

## V. Magnetische Werkstoffe

### 1. Makroskopische Eigenschaften

Zunächst wollen wir wieder, auf weitgehend zu den dielektrischen Werkstoffen duale Weise, die wichtigsten makroskopischen Eigenschaften der magnetischen Werkstoffe beschreiben.

#### a) Permeabilität $\mu$ :

Die Proportionalität des von einem elektrischen Leiter erzeugten magnetischen Flusses zu dem ihn durchfließenden Strom  $\Phi \sim I$  (V.1)

führt auf die Definition des Proportionalitätsfaktors als Induktivität

$$L = \frac{\Phi}{I} \quad (\text{V.2})$$

Die Induktivität einer Spule der Länge  $L$  mit der Querschnittsfläche  $A$  und der Windungszahl  $w$  ist

$$L = \mu_0 \cdot \frac{w^2 \cdot A}{L} \quad (\text{V.3})$$

wobei wir zunächst davon ausgehen, dass sich innerhalb der Spule lediglich ein Vakuum befindet. Die Konstante

$$\mu_0 = 1.256 \cdot 10^{-6} \frac{\text{V} \cdot \text{s}}{\text{A} \cdot \text{m}} = 1.256 \cdot 10^{-6} \frac{\text{H}}{\text{m}} \quad (\text{V.4})$$

ist dann also die **Permeabilität** des Vakuums. Bringt man nun ein Material in den Spulenkern ein, so erhöht sich die Induktivität

$$L = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \frac{w^2 \cdot A}{L} \quad (\text{V.3})$$

um den Faktor  $\mu_r$ , der als **relative Permeabilität** dieses Materials bezeichnet wird. Entsprechend erhöht sich die magnetische Flussdichte von

$$B = \mu_0 \cdot H \quad (\text{V.4})$$

auf

$$B = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot H \quad (\text{V.5})$$

Die in Gleichung V.5 durch die relative Permeabilität ausgedrückte Erhöhung der magnetischen Flussdichte kann man alternativ auch mit Hilfe der **magnetischen Polarisierung**  $J$  oder der **Magnetisierung**  $M$  beschreiben:

$$B = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot H = \mu_0 \cdot H + J = \mu_0 \cdot (H + M) \quad (\text{V.6})$$

Die magnetische Polarisierung ist also

$$J = \mu_0 \cdot H \cdot (\mu_r - 1) = \mu_0 \cdot H \cdot \kappa \quad (\text{V.7})$$

Die Konstante  $\kappa$  heißt **magnetische Suszeptibilität** (dt. Empfänglichkeit) und drückt die magnetische Polarisierbarkeit eines Materials aus.

Nach der Größe der relativen Permeabilität  $\mu_r$  bzw. der magnetischen Suszeptibilität  $\kappa$  unterscheidet man

- den Diamagnetismus mit  $\mu_r < 1$  bzw.  $\kappa < 0$  (V.8)  
z.B. bei allen Edelgasen, Halogenen, Bor, Silizium, Germanium, Selen, Kupfer, Gold und Silber
- den Paramagnetismus und Antiferromagnetismus mit  $\mu_r > 1$  bzw.  $\kappa > 0$  (V.9)  
z.B. bei den Alkalimetallen, Übergangsmetallen, seltenen Erden sowie bei Sauerstoff als einzigem Gas, was für die Gasanalytik ausgenutzt wird, sowie
- den Ferromagnetismus und Ferrimagnetismus mit

$$\mu_r \gg 1 \text{ bzw. } \kappa \gg 0 \quad (\text{V.10})$$

bei Eisen, Kobalt und Nickel.

Antiferro- und Ferrimagnetismus sind dabei auf spezielle Kristallstrukturen beschränkt.

Die Namensgebung für den Ferromagnetismus leitet sich vom Eisen ab, da diese Form des Magnetismus hier besonders deutlich beobachtet werden kann.

Der Begriff Ferrimagnetismus nimmt dagegen auf die sogenannten Ferrite Bezug, worunter man Gemische vieler kleiner Eisenkristalle versteht.

Es sei besonders hervorgehoben, dass die relative Permeabilität  $\mu_r$  im Unterschiede zur relativen Permittivität  $\epsilon_r$  tatsächlich Werte annehmen kann, die im statischen Fall kleiner als 1 sind, wenn auch nur geringfügig.

### b) Verlustwinkel $\delta$ :

Lässt man durch eine ideale Spule den Strom  $\underline{i}$  fließen, so entsteht im stationären Fall die Spannung

$$\underline{u} = j\omega L \cdot \underline{i} \quad (\text{V.11})$$

Bei realen Spulen wird man aber immer eine zusätzliche Spannungskomponente finden, die mit dem fließenden Strom in Phase ist, d.h. die Spannung enthält auch einen Realteil:

$$\underline{u} = R \cdot \underline{i} + j\omega L \cdot \underline{i} \quad (\text{V.12})$$

Dieser Effekt wird im

Ersatzschaltbild entsprechend Bild V.1 als in Reihe geschalteter Widerstand berücksichtigt. Ebenso kann entsprechend Bild V.2 über das Verhältnis des Imaginär- und des Realteils aus Gleichung V.12 der **Verlustwinkel**  $\delta$  mit Hilfe der Tangensfunktion als

$$\tan \delta = \frac{\text{Re}[\underline{u}]}{\text{Im}[\underline{u}]} = \frac{u_R}{u_L} = \frac{1}{Q} \quad (\text{V.13})$$

definiert werden, wobei  $Q$  als die **Güte** bezeichnet wird.

Für niedrige Frequenzen wird der Widerstand  $R$  durch den Ohm'schen Widerstand des Spulendrahtes  $R_L$  bestimmt, so dass

$$\tan \delta = \frac{R_L}{\omega \cdot L} \quad (\text{V.14})$$

Für höhere Frequenzen werden jedoch andere Verlustmechanismen dominant, über die noch zu sprechen sein wird.

### c) Komplexe Permeabilität:

Die in einer Spule auftretenden Verluste können, alternativ zur Verwendung des Verlustwinkels  $\delta$ , auch mit Hilfe einer **komplexen Permeabilität**

$$\underline{\mu}_r = \mu_r' - j \cdot \mu_r'' \quad (\text{V.15})$$

beschrieben werden. Damit ergibt sich die Spannung im stationären Fall zu

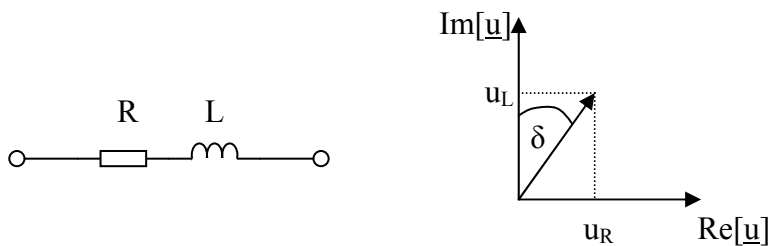


Bild V.1: Ersatzschaltbild einer realen Spule

Bild V.2: Zur Erläuterung des Verlustwinkels  $\delta$

$$\underline{u} = \underline{i} \cdot j \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot \underline{\mu}_r \cdot \frac{w^2 \cdot A}{L} = \underline{i} \cdot j \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot (\mu_r' - j \cdot \mu_r'') \cdot \frac{w^2 \cdot A}{L}$$

$$= \underline{i} \cdot \left( \underbrace{\omega \cdot \mu_0 \cdot \mu_r'' \cdot \frac{w^2 \cdot A}{L}}_R + j \cdot \underbrace{\omega \cdot \mu_0 \cdot \mu_r' \cdot \frac{w^2 \cdot A}{L}}_L \right) \quad (\text{V.16})$$

und der Zusammenhang mit dem Verlustwinkel ist entsprechend Gleichung V.13

$$\tan \delta = \frac{\mu_r''}{\mu_r'} \quad (\text{V.17})$$

## 2. Mikroskopische Eigenschaften

Nachdem wir die wichtigsten makroskopischen Eigenschaften der magnetischen Werkstoffe beschrieben haben, wollen wir uns nun wieder um eine atomare Erklärung für diese Eigenschaften bemühen.

### 2.1. Ursachen der Magnetisierung

Das elektrische und das magnetische Feld sind auf untrennbare Weise miteinander verbunden. Ursache eines magnetischen Feldes können nur eine bewegte elektrische Ladung, d.h. eine elektrische Stromdichte oder die zeitliche Änderung einer Verschiebungsstromdichte, sein.

Im Mikrokosmos entsteht ein magnetisches Dipolmoment zum einen durch den Bahndrehimpuls der Elektronen und zum anderen durch den Elektronenspin.

Unter einem magnetische Moment wollen wir das Produkt

$$m = I \cdot A \quad (\text{V.18})$$

aus einem in einer Leiterschleife mit der Fläche A fließenden Strom I verstehen. Im Falle eines Elektrons ist der atomare Kreisstrom

$$I = \frac{q}{T} = q \cdot \frac{\omega}{2\pi} \quad (\text{V.19})$$

wobei T die für eine Umrundung benötigte Zeit darstellt. Somit ergibt sich das magnetische Bahnmoment

$$m_{\text{Bahn}} = q \cdot \frac{\omega}{2\pi} \cdot \pi \cdot r^2 \quad (\text{V.20})$$

Es steht in einem festen Verhältnis zum Bahndrehimpuls

$$L_{\text{Bahn}} = J \cdot \omega = r^2 \cdot m_e \cdot \omega \quad (\text{V.21})$$

wobei J das Trägheitsmoment bezeichnet. Dieses Verhältnis

$$\gamma_{\text{Bahn}} = \frac{m_{\text{Bahn}}}{L_{\text{Bahn}}} = \frac{q}{2 \cdot m_e} \quad (\text{V.22})$$

wird **gyromagnetisches Verhältnis** genannt.

Aus der Bedingung, dass der Umfang der Elektronenkreisbahn gleich einem ganzzahligen Vielfachen der dem Elektron zugeordneten Wellenlänge sein muss

$$n \cdot \lambda = 2 \cdot \pi \cdot r \quad (\text{V.23})$$

folgt, dass auch der Bahndrehimpuls

$$L_{\text{Bahn}} = J \cdot \omega = r^2 \cdot m_e \cdot \omega = r \cdot p = r \cdot \hbar \cdot k = r \cdot \frac{h}{\lambda} = n \cdot \frac{r \cdot h}{2 \cdot \pi \cdot r} = n \cdot \hbar \quad (\text{V.24})$$

sowie das magnetische Bahnmoment gequantelt sein müssen. Durch Multiplikation der in Gleichung V.24 rot markierten Terme mit  $\frac{q}{2 \cdot m_e}$  erhält man unter Verwendung des atomaren Kreisstroms aus Gleichung V.19

$$m = I \cdot A = q \cdot \frac{\omega}{2\pi} \cdot \pi \cdot r^2 = \frac{n \cdot \hbar \cdot q}{2 \cdot m_e} = n \cdot \mu_B \quad (\text{V.25})$$

wobei

$$\mu_B = \frac{\hbar \cdot q}{2 \cdot m_e} = 9.3 \cdot 10^{-24} \text{ A m}^2 \quad (\text{V.26})$$

als das **Bohrsche Magneton** bezeichnet wird.

Neben dem Bahndrehimpuls ruft aber auch der Elektronenspin ein magnetisches Dipolmoment hervor. Es beträgt

$$\mu_e = \pm 1.00114 \mu_B \approx \pm \mu_B \quad (\text{V.27})$$

Mit Hilfe des Elektronenspins

$$L_{\text{Spin}} = \pm \frac{1}{2} \cdot \hbar \quad (\text{V.28})$$

kann man wieder das gyromagnetische Verhältnis

$$\gamma_{\text{Spin}} = \frac{q}{m_e} \quad (\text{V.29})$$

bestimmen. Die klassische Rechnung hätte allerdings hier unabhängig von der gedachten "Ladungsverteilung im Elektron" den gleichen Wert ergeben wie beim Bahndrehimpuls. An dieser Stelle wäre also eine quantenelektrodynamische Betrachtung erforderlich.

Diese Differenz im gyromagnetischen Verhältnis ermöglicht die Unterscheidung von Bahn- und Spinanteilen des Magnetismus durch magnetomechanische Messungen.

## 2.2. Diamagnetismus

Diamagnetismus tritt bei allen Stoffen auf, wird jedoch teilweise vom Paramagnetismus überdeckt. Die betragsmäßig größte magnetische Suszeptibilität hat Wismut. Tabelle V.1. enthält exemplarische Werte.

	Wismut	Silber	Wasser	Stickstoff
$\kappa$	$-153 \cdot 10^{-6}$	$-25 \cdot 10^{-6}$	$-9 \cdot 10^{-6}$	$-0.006 \cdot 10^{-6}$

Tabelle V.1: Magnetische Suszeptibilität typischer diamagnetischer Materialien

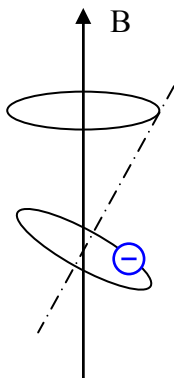


Bild V.3: Induktion magnetischer Bahnmomente

Nachweisbar ist der Diamagnetismus bei allen Stoffen, bei denen sich magnetische Bahn- und Spinmomente kompensieren. Dies ist auf Grund der Kugelsymmetrie bei s-Orbitalen und voll besetzten p- oder d-Orbitalen der Fall. Das Anlegen eines Magnetfeldes führt jedoch zu einem Taumeln der Achse der Elektronenbahn, einer sogenannten Präzessionsbewegung, vergleichbar mit einem um seine Achse drehenden Speichenrad. Die Achse beschreibt dann wie in Bild V.3 gezeigt einen Kegelmantel mit der Kreisfrequenz

$$\omega = \gamma_{\text{Bahn}} \cdot B = \frac{q}{2 \cdot m_e} \cdot B \quad (\text{V.30})$$

die auch als **Lamor-Frequenz** bezeichnet wird. Diese induzierte Präzessionsbewegung führt nun ihrerseits zu einem magnetischen

Moment, das dem sie verursachenden Moment nach der Lenz'schen Regel entgegengerichtet ist. Auf diese Weise wird also das magnetische Feld abgeschwächt und ein diamagnetischer Körper von einem magnetischen Feld verdrängt. Dies ist vergleichbar mit dem Widerstand gegen einen schnell in ein Magnetfeld hineingestoßenen leitfähigen Körper. Dabei wird die Kraft durch induzierte Wirbelströme verursacht, die ebenfalls ihrer Ursache entgegenwirken. Allerdings verschwindet diese Kraft, sobald der Körper zur Ruhe kommt, während die induzierten Momente in einem diamagnetischen Körper und die damit in Verbindung stehende Abstoßungskraft dauerhaft sind.

### 2.3. Paramagnetismus

Tritt Paramagnetismus auf, so übertrifft er den Diamagnetismus betragsmäßig typisch um einen Faktor 500, d.h. er dominiert die magnetischen Eigenschaften.

Paramagnetismus wird durch nicht kompensierte magnetische Momente der Einzelatome verursacht, die zunächst aufgrund der thermischen Energie der Atome statistisch verteilt sind. Unter dem Einfluss eines magnetischen Feldes werden diese jedoch ausgerichtet und verstärken somit das Feld. Der Effekt ist also mit der Orientierungspolarisation bei dielektrischen Werkstoffen vergleichbar.

Bei kleinen Feldstärken

$$\mu_B \cdot B \ll k \cdot T \quad (\text{V.31})$$

gilt das **Curie'sche Gesetz**

$$\kappa_p = \frac{C}{T} \quad (\text{V.32})$$

wobei C die Curie-Konstante ist. Bei hohen Feldstärken sind die magnetischen Momente jedoch unabhängig von ihrer thermischen Energie weitgehend ausgerichtet, so dass die indirekte Proportionalität zur Temperatur verloren geht und ein Sättigungseffekt eintritt.

Ein weiterer, wenn auch schwächerer Effekt, der zum sogenannten Pauli'schen Paramagnetismus führt, wird durch Leitungsbandelektronen von Metallen verursacht. In Bild V.4 ist erkennbar, dass die Energiezustände bis zum Fermi-Niveau aufgefüllt sind. Die beiden Spin-Richtungen treten etwa gleichhäufig auf. Nach dem Anlegen eines Magnetfeldes erfahren die hinsichtlich ihres Spins in gleicher Richtung orientierten Elektronen eine Energieabsenkung, während sich die Energie der Elektronen mit entgegengesetzt orientiertem Spin um den gleichen Betrag

$$\Delta E = \mu_B \cdot B \quad (\text{V.33})$$

erhöht. Der sofort einsetzende Konzentrationsausgleich sorgt jedoch dafür, dass trotz nun unterschiedlicher Lage der Leitbandkanten die Zustände bis zum Fermi-Niveau besetzt sind. Somit tritt ein Überschuss an Elektronen mit parallel ausgerichtetem Spin auf und die magnetische Flussdichte wird erhöht.

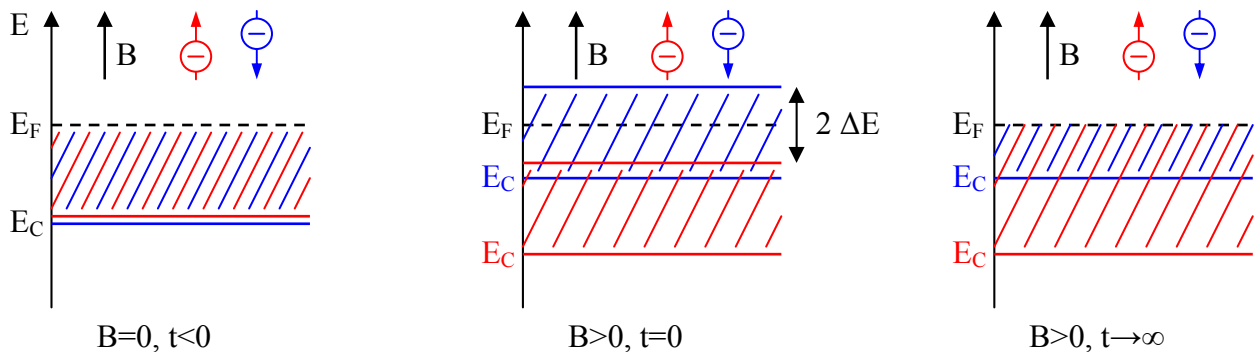


Bild V.4: Zur Erläuterung des Pauli'schen Paramagnetismus

## 2.4. Ferro-, Antiferro- und Ferrimagnetismus

Ausgangspunkt der folgenden Überlegungen ist die bekannte **Hund'sche Regel**: Sie besagt, dass energetisch gleichwertige Orbitale zuerst nacheinander einfach mit Elektronen gleichen Spins besetzt und erst danach mit jeweils einem weiteren Elektron antiparallelen Spins aufgefüllt werden. Tabelle V.2 zeigt zur Verdeutlichung dieser Regel die Besetzung der 3d-Orbitale für die Übergangsmetalle sowie jeweils den Spin der Elektronen.

Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn
3d <sup>1</sup>	3d <sup>2</sup>	3d <sup>3</sup>	3d <sup>5</sup>	3d <sup>5</sup>	3d <sup>6</sup>	3d <sup>7</sup>	3d <sup>8</sup>	3d <sup>10</sup>	3d <sup>10</sup>
4s <sup>2</sup>	4s <sup>2</sup>	4s <sup>2</sup>	4s <sup>1</sup>	4s <sup>2</sup>	4s <sup>2</sup>	4s <sup>2</sup>	4s <sup>2</sup>	4s <sup>1</sup>	4s <sup>2</sup>
↑	↑↑	↑↑↑	↑↑↑↑↑	↑↑↑↑↑	↑↑↑↑↑ ↓	↑↑↑↑↑ ↓↓	↑↑↑↑↑ ↓↓↓	↑↑↑↑↑ ↓↓↓↓↓	↑↑↑↑↑ ↓↓↓↓↓

Tabelle V.2: Besetzung der 3d-Orbitale und Spinorientierungen der Übergangsmetalle

So können durch nicht kompensierte Spinmomente atomare magnetische Momente bis zu 5  $\mu_B$  auftreten. Bereits ab 2  $\mu_B$  kann unter bestimmten, insbesondere vom Atomabstand dominierten Bedingungen eine vollständige Orientierung aller Spins in einem bestimmten Bereich eintreten, der als **Weiß'scher Bezirk** bezeichnet wird. Für diese Orientierung sind die in Bild V.5 schematisch gezeigten Ordnungszustände zu unterscheiden:

- Sind alle Spins mit gleichem Orientierungssinn ausgerichtet, so entsteht **Ferromagnetismus**.
- Sind die Spins abwechselnd jeweils mit entgegengesetztem Orientierungssinn ausgerichtet, so sind sie exakt ausgeglichen und es ergibt sich der sogenannte **Antiferromagnetismus**.
- Überwiegt ein Orientierungssinn, so spricht man von Ferrimagnetismus.



Bild V.5: Mögliche Ordnungszustände magnetischer Werkstoffe

### a) Ferromagnetismus:

Voraussetzung für das Auftreten des Ferromagnetismus ist neben starken magnetischen Momenten, dass durch die Ausrichtung ein Zustand mit niedrigerer Energie eingenommen werden kann. Hierfür ist insbesondere der Atomabstand entscheidend. Bild V.6 stellt prinzipiell die Größe dieser Wechselwirkungsenergie als Funktion des Atomabstandes dar. Bei Eisen, Kobalt, Nickel und Gadolinium, einem Element aus der Reihe der Lanthanoiden, ist die Austauschenergie positiv, d.h. es tritt Ferromagnetismus auf, bei Gadolinium allerdings nur für Temperaturen unter 16 °C. Mangan und Chrom sind dagegen trotz starker magnetischer Momente nicht ferromagnetisch, weil die Austauschenergie negativ ist.

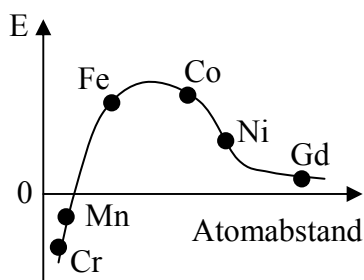


Bild V.6: Wechselwirkungsenergie als Funktion des Atomabstandes

Möglich ist Ferromagnetismus darüber hinaus aber auch bei Legierungen, wie z.B. der **Heussler-Legierung**, die aus 76 % Kupfer, 14 % Mangan und 10 % Aluminium besteht.

Im Gegensatz dazu sind bestimmte Edelmstähle, die sogenannten Austenite, z.B. bestehend aus Eisen, 18 % Chrom und 8 % Nickel nicht ferromagnetisch.

### b) Antiferromagnetismus:

Antiferromagnetismus entsteht durch indirekte Austauschwechselwirkungen. Als Beispiel wollen wir Manganoxid betrachten. Wie in Bild V.7 dargestellt, sind Mangan- und Sauerstoffatome abwechselnd angeordnet. Für die Bindung verantwortlich sind das 3d-Orbital des Mangan und das 2p-Orbital des Sauerstoff. Das 3d-Orbital des Mangan ist mit 5 Elektronen gerade zur Hälfte besetzt, so dass diese Elektronen nach der Hund'schen Regel alle den gleichen Spin haben. Jedes weitere Elektron müsste dann aber entgegengesetzten Spin haben, weil mit ihm die Doppelbesetzung der 3d-Orbitale beginnt. Im Sauerstoff ist das 2p-Orbital jedoch bereits mit 4 Elektronen aufgefüllt, so dass ein Zustand bereits doppelt besetzt ist und dieses Elektron bereits einen zu den übrigen 3 Elektronen entgegengesetzten Spin haben muss. Wie in Bild V.8 gezeigt, erfordert die Überlappung der Orbitale dieser zwei Sauerstoffelektronen mit antiparallelem Spin und der nicht voll besetzten Orbitale des Mangan aber eine entsprechende antiparallele Ausrichtung der Spins jedes zweiten Manganatoms. Auf diese Weise werden die magnetischen Momente der Manganatome durch indirekte Wechselwirkung vollständig kompensiert.

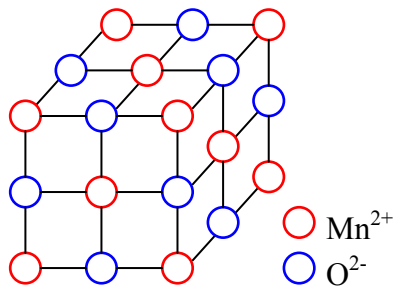


Bild V.7: Gitter von Manganoxid

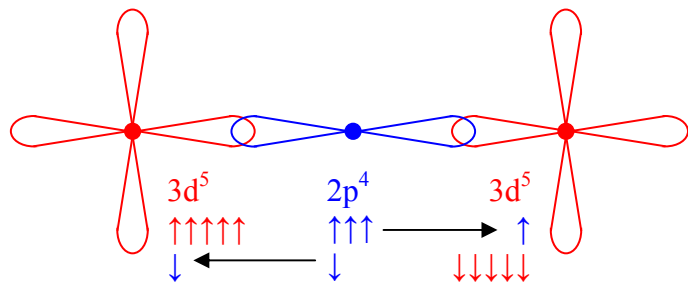


Bild V.8: Spinkopplung von Manganatomen in Manganoxid durch Sauerstoff

### c) Ferrimagnetismus:

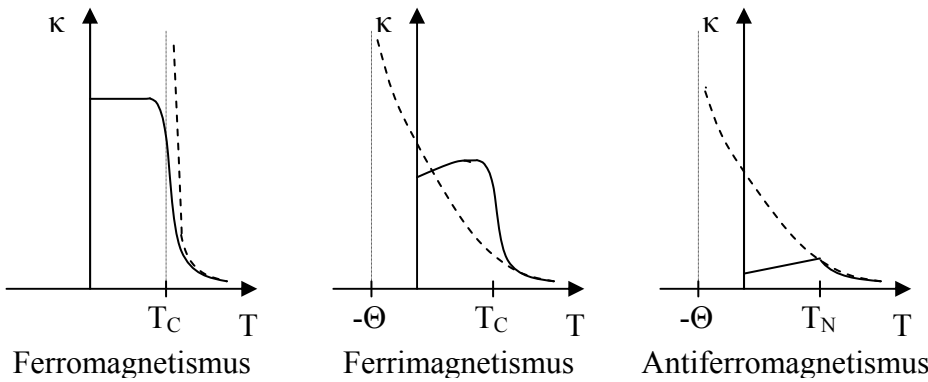
Ferrimagnetismus entsteht, wenn die in eine bestimmte Richtung orientierten Momente gegenüber den entgegengesetzt orientierten Momenten überwiegen, wobei ein bestimmtes Verhältnis von z.B. 3:1 oder 4:1 besteht, das technisch auch eingestellt werden kann. Eine wichtige Gruppe ferrimagnetischer Werkstoffe bilden die Ferrite. Sie bestehen aus Eisenoxid  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  und einem weiteren Metalloxid  $\text{MeO}$ , wobei Me für ein zweiwertiges Ion aus den Übergangselementen, z.B. Mangan Mn, Kobalt Co, Nickel Ni, Kupfer Cu oder Zink Zn, steht. Die Spinorientierung wird auch hier durch den Sauerstoff vermittelt, je nach Besetzung der dazwischen liegenden Plätze lassen sich aber die gewünschten Eigenschaften erzeugen.

Die ferrimagnetischen Werkstoffe bieten zwar im Vergleich zu den ferromagnetischen Werkstoffen typisch eine geringere Sättigungsmagnetisierung, haben jedoch den großen Vorteil, dass keine Leitungselektronen vorhanden sind und daher keine Wirbelstromverluste auftreten können.

## 2.5. Temperaturabhängigkeit

Alle magnetischen Ordnungszustände werden oberhalb einer materialabhängigen Grenztemperatur zerstört. Diese wird beim Ferro- und Ferrimagnetismus als Curie-Temperatur  $T_C$  und beim

Antiferromagnetismus als Néel-Temperatur  $T_N$  bezeichnet. Oberhalb von  $T_C$  bzw.  $T_N$  herrscht Paramagnetismus vor, wobei das Curie-Weiß'sche Gesetz in der Form



$$\kappa_p = \frac{C}{T - T_C} \quad (V.34)$$

für den Ferromagnetismus und in der Form

$$\kappa_p = \frac{C}{T + \Theta} \quad (V.35)$$

für den Ferri- und Antiferromagnetismus gilt. Während die Curie-Temperatur natürlich stets positiv ist, ergibt sich für  $\Theta$  in der Regel ein negativer Temperaturwert.  $C$  ist wieder

Bild V.9: Temperaturabhängigkeit der magnetischen Suszeptibilität

die Curie-Konstante. Die so beschriebene Temperaturabhängigkeit der magnetischen Suszeptibilität ist in Bild V.9 dargestellt.

2.6. Hysterese

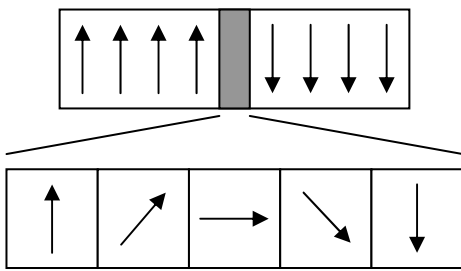


Bild V.10: Bloch-Wand

Als **Weiß'sche Bezirke**, oder auch Domänen, hatten wir die Bereiche bezeichnet, innerhalb derer es zu einer spontanen Ausrichtung magnetischer Momente kommt. Die Übergänge zwischen diesen Bereichen vollziehen sich, wie in Bild V.10 illustriert innerhalb dünner Schichten von etwa 100 nm, was 1000 Å oder einigen hundert Atomlagen entspricht, die als **Bloch-Wände** bezeichnet werden.

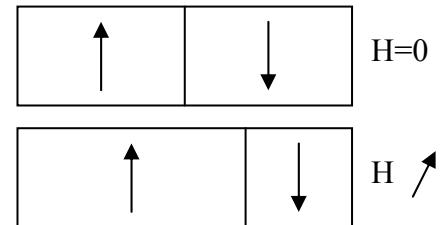


Bild V.11: Ausweitung parallel ausgerichteter Bereiche

Die Magnetisierung, d.h. Ausrichtung dieser Bereiche kann in einem Festkörper natürlich nicht dadurch geschehen, dass der ganze Bereich gedreht wird. Statt dessen weiten sich zunächst,

wie in Bild V.11 gezeigt, die Bereiche mit paralleler Ausrichtung aus, antiparallele Bereiche werden kleiner, d.h. die Bloch-Wände verschoben sich. Diese

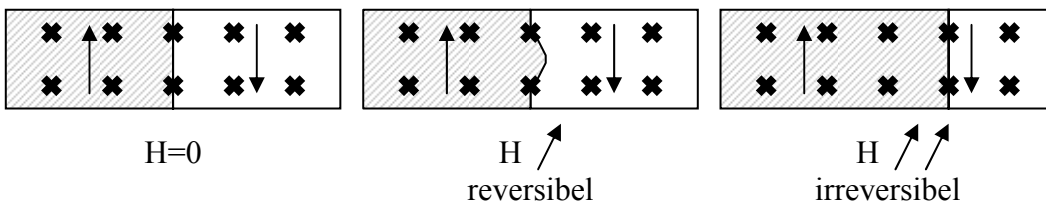


Bild V.12: Barkhausen-Sprung als irreversible Wandverschiebung

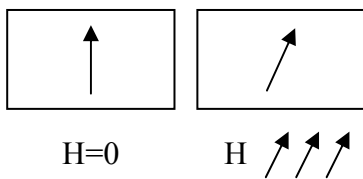


Bild V.13: Drehung der Spinorientierung in einem Bereich

Wandbewegungen erfolgen mit einer Geschwindigkeit von etwa 100 m/s. Sie sind, wie in Bild V.12 verdeutlicht wird, zunächst reversibel, werden jedoch durch Gitterfehler behindert. Die sprunghafte Wandverschiebung von einer Störung zur nächsten wird als **Barkhausen-Sprung** bezeichnet.

Bei sehr hohen Feldstärken ist, wie in Bild V.13 gezeigt werden soll, auch die Drehung der Spinorientierungen in einem ganzen Bereich möglich. Diese ist ebenfalls reversibel.



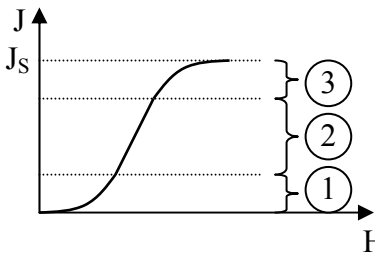


Bild V.14: Neukurve der magnetischen Polarisation

Damit ergibt sich bei einem zunächst nicht magnetisierten Werkstoff die in Bild V.14 dargestellte Abhängigkeit der magnetischen Polarisation  $J$  von der magnetischen Feldstärke  $H$ . Diese Kurve wird auch als **Neukurve** bezeichnet.  $J_s$  ist die magnetische Sättigungspolarisation. Bereich 1 ist durch reversible Wandverschiebungen, Bereich 2 durch irreversible Wandverschiebungen und Bereich 3 durch reversible Drehprozesse gekennzeichnet.

Führt man vom Endpunkt der Neukurve aus eine Ummagnetisierung um, so erhält man die in Bild V.15 dargestellte Hystereseschleife. Ausgehend von der magnetischen Polarisation  $J$  erhält man dann die magnetische Flussdichte  $B$  entsprechend Gleichung V.6 durch Addition des linear wachsenden Term  $\mu_0 \cdot H$ . Damit ergibt sich die in Bild V.16 dargestellte Hystereseschleife für die magnetische Flussdichte. Die auch für eine magnetische Feldstärke  $H=0$  bestehende Flussdichte  $B_r$  wird Remanenzinduktion genannt.

Die Feldstärke  $H_C$ , die angelegt werden muss, um die magnetische Flussdichte auf 0 zu reduzieren heißt Koerzitivfeldstärke. Werkstoffe, die sich leicht ummagnetisieren lassen weisen eine schmale Hystereseschleife auf. Sie

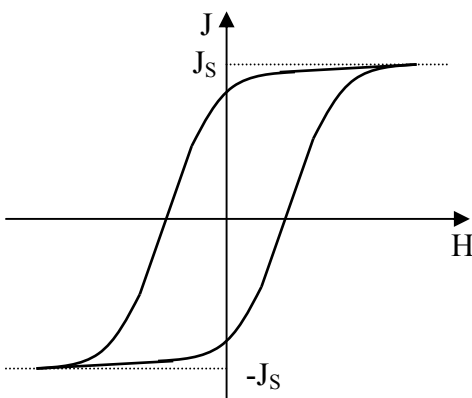


Bild V.15: Hystereseschleife der magnetischen Polarisation

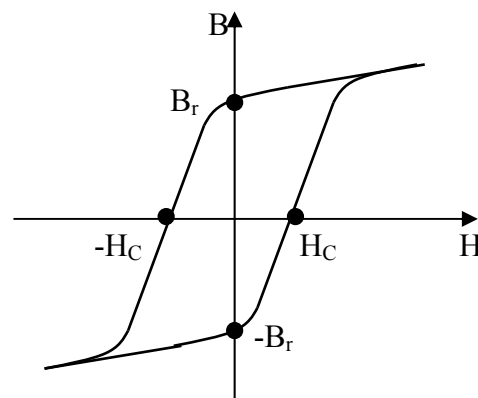


Bild V.16: Hystereseschleife der magnetischen Flussdichte

werden als **Weichmagnete** bezeichnet. Im Gegensatz dazu haben **Hartmagnete** eine breite Hystereseschleife und lassen sich also schwer ummagnetisieren.

Aufgrund des offenbar sehr nichtlinearen Zusammenhangs zwischen der magnetischen Flussdichte  $B$  und der magnetischen Feldstärke  $H$  wird eine Reihe verschiedener relativer Permeabilitätswerte definiert, die anhand von Bild V.17 veranschaulicht werden sollen.

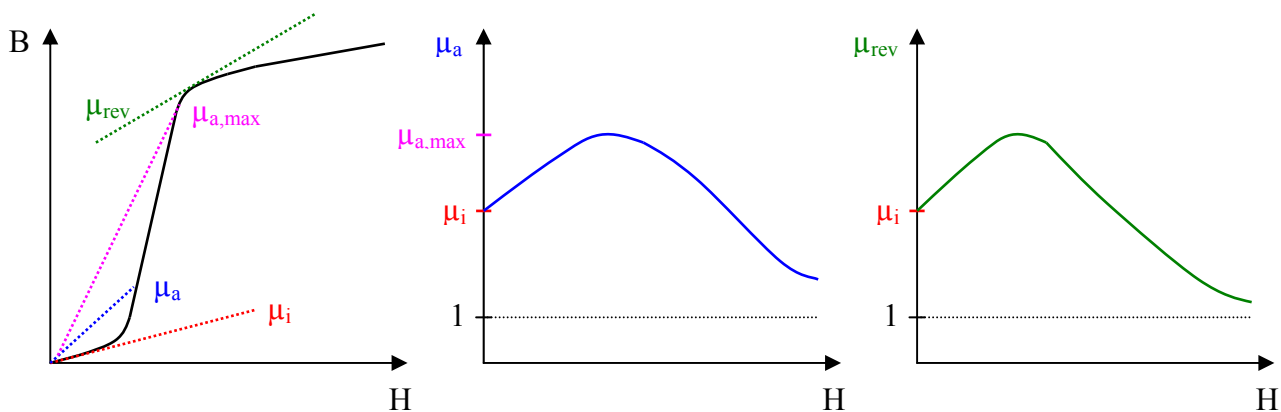


Bild V.17: Definition von Anfangspermeabilität, Amplitudenpermeabilität und reversibler Permeabilität

Die Anfangspermeabilität

$$\mu_i = \frac{1}{\mu_0} \cdot \left. \frac{dB}{dH} \right|_{H=0} \tag{V.36}$$

ist ein Maß für den Anstieg der Neukurve im Nullpunkt. Sie kennzeichnet also das Verhalten für absolut kleine Feldstärken. Die Amplitudenpermeabilität

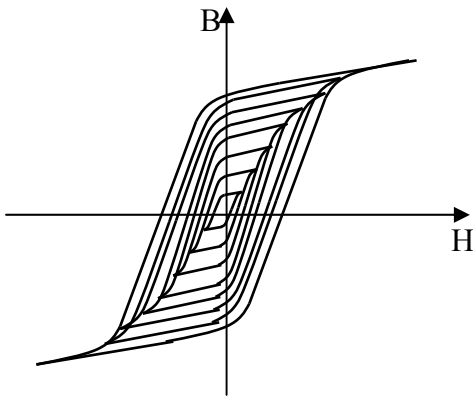


Bild V.18: Abmagnetisierung in einem magnetischen Wechselfeld mit abnehmender Amplitude

$$\mu_a = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{B}{H} \quad (\text{V.37})$$

ist der Quotient aus magnetischer Flussdichte und Feldstärke. Sie ist für kleine Feldstärken mit der Anfangspermeabilität identisch, durchläuft ein Maximum und geht für große Feldstärken gegen 1. Die reversible Permeabilität

$$\mu_{\text{rev}} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \left. \frac{dB}{dH} \right|_H \quad (\text{V.38})$$

kennzeichnet schließlich das Verhalten für sehr kleine Änderungen der magnetischen Feldstärke, ist also eine Kleinsignalgröße. Der Verlauf über der Feldstärke entspricht dem der Amplitudenpermeabilität, allerdings wird das Maximum hier bei kleineren Feldstärken erreicht, wie man in Bild V.17 erkennt.

Das mehrfache durchlaufen der Hysteresekurve mit abnehmender Amplitude der magnetischen Feldstärke kann, alternativ zur thermischen Abmagnetisierung, genutzt werden, um einen zunächst magnetisierten Werkstoff zu entmagnetisieren. Das Prinzip ist in Bild V.18 illustriert.

Abschließend sei erwähnt, dass es - ähnlich wie bei der Elektrostriktion im elektrischen Feld - auch im magnetischen Feld bei ferro- und ferrimagnetischen Werkstoffen zu einer positiven oder negativen Längenänderung kommen kann. Man spricht dann von **Magnetostriktion**. Ein typischer Wert ist eine relative Längenänderung von  $10^{-5}$  bei einer Polarisierung von  $2 \text{ T} = 2 \text{ Vs/m}^2$ .

### 3. Anwendungen magnetischer Werkstoffe

Abschließend sollen einige Anwendungsaspekte magnetischer Werkstoffe diskutiert werden. In Tabelle V.3 sind zunächst die Sättigungspolarisation und Curietemperatur der drei wichtigen ferromagnetischen Elemente zusammengestellt.

	Eisen	Nickel	Kobalt
Sättigungspolarisation in $\text{T}=\text{Vs/m}^2$	2.18	0.64	1.81
Curie-Temperatur in $^{\circ}\text{C}$	770	358	1130

Tabelle V.3: Sättigungspolarisation und Curie-Temperatur von Eisen, Nickel und Kobalt

In Tabelle V.4 sind wichtige Anwendungsgebiete magnetischer Werkstoffe, die sich daraus ergebenden Anforderungen sowie typisch verwendete Werkstoffe zusammengestellt.

Bei der Verwendung von Spulen ist zwischen folgenden Verlustmechanismen zu unterscheiden:

- Ohm'sche Verluste führen zu  $\tan \delta_0 \sim \frac{1}{f}$ , da ja  $\omega \cdot L \sim f$  ist, während R konstant bleibt, solange man den Skin-Effekt nicht berücksichtigt.
- Hystereseverluste durch irreversible Wandverschiebungen führen zu einem messbaren Widerstand  $R_{\text{eff}} \sim f$ , sodass  $\tan \delta_0 = \text{const.}$  bleibt.
- Wirbelstromverluste verursachen ein  $R_{\text{eff}} \sim f^2$ , so dass  $\tan \delta_0 \sim f$  wird. Diese Verluste können reduziert werden, indem Kerne aus isolierten Eisenteilen, z.B. isolierten Lamellen, oder aus ferrimagnetischen Werkstoffen hergestellt werden.

Anwendungen	Anforderungen	Werkstoffe
Trafos, Motoren, Generatoren	$J \uparrow, H_C \downarrow, \kappa \downarrow$	Fe+Si, Fe+Co
NF-Übertrager	B(H) linear, $\kappa \downarrow$	Fe+Ni, Fe+Co
HF-Übertrager	B(H) linear, $\kappa \downarrow\downarrow$	Ni-Zn-Ferrite
Abschirmung	$\mu_i \uparrow$	Fe+Ni,Cu,Cr,Mo
Digitale Speicher	B(H) rechteckig, d.h. $J_S \approx B_r$	Fe+Ni, Mg-Mn-Ferrite
Dauermagnete	Energiedichte $ B \cdot H  \uparrow$	Fe+Al+Ni+Co+Cu (Alnico)

Tabelle V.4: Anwendungen magnetischer Werkstoffe

Für nachrichtentechnische Anwendungen ist insbesondere im Hinblick auf den letztgenannten Verlustmechanismus der sogenannte **bezogene Verlustfaktor**  $\frac{\tan \delta}{\mu_r}$  sehr interessant. Er sollte möglichst klein sein.

Für Dauermagnete ist dagegen die Energiedichte  $|B \cdot H|$  der wichtigste Parameter. Typische Werte liegen im Bereich von 20 bis 340 kJ/m<sup>3</sup>.