

31. Magnetische Materialien

31.1. Magnetisierung

– Experiment:

Wir haben zwei sich über ihre Magnetfelder beeinflussende Spulen und schalten den Strom in Spule 1 ein.

⇒ \vec{B} - bzw. \vec{H} -Feld dieser Spule baut sich auf, d.h. es tritt ein $\dot{\vec{B}} \neq \vec{0}$ auf

⇒ es kommt zu einem $\Delta\Phi_m$ in Spule 2, d.h. es entsteht ein Spannungsstoß

$$\int U \cdot dt = \Delta\Phi_m \quad (30-2)$$

a) Spule 1 leer:

Der Strom in Spule 1 erzeugt

$$H = I \cdot \frac{n}{l} \quad (29-16)$$

Analog steigt B von Null auf

$$B = \mu_0 \cdot I \cdot \frac{n}{l} \quad (29-14)$$

$$\downarrow$$

$$= H$$

⇒ es kommt zu einem bestimmten $\Delta\Phi_m \sim$ Spannungsstoß

b) Spule 1 mit Eisenkern:

Es wird wiederum erzeugt

$$H = I \cdot \frac{n}{l}$$

Jedoch steigt B von Null auf

$$B = \mu \cdot \mu_0 \cdot I \cdot \frac{n}{l}$$

$\mu \dots$ Permeabilität (hier $\mu > 1$)

⇒ $\Delta\Phi_m$ und der Spannungsstoß sind um den Faktor μ erhöht!

– Deutung:

- Die "atomaren magnetischen Dipole" richten sich unter dem Einfluss des Magnetfeldes aus. Es entsteht die magnetische Polarisierung (**Magnetisierung**) \vec{J} . !
- Die Magnetisierung \vec{J} kann man verstehen als Menge des ausgerichteten magnetischen Moments $\vec{\mu}$ pro Volumen. \vec{P} : !

$$\vec{J} = \frac{\vec{\mu}}{V} \quad (1)$$

- Hinsichtlich der Magnetfeldabhängigkeit von \vec{J} zeigt sich

$$\vec{J} \sim \vec{H} \quad (1)$$

Die Proportionalitätskonstante heißt **magnetische Suszeptibilität** χ

$$\vec{J} = \chi \cdot \vec{H} \quad (2)$$

– Rückblick:

- Quellen/Senken für \vec{D} waren die beweglichen, echten Ladungen auf den Kondensatorplatten; Quellen/Senken für \vec{E} waren **alle** Ladungen, auch die Polarisationsladungen infolge der \vec{P} -Entstehung.
- Hier verhält es sich nun analog: Ursache für \vec{H} sind nur die freien, echten Ströme in Spulen, etc.; Ursache für \vec{B} sind **alle** Ströme, auch die Kreisströme, die wir uns als Ursache für \vec{J} denken können. !

- Das \vec{B} -Feld im Material setzt sich also aus \vec{H} **und** \vec{J} zusammen!

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot (\vec{H} + \vec{J}) \quad (3)$$

bzw. mit Gl. (2)

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot (1 + \chi) \cdot \vec{H}$$

ersetzt man in dieser Gleichung

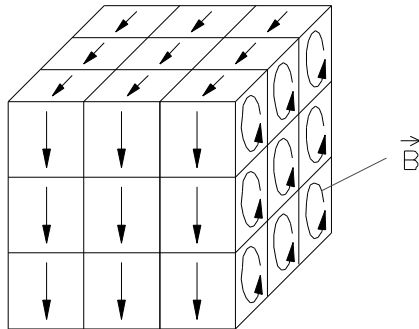
$$\mu = 1 + \chi$$

μ ... Permeabilität

so erhält man, die uns schon bekannte Form

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \mu \cdot \vec{H} \quad (4)$$

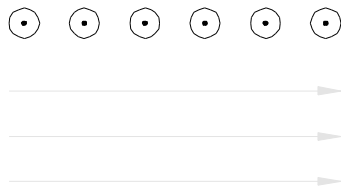
- Betrachten wir das Kreisstrombild von \vec{J} in einem polarisierten magnetischen Material:



⇒ Im Innern kompensieren sich die Ströme, netto bleibt nur ein Kreisstrom in der Oberfläche übrig!

Beispiel:

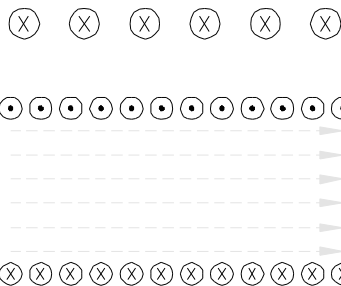
Spule mit Materie ($\mu = 3$, entsprechend $\chi = 2$). Die Stärke der Felder wird durch die Anzahl der Feldlinien im betrachteten Bereich ausgedrückt:



Das \vec{H} -Feld ist gleich für eine Spule mit oder ohne Materie.

⇒ 3 Feldlinien

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \vec{B}_0$$



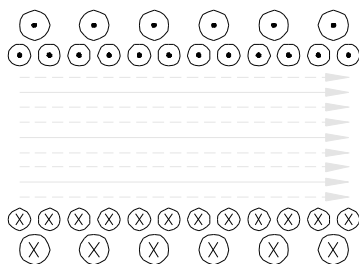
In der Materie im Spuleninnern existiert ein \vec{J} -Feld und ein „Oberflächenstrom“

$$\vec{J} = 2 \cdot \vec{H}$$

⇒ 6 Feldlinien ($\chi = 2$!)

Das \vec{B} -Feld einer Spule mit Materie setzt sich nun aus beiden Anteilen zusammen; in der Skizze ist dargestellt

$$\vec{H} + \vec{J} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \vec{B}$$



⇒ 9 Feldlinien (6 + 3 Feldlinien !)

- Die vorgetragenen Überlegungen gelten für vollständige magnetische Polarisation, d.h. einen langen dünnen Stab in einer langen dünnen Spule.

Anderenfalls ist die Magnetisierung \vec{J} kleiner als Gl. (2) angibt.¹

Mit zunehmender Abweichung von der Orientierung „Stab \parallel Magnetfeld“ nimmt die Entmagnetisierung zu! Eine Kugel oder eine quer liegende Platte lässt sich schlechter magnetisieren!

¹ Dieses Problem ist wiederum analog zu dem, was wir bei Dielektrika besprochen haben (vgl. <28.5.>).

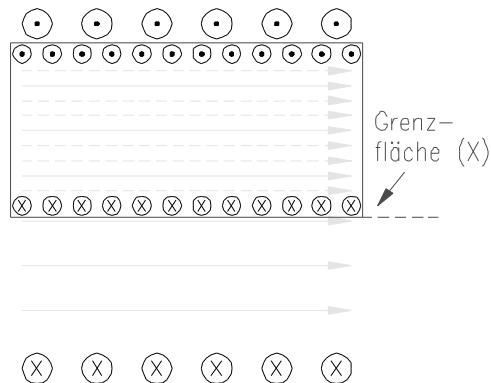
- Betrachten nun eine nur unvollständig mit Materie erfüllte Spule:¹

Im materieerfüllten Teil gilt wieder:

\vec{H} -Feld \Rightarrow 3 Feldlinien

\vec{J} -Feld \Rightarrow 6 Feldlinien

\Rightarrow 9 Feldlinien insgesamt



$$\vec{H} + \vec{J} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \vec{B}$$

$$\vec{J} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \vec{B}$$

Im materielosen Teil existiert nur:

\vec{H} -Feld \Rightarrow 3 Feldlinien

\Rightarrow 3 Feldlinien insgesamt

Kommentar:

- \vec{H} ist überall gleich, weil es nur von echten Strömen beeinflusst wird und solche gibt es im Spuleninneren nicht.
- \vec{B} macht einen Sprung an der Oberfläche des Materials (X), da es auch von der dort existierenden „Oberflächenstromdichte“ bestimmt wird.

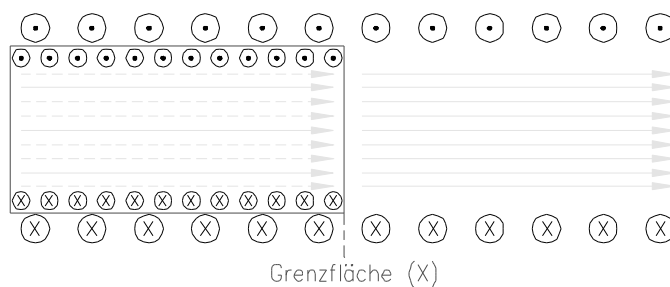
Diese Aussage gilt nur für den Sonderfall, für den sie hergeleitet wurde: Die **Komponente tangential zur Oberfläche** ist bei \vec{H} stetig, die von \vec{B} macht einen Sprung.

Ganz anders verhält es sich bei der **Komponente senkrecht zur Materieoberfläche**: Hier muss \vec{B} stetig durch die Grenzfläche gehen, weil es keine magnetischen Ladungen gibt.

bzw. mit anderen Worten formuliert:

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (29-12)$$

Die Veranschaulichung erfolgt wieder anhand des bekannten Beispiels ($\mu = 3$):



¹ Das \vec{B} - und \vec{H} -Feld werden durch die gleiche Symbolik wie in den vorangegangenen Skizzen dargestellt.

im Material		außerhalb des Materials
$\frac{1}{\mu \cdot \mu_0} \vec{B} : 9 \text{ Feldlinien}$	\Rightarrow	$\frac{1}{\mu \cdot \mu_0} \vec{B} : 9 \text{ Feldlinien}$
\uparrow		\downarrow
$\vec{H} : 3 \text{ Feldlinien}$		$\vec{H} : \mathbf{9 \text{ Feldlinien}}$

Kommentar:

Das Verhalten im Material ist wie oben besprochen. Aber: innen und außen muss $\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$ gelten und die senkrechte Komponente von \vec{B} stetig durch die Grenzfläche (X) gehen! Da nun $\mu = 3$ im Innern und $\mu = 1$ außerhalb des Materials ist, kann sich nur \vec{H} verändern.

31.2. Diamagnetismus und Paramagnetismus

- Experimente:
 - Wismutkugeln \Rightarrow wird aus inhomogenen Magnetfeld herausgedrückt
 - Platinkugel oder paramagnetische Flüssigkeit wird in inhomogenes Magnetfeld hineingezogen

Man unterscheidet:

\Rightarrow **diamagnetische** Stoffe mit $\mu < 1 \Rightarrow \chi < 0$ (z.B. Bi)

\Rightarrow **paramagnetische** Stoffe mit $\mu > 1 \Rightarrow \chi > 0$ (z.B. Pt)

- In beiden Fällen sind allerdings die Abweichungen von 1 bzw. 0 sehr gering:

Beispiele:	Stoff	magnetische Suszeptibilität c (für 20 °C)
	Bi	$156 \cdot 10^{-6}$
	Sb	$71 \cdot 10^{-6}$
	Ag	$25 \cdot 10^{-6}$
	NaCl	$14 \cdot 10^{-6}$
	O ₂	$1,9 \cdot 10^{-6}$
	CuSO ₄ · 5 H ₂ O	$176 \cdot 10^{-6}$
	Pt	$257 \cdot 10^{-6}$
	Mn	$883 \cdot 10^{-6}$

- **Detail-Diskussion:**

1.) Diamagnetismus

- Wegen $\chi < 0$ ist \vec{J} dem \vec{H} -Feld entgegengerichtet ($\vec{J} \uparrow \downarrow \vec{H}$).
- Die Reaktion des diamagnetischen Materials ist eigentlich die „normale“: Die durch das Magnetfeld im Material induzierten Kreisströme wirken der Ursache ihrer Entstehung entgegen (LENZsche Regel)!

In der Tat gibt es Diamagnetismus bei **jedlichen** Stoffen, er wird nur gegebenenfalls vom Paramagnetismus (oder Ferromagnetismus) übertönt.

!

Vorstellung:

- * Das \vec{H} -Feld versucht atomare Kreisströme (z.B. das umlaufende Elektron) auszurichten, so dass resultierende magnetische Momente entstehen.¹
- * Die Kreisströme sind jedoch an eine mechanische Trägheit gebunden (Kreisel) und es gilt die Drehimpulserhaltung.
- ⇒ es entsteht eine Präzessionsbewegung der atomaren Kreisströme² (d.h. der Elektronenhülle des Atoms)
- * Die Präzessionsbewegung stellt einen induzierten Kreisstrom dar, der seiner Ursache entgegenwirkt (LENZsche Regel).

2.) Paramagnetismus

- Wegen $\chi > 0$ ist \vec{J} parallel zum \vec{H} -Feld gerichtet ($\vec{J} \uparrow \uparrow \vec{H}$).
- Bei paramagnetischen Stoffen gibt es eine Nicht-Kompensation atomarer magnetischer Momente, d.h. die Atome besitzen ein permanentes magnetisches Moment.
- Das Magnetfeld versucht, diese Momente zu sich parallel auszurichten.³
- (Hinweis: Es verhält sich jedoch nicht ganz so einfach: Die Quantenmechanik verlangt, dass nur diskrete Orientierungen zulässig sind, außerdem sind die Besetzungszahlen in den einzelnen Orientierungszuständen begrenzt.)
- Die thermische Bewegung wirkt der Ausrichtung entgegen, es gilt näherungsweise

$$\mu(T) - 1 = \chi(T) \sim \frac{1}{T} \quad (5)$$

31.3. Ferromagnetismus

- Einige Substanzen zeigen eine sehr starke Magnetisierung ($\mu = 100 \dots 1000$), die auch ohne äußeres Magnetfeld stabil bleibt:
- Eisen (Fe), Cobalt (Co), Nickel (Ni)
- Seltenerdmetalle (z.B.: Gadolinium (Gd), Terbium (Tb), Dysprosium (Dy), Holmium (Ho), Erbium (Er), Thulium (Tm))
- verschiedene Legierungen (z.B.: HEUSLER-Legierung (Mn mit Sn, Al, As, Sb, Bi, B, Cu))

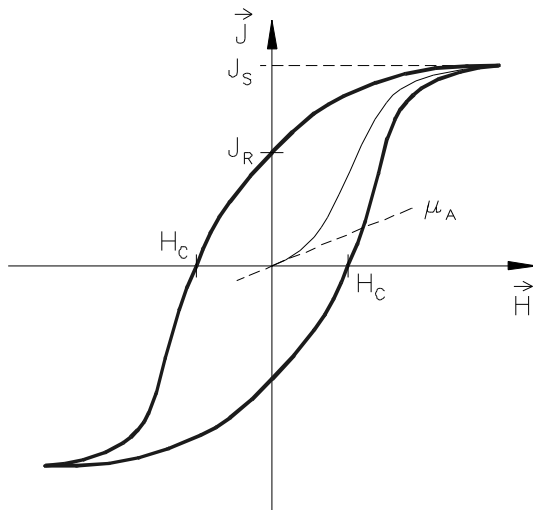
!

¹ Dies ist also der zur Verschiebungspolarisation bei Dielektrika analoge Vorgang!

² Dieser Vorgang stellt eine Analogie zum Kreisel mit festem angreifendem Drehmoment dar!

³ Es existiert wieder eine Analogie zur Orientierungspolarisation bei Dielektrika.

- Magnetisierungskurve:



J_S ... **Sättigungsmagnetisierung**

J_R ... **Remanenzmagnetisierung**

H_C ... **Koerzitivfeldstärke**

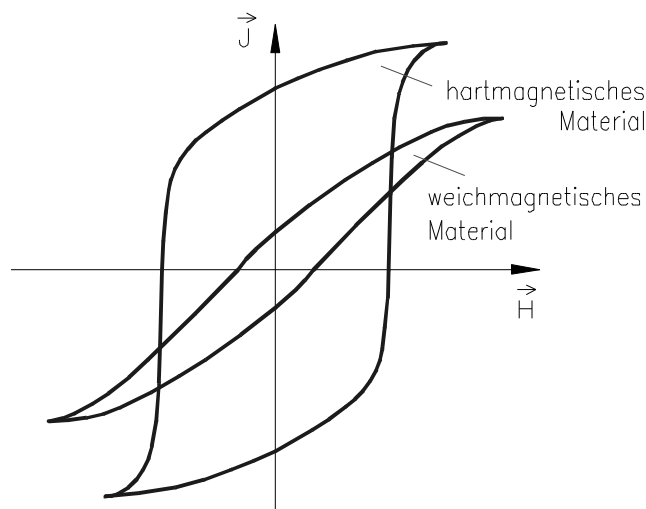
μ_a ... **Anfangspermeabilität**

Kommentar:

- Die Remanenzmagnetisierung J_R ist die Magnetisierung ohne äußeres Feld.
- Eine **Hysteresis**(schleife) ist allgemein das „Nachhinken“ einer physikalischen Größe gegenüber ihrer Ursache.
- Hartmagnetische Materialien benötigen zur Ummagnetisierung große Koerzitivfeldstärken H_C ($500 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-1} \leq H_C \leq 20 \text{ kA} \cdot \text{cm}^{-1}$); sie behalten ihre Magnetisierung bei bis zu hohen Gegenfeldstärken \Rightarrow Verwendung für magnetische Datenspeicherung (Festplatten, Tonbänder, etc.)
- Magnetisch weiche Materialien benötigen nur kleine Koerzitivfeldstärken H_C ($H_C \leq 2 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-1}$), d.h. sie lassen sich leicht ummagnetisieren \Rightarrow Verwendung für Eisenkerne in Transformatoren, Motoren usw.

- Die Fläche innerhalb der Kurve ist ein Maß für die Energie, die bei einem Ummagnetisierungszyklus in Wärme umgewandelt wird.

Daraus folgt die enorme Bedeutung der weichmagnetischen Materialien für elektrische Maschinen (bei denen ständig ummagnetisiert wird).



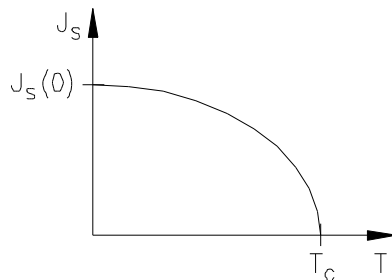
Streng genommen ist die Energie

$$W = \oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{H}$$

Jedoch kann man wegen des großen μ setzen

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot (\vec{H} + \vec{J}) \approx \mu_0 \cdot \vec{J}$$

- Betrachten wir nun die Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung \vec{J}_S .



- allmähliche Abnahme von $J_S(T)$, da die Wärmebewegung der Ausrichtung entgegenwirkt
- für $T > T_C$ (**CURIE-Temperatur**) lässt sich gar keine elektrische Magnetisierung mehr erreichen \Rightarrow Stoff wird paramagnetisch

Beispiele:

Stoff	T_C in K
Fe	1043
Co	1400
Ni	631
Gd	1980
Dy	85

- **Kommentar:** Vergleich mit Paramagnetismus

- Ferro- und Paramagnetismus sind ja „von den Formeln her verwandt“, aber die Magnetisierung ist beim Ferromagnetismus um 6 bis 7 Größenordnungen größer!
- Eine Abschätzung zeigt, dass bei Eisen z.B. je Atom ein Elektron ausgerichtet ist, was zur Sättigung führt.

Beim Paramagnetismus sind wir weit von der Sättigung entfernt und bewegen uns auf einer „ μ_a -Geraden“ (vgl. dazu die Skizze zur Magnetisierungskurve weiter oben).

31.4. Eisenjoche und Elektromagnete

- Wir wissen, dass bei senkrechtem Austritt das \vec{B} -Feld stetig durchtritt und das \vec{H} -Feld „springt“ (vgl. <31.1.>)

realistisches **Beispiel:** ferromagnetisches Material ($\mu = 100$)

innen

außen

$$B_i = B = \mu_0 \cdot 100 \cdot H_i$$

$$B_a = B = \mu_0 \cdot H_a$$

$$\Rightarrow H_i = \frac{1}{\mu_0 \cdot 100} \cdot B$$

$$\Rightarrow H_a = \frac{1}{\mu_0} \cdot B$$

Also: Das \vec{H} -Feld ist außen 100 x größer als im Innenraum!

Was folgt für die Energiedichte?

$$w_i = \frac{1}{2} \cdot B \cdot H_i = \frac{1}{200 \cdot \mu_0} \cdot B^2$$

$$w_a = \frac{1}{2} \cdot B \cdot H_a = \frac{1}{2 \cdot \mu_0} \cdot B^2$$

Also: Die Energiedichte ist im Außenraum 100 x größer als innen!!!

- Schlussfolgerung:

„Feldlinien wollen nur sehr ungern senkrecht austreten. Sie nutzen jede Möglichkeit, dem Material zu folgen.“

!

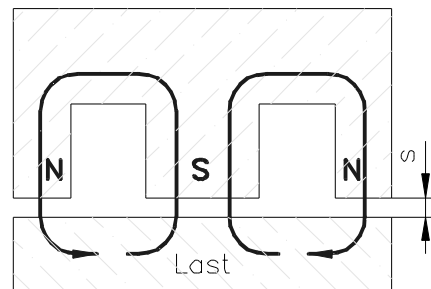
⇒ geschlossene Eisenkerne/Joche haben bei entsprechender Konstruktion kaum äußere (Streu-)Felder.

- Hubmagnet:

Das System versucht, die Energie durch Reduzierung der Spaltbreite s zu minimieren.

Die Feldenergie W_F wächst mit s an und es gilt für die Haltekraft F

$$F = \frac{dW}{ds}$$



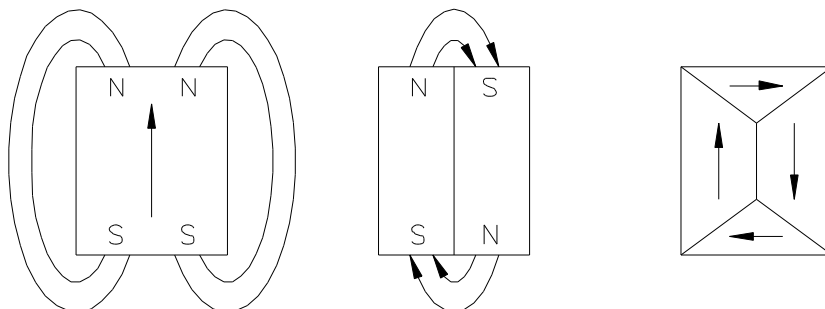
!

31.5. Struktur der Ferromagnetika

- Ein Raumbereich mit einheitlicher magnetischer Orientierung wird als **WEIßscher Bezirk** oder **ferromagnetische Domäne** bezeichnet..
- Die Orientierung geschieht dabei unter dem Gesichtspunkt der Energieminimierung.

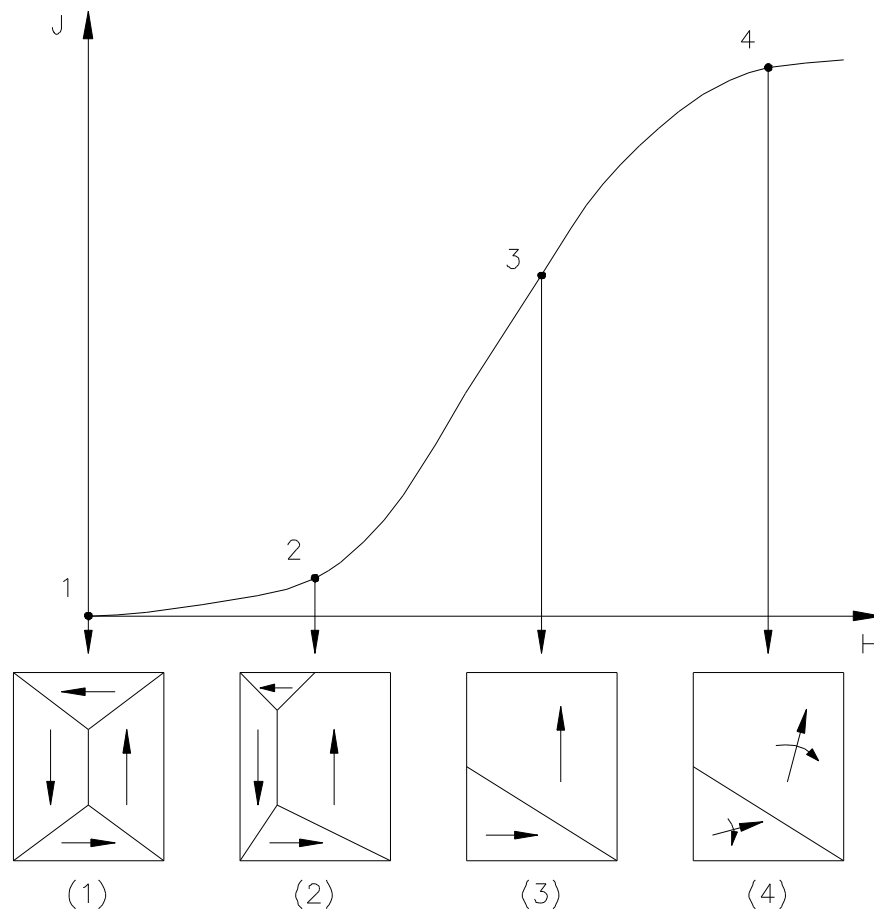
!

Illustration: Reduzierung der magnetischen Feldenergie im Außenraum von links nach rechts:



(Dies ist nicht ganz so einfach, da auch die Domänenwand-Energie beiträgt!)

- Wie sieht nun der Zusammenhang zwischen Magnetisierungsverhalten und Domänen aus?



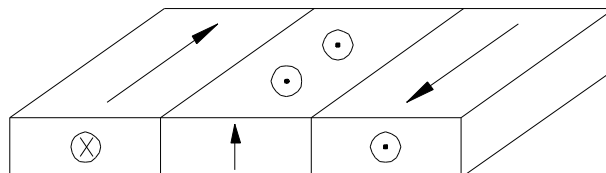
Es bedeuten die einzelnen Phasen (1) Ausgangszustand, (2) reversible Wandverschiebung (stetig), (3) irreversible Wandverschiebung (ruckartig) und (4) Um-magnetisierung.

Kommentar:

Die Magnetisierung erfolgt in bestimmten kristallinen Richtungen.

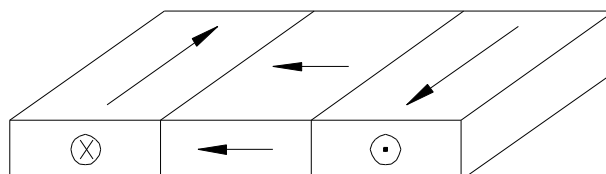
- **BARKHAUSEN-Effekt:** Hörbarmachung der ruckartigen irreversiblen Wandverschiebungen.
- Physikalische Natur der Domänenwände:

BLOCH-Wand.



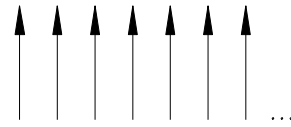
NÉEL-Wand

(energetisch begünstigt bei dünnen Schichten)

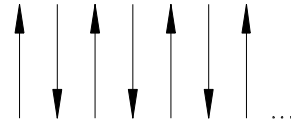


31.6. Antiferro- und Ferrimagnetismus

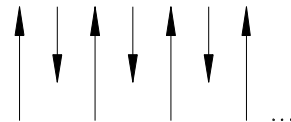
- einfaches Bild: · Ferromagnetismus



- *Antiferromagnetismus*

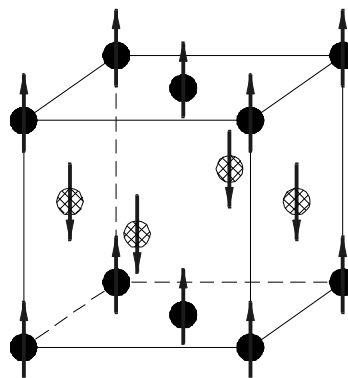


- *Ferrimagnetismus*



- Antiferromagnetismus:
Es kommt zur Wechselwirkung der magnetischen Momente auf atomarer Ebene, so, dass zwei entgegengesetzt orientierte ferromagnetische Untergitter entstehen. Oberhalb einer bestimmten Temperatur (*NÉEL-Temperatur*) wird diese Kopplung aufgehoben.

Beispiel: Urannitrid



- Analog zu den vorangegangenen Deutungen lassen sich die Begriffe *Ferro-*, *Antiferro-* bzw. *Ferrielektrizität* erklären.