



Forschungszentrum Karlsruhe
in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 6796

Entwicklung, Herstellung und Charakterisierung weichmagnetischer Dünnschichten für Hoch- frequenz-Anwendungen

I. Fergen

Institut für Materialforschung
Programm Mikrosystemtechnik

April 2003

Forschungszentrum Karlsruhe
in der Helmholtz-Gemeinschaft
Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6796

**Entwicklung, Herstellung und Charakterisierung
weichmagnetischer Dünnschichten für
Hochfrequenz-Anwendungen**

Immanuel Fergen

Institut für Materialforschung

Programm Mikrosystemtechnik

Von der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe (TH)
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2003

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)

ISSN 0947-8620

Entwicklung, Herstellung und Charakterisierung weichmagnetischer Dünnschichten für Hochfrequenz-Anwendungen

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

an der Fakultät für Maschinenbau
der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Phys. Immanuel Fergen
aus Speyer

Tag der mündlichen Prüfung: 9. Juli 2002

Hauptreferent:	Prof. Dr. phil. Helmut Holleck
Korreferenten:	Prof. Dr. rer. nat. Volker Saile Priv.-Doz. Dr.-Ing. Eckhard Quandt
Vorsitzender:	Prof. Dr. rer. nat. Dietrich Munz

KURZFASSUNG

Das vorliegende Manuskript beschreibt die Entwicklung, Herstellung und Charakterisierung von weichmagnetischen Dünnschichten für Hochfrequenzanwendungen bis zu GHz-Frequenzen. Diese hochfrequenztauglichen Schichten wurden für den Einsatz als magnetisches Kernmaterial, zum Aufbau von Mikroinduktoren und Mikrosensoren in der Mikroelektronik und Mikrosystemtechnik untersucht. Im Rahmen dieser Arbeit wurden amorphe CoB- und FeCoBSi-Schichten sowie nanokristalline FeTaN-Schichten mittels Magnetronspütern abgeschieden und bezüglich ihres Schichtaufbaus und ihrer Schichteigenschaften charakterisiert. Das Hauptentwicklungsziel dabei war die Realisierung von Schichten mit hohen ferromagnetischen Resonanzfrequenzen, geringen Wirbelstromverlusten und geeigneten HF-Permeabilitäten bis in den GHz-Bereich.

Als Konzept zur Realisierung hochfrequenztauglicher Schichtsysteme wurde die direkte Abscheidung von Schichten mit einer induzierten uniaxialen Anisotropie verfolgt. Die Schichtherstellung erfolgte mit Hilfe eines Magnetfeldbeschichtungstellers, der ein Magnetfeld innerhalb der Schichtebene erzeugt. Als Schichtmaterialien wurden zunächst amorphe Dünnschichten mit verschiedenen Sputtertargets ($\text{Co}_{79}\text{B}_{21}$ ¹, $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{18}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ und $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{15}\text{B}_{15}\text{Si}_{10}$) mit einem Targetdurchmesser von 75 mm deponiert. Durch die Variation der Beschichtungsbedingungen (Ar-Sputterdruck und HF-Sputterleistung) erfolgte eine Optimierung der Schichtherstellung im Hinblick auf die Abscheidung von Schichten mit geringen Eigenspannungen.

Diese optimierten amorphen Schichten zeigen eine ausgeprägte uniaxiale magnetische Anisotropie in der Schichtebene. Mit einer Sättigungsmagnetisierung ($\mu_0 M_s$) von 1,8 T und einer Anisotropiefeldstärke ($\mu_0 H_k$) von 3,5 mT erreichen $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schichten jeweils die höchsten Werte ($\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$: $\mu_0 M_s = 1,2$ T, $\mu_0 H_k = 1,5$ mT, $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{18}\text{B}_{12}\text{Si}_{12}$: $\mu_0 M_s = 1,2$ T, $\mu_0 H_k = 1,5$ mT). Entlang der leichten Richtung besitzen diese Schichten hohe Permeabilitäten ($\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$: 2340, $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{18}\text{B}_{12}\text{Si}_{12}$: 1825, $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$: 3340), die jedoch bei Anregungsfrequenzen im kHz-Bereich stark gedämpft werden.

Entlang der schweren Richtung sind die Permeabilitäten der Schichten ($\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$: 690, $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{18}\text{B}_{12}\text{Si}_{12}$: 830, $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$: 520) geringer, bleiben jedoch über den gesamten Frequenzbereich konstant. Für dünne Schichten (0,1 μm) werden entlang der schwereren Richtung Permeabilitäten bis in den GHz-Bereich ($\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$: 1,3 GHz, $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{18}\text{B}_{12}\text{Si}_{12}$: 1,5 GHz, $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$: 2,3 GHz) beobachtet. Diese experimentell ermittelten Permeabilitäten und ferromagnetischen Resonanzfrequenzen zeigen eine gute Übereinstimmung mit den theore-

¹ Chemische Zusammensetzung in At.-%

tischen, aus den statischen Magnetisierungsmessungen berechneten Werten. Im Hinblick auf den Einsatz der Schichten als magnetisches Kernmaterial in Mikroinduktoren wurde die Abhängigkeit der HF-Permeabilität von der Schichtdicke untersucht. Diese Experimente bestätigten, dass nur für dünne Schichten (bis $0,2 \mu\text{m}$ für $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$) das Spektrum der HF-Permeabilität durch die ferromagnetische Resonanzfrequenz limitiert wird. Für dickere Schichten nehmen die Wirbelstromverluste zu, wodurch sich die Resonanzfrequenzen zu geringeren Werten hin verschieben.

Die thermische Stabilität der magnetischen Eigenschaften der Schichtsysteme wurde untersucht, um die Prozesskompatibilität der verschiedenen Schichtmaterialien zu beurteilen. Hier zeigte sich, dass die amorphen Schichten bei Temperaturen von über 300°C zu kristallisieren beginnen und nach der Wärmebehandlung keine uniaxiale Anisotropie mehr besitzen. Da diese kristallisierten Schichten keine HF-Permeabilität bis in den GHz-Bereich mehr aufweisen, eignen sich diese amorphen Schichtmaterialien nur bedingt für die etablierte Halbleiterfertigung mit ihren hohen Prozesstemperaturen ($400 - 500^\circ\text{C}$).

Zur Realisierung von ersten Mikroinduktoren als Testmuster auf großflächigeren Substraten (100 mm Si-Wafern) erfolgte das Aufskalieren der Schichtherstellung mit einem $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{17}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Target und einem Durchmesser von 152 mm . Die mit diesem Target hergestellten Schichten besitzen hohe Anisotropiefeldstärken von bis zu 33 mT und erreichen ferromagnetische Resonanzfrequenzen von $4,7 \text{ GHz}$ mit Permeabilitäten von 110 . Als Ursache für diese hohen Anisotropiefelder können nicht nur magnetfeldinduzierte Prozesse verantwortlich gemacht werden. Vielmehr müssen darüber hinaus auch Anteile einer spannungsinduzierten bzw. strukturellen Anisotropie berücksichtigt werden, wie dies die Ergebnisse der durchgeführten Magnetfeldtemperungen belegen.

Aufgrund der unzureichenden thermischen Stabilität der magnetischen Eigenschaften der untersuchten amorphen Schichtsysteme wurde mit der Abscheidung von nanokristallinen FeTaN-Schichten begonnen. Die Herstellung dieser nanokristallinen Schichten erfolgte von einem 152 mm $\text{Fe}_{95}\text{Ta}_5$ -Target mit unterschiedlichen Ar/ N_2 -Zusammensetzungen im Sputtergas. Der Stickstoffgehalt der FeTaN-Schichten wurde dabei von 0 At.-% (bei 0 Vol.-% N_2 in Ar) bis etwa 40 At.-% (bei 30 Vol.-% N_2 in Ar) variiert. Aufgrund des zunehmenden Stickstoffanteils in den Schichten erhöht sich der spezifische Widerstand der Schichten und reduziert sich die Sättigungsmagnetisierung bis in den superparamagnetischen Bereich (ab 30 At.-% N in den Schichten). $\text{Fe}_{64}\text{Ta}_4\text{N}_{32}$ -Schichten mit einer uniaxialen Anisotropie erreichen eine ferromagnetische Resonanzfrequenz von $1,5 \text{ GHz}$ mit einer Permeabilität von etwa 40 . Gegenüber der ungetemperten zeigt eine bei 500°C im Magnetfeld getemperte $\text{Fe}_{79}\text{Ta}_5\text{N}_{16}$ -Schicht ein deutlich weichmagnetischeres Verhalten mit einer Anisotropiefeldstärke von $0,4 \text{ mT}$. Bedingt durch die thermische Stabilität der magnetischen Eigenschaften besitzt dieses nanokristalline Schichtsystem gegenüber den amorphen Systemen ein größeres Potential im Hinblick auf die Integration in bestehende Halbleiterfertigungsprozesse.

Development, fabrication and characterization of soft-magnetic thin films for high frequency applications

Abstract

This submitted manuscript describes the development, fabrication and characterization of soft-magnetic thin films for high frequency applications up to GHz frequencies. These high frequency suitable films were investigated with the prospective use as magnetic core material, for the assembly of micro inductors or micro sensors for the micro electronic and micro system technology. Within the scope of this work amorphous CoB and FeCoBSi films as well as nanocrystalline FeTaN films were deposited by means of magnetron sputtering and characterized regarding their film constitution and film properties. The main development goal was the realization of films with high ferromagnetic resonance frequencies, low eddy current losses and suitable hf-permeabilities up to the GHz range.

As a concept for the realization of high frequency suitable film systems the direct deposition of films with a uniaxial anisotropy was traced. The film fabrication was carried out by means of magnetic field deposition table (substrate holder), which induced a magnetic field within the film plane. As film materials initially amorphous thin films were deposited with different sputtering targets ($\text{Co}_{79}\text{B}_{21}$ ², $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{18}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ und $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{15}\text{B}_{15}\text{Si}_{10}$) with a target diameter of 75 mm. By varying the deposition conditions (Ar sputtering pressure and hf-sputtering power) an optimization of the film fabrication was carried out with respect of the deposition of films with low internal stress.

These optimized amorphous films show a strong uniaxial anisotropy within the film plane. With a saturation magnetization ($\mu_0 M_s$) of 1.8 T and an anisotropy field ($\mu_0 H_k$) of 3.5 mT $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ films reach the highest values ($\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$: $\mu_0 M_s = 1.2$ T, $\mu_0 H_k = 1.5$ mT, $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{18}\text{B}_{12}\text{Si}_{12}$: $\mu_0 M_s = 1.2$ T, $\mu_0 H_k = 1.5$ mT). Along the easy axis direction these films exhibit high permeabilities ($\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$: 2340, $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{18}\text{B}_{12}\text{Si}_{12}$: 1825, $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$: 3340) which were damped at higher excitation frequencies in the kHz range.

Along the hard axis direction the permeabilities of the films are lower ($\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$: 690, $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{18}\text{B}_{12}\text{Si}_{12}$: 830, $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$: 520) but stay constant for the whole frequency range. For thin films (0.1 μm) permeabilities up to the GHz range ($\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$: 1.3 GHz, $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{18}\text{B}_{12}\text{Si}_{12}$: 1.5 GHz, $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$: 2.3 GHz) are observed along the hard axis direction. These experimentally determined permeabilities and ferromagnetic resonance frequencies are in good agreement with the theoretically calculated values using the static magneti-

² Chemical Composition in At.-%.

zation measurements. With the prospective use of the films as magnetic core material in micro inductors the dependence of the hf-permeability on the film thickness was investigated. These experiments reveal that only for thin films (up to 0.2 μm for $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$) the spectrum of the hf-permeability is limited by the ferromagnetic resonance frequency. For thicker films the eddy current losses increase whereas the resonance frequencies shift to lower values.

The thermal stability of the magnetic properties of the films was investigated to rate the process compatibility of the different film materials. It was shown that the amorphous films start to crystallize at temperatures above 300°C and exhibit no uniaxial anisotropy after the annealing. Since these crystallized films show no hf-permeability up to the GHz range, these amorphous films have only a limited suitability for the established semiconductor fabrication with its high process temperatures (400 - 500°C).

For the realization of first micro inductors as testing devices on larger substrates (100 mm Si-Wafern) an up-scaling of the film fabrication using a $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{17}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ target with a diameter of 152 mm is carried out. The films deposited with that target exhibit high anisotropy fields of about 33 mT and reach ferromagnetic resonance frequencies of about 4.7 GHz with permeabilities of 110. Not only magnetic field induced processes could be considered as reason for these remarkable high anisotropy fields but also parts of stress induced or structural anisotropy as the results of the magnetic field annealing reveal.

Because of the insufficient thermal stability of the magnetic properties of the investigated amorphous films it was started with the deposition of nanocrystalline FeTaN films. The fabrication of these nanocrystalline films was carried out using a 152 mm $\text{Fe}_{95}\text{Ta}_5$ target in different Ar/ N_2 -atmosphere in the sputtering gas. The nitrogen content of the FeTaN films was varied from 0 At.-% (at 0 Vol.-% N_2 in Ar) up to about 40 At.-% (at 30 Vol.-% N_2 in Ar). Due to the increasing nitrogen content in the films the resistivity of the films increases and the saturation magnetization decreases down to the super paramagnetic range (about 30 At.-% N in the films). $\text{Fe}_{64}\text{Ta}_4\text{N}_{32}$ films with a uniaxial anisotropy reach ferromagnetic resonance frequencies of 1.5 GHz with a permeability of about 40. Compared to the non annealed film a $\text{Fe}_{79}\text{Ta}_5\text{N}_{16}$ film annealed at 500°C shows soft magnetic behavior with clear uniaxial anisotropy of 0.4 mT. Due to the better thermal stability of the magnetic properties these nanocrystalline films exhibit in contrast to the amorphous films a higher potential for the prospective integration in established semiconductor fabrication processes.

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung und Aufgabenstellung.....	1
2	Literaturübersicht.....	4
2.1	Grundlagen des Magnetismus.....	4
2.1.1	Ferromagnetische Hysterese.....	4
2.1.2	Freie Energie eines Ferromagneten.....	5
2.1.3	Einfluss der Kristallitgröße (Random Anisotropy Model).....	9
2.1.4	Magnetostriktion und Villari-Effekt.....	11
2.1.5	Magnetfeldinduzierte Anisotropie.....	13
2.2	Hochfrequenzverhalten magnetischer Materialien.....	15
2.2.1	Permeabilität im magnetischen Wechselfeld.....	15
2.2.2	Ferromagnetische Resonanz.....	16
2.2.3	Wirbelstromverluste.....	19
2.2.4	Konzept anisotroper, hochfrequenztauglicher Schichten.....	20
2.3	Hochfrequenztaugliche magnetische Werkstoffe und Schichten.....	22
2.3.1	Kompaktwerkstoffe.....	22
2.3.2	Schichtsysteme.....	24
2.4	Hochfrequenzanwendungen weichmagnetischer Dünnschichten.....	28
2.4.1	Planare Induktoren ohne magnetische Schichten.....	28
2.4.2	Induktoren und Transformatoren mit magnetischen Schichten.....	29
2.4.3	Magnetoelastische Spannungssensoren.....	33
2.5	Abscheidung dünner Schichten.....	35
2.5.1	Kathodenzerstäubung (Sputtering).....	35
2.5.2	Schichtbildung.....	37
3	Experimentelle Methoden.....	40
3.1	Schichtpräparation und -behandlung.....	40
3.1.1	Beschichtungsanlagen.....	40
3.1.2	Magnetfeldbeschichtungsteller.....	41
3.1.3	Targetmaterialien.....	43
3.1.4	Substratmaterialien.....	44
3.1.5	Wärmebehandlung.....	44
3.2	Charakterisierung des Schichtaufbaus.....	47
3.2.1	Schichtdicke und Schichteigenspannungen.....	47
3.2.2	Schichtstruktur und -gefüge.....	48
3.2.3	Chemische Zusammensetzung.....	50
3.2.4	Kalorimetrische Untersuchungen.....	52
3.3	Charakterisierung der elektrischen und magnetischen Eigenschaften.....	53
3.3.1	Elektrischer Widerstand.....	53

3.3.2	Magnetisierung.....	54
3.3.3	Domänenstruktur.....	55
3.3.4	Magnetostriktion.....	56
3.3.5	Permeabilität.....	58
4	Ergebnisse.....	63
4.1	Amorphe CoB-Schichten.....	64
4.1.1	Abgeschiedene Schichten.....	64
4.1.1.1	Schichtaufbau.....	65
4.1.1.2	Schichteigenschaften.....	72
4.1.2	Getemperte Schichten.....	92
4.1.2.1	Schichtaufbau.....	92
4.1.2.2	Schichteigenschaften.....	93
4.2	Amorphe FeCoBSi-Schichten.....	95
4.2.1	Abgeschiedene Schichten.....	95
4.2.1.1	Schichtaufbau.....	95
4.2.1.2	Schichteigenschaften.....	101
4.2.2	Getemperte Schichten.....	115
4.2.2.1	Schichtaufbau.....	115
4.2.2.2	Schichteigenschaften.....	116
4.3	Aufskalierung von amorphen FeCoBSi-Schichten.....	119
4.3.1	Abgeschiedene Schichten.....	119
4.3.1.1	Schichtaufbau.....	120
4.3.1.2	Schichteigenschaften.....	126
4.3.2	Getemperte Schichten.....	134
4.3.2.1	Schichtaufbau.....	134
4.3.2.2	Schichteigenschaften.....	135
4.4	Amorphe und nanokristalline FeTaN-Schichten.....	137
4.4.1	Abgeschiedene Schichten.....	137
4.4.1.1	Schichtaufbau.....	137
4.4.1.2	Schichteigenschaften.....	141
4.4.2	Getemperte Schichten.....	147
4.4.2.1	Schichtaufbau.....	147
4.4.2.2	Schichteigenschaften.....	148
4.5	Viellagenschichten.....	149
4.5.1	Abgeschiedene Schichten.....	149
4.5.1.1	Schichtaufbau.....	149
4.5.1.2	Schichteigenschaften.....	151
5	Zusammenfassende Diskussion und Ausblick.....	154

5.1	Hochfrequenztaugliche weichmagnetische Dünnschichten	154
5.1.1	Amorphe CoB- und FeCoBSi-Schichten	154
5.1.2	Nanokristalline FeTaN-Schichten	165
5.2	Hochfrequenzanwendungen weichmagnetischer Dünnschichten	168
5.2.1	Magnetischer Mikroinduktor (I-Induktor)	168
5.2.2	Magnetoelastischer Spannungssensor	172
6	Literatur	174
	Abkürzungen	184
	Formelzeichen	185
	Anhang	188

1 Einleitung und Aufgabenstellung

Die Mikrosystemtechnik (MST) stellt die Verbindung aus der Mikroelektronik und der Mikromechanik zu integrierten Gesamtsystemen dar. Als Mikrosysteme werden Mikrostrukturprodukte mit Abmessungen im Mikrometerbereich (10^{-6} m) deren technische Funktion durch die Form der Mikrostruktur bestimmt ist bezeichnet. Aktuelle Forschungsthemen der Mikrosystemtechnik sind neben der Entwicklung von neuartigen Gesamtsystemen im Bereich der Medizintechnik auch die Weiterentwicklung etablierter Mikrofertigungsmethoden (LIGA³, Laserstrukturierung, Mikrospritzgießen). Darüber hinaus wird an der Integration von leistungsfähigen Funktionswerkstoffen, die als Aktor- bzw. Sensorelemente in Mikrosystemen eingesetzt werden können, gearbeitet [QUA98]. Hier konzentriert sich die Entwicklung auf verschiedenen Dünnschichtsystemen auf Basis von Formgedächtnislegierungen [RAY92], [WIN00b], piezo- bzw. ferroelektrischen [MUR95], [GUG97] und magnetostriktiven Schichtsystemen [QUA94], [LUD99].

Gerade magnetische Dünnschichtsysteme haben für die Mikrosystemtechnik, nicht zuletzt mit der Entdeckung des GMR⁴-Effektes 1988 durch Fert und Grünberg in gekoppelten magnetischen Schichtsystemen, viele neue Impulse hervorgebracht. Dies wird durch die schnelle industrielle Umsetzung dieses physikalischen Effektes in leistungsfähige Produkte, so z.B. in Magnetfeldsensoren und Leseköpfen von Festplatten [GRÜ89], deutlich. Neben diesem Widerstandseffekt wurden weitere magnetische Effekte, häufig auf Basis magnetischer Dünnschichten, entdeckt, die ebenfalls in den nächsten Jahren in neue Sensoranwendungen überführt werden sollen [MEN99]. Ein großes Innovationspotential für die Mikrotechnik geht immer wieder von der Datenspeicher-Technologie aus, die in immer kleinere Bereichen bis hin zu Nanometerstrukturen vordringt. Dazu müssen fortwährend neue Methoden zum Speichern und Auslesen von Datenbits, auf Basis von magnetischen Mikrosystemen, weiterentwickelt werden [THO00], [VET00].

Auch in der Mikroelektronik bieten sich durch den Einsatz von magnetischen Schichten, z.B. in induktiven Bauteilen, neue Möglichkeiten für leistungsfähigere Produkte. Solche passive, induktive Bauteile sind wesentliche Bestandteile vieler Hochfrequenz-Halbleiterbauelemente. Sie besitzen ein großes Anwendungsfeld, sowohl in konventionellen, diskreten HF⁵-Bauteilen, so z.B. in HF-Dioden oder HF-Transistoren, als auch in integrierten Schaltungen

³ Lithographie, Galvanik, Abformung

⁴ engl. Giant Magneto Resistance (Riesenmagnetowiderstand)

⁵ engl. High Frequency (Hochfrequenz)

[HAR93]⁶. Hier werden diese passiven Bauteile besonders in Mikrowellenschaltungen (MMICs⁷) für Mobilfunkanwendungen, so etwa in rauscharmen HF-Verstärkern, Oszillatoren, Filtern, Mischern und in Anpassungsnetzwerken benötigt. Heute werden diese Bauteile hauptsächlich im Frequenzbereich des GSM-Mobilfunknetzes von 0,8 GHz bzw. 1,9 GHz betrieben. Diese Arbeitsfrequenzen werden für die neuen UMTS-Mobilfunknetze und kabellosen Datenübertragungsstandards auf bis zu 2,5 GHz erhöht. Die große Bedeutung dieser passiven Bauteile für die Halbleiterindustrie spiegelt sich in deren Jahresproduktion wider. Die jährliche Fertigung der vorgestellten passiven Bauteile als Bestandteile unterschiedlicher Halbleiterprodukte erreicht Stückzahlen im drei- bis vierstelligen Millionenbereich.

Planare Induktoren, die den heutigen Stand der Technik repräsentieren, bestehen aus spiralförmigen Leiterbahnstrukturen (Abb. 1-1). Solche passiven Bauteile erreichen Induktivitäten im nH-Bereich (0,5 - 10 nH) mit geringen Güten (2 - 10) und hohen Grenzfrequenzen bis in den GHz-Bereich (1 - 4 GHz). Diese Kenngrößen der planaren Induktivitäten werden im Wesentlichen durch die Geometrie (Breite, Dicke und Länge) und Materialgrößen der Leiterbahnen, der Isolationsschichten und des Substrates vorgegeben.

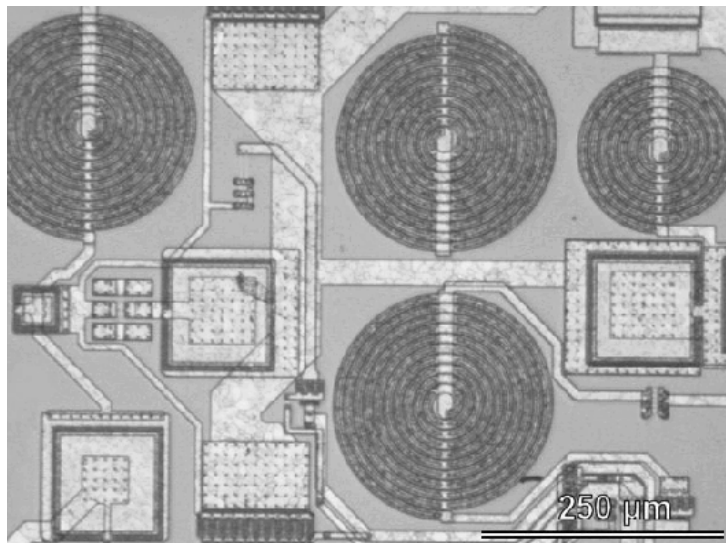


Abb. 1-1: *Lichtmikroskopische Ausschnittsaufnahme eines hochintegrierten rauscharmen HF-Verstärkers mit verschiedenen aktiven und passiven Komponenten. Die spiralförmigen Strukturen repräsentieren die planaren Induktivitäten (ATMEL GmbH, Germany) [SCH98].*

⁶ Seite 60-69, Seite 95-132 und Seite 164-190

⁷ engl. Monolithic Microwave Integrated Circuit (Integrierte Mikrowellenschaltung)

Um leistungsfähigere HF-Bauteile zu realisieren werden seit mehreren Jahren verschiedene Konzepte zur Erhöhung der Güte dieser Bauteile verfolgt. Angestrebt werden hier Güten von über 20 bei Induktivitäten im nH-Bereich und Frequenzen bis in den GHz-Bereich, wodurch sich z.B. die Lebensdauer eines Akkus für Mobilfunkanwendungen deutlich steigern ließe. Da sich die Güte maßgeblich aus dem Quotienten der Kreisfrequenz mal der Induktivität zu dem ohmschen Widerstand des Bauteils berechnet, zielen die Ansätze auf eine Verringerung des Widerstandes bzw. auf eine Steigerung der Induktivität. Als vielversprechendster Entwicklungsansatz wird seit einigen Jahren die Integration von magnetischen Dünnschichten verfolgt [YAM00a]. Die Permeabilität des magnetischen Schichtmaterials erhöht die Induktivität, wodurch die Abmessungen der Leiterbahnen und somit der ohmsche Widerstand des Mikroinduktors reduziert werden können.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Herstellung und Charakterisierung von hochfrequenztauglichen magnetischen Schichten für unterschiedliche HF-Anwendungen. Die Entwicklung dieser Schichten sollte mit der besonderen Zielrichtung auf ihre Integration in neuartige HF-Mikroinduktoren hin durchgeführt werden. Die Erarbeitung der Thematik erfolgte dabei am Forschungszentrum Karlsruhe (FZK) im Rahmen eines Forschungsprojektes der Herrmann von Helmholtz Gemeinschaft deutscher Forschungszentren (HGF) in Zusammenarbeit mit dem Hahn-Meitner Institut (HMI) in Berlin, dem Forschungszentrum Jülich (FZJ) und der Firma ATMEL Germany GmbH in Heilbronn.

Ausgehend von am Institut für Materialforschung durchgeführten Vorarbeiten [LUD99] galt es ferromagnetische Dünnschichten mittels Magnetronspütern abzuscheiden und auf ihre magnetischen HF-Eigenschaften hin zu charakterisieren und zu optimieren. Als Ausgangsbasis sollte zunächst ein Konzept zur Realisierung von magnetischen Schichten mit Permeabilitäten bis in den GHz-Bereich unter der Berücksichtigung der frequenzlimitierenden Faktoren ausgearbeitet werden. Weitere Entwicklungsziele lagen auf der Optimierung der Schichtherstellung und der Charakterisierung der HF-Eigenschaften der Schichten. Als ein wesentlicher Bestandteil der Arbeit wurde die Untersuchung der möglichen Prozessintegration der Schichtsysteme in bestehende Halbleiterfertigungsprozesse angesehen. Hier stand besonders die Fragestellung der Temperaturstabilität der magnetischen Eigenschaften der Schichten im Vordergrund. Darüber hinaus sollten die hochfrequenztauglichen Schichten, für den Aufbau von neuartigen Mikroinduktoren, die im Rahmen des Projektes erarbeitet wurden, zur Verfügung gestellt werden. Abschließend sollte das Potential dieser Dünnschichten für andere HF-Anwendungen, z.B. in Sensoren, aufgezeigt und diskutiert werden.

2 Literaturübersicht

2.1 Grundlagen des Magnetismus

2.1.1 Ferromagnetische Hysterese.

Die Magnetisierungskurve beschreibt das Verhalten eines ferromagnetischen Materials in einem variablen Magnetfeld. In Abbildung 2-1 ist der typische Verlauf einer ferromagnetischen Hystereseschleife mit den wichtigsten Kenngrößen zu ihrer Beschreibung, sowie das Verhalten der magnetischen Domänen beim Aufmagnetisieren entlang der Neukurve dargestellt.

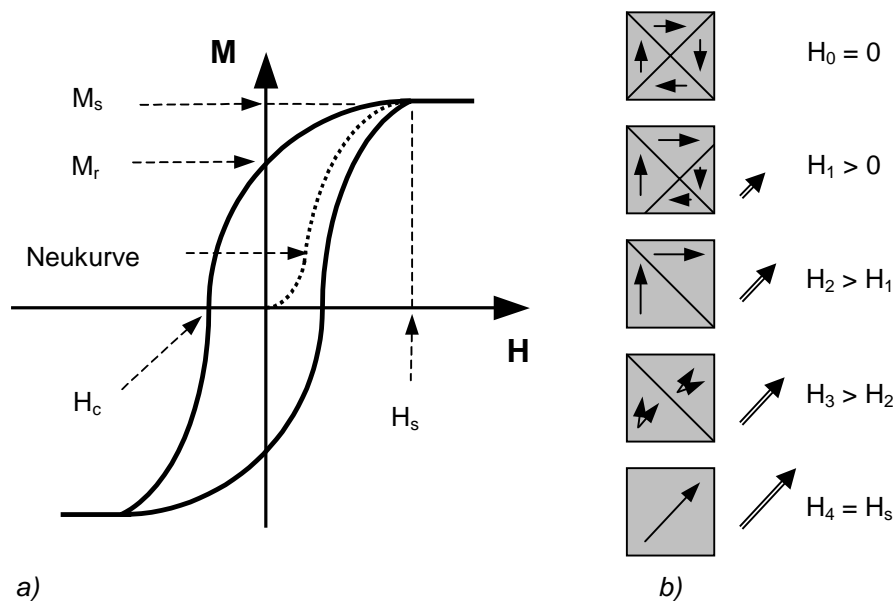


Abb. 2-1: a) Ferromagnetische Hysteresekurve und deren wichtigste Kenngrößen.
b) Domänenwandverschiebung und Rotation der Magnetisierung bei der Aufmagnetisierung entlang der Neukurve.

Ausgehend von einem vollständig entmagnetisierten Material, führt eine Erhöhung des externen Magnetfeldes zur Ausrichtung der magnetischen Momente infolge von Domänenwandverschiebungen und Rotationsprozessen. Dadurch wird das Material magnetisiert. Mit der Zunahme des äußeren Feldes steigt die Magnetisierung an, bis alle Domänen bzw. Momente vollständig in Feldrichtung orientiert sind. Diese Feldstärke wird als Sättigungsfeldstärke H_s und die zugehörige Magnetisierung als Sättigungsmagnetisierung M_s bezeichnet. Reduziert man das äußere Magnetfeld wieder, so folgt die Magnetisierung nicht der Neukurve, da Wandverschiebungs- und Rotationsprozesse zum Teil irreversibel ablaufen. Als Remanenzmagnetisierung M_r wird der Wert der Magnetisierung angegeben, wenn kein äußeres Feld mehr anliegt. Um die Magnetisierung wieder auf Null herabzusetzen, muss die Koerzitivfeldstärke H_c aufgebracht werden. Die Koerzitivfeldstärke dient als wichtige Kenngröße zur Einteilung der Materialien in hartmagnetische ($H_c > 1000 \text{ A/m}$) und weichmagnetische Werk-

stoffe ($H_c < 1000 \text{ A/m}$). Eine weitere Größe, die häufig zur technischen Klassifizierung der unterschiedlichen magnetischen Materialien verwendet wird ist die Anfangspermeabilität μ_a . Sie lässt sich aus der Steigung im unteren Bereich der Neukurve bestimmen [MIC95]⁸.

2.1.2 Freie Energie eines Ferromagneten

Die Beschreibung von Magnetisierungszuständen, z.B. von Hysteresekurven in ferromagnetischen Materialien, basiert auf Theorien des Mikromagnetismus [KRO92]. Deren wichtigste Beschreibungsgröße ist die freie magnetische Energie. Mit der Lösung des Variationsproblems für die freie Energie lassen sich Magnetisierungsverläufe und Feldstärken, bei denen Instabilitäten auftreten, bestimmen. Dazu wird die Stabilitätsbedingung, das Streben der freien Energie nach ihrem Minimum, betrachtet. Die freie magnetische Energie F_m setzt sich aus verschiedenen Energiebeiträgen zusammen [MIC95]⁹:

$$F_m = F_h + F_s + F_k + F_\sigma + F_i + F_a \quad (2.1)$$

Die einzelnen Energieterme resultieren aus: der magnetostatischen Anisotropieenergie F_h , der Streufeld- oder Formanisotropieenergie F_s , der Kristallanisotropieenergie F_k , der magnetoelastischen Anisotropieenergie F_σ , der magnetfeldinduzierten Anisotropieenergie F_i und der Austauschenergie F_a . Die verschiedenen dargestellten Energiebeiträge lassen sich teilweise als Anisotropiefelder H_k bzw. Anisotropiekonstanten K aus dem Verlauf der Magnetisierungskurven herauslesen.

Magnetostatische Energie

Die magnetostatische Energie betrachtet die Wechselwirkung des Materials mit einem äußeren Magnetfeld:

$$F_h = - \int_V H_{\text{ext}} J \cos \varphi dV \quad (2.2)$$

Sie wird minimal, wenn das externe Magnetfeld H_{ext} und die Polarisation J parallel gerichtet sind. Dieser Fall tritt ein, wenn der Winkel φ zwischen H_{ext} und J gegen Null strebt.

⁸ Seite 61

⁹ Seite 40ff

Streifeldenergie

Die Streifeldenergie beschreibt den Einfluss von Form und Abmessungen eines magnetischen Körpers. Sie berechnet sich aus dem Streifeld H_{st} , der Polarisation J und dem Winkel φ

$$F_s = -\frac{1}{2} \int_V H_{st} J \cos \varphi dV \quad (2.3)$$

Das Streifeld kann mit dem Entmagnetisierungsfaktor N und der Magnetisierung M beschrieben werden:

$$H_{st} = -NM \quad (2.4)$$

Die Streifeldenergie ist die Ursache für die Bildung von Domänen und das anisotrope magnetische Verhalten bei bestimmten Probenabmessungen. Diese Anisotropie wird als Formanisotropie bezeichnet und ist mit der Ausbildung von Streifeldern auf der Außenseite des magnetischen Körpers verknüpft. Die Streifelder sind Ursache für ein inneres, entmagnetisierendes Feld, das dem äußeren Feld entgegengerichtet ist. Der Zusammenhang zwischen externem, internem Feld sowie dem entmagnetisierendem Streifeld lässt sich mit dem Entmagnetisierungsfaktor N und der Magnetisierung M darstellen [CHI64]¹⁰:

$$H_{int} = H_{ext} - H_{st} = H_{ext} - NM \quad (2.5)$$

Der Entmagnetisierungsfaktor ist ein wichtiger Formfaktor um den Einfluss der Geometrie auf das magnetische Verhalten eines Körpers zu beschreiben. Für die Komponenten von N entlang der drei Raumachsen x , y , z eines Probenkörpers gilt stets [CHI64]¹¹:

$$N_x + N_y + N_z = 1 \quad (2.6)$$

Für eine Kugel haben $N_x = N_y = N_z = 1/3$ den gleichen Zahlenwert, für eine dünne runde Platte sind innerhalb der Plattenebene $N_x = N_y = 0$ und senkrecht zu dieser Plattenebene ist $N_z = 1$. Diese Faktoren gelten im allgemeinen auch für dünne magnetische Schichten, solange die lateralen Abmessungen deutlich größer sind als die Dicke der Schichten. Dies ist in der Regel bis zu einem Verhältnis der Schichtdicke zu den lateralen Dimensionen von $1/100$ gültig.

¹⁰ Seite 19ff

¹¹ Seite 19ff

Magnetokristalline Anisotropieenergie

Die Lage der magnetischen Polarisation in einem kristallinen Festkörper ist an bestimmte Richtungen gebunden, die durch seine Kristallstruktur vorgegeben wird. Diese bevorzugte Richtung wird als leichte Achse oder leichte Richtung bezeichnet und liegt z.B. für einkristallines Eisen entlang der $\langle 100 \rangle$ -Richtung und den dazu kristallsymmetrischen Achsen. Die Kristallanisotropieenergie lässt sich für kubische Kristalle mit

$$F_k = \int_v \left(K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots \right) dV, \quad (2.7)$$

aus den Anisotropiekonstanten $K_{1,2,\dots}$ und den Richtungskosinussen $\alpha_{1,2,3}$ der Magnetisierung bezüglich der drei Raumrichtungen darstellen. Für positive K_1 -Werte liegt die leichte Achse entlang der $\langle 100 \rangle$ -Richtung, wie dies z.B. für Eisen beobachtet wird. Amorphe Materialien zeigen, infolge des fehlenden Kristallaufbaus, keine Kristallanisotropie. In kristallinen Materialien lässt sich die Kristallanisotropie durch die Größe der Kristallite beeinflussen und so definiert bestimmte magnetische Eigenschaften, wie z.B. die Koerzitivfeldstärke, einstellen (Kapitel 2.1.3).

Magnetoelastische Anisotropieenergie

Die magnetoelastische Anisotropieenergie berücksichtigt den Einfluss von inneren und äußeren mechanischen Spannungen. Für isotrope Ferromagneten gilt die Beziehung:

$$F_\sigma = -\frac{3}{2} \int_v \lambda_s \sigma \cos^2 \varphi dV \quad (2.8)$$

Hierin bezeichnet λ_s die Sättigungsmagnetostriktion (2.1.4) und σ die äußere mechanische Spannung, während φ den Winkel zwischen der Spannungsachse und Magnetisierung bezeichnet, wie dies Abbildung 2-2 verdeutlicht.

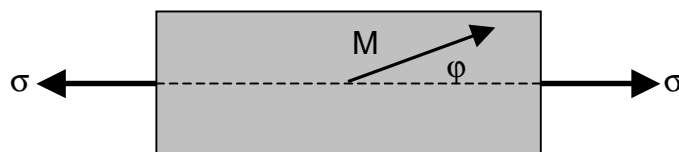


Abb. 2-2: Schematische Darstellung der magnetoelastischen Wechselwirkung.

Für positiv magnetostriktive Materialien unter Zugspannung bedeutet dies, dass sich die Momente in Richtung der Spannungsachse und bei Druckspannungen senkrecht zur Spannungsachse orientieren. Negativ magnetostriktive Materialien verhalten sich gerade entgegengesetzt dazu. Neben äußeren Spannungen beeinflussen auch innere Eigenspannungen,

die während der Abscheidung bzw. bei einer nachfolgenden Wärmebehandlung in die Schichten induziert werden können, den Spannungszustand der Schichten (Kapitel 2.5.2). Der magnetoelastische Kopplungsfaktor k stellt sich mit:

$$k = \frac{F_\sigma}{\sqrt{F_m F_e}} \quad (2.9)$$

aus dem Verhältnis der magnetoelastischen Energie F_σ zur magnetischen Gesamtenergie F_m und elastischen Energie F_e dar [TRÉ93]¹². Dieser Kopplungsfaktor sollte sowohl für Sensor- als auch für Aktoranwendungen gegen den Grenzwert Eins streben, um so einen möglichst hohen Wirkungsgrad zu erreichen.

Magnetfeldinduzierte Anisotropieenergie

Durch Diffusionsprozesse kann in magnetischen Materialien eine magnetisch induzierte Nahordnung eingestellt (induziert) werden, die zu einer uniaxialen (einachsigen) magnetischen Anisotropie führt. Diese magnetfeldinduzierte Anisotropie ist der wichtigste Anisotropiebetrag für die zu betrachtenden hochfrequenztauglichen magnetischen Schichtsysteme. Der Anteil der induzierten Anisotropieenergie ist durch Gl. 2.10 gegeben:

$$F_i = \int_V (K_{i1} \sin^2 \varphi + K_{i2} \sin^4 \varphi + \dots) dV \quad (2.10)$$

Hierin bezeichnet $K_{i1,2}$ die Anisotropiekonstanten und φ den Winkel zwischen äußerem Feld und der induzierten leichten Richtung. Eine detailliertere Beschreibung der magnetfeldinduzierten Anisotropie folgt in Kapitel 2.1.5.

Austauschanisotropieenergie

Die Austauschanisotropie kann auf die Wechselwirkung eines ferromagnetischen Festkörpers mit gelösten oder ausgeschiedenen Phasenbestandteilen zurückgeführt werden. Sie lässt sich in erster Näherung mit

$$F_a = \int_V K_a \sin \varphi dV \quad (2.11)$$

¹² Seite 59ff

ausdrücken. K_a bezeichnet hierin die Amplitude der Austauschisotropie, während φ den Winkel zwischen der Vorzugslage der Magnetisierung des magnetischen Grundgitters und dem äußeren Magnetfeld darstellt. Die Austauschisotropie ist Ursache von unsymmetrischen bzw. verschobenen Hystereseschleifen, wie sie z.B. für oxidiertes Kobalt (Co/ CoO) beobachtet werden [MIC95]¹³.

2.1.3 Einfluss der Kristallitgröße (Random Anisotropy Model)

Die Kristallanisotropiekonstante verändert ihren Wert beim Übergang vom kristallinen zum amorphen Festkörper. Im kristallinen Zustand besitzt sie einen festen Wert, der für den idealen amorphen Festkörper verschwindet. Im Übergangsbereich, also für Materialien mit einer Kristallitgröße im Nanometerbereich ist die Kristallanisotropiekonstante im Allgemeinen sehr viel geringer als für das entsprechende Material mit größeren Kristalliten. Dieses Verhalten lässt sich mit bestimmten Vereinfachungen durch das Random Anisotropy Model nach Alben [ALB78] und Herzer [HER90] erklären. Unter der Voraussetzung, dass die Kristallitgröße geringer ist als die Austauschlänge, kann sich die Magnetisierung in den statistisch reglos angeordneten Kristalliten nicht entlang der jeweiligen leichten Richtung orientieren. Für diesen Fall beschreibt das Modell die Anisotropie als eine räumliche Mittelung über die leichten Richtungen der Körner, die in einem Würfel der Kantenlänge l_k enthalten sind (Abb. 2-3a).

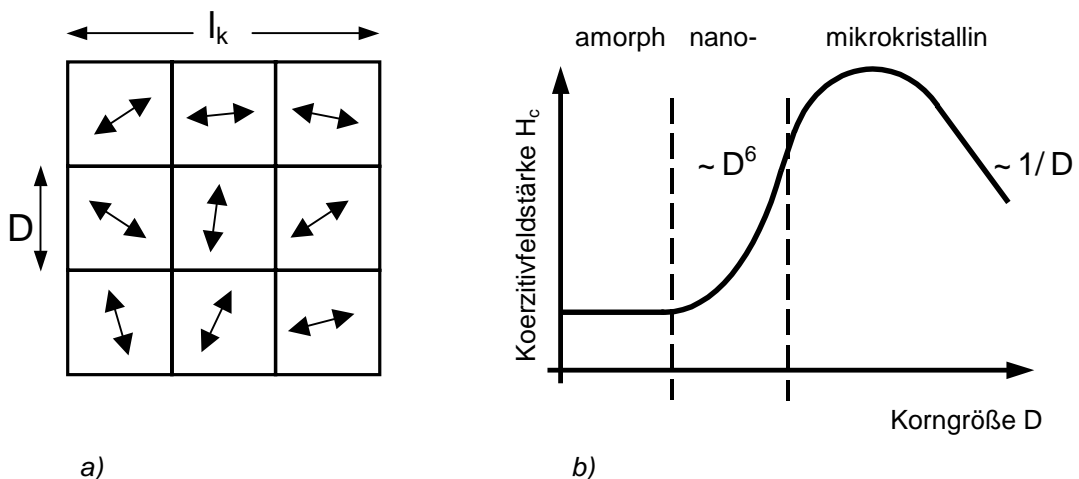


Abb. 2-3: a) Modellvorstellung der statistisch reglos orientierten leichten Richtungen.
b) Qualitativer Verlauf der Koerzitivfeldstärke H_c über der Korngröße D .

¹³ Seite 39

Diese gemittelte Kristallanisotropiekonstante $\langle K_1 \rangle$ stellt sich dann mit der Austauschlänge l_k und dem Korndurchmesser D wie folgt dar:

$$\langle K_1 \rangle = K_1 \left(\frac{l_k}{D} \right)^2 \quad (2.12)$$

Für die Austauschlänge l_k , die die Wechselwirkungslänge der Austauschisotropie A angibt, resultiert daraus:

$$l_{\langle k \rangle} = \sqrt{\frac{A}{\langle K_1 \rangle}} \quad (2.13)$$

Aus Gl. 2.12 und Gl. 2.13 folgt schließlich die effektive Kristallanisotropiekonstante als Funktion der Kristallitgröße:

$$\langle K_1 \rangle = \frac{K_1^4 \cdot D^6}{A^3} \quad (2.14)$$

Diese angepasste Anisotropiekonstante eignet sich nun zur Darstellung der magnetischen Eigenschaften und beobachteten Größen von nanokristallinen Materialien. Herzer [HER90] konnte mit Hilfe dieses Modells den experimentell beobachteten Zusammenhang zwischen der Korngröße D und der Koerzitivfeldstärke H_c für den nanokristallinen Übergangsbereich beschreiben (Abb. 2-3b).

Der superparamagnetische Effekt steht ebenfalls in Zusammenhang mit der Größe z.B. von ferromagnetischen Körnern in einer sie umgebenden nicht magnetischen Matrix. Unterschreitet die Korngröße einen kritischen Wert im nm-Bereich, so ist die thermische Energie kT viel größer als die Kristallanisotropieenergie (Kapitel 2.1.2) eines Kornes. Dies führt dazu, dass die Magnetisierungsrichtung nicht mehr stabil bleibt, sondern durch thermische Schwankungen verändert wird. Diese Materialien verhalten sich paramagnetisch und zeigen keine magnetische Hysterese. Der Temperaturverlauf der Magnetisierung kann mit der bekannten Langevin-Funktion dargestellt werden. [BEA55], [KNE62]¹⁴

¹⁴ Seite 425ff

2.1.4 Magnetostraktion und Villari-Effekt

Als Magnetostraktion wird die magnetfeldabhängige elastische Änderung der Gestalt oder des Volumens eines Materials verstanden. Im Fall der Volumenmagnetostraktion bewirkt ein äußeres Magnetfeld diese Änderung bei unveränderter Gestalt. Unter Gestalts- oder auch Joule-Magnetostraktion versteht man, wenn die elastische Änderung der Gestalt des Materials unter der Beibehaltung des konstanten Volumens erfolgt. Als Magnetostraktion λ wird die magnetostriktive Längenänderung dl bezogen auf die Länge l der zu untersuchenden Probe definiert:

$$\lambda = \frac{dl}{l} \quad (2.15)$$

Materialien, die sich beim Anlegen eines Magnetfelds entlang diesem verlängern, besitzen eine positive Magnetostraktionskonstante λ und werden demzufolge als positiv magnetostriktive Materialien bezeichnet. Folglich verkürzen negativ magnetostriktive Materialien ihre Dimensionen in Richtung des angelegten Magnetfeldes. Als Beispiele für technisch nutzbare positiv magnetostriktive Materialien seien hier TbFe und FeCo, sowie SmCo und Ni für negativ magnetostriktive Materialien genannt. Die Magnetostraktionskonstanten von weichmagnetischen amorphen Bändern erreichen Werte von -8 bis 35 ppm¹⁵ [HIN89]¹⁶. Die physikalische Ursache der Magnetostraktion liegt in der Spin-Bahn-Kopplung, die mit der relativistischen Quantenmechanik beschrieben werden kann, begründet. Diese Wechselwirkung wird durch ein äußeres Magnetfeld beeinflusst. Die Spins der Elektronen müssen der Orientierung des magnetischen Feldes infolge der Spin-Bahn-Kopplung folgen. Die Stärke dieses Einflusses wird letztlich von der Bandstruktur des Festkörpers bestimmt. Ein anschauliches makroskopisches Modell der Magnetostraktion isotroper Festkörper basiert auf der Beschreibung von Domänen, die sich ausgehend vom paramagnetischen Zustand beim Unterschreiten der Curietemperatur T_c und beginnender ferromagnetischer Ordnung bilden [JIL91]¹⁷. Für polykristalline gesinterte Werkstoffe kann im allgemeinen ein isotropes Verhalten vorausgesetzt werden. Entlang den unterschiedlichen Kristallachsen ist die Magnetostraktion jedoch verschieden. Für ein polykristallines, untexturiertes, kubisches Material lässt sich die Sätti-

¹⁵ engl. Parts Per Million (millionster Teil)

¹⁶ Seite 103

¹⁷ Seite 98ff

gungsmagnetostriktion λ_s aus den Magnetostruktionskonstanten λ_{100} und λ_{111} in $\langle 100 \rangle$ - bzw. in $\langle 111 \rangle$ -Richtung mit Gl. 2.16 angeben [JIL91]¹⁸.

$$\lambda_s = \frac{2}{5} \lambda_{100} + \frac{3}{5} \lambda_{111} \quad (2.16)$$

Den Verlauf der Magnetostriktion und des Villari-Effektes für positiv und negativ magnetostruktive Dünnschichtmaterialien stellt Abbildung 2-4 zusammenfassend dar.

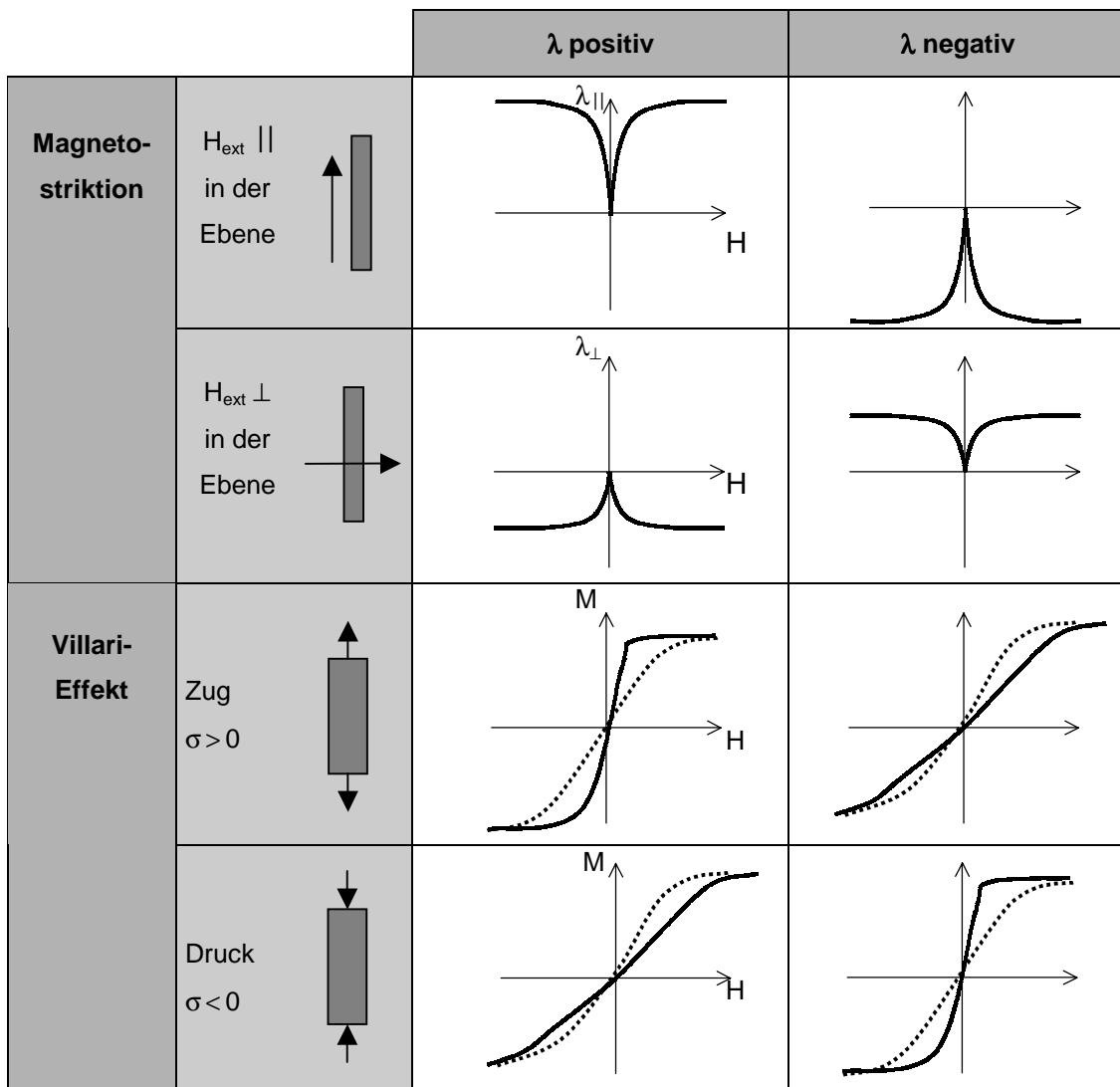


Abb. 2-4: Zusammenfassende Darstellung der Magnetostriktion und des Villari-Effektes für positiv und negativ magnetostruktive Dünnschichten.

¹⁸ Seite 103

Der Villari-Effekt beschreibt als eine Umkehrung der Magnetostriktion den Einfluss von mechanischen Spannungen auf den Verlauf der Magnetisierungskurve. Ursache hierfür ist der bereits beschriebene magnetoelastische Effekt, der einen zusätzlichen Anisotropiebetrag liefert. Dieser beeinflusst wesentlich die Permeabilität eines unter mechanischen Spannungen stehenden magnetischen Materials. Diese spannungsabhängige Permeabilitätsänderung kann für Sensoranwendungen ausgenutzt werden und z.B. in magnetoelastisch arbeitenden Dehnungssensoren Verwendung finden. Für die betrachteten hochfrequenztauglichen magnetischen Dünnschichtsysteme spielt der Villari-Effekt bei der Optimierung der Schichtherstellung eine entscheidende Rolle. Bei der Schichtabscheidung werden häufig Eigenspannungen induziert, die über den magnetoelastischen Effekt die magnetische Anisotropie stark beeinflussen können.

2.1.5 Magnetfeldinduzierte Anisotropie

Wie bereits in Teilkapitel 2.1.2 kurz eingeführt, kann in vielen Ferromagneten durch eine Wärmebehandlung im Magnetfeld eine leichte Richtung induziert werden. Für kristalline Materialien lässt sich die Ursache für diese auch Diffusionsanisotropie genannte Anisotropie durch ein einfaches Modell darstellen (Abb. 2-5).

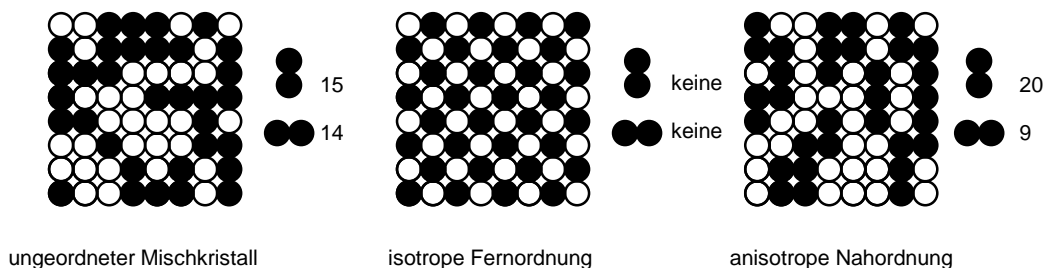


Abb. 2-5: Schematische Darstellung möglicher Atomverteilungen (ungeordneter Mischkristall, isotrope Fernordnung und anisotrope Nahordnung) für eine binäre, kristalline Legierung mit Zahl der gerichteten Atompaare [KNE62]¹⁹.

¹⁹ Seite 206ff

Dazu wird idealisiert ein binärer Mischkristall aus zwei Komponenten A und B sowie gleicher Anzahl von Atomen betrachtet. In einem ungeordneten Mischkristall ist die Anzahl der AA- bzw. BB-Bindungen etwa gleich. Ein solches Material verhält sich magnetisch isotrop wie ein Material mit einer isotropen Fernordnung, das keine direkten AA- bzw. BB-Bindungen aufweist. Anders verhält es sich, wenn sich während einer Wärmebehandlung im Magnetfeld eine anisotrope Nahordnung, die sich durch eine richtungsabhängige Anzahl von direkten AA- und BB-Bindungen bemerkbar macht, einstellt.

Im äußeren Magnetfeld diffundieren die Atome auf bevorzugte Plätze mit bestimmten Atombindungen und -abständen, wodurch sich die Gesamtenergie des Systems reduziert (Kapitel 2.1.2) Dieser Zustand wird beim schnellen Abkühlen im Magnetfeld eingefroren, und das Material zeigt eine induzierte uniaxiale Anisotropie. Dieses Modell kann auch auf amorphe und nanokristalline Bänder bzw. Schichten übertragen werden, die ebenfalls eine Nahordnung besitzen und in denen sich eine Anisotropie induzieren lässt. Amorphe Materialsysteme besitzen zudem den Vorteil, dass durch die fehlende Fernordnung keine zusätzlichen Beiträge infolge der Kristallanisotropie, das Induzieren der uniaxialen Anisotropie behindern. Eine uniaxiale Anisotropie kann in viele ferromagnetische Materialien eingepreßt werden. Die Größe der daraus resultierenden Anisotropiefeldstärke H_k und ihre thermische Stabilität ist jedoch sehr stark von der Zusammensetzung der Materialien und deren Herstellungsbedingungen abhängig. Der Effekt wurde zum ersten Mal von Kelsall [KEL34] an FeNi-Legierungen beobachtet. Die Existenz einer magnetfeldinduzierten Anisotropie konnte inzwischen für viele kristalline Legierungssystemen z.B. FeCo und FeNiCo als auch in amorphen Bändern nachgewiesen werden. Zur theoretischen Beschreibung dieser magnetisch induzierten Nahordnung werden üblicherweise die Berechnungen von Néel [NÉE53], Taniguchi und Yamamoto [TAN53] verwendet.

2.2 Hochfrequenzverhalten magnetischer Materialien

Die folgenden Abschnitte stellen zunächst die wichtigsten theoretischen Grundlagen zur Beschreibung des Hochfrequenzverhaltens magnetischer Materialien vor. Daran schließt sich eine Darstellung des aus den Grundlagen abgeleiteten Konzepts zur Realisierung hochfrequenztauglicher ferromagnetischer Dünnschichten an.

2.2.1 Permeabilität im magnetischen Wechselfeld

Als Folge von Verlusten reagiert die Induktion verzögert auf die Änderung der magnetischen Feldstärke. Für ein magnetisches Wechselfeld der Feldstärke H gilt die komplexe Gleichung:

$$H = H_0 e^{j\omega t} \quad (2.17)$$

H_0 stellt hierbei den Maximalwert der Amplitude, ω die Kreisfrequenz des Wechselfeldes und t die Zeit dar. Für die magnetische Induktion B gilt dann die komplexe Beziehung:

$$B = B_0 e^{j(\omega t - \kappa)} \quad (2.18)$$

Wobei B_0 den Maximalwert der Amplitude der Induktion und κ den Phasenwinkel zwischen magnetischer Feldstärke und magnetischer Induktion darstellen. Für die frequenzabhängige Beschreibung der Permeabilität ergibt sich somit aus den beiden vorangegangenen Gleichungen:

$$\mu = \frac{B}{H} = \frac{B_0}{H_0} e^{-j\kappa} = \frac{B_0}{H_0} \cos \kappa - j \frac{B_0}{H_0} \sin \kappa = \mu' - j\mu'' \quad (2.19)$$

Der Verlustfaktor $\tan \kappa$ lässt sich aus dem Quotienten des Realteils der Permeabilität μ' und dem Imaginärteil μ'' berechnen. Ohne Verluste verschwindet demzufolge die Komponente μ'' der Permeabilität. Das Frequenzspektrum der Permeabilität wird durch unterschiedliche Faktoren bestimmt, wobei die ferromagnetische Resonanz und Wirbelstromverluste die wichtigsten Einflussgrößen darstellen.

2.2.2 Ferromagnetische Resonanz

Klassisch erfolgt die Beschreibung der ferromagnetischen Resonanz eines ferromagnetischen Körpers im äußeren magnetischen Gleichfeld als Präzession des mechanischen Drehimpulses der Elektronen und ihres damit gekoppelten magnetischen Momentes mit der Larmor-Frequenz f_l um die Richtung des effektiven Feldes am Ort des Elektrons:

$$\omega_l = 2\pi f_l = \left| g \frac{e}{2m} \right| H_{\text{eff}} = |\gamma| H_{\text{eff}} \quad (2.20)$$

Hierbei repräsentiert g den Landé-Faktor, e und m die Elektronenladung und -masse, γ das gyromagnetische Verhältnis und H_{eff} den Effektivwert des äußeren Gleichfeldes am Ort des Elektrons. Für Elektronen wird die gyromagnetische Konstante ($g=2$) mit $\gamma=176$ MHz/T angegeben [JIL91]²⁰. Die Präzessionsbewegung der Spins ist im Allgemeinen gedämpft. Innerhalb einer Zeit der Größenordnung von 10^{-8} s klingt diese ab, d.h. die Magnetisierung stellt sich in Richtung von H_{eff} ein (Abb. 2-6a). Die Präzessionsbewegung kann jedoch durch ein senkrecht zu H_{eff} gerichtetes hochfrequentes Wechselfeld H_{hf} , dessen Frequenz gleich der Larmor-Frequenz f_l ist, aufrecht erhalten werden, wobei dem Hochfrequenzfeld Energie entzogen wird (Abb. 2-6b). Dies bezeichnet man als ferromagnetische Resonanz.

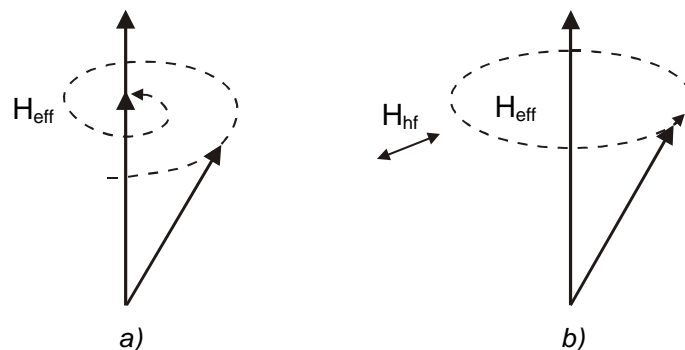


Abb. 2-6: Schematische Darstellung einer a) gedämpften und einer b) ungedämpften Spinpräzession um ein effektives Feld H_{eff} für ein eingestrahltes hochfrequentes Wechselfeld H_{hf} [KNE62]²¹.

²⁰ Seite 402

²¹ Seite 677

Die ferromagnetische Resonanz stellt das ferromagnetische Analogon zur magnetischen Kernspinnresonanz und zur paramagnetischen Resonanz dar. Zur experimentellen Beobachtung der ferromagnetischen Resonanz wird im Allgemeinen die Frequenz des HF-Feldes konstant gehalten und die Resonanzfrequenz durch die Variation des statischen Feldes aufgesucht, indem das sich ändernde Absorptionsspektrum ausgewertet wird.

Resonanzbeschreibung in Ferromagnetika

Die Beschreibung der Resonanzbedingung in ferromagnetischen Materialien basiert auf Überlegungen von Kittel [KNE62]²². Von besonderer Bedeutung dieser Arbeit ist, dass zur Formulierung der ferromagnetischen Resonanzfrequenz nicht das von außen angelegte äußere Feld, sondern das innere, effektive Feld, das tatsächlich am Ort des betrachteten Elektrons vorhanden ist, verwendet wurde. So stellt sich die Resonanzbedingung als klassische Bewegungsgleichung der Magnetisierung \vec{M}_s im effektiven Feld \vec{H}_{eff} mit dem gyromagnetischen Verhältnis γ , unter Vernachlässigung der Dämpfung, dar:

$$\frac{d\vec{M}_s}{dt} = |\gamma| (\vec{M}_s \times \vec{H}_{eff}) \quad (2.21)$$

Das effektive Feld berücksichtigt neben dem Kristallfeld und entmagnetisierenden Feldern auch Felder, die aus der Spannungsanisotropie und induzierten Anisotropiebeiträgen resultieren. Die Beschreibung betrachtet dazu einen ferromagnetischen Körper, der entlang der z-Achse durch ein hinreichend großes äußeres Feld H_z gesättigt wird und auf den senkrecht zu diesem Feld ein periodisches Hochfrequenzfeld in x-Richtung einwirkt. Unter Berücksichtigung der entsprechenden Entmagnetisierungsfaktoren $N_{x,y,z}$ und der Sättigungsmagnetisierung M_s lässt sich die ferromagnetische Resonanzfrequenz f_{FMR} aus Gleichung 2.21 ableiten:

$$f_{FMR} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{[H_z + (N_y - N_z)M_s][H_z + (N_x - N_z)M_s]} \quad (2.22)$$

Diese Beziehung vereinfacht sich für spezielle Probengeometrien: Für eine Kugel mit $N_x = N_y = N_z = 1/3$ ergibt sich:

$$f_{FMR} = \frac{\gamma}{2\pi} H_z. \quad (2.23)$$

²² Seite 677ff

Für eine sehr dünne Platte mit $N_x = N_y = 0$ innerhalb der Plattenebene und $N_z = 1$ senkrecht zur Plattenebene erhält man:

$$f_{FMR} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{[H_z + M_s]H_z} \quad (2.24)$$

Die theoretische Beschreibung der Dämpfung der Spinpräzession basiert auf Überlegungen von Landau und Lifschitz. Diese formulierten eine Bewegungsgleichung ausgehend von Gl. 2.21 unter Einführung einer phänomenologischen Dämpfungskonstante δ [KNE62]²³:

$$\frac{d\vec{M}_s}{dt} = |\gamma| (\vec{M}_s \times \vec{H}_{eff}) - \frac{|\gamma|\delta}{M_s} [\vec{M}_s \times (\vec{M}_s \times \vec{H}_{eff})] \quad (2.25)$$

Diese so genannte Landau-Lifschitz-Gleichung beschreibt den Verlauf der komplexen Permeabilität für Dämpfungskonstanten δ von 0,001 bis 0,2. Eine allgemeine Lösung dieser Bewegungsgleichung als Funktion der Frequenz ist, nach Trennung der komplexen Permeabilität in Realteil und Imaginärteil, in Teilkapitel 2.2.4 (Abb. 2-8) beschrieben.

Snoek konnte zeigen, dass die in hochfrequenten Magnetfeldern bei Ferriten beobachtete Dispersion und Absorption durch die natürliche ferromagnetische Resonanz bedingt ist. Durch das Einsetzen des Kristallanisotropiefeldes als effektives Feld in die Resonanzbedingung nach Gl. 2.21 und unter der Voraussetzung kohärenter Rotation der Spins gegen die Kristallenergie lässt sich die sogenannte Snoeksche Beziehung aufstellen. Diese verknüpft die Resonanzfrequenz f_{FMR} mit der Sättigungsmagnetisierung und der statischen Anfangspermeabilität μ_a [KNE62]²⁴:

$$f_{FMR} = \frac{|\gamma|}{3\pi} \frac{\mu_0 M_s}{\mu_a - 1} \quad (2.26)$$

Die dargestellte Gleichung gilt jedoch nicht nur für die zur Herleitung verwendete Annahme, dass das effektive Feld durch die Kristallenergie gegeben ist. Sie bleibt auch weiterhin gültig, wenn Spannungsanisotropie, Formanisotropie und innere Streufelder zum effektiven Feld beitragen. Die Gültigkeit dieser Beziehung konnte für verschiedene Kompaktmaterialien experimentell nachgewiesen werden (Abb. 2-10).

²³ Seite 623ff

²⁴ Seite 640

2.2.3 Wirbelstromverluste

Neben der oben beschriebenen Dämpfung der Spinpräzessionsbewegung wird der Verlauf der magnetischen Permeabilität bei hohen Frequenzen von weiteren Verlustfaktoren, wie z.B. Hysterese- und Abschirmstromverlusten, beeinflusst. Für die betrachteten Dünnschichten sind bei Frequenzen im GHz-Bereich die Abschirmstromverluste der wichtigste Dämpfungsfaktor. Deren Beschreibung orientiert sich an dem bekannten Skineffekt. Demnach findet der Stromfluss bei hohen Frequenzen infolge des Skineffektes in einem Leiter nur in einem dünnen Oberflächenbereich bis hin zur Skintiefe statt. Ähnlich verhält es sich auch mit der Permeabilität eines metallischen Ferromagneten in einem magnetischen Wechselfeld bei hohen Frequenzen.

Die physikalische Ursache liegt hier in der durch die zeitliche Änderung des Feldes nach dem Induktionsgesetz induzierten elektrischen Ringspannung. Geschieht dies in einem elektrisch leitenden Material, so führt die induzierte Spannung zu einem elektrischen Strom, der als Wirbelstrom bezeichnet wird. Dieser Wirbelstrom erzeugt seinerseits ein magnetisches Feld, das dem äußeren erregenden Magnetfeld, durch das die Induktionsänderung verursacht wurde, entgegenwirkt. Dies führt zu einer Schwächung des erregenden Feldes und bei sehr hohen Frequenzen dazu, dass im Inneren des Materials gar kein Magnetfeld mehr nachweisbar ist. Die infolge des äußeren Feldes hervorgerufenen Induktionsänderungen werden durch die abschirmende Wirkung der Wirbelströme auf eine dünne Oberflächenschicht beschränkt (Skineffekt).

Ausgehend von den Maxwell-Gleichungen lässt sich der Einfluss dieser Abschirmstromverluste auf die Anfangspermeabilität für metallische Ferromagnete berechnen. In hochfrequenten Magnetfeldern wird die Permeabilität eines ferromagnetischen Körpers maßgeblich von diesen Abschirmstromverlusten reduziert. Als eine Kenngröße für den Frequenzbereich, ab dem Wirbelstromverluste auftreten, dient die Wolmansche Grenzfrequenz f_{WG} [KNE62]²⁵:

$$f_{WG} = \frac{4}{\pi} \frac{\rho}{\mu_0 \mu_a d^2} \quad (2.27)$$

Diese Frequenz ist dadurch charakterisiert, dass der Realteil der komplexen Permeabilität gerade auf 2/3 der Anfangspermeabilität μ_a abnimmt. Die Berechnung der Formel erfolgt weiterhin nur unter der Annahme des Spezialfalls eines unendlich ausgedehnten plattenförmigen Körpers der Dicke d und dem spezifischen Widerstand ρ .

²⁵ Seite 609ff

2.2.4 Konzept anisotroper, hochfrequenztauglicher Schichten

Aus den in den vorangegangenen Kapiteln dargestellten theoretischen Betrachtungen der magnetischen Eigenschaften und der Beschreibung des Hochfrequenzverhaltens ergibt sich ein Konzept zur Realisierung ferromagnetischer Dünnschichten für GHz-Frequenzen. Dieses beruht auf der Herstellung magnetisch anisotroper Schichten. Neben der bereits in Kapitel 2.1.5 beschriebenen magnetfeldinduzierten Anisotropie können zum Induzieren der uniaxialen Anisotropie in der Schichtebene noch andere Mechanismen genutzt werden. Einige diese Methoden, wie z.B. das Induzieren einer magnetoelastischen Anisotropie durch einachsiges Verspannen des Substrates während der Beschichtung [DEN97] und die Abscheidung von Schichten mit einem Vorhaltewinkel²⁶ zwischen der Target- und Substratnormalen [KLE00] sind jedoch nur bedingt für die industrielle Fertigung geeignet. Im Gegensatz dazu wird das Induzieren einer unidirektionalen Anisotropie durch austauschgekoppelte (Exchange Bias), ferromagnetische und antiferromagnetische Schichten bereits für die Herstellung von industriell gefertigten GMR-Sensoren verwendet [MEN99]. Da diese Kopplung nur in dünnen Schichten im nm-Bereich wirkt müssen zur Realisierung von Schichtdicken im μm -Bereich jedoch komplexe Viellagensysteme realisiert werden [WIN00a]. Im Rahmen der vorliegende Abhandlung wird daher das Induzieren einer magnetfeldinduzierte Anisotropie durch die direkte Abscheidung im Magnetfeld bzw. durch eine nachträgliche Temperung der Schichten im Magnetfeld verfolgt (Abb. 2-7).

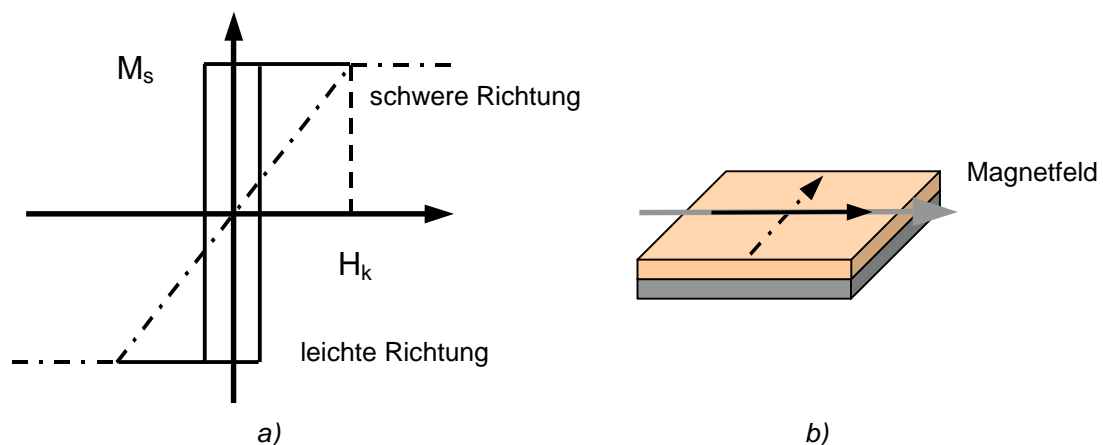


Abb. 2-7: a) Magnetische Anisotropie in der Schichtebene, die durch die b) Abscheidung im Magnetfeld induziert wird.

²⁶ Einfallswinkel zwischen Target- und Substratnormalen bedingt einen nicht senkrecht auf das Substrat gerichteten Teilchenfluss.

Für anisotrope Schichten berechnet sich die ferromagnetische Resonanzfrequenz f_{FMR} aus der in Gl. 2.24 dargestellten Resonanzfrequenz für dünne Platten nach Einsetzen des Anisotropiefeldes H_k als H_z und unter der Voraussetzung, dass $M_s \gg H_k$, durch:

$$f_{FMR} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{H_k \cdot M_s} \quad (2.28)$$

Demzufolge sind für das Erreichen von Resonanzfrequenzen im GHz-Bereich Schichtmaterialien mit hohen Anisotropiefeldstärken H_k und hohen Sättigungsmagnetisierungen M_s erforderlich. Die HF-Permeabilität, die aus der Präzession der magnetischen Momente im eigenen Anisotropiefeld resultiert, verhält sich ebenfalls anisotrop. Idealisiert betrachtet präzedieren die Momente, die entlang der leichten Richtung ausgerichtet sind, bei einem senkrecht dazu einwirkenden magnetischen Wechselfeld (Abb. 2-8a) um ihre Anisotropieachse. Die Lösung der Landau-Lifschitz-Gleichung (Gl. 2.25) beschreibt - nach Trennung in Real- und Imaginärteil - den Verlauf der HF-Permeabilität, der in Abbildung 2-8b gezeigt ist.

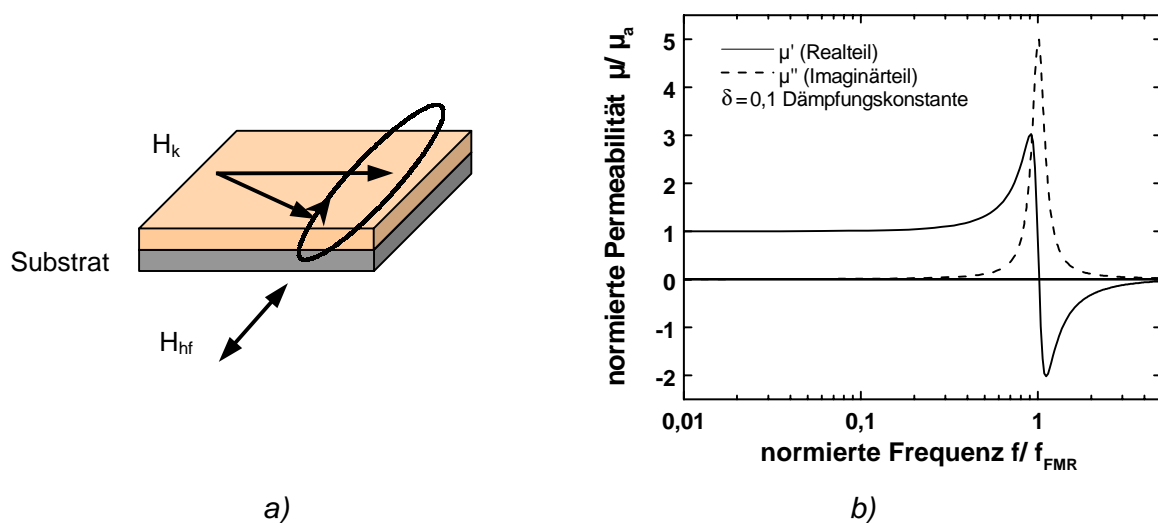


Abb. 2-8: a) Idealisierte Präzessionsbewegung der Magnetisierung um das Anisotropiefeld H_k bei senkrecht einwirkendem Wechselfeld H_{hf} .
b) Verlauf der, mit Hilfe der Landau-Lifschitz-Gleichung, für eine Dämpfungskonstante von $\delta=0,1$ berechneten normierten Permeabilität μ/μ_a über der normierten Frequenz f/f_{FMR} .

Der Aufbau von Mikroinduktoren mit hohen Induktivitäten erfordert ein großes Volumen des magnetischen Kernmaterials und folglich möglichst hohe Schichtdicke. Zur Reduzierung der dabei auftretenden Wirbelstromverluste (Gl. 2.27) galt es, Schichtsysteme mit hohen spezifischen Widerständen bzw. angepassten Permeabilitäten zu realisieren.

2.3 Hochfrequenztaugliche magnetische Werkstoffe und Schichten

2.3.1 Kompaktwerkstoffe

Die Einteilung der technischen Magnetwerkstoffe richtet sich vorwiegend nach der Permeabilität, der Sättigungsmagnetisierung und der Koerzitivfeldstärke. Eine Übersicht, die sich auf die Darstellung weichmagnetischer Werkstoffe ($H_c < 1000 \text{ A/m}$) und Ferrite beschränkt und auf die Präsentation hartmagnetischer ($H_c > 1000 \text{ A/m}$) Materialien verzichtet, zeigt Abbildung 2-9. Aus technischer Hinsicht besonders wichtig sind FeSi-Legierungen für Transformatorbleche, Ferrite für HF-Bauteile und amorphe Bänder (Metgläser) für HF-Diebstahtsicherungssysteme.

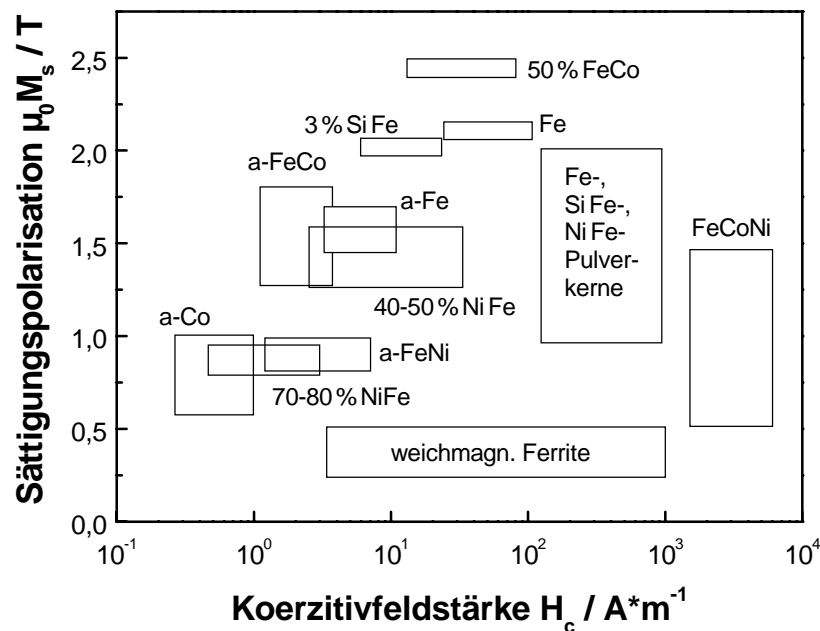


Abb. 2-9: Übersicht weichmagnetischer Kompaktwerkstoffe nach Koerzitivfeldstärke und Sättigungspolarisation [BOL90]²⁷ (a-Co: amorphe Co-Legierungen, a-Fe: amorphe Fe-Legierungen, a-FeNi: amorphe FeNi-Legierungen, a-FeCo: amorphe FeCo-Legierungen).

²⁷ Seite 57

Für Hochfrequenzanwendungen (Drossel, Überträger) von kHz- bis zu MHz-Frequenzen werden fast ausschließlich ferritische Kompaktwerkstoffe eingesetzt [GOL99]²⁸. Die Herstellung von Ferriten erfolgt pulvermetallurgisch bei hohen Sintertemperaturen von 1000-1800°C. Der große Vorteil dieser Materialien gegenüber rein metallischen Systemen ist ihr hoher spezifischer Widerstand, wodurch Abschirmstromverluste reduziert werden. Die verschiedenen ferritischen Materialsysteme (Ni-Zn, Mn-Zn, Y-Garnets, etc) werden dabei je nach ihrer Materialzusammensetzung bzw. Kristallstruktur weiter unterteilt. Die Hauptbestandteile dieser Systeme sind jedoch immer Eisenoxidverbindungen, so z.B. NiFe_2O_4 . In Abbildung 2-10 ist der Verlauf des Realteils von Ni-Zn-Ferriten mit unterschiedlicher NiO/ZnO-Zusammensetzung von 17,5:33,2 bis zu 48,2:0,7 dargestellt.

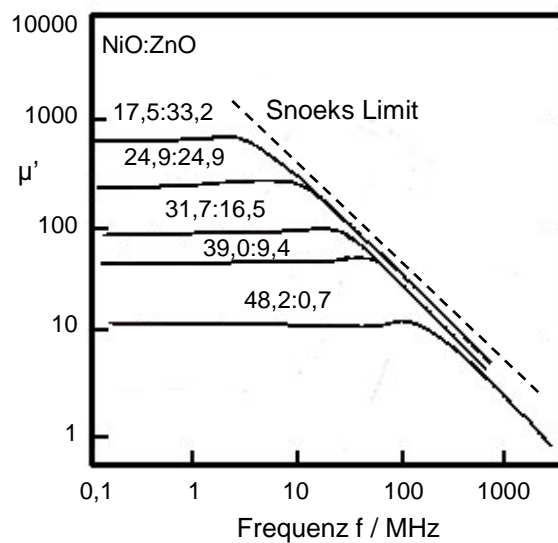


Abb. 2-10: Verlauf des Realteils μ' der Permeabilität von Ni-Zn Ferriten mit unterschiedlicher NiO:ZnO-Zusammensetzung und Snoeks Limit [MCC94]²⁹.

Tabelle 2-1 stellt zu einem Vergleich eine Übersicht der wichtigsten Materialeigenschaften (M_s , H_c , λ_s , etc.) metallischer, kristalliner (Fe, Co, Ni, NiFe und FeCo), amorpher (CoB, FeB und FeCoBSi) ferromagnetischer Kompaktwerkstoffe und ferrimagnetischen NiZn-Ferriten dar.

²⁸ Seite 1ff

²⁹ Seite 150

Materialsystem (Produktname) [At.-%]	$\mu_0 M_s$ [T]	H_c [A/m]	λ_s [ppm]	k	μ'_{max}	T_c [°C]	Referenzen
Fe	2,16	100	-9		6000	770	[BOL90]
Co	1,8	1000	-50		250	1120	[BOL90]
Ni	0,61	150	-34	0,31	2500	360	[BOL90]
Ni ₇₉ Fe ₂₁ (Permalloy)	1,05	4	≈ 0		100000	570	[MCE94]
Fe ₅₀ Co ₅₀ (Permendur)	2,46	160	70	0,35	6000	980	[MCE94]
Co ₈₀ B ₂₀	1,14	7,3	-4		280000	557	[OHN76]
Fe ₈₀ B ₂₀ (Metglas 2605)	1,6	8	30		300000	375	[HON00]
Fe ₆₆ Co ₁₈ B ₁₅ Si ₁ (Metglas 2605CO)	1,8	4	35	0,71	400000	415	[HON00]
NiZn-Ferrite	0,5	1600			10-2000	375	[MCC94]

Tabelle 2-1: Übersicht der Materialeigenschaften ($\mu_0 H_s$, H_c , λ_s , k , μ'_{max} , T_c) ausgewählter magnetischer Kompaktwerkstoffe.

2.3.2 Schichtsysteme

Seit Beginn der neunziger Jahre wurde die Entwicklung hochfrequenztauglicher, magnetischer Schichtsysteme für unterschiedliche HF-Anwendungen intensiviert. Dazu wurden eine Vielzahl von magnetischen Dünnschichtmaterialien hergestellt und ihre HF-Eigenschaften untersucht. Die aktuelle Entwicklung der ferritischen Schichtsysteme für Anwendungen im Mikrowellenbereich wurde von Chrisey [CHR00] anschaulich zusammengefasst. Ferritische Dünnschichten eignen sich zurzeit nicht für die angestrebte Integration in bestehende Halbleiterfertigungsprozesse. Dies begründet sich in der komplexen Kristallstruktur der Ferrite und die zur Herstellung der Schichten notwendigen hohen Prozesstemperaturen (> 500°C). Die Abscheidung von metallischen Legierungsschichten auf Fe-, Co- und Ni-Basis ist nicht an diese hohen Prozesstemperaturen gebunden [ARA94], [YAM00b], [KOR00]. Die Entwicklung dieser Schichtsysteme mit dem Schwerpunkt auf die Integration in etablierte Halbleiterfertigungsprozesse erscheint folglich erfolgversprechender.

Die Zusammenfassung der Literatur beschränkt sich hier auf die mittels Ionenstrahl-, Dioden- bzw. Magnetronspütern abgeschiedenen Schichtsysteme. Andere Beschichtungsverfahren wurden im Hinblick auf die nicht gegebene Übertragbarkeit der Ergebnisse nicht berücksichtigt. Die wichtigste Voraussetzung und Entwicklungsgröße für die betrachteten Schichten ist die uniaxiale magnetische Anisotropie. Für ferromagnetische, metallische Schichten ist das Induzieren dieser Anisotropie zum Erreichen von ferromagnetischen Resonanzfrequenzen mit geeigneten Permeabilitäten im GHz-Bereich unabdingbar (Kapitel 2.2.4). Eine Übersicht der wichtigsten Materialeigenschaften verschiedener hochfrequenztauglicher, kristalliner (NiFe, FeCo), amorpher (CoB, CoNbZr, etc.) und nanokristalliner (FeAlO, FeTaN, etc.) Ein-

lagenschichten fasst Tabelle 2-2 zusammen. Die in dieser Tabelle unter der Spalte „Anisotropie“ aufgeführten Angaben beziehen sich auf den Mechanismus, der zum Induzieren der uniaxialen Anisotropie jeweils verwendet wurde. Die Übersicht zeigt neben der Anisotropiefeldstärke, der Sättigungsmagnetisierung, der Koerzitivfeldstärke und der Permeabilität in der schweren Richtung auch die teilweise gemessenen Resonanzfrequenzen der Schichten.

<i>Schichtsystem (k, a, n)</i> <i>[At.-%]</i>	<i>Anisotropie</i>	$\mu_0 H_k$ <i>[mT]</i>	$\mu_0 M_s$ <i>[T]</i>	μ_{sr}'	f_r <i>[GHz]</i>	ρ <i>[$\mu\Omega m$]</i>	<i>Referenzen</i>
NiFe (Permalloy) (k)	SMF ^a	0,5	1,0	1900	< 0,6		[GÉR00]
Fe ₅₁ Co ₄₉ (k)	SVMF ^b	27	2,35				[ONO93]
Co ₆₂ B ₃₈ (a)	SVMF	1,2	0,4	350	> 0,2		[KIM88]
Co ₈₅ Nb ₁₂ Zr ₃ (a)	MFT ^c	1,0	1,0		< 1,0	1,2	[YAM00b]
CoZrRe (a)		0,5	1,4	2000	< 0,7		[SPE99]
Co ₆₅ Fe ₂₄ Zr ₁₁ (a)	SMF	2,4	1,12	< 100	1,50		[SUR96]
Co _{70,5} Fe _{4,5} Si ₁₅ B ₁₀ (a)		4 - 5	0,95			2,1	[BAN95]
Fe ₆₇ Co ₁₈ B ₁₅ (a)	SMF	2,2	1,75	740	> 1,0		[CHE00]
Fe ₆₇ Co ₁₈ B ₁₅ (a)	SVMF	8,2	1,75	200	> 3,0		[KLE00]
Co ₅₆ Al ₁₀ O ₃₄ (n)	SMF	7,9	1,0	> 150	> 1,0	10	[OHN96]
Fe ₆₁ Al ₁₃ O ₂₆ (n)	SVMF		1,2		2,0	5,0	[YAM00b]
Fe ₆₁ Hf ₁₃ O ₂₆ (n)	SMF	1,4	1,1	< 600	> 1,0	15,1	[HAY97]
Fe _{78,8} Ta _{8,5} N _{12,7} (n)	MFT	< 0,3	1,7	2000	< 0,03		[LEE99]
Fe _{87,8} Cr _{4,6} Ta _{0,2} N _{7,4} (n)	SMF	9,0	1,97	200	> 2,0	1,0	[JIN97]

Tabelle 2-2: Übersicht wichtiger Materialeigenschaften ($\mu_0 H_k$, $\mu_0 M_s$, μ_{sr}' , f_r , ρ) magnetischer, hochfrequenztauglicher (k) kristalliner, (a) amorpher und (n) nanokristalliner Einlagenschichten. (Anisotropie induziert durch: ^a Sputtern im Magnetfeld, ^b Sputtern mit Vorhaltewinkel im Magnetfeld, ^c Magnetfeldtempem)

Bei den kristallinen Schichtsystemen wurde die NiFe-Legierung in der Permalloy-Zusammensetzung, wegen ihrer ausgezeichneten weichmagnetischen Eigenschaften (K_1 und $\lambda_s \approx 0$) besonders eingehend charakterisiert. Neben Einlagen- und Viellagenschichten, z.B. NiFe/ZrO₂ [WEB90] und NiFe/NiO [WIN00a], wurden auch gekoppelte, strukturierte Schichtstreifen [WEB91], [GÉR00] hergestellt und untersucht. Einfache NiFe-Einlagenschichten erreichten infolge der geringen Sättigungsmagnetisierung (1,0 T) und Anisotropie (0,5 mT) zwar hohe Permeabilitäten bis 1900, aber nur ferromagnetische Resonanzfrequenzen bis zu 0,6 GHz. In Multilagenaufbauten bzw. in gekoppelten Permalloystreifen konnten höhere Resonanzfrequenzen beobachtet werden. Die Anisotropiefeldstärke konnte für diese beiden Aufbauten zum einen durch die Kopplung (Exchange Bias) an antiferromagnetische NiO-Schichten bzw. durch die Formanisotropie erhöht werden.

Kristalline $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$ -Schichten besitzen eine sehr große Sättigungsmagnetisierung von 2,45 T [SCH97]³⁰. Das Einprägen einer magnetfeldinduzierten, uniaxialen Anisotropie ist infolge der nicht verschwindenden Kristallanisotropie und hohen Magnetostriktion dieser Legierung schwierig. Durch Sputtern mit einem Vorhaltewinkel, bei dem der Teilchenfluss nicht senkrecht auf das Substrat gerichtet ist, konnten von Ono und Mitautoren sehr große Anisotropiefelder (27 mT) in dünnen FeCo-Schichten eingepreßt werden [ONO93]. Für diese Schichten ergibt eine Abschätzung der ferromagnetischen Resonanzfrequenz, da keine HF-Messungen durchgeführt wurden, einen Wert von ca. 7 GHz. In strukturierten FeCo/SiO₂-Viellagensystemen wurde die uniaxiale Anisotropie durch einen einachsigen Spannungszustand eingepreßt. Diese Schichten zeigten mit einem zusätzlich überlagerten äußeren Magnetfeld ferromagnetische Resonanzfrequenzen von bis zu 7,6 GHz [SEN94a], [SEN95].

Neben kristallinen Schichtsystemen wurden unterschiedliche amorphe, ferromagnetische Materialien abgeschieden und auf ihre HF-Eigenschaften hin charakterisiert. Diese Schichtsysteme besitzen keine magnetokristalline Anisotropie, die das Einprägen einer magnetfeldinduzierten Anisotropie behindert bzw. überdeckt. Ein weiterer Vorteil vieler amorpher Schichten ist die höhere Sättigungsmagnetisierung gegenüber den Permalloy-Schichten. Neben verschiedenen binären CoB-Schichten [KIM88], [JEO88] wurden besonders amorphe Legierungen mit geringer Magnetostriktion wie z.B. CoFeZr [SUR96], CoZrRe [SPE99] und CoNbZr [NOS94], [YAM00b] untersucht. Solche Einlagenschichten zeigen, bedingt durch ihre höhere Sättigungsmagnetisierungen gegenüber Permalloy, Resonanzfrequenzen bis zu 1,5 GHz. Wegen der sehr geringen Magnetostriktion dieser Schichtsysteme kann bei der Abscheidung im Magnetfeld eine uniaxiale Anisotropie induziert werden. Im Gegensatz dazu beeinflussen diese Effekte die Herstellung von anisotropen FeCoB-Schichten, da diese eine hohe positive Magnetostriktion aufweisen. Solche Schichtsysteme erreichen, bedingt durch ihr größeres M_s eine f_{FMR} von mehr als 3,0 GHz, wie die aktuellen Arbeiten aus dem Jahr 2000 belegen [KLE00], [CHE00]. In einer neueren Arbeit beschreiben Mandal *et al.* das magnetoelastische Induzieren einer uniaxialen Anisotropie in amorphen FeB- und CoFeB-Schichten durch das Biegen der Glassubstrate während der Beschichtung [MAN00].

Neben den vorgestellten Einlagensystemen wurden auch einige Viellagenaufbauten mit isolierenden Zwischenschichten zur Reduzierung von Wirbelstromverlusten realisiert. Die meisten Arbeiten wurden hier über die Viellagensysteme CoNbZr/SiO₂ [SEN94b], [PAN97], [SUG94] und CoBN/AlN [OHN93], [OHN94] veröffentlicht, die eine Verbesserung der HF-Eigenschaften von laminierten Viellagenschichten gegenüber Einzellagenschichten beschreiben. Die Temperaturstabilität der magnetischen Eigenschaften der vorgestellten amor-

³⁰ Seite 53ff

phen Schichtsysteme wurde nur von wenigen Autoren betrachtet, so dass keine umfassende Darstellung aus der Literatur hervorgeht und weiterführende Untersuchungen nötig sind.

Nanokristalline Schichtsysteme sind eine weitere Klasse von hochfrequenztauglichen, ferromagnetischen Schichten. Neben den als schmelzgesponnene Bänder realisierten FeCuNbSiB-Schichten (Finemet) [NEU97] wurden gerade in den letzten Jahren eine Vielzahl von neuartigen nanokristallinen, oxidischen bzw. nitridischen Schichtsystemen hergestellt. Diese Schichtsysteme, die meistens auf Co- oder Fe-Basis mit geringen Anteilen von bis zu 3 - 15 At.-% eines weiteren Metalls M (Al, Cr, Hf Ti, Ta, Zr, etc.) reaktiv in Ar/N₂- bzw. Ar/O₂-Atmosphäre abgeschieden werden, zeigen aufgrund ihres nanokristallinen Aufbaus sehr gute weichmagnetische Eigenschaften (Kapitel 2.1.3). Der Einbau der Metall- und der Stickstoff- bzw. Sauerstoffatome verhindert ein gerichtetes, texturiertes Aufwachsen der kristallinen Co- bzw. Fe-Schichten. Das Wachstum größerer Kristallite wird dadurch in diesen Schichtsystemen verhindert. Die Mikrostruktur stellt sich so in der Regel aus Co(M)- bzw. Fe(M)-Nanokristallen mit einer stabilen Korngrenze aus Co(M)- oder Fe(M)-Nitriden bzw. Oxiden dar. Dieser granulare Aufbau mit vielen Korngrenzen, die eine Streuung der Elektronen bewirken, ist auch für die Erhöhung des spezifischen Widerstandes in den Schichten verantwortlich.

Von Ohnuma und Mitautoren wurden CoAlO-Schichten eingehend auf ihre Mikrostruktur [OHN97], ihre magnetischen Eigenschaften und HF-Eigenschaften hin untersucht [OHN00]. Die Schichten zeigen trotz ihrer geringen Sättigungsmagnetisierung von 1,0 T hohe ferromagnetische Resonanzfrequenzen von über 1,0 GHz. Oxidische Systeme auf Fe-Basis, wie z.B. FeHfO [MAK94], [HAY96], [SAT98] und FeAlO [GES00], [KIM00a], [KIM00b], erreichen $\mu_0 M_s > 1,2$ T. Deshalb wurden für FeHfO- [HAY97], [HUI98] und FeAlO-Schichtsysteme [YAM00b] auch $f_r > 1,0$ GHz gemessen. Die gute thermische Stabilität der magnetischen Eigenschaften, insbesondere der uniaxialen Anisotropie für Temperaturen bis 400°C, zeichnen z.B. FeAlO-Schichten überdies aus [LIW98].

Für die Anwendung in Schreibköpfen von Festplatten wurde mit der Entwicklung verschiedener nitridischer Systeme mit hohen Sättigungsmagnetisierungen begonnen. Neben FeHfN- [MAK95], [KIM00c] wurden hier hauptsächlich FeTaN-Schichten [GOT94], [RIE97], [HAY98], [HAR98], [CHE99], besonders von der Gruppe um Barnard, Doyle und Alexander [MIN96], [VIA96], [DEN97], [KLE99], [YAN99], [ALE00], untersucht. Diese Schichten zeigen neben guten mechanischen Eigenschaften [MAC01] auch eine gute thermische Stabilität der magnetischen Eigenschaften für Temperaturen bis über 300°C [MIN99], [LIU00]. Auf Basis dieser FeTaN-Schichten konnten bereits erste Mikroinduktoren [LEE99], [SHI00b], die teilweise bis in den GHz-Bereich [GRO01] arbeiten, realisiert werden. Neben diesen ternären Materialsystemen wurden auch quaternäre FeCrTaN-Schichten [JIN97], [CHE97], die ebenfalls eine f_{FMR} bis in den GHz-Bereich zeigen, hergestellt.

2.4 Hochfrequenzanwendungen weichmagnetischer Dünnschichten

2.4.1 Planare Induktoren ohne magnetische Schichten

Induktivitäten sind neben Kapazitäten, Widerständen und aktiven Halbleiterelementen wichtige Bestandteile vieler Hochfrequenzhalbleiterbauelemente, z.B. in HF-Dioden, HF-Transistoren oder integrierten Mikroschaltungen (MMICs). Den Stand der Technik solcher passiven induktiven Bauteile bei MHz- bis GHz-Frequenzen und Induktivitäten im nH-Bereich repräsentieren heute planare mäander- bzw. spiralförmige Leiterstrukturen, die vorwiegend in CMOS³¹-Technologie gefertigt werden. Diese Leiterstrukturen bestehen in der Regel aus zwei Metallisierungsebenen, aus Al oder Cu, die durch eine isolierende Zwischenschicht, häufig SiO₂ oder Si₃N₄ getrennt werden und nur über VIA³²-Verbindungen verbunden sind. Abbildung 2-11 zeigt den schematischen Querschnitt sowie eine REM-Aufnahme einer solchen spiralförmigen Mikrospule.

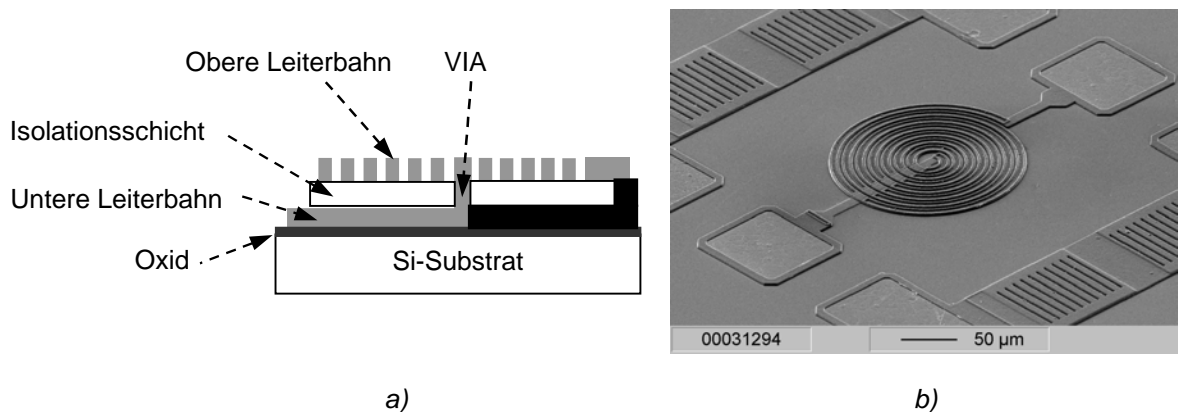


Abb. 2-11: a) schematischer Querschnitt und b) REM-Aufnahme einer spiralförmigen Mikrospule (ATMEL GmbH, Germany).

Eine wichtige Kenngröße zur Charakterisierung der Leistungsfähigkeit dieser induktiven Bauteile ist die Güte Q die sich, unter Vernachlässigung kapazitiver Anteile, mit

$$Q = \frac{\omega L}{R} \quad (2.29)$$

aus der Kreisfrequenz ω , der Induktivität L und dem ohmschen Widerstand R berechnen lässt. Induktoren lassen sich anhand dieses Qualitätsfaktors Q in drei Kategorien für verschiedene

³¹ engl. Complementary Metal-Oxide Semiconductor (Metall-Oxid Halbleiter)

³² engl. Vertical Interconnect (Leitende Verbindung zwischen zwei Metallisierungsebenen)

Anwendungen einteilen. Induktoren mit hohen Güten von $Q > 30$ eignen sich z.B. für Signalfilter und Resonatoren, während solche mit Güten von $Q = 10$ üblicherweise zur Impedanzanpassung verwendet werden. Zur Rauschminderung werden bislang Induktivitäten von einigen nH mit kleinen Güten von $Q < 3$ z.B. in HF-Verstärkern (LNAs³³) eingesetzt [YAM00a]³⁴. Besonders für diese Bauteile, die u.a. in Mobilfunktelefonen bei 0,9 bis 1,9 GHz verwendet werden, könnte man mit einer Erhöhung der Güte um den Faktor 5 - 10 eine wesentliche Verbesserung der Leistungsfähigkeit erreichen [SCH98]. Neben den im nun folgendem Abschnitt vorgestellten Induktortypen mit magnetischen Schichten als zusätzlichem Kern, der zu einem Gewinn an Induktivität beiträgt, gibt es zur Steigerung der Güte neue Designkonzepte auf Basis der herkömmlichen CMOS-Technologie. So wurden bereits Strukturen mit einem Luftspalt, sogenannte „airbridge“-Induktoren realisiert, die höhere Güten zeigen, jedoch mechanisch nicht sehr belastbar sind [PAR98b]. Den vielversprechendsten Ansatz hinsichtlich Prozesskompatibilität und Erhöhung der Güte zeigen Induktoren mit einem Aufbau aus mehreren Lagen [WOL01] bzw. Strukturen mit dicken, galvanisch abgeschiedenen Leiterstrukturen [SAL01].

2.4.2 Induktoren und Transformatoren mit magnetischen Schichten

Dieses Kapitel stellt die wichtigsten aus der Literatur bekannten Induktortypen auf Basis magnetischer Schichten zusammenfassend dar. Für eine eingehendere Betrachtung sei weiterhin auf die detaillierteren Beiträge von Arai *et al.* [ARA94], Yamaguchi [YAM00a] und Korenivski [KOR00] sowie die angeführten Referenzen verwiesen.

Planare Induktoren

Planare Induktoren mit einem einfach zu realisierenden Aufbau aus einer mäander- oder spiralförmigen Leiterstruktur mit einer darrüberliegenden ferromagnetischen Schicht, die durch eine Isolationsschicht getrennt sind, wurden von Yamaguchi in Kooperation mit Mitsubishi in unterschiedlichen Ausführungen realisiert [YAM00b], [SCI98]. Als Metallisierungen kamen dabei sowohl Al- als auch Cu-Strukturen zum Einsatz. Zur Isolation wurden Polyimid oder auch SiO₂-Schichten verwendet, auf die amorphe CoNbZr und nanokristalline FeAlO-Schichten abgeschieden wurden.

³³ engl. Low Noise Amplifier (rauscharmer Verstärker)

³⁴ Seite 203

Abbildung 2-12 stellt einen solchen Induktor mit den lateralen Abmessungen von $370 \times 370 \mu\text{m}^2$ dar. Die Metallstruktur besteht aus vier spiralförmigen Windungen mit einer Breite und einem Abstand von jeweils $11 \mu\text{m}$ und einer Dicke von $2,6$ bis $3,0 \mu\text{m}$. Aufgeschleuderter Polyimidlack dient gleichzeitig zur Isolation und Planarisierung der Leiterstrukturen.

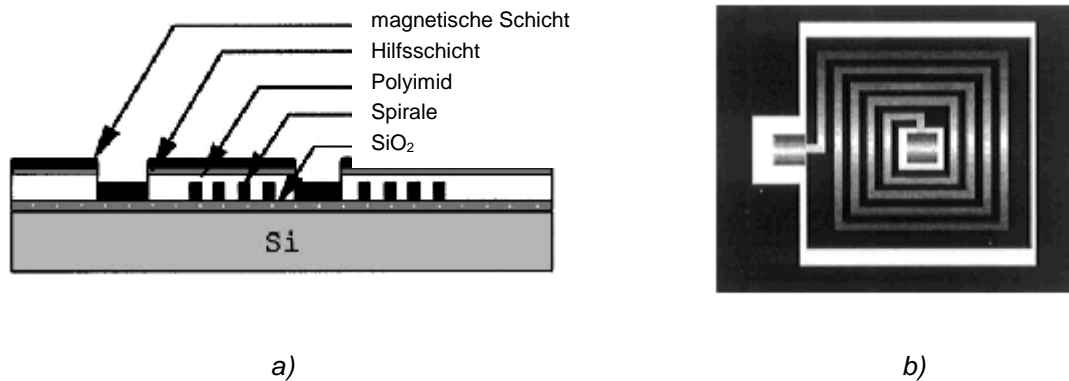


Abb. 2-12: a) schematischer Querschnitt und b) REM-Aufnahme eines planaren magnetischen Mikroinduktors nach Yamaguchi [YAM00b].

Die HF-Eigenschaften eines derartigen Induktors mit einer $0,1 \mu\text{m}$ dicken, anisotropen magnetischen $\text{Fe}_{61}\text{Al}_{13}\text{O}_{26}$ -Schicht und zusätzlichen $2 \mu\text{m}$ breiten parallelen Schlitzen erreichen bei 1 GHz eine Induktivität von $L = 7,7 \text{ nH}$, einen Widerstand $R = 7,0 \Omega$ mit einer Güte $Q = 7,0$ [YAM00b].

Geschichtete Streifenleiter

Einen anderen Ansatz, der von mehreren Autoren, so z.B. von Korenivski [KOR97], Yamaguchi [YAM92], [YAM94], [YAM95] und Lee [LEE99] verfolgt wurde, stellen so genannte Streifenleiter dar. Diese Strukturen bestehen aus einer oder mehreren Leiterbahnen, die unten und oben, teilweise auch an den Seiten, von einer magnetischen Schicht umschlossen sind. Für solche Streifenleiterstrukturen gibt es darüber hinaus noch den Ansatz mit isolierenden Zwischenschichten zu arbeiten. Der wesentliche Vorteil dieser Strukturen liegt in ihrem einfachen Aufbau, der sich auch mit einfachen Strukturierungsmethoden realisieren lässt. Abbildung 2-13 zeigt als Beispiel einen von Lee und Mitautoren hergestellten Streifenleiterinduktor mit den lateralen Dimensionen von $10 \times 3,8 \text{ mm}^2$ [LEE99]. Die Struktur wurde aus elektroplattiertem Cu-, gesputterten FeTaN- und SiO_2 -Schichten auf Glas-Substraten realisiert. Die verwendeten anisotropen ($H_k < 0,3 \text{ mT}$) nanokristallinen FeTaN-Schichten zeigten sehr hohe Permeabilitäten von bis zu 4000 und erreichten deshalb nur Grenzfrequenzen von 40 MHz . Gegenüber Strukturen ohne diese magnetischen Schichten konnte die Induktivität um den Faktor 4 erhöht werden. Sie erreichten allerdings nur Frequenzen von 40 MHz , während die reinen Cu-Strukturen bis 400 MHz betrieben werden konnten [LEE99].

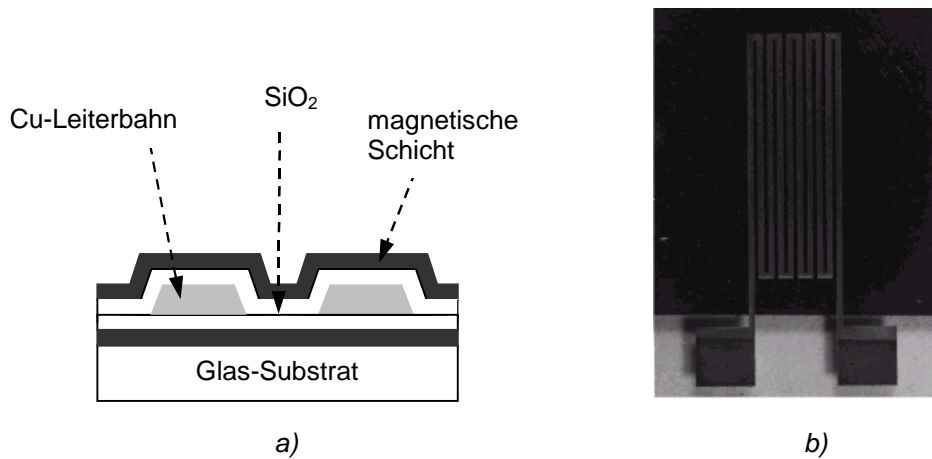


Abb. 2-13: a) schematischer Querschnitt b) REM-Aufnahme eines von Lee realisierten geschlossenen Streifenleiterinduktors [LEE99].

Solenoidartige Induktoren

Solenoiden mit magnetischen Kernen sind vom Aufbau und von der Herstellung komplexer. Sie benötigen mindestens fünf Schichtebenen, darunter eine obere und eine untere Metallisierungslage, die jeweils durch eine Isolationsschicht von der in der Mitte liegenden magnetischen Schicht getrennt wird. Für den Kontakt zwischen der oberen und der unteren Metallisierung werden überdies noch VIA-Verbindungen benötigt. Der Aufbau und die Arbeitsschritte zur Realisierung der Struktur ist dadurch sehr aufwendig. Park und Mitautoren realisierten Induktoren aus zwei gekoppelten Solenoiden [PAR98a]. Als Kernmaterialien wurden dazu verschiedene elektroplattierte, isotrope und anisotrope NiFe-Legierungen und amorphe Legierungen auf CoFeCu-Basis verwendet. Abbildung 2-14 zeigt einen solchen Induktor mit den Abmessungen von $4 \times 1 \times 0,13 \text{ mm}^3$, der mittels UV-Lithographie und nasschemischem Ätzen hergestellt wurde.

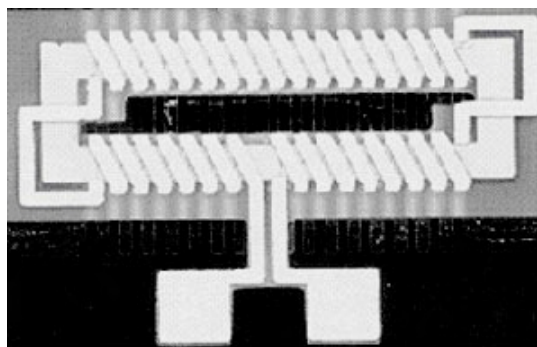


Abb. 2-14: REM-Aufnahme eines Mikroinduktors aus zwei parallel angeordneten Solenoiden [PAR98a].

Diese Induktoren erreichten mit Kernen aus Supermalloy (NiFeCo) bei 1 MHz Induktivitäten von 0,2 bis 1,5 μH mit Güten von 0,5 bis 2,5. Shirakawa und Mitautoren beschreiben einen weiteren, so genannten „cloth-structured“-Induktortyp, der aus gegenseitig verwobenen streifenförmigen Leiterbahnen und magnetischen Kernen besteht [SHI90]. Die hergestellten Induktoren zeigten jedoch im MHz-Bereich nur geringe Induktivitäten und Güten, was hauptsächlich auf die ungenügenden HF-Eigenschaften des verwendeten magnetischen Kernmaterials zurückgeführt werden kann.

Mikrotransformatoren

Mikrotransformatoren auf Basis von solenoidartigen Strukturen wurden von Xu und Mitarbeitern mit den Abmessungen von $5 \times 2 \times 0,13 \text{ mm}^3$ und für den Frequenzbereich bis 10 MHz mittels UV-Lithographie und Galvanik realisiert [XU98]. Als Materialien fanden Cu für die Leiterstrukturen, Fotolack zur Isolation, sowie $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ als magnetisches Kernmaterial Verwendung. In Abbildung 2-15 ist der schematische Querschnitt und eine REM-Aufnahme eines solchen Mikrotransformators dargestellt. Diese Transformatoren erreichen eine Spannungsverstärkung von -4 dB im Frequenzbereich von 7-11 MHz, mit einem Kopplungsfaktor von über 0,9 bis zu 5 MHz.

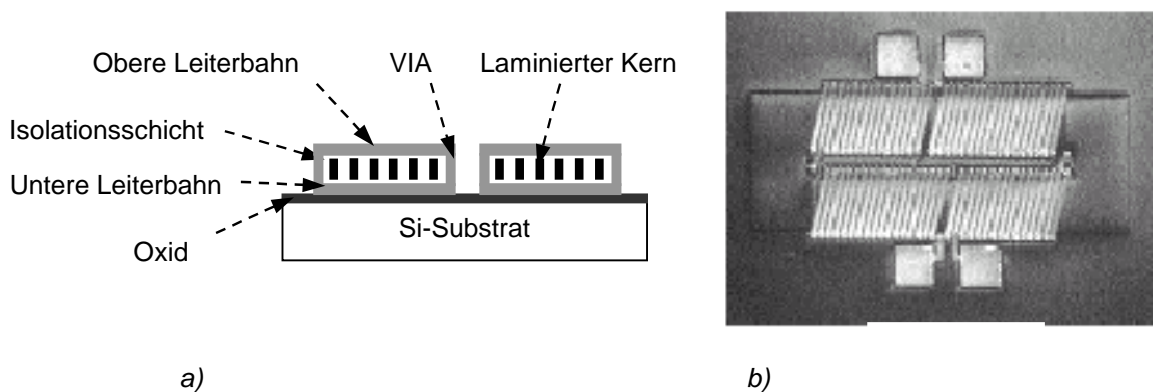


Abb. 2-15: a) schematischer Querschnitt und b) REM-Aufnahme eines von Xu realisierten Mikrotransformators [XU98].

Rissing und Mitautoren bauten einen Mikrotransformator mit einem anderen Design auf. Dieser Mikrotransformator besteht aus zwei planaren, spiralförmigen Cu-Spulen die von einem ein- bzw. zweistreifigen Kern aus unterschiedlichen NiFe-Legierungen umschlossen sind [RIS98], [RIS99]. Abbildung 2-16 zeigt eine solche Transformatorstruktur mit den lateralen Abmessungen von $1,2 \times 0,5 \text{ mm}^2$, die auch als Spannungssensor auf Biegestrukturen eingesetzt wurde [RIS98].

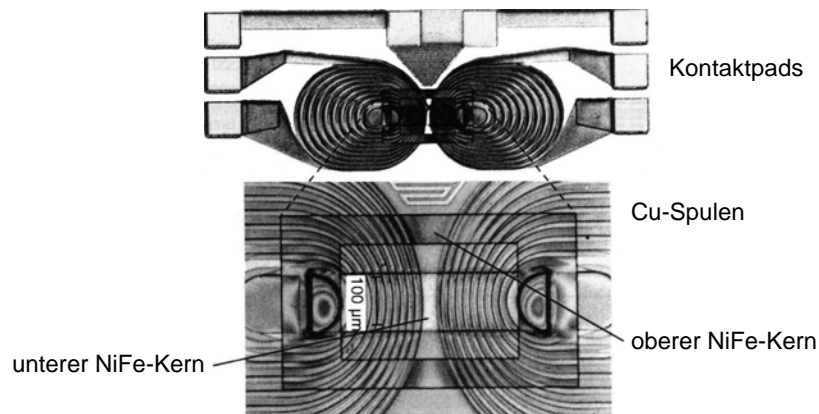


Abb. 2-16: REM-Aufnahme eines von Rissing als Spannungssensor realisierten Mikrotransformators [RIS98].

Tsujimoto und Kosio realisierten ebenfalls Mikrotransformatoren für den GHz-Frequenzbereich auf Basis mäanderförmiger Streifenleiterstrukturen [TSU96], [TSU98]. Diese ein- und doppelseitige Transformator-Strukturen wurden auf dünnen Polyamidfolien hergestellt.

2.4.3 Magnetoelastische Spannungssensoren

Großes Potential bieten hochfrequenztaugliche magnetostriktive Schichten auch für Sensoranwendungen. So wurden in den letzten Jahren verschiedene magnetoelastische Spannungssensoren auf Basis magnetoelastischer Dünnschichten mit unterschiedlichen Ausleseverfahren realisiert. Die Arbeitsgruppe um Gibbs in Sheffield nutzte ein magnetooptisches Ausleseverfahren (MOKE³⁵) um den Spannungszustand von amorphen $\text{Fe}_{81}\text{Si}_{13,5}\text{B}_{13,5}\text{C}_2$ -Schichten auf SiN/GaAs-Membranen zu untersuchen [KAR00], [ALI99]. Mit dieser nasschemisch geätzten Membranstruktur konnte ein Drucksensor aufgebaut werden, der eine Empfindlichkeit für eine Permeabilitätsänderung (FOM³⁶) von 900 aufweist. Diese Kenngröße berechnet sich mit

$$FOM = \frac{1}{\mu} \frac{\Delta\mu}{\Delta\varepsilon} \quad (2.30)$$

aus der Permeabilität μ , der Permeabilitätsänderung $\Delta\mu$ bei der Änderung der Dehnung $\Delta\varepsilon$.

³⁵ engl. Magneto Optical Kerr Effect (Magnetooptischer Kerreffekt)

³⁶ engl. Figure of Merit (Empfindlichkeit)

Shin *et al.* realisierten einen Verbund aus einem piezoelektrischen PZT³⁷-Biege wandler und einem mit einer amorphen FeCoBSi-Schicht beschichteten Glassubstrat [SHI98], [SHI99]. Die von den Autoren gewählte Fe₇₀Co₈Si₁₂B₁₀-Schicht mit uniaxialer Anisotropie zeichnet sich durch einen hohen magnetomechanischen Kopplungsfaktor von 0,98 aus. Diese Verbundstruktur konnte einseitig eingespannt werden und mit Hilfe des PZT-Biege wandlers ausgelenkt werden. Die Dehnung der magnetischen Schicht führte zu einer Änderung der Permeabilität infolge des Villari-Effektes. Diese Permeabilitätsänderung wurde bei diesem Aufbau über die Änderung der Impedanz bei einer Frequenz von 500 MHz bestimmt. Die Autoren realisierten außerdem einen geänderten Aufbau, mit einer 5,0 µm dicken FeCoBSi-Schicht, die als mäanderförmige Leiterbahn mit den lateralen Dimensionen von 4 × 2,7 mm² auf ein 0,15 mm dickes Glassubstrat strukturiert wurde [SHI99]. An dieser Biegestruktur wurden mit Werten des FOM von 12000 sehr hohe Empfindlichkeiten für die Änderung der mechanischen Spannung bei einer Frequenz von 100 MHz gemessen.

Auf der Basis des magnetoelastischen Impedanzeffektes beruhen auch die von Yamadera hergestellten Spannungssensoren [YAM00d]. Diese Sensoren bestehen aus einem Streifenleiter, der aus negativ magnetostriktivem Co₇₃Si₁₂B₁₅ ($\lambda = -6$ ppm) als Sensormaterial aufgebaut ist. Die Struktur aus CoSiB/Cu/CoSiB-Lagen wurde auf Glassubstraten aufgebracht und dann als einseitig eingespannter Biege wandler auf Ihre Spannungsempfindlichkeit hin charakterisiert. Die Spannungssensoren erreichten Werte des FOM von 960–1910 bei 1 - 15 MHz.

Rissing und Mitautoren geben ebenfalls Werte von bis zu 2000 für ihre auf Siliziumbiegebalcken aufgebauten Transformatorstrukturen mit magnetostriktiven Ni₆₈Fe₃₂-Kernen als Sensormaterial an [RIS98]. Zur Herstellung von fernabfragbaren Drehmomentsensoren realisierte Ludwig ebenfalls erste Testmuster aus CoB/SiO₂/CoB auf Polyimid-Folie, die das Funktionsprinzip der verwendeten Streifenleiterstrukturen aufzeigen konnten [LUD99]³⁸.

Die hier vorgestellten Dehnungs- oder Spannungssensoren zeigen insgesamt um bis zu zwei Größenordnungen höhere Empfindlichkeiten als z.B. piezoresistive Halbleiter, so z.B. p-dotiertes Si, das Werte von etwa 120 erreicht [GER97]³⁹. Auf Basis dieser magnetoelastischen Schichten können so sehr empfindliche magnetoelastische Sensoren für die Mikrosystemtechnik aufgebaut werden.

³⁷ Pb(Zr_{1-x}Ti_x)O₃ Piezokeramik

³⁸ Seite 143ff

³⁹ Seite 19ff

2.5 Abscheidung dünner Schichten

Zur Herstellung dünner Schichten gibt es viele Verfahren in unterschiedlichen Ausführungen und Modifikationen. Zu den vakuumgestützten Prozessen zählen die physikalischen Beschichtungsverfahren, die als PVD⁴⁰-Verfahren bezeichnet werden, und die chemischen CVD⁴¹-Verfahren. Eine allzu strenge Einteilung in diese beiden Beschichtungskategorien erfolgt jedoch nicht, da z.B. gerade auch bei reaktiven PVD-Verfahren unterschiedliche chemische Prozesse ablaufen. Gebräuchliche PVD-Verfahren, die zur Herstellung magnetischer Filme verwendet werden, sind z.B. das Aufdampfen, die Kathodenzerstäubung (Sputtern), das Ionenstrahlsputtern und die Laserablation (PLD⁴²).

Bei den CVD-Verfahren sind besonders die thermisch aktivierten, die plasmaunterstützten Verfahren (PECVD⁴³) und die photonenaktivierten Prozesse von großer Bedeutung und werden vielfältig zur Abscheidung amorpher, polykristalliner und epitaktischer Schichten, insbesondere auch in der Halbleiterindustrie, eingesetzt [WID96]⁴⁴. Die Unterschiede bei der Beschichtung von amorphen und kristallinen Schichten in Bezug auf die Abscheidebedingungen, wie z.B. Substrattemperatur, Druck oder Gaszusammensetzung, sind bei den verschiedenen Verfahren zum Teil sehr groß. Ein direkter Vergleich der Abscheideparameter ist somit nur sehr beschränkt möglich. Auch innerhalb einer Gruppe von Verfahren können die Unterschiede, zum Teil auch durch andere Anlagenspezifikationen, nicht vernachlässigt werden. Der Vergleich der jeweiligen Herstellungsparameter ist deshalb schwierig. Die folgende Darstellung beschränkt sich deshalb auf das industriell zur Abscheidung von magnetischen Schichten besonders verbreitete PVD-Verfahren der Kathodenzerstäubung (Sputtering).

2.5.1 Kathodenzerstäubung (Sputtering)

Der Begriff der Kathodenzerstäubung bezeichnet die Emission von Atomen, Ionen und Clustern aus einer Festkörperoberfläche, die mit hochenergetischen Ionen in einem elektrischen Feld beschossen wird. Durch Impulsübertrag können Oberflächenatome genügend Energie erhalten, um den Festkörper zu verlassen. Das Material wird zerstäubt. Dieser Effekt wurde bei Glimmentladungsexperimenten in den fünfziger Jahren des 19. Jahrhunderts zum

⁴⁰ engl. Physical Vapor Deposition (physikalische Gasphasenabscheidung)

⁴¹ engl. Chemical Vapor Deposition (chemische Gasphasenabscheidung)

⁴² engl. Pulsed Laser Deposition (Laserablation)

⁴³ engl. Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition (Plasmaunterstützte Gasphasenabscheidung)

⁴⁴ Seite 13-95

ersten Mal beobachtet [GRO52]. Heute wird das Sputtern zur Abscheidung dünner Schichten im großen Umfang, besonders in der Mikroelektronik und zur Beschichtung von Verschleißteilen angewendet [HOL86], [SCH90]⁴⁵, [SCH99].

In der technischen Ausführung der Plasmazerstäubung wird in einer Vakuumkammer zwischen einer Kathode und einer Anode ein elektrisches Potential angelegt. Das zu zerstäubende Material dient als Kathode und wird im Allgemeinen als Target bezeichnet. Die Substrate, auf denen die abgestäubten Teilchen kondensieren, werden als Anode gepolt. Als Sputtergas wird beim nichtreaktiven Sputtern vorwiegend Argon verwendet. Bei reaktiven Sputterprozessen werden neben den Gemischen aus reinen Gasen auch Gasgemische, so z.B. Ar/ O₂ oder Ar/ N₂, eingesetzt. Die Gasmoleküle werden durch Elektronenstöße ionisiert und auf das Target hin beschleunigt. Dort schlagen sie aus der Oberfläche Teilchen heraus, die schließlich auf der Substratoberfläche kondensieren und die Schicht bilden. Auf der Targetoberfläche finden allerdings noch andere Wechselwirkungsprozesse statt. Es können Ionen reflektiert oder implantiert, Photonen abgestrahlt und Sekundarelektronen emittiert werden. Von großer Bedeutung für die Technik des Sputtern war die Entwicklung der Magnetronkathode. Durch ein überlagertes Magnetfeld bewegen sich Elektronen und Ionen auf Spiralbahnen, wodurch sich die Anzahl der Stöße vor der Kathode erhöht. Daraus folgt eine größere Stoßausbeute wodurch sich eine größere Beschichtungsrate erzielen lässt.

Zur Zerstäubung kann man sowohl Gleichspannung (DC) als auch Hochfrequenzwechselfeldspannung (HF) verwenden. Das HF-Sputtern ist besonders wichtig, da man im Gegensatz zum DC-Verfahren nicht nur leitfähige Materialien, sondern auch nicht leitende Verbindungen abscheiden kann. In bestimmten Beschichtungsanlagen kann auch an die Substrate eine so genannte Biasspannung (HF oder DC) angelegt werden. Durch das anliegende negative Potential werden positive Ionen auf das Substrat beschleunigt, die den Schichtaufbau beeinflussen. Neben einer zusätzlichen Erwärmung des Substrates infolge des höheren Ionenflusses auf das Substrat können bereits absorbierte Teilchen durch Ionenstöße wieder desorbieren und so den Schichtaufbau beeinflussen. Mit Hilfe dieses zusätzlichen Ionenbeschusses (Substratbias) während des Wachstums können z.B. die Eigenspannungen der Schichten angepasst werden [KIE95]⁴⁶.

⁴⁵ Seite 84-117

⁴⁶ Seite 115ff

2.5.2 Schichtbildung

Neben den Wechselwirkungsprozessen bei der Zerstäubung des Materials am Target sind gerade die Mechanismen der Schichtbildung auf der Substratoberfläche von Bedeutung für das Wachstum dünner Schichten. Die vom Target abgestäubten Teilchen kondensieren auf der Substratoberfläche wobei weitere Prozesse ablaufen. So desorbieren Teilchen teilweise wieder, Elektronen, Gasionen und Photonen wirken auf die wachsende Schicht ein und können zu Schädigungen führen (Abb. 2-17a) [SCH90]⁴⁷. Das Schichtwachstum findet dadurch statt, dass nicht wieder desorbierte Teilchen z.B. an Stufen oder Atomansammlungen absorbiert werden. Je nach Energie der ankommenden Teilchen oder aber auch der Substrattemperatur diffundieren die Teilchen entlang der Oberfläche, um sich an energetisch günstigen Plätzen anzulagern (Abb. 2-17b) [SCH90]⁴⁸.

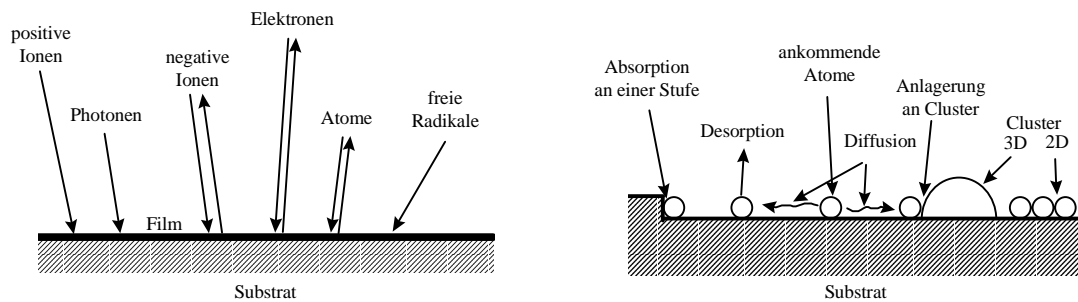


Abb. 2-17: a) Teilchenwechselwirkungen und b) Schichtwachstum auf der Substratoberfläche.

Die Mikrostruktur der gesputterten dünnen Schichten ist stark von den Abscheidebedingungen wie Druck, Substrattemperatur oder Biasspannung abhängig. Die Substrattemperatur T und die Abscheiderate a_{rat} stellen zwei leicht beeinflussbare Abscheideparameter dar. Cantor und Cahn verknüpfen sie in einer vereinfachten Betrachtung mit den Diffusionsstrecken x , welche die gerade abgeschiedenen Atome durch Oberflächendiffusion durchschnittlich zurücklegen. Die Strecken lassen sich anhand des Diffusionskoeffizienten D_{of} und der Zeit t berechnen [CAN76]:

$$x = \sqrt{2D_{\text{of}} t} \quad (2.31)$$

⁴⁷ Seite 33

⁴⁸ Seite 37

Der Diffusionskoeffizient D_{of} hängt exponentiell von dem Quotienten der Aktivierungsenergie Q_d zum Produkt aus der Temperatur T und der Boltzmannkonstante k ab (Gl. 2.32).

$$D_{of} \propto \exp(Q_d / 2kT) \quad (2.32)$$

Der aus der maßgeblichen Gitterkonstanten a und der Abscheiderate a_{rat} abgeschätzte Quotient (Gl. 2.33) gibt die Zeit t an, in der neu adsorbierte Teilchen die alte Oberfläche in Schichtvolumen verwandeln.

$$t = \frac{a}{a_{rat}} \quad (2.33)$$

Durch Diffusionswege von $x > 100a$ werden in metallischen Materialsystemen zweiphasige Gefüge ermöglicht, für $x < 10a$ ergeben sich üblicherweise amorphe Zustände. Mit realistischen Prozessparametern lassen sich Diffusionswege im Nanometerbereich realisieren, trotzdem lässt sich ein mehrphasiger Aufbau nicht immer erreichen. Aus experimentellen Untersuchungen lassen sich Zusammenhänge zwischen den Abscheideparametern und der Mikrostruktur der Schichten gewinnen. Abbildung 2-18 stellt das von Thornton erweiterte Strukturzonenmodell von Movchan und Demchishin dar [THO74].

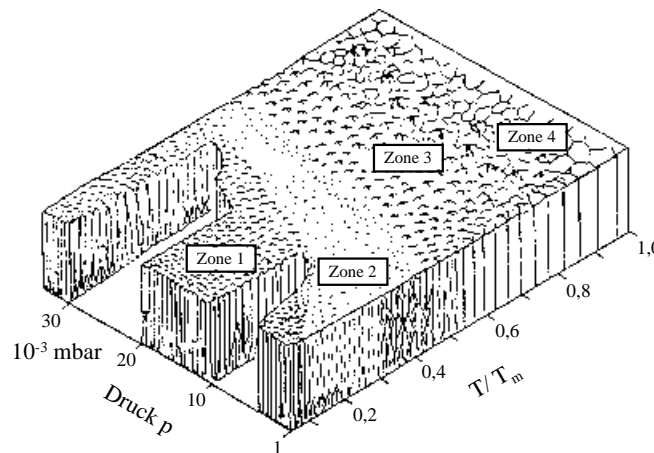


Abb. 2-18: Strukturzonenmodell nach Thornton mit verschiedenen Wachstumszonen. Die Zonen 1 und 2 zeigen einen feinkristallinen Aufbau, das Gefüge in den Zonen 3 und 4 ist hingegen von größeren kolumnaren Kristalliten geprägt [THO74], [KIE95]⁴⁹.

Dieses Modell stellt in Abhängigkeit von dem Verhältnis der Substrattemperatur T zur Schmelztemperatur T_m und dem Gasdruck p verschiedene Wachstumszonen dar: Bei niedri-

⁴⁹ Seite 117

gen Temperaturen ist das Wachstum von Abschattungseffekten und unzureichender Oberflächendiffusion bestimmt, bei einem größeren Verhältnis T/T_m ist dagegen die Volumendiffusion der entscheidende Wachstumsfaktor. Die Dichte und Haftfestigkeit der Schichten nimmt ebenfalls zu. In den Zonen 1 und 2 ist das Gefüge feinkristallin mit nur kleinen Körnern senkrecht zur Wachstumsrichtung, die bei einem Übergang in die Zonen 3 und 4 immer größer werden. Bei einem höheren Sputtergasdruck verschieben sich die Zonenübergänge hin zu höheren Temperaturverhältnissen, da die Energie der ankommenden Teilchen infolge der höheren Stoßwahrscheinlichkeit geringer ist. Ähnliche Modelle wurden auch für die Abscheidung mit Ionenbeschuss (Biasspannung) entwickelt [KIE95]⁵⁰.

Eigenstressungen, die einerseits direkt beim Wachstum oder durch die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Substratmaterial und Schicht beim Abkühlen entstehen, können die Schichteigenschaften stark beeinflussen [CHO69]⁵¹. Formell betrachtet setzen sich die Schichteigenstressungen σ aus intrinsischen σ_{int} und thermischen Spannungen σ_{the} wie folgt zusammen:

$$\sigma = \sigma_{int} + \sigma_{the} \quad (2.34)$$

Intrinsische Spannungen entstehen während des Wachstums der Schichten und können durch die Beschichtungsparameter beeinflusst werden. Die Energie der schichtbildenden Teilchen ist hier von besonderer Bedeutung. Nach dem Abkühlen von der Herstellungs- oder Glüh Temperatur T_h auf Raumtemperatur T_r werden thermische Eigenstressungen infolge eines unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten zwischen Substrat α_{sub} und Schicht α_{sch} induziert:

$$\sigma_{the} = (\alpha_{sch} - \alpha_{sub}) \cdot (T_h - T_r) E_{sch} \quad (2.35)$$

E_{sch} bezeichnet in der oben dargestellten Gleichung den E-Modul der Schicht. Bei der Abscheidung ferromagnetischer Schichten mit hinreichend großer Magnetostruktionskonstante ist die Kontrolle der Eigenstressungen eine wichtige Größe zur Anpassung der magnetischen Eigenschaften. Dies geschieht über die in Kapitel 2.1.4 beschriebenen magnetoelastischen Effekte, die die Anisotropie beeinflussen. Um diese magnetoelastischen Anisotropiebeiträge zu verhindern gilt es die Schichteigenstressungen zu reduzieren und möglichst neutrale, unverspannte Schichten abzuscheiden.

⁵⁰ Seite 115ff

⁵¹ Seite 266ff

3 Experimentelle Methoden

Nachfolgend werden die im Rahmen dieser Arbeit angewandten Methoden und Verfahren zur Herstellung, Behandlung und Charakterisierung weichmagnetischer Dünnschichten und Mikrostrukturen vorgestellt. Neben den verbreiteten Standardverfahren zur Schichtcharakterisierung (strukturelle und chemische Analyse) wurden sowohl zur Schichtherstellung (Magnetfeldabscheidung und -temperung) als auch zur Analyse der magnetischen Eigenschaften (spannungsabhängiges HF-Permeameter) experimentellen Verfahren weiterentwickelt, die in den folgenden Abschnitten beschrieben werden.

3.1 Schichtpräparation und -behandlung

3.1.1 Beschichtungsanlagen

Die Herstellung der Schichten erfolgte in zwei kommerziellen Beschichtungsanlagen vom Typ Leybold-Heraeus Z 550, an denen diverse Modifikationen zur Optimierung der Schichtabscheidung vorgenommen wurden. Eine schematische Darstellung der wichtigsten Bestandteile einer solchen Anlage zeigt Abbildung 3-1.

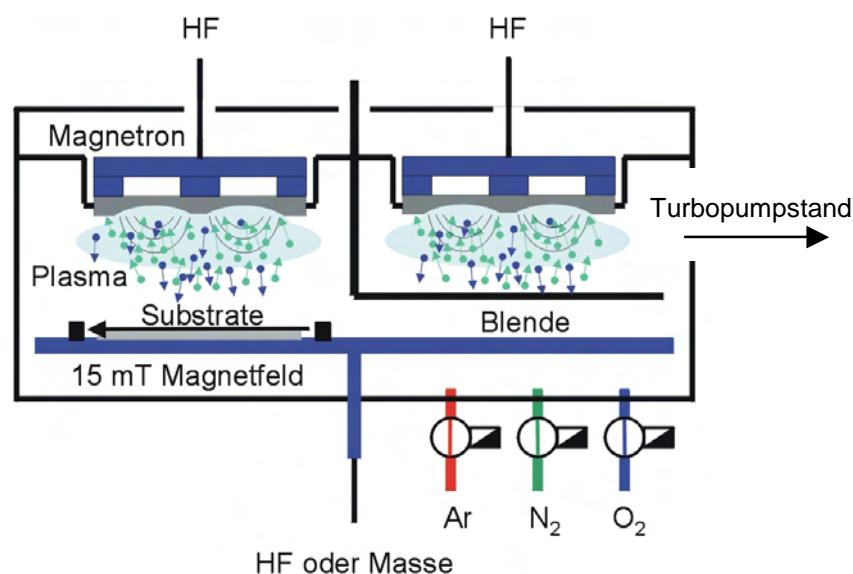


Abb. 3-1: Schematische Darstellung der verwendeten Sputteranlage mit Magnetfeldbeschichtungsteller und Gasversorgung.

Insgesamt konnten in jeder dieser Anlagen bis zu vier Magnetron-Sputterkathoden mit DC- oder HF-Spannungsversorgung betrieben werden. Dazu standen für beide Systeme jeweils drei DC- und zwei HF-Sender der Firma Hüttinger bzw. Elan mit Leistungen von bis zu 1,2 kW (HF) bzw. 1,0 kW (DC) zur Verfügung. Eine Beschichtungsanlage, die zusätzlich mit einem Magnetfeldbeschichtungsteller ausgerüstet wurde, dessen Aufbau ausführlich in Kapi-

tel 3.1.2 beschrieben wird, diente zur Abscheidung der amorphen Materialien. Die zweite Sputteranlage, welche über eine Gasmischanlage für Ar, N₂ und O₂ verfügte, wurde zunächst zur Herstellung der nanokristallinen Schichten verwendet. Durch die nachträgliche Installation eines Gasflusssystems mit kombinierter Druckregelung der Firma MKS vom Typ 647B mit Massenflussreglern für Ar, N₂ und O₂ sowie einem kapazitiven Druckaufnehmer vom Typ Baratron 627B war es möglich die nanokristallinen Schichten ebenfalls im Magnetfeld herzustellen.

Vor der Beschichtung wurden die Substrate (Kapitel 3.1.4) in Aceton und Isopropanol im Ultraschallbad gereinigt und anschließend in die Beschichtungsanlage eingelegt. Danach wurde die Sputteranlage bis zu einem Basisdruck von 10⁻⁶ mbar evakuiert. Vor der eigentlichen Beschichtung wurden die Targets mit geschlossener Blende freigesputtert (1 - 30 min) um die Targetoberfläche zu reinigen. Im nächsten Arbeitsschritt erfolgte die Reinigung der Substrate durch ein kurzes Sputterätzen (0,5–5 min) mit einer HF-Leistung von 500 W, bevor der eigentliche Beschichtungsprozess gestartet wurde. Nach der Beschichtung wurden die Substrate in der Sputteranlage im Prozessgas abgekühlt (15 - 60 min) bevor die Proben wieder entnommen wurden.

3.1.2 Magnetfeldbeschichtungsteller

Ein spezieller Beschichtungsteller mit einem Magnetfeld in der Schichtebene wurde konstruiert und gefertigt, um in den wachsenden Schichten eine magnetische Anisotropie einzuprägen (Abb. 3-2).

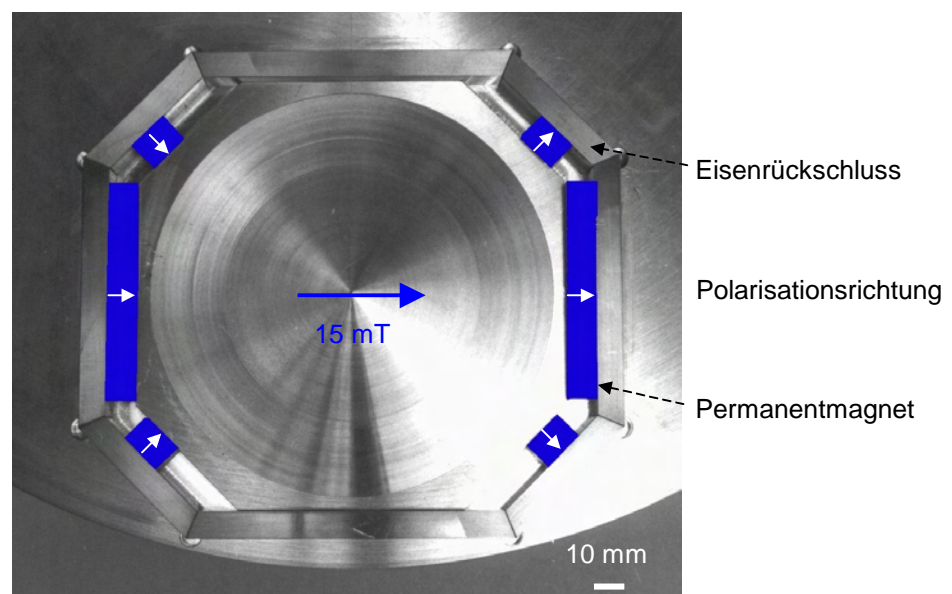


Abb. 3-2: *Abbildung des Magnetfeldrahmens, der aus Permanentmagneten und Eisenrückschluss aufgebaut ist.*

Das Design des Magnetfeldbeschichtungstellers basiert auf FEM⁵²-Simulationen, mit deren Hilfe die optimale Position und geometrischen Abmessungen der Permanentmagneten und des zur Flussführung verwendeten Eisenrückschlusses ermittelt wurden [WET99]. Der 14 mm starke Grundteller besteht aus einer leicht zu bearbeitenden Aluminiumlegierung in die 7 mm Vertiefungen für die Magnete und Eisenrückschlüsse gefräst wurden. Als Werkstoff für die Permanentmagneten wurde die $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ -Legierung Vacomax 225 HR der Firma Vakuumschmelze Hanau ausgewählt [BOL90]⁵³. Diese Magneten zeichnen sich durch ihre hohe Remanenzflussdichte und hohe thermische Belastbarkeit, für Temperaturen von bis zu 300°C aus. Für die Eisenrückschlüsse wurde weichmagnetisches Reineisen des Typs Vacofer S1, das ebenfalls von der Firma Vakuumschmelze Hanau bezogen wurde, verwendet. Abbildung 3-3 zeigt die mit einer Hallsonde gemessene Verteilung des Magnetfeldes für den Magnetfeldrahmen.

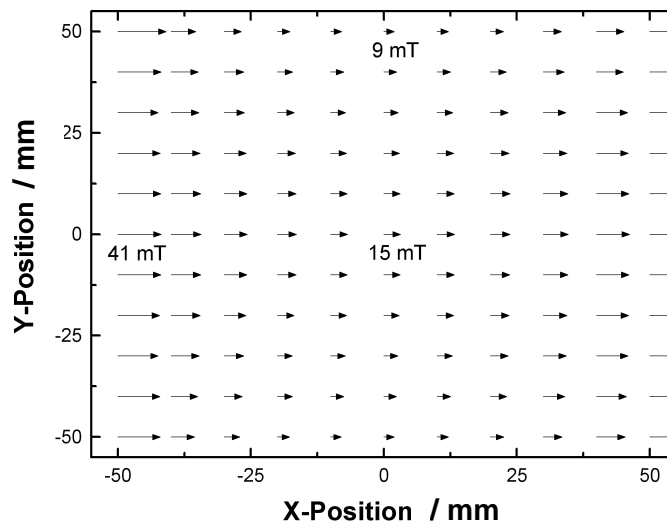


Abb. 3-3: Vom Zentrum (0,0) des Magnetfeldbeschichtungstellers aus gemessene Magnetfeldverteilung (x-Komponente des Magnetfelds) in x- und y-Position.

In der Mitte der Anordnung wird eine Flussdichte von 15 mT erreicht. Insgesamt variiert die Magnetfeldstärke in dem Bereich von bis zu 20 mm Abstand vom Zentrum in x-Richtung und 40 mm in y-Richtung um bis zu 15 %.

⁵² Finite-Element-Methoden

⁵³ Seite 399ff

3.1.3 Targetmaterialien

Als Magnetonkathoden fanden zwei Typen mit unterschiedlichen Targetdurchmessern, PK 75 (\varnothing 75 mm) und PK 150 (\varnothing 152 mm), der Firma Leybold-Heraeus Verwendung. Die verschiedenen Targetmaterialien wurden mit einem leitfähigen Kleber auf die wassergekühlte Kupfer-Grundplatte des Targethalters geklebt. Die Materialentwicklung und Schichtoptimierung erfolgte zunächst mit Kompositargets mit einem Durchmesser von 75 mm, die pulvermetallurgisch mit einer Heißpresse am Institut hergestellt wurden (Tabelle 3-1).

Target (eingewogen) [At.-%]	Durchmesser [mm]	Dicke [mm]	Reinheit [%]	Sintertemp. [°C]	Druck [MPa]
Co ₇₉ B ₂₁	75	2	Pulver < 99,8	850	26,45
Fe ₆₇ Co ₁₈ B ₁₄ Si ₁	75	2	Pulver < 99,8	950	26,45
Fe ₆₀ Co ₁₅ B ₁₅ Si ₁₀	75	2	Pulver < 99,8	900	26,45
Fe ₉₅ Ta ₅	75	2	Pulver < 99,5	1050	22,04

Tabelle 3-1: Zur Abscheidung der ferromagnetischen Schichten verwendete, am Institut für Materialforschung hergestellte Targetmaterialien.

Industriell gefertigte Targets mit einem größeren Durchmesser von 152 mm dienten zu einer homogeneren, großflächigeren Beschichtung von Siliziumwafern (\varnothing 100 und 150 mm). Die Zusammensetzung dieser Targets wurde aus den Ergebnissen der Abscheidung mit den kleineren Targetdurchmesser abgeleitet (Tabelle 3-2).

Target [At.-%]	Durchmesser [mm]	Dicke [mm]	Reinheit [%]	Hersteller
Fe ₆₆ Co ₁₇ B ₁₆ Si ₁	152	3	Target 99,8	Cerac
Fe ₉₅ Ta ₅	152	3	Target 99,8	Cerac

Tabelle 3-2: Zur Abscheidung der ferromagnetischen Schichten verwendete, industriell gefertigte Targetmaterialien.

3.1.4 Substratmaterialien

Als Substratmaterial wurden vorwiegend Silizium, oxidiertes Silizium, sowie Polyimid-Folie und Glas verwendet (Tabelle 3-3).

<i>Substrate</i>	<i>E-Modul</i> [GPa]	<i>Dicke</i> [μm]	<i>spez. Widerstand</i> [Ωm]	<i>Wärmeausdehn.</i> [$10^{-6} \cdot \text{K}^{-1}$]	<i>Lieferant</i>
Si (100)	169 ($E_{\langle 110 \rangle}$)	380,	$1-200 \cdot 10^{-3}{}^c$	$2,3{}^a$	Sico
Si (100)/ 1,0 μm Oxid	169 ($E_{\langle 110 \rangle}$)	185,		$2,3{}^a$	Crystec
Polyimid (Kapton HN)	$2,5{}^b$	125,	$10^{16}{}^b$	$30-60{}^b$	Goodfellow
Mikroskopglas	$63{}^c$	140	$> 10^5{}^c$	$3,3{}^c$	diverse

Tabelle 3-3: Zusammenfassung der wichtigsten Materialeigenschaften der verwendeten Substratmaterialien (^a [GER97]⁵⁴, ^b [GOO96], ^c Herstellerangaben).

Für die verschiedenen Charakterisierungsmethoden wurden unterschiedliche Probenabmessungen von $5 \times 5 \text{ mm}^2$ (Magnetisierung, HF-Permeabilität), $10 \times 10 \text{ mm}^2$ (Röntgenbeugung, Mikrosonde), $20 \times 2 \text{ mm}^2$ (Magnetostriktion, Eigenspannungen) $20 \times 20 \text{ mm}^2$ (spez. Widerstand) und $45 \times 4 \text{ mm}^2$ (spannungsabhängige Permeabilität) verwendet. Die Polyimid-Folie wurde dazu mit einer Schlagschere auf die gewünschte Geometrie zugeschnitten, während die Glassubstrate mit einer Diamantreibnadel angeritzt und anschließend gebrochen wurden. Die Siliziumwafer konnten mit einem Nd:YAG-Laser auf die unterschiedlichen Probenabmessungen zurechtgeschnitten werden.

3.1.5 Wärmebehandlung

Eine der Abscheidung nachfolgende Wärmebehandlung ermöglicht es Erkenntnisse über das Kristallisationsverhalten der Schichten zu gewinnen. Solche Untersuchungen sind besonders im Hinblick auf eine mögliche Integration der Schichtsysteme in bereits etablierte Halbleiterprozesse von Bedeutung. Temperversuche mit einem zusätzlich überlagerten Magnetfeld sollten einen besseren Einblick über die Ursache und Stabilität der uniaxialen Anisotropie in den Schichten ermöglichen. Ausgewählte Schichten wurden in zwei unterschiedlichen Vakuumöfen (Quarzrohröfen, Magnetfeldtempferöfen) getempert. Der Aufbau und die Funktionsweise des verwendeten Rohröfens ist ausführlich in [WIN00b]⁵⁵ dargestellt.

⁵⁴ Seite 29

⁵⁵ Seite 40ff

Magnetfeldtemperofen

Mit einem speziell angefertigten Magnetfeldtemperofen der Firma CreaTec, die den Vakuumofen lieferte, und der Firma STS, die das Magnetsystem herstellte, konnten die Schichten mit im Magnetfeld getempert werden. Dazu mussten jedoch noch einige apparative Verbesserungen bzw. Erweiterungen und zahlreiche Anpassungen, wie z.B. Magnetfeld- und Temperatureichungen durchgeführt werden. Abbildung 3-4 zeigt den Magnetfeldtemperofen und dessen Hauptbestandteile. Die Apparatur besteht aus zwei Vakuumkammern, einer kleinen Ladekammer und einer großen Heizkammer, die durch ein Plattenventil verbunden sind. Die beiden Vakuumrezipienten können über zwei getrennte Turbopumpstände bis zu einem Basisdruck von $5 \cdot 10^{-8}$ mbar evakuiert werden. Die Übergabe der Proben zwischen den beiden Vakuumkammern erfolgt mit einer Transferstange. Der Ofen wurde auf einen maximalen lateralen Probendurchmesser von 150 mm ausgelegt und eignet sich somit auch zur Wärmebehandlung von größeren Wafern.



Abb. 3-4: Magnetfeldtemperofen mit den wichtigsten Bestandteilen.

Die Heizeinheit des Ofens besteht aus insgesamt 12 Halogenlampen mit einer Gesamtleistung von 14,4 kW, die über einen Heizregler vom Typ Eurotherm gesteuert werden. Die Messung der Temperatur erfolgte mit einem Ni-CrNi Thermoelement, welches direkt an den Heizstrahlern angebracht ist, und mit einem Pyrometer der Firma Mauerer. Das verwendete Pyrometer erlaubt eine Temperaturmessung auf der Probenunterseite erst ab einer Temperatur von 250°C. Bis zu dieser Temperatur erfolgt die Regelung mit dem Thermoelement.

Die Strahlungsheizung ermöglicht sehr schnelle Aufheizraten von bis zu $100^{\circ}\text{C}/\text{min}$, bringt jedoch bei der Regelung und Anpassung der wahren Proben­temperatur Probleme. Deshalb mussten Eichmessungen mit einem weiteren Temperaturelement durchgeführt werden um die Temperaturverteilung auf dem Probenhalter zu ermitteln. Mit einer Hallsonde der Firma LakeShore wurde das Magnetfeld des Elektromagneten in der Vakuumkammer überprüft. Abbildung 3-5 stellt die Eichkurve zwischen dem Spulenstrom I_{spu} und der gemessenen magnetischen Flussdichte B_{tem} dar. Die Messung erfolgte zwischen den beiden Polschuhen des Elektromagneten auf Höhe der Probenposition.

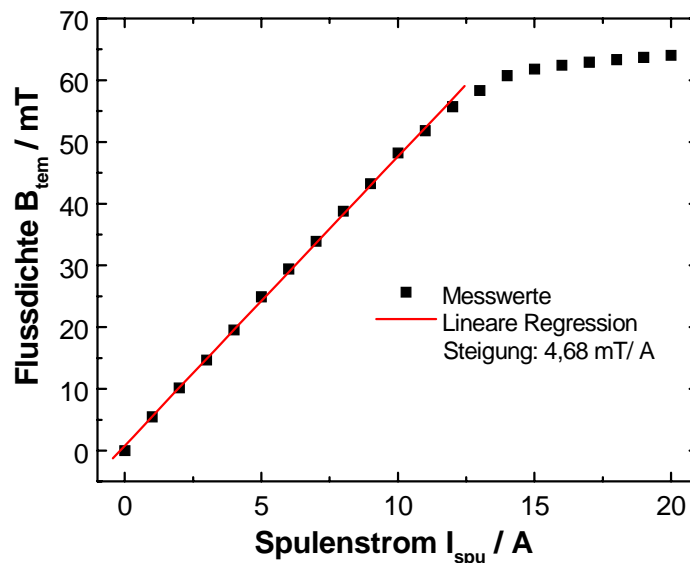


Abb. 3-5: Magnetische Flussdichte B_{tem} im Inneren des Magnetfeldtemperofens im Zentrum des Probenträgers in Abhängigkeit des Spulenstroms I_{spu} .

Die Eichkurve der magnetischen Flussdichte als Funktion des erregenden Spulenstroms zeigt zunächst bis etwa 13 A einen linearen Verlauf mit einer Steigung von 4,68 mT/A. Bei höheren Stromstärken knickt die Eichkurve jedoch zu kleineren Werten der Flussdichte hin ab. Dieses Verhalten lässt sich durch die Sättigung des verwendeten Kernmaterials erklären. Die Feldhomogenität der Spule wird vom Hersteller im Bereich von ± 80 mm von der Mittellage mit 30 % angegeben.

3.2 Charakterisierung des Schichtaufbaus

3.2.1 Schichtdicke und Schichteigenspannungen

Da die Schichtdicke in die Berechnungen vieler Messgrößen wie etwa der Magnetisierung und des spezifischen Widerstandes mit einfließt, sollte sie möglichst exakt bestimmt werden. Zur Messung der Schichtdicke wurde ein Oberflächenprofilometer vom Typ TENCOR P-10 verwendet. Mit diesem Messgerät wird die Stufe zwischen einem unbeschichteten Teil, dieser wurde bei der Beschichtung durch einen Klebestreifen verdeckt, und einem beschichteten Teil des Substrates mit einer Prüfspitze abgetastet. Das Profilometer registriert den Höhenverlauf der Stufe und gibt den Profilverlauf über einen Computer zur weiteren Verarbeitung aus. Die Schichtdicke kann dann aus dem Niveauunterschied zwischen dem unbeschichteten Bereich und den beschichteten Bereichen bestimmt werden. Die Genauigkeit der Schichtdickenmessung liegt bei Schichtdicken unter $0,1 \mu\text{m}$ bei ca. 10 %, bei dickeren Schichten bewegt sich der systematische Fehler bei 2 bis 5 %. Bei Schichten, die unter großen Eigenspannungen stehen, kann der Fehler auch für größere Schichtdicken immer noch bis zu 10 % betragen.

Die Schichteigenspannungen wurden ebenfalls mit Hilfe des Oberflächenprofilometers ermittelt. Dazu wurde das Profil der Durchbiegung von beschichteten Silizium (100)-Balken mit einer lateralen Dimension von $20 \times 2 \text{ mm}^2$ und einer Dicke von $180 \mu\text{m}$ vermessen und mit Hilfe der Jaccodine-Beziehung die Schichteigenspannungen bestimmt [JAC66]:

$$\sigma_{sch} = \frac{E_{sub}}{1-\nu_{sub}} \frac{4 d_{sub}^2 h_{sub}}{3 d_{sch} l_{sca}^2} \quad (3.1)$$

Zur Berechnung der Schichteigenspannungen σ_{sch} wurde neben der gemessenen Durchbiegung h_{sub} des Schicht-Substratverbundes, sowie der Scanlänge l_{sca} auch der Elastizitätsmodul E_{sub} und die Querkontraktionszahl ν_{sub} des verwendeten Si-Substratmaterials verwendet.

3.2.2 Schichtstruktur und -gefüge

Röntgendiffraktometrie (XRD⁵⁶)

Die Röntgenbeugung ist eine verbreitete Methode zur Strukturbestimmung von kristallinen Materialien. Aus den so genannten Röntgendiffraktogrammen lassen sich die Gitterkonstanten, Phasenzusammensetzungen, Kristallinität oder auch Spannungszustände der untersuchten Materialien ermitteln. In Kristallen lassen sich die Atome (Streuzentren) zu Netzebenen zusammenfassen, welche den Netzebenenabstand d_{hkl} besitzen. Dieser Abstand ist für die Kristallart und die Lage der Netzebenen zu den kristallographischen Achsen kennzeichnend. Nach Bragg werden die einfallenden Röntgenstrahlen an den Atomen der Netzebenen gebeugt, die ausfallenden Streuwellen gleicher Phase interferieren, man erhält somit eine Verstärkung oder Auslöschung der Intensität. Dies wird als Reflexion an den Netzebenen beschrieben. Den formellen Zusammenhang zwischen den Netzebenen d_{hkl} und den Interferenzmaxima, bei eingestrahelter Wellenlänge λ der Röntgenstrahlung, liefert die Bragg-Gleichung [GÖP94]⁵⁷:

$$\frac{\lambda}{2d} = \sin(\theta) \quad (3.2)$$

Die hergestellten Schichten wurden mit einem Röntgendiffraktometer der Firma Seifert vom Typ PAD 2, welches nach dem Bragg-Brentano Prinzip (θ - 2θ) arbeitet, untersucht. Dazu wurde gefilterte (Nickelfilter) Cu-K $_{\alpha}$ -Strahlung der Wellenlänge $\lambda_{Cu} = 0,1540$ nm verwendet. Alle Schichten wurden im Winkelbereich 2θ von $20 - 80^{\circ}$ und $40 - 50^{\circ}$ mit einer Schrittweite von $0,05^{\circ}$ und unterschiedlichen Haltezeiten von bis zu einer Minute vermessen. Zur Indizierung der Beugungsreflexe wurden die gemessenen Röntgendaten mit den bekannten Referenzdaten aus der PDF⁵⁸-Datenbank verglichen.

⁵⁶ engl. X-ray Diffraction (Röntgenbeugung)

⁵⁷ Seite 321

⁵⁸ engl. Powder Diffraction File (Pulverbeugungs-Referenzdaten)

Elektronenbeugung (SAED⁵⁹)

Neben Röntgenstrahlung können auch Elektronen zur Beugung und somit für Strukturuntersuchungen verwendet werden. Im Gegensatz zur Röntgenbeugung erfolgt die Streuung der Elektronen allerdings fast ausschließlich an den positiven Atomkernen. Der größere totale elastische Streuquerschnitt und die größere Streuung der Elektronen im Vergleich zur Röntgenstrahlung bewirkt, dass auch schon geringe Materialmengen genügen um ausreichende Streuintensitäten zu erhalten. Im Transmissionselektronenmikroskop können durch die Auswahl bestimmter Beugungsbereiche (SAED) Phasenübergänge oder Ausscheidungen nachgewiesen werden. Je nach Aufbau des untersuchten Materials entstehen typische Beugungsbilder. Für amorphe Materialien ergeben sich z.B. diffuse, kreisförmige Flächen, während man für vollständig orientierte Kristallite (Einkristallbereiche) symmetrische Punktreflexe erhält. Die Auswertung solcher Ring- bzw. Punktbilder bei kristallinen Proben ermöglicht so eine Phasen- und Orientierungsbestimmung. [GÖP94]⁶⁰

Rasterelektronenmikroskopie (SEM⁶¹, REM)

Im Rasterelektronenmikroskop wurden die Schichten auf das Gefüge und den Schichtaufbau hin charakterisiert. Die Probenoberfläche wird dabei von einem Elektronenstrahl abgerastert. Die einfallenden Elektronen treten mit den Elektronen der Probe in Wechselwirkung, dabei ausgelöste Sekundärelektronen werden mit einem Detektor erfasst, und der Intensität nach das Bild auf einem Bildschirm aufgerastert. Um Aufladungseffekte infolge des hohen Widerstandes von isolierenden Schichten zu verhindern, mussten diese vor dem Einschleusen in das Mikroskop noch mit einer dünnen Goldschicht (einige Atomlagen) besputtert werden. Das verwendete Rasterelektronenmikroskop vom Typ JSM 840 der Firma Jeol arbeitet mit einer nominellen Vergrößerung von 10 bis 3000000-fach, mit einer theoretischen Auflösung von 4 nm. Für eine qualitative Elementanalyse verfügt es zusätzlich über eine EDX⁶²-Elementanalyse der Firma Kevex. [GÖP94]⁶³

⁵⁹ engl. Selected Area Electron Diffraction (Feinbereichselektronenbeugung)

⁶⁰ Seite 334ff

⁶¹ engl. Scanning Electron Microscope (Rasterelektronenmikroskop)

⁶² engl. Energy Disperse X-ray Analysis (energiedispersive Röntgenanalyse)

⁶³ Seite 17ff

Transmissionselektronenmikroskopie (TEM⁶⁴)

Das Transmissionselektronenmikroskop kann mit einer bis zu 500000-fachen Vergrößerung kleinste Bereiche von wenigen Nanometern noch abbilden. Die Methode der hochauflösenden Transmissionselektronenmikroskopie (HRTEM⁶⁵) erlaubt sogar eine Auflösung im atomaren Bereich und kann einzelne Atomsäulen noch auflösen. Neben der direkten Abbildung der Mikrostruktur bieten allerdings auch die verschiedenen Kontrastmechanismen bei Hell- und Dunkelfeldaufnahmen die Möglichkeit, Strukturinformationen zu erhalten. Damit allerdings die Elektronen die Proben durchdringen können, müssen diese sehr dünn (einige 10 nm) präpariert werden. Bei metallischen oder keramischen Proben aus Vollmaterial erfolgt dies durch chemisches oder elektrolytisches Strahldünnen. Die Probenpräparation zur Untersuchung an Querschliffen aus einem Substrat-Schicht-Verbund ist aufwendiger. Die Präparation orientierte sich hier an der von Strecker [STR93] beschriebenen Methode, die auf mechanischem Schleifen und nachfolgender Ionendünnung der Proben basiert. Zur Untersuchung der Proben stand im Rahmen des HGF-Projektes am Hahn Meitner Institut in Berlin ein hochauflösendes Gerät vom Typ CM 30 der Firma Philips, mit welchem zusätzlich noch die Möglichkeit zur EDX- und EELS⁶⁶-Analyse gegeben war, zur Verfügung. [GÖP94]⁶⁷

3.2.3 Chemische Zusammensetzung

Elektronenstrahl-Mikroanalyse (EPMA⁶⁸)

Die Mikrosondenanalyse wurde zur standardmäßigen und möglichst umfassenden chemischen Charakterisierung der Schichten verwendet. Im Ultrahochvakuum wird dazu die zu untersuchende Probe mit einem Elektronenstrahl beschossen. Die einfallenden energiereichen Elektronen treten in Wechselwirkung mit den Atomen des Festkörpers, wobei Elektronenübergänge angeregt werden. Als Folge davon wird Röntgenstrahlung emittiert. Diese so genannte charakteristische Röntgenstrahlung, deren Energie (Wellenlänge) in einer festen Beziehung zur Ordnungszahl der angeregten bzw. ionisierten Atome steht, wird analysiert. Zur qualitativen Elementanalyse müssen die Wellenlängen der Röntgenlinien bzw. ihre

⁶⁴ engl. Transmission Electron Microscope

⁶⁵ engl. High Resolution Transmission Electron Microscope (Hochauflösendes Transmissionselektronenmikroskop)

⁶⁶ engl. Electron Energy Loss Spectroscopy (Elektronenenergieverlustspektroskopie)

⁶⁷ Seite 17ff

⁶⁸ engl. Electron Probe Microanalysis (Elektronenstrahlmikrosonde)

Quantenenergien bestimmt werden. Dazu wird die Röntgenstrahlung an Einkristallen gebeugt und daraus wellenlängendispersiv (WDX⁶⁹) die Energie bestimmt. Aus den Intensitätsverhältnissen der einzelnen Energielinien und durch die Messung an einem Standard mit bekannter Elementverteilung kann die chemische Zusammensetzung der untersuchten Schichten bestimmt werden. Die Informationstiefe der Analyse beträgt etwa 1 µm und ist von der Ordnungszahl der Elemente in der untersuchenden Probe als auch vom Elektronenstrom und der Elektronenenergie abhängig. Die hergestellten Schichten wurden in einer Mikrosonde mittels WDX analysiert. Je nach Energiebereich wurden zur Beugung PC₂- bzw. LiF-Einkristalle oder PET-Kunststoff verwendet. Um störende Aufladungseffekte an der Oberfläche der zu untersuchenden Filme zu vermeiden, wurden die isolierenden Schichten (z.B. SiO₂) mit einer dünnen Schicht Kohlenstoff bedampft. Als Standards wurden Fe, Co, TiB₂ (Bor), Si, Ta, Cr₂N, TiC (Kohlenstoff) und YAG 10 (Sauerstoff) verwendet. Die Genauigkeit der Analyse beträgt etwa 2 At.-%, ist aber sehr stark von der Qualität der verwendeten Standards abhängig. Aufgrund der Informationstiefe der Messungen können zudem Oberflächenverunreinigungen (Kohlenstoff, etc.) und Oxidationen die Genauigkeit der Analyse beeinflussen. [GÖP94]⁷⁰

Augerelektronenspektroskopie (AES)

Die Augerelektronenspektroskopie ermöglicht die Elementanalyse von Oberflächen bis hin zu einigen Atomlagen. Grundlage der Analyse ist die Wechselwirkung zwischen einfallenden Elektronen und den Atomen des zu untersuchenden Materials. Dies führt zu Elektronenübergängen im Festkörper. Die Energie für diese Übergänge kann durch Strahlung (charakteristische Röntgenstrahlung) oder auch durch einen strahlungslosen Prozess auf weitere Elektronen, so genannte Auger-Elektronen, übertragen werden, die dann mit einer elementspezifischen Energie das Atom verlassen. Allerdings können nur oberflächennahe Auger-Elektronen den Festkörper verlassen, da infolge unelastischer Verluste ihre mittlere freie Weglänge begrenzt ist. Die Messung erfasst die Energieverteilung $N(E)$ der pro Sekunde aus der Probe austretenden Elektronen. Durch die Differentiation dieser Energieverteilung nach der Energie kann der hohe, allerdings fast konstante Sekundärelektronenuntergrund abgetrennt werden. Der Vergleich solcher differentieller Energieverteilungen mit den Referenzdaten bekannter Standards macht eine qualitative Bestimmung der Elementzusammensetzung der Probe möglich. Die Aufnahme von Tiefenprofilen lässt darüber hinaus auch Aussagen

⁶⁹ engl. Wavelength Disperse X-ray Analysis (wellenlängendispersive Röntgenanalyse)

⁷⁰ Seite 383ff

über tieferliegende Materialbereiche zu. Dazu wird die Probe mit Ionen (Ar oder Xe-Ionen) beschossen und Material herausgelöst. Eine Elementverteilung kann so in Abhängigkeit von der Sputterzeit und -tiefe bestimmt werden. Somit können Oberflächeneffekte wie z.B. Oxidation oder Verschmutzungen auf den Schichten nachgewiesen werden. Die Spektren wurden mit einer AES-Anlage der Firma Physical Electronics vom Typ PHI 680 Scanning Auger Nanoprobe aufgenommen. Die Elementanalyse konnte durch einen Vergleich mit gemessenen Standards mit einer Genauigkeit von etwa 2 At.-% durchgeführt werden. [GÖP94]⁷¹

3.2.4 Kalorimetrische Untersuchungen

Kalorimetrische Messungen des Wärmestroms zur Probe bei konstanter Heiz- bzw. Abkühlrate geben Aufschluss über Umwandlungstemperaturbereiche von amorphen und nanokristallinen Schichten. So lassen sich Phasenumwandlungstemperaturen durch einen Anstieg des Wärmestroms zur Probe identifizieren. Die durchgeführten DSC⁷²-Messungen dienten zur Ergänzung der Röntgen- und Magnetisierungsmessungen an getemperten Schichten, um den Temperaturbereich der Kristallisation besser zu charakterisieren. Die DSC-Wärmestrommessungen wurden mit einem Gerät der Firma Netzsch vom Typ DSC 204 durchgeführt. Als Proben wurden dabei vom Substrat abgelöste, freitragende Schichten mit einer Masse von ca. 2 mg verwendet. Zur Untersuchung wurden die Proben in Al-Tiegel eingebaut; im Temperaturbereich von –25 bis 550°C der Wärmestrom gemessen und mit Hilfe der zugehörigen Software ausgewertet.

⁷¹ Seite 383ff

⁷² engl. Differential Scanning Calometry (differentielle Wärmestrom-Kalorimetrie)

3.3 Charakterisierung der elektrischen und magnetischen Eigenschaften

3.3.1 Elektrischer Widerstand

Der spezifische elektrische Widerstand innerhalb der Schichtebene wurde mit statischen Vierpunktmessungen bei Raumtemperatur bestimmt. Zur Messung wurden auf nichtleitendem Tempaxglas und auf oxidiertem Silizium abgeschiedene Schichten verwendet. Mit einem Präzisionsmessgerät vom Typ Keithley 238 mit einer nominellen Stromauflösung von 100 fA wurden die Strom-Spannungskennlinien aufgezeichnet. Das Gerät verfügt über eine IEEE-Schnittstelle, die von einem Computer angesprochen wird und so eine programmgesteuerte Datenaufnahme ermöglicht. Das dabei verwendete Messprogramm nimmt die Spannung in Abhängigkeit von dem angelegten Strom auf. Zur Messung wurden Ströme von einigen mA verwendet und zur Vermeidung von Messfehlern durch die Kontaktspannung zwischen den Prüfspitzen und der Probe, die Stromrichtung umgekehrt. Die Haltezeit für jeden Messpunkt lag bei 1 - 2 Sekunden, wobei über jeweils 10 Messungen gemittelt wurde. Der Messaufbau bestand aus vier Metallspitzen die in einer Reihe und im Abstand von 0,3 mm angeordnet waren. An den beiden äußeren Spitzen wurde der Strom angelegt und über die beiden mittleren Spitzen die Spannung gemessen. Der spezifische elektrische Widerstand ρ wurde mit der bekannten Beziehung für die verwendete Vierpunktgeometrie aus der Schichtdicke d_{sch} und den gemessenen Stromwerten I und Spannungswerten U berechnet [KEI99]⁷³:

$$\rho = \left(\frac{\pi}{\ln 2} \right) \left(\frac{U}{I} \right) d_{sch} \quad (3.3)$$

Die Charakterisierung des elektrischen Hochfrequenzverhaltens von strukturierten magnetischen Schichten erfolgte mit einem Spitzenmessplatz der Firma Cascade Microtech vom Typ Summit 9000 in Verbindung mit einem HP 8719D Netzwerkanalysator von Hewlett-Packard. Zur Kontaktierung der Mikrostrukturen konnten zwei verschiedene Spitzentypen mit 150 μm Pitchabstand (APC-GSG 150) bzw. 1250 μm Pitchabstand (APC-GS/SG 1250) verwendet werden. Der Messaufbau und der Netzwerkanalysator konnten mit den entsprechenden Kalibrierstandards (Impedance Standard Substrate) zusammen mit der Mess- und Kalibriersoftware WinCal von Cascade nach verschiedenen Kalibrierverfahren (OSL⁷⁴, LRM⁷⁵) kalibriert werden.

⁷³ Seite 4-46

⁷⁴ engl. Open – Short – Load (Offen – Kurz – Last – 1 Tor-Kalibrierverfahren)

3.3.2 Magnetisierung

Die magnetischen Hysteresekurven der Schichten wurden mit einem Vibrationsmagnetometer (VSM⁷⁶), dessen Aufbau und Wirkungsweise sehr anschaulich in [ZOR99] beschrieben ist, gemessen. Das Messprinzip beruht auf der aufgrund der magnetischen Flussänderung induzierten Spannung. Diese Spannung ist proportional zur Magnetisierung der Probe und kann so als Funktion eines äußeren Magnetfeldes bestimmt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dazu ein Magnetometer der Firma Klein Wissenschaftliche Geräte, dessen wesentlichen Bestandteile in Abb. 3-6 dargestellt sind, verwendet.

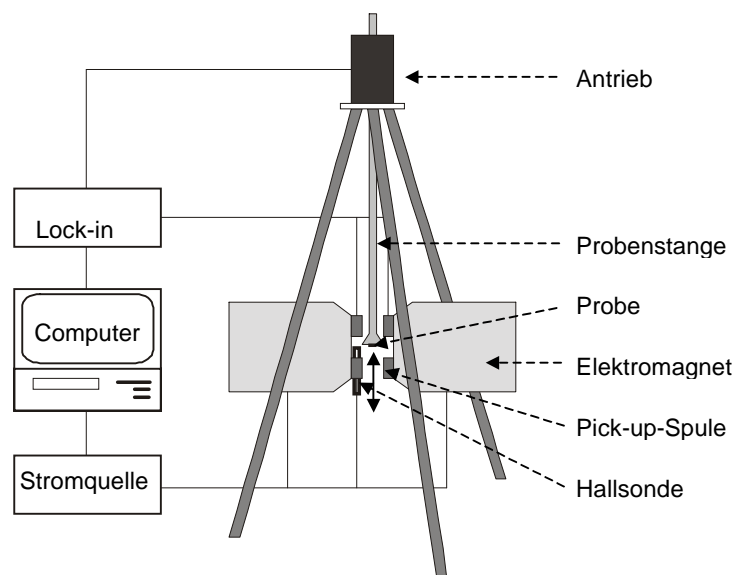


Abb. 3-6: Schematische Darstellung des verwendeten Vibrationsmagnetometers.

Das Magnetometer besteht aus einem Elektromagnet zur Erzeugung des externen Magnetfeldes, dessen Feldstärke mit einer Hallsonde ausgelesen wird. Als Stromquelle für den Magneten diente im Feldbereich bis 0,12 T eine stabile Strom-Spannungsquelle vom Typ Keithley K 228. Für größere Felder bis zu 0,6 T kam eine Stromversorgung der Firma LakeShore des Typs MPS 647 zum Einsatz. Die zu untersuchenden Proben wurden auf einen Probenhalter aufgeklebt. Der Halter befindet sich zwischen den Polschuhen des Magneten und ist über eine Probenhalterstange mit dem Antrieb verbunden. Um die Magnetisierung der Schichten innerhalb der Schichtebene besser messen zu können, wurde ein spezieller Probenhalter konstruiert. Bei diesem Halter befindet sich die Schichtebene der Probe senk-

⁷⁵ engl. Line – Reflective – Match – (Durchgang – Reflektion – Anpassung – 2 Tor-Kalibrierverfahren)

⁷⁶ engl. Vibrating Sample Magnetometer (Vibrationsmagnetometer)

recht zur Bewegungsrichtung des Antriebes, wodurch es möglich ist die Probe in jedem beliebigen Winkel zur Richtung des anregenden äußeren Feldes zu orientieren. Die durch den magnetischen Fluss der Probe in den beiden Pick-up Spulenpaare induzierte Spannung wird über einen Vorverstärker auf einen Lock-in Verstärker übertragen und mit einem Computer erfasst. Mit einem Messprogramm für unterschiedliche Feldstärkebereiche und -schrittweiten konnten die Daten aufgenommen und ausgewertet werden.

3.3.3 Domänenstruktur

Magnetische Domänenuntersuchen tragen wesentlich zum Verständnis der magnetischen Eigenschaften dünner Schichten bei. Die Grundlage der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Untersuchungsmethode bildet der magnetooptische Kerreffekt. Dieser Effekt verbindet die Drehung der Polarisationsachse bei der Reflexion einer linearpolarisierten Lichtwelle an einer magnetischen Probe. Je nach Orientierung der Probe bzw. des einfallenden Lichtes erfolgt eine Unterscheidung in transversalen bzw. longitudinalen magnetooptischen Kerreffekt. Für unterschiedlich orientierte Domänen ergibt sich durch Einstellung des Polarisators und Analysators im Kerrmikroskop ein unterschiedlicher Kontrast (Abb. 3-7).

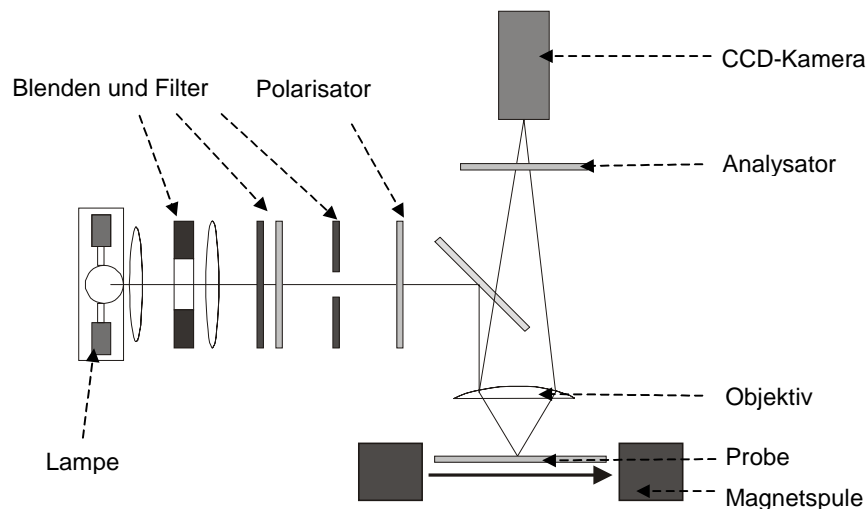


Abb. 3-7: Schematische Darstellung des verwendeten Kerrmikroskops [HUB98]⁷⁷.

⁷⁷ Seite 35ff

Dieser Hell-Dunkelkontrast verändert sich beim Anlegen eines äußeren Magnetfeldes. Die Variation von Größe und Richtung dieses Feldes ergibt Aufschluss über die am Magnetisierungsprozess beteiligten Domänenprozesse, wie etwa Domänenwandbewegungen oder Domänenrotationen. Die Domänenuntersuchungen wurden an ausgewählten Schichten mit einem Kerrmikroskop auf Basis eines Zeiss Lichtmikroskops am MPI für Metallforschung in Stuttgart durchgeführt.

3.3.4 Magnetostriktion

Die Magnetostruktionskonstante $\lambda_{||}$ parallel zur Richtung des äußeren magnetischen Feldes wurde mit Hilfe des von Klokholm eingeführten Biegebalken-Messprinzips [KLO76] bestimmt. Die Messaufbauten der hierzu verwendeten optischen Biegebalkenmethode werden eingehend in den Arbeiten von Betz [BET97]⁷⁸ und Ludwig [LUD99]⁷⁹ beschrieben.

Das Messprinzip beruht auf der magnetfeldabhängigen Auslenkung eines einseitig eingespannten Biegebalkens, der auf einer Seite beschichtet ist. Beim Anlegen eines magnetischen Feldes dehnt bzw. verkürzt sich die magnetische Schicht, wohingegen das Siliziumsubstrat seine Dimensionen beibehält. Hieraus resultiert eine Krümmung des gesamten Substrat-Schichtverbundes, die optisch mit einem Laser und einem Halbleiter-Positionssensor detektiert wird. Aus der Geometrie des Versuchsaufbaus und der Dimension des Biegebalkens sowie den elastischen Materialdaten der Schicht und des Substrates lässt sich der magnetoelastische Kopplungskoeffizient und daraus die Magnetostriktion angeben. Der Kopplungsfaktor b berechnet sich mit [TRÉ94]:

$$b = \frac{\alpha}{l_{\text{ein}}} \frac{d_{\text{sub}}^2}{d_{\text{sch}}} \frac{E_{\text{sub}}}{6(1+\nu_{\text{sub}})} \quad (3.4)$$

Hier bezeichnet α den von der Magnetostriktion abhängigen Auslenkungswinkel der Probe, l_{ein} die Einspannlänge, d_{sub} die Substratdicke, E_{sub} und ν_{sub} die elastischen Konstanten des Substrates und d_{sch} die Dicke der magnetischen Schicht. Ist der Elastizitätsmodul E_{sch} der dünnen Schicht bekannt, kann mit Hilfe des magnetoelastischen Kopplungskoeffizienten die Magnetostriktion berechnet werden:

$$\lambda = -b \frac{(1+\nu_{\text{sch}})}{E_{\text{sch}}} \quad (3.5)$$

⁷⁸ Seite 21-37

⁷⁹ Seite 49-50

Die Sättigungsmagnetostriktion λ_s ergibt sich aus den parallel bzw. senkrecht zu der äußeren Feldrichtung bestimmten Magnetostruktionskonstanten λ_{\parallel} und λ_{\perp} mit:

$$\lambda_s = \frac{2}{3}(\lambda_{\parallel} - \lambda_{\perp}) \quad (3.6)$$

Zur Messung der Magnetostriktion kamen zwei verschiedene Magnetsysteme für unterschiedliche Feldbereiche zum Einsatz. Für kleine Feldstärken bis 80 mT wurde eine Helmholtzspulenordnung und für Feldstärken bis 0,6 T ein gewöhnlicher Elektromagnet benutzt. Abbildung 3-8 zeigt die beiden verwendeten Versuchsaufbauten, die zur Erhöhung der Messgenauigkeit auf schwingungsgedämpften Tischen aufgebaut wurden.

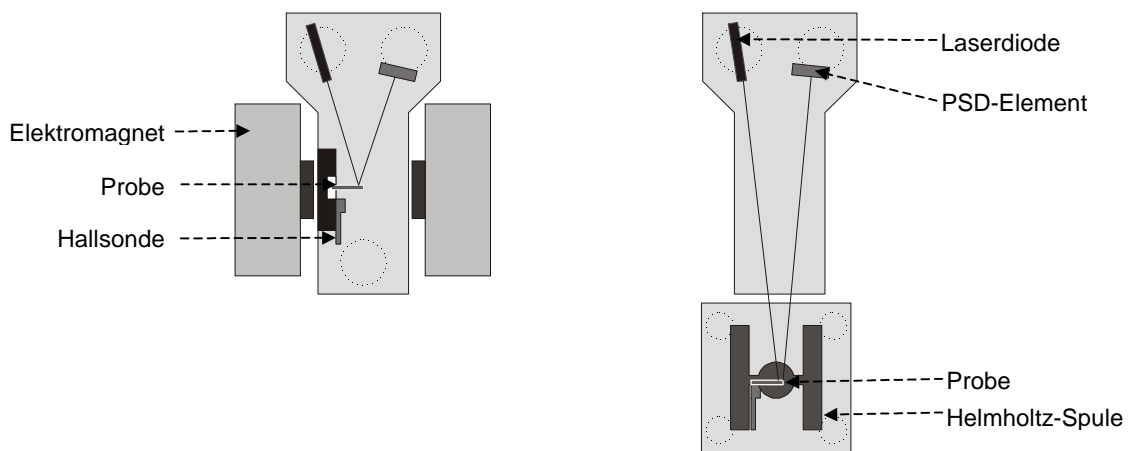


Abb. 3-8: Schematische Darstellung der verwendeten Magnetostruktionsmessaufbauten.

Zur Erfassung des in Gl. 3.4 beschriebenen Auslenkungswinkel α wurde ein Lasersystem verwendet. Der Laserstrahl einer Halbleiterlaserdiode wurde auf die Spitze eines beschichteten Si-Biegebalkens mit der Dimension von $20 \times 2 \times 0,18 \text{ mm}^3$ gelenkt und von dort auf ein PSD⁸⁰-Halbleiterelement reflektiert.

⁸⁰ engl. Position Sensitive Device (optischer Positionssensor)

3.3.5 Permeabilität

Wechselfeldmagnetometer (SQUID⁸¹)

Das SQUID-Magnetometer ermöglicht die Messung sehr kleiner Änderungen des Magnetfeldes von bis zu 10^{-13} T [ZOR99]. Diese Empfindlichkeit ist um Größenordnungen besser als die anderer magnetischer Messmethoden. Die Messanordnung besteht im Wesentlichen aus einem supraleitenden Ring oder Zylinder, der mindestens einen Bereich schwacher Kopplung, d.h. eine Engstelle, die als Punkt- oder Josephson-Kontakt bezeichnet wird, besitzt. Ein solcher Kontakt wird meistens mit einem Übergang zwischen Supraleiter-Isolatorschicht-Supraleiter realisiert. Durch die Ausnutzung des supraleitenden Effektes sind für den aktiven Teil jedoch tiefe Temperaturen erforderlich. Die Wirkungsweise eines solchen SQUIDs beruht im Wesentlichen auf der Quantisierung des umfassten magnetischen Flusses Φ_i innerhalb des SQUID-Ringes in Flussquanten $\Phi_0 = 2,0678 \cdot 10^{-15}$ Vs:

$$\Phi_i = n\Phi_0 = n \frac{h}{2e} \quad (n = 0,1,2,\dots) \quad (3.7)$$

Die Messung der Flussänderung, die durch ein äußeres Feld oder eine magnetische Probe hervorgerufen wird, erfolgt über die Messung des Abschirmstromes und der Aufsummierung der Flusssprünge Φ_0 . Zur messtechnischen Auswertung wird das SQUID induktiv an einen Resonanzkreis mit Resonanzfrequenzen im MHz-Bereich angekoppelt, wobei das zu messende Feld über eine Aufnehmerschleife eingekoppelt wird. Die Messungen der Permeabilität im Frequenzbereich von 0,1 bis 1000 Hz wurde mit einem SQUID-Magnetometer vom Typ MPS der Firma Quantum Design am Institut für Materialforschung III durchgeführt [MCE94]. Das Gerät wurde dazu im Wechselfeldmodus mit unterschiedlichen Anregungsamplituden von 0,1 mT bis 0,6 mT betrieben, wobei als Messgröße das magnetische Moment der Probe bestimmt wurde. Aus dem gemessenen magnetischen Moment wurde mit Hilfe des Probenvolumens und der Größe des anregenden Wechselfeldes die Permeabilität berechnet.

⁸¹ engl. Superconducting Quantum Interference Device (supraleitendes Quanteninterferenzgerät)

Flussaufnehmer-Spulen HF-Permeameter

Der Verlauf der Permeabilität von 50 MHz bis 6 GHz wurde mit einem HF-Permeameter, dessen wichtigster Bestandteil eine von Yabukami und Yamaguchi entwickelten Flussaufnehmer-Spule (Pick-up-Spule) ist, bestimmt [YAB99], [YAM00c]. Die in Abbildung 3-9 dargestellte Flussaufnehmer-Spule mit einer Windung ist aus hochfrequenztauglichem beidseitig mit Kupfer beschichtetem Leiterplattenmaterial gefertigt.

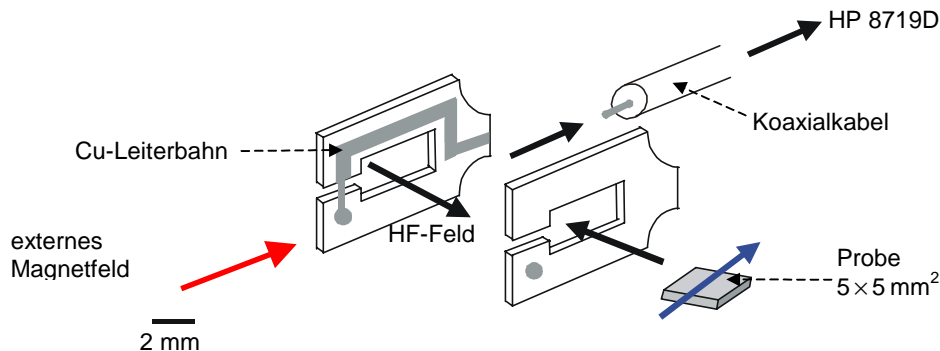


Abb. 3-9: Schematische Darstellung der zur Messung der HF-Permeabilität dünner Schichten verwendeten Pick-up-Spule nach Yamaguchi [YAM00c].

Sie besteht aus zwei u-förmigen Strukturen, die aus dem Platinenmaterial herausgefräst wurden. Auf einer dieser Strukturen befindet sich eine Leiterbahn, auf der gegenüberliegenden Struktur wurde das Kupfer auf der Innenseite völlig entfernt. Das eine Ende des Leiterstreifens ist mit dem inneren Kontakt eines Koaxialkabels verlötet, während das andere Ende über die Kupferoberseite der gegenüberliegenden u-Struktur zum äußeren Kontakt des Koaxialkabels führt. Der Wellenwiderstand der Spule ist durch die Wahl des richtigen Verhältnisses von Leiterstreifenbreite zu Leiterplattendicke für das verwendete Leiterplattenmaterial mit einer Dielektrizitätszahl von $\epsilon = 3,38$ auf eine Bezugsimpedanz von $Z_0 = 50 \Omega$ angepasst. Über das Koaxialkabel ist die Messspule an einen HP8719D Netzwerkanalysator angeschlossen, der durch Reflexionsmessungen den Streuparameter S_{11} erfasst. Als Proben wurden beschichtete oxidierte Si-Substrate mit den Abmessungen von $5 \times 5 \times 0,38 \text{ mm}^3$ verwendet. Zur Messung wird die gesamte Messanordnung mit Hilfe einer speziellen Kalibrierfunktion (response-open) des Netzwerkanalysators kalibriert. Von den Messdaten werden außerdem der S_{11} -Parameter eines unbeschichteten Substrates abgezogen. Aus den somit angepassten Streuparametern kann die Gesamtimpedanz der Spule Z mit der Bezugsimpedanz $Z_0 = 50 \Omega$ berechnet werden:

$$Z = Z_0 \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}} \quad (3.8)$$

Daraus kann der frequenzabhängige Verlauf der HF-Permeabilität durch eine komplexe Gleichung nach Trennung in Realteil und Imaginärteil erfolgen [PAI99]:

$$\mu = 1 + \frac{Z}{2\pi \mu_0 k_f d_{sch} j} \quad (3.9)$$

Hierin bezeichnet d_{sch} die magnetische Schichtdicke und k_f einen frequenzabhängigen Parameter, der die Feldverdrängung der Proben und die Dämpfung der HF-Welle bei hohen Frequenzen berücksichtigt. Mit Hilfe von Referenzmessungen und durch Anpassen der Substratmessungen konnte dieser Parameter bestimmt werden. Der maximale Frequenzbereich der Messungen wurde durch eine Resonanzfrequenz bei 4,7 GHz, die sich aus der Länge der Cu-Leiterbahn ergab, beschränkt. Mit Hilfe einer Helmholtzspule der Firma STS konnte ein magnetisches Feld von bis zu 30 mT überlagert werden und so die HF-Permeabilität als Funktion des äußeren Feldes bestimmt werden.

Zur Messung der Spannungsabhängigkeit der HF-Permeabilität dünner Schichten wurde ein Messaufbau, dessen Hauptbestandteil die oben vorgestellte Flussaufnehmer-Spule darstellt, realisiert [SHI99], [ROD00]⁸² (Abb. 3-10). Für die Messungen wurden beschichtete Si-Biegebalken mit den Dimensionen $45 \times 4 \times 0,38 \text{ mm}^3$ verwendet. Diese wurden an einem Ende auf einen Halter fixiert und das andere freie Ende mit einer Mikrometerschraube ausgelenkt, wodurch sich einachsige Zug- und Druckspannungen aufprägen ließen.

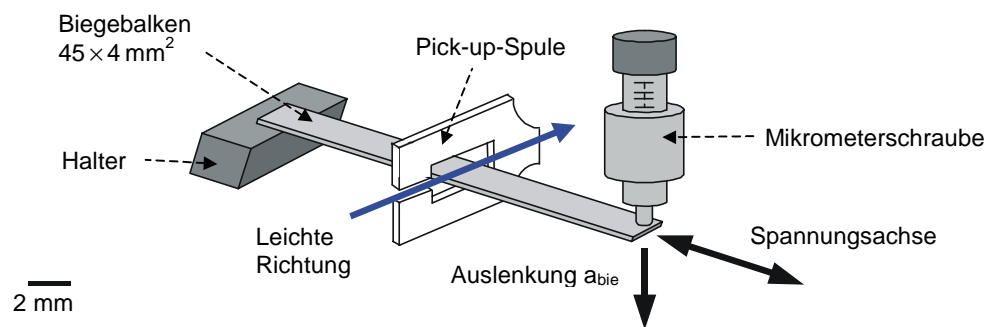


Abb. 3-10: Schematische Darstellung des verwendeten Aufbaus zur spannungsabhängigen Messung der HF-Permeabilität.

⁸² Seite 25ff

Die HF-Permeabilität wurde mit der Pick-up-Spule, die in der Mitte des Biegebalkens befestigt wurde, als Funktion der Biegebalkenauslenkung a_{bie} gemessen. Mit der Substratdicke d_{sub} und der Einspannlänge $l_{ein} = 40$ mm und unter Vernachlässigung der Schichtdicke da $d_{sch} \ll d_{sub}$ konnte zunächst die Dehnung ε bestimmt werden:

$$\varepsilon = \frac{3}{4} \frac{d_{sub}}{l_{ein}^2} a_{bie} \quad (3.10)$$

Aus den elastischen Materialgrößen des Substrates E_{sub} , ν_{sub} folgt schließlich die aufbrachte einachsige Spannung σ :

$$\sigma = \frac{E_{sub}}{1-\nu^2} \varepsilon \quad (3.11)$$

Abbildung 3-11 zeigt den Gesamtaufbau der verschiedenen Permeameter mit der Helmholtzspule zur Überlagerung eines externen Magnetfeldes und dem HP8719D Netzwerkanalysator.

Helmholtzspule Pick-up-Spule Spannungs-Permeameter HP8719D Netzwerkanalysator

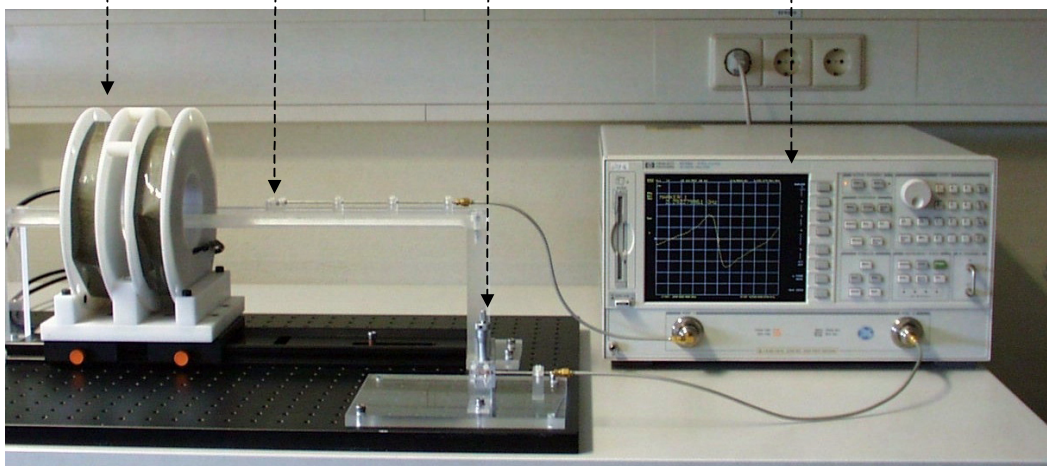


Abb. 3-11: Permeameteraufbauten mit Helmholtz-Spule und Netzwerkanalysator.

Mikrostreifenleiter-HF-Permeameter

Neben dem vorgestellten Permeameter auf Basis einer Flussaufnehmerspule wurde zum Vergleich die Permeabilität der hergestellten magnetischen Schichten mit einem Mikrostreifenleiter-Permeameter überprüft. Abbildung 3-12 zeigt den schematischen Aufbau des für die Referenzmessungen verwendeten und am Forschungsinstitut CAESAR von Tewes entwickelten Permeameters [LUD02].

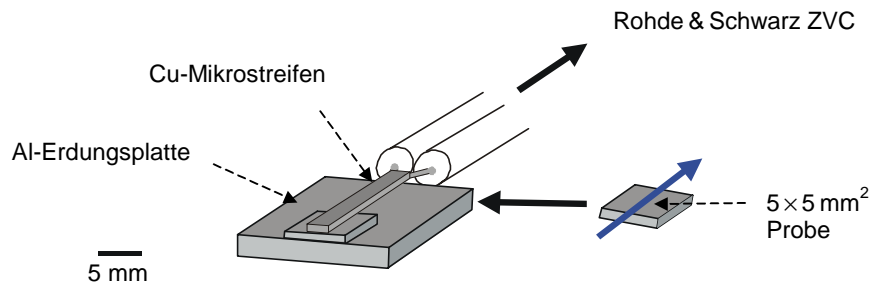


Abb. 3-12 Schematische Darstellung des Mikrostreifen-Permeameters nach Tewes [LUD02].

Die Messungen wurden mit diesem Aufbau in Transmission (S_{12} -Streuparameter) durchgeführt, wodurch insgesamt ein besseres Auflösungsvermögen erreicht werden kann. Mit einem Netzwerkanalysator vom Typ ZVC von Rhode und Schwarz erfolgten die Messungen im Frequenzbereich von 10 kHz bis zu 8 GHz. In diesem Messbereich werden keine störenden Resonanzfrequenzen des Messaufbaus beobachtet. Durch den günstigeren Frequenzgang des Aufbaus und die Kalibrierung des Permeameters mit Hilfe einer Wirbelstromerzeugung konnten insgesamt aussagefähigere Permeabilitätsmessungen durchgeführt werden.

4 Ergebnisse

Das folgende Kapitel beschreibt die Ergebnisse zur Entwicklung, Herstellung und Charakterisierung der weichmagnetischen, hochfrequenztauglichen Dünnschichten. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden die im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelten experimentellen Methoden und Verfahren im vorangegangenen 3. Kapitel (experimentelle Methoden) zusammenfassend vorgestellt. Die Darstellung der Schichtentwicklung beginnt in den Teilkapiteln 4.1 bis 4.3 zunächst mit amorphen CoB- und FeCoBSi-Schichtsystemen. Daran schließen sich in Kapitel 4.4 die Ergebnisse zur Abscheidung nanokristalliner FeTaN-Schichten und in Kapitel 4.5 die einfacher CoB/SiO_x- bzw. FeCoBSi/SiO_x-Viellagensysteme an.

Diese angeführte Materialauswahl zur Realisierung von magnetischen Dünnschichten mit Permeabilitäten bis in den GHz-Bereich orientierte sich an den in der Literaturübersicht beschriebenen magnetischen Dünnschichten. Die Zusammensetzung der Sputtertargets zur Herstellung der amorphen Schichtsysteme (CoB, FeCoBSi) richtete sich dabei an den Legierungszusammensetzungen der bekannten schmelzgesponnenen Bändern (Metgläser). Diese Bänder zeigen im Vergleich zu den bisher in magnetischen HF-Anwendungen häufig verwendeten Permalloy-, bzw. CoNbZr-Schichten deutlich höhere Sättigungsmagnetisierungen (Kapitel 2.2). Hohe Werte der Sättigungsmagnetisierung sind zusammen mit hohen Anisotropiefeldern notwendig um ferromagnetische Resonanzfrequenzen im GHz-Bereich zu erreichen (Gl. 2.28). Gegenüber den kristallinen Materialsystemen, z.B. FeCo, mit noch höheren Sättigungsmagnetisierungen, haben die amorphen Materialien den Vorteil, dass sie eine vernachlässigbare Kristallanisotropie besitzen. Das Induzieren einer uniaxialen Anisotropie in der Schichtebene ist dadurch in amorphen Systemen einfacher möglich. Um die amorphen Schichten auf ihre Integrationsfähigkeit für etablierte Halbleiterfertigungsprozesse zu untersuchen, galt es, den Einfluss von Wärmebehandlungen auf die Stabilität der magnetischen Eigenschaften zu charakterisieren und darzustellen.

Die Auswahl des nanokristallinen FeTaN-Schichtsystems erfolgte gerade unter dem Gesichtspunkt der Temperaturstabilität der magnetischen Eigenschaften. Diese neue Klasse von nanokristallinen, ferromagnetischen Schichten zeigen zudem hohe Sättigungsmagnetisierungen, die einen Einsatz in hochfrequenztauglichen magnetischen Dünnschichtsystemen ermöglichen. Neben verschiedenen Beschichtungsreihen zur Optimierung der Schichtherstellung etwa durch die Variation der Argon zu Stickstoffzusammensetzung wurde besonders der Einfluss von Wärmebehandlungen auf die FeTaN-Schichten betrachtet.

Die Herstellung der CoB/SiO_x- und FeCoBSi/SiO_x-Viellagensysteme erfolgte mit dem Hintergrund den Einfluss von isolierenden Zwischenlagen zu untersuchen. Dazu wurden die magnetischen Eigenschaften (Anisotropiefeldstärken, HF-Permeabilitäten) dieser Viellagenschichten mit den Einzellagenschichten verglichen.

4.1 Amorphe CoB-Schichten

Ausgehend von den von Ludwig [LUD99]⁸³ durchgeführten Arbeiten wurde mit der Präparation und Charakterisierung von amorphen CoB-Schichten begonnen. Dieses Materialsystem wurde besonders eingehend auf den Zusammenhang zwischen der Schichtabscheidung und den magnetischen Eigenschaften untersucht und diente somit als Basis für die weitere Entwicklung der Schichtmaterialien.

4.1.1 Abgeschiedene Schichten

Vorrangiges Entwicklungsziel bei der Herstellung der Schichten war, die uniaxiale Anisotropie direkt während der Beschichtung im Magnetfeld mit Hilfe des Magnetfeldbeschichtungstellers zu induzieren. Die Abscheidung der CoB-Schichten erfolgte mit einem am Institut für Materialforschung hergestellten $\text{Co}_{79}\text{B}_{21}$ -Target mit einem Targetdurchmesser von 75 mm (Tabelle 3-1). Zur Realisierung von CoB-Schichten mit einer uniaxialen Anisotropie mussten die Sputterparameter, hauptsächlich der Ar-Sputterdruck und die HF-Leistung, angepasst werden. Diese Optimierung diente im Wesentlichen einer Minimierung der Eigenspannungen der Schichten, um dadurch magnetoelastische Anisotropieanteile weitgehend zu unterdrücken. In Unterkapitel 4.1.2 schließt sich die Darstellung des Schichtaufbaus und der Eigenschaften von getemperten CoB-Schichten an. Diese Untersuchungen wurden durchgeführt, um die Temperaturstabilität der magnetischen Eigenschaften zu verifizieren und somit Aussagen über die Integrationsfähigkeit der Schichten in bestehende Halbleiterfertigungsprozesse zu erhalten.

Substrattemperatur

Während der Beschichtung ist die Substrattemperatur für die Diffusionsprozesse zur Bildung der wachsenden Schicht (Gl. 2.31–2.33) und für thermisch induzierte Eigenspannungen (Gl. 2.35) maßgeblich verantwortlich. Deshalb wurde die Substrattemperatur exemplarisch für das hier verwendete $\text{Co}_{79}\text{B}_{21}$ -Sputtertarget mit Hilfe eines direkt unter dem Sputtertarget auf dem Substratteller angebrachten Ni-CrNi-Thermoelementes in Abhängigkeit von der Sputterleistung und des Ar-Sputterdrucks bestimmt. Abbildung 4-1 zeigt den Verlauf der Substrattemperatur über der Zeit nach dem Zünden des CoB-Target. Aufgetragen sind jeweils die Kurven für drei HF-Sputterleistungen (100, 150 und 200 W) bei zwei verschiedenen Sputterdrücken (0,5 und 5,0 Pa). Die Messungen zeigen einen sehr schnellen Anstieg

⁸³ Seite 68ff

(< 10 min) der Substrattemperatur, die bis zum Erreichen einer konstanten Beschichtungstemperatur von 113, 140 bzw. 161°C für 0,5 Pa und von 108, 120, bzw. 135°C für 5,0 Pa ansteigt. Nach dem Ausschalten der HF-Leistung kühlt die Temperatur ebenfalls wieder schnell (< 10 min) auf Raumtemperatur ab.

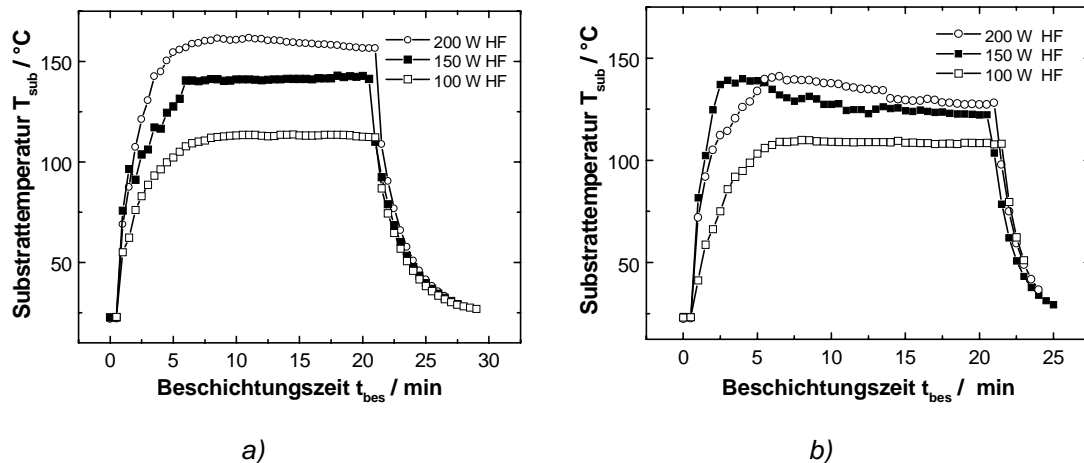


Abb. 4-1: Substrattemperatur als Funktion der Beschichtungszeit für unterschiedliche HF-Leistungen bei 0,5 Pa (a) und bei 5,0 Pa (b) Ar-Sputterdruck.

Die bei 5,0 Pa gemessenen Beschichtungstemperaturen sind geringer und liegen dichter zusammen als die bei 0,5 Pa ermittelten Temperaturwerte. Die Ursache dafür ist die größere Anzahl an Gasatomen, die zu einer stärkeren Wechselwirkung der gesputterten Teilchen und somit zu einer Reduzierung der auf das Substrat einwirkenden Energie führt. Die größere Anzahl an Gasatomen bewirkt zusätzlich auch eine direkte, stärkere Abkühlung der Proben. Dies korreliert auch mit den in Abbildung 4-4 und 4-5 zusammengefassten Abhängigkeiten der Beschichtungsraten der mit unterschiedlichen HF-Leistungen bzw. Ar-Sputterdrücken abgeschiedenen CoB-Schichten.

4.1.1.1 Schichtaufbau

Optimierung der Schichteigenspannungen

Die Anpassung der Biasspannung eignet sich zur Optimierung der Schichteigenspannungen und somit auch der magnetischen Eigenschaften z.B. von hochmagnetostriktiven TbDyFe-Schichten [QUA94]. Deshalb wurde bei der Abscheidung von amorphen CoB-Schichten ebenfalls in einer kleinen Versuchsreihe der Einfluss eines zusätzlichen Ionenflusses auf die wachsende Schicht mit Hilfe einer am Substrat angelegten HF-Spannung untersucht. Abbildung 4-7 zeigt die aufgenommenen Röntgendiffraktogramme von CoB-Schichten, die mit verschiedenen Biasspannungen (0, 300 und 500 V) hergestellt wurden. Die mit einer Biasspannung hergestellten Schichten lassen, im Gegensatz zu der bei mit 0 V abgeschiedenen

Schicht, deutlich einen kristallinen Aufbau erkennen. Eine genaue Zuordnung der entstandenen kristallinen Phase bei einem Vergleich mit den bekannten Röntgenstrukturdaten der Co-, Co₂B-, Co₃B- und Co₄B-Phase ist jedoch nicht eindeutig möglich. Die Bildung der von Wang *et al.* [WAN85] untersuchten orthorombischen Co₄B-Hochdruckphase scheint zwar wahrscheinlich, konnte aber nicht vollständig geklärt werden.

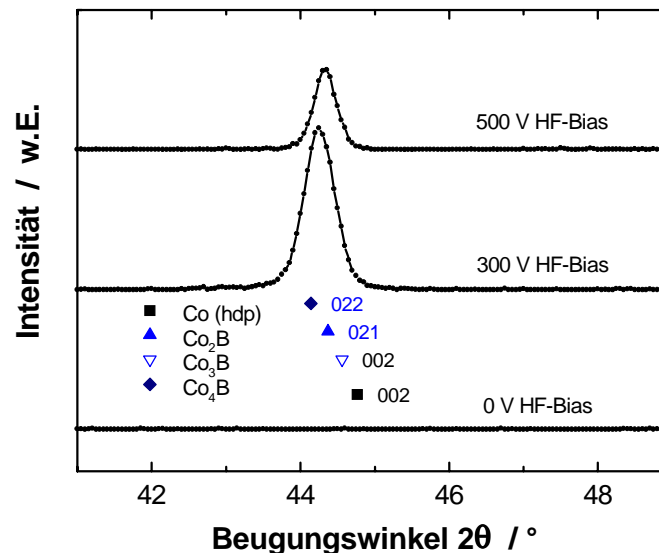


Abb. 4-2: Röntgendiffraktogramme (θ - 2θ) von CoB-Schichten, die mit verschiedenen HF-Biasspannungen (0, 300, und 500 V) hergestellt wurden (1,0 Pa, 100 W HF). Zur Phasenidentifikation sind die Beugungsreflexe der Co- (ASTM PDF 5-727), Co₂B- (ASTM PDF 25-241), Co₃B- (ASTM PDF 12-443) und Co₄B-Phase (ASTM PDF 39-1107) dargestellt.

Die durchgeführten elektronenmikroskopischen Untersuchungen konnten zwar den kristallinen Aufbau mit dünnen stängeligen Kristalliten bestätigen eine genaue Phasenidentifikation war jedoch nicht möglich (Abb. 4-3). Für die weitere Schichtoptimierung wurde der Einfluss der Biasspannung wegen des dargestellten Übergangs von einem amorphen zu einem kristallinen Schichtaufbau nicht weiter verfolgt. Bei den weiteren Versuchsreihen wurde ohne Biasspannung gearbeitet und nur der Ar-Sputterdruck und die HF-Leistung variiert.

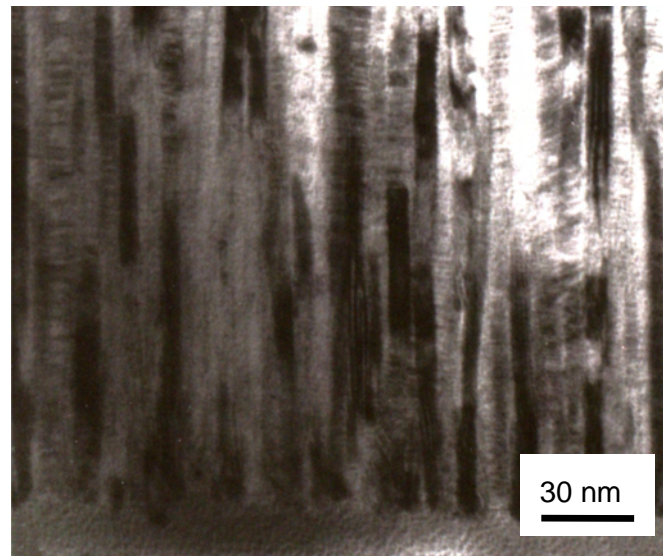


Abb. 4-3: TEM-Querschnittsaufnahme (Hellfeld) einer kristallinen, mit einer HF-Biasspannung von 400 V abgeschiedenen CoB-Schicht.

Abbildung 4-4 gibt den Verlauf der Abscheideraten und der Eigenspannungen über dem Ar-Sputterdruck (0,5 bis 8,0 Pa) bei konstanter HF-Leistung (200 W HF) für ca. 1 μm dicke CoB-Schichten wieder.

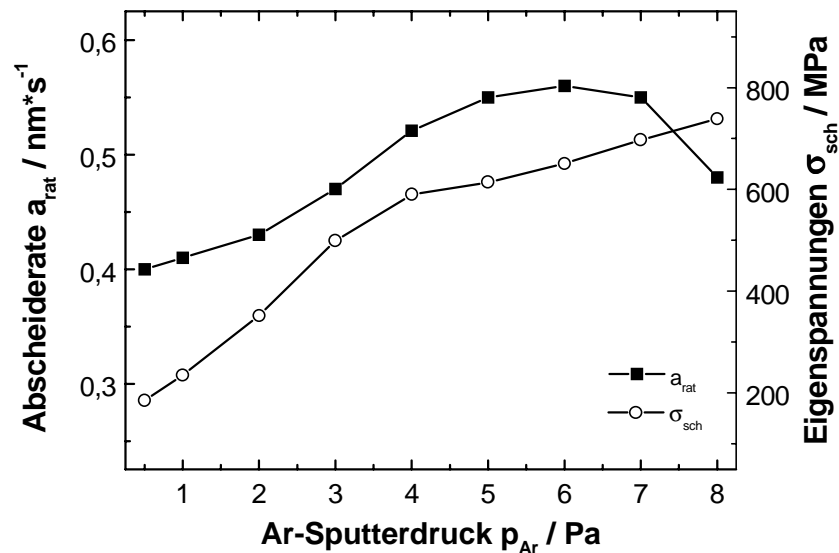


Abb. 4-4: Abscheiderate und Eigenspannungen über dem Ar-Sputterdruck bei konstanter HF-Leistung (200 W) von CoB-Schichten mit Dicken von 0,8–1,4 μm .

Der Verlauf zeigt, dass mit zunehmendem Ar-Sputterdruck die Zugspannungen der Schichten von 185 bis auf 740 MPa ansteigen. Gleiches gilt auch für die Abscheideraten, die sich im Bereich von 0,4 nm/s bei 0,4 Pa bis zu einem Maximum von 0,56 nm/s bei 6,0 Pa bewegen. Als Ursache für den beobachteten Zusammenhang zwischen Eigenspannungen und dem Ar-Sputterdruck können, unter Berücksichtigung der bereits dargestellten Abhängigkeit der Beschichtungstemperatur (Abb. 4-1) und dem Einfluss thermischer bzw. intrinsischer Eigenspannungen (Gl. 2.34 und 2.35), nur letztere in Betracht gezogen werden.

Um diese intrinsischen Eigenspannungen, die während des Wachstums der Schichten entstehen, noch weiter zu reduzieren wurde in einer zweiten Beschichtungsserie die HF-Leistung (150 bis 250 W) bei konstantem Ar-Sputterdruck von 0,5 Pa variiert. Abbildung 4-5 zeigt den gefundenen Zusammenhang zwischen den Abscheideraten und den Eigenspannungen für ca. 1 μm dicke CoB-Schichten.

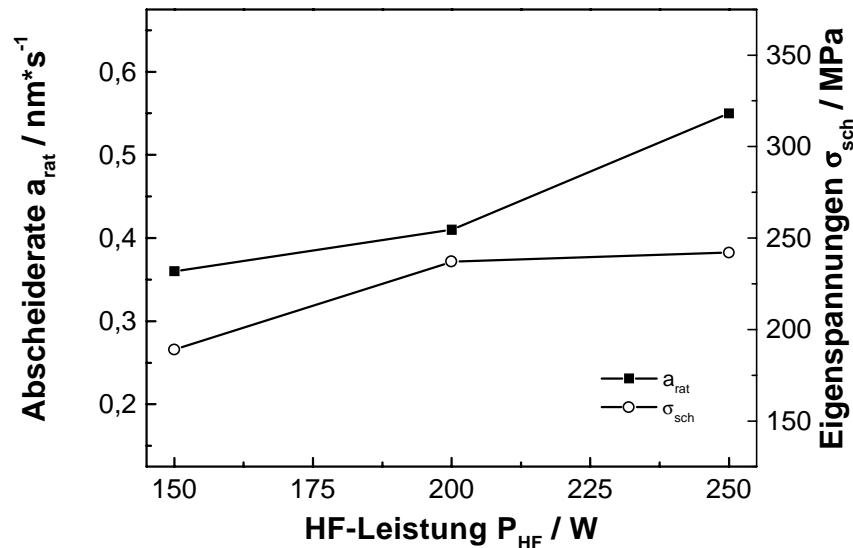


Abb. 4-5: Abscheiderate und Eigenspannungen über der HF-Leistung bei konstantem Ar-Sputterdruck (0,5 Pa) von CoB-Schichten mit Dicken von 0,8 – 1,1 μm .

Bei einer geringeren HF-Leistung (150 W) am Target erhält man eine geringere Abscheiderate sowie etwas geringere Schichteigenspannungen. Die HF-Leistung konnte jedoch nicht weiter reduziert werden, da das Plasma dann nicht mehr stabil brannte und es so häufiger zu einem Abbruch des Beschichtungsprozesses kam. Gleiches wurde auch für Beschichtungen bei einem geringeren Ar-Sputterdruck (< 0,5 Pa) beobachtet. Entsprechend diesen Ergebnissen wurden die Sputterbedingungen auf 0,5 Pa und 150 W HF-Leistung für die weitere Entwicklung und Charakterisierung der CoB-Schichten festgesetzt.

Struktur und Gefüge

In Abbildung 4-6 sind die Röntgendiffraktogramme (θ - 2θ) im Winkelbereich von 20 bis 80° einer CoB-Schicht (0,5 Pa und 150 W HF) und eines unbeschichteten Si/ SiO₂-Substrats dargestellt. Die Röntgenmessung der CoB-Schicht zeigt bis auf die scharfen Si-Einkristallreflexe bei 69,2° (K_{α}) und 61,7° (K_{β}) keine weiteren Reflexe, so dass von einem röntgenamorphen Aufbau ausgegangen werden kann.

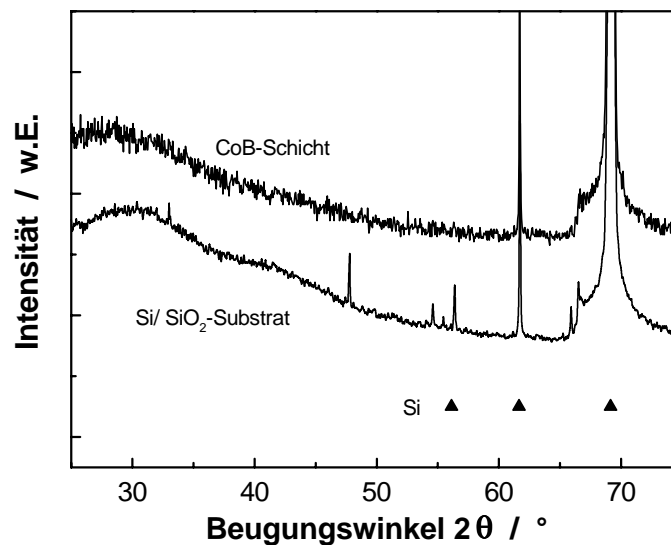


Abb. 4-6: Röntgendiffraktogramme (θ - 2θ) einer 0,1 μm dicken CoB-Schicht (0,5 Pa, 150 W HF) und eines unbeschichteten Si/SiO₂-Substrats.

Die durchgeführten elektronenmikroskopischen Untersuchungen bestätigen dies teilweise. So lassen sich in der in Abbildung 4-7 gezeigten TEM-Querschnittsaufnahme (Hellfeld) nur kleine nanokristalline Bereiche in einer weitgehend amorphen Matrix erkennen. Eine präzisere Aussage anhand von Beugungsaufnahmen konnte nicht durchgeführt werden, da die im TEM untersuchte Probe für diese Art von Aufnahmen nicht dünn genug präpariert war.

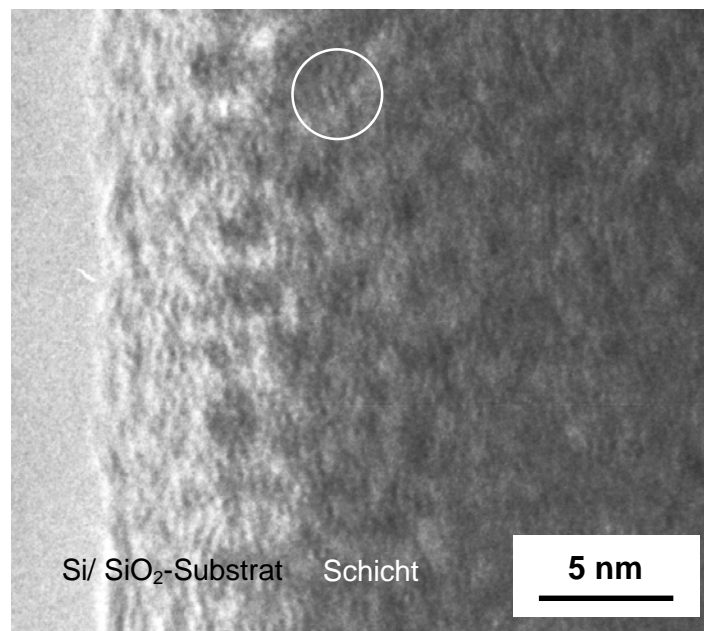


Abb. 4-7: HRTEM-Aufnahme (Querschnittspräparation) einer amorphen CoB-Schicht (1,0 Pa, 200 W HF). Ein Bereich mit kleinen Nanokristallen ist durch den Kreis gekennzeichnet.

Chemische Zusammensetzung

Mit der Mikrosonde wurde die chemische Zusammensetzung für eine CoB-Schicht (1,0 Pa, 200 W HF) mit einer Schichtdicke von 1,7 μm bestimmt. Die Analyse ergab einen Kobaltgehalt von 84 At.-%, einen Borgehalt von 16 At.-% und Sauerstoffverunreinigungen (<0,2 At.-%) im Bereich der Nachweisgrenze (Tab. 4-1).

Target	HF-Leistung [W]	Ar-Druck [Pa]	Schichtdicke [μm]	Zusammensetzung [At.-%]
Co ₇₉ B ₂₁	200	1,0	1,7	Co ₈₄ B ₁₆

Tabelle 4-1: Sputterbedingungen und chemische Zusammensetzung einer CoB-Schicht.

Darüber hinaus wurden AES-Tiefenprofile aufgenommen, um den Einfluss von Oberflächenbedeckungen bzw. chemischen Reaktionen mit der Grenzfläche zum Substrat zu untersuchen. Abbildung 4-8 zeigt ein Tiefenprofil der chemischen Zusammensetzung einer 0,1 μm dicken CoB-Schicht (0,5 Pa, 150 W HF).

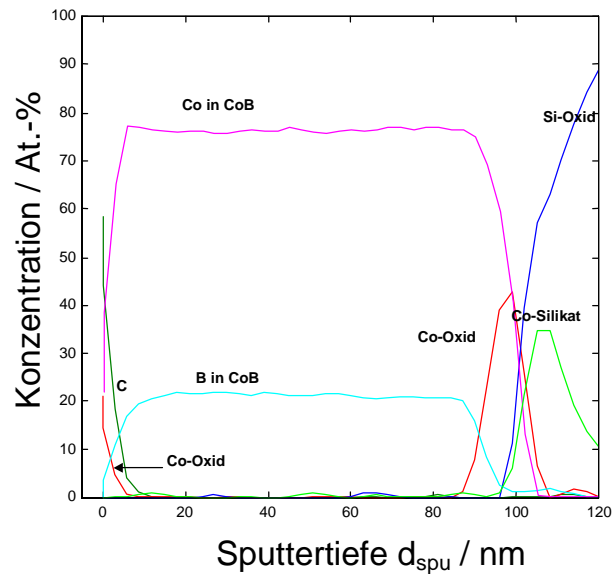


Abb. 4-8: Augertiefenprofil der Elementzusammensetzung für eine 0,1 µm dicke CoB-Schicht (0,5 Pa, 150 W HF).

Aus dem Verlauf erkennt man neben einem geringen Anteil von Kohlenstoffverunreinigungen auf der Oberfläche auch eine bis zu einer Tiefe von ca. 10 nm ausgebildete Co-Oxidschicht. Im tieferen Bereich ergibt sich eine weitere Zusammensetzung von $\text{Co}_{77}\text{B}_{23}$, die einen gegenüber der mit der Mikrosonde gemessenen dickeren CoB-Schicht erhöhten Bor-Anteil aufweist. Im Bereich zur Grenzfläche des SiO_2/Si -Substrates erkennt man eine etwa 50 nm dicke, aus Co-Oxid und Co-Silikat gebildete Übergangszone, die noch tiefer in das Substrat (> 20 nm) hineinreicht. Diese ausgeprägte Eindiffusion des Kobalts müsste zum Schutz von darunter liegenden Schichten oder Strukturen bei der Integration dieser CoB-Schichten in ein Mikrosystem durch eine Diffusionsbarriere verhindert werden.

Kalorimetrische Untersuchungen

Die kalorimetrischen Messungen wurden in Ergänzung zu den im folgenden Kapitel 4.1.2 dargestellten Temperexperimenten durchgeführt, um ein besseres Verständnis über die thermische Stabilität der Schichten zu erhalten. Abbildung 4-9 gibt den Verlauf der DSC-Messungen einer freitragend hergestellten CoB-Schicht (0,5 Pa, 150 W HF) im Temperaturbereich von -25 bis 550°C wieder. Das Diagramm stellt den Wärmestrom über der Temperatur für zwei Aufheizzyklen und einen Abkühlzyklus dar. Der erste Aufheizzyklus lässt sich in drei Abschnitte gliedern. Im ersten Bereich bis 250°C verläuft der Wärmestrom konstant im zweiten Bereich bis etwa 375°C, setzt in den Schichten die Vernetzung bzw. Glasbildung ein. Hieran schließt sich der Kristallisationsbereich mit einem deutlich ausgeprägten Peak für den Wärmestrom bei 462°C an.

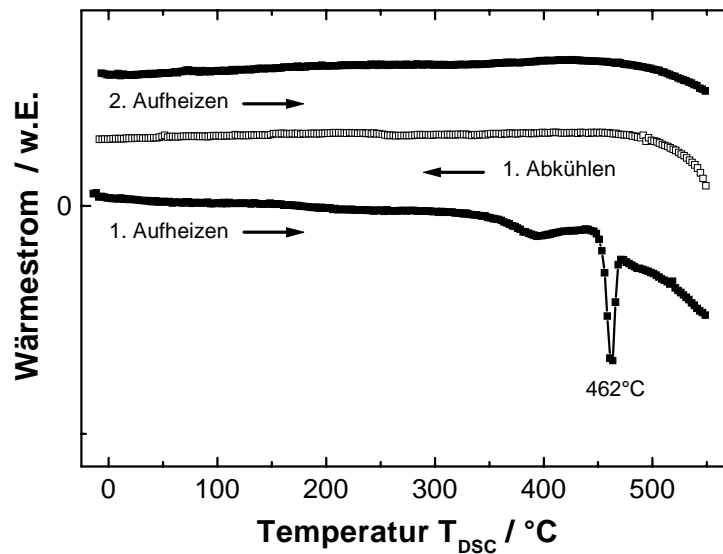


Abb. 4-9: Wärmestrommessungen (DSC) einer freitragenden CoB-Schicht (0,5 Pa, 150 W HF).

4.1.1.2 Schichteigenschaften

Elektrischer Widerstand

Der spezifische elektrische Widerstand der ferromagnetischen Schichten ist für das Hochfrequenzverhalten, in Bezug auf frequenzlimitierende Wirbelstromverluste, von Bedeutung. Die Charakterisierung des Schichtwiderstandes erfolgte hier mit Hilfe des in Kapitel 3.3.1 beschriebenen 4-Punktmeßaufbaus. Tabelle 4-2 zeigt die Herstellungsbedingungen und den spezifischen Widerstand ($1,2 \mu\Omega\text{m}$) einer $1,7 \mu\text{m}$ dicken $\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$ -Schicht.

Target	Leistung [W]	Ar-Druck [Pa]	Schichtdicke [μm]	Widerstand [$\mu\Omega\text{m}$]
$\text{Co}_{79}\text{B}_{21}$	200 (HF)	1,0	1,7	1,2

Tabelle 4-2: Sputterbedingungen und spezifischer Widerstand einer CoB-Schicht.

Magnetisierung

Die Charakterisierung der Magnetisierung in der Schichtebene stellte zusammen mit den HF-Messungen die wichtigste Untersuchungsmethode in Bezug auf die magnetischen Schichteigenschaften dar. Aus den VSM-Messungen lassen sich direkt Aufschlüsse über das Magnetisierungsverhalten und über die magnetische Anisotropie gewinnen. Abbildung 4-10 stellt die Magnetisierungskurven parallel und senkrecht zur Richtung des während der Abscheidung angelegten Magnetfeldes einer zugspannungsbehafteten CoB-Schicht (5,0 Pa, 200 W HF) dar.

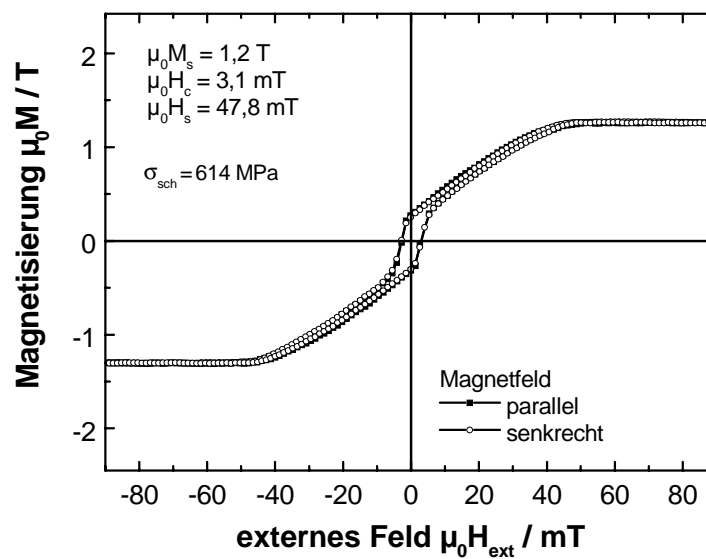


Abb. 4-10: Magnetisierungskurven in der Schichtebene parallel und senkrecht zur Richtung des während der Beschichtung angelegten Magnetfeldes einer CoB-Schicht mit einer Dicke von $1,0 \mu\text{m}$ (5,0 Pa, 200 W HF).

Diese Schicht weist eine Sättigungsmagnetisierung von 1,2 T, ein Koerzitivfeld von 3,1 mT und ein Sättigungsfeld von 48 mT auf. Sie besitzt infolge der großen Zugeigenspannungen keine uniaxiale Anisotropie, sondern Anteile einer magnetoelastisch induzierten senkrechten Anisotropie. Dieses Verhalten kann durch den in Kapitel 2.1.4 beschriebenen Villari-Effekt erklärt werden, der das Hinausdrehen der Momente senkrecht zur Spannungsebene für negativ magnetostruktive Materialien bewirkt.

Vergleicht man die in Kapitel 4.1.1.1 beschriebene Abhängigkeit der Eigenspannungen über dem Ar-Sputterdruck bzw. über der HF-Leistung mit den aus den Magnetisierungsmessungen ermittelten Werten für die Sättigungsfeldstärke ($\mu_0 H_s$) bzw. Anisotropiefeldstärke ($\mu_0 H_k$), so ergeben sich die in Abbildung 4-11 und 4-12 dargestellten Abhängigkeiten. Diese belegen deutlich den Einfluss der Eigenspannungen auf die magnetische Anisotropie. Nach dem in Kapitel 2.2.4 eingeführten Konzept anisotroper Schichten, das zur Realisierung von hochfrequenztauglichen, ferromagnetischen Schichten hier verfolgt wird, ergibt sich, dass wie in Abbildung 4-11 ausgeführt, bei bestimmten Herstellungsparametern „isotrope“ bzw. „anisotrope“ Schichten hergestellt werden können.

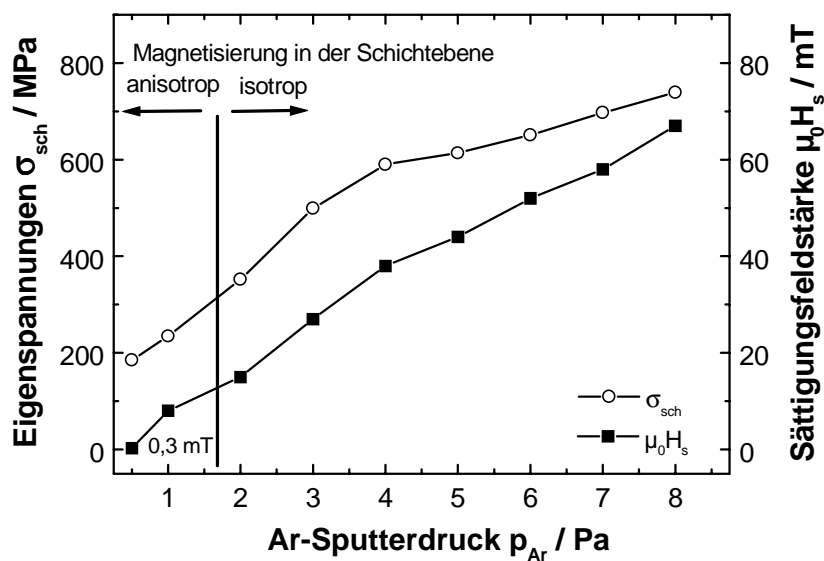


Abb. 4-11: *Eigenspannungen und Sättigungsfeldstärke von CoB-Schichten mit einer Dicke von 0,8 - 1,4 μm in Abhängigkeit des Argonsputterdrucks bei konstanter Sputterleistung (200 W HF). Schichten mit einer uniaxialen Anisotropie können im entsprechend gekennzeichneten Druckbereich abgeschieden werden.*

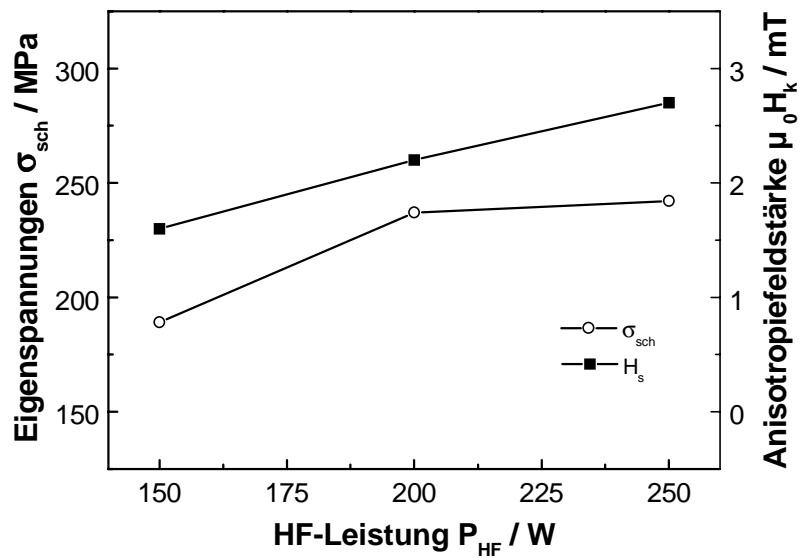


Abb. 4-12: *Eigenstressungen und Anisotropiefeldstärke von CoB-Schichten mit einer Dicke von 0,8 - 1,1 μm in Abhängigkeit der HF-Leistung bei konstantem Sputterdruck (0,5 Pa).*

Eine 0,1 μm dicke CoB-Schicht (0,5 Pa, 250 W HF) mit einer deutlich ausgeprägten uniaxialen Anisotropie von 1,5 mT und einer Sättigungsmagnetisierung von 1,2 T ist in Abbildung 4-13 dargestellt.

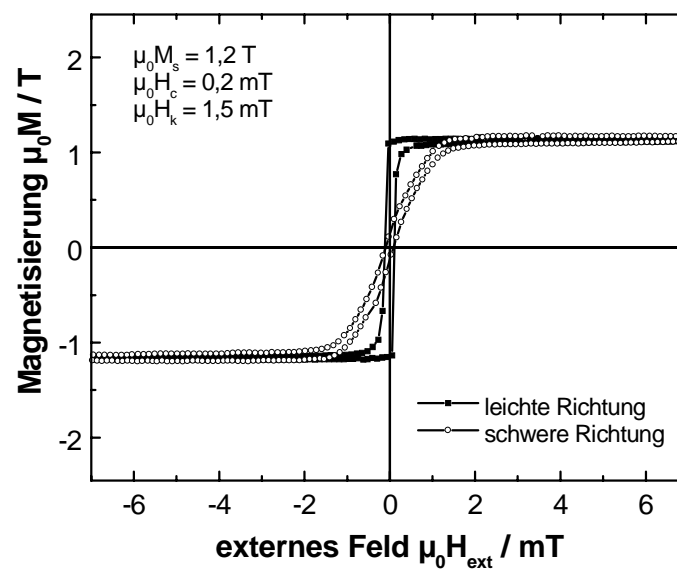


Abb. 4-13: *Magnetisierungskurven in leichter und schwerer Richtung innerhalb der Schichtebene einer CoB-Schicht mit einer Dicke von 0,1 μm (0,5 Pa, 150 W HF).*

Als eine weitere Einflussgröße auf die magnetische Hysterese wurde die Abhängigkeit von der Schichtdicke, auch im Hinblick auf die im nachfolgenden Abschnitt behandelte HF-Permeabilität der Schichten, untersucht. Dazu wurden die CoB-Schichten mit unterschiedlichen Beschichtungszeiten bei zwei verschiedenen Einstellungen der Sputterparameter hergestellt. Die erste Beschichtungsserie wurde mit den auf die Reduzierung der Eigenspannungen hin optimierten Sputterparametern (0,5 Pa, 150 W HF) hergestellt (Abb. 4-14). Für die zweite Serie wurden die Parameter (5,0 Pa, 200 W HF) so eingestellt, dass Schichten mit Anteilen einer magnetoelastischen, senkrechten Anisotropie abgeschieden wurden (Abb. 4-15). Die beiden Abbildungen stellen jeweils das Verhältnis der Remanenz- zur Sättigungsmagnetisierung sowie die Koerzitiv- und die Anisotropie- bzw. Sättigungsfeldstärke dar.

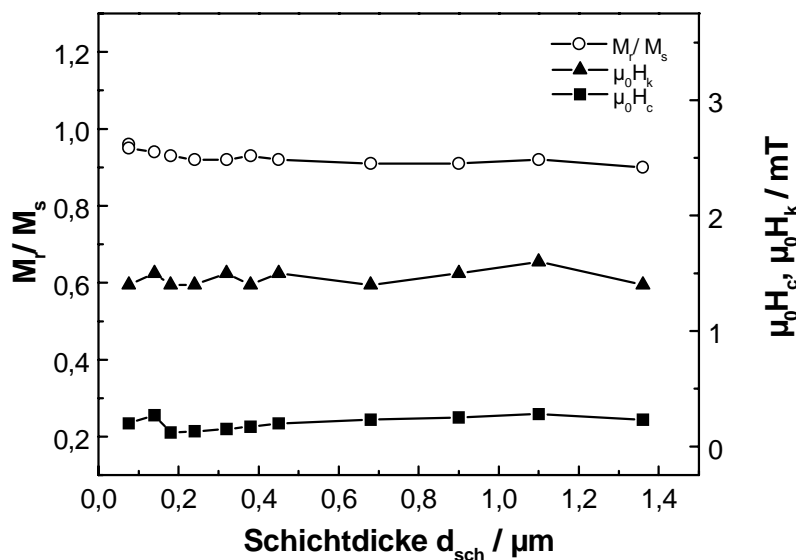


Abb. 4-14: Verhältnis von Remanenz- zu Sättigungsmagnetisierung (M_r / M_s) sowie Koerzitivfeld ($\mu_0 H_c$) und Anisotropiefeldstärke ($\mu_0 H_k$) über der Schichtdicke von CoB-Schichten (0,5 Pa, 150 W HF).

Für die beiden Beschichtungsserien ergibt sich ein grundsätzlich anderer Verlauf. Während für die optimierten Sputterparameter die Größen über den gesamten Schichtdickenbereich nur unwesentlich variieren, zeigen die im Zugspannungsbereich hergestellten Schichten eine deutliche Abhängigkeit von der Schichtdicke. So nimmt ab einer Schichtdicke von ca. 0,15 μm das Verhältnis M_r / M_s abrupt ab und $\mu_0 H_s$ zu. Beide Größen nähern sich dann kontinuierlich mit zunehmender Schichtdicke Werten von 0,2 (M_r / M_s) bzw. 50 mT ($\mu_0 H_s$) an.

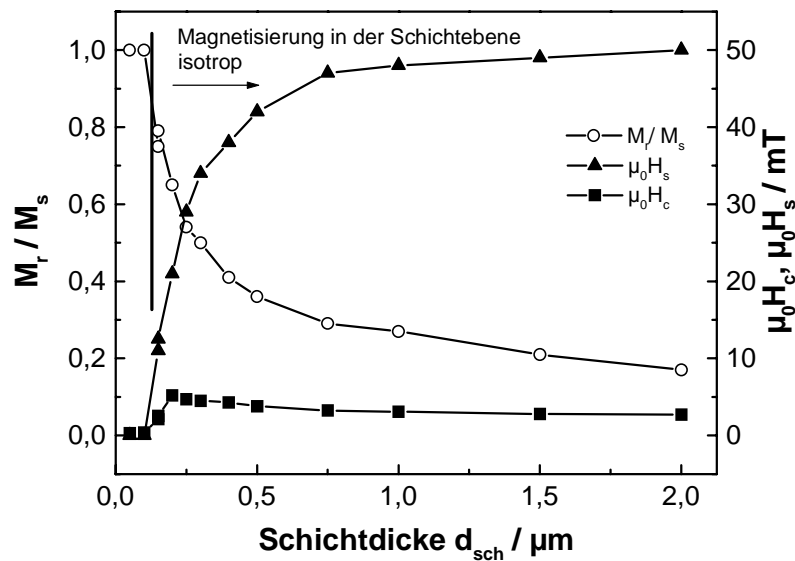


Abb. 4-15: Verhältnis von Remanenz- zu Sättigungsmagnetisierung (M_r/M_s) sowie Koerzitivfeldstärke ($\mu_0 H_c$) und Sättigungsfeldstärke ($\mu_0 H_s$) über der Schichtdicke von CoB-Schichten (5,0 Pa, 200 W HF). „Isotrope“ Schichten ohne uniaxiale Anisotropie in der Schichtebene können im entsprechend bezeichneten Schichtdickenbereich hergestellt werden.

Als Ursache für dieses Verhalten muss ein wechselseitiger Zusammenhang zwischen den bereits beschriebenen magnetoelastischen Anisotropiebeiträgen und Anteilen der Formanisotropie angenommen werden. Während die Formanisotropie die Magnetisierung in die Schichtebene zwingt, versucht die magnetoelastische Anisotropie diese aus der Schicht heraus zu drehen. Ab einer kritischen Schichtdicke (ca. 0,15 μm) überwiegt nun der spannungsinduzierte Anisotropiebeitrag und die Momente beginnen aus der Ebene zu rotieren. In diesem Schichtdickenbereich verhalten sich die Schichten isotrop, wie z.B. für die in Abbildung 4-10 dargestellte CoB-Schicht (1,0 μm) oder die in Abbildung 4-19 dargestellte CoB-Schicht (0,2 μm). Eine Schicht mit uniaxialer Anisotropie und einer Dicke von 0,075 μm zeigt hingegen Abbildung 4-16.

Domänenuntersuchungen

Besonders anschaulich lässt sich das Anisotropieverhalten in den am MPI für Metallforschung in Stuttgart mit Hilfe eines Kerrmikroskops durchgeführten Domänenuntersuchungen erkennen. Diese wurden exemplarisch an zwei CoB-Schichten (5,0 Pa, 200 W) mit unterschiedlichen Schichtdicken von 0,075 μm und 0,2 μm durchgeführt. Die Proben wurden ausgewählt, da sie einen deutlichen Unterschied in den Magnetisierungskurven zeigen. Die dünnere Schicht besitzt eine ausgeprägte uniaxiale Anisotropie (Abb. 4-16), wohingegen die dickere Schicht deutliche Anteile einer senkrechten Anisotropie aufweist, die die uniaxiale Anisotropie überdeckt (Abb. 4-19). Dieses Magnetisierungsverhalten wird im Allgemeinen mit dem Ausbilden von Streifendomänen verknüpft.

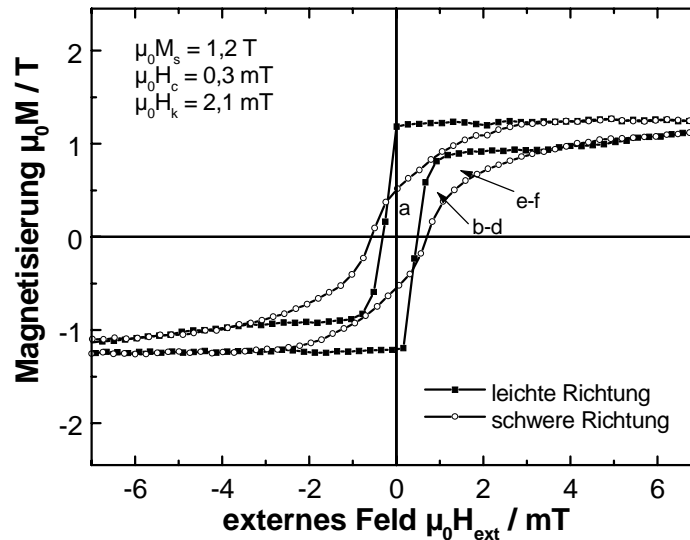


Abb. 4-16: Magnetisierungskurven in leichter und schwerer Richtung innerhalb der Schichtebene einer CoB-Schicht mit einer Dicke von 0,075 μm (5,0 Pa, 200 W HF).

Die Domänenstruktur beim Aufmagnetisieren entlang der schweren Richtung stellt Abbildung 4-17 dar. Ausgehend vom entmagnetisierten Zustand, bei dem sich mehrere große 180° Domänen ausgebildet haben, wächst eine Domäne (heller Bereich) mit zunehmender äußerer Feldstärke infolge von Domänenwandverschiebungen (Bilder a - d). Ab einer Feldstärke von 0,45 mT beginnt die Magnetisierung in den verbliebenen Domänenbereichen zu rotieren, was durch das leichte Aufhellen der Strukturen sichtbar wird (Bilder e - f).

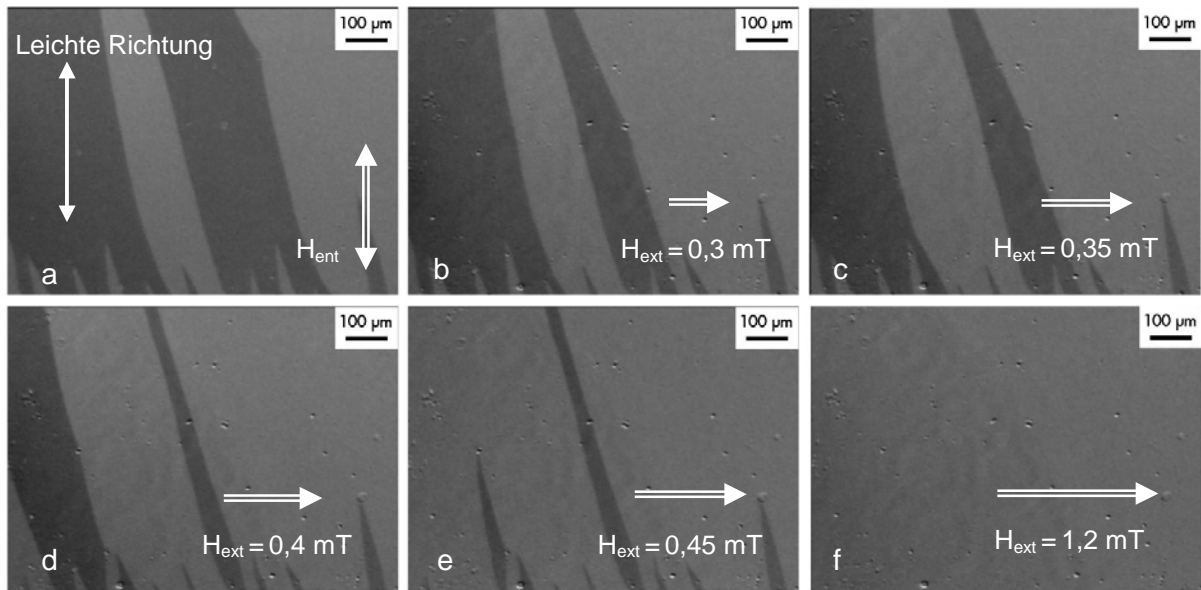


Abb. 4-17: *Kerrmikroskopische Aufnahme von Domänen einer CoB-Schicht mit einer Dicke von $0,075 \mu\text{m}$ und uniaxialer Anisotropie im entmagnetisierten Zustand und bei der Aufmagnetisierung entlang der schwereren Richtung ($5,0 \text{ Pa}$, 200 W HF).*

Im Gegensatz dazu verschieben sich die Domänen beim Aufmagnetisieren entlang der leichten Richtung schon bei deutlich geringeren Feldern ($0,1 \text{ mT}$) und bilden einen Eindomänenzustand, der nur durch kleine Abschlussdomänen im Randbereich gestört wird, aus (Abb. 4-18).

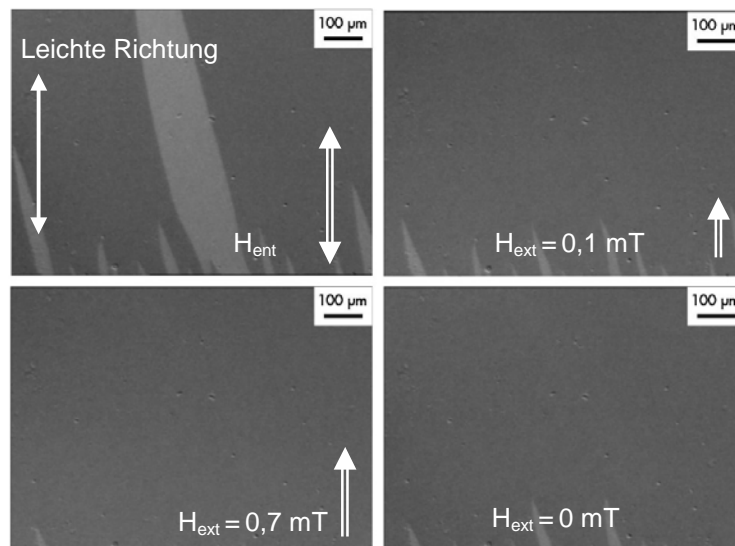


Abb. 4-18: *Kerrmikroskopische Aufnahme von Domänen einer CoB-Schicht mit einer Dicke von $0,075 \mu\text{m}$ und uniaxialer Anisotropie im entmagnetisierten Zustand und bei der Aufmagnetisierung entlang der leichten Richtung ($5,0 \text{ Pa}$, 200 W HF).*

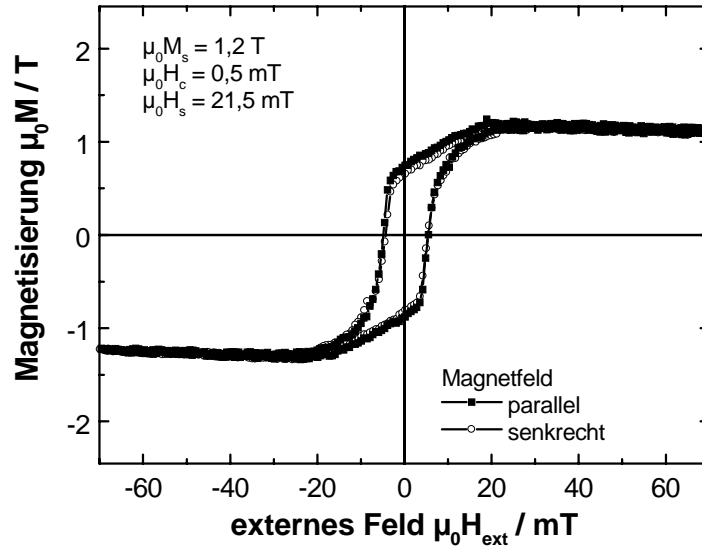


Abb. 4-19: Magnetisierungskurven in der Schichtebene parallel und senkrecht zur Richtung des während der Beschichtung angelegten Magnetfeldes einer CoB-Schicht mit einer Dicke von $0,2 \mu\text{m}$ ($5,0 \text{ Pa}$, 200 W HF).

Die Domänenstruktur einer „isotropen“, $0,2 \mu\text{m}$ dicken CoB-Schicht ($5,0 \text{ Pa}$, 200 W HF) mit Anteilen einer magnetoelastischen Anisotropie ist in Abbildung 4-20 dargestellt. Hier erkennt man deutlich ausgebildete Streifendomänen mit Breiten im μm -Bereich, die sich immer entlang der Richtung des entmagnetisierenden Feldes orientieren. Diese Aufnahmen der Domänenstruktur zeigen anschaulich das „isotrope“ magnetische Verhalten dieser Schichten.

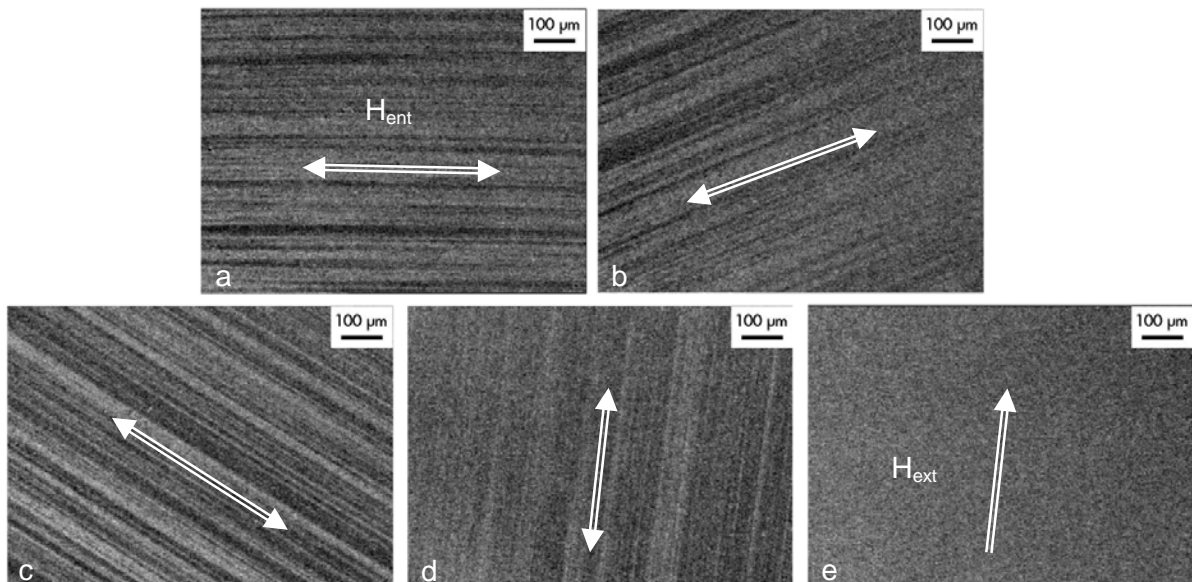


Abb. 4-20: Kernmikroskopische Aufnahme von Domänen einer $0,2 \mu\text{m}$ dicken CoB-Schicht ($5,0 \text{ Pa}$, 200 W HF) mit Anteilen einer senkrechten Anisotropie für unterschiedliche Entmagnetisierungsrichtungen (a - d) und im gesättigten Zustand (e).

Magnetostriktion

Die Magnetostriktion der Schichten ist wesentlich für die spannungsinduzierte, senkrechte Anisotropie verantwortlich. Dies führt für negativ magnetostriktive Schichten, die in der Ebene unter Zugspannungen stehen, zu dem bereits ausführlich dargestellten Herausdrehen der Magnetisierung aus der Schichtebene. Den qualitativen Verlauf des magnetoelastischen Kopplungsfaktors b_{\parallel} der Magnetostriktion λ_{\parallel} als Funktion des äußeren Feldes für eine CoB-Schicht ($1,1 \mu\text{m}$) mit der leichten Richtung senkrecht zur Längsrichtung des untersuchten Biegebalkens zeigt Abbildung 4-21. Diese Messung bestätigt die negative Magnetostriktion dieser CoB-Schichten, die wie $\text{Co}_{80}\text{B}_{20}$ -Bänder das gleiche Vorzeichen der Magnetostriktion besitzen (Tabelle 2-2). Die Schichten erreichen schon bedingt durch ihr weichmagnetisches Verhalten bei geringen Feldstärken von etwa $1,8 \text{ mT}$ einen maximalen Kopplungsfaktor b_{\parallel} von $0,8 \text{ MPa}$, was für $b_{\perp} = 0$ einem Sättigungskopplungsfaktor b_s von $0,5 \text{ MPa}$ entspricht.

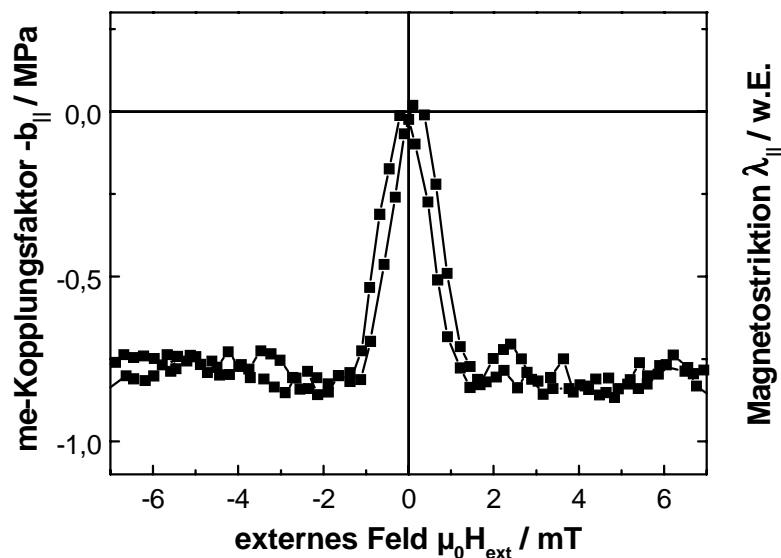


Abb. 4-21: Verlauf des magnetoelastischen Kopplungsfaktors b_{\parallel} und der Magnetostriktion λ_{\parallel} für eine CoB-Schicht ($\varnothing 75 \text{ mm Co}_{79}\text{B}_{21}$ -Target) mit einer Dicke von $1,1 \mu\text{m}$ ($0,5 \text{ Pa}$, 150 W HF).

Permeabilität (Schichten mit uniaxialer Anisotropie)

Die Permeabilität entlang der leichten und der schweren Richtung für eine CoB-Schicht bis zu einer Frequenz von 1000 Hz ist in Abbildung 4-22 dargestellt. Die Messungen, die mit einem SQUID-Magnetometer durchgeführt wurden, bestätigen sehr anschaulich die magnetische Anisotropie der Schichten. So erreicht die Permeabilität in der leichten Richtung bei geringen Frequenzen hohe Werte von 2340, die jedoch mit zunehmender Frequenz gedämpft werden. In der schweren Richtung bleibt die Permeabilität hingegen über den ganzen Frequenzbereich konstant bei 690. Diese hier direkt gemessene Permeabilität stimmt recht gut mit der in Kapitel 2.2.4 eingeführten Abschätzung nach der Stoner-Wolfarth-Theorie ($\mu = M_s / H_k = 750$) überein.

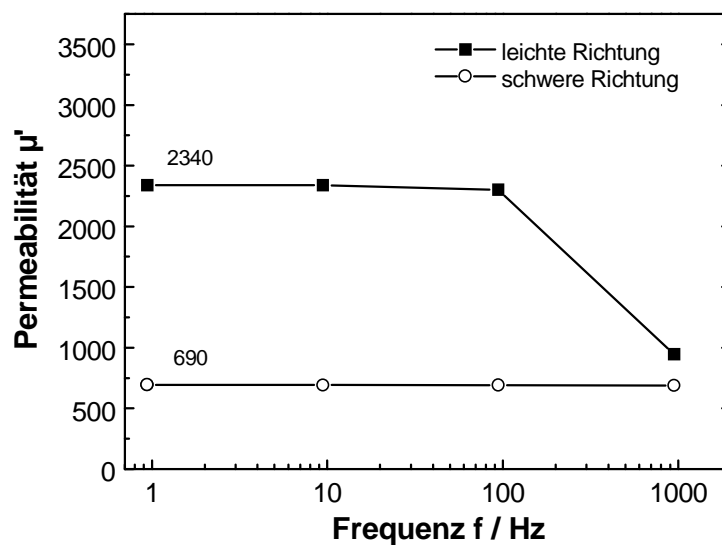


Abb. 4-22: Verlauf der Permeabilität (SQUID-Magnetometer) über der Frequenz in leichter und schwerer Richtung für eine CoB-Schicht mit einer Dicke von $0,1 \mu\text{m}$ ($0,5 \text{ Pa}$, 150 W HF).

Die Ursache für das unterschiedliche Verhalten entlang der leichten und schweren Richtung ist in den unterschiedlichen Domänenprozessen, die jeweils bei der Magnetisierung beteiligt sind, zu sehen. Entlang der Anisotropieachse sind für das Ummagnetisieren Domänenwandverschiebungen (Abb. 4-18) maßgeblich. Senkrecht zur Anisotropierichtung zeichnen sich hingegen Rotations- bzw. Präzessionsbewegung der Momente für die Permeabilität im magnetischen Wechselfeld verantwortlich, die auch bei höheren Frequenzen nicht gedämpft werden.

Die Charakterisierung der HF-Permeabilität für den MHz- bis GHz-Frequenzbereich erfolgte mit einem Pick-up-Spulen-Permeameter am Institut für Materialforschung und für Referenzmessungen mit einem Mikrostreifen-Permeameter am Forschungszentrum CAESAR in Bonn. Abbildung 4-23 gibt den Verlauf des Real- und Imaginärteils der HF-Permeabilität der gleichen CoB-Schicht, die mit dem SQUID bis zu Frequenzen von 1000 Hz untersucht wurde, für die leichte und schwere Richtung wieder.

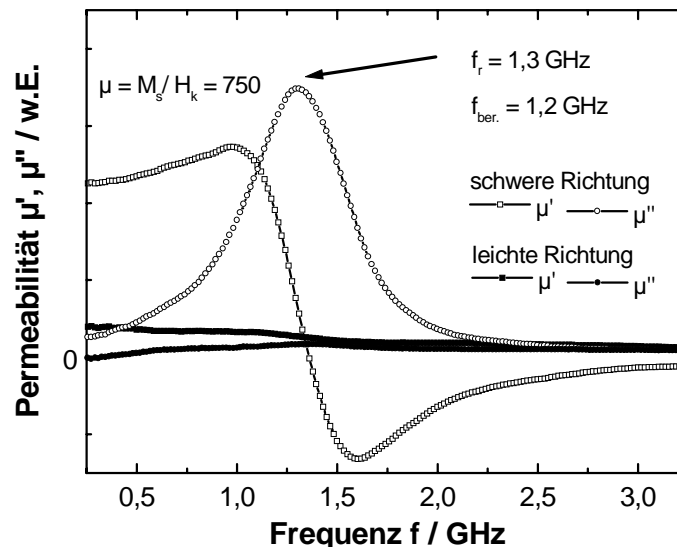


Abb. 4-23: HF-Permeabilität (Pick-up-Spulen-Permeameter) in leichter und schwerer Richtung einer CoB-Schicht mit einer Dicke von $0,1 \mu\text{m}$ ($0,5 \text{ Pa}$, 150 W HF).

Während die Permeabilität in der leichten Richtung fast vollständig gedämpft ist, zeigt die schwere Richtung eine deutlich ausgeprägte HF-Permeabilität. Insgesamt ergibt sich der in Kapitel 2.2.4 in Abbildung 2-8b beschriebene Verlauf. Die Resonanzfrequenz mit dem Maximum des Imaginärteils wird für diese Schicht bei $1,3 \text{ GHz}$ beobachtet. Der Realteil fällt nach einem kleinen Maximum (Resonanzhöhung) bei ca. $1,0 \text{ GHz}$ in den negativen Bereich ab. Ein Vergleich mit der für anisotrope Schichten gültigen Berechnungsformel (Gl. 2.28) für die ferromagnetische Resonanzfrequenz ($1,2 \text{ GHz}$) ergibt eine gute Übereinstimmung mit dem experimentell bestimmten Wert ($1,3 \text{ GHz}$). Der Permeabilitätsverlauf wird für diese dünne CoB-Schicht durch die ferromagnetische Resonanzfrequenz limitiert.

Die mit dem Mikrostreifenleiter-Permeameter durchgeführten Referenzmessungen ergeben den gleichen Verlauf (Abb. 4-24). Durch die bessere Eichung dieses Permeameters und den größeren Messbereich von $0,1$ bis 4 GHz ist eine direkte Anpassung der Messwerte an die theoretische Beschreibung nach Landau-Lifschitz möglich. Diese ergibt mit einer Permeabilität von 600 und einer Resonanzfrequenz von $1,4 \text{ GHz}$ einen Dämpfungsfaktor δ von $0,18$.

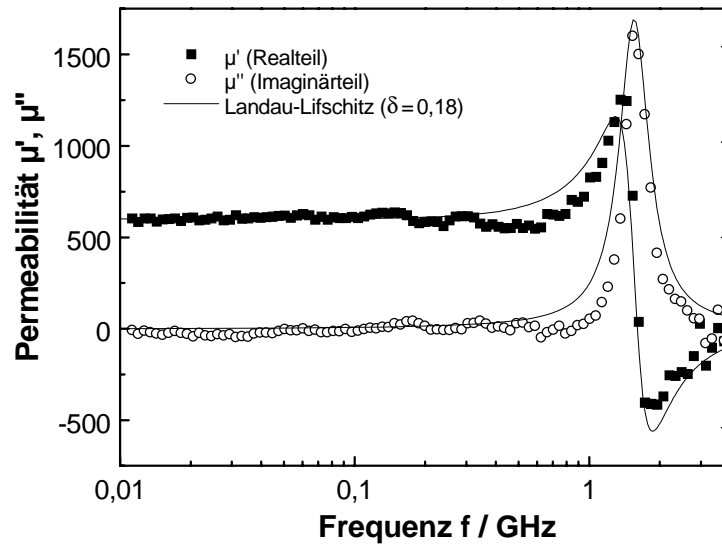


Abb. 4-24: HF-Permeabilität (Mikrostreifen-Permeameter) in schwerer Richtung einer CoB-Schicht mit uniaxialer Anisotropie und einer Dicke von $0,1 \mu\text{m}$ ($0,5 \text{ Pa}$, 150 W HF).

Die bisher untersuchte HF-Permeabilität anisotroper Schichten verhält sich auf äußere Magnetfelder reversibel, d.h. durch das Einwirken eines beliebig gerichteten magnetischen Feldes wird der Permeabilitätsverlauf nicht nachhaltig beeinflusst. Dies liegt darin begründet, dass die induzierte Anisotropieachse der Schichten festliegt und die Magnetisierung zur Reduzierung der freien magnetischen Energie sich grundsätzlich wieder entlang dieser leichten Richtung einstellt.

Permeabilität (Schichten ohne uniaxiale Anisotropie)

Für die untersuchten „isotropen“ CoB-Schichten mit Anteilen einer spannungsinduzierten senkrechten Anisotropie gilt dieses zuvor beschriebene Verhalten nicht. Diese Schichten zeigen zwar auch eine Permeabilität im GHz-Bereich, wie in Abbildung 4-25 dargestellt, verhalten sich jedoch irreversibel gegenüber äußeren Magnetfeldern. Irreversibel bedeutet, dass der Verlauf der HF-Permeabilität von der Richtung der Magnetisierung zum erregenden HF-Feld geprägt ist. Diese Richtung lässt sich für diese Schichten, ohne induzierte Anisotropierichtung, beliebig durch ein äußeres Feld einstellen und ist ausschließlich an die Orientierung der Magnetisierung im remanenten Zustand gebunden. Mit einem erregenden HF-Feld senkrecht zur Magnetisierung ergibt sich eine HF-Permeabilität von 100 bis zu Resonanzfrequenzen von 1,8 GHz. Darüber hinaus erkennt man infolge der geringen Dämpfung des Systems eine erste Harmonische der Resonanzfrequenz bei 3,8 GHz (Abb. 4-25a–b).

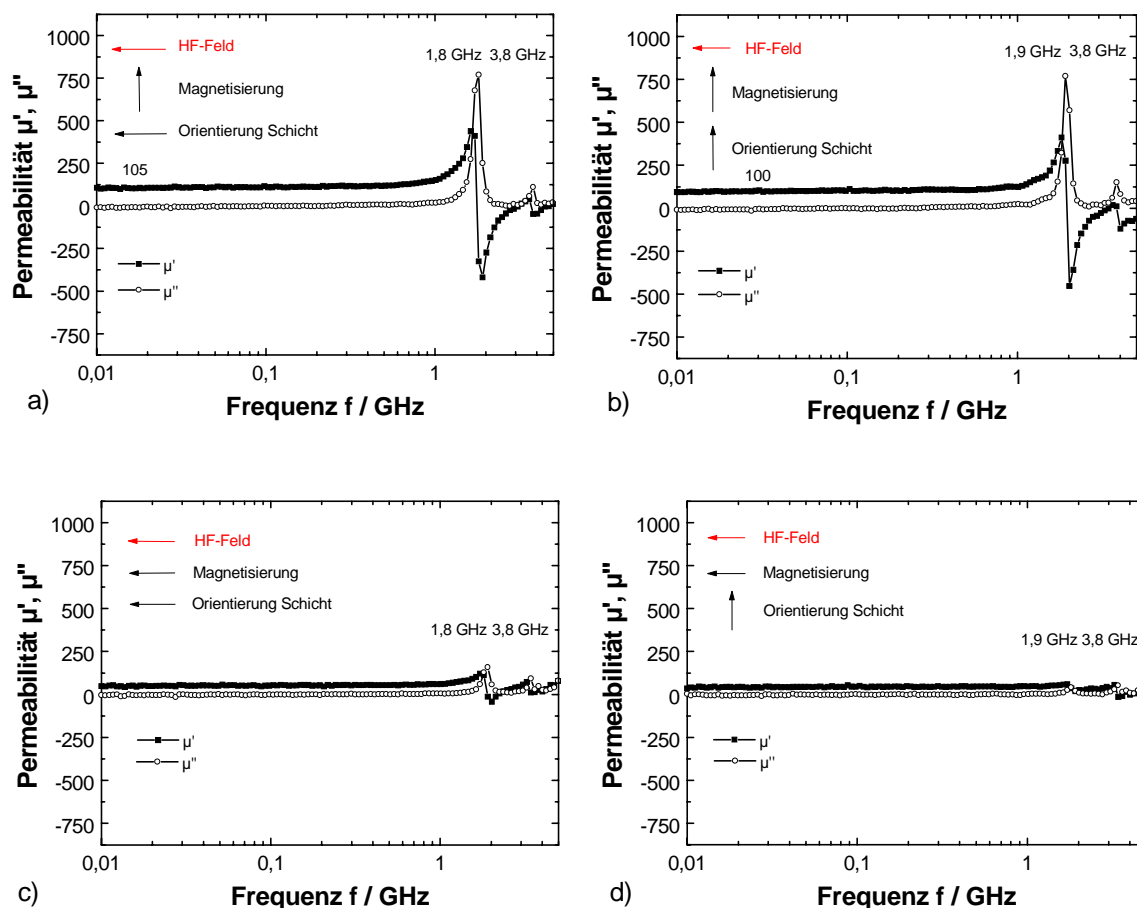


Abb. 4-25: HF-Permeabilität (Mikrostreifen-Permeameter) für verschiedene remanente Zustände und Orientierungen einer CoB-Schicht mit einer Dicke von $0,2 \mu\text{m}$ und ohne uniaxiale Anisotropie ($5,0 \text{ Pa}$, 200 W HF).

Dreht man die Magnetisierungsrichtung mit einem äußeren Magnetfeld parallel zum HF-Feld, so reduziert sich die HF-Permeabilität drastisch (Abb. 4-25c–d). Demzufolge sind diese „isotropen“ Schichten mit Anteilen einer senkrechten Anisotropie für die Integration als magnetisches Schichtmaterial in Mikroinduktoren nicht geeignet.

Der oben bereits dargestellte Einfluss der Sputterbedingungen auf die Eigenspannungen und die Anisotropie wirkt sich auch auf die beobachtete ferromagnetische Resonanzfrequenz der „isotropen“ Schichten aus. In Abbildung 4-26 sind die Sättigungsfeldstärke und Resonanzfrequenzen von CoB-Schichten als Funktion des Ar-Sputterdrucks dargestellt. Bedingt durch die mit zunehmendem Ar-Sputterdruck ebenfalls größer werdende Anisotropie (Sättigungsfeldstärke) erhöht sich die Resonanzfrequenz der CoB-Schichten ohne uniaxiale Anisotropie. Diese Frequenz steigt von ca. 0,7 GHz (2,0 Pa) bis auf 2,0 GHz (8,0 Pa), wobei die Magnetisierung für die HF-Messungen immer senkrecht zum erregenden HF-Feld ausgerichtet wurde.

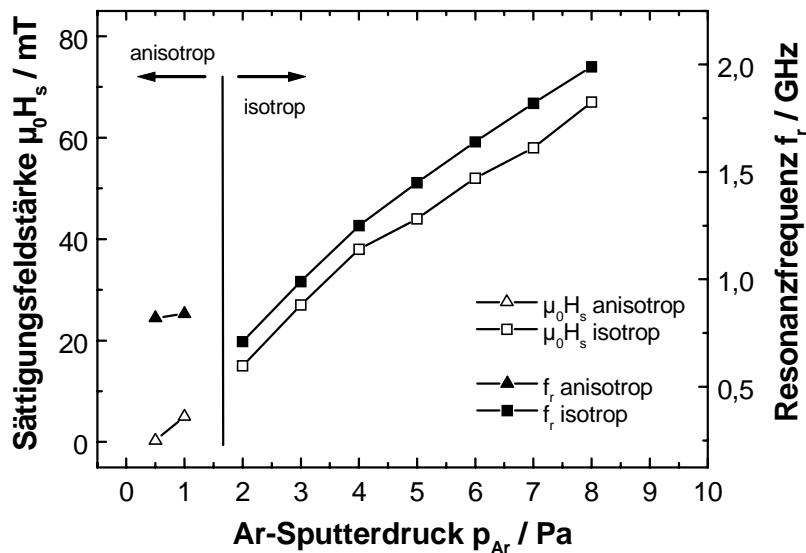


Abb. 4-26: Sättigungsfeldstärke und Resonanzfrequenz in Abhängigkeit des Ar-Sputterdrucks bei konstanter HF-Leistung (200 W HF) von CoB-Schichten mit einer Dicke von 0,8–1,4 μm und Magnetisierung senkrecht zum erregendem HF-Feld.

Magnetfeldabhängigkeit der Permeabilität (Schichten mit uniaxialer Anisotropie)

Die Abhängigkeit der Permeabilität von einem äußeren Magnetfeld wurde hier exemplarisch für eine CoB-Schicht mit uniaxialer Anisotropie betrachtet (0,5 Pa, 150 W HF). Abbildung 4-27 zeigt die direkt mit dem Pick-up-Spulen-Permeameter gemessene Abhängigkeit des Real- (a) und des Imaginärteils (b) von einem äußeren Magnetfeld (0–6 mT). Mit zunehmendem äußeren Magnetfeld verschiebt sich der Realteil zu höheren Werten, wobei sich die Permeabilität reduziert. Gleichsam wandert das Maximum des Imaginärteils der HF-Perme-

abilität auch zu höheren Frequenzen aus. Abbildung 4-28 stellt noch einmal die Resonanzfrequenz über dem äußeren Feld dar. Ausgehend von dem Verlauf lässt sich die Kurve mit einer Potenzfunktion anpassen. Diese Anpassungsfunktion stimmt recht gut mit Gl. 2.28 überein, die die Resonanzfrequenz als Wurzelfunktion der Anisotropiefeldstärke beschreibt. Der größere Exponent von 0,75 ergibt sich aus den Vereinfachungen, die zur Herleitung von Gl. 2.28 benutzt wurden.

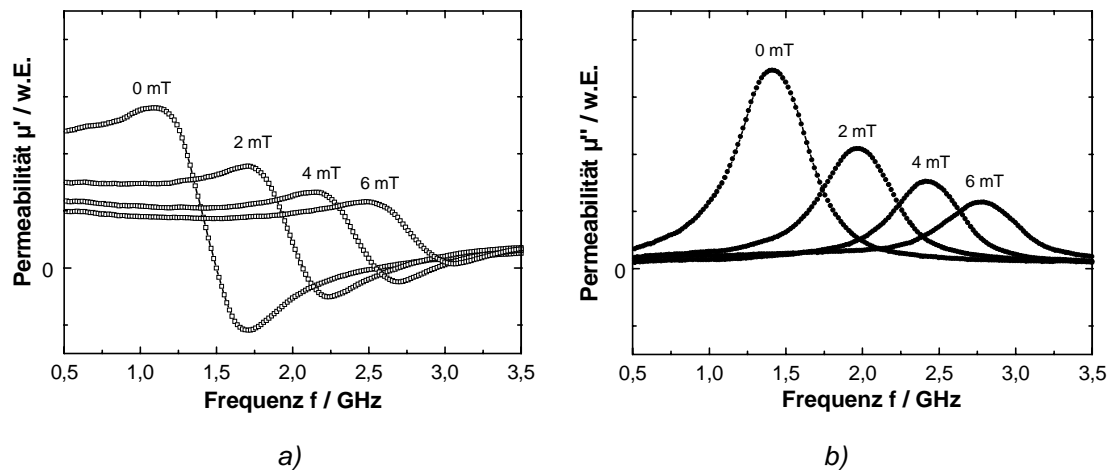


Abb. 4-27: a) Realteil und b) Imaginärteil der HF-Permeabilität für verschiedene, entlang der leichten Richtung angelegte Magnetfelder (0 - 6 mT) für eine CoB-Schicht mit uniaxialer Anisotropie und einer Dicke von $0,15 \mu m$ (0,5 Pa, 150 W HF).

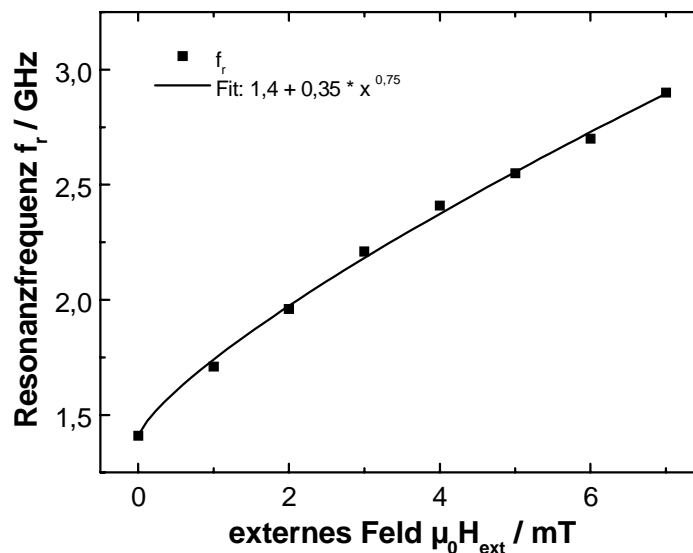


Abb. 4-28: Resonanzfrequenz als Funktion des entlang der leichten Richtung angelegten externen Magnetfeldes für eine CoB-Schicht mit uniaxialer Anisotropie und einer Dicke von $0,15 \mu m$ (0,5 Pa, 150 W HF).

Schichtdickenabhängigkeit der Permeabilität (Schichten mit uniaxiale Anisotropie)

Die Schichtdicke hat einen entscheidenden Einfluss auf die Permeabilität bei hohen Frequenzen, da mit zunehmender Dicke die Wirbelstromgrenzfrequenz reduziert wird (Gl. 2.27). Diese Abhängigkeit wurde experimentell mit Hilfe der beiden bereits oben beschriebenen Beschichtungsreihen untersucht. Abbildung 4-29 zeigt die gemessene Resonanzfrequenz als Funktion der Schichtdicke für mit 0,5 Pa und 150 W HF hergestellte Schichten.

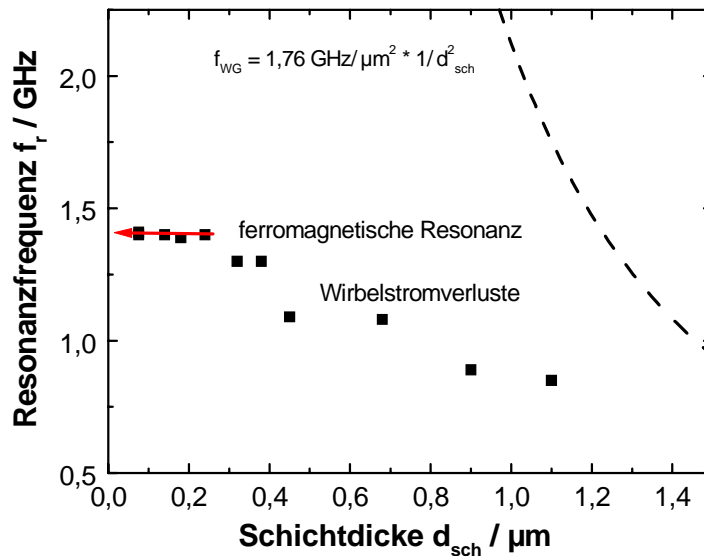


Abb. 4-29: Resonanzfrequenz über der Schichtdicke für CoB-Schichten (0,5 Pa, 150 W HF). Zum Vergleich ist die berechnete Wirbelstromgrenzfrequenz f_{WG} (Gl. 2-27) aufgetragen.

Hier wird für Schichtdicken von weniger als 0,3 μm ein nahezu konstanter Verlauf der Resonanzfrequenz bei ca. 1,4 GHz beobachtet, der durch die ferromagnetische Resonanzfrequenz bestimmt wird. Für dickere Schichten nimmt die experimentell ermittelte Resonanzfrequenz ab. Zum Vergleich der Messungen ist die aus den gemessenen Materialdaten ($\rho = 1,2 \mu\Omega\text{m}$ und $\mu = 600$) berechnete Wirbelstromgrenzfrequenz f_{WG} mit aufgetragen. Diese Kurve zeigt qualitativ den gleichen Verlauf wie die experimentell ermittelten Daten. Die Abweichung zu den Messwerten ergibt sich aus der unterschiedlichen Definition der Wirbelstromgrenzfrequenz und der ferromagnetischen Resonanzfrequenz (Kapitel 2.2.2 und 2.2.3).

Abbildung 4-30 zeigt exemplarisch den Verlauf der Permeabilität in leichter und schwerer Richtung einer 0,68 μm dicken anisotropen CoB-Schicht (0,5 Pa, 150 W HF). Die HF-Permeabilität zeigt hier einen deutlich anderen Verlauf als die der in Abbildung 4-23 dargestellten 0,1 μm dicken Schicht. Der Imaginärteil ist deutlich verbreitert und das Maximum wird bereits bei 1,1 GHz erreicht. Dieses Verhalten kann durch die Anregung von Wirbelströmen erklärt werden, die zu einer Reduzierung des Permeabilitätsspektrums führen.

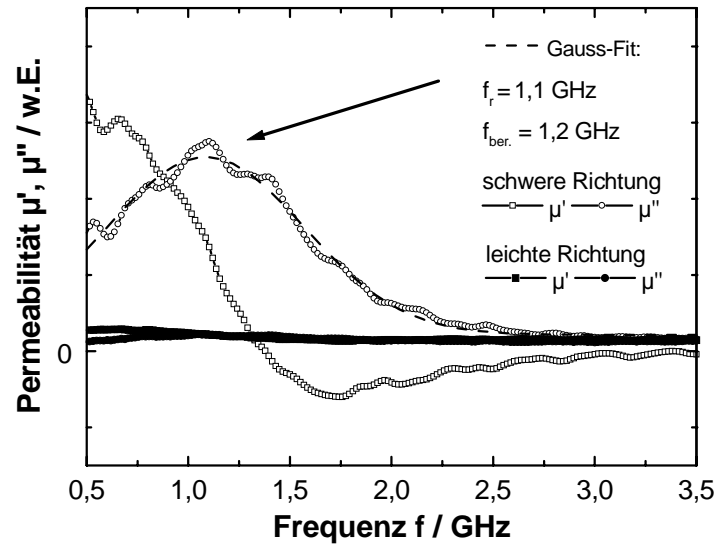


Abb. 4-30: HF-Permeabilität (Pick-up-Spulen-Permeameter) in leichter und schwerer Richtung einer CoB-Schicht mit einer Dicke von $0,68 \mu\text{m}$ ($0,5 \text{ Pa}$, 150 W HF).

Schichtdickenabhängigkeit der Permeabilität (Schichten ohne Anisotropie)

Ein etwas anderes Verhalten zeigen die mit $5,0 \text{ Pa}$ und 200 W HF abgeschiedenen Schichten, die in Abbildung 4-31 dargestellt sind. Die dünnen Schichten ($< 0,15 \mu\text{m}$), die wie oben ausgeführt, eine uniaxiale Anisotropie besitzen, zeigen infolge ihrer etwas größeren Anisotropie (Abb. 4-16) Resonanzfrequenzen von $1,6 \text{ GHz}$.

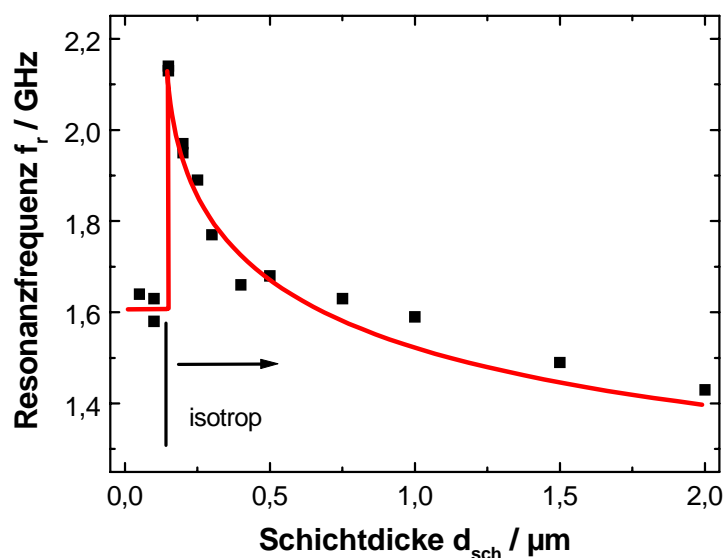


Abb. 4-31: Resonanzfrequenz über der Schichtdicke nach der Aufmagnetisierung senkrecht zur Messrichtung für CoB-Schichten ($5,0 \text{ Pa}$, 200 W HF). Als „isotrop“ bezeichnete Schichten zeigen keine uniaxiale Anisotropie.

Für dickere Schichten ($> 0,15 \mu\text{m}$) springt die Resonanzfrequenz abrupt auf Werte über 2,1 GHz, die dann für dickere Schichten wieder kontinuierlich abnehmen. Dieser Verlauf wird, wie in Abbildung 4-15 dargestellt, durch den sprunghaften Übergang mit dem Herausdrehen der Magnetisierung aus der Ebene und dem Ausbilden einer senkrechten Anisotropie erklärt. Die hohen Resonanzfrequenzen ($> 2,1 \text{ GHz}$) in den CoB-Schichten ohne uniaxiale Anisotropie können jedoch nur beobachtet werden, wenn das HF-Feld senkrecht zur Magnetisierungsrichtung eingekoppelt wird.

Spannungsabhängige Permeabilität (Schichten mit uniaxialer Anisotropie)

Um den Einfluss von äußeren Spannungen auf die HF-Permeabilität experimentell bei MHz- bis GHz-Frequenzen zu untersuchen, wurden $\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$ -Schichten ($0,1 \mu\text{m}$) auf Si/SiO₂-Biegebalken mit einer Anisotropie senkrecht zur Längsrichtung der Substrate abgeschieden. Diese Strukturen wurden dann mit dem in Kapitel 3.3.5 beschriebenen Versuchsaufbau untersucht. Abbildung 4-32 stellt den Verlauf der normierten Permeabilität $\Delta\mu/\mu_{a=0}$ gemessen bei 350 MHz und der Resonanzfrequenz f_r als Funktion der Auslenkung des Biegebalkens dar. Die Permeabilität $\Delta\mu/\mu_{a=0}$ bezieht sich dabei auf die Permeabilitätsänderung infolge der Auslenkung des Biegebalkens, die auf den Permeabilitätswert des unbelasteten Biegebalkens normiert ist.

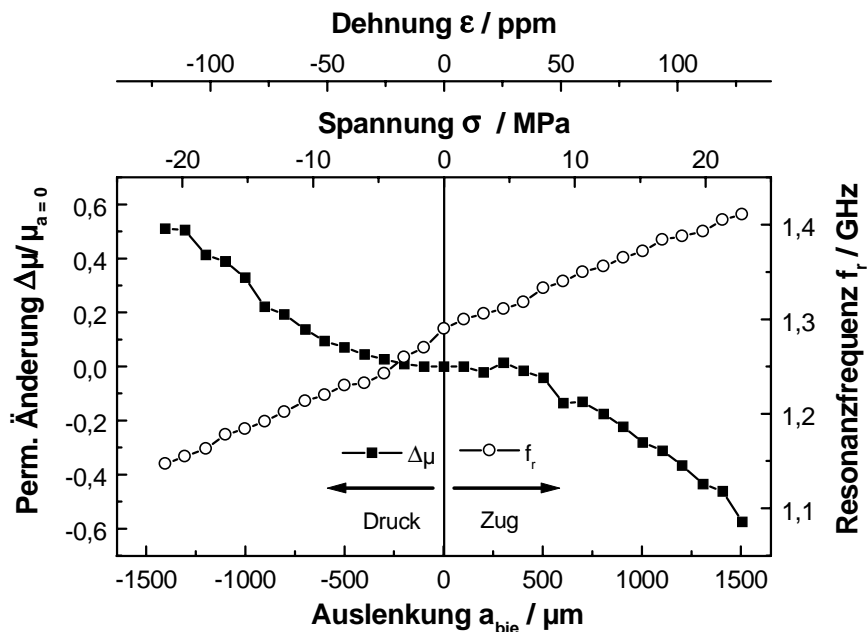


Abb. 4-32: Verlauf der normierten HF-Permeabilität $\Delta\mu/\mu_{a=0}$ und Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der Auslenkung eines mit einer $\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$ -Schicht ($0,1 \mu\text{m}$) beschichteten Si/SiO₂-Biegebalken ($0,5 \text{ Pa}$, 150 W HF).

Die resultierenden Dehnungen und Spannungen wurden dann mit Gl. 3.10 bzw. Gl. 3.11 für die entsprechenden Biegebalkenauslenkungen berechnet. Aus dem Druckspannungsbereich kommend nimmt der Verlauf der normierten Permeabilitätsänderung von 0,5 bei -20 MPa bis auf -0,5 bei 20 MPa im Zugspannungsbereich stetig ab. Die CoB-Biegestruktur erreicht bei einer Dehnung von $\varepsilon = 75$ ppm eine Empfindlichkeit (FOM) von 2000.

Betrachtet man die ferromagnetische Resonanzfrequenz so ergibt sich ein entgegengesetztes Vorzeichen der Steigung. Die ferromagnetische Resonanzfrequenz wurde mit 1,15 GHz bei Druckspannungen von -20 MPa und mit 1,4 GHz bei 20 MPa ermittelt. Die Erklärung für dieses Verhalten liegt in der Zu- bzw. Abnahme der magnetoelastischen Anisotropieenergie beim Einwirken einer äußeren Spannung begründet (Gl. 2.8). Eine äußere Zugspannung erhöht für diese betrachteten negativ magnetostriktiven CoB-Schichten die magnetoelastische Anisotropie. Dies reduziert nach der Stoner-Wohlfarth-Beziehung mit $\mu = M_s/H_k$ die Permeabilität und führt nach Gl. 2.28 zu einer Erhöhung der ferromagnetischen Resonanzfrequenz. Unter äußerer Zugspannung hingegeben wird der magnetoelastische Anisotropiebeitrag reduziert und die Abhängigkeiten verhalten sich gerade entgegengesetzt.

4.1.2 Getemperte Schichten

Da bestimmte Halbleiterprozesse, höhere Temperaturen ($>400^{\circ}\text{C}$) benötigen, wurde der Einfluss verschiedener Wärmebehandlungen auf den Aufbau und die magnetischen Eigenschaften, insbesondere auf die uniaxiale Anisotropie, der Co_3B -Schichten untersucht.

4.1.2.1 Schichtaufbau

Abbildung 4-33 zeigt die Röntgendiffraktogramme (θ - 2θ) der bei unterschiedlichen Temperaturen (230, 330 und 425°C) ohne Magnetfeld 60 min lang im Rohofen getemperten Co_3B -Schichten mit Schichtdicken von jeweils $0,3\ \mu\text{m}$. Diese wurden mit den gleichen Sputterparametern (0,5 Pa, 150 W HF) bei einem Beschichtungsdurchlauf hergestellt.

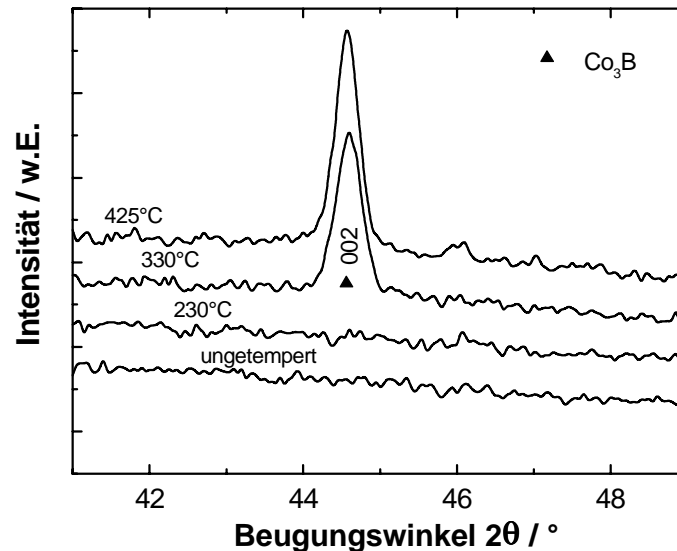


Abb. 4-33: Röntgendiffraktogramme (θ - 2θ) der bei unterschiedlichen Temperaturen (230, 330 und 425°C) ohne Magnetfeld 60 min lang angelassenen Co_3B -Schichten mit einer Dicke von $0,3\ \mu\text{m}$ (0,5 Pa, 150 W HF). Zur Phasenidentifikation ist der Beugungsreflex der Co_3B -Phase (ASTM PDF 12-443) dargestellt.

Wie die Röntgenmessungen zeigen, beginnen die Schichten bei höheren Anlasstemperaturen ($>230^{\circ}\text{C}$) unter der Bildung der orthorombischen Co_3B -Phase zu kristallisieren. Dieses Verhalten bestätigt die zuvor bereits dargestellten kalorimetrischen Untersuchungen, die ein Einsetzen der Kristallisation bei Temperaturen oberhalb von 300°C zeigen (Abb. 4-9).

4.1.2.2 Schichteigenschaften

Die Magnetisierungskurven parallel und senkrecht zur Richtung des während der Beschichtung angelegten Magnetfeldes für die bei 425°C getemperte CoB-Schicht zeigt Abbildung 4-34. Die Sättigungsmagnetisierung dieser Schicht hat sich deutlich von 1,2 auf 0,9 T nach der Temperung reduziert und die Koerzitivfeldstärke deutlich auf 20 mT erhöht.

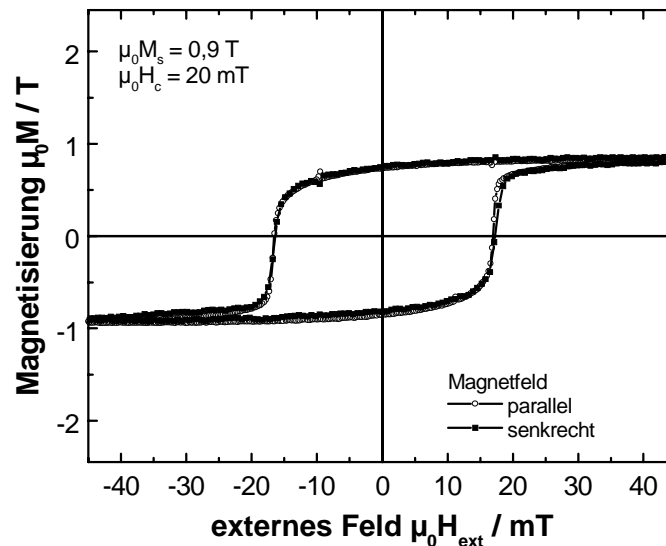


Abb. 4-34: Magnetisierungskurven in der Schichtebene parallel und senkrecht zur Richtung des während der Temperung angelegten Magnetfeldes einer 60 min lang bei 425°C getemperten CoB-Schicht (0,3 μm).

Nach der Wärmebehandlung zeigt die Schicht zudem keine uniaxiale Anisotropie mehr. Dieses beschriebene Gesamtverhalten kann durch die Bildung der kristallinen, ferromagnetischen Co_3B -Phase erklärt werden. Zusätzlich zu den ohne Magnetfeld getemperten Schichten, wurde exemplarisch eine CoB-Schicht 30 min lang im Magnetfeld angelassen, um weitere Aufschlüsse über die Auswirkungen auf die Anisotropie zu erhalten.

Die Magnetisierungskurve dieser im Magnetfeld (65mT) senkrecht zur induzierten Anisotropieachse bei 260°C getemperten CoB-Schicht stellt Abbildung 4-35 dar. Die Temperbedingungen mussten, da für dieses Experiment der in Kapitel 3.1.5 beschriebene Magnetfeldtemperofen verwendet wurde, etwas gegenüber der oben dargestellten Versuchsserie angepasst werden. Die Anisotropieachse dieser amorphen Schicht konnte durch die Wärmebehandlung gedreht werden. Dieses Experiment bestätigt so eindeutig, dass die Anisotropie in diesen CoB-Schichten von der in Kapitel 2.1.5 eingeführten magnetfeldinduzierten Anisotropie geprägt wird, deren Richtung sich durch Diffusionsprozesse unter der Einwirkung von äußeren Magnetfeldern beeinflussen lässt.

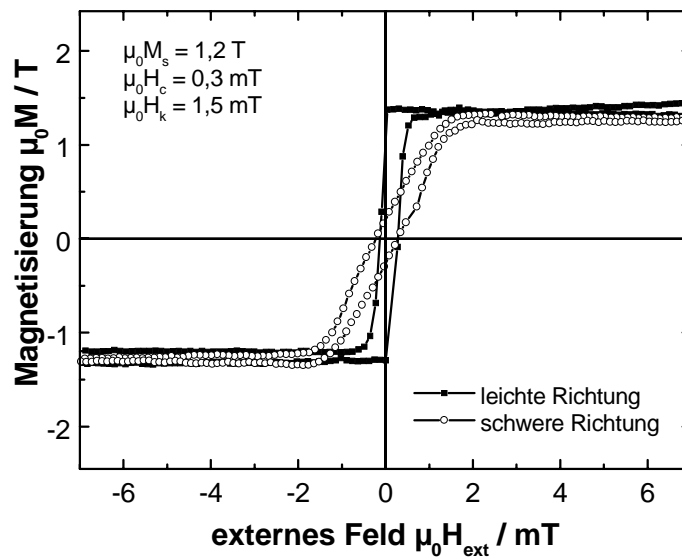


Abb. 4-35: Magnetisierungskurve in der Schichtebene in leichter und schwerer Richtung einer bei $260^\circ C$ unter einem Magnetfeld (65 mT) 30 min lang senkrecht zur induzierten Anisotropieachse getemperten $0,1 \mu m$ dicken CoB-Schicht (0,5 Pa, 150 W HF).

Diese CoB-Schicht zeigt auch nach der Temperung, da sie eine uniaxiale Anisotropie aufweist, eine HF-Permeabilität mit einer Resonanzfrequenz von 1,3 GHz (Abb. 4-36).

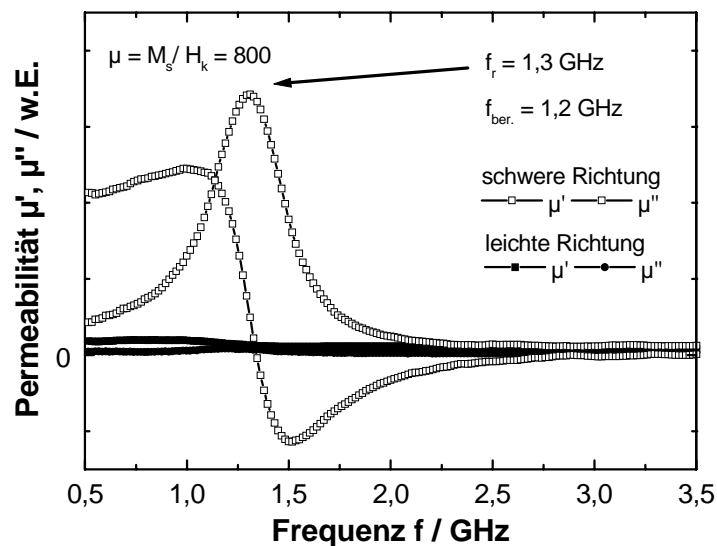


Abb. 4-36: HF-Permeabilität (Pick-up-Spulen-Permeameter) in der Schichtebene in leichter und schwerer Richtung einer CoB-Schicht mit einer Dicke von $0,1 \mu m$ nach erfolgter Temperung im Magnetfeld und Drehung der Anisotropierichtung.

4.2 Amorphe FeCoBSi-Schichten

Neben dem zuvor ausführlich dargestellten amorphen CoB-Schichtsystem wurden zwei weitere amorphe FeCoBSi-Systeme untersucht. Dazu wurden ausgehend von den ersten Ergebnissen von Ludwig [LUD99] die bekannte Metglas-Legierung 2605CO und ein Materialsystem mit einem etwas höheren Siliziumanteil von 10 At.-% bearbeitet.

4.2.1 Abgeschiedene Schichten

Die Abscheidung der Schichten erfolgte von pulvermetallurgisch mit einer Heißpresse am Institut hergestellten Targets mit einem Durchmesser von 75 mm und einer Dicke von 2 mm (Tabelle 3-2). Die Zusammensetzung der Targetmaterialien von $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ bzw. $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{15}\text{B}_{15}\text{Si}_{10}$ bezieht sich dabei auf die Verhältnisse beim Einwiegen der Pulver.

4.2.1.1 Schichtaufbau

Optimierung der Schichteigenspannungen

Für das $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ -Schichtsystem erfolgte eine genauere Anpassung der Sputterbedingungen (HF-Leistung, Ar-Sputterdruck). Dabei wurde, wie bereits für die CoB-Schichten, mit der Zielsetzung auf die direkte Abscheidung anisotroper Schichten hingearbeitet. Auf die ausgiebige Charakterisierung der Substrattemperatur während der Beschichtung wird jedoch verzichtet, da die Ergebnisse sich nicht allzu sehr von dem in Abb. 4-1 dargestellten Temperaturverhalten unterscheiden, wie Referenzmessungen bestätigten. Dies begründet sich dadurch, dass die gleiche Targetkonfiguration (PK 75) als auch ähnliche Sputterbedingungen verwendet wurden. Als die wichtigste Optimierungsgröße bei der Schichtabscheidung wurde wiederum die Reduzierung der Schichteigenspannungen betrachtet.

Abbildung 4-37 zeigt die Abscheideraten und Eigenspannungen als Funktion des Ar-Sputterdrucks (0,5 bis 3,0 Pa) bei konstanter Leistung (100 W HF) von FeCoBSi-Schichten (\varnothing 75 mm $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ -Target). Die Abhängigkeit der Eigenspannungen mit einem Ansteigen bis weit in den Zugspannungsbereich (965 MPa bei 3,0 Pa) entspricht dem bekannten Verhalten für das zuvor behandelte CoB-Schichtsystem. Bei einem Druck von 1,5 Pa hergestellte Schichten wiesen nur geringe Zugspannungen von 85 MPa auf. Deshalb wurde für die weitere Schichtentwicklung dieser Ar-Sputterdruck verwendet. Die ebenfalls betrachtete Abscheiderate bewegt sich über den gesamten Druckbereich auf einem konstanten Wert von ca. 0,3 nm/s. Den Zusammenhang zwischen den Abscheideraten und den Eigenspannungen als Funktion der am Target angelegten Sputterleistung (50 bis 250 W HF) bei konstantem Druck (1,5 Pa) gibt Abbildung 4-38 wieder.

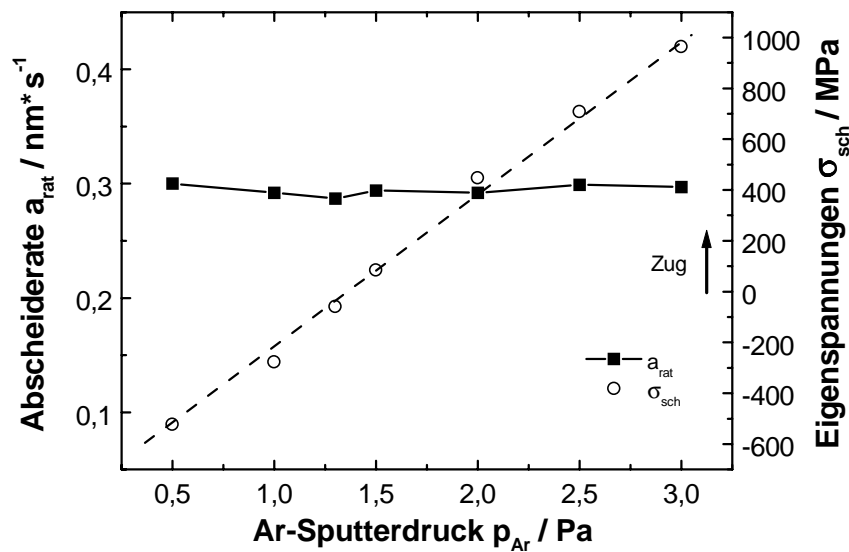


Abb. 4-37: Abscheiderate und Eigenstressungen von FeCoBSi-Schichten (\varnothing 75 mm $Fe_{67}Co_{16}B_{14}Si_1$ -Target) mit Dicken von 0,9–1,3 μ m in Abhängigkeit des Ar-Sputterdrucks bei konstanter Sputterleistung (100 W HF).

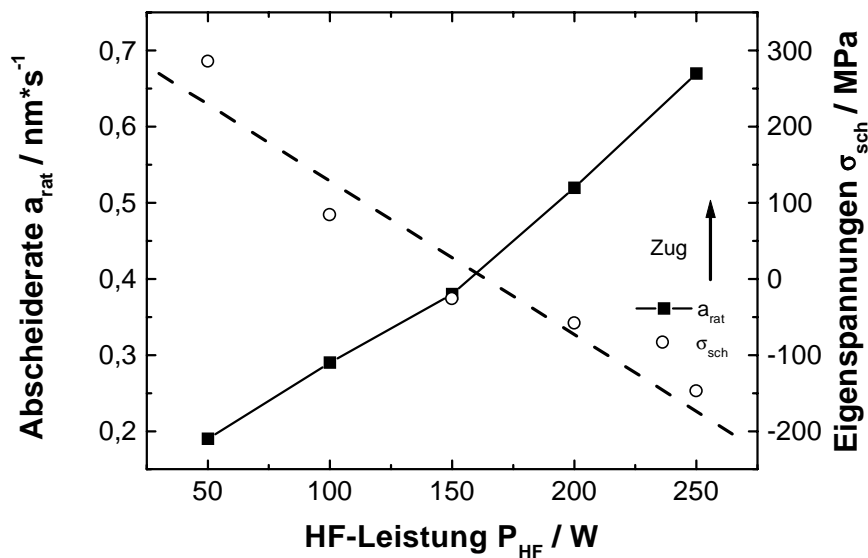


Abb. 4-38: Abscheiderate und Eigenstressungen von FeCoBSi-Schichten (\varnothing 75 mm $Fe_{67}Co_{16}B_{14}Si_1$ -Target) mit Dicken von 0,9–1,0 μ m in Abhängigkeit von der HF-Leistung bei konstantem Ar-Sputterdruck (1,5 Pa).

Während die Abscheiderate mit zunehmender HF-Leistung von 0,2 auf 6,8 nm/s ansteigt, verschieben sich die Eigenstressungen kontinuierlich aus dem Zug- in den Druckspannungsbereich von 286 auf -177 MPa. FeCoBSi-Schichten (\varnothing 75 mm $Fe_{67}Co_{16}B_{14}Si_1$ -Target), die geringe Eigenstressungen besitzen, können, ausgehend von den dargestellten Ergebnissen, bei einem Ar-Sputterdruck von über 1,5 Pa und HF-Leistungen von 100 bis 150 W abgeschieden werden.

Die Röntgendiffraktogramme (θ - 2θ) der FeCoBSi-Schichten, die von den Targets mit unterschiedlicher Zusammensetzung hergestellt wurden, zeigen Abbildung 4-39 und Abbildung 4-40. Beide Schichten besitzen, da keine Beugungsreflexe zu erkennen sind, eine röntgenamorphe Struktur.

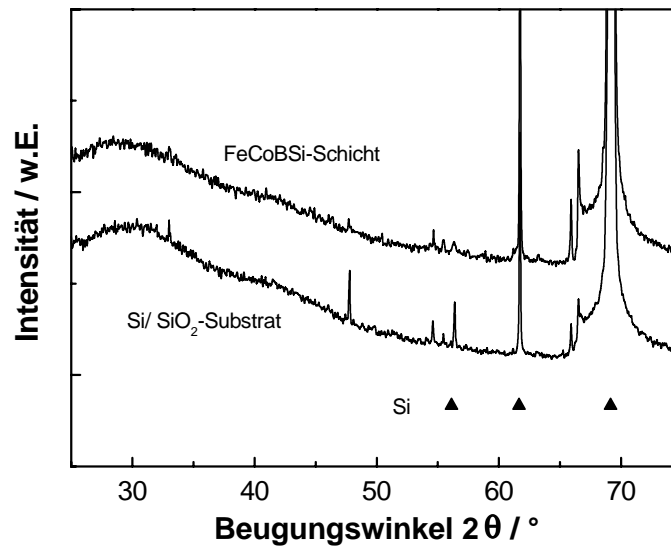


Abb. 4-39: Röntgendiffraktogramme (θ - 2θ) einer FeCoBSi-Schicht (\varnothing 75 mm $Fe_{67}Co_{16}B_{14}Si_1$ -Target) mit einer Dicke von 0,1 μ m (1,5 Pa, 100 W HF) und eines unbeschichteten Si/SiO₂-Substrats.

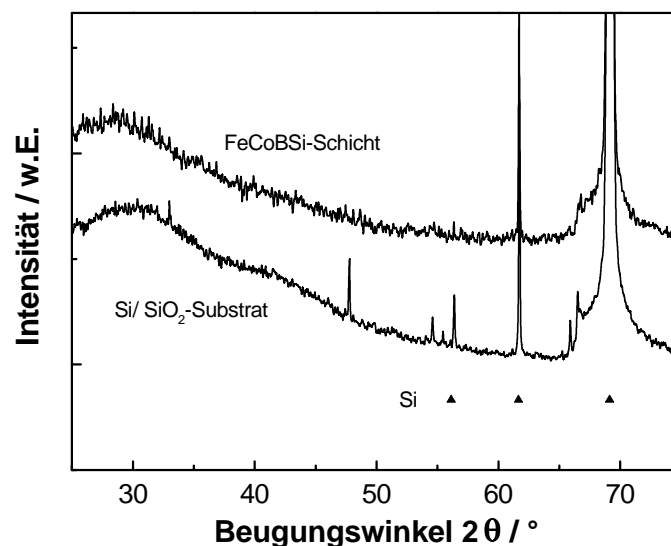


Abb. 4-40: Röntgendiffraktogramme (θ - 2θ) einer FeCoBSi-Schicht (\varnothing 75 mm $Fe_{60}Co_{15}B_{15}Si_{10}$ -Target) mit einer Dicke von 0,1 μ m (2,0 Pa, 100 W HF) und eines unbeschichteten Si/SiO₂-Substrats.

Genauere Aussagen über die Mikrostruktur lassen sich mit den elektronenmikroskopischen Untersuchungen einer von dem $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ -Target abgeschiedenen Schicht machen. Abbildung 4-41 stellt eine HRTEM-Aufnahme der Grenzfläche zwischen oxidiertem Siliziumsubstrat zusammen mit dem Elektronenbeugungsbild dar. Die Grenzfläche zum Substrat ist deutlich getrennt und nur einige Nanometer ($< 10 \text{ nm}$) dick. Die Schichtstruktur ist überwiegend amorph, besitzt jedoch vereinzelt auch kleine nanokristalline Bereiche, so wie dies im Bildbereich mit Hilfe des Kreises gekennzeichnet ist. Das Beugungsbild lässt ebenfalls einzelne kleine Reflexe erkennen, so dass man den Gesamtaufbau der Schichten als amorph mit kleinen nanokristallinen Bereichen beschreiben kann.

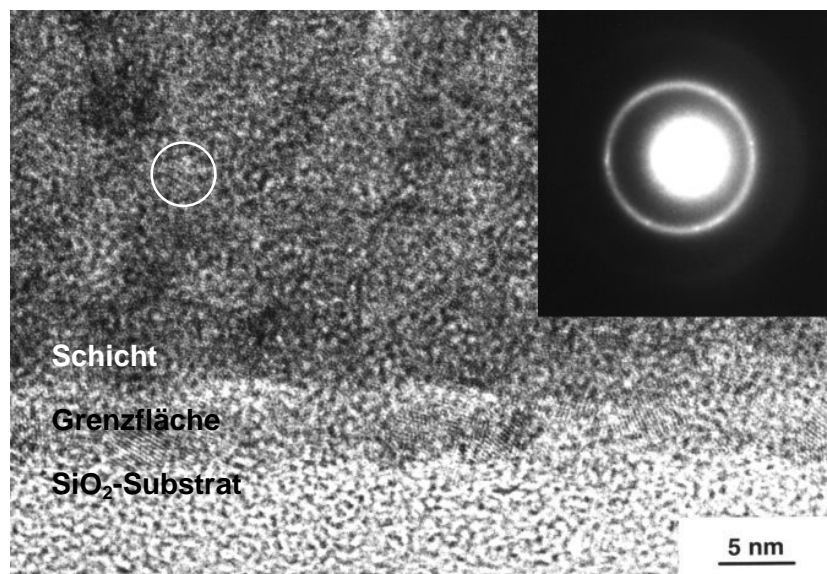


Abb. 4-41: HRTEM-Aufnahme (Querschnittspräparation) und Elektronenbeugung einer FeCoBSi-Schicht ($\varnothing 75 \text{ mm}$ $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ -Target). Ein Bereich mit kleinen Nanokristallen ist durch den Kreis gekennzeichnet.

Chemische Zusammensetzung

In Tabelle 4-3 sind die Ergebnisse der Mikrosondenanalysen der untersuchten FeCoBSi-Schichtsysteme, die von den beiden unterschiedlichen Targets abgeschieden wurden, dargestellt. Es wurden exemplarisch jeweils zwei Proben, die mit unterschiedlichen Sputterbedingungen hergestellt wurden, charakterisiert.

<i>Target</i>	<i>HF-Leistung</i> [W]	<i>Ar-Druck</i> [Pa]	<i>Schichtdicke</i> [μm]	<i>Zusammensetzung</i> [At.-%]
$\text{Fe}_{67}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_1$	100	1,5	1,2	$\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$
$\text{Fe}_{67}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_1$	100	2,0	1,0	$\text{Fe}_{67}\text{Co}_{19}\text{B}_{13}\text{Si}_1$
$\text{Fe}_{65}\text{Co}_{15}\text{B}_{15}\text{Si}_1$	150	0,5	1,1	$\text{Fe}_{58}\text{Co}_{18}\text{B}_{12}\text{Si}_{12}$
$\text{Fe}_{65}\text{Co}_{15}\text{B}_{15}\text{Si}_{10}$	100	2,0	1,0	$\text{Fe}_{58}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_{12}$

Tabelle 4-3: Sputterbedingungen und chemische Zusammensetzung von FeCoBSi-Schichten.

Die Ergebnisse zeigen, dass die chemische Zusammensetzung des Targetmaterials doch weitgehend in den Schichten abgebildet wird. Der leicht reduzierte Borgehalt in den Schichten lässt sich durch seine deutlich geringere Atommasse im Vergleich zu den anderen Elementen bzw. Fehler beim Einwiegen erklären.

Abbildung 4-42 stellt die Augertiefenprofile von FeCoBSi-Schichten, die mit dem $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ -Target (a) und dem $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{15}\text{B}_{15}\text{Si}_{10}$ -Target (b) hergestellt wurden, dar. Beide Tiefenprofile zeigen, wie auch das in Kapitel 4.1.1 betrachtete CoB-Schichtsystem, an der Oberfläche eine dünne (< 20 nm) Oxidbedeckung. In tieferen Bereichen ergibt sich eine nominelle Zusammensetzung von $\text{Fe}_{63}\text{Co}_{19}\text{B}_{17}\text{Si}_1$ für die siliziumärmere bzw. $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{18}\text{B}_{16}\text{Si}_8$ für die siliziumreichere Targetkomposition. Diese Elementzusammensetzung entspricht mit gewissen Abweichungen den Ergebnissen der Mikrosondenuntersuchungen. Die Differenzen lassen sich teilweise durch die unterschiedlichen Analyseverfahren bzw. durch die hier nur punktuell aufgenommenen AES-Tiefenprofile erklären. An der Grenzfläche zum Si/SiO₂-Substrat ergibt sich wieder ein ähnlicher Aufbau mit einer aus FeCoB-Oxid und FeCoBSi-Silikat gebildeten dickeren (> 30 nm) Reaktionszone. Für eine detailliertere Charakterisierung der Diffusionsprozesse an dem Schicht/Substratübergang bedarf es jedoch weiterführender Untersuchungen.

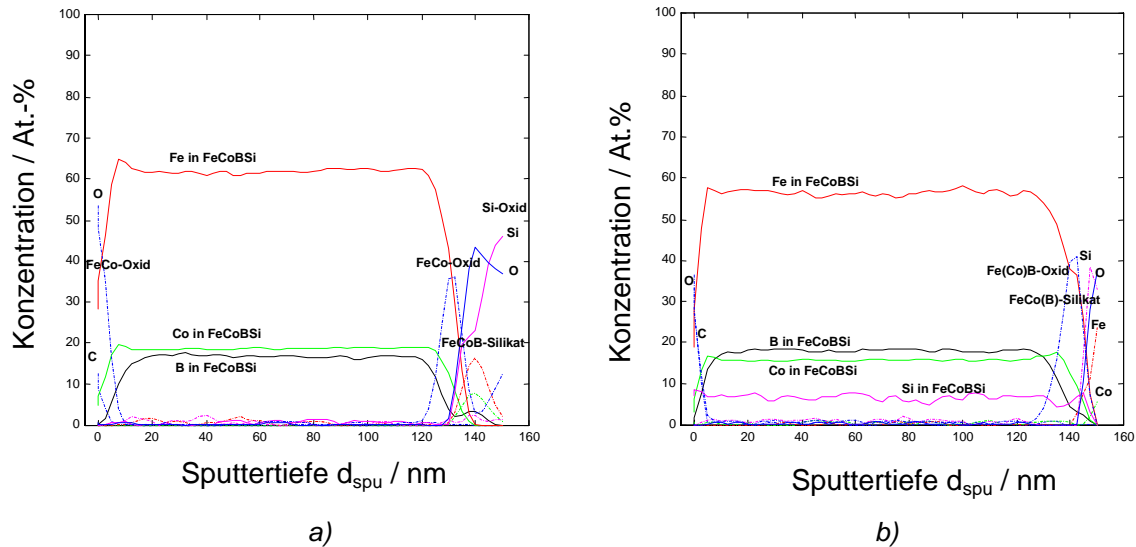


Abb. 4-42: Augertiefenprofil der Elementzusammensetzung für jeweils 0,12 μm dicke FeCoBSi-Schichten (\varnothing 75 mm $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ - a) und $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{15}\text{B}_{15}\text{Si}_{10}$ -Target b)).

Kalorimetrische Untersuchungen

Die kalorimetrischen Messungen (DSC) freitragender FeCoBSi-Schichten für zwei Aufheizzyklen- und einen Abkühlzyklus im Temperaturbereich von -25°C bis 550°C zeigt Abbildung 4-43a. Bei dem ersten Aufheizvorgang erkennt man aus der Messung für eine von dem $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ -Target abgeschiedene Schicht deutlich zunächst bis etwa 325°C einen Vernetzungs- bzw. einen Glasbildungsbereich, an den sich eine kristalline Umwandlung anschließt. Der Kristallisationspeak wird dabei bei einer Temperatur von 515°C beobachtet. Bei der Abkühlung und dem anschließenden zweiten Aufheizzyklus erkennt man keine weiteren Umwandlungen, was auf eine vollständige Kristallisation der Schichten während des ersten Zyklus schließen lässt.

Die kalorimetrischen Messungen (DSC) einer freitragenden FeCoBSi-Schicht (\varnothing 75 mm $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{15}\text{B}_{15}\text{Si}_{10}$ -Target) zeigt Abbildung 4-43b. Für diese Probe ist der beim ersten Aufheizzyklus erkennbare Vernetzungs- bzw. Glasbildungsbereich zu höheren Temperaturen bis etwa 375°C hin verschoben. Die kristalline Umwandlung konnte für diese Messung bis 550°C , bedingt durch die verwendeten Aluminiumtiegel nicht vollständig erfasst werden. Für den Abkühl- und den sich anschließenden zweiten Aufheizzyklus ergibt sich der bereits oben beschriebene Verlauf ohne weitere Umwandlungsbereiche.

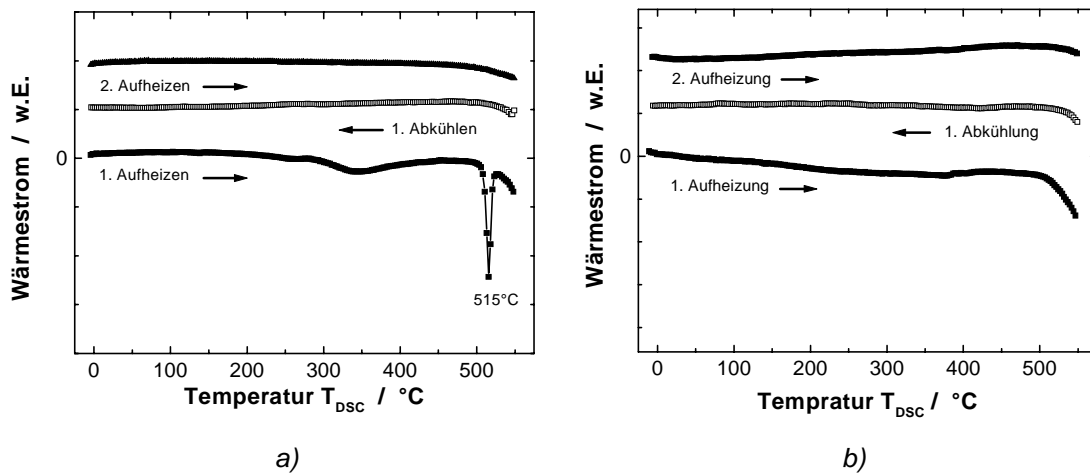


Abb. 4-43: Wärmestrommessungen (DSC) freitragender FeCoBSi-Schichten (\varnothing 75 mm $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ - a) und $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{15}\text{B}_{15}\text{Si}_{10}$ -Target b)).

4.2.1.2 Schichteigenschaften

Elektrischer Widerstand

Tabelle 4-4 zeigt die Herstellungsbedingungen und den spezifischen Widerstand für die untersuchten Schichten, die mit den beiden unterschiedlichen FeCoBSi-Targets abgeschieden wurden. Die FeCoBSi-Schichten mit dem größeren Anteil an Metalloiden, etwa 15 At.-% Bor und etwa 10 At.-% Silizium, erreichen mit $1,4 \mu\Omega\text{m}$ einen etwas höheren spezifischen Widerstand als die siliziumärmeren Schichten mit $1,3 \mu\Omega\text{m}$.

Target	HF-Leistung [W]	Ar-Druck [Pa]	Schichtdicke [μm]	Widerstand [$\mu\Omega\text{m}$]
$\text{Fe}_{67}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_1$	100	1,5	1,2	1,3
$\text{Fe}_{65}\text{Co}_{15}\text{B}_{15}\text{Si}_{10}$	100	2,0	1,5	1,4

Tabelle 4-4: Sputterbedingungen und spezifischer Widerstand von FeCoBSi-Schichten.

Magnetisierung

Wie im vorangegangenen Kapitel 4.1 für die negativ magnetostriktiven CoB-Schichten ausgeführt, beeinflussen intrinsische Schichteigenspannungen das Magnetisierungsverhalten der Schichten nachhaltig. Dies gilt im gleichen Maße auch für die hier betrachteten FeCoBSi-Schichten. Abbildung 4-44 zeigt den Verlauf der Hysteresekurven in der Ebene parallel und

senkrecht zur Richtung des während der Beschichtung angelegten Magnetfeldes für eine $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{19}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schicht (1,0 Pa, 100 W HF). Bedingt durch die Druckeigenspannungen und die positive Magnetostraktion dieser nicht optimierten Schicht, wird die uniaxiale Anisotropie durch eine spannungsinduzierte, senkrechte Anisotropie überdeckt. Dies bedingt ein hohes Sättigungsfeld von 31 mT und ebenfalls hohes Koerzitivfeld von 3,5 mT. Die Sättigungsmagnetisierung erreicht einen Wert von 1,8 T.

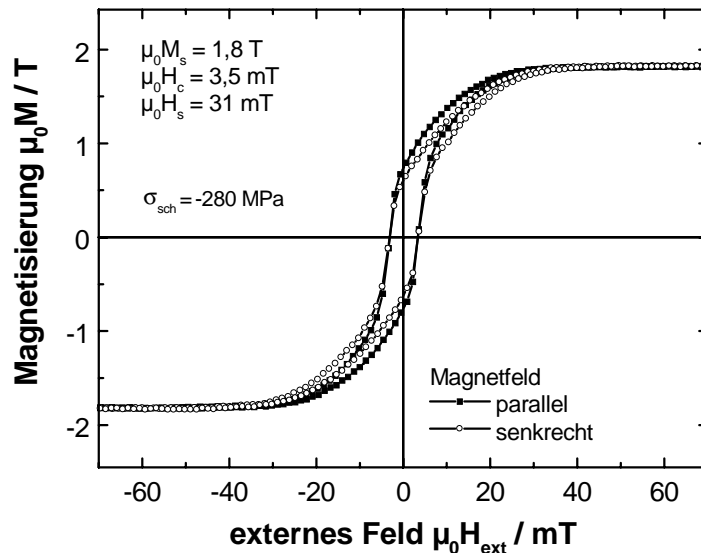


Abb. 4-44: Magnetisierungskurven innerhalb der Schichtebene parallel und senkrecht zur Richtung des während der Beschichtung angelegten Magnetfeldes einer FeCoBSi-Schicht (\varnothing 75 mm $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{14}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Target) mit einer Dicke von $1,2 \mu\text{m}$ (1,0 Pa, 100 W HF).

Durch die beschriebene Anpassung der Sputterparameter (Ar-Sputterdruck und HF-Leistung) konnten die beim Schichtwachstum induzierten Eigenspannungen minimiert werden. Den Zusammenhang zwischen Ar-Sputterdruck, Schichteigenspannungen und Sättigungsfeldstärke von FeCoBSi-Schichten (\varnothing 75 mm $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{14}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Target), die mit konstanter HF-Leistung von 150 W hergestellt wurden, gibt Abbildung 4-45 wieder. Die Zunahme der Schichteigenspannungen aus dem Druckspannungs- (-825 MPa bei 0,5 Pa) in den Zugspannungsbereich (965 MPa bei 3,0 Pa) wirkt sich direkt auf die aus den VSM-Messungen bestimmten Sättigungsfeldstärken, aus. Diese Abhängigkeit zeigt jedoch, bedingt durch die höhere und positive Magnetostraktion der FeCoBSi-Schichten im Vergleich zu den CoB-Schichten, einen entgegengesetzten Verlauf. So nimmt die Sättigungsfeldstärke (55 mT bei 0,5 Pa) mit einem Anstieg der Eigenspannungen bis in den neutralen Bereich kontinuierlich ab, während sie im Zugspannungsbereich auf einem konstanten Niveau bleibt.

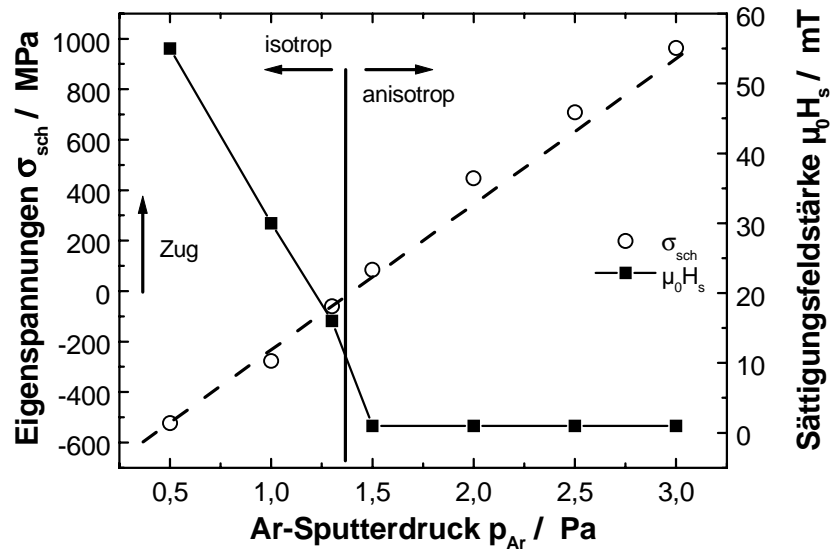


Abb. 4-45: Eigenspannungen und Sättigungsfeldstärke von FeCoBSi-Schichten (\varnothing 75 mm $Fe_{67}Co_{16}B_{14}Si_1$ -Target) in Abhängigkeit des Argonsputterdrucks bei konstanter Sputterleistung (100 W HF). Schichten mit einer uniaxialen Anisotropie können im entsprechend gekennzeichneten Druckbereich abgeschieden werden.

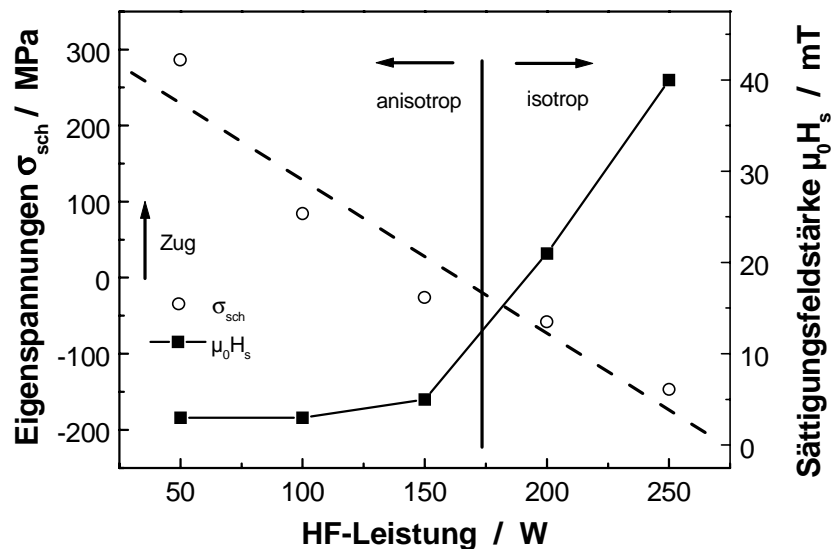


Abb. 4-46: Eigenspannungen und Sättigungsfeldstärke von FeCoBSi-Schichten (\varnothing 75 mm $Fe_{67}Co_{16}B_{14}Si_1$ -Target) in Abhängigkeit des Argonsputterdrucks bei konstantem Sputterdruck (1,5 Pa). Schichten mit einer uniaxialen Anisotropie können im entsprechend gekennzeichneten Druckbereich abgeschieden werden.

Schichten mit einer deutlich ausgeprägten uniaxialen Anisotropie können in dem in der Abbildung gekennzeichneten Bereich ab 1,5 Pa abgeschieden werden. Abbildung 4-46 stellt die Abhängigkeit der Eigenspannungen und Sättigungsfeldstärke über der HF-Leistung bei konstantem Ar-Sputterdruck von 1,5 Pa dar. Diese Parameterstudie zeigt, dass mit zunehmender HF-Sputterleistung die Zugeigenspannungen reduziert werden und in den Druckspannungsbereich übergehen. Dies führt zu einem starken Anstieg der Sättigungsfeldstärke für HF-Leistungen von über 150 W HF. Schichten mit einer uniaxialen Anisotropie können mit geringeren HF-Leistungen von 50 bis 150 W HF hergestellt werden.

Abbildung 4-47 zeigt die Magnetisierungskurven in leichter und schwerer Richtung für eine 0,1 μm dicke FeCoBSi-Schicht (\varnothing 75 mm $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{14}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Target), die mit den eigenspannungsminimierten Herstellungsparametern aufgewachsen wurde (1,5 Pa, 100 W HF). Diese Schicht besitzt eine Sättigungsmagnetisierung von 1,8 T, ein Koerzitivfeld von 0,8 mT und ein Anisotropiefeld von 3,5 mT.

Eine mit dem $\text{Fe}_{65}\text{Co}_{15}\text{B}_{15}\text{Si}_{10}$ -Target abgeschiedene Schicht, deren Magnetisierungskurven in Abbildung 4-48 dargestellt sind, zeigt eine geringere Sättigungsmagnetisierung von 1,5 T und ebenfalls geringeres Anisotropiefeld von 2,1 mT. Die Ursache für die geringere Sättigungsmagnetisierung dieser $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_{12}$ -Schichten liegt in dem höheren Anteil der Metalloide begründet.

Domänenuntersuchungen

Die Domänenstruktur der uniaxialen $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schicht beim Aufmagnetisieren entlang der schweren Richtung ist in Abbildung 4-49 dargestellt. Ausgehend vom entmagnetisierten Zustand mit der deutlichen Ausbildung von großen 180° -Domänen, verschieben sich die Domänenwände bei kleinen Feldstärken nur geringfügig (Bilder a - b). Bei größeren Feldstärken beginnt die Magnetisierung in den Domänen in Richtung des äußeren Feldes zu drehen, was durch die starke Kontraständerung deutlich wird (Bilder c - e). Beim Ausschalten des Magnetfeldes zerfällt die Domänenstruktur in eine entlang der leichten Richtung orientierte Struktur aus 180° -Domänen.

Die in Abbildung 4-50 zusammengefassten Domänenbilder für das Aufmagnetisieren entlang der leichten Richtung ergeben ein deutlich anderes Magnetisierungsverhalten. Schon bei geringen Feldstärken verschieben sich die Domänenwände, bis die Probe bei ca. 0,26 mT vollständig gesättigt ist. Ein Rotieren der Magnetisierung in den Domänen wird nicht beobachtet. Insgesamt stellt sich die Domänenstruktur, wie bereits auch schon für die zuvor betrachtete CoB-Schicht und wie es sich aus den Magnetisierungsmessungen ableiten lässt, als große, an die leichte Richtung gebundene Domänenbereiche dar.

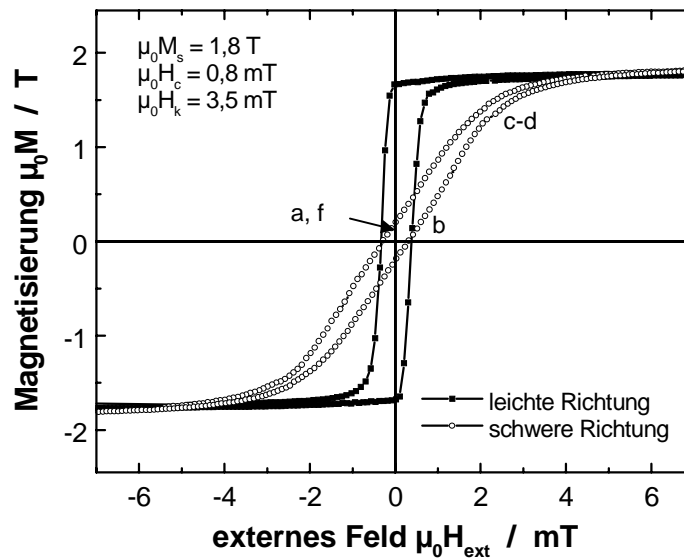


Abb. 4-47: Magnetisierungskurven in leichter und schwerer Richtung einer FeCoBSi-Schicht (\varnothing 75 mm $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{14}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Target) mit einer Dicke von $0,1 \mu\text{m}$ (1,5 Pa, 100 W HF). Die Kennzeichnung (a - f) dient zur Beschreibung der Domänenbilder in Abbildung 4-49.

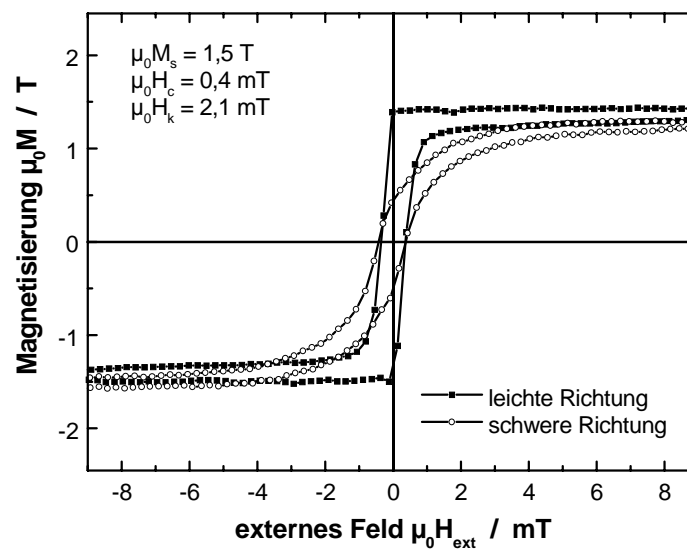


Abb. 4-48: Magnetisierungskurven in leichter und schwerer Richtung einer FeCoBSi-Schicht (\varnothing 75 mm $\text{Fe}_{65}\text{Co}_{15}\text{B}_{15}\text{Si}_{10}$ -Target) mit einer Dicke von $0,1 \mu\text{m}$ (2,0 Pa, 100 W HF).

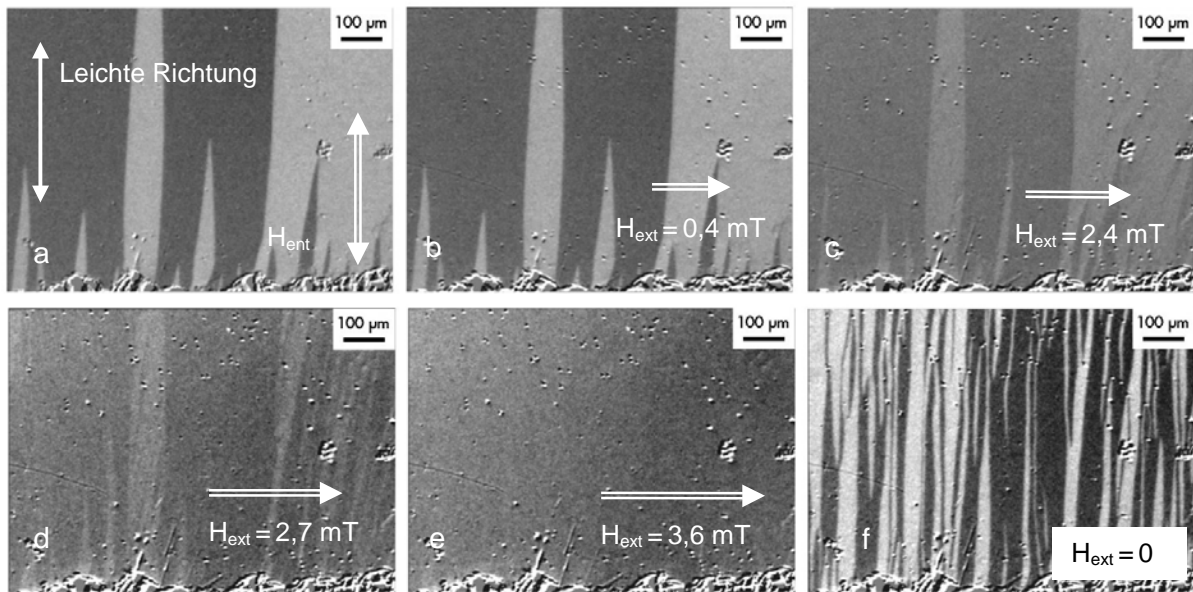


Abb. 4-49: Kerrmikroskopische Aufnahmen von Domänenstrukturen einer 0,1 μm dicken FeCoBSi-Schicht (\varnothing 75 mm $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ -Target) mit uniaxialer Anisotropie im entmagnetisierten Zustand und bei der Aufmagnetisierung entlang der schweren Richtung.

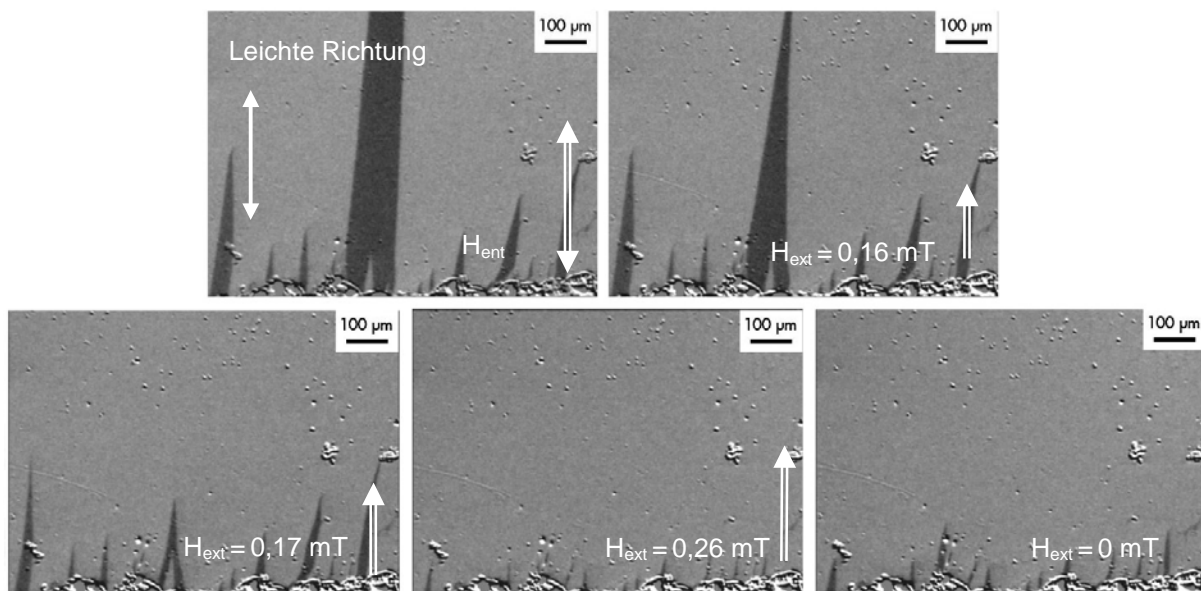


Abb. 4-50: Kerrmikroskopische Aufnahmen von Domänenstrukturen einer 0,1 μm dicken FeCoBSi-Schicht (\varnothing 75 mm $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ -Target) mit uniaxialer Anisotropie im entmagnetisierten Zustand und bei der Aufmagnetisierung entlang der leichten Richtung.

Magnetostraktion

Abbildung 4-51 zeigt den Verlauf des magnetoelastischen Kopplungsfaktors b_{\parallel} und der Magnetostraktion λ_{\parallel} als Funktion des äußeren Magnetfeldes einer $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schicht ($1,0 \mu\text{m}$). Die Messung erfolgte an einem beschichteten Si-Biegebalken, wobei die leichte Richtung der Schicht bei der Herstellung senkrecht zur Länge des Balkens eingepreßt wurde. Diese Schicht zeigt eine positive Magnetostraktion, die bei einem Feld von 2,5 mT ihren Maximalwert des magnetoelastischen Kopplungsfaktors b_{\parallel} von -10 MPa erreicht.

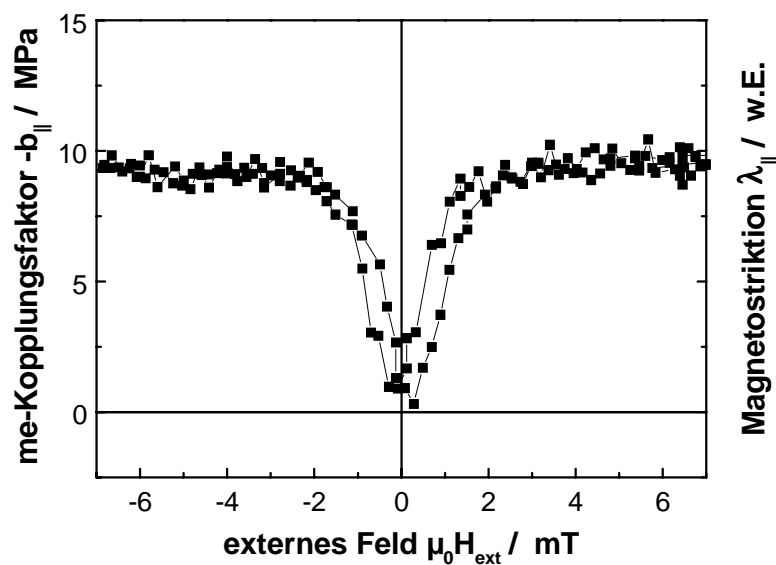


Abb. 4-51: Verlauf des magnetoelastischen Kopplungsfaktors b_{\parallel} und der Magnetostraktion λ_{\parallel} für eine FeCoBSi-Schicht ($\varnothing 75 \text{ mm}$ $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ -Target) mit einer Dicke von $1,0 \mu\text{m}$ ($1,5 \text{ Pa}$, 100 W HF).

Permeabilität

Die Permeabilität bis zu einer Frequenz von 1000 Hz entlang der leichten und der schweren Richtung für eine $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schicht ($1,5 \text{ Pa}$, 100 W HF) mit einer Schichtdicke von $0,1 \mu\text{m}$ ist in Abbildung 4-52 dargestellt. Die Messungen bestätigen die magnetische Anisotropie der uniaxialen Schicht. Die Permeabilität in der leichten Richtung erreicht bei niedrigen Frequenzen hohe Werte von 3340, die mit zunehmender Frequenz gedämpft werden. In der schweren Richtung bleibt die Permeabilität über den gesamten Frequenzbereich bis 1000 Hz konstant bei 520.

Abbildung 4-53 stellt die Permeabilitätsmessungen der untersuchten $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{18}\text{B}_{12}\text{Si}_{12}$ -Schicht dar. In der leichten Richtung besitzt diese Schicht bis zu 10 Hz eine Permeabilität von 1825, die dann auf 340 bei 1000 Hz sinkt. In der schweren Richtung liegt die Permeabilität über den gesamten Frequenzbereich bis 1000 Hz bei einem konstanten Wert von 830. Die Ursache für dieses Verhalten ist in den unterschiedlichen Magnetisierungsprozessen entlang der leichten und schweren Richtungen begründet.

Die Charakterisierung der HF-Permeabilität für den MHz- bis GHz-Frequenzbereich erfolgte mit dem Pick-up-Spulen-Permeameter und für Referenzmessungen mit einem Mikrostreifen-Permeameter. Abbildung 4-54 gibt den Verlauf des Real- und Imaginärteils der HF-Permeabilität der bereits mit dem SQUID-Magnetometer untersuchten $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schicht mit einer Dicke von $0,1 \mu\text{m}$ für die leichte und schwere Richtung wieder. Diese Schicht erreicht im Vergleich zu den CoB-Schichten in der schweren Richtung infolge der höheren Sättigungsmagnetisierung (1,8 T) und der höheren Anisotropiefeldstärke (3,5 mT) eine höhere Resonanzfrequenz von 2,3 GHz. Diese experimentell ermittelte Resonanzfrequenz stimmt gut mit der nach Gl. 2.28 berechneten ferromagnetischen Resonanzfrequenz (2,2 GHz) überein.

Die $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{18}\text{B}_{12}\text{Si}_{12}$ -Schicht, die ebenfalls eine Schichtdicke von $0,1 \mu\text{m}$ besitzt, erreicht infolge der geringeren Sättigungsmagnetisierung (1,5 T) und geringeren Anisotropiefeldstärke (2,1 mT) nur eine Resonanzfrequenz von 1,6 GHz (Abb. 4-55). Auch für dieses Schichtsystem ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit der nach Gl. 2.28 berechneten ferromagnetischen Resonanzfrequenz.

Abbildung 4-56 und 4-57 stellen die mit dem Mikrostreifen-Permeameter durchgeführten Referenzmessungen dar, die die HF-Eigenschaften der FeCoBSi-Schichten bestätigen. Die Messungen erlauben eine Anpassung an den theoretischen Verlauf der HF-Permeabilität, wie er durch die Landau-Lifschitz-Gleichung beschrieben wird. Außerdem lassen sich die Permeabilitäten, 500 für die $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ - und 780 für die $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{18}\text{B}_{12}\text{Si}_{12}$ -Schicht, direkt angeben. Diese Werte stimmen mit den aus den SQUID-Messungen bestimmten Permeabilitäten ebenfalls gut überein. Die $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schichten zeigen, bedingt durch ihr Permeabilitätsspektrum bis über 2 GHz, die besten HF-Eigenschaften der untersuchten amorphen Schichtmaterialien.

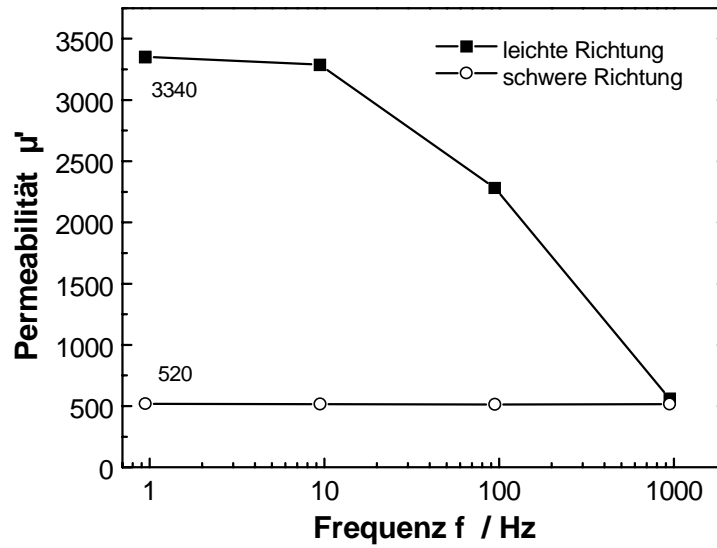


Abb. 4-52: Permeabilität (SQUID-Magnetometer) in leichter und schwerer Richtung für eine FeCoBSi-Schicht (\varnothing 75 mm $Fe_{67}Co_{14}B_{16}Si_1$ -Target) mit einer Dicke von $0,1 \mu\text{m}$ (1,5 Pa, 100 W HF).

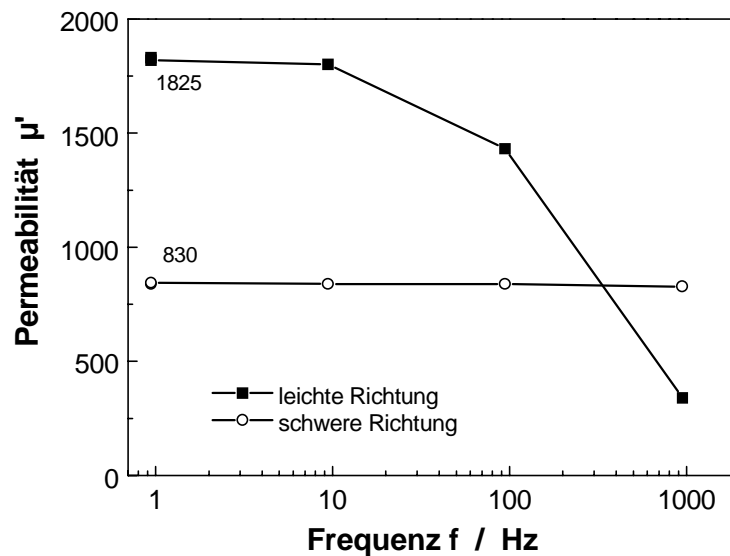


Abb. 4-53: Permeabilität (SQUID-Magnetometer) in leichter und schwerer Richtung für eine FeCoBSi-Schicht (\varnothing 75 mm $Fe_{60}Co_{15}B_{15}Si_{10}$ -Target) mit einer Dicke von $0,1 \mu\text{m}$ (1,5 Pa, 100 W HF).

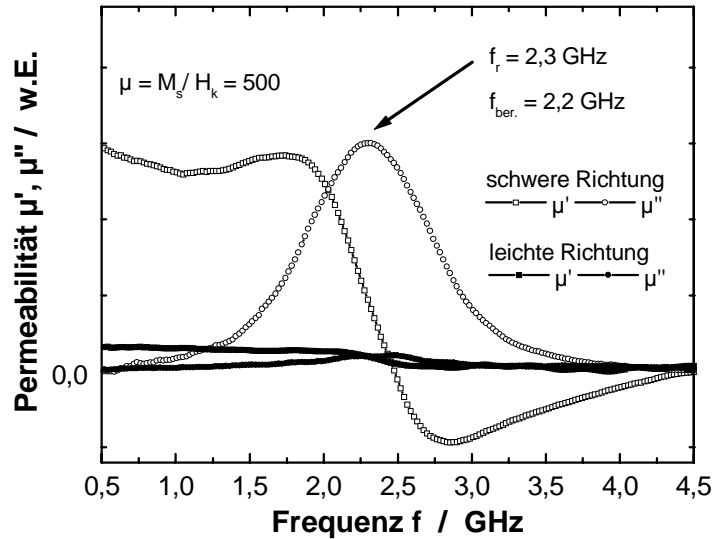


Abb. 4-54: HF-Permeabilität (Pick-up-Spulen-Permeameter) in leichter und schwerer Richtung für eine FeCoBSi-Schicht (\varnothing 75 mm Fe₆₇Co₁₄B₁₆Si₁-Target) mit einer Dicke von 0,1 μ m (1,5 Pa, 100 W HF).

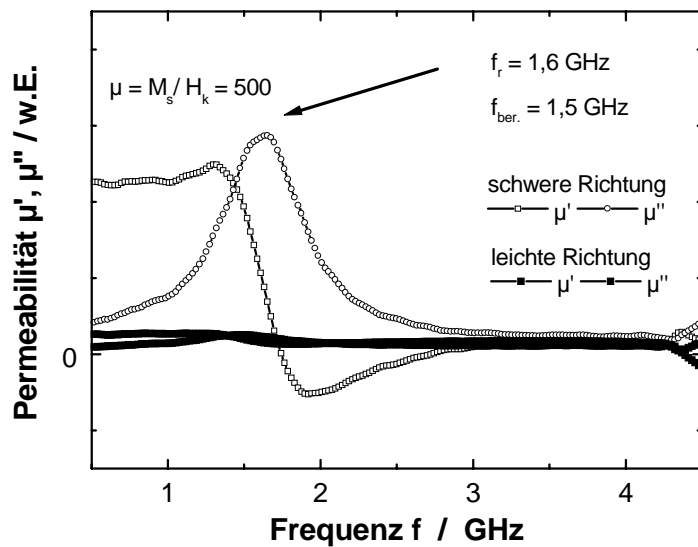


Abb. 4-55: HF-Permeabilität (Pick-up-Spulen-Permeameter) in leichter und schwerer Richtung für eine FeCoBSi-Schicht (\varnothing 75 mm Fe₆₀Co₁₅B₁₅Si₁₀-Target) mit einer Dicke von 0,1 μ m (1,5 Pa, 100 W HF).

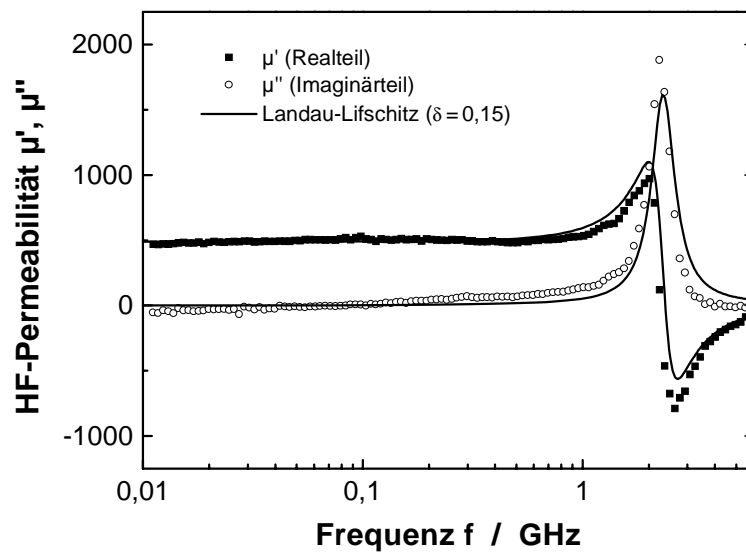


Abb. 4-56: HF-Permeabilität (Mikrostreifen-Permeameter) in schwerer Richtung einer FeCoBSi-Schicht (\varnothing 75 mm $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ -Target) mit einer Dicke von $0,1 \mu\text{m}$ (1,5 Pa, 100 W HF).

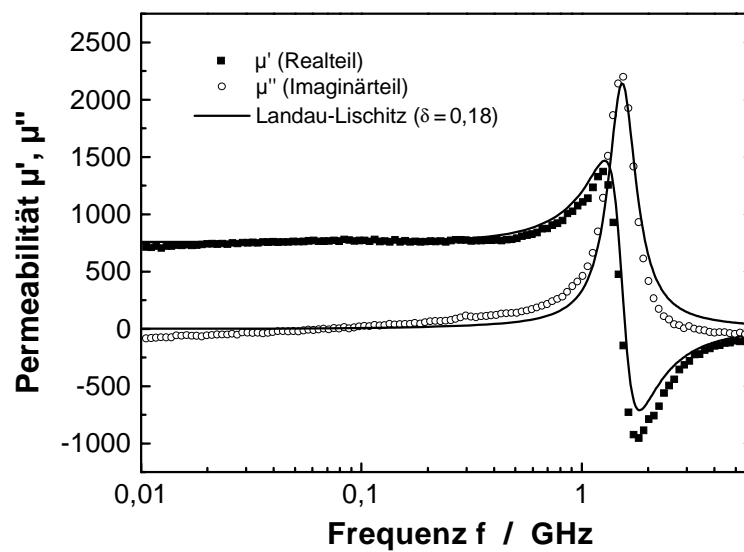


Abb. 4-57: HF-Permeabilität (Mikrostreifen-Permeameter) in schwerer Richtung für eine FeCoBSi-Schicht (\varnothing 75 mm $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{15}\text{B}_{15}\text{Si}_{10}$ -Target) mit einer Dicke von $0,1 \mu\text{m}$ (1,5 Pa, 100 W HF).

Schichtdickenabhängigkeit der Permeabilität

Wie für die ausführlich beschriebenen CoB-Schichten wurde für die $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schichten die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Schichtdicke untersucht und in Abbildung 4-58 zusammengefasst. Zum Vergleich der Messungen ist die aus den gemessenen Materialdaten ($\rho = 1,3 \mu\Omega\text{m}$ und $\mu = 500$) berechnete Wirbelstromgrenzfrequenz f_{WG} mit aufgetragen.

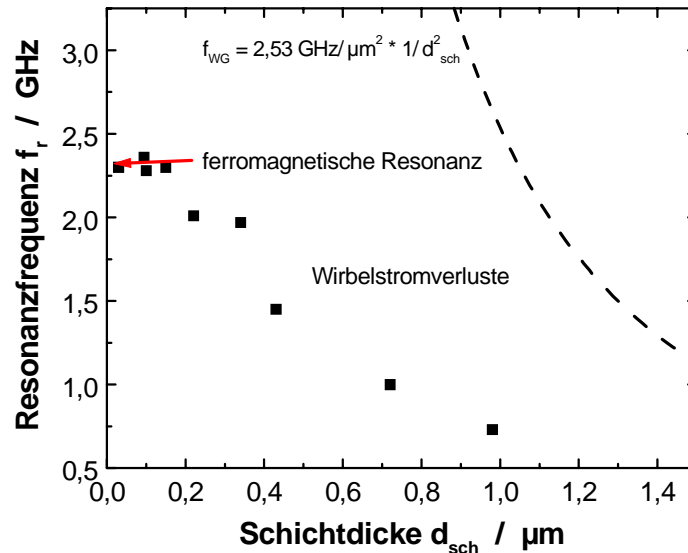


Abb. 4-58: Resonanzfrequenz als Funktion der Dicke von FeCoBSi-Schichten ($\varnothing 75 \text{ mm}$ $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ -Target), die mit den gleichen Sputterbedingungen (1,5 Pa, 100 W HF) hergestellt wurden. Zum Vergleich ist die berechnete Wirbelstromgrenzfrequenz f_{WG} (Gl. 2-27) aufgetragen.

Für dünne Schichten bis $0,15 \mu\text{m}$ erhält man konstante Werte der Resonanzfrequenz von 2,3 GHz. Mit zunehmender Schichtdicke reduziert sich diese Resonanzfrequenz zu kleineren Werten, bis 0,75 GHz für $0,98 \mu\text{m}$ dicke Schichten, hin. Dieses Verhalten kann wiederum durch die Zunahme von Wirbelstromverlusten für dickere Schichten erklärt werden. Diese Wirbelstromverluste verringern das Frequenzspektrum der Permeabilität.

Abbildung 4-59 stellt den Verlauf der HF-Permeabilität der $0,98 \mu\text{m}$ dicken FeCoBSi-Schicht dar. Der Imaginärteil der Permeabilität ist hier stark verbreitert und zeigt eine Resonanzfrequenz von weniger als einem GHz. Dieses Verhalten kann auf die Anregung von Wirbelströmen zurückgeführt werden, die zu einer Reduzierung des Permeabilitätsspektrums führen.

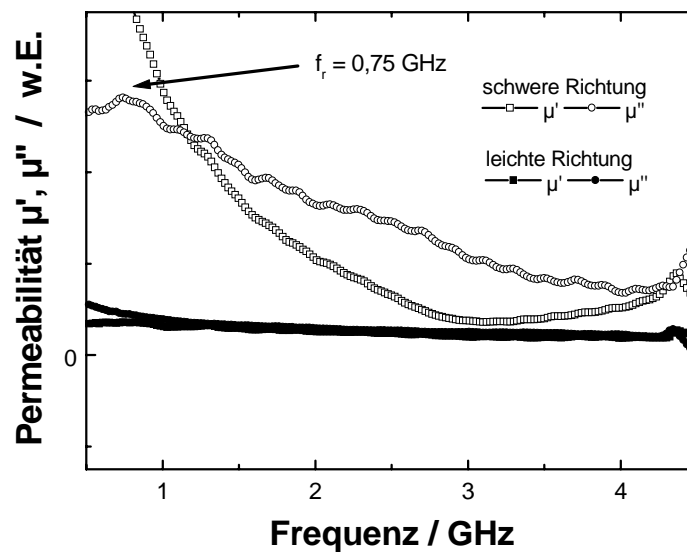


Abb. 4-59: HF-Permeabilität (Pick-up-Spulen-Permeameter) in leichter und schwerer Richtung für eine FeCoBSi-Schicht (\varnothing 75 mm $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{15}\text{B}_{15}\text{Si}_{10}$ -Target) mit einer Dicke von $0,98 \mu\text{m}$ ($1,5 \text{ Pa}$, 100 W HF).

Spannungsabhängige Permeabilität

Um den Einfluss von äußeren Spannungen auf die HF-Permeabilität experimentell bei MHz- bis GHz-Frequenzen zu untersuchen, wurden $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{19}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schichten ($0,1 \mu\text{m}$) auf Si/SiO₂-Biegebalken mit einer Anisotropieachse senkrecht zur Längsrichtung der Substrate abgeschieden. Abbildung 4-60 zeigt den Verlauf der bei 350 MHz gemessenen normierten Permeabilität $\Delta\mu/\mu_{a=0}$ und der Resonanzfrequenz als Funktion der Auslenkung des Biegebalkens und der berechneten Dehnung und Spannung. Die dargestellte positiv magnetostruktive FeCoBSi-Schicht zeigt einen anderen Verlauf der Permeabilitätsänderung als die in Abbildung 4-32 abgebildete negativ magnetostruktive CoB-Schicht. So nimmt die Permeabilität im Zugspannungsbereich für diese Probe stetig ab, wohingegen für die CoB-Schicht die Permeabilität weiter ansteigt. Die Ursache für das unterschiedliche Verhalten kann auf eine nicht ganz perfekte Orientierung der leichten Richtung senkrecht zum Biegebalken zurückgeführt werden.

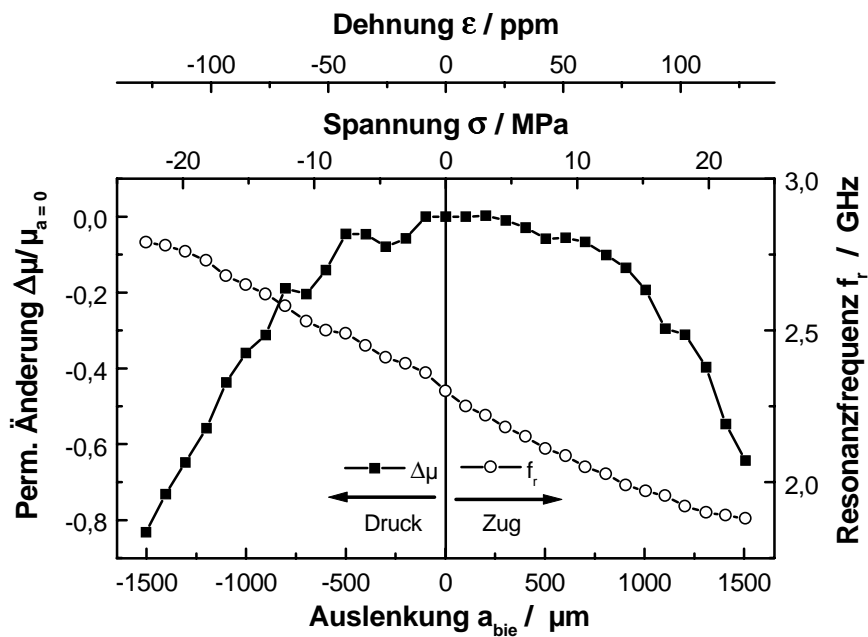


Abb. 4-60: Verlauf der normierten HF-Permeabilität $\Delta\mu/\mu_{a=0}$ und Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der Auslenkung eines mit einer $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{19}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schicht ($0,1 \mu\text{m}$) beschichteten Si/SiO_2 -Biegebalken ($1,5 \text{ Pa}$, 100 W HF).

Die FeCoBSi-Biegestruktur erreicht bei einer Dehnung von $\varepsilon = 75 \text{ ppm}$ eine hohe Empfindlichkeit für äußere Spannungen mit einem FOM von 2500. Die Resonanzfrequenz nimmt für die FeCoBSi-Schicht ausgehend von Werten bis 2,7 GHz im Druckspannungsbereich im Zugspannungsbereich kontinuierlich bis auf Werte von 1,9 GHz ab. Diese Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der äußeren Spannung verhält sich entgegengesetzt zu der zuvor dargestellten negativ magnetostriktiven CoB-Schicht (Abb. 4-32). Dieser Unterschied erklärt sich wiederum durch das unterschiedliche Vorzeichen der Magnetostriktion, das ein anderes Vorzeichen des zusätzlich wirkenden magnetoelastischen Anteils der Anisotropieenergie induziert (Gl. 2.8).

4.2.2 Getemperte Schichten

Die thermische Stabilität der magnetischen Eigenschaften von $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schichten wurde charakterisiert, um die Integrationsfähigkeit in bestehende Halbleiterfertigungsprozesse zu überprüfen. Da einige dieser Prozesse höhere Temperaturen ($> 400^\circ\text{C}$) benötigen, wurde der Einfluss verschiedener Wärmebehandlungen auf den Aufbau und die Eigenschaften der Schichten untersucht.

4.2.2.1 Schichtaufbau

Abbildung 4-61 zeigt die Röntgendiffraktogramme (θ - 2θ) von bei unterschiedlichen Temperaturen (225, 330 und 425°C) ohne Magnetfeld 60 min lang im Rohofen getemperten FeCoBSi-Schichten (\varnothing 75 mm $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ -Target) mit Schichtdicken von jeweils $0,1 \mu\text{m}$. Die Schichten wurden mit den gleichen Sputterparametern (1,5 Pa, 100 W HF) bei einem Beschichtungsdurchgang hergestellt. Wie die dargestellten Messungen zeigen, beginnen die Schichten bei höheren Anlasstemperaturen ($> 225^\circ\text{C}$) unter der Bildung der kubisch-raumzentrierten FeCo-Phase zu kristallisieren. Diese Ergebnisse stehen wiederum in guter Übereinstimmung mit den kalorimetrischen DSC-Messungen, die ein Einsetzen der Kristallisation ab 300°C zeigten (Abb. 4-43a).

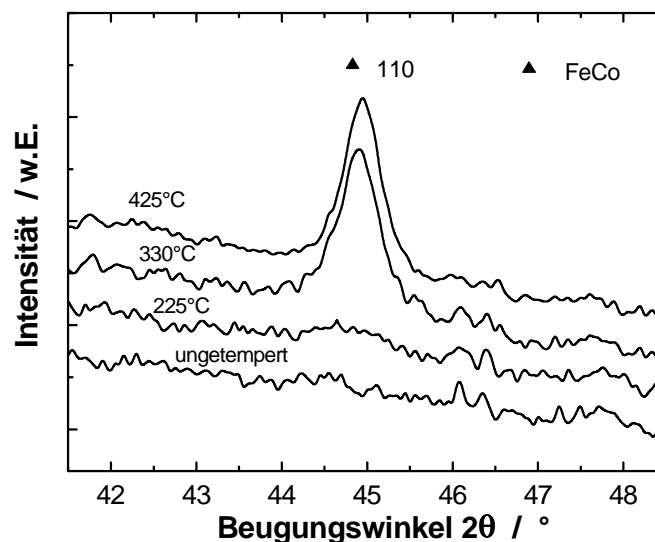


Abb. 4-61: Röntgendiffraktogramme (θ - 2θ) von bei unterschiedlichen Temperaturen (225, 330 und 425°C) ohne Magnetfeld 60 min lang angelassenen FeCoBSi-Schichten (\varnothing 75 mm $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ -Target) mit einer Dicke von $0,1 \mu\text{m}$. Zur Phasenidentifikation ist der Beugungsreflex der FeCo-Phase (ASTM PDF 44-1433) dargestellt.

Die Kristallisation bestätigt sich auch in den elektronenmikroskopischen Aufnahmen der in Abbildung 4-62 dargestellten bei 425°C getemperten FeCoBSi-Schicht. Die HRTEM-Aufnahme der Schicht zeigt einen deutlichen Hell-Dunkel-Kontrast und Bereiche in denen Netzebenen erkennbar sind. Im Beugungsbild sind ebenfalls Reflexe sichtbar, eine genaue Phasidentifikation ist jedoch nicht möglich.

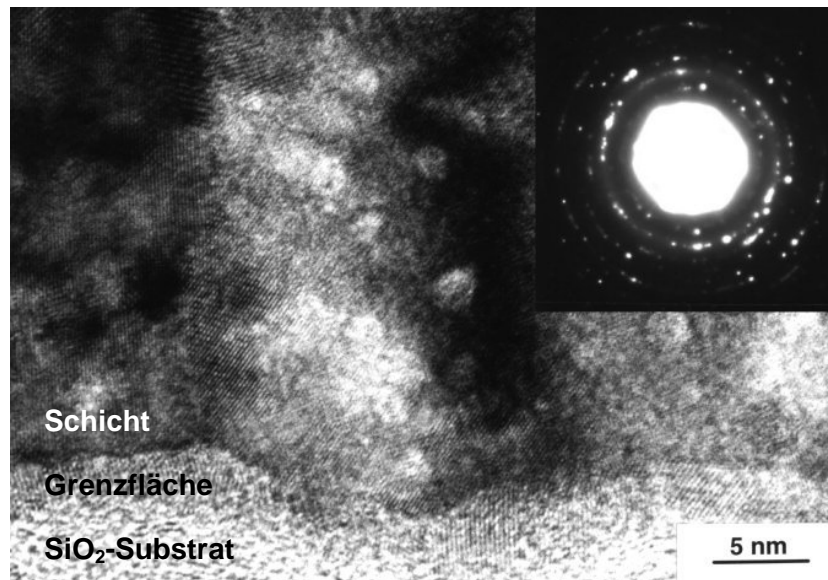


Abb. 4-62: HRTEM-Aufnahme (Querschnittspräparation) und Elektronenbeugung einer bei 425°C getemperten FeCoBSi-Schicht (\varnothing 75 mm Fe₆₇Co₁₆B₁₄Si₁-Target).

4.2.2.2 Schichteigenschaften

Die Magnetisierungskurven parallel und senkrecht zur Richtung des während der Beschichtung angelegten Magnetfeldes für die bei 425°C getemperte FeCoBSi-Schicht zeigt Abbildung 4-63. Die Koerzitivfeldstärke dieser Schicht hat sich auf 2 mT nach der Temperung erhöht, während die Sättigungsmagnetisierung weiterhin bei 1,8 T liegt. Nach der Wärmebehandlung zeigt die Schicht keine uniaxiale Anisotropie mehr. Dieses Gesamtverhalten kann durch die Bildung der kristallinen, ferromagnetischen FeCo-Phase erklärt werden. So führt die im amorphen Zustand fehlende Kristallanisotropie für die kristalline FeCo-Phase zu einer Erhöhung der Koerzitivfeldstärke.

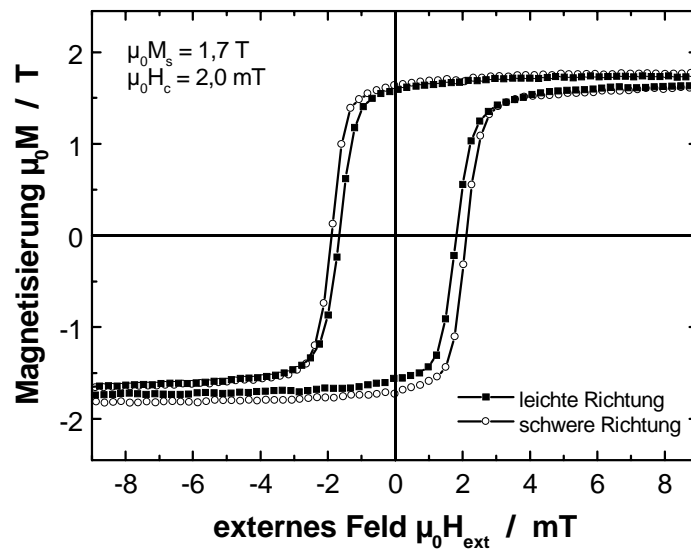


Abb. 4-63: Magnetisierungskurven parallel und senkrecht zur induzierten Anisotropieachse einer bei 425°C ohne Magnetfeld 60 min lang getemperten FeCoBSi-Schicht mit einer Dicke von 0,1 μm (1,5 Pa, 100 W HF).

Neben den ohne Magnetfeld getemperten Proben wurde exemplarisch eine Schicht 30 min lang im Magnetfeld getempert, um Aufschlüsse über die thermische Stabilität der Anisotropierichtung zu erhalten. Die Magnetisierungskurve dieser im Magnetfeld (65mT), senkrecht zur induzierten Anisotropieachse, bei 260°C angelassenen $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schicht stellt Abbildung 4-64 dar.

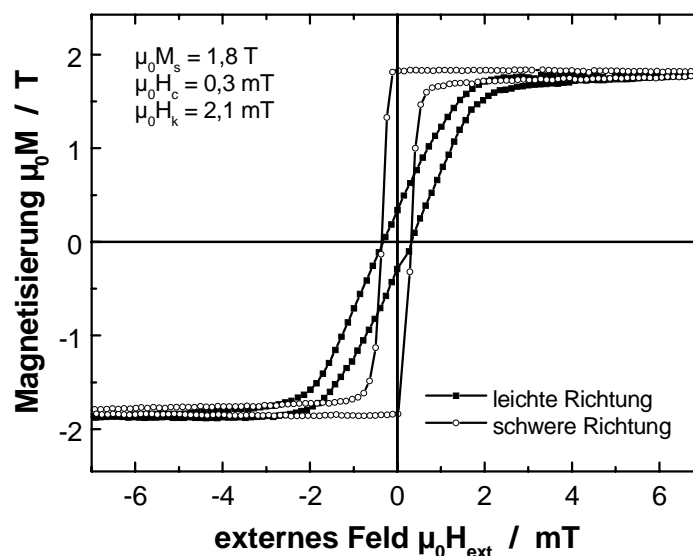


Abb. 4-64: Magnetisierungskurven in leichter und schwerer Richtung einer bei 260°C im Magnetfeld (65 mT) 30 min lang senkrecht zur induzierten Anisotropieachse getemperten FeCoBSi-Schicht mit einer Dicke von 0,1 μm (1,5 Pa, 100 W HF).

Die Temperaturbedingungen (Temperatur und Temperaturdauer) mussten, da für dieses Experiment der in Kapitel 3.1.5 beschriebene Magnetfeldtemperofen verwendet wurde, gegenüber der zuvor beschriebenen Versuchsserie angepasst werden. Die Anisotropieachse dieser amorphen Schicht konnte durch die Wärmebehandlung gedreht werden, das Anisotropiefeld reduzierte sich jedoch auf 2,1 mT. Dies führt zu einer Reduzierung der Resonanzfrequenz auf 1,9 GHz und zu einem Ansteigen der Permeabilität auf eine mit Hilfe der Stoner-Wohlfarth-Beziehung ($\mu = M_s / H_k$) abgeschätzten Permeabilität von 860 (Abb. 4-65).

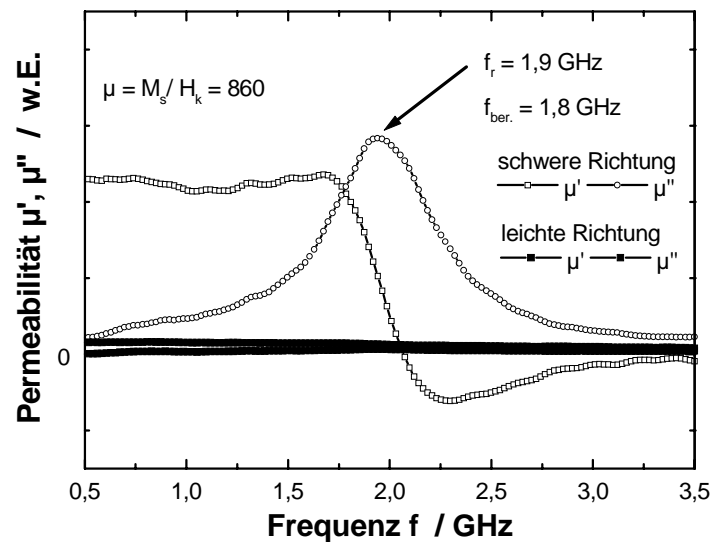


Abb. 4-65: HF-Permeabilität (Pick-up-Spulen-Permeameter) in leichter und schwerer Richtung einer bei 260°C im Magnetfeld (65 mT) 30 min lang senkrecht zur induzierten Anisotropieachse getemperten FeCoBSi-Schicht mit einer Dicke von 0,1 μm .

4.3 Aufskalierung von amorphen FeCoBSi-Schichten

Ausgehend von der in den beiden vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Entwicklung amorpher, hochfrequenztauglicher Schichten von Sputtertargets mit einem Durchmesser von 75 mm ($\text{Co}_{79}\text{B}_{21}$ -, $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ - und $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{15}\text{B}_{15}\text{Si}_{10}$ -Target), wurde zur Realisierung von ersten Mikroinduktorstrukturen das Aufskalieren auf Targets mit einem Durchmesser von 152 mm erforderlich. Dieser Übergang auf einen größeren Targetdurchmesser diente zur großflächigeren und homogeneren Beschichtung von oxidierten Si-Wafern (\varnothing 100 mm), die als Substrat zur Prozessierung der Mikrostrukturen verwendet wurden. Als Targetmaterial für die Aufskalierung wurde das $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{16}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ -Schichtsystem mit den besten Hochfrequenzeigenschaften im Hinblick auf die Permeabilität und die Resonanzfrequenz ausgewählt.

4.3.1 Abgeschiedene Schichten

Substrattemperatur

Die Substrattemperatur beeinflusst, wie in Kapitel 2.5.2 ausgeführt, maßgeblich die Diffusionsprozesse zur Bildung der wachsenden Schicht und thermisch induzierten Eigenspannungen. Deshalb wurde für das hier verwendete große $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{14}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Sputtertarget (\varnothing 152 mm) die Beschichtungstemperatur mit Hilfe eines direkt unter dem Sputtertarget auf dem Substratteller angebrachten Ni-CrNi-Thermoelementes gemessen. Abbildung 4-66 gibt den Verlauf der Substrattemperatur über der Zeit nach dem Zünden des FeCoBSi-Target in Abhängigkeit von der angelegten Sputterleistung (100, 150 und 250 W HF) und des Ar-Sputterdrucks (0,5 und 1,5 Pa) wieder.

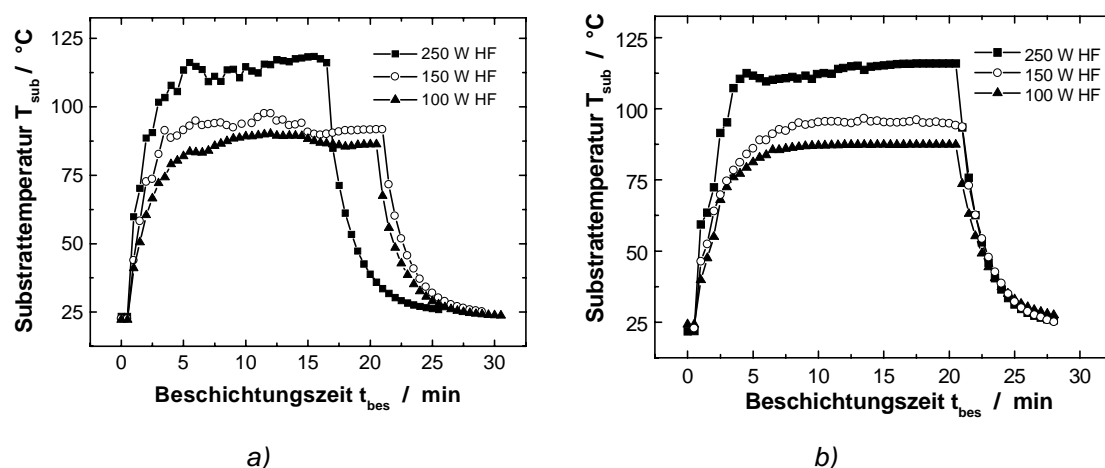


Abb. 4-66: Substrattemperatur als Funktion der Beschichtungszeit für unterschiedliche HF-Leistungen bei a) 0,5 Pa und bei b) 1,5 Pa Ar-Sputterdruck.

Die Messungen zeigen einen ähnlichen Verlauf, etwa den beobachteten Anstieg der Substrattemperatur bei höheren HF-Sputterleistungen, wie für das in Abbildung 4-1 dargestellte CoB-Target. Für die untersuchte Abhängigkeit vom Ar-Sputterdruck (0,5 und 1,5 Pa) ergaben sich insgesamt keine deutlichen Unterschiede in den Beschichtungstemperaturen.

4.3.1.1 Schichtaufbau

Optimierung der Schichteigenspannungen

Wie für die zuvor ausführlich beschriebene Herstellung von amorphen Schichten mit den kleineren Targets (\varnothing 75 mm) erfolgte für dieses Target ebenfalls eine Anpassung der Sputterparameter (Ar-Sputterdruck und HF-Leistung) im Hinblick auf die Reduzierung der Eigenspannungen. Abbildung 4-67 zeigt die Abscheiderate und Eigenspannungen der Schichten als Funktion des Ar-Sputterdrucks (0,5 bis 2,0 Pa) bei konstanter HF-Leistung (250 W HF). Die Abscheiderate verbleibt über den gesamten untersuchten Druckbereich bei 4,4 bis 4,2 nm/s mit einer leicht abnehmenden Rate bei höheren Drücken, wohingegen die Zugeigenspannungen mit zunehmendem Druck auf fast 800 MPa ansteigen.

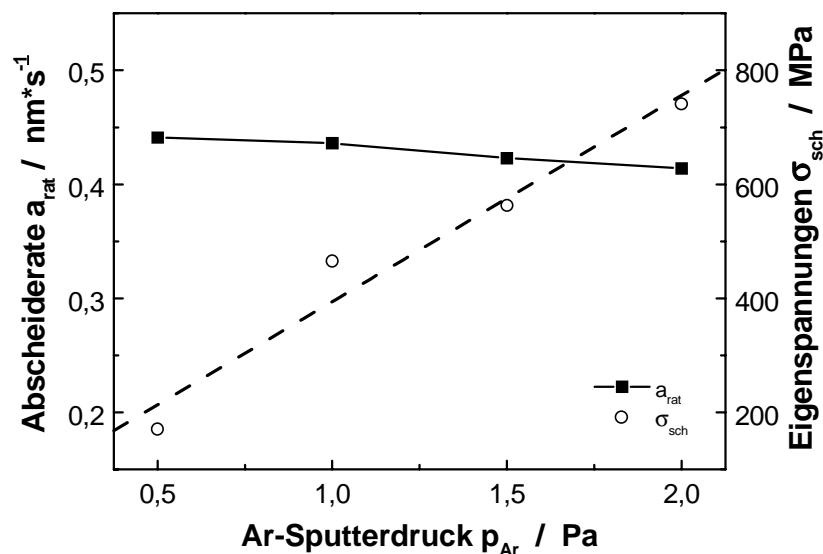


Abb. 4-67: Abscheiderate und Eigenspannungen von FeCoBSi-Schichten (\varnothing 152 mm $Fe_{66}Co_{17}B_{16}Si_1$ -Target) mit einer Dicke von 0,9 - 1,3 μm in Abhängigkeit von der HF-Leistung bei konstanter Sputterleistung (250 W HF).

In einer weiteren Versuchsreihe wurde die HF-Leistung von 150 bis auf 300 W HF variiert. Hier nimmt, wie für die CoB- und FeCoBSi-Schichtsysteme, die Abscheiderate mit höherer Leistung zu, wobei die Eigenspannungen im positiven Zugspannungsbereich zwischen 170 und 280 MPa variieren (Abb. 4-68). Auf Basis dieser Vorversuche wurden für die weitere Entwicklung der Parametersatz (0,5 Pa, 250 W HF) mit dem geringsten Eigenspannungsanteil ausgewählt.

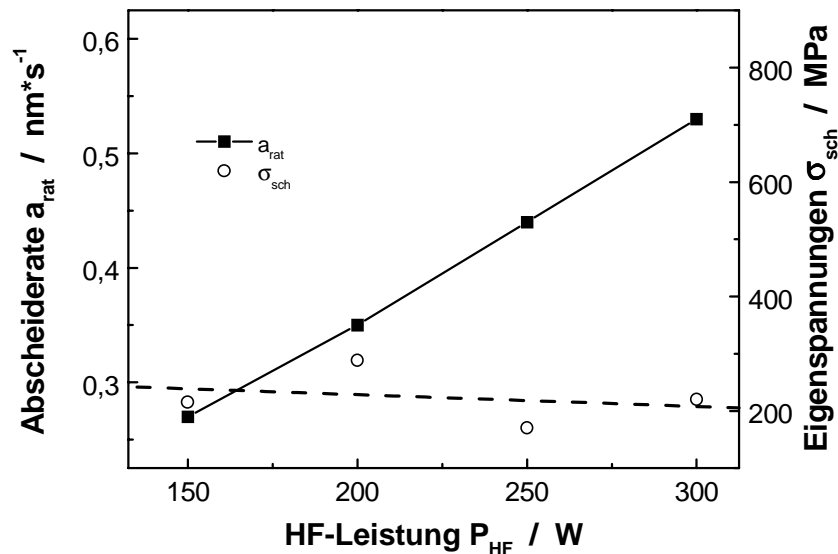


Abb. 4-68: Abscheiderate und Eigenspannungen von FeCoBSi-Schichten (\varnothing 152 mm $Fe_{66}Co_{17}B_{16}Si_1$ -Target) mit einer Dicke von 0,9 - 1,2 μm in Abhängigkeit von der HF-Leistung bei konstantem Ar-Sputterdruck (0,5 Pa).

Laterale Abhängigkeit der Schichtdicke

Abbildung 4-69 zeigt die Schichtdickenverteilung eines im Magnetfeld beschichteten oxidierten Si-Wafers (\varnothing 100 mm) parallel (x-Richtung) und senkrecht (y-Richtung) zum Magnetfeld. Die gemessene Dicke der FeCoBSi-Schicht bleibt bis ca. 30 mm vom Zentrum des Wafers in einem Bereich von 10 % Schichtdickenabweichung. Die Verteilung zeigt insgesamt kein charakteristisches Profil. Das leicht verschobene Schichtdickenmaximum in x-Richtung bzw. der kontinuierliche Anstieg der Schichtdicke in y-Richtung zum Drehpunkt des Substrattellers deuten auf eine nicht optimal angepasste Blenden- bzw. Substratposition hin. Auch müsste die Schichtdickenverteilung über dem gesamten Wafer, etwa durch Rotation des Beschichtungstellers während der Abscheidung, auf in der Halbleiterindustrie übliche Schichtdickenvariationen von unter 5 % angepasst werden. Zur Realisierung von ersten Labormustern ist die Schichtdickenhomogenität aber zunächst ausreichend.

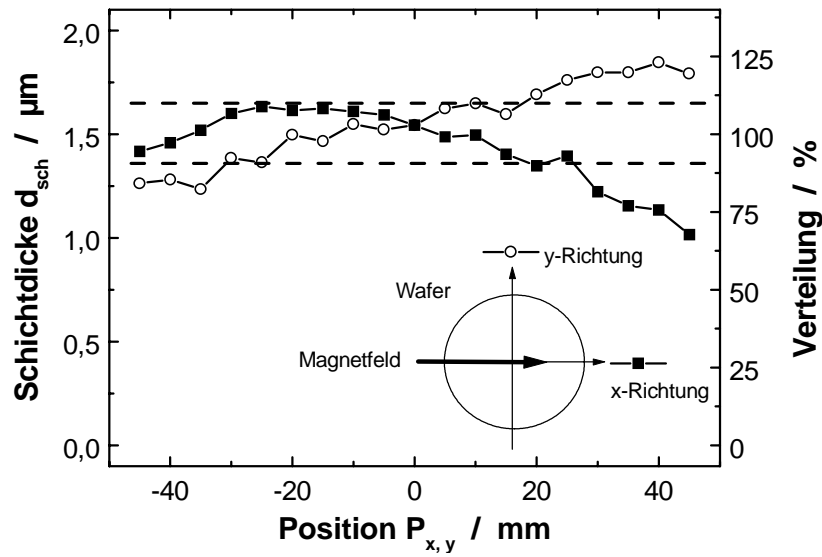


Abb. 4-69: Schichtdickenverteilung eines mit einer FeCoBSi-Schicht (\varnothing 152 mm $Fe_{66}Co_{17}B_{16}Si_1$ -Target) beschichteten 100 mm Si-Wafers in x- und y-Richtung (0,5 Pa, 250 W HF). Innerhalb der waagrechten Linien beträgt die Schichtdickenabweichung 10 %.

Struktur und Gefüge

In Abbildung 4-70 sind die Röntgendiffraktogramme (θ - 2θ) im Winkelbereich von 20 bis 80° für eine FeCoBSi-Schicht (0,5 Pa und 250 W HF) und für ein unbeschichtetes Si/SiO₂-Substrat dargestellt.

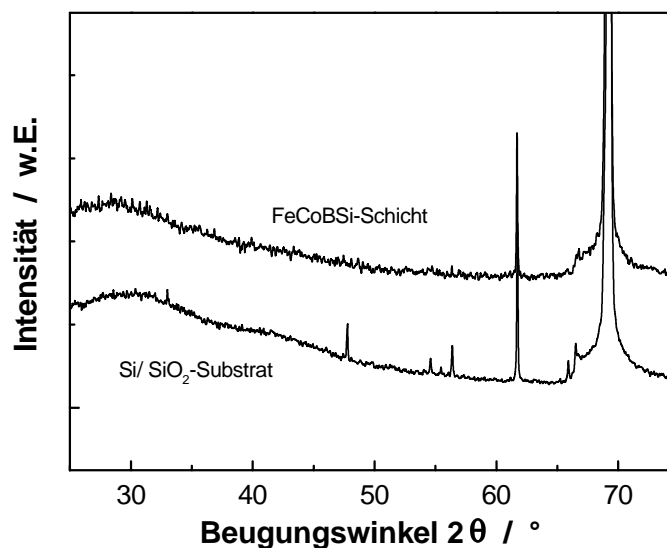


Abb. 4-70: Röntgendiffraktogramme (θ - 2θ) einer FeCoBSi-Schicht (\varnothing 152 mm $Fe_{66}Co_{17}B_{16}Si_1$ -Target) mit einer Dicke von 0,1 μ m (0,5 Pa, 250 W HF) und eines unbeschichteten Si/SiO₂-Substrats.

Die Messungen zeigen bis auf die scharfen Si-Einkristallreflexe bei $69,2^\circ$ (K_α) und $61,7^\circ$ (K_β) keine weiteren Beugungsreflexe, so dass von einem röntgenamorphen Aufbau dieser FeCoBSi-Schichten ausgegangen werden kann. Die durchgeführten elektronenmikroskopischen Untersuchungen bestätigen dies teilweise. Die in Abbildung 4-71 gezeigte REM-Querschnittsaufnahme lässt keine genauen Aussagen über die Mikrostruktur der untersuchten FeCoBSi-Schicht zu. Die Schicht ist kompakt angewachsen und zeigt keine Kristallite. Ob allerdings kleine nanokristalline Bereiche in einer weitgehend amorphen Matrix vorliegen, lässt sich erst durch Untersuchungen im Transmissionselektronenmikroskop eindeutig verifizieren.

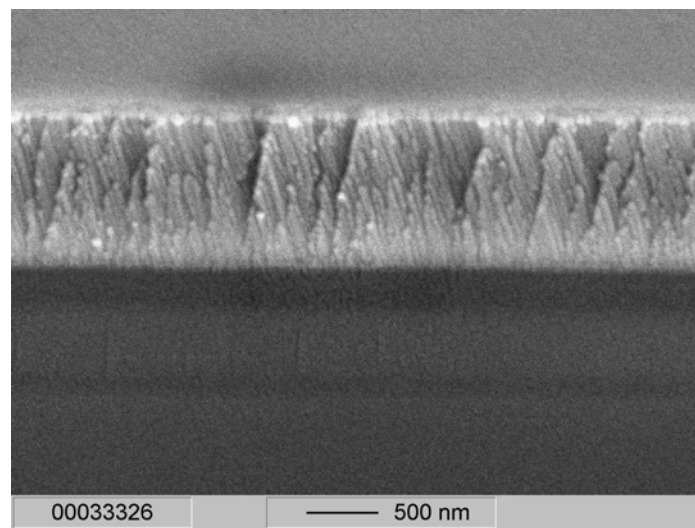


Abb. 4-71: Rastermikroskopische Aufnahme einer amorphen FeCoBSi-Schicht (\varnothing 152 mm $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{17}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Target) mit einer Dicke von 1,0 μm (0,5 Pa, 250 W HF).

Chemische Zusammensetzung

Tabelle 4-5 stellt die Ergebnisse der Mikrosondenanalysen der beiden exemplarisch untersuchten Schichten, die mit dem $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{17}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Target abgeschieden wurden, dar. Die Schichtzusammensetzung mit $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{18}\text{B}_{15}\text{Si}_1$ gibt, bis auf einen leichten Borverlust, die des Targetmaterials wider.

Target	HF-Leistung [W]	Ar-Druck [Pa]	Schichtdicke [μm]	Zusammensetzung [At.-%]
$\text{Fe}_{66}\text{Co}_{17}\text{B}_{16}\text{Si}_1$	250	0,5	1,2	$\text{Fe}_{66}\text{Co}_{18}\text{B}_{15}\text{Si}_1$
$\text{Fe}_{66}\text{Co}_{17}\text{B}_{16}\text{Si}_1$	200	2,0	1,0	$\text{Fe}_{66}\text{Co}_{18}\text{B}_{15}\text{Si}_1$

Tabelle 4-5: Sputterbedingungen und chemische Zusammensetzung von FeCoBSi-Schichten.

Abbildung 4-72 zeigt ein mit der Augersonde aufgenommenes AES-Tiefenprofil der chemischen Zusammensetzung einer 0,12 μm dicken FeCoBSi-Schicht (0,5 Pa, 250 W). Aus dem Verlauf erkennt man neben einem geringen Anteil von Kohlenstoff auch eine an der Oberfläche bis zu einer Tiefe von ungefähr 10 nm ausgebildete Boroxidschicht bzw. FeCo(B)-Oxidschicht. Im tieferen Bereich bewegt sich die Zusammensetzung der Schicht bei $\text{Fe}_{59}\text{Co}_{18}\text{B}_{22}\text{Si}_1$, die einen gegenüber den mit der Mikrosonde gemessenen dickeren FeCoBSi-Schichten einen erhöhten Bor-Anteil aufweist. Im Bereich zur Grenzfläche des SiO_2 / Si-Substrates erkennt man, wie bereits in den oben dargestellten AES-Tiefenprofilen, eine breite, aus FeCo(B)-Oxid und FeCo(B)-Silikat bestehende Übergangszone, die tiefer in das Substrat (20 nm) hineinreicht. Diese ist allerdings nicht so deutlich ausgeprägt wie bei den zuvor behandelten Schichten (Abb. 4-8 und 4-42).

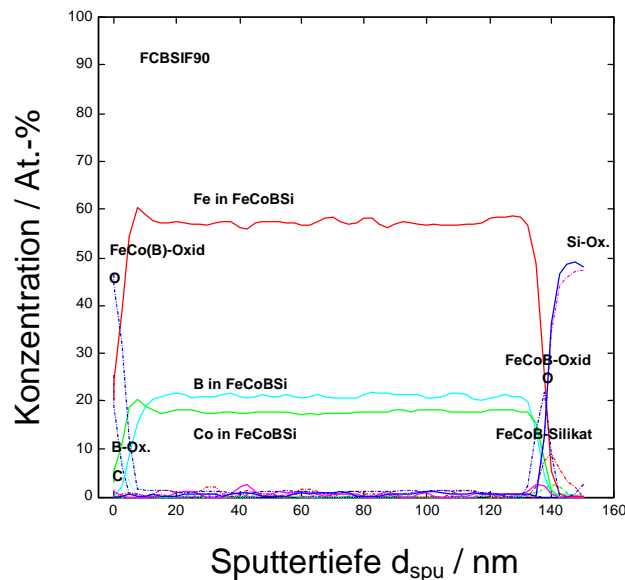


Abb. 4-72: Augertiefenprofil der Elementzusammensetzung für eine 0,13 μm dicke FeCoBSi-Schicht (\varnothing 152 mm $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{17}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Target).

Kalorimetrische Untersuchungen

Abbildung 4-73 gibt den Verlauf der DSC-Messungen einer freitragend hergestellten FeCoBSi-Schicht (0,5 Pa, 250 W HF) im Temperaturbereich von -25 bis 550°C wieder. Das Diagramm stellt den Wärmestrom über der Temperatur für zwei Aufheiz- und einen Abkühlzyklus dar. Der erste Aufheizzyklus gliedert sich dabei in drei Abschnitte, einen konstanten Bereich bis ca. 150°C und einen Bereich der Vernetzung bzw. Glasbildung der bis ca. 400°C reicht. Hieran schließt sich die Kristallisationsphase mit einem ausgeprägten Kristallisationspeak für den Wärmestrom bei 512°C an. Der folgende Abkühl- und zweite Aufheizzyklus zeigt, wie für die anderen amorphen Schichtsysteme, keine weiteren Umwandlungsbereiche, so dass die Probe bereits während der ersten Aufheizphase vollständig auskristallisierte.

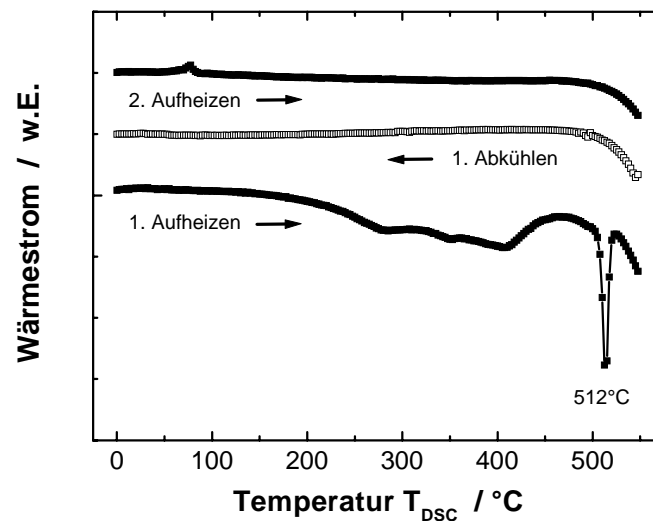


Abb. 4-73: Wärmestrommessungen (DSC) einer freitragenden FeCoBSi-Schicht (\varnothing 152 mm $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{17}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Target).

4.3.1.2 Schichteigenschaften

Elektrischer Widerstand

Die untersuchte FeCoBSi-Schicht, die mit dem großen Target hergestellt wurde, zeigte mit $1,3 \mu\Omega\text{m}$ den gleichen spezifischen Widerstand wie die Schicht, die mit dem kleineren Target und fast identischer Zusammensetzung hergestellt wurde. Tabelle 4-6 fasst die Herstellungsbedingungen und den spezifischen Widerstand dieser Schicht zusammen.

<i>Target</i>	<i>HF-Leistung</i> [W]	<i>Ar-Druck</i> [Pa]	<i>Schichtdicke</i> [μm]	<i>Widerstand</i> [$\mu\Omega\text{m}$]
Fe ₆₆ Co ₁₇ B ₁₆ Si ₁	250	0,5	1,1	1,3

Tabelle 4-6: Sputterbedingungen und spezifischer Widerstand von FeCoBSi-Schichten.

Magnetisierung

Wie bereits beschrieben, zeigt das Magnetisierungsverhalten der CoB- bzw. FeCoBSi-Schichten, die mit den kleinen Sputtertargets hergestellt wurden, eine große Abhängigkeit von den jeweiligen Sputterparametern. Für das große FeCoBSi-Target (\varnothing 152 mm) wurden ebenfalls der Ar-Sputterdruck und die HF-Leistung variiert und der Einfluss auf die Magnetisierung der Schichten untersucht. Im Unterschied zu den Schichten, die mit den Targets mit einem Durchmesser von 75 mm abgeschieden wurden, zeigten alle von diesem Target hergestellten FeCoBSi-Schichten eine uniaxiale Anisotropie mit hohen Anisotropiefeldstärken ($> 35 \text{ mT}$).

Abbildung 4-74 stellt die Abhängigkeit der Schichteigenspannungen und der Anisotropiefeldstärke über dem Ar-Sputterdruck für eine konstante Sputterleistung von 250 W HF dar. Hier bestätigt sich ebenfalls, dass der Ar-Sputterdruck einen entscheidenden Einfluss auf die Anisotropie der Schichten ausübt, so reduziert sich mit steigendem Druck die Anisotropie in den ca. $1 \mu\text{m}$ dicken Schichten von 33 mT bei 0,5 Pa auf 11 mT bei 2,0 Pa. Es besteht somit wieder ein direkter Zusammenhang zwischen den Zugeigenspannungen und der Anisotropie über die positive Magnetostriktion der Schichten.

Der Einfluss der HF-Leistung auf die Eigenspannungen und Anisotropie der Schichten ist nicht so ausgeprägt (Abb. 4-75). Die Schichteigenspannungen bewegen sich für HF-Leistungen von 150 bis 300 W im geringen Zugspannungsbereich bei ca. 220 MPa. Mit höherer HF-Leistung nimmt die Anisotropiefeldstärke nur geringfügig von 35 auf 28 mT ab. Für die weiteren Untersuchungen wurden die Sputterparameter mit 0,5 Pa Ar-Sputterdruck und 250 W HF-Leistung gewählt, da diese Schichten die geringsten Eigenspannungen aufwiesen.

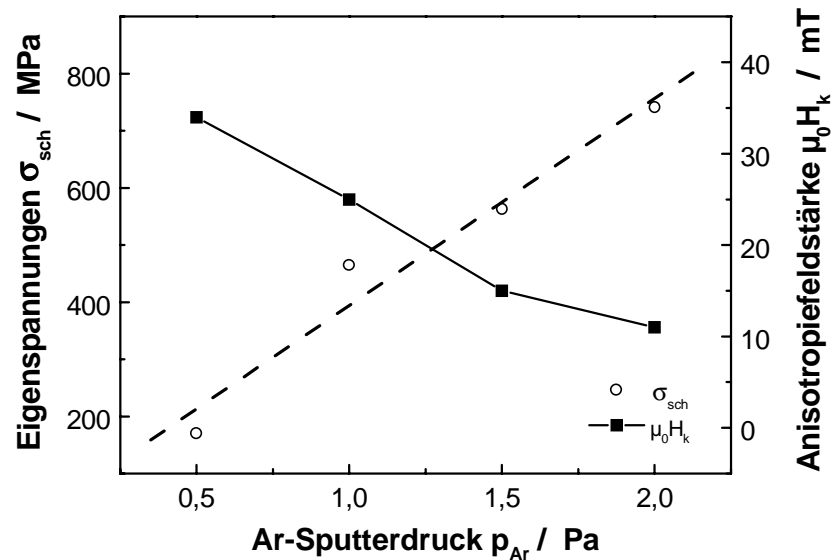


Abb. 4-74: *Eigenstressungen und Anisotropiefeldstärke von FeCoBSi-Schichten (\varnothing 152 mm $Fe_{66}Co_{17}B_{16}Si_1$ -Target) mit Dicken von 0,9 - 1,3 μ m in Abhängigkeit des Ar-Sputterdrucks bei konstanter Sputterleistung (250 W HF).*

Die Ursache der hohen Anisotropiefelder, die diese Schichten zeigten, wurde durch weiterführende Experimente zur Umorientierung der leichten Richtung während des Temperns im Magnetfeld untersucht (Kapitel 4.3.2.2).

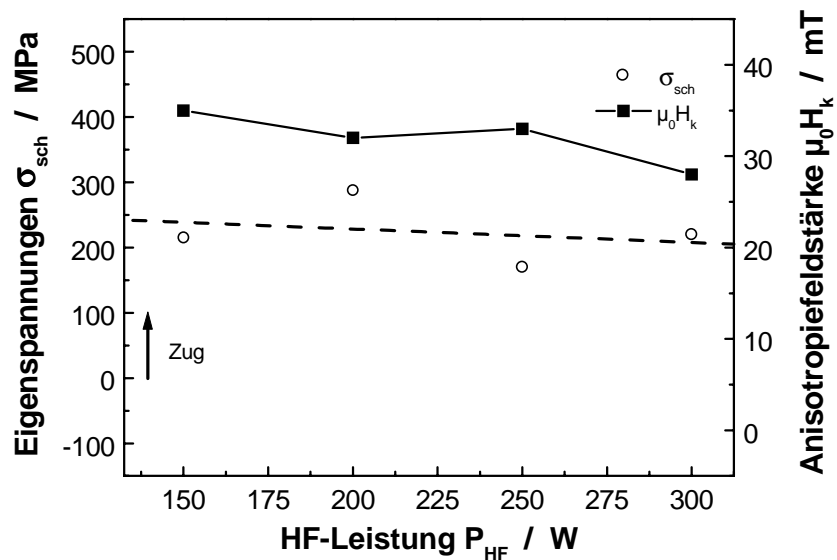


Abb. 4-75: *Eigenstressungen und Anisotropiefeldstärke von FeCoBSi-Schichten (\varnothing 152 mm $Fe_{66}Co_{17}B_{16}Si_1$ -Target) mit Dicken von 0,9 - 1,2 μ m in Abhängigkeit der HF-Leistung bei konstantem Ar-Sputterdruck (0,5 Pa).*

Die ausgeprägte uniaxiale Anisotropie einer 0,1 μm dicken $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{18}\text{B}_{15}\text{Si}_1$ -Schicht mit einem $\mu_0 H_k$ von 15 mT und einer Sättigungsmagnetisierung von 1,8 T ist in Abbildung 4-76 dargestellt. Diese Schicht zeigt eine geringere Anisotropie als die mit den gleichen Sputterparametern hergestellte Schicht mit einer Dicke von 1,0 μm . Der Zusammenhang zwischen Schichtdicke und Anisotropiefeldstärke wurde jedoch hier nicht systematisch untersucht.

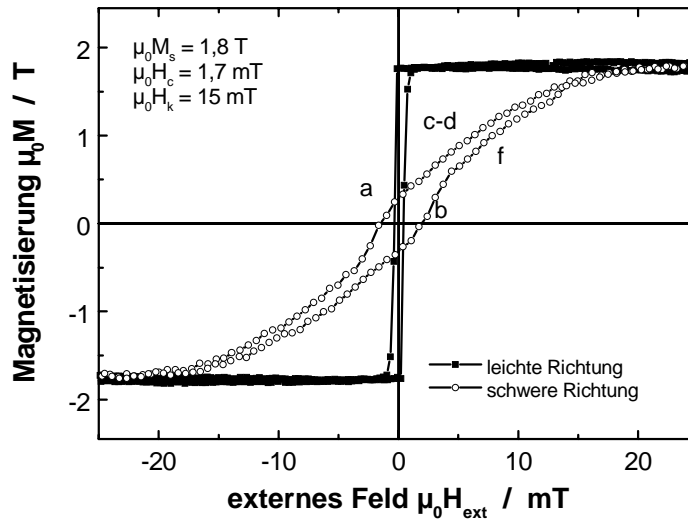


Abb. 4-76: Magnetisierungskurve in schwerer und leichter Richtung für eine FeCoBSi-Schicht (\varnothing 152 mm $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{17}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Target) mit einer Dicke von 0,1 μm (0,5 Pa, 250 W HF).

Domänenuntersuchungen

Abbildung 4-77 gibt die Domänenstruktur dieser FeCoBSi-Schicht für den entmagnetisierten Zustand und beim Aufmagnetisieren entlang der schweren Richtung bis zur maximalen äußeren Feldstärke von 7,1 mT wieder. Analog zu den in Kapitel 4.1.1.2 und 4.2.1.2 dargestellten Schichten ergibt sich eine analoge Domänenstruktur mit dem bekannten, unterschiedlichen Magnetisierungsverhalten in der leichten und schweren Richtung. Eine Rotation der Domänen kann allerdings nicht beobachtet werden, da die maximale Feldstärke der Versuchsanordnung nicht ausreichte, um die Momente zu drehen. Die uniaxiale Anisotropie der Probe lässt sich aber z.B. im Verhalten der Randdomänen erkennen. Für die leichte Richtung verschwinden diese Randdomänen bei viel geringeren Feldstärken (1,5 mT), wie ein Vergleich mit Abbildung 4-78 zeigt.

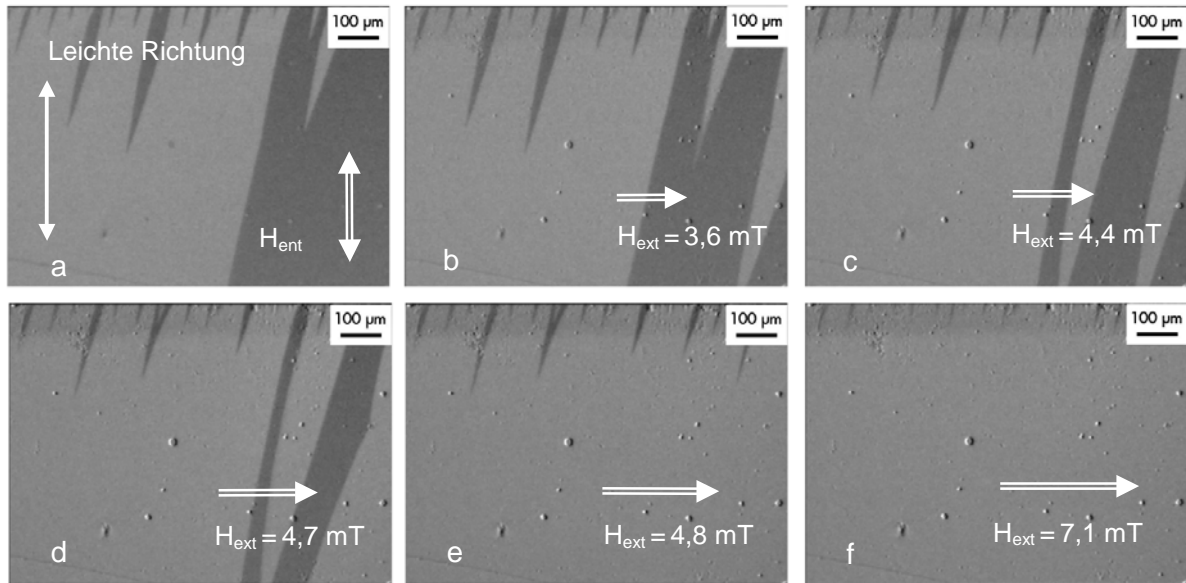


Abb. 4-77: *Kerrmikroskopische Aufnahme einer FeCoBSi-Schicht (\varnothing 152 mm $Fe_{66}Co_{17}B_{16}Si_1$ -Target) mit uniaxialer Anisotropie im entmagnetisierten Zustand und bei der Aufmagnetisierung entlang der schweren Richtung.*

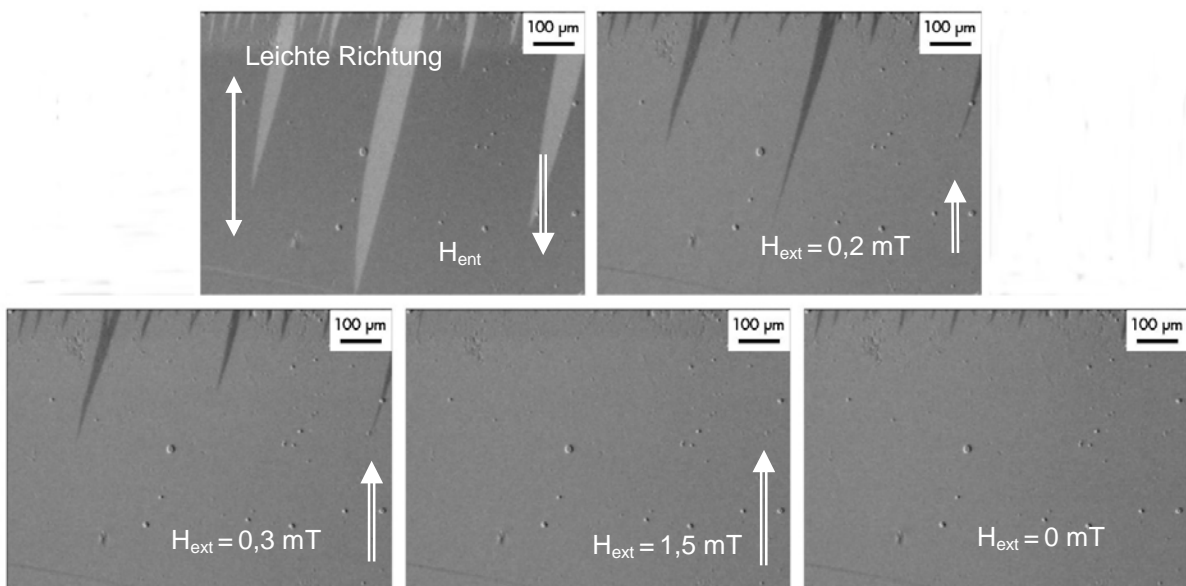


Abb. 4-78: *Kerrmikroskopische Aufnahme einer FeCoBSi-Schicht (\varnothing 152 mm $Fe_{66}Co_{17}B_{16}Si_1$ -Target) mit uniaxialer Anisotropie im entmagnetisierten Zustand und bei der Aufmagnetisierung entlang der leichten Richtung.*

Permeabilität

In Abbildung 4-79 ist die Permeabilität bis zu Frequenzen von 1000 Hz entlang der leichten und schweren Richtung für eine FeCoBSi-Schicht aufgetragen. Die Messungen bestätigen die magnetische Anisotropie der Schichten. In der leichten Richtung erreicht die Permeabilität bei 0,9 Hz Werte von 1780, die jedoch mit zunehmender Frequenz gedämpft werden. Die Permeabilität entlang der schweren Richtung bleibt hingegen über den ganzen Frequenzbereich konstant bei 110. Die Ursache für dieses Verhalten ist in den unterschiedlichen Domänenprozessen, die jeweils bei der Magnetisierung beteiligt sind, zu sehen. Die Magnetisierung in der leichten Richtung wird von Domänenwandbewegungen geprägt, die bei höheren Frequenzen gedämpft werden. Der Magnetisierungsprozess entlang der schweren Richtung wird von Rotations- bzw. Präzessionsbewegungen bestimmt, die erst bei sehr hohen Frequenzen im GHz-Bereich gedämpft werden.

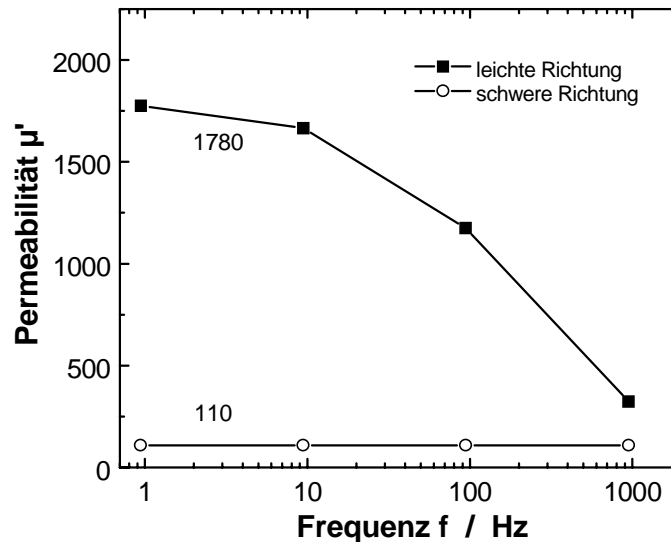


Abb. 4-79: Permeabilität (SQUID-Magnetometer) in schwerer und leichter Richtung für eine FeCoBSi-Schicht (\varnothing 152 mm $Fe_{66}Co_{17}B_{16}Si_1$ -Target) mit einer Dicke von 0,1 μm .

Den Verlauf der HF-Permeabilität für diese 0,1 μm dicke $Fe_{66}Co_{18}B_{15}Si_1$ -Schicht, der mit dem Pick-up-Spulen-Permeameter gemessen wurde, zeigt Abbildung 4-80. Die ferromagnetische Resonanzfrequenz kann für diese Messung bei 4,3 GHz beobachtet werden. Die nach Gl. 2.28 aus M_s und H_k berechnete ferromagnetische Resonanzfrequenz beträgt 4,6 GHz mit einer nach Stoner-Wohlfarth ($\mu = M_s / H_k$) abgeschätzten Permeabilität von 120.

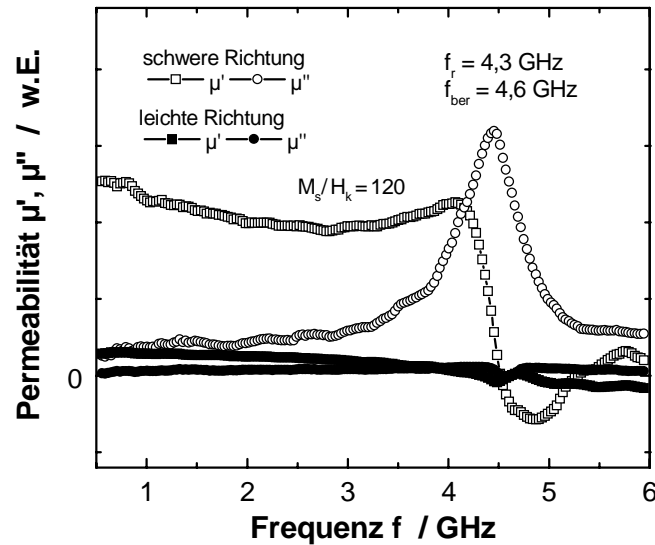


Abb. 4-80: HF-Permeabilität (Pick-up-Spulen-Permeameter) in leichter und schwerer Richtung für eine FeCoBSi-Schicht (\varnothing 152 mm $Fe_{66}Co_{17}B_{16}Si_1$ -Target) mit einer Dicke von 0,1 μ m.

Da der verwendete Messaufbau (Pick-up-Spulen-Permeameter) eine Resonanzfrequenz im Bereich von 4,5 bis 4,7 GHz aufweist, wurden Referenzmessungen mit dem Mikrostreifen-Permeameter am Forschungszentrum CAESAR durchgeführt. Das in Abbildung 4-81 dargestellte Spektrum der HF-Permeabilität der 0,1 μ m dicken Schicht zeigt eine Resonanzfrequenz bei 4,7 GHz mit einer bis 2,5 GHz konstanten Permeabilität von 100.

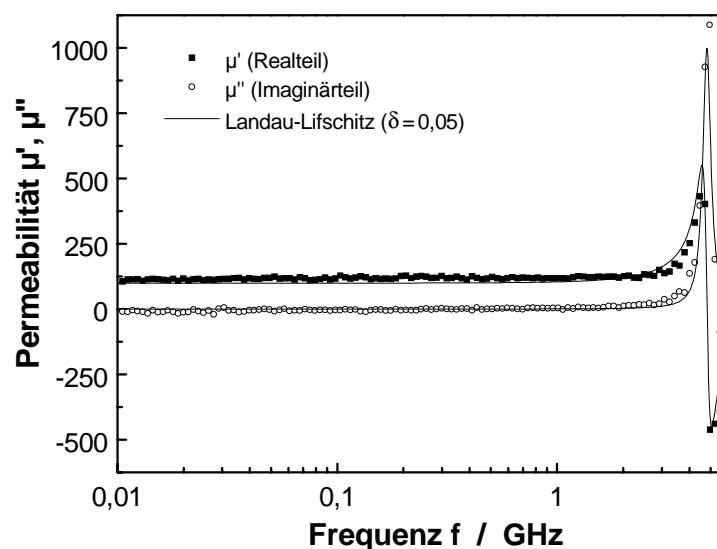


Abb. 4-81: HF-Permeabilität (Mikrostreifen-Permeameter) in schwerer Richtung für eine FeCoBSi-Schicht (\varnothing 152 mm $Fe_{66}Co_{17}B_{16}Si_1$ -Target) mit einer Dicke von 0,1 μ m.

Schichtdickenabhängigkeit der Permeabilität

Die Abhängigkeit der HF-Permeabilität von der Schichtdicke wurde hier nur exemplarisch untersucht. Abbildung 4-82 zeigt den Real- (a) und Imaginärteil (b) von μ von drei $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{18}\text{B}_{15}\text{Si}_1$ -Schichten mit einer Dicke von 0,4, 1,2 und 2,0 μm , die mit den gleichen Sputterparametern (0,5 Pa, 250 W HF) hergestellt wurden. Diese mit dem Mikrostreifen-Permeameter durchgeführten Messungen zeigen, dass mit zunehmender Schichtdicke das Spektrum des Realteils der HF-Permeabilität sich zu geringeren Frequenzen hin verschiebt. Die 1,2 μm dicke $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{18}\text{B}_{15}\text{Si}_1$ -Schicht besitzt aber bis zu 3 GHz eine fast konstante Permeabilität, wohingegen die 2,0 μm dicke Schicht bei 0,4 GHz infolge von Wirbelstromverlusten einzubrechen beginnt.

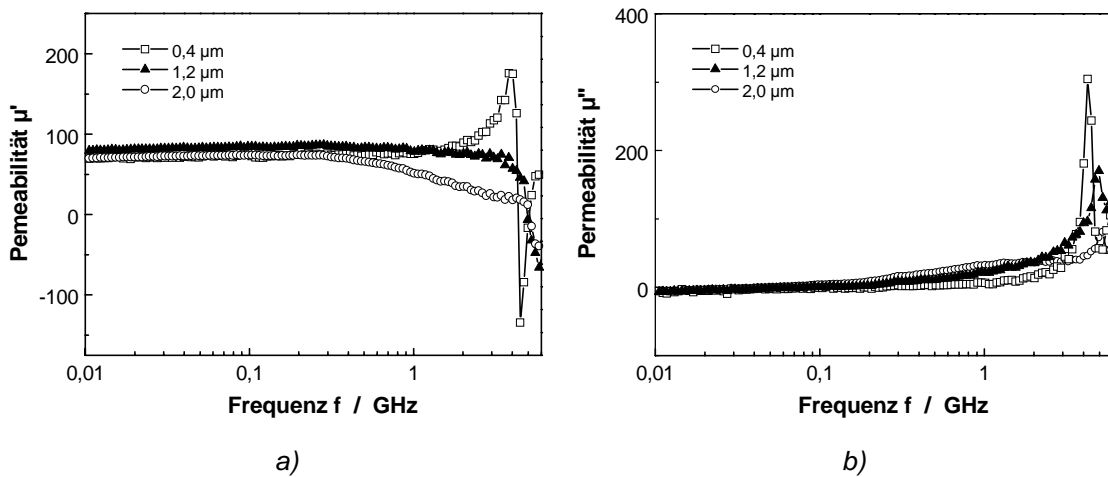


Abb. 4-82: a) Realteil und b) Imaginärteil der HF-Permeabilität (Mikrostreifen-Permeameter) in schwerer Richtung für FeCoBSi -Schichten (\varnothing 152 mm $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{17}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Target), die mit unterschiedlichen Schichtdicken (0,4, 1,2 und 2,0 μm) bei gleichen Sputterparametern hergestellt wurden (0,5 Pa, 250 W HF).

Laterale Abhängigkeit der Resonanzfrequenz

Die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der lateralen Position der Probe unter dem Sputtertarget wurde ebenfalls untersucht. Abbildung 4-83 zeigt die mit dem Pick-up-Spulen-Permeameter gemessene Resonanzfrequenz über der Position des Substrates parallel (x-Richtung) und senkrecht (y-Richtung) zum Magnetfeld. Die Resonanzfrequenzen dieser 0,15 μm dicken FeCoBSi-Schichten variiert stark von 2,7 bis 4,4 GHz mit der lateralen Position der Probe.

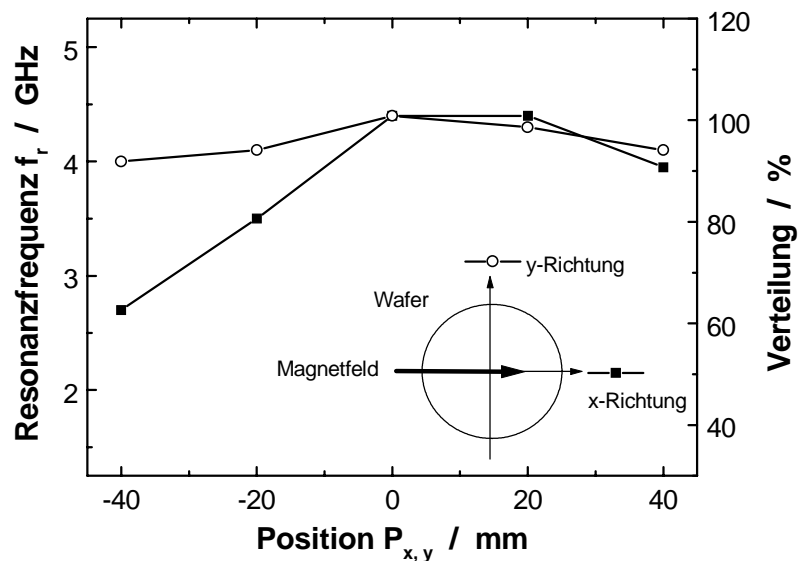


Abb. 4-83: Resonanzfrequenz und prozentuale Verteilung (Abweichung von Mittelpunkt) über der Position der Probe in x- und y-Richtung für eine FeCoBSi-Schicht (\varnothing 152 mm $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{17}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Target) mit einer Schichtdicke von 0,15 μm .

Dieses Verhalten, ist direkt mit der Variation der Anisotropiefeldstärke in den Schichten verknüpft, die hier im Einzelnen nicht dargestellt wurde. Besonders die großen Unterschiede in x-Richtung können bei einem Vergleich mit Abb. 3-3 teilweise mit den beobachteten Feldinhomogenitäten des Magnetfeldbeschichtungstellers verknüpft werden.

Magnetostriktion

Abbildung 4-84 beschreibt den Verlauf des magnetoelastischen Kopplungsfaktors $b_{||}$ und der Magnetostriktion $\lambda_{||}$ parallel zum Magnetfeld eines beschichteten Si-Biegebalkens. Die Anisotropieachse der 1,0 μm dicken FeCoBSi-Schicht wurde während der Beschichtung senkrecht zur Längsrichtung des Si-Biegebalkens eingeprägt. Diese Schicht erreicht bei 30 mT Magnetfeld ihre maximale positive Magnetostriktion mit einem magnetoelastischen Kopplungsfaktors $b_{||}$ von etwa -10 MPa.

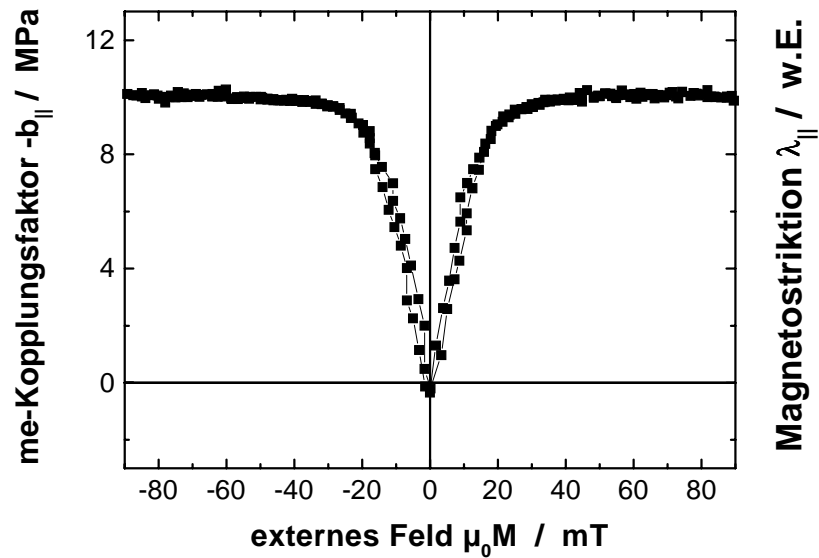


Abb. 4-84: Verlauf des magnetoelastischen Kopplungsfaktors $b_{||}$ und der Magnetostraktion $\lambda_{||}$ für eine FeCoBSi-Schicht (\varnothing 152 mm $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{17}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Target) mit einer Dicke von $1,0 \mu\text{m}$ ($0,5 \text{ Pa}$, 250 W HF).

4.3.2 Getemperte Schichten

4.3.2.1 Schichtaufbau

Abbildung 4-85 zeigt die Röntgendiffraktogramme (θ - 2θ) von bei unterschiedlichen Temperaturen (220 , 310 , 420 und 500°C) 30 min lang im Magnetfeldofen getemperten FeCoBSi-Schichten (\varnothing 152 mm $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{17}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Target) mit einer Schichtdicke von jeweils $0,1 \mu\text{m}$. Die Schichten wurden mit den gleichen Sputterparametern ($0,5 \text{ Pa}$, 250 W HF) in einem Beschichtungsdurchlauf hergestellt. Senkrecht zur - während der Abscheidung induzierten Anisotropieachse - wurde während der Temperung ein Magnetfeld von 65 mT angelegt. Wie die dargestellten Messungen belegen, beginnen die Schichten bei höheren Anlasstemperaturen ($> 310^\circ\text{C}$) unter der Bildung der kubisch-raumzentrierten FeCo-Phase zu kristallisieren.

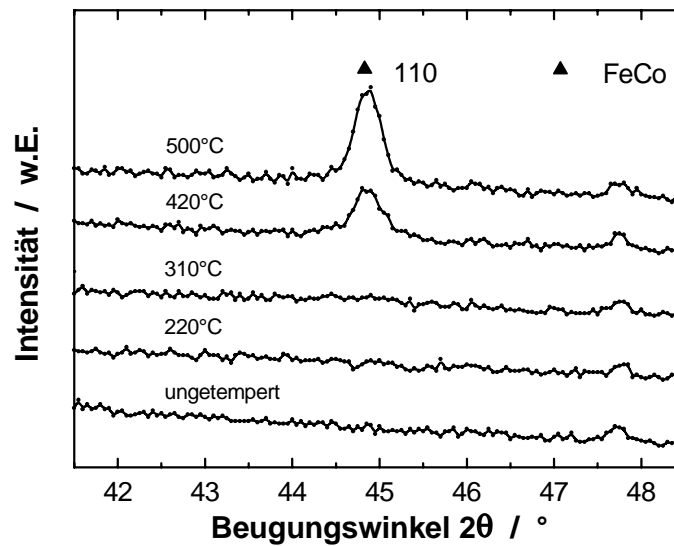


Abb. 4-85: Röntgendiffraktogramme (θ - 2θ) von bei unterschiedlichen Temperaturen (220, 310, 420 und 500°C) 30 min lang angelassenen FeCoBSi-Schichten (\varnothing 152 mm $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{17}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Target) mit einer Dicke von 0,1 μm . Zur Phasenidentifikation ist der Beugungsreflex der FeCo-Phase (ASTM PDF 44-1433) dargestellt.

4.3.2.2 Schichteigenschaften

Abbildung 4-86 zeigt die Magnetisierungsmessungen in der Ebene einer bei 500°C im Magnetfeld getemperten FeCoBSi-Schicht. Die Anisotropie dieser Schicht ist durch die Kristallisation und Bildung der FeCo-Phase verschwunden. Die Sättigungsmagnetisierung der kristallisierten Schicht erhöhte sich durch die Bildung der FeCo-Phase auf 2,0 T. Die ursprüngliche Anisotropieachse der Schichten lässt sich nur noch an der etwas kleineren Koerzitivfeldstärke von 1,2 mT erkennen.

Abbildung 4-87 zeigt die Hysteresekurven der bei 260°C im Magnetfeld angelassenen Schicht. Diese besitzt eine uniaxiale Anisotropie, die jedoch nicht in Richtung des während der Temperung angelegten Magnetfeldes orientiert ist, sondern noch in der bei der Schichtherstellung induzierten Achse liegt. Diese Vorzugsrichtung konnte durch die Magnetfeldtemperung nicht gedreht werden. Dieses Verhalten deutet klar darauf hin, dass die in diesen FeCoBSi-Schicht (\varnothing 152 mm $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{17}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Target) beobachteten hohen Anisotropiefelder nicht ausschließlich durch eine magnetfeldinduzierte Anisotropie herrühren. Darüber hinaus müssen spannungsinduzierte und insbesondere auch strukturelle, beim Schichtwachstum induzierte Anisotropiebeiträge, für diese Verhalten mit betrachtet werden.

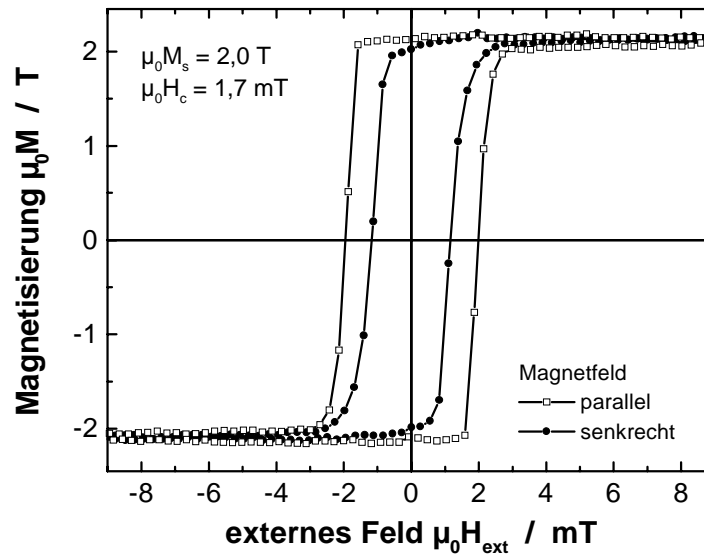


Abb. 4-86: Magnetisierungskurve innerhalb der Schichtebene parallel und senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes (65 mT) während einer bei 500° C transversal zur induzierten Anisotropieachse getemperten FeCoBSi-Schicht (\varnothing 152 mm Fe₆₆Co₁₇B₁₆Si₁-Target) mit einer Dicke von 0,1 μ m.

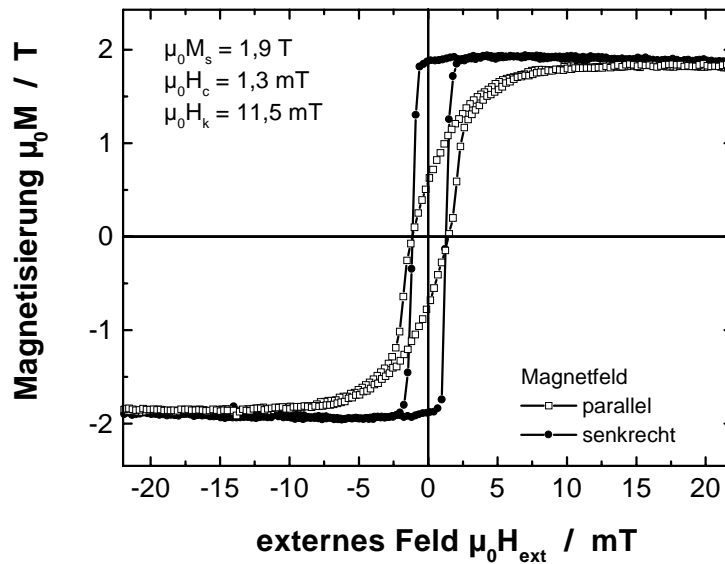


Abb. 4-87: Magnetisierungskurve parallel und senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes (65 mT) während einer bei 260°C transversal zur induzierten Anisotropieachse getemperten FeCoBSi-Schicht (\varnothing 152 mm Fe₆₆Co₁₇B₁₆Si₁-Target) mit einer Dicke von 0,1 μ m.

4.4 Amorphe und nanokristalline FeTaN-Schichten

Die in den vorangegangenen Kapiteln ausführlich beschriebenen amorphen Schichtmaterialien (CoB, FeCoBSi) zeigen sehr gute magnetische Hochfrequenzeigenschaften. Eine Integration dieser amorphen Schichtsysteme in bestehende Halbleiterfertigungsprozesse ist jedoch infolge ihrer unzureichenden thermischen Stabilität zurzeit nicht möglich. Deshalb wurde ausgehend von der Literatur (Kapitel 2.3.2) mit der Entwicklung von Schichtmaterialien mit einer besseren thermischen Beständigkeit der magnetischen Eigenschaften begonnen. Als ein besonders vielversprechendes Materialsystem stellen sich hier nanokristalline FeTaN-Schichten dar, auf deren Herstellung und Charakterisierung im Folgenden eingegangen wird.

4.4.1 Abgeschiedene Schichten

Die Herstellung der FeTaN-Schichten erfolgte in ersten Vorversuchen reaktiv in Ar/N₂-Atmosphäre von einem kleinen Fe₉₅Ta₅-Target (Ø 75 mm). Bei der verwendeten Sputteranlage ergaben sich jedoch Probleme mit der reproduzierbaren Einstellung der Prozessparameter (HF-Leistung, Ar/N₂-Flussverhältnis). Deshalb wurde die Beschichtungsanlage, die auch zur Herstellung der amorphen Schichten verwendet wurde, mit einer programmgesteuerten Gasmischeinheit der Firma MKS, die eine Druck- und Flussregelung erlaubt, nachgerüstet (Kapitel 3.1.1). Die im Folgenden beschriebene Schichtentwicklung wurde mit einem großen industriell gefertigten Fe₉₅Ta₅-Target (Ø 152 mm) durchgeführt (Tabelle 3-2).

4.4.1.1 Schichtaufbau

Für eine erste Versuchsreihe wurde die HF-Leistung auf 250 W und der Gesamtgasdruck auf 1,0 Pa konstant eingeregelt, während der Stickstoffanteil im Sputtergas von 0 auf 30 Vol.-% variiert wurde. Abbildung 4-88 beschreibt den Verlauf der Abscheiderate und der Schichteigenspannungen über dem N₂-Anteil im Sputtergas. Die Abscheiderate nimmt unter der Zugabe von Stickstoff im Gas von 0,43 auf 0,3 nm/s ab. Diese Abnahme der Rate lässt sich durch das geringere Atomgewicht des Stickstoffs und die veränderten Plasmabedingungen erklären. Die Eigenspannungen bewegen sich bei einem geringen Stickstoffanteil (< 10 Vol.-%) im Druckspannungsbereich (-130 MPa). Bei einem höherem Stickstoffverhältnis steigen die Eigenspannungen bis in den Zugspannungsbereich (578 MPa) an. Hier führt der vermehrte Einbau von Stickstoffatomen, die einen kleineren Atomdurchmesser als Eisen- und besonders Tantalatome besitzen, zu einer Entspannung der Schichtenstruktur, was zu einem Anstieg der Schichteigenspannungen führt.

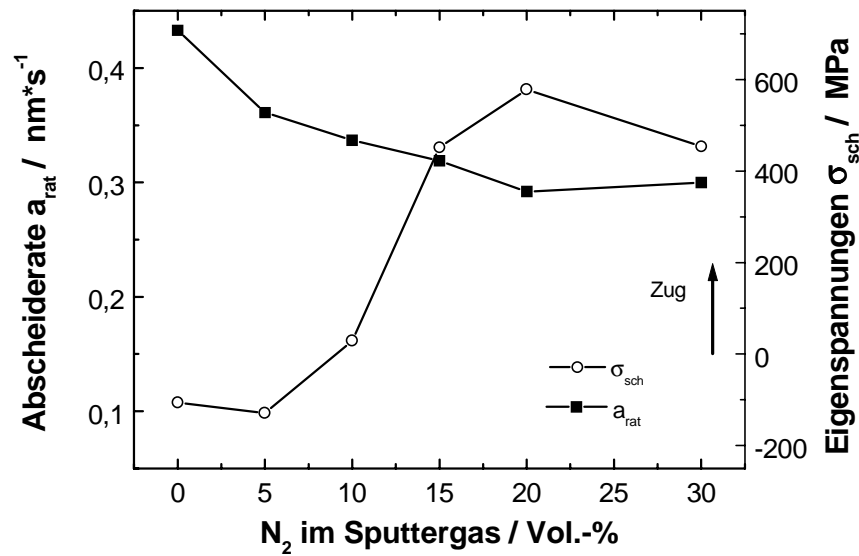


Abb. 4-88: Abscheiderate und Eigenspannungen über dem Stickstoffgehalt im Sputtergas von FeTaN-Schichten mit einer Dicke von 1,0-1,3 μm (1,0 Pa, 250 W HF).

Struktur und Gefüge

Abbildung 4-89 zeigt die Röntgendiffraktogramme (θ - 2θ) im Winkelbereich von 41 bis 49° verschiedener FeTa(N)-Schichten, die mit 0, 5, 15 und 30 Vol.-% N_2 im Sputtergas hergestellt wurden. Die Schichten wurden mit einem konstanten Gesamtgasdruck (1,0 Pa) und konstanter HF-Leistung (250 W) abgeschieden. Die ohne Stickstoff gesputterte FeTa-Schicht zeigt einen Beugungsreflex (2θ) bei $44,1^\circ$. Dieser Beugungsreflex lässt sich bei einem Vergleich mit dem (110)-Beugungsreflex des kubisch-raumzentrierten α -Eisens bei $44,7^\circ$ durch eine infolge des Tantaleinbaus erfolgte Gitterdehnung von 1,3 % und die daraus resultierende Verschiebung der Peaklage erklären. Mit zunehmendem Stickstoffgehalt in den Schichten verbreitert sich dieser Beugungsreflex und verschiebt sich zu kleineren Winkeln hin. Für die mit 5 Vol.-% Stickstoff abgeschiedene nanokristalline $\text{Fe}_{79}\text{Ta}_5\text{N}_{16}$ -Schicht liegt das Beugungsmaximum bei $43,1^\circ$. Dies entspricht einer durch den Einbau der Stickstoffatome bedingten Gitterdehnung von 3,5 % (Abb. 4-89). Durch den weiteren Einbau von Stickstoff (15 Vol.-%) in den Schichten verbreitert sich der Reflex weiter, so dass von einem weitgehend röntgenamorphen Aufbau dieser FeTaN-Schichten ausgegangen werden kann.

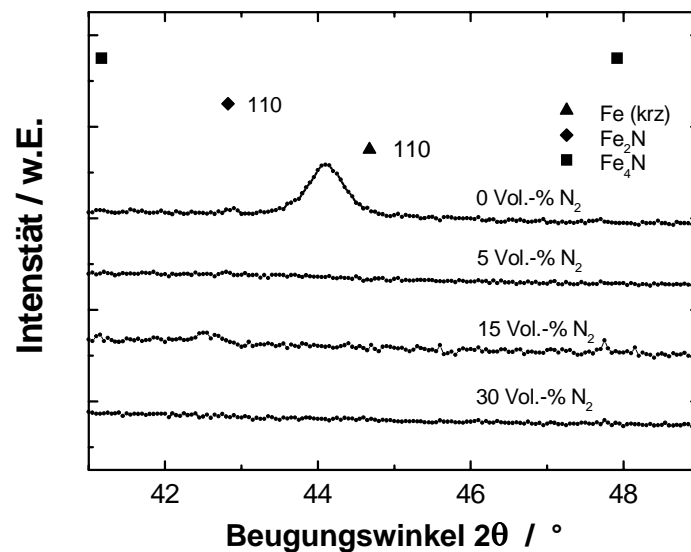


Abb. 4-89: Röntgendiffraktogramme (θ - 2θ) von FeTa(N)-Schichten, die mit verschiedenen Stickstoffanteilen im Sputtergas hergestellt wurden. Zur Phasenidentifikation sind die Beugungsreflexe der Fe- (ASTM PDF 6-696), der Fe₂N- (ASTM PDF 6-656) und der Fe₄N-Phase (ASTM PDF 6-627) dargestellt.

Die in Abbildung 4-90 gezeigte REM-Querschnittsaufnahme lässt keine detaillierten Aussagen über die Mikrostruktur der untersuchten Fe₇₉Ta₅N₁₆-Schicht zu. Die Schicht ist kompakt aufgewachsen und zeigt keine großen Kristallite. Inwieweit kleine nanokristalline Bereiche vorliegen und wie diese aufgebaut sind, lässt sich allerdings nicht eindeutig klären.

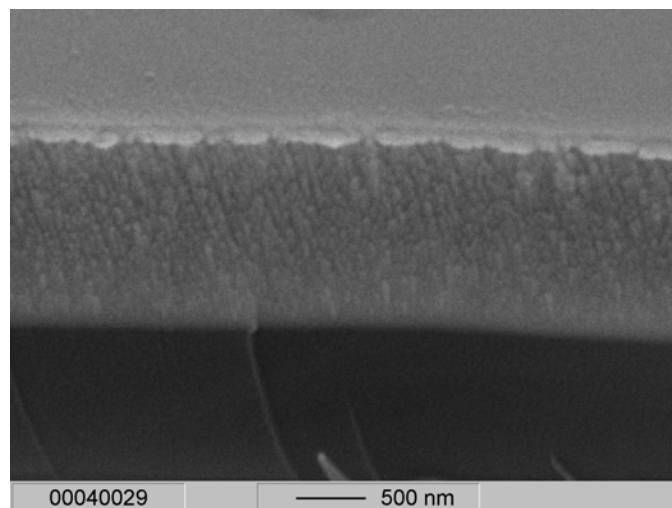


Abb. 4-90: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme (Querschnittgefüge) einer Fe₇₉Ta₅N₁₆-Schicht mit einer Dicke von 1,0 μ m (1,0 Pa, 250 W HF, 5 Vol.-% N₂).

Chemische Zusammensetzung

Abbildung 4-91a stellt den Verlauf der chemischen Zusammensetzung (EPMA) für die Elemente Fe, Ta und N der abgeschiedenen FeTaN-Schichten über dem Stickstoffanteil im Sputtergas dar. Ausgehend von $\text{Fe}_{95}\text{Ta}_5$ -Schichten für 0 Vol.-% Stickstoff im Sputtergas nimmt der Stickstoffgehalt mit der Zugabe von N_2 stetig zu, während sich der Eisengehalt im entgegengesetzten Maße verringert und der Tantalgehalt sich nur geringfügig reduziert. Mit 30 Vol.-% Stickstoffanteil im Sputtergas hergestellte Schichten besitzen eine Zusammensetzung von $\text{Fe}_{54}\text{Ta}_3\text{N}_{43}$.

Abbildung 4-91b greift den Verlauf für die Stickstoffkonzentration in den Schichten als Funktion des Stickstoffanteils im Sputtergas zusammen mit einer Anpassungsfunktion nach Siverts, die die Abhängigkeit gut beschreibt, heraus. Dies bestätigt den von Viala *et al.* [VIA96] für geringere Stickstoffanteile im Sputtergas (< 5 Vol.-%) beobachteten Zusammenhang auch für höhere Stickstoffkonzentrationen. Der Vergleich mit diesen Ergebnissen kann den interstitiellen Einbau von N-Atomen in die Fe(Ta)-Kristallite bestätigen. Mit einem höheren Stickstoffanteil im Sputtergas erfolgt zudem ein Übergang von einem nanokristallinen zu einem amorphen Aufbau der Mikrostruktur.

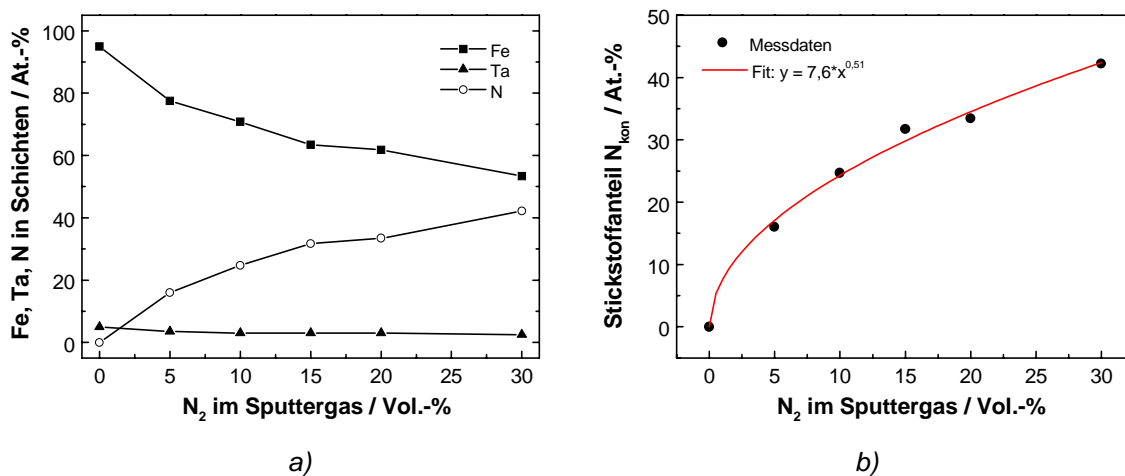


Abb. 4-91: Verlauf der chemischen Zusammensetzung von Fe, Ta und N (a) und der Stickstoffkonzentration (b) über dem Stickstoffgehalt im Sputtergas von FeTaN-Schichten mit einer Dicke von 1,0 - 1,3 μm . Die Anpassungskurve beschreibt den Verlauf der Stickstoffkonzentration als Wurzelfunktion nach dem Sivertsgesetz.

4.4.1.2 Schichteigenschaften

Elektrischer Widerstand

Den spezifischen elektrischen Widerstand der abgeschiedenen FeTaN-Schichten in Abhängigkeit des Stickstoffanteils im Sputtergas zeigt Abbildung 4-92a. Die gemessenen Widerstandswerte erhöhen sich kontinuierlich mit zunehmendem Anteil von Stickstoff im Sputtergas von $0,85 \mu\Omega\text{m}$ für 0 Vol.-% bis zu $3,75 \mu\Omega\text{m}$ für 30 Vol.-%.

Abbildung 4-92b stellt den Verlauf des spezifischen Widerstandes über der Stickstoffkonzentration in den FeTaN-Schichten dar. Für diese Darstellung ergibt sich eine lineare Zunahme des Widerstandes mit der Stickstoffkonzentration. Der zunehmende Stickstoffgehalt in den Schichten reduziert die Größe der Fe(Ta, N)-Körner und führt zu einer Vergrößerung der Korngrenzen, mit Anteilen einer sich bildenden nichtmagnetischen, intergranularen, stickstoffreichen Phase. Der genaue Einfluss auf die Streuung der Elektronen und den Anstieg des spezifischen Widerstandes lässt sich auf Basis der dargestellten Ergebnisse noch nicht umfassend theoretisch darstellen.

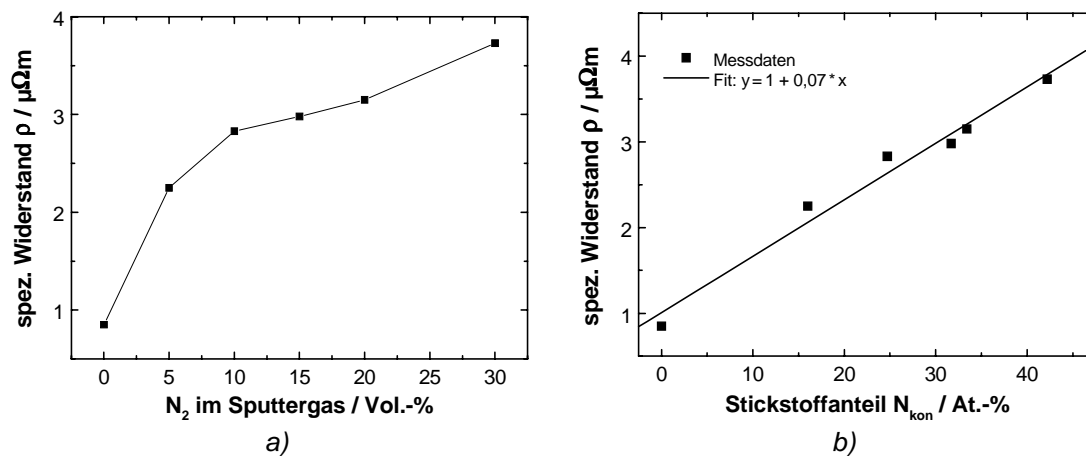


Abb. 4-92: Verlauf des spezifischen elektrischen Widerstandes über dem Stickstoffanteil im Sputtergas (a) bzw. der Stickstoffkonzentration (b) von FeTaN-Schichten (\varnothing 152 mm Target $\text{Fe}_{95}\text{Ta}_5$) mit einer Dicke von 1,0-1,3 μm . Die dargestellte Anpassungsfunktion beschreibt den Zusammenhang zwischen der Stickstoffkonzentration und dem spezifischen Widerstand.

Magnetisierung

Abbildung 4-93 fasst die Sättigungsmagnetisierung und die Koerzitivfeldstärke über dem Stickstoffanteil im Sputtergas (0 bis 30 Vol.-%) von FeTaN-Schichten zusammen. Mit zunehmendem Stickstoffanteil sinkt $\mu_0 M_s$ von 1,8 T (0 Vol.-%) bis auf 0 T (≥ 20 Vol.-%) im superparamagnetischen Bereich ab, während die Koerzitivfeldstärke auf maximal 3 mT variiert. In den superparamagnetischen Schichten ist die Größe der ferromagnetischen Teilchen so klein, dass die Magnetisierung nicht mehr stabil bleibt, sondern thermischen Fluktuationen unterworfen ist (Kapitel 2.1.3). Diese Schichten zeigen keine ferromagnetische Hysterese sondern ein paramagnetisches Verhalten.

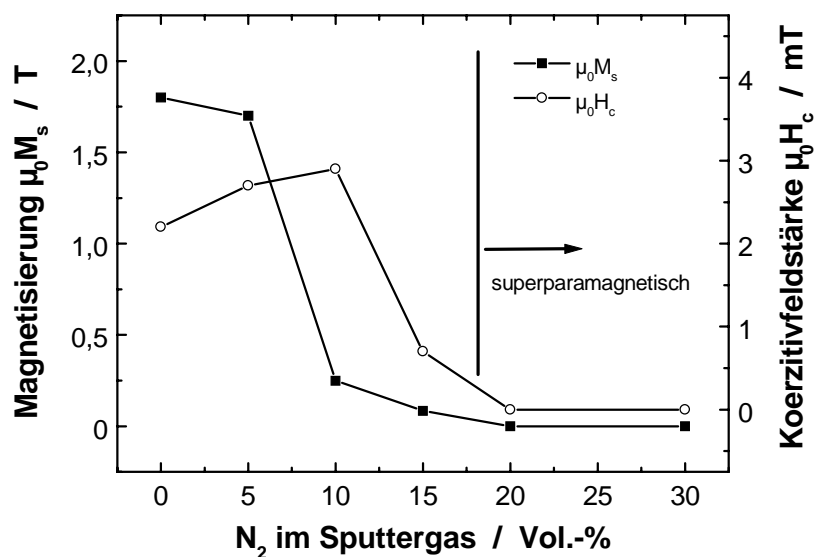


Abb. 4-93: Verlauf der Magnetisierung und der Koerzitivfeldstärke über dem Stickstoffanteil im Sputtergas von FeTaN-Schichten mit einer Dicke von 0,9 - 1,3 μm (1,0 Pa, 250 W HF). Superparamagnetische Schichten können im gekennzeichneten Bereich ab einem Stickstoffanteil von 20 Vol.-% abgetrennt werden.

Die Magnetisierung einer $\text{Fe}_{79}\text{Ta}_5\text{N}_{16}$ -Schicht, die mit 5 Vol.-% N_2 hergestellt wurde, zeigt Abbildung 4-94. Diese Schicht besitzt infolge der wachstumsinduzierten Druckeigenstressungen und positiven Magnetostriktion ein „isotropes“ Hystereseverhalten mit senkrechten Anisotropieanteilen. Die Sättigungsfeldstärke der Schicht liegt bei 26 mT, die Koerzitivfeldstärke bei 3,2 mT, während die Sättigungsmagnetisierung 1,7 T erreicht.

Die Magnetisierung in leichter und schwerer Richtung einer $\text{Fe}_{64}\text{Ta}_4\text{N}_{32}$ -Schicht ist in Abbildung 4-95 dargestellt. Diese zeigt infolge des hohen Stickstoffanteils eine geringe Sättigungsmagnetisierung von etwa 0,09 T, mit einem Koerzitivfeld von 0,4 mT und einem Anisotropiefeld von 2,1 mT.

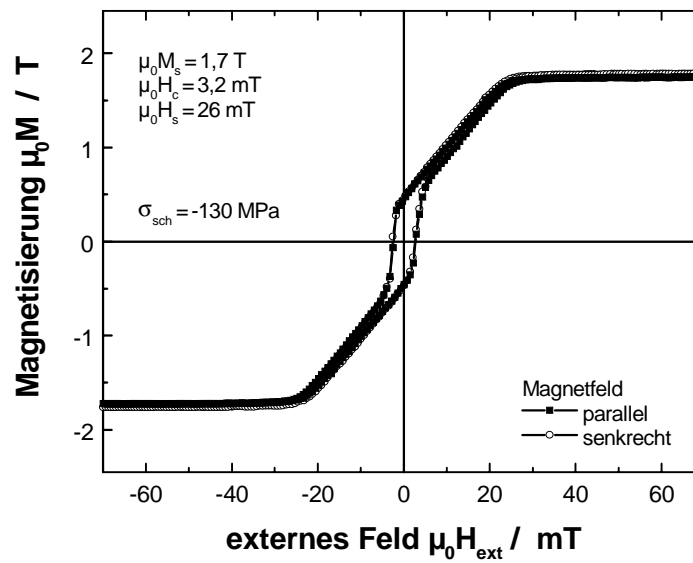


Abb. 4-94: Magnetisierungskurven innerhalb der Schichtebene parallel und senkrecht zur Richtung des während der Beschichtung angelegten Magnetfeldes für eine $Fe_{79}Ta_5N_{16}$ -Schicht mit einer Dicke von $1,0 \mu\text{m}$ ($1,0 \text{ Pa}$, 250 W HF , 5 Vol.-% N_2).

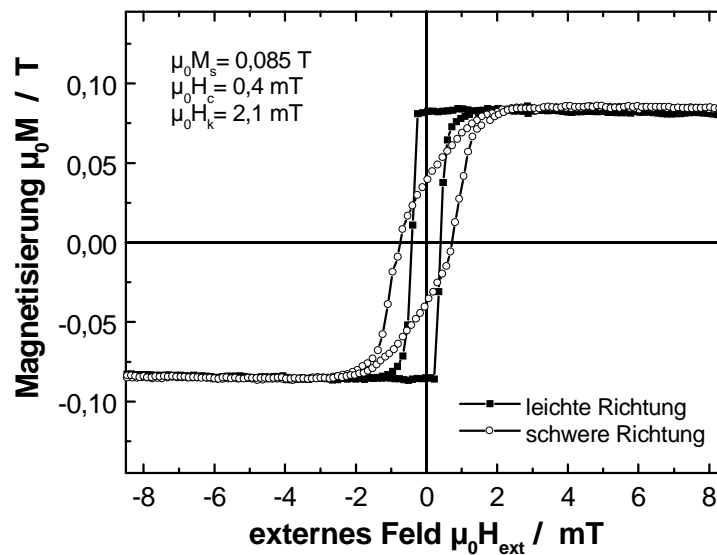


Abb. 4-95 Magnetisierungskurven in leichter und schwerer Richtung in der Schichtebene für eine $Fe_{64}Ta_4N_{32}$ -Schicht mit einer Dicke von $1,2 \mu\text{m}$ ($1,0 \text{ Pa}$, 250 W HF , 15 Vol.-% N_2).

Magnetostriktion

Den Verlauf des magnetoelastischen Kopplungskoeffizienten $b_{||}$ und der Magnetostriktion $\lambda_{||}$ für eine $\text{Fe}_{79}\text{Ta}_5\text{N}_{16}$ -Schicht ohne uniaxiale magnetische Anisotropie gibt Abbildung 4-96 wieder. Die dargestellte Messung zeigt eine positive Magnetostriktion der Schicht mit einer Sättigungsfeldstärke von 26 mT. Der gemessene Maximalwert des magnetoelastischen Kopplungsfaktors $b_{||}$ erreicht dabei -12 MPa.

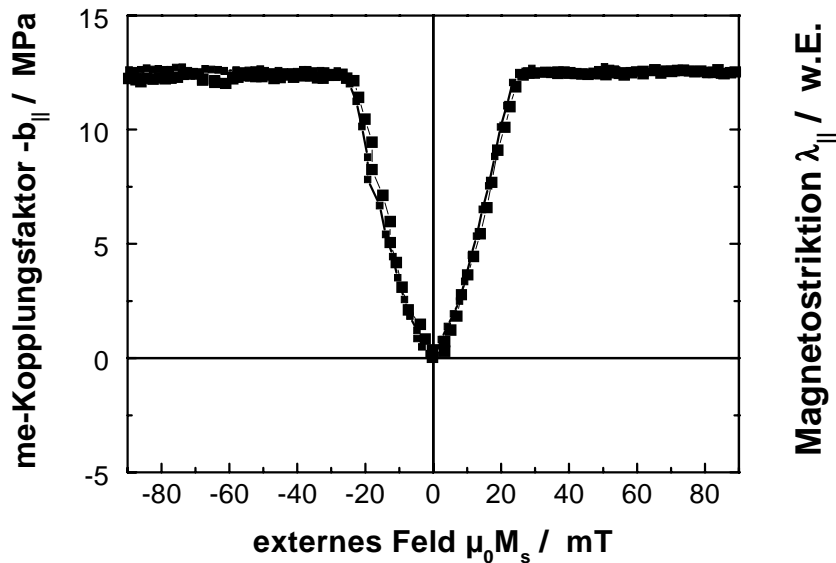


Abb. 4-96: Verlauf des magnetoelastischen Kopplungsfaktors $b_{||}$ und der Magnetostriktion $\lambda_{||}$ für eine $\text{Fe}_{79}\text{Ta}_5\text{N}_{16}$ -Schicht mit einer Dicke von $1,0 \mu\text{m}$ ($1,0 \text{ Pa}$, 250 W HF , 5 Vol.-% N_2).

Permeabilität

Abbildung 4-97 zeigt die Permeabilität bis zu Frequenzen von 1000 Hz entlang der leichten und der schweren Richtung der $\text{Fe}_{64}\text{Ta}_4\text{N}_{32}$ -Schicht. In der leichten Richtung erreicht die Permeabilität bei niedrigen Frequenzen Werte von 140, die jedoch mit zunehmender Frequenz gedämpft werden. Die Permeabilität entlang der schweren Richtung bleibt dagegen über den ganzen Frequenzbereich konstant bei 42.

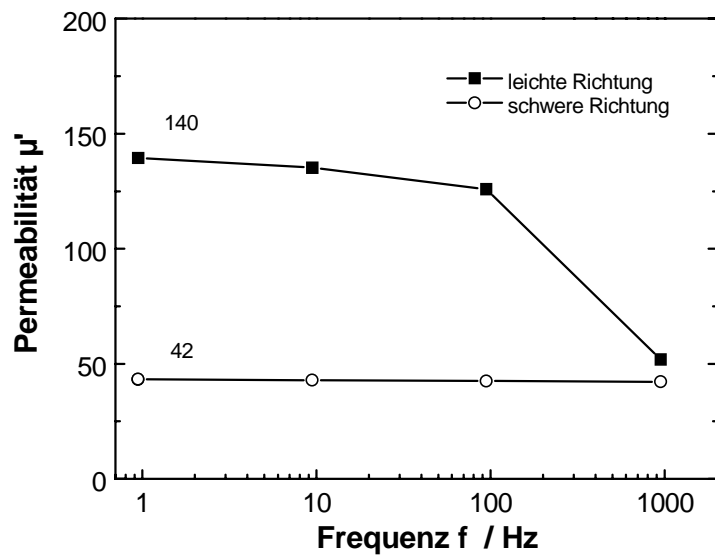


Abb. 4-97: Permeabilität (SQUID-Magnetometer) in schwerer und leichter Richtung für eine $Fe_{64}Ta_4N_{32}$ -Schicht mit einer Dicke von $1,2 \mu m$ ($1,0 Pa$, $250 W HF$, $15 Vol.-% N_2$).

Den Verlauf, der mit Hilfe des Pick-up-Spulen-Permeameters gemessenen HF-Permeabilität dieser Schicht, gibt Abbildung 4-98 wieder. Das Maximum des Imaginärteils in der schweren Richtung wird für diese Schicht bei $1,5 GHz$ beobachtet.

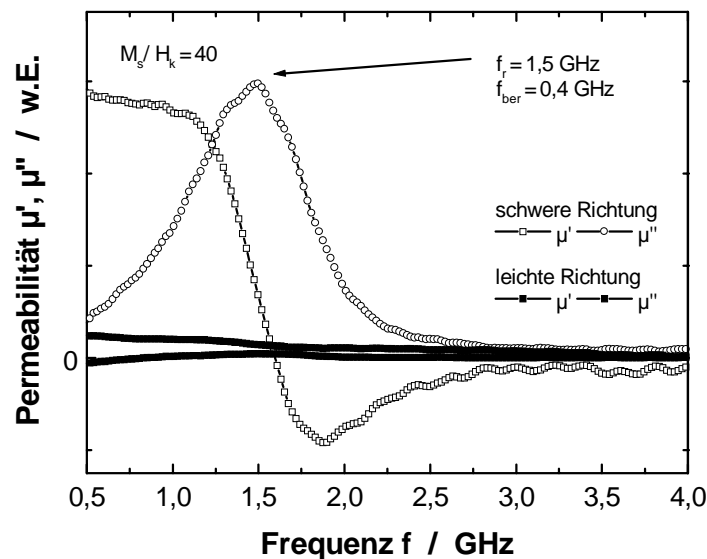


Abb. 4-98: HF-Permeabilität (Pick-up-Spulen-Permeameter) in schwerer und leichter Richtung für eine $Fe_{64}Ta_4N_{32}$ -Schicht mit einer Dicke von $1,2 \mu m$ ($1,0 Pa$, $250 W HF$, $15 Vol.-% N_2$).

Die gemessene ferromagnetische Resonanzfrequenz entspricht nicht der mit Gl. 2.28 aus den Ergebnissen der Magnetisierungsmessung berechneten Resonanzfrequenz von 0,4 GHz. Dies lässt einige Rückschlüsse auf den Aufbau dieser Schicht zu. Setzt man bspw. das gemessene Anisotropiefeld mit 2,1 mT an, lässt sich die beobachtete ferromagnetische Resonanzfrequenz von 1,5 GHz mit einer Sättigungsmagnetisierung von 1,6 T nach Gl. 2.28 berechnen. Für den mikrostrukturellen Aufbau bedeutet dies, dass die Fe(Ta, N)-Körner zwar eine Anisotropie besitzen, jedoch eine magnetische Ordnung der einzelnen Körner infolge ausgedehnter Korngrenzenbereiche nicht erfolgt. Die mit dem Mikrostreifen-Permeameter durchgeführten Referenzmessungen ergaben den in Abbildung 4-99 dargestellten Verlauf.

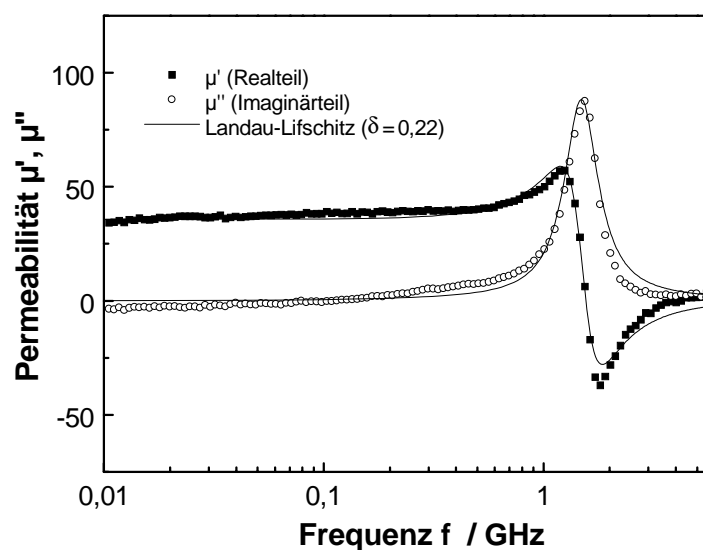


Abb. 4-99: HF-Permeabilität (Mikrostreifen-Permeameter) in schwerer Richtung für eine FeTaN-Schicht mit einer Dicke von 1,2 μm (1,0 Pa, 250 W HF, 15 Vol.-% N_2).

Die HF-Permeabilität kann mit 40 und die Resonanzfrequenz mit 1,5 GHz angegeben werden. Die Abschätzung der Permeabilität aus der Stoner-Wohlfarth-Beziehung liefert ebenfalls diesen Wert. Die Anpassung des Frequenzspektrums mit Hilfe der Landau-Lifschitz-Gleichung liefert eine Dämpfungskonstante von $\delta = 0,22$.

4.4.2 Getemperte Schichten

Die Wärmebehandlung nanokristalliner Schichten wurde nur exemplarisch an einer $\text{Fe}_{79}\text{Ta}_5\text{N}_{16}$ -Schicht durchgeführt um die bessere thermische Stabilität der magnetischen Eigenschaften dieses Schichtsystems aufzuzeigen.

4.4.2.1 Schichtaufbau

Abbildung 4-100 zeigt die Röntgendiffraktogramme (θ - 2θ) eines unbeschichteten Si-/SiO₂-Substrats, der ungetemperten und anschließend bei 500°C im Magnetfeld (65 mT) 30 min lang getemperten $\text{Fe}_{79}\text{Ta}_5\text{N}_{16}$ -Schicht. Während des Temperns der Probe wurde das Magnetfeld parallel zur Richtung des Feldes während der Beschichtung orientiert. Der aus den Röntgenmessungen abgeleitete Aufbau der ungetemperten FeTaN-Schicht wurde bereits im vorangegangenen Kapitel beschrieben. Für die getemperte Schicht verschiebt sich der Beugungsreflex (2θ) zu einem größeren Winkel auf 44,1° hin. Dies entspricht einer Gitterdehnung der (110)-Netzebene von 1,3 % gegenüber dem kubisch-raumzentrierten α -Eisen. Diese Verschiebung des Beugungsreflexes zwischen der ungetemperten und getemperten Schicht rührt von einem leichten Wachstum der Nanokristalle und einer dadurch bedingten Entspannung der Mikrostruktur her.

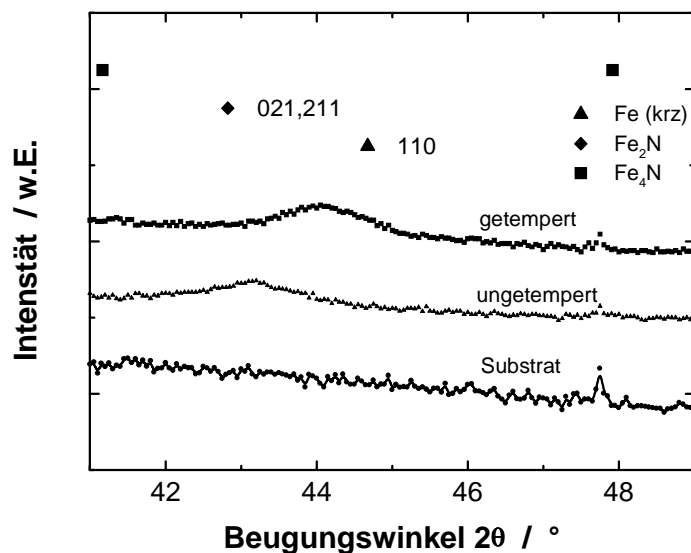


Abb. 4-100: Röntgendiffraktogramme (θ - 2θ) einer ungetemperten und einer getemperten (500°C, 65 mT) 1,0 μm dicken $\text{Fe}_{79}\text{Ta}_5\text{N}_{16}$ -Schicht. Zur Phasenidentifikation sind die Beugungsreflexe der Fe- (ASTM PDF 6-656), der Fe_2N - (ASTM PDF 6-656) und der Fe_4N -Phase (ASTM PDF 6-627) dargestellt.

4.4.2.2 Schichteigenschaften

Abbildung 4-101 zeigt die Magnetisierungskurven in der Ebene der im Magnetfeld getemperten $\text{Fe}_{79}\text{Ta}_5\text{N}_{16}$ -Schicht. Diese besitzt, im Gegensatz zu der in Abbildung 4-94 dargestellten ungetemperten Schicht, eine leichte uniaxiale Anisotropie mit einem Anisotropiefeld von 0,4 mT. Die Sättigungsmagnetisierung von 1,7 T wurde durch die Wärmebehandlung nicht beeinflusst. Die gezeigten Ergebnisse der Wärmebehandlung bestätigen die bessere thermische Stabilität der FeTaN-Schichten gegenüber den amorphen Schichtsystemen.

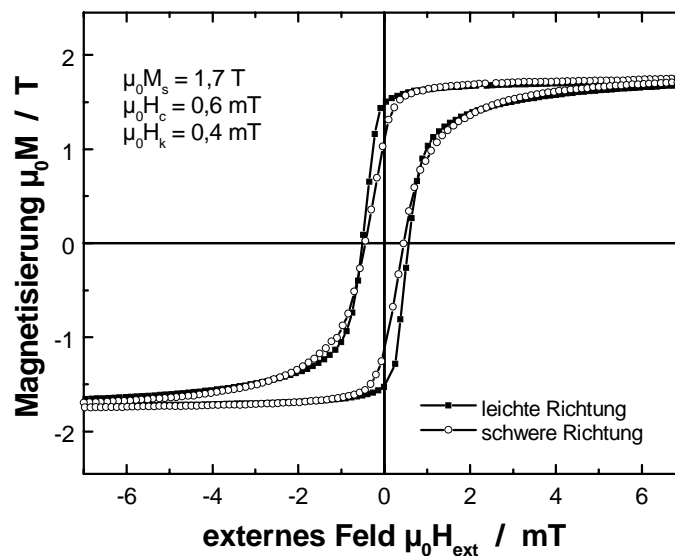


Abb. 4-101: Magnetisierungskurven in leichter und schwerer Richtung für eine bei 500°C im Magnetfeld (65 mT) 30 min lang getemperten $\text{Fe}_{79}\text{Ta}_5\text{N}_{16}$ -Schicht mit einer Dicke von 1,0 μm (1,0 Pa, 250 W HF, 5 Vol.-% N_2).

Die Permeabilität der getemperten Schicht kann mit Hilfe der Stoner-Wohlfarth-Beziehung ($\mu = M_s/H_k$) mit etwa 4200 abgeschätzt werden. Infolge von Wirbelstromverlusten, die durch die hohe Permeabilität und Schichtdicke bedingt sind, zeigte diese Schicht in den HF-Messungen keine HF-Permeabilität bei Frequenzen im GHz-Bereich. Die ferromagnetische Resonanzfrequenz kann aus der Magnetisierungsmessung nach Gl. 2.28 zu 0,8 GHz berechnet werden.

4.5 Viellagenschichten

Die Schichtdicke beeinflusst das Spektrum der HF-Permeabilität, so reduziert sich z.B. mit zunehmender Schichtdicke infolge von Wirbelstromverlusten die Resonanzfrequenz der untersuchten CoB- (Abb. 4-29) und FeCoBSi-Schichten (Abb. 4-58). Zum Aufbau von Mikrosystemen mit integrierten magnetischen Schichten z.B. in Mikroinduktoren wird zur optimalen Flussführung ein größeres Schichtvolumen und somit eine Schichtdicke im Bereich von 1 bis 5 μm benötigt. Daher wurde versucht durch einen Viellagenaufbau mit isolierenden Schichten die Wirbelströme unter Beibehaltung der HF-Permeabilität der Schichten zu reduzieren, um das Volumen des magnetischen Schichtmaterials zu erhöhen.

4.5.1 Abgeschiedene Schichten

Zur Herstellung der Viellagensysteme wurden CoB- und FeCoBSi-Schichten von den kleinen Targets (\varnothing 75 mm) mit den optimierten Sputterparametern abgeschieden. Die Isolationschichten wurden für diese Viellagenschichten mit einem SiO_2 -Target (Tabelle A-1) nicht reaktiv in reiner Ar-Atmosphäre hergestellt.

4.5.1.1 Schichtaufbau

Um die Wirkungsweise der Isolationsschichten zu überprüfen wurden zwei Modellsysteme, eine CoB- und eine FeCoBSi-Viellagenschicht, hergestellt und deren magnetische HF-Eigenschaften charakterisiert. Die CoB-Schichten wurden bei 0,5 Pa mit 150 W HF, die FeCoBSi-Schichten bei 2,0 Pa Ar-Sputterdruck mit 100 W HF-Leistung abgeschieden. Die SiO_x -Schichten wurden mit jeweils 100 W HF Leistung bei 0,5 bzw. 2,0 Pa Ar-Sputterdruck deponiert. Abbildung 102 zeigt die Röntgendiffraktogramme (θ - 2θ) eines unbeschichteten Si-/ SiO_2 -Substrats und der beiden Viellagenschichten. Sowohl die CoB/ SiO_x / CoB-Dreilagenschicht mit einer Schichtdicke von jeweils 0,3 μm als auch die FeCoBSi/ SiO_x -Viellagenschicht (0,1 μm /0,025 μm) mit insgesamt 20 Lagen zeigt außer den Reflexen des unbeschichteten Si/ SiO_2 -Substrates keine Beugungsreflexe. Der Aufbau stellt sich demnach als röntgenamorph dar.

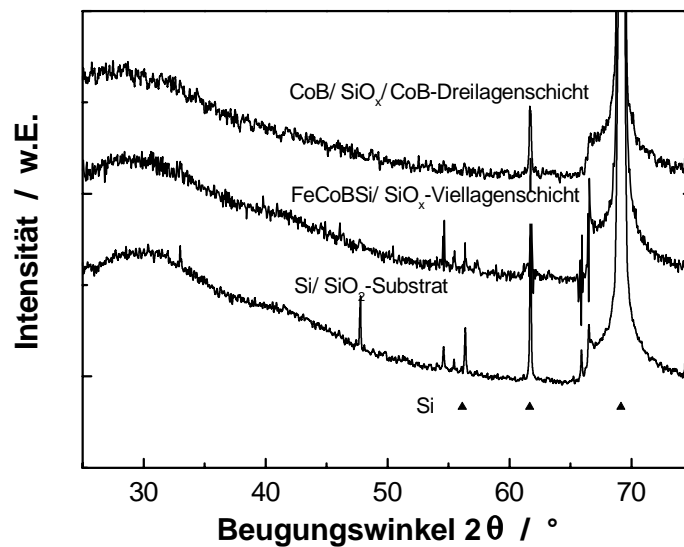


Abb. 4-102: Röntgendiffraktogramme (θ - 2θ) einer CoB/ SiO_x/ CoB-Dreilagenschicht, einer FeCoBSi/ SiO_x-Viellagenschicht mit insgesamt 20 Lagen und eines unbeschichteten Si/ SiO₂-Substrates.

Die REM-Aufnahmen des Querschnittsgefüges der beiden Viellagensysteme zeigt Abbildung 4-103. Die Lagen der verschiedenen Schichten sind deutlich voneinander getrennt und kompakt aufgewachsen. Genauere Aussagen über den Aufbau der Mikrostruktur und über die Beschaffenheit der Grenzflächen sind jedoch nicht möglich.

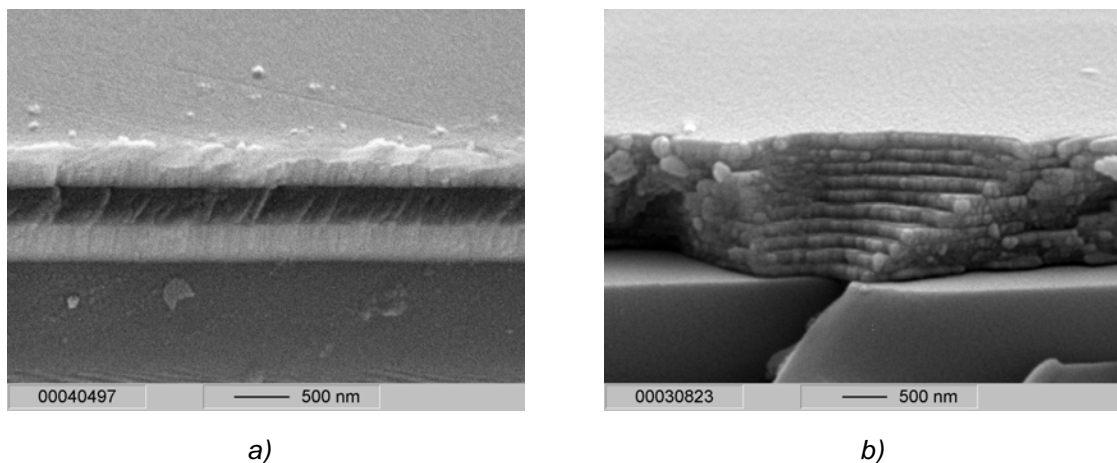


Abb. 4-103: Rastermikroskopische Aufnahmen (Querschnitt) einer (a) CoB/ SiO_x/ CoB-Dreilagenschicht und (b) FeCoBSi/ SiO_x-Viellagenschicht.

4.5.1.2 Schichteigenschaften

Magnetisierung

Der Verlauf der Magnetisierung in der Schichtebene für die CoB/ SiO_x/ CoB-Dreilagenschicht ist in Abbildung 4-104 wiedergegeben. Die angegebene Magnetisierung bezieht sich jedoch, unter Vernachlässigung der Isolationsschicht, nur auf das magnetische Schichtvolumen. Mit einem Anisotropiefeld von 1,4 mT und einer Sättigungsmagnetisierung von 1,2 T werden die Werte der in Abbildung 4-13 dargestellten CoB-Einlagenschicht erreicht.

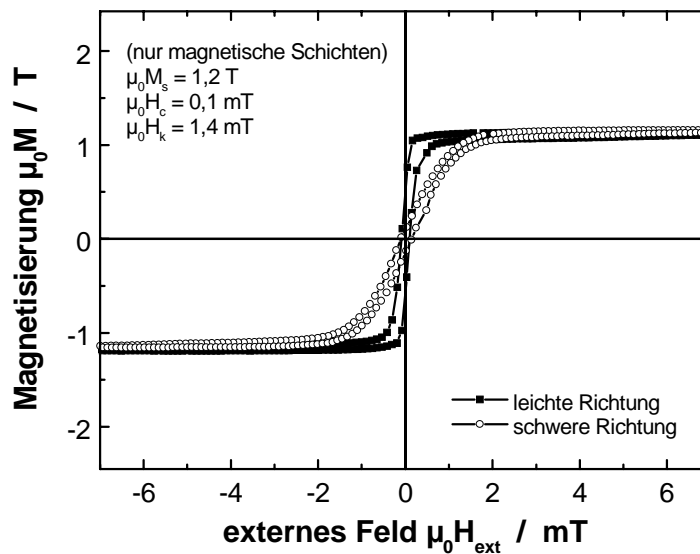


Abb. 4-104: Magnetisierungskurve in leichter und schwerer Richtung einer CoB/SiO_x/CoB-Dreilagenschicht (jeweils 0,3 μm). Die Magnetisierung bezieht sich unter Vernachlässigung der Volumenanteile der Isolationsschicht, ausschließlich auf das magnetische Schichtvolumen.

Abbildung 4-105 zeigt die Magnetisierungskurven der FeCoBSi-Viellagenschicht mit insgesamt 10 magnetischen Lagen. Diese Schicht besitzt ein Anisotropiefeld von 3,6 mT und bezogen auf das magnetische Schichtvolumen eine Sättigungsmagnetisierung von 1,7 T. Auch hier liefert der Vergleich mit der in Abbildung 4-47 gezeigten FeCoBSi-Einlagenschicht eine gute Übereinstimmung.

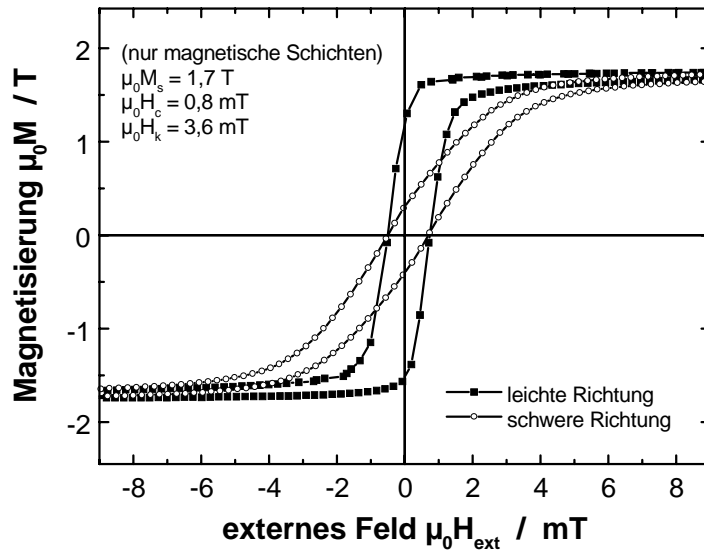


Abb. 4-105: Magnetisierungskurve in leichter und schwerer Richtung einer FeCoBSi/SiO_x-Viel-lagenschicht (0,1 μm/0,025 μm) mit insgesamt 20 Lagen. Die Magnetisierung bezieht sich ausschließlich auf das magnetische Schichtvolumen.

Permeabilität

Den Verlauf der HF-Permeabilitäten (Pick-up-Spulen-Permeameter) der beiden Viellagenschichten gibt Abbildung 4-106 (CoB) und Abbildung 4-107 (FeCoBSi) wieder. Beide Schichten zeigen nicht das für die jeweiligen 0,1 μm dicken Einzellagenschichten beobachtete in Abbildung 4-23 (CoB) und 4-54 (FeCoBSi) gezeigte Resonanzverhalten.

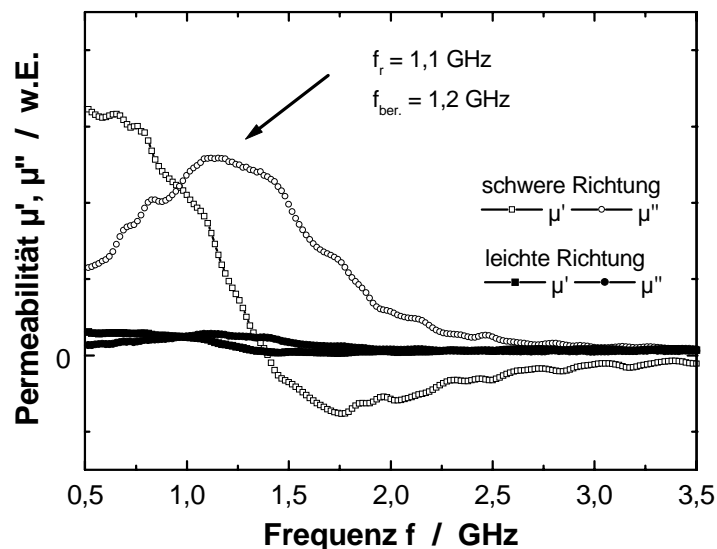


Abb. 4-106: HF-Permeabilität (Pick-up-Spulen-Permeameter) in leichter und schwerer Richtung für eine CoB/SiO_x/CoB-Dreilagenschicht (jeweils 0,3 μm).

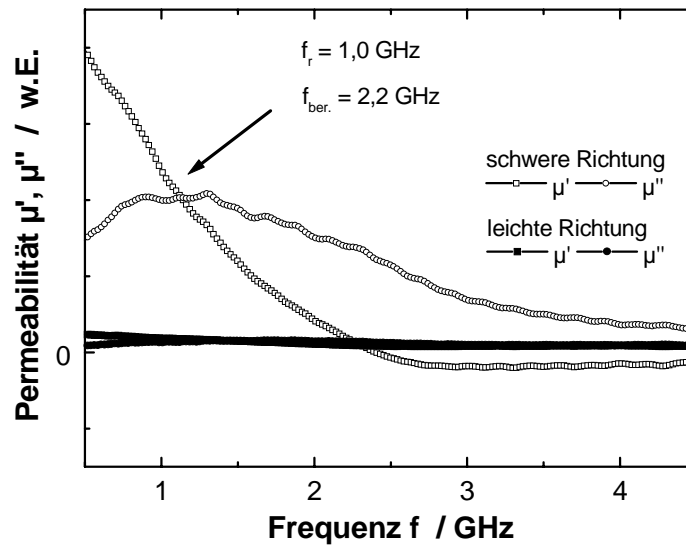


Abb. 4-107: HF-Permeabilität (Pick-up-Spulen-Permeameter) in schwerer und leichter Richtung für eine FeCoBSi/ SiO_x-Viellagenschicht (0,1/ 0,025 μm) aus insgesamt 20 Lagen.

Der Imaginärteil der HF-Permeabilität ist stattdessen deutlich verbreitert und das Maximum zu deutlich geringeren Frequenzen von 1,1 (CoB) bzw. von 1,0 GHz (FeCoBSi) hin verschoben. Vergleicht man die CoB/ SiO_x/ CoB-Dreilagenschicht mit der in Abbildung 4-30 dargestellten 0,68 μm dicken CoB-Schicht, so erkennt man einen analogen Verlauf der HF-Permeabilität. Gleiches gilt auch bei einem Vergleich mit dem in Abbildung 4-107 für eine FeCoBSi/ SiO_x-Viellagenschicht und dem in Abbildung 4-59 für eine 0,98 μm dicken FeCoBSi-Schicht dargestellten Verlauf der Permeabilität. Diese Gegenüberstellungen zeigen, dass die Laminierung der Schichten zur Reduzierung der Wirbelstromverluste nicht erfolgreich war. Die Ursache für das herabgesetzte HF-Spektrum der Viellagenschichten konnte im Detail nicht geklärt werden. Ein Zusammenhang mit der unzureichenden Qualität der isolierenden SiO_x-Schichten und Randeffekte, die zu einem Kurzschließen der einzelnen Lagen über die Kanten führen, kann allerdings nicht ausgeschlossen werden.

5 Zusammenfassende Diskussion und Ausblick

5.1 Hochfrequenztaugliche weichmagnetische Dünnschichten

Die in den vorangegangenen Kapiteln ausgeführte Darstellung der Ergebnisse zur Entwicklung hochfrequenztauglicher magnetischer Schichten wird im folgenden zusammenfassend diskutiert. Neben der Darstellung wichtiger Grundlagenaspekte, liegt der Schwerpunkt auf einem Vergleich der Hochfrequenzeigenschaften der untersuchten Schichtsysteme. Abschließend wird die mögliche Integration der Schichten in mikrotechnischen, magnetischen HF-Anwendungen in Mikroinduktoren und magnetoelastischen Spannungssensoren aufgezeigt.

5.1.1 Amorphe CoB- und FeCoBSi-Schichten

Das Entwicklungsziel bei der Herstellung der Schichten war das unmittelbare Induzieren einer uniaxialen Anisotropie während der Beschichtung im Magnetfeld. Entsprechend dem in Kapitel 2.2.4 vorgestellten Schichtkonzept sollten diese anisotropen Schichten HF-Permeabilitäten bis in den GHz-Bereich erreichen. Die Schichtentwicklung erfolgte zunächst an amorphen Schichtsystemen, da diese keine magnetokristalline Anisotropie besitzen, die das Induzieren einer uniaxialen Anisotropie behindern. Bei der Schichtabscheidung wurde mit drei verschiedenen Sputtertargets ($\text{Co}_{79}\text{B}_{21}$, $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{18}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ und $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{15}\text{B}_{15}\text{Si}_{10}$) mit einem Targetdurchmesser von 75 mm gearbeitet. Im Anschluss daran erfolgte das Aufskalieren der Schichtabscheidung zur Realisierung von Mikroinduktoren auf oxidierten 100 mm Si-Wafern mit einem $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{17}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Target, das einen größeren Durchmesser von 152 mm aufweist.

Optimierung der Schichtabscheidung

Zur Reduzierung der magnetoelastischen Anisotropiebeiträge erfolgte eine Optimierung der Schichtherstellung im Hinblick auf die Abscheidung von Schichten mit geringen Schichteigenstressungen. Dazu wurden verschiedene Versuchsreihen zur Variation der Sputterparameter (HF-Bias, Ar-Sputterdruck und HF-Leistung) durchgeführt. Hier zeigte sich, dass durch die Anpassung des Ar-Sputterdrucks der Eigenspannungszustand in den Schichten besonders effektiv zu kontrollieren ist. Für die beiden intensiv betrachteten $\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$ - und $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schichtsysteme wurden so Sputterparameter ermittelt, die eine Abscheidung neutraler Schichten mit geringen Eigenspannungen erlaubt (CoB: 0,5 Pa, 150 W HF, FeCoBSi: 1,5 Pa, 100 W HF).

Der beobachtete Zusammenhang zwischen den Sputterparametern und den Schichteigenstressungen kann nicht durch thermisch induzierte Eigenspannungen erklärt werden, vielmehr überwiegt der Einfluss von wachstumsinduzierten Eigenspannungen. Diese Aussage lässt sich durch die Verknüpfung der gemessenen Substrattemperaturen mit den Berech-

ungsformeln für die Eigenspannungen (Gl. 2.34, 2.35) begründen. Setzt man z.B. die Materialparameter ($\alpha = 8,6 \cdot \mu\text{m}/^\circ\text{C}$, $E = 110 \text{ GPa}$) der amorphen Metglas-2605CO-Bänder [HON00] und der Siliziumsubstrate ($\alpha = 2,3 \cdot \mu\text{m}/^\circ\text{C}$) in die Berechnungsformel für thermischinduzierte Spannungen ein, so erhält man nicht die in den Messungen beobachteten Abhängigkeiten. Die Schichteigenspannungen müssten demnach für einen höheren Ar-Sputterdruck, der zu einer Reduzierung der Beschichtungstemperatur führt (Abb. 4-1), in den Druckspannungsbereich abnehmen. Dies wird jedoch nicht beobachtet, die Eigenspannungen verschieben sich vielmehr mit zunehmendem Ar-Sputterdruck in den Zugspannungsbereich (Abb. 4-4, 4-37).

Die detaillierte Beschreibung intrinsischer Eigenspannungen ist komplex, da viele Einflussgrößen, wie z.B. Grenzflächeneffekte und Gitterdeformationen zwischen wachsender Schicht und Substrat die Beschreibung erschweren [CHO69]⁸⁴. Durch einfache Modellvorstellungen lässt sich die Entstehung der Eigenspannungen und die Abhängigkeit von den Herstellungsparametern erklären. So treffen während des Beschichtungsvorgangs beständig Teilchen hoher kinetischer Energie auf das Substrat und die wachsende Schicht auf. Diese Teilchen kondensieren durch die Anlagerung an andere Atome. Bei diesem Vorgang wird Energie auch auf bereits kondensierte Atome übertragen, wodurch sich deren Position verändert und Druckeigenspannungen, die in der Schichtebene liegen, entstehen. Das beständige Einwirken von gesputterten Teilchen auf die Oberfläche bildet demnach einen Spannungszustand mit radial wirkenden Druckspannungen aus. Durch die Variation der Sputterparameter (Ar-Sputterdruck, HF-Leistung) lässt sich die Energie und Dichte der schichtbildenden Teilchen beeinflussen, wodurch die Herstellung von Schichten mit geringen Eigenspannungen ermöglicht wird. Zur detaillierten Beschreibung der Zusammenhänge zwischen der Teilchenenergie und -dichte und den sich ausbildenden Eigenspannungszuständen eignen sich plasmadiagnostische Methoden, die im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht zur Verfügung standen.

Schichtstruktur und -aufbau

Die abgeschiedenen amorphen CoB- und FeCoBSi-Schichten zeigen in den Röntgenuntersuchungen keine Beugungsreflexe, so dass von einem röntgenamorphen Aufbau der Schichten ausgegangen werden muss. In den HRTEM-Aufnahmen der untersuchten CoB-Schicht lassen sich in einer weitgehend amorphen Matrix auch kleine nanokristalline Bereiche (<2 nm) ausmachen (Abb. 4-7). Gleiches gilt auch für die FeCoBSi-Schicht, die mit dem $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{18}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ -Target abgeschieden wurde und ebenfalls kleine Bereiche (<2 nm) mit Na-

⁸⁴ Seite 287ff

нокристаллен aufweist (Abb. 4-41). Die Ausbildung der Nanokristalle kann durch die geringere Abkühlgeschwindigkeit beim Aufwachsen der Filme erklärt werden, da der Substratteller - im Gegensatz zu vielen Versuchsaufbauten die in der Literatur beschrieben werden - nicht zusätzlich gekühlt wurde.

Chemische Zusammensetzung

Die chemischen Mikrosondenanalysen der amorphen Schichtsysteme ergab für die $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ - und $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{18}\text{B}_{12}\text{Si}_{12}$ -Schichten eine fast getreue Abbildung der Targetzusammensetzung. Lediglich der Borgehalt in den Schichten stellte sich geringfügig reduziert dar. Diese Abweichung kann durch das niedrige Atomgewicht des Bors erklärt werden, was zu einem höheren Rückspattern der Boratome von der Substratoberfläche führt. Die untersuchte $\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$ -Schicht zeigt in der chemischen Zusammensetzung gegenüber dem Target einen um 5 At.-% geringern Borgehalt, dessen Ursache nicht eindeutig geklärt werden konnte.

Augertiefenprofile wurden zur Charakterisierung von Oberflächenoxidationen, -verunreinigungen und chemischen Schicht-Substratreaktionen aufgenommen. Hier zeigen die Ergebnisse für alle untersuchten amorphen Schichten mit einer Schichtdicke von ca. 0,1 μm eine geringe Oxidschichtbedeckung bis zu einer Tiefe von ca. 10 nm. Die Abscheidung einer zusätzlichen Passivierungsschicht zum Schutz vor einer vollständigen Durchoxidation der amorphen Schichten erscheint deshalb nicht erforderlich.

Die Zusammensetzung in tieferen Schichtbereichen entspricht nur teilweise den Mikrosondeanalysen, was letztlich durch die unterschiedlichen Analyseverfahren und einer nur punktuell erfolgten AES-Tiefenanalyse begründet ist. Im Bereich der Grenzfläche zum SiO_2/Si -Substrat zeigen alle Messungen eine deutlich ausgeprägte Reaktionszone von 20 - 40 nm. Aus der Verschiebung der Augerpeaklage konnte die Bildung von Co- und FeCoB-Oxiden als auch Co- und FeCoB-Siliziden in der Schicht-Substratübergangszone nachgewiesen werden. Diese Ergebnisse belegen, dass zu einem Schutz vor unter den amorphen Schichten aufgetragenen Strukturen die Abscheidung einer Diffusionsbarriere sinnvoll erscheint. Dies sollte auch im Hinblick auf die angestrebte Integration dieser Schichtmaterialien in die Halbleiterfertigung erfolgen, da hier z.B. zur Temperung der Aluminiumleiterbahnen hohe Prozesstemperaturen von bis zu 450°C [WID96]⁸⁵ verwendet werden, die eine Diffusion von Schichtatomen in das Substrat oder umgebenden Schichten noch begünstigen.

⁸⁵ Seite 89ff

Kalorimetrische Untersuchungen

Die DSC-Messungen erfolgten mit dem Hintergrund einer Untersuchung der Integrationsfähigkeit der amorphen Schichtmaterialien in bestehende Halbleiterfertigungsprozesse und zur Charakterisierung der thermischen Stabilität. Die an freitragenden $\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$ -, $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ - und $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{18}\text{B}_{12}\text{Si}_{12}$ -Schichten durchgeführten Messungen zeigten eine bedingte Stabilität der amorphen Phase. Wie sich an den Kristallisationspeaks in den aufgenommenen Wärmestrommessungen ablesen lässt, kristallisieren die Schichten nach einem Vernetzungs- bzw. Glasbildungs-Übergangsbereiches (Abb. 4-9, 4-43). Der Vergleich der unterschiedlichen Materialsysteme zeigte für die mit dem $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{15}\text{B}_{10}\text{Si}_{10}$ -Target abgeschiedene Schicht mit dem größten Anteil an Metalloiden (B, Si), die höchste Kristallisationstemperatur.

Elektrischer Widerstand

Der spezifische Widerstand der Schichten erhöht sich mit zunehmendem Anteil an Metalloiden. In einzelnen wurden für $\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$ 1,2 $\mu\Omega\text{m}$, für $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ 1,3 $\mu\Omega\text{m}$ und für $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{18}\text{B}_{12}\text{Si}_{12}$ -Schichten 1,4 $\mu\Omega\text{m}$ gemessen. Diese an ca. 1 μm dicken Schichten gemessene Widerstände stimmen gut mit den an schmelzgesponnene Bänder ermittelten spezifischen Widerständen überein [OHN76], [HON00]. Im Vergleich zu kristallinen FeCo-Schichten die einen spezifischen elektrischen Widerstand von 0,2 $\mu\Omega\text{m}$ aufweisen [SEN94a] zeigen diese amorphen Schichten insgesamt höhere Widerstände. Wirbelstromverluste (Gl. 2-27) werden dadurch reduziert und die HF-Permeabilität wird auch für dickere amorphen Schichten nicht so stark gedämpft wie in kristallinen Schichtsystemen die geringe spezifische Widerstände besitzen.

Magnetisierung

Die Charakterisierung der Hysteresekurven erfolgte mit dem VSM. Die Schichten, die mit geringen Eigenspannungen unter optimierten Sputterparametern im Magnetfeld hergestellt wurden, zeigen eine deutliche uniaxiale Anisotropie in der Schichtebene. $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schichten besitzen mit einem $\mu_0 M_s$ von 1,8 T und einem $\mu_0 H_k$ von 3,5 mT jeweils die höchsten Werte ($\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$: $\mu_0 M_s = 1,2$ T, $\mu_0 H_k = 1,5$ mT, $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{18}\text{B}_{12}\text{Si}_{12}$: $\mu_0 M_s = 1,2$ T, $\mu_0 H_k = 1,5$ mT). $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schichten erreichen mit 1,8 T die Sättigungsmagnetisierung von Metglas 2605CO-Bänder [HON00] und auch für $\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$ -Schichten werden mit Werten von 1,2 T die der amorphen $\text{Co}_{80}\text{B}_{20}$ -Bänder [OHN76] gemessen. Die Sättigungsmagnetisierungen und Anisotropiefeldstärken besonders der FeCoBSi-Schichten sind deutlich höher als die der bekannten Permalloy- bzw. CoNbZr-Schichtsysteme (Tabelle 2-2). Für Schichten, die innere Spannungen aufweisen, ist die uniaxiale Anisotropie teilweise durch magnetoelastische Anisotropiebeiträge überdeckt. Dieses Verhalten ist direkt mit dem Vorzeichen der

Magnetostruktionskonstanten der jeweiligen Schichten verknüpft. In zugspannungsbehafteten negativ magnetostruktiven $\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$ -Schichten (Abb. 4-10) und in druckspannungsbehafteten positiv magnetostruktiven $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schichten (Abb. 4-44) führt dies zu einem Herausdrehen der Magnetisierung aus der Schichtebene. Daraus resultieren magnetoelastische Anisotropiebeiträge mit hohen Sättigungsfeldstärken ($\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$: 47,8 mT bzw. $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$: 31 mT), die die uniaxiale Anisotropie überdecken.

Die Schichtdickenabhängigkeit der magnetischen Eigenschaften (M_r/M_s , μ_0H_s und μ_0M_s) wurde für das CoB-Schichtsystem ausführlich untersucht. Alle mit den eigenspannungsoptimierten Herstellungsparametern abgeschiedenen 0,075 bis 1,35 μm dicke Schichten besitzen eine uniaxiale Anisotropie (Abb. 4-14). CoB-Schichten, die mit zugspannungsbehafteten Eigenspannungen (5,0 Pa, 200 W HF) hergestellt wurden, zeigen hingegen eine große Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften (M_r/M_s , μ_0H_s und μ_0M_s) von der Schichtdicke (Abb. 4-15). Im Schichtdickenbereich bis ca. 0,15 μm können anisotrope Schichten deponiert werden. Mit weiter zunehmender Schichtdicke steigt μ_0H_s sprunghaft an und nähert sich Werten von 50 mT für CoB-Schichten im μm -Bereich an.

Die Ursache für dieses Verhalten liegt in dem Einfluss der Formanisotropie und in der Ausbildung von sogenannten Streifendomänen begründet [COH70]⁸⁶. In dünnen Filmen überwiegt die Formanisotropie, die die Magnetisierung gegen die senkrecht zur Schichtebene wirkende magnetoelastische Anisotropie in die Ebene zurückzwingt. Da die Magnetisierung innerhalb der Schichtebene liegt, kann sich in diesen Schichten eine uniaxiale Anisotropie ausbilden (Abb. 4-16). Beim Überschreiten einer kritischen Schichtdicke gewinnen die magnetoelastischen Anisotropieanteile an Bedeutung und die Magnetisierung beginnt aus der Ebene herauszurotieren, wodurch sich die Sättigungsfeldstärke kontinuierlich erhöht.

Domänenstruktur

Die Domänenstrukturen von anisotropen $\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$ - (Abb. 4-17, 4-18) und $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schichten (Abb. 4-49, 4-50) stellen sich als große Domänenbereiche mit kleinen Abschlussdomänen in den Randbereichen dar. Besonders anschaulich konnte in den kernmikroskopischen Aufnahmen auch das unterschiedliche Magnetisierungsverhalten entlang der leichten bzw. schweren Richtung durch Domänenwandverschiebungen bzw. Rotation der Magnetisierung in den Domänen beobachtet werden. Die untersuchte CoB-Schicht mit Anteilen einer senkrechten Anisotropie bestätigte durch die Ausbildung von Streifendomänen, die sich durch ein äußeres Feld beliebig orientieren ließen, ihr isotropes Verhalten (Abb. 4-20).

⁸⁶ Seite 17-85ff

Magnetostriktion

Der magnetoelastische Kopplungsfaktor b_{\parallel} und die Magnetostriktion λ_{\parallel} wurden in Abhängigkeit des äußeren Magnetfeldes an beschichteten Si-Biegebalken gemessen. Diese Messungen bestätigen das negative bzw. positive Vorzeichen der Magnetostriktionkonstanten der $\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$ - (Abb. 4-21) bzw. $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schichten (Abb. 4-51). Die CoB-Schichten erreichen einen magnetoelastischen Kopplungsfaktor b_{\parallel} von 0,8 MPa bei einer Sättigungsfeldstärke von 2 mT, die FeCoBSi-Schicht zeigte einen Sättigungswert von -10 MPa bei 2,4 mT. Diese gemessenen Messdaten bewegen sich auf dem gleichen Niveau, wie die von Ludwig [LUD99]⁸⁷ an isotropen CoB- und FeCoBSi-Schichten bestimmten Werte.

Permeabilität (Schichten mit uniaxialer Anisotropie)

Die Permeabilität 0,1 μm dünner, anisotroper Schichten wurde direkt mit dem SQUID-Magnetometer bis zu 1000 Hz bestimmt. Die Messungen belegen, dass sich die Permeabilitäten entsprechend auch den statischen Magnetisierungsmessungen anisotrop darstellen (Abb. 4-22, 4-52, 4-53). Entlang der leichten Richtung erreichen die Schichten sehr hohe Permeabilitäten ($\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$: 2340, $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{18}\text{B}_{12}\text{Si}_{12}$: 1825, $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$: 3340), die mit zunehmenden Anregungsfrequenzen stark gedämpft werden. Entlang der schweren Richtung sind die Permeabilitäten der Schichten ($\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$: 690, $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{18}\text{B}_{12}\text{Si}_{12}$: 830, $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$: 520) deutlich geringer, bleiben jedoch über den gesamten Frequenzbereich konstant. Dieses Verhalten ist wieder sehr eng mit den unterschiedlichen Magnetisierungsprozessen (Rotationsprozesse bzw. Domänenwandverschiebungen) verknüpft. Die mit Hilfe der Stoner-Wohlfarth-Beziehung ($\mu = M_s/H_k$) aus den statischen Hysteresekurven jeweils abgeschätzten Permeabilitäten zeigen eine gute Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten oben dargestellten Werten.

Die HF-Permeabilität wurden am Institut für Materialforschung mit einem Pick-up-Spulen-Permeameter, das auf einem von Yamaguchi [YAM00b] entwickelten Messaufbau beruht, gemessen. Für Referenzmessungen stand darüber hinaus am Forschungszentrum CAESAR ein von Tewes [LUD02] entwickeltes Mikrostreifen-Permeameter zur Verfügung.

Die 0,1 μm dünnen, anisotropen Schichten zeigten alle entlang der schwereren Richtung Permeabilitäten bis in den GHz-Bereich. Im einzelnen erreichten die untersuchten $\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$ -Schichten eine ferromagnetische Resonanzfrequenz von 1,3 GHz, $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{18}\text{B}_{12}\text{Si}_{12}$ -Schichten 1,5 GHz und $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schichten 2,3 GHz. Diese experimentell ermittelten Frequenzen

⁸⁷ Seite 75

stimmen sehr gut mit den nach Gl. 2.28 aus den statischen Magnetisierungsmessungen berechneten Resonanzfrequenzen überein. Mit Hilfe des Mikrostreifen-Permeameters konnte darüber hinaus die HF-Permeabilität direkt bestimmt werden. Die gemessenen HF-Permeabilitäten der unterschiedlichen Schichten sind zu einem Vergleich in Abbildung 5-1 dargestellt.

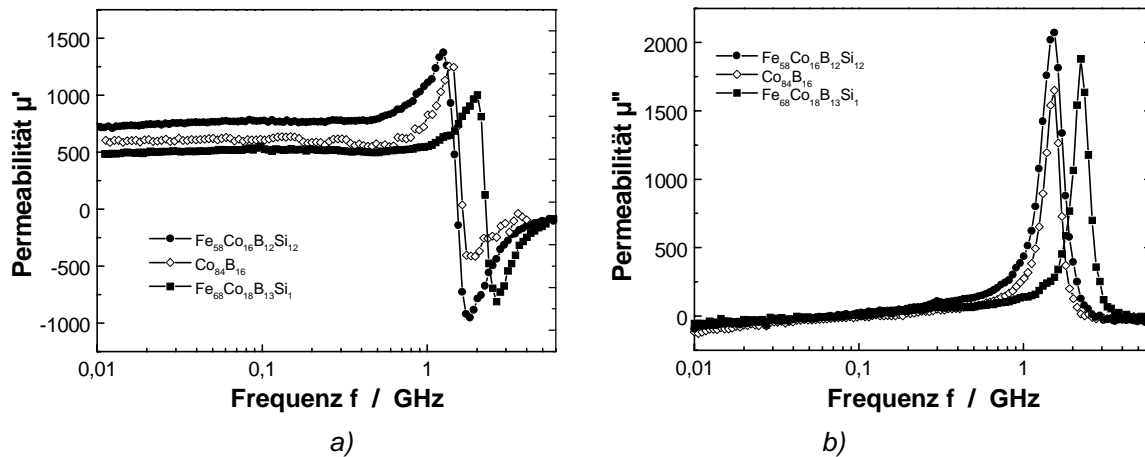


Abb. 5-1: a) Real- und b) Imaginärteil der HF-Permeabilität (Mikrostreifen-Permeameter) in schwerer Richtung für $\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$ -, $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{16}\text{B}_{12}\text{Si}_{12}$ - und $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schichten mit Dicke von jeweils $0,1 \mu\text{m}$.

Zusammenfassend erfüllen die untersuchten amorphen Schichtsysteme die Anforderungen, die an das zu entwickelnde hochfrequenztaugliche magnetische Dünnschichtmaterial gestellt wurden. Die Leistungsfähigkeit bestätigt sich auch bei einem Vergleich mit den in der Literatur beschriebenen hochfrequenztauglichen Einlagenschichtsystemen (Tabelle 2-2). Gerade das FeCoBSi-Schichtsystem zeigt gegenüber den häufig eingesetzten Permalloy- und CoNbZr-Schichten deutlich höhere Resonanzfrequenzen von über 2 GHz bei hohen Permeabilitäten von 500.

Als eine weitere wichtige Einflussgröße auf das HF-Verhalten der Schichten wurde die Abhängigkeit der HF-Permeabilität von der Schichtdicke untersucht. Hier zeigte sich für die betrachteten $\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$ - und $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schichten, dass mit zunehmender Schichtdicke das Spektrum der HF-Permeabilität zu geringeren Frequenzen verschoben wird (Abb. 4-29, 4-58). Die Erklärung für dieses Verhalten liegt in der Ausbildung von Wirbelströmen begründet, die zu einer Zunahme der HF-Verluste führen. Für die Verwendung als magnetisches Kernmaterial in GHz-Anwendungen muss die Schichtdicke deshalb im Bereich von bis zu $0,3 \mu\text{m}$ für $\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$ - bzw. $0,15 \mu\text{m}$ für $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schichten beschränkt werden.

Die an Biegebalken gemessene Empfindlichkeit der Permeabilität gegenüber äußeren Spannungen erreicht mit Werten des FOM von 2000 für CoB- bzw. 2500 FeCoBSi-Schichten (Abb. 4-32, 4-60) das Niveau der Literaturdaten [SHI99], [YAM00d]. Die Schichten zeigen somit höhere Empfindlichkeiten als die vielfach eingesetzten piezoresistiven Materialien.

Permeabilität (Schichten ohne uniaxiale Anisotropie)

Für das CoB-Schichtsystem wurde das Hochfrequenzverhalten von Schichten mit Anteilen einer senkrechten Anisotropie untersucht. Diese Anisotropie wurde durch die Abscheidung von eigenspannungsbehafteten Schichten unter angepassten Sputterbedingungen (5,0 Pa, 200 W HF) eingeprägt. Für negativ magnetostriktive CoB-Schichten bewirken Zugeigen- spannungen ein Herausdrehen der Magnetisierung aus der Schichtebene. Obwohl die Schichten im Magnetfeld hergestellt wurden, zeigen sie keine uniaxiale Anisotropie, sondern verhalten sich magnetisch isotrop (Abb. 4-20). Diese „isotropen“ Schichten besitzen ebenfalls Permeabilitäten bis in den GHz-Bereich, die allerdings durch äußere Magnetfelder stark beeinflusst werden können. So sind die HF-Eigenschaften nicht irreversibel, d.h. mit einem äußeren Magnetfeld lässt sich die Richtung der Remanenzmagnetisierung verändern. Je nach Ausrichtung der remanenten Magnetisierung zum anregenden HF-Feld wird so eine Resonanzfrequenz von 1,9 GHz und eine Permeabilität von bis zu 100 erreicht. Durch die Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass auch für diese „isotropen“ Schichten ein direkter Zusammenhang zwischen der Anisotropie, die hier durch die Sättigungsfeldstärke angegeben wird, und der Resonanzfrequenz besteht (Abb. 4-25). Mit zunehmendem Ar-Sputterdruck nimmt die Sättigungsfeldstärke zu, während die Resonanzfrequenz der CoB-Schichten, ohne uniaxiale Anisotropie von 0,7 auf etwa 2,0 GHz erhöht (Abb. 4-26).

Die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Schichtdicke wurde für diese Schichten ebenfalls betrachtet (Abb. 4-31). Wie bereits ausgeführt, besitzen dünne Schichten ($< 0,15 \mu\text{m}$) eine uniaxiale Anisotropie. Erst für dickere Schichten kann die Magnetisierung aus der Ebene herausgedreht werden und die Schichten zeigen isotrope Magnetisierungskurven. Dieser abrupte Übergang kann auch in den gemessenen Resonanzfrequenzen beobachtet werden, die zunächst hohe Frequenzen von über 2,1 GHz ($0,15 \mu\text{m}$) erreichen und dann mit weiter zunehmender Schichtdicke sich Werten von 1,4 GHz nähern.

Temperaturstabilität

Um die Temperaturstabilität der magnetischen Eigenschaften zu untersuchen wurden amorphe $\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$ - und $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schichten mit und ohne überlagertes Magnetfeld bei verschiedenen Temperaturen getempert. Die Röntgenuntersuchungen zeigten, dass die Schichten bei höheren Anlasstemperaturen ab 330°C unter der Bildung der Co_3B - bzw. FeCo -Phase zu kristallisieren beginnen (Abb. 4-33, 4-61). Dadurch werden die magnetischen Schichteigenschaften stark beeinflusst. So zeigen die beiden bei 425°C angelassenen Schichten, infolge der wirkenden Kristallanisotropie deutlich größere Koerzitivfeldstärken von 20 mT ($\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$) bzw. 2,0 mT ($\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$). Da die kristallisierten Schichten keine uniaxiale Anisotropie mehr besitzen, zeigen sie auch keine Permeabilitäten bis in den GHz-Bereich.

Für den bei geringeren Temperaturen von 260°C im Magnetfeld (65 mT) getemperten Schichten konnte die Anisotropie gedreht werden (Abb. 4-35, 4-64). Dies bedeutet, dass die Anisotropie in diesen amorphen Schichten ausschließlich auf magnetfeldinduzierte Prozesse zurückzuführen ist. Die unzureichende thermische Stabilität der magnetischen Eigenschaften der untersuchten amorphen ferromagnetischen Schichten macht ihre Integration in bestehende Halbleiterfertigungsprozesse nicht möglich. Für bestimmte Fertigungsmethoden mit reduzierten Temperaturen sind $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schichten gut geeignet, da sie ausgezeichnete HF-Eigenschaften mit hohen Permeabilitäten und ferromagnetischen Resonanzfrequenzen im GHz-Bereich besitzen.

Aufskalieren

Auf Basis der mit kleinen Sputtertargets (75 mm Target) durchgeführten Experimente und aufgrund der guten HF-Eigenschaften wurde das $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schichtsystem für den Aufbau von ersten Mikroinduktorstrukturen ausgewählt. Das Aufskalieren der Schichtherstellung erfolgt von einem $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{17}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Target mit einem Durchmesser von 152 mm, um die Schichten homogener auf oxidierte 100 mm Si-Wafern zu deponieren (Abb. 4-69).

Die Optimierung der Schichtherstellung wurde wieder im Hinblick auf die Minimierung der Schichteigenspannungen durchgeführt. Die Schichten mit den geringsten Eigenspannungen von 190 MPa konnten mit einem Ar-Sputterdruck von 0,5 Pa und einer HF-Leistung von 250 W abgeschieden werden. Diese FeCoBSi-Schichten zeigten in den durchgeführten Röntgenuntersuchungen eine röntgenamorphe Struktur (Abb. 4-70). In den REM-Aufnahmen lassen sich ebenfalls keine Kristallite erkennen, in welchem Umfang aber in den Schichten kleine nanokristalline Bereiche vorliegen, konnte nicht geklärt werden. Die Mikrosondenanalysen bestätigten eine fast getreue Abbildung der chemischen Zusammensetzung des Targets in den $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{18}\text{B}_{15}\text{Si}_1$ -Schichten. Lediglich der Boranteil stellte sich etwas reduziert dar. Die kalorimetrischen Untersuchungen ergaben mit einem Kristallisationspeak bei 512°C eine vollständige kristalline Umwandlung der amorphen Schicht.

Der elektrische Widerstand wurde wie für die mit dem kleinen Sputtertarget hergestellten Schichten mit 1,3 $\mu\Omega\text{m}$ ermittelt. Dies gilt auch für die Sättigungsmagnetisierung der FeCoBSi-Schichten, die mit 1,8 T den Wert der mit dem 75 mm Target abgeschiedenen Schichten erreichen. Die beobachteten Anisotropiefeldstärken mit bis zu 35 mT sind hingegen deutlich höher (Abb. 4-74, 4-75, 4-76). Die Ursache dieser hohen uniaxialen Anisotropie, kann nicht nur mit einer magnetfeldinduzierten Anisotropie in Verbindung gebracht werden. Darüber hinaus müssen vielmehr auch eigenspannungsinduzierte und strukturelle Anisotropieanteile betrachtet werden. Gerade diese letzt genannten Anisotropieanteile scheinen einen großen Einfluss zu besitzen. Die Ursache dafür liegt in den stark geänderten Plasmabedingungen beim Übergang auf die größere Magnetronkathode (PK 150). Die Magnetfelder des Magnetrons und des Magnetfeldtellers überlagern sich teilweise, wodurch kein aus-

schließlich senkrecht auf das Substrat gerichteter Teilchenfluss vorliegt, sondern auch Anteile eines schräg gerichteten Teilchenflusses auf das Substrat einwirken. Dies konnte zwar experimentell nicht direkt nachgewiesen werden, doch belegen auch die Untersuchungen von Ding *et al.* [DIN01] den großen Einfluss der Anlagenkonfiguration auf die Anisotropie in FeTiN-Schichten. In diesen Schichten wurde durch die Reduzierung des Targets-Substratabstands von 67 auf 41 mm eine deutliche Zunahme der Anisotropiefeldstärke beobachtet. Eine Verringerung des Target-Substratabstands wirkt sich wie eine Vergrößerung des Targetdurchmessers, wie diese die vorgestellten experimentellen Ergebnisse belegen, aus. Die Permeabilitäten dieser FeCoBSi-Schichten zeigen geringere Werte von etwa 110, was durch die größeren Anisotropiefeldstärken der Schichten bedingt wird. Sie besitzen mit Werten von bis zu 4,7 GHz höhere ferromagnetische Resonanzfrequenzen. Abbildung 5-2 stellt den Unterschied im Verlauf der HF-Permeabilität zweier 0,1 μm dicker Schichten dar, die von dem $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{18}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ - bzw. $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{17}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Target abgeschieden wurden.

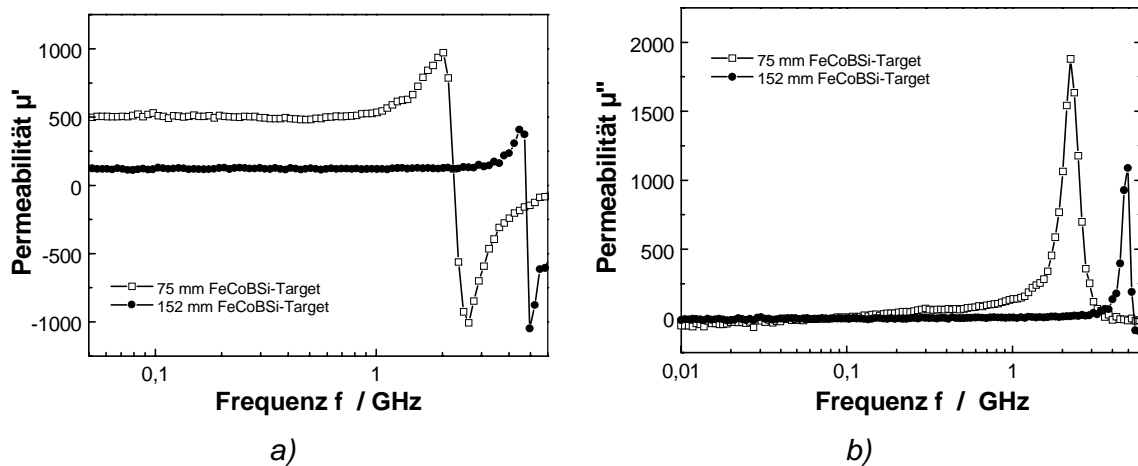


Abb. 5-2: a) Real- und b) Imaginärteil der HF-Permeabilität (Mikrostreifen-Permeameter) zweier 0,1 μm dicker FeCoBSi-Schichten die von dem a) \varnothing 75 mm $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{18}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ -Target bzw. b) \varnothing 152 mm $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{17}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Target hergestellt wurden.

Die untersuchte Abhängigkeit der HF-Permeabilität von der Schichtdicke zeigte, dass sich das Spektrum von μ' mit zunehmender Dicke zu geringeren Frequenzen hin verschiebt. Bedingt durch die geringere Permeabilität der mit dem großen Target abgeschiedenen Schichten erreichen 1,2 μm dicke Schichten noch Permeabilitäten bis über 3,0 GHz (Abb. 4-82). Die laterale Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Position des Substrates unter dem Sputtertarget wurde ebenfalls untersucht. Senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes ergab sich nur eine geringe, parallel zum Magnetfeld allerdings eine sehr große laterale Abhängigkeit der Resonanzfrequenz (Abb. 4-83).

Die im Magnetfeld getemperten FeCoBSi-Schichten zeigten in den Röntgenmessungen ab 420°C einen Beugungsreflex der FeCo-Phase. Diese kristallisierten Schichten besitzen keine uniaxiale Anisotropie, sondern verhalten sich in der Schichtebene magnetisch „isotrop“

(Abb. 4-86). Im Gegensatz zu den FeCoBSi-Schichten, die mit dem kleinen $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{18}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ -Target aufgewachsen wurden, lässt sich die Anisotropie in diesen Schichten durch das Tempern im Magnetfeld nicht drehen (Abb. 4-87). Dies bestätigt die Aussage, dass in den Schichten die hohen Anisotropiefelder nicht nur durch magnetfeldinduzierte Effekte, sondern auch durch eine wachstumsinduzierte strukturelle Anisotropie hervorgerufen wird.

Viellagenschichten

Es wurden exemplarisch zwei Viellagenschichten auf Basis von $\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$ - und $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{18}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ -Schichten (\varnothing 75 mm Target) mit isolierenden SiO_x -Zwischenschichten realisiert. Dies erfolgte unter dem Hintergrund, das magnetische Schichtvolumen durch den Aufbau von Viellagenschichten mit isolierenden Zwischenschichten zu erhöhen und frequenzlimitierende Wirbelstromverluste zu unterdrücken. Sowohl die hergestellte $\text{CoB}/\text{SiO}_x/\text{CoB}$ -Dreilagenschicht (jeweils 0,3 μm) als auch die $\text{FeCoBSi}/\text{SiO}_x$ -Viellagenschicht (0,1/ 0,025 μm) mit insgesamt 20 Lagen zeigten eine uniaxiale Anisotropie in der Schichtebene (Abb. 4-106, 4-107). In den HF-Messungen (Abb. 4-104, 4-105) konnte keine Verbesserung der Hochfrequenzeigenschaften im Vergleich zu den betrachteten dickeren Einzellagenschichten (Abb. 4-30, 4-59) beobachtet werden. Durch den Einsatz der SiO_x -Schichten konnten die Wirbelstromverluste nicht reduziert werden. Um die Ursache für dieses Verhalten weiter zu klären, müsste die Qualität des verwendeten SiO_x (Heißabscheidung) verbessert werden und strukturierte Proben untersucht werden um Kurzschlüsse und Kanteneffekte zu verhindern.

Bewertung und Ausblick

Die hergestellten CoB- und FeCoBSi-Schichten mit einer uniaxialen Anisotropie besitzen ausgezeichnete magnetische Hochfrequenzeigenschaften mit Permeabilitäten von über 100 und Resonanzfrequenzen im GHz-Bereich. Auf Basis der bekannten Metglas 2605CO-Zusammensetzung zeigt das $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{18}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ - bzw. $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{17}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Schichtsystem die höchsten ferromagnetischen Resonanzfrequenzen. Das Aufskalieren des Herstellungsprozesses zur großflächigen homogenen Abscheidung von Si-Wafern erfolgte von einem 152 mm Target. Diese spezielle Targetanordnung führte mit der verwendeten Anlagenspezifikationen zu einer Erhöhung der Anisotropiefeldstärke in diesen Schichten. Ein Übertragen der Schichtherstellung auf prozesstaugliche Industrieanlagen ist allerdings nicht direkt möglich. Für die Integration in bestehende Halbleiterprozesse sind diese amorphen Schichten so nur bedingt geeignet, da sie bei Temperaturen von 300 bis 400°C zu kristallisieren beginnen. Für einige HF-Anwendungen, die nicht auf diese hohen Prozesstemperaturen angewiesen sind, z.B. in der Flip-Chip-Technologie ist der Einsatz dieser amorphen Schichtmaterialien durchaus vielversprechend.

5.1.2 Nanokristalline FeTaN-Schichten

Die Herstellung nanokristalliner FeTaN-Schichten erfolgte in einer ersten Versuchreihe mit einem $\text{Fe}_{95}\text{Ta}_5$ -Target (\varnothing 152 mm) reaktiv in Ar/ N_2 -Atmosphäre bei konstantem Gesamtdruck (1,0 Pa) und konstanter HF-Sputterleistung (250 W HF). Wie für die amorphen Schichten wurde während der Beschichtung in der Schichtebene ein Magnetfeld angelegt. Das FeTaN-Schichtsystem wurde betrachtet um die bessere thermische Stabilität der magnetischen Eigenschaften dieser Schichten gegenüber den amorphen Systemen zu verdeutlichen.

Schichtstruktur und -gefüge

Mit zunehmendem Stickstoffanteil in den Schichten reduziert sich, von einem mikrokristallinen Aufbau mit (110)-Textur, die Größe der FeTa(N)-Körner. Der Stickstoffeinbau in der Struktur führt darüber hinaus zu einer Dehnung und Verzerrung des Gitters. Dadurch verschiebt sich der Beugungsreflex zu geringeren Beugungswinkeln hin (Abb. 4-89). Im Bereich von 5 Vol.-% Stickstoff im Sputtergas besitzen die Schichten einen nanokristallinen Aufbau, der mit weiter zunehmendem Stickstoffanteil in einen amorphen Schichtaufbau übergeht. Die Mikrostruktur konnte mit Hilfe der REM-Aufnahmen nicht detailliert genug aufgelöst werden, um weitere Aussagen über den mikrostrukturellen Aufbau zu erhalten.

Chemische Zusammensetzung

Mit der Zugabe von bis zu 30 Vol.-% N_2 im Sputtergas erhöht sich kontinuierlich der Anteil von Stickstoff in den Schichten auf 43 At.-%, während sich der Fe-Gehalt auf 54 At.-% reduziert. Der Ta-Gehalt verringert sich nur geringfügig von 5 auf 3 At.-% (Abb. 4-91). Greift man die Stickstoffkonzentration über dem Stickstoffanteil im Sputtergas heraus, so ergibt sich ein Zusammenhang der sich als Wurzelfunktion nach dem Sievertgesetz beschreiben lässt.

Elektrischer Widerstand

Der spezifische Widerstand der FeTaN-Schichten erhöht sich mit zunehmendem Stickstoffanteil im Sputtergas von $0,85 \mu\Omega\text{m}$ (0 Vol.-%) bis auf $3,75 \mu\Omega\text{m}$ (30 Vol.-%). Trägt man den Verlauf des spezifischen Widerstandes über dem Stickstoffanteil in den Schichten auf, so ergibt sich ein linearer Zusammenhang (Abb. 4-92). Durch den Einbau des Stickstoffs reduziert sich die Größe der FeTa(N)-Körner, wodurch der Anteil der intergranularen Korngrenze zunimmt, was zu einer vermehrten Streuung der Elektronen an diesen Korngrenzen führt. Der Widerstand der nanokristallinen Schichten ist etwas höher als der der zuvor untersuchten amorphen Schichten, darüber hinaus kann der Schichtwiderstand durch die Variation der Gaszusammensetzung in gewissen Grenzen variiert werden.

Magnetisierung

Der zunehmende Stickstoffanteil im Sputtergas bedingt eine Reduzierung der Sättigungsmagnetisierung von 1,8 T (0 Vol.-%) bis auf 0 T (≥ 20 Vol.-%) im superparamagnetischen Bereich (Abb. 4-93). Im superparamagnetischen Zustand sind die ferromagnetischen Teilchen so klein, dass die Magnetisierung nicht mehr stabil bleibt, sondern thermischen Fluktuationen unterworfen ist. Die Magnetisierung einer mit 15 Vol.-% abgeschiedenen $\text{Fe}_{64}\text{Ta}_4\text{N}_{32}$ -Schicht zeigt zwar ein geringes $\mu_0 M_s$ von 0,09 T besitzt aber ein $\mu_0 H_k$ von 2,1 mT (Abb. 4-95).

Magnetostriktion

Für eine $\text{Fe}_{79}\text{Ta}_5\text{N}_{16}$ - Schicht wurde der magnetoelastische Kopplungsfaktor b_{\parallel} und die Magnetostriktion λ_{\parallel} im äußeren Magnetfeld gemessen (Abb. 4-96). Die Messung zeigt für diese Schicht wie für reines Eisen und die amorphen FeCoBSi-Schichten eine positive Magnetostriktion mit einem Kopplungsfaktor b_{\parallel} von über -12 MPa bei einer Sättigungsfeldstärke von 35 mT.

Permeabilität

Die $\text{Fe}_{64}\text{Ta}_4\text{N}_{32}$ -Schicht besitzt eine uniaxialen Anisotropie und erreicht mit einer Permeabilität von etwa 40 eine ferromagnetische Resonanzfrequenz von 1,5 GHz (Abb. 4-97, 4-98, 4-99). Vergleicht man die gemessene Permeabilität mit der nach der Stoner-Wohlfarth-Beziehung ($\mu = M_s / H_k$) abgeschätzten, so ergibt sich eine gute Übereinstimmung der Werte. Anders verhält es sich, wenn man die nach Gl. 2.28 aus den statischen Magnetisierungskurven berechnete Resonanzfrequenz von 0,4 GHz mit der gemessenen Resonanzfrequenz von 1,5 GHz vergleicht. Daraus lassen sich Rückschlüsse auf den Aufbau dieser Schicht gewinnen. Betrachtet man bspw. die Anisotropiefeldstärke von 2,1 mT und berechnet mit Gl. 2.28 die zum Erreichen einer Resonanzfrequenz von 1,5 GHz notwendige Sättigungsmagnetisierung, so ergibt sich ein Wert von 1,6 T für die Sättigungsmagnetisierung. Für den Aufbau der Mikrostruktur bedeutet dies, dass die FeTa(N)-Körner zwar eine Anisotropierichtung besitzen, eine magnetische Ordnung der einzelnen Körner, infolge einer ausgeprägten dickeren Korngrenze, jedoch nur teilweise erfolgt. Aus der unvollständigen Kopplung der einzelnen Körner resultiert letztlich die geringe Sättigungsfeldstärke von 0,09 T dieser $\text{Fe}_{64}\text{Ta}_4\text{N}_{32}$ -Schicht.

Eine Modellvorstellung eines ferromagnetisch ordnenden nanokristallinen Systems zeigt Abbildung 5-3a. In Abbildung 5-3b ist hingegen ein anisotropes System, wie es z.B. für die $\text{Fe}_{64}\text{Ta}_4\text{N}_{32}$ -Schicht beobachtet wird, mit nur partiell wechselwirkenden Körnern dargestellt. Die ferromagnetischen Körner können idealisiert betrachtet nur innerhalb der Austauschlänge l_k wechselwirken.

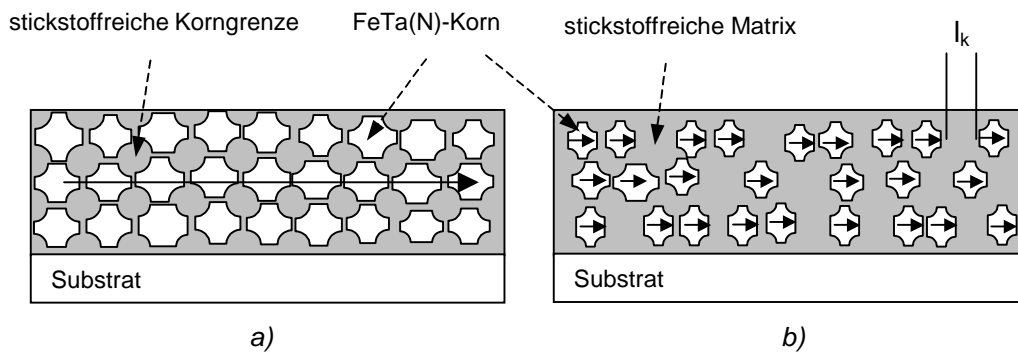


Abb. 5-3: a) Ferromagnetisch ordnendes Schichtsystem mit wechselwirkenden FeTa(N)-Körnern und geringen Anteilen einer stickstoffreichen Korngrenze.
 b) Schichtsystem mit partiell im Bereich der Austauschlänge l_k wechselwirkenden FeTa(N)-Körnern und großen Anteilen einer stickstoffreichen, unmagnetischen Matrix.

Wärmebehandlung

Um die thermische Stabilität der magnetischen Eigenschaften zu verdeutlichen wurde die mit 5 Vol.-% N_2 im Sputtergas abgeschiedene FeTaN-Schicht 30 min lang bei $500^\circ C$ im Magnetfeld angelassen. Die getemperte Schicht zeigt gegenüber der ungetemperten ein deutlich weichmagnetischeres Verhalten mit einer kleinen Anisotropie von 0,4 mT (Abb. 4-101). Mit Hilfe der Stoner-Wohlfarth-Beziehung ließ sich die Permeabilität auf etwa 4200 und die Resonanzfrequenz aus den statischen Messungen mit Gl. 2.28 auf 0,8 GHz abschätzen, da eine direkte Messung nicht möglich war. Das FeTaN-Schichtsystem bestätigt gegenüber den amorphen Schichtsystemen die bessere thermische Stabilität der magnetischen Eigenschaften für Temperaturbehandlungen bis $500^\circ C$.

Bewertung und Ausblick

Die diskutierten Ergebnisse können als Ausgangspunkt für die weitere Materialentwicklung dieser nanokristallinen Schichten dienen. Die Herstellung der Schichten sollte vornehmlich, im Bereich von bis zu 10 Vol.-% Stickstoff im Sputtergas erfolgen. Das Einprägen der Anisotropie sollte in einem zweiten Tempersschritt durchgeführt werden. Um die Anisotropiefeldstärke zu erhöhen, müsste dazu die Temperatur und Dauer der Magnetfeldtemperung weiter angepasst werden. Durch die Variation der Targetzusammensetzung mit einem höheren Tantalanteil ($Fe_{90}Ta_{10}$) sollte es möglich sein; die thermische Stabilität der Schichten weiter zu erhöhen. Ebenso vielversprechend erscheint die Verwendung eines FeCoTa-Targets. Da FeCo eine höhere Sättigungsmagnetisierung als Fe besitzt sollten FeCoTaN-Schichten ebenfalls höhere Sättigungsmagnetisierungen als FeTaN-Schichten zeigen und somit höhere ferromagnetische Resonanzfrequenzen ermöglichen.

5.2 Hochfrequenzanwendungen weichmagnetischer Dünnschichten

Dieses Unterkapitel diskutiert die Anwendungsmöglichkeiten der zuvor beschriebenen hochfrequenztauglichen magnetischen Dünnschichten. Neben dem im Rahmen des HGF-Projektes entwickelten und in ersten Testmustern realisierten I-Induktor wird das Potential magnetoelastischer Dehnungs- bzw. Spannungssensoren erörtert.

5.2.1 Magnetischer Mikroinduktor (I-Induktor)

Am Institut für Materialforschung wurde ein neues Induktordesign, das speziell auf anisotrope, hochfrequenztaugliche Schichten ausgelegt ist, entwickelt [WET02]. Ausgehend von den in der Literatur beschriebenen Induktorstrukturen, wie z.B. Solenoiden, Toroiden und den verwobenen („cloth-structured“) Strukturen stellt dieses Induktorkonzept eine Kombination dieser drei Typen dar. Abbildung 5-4 zeigt schematisch einen solchen I-Induktor in der Draufsicht und im Querschnitt.

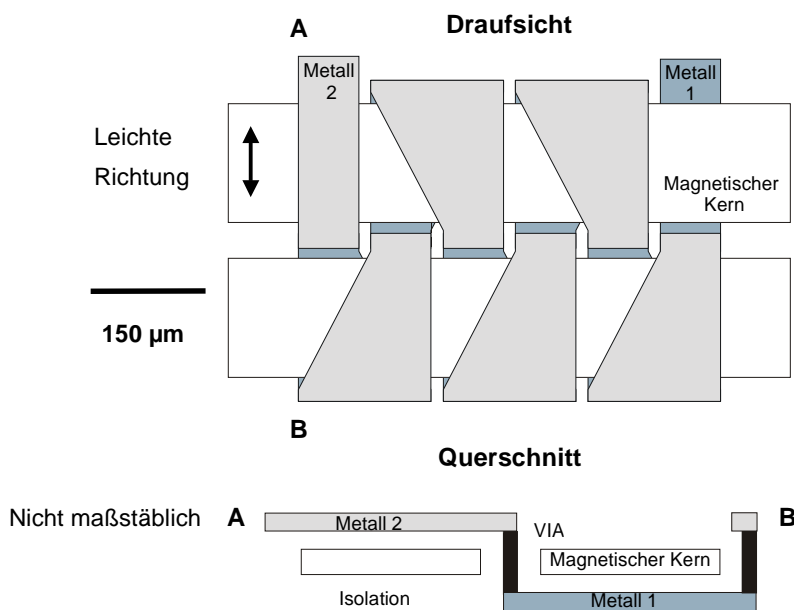


Abb. 5-4: Schematische Draufsicht und Querschnitt, des neu entwickelten I-Induktordesigns [WET02].

Der komplexe Aufbau der Struktur ergibt sich aus den mindestens fünf Schichten, die zu ihrem Aufbau nötig sind. Das Grunddesign basiert auf zwei magnetischen Kernen, die eine magnetische Anisotropieachse senkrecht zur ihrer Längsseite besitzen. Um diese Kerne sind die Leiterbahnen - getrennt durch Isolationsschichten - abwechselnd gewoben. Durch diese Anordnung wird eine antiparallele Anregung der beiden Kerne erreicht und das Austreten des magnetischen Flusses weitgehend verhindert. Dies führt wiederum zu einer Verringerung der im Substrat angeregten Wirbelströme, wodurch die Resonanzfrequenz des Induktors erhöht wird.

Auf Basis von FEM-Simulationen wurden mit einem speziellen Zufallsalgorithmus (Nikolausalgorithmus) die Dimensionen des Induktors z.B. die Länge, Breite und Dicke der magnetischen Kerne variiert [WET02]. Mit diesen Daten wurde die Induktivität und daraus die Güte des Induktors bestimmt. Die Gütekurve eines mit Hilfe dieser Methode optimierten I-Induktors, unter Berücksichtigung der kapazitiven Kopplung zum Substrat zeigt Abbildung 5-5. Mit den lateralen Abmessungen von $450 \times 350 \mu\text{m}^2$, einer Schichtdicke von $1,2 \mu\text{m}$ und einer Permeabilität in der schweren Richtung des magnetischen Kernmaterials (FeCoBSi) von 100 wurde in der Simulation eine Induktivität von $1,3 \text{ nH}$ mit hohen Güten von bis zu 18 erreicht. Die Kapazität zum Substrat C_{sub} wurde mit $0,49 \text{ pF}$ und der ohmsche Widerstand R dieses Induktors mit $0,66 \Omega$ berechnet.

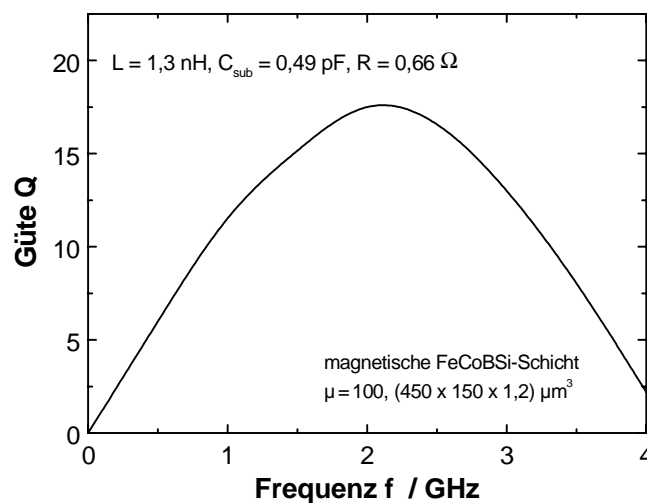


Abb. 5-5: Auf Basis von FEM-Simulationen berechnete Gütekurve für einen I-Induktor ($L = 1,3 \text{ nH}$) mit magnetischer FeCoBSi-Schicht ($\mu = 100$).

Der komplexe Aufbau der Mikroinduktoren erforderte die Herstellung und Strukturierung der magnetischen Schicht sowie weiterer Leiterbahn- und Isolationsschichten. Eine Übersicht der zur Abscheidung dieser Schichten verwendeten Targetmaterialien ($\varnothing 152 \text{ mm}$, Dicke 6 mm) und der wichtigsten Abscheideparameter gibt Tabelle A-1 im Anhang wieder.

Die Realisierung erster Testdemonstratoren erfolgte unter der Verwendung amorpher $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{18}\text{B}_{15}\text{Si}_1$ -Schichten ($\varnothing 152 \text{ mm}$ FeCoBSi-Target) als magnetisches Kernmaterial. Als Substratmaterial kamen 100 mm Si-Wafer mit einer thermischen Oxiddicke von 1000 nm zum Einsatz. Da die thermische Stabilität der magnetischen HF-Eigenschaften dieser amorphen Schichten wie dargestellt nur bis ca. 300°C gegeben ist, mussten die Prozessschritte zur Herstellung der Induktoren mit möglichst geringen thermischen Belastungen realisiert werden. Die Strukturierung der Schichten erfolgte mittels UV-Lithographie und nasschemischem Ätzen. Verschiedene Glas-Chrom-Masken, die von der Firma Photronics, Dresden,

geliefert wurden dienten, dabei zum Strukturübertrag. Der Aufbau eines I-Induktors erforderte insgesamt fünf Masken (M1 - M5), die in Abbildung 5-6 exemplarisch für einen Induktortypen dargestellt sind. Die Maske M1 diente zur Strukturierung der VIAs in das Siliziumoxid, um die Verbindung der Metallisierung zum Substrat zu realisieren. Die Maske M2 wurde für die 1. Metallisierung (AlSiCu), die Maske M3 für die magnetischen Kerne, die Maske M4 zur Strukturierung der Isolationsschicht (SiO_2) und zur Herstellung der VIAs-Verbindungen zwischen der 1. und 2. Metallisierung verwendet. Zur abschließenden Strukturierung der 2. Metallisierung wurde die Maske M5 eingesetzt.

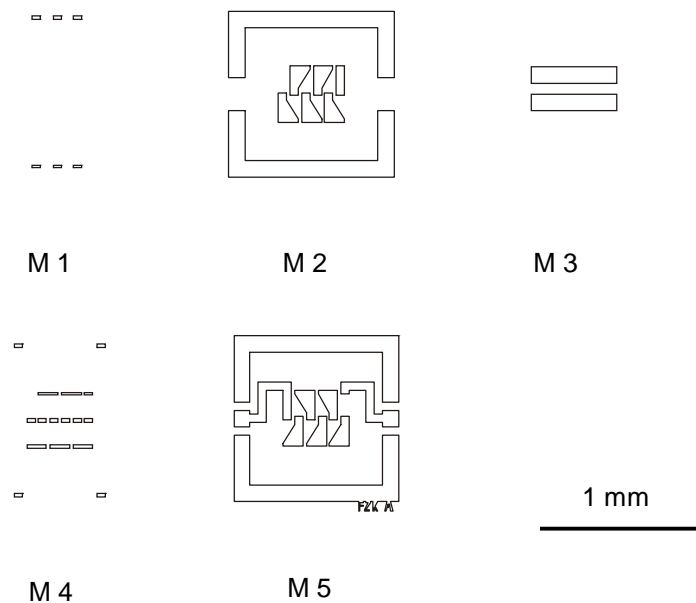


Abb. 5-6: Maskensätze (M1 - M5), die zur Strukturierung eines I-Induktors verwendet wurden.

Die Abbildung der Masken in den Fotolack erfolgte durch direkte Kontaktbelichtung mit einem Flutbelichter im UV-Bereich. Mit Hilfe von Justierkreuzen und einem optischen Mikroskop mit einer 160-fachen Vergrößerung konnten die verschiedenen Masken zu den Si-Wafern einjustiert werden. Die verwendeten Negativ- und Positivfotolacke wurden mit einer Lackschleuder (spin coater) der Firma Microresist, Berlin, aufgebracht. Die Verarbeitung dieser Fotolacke, wie z.B. Drehzahl der Lackschleuder für eine bestimmte Lackdicke und anschließende Trocknung (prebake), richtete sich dabei im wesentlichen nach den Herstellerangaben (Tabelle A-2 im Anhang). Das Weglösen der Schichten an den geöffneten Stellen des Resists erfolgte durch nasschemisches Ätzen. Zum Ätzen der AlSiCu-Leiterbahnen und SiO_2 -Schichten wurden die bekannten Ätzlösungen verwendet [FIS00]⁸⁸. Die Strukturie-

⁸⁸ Seite 64ff

Die Strukturierung der amorphen FeCoBSi-Schicht mit wässriger Salpetersäure wurde entsprechend den Ergebnissen von Winzek [WIN00b]⁸⁹ an kristallinen FeCo-Opferschichten auf die amorphe FeCoBSi-Legierung übertragen [LEI01]. Die zur Strukturierung der Schichten verwendeten Ätzlösungen mit den jeweiligen Ätzraten sind im Anhang in Tabelle A-3 zusammengefasst. Abbildung 5-7 zeigt die lichtmikroskopische Aufnahme eines vollständig prozessierten I-Induktors in der Draufsicht. Die einzelnen Lagen konnten mit einem lateralen Fehler von ca. 1–2 µm einjustiert und abgebildet werden. Allerdings lassen sich die teilweise großen Unterätzungen der Schichten infolge des isotropen Ätzangriffs der verwendeten chemischen Lösungen an den Ausrundungen der VIAs deutlich erkennen. Dies könnte durch eine Strukturierung der Schichten mit einem Trockenätzprozess, z.B. mittels Ionenstrahlätzens, das einen anisotropen Abtrag der Schichten erlaubt, verbessert werden. Allerdings würde sich dadurch die Temperaturbelastung und die Prozessdauer zur Herstellung eines solchen Induktors erhöhen.

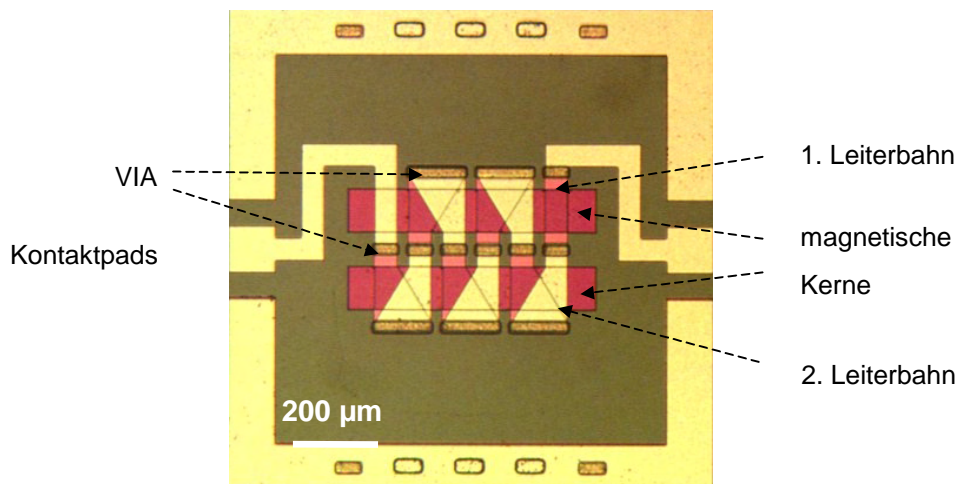


Abb. 5-7: Lichtmikroskopische Aufnahme eines I-Induktors.

Eine Funktionsprüfung der hergestellten I-Induktoren erfolgte mit dem in Kapitel 3.3.1 beschriebenen Waferprober. Zwar können die bisher durchgeführten Messungen einen elektrischen Durchgang der I-Induktoren bestätigen, jedoch gibt es bedingt durch die geringe Induktivität der Strukturen Probleme mit der exakten Kalibrierung der Messobjekte. Dadurch lagen bis zum Abschluss der experimentellen Arbeiten keine aussagekräftigen Messergebnisse vor, die die Wirkungsweise und Leistungsfähigkeit des neuen Induktortyps demonstrieren. Aktuelle Ergebnisse einer amerikanischen Forschungsgruppe erreichen jedoch mit ei-

⁸⁹ Seite 107ff

nem ähnlichen Induktordesign im Vergleich zu den üblichen spiralförmigen Induktoren um mehr als eine Größenordnung geringere Widerstände bei vergleichbaren Induktivitäten [GAR01]. Diese Messungen zeigen somit das Potential von Mikroinduktoren mit integrierten magnetischen Dünnschichten und einem Design mit verwobenen Leiterstrukturen.

5.2.2 Magnetoelastischer Spannungssensor

Neben der Verwendung als Kernmaterial zur Flussführung in Mikroinduktoren eignen sich die hochfrequenztauglichen magnetischen Schichten auch zum Aufbau von Dehnungs- bzw. Spannungssensoren. Grundlage dafür ist der bereits dargestellte Villari-Effekt, der zu einer magnetoelastischen Kopplung der auf die magnetischen Schichten einwirkenden mechanischen Spannung mit der Permeabilität führt. Dieser Einfluss wurde experimentell bei MHz- bis GHz-Frequenzen mit $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{19}\text{B}_{13}\text{Si}_1$ - bzw. $\text{Co}_{84}\text{B}_{16}$ -Schichten beschichteten Si/SiO₂-Biegebalken mit einer Anisotropie senkrecht zur Längsrichtung der Substrate untersucht. Die vorgestellten Schicht-Substrat-Verbunde zeigen eine gute Eignung für den Aufbau von Dehnungs- bzw. Spannungssensoren mit hohen Werten des FOM von 2000 für CoB- bzw. 2500 für FeCoBSi-Schichten. Für den Aufbau von Spannungssensoren sollte das Auslesen der Permeabilitätsänderung, im Gegensatz zu dem in Kapitel 3.3.5 beschrieben auf dem Flussaufnehmer-Spulen Permeameter basierenden Messprinzip, mit Hilfe des Magnetoimpedanz-Effekts erfolgen. Der komplexe Widerstand (Impedanz) lässt sich messtechnisch gut an strukturierten magnetoelastischen Schichten bis in den MHz-Frequenzbereich bestimmen und so zu einem Aufbau von Mikrosensoren verwenden [YAM00d]. Abbildung 5-8 stellt zwei nasschemisch geätzte Mäanderstrukturen dar, die auf Basis von FeCoBSi-Schichten hergestellt wurden und zum Aufbau von einachsigen Spannungssensoren verwendet werden können.

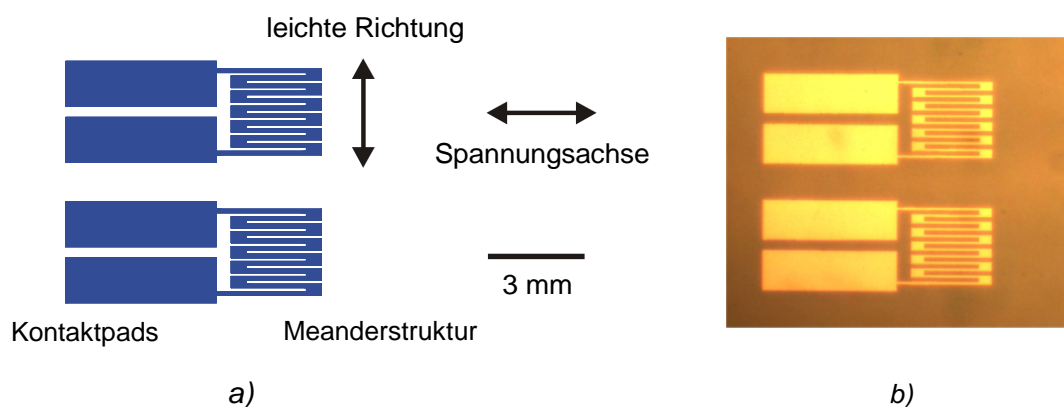


Abb. 5-8: a) Skizzierter Aufbau eines einachsigen Spannungssensors und b) lichtmikroskopische Aufnahme zweier aus einer FeCoBSi-Schicht (\varnothing 152 mm $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{17}\text{B}_{16}\text{Si}_1$ -Target) nasschemisch geätzter Mäanderstrukturen.

Neben dem direkten Kontaktieren der Sensorstrukturen bietet die Änderung der Permeabilität als Funktion der äußeren Spannung infolge des magnetoelastischen Effektes auch die Möglichkeit fernabfragbare Sensoren zu realisieren. Ein anschauliches Beispiel stellen hier z.B. Reifensensoren, die den Zustand des Reifens und der Straße erfassen können und mittels Funkübertragung ausgelesen werden, dar [LUD02]. Abbildung 5-9 zeigt das Funktionsprinzip eines solchen magnetoelastischen Dünnschichtensors, der im spannungsbelasteten Zustand die Arbeitsfrequenz gegenüber dem unbelasteten Sensor verschiebt. Das Auslesen des Sensorsignals erfolgt wie dargestellt mit einer Sende- und einer Empfangseinheit.

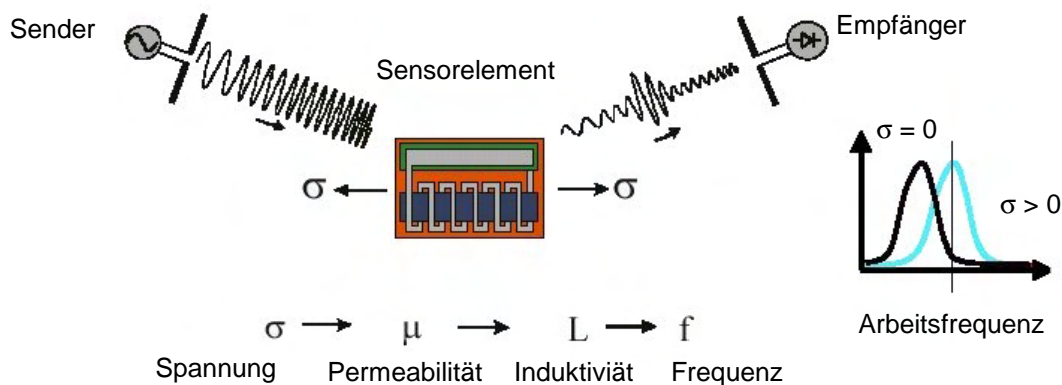


Abb. 5-9: Prinzipdarstellung eines fernabfragbaren Spannungssensors auf Basis von magnetoelastischen Dünnschichtstrukturen mit Hilfe eines frequenzmodulierten Signals nach Ludwig et al. [LUD02].

Neben den vorgestellten Anwendungen in Mikroinduktoren und Spannungssensoren bieten sich für hochfrequenztaugliche, amorphe Schichten in der Datenspeichertechnologie eine Reihe von Einsatzmöglichkeiten. Zahlreiche Festplattenhersteller arbeiten hier z.B. an einer Implementierung weichmagnetischer Lagen unter der hartmagnetischen Speicherschicht für das neue senkrechte Aufzeichnungsverfahren der Datenbits [WEL02]. Darüber hinaus sollen solche Schichtsysteme auf Grund ihrer höheren Sättigungsflussdichte von 1,8 T in Zukunft die zurzeit in Schreibköpfen von Festplatten verwendeten Permalloy-Schichten ersetzen [DOD02]. Die in dieser Abhandlung entwickelten hochfrequenztauglichen, weichmagnetischen Dünnschichten besitzen insgesamt ein großes Potential in verschiedenen Anwendungsfeldern, obwohl zur Realisierung von industriell gefertigten Produkten noch einige Forschungs- und Entwicklungsarbeit zu leisten ist.

6 Literatur

- [ALB78] Alben, R., Becker, J.J., Chi, M.C., Random Anisotropy in Amorphous Ferromagnets, *J. Appl. Phys.* 49 (3), 1978, 1653-1658.
- [ALE00] Alexander, C. Jr., Rantschler, J., Silva, T.J., Kabos, P., Frequency- and time-resolve measurements of FeTaN films with longitudinal bias fields, *J. Appl. Phys.* 87 (9), 2000, 6633-6635.
- [ALI99] Ali, M., Watts, R., Karl, W.J., Gibbs, M.R.J., The use of stress for the control of magnetic anisotropy in amorphous FeSiBC thin films: a magneto-optic study, *J. Magn. Magn. Mater.* 190, 1999, 199-204.
- [ARA94] Arai, K.I., Yamaguchi, M., Recent Developments in the Field of Micro Magnetic Components, *IEEE Transl. Magn. in Jap.* 9 (3), 1994, 170-179.
- [BAN95] Banerjee, R., Choe, G., Cho, B.I., Walser, R.M., The Structure and Magnetic Properties of Sputtered, Amorphous CoFeSiB Thin Films, *IEEE Trans. Magn.*, 31 (6), 3856-3858.
- [BEA55] Bean, C.P., Livingston, J.D., *J. Appl. Phys.* 26, 1955, 1381.
- [BET97] Betz, J., Magnétostriktion géante de couches minces et microactionneurs magnétostrictifs pour des technologies intégrées, Dissertation Universität Grenoble, 1997.
- [BOL90] Boll, R., *Weichmagnetische Werkstoffe: Einführung in den Magnetismus*, Siemens Verlag Berlin, 1990.
- [CAN76] Cantor, B., Cahn, R.W., Metastable alloy phases by co-sputtering, *Acta Metallurgica* 24, 1976, 845-852.
- [CHE00] Chen, L.H., Klemmer, T.J., K.A. Ellis, Dover van, R.B., Jin, S., Soft-magnetic properties of Fe-Co-B thin films for ultra high-frequency applications, *J. Appl. Phys.* 85 (11), 2000, 5858-5860.
- [CHE97] Chen, L.H., Zhu, W., Tiefel, T.H., Jin, S., Dover van, R.B., Korenivski, V., Fe-Cr-Hf-N and Fe-Cr-Ta-N Soft Magnetic Thin Films, *IEEE Trans. Magn.* 33 (5), 1997, 3811-3813.
- [CHE99] Chen, Y., Hossain, S., Quain, C., Miller, M., Tong, H.C., FeTaN films with ultrafine grain structure, *J. Appl. Phys.* 85 (8), 1999, 4562-4564.
- [CHI64] Chikazumi, S., *Physics of Magnetism*, Wiley & Sons New York, 1964.
- [CHO69] Chopra, K.L., *Thin Film Phenomena*, McGraw Hill Book Company New York, 1969.
- [CHR00] Chrisey, D.B., Dorsey, P., C., Adam, J.D., Buhay, H., Microwave Magnetic Film Devices, in M.H. Francombe (Ed.) *Handbook of Thin Film Devices Vol. 4*, 2000, 143-184.
- [COH70] Cohen, M.S., *Ferromagnetic Properties of Films*, in Maissel, L.I. und Glang, R. (Hrsg.) *Handbook of Thin Film Technology*, McGraw-Hill Book Company New York, 1970, 17-1 bis 17-88.
- [DEN97] Deng, H., Jaratt, J.M., Minor, M.K., Barnard, J.A., Artificially controlled stress anisotropy and magnetic properties of FeTaN thin films, *J. Appl. Phys.* 15 (8), 1997, 4510-4512.

- [DIN01] Ding, Y., Byeon, S.C., Alexander, C., Role of nitrogen concentration in the thermal stability of the anisotropy in FeTiN thin films, *IEEE Trans. Magn.* 37 (4), 2001, 1776-1778.
- [DOD02] Dodd, P.M., McLaughlin, T.K., Compositional dependence of soft magnetic properties of FeCoB thin Films, Konferenzbeitrag zur JEMS'01, angenommen zur Veröffentlichung im *J. Magn. Mater.*, 2002.
- [FIS00] Fischer, W.J., (Hrsg.), *Mikrosystemtechnik*, Vogel Verlag Würzburg, 2000.
- [GAR01] Garner, D., Crawford, A.M., Wang, S., High Frequency (GHz) and Low Resistance Integrated Inductors Using Magnetic Materials, Konferenzbeitrag zur IEEE International Interconnect Technology Conference, 2001.
- [GÉR00] Gérardin, O., Youssef, J.B., Gall Le, H., Vukadinovic, N., Jacquart, P.M., Donahue, M.J., Micromagnetics of dynamic susceptibility for coupled Permalloy stripes, *J. Appl. Phys.* 88 (10), 5899-5903.
- [GER97] Gerlach, G., Dötzel, W., *Grundlagen der Mikrosystemtechnik*, Hanser Verlag München, 1997.
- [GES00] Ge, S.H., Zhang, S.B., Chi, J.H., Zhang, Z.G., Li, C.X., Gan, R.J., The giant magnetoresistance effect of granular Fe-Al-O nano-structured granular films, *J. Phys. D.: Appl. Phys.* 33, 2000, 9127-920.
- [GOL99] Goldman, A., *Handbook of Modern Ferromagnetic Materials*, Kluwer Academic Press Dordrecht, 1999.
- [GOO96] Goodfellow Hauptkatalog, 1996/97, 498.
- [GÖP94] Göpel, W., Ziegler, C., *Struktur der Materie: Grundlagen, Mikroskopie und Spektroskopie*, Teubner Leipzig, 1994.
- [GOT94] Goto, R., Kawai, T., Yamazaki, M., Tsuneda, F., Suwabe, S., Sakaguchi, I., Iwama, A., Low Inductance Double-sided Metal-In-Gap Nano Composite Slider Using Fe-Ta-N Magnetic Film System for 250MB/in² Recording, *IEEE Trans. Magn.* 30 (6), 1994, 3909-3911.
- [GRO01] Gromov, A., *Impedance of Magnetic Multilayers: Application to GHz Thin Film Inductors*, Dissertation KTH Stockholm, 2001.
- [GRO52] Grove, W. R., *Phil. Trans. Roy. Soc. London* 142, 1852, 87.
- [GRÜ89] Grünberg, P., Magnetfeldsensor mit ferromagnetischer, dünner Schicht, Patent EP 0346817, 1989.
- [GUG97] Gugenberger, F., Fergen, I., Quandt, E., Holleck, H., Materials development of piezoelectrical thin films for actuator devices - Comparative study of PZT and wurzite type materials grown by magnetron sputtering. *Proceedings Micro Materials, Tagungsband zur Micro Mat' 97 Berlin*, 1997, 608-611.
- [HAR93] Hartnagel, H.L., Zinke, O., Vleck A., *Halbleiter, Halbleiterbauelemente und Elektronenröhren in Zinke/ Brunswig Hochfrequenztechnik 2*, Springer-Verlag Berlin, 1993.
- [HAR98] Harrison, M.J.K., Sullivan, J.L., Theunissen, G.S.A.M., Pole tip recession in sandwich heads incorporating a FeTaN soft magnetic track, *Tribology Int.* 31 (9), 1998, 491-500.

- [HAY96] Hayakawa, Y., Hasegawa, N., Makino, A., Mitani, S., Fujimori, H., Microstructure and magnetoresistance of Fe-Hf-O films with high electrical resistivity, *J. Magn. Magn. Mater.* 154, 1996, 175-182.
- [HAY97] Hayakawa, Y., Makino, A., Fujimori, H., Inoue, A., High resistive nanocrystalline Fe-M-O (M=Hf, Zr, rare-earth metals) soft magnetic films for high-frequency applications, *J. Appl. Phys.* 81 (8), 3747-3752.
- [HAY98] Hayakawa, Y., Makino, A., Soft magnetic alloy thin films with nitrogen- based amorphous phase., Patent US 5725685, 1998.
- [HER90] Herzer, G., Grain Size Dependence of Coercivity and Permeability in Nanocrystalline Ferromagnets, *IEEE Trans. Magn.* 26 (5), 1990, 1397-1402.
- [HIN89] Hinz, G., Voigt, H., Magnetoelastic Sensors, in Boll, R., Overshott, K.J., (Ed.) *Sensors - Magnetic Sensors*, VCH Weinheim, 1989, 97-152.
- [HOL86] Holleck, H., Material selection for hard coatings, *J. Vac. S. Technol. A* 4 (6), 1986, 2661.
- [HON00] Honeywell, Produktinformationen über magnetische Legierungen (METGLAS 2605), <http://www.electronicmaterials.com:80/businesses/sem/amorph/>, 2000.
- [HUB98] Hubert, A., Schäfer, R., *Magnetic Domains - The Analysis of Magnetic Microstructures*, Springer Verlag Berlin, 1998.
- [HUI98] Huijbregtse, J., Roozeboom, F., Sietsma, J., Donkers, J., Kuiper, T., Riert van de, E., High-frequency permeability of soft-magnetic Fe-Hf-O films with high resistivity, *J. Appl. Phys.* 83 (3), 1998, 1569-1574.
- [JAC66] Jaccodine, R.J., Schlegel, W.A., Measurement of Strains at Si-SiO₂ Interface, *J. Appl. Phys.* 37 (6), 1966, 2429-2700.
- [JEO88] Jeong, I.S., Valanju, A.P., Walser, R.M., High-frequency bias susceptibilities of ultrsoft CoB amorphous thin films, *J. Appl. Phys.* 64 (10), 1988, 5679-5681.
- [JIL91] Jiles, D., *Introduction to Magnetism and Magnetic Materials*, Chapman & Hall London, 1991.
- [JIN97] Jin, S., Zhu, W., Dover van, R.B., Tiefel, T.H., Korenivski, Chen, L.H., High frequency properties of Fe-Cr-Ta-N soft magnetic films, *J. Appl. Phys.* 70 (23), 1997, 3161-3163.
- [KAR00] Karl, W.J., Powell, A.L., Watts, R., Gibbs, M.R.J., Whitehouse, C.R., A micromachined magnetostrictive pressure sensor using magneto-optical interrogation, *Sensors and Actuators A* 81, 2000, 137-141.
- [KEI99] Keithley, J., *Low Level Measurements*, Keithley, 1999.
- [KEL34] Kelsall, G.A., *Physics* 5, 1934, 169.
- [KIE95] Kienel, G., Röhl, K., (Hrsg.) *Vakuumbeschichtungen 2 - Verfahren und Anlagen*, VDI Verlag Düsseldorf, 1995.
- [KIM00a] Kim, S.R., Kim, K.H., Jang, Y.I., Kim, J., Han, S.H., Kim, H.J., Soft magnetic properties of as-sputtered Fe-Al-O films, *J. Magn. Magn. Mater.* 215-216, 2000, 363-367.
- [KIM00b] Kim, S.R., Han, S.H., Kim, H.J., Kim, K.H., Kim, J., Magnetic properties of as-deposited Fe-Al-O films, *J. Appl. Phys.*, 2000, 6262-6264.

- [KIM00c] Kim, K.H., Kim, Y.H., Kim, J., Han, S.H., Kim, H.J., Effect of sputtering input power on structural inhomogeneities in as-sputtered Fe-Hf-N thin films, *J. Magn. Magn. Mater.* 215-216, 2000, 368-371.
- [KIM88] Kim, D.Y., Walser, R.M., Anomalously soft magnetic properties of boron-rich CoB thin films, *J. Appl. Phys.* 64 (10), 1988, 5676-5678.
- [KLE00] Klemmer, T.J., Ellis, K.A., Chen, L.H., Dover van, R.B., Jin, S., Ultrahigh frequency permeability of sputtered Fe-Co-B thin films, *J. Appl. Phys.* 87 (2), 2000, 830-833.
- [KLE99] Klemmer, T.J., Inturi, V., Minor, K., Barnard, J., Thomas, J., Blachere, J., Microstructure and crystallographic texture of reactively sputtered FeTaN films, *Thin Solid Films* 353, 1999, 16-19.
- [KLO76] Klokholm, E. The measurement of Magnetostriction in Ferromagnetic Thin Films, *IEEE Transactions on Magnetics* 12, 1976, 819-821.
- [KNE62] Kneller, E., *Ferromagnetismus*, Springer-Verlag Berlin, 1962.
- [KOR00] Korenivski, V., GHz magnetic film inductors, *J. Magn. Magn. Mater.* 214-216, 2000, 800-806.
- [KOR97] Korenivski, V., Dover van, R.B., Magnetic film inductors for radio frequency applications, *J. Appl. Phys.*, 82 (10), 1997, 5247-5254.
- [KRO92] Kronmüller, H., Lambeck, M., *Magnetismus in Festkörpern*, in: Bergmann Schäfer, *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Bd. 6, von W. Raith und Walter de Gruyter (Hrsg.) Berlin, 1992, 715-791.
- [KUN95] Kunisch, C., *Thermodynamische Modellierung der Systeme Al-C-N-Si, Al-N-O-Zn und PVD-Herstellung piezoelektrischer Schichten aus dem System Al-N-O-Zn*, Dissertation Universität Karlsruhe, *Wissenschaftliche Berichte FZKA* 5625, 1995.
- [LEE99] Lee, C.H., Shin, D.H., Ahn, D.H., Nam, S.E., Kim, H.J., Fabrication of thin film inductors using FeTaN soft magnetic films, *J. Appl. Phys.* 85 (8), 1999, 4898-4900.
- [LEI01] Leiste, H., Private Kommunikation, 2001.
- [LIU00] Liu, Y.K., Kryder, M.H., Thermally stable Fe_xN thin films, *Appl. Phys. Lett.* 77 (3), 2000, 426-428.
- [LIW98] Li, W.D., Kitakami, O., Shimada, Y., Study on the in-plane uniaxial anisotropy of high permeability granular films, *J. Appl. Phys.* 83 (11), 1998, 6661-6663.
- [LUD02] Ludwig, A., Tewes, M., Glasmachers, S., Löhndorf, M., Quandt, E., High-frequency magnetoelastic materials for remote-interrogated stress sensors, *J. Magn. Magn. Mater.* 242-245 (2), 2002, 1126-1131.
- [LUD99] Ludwig, A., *Herstellung, Charakterisierung und Optimierung hochmagnetostruktiver Viellschichten*, Dissertation Universität Karlsruhe, *Wissenschaftliche Berichte* 6364, 1999.
- [MAC01] Mackay, K., Papakonstantinou, P., Dodd, P.M., Atkinson, R., Pollard, R.J., Microstructure, magnetic and nanomechanical properties of FeTaN films prepared by co-sputtering, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 34, 2001, 41-47.

- [MAK94] Makino, A., Hayakawa, Y., Sputtered Fe-Hf-O films with high electrical resistivity and good soft magnetic properties, *Mat. Sci. Eng. A* 181/182, 1994, 1020-1024.
- [MAK95] Makino, A., Hayakawa, Y., Soft Magnetic Properties and Microstructure of Nanocrystalline Fe-Hf-N Sputtered Films, *IEEE Trans. Magn.* 31 (6), 1995, 3874-3876.
- [MAN00] Mandal, K., Vázquez, M., García, D., Castaño, F.J., Prados, C., Hernando, A., Development of a tensile-stress-induced anisotropy in amorphous magnetic films, *J. Magn. Magn. Mater.* 220, 2000, 152-160.
- [MCC94] McCurrie, R.A., *Ferromagnetic Materials: Structure and Properties*, Academic Press Limited London, 1994.
- [MCE94] McElfresh, M., *Fundamentals of Magnetism and Magnetic Measurements*, Quantum Design, 1994.
- [MEN99] Mengel, S., Innovationspotential Magnetelektronik, *Physikalische Blätter Heft 5*, 1999, 53-56.
- [MIC95] Michaelowski, L., (Hrsg.), *Magnettechnik - Grundlagen und Anwendungen*, Fachbuchverlag Leipzig, 1995.
- [MIN96] Minor, M.K., Viala, B., Barnard, J.A., Magnetostriktion and film-stress in high magnetization magnetically soft FeTaN thin films, *J. Appl. Phys.*, 79 (8), 1996, 5005-5007.
- [MIN99] Minor, M.K., Barnard, J.A., Origin and thermal stability of H_k in FeTaN thin films, *J. Appl. Phys.* 83 (8), 1999, 4565-4567.
- [MUR95] Muralt, P., Kohle, M., Maeder, T., Kholkin, A., Brooks, K., Setter, N., Luthier, R., Fabrication and Characterization of PZT Thin-Film Vibrators for Micromotors, Sensors and Actuators A, 48, 1995, 157-165.
- [NÉE53] Néel, L., *C. R. Acad. Sci Paris* 237, 1953, 1613.
- [NEU97] Neuweiler, A., Spannungsinduzierte Anisotropie in amorphen und nanokristallinen, dünnen FeCuNbSiB-Schichten, Dissertation Universität Stuttgart, 1997.
- [NOS94] Nose, M., Mitera, M., Shirikawa, K., Kimura, T., Masumoto, T., Fujimori, H., Domain Structures and High-Frequency Response of Magnetization for CoNbZr Stripe Films, *IEEE Trans. Magn.* 9 (1), 1994, 59-66.
- [OHN00] Ohnuma, M., Hono, K., Onodera, H., Ohnuma, S., Fujimori, H., Pedersen, J.S., Microstructures and magnetic properties of Co-Al-O granular thin films, *J. Appl. Phys.* 87 (2), 817-823.
- [OHN76] O'Handley, R.C., Mendelsohn, L.I., Nesbitt, E.A., New non-magnetostrictive metallic glass, *IEEE Trans. Magn.* 12 (6), 1976, 942-944.
- [OHN93] Ohnuma, S., Fujimori, H., Yano, N., Furukawa, S., Fujii, S., Masumoto, T., Soft magnetic multilayers for micromagnetic devices, *J. Magn. Magn. Mater.* 126, 1993, 556-562.
- [OHN94] Ohnuma, S., Furukawa, S., Fujii, S., Matsumoto, F., Fujimori, H., Masumoto, T., Soft Magnetic Properties of High-Resistive CoBN/ AlN Multilayers, *IEEE Transl. Magn.* 9 (2), 1994, 17-24.

- [OHN96] Ohnuma, S., Fujimori, H., Mitani, S., Masumoto, T., High-frequency magnetic properties in metal-nonmetal granular films, *J. Appl. Phys.* 79 (8), 5130-5135.
- [OHN97] Ohnuma, M., Hono, K., Abe, E., Onodera, H., Mitani, S., Fujimori, H., Microstructure of Co-Al-O granular films, *J. Appl. Phys.* 82 (11), 1997, 5646-5652.
- [ONO93] Ono, H., Ishida, M., Fujinaga, M., Shishido, H., Inaba, H., Texture, microstructure, and magnetic properties of Fe-Co alloy films formed by sputtering at an oblique angle of incidence, *J. Appl. Phys.* 74 (8), 5124-5128.
- [PAI99] Pain, D., Ledieu, M., Acher, O., Adenot, L., Duverger, F., An improved permeameter for thin film measurements up to 6 GHz, *J. Appl. Phys.* 85 (8), 1999, 5151-5153.
- [PAN97] Pan, G., Mapps, D.J., Kirk, K.J., Chapman J.N., Domain Processes and High Frequency Permeability of Laminated $\text{Co}_{91}\text{Nb}_6\text{Zr}_3/\text{SiO}_2$ Narrow Strips, *IEEE Trans. Magn.* 33 (5), 1997, 2857-2859.
- [PAR98a] Park, J.Y., Allen, M.G., Development of magnetic materials and processing techniques applicable to integrated micromagnetic devices, *J. Micromech., Microeng.*, 8, 1998, 307-316.
- [PAR98b] Park, J.Y., Allen, G.M., Micromachined High Q inductors For High Frequency Applications, Conference on Micromachined Devices and Components IV Santa Clara Sept. 1998, SPIE Vol. 3514, 218-228.
- [QUA94] Quandt, E., Multitarget sputtering of high magnetostruktive Tb-Dy-Fe films, *J. Appl. Phys.* 75 (10), 5653-5655.
- [QUA98] Quandt, E., Holleck, H., Transducers and protective PVD-films for applications in microsystem components, *Microsystem Technologies* (5), 1998, 49-58.
- [RAY92] Ray, C.A., Sloan, C.L., Johnson, A.D., Bush, J.D., Petty, B.R., A silicon based shape memory alloy microvalve, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol 276*, 1992, 161-166.
- [RIE97] Riet van de, E., Klaassens, W., Roozeboom, F., On the origin of the uniaxial anisotropy in nanocrystalline soft-magnetic materials, *J. Appl. Phys.* 81 (2), 1997, 806-814.
- [RIS98] Rissing, L., Zielke, S.A., Gatzert, H.H., Inductive Microtransformer Exploiting the Magnetoelastic Effect, *IEEE Trans. Magn.* 34 (4), 1998, 1378-1380.
- [RIS99] Rissing, L., Entwicklung und Herstellung eines magnetoelastischen Mikrosensors, 1999, Dissertation Universität Hannover, Fortschritt-Bericht VDI Nr. 798.
- [ROD00] Rodrigues da Silva, R., Optimization of Magnetic Thin Films for Applications in the GHz Frequency Range and in Magnetoelastic Sensors, Master Thesis FH Karlsruhe, 2000.
- [SAL01] Salomon, P., Zwerge mit Hertz - Mikrosystemtechnische Komponenten für die HF-Elektronik, in *F&M Feinwerktechnik Mikrotechnik Mikroelektronik* 10, 20001, 67-70.
- [SAT98] Sato, T., Miura, Y., Matsumura, S., Yamasawa, K., Morita, S., Sasaki, Y., Hatanai, T., Makino, A., New applications of nanocrystalline Fe(Co-Fe)-Hf-O magnetic films to micromagnetic devices, *J. Appl. Phys.* 83 (11), 6658-6660.

- [SCH90] Schade, K., Suchaneck, G., Tiller, H.-J., Plasmatechnik, Verlag Technik GmbH Berlin, 1990.
- [SCH97] Schreiber, A., Herstellung und Charakterisierung von hochmagnetostruktiven Viellagenschichten des Systems TbFe/ FeCo, Diplomarbeit Universität Karlsruhe, 1997.
- [SCH98] Schüppen, A., Vortragsmanuskript 1. MALVE-Projekttagung Karlsruhe, 1998.
- [SCH99] Schweika, W., Schichtpräparation mit Sputterverfahren, in Magnetische Schichtsysteme in Forschung und Anwendung, Vorlesungsmanuskript des 30. IFF-Ferienkurses, 1999, A5.1-A5.21.
- [SCI98] Shiraki, Y., Tanabe, S., Yamaguchi, M., Arai, K.I., Patent Japan 10157731, 1998.
- [SEN94a] Senda, M., Ishii, O., High Frequency Magnetic Properties of CoFe/ SiO₂ Multilayer Film with the inverse Magnetostrictive Effect, IEEE Trans. Magn. 30 (1), 1994, 155-158.
- [SEN94b] Senda, M., Ishii, O., A Study of the High Frequency Magnetic Properties of CoZrNb/SiO₂ Multilayer Films, IEEE Transl. Magn. 9 (2), 1994, 124-129.
- [SEN95] Senda, M., Ishii, O., Permeability Measurement in the GHz Range for Soft-Magnetic Film using the M/C/M Inductance-Line, IEEE Trans. Magn. 31 (2), 1995, 960-965.
- [SHI00a] Shin, K.H., Inoue, M., Arai, K.I., Elastically coupled magneto-electric elements with highly magnetostrictive amorphous films and PZT substrates, Smart. Mater. Struct. 9, 2000, 357-361.
- [SHI00b] Shin, D.H., Kim, C.S., Jeong, J.H., Bae, S., Nam, S.E., Kim, H.J., Effect of magnetic anisotropy on the current capability of thin film inductor, J. Appl. Phys. 87 (9), 2000, 5852-5854.
- [SHI90] Shirakawa, K., Yamaguchi, K., Hirata, M., Yamaoka, T., Takeda, F., Murakami, K., Matsuki, Thin film cloth-structured inductor for magnetic integrated circuit, IEEE Trans. Magn. 26 (5), 1990, 2262-2264.
- [SHI98] Shin, K.H., Inoue, M., Arai, K.I., Preparation and Properties of Elastically Coupled Electro-Magnetic Elements with Bonding Structure, IEEE Trans. Magn. 34 (4), 1998, 1324-1326.
- [SHI99] Shin, K.H., Inoue, M., Arai, K.I., Strain sensitivity of highly magnetostrictive amorphous films for use in microstrain sensors, J. Appl. Phys. 85 (8), 1999, 5465-5467.
- [SPE99] Spenato, D., Fessant, A., Gieraltowski, J., Gall Le, H., Tannous, C., Effect of magnetization ripple at high frequencies in amorphous thin films, J. Appl. Phys. 85 (8), 1999, 6010-6012.
- [STR93] Strecker, A., Salzberger, U., Majer, J., Probenpräparation für die Transmissionselektronenmikroskopie: Verlässliche Methode für Querschnitt und brüchige Materialien, Praktische Metallographie (30), 1993, 482-495.
- [SUG94] Sugawara, E., Shimada, Y., Fujiwara, H., Inokoshi, Y., Yamaguchi, K., Matsumoto, F., Matsumoto, T., Composite anisotropy multilayers based on amorphous CoBZr/ SiO₂, Mater. Sci. Eng. A 181/182, 1994, 1030-1034.
- [SUR96] Suran, G., Niedoba, H., Naili, M., Acher, O., Meyer, V., Boscher, C., Perrin, G., Magnetic properties of CoFeZr amorphous films, J. Magn. Magn. Mater. 175-158, 1996, 223-224.
- [TAN53] Taniguchi, S., Yamamoto, Y., Sci. Rep. Tohoku Univ. Jap. A6, 1954, 330.

- [THO00] Thompson, D.A., Best, J.S., The future of magnetic data storage technology, IBM J. Res. Develop. 44 (3), 2000, 311-322.
- [THO74] Thornton, J.A., J. Vac. Sci. Technol. 11, 1974, 666.
- [TRÉ93] Trémolet de Lacheisserie, Magnetostriction - Theory and Applications of Magnetoelasticity, CRC Press Boca Raton, 1993.
- [TRÉ94] Trémolet de Lacheisserie du, E., Peuzin, J.C., Magnetostriction and Internal Stress in Thin Films: The cantilever method revisited, J. Magn. Magn. Mater. 136, 1994, 189-196.
- [TSU96] Tsujimoto, H., Kosio, T., Characteristic in the 0.01 GHz – 2.6 GHz Range of Film Transformers with Coils on Both Sides of Flexible Polyamide Film, IEEE Trans. Magn. 32 (5), 4980-4982.
- [TSU98] Tsujimoto, H., Design and Simulation of Film Transformer on Flexible Polyamide Film in Very High Frequency Range, IEEE Trans. Magn. 34 (4), 1998, 1357-1359.
- [VET00] Vettiger, P., Despont, M., Drechsler, U., Dürig, U., Häberle, W., Lutwyche, M.I., Rothuizen, H.E., Stutz, R., Widmer, R., Binnig, G.K., The "Millipede" - More than one thousand tips for future AFM data storage, IBM J. Res. Develop. 44 (3), 323-340.
- [VIA96] Viala, B., Minor, M.K., Barnard J.A., Microstructure and magnetism in FeTaN films deposited in the nanocrystalline state, J. Appl. Phys. 80 (7), 1996, 3941-3956.
- [WAN85] Wang, W.K., He, S.A., Iwasaki, H., Syono, Y., Goto, T., Phase, stability of an amorphous $\text{Co}_{80}\text{B}_{20}$ alloy under high temperature and high pressure, Chinese Physics Vol. 5 No 3, 1985, 587-595.
- [WEB90] Webb, B.C., Re, M.E., Russak, M.A., Jahnes, C.V., Interface resonances in the permeability of laminated magnetic thin films, J. Appl. Phys. 68 (8), 1990, 4290-4293
- [WEB91] Webb, B.C., Re, M.E., Jahnes, C.V., Russak, M.A., High-frequency permeability of laminated and unlaminated, narrow, thin-film magnetic stripes, J. Appl. Phys. 69 (8), 1991, 5611-5615.
- [WEL02] Weller, D., Extremely high density magnetic recording media, Konferenzbeitrag zur JEMS'01, angenommen zur Veröffentlichung im J. Magn. Magn. Mater., 2002.
- [WET02] Weth von der, A., Aktaa, J., Simulation of solenoidal HF inductance with genetic algorithm, Konferenzbeitrag zur JEMS'01 angenommen zur Veröffentlichung im J. Magn. Magn. Mater., 2002.
- [WET99] Weth von der, A., Private Kommunikation, 1999.
- [WID96] Widmann, D., Mader, H., Friedrich, H., Technologie hochintegrierter Schaltungen, Springer-Verlag Berlin, 1996.
- [WIN00a] Wingbermhühle, J., Vortragsmanuskript, 4. MALVE-Projekttagung Jülich, 2000.
- [WIN00b] Winzek, B., Entwicklung, Herstellung und Charakterisierung von Mikroaktoren mit Formgedächtnislegierungen auf Basis von TiNi, Dissertation Universität Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte FZKA 6467, 2000.

- [WOL01] Wolf, J., Schmückle, F.J., Petter, D., Kasap, T., Heinrich, W., Reichl, H., Spiral Inductors and Couplers in Thin Film Technology, in Micro System Technologies 2001, VDI Verlag Berlin, 2001, 113-118.
- [XU98] Xu, M., Liakopoulos, T.M., Ahn, C.H., Han, S.H., Kim, H.J., A Mikrofabricated Transformer for High-Frequency Power or Signal Conversion, IEEE Trans. Magn. 34 (4), 1998, 1369-1371.
- [YAB99] Yabukami, S., Yamaguchi, M., Arai, K.I., Watanabe, M., Itagaki, A., Ando, H., Noise analysis of a 1 MHz - 3 GHz magnetic thin film permeance meter, J. Appl. Phys. 85 (8), 1999, 5148-5150.
- [YAM00a] Yamaguchi, M., Magnetic Films for Planar Inductive Components and Devices, in M.H. Francombe (Ed.) Handbook of Thin Film Devices Vol. 4, 2000, 185-212.
- [YAM00b] Yamaguchi, M., Suezawa, K., Takahashi, Y., Arai, K.I., Kikuchi, Shimada, Y. Tanabe, S., Ito, K., Magnetic thin-film inductors for RF-integrated circuits, J. Magn. Magn. Mater. 215-216, 2000, 807-810.
- [YAM00c] Yamaguchi, M., Yabukami, S., Arai, K.I., Development of multilayer planar flux sensing coil and its application to 1 MHz - 3.5 GHz thin film permeance meter, Sensors and Actuators 81, 2000, 212-215.
- [YAM00d] Yamadera, H., Nishibe, Y., Strain-impedance properties of a CoSiB/ Cu/ CoSiB film, J. Appl. Phys. 87 (9), 2000, 5356-5358.
- [YAM92] Yamaguchi, M., Arakawa, S., Ohzeki, H., Hayashi, Y., Arai, K.I., Characteristics and Analysis of a thin film inductor with closed magnetic circuit structure, IEEE Trans. Magn. 28 (5), 1992, 3015-3017.
- [YAM94] Yamaguchi, M., Arakawa, S., Arai, K.I., Characteristics of Inner-Coil-Type Thin-Film Inductors with no Insulation between Magnetic Films and Conductors, IEEE Trans. Magn. 9 (3), 1994, 52-66.
- [YAM95] Yamaguchi, M., Okuyama, H., Arai, K.I., Characteristics of Magnetic Thin-Film Inductors at Large Magnetic Field, IEEE Trans. Magn. 31 (6), 1995, 4229-4231.
- [YAN99] Yang, D., Jiang, H., Ott, R., Minor, K., Grant, J., Varga, L., Barnard, B., J.A., Doyle, W.D., XPS Study of Polycrystalline and Epitaxial FeTaN Films Deposited by d.c. Reactive Magnetron Sputtering, Surf. and Interface Anal. 27, 1999, 259-272.
- [ZOR99] Zorn, R., Magnetometrie, in Magnetische Schichtsysteme in Forschung und Anwendung, Vorlesungsmanuskript des 30. IFF-Ferienkurses, 1999, A6.1-A.6.19.

Teilaspekte der vorliegenden Arbeit wurden vom Autor bereits in Fachzeitschriften und Tagungsbänden veröffentlicht oder auf Konferenzen vorgestellt:

Fergen, I., Seemann, K., Weth v. d. A., Schüppen, A., Soft ferromagnetic thin films for high frequency applications, *J. Magn. Mater.* 242-245, 2002, 146-151.

Fergen, I., Seemann, K., Entwicklung weichmagnetischer Dünnschichten für Hochfrequenzanwendung in Mikroinduktoren, MALVE-Abschlusskolloquium Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte FZKA 6662, 2001, 19-24.

Seemann, K., Weth v. d. A., Fergen, I., Development of Fe-Co-based ferromagnetic films for applications in high frequency-microinductors, in H. Reichl (Ed.) *MICRO SYSTEM Technologies 2001* Düsseldorf, VDE Verlag, 2001, 217-222.

Seemann, K., Fergen, I., Weth v. d. A., Entwicklung hochfrequenztauglicher magnetischer Schichten für Mikroinduktoren, MALVE-Statuskolloquium Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte FZKA 6528, 2000, 7-14.

Fergen, I., Seemann, K., Amorphe und nanokristalline ferromagnetische Schichten, hergestellt mit Magnetonsputtern, MALVE-Statuskolloquium Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte FZKA 6528, 2000, 15-21.

Seemann, K., Fergen, I., Weth v. d. A., Ferromagnetic Films for Applications in High Frequency Microinductors and Sensors, Tagungsband 2 zur *MICRO.tec 2000* Hannover, VDE Verlag, 2000, 725-729.

Fergen, I., Seemann, K., The influence of stress on the magnetic hf-properties of amorphous ferromagnetic thin films, in M.R.J. Gibbs (Ed.), *NATO Science Series: Modern Trends in Magnetostriction Study and Application*, Kluwer Academic Publishers, 2000, 331-341.

Seemann, K., Fergen, I., Entwicklung ferromagnetischer Ein- und Viellagenschichten für Hochfrequenz-Mikroinduktoren, PMT-Statuskolloquium Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte FZKA 6423, 2000, 137-142.

Weth v. d. A., Seemann, K., Fergen, I., Magnetischer Hochfrequenz-Mikroinduktor, Patentanmeldung Nr.: 10034413.5 am Deutschen Patentamt München, 2000.

Abkürzungen

AES	engl. Auger Electron Spectroscopy (Auger-ElektronenSpektroskopie)
CMOS	engl. Complementary Metal-Oxide Semiconductor (Metall-Oxid Halbleiter)
CVD	engl. Chemical Vapor Deposition (Chemische Gasphasenabscheidung)
DC	engl. Direct Current (Gleichstrom)
DSC	engl. Differential Scanning Calometry (differentielle Wärmestrom-Kalometrie)
EDX	engl. Energy Disperse X-ray Analysis (Energiedispersive Röntgenanalyse)
EELS	engl. Electron Energy Loss Spectroscopy (Elektronenenergieverlustspektroskopie)
EPMA	engl. Electron Probe Micro Analysis (Mikrosondenanalyse)
FOM	engl. Figure of Merit (Empfindlichkeit der Spannungsmessung)
GMR	engl. Giant Magneto Resistance (Riesenmagnetowiderstand)
HF	engl. High Frequency (Hochfrequenz)
LIGA	Lithographie, Galvanik, Abformung
LNA	engl. Low Noise Amplifier (rauscharmer Verstärker)
MMIC	engl. Monolithic Microwave Integrated Circuit (Integrierte Mikrowellenschaltung)
MOKE	engl. Magneto Optical Kerr Effect (magnetooptischer Kerreffekt)
PDF	engl. Powder Deflection File (Pulverbeugungs-Referenzdaten)
PECVD	engl. Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition (Plasmaunterstütztes CVD)
PLD	engl. Pulsed Laser Deposition (Laserablation)
ppm	engl. Parts Per Million (millionste Teil)
PSD	engl. Position Sensitive Device (optischer Positionssensor)
PVD	engl. Physical Vapor Deposition (Physikalische Gasphasenabscheidung)
PZT	Pb(Zr _{1-x} Ti _x)O ₃ Piezokeramik
REM	Rasterelektronenmikroskop
SAED	engl. Selected Area Electron Diffraction (Feinbereichselektronenbeugung)
SQUID	engl. Super Conducting Quantum Interference Device (supraleitendes Magnetometer)
TEM	Transmissionselektronenmikroskop
VIA	engl. Vertical Interconnect (Verbindung der Metallisierungsebenen)
VSM	engl. Vibrating Sample Magnetometer (Vibrationsmagnetometer)
WDX	engl. Wavelength Disperse X-ray Analysis (Wellenlängendispersive Röntgenanalyse)
XRD	engl. X-ray Diffraction (Röntgenbeugung)

Formelzeichen

<i>Zeichen</i>	<i>Einheit</i>	<i>Größe</i>
$\alpha_{1, 2, 3}$	°	Richtung der Magnetisierung zu den drei Raumachsen
α_i	°	Laser-Auslenkwinkel
α_{sch}	$\mu\text{m}/^\circ\text{C}$	thermischer Schicht-Ausdehnungskoeffizient
α_{sub}	$\mu\text{m}/^\circ\text{C}$	thermischer Substrat-Ausdehnungskoeffizient
δ		Dämpfungskonstante
Δx	μm	Biegebalkenauslenkung
ε	ppm	Dehnung
φ	°	Winkel zwischen Magnetisierung und Magnetfeld
κ	°	Phasenwinkel
ρ	$\mu\Omega\text{m}$	spezifischer elektrischer Widerstand
χ		magnetische Suszeptibilität
θ	°	Beugungswinkel
ν_{sch}		Querkontraktionszahl der Schicht
ν_{sub}		Querkontraktionszahl des Substrats
λ	nm	Wellenlänge der Röntgenstrahlung
λ_{\perp}	ppm	senkrechte Magnetostruktionskonstante
λ_{\parallel}	ppm	parallele Magnetostruktionskonstante
λ_{100}	ppm	Magnetostruktion in $\langle 100 \rangle$ -Richtung
λ_{111}	ppm	Magnetostruktion in $\langle 111 \rangle$ -Richtung
λ_{Cu}	nm	Wellenlänge der Kupfer-Röntgenstrahlung
λ_{s}	ppm	Sättigungsmagnetostruktion
Φ_i	VS	Flussquanten
σ	MPa	äußere Spannung
σ_{int}	MPa	intrinsische Schichteigenspannungen
σ_{sch}	MPa	Schichteigenspannungen
σ_{the}	MPa	thermische Schichteigenspannungen
μ		Permeabilität
μ'		Realteil der komplexen Permeabilität
μ''		Imaginärteil der komplexen Permeabilität

<i>Zeichen</i>	<i>Einheit</i>	<i>Größe</i>
μ_a		Anfangspermeabilität
μ_{lr}		Permeabilität in der leichten Richtung
μ_{sr}		Permeabilität in der schweren Richtung
a	pm	Gitterkonstante
a_{bie}	μm	Biegebalkenauslenkung
a_l	mm	Abstand Laser-Biegebalken
a_{rat}	nm/ s	Beschichtungsrate
A	J/ m	Austauschanisotropiekonstante
B	T	Magnetische Flussdichte
B_{tem}	T	Flussdichte im Magnettemperofen
c	At.-%	Elementkonzentration
C_{sub}	pF	Kapazität des Substrates
d_{hkl}	pm	Netzebenenabstand
d_{sch}	μm	Schichtdicke
d_{sub}	μm	Substratdicke
D	μm	Korngröße
D_{of}	m^2/s	Oberflächendiffusionskoeffizient
E_{sch}	MPa	E-Modul des Schicht
E_{sub}	MPa	E-Modul des Substrates
f_{FMR}	GHz	ferromagnetische Resonanzfrequenz
f_l	GHz	Lamor-Frequenz
f_r	GHz	Resonanzfrequenz
f_{WG}	GHz	Wirbelstromgrenzfrequenz
$F_{m, h, s, k, \sigma, i, a, e}$	J	magnetische Anisotropieenergien
h_{sub}	μm	Substratdurchbiegung
H_c	A/ m	Koerzitivfeldstärke
H_{eff}	A/ m	effektives Magnetfeld
H_{ent}	A/ m	entmagnetisierendes Magnetfeld
H_{ext}	A/ m	äußeres Magnetfeld
H_{int}	A/ m	internes Magnetfeld
H_k	A/ m	Anisotropiefeldstärke
H_s	A/ m	Sättigungsfeldstärke
H_{st}	A/ m	Streufeld

<i>Zeichen</i>	<i>Einheit</i>	<i>Größe</i>
I	A	Strom
I_{spu}	A	Spulenstrom des Magnettemperofens
J	T	Polarisation
k		Kopplungsfaktor
k_f		frequenzabhängiger Eichparameter (Permeameter)
K	J/ m^3	Anisotropiekonstante
l	m	Länge eines magnetostriktiven Materials
l_{ein}	mm	Einspannlänge
l_k	nm	Austauschlänge
l_{sca}	μm	Scanlänge
L	nH	Induktorinduktivität
M	A/ m	Magnetisierung
M_r	A/ m	Remanenzmagnetisierung
M_s	A/ m	Sättigungsmagnetisierung
p_{Ar}	Pa	Ar-Sputterdruck
P_{HF}	W	HF-Sputterleistung
Q		Gütefaktor
Q_d	J	Aktivierungsenergie
\dot{Q}_{DSC}	$^{\circ}\text{C/ s}$	Wärmestrom
R	Ω	elektrischer Widerstand
S_{11}, S_{12}		komplexe Streuparameter
t_{abk}	min	Abkühldauer
t_{bes}	min	Beschichtungsdauer
T_{DSC}	$^{\circ}\text{C}$	Temperatur des DSC
T_h	$^{\circ}\text{C}$	Herstellungs- bzw. Glüh Temperatur
T_m	$^{\circ}\text{C}$	Schmelztemperatur
T_r	$^{\circ}\text{C}$	Raumtemperatur
T_{sub}	$^{\circ}\text{C}$	Substrattemperatur
U	V	Spannung
Z	Ω	komplexer Widerstand
Z_0	Ω	komplexer Widerstand des Messaufbaus

Anhang

Zusammenfassung der Herstellungs- und Prozessdaten (Tabellen A-1 bis A-3) zur Realisierung des in Kapitel 5 beschriebenen I-Induktors.

Target	Reinheit [%]	Leistung [W]	Ar-Druck [Pa]	Sputtergas [Vol.-%]	Abscheiderate [nm/s]	Lieferant
Al ₉₉ Si _{0,5} Co _{0,5}	k.A.	200 (DC)	0,5	Ar 100	1,3	AP&T
SiO ₂	99,99	300 (HF)	0,6	Ar/ O ₂ 80/ 20	0,13	AP&T

Tabelle A-1: Zur Abscheidung der Leitbahnen (AlSiCu) und Isolationsschicht (SiO₂) verwendete Targets (∅ 152 mm, Dicke 6 mm) und Sputterparameter.

Fotolack	Dicke [µm]	Prebake (T) [s]	Belichtungszeit [min]	Entwickler	Dauer [s]	Postbake (T) [s]
ma-N 420 (negativ)	3,2	150 (95°C)	2	ma-D 332S	80 - 90	150 (95°C)
ma-P 1225 (positiv)	3	90 (100°C)	2	ma-D 330	40	90 (100°C)

Tabelle A-2: Zur Strukturierung verwendete Negativ- und Positivfotolacke der Firma Microresit, Berlin.

Schicht	Ätzlösung (Mischungsanteile)	Temperatur [°C]	Ätzrate [nm/min]	Unterätz [µm]	Ätzstop
AlSiCu	H ₃ PO ₄ (85 %) ^a 7 (ml)	43	210	1	H ₂ O
	CH ₃ COOH (100 %) ^b 1 (ml)				
SiO ₂	NH ₄ F ^c 22 (g)	RT	133	2	H ₂ O
	H ₂ O 44 (ml)				
	HF ^d 10 (ml)				
FeCoBSi	H ₂ O 444 (ml)	RT	515	2	H ₂ O
	HNO ₃ ^e (65 %) 1 (ml)				

Tabelle A-3: Zur Strukturierung der Schichten verwendete Ätzlösungen (^a Phosphorsäure, ^b Essigsäure, ^c Ammoniumhydrofluorid, ^d Flusssäure und ^e Salpetersäure).