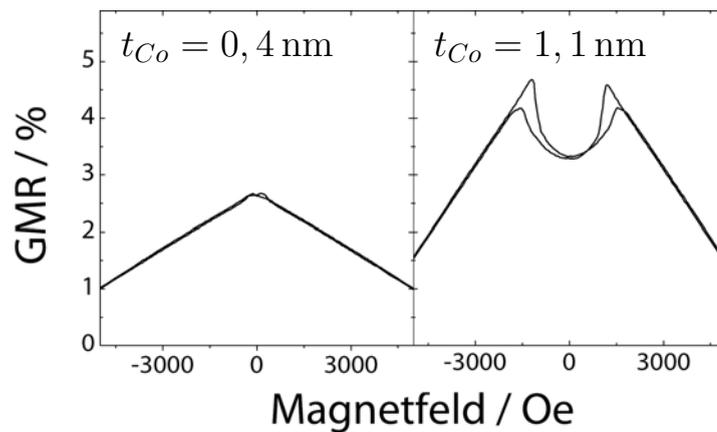


Entwicklung und Aufbau  
einer keV-He-Ionenstrahlanlage  
und  
resonante, magnetische Röntgenstreuung an  
einem [NiFe/Au/Co/Au]-Schichtsystem



Diplomarbeit in Experimentalphysik von  
Daniel Lengemann

durchgeführt am  
Institut für Physik  
der Universität Kassel

unter Anleitung von  
Prof. Dr. Arno Ehresmann

Februar 2009



# Veröffentlichungen

Teile der Ergebnisse aus KAP. 5 sind veröffentlicht in:

- F. Stobiecki, M. Urbaniak, B. Szymański, J. Dubowik, P. Kuświk, T. Weis, D. Engel, D. Lengemann, A. Ehresmann, I. Sveklo, A. Maziewski  
**Magnetic-field induced transition from weak to strong ferromagnetic coupling in layered films observed by soft x-ray resonant magnetic scattering**  
*Appl. Phys. Lett.* **92**, 012511 (2008)
- B. Szymański, F. Stobiecki, T. Weis, D. Engel, M. Urbaniak, P. Kuświk, D. Lengemann, A. Ehresmann  
**Hard and soft x-ray reflectivity studies of (NiFe/Au/Co/Au)<sub>10</sub> magnetic multilayers**  
*eingereicht bei Acta Physica Polonica A*



# Inhaltsverzeichnis

<b>Veröffentlichungen</b>	<b>III</b>
<b>Inhalts-, Abbildungs- und Tabellenverzeichnis</b>	<b>V</b>
<b>1 Motivation und Einführung</b>	<b>1</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1 Magnetische Anisotropien . . . . .	3
2.2 Magnetische Austauschkopplungen . . . . .	7
2.2.1 Ferromagnetische Kopplungen . . . . .	7
2.2.2 Antiferromagnetische Kopplungen . . . . .	9
2.2.3 Kopplungsaddition . . . . .	10
2.3 Wechselwirkung der Ionen mit Festkörpern . . . . .	12
2.3.1 Ionenquelle . . . . .	13
2.3.2 Ionenbeschuss . . . . .	14
2.4 Messmethoden zur magnetischen Charakterisierung . . . . .	23
2.4.1 Magneto-Optischer Kerr-Effekt (MOKE) . . . . .	24
2.4.2 Vibrating Sample Magnetometer (VSM) . . . . .	27
2.4.3 Riesenmagnetowiderstand (GMR) . . . . .	29
2.4.4 Nutzung von Röntgen- und Synchrotronstrahlung . . . . .	32
<b>3 Experimentelle Grundlagen</b>	<b>40</b>
3.1 Komponenten der Ionenstrahlanlage und deren Design . . . . .	40
3.1.1 Ionenquelle . . . . .	43
3.1.2 Elektrostatische Einzellinse . . . . .	45
3.1.3 Strahlprofilometer . . . . .	47
3.1.4 Beamblocker mit Faraday-Cup . . . . .	51
3.2 Simulationen des Strahlengangs der He-Ionen . . . . .	53
3.3 Messgeometrie . . . . .	60
<b>4 Aufbau und Charakterisierung der Ionenstrahlanlage</b>	<b>68</b>
4.1 Gesamtaufbau und Justage . . . . .	68
4.2 Kennkurven . . . . .	71
4.3 Strahlprofilmessungen . . . . .	79

<b>5 Untersuchung zu Zwischenschichtwechselwirkungen in [NiFe/Au/Co/Au]-Mullayern</b>	<b>86</b>
5.1 Probenaufbau und grundlegende Eigenschaften . . . . .	87
5.2 Untersuchungen mit harter und weicher Röntgenstrahlung . . . . .	89
5.3 Magnetische Wechselwirkung zwischen Co und NiFe . . . . .	94
<b>6 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>105</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>106</b>
<b>Anhang</b>	<b>117</b>
Vorfaktoren der XRMS(Ni+Co)-Messung . . . . .	117
<b>Häufig gebrauchte Abkürzungen oder Begrifflichkeiten</b>	<b>119</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Magnetisierungskurven für eine sphärische Probe . . . . .	4
2.2	Magnetisierungskurven für eine flache Probenschicht . . . . .	5
2.3	Exchange-Bias-Effekt . . . . .	6
2.4	Ferro- und Antiferromagnetische Austauschkopplungen . . . . .	8
2.5	Austauschkopplung für eine keilförmige Zwischenschicht . . . . .	10
2.6	Mögliche Fälle der Zwischenschichtaustauschkopplung . . . . .	12
2.7	Querschnitt durch eine Penning-Quelle . . . . .	13
2.8	Dezentraler Stoß im Labor- und Schwerpunktssystem . . . . .	16
2.9	Bremsquerschnitte für He-Ionen in $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ . . . . .	19
2.10	Reichweitenverteilung eines Ions im Schichtsystem . . . . .	20
2.11	Simulation der Reichweitenverteilung von He in $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ . . . . .	21
2.12	Ionenbeschussgeometrien und Dosisabhängigkeit vom Exchange-Bias-Feld . . . . .	23
2.13	MOKE-Geometrien . . . . .	24
2.14	Kerr-Drehung . . . . .	26
2.15	VSM-Aufbau . . . . .	28
2.16	2-Spinkanäle-Modell und Ersatzschaltung für den GMR . . . . .	31
2.17	Einfall einer elektromagnetischen Welle auf eine glatte Grenzschicht . . . . .	33
2.18	Intensitätskurve des reflektierten Röntgenstrahls eines SiGe/Si-Stapelschichtsystems . . . . .	35
2.19	Darstellung des Prinzips des Parratt-Rekursionsformalismus . . . . .	36
2.20	Physikalischer Vorgang des XRMS-Effekts . . . . .	38
2.21	Physikalischer Vorgang und Ergebnis des XMCD-Effekts . . . . .	39
3.1	Schematischer Aufbau der Ionentrählanlage . . . . .	41
3.2	Konstruktionszeichnung der Ionenquelle . . . . .	44
3.3	Konstruktionszeichnung der elektrostatischen Einzellinse . . . . .	46
3.4	Konstruktionszeichnung des Strahlprofilometers . . . . .	48
3.5	Konstruktionszeichnung des Strahlprofilometerinnenlebens . . . . .	50
3.6	Konstruktionszeichnung des Halters des Strahlprofilometers . . . . .	51
3.7	Konstruktionszeichnung des inhomogenen Kondensators mit Faraday-Cup . . . . .	52
3.8	Simulation der elektrischen Feldlinien der elektrostatischen Einzellinse . . . . .	54
3.9	Simulation der Flugbahn der Ionen bei unterschiedlicher Linsenspannung $U_L$ . . . . .	55
3.10	Simulation der optimalen Flugbahn der Ionen bei 6,85 kV Linsenspannung . . . . .	57

3.11	Simulation der elektrischen Feldlinien des Ablenkkondensators . . . . .	58
3.12	Simulation des Strahlenganges bei auf 2 kV gelegtem Ablenkkondensator . . . . .	59
3.13	Abstrahlung eines relativistischen und nichtrelativistischen, geladenen Teilchens . . . . .	61
3.14	Undulator-Aufbau und -Einstellung für das Strahlrohr UE56/2-PGM2 . . . . .	62
3.15	Strahlengang des Synchrotronlichts im Strahlrohr UE56/2-PGM2 . . . . .	63
3.16	Darstellung der $\theta$ - $2\theta$ -Konfiguration in der Bragg-Brentano-Messgeometrie . . . . .	64
3.17	Innenansicht der ALICE-Kammer . . . . .	65
3.18	Außenansicht der ALICE-Kammer . . . . .	67
4.1	Aufbau der Ionenstrahlanlage . . . . .	69
4.2	Darstellung der Berechnung des Wechselwirkungsbereichs von Probe und Synchrotronstrahl . . . . .	72
4.3	Temperaturentwicklung in der Ionenquelle mit und ohne Kühlung . . . . .	73
4.4	Zeitabhängigkeit der Stromstärken von Magnet, der Quelle und Ionenstrahl . . . . .	74
4.5	Magnetfeldabhängigkeit der Ionenquelle vom angelegten Strom . . . . .	76
4.6	U-I-Diagramm der Magnetspule in der Quelle . . . . .	77
4.7	Ionenstromabhängigkeit von Quellspannung und Magnetstromstärke . . . . .	78
4.8	Strahlprofil des fokussierten Ionenstrahls mit einer quadratischen 8mm-Blende . . . . .	80
4.9	Um 66% des maximal möglichen Ionenstroms defokussiertes Strahlprofil mit einer quadratischen 8mm-Blende . . . . .	82
4.10	Schnitte durch das Maximum der um 66% defokussierten Strahlprofile . . . . .	83
4.11	Das den Strahlengang störende Bauteil . . . . .	84
4.12	Um 90% des maximal möglichen Strahlstrom defokussiertes Strahlprofil mit einer quadratischen 8mm-Blende . . . . .	85
5.1	Co-schichtdickenabhängiger Einbruch der GMR-Kurve in $H_{\perp}$ . . . . .	86
5.2	Aufbau des $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_{10}$ -Multilayer-Schichtsystem . . . . .	87
5.3	VSM-Hysteresekurven der Multilayer-Schichtsysteme . . . . .	88
5.4	$\theta$ - $2\theta$ -Messungen mit harter (XRR) und weicher (XRMS) Röntgenstrahlung . . . . .	91
5.5	Kiessig-Oszillationen bei XRD- und XRMS-Messung für Probe $\text{Co}_{1,1}$ . . . . .	93
5.6	VSM- und XRMS-Magnetisierungskurven in $H_{\parallel}$ für $\text{Co}_{0,4}$ . . . . .	95
5.7	VSM- und XRMS-Magnetisierungskurven in $H_{\parallel}$ in für $\text{Co}_{0,8}$ und $\text{Co}_{1,1}$ . . . . .	97
5.8	GMR-Kurven von $\text{Co}_{0,4}$ , $\text{Co}_{0,8}$ und $\text{Co}_{1,1}$ in $H_{\parallel}$ und $H_{\perp}$ . . . . .	98
5.9	VSM- und XRMS-Magnetisierungskurven in $H_{\perp}$ für $\text{Co}_{0,4}$ , $\text{Co}_{0,8}$ und $\text{Co}_{1,1}$ . . . . .	100
5.10	Schematische Darstellung der Wechselwirkung zwischen Co und NiFe . . . . .	101
5.11	MFM-Bilder von $\text{Co}_{1,1}$ bei unterschiedlichen Magnetfeldstärken . . . . .	102
5.12	MFM-Bilder von $\text{Co}_{0,4}$ , $\text{Co}_{0,8}$ und $\text{Co}_{1,1}$ bei Remanenz . . . . .	103

# Tabellenverzeichnis

2.1	Maximale Kopplungsstärke für verschiedene Schichtsysteme . . . . .	11
3.1	Energien der Absorptionskanten der in der Arbeit mit XRMS vermessenen Materialien . . . . .	63
4.1	Permeabilitätszahlen der alten und neuen Quellenspule . . . . .	75
4.2	ISA-Parameter für die Strahlprofilmessungen . . . . .	79
4.3	Maximale Ionenströme im FC 2 und Verhältnis $V$ der Strahlprofile . . . . .	84
5.1	Parameter der Schichtsystem-Herstellung . . . . .	89
5.2	Positionen der Bragg-Peaks . . . . .	90
5.3	Analyse der Schichtsystem- und Stapeldicken . . . . .	92
6.1	Vorfaktoren der Berechnung der XRMS-Kurven Ni+Co . . . . .	118



# 1 Motivation und Einführung

Die Physik magnetischer Dünnschichtsysteme erlebte 1988 durch die Entdeckung des Riesenmagnetowiderstandseffekts (Giant Magnetoresistance, GMR) einen Schub, der den Aufbau neuer und innovativer Forschungsfelder ermöglichte und den Effekt schnell in die industrielle Anwendung brachte. P. Grünberg und A. Fert stellten unabhängig voneinander fest, dass sich der elektrische Widerstand eines aus zwei ferromagnetischen Schichten bestehenden Schichtsystems, die durch eine nicht-magnetische Leiterschicht getrennt sind, mit dem relativen Winkel ihrer Magnetisierungen zueinander verändert [BGS88, BBF88]. Dieser GMR-Effekt ist für viele unterschiedliche Anwendungen in Bereichen der Sensorik, logischer Bauteilelemente und nicht-flüchtiger Speichermedien (MRAM) von großer Bedeutung.

Mit Hilfe bekannter Messmethoden (u.a. mit Vibrationsmagnetometrie VSM, magneto-optischem Kerreffekt MOKE, Röntgenbeugung XRD) kann man solche Dünnschichtsysteme auf ihre magnetischen Eigenschaften und Strukturen untersuchen. Eine recht neuartige Methode stellt der in den 80er Jahren von G. Schütz entdeckte magnetische Zirkulardichroismus transmittierter Röntgenstrahlen (X-Ray magnetic circular dichroism, XMCD) dar [SWW87]. Mit diesem Effekt kann man elementspezifisch Eigenschaften magnetischer Dünnschichtsysteme vermessen, indem die Untersuchungen an den für die Elemente spezifischen Absorptionskanten durchgeführt werden. Dasselbe gilt auch für die resonante magnetische Röntgenstreuung (X-Ray magnetic scattering, XRMS), die eine Mischung aus Röntgenbeugung und XMCD-Effekt darstellt. Bei ihr wird gestreute Röntgenstrahlung unter einem endlichen Winkel  $\theta < 90^\circ$  zur Schichtoberfläche gemessen. So können Rückschlüsse auf das elementspezifische Ummagnetisierungsverhalten und die Struktur (u.a. Grenzflächen und Schichtdicken) gezogen werden.

Ein Schichtsystem mit einem linearen Zusammenhang zwischen Magnetfeld und elektrischem Widerstand ist für Magnetfeldsensoren geeignet. Das in Rahmen dieser Arbeit untersuchte (Zehnfach-)Schichtsystem  $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20} (2,2 \text{ nm})/\text{Au} (2,35 \text{ nm})/\text{Co} (t_{\text{Co}})/\text{Au} (2,35 \text{ nm})]_{10}$  besitzt aufgrund der in Remanenz senkrecht zueinander stehenden Magnetisierungen der ferromagnetischen NiFe- (in-plane) und Co-Schichten (out-of-plane) eine solche lineare Charakteristik der GMR-Kurve. Dieser verschwindet im Bereich der Remanenz, was die Bildung von Streifendomänen in den Co-Schichten vermuten lässt.

An diesem Schichtsystem sollen daher Messungen zur Struktur des Systems mit resonanter (XRMS) und nicht resonanter Röntgenstrahlung (XRD) durchgeführt und miteinander verglichen werden. Ziel ist die Berechnung und der Vergleich der Schicht- und

Stapeldicken des Schichtsystems aus Messung und Herstellungsparametern. Aus den Messungen der Ummagnetisierungskurven (XRMS) mit parallel zur Schichtoberfläche anliegendem Magnetfeld soll die Wechselwirkung von Co und NiFe beobachtet werden, um sie mit VSM-Messungen vergleichen zu können. Besonderes Augenmerk soll dabei auf die Abhängigkeit der Wechselwirkung von der Co-Schichtdicke  $t_{Co}$  und dem Magnetfeld gelegt werden. Die Auswertung dieser Messungen soll mit GMR-Messungen verglichen werden, um die Vermutung der Streifendömänenbildung zu bestätigen. Mit einem Magnetkraftmikroskop (MFM) wird abschließend die magnetische Struktur des Schichtsystems im Magnetfeld ermittelt und die Domänenstruktur untersucht.

Neben dem GMR-Effekt sind Methoden für die gezielte Beeinflussung der Eigenschaften und die magnetische Strukturierung magnetischer Dünnschichtsysteme ohne topographische Änderungen ein wichtiger Forschungsaspekt. Solche Veränderungen sind mit keV-Helium-Ionenbeschuss möglich [CBF98, EEW06, Ehr04, EKJ03], wobei zeitliche Änderungen der beeinflussten Parameterwerte noch weitgehend unerforscht sind. Diese sollen in Zukunft mit elementspezifischen Messungen mit resonanter Röntgenstreuung ermöglicht werden. Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung, die Konstruktion und der Aufbau einer kompakten Anlage für  $He^+$ -Ionenstrahlen mit Strahlformungs- und -vermessungskomponenten, die an eine bestehende Kammer für resonante Röntgenstreuung („ALICE“ [GNZ03]) angebaut werden kann. Neben dem Aufbau sollen der Strahlengang der Ionen simuliert und erste Charakterisierungsmessungen der Ionenquelle durchgeführt werden. Dabei ist neben der zeitlichen Stabilität der Quelle die Homogenität des Strahlprofils ein wichtiger Designparameter.

## 2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen vorgestellt, die zum Verständnis der in KAP. 4 und KAP. 5 gezeigten Ergebnisse und deren Ermittlung nötig sind. Da sich die Arbeit mit der Kopplung magnetischer Schichten und Multilayer befasst, wird zunächst in ABS. 2.1 auf die Vorzugsrichtung der Magnetisierung kristalliner Festkörper eingegangen. Danach folgt in ABS. 2.2 ein Überblick über die Kopplungsarten zweier magnetischer Schichten, die durch eine dünne Zwischenschicht getrennt sind. Die für die neue Apparatur (vgl. KAP. 3) interessanten Aspekte des keV-Helium-Ionenbeschusses – Erzeugung der Helium-Ionen, Wechselwirkung der Ionen mit dem Festkörper und Auswirkungen auf ein gekoppeltes Schichtsystem – werden in ABS. 2.3 vorgestellt. Als Abschluss werden die für das untersuchte Multilayer-Schichtsystem  $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_{10}$  wichtigen Messmethoden in ABS. 2.4 beschrieben. Neben den üblichen Methoden MOKE, VSM und GMR wird dabei ganz besonders auf die Untersuchung mit Röntgenstrahlen eingegangen: Sowohl die mit harten Röntgenstrahlen durchgeführte Röntgendiffraktometrie (X-Ray Diffraction, XRD), als auch die mit weichen Röntgenstrahlen an dem Synchrotron BESSY (Berlin) durchgeführte magnetische Röntgenreflexion (X-Ray Magnetic Scattering, XRMS).

### 2.1 Magnetische Anisotropien

Ist eine Eigenschaft eines Materials unabhängig von der Richtung, so liegt eine isotrope Eigenschaft vor. Bei vielen Materialien haben gewisse Eigenschaften jedoch eine Vorzugsrichtung – eine Anisotropierichtung. Die häufigsten Anisotropien sind die uniaxiale und die unidirektionale Anisotropie, die eine Vorzugsrichtung entlang einer Achse, bzw. einer einzelnen Richtung ausdrücken.

Die meisten Ferromagnete haben eine magnetische – meist uniaxiale – Anisotropie. Die freie Energie hängt von der Richtung der Magnetisierung ab und ist minimal für die so genannte leichte Richtung. Nach dieser richtet sich die Magnetisierung in einem ferromagnetischen Material ohne äußeres Feld aus. Die energetisch ungünstigeren Achsen werden als schwere Richtungen bezeichnet.

Im Folgenden werden die verschiedenen Anisotropiearten beschrieben, die Beiträge zur Anisotropieenergie liefern.

#### Magnetokristalline Anisotropie

Die Anisotropieachsen sind in einem unendlich ausgedehnten kristallinen Festkörper parallel zu bestimmten Kristallachsen. Die Richtungen der Kristallachsen sind durch die

fundamentalen Gittervektoren eines Festkörpers (Fk) festgelegt. Durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung der Elektronen mit dem Kristallfeld überträgt sich die Gittersymmetrie auf die Spins der Elektronen, deren magnetische Spinmomente in einem ferromagnetischen Material allein für die Magnetisierung verantwortlich sind, da ihre magnetischen Bahnmomente unterdrückt sind [Chi99]. In ABB. 2.1 sind für eine Kugel, bei der die Formanisotropie (s.u.) vernachlässigt werden kann, die Magnetisierungskurven für unterschiedliche Achsen einer kubischen Kristallstruktur gezeigt. Die als leichte Richtung benannten Achsen [100] und [001] zeichnet aus, dass ein geringes, äußeres Magnetfeld ausreicht, um alle magnetischen Momente entlang der leichten Richtung auszurichten, also die sogenannte Sättigungsmagnetisierung zu erreichen. Für andere Richtungen muss das äußere Feld größer sein, um Sättigung zu erreichen. Die Achse, für die die Sättigungsfeldstärke maximal wird, nennt man schwere Richtung. Im Fall des Fks in ABB. 2.1 ist dies u.a. die [101]-Richtung.

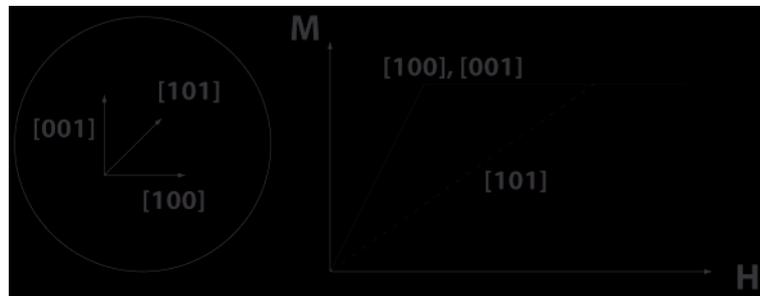


ABB. 2.1: Magnetisierungskurven für eine sphärische Probe. Es zeigen sich leichte Richtungen entlang der Kristallachsen – [100] und [001] –, währenddessen quer dazu eine schwere Richtung besteht – [101] (nach [Bru93])

### Formanisotropie

Besitzt man keinen unendlich weit ausgedehnten, bzw. kugelförmigen Festkörper, so tritt Formanisotropie auf. An den Grenzflächen des magnetisierten Festkörpers bilden sich freie magnetische Momente. Diese verursachen durch Dipol-Dipol-Wechselwirkung ein magnetisches Feld, das dem Feld im Inneren des Festkörpers entgegengerichtet ist und dieses abschwächt. Die magnetostatische Wechselwirkung dieses Entmagnetisierungsfeldes mit den magnetischen Momenten erzeugt einen zusätzlichen Energiebeitrag der Anisotropie – die Entmagnetisierungsenergie. Für dünne Schichten ist die Energiedichte dabei abhängig von der Magnetisierung  $M$  und ihrem Winkel  $\phi$  zur Schichtnormalen, sowie der magnetischen Feldkonstanten  $\mu_0$ :

$$\begin{aligned} \frac{E_{Form}(\phi)}{V} &= -\frac{\mu_0}{2} \cdot M^2 \cdot \cos^2(\phi) \\ &= -K \cdot \cos^2(\phi) \quad \text{mit} \quad K = \frac{\mu_0 \cdot M^2}{2} \end{aligned} \quad (2.1)$$

Dabei bezeichnet  $K$  die Anisotropiekonstante. Um die Energie zu minimieren, muss  $\phi = 90^\circ$  gelten und es wird eine Magnetisierung in Schichtebene – im Weiteren in-plane genannt – bevorzugt. In ABB. 2.2 sind die Magnetisierungskurven einer dünnen Schicht für die Kristallachsen  $[100]$  und  $[001]$  dargestellt. Die leichte Richtung in der Schichtebene – in-plane – ist gut erkennbar, während die schwere Richtung parallel zur Schichtnormalen – out-of-plane – steht.

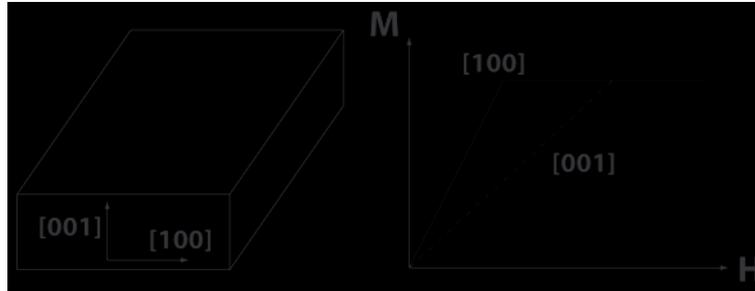


ABB. 2.2: Magnetisierungskurven für eine flache Probenschicht. Durch Grenzflächeneffekte gibt es eine Vorzugsrichtung in  $[100]$ -Richtung; die  $[001]$ -Richtung zeigt eine schwere Richtung (nach [Bru93])

### Grenzflächenanisotropie

Während die Formanisotropie eine in-plane-Magnetisierung einer dünnen Schicht bevorzugt, liefert die Grenzflächenanisotropie einen Anteil in out-of-plane-Richtung. Bei sehr dünnen Schichten treten Grenzflächeneffekte auf. Wie bei der magnetokristallinen Anisotropie ist die Spin-Bahn-Kopplung Ursache, allerdings wird die Annahme eines unendlich ausgedehnten Festkörpers verworfen. Die Kristallsymmetrie wird gebrochen, die Atome sind nicht mehr periodisch ausgerichtet. Der Symmetriebruch führt zu einer Translationsinvarianz entlang der Schichtnormalen. Dies kommt von dem Unterschied der Ortswellenfunktionen der Elektronen an der Grenzfläche und im Volumen. Der Grenzflächenanisotropiebeitrag wird mit zunehmender Schichtdicke kleiner; bei Schichtdicken  $d > 2 \text{ nm}$  ist der Beitrag vernachlässigbar [All99].

### Magnetoelastische Anisotropie

Wird die Form eines Festkörpers durch mechanische Spannung verändert, so tritt eine Änderung der Magnetisierung auf. Durch die Formveränderung kommt es zu Verformungen und Verzerrungen der Struktur des Kristallgitters. Da die Magnetisierung an das Kristallgitter durch die Spin-Bahn-Kopplung gebunden ist (vgl. magnetokristalline Anisotropie), kommt es zu einer Änderung der Magnetisierungsrichtung. Die magnetoelastische Anisotropie ist der gegenteilige Effekt zur Magnetostriktion, die eine Formänderung bei angelegtem Magnetfeld beschreibt, und wird daher auch inverse Magnetostriktion genannt.

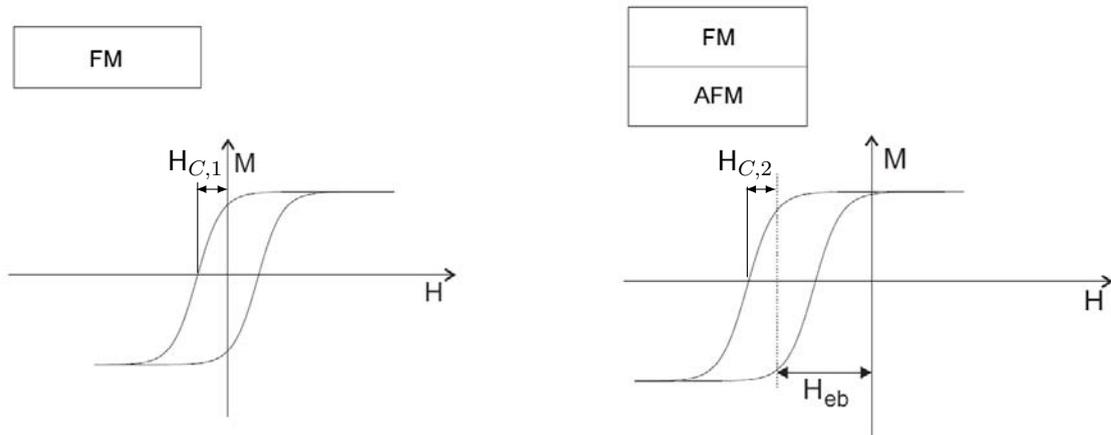


ABB. 2.3: Der Exchange-Bias-Effekt: Während die Magnetisierungskurve eines FM punktsymmetrisch bzgl. des Koordinatenursprungs ist, führt der Kontakt zu einem AFM zur Verschiebung der Hystereseurve um das Exchange-Bias-Feld  $H_{eb}$  und gegebenenfalls zur Veränderung des Koerzitivfeldes  $H_C$  (typisch ist  $H_{C,1} < H_{C,2}$ )

### Austauschanisotropie – Exchange-Bias

W.H. Meiklejohn und C.P. Bean entdeckten im Jahr 1956, dass bei einem ferromagnetischen Festkörper (FM) im Kontakt zu einem Antiferromagneten (AFM) die uniaxiale Anisotropie in eine unidirektionale geändert wird [MB56, MB57]. Diese spezielle magnetische Anisotropie bewirkt eine Verschiebung der Magnetisierungskurve um das Exchange-Bias-Feld  $H_{eb}$ , wie in ABB. 2.3 gezeigt. Durch die Kopplung der FM-Spins an diejenigen des AFM an der Grenzfläche muss nun eine zusätzliche Energie aufgebracht werden, um die Magnetisierung in die entgegengesetzte Richtung zu drehen.

Meiklejohn und Bean beobachteten den Effekt an oxidierten Co-Partikeln mit Co als FM und CoO als AFM. Der Exchange-Bias-Effekt kann im Allgemeinen durch folgende Methoden initialisiert werden: Feldwachstum, Feldkühlen oder Ionenbeschuss in einem externen Magnetfeld.

Beim Feldwachstum bringt man den AFM auf die bestehende FM-Schicht auf, die während des Beschichtungsprozesses in einem äußeren Magnetfeld gesättigt wird. Die Magnetisierung des FM dient als Vorzugsrichtung für die Spins des AFM und beide Schichten koppeln aneinander.

Beim Feldkühlprozess liegt schon ein fertiges Schichtsystem vor, das noch keine, bzw. nur eine schwache unidirektionale Anisotropie aufweist. Es wird auf eine Temperatur  $T$  erhitzt für die

$$T_N < T < T_C \quad (2.2)$$

gilt, wobei  $T_N$  die Néel-Temperatur des AFM und  $T_C$  die Curie-Temperatur des FM ist. In diesem Bereich ist der FM noch ferromagnetisch, während der AFM paramagnetisches Verhalten zeigt. Wird nun ein äußeres Magnetfeld angelegt, so richtet sich der FM aus und dies beeinflusst die Ausrichtung der Spins des AFM beim Herunterkühlen des Schichtsystems auf  $T < T_N$ , wodurch die Spinkonfiguration des AFM eingefroren wird.

Die Initialisierung des Exchange-Bias per Ionenbeschuss [EES05, SHR03] in einem externen Feld führt zu einem Energieeintrag im Festkörper, ähnlich wie beim Feldkühlen, nur dass das lokale Erhitzen hyperthermisch ist. Die magnetischen Momente des AFM im Wechselwirkungsbereich des Festkörpers mit den Ionen orientieren sich nach der Energiezufuhr an der Magnetisierung des FM, was zum Auftreten einer unidirektionalen Anisotropie führt. Eine genauere Beschreibung ist in [EES05] zu finden.

Es gibt zwar viele Modelle zur Erklärung des Exchange-Bias-Effekts, allerdings kann er noch nicht quantitativ zufriedenstellend erklärt werden. Die einzelnen Modelle sind in der folgenden Literatur zu finden: Das intuitive Modell von den Entdeckern Meiklejohn und Bean [MB56, MB57], das Random-Field-Modell von Malozemoff [Mal87] und das Domänenwandmodell von Mauri [MSB87]. Ein modernerer Ansatz ist das Modell für polykristalline Schichtsysteme von Stiles und McMichael [SM99], das auf dem Modell der thermisch aktivierten Relaxation von Fulcomer und Charap [FC72] aufbaut. Das Aktuellste ist das Spin Glass-Modell [Rad05].

Eine detaillierte Übersicht über die verschiedenen Modelle bietet [ZB07].

## 2.2 Magnetische Austauschkopplungen

Im vorigen Kapitel wurde die Austauschkopplung einer FM- mit einer AFM-Schicht beschrieben, die direkt zueinander in Kontakt stehen. In diesem Kapitel soll nun auf magnetische Kopplungen zweier FM-Schichten eingegangen werden, die durch eine dünne Schicht eines nicht-magnetischen Leiters (NML) getrennt sind. Unter einem NML wird dabei ein dia- oder paramagnetisches Material verstanden, das elektrisch leitfähig ist. ABS. 2.2.1 geht dabei auf ferromagnetische Kopplungen ein, die bewirken, dass die beiden Magnetisierungen der beteiligten FM-Schichten parallel stehen. Antiferromagnetische Kopplungen, bei denen sich die FM-Magnetisierungen antiparallel ausrichten, sind in ABS. 2.2.2 beschrieben. Am Ende wird in ABS. 2.2.3 ein Überblick gegeben, welche Kopplung wann dominiert, und einige wichtige Parameter erläutert.

### 2.2.1 Ferromagnetische Kopplungen

Durch geometrische und elektronische Imperfektionen der Probe kommt es in bestimmten Fällen zu einer ferromagnetischen Kopplung. Im Folgenden soll auf die Orange-Peel-Kopplung und die Pinhole-Kopplung eingegangen werden.

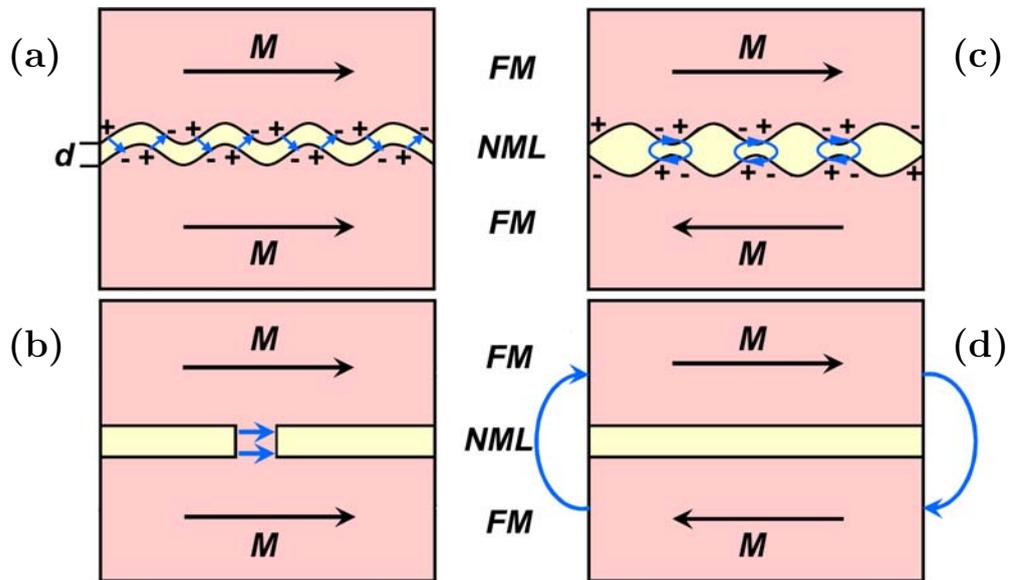


ABB. 2.4: Ferromagnetische (links) und antiferromagnetische (rechts) Zwischenschichtaustauschkopplungen: (a) Orange-Peel-Kopplung, (b) Pinhole-Kopplung, (c) Dipol-Dipol-Kopplung, (d) Magnetostatische Kopplung (z.T. nach [GM04])

### Orange-Peel- oder Néelsche Kopplung

L. Néel fand heraus, dass, wenn auf eine Schicht mit einer nicht perfekt glatten Oberfläche weitere Schichten z.B. durch Sputtern aufgebracht werden, sich die geometrische Imperfektion auf die Oberflächen dieser Schichten überträgt. In dem Falle eines Schichtsystems FM/NML/FM betrifft das das Aufwachsen des NML und FM auf die imperfekte, schon bestehende FM-Schicht. Bei perfektem Schichtwachstum entstehen korrelierte Grenzflächen der beiden FM, bei der die nicht-magnetische Schicht eine konstante Schichtdicke  $d$  (vgl. ABB. 2.4 a) besitzt. Von dieser korrelierten Rauigkeit leitet sich auch der Name Orange-Peel (zu deutsch Orangenhaut) ab. An der Grenzfläche eines FM und eines NML bilden sich dabei magnetische Momente aus, die ein statisches Streufeld aufbauen. Dieses führt dazu, dass sich die Momente in den Unebenheiten der anderen FM-Schicht so ausrichten, dass sie parallel zueinander stehen (vgl. ABB. 2.4 a), da dann Energieminimierung durch Schließen des magnetischen Flusses eintritt: Es kommt zu einer ferromagnetischen Kopplung. Für die Orange-Peel-Kopplungsenergieflächendichte  $j_{OP}$  gilt für eine sinusförmige Rauigkeit nach [Sti04]

$$j_{OP} \propto \mu_0 M_S^2 \frac{A^2}{\lambda} e^{-2\pi \frac{d}{\lambda}} \quad (2.3)$$

wobei  $M_S$  die Sättigungsmagnetisierung des FM,  $A$  und  $\lambda$  die Amplitude, bzw. die Periode der Sinusfunktion und  $\mu_0$  die magnetische Feldkonstante sind. Da dies Konstanten sind, die

spätestens nach der Herstellung festgelegt sind, ist die Zwischenschichtdicke  $d$  entscheidend für die Kopplungsstärke: Je dünner die Zwischenschicht, desto größer die Kopplung. Geht  $d$  jedoch gegen Null, so gilt das Modell nicht mehr. Dann tritt die Pinhole-Kopplung auf, die im Folgenden beschrieben wird.

### **Pinhole-Kopplung**

Geht die Schichtdicke des NML gegen Null, so erhöht sich immer mehr die Wahrscheinlichkeit, dass die Schicht nicht komplett deckend ist. Es entstehen direkte Kontakte zwischen den beiden FM-Schichten durch Löcher im NML. Diese werden als Pinholes bezeichnet und durch sie koppeln die beiden FM direkt. Durch die Pinholes versuchen sich die Magnetisierungen der beiden FM so zu verhalten, als ob nur eine FM-Schicht bestünde: Eine ferromagnetische Kopplung ist das Ergebnis. In ABB. 2.4 (b) ist die Pinhole-Kopplung schematisch dargestellt.

### **2.2.2 Antiferromagnetische Kopplungen**

Neben den ferromagnetischen Kopplungen gibt es auch Kopplungstypen, die eine entgegengesetzte, antiferromagnetische Kopplung bevorzugen. Sie sollen im Folgenden vorgestellt werden.

#### **Dipol-Dipol-WW**

Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung ist der Orange-Peel-Kopplung ähnlich: Die Wechselwirkung findet auch zwischen magnetischen Dipolen in den beiden Schichten statt, jedoch wird dabei angenommen, dass die Zwischenschichtdicke nicht konstant ist. An den Stellen geringer Dicke des NML beeinflussen sich die magnetischen Momente der beiden FM. Dabei richtet das Dipolfeld des Moments eines FM das im anderen FM aus und es kommt zu einer antiferromagnetischen Kopplung, wie sie in ABB. 2.4 (d) gezeigt ist. Diese Wechselwirkung ist jedoch so schwach, dass für Zwischenschichten mit Cu, Ag, Au oder Cr fast keine Kopplung entsteht.

#### **Magnetostatische Kopplung**

Alle bisher betrachteten Kopplungstypen bezogen sich auf die innere Streufeldverteilung des Schichtsystems. Bei der magnetostatischen Kopplung hingegen werden die magnetischen Streufelder betrachtet, die außerhalb der Probe entstehen. Durch das Schließen des magnetischen Flusses wird die magnetische Feldenergie minimiert und ist daher die bevorzugte Variante gegenüber dem Nicht-Schließen. Die resultierenden Magnetisierungsrichtungen sind dadurch antiparallel ausgerichtet, was zu einer antiferromagnetischen Kopplung führt (vgl. ABB. 2.4 c).

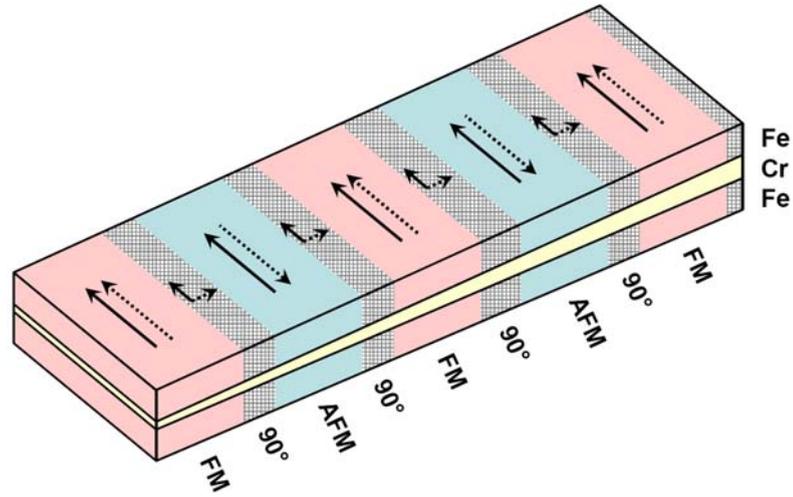


ABB. 2.5: Untersuchung zur Zwischenschichtaustauschkopplung von 2 Fe-Schichten mit einer keilförmigen Cr-Zwischenschicht [PMR90]. Die Magnetisierungen der beiden FM – für die obere Fe-Schicht durchgezogen, für die untere gepunktet dargestellt – sind dabei abwechselnd ferromagnetisch (rot),  $90^\circ$  (grau schraffiert) und antiferromagnetisch (blau) gekoppelt (aus [GM04])

### 2.2.3 Kopplungsaddition

Die in ABS. 2.2.1 und ABS. 2.2.2 beschriebenen Kopplungstypen sind immer isoliert dargestellt worden. Die wirkliche Kopplung eines Schichtsystems FM/NML/FM – ferro- oder antiferromagnetisch – ist eine Superposition der verschiedenen Typen. In ABB. 2.5 ist das Ergebnis der Messung an einem Fe/Cr/Fe-Schichtsystem dargestellt, bei dem die Cr-Schichtdicke linear anwächst. Je nachdem, wie groß die Schichtdicke ist, werden abwechselnd ferromagnetische und antiferromagnetische Kopplungsbereiche beobachtet, die je von einem Bereich mit  $90^\circ$ -Kopplung unterbrochen werden. Die Messungen wurden mit MOKE (vgl. ABS. 2.4.1) durchgeführt.

Phänomenologisch kann dies mit Hilfe der Energieflächendichte der Zwischenschichtkopplung  $e_{Zw}$  erklärt werden.

$$\begin{aligned}
 e_{Zw} &= -j_1 \cdot \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{|\vec{M}_1| \cdot |\vec{M}_2|} - j_2 \cdot \left( \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{|\vec{M}_1| \cdot |\vec{M}_2|} \right)^2 \\
 &= -j_1 \cdot \cos(\gamma) - j_2 \cdot \cos^2(\gamma)
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

Dabei sind  $\vec{M}_1$  und  $\vec{M}_2$  die Magnetisierungsrichtungen der beiden FM und  $\gamma$  der Winkel zwischen ihnen. Welcher Winkel  $\gamma$  sich aufgrund der Energieminimierung, die auch hier vom System angestrebt wird, einstellt, hängt also nur von den beiden Kopplungsparametern  $j_1$  und  $j_2$  ab, in die die einzelnen Kopplungen eingehen. Der erste Term der Gl. (2.4)

Schichtsystem	Max. Kopplungsstärke $j_1 + j_2 / \frac{mJ}{m^2}$
Fe/Cr/Fe	1,3
Co/Cu/Co	0,4
Fe/Au/Fe	0,026
Fe/Ag/Fe	0,022
Co/Rh/Co	34

TAB. 2.1: Maximale Kopplungsstärke für einige Schichtsysteme

wird bilineare, der zweite biquadratische Kopplung genannt.

In die bilineare Kopplungskonstante  $j_1$  fließen die in ABS. 2.2.1 und ABS. 2.2.2 genannten ferro-, bzw antiferromagnetischen Kopplungen ein, wobei nach [Gru99] gilt:

$$j_1 = \frac{E_{AFM} - E_{FM}}{2A} \quad (2.5)$$

$\frac{E_{FM}}{A}$  und  $\frac{E_{AFM}}{A}$  sind die Energien pro Einheitszelle an der Grenzfläche (mit der Fläche  $A$ ) zum NML bei ferro-, bzw. antiferromagnetischer Ausrichtung der beiden FM, die mit dem Gewichtungsfaktor  $\frac{1}{2}$  in die Kopplungskonstante eingehen. Während die bilineare Kopplung theoretisch beschrieben werden kann, gibt es für die biquadratische Kopplung keine allgemeine Beschreibung. Allen Modellen gleich ist jedoch das Ersetzen der Annahme von perfekten Grenzflächen durch Grenzflächenrauigkeiten. Dadurch tritt eine Fluktuation der Dicke des NML auf und es kommt zu einem Konkurrenzeffekt zwischen ferro- und antiferromagnetischer Kopplung. Die Kopplungskonstante  $J_2$  gibt dabei die Möglichkeit einer  $90^\circ$ -Kopplung wieder. Eine Übersicht und kurze Beschreibung der einzelnen Modelle ist in [Bue99] zu finden; die maximalen Kopplungsstärken  $j_1 + j_2$  einiger ausgewählter Schichtsysteme sind in TAB. 2.1 zu sehen. Dabei wurde im Schichtsystem Co/Rh/Co die höchste max. Kopplungsstärke gefunden, bei den meisten jedoch (darunter auch die in KAP. 5 benutzten) ist sie kleiner als  $1 \frac{mJ}{m^2}$ .

Für die verschiedenen Größen der beiden Kopplungskonstanten gibt es drei wichtige Extremfälle:

- $j_1 > 0$  und  $|j_1| \gg |j_2|$   
Hierbei überwiegt der bilineare Term. Der Winkel  $\gamma$  zwischen den Magnetisierungen ergibt sich durch Minimierung der Energie zu  $0^\circ$ . Es findet eine ferromagnetische Kopplung statt.
- $j_1 < 0$  und  $|j_1| \gg |j_2|$   
Der bilineare Term ist auch hier ausschlaggebend. Der Winkel  $\gamma$  zwischen den Magnetisierungen ergibt sich durch Minimierung der Energie zu  $180^\circ$ . Die Kopplung ist antiferromagnetisch.
- $j_2 < 0$  und  $|j_2| \gg |j_1|$   
Nun ist der biquadratische Term der Größere. Daher richten sich die Magneti-

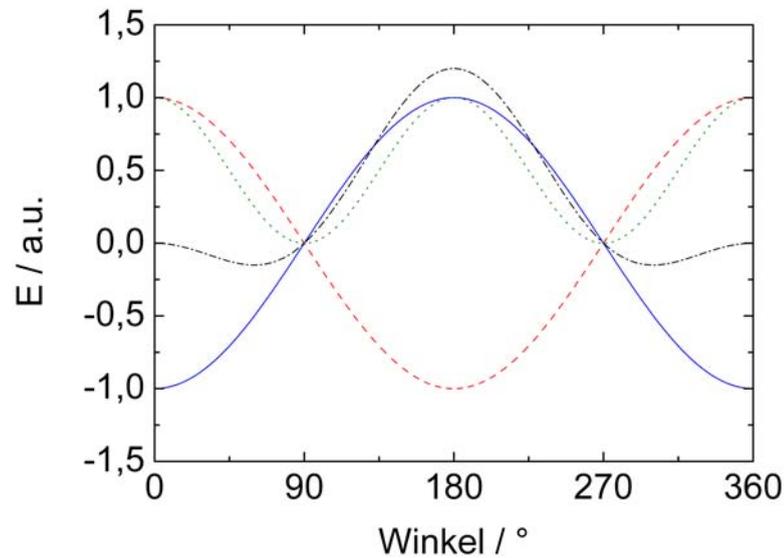


ABB. 2.6: Kopplungsenergie nach Gl. (2.4): Je nach Größe und Vorzeichen der Kopplungskonstanten ergibt sich eine FM (—,  $j_1 = 1$ ,  $j_2 = 0$ ) oder AFM Kopplung (- - -,  $j_1 = -1$ ,  $j_2 = 0$ ). Zusätzlich sind die  $90^\circ$ -Kopplung ( $\cdot \cdot \cdot$ ,  $j_1 = 0$ ,  $j_2 = -1$ ) und ein Zwischenfall für etwa  $66^\circ$  (- · -,  $j_1 = 0,6$ ,  $j_2 = -0,6$ ) gezeigt

sierungen im Winkel von  $90^\circ$  oder  $270^\circ$  zueinander aus. Es entsteht eine  $90^\circ$ -Kopplung.

Eine graphische Darstellung der Kopplungsenergie dieser drei Fälle und eines Zwischenfalls ist in ABB. 2.6 dargestellt. Dabei sind die Winkel der Energieminima die bevorzugten Stellungen der Magnetisierungen der beiden FM zueinander. Jedoch ist in den meisten Schichtsystemen einer dieser drei Fälle vorhanden, wobei eine ferromagnetische und anti-ferromagnetische Kopplung präferiert werden.

### 2.3 Wechselwirkung der Ionen mit Festkörpern

Die bisher vorgestellten Wechselwirkungen, die gewisse (magnetische) Eigenschaften in Schichtsystemen hervorrufen, werden direkt durch die Herstellung der Proben festgelegt. Es gibt aber auch Möglichkeiten, die Eigenschaften der Schichtsysteme im Nachhinein zu modifizieren. Im Folgenden wird dabei auf die Methode eingegangen, bei der  $He^+$ -Ionen in ein Schichtsystem geschossen werden, um die magnetischen Eigenschaften der Dünnschichtsysteme gezielt zu verändern (IBMP). Die Erzeugung der Ionen und ihr Einfluss auf einen Festkörper – später auch spezielle Schichtsysteme – stehen dabei im Vordergrund.

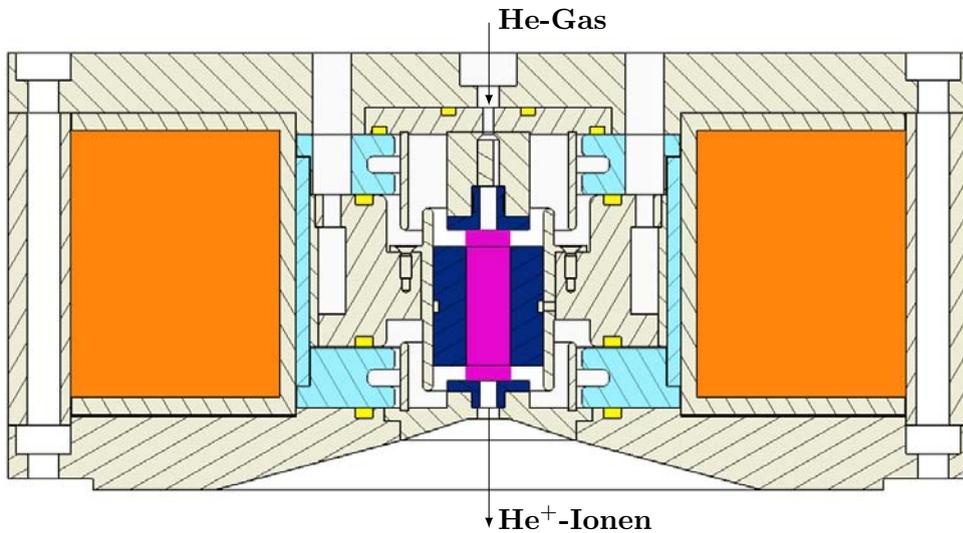


ABB. 2.7: Aufbau einer Penningquelle im Querschnitt: Der Plasmaraum (lila) befindet sich zwischen den Elektroden (blau), die wiederum durch Isolatoren (türkis) elektrisch voneinander getrennt sind. Die Spule (orange) ist außerhalb des Vakuums angebracht, dessen Dichtflächen (gelb) mit Viton-O-Ringen versehen sind. Der genaue Aufbau wird in KAP. 3 dargestellt

### 2.3.1 Ionenquelle

Zur Erzeugung von Ionen gibt es mehrere Quellentypen [Bro04]. Hier soll jedoch nur die Penning-Ionenquelle vorgestellt werden, da eine Quelle dieses Typs im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wurde. In ABB. 2.7 ist der Querschnitt einer solchen Quelle gezeigt.

Das Gas wird über ein durch einen Durchflussregler kontrollierbares Ventil in den Quelleninnenraum geleitet. Dort wird innerhalb eines zylindrischen Raums ein Plasma gezündet. Dazu wird eine Spannung von wenigen kV an die Mittelelektrode im angesprochenen Plasmaraum angelegt. Aufgrund der hohen Spannung werden Elektronen aus den Kathoden emittiert und zur Anode, die samt Halter gegenüber der restlichen Quelle isoliert ist, beschleunigt. Auf dem Weg stoßen sie mit Gasatomen zusammen und ionisieren diese. Dadurch entstehen Sekundärelektronen, die wiederum beschleunigt werden und mit Atomen stoßen können. Mittels eines Magnetfeldes werden die Elektronen zusätzlich zur linearen Beschleunigung radial beschleunigt und somit auf eine Spiralbahn gebracht. Dadurch wird die effektive Strecke der Elektronen zur Anode verlängert, was eine größere Ionisationsrate mit sich bringt. Dies führt zu einem deutlich stabileren Plasma. Die Größe des Magnetfeldes  $B$  ist nach [Sto00] auf der Achse einer kurzen Zylinderspule mit Radius  $R$ , Länge  $L$  und Windungszahl  $N$

$$B = \frac{NI\mu_0\mu_r}{\sqrt{L^2 + 4R^2}} \quad (2.6)$$

wobei  $\mu_0$  die magnetische Feldkonstante und  $\mu_r$  die Permeabilitätszahl ist. Da dies alles festgelegte Parameter sind, hängt das Magnetfeld demnach linear von der angelegten Stromstärke  $I$  ab. Das Magnetfeld kann man innerhalb von Bereichen kleiner Felder ( $B < 1 \text{ kOe}$ ) ohne Probleme anlegen, weil die Bahn der im Vergleich zu den Elektronen viel schwereren Ionen von derartigen Feldern nur marginal beeinflusst wird.

Im Plasmaraum entsteht infolgedessen ein Gasgemisch aus Ionen, freien Elektronen und neutralen Gasatomen. Mit Hilfe einer Beschleunigungsspannung – die Quelle wird gegenüber der restlichen Ionenstrahlanlage, bzw. der zu beschießenden Probe auf eine Spannung zwischen 5 und 30 kV gelegt – werden die Ionen aus dem Plasmaraum gezogen und fliegen durch eine elektrostatische Linse, die für den Verlauf des Strahlengangs der Ionen verantwortlich ist. Kurz vor der Probe wird der Strahl mit einer Blende auf ein gewünschtes, oftmals quadratisches Profil zurechtgeschnitten und trifft dann auf der Probe auf.

Genauer über den Aufbau der Quelle und der Ionenstrahlanlage, sowie den Strahlengang der Ionen und allen interessanten Parametern ist in KAP. 3 zu finden. Hier soll jedoch erst auf die Wechselwirkung der Ionen mit einem Festkörper eingegangen werden.

### 2.3.2 Ionenbeschuss

Der Ionenbeschuss ist ein wirkungsvolles Mittel gezielt magnetische Strukturierungen auf einem Schichtsystem zu erzeugen, bei dem eine definierte Dosis an Fremdionen in ein Schichtsystem geschossen wird. Bevor jedoch auf die Konsequenzen des Beschusses eingegangen wird, sollen die dafür verantwortlichen Mechanismen dargestellt werden. Die Wechselwirkung der Ionen mit einem Festkörper ist dabei Grundvoraussetzung. Zu ihren wichtigsten Eigenschaften gehören elastische und inelastische Stöße, der Energieverlust und die Eindringtiefe. Die Beschreibung im Folgenden orientiert sich an der Literatur von [Lei65], [RR78] und [GG88].

Treffen beschleunigte Ionen auf einen Festkörper, so gibt es zunächst zwei mögliche Reaktionen. Auf der einen Seite können sie in das Material eindringen, auf der anderen Seite werden einige an der Grenzfläche reflektiert. Da die reflektierten Ionen nur vernachlässigbar geringe Änderungen am Festkörper bewirken und zudem die Wahrscheinlichkeit der Reflektion bei Einfallenergien größer als einige keV sehr gering ist, soll die Reflektion für ABS. 2.3.2 ignoriert werden. Für den Fall der eindringenden Ionen gibt es 5 verschiedene Effekte, die den Abbremsprozess durch Abgabe von kinetischer Energie verursachen:

- Elastische Stöße mit Kernen oder Atomen (Beschleunigung des Stoßpartners durch Energieübertrag)
- Inelastische Stöße mit gebundenen Elektronen (Anregung von Elektronen oder Ionisation von Atomen, bzw. Molekülen)
- Elastische Stöße mit gebundenen Elektronen (Beschleunigung des Stoßpartners durch Energieübertrag)

- Inelastische Stöße mit Kernen oder Atomen (Entstehung von Bremsstrahlung, Anregung von Kernen oder Kernreaktionen)
- Tscherenkow-Strahlung (Teilchen mit einer Geschwindigkeit  $v > c_n$ , wobei  $c_n$  die Lichtgeschwindigkeit im Festkörper ist, erzeugen Strahlung, deren Flugbahn auf einem Mach-Kegel liegt. Der Effekt ist ein Analogon zum Überschallknall, für den  $c_n = v_{Schall}$  gilt.)

Da die Energie der Ionen bei den vorgesehenen Experimenten (im Bereich von etwa 10 keV) nicht ausreicht, um sie auf  $v > c_n$  zu beschleunigen, tritt keine Tscherenkow-Strahlung auf. Zusätzlich sind die elastischen Stöße mit gebundenen Elektronen, sowie die inelastischen Stöße mit Kernen oder Atomen so unwahrscheinlich, dass sie gegenüber den ersten beiden Punkten vernachlässigt werden können [LS61].

Die beiden wesentlichen Effekte werden oft auch mit „nuklearer Energieverlust“ (elastische Stöße mit Kernen oder Atomen), bzw. „elektronischer Energieverlust“ (inelastische Stöße mit Elektronen) bezeichnet. Bevor diese genauer betrachtet werden, soll nun die Begrifflichkeit und Berechnung des Energieverlusts geklärt werden.

Der mittlere Energieverlust pro Weglänge – auch Bremskraft genannt – ist abhängig von dem mittleren Energieverlust pro Stoß  $\bar{E}$  und der mittleren freien Weglänge  $\lambda$  der Ionen.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{\bar{E}}{\lambda} \quad (2.7)$$

Während man  $\bar{E}$  mit Hilfe der normierten Wahrscheinlichkeitsfunktion  $\kappa(E)$  gemäß

$$\bar{E} = \int E \kappa(E) dE \quad (2.8)$$

umschreiben kann, gilt für die mittlere freie Weglänge

$$\lambda \sigma n_2 = 1 \quad (2.9)$$

wobei  $n_2$  die Teilchendichte der Stoßpartner im Festkörper ist und  $\sigma$  den Wirkungsquerschnitt für den Stoßprozess bezeichnet.  $\kappa(E)$  beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass der Stoß den Energieverlust  $E$  mit sich bringt. Gl. (2.9) gibt wieder, dass während der mittleren freien Weglänge genau 1 Stoß durchgeführt wird.

Mit Gl. (2.8) und Gl. (2.9) lässt sich Gl. (2.7) zu

$$-\frac{dE}{dx} = n_2 \sigma \int E \kappa(E) dE = n_2 \int E d\sigma \quad (2.10)$$

umschreiben. Hierbei wurde der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma$  ersetzt, da beide über die normierte Verteilungsfunktion  $\kappa(E)$  verbunden sind. Im Folgenden wird auf die Bremsquerschnitte eingegangen, die sich aus Gl. (2.10)

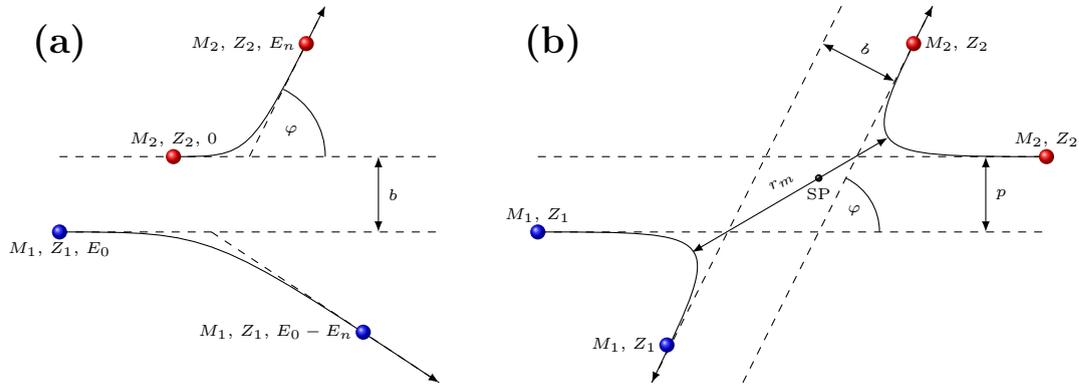


ABB. 2.8: Dezentraler Stoß eines Ions (Index 1) mit einem ruhenden Schichtatom (Index 2) im Laborsystem (a) und Schwerpunktsystem (b) mit den Massen  $M$ , den Ordnungszahlen  $Z$  und den Energien  $E$ . Abhängig vom Stoßparameter  $b$  verändert sich der Ablenkwinkel  $\varphi$ , der in beiden Systemen zu finden ist

extrahieren lassen:

$$S(E) = -\frac{1}{n_2} \frac{dE}{dx} = \int E \, d\sigma \quad (2.11)$$

### Nuklearer Energieverlust – Abbremsung durch Kernstöße

Der nukleare Energieverlust hat seinen Ursprung in der elastischen Streuung des einfallenden Ions am Potential des Schichtatoms – dargestellt in ABB. 2.8. Er ist proportional zur Summe der im Einzelstoß übertragenen Energien  $E_n$  und lässt sich nach [RR78] mit Gl. (2.11) wie folgt berechnen:

$$\begin{aligned} S_n(E) &= \int_0^{E_{max}} E_n(E, b) \, d\sigma(E, E_n) \\ &= \int_0^\infty E_n(E, p) \cdot 2\pi b \, db \end{aligned} \quad (2.12)$$

Dabei ist  $b$  der Stoßparameter (vgl. ABB. 2.8) und  $E_{max}$  die maximal übertragbare Energie bei einem zentralen Stoß, für die im Schwerpunktsystem nach ABB. 2.8 gilt:

$$E_{max} = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} \cdot E_0 \quad (2.13)$$

Hierbei sind  $M_1$  und  $M_2$  die Massen des eingeschossenen Ions, dessen Eigenschaften ab hier durch den Index 1 gekennzeichnet werden, und des Schichtatoms (Index 2) und  $E_0$  die Energie des eingeschossenen Ions vor dem Stoß.

$E_n$  ergibt sich aus Überlegungen der klassischen Mechanik zu

$$E_n(E, b) = \frac{2M_1M_2E_0}{(M_1 + M_2)^2} \cdot (1 - \cos(\varphi)) \quad (2.14)$$

wobei  $\varphi$  der Ablenkwinkel im Schwerpunktsystem ist. Er lässt sich mit dem Abstand der Teilchen  $r$  – dabei bezeichnet  $r_m$  den Minimalabstand – nach [Lei65] zu

$$\varphi = \pi - \int_{r_m}^{\infty} \frac{2b}{r^2 \left(1 - \frac{V(r)}{E_r} - \frac{b^2}{r^2}\right)^2} dr \quad (2.15)$$

berechnen. Die Größen  $V(r)$  und  $E_r$  bezeichnen das kugelsymmetrische Wechselwirkungspotential und die Anfangsenergie des Ions im Schwerpunktsystem.

Für die genaue Berechnung ist somit die Kenntnis des Wechselwirkungspotentials  $V(r)$  erforderlich. Unter Vernachlässigung des Abschirmeffekts der Elektronen – zulässig bei kleinen Stoßparametern  $b$  – kann es als Coulombpotential beschrieben werden. Anderenfalls kann man das Potential mit einer Abschirmfunktion  $\Psi$  als

$$V(r) = \frac{Z_1Z_2q^2}{r} \cdot \Psi\left(\frac{r}{a}\right) \quad (2.16)$$

schreiben. Dabei sind  $a$  der Abschirmparameter und  $Z_1$  und  $Z_2$  die Ordnungszahlen der stoßenden Atome.

Die beste Übereinstimmung mit den Experimenten liefert dabei das Atommodell von Thomas und Fermi [Tho27, Fer27]. Damit kann die Lösung für die Abschirmfunktion aus der Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 \Psi(x)}{\partial x^2} = \Psi^{\frac{3}{2}}(x) \cdot x^{-\frac{1}{2}} \quad (2.17)$$

gewonnen werden. Der Abschirmparameter  $a$  wird hierbei zu

$$a = \frac{0,8853 \cdot a_0}{\left(Z_1^{\frac{2}{3}} + Z_2^{\frac{2}{3}}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.18)$$

Er wird auch Lindhardsche Abschirmungslänge genannt. Mit einer geeigneten Normierung der Energie nach [RR78] auf

$$\epsilon = \frac{aA^2}{q^2Z_1Z_2(A_1 + A_2)} \cdot E \quad (2.19)$$

wobei  $A_1$  und  $A_2$  die Atomgewichte der Stoßpartner sind und  $\epsilon$  normierte oder reduzierte Energie genannt wird, und der Einführung einer neuen Variablen

$$t = \epsilon^2 \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right) \quad (2.20)$$

gelang es Lindhard, Nielsen und Scharff [LNS68] eine allgemein gültige Gleichung für den Bremsquerschnitt aufzustellen.

$$S_n(\epsilon) = \frac{1}{\epsilon} \int_0^\epsilon F\left(t^{\frac{1}{2}}\right) dt^{\frac{1}{2}} \quad (2.21)$$

Die auftretende Thomas-Fermi-Streufunktion  $F\left(t^{\frac{1}{2}}\right)$  wurde von ihnen auch berechnet und tabellarisch dargestellt [LNS68].

Annäherungen an diese Formel, mit denen auch das Simulationsprogramm SRIM2008 [SRIM] rechnet, sind in [ZBL85] dargestellt und erläutert.

### Elektronischer Energieverlust

Die Beschreibung des elektronischen Energieverlusts erfolgt für zwei separate Energiebereiche. Für hohe Energien ( $E > 5 \text{ MeV}$ ) gilt die Bethe-Bloch-Theorie [Bet30, Blo33], die auf der quantenmechanischen Berechnung des Bremsquerschnitts beruht. Der Bremsquerschnitt nimmt bei ihr mit fallender Eindringgeschwindigkeit des Ions zu.

Hin zu kleinen Energien, die für die geplanten Beschüsse der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Ionenstrahlanlage im Bereich von  $E \approx 10 \text{ keV} \ll 25M_1Z_1^{\frac{4}{3}} \frac{\text{keV}}{\text{amu}}$  liegen (vgl. ABB. 2.9), stimmt diese Theorie nicht mehr, da Zustände von hoher Energie mit fallender Ionenenergie nicht mehr angeregt werden. Für diesen Bereich haben Firsov, bzw. Lindhard und Scharff Theorien aufgestellt, auf die im Folgenden eingegangen werden soll.

Der russische Physiker Firsov ging in seiner Theorie [Fir59] von einer genügend geringen Geschwindigkeit des einfallenden Ions aus, so dass Ion und Atom in der Zeit des Stoßes ein Quasiteilchen bilden. Damit ist das Ion in der Lage Energie mit den Elektronen des Atoms auszutauschen, bevor das Quasiteilchen wieder getrennt wird. Unter Zuhilfenahme des Atommodells von Thomas und Fermi berechnet sich der Energieverlust zu

$$E(b) = \frac{0,35 \cdot (Z_1 + Z_2)^{\frac{5}{3}} \frac{\hbar}{a_0}}{\left(1 + 0,16 \cdot (Z_1 + Z_2)^{\frac{1}{3}} \frac{b}{a_0}\right)^5} \cdot v \quad (2.22)$$

wobei  $a_0$  der Bohrradius,  $b$  der Stoßparameter (vgl. ABB. 2.8) und  $\hbar$  das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum ist.

Mit dem Ansatz aus Gl. (2.12) ergibt sich der elektronische Bremsquerschnitt zu

$$\begin{aligned} S_e(E) &= 2\pi \int_0^\infty p \cdot E(p) dp \\ &= 1,03 \cdot (Z_1 + Z_2) \left(\frac{E}{M_1} \frac{\text{amu}}{\text{keV}}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot 10^{-15} \text{ eVcm}^2 \end{aligned} \quad (2.23)$$

Gl. (2.23) eignet sich gut für die Erklärung spezieller physikalischer Eigenschaften (wie Oszillationen des Bremsquerschnitts) und für weitergehende theoretische Berechnungen. Die Theorie von Lindhard und Scharff [LS61] geht von einem anderen Ansatz aus und zeigt

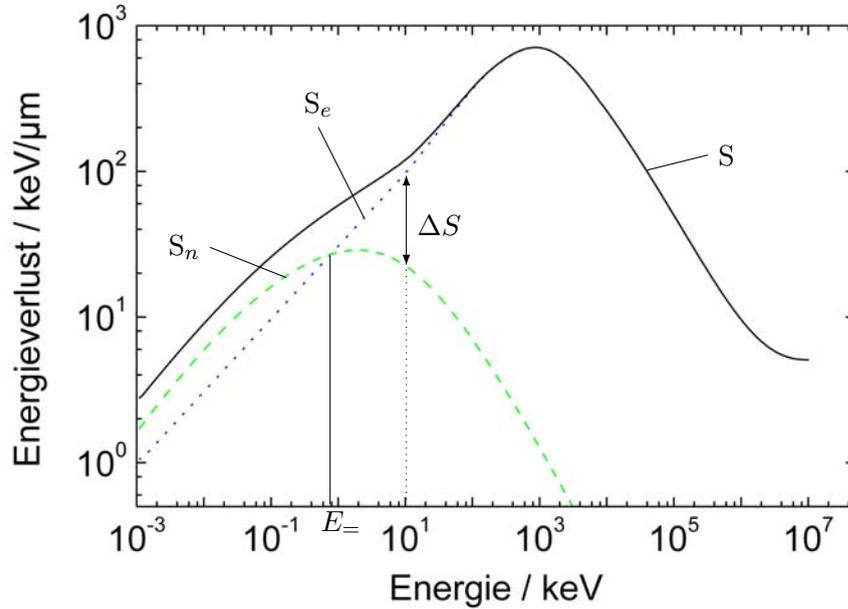


ABB. 2.9: Mit [SRIM] berechnete Bremsquerschnitte für He in  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ : Bei Energien  $E < E_{\approx} \approx 0,8 \text{ keV}$  überwiegt der nukleare Bremsquerschnitt  $S_n$  (grün gestrichelt), bei höheren Energien der elektronische  $S_e$  (blau gepunktet). Der Gesamtbremsquerschnitt  $S$  (schwarz) ist die Summe aus beiden Einzelquerschnitten. Eingezeichnet ist zusätzlich der Unterschied  $\Delta S = S_e - S_n$  für 10 keV

eine bessere qualitative Übereinstimmung mit Messdaten. Hierbei kommt der Energieverlust durch die Transmission der Ionen durch das freie Elektronengas, das die Elektronen des Festkörpers bilden, zustande. Als elektronischen Bremsquerschnitt erhielten sie

$$S_e(E) = 8\pi e^2 a_0 \cdot \frac{Z_1^7 Z_2}{\left(Z_1^{\frac{2}{3}} + Z_2^{\frac{2}{3}}\right)^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{v}{v_0} \quad (2.24)$$

$v \propto \sqrt{E} \quad k\sqrt{E}$

In ABB. 2.9 ist der resultierende Bremsquerschnitt  $S_n + S_e$  und die Einzelkomponenten dargestellt. Die Proportionalität  $S_e(E) \propto \sqrt{E}$ , die sowohl im Modell von Firsov als auch in dem von Lindhard und Scharff auftritt, ist deutlich zu erkennen. Zudem zeigt sich für die Abbremsvorgänge eine Dominanz in verschiedenen Energiebereichen: Während die elektronische Abbremsung im Bereich hoher Energien und damit in der Nähe der Oberfläche des Festkörpers überwiegt, dominiert mit zunehmendem Energieabfall, was dem Bereich kurz vor dem Ende der Trajektorie des Ions im Festkörper entspricht, die nukleare Abbremsung.

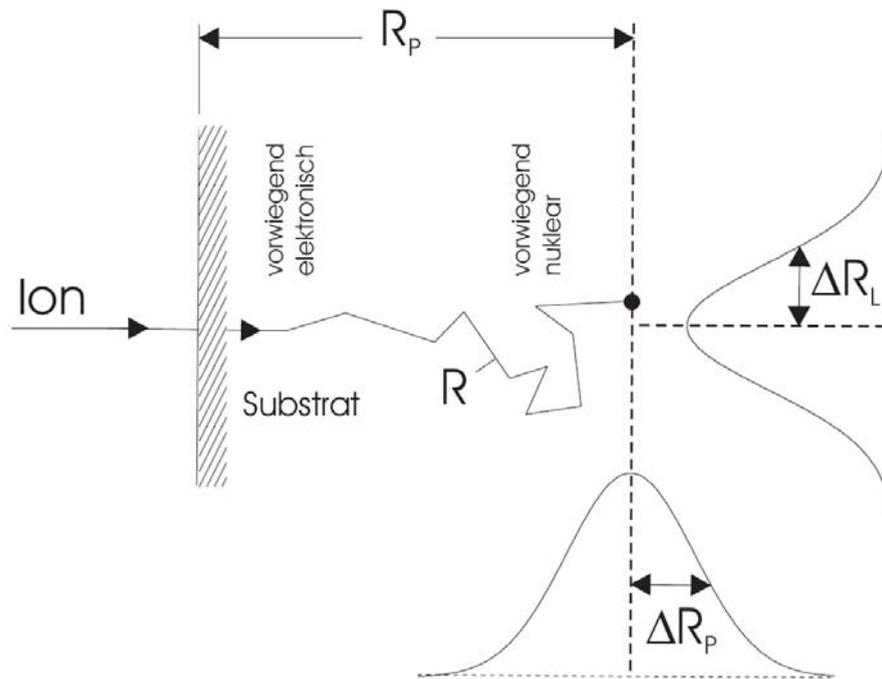


ABB. 2.10: Schematische Darstellung des Weges eines Ions im Fk mit den Kenngrößen Reichweite  $R$ , projizierte Reichweite  $R_P$  und den Standardabweichungen  $\Delta R_P$  und  $\Delta R_L$  (nach [Hae91])

### Reichweitenverteilung

Aufgrund der nuklearen und elektronischen Energieverluste wird das Ion im Schichtsystem abgebremst und abgelenkt. Dabei überwiegt kurz nach Eintreten der Ionen in das Schichtsystem der elektronische Energieverlust, da die Ionen eine hohe Energie besitzen. In diesem Bereich kommt es nur zu kleinen Richtungsänderungen. Diese werden jedoch zum Ende der Trajektorie größer, da dort der nukleare Energieverlust dominiert (vgl. ABB. 2.10). Dies führt zu einer Reichweitenverteilung. Die gesamte Wegstrecke, die das Ion im Schichtsystem zurücklegt, wird als Reichweite  $R$  bezeichnet. Sie kann nach Gl. (2.11) mit bekannten Bremsquerschnitten  $S_n$  und  $S_e$  wie folgt berechnet werden:

$$R = \frac{1}{n_2} \int_0^\infty \frac{1}{S_n + S_e} dE \quad (2.25)$$

Interessanter, weil im Experiment messbar, ist jedoch zumeist die Eindringtiefe, die der auf die Schichtnormale projizierten Reichweite  $R_P$  entspricht, und ihre Standardabweichung  $\Delta R_P$  (vgl. ABB. 2.10). Die Verteilung der Eindringtiefe – analog auch für die laterale Verteilung der deponierten Ionen  $R_L$  und ihrer Standardabweichung  $\Delta R_L$  geltend

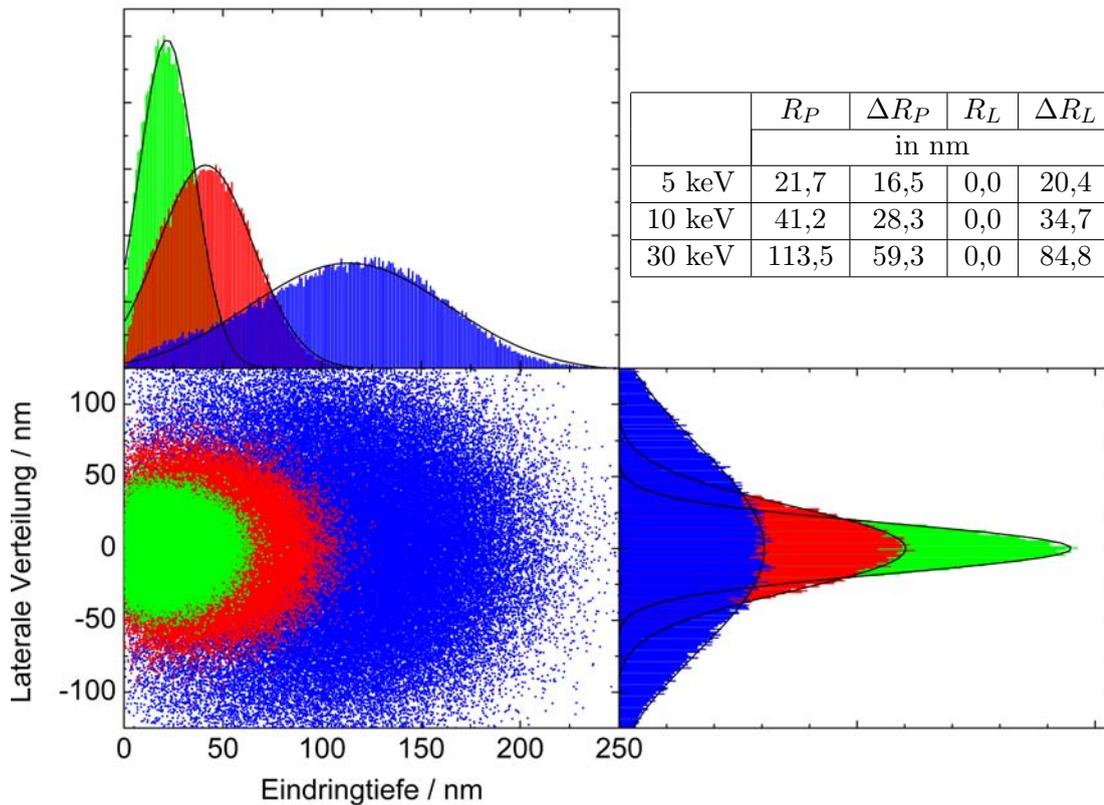


ABB. 2.11: Simulationen der Reichweitenverteilung von He in  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  mit [SRIM] für die Anfangsenergien 5 kV (grün), 10 kV (rot) und 30 kV (blau). Für jede Energie wurden die Teilchen über die Eindringtiefe bzw. über ihre laterale Verteilung aufsummiert und mittels einer Gauß-Funktion gemäß Gl. (2.26) angenähert. Aus dieser Annäherung wurden die Werte, die die Tabelle zeigt, entnommen

– entspricht einer Gaußfunktion der Form

$$\frac{N(r)}{D} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta R_P} \cdot e^{-\frac{(r-R_P)^2}{2\Delta R_P^2}} \quad (2.26)$$

in der  $D$  die eingestrahlte Dosis ist.

In ABB. 2.11 ist die Reichweitenverteilung mit [SRIM] simuliert worden. Dabei wurden – um Realitätsnähe für die geplanten Beschüsse mit der Ionenquelle und den Schichtsystemen dieser Arbeit zu schaffen – Helium als Projektile und  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  als Festkörper gewählt. Man sieht deutlich die Abhängigkeit der mittleren Eindringtiefe von der Anfangsenergie: Während sie bei 5 kV nur 21,7 nm beträgt, wächst sie bei 30 kV fast auf das sechsfache an (113,5 nm). Anders ist es bei der lateralen Verschiebung: Ihr Maximum bleibt für alle drei Energien konstant und liegt eindeutig bei 0 nm, was dem Eindringpunkt der Ionen entspricht (vgl. ABB. 2.11). Allerdings gibt es eine deutliche Verbreiterung des Gaußprofils

für hohe Energiewerte – sowohl bei der lateralen Verteilung, als auch bei der Eindringtiefe. Aufgrund der erhöhten Reichweite  $R$  für höhere Energien, bei denen eine größere Anzahl von Stößen durchgeführt werden kann, gibt es einen größeren Aktionsradius der Ionen, womit die Verbreiterung aus ABB. 2.11 zu erklären ist.

Was bei allen Häufigkeitsverteilungen auffällt, ist die gute Übereinstimmung mit dem erwarteten Profil. Die Gaußfunktion der Ionenverteilung aus Gl. (2.26) ist sowohl für die Eindringtiefe als auch für die laterale Verteilung eine gute Beschreibung für alle Häufigkeitsverteilungen. Bis auf statistische Schwankungen, die mit Hilfe einer höheren Anzahl an eingeschossenen Ionen noch verringert werden können, sind keine Abweichungen zu erkennen.

### **Geometrien und Auswirkungen des Ionenbeschusses**

Wie am Anfang des Absatzes schon erwähnt, kann man den Ionenbeschuss nutzen, um magnetische Eigenschaften eines Festkörpers oder eines Schichtsystems gezielt zu verändern. Zu diesem Thema wurden in den letzten Jahren in der AG Ehresmann viele Experimente mit unterschiedlichsten Schichtsystemen, die u.a. den Exchange-Bias-Effekt (vgl. ABS. 2.1) zeigen, durchgeführt. Als Gas wurde Helium verwendet. Im Folgenden wird auf zwei verschiedene Beschussgeometrien eingegangen und grundlegende Ergebnisse dargestellt.

Der Beschuss findet durch eine quadratische Blende statt, deren Kantenlänge meist 2 mm beträgt. Der Strahl wird dabei so defokussiert, dass der Ionenstrahl in Höhe der Probenebene homogen ist. Beim Beschuss erleidet das Ion im Schichtsystem bedeutend mehr elektronische als nukleare Energieverluste, die erst im Substrat dominieren (vgl. ABB. 2.10). Die Beeinflussung der magnetischen Eigenschaften erfolgt sowohl über die im Schichtsystem erfolgten Änderungen am System der Elektronen, da der Magnetismus seinen Ursprung in den Elektronen hat, als auch über nukleare Stöße und damit verbundene Gitterdefekte, da somit die Anisotropiekonstanten verändert werden.

Die Probe selbst liegt beim Beschuss gesättigt in einem Magnetfeld, das von zwei Permanentmagneten erzeugt wird. Hierbei unterscheidet man die zwei Geometrien: Während beim Beschuss in paralleler Geometrie das externe Magnetfeld  $H_B$  die gleiche Ausrichtung hat wie die Anisotropierichtung des Schichtsystems, sind die beiden Größen bei der antiparallelen Geometrie entgegengesetzt ausgerichtet. In ABB. 2.12 sind diese beiden Geometrien abgebildet sowie das Ergebnis für das austauschverschobene NiO(50 nm)/NiFe(5 nm)-Schichtsystem bei dosis- und geometrieabhängigem Beschuss. Es ist klar zu sehen, dass das Exchange-Bias-Feld  $H_{eb}$  für den Beschuss mit paralleler Geometrie mit wachsender Dosis erst überhöht und dann zerstört wird. Dieselbe Abhängigkeit ist im Beschuss mit antiparalleler Geometrie zu sehen, allerdings kommt hinzu, dass die Vorzugsrichtung der Anisotropie um  $180^\circ$  gedreht wird.

Der Vergleich dieser Messung mit den Simulationen aus ABB. 2.11 liefert eine gute Übereinstimmung von Modell/Theorie und Praxis. Die Eindringtiefe aus der Simulation

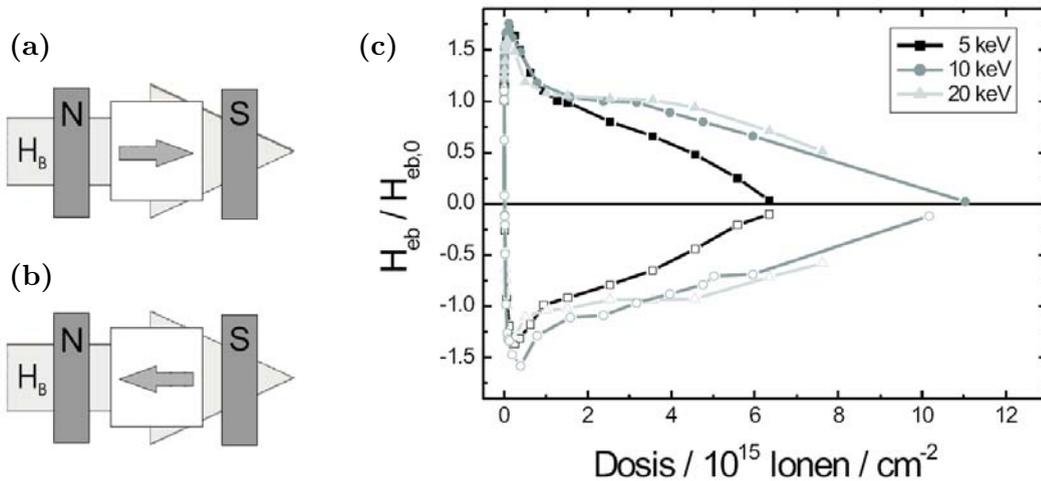


ABB. 2.12: Ionenbeschussgeometrien und Dosisabhängigkeit vom Exchange-Bias-Feld  $H_{eb}$  nach Beschuss: (a) Parallele Beschussgeometrie – Anisotropierichtung des Schichtsystems (kleiner Pfeil) und Beschussfeld  $H_B$  (großer Pfeil) sind parallel; (b) Antiparallele Beschussgeometrie – Anisotropierichtung und  $H_B$  sind antiparallel; bei beiden Geometrien fallen die Ionen senkrecht zur Papierebene auf das Schichtsystem. (c) Ergebnis des Beschusses in beiden Geometrien (oben: parallele Geometrie, unten: antiparallele Geometrie) und mit verschiedenen He-Ionendosen. Aufgetragen ist das Exchange-Bias-Feld  $H_{eb}(D)$ , das auf das vor dem Beschuss Vorhandene  $H_{eb,0}$  normiert wurde (aus [EKJ03])

ist größer als die Entfernung der AFM-FM-Grenzfläche von der Oberfläche des Schichtsystems, so dass eine Beeinflussung dieser Grenzfläche durch die He-Ionen stattgefunden haben muss. Da der Exchange-Bias-Effekt hauptsächlich ein Grenzflächeneffekt ist, bestätigt die Veränderung des Exchange-Bias-Felds im Experiment diese Beeinflussung.

Eine Übersicht über diese und weitere Ergebnisse des Ionenbeschusses sind in [EKJ03, Ehr04, EEW06] zu finden.

## 2.4 Messmethoden zur magnetischen Charakterisierung

In den vorigen Kapiteln wurden die magnetischen Eigenschaften von Schichtsystemen beschrieben, sowie deren Beeinflussungsmöglichkeiten aufgezeigt. Zu der experimentellen Ermittlung der Größen – wie z.B. den Hysteresekurven mit dem Exchange-Bias-Feld – sind verschiedene Messapparaturen nötig, die auf unterschiedlichen Messmethoden beruhen. Alle vier Methoden, die hier vorgestellt werden, zielen dabei auf die Ermittlung der Magnetisierung der Schichten, bzw. des Schichtsystems als Funktion eines von außen angelegtes Magnetfelds ab, jede jedoch mit Hilfe eines anderen Prinzips. Der in ABS. 2.4.1

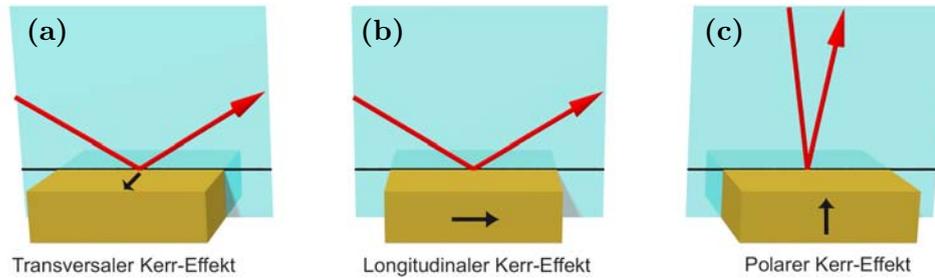


ABB. 2.13: Geometrien des MOKE: Die eingezeichneten Pfeile bezeichnen die Lage der Magnetisierung  $\vec{M}$ , auf die der jeweilige MOKE sensitiv ist. Während transversaler und longitudinaler MOKE (a,b) in-plane-sensitiv sind, ist der polare MOKE (c) empfindlich auf die out-of-plane-Magnetisierungskomponente

beschriebene magneto-optische Kerr-Effekt nutzt die Drehung der Polarisation von Licht, während das Vibrationsmagnetometer die Induktion durch ein bewegtes Magnetfeld ausnutzt (ABS. 2.4.2). In ABS. 2.4.3 wird der GMR-Effekt ausgenutzt um die Ausrichtung zweier Magnetisierungen zueinander über eine Widerstandsänderung zu bestimmen. Zum Schluss wird in ABS. 2.4.4 auf die Möglichkeiten eingegangen Röntgenstrahlen zu nutzen. Dabei wird besonders auf die resonante magnetische Röntgenstreuung eingegangen, die es bisher als einzige ermöglicht, Magnetisierungen elementspezifisch zu analysieren.

### 2.4.1 Magneto-Optischer Kerr-Effekt (MOKE)

Nachdem A.E. Faraday 1845 gezeigt hatte, dass die Magnetisierung eines Festkörpers die Polarisationssebene von transmittiertem Licht dreht [Far46], entdeckte J. Kerr 1876, dass auch in Reflexion eine Polarisationsänderung stattfindet [Ker77]. Der nach ihm benannte magneto-optische Kerr-Effekt (MOKE) kann in drei Geometrien, die in ABB. 2.13 gezeigt sind, untersucht werden. Sie unterscheiden sich bei der Stellung der Magnetisierung der Probe zur Einfallsebene: Während beim transversalen MOKE (TMOKE) die Messung auf die Magnetisierungskomponente in-plane, aber senkrecht zur Einfallsebene sensitiv ist, ist sie es beim longitudinalen (LMOKE) parallel zur Einfallsebene. Die dritte Geometrie, bei der die Magnetisierung out-of-plane und damit parallel zur Einfallsebene untersucht wird, wird polarer MOKE (PMOKE) genannt.

Für jede MOKE-Geometrie kann zusätzlich noch die Polarisation des einfallenden Lichts eingestellt werden. Es wird zwischen s-polarisiertem ( $\vec{E} \perp$  Einfallsebene) und p-polarisiertem ( $\vec{E} \parallel$  Einfallsebene) Licht unterschieden. Während die s-Polarisation beim TMOKE aufgrund der Gleichung Gl. (2.30) keine Polarisations-Drehung erzeugt, gibt es bei allen anderen Kombinationen eine Drehung. Eine detaillierte Übersicht liefert [Wei04].

Theoretisch beschrieben wird der Kerr-Effekt durch das dielektrische Gesetz:

$$\vec{D} = \hat{\epsilon} \cdot \vec{E} \quad (2.27)$$

wobei  $\vec{D}$  der induzierte Verschiebungsvektor,  $\hat{\epsilon}$  der dielektrische Tensor und  $\vec{E}$  der E-Vektor der eingestrahlten Lichtwelle ist. Für kubische Kristalle gilt

$$\hat{\epsilon} = \epsilon_0 \epsilon_r \begin{pmatrix} 1 & iQm_3 & -iQm_2 \\ -iQm_3 & 1 & iQm_1 \\ iQm_2 & -iQm_1 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

wobei  $Q$  die (wellenlängenunabhängige) Voigt-Konstante und

$$\vec{m} = \begin{pmatrix} m_1 \\ m_2 \\ m_3 \end{pmatrix} = \frac{\vec{M}}{M_S} \quad (2.29)$$

die normierte Magnetisierungsrichtung beschreibt. Damit kann nun Gl. (2.27) umgeschrieben werden zu

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} - i\hat{\epsilon} Q \vec{m} \times \vec{E} \quad (2.30)$$

An Gl. (2.30) ist sofort abzulesen, dass eine unmagnetisierte Probe keine Drehung des Verschiebungsvektors aus der Richtung des  $\vec{E}$ -Feldvektors zur Folge hat, da das Kreuzprodukt Null wird. Liegt jedoch eine magnetisierte Probe mit  $\vec{m} \nparallel \vec{E}$  vor, so ist das Kreuzprodukt ungleich Null und kann als Lorentz-Kraft interpretiert werden.

Elektronen in einer Probe werden durch linear polarisiertes Licht parallel zum  $\vec{E}$ -Vektor des Lichts angeregt. Zusätzlich zu der primären Oszillationsrichtung, wird bei magnetischen Materialien eine Sekundärbewegung durch die Lorentz-Kraft erzeugt, die parallel zu  $\vec{v} = -\vec{m} \times \vec{E}$  ist. Somit steht die Sekundärbewegung senkrecht zur Primärbewegung und zur Magnetisierung der Probe und bewirkt bei der Reflexion der Lichtwelle eine Sekundäramplitude – die Kerr-Amplitude  $R_K$ . Zusammen mit der gleich bleibenden Polarisation der Primäramplitude  $R_N$  der reflektierten Lichtwelle ergibt sich eine elliptische Polarisation bei PMOKE und LMOKE, beim TMOKE führt dies zu einer Intensitätsänderung des Lichts.

Für senkrecht auf eine Probe einfallendes Licht gilt für das elektrische Feld

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - k_z z)} \quad (2.31)$$

wobei der elektrische Feldvektor für linear polarisiertes Licht  $\vec{E}_0$  aus zwei in Phase schwingenden Komponenten

$$\vec{E}_0 = E_{0,x} \hat{e}_x + E_{0,y} \hat{e}_y \quad (2.32)$$

besteht.

ABB. 2.14 zeigt schematisch die Drehung des  $\vec{E}$ -Vektors mit zwei Kenngrößen: Kerr-

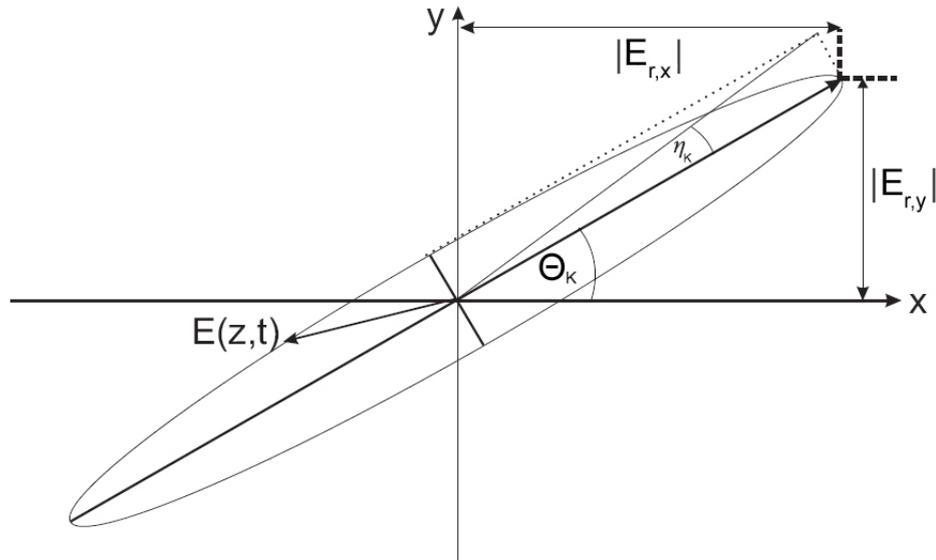


ABB. 2.14: Polarisationsellipse der reflektierten Lichtwelle, die durch den Kerrwinkel  $\Theta_K$  und die Elliptizität  $\eta_K$  charakterisiert wird. Die Polarisation der einfallenden Lichtwelle ist in x-Richtung und  $|E_{0,x}|$  und  $|E_{0,y}|$  stellen die Amplituden der Komponenten der reflektierten Lichtwelle dar (nach [Mew02])

Winkel  $\Theta_K$  und Elliptizität  $\eta_K$ . Für die reflektierte Lichtwelle gilt nach [AB99]

$$\frac{E_{r,x}}{E_{r,y}} = \frac{\tan(\Theta_K) + i \tan(\eta_K)}{1 - i \tan(\Theta_K) \tan(\eta_K)} \quad (2.33)$$

Mit der Definition des komplexen Kerr-Winkels

$$\Phi_K := \Theta_K + i \eta_K \quad (2.34)$$

kann dies für kleine Winkel von  $\Theta_K$  und  $\eta_K$  – beim MOKE betragen die Winkel nur einige, wenige Winkelminuten – vereinfacht werden zu

$$\frac{E_{r,x}}{E_{r,y}} \approx \Phi_K \quad (2.35)$$

Da der komplexe Kerr-Winkel als Maß für die Magnetisierung gilt, kann man wegen Gl. (2.35) aus dem Verhältnis der beiden Komponenten des  $\vec{E}$ -Vektors die Magnetisierungsstärke und Richtung berechnen. Gl. (2.36) mit den Magnetisierungen in longitudinaler ( $M_L$ ), transversaler ( $M_T$ ) und polarer Richtung ( $M_P$ ) zeigt den linearen Zusammenhang zwischen den gewünschten Größen.

$$\Phi_K \approx \frac{E_{r,x}}{E_{r,y}} = M_L f_P(\epsilon) + M_P f_P(\epsilon) + M_L M_T f_{LT}(\epsilon) \quad (2.36)$$

Die auftretenden Funktionen  $f(\epsilon)$  stellen einfache Umrechnungsfaktoren dar, die mit Hilfe einer Reihenentwicklung des Dielektrizitätstensors berechnet werden können [Vis86].

Die laterale Auflösung des Kerr-Magnetometers in der Praxis ist abhängig von der Größe des Lichtspots auf der Probe. Üblicherweise dient ein Laser als Lichtquelle. Da ein Laser-Spot im Normalfall einige Mikrometer misst, können mit einem Kerr-Magnetometer keine kleineren Strukturen vermessen werden. Auf der anderen Seite können jedoch erzwungene oder willkürlich, lateral auftretende Inhomogenitäten einer Probe – z.B. magnetische Strukturen durch He-Ionenbeschuss (vgl. ABS. 2.3.2) – erkannt und untersucht werden. Diese Inhomogenitäten können die MOKE-Messung jedoch so sehr beeinflussen und verfälschen, dass die Messung der Magnetisierung einer unstrukturierten Probe mit anderen Methoden gemessen wird. Auch bei dickeren Schichtsystemen ist eine andere Methode zu bevorzugen, da tiefere Schichten aufgrund der begrenzten Eindringtiefe des Laserlichts – je nach Laserart schwankt der Wert um ca. 100 nm – nicht gemessen werden können. In solchen Fällen wird oftmals eine Messung mit einem Vibrationsmagnetometer angewandt. Dieses soll im Folgenden vorgestellt werden.

### 2.4.2 Vibrating Sample Magnetometer (VSM)

Das von S. Foner 1959 zum Patent angemeldete Vibrating Sample Magnetometer (VSM) dient zur magnetischen Charakterisierung von Proben. Wie der MOKE gibt es die Magnetisierungskurve der Probe wieder, jedoch beruht das System auf der Messung einer durch bewegte Magnetfelder induzierten Spulenspannung. Grundlage ist demnach das Faradaysche Induktionsgesetz

$$U_{in} = -\frac{\partial\Phi}{\partial t} \quad (2.37)$$

wobei  $\Phi$  der magnetische Fluss und  $U_{in}$  die induzierte Spannung ist.

In ABB. 2.15 ist der typische Aufbau eines VSM gezeigt. Zwischen zwei großen Magnetfeldspulen, die ein homogenes Feld erzeugen, wird die Probe in Schwingung versetzt und die induzierte Spannung in den inneren, kleinen Lock-in-Spulen gemessen. Für das Magnetfeld in der Probe gilt

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \\ &= \mu_0 \left( \vec{H} + \frac{\vec{m}}{V} \right) \end{aligned} \quad (2.38)$$

wobei  $\vec{H}$  die Feldstärke des externen Magnetfeldes,  $\vec{M}$  die Magnetisierung und  $\frac{\vec{m}}{V}$  das Verhältnis von magnetischen Momenten zum Volumen der Probe darstellt. In einem bestimmten Punkt im Raum – z.B. an den Lock-in-Spulen – ist das Magnetfeld gegeben durch

$$B_{LIS} = B_{ext} + B_{probe} = B_{ext} + g\vec{m} \quad . \quad (2.39)$$

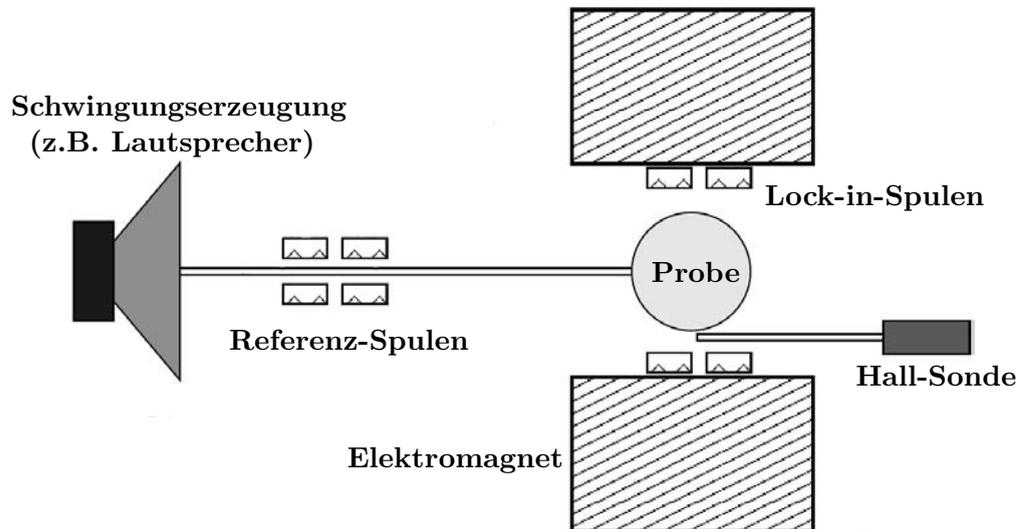


ABB. 2.15: Systematischer Aufbau eines VSM: Die Probe wird in einem externen Magnetfeld in Schwingung versetzt, wodurch bei magnetischen Materialien eine Spannung in den Lock-in-Spulen induziert wird. Mit der Hall-Sonde ergibt sich dann die Magnetisierungskurve der Probe (nach [Kra03])

$B_{probe}$  bezeichnet das Magnetfeld, das durch die Probe erzeugt wird und somit proportional zur Magnetisierung ist. Der Vorfaktor  $g$  ist dabei eine zeitlich, abhängige Funktion, die durch die Parameter der Schwingung der Probe festgelegt wird. Für eine sinusförmige Schwingung gilt

$$g = h \cdot C \cdot e^{i\omega t} \quad (2.40)$$

wobei  $h$  eine Proportionalitätskonstante ist und die  $e$ -Funktion mit der Amplitude  $C$  die Schwingung wiedergibt. Nun kann dies mit Gl. (2.37) und Gl. (2.39) zusammengeführt werden.

$$\begin{aligned} U_{in} &= -\frac{\partial \Phi}{\partial t} \\ &= -nA \frac{\partial B}{\partial t} \\ &= -nA \frac{\partial (B_{ext} + h \cdot C \cdot e^{i\omega t} \vec{m})}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.41)$$

Dabei wurde der magnetische Fluss einer Spule mit der Windungszahl  $n$ , der Spulenquerschnittsfläche  $A$  und dem Magnetfeld  $B_{ext}$  eingesetzt und vorausgesetzt, dass das Magnetfeld  $B_{ext}$  – und damit die Magnetisierung der Probe – senkrecht auf der Fläche  $A$  der Spule steht. Für die parallelen Komponenten findet demnach keine Induktion statt.

Da  $B_{ext}$  für die Zeit einer Messung konstant ist, vereinfacht sich Gl. (2.41) zu

$$\begin{aligned} U_{in} &= -nhAC \frac{\partial e^{i\omega t}}{\partial t} \vec{m} \\ &= k\omega C e^{i\omega t} \cdot \vec{m} \quad \text{mit } k = -inhA \end{aligned} \quad (2.42)$$

Über die Verknüpfung

$$\vec{m} = V \cdot \vec{M} \quad (2.43)$$

von magnetischem Moment  $\vec{m}$  und Magnetisierung  $\vec{M}$  der Probe ist aus Gl. (2.42) die Magnetisierung bestimmbar. Meist wird jedoch eine induzierte Referenzspannung gemessen, um Störsignale durch andere Frequenzen zu minimieren. Der Lock-in-Output

$$\begin{aligned} U_{out} &= \frac{U_{in,Probe}}{U_{in,Ref}} = \frac{k_{Probe} \cdot \vec{m}_{Probe}}{k_{Ref} \cdot \vec{m}_{Ref}} \\ &\propto \vec{m}_{Probe} \end{aligned} \quad (2.44)$$

ist mit Gl. (2.43) direkt proportional zur Probenmagnetisierung.

Das VSM kann magnetische Momente bis in den Bereich von  $10^{-8} \text{ Am}^2$  messen und eignet sich somit gerade noch für die Vermessung atomarer Schichten [Zor99].

### 2.4.3 Riesenmagnetowiderstand (GMR)

Unter dem Begriff Magnetowiderstand (MR) wird allgemein eine Veränderung des elektrischen Widerstands, bzw. der Leitfähigkeit eines Materials durch ein äußeres Magnetfeld verstanden. Während der Magnetowiderstand, der in nichtmagnetischen Festkörpern durch die Lorentz-Kraft auftritt, vernachlässigbar klein ist – die Widerstandsänderung beträgt weniger als 1% –, ist er in magnetischen Materialien wesentlich höher.

Neben dem anisotropen Magnetowiderstand (AMR, [Tho56]) und dem kolossalen Magnetowiderstand (CMR, [Ram97]), sind noch zwei wichtige andere MR-Effekte zu nennen: Der Riesenmagnetowiderstand (GMR) und der Tunnelmagnetowiderstand (TMR). Beiden liegt ein Schichtsystem FM/Zwischenschicht/FM zugrunde, wobei die Zwischenschicht beim GMR ein nicht magnetischer elektrischer Leiter, beim TMR ein Isolator ist. Beim TMR können demnach die Elektronen nur durch die Zwischenschicht tunneln.

Im Folgenden soll nun auf den 1988 durch Grünberg [BGS88] und Fert [BBF88] entdeckten GMR-Effekt näher eingegangen werden.

Das FM/NML/FM-Schichtsystem beim GMR besitzt eine wenige nm dünne, nicht magnetische, leitende Zwischenschicht (vgl. mit Schichtsystem aus ABS. 2.2). Die Magnetisierungen der beiden FM werden dabei so gewählt, dass sie nicht in Größe und Richtung für alle äußeren Magnetfelder übereinstimmen. Dies kann durch unterschiedliche Koerzitivfelder der beiden FM erreicht werden oder über ein Spin-Valve-System mit einem (durch einen AFM) gepinnten und einen freien FM. Eine dritte Möglichkeit ist die Schichtherstel-

lung mit in Remanenz orthogonal zueinander stehenden Magnetisierungen (wie bei dem in KAP. 5 verwendeten Multilayer). Hier soll jedoch auf den Fall eingegangen werden, dass die FM durch die Zwischenschichtaustauschkopplung (vgl. ABS. 2.2) antiferromagnetisch koppeln, wobei das im Folgenden Beschriebene leicht auf die anderen Fälle übertragen werden kann.

Abhängig vom Winkel der Magnetisierungen der zwei FM verändert sich der elektrische Widerstand des Systems. Der Magnetowiderstand ist definiert als

$$\frac{\Delta R}{R_p}(H) = \frac{R(H) - R_p}{R_p} \quad (2.45)$$

und gibt die Änderung des Widerstandes in Abhängigkeit des äußeren Magnetfeldes  $R(H)$  – normiert auf den Widerstand  $R_p$ , der bei paralleler Ausrichtung der Magnetisierungen anliegt – an. Der GMR-Wert beschreibt die maximale Änderung des Widerstands und ist mit Gl. (2.45) durch

$$GMR = \frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{max} - R_{min}}{R_{min}} \quad (2.46)$$

gegeben. Dabei gilt, wie im Folgenden beschrieben:  $R_{min} = R_p$ .

Der GMR hat seinen Ursprung in der Wechselwirkung der Spins und dem magnetischen Moment der Elektronen mit der elektronischen Bandstruktur des Festkörpers (intrinsisch), sowie der spinabhängigen Streuung an den Grenzflächen und im Ferromagneten (extrinsisch). Der GMR-Effekt kann im Rahmen des Mottischen Zwei-Spinkanals-Modells [Mot36] erklärt werden, das folgende Annahmen verwendet:

- Spin up- und Spin down-Elektronen können als getrennte Einzelströme angesehen werden
- Die Leitfähigkeiten der Teilströme können einfach aufaddiert, der Widerstand durch eine Parallelschaltung der Einzelwiderstände berechnet werden
- Spin-Flip-Streuung kommt nicht vor
- Die Streuzeiten für Majoritäts- und Minoritätsladungsträger (d.h. Elektronenspin und FM-Magnetisierung sind parallel, bzw. antiparallel ausgerichtet) sind unterschiedlich. Im Normalfall gilt dabei immer  $\tau_{Maj} > \tau_{Min}$ .

ABB. 2.16 zeigt die Streuung der  $\uparrow$ - und  $\downarrow$ -Elektronen bei paralleler (a), bzw. antiparalleler (b) Stellung der Magnetisierungen der beiden FM und die Ersatzschaltung der Widerstände. Die Majoritätselektronen werden immer schwach (oder gar nicht) gestreut, während die Minoritätselektronen einen hohen Wirkungsquerschnitt für die Streuung haben. Das bedeutet im Ersatzschaltbild einen kleinen Widerstand  $R_{Maj}$ , bzw. einen hohen  $R_{Min}$ .

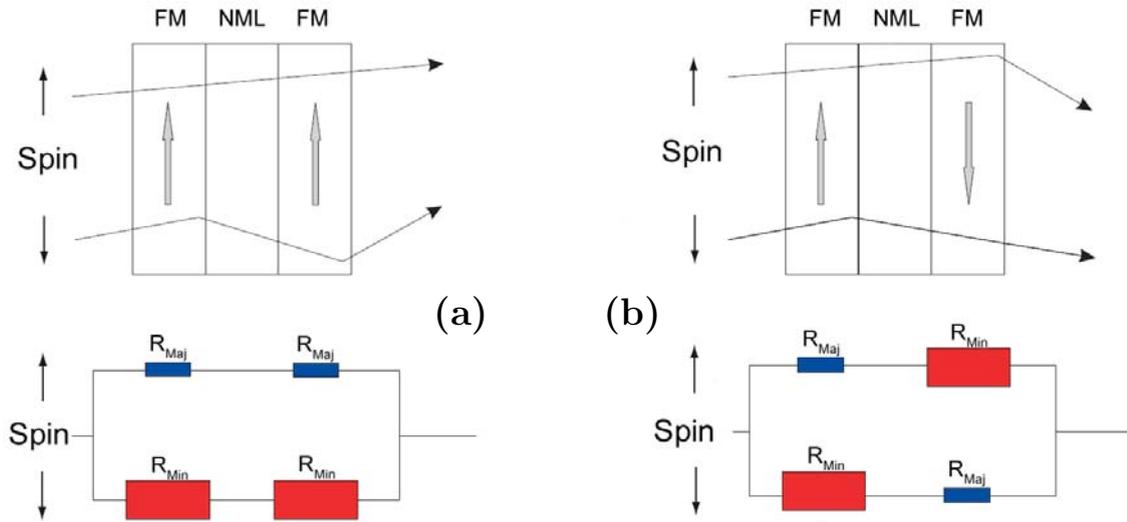


ABB. 2.16: 2-Spinkanals-Modell nach Mott: Der Durchgang der  $\uparrow$ - und  $\downarrow$ -Elektronen durch das Schichtsystem und die Ersatzschaltbilder sind für die FM (a) und AFM Stellung der Magnetisierungen (b) dargestellt (nach [Eng04])

Für die antiparallele (ap) Stellung der FM-Magnetisierungen sind die  $\uparrow$ - und  $\downarrow$ -Elektronen jeweils einmal Majoritäts- und Minoritätselektronen. Das bedeutet in der Ersatzschaltung, dass beide Äste den gleichen Widerstand  $R_{Maj} + R_{Min}$  haben. Im Fall paralleler (p) Magnetisierungen sind die  $\uparrow$ -( $\downarrow$ -)Elektronen beide Male die Majoritätselektronen, die  $\downarrow$ -( $\uparrow$ -)Elektronen die Minoritätselektronen. Die Äste der Ersatzschaltung sind damit unterschiedlich gewichtet und besitzen einen kleinen Widerstand  $2R_{Maj}$  und einen großen  $2R_{Min}$ . Für die beiden Gesamtwiderstände folgt daher:

$$R_p = \frac{2R_{Maj}R_{Min}}{(R_{Maj} + R_{Min})} \quad (2.47)$$

$$R_{ap} = \frac{(R_{Maj} + R_{Min})}{2} \quad (2.48)$$

Die intuitive Feststellung, dass die Parallelschaltung aus zwei gleich großen Widerständen  $R_{Maj} + R_{Min}$  bei der antiparallelen Stellung der Magnetisierungen einen größeren Gesamtwiderstand ergibt als beim parallelen Fall mit unterschiedlich großen Widerständen  $2R_{Maj}$  und  $2R_{Min}$ , lässt sich mit der Ungleichung

$$2R_{Maj}R_{Min} < (R_{Maj} + R_{Min})(R_{Maj} - R_{Min}) \quad (2.49)$$

auch durch Gl. (2.47) und Gl. (2.48) mathematisch beweisen. Für jeden anderen Winkel zwischen den beiden Magnetisierungen liegt der Magnetowiderstand zwischen  $R_p$  und  $R_{ap}$ . Während diese Extremwerte nicht von allen Schichtsystemen erreicht werden, gilt für

Schichtsysteme mit in Remanenz antiparallel ausgerichteten FM-Magnetisierungen:

$$R_p = R_{min} \quad (2.50)$$

$$R_{ap} = R_{max} \quad (2.51)$$

Die in ABB. 2.16 dargestellte Messgeometrie wird Current perpendicular to plane (CPP) genannt, da der Strom senkrecht zu den Schichtoberflächen und Grenzflächen fließt. Hierbei tritt selbst bei Grenzflächen mit hoher Glattheit durch eine spinabhängige Potentialbarriere eine spinabhängige Streuung auf, während die andere Geometrie, bei der Strom und Schichtoberfläche parallel zueinander liegen – Current in plane (CIP) genannt – raue Grenzflächen braucht, weil die Elektronen meist nur entlang der Grenzflächen durch das Schichtsystem propagieren.

#### 2.4.4 Nutzung von Röntgen- und Synchrotronstrahlung

Während man mit den bisher vorgestellten Methoden die Magnetisierungen ganzer Proben (VSM) oder nur die der obersten Schichten mit lateraler Begrenzung (MOKE) vermessen kann, liefert die Röntgenstrahlung noch mehr Anwendungsmöglichkeiten. Die nicht-resonante Röntgenbeugung (X-ray diffraction, XRD) wird als Standardmethode für Strukturanalysen und Bestimmung chemischer Profile von Schichtsystemen herangezogen. Dabei wird eine charakteristische Röntgenstrahlung (meist die  $K_\alpha$ -Strahlung) des in der Röntgenquelle verwendeten Materials verwendet, die eine Energie von einigen keV hat und als hart bezeichnet wird. Da der XRD-Effekt nur auf Änderungen des Brechungsindex sensitiv ist, wird keine gut ausgeprägte Kristallstruktur benötigt. Dies ändert sich, wenn man resonante Effekte ausnutzen möchte. Bei der resonanten, magnetischen Röntgenstreuung (X-ray resonant magnetic scattering, XRMS) erhält man zusätzlich zu der Struktur noch Informationen über Grenzflächenrauigkeiten und magnetische Effekte wie Ummagnetisierungskurven. Dazu wird eine gute Kristallstruktur und eine Photonenenergie, die der zu untersuchenden (M- oder) L-Absorptionskante entspricht, benötigt. Aufgrund der geringeren Energie spricht man hier von weicher Röntgenstrahlung. Mit dem weiterführenden Effekt des zirkularen, magnetischen Röntgendichroismus (X-ray magnetic circular dichroism, XMCD) und seinem Absorptionsspektrum können dann auch optische Konstanten und Spin- und Bahnmomente bestimmt werden.

Zur theoretischen Beschreibung der Effekte wird zunächst allgemein auf die Reflexion einer elektromagnetischen Welle an einer Grenzfläche eingegangen.

#### Fresnelsche Gleichungen

Der Einfallswinkel  $\theta$  der Röntgenstrahlen zur Schichtoberfläche bei Messungen mit Röntgenbeugung oder -streuung ist stets klein. Die Differenz  $|k_e - k_r|$  der Wellenvektoren der einfallenden ( $k_e$ ) und reflektierten Welle ( $k_r$ ) wird dabei als Wellenvektorübertrag oder

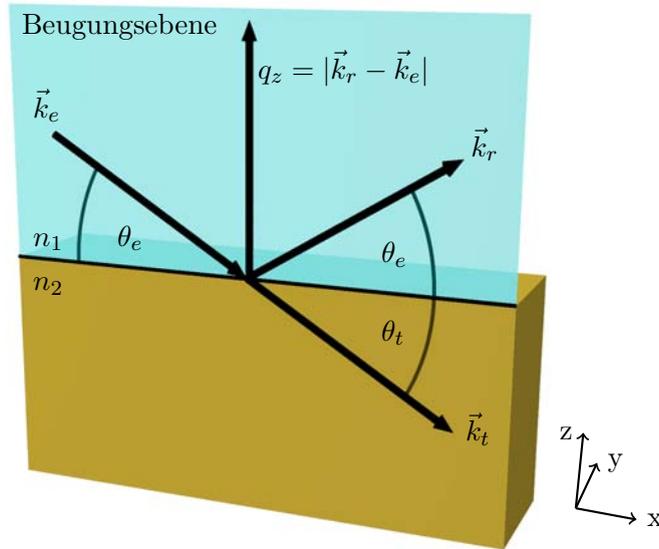


ABB. 2.17: Reflexion und Transmission einer elektromagnetischen Welle an einer glatten Grenzschicht zweier durch die komplexen Brechungsindize  $n_1$  und  $n_2$  beschriebenen Schichten. Die Wellenvektoren der einfallenden ( $k_e$ ), reflektierten ( $k_r$ ) und transmittierten ( $k_t$ ) Welle sowie der Wellenvektorübertrag  $q_z$  sind eingezeichnet

Streuvektor bezeichnet. Mit der Bedingung

$$|\Delta k| \equiv q_z = \frac{4\pi}{\lambda} \sin(\theta) \ll \frac{2\pi}{a} \quad (2.52)$$

kann das untersuchte Medium als Kontinuum betrachtet werden [Mil05]. Dabei ist  $a$  die Kantenlänge der primitiven Einheitszelle im betrachteten Kristall und  $\lambda$  die Wellenlänge der Röntgenstrahlung. Um in dieser Kontinuumsnäherung das Brechungsgesetz und die Fresnelschen Formeln bei Röntgenstrahlen verwenden zu können, muss ein komplexer, energieabhängiger Brechungsindex

$$n = 1 - \delta(E) + i\beta(E) \quad (2.53)$$

eingeführt werden. Dieser enthält einen von der Energie abhängigen dispersiven  $\delta(E)$  und absorptiven Anteil  $\beta(E)$ . Mit dem klassischen Elektronenradius  $r_{el}$ , der Anzahl  $n_i$  der Atome pro Einheitszelle und den komplexen atomaren Streufaktoren  $f_i(E)$  können die Anteile mit

$$n = 1 - \frac{r_{el}\lambda^2}{2\pi} \sum_i n_i f_i(E) \quad (2.54)$$

berechnet werden [HPB99], wobei über die Atome  $i$  in der Einheitszelle aufsummiert wird.

ABB. 2.17 zeigt eine ebene Welle, die im Winkel  $\theta_e$  auf eine glatte Grenzfläche trifft. Der

Wellenvektor  $k_e$  der einfallenden Welle im Medium 1 wird beim Auftreffen auf die Grenzfläche in zwei Teile zerlegt: den transmittierten Anteil  $k_t$  und den reflektierten Anteil  $k_r$ . Mit den Stetigkeitsbedingungen der Feldstärkevektoren für die einfallende und ausfallende Welle kann man für  $\pi$ -Polarisation ( $\sigma$ -Polarisation) –  $\vec{E}$ -Vektor liegt parallel (senkrecht) zur Beugungsebene – die Fresnelschen Gleichungen aufstellen [Jac75]. Der Fresnelkoeffizient  $r_{i,i+1}$  ( $t_{i+1}$ ) beschreibt die an der Grenzfläche der Schichten  $i$  und  $i + 1$  reflektierte (transmittierte) Welle.

$$\begin{aligned} r_{i,i+1}^\sigma &= \frac{k_{z,i} - k_{z,i+1}}{k_{z,i} + k_{z,i+1}} & t_{i+1}^\sigma &= \frac{2k_{i+1}}{k_{z,i} + k_{z,i+1}} & \text{für } \sigma\text{-Polarisation} \\ r_{i,i+1}^\pi &= \frac{n_{i+1}k_{z,i} - n_i k_{z,i+1}}{n_{i+1}k_{z,i} + n_i k_{z,i+1}} & t_{i+1}^\pi &= \frac{2n_i k_{i+1}}{n_{i+1}k_{z,i} + n_i k_{z,i+1}} & \text{für } \pi\text{-Polarisation} \end{aligned} \quad (2.55)$$

Dabei sind  $k_i = k_{e,i}$  der einfallende Wellenvektor im Medium  $i$  und

$$k_{z,i} = |k_i| \sqrt{\sin^2(\theta_i) - 2\delta_i + 2i\beta_i} \quad (2.56)$$

die z-Komponente des Wellenvektors im Medium  $i$  mit dem Einfallswinkel  $\theta_i = \theta_{e,i}$  an der Grenzfläche von Medium  $i$  und  $i + 1$  und es gilt der Zusammenhang  $R = |r|^2$  ( $T = |t|^2$ ) zwischen Reflexion  $R$  und Fresnelkoeffizient  $r$  (Transmission  $T$  und Fresnelkoeffizient  $t$ ).

Mit Hilfe der Bornschen Näherung (Distorted Wave Born Approximation, DWBA) kann die Reflexionsintensität  $R^2$  nach [SSG88] mit

$$|R|^2 = \frac{16\pi^2 N^2 b^2}{q_z^4} \quad (2.57)$$

berechnet werden, wobei  $N$  die Anzahldichte der Streuzentren und  $b = \frac{e^2}{mc^2}$  die Thompsonsche Streulänge ist. Man sieht einen Abfall der Intensität mit  $q_z^{-4}$ . Bei steigenden Winkeln fällt die Intensität demnach stark ab. Durch nicht perfekt glatte Grenzflächen wird dieser Effekt noch verstärkt. Wie in ABB. 2.18 zu sehen gibt es jedoch für kleine  $q$  ein Plateau, wo kein Abfall zu sehen ist. Da der Realteil des Brechungsindex für Energien im Bereich der Röntgenstrahlung kleiner als 1 ist, tritt für Winkel unterhalb eines kritischen Winkels  $\theta_{kr}$  – dem so genannten Glanzwinkel – Totalreflexion auf. Somit gibt es keinen Intensitätsverlust und dies führt zur Bildung des Plateaus.

### Streuung an Multilayern und Parattsche Rekursionsformel

Geht man nun von einer Doppelschicht in ein ganzes Schichtsystem über, so erhält man statt nur einer Grenzschicht ein ganzes Grenzschichtsystem. Wie in Gl. (2.55) beschrieben, treten dabei an jeder Schicht Reflexionen sowie Transmissionen auf. Die einzelnen reflektierten Wellen überlagern sich für bestimmte Bedingungen und liefern bei konstruktiver Interferenz Peaks in der Intensitätskurve. Diese können recht einfache Verläufe haben – dies ist u.a. bei Monolayern, bei denen es zwei Grenzschichten gibt, der Fall – jedoch auch sehr komplex werden.

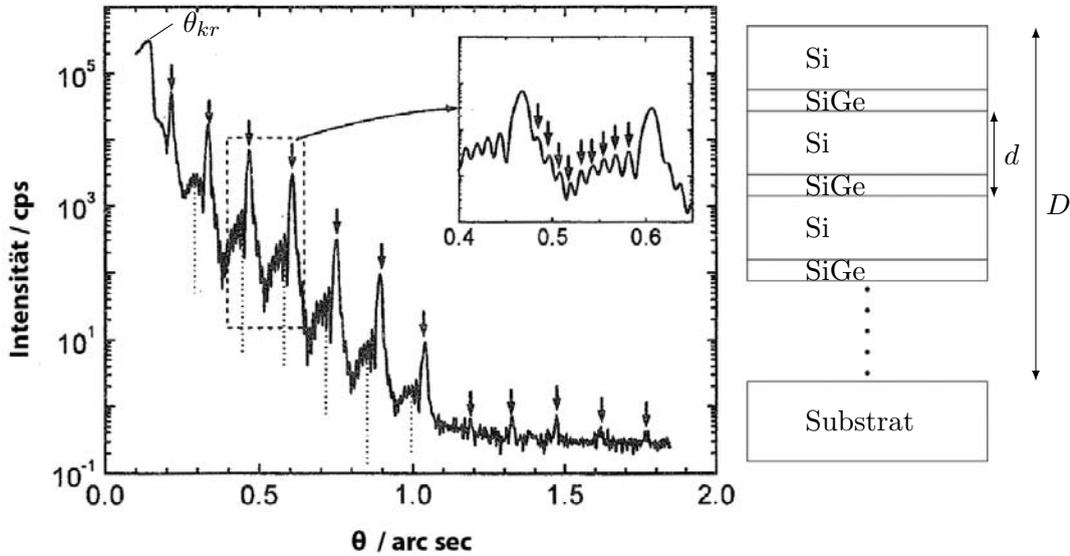


ABB. 2.18: Winkelabhängigkeit der reflektierten Intensitätskurve eines  $[\text{SiGe}/\text{Si}]_{10}$ -Stapelschichtsystems mit Deckschicht. Die Positionen der Bragg-Peaks (Pfeile), der von der Deckschicht verursachten Maxima (gestrichelte Linien) und der Kiessig-Oszillationen (Pfeile im Einschub) sind gezeigt. Zudem sind der beschriebene  $q_z^{-4}$ -Abfall der Kurve und das Plateau durch die Totalreflexion zu sehen (nach [HPB99])

Das Ergebnis einer Messung eines periodischen Multilayers ist in ABB. 2.18 dargestellt. Für derartige Schichtsysteme treten zwei Arten von Peaks auf: die Bragg-Peaks und die zwischen ihnen liegenden Kiessig-Oszillationen. Aus der Bragg-Bedingung

$$m\lambda = 2d\sin(\theta) \quad \text{mit} \quad m = 1, 2, 3 \dots \quad (2.58)$$

und der Definition von  $q$  nach Gl. (2.52) folgt direkt die Berechnung der Schichtsystem- und der Stapeldicke aus den Abständen  $\Delta q$  der einzelnen Maxima. Dabei gilt für die Bragg-Peaks mit der Stapeldicke  $d$

$$d = \frac{2\pi}{\Delta q_{\text{Bragg}}} \quad (2.59)$$

Durch den Abstand der Kiessig-Oszillationen kann die Schichtsystemdicke  $D = n \cdot d$  mit der Wiederholungszahl  $n$  berechnet werden:

$$D = \frac{2\pi}{\Delta q_{\text{Kiessig}}} = \frac{2\pi n}{\Delta q_{\text{Bragg}}} \quad (2.60)$$

Bei den meisten periodischen Multilayern treten dabei nur  $n - 2$  Kiessig-Oszillationen auf. Dies hat seinen Ursprung in dem Interferenzeffekt der Beugung. Die Beugung an den

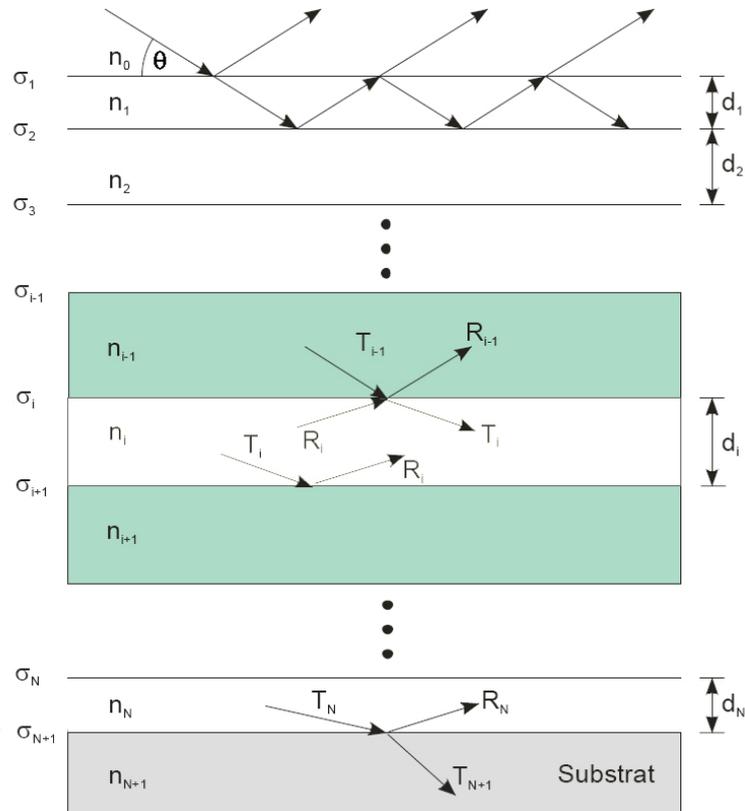


ABB. 2.19: Darstellung des Prinzips des Parratt-Formalismus. An jeder Grenzfläche der  $n + 1$  Schichten, die durch die Brechungsindizes  $n_i$ , die Schichtdicken  $d_i$  und die Rauigkeiten  $\sigma_i$  der Grenzflächen ausgezeichnet sind, gibt es Transmission und Reflektion. Die Schicht 0 ( $n + 1$ ) ist dabei das Vakuum (Substrat), wobei das Substrat als unendlich dick angenommen wird, da so Reflexionen am Schichtenende nicht berücksichtigt werden (nach [Gei03])

$n$  Grenzflächen der Stapel der periodischen Multilayer kann verglichen werden mit der Beugung an einem Gitter mit  $n$  Spalten. Nach [Mes02] kann die Intensität  $I$  mit einem Beugungsfaktor und einem Interferenzfaktor als

$$I = I_0 \underbrace{\left( \frac{\sin\left(\frac{\tau}{2}\right)}{\frac{\tau}{2}} \right)^2 \left( \frac{\sin\left(\frac{\xi}{2}\right)}{\frac{\xi}{2}} \right)^2}_{\text{Beugung}} \underbrace{\left( \frac{\sin\left(\frac{n\Phi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\Phi}{2}\right)} \right)^2}_{\text{Interferenz}} \quad (2.61)$$

geschrieben werden. Dabei sind die Variablen  $\tau = \frac{2\pi\sin(\eta)}{\lambda} \cdot a$  mit der Spaltöffnung  $a$ ,  $\xi = \frac{2\pi\sin(\eta)}{\lambda} \cdot b$  mit der Spaltöffnung  $b$  und  $\Phi = \frac{2\pi\sin(\eta)}{\lambda} \cdot d$  mit der Gitterkonstanten  $d$  verbunden, bei dem  $\eta$  der Beugungswinkel ist. Aus dem Interferenzterm bekommt man die Bedingungen für ein Haupt- ( $\Phi = m \cdot 2\pi$  mit  $m = 0, 1, 2, \dots$ ) und ein Nebenmaximum

( $\Phi = (2p + 1) \cdot \frac{\pi}{n}$  mit  $p = 1, 2, 3 \dots n - 2$ ). Zwischen zwei Hauptmaxima (Bragg-Peaks) gibt es demnach  $n - 2$  Nebenmaxima (Kiessig-Oszillationen).

Um die Reflexionsspektren theoretisch berechnen und simulieren zu können, leitete L.G. Parratt einen iterativen, rekursiven Formalismus her. Für das Verhältnis aus Reflexion und Transmission  $X_i$  an den Grenzschichten  $i$  und  $i - 1$  berechnete er die Rekursionsformel

$$X_i = \frac{R_i}{T_i} = e^{2ik_{z,i}(z_{i-1}-z_1)} \cdot \frac{r_{i,i+1} + X_{i+1}e^{-2ik_z(z_{i+1}-z_i)}}{1 + r_{i,i+1} + X_{i+1}e^{-2ik_z(z_{i+1}-z_i)}} \quad (2.62)$$

wobei  $k_{z,i}$  und  $r_{i,i+1}$  von der Herleitung der Fresnelschen Gleichungen bekannt sind [Par54]. Dabei stellte er folgende Bedingungen an das System (vgl. ABB. 2.19): Zugrunde liegt ein Multilayer und die Schicht 0 ( $n + 1$ ) ist das Vakuum (Substrat). Das Substrat wird als unendlich dick angenommen, so dass an der Substratunterkante keine Reflexion stattfindet. Jede Schicht besitzt dabei den Brechungsindex  $n_i$  und eine Schichtdicke  $d_i$ , sowie deren Grenzflächen eine Rauigkeit  $\sigma_i$ . In die Rekursionsformel geht der Brechungsindex über die Fresnelkoeffizienten ein, während die Parameter Schichtdicke und Grenzflächenrauigkeit die nominelle Lage der Grenzschichten  $z_i$  beeinflusst.

Am Ende liefert die sukzessive Berechnung der Verhältnisse  $X_i$  die zu messende reflektierte Intensität  $R_0$  für einen festen Winkel  $\theta$ .

### Effekte mit resonanter Röntgenstrahlung

Bisher wurde nur die Streuung an einer Grenzschicht beschrieben. Strahlt man jedoch mit resonanter Röntgenstrahlung auf ein Schichtsystem ein, so tritt auch Absorption auf. Ein Elektron wird aus einem inneren, besetzten Band in das Leitungsband angeregt. Oft werden dabei die L-Kanten benutzt, da diese für unterschiedliche Materialien nicht zu große, aber dennoch deutlich verschiedene Energien besitzen. Für die  $L_2$ -Kante ( $L_3$ -Kante) wird dabei ein Elektron aus dem Zustand  $2p_{1/2}$  ( $2p_{3/2}$ ) in ein d-Leitungsband angeregt. ABB. 2.20 zeigt die relevanten elektrischen Zustände bei der resonanten, magnetischen Röntgenstreuung (XRMS) für ein magnetisches Material. Bei diesen sind die Leitungsbänder der zwei Spinpolarisationen gegeneinander verschoben, was eine unterschiedliche Besetzung der Niveaus an der Fermienergie bewirkt.

Nach der Absorption der eingestrahnten Energie rekonfiguriert sich das System beim XRMS sofort wieder. Das Atom emittiert beim Relaxieren in den Ausgangszustand eine elektromagnetische Welle, die in Energie und Polarisation mit der einfallenden Welle übereinstimmt. Daher wird auch von einer virtuellen Anregung gesprochen. Mit Hilfe eines äußeren Magnetfelds kann die Lage der Bänder und somit die Besetzung der freien Zustände beeinflusst werden, die durch die Absorption besetzt werden können. Durch diese Änderung variiert auch die Intensität der gestreuten Welle. Somit können magnetische Eigenschaften des Materials – in der Verallgemeinerung auch der einzelnen Schichten eines Schichtsystems – bestimmt werden. Ansonsten verhält sich die resonante wie die oben beschriebene klassische Streuung.

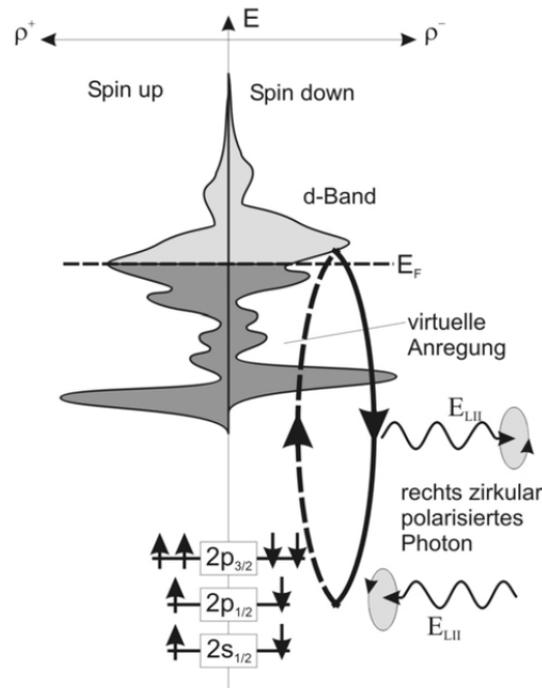


ABB. 2.20: Schematische Darstellung des XRMS-Effekts an einem magnetischen Material. Es findet eine virtuelle Anregung statt, die bei der Relaxation ein dem einfallenden Photon in Energie und Polarisation entsprechendes Photon emittiert (nach [Gei03])

Weitere Möglichkeiten liefert der von G. Schütz [SWW87] in den 80er Jahren entdeckte resonante, magnetische Dichroismuseffekt (XMCD). Zugrunde liegt die resonante Absorption eines auf ein magnetisches Schichtsystem einfallenden Röntgenphotons (vgl. ABB. 2.21 a). Im weiteren soll stellvertretend für viele Möglichkeiten von XMCD-Messungen auf die Absorptionsmessung eingegangen werden. Für Messungen mit rechts-, bzw. linkszirkular polarisierter Welle erhält man unterschiedliche Absorptionsspektren (b oben) aufgrund der voneinander abweichenden Anzahl freier Zustände für Spinpolarisationen an der Fermikante und somit anderen Absorptionskoeffizienten. Das Dichroismussignal (b unten) beschreibt die Abhängigkeit der Absorption von der Ausrichtung der Photonen-Helizität zur Magnetisierung des Materials und kann mit

$$\frac{1}{2}(\mu_{\uparrow\downarrow} - \mu_{\uparrow\uparrow}) \quad (2.63)$$

berechnet werden, wobei  $\mu_{\uparrow\uparrow}$  ( $\mu_{\uparrow\downarrow}$ ) das Absorptionssignal mit paralleler (antiparalleler) Ausrichtung ist. Aus den Flächen unter der so berechneten Dichroismussignalkurve können Bahn- und Spinmomente berechnet werden. Nach [Sto95] folgen die Momente den Zusam-

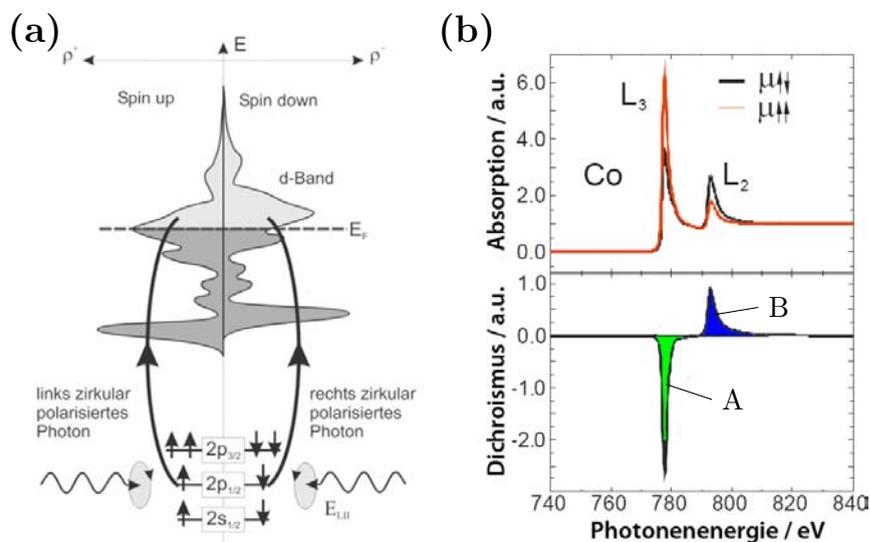


ABB. 2.21: Der XMCD-Effekt an einem magnetischen Material: (a) Darstellung des physikalischen Vorganges und (b) Darstellung eines Messergebnisses: Das Absorptionssignal für parallele ( $\mu_{\uparrow\uparrow}$ ) und antiparallele ( $\mu_{\uparrow\downarrow}$ ) Stellung von Helizität und Magnetisierung und das mit Gl. (2.63) daraus berechnete Dichroismussignal mit den Flächen A und B (nach [Gei03])

menhängen

$$m_{Spin} \propto (A - 2B) \quad (2.64)$$

$$m_{Bahn} \propto (A + B) \quad (2.65)$$

wobei A (B) nach ABB. 2.21 die Fläche unter der Dichroismuskurve in der Energieregion der  $L_3$ -Kante ( $L_2$ -Kante) ist. Diese Gleichungen werden auch Summenregeln genannt [CTA93, TCS92].

Normalerweise wird der XMCD-Effekt in Transmission gemessen. Dabei treffen die Röntgenstrahlen senkrecht auf die Schichtoberfläche auf. In den letzten Jahren sind auch andere Messgeometrien durchgeführt worden; auch beim XRMS ist ein Dichroismus zu sehen. Jedoch sind die Aussagen der Ergebnisse in solchen Geometrien durch Überlagerungen mehrerer Effekte nicht ganz einfach.

## 3 Experimentelle Grundlagen

Wie in ABS. 2.3 beschrieben, wurden schon diverse Experimente mit keV-He<sup>+</sup>-Ionenbeschuss durchgeführt. Der Einfluss des Beschusses auf die Eigenschaften von magnetischen Dünnschichtsystemen ist dabei evident, jedoch existiert bisher noch keine umfassende Theorie dazu.

Besonders interessant ist die zeitliche Veränderung des Exchange-Bias-Feldes eines magnetischen Schichtsystems nach dem Ionenbeschuss. Vor kurzem durchgeführte Experimente bestätigten die Vermutung, dass es eine in gewissen Zeiten logarithmische Zeitabhängigkeit des normierten Exchange-Bias-Feldes  $\frac{H_{eb}(D)}{H_{eb,0}}$  nach dem Beschuss mit 10 keV-He<sup>+</sup> gibt [Sch08].  $H_{eb}(D)$  bezeichnet dabei das Exchange-Bias-Feld nach He<sup>+</sup>-Ionenbeschuss der Dosis  $D$ . Die Messungen konnten nur mit einer Zeitdifferenz von etwa 15 Minuten zwischen Beschuss und erster Messung durchgeführt werden. Im Rahmen eines BMBF-Projekts soll nun am Elektronenspeicherring BESSY II eine Ionenstrahlanlage an die bestehende Messkammer für Röntgenstreuexperimente ALICE [GNZ03] angebaut werden, so dass Ionenbeschuss und Messungen mit resonanter Röntgenstreuung in situ durchgeführt werden können. Damit soll die zeitliche Veränderung des Exchange-Bias-Feldes eines magnetischen Schichtsystems während und kurz nach dem Beschuss – im Sekundenbereich – erforscht werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde dazu eine neue Ionenstrahlanlage konstruiert und gefertigt. In ABS. 3.1 werden die einzelnen Komponenten der Ionenstrahlanlage – Penning-Quelle, elektrostatische Einzellinse, Strahlprofilometer und Beamblocker mit Faraday-Cup – sowie ihre Funktionalität beschrieben. Anhand dieser Konstruktionen wurde der Strahlengang der He-Ionen mit [SimIon] mit den fest definierten Abstände der für den Strahlengang wichtigen Elemente simuliert. Diese Simulationen sind in ABS. 3.2 beschrieben.

Abschliessend wird in ABS. 3.3 die Messgeometrie bei BESSY II beschrieben, die für die zukünftigen Messungen benutzt werden wird. Dieselbe Geometrie wurde auch für das im Rahmen dieser Arbeit vermessene Schichtsystem [Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/Au/Co/Au]<sub>10</sub> benutzt.

### 3.1 Komponenten der Ionenstrahlanlage und deren Design

Die im Rahmen dieser Arbeit konstruierte Ionenstrahlanlage ist in ABB. 3.1 schematisch dargestellt. Wie schon früher aufgebaute Ionenstrahlanlagen (ISA) [Jun03, Mar84] besitzt sie eine Penningionenquelle, eine elektrostatische Einzellinse zur Strahlformung, einen Faraday-Cup zum Vermessen des Strahls und einen Laser zum Justieren – bei den bestehenden ISA wird hierzu eine Schwanenhalslampe mit Blende verwendet. Da die Probe

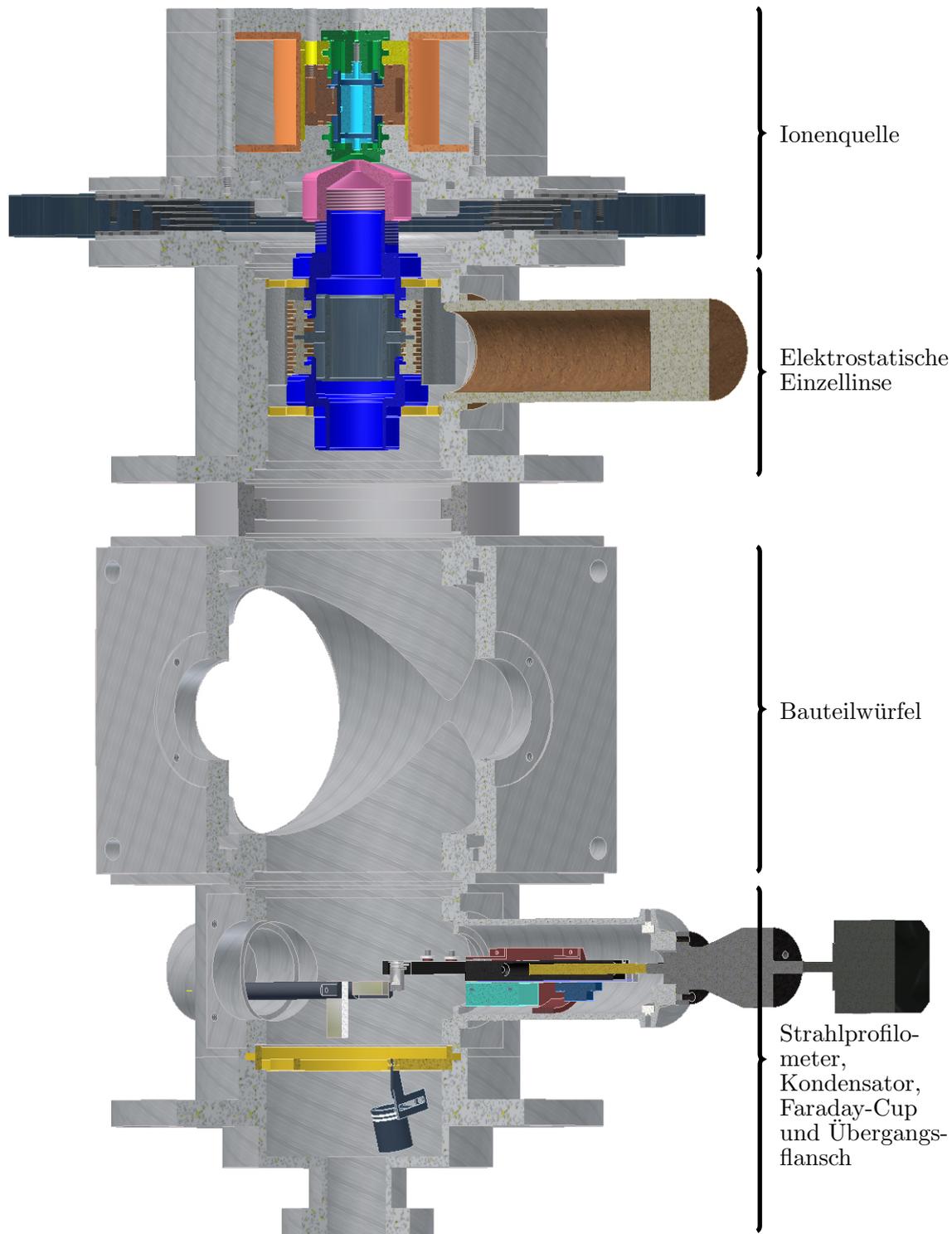


ABB. 3.1: 3/4-Schnitt durch den schematischen Aufbau der neu konstruierten Ionenstrahlanlage. Ihre komplette Länge beträgt 567 mm und beinhaltet Komponenten zur Ionenherstellung, Ionenstrahlformung, -vermessung und mechanischen Zentrierung. Der Übergangsflansch (unten) bietet die Möglichkeit, die Ionenstrahlanlage mit der ALICE-Kammer [GNZ03] bei BESSY II (Berlin) zu verbinden

mittig in der ALICE-Kammer [GNZ03] und somit etwa 250 mm vom Übergangsfansch der ISA entfernt liegt, ist eine kompakte Bauweise der Anlage gefragt, um auf etwa die gleiche Flugstrecke der He-Ionen zu kommen wie in den bestehenden ISA. Zudem gibt es bei BESY II Platzprobleme durch eng aneinander gebaute Strahlrohre. Die Gesamtlänge der ISA ist daher im Vergleich zu den anderen Anlagen, die etwa 1100-1200 mm groß waren, auf 567 mm verringert worden. Da die Proben orthogonal zum Boden in der ALICE-Kammer eingebaut werden, muss die ISA für eine in situ-Messung in der Horizontalen aufgebaut, verspannt und betrieben werden.

Zentraler Punkt der ISA ist der Bauteilwürfel, der als einzige Komponente der ISA auf einem höhenverstellbaren und drehbaren Gestell fest verschraubt und verspannt wird. Alle anderen Komponenten werden mit Gewindestangen und einem in der Arbeitsgruppe weiterentwickelten Bauteilringsystem [GSJ78] in der Luft schwebend an ihm befestigt. Daher sind am Übergangsfansch (ABB. 3.1), sowie an der elektrostatischen Einzellinse große Zentrierringe angebracht worden. Die Quelle hingegen wird nicht mit dem Bauteilwürfel verbunden, sondern mit dem Zentrierring der Einzellinse, da sonst kein Verkippfen von Quelle und Einzellinse bzgl. der optischen Achse zur optimalen Strahlausrichtung möglich wäre. Der 25 mm hohe Bauteilring über dem zentralen Würfel dient zum einen als Abstandshalter, da Zentrierring der Einzellinse und Bauteilwürfel sonst direkt aneinanderhängen würden und dies zu Problemen mit der Vakuumdichtigkeit führen könnte. Zum anderen wird in die Verbindungen, in unserem Aufbau Bronzeringe, auf deren Umfang Viton-O-Ringe ( $\varnothing$  128 mm) aufliegen, ein Schmutzfänger eingebaut werden. Dieser besteht aus drei gegeneinander verschobenen Ringen, die nur den Strahl in der Nähe der optischen Achse durchlassen (Durchmesser etwa 15 mm) und querfliegende Ionen abfangen, da diese im weiteren Verlauf den Strahlengang auf der optische Achse stören könnten. Am Bauteilwürfel selbst wird neben der Turbopumpe noch eine Lineardurchführung mit einem angebauten Pentaprisma und eine Durchführung für elektrische Anschlüsse angeflanscht, sowie ein Diodenlaser (Wellenlänge  $\lambda = \text{nm}$ ) eingekoppelt. Die elektrischen Anschlüsse dienen hauptsächlich zur Signaldurchführung während einer Strahlvermessung und werden in ABS. 3.1.3 und ABS. 3.1.4 genauer beschrieben. Zusammen mit dem Pentaprisma dient der Laser zur Justage. Er wird im  $90^\circ$ -Winkel zum Strahlengang durch ein kleines Fenster eingekoppelt und mit Hilfe des Pentaprismas auf die Probe gelenkt. Weil das Pentaprisma resistent gegenüber leichten Verkippungen des Laserstrahls ist, wurde dieses einem einfachen Spiegel vorgezogen.

Den Abschluss der ISA macht der Übergangsfansch. Er stellt die Verbindung zur ALICE-Kammer her und überführt die genormten Übergänge des Bauteilsystems auf einen DN-40CF-Flansch. Der Flansch ist aus zwei Teilen gefertigt: Aluminium wurde dabei als Grundmaterial verwendet, das per Viton-O-Ring gegen das VA-Stahl-Stück gedichtet ist. Da eventuell auch Kupferdichtungen zum Einsatz kommen, muss der CF-Abschluss mit VA-Stahl gefertigt sein, denn Aluminium ist zu weich, um sich in das Kupfer einzuschneiden, was zu einem Leck in der Anlage führen würde. Per Wellbalg wird die Verbindung zur ALICE-Kammer hergestellt. Dabei muss möglicherweise noch eine Druckstufe eingebaut

werden, wenn in der ALICE-Kammer bei Messungen ein Druck von mindestens  $10^{-7}$  mbar benötigt wird, der Druck in der ISA bei Beschuss aber etwa  $10^{-5}$  mbar beträgt.

Im Folgenden wird auf die noch nicht näher beschriebenen Komponenten eingegangen. Alle Zahlen der Bauteile in Klammern beziehen sich dabei auf die in dem jeweiligen Absatz zu findenden Zeichnungen.

### 3.1.1 Ionenquelle

In ABS. 2.3.1 wurde schon die Funktionsweise einer Penningionenquelle beschrieben. Hier nun soll auf den konstruktiven Aufbau (ABB. 3.2) eingegangen werden. Er orientiert sich stark an der Quelle nach [Mar84], besitzt aber ein paar Änderungen.

Wichtigster Teil ist die auf etwa 1 kV gelegte Anode (1). Sie umschließt einen zylindrischen Raum, der bei einem Durchmesser von 8 mm eine Länge von 22 mm aufweist. In diesem zündet bei Betrieb das Plasma. Im Abstand von 3 mm, bzw. 2,6 mm sitzen die Kathodenelektroden isoliert über, bzw. unter der Anode (2, bzw. 3). Alle drei Elektroden sind aus Titan gefertigt, da dieses Material sich durch seine hohe Temperaturbeständigkeit weniger schnell durch das Plasma abnutzt als andere Materialien. Die Anode ist außen mit einer Nut versehen, durch die sie mit einer Madenschraube an der zylindrischen Halterung (4) gegen ein Verrutschen gesichert wird. Da scharfe Kanten die elektrischen Felder sehr stark beeinflussen, wurden die Kanten des Zylinders mit dem Radius  $r = 1$  mm abgerundet. Am Halter ist eine Verbreiterung unterhalb des oberen Randes angebracht, mit der er an dem Kupferkörper (5) festgemacht wird. Dieser besteht aus einem Innenteil, das Dichtflächen für Viton-O-Ringe (42 mm) und an der Außenseite eine 5 mm tiefe und 16 mm hohe Nut besitzt, und einem Außenteil, das poliert und mit dem Innenteil verschweißt ist. Die eben angesprochene Nut ist daher völlig umschlossen und nur durch zwei Bohrungen mit M4-Gewinden zu erreichen. Der Kupferblock sorgt für guten Wärmetransport und ist als Kühlkörper eingebaut. Durch die Nut kann die vom Plasmaraum übertragene Wärme schnell an die Luft – oder auch an andere Kühlmittel wie Wasser oder Stickstoff – abgegeben werden. Zur Zeit wird eins der M4-Gewinde als Anschluss der Hochspannung genutzt, da eine Kühlung mit einer Flüssigkeit nicht nötig ist (vgl. ABS. 4.2). Aus demselben Grund wurde auch auf eine Strukturierung der Nut mit Vertiefungen zur Vergrößerung der Kühlfläche verzichtet.

Über und unter dem Kupferkörper (5) sind gleichgeformte Isolatoren aus Macor-Glaskeramik (6, 7), die sich nur in einem Merkmal unterscheiden: In den oberen Ring (6) sind im Winkel von  $180^\circ$  2 Bohrungen mit 7 mm Durchmesser angebracht, die Zugang zu den M4-Gewinden des Kupferkühlkörpers bieten. Diese beiden Isolatoren haben außen einen Absatz, in den passgenau – die Passung ist hier und bei allen in ABS. 3.1 folgenden Beschreibungen immer h7 – ein dritter Isolator aus Macor (8) eingesetzt wird und somit keine direkte Lücke zwischen Kupferkörper und Mantelsystem (9-12) lässt. Er hat die Form eines zylindrischen Ringes mit einer Wanddicke von 2,5 mm.

Die Isolatoren sind eingebaut in einem System aus Deckelflansch (9), Mantel (10) und

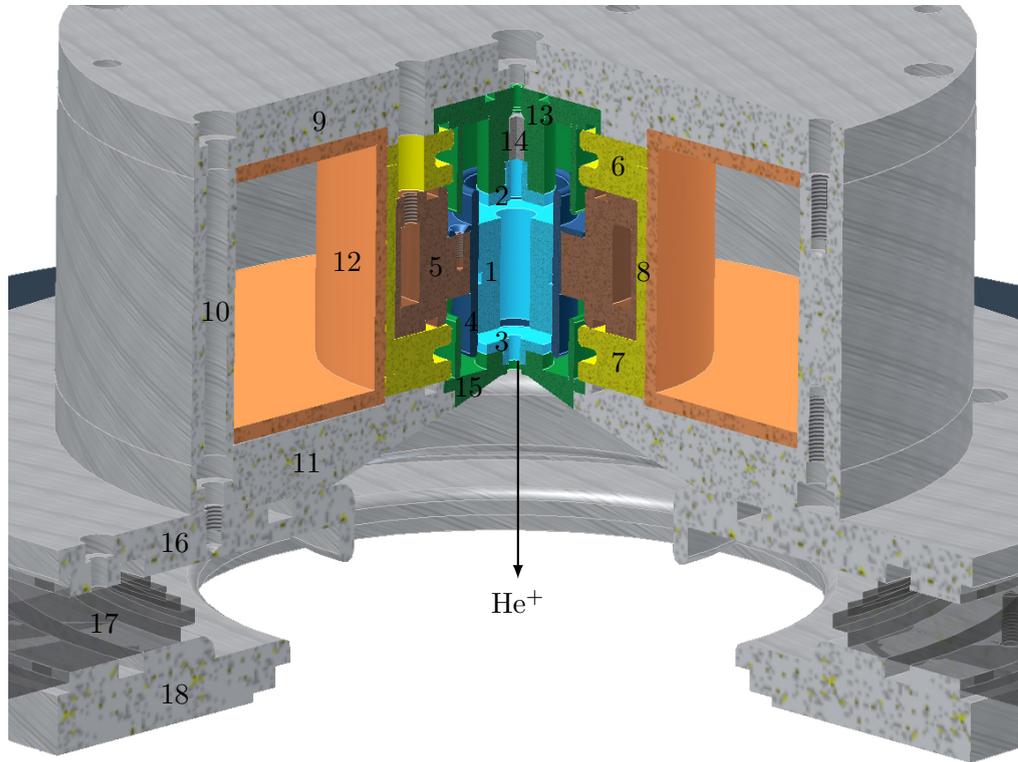


ABB. 3.2: 3/4-Schnitt durch die Konstruktionszeichnung der Penningionenquelle. Sie besteht aus den Elektroden und deren Halterungen (1-5), der Hochspannungsisolierung (6-8) und der Ummantelung des Plasmariums (9-15). Am Abschluss dienen die großen Flansche (16-18) zur elektrischen Isolierung der Quelle und zum Übergang auf das übliche Bauteilringsystem. Aufgrund besserer Anschaulichkeit sind einzelne Teile farblich gekennzeichnet

Unterflansch (11), die gegeneinander verschraubt werden. Sie haben einen Außenradius von  $r = 175 \text{ mm}$ . Innerhalb des Mantels befindet sich ein Spulenkörper (12), der genau um die Isolatoren (6, 7, 8) passt. Im Deckelflansch befinden sich wie im oberen Isolator (6) im  $180^\circ$ -Winkel 7 mm-Bohrungen, um den Kupferkörper erreichen zu können. Zentriert wurde eine Swagelock-Verschraubung verschweißt, durch die das Helium-Gas eingeführt wird. Das Gas durchläuft den Deckelflansch und trifft auf die Magnetkappe (13). Diese besteht aus drei Teilen: auf die Grundfläche, die die Viton-O-Ring-Dichtungsuten (12 mm und 36 mm) und eine zentrierte 2 mm-Bohrung zum Gasdurchlass beinhaltet und in die Vertiefung des Deckelflanschs eingepasst ist, werden ein zylindrischer Ring und die Halterung der oberen Elektrode (2) geschweißt. Die Elektrode wird dabei in die Halterung eingeführt und mit einer Madenschraube befestigt. Das Gas erreicht so den Plasmaraum durch die Propagation via Deckelflansch, Magnetkappe und obere Elektrode. Da bei brennendem Plasma die Gefahr bestünde, dass der komplett lineare Weg des Gases einem explosionsartigen Rückschlag in die Leitungen zur Gasflasche hin Vorschub geben könnte, ist in die

Elektrodenhalterung ein kleiner Zylinder (Durchmesser  $d = 4 \text{ mm}$ , 14) eingebaut, der das Gas nicht gerade, sondern in einer seitlichen Nut ( $\approx 1 \times 0,6 \text{ mm}^2$ ) zum Plasmaraum führt.

Im Plasma werden dann Ionen erzeugt, die durch die untere Elektrode (3) aus der Quelle herausgeführt werden. Diese Elektrode ist wie die obere in einen Halter (15) eingepasst. Der Halter besteht aus zwei Teilen, die verschweißt wurden und enthält einen 4 mm großen Austritt für die Ionen. Am unteren Teil des Halters verbreitert sich der Halter von dem Ionenaustritt innerhalb von 4 mm Höhe auf 32 mm. Diese Schräge wird mit dem gleichen Winkel von dem Unterflansch übernommen und bis zum Abschlussflansch (16) weitergeführt. Mit einem Viton-O-Ring (120 mm) wird er gegenüber dem Unterflansch gedichtet und besitzt einen angeschweißten DN-16KF-Flansch für eine Druckmessröhre.

Die kompletten Bauteile bis hierher werden auf (üblicherweise) 5-35 kV Hochspannung gesetzt. Da der Rest der ISA geerdet ist, muss dieser Teil der Anlage elektrisch isoliert werden. Dazu wird am Abschlussflansch ein Isolierring (17) verschraubt. Der Abschlussflansch mit dem Außendurchmesser von 246 mm ist zur Möglichkeit der Verschraubung größer gewählt als die bisherigen Komponenten, die maximal 175 mm maßen. Der Isolierring ist 19 mm dick, wobei mit Berücksichtigung der Bohrtiefen – es werden VA-Schrauben verwendet – nur noch etwa 10 mm Material als Isolation dient. Zudem ist der Isolationsring mit 320 mm Durchmesser noch einmal größer gewählt als der Abschlussflansch und der Extraktionsflansch (18), der von unten angeschraubt wird – die Bohrlöcher sind um genau den halben Abstand der Bohrlöcher des Abschlussflansches verschoben. Dieser Materialüberstand dient zur Verhinderung von Kriechströmen zwischen Abschluss- und Extraktionsflansch. Der Isolationsflansch wurde zunächst aus Araldite<sup>®</sup> gefertigt, da dies sehr hochspannungssicher ist. Jedoch treten bei ihm schon durch geringe Luftpneinschlüsse oder kleinste Risse frühe Materialermüdungserscheinungen auf, so dass außerdem ein Ring aus Plexiglas gefertigt wurde.

Der Extraktionsflansch liefert den Übergang zu dem in der AG Ehresmann gängigen Bauteilsystem. In ihn werden 4 M10-Gewinde gebohrt, die zur Befestigung der Gewindestangen dienen. Mit diesen kann die elektrostatische Einzellinse verspannt werden, die direkt an den Extraktionsflansch anschließt und im Folgenden beschrieben werden soll.

#### 3.1.2 Elektrostatische Einzellinse

Die elektrostatische Einzellinse formt den Strahl der aus der Penningquelle austretenden  $\text{He}^+$ -Ionen. In einer wie in dieser Arbeit aufgebauten Ionenstrahlanlage wirkt sie auf die Ionen wie eine Sammellinse. Genauere Erklärungen und Simulationen folgen in ABS. 3.2; hier soll zunächst auf die Konstruktion eingegangen werden.

Hauptbestandteil der Einzellinse ist die im Betrieb auf Hochspannung liegende Mittelelektrode (1). Sie besitzt einen Innendurchmesser von 34 mm und hat abgerundete Kanten, durch die starke Streufelder unterdrückt werden. Da jede kleine Änderung des elektrischen Feldes in der Einzellinse große Auswirkungen auf den Strahlengang der Ionen hat und diese besonders an scharfen Ecken und Kanten entstehen, ist es wichtig, alle für den Strahlengang

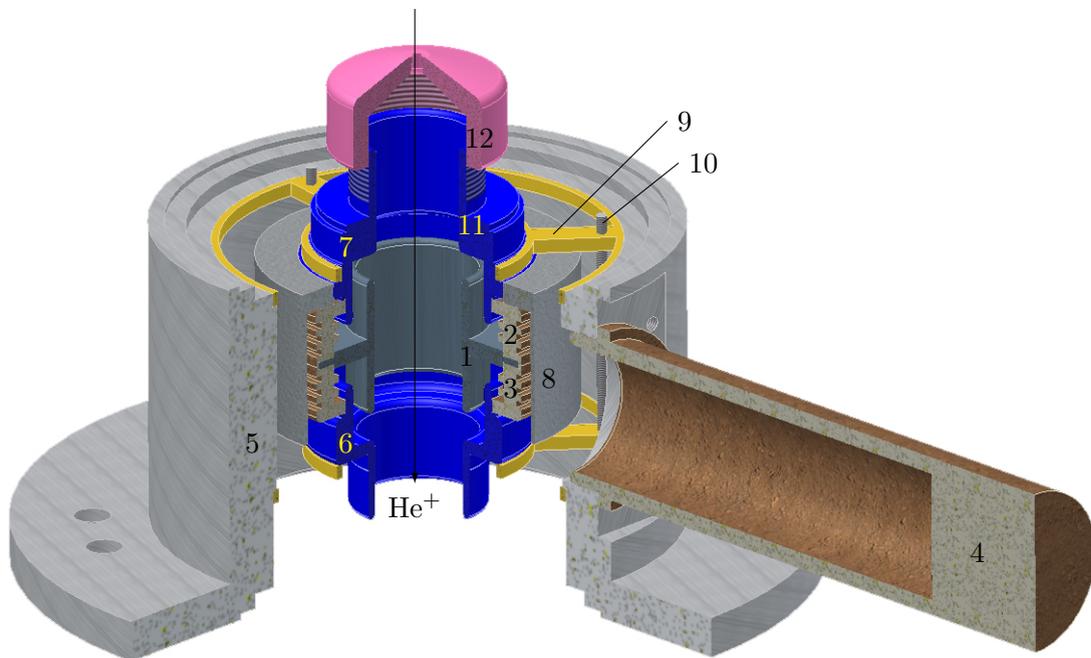


ABB. 3.3: 3/4-Schnitt durch die Konstruktionszeichnung des Bauteilrings, der die elektrostatischen Einzellinse enthält. Das Elektrodensystem – bestehend aus den Elektroden (1, 6+7, 11+12) und deren Isolierung (2+3) – wird dabei in dem Bauteilring (5) verspannt (9+10). Der Seitenzylinder (4) dient als Führung für den elektrischen Anschluss, währenddessen auch ein Schutz vor Röntgenstrahlung (8) eingebaut ist. Aufgrund besserer Anschaulichkeit sind einzelne Teile farbig gekennzeichnet

wichtigen Kanten der Bauteile, die in der Nähe der optischen Achse eingebaut sind, abzurunden und zu polieren. Die Mittelelektrode besitzt einen sich verjüngenden Haltering, der in einer passenden Vertiefung zweier baugleicher, zueinander entgegengesetzt angebrachter Araldite<sup>®</sup>-Isolierkörper (2, 3) endet. Diese schützen das restliche System vor einem elektrischen Kurzschluss der Hochspannung. An der Grenzfläche der beiden Isolierungen, sowie seitlich an dem Haltering der Mittelelektrode dient eine Bohrung, bzw. Gewindebohrung zum Anschluss der Hochspannung. Diese wird per Draht mit einem angelöteten Gewinde durch einen Araldite<sup>®</sup>-Isolierkörper (4) von außen angelegt. Die Isolierung dient dabei zur definierten Führung des (steifen) Drahtes und zur Vergrößerung des Abstandes des Anschlusses von außerhalb der Anlage zum Bauteil, damit kein Kurzschluss mit dem Bauteilring (5) entsteht.

Unterhalb der Isolierung (3) sitzt die untere Elektrode (6), die wiederum abgerundete Kanten besitzt. Sie besitzt den gleichen Innenradius wie die Mittelelektrode. Die Verbreiterung der Form im oberen Teil dient zur Auflagefläche und Zentrierung der angesprochenen Isolierung, die passend aufgesetzt werden kann. Auf der anderen Seite wird die Halterung der oberen Elektrode (7) passend in die Öffnung der Isolierung (2) gesteckt.

Um eventuell auftretende Röntgenstrahlung aufzuhalten, ist um dieses Elektrodensystem – hauptsächlich um die Mittelelektrode – ein Schutz eingebaut. Es handelt sich dabei um einen Hohlzylinder mit geringer Wanddicke (8), der genau um den Halter der oberen Elektrode eingesetzt wird. Dieser besitzt bei 45 mm Außenradius nur eine etwa  $40^\circ$  große Öffnung, durch die der Draht geführt wird, der die Mittelelektrode mit Hochspannung versorgt.

Alle bisher genannten Komponenten – außer dem Araldite<sup>®</sup>-Isolierkörper (4) – werden mit Hilfe von zwei Messingringen (9) zur optischen Achse ausgerichtet. Diese liegen passend auf dem Halter der oberen und der unteren Elektrode und werden mit drei M3-Gewindestangen (10) verspannt. Damit die Halter gegen ein Verrutschen im Bauteilring gesichert sind, wurden darin Stufen eingearbeitet. Sie haben den gleichen Abstand wie die Halteflächen der Elektroden, an denen die Halter aufliegen. Somit kann keine Schräglage des Systems entstehen.

Als Letztes werden die obere Elektrode (11), sowie die Extraktionselektrode (12) auf den Halter der oberen Elektrode gesetzt. Dabei werden Halter und obere Elektrode nicht miteinander verschraubt oder verspannt, da die Elektrode passgenau um 9,5 mm in den Halter versenkt wird. Dies dient ausreichend zur Stabilisierung. Die obere Elektrode hat einen Innendurchmesser von 32 mm und ist somit etwas kleiner als die beiden anderen Elektroden. Außen ist ein großes Gewinde gebohrt – M38 –, worauf die Extraktionselektrode geschraubt wird. Diese besitzt eine 3 mm große Öffnung, durch die die von der Quelle emittierten Ionen geleitet werden. Für den daraus resultierenden Strahlengang ist wichtig, welcher Abstand zwischen Extraktionselektrode und der äußeren Verbreiterung der oberen Elektrode anliegt, da er ein direktes Maß für den nicht messbaren Abstand der Extraktionselektrode zum Auslass der Ionen in der Penningquelle (vgl. ABB. 3.2) ist. Über das Gewinde ist dieser im Weiteren als  $b$  bezeichnete Abstand einfach einzustellen. Er stellt zudem Bedingungen für die Überslagssicherheit, da für  $b \geq 14$  mm Kurzschlüsse mit der auf Hochspannung liegenden Quelle entstehen können, sowie für die Zahl der in die Linse gelangenden Ionen, da für  $b \leq 5$  mm die Divergenz des Ionenstrahls schon groß genug ist, so dass erheblich weniger Ionen in die Einzellinse gelangen [Mar84]. Zwischen diesen Extremwerten ist kein erheblicher Unterschied des Strahlenganges und des Strahlstroms zu erkennen.

#### 3.1.3 Strahlprofilometer

Der von der Quelle erzeugte und von der elektrostatischen Einzellinse geformte Ionenstrahl muss für verschiedene Konfigurationen messbar sein. Dabei ist die Messung des Strahlstroms entscheidend: Zum einen hängt die beim Beschuss eingestrahelte Dosis vom gesamten Strahlstrom ab, zum anderen muss der Ionenstrahl ein homogenes Intensitätsprofil besitzen. Dies bedeutet, dass die Teilstrahlströme zweier gleich großer bestrahlter Flächen gleich groß sein müssen. Während der gesamte Strahlstrom über einen Ablenk Kondensator mit einem Faraday-Cup gemessen wird (ABS. 3.1.4), werden die Strahlprofile mit dem

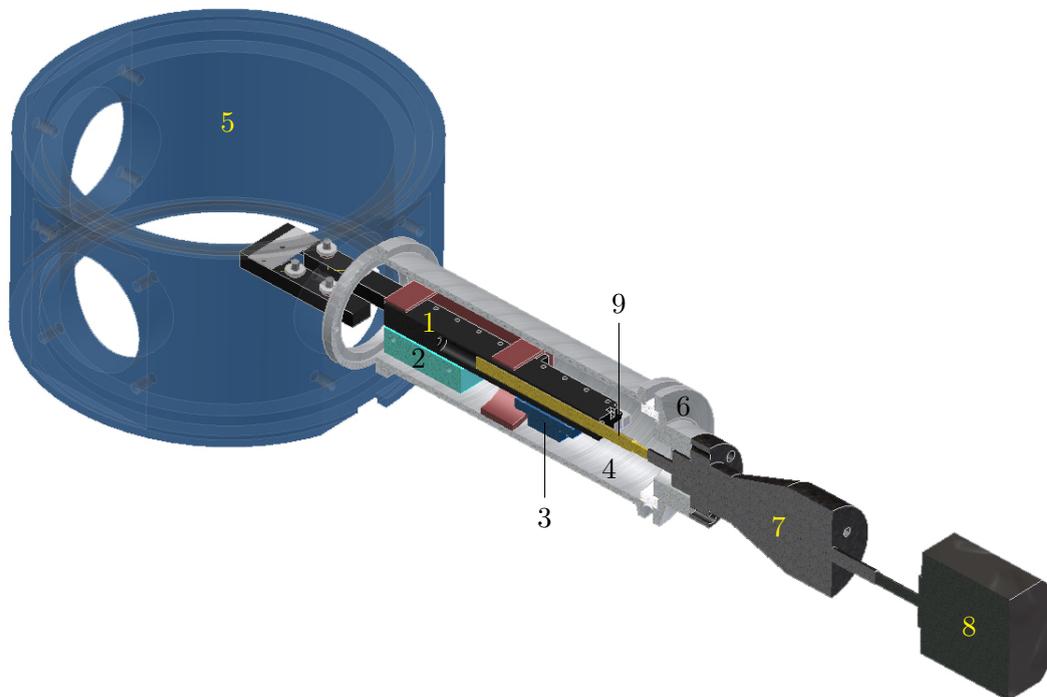


ABB. 3.4: 3/4-Schnitt durch die Konstruktionszeichnung des Bauteilrings, der das Strahlprofilometer enthält. Am Bauteilringsystem (5) ist der Seitenzylinder (4) angebracht, der alle Komponenten zur Längen- und Strahlprofilmessung (1-3, 9) beinhaltet. Über einen KF-Flansch (6) ist die Ansteuerung mit einem Schrittmotor (7+8) geregelt. Aufgrund besserer Anschaulichkeit sind einzelne Teile farblich gekennzeichnet

Strahlprofilometer aufgenommen.

Das Strahlprofilometer besteht aus einem Halter (1), der die einzelnen Komponenten enthält und mit einem kommerziellen Längenmesssystem (Firma *Renishaw*) bis auf  $0,5\ \mu\text{m}$  genau verfahren werden kann. Dieses benötigt ein Maßband, eine feste Auslesestation (2), die die Nullstellung vorgibt, und eine bewegliche Referenz (3). ABB. 3.4 zeigt den gesamten Aufbau mit einem Schnitt durch das Strahlprofilometer. Alle im Vakuum liegenden Komponenten sind in einem Seitenzylinder (4) eingebaut, der verspannt eingebaut wird und damit zur stabilen Führung der Komponenten dient. Er besitzt an einem Ende ein Bauteilfensterabschluss – zum Anbau an den Bauteilring (5) – und am anderen Ende einen DN40-KF-Flansch. Daran wird mit Dichtungsring und Klammerung ein modifizierter Blindflansch (6) gesetzt. In seiner Mitte ist ein zusätzlicher Sockel mit 34 mm Durchmesser und 11 mm Höhe, der in einem DN16-CF-Flansch endet. Mit diesem wird eine kommerzielle, vakuumgedichtete Drehdurchführung (7) verbunden. Um diese nutzen zu können, ist am Blindflansch eine durchgehende Bohrung mit 17,1 mm Durchmesser vorhanden. Über einen Schrittmotor (Firma *NI*, 8) wird die Drehdurchführung angetrie-

ben. Da der Motor fest mit der Drehdurchführung verbunden ist, wurden die Wellen mit einer flexiblen Kupplung verschraubt, so dass kleine Unwuchten der Wellen ausgeglichen werden und nicht störend einwirken. Eine zweite Kupplung wurde am Übergang von Drehdurchführung zur Laufgewindestange (9) benutzt. Diese hat ein M5-Gewinde und läuft in dem Gewinde eines Vakuumbronzekonus, der in eine 6 mm-Bohrung des Halters (1) gepresst ist. Über diesen Mechanismus kann der Motor den Halter in einem Rahmen von 60 mm mit einer Genauigkeit von  $0,5 \mu\text{m}$  verfahren.

Die Bewegung des Halters wird durch ein Laufschiensystem stabilisiert und kontrolliert in einer Richtung gehalten. Auf jeder Seite – parallel zur Richtung der Auslenkung – des Halters ist eine Laufschiene von 100 mm Länge (Firma *Schneeberger*, Typ *R1*, 10) angebracht. Daran anschließend befinden sich zwei weitere Schneeberger-Schienen der gleichen Bauart, die am Rahmen (ABB. 3.5 Nr. 11) befestigt und damit starr verankert sind. Sie sind so angebracht, dass sie in Richtung Bauteilring (und damit in Richtung der optischen Achse des Ionenstrahls) bündig mit dem Rahmen abschließen. An der Seite, an der sie an den Schienen des Halters anliegen, besitzen sie eine Vertiefung. In diesem Zwischenraum läuft ein Käfigsystem, das aus einer Plastikhalterung mit Metallkugeln besteht. In eine dünne, schmale Plastikplatte sind Löcher gebohrt, in denen frei laufende Kugeln eingefasst sind, die mit Widerhaken am Herausfallen gehindert werden. Mit diesen Käfigen laufen die Schienen auf Kugeln und somit fast frei von Reibung. Um kleine Längenmessfehler zu vermeiden und den Halter nach dem Verfahren starr an einer Position zu halten, wird er mit einer Feder versehen, die am Gehäuse fest gemacht wird und somit den Halter auf Zug hält. Dazu ist am Halter hinten eine Aussparung eingearbeitet und ein Steg mit einer kleinen Bohrung gefertigt worden. Dort kann das Ende einer Feder befestigt und mit einem anderen Haken verbunden werden, der wahlweise am Dichtungsring oder dem dazu gehörigen Blindflansch (6) angebracht wird.

In ABB. 3.5 ist eine vergrößerte Darstellung vom Aufbau des Halters und seines Verfahrmechanismus zu sehen. Um das ganze System zu verspannen werden die zwei Arme des Rahmens (11) mit zwei 1 mm dicken, u-förmigen Stegen (12) verschraubt. Da das Längenmesssystem unter Druck eingebaut werden muss und so die Arme des Halters ein wenig spreizen würde, dienen diese Stege auch zum besseren Einbau des Rahmens in den Seitenzylinder, dessen Innen- dem Außendurchmesser des Rahmens exakt entspricht. Zur Befestigung wird der Rahmen dann vakuumseitig mit dem Seitenzylinder verschraubt. Dazu besitzt der Seitenzylinder am Abschluss ein kleineren Ring, an dem der Rahmen anliegt (vgl. ABB. 3.4).

Um den Halter mit den empfindlichen Messkomponenten vor einem zu weiten Verfahren und dadurch entstehenden Schäden zu schützen, ist neben der Referenzmarke des Längenmesssystems ein mechanischer Haltepunkt eingebaut. Am Rahmen befinden sich auf einer Seite zwei Einkerbungen, in die jeweils ein kleiner Quader (13) geschraubt werden kann. Diese stehen infolgedessen genau zwischen den kleinen Außenstegen des Halters (ABB. 3.5 Nr. I) und stoppen den Halter somit in beiden Richtungen. Aufgrund dieser mechanischen Sperre ist der Verfahrweg wie oben beschrieben auf 60 mm beschränkt.

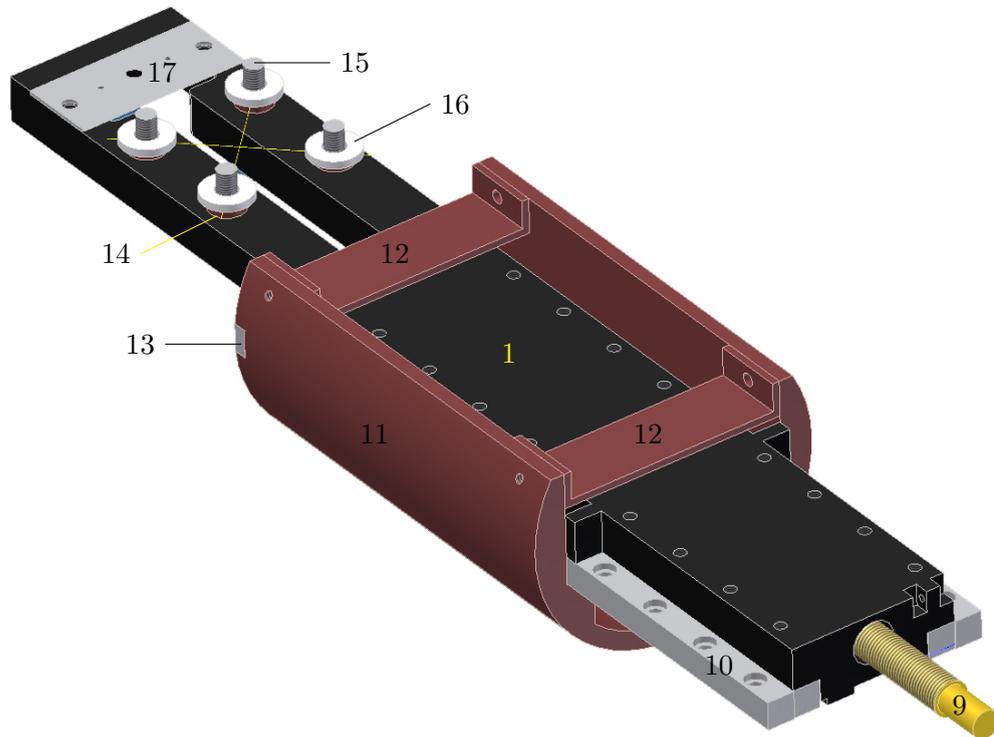


ABB. 3.5: Vergrößerte Ansicht der Komponenten im Seitenzylinder (vgl. ABB. 3.4 Nr. 4). Neben den Komponenten zur Ver-  
spannung (11-13) sind auf dem Halter (1) die für die  
Längenmessung (9+10) und für die Strahlvermessung (14-  
17) benötigten dargestellt. Aufgrund besserer Anschau-  
lichkeit sind einzelne Teile farbig gekennzeichnet

Der Halter ist das Herzstück des Strahlprofilometers. Er ist in ABB. 3.6 detailliert dar-  
gestellt und trägt die Komponenten für die Strahlprofilmessungen. In die 4 Bohrungen (II)  
sind Plastikhülsen (14) gepresst, die ein M3-Innengewinde haben. Sie dienen als Isolierung  
der Gewindestangen (15) gegenüber dem Halter, da eine Strommessung des (Teil-)Strahls  
sonst nicht durchzuführen wäre. Die Gewindestangen werden in die Hülsen geschraubt und  
soweit versenkt, dass ihre Bohrungen genau auf dem Niveau der Plastikhülsebene liegen.  
Dabei handelt es sich um 0,5 mm große, mittig durchgehende Bohrungen, die orthogonal  
zum M3-Außengewinde laufen. Durch die über Kreuz liegenden Bohrungen wird jeweils ein  
20  $\mu\text{m}$ -Draht geführt – die Schreibweise gibt hier und im Folgenden den Drahtdurchmesser  
an –, so dass sich ein Drahtkreuz ergibt (vgl. ABB. 3.6). Um mehr Informationen über das  
Strahlprofil zu bekommen, müssen die Drähte gegeneinander isoliert sein. Daher haben  
zwei der vier Plastikhülsen einen um 0,5 mm höheren Absatz. Zum Spannen des Drahtes  
wird von oben ein Isoliering (16) aufgesetzt, der mit einer Mutter gespannt wird. Der  
Isoliering dient zur Schonung des Drahtes, da dieser durch das Drehen der Mutter beim  
Befestigen zerreißen könnte. An die Gewindestangen werden zudem Kabel zum Erfassen  
der Teilströme befestigt, die über den Bauteilwürfel hinausgeführt werden.

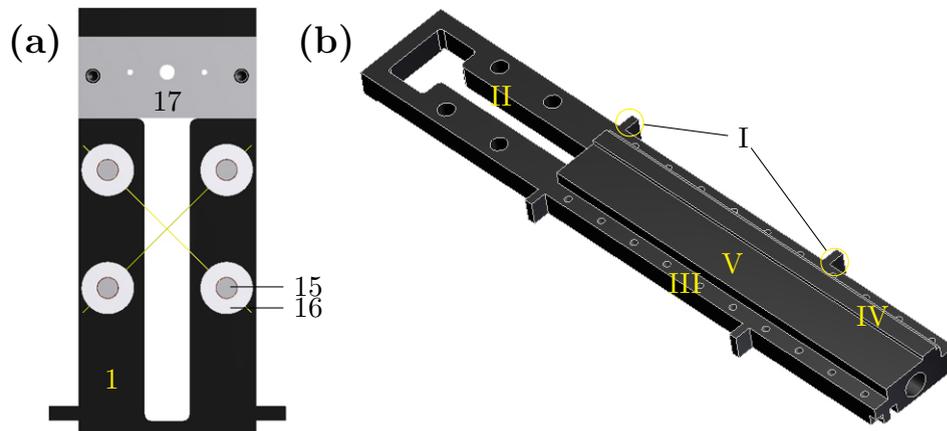


ABB. 3.6: (a) Draufsicht des vorderen Teil des Halters (vgl. ABB. 3.5 Nr. 1) mit Drahtkreuz zur Strahlprofilvermessung (15-17). (b) 3D-Ansicht des Halters von unten mit allen Sockeln (I, IV+V) für das Längenmesssystem und den benutzten Bohrungen (II+III). Aufgrund besserer Anschaulichkeit sind einzelne Teile farbig gekennzeichnet

Damit der Halter sich nicht elektrisch auflädt und beim Beschuss nicht komplett in den Seitenzylinder gefahren werden muss, ist eine T-förmige Materialaussparung vorhanden. Der Ionenstrahl trifft dadurch nicht auf dem Halter auf, sondern geht ohne Berührung durch. Alternativ kann aber auch in Zukunft ein Faraday-Cup eingesetzt werden oder der Strahl mit einer Schneide beschnitten werden – letzteres dient auch zur Strahlprofilvermessung. Dazu sind am vorderen Ende des Halters eine Kante sowie Bohrungen vorhanden. Wie in ABB. 3.6 (a) angedeutet kann dort ein Bauteil (17) mit Schneide und Bohrung (für einen daran anschließenden Faraday-Cup-Unterbau) eingebaut werden.

ABB. 3.6 (b) zeigt den Halter von unten. Dort sind je 10 Bohrungen (III) für die zwei Schneeberger-Schienen zu sehen, sowie die Sockel für die Bauteile der Längenmessung. Der höhere dient dabei zur Befestigung der Referenz im Bereich IV, auf dem anderen (V) wird das mitgelieferte Maßband aufgeklebt. Diese Höhenunterschiede ergeben sich aus den Angaben der benötigten Abstände der Komponenten des Längenmesssystems.

### 3.1.4 Beamblocker mit Faraday-Cup

Neben dem Strahlprofilometer ist in dem Bauteilring ein Kondensator eingebaut, der dazu dient, den Ionenstrahl zur Messung des Strahlstroms in einen Faraday-Cup abzulenken. Dieser Kondensator besteht aus zwei unterschiedlich langen Platten (6 mm und 26 mm, 1, 2), die mit einer Breite von 20 mm und 12 mm Abstand zueinander genug Platz bieten, um den Strahlengang nicht zu blockieren. Dabei wurde jedoch der Abstand der Platten möglichst gering gehalten, damit die Spannung zur Erzeugung des elektrischen Feldes wenige kV nicht übersteigt – Simulationen bzgl. der zum Ablenken benötigten Spannung sind in ABS. 3.2 zu finden. Beide Elektroden des Kondensators werden mit den

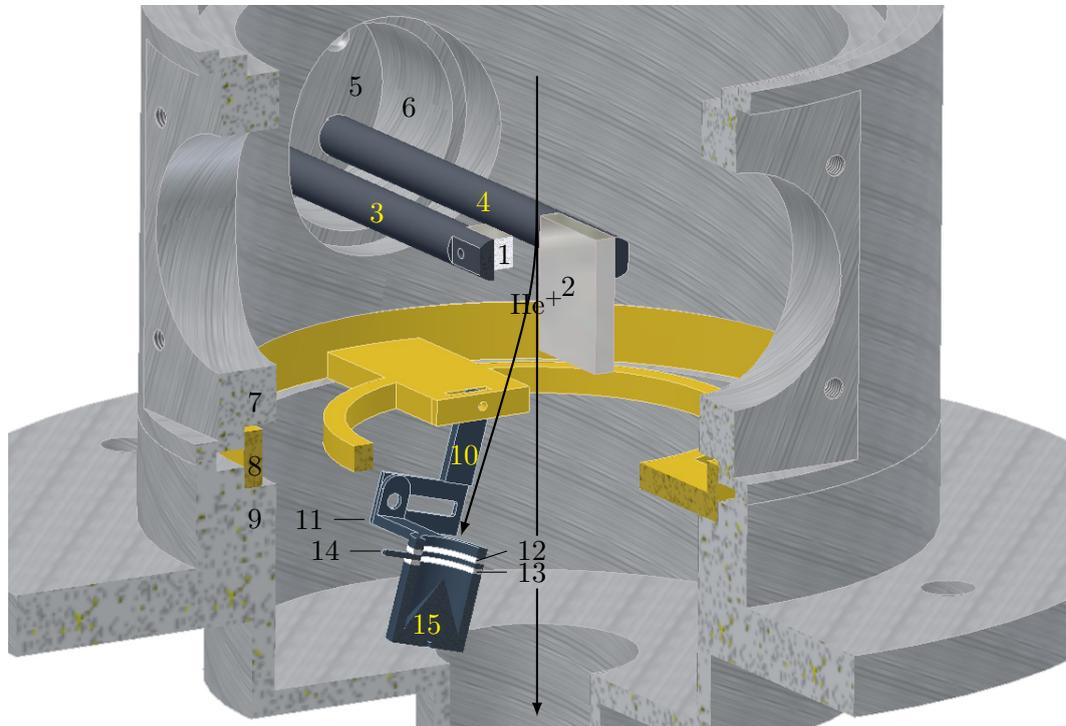


ABB. 3.7: 3/4-Schnitt durch den Aufbau der Apparatur zur Strahlstrommessung. Diese besteht aus dem inhomogenen Kondensator mit Halterungen (1-6), sowie einem Faraday-Cup (10-15), der über einen Dichtring (8) am Bauteilsystem (7+9) angebracht ist. Eingezeichnet ist der Strahlengang der Ionen bei ein- und ausgeschaltetem Kondensator. Aufgrund besserer Anschaulichkeit sind einzelne Teile farblich gekennzeichnet

abgeflachten Enden von Plastikstangen (3, 4) verschraubt. Diese dienen zur Isolation des Kondensators von der geerdeten Anlage und werden an einem Halter (5) verschraubt. Damit ein Verdrehen der beiden Stangen und der daran hängenden Elektroden unmöglich wird, sind die Enden der Plastikstangen mit einer Nut versehen, so dass sie nur in einer Stellung befestigt werden können. Zudem sind beide Stangen unterhalb der Mitte des Halters montiert, damit kein Platzkonflikt mit dem Strahlprofilometer (ABS. 3.1.3) entsteht. Der Abstand zwischen Kondensator und Strahlprofilometer beträgt somit 3 mm.

Der Halter samt Stangen passt genau in einen Topf (6), der wie ein Bauteilfenster mit Viton-O-Ringen gedichtet werden kann – vergleichbar mit dem Seitenzylinder des Strahlprofilometers (ABS. 3.1.3). Dort wird er verschraubt und die gesamte Konstruktion an den Bauteilring (7) angeflanscht. In ein Bohrloch mit 9,6 mm Durchmesser wird mit Hilfe von Zweikomponenten-Kleber (Firma *Huntsmann*, Produkt *Araldite*<sup>®</sup> 2000+) eine BNC-Durchführung vakuumdicht verklebt. Ein Draht dient zur Verbindung des BNC-Steckers mit der längeren Elektrode (2).

Der zum Kondensator gehörige Faraday-Cup ist an dem Dichtring (8) zwischen Bauteil-

ring (7) und Übergangsflansch (9) angebracht. Im Gegensatz zu den üblichen Dichtringen, die aus Messing gefertigt sind, besteht dieser Dichtring aus Aluminium und besitzt einen zusätzlichen, zum Strahlengang zentrierten Ring mit dem Innendurchmesser 72 mm. An diesem befindet sich ein Steg mit einem Schlitz, in den ein Halter (10) geschraubt wird. Dieser legt den Winkel des Faraday-Cups zum Strahlengang fest. Zur genauen Ausrichtung besitzt auch dieser einen Schlitz, in den ein weiterer Halter (11) verschraubt wird. Dieser dient zum lateralen Verschieben des Faraday-Cups. Mit diesen beiden Haltern ist die genaue Ausrichtung auf den durch den Kondensator abgelenkten Ionenstrahl möglich. Der zweite Halter (11) ist direkt mit dem Ring zur Halterung des eigentlichen Faraday-Cups verbunden. Sowohl dieser Ring, als auch die Keramik-Isolierscheiben (12, 13), die Repellerblende (14) und der Becher (15) haben einen Innendurchmesser von 12 mm. Mit dieser Größe sind auch Messungen von breiteren Ionenstrahlgängen machbar. Die Repellerblende, die zwischen den 1 mm dicken Keramikscheiben verklebt und damit isoliert ist, hat einen kleinen Steg, der zur Befestigung eines Drahtes zur Spannungsversorgung dient. Sie wird auf ein Feld von etwa -300 V gelegt, damit keine Verfälschung des Strahlstromes durch Emission von Elektronen beim Auftreffen der Ionen entsteht. Als letztes wird der Becher angeklebt. Er enthält einen passgenauen Kegel, der die Ionen, die reflektiert werden, definiert an die Wände des Bechers führt, damit kein Ion durch 180°-Reflektion wieder aus dem Faraday-Cup gelangt. Im Becher ist eine Gewindebohrung von unten angebracht, mit der der Strahlstrom gemessen werden kann.

## 3.2 Simulationen des Strahlengangs der He-Ionen

Nachdem die Komponenten der neuen ISA nun konstruiert sind, soll die Flugbahn der He<sup>+</sup>-Ionen durch das Simulationsprogramm [SimIon] berechnet werden. Damit kann man erste, fundierte Anhaltspunkte für Beschussparameter und die Strahlhomogenität bekommen. Um die Simulationen laufen zu lassen, mussten zunächst der Grundriss der ISA mit Geometrie-Dateien erstellt werden, die in [SimIon] geladen werden können. Der Aufbau der Dateien soll hier nicht weiter beschrieben werden und es wird auf die von [SimIon] mitgelieferten Hilfedateien und Beschreibungen verwiesen. Mit Hilfe dieser Dateien können Informationen der Geometrie und des Potentials der Komponenten in das Programm übertragen werden. Dabei sind sowohl planare (quaderförmige) als auch zylindrische Geometrien möglich. Für die neue ISA wurden folgende Komponenten erstellt: die Extraktionsöffnung der Quelle und die elektrostatische Einzellinse (zylindrische Geometrie), Ablenk Kondensator mit Faraday-Cup und 8 × 8 mm<sup>2</sup>-Blende (planare Geometrie) und die Probenebene (planare Geometrie). Alle anderen Komponenten wurden aufgrund ihrer Irrelevanz für den Strahlengang der Ionen weggelassen. Während die Geometrien nun für den Rest des Absatzes fest gehalten wurden, waren die Potentiale variabel.

Für jedes angelegte Potential wurde mit [SimIon] das elektrische Feld und dessen Potentiallinien berechnet. In ABB. 3.8 sind für die Extraktionsöffnung der Quelle und die elektrostatische Linse die Potentiallinien gezeigt, deren Abstand 0,5 kV bedeutet. Dabei

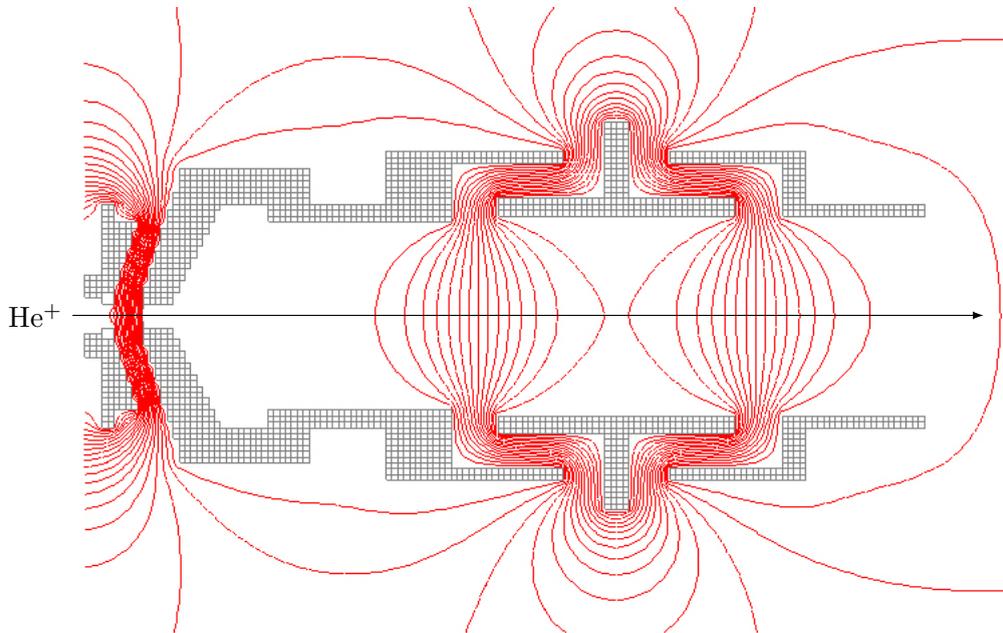


ABB. 3.8: Simulation der elektrischen Feldlinien der elektrostatischen Einzellinse mit Extraktionsöffnung der Quelle. Die Geometrie der Apparatur ist grau dargestellt, die Potentiallinien des elektrischen Feldes verlaufen dazwischen und sind rot gekennzeichnet. Dabei entspricht der Abstand zweier Potentiallinien einem Abfall des Feldes um 0,5 kV. Während die Quelle in der Simulation auf 10 kV und die Mittelelektrode auf 8 kV liegt (für Bezeichnungen der Komponenten vgl. ABS. 3.1), ist die restliche Apparatur geerdet (0 kV)

liegt die Quelle auf 10 kV – dies gilt für den gesamten Absatz – und die Mittelelektrode der Linse auf 8 kV, was bei den alten ISA etwa dem Wert entspricht, bei dem der Strahlstrom maximal wird. Treten nun aus der Quelle Ionen aus, so werden sie auf kurzer Strecke beschleunigt und treten in die elektrostatische Linse ein. Während die Ionen, die genau auf der optischen Achse fliegen, zur Mittelelektrode hin nur abgebremst und danach beschleunigt werden, verläuft der Weg für die anderen Ionen nicht linear. Durch das Potential der Linse und den vorhandenen Feldgradienten werden die positiv geladenen He-Ionen zur optischen Achse gedrängt. Die elektrostatische Linse wirkt damit bei positivem Potential an der Mittelelektrode als Sammellinse.

Für verschiedene Einstellungen des Potentials der Einzellinse wurde nun der Strahlengang zur Probe betrachtet. Dazu wurden zusätzlich der Ablenkkondensator und die Probe in die Simulation eingebaut. Am Ablenkkondensator wurde noch keine Spannung angelegt. Die Abstände der Komponenten entsprechen den in den Konstruktionen festgelegten oder – im Fall der Probenposition – der etwaigen Entfernung von der Blende, die von den Maßen der ALICE-Kammer [GNZ03] abhängt und auf etwa 320 mm abgeschätzt wurde. Ausnahme bildet hierbei der Faraday-Cup, dessen Maße nicht denen aus der Konstrukti-

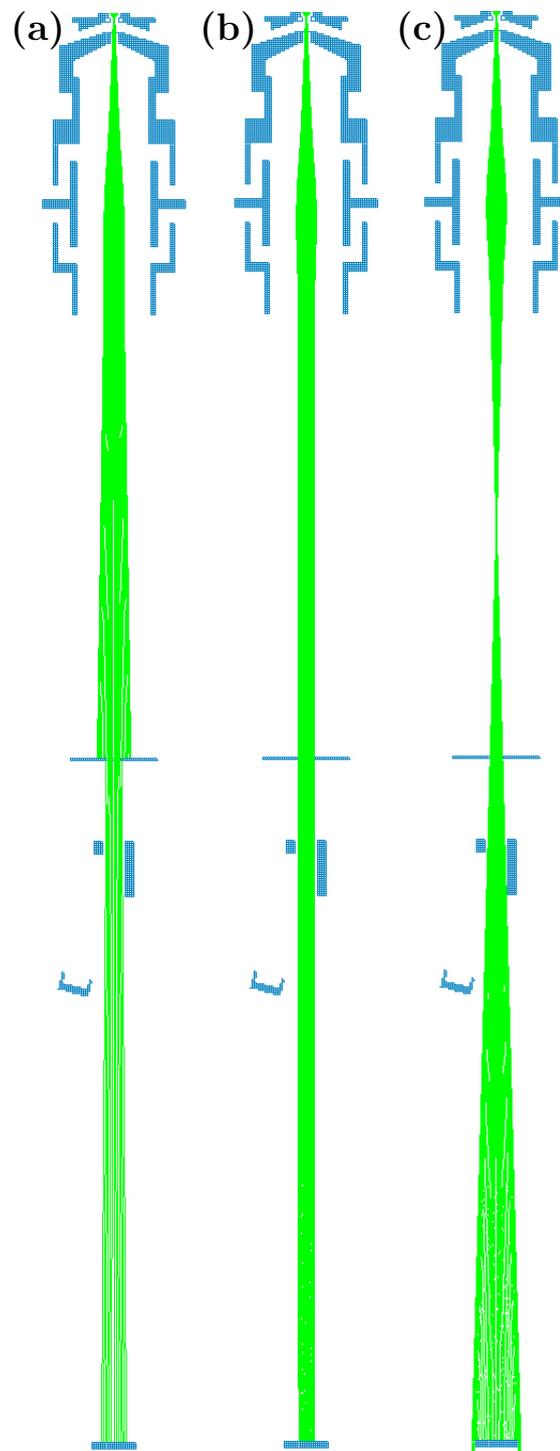


ABB. 3.9: Simulation der Flugbahn der  $\text{He}^+$ -Ionen bei unterschiedlicher Linsenspannung  $U_L$ : (a) 6 kV, (b) 7 kV, (c) 8 kV. Die für den Strahlengang wichtigen Komponenten sind maßstabsgetreu dargestellt: Elektrostatische Linse, Blende, Ablenkkondensator (hier ungeladen) und Probe. Es wurden Flugbahnen von 41 Ionen (Masse 4 amu) berechnet. Als Start der Flugbahnen diente ein 4 mm großes Feld direkt an der Quelle mit äquidistanter Verteilung der Startpunkte

on entsprechen, da er sonst von dem Programm aufgrund der geringen Wanddicke nicht dargestellt werden könnte. Jedoch wurde der Abstand vom Kondensator und die Öffnung exakt übernommen. Für jede Geometriedatei mussten die elektrischen Felder und Potentiallinien einzeln berechnet werden, die Berechnung eines Gesamtpotential war aufgrund der unterschiedlichen Geometrien (planar und zylindrisch) nicht möglich. Für die Berechnung der Flugbahnen wurden einfach geladene Ionen mit der Masse 4 amu und der kinetischen Anfangsenergie 4 eV, durch die eine Startgeschwindigkeit parallel zur optischen Achse geschafft wird, simuliert. Über 4 mm äquidistant vor der und parallel zur Extraktionsöffnung verteilt wurden die Startpunkte der 41 Ionen gesetzt. Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Ionen werden dabei vernachlässigt.

ABB. 3.9 zeigt den Strahlengang durch die ganze Anlage für 3 verschiedene Linsenspannungen: für  $U_L = 6 \text{ kV}$  (a),  $U_L = 7 \text{ kV}$  (b) und  $U_L = 8 \text{ kV}$  (c). Alle drei Einstellungen unterscheiden sich stark voneinander. Dabei sind 3 Bereiche von Bedeutung: Der Strahlengang nach der Einzellinse, die Strahlbescheidung durch die Blende und die Größe des Auftreffbereichs auf der Probe.

Der Strahlengang nach der Linse hängt besonders von dem an der Einzellinse anliegenden Potential ab. Je größer das Potential, desto konvergenter ist der Strahl. Für 6 kV reicht das Potential nicht aus, um einen konvergenten Strahlengang zu erzeugen. Er divergiert sogar noch leicht, während er für 8 kV zu stark konvergiert. Hierbei gibt es eine Überkreuzung der Ionentrajektorien, also einen Fokus. Dies birgt zusätzliche Schwierigkeiten, da sich die geladenen Ionen sehr nahe kommen und dadurch stark miteinander wechselwirken können, was bei den Simulationen nicht berücksichtigt wurde. Da sowohl divergente als auch konvergente Strahlen zu einer Verbreiterung (oder Verengung) des Strahlenganges nach der Blende führen, sind sie zu meiden, damit man einen homogenen Strahl auf der Probenebene erhält. Um dies umzusetzen, wird ein Strahlengang aus möglichst parallelen Flugbahnen der Ionen benötigt. Mit der Linsenspannung  $U_L = 7 \text{ kV}$  wird ein annähernd paralleler Strahlengang erreicht.

Der Strahlengang nach der Linse ist entscheidend für das Auftreffen des Strahls auf der Blende. Sowohl die Simulation mit 7 kV als auch die mit 8 kV haben einen zu schmalen Strahl auf Höhe der Blende. Der Durchmesser beträgt nur etwa 7,5 mm bzw. 6 mm. Einzig der divergente Strahlengang der Simulation mit  $U_L = 6 \text{ kV}$  reicht aus, um die Blende voll auszuleuchten und den Strahl auf die Größe  $8 \times 8 \text{ mm}^2$  zu beschneiden.

Trotz der ausreichenden Strahlbreite für die Blende, ist eine Linsenspannung von 6 kV nicht geeignet, da auch die durch die Blende hindurchgehenden Strahlen divergent sind. Der Strahl verbreitert sich nach der Blende um etwa 3,5 mm in beiden Richtungen auf  $11,5 \times 11,5 \text{ mm}^2$ . Da die Blendengröße dem Auftreffbereich auf der Probe entsprechen soll, ist dies ein unzureichendes Ergebnis. Eine noch größere Divergenz nach der Blende ist bei der Simulation mit 8 kV zu sehen. Die Fokussierung des Ionenstrahls durch die Einzellinse bewirkt die Überkreuzung der Strahlen und eine daraus folgende, danach erscheinende Divergenz. So kommen zwar alle Ionen durch die Blende, aber der Strahl fächert so weit auf, dass auf Probenebene die Wechselwirkungsfläche größer als die Probe selbst ist, die  $20 \times$

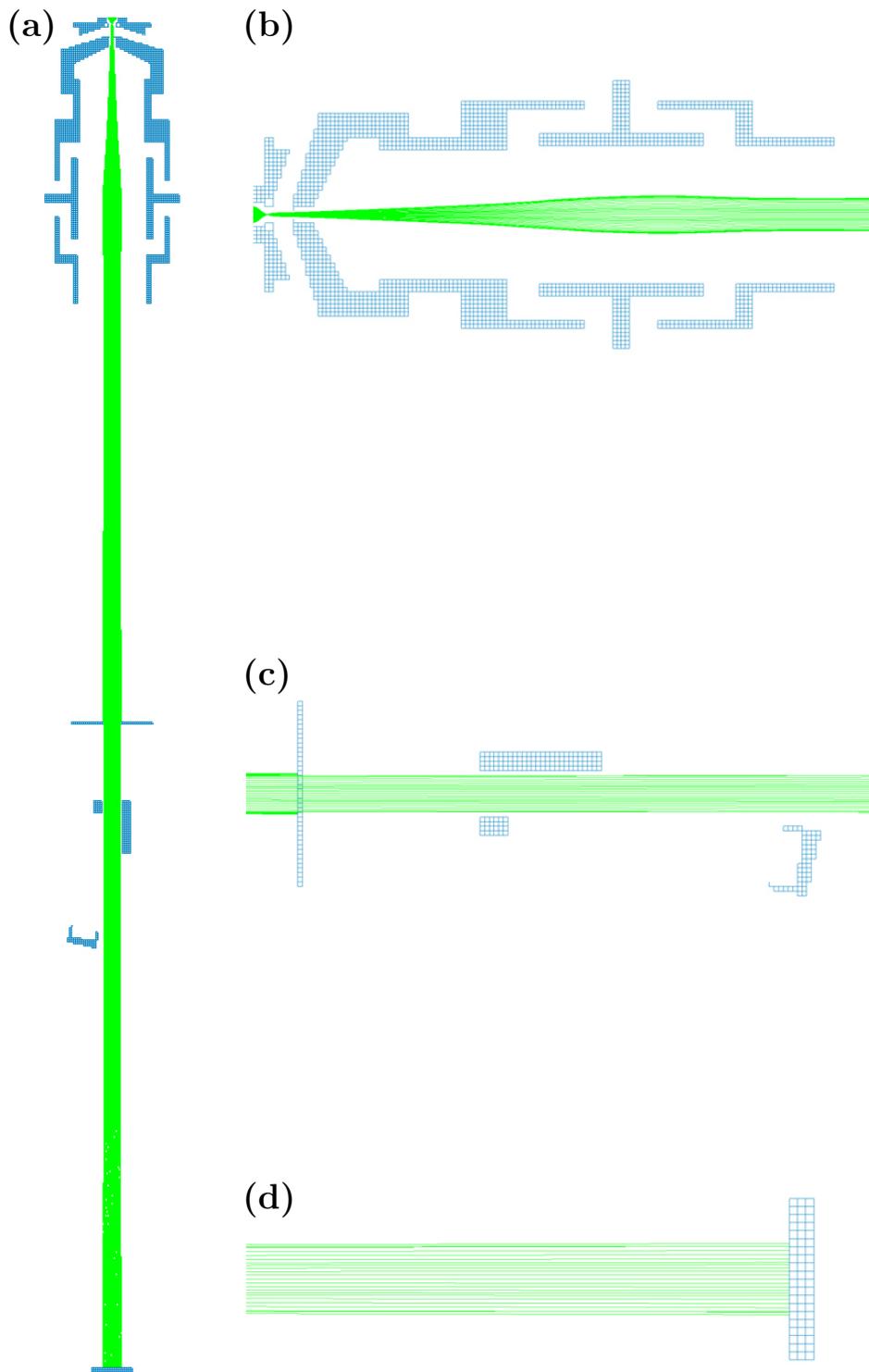


ABB. 3.10: (a) Simulation der optimalen Flugbahn der  $\text{He}^+$ -Ionen bei der Linsenspannung  $U_L = 6,85 \text{ kV}$ . Die für den Strahlengang entscheidenden Stellen sind vergrößert: (b) Elektrostatische Linse, (c) Blende und (ungeladener) Ablenkondensator, (d) Probe. Es wurden Flugbahnen von 41 Ionen (Masse 4 amu) berechnet. Als Start der Flugbahnen diente ein 4 mm großes Feld direkt an der Quelle mit äquidistanter Verteilung der Startpunkte

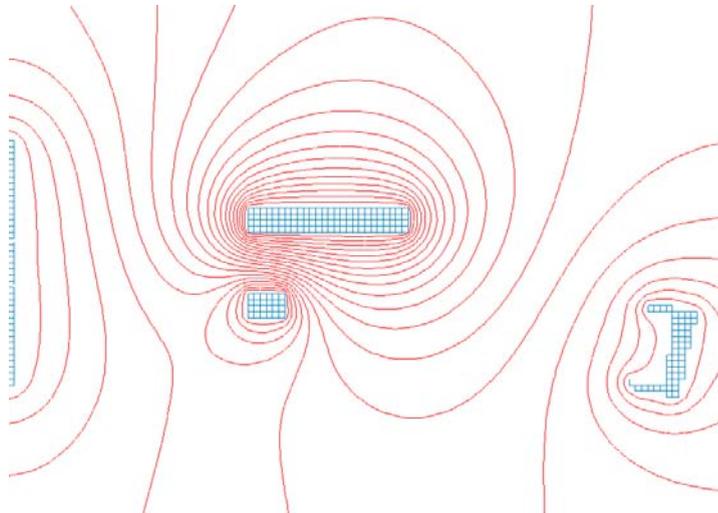


ABB. 3.11: Simulation der elektrischen Feldlinien des Ablenkkondensators. Die Geometrie der Apparatur ist blau dargestellt, die Potentiallinien des elektrischen Feldes verlaufen dazwischen und sind rot gekennzeichnet. Dabei ist der Abstand zweier Potentiallinien ein Abfall des Feldes um 0,1 kV. Bis auf die auf 2 kV liegende große Kondensatorplatte sind alle Komponenten geerdet

20 mm<sup>2</sup> misst. Das beste Ergebnis liefert hierbei die Simulation mit 7 kV. Ihr Strahldurchmesser verändert sich gegenüber der Blende (7,5 mm) nur wenig: Auf Probenebene beträgt er 7 mm. Da aber die Blende den Strahl nicht beschneidet, ist der Strahl auf Probenebene nicht homogen: In der Strahlmitte treffen weniger Ionen auf als am Rand.

Wegen der großen Divergenz der Trajektorien mit 6 kV Linsenspannung und der zu kleinen Strahlbreite an der Blende bei 7 kV Linsenspannung muss die optimale Einstellung der Linsenspannung zwischen diesen beiden Werten liegen. ABB. 3.10 (a) zeigt die Simulation der Flugbahnen für den optimalen Fall. Dabei wurde die Linsenspannung auf 6,85 kV festgesetzt und der Ablenkkondensator ungeladen gelassen. Um das Verhalten des Ionenstrahls in den wichtigen Bereichen genauer beobachten zu können, sind diese vergrößert dargestellt (b-d).

Durch die verschiedenen Startpositionen der einzelnen Ionen kommt in der Linse ein leicht divergenter Strahl an. Die Linsenspannung von 6,85 kV bewirkt, dass die Divergenz einem gut parallelem Strahl von 8,2 mm Durchmesser weicht. Durch die Linse kommt dennoch eine Inhomogenität in den Strahl. Während die einzelnen Flugbahnen in der Strahlmitte sehr äquidistant ( $\hat{=}$  einem homogenen Strahl) sind, sammeln sich in einem Bereich, der vom Rand des Strahls bis zu 0,3 mm misst, übermäßig viele an (b). Dieser inhomogene Teil des Strahls wird von der Blende abgeschnitten (c), weil der Strahl leicht divergiert: Vom Ende der elektrostatischen Einzellinse bis hin zur Blende vergrößert sich der Strahldurchmesser von 8,2 mm auf 8,8 mm. Für die Homogenität des Strahls ist diese Divergenz enorm wichtig, daher darf keine höhere Linsenspannung als die 6,85 kV angelegt

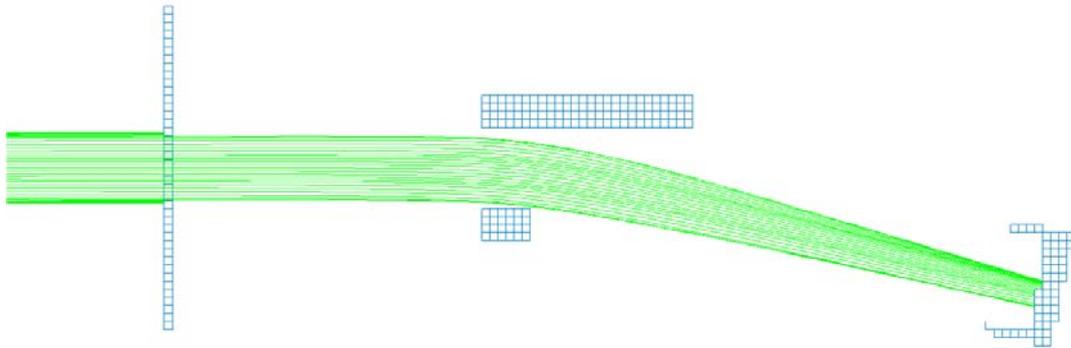


ABB. 3.12: Simulation des Strahlenganges der  $\text{He}^+$ -Ionen im Bereich des Ablenkkondensators, dessen längere Platte auf 2 kV Hochspannung liegt. Es wurden Flugbahnen von 41 Ionen (Masse 4 amu) berechnet. Der Weg bis zur Blende und die angelegte Linsenspannung entspricht ABB. 3.10

werden. Zudem wird der Strahl durch die Beschneidung noch homogener, da die besonders divergenten Randbereiche des Strahls abgeschnitten werden. Bis zur Probe hin vergrößert sich der Durchmesser nur noch auf 8,6 mm. Auf Probenebene ist die gute Homogenität zu erkennen (d), die wesentlichen Einfluss auf die Güte der Messungen des beschossenen Bereichs hat.

Aus vorhergehenden Testsimulationen ist bekannt, dass man einen noch homogeneren Strahl durch das Einfügen einer zweiten Linse – ähnlicher bis analoger Aufbau zur ersten Linse – mit Anlegen einer Spannung um 4 kV oder durch eine Verkürzung des Abstandes von Blende zur Probe erreichen würde. Das eine ist jedoch aus Platzgründen nicht machbar, das andere wegen der festgelegten Maße der ALICE-Kammer nicht möglich.

Um den Strahlstrom des Ionenstrahls zu messen, muss dieser mit Hilfe des Ablenkkondensators in den Faraday-Cup gelenkt werden. Dazu wird an die längere Kondensatorplatte eine Spannung von 2 kV angelegt. ABB. 3.11 zeigt die Potentiallinien des elektrischen Feldes analog zu ABB. 3.8. Hierbei stellt der Abstand zweier Potentiallinien ein Gefälle von 0,1 kV dar. Man sieht eine deutliche Inhomogenität des Feldes, sobald nur ein kleines Stück aus dem Bereich zwischen den Platten heraus gegangen wird. Da die positiv geladenen Ionen versuchen, sich gemäß dem Feldgradienten und damit senkrecht zu den Potentiallinien zu bewegen, bewirkt das inhomogene, elektrische Feld eine Ablenkung des Strahls in Richtung Faraday-Cup. Dieser ist dabei um  $12^\circ$  aus der optischen Achse herausgedreht. Drehpunkt ist der Schnittpunkt der optischen Achse mit der Kondensatoranfangsebene.

Der Strahlengang der Ionen mit auf Spannung liegendem Ablenkkondensator ist in ABB. 3.12 zu sehen. Dabei wurden die gleichen Einstellungen der Ionen und Startpunkte genutzt wie bei der obigen Simulation mit optimaler Linsenspannung  $U_L = 6,85$  kV. Die Flugbahnen vor der Blende entsprechen exakt denen aus ABB. 3.10, da an der Geometrie und der Linsenspannung ebenfalls keine Veränderung vorgenommen wurde. Der Ionenstrahl wird wie erwartet abgelenkt und durch die Inhomogenität des elektrischen

Feldes zusätzlich fokussiert. So misst der Strahl beim Auftreffen im Faraday-Cup mit etwa 4,5 mm nur gut die Hälfte des Strahldurchmessers direkt hinter der Blende. Es könnten somit auch die Strahlströme größerer Strahlquerschnitte als  $8 \times 8 \text{ mm}^2$  gemessen werden. Gewisse Grenzen zeigen jedoch sowohl der Abstand der Kondensatorplatten, als auch die Länge der kurzen Kondensatorplatte auf. Gerade letztere sollte für die Konfiguration aus ABB. 3.12 nicht zu lang sein, da sonst ein Teil des Ionenstrahls durch die starke Ablenkung auf die eine Kondensatorplatte trifft. Um diesem Effekt vorzubeugen, reicht das Anlegen einer Spannung von knapp unter den gezeigten 2 kV.

Die optimalen Einstellungen der ISA – Linsenspannung  $U_L = 6,85 \text{ kV}$  und  $U_{Kond} \approx 2 \text{ kV}$  bei dem Winkel  $\alpha = 12^\circ$  des Faraday-Cups – für einen 10 kV-He-Ionenbeschuss sind nun aus den Simulationen bestimmt worden. Da, z.B. durch die bei der Simulation nicht beachtete Wechselwirkung der Ionen untereinander, zwischen Realität und Simulation Abweichungen auftreten können, müssen diese natürlich nach Aufbau der Anlage durch Messungen bestätigt werden.

### 3.3 Messgeometrie

Sowohl die zukünftigen Messungen der neuen ISA, als auch die in KAP. 5 diskutierten Messungen eines Multilayer-Schichtsystems werden mit Synchrotronstrahlung durchgeführt. Am Elektronenspeicherring BESSY II (Berlin) kann an dem Strahlrohr UE56/2-PGM2 mit Hilfe der ALICE-Kammer [GNZ03] mit resonanter, magnetischer Röntgenreflektometrie (XRMS) experimentiert werden. In diesem Kapitel wird kurz auf die Erzeugung der Synchrotronstrahlung und den Aufbau des relevanten Strahlrohres bei BESSY II eingegangen. Der Schwerpunkt liegt dann auf der Beschreibung des Messaufbaus in der ALICE-Kammer.

#### Erzeugung von Synchrotronstrahlung

Bei BESSY II werden Elektronenpakete durch eine Kombination aus Beschleunigern auf eine Geschwindigkeit  $v$  nahe der Lichtgeschwindigkeit  $c$  gebracht. Haben die Elektronen die erwünschte Geschwindigkeit  $v \approx c$  erreicht, wird das Elektronenpaket in den Speicherring geführt. Dort ändern wiederum Ablenkmagnete die Bahn der Elektronen, so dass diese im Ring kreisen.

Beschleunigte elektrische Ladungen strahlen elektromagnetische Wellen ab. Ist ihre Geschwindigkeit weit unter der Lichtgeschwindigkeit ( $v \ll c$ ), so genügt die Winkelverteilung der abgestrahlten Leistung  $P$  der des Hertzschen Dipols:

$$\frac{\partial P}{\partial \Omega} = \frac{e^2}{16\pi^2 \epsilon_0 m_0^2 c^3} \left( \frac{\partial \vec{p}}{\partial t} \right)^2 \sin^2 \Phi \quad (3.1)$$

wobei  $e$ ,  $m_0$  und  $p$  die elektrische Ladung, die Ruhemasse und der Impuls der Elektronen,  $t$  die Zeit und  $\Omega$  ( $\Phi$ ) der Raumwinkel (Winkel zur Dipolachse) sind. Da die Dipolachse

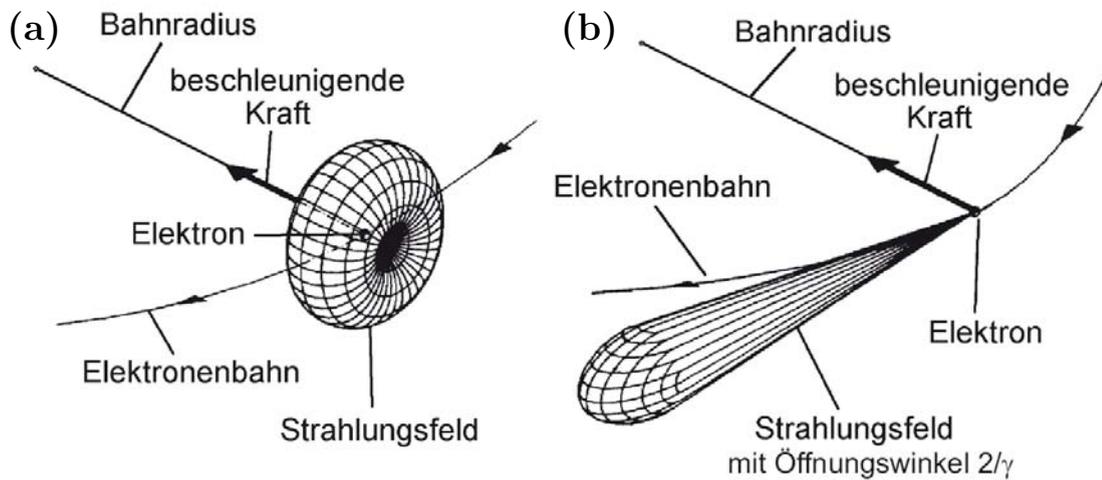


ABB. 3.13: Abstrahlungsverteilung der elektromagnetischen Wellen eines geladenen, nichtrelativistischen ( $v \ll c$ , a), bzw. relativistischen ( $v \approx c$ , b) Teilchens, das eine Beschleunigung senkrecht zur Propagationsrichtung erfährt (nach [Wil92])

parallel zur Beschleunigung liegt, kommt es bei einer Kreisbewegung wie hier zur Emission der Strahlung in der Geschwindigkeitsrichtung der Elektronen. ABB. 3.13 (a) zeigt diese Verteilung. Hat man nun aber relativistische Teilchen ( $v \approx c$ ), so muss man mit dem Impuls  $p$  aus Gl. (3.1) eine Lorentz-Transformation durchführen. Dadurch ändert sich die Verteilung zu einem scharfen Strahlungskonus in Bewegungsrichtung (ABB. 3.13 b). Der Öffnungswinkel  $\frac{2}{\gamma}$  errechnet sich dabei mit der Gleichung

$$\frac{2}{\gamma} = 2 \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \quad (3.2)$$

Um eine noch bessere Bündelung der Abstrahlung zu bekommen werden Undulatoren benutzt. Ein Undulator besteht aus mindestens zwei periodisch (Periode  $\lambda$ ) gebauten Magnetstrukturen, die ein periodisches Magnetfeld aufbauen. Die Elektronen werden durch dieses Feld auf eine sinusförmige Bahn gezwungen und emittieren aufgrund einer permanenten Richtungsänderung Synchrotronstrahlung. Ist die Bewegung der Elektronen klein, so haben die Abstrahlungsfelder auch einen kleinen Öffnungswinkel. Die parallel zur ursprünglichen Bewegungsrichtung der Elektronen emittierten Strahlungskegel überlagern sich kohärent und werden in die Strahlrohre geführt. Neben diesem Aspekt dient der Undulator auch zur Strahlpolarisation. Durch das Verschieben der Magnetstrukturen des Undulators gegeneinander kann der Synchrotronstrahl sowohl linear (vertikal und horizontal), als auch zirkular (rechts und links) polarisiert werden. Für das Strahlrohr UE56/2-PGM2, worauf sich alle weiteren Beschreibungen beziehen, ist der Undulator mit zwei verschiedenen Einstellungen in ABB. 3.14 gezeigt.

Weitere, genauere Einführungen in die Erzeugung der Synchrotronstrahlung sind in

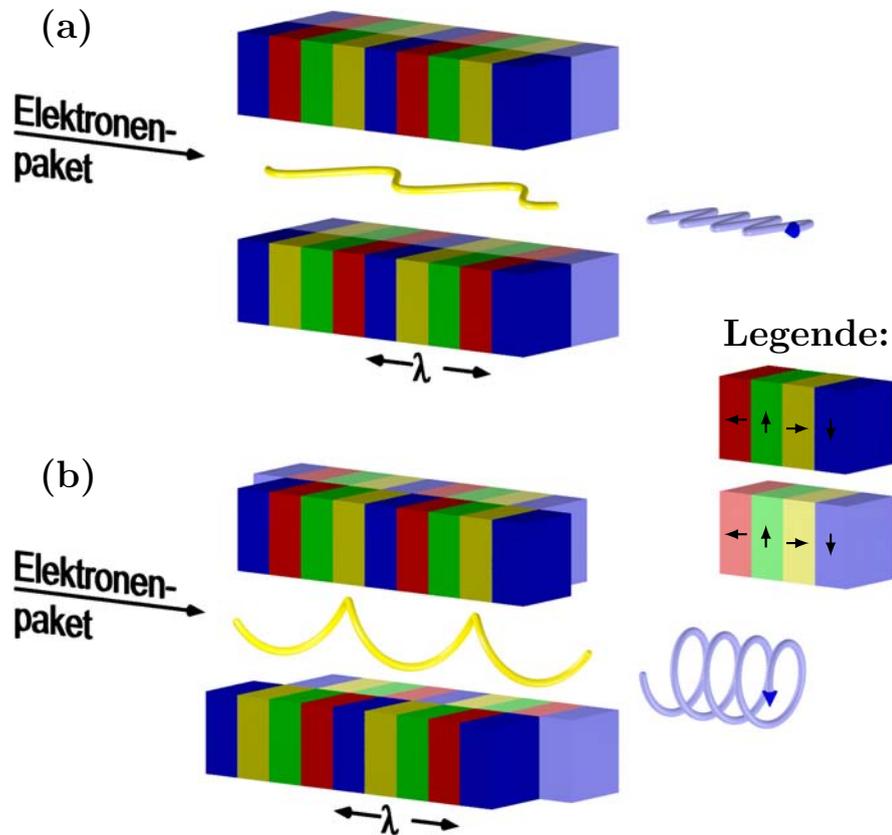


ABB. 3.14: Aufbau des Undulators des Strahlrohrs UE56/2-PGM2 (nach [Bes08]). (a) Einstellung des Undulators für horizontale, lineare Polarisation bei keinem Versatz der Magnetstruktur. (b) Einstellung des Undulators für rechts zirkuläre Polarisation bei Versatz der Magnetstruktur um  $\frac{\lambda}{4}$ . Für die zwei anderen Einstellungen muss ein Versatz von  $\frac{\lambda}{2}$  (vertikale Polarisation), bzw.  $-\frac{\lambda}{4}$  (links zirkuläre Polarisation) vorliegen. Die Magnetfarben geben die Magnetisierungsrichtung laut Legende vor

[Jac75, Wil92] zu finden.

### Das Strahlrohr UE56/2-PGM2

Der Synchrotronstrahl durchläuft einen einstellbaren Spalt im Speicherring und tritt durch diesen Spalt (1) in das Strahlrohr ein. ABB. 3.15 zeigt den Verlauf des Strahlengangs im Strahlrohr. Hinter dem ersten Spiegel (M1) beginnt der Plangittermonochromator (PGM), der aus zwei Spiegeln und einem ebenen Gitter besteht. Der erste Spiegel (M2) lenkt den Synchrotronstrahl auf das Gitter, das die Lichtwelle beugt. Je nach Typ und Einstellung des Gitters können dabei Photonenenergien von 89 bis 1328 eV erzeugt werden. Für die elementspezifischen XRMS-Untersuchungen sind an diesem Strahlrohr die Photonenenergien der L-Absorptionskanten der für diese Untersuchung relevanten Mate-

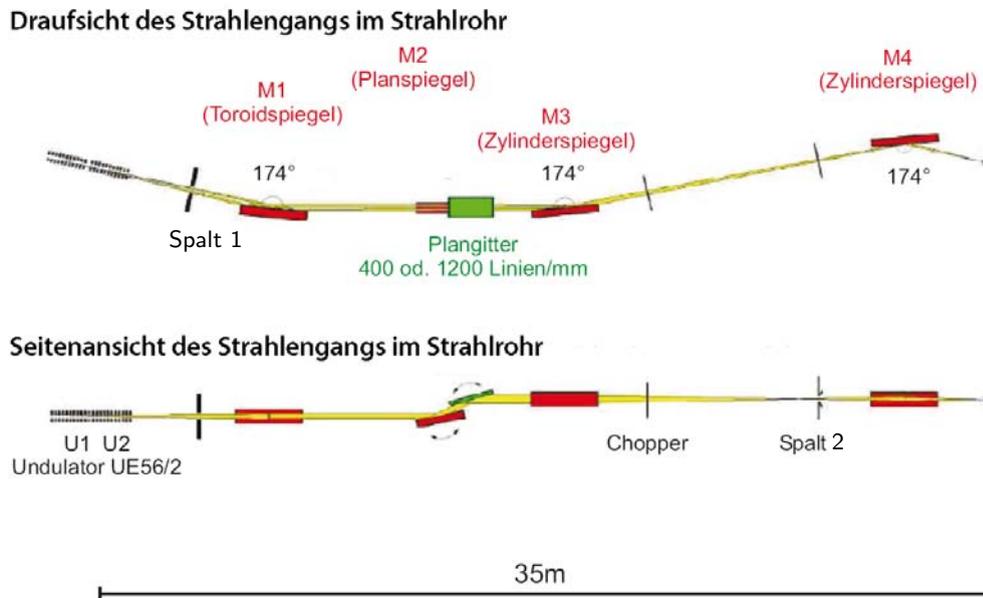


ABB. 3.15: Strahlengang des Synchrotronstrahls im Strahlrohr UE56/2-PGM2 in der Draufsicht und Seitenansicht (nach [Bes08])

rialien einstellbar (siehe TAB. 3.1). Hinter dem Gitter fokussiert ein zylindrischer Spiegel (M3) den Strahl auf den Austrittsspalt (2), der sich 2000 mm vor dem Wechselwirkungsbereich der Synchrotronstrahlung mit der Probe befindet. Nach dem Austritt wird der Strahl über einen zylindrischen Spiegel (M4) in der Vertikalen auf die Probe fokussiert. Dabei sind die Abstände Austrittsspalts zu Spiegel und Spiegel zu Fokuspunkt gleich groß.

	Energie in eV der	
	L <sub>2</sub> -Kante	L <sub>3</sub> -Kante
Kobalt (Co)	793	778
Nickel (Ni)	870	853
Eisen (Fe)	721	707

TAB. 3.1: Energien der Absorptionskanten L<sub>2</sub> und L<sub>3</sub> der für diese Arbeit wichtigen Materialien (nach [Sto95])

Je nach Einstellung des Austrittsspalts entsteht ein Strahlquerschnitt am Experiment von  $900 \times 20$  bis  $200 \mu\text{m}^2$ . Für die zukünftigen Messungen mit der ISA ist ebenso die Möglichkeit der Messung an dem Dipol-Strahlrohr PM3 möglich. Der Verlauf im Strahlrohr ist vergleichbar mit dem in diesem Absatz gezeigten, jedoch ist der Strahlquerschnitt am Experiment mit  $0,5 \times 0,5 \text{ mm}^2$  größer, was für den Beschuss von Bedeutung ist, da der Wechselwirkungsbereich bei den Messungen somit ebenfalls größer wird.

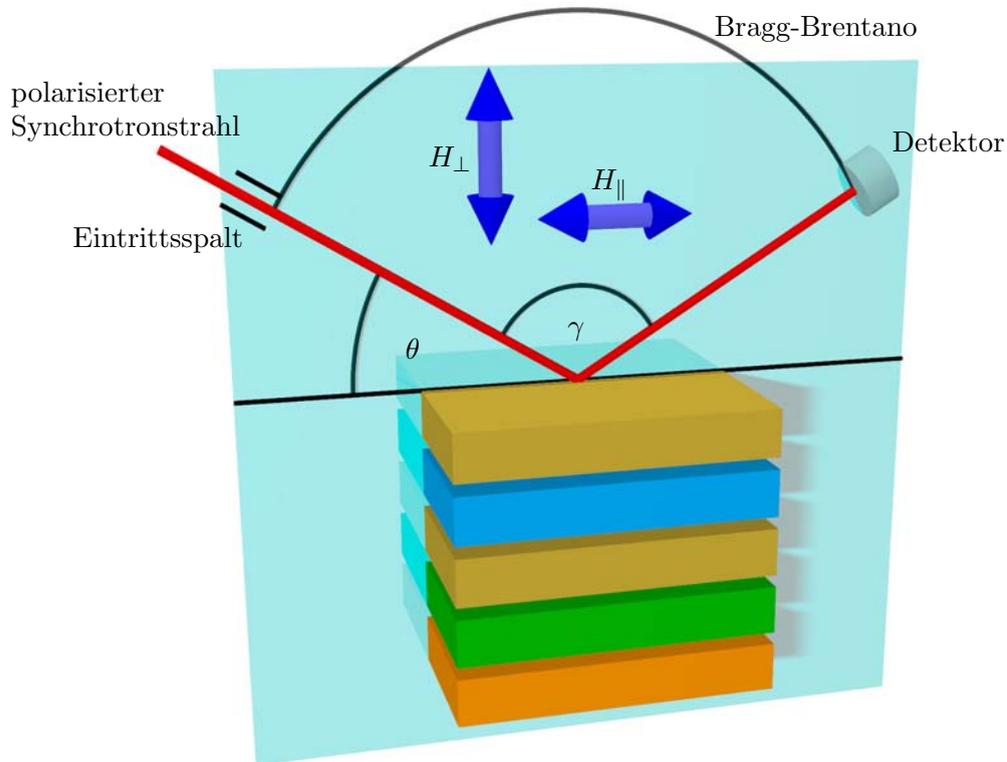


ABB. 3.16: Darstellung der für die XRMS- und XRD-Messungen verwendeten Bragg-Brentano-Geometrie. Detektor- und Strahleinfallswinkel sind gleich groß gewählt ( $\theta$ - $2\theta$ -Konfiguration). Es wurde entweder ein parallel oder ein senkrecht zur Schichtoberfläche gerichtetes, externes Magnetfeld  $H_{\parallel}$ , bzw.  $H_{\perp}$  mit Feldern bis zu 2700 Oe angelegt

### Aufbau und Geometrie der Messungen

An das Strahlrohr ist für die Messungen die ALICE-Kammer [GNZ03] angeflanscht. In dieser trifft der Strahl unter dem Einfallswinkel  $\theta$  auf die eingebaute Probe. Mit einem Detektor kann die Intensität der reflektierten Synchrotronstrahlung unter dem Gesamtwinkel  $\gamma$  gemessen werden. In dieser Arbeit wurde dabei nur in  $\theta$ - $2\theta$ -Konfiguration gemessen, bei der Einfalls- und Ausfallswinkel gleich sind. Damit berechnet sich der Gesamtwinkel zu

$$\gamma = \pi - 2\theta \quad (3.3)$$

Zudem wurde die Bragg-Brentano-Messgeometrie verwendet. Bei ihr bildet der Reflexionspunkt auf der Probe den Mittelpunkt eines imaginären Kreises. Auf der Kreislinie liegen dabei der Detektor zum Messen der Intensitäten des gestreuten Synchrotronstrahls und die Lichtquelle, die durch den Spalt am Eintritt der Synchrotronstrahlung zur ALICE-Kammer dargestellt wird (vgl. ABB. 3.16). Der Detektor steht in dieser Geometrie immer parallel zum Wellenvektor des Lichtstrahls und zeigt mit der Öffnung stets auf die Probe.

ABB. 3.16 zeigt die verwendete Bragg-Brentano-Messgeometrie und definiert die zwei

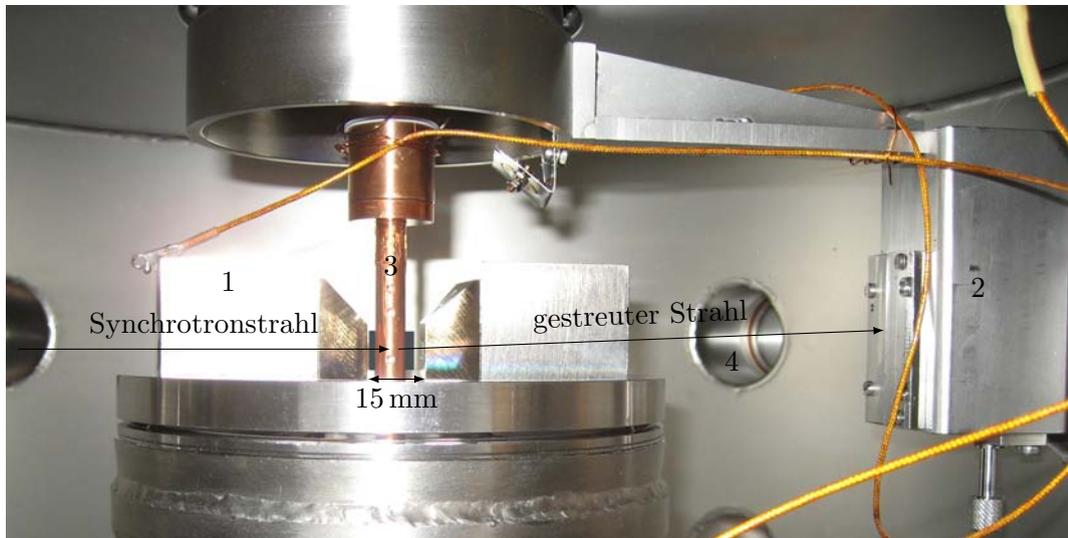


ABB. 3.17: Innenansicht der ALICE-Kammer mit dem Synchrotronstrahlverlauf und folgenden Komponenten: (1) Polschuhe des Elektromagneten, (2) Detektor mit kleinem Spalt, (3) Probenhalter mit angelegter Probe, (4) möglicher Anbauflansch der Ionenstrahlanlage

Möglichkeiten der Feldrichtung des angelegten, äußeren Magnetfeldes:  $H_{\parallel}$  liegt wie  $H_{\perp}$  parallel zur Einfallsebene,  $H_{\parallel}$  parallel zur Schichtoberfläche, während  $H_{\perp}$  senkrecht zu dieser steht. Dieses Feld wird mit einem Elektromagneten erzeugt, dessen Polschuhe einen Abstand von 40 mm (mit einem maximalen Feld  $H_{max} = 1100$  Oe zwischen den Polschuhen) haben und mit Erweiterungen ausgestattet werden können. Dann beträgt der Abstand der Polschuhe nur noch 15 mm ( $H_{max} = 2700$  Oe). Da alle in dieser Arbeit vermessenen Proben schmäler als 15 mm waren, wurde nur die Konfiguration mit den engen Polschuhen genutzt.

ABB. 3.17 zeigt den Magneten mit den Polschuhen (1), sowie den Innen- oder Messraum der ALICE-Kammer. Das Magnetgestell wird auf einen drehbaren Sockel gesetzt und nicht verschraubt. Dies ist in der Kammer nicht vorgesehen und führt bei selten auftretenden, ruckartigen Bewegungen des Verfahrensmotors zu einem Fehler der Magnetfeldausrichtung. Für den von links kommenden Synchrotronstrahl ist in den Polschuhen eine etwa 10 mm hohe Materialausparung in Form eines Schlitzes als Durchgang vorhanden, was die Homogenität des Magnetfeldes jedoch nicht erheblich stört. Ohne diesen Schlitz würden die Synchrotronstrahlen für Messungen mit parallelem Feld  $H_{\parallel}$  für kleine Winkel bis etwa  $\theta = 45^{\circ}$  von der Probe durch den Magneten abgehalten werden. Wegen dieses Aufbaus des Magneten sind bei senkrechtem Feld  $H_{\perp}$  nur Messungen bis etwa  $\theta = 45^{\circ}$  möglich.

Neben dem Magneten und dem ebenso drehbaren Detektor (2) befindet sich in der Kammer noch der Probenhalter (3). Er wird in eine Halterung geschraubt, so dass sich die Proben exakt zwischen den Polschuhen befinden. Da die an ihm befindlichen Proben genau zum Synchrotronstrahl ausgerichtet werden müssen, ist der Halter linear in alle drei

Raumrichtungen verschiebbar. Da der Synchrotronstrahl die optische Achse vorgibt und für Messungen in der  $\theta$ - $2\theta$ -Konfiguration somit der Winkel zur Probe nicht veränderbar ist, muss die Winkeländerung über den Probenhalter durchgeführt werden. Er ist daher auch drehbar. Maximal vier Proben von etwa 10 mm Länge können gleichzeitig montiert werden. Dabei werden je zwei von ihnen mit einer Schraube festgehalten. Der Druck auf die Proben wird mit kleinen, untergelegten Platten aus Kupfer verringert, womit ein Brechen der Probe verhindert wird.

Beim Messen wird die ALICE-Kammer verdunkelt, das heißt es werden alle Fenster verdeckt, damit kein Streulicht in den Detektor kommt und diesen sättigt. Für die  $\theta$ - $2\theta$ -Messungen (vgl. ABS. 5.2) wurden Probe und Detektor bei gleichzeitigem Aufnehmen der Intensitäten verfahren – der Detektor wegen des  $2\theta$ -Winkels doppelt so schnell. Das Verfahren und Messen erledigte ein von der AG Zabel (Bochum) zur Verfügung gestelltes Programm der Anwendung [BLISS] selbstständig. Für die in ABS. 5.3 durchgeführten Intensitätsmessungen in Abhängigkeit des Magnetfelds (Hysterese-Kurven) wurden die Winkel  $\theta$  und  $2\theta$  einmal eingestellt und für die Messungen beibehalten. Der optimale Winkel wurde durch die für beide Feldrichtungen ( $H_{\parallel} = \pm 2700$  Oe) durchgeführte, winkelabhängige Messung bestimmt: Beim Winkel mit dem höchsten Dichroismus-Signal (vgl. ABS. 2.4.4) wurden die eigentlichen Messungen durchgeführt, da dort die Absolutwerte der Sättigungsmagnetisierungen am meisten differieren und somit Rauschsignale keinen Einfluß haben.

Für die zukünftigen Messungen mit der Ionenstrahlanlage werden die gleichen Messarten und -geometrien verwendet werden. Die Ionenstrahlanlage wird an der ALICE-Kammer (ABB. 3.18) angeflanscht – möglich wäre das an dem gekennzeichneten Flansch (ABB. 3.18 Nr. 2). Zum Beschuss wird die Probe zum Strahlengang der Ionen senkrecht ausgerichtet und ein Magnetfeld  $H_{\parallel}$  benutzt. Dieses wird je nach Beschussart (vgl. ABS. 2.3.2) in der entsprechenden Richtung parallel zur Probenoberfläche angelegt.

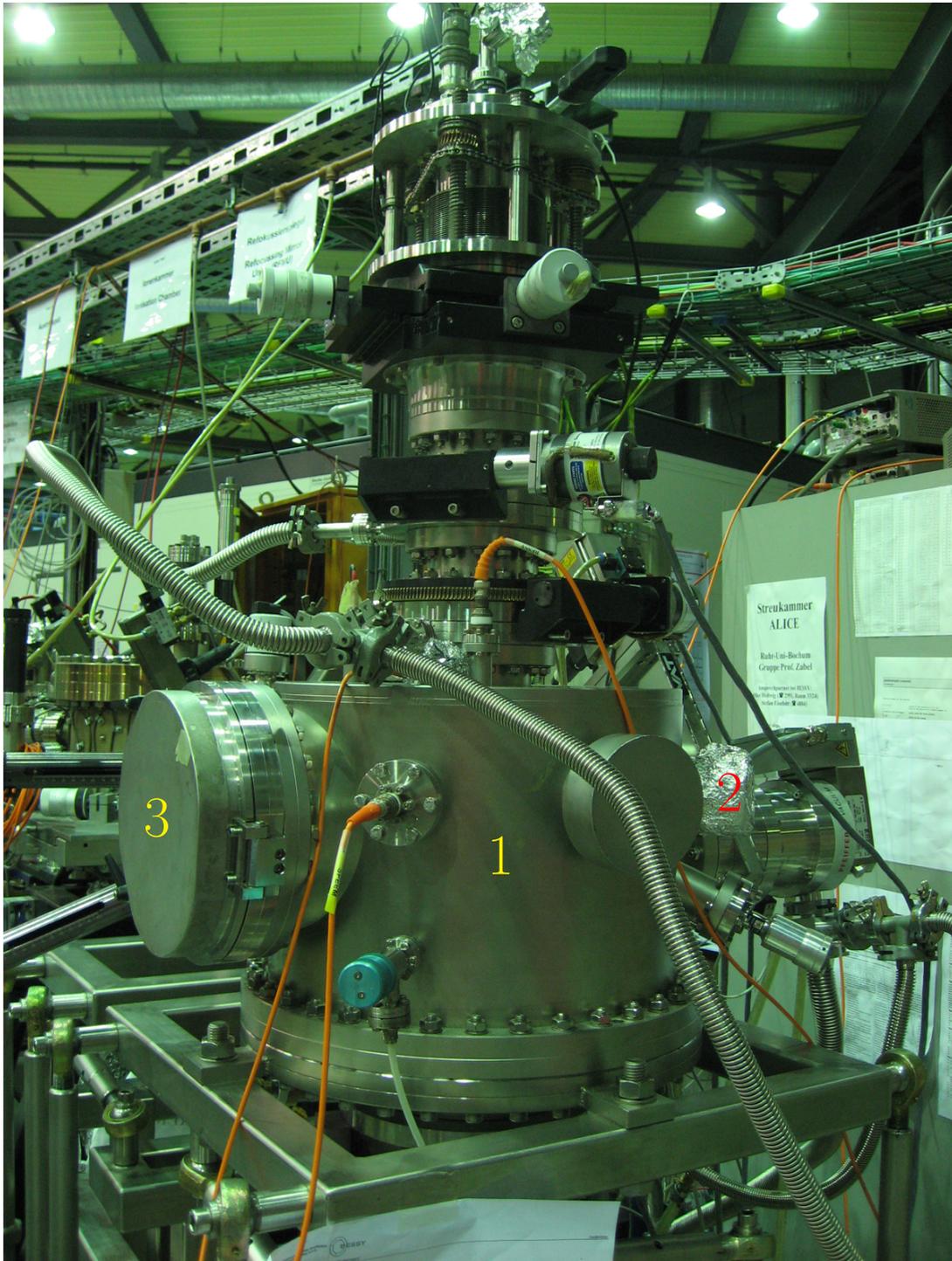


ABB. 3.18: Außenansicht der ALICE-Kammer mit folgenden Komponenten: (1) Vakuumrezipient der ALICE-Kammer mit darüber und darunter liegenden Dreh- und Linearführungen (und deren Motoren und Mechanik), (2) möglicher Anschlussflansch für die Ionenstrahlanlage, (3) Flansch zum Öffnen der Kammer und Wechseln der Proben

## 4 Aufbau und Charakterisierung der Ionenstrahlanlage

In KAP. 3 wurde die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Ionenstrahlanlage (BMBF-Projekt 05 KS7RK2) konstruktiv beschrieben. Bevor jedoch die ersten Experimente durchgeführt werden können, muss die Anlage charakterisiert werden. ABS. 4.1 bietet einen Überblick über den apparativen Aufbau der Ionenstrahlanlage und ihrer Justage. Bei ihrer Charakterisierung spielt die Penning-Quelle die Hauptrolle, denn die Stabilität des Plasmas der Quelle und damit die konstante Erzeugung von He-Ionen ist von entscheidender Bedeutung. In ABS. 4.2 werden die darauf eingehenden Zeitabhängigkeitsmessungen und parameterabhängige Messungen des Strahlstroms beschrieben. Das zweite entscheidende Kriterium ist die Homogenität des Ionenstrahls auf Höhe der Probe. Dazu wurden Strahlprofilmessungen durchgeführt (ABS. 4.3).

### 4.1 Gesamtaufbau und Justage

Die zusammengebaute Anlage ist in ABB. 4.1 zu sehen. Dabei ist hinter dem Übergangsfansch eine Probenhalterung angebaut, mit der auch unabhängig von der ALICE-Kammer (ohne die in situ-Messung mit Röntgenstrahlen) der Aufbau genutzt werden kann. Der Halter bietet sehr große Magnetfelder, Kühlung und Heizung der Probe.

Bevor die Penning-Quelle nach ABB. 3.2 zusammengebaut werden konnte, musste die Spule zur Erzeugung des Magnetfelds gewickelt werden. Dazu wurde ein Aluminiumhalter auf eine Drehbank eingespannt und mit geringer Geschwindigkeit ( $\approx 125 \frac{\text{Umdrehungen}}{\text{min}}$ ) gedreht. Der Draht (Firma *Elosal*, Norm *DIN-EN 60317*) mit einem Durchmesser von 1,5 mm wurde manuell auf den Halter gewickelt. Nachträglich wurde die Anzahl der Wicklungen durch die Gewichtszunahme des Spulenmantels zu  $n \approx 672$  bestimmt. Damit die Drähte vor scharfen Kanten und das ganze System vor Kurzschlüssen geschützt wird, wurden die Drahtstücke, die durch den Kontakt mit dem Mantel bei der Herausführung besonders beansprucht werden mit Keramikröhrchen isoliert. Die offenen Enden wurden an ein Netzteil (Firma *HP*, Modell *6269B*) angeschlossen.

An den Bauteilen der Keramikisolierung für die Plasmakammer waren beim Einbau einige abgeplatzte Ecken zu bemerken, was jedoch die Eigenschaften – u.a. die Überschlagsicherung – nicht beeinflusste. Die mit einem Hochspannungsnetzteil (Firma *FUG*, Modell *HCL 140-6500*) an die Mittelelektrode angelegte Quellenspannung zeigte keine Überschläge beim Test der Quelle.

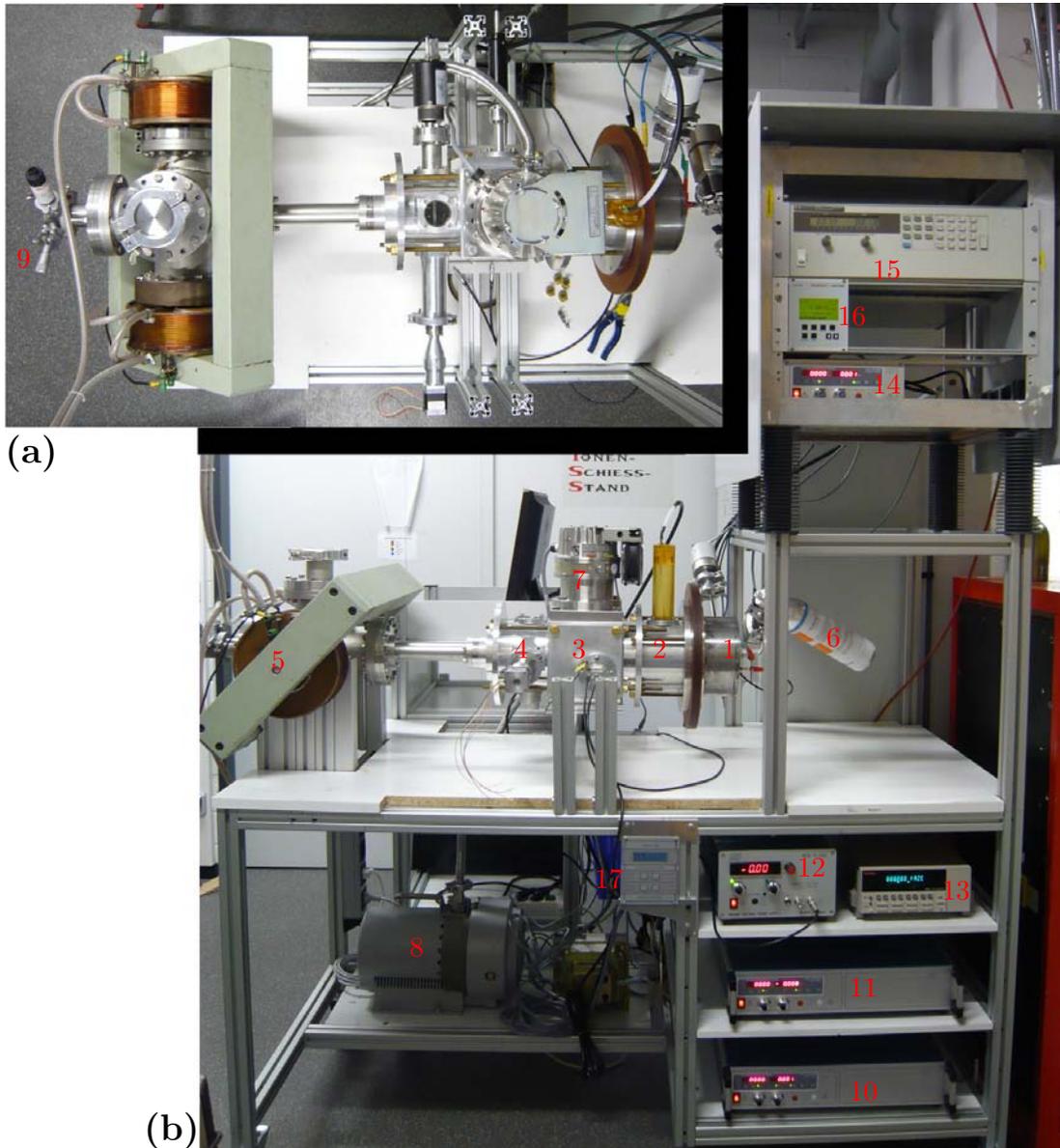


ABB. 4.1: Aktueller Aufbau der Ionenstrahlanlage: (a) Draufsicht auf die Anlage, (b) Seitenansicht des gesamten Racks mit Sicht auf die Netzteile und Messgeräte. Die einzelnen Komponenten sind: (1) Penningionenquelle, (2) Elektrostatistische Einzellinse, (3) Bauteilwürfel mit Justierlaser, Pentaprisma und Kabeldurchführungen, (4) Bauteilring mit Kondensator und Faradaycup, Strahlprofilometer und Druckmessröhre, (5) Kammer für Messungen mit hohen Feldern und tiefen oder hohen Temperaturen, (6) He-Gas-Druckdose, (7) Turbopumpe, (8) Vorpumpe, (9) Belüftungsventil, (10-12) Netzteile für Beschleunigungs-, Linsen- und Kondensatorspannung, (13) Strahlstrommessgerät, (14-15) Netzteile für Quell- und Magnetspannung, (16) Druckregelung, (17) Pumpensteuerung

Mit einer Vakuummessröhre (Firma *Pfeiffer*, Modell *PKR 251*), die durch zwei separate Messsysteme (Pirani- und Kaltkathodensystem) den ganzen erforderlichen Druckbereich erfassen kann, wird am unteren Abschlussflansch der Druck unterhalb der Quelle gemessen. Diese Messröhre ist mit einem Regelgerät (Firma *Pfeiffer*, Modell *RVC 300*) verbunden, das die einzulassende Gasmenge auf den erwünschten Gasdruck abstimmt. Dazu steuert es ein Ventil (Firma *Pfeiffer*, Modell *EVR 116*) an, um das Austreten des Heliums aus einer Druckdose (Firma *Air Liquide*, Reinheitsgrad *Helium 5.0*) zu regeln.

Mit der Quelle wurde dann die elektrostatische Einzellinse verbunden, die durch ein Hochspannungsnetzteil (Firma *FUG*, Modell *HCL 140-35000*) versorgt wird. Ein baugleiches Netzteil wurde auch für die Spannung verwendet, welche die Quelle samt aller Apparaturen auf Hochspannung setzt und so die Potentialdifferenz zur Beschleunigung der Ionen herstellt. Daher wurde im Gestell der Ionenstrahlanlage ein isoliertes Rack platziert, in dem alle oben beschriebenen Geräte bei Betrieb unter Hochspannung stehen.

Quelle und Linse werden sowohl gegeneinander als auch gegen den Bauteilwürfel mit je 4 Gewindestangen verspannt, was Bewegungsspielraum in alle Raumrichtungen möglich macht. Dies ist für das Ausrichten von Quelle und Linse wichtig. Am Bauteilwürfel hängt die Turbopumpe (Firma *Varian*, Modell *TV 301 NAV*), die nach Erreichen des Vordrucks von  $p \approx 1 \cdot 10^{-1}$  mbar, gestartet wird. Den Vordruck baut dabei eine ölfreie Vorpumpe (Firma *Varian*, Modell *SH-110*) auf. Neben den Pumpen und diversen elektrischen Anschlüssen zum Regeln und Auslesen ist am Bauteilwürfel ein Diodenlaser angebracht. Der im  $90^\circ$ -Winkel zum Ionenstrahl eingekoppelte Laserstrahl wird zur Justage durch ein Prisma auf den Strahlengang der Ionen gebracht und dient zur perfekten Ausrichtung der Anlage relativ zur Probe, die in der ALICE-Kammer an einer definierten Stelle liegt. Das Prisma sitzt dabei genau dem Laser gegenüber im Bauteilwürfel und kann mit Hilfe einer Lineardurchführung (Firma *Huntington*, Modell *L-2121-2*) in den Strahlengang geschoben werden, so dass die gewünschte Ablenkung eintritt. Um unanfällig gegen kleine Verkippungen des Laserstrahls zu sein, wird ein Pentaprisma [Bra74] (Firma *Edmund optics*) eingesetzt.

Unter dem Bauteilwürfel sitzt der Bauteilring zur Strahlvermessung. Der Ablenkkondensator lenkt im aufgeladenen Zustand den Ionenstrahl direkt in den im Übergangsfansch befindlichen Faraday-Cup (vgl. ABB. 3.7). Die benötigte Gegenspannung, damit keine Ionen wieder entweichen können, liefert ein Netzteil (Firma *FUG*, Modell *MCN 14-650*) und der Strahlstrom wird mit Hilfe eines Amperemeters (Firma *Keithley*, Modell *6485 Picoammeter*) gemessen. Neben der Strahlstrommessung ist ebenfalls die Messung des Strahlprofils mit dem Strahlprofilometer an diesem Bauteil vorgesehen. Mit Hilfe eines Schrittmotors (Firma *NI*) und eines Längenmesssystems (Firma *Renishaw*) kann der Halter bis auf eine Ungenauigkeit von  $0,5 \mu\text{m}$  exakt positioniert werden. Am Ende des Halters ist ein gegen den Halter isoliertes Fadenkreuz – bestehend aus zwei ebenfalls gegeneinander isolierten Drähten – aus  $20 \mu\text{m}$ -Draht angebracht, wobei der Stromfluss durch die Drähte bei einer Strahlprofilmessung einzeln gemessen werden kann. Damit kann das Profil des Ionenstrahls mit einmaligem Durchfahren vermessen werden.

An dem Bauteilring sitzt eine zusätzliche Druckmessröhre (Firma *Varian*, Modell *Eyesys Mini-Img*), wobei der Druck, die sie in der Anlage misst, über die Steuereinheit der Turbopumpe (Firma *Varian*, Modell *Turbo-V 301-AG*) angezeigt wird.

Den Abschluss der Ionenstrahlanlage bildet der Übergangsfansch, der den Querschnitt des Systems auf die Größe des ALICE-Flanschs verengt, und ein Metallbalg, der die Verbindung zwischen ALICE-Kammer und Ionenstrahlanlage herstellt.

Alle Verbindungen der Einzelkomponenten der Ionenstrahlanlage sind mit Viton-O-Ringen gedichtet. Die Pumpe erreicht damit einen Gesamtdruck von bis zu  $4 \cdot 10^{-8}$  mbar, was den Grenzbereich des möglichen Druckes der Vitondichtungen darstellt.

Vor der ersten Messzeit ist für die Ionenstrahlanlage ein neues Gestell erforderlich, da das im Moment verwendete nicht höhenverstellbar und drehbar ist. Dies jedoch ist nötig um die Anlage komfortabel an die ALICE-Kammer anflanschen zu können.

## 4.2 Kennkurven

Nach dem Aufbau der neuen Penning-Quelle wurde sie zusammen mit der neuen elektrostatischen Einzellinse an eine schon bestehende Ionenstrahlanlage in der Arbeitsgruppe angeflanscht. Diese enthielt schon alle zur Charakterisierung wichtigen Messapparaturen, bzw. Anschlüsse – wie Blenden zur Strahlbescheidung und Faraday-Cups (FC) mit runden Blenden –, die in der neuen Anlage selbst noch zu testen sind. Der Aufbau der hier benutzten ISA, sowie die benutzten Netzteile und Steuergeräte sind in [Jun03] beschrieben. Zwar gibt es Abweichungen dieses Aufbaus von dem neuen, in ABS. 3.1 beschriebenen, jedoch sind sie marginal: Bis auf den Standort von Blende und FC, die in der neuen ISA viel näher an der Quelle liegen, sind alle wichtigen Parameter – u.a. der Abstand der Quelle zur elektrostatischen Linse und die Blendengröße – in der gleichen Größenordnung.

Für den Rest dieses Kapitels werden folgende Parameter fest gewählt: Der Radius der Extraktionsöffnung war  $r = 3$  mm und der Extraktionsabstand  $b = 11$  mm (vgl. ABS. 3.1). Während diese beiden Parameter – in gewissen Grenzen – variabel sind und die Strahleigenschaften nur geringfügig ändern, ist die Wahl der Blendengröße besonders wichtig. Da bei den Messungen mit Synchrotronstrahlung auch Einfallswinkel  $\theta$  (vgl. ABS. 3.3) von unter  $10^\circ$  vermessen werden, wird der Wechselwirkungsbereich auf der Probe bei gleichbleibendem Strahlquerschnitt recht groß. Trivialerweise kommt dies zum einen von dem schrägen Auftreffen des Synchrotronlichts auf die Probe, zum anderen beruht die Messmethode auf dem Eindringen des Strahls in das Schichtsystem. Bei der resultierenden Propagation des Photonenstrahls durch das Schichtsystem kommt es im Fall eines nicht senkrechten Eintritts zu einem lateralen Versatz von Eintritts- und Austrittspunkt. Beide Effekte werden in dem lateralen Wechselwirkungsbereich  $x$  (Gl. (4.1)) berücksichtigt, wobei  $d$  die Dicke der Probe von Substrat bis zur Oberfläche (maximale Propagation),  $s$  die

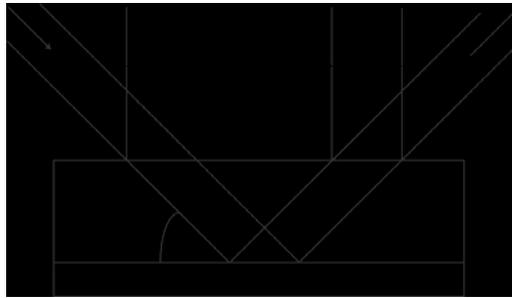


ABB. 4.2: Darstellung der Berechnung des Wechselwirkungsbereichs von Probe und Synchrotronstrahl aus Gl. (4.1). Dabei ist  $d$  die Schichtsystemdicke,  $s$  die Strahlbreite und  $\theta$  der Einfallswinkel

Strahlbreite und  $\theta$  der Einfallswinkel zur Probenoberfläche sind (vgl. ABB. 4.2).

$$x = \underbrace{2 \cdot \frac{d}{\tan(\theta)}}_{\text{Gang durch das Schichtsystem}} + \underbrace{\frac{s}{\sin(\theta)}}_{\text{Schräg einfallender Röntgenstrahl}} \quad (4.1)$$

Beide Teileffekte verursachen hin zu kleinen Winkeln immer größer werdende Wechselwirkungsbereiche. Für die geplanten Messungen kommen nur einige Strahlrohre bei BESSY II in Betracht. Diese haben Synchrotronstrahlausdehnungen von bis zu  $0,5 \times 0,5 \text{ mm}^2$ . Aus früheren Messungen ist bekannt, dass die Aufnahme der Werte ab einem Winkel von etwa  $3\text{-}4^\circ$  wichtig ist. Es ergibt sich folglich mit  $\theta = 4^\circ$  und  $s = 0,5 \text{ mm}$  ein Wechselwirkungsbereich von  $7,2 \times 0,5 \text{ mm}^2$ , wobei die Ausdehnung in die zur Einfallsebene orthogonale Richtung konstant bleibt. Eine quadratische Beschussblende mit  $a_{Bl} = 8 \text{ mm}$ , die in allen in KAP. 4 beschriebenen Messungen benutzt wurde, berücksichtigt demnach Messungen bis  $4^\circ$ .

### Zeitabhängigkeit der Ionenquellenparameter

Zunächst wurden die Zeitabhängigkeiten von Quellentemperatur, Quellen-, Magnet- und maximalem Strahlstrom untersucht. Ganz besonders lag das Augenmerk auf dem Sinn und Nutzen der angebauten Luftkühlung mit einem umgebauten Computerlüfter in Hinblick auf einen konstanten Strahlstrom hinter der Blende. Die Temperatur der Quelle beeinflusst Strahlqualität und Strahlstrom entscheidend, so dass sie bei den Messungen konstant sein sollte. In ABB. 4.3 ist die Temperaturentwicklung mit und ohne Kühlung zu sehen. Die Messung wurde mit einem Temperaturfühler (Firma *Greisinger Electronic*, Modell *GTH 1150*) verwirklicht, der durch Deckelflansch und Isolierung geführt wurde und dann von außen am Kupferkühlkörper anlag. Deswegen war er gegen äußere Einflüsse wie die Luftverwirbelung der Luftkühlung geschützt.

Klar erkennbar ist der Einfluss der Luftkühlung. Währenddessen die Temperatur  $T$  bei der Messung mit Kühlung innerhalb der Messzeit  $t = 210$  Minuten nur um  $10^\circ\text{C}$  auf

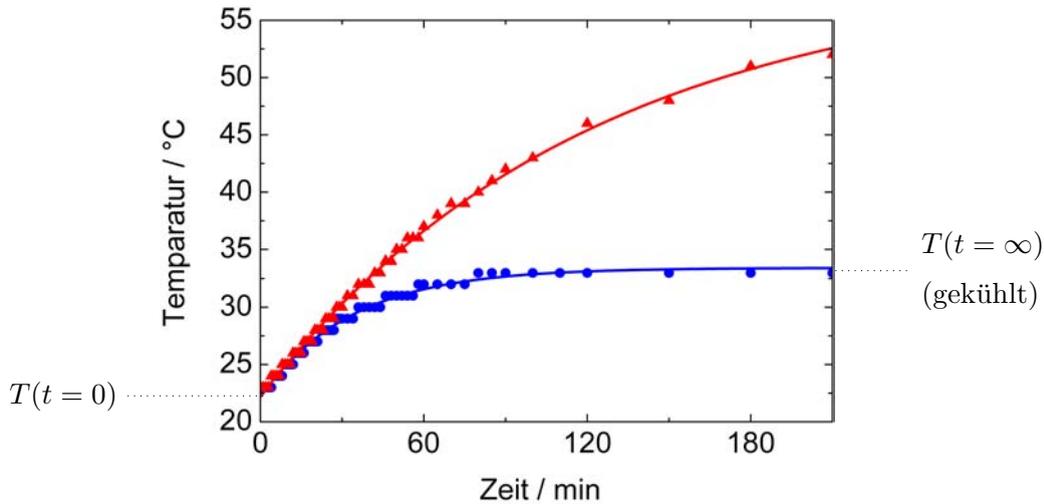


ABB. 4.3: Temperaturentwicklung der Quelle im Betrieb mit (blau, Kreis) und ohne Kühlung (rot, Dreieck). Beide Messreihen wurden mit einer Exponentialfunktion nach Gl.(4.2) angenähert. Die Temperatur wurde bei der Messung von außen am Kupferblock der Plasmakammer (vgl. mit ABB. 3.2) gemessen

33 °C stieg und bei diesem Wert über etwa 120 Minuten konstant blieb, ist ohne Kühlung die Endtemperatur bei Weitem noch nicht erreicht. Beide Messreihen wurden mit einer Exponentialfunktion der Form

$$T(t) = T(t = \infty) - Ae^{-kt} \quad (4.2)$$

angenähert, wobei  $A = T(t = \infty) - T(t = 0) > 0$  und  $k$  der Abklingkoeffizient sind und alle Parameter variabel waren. Interessant waren dabei hauptsächlich die Ergebnisse für die Endwerte der Temperatur  $T(t = \infty)$  der beiden Messreihen. Für die Messung mit Kühlung ergibt sich ein Endwert von  $T(t = \infty) = 33,4 \text{ °C}$ , wohingegen der Wert ohne Kühlung auf  $T(t = \infty) = 59,1 \text{ °C}$  steigt. Es ergibt sich folglich ein großer Temperaturunterschied und es bewahrheitet sich die Vermutung, dass die Messung ohne Kühlung selbst nach 210 Minuten noch keine konstante Temperatur besitzt. Der langfristige Temperaturanstieg allein wäre jedoch nicht problematisch für den Beschuss, wenn er weitere Parameter nicht beeinflussen würde.

Dazu wurden in der gleichen Messung neben der Temperatur die Stromstärken von Quelle  $I_{Qu}$ , Ionenstrahl  $I_{St}$  und Magnetspule  $I_{Mag}$  aufgezeichnet. ABB. 4.4 zeigt die drei Messreihen – wiederum für die Messung mit und ohne Luftkühlung. Es zeigt sich im Fall der Kühlung für alle Kurven ein nach einer gewissen Zeit eintretender stabiler Zustand, während die Parameter bei ungekühlter Quelle im Messzeitraum keine Stabilität erreichen.

Der Magnetspulenstrom (ABB. 4.4 a) fällt nach dem Bohrmann-Arrhenius-Gesetz exponentiell mit steigender Temperatur und somit hierbei mit der Zeit ab [Mes02]. Der

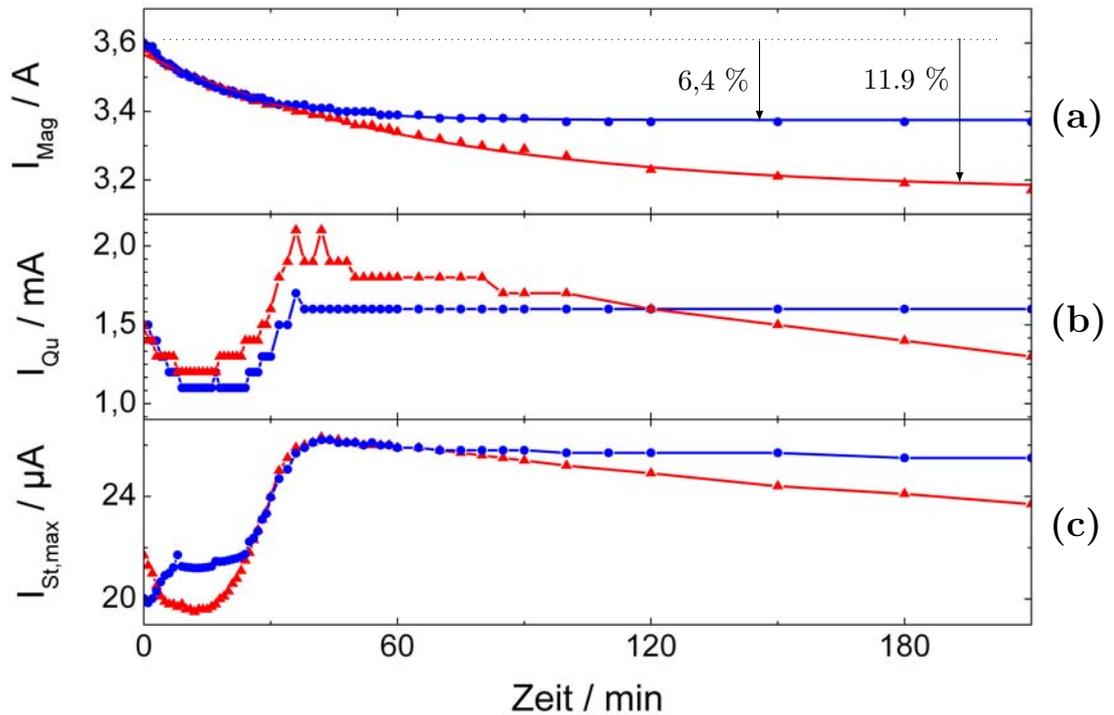


ABB. 4.4: Zeitabhängigkeit der Stromstärken der Magnetspule (a), Quelle (b) und des Ionenstrahls (c) für den gekühlten (blau, Kreis) und ungekühlten Fall (rot, Dreieck). Die Messreihen des Magnetspulenstroms wurden mit Exponentialfunktionen nach Gl. (4.3) gefittet

Temperaturanstieg in der Spule hat zwei Ursachen: Zum einen ist es der Stromfluss durch den Leiter an sich, der mit 3-5 A die Hauptursache darstellt, als auch die Sekundärwärme des gezündeten Plasmas, die sich Richtung Spule ausbreitet. Der Temperaturanstieg führt zu einer erhöhten Bewegung der Ionenrümpfe im Leiter, so dass die Elektronenbewegung behindert wird. Dadurch verringert sich deren Driftgeschwindigkeit und der damit verknüpfte Widerstand steigt. Über das Ohmsche Gesetz folgt für gleichbleibende Spannung eine fallende Stromstärke. Analog zur Temperatur gilt auch hier ein exponentieller Zusammenhang

$$I(t) = I(t = \infty) + Ae^{-kt} \quad (4.3)$$

der an die Messreihen angefitet wurde. Dabei sind die Parameter  $A = I(t = \infty) - I(t = 0) > 0$  und  $k$  als Abklingkoeffizient wie in Gl. (4.2) gewählt. Als Endwerte  $I(t = \infty)$  ergaben sich 3,37 A (gekühlt) und 3,17 A (ungekühlt). Bei dem Startwert von  $I_{Mag}(t = 0) = 3,6$  A sinkt die Stromstärke mit 6,4%, bzw. 11,9% fast doppelt so stark ab und nur im gekühlten Fall wird der stabile Zustand schnell (nach etwa 45 Minuten) erreicht.

Der fallende Magnetspulenstrom und die wachsende Temperatur in der Quelle lassen auch die Parameter des Plasmas, bzw. der Ionenerzeugung nicht unberührt. Sowohl der

	Permeabilitätszahl
neue Spule (zusammengebaut)	1,71
alte Spule (zusammengebaut)	1,65
neue Spule (nur mit Al-Halter)	1,30

TAB. 4.1: Aus ABB. 4.5 und Gl. (2.6) berechnete Permeabilitätszahlen für die alte und neue Magnetspule

Quellenstrom  $I_{Qu}$  (bei konstanter Quellenspannung) als auch der maximale Strahlstrom  $I_{St,max}$  zeigen nach einer Anlaufphase von etwa 20 Minuten einen zum Wachsen der Temperatur parallel verlaufenden Anstieg (ABB. 4.4 b+c). Der Strahlstrom wurde hierbei mit einem Faraday-Cup ohne Gegenfeld (im Weiteren FC 1 genannt) gemessen, der einen Blendendurchmesser von  $g_1 = 13 \text{ mm} > 11,31 \text{ mm} = d_{Bl}$  hat, wobei  $d_{Bl}$  die Diagonale der benutzten quadratischen 8 mm-Blende ist. Auch bei diesen beiden Größen ist eindeutig das Auftreten eines stabilen Zustands nach etwa 45 Minuten mit Kühlung zu sehen. Ohne Kühlung fallen beide Stromstärken nach Erreichen des Maximums sogar wieder ab. Für beide Messungen gilt jedoch ein linearer Zusammenhang von Quellenstrom und maximalem Strahlstrom.

Aus den Zeitabhängigkeitsmessungen lassen sich folgende wichtige Verhaltensweisen für den Beschuss ziehen:

- Die Luftkühlung ist ein unerlässliches Mittel für einen stabilen Beschuss.
- Der Beschuss ist erst nach einer Einbrennzeit der Quelle von etwa 45 Minuten sinnvoll, da sich der Strahlstrom – der wichtigste Parameter des Beschusses – erst dann auf einen konstanten, stabilen Wert eingependelt hat.
- Sollte der Quellenstrom schwanken, so ist das ein klares Anzeichen, dass auch der Strahlstrom schwankt. In diesem Fall sollte man sofort den Strahlstrom überprüfen und wieder einen stabilen Zustand herstellen (z.B. durch Nachregeln der Quellenspannung).

### Vermessung des Magnetfelds der Spule und des maximalen Strahlstroms

Der Magnetspulenstrom und damit das Magnetfeld in der Quelle wurden bisher so eingestellt, dass das Plasma zündete. Der Strahlstrom ändert sich jedoch mit Veränderungen des Magnetfelds [Mar84]. Daher wurde die Magnetspule auf ihr Magnetfeld und den Zusammenhang von Spannung und Stromstärke überprüft. Die Messungen konnten nicht im komplett zusammengebauten Zustand im Vakuum durchgeführt werden, da die Abmaße ein Einschleusen eines Teslameters (Firma *Projekt Elektronik*, Modell *FM 210*) verhinderten. Daher wurde zunächst das Magnetfeld im Mittelpunkt der Spule – ohne weitere Teile – gemessen. Zum Vergleich mit der alten Quelle aus [Mar84] musste dann jedoch alles bis auf Deckelflansch, obere Isolierung und obere Elektrode zusammengebaut

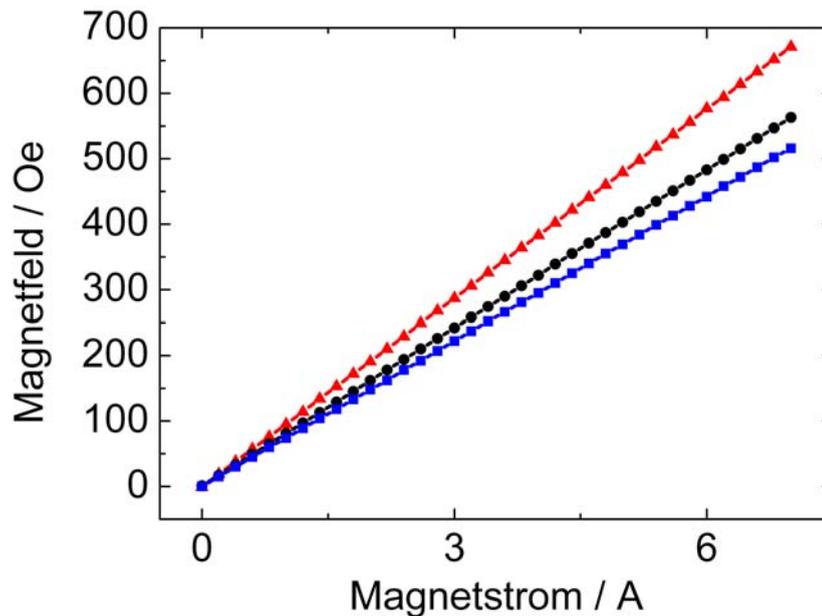


ABB. 4.5: Magnetfeldabhängigkeit der Spule in der Ionenquelle von der angelegten Stromstärke. Dabei wurde die neu gewickelte Spule zuerst ohne andere Bauteile vermessen (blau, Quadrat). Zum Vergleich mit der früher aufgebauten, ähnlichen Ionenquelle [Mar84] (schwarz, Kreis) wurden beide noch im eingebauten Zustand ohne Deckelflansch (rot, Dreieck) vermessen

werden, da die alte Quelle aufgrund der langjährigen Benutzung nicht mehr weiter demontriert werden konnte. Dabei wurde etwa 2 cm über dem Plasmaraum gemessen. Die drei Messreihen sind in ABB. 4.5 dargestellt und zeigen durchweg den linearen Zusammenhang zwischen angelegter Stromstärke und Magnetfeld aus Gl. (2.6). Mit der Länge  $l = 49$  mm, dem mittleren Radius  $r = 57$  mm und der Windungszahl  $N = 672$  der Spule ergeben sich die in TAB. 4.1 gezeigten Permeabilitätszahlen.

Die neue Magnetspule liefert ein größeres Feld als die alte. Dieser Unterschied ist zum einen durch Materialprobleme wie Oxidationen auf der alten Quelle und leichte Verschmutzung und Rückstände innerhalb der alten Quelle erklärbar. Infolgedessen war die Spule auch nicht komplett auseinander zu nehmen. Zum anderen werden die Magnetfeldparameter auch aufgrund unterschiedlicher Wicklungszahlen, Drahtdurchmesser und -isolierlackierungen der Spule auch differieren.

Da an der Quelle jedoch die Regelung des Magnetfelds über die an der Spule angelegte Spannung geregelt wird, ist es wichtig die Kennlinie des Spannungs-Stromstärke-Diagramms der Spule zu kennen. ABB. 4.6 zeigt sie sowohl für die alte, als auch für die neue Spule. Der Widerstand, der nach dem Ohmschen Gesetz als die Steigung der Messreihen definiert ist, ist für die neue Spule etwas größer ( $R_{neu} = 2,57 \Omega$ ) als für die alte ( $R_{alt} = 1,69 \Omega$ ). Statt dem 1,7 mm-Draht wurde in der neuen Spule ein 1,5 mm-Draht

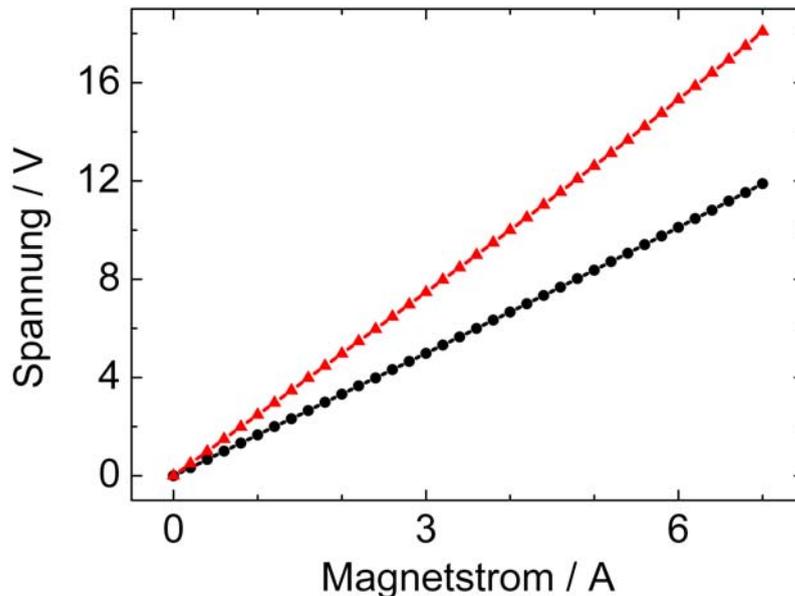


ABB. 4.6: U-I-Diagramm der früher gebauten [Mar84] (schwarz, Kreis) und der neuen Ionenquelle (rot, Dreieck). Die unterschiedlichen Widerstände der Spulen – die aus dem Diagramm mit dem Ohmschen Gesetz berechnet werden können – lassen sich hauptsächlich auf unterschiedliche Dicken der Kupferdrähte und damit verbundene Ursachen zurückführen

eingesetzt. Da der Widerstand reziprok zur Querschnittsfläche des Drahts ist, bestätigt es das Ergebnis der Gesamtwiderstände.

Infolge des erhöhten Widerstands in der neuen Spule erreichen wir trotz unterschiedlicher Parameter der beiden Spulen am Ende den selben einzustellenden Bereich der Spulenspannung. In beiden Fällen sind zwischen 8 und 10 V anzulegen, was einem Magnetfeld von etwa 400 Oe entspricht.

Geringfügige Änderungen des Spulenstroms  $I_{Mag}$ , sowie der Quellenspannung  $U_{Qu}$  bringen Änderungen des Strahlstroms mit sich. In ABB. 4.7 ist der Strahlstrom  $I_{Str}$  in Abhängigkeit dieser zwei Größen aufgetragen. Dabei betrug die Beschleunigungsspannung  $U_B = 10$  kV, der Gasdruck direkt unterhalb der Quelle  $p_{Gas} = 9 \cdot 10^{-5}$  mbar und der Druck im Rezipienten  $p_{Rez} = 2,4 \cdot 10^{-5}$  mbar. Der Quellenstrom wurde als freier Parameter belassen und erreichte Werte über die gesamte mögliche Bandbreite des Netzteils von 0-50 mA. Im Allgemeinen lässt sich sagen, dass er proportional zum Strahlstrom wuchs (vgl. ABB. 4.4), was den Messbereich auf  $U_{Qu,max} = 2$  kV beschränkte. Zudem zeigten mit wachsendem Magnetstrom immer geringere Quellenspannungswerte einen größeren Quellenstrom als das Netzteil liefern konnte, wodurch mit Spulenströmen über 4 A die Messung durch fehlende Werte nicht mehr aussagekräftig wären. In diesem Bereich war das Plasma außerdem auch sehr instabil, was die Strahlstromwerte sehr schwanken ließ.

ABB. 4.7 zeigt, dass zum Zünden des Plasmas, bzw. zum Halten eines stabilen Zustandes

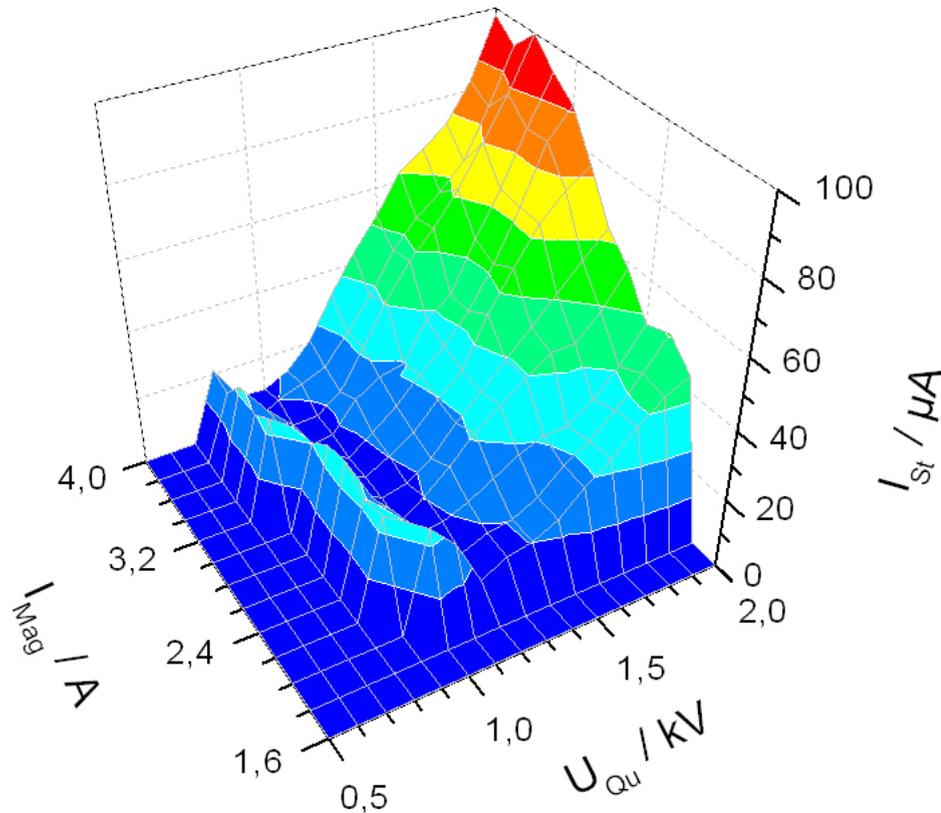


ABB. 4.7: Ionenstromabhängigkeit  $I_{St}$  von der angelegten Quellspannung  $U_{Qu}$ , sowie vom Magnetstrom  $I_{Mag}$ . Dabei wurde eine quadratische 8mm-Blende benutzt und die Linsenspannung für jeden Wert so nachgeregelt, dass das Maximum des Ionenstroms aufgenommen werden konnte

des Plasmas Mindestwerte für die Quellenspannung und Spulenstrom einzuregeln sind: Für Quellenspannungen  $U_{Qu} < 0,7\text{ kV}$  oder Spulenströme  $I_{Mag} < 2,0\text{ A}$  zündet kein Plasma und der Strahlstrom beträgt  $0\text{ A}$ . Überschreitet man diese Werte, so erhält man Strahlströme zwischen  $8$  und  $100\text{ }\mu\text{A}$ . In Übereinstimmung mit [Mar84] gilt: Je höher Spulenstrom und Quellenspannung sind, desto größer wird der Strahlstrom.

Auffällig ist jedoch der Strahlstrombereich für die Werte der Quellenspannung von  $0,7\text{ kV} < U_{Qu} < 1,2\text{ kV}$ . Normalerweise zündet das Plasma nicht bei einer Spannung von  $U_{Qu} < 1,0\text{ kV}$ , doch wenn diese von größeren Werten vorsichtig heruntergeregelt wird, dann werden auch die oben genannten Werte erreicht. In diesem Bereich bildet sich bevor das Plasma erlischt ein metastabiler Zustand aus, der den Strahlstrom deutlich anwachsen lässt. Dieser Peak erreicht dabei Werte von bis zu  $35\text{ }\mu\text{A}$ .

Für den Beschuss wurde je nach Schichtsystem bisher nie eine Dosis  $D > 5 \cdot 10^{16} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$  benötigt. Über die bestrahlte Fläche  $A = a_{Bl}^2 = 0,64\text{ cm}^2$  die Zeit  $t$  und die Ladung der

	fok.	66% defok. ( $U_L \searrow$ )	66% defok. ( $U_L \nearrow$ )	90% defok. ( $U_L \nearrow$ )
Beschleunigungsspannung $U_B/\text{kV}$	10,0			
Extraktionsabstand $b/\text{mm}$	11			
Spulenstrom $I_{Mag}/\text{A}$	3,29	3,27		
Quellenspannung $U_{Qu}/\text{kV}$	0,8			
Quellenstrom $I_{Qu}/\text{mA}$	1,6		1,8	
Druck Rezipient $p_{Rez}/10^{-5}\text{mbar}$	2,4	3,0	3,1	2,8
Gasdruck $p_{Gas}/10^{-5}\text{mbar}$	9,0			
FC2-Gegenfeld $U_{gegen}/\text{V}$	-300			
FC1-Strahlstrom-Max. $I_{St,max}/\mu\text{A}$	26,6		28,1	

TAB. 4.2: Eingestellte Parameter der Ionenstrahlanlage und Penning-Quelle bei den Messungen der in diesem Absatz gezeigten vier Stahlprofile. Dabei wurde das Strahlstrommaximum eingestellt (fokussiert) oder der Strahlstrom mit Hilfe wachsender ( $U_L \nearrow$ ), bzw. sinkender Linsenspannung ( $U_L \searrow$ ) um die gezeigte Prozentzahl des erreichbaren Maximums verringert

Ionen  $e$  kann mit Hilfe der Formel

$$I_{St} = \frac{D \cdot e \cdot A}{t} \quad (4.4)$$

der benötigte Strahlstrom berechnet werden. Es ergibt sich für  $t = 15$  min und der oben genannten Maximaldosis ein Strahlstrom von etwa  $5 \mu\text{A}$ . Mit Berücksichtigung, dass der Strahlstrom für einen Beschuss noch stark zu defokussieren ist (vgl. ABS. 4.3), ist der fokussierte Ionenstrahl so zu wählen, dass er einen Strahlstrom von mindestens  $25 \mu\text{A}$  besitzt.

### 4.3 Strahlprofilmessungen

Für den He-Ionenbeschuss ist es wichtig eine bestimmte Probenfläche homogen zu beschießen. Jede Abweichung davon bringt Unsicherheiten in die Aussagen der Ergebnisse eines solchen Beschusses. Dazu müssen vor dem Beschuss die Strahlprofile einer Ionenstrahlanlage untersucht werden.

Vor diesen Messungen wurde in der Quelle das Plasma gezündet und gemäß ABS. 4.2 45 Minuten gewartet. Die eingestellten Quellenparameter für die vier Strahlprofilmessungen sind in TAB. 4.2 nachzulesen. Sie unterscheiden sich in der Einstellung des Strahlstroms: Beim fokussierten Fall wird zur Vermessung des Strahlprofils der maximale Strahlstrom eingestellt, für die anderen wird mit der Linsenspannung der maximal erreichbare Strahlstrom um den angegebenen Prozentwert (66% oder 90%) abgesenkt. Dies kann mit einer höheren (tieferen) Linsenspannung erreicht werden, was durch  $U_L \nearrow$  ( $U_L \searrow$ ) angezeigt

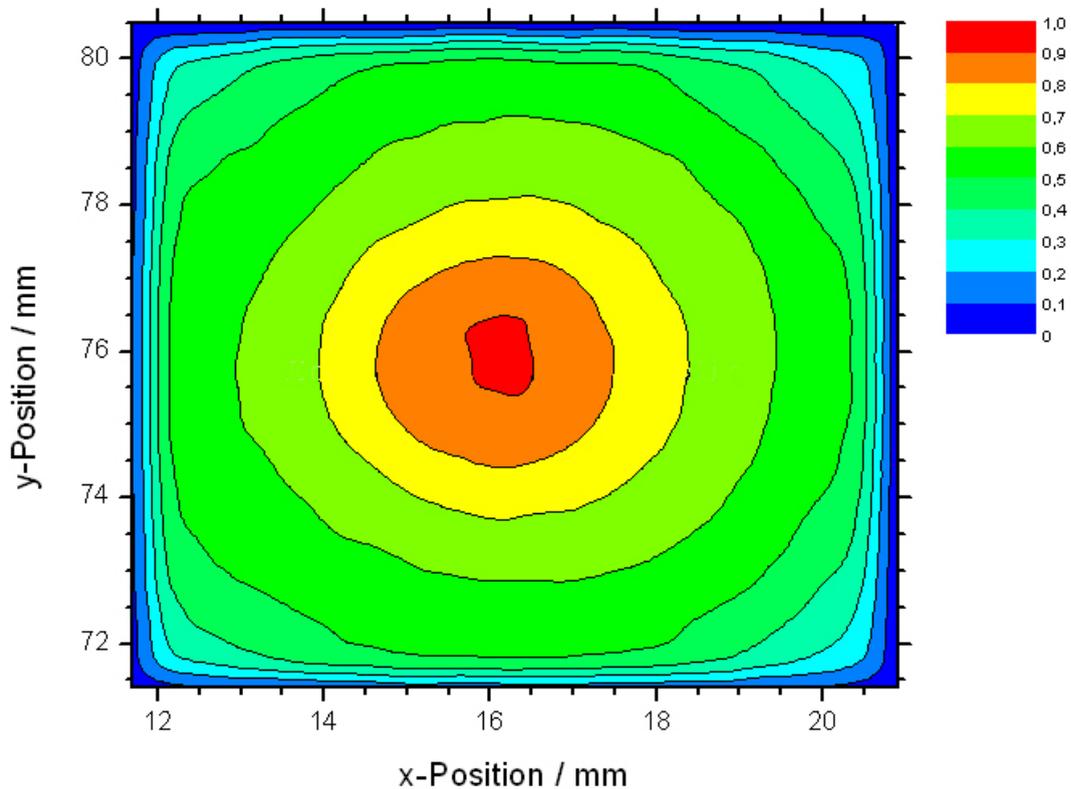


ABB. 4.8: Strahlprofil des fokussierten Ionenstrahls – dabei wird der Ionenstrom maximal – der neu aufgebauten Ionenquelle mit Strahlengang durch eine quadratische 8mm-Blende. Die Fokusebene liegt dabei in Probenhöhe und die Ionenstromwerte sind normiert; die Absolutwerte der Maxima sind in TAB. 4.3 nachzulesen

wird.

Mit der Annahme, dass die 8 mm-Blende exakt symmetrisch um die optische Achse ausgerichtet ist, wurde die neue Penning-Quelle auf der alten Ionenstrahlanlage so ausgerichtet, dass in einem mittig unter der Blende angebrachten FC mit Blendendurchmesser  $a_{Bl} = 200 \mu\text{m}$  – im weiteren mit FC 2 abgekürzt – der maximale Strahlstrom gemessen wurde. Dabei konnte die elektrostatische Einzellinse mit je 4 Gewindestangen sowohl gegen den Ionenstrahlanagenturm, als auch gegen die Quelle verspannt werden. Die Linsenspannung wurde zwischendurch immer so nachgeregelt, dass das Maximum im FC 2 anlag.

Mit dem Maximum des Strahlstroms im Zentrum der Blende wurde im FC 1 das Strahlstrommaximum eingestellt, was dem auf die FC-Ebene – und damit Probenebene – fokussierten Ionenstrahl entspricht. Das Strahlprofil wurde nun mit dem FC 2 Reihe für Reihe abgescannt. Dazu wurde der FC 2 mit Hilfe der Schrittmotoren der Ionenstrahlanlage (vgl. [Jun03]) verschoben. Ein kleines, selbst erstelltes [LabView]-Programm las dabei alle 0,8 sec den Wert eines Amperemeters (Firma *Keithley*, Modell *6485 Picoammeter*) aus, das

den Strahlstrom des FC 2 maß. Diese Zeit entsprach bei der eingestellten Geschwindigkeit der Motoren genau einem Abstand von  $200 \mu\text{m}$ , also der Blendengröße des FC 2.

Alle Strahlprofile wurden mit [Origin] geglättet, da im [LabView]-Programm noch keine Mittelwertbildung eingesetzt wurde. Damit die Graphen dennoch vergleichbar bleiben, wurde dabei immer der gleiche Glättungswert benutzt.

ABB. 4.8 zeigt das normierte Strahlprofil des fokussierten Strahls. Im FC 1 lag hierbei das Strahlstrommaximum  $I_{St} = 26,6 \mu\text{A}$  vor. Das Strahlprofil zeigt wie erwartet ein Gaußprofil - ein deutliches Maximum in der Mitte der Blende und von da Abfall zu den Kanten hin. Das Verhältnis

$$V = \frac{I_{St,Rand}}{I_{St,max}} \quad (4.5)$$

bei dem  $I_{St,Rand}$  ( $I_{St,max}$ ) der Strahlstrom am Rand (das Maximum) des gescannten Bereichs im FC 2 ist, ist im fokussierten Fall etwa 0,3, was nicht ungewöhnlich ist, wenn man die Strahlprofile der alten Quelle zum Vergleich heranzieht. Dort wurde ein Verhältnis von  $V = 0,4$  gefunden (vgl. [Jun03]). Was jedoch beachtet werden muss, ist die Verbreiterung des Strahls nach der Blende: Das Strahlprofil zeigt Ausdehnungen der Bereiche  $I_{St} \neq 0$  von 8,5 mm in x- und 8,3 mm in y-Richtung. Der Strahl verbreitert sich nach der Blende also in jede Richtung um etwa 0,15-0,25 mm. Dies ist ein schon von der alten Quelle bekannter Randeffect, der bei der 8 mm-Blende etwa um den Faktor 2-4 größer ist als bei der 2 mm-Blende.

Um das Strahlprofil homogener zu machen, muss nun die Linsenspannung  $U_L$  variiert werden, da dabei das Gaußprofil eine flachere Form bekommt. Dabei verschiebt man den Fokus des Strahlstroms vor die Probenebene – für steigende  $U_L$  – oder hinter die Probenebene – für fallende  $U_L$ . Beide Varianten sind zulässig, jedoch gibt es einen Crossover, wenn die Linsenspannung erhöht wird, was den Strahlengang aufgrund der elektrostatischen Abstoßung der  $\text{He}^+$ -Ionen beeinflussen könnte. Für die in ABB. 4.9 dargestellten Messungen wurde der Strahlstrom im FC 1 mit Hilfe der Linsenspannung auf 33% des Maximums heruntergeregelt. Dabei wurde sowohl das Erhöhen, als auch das Erniedrigen der Linsenspannung gemessen.

Es zeigt sich auf den ersten Blick ein deutlicher Unterschied der beiden Profile: Während bei der Messung mit erhöhter Linsenspannung (b) eine deutliche Verbreiterung des Maximumbereichs auftritt, entsteht beim Herunterregeln (a) ein noch schärferer Peak als beim fokussierten Strahlprofil. Dies scheint – wie in ABB. 4.10 zu sehen – durch eine Überlagerung von zwei Gaußprofilen zustande zu kommen und tritt unter einem Schwellenwert der Linsenspannung  $U_L \approx 7\text{kV}$  auf. Dies legt nahe, dass es eine Ablenkung an einem Bauteil der Ionenstrahlanlage gibt, da die Ionen durch die Linse nicht mehr fokussiert werden. Trotz Abfangblenden für Ionen mit stark von der Strahlachse abweichenden Bahntrajektorien scheint es ein Bauteil zu geben, das die Ionen so ablenkt, dass sie unter einem größeren Winkel durch die Blende fliegen und dadurch auf die Probe fokussiert werden. Das entsprechende Bauteil zeigt ABB. 4.11. Es ist eine zylindrische Blende mit einem Durchmesser

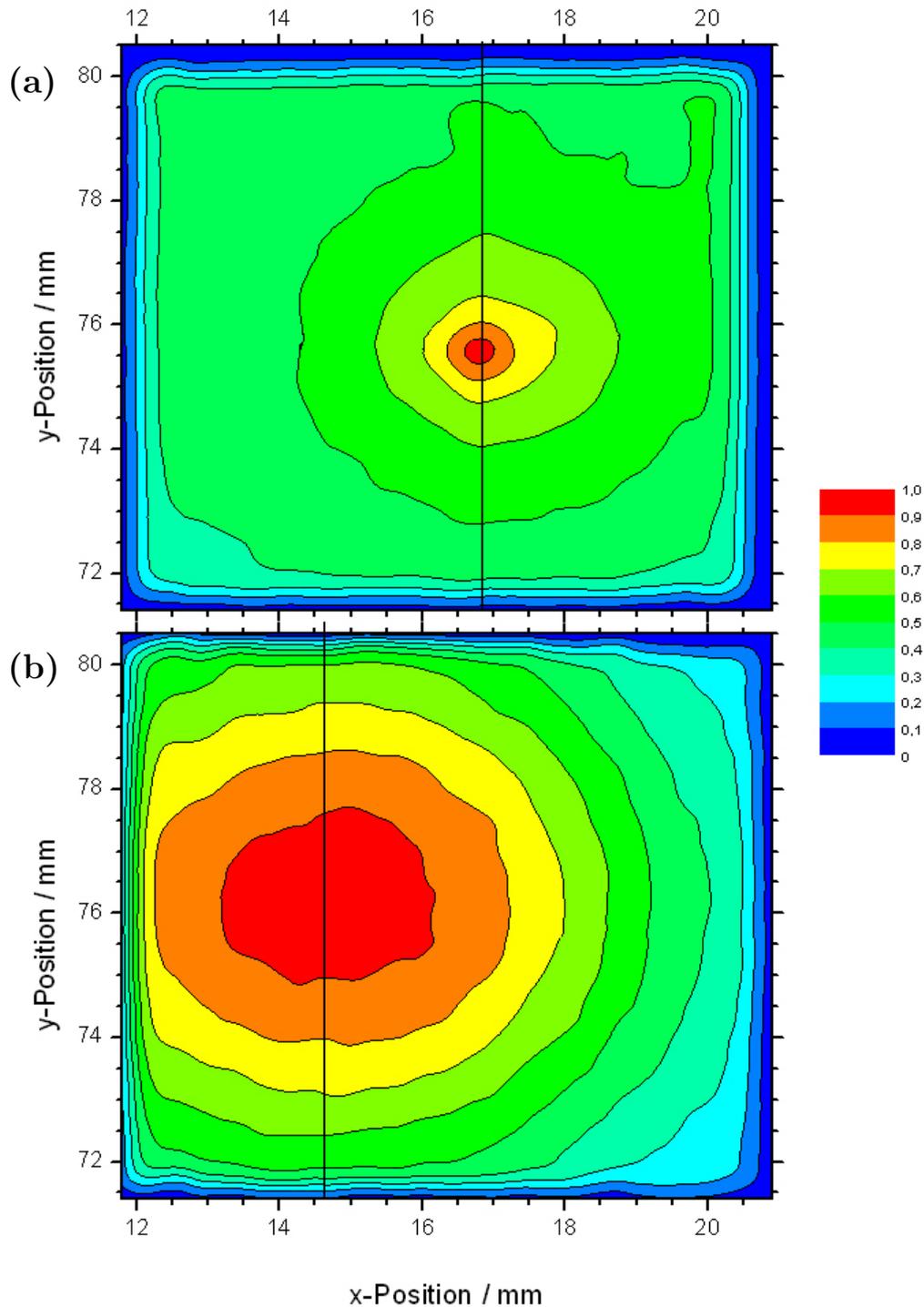


ABB. 4.9: Um 66% des maximal möglichen Strahlstroms defokussierte Strahlprofile der neu aufgebauten Ionenquelle mit Strahlengang durch eine quadratische 8mm-Blende. Beim oberen Bild wurde die Linsenspannung dazu erniedrigt, im unteren erhöht. Die Ionenstromwerte sind normiert; die Absolutwerte der Maxima sind in TAB. 4.3 nachzulesen. Die Linien durch die Maxima zeigen die Wege der in ABB. 4.10 benutzten Schnitte

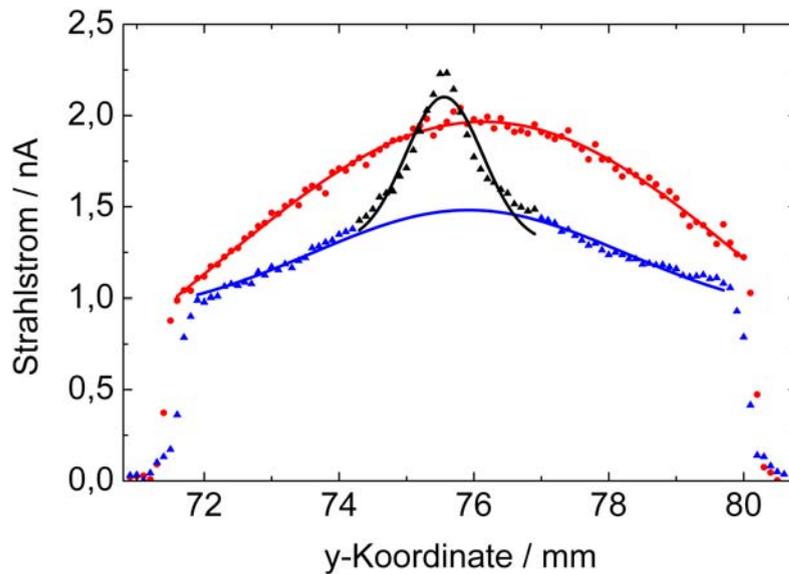


ABB. 4.10: Schnitte durch die Absolutwerte der Strahlprofile aus ABB. 4.9 bei  $x = 14,6$  mm für die erhöhte (rot, Kreis) und  $x = 16,8$  mm (blau und schwarz, Dreieck) für die gesenkte Linsenspannung. Beide Kurven wurden in [Origin] mit Gauß-Kurven angenähert, wobei die farblich unterschiedlich markierten Punkte getrennt angenähert wurden

von 9,9 mm und einer Länge von 20 mm. Da diese Öffnung über zwei Mikrometerschrauben verschoben werden kann und sie beim nachträglichen Ausbau nicht mittig war, könnte dadurch die laterale Verschiebung ( $x$ -Position in ABB. 4.9 a) dieses besonderen Maximums erklärt werden. Die neu gebaute Ionenstrahlanlage muss daher noch so modifiziert werden, dass dieser Effekt nicht auftreten kann. Dies kann u.a. mit einem kleinen, länglichen Zylinder realisiert werden, der vor der Blende eingesetzt wird und Ionen mit stark divergenten Trajektorien absorbiert.

Außer diesem Effekt ist ein eindeutiger Drift in den Strahlprofilen erkennbar. Mit steigender Linsenspannung verschiebt sich das Maximum zu kleineren  $x$ -Koordinaten. Mögliche Ursachen sind u.a. die Verkippung der Quelle zur Linse oder die ungenaue Ausrichtung der Blende auf die optische Achse. Weitere Messungen mit der alten Quelle, mit der diese Ionenstrahlanlage üblicherweise betrieben wird, zur Behebung dieses Effektes stehen noch aus.

Trotz dieses Drifts ist klar erkennbar, dass das Strahlprofil bei erhöhter Linsenspannung eine deutliche Verbreiterung des Maximums zeigt. Jedoch reicht dies nicht aus um die 8 mm-Blende homogen auszufüllen. Das Verhältnis aus Gl. (4.5) bleibt ungefähr im Rahmen der fokussierten Messung. Daher wurde ein Strahlprofil aufgenommen, bei dem der Strahlstrom um 90% defokussiert wurde. Die Linsenspannung wurde dabei erhöht. Bei dieser Messung wurde auch der auffallende Drift des Maximums entschärft, indem das



ABB. 4.11: Bauteil in der alten ISA, das den Strahlengang für die Messung des Strahlprofils beim Herunterregeln der Linsenspannung stört

	Maximalwert in nA	Verhältnis $V$ (8 mm-Blende)	Verhältnis $V$ (2 mm-Blende)
ABB. 4.8: Fokussiert	5,05	0,3	0,7
ABB. 4.9: 66% defokussiert ( $U_L \searrow$ )	2,23	0,3	0,6
ABB. 4.9: 66% defokussiert ( $U_L \nearrow$ )	2,06	0,2	0,9
ABB. 4.12: 90% defokussiert ( $U_L \nearrow$ )	0,53	0,5	0,9

TAB. 4.3: Maximale Ionenströme im FC 2 der Strahlprofilmessungen aus ABB. 4.8, ABB. 4.9 und ABB. 4.12. Zudem sind die Verhältnisse nach Gl. (4.5) für die 8 mm-Blende sowie für einen  $2 \times 2 \text{ mm}^2$ -Ausschnitt (mittig um das Maximum) des Strahlprofils aufgezeigt

Maximum des Strahlstroms im FC 1 nach dem Herunterregeln erneut auf die Mitte der Blende eingestellt wurde. Dies geschah wie vor der ersten Messung durch Verspannen der Linse bzgl. der Quelle und des ISA-Turms mit Hilfe der 8 Gewindestangen.

ABB. 4.12 zeigt das Profil des stark defokussierten Strahls. Die einzelnen Bereiche sind dabei kantiger als die der bisherigen Strahlprofile, was auf den geringen Maximalwert des Strahlstroms (vgl. TAB. 4.3) zurückzuführen ist. Je geringer dieser ist, desto anfälliger sind die Grenzen der Bereiche auf Schwankungen. Das Verhältnis  $V$  nach Gl. (4.5) wächst auch hier nur bis auf 0,5 an und ist für einen homogenen Beschuss viel zu gering. Auch eine entscheidend größere Verbreiterung des Maximums gegenüber der um 66% defokussierten Messung ist nicht zu sehen.

Nach den Strahlprofilmessungen ist es nicht möglich, mit der in dieser Arbeit neu gebauten Quelle einen Bereich von  $8 \times 8 \text{ mm}^2$  mit ortfestem Strahlstrommaximum homogen

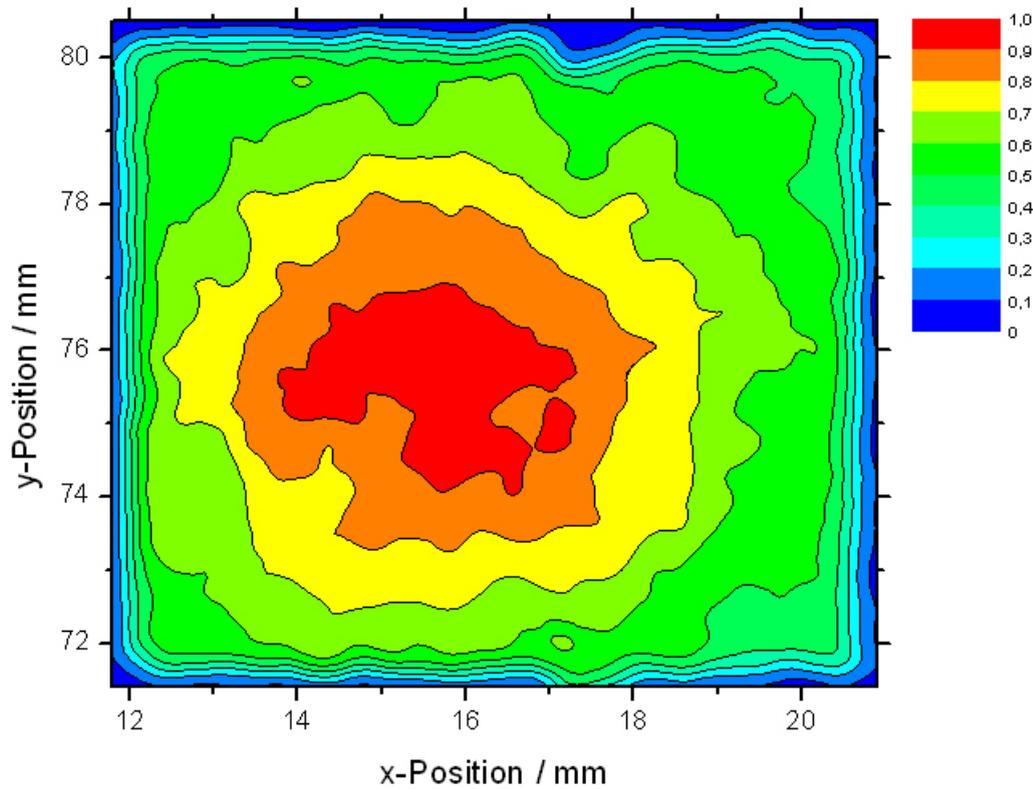


ABB. 4.12: Um 90% des maximal möglichen Strahlstrom defokussiertes Strahlprofil der neu aufgebauten Ionenquelle mit Strahlengang durch eine quadratische 8mm-Blende. Aufgrund des Auftretens der Fokussierung durch das Bauteil aus ABB. 4.11 im Fall der erniedrigten Linsenspannung wurde diese hierbei nur erhöht. Die Ionenstromwerte sind normiert; die Absolutwerte der Maxima sind in TAB. 4.3 nachzulesen

zu beschließen. Da die laterale Wechselwirkungsfläche bei den XRMS-Messungen bis zu  $8 \times 0,5 \text{ mm}^2$  beträgt, muss hier eine andere Lösung gefunden werden. Eine mögliche Alternative ist der Einsatz eines Beam-Blankers. Mit Hilfe von Ablenkcondensatoren wird der Ionenstrahl über die Probe bewegt. Somit reicht eine Blende mit 1 bis 2 mm Durchmesser – der Wechselwirkungsbereich bei den XRMS-Messungen in der y-Richtung beträgt nach ABS. 4.2 nur 0,5 mm –, um über ein Rastern des Ionenstrahls einen homogen beschossenen Bereich erzeugen zu können. Betrachtet man einen Bereich von  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  um das Maximum der Strahlprofile, so bekommt man Verhältnisse von 0,9, was einer annähernd gleichen Dosis über der bestrahlten Fläche entspricht.

## 5 Untersuchung zu Zwischenschichtwechselwirkungen in [NiFe/Au/Co/Au]-Multilayern

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen mit dem untersuchten Schichtsystem  $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20} (2,2 \text{ nm})/\text{Au} (2,35 \text{ nm})/\text{Co} (t_{\text{Co}})/\text{Au} (2,35 \text{ nm})]_{10}$  vorgestellt. Dabei wird vor allem auf die Messungen am Elektronenspeicherring BESSY II eingegangen, die durch ihre elementspezifische Messmethode (vgl. ABS. 2.4.4) neue Erkenntnisse ergeben haben. Diese Messungen dienten als Voruntersuchung zu den geplanten Experimenten – XRMS-Messungen mit in situ-Ionenbeschuss –, die im Rahmen des BMBF-Projekts durchgeführt werden sollen.

Die Änderung des elektrischen Widerstandes eines Schichtsystems in Abhängigkeit vom angelegten äußeren Magnetfeld kann für viele Anwendungen [Pri99] genutzt werden. Neben Festplattenleseköpfen und dem magnetischen Speicher MRAM ist vor allem der Bereich der Sensorik zu nennen. Für quantitative Magnetfeldmessensensoren ist dabei ein großer Bereich linearen Zusammenhangs zwischen Magnetfeld und GMR-Effekt (vgl. ABS. 2.4.3) nötig. Nur so lassen sich genaue Messungen durchführen.

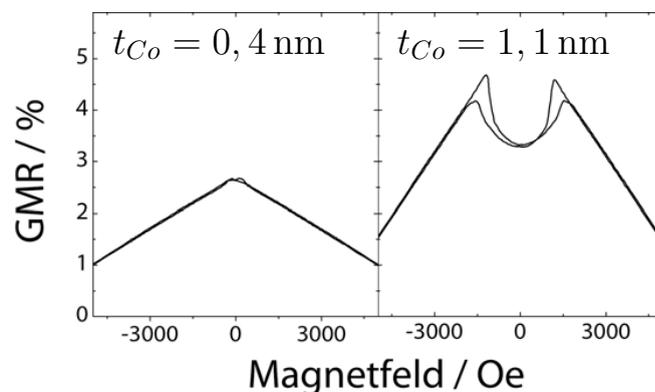


ABB. 5.1: GMR-Messungen für das Schichtsystem  $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20} (2,2 \text{ nm})/\text{Au} (2,35 \text{ nm})/\text{Co} (t_{\text{Co}})/\text{Au} (2,35 \text{ nm})]_{10}$  mit 2 verschiedenen Co-Schichtdicken. Die Vierpunktmessungen wurden mit CIP-Geometrie (vgl. ABS. 2.4.3) im externen, out-of-plane-Magnetfeld  $H_{\perp}$  durchgeführt. Dabei sind die Widerstandsänderungen nach Gl. (2.45) auf  $R_p = R(H = 20 \text{ kOe})$  normiert (nach [SUS08])

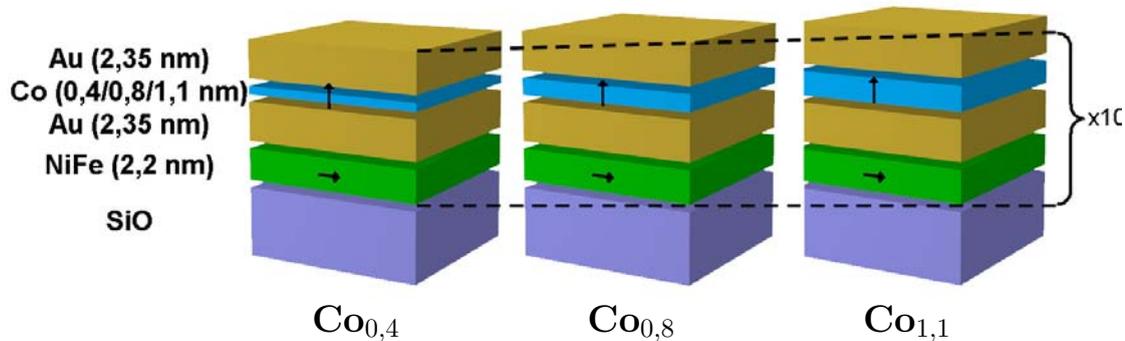


ABB. 5.2: Aufbau des verwendeten Schichtsystems: Als Substrat dient natürlich oxidiertes Silizium. Darauf aufgebaut ist das Schichtsystem  $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_{10}$  mit den eingezeichneten Schichtdicken. Die Proben – im Weiteren nur noch  $\text{Co}_{0,4}$ ,  $\text{Co}_{0,8}$  und  $\text{Co}_{1,1}$  genannt – sind bis auf die variierende Schichtdicke der Co-Schicht gleich. Die Magnetisierungen der Co- und NiFe-Schichten stehen wie eingezeichnet senkrecht aufeinander, wobei die NiFe-Magnetisierung in-plane und die Co-Magnetisierung out-of-plane steht

Das verwendete Multilayer-Schichtsystem  $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_{10}$  besitzt durch die in-plane-Magnetisierung von  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  – auch Permalloy genannt – und die out-of-plane-Magnetisierung von Co einen linearen Zusammenhang sowohl zwischen in-plane als auch out-of-plane angelegtem Magnetfeld und seinem Magnetowiderstand [SUS06, USS07]. Diese verschwindet jedoch für die oben genannten Proben mit  $t_{\text{Co}} \approx 1$  nm im Bereich um  $H_{\text{ex}} = 0$  Oe [SUS08]. Es wurde vermutet, dass der in ABB. 5.1 zu sehende Einbruch in der GMR-Kurve durch Bildung von Streifendomänen in den Co-Schichten zu erklären ist. Diese verkippeln durch magnetostatische Wechselwirkungen die NiFe-Magnetisierungen, die somit eine out-of-plane-Komponente erhalten [USS07]. Ziel der Messungen, die in diesem Kapitel vorgestellt werden, ist ein erster direkter und elementspezifischer Nachweis für diese Vermutung.

Dazu werden in ABS. 5.1 der Aufbau, die Herstellung und grundlegende (magnetische) Eigenschaften der Proben beschrieben. ABS. 5.2 enthält Messungen, die sowohl mit harter Röntgenstrahlung im Labor als auch weicher, resonanter Röntgenstrahlung aus der Synchrotronstrahlungsquelle BESSY II (Berlin) durchgeführt wurden. In ABS. 5.3 ist ein Vergleich der Ergebnisse aller Messungen, die mit verschiedenen Messmethoden – XRMS, GMR, VSM und MFM – aufgenommen wurden, zu finden.

## 5.1 Probenaufbau und grundlegende Eigenschaften

Das in den Messungen untersuchte Multilayer-Schichtsystem ist in ABB. 5.2 schematisch dargestellt. Als Substrat wurde natürlich oxidiertes Si(100) verwendet. Das eigentliche

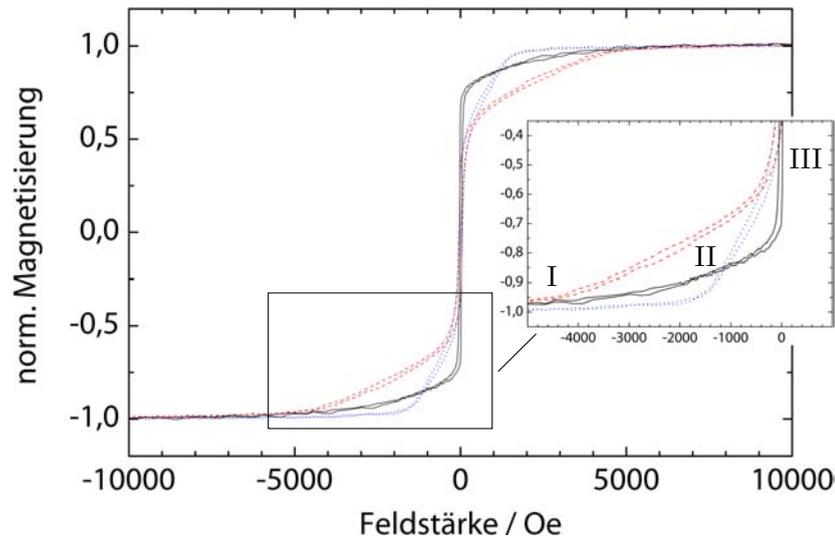


ABB. 5.3: Normierte Magnetisierungskurven der Proben  $\text{Co}_{0,4}$  (schwarz),  $\text{Co}_{0,8}$  (rot, gestrichelt) und  $\text{Co}_{1,1}$  (blau, gepunktet). Die Kurven wurden mit einem VSM bei parallel zur Schichtoberfläche angelegtem Feld  $H_{\parallel}$  bei Zimmertemperatur aufgenommen. In der Vergrößerung sind die 3 wichtigen Bereiche gekennzeichnet: Von der Sättigung (I) ausgehend, fangen zuerst die Co-Magnetisierungen an zu drehen (schwere Richtung, II), bevor auch die Ni-Schichten ummagnetisieren (leichte Richtung, III)

Schichtsystem, bestehend aus  $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20} (2,2 \text{ nm})/\text{Au} (2,35 \text{ nm})/\text{Co} (t_{\text{Co}})/\text{Au} (2,35 \text{ nm})]_{10}$ , wurde in zehnfacher Wiederholung auf das Substrat aufgebracht. Die Dicke der Co-Schichten wurde variiert: Für die erste Probe ist  $t_{\text{Co}} = 0,4 \text{ nm}$ , im folgenden nur noch  $\text{Co}_{0,4}$  genannt, für die zweite ist  $t_{\text{Co}} = 0,8 \text{ nm}$  ( $\text{Co}_{0,8}$ ) und die dritte Probe hat eine Co-Schichtdicke von  $t_{\text{Co}} = 1,1 \text{ nm}$  ( $\text{Co}_{1,1}$ ).

Alle Schichtsysteme (vgl. ABB. 5.2) wurden durch Kathodenzerstäubung in Argonatmosphäre in der Arbeitsgruppe von Prof. Stobiecki (Instytut Fizyki Molekularnej - Polskiej Akademii Nauk, Posen, Polen) hergestellt [SSL04], wobei für die Au-Schichten das RF Magnetron Sputtern und für die NiFe- und Co-Schichten das DC Magnetron Sputtern benutzt wurde. Die Wachstumsraten und weiteren Parameter können TAB. 5.1 entnommen werden.

In den vorliegenden Multilayer-Schichtsystemen haben die NiFe-Schichten eine in-plane-Anisotropie der Magnetisierung. Die Richtung der Co-Anisotropie ist im allgemeinen hingegen stark von der Schichtdicke des Co abhängig. Frühere Untersuchungen der Magnetisierungsrichtung in Au/Co/Au-Schichtsystemen [CRB86, CB88] ergaben, dass Co bei extrem dünnen Schichten – zwei bis acht Atomlagen oder entsprechend etwa 0,3 bis 1,4 nm – eine out-of-plane-Anisotropie zeigt. In diesen Bereichen ist die Grenzflächenanisotropie größer als die Formanisotropie (vgl. ABS. 2.1). Ab 1,5 nm sind sowohl Anteile in in-plane- als auch out-of-plane-Richtung zu finden, während bei Co-Schichtdicken größer als 2,0 nm die Ani-

Basisdruck	$1 \cdot 10^{-8}$ mbar
Argon-Gasdruck	$1 \cdot 10^{-4}$ mbar
Sputterrate Au	$0,06 \frac{\text{nm}}{\text{s}}$
Sputterrate Co	$0,045 \frac{\text{nm}}{\text{s}}$
Sputterrate Ni <sub>80</sub> Fe <sub>20</sub>	$0,05 \frac{\text{nm}}{\text{s}}$

TAB. 5.1: Parameter der Schichtherstellung mit RF (Au-Schichten) und DC (NiFe- und Co-Schichten) Magnetron Sputtern

sotropierichtung in-plane liegt. In unserem Fall liegen demnach alle Co-Magnetisierungen out-of-plane.

In ABB. 5.3 sind die normierten Magnetisierungskurven, die bei Zimmertemperatur mit einem VSM (vgl. ABS. 2.4.2) aufgenommen wurden, für die Proben mit den verschiedenen Co-Schichtdicken zu sehen. Das externe Feld  $H_{\parallel}$  lag dabei parallel zur Oberfläche, d.h. in in-plane Richtung.

Man sieht deutlich die beiden Anteile der Hysterese-Kurven: Die schwere Richtung des out-of-plane magnetisierten Co (ABB. 5.3 II) und die leichte Richtung des in-plane magnetisierten NiFe um den Nullpunkt des externen Feldes (III). Zu beachten ist, dass der Magnetisierungswert beim Beginn der leichten Richtung bei etwa  $H = 200$  Oe mit wachsender Schichtdicke des Co abnimmt, weil sich das Verhältnis der Volumina von Co und NiFe und somit auch das der Magnetisierungen  $\frac{M_{Co}}{M_{NiFe}}$  verändert.

## 5.2 Untersuchungen mit harter und weicher Röntgenstrahlung

Strukturelle Informationen eines Schichtsystems können über Röntgenbeugung (vgl. ABS. 2.4.4) erhalten werden. Die Messungen mit harter Cu-K<sub>α</sub>-Röntgenstrahlung ( $E_{Cu-K\alpha} = 8,04$  keV) sind in ABB. 5.4 dargestellt. Sie wurden alle mit einem Diffraktometer (Firma *Seifert*, Modell *XRD 3003 Diffractometer*) in Bragg-Brentano-Geometrie (vgl. ABS. 3.3) gemessen. Die Vergleichskurven wurden am ALICE Diffraktometer [GNZ03] beim Berliner Synchrotronspeicherring BESSY II in gleicher Geometrie aufgenommen. Wählt man für die XRMS-Messungen eine Energie im Bereich der L<sub>3</sub>-Absorptionskanten von Co ( $E_{Co,L3} = 778,3$  eV) und Ni ( $E_{Ni,L3} = 853$  eV), so erhält man die in ABB. 5.4 dargestellten elementspezifischen  $\theta$ - $2\theta$ -Kurven. Alle hier dargestellten XRMS-Messungen wurden mit rechts zirkular polarisierten Röntgenstrahlen und in einem externen Magnetfeld  $H_{\parallel} = 2700$  Oe durchgeführt. Wegen der begrenzten Messzeit wurde bei der Probe Co<sub>0,4</sub> nur die XRMS-Kurve von Nickel gemessen.

Aufgrund der besseren Vergleichbarkeit der Kurven wurde hier die Intensität als Funktion des Streuvektors  $q$  aufgetragen. Dieser lässt sich anhand der Wellenlänge, bzw. der Energie des eingestrahlt Lichts bestimmen.

$$q = \frac{4 \cdot \pi \cdot \sin(\phi)}{\lambda} \quad (5.1)$$

Bragg-Peak-Nummer		2	3	4	5
Probe Co <sub>0,4</sub>	XRD	0,0189	0,0272	-	-
	XRMS (Ni)	0,0173	0,0256	0,0339	-
	XRMS (Co)	-	-	-	-
Probe Co <sub>0,8</sub>	XRD	0,0177	0,0252	0,0333	0,0409
	XRMS (Ni)	0,0168	0,0247	0,0324	0,0406
	XRMS (Co)	0,0169	0,0246	0,0326	0,0406
Probe Co <sub>1,1</sub>	XRD	0,0175	0,0250	0,0328	0,0404
	XRMS (Ni)	0,0162	0,0241	0,0315	0,0393
	XRMS (Co)	0,0161	0,0239	0,0316	0,0392

TAB. 5.2: Position der Bragg-Peaks der XRD- und XRMS-Kurven aus ABB. 5.4. Die Position des ersten Bragg-Peaks wurde aufgrund des schwer zu identifizierenden Peaks von Ni nicht bestimmt. Alle Werte sind in  $nm^{-1}$  angegeben

Man kann hierdurch Kurven, die bei unterschiedlichen Wellenlängen  $\lambda$  gemessen werden, vergleichen.

In ABB. 5.4 wird deutlich, dass die Bragg Peaks der XRD- und XRMS-Kurven andere Positionen haben. Während der Unterschied zwischen den zwei Messungen mit weicher Röntgenstrahlung (Photonenenergie der L<sub>3</sub>-Absorptionskanten von Ni und Co) marginal ist und innerhalb der durch die Schrittweite der Messungen vorgegebene Genauigkeit liegt sind die Positionen bei XRD- und XRMS-Messungen bis zu 10% verschieden. Die Positionen aller Bragg-Peaks wurden dabei mit [Origin] ermittelt. TAB. 5.2 beinhaltet für jedes Schichtsystem und jede Messung diese Positionen – angegeben in  $nm^{-1}$ . Da der erste Peak der elementspezifischen Messungen bei  $q \approx 0.01 nm^{-1}$  gar nicht oder nur schwierig zu bestimmen war, wurde er für alle Messungen weggelassen.

Da das Auftreten der Bragg-Peaks hier nicht durch Beugung am Kristallgitter, sondern durch Reflexion an den Grenzflächen zwischen unterschiedlichen Schichten auftritt, ergibt sich eine Abhängigkeit vom Brechungsindex der verschiedenen Materialien. Aus [HGD93] ist bekannt, dass der komplexe Brechungsindex  $n = 1 - \delta - i \cdot \beta$  (vgl. ABS. 2.4.4) und seine optischen Konstanten – der dispersive Korrekturterm  $\delta(E)$  und der absorptive Korrekturterm  $\beta(E)$  – sowohl im Bereich der L<sub>3</sub>- als auch der K <sub>$\alpha$</sub> -Absorptionskanten der jeweiligen Schichtmaterialien extrem schwankend sind. Durch die sich daraus ergebenden Gangunterschiede der Röntgenstrahlen verschiedener Energien ändert sich instantan die Lage der Peaks wegen der Bragg-Bedingung.

Während die Position der Bragg-Peaks sich für beide Messarten unterscheidet, sollte der Abstand zweier Peaks zueinander für jeweils eine konstante Co-Schichtdicke immer gleich sein, da er nach Gl. (2.59) mit der Dicke eines [Au/NiFe/Au/Co]-Stapels verknüpft ist. Das gleiche gilt auch für die zwischen den Bragg Peaks auftretenden Kiessig-Oszillationen (vgl. ABS. 2.4.4). Ihr (konstanter) Abstand bildet über Gl. (2.60) eine Verbindung zur Schichtsystemdicke. Da beide Peak-Abstände reziprok mit der Schichtsystem-, bzw. der

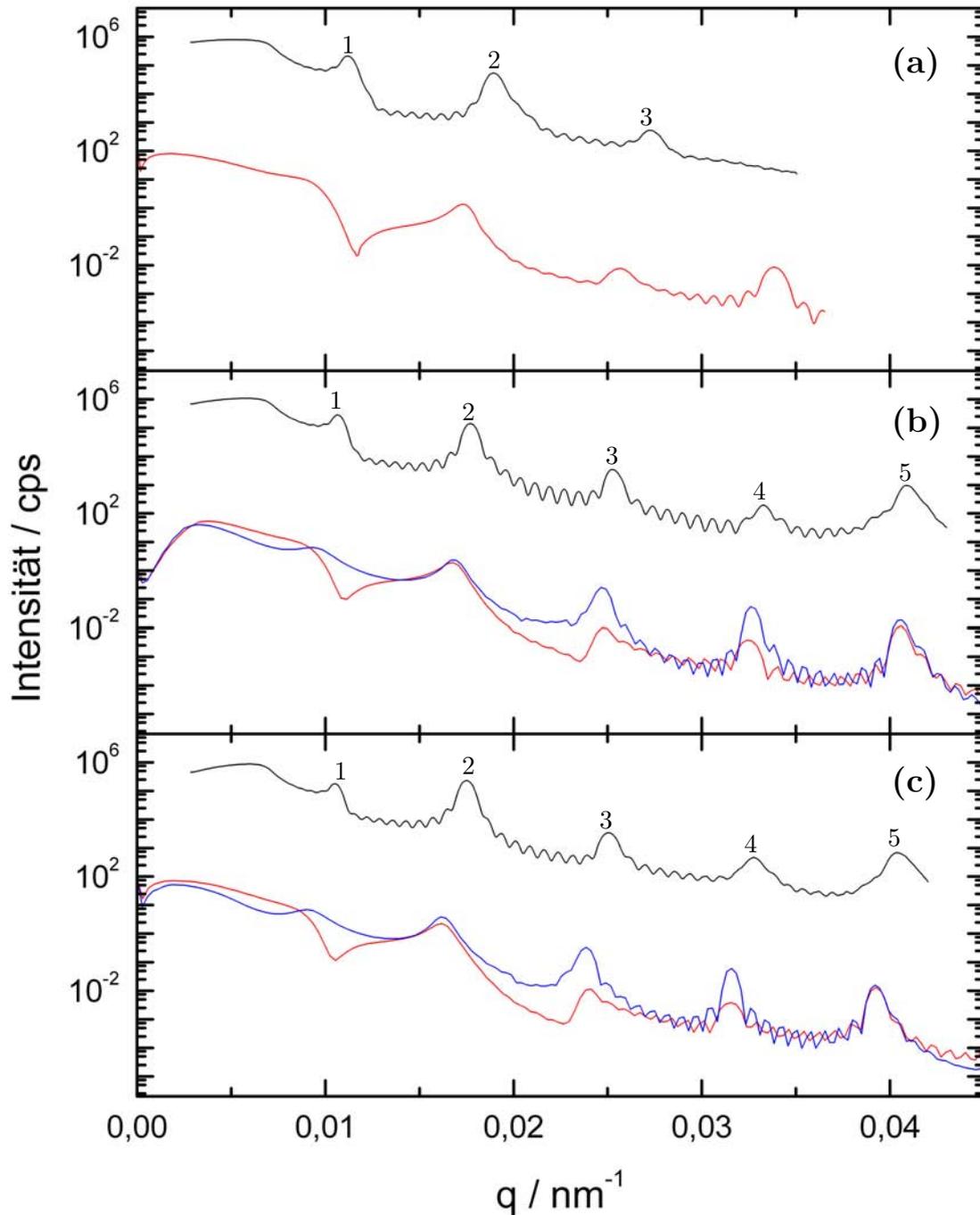


ABB. 5.4:  $q$ -Darstellung (Gl. (5.1)) der Röntgenstreuung in  $\theta$ - $2\theta$ -Geometrie mit harter  $\text{Cu-K}\alpha$ - ( $E_{K\alpha} = 8,04 \text{ keV}$ , schwarz) und weicher Röntgenstrahlung für die Proben  $\text{Co}_{0,4}$  (a),  $\text{Co}_{0,8}$  (b) und  $\text{Co}_{1,1}$  (c). Die XRMS-Messungen mit weicher Röntgenstrahlung wurde mit Photonen der  $L_3$ -Absorptionskantenenergien von Co ( $E_{\text{Co},L_3} = 778,3 \text{ eV}$ , blau) und Ni ( $E_{\text{Ni},L_3} = 853 \text{ eV}$ , rot) durchgeführt

		Stapelstärke [nm]		Schichtsystemstärke [nm]	
		berechnet	nominell	berechnet	nominell
Co <sub>0,4</sub>	XRD	7,8	7,3	75,3	73,0
	XRMS (Ni)	7,7		70,8	
	XRMS (Co)	-		-	
Co <sub>0,8</sub>	XRD	8,3	7,7	80,9	77,0
	XRMS (Ni)	8,0		73,5	
	XRMS (Co)	8,0		79,2	
Co <sub>1,1</sub>	XRD	8,4	8,0	82,3	80,0
	XRMS (Ni)	8,2		74,7	
	XRMS (Co)	8,3		80,2	

TAB. 5.3: Vergleich der Mittelwerte der Stapel- und Schichtsystemstärken, die mit Gl. (2.59) und Gl. (2.60) aus den Werten aus TAB. 5.2 berechnet wurden, mit den aus den Herstellungsparametern ermittelten Werten

Stapelstärke verknüpft sind, verschieben sich die Bragg-Peaks und die Kiessig-Oszillationen gleicher Messung (XRD oder XRMS) mit zunehmender Co-Schichtstärke immer mehr zu niedrigeren  $q$ -Werten (vgl. ABB. 5.4).

TAB. 5.3 zeigt die Mittelwerte der Stapel- und Schichtsystemstärken an, die mit den Werten aus TAB. 5.2 berechnet wurden. Während bei den XRD-Messungen die Kiessig-Oszillationen schon ab dem ersten Bragg-Peak zu sehen sind und auch in die Berechnung mit einbezogen wurden, können sie bei den XRMS-Messungen erst ab etwa  $0,025 \text{ nm}^{-1}$  einbezogen werden, da sie vorher nicht in aller Deutlichkeit zu identifizieren sind. Dieser Effekt hat seinen Ursprung in den unterschiedlichen Photonenenergien während der Messungen: Zum Einen haben die Röntgenstrahlen bei der XRD-Messung so viel Energie, dass sie das Schichtsystem schon bei einem kleinen Winkel, bei dem ein längerer Weg zum Substrat zurückzulegen ist (vgl. ABB. 4.2), durchdringen, während sie bei der XRMS-Messung nur ein Zehntel der Energie haben und damit nicht genug, um das Schichtsystem zu durchdringen. Zum Anderen sind die Absorptionskoeffizienten bei der XRMS-Messung deutlich höher, so dass die Intensität der eingestrahlten Synchrotronstrahlung im Schichtsystem schneller abnimmt als im Fall der XRD-Messung. Erst wenn der Messwinkel vergrößert wird, nimmt die effektive Weglänge im Schichtsystem zum Substrat ab und ab einem kritischen Winkel reicht die Energie ebenfalls aus, um das gesamte Schichtsystem zu durchdringen.

Offensichtlich können die Werte der XRD-Messungen und XRMS-Messungen sehr gut verglichen werden: bis auf die Werte der Schichtsystemstärke bei den Ni-Messungen liegen die Abweichungen innerhalb von wenigen Prozenten (kleiner als 4%). Dass die Werte der erwarteten Stärken konstant zu klein ausfallen ist damit zu erklären, dass bei der Berechnung nach Gl. (2.59) und Gl. (2.60) einige Annahmen zu machen sind, die unter realen Bedingungen nicht exakt zutreffen. So werden Grenzflächenrauigkeiten, Brechungsindizes

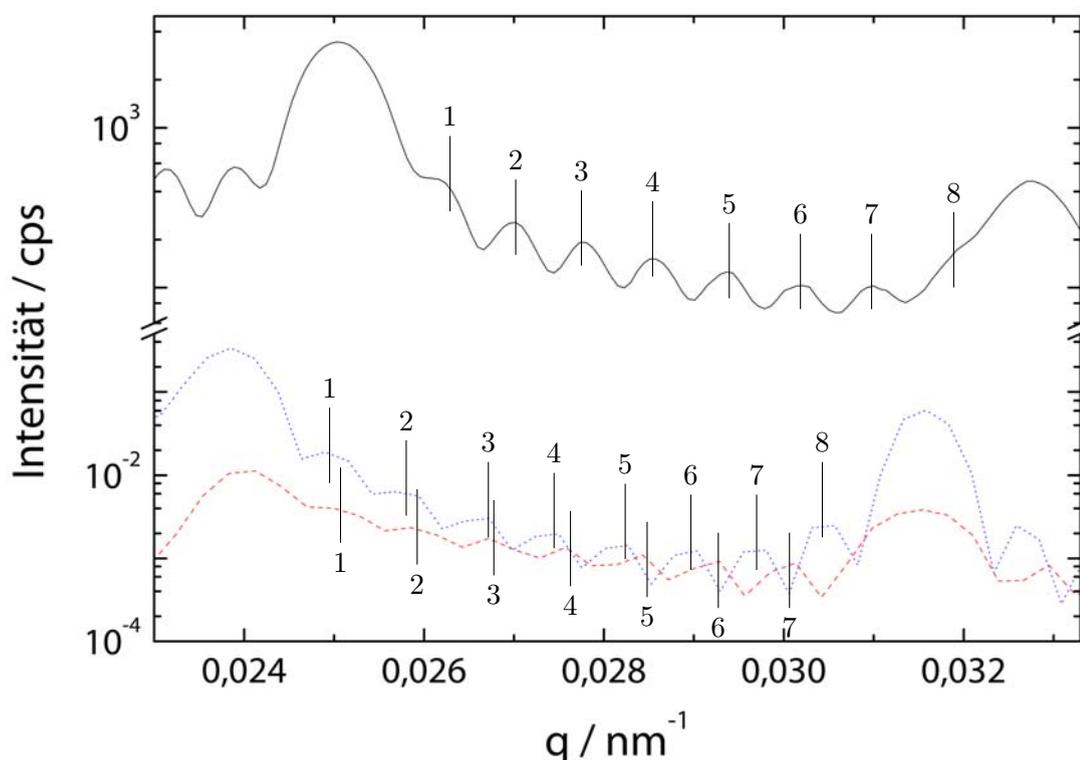


ABB. 5.5: Vergrößerung eines Teils der XRD- (schwarz) und XRMS-Messung der Probe  $\text{Co}_{1,1}$  aus ABB. 5.4. Die deutlich zu sehenden Kiessig-Oszillationen sind zwischen zwei aufeinander folgenden Bragg-Peaks markiert. Die XRD-Messungen wurden mit der  $\text{Cu K}\alpha$ -Energie ( $E_{K\alpha} = 8,04 \text{ keV}$ ), die XRMS-Messungen mit weichen Röntgenstrahlungen an den  $\text{L}_3$ -Absorptionskanten von Co ( $E_{\text{Co},\text{L}_3} = 778,3 \text{ eV}$ , blau, gepunktet) und Ni ( $E_{\text{Ni},\text{L}_3} = 853 \text{ eV}$ , rot, gestrichelt) durchgeführt

und die darin eingehenden optischen Konstanten  $\delta(E)$  und  $\beta(E)$  nicht berücksichtigt. Zur genauen Interpretation solcher Messungen müsste daher auf ein rekursives Iterationsverfahren [Par54] zurückgegriffen werden, dass von L.G. Parratt aufgestellt wurde. Da hier allerdings nur die Vergleichbarkeit der Messmethoden herausgearbeitet werden soll, wird auf eine detaillierte Berechnung verzichtet.

Dass die Werte der Schichtsystemdicke der Ni-Messung extrem von den erwarteten und gemessenen Werten der Co-Messung abweichen, lässt sich auf eine fehlende Kiessig-Oszillation zurückführen. In ABB. 5.5 ist ein Ausschnitt der  $\theta$ - $2\theta$ -Messung für  $\text{Co}_{1,1}$  zu sehen und alle Maxima der Kiessig-Oszillationen sind markiert. Man sieht, dass bei der XRD-Messung 8 Maxima zwischen zwei Bragg-Peaks liegen. Das gleiche ist bei der Co-Messung der Fall. Dies bestätigt die in ABS.2.4.4 beschriebene Regel, dass bei einem Multilayer mit  $n$  Wiederholungen genau  $n - 2$  Kiessig-Oszillationen zu sehen sind. Betrachtet man jedoch die Ni-Messungen genauer, so fällt auf, dass ein Maximum fehlt: es

gibt nur 7 Maxima. Dies ist in den XRMS- $\theta$ - $2\theta$ -Messungen aller drei Proben zu sehen (vgl. ABB. 5.4) und würde auf eine nur neunfache Wiederholungsrate des Stapels hinweisen. Dies widerspricht jedoch dem Herstellungs- und von Co-Messungen bestätigten Wert von 10 Wiederholungen.

Die fehlende Oszillation weist auf eine fehlende, auf weiche Röntgenstrahlen ( $L_3$ - Absorptionskante von Ni) ansprechende Ni-Schicht hin. Es kann daher vermutet werden, dass die unterste Ni-Schicht aufgrund des direkten Aufwachsens auf dem Substrat mit der darüber abgeschiedenen Au-Schicht vermischt ist.

### 5.3 Magnetische Wechselwirkung zwischen Co und NiFe

Bisher wurden nur die  $\theta - 2\theta$ -Messungen von XRD und XRMS dargestellt und verglichen, die Informationen über den Aufbau und Dicke des Schichtsystems und der Stapel geben. Will man aber Informationen über die magnetische Wechselwirkung der Co- und Ni-Schichten erlangen, so werden magnetisierungssensitive Messungen benötigt. Ebenfalls in Bragg-Brentano-Geometrie (vgl. ABS. 3.3) wurden daher die Reflektionsintensitäten der weichen Röntgenstrahlen bei variabler äußerer Magnetfeldstärke aufgenommen. Die anderen Parameter, wie der Winkel  $\theta$  und die Energie  $E$ , blieben dabei konstant. In ABB. 5.6 (a-c) sind die Intensitätskurven für die Probe  $Co_{0,4}$  bei parallel zur Probenoberfläche anliegendem, äußeren Feld  $H_{\parallel}$  dargestellt. Dabei wurden die XRMS-Messungen mit der Gleichung

$$I_{norm}(H) = \frac{(I(H) - I^-) + (I(H) - I^+)}{(I(H) - I^-) - (I(H) - I^+)} = \frac{2 \cdot I(H) - I^+ - I^-}{I^+ - I^-} \quad (5.2)$$

normiert, wobei  $I^+$  die Intensität bei maximal angelegtem Feld  $H_{\parallel} = +2700$  Oe und  $I^-$  die bei minimal angelegtem Feld  $H_{\parallel} = -2700$  Oe ist. ABB. 5.6 (c) ist die mit der Gleichung

$$I_{norm}(H) = \frac{M_{Co}}{M_{Co} + M_{Ni}} \cdot I_{Co}(H) + \frac{M_{Ni}}{M_{Co} + M_{Ni}} \cdot I_{Ni}(H) \quad (5.3)$$

berechnete Intensitätskurve, die wie die VSM-Messung (ABB. 5.6 a) eine Gewichtung der Reflexionsintensitäten (XRMS), bzw. Magnetisierungen (VSM) von Ni und Co über die gesamte Probe liefert. Die Werte der Vorfaktoren für die Magnetisierungsverhältnisse  $\frac{M_{Co}}{M_{Co}+M_{Ni}}$  und  $\frac{M_{Ni}}{M_{Co}+M_{Ni}}$ , sowie deren Ermittlung sind im Anhang zu finden.

Bei diesen Messungen mit parallelem, äußeren Feld  $H_{\parallel}$  ist die Reflexionsintensität ein Maß für die in-plane-Magnetisierung des jeweiligen Materials. Sie können also als „Hysteresis“-Kurven bezeichnet und mit den Ummagnetisierungskurven anderer Messmethoden – u.a. VSM und L-MOKE – verglichen werden.

Als Bestätigung für die Vergleichbarkeit dient die gute Übereinstimmung der Kurven von VSM- (d) mit den aus den XRMS-Messungen berechneten Kurve (c): Beide Kurven zeigen eine extrem rechteckige Ummagnetisierung, ein kleines Koerzitivfeld  $H_C = 25$  Oe (VSM-Messung), bzw.  $H_C = 17$  Oe (berechnete Kurve) und es ist kaum eine schwere Richtung zu entdecken. Bei getrennter Beobachtung der einzelnen Materialien wird deutlich,

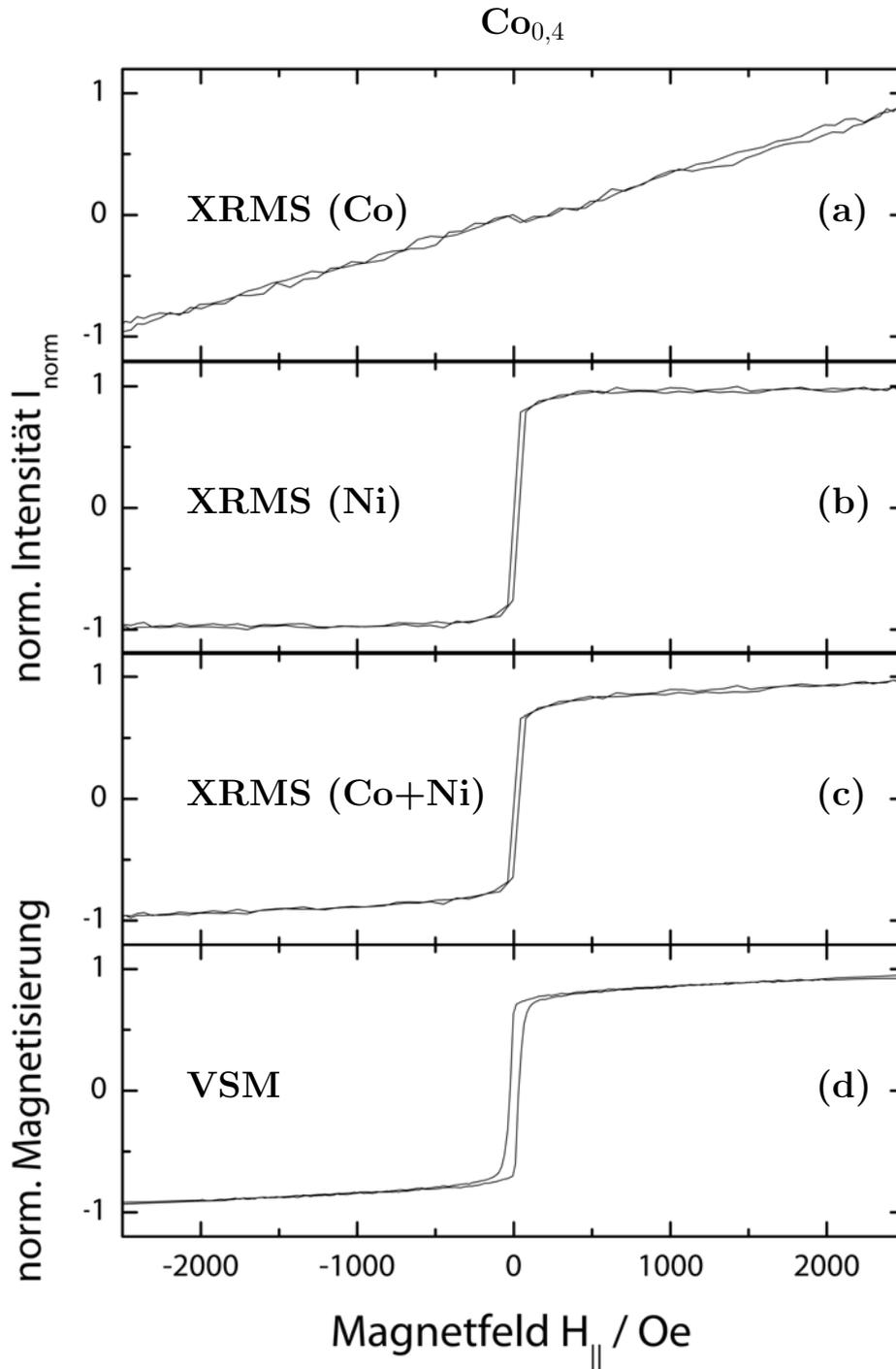


ABB. 5.6: Magnetisierungskurven für die Probe  $\text{Co}_{0,4}$  für den Einfallswinkel  $\theta = 8,5^\circ$  im externen Magnetfeld  $H_{||}$ : (a+b) Normierte XRMS-Intensitäten  $I_{norm}$  (Gl. (5.2)) für Co (Ni) an der  $L_3$ -Kante mit  $E_{Co,L3} = 778,3 \text{ eV}$  ( $E_{Ni,L3} = 853 \text{ eV}$ ). (c) Nach Gl. (5.3) gewichtete Summe der element-spezifischen Hysteresekurven von Ni und Co. (d) VSM-Messung (vgl. ABB. 5.3)

dass Ni (b) eine leichte Richtung mit einem extrem kleinen Koerzitivfeld  $H_C = 16$  Oe besitzt. Da kein Anzeichen einer schweren Richtung zu sehen ist, kann es keine – oder nur eine ganz schwache – Wechselwirkung zwischen den Ni- und Co-Schichten geben. Co hat aufgrund der in dem gewählten Schichtdickenbereich dominierenden Grenzflächenanisotropie eine out-of-plane-Magnetisierung und ist daher schwer in die in-plane-Ebene zu bringen: Es zeigt sich die erwartete schwere Achse, bei der das Co sogar mit dem maximal anlegbaren Feld von  $H_{||} = +2700$  Oe noch nicht in in-plane-Richtung gesättigt werden kann (a). Vermutlich ist bei der sehr dünnen Schicht von nur 0,4 nm der Einfluß der Grenzflächenanisotropie sehr groß, die eine out-of-plane Magnetisierung entgegen dem äußeren, parallelen Magnetfeld bevorzugt.

Während bei der Probe  $\text{Co}_{0,4}$  die FM Co und NiFe individuell und unabhängig voneinander ummagnetisieren und nicht oder nur ganz schwach wechselwirken, verhalten sich die Multilayer mit dickerer Co-Schicht nicht so trivial. In ABB. 5.7 sind für die Proben  $\text{Co}_{0,8}$  und  $\text{Co}_{1,1}$  wieder die jeweiligen 4 Kurven dargestellt: die elementspezifischen Hysteresekurven für Co (a,b) und Ni (c,d), die aus den XRMS-Messungen mit Gl. (5.3) berechnete Kurven (e,f) und die Hysterese (g,h) – gemessen per VSM. Auch bei diesen beiden Proben stimmt der Verlauf der VSM-Messung mit der aus den XRMS-Messungen berechneten Kurve gut überein. Bei Probe  $\text{Co}_{0,8}$  sieht man die Ummagnetisierung des Ni entlang der leichten Achse mit kleinem  $H_C$  (c). Aber auch die schwere Richtung des Co ist an den Flanken der Hysterese gut zu sehen. Die Sättigung der Magnetisierung des kompletten Schichtsystems in in-plane-Richtung wird auch hier bei den anlegbaren 2,7 kOe noch nicht, bei der Probe  $\text{Co}_{1,1}$  jedoch bei etwa  $H = 1,8$  kOe erreicht. Dieses Verhalten ist begründet in der Abnahme des Verhältnisses der Oberfläche zum Volumen der Schicht für steigende Schichtdicken. Dies führt zu einer Verringerung des Einflusses der Grenzflächenanisotropie, welche die Magnetisierung der Schicht out-of-plane zwingt. Die Steigung der Flanken ist bei der Probe  $\text{Co}_{1,1}$  auch größer und es zeigt sich dort schon eine kleine Aufspaltung. Dies zeigt, dass die Magnetisierung des Co mit wachsender Schichtdicke von out-of-plane nach in-plane dreht. Der Übergang findet bei ähnlichen Schichtaufbauten (Au/Co/Au) im Bereich von 1,1 bis 1,4 nm statt [CRB86, CB88]. Demnach könnte die Probe  $\text{Co}_{1,1}$  schon einen kleinen Teil in Remanenz in-plane gedrehter magnetischer Momente besitzen, was die Vergrößerung des Koerzitivfeldes, im Vergleich zur Probe  $\text{Co}_{0,8}$ , sowohl in der VSM-(ABB. 5.7 h), als auch in der XRMS-Co-Messung (b) erklären würde.

Betrachtet man nun die elementspezifischen Hysterese (a-d und ABB. 5.6 a+b), so fällt auf, dass Co mit wachsender Schichtdicke früher in in-plane-Richtung gesättigt wird. Während bei Co sonst keine Änderung des Verlaufs zu sehen ist, zeigt die XRMS-Messung für Ni mit zunehmender Schichtdicke des Co einen Anteil schwerer Richtung. Das Ni ist immer schwerer zu sättigen: Das benötigte äußere Magnetfeld steigt von 50 Oe ( $\text{Co}_{0,4}$ ) über 1 kOe ( $\text{Co}_{0,8}$ ) auf 1,5 kOe ( $\text{Co}_{1,1}$ ). Sowohl das angelegte, äußere Magnetfeld, als auch die ursprüngliche Magnetisierung der Ni-Schicht liegen in-plane. Daher muss ein Einfluss der Co-Schichten auf die NiFe-Schichten vorliegen, da sonst keine out-of-plane-Komponente auftreten würde.

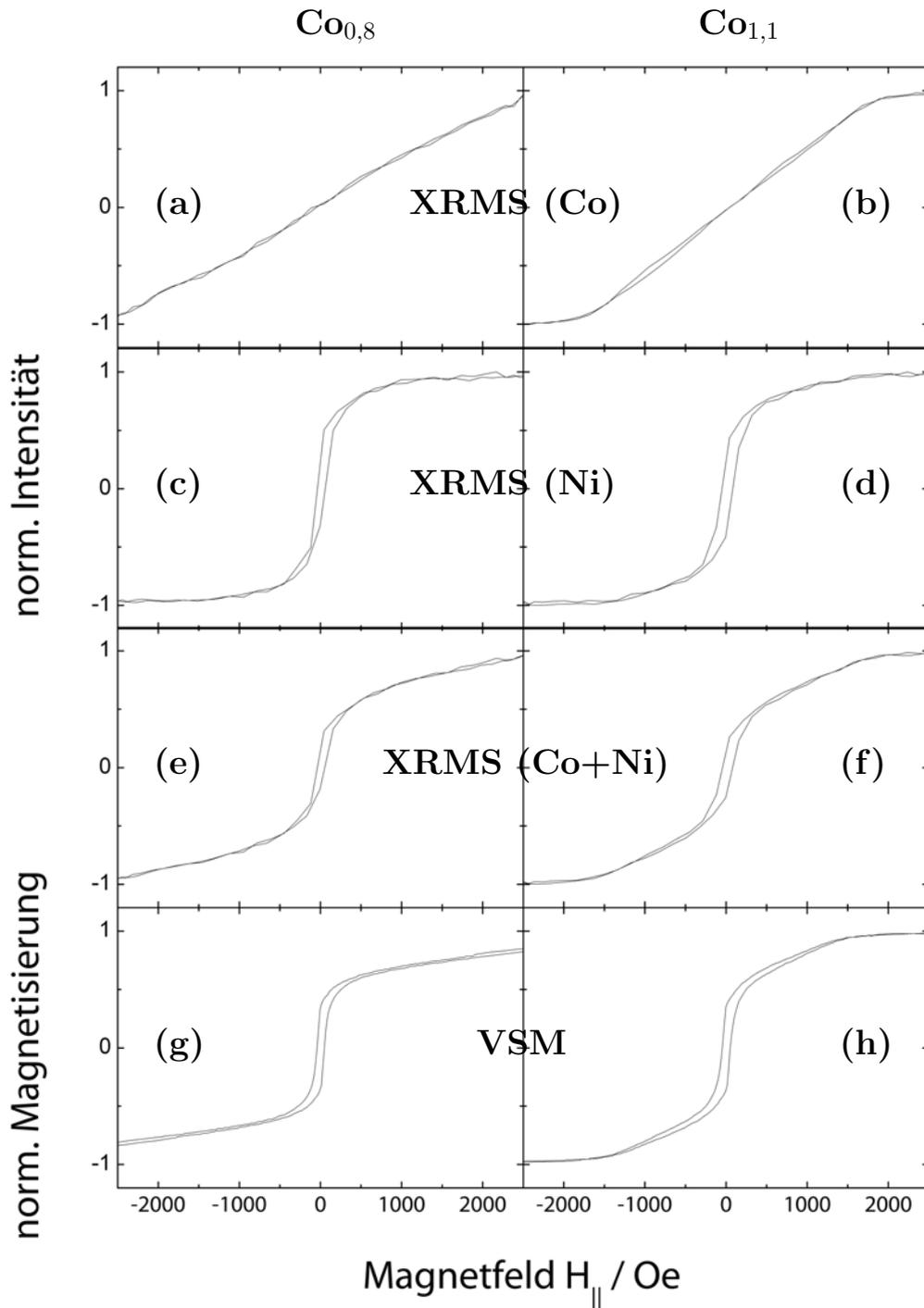


ABB. 5.7: Magnetisierungskurven für die Proben  $\text{Co}_{0,8}$  (linke Spalte) und  $\text{Co}_{1,1}$  (rechte Spalte) beim Einfallswinkel  $\theta = 8,5^\circ$  im externen Magnetfeld  $H_{||}$ : (a-d) Normierte XRMS-Intensitäten  $I_{norm}$  (Gl. (5.2)) für Co (Ni) an der  $L_3$ -Kante mit  $E_{\text{Co},L_3} = 778,3 \text{ eV}$  ( $E_{\text{Ni},L_3} = 853 \text{ eV}$ ). (c-d) Nach Gl. (5.3) gewichtete Summe der elementspezifischen Hysteresekurven von Ni und Co. (g-h) VSM-Messung (vgl. ABB. 5.3)

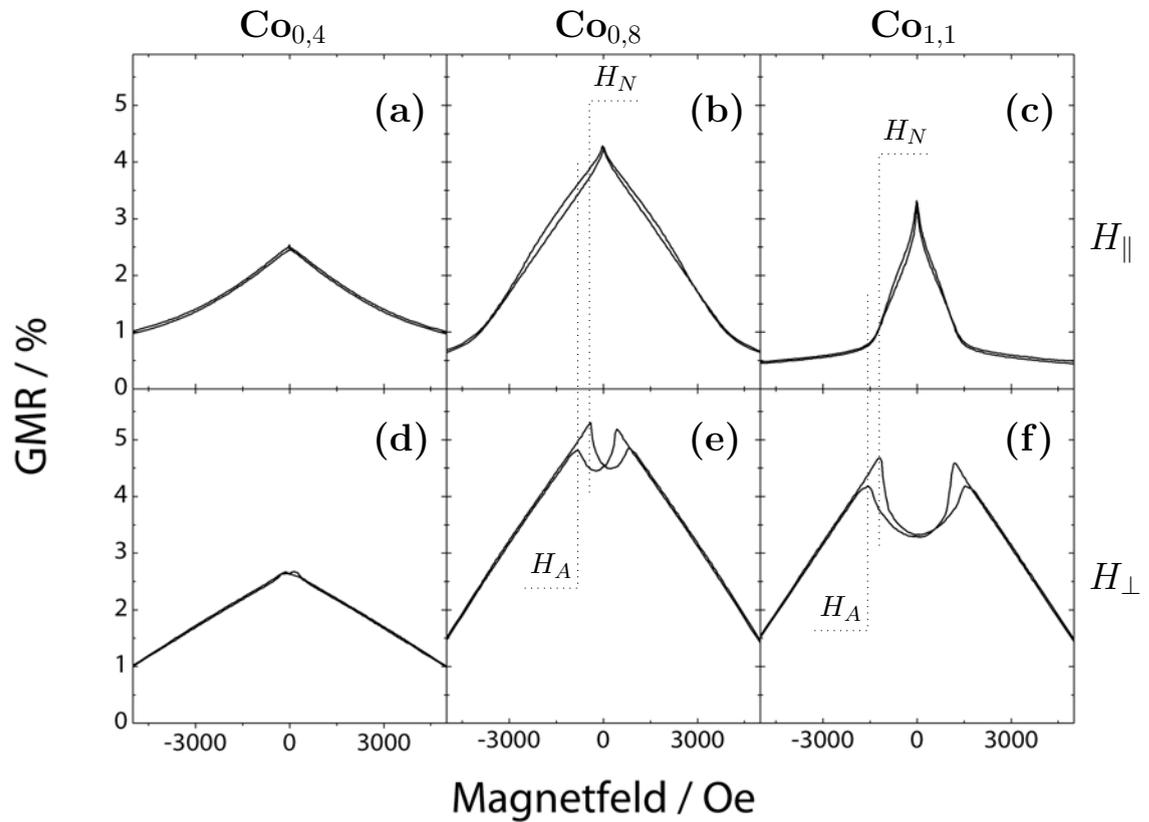


ABB. 5.8: GMR-Messungen für die Proben  $\text{Co}_{0,4}$  (a+d),  $\text{Co}_{0,8}$  (b+e) und  $\text{Co}_{1,1}$  (c+f). Die Vierpunktmessungen wurden mit CIP-Geometrie (vgl. ABS.2.4.3) und in parallelem externen Magnetfeld  $H_{\parallel}$  (a-c), bzw. senkrechtem externen Magnetfeld  $H_{\perp}$  (d-f) durchgeführt. Dabei sind die Widerstandsänderungen nach Gl. (2.45) auf  $R_p = R(H = 20 \text{ kOe})$  normiert

Diese Beeinflussung wird auch in den GMR-Messungen deutlich. In ABB. 5.8 sind für aufsteigende Co-Schichtdicken (Spalten) jeweils die GMR-Kurven für in-plane (a, b, c) und out-of-plane (d, e, f) angelegtes, äußeres Magnetfeld aufgezeigt.

Für die Probe  $\text{Co}_{0,4}$  zeigen die Kurven den erwarteten linearen Verlauf: Sowohl beim in-plane- als auch out-of-plane-Magnetfeld erkennt man die lineare Abhängigkeit der GMR-Effektamplitude vom externen Feld. Daraus folgt, dass sich der Winkel von  $\phi = 90^\circ$  zwischen den Magnetisierungen in Co und Ni in Remanenz verringert, weil eine Magnetisierung in Richtung der anderen gedreht wird – beim in-plane-Magnetfeld wird Co in Richtung Ni gedreht und beim out-of-plane-Magnetfeld Ni in Richtung von Co. Ebenso stimmt der GMR-Effekt von beiden Kurven in Remanenz überein – bei in-plane- 2,5% und bei out-of-plane-Magnetfeld 2,6%. Mit wachsendem Magnetfeld bis 3 kOe sinkt der GMR dabei linear von 2,5% auf 1,25%. Die nachfolgende Abflachung der Kurve zeigt, dass einige magnetische Momente trotz eines großen Feldes noch nicht vollständig in die in-plane-Ebene gedreht werden können, da erst bei paralleler Ausrichtung der magneti-

schen Momente in den Ni- und Co-Schichten der GMR-Wert minimal wird. Dieses deckt sich mit der Beobachtung, dass die Magnetisierung von Co der XRMS-Messung in einem Bereich von  $\pm 2,7$  kOe noch nicht gesättigt ist. Durch die dünne Schicht sind die magnetischen Momente des Co an den Grenzflächen schwer gegen ihre Anisotropie zu sättigen (a); das NiFe hingegen ist dick genug, dass der Grenzflächeneffekt nicht dominiert und damit kein Knick in der Kurve zu sehen ist (d).

Bei den beiden anderen Proben mit den dickeren Co-Schichten fällt sofort der Einbruch des GMR-Effekts im Bereich von  $\pm 800$  Oe (für  $\text{Co}_{0,8}$ ), bzw.  $\pm 1500$  Oe (für  $\text{Co}_{1,1}$ ) bei out-of-plane angelegtem, äußerem Magnetfeld auf (e, f). Sättigt man die Probe in einer Richtung, so liegt die Magnetisierung sowohl in NiFe- als auch in Co in einer out-of-plane-Richtung vor. Verringert man das Feld nun, so nimmt der Winkel  $\phi$  zwischen den Magnetisierungen der beiden FM zu und der GMR-Effekt steigt an. Unterschreitet das Magnetfeld dann aber eine kritische Feldstärke, so nimmt der GMR-Effekt ab und folglich auch der Winkel  $\phi$ . Diese Feldstärke wird als Nukleationsfeld  $H_N$  bezeichnet und stellt das zu den globalen Maxima der GMR-Kurve gehörende Magnetfeld dar (siehe ABB. 5.8). Ab dem Nukleationsfeld entwickeln sich nun Streifendomänen im Co [MST07], in denen die Magnetisierungen bis zu  $180^\circ$  zueinander verdreht sind. Dadurch bilden sich innerhalb des Multilayer-Schichtsystems magnetostatische Felder aus, die der Drehung der NiFe-Magnetisierung in die bevorzugte in-plane-Richtung entgegenwirken. Dies hat zur Folge, dass sich bei weiter abfallendem Magnetfeld der Winkel  $\phi$  nicht weiter vergrößern kann, was zu einem Ansteigen des GMR-Effekt führen würde. Im Gegenteil: Bis zur Remanenz verstärkt sich der Einfluss der Domänen, so dass der GMR-Effekt effektiv sogar sinkt. Das rührt daher, dass die Streifendomänen mit abnehmenden Feldern stärker ausgeprägt sind (vgl. ABB. 5.11) und eine kleinere Breite haben, was zu größeren, magnetostatischen Streufeldern im Schichtsystem führt. Die erreichten GMR-Werte in Remanenz – die lokalen Minima – sind dabei sehr gut mit den gemessenen Maxima-Werten der Messung mit in-plane liegendem Magnetfeld vergleichbar: Bei Probe  $\text{Co}_{0,8}$  liegen die Werte um  $0,1\%$  auseinander –  $4,3\%$  bei in-plane-Feld versus  $4,4\%$ ; bei  $\text{Co}_{1,1}$  sind sie gleich:  $3,3\%$ .

Erhöht man nun das Magnetfeld in out-of-plane-Richtung mit gewechseltem Vorzeichen, so erhöht sich der GMR-Effekt wieder, weil das äußere Feld die Domänen und damit die inneren, magnetostatischen Streufelder abschwächt. Allerdings ist eine Verzögerung zu sehen, so dass der GMR-Effekt dort nicht das globale Maximum erreicht. Ähnlich dem Effekt des Koerzitivfelds bei der Hysterese muss hier ein gewisses Gegenfeld angelegt werden, so dass der Winkel  $\phi$  zwischen den Magnetisierungen der Schichten wieder abnimmt. Das dann erreichte lokale Maximum wird Annihilationsfeld  $H_A$  genannt. Dies ist der Punkt, wo die Streifendomänen endgültig verschwinden – bis dorthin verbreitern sie sich und werden abgeschwächt. Die GMR-Kurve geht in die erwartete lineare Charakteristik über und die Magnetisierungsrichtungen nähern sich durch das steigende, äußere Magnetfeld wieder an.

Was bei dem out-of-plane angelegten Magnetfeld einen Einbruch des GMR-Effekts bei dem Nukleationsfeld  $H_N$  bewirkt, ist in der Kurve des Magnetfelds in in-plane-Richtung ein leichter Knick. Währenddessen der Knick bei der Probe  $\text{Co}_{0,8}$  aufgrund des kleinen

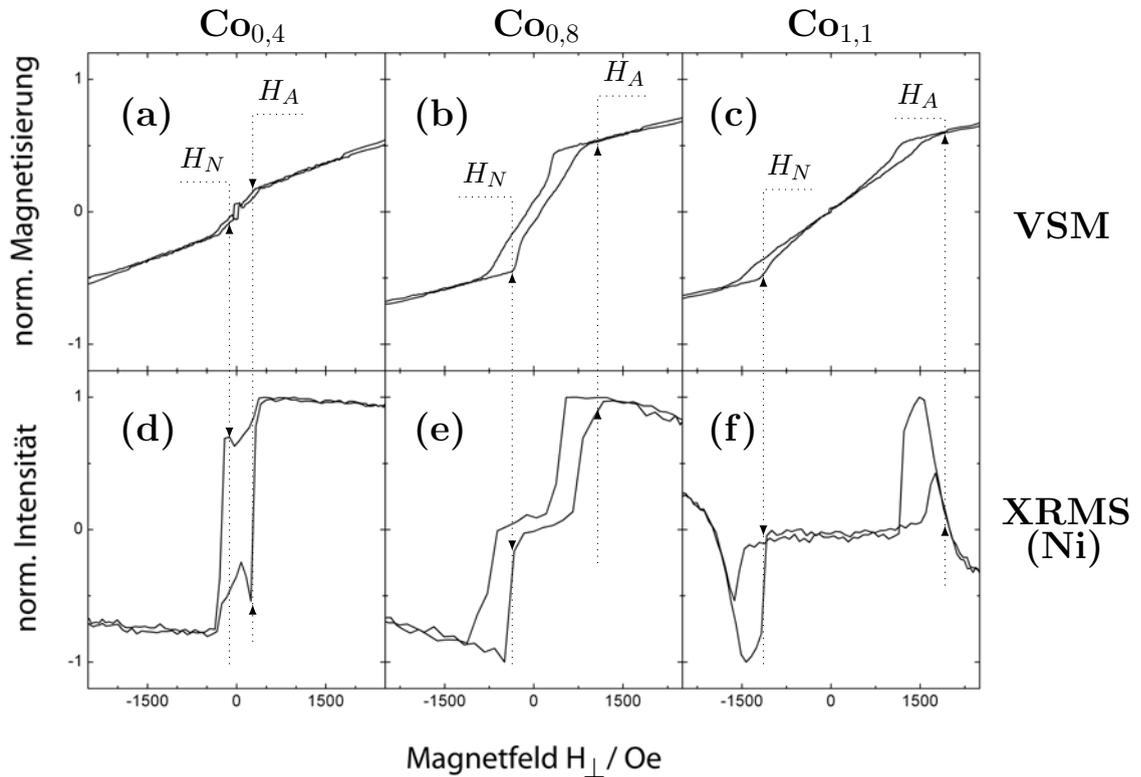


ABB. 5.9: Magnetisierungskurven für die Proben  $\text{Co}_{0,4}$  (a+d),  $\text{Co}_{0,8}$  (b+e) und  $\text{Co}_{1,1}$  (c+f) in senkrechtem externem Magnetfeld  $H_{\perp}$ : (a-c) VSM-Messungen. (d-f) XRMS-Messung für Ni an der  $L_3$ -Kante mit  $E_{\text{Ni},L_3} = 853 \text{ eV}$

Nukleationsfeldes von  $H_N = 410 \text{ Oe}$  kaum auffällt, ist er bei der Probe  $\text{Co}_{1,1}$  bei  $H_N = 1203 \text{ Oe}$  recht deutlich zu sehen. Dabei beträgt das Annihilationsfeld  $H_A = 813 \text{ Oe}$  ( $\text{Co}_{0,8}$ ), bzw.  $H_A = 1556 \text{ Oe}$  ( $\text{Co}_{1,1}$ ). Die Werte für das Nukleationsfeld und das Annihilationsfeld sind die Mittelwerte der mit [Origin] bestimmten Lagen der globalen, bzw. lokalen Maxima aus ABB. 5.8.

Ebenso wie in den GMR-Kurven sind das Nukleationsfeld  $H_N$  sowie das Annihilationsfeld  $H_A$  auch in den VSM-Messungen mit out-of-plane-Magnetfeld zu sehen. In ABB. 5.9 (a-c) sind sie für die drei Proben dargestellt. Alle drei Kurven zeigen bei großen Feldstärken eine schwere Richtung, die von den NiFe-Schichten herrührt. Bei den Proben  $\text{Co}_{0,8}$  und  $\text{Co}_{1,1}$  (ABB. 5.9 b+c) wird zwischen Annihilations- und Nukleationsfeld ein Verhalten einer leichten Richtung der Anisotropie beobachtet, während sich die Kurve um die Remanenz wieder linear verhält. Dieses Verhalten lässt sich wie folgt erklären: Sättigt man die Probe, so liegen Co- und Ni-Magnetisierungen beide out-of-plane. Verringert man das äußere Feld, so dreht sich die Ni-Magnetisierung langsam in in-plane-Richtung, was zu dem linearen Verlauf führt. Wird die Nukleationsfeldstärke unterschritten, bilden sich im Co Streifendomänen, wobei nebeneinander liegende Domänen eine antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen besitzen. Dies führt zum Einbruch der Magnetisierung. Die weitere und stärkere Ausprägung der Co-Domänen hin zur Remanenz bewirkt zusammen mit

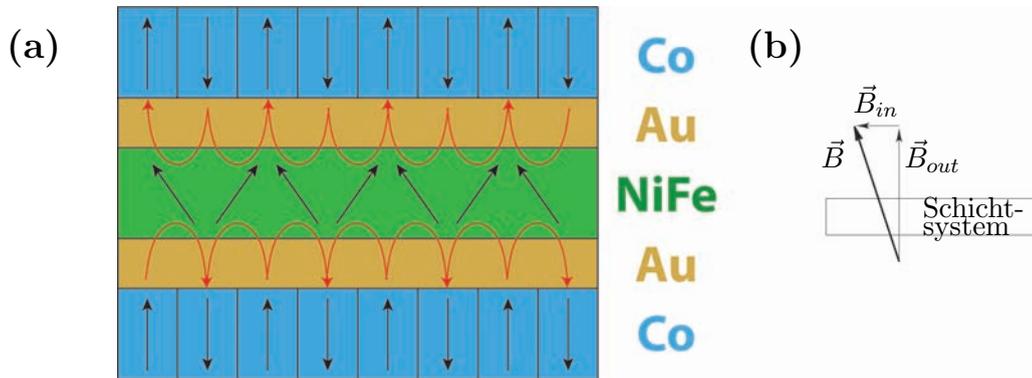


ABB. 5.10: (a) Schematische Darstellung der starken magnetostatischen Kopplung der NiFe- an die Co-Schichten in Remanenz. Dabei sind die Magnetisierungen der Schichten und die magnetostatischen Felder, die schichtübergreifend entstehen, mit Pfeilen eingezeichnet, (b) Schematische Darstellung der Verkippung des Magnetfelds

der Ni-Magnetisierung den linearen Verlauf. Bei Drehung des äußeren Feldes geht dieser lineare Verlauf weiter, die Domänen werden abgeschwächt und verbreitert. Bei der Annihilationsfeldstärke  $H_A$  ist das Co gesättigt, die Domänen nicht mehr vorhanden und die Kurve geht in die schwere Richtung des Ni über.

Bei der Probe  $\text{Co}_{0,4}$  ist direkt um die Remanenz ebenfalls das oben beschriebene Verhalten beobachtbar. Bei dem Multilayer mit der dünnsten Co-Schichtdicke tritt demnach auch eine Streifendomänenbildung im Co auf. Das zugehörige Nukleationsfeld (Annihilationsfeld) beträgt  $H_N = 140 \text{ Oe}$  ( $H_A = 291 \text{ Oe}$ ). Allerdings sind die Domänen hierbei recht schwach ausgeprägt, was aus MFM-Messungen ersichtlich ist (vgl. ABB. 5.12).

In ABB. 5.9 (d-f) sind die Intensitäten der XRMS-Messung an der Ni  $L_3$ -Kante für die Proben gegen das out-of-plane angelegte Magnetfeld aufgetragen. Die Messung ist wiederum in Bragg-Brentano-Geometrie – allerdings modifiziert durch die Änderung der Richtung des Magnetfelds – aufgenommen und ist daher trotz out-of-plane-Feld nur auf in-plane liegende Magnetisierungen sensitiv. Sie darf allerdings nicht mit den Messungen mit in-plane-Magnetfeld (vgl. ABB. 5.6 und ABB. 5.7) verglichen werden, da die Geometrie entscheidend geändert wurde.

Offensichtlich an den Messungen ist, dass die angesprochenen Feldstärken des Nukleations- und Annihilationsfeldes der drei Proben auch hier wichtige Punkte darstellen. Alle drei Kurven zeigen die Tendenz, in Sättigung gegen 0 zu gehen, weil die Magnetisierung des Ni out-of-plane steht. Wird das Feld verringert, so dreht die Ni-Magnetisierung in-plane. Durch eine geringe Komponente des angelegten Magnetfelds in in-plane-Richtung (vgl. ABB. 5.10) – durch apparative Ungenauigkeiten des Drehgestells des Magneten kommt dies zustande – besitzen die Ni-Schichten eine in-plane liegende Vorzugsrichtung, nach der sich die Ni-Magnetisierungen ausrichten und die zu dem Ausschlag in den in ABB. 5.9 (d-f) dargestellten Kurven führt. Sobald die Nukleationsfeldstärke unterschritten wird, verschwin-

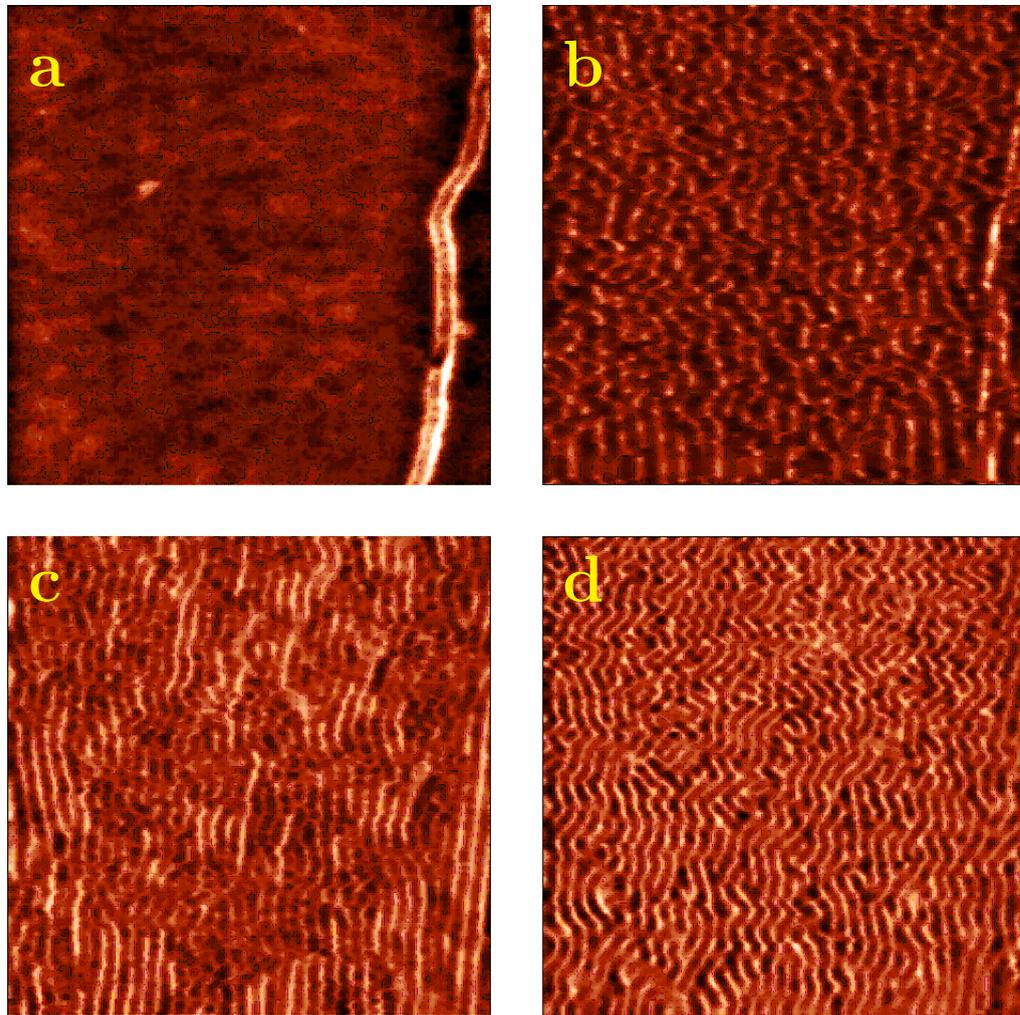


ABB. 5.11: MFM-Bilder von  $\text{Co}_{1,1}$  bei den Magnetfeldstärken  $H_{\perp} = 1500$  Oe (a), 1000 Oe (b), 500 Oe (c) und 0 Oe (d). Dabei wurde das Magnetfeld jeweils aus der Sättigung angesteuert

det dieser Ausschlag in der Kurve durch die magnetostatische Wechselwirkung mit den Co-Domänen und der daraus folgenden Neuausrichtung der magnetischen Momente. Das Ni besitzt nun – über die Schichten gemittelt – keine Komponente in in-plane-Richtung. Während bei den Proben  $\text{Co}_{0,8}$  und  $\text{Co}_{1,1}$  dies einwandfrei zu sehen ist, ist dies durch die Domänenausbildung bei sehr schwachen Feldern bei der Probe  $\text{Co}_{0,4}$  nicht beobachtbar. Jedoch sieht man bei geringen Feldstärken bis  $\pm 200$  Oe einen Einbruch der Intensitätskurve hin zu  $I(0 \text{ Oe}) = 0$ . Wird das Annihilationsfeld nun überschritten, lösen sich die Co-Domänen auf und das Ni kann frei mit dem äußeren Feld mitdrehen, so dass der zweite (kleinere) Ausschlag entsteht.

Aus allen bisher gezeigten Messungen wird deutlich, dass es ab dem Nukleationsfeld  $H_N$ , das von der Schichtdicke des Co abhängt, zur Streifendomänenbildung im Co kommt. Dadurch gibt es einen Übergang von einer schwachen Wechselwirkung von Co auf NiFe

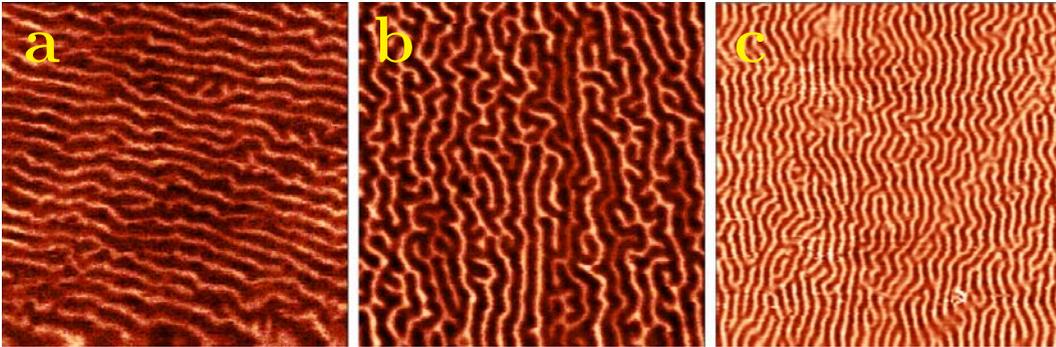


ABB. 5.12: MFM-Aufnahme je eines  $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$ -Feldes von  $\text{Co}_{0,4}$  (a),  $\text{Co}_{0,8}$  (b) und  $\text{Co}_{1,1}$  (c) ohne externes Magnetfeld

im Bereich  $H > |H_N|$  zu einer starken, magnetostatischen im Bereich  $H < |H_N|$ . Die schematische Darstellung der Streifendomänen und ihren Einfluß auf die NiFe-Schicht in Remanenz ist in ABB. 5.10 zu sehen. Da das Schichtsystem wiederholend aufgebaut ist, reicht es hier, mit einem Stapel (mit einer zusätzlichen Co-Schicht) nur einen Teil des kompletten Schichtsystems zu zeigen. Dabei sind die unterschiedlichen Magnetisierungen der Streifendomänen des Co durch entgegengesetzte Pfeile (schwarz) symbolisiert und die Domänenwände eingezeichnet. Die dadurch entstehenden magnetostatischen Streufelder sind ebenfalls mit Pfeilen (rot) eingezeichnet und verlaufen immer von einer Domäne zu den beiden angrenzenden. Diese Streufelder beeinflussen die Magnetisierungen der Ni-Schicht, die normalerweise komplett in-plane liegen müssten. Nach ABB. 5.9 (d-f) ist die über die Schicht gemittelte in-plane-Komponente jedoch 0. Somit müssen diese Komponenten der Magnetisierung zweier magnetischer Momente im NiFe gegeneinander stehen. Für die über die Schicht gemittelte out-of-plane-Komponente gibt es nach ABB. 5.9 (a-c) eine Remanenzmagnetisierung. Daher dürfen nicht alle magnetischen Momente komplett gegeneinander stehen, sondern die Mehrzahl der Momente hat eine gemeinsame out-of-plane-Komponente.

Das Auftreten der Streifendomänen wurde mit MFM-Messungen bestätigt. In ABB. 5.11 sind die MFM-Bilder für die Probe  $\text{Co}_{1,1}$  in out-of-plane angelegtem Magnetfeld dargestellt. Für 4 verschiedene Feldstärken über und unter dem Nukleationsfeld von  $H_N = 1,2\ \text{kOe}$  zeigen sich unterschiedliche Domänenstärken. Während bei einem Feld von  $H = 1500\ \text{Oe}$  – aus der Sättigung kommend – wie erwartet noch keine Domänen im Co zu sehen sind, bilden sie sich knapp unter dem Nukleationsfeld bei  $H = 1000\ \text{Oe}$  schon aus. Sie sind aber noch recht schwach ausgebildet – erkennbar am schwachen Kontrast der Messung – und haben nur eine Breite von etwa  $450\ \text{nm}$ . Zudem ist das Streifenmuster noch nicht deutlich erkennbar. Diese werden deutlicher, wenn das äußere Feld weiter auf  $500\ \text{Oe}$  verringert wird. Der Kontrast wird größer und die Streifenbreite verringert sich auf  $300\ \text{nm}$ . In Remanenz verästeln sich diese Streifendomänen und verstärken sich nochmals. Die Streifenbreite bleibt hingegen mit  $290\ \text{nm}$  fast gleich.

Da nicht nur die Probe  $\text{Co}_{1,1}$  die Streifendomänenstruktur aufweist, sind in ABB. 5.12

die MFM-Bilder für alle drei Proben bei Remanenz dargestellt. Mit wachsender Co-Schichtdicke nehmen sowohl Schärfe als auch Intensität und Kontrast zu [USE06], währenddessen die Streifenbreite abnimmt. Sie geht von 515 nm über 465 nm auf 290 nm zurück.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Durch keV-He<sup>+</sup>-Ionenbeschuss können magnetische Dünnschichtsysteme ohne topographische Änderungen magnetisch strukturiert werden [CBF98, EEW06, Ehr04, EKJ03]. Die weitestgehend noch unbekanntesten, zeitlichen Änderungen der durch den Beschuss beeinflussten Parameter sollen in Zukunft durch elementspezifische Messungen mit resonanter Röntgenstreuung an bestehenden Röntgendiffraktometer-Kammern (ALICE-Kammer [GNZ03] oder Kammer der AG Back, Regensburg) erforscht werden, um so Rückschlüsse auf die physikalischen Vorgänge beim und nach dem Ionenbeschuss ziehen zu können.

Dazu wurde im ersten Teil dieser Arbeit eine transportable Ionenstrahlanlage für einen keV-He<sup>+</sup>-Ionenbeschuss von Festkörpern und Dünnschichtsystemen entwickelt und aufgebaut. Diese ist mit etwa 570 mm Länge viel kompakter als bisherige Anlagen. Sie besteht aus einer Penning-Ionenquelle, einer elektrostatischen Einzellinse zur Strahlformung und einem Bauteilring, in dem der Strahlstrom, sowie das Strahlprofil gemessen werden können.

Die Charakterisierung der Quelle ergab, dass durch eine Luftkühlung der Quelle nach einer gewissen Einbrennzeit stabile Beschussparameter erreicht werden. Es konnte darüber hinaus gezeigt werden, dass bei der in dieser Arbeit entwickelten und gebauten Anlage der Strahlstrom umso größer wird, je größer Quellspannung und Magnetstrom an der Plasmaquelle sind.

Strahlprofilmessungen durch eine  $8 \times 8 \text{ mm}^2$  große Blende wurden mit fokussiertem und mit Hilfe einer elektrostatischen Einzellinse defokussiertem Ionenstrahl durchgeführt. Der fokussierte Ionenstrahl erzeugte auf Probenhöhe ein typisches Gaußprofil für den Strahlstrom. Defokussierung des Ionenstrahls ergab, dass eine größere Fläche mit homogener Dosisrate beschossen werden kann. Um den für Messungen mit Synchrotronstrahlung unter kleinen Winkeln auftretenden lateralen Wechselwirkungsbereich von etwa  $8 \times 8 \text{ mm}^2$  mit einer homogenen Dosis beschießen zu können, muss der Ionenstrahl mit Hilfe eines Kondensators periodisch über den Wechselwirkungsbereich gelenkt werden.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wurden an dem magnetischen  $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20} (2,2 \text{ nm})/\text{Au} (2,35 \text{ nm})/\text{Co} (t_{\text{Co}})/\text{Au} (2,35 \text{ nm})]_{10}$ -Schichtsystem, bei dem in Remanenz NiFe- (in-plane) und Co-Magnetisierungen (out-of-plane) orthogonal aufeinander stehen, XRMS-Messungen mit resonanter Röntgenstrahlung durchgeführt. GMR-Messungen an diesem Schichtsystem zeigten einen linearen Verlauf bis hin zu einem unerwarteten Abfall des Magnetowiderstandes in Remanenz. Mit den XRMS-Messungen, die das elementspezifische Ummagnetisierungsverhalten direkt nachweisen, wurde die Vermutung geprüft und bestätigt, dass die Co-Schichten in Remanenz Streifendomänen bilden, deren magnetostatische Felder die lo-

kalen NiFe-Magnetisierungen beeinflussen. Dabei wurde die Co-Schichtdicke variiert.

Aus dem Bragg-Peak-Abstand (Kiessig-Oszillationen-Abstand) der  $\theta$ - $2\theta$ -Messungen wurde die Schichtsystemdicke (Stapeldicke) bestimmt. Die Ergebnisse mit Röntgenstrahlen harter Cu- $K_\alpha$ - und weicher Co- $L_3$ -Absorptionskantenenergie stimmen gut untereinander, sowie mit den nominellen Werten aus der Herstellung überein. Die elementspezifischen Ni-Messungen zeigten eine Kiessig-Oszillation weniger als erwartet, was eine Durchmischung der direkt auf das Substrat aufgetragenen NiFe- mit der darüber liegenden Au-Schicht vermuten lässt.

Die elementspezifischen Co-Ummagnetisierungskurven in parallel zur Schichtoberfläche angelegtem Magnetfeld zeigten die erwartete schwere Richtung. In den Ni-Messungen erscheint neben der leichten Richtung ab einer gewissen Co-Schichtdicke ein Anteil einer schweren Richtung, der mit wachsender Co-Schichtdicke größer wird. Die XRMS-Messungen bestätigen, dass es einen magnetfeldabhängigen Übergang von einer starken (im Bereich der Remanenz) zu einer schwachen magnetostatischen Kopplung (bei hohen Feldstärken) zwischen Co- und NiFe-Schichten gibt. Ab einer bestimmten, schichtdickenabhängigen Feldstärke – dem Nukleationsfeld  $H_N$  – beginnen sich im Co Streifendomänen zu bilden, die starke Streufelder entwickeln. Diese beeinflussen und verkippen die NiFe-Magnetisierungen. Überschreitet man die Feldstärke des Annihilationsfeldes  $H_A$  so verschwinden die Streifendomänen und die Wechselwirkung zwischen Co- und NiFe-Schichten wird schwach. Diese beiden Felder sind auch in den VSM- und XRMS-Messungen mit senkrecht zur Oberfläche anliegendem Magnetfeld zu erkennen.

Als Abschluss wurde die Streifendomänenbildung im Co mittels MFM-Messungen bestätigt. Mit zur Remanenz hin abnehmenden Magnetfeldern, sowie mit wachsender Schichtdicke werden die Domänenstrukturen (Domänenwände) immer kleiner (dünner), was größere Streufelder und damit eine größere Beeinflussung der NiFe-Schichten bedingt.

Weiterführende Messungen mit dem in dieser Arbeit verwendeten Schichtsystem sind für den Bereich der Sensorik interessant. Mit einer gewissen Ionendosis könnte die Bildung der Streifendomänen verhindert und somit der lineare Zusammenhang zwischen Magnetfeld und GMR-Effekt bis hin zur Remanenz erweitert werden.

# Literaturverzeichnis

- [AB99] R.M.A. Azzam und N.M. Bashara  
**Ellipsometry and polarized light**  
*North-Holland, Amsterdam (1999), 3. Auflage, Paperback Edition*
- [All99] R. Allenspach  
**Grenzflächenanisotropie**  
*Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen, IFF-Ferienkurs des Forschungszentrum Jülich 30, C3.1-3.20 (1999)*
- [BBF88] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich und J. Chazelas  
**Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices**  
*Phys. Rev. Lett. 61, 2472 (1988)*
- [Bes08] BESSY II  
**<http://www.bessy.de/>**  
*Homepage der Berliner Elektronenspeicherring - Gesellschaft für Synchrotronstrahlung m.b.H.*
- [Bet30] H. Bethe  
**Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie**  
*Ann. Phys. 8, 325-400 (1930)*
- [BGS88] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach und W. Zinn  
**Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange**  
*Phys. Rev. B 39, 4828 (1988)*
- [BLISS] European Synchrotron Radiation Facility  
**BLISS - Beam Line Instrumentation Software Support**  
*Programm für Datenerfassung und -kontrolle (2008), Homepage: <http://www.esrf.eu/>*
- [Blo33] F. Bloch  
**Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie**  
*Ann. Phys. 16, 285-320 (1933)*

- [Bra74] G. Brandstätter  
**Die Richtungsgenauigkeit von Pentaprismen**  
*Österreichische Zeitschrift für Vermessungswesen und Photogrammetrie* **62**,  
16-24 (1974)
- [Bro04] I. Brown  
**The Physics and Technology of Ion Sources**  
Wiley-VCH Verlag, Weinheim (2004), 2. Auflage
- [Bru93] P. Bruno  
**Physical origins and theoretical models of magnetic anisotropy**  
*Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen, IFF-Ferienkurs des For-*  
*schungszentrum Jülich* **24**, 24.1-24.28 (1993)
- [Bue99] D.E. Bügel  
**Zwischenschichtaustauschkopplung: Abhängigkeit vom Schichtauf-**  
**bau und der Qualität der Grenzflächen**  
*Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen, IFF-Ferienkurs des For-*  
*schungszentrum Jülich* **30**, B10.1-10.24 (1999)
- [CB88] C. Chappert und P. Bruno  
**Magnetic anisotropy in metallic ultrathin films and related experi-**  
**ments on cobalt films**  
*J. Appl. Phys.* **64**, 5736 (1988)
- [CBF98] C. Chappert, H. Bernas, J. Ferre, V. Kottler, J.P. Jamet, Y. Chen, E. Cambril,  
T. Devolder, F. Rousseaux, V. Mathet und H. Launois  
**Planar Patterned Magnetic Media Obtained by Ion Irradiation**  
*Science* **280**, 1919-1922 (1998)
- [Chi99] S. Chikazumi  
**Physics of Ferromagnetism**  
*Oxford Science Publications, Oxford* (1999)
- [CRB86] C. Chappert, D. Renard, P. Beauvillain, J.P. Renard und J. Seiden  
**Ferromagnetism of very thin films of Nickel and Cobalt**  
*Jour. Magn. Magn. Mat.* **54**, 795 (1986)
- [CTA93] P. Carra, B.T. Thole, M. Altarelli und X. Wang  
**X-Ray Circular Dichroism and Local Magnetic Fields**  
*Phys. Rev. Lett* **70**, 694-697 (1993)
- [EES05] D. Engel, A. Ehresmann, J. Schmalhorst, M. Sacher, V. Höink und G. Reiss  
**Initialization of unidirectional anisotropy in a ferroma-**  
**gnet-antiferromagnet bilayer by keV-He ion bombardment**  
*Jour. Magn. Magn. Mat.* **293**, 849-853 (2005)

- [EEW06] A. Ehresmann, D. Engel, T. Weis, A. Schindler, D. Junk, J. Schmalhorst, V. Höink, M.D. Sacher und G. Reiss  
**Fundamentals for magnetic patterning by ion bombardment of exchange bias layer systems**  
*Phys. Stat. Sol. (b)* **243**, 29-36 (2006)
- [Ehr04] A. Ehresmann  
**KeV He-ion bombardment induced exchange bias modifications in polycrystalline thin films: Fundamentals and Applications**  
*Recent Res. Devel. Applied Physics* **7**, 401-421 (2004)
- [EKJ03] D. Engel, A. Kronenberger, M. Jung, H. Schmoranzer, A. Ehresmann, A. Paetzold und K. Röhl  
**Exchange anisotropy modification in NiO/NiFe bilayers by ion bombardement**  
*J. Magn. Magn. Mat.* **263**, 275-281 (2003)
- [Eng04] D. Engel  
**Modifikation der magnetischen Eigenschaften von polykristallinen Mehrschichtsystemen mit Austauschverschiebung durch He-Ionenbeschuss**  
*Dissertation an der Universität Kaiserslautern* (2004)
- [Far46] M. Faraday  
**Experimental research in electricity: On the magnetization of light and the illumination of magnetic lines of force**  
*Phil. Trans.* **136**, 1-62 (1846)
- [Fer27] E. Fermi  
**Un Metodo Statistico per la Determinazione di alcune Priorieta dell'Atome**  
*Rend. Accad. Naz. Lincei* **6**, 602-607 (1927)
- [FC72] E. Fulcomer und S.H. Charap  
**Thermal fluctuation aftereffect model for some systems with ferromagnetic-antiferromagnetic coupling**  
*J. Appl. Phys.* **43**, 4190-4199 (1972)
- [Fir59] O.B. Firsov  
**A qualitative interpretation of the mean electron excitation energy in atomic collisions**  
*Sov. Phys. - JETP* **9**, 1076-1080 (1959)

- [Gei03] J. Geißler  
**Magnetische Streuung an Grenz- und Viellagenschichten**  
*Dissertation an der Julius-Maximilians-Universität Würzburg (2003)*
- [GG88] G. Götz und K. Gärtner  
**High Energy Ion Beam Analysis of Solids**  
*Akademie-Verlag, Berlin (1988), 1. Auflage*
- [GM04] R. Gross und A. Marx  
**Spineletronik**  
*Vorlesungs-Skript der Technischen Universität München (SS 2004)*
- [GNZ03] J. Grabis, A. Nefedov und H. Zabel  
**Diffractionmeter for soft x-ray resonant magnetic scattering**  
*Rev. Sci. Instr.* **74**, 4048-4051 (2003)
- [Gru99] P. Grünberg  
**Zwischenschichtaustauschkopplung: Phänomenologische Beschreibung, Materialabhängigkeit**  
*Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen, IFF-Ferienkurs des Forschungszentrum Jülich* **30**, B9.1-9.24 (1999)
- [GSJ78] J. Geiger, H. Schmoranzer, H. Jakobs, H. Katterwe und B. Schröder  
**Boersch's electron optical bench updated**  
*Electron Microscopy* **1**, 4 (1978)
- [Hae91] R.A. Haefer  
**Oberflächen- und Dünnschicht-Technologie - Teil II: Oberflächenmodifikation durch Teilchen und Quanten**  
*Springer-Verlag, Berlin (1991), 1. Auflage*
- [HGD93] B.L. Henke, E.M. Gullikson und J.C.Davis  
**X-ray interactions: Photoabsorption, scattering, transmission and reflection at  $E = 50 - 30000$  eV,  $Z = 1 - 92$**   
*Atomic Data and Nuclear Data Tables* **54**, 181-342 (2003)
- [HPB99] V. Holý, U. Pietsch und T. Baumbach  
**High-Resolution X-Ray Scattering from Thin Films and Multilayers**  
*Springer-Verlag, Berlin (1999), 1. Auflage*
- [Jun03] D. Junk  
**Aufbau einer Ionenstrahlanlage und Untersuchung von ionenbeschussinduzierten magnetischen Modifikationen in polykristallinen Zweischichtsystemen und Tunnelementen**  
*Diplomarbeit an der Universität Kaiserslautern (2003)*

- [Jac75] J.D. Jackson  
**Classical Electrodynamics**  
*Wiley-Verlag, New York (1975), 2. Auflage*
- [Ker77] J. Kerr  
**On Rotation of the plane of Polarization by Reflection from the pole of a Magnet**  
*Rep. Brit. Ass. 3, 321-343 (1877)*
- [Kra03] H. Krause  
**Software zur Messung der magnetischen Eigenschaften dünner Schichten und Messung an IrMn/FeMn-SpinValves**  
*Diplomarbeit an der Universität Kassel (2003)*
- [LabView] National Instruments Corporation  
**LabView 8.5**  
*Programm zum Erstellen von Mess-, Prüf-, Steuer- und Regelanwendungen (2007), Version 8.5, Informationsseite der aktuellen Version 8.6: <http://www.ni.com/labview/d/>*
- [LNS68] J. Lindhard, V. Nielsen und M. Scharff  
**Approximation method in classical scattering by screened Coulomb fields**  
*Mat. Fys. Medd. 36, 10 (1968)*
- [LS61] J. Lindhard und M. Scharff  
**Energy Dissipation by Ions in the keV Region**  
*Phys. Rev. 124, 128-130 (1961)*
- [Lei65] G. Leibfried  
**Bestrahlungseffekte in Festkörpern**  
*B.G.Teubner-Verlag, Stuttgart (1965)*
- [Mal87] A.P. Malozemoff  
**Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces**  
*Phys. Rev. B 35, 3679-3682 (1987)*
- [Mar84] D. Marger  
**Entwicklung einer Penning-Ionenquelle für die keV-Ionenstrahlspektroskopie und Lebensdauermessungen am Argonion nach der Strahl-Farbstofflaser-Methode**  
*Diplomarbeit an der Universität Kaiserslautern (1984)*

- [MB56] W.H. Meiklejohn und C.P. Bean  
**New magnetic anisotropy**  
*Phys. Rev.* **102**, 1413-1414 (1956)
- [MB57] W.H. Meiklejohn und C.P. Bean  
**New magnetic anisotropy**  
*Phys. Rev.* **105**, 904-913 (1957)
- [Mei62] W.H. Meiklejohn  
**Exchange Anisotropy - A Review**  
*J. Appl. Phys.* **33**, 1328-1335 (1962)
- [Mes02] D. Meschede  
**Gerthsen Physik**  
*Springer-Verlag, Berlin (2002), 21. Auflage*
- [Mew02] T. Mewes  
**Systematik epitaktischer magnetischer Austausch-Verschiebungs-Schichtsysteme**  
*Dissertation an der Universität Kaiserslautern (2002)*
- [Mil05] M. Mildner  
**Komplexe Röntgendiffraktometrie an Dünnschichtsystemen**  
*Diplomarbeit an der Technischen Universität Chemnitz (2005)*
- [Mot36] N.F. Mott  
**The electrical conductivity of transition metals**  
*Proc. R. Soc. London Ser. A* **153**, 699-717 (1936)
- [MSB87] D. Mauri, H.C. Siegmann, P.S. Bagus und E. Kay  
**Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate**  
*J. Appl. Phys.* **62**, 3047-3049 (1987)
- [MST07] P. Mazalski, I. Sveklo, M. Tekielak, A. Kolendo, A. Maziewski, P. Kuświk, B. Szymański, F. Stobiecki  
**Magnetic properties of (Co/Au)<sub>N</sub> multilayers with various numbers of repetition N**  
*Mat. Sci.-Poland* **25**, 1289-1294 (2007)
- [Origin] OriginLab Corporation  
**Origin 8G SR1 - Der Datenanalyse- und Graphikworkspace**  
*Analyse- und Darstellungs-Programm (2007), Version 8.0773, Informationsseite der Version 8: <http://www.OriginLab.com/>*

- [Par54] L.G. Parratt  
**Surface studies of solids by total reflection of x-rays**  
*Phys. Rev.* **95**, 359 (1954)
- [PMR90] S.S.P. Parkin, N. More und K.P. Roche  
**Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr**  
*Phys. Rev. Lett.* **64**, 2304-2307 (1990)
- [Pri99] G.A. Prinz  
**Magnetoelectronics applications**  
*Jour. Magn. Magn. Mat.* **200**, 57-68 (1999)
- [Rad05] F. Radu  
**Fundamental Aspects of Exchange Bias Effect in AF/F Bilayers and Multilayers**  
*Dissertation an der Ruhr-Universität Bochum (2005)*
- [Ram97] A.P. Ramirez  
**Colossal magnetoresistance**  
*J. Phys. Cond. Mat.* **9**, 8171-8199 (1997)
- [RR78] H. Ryssel und I. Ruge  
**Ionenimplantation**  
*B.G.Teubner-Verlag, Stuttgart (1978), 1. Auflage*
- [Sch08] C. Schmidt  
**Untersuchungen zur Zeitabhängigkeit ionenbeschussinduzierter Modifikationen der Austauschverschiebung in Exchange-Bias-Schichtsystemen**  
*Diplomarbeit an der Universität Kassel (2008)*
- [SHR03] J. Schmalhorst, V. Höink, G. Reiss, D. Engel, D. Junk, A. Schindler, A. Ehresmann und H. Schmoranzer  
**Influence of ion bombardment on transport properties and exchange bias in magnetic tunnel junctions**  
*J. Appl. Phys.* **94**, 5556-5558 (2003)
- [SimIon] Scientific Instrument Services, Inc.  
**Simion 3D Version 6.0**  
*Simulations-Programm (1995), Version 6.0, Informationsseite der Version 8.0:*  
<http://www.simion.com/>

- [SM99] M.D. Stiles und R.D. McMichael  
**Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers**  
*Phys. Rev. B* **59**, 3722-3733 (1999)
- [SRIM] J.F. Ziegler, M.D. Ziegler und J.P. Biersack  
**SRIM - The stopping and Range of Ions in Matter Simulations-Programm** (2008), Version 2008.03, Downloadseite: <http://www.srim.org/>
- [SSG88] S.K. Sinha, E.B. Sirota, S. Garoff und H.B. Stanley  
**X-ray and neutron scattering from rough surfaces**  
*Phys. Rev. B* **38**, 2297-2311 (1988)
- [SSL04] F. Stobiecki, B. Szymański, T. Lucinski, J. Dubowik, M. Urbaniak und K. Röhl  
**Magnetoresistance of layered structures with alternating in-plane and perpendicular anisotropies**  
*Jour. Magn. Magn. Mat.* **282**, 32-38 (2004)
- [Sti04] M.D. Stiles  
**Interlayer Exchange Coupling**  
*Ultrathin Magnetic Structures III: Fundamentals of Nanomagnetism*; 99-136 (2004)  
Herausgeber: J.A.C. Bland und B. Heinrich; Springer-Verlag
- [Sto95] J. Stöhr  
**X-ray magnetic circular dichroism spectroscopy of transition metal thin films**  
*J. Electron Spectros. Relat. Phenom.* **75**, 253-272 (1995)
- [Sto00] H. Stöcker  
**Taschenbuch der Physik**  
4. korrigierte Auflage; Harri Deutsch-Verlag (2000)
- [SUS06] F. Stobiecki, M. Urbaniak, B. Szymański, M. Schmidt und T. Luciński  
**Non-collinear magnetic states in Ni-Fe/Au/Co/Au multilayers investigated by magnetoresistance measurements**  
*Phys. Stat. Sol. B* **243**, 210-213 (2006)

- [SUS08] F. Stobiecki, M. Urbaniak, B. Szymański, J. Dubowik, P. Kuświk, T. Weis, D. Engel, D. Lengemann, A. Ehresmann, I. Sveklo und A. Maziewski  
**Magnetic-field induced transition from weak to strong ferromagnetic coupling in layered films observed by soft x-ray resonant magnetic scattering**  
*Appl. Phys. Lett.* **92**, 012511 (2008)
- [SWW87] G. Schuetz, W. Wagner, W. Wilhelm, P. Kienle, R. Zeller, R. Frahm und G. Materlik  
**Absorption of circularly polarized x rays in iron**  
*Phys. Rev. Lett.* **58**, 737-740 (1987)
- [TCS92] B.T. Thole, P. Carra, F. Sette und G. van der Laan  
**X-Ray Circular Dichroism as a Probe of Orbital Magnetization**  
*Phys. Rev. Lett* **68**, 1943-1946 (1992)
- [Tho27] L.H. Thomas  
**The Calculation of Atomic Fields**  
*Proc. Cambridge Philos. Soc.* **23**, 542-548 (1927)
- [Tho56] W. Thomson  
**On the Electro-Dynamic Qualities of Metals: Effects of Magnetization on the Electric Conductivity of Nickel and of Iron**  
*Proc. R. Soc. London* **8**, 546-550 (1856)
- [USE06] M. Urbaniak, F. Stobiecki, D. Engel, B. Szymański, A. Ehresmann, J. Kim  
**Domain structure and magnetoresistance of NiFe/Au/Co/Au multilayers with perpendicular anisotropy**  
*Phys. Stat. Sol. C* **3**, 57-60 (2006)
- [USS07] M. Urbaniak, F. Stobiecki, B. Szymański, A. Ehresmann, A. Maziewski und M. Tekielak  
**Magnetic and magnetoresistive properties of NiFe/Au/Co/Au multilayers with perpendicular anisotropy of Co layers**  
*J. Appl. Phys.* **101**, 013905 (2007)
- [Vis86] S. Visnovsky  
**Magneto-optical ellipsometry**  
*Czech. J. Phys.* **36**, 625-650 (1856)
- [Wei04] T. Weis  
**Einfluss des Ferromagneten und der Ioneneindringtiefe bei Modifikation der Austauschverschiebung von polykristallinen Antiferromagnet/Ferromagnet-Zweilagenschichtsystemen**  
*Diplomarbeit an der Universität Kaiserslautern* (2004)

- [Wil92] K. Wille  
**Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen**  
*Teubner-Verlag, Stuttgart (1992), 1. Auflage*
- [ZB07] H. Zabel und S.D. Bader  
**Magnetic Heterostructures**  
*Springer-Verlag, Berlin (2007), 2. Auflage*
- [ZBL85] J.F. Ziegler, J.P. Biersack und U. Littmark  
**The stopping and range of ions in solids**  
*Pergamon Press, Oxford (1985), 1. Auflage*
- [Zor99] R. Zorn  
**Magnetometrie**  
*Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen, IFF-Ferienkurs des Forschungszentrum Jülich **30**, A6.1-6.22 (1999)*

# Anhang

## Vorfaktoren der XRMS(Ni+Co)-Messung

Zum Vergleich der XRMS-Messungen mit der VSM-Messung wurden die XRMS-Intensitäten von Co und Ni (ABB. 5.6 c+d, ABB. 5.7 e-h) mit

$$I_{norm}(H) = \frac{M_{Co}}{M_{Co} + M_{Ni}} \cdot I_{Co}(H) + \frac{M_{Ni}}{M_{Co} + M_{Ni}} \cdot I_{Ni}(H) \quad (6.1)$$

aufaddiert. Die nötigen Vorfaktoren werden für jede Probe einzeln berechnet.

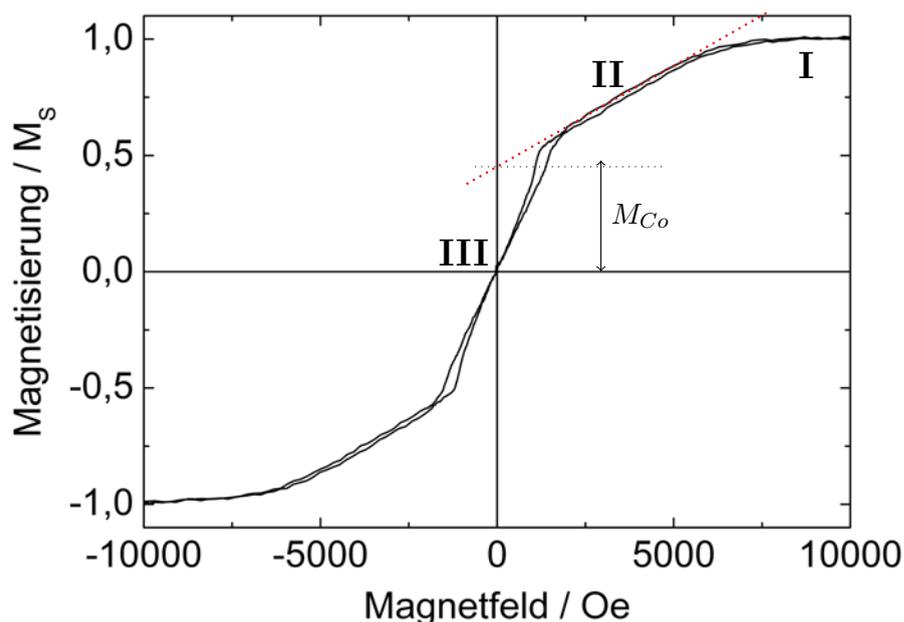


ABB. 6.1: Die in ABB. 5.9 (c) gezeigte VSM-Messung mit senkrecht angelegtem Magnetfeld  $H_{\perp}$ . Die drei im Test angesprochenen Bereiche sind mit römischen Ziffern gekennzeichnet und zusätzlich die Berechnung der Vorfaktoren mit Hilfe der Regressionsgeraden angedeutet

Zugrunde liegen die VSM-Messungen mit senkrecht zur Schichtsystemoberfläche liegendem, äußeren Magnetfeld  $H_{\perp}$ . ABB. 6.1 zeigt diese für die Probe  $Co_{1,1}$ . Die VSM-Kurve besteht aus drei Teilen, gekennzeichnet durch römische Ziffern. Im Teil I liegt Sättigung sowohl in Co, als auch Ni vor. Die Kurve verläuft horizontal. Der Teil II zeigt die Ummagnetisierung der Ni-Schichten. Da die Ni-Magnetisierungen in Remanenz in-plane liegen, ist

dies eine schwere Richtung. Ist die Feldstärke im Bereich der Remanenz (Teil III), drehen dann auch die Co-Magnetisierungen (leichte Richtung). Dies zeigt sich durch den auftretenden Knick und die schnellere Ummagnetisierung (größere Steigung) in der Magnetisierungskurve. In diesem Bereich gibt es eine Überlagerung der Ummagnetisierungsprozesse von Ni und Co.

Um den Anteil der Co-Magnetisierung  $\frac{M_{Co}}{M_S}$  ( $M_S = M_{Co} + M_{Ni} = 1$ ) zu extrahieren, muss nun aus dem Bereich III der Kurve der Anteil der schweren Richtung des Ni abgezogen werden. Da der Verlauf einer Hysterese einer schweren Richtung in Remanenz annähernd linear ist, kann der zu subtrahierende Anteil aus dem Bereich II durch lineare Regression ermittelt werden. Der Schnittpunkt der Regressionsgerade mit der y-Achse gibt dabei den Anteil  $\frac{M_{Co}}{M_S}$  an. Zur genaueren Bestimmung des Wertes wurde je eine lineare Regressionsgerade bei positivem und negativem Magnetfeld gebildet und die Beträge der ermittelten Werte gemittelt.

Aus der Beziehung

$$\frac{M_{Ni}}{M_S} = 1 - \frac{M_{Co}}{M_S} \quad (6.2)$$

kann danach auch der Faktor  $\frac{M_{Ni}}{M_S}$  für Gl. (5.3) berechnet werden. Für die drei benutzten Schichtsysteme – Co<sub>0,4</sub>, Co<sub>0,8</sub> und Co<sub>1,1</sub> – sind die Werte in TAB. 6.1 gezeigt.

Probe	$\frac{M_{Co}}{M_{Co}+M_{Ni}}$	$\frac{M_{Ni}}{M_{Co}+M_{Ni}}$
Co <sub>0,4</sub>	0,14	0,86
Co <sub>0,8</sub>	0,43	0,57
Co <sub>1,1</sub>	0,45	0,55

TAB. 6.1: Vorfaktoren der Berechnung der XRMS-Kurven Ni+Co

# Häufig gebrauchte Abkürzungen und Begrifflichkeiten

## Abkürzungen

### AFM:

Antiferromagnet oder antiferromagnetisch

**ap:** Antiparallel

### BESSY:

Berliner Elektronenspeicherring-Gesellschaft für Synchrotronstrahlung; Synchrotronstrahlungsquelle für die XRMS-Messungen

### Co<sub>x</sub>:

[Ni<sub>180</sub>Fe<sub>20</sub> (2,2 nm)/Au (2,35 nm)/Co (*t<sub>Co</sub>*)/Au (2,35 nm)]<sub>10</sub>-Multilayerschichtsystem mit  $t_{Co} = x$  nm

**FC:** Faraday-Cup zur Strahlstrommessung

### FM:

Ferromagnet oder ferromagnetisch

### GMR:

Riesenmagnetowiderstand

### In-plane:

Parallelität zur Schichtsystem-Oberfläche und damit Orthogonalität zur Schichtnormalen

### ISA:

Ionenstrahlanlage

### MFM:

Magnetkraftmikroskop

### MOKE:

Magnetooptischer Kerr-Effekt

### NML:

Nicht-magnetischer Leiter

**Out-of-plane:**

Orthogonalität zur Schichtsystem-Oberfläche und damit Parallelität zur Schichtnormalen

**p:** Parallel

**VSM:**

Vibrationsmagnetometes

**XMCD:**

Magnetischer, resonanter Röntgenschroismus

**XRD:**

Röntgendiffraktometrie

**XRMS:**

Magnetische, resonante Röntgenstreuung

## Formelzeichen

$d$ : Stapeldicke

$D$ : Schichtsystemdicke

$\epsilon_0$ : Dielektrizitätskonstante

$H_{\parallel}$ : Bei Messungen parallel zur Schichtsystemoberfläche angelegtes, äußeres Magnetfeld

$H_{\perp}$ : Bei Messungen senkrecht zur Schichtsystemoberfläche angelegtes, äußeres Magnetfeld

$H_C$ : Koerzitivfeld

$I_{St}$ : Strahlstrom

$M$ : Magnetisierung

$\mu_0$ : Magnetische Feldkonstante

$n = 1 - \delta(E) + i\beta(E)$ :

Komplexer, energieabhängiger Brechungsindex mit dispersiven ( $\delta(E)$ ) und absorptiven ( $\beta(E)$ ) Anteil

$\theta$ : Zur Schichtsystemoberfläche gemessener Einfallswinkel

$U_L$ : Linsenspannung der Ionenstrahlanlage

# Danksagung

Hiermit möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit ihren Teil beigetragen, die mich unterstützt haben.

In erster Linie möchte ich mich bei Herrn Prof. Ehresmann für das interessante Aufgabengebiet und für seine Unterstützung und Hilfe bei Fragen bedanken. Er hatte immer ein offenes Ohr für mich und meine Probleme.

Dr. Dieter Engel danke ich für die herzliche Zusammenarbeit an „unserem“ BMBF-Projekt, die noch fortgesetzt wird, für die gute Mischung aus Ernsthaftigkeit und Lockerheit und für die traumhaften Nachtschichten bei den Messungen bei BESSY II, die wir zusammen erfolgreich durchgestanden haben. Zusammen mit Tanja Weis, der ich hiermit auch danke, hat er mir die Anlagen samt Bedienung erklärt, stand immer für Fragen und Diskussionen technischer, theoretischer und allgemeiner Probleme zur Verfügung und war ein steter Ruhepol, aber auch Antreiber für mich.

Im Rahmen meiner experimentellen Ergebnisse bedanke ich mich auch ganz herzlich bei unserer Partner-Arbeitsgruppe vom Institut für Molekülphysik in Posen (Polen) für die Herstellung der Proben, das Bereitstellen der Daten und die herzliche Zusammenarbeit. Besonders ist hier Herr Prof. Stobiecki zu nennen, der auch mit in Berlin bei BESSY II war und unsere dortige Messwoche bereichert hat.

Für die Erstellung der gezeigten MFM-Bilder danke ich der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Maziewski ganz herzlich.

Ich möchte auch dem gesamten Team von BESSY II für die Bereitstellung der Messwoche danken. Ganz besonderer Dank geht dabei an Willi Mahler – unser Beamline-Betreuer an der U56/2-PGM-1 – und Florin Radu – u.a. Verantwortlicher und Betreuer der ALICE-Kammer – für die gute Betreuung und ihren Einsatz bei Fragen und Problemen.

In dem Zusammenhang muss ich auch dem Coca-Cola-Konzern und allen Süßigkeitsherstellern danken, die es mir möglich gemacht haben, während meiner Nachtschichten nicht einzuschlafen.

Für die Fertigung der für die neue Ionenstrahlanlage benötigten Teile danke ich den Kassler Uniwerkstätten. Ganz besonders erfreulich war, dass die angekündigten Wartezeiten fast immer deutlich unterschritten wurden.

Unseren Technikern Andreas Nehls, Gerhard Staub und Hans-Christian Milde danke ich für ihre Hilfe bei den unzähligen kleineren Aufgaben, die zu bewältigen waren, und für ihre regelmäßige Ideengebung für praktische Details.

Den noch nicht genannten Mitgliedern der Arbeitsgruppe – Florian Ahrend, Alla Albrecht, Oliver Buhl, Irina Haar, Dr. Rainer Hentges, Pascal Kerdelhue, Witek Kielich,

Holger Klein, Andre Knie, Jannick Langfahl-Klabes, Markus Meyl, Carola Pfitzmann, Philipp Reiß, Christoph Schmidt, Karin Schultz und Niklas Stein – möchte ich für die schönen Gespräche bei Cappuccino und Kaffee danken, die das Klima in der Gruppe so schön gemacht haben und es immer noch prägen.

Am Ende möchte ich noch den wichtigsten Menschen in meinem Leben danken, die zwar für die Arbeit keinen physikalischen Beitrag geleistet haben, mich aber dennoch unterstützt haben, indem sie immer hinter mir gestanden haben, mich in schweren Stunden aufgebaut haben, mich motiviert, angetrieben und zum richtigen Zeitpunkt auch in Ruhe gelassen haben, und einfach für mich da waren. Dies sind meine Eltern – Wolfgang und Christine Lengemann –, mein bester Freund Thorsten Quanz und ganz besonders meine Freundin Angie Riepen.