
2. Grundlagen

Die Änderung des elektrischen Widerstandes von Metallen, insbesondere in ferromagnetischen Legierungen und Halbleitern in äußeren Magnetfeldern ist ein seit ca. 100 Jahren bekanntes Phänomen und wird als Magnetowiderstandseffekt (MR-Effekt) bezeichnet. Der MR-Effekt in ferromagnetischen Legierungen und Dünnschichten, der als anisotroper MR-Effekt (Anisotropic Magnetoresistance, AMR) bezeichnet wird, ist größer als in reinen magnetischen Metallen und beträgt maximal 3%. Die Entwicklungen in der Dünnschichttechnologie führten zur Entdeckung neuer MR-Effekte. Der als erstes entdeckte neue MR-Effekt wird wegen seiner im Vergleich zum AMR „riesigen“ Größe als Riesen-Magnetowiderstandseffekt (Giant Magneto-Resistance, GMR) bezeichnet [Baibich88]. Es sind mehrere Systeme bekannt, die GMR-Effekte zeigen. Kurz nach dem GMR-Effekt wurde der Tunneling Magnetoresistance (TMR) in Schichten entdeckt. Der Colossal Magneto-Resistance (CMR) ist ein weiterer Effekt, der in Perowskit Strukturen beobachtet wird. Die potentiellen Anwendungsmöglichkeiten, sowie das grundlegende Verständnis dieser Effekte haben großes Interesse in Wissenschaft und Industrie geweckt.

Der Fortschritt in den Dünnschichttechniken erfordert eine kontrollierte Herstellung der Dünnschichtsysteme mit definierter Struktur. Eine der aktuellen Forschungsgebiete ist die Erarbeitung neuer Theorien über die Entwicklung der Oberflächenrauigkeiten als Funktion der Schichtdicke (Dynamischer Skalierungsprozeß) und deren experimentelle Untersuchungen.

Im folgenden sollen die zum Verständnis der durchgeführten Untersuchungen notwendigen Grundlagen sowohl des GMR-Effektes in Schichtsystemen, als auch die Grundlagen über den Mechanismus der Oberflächenentwicklung erläutert werden.

2.1 Riesen Magnetowiderstandseffekt (Giant Magnetoresistance, GMR)

Der GMR-Effekt wurde im Jahr 1988 an Fe/Cr/Fe-Viellagenschichten gefunden und betrug 50 % bei 4,2 K [Baibich88]. Grünberg *et al.* hatten schon 1986 eine antiparallele Orientierung der Magnetisierung der Eisenschichten im feldfreien Zustand festgestellt [Grünberg86]. Parkin *et al.* untersuchten den Effekt in Co/Cu/Co –Viellagenschichten und fanden einen

größeren Effekt, über 65 % bei Raumtemperatur und bis 200 % bei 4,2 K [Parkin91a, Parkin91b, Parkin91c].

Der Effekt wird auch in granularen Schichten beobachtet. Zwei Forschergruppen, Berkowitz *et al.* und Xiao *et al.* entdeckten 1992 den GMR-Effekt in granularen Systemen aus Co-Cu, Fe-Cu und Gd-Ti, die durch Ko-Sputtern hergestellt wurden [Berkowitz92, Xiao92b].

Im Allgemeinen wird die Größe des Effektes in der relativen Widerstandsänderung „ $\Delta R/R$ “ angegeben:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{(R(H) - R(0))}{R(0)} \quad (2.1)$$

Dabei sind $R(H)$ der Widerstand bei dem Sättigungsmagnetfeld und $R(0)$ der Widerstand ohne äußeres Magnetfeld.

2.1.1. GMR-Effekt in Viellagenschichtsystemen

In einfachster Form wird der GMR-Effekt in einem System nachgewiesen, welches aus zwei magnetischen Schichten (z.B. aus Kobalt) besteht, die von einer nichtmagnetischen Zwischenschicht (z.B. Kupfer) getrennt sind. Die maximale relative Widerstandserhöhung in einem einfachen Sandwich, die durch ein äußeres Magnetfeld ausgelöst wird, beträgt 6 bis 8 % (Abb. 2.1.). In Vielfachschichten wird der GMR-Effekt wesentlich größer, z. B. in Co/Cu-Viellagenschichten über 65 % bei Raumtemperatur [Parkin91c].

Der elektrische Widerstand des Sandwichs hängt vom Winkel zwischen der oberen und unteren Magnetisierung ab. Die den Widerstand verursachende spinabhängige Streuung der Elektronen wird vergrößert, wenn die Magnetisierungsrichtung der beiden Grenzschichten nicht parallel ist. Der Widerstand ist am größten bei antiparalleler Einstellung, am kleinsten bei paralleler Einstellung. Die relative Änderung des Widerstandes im äußeren Magnetfeld ergibt den GMR-Effekt (Abb. 2.1.). Entscheidend für das Auftreten des GMR-Effektes ist, dass die Magnetisierungsrichtungen der ferromagnetischen Bereiche bzw. Schichten zueinander nicht parallel orientiert sind. Durch die Wirkung eines externen Magnetfeldes der magnetische Ordnungszustand des Systems geändert.

Der GMR-Effekt steht hier in Zusammenhang mit der Zwischenschichtkopplung. In Abhängigkeit der Dicke der Zwischenschicht sind die magnetischen Schichten entweder parallel („ferromagnetische“ Kopplung) oder antiparallel („antiferromagnetische“ Kopplung) magnetisiert. Die Magnetisierungsrichtungen können aber auch um 90° gedreht sein. Die Zwischenschichtkopplung ist oszillatorisch, d.h. kann durch die Variation der Zwischenschichtdicke geschwächt oder verstärkt werden. Entsprechend führen Oszillationen der Kopplung zu Oszillationen in der Größe des GMR-Effektes, wobei der Effekt mit zunehmender Zwischenschichtdicke abnimmt [Parkin91c, Mosca91].

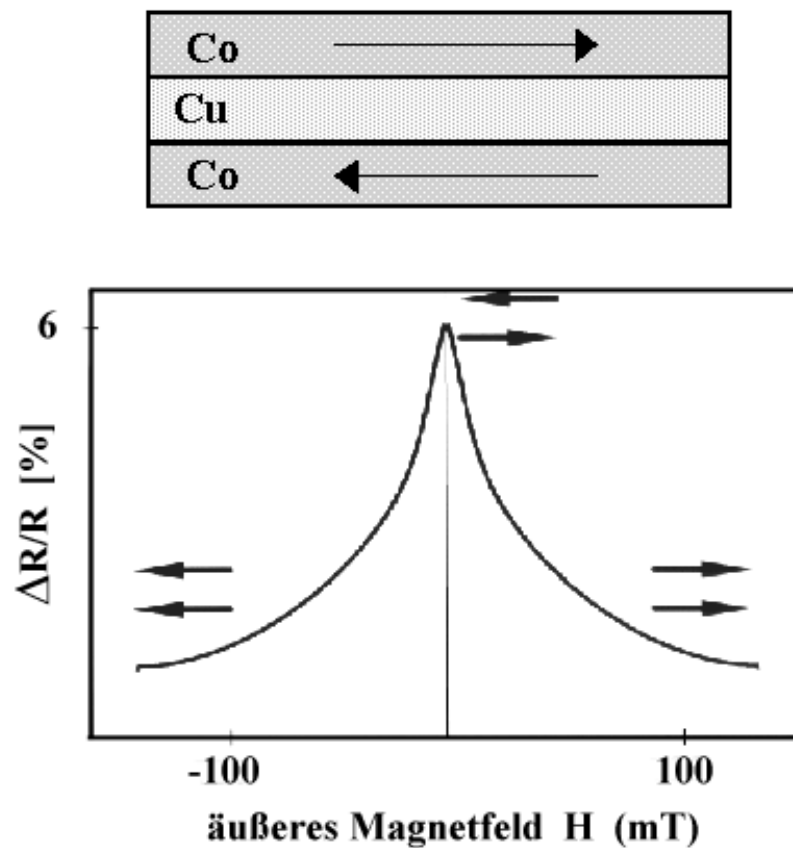


Abb. 2.1. Die relative Änderung des Widerstandes in Abhängigkeit von der Magnetisierungsrichtung in magnetischen Schichten.

Die unterschiedlichen Orientierungen von einzelner magnetischen Schichten lassen sich auch in sogenannten Spin-Valve-Systeme ohne Zwischenschichtkopplung erreichen [Barnas90]. Diese Systeme bestehen aus einer magnetischen Referenzschicht (gepinnte Schicht), die durch eine dickere nichtmagnetische Schicht (z. B. Cu, 2.5 – 5 nm) von der eigentlichen weichmagnetischen Sensorschicht entkoppelt ist (siehe Abb. 2.2). Die Magnetisierung der

Referenzschicht wird entweder durch eine antiferromagnetische Schicht (z. B. NiO, FeMn) oder einen künstlichen Antiferromagneten aus Co/Cu Viellagenschichten (Artificial Antiferromagnet, AAF) festgehalten („pinnen“). Durch die Wirkung eines externen Magnetfeldes wird nur die Magnetisierung der entkoppelten, frei beweglichen Sensorschicht beeinflusst. Jede Änderung in der relativen Ausrichtung der Magnetisierungen beider Schichten führt zu einer Widerstandsänderung. Einen Überblick zu den gekoppelten und nicht gekoppelten Schichtsystemen gibt [Grünberg93] und [Grünberg95].

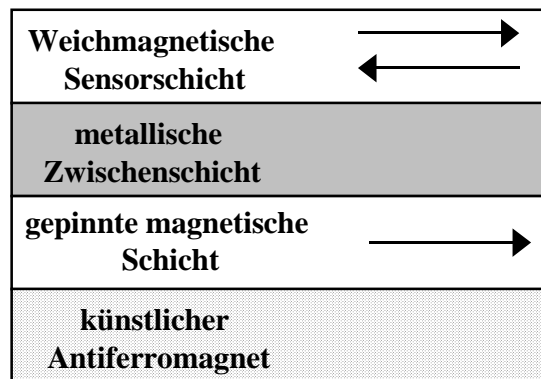


Abb. 2.2. Aufbau einer Spin-Valve-Struktur.

2.1.2. GMR-Effekt in granularen Dünnschichtsystemen

Granulare Schichten bestehen aus nanometergroßen ferromagnetischen Ausscheidungen (Körner), die in einer nichtmagnetischen Matrix eingebettet sind. Die Granularität dieser Schichten resultiert daraus, dass die gewählten magnetischen und nichtmagnetischen Metalle miteinander keine intermetallische Phase bilden. Dazu gehören Systeme z. B. aus Co und Ag, Co und Cu sowie Ag und Fe. Unter diesen Systemen ist in Co und Ag die gegenseitige Mischbarkeit unter Gleichgewichtsbedingungen in der festen und flüssigen Phase am geringsten (von 9×10^{-9} at. % bis $1,3 \times 10^{-3}$ at. %) [L. Börn91]. In granularen Schichten - anders als bei den Viellagenschichten - bilden die magnetischen Ausscheidungen (Co, Fe) und das umgebende nichtmagnetische Matrixmetall (Ag, Cu) die Grenzflächen.

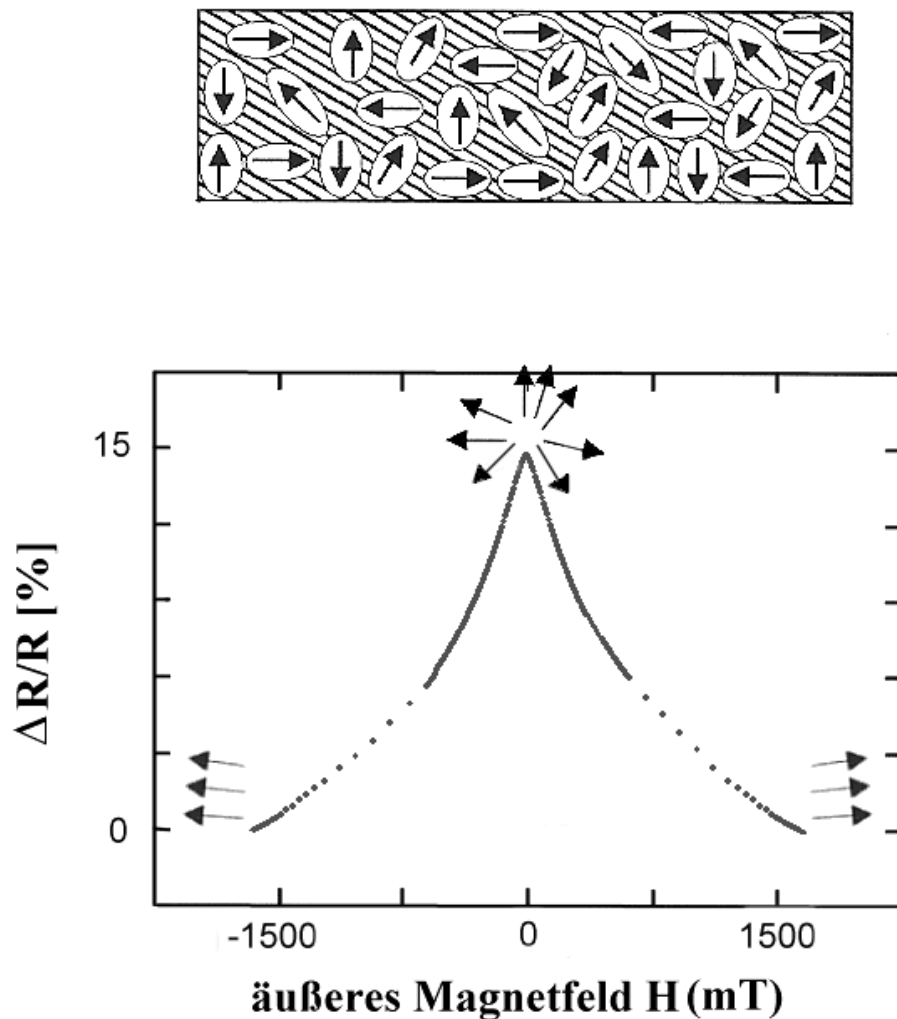


Abb. 2.3. Die relative Änderung des Widerstandes in Abhängigkeit von der Magnetisierungsrichtung der magnetischen Ausscheidungen in einer granularen Schicht (zur näheren Erläuterung siehe Text).

Innerhalb einer Ausscheidung sind die atomaren magnetischen Momente durch die magnetische Austauschwechselwirkung parallel ausgerichtet und somit resultiert das gesamte magnetische Moment einer magnetischen Ausscheidung. Ohne Wirkung eines äußeren Magnetfeldes werden die Magnetisierungsrichtungen von einzelnen magnetischen Ausscheidungen durch die thermische Energie, magnetische Anisotropie und magnetische Kräfte (Dipol-Dipol-Wechselwirkung) beeinflusst, so dass sie zueinander statistisch verteilt vorliegen (Abb. 2.3.). In dem feldfreien Zustand resultiert daher eine gesamte Magnetisierung von Null. Unter Wirkung eines äußeren magnetischen Feldes richten sich kontinuierlich die Magnetisierungsrichtungen einzelner Ausscheidungen in Richtung des äußeren Feldes aus. Dabei stehen mehr magnetische Momente parallel als antiparallel bzw. mit einem Winkel zum Stromfluß. In diesem Zustand ist

die Wahrscheinlichkeit für spinabhängige Streuung der Leitungselektronen kleiner als die ohne Magnetfeld und der elektrische Widerstand sinkt. Die resultierende relative Widerstandsänderung ist in Abb. 2.3 dargestellt. Im Vergleich zu den Viellagenschichten werden zur magnetischen Sättigung der granularen Schichten bzw. der Magnetisierungskurve größere Magnetfelder benötigt. Bei genügend großen Feldstärken (>1500 mT) werden alle magnetischen Momente der magnetischen Ausscheidungen in Feldrichtung orientiert. Dies entspricht dem Fall paralleler Ausrichtung der Magnetisierungsrichtungen in einem Sandwich.

2.1.3. Ursachen des GMR-Effektes

Die elektrische Leitfähigkeit eines Festkörpers wird durch die Streuung der Leitungselektronen an Defekten und durch Gitterschwingungen (Phononen) beeinflusst. Streuprozesse finden an Streuzentren wie Fremdatomen (nulldimensionale Störstellen), Versetzungen (eindimensionale Störstellen), Grenzflächen, Korngrenzen oder Oberflächen (zweidimensionale Störstellen) statt. Die Wechselwirkung der Leitungselektronen mit Phononen ist nur bei höheren Temperaturen relevant, und wird bei tiefen Temperaturen vernachlässigbar klein. Eine große Anzahl von Störstellen erhöht die Streuwahrscheinlichkeit und folglich wird die mittlere freie Weglänge der Leitungselektronen verringert, was zu einem hohen elektrischen Widerstand führt. Im umgekehrten Fall, bei geringer Dichte der Streuzentren ist die mittlere freie Weglänge der Leitungselektronen groß und der Widerstand entsprechend klein. In ferromagnetischen Materialien werden die Elektronen zusätzlich abhängig von ihrer Spin-Orientierung gestreut. In magnetischen, dünnen Schichtsystemen findet zusätzlich zur spinabhängigen Streuung an Verunreinigungen im Volumen noch die spinabhängige Streuung an den Grenzflächen zwischen den benachbarten Schichten statt.

Die Ursache des GMR-Effektes, sowohl in Viellagenschichten als auch in granularen Schichten beruht auf der spinabhängigen Streuung. Die Streumechanismen unterscheiden sich jedoch aufgrund der unterschiedlichen Strukturen in beiden Schichtsystemen. In Viellagenschichten tritt neben der Streuung im Volumen auch die Streuung an den Grenzflächen zwischen den magnetischen und nichtmagnetischen Schichten auf. In granularen Schichten findet die spinabhängige Streuung, in Analogie zu Viellagen an Grenzflächen zwischen der nichtmagnetischen Matrix und den magnetischen Ausscheidungen in der Matrix statt. Hinzu

kommt die Streuung im Volumen der magnetischen Ausscheidungen und die Streuung an paramagnetischen Verunreinigungen. Diese Streumechanismen in granularen Schichten zeigen eine Abhängigkeit von der Größe der Ausscheidungen [Zhang93], [Ounadjela96]. Im allgemeinen wird die Größe des Effektes in beiden Schichtsystemen zum großen Teil durch die spinabhängige Streuung an Grenzflächen bestimmt.

Die spinabhängige Streuung und das Auftreten des GMR-Effektes kann durch das Zwei-Strom-Modell erklärt werden [Levi95].

Es ist experimentell bekannt, dass die Wahrscheinlichkeit zur Streuung eines Elektrons, bei der die Orientierung seines Spins geändert wird (Spin-Flip-Streuung), sehr gering ist. Es ist daher berechtigt, vorauszusetzen, dass die Leitung der Elektronen mit Spin-up unabhängig von der Leitung der Elektronen mit Spin-down ist. Daraus folgen zwei parallele Leitungskanäle, die unabhängig voneinander sind („Zwei-Strom-Modell“). Dies bedeutet jedoch nicht, dass der Spin für den Transport nicht entscheidend ist. In einem Ferromagneten (z.B. Kobalt) sind die Bänder Spin-up und Spin-down aufgespalten und die Zustandsdichte an der Fermi-Kante E_F bei Spin-up und Spin-down Elektronen sind daher sehr unterschiedlich. In Kobalt ist die Zustandsdichte der Spin-down Elektronen $D_{\downarrow}(E_F)$ zehnmal größer als die Zustandsdichte der Spin-up Elektronen $D_{\uparrow}(E_F)$. Da in Metallen nur Elektronen mit Energien in der Nähe der Fermi-Kante zum elektrischen Transport beitragen, sind die Streuwahrscheinlichkeiten für beide Elektronensorten (Spin-up und Spin-down) nicht identisch. Daraus folgt, dass die mittlere freie Weglänge in einem Ferromagneten spinabhängig ist [Campbell84] bzw., dass der spezifische elektrische Widerstand in einem Ferromagneten für Spin-up und Spin-down unterschiedlich ist. In einem ferromagnetischen Metall, z.B. Kobalt sind für die Spin-down-Elektronen bei der Fermienergie E_F freie Zustände vorhanden; es findet Streuung statt. Dagegen finden die Spin-up Elektronen keine freien Zustände vor. Es resultiert eine geringere Streuwahrscheinlichkeit für Spin-up als für Spin-down Elektronen. Größere Streuwahrscheinlichkeit führt zu einem größeren Beitrag zum spezifischen elektrischen Widerstand. Das Verhältnis der Widerstände für die beiden Elektronensorten entspricht der Spinasymmetrie an der Fermi-Kante und ist verantwortlich für die Stärke der **spinabhängigen Streuung**.

Für nichtmagnetische Metalle, wie Kupfer, gilt dies nicht, da die Zustandsdichte an der Fermi-Kante für Spin-up und Spin-down Elektronen identisch ist. Die Streuwahrscheinlichkeit ist für beide Elektronensorten gleich.

Darüber hinaus ist für das Verständnis des GMR die Bandstruktur der ferromagnetischen Übergangsmetalle (Fe, Co, Ni) zu beachten. Da in einem Kristall 4s-Orbitale viel mehr überlappen als 3d-Orbitale, ist das 4s-Band viel breiter in der Energie als das 3d-Band. Die effektive Masse m^* eines Elektrons an der Fermi-Kante ist umgekehrt proportional zur Krümmung des Energiebandes (d^2E/dk^2) und gegeben durch $m^* = \hbar^2 / (d^2E/dk^2)$. Da an der Fermi-Kante die Krümmung des 3d-Bandes viel geringer im Vergleich zu der des 4s-Bandes ist, ist die effektive Masse für 3d-Elektronen viel größer als die für die 4s-Elektronen. Darüber hinaus ist die Leitfähigkeit (σ) umgekehrt proportional zu der effektiven Masse m^* : $\sigma = ne^2\tau/m^*$, wobei n die Anzahl der Elektronen und τ die Stoßzeit der Leitungselektronen mit den Defekten und Phononen im Kristall sind. Obwohl die Anzahl der 3d-Elektronen höher ist als die der 4s-Elektronen, wird die Leitfähigkeit aufgrund der großen Krümmungsunterschiede überwiegend durch die effektive Masse bestimmt ($m_{3d}^* \gg m_{4s}^*$). Geht man von einer Addition der Beiträge von 4s- und 3d-Elektronen zur Leitfähigkeit aus und vernachlässigt den Beitrag der Elektornenzahl, so erhält man $\sigma = \sigma_{3d} + \sigma_{4s} \approx \sigma_{4s}$, da $m_{3d}^* \gg m_{4s}^*$ gilt. Zur Leitfähigkeit der 3d-Übergangsmetalle tragen also vor allem die beweglicheren 4s-Elektronen bei. Die Träger des Magnetismus bzw. der magnetischen Momente in den Übergangsmetallen sind die 3d-Elektronen, die zusammen mit den 4s-Elektronen die Leitungsbandstruktur bilden.

Nun läßt sich das Zwei-Strom-Modell des Elektronentransportes und die Änderung des elektrischen Widerstandes in einem Sandwich aus zwei magnetischen Schichten, die durch eine nichtmagnetische Schicht unterbrochen sind, anschaulich erklären (z.B. Co/Cu/Co). In Abb.2.4. sind die Zustandsdichten D von Kobalt und Kupfer als Funktion der Energie E -ohne s-Band-Aufspaltung- in einem Co/Cu/Co-Sandwich mit Ferromagnetischer-Kopplung und Antiferromagnetischer-Kopplung dargestellt.

In den magnetischen Schichten in einem Sandwich bzw. in den Viellagen, z. B. aus alternierenden Co/Cu-Schichten, hängt der spezifische Widerstand jedes Leitungschanals von der Orientierung der Magnetisierungen in den magnetischen Schichten ab (siehe Abb. 2.4).

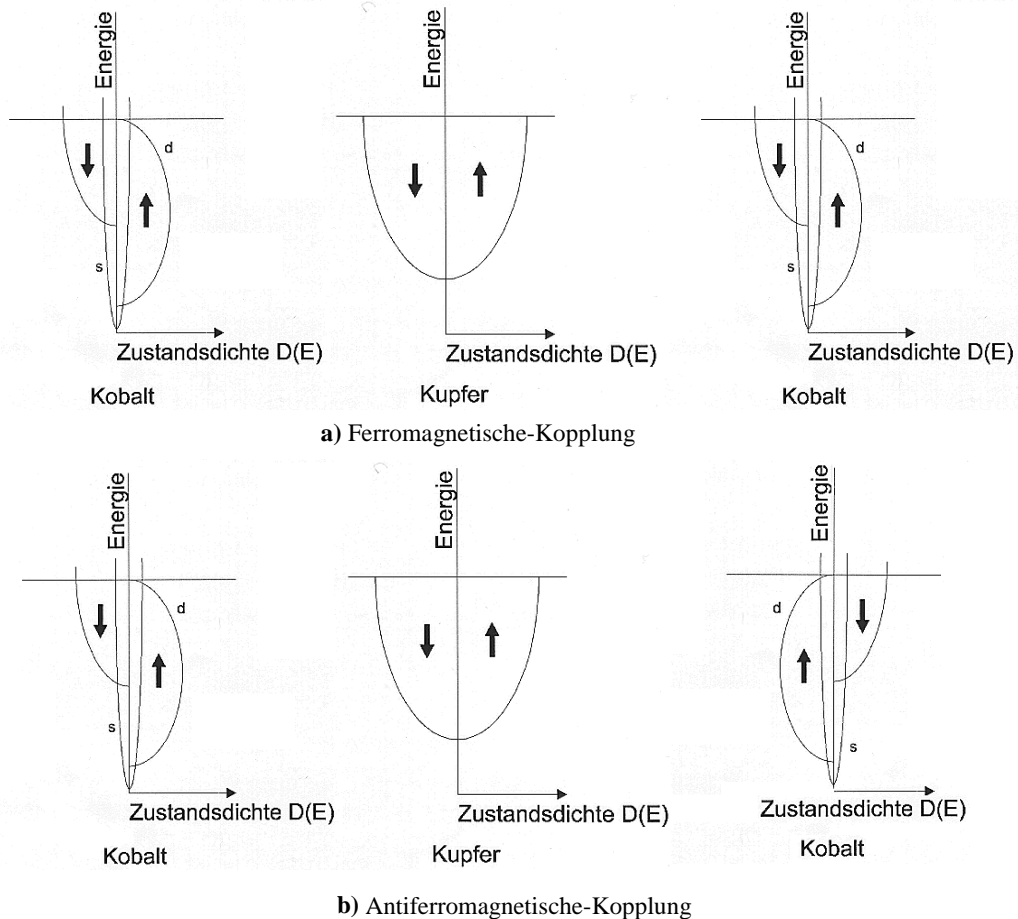


Abb. 2.4. Zustandsdichte D von Kobalt und Kupfer als Funktion der Energie E ohne s -Band-Aufspaltung in einem Co/Cu/Co-Sandwich mit Ferromagnetischer-Kopplung (a) und Antiferromagnetischer-Kopplung (b).

Wenn alle magnetischen Momente der Co-Schichten parallel zueinander orientiert sind (ferromagnetischer Zustand Abb.2.4(a)), werden nur die Elektronen mit dem Spin antiparallel zu den magnetischen Momenten gestreut. In dem antiferromagnetischen Zustand der Co-Schichten (Abb.2.4(b)) werden beide Elektronen mit Spin-up und Spin-down an den Grenzflächen und im Volumen der magnetischen Schichten gestreut. Folglich ist der spezifische Widerstand bei dieser Kopplung höher. Das heißt, dass der spezifische Widerstand eines Schichtsystems bei paralleler Ausrichtung der magnetischen Momente kleiner als bei antiparalleler Ausrichtung ist.

Die Erscheinung des GMR-Effektes in granularen Schichten hat den gleichen Ursprung, wie in Viellagenschichten, d.h. die „spinabhängige Streuung“ [Zhang93, Levi95].

Die spinabhängige Streuung hängt in granularen Schichten von der Orientierung des Spins der Leitungselektronen relativ zu den magnetischen Momenten der magnetischen Ausscheidungen ab. Im feldfreien Zustand sind die magnetischen Momente der einzelnen Körner zufällig orientiert bzw. statistisch verteilt. In diesem Zustand werden beide Leitungselektronen mit Spin-up und Spin-down mit gleicher Wahrscheinlichkeit gestreut. In einem äußeren Magnetfeld werden magnetische Momente in Feldrichtung orientiert und die statistische Verteilung wird aufgehoben. Die Streuung für eine Spin-Orientierung der Elektronen wird dadurch geringer, der spezifische Widerstand sinkt. Die relative Änderung des spezifischen Widerstands ergibt den GMR-Effekt in granularen Schichten.

Anwendungen:

Die Anwendungen des GMR-Effektes liegen besonders in der Sensorik sowie der Informations- und Speichertechnologie. Eine Effektgröße von 5-10% ist für praktische Anwendungen ausreichend. Die für diese Effektgrößen benötigten Felder sollen im Bereich von 10 mT liegen, je nach der Anwendung sind aber größere oder kleinere Felder notwendig. Erste Leseköpfe auf Basis des GMR-Effektes mit Spin-Valve-Aufbau werden seit 1998 in Festplattenleseköpfen der Firma IBM eingesetzt. Der damit erzielte Technologiesprung führte zu einer weiteren Erhöhung der Datendichte auf magnetischen Speichern (erhältlich zur Zeit ca. 20 Gbits/in² und eine Steigerung bis 70 Gbits/in² wird erwartet, Quelle: IBM). Ferner liegen die Anwendungsmöglichkeiten im Fahrzeugbau und der Industrieautomatisation, z. B. Sensoren bei Kraftfahrzeugen, zur Kontrolle von Lage und Geschwindigkeit bewegter Teile. Seit 1996 (NVE, Inc.) und 1997 (Siemens) sind bereits Sensorbauteile auf dem Markt erhältlich, die als kostengünstige, kontaktlose Positionssensoren eingesetzt werden.

In den Schichtsystemen, die auf Basis des GMR-Effektes in den erwähnten Anwendungen eingesetzt werden, spielen die Mikrostruktur, sowie die auftretenden Grenzflächenrauigkeiten und die Schichtdicke, eine wichtige Rolle. In diesem Zusammenhang, insbesondere für das Verständnis des Mechanismus der Grenzflächenentwicklung, steht der Dynamische Skalierungsprozess im Mittelpunkt der aktuellen Forschung. Dieser wurde im Rahmen dieser Arbeit parallel zur Mikrostruktur untersucht. Die Grundlagen dieses Prozess werden ausführlich im nächsten Kapitel erläutert.

2.2 Kinetische Rauheitsentwicklung in dünnen Schichten (Dynamischer Skalierungsprozess)

Die Rauigkeit einer anfänglich ebenen Schichtoberfläche nimmt mit wachsender Schichtdicke zu. Dies wird in der Literatur als „kinetic roughening“ bezeichnet. Diese Entwicklung der Grenzflächen- bzw. Oberflächenrauigkeit folgt einem experimentell beobachteten, einfachen dynamischen Skalierungsprozess (Dynamic Scaling Process). Die Rauigkeit σ nimmt mit der Zeit (äquivalent zur Schichtdicke d) nach der Beziehung $\sigma \propto t^\beta \propto d^\beta$ zu. Dieser Tatbestand hat in den letzten Jahren großes Interesse gefunden und zu vielen experimentellen und theoretischen Untersuchungen angeregt, z.B. [Family85, KPZ86, Chiarello91, Kahanda92, Krug97, Levi97].

In theoretischen Arbeiten wird das Oberflächenprofil mit der Höhenfunktion $h(x, t)$ entlang jeder Position x eines Substrates und mit der Zeitdauer t der Entwicklung definiert. Die Oberflächenrauigkeit σ (root-mean square (rms)-Rauigkeit) ist somit gegeben durch:

$$\sigma(L, t) = \frac{1}{\sqrt{L}} \sum_{x=1}^L (h(x, t) - \overline{h(t)}) \quad (2.2)$$

Dabei bedeutet $\overline{h(t)}$ die mittlere Höhe an der Oberfläche, L die Länge des linearen Systems bzw. Substrates und t die Zeit. Die Entwicklung einer Grenzfläche ist nach Family und Vicsek durch den folgenden Skalierungsansatz gegeben [Family85]:

$$\sigma(L, t) = L^\chi f(t/L^z) \quad (2.3)$$

Hier nimmt die Funktion $f(x)$ für ein lineares großes System, $x \ll 1$, die Form $f(x) \approx x^\beta$ an, und für $x \gg 1$ wird $f(x) = \text{konstant}$. Für kurze Zeiten t nimmt die Rauigkeit proportional zu t^β zu. Es ist allgemein anerkannt, dass in einem dynamischen Skalierungsbereich die Entwicklung der Rauigkeit einer Schicht gemäß folgender Beziehung verläuft [Family85, Thompson94]:

$$\sigma \propto t^\beta \propto d^\beta \quad (2.4)$$

Diese Exponential-Beziehung wird in der Literatur als „Power-Law“ bezeichnet, wobei β den Skalierungsexponenten und d die Schichtdicke darstellen. Der Exponent β hängt überwiegend vom Mechanismus der Grenzflächenentwicklung ab. In letzter Zeit ist dieser Prozess, für den Gl. (2.4) gültig ist, bei durch Sputter- und Aufdampftechniken hergestellten Ein-Komponenten-Schichten experimentell beobachtet worden. Experimente, in denen Aufdampftechniken verwendet wurden, ergaben einen Skalierungsexponenten von etwa $\beta = 0,25$ für Fe [Chevier91, He92] und von $\beta = 0,26$ für Ag [Thompson94]. Für gesputterte Au-Schichten ist der Skalierungsexponent $\beta = 0.40$ [You93] jedoch viel größer.

Eine analytische Theorie für diesen Prozess wurde von Kadar, Parisi und Zhang (KPZ) entwickelt. Die Autoren schlagen eine nichtlineare Differential-Gleichung vor, in der die Entwicklung der Höhenfunktion nach der Zeit betrachtet wird [siehe KPZ86]. Sie wird als KPZ-Gleichung bezeichnet. Entsprechende Simulationsrechnungen ergeben einen Skalierungsexponenten von $\beta \approx 0,25$ für Ein-Komponenten-Systeme [KPZ86, Meakin86].

Materialien für moderne Technologien erfordern jedoch Systeme mit zwei oder mehr Komponenten. In einer aktuellen Studie untersuchten Kotrla *et al.* einen dynamischen Skalierungsprozess für Zwei-Komponenten-Systeme mit zwei Arten von Partikeln mittels Monte-Carlo-Simulationen. Dieser Ansatz wird in Kapitel 2.3. näher erläutert. Obwohl dieser dynamische Skalierungsprozess für ein Zwei-Komponenten-System in ersten theoretischen Ansätzen diskutiert wird, existiert bis jetzt keine experimentelle Bestimmung für den Skalierungsexponenten in Zwei-Komponenten-Systemen.

In dieser Arbeit wird daher der dynamische Skalierungsprozess für ko-gesputterte $\text{Ag}_{75}\text{Co}_{25}$ -Schichten mittels *ex-situ* Röntgenreflektometrie-Messungen untersucht, mit dem Ziel, das Power-Law experimentell zu belegen und den Skalierungsexponenten für die gesputterten, granularen Dünnschichten zu bestimmen. Diese Ergebnisse werden in Kapitel 5.5 ausführlich dargestellt. Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten granularen $\text{Co}_{25}\text{Ag}_{75}$ -Schichten besitzen potentielle technologische Bedeutung wegen ihres Magnetowiderstandseffektes [Carey92, Barnard92, Wang94]. Das System CoAg wurde als Modellsystem gewählt, da Co und Ag im thermodynamischen Gleichgewicht keine intermetallische Phase bilden [L-Börn91].

2.3 Zwei-Komponenten-Modell

Das von Kotrla *et al.* [Kotrla98] vorgeschlagene Modell basiert auf der Entwicklung einer Schichtoberfläche für zwei Arten von Partikeln (=Atome). In den theoretischen Modellen wird die Oberfläche als l -dimensional ($l = l_s + 1$; l_s die angenommene Dimension der Substratoberfläche) vorausgesetzt. Im Modell von Kotrla *et al.* wird das Substrat eindimensional und das System (1+1)-dimensional angenommen. Der Prozess der Partikelabscheidung wird hier durch die Energieänderung des Systems nach der Abscheidung eines neuen Partikels kontrolliert. Ein neues Partikel kann nur an einer Stelle, nämlich an einem lokalen Minimum an der Oberfläche hinzugefügt werden. Wenn einmal das lokale Minimum und der Typ des Partikels bestimmt wurden, so bleiben sie erhalten. Die Entwicklung des Oberflächenprofils wird durch eine Single-Step-Geometrie beschränkt. Die Abb. 2.5. zeigt die Konfiguration von zwei Atomsorten (schwarz und hellgrau) mit nächsten Nachbarn, die im TCSS-Modell berücksichtigt wurden. Man nimmt an, dass die Art eines Partikels durch eine Variable η beschrieben werden kann, die nur die Werte zwischen -1 bzw. $+1$ annimmt (η ist nicht die Step-Größe). Die Geometrie der Oberfläche zur Zeit t wird durch die Höhenfunktion $h(i,t)$, und die Zusammensetzung der an der Oberfläche abgelagerten Partikel durch $\eta(i,t)$ beschrieben. Dabei ist der Höhenunterschied zweier benachbarter Stellen (=Wachstumsstelle) auf -1 und $+1$ beschränkt (siehe Abb. 2.5.). Die Vorteile dieser Annahme sind: (a) Nur die Wechselwirkung zwischen Partikeln auf nächsten Nachbar-Plätzen an der Oberfläche wird berücksichtigt. (b) Im Vergleich zu einer Cluster- bzw. Insel-Geometrie kann der dynamische Skalierungsprozess viel einfacher und besser untersucht werden. Von Kotrla *et al.* wurde dieses Model, für zwei Komponenten-Systeme als „Two-Component-Single-Step-Modell“ bezeichnet.

Bei der Simulation wird nach den Autoren [Kotrla98] der Austausch zwischen einzelnen Partikeln im Volumen vernachlässigt, da dieser mehrere Größenordnungen langsamer ist als der auf der Oberfläche. Die Berechnung beschränkt sich daher nur auf die Wachstums-Situation an der Oberfläche.

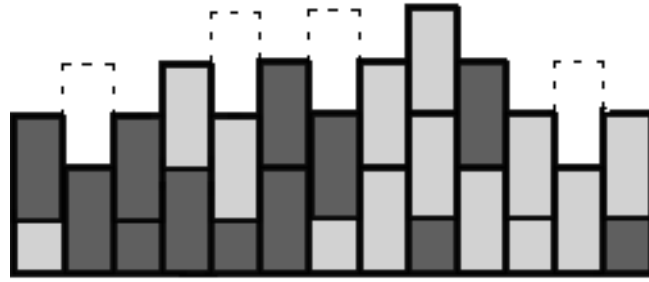


Abb. 2.5. Konfiguration von zwei Atomsorten (schwarz und hellgrau) im TCSS Modell. Die gestrichelten Linien zeigen Positionen bzw. Wachstumsstellen, an denen ein neues Partikel hinzugefügt werden kann [Kotrla98].

Die Partikel (=Atome) werden nur während des Wachstums der Oberfläche hinzugefügt. Wegen der Single-Step-Beschränkung kann ein Partikel nur an einer Stelle, an einem lokalen Minimum der Oberflächenhöhe, hinzugefügt werden (siehe Abb. 2.5.). Eine solche Stelle wird als Wachstums-Platz oder -Stelle bezeichnet [Kotrla98]. Wenn einmal das Minimum, der Typ und die Position eines Partikels ausgewählt und festgelegt sind, so sind sie für immer dort fixiert. Die Wahrscheinlichkeit für das Hinzufügen eines neuen Partikels von Typ η am Wachstumsplatz i hängt nur von der lokalen Nachbarschaft ab. Die Wahrscheinlichkeit wird durch die Energieänderung des Systems nach der Adsorption eines neuen Partikels kontrolliert. Die Energieänderung muss minimal sein. Die Energie ist durch eine Wechselwirkung, ähnlich wie die Ising-Wechselwirkung, beschrieben. Die Wahrscheinlichkeit ist proportional zu $\exp\{\Delta E(i, \eta)/k_B T\}$, wobei k_B die Boltzmann'sche Konstante und T die Temperatur sind. Der Ausdruck für die Energieänderung ist gegeben durch:

$$\frac{\Delta E(i, \eta)}{k_B T} = -K\eta[\eta(i-1) + \eta(i) + \eta(i+1)] \quad (2.5)$$

Dabei ist K die dimensionslose Wechselwirkungsstärke zweier Partikel unterschiedlicher Sorte. Die Summe $\eta[\eta(i-1) + \eta(i) + \eta(i+1)]$ enthält den Typ des Partikels auf der Oberfläche in der nächsten Nachbarschaft des Wachstumsplatzes.

Die Rauigkeit wird dementsprechend durch die Funktion $\sigma(L, t)$ (Gl. 2.3) berechnet. Die Entwicklung der Oberflächengeometrie wird dabei beeinflusst durch die Zusammensetzung an der Oberfläche und durch die Wechselwirkung zwischen zwei Partikeln an der Oberfläche.

Entsprechende Monte-Carlo Simulationen ergeben, dass mit zunehmender Wechselwirkungsstärke (K) die Oberflächenrauigkeit und der resultierende Skalierungsexponent β ansteigt.