
Optische Pikosekundenschalter zur Anregung der Präzessionsdynamik in dünnen Eisenschichten

Diplomarbeit

vorgelegt von

Matthäus Pietz

aus

Königshütte

angefertigt am

**IV. Physikalischen Institut der
Georg-August-Universität**



März 2006

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Magnetisierungsdynamik	9
2.1	Einleitung	9
2.2	Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung	10
2.2.1	Bewegungsgleichung des Spins	10
2.2.2	Bewegungsgleichung der Magnetisierung	11
2.2.3	Dämpfung und das effektive Feld	13
2.2.4	Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung	15
2.3	Präzessionsdynamik	16
2.4	Spinwellen	22
3	Optische Schalter	23
3.1	Einleitung	23
3.2	Funktionsprinzip	24
3.3	LT-GaAs	26
3.4	Charakterisierung der elektrischen Pulse	27
3.4.1	Autokorrelation	27
3.4.2	Photoleitungssampling	29
3.4.3	Elektrooptisches Sampling	31
3.5	Koplanare Wellenleiter	33
3.6	Magnetfeld des Pulses	35
3.6.1	Räumliche Verteilung des Magnetfeldes	35
3.6.2	Magnetfeldstärke	36
3.7	Anwendung	38

4 Experimentelles	39
4.1 Einleitung	39
4.2 Charakterisierung der elektrischen Pulse	40
4.2.1 Messaufbau	40
4.2.2 Schaltergeometrien	41
4.2.3 Autokorrelationsmessungen	43
4.2.4 Amplitude der elektrischen Pulse	49
4.3 Magnetisierungsdynamikmessungen	51
4.3.1 Messaufbau	51
4.3.2 Magnetooptischer Kerr-Effekt	53
4.3.3 Probenpräparation	56
4.3.4 Messungen zur Magnetisierungsdynamik	58
A Probenpräparation	64
Literaturverzeichnis	69

Kapitel 1

Einleitung

Der Wandel der Staaten aus der Ersten Welt von Dienstleistungs- in Informationsgesellschaften, Gesellschaften also, die auf Informations- und Kommunikationstechnologien basieren, erfährt in den letzten Jahren einen rasanten Anstieg. Die Gründe dafür sind vielfältig, wobei sich aber als Hauptgründe die voranschreitende elektronische Vernetzung und Digitalisierung anführen lassen, mit denen ein immer einfacherer und schnellerer Zugriff auf Informationen und Daten möglich wird. Gefördert wird diese Entwicklung dabei durch einen technischen Fortschritt, der heute utopisch erscheinende Konzepte innerhalb von wenigen Jahren zur Marktreife bringt. Dies führt dazu, dass computergestützte Anwendungen eine immer dominierendere Rolle in unserem Alltag einnehmen und die jederzeitige Verfügbarkeit von Informationen bzw. Daten zu einem Charakteristikum unserer Zeit wird.

Eine grundlegende Anforderung dieses Wandels an die technische Seite ist eine immer schnellere und effizientere Verarbeitung und Speicherung der Daten. Jeder digitale Speichervorgang ist dadurch gekennzeichnet, dass Daten in Form von physikalischen Informationen auf bestimmten Medien verarbeitet werden. Grundsätzlich existieren hierzu zwei Mechanismen: Zum einen die Speicherung mittels der elektrischen Information, verbunden mit einer Ladungstrennung, zum anderen die Speicherung mittels der magnetischen Information, verbunden mit einer Ausrichtung des magnetischen Moments der Ladung. Besitzt die elektrische Speicherung den Nachteil der Flüchtigkeit, eignet sich die magnetische Speicherung hingegen für fast jede Anwendung und zeichnet sich durch Permanenz aus. Diese Permanenz der Informationsaufbewahrung macht magnetische Speichermedien leichter handhabbar, effizienter und unempfindlicher gegenüber externen Einflüssen. Aus diesen Gründen ist die Industrie bestrebt, die dabei verwendeten Konzepte und Technologien immer weiter zu verfeinern. Inzwischen hat die technische Entwicklung dazu geführt, dass bei magnetischen Speichermedien Datentransferraten im MHz-Bereich realisiert sind und der GHz-Bereich in greifbare Nähe gerückt ist. Diese Tatsache macht aber auch ein Umdenken not-

wendig, weil in einen Bereich vorgestoßen wird, in dem der Ummagnetisierungsvorgang, wie er bei der Speicherung einer digitalen Information auf einem magnetischen Speichermedium auftritt, nicht mehr als ein statischer Richtungswechsel der Magnetisierung angesehen werden kann. Vielmehr muss hierbei die Dynamik der Ummagnetisierung selber in neuen Konzepten und Technologien berücksichtigt werden.

Die für den Ummagnetisierungsvorgang kleiner, in Speichermedien verwendeter, ferromagnetischer Strukturen verantwortliche Dynamik spielt sich auf einer Zeitskala von Nano- bis Pikosekunden (siehe Kapitel 2) ab. In heute üblichen Speichermedien sind die relevanten Zeitskalen demgegenüber so groß, dass die Dynamik der Ummagnetisierung vernachlässigt werden kann. Es ist aber zu erwarten, dass schon die nächste Generation magnetischer Speichermedien einen Schreibvorgang enthalten wird, der auf der für die Ummagnetisierungsdynamik relevanten Zeitskala spielen wird. Ein dafür in der Literatur zurzeit favorisiertes Konzept ist das Current Induced Switching [1, 2]. Idee hierbei ist die Durchleitung eines spinpolarisierten elektrischen Pulses durch eine magnetische Speicherzelle. Dabei wird der elektrische Puls von seiner zeitlichen Länge und Amplitude so auf die Speicherzelle abgestimmt, dass die Magnetisierung der Zelle aus dem Gleichgewicht gestört wird, eine Präzessionsbewegung ausführt (siehe Kapitel 2) und nach einer halben Periodenlänge zum Stillstand kommt. Damit wird eine Ummagnetisierung der Speicherzelle erreicht, gleichbedeutend mit dem Schalten eines Bits. In Verbindung mit dem MRAM (Magnetic Random Access Memory) [3], einer auf magnetischen Zellen basierenden Arbeitsspeichertechnologie, könnte dies die nächste Generation der Arbeitsspeicher verkörpern.

Diese Entwicklung hat bewirkt, dass in den letzten Jahren die dynamischen Prozesse der Magnetisierung immer mehr an Aufmerksamkeit gewonnen haben und in den Fokus der Wissenschaft gerückt sind. Das Forschungsgebiet der Magnetisierungsdynamik entwickelte sich innerhalb kürzester Zeit zu einem sehr lebendigen und faszinierenden Bereich der Grundlagenforschung, natürlich unterstützt durch die nahe liegende industrielle Anwendung. Ziel der betriebenen Forschungstätigkeiten ist dabei das Verständnis der hinter den dynamischen Ummagnetisierungsprozessen steckenden Mechanismen. Begünstigt wurde diese Forschung auch durch die Entwicklung einer Reihe von Techniken, die neue Ansätze zur Untersuchung der Magnetisierungsdynamik geliefert haben. Zu diesen neuen Techniken gehören kurze Laserpulse [4, 5], Schottky-Dioden [6] und optische Schalter [7, 8]. Gemeinsam ist allen, dass sie einen kurzen Anregungsmechanismus liefern, mit dem die Magnetisierung aus ihrem Gleichgewicht gebracht werden kann. Mit geeigneten Methoden, meist optischer Art, kann danach zeitlich aufgelöst beobachtet werden wie die Magnetisierung in ihren ursprünglichen Gleichgewichtszustand zurückkehrt. Daraus können Rückschlüsse über die Einflüsse der Materialeigenschaften und Probengeometrien auf die beteiligten Prozesse gezogen werden.

In dieser Arbeit soll die Technik optischer Schalter [7, 8] zur Anregung der Magnetisierungsdynamik verfolgt werden. Die Ausgangsidee dabei ist die Erzeugung kurzer elektrischer Pulse mittels der optischen Schalter, deren zeitliche Länge bei geschickter Wahl der Einflussparameter im Bereich von wenigen Piko-sekunden liegt. Die elektrischen Pulse werden daraufhin durch eine Leiterbahn, auf der ferromagnetische Schichten oder Mikrostrukturen aufgebracht sind, geleitet. Das von den elektrischen Pulsen generierte Magnetfeld dient als Anregungsmechanismus für die Magnetisierungsdynamik. Die zeitaufgelöste Messung erfolgt auf der Basis des stroboskopischen Prinzips, wobei die Detektion der Magnetisierungsdynamik mithilfe des magnetooptischen Kerr-Effekts (MOKE) erfolgt. Die Messung wird in der Konfiguration eines Pump-Probe-Experimentes durchgeführt, bei der durch den Pumpimpuls der elektrische Puls erzeugt wird und mit dem Probepuls der magnetische Zustand der ferromagnetischen Schicht bzw. Mikrostruktur abgefragt wird. Mit einer definierten Veränderung der zeitlichen Verzögerung des Probepulses relativ zum Pumpimpuls erfolgt eine stroboskopische zeitliche Auflösung der Magnetisierungsdynamik.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert:

In *Kapitel 2* werden die theoretischen Grundlagen der Magnetisierungsdynamik erläutert. Ihre Grundgleichung, die Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung, wird hergeleitet und in einer Form angegeben, die unter dem Namen Makrospin-Modell bekannt ist. Die Magnetisierung ist dabei über das Volumen gemittelt und wird durch einen Magnetisierungsvektor angegeben. Dieser Vektor wird als Makrospin bezeichnet. Lösungen für den linearisierten Fall werden mit numerischen Simulationen verglichen. Die daraus folgenden Ergebnisse, gedämpfte Präzessionsbewegungen der Magnetisierung um ein effektives Feld, werden erläutert und verdeutlicht. Der dahinter steckende quantenmechanische Mechanismus wird eingeführt. Es handelt sich dabei um eine uniforme Präzession der Spins um ein effektives Feld oder stehende Spinwellen.

Es folgt eine Einführung in das Konzept der optischen Schalter in *Kapitel 3*. Deren Funktionsweise und limitierende Faktoren werden erläutert. Das für diese Arbeit verwendete Halbleitersubstrat, LT-GaAs, wird vorgestellt. Eine Diskussion der Charakterisierungsmethoden bezüglich der zeitlichen Länge und der Form der elektrischen Pulse schließt sich dem an. Ferner erfolgt eine Diskussion der verwendeten Schaltergeometrie, des koplanaren Wellenleiters, hinsichtlich ihrer Vorteile für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente. Eine Abschätzung der Magnetfeldstärke des vom elektrischen Puls generierten Magnetfeldes und ein Ausblick auf die zu erfolgenden Experimente beenden das Kapitel.

Die experimentellen Ergebnisse der Arbeit werden in *Kapitel 4* diskutiert. Dabei wird zwischen zwei Experimenten unterschieden. Das erste Experiment beschäftigt sich mit der Charakterisierung der optischen Schalter, es werden die Amplitude der elektrischen Pulse und mittels einer Autokorrelationsmessung deren zeitliche Länge bestimmt. Im zweiten Experiment werden die optischen Schalter dann zur

Anregung der Magnetisierungsdynamik verwendet. Es werden jeweils der Messaufbau, die verwendeten Messmethoden und die erhaltenen Ergebnisse diskutiert und in einen größeren Zusammenhang gestellt.

Eine Diskussion und Zusammenfassung der erhaltenen Ergebnisse schließt sich in *Kapitel 5* an, ebenso eine Erläuterung der grundlegenden Schwierigkeiten bei den Messungen. Abschließend wird ein Ausblick auf künftige Messungen gegeben.

Im *Anhang* finden sich Angaben zur Probenpräparation. Die optischen Schalter werden dabei mit optischer Lithographie, die ferromagnetischen Schichten bzw. Mikrostrukturen auf der Leiterbahn mit Elektronenstrahl-Lithographie hergestellt.

Kapitel 2

Magnetisierungsdynamik

2.1 Einleitung

Dynamische Prozesse der Magnetisierung spielen sich auf einer Zeitskala von 100 fs (Spinrelaxation) bis zu einigen Jahren (die Stabilität magnetischer Datenspeicher beträgt z.B. ungefähr 10 Jahre) ab. Sie werden unter dem Begriff Magnetisierungsdynamik oder auch Spindynamik zusammengefasst. Inhalt dieses Kapitels, und auch der gesamten Arbeit, sollen Prozesse auf der Nano- bzw. Pikosekunderskala sein. Untersucht wird dabei die dynamische Reaktion von ferromagnetischen Systemen auf externe Störungen, die die statische Magnetisierung aus dem Gleichgewicht bringen. Dies kann durch das Anlegen eines permanenten externen Magnetfeldes, aber auch durch kurze Magnetfeldpulse geschehen. Bei Anregung durch kurze Magnetfeldpulse, wie sie in dieser Arbeit von optischen Schaltern (Kapitel 3) erzeugt werden, stimmen der neue und alte Gleichgewichtszustand der Magnetisierung überein. Diese Form der Dynamik wird als Präzessionsdynamik bezeichnet.

Eine qualitative Beschreibung der Präzessionsdynamik erfolgt anhand der Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung (LLG), einer nichtlinearen Differentialgleichung. Diese kann nur in wenigen Spezialfällen analytisch gelöst werden. Es wird deswegen ein Modell eingeführt, das sowohl die LLG unter gewissen Voraussetzungen analytisch lösbar macht als auch Ausgangspunkt numerischer Näherungsverfahren ist. Hierbei wird die Magnetisierung als räumlich homogen angesehen und durch einen Magnetisierungsvektor, den so genannten Makrospin, ausgedrückt. Eine gute experimentelle Realisation dieser Annahme findet sich bei kleinen ferromagnetischen Strukturen, die idealerweise aus einer Domäne bestehen.

Als Lösungen der LLG ergeben sich gedämpfte Präzessionsbewegungen der Magnetisierung um ein effektives Feld. Quantenmechanischer Hintergrund dieser Dynamik ist eine Präzession der Spins mit gleicher Amplitude und gleicher Phase um das effektive Feld. Zusätzlich können stehende Spinwellen auftreten.

2.2 Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung

2.2.1 Bewegungsgleichung des Spins

Die hier vorgestellte Herleitung der Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung (LLG) basiert auf [9].

Ausgangspunkt der Betrachtung ist die quantenmechanische Beziehung für die zeitliche Entwicklung des Erwartungswerts eines Operators [10]

$$i\hbar \frac{d}{dt} \langle \mathbf{S} \rangle (t) = \langle [\mathbf{S}, \mathcal{H}(t)] \rangle. \quad (2.1)$$

Als Operator ist in Gleichung (2.1) bereits der Spinoperator \mathbf{S} eingesetzt.

Befindet sich der durch den Spinoperator beschriebene Spin in einem zeitabhängigen externen Magnetfeld $\mathbf{H}(t)$, kann der Hamiltonoperator durch den so genannten Zeeman-Term ausgedrückt werden

$$\mathcal{H}(t) = -\frac{g\mu_B}{\hbar} \mathbf{S} \cdot \mathbf{B}(t) \quad (2.2)$$

wobei vom Vakuum ausgegangen wird: $\mathbf{B}(t) = \mu_0 \mathbf{H}(t)$.

\mathbf{B} ist die magnetische Induktion, g der Landé-Faktor und μ_B das Bohrsche Magneton.

Einsetzen von Gleichung (2.2) in den rechten Teil der Gleichung (2.1) ergibt

$$[\mathbf{S}, \mathcal{H}(t)] = -\frac{g\mu_B}{\hbar} \begin{pmatrix} [S_x, S_x B_x(t) + S_y B_y(t) + S_z B_z(t)] \\ [S_y, S_x B_x(t) + S_y B_y(t) + S_z B_z(t)] \\ [S_z, S_x B_x(t) + S_y B_y(t) + S_z B_z(t)] \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

Nach Umstellen der einzelnen Komponenten des Kommutators kann die Klammer in Gleichung (2.3) ausgedrückt werden als

$$[\mathbf{S}, \mathcal{H}(t)] = -\frac{g\mu_B}{\hbar} \begin{pmatrix} B_y(t) [S_x, S_y] + B_z(t) [S_x, S_z] \\ B_z(t) [S_y, S_z] + B_x(t) [S_y, S_x] \\ B_x(t) [S_z, S_x] + B_y(t) [S_z, S_y] \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

Unter Verwendung der Vertauschungsrelationen für Drehimpulsoperatoren [10]

$$\begin{aligned} [S_x, S_y] &= i\hbar S_z, \\ [S_y, S_z] &= i\hbar S_x, \\ [S_z, S_x] &= i\hbar S_y \end{aligned} \tag{2.5}$$

wird Gleichung (2.4) in

$$[\mathbf{S}, \mathcal{H}(t)] = -\frac{g\mu_B}{\hbar} (i\hbar) \begin{pmatrix} B_y(t)S_z - B_z(t)S_y \\ B_z(t)S_x - B_x(t)S_z \\ B_x(t)S_y - B_y(t)S_x \end{pmatrix} \tag{2.6}$$

umgeformt.

Daraus ergibt sich die Bewegungsgleichung für den Erwartungswert eines Spins in einem zeitabhängigen Magnetfeld zu

$$\frac{d}{dt} \langle \mathbf{S} \rangle (t) = \frac{g\mu_B}{\hbar} (\langle \mathbf{S} \rangle (t) \times \mathbf{B}(t)). \tag{2.7}$$

2.2.2 Bewegungsgleichung der Magnetisierung

Ein bekanntes Ergebnis der klassischen Elektrodynamik ist die Proportionalität des magnetischen Dipolmomentes zum Drehimpuls [11].

Die Herleitung dieser Beziehung beruht auf der Beobachtung, dass das Magnetfeld einer ebenen Stromschleife dem eines permanenten Dipolmagneten entspricht. Betrachtet wird ein Teilchen mit der Masse m und der Ladung q , das mit der Geschwindigkeit v einen Kreis mit dem Radius R umläuft

$$I = q \cdot \frac{v}{2\pi R}. \tag{2.8}$$

Das Teilchen entspricht damit einem Kreisstrom der Stromstärke I . Dem Kreisstrom kann gemäß der Definition

$$p_m = I \cdot A \tag{2.9}$$

ein magnetisches Dipolmoment p_m zugeordnet werden. A ist hierbei ein Flächennormalenvektor, dessen Richtung so bestimmt ist, dass er mit der Umlaufrichtung des Stromes I eine Rechtsschraube bildet.

Zusammen mit der Definition des Drehimpulses der umlaufenden Masse m

$$L = m \cdot (\vec{R} \times \vec{v}) = m \cdot R^2 \cdot \omega \quad (2.10)$$

ergibt sich daraus und den Gleichungen (2.8) und (2.9) der Zusammenhang zwischen Drehimpuls und magnetischem Dipolmoment des umlaufenden geladenen Teilchens zu

$$p_m = \frac{q}{2m} \cdot L. \quad (2.11)$$

Aufgrund dieser Proportionalität wird das magnetische Moment eines Elektrons als

$$\mathbf{m} = \gamma \langle \mathbf{S} \rangle \quad (2.12)$$

definiert, wobei

$$\gamma = \frac{g\mu_B}{\hbar} \quad (2.13)$$

ist. Das magnetische Moment des Elektrons ist damit proportional zum Spinoperator. g ist hierbei der so genannte g - oder Landé-Faktor, der sich aus der relativistischen Schrödinger-Gleichung (Dirac-Gleichung) ergibt. Der g -Faktor des Elektrons beträgt annähernd 2.

Unter Verwendung der Definition des magnetischen Momentes wird jetzt die makroskopische Magnetisierung als das gesamte magnetische Moment pro Volumen definiert

$$\mathbf{M} = \frac{\sum \mathbf{m}}{\text{Volumen}}. \quad (2.14)$$

Die Größe des Volumens hängt dabei von dem zu betrachtenden System ab. Diese Definition kann durch die Tatsache gerechtfertigt werden, dass bei einer Messung nie die Dynamik eines einzelnen Spins gemessen wird, sondern immer eine Mittelung über das gesamte Messvolumen vorliegt.

\mathbf{M} kann als ein Vektor interpretiert werden der die gemittelte Magnetisierung eines gegebenen Systems beschreibt. Diese ist räumlich homogen, was im Falle der Dynamik gleichbedeutend mit einer kollektiven Bewegung der Spins ist. Die Formulierung der LLG in dieser Weise ist unter dem Namen Makrospin-Modell bekannt.

Einsetzen von Gleichung (2.14) in Gleichung (2.7), unter Einführung der üblichen Konvention $\gamma_0 = -\mu_0\gamma$, führt dann zur Bewegungsgleichung der homogenen Magnetisierung

$$\frac{d}{dt}\mathbf{M}(t) = -\gamma_0 [\mathbf{M}(t) \times \mathbf{H}(t)]. \quad (2.15)$$

2.2.3 Dämpfung und das effektive Feld

Die Bewegungsgleichung der Magnetisierung (2.15) beschreibt, analog zur Präzession eines Kreisel im Gravitationsfeld in der klassischen Mechanik, eine Präzessionsbewegung um das Magnetfeld \mathbf{H} . Auslöser der Bewegung ist ein vom Magnetfeld \mathbf{H} verursachtes Drehmoment, welches auf die Magnetisierung \mathbf{M} wirkt.

In einer Vielzahl von Experimenten kann jedoch - und wurde auch schon seit Jahrhunderten - beobachtet werden, dass die Magnetisierung in der Regel in einem statischen Gleichgewichtszustand vorliegt. Wird ein genügend großes externes Magnetfeld an ein ferromagnetisches System angelegt, richtet sich die Magnetisierung parallel zum externen Feld aus und nimmt einen Gleichgewichtszustand ein. Die Lösung einer dauerhaften dynamischen Bewegung kann deswegen nicht richtig sein.

Diese Beobachtung macht die Einführung eines Mechanismus notwendig, der die dynamische Bewegung der Magnetisierung stoppt. Der benötigte Mechanismus besteht aus einer Dämpfung, durch die die Magnetisierung ihre Präzession um die Feldachse von \mathbf{H} stoppt und parallel zu dieser ausgerichtet wird.

Die Einführung der Dämpfung erfolgt phänomenologisch über die Ersetzung von \mathbf{H} in Gleichung (2.15) durch ein effektives Feld \mathbf{H}_{eff} . Das effektive Feld enthält das lokale Feld und einen Dämpfungsterm, der eine Vektorkomponente entlang der radialen Richtung zur Präzessionsachse besitzt

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H} - \alpha \frac{1}{\gamma_0 M_S} \frac{d\mathbf{M}}{dt}. \quad (2.16)$$

M_S ist hierbei die Sättigungsmagnetisierung und α eine phänomenologische Dämpfungskonstante, die in der Literatur teilweise als Gilbert-Dämpfungskonstante bezeichnet wird.

Der Dämpfungsterm wurde bereits von Landau und Lifshitz in die ursprüngliche Bewegungsgleichung eingebaut, aber im Grenzfall großer Dämpfungen führte dieser zu unphysikalischen Resultaten. Gilbert gelang schließlich eine konsistente Reformulierung der Bewegungsgleichung in die heute übliche Form wie sie in Gleichung (2.18) angegeben ist [12].

Die hinter der Dämpfung steckenden physikalischen Vorgänge sind im Moment Gegenstand intensiver Forschung. Da es sich aber um einen Energieübertrag der präzedierenden Spins an das Kristallgitter handelt, werden als die daran hauptsächlich beteiligten Prozesse die Phonon-Magnon-Streuung und die Magnon-Magnon-Streuung vermutet [13].

Im Zusammenhang mit der Einführung des effektiven Feldes soll an dieser Stelle auch das Magnetfeld \mathbf{H} in Gleichung (2.16) diskutiert werden. Es handelt sich dabei um das lokale (effektive) Magnetfeld, welches sich aus dem externen Magnetfeld, dem Austauschfeld, dem Dipolfeld und den Anisotropiefeldern

zusammensetzt

$$\mathbf{H} = H_{Extern} + H_{Austausch} + H_{Dipol} + H_{Anisotropie} \quad (2.17)$$

Eine besondere Bedeutung bei der Untersuchung der Präzessionsbewegung kommt den Anisotropiefeldern zu, weil diese das dynamische Verhalten einer gegebenen ferromagnetischen Probe determinieren. In der Anisotropie, die die Richtungsabhängigkeit physikalischer Eigenschaften in kristallinen Festkörpern beschreibt, spiegeln sich sowohl kristalline Eigenschaften des Materials als auch die Form des zu betrachtenden Körpers und externe Einflüsse wie Druck wieder. Beim Vorliegen von ferromagnetischen Proben äußert sich die Anisotropie darin, dass die Probe Vorzugsrichtungen besitzt, zu denen sich die Magnetisierung bevorzugt ausrichtet. Diese werden als leichte Achsen oder leichte Richtungen bezeichnet. Die Ausrichtung zu einer leichten Achse ist mit einer Minimierung der freien Energie verbunden. Deswegen versucht die Magnetisierung, ohne ein externes Feld, sich entlang einer leichten Achse auszurichten. Die drei wichtigsten Beiträge zu der Anisotropie kommen von der Kristallstruktur, der Form der Probe und den Grenzflächen der Probe. Sie sollen im Folgenden kurz diskutiert werden.

- Magnetokristalline Anisotropie

Die Ursache der magnetokristallinen Anisotropie liegt in der Spin-Bahn-Kopplung, der Wechselwirkung des Spins mit der Bahnbewegung [14]. Durch die Bindung der Elektronenorbitale an die Kristallstruktur entstehen bei der Kopplung dieser mit den einzelnen magnetischen Momenten Vorzugsrichtungen, die von der Kristallstruktur bestimmt werden. Es liegt also eine indirekte Kopplung des Elektronenspins an das Kristallgitter vor, durch die gewisse kristallographische Achsen zu Richtungen leichter Magnetisierungen werden.

- Grenzflächenanisotropie

Grenzflächenanisotropien resultieren aus Symmetriebrechungen an der Oberfläche der Probe. Die Spins an der Oberfläche haben nicht die gleiche Anzahl an benachbarten Spins wie die innerhalb des Volumen, wodurch diese einer anderen Austauschwechselwirkung unterliegen [15]. Daraus resultiert eine Vorzugsrichtung in der Probenebene von dünnen Schichten.

- Formanisotropie

Die Formanisotropie ist eine Volumenanisotropie, die durch die Oberflächenform eines ferromagnetischen Körpers entsteht. Der für ihre Entstehung verantwortliche Mechanismus ist die Dipol-Dipol-Wechselwirkung. In vereinfachender klassischer Näherung betrachtet entsteht durch die Dipole an der Probenoberfläche ein Entmagnetisierungsfeld, welches ins Innere der Probe gerichtet ist und stark von der Form der Probe abhängt.

2.2.4 Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung

Mit den vorangegangenen Definitionen und Erläuterungen kann jetzt die Bewegungsgleichung der Magnetisierung in ihrer endgültigen Form formuliert werden. Dazu wird Gleichung (2.16) in die Gleichung (2.15) eingesetzt, was schließlich die Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung

$$\frac{d}{dt}\mathbf{M}(t) = -\gamma_0 [\mathbf{M}(t) \times \mathbf{H}(t)] + \frac{\alpha}{M_S} \left[\mathbf{M}(t) \times \frac{d\mathbf{M}(t)}{dt} \right] \quad (2.18)$$

ergibt.

Der erste Summand auf der rechten Seite der Gleichung (2.18) beschreibt eine Präzessionsbewegung der Magnetisierung um das Magnetfeld. Der zweite Summand beschreibt die Dämpfung und bewirkt eine allmähliche Ausrichtung der Magnetisierung entlang der Magnetfeldrichtung (Abbildung 2.1).

Die in dieser Form formulierte LLG stellt das Makrospin-Modell dar.

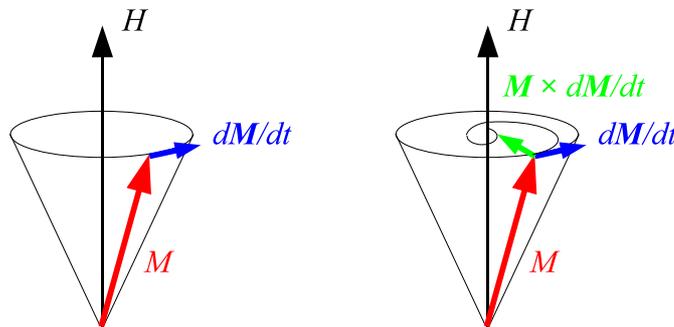


Abbildung 2.1: Präzessionsbewegung der Magnetisierung ohne (links) und mit Dämpfung (rechts) um das effektive Feld (im Makrospin-Modell)

Eine allgemeingültige Beschreibung von komplexeren ferromagnetischen Systemen muss durch die Berechnung der Bewegungsgleichung für jeden Spin und deren Interaktion erfolgen. Dazu muss die LLG für jedes magnetische Moment einzeln gelöst werden, wobei es im Allgemeinen notwendig ist, numerische Verfahren anzuwenden. Schwierigkeiten ergeben sich dabei bei der Berechnung des inhomogenen lokalen effektiven Feldes. Ein weithin gebräuchliches Programmpaket ist OOMMF (Object Oriented Micromagnetic Framework), welches ein ferromagnetisches System in einzelne Zellen zerlegt und die Magnetisierung jeder Zelle als Makrospin betrachtet.

2.3 Präzessionsdynamik

Im Sonderfall kleiner Systeme, in denen die Magnetisierung als nahezu homogen ausgerichtet betrachtet werden kann, stimmen die Ergebnisse des Makrospin-Modells sehr gut mit numerischen Lösungen überein. In diesem Abschnitt soll eine Diskussion der Ergebnisse des Makrospin-Modells und ein Vergleich mit einer numerischen Simulation für eine kleine ferromagnetische Struktur erfolgen. Dabei basieren die Ergebnisse des Makrospin-Modells auf einer linearisierten LLG. Die Linearisierung der LLG ist gleichbedeutend mit der Einschränkung, dass nur kleine Auslenkungen der magnetischen Momente vom effektiven Feld erlaubt sind. Sowohl analytische Lösungen der linearisierten LLG unter speziellen Randbedingungen [16] als auch die Simulation liefern die bereits in Abschnitt 2.2 erwähnten gedämpften Präzessionsbewegungen um die effektive Feldachse.

Der Vergleich des Makrospin-Modells mit einer numerischen Lösung der LLG in kontinuierlicher Näherung (bei $T=0$) erfolgt anhand der Dynamik einer Permalloy-Struktur der Dimension $0.5 \mu\text{m} \times 0.25 \mu\text{m} \times 5 \text{nm}$ [9]. Für die phänomenologische Dämpfungskonstante der LLG wird ein Wert von $\alpha = 0.01$ angenommen, was mit den aus experimentellen Messungen erhaltenen Werten übereinstimmt [17]. Betrachtet wird die Reaktion des Systems auf das Anlegen eines permanenten externen Magnetfeldes. Die Magnetisierung liegt zuerst in einem Gleichgewicht in der x-y-Ebene vor und das externe Feld ist in die y-Richtung gerichtet.

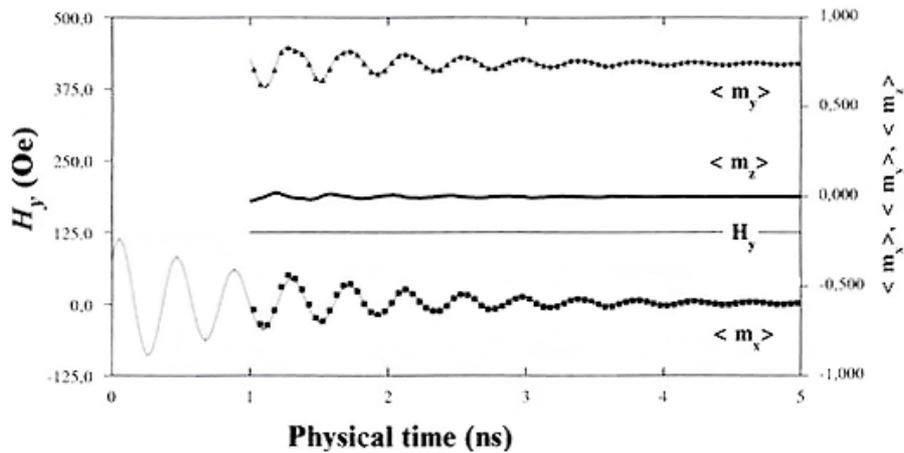


Abbildung 2.2: Simulation der zeitlichen Entwicklung der einzelnen Magnetisierungskomponenten (entnommen aus [9])

In Abbildung 2.2 ist die, aus numerischen Lösungen der LLG erhaltene, zeitliche Entwicklung der einzelnen Magnetisierungskomponenten zu sehen. Zusätzlich ist eine Lösung der LLG für dieses System in Makrospin-Formulierung an

die simulierten Punkte angepasst. Bei allen drei Komponenten ist der erwartete gedämpfte oszillatorische Verlauf zu erkennen und das Makrospin-Modell zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit der Simulation. Das lässt darauf schließen, dass die Ergebnisse des Makrospin-Modells mit den Ergebnissen der Simulation konsistent sind. Nur im Bereich der ersten Nanosekunde, die in der Abbildung deswegen nicht gezeigt ist, liegt keine Übereinstimmung vor. Dies liegt an einem chaotischen Verhalten des Systems, welches mit einer linearisierten LLG, wie sie dem Makrospin-Modell zugrunde liegt, nicht beschrieben werden kann.

Werden die simulierten Ergebnisse der einzelnen Magnetisierungskomponenten in einer dreidimensionalen Entwicklung der durchschnittlichen Magnetisierung zusammengefasst, ergibt sich folgendes Bild (Abbildung 2.3).

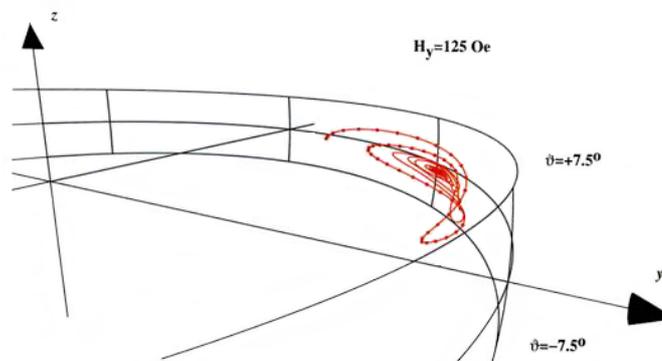


Abbildung 2.3: Dynamik der Magnetisierung nach Anlegen eines permanenten Magnetfeldes (Simulation) (entnommen aus [9])

Im Makrospin-Modell kann dieser Vorgang folgendermaßen dargestellt werden

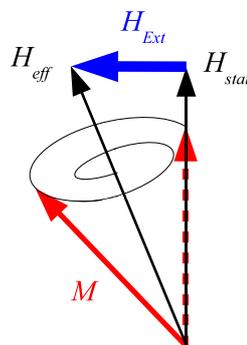


Abbildung 2.4: Dynamik der Magnetisierung nach Anlegen eines permanenten Magnetfeldes (Makrospin-Modell)

Das durch Anlegen des permanenten externen Magnetfeldes veränderte effektive Feld bewirkt ein Drehmoment auf die Magnetisierung und bringt diese aus ihrem Gleichgewicht. Die daraufhin einsetzende Dynamik führt zu einer Bewegung der Magnetisierung über das neue effektive Feld hinaus. Dem schließt sich eine gedämpfte Präzessionsbewegung um das neue effektive Feld an, bis sich die Magnetisierung parallel zu diesem ausrichtet und ein neues statisches Gleichgewicht vorliegt. Die Zeitskala, auf der die Magnetisierung ihr neues Gleichgewicht erreicht, beträgt dabei wenige Nanosekunden.

Ein Vergleich zwischen numerischer Lösung und dem Makrospin-Modell liefert einen überzeugenden Nachweis dafür, dass die Verwendung des Makrospin-Modells für kleine magnetische Strukturen gerechtfertigt ist. Unter klein sind dabei solche Strukturen zu verstehen, die idealerweise aus nur einer Domäne bestehen. Dann ist die Magnetisierung homogen über die ganze Struktur.

Der eben betrachtete Sachverhalt zeigt die Reaktion eines ferromagnetischen Systems auf das Anlegen eines permanenten externen Magnetfeldes, also den Übergang von einem Gleichgewichtszustand in einen neuen. Liegt dagegen kein permanenter externer Einfluss vor, sondern nur eine kurze Störung, wird die Magnetisierung durch die Änderung des effektiven Feldes aus ihrem Gleichgewicht gebracht und beginnt eine Präzessionsbewegung um das neue effektive Feld. Die Länge der externen Störung ist in der Regel so gewählt, dass es zu keiner Ausrichtung der Magnetisierung zum neuen effektiven Feld kommen kann. Nach Ausschalten der externen Störung verändert sich das effektive Feld wieder, wobei es mit der ursprünglichen Lage übereinstimmt. Abhängig von der Lage der Magnetisierung zum Zeitpunkt des Ausschaltens der externen Störung präzediert (oder auch nicht, siehe unten) diese zu ihrer ursprünglichen Lage zurück.

Es soll davon ausgegangen werden, dass es sich bei der externen Störung um einen kurzen Magnetfeldpuls handelt. Ein solcher Puls kann durch optische Schalter erzeugt werden (siehe Kapitel 3). Ferner wird für die folgende Betrachtung davon ausgegangen, dass der Magnetfeldpuls instantan eingeschaltet und ausgeschaltet werden kann. Die zeitliche Form zeichnet sich dadurch aus, dass der Puls keine Aufstiegs- und Abstiegsflanke besitzt.

Die Betrachtung erfolgt im Sinne des Makrospin-Modells. Auf Dämpfung wird aus Gründen der Vereinfachung und der Anschaulichkeit verzichtet (Abbildung 2.5).

Es muss zwischen zwei Ausgangssituationen unterschieden werden:

Situation 1: Der Makrospin befindet sich beim Ausschaltens des externen Magnetfeldpulses in Punkt 1

Situation 2: Der Makrospin befindet sich beim Ausschaltens des externen Magnetfeldpulses nicht in Punkt 1

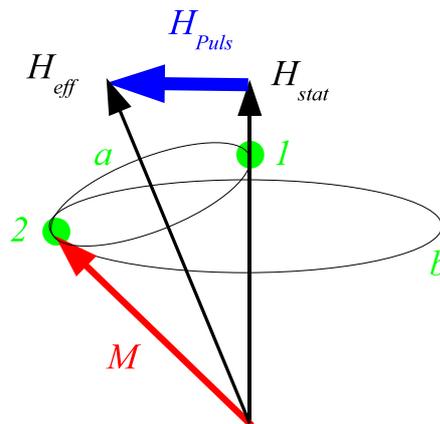


Abbildung 2.5: Dynamik der Magnetisierung bei Anregung durch einen kurzen Magnetfeldpuls (Makrospin-Modell)

Situation 1

Der Makrospin ist durch den Magnetfeldpuls auf eine Präzessionsbahn (Bahn a) um das neue effektive Feld gezwungen worden und befindet sich beim instantanen Ausschalten des Magnetfeldpulses parallel zu der Achse des ursprünglichen effektiven Feldes. Dieses wird beim Ausschalten des Magnetfeldpulses wieder zum aktuellen effektiven Feld. Der Makrospin befindet sich damit bereits in seiner neuen Gleichgewichtslage und es ist kein weiterer dynamischer Prozess erforderlich. Die magnetische Präzession wird damit im Fall der in Abbildung 2.5 betrachteten Lage der Magnetisierung in Punkt 1 unterdrückt, wenn die zeitliche Länge des externen Magnetfeldpulses ein ganzzahliges Vielfaches der Präzessionsperiode der Magnetisierung um das effektive Feld ist.

Eine mögliche Anwendung dieser speziellen Konfiguration ist die Drehung der Magnetisierung eines ferromagnetischen Systems um 180° . Dies ist interessant, weil es dem Schalten eines Bits in einem magnetischen Speichermedium entspricht. Ist der externe Magnetfeldpuls nicht speziell auf das ferromagnetische System abgestimmt, wird die Magnetisierung gedreht und präzediert zu ihrer neuen Gleichgewichtslage (siehe Situation 2). Diese Präzession ist aber unerwünscht. In der Literatur wird dies als magnetisches Nachklingen (oder im englischen Ringing) bezeichnet. Wird dagegen der Magnetfeldpuls auf das System abgestimmt, kann analog zu obiger Diskussion das Nachklingen unterdrückt werden, wenn der Magnetfeldpuls in dem Moment abgeschaltet wird, wenn sich die Magnetisierung parallel zur effektiven Magnetfeldachse des neuen Gleichgewichtszustandes befindet. Der Ummagnetisierungsvorgang hat dann die Dauer einer halben Präzessionsperiode, die im Bereich von 50 bis 100 ps, abhängig von der Magnetfeldstärke, liegt. Das Nachklingen findet demgegenüber in einem Bereich von Nanosekunden (siehe Abbildung 2.2) statt. In der Literatur wird diese Art der Ummagnetisierung als Precessional Switching bezeichnet [18].

Erste experimentelle Realisierungen des Precessional Switching stammen aus dem Jahr 2000 und finden sich in [19] und [20]. Das Umschalten der Magnetisierung wird damit auf einer Zeitskala von etwa 200 ps [21] möglich.

Eine mögliche experimentelle Realisation der Abstimmung des Magnetfeldpulses auf das ferromagnetische System ist die Überlagerung zweier elektrischer Pulse, die mit optischen Schaltern erzeugt werden. Dabei findet gleichzeitig eine Überlagerung der von den elektrischen Pulsen generierten Magnetfeldpulse statt [21].

Situation 2

Befindet sich der Makrospin beim instantanen Ausschalten des externen Magnetfeldpulses nicht in Punkt 1, ist er nicht parallel zum aktuell wirkenden effektiven Feld ausgerichtet. Es kommt deswegen wiederum zu einer Präzessionsbewegung des Makrospins um das alte effektive Feld. Die Amplitude dieser Präzession hängt dabei von der Auslenkung der Magnetisierung ab. In Punkt 2 ist sie am größten. Von dort beginnt der Makrospin eine Präzessionsbewegung um das effektive Feld auf Bahn b.

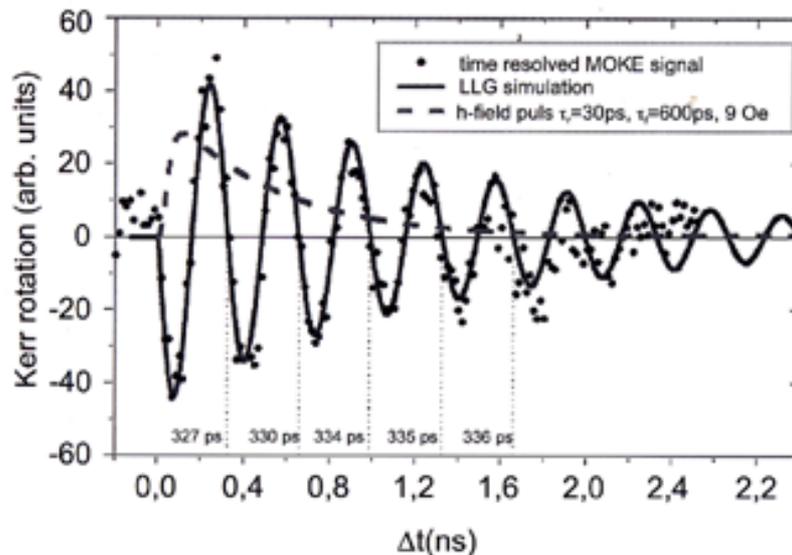


Abbildung 2.6: Dynamische Rückkehr der Magnetisierung zu ihrer ursprünglichen Gleichgewichtslage nach Anregung mit einem kurzen Magnetfeldpuls (entnommen aus ([22]))

In dieser Arbeit soll eine Realisation dieser angeregten Präzessionsbewegung um den alten Gleichgewichtszustand erfolgen. Dazu werden von einem optischen Schalter erzeugte elektrische Pulse durch eine Leiterbahn geleitet, auf der ferromagnetische Schichten oder Mikrostrukturen aufgebracht sind. Diese sind durch ein externes Magnetfeld ausgerichtet. Läuft der elektrische Puls an ihnen vor-

bei, verändert das von ihm generierte Magnetfeld das effektive Feld mit einer Magnetfeldkomponente senkrecht zum externen Feld. Die Magnetisierung der Schicht oder Mikrostruktur wird aus ihrem Gleichgewicht gebracht und präzediert zurück zu ihrer Gleichgewichtslage. Abbildung 2.6 zeigt eine aus der Literatur stammende Messung, die mit dieser Methode durchgeführt wurde. In der zeitlich aufgelösten Messung ist die erwartete gedämpfte Oszillation zu sehen. Die Messung wurde an einer Permalloy-Probe mit der Dimension $10 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m} \times 16 \text{nm}$ durchgeführt. Gezeigt sind die aufgenommenen Messpunkte, eine graphische Anpassung einer Lösung der LLG in Makrospin-Formulierung für dieses System und die Form des Magnetfeldpulses [22].

Des Weiteren sind die ersten fünf Präzessionsperioden gemessen und eingezeichnet. Diese werden immer länger, was damit zu erklären ist, dass die Periodendauer von der Amplitude des effektiven Feldes abhängig ist. Dies ergibt sich aus der so genannten Kittel-Formel

$$f = \sqrt{\left(\frac{g\mu_B}{\hbar}\right)^2 [\mathbf{H}(\mathbf{H} + 4\pi M_S)]} \quad (2.19)$$

wobei f die Präzessionsfrequenz, \mathbf{H} das externe Feld in der Probenebene und M_S die Sättigungsmagnetisierung ist [23].

In Abbildung 2.7 ist der Zusammenhang zwischen Präzessionsfrequenz und Größe des externen Magnetfeldes für obige Messung zu sehen. Die Anpassung der Ausgleichskurve erfolgte anhand der Kittel-Formel (Gleichung (2.19)).

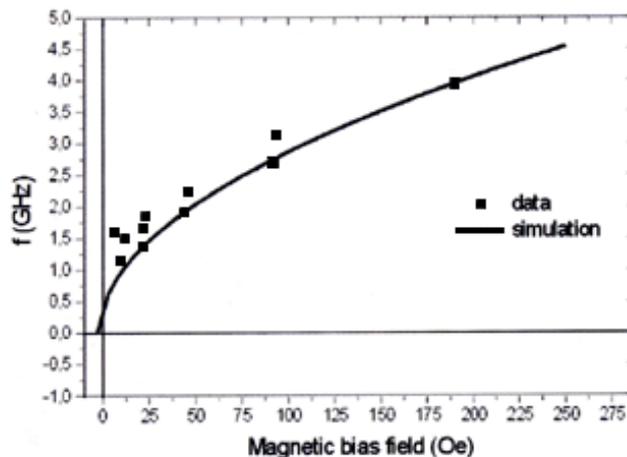


Abbildung 2.7: Abhängigkeit der Präzessionsfrequenz vom externen Magnetfeld (entnommen aus ([22]))

2.4 Spinwellen

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten die Dynamik der Magnetisierung diskutiert wurde, soll zum Schluss dieses Kapitels eine Einordnung dieser Dynamik in einen komplexeren, quantenmechanisch fundierten, Zusammenhang erfolgen. Die dabei zu beantwortende Frage lautet, welche elementaren Einzelprozesse sich in einem kristallinen Körper abspielen, wenn die Magnetisierung präzediert.

Befindet sich ein ferromagnetisches System in seinem Grundzustand, sind alle Spins aufgrund der Austauschwechselwirkung parallel zueinander ausgerichtet. Die Austauschwechselwirkung und der Zeeman-Term sind minimal.

Spinwellen entsprechen den angeregten Zuständen dieses Systems, da es für dieses energetisch günstiger ist, alle Spins minimal gegeneinander zu verkippen, als einen einzelnen Spin umzuklappen (Stoner-Anregung). Spinwellen sind somit dynamische Eigenanregungen eines magnetischen Systems. Obwohl es sich bei der Ausbreitung einer Spinwelle um eine kollektive Anregung aller Spins über das ganze System handelt, kann ihnen eine Energie und ein Impuls zugeordnet werden, der in Experimenten messbar ist. Deswegen können Spinwellen als Quasipartikel beschrieben werden. Das zugehörige Energiequantum ist das so genannte Magnon und die Quantisierung geschieht analog zu der von Phonon und Photon. Die Energie einer Mode ist

$$\epsilon_k = \left(n_k + \frac{1}{2}\right)\hbar\varpi_k \quad (2.20)$$

mit ϵ_k Energie und n_k Anzahl der Magnonen.

Ferner kann Spinwellen ein Wellenvektor \vec{q} zugeordnet werden.

Anregungen des ferromagnetischen Systems führen zu einer Präzessionsbewegung der Spins. Erfolgt diese Präzessionsbewegung mit einer festen Phasenbeziehung zwischen benachbarten Spins, liegt eine Spinwelle mit dem Wellenvektor \vec{q} vor. Ist der Wellenvektor dagegen gleich Null, präzedieren alle Spins mit gleicher Amplitude und gleicher Phase um das effektive Feld. Dies wird als uniforme Präzession bzw. uniforme Mode bezeichnet.

Bei einer homogenen Magnetisierung der Probe und einem über die gesamte Probe homogenen Anregungsmechanismus wird meist die uniforme Mode als dominierende Mode beobachtet. Erfolgt die Anregung dagegen inhomogen, kann es auch zur Ausbreitung von stehenden Spinwellen kommen. Eine Analyse der Moden kann mittels einer Fourier-Transformation der zeitaufgelösten Magnetisierungsdynamikmessung geschehen. Mit dieser werden die Frequenzen der Moden bestimmt, wobei die uniforme Mode anhand ihrer kleinsten Frequenz identifiziert werden kann.

Die Frequenzen der stehenden Spinwellen hängen von der Probengeometrie ab, von der die Quantisierung vorgegeben wird, wenn die Wellenlänge der Spinwelle im Bereich der räumlichen Ausdehnung der Probe liegt.

Kapitel 3

Optische Schalter

3.1 Einleitung

Bei optischen Schaltern handelt es sich um die Kombination einer Metall-Halbleiter-Metall-Diode (Metal-Semiconductor-Metal = MSM) mit ultrakurzen optischen Pulsen, deren Ziel die Erzeugung kurzer elektrischer Pulse ist. In einer MSM-Diode wird mit einem kurzen optischen Puls (Laserpuls), dessen Photonenenergie größer als die Bandlücke des Halbleiters ist, die Leitfähigkeit für eine kurze Zeitspanne rapide erhöht, was zu einem kurzen, aber sehr starken Anstieg der Stromstärke führt. Durch geschickte Wahl der Einflussparameter werden Pulslängen im Bereich von wenigen Pikosekunden erreicht. Die Grundidee zur Konstruktion der optischen Schalter geht auf D.H. Auston zurück, der diese 1975 erstmalig publizierte [7]. Aus diesem Grund ist in der Literatur vereinzelt auch vom Auston-Switch die Rede. Auch werden an anderer Stelle die Begriffe Photoleitungsschalter und ultraschnelle Schalter als Synonym für den Begriff optischer Schalter verwendet. In dieser Arbeit wird immer der Ausdruck optische Schalter benutzt.

Interessant im Rahmen dieser Arbeit sind die optischen Schalter aufgrund des Magnetfeldes, welches von den elektrischen Pulsen generiert wird. Dieses Magnetfeld entspricht von der zeitlichen Länge der Dauer des elektrischen Pulses, was bei Pulsdauern im Bereich von Pikosekunden einen vielversprechenden, da sehr kurzen, Anregungsmechanismus für die Magnetisierungsdynamik darstellt. M.R. Freeman war 1991 der erste, der in der Literatur über Ergebnisse von zeitaufgelösten Magnetisierungsdynamikmessungen berichtete, bei denen als Anregungsmechanismus optische Schalter verwendet wurden [8]. Seitdem hat sich die Anregung der Dynamik mittels optischer Schalter zu einer Standardtechnik auf diesem Gebiet entwickelt [21, 24, 25]. Aufgrund der Pionierarbeit von Freeman wird im Hinblick auf die Verwendung von optischen Schaltern zur Anregung der Magnetisierungsdynamik manchmal auch vom Freeman-Schalter gesprochen.

3.2 Funktionsprinzip

In Abbildung 3.1 ist die Grundstruktur eines optischen Schalters zu sehen.

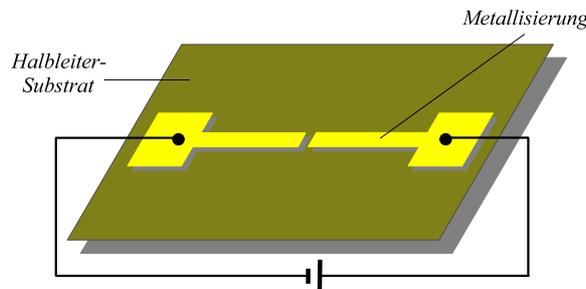


Abbildung 3.1: Geometrie eines optischen Schalters

Auf einer Halbleitersubstratoberfläche ist eine gerade, nicht einlegierte, metallische Leiterbahn aufgebracht, die durch eine Lücke in ihrer Mitte unterbrochen ist. Diese Lücke in der Leiterbahn bildet die empfindliche Fläche der MSM-Diode. Wird eine Vorspannung an die Leiterbahn angelegt, so fließt ein sehr niedriger Dunkelstrom, weil die Lücke auf dem Halbleitersubstrat aufgrund der wenigen thermisch angeregten Ladungsträger einen sehr hohen Widerstand darstellt. Wird diese Lücke aber mit einem kurzen Laserpuls beleuchtet, dessen Photonenenergie größer als die Bandlücke des Halbleiters ist, kommt es zur Bildung von Elektron-Loch-Paaren im Halbleiter, die durch das von außen angelegte elektrische Feld getrennt werden und zu einem Stromfluss über die Leiterbahn führen. Dies ist gleichbedeutend mit einem schlagartigen Anstieg der Leitfähigkeit. Endet die Beleuchtung, sinkt die Leitfähigkeit in einer charakteristischen Zeit auf ihren ursprünglichen Wert zurück, und es wird wieder ein Strom gemessen, der gleich dem Dunkelstrom ist. Es wird also ein elektrischer Puls als Antwort auf einen optischen Puls erzeugt. Der Anstieg der Stromstärke infolge der Beleuchtung durch den Laserpuls und vor deren Absinken auf den ursprünglichen Wert bestimmen Anstieg und Abfall des interessierenden elektrischen Pulses.

Zur Bestimmung der zeitlichen Länge dieses Pulses müssen die dafür verantwortlichen Einflussparameter identifiziert werden [26].

Für den Anstieg der Stromstärke sind dies

- die Dauer des Laserpulses und
- die RC-Zeit.

Für den Abfall der Stromstärke

- die Dauer des Laserpulses
- die RC-Zeit
- die Transitzeit der Ladungsträger
- die Ladungsträgerlebenszeit

Die Dauer des Laserpulses beträgt bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen, die in Kapitel 4 vorgestellt werden, etwa 100 fs. Es handelt sich dabei um ein Titan-Saphir-System, wobei die Laserpulse noch einen regenerativen Verstärker durchlaufen. Die Pulse haben eine Zentralwellenlänge von 800 nm und eine Stärke von bis zu $1 \mu\text{W}$ [27, 28].

Als RC-Zeit wird eine charakteristische Entladezeit der Lücke bezeichnet, da diese eine Kapazität, die im Bereich von einigen fF liegt, besitzt. Diese Entladezeit hängt von der Geometrie der Lücke ab. Es ist möglich die Schaltergeometrie so zu gestalten, dass die RC-Zeit von den anderen Zeitskalen dominiert wird und keinen Einfluss auf die Länge des elektrischen Pulses nimmt.

Unter Transitzeit der Ladungsträger ist die Zeit zu verstehen, die die Elektronen benötigen, um aus dem Halbleitersubstrat in die Leiterbahn zu gelangen. Daher werden, um kurze Zeiten zu erreichen, sehr kleine Abstände zwischen der getrennten Leiterbahn benötigt. Diese liegen im Bereich von 100 nm. Außerdem ist die Pulslänge von der angelegten Vorspannung abhängig [29], und die optischen Schalter zeigen eine hohe Sensitivität auf äußere Magnetfelder bei kleinen Vorspannungen [30]. Aufgrund dieser Schwierigkeiten werden von der Transitzeit beschränkte optische Schalter nicht in dieser Arbeit verwendet.

Die Ladungsträgerlebenszeit ist schließlich die Zeitspanne, in der die angeregten Elektronen im Leitungsband verbleiben, bis sie wieder rekombinieren und nicht mehr zur Leitfähigkeit beitragen können.

Die in dieser Arbeit verwendeten Schaltergeometrien (siehe Kapitel 4.2.2) sind so ausgelegt, dass für den Anstieg des elektrischen Pulses die Dauer des Laserpulses und für den Abfall die Ladungsträgerlebenszeit entscheidend sind. Schaltertypen dieser Struktur werden als lebenszeitlimitiert bezeichnet. Diese besitzen den Vorteil, dass sie sich relativ leicht mithilfe von optischer Lithographie herstellen lassen und unempfindlich gegenüber elektrostatischen Entladungen sind.

Dadurch erlangt die Wahl des Halbleitersubstrats eine ausschlaggebende Bedeutung bei der Minimierung der Länge des elektrischen Pulses. Aus diesem Grund folgt im nächsten Abschnitt eine Beschreibung des in dieser Arbeit verwendeten Halbleitermaterials.

3.3 LT-GaAs

In den letzten Jahren hat sich das Halbleitermaterial LT-GaAs zu einem sehr beliebten Material für Anwendungen entwickelt, bei denen eine kurze Ladungsträgerlebenszeit benötigt wird. GaAs wird üblicherweise mittels Molekularstrahl-epitaxie (Molecular Beam Epitaxy = MBE) bei Wachstumstemperaturen von über 580°C hergestellt. Damit werden niedrige Defektdichten und eine hohe Beweglichkeit der Ladungsträger erreicht. Das LT-GaAs wird auch mittels MBE hergestellt, jedoch bei Temperaturen von 180 bis 220°C unter Arsenüberschuss [31]. Daraus erklärt sich auch der Name LT, was für „low temperature“ steht.

Die niedrige Wachstumstemperatur hat zum Ergebnis, dass das LT-GaAs eine hohe Dichte an Defekten enthält. Zu nennen wären dabei Arsen Antisite-Defekte, interstitielle Arsen-Punktdefekte sowie Gallium-Leerstellen. Einzelheiten zu den Eigenschaften von LT-GaAs und eine ausführliche Literaturliste dazu finden sich in [26].

Bedingt durch die hohe Dichte an Defekten enthält das LT-GaAs Zustände zwischen dem Valenzband und dem Leitungsband, wie in Abbildung 3.2 dargestellt.

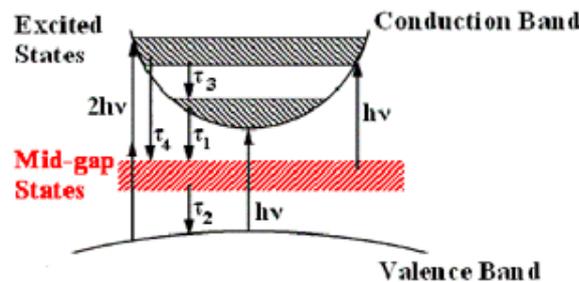


Abbildung 3.2: Banddiagramm von LT-GaAs (entnommen aus [32])

Durch den Laserpuls ins Leitungsband angeregte Elektronen können sehr schnell aus dem Leitungsband in die Zwischenzustände („Mid-gap States“) zerfallen, bevor sie den wesentlich längeren Zerfallsprozess ins Valenzband antreten können. Befinden sie sich in den Zwischenzuständen, können sie nicht mehr zur Leitfähigkeit beitragen. Für optimierte Wachstums- und Ausheiltemperaturen wurden Elektronenlebenszeiten zwischen 100 fs und 400 fs für nicht ausgeheiltes LT-GaAs und zwischen 300 fs und 500 fs für ausgeheiltes LT-GaAs gefunden [31].

Diese Zeitskala ist bei den in dieser Arbeit verwendeten Schaltern der limitierende Faktor für die Länge der elektrischen Pulse. Optische Schalter, die LT-GaAs als Halbleiter-Substrat verwenden, sind damit in der Lage, elektrische Pulse im Bereich von wenigen Pikosekunden zu liefern. Ein weiterer großer Vorteil von LT-GaAs ist ein hoher Dunkelwiderstand, der zu einem großen Signal führt. Erste optische Schalter auf LT-GaAs stammen aus dem Jahr 1988, eine Beschreibung findet sich in [33].

3.4 Charakterisierung der elektrischen Pulse

3.4.1 Autokorrelation

Da die in dieser Arbeit verwendeten optischen Schalter von der Ladungsträgerlebenszeit im LT-GaAs limitiert sind, ist eine Methode notwendig, um diese zu bestimmen. Aufgrund ihrer kurzen Zeitskala kann diese Lebenszeit nicht durch eine direkte elektronische Messung bestimmt werden, sondern muss mithilfe von Korrelationsmethoden erfolgen. Dazu wird eine Autokorrelationsmessung durchgeführt, bei der eine Nichtlinearität des Photostroms in Abhängigkeit von der Stärke der Beleuchtungsleistung ausgenutzt wird.

In Abbildung 3.3 ist der für das Autokorrelationssignal verantwortliche Mechanismus verdeutlicht.

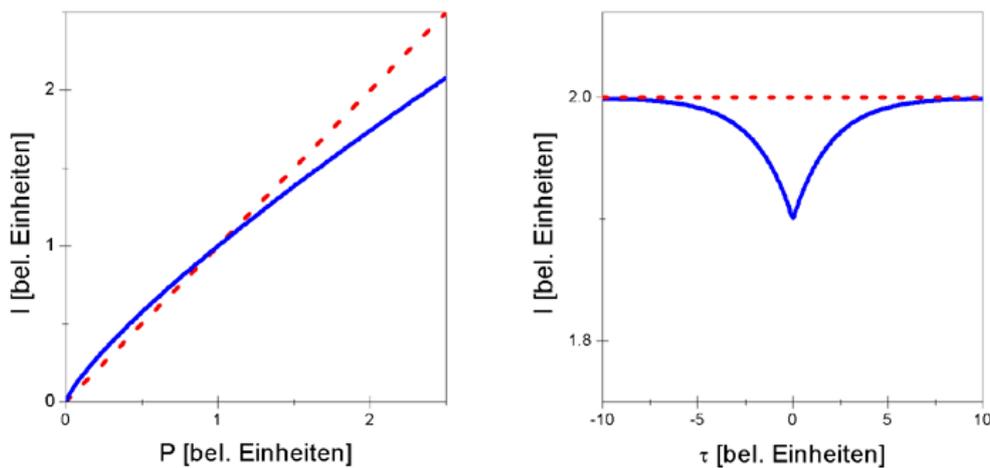


Abbildung 3.3: Nichtlinearität der Strom-Beleuchtungsleistung-Kennlinie (links) und das Autokorrelationssignal (rechts)

Im linken Teil der Abbildung 3.3 ist der Verlauf der Stromstärke in Abhängigkeit von der Beleuchtungsleistung zu sehen. Bei ansteigender Beleuchtungsleistung wird die Nichtlinearität immer signifikanter. Im rechten Teil der Abbildung findet sich die dazugehörige Autokorrelationsmessung.

Grundprinzip dieser Messung ist eine Aufspaltung des Laserstrahls in zwei Teilstrahlen, die verschiedene Wegstrecken zurücklegen, wobei eine von diesen mittels eines Verzögerungsschlittens in ihrer Länge variiert werden kann. Vor dem Auftreffen auf den Schalter werden die beiden Laserstrahlen wieder zusammengeführt (siehe Abbildung 3.4).

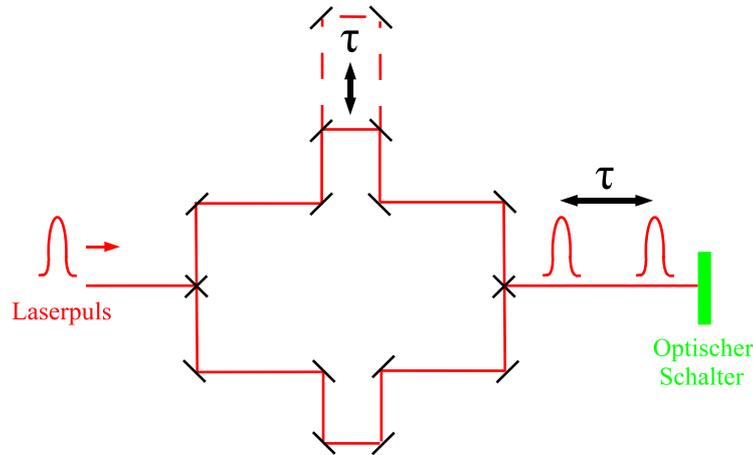


Abbildung 3.4: Prinzipskizze zum Strahlengang bei einer Autokorrelationsmessung

Damit ist es möglich, eine relative zeitliche Verzögerung zwischen zwei Pulsen zu erzeugen. Das τ im rechten Teil der Abbildung 3.3 entspricht der relativen Verzögerung zwischen dem Auftreffen der zwei Laserpulse. Wird der Schalter jetzt mit zwei Pulsen der Stärke 1 [bel. Einheiten] beleuchtet und sind diese Pulse zeitlich voneinander separiert, ist der gemessene Strom aufgrund der zeitlichen Mittelung durch das Messgerät eine Addition der Einzelstromstärken, die durch jeden Puls einzeln hervorgerufen werden. Es wird ein Strom gemessen, der dem linearen Verlauf (rote Kurve in Abbildung 3.3 rechts) folgenden bei 2 [bel. Einheiten] aufgetragen ist. Treffen jedoch beide Pulse gleichzeitig auf dem Schalter auf, entspricht dies einem optischen Puls der doppelten Leistung und es wird ein Strom gemessen, der durch den nichtlinearen Verlauf der Messkurve angegeben wird. Es liegt also immer ein Einbruch der Stromstärke vor, wenn zwei Pulse gleichzeitig auf dem Schalter auftreffen. Dies ist das Autokorrelationssignal.

Ein Fit des Autokorrelationssignals anhand eines exponentiellen Abfalls

$$I(\tau) = I_0 - I_1 \cdot e^{-\tau/\tau_L} \quad (3.1)$$

mit I_0 als Stromstärke bei zeitlicher Separierung der Laserpulse und I_1 als Größe des Stromstärkeeinbruchs bei zeitlicher Überlappung der Laserpulse, liefert eine Zeitkonstante τ_L , die als die für den Zerfall der Ladungsträger charakteristische Zeit (=Ladungsträgerlebenszeit) identifiziert werden kann.

Hinsichtlich einer detaillierteren theoretischen Beschreibung der Autokorrelation sei auf [26] verwiesen.

3.4.2 Photoleitungssampling

Eine elegante Methode zur direkten Bestimmung der Pulslänge und der Pulsform ist das Photoleitungssampling, bei dem eine Doppelschalterstruktur verwendet wird [34].

Der schematische Aufbau einer Photoleitungssampling-Messung ist in Abbildung 3.5 zu sehen.

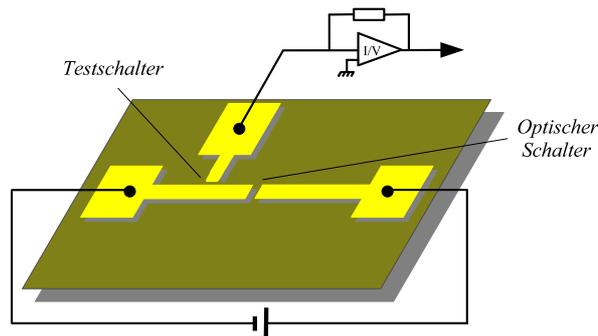


Abbildung 3.5: Schaltergeometrie für das Photoleitungssampling

Zur Erzeugung des elektrischen Pulses während einer Messung wird die Lücke des optischen Schalters mit einem Laserpuls beleuchtet. Der elektrische Puls propagiert daraufhin auf der Leiterbahn in die Richtung des zweiten optischen Schalters. Der Testschalter dient zur Detektion des elektrischen Pulses. Ein zweiter Laserpuls, der zum ersten Laserpuls wie bereits bei der Autokorrelationsmessung beschrieben, verzögert werden kann, wird zur Beleuchtung des Testschalters verwendet. Der Testschalter ist im Gegensatz zum pulserzeugenden Schalter nicht vorgespannt, sondern auf Masse gesetzt. Daher wird auch unter Beleuchtung des Testschalters, wenn sich der auf der Leiterbahn propagierende elektrische Puls nicht in unmittelbarer Nähe befindet, kein Strom gemessen. Befindet sich der vorbeilaufende elektrische Puls jedoch an der Stelle des Testschalters, dient er in dieser Konfiguration als Spannungsquelle und es wird ein Signal gemessen, welches proportional zur Amplitude des elektrischen Pulses ist [35]. Durch Veränderung der Zeitspanne zwischen Eintreffen des optischen Pump- und des Tastpulses auf der Probe kann der durch den Pumpimpuls erzeugte elektrische Puls systematisch durch das Leitfähigkeits-Intervall des Detektionsschalters abgetastet werden. Die auf den Seitenarm des optischen Schalters übertragene Ladungsmenge ist dann proportional zur momentanen Amplitude des elektrischen Pulses. Die als Funktion der Verzögerung zwischen den beiden Laserpulsen auf den Seitenarm übertragene Ladungsmenge gibt also die zeitliche Form des elektrischen Pulses wieder [31].

Abbildung 3.6 zeigt eine mit der Photoleitungssampling-Technik gemessene Pulsform.

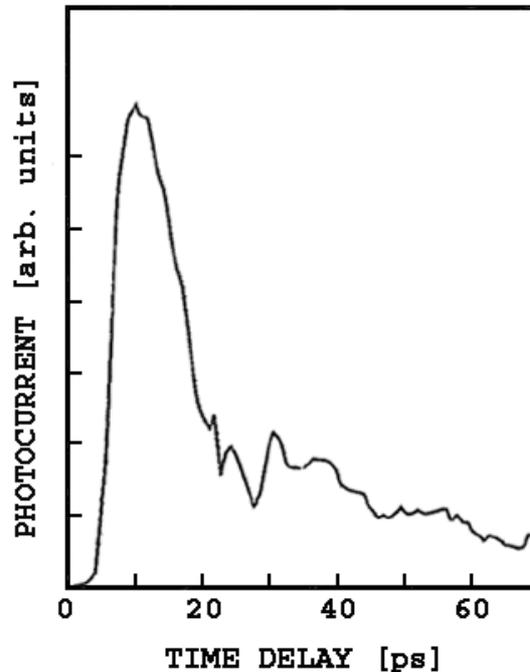


Abbildung 3.6: Mit Photoleitungssampling gemessene Pulsform (entnommen aus [36])

Die dargestellte Pulsform wurde an einem optischen Schalter gemessen, bei dem normales GaAs als Halbleiter-Substrat verwendet wurde. Dabei war die Ladungsträgerlebenszeit im GaAs durch Ionenbeschuss der Oberfläche auf 0.8 ps reduziert. Die Lücke hat eine Breite von $1.2 \mu\text{m}$. Das Abklingen des elektrischen Pulses auf der langen Zeitskala wird auf die Rekombination der Löcher zurückgeführt [36].

Der in Abbildung 3.6 dargestellte elektrische Puls hat eine zeitliche Länge von etwa 10 ps. Unter der Pulslänge ist immer die Breite der Pulsform beim halben Maximum (Full Width at Half Maximum = FWHM) zu verstehen. Ab jetzt soll immer die Rede von der FWHM sein.

Photoleitungssampling bietet eine sehr gute Methode zur Bestimmung der Pulsform und hat den Vorteil, dass es durch entsprechende Auslegung der Schaltergeometrie in andere Experimente integriert werden kann.

3.4.3 Elektrooptisches Sampling

Das elektrooptische Sampling ist eine weitere Methode zur Bestimmung der Pulslänge und der Pulsform. Dieses Verfahren beruht auf dem linearen elektrooptischen Effekt (Pockels-Effekt) [37]. Dieser äußert sich darin, dass sich der Brechungsindex eines Materials beim Anlegen eines elektrischen Feldes verändert. Die Änderung ist dabei linear abhängig von der Feldstärke des elektrischen Feldes. In Verbindung mit anisotropen Medien ist damit eine Polarisationsänderung von Licht verbunden.

Das Messprinzip ist analog zu dem des Photoleitungssampling. Ein Laserpuls dient der Erzeugung eines elektrischen Pulses, ein zweiter Laserpuls fragt die Form des elektrischen Pulses ab. Dabei wird wiederum der zweite Laserpuls gegenüber dem ersten zeitlich verzögert. In einer einfachen Konfiguration verläuft die Leiterbahn des optischen Schalters nicht durchgängig auf dem Halbleitersubstrat, sondern teilweise auch auf einem Kristall, welcher der elektrooptischen Sampling-Messung dient. Als Standardmaterial hat sich dabei LiTaO_3 etabliert. Das elektrische Feld des propagierenden elektrischen Pulses übt einen Einfluss auf den Kristall aus, was mit dem zweiten Laserpuls, der diesen Kristall senkrecht zur Probengeometrie durchquert, abgefragt werden kann. Hierbei wird die Polarisationsänderung des Probestrahls durch eine Anordnung aus Polarisator, Analysator und Photozelle detektiert (Abbildung 3.7).

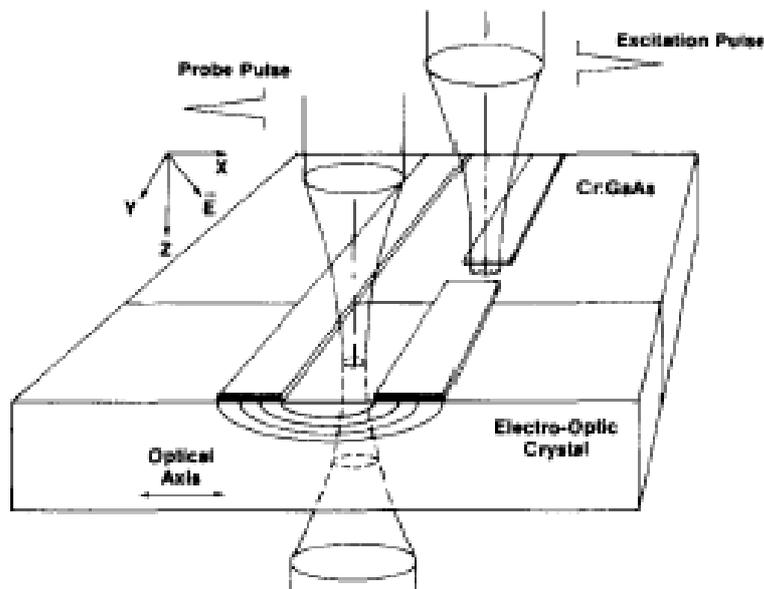


Abbildung 3.7: Prinzipieller Messaufbau für elektrooptisches Sampling (entnommen aus [38])

Ein Vorteil des elektrooptischen Samplings gegenüber dem Photoleitungssampling ist eine wesentlich bessere zeitliche Auflösung. Während diese beim Photoleitungssampling hauptsächlich durch die limitierenden Faktoren des Testschalters begrenzt ist, ist der limitierende Faktor beim elektrooptischen Sampling die Faltungszeit des Laserpulses mit dem elektrischen Puls [37].

Ein Vergleich des elektrooptischen Samplings mit dem Photoleitungssampling liefert eine sehr gute Übereinstimmung (siehe Abbildung 3.8).

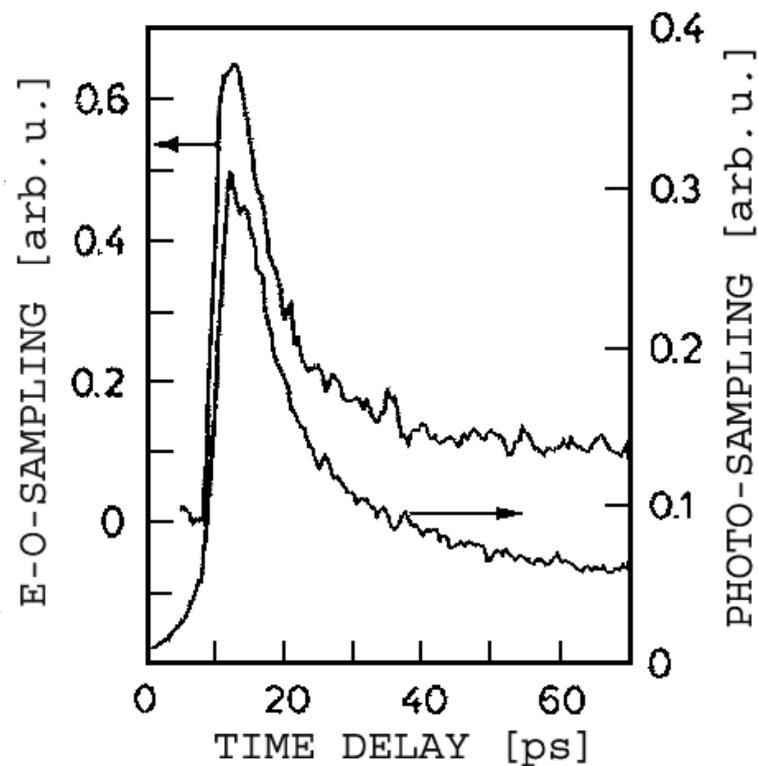


Abbildung 3.8: Vergleich zweier Pulsformen, die mit elektrooptischem Sampling (obere Kurve) und Photoleitungssampling (untere Kurve) gemessen wurden (entnommen aus [36])

Die untere Kurve in Abbildung 3.8 entspricht der Photoleitungssamplingmessung, die obere der elektrooptischen Samplingmessung. Der dabei verwendete optische Schalter hatte eine Lückengröße von $0,5 \mu\text{m}$ und wurde mit 2 Volt vorgespannt.

3.5 Koplanare Wellenleiter

Die Propagation des elektrischen Pulses auf der Leiterbahn des optischen Schalters hängt entscheidend von der gewählten Schaltergeometrie ab. In dieser Arbeit verwendete optische Schalter entsprechen in ihrer Geometrie der eines koplanaren Wellenleiters (Coplanar Waveguide = CPW). Der CPW besteht aus einem schmalen metallischen Mittelleiter, der auf einem dielektrischen Substrat symmetrisch zwischen zwei weiteren, ausgedehnten Metallstreifen, den so genannten Masseflächen des CPW, angeordnet ist [31].

Abbildung 3.9 zeigt die Geometrie eines koplanaren Wellenleiters.

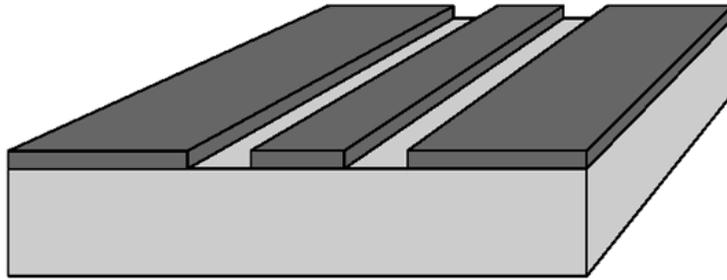


Abbildung 3.9: Koplanarer Wellenleiter

Koplanare Wellenleiter in Verbindung mit optischen Schaltern bieten den Vorteil einer leichten Integrierbarkeit und einfacher Herstellung mittels optischer Lithographie. Zudem ist die Signalübertragung auf einem CPW aufgrund der Abschirmung des strom- bzw. signalführenden Mittelleiters durch die Masseflächen unempfindlich auf frei propagierende Störstrahlung [34].

Abbildung 3.10 zeigt zwei gemessene Pulsformen, wobei es sich jeweils um einen optischen Schalter auf LT-GaAs handelt. Die durchgezogene Kurve entspricht einem optischen Schalter bestehend aus einer metallischen Leiterbahn, wie er in Abbildung 3.1 dargestellt ist. Die gestrichelte Kurve dagegen zeigt die Pulsform eines optischen Schalters, der in einer CPW-Struktur realisiert wurde (siehe Abbildung 3.14). Der elektrische Puls des optischen Schalters in einer CPW-Geometrie ist kürzer und zeichnet sich durch einen sehr schnellen Anstieg (Einflussfaktor Laserpulsdauer) und einen exponentiellen Abfall (Einflussfaktor Ladungsträgerlebenszeit) aus. In der Form des elektrischen Pulses in der CPW-Struktur spiegelt sich die wesentlich geringere Dispersion des elektrischen Pulses wieder, wenn dieser auf der Leiterbahn eines optischen Schalters propagiert, der in der Geometrie

eines koplanaren Wellenleiters integriert ist. Auf die Gründe der geringen Dispersion soll in Teilabschnitt 3.6.1 eingegangen werden.

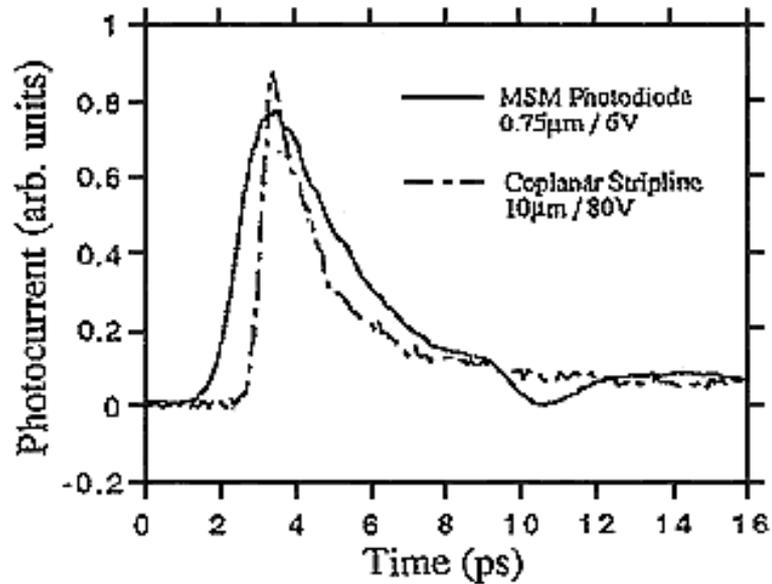


Abbildung 3.10: Vergleich der Pulsformen auf einer Leiterbahn und einem CPW (entnommen aus [39])

Besonders zu betonen ist, dass der CPW-Schalter mit 6 Volt vorgespannt wurde, während der aus einer Leiterbahn bestehende Schalter mit 80 Volt vorgespannt werden musste, um eine identische Stromstärke zu erreichen.

Ein weiterer Vorteil der CPW-Struktur ist eine Propagationsgeschwindigkeit der elektrischen Pulse, die höher als bei anderen Wellenleiterstrukturen ist. In der Literatur findet sich ein Wert von $0.43c$ [40].

3.6 Magnetfeld des Pulses

Von Interesse sind zwei Eigenschaften des zum elektrischen Puls gehörigen Magnetfeldes, die räumliche Verteilung und die Feldstärke.

Die räumliche Verteilung kann aus den Feldmoden, die sich prinzipiell auf einem koplanaren Wellenleiter ausbreiten können, abgeleitet werden. Die Feldstärke wird mittels des Biot-Savart-Gesetzes abgeschätzt.

3.6.1 Räumliche Verteilung des Magnetfeldes

Koplanare Wellenleiter erlauben wegen ihrer dreistreifigen Struktur zwei propagationsfähige Moden. Diese werden aufgrund der Symmetrie des elektrischen Feldes zum Mittelleiter des CPW als gerade und ungerade Mode bezeichnet (Abbildung 3.11). Die ungerade Mode hat eine transversale elektromagnetische Feldstruktur, d.h. geringe Feldanteile in Ausbreitungsrichtung, wohingegen die gerade Mode starke longitudinale Magnetfeldkomponenten aufweist. Auch besitzt die gerade Mode eine größere räumliche Ausdehnung transversal zum CPW. Dies macht sie empfindlicher für Dispersion und Dämpfung [34].

Von entscheidender Bedeutung für diese Arbeit ist, dass die gerade Mode durch Bondverbindungen oder das Setzen der beiden Masseflächen aufs gleiche Potential kurzgeschlossen und damit unterdrückt werden kann [41].

Damit wird die ungerade Feldmode zur einzigen ausbreitungsfähigen Mode. Dies liefert eine Magnetfeldkomponente senkrecht zur Leiterbahn.

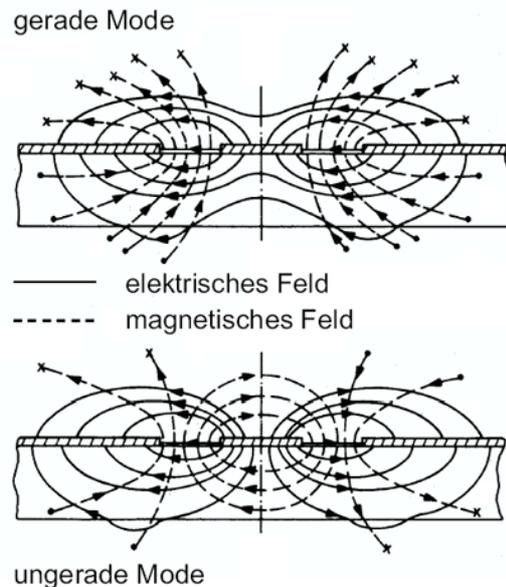


Abbildung 3.11: Feldmoden eines CPW (entnommen aus [31])

3.6.2 Magnetfeldstärke

Um die Feldstärke des zum elektrischen Puls gehörigen Magnetfeldes abschätzen zu können, wird als Ausgangspunkt das Biot-Savart-Gesetz gewählt, mit welchem sich das magnetische Feld einer beliebigen Stromverteilung bestimmen läßt. Die eigentliche Abschätzung erfolgt mit Hilfe der aus dem Biot-Savart-Gesetz folgenden Beziehung für das Magnetfeld eines geraden Leiters [11].

In allgemeiner Form lautet das Biot-Savart-Gesetz

$$B(r) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \cdot I \cdot \int \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}. \quad (3.2)$$

$d\vec{l}$ ist dabei ein infinitesimales Leiterstück und \vec{r} der Vektor zwischen diesem Leiterstück und dem Punkt, für den das Magnetfeld berechnet wird.

Für den Fall eines geraden Leiters (Abbildung 3.12) vereinfacht sich das Biot-Savart-Gesetz zu

$$B = \frac{\mu_0 \cdot I}{2 \cdot \pi \cdot R} \quad (3.3)$$

mit μ_0 als Permeabilitätskonstante, I als Stromstärke und R als Abstand zwischen dem Leiter und dem interessierenden Punkt.

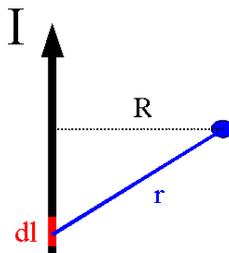


Abbildung 3.12: Biot-Savart-Gesetz für einen geraden Leiter

Die in dieser Arbeit verwendeten Schaltergeometrien besitzen stromführende Leiterbahnen mit einer Breite von $22.5 \mu\text{m}$ und einer Dicke von 40 nm , bestehend aus 20 nm Titan und 20 nm Kupfer. Vereinfachend wird angenommen, dass der Strom nur durch die Kupferschicht fließt. Interessant ist die Feldstärke über der Leiterbahn, auf der die ferromagnetischen Schichten oder Mikrostrukturen aufgebracht werden sollen.

Eine sinnvolle Unterteilung der Leiterbahn stellt sich bei einer Abschätzung über das Biot-Savart-Gesetz für gerade Leiter als größte Herausforderung dar. Da der stromführende Leiter in dieser Näherung als punktförmig angesehen wird, ist es notwendig die Leiterbahn in viele kleine stromführende Drähte zu unterteilen, deren Magnetfelder in der Summation ein möglichst realistisches Bild des Magnetfeldes der Leiterbahn liefern.

Für die Abschätzung wird, im Querschnitt gesehen, die Leiterbahn in Rechtecke der Größe $20 \times 70 \text{ nm}^2$ unterteilt, deren Mittelpunkt als stromführend angesehen wird. Mit der Annahme von $R = 20 \text{ nm}$ wird damit eine ausreichende Überlappung der Magnetfeldlinien jeder einzelnen Zelle erreicht, was zu realistischen Annahmen hinsichtlich eines homogenen Magnetfeldes in 10 nm Abstand von der Leiterbahn führen dürfte. Insbesondere überlappen sich die Magnetfeldlinienkreise zweier Drähte mit dem Radius $2R$ in 10 nm Höhe über der Leiterbahn, was aufgrund der Abhängigkeit aus Gleichung (3.3) in der Summe dieselbe Feldstärke liefert wie die Feldstärke eines Magnetfeldlinienkreises mit Radius R .

Es ergibt sich damit eine Einteilung in 321 Rechtecke, auf die der Gesamtstrom aufgeteilt wird (siehe Abbildung 3.13).

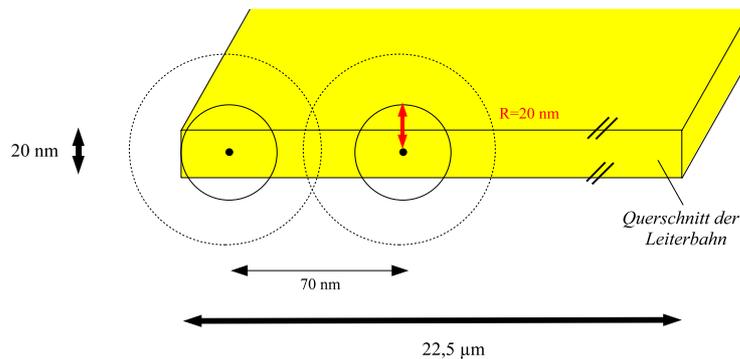


Abbildung 3.13: Unterteilung der Leiterbahn im Querschnitt für Abschätzung der Feldstärke

In der Modellrechnung wird von einer Amplitude des elektrischen Pulses von 10 mA ausgegangen.

Einsetzen von $I = 10/321 \text{ mA}$ (Stromfluss pro Draht) und $R = 20 \text{ nm}$ in Gleichung (3.3) liefert das Ergebnis 0.31 mT .

Es kann damit also abgeschätzt werden, dass eine Amplitude des elektrischen Pulses von 10 mA gleichbedeutend mit einem Magnetfeld von etwa 0.31 mT in einer Höhe von 10 nm über der Leiterbahn ist. Dieses Magnetfeld kann als homogen angesehen werden.

3.7 Anwendung

Die in diesem Kapitel diskutierten Eigenschaften von optischen Schaltern, integriert in die Geometrie eines koplanaren Wellenleiters, machen diese zu einem idealen Anregungsmechanismus für die Magnetisierungsdynamik. Dazu werden ferromagnetische Schichten bzw. Mikrostrukturen, deren Magnetisierung durch ein externes Magnetfeld ausgerichtet wird, auf der Leiterbahn aufgebracht. Die Masseflächen des CPW sind auf Masse gesetzt, damit nur die ungerade Mode propagationsfähig ist. Ein durch den optischen Schalter erzeugter und auf der Leiterbahn propagierender elektrischer Puls liefert beim Passieren der Probe ein magnetisches Feld senkrecht zur Leiterbahn in der Schalterebene. Die Länge dieser Anregung liegt bei geschickter Wahl der Parameter im Bereich von wenigen Pikosekunden, zudem kann die Feldstärke abhängig von der Beleuchtungsintensität variiert werden.

Die dadurch ausgelöste Magnetisierungsdynamik kann durch einen zweiten Laserpuls, den Probepuls, mithilfe des magnetooptischen Kerr-Effekts (MOKE) abgefragt werden. Dieser Probepuls wird wieder mit einem Verzögerungsschlitten relativ zum elektrischen Puls verzögert, womit eine zeitlich aufgelöste (time resolved = TR) Messung der Magnetisierungsdynamik möglich wird (TRMOKE).

Abbildung 3.14 verdeutlicht dieses Prinzip, wobei der Schalter in die Geometrie eines koplanaren Wellenleiters integriert ist, ähnlich den in dieser Arbeit verwendeten Schaltergeometrien (siehe Kapitel 4.2.2). Die ferromagnetische Schicht bzw. Mikrostruktur ist in ihrem Ausgangszustand in Richtung der Leiterbahn vormagnetisiert.

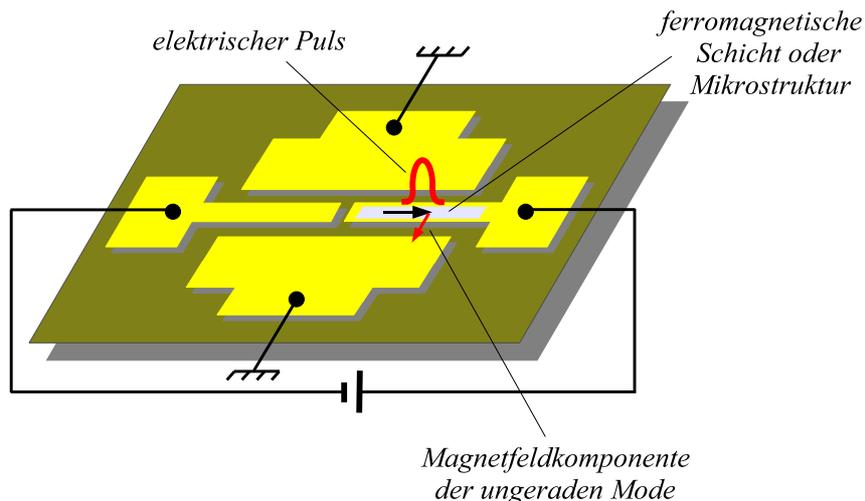


Abbildung 3.14: Prinzip der Magnetisierungsdynamikmessung

Kapitel 4

Experimentelles

4.1 Einleitung

Nachdem in den vorangegangenen zwei Kapiteln die notwendigen theoretischen Grundlagen für die durchgeführten Messungen erläutert wurden, folgt in diesem Kapitel eine Diskussion der experimentellen Ergebnisse der Arbeit. Dazu werden in je einem Teilabschnitt zwei grundlegend verschiedene Messaufbauten vorgestellt.

In der ersten Messanordnung werden die optischen Schalter charakterisiert. Die interessierenden Parameter sind die zeitliche Länge und die Amplitude der elektrischen Pulse. Dazu wird zuerst mithilfe einer Autokorrelationsmessung, deren Grundlagen in Kapitel 3 dargelegt wurden, die Ladungsträgerlebenszeit der Elektronen im LT-GaAs bestimmt. Mit dieser Zeitskala kann dann eine Abschätzung der zeitlichen Länge der elektrischen Pulse durchgeführt werden. Die daraus gewonnenen Pulslängen erweisen sich als abhängig von den verwendeten Schaltergeometrien, die im Folgenden vorgestellt werden. Daraufhin wird auf der Grundlage der Strom-Spannungs-Kennlinie der optischen Schalter und der zeitlichen Länge der Pulse die Amplitude der elektrischen Pulse bestimmt.

Die zweite Messanordnung, zu deren Realisierung im Rahmen dieser Arbeit ein neuer Messaufbau aufgebaut wurde, hat die Untersuchung der Magnetisierungsdynamik, oder genauer gesagt der in Kapitel 2 diskutierten Präzessionsdynamik, von dünnen ferromagnetischen Schichten und Mikrostrukturen zum Ziel. Die elektrischen Pulse sollen dazu genutzt werden, die Magnetisierungsdynamik von ferromagnetischen Schichten und Mikrostrukturen anzuregen, die auf der Leiterbahn der optischen Schalter aufgebracht sind. Diese Dynamik wird mit dem magnetooptischen Kerr-Effekt - mittels der Pump-Probe-Technik - zeitlich aufgelöst gemessen. Der verwendete Messaufbau und Messmethoden werden vorgestellt. Ferner erfolgt eine Diskussion der erhaltenen Ergebnisse, aufgetretener Schwierigkeiten und möglicher Ursachen.

4.2 Charakterisierung der elektrischen Pulse

4.2.1 Messaufbau

Die Messungen zur Charakterisierung der elektrischen Pulse wurden an einem Messaufbau durchgeführt, welcher bereits in einer vorangehenden Diplomarbeit [26] in der Arbeitsgruppe realisiert wurde. Im Zuge der Erweiterung des Aufbaus für die Magnetisierungsdynamikmessungen wurde dieser umgebaut, wobei jedoch das Prinzip für die Autokorrelationsmessungen beibehalten wurde.

Eine schematische Zeichnung des Aufbaus ist in Abbildung 4.1 zu sehen.

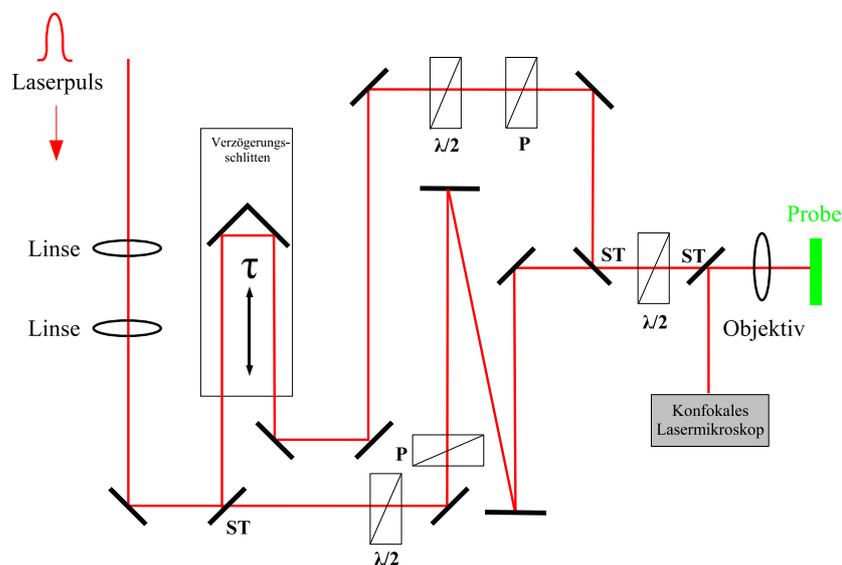


Abbildung 4.1: Schematische Zeichnung des Messaufbaus zur Charakterisierung der optischen Schalter

Der Laserstrahl durchläuft als erstes zwei Linse. Diese sind so aufgebaut, dass der Laserstrahl durch die erste Linse in den Brennpunkt der zweiten Linse fokussiert wird. Damit wird die Divergenz des Laserstrahls minimiert, was zu einem nahezu parallelen Strahlenverlauf führt. Bei den nachfolgenden Messungen werden zwei Laserpulse zeitlich zueinander verzögert. Dies wird mit einem, über einen Präzessionsschrittmotor gesteuerten, Verzögerungsschlitten (PI IntelliStage, $0.1 \mu\text{m}$ Auflösung, 20.4 cm Stellbereich) erreicht. Durch die Variation der Wegstrecke kann eine Verzögerungszeit von maximal 1.36 ns mit einer Auflösung von 6.7 fs realisiert werden. Aufgrund einer sehr hohen Sensitivität der optischen Schalter auf Beleuchtung ist es sehr wichtig, dass die durch die einzelnen Laserpulse beleuchtete Fläche, und auch deren Position, sich dabei nicht verändert, weil dadurch Verfälschungen der Messergebnisse auftreten würden.

Der folgende Strahlteiler (ST) spaltet den Laserstrahl in einem Leistungsverhältnis von 70:30 in zwei Teilstrahlen auf. Der unterer Strahlengang wird von dem stärkeren Teilstrahl durchlaufen, dieser soll ab jetzt als Pumpstrahl oder -puls bezeichnet werden. Der zweite Teilstrahl, in dessen Strahlengang sich der Verzögerungsschlitten befindet, wird Probestrahl oder -puls genannt. Nach der Zusammenführung der beiden Strahlengänge durch einen weiteren Strahlteiler erfolgt, mithilfe eines Objektivs, eine Fokussierung des Laserstrahls auf die Lücke des optischen Schalters.

Zusätzlich befinden sich in den beiden Teilstrahlengängen jeweils ein $\lambda/2$ -Plättchen ($\lambda/2$) und ein Polarisator (P). Die Polarisatoren dienen in Verbindung mit den $\lambda/2$ -Plättchen zur Einstellung einer senkrechten linearen Polarisation der beiden Teilstrahlen zueinander. Damit sollen, nach der Zusammenführung durch den zweiten Strahlteiler, Interferenzeffekte vermieden werden. Der eine Teilstrahl wird senkrecht, der andere parallel zur Horizontalen polarisiert. Mit den $\lambda/2$ -Plättchen erfolgt ein Leistungsabgleich der beiden Teilstrahlen. Das nach der Zusammenführung folgende $\lambda/2$ -Plättchen dient einer Drehung der Polarisatonebenen um 45° . Damit soll verhindert werden, dass einer der Teilstrahlen mit einer Polarisation parallel zu der Lücke des optischen Schalters auf diesen auftrifft, was zum Auftreten von Antenneneffekten führen könnte [31].

Ferner ist ein konfokales Lasermikroskop im Messaufbau enthalten. Der von der Oberfläche des optischen Schalters reflektierte Strahl wird wiederum durch das Objektiv fokussiert und durch den dritten Strahlteiler im Messaufbau auf eine CCD-Kamera geleitet. Diese Abbildung kann auf einem Monitor angezeigt werden, womit eine Positionierung des Laserstrahls in der Lücke des optischen Schalters möglich wird.

4.2.2 Schaltergeometrien

In dieser Arbeit werden zwei verschiedene Geometrien optischer Schalter verwendet. Bei der einen handelt es sich um eine Leiterbahn in der Konfiguration eines koplanaren Wellenleiters, die durch eine gerade Lücke getrennt ist. Die Leiterbahn hat eine Breite von $22.5 \mu\text{m}$ und die Lücke eine Länge von $3 \mu\text{m}$. Diese Schaltermetrie soll als Gapschalter bezeichnet werden. Bei der anderen Geometrie handelt es sich um einen optischen Schalter, an dem, durch die Integration zweier weiterer Lücken, auch Photoleitungssamplingmessungen durchgeführt werden können. Der Schalter ist ebenfalls in die Geometrie eines koplanaren Wellenleiters eingebettet und besitzt eine Leiterbahn mit der Breite von $22.5 \mu\text{m}$. Die Lücke ist gegenüber der anderen Geometrie jedoch in Form von Fingern gestaltet, die ineinander greifen. Dieser Schalter soll im Folgenden als Fingerschalter bezeichnet werden.

Hergestellt werden die optischen Schalter mit optischer Lithographie, Einzelheiten zu den Lithographieschritten und der Präparation finden sich im Anhang.

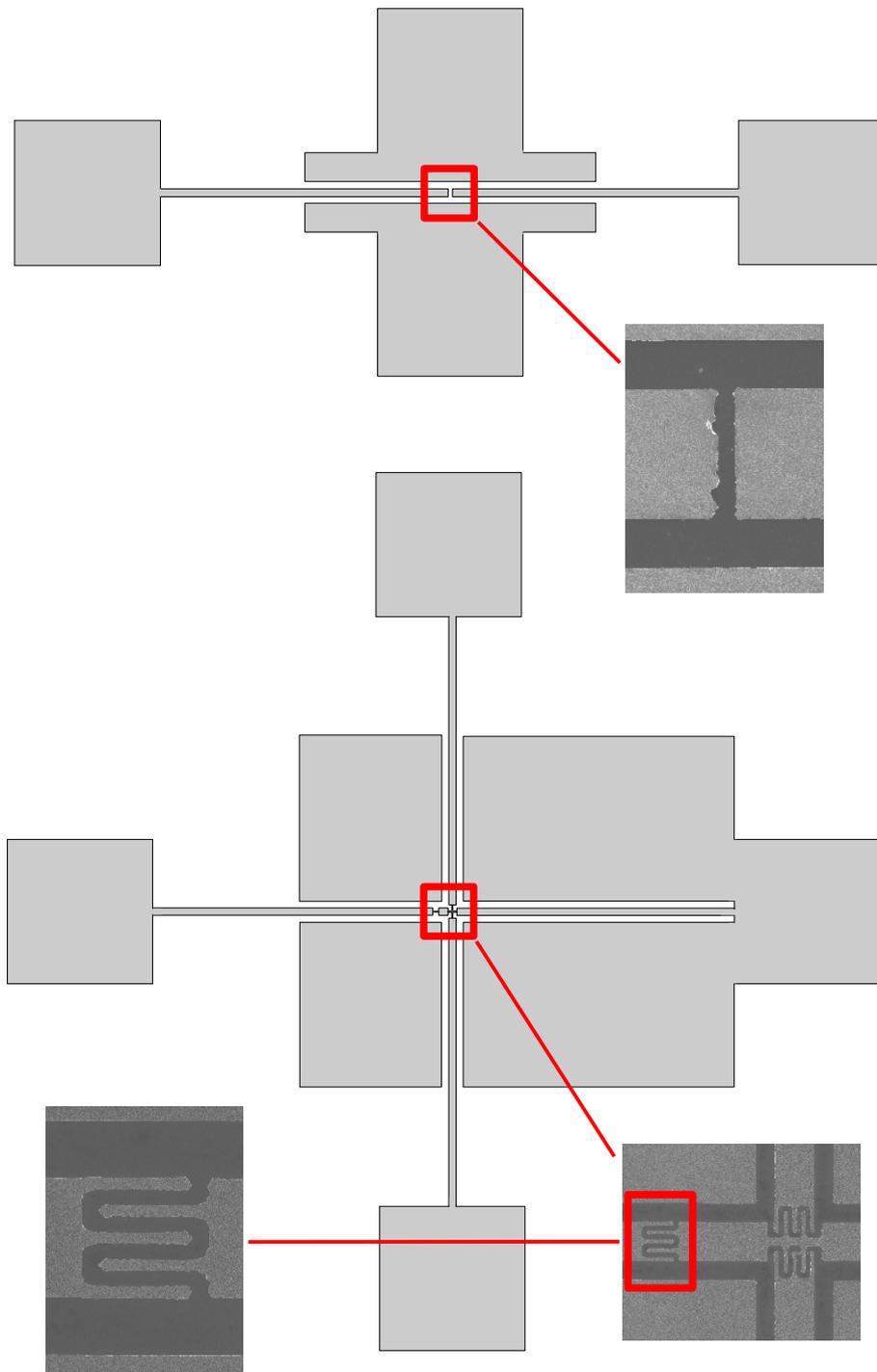


Abbildung 4.2: Maßstabsgetreue Zeichnung der zwei Schaltermotivierungen mit Elektronenmikroskop-Aufnahmen der Lücken. Nur die Leiterbahnen wurden aufgrund ihrer geringen Breite überproportional dargestellt. Oben ist der Gapschalter, unten der Fingerschalter zu sehen.

4.2.3 Autokorrelationsmessungen

Die Bestimmung der zeitlichen Länge der elektrischen Pulse erfolgt indirekt über die Messung der Ladungsträgerlebenszeit im LT-GaAs. Dazu wird eine Autokorrelationsmessung durchgeführt, die, wie in Kapitel 3 diskutiert wurde, auf einer Nichtlinearität der Stromstärke in Abhängigkeit von der Beleuchtungsleistung beruht.

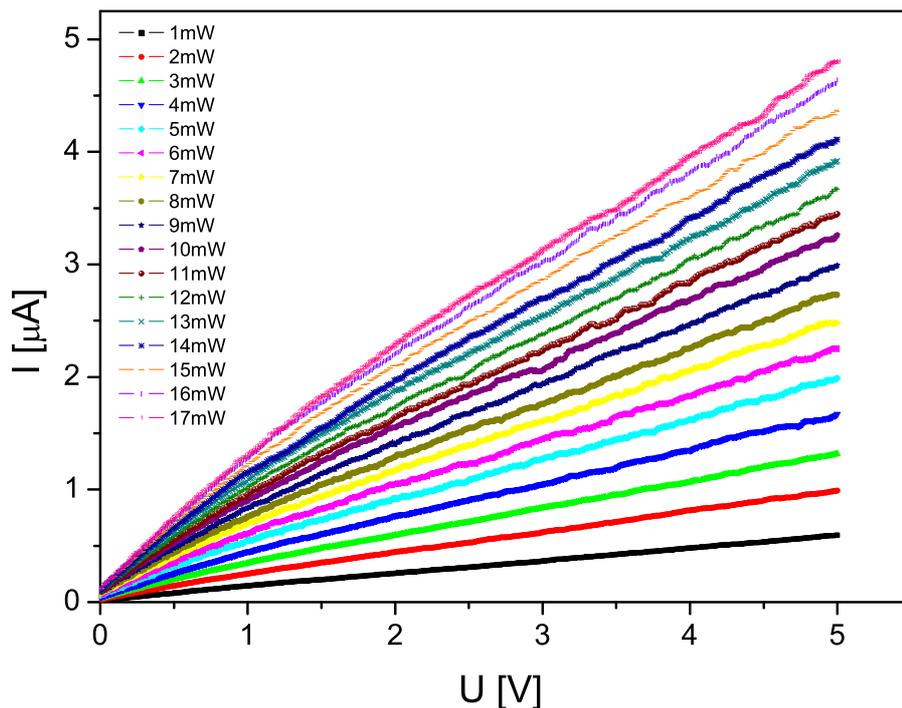


Abbildung 4.3: I-U-Kennlinien des Gapschalters bei verschiedenen Beleuchtungsleistungen

Die Nichtlinearität kann aus der Messung von I-U-Kennlinien bei unterschiedlichen Beleuchtungsleistungen (Abbildung 4.3) abgeleitet werden. Die Messung dieser Kennlinien erfolgt derart, dass ein Strahlengang im Messaufbau geblockt wird und der gepulste Laserstrahl des Titan-Saphir-Systems mit einer Wiederholungsrate von 80 MHz in die Lücke des optischen Schalters fokussiert wird. Die Fokussierung erfolgt mithilfe eines 100x Objektivs, wobei der Laserstrahl unter Verwendung des konfokalen Lasermikroskops in die Lücke platziert wird. Der Laserstrahldurchmesser beträgt bei optimaler Fokussierung etwa $5 \mu\text{m}$. Daraufhin wird durch leichtes Verschieben des Probenhalters die Stromstärke maximiert, die durch einen I-U-Wandler mit verstellbarem Rückkopplungswiderstand (Keithley Picoamperemeter) gemessen wird. Der optische Schalter befindet sich dazu

in einem Probenhalter, der in alle drei Raumdimensionen verstellbar ist. Nachdem der Strom maximiert ist, kann über ein Labview-Programm die Spannung variiert und die Stromstärke in Abhängigkeit von der angelegten Spannung vom Programm aufgenommen werden. Dazu wird das Messsignal des I-U-Wandlers über einen Analog-Digital-Wandler an das Messprogramm weitergegeben.

Die Nichtlinearität des Photostroms kann dann durch das Auftragen der Stromstärke bei einer bestimmten Spannung in Abhängigkeit von der Beleuchtungsleistung gezeigt werden. In Abbildung 4.4 ist die Stromstärke für die obigen I-U-Kennlinien bei einer Spannung von 3 Volt aufgetragen.

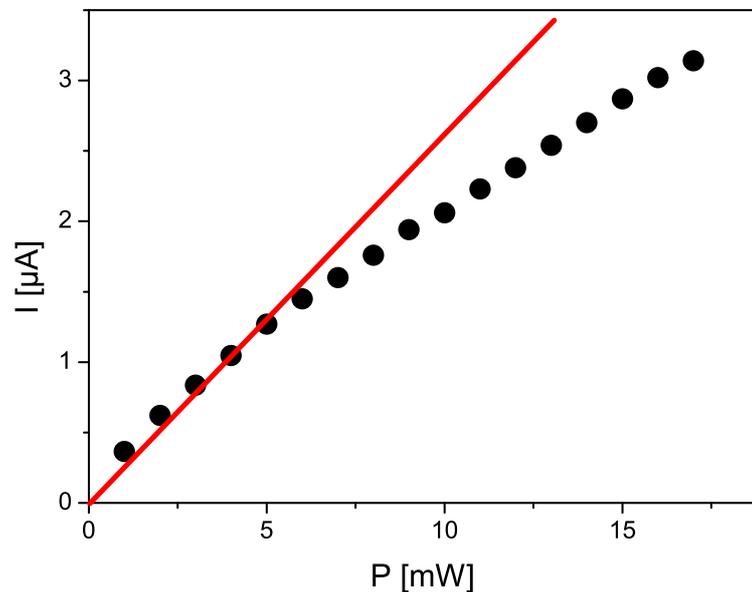


Abbildung 4.4: Nichtlinearität, die rote Gerade zeigt den linearen Verlauf, der Strom-Beleuchtungsleistung-Beziehung beim LT-GaAs (bei einer Vorspannung von 3 Volt)

Aufbauend auf dieser Nichtlinearität kann eine Autokorrelationsmessung durchgeführt werden, bei der ein Einbruch der Stromstärke beim gleichzeitigen Auftreffen zweier Laserpulse auf der Lücke des optischen Schalters zu erwarten ist. Dazu wird als erstes der Verzögerungsschlitten in größeren Schritten über seine ganze Länge durchgeföhren, um den Punkt zu finden, an dem die beiden Laserpulse gleichzeitig auf dem optischen Schalter ankommen. Der optische Schalter ist dabei vorgespannt, und es wird eine Stromkennlinie in Abhängigkeit von der Stellung des Verzögerungsschlittens aufgenommen. An dem Punkt der minimalen Stromstärke kann geschlossen werden, dass die Laserpulse gleichzeitig ankommen. Dies ist gleichbedeutend damit, dass der Laserpuls, der am ersten Strahlteiler

im Messaufbau (Abbildung 4.1) in zwei Pulse aufgeteilt wird, über beide Strahlengänge die gleiche Wegstrecke zurücklegt. Bei der Messung ist darauf zu achten, dass die beiden Laserpulse beim Auftreffen auf den optischen Schalter die selbe Leistung haben.

Die eigentliche Autokorrelationsmessung wird daraufhin um diesen Punkt in einem Intervall von 100 ps durchgeführt, wobei der eingehende Laserstrahl mit 800 Hz moduliert wird und die Messung über einen Lock-In erfolgt. Das Signal des I-U-Wandlers wird an den Lock-In-Verstärker angeschlossen. Die Messung erfolgt mit einer Schrittlänge des Verzögerungsschlittens von 10 fs. Als Ergebnis ergibt sich für den Gapschalter folgende Messkurve (Abbildung 4.5). τ ist hierbei die zeitliche Verzögerung zwischen den beiden Laserpulsen. Der Schalter ist bei dieser Messung mit 3 Volt vorgespannt.

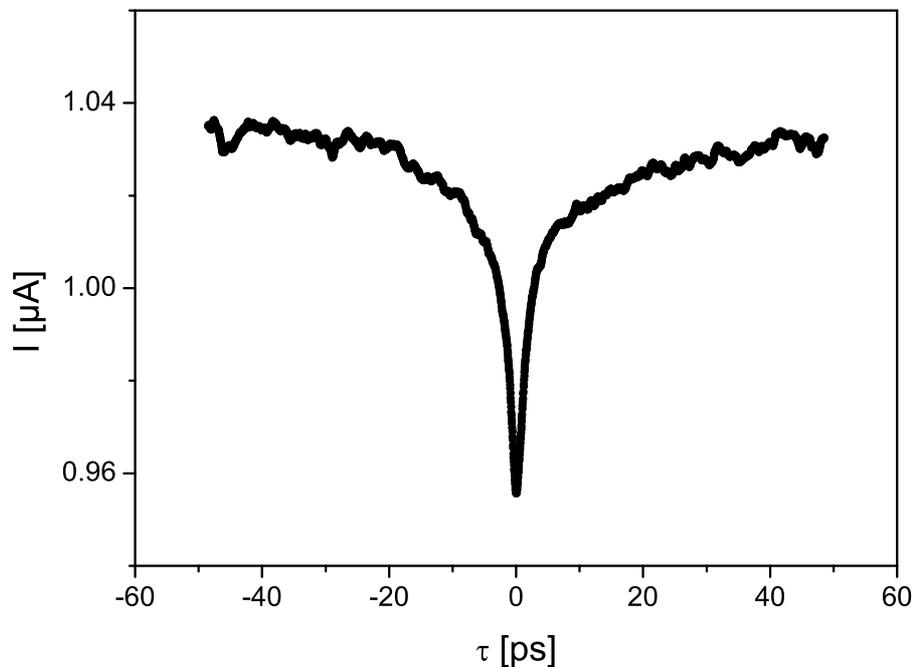


Abbildung 4.5: Autokorrelationssignal beim Gapschalter

Die Anpassung eines einfachen exponentiellen Zerfalls der angeregten Ladungsträger an diese Messkurve, wie in Kapitel 3 diskutiert wurde, sollte jetzt eine Zeitkonstante liefern, die als Ladungsträgerlebenszeit identifiziert werden kann. Eine solche Anpassung gelingt jedoch nicht, wie bereits in der vorher zu den optischen Schaltern durchgeführten Diplomarbeit [26] festgestellt wurde. Erstens wird die Spitze der Messkurve durch die Anpassung nicht richtig erfasst, zweitens liefern Reflektivitätsmessungen am LT-GaAs eine andere Zerfallszeit als sie durch die Anpassung des einfachen exponentiellen Zerfalls bestimmt wird.

Die Anpassung eines doppelt exponentiellen Abfalls

$$I(\tau) = I_0 - I_1 \cdot e^{-|\tau|/\tau_1} - I_2 \cdot e^{-|\tau|/\tau_2} \quad (4.1)$$

an die Messkurve liefert schließlich eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten. I_0 ist dabei die Stromstärke bei zeitlicher Separierung der Laserpulse und die Summe aus I_1 und I_2 die Größe des Stromstärkeeinbruchs bei zeitlicher Überlappung der Laserpulse. Die jeweiligen Amplituden I_1 und I_2 geben Aufschluss darüber, wie stark jeder Zerfall zu dem Einbruch beiträgt. τ_1 und τ_2 sind die zwei beim Zerfallsprozess auftretenden Zeitkonstanten.

Die Anpassung an das Messsignal der Autokorrelationsmessung beim Gapschalter ist in Abbildung 4.6 zu sehen.

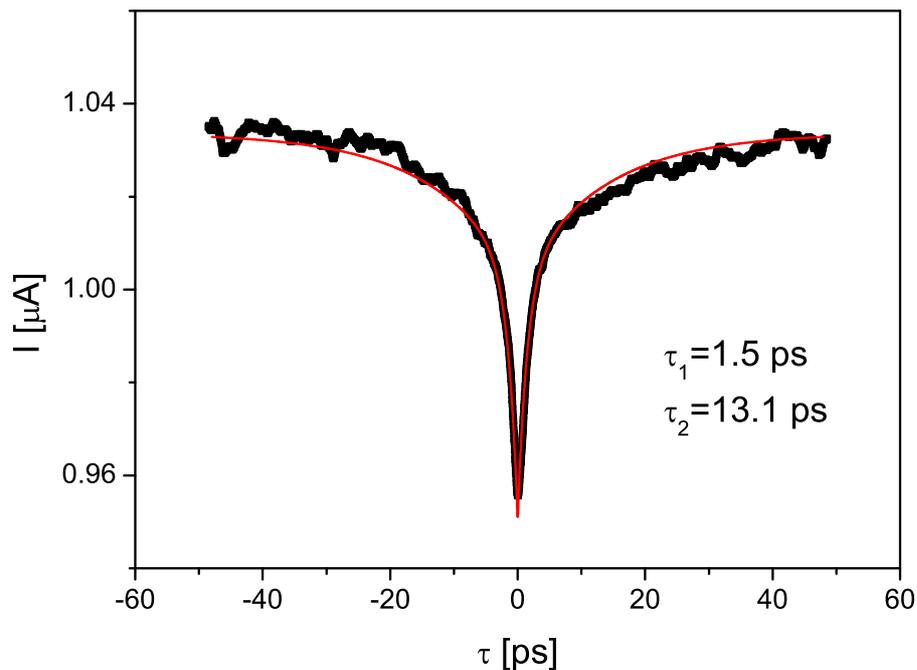


Abbildung 4.6: Anpassung eines doppelt exponentiellen Abfalls an das Autokorrelationssignal beim Gapschalter

Für die Messung ergeben sich zwei Zeitskalen, eine von $\tau_1=1.5$ ps und eine von $\tau_2=13.1$ ps. Das Verhältnis der Zerfallsamplituden I_1 zu I_2 ist 2 zu 1, d.h. der erste Abfall trägt doppelt soviel wie der zweite zum Gesamtabfall bei.

Aus den beiden Abfallszeiten soll eine Abschätzung der Länge des elektrischen Pulses erfolgen. Aus der Autokorrelationsmessung kann keine Aussage darüber

getroffen werden, welcher Abfall hauptsächlich zur Pulslänge beiträgt. Es wird deswegen angenommen, dass beide Zeitskalen gleichberechtigt sind und die Abfallsamplituden die Gewichtung der jeweiligen Zeitskala vorgeben. Damit ergibt sich eine Pulslänge von etwa 5 ps für den Gapschalter.

Beim Fingerschalter wird analog verfahren. Aufbauend auf der I-U-Kennlinie (Abbildung 4.7) wird eine Autokorrelationsmessung durchgeführt.

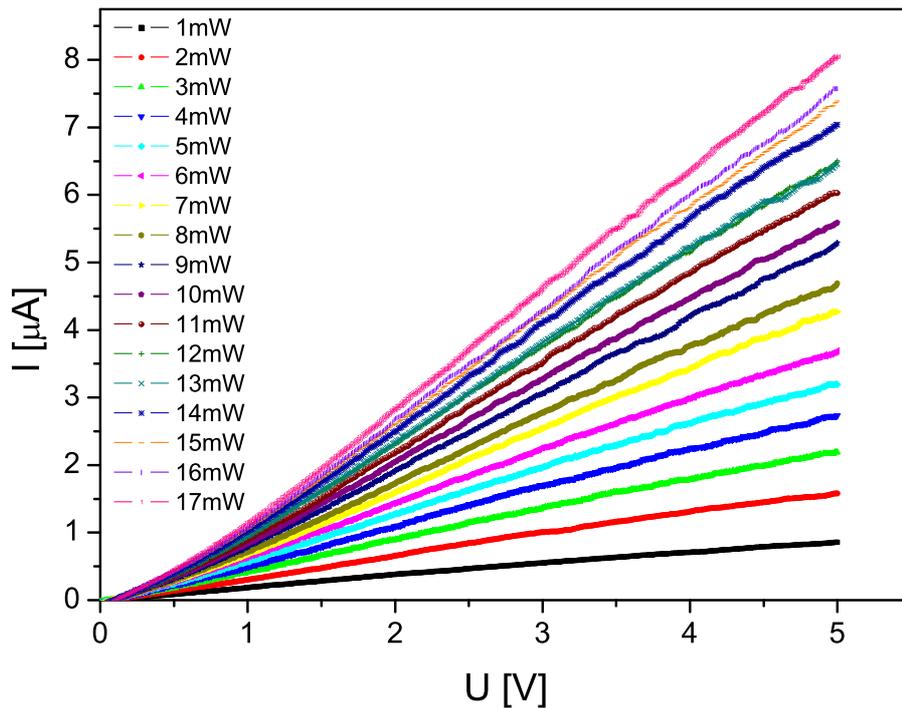


Abbildung 4.7: I-U-Kennlinien des Fingerschalters bei verschiedenen Beleuchtungsleistungen

Bei den I-U-Kennlinien ist zu erkennen, dass bei gleicher Spannung und Beleuchtungsleistung eine höhere Stromstärke als beim Gapschalter auftritt. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass die auf Beleuchtung sensitive Fläche des Fingerschalters wegen seiner Geometrie größer ist. Außerdem wird bei diesem der Laserstrahl so fokussiert, dass der ganze Finger ausgeleuchtet ist.

Als Autokorrelationssignal ergibt sich die in Abbildung 4.8 gezeigte Messkurve, an die bereits der doppelt exponentielle Abfall angepasst wurde.

Die erste Zeitkonstante stimmt mit 1.5 ps mit der beim Gapschalter überein, die zweite ist mit 15.5 ps (13.1 ps beim Gapschalter) größer. Die Übereinstimmung der ersten Zeitkonstante sowohl bei beiden Schaltergeometrien als auch deren

Konsistenz mit Reflektivitätsmessungen lässt den Schluss zu, dass die 1.5 ps als Ladungsträgerlebenszeit im LT-GaAs identifiziert werden können. Das Auftreten der zweiten Zeitskala kann aus den erhaltenen Daten und Messungen nicht erklärt werden, diese Zeitskala hängt jedoch vermutlich von der Schaltergeometrie ab. Nicht nur ihre Größenordnung ist bei beiden Schaltergeometrien unterschiedlich, sondern auch das Verhältnis der beiden Zerfallsamplituden. War dieses beim Gapschalter noch 2 zu 1, ist es beim Fingerschalter 4 zu 1. Dies spricht dafür, dass wegen der verschiedenen Geometrien der Lücken Antenneneffekte auftreten, die verschieden stark sind. Bei einer parallelen Stellung des Polarisationsvektors des Laserpulses zur Lücke wird die Strahlung ähnlich wie Mikrowellen bei einem Gitter absorbiert. Der Effekt ist beim Gapschalter wegen seiner Geometrie mit zwei langen, geraden Kanten größer. Ein weiteres Indiz für diese Vermutung ist die Veränderung der zweiten Zeitskala und des Amplitudenverhältnisses beim Fingerschalter, wenn dieser mit optimal fokussierten Laserpulsen beleuchtet wird. Die erhaltenen Daten zeigen dann Ähnlichkeit mit denen beim Gapschalter, was darauf zurückgeführt werden kann, dass nur die Fläche zwischen zwei Fingern beleuchtet wird, was ähnlich der Lückengeometrie beim Gapschalter ist.

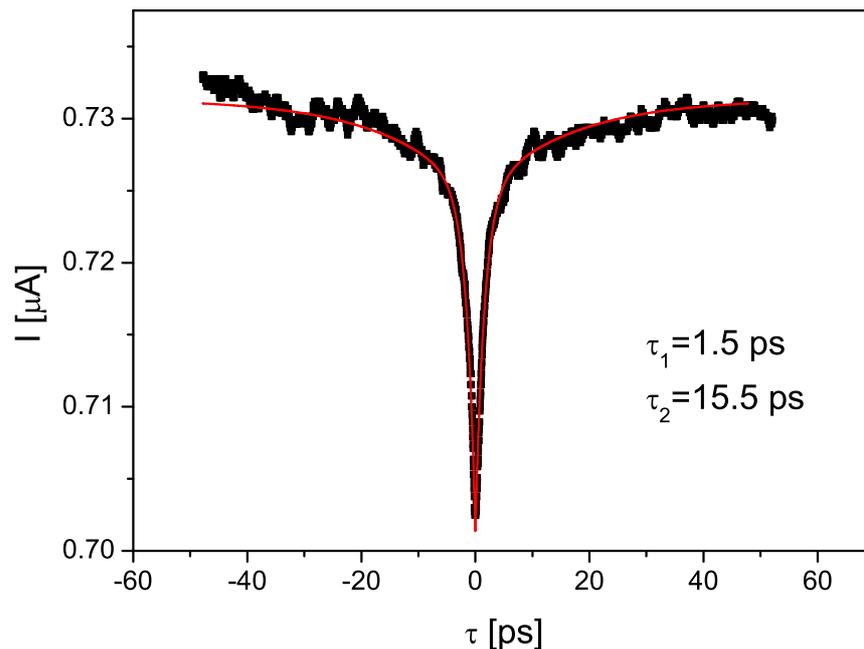


Abbildung 4.8: Anpassung eines doppelt exponentiellen Abfalls an das Autokorrelationsignal beim Fingerschalter

Das Verhältnis der Zerfallsamplituden, mit der kurzen Zeitkonstanten als wesentlich dominanteren Zeitskala, lässt auf eine zeitliche Länge des elektrischen Pulses beim Fingerschalter von etwa 3 ps schließen.

4.2.4 Amplitude der elektrischen Pulse

Ist die zeitliche Länge der elektrischen Pulse bekannt, kann daraus zusammen mit der Wiederholungsrate des Lasersystems die Amplitude dieser abgeschätzt werden. Die Wiederholungsrate ist identisch mit der Anzahl an elektrischen Pulsen, die pro Sekunde erzeugt werden. Die gemessene Stromstärke ist wiederum eine zeitliche Mittelung über die Amplitude der elektrischen Pulse pro Zeit, setzt sich also additiv aus den einzelnen elektrischen Pulsen zusammen.

Die elektrischen Pulse werden der Vereinfachung halber als rechteckförmig angesehen. Bei einer gemessenen Stromstärke I und einer Wiederholungsrate des Lasersystems f (in Hertz) gilt zusammen mit der zeitlichen Länge der elektrischen Pulse t_{Puls} folgende Beziehung:

$$I_{Puls} = \frac{I}{f \cdot t_{Puls}}. \quad (4.2)$$

Ausgehend von den oben gezeigten I-U-Kennlinien und einer Wiederholungsrate des Titan-Saphir-Systems von 80 MHz kann daraus abgeschätzt werden, dass bei einer Vorspannung von 5 V und einer Beleuchtungsleistung von 17 mW elektrische Pulse der maximalen Amplitude von 11.9 mA (Gapschalter) und 33.3 mA (Fingerschalter) erzeugt werden können. Nach unten kann die Amplitude der elektrischen Pulse durch geeignete Wahl der Vorspannung am optischen Schalter und der Beleuchtungsleistung frei variiert werden.

Im Verlauf der Arbeit wurden die optischen Schalter bezüglich der maximalen Amplitude optimiert. Um stärkere elektrische Pulse zu erzeugen muss der optische Schalter mit Laserpulsen höherer Intensität beleuchtet werden. Dazu durchlaufen die Laserpulse des Titan-Saphir-Systems einen regenerativen Verstärker (RegA). Die Laserpulse können damit bis zu einem Faktor 1000 verstärkt werden. Dies liefert Laserpulse mit einer Energie von bis zu 1 μ J. Die Wiederholungsrate sinkt gleichzeitig durch den Umlauf der Laserpulse im Verstärkersystem auf 250 kHz [27, 28].

In Abbildung 4.9 sind die I-U-Kennlinien eines Gapschalters zu sehen, der mit den verstärkten Laserpulsen beleuchtet wurde.

Das Einsetzen der gemessenen Stromstärke bei einer Vorspannung von 5 V und einer Beleuchtungsleistung von 12 mW in Gleichung (4.2) liefert das Ergebnis, dass elektrische Pulse mit einer maximalen Amplitude von 800 mA erzeugt werden können. Die beleuchtete Fläche auf dem LT-GaAs beträgt dabei 15 μ m².

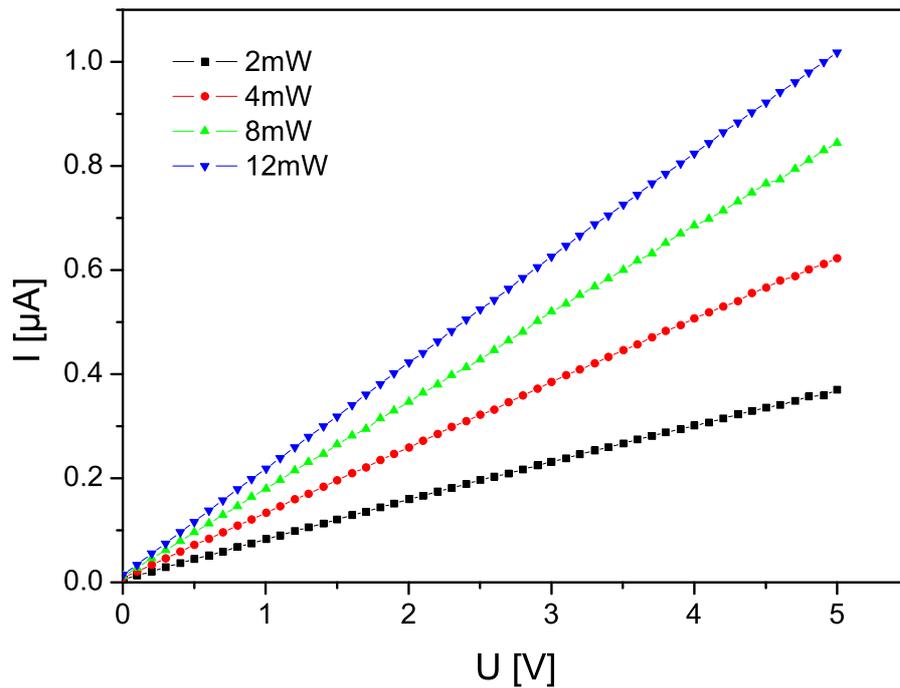


Abbildung 4.9: I-U-Kennlinien des Gapschalters bei verschiedenen Beleuchtungsleistungen. Die Beleuchtung erfolgte mit Laserpulsen, die durch einen regenerativen Verstärker verstärkt wurden.

Wegen der Möglichkeit, durch die Verstärkung der Laserpulse stärkere elektrische Pulse zu erhalten, sollen die Magnetisierungsdynamikmessungen in dieser Konfiguration durchgeführt werden. Mit einer Amplitude der elektrischen Pulse von 800 mA sind damit laut der Abschätzung in Abschnitt 3.6.2 Magnetfeldpulse von bis zu 25 mT möglich.

Bei elektrischen Pulsen dieser Größenordnung ergeben sich jedoch Schwierigkeiten aufgrund der hohen Leistung der hierzu benötigten Laserpulse. Diese können die Probe lokal stark aufheizen, was dazu führt, dass die Metallisierung aufschmilzt und damit im schlimmsten Fall die Lücke des optischen Schalters zerstört wird. Darauf soll in nächsten Abschnitt näher eingegangen werden.

4.3 Magnetisierungsdynamikmessungen

4.3.1 Messaufbau

Der für die Dynamikmessungen verwendete Messaufbau basiert auf dem Aufbau zur Charakterisierung der optischen Schalter. Dieser wurde um einen Strahlengang zur Messung des magnetooptischen Kerr-Effekts (MOKE) ergänzt, der aber so in den bestehenden Messaufbau integriert werden konnte, dass weiterhin Autokorrelationsmessungen durchgeführt werden können.

Bei der Messung der Magnetisierungsdynamik durchläuft der zur Erzeugung des elektrischen Pulses verwendete Laserpuls den Strahlengang des Pumpulses aus dem Aufbau zur Autokorrelationsmessung. Der für die Messung der Magnetisierungsdynamik bestimmte Laserpuls wird über den Strahlengang des Probepulses geführt und, anstatt wie bei der Autokorrelationsmessung mit dem Pumpuls zusammengeführt zu werden, in den MOKE-Strahlengang eingekoppelt (Abbildung 4.10).

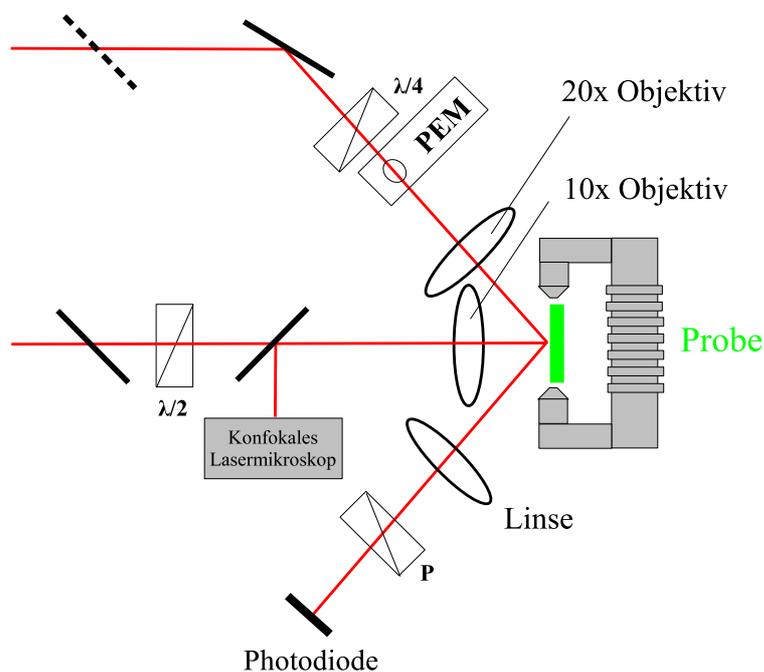


Abbildung 4.10: Schematische Zeichnung der Erweiterung des Messaufbaus zur Messung der durch den optischen Schalter angeregten Magnetisierungsdynamik anhand des magnetooptischen Kerr-Effekts

Analog zur Autokorrelationsmessung wird der Pumpuls mit einer linearen Polarisation von 45° zur Kante der Lücke des optischen Schalters mit einem Objektiv

auf die Lücke fokussiert. Die Fokussierung erfolgt in dieser Konfiguration jedoch mit einem 10x Objektiv, welches eine Arbeitsweite von 33,5 mm besitzt. Diese Modifikation des Messaufbaus wird durch die Erweiterung um die Komponenten zur MOKE-Messung notwendig, bei der der Probepuls seitlich, ebenfalls mit einem Objektiv, auf die ferromagnetische Schicht oder Mikrostruktur fokussiert wird (Abbildung 4.11).

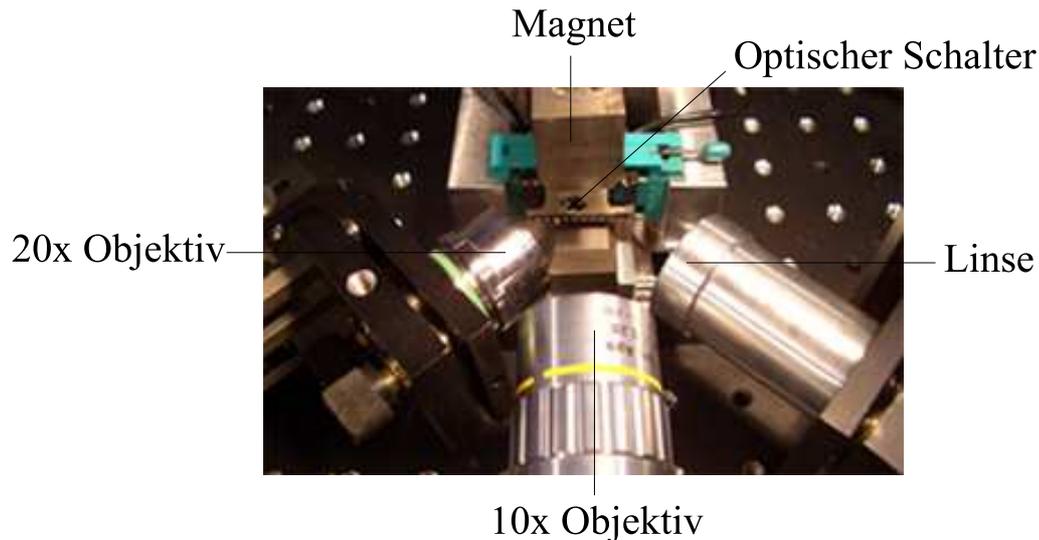


Abbildung 4.11: Bild des Messaufbaus in der Nähe des optischen Schalters, der auf einem IC-Halter aufgebracht ist. In der Mitte befindet sich das Objektiv, welches den Probepuls in die Lücke des optischen Schalters fokussiert. Links wird mit einem weiteren Objektiv der Probepuls auf die ferromagnetische Schicht oder Mikrostruktur fokussiert. Rechts steht die Linse, die den Probepuls auf die Photodiode fokussiert.

Der Strahlengang zur MOKE-Messung besteht aus einem $\lambda/4$ -Plättchen ($\lambda/4$), welches das vorher linear polarisierte Licht in zirkular polarisiertes Licht umwandelt. Darauf folgt ein Photoelastischer Modulator (PEM), der die Polarisation des Lichts moduliert. Auf seine Funktionsweise wird im Teilabschnitt 4.3.2 näher eingegangen. Die Fokussierung auf die ferromagnetische Schicht oder Mikrostruktur, die auf der Leiterbahn des optischen Schalters aufgebracht ist, erfolgt mit einem 20x Objektiv, dessen Arbeitsweite 20 mm beträgt. Der von der Probe reflektierte Probepuls wird durch eine Linse (Brennweite 30 mm) wieder fokussiert, geht durch einen Polarisator (P), der in diesem Fall als Analysator dient, und wird schließlich von einer Photodiode detektiert.

Der optische Schalter befindet sich in einem Elektromagneten, der ein vertikales Magnetfeld erzeugen kann. In Abbildung 4.10 ist der Magnet der Anschaulichkeit halber parallel zur Strahlengangebene eingezeichnet.

4.3.2 Magnetooptischer Kerr-Effekt

Grundlage der durchgeführten Magnetisierungsdynamikmessungen ist der magnetooptische Kerr-Effekt (MOKE). Dieser äußert sich darin, dass polarisierte elektromagnetische Strahlung bei der Reflexion an einer ferromagnetischen Probe eine Drehung der Polarisations Ebene erfährt. Gleichzeitig findet eine Änderung der Elliptizität statt. Die Drehung der Polarisations Ebene um den so genannten Kerrwinkel θ_{Kerr} ist proportional zur Magnetisierung der ferromagnetischen Probe.

Die quantenmechanische Ursache des Kerr-Effekts liegt in der Spin-Bahn-Kopplung, durch die bei ferromagnetischen Proben unterschiedliche Anregungswahrscheinlichkeiten für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht bestehen [42].

Es lassen sich drei Arten vom MOKE unterscheiden, die durch die Lage des externen Magnetfeldes zur Einfallsebene der elektromagnetischen Strahlung definiert sind:

- polarer MOKE: Das externe Feld ist senkrecht zur Oberfläche.
- longitudinaler MOKE: Das externe Feld ist parallel zur Oberfläche und der Einfallsebene.
- transversaler MOKE: Das externe Feld ist parallel zur Oberfläche und senkrecht zur Einfallsebene.

Im Rahmen des vorgestellten Messaufbaus erfolgt die Messung in der Konfiguration des transversalen Kerr-Effekts (Abbildung 4.12).

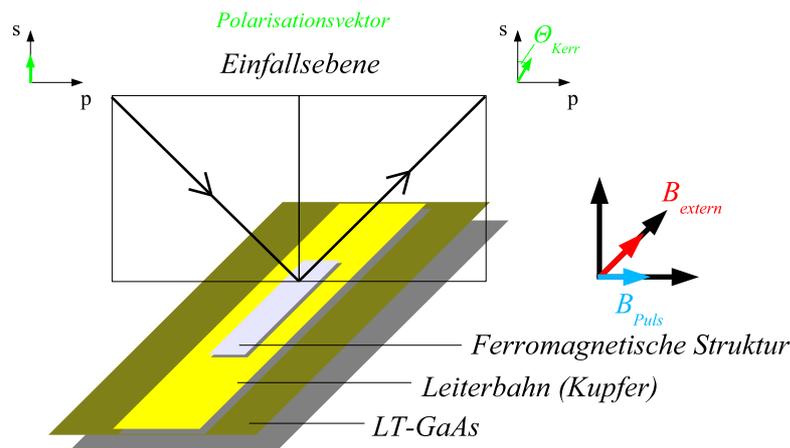


Abbildung 4.12: Die in die dieser Arbeit durchgeführten magnetischen Messungen erfolgen in der Konfiguration des transversalen Kerr-Effekts

Im am einfachsten zu realisierenden Messaufbau lässt sich der MOKE durch eine Kombination aus zwei Polarisatoren messen. Der erste Polarisator gibt der elektromagnetischen Strahlung durch die Stellung seiner Durchlassachse eine lineare Polarisation vor, der zweite Polarisator dient als Analysator mit einer orthogonalen Stellung seiner Durchlassachse relativ zu der des Polarisators. Die ferromagnetische Probe, an der die elektromagnetische Strahlung reflektiert wird, befindet sich zwischen den beiden Polarisatoren. Eine Detektion der durch den MOKE verursachten Polarisationsänderung wird mit einer Photodiode durchgeführt.

Im Ausgangszustand wird die ferromagnetische Probe durch ein externes Magnetfeld in eine Richtung gesättigt. Das Signal auf der Photodiode, welches proportional zu der Intensität der auftreffenden elektromagnetischen Strahlung ist, wird durch Verstellen des Analysators minimiert. Bei einer Änderung des externen Magnetfeldes ändert sich die Magnetisierung der Probe und damit, um den Kerrwinkel θ_{Kerr} , die Polarisations Ebene der reflektierten elektromagnetischen Strahlung. Die daraus resultierende Erhöhung der Intensität auf der Photodiode ist proportional zur Änderung der Magnetisierung.

Aufgrund der geringen Größe des Kerrwinkels (bei Eisen maximal 0.5° bei einer Wellenlänge von 800nm [43]) ist diese Methode jedoch nicht sensitiv genug für die beabsichtigten Messungen. Eine Verbesserung der Sensitivität liefert eine Messung des MOKE mit einem Photoelastischen Modulator (PEM). Beim PEM handelt es sich um ein an einem Quarzkristall befestigtes Quarzglas. Wird an den Quarzkristall eine Wechselspannung angelegt, führt dieser infolge des piezoelektrischen Effekts eine Schwingung aus und komprimiert dabei das Quarzglas. Die Frequenz dieser Schwingung beträgt bei dem in dieser Arbeit verwendeten PEM (Hinds Instruments PEM-90 Photoelastic Modulator System) 50 kHz.

Während einer Schwingungsperiode ändert sich infolge der Verformung der Brechungsindex des Quarzglases. In Abbildung 4.13 ist die aus der Änderung des Brechungsindex resultierende Änderung der Polarisation der elektromagnetischen Strahlung bei einer Modulation der optischen Weglänge von $\pm \lambda/4$ verdeutlicht. Dabei hat die auf das Quarzglas auftreffende elektromagnetische Strahlung ursprünglich eine zirkulare Polarisation ($t=0$).

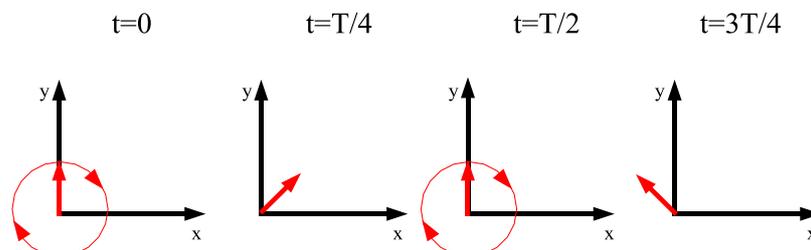


Abbildung 4.13: Durch den PEM verursachte Polarisationsänderung von zirkular polarisierter elektromagnetischer Strahlung während einer Schwingungsperiode

Bei $t=0$ und $t=T/2$ ist das Quarzglas nicht verformt, es nimmt damit keinen Einfluss auf die Polarisation der elektromagnetischen Strahlung. Diese wird mit ihrer zirkularen Polarisation durchgelassen. Zu den Zeitpunkten der maximalen Verformung, bei $t=T/4$ und $t=3T/4$, fungiert das Quarzglas als ein $\lambda/4$ -Plättchen. Das zirkular polarisierte Licht wird zu linear polarisiertem. Wichtig dabei ist, dass die beiden linear polarisierten Zustände der elektromagnetischen Strahlung bei $t=T/4$ und $t=3T/4$ senkrecht zueinander sind.

Zur Messung des MOKE wird die elektromagnetische Strahlung, mit der vom PEM modulierten Polarisation, nach der Reflexion an der ferromagnetischen Probe von einer Linse auf eine Photodiode fokussiert. Vor der Photodiode befindet sich ein Polarisator, dessen Durchlassrichtung entweder parallel oder senkrecht zur Horizontalen ist. Es soll angenommen werden, dass die Durchlassrichtung parallel, entsprechend der x-Achse in Abbildung 4.13, ist.

Im Ausgangszustand ist das Signal auf der Photodiode minimal. Wird die ferromagnetische Probe jetzt durch ein externes Magnetfeld magnetisiert, erfolgt eine Drehung der Polarisationsebene der beiden linear polarisierten Zustände bei $t=T/4$ und $t=3T/4$. Die Drehung erfolgt dabei in dieselbe Richtung. Damit wird die Komponente in die Richtung der Durchlassachse des Polarisators in einem Zustand der linearen Polarisation größer, im anderen kleiner. Bei Magnetisierung der Probe in die entgegengesetzte Richtung wird die Polarisationsebene ebenfalls in die entgegengesetzte Richtung gedreht. Das Messsignal besteht in beiden Fällen aus der Differenz der Polarisationskomponenten in die Richtung der Durchlassachse des zweiten Polarisators (Abbildung 4.14).

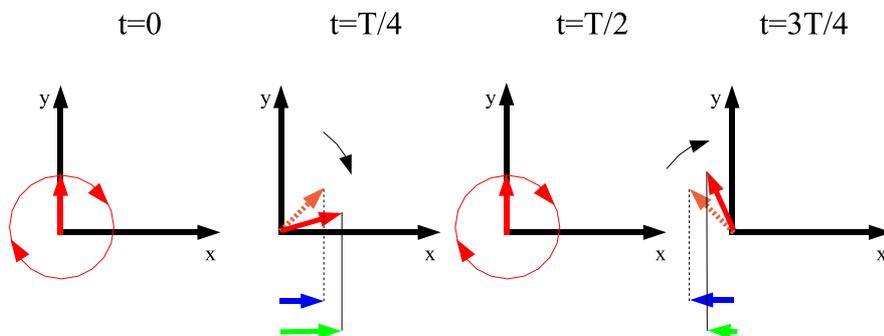


Abbildung 4.14: Die blauen Pfeile stellen die E-Feldkomponente in Durchlassrichtung des Polarisators im Ausgangszustand dar, die grünen Pfeile bei Magnetisierung in eine Richtung. Das Messsignal entspricht jeweils der Differenz der Beträge der Pfeile.

Eine mathematische Beschreibung des MOKE und die Bestimmung des Messsignals kann mit dem Jones-Formalismus erfolgen [44]. Dabei werden die Polarisationszustände durch einen komplexen zweikomponentigen Vektor und die optischen Komponenten in Matrixschreibweise angegeben.

4.3.3 Probenpräparation

Die Präparation der ferromagnetischen Strukturen auf der Leiterbahn erfolgt mithilfe von Elektronenstrahl-Lithographie, die einzelnen Arbeitsschritte und die dazugehörigen Parameter finden sich im Anhang.

Mit dem optischen Mikroskop aufgenommene Bilder eines Gapschalters mit Strukturen auf der Leiterbahn sind in Abbildung 4.15 zu sehen.

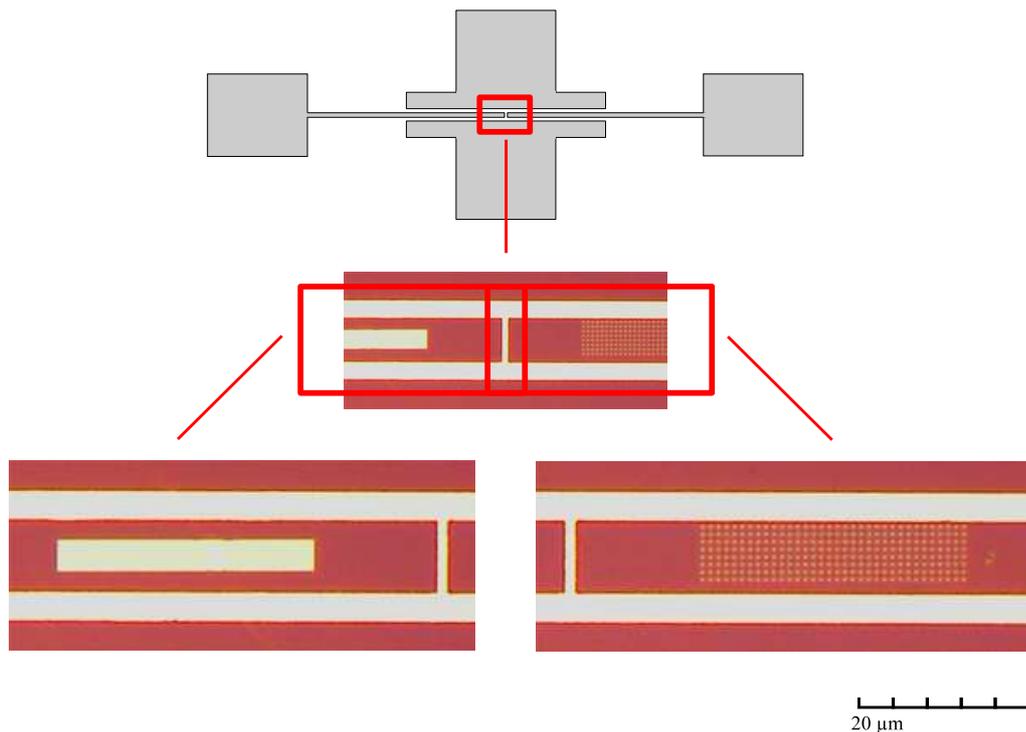


Abbildung 4.15: Mit dem optischen Mikroskop aufgenommene Bilder von ferromagnetischen Strukturen auf der Leiterbahn des Gapschalters

Die Geometrie des Gapschalters besitzt den Vorteil, dass wegen ihrer Symmetrie Strukturen auf beiden Seiten der Lücke platziert werden können. Dies liegt daran, dass die Propagationsrichtung des elektrischen Pulses abhängig von der Polung der Vorspannung gewählt werden kann. Auf der linken Leiterbahn in der Abbildung befindet sich eine Eisenschicht der Dimension $100\ \mu\text{m} \times 12,5\ \mu\text{m}$ und mit einer Dicke von $30\ \text{nm}$. Rechts ist ein Array von $1\ \mu\text{m} \times 1\ \mu\text{m}$ großen Mikrostrukturen aus Eisen.

Schwierigkeiten bei der Präparation ergeben sich bei der genauen Platzierung der Strukturen auf der $22,5\ \mu\text{m}$ breiten Leiterbahn. Die bei der Elektronenstrahl-Lithographie verwendete Software benötigt ein Koordinatensystem, welches die

Bewegung des Elektronenstrahls beim Beschreiben des gewünschten Bereichs festlegt. Der Ursprung und die Orientierung dieses Koordinatensystems relativ zur exakten Probenposition nach Einbau in die Hochvakuum-Kammer muss individuell eingestellt werden. Dies darf jedoch nicht in der Nähe der Lücke geschehen, weil bei der Fokussierung des Elektronenstrahls und Bestimmung der Positionsmarken bereits eine Belichtung stattfindet, die beim Aufbringen des ferromagnetischen Materials die Lücke zerstören oder die Leiterbahn mit den Metallflächen des koplanaren Wellenleiters kontaktieren könnte. Beim Gapschalter wird für den Ursprung eine Ecke des Kontaktpads gewählt, woraus sich aber das Problem ergibt, dass wegen des großen Abstandes zum Schreibbereich schon leichte Verkippen bei der Festlegung der Orientierung des Koordinatensystems zu einer Belichtung des Bereichs zwischen Leiterbahn und Metallfläche führen können. Ein weiteres Problem ist das so genannte Stitching, welches auftritt, wenn größere Strukturen geschrieben werden sollen. Beim Belichten des gewünschten Bereichs wird der Probenstisch durch einen Motor verfahren. Dieses Verfahren kann mit einer Ungenauigkeit von einigen μm stattfinden, da das Rasterelektronenmikroskop kein Laserinterferometer zur exakten Bestimmung der Position des Probenstisches besitzt. Das kann dazu führen, dass die geschriebene Struktur nicht genau aneinander schließt bzw. einzelne Schreibbereiche verschoben sind.

4.3.4 Messungen zur Magnetisierungsdynamik

Das Prinzip der Messungen zur Magnetisierungsdynamik soll zunächst anhand einer Zeichnung verdeutlicht werden (Abbildung 4.16).

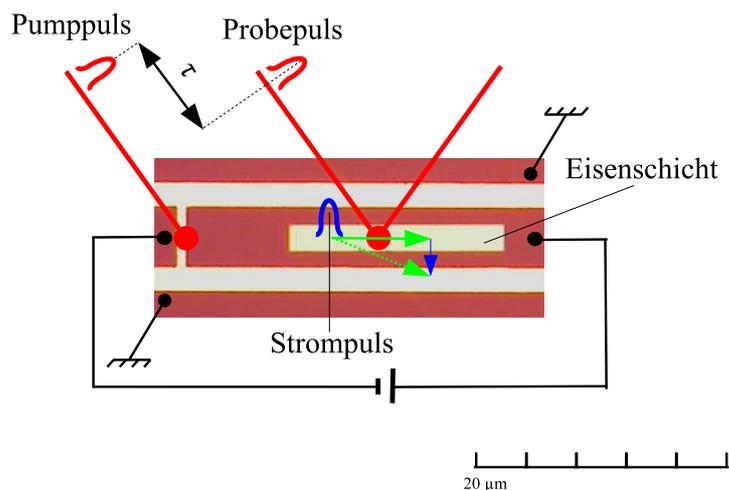


Abbildung 4.16: Schematische Zeichnung zum Messprinzip bei der Magnetisierungsdynamikmessung

Der auf die Lücke des optischen Schalters fokussierte Pumpuls erzeugt einen elektrischen Puls, der bei seiner Propagation auf der Leiterbahn mit dem von ihm generierten Magnetfeld die Magnetisierung der Eisenschicht aus dem Gleichgewicht bringt. Der optische Schalter ist so eingebaut, dass die Leiterbahn senkrecht zur Strahlenebene ist. Die Schicht ist durch ein externes Magnetfeld, welches in Richtung der Leiterbahn angelegt ist, vormagnetisiert. Die aufgrund der Anregung einsetzende Präzessionsdynamik wird mit dem Probepuls abgefragt. Der Probepuls wird dabei mittels des Verzögerungsschlittens relativ zum Pumpuls verzögert, was eine Messung der Magnetisierung der Eisenschicht als Funktion der Verzögerungszeit τ erlaubt. In der Literatur werden solche zeitaufgelösten (TR = time resolved) Messungen als TRMOKE bezeichnet.

Die Messung wird als Doppelmodulationsexperiment durchgeführt. Der Pumpuls wird dabei durch einen mechanischen Chopper mit 800 Hz moduliert, der Probepuls, oder genauer gesagt die Polarisation des Probepulses, ist durch den PEM mit 50 kHz moduliert. Das Messsignal der Photodiode wird über zwei Lock-In verarbeitet. Am ersten Lock-In, der als Referenzfrequenz die 50 kHz des PEM vorgegeben bekommt, wird das Signal der Photodiode angeschlossen. Der Lock-In filtert das magnetische Signal heraus, welches mit 50 kHz oszilliert und proportional zur Kerr-Drehung ist. Das verstärkte Signal wird dann an den zweiten Lock-In weitergegeben, der als Referenzfrequenz 800 Hz, die Modulation des Pumpulses, vorgegeben bekommt. Dadurch wird das Signal herausgefiltert, welches mit der Intensitätsmodulation des Pumpulses oszilliert [45]. Es ist darauf zu achten, dass die Zeitkonstante des ersten Lock-In klein genug ist, um die Modulation des Pumpulses zu erfassen. Die erfolgten Messungen wurden mit einer Zeitkonstanten von 10 μ s durchgeführt. Das Signal wird schließlich an das Messprogramm weitergegeben, welches den Verzögerungsschlitten steuert und die Magnetisierung als Funktion der Verzögerung aufzeichnet.

Beim Fokussieren des Probestrahls auf die Eisenschicht besteht das Problem, dass diese nur indirekt gefunden werden kann. Eine Möglichkeit der direkten Platzierung des Probepulses würde durch das konfokale Mikroskop bestehen, jedoch ist dieses in Verbindung mit dem 20x Objektiv nicht kontrastreich genug, dass eine Abbildung der Eisenschicht gelingt. Auch besteht das Problem, dass der Probe- und Pumpuls optimal auf dem optischen Schalter bzw. der ferromagnetischen Schicht fokussiert sein müssen. Ist dies beim Pumpuls nicht der Fall, wird auch LT-GaAs außerhalb der Lücke beleuchtet und damit freie Ladungsträger erzeugt. Dies führt zu einer zeitlichen Verbreiterung des elektrischen Pulses. Beim Probepuls ist eine optimale Fokussierung wegen der geringen Breite der Eisenschicht auf der Leiterbahn nötig. Ist der Probepulsdurchmesser zu groß, wird das magnetische Signal wegen des ungünstigen Verhältnisses von bestrahlter nichtmagnetischer zu magnetischer Fläche schwächer und das Rauschen nimmt zu.

Wegen der benötigten optimalen Fokussierung beider Pulse wird zunächst der Pumpimpuls optimal in der Lücke fokussiert. Der optische Schalter ist dabei bereits vorgespannt und die Optimierung geschieht anhand der Maximierung der gemessenen Stromstärke und der Einstellung einer möglichst hohen Sensitivität auf Verschieben der Probe. Zur Fokussierung des Probepulses wird der Pumpimpuls dann geblockt und der Probepuls in der Lücke des optischen Schalters fokussiert. Dazu wird aber nicht der optische Schalter, der ja in die Fokusebene des Pumpimpulses eingestellt ist, sondern das Objektiv verstellt. Daraufhin wird der Probepuls, ebenfalls durch Verstellen des Objektivs, um eine bestimmte Strecke senkrecht zur Strahlenebene, also in Richtung der Leiterbahn, verschoben. Dabei kann nicht mit Sicherheit davon ausgegangen werden, dass der Probepuls sich komplett auf der Eisenschicht befindet. Es kann zwar durch einen Vergleich der Entfernung zwischen Lücke und Eisenschicht und der dazu notwendigen Verstellung des Objektivs mittels einer μm -Schraube eine reproduzierbare Eichung durchgeführt werden, jedoch bleibt eine horizontale Ungenauigkeit von einigen Mikrometern. Deswegen werden bei verschiedenen Stellungen des Objektivs Hysteresemessungen durchgeführt, um festzustellen, ob ein magnetisches Signal vorhanden ist. Wird eine Hysterese gemessen, kann daraus abgeleitet werden, dass sich der Probepuls auf der Eisenschicht befindet. Es erweist sich wegen der schwierigen Positionierung als sinnvoll, die Eisenschicht länger zu machen. Bei den durchgeführten Messungen hatte die Eisenschicht im Gegensatz zur Abbildung 4.15 eine Länge von $500 \mu\text{m}$.

Bei der Suche nach dem magnetischen Signal ergibt sich wiederum das Problem, dass bei zu starken Laserpulsen der optische Schalter an der Stelle der Beleuchtung lokal sehr stark erhitzt wird. Verbunden mit einer starken Fokussierung kann dies dazu führen, dass die Oberfläche der Probe an dieser Stelle schmilzt. Findet dies in der Nähe der Lücke statt, kann es durch die angelegte Spannung zu Elektromigration kommen, die die Lücke zerstört.

Die Messung der Hysterese erfolgt mit geblocktem Pumpimpuls. Das Signal der Photodiode ist an einen Lock-In angeschlossen, der als Referenzfrequenz die Polarisationsmodulation des Probepulses von 50 kHz durch den PEM vorgegeben bekommt. Das Signal des Lock-In wird an ein Labview-Programm weitergegeben, welches das externe Magnetfeld steuert und die Magnetisierung als eine Funktion davon aufnimmt.

Eine Hysterese, die mit dieser Methode gemessen werden konnte, ist in Abbildung 4.17 gezeigt.

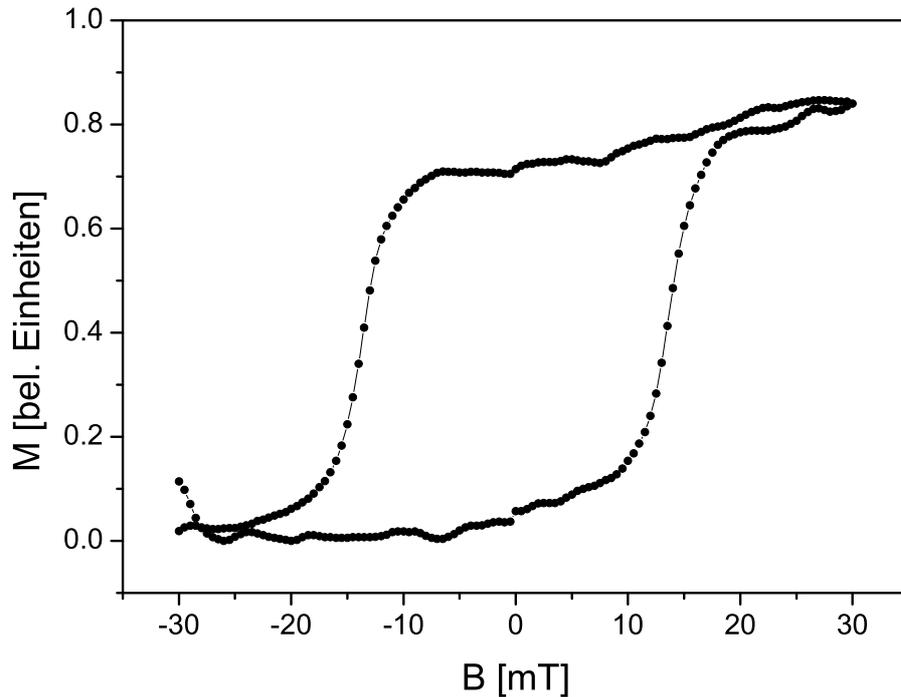


Abbildung 4.17: Hysterese des Eisenstreifens auf der Leiterbahn des Gapschalters

Die gezeigte Messung wurde 10 Mal gemittelt, zusätzlich zu der Mittelung des Lock-In mit einer Zeitkonstante von 30 ms. Trotz der zehnmaligen Mittelung und einer hohen Zeitkonstanten ist zu erkennen, dass die Hysterese nicht vollkommen symmetrisch ist. Auch ist ein deutliches Rauschen zu erkennen. Ursache ist die ungenügende Stabilität der Position des Probepulses auf der Eisenschicht. Bei einem Strahldurchmesser von etwa $5 \mu\text{m}$ führt bereits eine Verschiebung von wenigen 100 Nanometern zu einer deutlichen Verschlechterung des Signals. Die maximal erreichbare Stabilität für eine optimal eingestellte Positionstabilität des Verstärkersystems ist ungefähr 5 Prozent des Kerrwinkels $\theta_{Kerr}(M_S)$.

Die Magnetisierungsdynamikmessung, die mit dem Probepuls an der Position, an der die obige Hysterese gemessen wurde, durchgeführt wurde, ist in Abbildung 4.18 zu sehen.

Die Messung wurde bei einem externen Magnetfeld von 30 mT parallel zur Leiterbahn und einem elektrischen Puls der Amplitude 160 mA durchgeführt. Die zeitliche Länge des elektrischen Pulses war, da ein Gapschalter benutzt wurde, 5 ps. Laut der Abschätzung in Abschnitt 3.6.2 entspricht dies einem Magnetfeldpuls von 5 ps und der Amplitude 4.96 mT senkrecht zur Leiterbahn.

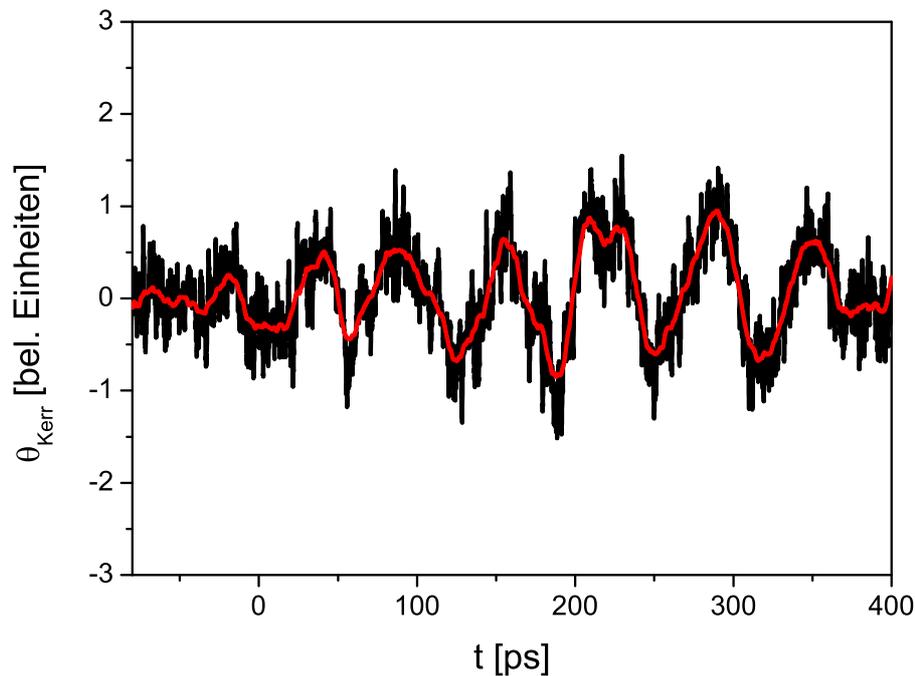


Abbildung 4.18: Präzessionsdynamik des Eisenstreifens auf der Leiterbahn des Gapschalters. Die rote Kurve ist eine Mittelung über jeweils 20 Messpunkte.

Dies ist das erste zeitaufgelöste Messsignal, welches mit einem optischen Schalter auf LT-GaAs erzielt wurde. Das Signal liefert eine Bestätigung dafür, dass der aufgebaute Messaufbau in Verbindung mit den durch die optischen Schalter erzeugten elektrischen Pulsen für die beabsichtigten Messungen geeignet ist. Die Messkurve in Abbildung 4.18 zeigt eine Oszillation, deren Amplitude die ersten 300 ps zunimmt. Eine Interpretation des nachfolgenden Bereichs ist wegen seiner geringen Länge schwierig, es scheint aber, dass die Amplitude wieder abnimmt. Ferner ist die Oszillation nicht symmetrisch, sondern es scheint eine Überlagerung mindestens zweier Oszillationen vorzuliegen. Wird die Messkurve als Überlagerung zweier dominierender Oszillationen interpretiert, ergeben sich als Periodenlängen 66 ps bzw. 19 ps, wobei diese jedoch stark schwanken und aufgrund von fünf durch die Messkurve erfassten Perioden, die zudem stark ver-rauscht sind, eine quantitative Analyse schwierig ist. Die erwartete Präzessionsamplitude beträgt bei Messungen mit 5 mT Magnetfeldpulsamplitude maximal 10 Prozent des Signals bei der Hysteresemessung, was in Verbindung mit der Positionsinstabilität des Probepulses das starke Rauschen zu erklären vermag. Probleme bei der Interpretation der Messkurve ergeben sich auch bei der Festlegung des Nullpunktes. Dieser kann wegen der unbekanntenen Position des Probepulses nicht genau festgelegt werden, sondern die Messung wird mit einer Stellung des Verzögerungsschlittens gestartet, der deutlich vor dem vermuteten Nullpunkt liegt. Das Rauschen ist im Vergleich zu der Präzessionsamplitude jedoch so stark,

dass der Nullpunkt in der Messkurve nicht genau identifiziert werden kann. Auch ist eine qualitative Interpretation der Messkurve hinsichtlich einer Dämpfung nicht möglich. In der Messkurve ist ein Anstieg der Präzessionsamplitude in den ersten 300 ps zu beobachten, dem sich ein Abfall dieser anschließt. Nachfolgende Messungen sollten in einem größeren Zeitintervall durchgeführt werden, um eine genauere Analyse zu ermöglichen.

Für die Periodenlänge ergeben sich, wenn von der Überlagerung zweier Moden ausgegangen wird, Werte von 66 ps und 19 ps. Dies entspricht einer Präzessionsfrequenz von 15 GHz bzw. 52.6 GHz. Der erste Wert ist mit den theoretisch erwarteten Werten vereinbar und entspricht einer kohärenten Präzession. Ebenfalls in der Arbeitsgruppe durchgeführte zeitaufgelöste Pump-Probe Experimente [46], bei denen die Magnetisierungsdynamik durch starke Laserpulse anstatt von elektrischen Pulsen als Anregungsmechanismus beruht, zeigen eine gute Übereinstimmung mit der bestimmten Präzessionsfrequenz bei einem externen Magnetfeld von 30 mT (Abbildung 4.19). Die zweite Mode kann als eine höhere Anregung interpretiert werden.

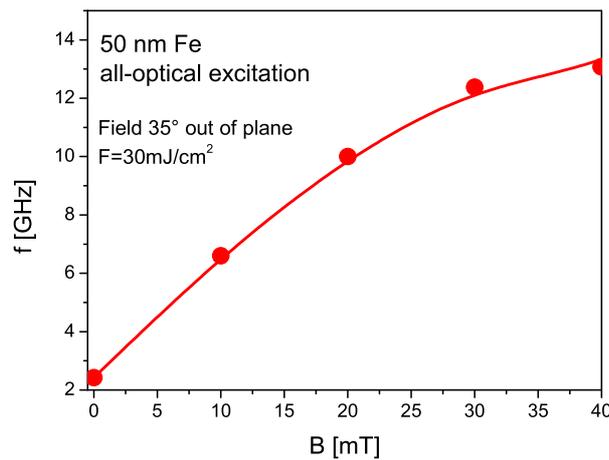


Abbildung 4.19: Präzessionsfrequenz in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld für einen 50 nm dicken Eisenfilm [46]

Die Ursache des Rauschens ist, wie oben bereits diskutiert wurde, in der Positionsinstabilität des Probepulses zu suchen. Bereits eine Änderung der Position des Probepulses um wenige 100 Nanometer reicht aus, um das Messsignal so zu ändern, dass aufgrund der Variation des Signals keine quantitative Diskussion möglich ist. Die Laserpulse haben bereits durch das Titan-Saphir-System, insbesondere durch das Verstärkersystem, eine Positionsschwankung. Es konnte gezeigt werden, dass die Stabilität des Messsignals steigt, wenn der Probestrahl-durchmesser von 5 μm auf 100 μm vergrößert wird. Die erreichte Genauigkeit beträgt dann weniger als ein Prozent von $\theta_{Kerr}(M_S)$.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Messaufbau zur Messung der Magnetisierungsdynamik von ferromagnetischen Schichten und Mikrostrukturen realisiert. Die Anregung der Dynamik erfolgt dabei mit dem von einem elektrischen Puls generierten Magnetfeld, wobei die elektrischen Pulse mit optischen Schaltern erzeugt werden. Die optischen Schalter sind auf LT-GaAs, GaAs welches bei niedrigen Temperaturen (low temperature = LT) gewachsen wurde, aufgebracht. Das LT-GaAs zeichnet sich durch eine kurze, in dieser Arbeit zu 1.5 ps bestimmte, Ladungsträgerlebenszeit aus. Da dies der limitierende Faktor für die zeitliche Länge der elektrischen Pulse ist, können mit optischen Schaltern auf LT-GaAs elektrische Pulse mit einer zeitlichen Länge im Bereich von wenigen Pikosekunden erzeugt werden.

Diese zeitliche Länge der elektrischen Pulse konnte indirekt, mithilfe einer Autokorrelationsmessung, auf 3 bis 5 ps bestimmt werden. Die zeitliche Länge hängt von der Geometrie des optischen Schalters ab. Der kürzeste erreichte elektrische Puls wurde mit optischen Schaltern erzeugt, deren Lücke in der Form von ineinander greifenden Fingern gestaltet ist. Seine zeitliche Länge beträgt 3.1 ps. Die Größe der Amplitude der elektrischen Pulse konnte im Zuge dieser Arbeit auf etwa 800 mA optimiert werden. Die optischen Schalter werden dazu mit fs-Laserpulsen (50fs, 1 μ J), die einen regenerativen Verstärker durchlaufen haben, geschaltet. Damit ist die Grenze der möglichen Amplitude erreicht, da sich bei höherer Energiedichte der fs-Laserpulse sonst Schwierigkeiten aufgrund einer starken Erhitzung des optischen Schalters durch die Laserpulse ergeben.

Der realisierte Messaufbau zur Messung der Magnetisierungsdynamik mit fs-Zeitauflösung basiert auf der Pump-Probe-Technik, bei der ein Laserpuls mithilfe des optischen Schalters den elektrischen Puls erzeugt, der andere Laserpuls anhand des magnetooptischen Kerr-Effekts die Magnetisierung der ferromagnetischen Schicht bzw. Mikrostruktur abfragt. Mit einem Verzögerungsschlitten wird eine relative Verzögerung zwischen den beiden Laserpulsen eingestellt.

Die zeitliche Länge des elektrischen Pulses entspricht der Anregungszeit der Ma-

netisierungsdynamik. Diese Zeitskala liegt deutlich unter der bei der angeregten Präzessionsdynamik auftretenden Zeitskalen. Ein Vergleich mit der Länge der Anregung lässt den Schluss zu, dass die Magnetisierungsdynamik nach der Anregung nur durch intrinsische Parameter determiniert ist. Eine Amplitude des elektrischen Pulses von maximal 800 mA entspricht, wie aus dem Biot-Savart-Gesetz abgeschätzt wurde, einem Magnetfeld der Amplitude 25 mT.

Die durchgeführten Messungen zur Magnetisierungsdynamik haben gezeigt, dass die optischen Schalter auf LT-GaAs in Verbindung mit dem aufgebauten Messaufbau die für diese Diplomarbeit gestellte Aufgabenstellung erfüllen. Es wurde die Präzessionsdynamik einer dünnen Eisenschicht gemessen. Die erhaltenen Daten lassen darauf schließen, dass in der Eisenschicht ein kompliziertes Modenspektrum angeregt wird. Eine Beschreibung der Dynamik im Rahmen des Makrospin-Modells ist damit nicht mehr möglich. Anhand der Messdaten wurden zwei dominierenden Perioden bestimmt. Die erhaltenen Periodenlängen liegen bei 19 ps und 66 ps. Dies stimmt nicht nur mit den erwarteten theoretischen Werten überein, sondern auch mit anderen Messungen in der Arbeitsgruppe, die mittels optischer Pump-Probe-Experimente durchgeführt wurden.

Ausblick

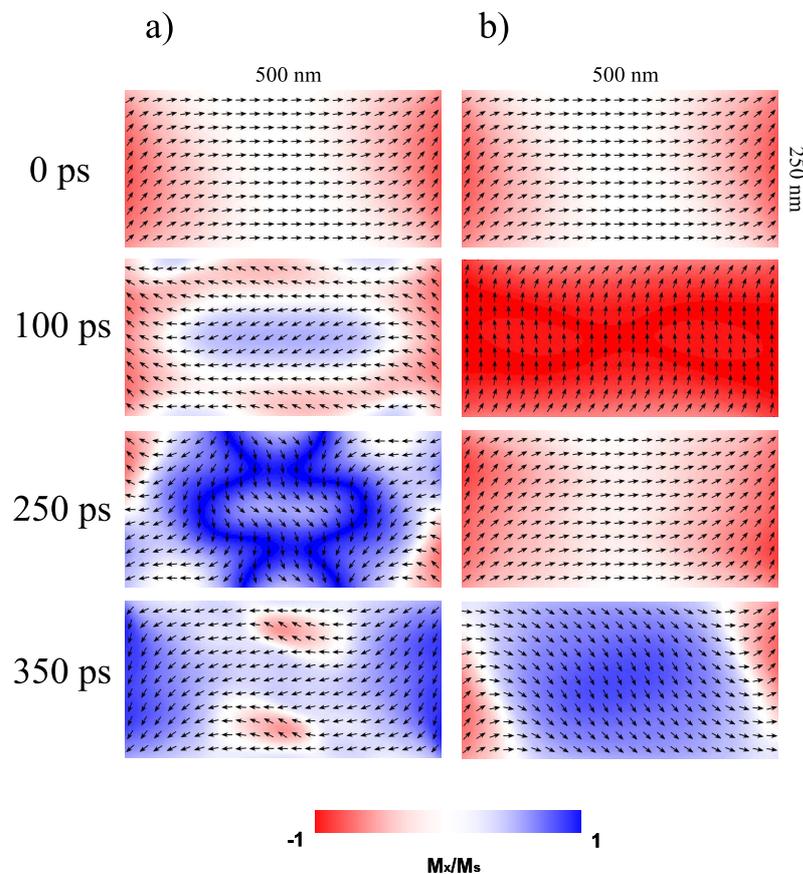
Zur Erzielung von Ergebnissen, die eine bessere und tiefere quantitative Diskussion ermöglichen, muss der Messaufbau optimiert werden, um das mit dem magnetooptischen Kerr-Effekt gemessene magnetische Signal zu stabilisieren und das Rauschen zu reduzieren. In erster Linie ist dazu die Positionsstabilität des Probestrahls zu optimieren. Dies beinhaltet eine Stabilisierung der Strahlposition vor allem im regenerativen Verstärkersystem.

Gelingt eine Verbesserung des magnetischen Signals, könnte als nächster Schritt die Messung der Magnetisierungsdynamik von ferromagnetischen Schichten und Mikrostrukturen unter der Variation mehrerer Parameter durchgeführt werden. Dazu könnten die Mikrostrukturen z.B. in ihrer lateralen Dimension variiert werden, um die Eigenfrequenzen in Abhängigkeit von der Größe zu untersuchen. Eine Analyse der Eigenfrequenzen kann dabei mit einer Fourier-Transformation der Messdaten erfolgen. In der Literatur wurden dazu bereits Untersuchungen von Quadraten aus Permalloy veröffentlicht, die in ihrer Größe von $0.75 \mu\text{m}$ bis $4 \mu\text{m}$ verändert wurden. Es wurden dabei bis zu 6 Eigenmoden gefunden [24]. Auch könnten mithilfe der Elektronenstrahl-Lithographie ausgefallenerere Strukturen hergestellt werden, wie z.B. Ringe [25]. Die Möglichkeit, elektrische Pulse mit Pikosekundenlänge als Anregungsmechanismus zu verwenden, sollte interessante Möglichkeiten liefern, hochfrequente Moden anzuregen, die mit längeren Anregungsmechanismen nicht angeregt werden können. Die bis jetzt veröffentlichten Ergebnisse zur Magnetisierungsdynamik, mit elektrischen Pulsen als Anregungsmechanismus, beruhen auf einer zeitlichen Länge der elektrischen Pulse von 30,

im besten Fall 20, Pikosekunden.

Ein nächster Schritt könnte dann aus der Erzeugung von Magnetfeldpulsen mit einer magnetischen Komponente senkrecht zur Probenebene bestehen. Dazu existiert bereits eine Schaltergeometrie in Form einer Schleife, die mittels optischer Lithographie auch schon hergestellt wurde.

Welche neuartigen Einblicke in die Magnetisierungsdynamik mithilfe von Pikosekundenmagnetfeldpulsen erhalten werden können, kann mit mikromagnetischen Simulationen vorausgesagt werden. Unten ist dazu das Ergebnis einer Simulation, die mit dem Programm OOMMF für ein Permalloy-Rechteck der Dimension 500nm x 250nm erstellt wurde, zu sehen. In Fall a) wurde eine Anregung mittels eines Pulses der Dauer 1 ps und Amplitude 1 T simuliert, in Fall b) einer Dauer von 100 ps und einer Amplitude von 10 mT. Ein Vergleich der beiden Simulation liefert die Bestätigung, dass mit kurzen und starken Pulsen ein wesentlich komplizierteres Modenspektrum angeregt werden kann. Erscheint der in b) simulierte Fall homogen und im Rahmen des Makrospin-Modells beschreibbar, ist die Situation in a), insbesondere nach 250 ps, wesentlich komplizierter und offensichtlich aus mehreren Moden zusammengesetzt.



Anhang A

Probenpräparation

Optische Lithographie

- Brechen der Probe aus dem LT-GaAs Wafer
- Reinigung: Probe 4 Minuten mit Aceton im Ultraschallbad auf Stufe 2 reinigen, danach 4 Minuten mit Propanol im Ultraschallbad auf Stufe 2. Probe mit N_2 trocken blasen (Achtung: Das LT-GaAs ist nur $350 \mu\text{m}$ dick und dadurch sehr brüchig. Bei einer höheren Betriebsstufe des Ultraschallbades besteht Bruchgefahr!)
- Aufspinnen von Photolack: Photolack (Shipley S1813) mit Pipette (3-4 Tropfen) auf der Probe aufbringen und 60 bis 70 Sekunden bei 3800 Umdrehungen/min mit dem Spincoater aufspinnen
- Probe 30 Minuten bei 115°C im Konvektionsofen ausbacken
- Probe mindestens 10 Minuten abkühlen lassen
- Probe in die Belichtungsvorrichtung einbauen und mit der gewünschten Maske 7 Minuten belichten. Darauf achten, dass Kontakt zwischen der Maske und der Probe besteht
- Entwicklung: Probe für 70 Sekunden in Entwickler (MF 319) halten, danach kurz im deionisierten Wasser abspülen und mit N_2 trocken blasen
- Probe im optischen Mikroskop überprüfen
- Ätzen: Probe 30 Sekunden in 15-prozentige Salzsäure halten, danach kurz im deionisierten Wasser abspülen und mit N_2 trocken blasen
- Aufdampfen der Metallisierung: Probe in Aufdampfanlage einbauen und Anlage abpumpen. Zuerst 20 nm Titan, danach 20 nm Kupfer aufdampfen.

Der Druck in der Aufdampfanlage sollte dabei im 10^{-6} mbar-Bereich liegen und der Aufdampfvorgang nicht schneller als mit 0.1 nm/s erfolgen

- Lift-off: Probe für 20 Minuten in Aceton einlegen, danach 30 Sekunden mit Aceton im Ultraschallbad auf Stufe 2 und 30 Sekunden mit Propanol im Ultraschallbad auf Stufe 2. Probe mit N_2 trocken blasen
- Probe im optischen Mikroskop überprüfen

Elektronenstrahl-Lithographie

- Aufspinnen von Photolack: Photolack (PMMA ARP 679.02) mit Pipette (3-4 Tropfen) auf der Probe aufbringen und 60 bis 70 Sekunden bei 2000 Umdrehungen/min mit dem Spincoater aufspinnen
- Probe 30 Minuten bei 170°C im Konvektionsofen ausbacken
- Probe mindestens 10 Minuten abkühlen lassen
- Probe mit dem Elektronenstrahl belichten
- Entwicklung: Probe für 75 Sekunden in Entwickler (Methylisobuthylketon:Propanol, Verhältnis: 1:3, Temperatur 20.5°C) halten, direkt danach 45 Sekunden in Propanol. Probe mit N_2 trocken blasen
- Probe im optischen Mikroskop überprüfen
- Aufdampfen des ferromagnetischen Materials: Probe in Aufdampfanlage einbauen und Anlage abpumpen. Ferromagnetisches Material der gewünschten Dicke (10 - 50 nm) aufdampfen. Der Druck in der Aufdampfanlage sollte dabei im 10^{-6} mbar-Bereich sein und der Aufdampfvorgang nicht schneller als mit 0.1 nm/s erfolgen
- Lift-off: Probe für 90 Minuten in Aceton einlegen, danach 30 Sekunden mit Aceton im Ultraschallbad auf Stufe 2 und nochmal 30 Sekunden im neuen Aceton im Ultraschallbad auf Stufe 2. Probe mit N_2 trocken blasen
- Probe im optischen Mikroskop überprüfen

Kontaktierung

- Probe auf einem IC-Halter aufbringen
- Probe und IC-Halter mit einem Bonder kontaktieren

Literaturverzeichnis

- [1] J.C. Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 159:1, 1996.
- [2] M. Tsoi, A.G.M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi and P. Wyder. Excitation of a Magnetic Multilayer by an Electric Current. *Physical Review Letters*, 80:4281, 1998.
- [3] G.A. Prinz. Magnetoelectronics. *Science*, 282:1660, 1998.
- [4] E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois and J.-Y. Bigot. Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel. *Physical Review Letters*, 76:4250, 1996.
- [5] M. van Kampen, C. Jozsa, J.T. Kohlhepp, P. LeClair, L.Lagae, W.J.M. de Jonge and B. Koopmans. All-Optical Probe of Coherent Spin Waves. *Physical Review Letters*, 88:227201, 2002.
- [6] Y. Acremann, M. Buess, C.H. Back, M. Dumm, G. Bayreuther and D. Pescia. Ultrafast generation of magnetic fields in a Schottky diode. *Nature*, 414:51, 2001.
- [7] D.H. Auston. Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon. *Applied Physics Letters*, 26:101, 1975.
- [8] M.R. Freeman, M.J. Brady and J. Smyth. Extremely high frequency pulse magnetic resonance by picosecond magneto-optic sampling. *Applied Physics Letters*, 60:2555, 1992.
- [9] J. Miltat et al. An Introduction to Micromagnetics in the Dynamic Regime. In B. Hillebrands and K. Ounadjela, editor, *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*. Springer, 2002.
- [10] S. Gasiorowicz. *Quantenphysik*. Oldenbourg, 2002.
- [11] W. Demtröder. *Experimentalphysik II*. Springer, 2004.
- [12] T.L. Gilbert. A Lagrangian Formulation of the Gyromagnetic Equation of the Magnetization Field. *Physical Review*, 100:1243, 1955.

- [13] J. Lindner, K. Lenz, E. Kosubek, K. Baberschke, D. Spodding, R. Meckenstock, J. Pelzl, Z. Frait and D.L. Mills. Non-Gilbert-type damping of the magnetic relaxation in ultrathin ferromagnets: Importance of magnon-magnon scattering. *Physical Review B*, 68:060102, 2003.
- [14] R.C. O'Handley. *Modern Magnetic Materials - Principles and Applications*. John Wiley & Sons Inc., 2000.
- [15] A. Aharoni. *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*. Oxford Science Publications, 1996.
- [16] C. Serpico, I.D. Mayergoyz and G. Bertotti. Analytical solutions of Landau-Lifshitz equation for precessional switching. *Applied Physics Letters*, 93:6909, 2003.
- [17] B.K. Kuanr, R.E. Camley and Z.Celinski. Extrinsic contribution to Gilbert damping in sputtered NiFe films by ferromagnetic resonance. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 286:276, 2005.
- [18] J. Fassbender. Magnetization Dynamics Investigated by Time-Resolved Kerr Effect Magnetometry. In B. Hillebrands and K. Ounadjela, editor, *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures II*. Springer, 2003.
- [19] M. Bauer, R. Lopusnik, J. Fassbender and B. Hillebrands. Suppression of magnetic-field pulse-induced magnetization precession by pulse tailoring. *Applied Physics Letters*, 76:2758, 2000.
- [20] T.M. Crawford, P. Kabos and T.J. Silva. Coherent control of precessional dynamics in thin film permalloy. *Applied Physics Letters*, 76:2113, 2000.
- [21] T. Gerrits, H.A.M. van den Berg, J. Hohlfeld, L. Bär and T. Rasing. Ultrafast precessional magnetization reversal by picosecond magnetic field pulse shaping. *Nature*, 418:509, 2002.
- [22] T. Rasing et al. Ultrafast Magnetization and Switching Dynamics. In B. Hillebrands and K. Ounadjela, editor, *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures II*. Springer, 2003.
- [23] M.R. Freeman. Picosecond pulsed-field probes of magnetic systems. *Applied Physics Letters*, 75:6194, 1994.
- [24] K. Perzlmaier, M. Buess, C.H. Back, V.E. Demidov, B. Hillebrands and S.O. Demokritov. Spin-Wave Eigenmodes of Permalloy Squares with a Closure Domain Structure. *Physical Review Letters*, 94:057202, 2005.

- [25] X. Zhu, M. Malac, Z. Liu and H. Qian. Broadband spin dynamics of Permalloy rings in the circulation state. *Applied Physics Letters*, 86:262502, 2005.
- [26] Stefan Bretschneider. Herstellung und Charakterisierung von ultraschnellen Photoleitungsschaltern. Master's thesis, Universität Göttingen, 2004.
- [27] Stefan Freundt. *Interferometrische Kreuzkorrelation mit Titan-Saphir-Laserpulsen an GaAs*. PhD thesis, Universität Göttingen, 1994.
- [28] Mario Lüttich. Wiederaufbau eines Titan-Saphir-Lasers und magnetische Simulation. Master's thesis, Universität Göttingen, 2004.
- [29] S.Y. Chou, Y. Liu, W. Khalil, T.Y. Hsiang and S. Alexandrou. Ultrafast nanoscale metal-semiconductor-metal photodetectors on bulk and low-temperature grown GaAs. *Applied Physics Letters*, 61:819, 1992.
- [30] G. Ernst, R.J. Haug, M. Klungenstein, J. Kuhl, K. von Klitzing and K. Eberl. Photoconductive switches for time-resolved transport measurements at low temperatures and high magnetic fields. *Applied Physics Letters*, 68:3752, 1996.
- [31] Martin Griebel. *Ultraschnelle Ladungsträgerdynamik in LTG-GaAs und ErAs:GaAs-Übergittern - Grundlagen und Anwendungen*. PhD thesis, Max-Planck-Institut für Festkörperforschung Stuttgart, 2002.
- [32] P.W.E. Smith, S.D. Benjamin and H.S. Loka. Tailoring of trap-related carrier dynamics in low-temperature-grown GaAs. *Applied Physics Letters*, 71:1156, 1997.
- [33] F.W. Smith, H.Q. Le, V. Diadiuk, M.A. Hollis, A.R. Calawa, S. Gupta, M. Frankel, D.R. Dykaar, G.A. Mourou and T.Y. Hsiang. Picosecond GaAs-based photoconductive optoelectronic detectors. *Applied Physics Letters*, 54:890, 1989.
- [34] N. Zamdmer, Q. Hu, S. Verghese and A. Förster. Mode-discriminating photoconductor and coplanar waveguide circuit for picosecond sampling. *Applied Physics Letters*, 74:1039, 1999.
- [35] D.H. Auston, A.M. Johnson, P.R. Smith and J.C. Bean. Picosecond optoelectronic detection, sampling, and correlation measurements in amorphous semiconductors. *Applied Physics Letters*, 37:371, 1980.
- [36] M. Lambsdorff, M. Klungenstein, J. Kuhl, C. Moglestue, J. Rosenzweig, A. Axmann, J. Schneider, A. Hülsmann, H. Leier and A. Forchel. Subpicosecond characterization of carrier transport in GaAs-metal-semiconductor-metal photodiodes. *Applied Physics Letters*, 58:1410, 1991.

- [37] J.A. Valdmanis, G. Mourou and C.W. Gabel. Picosecond electro-optic sampling system. *Applied Physics Letters*, 41:211, 1982.
- [38] G.A. Mourou and K.E. Meyer. Subpicosecond electro-optic sampling using coplanar strip transmission lines. *Applied Physics Letters*, 45:492, 1984.
- [39] M. Klingenstein, J. Kuhl, R. Nötzel, K. Ploog, J. Rosenzweig, C. Moglestue, A. Hülsmann, J. Schneider and K. Köhler. Ultrafast metal-semiconductor-metal photodiodes fabricated on low-temperature GaAs. *Applied Physics Letters*, 60:627, 1992.
- [40] R.W. McGowan, D. Grischkowsky and J.A. Misewich. Demonstrated low radiative loss of a quadrupole ultrashort electrical pulse propagated on a three strip coplanar transmission line. *Applied Physics Letters*, 71:2842, 1997.
- [41] S. Alexandrou, R. Sobolewski and T.Y. Hsiang. Bend-induced even and odd modes in picosecond electrical transients propagated on a coplanar waveguide. *Applied Physics Letters*, 60:1836, 1992.
- [42] P.N. Argyres. Theory of the Faraday and Kerr Effects in Ferromagnetics. *Physical Review*, 97:334, 1955.
- [43] P.M. Oppeneer, T. Maurer, J. Sticht and J. Kübler. Ab initio calculated magneto-optical Kerr effect of ferromagnetic metals: Fe and Ni. *Physical Review B*, 45:10924, 1992.
- [44] E. Hecht. *Optik*. Oldenbourg, 2001.
- [45] B. Koopmans. Laser-Induced Magnetization Dynamics. In B. Hillebrands and K. Ounadjela, editor, *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures II*. Springer, 2003.
- [46] Marija Djordjevic. Phd thesis. To be published.

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei allen bedanken, die mir während der Anfertigung dieser Diplomarbeit hilfreich zur Seite standen. Insbesondere zu nennen wären dabei:

Prof. Dr. Markus Münzenberg, für die Übernahme der Betreuung der Arbeit und die Hilfe beim Auftreten von Problemen.

Prof. Dr. Reiner Kirchheim, für die Übernahme der Zweitkorrektur.

Marija Djordjevic, für ihre Unterstützung und Hilfe im Laserlabor.

Anne Parge, für ihre Hilfe bei der Elektronenstrahl-Lithographie.

Mein größter Dank gilt meinen *Eltern*, die nie an mir gezweifelt und mich immer in meinen Plänen unterstützt haben. Besonders bedanken möchte ich mich für die Finanzierung meines Studiums.

Auch geht ein großer Dank an alle meine *Freunde*, die mir immer wieder gezeigt haben, dass es ein erstrebenswertes Leben außerhalb der Physik gibt.