

# MIRA Praktikumsversuch: Polarisierte Neutronenreflektometrie

6. Februar 2008



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung, Ziel des Versuchs</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Der FRM II</b>	<b>4</b>
<b>3</b>	<b>Theorie</b>	<b>6</b>
3.1	Neutronenstreuung allgemein . . . . .	6
3.2	Brechungsindex, Totalreflexion . . . . .	9
3.3	Magnetische Streuung . . . . .	14
<b>4</b>	<b>Experiment</b>	<b>17</b>
4.1	Konfiguration des Instruments . . . . .	17
4.2	Definition des Strahls . . . . .	17
4.3	Ausrichten der Probe . . . . .	19
4.4	Abstimmen der Winkel $\theta - 2\theta$ . . . . .	22
4.5	Polarisationsanalyse . . . . .	23
4.6	Datenauswertung . . . . .	25
<b>5</b>	<b>Ausarbeitung</b>	<b>25</b>

# 1 Einführung, Ziel des Versuchs

Neutronenstreuung stellt einer der wichtigsten Methoden dar, um kondensierte Materie hinsichtlich ihrer Struktur und Dynamik zu untersuchen. Dementsprechend breit gefächert ist das Anwendungsgebiet von der Strukturbestimmung auf mikroskopischer und mesoskopischer Längenskala in atomaren, molekularen oder magnetischen Systemen, über die Untersuchung der Realstruktur mit Textur und Eigenspannungen bis hin zur Bestimmung von Gitterschwingungen, Transportprozessen, magnetischen Anregungen etc...

Im diesem Versuch an MIRA soll die laterale Struktur einer Probe mit Hilfe von Neutronenstreuung untersucht werden. Dabei wird das Instrument als konventionelles Reflektometer verwendet. Da Neutronen ein magnetisches Moment aufweisen, sind sie auf die magnetischen Eigenschaften einer Probe sensitiv. Auch diese Anwendung der Neutronen als Sonden zur Aufklärung der lateralen magnetischen Struktur einer Probe ist Teil des Versuchs.

## 2 Der FRM II

Der FRM II ist als Strahlrohr-Reaktor optimiert. Nahezu 50 Prozent der Experimente werden mit kalten Neutronen (deren Energie kleiner ist als 5meV) durchgeführt. Das Konzept basiert auf dem Einsatz eines Kompaktkerns, der ein einziges zylinderförmiges Brennelement enthält, das im Zentrum eines mit Schwerwasser  $D_2O$  gefüllten Moderator tanks eingebaut wird. Die Kühlung erfolgt mit leichtem Wasser  $H_2O$  aus dem Reaktorbecken. Geregelt wird der Reaktor über den zentralen Regelstab im Innern des Brennelements. Zur Abschaltung ist zusätzlich ein unabhängiges System aus fünf Abschaltstäben im Moderator tank realisiert. Jedes System ist für sich alleine in der Lage, den Reaktor jederzeit schnell und dauerhaft abzuschalten.

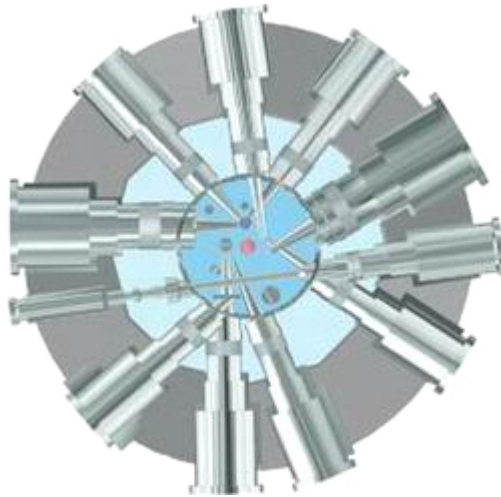


Abbildung 1: Horizontaler Schnitt (vereinfacht und schematisch) durch das mit schwerem Wasser gefüllte Reaktorbecken in 300mm Höhe über der Kernmittelebene. Im Zentrum befindet sich das Brennelement. Radial zum Kern sind die Strahlrohre angeordnet.

Die kompakte Bauweise des Brennelements und die Moderation der Neutronen durch  $D_2O$  führt dazu, daß mehr als 70 Prozent der Neutronen die Uranzone verlassen und in einem Abstand von 12cm von der Oberfläche des Brennelements das Maximum der thermischen Neutronenflußdichte (ungestört  $8 \cdot 10^{14} cm^{-2} s^{-1}$ ) aufbauen. Dieser Bereich größter Flußdichte ist für

Experimente nutzbar. Hier werden, auf den Umfang verteilt, eine Reihe von Strahlrohrnasen und diverse vertikale Bestrahlungskanäle angeordnet .

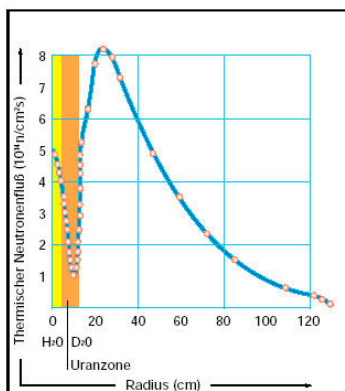


Abbildung 2: Die thermische Neutronenflußdichte als Funktion des Radius in halber Höhe des Brennelements (ungestört, d.h. ohne Tankeinbauten). Das Flußmaximum liegt ca. 12cm außerhalb des Brennelements im Moderatorzone.

Die eigentlichen Experimentierplätze befinden sich außerhalb des Reaktorbeckens in Verlängerung der Strahlrohre in der Experimentierhalle sowie an den Neutronenleitern in der Neutronenleiterhalle. Die Neutronenleiterhalle verbindet das FRM-II-Gebäude mit dem alten Reaktorgebäude, dem Atom-Ei. Sie bietet etwa eine gleichgroße Experimentierfläche wie die Experimentierhalle.

## 3 Theorie

### 3.1 Neutronenstreuung allgemein

Zunächst sollen einige Eigenschaften von Neutronenwellen geklärt werden, die hier eine besondere Rolle spielen, wie etwa der Brechungsindex von Materie für Neutronen oder der kritische Winkel für Totalreflexion. Für Materiewellen gilt allgemein:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad p = \hbar k \quad \Rightarrow \quad E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

Neutronen-optische Phänomene beruhen ganz allgemein auf kohärenter elastischer Streuung, deren charakteristische Eigenschaft, nämlich dass sie keine Änderung eines mikroskopischen Zustands bewirkt, bedeutet, dass man sie durch eine Ein-Teilchen Schrödingergleichung beschreiben kann:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(\vec{r}) \right\} \Psi(\vec{r}) = E \Psi(\vec{r}) \quad (1)$$

$V(\vec{r})$  ist in dabei das optische Potential, das die effektive Wechselwirkung des Neutrons mit dem System beschreibt,  $E$  ist die Energie des einfallenden Neutrons und  $\Psi(\vec{r})$  die Wellenfunktion des Neutrons.

Die Wechselwirkung eines Neutrons mit einem Atom setzt sich aus der starken WW mit dem Kern, sowie der elektromagnetischen WW mit der Elektronenhülle zusammen. Der wichtigste Beitrag ist jedoch die starke WW, deren Potential eine effektive Reichweite von der Größenordnung des Kernradius aufweist ( $R \approx 1 fm$ ).

Aus der allgemeinen Streutheorie ist bekannt, dass die Streuung einer Welle mit der Wellenzahl  $k$  an einem Potential mit einer effektiven Reichweite  $R$  isotrop ist, solange gilt, dass  $kR \ll 1$  (s-Wellenstreuung). Es gilt insbesondere für thermische Neutronen,

$$k \approx 1 \text{ \AA}^{-1} \quad \Rightarrow \quad kR \approx 10^{-5} \ll 1$$

Daher ist diese Bedingung bestens erfüllt und die vom Streuzentrum auslaufende Welle ist kugelsymmetrisch. Das Kernpotential kann als Punktwechselwirkung aufgefasst werden (Fermi-Pseudopotential):

$$\Psi_{scat} \propto \frac{-b}{r} e^{ikr} \quad (\text{Kugelwelle})$$

$$V(\vec{r}) = \frac{2\pi\hbar^2}{m}\delta(\vec{r})b \quad (\text{Fermi-Pseudopotential}) \quad (2)$$

Hierbei ist  $b$  die sog. kohärente Streulänge, welche eine experimentell zu bestimmende Grösse ist.

Für ein homogenes Material gilt:

$$V_0 = \frac{2\pi\hbar^2}{m}Nb,$$

wobei  $N$  die Atomzahldichte ist .

Mit dieser Annahme lässt sich auch der totale Wirkungsquerschnitt bei einer Streuung an einem Streukern berechnen:

Es gilt:

$$\Phi = \text{Neutronenfluss in } \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$$

$$\sigma = \frac{\text{Gesamtanzahl der gestreuten Neutronen pro Sekunde}}{\Phi}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\text{Anzahl der gestreuten Neutronen pro Sekunde in das Raumwinkelement } d\Omega}{\Phi d\Omega}$$

$v$  ist dabei die Geschwindigkeit eines Neutrons (vor und nach der Streuung). Dann ist der Neutronenfluss pro Sekunde durch ein Flächenelement  $dS$  nach der Streuung:

$$vdS |\Psi_{scat}|^2 = vdS \frac{b^2}{r^2} = vb^2 d\Omega$$

Der einfallende Fluss einer ebenen Welle beträgt

$$\Phi = v |\Psi_{incident}|^2 = v \cdot 1 \frac{1}{\text{cm}^3}$$

$$\Rightarrow \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{vb^2 d\Omega}{\Phi d\Omega} = b^2 \quad \Rightarrow \quad \sigma_{tot} = 4\pi b^2 \quad (3)$$

Das Streuzentrum (ein Nukleus) ist hierbei als unbeweglich angenommen, es kann keine kinetische Energie übertragen werden. Ausserdem ist die Neutronenenergie zu klein, um mögliche Resonanzen des Streukerns anzuregen

(elastische Streuung).

Bei der Streuung an vielen Nuclei (Kernposition  $\vec{R}_i$ ) erhält man

$$\begin{aligned}\Psi_{incident} &\propto e^{i\vec{k}_0\vec{R}_i} \text{ einfallende Welle am Kern } i \\ \Rightarrow \Psi_{scat} &= \sum_i e^{i\vec{k}_0\vec{R}_i} \frac{-b_i}{|\vec{r} - \vec{R}_i|} e^{i\vec{k}' \cdot (\vec{r} - \vec{R}_i)} \\ \Rightarrow \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{vdS |\Psi_{scat}|^2}{vd\Omega} = \frac{dS}{d\Omega} \left[ e^{i\vec{k}' \cdot \vec{r}} \sum_i \frac{b_i}{|\vec{r} - \vec{R}_i|} e^{i(\vec{k}_0 - \vec{k}') \cdot \vec{R}_i} \right]^2\end{aligned}$$

Wenn die Messung weit entfernt stattfindet ( $r \gg R_i$ ) kann man  $d\Omega = dS/r^2$  nähern und erhält, wenn man auch über die gestreuten Wellenfunktionen summiert:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{i,j} b_i b_j e^{i(\vec{k}_0 - \vec{k}') \cdot (\vec{R}_i - \vec{R}_j)} = \sum_{i,j} b_i b_j e^{-i\vec{Q} \cdot (\vec{R}_i - \vec{R}_j)} \quad (4)$$

$\vec{Q}$  ist hier der Wellenvektorübertrag ( $\vec{Q} = \vec{k}' - \vec{k}_0$ ).

Die Streulänge  $b_i$  hängt von der Isotopsorte, vom Spin relativ zum einfallenden Neutron und vom Eigenzustand des Nukleus ab. Für einen einzelnen Kern gilt:

$$b_i = \langle b \rangle + \delta b_i \quad , \text{ wobei sich } \delta b_i \text{ zu } 0 \text{ mittelt.}$$

$$b_i b_j = \langle b \rangle + (\delta b_i + \delta b_j) + \delta b_i \delta_j$$

$$\text{aber } \langle \delta b \rangle = 0 \quad \text{und} \quad \langle \delta b_i \delta b_j \rangle = 0 \quad \text{ausser für } i = j$$

$$\langle \delta b_i^2 \rangle = \langle b_i - \langle b \rangle \rangle^2 = \langle b^2 \rangle - \langle b \rangle^2$$

Damit gilt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \langle b \rangle^2 \overbrace{\sum_{i,j} e^{-i\vec{Q} \cdot (\vec{R}_i - \vec{R}_j)}}^{\text{Kohaerent}} + \overbrace{(\langle b^2 \rangle - \langle b \rangle^2) N}^{\text{Inkohaerent}} \quad (5)$$

Der erste Term beinhaltet eine Phaseninformation der gestreuten Wellen ( $\Rightarrow$  kohärenter Anteil). Er hängt von der Richtung des Wellenvektorübertrags  $\vec{Q}$  ab, d.h. er misst die relative Position der Atome zueinander.



Der inkohärente Anteil hingegen ist isotrop, er tritt bei einer elastischen Messung als Untergrund auf und ist mit dem aus der Festkörperphysik bekannten Debye-Waller-Faktor vergleichbar.

**Frage:** Was ergibt sich anschaulich für den kohärenten Term, wenn man die Wellenvektoränderung  $\vec{Q}$  im reziproken Gitter betrachtet?

### 3.2 Brechungsindex, Totalreflexion

Nun kann man bereits einige Materialeigenschaften, die für die Neutronenoptik von Bedeutung sind, wie etwa den Brechungsindex oder den kritischen Winkel für Totalreflexion bestimmen.

Die allgemeine Lsg. der Schrödingergleichung ist eine Superposition von ebenen Wellen:

$$\Psi(\vec{r}) = \begin{cases} \sum A \exp(i\vec{k}' \cdot \vec{r}) & \text{im Medium} \\ \sum A \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) & \text{im Vakuum} \end{cases}$$

$$\Rightarrow E = \frac{(\hbar k')^2}{2m} + V_0 = \frac{(\hbar k)^2}{2m}$$

Auch für Neutronen gilt das Descartesche Reflexionsgesetz (siehe Abb. 3). Damit erhält man für die Brechung (analog zur Optik)

$$k \cos \alpha = k' \cos \alpha' \quad \Rightarrow \cos \alpha = n \cos \alpha' . \quad (6)$$

Der Brechungsindex  $n$  ist dabei definiert als

$$n^2 = \frac{k'^2}{k^2} \Rightarrow n^2 = 1 - \frac{V_0}{E} \quad (7)$$

und damit als

$$n = \sqrt{1 - \frac{4\pi\rho b}{k^2}} = \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{N b}} . \quad (8)$$

Falls nun in Gleichung (6) gilt:

$$\alpha' = 0 \quad \Rightarrow \cos \alpha_c = n ,$$

findet bei noch kleineren Einfallswinkeln als dem kritischen Winkel  $\alpha_c$  Totalreflexion statt (allerdings **externe** gegenüber interner bei der Optik). Für

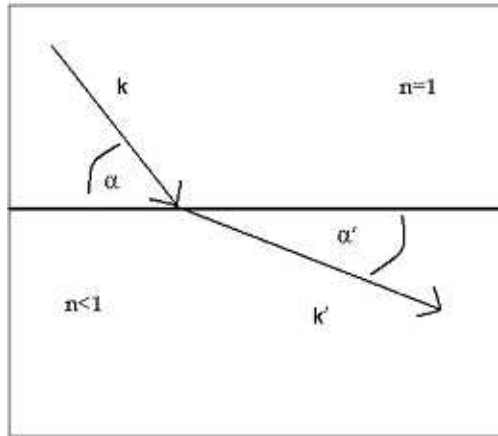


Abbildung 3: Brechung - Neutronenstrahl entlang k

den Brechungsindex gilt (siehe Tabelle 1):  $n \approx 1$  d.h. man kann den Kosinus entwickeln und erhält für den kritischen Winkel:

$$\cos \alpha_c \approx 1 - \frac{\alpha_c^2}{2} + \dots = n$$

$$\Rightarrow \alpha_c = \sqrt{2 - 2n} = \sqrt{\frac{Nb}{\pi}} \lambda$$

Dieser kritische Winkel lässt sich nun in einen kritischen Wellenvektor Übertrag  $q$  übersetzen, ab dem die Totalreflexion stattfindet (siehe Abb. 4). Der Transfer senkrecht zur Oberfläche ist gegeben durch:

$$q = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \alpha$$

Damit gilt für  $q_c$ , wenn man den kritischen Winkel einsetzt:

$$q_c = 4\sqrt{\pi Nb} \quad , \text{ bzw. } \quad q_c = \frac{4\pi \alpha_c}{\lambda}$$

In Tabelle 1 finden sich auch die Werte für  $q_c$ .

Material	b [fm]	N [ $10^{28}m^{-3}$ ]	1-n [ $10^{-6}$ ]	$q_c$ [Å]	Bemerkungen
H	-3.73				
D ( $^2H$ )	6.67				
C	6.64	11.3	19.1	0.019	Graphit Diamant
C	6.64	17.6	29.8	0.024	
O	5.80				
Si	4.15	5.00	5.28	0.010	
Ti	-3.44	5.66	-5.0	-	
Fe	9.45	8.50	20.45	0.020	
Co	3.63	8.97	8.29	0.013	
Ni	10.3	9.14	24.0	0.022	
Cu	7.72	8.45	16.6	0.018	
Ag	5.92	5.85	8.82	0.013	
Au	7.63	5.90	11.5	0.015	
$H_2O$	-1.68	3.35	-1.43	-	
$D_2O$	19.1	3.34	16.2	0.018	
$SiO_2$	15.8	2.51	10.1	0.014	
GaAs	13.9	2.21	7.82	0.012	
$Al_2O_3$	24.3	2.34	14.5	0.017	Saphir

Tabelle 1: Die Streulängen, der Brechungsindex für  $\lambda = 4 \text{ \AA}$  und der kritische Wellenvektorübertrag einiger ausgewählter Materialien.

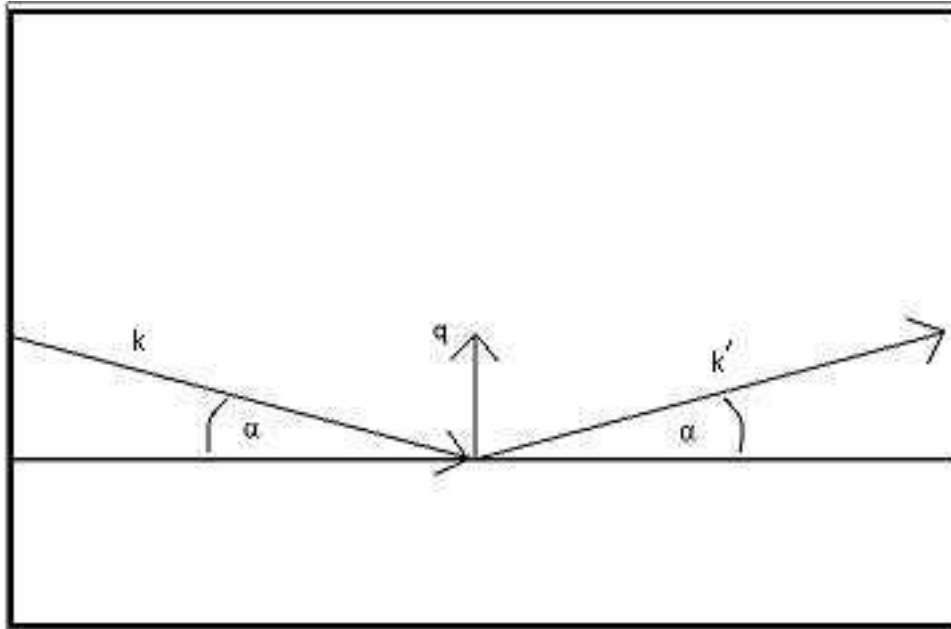


Abbildung 4: Übertrag senkrecht zur Oberfläche - Neutronenstrahl entlang  $k$

Für ein Schichtsystem, z.B. eine Schicht Ni auf Glas kann man analoge Überlegungen anstellen. Es stellt sich dabei heraus, dass ähnlich wie in der Optik bei Multischichtsystemen, durch die Interferenz der von verschiedenen Grenzflächen zurück reflektierten Wellen Minima und Maxima in der Reflexion auftreten, deren Periodizität  $Q$  im reziproken Raum von der Schichtdicke  $d$  abhängt (siehe Abb. 5). Hierbei gilt die Relation

$$Q = 2\pi/d \quad (9)$$

Unberücksichtigt bei diesen Überlegungen bleiben etwa Einflüsse wie

- Oberflächenrauigkeit
- Auflösung des Messplatzes
- reale Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen
- Grenzflächen innerhalb der Probe
- Verunreinigungen in der Probe,

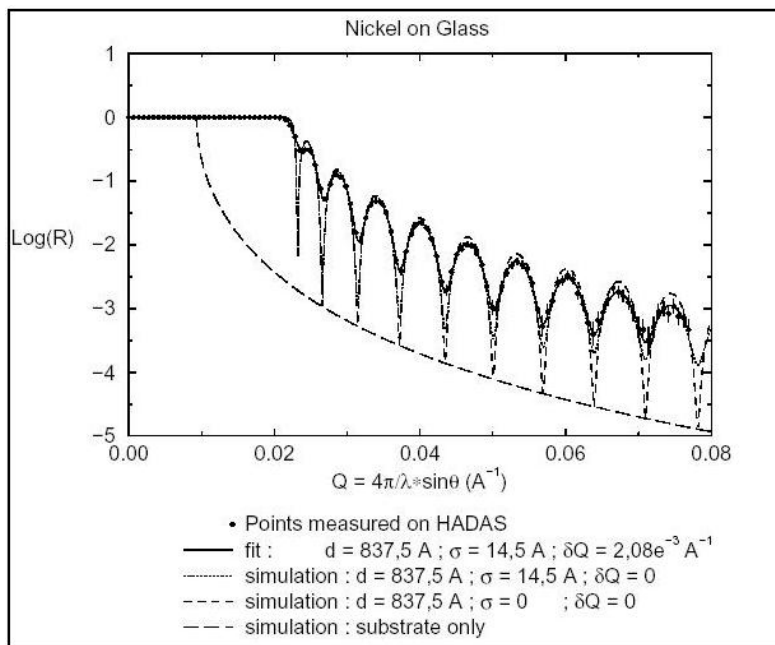


Abbildung 5: Reflektivität

so daß eine der Realität angepasste Rechnung sehr komplex wird.

Es existiert daher am Messplatz eine Software, die diese Einflüsse berücksichtigt und so Reflektivitäten für beliebige Proben berechnet.

### 3.3 Magnetische Streuung

Die magnetische Streuung eines Neutrons erfolgt aufgrund der Dipol-Dipol Wechselwirkung des Neutrons mit den magnetischen Momenten im Festkörper. Die Momente der Kerne sind dabei ca. 2000 mal kleiner als die der Elektronen (wegen  $\frac{\mu_K}{\mu_B} = \frac{m_e}{m_p} \approx 1/1800$ ), so dass nur die Momente der Elektronen von Bedeutung sind, beispielsweise die der ungepaarten Elektronen in den Übergangsmetallen (3f-Elektronen) oder den seltenen Erden (4f-Elektronen).

Das magnetische Moment eines Elektrons setzt sich aus Spin und Bahndrehimpuls zusammen. Für ein einfallendes Neutron am Ort  $\vec{r}$  und Spin  $\hat{\sigma}$  (Spinor) erhält man für das WW-Potential:

$$V(\vec{r}) = 2\mu_B\mu_K\gamma\hat{\sigma} \left( \text{rot} \frac{\vec{s} \times \vec{r}}{|\vec{r}|^3} + \frac{1}{h} \frac{\vec{p} \times \vec{r}}{|\vec{r}|^3} \right)$$

Diese Wechselwirkung ist langreichweitiger als die Punktwechselwirkung mit dem Kern, ausserdem ist sie richtungsabhängig.

Die Herleitung beispielweise des Wirkungsquerschnitts ist daher um einiges komplizierter als bei der Streuung am Kern und wird hier nicht weiter verfolgt. Stattdessen kann man das Wechselwirkungspotential stark vereinfachen, indem man anstelle der einzelnen Elektronen nur die Magnetisierung des Materials betrachtet. Man betrachtet  $V$  also wieder als makroskopischen Parameter. Für die potentielle Energie eines magnetischen Films, der nur aus einer einzigen Atomsorte besteht, erhält man dann:

$$V = \frac{2\pi\hbar^2}{m}Nb - \mu_N\vec{B} \quad (10)$$

$\mu_N$  ist das magnetische Moment des Neutrons und  $B$  das durch die Magnetisierung  $M$  hervorgerufene B-Feld in der Probe, wobei gilt:

$$B = \mu_0(H + M) \quad (11)$$

Hierbei ist  $H$  ein eventuell vorhandenes externes Feld. Falls also eine magnetische Ordnung vorhanden ist, wird je nach Magnetisierungsrichtung der einzelnen Schichten das Potential erhöht oder verringert.

Weitere wichtige Eigenschaften der magnetischen Streuung sind:

- Die Wirkungsquerschnitte der magnetischen und der nuklearen Streuung sind etwa in der selben Größenordnung.
- Die Magnetische Streuung enthält als Formfaktor die Fouriertransformierte der räumlichen Elektronenverteilung. Die Elektronenverteilung variiert im Raum auf Distanzen, die mit der Wellenlänge von Neutronen vergleichbar ist ( $\approx 1 \text{ \AA}$ )  $\Rightarrow$  die räumliche Elektronenverteilung kann untersucht werden.
- Die magnetische Streuung hängt nur von der auf dem Wellenvektorübertrag senkrecht stehenden Komponente von  $\vec{B}$  ab.

In einem paramagnetischen Festkörper existiert keine Korrelation zwischen den Spinorientierungen der einzelnen Atome, so dass nur inkohärente magnetische Streuung auftritt. In einem System mit magnetischer Ordnung aber gibt es eine zeitlich konstante Korrelation der Spins zueinander. Dies ermöglicht Interferenz der gestreuten Wellen und liefert somit einen Beitrag zur kohärenten Streuung.

Für unpolarisierte Neutronen gibt es keine Interferenz der magnetisch und nuklear gestreuten Neutronen. Der Totale Wirkungsquerschnitt ist die Summe der beiden einzelnen Beiträge.

Die Polarisationsanalyse zeigt aber, dass das gestreute Neutron bei der nuklearen Streuung seinen Spinzustand beibehält, während bei geeigneter Streugeometrie und magnetischer Streuung eine Spinumkehr stattfindet.

Sind beispielsweise die Neutronen entlang der  $z$ -Achse polarisiert, dann wird ein Festkörper (siehe Abb. 4),

- dessen magnetische Struktur ausschließlich in  $x$ - $y$ -Richtung liegt, einen Spinflip verursachen.

- dessen magnetische Struktur ausschließlich in z-Richtung liegt, keinen Spinflip verursachen.

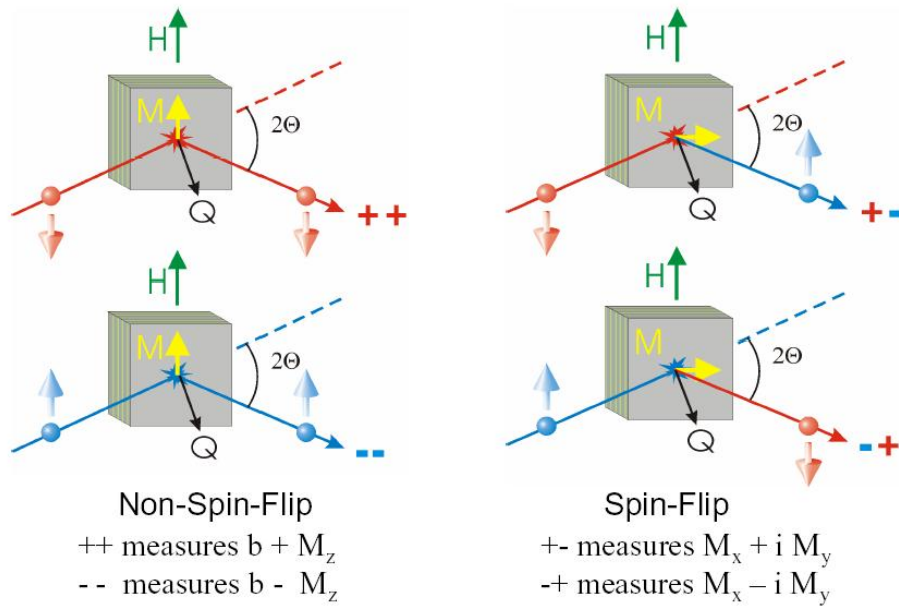


Abbildung 6: Magnetische Streuung

**Frage:** Wie kann man nun die magnetische Streuung von der nuklearen Streuung unterscheiden?

Man kann Multilayerproben ( mit magnetischen Schichten ) so herstellen, daß auch bei großen Einfallswinkeln eine hohe Reflektivität erreicht wird ( "Supermirror" ).

**Frage:** Wie funktioniert ein solcher magnetischer Spiegel? Denken Sie z.B. an Antireflexbeschichtungen für Brillen.



## 4 Experiment

Sie sollen am Versuchstag eine Glasprobe mit einer magnetischen Ni-Schicht im  $\theta - 2\theta$ -Scan untersuchen. Eine Messung wird mit unpolarisierten Neutronen erfolgen, welche Ihnen Information über die vertikale chemische Zusammensetzung liefert.

Zur zweiten Messung wird der Spiegel magnetisiert und es werden polarisierte Neutronen verwendet. Die Reflexionskurven werden für die vier verschiedenen Polarisationsrichtungen der ein- und ausfallenden Neutronen gemessen. Die Unterschiede zwischen den einzelnen Reflexionskurven erlauben ein Modell der magnetischen Schichten zu erstellen.

### 4.1 Konfiguration des Instruments

In Fig. 7 ist das Koordinatensystem von MIRA dargestellt. Dort finden Sie alle einstellbaren Achsen und Winkel des Instruments.

### 4.2 Definition des Strahls

Mit den beiden Blenden (Slit2  $s2$  und Slit3  $s3$ ) wird ein dünner paralleler Strahl durch die Drehachse der Probe und den Mittelpunkt des Detektors geführt. Der Abstand beider Blenden ist ca. 1500 mm. Die Blenden lassen sich mit

$$\text{move}(sx,[2,30]) , x = 2,3$$

auf eine Breite von 2 mm und eine Höhe von 30 mm einstellen.

Nun muß der Nullpunkt am Detektor eingestellt werden. Dies wird im Folgenden exemplarisch erklärt:

Zur Bestimmung der Nullrichtung des Neutronenstrahls wird der Detektorwinkel  $\phi$  mit dem Befehl

$$\text{cscan}(\phi, 0, 0.1, 15, \text{preset}=2)$$

um die Position 0 Grad mit einer Schrittweite von 0.1 Grad mit jeweils 15 Meßwerten links und rechts für 2 Sekunden gescannt. Das Ergebnis sieht dann wie in Figur 8 dargestellt aus.

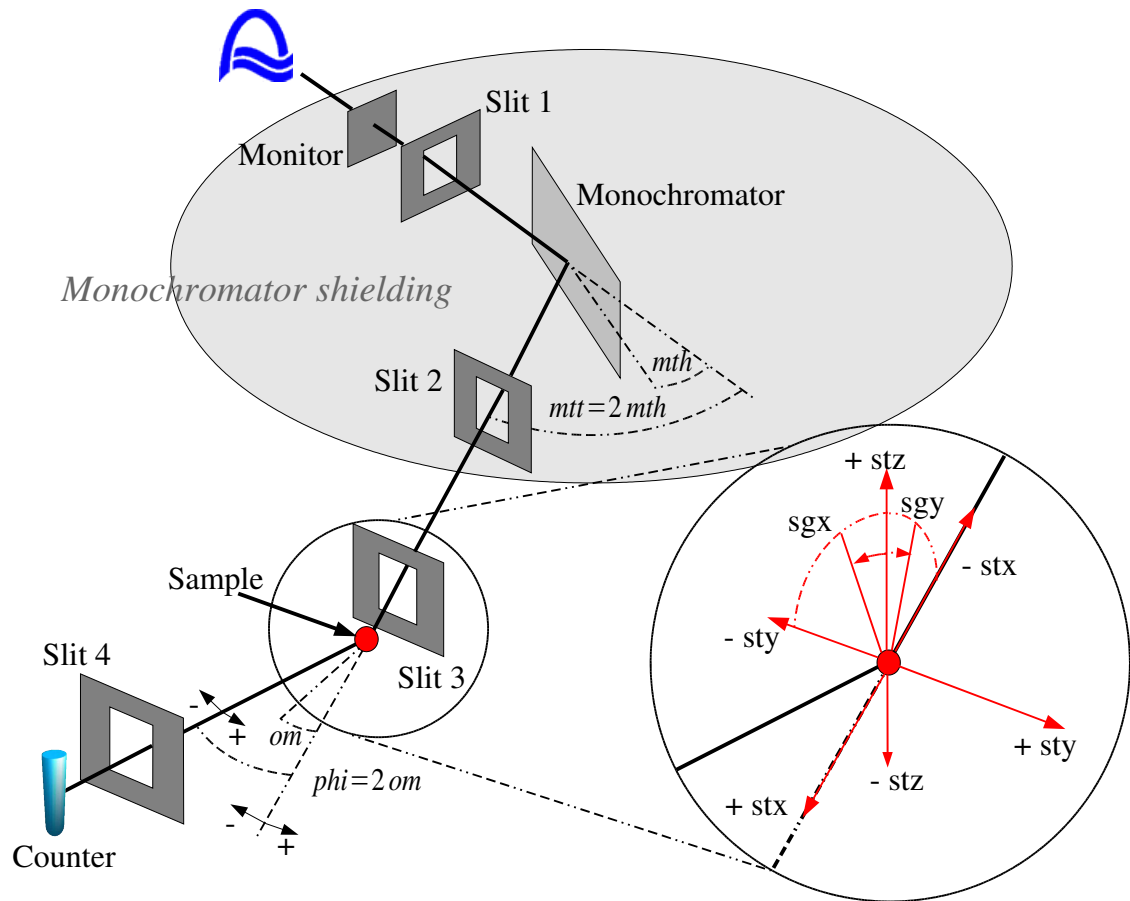


Abbildung 7: Das Koordinatensystem und die steuerbaren Achsen von MIRA.

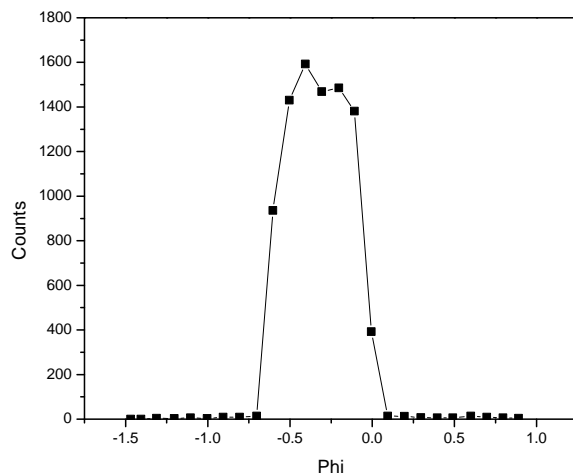


Abbildung 8: Justierung des Strahls.

Dann wird mit

$$\text{move}(\text{phi}, -0.25)$$

der Detektorwinkel auf das Strahlzentrum eingestellt. Mit

$$\text{adjust}(\text{phi}, 0)$$

läßt sich nun der neue Nullpunkt abgleichen. Nun kann die Probe durch den Befehl

$$\text{move}(\text{sty}, x), \text{ x: Probenposition im Bereich } -14.5 < x < 14.5$$

in den Strahl gebracht werden.

### 4.3 Ausrichten der Probe

Zunächst muß man sich vergewissern, das die Probe überhaupt im Neutronenstrahl liegt und die Neutronen im Detektor ankommen. Überlegen sie sich, wie man das machen könnte. Sie benötigen die Probenposition in y-Richtung

*sty* und einen “single sided scan”:

*sscan(Probenpostion,Startwert,Schrittweite,Zahl der Meßpunkte, Zählzeit),*

wobei Startwert und Schrittweite in mm gemessen werden. Das Resultat sollte wir in Abbildung 9 aussehen.

Weiterhin darf die Probe nicht verkippt (beschrieben durch *sgx*) sein und

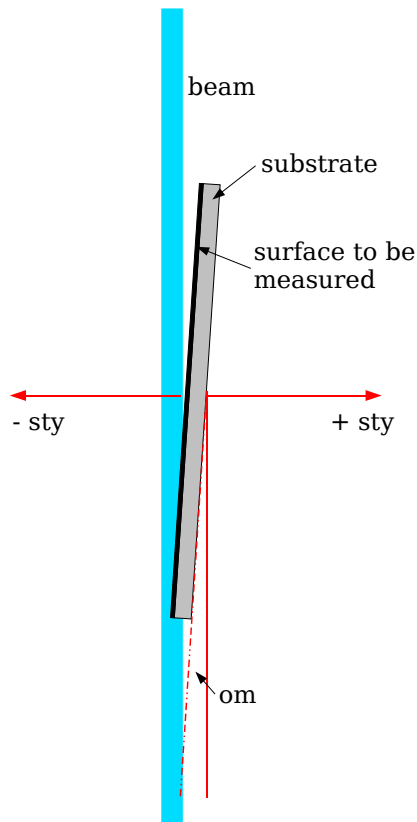


Abbildung 9: Die Lage der Probe relativ zum Strahl.

muß möglichst vertikal ausgerichtet werden. Dazu steht eine Laserwasserwaage zur Verfügung. Da die Probe auch im optischen Bereich reflektiert, beobachtet man einfach den reflektierten Laserstrahl (z.B mit einem Blatt Papier) und kippt die Probe so, daß der Strahl wieder auf seine Quelle zurück

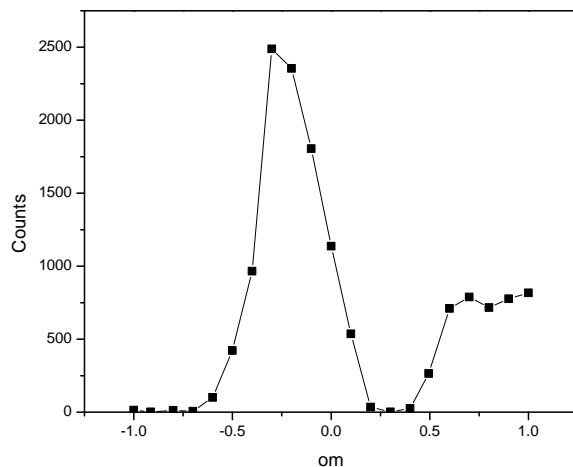


Abbildung 10: Scan des Probenwinkels  $om$ .

geworfen wird.

Jetzt muß die Probe noch parallel zur Strahlrichtung gebracht werden. Das Substrat unter der Probe ist absorbierend. Ist die Probe gegenüber dem Strahl verkippt, so werden daher am Detektor weniger Neutronen gezählt, da Neutronen auf der Rückseite absorbiert werden. Man fährt jetzt einfach einen Scan, bei der lediglich die Probe verdreht (Parameter  $om$ ) wird. Bei maximaler Zählrate liegt dann die Probe parallel zum Strahl (siehe Abbildung 10). Der Probenwinkel der maximalen Intensität muß jetzt noch mit dem oben beschriebenen Prozedur auf 0 Grad abgeglichen werden.

Nun wird der *sty*-Scan nochmals verfeinert gefahren und die Probenposition auf den Winkel mit der Hälfte der Intensität auf der steigenden Flanke der Kurve gefahren (siehe Abb. 11). Damit ist die Probe parallel zum Strahl und zur Hälfte im Strahl stehend einjustiert.

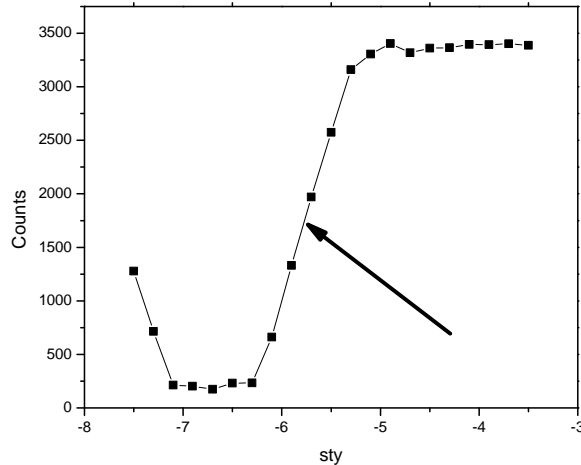


Abbildung 11: Einstellung der Probenposition.

#### 4.4 Abstimmen der Winkel $\theta - 2\theta$

Um jetzt den  $\theta - 2\theta$ -Scan fahren zu können, muß der der Winkel  $\theta$  der Probe und der Winkel  $2\theta$  des Detektors abgeglichen werden.

Man sucht also die Totalreflexion. Drehen Sie die Probe um einen Winkel  $\theta$ , der unter dem kritischen Winkel bleibt und scannen Sie anschließend den Detektorwinkel. Im Maximum schließt dann der Detektor einen Winkel  $2\theta$  mit dem Strahl ein (siehe Abbildung 12). Diesen Wert gleichen Sie mit der oben beschriebenen Prozedur auf den doppelten Probenwinkel ab.

Jetzt können Sie ein Reflektivitätsprofil aufnehmen. Dazu benötigen Sie den folgenden Scanbefehl

```
ttcan(om,phi,-5,0.1,50,preset=2,infostr='test')
```

für *om* und *phi*. Dabei beziehen sich die Werte für den Winkel jeweils auf *om*. Beachten Sie bitte, daß Sie von dem kleinsten negativen Wert nach oben hin scannen. Das Ergebnis sieht dann wie Abbildung 13 gezeigt aus.

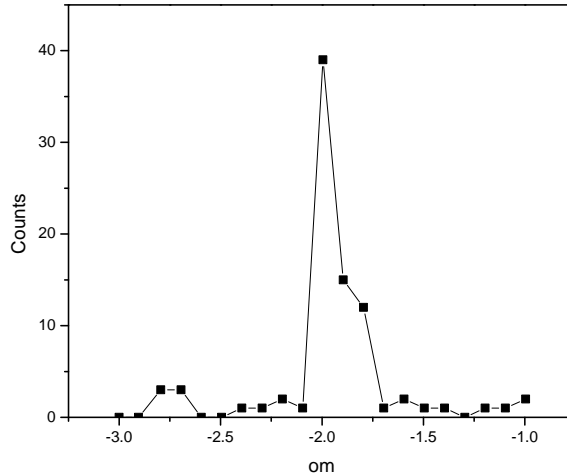


Abbildung 12: Test der  $\theta - 2\theta$ -Bedingung.

## 4.5 Polarisationsanalyse

Zunächst muß die Probe auf 0 Grad und aus dem Strahl herausgeföhren werden. Dann werden die Flipper vor und nach der Probe, sowie der Analysator vor dem Detektor installiert.

Die Flipper sind einfache Magnetspulen, deren Magnetfeld den Spin der Neutronen präzidieren läßt. Durch Einstellung eines geeigneten Stromes (Parameter *Flipx*,  $x=1,2$ ) lassen sich die Spins der Neutronen dann um 180 Grad drehen (dies nennt man  $\pi$ -Flipp). Dieser läßt sich durch Scannen des Flipstromes bestimmen, indem man das Minimum der Intensitätskurve bestimmt (**Warum?**).

Die Effizienz der Flipper läßt sich noch durch eine senkrecht zur Flippsole gewickelten Korrekturspule verbessern, da damit das Führungsfeld für die polarisierten Neutronen kompensiert werden kann und damit die Drehung der Spins erleichtert wird. Die Parameter für die Korrekturen (*Corx*,  $x=1,2$ ) lassen sich ebenfalls scannen, wobei der Flippstrom auf das Minimum gestellt wird und dann ein Minimum im Korrekturstrom gesucht wird.

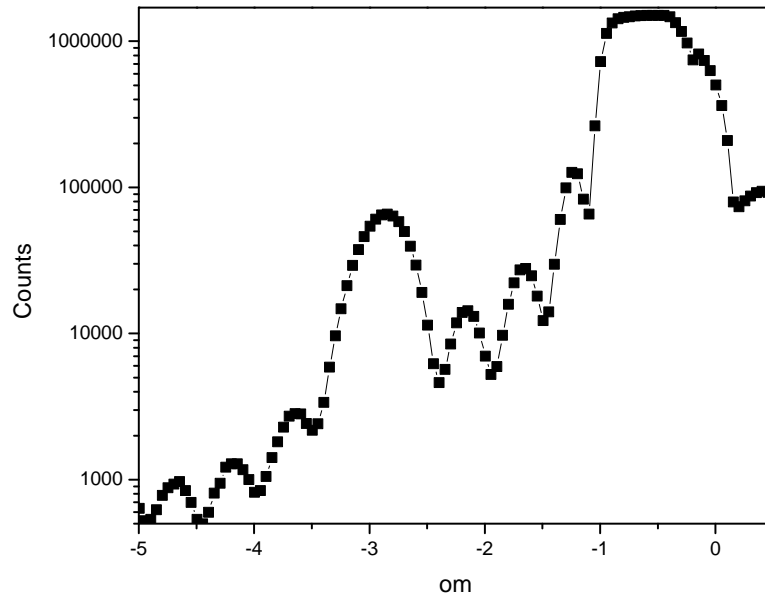


Abbildung 13: Ergebnis des  $\Theta^2\Theta$  Scans.

Das Verhältnis der Zählraten (bei gleicher Zählzeit) von ein- und ausgeschalteten Flippern nennt man das Flipping Ratio  $R$ . Die Polarisation des Strahls ergibt sich daraus zu

$$P = (1 - R)/(1 + R) . \quad (12)$$

Die Zählrate wird dabei durch den Befehl

$$\textit{count}(\textit{Meßzeit in Sekunden})$$

bestimmt. Dabei müssen 4 Meßwerte für die 4 Reflektivitäten gemessen werden. Diese Werte sind später für die Korrektur der Meßwerte nötig und sollten daher mit einer guten Statistik gemessen werden. Ihr Betreuer hat dazu bereits ein Messscript vorbereitet.



Nun muß die Probe wieder in den Strahl gefahren werden und ein Magnetfeld angelegt werden. Ein Magnetfeld wird mit dem Befehl

*move(I,Strom in A)*

eingestellt, wobei vor der Messung noch eine Kalibrierung mit einer Hallsonde durchgeführt wird, um den Wert für die Magnetfeldstärke in Gauss angeben zu können. Dann kann die Messung der Reflektivitäten für jede der Polarisierungsrichtungen getrennt wiederholt werden und mit den oben bestimmten Flipping Ratios korrigiert werden.

## 4.6 Datenauswertung

Die Datenauswertung erfolgt mit dem Programm "Parratt" vom HMI in Berlin. Mit diesem Programm lassen sich sowohl die polarisierten und unpolarisierten Messungen simulieren, bzw. die Meßdaten mit den theoretischen Kurven fiten. Die Auswertung erfolgt parallel zum Versuch und die Handhabung des Programms wird Ihnen von Ihrem Betreuer erklärt.

## 5 Ausarbeitung

- Geben Sie den Verlauf des Versuches in eigenen Worten wieder.
- Beantworten Sie bitte die Fragen aus dieser Anleitung.
- Bestimmen Sie anhand von Gleichung (9) die Schichtdicke des Systems.
- Bestimmen Sie die Magnetisierung der Ni Schicht aus den Messungen mit den polarisierten Neutronen. Verwenden Sie dabei bitte die kritischen Winkel für die verschiedenen Flippereinstellungen.