
**Ultrakurze Magnetfeldpulse zur
Anregung der Magnetisierungsdynamik
in dünnen Eisenschichten**

Diplomarbeit

vorgelegt von
Zhao Wang

aus
Hubei

angefertigt im
**IV. Physikalischen Institut (Institut für Halbleiterphysik)
der Georg-August-Universität zu Göttingen**



2007

INHALTVERZEICHNIS

Kapitel I Einleitung.....	7
Kapitel II Photoleitungsschalter	11
2.1 Einleitung	11
2.2 Theoretischen Grundlagen des Photoleitungsschalters.....	12
2.2.1 Funktionsprinzip des Photoleitungsschalters	12
2.2.2 Eigenschaften von LT-GaAs	14
2.2.3 Charakterisierung der elektrischen Pulse.....	18
2.2.4 Magnetfeld des Schalter.....	21
2.3 Experimentelles	27
2.3.1 Herstellung des Photoleitungsschalters.....	27
2.3.2 Messaufbau	28
2.4 Ergebnis.....	30
2.4.1 LT-GaAs.....	30
2.4.2 Gleichstrommessungen	31
2.4.3 Autokorrelationsmessung	33
2.4.4 Amplitude des elektrischen Pulses und des induzierten Magnetfeldes	36
Kapitel III Magnetisierungsdynamik	39
3.1 Einleitung	39
3.2 Theorie.....	40
3.2.1 Grundlagen der Magnetooptik	40
3.2.2 Grundlagen der Magnetisierungsdynamik.....	48
3.3 Experimentelles	60
3.3.1 Lasersystem.....	60

Inhaltverzeichnis

3.3.2	Messaufbau.....	61
3.3.3	Elektronenstrahl-Lithographie.....	63
3.3.4	Interpretation und Beschreibung des Experiments.....	64
3.4	Experimentelle Ergebnisse.....	68
3.4.1	Magnetisierungsdynamik mit Photoleitungsschalter	68
3.4.2	Dämpfungsparameter α	72
3.5	Diskussion	75
Kapitel IV Zusammenfassung		77
4.1	Ausblick.....	78
Anhang		79
Literaturverzeichnis		83

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

<i>Abb. 2.1 Schematische Darstellung eines Photoleitungsschalters.....</i>	12
<i>Abb. 2.2 Modell für die Dynamik photogenerierte Ladungsträgerpopulationen in LT-GaAs.</i>	15
<i>Abb. 2.3 Das Schottkybarrierenmodell für Halbleitermaterial.....</i>	16
<i>Abb. 2.4 Banddiagramm eines Metall/LT-GaAs Kontaktes mit effektiver Barriere- höhe unter die Berücksichtigung des As_{Ga} Störstellenband. [20].</i>	17
<i>Abb. 2.5 Funktionsprinzip des Photoleitungssamplings und des elektrooptischen Samplings.</i>	20
<i>Abb. 2.6 Photoleitungssapling eines LT-GaAs Photoleitungsschalters bei $V_1=V_2=20V$ [31].</i>	21
<i>Abb. 2.7 Koplanare Wellenleiter.</i>	22
<i>Abb. 2.8 Das Biot-Savart-Gesetz für die Leiterbahn.</i>	23
<i>Abb. 2.9 Stromverteilung einer $20nm \times 30\mu m$ Cu-Leiterbahn bei $f = 0,25THz$.</i>	25
<i>Abb. 2.10 Die Verteilung des induzierten Magnetfeldes von einem CPW bei 1A DC.</i>	26
<i>Abb. 2.11 Die Schaltergeometrie</i>	27
<i>Abb. 2.12 Ein auf den Probenhalter gebondeter Gapschalter.</i>	28
<i>Abb. 2.13 Schematische Messaufbau der Autokorrelationsmessung [11].</i>	29
<i>Abb. 2.14 Zeitaufgelöste Reflektivitätsmessung des LT-GaAs bei einer Wellen- länge von $\sim 800nm$ und einer Wiederholungsrate von 250kHz.</i>	30
<i>Abb. 2.15 UI-Kennlinien von a) Gapschalter und b) Fingerschalter bei 1-17mW mittlerer Laserleistung.</i>	32
<i>Abb. 2.16 Photostrom gegen mittlere Laserleistung bei $U=3V$ (entnommen aus [11]).</i>	33
<i>Abb. 2.17 Autokorrelationssignal des Gapschalters bei einer Laserleistung von $2 \times 4mW$ und einer Spannung von 2,25V.....</i>	34
<i>Abb. 2.18 Autokorrelationssignal, angepasst mit einer doppel-exponentiellen Ab- fallfunktion (2.19).</i>	35
<i>Abb. 2.19 UI-Kennlinien eines Gapschalters.</i>	37
<i>Abb. 3.1 Schematische Darstellung der Polarisationsellipse.</i>	41
<i>Abb. 3.2 Verschiedenen MOKE-Geometrie</i>	43

Abbildungsverzeichnis

<i>Abb. 3.3 Schematische Darstellung für links- und rechts polarisiertes Licht bei longitudinalem MOKE</i>	44
<i>Abb. 3.4 Schematischer MOKE-Aufbau</i>	45
<i>Abb. 3.5 Darstellung des Polarisationszustandes bei $t=0, T/4, T/2, 3T/4$</i>	46
<i>Abb. 3.6 Schematische Darstellung von \vec{M} und \vec{H}_{ext} in einem kristallinen dünnen Film</i>	51
<i>Abb. 3.7 Schematische Darstellung der Präzessionsbewegung nach dem Makrospinmodell</i>	55
<i>Abb. 3.8 Darstellung der Spinwellen</i>	57
<i>Abb. 3.9 Darstellung des kompletten Lasersystems</i>	61
<i>Abb. 3.10 TRMOKE-Aufbau</i>	62
<i>Abb. 3.11 Mikroskopaufnahme des Streifens auf der Leiterbahn</i>	63
<i>Abb. 3.12 Beschreibung des Experiments durch Makrospinmodell</i>	64
<i>Abb. 3.13 Signale der zeitaufgelösten Messungen mit einem Photoleitungsschalter</i>	66
<i>Abb. 3.14 Hysterese des $25 \times 200 \mu\text{m}^2$ Streifens</i>	68
<i>Abb. 3.15 Longitudinale TRMOKE-Signale des Eisenstreifens mit $H_{stat} = 30\text{mT}$, $H_{puls} = 100\text{mT}$ und $\tau_{puls} = 5\text{ps}$ bei 28V und 0V</i>	69
<i>Abb. 3.16 Das Messsignal im Vergleich zu einer Computersimulation mit OOMMF</i>	70
<i>Abb. 3.17 TRMOKE-Signal bei $0, 28\text{V}$ und 60V</i>	71
<i>Abb. 3.18 Messergebnisse aus dem all-optical Pump-Probe-Experiment an einem 30nm dicke Eisenfilm auf Si-Substrat/$5\text{nmTi}/20\text{nmAl}/5\text{nmMgO}$</i>	73
<i>Abb. 3.19 Präzessionsfrequenz $\nu(H_{ext})$</i>	74
<i>Abb. 3.20 Der Dämpfungsparameter $\alpha(H_{ext})$</i>	75

Kapitel I

Einleitung

Seit der Herstellung des ersten magnetischen Speichers bei IBM im Jahr 1954, spielt dieser eine immer wichtigere Rolle in der Computertechnologie. Seit den 1990er Jahren wird eine neue Art von magnetischen Speichern, das Magnetoresistive Random Access Memory (MRAM) entwickelt. Der Vorteil der MRAM-Technik ist die nichtflüchtige Speicherung der Daten auf den Chips, die auch noch nach dem Abschalten der Energieversorgung erhalten bleiben. Die Informationen werden als magnetisches Feld anstatt eines elektrischen Widerstandes von bestimmten Materialien gespeichert. Der Giant Magnetoresistance (GMR) und der Tunneling Magnetoresistance (TMR) werden für die Entwicklung der MRAMs favorisiert. Die Schreib- sowie Lesegeschwindigkeit solcher Speicher sind durch die Schaltzeit und Messzeit des Speicherelements begrenzt und hängen von den dynamischen Eigenschaften des Speicherelements ab.

In den letzten Jahren hat sich das Forschungsgebiet der Magnetisierungsdynamik sehr schnell entwickelt und mit ihm eine Reihe von Untersuchungstechniken. Um eine zeit- und orts aufgelöste Messung der Magnetisierung durchzuführen, werden z. B. Time Resolved Magneto-optic Kerr Effect (TRMOKE) [1], Time Resolved Magnetic Second Harmonic Generation (TRMSHG) [2], Time Resolved Photoemission Electron Microscopy (TRPEEM) [3] und Time Resolved Magnetic Transmission X-ray Microscopy (TRMTXM) [4] Techniken verwendet. Neben diesen Messtechniken kommen noch verschiedene Techniken zur Anregung der Magnetisierungsdynamik hinzu. Diese kann mit kurzen Laserpulsen [5], kurzen Magnetfeldpulsen aus elektrischen Puls [6] bzw. Mikrowellen oder Elektronenstrahlen aus Teilchenbeschleunigern [7] angeregt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wird das dynamische Verhalten der Magnetisierung von ferromagnetischen dünnen Schichten untersucht. Zur Anregung der dynamischen

Kapitel I Einleitung

Prozesse wird ein Photoleitungsschalter aus bei niedriger Temperatur gewachsenem GaAs verwendet. Ein ultraschneller Magnetfeldpuls von einigen wenigen Pikosekunden wird durch die Beleuchtung der Lücke eines Photoleitungsschalters mit einem Femtosekunden-Laserpuls induziert. Dieser Puls ruft die Präzession der Magnetisierung aus. Mithilfe des zeitaufgelösten magnetooptischen Kerreffekts (TRMOKE) wird die Präzession bis zu 1ns nach dem induzierten Puls gemessen und analysiert.

Die vorliegende Arbeit ist in drei Teile gegliedert.

In Kapitel II wird der Aufbau und die Funktionsweise der Photoleitungsschalter beschrieben. Zunächst werden das Funktionsprinzip des Photoleitungsschalters und die Eigenschaft für die dem Photoleitungsschalter verwendeten Halbleitermaterials LT-GaAs erläutert. Danach wird die Charakterisierungsmethode für den elektrischen Puls vorgestellt, das Modell der Autokorrelationsmessung. Schließlich erfolgt eine Diskussion des durch den elektrischen Puls induzierten Magnetfeldes. Nach einer Vorstellung der Probenherstellung und des Autokorrelationsaufbaus werden die Messergebnisse diskutiert. Die Ladungsträgerlebenszeit des LT-GaAs wird durch eine Reflektivitätsmessungen abgeschätzt. Durch die Gleichstrommessung wird die Nichtlinearität des Photostroms in Abhängigkeit von der Beleuchtungsleistung festgestellt. Schließlich wird die Pulslänge aus den Autokorrelationsmessungen bestimmt und weiter für die Abschätzung der Magnetfelder eingesetzt.

Kapitel III befasst sich mit der Magnetisierungsdynamik. Die theoretischen Grundlagen des magnetooptischen Kerreffekts (MOKE) werden zunächst in dem Theorieteil dieses Kapitels erläutert. Die Grundgleichung der Magnetisierungsdynamik, die Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung (LLG) wird hergeleitet. Anhand dieser Gleichung wird die Präzessionsfrequenz und der Dämpfungsparameter α des Kittelmodells, in dem nur die uniforme Mode der Spinwellen auftaucht, bestimmt. Danach folgt eine Beschreibung des in dieser Arbeit verwendeten Lasersystems, des Messaufbaus für die Magnetisierungsdynamikmessungen sowie eine Erläuterung der Elektronstrahlolithographie, die zur Herstellung der magnetischen Struktur angewendet wurde. Eine Interpretation der experimentellen Methode schließt sich dem an. Im letzten Teil dieses Kapitels werden die Messergebnisse aus dem zeitaufgelösten MOKE-Experiment vorgestellt. Es findet eine Gegenüberstellung

Kapitel I Einleitung

der Ergebnisse aus dem Experiment mit Anregung über einen Photoleitungsschalter und der aus einem all-optical Pump-Probe-Experiment.

Im letzten Kapitel werden eine Zusammenfassung über die gesamte Arbeit sowie ein Ausblick auf zukünftige Messungen gegeben.

In Anhang befinden sich noch zusätzlich Angaben über die Probenpräparation mithilfe der optischen Lithographie und Elektronstrahlolithographie sowie ein in Mathematica verfasstes Programm, das die Größenordnung des induzierten Magnetfeldes aus der Stromdichteverteilung berechnet.

Kapitel I Einleitung

Kapitel II

Photoleitungsschalter

2.1 Einleitung

Unter dem Begriff „Photoleitungsschalter“ versteht man eine Metall-Halbleiter-Metall-Diode (MSM). Durch Beleuchtung der Halbleiterfläche mit fs Laserpulsen werden elektrische Pulse generiert. D. H. Auston hat im Jahr 1975 zum ersten Mal vorgeschlagen Photoleitungsschalter dieser Art aufzubauen, um dynamische Prozesse zu untersuchen [8]. Um sehr kurze elektrische Pulse zu erzeugen, werden Halbleiter mit kurzen Ladungsträgerlebenszeiten als photoleitende Materialien verwendet. In dieser Arbeit werden die Photoleitungsschalter mit LT-GaAs hergestellt und weiter verwendet. Die ersten Schalter aus diesem Material wurden ende der 80er Jahre des letzten Jahrhunderts hergestellt [9]. Der hohe spezifische Widerstand und die kurze Ladungsträgerlebenszeit macht dieses Halbleitermaterial einen heißer Kandidat für die Erzeugung ultrakurzer Pulse. Pulse mit einer Dauer unterhalb von 400fs wurden bereits durch Photoleitungsschalter aus LT-GaAs realisiert [10].

In dieser Arbeit werden die oben vorgestellten Schalter als Instrument zur Erzeugung von ultrakurzen Magnetfeldpulsen verwendet. Das von den elektrischen Pulsen induzierte Magnetfeld ist verantwortlich für den Anregungsmechanismus der Magnetisierungsdynamik. Die in dieser Arbeit erreichte Länge und Stärke der magnetischen Pulse ist vergleichbar mit denen, die aus Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) von den beschleunigten Elektronen erzeugt werden [7]. Durch die Anwendung von Photoleitungsschaltern aus LT-GaAs können analoge Magnetisierungsdynamikmessungen im Labor als Tabletopexperiment durchgeführt werden.

2.2 Theoretischen Grundlagen des Photoleitungsschalters

2.2.1 Funktionsprinzip des Photoleitungsschalters

In Abb. 2.1 ist die Grundstruktur eines Photoleitungsschalters dargestellt.

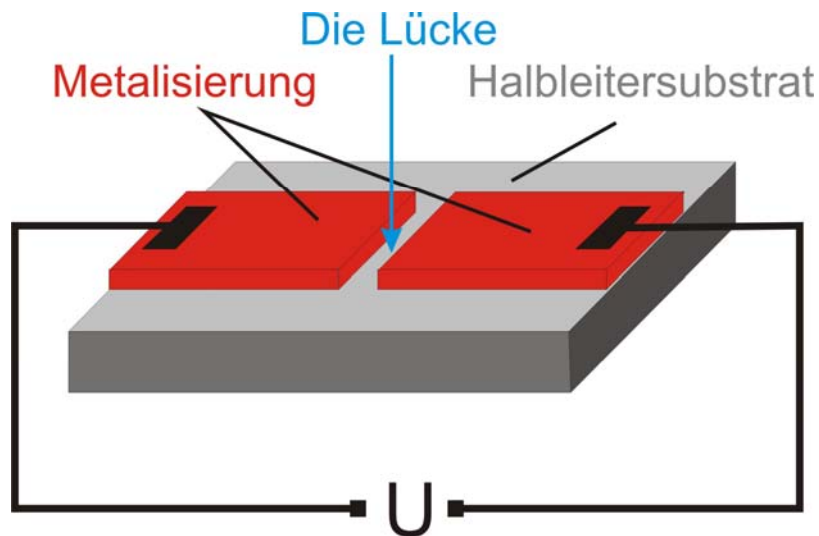


Abb. 2.1 Schematische Darstellung eines Photoleitungsschalters

Eine metallische Leiterbahn mit einer Lücke von einigen Mikrometern wird auf ein Halbleitersubstrat strukturiert. Diese metallische Leiterbahn mit der Lücke bildet eine zweidimensionale MSM-Diode. Wird eine Spannung an der Leiterbahn angelegt, fließt in unbeleuchtendem Zustand, der sogenannte Dunkelstrom durch die MSM-Diode. Oft wird ein Halbleitersubstrat mit einem großen spezifischen Widerstand verwendet, damit der Dunkelstrom so gering wie möglich bleibt. Wird die Lücke mit einem kurzen Laserpuls beleuchtet, nimmt der Strom sprunghaft zu, weil die Elektronen des Halbleitermaterials in das Leitungsband angeregt werden. Endet die Beleuchtung, kehrt der Strom wieder auf den ursprünglichen Wert zurück. D. h. der optische Puls erzeugt einen elektrischen Puls durch die vorgespannte MSM-Diode. Die Einstiegs- und Abfallsflanke des Stroms aufgrund der Laserbeleuchtung ist entscheidend für die zeitliche Länge des elektrischen Pulses, die auch als die Antwortzeit des Schalters bezeichnet wird. Die Länge des elektrischen Pulses wird hauptsächlich von vier Faktoren beeinflusst. [11, 12]

Kapitel II Photoleitungsschalter

- *Die Dauer des Laserpulses:*
Die Pulslänge von dem in dieser Arbeit verwendeten Lasersystem liegt bei 60fs (siehe Abschnitt 3.3.1). Dieser Faktor beeinflusst sowohl die Anstiegszeit als auch die Abfallszeit.
- *Die RC-Zeit des Schalters*
Die Zeit wird als eine charakteristische Entladungszeit der Lücke bezeichnet, da die metallische Leiterbahn mit der Lücke eine Kapazität besitzt. Diese Zeit ist abhängig von der Schaltergeometrie.
- *Transitzeit der Ladungsträger*
Die Elektronen benötigen eine Zeit, um aus dem Halbleitervolumen in die Leiterbahn zu erreichen. Diese Zeit wird als Transitzeit bezeichnet. Diese Zeit ist abhängig von der Beweglichkeit der Ladungsträger in dem Halbleitermaterial und der Breite der Lücke.
- *Die Lebensdauer des Ladungsträgers in dem Halbleiter*
Diese Lebensdauer entspricht der Relaxationszeit des durch Photonenergie angeregten Ladungsträgers in dem Halbleitermaterial.

Die Anstiegszeit des Pulses wird von den ersten beiden Faktoren bestimmt. In dieser Arbeit werden die Schalter mit kleiner RC-Zeit verwendet, damit die Laserpulsdauer groß gegenüber der RC-Zeit ist. Die Anstiegszeit wird daher von der Laserpulsdauer bestimmt.

Die Abfallszeit wird von allen vier Faktoren beeinflusst. Wenn die Transitzeit größer als die Laserpulsdauer und die RC-Zeit und kleiner als die Lebensdauer der Ladungsträger ist, wird die Abfallszeit von der Transitzeit bestimmt. Solche Schalter werden auch transitzeitlimitierte Schalter genannt. Da ein solcher Schalter eine sehr kleine Lückenbreite und eine hohe Sensitivität auf das äußere Magnetfeld und die angelegte Spannung hat [13, 14], haben diese eine sehr begrenzte Anwendung in Magnetisierungsdynamikexperimenten. Im Rahmen dieser Arbeit wird der sogenannte lebenszeitlimitierte Schalter verwendet. Für diesen Schaltertyp ist die Lebensdauer der Ladungsträger größer als die Laserpulsdauer und die RC-Zeit aber kleiner als die Transitzeit. Die Abfallflanke wird von der Lebensdauer der Ladungsträger bestimmt. Die vier Faktoren für den in dieser Arbeit verwendeten LT-GaAs Schalter sind in (2.1) angegeben.

$$\underbrace{\tau_{\text{Transitzeit}}}_{>100 \text{ ps}} > \underbrace{\tau_{\text{Lebensdauer}}}_{\sim 1 \text{ ps}} > \underbrace{\tau_{\text{Laserpulsdauer}}}_{\sim 60 \text{ fs}} > \underbrace{\tau_{\text{RC-Zeit}}}_{\sim 10 \text{ fs}} \quad (2.1)$$

2.2.2 Eigenschaften von LT-GaAs

▪ Herstellung von LT-GaAs

Das Halbleitermaterial GaAs sowie LT-GaAs wird in einer Molecular Beam Epitaxy Anlage (MBE) hergestellt. Das in dieser Arbeit verwendeten LT-GaAs Substrat wurde in Forschungszentrum Jülich von I. Lepsa hergestellt. Die Wachstumstemperatur für normales GaAs liegt üblicherweise bei $T_g \geq 580^\circ\text{C}$, um die Defektdichten zu senken und die Ladungsträgerbeweglichkeit zu erhöhen. Wird die Temperatur auf $200\text{-}300^\circ\text{C}$ abgesenkt, so wächst das Material unter 1,5% Arsenüberschuss mit hoher Arsen Antisite Defektkonzentration [15-17] auf. Unter dieser Bedingung gewachsenes GaAs wird LT-GaAs genannt. Aufgrund des Arsenüberschusses erhöht sich die Gitterkonstante um $\sim 0,15\%$ [16-18]. Die Arsen Antisite Defekte bilden ein tiefes, teilweise ionisiertes Niveau von Donatoren, die aus ionisierten Donatoren As_{Ga}^+ und nicht ionisierten Donatoren As_{Ga}^0 bestehen.

Wird LT-GaAs nach dem Wachstum unter einem Arsen-Fluss bei 600°C ausgeheilt, ändert sich die Art und Konzentration der Defekte. Die Konzentration der As-Defekte bzw. die As-Clusterdichte nimmt deutlich ab, während die As-Clustergröße zunimmt [19]. Die Gitterkonstante des ausgeheilten LT-GaAs geht wieder auf die Werte von normalem GaAs zurück.

▪ Die Lebenszeit der Ladungsträger

Die Lebenszeit der Ladungsträger wurde experimentell auf $100\text{fs}\text{-}400\text{fs}$ bei ausgeheiltem LT-GaAs und auf $300\text{fs}\text{-}500\text{fs}$ bei nicht ausgeheiltem LT-GaAs bestimmt [20]. Loka et al. haben ein Modell für Ladungsträgerdynamik bei Photoanregung in dem LT-GaAs entwickelt [21, 22]. Das Modell ist in Abb. 2.2 schematisch dargestellt. Die Gelben Pfeile zeigen die möglichen Anregungen der Elektronen im Valenzband und den Donatoren durch Photonenergie $h\nu$. Dieser Anregungsprozess besteht sowohl aus der einfachen Anregung der Elektronen an die Leitungsbandkante als auch aus der einfachen Anregung des As_{Ga}^0 und Doppelanregung der Valenzelektronen in höhere Zustände im Leitungsband. Aufgrund der geringeren Konzentration und Absorptionsquerschnitt des As_{Ga}^+ können die Anregung der ionisierten Donatoren vernachlässigt werden [21, 23]. Der Einfangsprozess für Elektronen aus der Leitungsbandkante bzw. höheren

Zuständen in die Donatorzustände ist durch die Lebenszeit τ_1 bzw. τ_4 gekennzeichnet. Parallel zum Einfangsprozess findet der Relaxationsprozess der

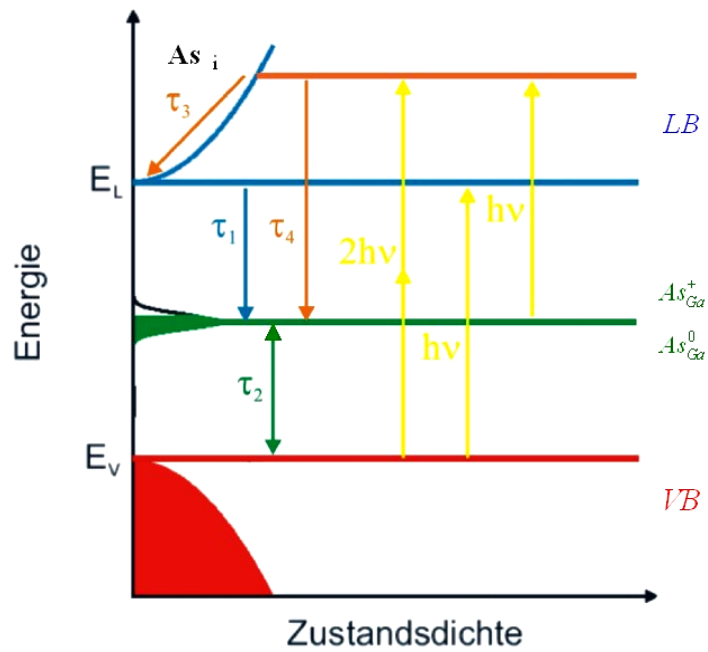


Abb. 2.2 Modell für die Dynamik photogenerierte Ladungsträgerpopulationen in LT-GaAs. Relevante Generations-, Relaxations-, Einfang- und Rekombinationsprozesse: τ_1 und τ_4 kennzeichnen die elektronische Einfangszeit und τ_3 die Relaxationszeit. τ_2 ist die charakteristische Größe für den Rekombinationsprozess in den Donatorzuständen. [22]

Elektronen und Ionen in höheren Zuständen statt. Die entsprechende Lebenszeit dafür ist τ_3 . Die eingefangenen Elektronen in den Donatorzuständen rekombinieren schließlich mit freien Löchern (τ_2). Die typischen Werte für die Zeitkonstante der Lebenszeit sind

$$\begin{aligned} \tau_1 &= 1,5 \text{ ps} & \tau_2 &= 3,0 \text{ ps} \\ \tau_3 &= 100 \text{ ps} & \tau_4 &= 0,3 \text{ ps} \end{aligned} \quad (2.2)$$

für ausgeheiltes, bei 300°C aufgewachsenes LT-GaAs. Da die Konzentration der As-Defekte in normalem GaAs mit Wachstumstemperatur $>580^\circ$ sehr gering ist, dominiert der Rekombinationsprozess der Elektronen aus der Leitungsbandkante mit freien Löchern. Die entsprechende Lebenszeit dafür liegt im ns Bereich [24]. Im LT-GaAs kann dieser Rekombinationsprozess vernachlässigt werden.

▪ Spezifischer Widerstand

Nach der Ausheilung steigt der spezifische Widerstand des LT-GaAs dramatisch an. Experimentell wurde rausgefunden, dass 10min Ausheilen bei 600°C den spezifischen Widerstand des bei 200°C aufgewachsenem LT-GaAs von $2\Omega m$ auf $2 \cdot 10^4 \Omega m$ erhöht [26]. Die Änderung um mehrere Größenordnungen lässt sich mit dem Schottkybarrierenmodell erklären (siehe Abb. 2.3). Bei dem Ausheilungsprozess unter Arsen-Fluss werden die punktförmigen Arsenedefekte auf Arseneinschlüsse umlagert. Das Volumen der von den Arseneinschlüssen entstehenden Verarmungszonen nimmt mit steigender Temperatur zu. Wird der Radius der Verarmungszone größer als der Abstand zweier Einschlüsse, überlappen die Verarmungszonen miteinander. Somit ist das Material semiisolierend.

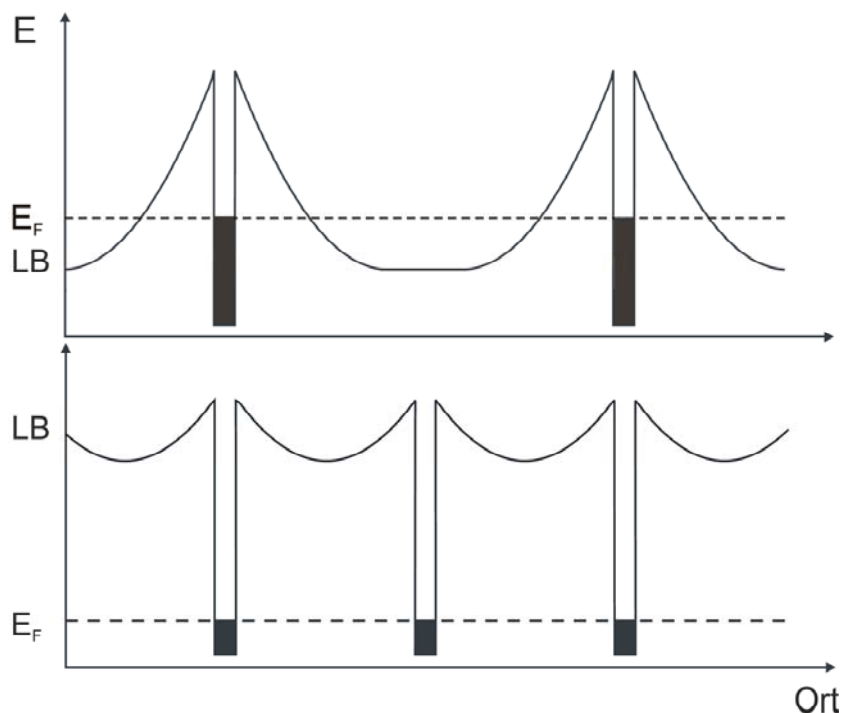


Abb. 2.3 Das Schottkybarrierenmodell für Halbleitermaterial. In der oberen Zeichnung ist die Bandstruktur für eine niedrige Arsen Clusterdichte dargestellt. Die Verarmungszonen überlappen nicht miteinander. Das Material besitzt eine relative hohe Leitfähigkeit. In dem unteren Teil überlappen die Verarmungszonen aufgrund der gestiegenen Clusterdichte. Das Fermi-niveau liegt weit unterhalb des Leitungsbands. Das Material bleibt semiisolierend. [25]

▪ Metall/LT-GaAs Kontakt

Viele Metallisierungen, wie z. B. Ti/Cu und Ti/Al, bilden mit LT-GaAs keine Schottky-Kontakte sondern ohmsche Kontakte. Dieses Phänomen wird durch As Antiside Donatorzustände im Kontaktbereich verstanden [27]. In Abb. 2.4 wird das Banddiagramm an der Kontaktstelle dargestellt. Das Störstellenband an dem Kontaktbereich ist aufgrund der Bandverbiegung unbesetzt, dagegen sind

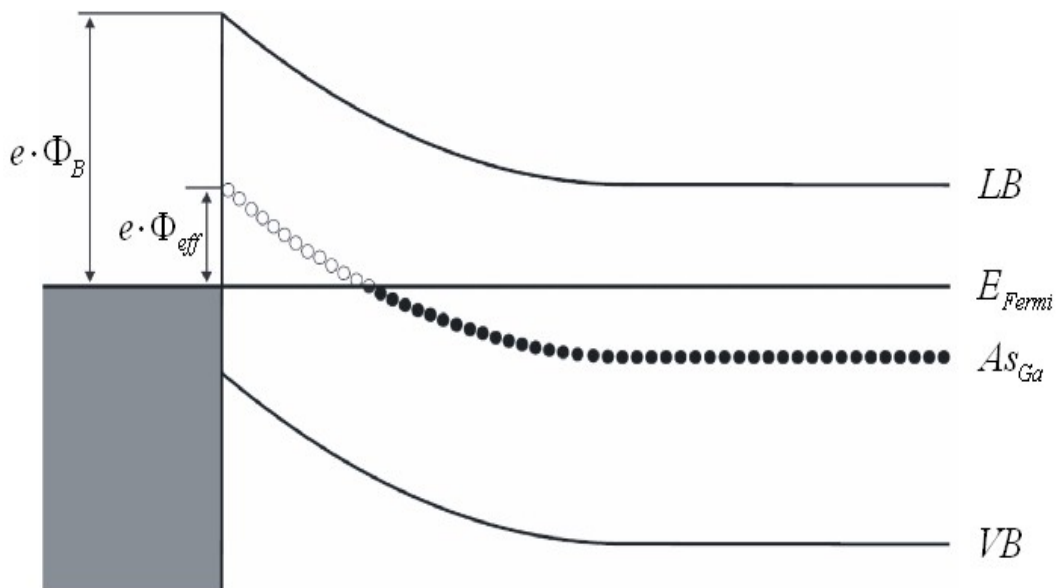


Abb. 2.4 Banddiagramm eines Metall/LT-GaAs Kontaktes mit effektiver Barrierenhöhe unter die Berücksichtigung des As_{Ga} Störstellenband. [20]

Donatorzustände außerhalb des Kontaktbereiches voll besetzt. Die Elektronen müssen nur die effektive Energiebarriere $e \cdot \Phi_{eff}$ statt der Schottky-Barriere $e \cdot \Phi_B$ überwinden, um zum Transport durch das Halbleitermaterial beizutragen. In der Umkehrrichtung können die Ladungsträger die Barriere leicht durchtunneln. Die sogenannte Hüftleitfähigkeit [28] ist verantwortlich für den Ladungstransport im LT-GaAs. Die beiden Barrierenhöhen $e \cdot \Phi_{eff} = 0,12eV$ und $e \cdot \Phi_B = 0,87eV$ wurden von H. Yamamoto experimentell bestimmt [27].

Als das Fazit kann man zusammenfassen, dass der große spezifische Widerstand und die kurze Lebenszeit der Ladungsträger das LT-GaAs zu einem heißen Kandidaten für ultraschnelle Photoleitungsschalter macht.

2.2.3 Charakterisierung der elektrischen Pulse

Die elektrischen Pulse können mit verschiedenen Methoden experimentell gemessen werden. Die Pulslänge kann z. B. durch eine Autokorrelationsmessung indirekt bestimmt werden. Oder man kann auch die Pulsform durch Photoleitungssampling bzw. elektrooptisches Sampling direkt bestimmen.

▪ **Autokorrelationsmessung**

Führt man ein Pump-Probe-Experiment auf dem Schalter durch, so kann der Photostrom als Funktion der Verzögerungszeit zwischen Pump- und Probepuls gemessen werden. Ein Rückgang des Stroms ist zu beobachten, wenn die beiden Pulse zeitlich überlappen. Das Experiment wird als Autokorrelationsmessung bezeichnet.

Die Autokorrelationsmessung kann durch das folgende Modell beschrieben werden. In dem Modell wird angenommen, dass der Photostrom nur von der Ladungsträgerdichte $n(t)$ abhängt. Die Taylorentwicklung des Photostroms ist gegeben durch

$$J_{Photo}(n(t)) = \underbrace{J_{Photo}(0)}_{=0} + n(t) \frac{dJ_{Photo}}{dn} + \frac{1}{2} n^2(t) \frac{d^2 J_{Photo}}{d^2 n} + \dots \quad (2.3)$$

Der Photostrom, der durch zwei Pulse induziert wird, lässt sich ebenfalls durch eine zweidimensionale Taylorreihe beschreiben.

$$J_{Photo}(n_1(t) + n_2(t)) = J_{Photo}(n_1(t)) + J_{Photo}(n_2(t)) + n_1(t)n_2(t) \frac{d^2 J_{Photo}}{dn^2} + \dots \quad (2.4)$$

Die höhere Ordnung der Taylorreihe wird in der folgenden Berechnung vernachlässigt. Für einen identischen Zeitverlauf der Anregungspulse ist die Zeitabhängigkeit der Ladungsträgerdichte $\hat{n}(t)$ der beiden Pulse gleich. Sind beide Pulse zeitlich um τ versetzt, dann ist die generierte Ladungsträgerdichte $n_1(t) = n_1 \hat{n}(t)$ und $n_2(t) = n_2 \hat{n}(t - \tau)$. Der zeitlich gemittelte Photostrom ergibt sich als Funktion von τ mit Integration über die zeit t .

$$J_{Photo}(\tau) = \frac{1}{T_L} \int_{-T_L/2}^{+T_L/2} J_{Photo}(n_1(t) + n_2(t)) dt = konst. + \frac{n_1 n_2}{T_L} \frac{d^2 J_{Photo}}{dn^2} \int_{-T_L/2}^{+T_L/2} \hat{n}(t) \hat{n}(t - \tau) dt \quad (2.5)$$

Kapitel II Photoleitungsschalter

Wobei T_L die Laserrepetitionrate ist. Bei Anregung mit kleiner Photoleistung ist die einfache Photoanregung dominant. So kann die Ladungsträgerdichte mit dem Dynamikmodell (siehe Abb.2.2) beschrieben werden:

$$\hat{n}(t) = \Theta(t)e^{-t/\tau_1}. \quad (2.6)$$

Da die Laserrepetitionrate sehr groß gegenüber allen anderen Zeitskalen ist, kann der Grenzwert der Integration gegen unendlich genähert werden. Zusammen mit (2.5) und (2.6) ergibt sich der Strom als:

$$J_{Photo}(\tau) = Konst. + \frac{n_1 n_2}{2} \frac{\tau_1}{T_L} \frac{d^2 J_{Photo}}{dn^2} e^{-\tau/\tau_1}. \quad (2.7)$$

Ist die Leistungsdichte groß genug, um die 2-Photonenanregung an den Elektronen zuzulassen, kann die Elektronendichte in dem höheren Zustand nicht vernachlässigt werden. Da die Relaxationszeit τ_3 groß gegenüber τ_4 ist, wird in diesem Fall die Elektronrelaxation von höheren Zuständen zur Fermikante vernachlässigt. Die Ladungsträgerdichte kann als eine doppel-exponentielle Abfallfunktion (2.8) beschrieben werden.

$$\hat{n}(t) = \Theta(t)P_1 e^{-t/\tau_1} + \Theta(t)P_2 e^{-t/\tau_2} \quad (2.8)$$

Wobei P_1 und P_2 die Anteile für einfache Photoanregung und 2-Photonenanregung sind und es gilt $P_1 + P_2 = 1$. Mit (2.5) und (2.8) lässt sich der Photostrom als Funktion der Verzögerungszeit τ beschreiben:

$$J_{Photo}(\tau) = Konst. + \frac{n_1 n_2 \tau_1}{T_L} \left(\frac{P_1^2}{2} + \frac{P_1 P_2 \tau_2}{\tau_1 + \tau_2} \right) \frac{d^2 J_{Photo}}{dn^2} e^{-\tau/\tau_1} \\ + \frac{n_1 n_2 \tau_2}{T_L} \left(\frac{P_2^2}{2} + \frac{P_1 P_2 \tau_1}{\tau_1 + \tau_2} \right) \frac{d^2 J_{Photo}}{dn^2} e^{-\tau/\tau_2}. \quad (2.9)$$

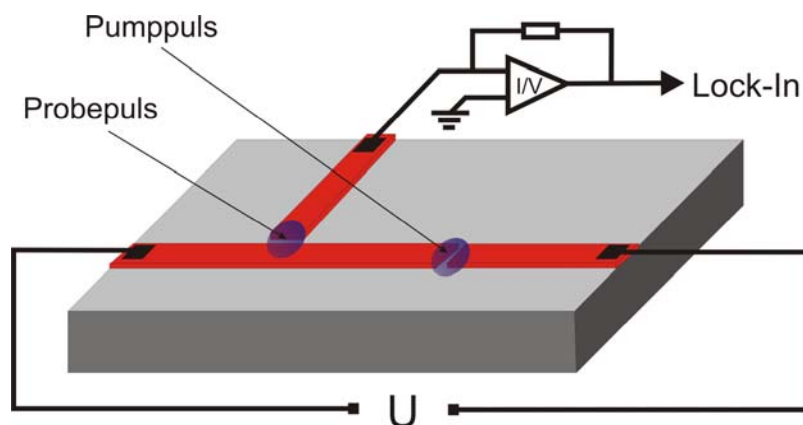
Damit ist zu erwarten, dass es bei kleiner Beleuchtungsleistung eine einfache exponentielle Abfallfunktion und bei großer Beleuchtungsleistung eine doppel-exponentielle Abfallfunktion für den Photostrom gegen die Verzögerungszeit τ gibt.

▪ Photoleitungssampling und elektrooptisches Sampling

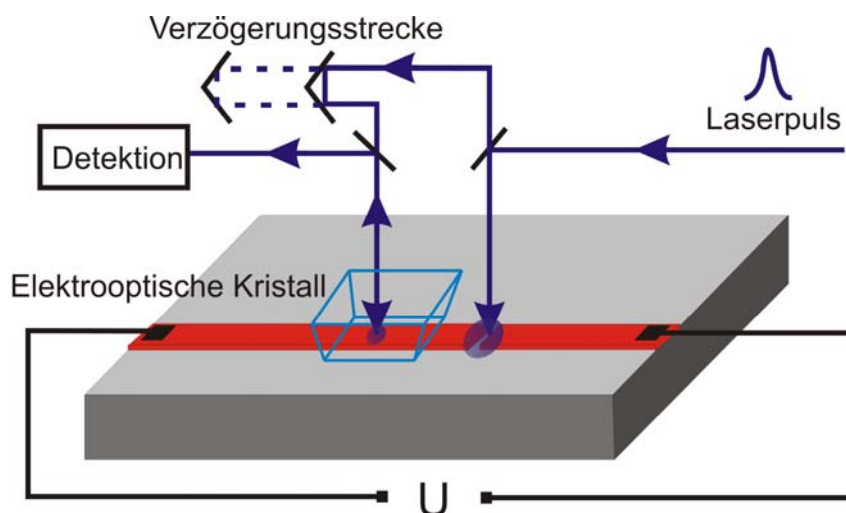
Die Methode des Photoleitungssampling wurde von D. H. Auston entwickelt. Bei dieser Messmethode wird der erzeugende elektrische Puls mit einem zweiten

Kapitel II Photoleitungsschalter

Photoleitungsschalter abgetastet (siehe Abb. 2.5a)). Ein zum Pumpimpuls verzögerter Probepuls beleuchtet einen zweiten Schalter am Seitenarm des zu untersuchenden Schalters. Ist der vom Pumpstrahl erzeugende elektrische Puls zur Lücke des Testschalters propagiert, so liegt eine Spannung am nicht vorgespannten Testschalter an, die proportional zur Amplitude des elektrischen Pulses ist [29]. Wird diese Spannung gegen die Verzögerungszeit der beiden Laserpulse gemessen, so erhält man die zeitliche Form des elektrischen Pulses.



a) Photoleitungssampling



b) Elektrooptisches Sampling

Abb. 2.5 Funktionsprinzip des Photoleitungssamplings und des elektrooptischen Samplings.

Eine weitere Methode zur Bestimmung der Pulsform ist das elektrooptische Sampling. Hier wird ein elektrooptischer Kristall (z.B. LiTaO_3) genutzt, um die

Pulsform zu bestimmen (siehe Abb. 2.5b)) [30]. Der elektrische Puls ruft im Kristall, der an der Leiterbahn etabliert wurde, aufgrund des Pockels-Effekts eine Polarisationsänderung des Probepulses hervor, die proportional zur Amplitude des elektrischen Pulses ist. Der Vorteil des elektrooptischen Samplings im Vergleich zum Photoleitungssampling liegt daran, dass das Messsignal nicht von der Geometrie eines weiteren Schalters abhängt. Ein Messergebnis des Photoleitungssampling ist in Abb. 2.6 gezeigt. Eine $2,4\text{ps}$ Antwortzeit von einem LT-GaAs Photoleitungsschalter ist in der Abbildung zu erkennen. Das in dieser Messung benutzte LT-GaAs Substrat und das in dieser Arbeit verwendete LT-GaAs wurden in derselben Arbeitsgruppe von Dr. A. Förster im Forschungszentrum Jülich hergestellt.

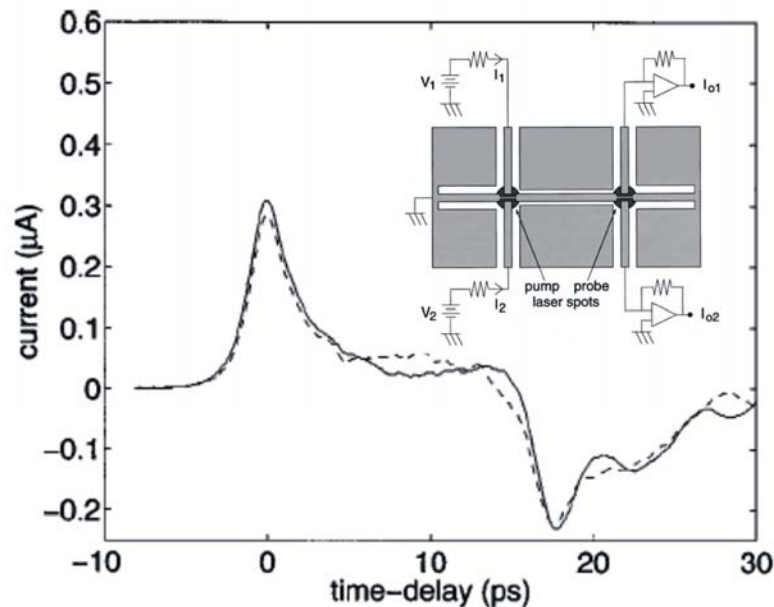


Abb. 2.6 Photoleitungssapling eines LT-GaAs Photoleitungsschalters bei $V_1=V_2=20\text{V}$ [31].

2.2.4 Magnetfeld des Schalter

Der in dieser Arbeit verwendete Photoleitungsschalter kann als ein koplanarer Wellenleiter (Coplanar waveguide=CPW) betrachtet werden. Der CPW besteht aus einer Leiterbahn zwischen zwei ausgedehnten Metallschichten (siehe Abb. 2.7a)). Die CPW haben den Vorteil einer geringeren Dispersion und eines geringeren Dämpfungsverlustes im Vergleich zu den anderen Wellenleitern.

Kapitel II Photoleitungsschalter

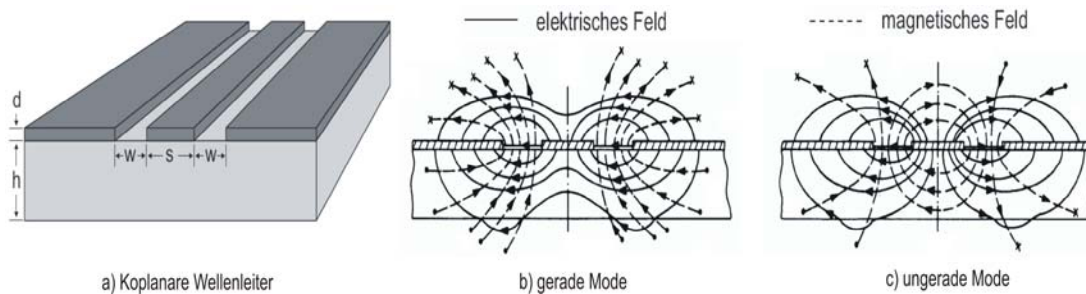


Abb. 2.7 Koplanare Wellenleiter (entnommen aus [20]).

- a) Schematische Darstellung eines koplanaren Wellenleiters.
- b) Gerade Mode des elektrischen und magnetischen Feldes um den CPW.
- c) Ungerade Mode des elektrischen und magnetischen Feldes um den CPW.

Es gibt zwei Moden für das Magnetfeld bzw. des elektrische Feld um den CPW: eine gerade Mode (Abb. 2.7b)) und ungerade Mode (Abb. 2.7c)). Die ungerade Mode besitzt eine transversale elektromagnetische (TEM) Feldstruktur und die grade Mode besitzt eine longitudinale Struktur. Aufgrund der größeren lateralen Ausdehnung der Feldverteilung besitzt die gerade Mode eine stärkere Dispersion und Dämpfung, was in dieser Arbeit möglichst vermieden werden soll. Die gerade Mode kann dadurch unterdrückt werden, dass die beiden ausgedehnten Metallschichten durch Bondverbindungen und das Setzen auf das gleiche Potential kurzgeschlossen werden.

Das durch einen elektrischen Strom induzierte Magnetfeld kann durch das Biot-Savart-Gesetz (2.10) berechnet werden.

$$\vec{B}(\vec{r}) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{I \cdot d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3} \quad (2.10)$$

wobei $d\vec{l}$ das infinitesimale Leiterelement und \vec{r} der Vektor zwischen dem Leiterelement und dem berechneten Ort ist. Für einen unendlich langen geraden Draht ergibt sich damit das Magnetfeld:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \hat{n}_l \times \hat{n}_r \quad (2.11)$$

wobei \hat{n}_l und \hat{n}_r die Normalervektoren für I und r sind. Da die Länge der Leiterbahn im allgemeinen Fall viel größer gegenüber den anderen Längenskalen ist, kann das Magnetfeld als die Integration über den Querschnitt der Leiterbahn über einen unendlich langen Draht ausgedrückt werden:

$$\vec{B}(\vec{r}) = -\frac{\mu_0}{2\pi} \int_{-s/2}^{s/2} dx' \int_{-d/2}^{d/2} \frac{i(x', y')}{|\vec{r}_{x,y} - \vec{r}'_{x',y'}|} (\vec{n}_z \times \vec{n}_{\vec{r}-\vec{r}'}) dy'. \quad (2.12)$$

s und d sind die Breite und Dicke der Leiterbahn. \vec{n}_z und $\vec{n}_{\vec{r}-\vec{r}'}$ sind die Einheitsvektoren in Richtung von z und $\vec{r} - \vec{r}'$ (siehe Abb. 2.8).

Wenn ein Wechselstrom durch die Leiterbahn fließt, verteilt sich die Stromdichte aufgrund des Skin效ekts nicht gleichmäßig innerhalb der Leiterbahn. Bei Wechselstrom wird das Magnetfeld innerhalb der Leiter zeitlich verändert, dadurch werden im Inneren des Leiters Wirbelströme induziert, die dem Erzeugerstrom entgegengerichtet sind. Da das induzierte wechselnde Magnetfeld

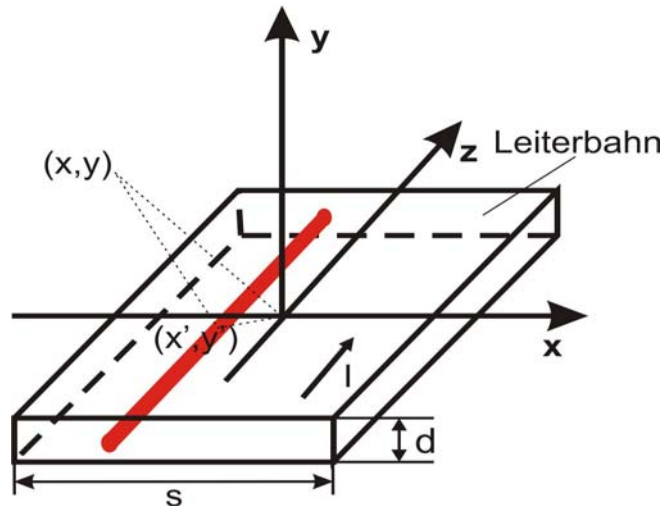


Abb. 2.8 Das Biot-Savart-Gesetz für die Leiterbahn. Die Leiterbahn wird als unendlich langer Metallstreifen mit der Breite s und Dicke d dargestellt. Die Stromdichte an der Stelle von (x', y') wird als $i(x', y')$ bezeichnet.

eine höhere Gegenspannung im Inneren des Leiters als am Rand aufbaut, ist die Stromdichte an der Oberfläche entsprechend größer. Die Stromdichte fällt in zylinderförmigen Leitern exponentiell gegen den Abstand d zur Oberfläche ab:

$$i = i_s e^{-d/d_{depth}} \quad (2.13)$$

wobei die Konstante d_{depth} die Skindicke und i_s die Stromdichte an der Oberfläche sind. d_{depth} kann in folgender Form berechnet werden:

Kapitel II Photoleitungsschalter

$$d_{depth} = \sqrt{\frac{2}{\omega\sigma\mu}}$$

$$= \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu_0 \mu_r \sigma}} \quad (2.14)$$

wobei ω die Kreisfrequenz des Wirbelstroms, σ die elektrische Leitfähigkeit des Materials, μ die Permeabilität, μ_0 die Permeabilitätskonstante des Vakuums und μ_r die relative Permeabilitätszahl des Materials sind. Wenn der Radius des Leiters $r \gg d_{depth}$ ist, spricht man von einem normalen Skineffekt. Um gekehrt, wenn $r \ll d_{depth}$, tritt der anormale Skineffekt auf. Die Eindringtiefe verschiedener Materialien ist in der folgenden Tabelle gegeben:

Mat.\ f	0,20THz	0,33THz	0,67THz
Cu	149nm	114nm	81nm
Al	184nm	141nm	100nm
Fe	6,5nm	5,0nm	3,5nm

Tab 2.1 Eindringtiefe verschiedener Materialien bei 0,2, 0,25 und 0,33THz

Die Eindringtiefe von Cu und Al bei einige hundert GHz liegt im Bereich von 100nm. Aufgrund der großen Induktivität ist die Skindicke von Fe bei diesen Frequenzen unter 10nm.

Für die Leiterbahn eines CPW, kann die Stromdichte nicht mit (2.14) berechnet werden. Hier wird angenommen, dass die Stromdichte am Rand eines rechteckförmigen Querschnitts überall gleich ist. Für die Berechnung der Stromdichte der Leiterbahn mit rechteckförmigem Querschnitt wird der folgende Ansatz benutzt:

$$i(x', y') = 2i_0 \cdot \frac{e^{-(s/2-|x'|)/d_{depth}} + e^{-(d/2-|y'|)/d_{depth}}}{1 + e^{-[(s/2-|x'|)+(d/2-|y'|)]/d_{depth}}} \quad (2.15)$$

$$\text{mit} \quad I = \int_S i(x', y') ds' \quad (2.16)$$

wobei i_0 die Stromdichte am Rand, d_{depth} die Eindringtiefe, s die Breite und d die Dicke der Leiterbahn sind. Der gesamte Strom I wird als die Integration der Stromdichte i über den Querschnitt der Leiterbahn gegeben. Die Verteilung der

Kapitel II Photoleitungsschalter

Stromdichte wurde mit einem Mathematica-Programm numerisch berechnet (siehe Anhang C).

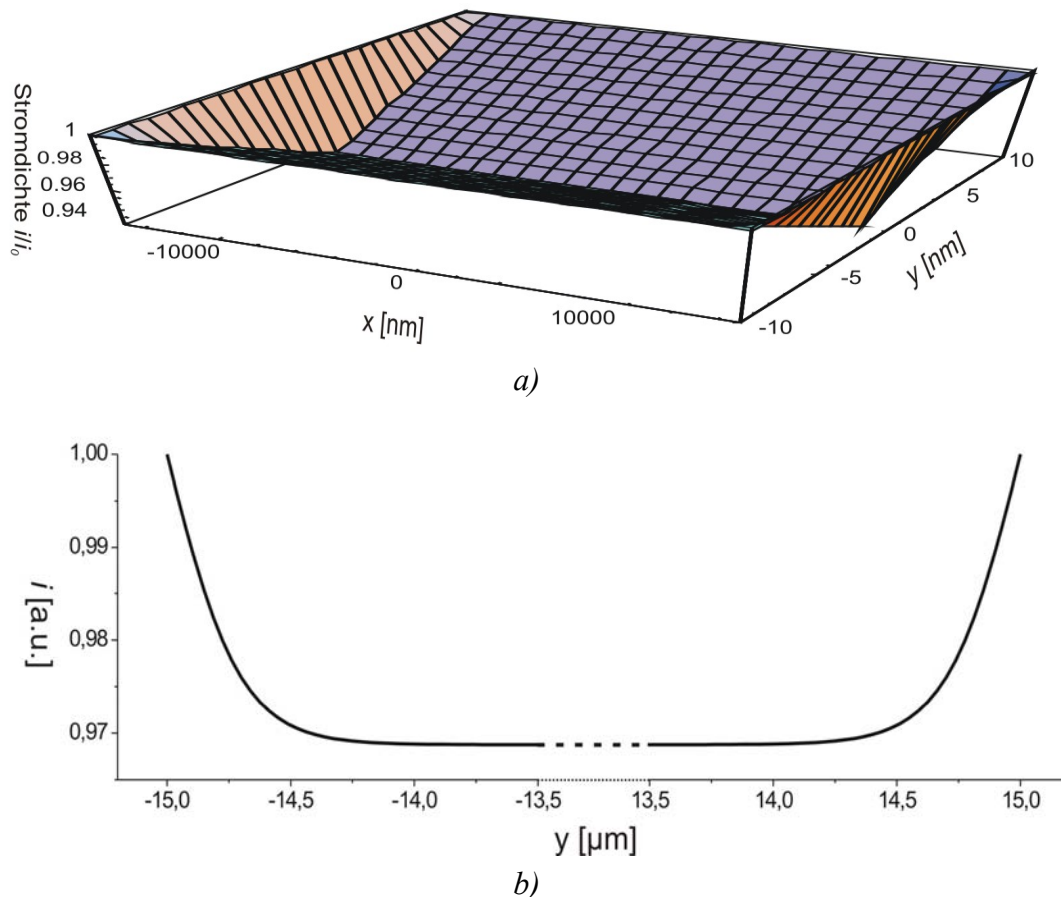


Abb. 2.9 Stromverteilung einer $20\text{nm} \times 30\mu\text{m}$ Cu-Leiterbahn bei $f = 0,25\text{THz}$.
 a) 2-dimensionale Stromdichteverteilung über den Querschnitt. Die x -Achse entspricht der Breite, und y -Achse der Dicke der Leiterbahn. Der Nullpunkt des Koordinatensystems ist wie in Abb. 2.8 dargestellt im Mittelpunkt des Querschnitts.
 b) 1-dimensionale Stromdichteverteilung über die Breite der Leiterbahn.

Da die Dicke der angenommenen Leiterbahn viel kleiner als die Eindringtiefe $20\text{nm} < d_{\text{depth}}$ ist, tritt hier der anormale Skinneffekt auf. Wie in Abb. 2.9 gezeigt, besitzt die Stromdichte am Nullpunkt ein Minimum. Die Stromdichte nimmt vom Rand bis in die Mitte insgesamt um 6,1% ab. Zusammen mit (2.15) und (2.18) ergibt sich das Magnetfeld an dem Ort $\vec{r}(x, y)$:

$$\vec{B}(\vec{r}) = -\frac{\mu_0}{2\pi} \int_{-s/2}^{s/2} dx' \int_{-d/2}^{d/2} dy' 2i_0 \cdot \frac{e^{-(s/2-|x'|)/d_{depth}} + e^{-(d/2-|y'|)/d_{depth}}}{1 + e^{-[(s/2-|x'|)+(d/2-|y'|)]/d_{depth}}} \cdot \frac{\vec{n}_z \times \vec{n}_{\vec{r}-\vec{r}'}}{|\vec{r}_{x,y} - \vec{r}'_{x',y'}|} \quad (2.17)$$

Wird die Integration numerisch berechnet, haben wir die Magnetfeldverteilung in Abb. 2.10. Die x-Komponente (rote Kurve) des Magnetfeldes ist fast konstant über die Leiterbahn und fällt an der Kante der Leiterbahn schnell auf Null ab. Die entgegengerichteten zwei Maxima der y-Komponente (schwarze Kurve) zeigen eine Vorzeichenumkehr des Magnetfeldes. Bei 1A DC-Strom beträgt die x-Komponente des Magnetfeldes ca. 21mT.

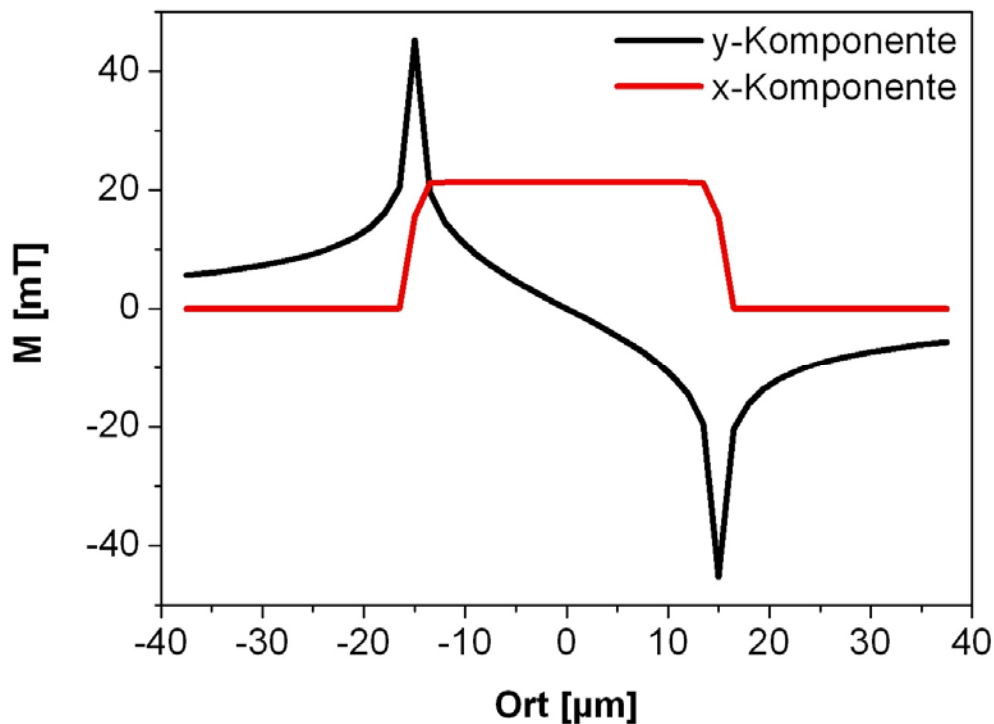
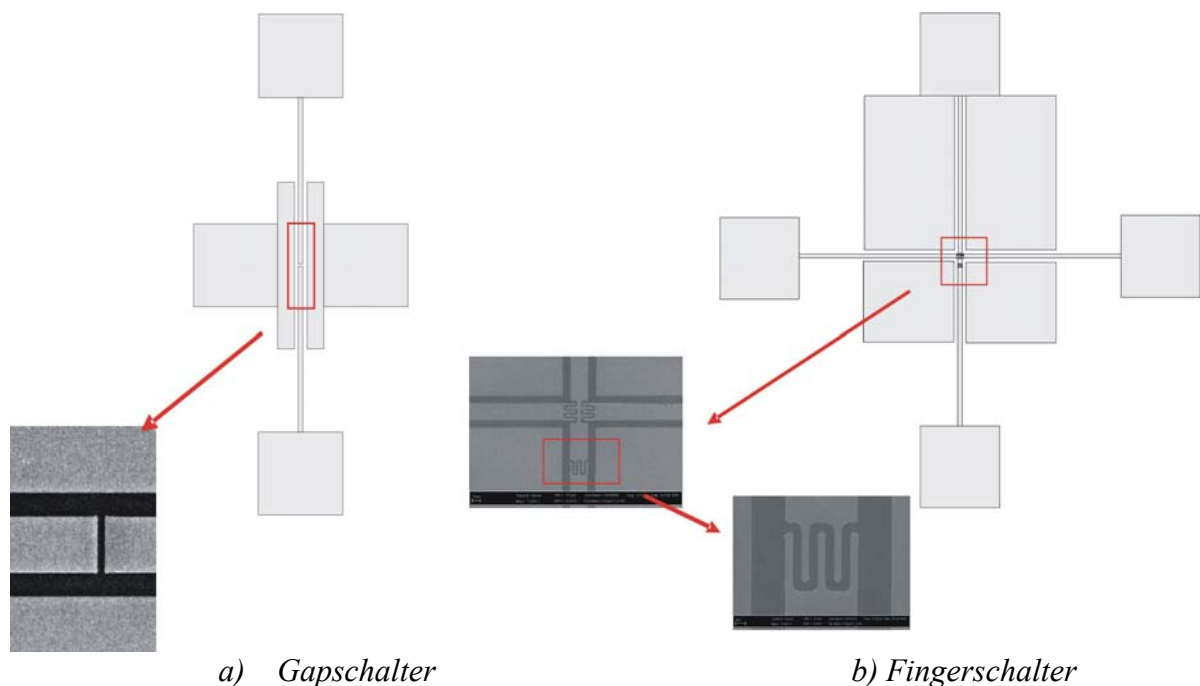


Abb. 2.10 Die Verteilung des induzierten Magnetfeldes von einem CPW bei 1A DC. Der Querschnitt der Leiterbahn ist 20nm×30μm. Die Leiterbahn liegt in der Abbildung von -15μm bis 15μm. Die Abbildung zeigt die Verteilung der Magnetfeldstärke in der x- (parallel zur Oberfläche) und y-Richtung (senkrecht zur Oberfläche) an der Stelle von 20nm über die Oberfläche der Leiterbahn.

2.3 Experimentelles

2.3.1 Herstellung des Photoleitungsschalters

Im Rahmen dieser Arbeit sind die Photoleitungsschalter mittels optische Lithographie auf dem LT-GaAs Substraten hergestellt worden (siehe Anhang A).



a) Gapschalter

b) Fingerschalter

Abb. 2.11 Die Schaltergeometrie (entnommen aus [11])

- a) Gapschalter. Die Breite der Leiterbahn ist $30\mu\text{m}$, die Breite der Lücke ist $3\mu\text{m}$. Die Grenzstrecke zwischen der Leiterbahn und der Lücke beträgt $60\mu\text{m}$.
- b) Fingerschalter. Die Breite der Leiterbahn ist $22,5\mu\text{m}$, die Breite der Lücke $2,5\mu\text{m}$. Die Grenzstrecke zwischen der Leiterbahn und Lücke beträgt $185\mu\text{m}$.

Die Metallisierung auf dem LT-GaAs Substrat besteht aus 5nm Ti als Haftsicht und 20nm Al oder Cu als Leitschicht. Zwei unterschiedliche Typen von Schaltern (siehe Abb. 2.4) sind in dieser Arbeit untersucht worden. Der Gapschalter hat eine $30\mu\text{m}$ breite Leiterbahn und eine $3\mu\text{m}$ breite Lücke. Der Abstand zwischen der Leiterbahn und der Massenfläche an beiden Seiten liegt bei $10\mu\text{m}$. Mit dieser Konstruktion besitzt der CPW eine Impedanz von 50Ω [12]. Der andere Schaltertyp mit ineinander greifender Fingerstruktur hat eine engere Leiterbahn von $22,5\mu\text{m}$ und eine Lücke von $2,5\mu\text{m}$.

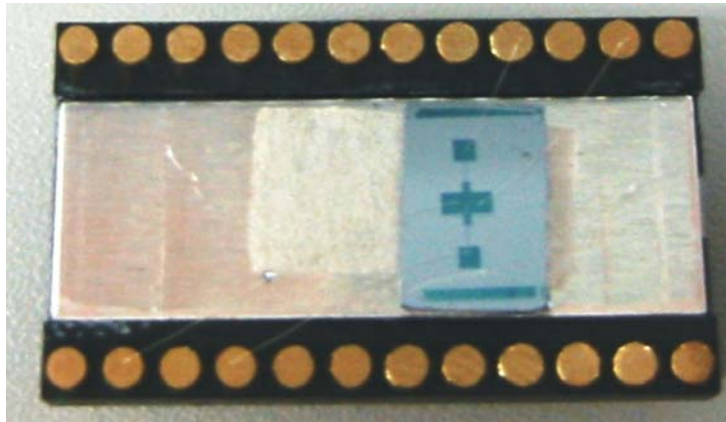


Abb. 2.12 Ein auf den Probenhalter gebondeter Gapschalter

Die hergestellten Schalter werden mit doppelseitigem Klebeband auf einen Probenhalter fixiert. Die $1\mu\text{m}\times 1\mu\text{m}$ metallischen Kontaktfelder sind mit den Cu-Füßen eines IC-Sockels durch Al-Draht kontaktiert. Der fertig hergestellte gebondete Gapschalter auf dem Probensockel ist in Abb. 2.12 abgebildet.

2.3.2 Messaufbau

Die Messanordnung für die Autokorrelationsmessungen wurde während einer vorgehenden Diplomarbeit realisiert [12]. Die schematische Darstellung ist in Abb. 2.12 gezeigt.

In der vorliegenden Arbeit wird ein Ti:Sa Lasersystem mit einem Verstärkersystem RegA9000 von Coherent (Wellenlänge $\sim 800\text{nm}$, Pulslänge $\sim 60\text{fs}$, Wiederholungsrate 250kHz) verwendet, wie in Kapitel 3.3.1 mehr beschrieben wird. Der Laserstrahl verläuft zuerst durch zwei Linsen, deren Abstand voneinander so gewählt ist, dass die Brennpunkte einem Punkt zusammenfallen. Durch diese Einstellung wird die Divergenz des Strahls minimiert, und ein nahezu paralleler Strahlverlauf wird erreicht. Der Strahl wird weiter durch einen Strahlteiler (ST) in zwei Teile mit einem Intensitätsverhältnis 70:30 gespalten. Die beiden Teilstrahlen werden weiter auf die Probe geleitet, um den Photostrom zu erzeugen. Der stärkere Strahl (70%) wird Pumpstrahl bezeichnet. Der Schwächere, der Probestrahl (30%) ist durch einen Verzögerungsschlitten (PI IntelliStage) gegen den Pumpstrahl zeitlich verzögert. Der Schlitten mit $20,4\text{cm}$ Stellbereich ist über einen Schrittmotor gesteuert, dessen maximale Auflösung

Kapitel II Photoleitungsschalter

$0,1\mu\text{m}$ ist. Durch die Variation der Länge des Strahlgangs kann eine Verzögerungszeit von $1,36\text{ns}$ mit einer Auslösung bis $6,7\text{fs}$ erreicht werden. Die gespaltenen Strahlen werden mit einem weiteren Strahlteiler zusammengeführt und durch ein Objektiv bis auf einige μm fokussiert, entsprechend der Größe der Lücke eines Photoleitungsschalters.

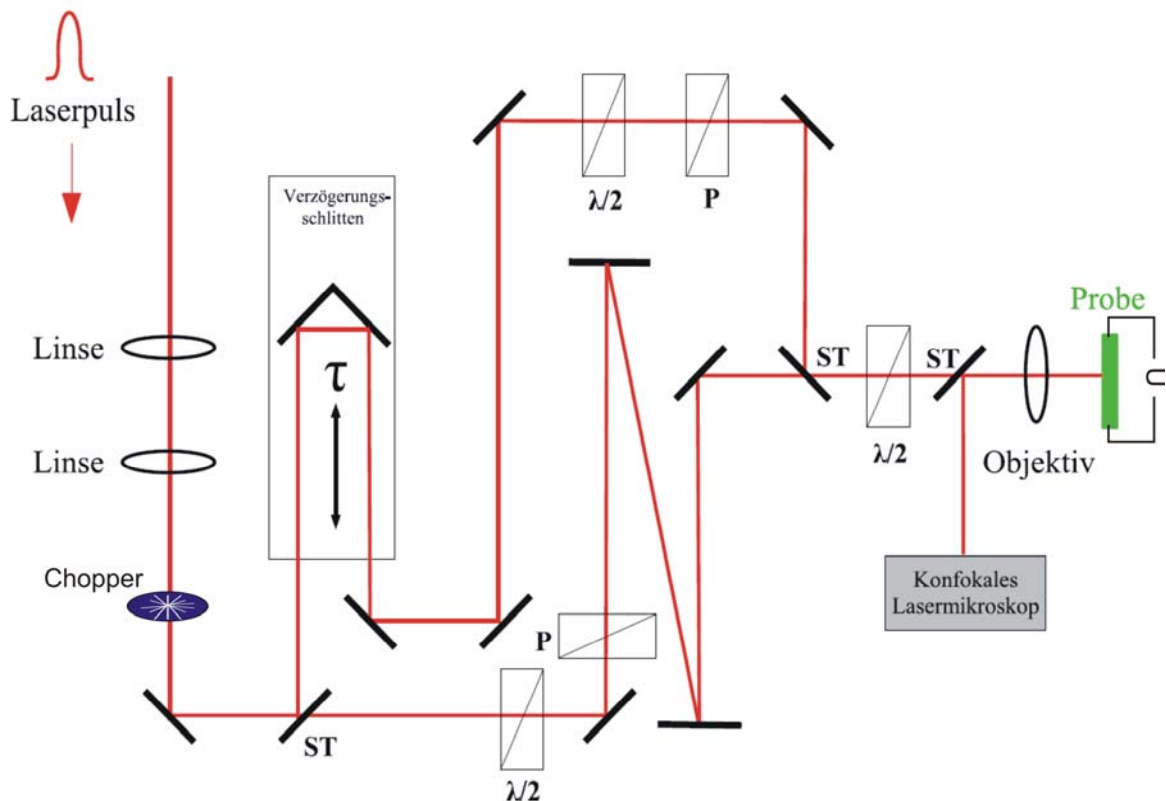


Abb. 2.13 Schematische Messaufbau der Autokorrelationsmessung [11]

Die beiden Polarisatoren für Pump- und Probestrahl dienen dazu, dass die beiden Strahlen senkrecht zueinander polarisiert sind, um Interferenzeffekte zu vermeiden. Mit den beiden $\lambda/2$ Plättchen kann die Polarisationsrichtung der beiden Teilstrahlen gedreht werden. Dadurch kann die Laserleistung beider Strahlen optimiert werden. Das weitere $\lambda/2$ Plättchen vor dem Objektiv dient dazu, die Polarisationsrichtung der zusammengeführten Strahlen so zu drehen, dass die Polarisationsrichtung des Pump- bzw. Probestrahls um 45° bzw. -45° zu der Lücke steht. Der Antenneneffekt des Schalters wird durch diese Polarisationsstellung minimiert [20]. Der von der Probenoberfläche rückreflektierte Strahl wird durch den Strahlteiler zu einer CCD-Kamera geleitet.

Die Abbildung der Probenoberfläche kann auf einem Monitor angezeigt werden, womit die Positionierung des Laserstrahls in der Lücke des Photoleitungsschalters ermöglicht wird.

Der Photostrom wird mit Lock-In Technik gemessen. Dabei werden die beiden Laserstrahlen durch einen mechanischen Chopper bei 800Hz moduliert.

Eine detailliertere Beschreibung für den Aufbau befindet sich in [12].

2.4 Ergebnis

2.4.1 LT-GaAs

Das in dieser Arbeit verwendete LT-GaAs Substrat wurde von M. I. Lepsa in Forschungszentrum Jülich hergestellt. Eine $0,5\mu\text{m}$ dicke LT-GaAs Schicht ist in

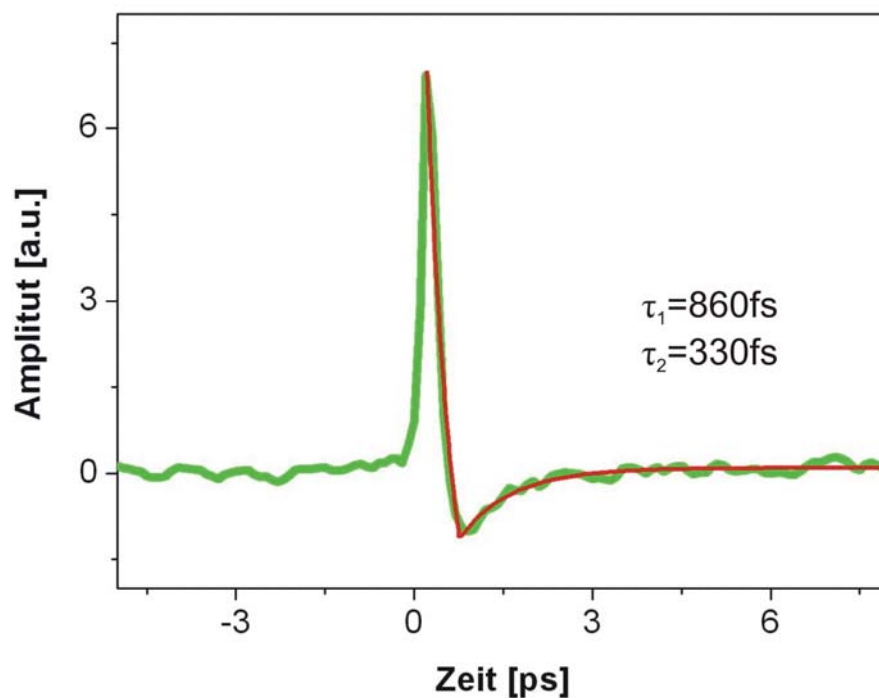


Abb. 2.14 Zeitauflöste Reflektivitätsmessung des LT-GaAs bei einer Wellenlänge von $\sim 800\text{nm}$ und einer Wiederholungsrate von 250kHz . Die grüne Kurve zeigt das dynamische Verhalten des LT-GaAs, die rote Kurve ist die Anpassung mit einer doppel-exponentiellen Abfallfunktion $A = A_0 + A_1 e^{-\tau/\tau_1} + A_2 e^{-\tau/\tau_2}$.

der MBE-Anlage bei 220°C auf einem normalen GaAs Substrat aufgewachsen. Die Ausheilung findet bei 600°C für 10min statt. Durch ein optisches Pump-Probe-Experiment wird die Reflektivität des LT-GaAs Substrats gemessen. In diesem Experiment werden die Ladungsträger in dem LT-GaAs durch den Pumpuls angeregt. Der Intensitätsverlauf des rückreflektierten Probestrahls an der angeregten Stelle wird durch den zum Pumpuls zeitlich verzögerten Probestrahls von einer Photodiode gemessen. Das Diodensignal ist dann proportional zur Reflektivität des Halbleitermaterials an der angeregten Stelle. Die Reflektivitätsänderung spiegelt die Elektronenzustände im angeregten Material wider. Und dadurch kann die Lebenszeit der Ladungsträger abgeschätzt werden [32].

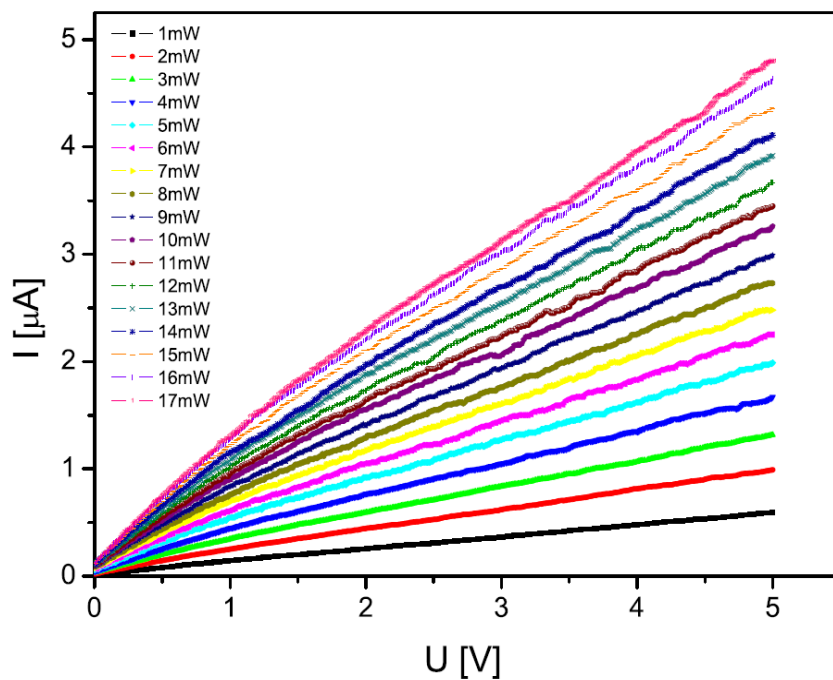
In Abb. 2.14 ist die Reflektivität als eine Funktion der Verzögerungszeit aufgetragen. Die $\sim 200\text{fs}$ Anstiegskurve entspricht der Anregung durch den Pumpstrahl. Die Abfallkurve entspricht für den Elektronrelaxationsprozessen (siehe Abschnitt 2.2.2). Da die Elektronen sowohl durch 1-Photon als auch 2-Photonen angeregt wurden, wurde die Abfallkurve mit einer doppel-exponentiellen Abfallfunktion angepasst. Die zwei Zeitkonstanten $\tau_1 = 860\text{fs}$ und $\tau_2 = 330\text{fs}$ aus der Anpassung entsprechen der Lebenszeit der Elektronen an der Leitungsbandkante und in den höheren Zuständen.

2.4.2 Gleichstrommessungen

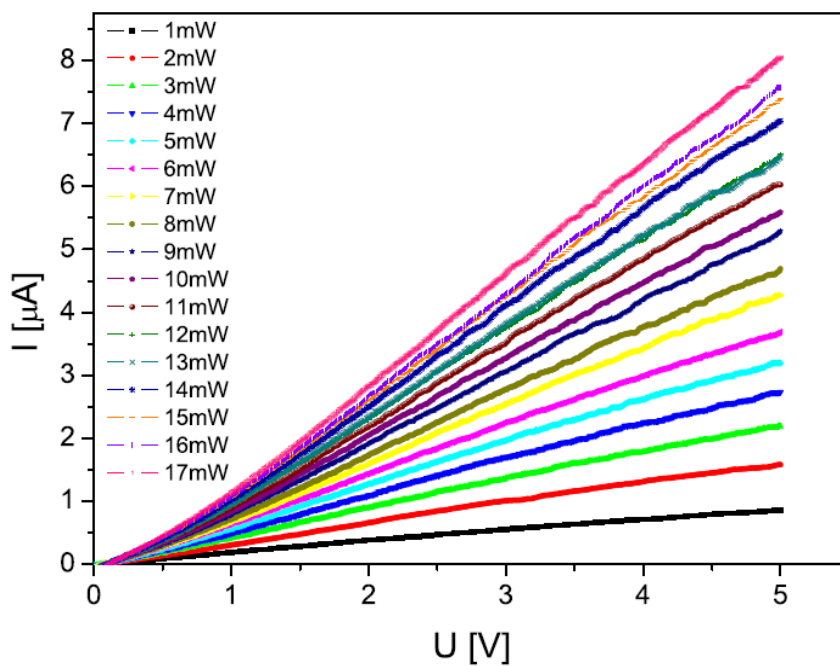
Die UI-Kennlinien der beiden Schaltertypen sind bei unterschiedlichen Beleuchtungsleistungen gemessen worden. Für diese Messung wird das Ti:Sa Lasersystem benutzt (Wellenlänge $\sim 810\text{nm}$, Wiederholungsrate 80MHz).

Bei den UI-Kennlinien in Abb. 2.15 erkennt man, wie auch in Abschnitt 2.2.2, dass Cu und LT-GaAs einen ohmschen Kontakt bilden. Die Leitfähigkeit des Schalters nimmt mit steigender Beleuchtungsleistung zu. Bei gleicher Leistung ist der Photostrom des Fingerschalters höher als des Gapschalters, weil die effektive Lückenfläche bei dem Fingerschalter größer ist und mehr Ladungsträger im LT-GaAs angeregt werden.

In Abb. 2.16 wurden die Photoströme bei $3V$ aus der Gleichstrommessung gegen die Laserleistung in Abb. 2.15 aufgetragen. Eine Nichtlinearität des Stroms gegen die Laserleistung ist in der Abbildung erkennbar. Diese Nichtlinearität kann durch



a) UI-Kennlinien des Gapschalters.



b) UI-Kennlinien des Fingerschalters.

Abb. 2.15 UI-Kennlinien von a) Gapschalter und b) Fingerschalter bei 1-17mW mittlerer Laserleistung. Der Laserstrahldurchmesser ist $\sim 5\mu\text{m}$. (entnommen aus [11])

die Änderung der Wahrscheinlichkeit von der direkten Band-Band Rekombination des Elektron-Loch Paares phänomenologisch erklärt werden [33]. Die Wahrscheinlichkeit der direkten Band-Band Rekombination nimmt mit steigender Laserleistung zu, entsprechend nimmt die Ladungsträgerverlustrate auch zu und führt zu einem sublinearen Verhalten des Photostroms gegen die Laserleistung. Diese Nichtlinearität ist wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben die Voraussetzung für die Autokorrelationsmessung.

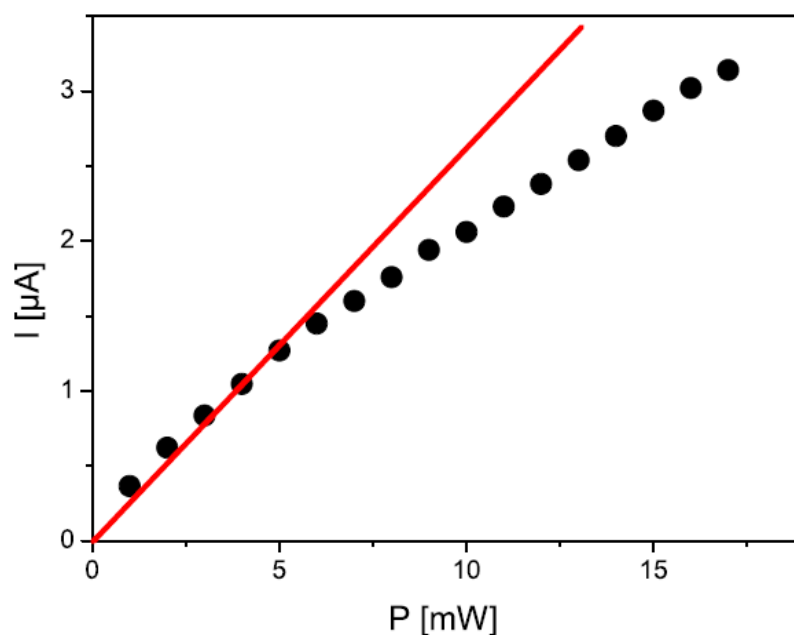


Abb. 2.16 Photostrom gegen mittlere Laserleistung bei $U=3\text{V}$. (entnommen aus [11])

2.4.3 Autokorrelationsmessung

Intensive Charakterisierung der Photoleitungsschalter durch Autokorrelationsmessungen wurden in einer vorhergehenden Diplomarbeit [11, 12] durchgeführt. Die Auflösung für die Verzögerungszeit ist auf 10fs eingestellt und der Photostrom ist gegen die Verzögerungszeit aufgetragen. (siehe Abb. 2.17)

Mithilfe des Autokorrelationsmodells in Abschnitt 2.2.3 kann der Photostrom $I(\tau)$ mit (2.7) beschrieben werden. Mit der Abkürzung der Konstanten wird das Messsignal in Abb. 2.17 mit (2.18) angepasst.

$$I = I_0 - I_1 e^{-\tau/\tau_1} \quad (2.18)$$

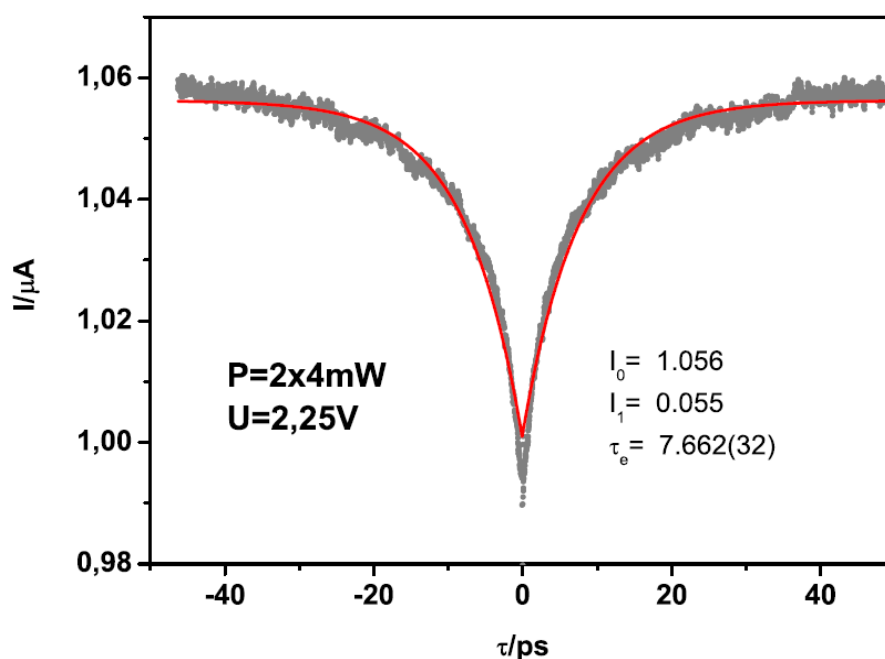


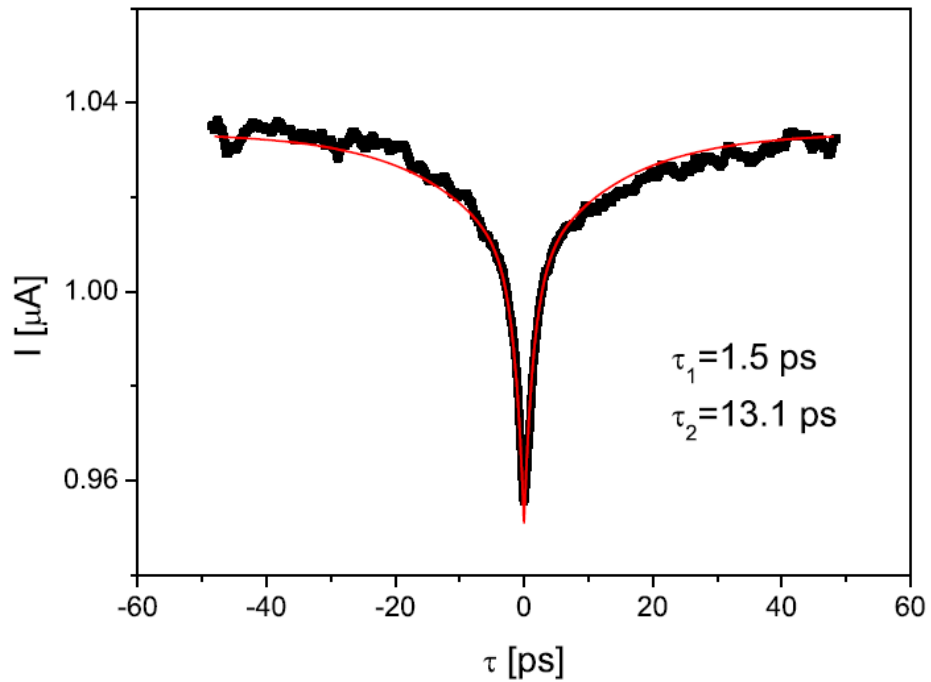
Abb. 2.17 Autokorrelationssignal des Gapschalters bei einer Laserleistung von $2 \times 4 \text{ mW}$ und einer Spannung von $2,25 \text{ V}$. Die Kurve ist mit einer einfachen exponentiellen Abfallfunktion (2.18) angepasst, (entnommen aus [12]).

Die Anpassungen liefern eine relativ große Abweichung um $\tau = 0$ und die Spitze der Messkurve ist nicht erfasst. Mit der doppel-exponentiellen Abfallfunktion

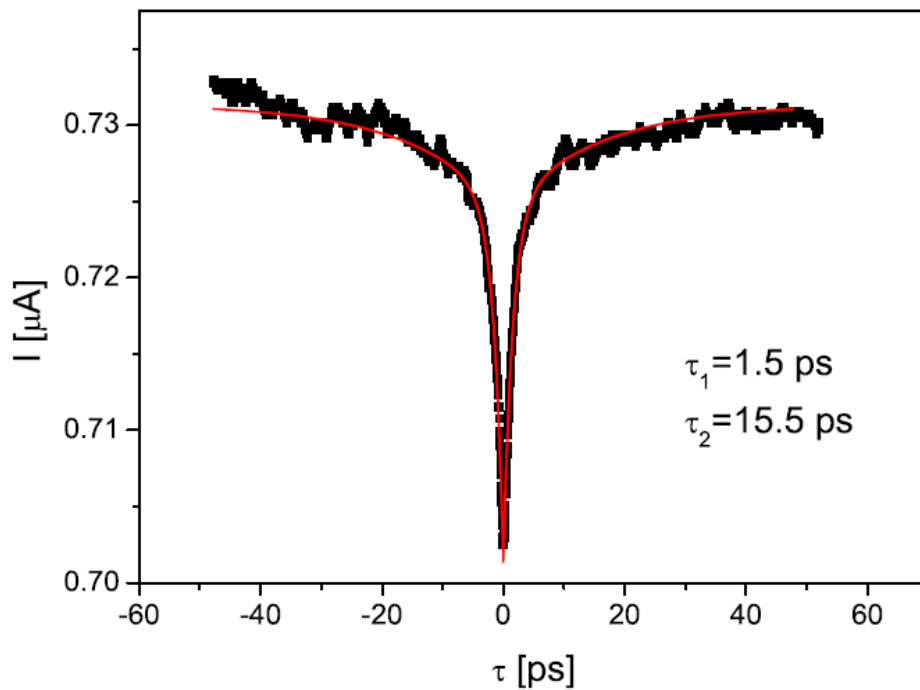
$$I(t) = I_0 - I_1 e^{-t/\tau_1} - I_2 e^{-t/\tau_2} \quad (2.19)$$

hingegen stimmen die Messdaten sehr gut überein. Zwei Messkurven, eine für den Gapschalter und eine für den Fingerschalter befinden sich in Abb. 2.18.

Es wurde experimentell gefunden, dass für Gapschalter bzw. Fingerschalter die Zerfallskonstante τ_1 im Bereich von $1 \text{ ps} \sim 3 \text{ ps}$ bzw. $1,5 \text{ ps} \sim 1,7 \text{ ps}$ und τ_2 im Bereich von $8 \text{ ps} \sim 30 \text{ ps}$ bzw. $4,8 \text{ ps} \sim 7,2 \text{ ps}$ liegen. Das Verhältnis der Amplituden $I_1:I_2$ ist $\sim 1,5:1$ für den Gapschalter und $\sim 2:1$ für den Fingerschalter. Dass diese Amplitudenverhältnisse für die beiden Schaltertypen nicht gleich sind, spricht dafür, dass sie nicht nur von den Zustandsdichten der Elektronen von 1-Photonanregung und 2-Photonenanregung abhängen. Die Intensitätsverhältnisse zeigen weiterhin eine geringe Abhängigkeit von der benutzten Laserleistung. Eine



a) Gapschalter



b) Fingerschalter

Abb. 2.18 Autokorrelationssignal, angepasst mit einer doppel-exponentiellen Abfallfunktion (2.19). a) An Gapschalter. $\tau_1=1,5\text{ps}$, $\tau_2=13,1\text{ps}$ und $I_1:I_2 \approx 2:1$ b)

An Fingerschalter. $\tau_1=1,5\text{ps}$, $\tau_2=15,5\text{ps}$ und $I_1:I_2 \approx 4:1$ [11]

empfindliche Rolle spielt die Positionierung des Laserspots. Es wird vermutet, dass die Schaltergeometrie eine Rolle in der Autokorrelation spielt. Die Zerfallskonstante kann nicht einfach als die Elektronenrelaxationszeit aus dem Dynamikmodell für LT-GaAs zugeordnet werden. Die Antwortzeit des Schalters wird in dieser Arbeit als die Mittlung von τ_1 und τ_2 mit deren Amplitudeverhältnis abgeschätzt

$$\tau_{Puls} = \frac{\tau_1 I_1 + \tau_2 I_2}{I_1 + I_2}. \quad (2.20)$$

Damit ergibt sich eine gemittelte Antwortzeit für den Gapschalter im Bereich von $3,7ps \sim 10ps$ und für den Fingerschalter von $4,8ps \sim 7,1ps$. Dieses Ergebnis stimmt gut mit dem Messergebnis des Photoleitungssampling (siehe Abb. 2.5) überein. Im Weiteren wird in dieser Arbeit eine Pulslänge des Gapschalters von $5ps$ angenommen.

2.4.4 Amplitude des elektrischen Pulses und des induzierten Magnetfeldes

Da das induzierte Magnetfeld des Schalters die Anregung der Spins hervorruft, ist der generierte Photostrom ein entscheidender Faktor für die Magnetisierungsdynamikmessungen. Je größer der Strom bzw. das Magnetfeld ist, desto stärker ist die Anregung. Die Stromstärke eines LT-GaAs Photoleitungsschalters hängt von drei Faktoren ab, der Schaltergeometrie, der Laserleistung und der angelegte Spannung. Wird die Lückenfläche des Schalters vergrößert, so können mehr Elektronen bei Beleuchtung angeregt werden, und die Stromstärke des Schalters kann erhöht werden. Dieser Effekt wird beim Vergleich von Fingerschalter und Gapschalter betrachtet. Für eine bestimmte Schaltergeometrie kann die Spannung und die Laserleistung erhöht werden, um einen möglichst großen Photostrom zu erreichen.

In Rahmen dieser Arbeit wird der Ti:Sa Laser mit einem regenerativen Verstärker (RegA) verwendet. Die Energie des Pulses kann bis zu $1\mu J$ verstärkt werden. In der Abb.2.18 sind die UI-Kennlinien eines Gapschalters dargestellt, der mit den verstärkten Laserpulsen beleuchtet wurde. Bei $17mW$ mittlerer Laserleistung und einer $80V$ Spannung am Photoleitungsschalter wird ein mittlerer Photostrom von $11,6\mu A$ generiert.

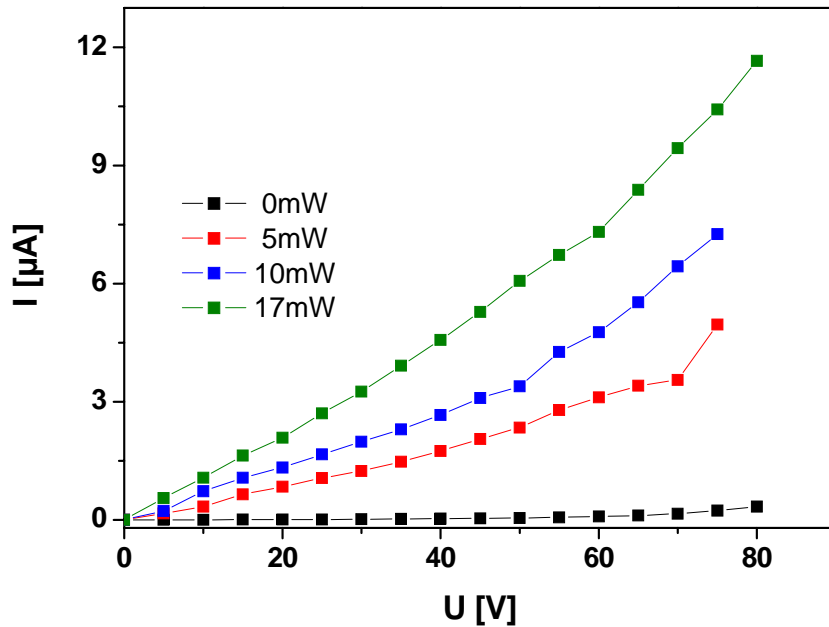


Abb. 2.19 UI-Kennlinien eines Gapschalters. Hier wird das Ti:Sa Lasersystem mit einem RegA-System verstärkt. Die Wellenlänge des Laserpulses ist $\sim 800\text{nm}$.

Die gemessene Stromstärke ist wiederum eine zeitliche Mittelung der einzelnen Pulse. Unter der vereinfachten Annahme, dass der Puls rechteckförmig ist, kann die Amplitude eines einzelnen Pulses I_{Puls} aus der mittleren Stromstärke I_{mittel} mit (2.21) abgeschätzt werden.

$$I_{Puls} = \frac{I_{mittel}}{f \cdot \tau_{puls}} \quad (2.21)$$

wobei f die Wiederholrate des Laserpulses in Hz und τ_{puls} die Pulslänge des elektrischen Pulses in s sind. Für $I_{mittel} \approx 12\mu\text{A}$, $f = 250\text{kHz}$ und $\tau_{puls} = 5\text{ps}$ ist $I_{Puls} = 9,6\text{A}$. Das induzierte Magnetfeld $B \propto I$ ist nach Formel (2.22) abgeschätzt.

$$B(I) = I \cdot B_{1A} \quad (2.22)$$

Für 1A Strom beträgt die x-Komponente des Magnetfeldes 21mT , damit beträgt die Magnetfeldkomponente einen Strom von $9,6\text{A}$ ca. 200mT .

Kapitel II Photoleitungsschalter

Kapitel III

Magnetisierungsdynamik

3.1 Einleitung

Unter dem Begriff der Magnetisierungsdynamik bzw. Spindynamik wird das dynamische Verhalten der Magnetisierung zusammengefasst. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Magnetisierungsdynamik von ferromagnetischen dünnen Schichten auf ultraschnellen Zeitskalen untersucht. Die Magnetisierung des ferromagnetischen Materials präzediert um die Achse des lokalen effektiven Magnetfeldes, wenn beide nicht parallel zueinander ausgerichtet sind. Diese Präzession kann durch Spinwellen beschrieben werden. Da für eine dünne Schichten nur die uniforme Mode der Spinwellen eine wichtige Rolle spielt, wird die Magnetisierungspräzession in dieser Arbeit durch das Makrospinmodell erklärt und anhand der Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung (LLG) mit dem Kittelmodell analysiert werden.

Seit M. R. Freeman das erste Experiment über Magnetisierungsdynamik mit Photoleitungsschaltern im Jahr 1991 gelungen ist [6], hat sich die Anwendung des Schalters zu einer Standardmethode zur Anregung der Spindynamik entwickelt. Wenn der durch den Schalter induzierte Magnetfeldpuls eine senkrecht zu der Magnetisierung stehende Komponente besitzt, kann die Magnetisierung durch den Puls angeregt werden und präzediert auf der ps bis ns Zeitskala. Das Ziel dieser Arbeit ist es, starke und kurze Magnetfeldpulse durch den bereits in Kapitel II diskutierten Photoleitungsschalter zu generieren und aus zeitaufgelösten MOKE-Messungen die Magnetisierungspräzession einer 30nm dicken Eisenschicht durch den Magnetfeldpuls herauszuheben. Das Ergebnis wird mit den Messungen aus all-optical Pump-Probe-Experimenten verglichen.

3.2 Theorie

3.2.1 Grundlagen der Magnetooptik

Durch Wechselwirkung eines Festkörpers mit elektromagnetischer Strahlung ist in erster Linie die elektronische Struktur des Festkörpers beeinflusst. Falls die Wechselwirkung von dem Magnetisierungszustand des Festkörpers abhängig ist, spricht man von einem magnetooptischen Effekt. Die linearen magnetooptischen Effekte (wie z.B. Voigt-Effekt, Kerr-Effekt, Faraday-Effekt) sind in der vorliegenden Arbeit von besonderem Interesse. Für die Polarisationsänderung des reflektierten bzw. transmittierten Strahls ergibt sich eine lineare Abhängigkeit von der Magnetisierung des Festkörpers.

3.2.1.1 Beschreibung des polarisierten Lichts

Die Polarisation von elektromagnetischen Wellen wird üblicherweise durch den elektrischen Feldvektor \vec{E} beschrieben. Mithilfe der Maxwell'schen Gleichungen können die übrigen Feldvektoren \vec{D} , \vec{B} und \vec{H} ausgerechnet werden. Eine monochromatische, mit der Kreisfrequenz ω und der Wellenzahl k_z sich in z-Richtung ausbreitende ebene Welle kann in der folgenden Form dargestellt werden:

$$\vec{E}(z,t) = R(\vec{E}_0 e^{i(k_z z - \omega t)}) \quad \text{mit} \quad E_0 = \begin{pmatrix} E_{0,x} \\ E_{0,y} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Wobei $E_{0,x}$ und $E_{0,y}$ die komplexen Amplituden des Polarisationszustandes \vec{E}_0 sind. Im allgemeinen Fall kann man den elektrischen Feldvektor als eine Ellipse mit der Kreisfrequenz ω beschreiben. Die sogenannte Polarisationsellipse ist in Abb.1 dargestellt. Das Verhältnis der Polarisationsamplituden $E_{0,x}$ und $E_{0,y}$ kann durch die Parameter Azimutwinkel θ und Elliptizitätswinkel ε wie folgt beschrieben werden.

$$\frac{E_{0,x}}{E_{0,y}} = \frac{\tan \theta + i \tan \varepsilon}{1 - i \tan \theta \tan \varepsilon} \quad (3.2)$$

Da magnetooptische Effekte im Allgemeinen klein sind, gilt für $\theta, \varepsilon \ll 1$

$$\frac{E_{0,x}}{E_{0,y}} \approx \theta + i\varepsilon \quad (3.3)$$

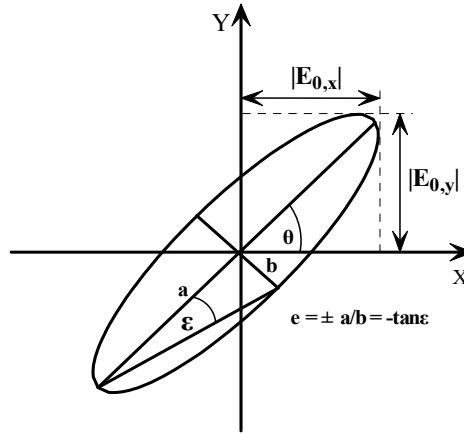


Abb. 3.1 Schematische Darstellung der Polarisationsellipse. Die charakteristischen Parameter lassen sich durch den Azimutwinkel θ und den Elliptizitätswinkel ε beschreiben.

Somit gilt der folgende Zusammenhang bei $\theta, \varepsilon \ll 1$

$$\theta \approx \operatorname{Re} \left(\frac{E_{0,x}}{E_{0,y}} \right) \quad \text{und} \quad \varepsilon \approx \operatorname{Im} \left(\frac{E_{0,x}}{E_{0,y}} \right) \quad (3.4)$$

Man kann den Polarisationszustand mit einem zweidimensionalen Vektor beschreiben, den sogenannten Jones'scher Vektor.

$$J = \begin{pmatrix} J_1 \\ J_2 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

Die komplexen Faktoren J_1 und J_2 sind entsprechend $E_{0,x}$ und $E_{0,y}$.

Die Polarisation des Lichts kann man durch eine orthogonal normierte Basis (ONB) beschreiben, die z.B. aus zwei senkrecht zueinander linear polarisierten Zuständen bestehen kann.

$$J_x = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad J_y = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

In manchen Situationen ist die Verwendung von rechts (J_R) und links (J_L) zirkular polarisiertem Lichts als ONB von Vorteil:

$$J_R = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad J_L = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}. \quad (3.7)$$

Jeden beliebigen Polarisationszustand kann man Linearkombination der Basisvektoren mit normierten Vorfaktoren beschreiben:

$$J = aJ_x + bJ_y = a'J_R + b'J_L$$

$$\text{mit } a^2 + b^2 = 1 \text{ und } a'^2 + b'^2 = 1. \quad (3.8)$$

Die Änderung des Polarisationszustandes, wie z.B. durch Transmission oder Reflexion an einem optischen Medium, wird durch eine 2×2 Matrix T , die Jones'sche Matrix beschrieben:

$$J_{out} = T \cdot J_{in} \quad \text{mit } T = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix}. \quad (3.9)$$

3.2.1.2 Der Magnetooptische Kerreffekt

Im Jahr 1876 entdeckte John Kerr eine Drehung der Polarisationssebene von an ferromagnetischen Metalloberflächen reflektiertem Licht. Die Änderung der Polarisation des reflektierten Lichts in Abhängigkeit von der Magnetisierung wird als magneto-optischer Kerr-Effekt (MOKE) bezeichnet. Der Kerr-Winkel θ_{Kerr} beschreibt die Drehung der Polarisationssebene des einfallenden Lichts.

Quantenmechanisch ist MOKE durch die Spin-Bahn-Kopplung zu erklären. Die Anregungswahrscheinlichkeit an ferromagnetischen Metalloberflächen für links und rechts zirkularpolarisiertes Licht unterscheidet sich, weil die Zustandsdichten für Minoritäts- und Majoritätselektronen durch Austauschspaltung und Spin-Bahn Wechselwirkung verschoben sind.

Die Reflexion an den Oberflächen wird durch die Jones'sche Matrix R beschrieben. Der Polarisationszustand des reflektierten Lichts ist durch $J_R = R \cdot J$ gegeben. Hier werden die s -polarisierten (senkrecht zur Einfallsebene) und p -polarisierten (parallel zur Einfallsebene) Zustände als ONB gewählt. Für die Matrix gilt:

$$R_{sp} = \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix}. \quad (3.10)$$

Im Fall des MOKE sind die Nebendiagonalelemente $r_{ps}, r_{sp} \neq 0$ proportional zur Magnetisierung. Dies bedeutet, dass sich sowohl die Phase als auch die Amplitude des reflektierten Lichts ändern.

Man klassifiziert drei MOKE Geometrien, die sich durch die Magnetisierungsrichtung zur Einfallsebene des Lichts unterscheiden. Die drei Arten sind in Abb. 3.2 dargestellt.

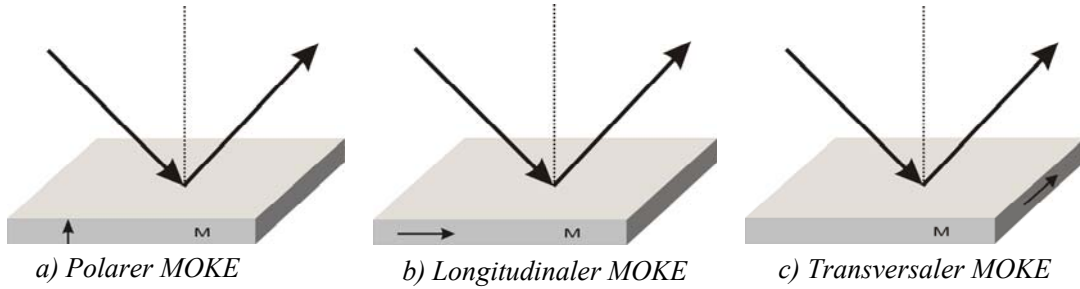


Abb. 3.2 Verschiedenen MOKE-Geometrie

- a) *Polarer MOKE:* Die Magnetisierung steht senkrecht zur Metalloberfläche.
- b) *Longitudinaler MOKE:* Die Magnetisierung steht parallel zur Metalloberfläche und Einfallsebene.
- c) *Transversaler MOKE:* Die Magnetisierung steht parallel zur Metalloberfläche und senkrecht zur Einfallsebene.

Die Reflexionsmatrix für die magnetische Metalloberfläche kann wie folgt geschrieben werden.

$$R = \begin{pmatrix} r_+ e^{i\theta_+} & 0 \\ 0 & r_- e^{i\theta_-} \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

Hier wird J_R und J_L als zirkularpolarisierte Basis (ONB) verwendet, damit die Nebendiagonalelemente verschwinden. Die Diagonalelemente $r_+ e^{i\theta_+}$ und $r_- e^{i\theta_-}$ beschreiben die Änderung des Polarisationszustandes von rechts und links zirkularpolarisiertem Licht. Der Kerrwinkel θ und die Elliptizität ε können aus der Definition der Reflexionsmatrix hergeleitet werden.

$$\begin{aligned} \theta &= -\frac{1}{2} \Delta\theta = -\frac{1}{2} (\theta_+ - \theta_-) \\ \varepsilon &= \frac{1}{4} \frac{\Delta R}{R} = \frac{r_+^2 - r_-^2}{2(r_+^2 + r_-^2)} \end{aligned} \quad (3.12)$$

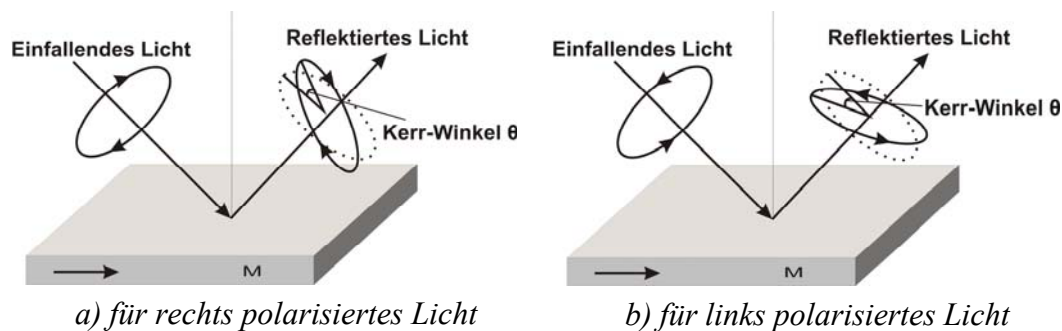


Abb. 3.3 Schematische Darstellung für links- und rechts polarisiertes Licht bei longitudinalem MOKE

Die reflektierte elektromagnetische Welle mit allgemeinem Polarisationszustand kann ebenfalls als Linearkombination aus links und rechts zirkular polarisiertem Licht beschrieben werden:

$$J^{in} = aJ_r + bJ_l$$

$$\Rightarrow R \cdot J^{out} = aR \cdot J_r + bR \cdot J_l = aJ_r^{out} + bJ_l^{out} . \quad (3.13)$$

3.2.1.3 Realisierung der Messung des MOKE-Signals

Der Kerrwinkel für Übergangsmetalle sowie Ferromagneten liegt im Bereich von $10^{-3} \text{°} / \text{Å}$. Eine direkte Messung für solche kleinen Winkel erweist sich als schwierig. In dieser Arbeit wird die Lock-In-Technik verwendet, um den Rauschanteil zu unterdrücken. Der schematische Aufbau ist in Abb. 3.4 dargestellt. Der Laserstrahl wird erst durch einen Polarisator in s-Richtung polarisiert. Nach dem Durchgang durch das $\lambda/4$ Plättchen (Winkel 45°) ist der Strahl zirkular polarisiert. Mit dem PEM wird der Polarisationszustand zwischen zirkular und linear polarisierten Zustand bei 50kHz moduliert. Nach der Reflexion an der Probenoberfläche wird der Beitrag von y-Komponente mit einem zweiten Polarisator, dem sogenannten Analysator, ausgefiltert. Das von einer Photodiode empfangene Signal wird mit der Lock-In Technik gemessen.

Zur Messung des MOKE Signals werden in dieser Arbeit ein Polarisator, ein $\lambda/4$ Plättchen und eine photoelastischer Modulator (PEM) verwendet. Die Jones'schen Matrizen dieser Bauteile sind gegeben durch:

$$T_p = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{Polarisator f\u00fcr x-Durchlassrichtung,} \quad (3.14)$$

$$T_{\lambda/4} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} \quad \lambda/4 \text{ Bl\u00e4ttchen,} \quad (3.15)$$

$$T_{PEM} = \begin{pmatrix} e^{i\frac{\pi}{2}\sin\omega t} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{PEM mit Kreisfrequenz } \omega, \quad (3.16)$$

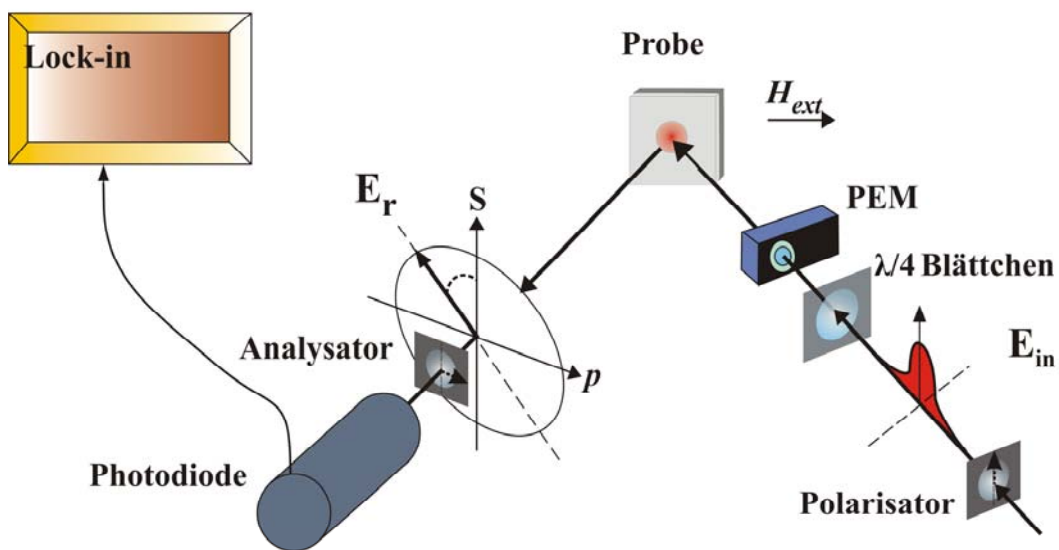


Abb. 3.4 Schematischer MOKE-Aufbau.

Der Laserstrahl wird erst mit einem Polarisator in x-Richtung polarisiert. Durch die Anwendung eines $\lambda/4$ Pl\u00e4ttchens, das um 45° zur x-Richtung verdreht eingestellt ist, wird die elektromagnetische Welle zirkular polarisiert.

$$\begin{aligned} J' &= T_{\lambda/4,45^\circ} \cdot (T_p \cdot J) \\ &= \frac{J_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i \\ 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.17)$$

Zuletzt wird der Strahl durch den PEM moduliert, bevor er von der Metalloberfl\u00e4che reflektiert wird.

Nach dem Jones'schen Formalismus gilt f\u00fcr den ausfallenden Strahl nach dem PEM:

$$\begin{aligned}
 J_{out} &= T_{PEM} \cdot J' \\
 &= \frac{J_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} ie^{\frac{i\pi}{2} \sin \omega t} \\ 1 \end{pmatrix}.
 \end{aligned}
 \tag{3.18}$$

Der Polarisationszustand ändert sich periodisch mit der Kreisfrequenz ω , entsprechend der Periodendauer $T = 2\pi / \omega$. Betrachtet man die Polarisation zur Zeit $t=0, T/4, T/2, 3T/4$, erhält man die Polarisationszustände für den jeweiligen Fall:

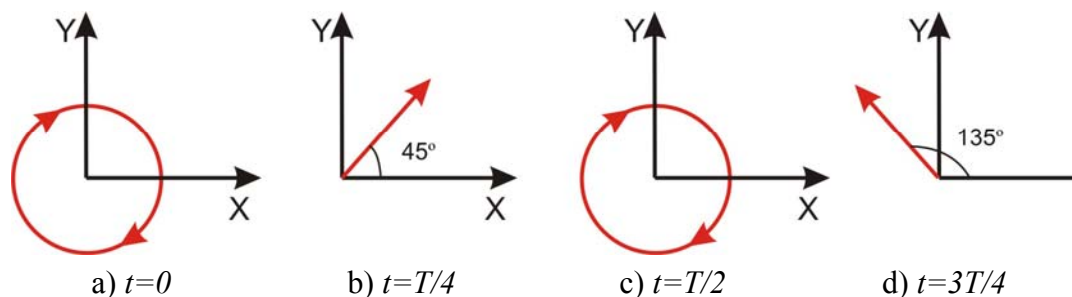


Abb. 3.5 Darstellung des Polarisationszustandes bei $t=0, T/4, T/2, 3T/4$. Der Polarisationszustand wechselt zwischen zirkular polarisiertem Licht und linear polarisiertem Licht.

Der Polarisationszustand wechselt zwischen zirkular polarisiertem Licht und linear polarisiertem Licht mit der Kreisfrequenz ω . Der in dieser Arbeit benutzte Modulator besitzt eine Modulationsfrequenz $f = \omega / 2\pi$ von 50kHz.

Da die Reflexionsmatrix R bezüglich der Basis mit zirkular polarisierten Zuständen gegeben ist, wird der Polarisationszustand des einfallenden Strahls zur Probenoberfläche mit der Transformationsmatrix T_z in die zirkular polarisierte Basis (3.7) transformiert. T_z^* ist entsprechend die Matrix der Rücktransformation von der Basis (3.7) auf (3.6). Schließlich filtert der Analysator den Beitrag der y-Komponente bezüglich eines um den Winkel ϕ gedrehten Koordinatensystems. Die periodische Phasenverschiebung $(\pi \sin \omega t) / 2$ ist mit $\alpha(t)$ abgekürzt. So ergibt sich die Jones'sche Form für den ausfallenden Strahl:

$$J_{out} = T_p \left[(R \cdot T_z J_{in}) \cdot T_z^* \right]$$

$$\begin{aligned}
 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \left[\left[\begin{pmatrix} r_+ e^{i\theta} & 0 \\ 0 & r_- e^{i\theta} \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ 1 & i \end{pmatrix} \frac{J_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i e^{i\alpha} \\ 1 \end{pmatrix} \right] \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ i & -i \end{pmatrix} \right] \\
 &= \begin{pmatrix} i \frac{J_0}{2\sqrt{2}} \left[r_+ e^{i(\phi+\theta_+)} (1 - e^{i\alpha}) + r_- e^{-i(\phi-\theta_-)} (1 + e^{i\alpha}) \right] \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{3.19}
 \end{aligned}$$

Die Intensität, die durch eine Diode gemessen wird, entspricht der Multiplikation von J_{out} und dem komplex konjugierten Vektor J_{out}^* . Zusammen mit (3.11) und (3.12) ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 I_{out} &= J_{out} \cdot J_{out}^* \\
 &= \frac{J_0^2}{4} \left(R - \frac{1}{2} \Delta R \cos \alpha + r_+ r_- \sin \alpha \sin(2\phi + \Delta\theta) \right) \tag{3.20}
 \end{aligned}$$

Ist $\Delta R \ll R$, erhält man:

$$r_+ r_- = R - (r_+ - r_-)^2 \approx R \tag{3.21}$$

Für die Näherung gilt:

$$I_{out} = \frac{R J_0^2}{4} (1 - 2\varepsilon \cos \alpha + \sin 2(\phi - \theta) \sin \alpha) \tag{3.22}$$

Entwickelt man $\cos \alpha$ und $\sin \alpha$ in eine Reihe von Besselfunktion, so erhält man:

$$\cos \alpha(t) = \cos \left(\frac{\pi}{2} \sin \omega t \right) = J_{Bessel,0} \left(\frac{\pi}{2} \right) + J_{Bessel,2} \left(\frac{\pi}{2} \right) \sin 2\omega t + \dots \tag{3.23}$$

$$\sin \alpha(t) = \sin \left(\frac{\pi}{2} \sin \omega t \right) = J_{Bessel,1} \left(\frac{\pi}{2} \right) \sin \omega t + \dots \tag{3.24}$$

Vernachlässigt man die Terme mit höherer Ordnung, kommt man auf:

$$I_{out} \approx \frac{R J_0^2}{8} \left(1 - 2\varepsilon J_{Bessel,0} \left(\frac{\pi}{2} \right) + 2(\phi - \theta) J_{Bessel,1} \left(\frac{\pi}{2} \right) \sin \omega t - 2\varepsilon J_{Bessel,2} \left(\frac{\pi}{2} \right) \sin 2\omega t \right). \tag{3.25}$$

Der Lock-In korreliert das Messsignal mit der Modulationsfrequenz f des PEM. Das gemessene Signal U bei f bzw. $2f$ ist proportional zum Kerrwinkel θ bzw. zur Elliptizität ε :

$$U_f \propto 2(\phi - \theta) J_{Bessel,1} \frac{\pi}{2} \propto \theta \quad \text{bei} \quad f = 50 \text{kHz} \tag{3.26}$$

$$U_{2f} \propto 2\varepsilon J_{Bessel,2} \left(\frac{\pi}{2} \right) \quad \text{bei} \quad f = 100 \text{kHz} \tag{3.27}$$

3.2.2 Grundlagen der Magnetisierungsdynamik

3.2.2.1 Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung

Die Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung ist die fundamentale Bewegungsgleichung der Magnetisierungsdynamik. Hier wird die Landau-Lifshitz Gleichung aus der Quantenmechanik hergeleitet und mit einem phänomenologischen Dämpfensterm (sog. Gilbert Dämpfungsterm) ergänzt.

Aus der Quantenmechanik ist die folgende Gleichung mit dem Spin $S = (S_x, S_y, S_z)$ bekannt:

$$i\hbar \frac{d}{dt} \langle S \rangle = \langle [S, \hat{H}] \rangle \quad (3.28)$$

Wobei \hat{H} der Hamiltonoperator ist. Betrachten wir den Spin in einem zeitabhängigen Magnetfeld H im Vakuum, so lautet der Zeemanterm:

$$\hat{H} = -\frac{g\mu_B}{\hbar} S \cdot B \quad \text{mit } B = \mu_0 H \quad (3.29)$$

Wobei g der Landé-Faktor und μ_B das Bohrsche Magneton sind. Führt man (3.29) in (3.28) ein, so erhält man:

$$[S, \hat{H}] = \frac{g\mu_B}{\hbar} \begin{pmatrix} [S_x, S_x B_x + S_y B_y + S_z B_z] \\ [S_y, S_x B_x + S_y B_y + S_z B_z] \\ [S_z, S_x B_x + S_y B_y + S_z B_z] \end{pmatrix} \quad (3.30)$$

Mithilfe der Eigenschaften der Spinoperatoren erhält man:

$$[S_i, S_j] = i\hbar \sum_{k=1}^3 \varepsilon_{ijk} S_k \quad (3.31)$$

Dabei sind die ε_{ijk} die Elemente des total-antisymmetrischen Tensors 3. Stufe mit der Kommutatoralgebra kommt man auf:

$$[S, \hat{H}] = \frac{g\mu_B}{\hbar} \begin{pmatrix} B_y S_z - B_z S_y \\ B_z S_x - B_x S_z \\ B_x S_y - B_y S_x \end{pmatrix} \quad (3.32)$$

Mit der Definition des Kreuzproduktes erhalten wir die Bewegungsgleichung für den Spin im Magnetfeld:

$$\frac{d}{dt}\langle S \rangle = -\frac{g\mu_B}{\hbar}\langle S \rangle \times B. \quad (3.33)$$

Im Experiment wird meistens die mittlere Magnetisierung in einem Volumen, statt eines einzelnen Spins bzw. eines einzelnen Spinmomentes betrachtet. Der Zusammenhang zwischen dem einzelnen Spin und der mittleren Magnetisierung ist dann:

$$M = \frac{1}{V} \sum_V \frac{g\mu_B}{\hbar} \langle S \rangle. \quad (3.34)$$

Die Vorfaktoren werden dann abgekürzt durch $\gamma_0 = \frac{g\mu_B}{\hbar}$ und $|\gamma| = \mu_0 |\gamma_0|$, die Bewegungsgleichung für die Makrospindynamik ergibt sich als:

$$\frac{d}{dt}M(t) = -|\gamma|M \times H. \quad (3.35)$$

Aus der Bewegungsgleichung folgt, dass der Betrag der Magnetisierung $|M| = \sqrt{M^2}$ konstant ist, denn es gilt nach der Definition der Produktregel:

$$\frac{d}{dt}M^2 = 2M \frac{d}{dt}M = -2|\gamma|M \cdot (M \times H) = 0. \quad (3.36)$$

Ferner folgt daraus, dass der Winkel zwischen der Magnetisierung und einem zeitlich konstanten Magnetfeld konstant bleibt.

$$\frac{d}{dt}(M \cdot H) = H \cdot \frac{d}{dt}M = -|\gamma|H \cdot (M \times H) = 0. \quad (3.37)$$

Der Betrag der Magnetisierung und der Winkel zwischen Magnetisierung und Magnetfeld sind zwei Erhaltungsgrößen. Im Experiment wird beobachtet, dass sich die Magnetisierung nach Anlegen eines äußeren Magnetfeldes nach genügend langer Zeit im statischen Gleichgewichtszustand, parallel zum Magnetfeld ausrichtet. Dies steht im Widerspruch zu den beiden Erhaltungssätzen (3.36) und (3.37). Daher ist es notwendig einen Dämpfungsterm einzuführen, um diesen Fehler zu korrigieren. Die erweiterte Gleichung ist die sogenannte Landau-Lifshitz Gleichung [34]:

$$\frac{d}{dt}M = -|\gamma|M \times H - \frac{\alpha_{LL}}{M_s} |\gamma| M \times (M \times H) \quad (3.38)$$

M_s ist die Sättigungsmagnetisierung und α_{LL} die Landau-Lifshitz Dämpfungskonstante.

Im Grenzfall $\alpha_{LL} \gg 1$, könnte die Geschwindigkeit der Ummagnetisierung durch Vergrößerung der Dämpfung beliebig gesteigert werden. Durch Einführung eines ohmschen Dissipationsterms von Gilbert [35],

$$H = H_{eff} - \frac{\alpha_G}{|\gamma| M_s} \frac{d}{dt} M \quad (3.39)$$

wird die Gleichung korrigiert. Ersetzt man H mit H_{eff} in (3.35), hat man die sogenannte Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung:

$$\frac{dM}{dt} = -|\gamma| M \times H_{eff} + \frac{\alpha_G}{M_s} M \times \frac{dM}{dt} \quad (3.40)$$

wobei α_G die Gilbert Dämpfungskonstante ist. Im folgenden Abschnitt wird α_G als α bezeichnet.

3.2.2.2 Das lokale Magnetfeld des Ferromagneten

Im allgemeinen Fall wird das lokale effektive Magnetfeld H_{eff} des ferromagnetischen Materials von verschiedenen Faktoren beeinflusst. Eine Darstellung von H_{eff} ist durch die folgende Formel gegeben:

$$H_{eff} = H_{ext} + H_{aus} + H_{ent} + H_{ani} . \quad (3.41)$$

Das lokale Magnetfeld besteht aus vier Termen, dem externen Magnetfeld H_{ext} , dem Entmagnetisierungsfeld H_{ent} , dem magnetischen Anisotropiefeld H_{ani} und dem Austauschfeld H_{aus} . Ferner kann man das effektive Magnetfeld H_{eff} als die Ableitung der freien Energie F nach der Magnetisierung des Festkörpers ausdrücken:

$$H_{eff} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial F}{\partial M} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial (F_{ext} + F_{aus} + F_{ent} + F_{ani})}{\partial M} . \quad (3.42)$$

Der erste Term ist durch die Wechselwirkung zwischen externem Magnetfeld und der Magnetisierung hervorgerufen. Die drei anderen Terme hängen in erster Linie von dem Material bzw. dem ferromagnetischen Festkörper ab. Im folgenden Abschnitt wird auf die einzelnen Beiträge des Magnetfeldes bzw. der Energiedichte eingegangen.

Eine anschauliche Darstellung für \vec{M} und \vec{H}_{ext} in einer ferromagnetischen dünnen Schicht ist in Abb. 3.6 gegeben.

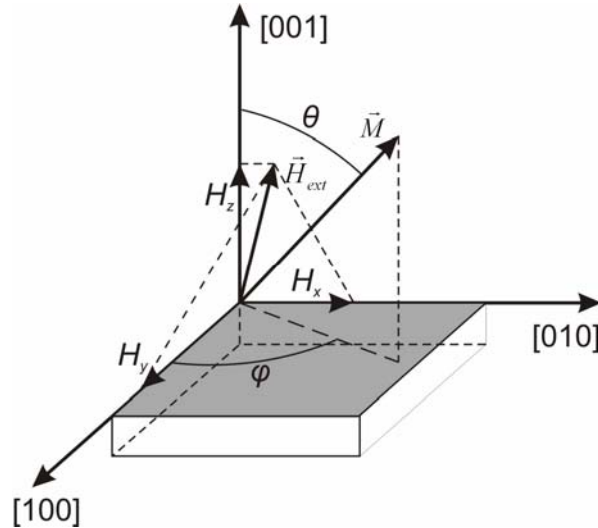


Abb. 3.6 Schematische Darstellung von \vec{M} und \vec{H}_{ext} in einem kristallinen dünnen Film. Die $[001]$, $[100]$ und $[010]$ Richtungen sind als x-, y- und z-Richtung angegeben. θ und φ sind die Polar- und Azimutwinkel von \vec{H}_{ext} .

Die im folgenden Abschnitt benutzten Symbole θ und φ sind wie in Abb. 3.6 definiert.

▪ Zeeman-Energie

Die Zeeman-Energie kann man als die Wechselwirkung zwischen externem Magnetfeld und der Magnetisierung verstehen. Der Beitrag kann als Skalarprodukt von \vec{M} und \vec{H}_{ext} beschrieben werden.

$$F_{zeeman} = -\mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_{ext} = -\mu_0 |M| (H_x \sin \theta \sin \varphi + H_y \sin \theta \cos \varphi + H_z \cos \theta) \quad (3.43)$$

▪ Die Austauschkopplung

Die Austauschkopplung der Spins ist ein reiner quantenmechanischer Effekt und ist die eigentliche Ursache für die magnetische Ordnung. Diese Austauschwechselwirkung kann mithilfe des Heisenbergmodells beschrieben werden:

$$\hat{H}_{aus} = -\sum_{i,j} J_{i,j} (\hat{S}_i \cdot \hat{S}_j). \quad (3.44)$$

$J_{i,j}$ beschreibt dabei die Austauschwechselwirkung zwischen den Spins S_i und S_j . Die Reichweite dieser Wechselwirkung ist sehr klein. Nur die Wechselwirkung der benachbarten Elektronen liefert einen merklichen Beitrag. Der Energiebeitrag kann auch als Funktion der Magnetisierung ausgedrückt werden:

$$F_{aus} = \frac{A}{M_s^2} (\nabla M_x^2 + \nabla M_y^2 + \nabla M_z^2) \quad (3.45)$$

wobei A die Austauschkonstante und M_s die Sättigungsmagnetisierung sind. Aus (3.42) und (3.45) kann das Austauschfeld in folgender Form ausgedrückt werden:

$$H_{aus} = \frac{2A}{M_s^2} \nabla^2 M \quad (3.46)$$

▪ **Entmagnetisierungsfeld**

Das Entmagnetisierungsfeld H_{ent} entsteht durch magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Dieses Feld kann aus der Maxwell'schen Gleichung hergeleitet werden.

$$\text{div} B = \text{div} \mu_0 (H_{ent} + M) = 0 \quad (3.47)$$

$$\text{Und} \quad \nabla \times H_{ent} = 0 \quad (3.48)$$

Die Feldstärke von H_{ent} kann man als Gradientenfeld ausdrücken:

$$H_{ent} = \nabla \cdot F_{ent} \quad (3.49)$$

Die Lösung für diese Gleichung ist durch das Potential F_{ent} des Entmagnetisierungsfeldes gegeben, wenn die Magnetisierung lokal und stetig differenzierbar ist:

$$F_{ent}(r) = -\frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\nabla' \cdot M(r')}{|r-r'|} dV = \frac{1}{4\pi} \int_V G(r,r') \cdot M(r') dV. \quad (3.50)$$

Das Entmagnetisierungsfeld kann man durch den Entmagnetisierungstensor \hat{N} phänomenologisch ausdrücken:

$$H_{ent} = -\hat{N} \cdot M \quad (3.51)$$

Wenn die Magnetisierungsverteilung eine ellipsoidale Form besitzt, ist das Entmagnetisierungsfeld ortsunabhängig und die Nebendiagonalelemente von \hat{N} verschwinden. In diesem Fall gilt dann:

$$H_{ent} = - \begin{pmatrix} N_{xx} M_x \\ N_{yy} M_y \\ N_{zz} M_z \end{pmatrix}. \quad (3.52)$$

Der Tensor hat die Spur 1 in *mks*-Einheiten, d. h. $N_{xx} + N_{yy} + N_{zz} = 1$. Die Entmagnetisierungsenergie kann durch das folgende Integral mit (3.49) berechnet werden:

$$F_{ent} = - \int H_{ent} dM = - \frac{1}{2} M \cdot \hat{N} \cdot M. \quad (3.53)$$

Wie in Abb. 3.6 dargestellt, besitzt ein unendlich ausgedehnter Film, dessen Oberflächennormale in der [100]-Richtung liegt und θ der Winkel zwischen der [100]-Richtung und der Magnetisierung ist, eine Entmagnetisierungsenergie:

$$F_{ent} = - \frac{1}{2} \mu_0 M^2 \sin^2 \theta. \quad (3.54)$$

▪ Anisotropiefeld

Die Austauschwechselwirkung ist isotrop und trägt nicht zu dem Anisotropiefeld bei. Die Spin-Bahn-Kopplung verursacht die magnetokristalline Anisotropie und liefert einen richtungsabhängigen Beitrag zum Magnetfeld. Die indirekte Wechselwirkung der Spins mit den Gitteratomen kann mit (3.55) beschrieben werden:

$$H_{LS} = - \lambda_{LS} \vec{L}_i \cdot \vec{S}_i. \quad (3.55)$$

Da die Elektronorbitale an das Kristallgitter gebunden sind, beeinflusst die Symmetrie des Kristallgitters damit die magnetischen Eigenschaften. Für den magnetischen Festkörper gibt es im allgemeinen Fall eine Vorzugsrichtung, die man als die leichte Achse bezeichnet. Die Magnetisierungsenergie entlang dieser Achse ist im Minimum. Es muss Arbeit aufgewendet werden, um die Magnetisierung aus dieser leichten Richtung auszulenken.

Für eine magnetische dünne Schicht ist oft zu beobachten, dass es zwei Beiträge zur Anisotropieenergie gibt. Ein Beitrag ist abhängig von der Schichtdicke d und

der andere nicht. Sie werden als Oberflächenanisotropieenergie und Kristallanisotropieenergie bezeichnet.

$$F_{ani} = F_{Kristall} + F_{Oberfläche} \quad (3.56)$$

der Energiebeitrag der Anisotropie liegt typischerweise einige Ordnungen unterhalb der Energie der Austauschwechselwirkungsenergie.

- **Kristallanisotropie**

Die Energiedichte der Kristallanisotropie bzw. Volumenanisotropie ist unabhängig von der Schichtdicke des Festkörpers und kann als eine Potenzreihe des Richtungskosinus $\alpha_i = M_i / |\vec{M}|$ beschrieben werden. Für uniaxiale Symmetrie verschwindet die ungerade Potenz, weil bei einer Drehung der Magnetisierung um 180° kein Vorzeichenwechsel im α_i stattfindet. Im kubischen Kristall muss die Funktion der Energiedichte zusätzlich symmetrisch gegen die Vertauschung zweier α_i sein. Mathematisch gesehen ist es nun möglich, die Terme mit der geraden Potenz für alle Richtungen vertauscht auftreten zu lassen. Die Energiedichte wird nun mit folgender Formel beschrieben:

$$\begin{aligned} F_{Ani} &= K_1(\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2 + \alpha_z^2\alpha_x^2) + K_2\alpha_x^2\alpha_y^2\alpha_z^2 + \dots \\ &= \frac{K_1}{4}(\sin^2 2\theta + \sin^4 \theta \sin^2 2\varphi) + \frac{K_2}{16}\sin^2 \theta \sin^2 2\theta \sin^2 2\varphi + \dots \end{aligned} \quad (3.57)$$

K_1 und K_2 sind die physikalischen Konstanten für die magnetokristalline Anisotropie der 1. und 2. Ordnung.

- **Oberflächenanisotropie**

An der Oberfläche des Materials wird die Kristallgeometrie verletzt. Die Kristallanisotropie muss sich daher an der Oberfläche ändern. Die Änderung ruft die Oberflächenanisotropie hervor. Dieser Beitrag spielt für die dünnen Schichten eine wichtigere Rolle als die kristalline Volumenanisotropie, da der Oberflächeneffekt der dünnen Schicht größer ist. Eine phänomenologische Darstellung der Energiedichte der Oberflächenanisotropie lässt sich mit der z-Achse als Oberflächennormaler schreiben und ergibt:

$$F_{Oberflächen} = K'_s \alpha_z^2 + \dots$$

$$= 2 \frac{K_s}{d} \sin^2 \theta + \dots, \quad (3.58)$$

wobei K'_s die Anisotropiekonstante und umgekehrt proportional zu der Schichtdicke d ist. Der Faktor 2 entsteht durch Berücksichtigung der oberen und unteren Oberflächen.

3.2.2.3 Makrospinmodell mit LLG-Gleichung

Die Magnetisierungsdynamik kann im Fall einer gleichmäßigen Anregung mit dem sog. Makrospinmodell beschrieben werden. Dabei wird die Magnetisierung, wie schon oben erwähnt, durch einen über das Volumen gemittelten Magnetisierungsvektor angegeben. Dieser Vektor wird als Makrospin bezeichnet. Eine mathematisch äquivalente Form der Gleichung (3.40) lässt sich wie folgt ausdrücken: [36, 37]

$$\frac{d}{dt} \vec{M} = -\frac{|\gamma|}{1+\alpha^2} \left(\vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \vec{M} \times \vec{H}_{eff} \right). \quad (3.59)$$

Der erste Term der rechten Seite beschreibt die Larmorpräzession der Magnetisierung M um H_{eff} und der zweite Term beschreibt die Dämpfung für diese Bewegung.

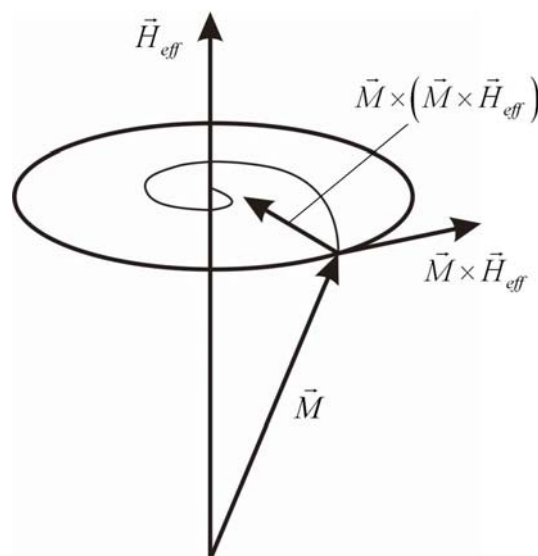


Abb. 3.7 Schematische Darstellung der Präzessionsbewegung nach dem Makrospinmodell.

Wenn es keine Dämpfung gibt, präzediert die Magnetisierung auf einer Kreisbahn um die Richtung des effektiven Magnetfeldes. Aufgrund des Dämpfungsterms $\frac{|\gamma|\alpha}{(1+\alpha^2)M_s} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff})$ wird der Winkel zwischen der Magnetisierung und dem lokalen effektiven Magnetfeld immer kleiner und nach genügend langer Zeit richtet sich die Magnetisierung parallel zum effektiven Magnetfeld aus.

Bei kleiner Dämpfung $\alpha \ll 1$, nämlich $1+\alpha^2 \approx 1$, kann Gleichung (3.59) in folgender Formel geschrieben werden:

$$\frac{d}{dt} \vec{M} = -|\gamma| \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\alpha|\gamma|}{M_s} \vec{M} \times \vec{M} \times \vec{H}_{eff}. \quad (3.60)$$

3.2.2.4 Spinwellen

Im Makrospinmodell wird angenommen, dass sich alle Spins immer im gleichen Zustand befinden. Dies entspricht jedoch nicht ganz der Realität. Die Austauschkopplung kann eine Störung an den Spins verursachen, und führt zu einer stehenden Welle der Spins. Diese Welle wird nach Bloch als Spinwelle bezeichnet. Durch das Heisenbergmodell können die Spinwellen genauer analysiert werden. Eine klassische Darstellung ist in Abb. 3.8 gezeigt. Die Spins können mit

$$S = \begin{pmatrix} S \sin \theta \sin(\omega t) \exp[ikR_x] \\ S \sin \theta \cos(\omega t) \exp[ikR_y] \\ S_z \end{pmatrix} \quad (3.61)$$

beschrieben werden, wobei k der Wellenvektor und R_i die Positionen sind. Bei der $k = 0$ Mode, die als Kittelmode bezeichnet wird, gilt $\exp[ikR_i] = 1$ und alle Spins befinden sich zu jedem Zeitpunkt im selben Zustand. Dies ist die Annahme für das Makrospinmodell. Sonst tauchen Spinwellen mit $k \neq 0$ auf. Die Energie eines einzelnen Magnons mit Wellenvektor k kann durch das quantenmechanische Heisenbergmodell hergeleitet werden [38]:

$$E(k) = E_0 + \hbar\omega(k). \quad (3.62)$$

Für einfach kubisches, bcc oder fcc Gitter gilt [39]:

$$\hbar\omega(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$$

$$\text{mit } m^* \propto (2ZJsa^2)^{-1} \quad (3.63)$$

wobei Z die Anzahl der nächsten Nachbaratome und a die Gitterkonstante sind.

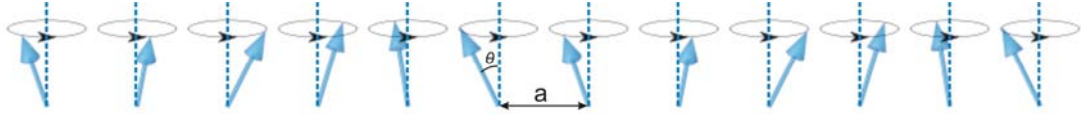


Abb. 3. 8 Darstellung der Spinwellen

Die Spinwellen dünner Schichten bei einer Temperatur, die viel niedriger ist als die Curietemperatur, spielt allerdings eine sehr kleine Rolle, da fast alle Spins in der Schicht gleich angeregt werden und es keine Phasenverschiebung zwischen den benachbarten Spins gibt. Die Spinwellen tauchen erst für relativ dicke Schichten auf [40].

3.2.2.5 Präzessionsfrequenz $\omega(H)$

Um die Kreisfrequenz $\omega(H)$ aus der LLG-Gleichung zu extrahieren, wird diese für den ungedämpften Fall in Kugelkoordinaten transformiert. Die Magnetisierung in Kugelkoordinaten lautet

$$M = M_s \begin{pmatrix} \cos \varphi \sin \theta \\ \sin \varphi \sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (3.64)$$

Damit erhält man die LLG-Gleichung (3.60) für die Bewegungsrichtung, normiert auf die Sättigungsmagnetisierung, in der folgenden Form:

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} &= -\frac{|\gamma|}{\mu_0 M_s} \left(\alpha \frac{\partial F}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \varphi} \right) \\ \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{|\gamma|}{\mu_0 M_s} \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \theta} + \frac{\alpha}{\sin^2 \theta} \frac{\partial F}{\partial \varphi} \right). \end{aligned} \quad (3.65)$$

Wird die freie Energie F in Taylor-Reihen entwickelt, ergibt sich mit partieller

Ableitung $F_{,xy} = \left. \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y} \right|_{x=0, y=0} :$

$$F = F_0 + \frac{1}{2} (F_{\theta\theta}\theta^2 + 2F_{\theta\varphi}\theta\varphi + F_{\varphi\varphi}\varphi^2) + (\text{Terme höherer Ordnung}). \quad (3.66)$$

Wird Gleichung (3.66) in (3.65) eingesetzt und die Terme höherer Ordnung vernachlässigt, so ergibt sich

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} &= -\frac{|\gamma|}{\mu_0 M_s} \left(\alpha (F_{\theta\varphi}\varphi + F_{\theta\theta}\theta) + \frac{1}{\sin\theta} (F_{\theta\varphi}\theta + F_{\varphi\varphi}\varphi) \right) \\ \frac{d\varphi}{dt} &= -\frac{|\gamma|}{\mu_0 M_s} \left(\frac{1}{\sin\theta} (F_{\theta\varphi}\varphi + F_{\theta\theta}\theta) + \frac{\alpha}{\sin^2\theta} (F_{\theta\varphi}\theta + F_{\varphi\varphi}\varphi) \right). \end{aligned} \quad (3.67)$$

Zur Lösung dieser Gleichung wird ein Exponentialansatz für den Fall ohne Dämpfung ($\alpha_G = 0$) herangezogen:

$$\begin{aligned} \theta(t) &= \theta_0 + A_\theta e^{-i\omega_0 t} \\ \varphi(t) &= \varphi_0 + A_\varphi e^{-i\omega_0 t}. \end{aligned} \quad (3.68)$$

Eine nichttriviale Lösung der Frequenz für das Gleichungssystem (3.67) mit dem Ansatz (3.68) ergibt:

$$\omega_0 = \frac{|\gamma|}{\mu_0 M_s \sin\theta} \sqrt{F_{\theta\theta} \cdot F_{\varphi\varphi} - (F_{\theta\varphi})^2}. \quad (3.69)$$

Im Experiment dieser Arbeit wird die Magnetisierung einer Fe-Schicht durch ultraschnelle Magnetfeldpulse angeregt. Die Magnetisierung präzediert um deren Gleichgewichtszustand mit einer Frequenz ω , die von dem lokalen effektiven Magnetfeld abhängt. In diesem Fall kann die entsprechende freie Energie F im Kittelmodell als die Summe der Zeeman-Energie F_{zeeman} , der Anisotropieenergie F_{ani} und der Entmagnetisierungsenergie F_{ent} betrachtet werden, da die Austauschenergie konstant bleibt.

$$\begin{aligned} F &= -\mu_0 M_s (H_x \sin\theta \cos\varphi + H_y \sin\theta \sin\varphi + H_z \cos\theta \cos\varphi) \\ &\quad - K_x \sin^2\theta \cos^2\varphi - K_y \sin^2\theta \sin^2\varphi - K_z \cos^2\theta \\ &\quad + \frac{\mu_0}{2} M_s^2 \cos^2\theta. \end{aligned} \quad (3.70)$$

Werden die partiellen Ableitungen $F_{\theta\theta}$, $F_{\theta\varphi}$ und $F_{\varphi\varphi}$ in Gleichung (3.69) eingesetzt, ergibt sich die Frequenz für den ungedämpften Fall:

$$\omega_0 = \frac{|\gamma|}{\mu_0 M_s \sin \theta} \sqrt{\mu_0 M_s (H_x \sin \theta + H_z \cos \theta) + (-2K_x + 2K_z - \mu M_s^2) \cos 2\theta} \cdot \sqrt{\mu_0 M_s H_x \sin \theta + (2K_x - 2K_y) \sin^2 \theta}. \quad (3.71)$$

Bei einer kleinen Anregung dreht sich die Magnetisierung nur um einen kleinen Winkel $\theta \approx 0$ aus der Achse von H_{eff} . Der Richtungskosinus und -sinus lassen sich durch die Näherung $\cos \theta \approx 1$, $\sin \theta \approx \theta$ und $\sin^2 \theta \approx 0$ gut annähern. Für den Fall $K_z \gg K_x \approx K_y$, der für die in dieser Arbeit untersuchten Proben gilt, verkürzt sich (3.71) auf die folgenden Formel:

$$\omega_0 \approx \frac{\gamma}{\mu_0} \sqrt{\mu_0 H_x \left(\mu_0 H_x + \mu_0 M_s - \frac{2K_z}{M_s} \right)}. \quad (3.72)$$

Diese Formel wird auch Kittelformel genannt. Bei bestimmten Proben nimmt die Frequenz ω_0 mit ansteigendem externen Magnetfeld zu [41].

3.2.2.6 Dämpfung der Magnetisierung

Experimentell wurde festgestellt, dass sich die Magnetisierung nach einer genügend langen Zeit wieder parallel zum effektiven Magnetfeld ausrichtet. D. h. durch die Dämpfungskraft wird die Magnetisierung wieder in den Gleichgewichtszustand gelenkt. Bei der magnetischen Dämpfung wird die Energie der präzedierenden Spins auf die Phononen übertragen. Sowohl intrinsische als auch extrinsische Wechselwirkung kann den Dämpfungsmechanismus auslösen. Im Experiment wird oft beobachtet [40, 42], dass die Amplitude der Präzession aufgrund der Dämpfung mit der Zeitkonstante τ_α exponentiell abfällt. In diesem Abschnitt wird der Zusammenhang des Gilbert Dämpfungsparameters α und dem experimentell gemessenen τ_α analysiert.

Hierzu wird angenommen, dass die Amplitude der Polar- und Azimutwinkel mit der Konstante τ_α exponentiell abfallen:

$$\begin{aligned} \theta(t) &= \theta_0 + A_\theta e^{-i\omega t} e^{-t/\tau_\alpha} \\ \varphi(t) &= \varphi_0 + A_\varphi e^{-i\omega t} e^{-t/\tau_\alpha}. \end{aligned} \quad (3.73)$$

Die Lösung der LLG-Gleichung im Kugelkoordinatensystem (3.64) mit dem Ansatz (3.70) wird ausgedrückt als:

$$\alpha = \frac{2\mu_0 M_s}{\tau_\alpha |\gamma| \left(F_{\theta\theta} + \frac{1}{\sin^2 \theta} F_{\varphi\varphi} \right)} \quad (3.74)$$

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 (1 + \alpha^2) - \frac{1}{\tau_\alpha^2}}. \quad (3.75)$$

Die Kreisfrequenz ω verschiebt sich leicht gegen die Frequenz ω_0 im ungedämpften Fall. Oft wird eine Zunahme der Frequenz im Experiment beobachtet [41]. Der Dämpfungsparameter α aus (3.74) wird mit der freien Energie F aus (3.70) unter Vernachlässigung der Anisotropie parallel zur Ebene zu:

$$\alpha \approx \frac{1}{\tau_\alpha |\gamma| \left(H_x - \frac{K_z}{\mu_0 M_s} + \frac{M_s}{2} \right)}. \quad (3.76)$$

Der Dämpfungsparameter α ist abhängig von der Anisotropiekonstante K_z , die aus (3.72) und (3.76) experimentell bestimmt werden kann. Wenn das externe Magnetfeld viel größer als das Anisotropiefeld ist, kann (3.76) mit (3.72) in der folgenden Formel auf:

$$\alpha \approx \frac{1}{\tau_\alpha \omega}. \quad (3.77)$$

Vereinfacht werden. Diese Formel kann für eine grobe Abschätzung des Dämpfungsparameters benutzt werden.

3.3 Experimentelles

3.3.1 Lasersystem

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein bereits bestehendes Lasersystem (siehe Abb. 3.9) verwendet. Das System besteht aus einem in der Arbeitsgruppe selbstgebauten Titan:Saphir (Ti:Sa) Puls laser, einem Neodym:Vanadat (Nd:YVO₄) Laser (Modell Verdi V18 von Coherent), einem Verstärkersystem (RegA 9050 von Coherent) und einem Expander-Compressor-System von Coherent. Der Verdi V18 wird mit 16,5W Ausgangsleistung betrieben und ist die Pumpquelle sowohl für Ti:Sa (5,2W), als auch für RegA (11,3W). Der Ti:Sa Laser [43] liefert ~40fs gepulste Laserstrahlen mit einer Wellenlänge von ~800nm und einer

Wiederholrate $\sim 80\text{MHz}$. Der durch das Expander-System ausgedehnte Laserpuls wird mit dem RegA 9050 System gechirpt und verstärkt. Die Wiederholrate der Pulse verringert sich auf 250kHz . Schließlich werden die Pulse durch das Compressor-System auf $\sim 60\text{fs}$ komprimiert. Die Ausgangsleistung des kompletten Lasersystems kann mit einem $\lambda/2$ Plättchen und Polarisator von 0 bis 800mW variiert werden. Die maximale Leistung pro Puls beträgt ca. $1\mu\text{J}$.

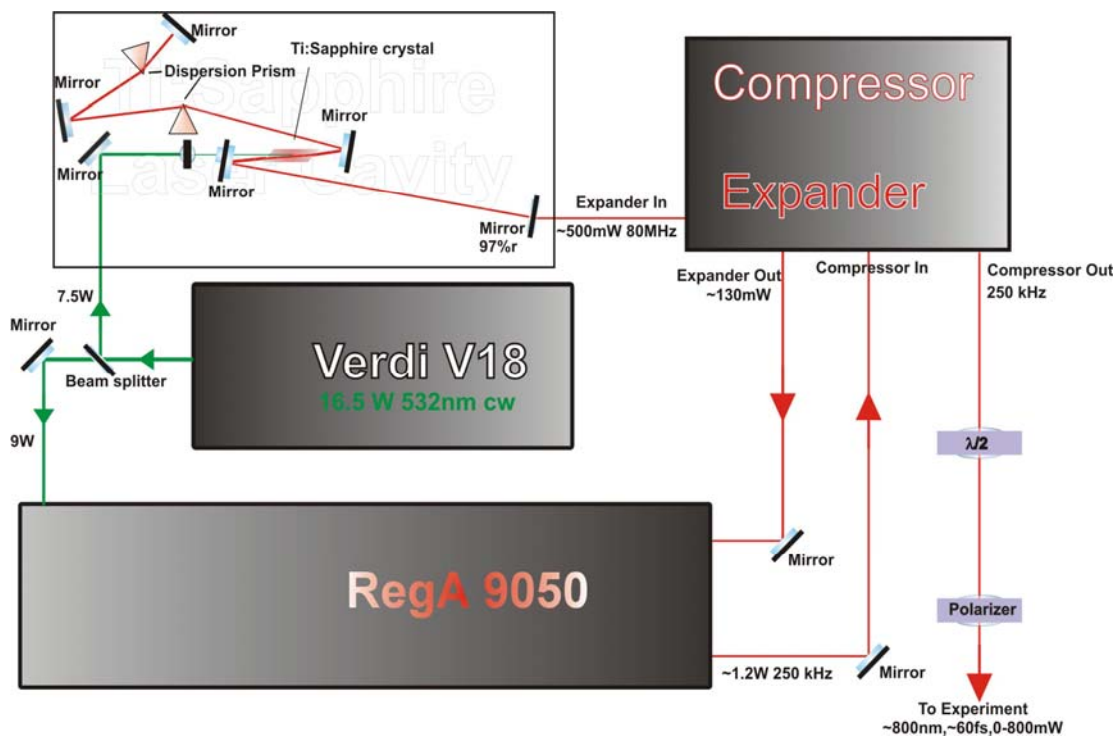


Abb. 3.9 Darstellung des kompletten Lasersystems

3.3.2 Messaufbau

Ein mit dem Autokorrelationsaufbau (siehe Abschnitt 2.3.2) umgebauter Zeitaufgelöster MOKE-Aufbau wurde für die Magnetisierungsdynamikmessungen verwendet (siehe Abb. 3.10).

Im Vergleich zum Autokorrelationsaufbau ist der TRMOKE-Aufbau an folgenden Stellen geändert:

1. Der Verzögerungsschlitten ist im Strahlgang für den Pumpimpuls eingebaut. Der Pumpstrahl wird durch ein 10faches Objektiv auf der Probe fokussiert.

Kapitel III Magnetisierungsdynamik

2. Mit dem Probestrahl wird ein MOKE-Aufbau mit Polarisator, $\lambda/4$ Plättchen, PEM, Analysator und Photodiode (siehe Abschnitt 3.2.1.3) realisiert. Ein 20faches Objektiv dient dazu, dass die Beleuchtungsfläche auf der Probenoberfläche bis auf einige μm^2 verkleinert wird. Mit einer Linse (Brennweite 3cm) wird der reflektierte Strahl wieder auf die Photodiode fokussiert. Mit dem Aufbau wird das longitudinale MOKE-Signal gemessen.
3. Ein Elektromagnet ist um den Probehalter aufgebaut, um ein statisches externes Magnetfeld an die Probe anzulegen. Das Magnetfeld kann durch einen Spannung-Strom-Regler von 0 bis 30mT variiert werden.

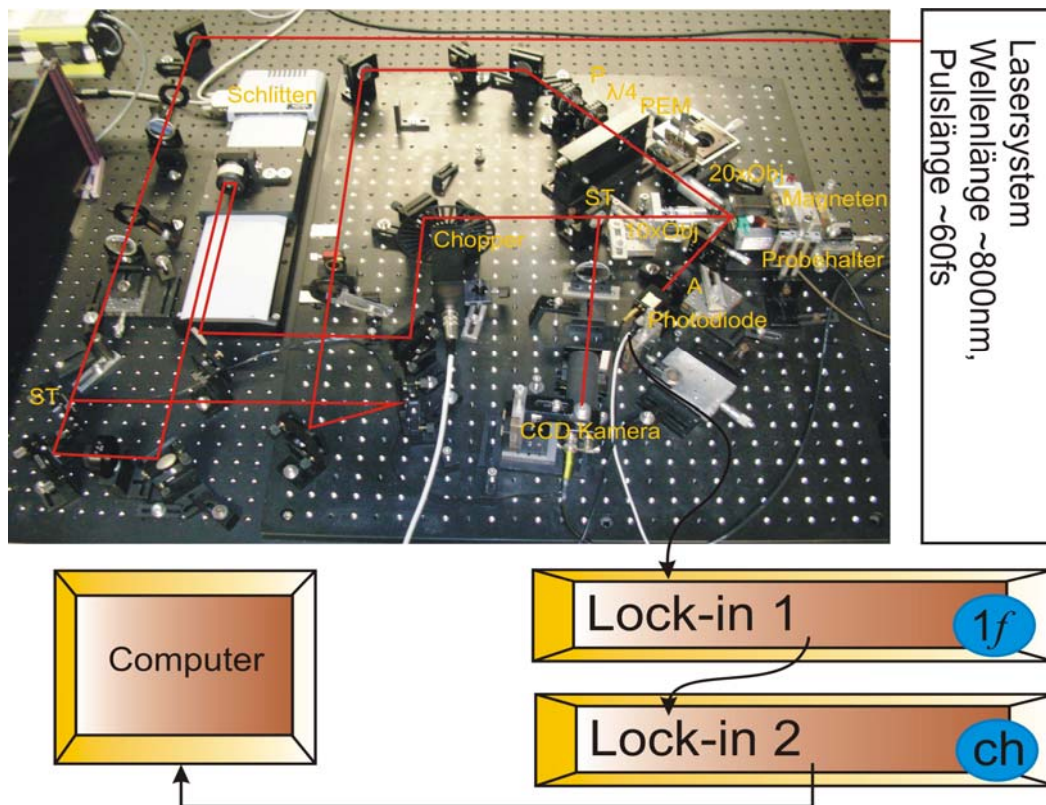


Abb. 3.10 TRMOKE-Aufbau

Die Doppelmodulationstechnik wurde für die TRMOKE-Messungen verwendet, um das durch das Lasersystem und andere optische Komponenten zugeführte Rauschen zu minimieren. Der Pumpstrahl bzw. der Probestrahl wurden mit einem mechanischen Chopper bei 800Hz bzw. mit PEM bei 50kHz moduliert. Das

MOKE-Signal wurde zuerst mit einem Lock-In bei 50kHz , der Frequenz vom PEM analysiert. Das Ausgangssignal vom ersten Lock-In wurde mit einem zweiten Lock-In bei 800Hz , der Frequenz vom Chopper verarbeitet und das Signal weiter über AD-Wandler mit einem Computer aufgezeichnet. Das gemessene Signal $\Delta\theta_k \propto \Delta M$ ist proportional zur Änderung der Magnetisierung nach der Störung durch das über den Strompuls induzierte Magnetfeld.

3.3.3 Elektronenstrahl-Lithographie

Die magnetischen Strukturen auf der Leiterbahn wurden mithilfe der Elektronenstrahl-Lithographie (E-Beam Lithographie) präpariert. Die Details über die Lithographieschritte sind in Anhang B angegeben. Zwei $25 \times 100\mu\text{m}^2$ große Streifen von $5\text{nmMgO}/30\text{nmFe}$ Schichtdicke sind hintereinander auf der Leiterbahn des Gapschalters in einer UHV-Anlage mit Elektronenstrahlverdampfer aufgedampft (siehe Abb. 3.11).

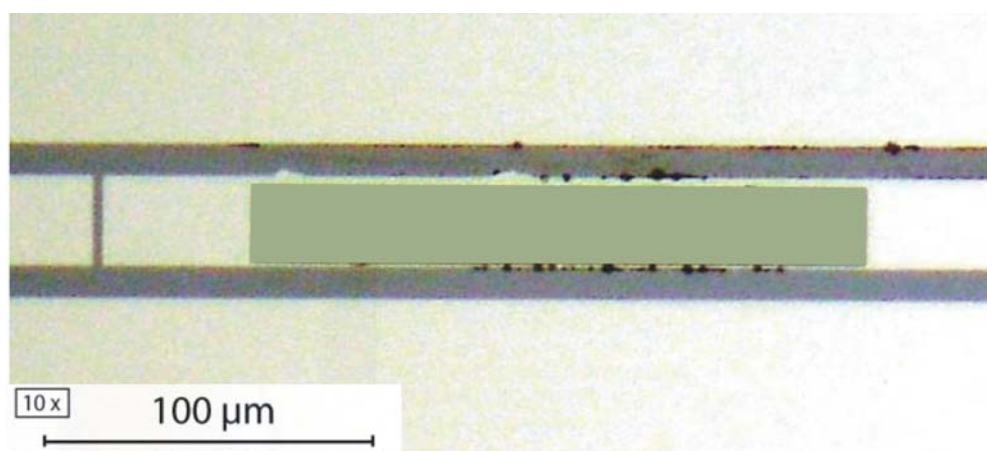


Abb. 3.11 Mikroskopaufnahme des Streifens auf der Leiterbahn.

Die MgO Schicht dient dazu, die Eisenstruktur von der Leiterbahn zu isolieren und den Skineneffekt in der Eisenschicht zu vermeiden. Wenn die MgO Schicht zwischen Fe und Leiterbahn nicht aufgebracht wäre, würde der meiste Strom aufgrund der kleinen Skindicken für Eisen (Tab. 2.1) in der Eisenschicht fließen, und damit das Magnetfeld in der Eisenstruktur stark verringern. Der $\sim 50\mu\text{m}$ Abstand zwischen der Fe-Struktur und der Lücke ist für zwei Faktoren wichtig. Einerseits soll sich die Struktur so nah wie Möglich an der Lücke befinden, um die Dispersion des elektrischen bzw. magnetischen Pulses zu minimieren.

Andererseits kann die Struktur nicht beliebig nahe an der Lücke platziert werden, da eine direkte Anregung der Eisenstruktur durch den Pumpstrahl vermieden werden soll.

3.3.4 Interpretation und Beschreibung des Experiments

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Magnetisierungsdynamikmessungen mit Photoleitungsschaltern durchgeführt. Der von dem Photostrom erzeugte Magnetfeldpuls dient zur Anregung der Magnetisierung der auf der Leiterbahn platzierten ferromagnetischen Materialien. Nach der LLG-Gleichung findet eine Präzessionsbewegung der Magnetisierung aufgrund der Änderung des externen entsprechend auch lokalen effektiven Magnetfeldes statt. Der Präzessionsmechanismus kann durch das Makrospin-Modell (siehe Abb. 3.12a)) beschrieben werden. Der ganze Mechanismus lässt sich als zwei hintereinander folgende Präzessionsbewegungen der Magnetisierung erklären. Um diesen einfach zu beschreiben, wird die Dämpfung zunächst vernachlässigt. Die erste Präzession der Magnetisierung findet während des Magnetfeldpulses statt, und die Zweite findet nach der Anregung durch den Magnetfeldpuls statt. Im Gleichgewichtszustand liegt die Magnetisierung parallel zu dem angelegten statischen Magnetfeld H_{stat} , dass in der Abbildung 3.12a) als Punkt 1 gezeichnet ist.

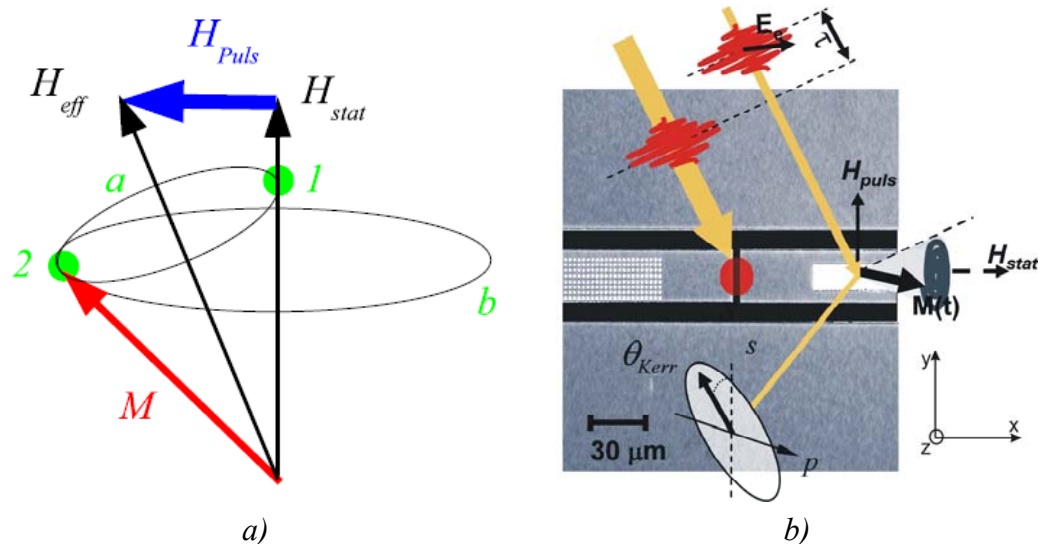


Abb. 3.12 Beschreibung des Experiments durch Makrospinmodell

a) Makrospin-Modell der Magnetisierungsdynamik bei Anregung durch einen kurzen Magnetfeldpuls.

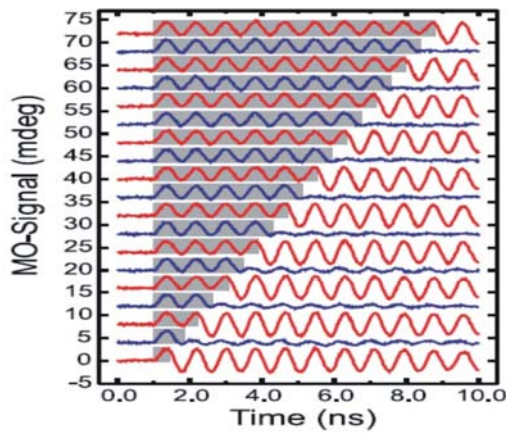
b) TRMOKE-Messprinzip mit Photoleitungsschalter

Kapitel III Magnetisierungsdynamik

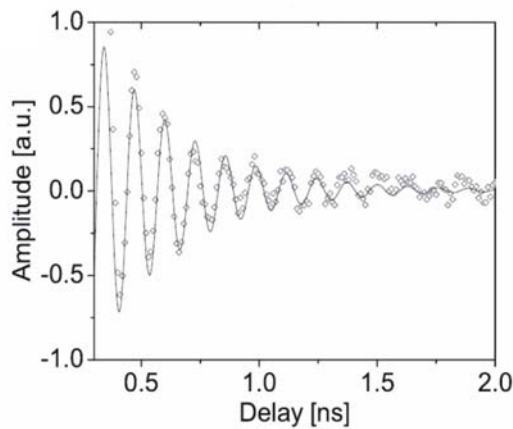
Bei der Anregung durch den kurzen Magnetfeldpuls ändert sich das lokale effektive Magnetfeld von H_{stat} zu H_{eff} . Die Magnetisierung präzediert um die H_{eff} -Achse auf der Bahn a . Dieser Prozess wird als die Anregung der Magnetisierung von dem Feldpuls bezeichnet. Nach der Anregung von dem Feldpuls dreht das lokale Magnetfeld wieder zur H_{stat} -Achse. Die Magnetisierung bleibt nach der Anregung im allgemeinen in einem von l unterschiedlichen Zustand, der von der Stärke und Länge des Magnetfeldpulses, der Stärke des statischen Magnetfeldes und der Präzessionsfrequenz abhängt [44]. Die Magnetisierung liegt in diesem Moment nicht parallel zu dem lokalen Magnetfeld und präzediert weiter um die H_{stat} -Achse. Die Amplitude der zweiten Präzession hängt von dem Endzustand der ersten Präzession ab. Wie in Abb. 3.12a) gezeigt, ist die Amplitude am größten, wenn sich die Magnetisierung nach der Anregung in Punkt 2 befindet.

In dieser Arbeit soll eine Realisierung der Präzession um den 'alten' Gleichgewichtszustand H_{stat} erfolgen. In Abb. 3.12b) wird das Messprinzip schematisch dargestellt. Der auf die Lücke des Photoleitungsschalters fokussierte Pumpuls erzeugt einen elektrischen Puls, der durch einen CPW geleitet wird, auf dem die ferromagnetische Struktur platziert ist. Da das durch den Elektromagneten erzeugte statische Magnetfeld parallel zur Leiterbahn ausgerichtet ist, liegt die Magnetisierung der Schicht im Gleichgewichtszustand in der x-Richtung. Wenn der elektrische Puls an der Schicht vorbeiläuft, wird der Gleichgewichtszustand gestört. Wie in Abb. 12a) dargestellt ist, präzediert die angeregte Magnetisierung weiter um die x-Richtung, wenn die Anregungspräzession endet. Die zeitliche Änderung der Magnetisierung wird durch den zum Pumpstrahl verzögerten Probestrahl gemessen. Die Präzessionsbewegung kann durch das gemessene MOKE-Signal, das proportional zur Magnetisierung der Ferromagnetschicht ist, experimentell bestimmt werden. Aufgrund der Dämpfungsmechanismen fällt die Amplitude der Präzession exponentiell ab. Nach genügend langer Zeit kann die Präzession aufgrund der Einschränkung der Auflösung nicht mehr detektiert werden. Die Kreisfrequenz ω und die Dämpfungszeit der Präzessionsamplitude τ_α kann durch das Experiment bestimmt werden. Durch die beiden kann der Gilbert Dämpfungsparameter α sowie Anisotropiekonstante K_z der Probe berechnet werden.

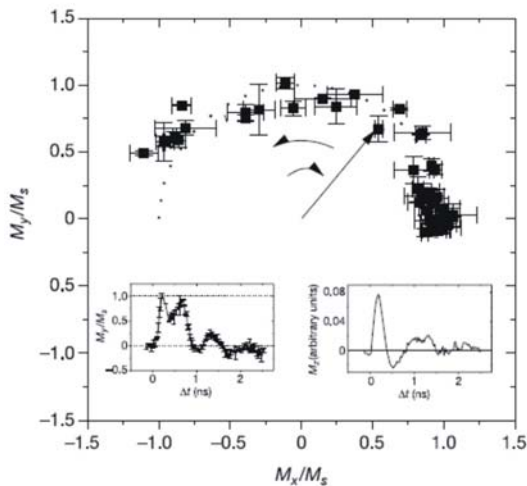
Kapitel III Magnetisierungsdynamik



a) Das zeitaufgelöste magnetooptische Signal ausgelöst durch verschiedene Feldpulse von 0,4ns bis 7,8ns. Die Länge der grauen Fläche entspricht der Pulslänge. $H_{stat}=91\text{Oe}$ und $H_{puls}=2\text{Oe}$.



b) Das TRMOKE-Signal von einem 16ML Fe Film mit ca. 100ps Magnetfeldpuls. $H_{stat}=500\text{Oe}$, $H_{puls}=20\text{Oe}$



c) Das zeitaufgelöste MSGH-Signal von 8nm Permalloy (NiFe). $H_{stat}=10\text{Oe}$, $H_{puls}=70\text{Oe}$, Pulslänge $\sim 50\text{ps}$

Abb. 3.13 Signale der zeitaufgelösten Messungen mit einem Photoleitungsschalter

a) Präzession bei $\tau_{puls} > \tau_{präzession}$ und $H_{puls} \ll H_{stat}$ [44]

b) Präzession bei $\tau_{puls} < \tau_{präzession}$ und $H_{puls} \ll H_{stat}$ [45]

c) Präzession bei $\tau_{puls} < \tau_{präzession}$ und $H_{puls} > H_{stat}$ [2]

Die Larmor-Frequenz des ferromagnetischen Materials liegt im Allgemeinen im GHz Bereich, d.h. die Periodendauer der Präzession kann von einigen zehn ps bis einigen hundert ps sein. Wenn der Magnetfeldpuls länger als die Periodendauer der Präzessionsbewegung während des Pulses ist, also $\tau_{puls} > \tau_{präzession}$, präzediert die Magnetisierung für mehrere Perioden auf der Bahn a (Abb. 3.12a)). Wenn die Pulslänge genau ein gerades Vielfaches von der Halbperiode ist, befindet sich die Magnetisierung zum Ende der Anregung in Punkt 1. Da die Magnetisierung in diesem Fall genau parallel zum statischen Magnetfeld liegt, präzediert sie nicht weiter auf der Bahn b . Wenn die Pulslänge genau ein ungerades Vielfaches der Präzessionsperiode ist, liegt die Magnetisierung zum Ende des Anregungsprozess in Punkt 2. Der Winkel zwischen \vec{M} und H_{stat} ist in diesem Fall am größten, also $\theta_{max} = 2 \arctan(H_{puls} / H_{stat})$. Die Magnetisierung bewegt sich dann in der Bahn b in der zweiten Präzession. Wenn die Pulslänge kein ganzes Vielfaches der Periodendauer ist, liegt der Winkel von \vec{M} zu H_{stat} zwischen 0 und θ_{max} . In Abb. 3.13a) sind die zeitaufgelösten magnetooptischen Signale durch die Anregung mit Feldpulsen für verschiedene Längen dargestellt. Die blauen Kurven repräsentieren den minimalen Anregungswinkel $\theta \approx 0$. Die roten Kurven zeigen dagegen den Fall für die größte Präzessionsamplitude, entsprechen also einem maximalen Anregungswinkel, der in [44] $\sim 2.5^\circ$ beträgt. Da $|H_{eff}| \approx |H_{stat}|$ gilt, sind die Frequenzen der beiden Präzessionen fast gleich. In [44] wurde eine Frequenz von $f \approx 1,2GHz$ beobachtet.

Wenn der Magnetfeldpuls kürzer als die Halbperiode der Anregungspräzession ist, kann die Magnetisierung Punkt 2 in Abb. 12a) nicht erreichen. Ein Experiment für den Fall ist in Abb. 3.13b) dargestellt. Bei $\tau_{puls} < \tau_{präzession}$ und $H_{puls} \ll H_{stat}$ dreht sich die Magnetisierung nur um einen relativ kleinen Winkel aus dem Gleichgewichtszustand heraus. Bei einer Anregung einer Fe Schicht von einem ca. $100ps$ Magnetfeldpuls mit $H_{stat} = 500Oe$ und $H_{puls} = 20Oe$ ist der Drehwinkel nur einige Grad [45]. Die beiden Parameter $f = 8,6GHz$ und $\tau_\alpha = 330ps$ wurden aus dem Experiment bestimmt.

Neben die Länge des Magnetfeldpulses wird die Anregung auch von der Stärke des Pulses beeinflusst. Die Magnetisierungspräzession bei $H_{puls} \gg H_{stat}$ ist in Abb. 3.12c) dargestellt. In der kleinen Abbildungen sind M_y/M_s aus dem MSHG-Signal (Magnetic Second Harmonic Generation) und M_z/M_s aus dem

MOKE-Signal gegen die Zeit aufgetragen. Bei $H_{puls} \gg H_{stat}$ steht H_{eff} fast senkrecht zu H_{stat} . Die Magnetisierung kann theoretisch um 180° umgedreht werden. Eine Drehung der Magnetisierung von $\sim 160^\circ$ ist bei $H_{puls} = 70Oe$ und $H_{stat} = 10Oe$ in $8nm$ Pemalloy beobachtet worden [2]. Bei der Anregung mit einem großen Winkel ($>10^\circ$) ergibt sich eine große Abweichung von dem experimentellen Ergebnis und der theoretischen Voraussage durch das Kittelmodell. Eine Zunahme der Dämpfungsparameter und Abnahme des Betrags der Magnetisierung werden experimentell festgestellt. Diese können erst durch instabile Spinwellen mit höherem Wellenvektor und Nichtlineare-Selbst-Oszillation des Makrospins erklärt werden [46].

3.4 Experimentelle Ergebnisse

3.4.1 Magnetisierungsdynamik mit Photoleitungsschalter

Im Rahmen dieser Diplomarbeit werden die Magnetisierungsdynamikmessungen an einem $30nm$ dicken $25 \times 200 \mu m^2$ Eisenstreifen mit einem LT-GaAs Gapschalter durchgeführt. Die Leiterbahn des Schalters besteht aus $5nmTi/20nmCu$ oder

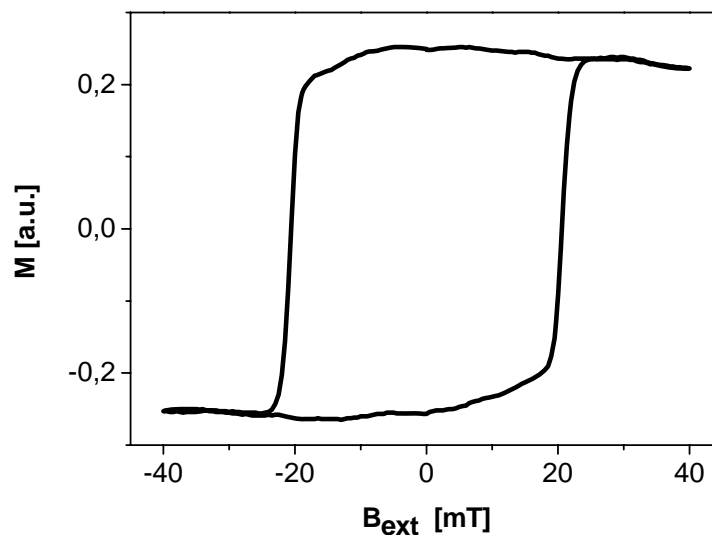


Abb. 3.14 Hysterese des $25 \times 200 \mu m^2$ Streifens

5nmTi/20nmAl. Das verwendete Lasersystem wurde bereits in Abschnitt 3.3.1 beschrieben. Zunächst werden die Messungen mit einem Cu-Schalter aufgeführt. Die Hysterese des Eisenstreifens auf der Leiterbahn wurde mit dem Probestrahl gemessen (siehe Abb. 3.14), wobei der Pumpstrahl geblockt wurde. Die TRMOKE-Messung derselben Probe fand bei einer Spannung von 28V statt. Der durch das Pikoamperemeter gemessene Photostrom beträgt $\sim 6\mu A$ bei 6mW Pumpleistung an dem Gapschalter. Unter der Annahme, dass die Pulslänge dieses Gapschalters $\sim 5ps$ und der Puls rechteckförmig ist, ist die Stromstärke pro Puls $\sim 5A$. Der nach (2.22) abgeschätzte Magnetfeldpuls parallel zur Probenoberfläche beträgt somit $\sim 100mT$. Ein statisches Magnetfeld von 30mT wurde entlang der Leiterbahn angelegt.

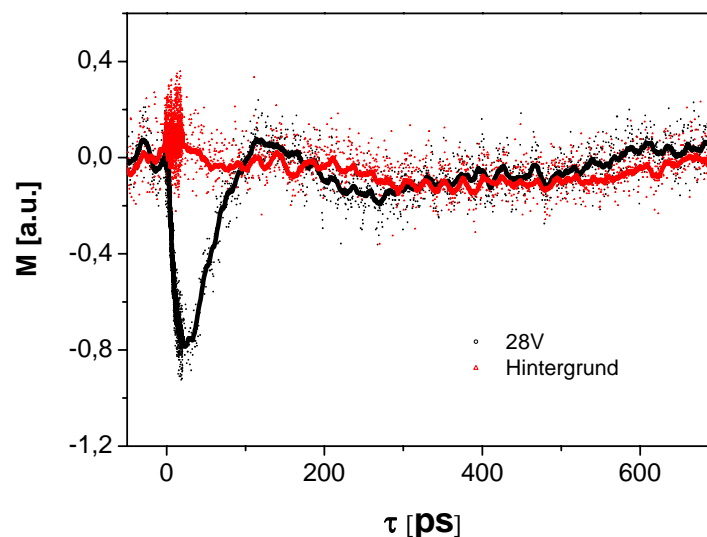


Abb. 3.15 Longitudinale TRMOKE-Signale des Eisenstreifens mit $H_{stat} = 30mT$, $H_{puls} = 100mT$ und $\tau_{puls} = 5ps$ bei 28V und 0V. Die schwarzen Punkte zeigen eine Messung bei 28V angelegter Spannung. Die roten Punkte stellen den Hintergrund dar. Die Kurven ergeben sich aus einer Glättung über 30 Punkte für die jeweiligen Messdaten.

In Abb. 3.15 sind die TRMOKE-Signale bei 28V und 0V dargestellt. Im Vergleich zum Hintergrund ($U=0V$) ist bei 28V eine Anregung der Magnetisierung zu beobachten. Das gemessene longitudinale MOKE-Signal zeigt den zeitlichen Verlauf von M_y (siehe Abb. 3.12b)). In der Zeit von 0 bis 20ps nach der Anregung

durch den Puls steigt der Betrag von M_y an und fällt anschließend wieder ab. Bei 100ps kehrt M_y fast wieder in den Gleichgewichtszustand zurück. Da die Präzession der Magnetisierung nach der Anregung in der Messung leider nicht deutlich zu erkennen ist, kann nur abgeschätzt werden, dass die Länge der ersten Periode $\sim 200\text{ps}$ ist.

Wie bereits oben erwähnt, wird bei der Messung eine Anstiegszeit von M_y von ca. 200ps und der Anregungspuls $\sim 5\text{ps}$ dauern, beträgt der Drehwinkel der Magnetisierung war einige Grad.

Ferner ist der Magnetfeldpuls viel stärker (100mT) als das statische Magnetfeld (30mT), was dann führt, dass sich Heff während der Anregung um einen relativ großen Winkel in der xy -Ebene dreht.

Daraus folgt, dass sich die Magnetisierung kaum in der xy -Ebene sondern fast nur aus der Ebene herausdreht. Nach der Anregung fällt die Magnetisierung aufgrund des Anisotropiefeldes wieder in die Ebene zurück, wobei der Betrag von M_y weiter ansteigt. Daher ist zu erwarten, dass die Anstiegszeit von $|M_y|$ viel länger als die Pulslänge ist.

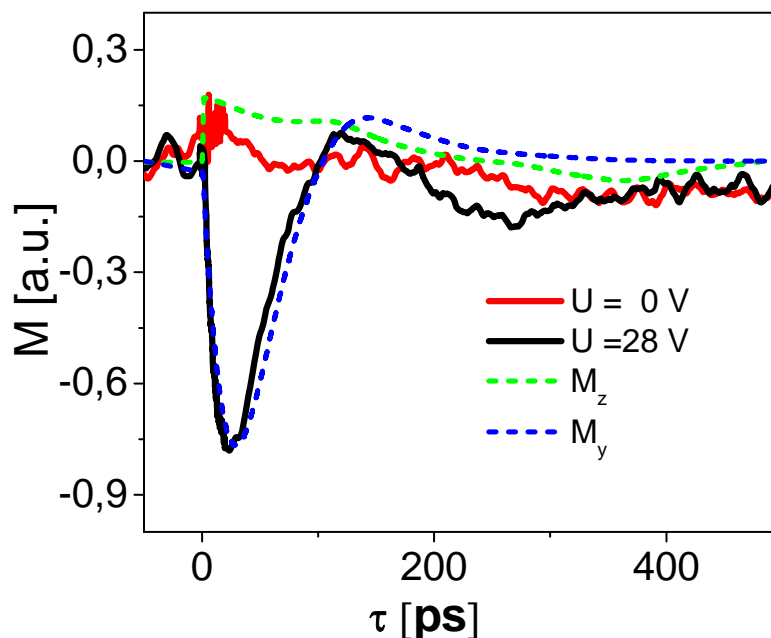


Abb. 3.16 Das Messsignal im Vergleich zu einer Computersimulation mit OOMMF. Die roten und schwarzen Linien sind Messresultate und die gestrichelten Linien sind Ergebnisse der Computersimulation.

Im Vergleich zur TRMOKE Messung zeigt eine Computersimulation mit dem Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF) Programm ein ähnliches Resultat (siehe Abb. 3.16). Die gestrichelten Kurven stellen den zeitlichen Verlauf von M_y und M_z aus der Simulation dar, wobei der Gilbertdämpfungsparameter mit $\alpha = 0,15$, das statische Magnetfeld mit $30mT$ und ein gaußförmiger Magnetfeldpuls von $1ps$ mit $300mT$ für die Simulation vorgegeben wurde. Die M_y Komponente stimmt mit dem Messergebnis sehr gut überein. Sowohl das Experimentergebnis als auch die Simulation zeigt, dass die Anstiegszeit der $|M_y| \sim 20ps$ beträgt und die Präzessionsamplitude innerhalb von wenigen Perioden zu Null abfällt. Daraus folgt zunächst die Vermutung, dass es eine große Dämpfung in der Eisenschicht bei einem $30mT$ statischen Magnetfeld gibt.

Ein Messergebnis mit einem Al-Schalter bei $60V$ ist zusammen mit dem vorherigen Ergebnis in Abb. 3.17 dargestellt.

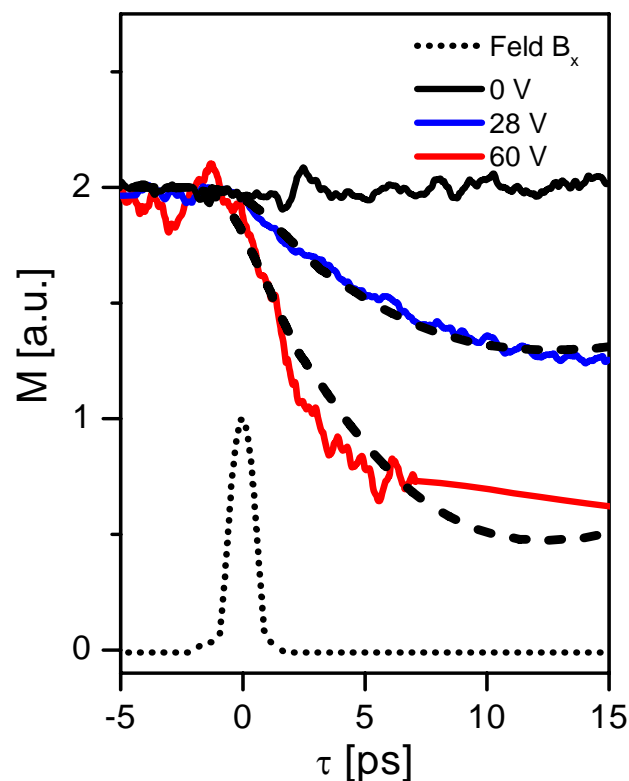


Abb. 3. 17 TRMOKE-Signal bei 0, 28V und 60V.

Die mittlere Stromstärke von $\sim 14\mu A$ bei $60V$ entspricht einem Magnetfeldpuls von $\sim 230mT$. Im Vergleich zu der Messung bei $28V$ angelegter Spannung ist bei $60V$ eine größere Anregung der Magnetisierung in der kleinen Zeitskala zu beobachten. Nach (3.72) ist die Frequenz der Anregungspräzession bei $60V$ größer als bei $28V$, weil das effektive Magnetfeld zunimmt. Die Magnetisierung präzediert bei der Anregung schneller um die H_{eff} -Achse und dreht während der Anregung weiter aus dem Gleichgewichtszustand. Das entspricht einem größeren Anstieg von $|M_y|$.

Die Messungen mit den Photoleitungsschaltern sind wie schon gezeigt sehr verrauscht. Das Rauschen kann durch die Instabilität der Polarisationsrichtung und der Intensität der Laserpulse und die Instabilität der Position des Laserspots hervorgerufen werden. Da der Magnetfeldpuls sehr kurz ist, beträgt die Anregung der Magnetisierung dabei maximal einige Grad und der gemessene Kerrwinkel ist nur einige mgrad. Wenn die Polarisationsrichtung bzw. die Intensität des des Laserpulses durch das Lasersystem selbst oder durch die verwendeten optischen Komponenten geändert wird, kann dies ein erhebliches Rauschen im Messsignal hervorrufen. Das Messsignal wird noch von der Positionsstabilität des Pumpstrahls beeinflusst. Nur wenn die Position des Pumpstrahls stabil bleibt, dann sind alle Magnetfeldpulse gleichförmig. Um das Rauschen zu minimieren, soll der Messaufbau in Zukunft noch optimiert werden.

3.4.2 Dämpfungsparameter α

Die Dämpfungskonstante α einer $30nm$ Eisenschicht auf $5nmTi/20nmAl/5nmMgO$ wurde in einem all-optical Pump-Probe-Experiment bestimmt. Statt eines externen Magnetfeldpulses wird in diesem Experiment der Laserstrahl durch direkte Beleuchtung an der Probe als Pumpquelle für die Magnetisierung benutzt. Durch den Pumpimpuls kann in einer bestimmten Konfiguration die Präzession der Magnetisierung einer dünnen Schicht ausgelöst werden. Wenn die Magnetisierung eine Komponente senkrecht zur Oberfläche besitzt, kann der Laserpuls ein ultraschnelles Entmagnetisierungsfeld an der Probe aufgrund der starken Änderung der Anisotropiekonstante hervorrufen. Hierbei leitet ein Feldpuls einer Länge von wenigen Pikosekunden eine Präzession ein. Die Magnetisierung der Probe wird durch den zum Pumpstrahl verzögerten Probestrahl mit MOKE gemessen.

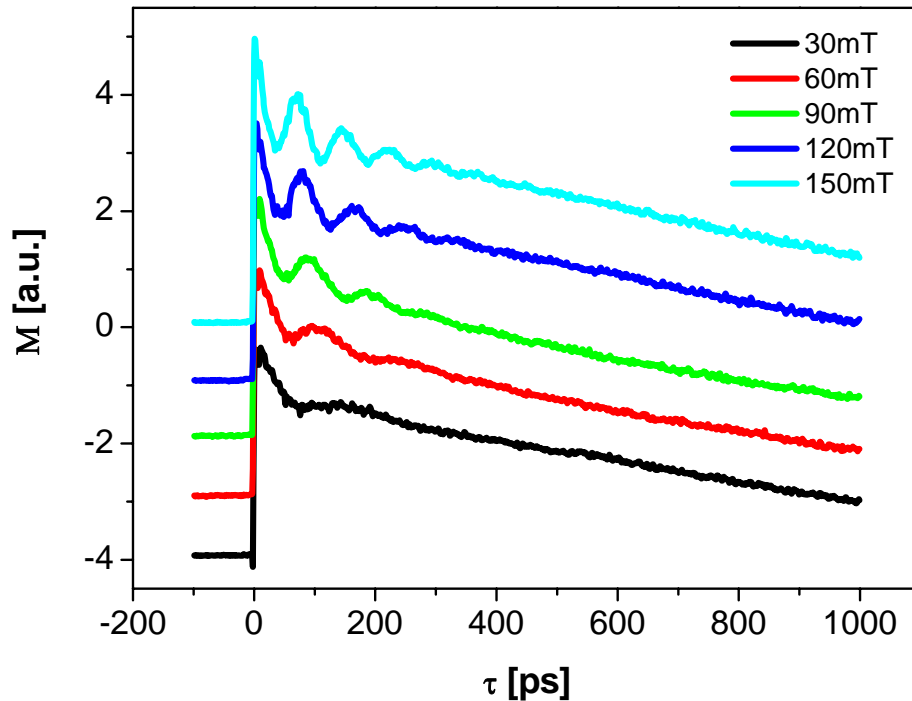


Abb. 3.18 Messergebnisse aus dem all-optical Pump-Probe-Experiment an einem 30nm dicke Eisenfilm auf Si-Substrat/5nmTi/20nmAl/5nmMgO.

In Abb. 3.18 ist der zeitliche Verlauf der Magnetisierung bei verschiedenen externen statischen Magnetfeldern dargestellt. Um eine zur Oberfläche senkrecht stehende Komponente der Magnetisierung zu gewinnen, wird das Magnetfeld um 30° zur Oberfläche der Probe angelegt. Da die Oszillationen aus den Messkurven kohärent sind, taucht bei der Präzession nur die uniforme Mode auf. Dadurch kann das zugehörige dynamische Verhalten der Magnetisierung durch das Kittelmodell gut erklärt werden. Die mit

$$M = M_1(\tau) + M_2 \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_\alpha}\right) \cdot \sin(2\pi(\tau - \tau_0)\nu) \quad (3.78)$$

gefitteten Kurven an die Messwerte liefern zwei Parameter. Zum einen die Präzessionsfrequenz ν und zum anderen die Abfallszeit τ_α . Der Term $M_1(\tau)$ beschreibt den Hintergrund der Reflektivitätsänderung, also der Anregung von

Phononen und nicht kohärenten magnetischen Anregungen, die in dieser Arbeit nicht diskutiert werden. Aus (3.72) und (3.76) folgt

$$\alpha = \frac{1}{\tau_\alpha |\gamma| \left(\cos 30^\circ H_{ext} - \frac{K_z}{\mu_0 M_s} + \frac{M_s}{2} \right)} \quad (3.79)$$

$$\omega = \frac{\gamma}{\mu_0} \sqrt{\mu_0 H_{ext} \cos 30^\circ \left(\mu_0 H_{ext} \cos 30^\circ + \mu_0 M_s - \frac{2K_z}{M_s} \right)} \quad (3.80)$$

wobei $|\gamma| = \frac{g\mu_B}{\hbar}$ ist. Die Frequenz wird als Funktion von H_{ext} mit (3.80) angepasst, dabei wird die Anisotropiekonstante K_z bestimmt. Mit dieser Konstante werden die Dämpfungsparameter mit (3.79) berechnet. Die Frequenz ν und der Dämpfungsparameter α sind gegen das externe Magnetfeld in Abb. 3.19 und Abb. 3.20 aufgetragen.

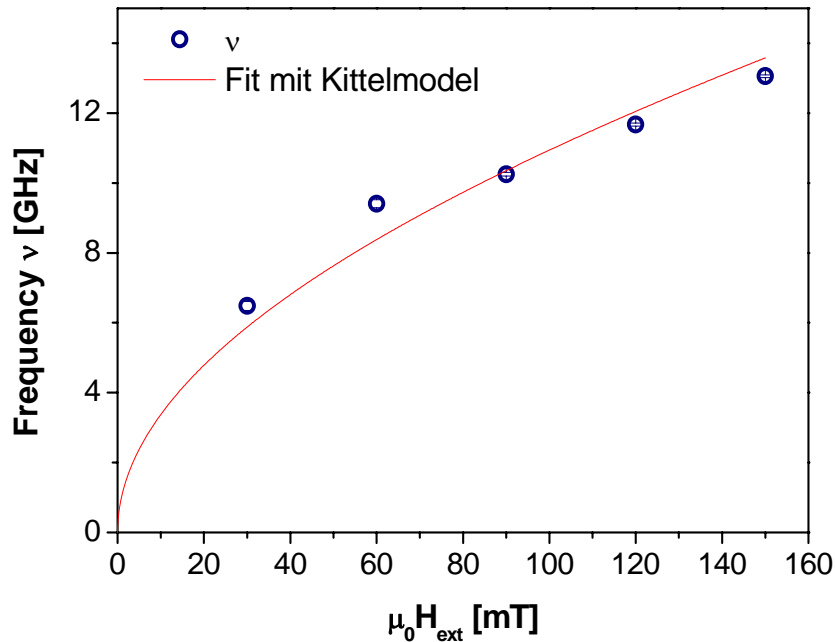


Abb. 3.19 Präzessionsfrequenz $\nu(H_{ext})$. Durch die Anpassung der Frequenzen mit (3.80) wird die Anisotropiekonstante $K_z = 59 \pm 8 \text{ mJ/cm}^2$ bestimmt.

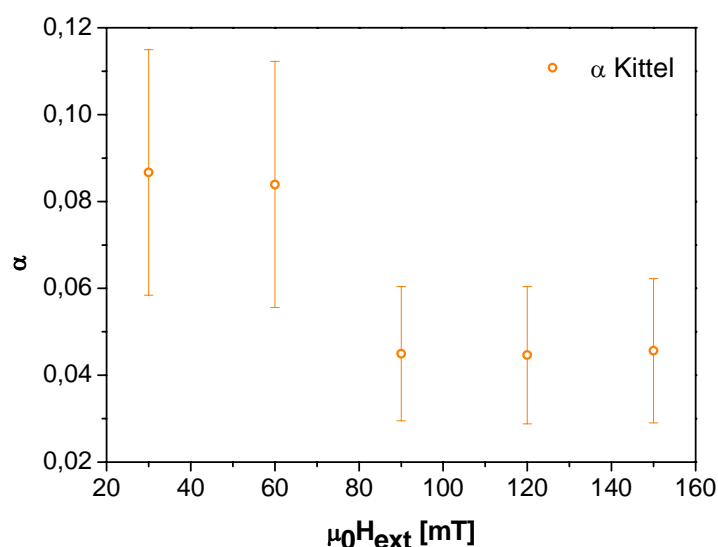


Abb. 3.20 Der Dämpfungsparameter $\alpha(H_{\text{ext}})$. Der Dämpfungsparameter bei 30mT beträgt $0,087 \pm 0,028$.

Die Dämpfungsparameter liegen bei größeren Feldern ($>60\text{mT}$) in dem Bereich von 0 bis 0,05, was mit der Literatur [45] sehr gut übereinstimmt. Unter 60mT liegt der Dämpfungsparameter bei über 0,08. Dies bestätigt, was bei den TRMOKE-Messungen mit Photoleitungsschaltern schon vermutet wurde, dass es bei 30mT eine große Dämpfung für die Schicht gibt. Die Kreisfrequenz für 30mT aus dem optischen Pump-Probe-Experiment liegt bei $6,5 \pm 0,1\text{GHz}$. Die Periode der Präzession beträgt $154 \pm 2\text{ps}$, was mit dem Experiment mit Photoleitungsschaltern gut übereinstimmt. Die hohe Dämpfung bei kleineren Feldern kann durch die thermische Fluktuation der Spins [47, 48] und Spinwellen höherer Ordnung [46] verursacht werden.

3.5 Diskussion

Aufgrund von experimentellen Schwierigkeiten in der vorhergehenden Diplomarbeit [11] wurden einige Veränderungen bei der Probenpräparation und am Messaufbau vorgenommen.

Als Leiterbahnmaterial wurde Aluminium statt Kupfer verwendet, was eine Erhöhung des Photostroms von 800mA auf 12A und damit auch der Feldstärke des

Kapitel III Magnetisierungsdynamik

magnetischen Pulses von $16mT$ auf $230mT$ möglich gemacht hat. Dies ermöglichte eine signifikante Anregung der Magnetisierung, was in der vorhergehenden Diplomarbeit nicht deutlich zu sehen war.

Um den Skineneffekt in der Eisenschicht zu minimieren, wurde bei der Probenherstellung eine Schicht MgO zwischen die Aluminium Leiterbahn und die Eisenschicht eingefügt. Ferner wurden damit auch Wirbelströme innerhalb der Eisenschicht minimiert und somit das Magnetfeld maximiert.

Die Veränderungen am Messaufbau dienten dazu das Messsignal zu optimieren. Zuerst wurde zwischen der CCD-Kamera, die den von der Probenoberfläche reflektierten Pumpstrahl einfängt und damit die Lücke und die Eisenstruktur auf einem Bildschirm abbildet, und der Probe eine Linse eingebaut um diesen reflektierten Strahl zu fokussieren und somit eine bessere Ortsauflösung zu gewährleisten.

Darüber hinaus wurde der Verzögerungsschlitten, der vorher den Probestrahl verzögert hatte, umgebaut und verzögert nun den Pumpstrahl. Dies war notwendig, um die Ortsstabilität des Probestrahls während einer zeitaufgelösten Messung zu garantieren und so das Rauschen im MOKE-Signal zu minimieren. Da der Pumpstrahl nicht so stark fokussiert ist, ist seine Verschiebung während einer Messung auch nicht so kritisch.

Schließlich wurde noch die MOKE-Geometrie von transversal auf longitudinal verändert. Damit wird nun die Magnetisierung in y-Richtung statt in x-Richtung gemessen (siehe Abb. 3.12b)). Dies verstärkt das MOKE-Signal, da die Änderung der Magnetisierung $\Delta M_x / M_x$ kleiner ist als $\Delta M_y / M_y$ in dieser Messanordnung.

Kapitel IV

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden ultrakurze Magnetfeldpulse zur Anregung der Magnetisierungsdynamik realisiert. Die $\sim 5ps$ Magnetfeldpulse bis max. $230mT$ wurden durch LT-GaAs Photoleitungsschalter generiert. Solche Magnetfeldpulse sind vergleichbar mit Pulsen im SLAC-Experiment [48]. Damit ist es möglich, Magnetisierungsdynamik ausgelöst durch ultrakurze Magnetfeldpulse im Labor als Tabletopexperimente zu messen. Diese Arbeit hat mithilfe von zeitaufgelösten MOKE Messungen gezeigt, wie die Magnetisierung nach einer Anregung durch einen Magnetfeldpuls in ihre Ursprungslage zurück relaxiert. Es wurden zwei unterschiedliche Schalter, Gapschalter und Fingerschalter verwendet, um die elektrischen Pulse bzw. die Magnetfeldpulse zu generieren. Die Pulslänge wurde durch Autokorrelationsmessungen für Gapschalter im Bereich von $3,7ps\sim 10ps$ und für Fingerschalter im Bereich von $4,8ps\sim 7,1ps$ bestimmt. Die genaue Feldverteilung wird numerisch berechnet. Ein mittlerer Photostrom von $12\mu A$ entspricht einer maximalen Amplitude des Magnetfeldpulses von $200mT$. Die Magnetisierungspräzession einer $30nm$ Eisenstruktur von $20\times 200\mu m^2$ wurde durch diesen Magnetfeldpuls angeregt und mithilfe von TRMOKE analysiert. Obwohl der Magnetfeldpuls sehr stark ist, dreht sich die Magnetisierung aufgrund der kurzen Pulslänge nur um einige wenige Grad aus dem Gleichgewichtszustand raus. Das experimentelle Ergebnis wurde mit einer Computersimulation verglichen und es wurde festgestellt, dass die Präzession der Magnetisierung auf der langen Zeitskala stark gedämpft ist. Die Dämpfungszeit τ_α und die Präzessionsfrequenz f wurden später durch ein all-optical Pump-Probe-Experiment bestimmt. Mithilfe des Kittelmodells wurde der Gilbert Dämpfungsparameter α berechnet. Es wurde festgestellt, dass es bei kleinen statischen Magnetfeldern ($<60mT$) eine relativ große Dämpfung gibt. In einem

30mT statischen Magnetfeld ist der Dämpfungsparameter der Eisenschicht $\alpha = 0,087 \pm 0,028$.

4.1 Ausblick

Trotz einiger Verbesserungen gegenüber vorhergehenden Diplomarbeiten, bleiben noch genug Veränderungsmöglichkeiten für zukünftige Projekte übrig. Zum einen sollten die Schalter gegenüber sich während der Messung bei hohen Spannung aufbauenden statischen Feldern stabilisiert werden. Das Aufdampfen einer isolierenden MgO-Schicht auf die Schalterfläche würde verhindern, dass Elektronmigration, getrieben durch ein hohes elektrisches Feld, das sich während der Messung um die Lücke aufbaut, zum Kurzschluss und damit zur Zerstörung des Schalters führt. Zum anderen könnte sich das magnetooptische Signal vergrößern, wenn der Magnetpuls stärker wäre. Dazu wird mehr Lückenfläche benötigt, die durch mehr und feinere Fingerstrukturen und eine neue Schaltergeometrie realisiert werden kann. Für diesen Zweck muss eine neue Lithographiemaske hergestellt werden. Schließlich, nachdem das Messsignal optimiert wurde, kann man Magnetisierungsdynamik an verschiedenen dünnen Schichten studieren und somit die verschiedenen Eigenmoden der Spinwellen bestimmen [49]. Später ist noch ein Übergang zu Messungen der Magnetisierungsdynamik von Nanostrukturen vorstellbar.

Anhang

A Optische Lithographie

- Brechen der LT-GaAs Substrat aus dem Wafer.
- Reinigung: 4min mit Aceton im Ultraschalbad Stufe 2.
4min mit Propanol im Ultraschalbad Stufe 2
- Aufspinnen von Photolack: 3-4 Tropfen Photolack (Shirley 1813) auf das Substrat aufbringen und 60s bei 3800Umdrehungen/min mit dem Spincoater aufspinnen. Die Schichtdicke des Photolacks beträgt $\sim 1,5\mu\text{m}$.
- Ausbacken: Probe 30min bei 115°C im Konvektionsofen ausbacken und 10min abkühlen lassen.
- Belichtung: Probe in die Belichtungsvorrichtung einbauen und mit der gewünschten Maske 6min belichten. Die Maske soll die Probe direkt kontaktieren.
- Entwicklung: Probe für 80s in Entwickler MF319 halten und trocken lassen.
- Ätzen: Probe 30s in 15% HCl anhalten und trocken lassen.
- Aufdampfen: 5nm Ti und danach 20nm Cu bzw. Al auf das Substrat aufdampfen.
- Lift-off: Probe 30min in Aceton halten. Danach 5~10s mit Aceton in Ultraschalbad auf Stufe 2 halten.

Mehr Details befinden sich in [12].

B Elektronenstrahl-Lithographie

- Aufspinnen des Photolacks: 2~3 Tropfen Photolack (PMMA ARP 670.02) auf der Probe bringen und 60s bei 2000Umdrehungen/min mit dem Spincoater aufspinnen.
- Ausbacken: Probe bei 170°C im Konvektionsofen ausbacken und 10min kühlen lassen.
- Belichtung: Probe mit Elektronen aus dem Raster Elektron Mikroskop.

Anhang

- Entwicklung: Probe in Entwickler (Methylisobuthylketon:Propanol, Verhältnis 1:3) 80s und danach 45s in Propanol halten.
- Aufdampfen: 5nm MgO und danach 30nm Fe auf die Probe aufdampfen.
- Lift-off: Probe 90min in Aceton halten. Und danach 5~10s mit Aceton in Ultraschalbad auf Stufe 2 halten.

Mehr Details befinden sich in [12].

C Mathematica-Programm für die Berechnung der Strom- und Magnetfeldverteilung

```
dep = 149*10^-9;
d=10*10^-9;
w=15000*10^-9;

j[x_,y_] := (Exp[-(w-Abs[x])/dep] + Exp[-(d-Abs[y])/dep]) / (1 + Exp[-(w-Abs[x] + d-Abs[y])/dep]);
dBx[x_,y_,x0_,y0_,i_] := (μ0*i/2/π)*(x-x0)/((x-x0)^2+(y-y0)^2);
dBy[x_,y_,x0_,y0_,i_] := (μ0*i/2/π)*(y0-y)/((x-x0)^2+(y-y0)^2);

μ0=4*π*10^-7;
lw=w;
ld=d;
nw=400;
nd=10;
zw=lw/nw;
zd=ld/nd;
start = -2.5*lw;
stop = 2.5*lw;
steps= 50;
ss=(stop-start)/steps;

itot=0;
ixtot={};
ix=0;

For[x=-w,x <= w,
  {ix=0;
```



```
For[y=-d,y <= d,
  {itot=itot+j[x,y];
  ix=ix+j[x,y];
  };
  y=y+zd
  ];
AppendTo[ixtot, {x,ix/(2*nd+1)}];
};
x=x+zw
];

x=.;
y=.;
z=20*10^-9;
x0=0;
y0=z+d;
i=.;
Bx=0;

Bxtot={};
Bytot={};
For[x0=start,x0 <= stop,
  {Bx=0;
  By=0;
  For[y=-d,y<= d,{
    For[x=-w,x<=w,
      {i=j[x,y];
      Bx=Bx+dBx[x,y,x0,y0,i];
      By=By+dBy[x,y,x0,y0,i];
      };
      x=x+zw
    ];
    };
    y=y+zd
  ];
  AppendTo[Bxtot, {x0,Bx/itot}];
  AppendTo[Bytot, {x0,By/itot}];
  };
  x0=x0+ss
];
```

Anhang

Literaturverzeichnis

1. M. D. Kaufmann, M. Münzenberg, *Connecting the timescales in picosecond remagnetization experiments*. Phys. Rev. B, 2007. 75: p. 012404.
2. Th. Gerrits, H. van der Berg, J. Hohlfeld, L. Bär, T. Rasing, *Ultrafast precessional magnetization reversal by picosecond magnetic field pulse shaping*. Nature, 2002. 418: p. 509.
3. S.-B. Choe, Y. Acremann, A. Scholl, A. Bauer, A. Doran, J. Stöhr, H. A. Padmore, *Vortex Core-Driven Magnetization Dynamics*. Science, 2004. 304: p. 420.
4. H. Stoll, A. Puzic, B. van Waeyenberge, P. Fischer, J. Raabe, M. Buess, T. Haug, R. Höllinger, C. Back, D. Weiss, G. Denbeaux, *High-resolution imaging of fast magnetization dynamics in magnetic nanostructures*. J. Appl. Phys., 2004. 84: p. 3328.
5. E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, J.-Y. Bigot, *Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel*. Phys. Rev. Lett., 1996. 76: p. 4250.
6. M. R. Freeman, M. J. Brady, J. Smyth, *Extremely high frequency pulse magnetic resonance by picosecond magneto-optic sampling*. Appl. Phys. Lett, 1992. 60: p. 2555.
7. I. Tudosa, C. Stamm, A. B. Kashuba, F. King, H. C. Siegmann, J. Stöhr, G. Ju, B. Lu, D. Weller, *The ultimate speed of magnetic switching in granular recording media*. Nature, 2004. 428: p. 831.
8. D. H. Auston, *Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon*. Appl. Phys. Lett, 1975. 26: p. 101.
9. F. W. Smith, H. Q. Le, V. Diadiuk, M. A. Hollis, A. R. Calawa, S. Gupta, M. Frankel, D. R. Dykaar, G. A. Mourou, T. Y. Hsiang, *Picosecond-GaAs based photoconductive optoelectronic detectors*. Appl. Phys. Lett, 1989. 54: p. 890.
10. X. Zheng, Y. Xu, R. Sobolewski, R. Adam, M. Mikulics, M. Siegel, P. Kordoš, *Femtosecond response of a free-standing LT-GaAs photoconductive switch*. Appl. Opt., 2003. 42: p. 1726.

Literaturverzeichnis

11. M. Pietz, *Optische Pikosekundenschalter zur Anregung der Präzessionsdynamik in dünnen Eisenschichten*. 2006, Universität Göttingen.
12. S. Bretschneider, *Herstellung und Charakterisierung von schnellen Photoleitungsschaltern*. 2004, Universität Göttingen.
13. G. Ernst, R. J. Haug, M. Klingenstein, J. Kuhl, K. Klitzing, K. Eberl, *Photoconductive switches for time-resolved transport measurements at low temperatures and high magnetic fields*. Appl. Phys. Lett, 1996. 68: p. 3752.
14. S. Y. Chou, Y. Liu, W. Khalil, T. Y. Hsiang, S. Alexandrou, *Ultrafast nanoscale metal-semiconductor-metal photodetectors on bulk and low-temperature grown GaAs*. Appl. Phys. Lett, 1992. 61: p. 819.
15. K. M. Yu, M. Kaminska, Z. Liliental-Weber, *Characterization of GaAs layers grown by low temperature molecular beam epitaxy using ion beam techniques*. J. Appl. Phys., 1992. 72: p. 2850.
16. M. Kaminska, E. R. Weber, T. George, J. B. Kortright, F. W. Smith, A. R. Tsaur, B. Calawa, *Structural properties of as-rich GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures*. Appl. Phys. Lett, 1989. 54: p. 1881.
17. Z. Liliental-Weber, W. Swider, K. M. Yu, J. Kortright, F. E. Smith, *Breakdown of crystallinity in low-temperature-grown GaAs layers*. Appl. Phys. Lett, 1991. 58: p. 2153.
18. A. Claverie, Z. Liliental-Weber, *Extended defects and precipitates in LT-GaAs, LT-InP*. Mat. Sci. Eng. B, 1993. 22: p. 45.
19. J. K. Luo, H. Thomas, D. V. Morgan, D. Westwood, *Thermal annealing effect on low temperature molecular beam epitaxy grown GaAs: Arsenic precipitation and the change of resistivity*. Appl. Phys. Lett, 1994. 64: p. 3614.
20. M. Griebel, *Ultraschnelle Ladungsträgerdynamik in LTG-GaAs und ErAs:GaAs-Übergittern -Grundlagen und Anwendungen*. 2002, Universität Stuttgart.
21. H. S. Loka, S. D. Benjamin, P. W. E. Smith, *Optical characterization of low-temperature-grown GaAs for ultrafast all-optical switching devices*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1998. 34: p. 1426.

Literaturverzeichnis

22. P. W. E. Smith, S. D. Benjamin, H. S. Loka, *Tailoring of trap-related carrier dynamics in low-temperature-grown GaAs*. Appl. Phys. Lett, 1997. 71: p. 1156.
23. M. Haiml, U. Siegner, F. Morier-Genoud, U. Keller, M. Luysberg, P. Specht, E. R. Weber, *Femtosecond response times and high optical nonlinearity in beryllium-doped low-temperature grown GaAs*. Appl. Phys. Lett, 1999. 32: p. 554.
24. U. Siegner, R. Fluck, G. Zhang, U. Keller, *Ultrafast high-intensity nonlinear absorption dynamics in low-temperature grown gallium arsenide*. Appl. Phys. Lett, 1996. 69: p. 2566.
25. A. C. Warren, J. M. Walters, J. L. Freeouf, D. Grischkowsky, M. R. Melloch, N. Otsuka, *Arsenic precipitates and the semi-insulating properties of GaAs buffer grown by low-temperature molecular beam epitaxy*. Appl. Phys. Lett, 1990. 57: p. 1331.
26. D. C. Look, D. C. Walters, G. D. Robinson, J. R. Sizelove, M. G. Mier, C. E. Stutz, *Annealing dynamics of molecular-beam epitaxial GaAs grown at 200°C*. J. Appl. Phys., 1993. 74: p. 306.
27. H. Yamamoto, Z. Fang, und D.C. Look, *Nonalloyed ohmic contacts on low-temperature molecular beam epitaxial GaAs: Influence of deep donor band*. Appl. Phys. Lett, 1990. 57: p. 1537.
28. D. C. Look, D. C. Woodall, M. Q. Manashreh, J. R. Sizelove, C. E. Stutz, K. R. Evans, *Anomalous Hall-effect results in low-temperature molecular-beam-epitaxial GaAs: Hopping in a dense EL2-like band*. Phy. Rev. B, 1990. 42: p. 3578.
29. D. H. Auston, A. M. Johnson, P. R. Smith, J. C. Bean, *Picosecond opto-electronic detection, sampling, and correlation measurements in amorphous semiconductors*. Appl. Phys. Lett, 1980. 37: p. 371.
30. M. Y. Frankel, J. F. Whitaker, G. A. Mourou, J. A. Valdmanis, *Experimental characterization of external electrooptic probes*. IEEE Microw. Guided Wave Lett., 1991. 1(3): p. 60.
31. N. Zamdmer, Q. Hu, S. Verghese, A. Föster, *Mode-discriminating photoconductor and coplanar waveguide circuit for picosecond sampling*. Appl. Phys. Lett, 1999. 74: p. 1039.
32. A. Othonos, *Probing ultrafast carrier and phonon dynamics in semiconductors*. J. Appl. Phys., 1998. 83: p. 1789.

Literaturverzeichnis

33. S. Verghese, N. Zamdmer, Q. Hu, E. R. Brown, A. Förster, *An optical correlator using a low-temperature grown GaAs photoconductor*. Appl. Phys. Lett, 1996. 74: p. 1269.
34. L. Landau, E. Lifshitz, *On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies*. Phy. Z. Sowjetunion, 1953. 8: p. 153.
35. T. L. Gilbert, *A Lagrangian Formulation of the Gyromagnetic Equation of the Magnetization Field*. Phy. Rev. , 1955. 100: p. 1243.
36. C. Kittel, *Note on the Inertia and Damping Constant of Ferromagnetic Domain Boundaries*. Phy. Rev., 1950. 95: p. 918.
37. S. Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism* 2ed. 1997, New York: Oxford Science Publishing.
38. W. Nolting, *Viel-Teilchen-Theorie*. 2005: Springer.
39. J. D. Patterson, B.C.Bailey, *Solid-State Physics*. 2006: Springer.
40. J. Walowski, *Non-Local/Local Gilbert Damping in Nickel and Permalloy Thin Films*, Diplomarbeit, Uni Göttingen. 2007.
41. M. D. Kaufmann, *Magnetization dynamics in all-optical pump-probe experiments: spin-wave modes and spin-current damping*, Dissertation, Uni Göttingen. 2006.
42. G. M. Müller, *Laser-induzierte Magnetisierungsdynamik in Halbmetallen und ferromagnetischen Nanostrukturen*, Uni Göttingen. 2007.
43. M. Lüttich, *Wiederaufbau eines Titan-Saphir-Lasers und magnetische Simulation*, Diplomarbeit, Uni Göttingen. 2004.
44. B. Hillebrands, K. Ounadjela, editors, *Spin Dynamics in confined Magnetic Structures II* 2003: Springer.
45. G. Woltersdorf, M. Buess, B. Heinrich, C. H. Back, *Time Resolved Magnetization Dynamics of Ultrathin Fe(001) Films: Spin-Pumping and two-Magnon Scattering*. Phy. Rev. Lett., 2005. 95: p. 037401.
46. Th. Gerrits, M. L. Schneider, A. B. Kos, T. J. Silva,, *Large-angle magnetization dynamics measured by time-resolved ferromagnetic resonance*. Phy. Rev. B, 2006. 73: p. 094454.

Literaturverzeichnis

47. B. C. Choi, J. Ho, G. Arnup, M. R. Freeman, *Nonequilibrium Domain Pattern Formation in Mesoscopic Thin Film Elements Assisted by Thermally Excited Spin Fluctuations*. *Phy. Rev. Lett.*, 2005. 95: p. 237211.
48. C. Stamm, I. Tudosa, H. C. Siegmann, J. Stöhr, A. Yu. Dobin, G. Woltersdorf, B. Heinrich, A. Vaterlaus, *Dissipation of Spin Angular Momentum in Magnetic Switching*. *Phy. Rev. Lett.*, 2005. 94: p. 197603.
49. K. Perzmaier, M. Buess, C. H. Back, V. E. Demidov, B. Hillebrands, S. O. Demokritov,, *Spin-Wave Eigenmodes of Permalloy Squares with a Closure Domain Structure*. *Phy. Rev. Lett.*, 2005. 94: p. 057202.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mir bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Prof. Dr. Markus Münzenberg für die interessante Aufgabenstellung und die intensive Betreuung während meiner gesamten Arbeit.

Prof. Dr. Thomas Pruschke für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Jakob Walowski und Gerrit Eilers für die gewissenhafte Korrektur dieser Arbeit.

Marija Djodjevic Kaufmann, Jakob Walowski und Georg Müller für ihre Hilfe im Laserlabor.

Gerrit Eilers und Malte Scherff für ihre Hilfe bei der Probenherstellung.

Mihael Lepsa für die Herstellung des LT-GaAs Substrats.

Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Münzenberg für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die Hilfsbereitschaft.

Mein größter Dank gilt meinen Eltern und meiner Frau, die mir immer vertraut und mich sowohl moralisch als auch finanziell unterstützt haben.