

1 Dünnschichttechnologie

Vorausgesetzte Kenntnisse:

- Prinzip der Sputterdeposition, Gesetzmäßigkeiten des Sputterprozesses, Abhängigkeiten der Sputterausbeute, Vorzüge der Sputtertechnologie.
- Prinzip der magnetooptischen Datenspeicherung, Bedeutung der senkrechten magnetischen Anisotropie.
- Grundlagen des Magnetismus (im Festkörper), Grundlagen der magnetischen Anisotropien, magnetisches Verhalten dünner Schichten (insbes. Co), magnetisches Hystereseverhalten.
- Aufgaben und Bedeutung der Vakuumtechnologie, Methoden zur Vakuumherzeugung (insbes. die der Versuchsanlage), Grundlagen der Vakuummessung.
- Grundkenntnisse AFM/MFM, RTM, Röntgendiffraktometrie und MOKE.

Literatur:

Dünnschichttechnologie

- [1] Frey, Kienel (Hrsg.): Dünnschichttechnologie
VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1987
- [2] R.A.Haefer: Oberflächen- und Dünnschicht-Technologie,
Teil I - Beschichtung von Oberflächen
Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York 1987

Magnetismus

- [3] T.Mayer-Kuckuk: Atomphysik
4. Auflage, BG Teubner Stuttgart 1994
- [4] Bergmann, Schaefer: Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 6: Festkörper
Kapitel 8: Magnetismus in Festkörpern
de Gruyter Berlin New York 1992

Vakuumtechnologie

- [5] Leybold-Heraeus Grundlagen der Vakuumtechnik, Berechnungen und Tabellen
GmbH & Co. KG Köln

Röntgenstrukturanalyse

- [6] Ch.Kittel: Einführung in die Festkörperphysik, Kapitel 2
10. Auflage, Oldenbourg Verlag München Wien 1993
- [7] W.Kleber: Einführung in die Kristallographie
17. Auflage, Berlin Verlag Technik GmbH, 1990
- [8] Bergmann, Schaefer: Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3: Optik
9. Auflage, de Gruyter Berlin New York 1993

Inhalt

1. Einleitung
2. Die Theorie der Sputterdeposition
3. Das Prinzip der magnetooptischen Datenspeicherung
4. Magnetische Anisotropien
5. Vakuumtechnologie
6. Beschreibung der Anlage
7. Versuchsdurchführung 1. Teil: Die Herstellung der Schichten
8. Versuchsdurchführung 2. Teil: Die Untersuchung der Schichten
 - 8.1 Untersuchung mittels Röntgendiffraktometrie
 - 8.2 Untersuchung mittels magnetooptischem Kerr-Effekt (MOKE)
 - 8.3 Untersuchung mittels Rastertunnelmikroskopie

1. Einleitung

Das Gebiet der Dünnschichttechnologie umfaßt die Herstellung und Untersuchung dünner Schichten. Dünne Schichten werden heute in weiten Bereichen der Technik eingesetzt. Die Anwendungen reichen von relativ einfachen Anforderungen im Bereich der Veredelung von Werkstoffen, beispielsweise für die Beschichtung von Verpackungsfolien oder Werkzeugen, bis in das Gebiet der Hochtechnologie, etwa zur Herstellung von aktiven Bauelementen und Datenspeichern höchster Speicherdichte, von den Dimensionen der Mikroelektronik bis zur großflächigen Beschichtung von Architekturglas. Dementsprechend gibt es zahlreiche verschiedene Verfahren, mit denen dünne Schichten hergestellt werden können.

Das Prinzip der Herstellung dünner Schichten kann wie folgt skizziert werden:

Es existiert ein **Materialvorrat** in bestimmter Form,
|
der **mittels eines geeigneten Verfahrens**
↓
auf eine Unterlage, das **Substrat** aufgebracht werden soll.

Die Wahl des geeigneten Verfahrens hängt von der Art des Beschichtungsmaterials, von der Beschaffenheit des Substrats und von den Anforderungen an die Beschichtung ab.

Von besonderer Bedeutung in der Dünnschichttechnologie sind die Vakuumbeschichtungsverfahren, darunter vor allem die Prozesse der physikalischen Abscheidung aus der Gasphase, die sogenannten PVD-Verfahren (physical vapor deposition). Sie sind dadurch charakterisiert, daß Metalle, Legierungen oder chemische Verbindungen durch Zufuhr thermischer Energie oder durch Teilchenbeschuß im Hochvakuum abgeschieden werden.

Zu den wichtigsten PVD-Verfahren gehören:

- Thermisches Aufdampfen im Hochvakuum

Das Beschichtungsmaterial wird in einem Tiegel so lange erhitzt, bis es verdampft und so auf dem Substrat abgeschieden wird.

- Kathodenzerstäubung (sputtering) (s. Kap. 2)

Diese Verfahren zeichnen sich insbesondere aus durch

- die Vielfalt der möglichen Substratmaterialien (Metalle, Legierungen, Keramik, Glas, Plastik, etc.),
- die Vielfalt der möglichen Beschichtungsmaterialien (Metalle, Legierungen, Halbleiter, Metalloxide, Carbide, Nitride, Sulfide, etc.),
- die gute Reproduzierbarkeit der Schichteigenschaften,
- die Möglichkeit zu gezielter Änderung von bestimmten Schichteigenschaften durch entsprechende Änderungen bei der Prozeßführung und
- eine große Schichtreinheit.

Die Schichtreinheit ist gerade in den Bereichen der Hochtechnologie von großer Wichtigkeit. Sie wird vor allem durch die Qualität des Vakuums beeinflusst, so daß der Vakuumtechnik in der Praxis eine besondere Bedeutung zukommt. ¹ Das Kapitel 5 ist ganz der Vakuumtechnologie gewidmet.

Die Fortschritte in der Entwicklung der Beschichtungsverfahren, mit denen immer präziser die an die Schichten gestellten Anforderungen erfüllt werden können, sind ohne die (Weiter-) Entwicklung von (Oberflächen-) Analysemethoden, die ein immer besseres Auflösungsvermögen und eine wachsende Nachweisempfindlichkeit besitzen, nicht denkbar - als Beispiel sei nur die „Erfindung“ des Rastertunnelmikroskops in den 80er Jahren genannt und auf diesbezügliche Forschungen des 2. Physikalischen Instituts hingewiesen (Rastertunnelmikroskopie und optische Rasternahfeldmikroskopie).

Viele Versuche dieses Fortgeschrittenenpraktikums beschäftigen sich mit der Untersuchung der verschiedenen Eigenschaften von dünnen Schichten und Kristallen, z. B. die Versuche zur Atomkraftmikroskopie [AFM] (V2), zur Rastertunnelmikroskopie [RTM] (V3), zur Röntgendiffraktometrie [XRD] (V4) und zum magnetooptischen Kerr-Effekt [MOKE] (V5). Dabei werden den Praktikantinnen und Praktikanten für ihre Messungen stets spezielle, vorgefertigte Proben zur Verfügung gestellt, die die zu beobachtenden Eigenschaften in besonders prägnanter Weise besitzen.

Durch die Anschaffung einer Hochvakuum-Anlage für das Fortgeschrittenenpraktikum ist nun erstmals die Möglichkeit gegeben, im Rahmen des Praktikums ähnliche Schichten selbst herzustellen. Auf diese Weise kann den Studierenden ein erster Einblick in das Gebiet der Dünnschichttechnologie auch von Seiten der Herstellung gewährt werden.

Dies geschieht anhand des Verfahrens der Sputterdeposition. Hierbei handelt es sich um ein Verfahren, das zwar nicht mehr zu den modernsten gezählt werden kann, das aber dennoch als Repräsentant der modernen Dünnschichttechnologie anzusehen ist. Vor allem ist es ein kostengünstiges und sehr leistungsfähiges Verfahren zur Herstellung dünner Schichten, weshalb es in der (industriellen) Praxis vielfach Anwendung findet (s. Kap. 2).

Im Verlauf dieses Versuchs sollen mittels Sputterdeposition speziell Co-Schichten und Co/Pt-Vielfachschichten mit der Zielsetzung angefertigt werden, ein magnetooptisches Speichermedium herzustellen. Gerade auf diesem Gebiet wird zur Zeit intensive Forschung betrieben.

U.a. ist mit der Entwicklung des blauen Lasers in den letzten Jahren die technische Voraussetzung geschaffen worden, Daten mit einer höheren Dichte zu speichern, als dies bis dahin möglich war. Der blaue

¹ Ein gutes Vakuum garantiert, daß die Teilchen des Beschichtungsmaterials auf dem Weg zum Substrat nicht mit Gasatomen reagieren und/oder keine Schmutzpartikel einfangen können, so daß eine Schicht aus reinem Material entstehen kann. Alle drei aufgeführten Methoden besitzen allerdings reaktive Varianten: In die Vakuumkammer wird ein reaktives Gas eingelassen, das mit den Partikeln des Beschichtungsmaterials die gewünschte chemische Verbindung eingeht. Dies ist eine Möglichkeit, ein Substrat mit einer chemischen Verbindung zu beschichten.

Laser zeichnet sich nämlich aufgrund seiner kürzeren Wellenlänge gegenüber den herkömmlichen Lasern durch ein größeres Auflösungsvermögen aus. Für die magneto-optische Datenspeicherung bedeutet dies, daß kleinere Domänen beschrieben und gelesen werden können und daß somit eine größere Speicherdichte erreichbar ist. Auf der Suche nach einem Material, das unter diesen Voraussetzungen als Speichermedium geeignet ist, haben sich Co/Pt-Vielfachschichten als eine mögliche Variante herausgestellt.

Diese Eigenschaft der herzustellenden Schichten bringt neben dem Kennenlernen der Verfahren zur Dünnschichttechnologie einen weiteren wichtigen Aspekt in den Versuch mit ein: die besonderen Eigenschaften dünner Schichten, hier betrachtet am Beispiel des Magnetismus.

Da Dünnschichttechnologie nicht nur die Herstellung dünner Schichten beinhaltet, dürfte es von besonderem Reiz sein, im Anschluß die Eigenschaften der selbst hergestellten Schichten auch zu untersuchen. Letztlich kann so einerseits festgestellt werden, ob die Filme ihrem Zweck auch genügen können. Andererseits ist es möglich, das besondere Verhalten dünner Schichten zu betrachten. Für die Art der hier anzufertigenden Schichten erweist sich daher neben den Qualitätsanalysen der Struktur mittels Röntgendiffraktometrie und der Topographie mittels RTM insbesondere die Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften mittels MOKE als sinnvolle Untersuchungsmethode.

Zu diesen Verfahren existieren bereits Versuche im Praktikum (s.o.), so daß es sich anbietet, diese lediglich um die Untersuchung der Co- und Co/Pt-Filme zu erweitern. Aus diesem Grund werden die Versuche 2-5 wenn möglich an den beiden Versuchstagen nach dem Dünnschichttechnologieversuch 1 stattfinden.

Der Versuch gliedert sich also grob in zwei Teile:

Teil 1: Die Herstellung dünner, ferromagnetischer Schichten mittels Sputterdeposition.

Teil 2: Die strukturelle, topographische und magnetische Charakterisierung der Schichten mittels AFM-MFM, RTM, XRD und MOKE.

Diese Kopplung der Versuche entspricht einem wesentlich realistischeren und umfassenderen Einblick in die Arbeit der Festkörperphysik, als es die einzelnen Experimente mit oft voneinander unabhängigen Themen vermitteln können.

2. Die Theorie der Sputterdeposition

Beschreibung des Sputterprozesses

Die Sputterdeposition ist ein PVD-Verfahren, mit dem kontrolliert dünne Schichten eines Materials auf ein Substrat aufgebracht werden können. Dazu bedient man sich der folgenden **Anordnung**:

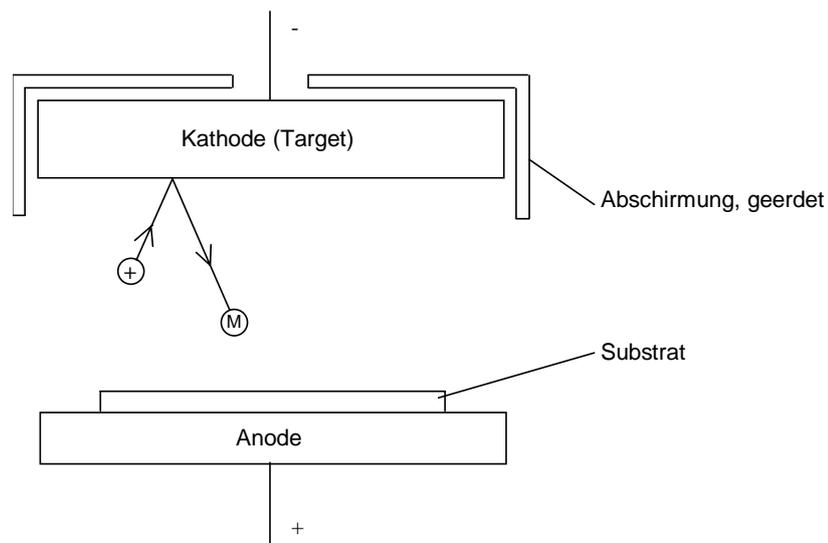


Abb. 1: Das Prinzip der Sputterdeposition.

Das Beschichtungsmaterial befindet sich als sogenanntes **Target** dem **Substrat** gegenüber. Beim Sputtern wird das Target mit positiven Ionen beschossen. Zwischen Substrat (-halter) und Target wird eine Spannung angelegt, so daß positive Ionen zum Target hin beschleunigt werden. Dort schlagen sie Atome oder Moleküle heraus, die sich (als Neutralteilchen von äußeren Feld unbeeinflusst) dann auf dem Substrat absetzen. Man kann also sagen:

Sputtern heißt Zerstäuben des Targetmaterials mittels Ionenbeschuß.

Betrachten wir die Stoßvorgänge am Target und die Kondensationsprozesse am Substrat etwas genauer:

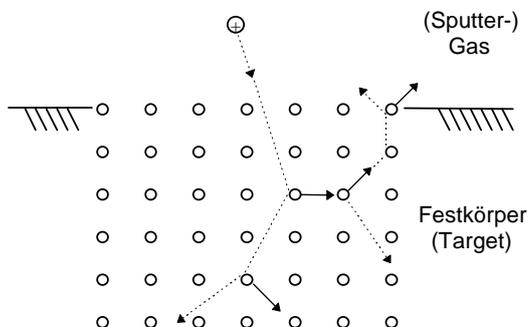


Abb. 2: Stoßkaskade im Target beim Aufprall eines Ions.

Wenn Ionen auf das Target auftreffen, geben sie einen Teil ihrer kinetischen Energie an die Gitteratome des Targetmaterials ab. Es kommt zu Stoßkaskaden, in deren Verlauf einige Atome zur Oberfläche zurückgestreut werden. Wenn ihre Energie ausreicht, die Oberflächenbindungsenergie (Sublimationsenthalpie) des Gitters zu überwinden, können sie das Gitter verlassen und bewegen sich im günstigen Fall in Richtung Substrat.

An dessen Oberfläche werden die Teilchen entweder sofort reflektiert oder aber sie geben genügend Energie an das Substrat- oder Schichtgitter ab und werden als Ada-

tome lose gebunden. Sie diffundieren dann über die Oberfläche, bis sie entweder desorbieren oder als stabiler Keim bzw. durch Anlagerung an bereits vorhandene Keime kondensieren. Die Keime wachsen so zu Inseln und schließlich zu einem mehr oder weniger zusammenhängenden Film.²

Die Qualität des Films wird in starkem Maße von diesem Prozeß mitbestimmt. Er läßt sich u.a. durch die Wahl der Beschichtungstechnik und der Prozeßparameter beeinflussen, wie z.B. Substrattemperatur, Gasdruck und Sputterrate.

Woher kommen die für den Sputterprozeß benötigten positiven Ionen?

Um die für den Sputterprozeß benötigten positiven Ionen zu erzeugen, macht man sich das Prinzip einer **selbständigen Glimmentladung** zunutze, das anhand der folgenden Abbildungen veranschaulicht werden soll:

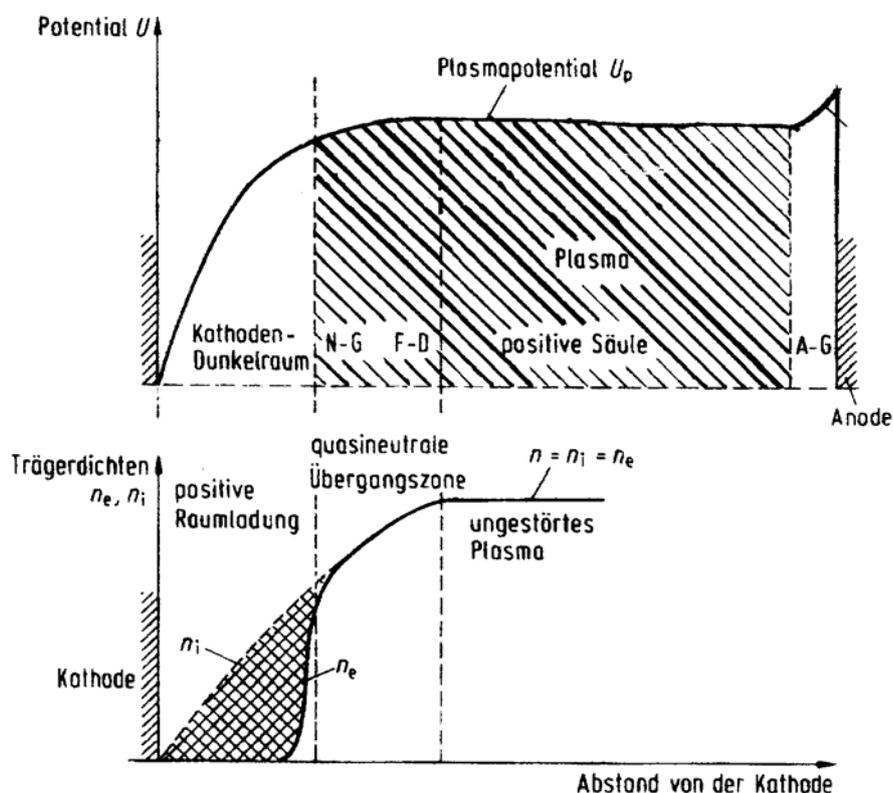


Abb. 3: Potential- und Trägerdichtenverlauf in einer Glimmentladung beim Übergang vom ungestörten Plasma in eine Zone positiver Raumladung. (N-G: negatives Glimmlicht, F-D: Faradayscher Dunkelraum, A-G: Anodenglimmlicht).

Der Raum zwischen Anode und Kathode wird evakuiert und anschließend mit dem sogen. Sputtergas gefüllt. Dabei handelt es sich für nicht reaktive Prozesse, wie z.B. im vorliegenden Fall, um ein Edelgas, meist Argon. Der Sputterprozeß findet bei einem Ar-Partialdruck von $10^{-3} \dots 10^{-1}$ mbar statt.

Zwischen Anode und Kathode wird dann eine Spannung angelegt (Gleichspannung von 500...5000 V). In der Folge bilden sich dazwischen im wesentlichen drei Bereiche aus: der *Kathodendunkelraum*, eine *quasineutrale Übergangszone* und die *positive Säule*. Der Kathodendunkelraum ist durch eine mit dem Abstand von der Kathode wachsende positive Raumladung gekennzeichnet, d.h. in diesem Bereich kommt es zu einem steilen Potentialanstieg. Die positive Säule ist als ungestörtes Plasma dadurch charakterisiert,

² Genauere Darstellungen zu den Prozessen des Schichtwachstums sind in [1] und [2] zu finden.

daß die Zahl der negativen und positiven Ionen etwa gleich groß ist ($n_i = n_e$). Daher bleibt das Potential dort (in etwa) konstant.³

Wie kommt es zur Ausbildung dieser Bereiche?

Zufällig, d.h. infolge von Photoeffekt oder kosmischer Strahlung vor der Kathode entstehende Elektronen bewegen sich in Richtung des elektrischen Feldes auf die Anode zu. Dabei werden sie beschleunigt und haben irgendwann genügend kinetische Energie, um Gasatome, auf die sie treffen, entweder anzuregen, was zum charakteristischen Glimmleuchten führt, oder sie (sogar) zu ionisieren. So entstehen positive Ionen und zusätzliche Elektronen. Die Elektronen tragen weiter zum Ionisationsprozeß im Gas bei, einige gelangen auch bis zur Anode und stoßen dort weitere Elektronen heraus. Die positiven Ionen werden ihrerseits in Richtung Kathode (Target) beschleunigt. Beim Aufprall auf das Target können auch sie wieder Elektronen herausschlagen, oder aber per Stoßkaskade ganze Atome oder Moleküle des Targetmaterials herauslösen. Daß vor der Kathode dennoch eine Zone positiver Raumladung entsteht, hat seine Ursache darin, daß die dort vorhandenen Elektronen aufgrund ihrer wesentlich geringeren Masse viel schneller in Richtung Anode beschleunigt werden als die positiven Ionen auf die Kathode.

Dieser Bereich des starken Potentialanstiegs ist auch der Beschleunigungsbereich sowohl für die Elektronen in Richtung der Gasatome als auch für die positiven Ionen, die für die Auslöseprozesse im Target ausreichende kinetische Energie benötigen.

Die Vorgänge zwischen Kathode und Anode lassen sich also in den folgenden Prozessen zusammenfassen:

- Ionisation von Gasatomen durch Elektronenstoß
- ioneninduzierte Elektronenemission an der Kathode
- elektroneninduzierte Sekundäremission an der Anode
- Sputtern durch Ionenstoß

Gesetzmäßigkeiten des Sputterprozesses

Um den Sputterprozeß steuern zu können, ist es erforderlich, seine Gesetzmäßigkeiten zu kennen.

Insbesondere interessiert für die Regelung der Schichtdicke die Sputterrate.

Die **Sputterrate** ist die Rate \dot{x} in m / s, mit der das Target abgetragen wird.

Bei senkrechtem Einfall der Ionen gilt für die Sputterrate der folgende Zusammenhang:

$$\dot{x} = \frac{M}{e \cdot N_A \cdot \rho} \cdot Y(E_i) \cdot j_i, \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} M \quad : \text{ molare Masse des Targets} \\ \rho \quad : \text{ Dichte des Targetmaterials} \\ e \cdot N_A = 9.649 \cdot 10^7 \text{ As / kmol} \\ j_i \quad : \text{ Ionenstromdichte} \\ Y(E_i) : \text{ Sputterausbeute (in Abh. von der} \\ \quad \quad \quad \text{Einfallenergie der Ionen)} \end{array} \quad (1)$$

³ „Ein Plasma ist ein quasineutrales Gemisch aus freien Elektronen, Ionen und Neutralteilchen eines Gases, die sich untereinander in ständiger Wechselwirkung befinden.“ [2] (S. 58)

„Plasmagestützt“ nennt man ein Verfahren, bei dem sich während des Prozesses ein zu seiner Aufrechterhaltung notwendiges Plasma des Füllgases ausbildet. Dies geschieht durch Ionisation des Gases per Elektronenstoß bei niedrigen Drücken (< 1 mbar).

Man erkennt als regelbare Größen die Ionenstromdichte und die Sputterausbeute.

Unter der **Sputterausbeute** Y versteht man die mittlere Zahl der Targetatome, die pro auftreffendes Ion emittiert werden.

Die Sputterausbeute errechnet sich für senkrechten Ioneneinfall und $E_i \leq 1 \text{ keV}$ wie folgt:

$$Y = \frac{3\alpha}{4\pi^2} \cdot \frac{4m_i m_t}{(m_i + m_t)^2} \cdot \frac{E_i}{E_0}, \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} m_i : \text{Ionenmasse} \\ m_t : \text{Targetatommasse} \\ E_i : \text{Einfallenergie der Ionen} \\ E_0 : \text{Sublimationsenthalpie des Targetmaterials} \\ \alpha : \text{Fkt. von } m_t / m_i, \text{ für die t echnolog.} \end{array} \quad (2)$$

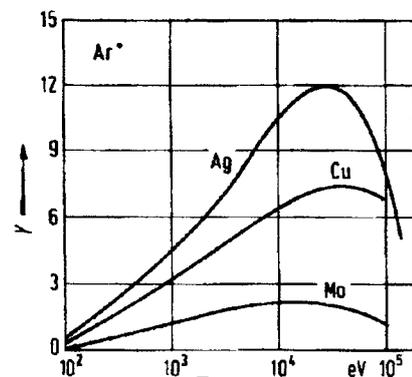
interessanten Materialien nahezu konstant

(Aus den beiden letzten Termen der Gleichung ist sofort abzulesen, daß sich die Sputterausbeute direkt aus den Gesetzmäßigkeiten des Stoßprozesses zwischen Ion und Targetatom ergibt. Die genaue Herleitung kann in: „Gerthsen, Kneser, Vogel: Physik; 16. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, S.27/28“ nachgelesen werden.)

Es sind folgende **Abhängigkeiten für die Sputterausbeute** zu erkennen, deren experimenteller Nachweis in den anschließenden Grafiken dokumentiert ist:

a) Abhängigkeit von der Ionenenergie:

Der Sputterprozeß setzt erst bei einer für die jeweilige Ion-Target-Kombination charakteristischen Schwellenenergie von $10 \dots 30 \text{ eV}$ ein.⁴ Mit zunehmender Ionenenergie steigt die Sputterausbeute. Sie erreicht jedoch bei einigen 10^4 eV ein Maximum, um danach aufgrund zunehmender Eindringtiefe und Implantation der Ionen wieder zu fallen.



b) Abhängigkeit vom Targetmaterial:

Diese Abhängigkeit ist in der Formel durch die Sublimationsenthalpie und die Targetatom-masse berücksichtigt. Wird die Sputterausbeute als Funktion der Ordnungszahl z der Target-atome aufgetragen, so ist ein periodischer Verlauf zu erkennen, der den verschiedenen Gruppen der Übergangsmetalle entspricht. Dies verhält sich im wesentlichen wie E_0^{-1} .

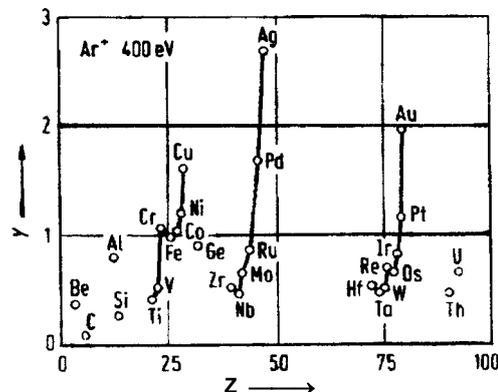


Abb. 5: Abhängigkeit vom Targetmaterial.

⁴ Dies ist verständlich, wenn man berücksichtigt, daß ein Atom das Target erst verlassen kann, wenn es ausreichend Energie hat, um die Oberflächenbindungsenergie des Festkörpers zu überwinden.

c) Abhängigkeit von der Ionenmasse:

Bei einer Einfallenergie der Ionen von einigen 100 eV wird die Sputterausbeute in etwa dann maximal, wenn Ionenmasse und Targetatommasse gleich groß sind (→ Stoßprozeß).

Bei höheren Einfallenergien sollte für maximale Sputterausbeute $m_i > m_t$ sein.

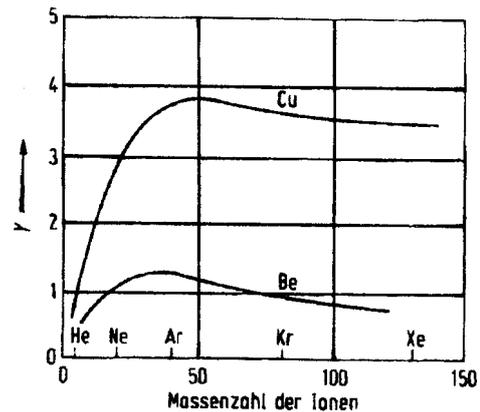


Abb. 6: Abhängigkeit von der Ionenmasse.

In der oben angegebenen Formel (2) ist senkrechter Ioneneinfall vorausgesetzt. Es ist jedoch (auf dem Hintergrund der Gesetzmäßigkeiten des Stoßprozesses) leicht vorstellbar, daß die Sputterausbeute nicht unwesentlich vom Einfallswinkel der Ionen abhängt. Dies wird in Abb. 7 berücksichtigt.

d) Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Ionen:

Bei von Null aus wachsendem Einfallswinkel (gemessen gegen die Oberflächennormale) steigt die Sputterausbeute zunächst an, da die für ein Ausstoßen des Atoms nötige Richtungsänderung des Impulses geringer wird.⁵ Ab einem bestimmten Winkel in der Größenordnung 70° wird jedoch die Ionenreflexion dominierend und die Sputterausbeute sinkt wieder.

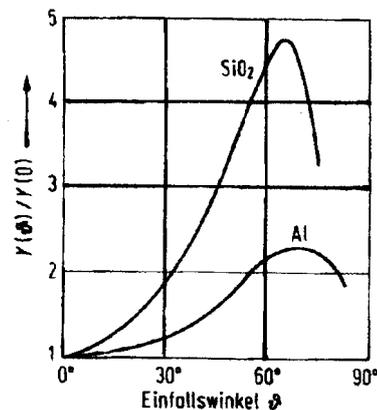


Abb. 7: Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Ionen.

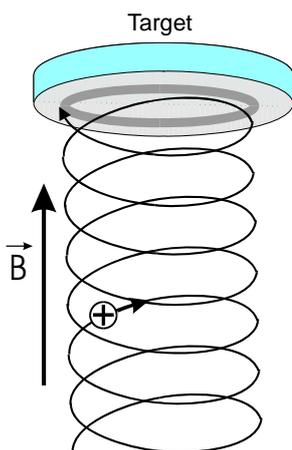


Abb.8: Das Prinzip des Magnetronspüterns.

Diese Abhängigkeit vom Einfallswinkel wird in der Technologie ausgenutzt, indem das Target nicht senkrecht mit Ionen bombardiert wird, sondern unter einem günstigeren Winkel. Das ist möglich, wenn senkrecht zum Target ein Magnetfeld anlegt wird. Dadurch bewegen sich die Ionen auf einer Schraubenbahn auf das Target zu und treffen dort in entsprechendem Winkel auf. Diese sehr gebräuchliche Variante der Technologie heißt **Magnetronspütern**.

Bei der Hochleistungskatodenzerstäubung durch Magnetronspütern wird dem elektrischen Feld \vec{E} der Glimmentladung ein Magnetfeld \vec{B} überlagert. Man kann dies dadurch erreichen, indem hinter einer Katodenplatte,

⁵ Bei senkrechtem Ioneneinfall ist dazu idealerweise eine Impulsumkehr, d.h. eine Richtungsänderung des Impulses um 180° notwendig. Um diese zu erreichen, müssen relativ mehr Stöße in der Targetoberfläche erfolgen, als bei einer geringeren Richtungsänderung (siehe auch Abb. 2). Da jeder Stoß auch mit einem Energieverlust verbunden ist, bedeuten mehr Stöße nach a) eine geringere Sputterausbeute.

die im Allgemeinen mit Wasser gekühlt wird, Permanentmagnete angeordnet werden. Durch das Zusammenwirken von elektrischem und magnetischem Feld bewegen sich die Ladungsträger im Plasma im Wesentlichen nun nicht mehr parallel zu den elektrischen Feldlinien, wie es beim DC-Sputtern der Fall ist, sondern nunmehr quer und girlandenförmig dazu.

Der Mittelpunkt des Gyrationsskizzen wandert nun mit einer definierten Geschwindigkeit (\mathbf{ExB} -Drift) quer zum Magnetfeld. Hierbei ist zu beachten, dass diese Geschwindigkeit nur von der Größe des elektrischen und magnetischen Feldes abhängt, nicht aber von der Ladung, und der thermischen Geschwindigkeit.

Da die Gyrationen der Elektronen aufgrund ihrer geringen Masse sehr viel kleiner als die der Ionen sind, konzentrieren sich die Elektronen vor der Targetoberfläche. Sie haben dadurch eine sehr viel größere Chance, Sputteratome durch Stöße zu ionisieren. Damit nimmt also der Ionisationsgrad des Plasmas vor dem Target zu, was zu einer höheren Sputterausbeute führt.

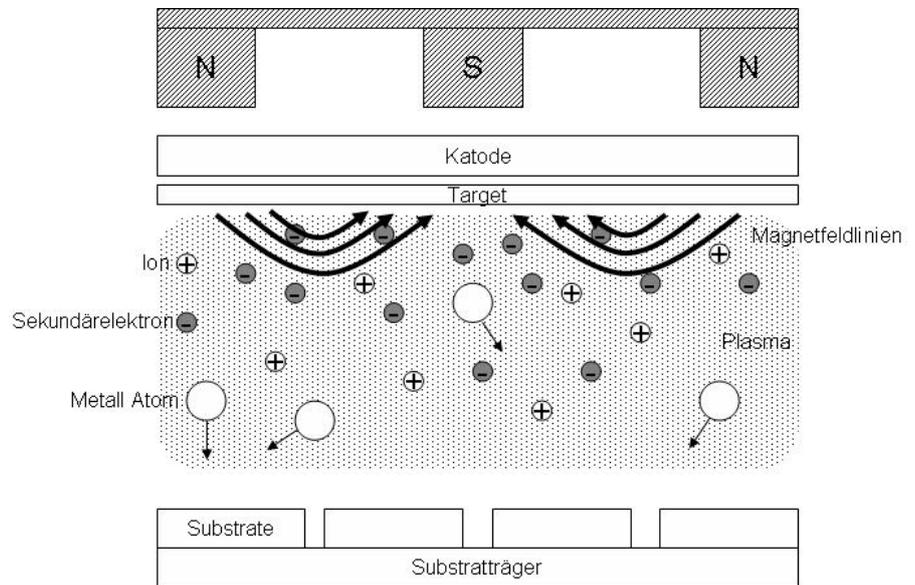


Abb. 8a: Schematische Darstellung der magnetfeldunterstützten Hochleistungskatodenzerstäubung

Auf Grundlage dieser theoretischen Ausführungen seien zum Ende dieses Kapitels nun noch die besonderen Vorteile der Sputtertechnologie herausgestellt sowie ihre zahlreichen Anwendungsmöglichkeiten erwähnt.

Eigenschaften der Sputtertechnologie:

- Universelle Anwendbarkeit: da das Material durch Impulsübertrag und nicht thermisch verdampft wird, kann nahezu jede Substanz zerstäubt werden.
- Die Sublimationsenthalpie des Targetmaterials geht in die Sputterausbeute nur in der ersten Potenz ein, in die Ausbeuten thermischer oder chemischer Prozesse dagegen exponentiell. Daran ist erkennbar, daß die Prozeßführung relativ unempfindlich gegenüber den Eigenschaften des Targetmaterials ist.
- Der Wert der Sputterausbeute ist für die meisten Metalle in etwa gleich und liegt im Bereich von 1. Die Verdampfungsrate bei thermischen Prozessen variiert dagegen bei gegebener Temperatur für verschiedene Metalle um viele Größenordnungen.
- Geringe thermische Belastung der Substrate, so daß auch temperaturempfindliche Materialien beschichtet werden können.
- Gute Haftfestigkeit der Schichten auf dem Substrat und eine dichte Struktur aufgrund der hohen Energie der auftreffenden Teilchen (die Energie der abgestäubten Atome beträgt im Mittel 10..40 eV, dies ist wesentlich mehr als bei verdampften Atomen, die lediglich Energien im Bereich von 0.2...0.3 eV haben).
- Große Reinheit der Schichten.

- Gute Tiefenstreuung, so daß auch Formteile beschichtet werden können.
- Gute Stufenbedeckung bei strukturierten Halbleiterelementen.
- Hohe Depositionsraten von bis zu einigen $\mu\text{m}/\text{min}$, die denen beim thermischen Verdampfen mittels Elektronenstrahl nur um den Faktor 10 unterlegen sind.

Hieraus ergeben sich zahlreiche

Anwendungsmöglichkeiten für die Sputtertechnologie:

- **Elektroindustrie:**

- dünne Schichten als Kontakte, Leiterbahnen, Isolationsschichten bei der Fertigung von integrierten Schaltkreisen der Mikroelektronik
- dünne Schichten bei elektronischen und optoelektronischen Bauelementen
- magnetooptische Speichermedien

- **Optik:**

- reflexionsmindernde Schichten
- Metallspiegel
- Wärmeschutz- und Interferenzfilter
- zunehmend Beschichtung von Architekturglas zwecks Wärmedämmung und / oder Sonnenschutz

- **Reibungsarme Schichten:**

- Extreme Betriebsbedingungen verlangen bisweilen anstatt der üblichen hydrodynamischen Schmierung reibungsarme Trockenschmiermittel.

- **Verschleißfeste harte Schichten:**

- In vielen Fällen werden verschleißfreie Schichten benötigt, die bei hoher Härte einen niedrigen Reibungskoeffizienten haben. Solche Schichten bestehen aus Metall-Kohlenstoff-Verbindungen, die durch Zerstäuben in einer kohlenwasserstoffhaltigen Atmosphäre hergestellt werden.

- **Dekorative Schichten:**

- Chrom-Schichten, die auf Fahrzeugteile z.B. aus Plastik aufgebracht werden, wobei die geringe thermische Belastung des Substrates von Vorteil ist.
- TiN-Schichten als schlagfester Goldersatz auf Uhregehäusen, Brillengestellen, Schmuck, etc.

In diesem Versuch soll mittels Sputterdeposition ein magnetooptisches Speichermedium hergestellt werden. Daher wird zunächst in knapper Form das Prinzip der magnetooptischen Datenspeicherung erläutert. Detailliertere Ausführungen finden sich bereits in der Anleitung zu Versuch 1.7 (Magnetooptischer Kerr-Effekt) und mögen bitte dort und in der dort angegebenen Literatur nachgelesen werden.

3. Das Prinzip der magnetooptischen Datenspeicherung

Das Speichermedium ist ferromagnetisch und besteht aus magnetischen Domänen, die senkrecht zur Oberfläche magnetisiert sind. Mit Hilfe des magnetooptischen Kerr-Effekts (siehe Versuch 1.7) kann die Orientierung der Magnetisierung in den Domänen bestimmt werden. Es lassen sich so zwei Zustände unterscheiden, der 0- und der 1-Zustand, durch die Information binär dargestellt bzw. verschlüsselt werden kann.

Lesen:

Das Lesen der gespeicherten Daten beruht auf dem **Prinzip des polaren magnetooptischen Kerr-Effekts**:

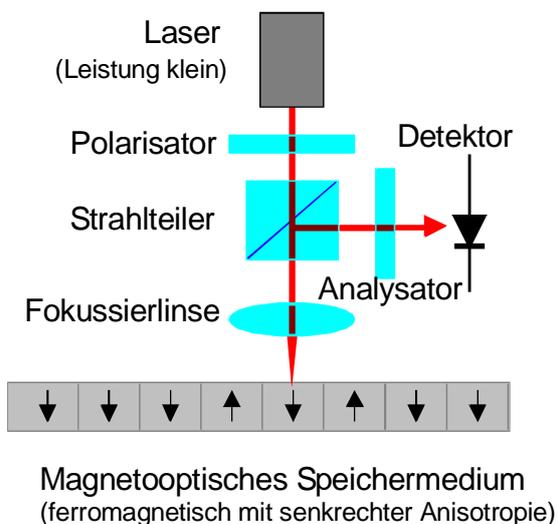


Abb. 9: Lesen eines magnetooptischen Datenspeichers.

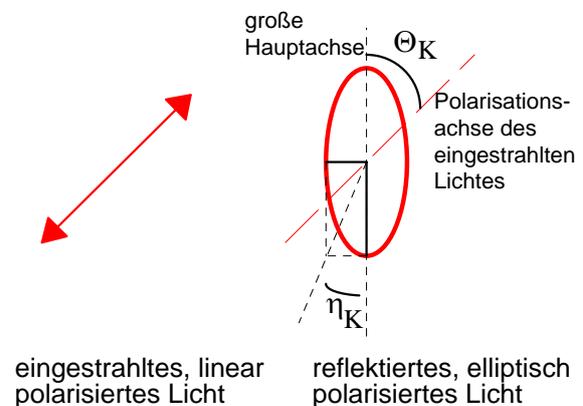


Abb. 10: Kerr-Effekt.

Linear polarisiertes Laserlicht wird auf das (ferromagnetische) Medium fokussiert, dort reflektiert und anschließend in Hinblick auf Änderungen des Polarisationszustandes analysiert.

Der reflektierte Strahl ist nicht mehr linear sondern elliptisch polarisiert mit der Elliptizität η_K ; außerdem hat sich seine Polarisationsachse um den Winkel θ_K gedreht. Dabei ist die Größe der Kerr-Rotation θ_K annähernd proportional zum Betrag der Magnetisierung des reflektierenden Materials, die Drehrichtung ist abhängig von ihrer Orientierung (parallel oder antiparallel zum Wellenvektor \vec{k} des einfallenden Lichtes) und damit ein Maß für den Zustand.

Schreiben:

Beim Schreiben soll die Magnetisierung der Domänen in die gewünschte Orientierung gebracht werden. Dazu wird das Medium durch den fokussierten Laserstrahl mit erhöhter Intensität lokal aufgeheizt. In dem erwärmten Bereich sinkt die Koerzitivfeldstärke H_c des Ferromagnetikums (s. Abb. 12), so daß bereits durch Anlegen eines relativ schwachen externen Schreib-Magnetfeldes H_S dieser Bereich ummagnetisiert werden kann. Das umgebende Material bleibt auf diese Weise unbeeinflusst.

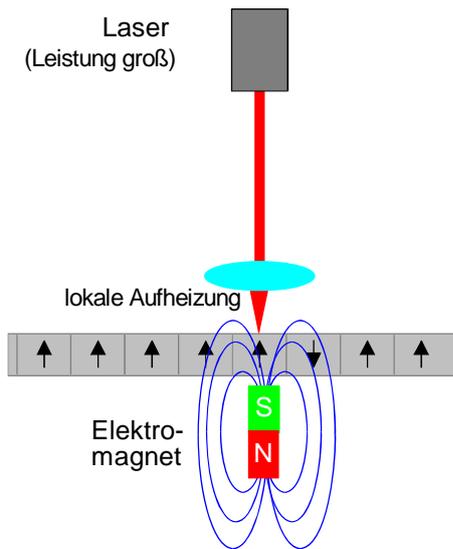


Abb. 11: Thermomagnetisches Schreiben.

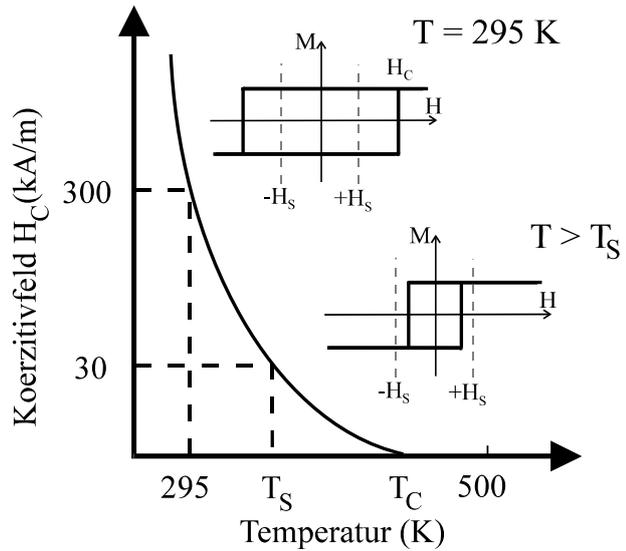
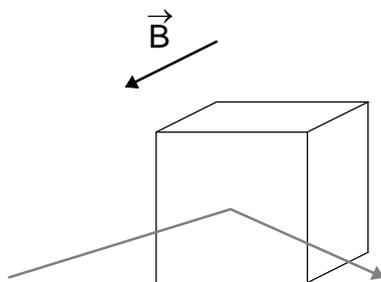


Abb. 12: Abhängigkeit der Koerzitivfeldstärke von der Temperatur.

Von besonderer Bedeutung für die Auswahl oder das Design eines Speichermaterials ist die Tatsache, daß zum Lesen (aus technischen Gründen) der **Kerr-Effekt in polarer Geometrie** angewendet wird. Das bedeutet, daß die Magnetisierung des Materials in der Einfallsebene des Laserlichtes liegen und daher senkrecht zu seiner eigenen Oberfläche gerichtet sein muß.

Man sagt, ein Material mit dieser Eigenschaft hat **senkrechte magnetische Anisotropie** (auch: out-of-plane Anisotropie, im Gegensatz zu in-plane Anisotropie).



Polare Kerr-Geometrie

Abb. 13: Kerr-Effekt in polarer Geometrie.

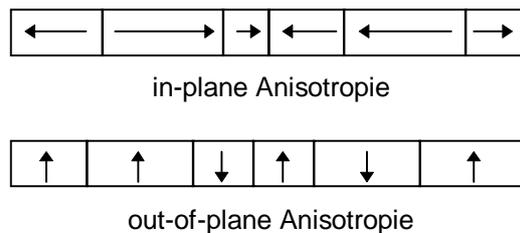


Abb. 14: In-plane und out-of-plane Anisotropie.

4. Magnetische Anisotropien

Die Ausführungen des vorangegangenen Abschnitts haben deutlich gemacht, daß ein Material, welches sich für die magneto-optische Datenspeicherung eignen soll, senkrechte magnetische Anisotropie besitzen muß. Da wir ein solches Material herstellen wollen, ist es erforderlich zu klären, wie es beschaffen sein muß, damit es diese Voraussetzung erfüllt.

Das nun vorliegende Kapitel beschäftigt sich daher eingehend mit dem Magnetismus in Festkörpern, der uns in zweierlei Hinsicht interessiert: zum einen bezüglich der Wechselwirkung mit einem von außen angelegten Feld \vec{H} (\rightarrow thermomagnetischer Schreibprozeß \rightarrow Ummagnetisierungsprozesse), zum anderen, wie bereits erwähnt, als Eigenschaft des Festkörpers selbst (\rightarrow magnetische Datenspeicherung \rightarrow Anisotropieverhalten).

Schwerpunkt der folgenden Ausführungen wird die Darstellung der magnetischen Anisotropien auf Grundlage der Theorie des (Ferro-) Magnetismus in Festkörpern sein, basierend auf zwei Arbeiten von P. Bruno.

4.1 Der Magnetismus in Festkörpern

Während im Vakuum die magnetische Flußdichte \vec{B} linear mit der Feldstärke \vec{H} eines von außen angelegten Feldes gemäß $\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H}$ wächst, wobei μ_0 die konstante Permeabilitätszahl ist, ist der Zusammenhang dieser beiden Größen im materieerfüllten Raum wesentlich komplizierter und nicht mehr unbedingt linear. Der Einfluß der Materie kann in diesem Fall entweder multiplikativ durch die Größe $\mu_r \neq \text{const}$, die sogenannte relative Permeabilitätszahl berücksichtigt werden: $\vec{B} = \mu_0 \mu_r \cdot \vec{H}$, oder additiv durch die Magnetisierung \vec{M} , was sich folgendermaßen ausdrücken läßt:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M} \quad (3)$$

Die Magnetisierung \vec{M} ist die Summe der magnetischen Momente \vec{m} pro Volumeneinheit des Festkörpers, wobei das magnetische Moment wiederum die Summe der atomaren magnetischen Momente $\vec{\mu}_i$ ist:

$$\vec{M} = \frac{\vec{m}}{V} \quad \text{mit} \quad \vec{m} = \sum_{i=1}^N \vec{\mu}_i \quad (4) + (5)$$

Man unterscheidet bei der Wechselwirkung eines äußeren Feldes mit dem Festkörper im wesentlichen zwei Situationen und die sich daraus ergebenden Erscheinungsformen des Magnetismus:

A) Das äußere Feld induziert magnetische Momente im Festkörper.

Dieses Phänomen heißt Diamagnetismus:

Die durch ein äußeres Feld \vec{H} im Material hervorgerufene Magnetisierung \vec{M} richtet sich antiparallel zum erregenden Feld aus und schwächt es daher.

B) Das System enthält bereits permanente magnetische Momente. Diese ordnen sich dann im angelegten Feld. Auf diesem Phänomen beruhen mehrere magnetische Erscheinungen:

1. Paramagnetismus:

Die durch ein äußeres Feld \vec{H} im Material hervorgerufene Magnetisierung \vec{M} richtet sich parallel zum erregenden Feld aus und verstärkt es somit.

2. Ferromagnetismus:

Bereits ohne äußeres Feld ist innerhalb von Weiss'schen Bezirken eine Nettomagnetisierung vorhanden, die sich aus der Wechselwirkung einzelner magnetischer Momente ergibt. Im äußeren Feld wird schließlich die Gesamtheit aller Weiss'schen Bezirke ausgerichtet.

Die nachfolgenden letzten beiden Phänomene sollen nur der Vollständigkeit halber erwähnt, nicht aber näher erläutert werden, da sie für unseren Versuch keine Rolle spielen. Es handelt sich um:

3. Ferrimagnetismus

4. Antiferromagnetismus

Um das Verhalten der Materie im Magnetfeld zu untersuchen, werden sogenannte Magnetisierungskurven aufgenommen. Hierbei wird die Magnetisierung als Funktion des äußeren Feldes aufgetragen.

Eine physikalische Größe zur Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften ist die Suszeptibilität χ , welche definiert ist als: $\chi = \frac{dM}{dH}$. Demgemäß kann sie als Steigung der Magnetisierungskurve interpretiert werden. Im allgemeinen handelt es sich bei der Suszeptibilität um einen Tensor, da die Magnetisierung richtungsabhängig ist.

Entsprechend der unter A) und B) aufgeführten Beobachtungen ist:

$\chi < 0$ für diamagnetische Stoffe⁶

$\chi > 0$ für paramagnetische Stoffe

$\chi \gg 0$ für ferromagnetische Stoffe⁷.

Was sind die Ursachen der unterschiedlichen magnetischen Eigenschaften der Festkörper?

Um den Magnetismus der Festkörper verstehen zu können, muß man sich in atomare Dimensionen begeben, denn die magnetischen Eigenschaften der Festkörper werden vollständig durch die magnetischen Eigenschaften ihrer Elektronen bestimmt. [10]

Magnetismus ist eine Erscheinung, die immer dann auftritt, wenn sich elektrische Ladungen bewegen. Die elektrischen Ladungen, auf die es hier ankommt, sind, wie eben erwähnt, die Elektronen der Festkörperatome.⁸ Sie führen zwei Arten von Bewegung aus:

- Eigenrotation (Spin) um eine durch ein Magnetfeld ausgezeichnete Achse
- Bahnbewegung um den positiv geladenen Atomkern

Dementsprechend gibt es zwei damit verbundene magnetische Momente:

- das magnetische Spinmoment $m_z^{(S)} = 2\mu_B \cdot S_z$
- das magnetische Bahnmoment $m_z^{(B)} = \mu_B \cdot n$

Hierbei sind n die Hauptquantenzahl, $S_z = \pm 1/2$ die Spinquantenzahl und $\mu_B = e\hbar/2m$ das Bohrsche Magneton⁹. z bezeichnet die durch ein Magnetfeld ausgezeichnete Richtung.

In Wechselwirkung mit einem äußeren Feld ist es für die Spinmomente energetisch am günstigsten, wenn sie sich parallel zu diesem Magnetfeld einstellen und es dadurch verstärken. Die Bahnmomente hingegen richten sich bei Anlegen eines äußeren Feldes so aus, daß dieses geschwächt wird.

Man kann daher feststellen, daß diamagnetische Eigenschaften hauptsächlich durch die Bahnmomente der Elektronen getragen werden, para- und ferromagnetische Eigenschaften durch deren Spinmomente.¹⁰

⁶ Das Minimum liegt bei $\chi = -1$. Dies wird nur für Supraleiter erreicht, die somit als ideale Diamagnete bezeichnet werden können.

⁷ $\chi \rightarrow 10^3$ für unseren Versuch.

⁸ Die Beiträge der Protonen im Kern können aufgrund ihrer gegenüber den Elektronen wesentlich größeren Masse vernachlässigt werden. Vergleiche: $\mu_B = e\hbar/2m$ (s.u.).

⁹ Das Bohrsche Magneton ist das kleinste nicht mehr teilbare magnetische Dipolmoment.

¹⁰ Messungen des gyromagnetischen Faktors g von verschiedenen Materialien haben dies bestätigt. g gibt die Proportionalität zwischen den mechanischen Drehimpulsen L (also Bahn und Spin) und den magnetischen Momenten M an: $M = g \mu_B / \hbar L$. Dabei ist für die Bahnbewegung $g=1$, für die Spinbewegung gilt $g=2$.

Die Gesamtheit der magnetischen Eigenschaften im Festkörper kommt nun dadurch zustande, daß die Spin- und Bahnmomente im Festkörper in bestimmter Weise angeordnet sind¹¹ und daher auch auf bestimmte Weise miteinander wechselwirken.

Alle Erscheinungen des Magnetismus sind nach dem (beweisbaren) Bohr-van Leeuwen-Theorem quantenmechanische Effekte. Streng klassisch gibt es keinen Dia-, Para- oder Ferro- und auch keinen Ferri- oder Antiferromagnetismus.

Der **Diamagnetismus** wird dennoch häufig halbklassisch als Induktionseffekt gedeutet, beschrieben durch eine Präzession des Bahndrehimpulsvektors um die Magnetfeldrichtung, welche der Lenzschen Regel gemäß dem äußeren Feld entgegengerichtet ist. Wegen der immer vorhandenen Bahnmomente kommt der Diamagnetismus in allen Materialien vor. Sobald es jedoch unvollständig besetzte Energieniveaus gibt, wird er von den dadurch auftretenden, betragsmäßig größeren para- und ferromagnetischen Erscheinungen überkompensiert.¹² Von Diamagneten spricht man daher nur, wenn die Eigenschaft des Diamagnetismus dominiert. Das ist bei fast allen organischen Substanzen, bei Metallen wie Bi, Zn und Hg und bei Nichtmetallen wie S, I und Si der Fall.

Bedingung für das Auftreten **para-** (und ferro-) **magnetischen Verhaltens** ist obigen Ausführungen zufolge die Existenz permanenter magnetischer Dipole (Momente). Gewöhnliche paramagnetische Materialien zeigen nach außen aber erst dann ein gesamtmagnetisches Moment, wenn sie sich in einem Magnetfeld befinden. Dieses regt die Entstehung ungepaarter Elektronenspins durch Anheben von Elektronen in höhere Energieniveaus an und / oder richtet die vorhandenen Spinmomente aus, die sich ohne äußeres Feld durch statistische Verteilung aufgrund thermischer Fluktuation in ihrer Wirkung aufheben.

Der **Ferromagnetismus** zeichnet sich durch eine spontane Ordnung der permanenten magnetischen Momente unterhalb einer kritischen Temperatur aus. Eine solche Ordnung kann in flüssigen oder gasförmigen Stoffen allein wegen ihrer atomaren bzw. molekularen „Unordnung“ nicht zustande kommen, weshalb in solchen Stoffen kein Ferromagnetismus auftritt. Oberhalb der kritischen Temperatur verschwindet die spontane Ordnung, und die Ferromagnete verhalten sich wie gewöhnliche Paramagnete. Die Suszeptibilität ferromagnetischer Materialien ist aber nicht nur eine Funktion der Temperatur, sondern auch des angelegten Feldes und der Vorgeschichte des Materials. Entscheidend für das Auftreten ferromagnetischer Erscheinungen ist das quantenmechanische Prinzip der Austauschwechselwirkung zwischen den permanenten magnetischen Dipolen.

Die vorangegangenen Ausführungen zeigen, daß die Elektronenkonfiguration im Atom, die sich gemäß der Hundschen Regel gestaltet, einen wesentlichen Einfluß auf die magnetischen Eigenschaften des Festkörpers hat, wenngleich sich die Elektronenanordnung beim Übergang vom Atom zum Festkörper oft entscheidend verändert. Das Zusammenwirken der Elektronen von Atomen, die in einem Kristallgitter gebunden sind, führt zu weitergehenden Konsequenzen für den Magnetismus der Festkörper. Im nächsten Abschnitt soll u.a. der Einfluß der Kristallstruktur auf die Magnetisierungsrichtung der Ferromagnete eingehender betrachtet werden.

4.2 Phänomenologische und theoretische Betrachtungen der magnetischen Anisotropie

Ferromagnete wie Fe, Co, Ni sind in erster Linie durch eine spontane Magnetisierung M unterhalb der Curie-Temperatur T_C gekennzeichnet. Das bedeutet, daß vorhandene magnetische Momente im Kristall eine bevorzugte Richtung haben, die sogenannte **leichte Richtung**. Dieses Phänomen nennt man **magnetische Anisotropie**.

¹¹ Unter Berücksichtigung des Pauli-Prinzips entspricht diese Anordnung einem Minimum der freien Enthalpie.

¹² Vollständig besetzte Energieniveaus bedeuten gepaarte Elektronenspins, und die heben sich in ihrer Wirkung auf.

Die folgenden Diagramme zeigen das unterschiedliche Verhalten der Magnetisierung für die verschiedenen Richtungen im Kristall:

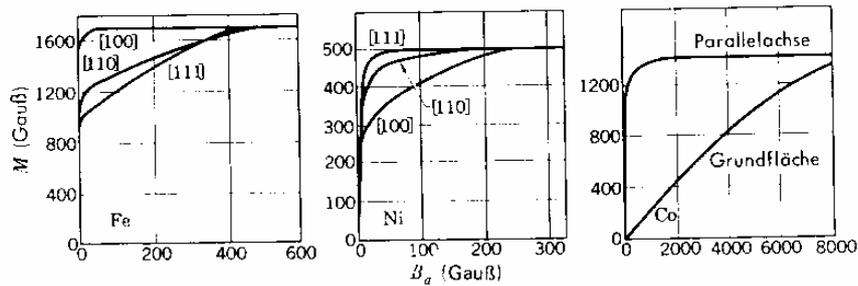


Abb. 15: Magnetisierungskurven für Einkristalle aus Eisen, Nickel und Kobalt. Die Kurven für Eisen zeigen, daß [100] die Richtungen leichter Magnetisierung und [111] die Richtungen schwerer Magnetisierung sind. Das angelegte Feld ist B_a .

Die Magnetisierungsrichtung ist abhängig von der Kristallstruktur und / oder der äußeren Form der Probe. Diese Abhängigkeiten näher zu spezifizieren, ist Aufgabe der nachfolgenden Ausführungen. Zuvor wird jedoch noch etwas ausführlicher, als es im voraufgehenden Abschnitt getan wurde, auf die **Ursachen des Ferromagnetismus** eingegangen.

Verantwortlich für die Erscheinung des Ferromagnetismus ist das *Pauli-Prinzip*, wonach zwei Elektronen mit gleichem Spin nicht denselben Quantenzustand und damit dasselbe Orbital besetzen dürfen. Das führt zu einer reduzierten Coulomb-Wechselwirkung, denn die effektive Coulomb-Abstoßung zwischen zwei Elektronen mit parallelem Spin (in verschiedenen Orbitalen) ist geringer als die zwischen Elektronen mit antiparallelem Spin (im gleichen Orbital). Dieser Effekt heißt *Austauschwechselwirkung*. Sie entspricht dem Unterschied der Wechselwirkungsenergie zwischen paralleler und antiparalleler Spinstellung und kann durch den *Heisenberg-Hamiltonoperator* beschrieben werden:

$$H_A = - \sum_i \sum_j J_{ij} S_i S_j \quad (6)$$

Dabei sind S_{ij} die Spins der wechselwirkenden Elektronen. J_{ij} ist das *Austauschintegral*, das als Differenz der Energien für parallelen und antiparallelen Spin $E_A^{\uparrow\uparrow} - E_A^{\downarrow\downarrow} = J_{ij}$ gedeutet, jedoch für die meisten Fälle nur schwer berechnet werden kann. Falls $J_{ij} < 0$ ist, so wird sich der Spin antiparallel einstellen; falls $J_{ij} > 0$ ist, wie bei Ferromagnetika, erwartet man parallele Spinstellung.

Wenn also durch parallele Spinausrichtung die Coulomb-Energie herabgesetzt werden kann, weshalb zeigen nicht alle Metalle dieses (ferromagnetische) Verhalten? Das liegt daran, daß mit der Reduktion der Coulomb-Energie durch parallele Spinstellung auch ein Zuwachs an kinetischer Energie einhergeht, da wegen des Pauli-Prinzips nun höhere Energieniveaus besetzt werden müssen. Je nachdem, welcher der beiden Energiebeiträge überwiegt, stellt sich (nach dem Prinzip der Energieminimierung) eine geordnete oder eine ungeordnete Spinstruktur ein.

Zur theoretischen Beschreibung des Ferromagnetismus findet in der Regel die nicht-relativistische Quantenmechanik Anwendung. Dies hat zur Folge, daß die innerhalb dieses Formalismus betrachtete freie Energie des Systems isotrop ist, also unabhängig von der Magnetisierungsrichtung. In Wirklichkeit zeigen sich jedoch magnetische Anisotropiephänomene. Um die Magnetisierung aus ihrer bevorzugten, der leichten Richtung (niedriger Energiezustand) in die harte Richtung (hoher Energiezustand) zu drehen, muß typischerweise eine Energie von $10^{-6} - 10^{-3}$ eV / Atom aufgebracht werden. Diese sogenannte **Anisotropieenergie** ist nur eine sehr kleine Korrektur der gesamten magnetischen Energie. Sie hat ihre (theoretische) Ursache in der *Dipol-Dipol-Wechselwirkung* und der *Spin-Bahn-Kopplung*, die sich als Korrekturen des Hamiltonoperators auswirken. Diese kleinen Korrekturen spielen jedoch eine wichtige Rolle, wenn man bedenkt, daß magnetische Anisotropie eine der Schlüsseleigenschaften für Anwendun-

gen ist, die eine feste Magnetisierungsrichtung im Material voraussetzen, wie etwa Permanentmagnete oder eben magnetooptische Speichermedien, mit denen wir uns auseinandersetzen.

Bevor es in den theoretischen Betrachtungen darum gehen wird, zu untersuchen, welche Auswirkungen Dipol-Dipol-Wechselwirkung und Spin-Bahn-Kopplung im einzelnen auf Anisotropiephänomene haben, erscheint es sinnvoll, sich zunächst mit dem Begriff der magnetischen Anisotropie vertraut zu machen und ihre verschiedenen Erscheinungsformen kennenzulernen.

Phänomenologische Betrachtungen

Anisotropie ist die Eigenart von Kristallen, in verschiedenen Richtungen verschiedene physikalische Phänomene zu zeigen. In einem (nicht nur bezüglich seiner äußeren Form) vollkommen symmetrischen Gebilde gibt es keine ausgezeichnete Richtung; dort sind keine Anisotropiephänomene zu erwarten. Anisotropie setzt eine wie auch immer geartete *Symmetriebrechung* voraus.

Für die gesamte magnetische Anisotropie eines Materials sind verschiedene Phänomene verantwortlich, die wie folgt klassifiziert werden können¹³:

- magnetokristalline Anisotropie
- Formanisotropie
- magnetoelastische Anisotropie
- Grenzflächenanisotropie

Diese Beiträge haben je nach Probe einen unterschiedlich ausgeprägten Einfluß auf die gesamte magnetische Anisotropie, so daß sich beispielsweise für verschiedene Proben desselben Materials ein jeweils anderes Anisotropieverhalten einstellen kann.

Betrachtet man die vier Beiträge zur magnetischen Anisotropie, so lassen sich bereits auf den ersten Blick für jeden einzelnen Symmetriebrechungen als Ursache festmachen (ausgezeichnete kristallographische Richtungen; gebrochene Symmetrie durch verschiedene Oberflächenform; elastische Verspannungen brechen die Symmetrie des Kristallgitters; Grenzflächen brechen die Translationssymmetrie des Gitters). Nachfolgend wird dies näher erläutert.

Zunächst sei das zur mathematischen Beschreibung der Anisotropien verwendete Prinzip vorgestellt. Die mathematischen Beschreibungen sind zumeist aus phänomenologischen Betrachtungen abgeleitet, da es aufgrund der Komplexität der Wechselwirkungen kaum möglich ist, das Phänomen der magnetischen Anisotropien in seiner Gesamtheit theoretisch zu erfassen und in einfacher Form darzustellen. An der Struktur der vorkommenden Terme wird im einzelnen aber nochmals die Bedeutung der Symmetrie für die Anisotropie deutlich.

Das Koordinatensystem, welches den Beschreibungen zugrunde liegt, kann wie folgt skizziert werden:

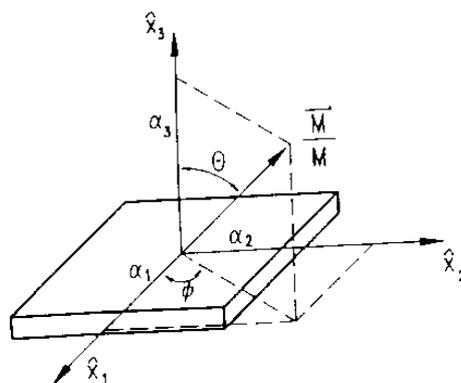


Abb. 16: Koordinatensystem zur Beschreibung der Anisotropien.

¹³ Die magnetischen Wechselwirkungen im Festkörper sind so vielfältig, daß die hier gegebene Klassifizierung der verschiedenen Anisotropiebeiträge durchaus nicht immer eindeutig sein mag.

Die Schicht liegt in der \hat{x}_1, \hat{x}_2 - Ebene, die \hat{x}_3 - Achse ist parallel zur Probennormalen. Der Einheitsvektor der Magnetisierung $\frac{\vec{M}}{M}$ wird durch die üblichen Kugelkoordinaten θ und ϕ gegeben. Die α_j bezeichnen die Richtungskosinus, d.h. die Projektionen der Magnetisierung auf die Koordinatenachsen \hat{x}_j ,

$$\alpha_1 = \sin\theta \cdot \cos\phi$$

mit $\alpha_2 = \sin\theta \cdot \sin\phi$.

$$\alpha_3 = \cos\theta$$

Die Anisotropien werden mit Hilfe von Energietermen beschrieben, die der Thermodynamik entstammen, nämlich durch das thermodynamische Potential G , welches abhängig ist von der Temperatur, der Magnetisierungsrichtung, dem Betrag des äußeren Feldes in Magnetisierungsrichtung und dem Spannungstensor. Dabei kann jeder Anisotropiebeitrag in einen Ausdruck der Form

$$G = \sum_i K_i \cdot f_i(\theta, \phi), \quad (7)$$

entwickelt werden, wobei K_i die sogenannten Anisotropiekonstanten sind, die von Material und Kristallstruktur abhängen und die Symmetrie des betrachteten Systems widerspiegeln, und $f_i(\theta, \phi)$ die Winkelabhängigkeit zwischen der Magnetisierungsrichtung und den Kristallachsen oder der Probenoberfläche ausdrückt. Je nach Grad der Symmetrie des betrachteten Systems entfallen Terme dieser Summe, und zwar gibt es um so mehr „verbotene“ Terme, je größer die Symmetrie ist. Bei geringer Symmetrie ist die Anzahl der Terme größer, und mehr Terme liefern einen insgesamt größeren Beitrag zur Anisotropieenergie. Die Erfahrung lehrt, daß Terme höherer Ordnung sehr schnell verhältnismäßig klein werden, so daß es ausreicht, die Anfangsterme der Entwicklung zu betrachten.

Die magnetokristalline Anisotropie und die Formanisotropie

Um diese beiden Arten der Anisotropie zu unterscheiden, hat Bruno ein sehr anschauliches Gedankenexperiment beschrieben. Gegeben sei ein ferromagnetisches Material mit kubischer Kristallstruktur, aus dem zwei Proben herausgeschnitten werden: eine Kugel und eine dünne Platte, deren Flächennormale parallel zur (001)-Achse ist.

Die Kugel hat ihre leichten Richtungen entlang der kristallographisch gleichwertigen (100)- und (001)-Achsen, die harte in der (101)-Richtung. Da die Form dieser Probe vollkommen isotrop ist, muß die Orientierung der Magnetisierung von der inneren Struktur des Kristalls abhängen.

Die dünne Platte hingegen zeigt in der zu ihrer Fläche parallelen (100)- und senkrechten (001)- Richtung unterschiedliche Magnetisierungskurven, obwohl diese beiden Richtungen kristallographisch gleichwertig sind (kubische Struktur). Das bedeutet, daß die Magnetisierungsrichtung auch von der Form der Probe abhängt.

Wie man später noch sehen wird, hat die Formanisotropie ihre Ursache in der Dipol-Dipol Wechselwirkung, wohingegen die magnetokristalline Anisotropie in der Hauptsache durch die Spin-Bahn-Kopplung verursacht wird.

Betrachten wir nun die **Energieterme**. Nach obigen Überlegungen werden unterschiedliche Ausdrücke bei verschiedenen kristallinen Strukturen erwartet:

Für die **magnetokristalline Anisotropie** ergibt die Entwicklung nach den Richtungskosinus im Falle *kubischer Kristalle*:

$$G^{mk} = K_0^{mk} + K_1^{mk} (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2^{mk} \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots \quad (8)$$

Das Koordinatensystem ist entlang der Kristallachsen gelegt. Aufgrund der kubischen Symmetrie liefern nur die geraden Potenzen der α_i einen Beitrag, außerdem muß der Ausdruck für G^{mk} invariant sein bei Vertauschung der α_i untereinander.

Im Falle *hexagonaler Kristalle* (mit c-Achse parallel zur \hat{x}_3 - Achse) wird nach θ und ϕ entwickelt:

$$G^{mk'} = K_0^{mk'} + K_1^{mk'} \sin^2 \theta + K_2^{mk'} \sin^4 \theta + \dots \quad (9)$$

Die **Formanisotropie** kann vollständig durch das Entmagnetisierungsfeld \vec{H} , das seine Ursache in der Dipol-Dipol-Wechselwirkung hat, beschrieben werden.

Bei einer Probe beliebiger Form ist \vec{H} abhängig vom in der Probe betrachteten Ort. Für eine Probe in Form eines Ellipsoids stellt man im gesamten Volumen einen (bezüglich Richtung und Betrag) konstanten Wert für \vec{H} fest.

Allgemein wird die Form der Probe im Ausdruck für das Entmagnetisierungsfeld durch den sogenannten Entmagnetisierungstensor D berücksichtigt, der die Eigenschaft $\text{spur}D = 1$ besitzt:

$$\vec{H} = -4\pi D \cdot \vec{M} \quad (10)$$

Beispielsweise hat man für eine Kugel:

$$D = \begin{pmatrix} 1/3 & 0 & 0 \\ 0 & 1/3 & 0 \\ 0 & 0 & 1/3 \end{pmatrix},$$

für einen ∞ -langen Zylinder mit der Achse parallel zur \hat{x}_3 -Richtung:

$$D = \begin{pmatrix} 1/2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

für eine dünne Schicht mit unendlicher Ausdehnung in lateraler Richtung und der Normalen parallel zur \hat{x}_3 -Achse:

$$D = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Dieser letztgenannte Fall ist für die von uns betrachteten dünnen Schichten von Bedeutung. Für den Energieterm der Formanisotropie ergibt sich: $G^f = \frac{1}{2} \vec{M} \cdot \vec{H} = -2\pi \vec{M} \cdot D \cdot \vec{M}$, entwickelt nach θ, ϕ :

$$G^f = K^f \sin^2 \theta, \text{ mit } K^f = -2\pi M^2 < 0 (!). \quad (11)$$

Die magnetoelastische Anisotropie

Sie beruht auf dem Phänomen der Magnetostriktion, wonach in einem Kristall durch ein Magnetfeld mechanische (Ver-) Spannungen entstehen. Je nach Material kann es zu einer Verlängerung oder Verkürzung in Magnetisierungsrichtung kommen, wenn der Ferromagnet dadurch seine Gesamtenergie absenken kann.¹⁴ Umgekehrt beeinflussen Symmetriebrechungen durch mechanische (Ver-) Spannungen, wie

¹⁴ Dabei kommt es darauf an, ob die magnetoelastische Energie, welche eine Verspannung induzieren möchte, oder die elastische Energie des Kristalls, die möglichst geringe Verspannungen anstrebt, überwiegt.

sie beispielsweise durch Kristallbaufehler oder an Grenzflächen mit unterschiedlicher Gitterkonstante auftreten, die Magnetisierungsrichtung im Festkörper. Der Beitrag der magnetoelastischen Anisotropie kann vor allem bei dünnen Schichten um einiges größer sein als der magnetokristalline Anteil, da dort der Anteil an Grenzflächen im Vergleich zum Volumen relativ groß ist.

(Aufgrund der Komplexität der Zusammenhänge (Berücksichtigung des Spannungstensors, etc.) wird hier allerdings auf eine Angabe des Anisotropieenergieterms verzichtet.)

Die Grenzflächenanisotropie

Grenzflächen- bzw. Oberflächenatome haben eine wesentlich weniger symmetrische Umgebung als Volumenatome, denn zu beiden Seiten der Grenzfläche gibt es unterschiedliche Partner zum Wechselwirken und somit auch eine unterschiedliche Art der Wechselwirkung. Daher liefern Grenzflächenatome einen zusätzlichen Beitrag zur Anisotropie. Dieser kann in Größenordnungen dünner Schichten nicht mehr vernachlässigt werden, da sich das Verhältnis von Grenzflächen- zu Volumenanteil mit schrumpfendem Volumen vergrößert und Grenzflächeneffekte dementsprechend an Bedeutung gewinnen.

Der Energieterm der Grenzflächenanisotropie sieht für hcp-Strukturen wie Co so aus:

$$G^g = K_1^g \sin^2 \theta + K_2^g \sin^4 \theta + \dots \quad (12)$$

Theoretische Betrachtungen

Wie bereits oben erwähnt, sind die Dipol-Dipol-Wechselwirkung und die Spin-Bahn-Kopplung verantwortlich für das Auftreten der magnetischen Anisotropien.

Magnetische Anisotropie aufgrund der Dipol-Dipol-Wechselwirkung

Die Dipol-Dipol-Wechselwirkungsenergie resultiert aus der Wechselwirkung zwischen einem magnetischen Moment und dem dipolaren Feld, das durch die Magnetisierung des gesamten Ferromagneten, also der Summe aller anderen Dipole, hervorgerufen wird. Sie läßt sich durch folgenden Ausdruck beschreiben:

$$E_{\text{dip}} = \frac{\mu_B^2}{2} \sum_{i \neq j} \frac{m_i m_j}{r_{ij}^3} (1 - 3 \cos^2 \theta_{ij}) \quad (13)$$

Er ist aus dem Hamiltonoperator für die Dipol-Dipol Wechselwirkung entwickelt, wobei ein sphärisches Potential angenommen und berücksichtigt wurde, daß alle Momente aufgrund der dominierenden Austauschwechselwirkung parallel ausgerichtet sind.

$m_{i,j}$ sind die Beträge der magnetischen Dipolmomente, r_{ij} der jeweilige Abstand und θ_{ij} bezeichnet den Winkel zwischen der Richtung der Magnetisierung und der Dipolrichtung, die durch das Paar (i,j) gegeben ist.

Die in Gleichung (8) erkennbare Winkelabhängigkeit kennzeichnet die magnetische Anisotropie, die durch die Dipol-Dipol Wechselwirkung hervorgerufen wird. Die Energie ist nämlich nicht isotrop, sondern wird minimal, wenn $\theta_{ij} = 0$, die Magnetisierung also parallel zur Dipolrichtung ist.

Aufgrund des relativ schwachen Abfalls der Dipol-Dipol Wechselwirkung mit dem Abstand der Dipole ist auch der Beitrag von Momenten, die am Rand der Probe liegen, die sogenannte Entmagnetisierungsenergie von Wichtigkeit. Man kann sich daher gut vorstellen, daß Änderungen der Probenform auch Änderungen des Anisotropieverhaltens mit sich bringen. Aus der Dipol-Dipol Wechselwirkung resultiert also im wesentlichen die Formanisotropie. Ein Einfluß auf die anderen Anisotropiekomponenten existiert, kann aber quantitativ vernachlässigt werden.

Magnetische Anisotropie aufgrund von Spin-Bahn-Kopplung

Die Spin-Bahn-Kopplung hat im Volumen eine wesentlich stärkere Auswirkung auf die magnetische Anisotropie als die zuvor besprochene Dipol-Dipol Wechselwirkung.

Sie läßt sich durch einen Hamiltonoperator wie folgt beschreiben:

$$H_{\text{SB}} = \xi \vec{L} \cdot \vec{s} \quad (14)$$

Dabei ist ξ die Spin-Bahn-Kopplungskonstante¹⁵, \vec{L} das Bahnmoment und \vec{s} das Spinnmoment des Elektrons. In dieser Darstellung wurden nur die d-Elektronen der Atome berücksichtigt, da sie es sind, die den Magnetismus der Übergangsmetalle tragen.

Anschaulich kann die Spin-Bahn-Kopplung als Wechselwirkung zwischen dem Spin eines Elektrons und dem Magnetfeld, das durch seine Bahnbewegung um den Atomkern hervorgerufen wird, interpretiert werden.

Da die Bahnbewegung des Elektrons über das elektrische Potential direkt an das Kristallgitter gekoppelt ist, führt die Spin-Bahn-Kopplung zur magnetokristallinen Anisotropie.

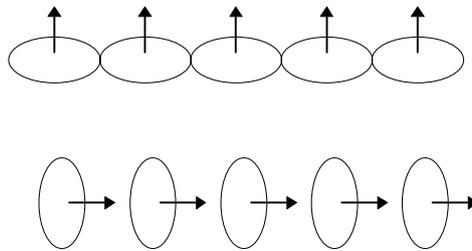


Abb. 17: Die asymmetrische Überlappung der Elektronenverteilungen in benachbarten Atomen ist eine der Ursachen für die magnetokristalline Anisotropie. Infolge der Spin-Bahn-Wechselwirkung ist die Ladungsverteilung nicht kugelsymmetrisch. Da die Asymmetrie mit der Richtung des Spins verbunden ist, ändert eine Drehung der Spinrichtung relativ zu den Kristallachsen die Austauschenergie und ebenso die elektrostatische Wechselwirkungsenergie der Ladungsverteilungen zweier benachbarter Atome. Beide Effekte geben Beiträge zur Anisotropieenergie.

Entwickelt man aus dem Hamiltonoperator die Energie, so erhält man einen sehr komplizierten Term, den hier anzugeben nicht zu weiterer Klarheit führen würde. Außerdem sind die formalen, hier nicht angegebenen Ergebnisse dieser Theorie nicht gut auf die uns interessierenden Elemente Co, Ni und Fe übertragbar. Für diese Stoffe liefern sie „lediglich“ Vorzeichen und Richtung der magnetokristallinen Anisotropie.

Zusammenfassung

Die magnetische Anisotropie einer kristallinen Probe setzt sich aus verschiedenen, konkurrierenden Beiträgen zusammen, die ihre Ursache zum einen in den Volumeneigenschaften, zum anderen in den Oberflächeneigenschaften der Probe hat. Die Gewichtung der unterschiedlichen Anisotropiebeiträge hängt also von der inneren und äußeren Struktur der Probe ab, so daß sich das Anisotropieverhalten durch gezielte Material- und vor allem Formwahl beeinflussen läßt.

¹⁵ Sie beträgt ca. 50-100 meV für 3d-Metalle.

5.3 Das Anisotropieverhalten dünner Schichten

Dünne Schichten besitzen einen im Vergleich zum Volumen relativ großen Oberflächenanteil, der mit abnehmender Schichtdicke weiter wächst. Bei einer derartigen Konstellation gewinnen die Ober- und Grenzflächeneffekte gegenüber denen des Volumens stetig an Bedeutung.

Dementsprechend gibt es bei dünnen Schichten einen wichtigen Beitrag der Grenzflächenanisotropie. Sie bevorzugt eine Magnetisierungsrichtung senkrecht zur Grenzfläche, also out-of-plane. Dies ist ersichtlich aus dem Energieterm (12): G^g wird minimal für $\theta = 0$, wenn es sich um ein Material handelt, für das $K_1^g > 0$ gilt, und nur ein solches soll hier betrachtet werden.

Die Anisotropie des Schichtvolumens wird bei dünnen Schichten von der Formanisotropie dominiert. Diese favorisiert jedoch eine Magnetisierungsrichtung in der Oberflächenebene, also in-plane. Wiederum genügt ein Blick auf den entsprechenden Energieterm (11), um dies einzusehen: Da $K^f = -2\pi \cdot M^2 < 0$ ist, wird G^f minimal, wenn $\sin^2\theta$ maximal wird, also für $\theta = 90^\circ$. In vergleichsweise dicken Schichten, wo die Formanisotropie aufgrund des noch verhältnismäßig großen Volumens der dominierende Beitrag ist, wird sich also die Magnetisierung in der Filmebene ausrichten.

Wenn man nun Schichten herstellt, die so dünn sind, daß der Grenzflächenanteil der Anisotropie den Formanteil überwiegt, kann man erreichen, daß ein Material, welches in Form eines größeren Volumens in-plane magnetisiert ist, jetzt out-of-plane Anisotropie zeigt.

Dieser Effekt ist, wie wir im nächsten Abschnitt sehen werden, von besonderer Bedeutung bei der Herstellung dünner Schichten zur magnetooptischen Speicherung. Er ist von Bruno am Beispiel von Co-Schichten genauer untersucht und quantifiziert worden.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen haben für die Gestaltung unseres Versuchs konkrete Konsequenzen, da sie Hinweise für die Auswahl eines geeigneten Speichermaterials geben.

Das Anisotropieverhalten dünner Co-Schichten

Auf der Suche nach einem Material, das für magnetooptische Speicherung höherer Dichte geeignet ist, erwies sich Kobalt als vielversprechender Kandidat. Im Bereich der kleineren Wellenlängen zeigte Co gegenüber den bisher üblichen Materialien (Seltene-Erden-Übergangsmetall-Schichten) eine höhere chemische Stabilität und - was wesentlich ist - größere magnetooptische Effekte.

Als problematisch stellte sich jedoch heraus, daß relativ dicke Schichten¹⁶ aus reinem Kobalt keine senkrechte Anisotropie besitzen, sondern eine Magnetisierungsrichtung in der Filmebene aufweisen.

Bruno konnte theoretisch zeigen, daß das Anisotropieverhalten von Kobalt schichtdickenabhängig ist und zwar in der Weise, daß sich eine abnehmende Schichtdicke zunehmend günstig für die von uns gewünschte senkrechte Anisotropie auswirkt, so, wie es bereits oben erläutert wurde.

Er hat die genauen Abhängigkeiten der Anisotropierichtung von der Co-Schichtdicke untersucht. Dabei wurden Co-Schichten betrachtet, die hcp-Struktur besaßen mit der (0001)-Achse senkrecht zur Filmebene. Außerdem wurden lokalisierte Spins angenommen.¹⁷

Unter diesen Voraussetzungen kommt Bruno zu folgenden Ergebnissen:

Das gesamte Anisotropiefeld H_K^{eff} des Kristalls läßt sich aus den verschiedenen Beiträgen in Abhängigkeit von der Co-Schichtdicke darstellen als:

¹⁶ „Relativ dicke Schichten“ sind notwendig, um einen ausreichend hohen Betrag der Nettomagnetisierung zu erreichen.

¹⁷ Die Annahme lokalisierter Spinmomente ist bei itineranten Übergangsmetallen wie Co eigentlich nicht korrekt (Bandstruktur). Es wird aber kein wesentlicher Einfluß dieser Tatsache auf die Ergebnisse der nachfolgenden Überlegungen erwartet.

Da bei einer so geringen Schichtdicke die Nettomagnetisierung aber sehr klein ist, geht man dazu über, viele dünne Co-Lagen übereinanderzuschichten. Damit das Sinn macht, ist es erforderlich, Zwischenlagen aus einem anderen Material einzubauen. Platin hat sich für diesen Zweck als passend erwiesen, u.a. aufgrund seiner Gitterstruktur, wenn die Pt-Schicht (111)-orientiert ist.¹⁹

Co/Pt-Vielfachschichten haben sich somit als ein geeignetes Material für die magnetooptische Datenspeicherung herausgestellt.

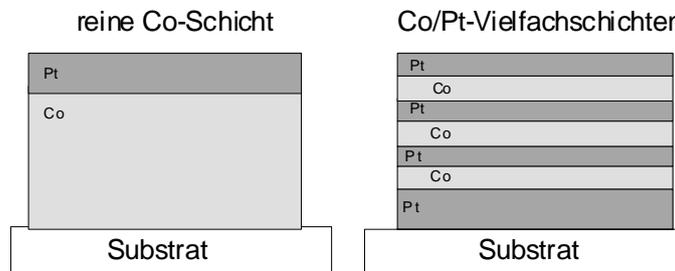


Abb. 19: Aufbau von Co/Pt-Vielfachschichten im Vergleich zu einer reinen Co-Schicht.

Die folgende Darstellung soll dies noch einmal veranschaulichen. Sie zeigt das Anisotropieverhalten von einer reinen Co-Schicht und von Co/Pt-Vielfachschichten mit verschiedener Co-Schichtdicke im Vergleich.

Die zugehörigen Messungen wurden an der MOKE-Anlage des 2. Physikalischen Instituts durchgeführt: Die Probe befindet sich in einem externen Magnetfeld H , das senkrecht zu ihrer Oberfläche gerichtet ist. Während die Feldstärke H im Bereich von ± 2 T variiert wird, wird das magnetische Verhalten der Probe mittels Kerr-Effekt untersucht. Meßgröße ist die polare Kerr-Rotation θ , die proportional zur Magnetisierung der Probe in senkrechter (!) Richtung ist.

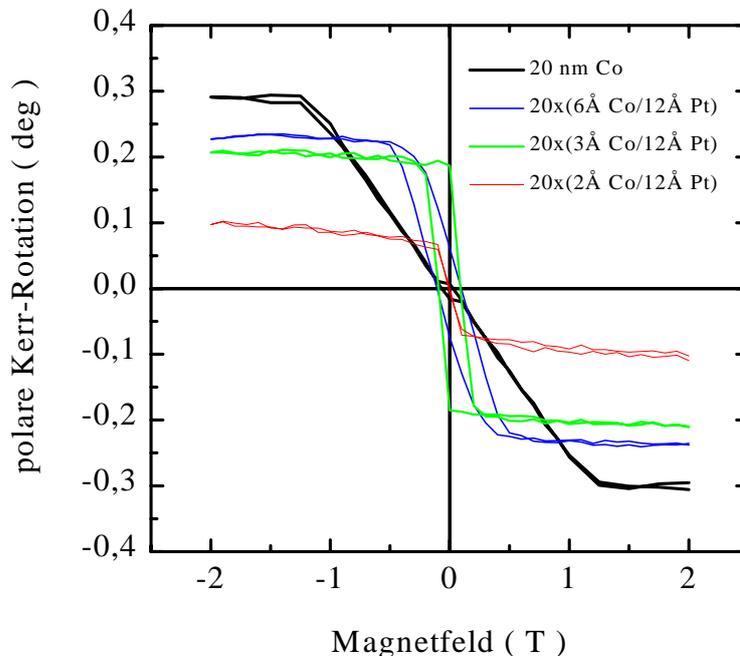


Abb.20: Co-Schichtdickenabhängigkeit der magnetischen Anisotropie.

¹⁹ Dies wird bei der Röntgenstrukturanalyse der Schichten zu untersuchen sein.

Im wesentlichen wird das von Bruno beschriebene Verhalten sichtbar:

Der reine Co-Film (von etwa 30 nm Dicke) zeigt ohne äußeres Feld (also $H = 0$ T) keine permanente Magnetisierung in senkrechter Richtung (Kerr-Rotation $\theta \approx 0$). Die magnetisch leichte Richtung liegt also in der Filmebene, so daß sich dieser Film nicht als magnetooptisches Speichermedium eignet.

Die Co/Pt-Vielfachschichten hingegen weisen eine mit abnehmender Co-Schichtdicke zunehmende Remanenz auf. Von den hier betrachteten Filmen besitzt derjenige mit einer Co-Schichtdicke von 3\AA maximale out-of-plane Anisotropie. Eine weitere Reduktion der Schichtdicke von Co führt jedoch zu keiner Verbesserung des Anisotropieverhaltens, da es dann kaum noch reale Grenzflächen geben dürfte.

Für unseren Versuch ergeben sich aus diesen Untersuchungen folgende Konsequenzen:

Da wir dünne Schichten zur magnetooptischen Datenspeicherung herstellen wollen, bietet sich Kobalt als ferromagnetisches Basismaterial an. Filme aus reinem Kobalt, die ausreichend dick sind, besitzen jedoch keine senkrechte magnetische Anisotropie, weshalb sie sich nicht als magnetooptisches Speichermedium eignen. Einen Ausweg bietet die Herstellung von Co/Pt-Vielfachschichten, sofern hierbei die Co-Schichtdicke gering genug ist, also höchstens 6 Atomlagen beträgt. Besonders gute Anisotropieeigenschaften haben sich für Filme der Schichtdickenzusammensetzung 3\AA Co / 12\AA Pt ergeben. Im Praktikum werden vergleichbare Schichten mittels Sputterdeposition hergestellt.

Da im Rahmen des MOKE-Versuchs die magnetische Charakterisierung der selbst hergestellten Schichten vorgesehen ist, bietet es sich auch für die Praktikantinnen und Praktikanten an, eine vergleichende Messung bezüglich der Anisotropieeigenschaften von reinem Co und Co/Pt-Vielfachschichten durchzuführen, wie sie oben dargestellt ist. Aus diesem Grund werden sie zusätzlich einen reinen Co-Film herstellen.

5. Vakuumtechnologie

Die Vakuumtechnologie ist ein wichtiger Bestandteil der Dünnschichttechnologie. Sie umfaßt die Erzeugung und Messung von Vakua. Wie bereits oben erwähnt, gehört auch die Sputterdeposition zu den Vakuumbeschichtungsverfahren. Diese nehmen in der Dünnschichttechnologie eine entscheidende Rolle ein, da nur im Vakuum sehr reine Schichten hergestellt werden können. Dementsprechend hat auch die Qualität des Vakuums einen wesentlichen Einfluß auf den Beschichtungsprozeß und die Qualität der Schichten.

Ziel ist die Herstellung möglichst reiner Kristalle, damit deren (gut bekannte und daher gut kontrollierbare) physikalische Eigenschaften verläßlich reproduziert werden können. Werden in das Kristallgitter ungewollt Fremdatome eingelagert, so können dadurch beispielsweise auch die magnetischen Eigenschaften in unkontrollierbarer Weise beeinflußt werden, denn die Wechselwirkung der magnetischen Dipole verändert sich. Kontaminationen sind also unbedingt zu vermeiden.²⁰

Eine weitere Notwendigkeit für das Arbeiten in einem Vakuum ergibt sich aus der Art des Beschichtungsprozesses,²¹ so daß auch dieser die Wahl der Vakuumtechnik beeinflußt.

Vakuumbeschichtungsverfahren zeichnen sich dadurch aus, daß der Beschichtungsprozeß in einem geschlossenen Raum, dem sogenannten Rezipienten stattfindet, in dem ein der gewünschten Reinheit und dem Verfahren angemessenes Vakuum erzeugt worden ist.

Die Vakuumtechnik hat **drei wesentliche Aufgaben** zu erfüllen:

1. Evakuieren des Rezipienten bis zum Erreichen eines bestimmten vorgegebenen Druckes.
2. Absaugen ständig anfallender Gas- und Dampfmengen bei einem bestimmten Druck.²²
3. Absaugen der während eines Prozesses durch Veränderung der Temperatur- und Druckverhältnisse entstehenden Gase und Dämpfe.

Das bedeutet, wir müssen uns im Rahmen der Vakuumtechnologie sowohl mit der Erzeugung als auch mit der Messung von Vakua beschäftigen.

5.1 Vakuumherzeugung

In einem geschlossenen Raum ein Vakuum zu erzeugen heißt, dort den Gasdruck zu erniedrigen. Dazu müssen Gasteilchen aus dem Volumen entfernt werden. Dies kann im wesentlichen auf zwei Arten geschehen:

1. Das Gas wird aus dem Rezipienten in einen Außenraum befördert. Oder:
2. Das Gas wird innerhalb der Vakuumanlage gebunden, d.h. kondensiert, sorbiert oder chemisch gebunden.

Die Evakuierung auf die eine oder andere Art wird mit Hilfe von Vakuumpumpen durchgeführt. Man unterscheidet nach ihrer Arbeitsweise **verschiedene Pumpentypen**.

Nach der ersten Methode arbeiten drei Gruppen von Pumpen:

- *Drehschieber- und Sperrschieberpumpen*, die durch periodisch sich vergrößernde und verkleinernde Schöpfräume pumpen.

²⁰ Der gezielte Einbau von Fremdatomen ist dagegen eine gängige und sehr wirkungsvolle Methode zur gezielten Manipulation der Festkörpereigenschaften.

²¹ Ein Verfahren wie die Sputterdeposition kann nur in einem Vakuum ablaufen. Auch die Punkte 2. und 3. der nachfolgenden Aufzählung machen deutlich, daß die Art des Beschichtungsverfahrens aufgrund der unterschiedlichen Prozesse, die dabei jeweils ablaufen, eine wichtige Rolle bei der Wahl der Vakuumtechnik spielt.

²² Wenn beispielsweise strömende Reaktivgase in den Rezipienten geleitet werden.

- *Wälzkolben- und Turbo-Molekularpumpen*, die bei gleichbleibendem Schöpfraum Gasmengen von der Niederdruck- auf die Hochdruckseite transportieren.
- *Treibmittel- oder Diffusionspumpen*, die ihre Pumpwirkung dadurch erzielen, daß das Gas in einen gasfreien Dampfstrahl hoher Geschwindigkeit diffundiert.

Das zweite Prinzip wird bei den folgenden zwei Gruppen von Pumpen angewandt:

- *Kondensationspumpen*, die Dämpfe durch Kondensieren, und *Kryopumpen*, die Gase durch Kondensieren bei sehr tiefen Temperaturen binden.
- *Sorptionspumpen*, die Gase durch Adsorption oder Absorption an weitgehend gasfreien Oberflächen binden oder in ihnen einlagern.

Für die Auswahl einer geeigneten Pumpe ist neben ihrer Arbeitsweise natürlich ihr Leistungsvermögen entscheidend. Dabei ist zu berücksichtigen, daß jede der verschiedenen Pumpentypen einen charakteristischen Arbeitsbereich hat, in dem sie einen besonders hohen Wirkungsgrad besitzt. Dieser Bereich ist von Anfangs- und Enddruck begrenzt.

Der *Anfangsdruck* ist also der Druck, gegen den die Pumpe das geförderte Gas ausstößt.

Der *Enddruck* bezeichnet den maximal mit der Pumpe im Rezipienten erreichbaren Druck.

In der Vakuumtechnik ist es üblich, den großen Vakuumbereich, der heute mehr als 16 Zehnerpotenzen umfaßt, in einzelne, kleinere Gebiete zu unterteilen. Dabei werden nach physikalischen Erscheinungen und technischen Erfordernissen generell folgende Vakuumbereiche unterschieden:

Bereich	Druck / mbar	Freie Weglänge /m	Strömungsmechanismen
Großvakuum	1000 - 1	$10^{-7} - 10^{-4}$	viskos
Feinvakuum	$1 - 10^{-3}$	$10^{-4} - 10^{-1}$	Knudsen
Hochvakuum	$10^{-3} - 10^{-7}$	$10^{-1} - 10^3$	molekular
Ultrahochvakuum	$< 10^{-7}$	$> 10^3$	molekular

Tab. 1: Vakuumbereiche

An dieser Stelle eine kurze **Anmerkung zu den Einheiten**:

Die heute in der Vakuumtechnologie gebräuchliche Druckeinheit ist mbar.

Es gilt: $1 \text{ mbar} = 10^{-3} \text{ bar} = 100 \text{ Pa} = 100 \text{ Nm}$ bzw. $10^3 \text{ mbar} = 1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$.

Obwohl diese sogenannten SI-Einheiten inzwischen verbindlich sind, findet man immer noch Angaben in alten Einheiten. Für diese gelten die folgenden *Umrechnungen*:

$$1 \text{ atm} = 1013.25 \text{ mbar} \cong 1013 \text{ mbar}$$

$$1 \text{ Torr} = 1 \text{ mm Hg} = 1 \text{ atm} / 760 = 133.322 \text{ Pa} = 1.333 \text{ mbar}$$

Nachfolgend ist eine Übersicht gegeben über verschiedene Arten von Vakuumpumpen und ihren Einsatzbereich:

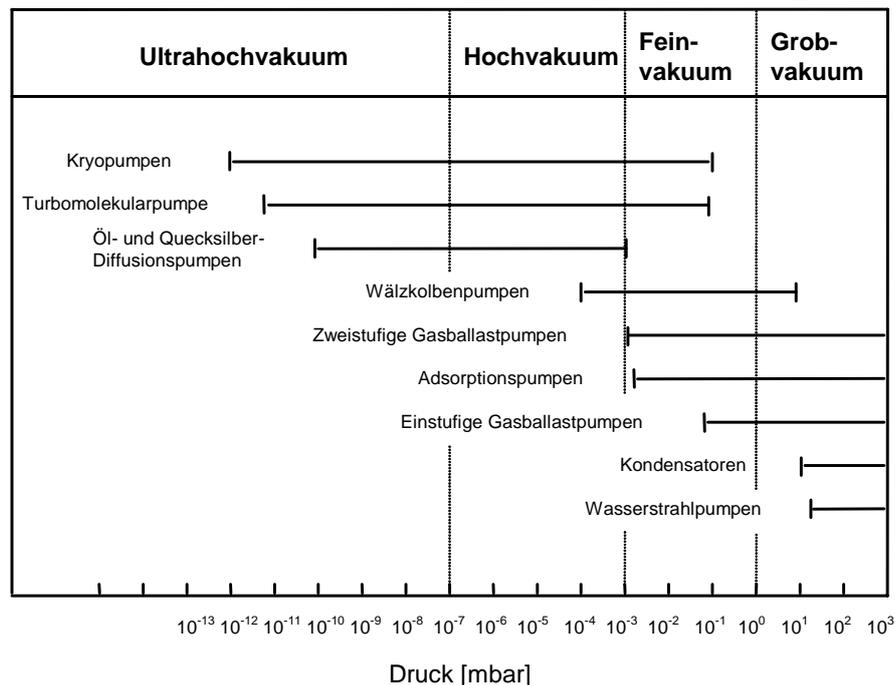


Abb. 21: Verschiedene Vakuumpumpen und ihr Einsatzbereich.

Man erkennt in dieser Darstellung, daß die Arbeitsbereiche der einzelnen Pumpentypen auf der Druckskala stets auf einige Zehnerpotenzen beschränkt sind. Soll der Druck in einem Rezipienten beispielsweise von Atmosphärendruck (1013 mbar) in den Bereich des Hochvakuums gebracht werden, so kann dies eine Pumpe allein nicht schaffen. Die Kombination von verschiedenen sogenannten Pumpstufen ist ein geeigneter und gängiger Ausweg. Dabei dienen die Pumpen, die gegen Atmosphärendruck arbeiten können, denjenigen, die bis ins Hochvakuum reichen, als Vorpumpen.

5.2 Vakuummessung

Aufgrund der großen Bedeutung, die die Qualität des Vakuums für die (Beschichtungs-) Prozesse hat, ist eine ständige Kontrolle des Drucks im Rezipienten unerlässlich. Daher wird im weiteren näher auf die Methoden der Vakuummessung eingegangen.

Der heute der Messung zugängliche Druckbereich des Vakuums erstreckt sich von 1013 mbar bis 10⁻¹³ mbar, also über 16 Zehnerpotenzen. Die Meßgeräte, die in diesem Bereich arbeiten, werden als Vakuummeter bezeichnet. Aus physikalischen Gründen ist es allerdings unmöglich, ein Vakuummeter zu konzipieren, das diesen gesamten Bereich ausmessen kann. Statt dessen gibt es eine Vielzahl von Vakuummetern, von denen jedes einen charakteristischen Meßbereich von einigen Zehnerpotenzen Breite hat und mit denen der gesamte Druckbereich des Vakuums abgedeckt werden kann.

Man unterscheidet die Vakuummeter nach den physikalischen Prinzipien, auf denen ihre Arbeitsweise beruht. Diese sind jeweils charakteristisch für bestimmte Druckbereiche. Die größte Unterteilung ist die in *direkte* (oder *absolute*) und *indirekte Druckmessung*.

Nur im ersten Fall ist die Druckmessung unabhängig von der Gasart, denn der Druck wird dort gemäß seiner Definition als Kraft gemessen, die lediglich von der Teilchenanzahldichte und der Temperatur, nicht aber von der molaren Masse der Teilchen abhängt.

Bei der indirekten Methode wird der Druck als Funktion einer druck- bzw. dichteabhängigen Eigenschaft des Gases bestimmt, beispielsweise über die Wärmeleitfähigkeit (→ Pirani-Vakuummeter), die Ionisierungswahrscheinlichkeit (→ Kaltkathoden- und Glühkathoden-Ionisations-Vakuummeter) oder die elektrische Leitfähigkeit. Hier ist eine Unabhängigkeit von der Gasart nicht mehr gegeben. Das führt dazu, daß die Skalen auf ein bestimmtes Meßgas geeicht sind und daß bei der Messung anderer Gase Korrekturfaktoren berücksichtigt werden müssen.

Für die Auswahl des geeigneten Meßinstruments ist neben dem Druckbereich auch zu berücksichtigen, unter welchen Betriebsbedingungen gemessen werden soll. Störfaktoren können sein: Verschmutzung, Erschütterung, größere Druck- oder Temperaturschwankungen. D.h. auch das Meßverfahren muß dem im Vakuum stattfindenden Prozeß angepaßt werden.

5.3 Technologie der Versuchsanlage

Nachdem die vorangegangenen Ausführungen einige theoretische Grundlagen der Vakuumtechnologie gegeben haben, wird nun auf die in der Versuchsanlage verwendete Technologie und ihre Voraussetzungen näher eingegangen.

Wie bereits erwähnt, spielt das Verfahren, das im Rezipienten stattfinden soll, eine maßgebliche Rolle bei der Konzipierung der Vakuumanlage.

In diesem Versuch werden dünne metallische Schichten mittels Sputterdeposition hergestellt. Bereits aus der Tatsache, daß das Sputterverfahren auf dem Prozeß einer selbständigen Glimmentladung basiert, ergibt sich die Notwendigkeit, in einem Vakuum zu arbeiten.

Explizit sind es die folgenden Umstände, die durch eine gute Qualität des Vakuums garantiert werden sollen:

- wenige „Schmutzteilchen“ (aus der Luft), die die Reinheit der wachsenden Schicht beeinträchtigen könnten
- große mittlere freie Weglänge für die Elektronen (zum Beschleunigen, damit die Glimmentladung aufrecht erhalten werden kann)
- große mittlere freie Weglänge für die positiven Ionen (zum Beschleunigen, damit sie ausreichende Energie zum Zerstäuben haben)
- weniger Stoßpartner für die Targetmoleküle auf dem Weg zum Substrat

Diese Vorgaben führen für die Praxis zu folgender **Strategie**:

Zunächst muß der Rezipient auf Hochvakuum gepumpt werden. Dementsprechend wird ein Vakuumsystem eingesetzt, dessen Hauptelemente eine Turbo-Molekularpumpe und eine Drehschieberpumpe (als Vorpumpe) sind.

Ist der Hochvakuumbereich erreicht, wird das Sputtergas Argon eingelassen. Nun soll/darf die Turbopumpe nicht wieder in den Bereich des Hochvakuums abpumpen, sondern der Argon-Gasdruck im Rezipienten soll während des gesamten Sputterprozesses im Bereich von 10^{-2} mbar bis 10^{-3} mbar auf einem konstanten Wert gehalten werden. Dazu ist vor der Öffnung der Turbopumpe eine sogenannte Drossel eingebaut. Es handelt sich dabei um eine Konstruktion der nebenstehend skizzierten Art. Die Lamellen können je nach gefordertem Sputterdruck graduell verschlossen werden und mindern so in gewünschtem Maße die Saugleistung der Pumpe.

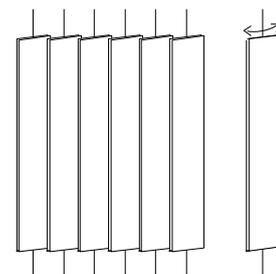


Abb. 22: Drosselklappe.

Die Turbo-Molekularpumpe

Das Prinzip der Molekularpumpen ist bereits seit 1913 bekannt, jedoch erst kürzlich für die Vakuumtechnologie nutzbar gemacht worden. Es beruht darauf, daß die einzelnen Gasteilchen im Rezipienten durch Zusammenstöße mit den schnell bewegten (Flügel-)Flächen eines Rotors einen Impuls in Förderrichtung erhalten.

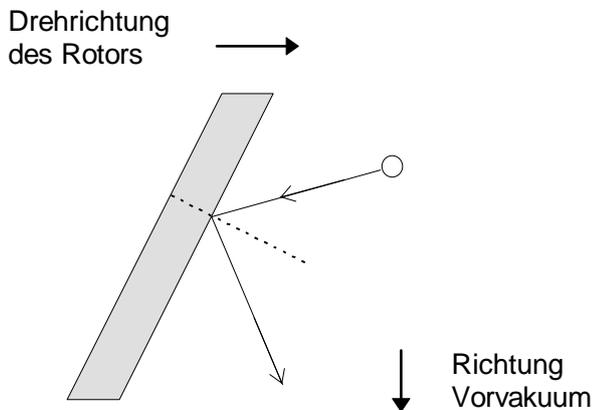


Abb. 23: Reflexion von Gasteilchen an den Flügelflächen des Rotors.

Dieses Prinzip kann aber erst wirksam werden, wenn der Druck im Rezipienten bereits so gering ist, daß die dort vorhandenen Gasteilchen nicht mehr untereinander, sondern hauptsächlich noch mit den Gefäßwänden stoßen. Sie behalten dann den beim Stoß mit dem Rotor gewonnenen Impuls bei und können so durch die engen Räume, die zwischen dem Rotor und dem ähnlich konzipierten Stator bestehen, in Richtung Vorvakuum befördert werden. Insgesamt besteht eine Turbo-Molekularpumpe aus jeweils mindestens 20 hintereinander angeordneten Rotor- und Statorscheiben, deren Flügel von Rezipient zu Vorvakuum hin immer flacher ausgerichtet werden, so daß den Teilchen ein Rückweg stetig erschwert wird.

Bei gutem Vorvakuum können mit einer Turbo-Molekularpumpe Enddrücke von unter 10^{-10} mbar erreicht werden.

Eine Gesamtdarstellung der Turbo-Molekularpumpe

im Aufschnitt findet sich im Anhang.

Für ein ausreichendes Vorvakuum sorgt die **Drehschieberpumpe**:

Drehschieberpumpen bestehen aus einem zylindrischen Gehäuse, in dem sich ein exzentrisch gelagerter, geschlitzter Rotor (in Pfeilrichtung) dreht. Der Rotor enthält einen Schieber, der, durch Fliehkraft oder Federn auseinandergedrückt, an der Gehäusewand entlanggleitet und so die an der Saugöffnung eingedrungene Luft vor sich her schiebt. Dabei wird diese komprimiert, um schließlich durch das ölüberlagerte Auspuffventil ausgestoßen zu werden. Dieses Ventil ist so ausgelegt, daß es sich erst bei einem Druck von ~ 1 bar öffnet. In Phase 3 kann es nun dazu kommen, daß sich durch die stetige Volumenverkleinerung nicht der Druck des Gases erhöht, was zum Öffnen des Ventils nötig wäre, sondern daß das Gas zuvor kondensiert. Dieser Effekt kann die Arbeit der Pumpe erheblich beeinträchtigen und wird daher durch den Einbau einer Gasballasteinrichtung unterdrückt: In dem Moment, da der Schöpfraum vollständig vom Rezipienten getrennt ist (Phase 2), wird durch ein Ventil zusätzliche Luft, der Gasballast, in den Schöpfraum eingelassen. So öffnet sich das Auspuffventil schon bei geringerer Kompression und damit vor einer möglichen Kondensation des Gases.

Drehschieberpumpen gibt es nicht nur in der einstufigen Ausführung, wie hier beschrieben, sondern auch zwei- oder mehrstufig gebaut, d.h. in demselben Gehäuse sind mehrere Pumpen hintereinandergeschaltet. Dadurch erhöht sich ihr Leistungsvermögen, es wird jedoch kaum der übliche Enddruck von $\sim 10^{-3}$ mbar unterschritten.

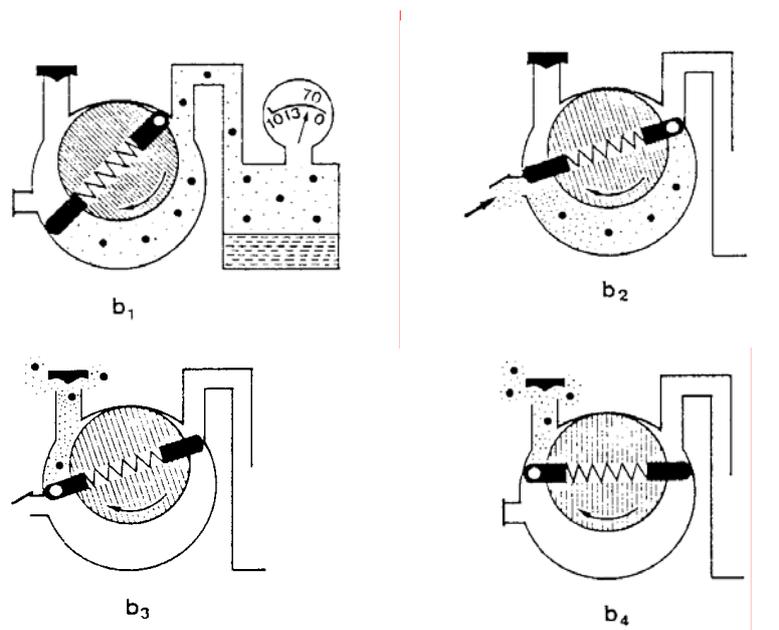


Abb. 24: Veranschaulichung des Pumpvorgangs einer Drehschieberpumpe in vier Phasen (b₁ - b₄).

In der Vakuumanlage des Dünnschichttechnologieversuches sind zwei **Vakuummeter** eingebaut. Dabei handelt es sich zum einen um ein Vakuummeter mit Pirani-Meßkopf, zum anderen um eines mit Kaltkathoden-Meßkopf.

Der *Pirani-Meßkopf* ist ein Wärmeleitungsvakuummeter und eignet sich für die Druckmessung von Atmosphärendruck oder etwa 10 mbar bis in den Bereich des Feinvakuums bei 10^{-3} mbar.

Der *Kaltkathoden-Meßkopf* ist ein Ionisationsvakuummeter, dessen Meßbereich sich von 10^{-2} mbar bis ins Hochvakuum erstreckt.

6. Beschreibung der Anlage

Bei der Anlage handelt es sich um das Hochvakuum Laborsystem PLS 500 der Firma Pfeiffer AG. In diesem Abschnitt werden grob die wichtigsten Elemente der Hochvakuum-Laboranlage beschrieben. Ein Kennenlernen der Anlage kann dann erst während des Versuchsverlaufs zusammen mit dem Betreuer geschehen.

• Rezipient

Der Rezipient ist das Kernstück der Anlage, dort findet der Beschichtungsprozeß statt. Im Rezipienten befinden sich die **Sputterköpfe** mit den Magnetron-Sputterquellen, u.a. für Kobalt und Platin, sowie ein **Probenteller**, der über diesen rotieren kann.

Neben dem Rezipienten befindet sich das **Luftleinlaßventil** (gelb), mit dem nach Beendigung des Vakuumprozesses Luft in den Rezipienten eingelassen wird, um dort wieder Atmosphärendruck herzustellen. Vor dem Abpumpen sollte sichergestellt werden, daß das Luftleinlaßventil zuge dreht ist (nicht zu fest).

• Pumpstand

Der Pumpstand besteht aus **Drehschieber- und Turbo-Molekularpumpe**²³. Beide Pumpen sind hintereinandergeschaltet, wobei die Turbopumpe an den Rezipienten und die Drehschieberpumpe an das Vorvakuum der Turbopumpe angeschlossen ist.

• Druckmeßeinheiten

Der Druckmessung dienen die oben beschriebenen **Pirani- und Kaltkathoden-Vakuummeter**. Sie sind von außen nicht sichtbar am Rezipienten angebracht.

• Kühlung / Heizung

Sputterköpfe und Pumpen müssen aufgrund von erheblicher Wärmeentwicklung durch den Ionenstoß bzw. die Reibung bei der Rotation gekühlt werden. Dazu ist die Anlage mit einem Kühlwassersystem ausgestattet, d.h. sie ist an einen **Kühlwasserkreislauf** angeschlossen.

Es werden jedoch nicht nur Target und Pumpen gekühlt sondern auch der Rezipient. Der Wasserkreislauf für den Rezipienten ist zudem mit einem **Durchlauferhitzer** ausgestattet, so daß es auch möglich ist, die Wände des Rezipienten nach dem Depositionsprozeß zu heizen. Dadurch soll verhindert werden, daß sich an den Wänden beim Fluten mit Atmosphärenluft Kondensat (bedingt durch die Luftfeuchtigkeit) absetzt, was den nachfolgenden Pumpvorgang erheblich erschweren würde.

• Gasversorgung

Die Anlage wird mit zwei Sorten Gas versorgt:

Für den Prozeß der Sputterdeposition wird das **Sputtergas** benötigt, in diesem Fall Argon. Es wird aus einer Gasflasche in den Rezipienten geleitet. Der Gaseinlaß in den Rezipienten kann separat gesteuert werden.

Eine zweite Sorte Gas, gewöhnliche Druckluft oder Stickstoff, wird zum Betrieb der Anlage gebraucht, da einige Komponenten, beispielsweise Ventile, mit Druckluft gesteuert werden. Die **Druckluftversorgung** ist durch den Anschluß an die hausinterne Druckluftleitung sichergestellt.

• Bedienelemente

Rechts neben dem Rezipienten befinden sich die Bedienelemente für den Pumpstand, den Gaseinlaß, die Kühlwasserversorgung, den Probenteller und die Sputterstromversorgung.

²³ Im folgenden häufig auch einfacher als „Turbopumpe“ bezeichnet.

Nähere Informationen zur Bedienung der Anlage werden vom Betreuer während der Vorbesprechung gegeben.

• **Hauptschalter**

Der Hauptschalter befindet sich an der Rückseite der Anlage. Er muß in den grünen Bereich geschaltet werden, bevor irgendein Teil der Anlage in Betrieb genommen werden kann.

• **Sicherheitsmaßnahmen**

Das Arbeiten an dieser sehr kompakten Vakuumanlage ist an sich sehr angenehm und ungefährlich. Einige Informationen zu Sicherheitsmaßnahmen müssen aber dennoch gegeben werden, schließlich finden im Rezipienten elektrische Prozesse statt, bei denen relativ hohe Spannungen und Ströme auftreten. Und die Person, die an der Anlage arbeitet, kommt zwecks Substratein- und -ausbau immer wieder mit den Elementen des Rezipienten in Berührung.

Sicherheitshinweis aus der Betriebsanleitung der Firma (Balzers) Pfeiffer:

„Gefahren für Leib und Leben des Bedienpersonals sowie für andere, in der Nähe befindliche Personen können z.B. entstehen durch:

- gefährliche Spannung
- elektromagnetische Felder (für Personen mit Herzschrittmacher)
- heiße Teile
- Reaktionsprodukte (Gase, Dämpfe, Ablagerungen).“

An der Vorderseite der Anlage ist ein **Erdungsstab** angebracht. Durch Berühren der Magnetron-Sputterquellen sowie auch anderer Einbauten des Rezipienten mit dieser Entladevorrichtung wird sichergestellt, daß eventuell verbliebene elektrische Ladung hochspannungsführender oder isoliert eingebauter Komponenten abgeleitet wird.

In die Anlage selbst sind etliche Mechanismen eingebaut, die die Geräte schützen, falls gravierende Bedienungsfehler passieren, Defekte an einzelnen Teilen auftreten oder es zu einem Ausfall von Strom- oder Kühlwasserkreislauf kommt. In der Regel schaltet sich die Anlage in einem solchen Fall von selber ab, d.h. die Pump- und Sputterprozesse stoppen und der Rezipient wird (mit Luft) geflutet.

Wenn der Ausfall nicht aufgrund eines Geräteschadens erfolgt ist und in seinem Verlauf kein Gerät Schaden genommen hat, kann die Anlage nach Behebung der Störungsursachen problemlos wieder in Betrieb genommen werden. Andernfalls müssen fachkundige Personen zu Rate gezogen werden.

Sollte aus irgendeinem Grund die Notwendigkeit bestehen, die Anlage plötzlich und sofort abzuschalten zu müssen, dient dazu der **Notaus-Schalter**, der an der Vorderseite in rot und groß, nicht übersehbar angebracht ist. Er muß im Notfall gedrückt werden.

Falls es aufgrund eines Lecks im Kühlwassersystem zum Auslaufen von Wasser kommen sollte, wird dies von einem am Boden des Versuchsraumes postierten **Wassermelder** erkannt. Daraufhin schaltet sich die Kühlwasserpumpe automatisch ab und es ertönt ein sirenenartiges Geräusch. Wegen der nicht mehr vorhandenen Kühlwasserversorgung schaltet sich auch die Vakuumanlage von selbst ab.

Übersicht über den Versuchsverlauf

1. Teil: Herstellung der Schichten (V1)

- Präparation der Substrate
- Herstellung von Co- und Co/Pt-Vielfachschichten mittels Sputterdeposition

2. Teil: Untersuchung der Schichten

- Untersuchung mittels AFM-MFM (V2)
- Untersuchung mittels RTM (V3)
- Untersuchung mittels XRD (V4)
- Untersuchung mittels RTM (V5)

7. Versuchsverlauf 1. Teil: Die Herstellung der Schichten

Jede Praktikumsgruppe stellt in *zwei Arbeitsgängen* vier Filme her: zwei reine Co-Filme und zwei Filme aus Co/Pt-Vielfachschichten.²⁴

Für die Herstellung der ferromagnetischen Schichten sind *zwei Arbeitsschritte* erforderlich. Zunächst müssen die Substrate präpariert, d.h. zugeschnitten und gereinigt werden. Dann kann die Beschichtung der Substrate mittels Sputterdeposition erfolgen.

Allgemeines zum Versuchsablauf

Der Versuchsablauf ist, insbesondere im Teil der Herstellung, dadurch charakterisiert, daß relativ wenig Zeit für selbständige, praktische Tätigkeiten aufgewendet werden kann. Vor allem während der Präparation der Substrate und durch die Abpump- und Kühl-/Heizprozesse beim Sputtern entstehen viele, z.T. auch längere Wartezeiten. Es empfiehlt sich daher, für die langen Wartezeiten Material zur Vor- oder Nachbereitung anderer Versuche mitzubringen oder schon mit der Ausarbeitung dieses Versuchs zu beginnen.

7.1 Die Präparation der Substrate

Allgemeines

Auswahl und Präparation der Substrate haben bei der Herstellung von dünnen Schichten eine große Bedeutung, insbesondere im Bereich der Hochtechnologie, wenn die Schichten als magnetooptische Speichermedien Anwendung finden sollen. Denn die Qualität und Sauberkeit der Substrate bestimmt wesentlich die Qualität der Schichten. Ein Kriterium für die Qualität der Schichten ist ihre Rauigkeit und diese hängt u.a. auch von der Rauigkeit des Substrates ab, denn bei sehr dünnen Schichten übertragen sich Strukturen des Substrats leicht auf den Film. Ziel ist es, besonders glatte Schichten herzustellen, damit gute Grenzflächen entstehen und so der Beitrag der Grenzflächenanisotropie möglichst groß wird, der bekanntlich für die senkrechte Anisotropie und damit die besonderen magnetischen Eigenschaften der Filme hauptsächlich verantwortlich ist.

Obwohl es qualitativ bessere Substrate wie beispielsweise Si (111) oder Quarz gibt, wird im Versuch als Substrat einfaches Glas verwendet. Die magnetischen Effekte, auf die es hier in erster Linie ankommt, sind auch bei Schichten auf Glas ausreichend prägnant. Entsprechende Untersuchungen im Vorfeld des

²⁴ Die jeweils doppelte Ausführung soll lediglich sicherstellen, daß bei jeder der nachfolgenden Untersuchungen auch eine Probe zur Verfügung steht.

Versuchs haben dies gezeigt. Somit kann guten Gewissens auf die erheblich kostengünstigere Variante zurückgegriffen werden.

Für möglichst glatte Schichten müssen aber nicht nur glatte Substrate verwendet werden, sondern diese müssen aus den gleichen Gründen auch sehr sauber sein. Eine gute (mikroskopische) Reinheit der Substrate erreicht man durch den Einsatz eines Ultraschallbades: Die Substrate werden in Flüssigkeit (Lösungsmittel) gelegt. Dort entstehen durch den Ultraschall kleine Bläschen, die beim Zerspringen das Substrat mikroskopisch reinigen.

Präparation

Als Substrate werden aus gewöhnlichen Objektträgern, die zuvor mit Papiertuch und Azeton von groben (Fett-)Verschmutzungen gereinigt wurden, vier ca. 1cm x 1cm große Stücke mit Hilfe eines Glasschneiders herausgeschnitten. Zunächst wird die Oberfläche mit Hilfe eines Wattestäbchens unter Verwendung von Ethanol von gröberen Verschmutzungen gesäubert. Sie werden anschließend in Azeton und in einem zweiten Schritt in Ethanol liegend für jeweils 8 min in das Ultraschallbad gestellt. Nun wird das Substrat mit Stickstoff oder anderer sauberer (!) Druckluft abgepusht.²⁵ Dadurch sollen Schmierspuren und Staubablagerungen vermieden werden. (Kritischer Sichttest und eventuelle Nachbehandlung!)

Für jeden der beiden Arbeitsgänge wird nun ein Probenhalter vorbereitet. Jeweils zwei Substrate werden in das Loch hineingelegt.

Im Anschluß kann der Probenhalter (mit den Substraten nach unten in skizzierter Ausrichtung) in die Einlassung des Proben-tellers gelegt werden.

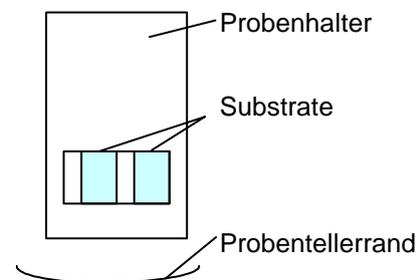


Abb. 25: Positionierung der Substrate.

Hinweise

- Azeton ist ein giftiges Lösungsmittel. Deshalb sollte vorsichtig damit umgegangen werden. (Nicht zu viel „schnüffeln“ und schon gar nicht trinken! Vorsicht auch bei den Augen! Und nicht in oder auf Plastik schütten!)
- Während des Arbeitens mit den Substraten und später den fertigen Schichten sollte insbesondere darauf geachtet werden, keine Fingerspuren auf den empfindlichen Oberflächen zu hinterlassen. Um Fettabdrücke zu vermeiden, können Handschuhe getragen werden, was allerdings die Fingerfertigkeit einschränkt. Deshalb ist in der Regel normale Vorsicht auch ausreichender Schutz.

²⁵ Dabei muß es mit der Pinzette gut festgehalten werden, damit es nicht wegfiegt.

7.2 Die Sputterdeposition

Der Rezipient ist so ausgestattet, daß sich über den beiden Sputterköpfen ein Probenteller befindet. In den Probenteller kann der Objektträger mit den Substraten gelegt werden. Während des Sputterprozesses wird der Probenteller gedreht.²⁶ Wenn beide Sputterköpfe gleichzeitig betrieben werden, wird sich bei jeder Umdrehung des Probentellers eine Schicht Co und eine Schicht Pt nacheinander auf dem Substrat absetzen. Da sich beide Sputterköpfe getrennt voneinander steuern lassen, können auf diese Weise Co/Pt-Vielfachschichten beliebiger Zusammensetzung in einem Arbeitsgang hergestellt werden.

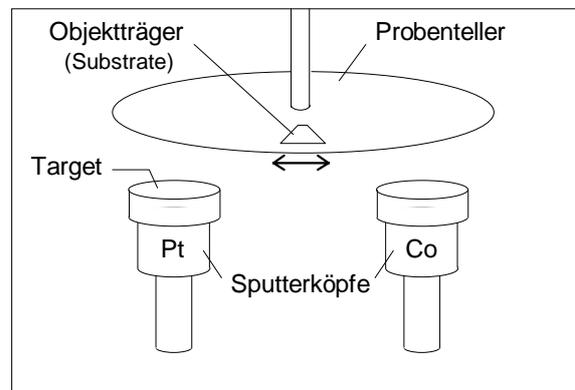


Abb. 26: Blick in den Rezipienten.

Zur Wahl der Depositionsparameter:

- Es wird ein Vakuum von $< 5 \cdot 10^{-6}$ mbar erzeugt.
- Das Sputtergas ist Argon 5.0. Gesputtert wird bei einem Argon-Partialdruck von $6.0 \cdot 10^{-3}$ mbar.
- Eine Umdrehung des Probentellers bei minimaler Drehgeschwindigkeit dauert ca. 15 s.
- Die Sputterrate wird für jeden Sputterkopf einzeln über den Sputterstrom geregelt. Die folgenden Kalibrationskurven für Co und Pt (für einen Argon-Gasdruck von $2.0 \cdot 10^{-2}$ mbar und minimaler Drehgeschwindigkeit des Probentellers) zeigen die Abhängigkeiten der jeweiligen Schichtdicken pro Umdrehung von der Sputterstromstärke:

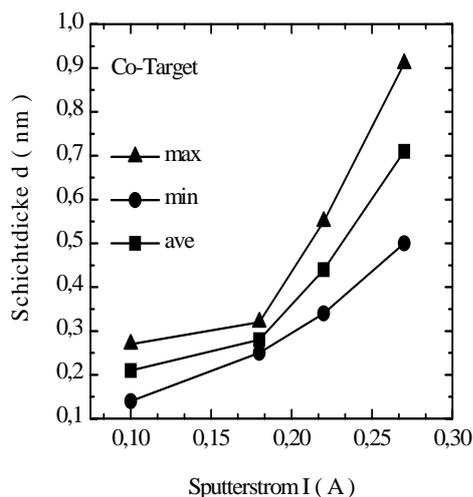


Abb. 27: Abhängigkeit der Co-Schichtdicke von der Sputterstromstärke.

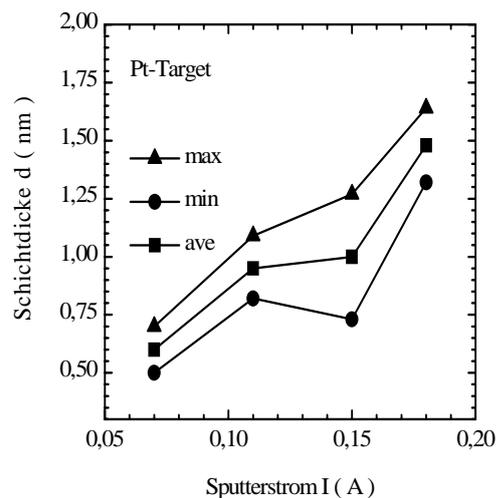


Abb. 28: Abhängigkeit der Pt-Schichtdicke von der Sputterstromstärke.

²⁶ Mit minimaler Drehgeschwindigkeit !

Genauere Daten für die Herstellung der Filme:

Unter diesen Bedingungen werden Schichten der folgenden Zusammensetzung hergestellt:

Reine Co-Schicht

Vorsputtern (10 min Co bei 0.15 A, 5 min Pt bei 0.15 A)²⁷

4 nm Co

2 nm Pt ← Deckschicht

Co/Pt-Vielfachschichten

Vorsputtern (10 min Co bei 0.15 A, 5 min Pt bei 0.15 A)

23 nm Pt ← Bufferschicht

6 x (0,8 nm Co/1 nm Pt)

2,2 nm Pt ← Deckschicht

Die aktuellen Kalibrationen für Co und Pt stehen beim Versuch zu Verfügung.

Anmerkung

Die Inbetriebnahme der Sputterdepositionsanlage erfolgt am Versuchstag zusammen mit der betreuenden Person.

Die Praktikantinnen und Praktikanten mögen sich jedoch bei der Vorbereitung des Versuchs bereits nähere Gedanken über den Ablauf machen. (Z.B.: Welche Bedingungen müssen alle erfüllt sein, bevor das „Sputtern-an-sich“ gestartet werden kann?)

²⁷ Das „Vorsputtern“ dient dazu, das Target von Oxidation oder anderen Verschmutzungen zu reinigen, bevor das Substrat beschichtet wird. Es ist zweckmäßig, die Substrate während dieses Vorgangs in ihrer Ausgangsstellung, also in möglichst weiter Entfernung zu den Targets zu belassen, damit sich keine Schmutzschicht auf ihnen absetzen kann.

8. Die Untersuchung der Schichten

Die Untersuchungen mittels MFM/AFM, RTM, Röntgendiffraktometrie und Kerr-Effekt sind den gleichnamigen Versuchen 2 bis 5 angegliedert. Es wird versucht diese in den folgenden Versuchstagen einzuteilen. Deshalb entfallen detaillierte Ausführungen zur ihrer Theorie an dieser Stelle. Alles Wissenswerte ist den Anleitungen der entsprechenden Versuche zu entnehmen.

8.1 Untersuchung mittels Röntgendiffraktometrie

Theorie

Zweck der Untersuchung mittels Röntgendiffraktometrie ist die Kristallstrukturanalyse der gesputterten Schichten. Die Strukturanalyse mittels Röntgendiffraktometrie, wie sie in diesem Versuch zur Anwendung kommt, basiert auf der Beugung von Röntgenstrahlung.²⁸

Die Beugung von Röntgenstrahlen an den Gitternetzebenen eines Kristalls wird beschrieben mit der Bragg-Bedingung: Röntgenstrahlung der Wellenlänge λ trifft unter dem Winkel θ auf eine Gitternetzebenenschar des Kristalls.²⁹

Die Gitternetzebenen haben voneinander den Abstand d_{hkl} . An jeder Ebene wird ein Teil der einfallenden Strahlung nach dem Prinzip „Einfallswinkel = Ausfallswinkel“ reflektiert, der Rest geht durch diese Ebene hindurch und trifft auf die nächste Gitterebene.³⁰ Die reflektierten Strahlen löschen sich durch Interferenz im allgemeinen gegenseitig aus. Eine konstruktive Interferenz, bei der sich die reflektierten Wellen phasenrichtig addieren, findet nur dann statt, wenn der Gangunterschied zwischen den an benachbarten Netzebenen reflektierten Wellen jeweils ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge λ beträgt.

Dementsprechend lautet die Bedingung für konstruktive Interferenz:

$$2 \cdot d_{hkl} \cdot \sin \theta = n \cdot \lambda \quad (17)$$

Dabei ist n eine ganze Zahl, die die Ordnung der Interferenz angibt. h, k, l sind die mit n multiplizierten Miller'schen Indizes der reflektierenden Netzebenenschar.

Meßmethoden

Zur Untersuchung der Schichten wird im Röntgenbeugungsversuch den Winkel, unter dem die Strahlung auf die Schicht einfällt θ variiert um den Abstand d_{hkl} der reflektierenden Gitternetzebenen zu bestimmen [7]. Die Variation von θ geschieht durch Drehung der Schicht in dem Röntgenstrahl, die sogenannte Drehkristall- oder Goniometermethode³¹. Die Intensität der reflektierten Röntgenstrahlung wird gemessen mit

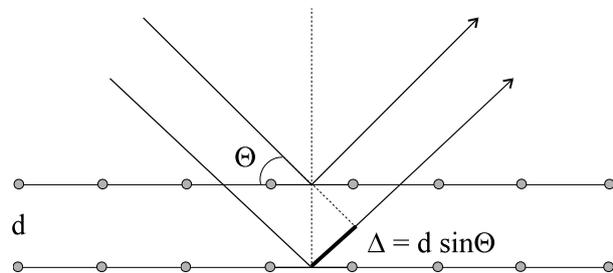


Abb. 29: Bragg-Reflexion an den Gitternetzebenen eines Kristalls.

²⁸ Diffraction, von lat. diffringere - „zerbrechen“: Beugung von Licht- und anderen Wellen (Phys.).

²⁹ Entgegen der sonstigen Konvention wird θ hier gegen die Oberfläche gemessen und nicht gegen die Oberflächennormale.

³⁰ Jede Ebene reflektiert nur 1/1000 bis 1/10000 der einfallenden Strahlung, so daß 10^3 bis 10^5 Ebenen zur Entstehung des reflektierten Strahls in einem perfekten Kristall beitragen können.

³¹ ...gonio...: zu griechisch: γωνία - „Winkel“

einem Zählrohr, das die Intensität der eingefallenen Strahlung mißt.³² Abbildung 32 zeigt das Röntgendiffraktionsspektrum einer Pt-Schicht.

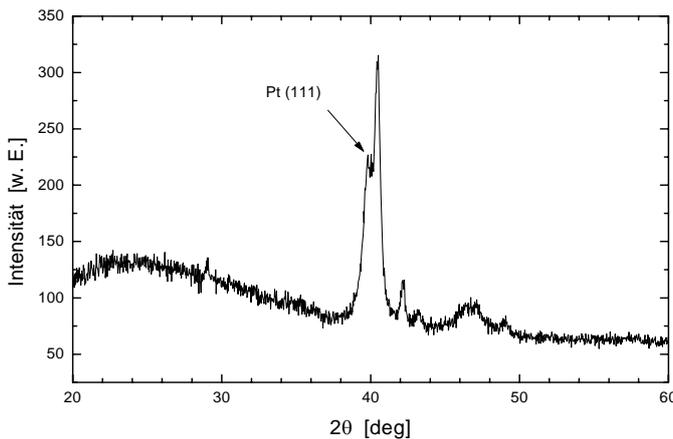


Abb. 32: Röntgendiffraktogramm: 20° - 60° Scan.

Die Messung soll Aufschluß über die kristalline Struktur der gesputterten Schichten geben. Die in der Versuchsanlage verwendete Röntgenstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 1.54056 \text{ \AA}$ ³³ ist jedoch nicht geeignet, die Struktur von Kobalt zu „sehen“, da für Kobalt in diesem Wellenlängenbereich Fluoreszenzerscheinungen auftreten. Also können im Rahmen dieses Versuchs nur die Pt-Schichten der Co/Pt-Vielfachschichten analysiert werden. Dabei interessiert vor allem, ob Pt die zu Co passende Gitterstruktur hat.

Es gibt nicht nur eine Periodizität innerhalb der einzelnen Schichten, sondern auch eine Überstruktur, nämlich die sich ständig wiederholende Einheit aus Kobalt- und Platinschicht. Wenn die Grenzflächen der einzelnen Schichten ausreichend glatt sind, ist es möglich, mittels der Röntgendiffraktometrie auch diese Periodizität zu erkennen, allerdings mit geringerer Intensität.

8.2 Untersuchung mittels MOKE

Die Untersuchung mittels MOKE gibt Aufschluß über die magnetischen Eigenschaften der Filme, insbesondere bezüglich der Anisotropierichtung. Diese muß kontrolliert werden, wenn ein magnetooptisches Speichermedium (erfolgreich) hergestellt werden soll.

Es sollen je eine Magnetisierungskurve der Co- und der Co/Pt-Probe aufgenommen und die Ergebnisse diskutiert sowie verglichen werden.

8.3 Untersuchung mittels RTM

Mit dem Rastertunnelmikroskop läßt sich die Topographie, d.h. die Oberflächenbeschaffenheit elektrisch leitender Materialien untersuchen. Dabei ist eine Auflösung im atomaren Bereich möglich.

Weshalb interessiert uns die Oberflächenbeschaffenheit der gesputterten Schichten?

Die Rauigkeit der Schichten ist ein Zeichen für die Qualität des Sputterprozesses. Außerdem sind wir an der Herstellung möglichst glatter Schichten interessiert, um möglichst gute magnetische Eigenschaften zu erhalten. Denn, wie bereits bei der „Präparation der Substrate“ argumentiert: je glatter die Schichten, desto bessere Grenzflächen, desto größer der Anteil der Grenzflächenanisotropie und desto größer dementsprechend die senkrechte magnetische Anisotropie.

Aufgabe ist es, eine Rastertunnelaufnahme der Co/Pt-Probe zu machen.

Zur vergleichenden Auswertung stehen RTM-Bilder anderer Proben in Anhang 3 zur Verfügung.

8.4 Untersuchung mittels AFM / MFM

³² Hierbei wird das Ionisationsvermögen der Röntgenstrahlung ausgenutzt. Die Ionen verursachen im Zählrohr Stromstöße, die entweder einzeln gezählt oder als Entladungsstrom gemessen werden.

³³ Außerdem „Reste“ der $K_{\alpha 2}$ - und der $K_{\beta 1}$ -Linien von Kupfer, mit Wellenlängen von 1.54439 \AA bzw. 1.3922 \AA .

Mit einem Rasterkraftmikroskop (Atomic Force Microscope, AFM) kann man die Topographie, also die Oberfläche einer Schicht untersuchen. Hierbei wird die Probenoberfläche mit einer Spitze abgebildet, ähnlich wie beim Rastertunnelmikroskop. Im Fall eines AFMs wird aber kein Strom durch die Spitze geschickt, sondern direkt die Auslenkung der Spitze resultierend aus der atomaren Kraft zwischen Spitze und Probe gemessen. Die Kraft hängt wiederum ab von der Höhe über der Probenoberfläche womit sich ein Höhenprofil bestimmen lässt. Auch ist es möglich die Spitze schwingen zu lassen; die Schwingungsfrequenz hängt dann wieder von der atomaren Kraft, also von der Höhe über der Oberfläche ab. Diese Methode ist generell die Genaueste und wird heutzutage am häufigsten angewendet.

Bei Magnetic Force Microcopy (MFM) wird die Probe mit einer magnetischen Spitze abgebildet. Nach Bestimmung des Höhenprofils wird die Probe nochmal mit der Spitze abgerastert. Dies passiert in einem größeren Abstand, so dass die Kraft auf der Spitze nicht mehr von atomaren Kräften, sondern von der magnetischen Wechselwirkung bestimmt wird. So bestimmt man die lokale Magnetisierung der Probe relativ zur Magnetisierung der Spitze. Für eine nichtgesättigte Probe werden so die magnetischen Domänen sichtbar.

Für diesen Versuch ist es wichtig, dass die Probe nicht homogen magnetisiert ist, damit Domänen vorhanden sind. Bei dem MOKE-Versuch wird z.B. ein Sättigungsfeld angelegt, wodurch die für MOKE verwendete Probe nachher nicht mehr für den MFM-Versuch geeignet ist. Man sollte für diese beiden Versuche also verschiedene Proben benutzen.

9. Aufgaben und Fragen zur Selbstkontrolle

1. Erklären Sie die Rolle der Glimmentladung beim Sputterprozeß!
2. Was ist die Sputterausbeute und wovon ist sie abhängig?
3. Welche Bedeutung hat die senkrechte magnetische Anisotropie bei der Herstellung eines magnetooptischen Speichermediums?
4. Welche Beiträge zur magnetischen Anisotropie lassen sich phänomenologisch klassifizieren, und welche besondere Bedeutung haben sie bei dünnen Schichten?
5. Deuten Sie die Magnetisierungskurven in Abb.20! Wie funktioniert magnetische Hysterese?
6. Welche Rolle spielt die Vakuumtechnologie im Bereich der Dünnschichttechnologie?
7. Wofür ist ein gutes Vakuum bei der Sputterdeposition wichtig?
8. Nennen Sie mögliche Verfahren zur Vakuumerzeugung und -messung!
9. Weshalb benutzt man Röntgenstrahlung zur Strukturanalyse von Kristallen, und wie kann die Röntgenbeugung gedeutet werden?

Anmerkung zum Protokoll

Einzelheiten zur Anfertigung des Versuchsprotokolls sind mit der betreuenden Person abzustimmen. Die Untersuchungsergebnisse der Co- bzw. Co/Pt-Schichten aus den anderen Versuchen sowie deren Diskussion können eventuell diesem Protokoll beigefügt werden. Das Protokoll wird aber selbständig beurteilt.

Anhang 1: Abbildung einer Turbomolekularpumpe

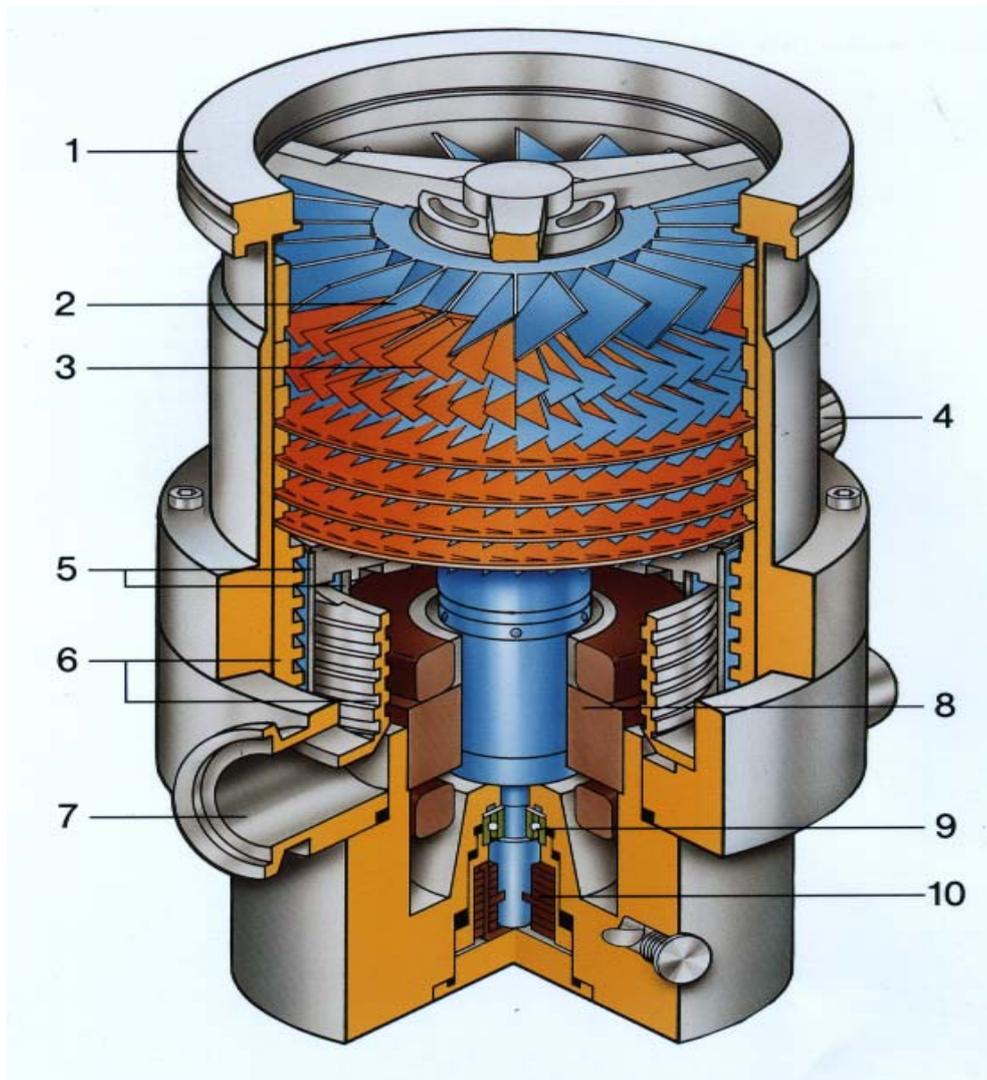


Abb. 33: Turbomolekularpumpe im Aufschnitt.

- 1 - Anschluß zum Hochvakuum
- 2 - Rotorscheibe
- 3 - Statorscheibe
- 4 - Belüftungsanschluß
- 5 - Holweck-Rotor
- 6 - Holweck-Stator
- 7 - Anschluß zum Vorvakuum
- 8 - Motor
- 9 - Hochpräzisionskugellager
- 10 - Betriebsmittelbehälter

Anhang 2: JCPDS-Dateien

JCPDS-Datei von Platin

4- 202 JCPDS-ICDD Copyright (c) 1995 PDF-2 Sets 1-45 database Quality: *

Pt	d Å	Int.	h k l
Platinum	2.265	100	1 1 1
	1.9616	53	2 0 0
	1.3873	31	2 2 0
Platinum, syn	1.1826	33	3 1 1
	1.1325	12	2 2 2
Rad: CuKα1 Lambda: 1.54056 Filter: Ni d-sp:			
Cutoff: Int: Diffractometer I/Icor:	0.9808	6	4 0 0
Ref: Swanson, Tatge, Natl. Bur. Stand. (U.S.), Circ. 539, 1 31 (1953)	0.9000	22	3 3 1
	0.8773	20	4 2 0
	0.8008	29	4 2 2
Sys: Cubic S.G.: Fm3m (225)			
a: 3.9231 b: c: A: C:			
A: B: C: Z: 4 mp:			
Ref: Ibid.			
Dx: 21.46 Dm: 21.37 SS/FOM: F9=143(.007,9)			
ea: nwB: ey: Sign: 2V:			
Ref:			
Color: Light gray metallic Pattern taken at 26 C. CAS no.: 7440-06-4. Sample prepared at NBS, Gaithersburg, Maryland, USA, and estimated to be more than 99.99% pure. Opaque mineral optical data on specimen from unspecified locality: RR2Re=70.3, Disp.=16, VHN50=122-129, Color values=.318, .324, 70.7, Ref.: IMA Commission on Ore Microscopy QDF. Cu type. Gold group, gold subgroup. PSC: cf4. Mwt: 195.09. Volume(CD): 60.38.			

Strong lines: 2.27/x 1.96/5 1.18/3 1.39/3 0.80/3 0.90/2 0.88/2 1.13/1

JCPDS-Datei von Kobalt

5- 727 JCPDS-ICDD Copyright (c) 1993 PDF-2 Sets 1-43 database Quality:

Co	d Å	Int.	h k l
Cobalt	2.165	20	1 0 0
	2.023	60	0 0 2
	1.910	100	1 0 1
	1.480	1	1 0 2
	1.252	80	1 1 0
Rad: FeKα Lambda: 1.9373 Filter: D.S. -114.6			
Cutoff: Int: Visual I/Icor:	1.149	80	1 0 3
Ref: Hofer, Peebles, J. Am. Chem. Soc., 69 897 (1947)	1.0835	20	2 0 0
	1.0660	80	1 1 2
	1.0470	60	2 0 1
	1.0150	20	0 0 4
Sys: Hexagonal S.G.: P63/mmc (194)			
a: 2.505 b: c: 4.060 A: C: 1.6208			
A: B: C: Z: 2 mp:			
Ref: Ibid.			
Dx: 8.871 Dm: SS/FOM: F10=8(.130,10)			
ea: nwB: ey: Sign: 2V:			
Ref:			
CAS no.: 7440-48-4. Mixtures normally coexist and pure cubic specimens can be retained at room temperature. The transition is martensitic with Ms=388 C Troiano, Tokich, Trans. AIME, 175 728 (1948). Filter is MnO2. Reference reports: a=2.507, c=4.07. Cobalt has a face-centered cubic (Cu type) structure (beta form) above 450 C and a closed-packed hexagonal structure (alpha form) stable at room temperature. Mg type. PSC: hP2. Mwt: 58.93. Volume(CD): 22.06.			

Strong lines: 1.91/x 2.02/6 2.17/2 1.25/8 1.15/8 1.07/8 1.05/6 1.08/2

Anhang 3: RTM-Bilder

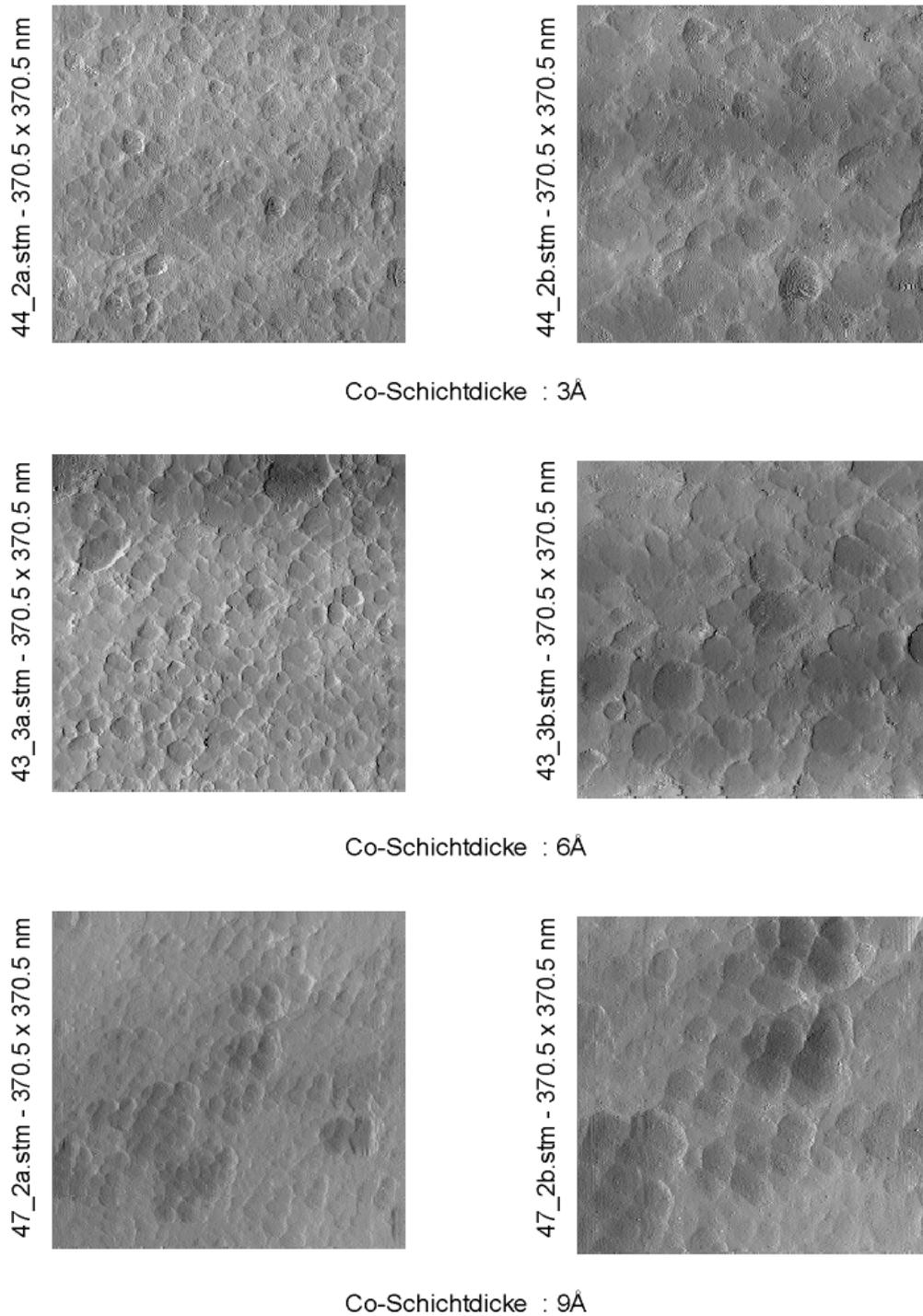
Zur Vorbereitung dieses Versuchs wurden wurden RTM-Aufnahmen verschiedener Co/Pt-Schichten gemacht. Mit ihrer Hilfe konnte die Abhängigkeit der Schicht-Rauhigkeit von der Co-Schichtdicke, vom Sputterdruck und von der Wahl des Substrates untersucht werden.

Es wurden Bilder in jeweils zwei verschiedenen Vergrößerungen gemacht. Die dargestellten Bildausschnitte entsprechen einer abgerasterten Probenfläche von $370.5 \text{ nm} \times 370.5 \text{ nm}$ und $186 \text{ nm} \times 186 \text{ nm}$ für die Co-Schichtdickenabhängigkeit, bzw. $358.6 \text{ nm} \times 358.6 \text{ nm}$ und $180 \text{ nm} \times 180 \text{ nm}$ für die anderen beiden Abhängigkeiten.

Ein absolutes Urteil über die Rauhigkeit der zu untersuchenden Co/Pt-Schichten ist kaum möglich, wenngleich die Größe von Unebenheiten auf der Filmoberfläche durchaus festgestellt werden kann, indem die Ergebnisse der Kalibrationsmessungen an Graphit, die beim RTM-Versuch zuvor auf dem Programm stehen, zur Hilfe genommen werden.

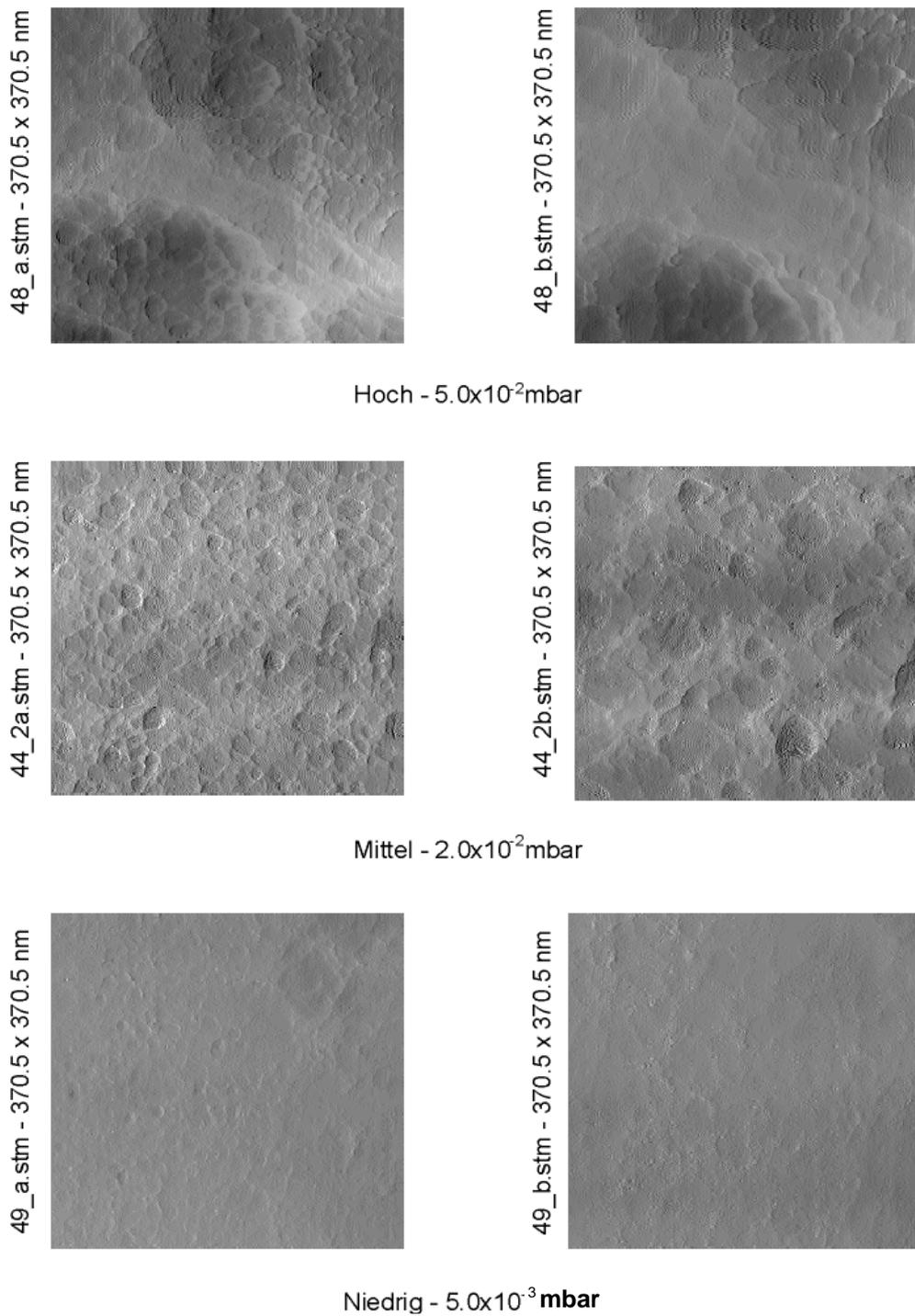
Sinnvoller erscheint aber ein vergleichendes Urteil. Zu diesem Zweck sind an dieser Stelle die RTM-Bilder der oben erwähnten Co/Pt-Schichten aufgeführt, inclusive einer kurzen Diskussion der Abhängigkeiten.

Abb.34: Abhängigkeit der Rauigkeit von der Co-Schichtdicke



Anhand dieser RTM-Aufnahmen ist kaum eine Abhängigkeit der Rauigkeit von der Co-Schichtdicke zu erkennen. Die Betrachtung der größeren Bildausschnitte kann allerdings zu der Vermutung Anlaß geben, daß die Rauigkeit geringfügig mit dem Co-Anteil der Schichten zunimmt. Verglichen mit den Ergebnissen der nachfolgenden zwei Messungen ist diese Abhängigkeit jedoch als eher unwesentlich einzustufen.

Abb. 35: Abhängigkeit der Rauigkeit vom Sputterdruck

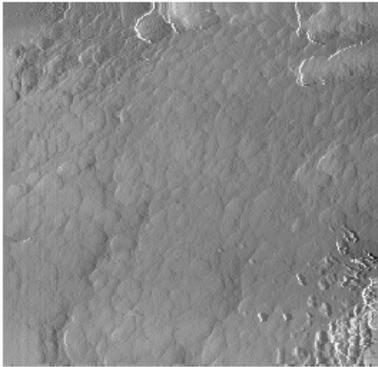


Diese Aufnahmen zeigen eine deutliche Zunahme der Rauigkeit der Schichten mit dem Sputterdruck. Das lässt sich wie folgt erklären:

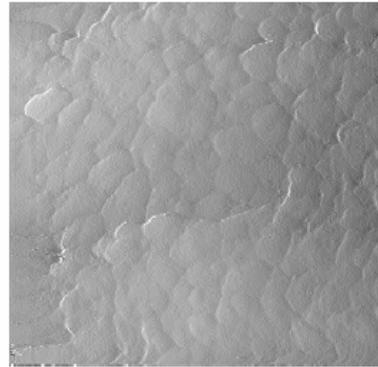
Ein hoher Sputterdruck bedeutet eine große Anzahl an Ar-Gasatomen. Damit gibt es einerseits ein größeres Potential an Ionen, so daß eine größere Sputterrate zu erwarten ist. Andererseits bedeuten mehr Gasatome auch ein größeres Störpotential. Durch vermehrte Stöße verlieren die Targetatome auf dem Weg zum Substrat Energie, die ihnen nach der Kondensation auf dem Substrat in Form von Oberflächenbeweglichkeit fehlt. Es ist ihnen so nicht mehr in jedem Fall möglich, den für eine perfekte Gitterstruktur günstigsten Platz auf der Oberfläche zu erreichen und eine glatte, kristallin geordnete Oberflächenstruktur zu bilden.

Abb. 36: Abhängigkeit der Rauigkeit von der Wahl des Substrates

52_a.stm - 370.5 x 370.5 nm

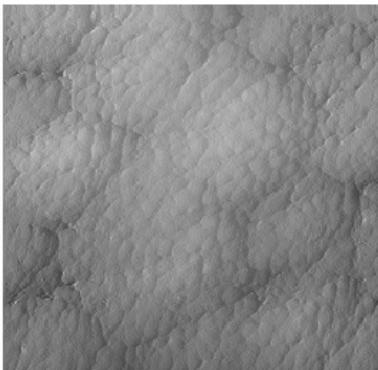


52_b.stm - 370.5 x 370.5 nm

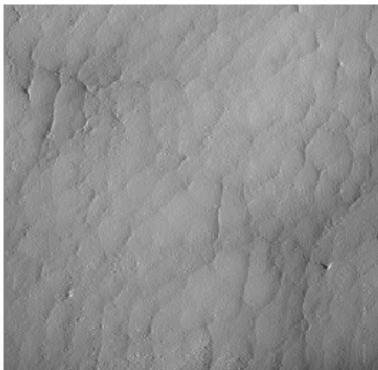


Glas

53_a.stm - 370.5 x 370.5 nm

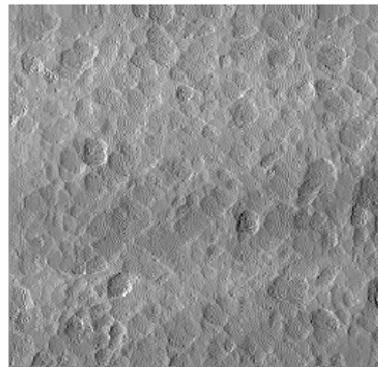


53_b.stm - 370.5 x 370.5 nm

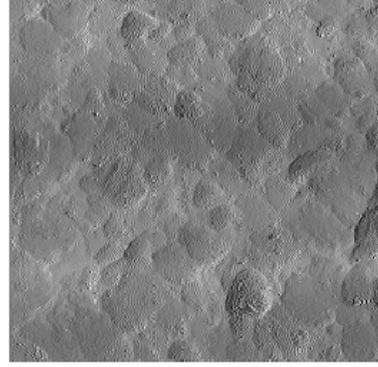


Quarz

44_2a.stm - 370.5 x 370.5 nm



44_2b.stm - 370.5 x 370.5 nm



Silizium (111)

Auch die Wahl des Substrates hat einen erheblichen Einfluß auf die Rauigkeit der Schichten. Die insgesamt homogenste Oberfläche hat die Schicht auf Si (111), wohingegen die größten Oberflächendefekte und Unebenheiten bei dem Film auf Glas zu erkennen sind. Da die Materialien Si (111), Quarz und Glas in dieser Reihenfolge selbst rauher werden und die übrigen Parameter der Schichten gleich waren, kann festgestellt werden, daß sich die Rauigkeit des Substrates bis zu einem gewissen Grad auf die darauf aufgebrauchte Schicht überträgt. Somit ist ein weiteres Mal gezeigt, daß die Auswahl des Substrates mit entscheidend für die magnetischen Anisotropieeigenschaften der Filme ist.