



Karin Leistner (Autor)

Elektrodeponierte hartmagnetische Fe-Pt-Schichten und Fe/Pt-Vielfachschichten



<https://cuvillier.de/de/shop/publications/1547>

Copyright:

Cuvillier Verlag, Inhaberin Annette Jentsch-Cuvillier, Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen,
Germany

Telefon: +49 (0)551 54724-0, E-Mail: info@cuvillier.de, Website: <https://cuvillier.de>

1 Einleitung

Die Welt wird kleiner. Technische Systeme, beispielsweise in Automobilen, Mobiltelefonen und Computern, werden zunehmend miniaturisiert. Damit kann Platz, Masse und letztendlich auch Energie gespart werden. Durch den Übergang zu Strukturgrößen im Mikrometer- und Nanometer-Bereich können immer mehr Funktionen auf kleinstem Bauraum ausgeführt werden. Ein wichtiges Beispiel dafür ist die Entwicklung von mikroelektromechanischen Systemen (MEMS), die eine Kombination von mikroskaligen mechanischen Elementen, Sensoren, Aktoren und elektronischen Schaltungen auf einem Substrat darstellen. Bei der Herstellung von MEMS ist aufgrund der geringen Abmessungen das Aufbringen von Material in Schichtform deutlich kostengünstiger als das verlustbehaftete Abdünnen von Massivmaterial.

Mikrodauermagnete in Schichtform können in magnetischen MEMS, wie zum Beispiel Mikroaktoren, Mikromotoren und Mikropumpen, Anwendung finden [1]. Trotz der geringen Ausdehnung muss in diesen Mikrodauermagneten eine hohe magnetische Energie gespeichert werden können. Die entscheidende Kenngröße dafür ist ein hohes maximales Energieprodukt. Dazu müssen die magnetischen Materialien in erster Linie eine hohe Remanenz aufweisen. Das zweite wichtige Kriterium ist eine ausreichende Koerzitivfeldstärke. Die Voraussetzung für eine hohe Remanenz ist eine hohe Sättigungspolarisation. Die gleichzeitig erforderlichen hohen Koerzitivfeldstärken können leichter erreicht werden, wenn das Material eine große magnetische Kristallanisotropie besitzt. In solchen magnetisch hochanisotropen Materialien kann die Magnetisierung außerdem besser thermischen Fluktuationen widerstehen. Damit sind sie auch als magnetische Speichermedien interessant, da kleinere stabile Bitgrößen erreicht werden können. Für Speichermedien werden vor allem texturierte Schichten mit Schichtdicken im nm-Bereich benötigt, wogegen die in der vorliegenden Arbeit untersuchten dickeren Schichten vor allem auf den Einsatz in MEMS zielen.

Als Hochleistungsdauermagnete werden bisher vor allem Seltenerd-Übergangsmetall-Verbindungen wie $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ und Sm-Co verwendet. Sie besitzen neben einer hohen magnetischen Kristallanisotropie auch eine hohe Sättigungspolarisation. Mit $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ -Magneten werden die höchsten Energieprodukte von über 450 kJ/m^3 erreicht [2]. In den letzten Jahren wird daneben verstärkt an den ferromagnetischen $L1_0$ -Phasen, die u. a. in den Systemen Fe-Pt, Co-Pt und Fe-Pd auftreten, geforscht. Die hohe Sättigungspolarisation von 1,43 T für $L1_0$ -FePt liegt nur etwas unter den 1,60 T von $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$. Gleichzeitig werden mit FePt sehr hohe Koerzitivfeldstärken erreicht, deren aktueller Höchstwert bei 7,3 T in dünnen Schichten liegt [3]. Außerdem hebt sich Fe-Pt von $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ und Sm-Co durch eine hohe Korro-

sionsbeständigkeit ab, die vor allem für strukturierte Schichten in MEMS wichtig ist. Die Materialkosten für $L1_0$ -FePt sind aufgrund des hohen Pt-Gehalts sehr hoch. Beim Einsatz in dünnen Schichten ist dies jedoch nicht entscheidend, da dort vor allem die Prozesskosten im Vordergrund stehen.

Die Herstellung von Hochleistungsdauermagneten in Schichtform erfolgt bisher zumeist mit Verfahren der physikalischen Dampfabscheidung. Die elektrochemische Abscheidung von Schichten für MEMS hat im Vergleich zu diesen zahlreiche Vorteile. Sie ist zunächst deutlich kostengünstiger, da keine Vakuumtechnologie benötigt wird. Gleichzeitig ermöglichen hohe Abscheideraten eine wirtschaftliche Herstellung von Schichten mit Dicken im μm -Bereich. Der Übergang vom Labor- auf den großtechnischen Maßstab ist für die Elektrodeposition relativ einfach und wurde zum Beispiel für Cu-Leiterbahnen realisiert. Auch weichmagnetische Schichten in Schreib-Leseköpfen (z. B. CoFe) werden hauptsächlich elektrochemisch hergestellt.

Die elektrochemische Abscheidung von Fe-Pt-Schichten mit dem für die $L1_0$ -Phase benötigten Fe/Pt-Verhältnis um 1,0 wurde in einigen Studien im Labormaßstab gezeigt [4–8]. Die Schichten weisen nach der Abscheidung sehr hohe Sauerstoffgehalte auf [6, 9]. Da die Bildung der $L1_0$ -Phase bei Raumtemperatur kinetisch gehemmt ist, müssen die Schichten nachträglich ausgelagert werden. Durch das Glühen in Wasserstoff können die $L1_0$ -Phase gebildet und der Sauerstoffgehalt gesenkt werden [9, 10]. Damit werden hohe Koerzitivfeldstärken von 1,1 T erreicht. Die Remanenz ist dagegen mit 0,42 T noch begrenzt, was auf verbleibende Oxide in der Schicht zurückgeführt wird [9]. Der Ausgangszustand nach der Abscheidung hat demnach großen Einfluss auf die erreichbaren hartmagnetischen Eigenschaften.

Die Zielstellung dieser Arbeit ist es, die Gefügeentwicklung während der elektrochemischen Abscheidung und der anschließenden Wärmebehandlung von Fe-Pt-Schichten zu verstehen und mit den hartmagnetischen Eigenschaften zu korrelieren. Dazu werden zunächst die Elektrodenprozesse bei der Fe-Pt-Legierungsabscheidung mittels potentiodynamischer Quarzmikrowaagemessungen und anhand der Charakterisierung potentiostatisch hergestellter Schichten analysiert. Besonders der Mechanismus des Sauerstoffeinbaus und sich daraus ergebende Ansätze zur Verringerung des Sauerstoffgehalts werden untersucht. Im Anschluss werden das Gefüge und die Zusammensetzung nach der Wärmebehandlung analysiert und im Zusammenhang mit den beobachteten hohen Koerzitivfeldstärken und begrenzten Remanenzen diskutiert. Darauf aufbauend werden Ansätze zur Remanenzerhöhung, wie die Reduzierung von Fremdphasen und die Herstellung austauschgekoppelter Gefüge, untersucht. Die erzielten, etwa μm -dicken, Schichten werden in erster Linie im Vergleich zu elektrochemisch abgeschiedenen Co-Pt-Schichten und im Hinblick auf ihre Anwendung in MEMS bewertet.

2 Grundlagen

2.1 Die hartmagnetische L1₀-Phase im Fe-Pt-System

2.1.1 Kristallstruktur und Phasenbildung

Das Phasendiagramm des Fe-Pt-Systems ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Bei niedrigen Temperaturen existieren neben den Randphasen drei geordnete Phasen: L1₂-Fe₃Pt, L1₀-FePt und L1₂-FePt₃. Die hartmagnetisch interessante L1₀-Phase ist in einem Homogenitätsbereich von etwa 35-55 at.% Pt stabil. Sie besitzt eine primitive tetragonale Elementarzelle entsprechend der Raumgruppe P4/mmm und kann auch durch den CuAu-Strukturtyp beschrieben werden. Die Fe- und Pt-Atome sind entlang der c-Achse in abwechselnden Fe- und Pt-Schichten angeordnet, die c-Achse ist gegenüber der a-Achse verkürzt.

Im realen Kristall ist die chemische Ordnung nicht perfekt und wird mit dem Ordnungsgrad S quantifiziert. In der geordneten Struktur belegen A- und B-Atome die Gitterplätze α und β , die in den Konzentrationen γ_α und γ_β vorhanden sind. Die Atome A und B sind in den Konzentrationen x_A und x_B vorhanden. Die Anteile der Gitterplätze α und β , die mit dem richtigen Atom A bzw. B besetzt sind, werden mit r_α und r_β bezeichnet. S wird damit definiert:

$$S = r_\alpha + r_\beta - 1 = \frac{(r_\alpha - x_A)}{\gamma_\beta} = \frac{(r_\beta - x_B)}{\gamma_\alpha} \quad (2.1)$$

Bei $S = 1$ ist der Kristall vollständig geordnet, $S = 0$ entspricht vollständiger Unordnung. Für Fe₅₀Pt₅₀ beträgt die thermodynamische Ordnungstemperatur 1300°C, oberhalb dieser ist die ungeordnete A1-Phase stabil. Sie kann als kubisch-flächenzentrierte (kfz) Struktur, bei der die Fe- und Pt-Atome statistisch auf die Gitterplätze verteilt sind, beschrieben werden.

Findet die Herstellung der Fe-Pt-Legierung bei Raumtemperatur statt, wird im Allgemeinen nicht die thermodynamisch stabile L1₀-Phase, sondern die ungeordnete A1-Phase gebildet. Der Grund dafür ist, dass die Diffusion bei Raumtemperatur zu langsam ist, um eine Ordnung einzustellen. Eine nachträgliche Wärmebehandlung ist notwendig, damit sich die Atome über Platzwechselfvorgänge und Volumendiffusion ordnen können. Die Umwandlung von A1 zu L1₀ verläuft bei nachträglicher Auslagerung als Umwandlung 1. Ordnung und über Keimbildung und Wachstum von geordneten Bereichen [18,21]. Die Ordnungsbereiche vergrößern sich, bis sie aneinander stoßen und durch Antiphasengrenzen getrennt sind. Anschließend vergrößern sich die Ordnungsdomänen entsprechend der Ostwald-Reifung. Mit steigender Unterkühlung unter die thermodynamische Ordnungstemperatur, also bei nied-

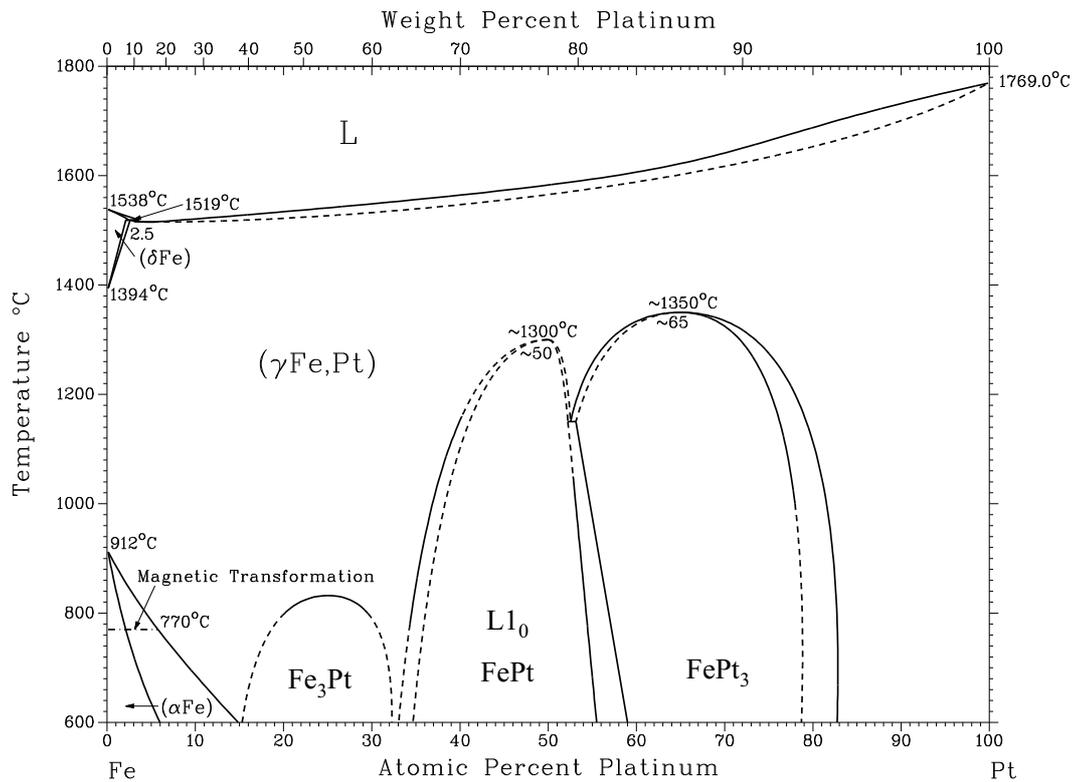


Abbildung 2.1: Phasendiagramm von Fe-Pt [11]

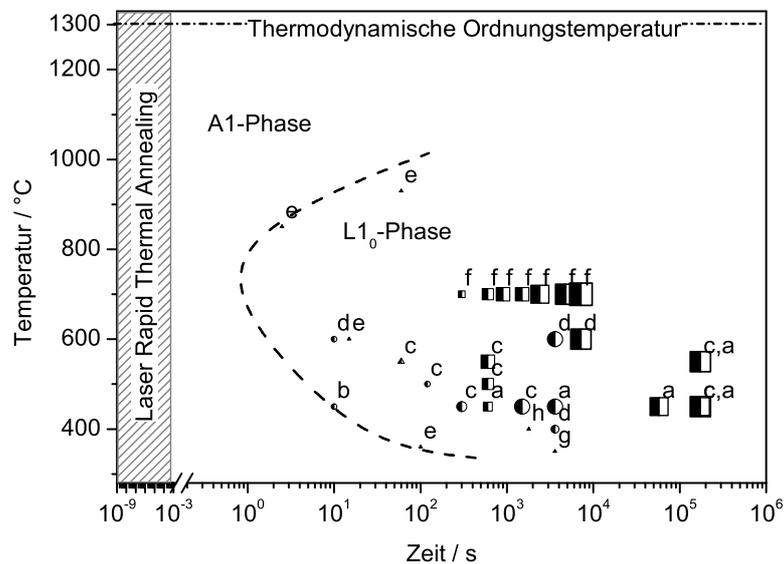


Abbildung 2.2: Zeit-Temperatur-Umwandlungsdiagramm für Fe₅₀Pt₅₀ [12]. Die eingetragenen Datenpunkte sind folgenden Veröffentlichungen entnommen: a) [13], b) [14], c) [15], d) [16], e) [17], f) [18], g) [19], h) [20]. Die Symbolgröße entspricht dem Ordnungsgrad. Die kleinsten Symbole geben den ersten Nachweis der L1₀-Bildung an. Die Form des Symbols kennzeichnet, wie die Daten ermittelt wurden: in der Veröffentlichung angegebener Ordnungsgrad (Viereck), aus XRD abgeschätzt (Kreis), Beginn der ansteigenden Koerzivität (Dreiecke).

rigeren Glühtemperaturen, nimmt zwar die Triebkraft für die Umwandlung zu, gleichzeitig wird aber die Diffusion sehr langsam. Diese gegensätzlichen Effekte können anhand eines Zeit-Temperatur-Umwandlungsdiagramms nachvollzogen werden, das für die A1- $L1_0$ -Phasenumwandlung in Fe-Pt in Abbildung 2.2 dargestellt wird. Daran wird deutlich, dass die Ordnungseinstellung bei Temperaturen um 400°C nach mehrstündigem Auslagern beginnt. Die geringste Auslagerungsdauer zur Ordnungseinstellung wird bei einer Auslagerungstemperatur von etwa 800°C erwartet.

Bei der Herstellung von Fe-Pt-Schichten bei erhöhten Temperaturen kann sich die $L1_0$ -Phase insbesondere über Oberflächendiffusion auch direkt bilden. Die dazu benötigten Temperaturen sind in der Regel niedriger als beim nachträglichen Auslagern [22, 23].

Im ähnlichen System Co-Pt existiert ebenfalls eine $L1_0$ -Phase mit guten intrinsischen magnetischen Eigenschaften. Diese besitzt im Vergleich zu FePt eine niedrigere thermodynamische Ordnungstemperatur von 830°C .

2.1.2 Intrinsische magnetische Eigenschaften der FePt-Phase

Das Interesse an Fe-Pt für hartmagnetische Schichten beruht auf den intrinsischen magnetischen Eigenschaften der $L1_0$ -Phase. Diese sind, zusammen mit daraus abgeleiteten Größen, in Tabelle 2.1 dargestellt. Zum Vergleich sind die $L1_0$ -Phasen von Co-Pt und Fe-Pd, die seltenerdbasierten Hochleistungsmagnete $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ und SmCo_5 , sowie die kürzlich in dünnen Schichten stabilisierte metastabile PrCo_7 -Phase mit ihren Eigenschaften aufgeführt. Eine dritte Gruppe umfasst Co und $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ mit hexagonal dichtest gepackter (hdp) Struktur sowie $\text{BaO}\cdot 6[\text{Fe}_2\text{O}_3]$ als einen Vertreter der Ferrite.

Die magnetische Kristallanisotropie ist entscheidend für das Erreichen einer hohen Koerzitivfeldstärke und einer hohen thermischen Stabilität der Magnetisierung. Sie beschreibt die bevorzugte Lage der Magnetisierung entlang bestimmter kristallografischer Achsen. Die Anisotropieenergie E_{Ku} kann für uniaxiale Systeme mit einer Taylorentwicklung beschrieben werden: $E_{Ku} = K_1 \sin^2\theta + K_2 \sin^4\theta + \dots$, wobei K_1 und K_2 die Kristallanisotropiekonstanten sind und θ der Winkel zwischen der Magnetisierung und der kristallografisch ausgezeichneten Achse ist. Für ein dominierendes K_1 wird meist die Bezeichnung K_U benutzt. $L1_0$ -FePt besitzt mit $10\cdot 10^6 \text{ J/m}^3$ die höchste uniaxiale magnetische Kristallanisotropie der $L1_0$ -Phasen. Sie ist vergleichbar mit denen der seltenerdbasierten Magnete, wobei SmCo_5 das höchste K_U von $13,6\cdot 10^6 \text{ J/m}^3$ aufweist. Die Ursache der hohen magnetischen Kristallanisotropie der $L1_0$ -Phasen ist die spezifische lagenweise Anordnung der Fe(bzw. Co)- und Pt(bzw. Pd)-Atome und die daraus resultierende Spin-Bahn-Kopplung [24]. Die leichte Richtung liegt entlang der verkürzten c-Achse. Die Ferrite und hdp-Co weisen gegenüber den Hochleistungsmagneten deutlich geringere Anisotropiekonstanten auf. Durch die Zulegierung von

Tabelle 2.1: Intrinsische magnetische Eigenschaften und daraus abgeleitete Größen verschiedener hartmagnetischer Materialien bei Raumtemperatur: K_U - uniaxiale magnetische Kristallanisotropiekonstante; J_S - Sättigungspolarisation; H_A - Anisotropiefeldstärke; BH_{max}^{th} - theoretisches maximales Energieprodukt (*: BH_{max}^{th} nicht erreichbar, da $\mu_0 H_A < 0,5 J_S$ ist); T_C - Curie-Temperatur

Material	K_U (10^6 J/m ³)	J_S (T)	$\mu_0 H_A$ (T)	BH_{max}^{th} (kJ/m ³)	T_C (K)	Quelle
L1 ₀ -FePt	6,6-10	1,43	11,6-17,6	407	750	[24, 25]
L1 ₀ -CoPt	4,9	1,00	12,3	199	840	[25]
L1 ₀ -FePd	1,8	1,38	3,3	379	760	[25]
Nd ₂ Fe ₁₄ B	4,6	1,60	7,2	509	585	[25]
SmCo ₅	13,6	1,14	30	259	993	[26, 27]
PrCo ₇	5,8	1,32	11	347	956	[28, 29]
BaO·6[Fe ₂ O ₃]	0,3	0,48	1,6	46	740	[30]
hdp-Co	0,45	1,81	0,6	*	1388	[30]
hdp-Co ₈₀ Pt ₂₀	1,1	1,51	1,8	454	1100	[31, 32]

Pt zu hdp-Co (wie in Co₈₀Pt₂₀) kann die Anisotropie deutlich erhöht werden. Auch die Anisotropie von Co₈₀Pt₂₀ ist jedoch noch niedriger als die der L1₀-Phasen.

Die zweite wichtige intrinsische magnetische Eigenschaft ist die Sättigungsmagnetisierung M_S . Sie wird erreicht, wenn alle Magnetisierungsvektoren in Feldrichtung ausgerichtet sind. In dieser Arbeit wird nach $J = \mu_0 M$ die Sättigungspolarisation J_S in Tesla angegeben. Mit J_S ist der maximal mögliche Wert der Remanenz J_R festgelegt. J_S ist damit entscheidend für ein hohes maximales Energieprodukt $(BH)_{max}$. Das theoretische maximale Energieprodukt kann mit $J_R = J_S$ und den Annahmen, dass die Form der Magnetisierungskurve ideal rechteckig und die Koerzitivfeldstärke ausreichend hoch ist, über $BH_{max}^{th} = \frac{J_S^2}{4\mu_0}$ bestimmt werden [33]. Für L1₀-FePt ist die Sättigungspolarisation mit 1,43 T nahe dem Wert von 1,60 T für Nd₂Fe₁₄B und deutlich höher als die der Ferrite. Entsprechend ist auch $(BH)_{max}^{th}$ für L1₀-FePt mit 407 kJ/m³ sehr hoch. Co und Co₈₀Pt₂₀ haben höhere J_S , durch die geringere Anisotropie wird das maximale Energieprodukt in realen Schichten jedoch durch die Koerzitivfeldstärke begrenzt.

Die Anisotropiefeldstärke H_A berechnet sich aus den Werten der Sättigungspolarisation und der Kristallanisotropie über $H_A = \frac{2K_u}{J_S}$. Sie entspricht der Feldstärke, die nötig ist, um bei senkrecht zur leichten Achse angelegtem Feld die Magnetisierung in Feldrichtung homogen zu drehen. H_A ist die Obergrenze der Koerzitivfeldstärke.

Bezüglich der Curie-Temperatur liegt FePt mit 750 K im Mittelfeld. Für Hochtemperaturanwendungen sind eher Co-basierte Magnete mit Curie-Temperaturen über 900 K geeignet.

2.2 Extrinsicische magnetische Eigenschaften von FePt-Schichten

2.2.1 Kenngrößen der magnetischen Hysterese

Reale Magnete sind durch eine Hysterese $J(H)$ bzw. $B(H)$ charakterisiert. Remanenz J_R , Koerzitivfeldstärke H_C und maximales Energieprodukt BH_{max} sind die wichtigsten Größen für Dauermagnete, die sich, wie Abbildung 2.3 verdeutlicht, aus der Hysteresekurve ergeben. Sie sind nicht nur von den intrinsischen magnetischen Eigenschaften, sondern auch stark vom Gefüge abhängig. Im Folgenden werden die Magnetisierungsprozesse, die zu $J(H)$ führen, kurz beschrieben und die Kenngrößen J_R , H_C und BH_{max} definiert.

Ein ausgedehntes ferromagnetisches Material nach thermischer Entmagnetisierung reduziert seine Streufeldenergie durch die Ausbildung magnetischer Domänen. Im feldfreien Zustand wird dann keine integrale Magnetisierung gemessen. Die Domänen sind in ausgedehntem Material und dicken Schichten i. A. durch Blochwände, in denen sich der Magnetisierungsvektor dreht, getrennt. Die Domänenstruktur ergibt sich aus der Minimierung der freien Energie, in die Beiträge von Austausch-, Anisotropie-, Streufeld- und magnetostatischer Energie eingehen. Die Austauschenergie resultiert aus der quantenmechanischen Wechselwirkung benachbarter Spins. Bei Ferromagneten bevorzugt sie die Parallelstellung der Spins, während die Anisotropieenergie die Orientierung der Magnetisierung entlang bestimmter kristallografischer Richtungen begünstigt.

Bei Anlegen eines äußeren Feldes tendiert die Magnetisierung aufgrund der magnetostatischen Energie dazu, sich parallel zum äußeren Feld zu orientieren. Dies führt zu Magnetisierungsprozessen, wie zum Beispiel Domänenwandverschiebungen und Drehprozessen. Der $J(H)$ -Verlauf beim erstmaligen Aufmagnetisieren wird als Neukurve bezeichnet. Die Sättigungspolarisation wird in isotropen Magneten erst bei Feldern oberhalb des Anisotropiefeldes angenähert, aber nie erreicht [34]. Bei Rücknahme des Feldes und Anlegen eines Gegenfeldes können Drehprozesse, Nukleation von entgegengesetzt magnetisierten Domänen und Domänenwandverschiebungen zur Ent- und Ummagnetisierung führen. Je nach der Form des Magneten wirken aufgrund der Formanisotropie neben dem äußeren Feld zusätzliche Streufelder. Um eine formunabhängige Hysterese zu erhalten, muss das äußere Feld um $-NJ$ korrigiert werden, wobei N der formabhängige Entmagnetisierungsfaktor ist. Für magnetisch isotrope Materialien sind diese entscherten Hysteresen für alle Feldrichtungen identisch. Texturierte Materialien weisen dagegen für verschiedene Feldrichtungen unterschiedliche Hysteresen auf.

Die Remanenz J_R ist die Polarisation, die nach dem Abschalten eines hohen Feldes in der Probe verbleibt. Die Koerzitivfeldstärke JH_C ist die Feldstärke, die angelegt werden muss,

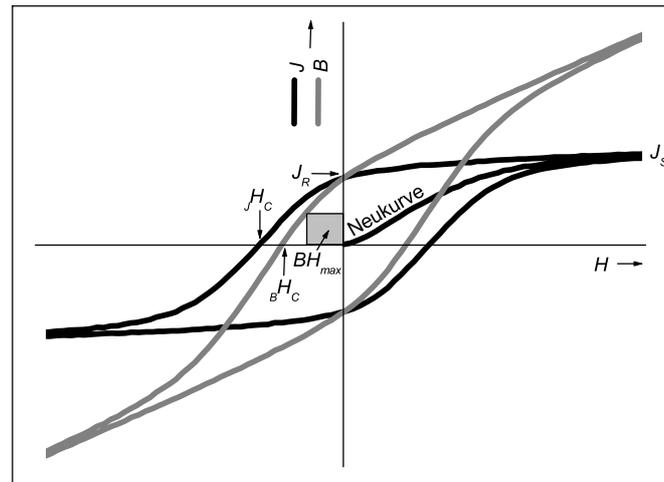


Abbildung 2.3: Ferromagnetische Hysterese in $J(H)$ - und $B(H)$ -Auftragung mit $B = \mu_0 H + J$. An der Hysterese sind die Kenngrößen Remanenz J_R , Koerzitivfeldstärke H_C und das als Fläche in $B(H)$ aufgetragene maximale Energieprodukt BH_{max} eingetragen.

um $J = 0$ zu erreichen. In dieser Arbeit wird mit der Bezeichnung H_C immer JH_C angegeben. Für die Anwendung von Dauermagneten ist das erzeugte Streufeld in einem äußeren Feld wichtig. Daher wird neben der Auftragung $J(H)$ auch die Auftragung der Flussdichte $B = \mu_0 H + J$ in Abhängigkeit des Feldes H verwendet. BH_C ist dann kleiner als JH_C . Das maximale Energieprodukt BH_{max} kann aus dem zweiten Quadranten der $B(H)$ -Kurve als maximales $B \cdot H$ bestimmt werden. Bei einer ausreichend hohen Koerzitivfeldstärke von mindestens $0,5 J_R$ ist die obere Grenze für BH_{max} durch $\frac{J_R^2}{4\mu_0}$ gegeben [35]. Die Remanenz geht hier quadratisch ein und ist daher entscheidend für ein hohes BH_{max} .

2.2.2 Koerzitivitätsmechanismen

Für sogenannte Stoner-Wohlfarth-Teilchen ist die obere Grenze für die theoretisch erzielbare Koerzitivfeldstärke die Anisotropiefeldstärke H_A [36]. Stoner-Wohlfarth-Teilchen sind isolierte, ellipsenförmige Eindomänenteilchen mit uniaxialer magnetischer Kristallanisotropie, in denen alle Magnetisierungsvektoren parallel sind. In realen Magneten erreicht die Koerzitivfeldstärke allerdings typischerweise nur bis zu 30 % von H_A . Die Ursache ist, dass es schon vor dem Erreichen von H_A zur Nukleation von entgegengesetzt magnetisierten Domänen kommen kann. Dies kann an Defekten mit verringerter Anisotropie und an Abweichungen von der idealen Ellipsenform, die zur Streufeldüberhöhung führen, geschehen. Zum Erreichen hoher Koerzitivfeldstärken können zwei grundlegende Mechanismen unterschieden werden: der Nukleations- und der Pinningmechanismus. Bei nukleationskontrol-

lierten Magneten wird versucht, die Bildung von entgegengesetzt magnetisierten Domänen zu verhindern. Dies kann in sehr defektarmen Gefügen mit entkoppelten Körnern erreicht werden. Bei zunehmendem Gegenfeld bilden sich beim Nukleationsfeld H_N an den wenigen verbliebenen Defekten oder durch Streufelder an Rauigkeiten entgegengesetzt magnetisierte Bereiche. Diese breiten sich dann weitestgehend ungehindert durch Domänenwandverschiebung aus. Ein hohes H_C wird durch ein hohes (negatives) H_N möglich. Dagegen kann bei pinningkontrollierten Hartmagneten eine hohe Koerzitivfeldstärke durch die Behinderung der Domänenwandbewegung erreicht werden. Domänenwände können besonders an flächenhaften Gitterbaufehlern, wie Korngrenzen, Zwillingsgrenzen und Antiphasengrenzen, sowie an zweidimensionalen Ausscheidungen gepinnt werden [37].

Die Form der Neukurve gibt einen gewissen Aufschluss darüber, welcher der beiden Koerzitivitätsmechanismen vorherrscht. Das Pinning von Wänden verursacht eine zu Beginn sehr flach ansteigende Neukurve, da sich die vorhandenen Domänen in Feldrichtung nur langsam durch Wandverschiebung ausbreiten können. Beim Nukleationsmechanismus besitzt das Material beim ersten Aufmagnetisieren dagegen eine hohe Suszeptibilität, da die vorhandenen Domänenwände leicht verschoben werden können.

In vielen Fällen wird eine Abhängigkeit der Koerzitivfeldstärke von der Korngröße beobachtet. Für weichmagnetische nanokristalline Materialien steigt die Koerzitivfeldstärke ausgehend von sehr kleinen Körnern in einem engen Korngrößenbereich bis zu einem Maximum stark an. Danach nimmt sie zu größeren Korngrößen hin mit $1/\text{Korngröße}$ ab, da die Korngrenzen als Pinningzentren wirken [38]. Auch in vielen hartmagnetischen Materialien kann die Verringerung der Korngröße eine Erhöhung von H_C bewirken [39, 40].

Für FePt-Magnete werden je nach Art der Herstellung und des beobachteten Gefüges verschiedene Koerzitivitätsmechanismen vorgeschlagen. Voraussetzung für eine hohe Koerzitivfeldstärke ist in beiden Fällen ein hoher Anteil an der hochanisotropen $L1_0$ -Phase [18, 41, 42]. In zusammenhängenden FePt-Schichten wird Pinning an Antiphasengrenzen und Zwillingen als dominanter Koerzitivitätsmechanismus diskutiert [18, 43]. In entkoppelten und defektarmen FePt-Teilchen dagegen wird ein hohes H_C durch Vermeidung von Domänennukleation erreicht [44]. Die Entkopplung der Teilchen kann durch das Wachstum granularer Schichten auf einem nichtbenetzenden Substrat realisiert werden. Damit werden sehr hohe Koerzitivfeldstärken bis zu 7,3 T möglich [3, 44, 45]. Alternativ kann auch eine nicht ferromagnetische intergranulare Phase, wie z. B. SiO_2 , zur Entkopplung der Körner führen und gleichzeitig das unerwünschte Kornwachstum einschränken [46].