Technische Universität Berlin
Fakultät II - Mathematik und Naturwissenschaften
Institut für Optik und Atomare Physik

Bachelorarbeit zur Erlangung des akademischen Grades Bachelor of Science im Studiengang Physik

Pulsgetriggerte Detektion resonanter magnetischer Kleinwinkelstreuung an einer laser-getriebenen Röntgenquelle

vorgelegt von
Leonid Lunin
geboren am 16.01.1999
Matrikelnummer: 402920

Berlin, 08. März 2022

Erstgutachter: Prof. Dr. Stefan Eisebitt

Zweitgutachter: Prof. Dr. Michael Lehmann

Betreuer: Dr. Bastian Pfau

Eidestattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und eigenhändig sowie ohne unerlaubte fremde Hilfe und ausschließlich unter Verwendung der aufgeführten Quellen und Hilfsmittel angefertigt habe.

Berlin, 08.02.2022	Leonid Lunin,
Ort, Datum	Vollständiger Namen, Unterschrift

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Prinzipien der magnetischen Resonanzstreuung **2**
2.1 magnetisch hochkontraste mehrschichtige Systeme 4
2.2 Probenvorbereitung 5
2.3 Probenauswertung 6

3 Laser-getriebenes Instrument für resonante Streuung mit weichen Röntgenstrahlen **8**

4 Der MÖNCH-Detektor **9**
4.1 Detektionsvorgänge der einzelnen Photonen 10

5 Auswertung **11**

6 Zusammenfassung **12**

Literatur **13**

1 Einleitung

Magnetische Domänen stellen ein großes Interesse in dem Bereich von Festkörperphysik dar. Zum Durchführen der Streuexperimentean an den mikroskopischen magnetischen Strukturen wird die Röntgenstrahlung verwendet. Die vorausgesetzten Anforderungen an die Kohärenz und Brillanz der Quelle können hauptsächlich nur mithilfe von speziellen Anlagen wie Synchrotron oder Freie-Elektronen-Laser erfüllt werden. Limitierte Kapazität, technische Komplexität und Einzigartigkeit solcher Anlagen bestimmt (legt fest) eine (strikte) zeitliche Grenze, innerhalb deren ein Experiment durchgeführt werden kann. Unter anderem (Darüber hinaus) tauchen die zusätzlichen Anforderungen in Form von zeitaufwendiger Einarbeitung und pausenlosem mehrtägigem Einsatz der Mitarbeiter auf.

Davon ausgehend, wäre die Möglichkeit bevorzugt, diese Art von Experimenten im Labor durchzuführen. Die vergleichbaren Strahlungscharakteristiken sind allerdings mit den existierenden Röntgenquellen im Labor nicht erreicht. Da es bisher technisch bedingt nicht realisierbar ist, können die Messergebnisse durch die neuen Mess- und Auswertungsmethoden verbessert werden.

Das Ziel dieser Arbeit ist so ein Mess- und Auswertungsverfahren mit dem Einsatz der Kurzpulsquelle weicher Röntgenstrahlung anzubieten, in dem man einzelne Photonen in einem Streubild detektieren und die von Hintergrundrauschen des Bildes trennen kann.

2 Prinzipien der magnetischen Resonanzstreuung

In diesem Kapitel werden die Aspekte der magnetischen Streuung erläutert, um besseres Verständnis und Motivation zur Wahl des Experimentaufbaus dadurch zu bringen. Die Theorie basiert sich auf hauptsächlich [1].

Die Streuung an einem Element wird durch den elementspezifischen atomaren Streufaktor

$$f(h\nu) = (\hat{\mathbf{e}}_\mathbf{f}^* \cdot \hat{\mathbf{e}}_\mathbf{0}) f_c - i(\hat{\mathbf{e}}_\mathbf{f}^* \times \hat{\mathbf{e}}_\mathbf{0}) \cdot \hat{\mathbf{m}} f_{m1} + (\hat{\mathbf{e}}_\mathbf{f}^* \cdot \hat{\mathbf{m}})(\hat{\mathbf{e}}_\mathbf{0} \cdot \hat{\mathbf{m}}) f_{m2} + \dots \tag{2.1}$$

beschrieben, wobei $\hat{\mathbf{e}}_\mathbf{f}^*$ und $\hat{\mathbf{e}}_\mathbf{0}$ - die einfallenden und auslaufenden normierten Polarisationsvektoren, $\hat{\mathbf{m}}$ - der Einheitsvektor entlang der Magnetisierungsachse und $f_c(h\nu), f_{m1}(h\nu), f_{m2}(h\nu) \in \mathbb{C}$ - die energieabhängigen Streukoeffizienten von Atom. Die letzten werden auch häufig durch die Paaren von reellen Koeffzienten

$$\begin{aligned} f_c(h\nu) &= f_{c,1}(h\nu) + i f_{c,2}(h\nu) \\ f_{m1}(h\nu) &= f_{m1,1}(h\nu) + i f_{m1,2}(h\nu) \\ f_{m2}(h\nu) &= f_{m2,1}(h\nu) + i f_{m2,2}(h\nu) \end{aligned} \tag{2.2}$$

gegeben.

Die normierten Polarisationsvektoren sind in der Basis von *Jones-Vektoren* gegeben. D.h., dass der Wellenvektor der einlaufenden Welle $\mathbf{k_0} = \mathbf{e_z}$ ein z-Einheitsvektor ist und die lineare Polarisation in x- bzw. y-Richtung durch die Vektoren

$$\hat{\mathbf{e}}_{\text{lin } x} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ bzw. } \hat{\mathbf{e}}_{\text{lin } y} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \tag{2.3}$$

beschrieben wird, wobei die rechts bzw links zirkulare Polarisation sich durch die Vektoren

$$\hat{\mathbf{e}}_+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ +i \end{pmatrix} \text{ bzw. } \hat{\mathbf{e}}_- = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \tag{2.4}$$

darstellen lässt. Unter anderem gilt die folgende Beziehung zwischen den Vektorenpaaren:

$$\hat{\mathbf{e}}_{\text{lin } x} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{\mathbf{e}}_+ + \hat{\mathbf{e}}_-) \text{ bzw. } \hat{\mathbf{e}}_{\text{lin } y} = \frac{-i}{\sqrt{2}}(\hat{\mathbf{e}}_+ - \hat{\mathbf{e}}_-) \tag{2.5}$$

Die Streukoeffizienten lassen sich nach der physikalischen Natur der Streuung voneinander unterscheiden. Der Streuung, die mit dem Koeffizienten f_c beschrieben wird, liegt die Ladung des Atoms zugrunde. Für die Beschreibung der Streuung, die sich auf den magnetischen Effekten basiert, dienen die Koeffizienten f_{m1} und f_{m2}.

Für die Photonenfrequenz $\nu_{\text{nichtresonant}}$, die weit von der Resonanzabsorptionsfrequenz des Atoms liegt, sind die magnetischen Streukoeffizienten f_{m1}, f_{m2} ungefähr gleich 0. Aus diesem Grund hängt der Streufaktor $f(h\nu_{\text{nichtresonant}})$ lediglich von den Polarisationsvektoren $\hat{\mathbf{e}}_\mathbf{f}^*$ und $\hat{\mathbf{e}}_\mathbf{0}$ ab.

Im Photonenfrequenzbereich ν_{resonant}, der nah an der Resonanzabsorptionsfrequenz des Atoms liegt, nehmen die Streukoeffizienten f_{m1}, f_{m2} zu und leisten den wesentlichen Beitrag zum Gesamtwert des Streufaktors f. Es ist auch wichtig zu beachten, dass der Streufaktor $f(h\nu_{\text{resonant}})$ nun sowohl von den Polarisationsvektoren $\hat{\mathbf{e}}_\mathbf{f}^*$ und $\hat{\mathbf{e}}_\mathbf{0}$, als auch von der räumlichen Ausrichtung der Atommagnetisierungsachse des $\hat{\mathbf{m}}$ in Bezug auf $\hat{\mathbf{e}}_\mathbf{f}^*$ und $\hat{\mathbf{e}}_\mathbf{0}$ abhängt.

Weiter wird die Wechselwirkung mit einem magnetischkontrasten Material genauer betrachtet. Die theoretischen Grundlagen der physikalischen Prozessen, die zur Entstehung einer räumlich periodischen abwechselnden Magnetisierungsstruktur im Festkörper führen, gehören nicht zum Hauptthema dieser Arbeit und werden daher weggelassen.

Die Transmissionsgeometrie der Streuung an einer Probe mit der perpendikulären Ausrichtung der magnetischen Domänen ist in der Abb. 1 dargestellt.

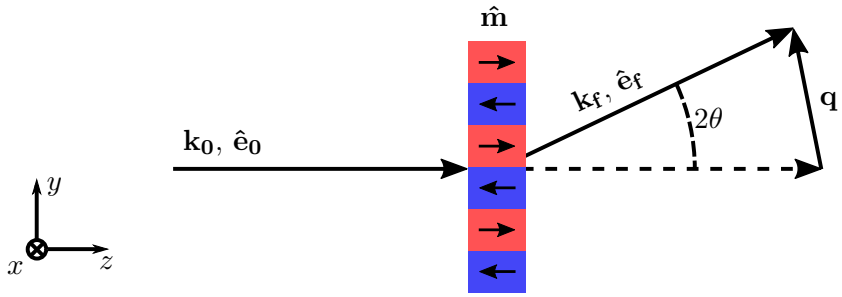

Abbildung 1: Der einlaufende Wellenvektor $\mathbf{k_0}$ mit dem Polarisationsvektor $\hat{\mathbf{e}}_\mathbf{0}$ und der auslaufende Wellenvektor $\mathbf{k_f}$ mit dem Polarisationsvektor $\hat{\mathbf{e}}_\mathbf{f}$. Der Streuvektor $\mathbf{q}$.

Betrachtet man den Fall der zirkular polarisierten ein- und auslaufenden Strahlung, ergibt sich aus den Gleichungen (2.1) und (2.3) die Beziehung

$$f_\pm(h\nu) = f_c \mp \mathbf{k_0}\hat{\mathbf{m}} f_{m1} \tag{2.6}$$

Nach der *Bornsche Näherung* lässt sich die Intensität der Streuung I an den N-Atomen als die Summe der Streuung an jedem n-ten Atom darstellen. Die Streuung am n-ten Atom wird als Produkt dessen Streufaktors mit dem Streuufaktor $f_\pm^n$ mit dem Term $e^{i\mathbf{q}\mathbf{r_n}}$ definiert, wobei $\mathbf{q}$ - der Streuvektor ist.

$$I_\pm \propto \left| \sum_n^N f_\pm^n e^{i\mathbf{q}\mathbf{r_n}} \right|^2 \propto^{(2.6)} \left| \sum_n^N (f_c^n \mp \mathbf{k_0}\hat{\mathbf{m}}^n f_{m1}^n) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r_n}} \right|^2 \tag{2.7}$$

Mit der Substitution

$$\begin{cases} F_c &= \sum_n^N f_c^n e^{i\mathbf{q}\mathbf{r_n}} \\ F_m &= \sum_n^N \mathbf{k_0}\hat{\mathbf{m}}^n f_{m1}^n e^{i\mathbf{q}\mathbf{r_n}} \end{cases} \tag{2.8}$$

lässt sich die Gleichung (2.7) wie folgt umschreiben

$$I_{\pm} \propto |F_c \mp F_m|^2 = |F_c|^2 \mp 2\mathrm{Re}(F_c^* F_m) + |F_m|^2 \,, \tag{2.9}$$

wobei $\mathrm{Re}(z)$ - der reelle Teil der komplexen Größe ist. Nach der Gleichung (2.5) kann die Intensität der Streuung des linear polarisierten Lichtes $I_{\mathrm{lin}\ x}$ als die Summe

$$I_{\mathrm{lin}\ x} \propto I_+ + I_- \propto |F_c|^2 + |F_m|^2 \tag{2.10}$$

bestimmt werden, wobei die Mischterme $\pm 2\mathrm{Re}(F_c^* F_m)$ einander ausgleichen. Der Summand $|F_m|^2$ kann in Hinblick auf die Gleichungen (2.8) und (2.2) umgeschrieben werden

$$|F_m|^2 = \left| \sum_n^N \mathbf{k_0}\hat{\mathbf{m}}^n \left[(f_{m1,1}^n)^2 + (f_{m1,2}^n)^2 \right] e^{i\mathbf{q}\mathbf{r_n}} \right|^2 \tag{2.11}$$

und im Falle der Resonanzbedingungen, die nur für ein Element auftreten ($f_{m1}^n = \mathrm{konst}\ \forall n \in N$), weiter vereinfacht werden. Also ergibt sich die folgende Beziehung

$$|F_m|^2 = (f_{m1,1}^2 + f_{m1,2}^2) S_m(\mathbf{q}), \tag{2.12}$$

wobei $S_m(\mathbf{q})$ - die Fourier-Transformierte magnetische Topographie der Probe ist. D.h., dass die Intensität

$$I_{\mathrm{lin}\ x} \propto |F_c|^2 + \left(f_{m1,1}^2 + f_{m1,2}^2\right) S_m(\mathbf{q}) \tag{2.13}$$

Betrachtet werden die Photonenenergien der L_3-Absorptionslinie $h\nu_{\mathrm{Fe,\ L3}} = 706{,}97\,\mathrm{eV}$ von Fe und M_5-Absorptionslinie $h\nu_{\mathrm{Gd,\ M5}} = 1184{,}79\,\mathrm{eV}$ von Gd. Eine wichtige Tatsache, dass die zu betrachtenden Resonanzenergien $h\nu_{\mathrm{Fe,\ L3}}$ und $h\nu_{\mathrm{Gd,\ M5}}$ sehr weit voneinander liegen, lässt die Energien separat behandeln und die Gleichung (2.13) für die Photonenenergien unabhängig voneinander benutzen.

Der Betrag des ersten Summanden $|F_c|^2$ ist wesentlich höher als die Summe $(f_{m1,1}^2 + f_{m1,2}^2)$ sowohl für Fe [1, Abb. 7], als auch für Gd [2, Abb. 5]. Der bleibt allerdings konstant, wobei der zweite Summand durch den Faktor $S_m(\mathbf{q})$ erhöht werden kann. Um dies Verfahren geht es im nächsten Abschnitt.

2.1 magnetisch hochkontraste mehrschichtige Systeme

Die starke perpendikulare magnetische Anisotropie, wodurch der höhere Wert von $S_m(\mathbf{q})$ erreicht wird, kann bei mehrschichtigen Systemen getroffen werden, die aus abwechselnden ferro- und antiferromagnetischen Beschichtungen bestehen. Typischerweise werden die Elementenpaare von Co/Pt oder Fe/Gd benutzt.

Die Gesamtenergie eines mehrschichtigen Systems ist als die Summe von der Energie der magnetischen Austauschwechselwirkung, Domänenwand-Energie und Energie der magnetischen Anisotropie [3], [4, Kap. 3.2] darzustellen. Solche Systeme haben typischerweise mehrere metastabile Zustände. Die Bildung eines bestimmten Systemzustandes hängt von mehreren inneren und äußeren Faktoren ab. Zu denen gehören die Schichtenzahl, die Temperatur, die Stärke und zeitliche Dynamik externes Magnetfeldes, das angelegt wird oder bereits angelegt wurde.

Die Austauschwechselwirkung zwischen den benachbarten Schichten kann ferromagnetisch (FM) oder antiferromagnetisch (AM) stattfinden.

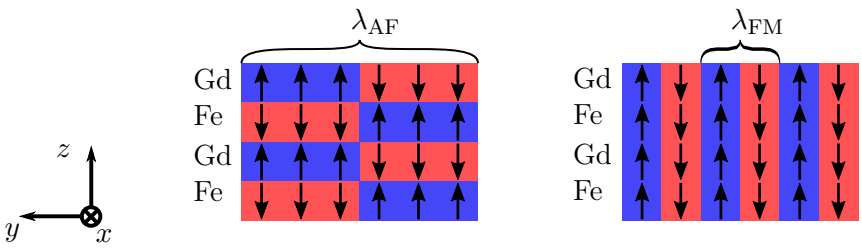

Abbildung 2: Caption

Im Falle

Die gewünschte hohe perpendikulare magnetische Anisotropie is

2.2 Probenvorbereitung

Zwecks der Kontrastoptimierung wurden zwei mehrschichtigen Proben im Rahmen der Vorbereitung zum Experiment hergestellt. Mithilfe des Programmpakets „*udkm1Dsim*“ [5] wird die optimale Dicke bzw. Wiederholungszahl N von [Fe(0,41 nm)/Gd(0,45 nm)] Doppelschicht in einer Probe bei den Photonenenergien $h\nu_1$ und $h\nu_2$ gesucht. Die Wahl dieser zwei Elementen wird später im Kapitel 3 motiviert. Die Werte von Koeffizienten $f_{m1,1}$ und $f_{m1,2}$ von Fe und Gd wurden jeweils aus [6, Abb. 4] und [7, Abb. 2] abgeleitet.

Mit dem Programmpaket werden die Transmissionen T_+ und T_- fürs rechts und links polarisierte Licht berechnet. Die durchschnittliche Transmission

$$\bar{\mathrm{T}} = \frac{\mathrm{T}_+ + \mathrm{T}_-}{2} \tag{2.14}$$

wird ermittelt und zur Berechnung der Gütezahl der Streuungsintesität

$$\mathrm{TP}^2 = \bar{\mathrm{T}} \cdot \left(\frac{\mathrm{T}_+ - \mathrm{T}_-}{\bar{\mathrm{T}}} \right)^2 \tag{2.15}$$

verwendet. Die größere Gütezahl TP^2 entspricht der höheren Streuungsintensität und muss deswegen maximiert werden. Die verfügbare Herstellungstechnologie von mehrschichtigen Systemen limitiert die maximale Schichtenzahl einer Probe. Ohne allzu große technische Herausforderungen könnte eine Probe mit 200 Wiederholungen erstellt werden. Aus diesem Grund werden die Maxima im Bereich der Wiederholungszahl N von 1 bis 200 gesucht.

In der Abb. 3 sind die Rechenergebnisse aufgetragen. Die Extrema der Gütezahl TP^2 liegen bei den Werten $N_1 = 52$ bzw. $N_2 = 72$ für die Photonenenergien $h\nu_2 = 1184{,}79\,\mathrm{eV}$ bzw. $h\nu_1 = 706{,}97\,\mathrm{eV}$. Außerdem ist es wichtig, dass dass der absolute Betrag des Gütezahlmaximums TP^2 bei der Photonenenrgie $h\nu_2 = 1184{,}79\,\mathrm{eV}$ ca. zwei mal so groß als bei der Photonenenrgie $h\nu_1 = 706{,}97\,\mathrm{eV}$ ist. Diese Tatsache bezeichnet die Photonenenergie $h\nu_2$ als die bevorzugte zur Durchführung der Streuexperimente.

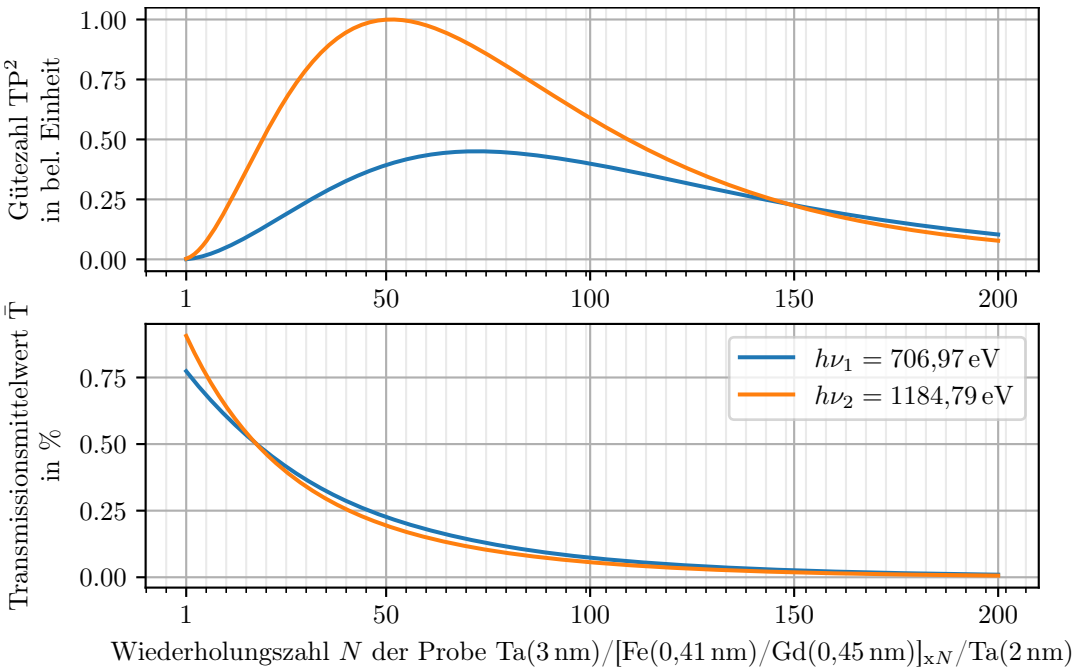

Abbildung 3: Die Abhängigkeit des Transmissionsmittelwertes $\bar{\mathrm{T}}$ (orange Linien) und der Gütezahl TP^2 (blaue Linien) einer Probe ist in Bezug auf Wiederholungszahl N abgebildet. Die Maxima der Gütezahl TP^2 werden bei der Wert $N = 52$ für die Photonenenergie $h\nu_2 = 1184{,}79\,\mathrm{eV}$ (blaue Linie) bzw. bei der Wert $N = 72$ für die Photonenenergie $h\nu_2 = 706{,}97\,\mathrm{eV}$ (orange Linie) erreicht.

Als Schlussfolge werden insgesamt zwei Proben hergestellt: Die erste Probe, die weiter unter dem Namen **DS211221** bezeichnet wird, besteht aus 61 Schichten Fe(0,41 nm)/Gd(0,45 nm) mit einer Basis-Schicht (seed-layer) aus Ta(3 nm) und einer Deckschicht aus Ta(2 nm). Die Wiederholungszahl $\bar{N} = 61$ wurde als Mittelwert zwischen den Werten $N_1 = 52$ und $N_2 = 72$ genommen, um nur eine Probe herzustellen und dem zufolge die hochwertigen Materialien und die Produktionszeit zu sparen.

Die zweite zu produzierende Probe, die weiter unter dem Namen **DS220126** bezeichnet wird, besteht aus 116 Schichten Fe(0,41 nm)/Gd(0,45 nm) mit einer Basis-Schicht (seed-layer) aus Ta(3 nm) und einer Deckschicht aus Ta(2 nm). Für die Wahl der Wiederholungszahl $N = 116$ wurde [8, Abschnitt „Sample Preparation“] als Referenz genommen.

2.3 Probenauswertung

Der Gleichung (2.13) nach spielt der Wert $S(\mathbf{q})$ eine wichtige Rolle. Je kleiner die Periodizität der Domänenstruktur einer Probe ist, desto größer wird der der Wert $S(\mathbf{q})$. Eines der Messgeräten, das die magnetische Topographie des Materials abbilden lässt, ist ein Magnetkraftmikroskop (MFM, *engl. magnetic force microscope*). Die mit dem MFM gemachten Aufnahmen sind in der Abbildung 4 dargestellt.

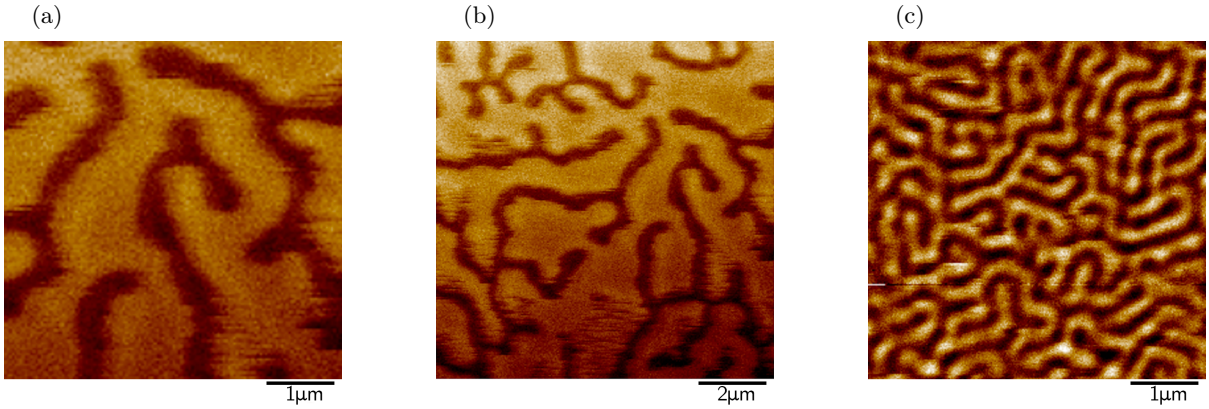

Abbildung 4: Die aufgenommenen Domäne von der Probe (a) **DS211221** und (b) **DS220126**. Aufgenommen mit dem Bruker Dimension Icon® Rastermikroskop im MFM Modus. Den kleineren Werten des senkrecht ausgerichteten Anteils der Magnetisierung $\hat{\mathbf{m}}$ entsprechen die dunkleren Farben. Den größeren Werten - die helleren. Die Farbskala kann nicht in die absoluten physikalischen Werte umgerechnet werden. Aus diesem Grund sind die Magnetisierungsstärken verschiedener Proben miteinander nicht zu vergleichen.

Es ist leicht zu sehen, dass die Domänengröße der Probe **DS211221** in der Abb. 4a wesentlich größer als die Domänengröße der Probe **DS220126** in der Abb. 4c ist.

Aus diesem Grund wurde die Probe **DS220126** in dem weiteren Verlauf des Experiments verwendet.

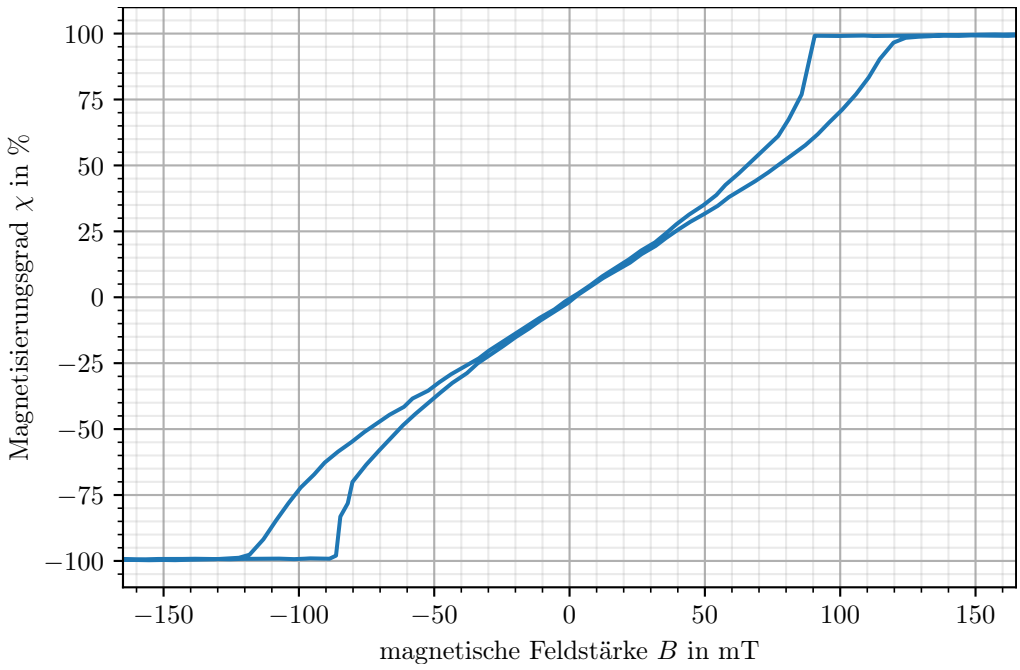

Abbildung 5: Die Hysteresekurve von der Probe **DS220126**. Aufgenommen mit dem selbskonstruirten Messgerät, das sich auf dem magnetooptischer Kerr-Effekt (MOKE) basiert. Das magnetische Feld B wird senkrecht zu der Probenfläche angelegt (in Plane).

3 Laser-getriebenes Instrument für resonante Streuung mit weichen Röntgenstrahlen

Als die Quelle der weichen Röntgenstrahlung in den weiteren Experimenten dient die Laser getriebene Plasma-Röntgenquelle (PXS, *engl. „plasma x-ray source“*) [9]. Deren Funktionsprinzip liegt die Emission von Wolfram im weichen Röntgenbereich zugrunde, die durch hochenergetische Laserpulsen getrieben wird [10]. Das Spektrum von PXS wurde mit einem kaliebrierten Spektrometer vermessen und ist in der Abbildung 6 zu sehen.

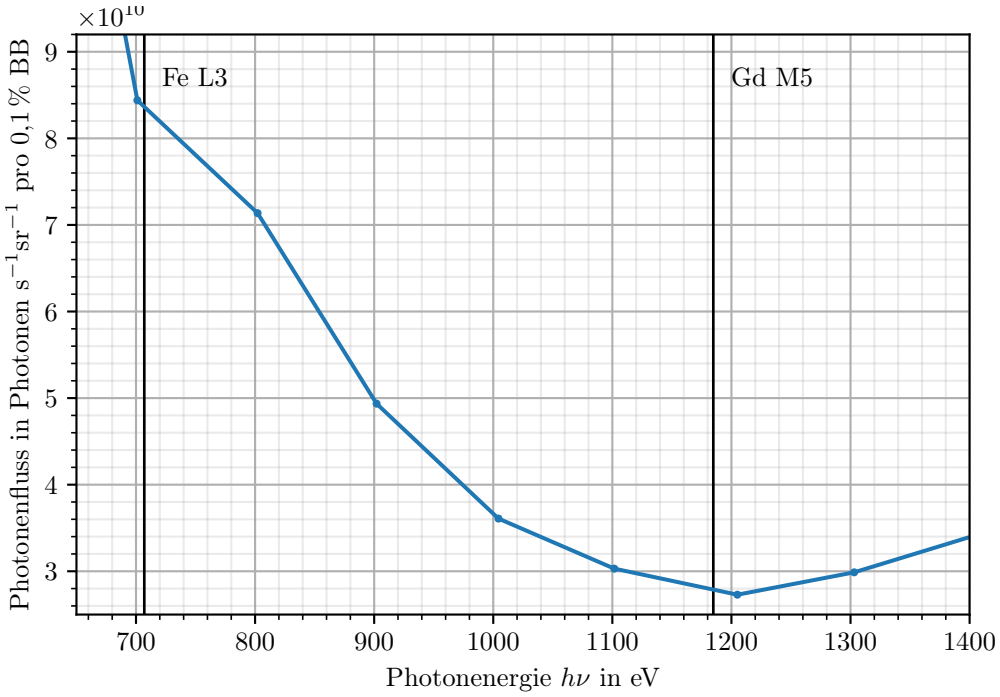

Abbildung 6: BB - Bandbreite

Der Strahl kann mithilfe der Reflexionszonenplatten (RZP, *engl. „refection zone plate“*) fokussiert werden. Zur Verfügung stehen nämlich die zwei RZP, die für die Frequenzen Fe und Gd konstruiert wurden.

Die zu untersuchende mehrschichtige Probe (s. Abschnitt 2), wie bereits erwähnt wurde, besteht aus Gd und Fe. Mithilfe der RZP wird die Energie der M5 Gd-Absorptionskante $E_{Gd,M5} = (1185 \pm 1)\,\mathrm{eV}$ [7, Abb. 6(a)] auf die Probe abgebildet.

Justage mit ccd ascan und maximum of signal1/signal2 bezogen auf rzp_phi

4 Der MÖNCH-Detektor

Der MÖNCH-Detektor stellt einen Detektor dar, dessen Einsatz insbesondere für die Detektion von einzelnen Photonen gut eignet. Die zur Verfügung stehenden Werte werden in Analog-Digital-Wandler Auslese (ADU, *engl. analog-digital untis*) angegeben. [11] Kurze Einletung zum MOENCH (Verweis auf Moench papers), Velgleich mit CCD, Vorteile im Sinne der Auslesezeit.... NOISE VERHALTNIS UND QUANTUM EFFICENCY

Der Detektor bildet die Intensität in ADU ab. In der Abb. 7 ist die Repsonsefunktion im Weichröntgenbereich zu sehen.

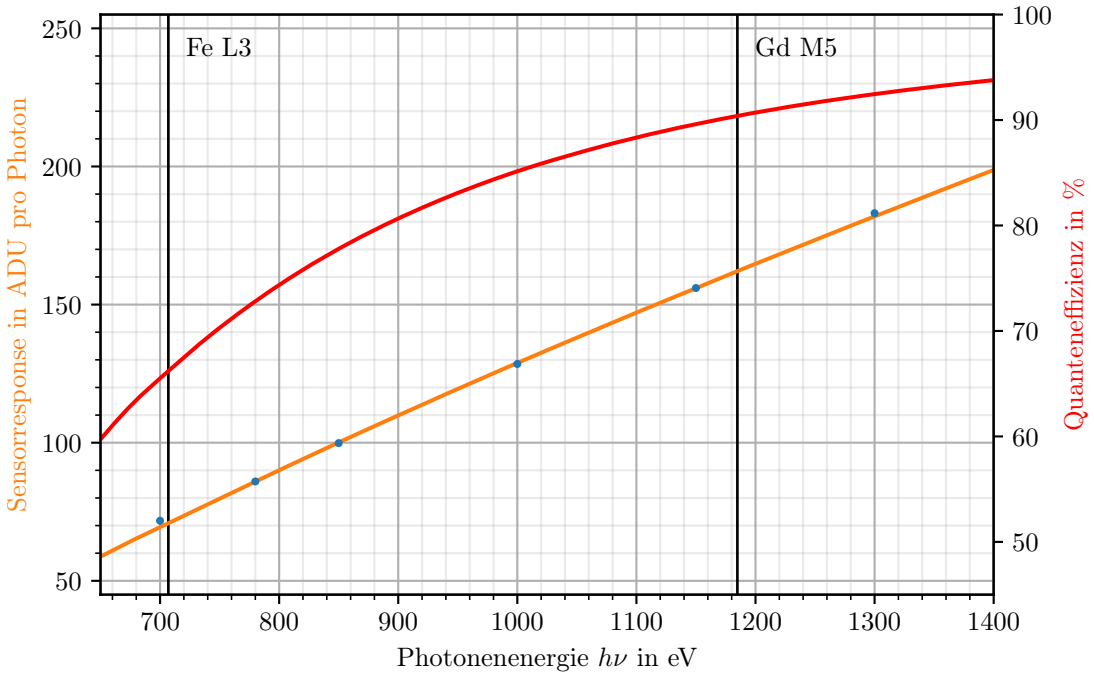

Abbildung 7: Caption

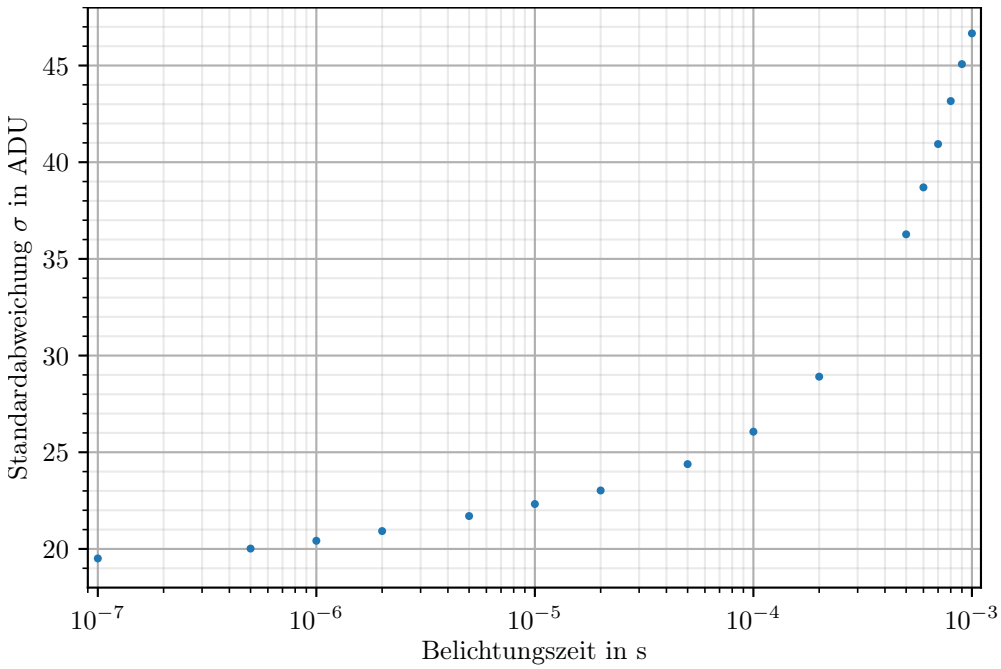

Abbildung 8: Caption

4.1 Detektionsvorgänge der einzelnen Photonen

kurze Zusammenfassung von algorithmen, vergleich mit einandner. In der Auswertung: probieren jedes Algorythmus anzuwenden und das Ergebnisse nach den bestimmten Metriken (SNR oder so was) vergleichen und sagen, welches besser sein soll...

5 Auswertung

Die Auswertung von Messdaten wird durch ihre Größe erschwert. Eine Aufnahme-Session beträgt ca. 500GB von Aufnahmen, die einzeln ausgewertet werden sollen. Aus diesem Grund ist eine hoch effizente Bibliothek mit der Parallelisierung erforderlich. Eine davon ist *dask-image* [12].

6 Zusammenfassung

Literatur

[1] Jeffrey B. Kortright. „Resonant soft X-ray and extreme ultraviolet magnetic scattering in nanostructured magnetic materials: Fundamentals and directions“. In: *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* 189 (Aug. 2013), S. 178–186. ISSN: 03682048. DOI: 10.1016/j.elspec.2013.01.019. URL: https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0368204813000212 (besucht am 29. 10. 2021).

[2] J. F. Peters u. a. „Soft x-ray resonant magneto-optical constants at the Gd ${M}_{4,5}$ and Fe ${L}_{2,3}$ edges“. In: *Physical Review B* 70.22 (15. Dez. 2004). Publisher: American Physical Society, S. 224417. DOI: 10.1103/PhysRevB.70.224417. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.70.224417 (besucht am 10. 03. 2022).

[3] Olav Hellwig u. a. „Domain structure and magnetization reversal of antiferromagnetically coupled perpendicular anisotropy films“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 319.1 (Dez. 2007), S. 13–55. ISSN: 03048853. DOI: 10.1016/j.jmmm.2007.04.035. URL: https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S030488530700649X (besucht am 11. 03. 2022).

[4] Alex Hubert und Rudolf Schäfer. *Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures.* Berlin ; New York: Springer, 1998. 696 S. ISBN: 978-3-540-64108-7.

[5] Daniel Schick. „udkm1Dsim – a Python toolbox for simulating 1D ultrafast dynamics in condensed matter“. In: *Computer Physics Communications* 266 (1. Sep. 2021), S. 108031. ISSN: 0010-4655. DOI: 10.1016/j.cpc.2021.108031. URL: https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010465521001430 (besucht am 02. 03. 2022).

[6] J. B. Kortright und Sang-Koog Kim. „Resonant magneto-optical properties of Fe near its 2 p levels: Measurement and applications“. In: *Physical Review B* 62.18 (1. Nov. 2000), S. 12216–12228. ISSN: 0163-1829, 1095-3795. DOI: 10.1103/PhysRevB.62.12216. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.62.12216 (besucht am 29. 10. 2021).

[7] J.E. Prieto u. a. „X-ray magneto-optics of lanthanide materials: principles and applications“. In: *Applied Physics A* 80.5 (Feb. 2005), S. 1021–1027. ISSN: 0947-8396, 1432-0630. DOI: 10.1007/s00339-004-3130-z. URL: http://link.springer.com/10.1007/s00339-004-3130-z (besucht am 27. 10. 2021).

[8] Ashish Tripathi u. a. „Dichroic coherent diffractive imaging“. In: *Proceedings of the National Academy of Sciences* 108.33 (16. Aug. 2011). Publisher: National Academy of Sciences Section: Physical Sciences, S. 13393–13398. ISSN: 0027-8424, 1091-6490. DOI: 10.1073/pnas.1104304108. URL: https://www.pnas.org/content/108/33/13393 (besucht am 25. 10. 2021).

[9] Daniel Schick u. a. „Laser-driven resonant magnetic soft-x-ray scattering for probing ultrafast antiferromagnetic and structural dynamics“. In: *Optica* 8.9 (20. Sep. 2021). Publisher: Optica Publishing Group, S. 1237–1242. ISSN: 2334-2536. DOI: 10.1364/OPTICA.435522. URL: https://opg.optica.org/optica/abstract.cfm?uri=optica-8-9-1237 (besucht am 21. 02. 2022).

[10] Ioanna Mantouvalou u. a. „High average power, highly brilliant laser-produced plasma source for soft X-ray spectroscopy“. In: *Review of Scientific Instruments* 86.3 (März 2015), S. 035116. ISSN: 0034-6748, 1089-7623. DOI: 10.1063/1.4916193. URL: http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4916193 (besucht am 24. 10. 2021).

[11] A. Bergamaschi u. a. „The MÖNCH Detector for Soft X-ray, High-Resolution, and Energy Resolved Applications“. In: *Synchrotron Radiation News* 31.6 (2. Nov. 2018), S. 11–15. ISSN: 0894-0886, 1931-7344. DOI: 10.1080/08940886.2018.1528428. URL: https://www.tandfonline.com/doi/full/10.1080/08940886.2018.1528428 (besucht am 28. 02. 2022).

[12] Dask Development Team. *Dask: Library for dynamic task scheduling*. 2016. URL: https://dask.org.

Danksagung

Bastian Pfau, Dieter Engel, Martin Borchert, Daniel Schick, Roman Lunin, Rostislaw Baryschnikow