

G. Hysterese-Mechanismen

Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über die zugrunde liegenden Mechanismen gegeben werden, die zur Erscheinungsform der Hysterese ferromagnetischer Werkstoffe führen.

G1. Domänen und Domänen-Wände

Wie am Ende von Abschnitt F. sehr kurz angedeutet wurde, erfolgt eine weitere Kopplung der durch die Austauschwechselwirkung parallel (oder antiparallel) geordneten magnetischen Momente. Diese Kopplung erfolgt an das jeweilige Kristallgitter des magnetischen Werkstoffes. Hiermit ergeben sich bevorzugte Raumrichtungen, in die sich die magnetischen Momente parallel zu ordnen versuchen. Ist dies der Fall so spricht man von magnetischer Anisotropie oder auch Kristallanisotropie. Ist eine solche nicht oder nur gering vorhanden, so bezeichnet man den Werkstoff statt als anisotrop als isotrop.

Abb. G1 zeigt ein ferromagnetisches Partikel im entmagnetisierten Zustand. Dieses ist aufgrund der vielen unterschiedlichen Richtungen der Magnetisierung nach außen hin unmagnetisch. Die einzelnen Teilbereiche werden als magnetische Domänen bezeichnet. Innerhalb einer Domäne sind hier alle magnetischen Momente parallel angeordnet. Wie zu erkennen ist, erfolgte diese Ausrichtung im vorliegenden Fall im Wesentlichen nach oben und unten. Es herrscht hier eine Ausrichtung im Wesentlichen entlang einer Kristallachse. Eine Orientierung entlang nur einer Achse wird auch als uniaxiale Anisotropie bezeichnet. Neben einer solchen existieren auch mehrachsige Anisotropien, was im Einzelfall von der jeweiligen Kristallstruktur abhängt. Klassische Ferritmagnete weisen zum Beispiel eine uniaxiale Anisotropie auf.

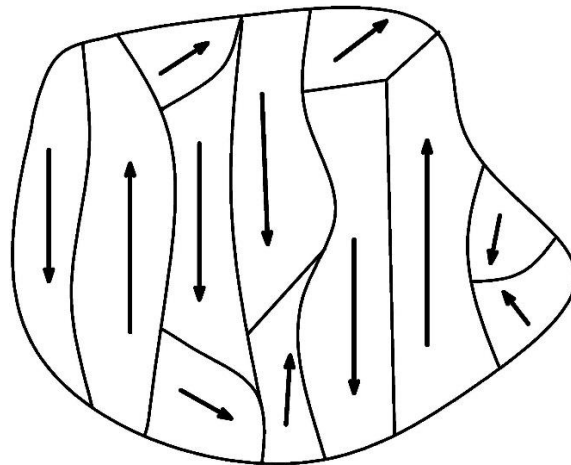


Abb. G1: Ferromagnetisches, nach außen unmagnetisches Partikel mit Domänenstruktur und im Wesentlichen uniaxialer magnetischer Anisotropie.

Die Übergangszonen zwischen den Domänen werden als Domänenwende oder oft auch als Blochwände bezeichnet. Abb.G2 zeigt hierzu ein Beispiel, wie eine solche Wand bei näherer Betrachtung aussehen könnte.

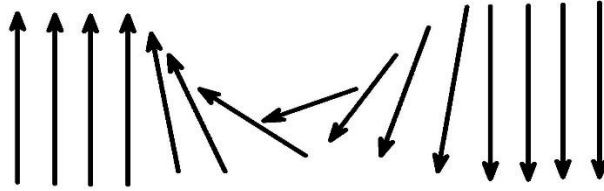


Abb.G2: Beispiel für die magnetischen Momente innerhalb einer Domänenwand.

G2: Mikromagnetismus

Wie wird nun das Zustandekommen derartiger oder ähnlicher Strukturen erklärt? Hierzu ist zu sagen, dass sich ein System wie in der ersten Abbildung oder auch eine beliebiger Ferromagnet mit seinen magnetischen Momenten so ausrichtet, dass stete eine Minimum der (freien) Energie angestrebt wird. Die Behandlung der magnetischen Erscheinungen mittels des hier angedeuteten Formalismus wird auch Theorie des Mikromagnetismus genannt. Die Energie E setzt sich dabei aus verschiedenen Termen zusammen.

$$E = E_I + E_A + E_D + E_H + E_S + E_{M_s} \quad (G1)$$

Dabei sind unter anderem:

$$E_I = \int A(\vec{\nabla} \cdot \vec{e}_M)^2 dV \quad \text{die Austauschenergie} \quad (G2)$$

(A =Austauschsteifigkeit, \vec{e}_M Einheitsvektor der Magnetisierungsrichtung)

$$E_A = - \int K \cdot (\vec{n} \cdot \vec{e}_M)^2 dV \quad \text{die Anisotropieenergie} \quad (G3)$$

(uniaxiale Anisotropie hier als Beispiel, \vec{n} = Einheitsvektor der Anisotropierichtung)

$$E_D = - \frac{\mu_0}{2} \int \vec{H}_d \cdot \vec{M} dV \quad \text{die Entmagnetisierungsenergie} \quad (G4)$$

(\vec{H}_d inneres durch die Magnetisierung hervorgerufenen entmagnetisierendes Feld)

$$E_H = - \mu_0 \int \vec{M} \cdot \vec{H} dV \quad \text{die Energie im externen Feld } \vec{H} \quad (G5)$$

Die Terme E_S und E_{M_s} beschreiben die Energien die durch das Phänomen der Magnetostriktion entstehen, wobei die Magnetisierung mit mechanischen Spannungen wechselwirkt. Dabei können sowohl externe Spannungen als auch innere lokale Spannungen zu Änderungen der Gesamtenergie beitragen.

Die in den Formeln verwendeten Parameter wie A oder K stellen Mittelwerte über sehr viele Atome dar, d.h. es handelt sich um eine Kontinuums-Näherung die oft auch als mesoskopische Näherung bezeichnet wird. Mittels Minimierung der Gesamtenergie lassen sich hiermit magnetische Strukturen sowohl ohne als auch mit externem Feld berechnen. Im einfachen Fall kann dies noch analytisch erfolgen. Für allgemeine Probleme existieren hierfür entsprechende Simulationsprogramme, mit denen nicht nur vereinzelt Partikel sondern auch komplexe Assemblierungen magnetischer Werkstoffe simuliert werden können.

In einem Werkstoff ohne externes magnetisches Feld, welcher zum Beispiel bei Temperaturen oberhalb der Curie-Temperatur erhitzt und dann wieder abgekühlt wurde, würden sich durch die Minimierung der in Gl. G1 dargestellten Energien eine Struktur ähnlich Abb. G1 ausbilden können. D.h. ein magnetisches Partikel strebt nach dem Minimierungsprinzip der Energie möglichst einen nach Außen unmagnetischen Zustand an.

Nun stellt sich die Frage was passiert, falls ein externes Feld angelegt wird. Hiermit tritt nun der Term Gl. G15 zu Gl. G1 hinzu, was bei paralleler Stellung von Magnetisierung und H-Feld zu einer mit H immer stärkeren Verminderung der Energie führt. D.h. eine parallele Ausrichtung der Magnetisierung mit dem H-Feld wird bevorzugt und es könnten Strukturen wie in Abb. G3 entstehen. Bis auf wenige Ausnahmen sind alle Domänen verschwunden. Nur an wenigen Positionen, an denen z.B. Fehlstellen oder inneren Spannungen vorliegen könnten, verbleiben noch Restdomänen.

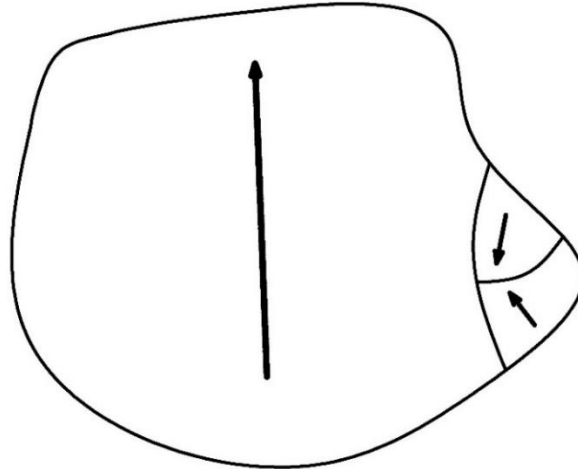


Abb. G3: Magnet-Teichen aus Abb. G1 bei Anlegen eines starken magnetischen Feldes

G3: Hysterese - Phänomenologische Beschreibung

Die oben beschriebenen Gleichungen stellen grundlegende Werkzeuge zur Beschreibungen von Domänenstrukturen und den damit verbundenen magnetischen Hysteresen dar, können heutige Werkstoffe bei Weitem aber nicht vollständig beschreiben. Detailliertere Simulationen mittels der Methodik des Mikromagnetismus würden zum anderen den Rahmen dieser kurzen Zusammenfassung sprengen. Daher sollen im Folgenden die grundlegenden Hysterese-Prozesse nur noch phänomenologisch dargestellt werden. Wir werden dies hier auf dauermagnetische Materialien beschränken, die Effekte in anderen Materialien sind jedoch prinzipiell vergleichbar.

Wie bekannt wird nach Anlegen eines magnetischen Feldes an ein magnetisches Partikel wie in Abb.G3 und wiederum Entfernung des Feldes der magnetische Ausgangszustand wie in Abb. G1 nicht wieder erreicht. Stattdessen ist insbesondere bei hartmagnetischen Materialien eine starke remanente Magnetisierung zu beobachten. Oftmals ändert sich an einer Domänenstruktur wie in z.B. Abb. G3 bei Rückkehr auf ein Nullfeld sogar nicht allzu viel. Bei in negativer Richtung angelegten Feldern ist bei Dauermagneten dann nur eine sehr zögerliche Umkehr der Magnetisierung zu beobachten. Erst bei recht großen negativen Feldern erfolgt eine, oft schlagartige Umkehr der magnetischen Polarisation. Welches sind die zugrundeliegenden Prozesse? Abb. G4 zeigt diese schematisch:

Die ursprüngliche positive Magnetisierung beginnt sich durch einige negative Domänen langsam zu vermindern. Diese können zum Beispiel an Strukturkanten, durch die Wechselwirkung mit inneren Spannungen oder auch an Fehlstellen oder Einschlüssen entstehen. Der Mechanismus wird Domänen-Nukleation oder Keimbildung genannt. Wird das Feld weiter in negative Richtung vergrößert, so drehen sich die magnetischen Momente in den Domänenwänden und die Domänen beginnen zu wandern, und zwar so, dass sich immer größere Domänen in negativer Richtung bilden. Allerdings wird die Domänenwanderung mehr oder weniger durch Unregelmäßigkeiten im Material behindert. Dieser Prozess wird Domänen-Pinning genannt. Dies kann bei negativen Feldern dazu führen, dass erst bei relativ großen Feldbeträgen eine schlagartige Domänenwanderung eintritt.

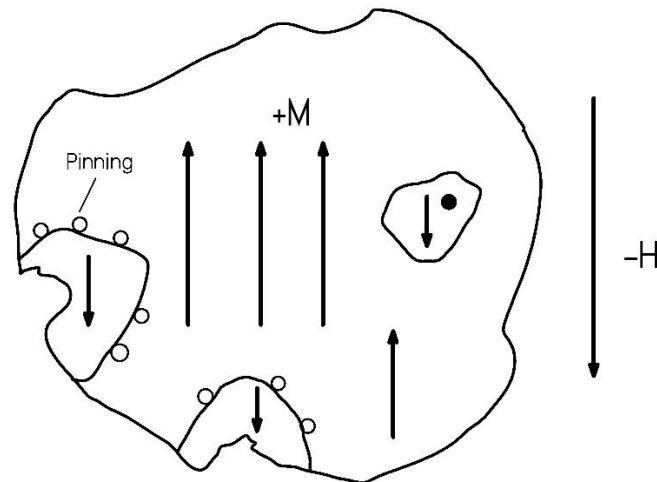


Abb.G4: Ummagnetisierungsprozesse bei negativen angelegten Feldern.

Neben den geschilderten Prozessen werden auch partielle Drehungen der Magnetisierung innerhalb einer Domäne beobachtet. Vor allem für den ersten langsamen Abfall der Entmagnetisierungskurve nach der Remanenz sind diese von Relevanz. Dabei sind diese Drehungen reversibel, d.h. die Magnetisierung geht bei Entfernen des Feldes wieder in den Ursprungszustand zurück. Dies gilt auch für Drehungen im ersten Teil der Neukurve oder bei der Einmündung in die Sättigung. Abb.G5 zeigt die wichtigsten Hysterese Mechanismen im ersten und 2. Quadranten in einer Zusammenfassung.

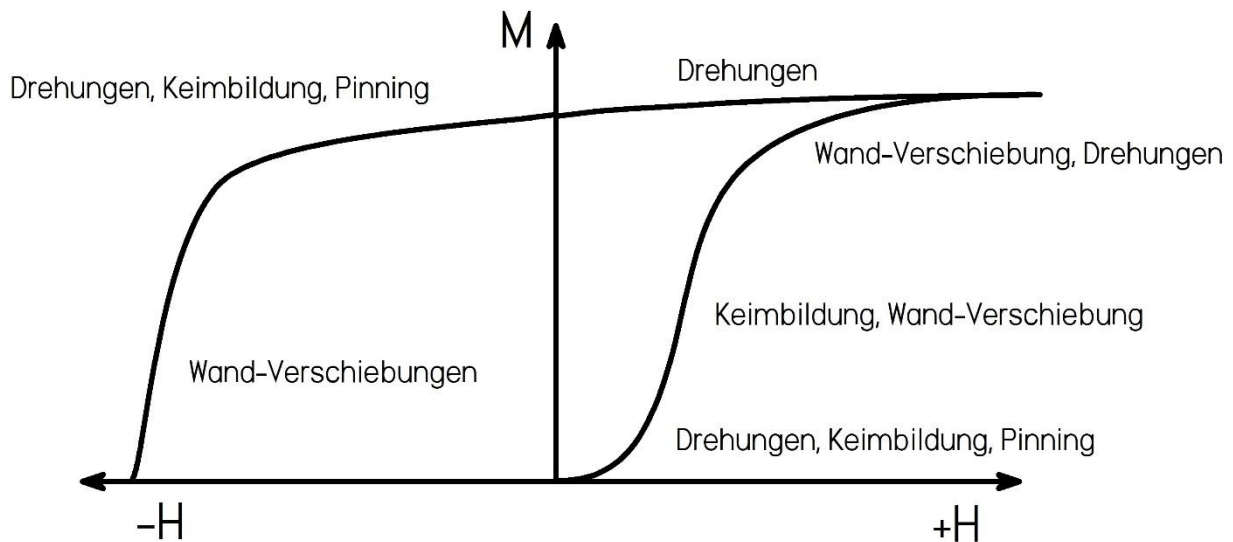


Abb. G5: Hysterese-Mechanismen im 1. und 2. Quadranten

Die steilen Bereiche magnetischer Hysteresen sind in der Regel durch Wandverschiebungen determiniert. Teilweise können sogar Umklappprozesse auftreten, d.h. ganze Bereich drehen sich schlagartig in die entgegengesetzte Richtung. Flache Bereiche gehören eher partiellen Drehprozessen. Werkstoffe können eher durch Keimbildungs- oder Pinning-Prozesse determiniert sein, was sich insbesondere am Verlauf der Neukurve gut erkennen lässt, siehe Abb. G6.

Bei Pinning-Prozessen erfolgen auf der Neukurve vorerst leichte Drehungen der Magnetisierung solange, bis sich die Domänen losreißen und die Neukurve steil ansteigt. Beim Nukleationsmechanismus kann eine freie Wandbewegung erfolgen und es entsteht sofort eine Mehrzahl an Domänen in Richtung des positiven Feldes. Im Bereich der Entmagnetisierungskurve wird beim durch Pinning determinierten Mechanismus zuerst eine Vielzahl von Domänen festgehalten. Bei größeren Feldbeträgen erfolgt dann ein mehr oder weniger schlagartiges Losreißen der Domänenwände, Beim Keimbildungsmechanismus muss erst noch eine entsprechende lokale Energie zur Bildung

neuer Domänen aufgebracht werden, wodurch auch in diesem Fall ein zuerst flacher Verlauf der Entmagnetisierungskurve auftreten kann. Später erfolgt eine Vergrößerung auf Kosten der positiv orientierten Bezirke aber auch hier relativ rasch.

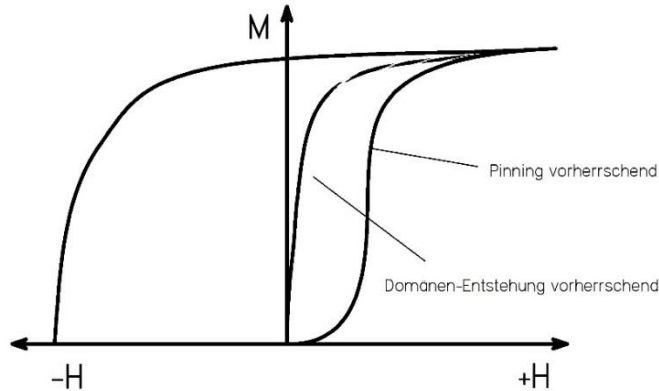


Abb. G6: Unterschiede in der Neukurve bei Domänen-Keimbildung oder Pinning

G4: Einbereichsteilchen

Die oben beschriebenen Mechanismen gelten insbesondere für Werkstoffe wie gesintertes NdFeB oder SmCo und auch für die meisten Ferrite. Andere Werkstoffe können als sogenannte Einbereichsteilchen beschrieben werden, d.h. hier bestehen Magnetpartikel nur aus einer einzelnen magnetischen Domäne, die bei entsprechender Feldstärke zu einem Umlappen ihrer Magnetisierung gebracht werden kann. Das Umlappen kann dabei als kohärent oder durch sogenanntes Curling oder Buckling erfolgen, siehe teilweise in Abb. G7. Sehr populär zur Beschreibung von Einbereichsteilchen ist das Modell von Stoner und Wohlfahrt, welches auf der Theorie des Mikromagnetismus basiert und einen Teil der oben dargestellten Energieterme benutzt. Für ein einzelnes Partikel ergibt sich dabei eine exakt rechteckige Hysterese. Nach einer statistischen Assemblierung von Teilchen mit variierenden Materialparametern und räumlicher Orientierung, lassen sich mittels der resultierenden Hysterese eine Vielzahl real gemessener Kurven approximieren. Allerdings erklärt das klassische Stoner-Wohlfahrt-Modell nur kohärente Rotationen.

Einbereichsteilchen sind z.B. bestimmte magnetische Nanoteilchen oder sehr klein gemahlene und gut strukturierte Hartferrite.

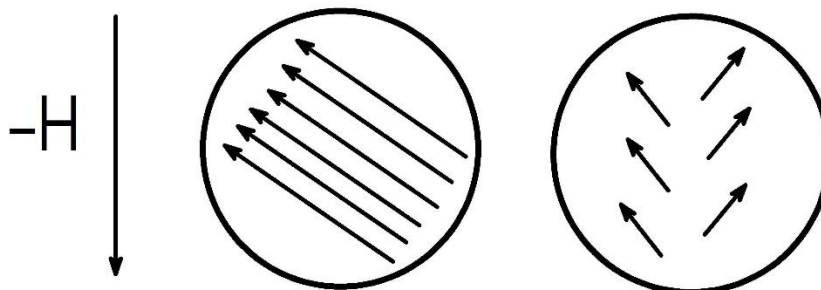


Abb.G7: Magnetisierungsumkehr bei Einbereichsteilchen durch kohärente Drehung (Links) oder Buckling (Rechts).