielt der Kernspin allerdings keine Rolle. Für einen Isolator sind nur Spin und Bahndrehimpuls gebundener Elektronen für das magnetische Verhalten verantwortlich.

Um die Eigenschaften zu diskutieren, wird die Änderung der Energie eines freien Atoms in einem in z -Richtung verlaufenden Feld $B_0 = B_z$ betrachtet. Eine quantenmechanische Störungsrechnung liefert für die Zusatzenergie im Feld B_0 die Energie

$$W_m = g \mu_B M_J B_0 + \frac{e^2}{8m_e} B_0^2 \sum_n \overline{(x_n^2 + y_n^2)}$$

Hier ist $\mu_B = 9.27 \times 10^{-24}$ Am² das Bohrsche Magneton, $M_J = -J, \dots, J$ die magnetische Quantenzahl mit dem Gesamtdrehimpuls J und x_n, y_n die Bahnradien in x - und y -Richtung.

Der erste Term berücksichtigt die Ausrichtung von magnetischen Momenten und bewirkt den Paramagnetismus. Der zweite Term beschreibt die Induktion von magnetischen Momenten und führt zum Diamagnetismus.

Der Landésche Faktor g ist definiert als

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

Die einzelnen Spins S und Bahndrehimpulse L von Elektronen in vollständig gefüllten Schalen sind antiparallel ausgerichtet und zeigen daher kein resultierendes magnetisches Moment. Nur Atome mit teilweise gefüllten Schalen zeigen Paramagnetismus.

Die Werte von S , L und J werden durch die Hundtschen Regeln bestimmt:

- (1) Der Spin S nimmt den größtmöglichen Wert an, der mit dem Pauli-Prinzip vereinbar ist. Energiegleiche Orbitale werden zunächst einfach besetzt.
- (2) Der Bahndrehimpuls L nimmt den größtmöglichen Wert an, der mit (1) vereinbar ist.
- (3) Der Gesamtdrehimpuls für weniger als halb gefüllte Schalen ist $J = |L - S|$, für halb gefüllte Schalen $J = S$ und für mehr als halb gefüllte Schalen $J = L + S$.

GROUND STATES OF IONS WITH PARTIALLY FILLED <i>d</i> - OR <i>f</i> -SHELLS, AS CONSTRUCTED FROM HUND'S RULES ^a									
<i>d</i> -shell (<i>l</i> = 2)					<i>S</i>	<i>L</i> = Σ <i>l_z</i>	<i>J</i>	SYMBOL	
<i>n</i>	<i>i_z</i> = 2,	1,	0,	-1, -2					
1	↓				1/2	2	3/2	² D _{3/2}	
2	↓	↓			1	3	2	³ F ₂	
3	↓	↓	↓		3/2	3	3/2		
4	↓	↓	↓	↓	2	2	0		⁴ F _{3/2}
5	↓	↓	↓	↓	5/2	0	5/2	⁵ D ₀	
6	↑↓	↑	↑	↑	2	2	4	⁶ S _{5/2}	
7	↑↓	↑↓	↑	↑	3/2	3	9/2		⁵ D ₄
8	↑↓	↑↓	↑↓	↑	1	3	4		⁴ F _{9/2}
9	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	1/2	2	5/2	³ F ₄	
10	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	0	0	0	² D _{5/2}	
								¹ S ₀	

Das magnetische Moment m_B bestimmt ganz allgemein die Änderung der Energie in einem äußeren Feld B_0 :

$$dE = -m_B dB_0 \quad \Leftrightarrow \quad m_B = -\frac{dE}{dB_0}$$

Für den Paramagnetismus ergeben sich dann magnetisches Moment und Magnetisierung

$$m_B = -g \mathbf{m}_B M_J$$

$$M_{para} = \sum m_B n(E) = -g \mathbf{m}_B \sum_{M_J} M_J n(E)$$

mit der Volumendicht $n(E)$ der Gitteratome mit der Energie E .

Da die magnetische Zusatzenergie E klein ist gegen die thermische Energie $k_B T$ gilt für gleichartige Gitteratome die Boltzmann-Statistik

$$n(E) = n_0 \frac{\exp(-E/k_B T)}{\sum_E \exp(-E/k_B T)}$$

mit der Volumendichte n_0 der Gitteratome und der magnetischen Energie $E = g \mathbf{m}_B M_J B_0$. Die paramagnetische Magnetisierung lautet dann

$$M_{para} = n_0 \frac{\sum_{M_J=-J}^{M_J=J} (-g \mathbf{m}_B M_J) \exp(-g \mathbf{m}_B M_J B_0 / k_B T)}{\sum_{M_J=-J}^{M_J=J} \exp(-g \mathbf{m}_B M_J B_0 / k_B T)}$$

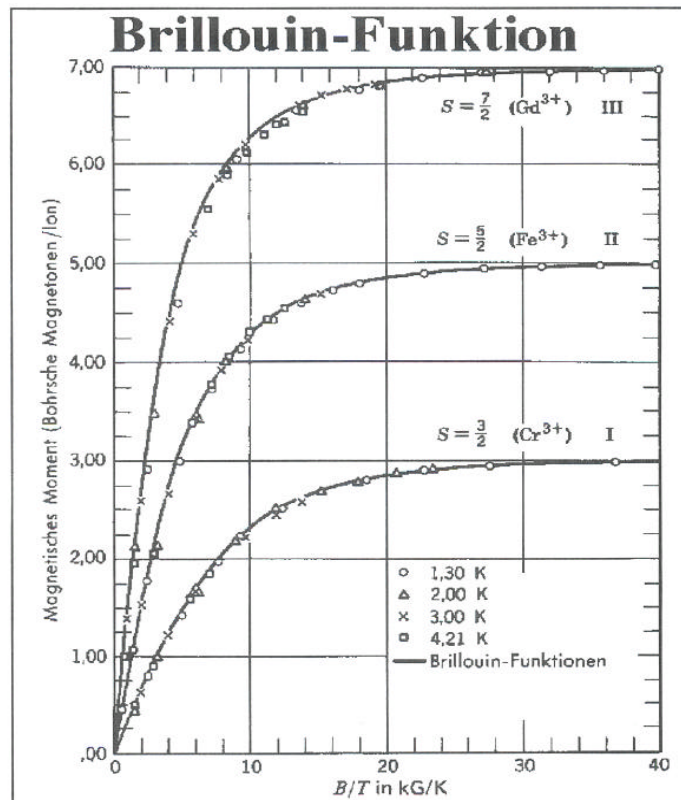
Nach Umformen der Summe erhält man als Ergebnis

$$M_{para} = n_0 g \mathbf{m}_B J B_J(\mathbf{a})$$

mit der Brillouin-Funktion $B_J(\mathbf{a})$

$$B_J(\mathbf{a}) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{2J+1}{2J} \mathbf{a}\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{1}{2J} \mathbf{a}\right)$$

und
$$\mathbf{a} = \frac{g \mathbf{m}_B J B_0}{k_B T}$$



Für typische Bedingungen von $T \approx 300$ K und Feldern B_0 im Bereich einiger Tesla ist $\mathbf{a} \ll 1$ und die Brillouin-Funktion lässt sich entwickeln zu

$$B_J(\mathbf{a}) = \frac{J+1}{J} \frac{\mathbf{a}}{3}$$

Mit dieser Näherung gilt dann für den Paramagnetismus gebundener Elektronen

$$M_{para} = n_0 \frac{\mathbf{m}_0 g^2 J(J+1) \mathbf{m}_B^2}{3k_B T} B_0$$

$$c_{para} = n_0 \frac{\mathbf{m}_0 g^2 J(J+1) \mathbf{m}_B^2}{3k_B T} = n_0 \frac{\mathbf{m}_0 p^2 \mathbf{m}_B^2}{3k_B T}$$

mit der effektiven Magnetonezahl $p = g\sqrt{J(J+1)}$ (siehe auch nächste Abbildung).

Der Diamagnetismus von Materie ist stets vorhanden und beruht auf der Induktion von magnetischen Momenten

$$m_B = -\frac{dE}{dB_0} = -\frac{e^2}{4m_e} B_0 \sum_n \overline{(x_n^2 + y_n^2)}$$

$$c_{dia} = -n_0 \frac{\mathbf{m}_0 e^2}{6m_e} \sum_n \overline{r_n^2} \quad (\text{kugelsymmetrische Ladungsverteilung})$$

Hier ist $\overline{(x_n^2 + y_n^2)}$ der zeitlich gemittelte Bahnradius für die Bewegung senkrecht zum Feld B_0 ; für eine kugelsymmetrische Ladungsverteilung gilt $\overline{(x_n^2 + y_n^2)} = 2/3 \overline{r_n^2}$ mit dem Bahnradius r_n des n -ten Elektrons. Die Berechnung von r_n erfolgt mit den aus der Atomphysik bekannten Methoden, z.B. mit dem Hartree-Fock-Verfahren. Für das Wasserstoffatom erhält man hier gerade den Bohrschen Radius, d.h. $\overline{r_n^2} = r_B^2$ mit $r_B = 0.53$ Angström. Eine grobe Näherung für Atome mit der Ordnungszahl Z ist $\overline{r_n^2} = Z r_B^2$. Typische Zahlenwerte für die diamagnetische Suszeptibilität liegen in der Größenordnung $c_{dia} = 10^{-6}$.

In Molekülen und Kristallen kommt es fast immer zu einer Absättigung der Spin- und Bahnmomente durch die Bindung, d.h. durch abgeschlossene Elektronenschalen. Daher wird in den meisten Fällen kein Paramagnetismus bei Festkörpern beobachtet. Ausnahmen stellen die $3d$ -Elemente (Eisenreihe) und die Seltenen Erden (Lanthanide, Ordnungszahl 55 bis 71) dar. Im ersten Fall zeigen die außen liegenden $3d$ -Elektronen eine starke Wechselwirkung mit den Nachbarionen, wodurch die LS -Kopplung aufgehoben wird und der Spin S sich im äußeren B -Feld ausrichten kann. Lanthanide besitzen eine nicht abgeschlossene $4f$ -Schale, die durch die außen liegenden $5s$ - bzw. $5p$ -Schalen abgeschirmt ist. Die Spin- und Bahnmomente der $4f$ -Elektronen werden daher durch die Bindung kaum beeinflusst. Lanthanide zeigen auch in Festkörpern ein den freien Atomen entsprechendes magnetisches Verhalten.

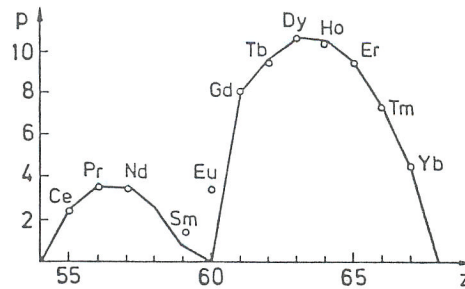


Fig. 5.2 Effektive Magnetonzahl p der dreiwertigen Ionen der seltenen Erden als Funktion der Elektronenzahl z . Punkte: Aus der paramagnetischen Suszeptibilität experimentell ermittelte Werte. Kurve: Unter Anwendung der Hund'schen Regeln nach Gl.(5.14) berechnete Werte.

9.1.2 Metalle

Die magnetischen Eigenschaften von Metallen werden zusätzlich durch die magnetischen Momente der freien Leitungselektronen bestimmt. Die Energie freier Elektronen lautet

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} |\vec{k}|^2 = \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)$$

In einem Magnetfeld ändert sich diese Energie durch die Ausrichtung des Elektronenspins parallel bzw. antiparallel zum B -Feld und durch die Rotation des Wellenvektors senkrecht zur Richtung von B_0 mit der Zyklotron-Frequenz $\omega_c = eB/m_e$. Diese Energie ist gequantelt mit

$$E_{\perp} = \frac{\hbar^2}{2m_e} k_{\perp}^2 = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Die zugehörigen Energieflächen (Zylinderflächen) auf der Fermi-Kugel werden als Landau-Niveaus bezeichnet. Die gesamte Energie im Magnetfeld B_0 lautet dann

$$E = \frac{\hbar^2}{2m_e} k_z^2 + \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c \pm \mathbf{m}_B B_0$$

Der zweite und dritte Term beschreiben jeweils wieder Dia- und Paramagnetismus. Zum Paramagnetismus tragen Leitungselektronen mit dem magnetischen Moment $m_B = \pm \mathbf{m}_B$ bei. Entscheidend ist die Differenz der Besetzungszahldichte n^+ und n^- der Elektronen mit parallelem bzw. antiparallelem Spin

$$M_{para} = (n^+ - n^-) \mathbf{m}_B$$

Beim Einschalten des Magnetfeldes spalten die Energiebänder auf mit einer Energiedifferenz von $\Delta E = 2 \mathbf{m}_B B_0$. Es kommt zum Umklappen von Spins im Energieintervall $[E_F - \mathbf{m}_B B_0, E_F]$, so dass beide Teilbänder jeweils wieder bis zur Fermi-Energie gefüllt sind. Die Differenz der Besetzungszahldichte ist dann

$$n^+ - n^- = \frac{1}{V} \int_{E_F - \mathbf{m}_B B_0}^{E_F} Z(E) dE$$

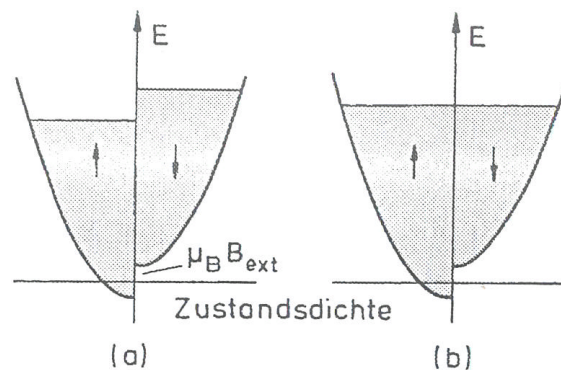


Fig. 5.5 Zur Erklärung des Paulischen Paramagnetismus, siehe Text.

Da die magnetische Energie $m_B B_0$ klein ist gegen E_F kann die Zustandsdichte über das Integrationsintervall als konstant angenommen werden. Mit der Elektronendichte $n_e = N/V$ und der Fermi-Temperatur $T_F = E_F/k_B$ (siehe Kap. 4) erhält man so

$$n^+ - n^- = n_e \frac{3m_B}{2k_B T_F} B_0$$

Der Paramagnetismus der Leitungselektronen lautet dann

$$M_{para} = n_e \frac{3m_B^2}{2k_B T_F} B_0$$

Dieses Ergebnis gilt aufgrund der Fermi-Energie exakt nur für $T = 0$; die Abweichungen für endliche Temperaturen sind allerdings sehr gering.

Für den Diamagnetismus der Leitungselektronen erhält man aus der theoretischen Physik das Ergebnis

$$c_{dia} = -\frac{1}{3} c_{para}$$

und damit als magnetische Suszeptibilität der Leitungselektronen

$$c_e = c_{para} + c_{dia} = \frac{2}{3} c_{para} = n_e \frac{m_0 m_B^2}{k_B T_F}$$

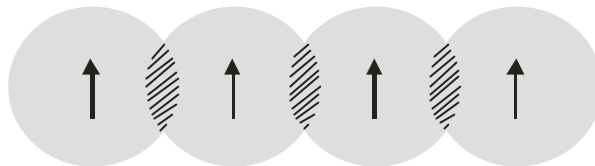
Bisher wurde die Bandstruktur der Leitungselektronen nicht berücksichtigt. Benutzt man statt der Masse freier Elektronen die reduzierte Masse m_e^* , so kommt es zu Abweichungen von dem obigen Faktor 1/3.

Die gesamte magnetische Suszeptibilität von Metallen kann sowohl positive als auch negative Werte einnehmen. Bei Kristallen mit abgeschlossenen Schalen dominiert für die gebundenen Elektronen der Diamagnetismus und für die freien Elektronen der Paramagnetismus. Beispiele für Metalle mit positiver magnetischer Suszeptibilität sind die Alkali-Metalle Li, Na und K und für negative magnetische Suszeptibilität die (Halb-) Edelmetalle Cu, Au und Ag.

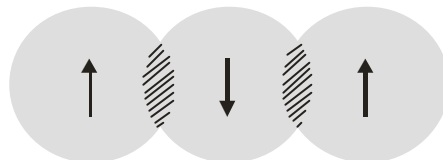
9.2 Ferromagnetismus

Ferromagnetische Materialien zeigen auch ohne äußeres Magnetfeld eine spontane Magnetisierung. Die Ursache hierfür ist eine starke Austauschwechselwirkung zwischen benachbarten magnetischen Momenten. Im Gegensatz zum Paramagnetismus ist hier die Austauschenergie E_A groß gegen die thermische Energie $k_B T$. Man unterscheidet zwischen einer direkten und einer indirekten Austauschwechselwirkung, je nachdem ob sich die Ortsfunktionen der gekoppelten magnetischen Momente überlappen oder nicht.

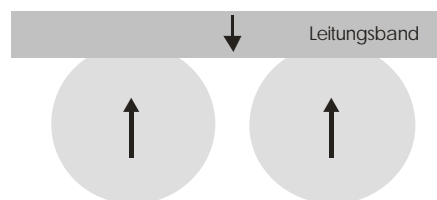
Eine direkte Wechselwirkung wird ermöglicht durch eine positive Kopplung benachbarter magnetischer Momente. Die gesamte Zustandsfunktion eines solchen Zustandes, also das Produkt aus Orts- und Spinfunktion, muss antisymmetrisch bezüglich der Vertauschung zweier Elektronen sein. Da symmetrische bzw. antisymmetrische Ortsfunktion zu unterschiedlichen Energien führen beeinflusst die Spinorientierung ebenfalls die Energie des Systems.



Bei einer indirekten Wechselwirkung ist eine weitere Unterscheidung nötig, je nachdem ob die Kopplung über ein magnetisches Moment eines gebundenen Elektrons oder über ein Leitungselektron erfolgt. Im ersten Fall, dem so genannten Superaustausch, koppeln zwei magnetische Momente über ein weiteres diamagnetisches Moment. Ein Beispiel für ein solches Ferromagnetikum ist die Verbindung MnO mit NaCl-Struktur. Die Mn^{2+} -Ionen haben halb gefüllte $3d$ -Schalen und sind paramagnetisch, die O^{2-} -Ionen haben eine abgeschlossene $2p$ -Schale und zeigen diamagnetische Eigenschaften.



Eine andere indirekte Wechselwirkung ist die RKKY-Kopplung (Rudeman, Kittel, Kasuya, Yosida). Hier koppeln die magnetischen Momente zweier $4f$ -Elektronen über ein Elektron des Leitungsbandes. Als Besonderheit erhält man hier ein abstandsabhängiges Vorzeichen der Kopplungskonstante, welche z.B. für die nächsten Nachbar positiv und die übernächsten Nachbarn negativ sein kann. Dieses Verhalten wird später zur Erklärung von Spingläsern benutzt (siehe Kap. 9.4).



Die Magnetisierung eines Ferromagneten zeigt eine Hysterese mit der spontanen Magnetisierung $M(H=0) = M_s$ und dem Koerzitivfeld H_{ko} mit $M(H_{ko}) = 0$. Ein Ferromagnetikum zeigt üblicherweise unterschiedlich ausgerichtete Domänen. Die Bildung von vielen Domänen ist eine Folge der Minimierung der Energie. Ein Teil der Energie ist als Feldenergie außerhalb des Ferromagnetikums gespeichert; dieser Anteil geht durch die Ausbildung von antiparallelen Domänen oder solchen, die unter 45 Grad zueinander angeordnet sind, zurück. Gleichzeitig wird für die Bildung von Domänenwänden („Bloch-Wänden“) Energie benötigt.

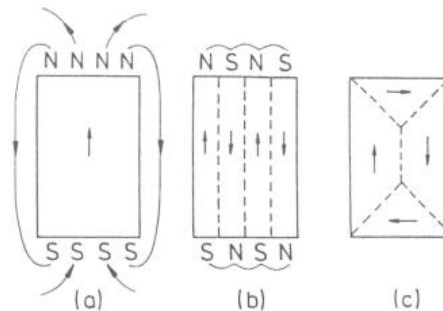


Fig. 5.16 Zur Ursache der Domänenstruktur eines Ferromagneten, siehe Text. (nach Kittel, C.: Rev.Mod.Phys.17(1949)541)

Die Größe der spontanen Magnetisierung ist temperaturabhängig und sinkt mit steigender Temperatur. Oberhalb der paramagnetischen Curie-Temperatur Θ folgt die magnetische Suszeptibilität wieder einem Curie-Gesetz

$$c = \frac{C}{T - \Theta}$$

mit der Curie-Konstante C . Die Temperatur Θ ist stets etwas größer als die Curie-Temperatur T_C , bei der der Festkörper einen Phasenübergang zweiter Ordnung (keine latente Wärme) in die paramagnetische Phase macht.

Eine einfache theoretische Beschreibung des Ferromagnetismus ist über die Molekularfeldnäherung möglich. Hierzu wird ein internes Feld B_A eingeführt, welches die Austauschwechselwirkung im Festkörper berücksichtigt. Nach Heisenberg hat die Austauschenergie E_A die Form

$$E_A = -2A \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$$

mit der Austauschkonstante A und den beiden Spinvektoren $\vec{S}_{1,2}$. Die Austauschenergie des i -ten Gitteratoms mit seinen Z nächsten Nachbarn ist dann

$$E_{A,i} = -2A \sum_{j=1}^Z \vec{S}_j \cdot \vec{S}_i \approx -2ZA \overline{\vec{S}_j} \cdot \vec{S}_i$$

Hier ist $\overline{\vec{S}_j}$ das zeitliche Mittel der umgebenden Spins.

Die Magnetisierung bei $n_0 = N / V$ Gitteratomen pro Volumen ist

$$\vec{M} = -n_0 g \mathbf{m}_B \overline{\vec{S}_j}$$

Einsetzen liefert für die Austauschenergie die Darstellung

$$E_{A,i} = -(-g \mathbf{m}_B \vec{S}_i) \cdot \frac{2ZA\vec{M}}{n_0 g^2 \mathbf{m}_B^2}$$

Der erste Term ist gerade das magnetische Moment des i -ten Gitteratoms und der zweite Ausdruck hat die Dimension eines Magnetfeldes; er ist proportional zur Magnetisierung M und wird als Austauschfeld B_A bezeichnet

$$B_A = \mathbf{m}_0 g M$$

$$g = \frac{1}{\mathbf{m}_0} \frac{2ZA}{n_0 g^2 \mathbf{m}_B^2}$$

Hier ist γ die Molekularfeldkonstante. Das wirksame Feld am Ort des Gitteratoms ist dann

$$B_{eff} = B_0 + B_A = B_0 + \mathbf{m}_0 g M$$

Setzt man dieses Ergebnis in die zuvor beim der Herleitung des Paramagnetismus gefunden Beziehung für die Magnetisierung, so ist nun

$$M_{para} = n_0 g \mathbf{m}_B J B_J(\mathbf{a})$$

und
$$\mathbf{a} = \frac{g \mathbf{m}_B J B_{eff}}{k_B T} = \mathbf{a}(M)$$

Für diese Gleichung gibt es keine analytische, wohl aber eine graphische Lösung. Hierzu wird die zweite Gleichung nach M aufgelöst; als Ergebnis erhält man eine Geradengleichung. Beide Beziehungen werden in der Form $M(\mathbf{a})$ aufgetragen, wobei der Schnittpunkt der Kurven die Lösung $M(\mathbf{a})$ mit $\mathbf{a} = \mathbf{a}(B_0)$ darstellt.

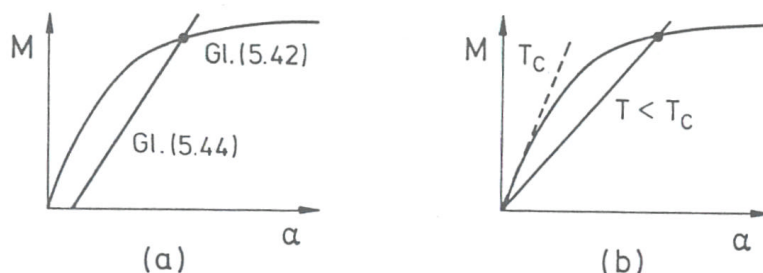


Fig. 5.10 Zur graphischen Bestimmung der Magnetisierung eines Ferromagnetikums nach Gln.(5.42,5.44) für $B_{ext} \neq 0$ (a) und $B_{ext} = 0$ (b).

Setzt man $B_0 = 0$, so erhält man die Größe der spontanen Magnetisierung. Für größere Temperaturen T nimmt die Steigung der Geraden zu; entsprechend wandert der Schnittpunkt beider Kurven zu kleineren Werten der spontanen Magnetisierung. Bei der Curie-Temperatur $T = T_C$ verschwindet die spontane Magnetisierung. In diesem Fall haben beide Kurven für kleine Werte von \mathbf{a} gleiche Steigung. Die Näherung für die Brillouin-Funktion für $\mathbf{a} \ll 1$ lautet

$$B_J(\mathbf{a}) = \frac{J+1}{J} \frac{\mathbf{a}}{3}$$

Setzt man daher beide Steigungen gleich,

$$\left[\frac{dM}{d\mathbf{a}} \right]_{\mathbf{a}=0} = n_0 g \mathbf{m}_B \frac{J}{J+1} = \left[\frac{k_B T}{\mathbf{m}_0 g \mathbf{m}_B J} \right]_{T=T_C}$$

so lässt sich hieraus die Curie-Temperatur berechnen

$$T_C = n_0 \frac{\mathbf{m}_0 g^2 J(J+1) \mathbf{m}_B^2}{3k_B} g$$

Die Curie-Temperatur T_C steigt also mit der Größe der Austauschenergie E_A bzw. Molekularfeldkonstante g an.

9.3 Ferri- und Antiferromagnetismus

Antiferromagnetika sind Festkörper mit zwei ferromagnetischen Untergittern benachbarter Gitteratome, die antiparallele Spinstellung haben und deren magnetische Momente gleich groß sind. Die resultierende spontane Magnetisierung ist daher gleich Null. Ferrimagnetika besitzen ebenfalls zwei Untergitter, allerdings sind nun die magnetischen Momente nicht gleich. Als Folge erhält man eine nicht verschwindende spontane Magnetisierung. Die Untergitter können hier aus gleichartigen oder auch aus verschiedenen Atomsorten bzw. Untergitter A und B bestehen.

Für die theoretische Beschreibung im Rahmen der Molekularfeldtheorie hat man nun zwei Austauschfelder B_A^A und B_A^B zu berücksichtigen

$$B_A^A = \mathbf{m}_0 g_{AA} M_A - \mathbf{m}_0 g_{AB} M_B$$

$$B_A^B = \mathbf{m}_0 g_{BB} M_B - \mathbf{m}_0 g_{BA} M_A$$

Hier sind g_{AA} , g_{BB} und $g_{AB} = g_{BA}$ die Molekularfeldkonstanten für die Austauschwechselwirkung innerhalb derselben Untergitter bzw. zwischen verschiedenen Untergittern. Für Ferrimagnetika gilt $g_{AA} \neq g_{BB}$ und für Antiferromagnetika ist $g_{AA} = g_{BB}$.