

# Konzeption und Realisation eines Fastscan-Meßaufbaues

Diplomarbeit  
von  
Kai E. Rönnburg

PHYSIKALISCHES INSTITUT  
DER JOHANN WOLFGANG GOETHE-UNIVERSITÄT  
FRANKFURT AM MAIN  
15. November 1999



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
2.1	Grundlagen der zeitaufgelösten Spektroskopie . . . . .	3
2.1.1	Das Meßprinzip . . . . .	3
2.1.2	Die Rauschunterdrückung - Stand der Technik . . . . .	4
2.2	Theorie der Fastscan-Meßtechnik . . . . .	7
2.2.1	Grundlagen der Fastscan-Technik . . . . .	7
2.2.2	Untersuchung der Zeitverzögerungsstrecken . . . . .	11
2.2.3	Theoretische Untersuchung der Drehteller-Systeme . . . . .	15
2.3	Effizienz der Fastscan-Technik . . . . .	22
2.3.1	Effizienz der mechanischen Komponenten . . . . .	22
2.3.2	Effizienz der Erfassungselektronik . . . . .	23
<b>3</b>	<b>Aufbau und Realisierung des Fastscan-Systems</b>	<b>25</b>
3.1	Aufbau des Drehtellers . . . . .	25
3.1.1	Der Motor . . . . .	26
3.1.2	Der Retro-Reflektor . . . . .	29
3.2	Aufbau der Datenerfassung . . . . .	31
3.2.1	Die Triggerung der Messung . . . . .	31
3.2.2	Die A/D-Wandlerkarte . . . . .	32
3.2.3	Das Meßprogramm . . . . .	33
<b>4</b>	<b>Integration des Fastscans in den experimentellen Aufbau</b>	<b>37</b>
4.1	Der Autokorrelationsaufbau . . . . .	37
4.2	Untersuchung von Ladungsträgerdynamiken . . . . .	38
<b>5</b>	<b>Meßergebnisse</b>	<b>43</b>
5.1	Charakterisierung des Fastscan-Systems . . . . .	43
5.1.1	Die Frequenzkalibrierung des Drehtellers . . . . .	43
5.1.2	Die Gleichlaufschwankungen des Drehtellers . . . . .	45
5.1.3	Der Einfluß von Deviationsmomenten . . . . .	47
5.1.4	Bestimmung der Zeitauflösung des Fastscan-Systems . . . . .	49
5.1.5	Eliminierung des Signalhintergrundes . . . . .	51
5.1.6	Der Einfluß des Fastscan-Systems auf den Laser . . . . .	52
5.1.7	Der Einfluß mechanischer Störungen auf den Laser . . . . .	56
5.1.8	Die Rauschunterdrückung in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz . . . . .	60
5.2	Die Fastscan-Technik im Laboreinsatz . . . . .	62
5.2.1	Autokorrelationsmessungen zur Pulslängenbestimmung . . . . .	62
5.2.2	Untersuchung von Ladungsträgerdynamiken . . . . .	66

5.3	Effizienz der Rauschunterdrückung - Vergleich Lock-in / Fastscan-Technik . . . . .	71
<b>6</b>	<b>Diskussion</b>	<b>77</b>
6.1	Der Drehteller . . . . .	77
6.2	Die Datenerfassung . . . . .	78
6.3	Der Einfluß des Fastscan-Systems auf den Laser . . . . .	80
6.4	Die Effizienz der Rauschunterdrückung . . . . .	81
6.5	Der Einsatz des Fastscan-Systems im Experiment . . . . .	84
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>87</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>89</b>
A.1	Zeitverzögerung bei Parallelanordnung der Spiegel . . . . .	89
	<b>Literatur</b>	<b>90</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>94</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>97</b>

# 1 Einleitung

Die Mehrzahl der heute in der experimentellen Physik durchgeführten Untersuchungen beruhen auf Messungen von Effekten mit extrem schwachen Meßsignalen, bei denen das Rauschen die erzielbare Präzision bestimmt. Der Begriff des Rauschens umfaßt hierbei alle Arten von stochastischen Störungen, wie thermische Fluktuationen bis hin zu Quantenrauschen, auf die der Experimentator keinerlei Einfluß hat. Eine vollständige Eliminierung dieser Effekte ist prinzipiell unmöglich, jedoch kann man ihren Einfluß auf die Messungen mit speziellen Techniken reduzieren.

Aus diesem Grund wurde schon immer versucht, Methoden zur systematischen Rauschunterdrückung bei der Erfassung verrauschter Signale zu entwickeln. Seit dem zweiten Weltkrieg machte die Entwicklung von Meßgeräten zur Rauschunterdrückung erhebliche Fortschritte, die es bereits im Jahre 1946 ermöglichten, die Temperatur von Himmelskörpern wie dem Mond zu bestimmen [1]. Die hierfür eingesetzte Meßtechnik, Lock-in-Technik genannt, wird noch heute mit großem Erfolg zur Erfassung von kleinen Signalen und zur Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses eingesetzt.

So ermöglichen es moderne Lock-in-Verstärker, Signale zu erfassen, deren Amplituden um den Faktor  $10^{-6}$  kleiner sind als das verrauschte Signal. Durch Modulation des Meßsignales mit einer festen Frequenz und phasensensitive Detektion des Signales auf dieser Frequenz geht nur Rauschen aus einem spektral kleinen Frequenzbereich in das Meßsignal ein. Eine im Anschluß durchgeführte Mittelung der Meßwerte durch Integration erlaubt eine Unterdrückung des verbleibenden Rauschens im spektralen Bereich der Modulationsfrequenz.

Viele der von unserer Arbeitsgruppe durchgeführten Messungen werden erst durch die Anwendung moderner Lock-in-Technik zur Rauschunterdrückung möglich. So kommt beispielsweise die Lock-in-Technik bei zeitaufgelösten Messungen zur Untersuchung von Elementaranregungen in Volumenhalbleitern zum Einsatz. Hierbei wird die Strahlung eines Kurzpuls-Lasersystemes in einen intensitätsstarken Anregepuls und einen schwachen Abfragepuls aufgeteilt und die Materialantwort in Abhängigkeit von der Zeitverzögerung zwischen Anrege- und Abfragepuls untersucht.

Durch Rauschen, das bei der Signalerfassung auftritt, und lange Meßzeiten, die für die Aufnahme der untersuchten Transienten notwendig sind, entsteht bei Einsatz der Lock-in-Technik eine hohe Empfindlichkeit gegenüber niederfrequenten Drifts des Meßsignales. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Alternative zur Datenerfassung durch Lock-in-Technik vorgestellt, die wesentlich unempfindlicher gegenüber Drifts ist. Hierbei wird durch schnelle Mittelung von mehreren tausend

Einzelmessungen der Materialantwort mit der als Fastscan-Technik [20] bezeichneten Form der Datenerfassung eine hohe Rauschunterdrückung erreicht.

Das folgende Kapitel zeigt die grundsätzliche Problematik der Lock-in-Technik beim Einsatz in der optischen Ultrakurzzeit-Spektroskopie auf und vermittelt die theoretischen Grundlagen der Fastscan-Technik. Im dritten Kapitel wird der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Fastscan-Aufbau vorgestellt, während das vierte Kapitel die Integration des Fastscan-Aufbaus in die Aufbauten zweier zeitaufgelöster Experimente beschreibt. Im fünften Kapitel werden sowohl Vergleichsmessungen mit Lock-in-Technik als auch Charakterisierungsmessungen des Fastscan-Systemes vorgestellt. Im Anschluß folgt eine kritische Untersuchung des aufgebauten Fastscan-Systemes und der durchgeführten Messungen.

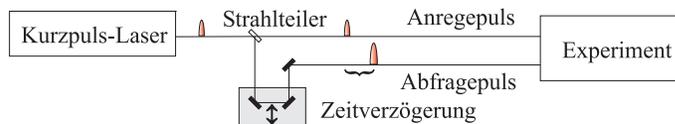
## 2 Theorie

### 2.1 Grundlagen der zeitaufgelösten Spektroskopie

Die in den letzten Jahren erzielten Fortschritte der Lasertechnologie ermöglichten es, Kurzpuls-Lasersysteme zu bauen, die ein vollkommen neues Forschungsgebiet eröffneten - die Ultrakurzzeit-Spektroskopie. So ist es heute möglich, Festkörperlaser mit Pulslängen von einigen fs und mittleren Leistungen von einigen hundert mW zur zeitaufgelösten Materialuntersuchung einzusetzen.

#### 2.1.1 Das Meßprinzip

Eine der gebräuchlichsten Meßmethoden, die Anwendung in der Kurzzeit-Spektroskopie findet, ist die Anrege-Abfrage-Messung (engl. pump-probe), bei der die Strahlung eines Kurzpuls-Lasersystemes (Pulsdauern von 20-200 fs) in einen starken, anregenden und einen typischerweise zehnmal schwächeren, für die Abfragung eingesetzten Strahl aufgeteilt wird. Durch Einfügen einer Verzögerungsstrecke in einen der optischen Wege können, wie in Abbildung (1) dargestellt, der Anrege- und der Abfragepuls zeitlich gegeneinander verschoben werden. Hierdurch wird es möglich, Ereignisse, die durch den Anregestrahl initiiert werden, in Abhängigkeit von der Zeitverschiebung zwischen Anrege- und Abfragestrahl zu untersuchen.



**Abbildung 1:** Schematische Darstellung des Anrege-Abfrage-Meßaufbaues zur zeitaufgelösten Ultrakurzzeit-Spektroskopie.

Im Falle von Materialuntersuchungen mittels optischer Ultrakurzzeit-Spektroskopie werden z. B. Transmissions- oder Reflexionsspektren des intensitätsschwachen Abfragestrahles als Funktion der zeitlichen Verzögerung zwischen dem Anrege- und dem Abfragestrahl gemessen. Weitere Beispiele für die universelle Einsetzbarkeit der Anrege-Abfrage-Meßtechnik sind z. B. die zeitaufgelöste Detektion und Generation von THz-Transienten mittels photokonduktiver Antennen, (sog. Auston-Schalter [2]) oder die Bestimmung der Form der Pulse selbst durch optische Autokorrelationsmessung.

Das der Anrege-Abfrage-Meßtechnik zu Grunde liegende Meßprinzip beruht auf einer Auswertung der durch den Anregepuls erzeugten Materialantwort in Ab-

hängigkeit vom zeitlich verschobenen Abfragepuls. Die hierbei aufgenommenen Meßwerte wie z. B. Reflektivitätsänderungen  $\Delta R$  sind durch das Integral (Gleichung (1)) über das Produkt aus dem Abfragepuls  $p(t)$  und der durch den Anregepuls erzeugten Materialantwort  $s(t)$  gegeben. Diese einfache Darstellung des Meßprinzipes ist allerdings nur unter der Einschränkung gültig, daß der Abfragepuls keinerlei Einfluß auf die Materialantwort hat.

$$\Delta R(\tau) \sim \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \cdot p(t - \tau) dt \quad (1)$$

Folglich handelt es sich bei der Anrege-Abfrage-Messung zur Untersuchung von Ladungsträgerdynamiken um eine Korrelationsmessung [3], wie sie häufig in der Signaltheorie zur Bestimmung von räumlichen und zeitlichen Verschiebungen zweier Signale genutzt wird.

Bei zeitaufgelösten Messungen wird nur der Anteil des Signales detektiert, der zeitlich korreliert mit dem Abfragepuls ist, wodurch eine effektive Rauschunterdrückung erzielt wird. Als Beispiel sei hier auf die Detektion von THz-Transienten mit photokonduktiven Antennen verwiesen. Die thermische Hintergrundstrahlung stellt hier eine erhebliche Störung des Experimentes dar, da diese im gleichen Frequenzbereich liegt wie die kohärenten Emissionen, die gemessen werden sollen. Da die Antenne nur durch den Abfragepuls aktiviert wird und somit auch nur für kurze Zeiträume von unter 500 fs Strahlung detektieren kann, ist die Detektion unempfindlich gegen thermische Störungen, die zwischen zwei Pulsen ständig auf die Antenne einstrahlen.

### 2.1.2 Die Rauschunterdrückung - Stand der Technik

Neben den statistischen Schwankungen, denen jedes Experiment unterliegt, gehen beim Einsatz der Anrege-Abfrage-Messung auch systematische Schwankungen in die Meßergebnisse ein. Eine Unterscheidung in statistische und systematische Störungen ist meistens nicht oder nur schwer möglich, weshalb im Rahmen dieser Arbeit hierauf verzichtet wird und beide Arten von Störungen zusammenfassend als Rauschen bezeichnet werden.

Die bei fester Zeitverzögerung durch einen einzelnen Anregepuls verursachte Materialantwort fällt bei den Experimenten sehr gering aus und geht zumeist bei der Detektion im Rauschen unter. Durch die hohen Pulsrepetitionraten der verwendeten Lasersysteme, die im Bereich von 80-100 MHz liegen, finden mehrere Millionen dieser Anregungsprozesse pro Sekunde statt. Durch Mittelung dieser

„Elementarereignisse“ ist es trotz der geringen Signalpegel möglich, das Rauschen effektiv zu unterdrücken. Eine Datenerfassungsmethode, die weit verbreitet ist, besteht darin, die Signale mittels Lock-in-Technik in Abhängigkeit von der Verzögerungstrecke zu erfassen.

Bei der Signalerfassung können unterschiedliche Arten von Rauschen wie beispielsweise Fluktuationen der Pulsleistung, Pulsdauer und der Pulswiederholrate auftreten, die durch Aufnahme des Leistungsspektrums des Kurzpuls-Lasersystemes, wie Linde et. al. [4] beschreibt, charakterisiert werden können. Bei dem von uns verwendeten Lasersystem, bestehend aus einem diodengepumpten Festkörperlaser und einem Titan:Saphir-Laser kann der Einfluß von Schwankungen der Pulsdauer und der Pulswiederholrate auf die Meßergebnisse weitgehend ausgeschlossen werden, da die Einwirkungszeiten solcher Störungen weit unter dem zeitlichen Auflösungsvermögen der Meßaparatur liegen. Schwankungen der Pulsleistung können jedoch sehr wohl beobachtet werden und gehen in die Messungen ein.

Bei der spektralen Untersuchung des Rauschens von Puls-Lasersystemen stellt man fest, daß das Rauschen um 0 Hz am stärksten ist und zu höheren Frequenzen  $f$  mit  $1/f$  oder schneller abfällt. Ursache für den hohen Anteil von niederfrequenten Störeinflüssen sind starke, thermisch induzierte Modulationen der optischen Eigenschaften des Pumplasersystemes [5]. Im Laufe der letzten Jahre haben sich folgende Vorgehensweisen zur Rauschunterdrückung bei Lock-in-Messungen in Anrege-Abfrage-Experimenten etabliert:

- Standard Lock-in-Technik mit mechanischen Modulatoren.
- Zweiphasen Lock-in-Technik mit zwei mechanischen Modulatoren.
- High-Speed Lock-in-Technik mit Hochfrequenzmodulatoren.

Die Rauschunterdrückung bei Lock-in-Messungen wird dadurch erzielt, daß das Meßsignal mit einer Modulation fester Frequenz versehen wird. Hierbei werden mechanische Lichtzerhacker (engl. chopper) eingesetzt, die durch schnell rotierende Flügelräder den Lichtstrahl periodisch unterbrechen und somit modulieren. Der Lock-in-Meßverstärker filtert nun mittels eines Bandpasses gerade diese Frequenz mit einer durch die Güte des Vorverstärkers gegebenen Bandbreite heraus und integriert die ermittelten Signalwerte über ein einstellbares Zeitintervall. Ausschlaggebend für die Effizienz der Rauschunterdrückung ist die Integrationszeit, die Bandbreite der Bandpaßfilterung und der spektrale Rauschanteil im Bereich des Bandpasses. Als Faustregel kann man annehmen, daß die Bandbreite<sup>1</sup> des

---

<sup>1</sup>Die Bandbreite eines Lock-in-Verstärkers wird durch die Bandbreite des Vorverstärkers  $\Delta f \approx f/q$  und durch die Integrationszeit  $\Delta f \approx 1/\tau$  bestimmt. Für die Güte des Vorverstärkers kann man im allg. einen Wert von 100 annehmen.

Bandpasses  $1/100$  der Mittenfrequenz des Bandpasses darstellt. Bessere Werte lassen sich nur unter großem technischen Aufwand erreichen, was bei Frequenzen im MHz-Bereich erhebliche Kosten für die Bereitstellung der Modulatoren und der Erfassungselektronik nach sich zieht.

Will man eine weitere Reduktion des Rauschens erzielen, so kann man bei Anrege-Abfrage-Messungen z. B. durch periodische Modulation beider Strahlen mit jeweils unterschiedlichen Frequenzen und Detektion des Signales auf der Summen- oder Differenzfrequenz das Rauschen weiter unterdrücken. Der Einsatz dieser Technik ist allerdings nur dann möglich, wenn die zu untersuchenden Prozesse einer nichtlinearen Wechselwirkung unterliegen, da es bei linearen Prozessen nicht zur Summenfrequenzbildung kommen kann. Bei der Anrege-Abfrage-Messung handelt es sich, wie man an Hand von Gleichung (1) nachvollziehen kann, um einen nichtlinearen Prozeß, so daß es möglich wird, durch Modulation des Anrege- und des Abfragestrahles eine weitere Rauschreduktion zu erzielen.

Je höher die Modulationsfrequenz ist, desto geringer ist das Laserrauschen, welches im Bereich des Bandpasses liegt und somit in das Ergebnis eingeht [5]. Typischerweise arbeitet man bei Lock-in-Technik mit mechanischen Modulatoren, die mit Maximalfrequenzen von ca. 4 kHz arbeiten. Geht man allerdings zu höheren Frequenzen im Bereich einiger MHz über, so wird der Rauschanteil, wie von Kuhl et. al. [6] gezeigt, weiter reduziert.

Trotz der möglichen Verbesserungen beim Einsatz der Lock-in-Technik bleibt ein grundsätzliches Problem bestehen. Rauschen, das im spektralen Bereich des Bandpasses liegt, kann nicht durch die Bandpaßfilterung unterdrückt werden. Um eine weitere Rauschunterdrückung zu erzielen, wird das Signal phasensensitiv erfaßt und durch Integration zeitlich gemittelt. Aufgrund der phasensensitiven Erfassung des Meßsignales kann der Lock-in-Verstärker Frequenzen, die sich innerhalb der Integrationsperiode um weniger als  $2\pi$  in der Wellenlänge unterscheiden, nicht unterdrücken. Weiterhin ist durch die Integrationszeit des Lock-in-Verstärkers das Zeitfenster gegeben, in dem durch Integration der Einzelwerte eine Mittelung stattfindet. Existiert eine gegenüber der Integrationszeit extrem langsame Drift im Signal, so wird diese vom Lock-in-Verstärker als Meßsignal erfaßt. Eine alternative zur Lock-in-Technik, die wesentlich unempfindlicher gegen niederfrequente Störeinflüsse sein soll und eine Mittelung mit zumindest gleicher Effizienz gestattet, ist die sog. Fastscan-Technik.

## 2.2 Theorie der Fastscan-Meßtechnik

### 2.2.1 Grundlagen der Fastscan-Technik

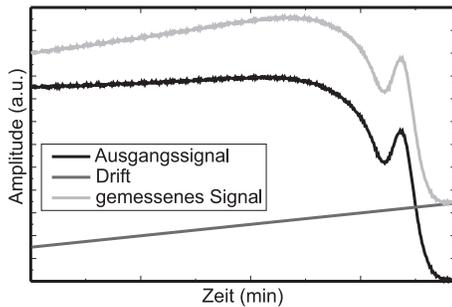
Wie bereits dargelegt, wird bei Anrege-Abfrage-Messungen mit Lock-in-Technik die Zeitverzögerung langsam durchfahren und hierbei aufgrund der geringen Bandbreite des Bandpaßfilters das Signal mit geringer Bandbreite erfaßt. Entsprechend ist es möglich, die Verzögerungstrecke schnell zu variieren, was im Gegensatz zur Lock-in-Technik eine schnelle Erfassung mit hoher Bandbreite notwendig macht. Diese Meßtechnik bezeichnet man als Fastscan-Technik.

Die Geschwindigkeit der Datenerfassung ist der zentrale Punkt beim Aufbau eines Fastscan-Systems, weshalb eine genauere Betrachtung der Zeitauflösung und der hierfür notwendigen Bandbreite erforderlich ist. Beim Einsatz der Lock-in-Technik ist es notwendig, daß der Linearverschiebetisch die Meßposition anfährt und auf dieser verweilt, bis die Datenerfassung des Meßpunktes durch den Lock-in-Verstärker abgeschlossen ist. Angenommen ein Signal soll über einen Zeitraum von 30 ps mit einer Auflösung von 20 fs aufgenommen werden, so müssen insgesamt 1500 Meßpunkte erfaßt werden. Weiterhin hat sich beim experimentellen Einsatz der Lock-in-Technik zur Messung von Reflexionsänderungen gezeigt, daß eine effiziente Rauschunterdrückung der gemessenen Signale nur dann gewährleistet werden kann, wenn die Integrationszeit im Bereich von ca. 500 ms liegt. Die notwendigen Positionierungszeiten für das Anfahren der nächsten Meßposition (die 3  $\mu\text{m}$  entfernt ist) kann man, da diese im Bereich von einigen ms liegen, vernachlässigen. Allein durch Addition der für die Rauschunterdrückung notwendigen Integrationszeiten erhält man so für den Einsatz der Lock-in-Technik zur Messung von Reflexionsänderungen einer Materialprobe eine Meßdauer von ca. 12,5 Minuten pro Durchlauf. Jede in diesem Zeitraum eintretende Störung, wie z. B. Fluktuationen oder Drifts in der Ausgangsleistung des Lasersystems werden durch den Lock-in-Verstärker erfaßt und gehen in das gemessene Signal als zeitabhängige Offsets oder Peaks ein.

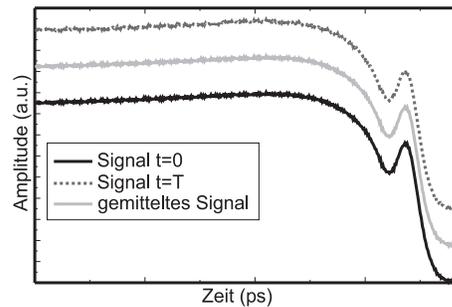
Bei Einsatz der Fastscan-Technik wird dagegen das komplette Meßintervall von 30 ps in einem Durchgang mit einem schnellen Detektor erfaßt. Im Gegensatz zu Lock-in-Technik, bei der immer nur ein Meßpunkt durch Integration gemittelt wird, muß allerdings bei der Fastscan-Technik das gesamte Meßintervall gemittelt werden. Die Effizienz der Mittelung durch das Fastscan-System kann dadurch gesteigert werden, daß das Meßintervall möglichst oft, bis zu mehreren 100 mal pro Sekunde, aufgenommen und gemittelt wird. Auftretende Fluktuationen und Drifts können, entsprechend hohe Anzahl von Messungen pro Sekunde vorausgesetzt, als konstant betrachtet werden. Dies bedeutet, daß die Störungen zwar in die Messungen eingehen, aber über das gesamte Meßintervall „verschmiert“ werden und als „Sockel“ in das Ergebnis eingehen. Will man wie in dem obi-

gen Beispiel ein Meßintervall von 30 ps aufnehmen und arbeitet hierbei mit einer Wiederholungsrate von 30 Hz, so kann man mit einer Meßzeit von 12,5 Minuten 22500 Messungen des Intervalles aufnehmen und mitteln.

Abbildung (2) zeigt schematisch, wie eine lineare Störung, dargestellt durch eine Gerade, auf das gemessene Signal Einfluß nehmen würde. Durch den Anstieg der Störung geht diese als ansteigender DC-Offset in das Meßsignal ein. Für die Fastscan-Messung (Abbildung (3)) wurde exemplarisch die Störung zum Beginn der Messung ( $t=0$ ) und am Ende der Messung ( $t=T$ ) wiedergegeben. Geht man anstelle einer linearen Störung von einer komplexeren, z. B. thermisch induzierten Störung aus, so kann das eigentlich interessierende Signal, abhängig vom Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Detektion, von den Störungen vollkommen verdeckt bzw. moduliert werden. Ist die Integrationszeit des Lock-in-Verstärkers kurz gegenüber der Dauer einer Störung, so wird diese gar nicht oder nur ungenügend unterdrückt, wie in Abbildung (4) zu sehen ist.



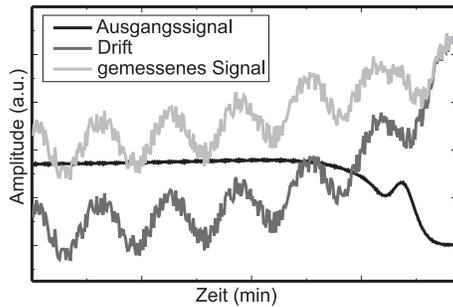
**Abbildung 2:** Einfluß einer linearen Störung auf eine Lock-in-Messung. Da die Datenerfassung sequentiell erfolgt, ist auf der Abszisse die Meßzeit von  $t=0$  bis  $t=T$  in einer Minuten-Skala aufgetragen. Die Drift geht in jeden einzelnen Meßpunkt mit einem anderen Wert ein und verschiebt das Signal.



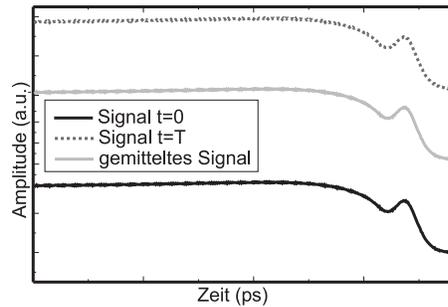
**Abbildung 3:** Einfluß einer linearen Störung auf eine Fastscan-Messung. Durch die Erfassung des gesamten Signales in einem Durchgang wird die Störung über das gesamte Signal verschmiert. Die Abb. zeigt die für unterschiedliche Zeitpunkte ( $t=0, t=T$ ) aufgenommenen Messungen und den resultierenden Mittelwert.

Die Simulation einer Fastscan-Messung unter dem Einfluß der gleichen Störungen wird in der Abbildung (5) wiedergegeben. Man sieht, daß die Störung in alle Meßpunkte des Signales eingeht, so daß auch die Fastscan-Messung einen DC-Offset besitzt. Im Gegensatz zur Lock-in-Messung wird dieser jedoch im Idealfall für alle Punkte des in einem Durchgang gemessenen Signales gleich sein, weshalb das Signal keine wesentliche Verfälschung durch die Störung erfährt. Der Signal wird angehoben oder abgesenkt, wobei der Betrag der Erhöhung bzw. Absenkung gerade dem zeitlichen Mittelwert der Störung im Meßzeitraum entspricht.

Aus diesem Grund ist es nur schwer möglich, mit der Fastscan-Technik absolute Meßwerte aufzunehmen. Eine Möglichkeit, dies zu ändern besteht darin, das eigentliche Meßsignal und zusätzlich ein Referenzsignal aufzunehmen. So kann man durch zeitliche Erweiterung des Meßbereiches den vor dem Signal liegenden Nullpegel aufnehmen und die Messung kalibrieren, da jede Verschiebung des Signales auch eine Verschiebung des Nullpegels zur Folge hat.



**Abbildung 4:** Einfluß einer zeitlich komplexeren Störung auf eine Lock-in-Messung.



**Abbildung 5:** Einfluß einer zeitlich komplexeren Störung auf eine Fastscan-Messung.

Einen großen Nachteil der Fastscan-Technik gegenüber der Lock-in-Technik stellt die hohe Empfindlichkeit gegen phasensynchrone Störungen dar. Angenommen die Störung ist durch eine sinusförmige Schwingung gegeben, die mit der Schwingungsfrequenz der Verschiebeeinheit korreliert ist, so wird diese Störung bei jeder Messung identisch aussehen. Eine Unterdrückung der Störung durch Mittelung ist nicht mehr möglich. Aus diesem Grund müssen die für die Zeitverschiebung zwischen Anrege- und Abfragepuls eingesetzten Geräte genauer auf deren möglichen Einfluß auf das Meßergebnis untersucht werden (s. Abschnitt (2.2.2)).

Die wichtigsten Kriterien für einen sinnvollen Einsatz der Fastscan-Technik in der Ultrakurzzeit-Spektroskopie lauten, bedingt durch die geforderte Zeitauflösung und die gewünschte Rauschunterdrückung:

- Schnelle Datenerfassung (Erfassungsrate ab 1 MHz und höher),
- schnelle Mittelung der gemessenen Signale,
- schnelle Wiederholung des Meßintervalles (60 mal pro Sekunde),
- Positionierungsgenauigkeit des Verschiebetisches im  $\mu\text{m}$ -Bereich.

Die Datenerfassung erfolgt mittels eines Analog-zu-Digital-Wandlers (sog. A/D-Wandler), welcher mit einer einstellbaren Auflösung und Wandlungsfrequenz das

gemessene Signal digitalisiert und zur weiteren Auswertung an einen Computer transferiert. Einen Überblick über die heute erhältlichen Wandlerbausteine und deren technischen Aufbau kann dem Buch von Tietze und Schenk [7] entnommen werden. Unabhängig von der speziellen Realisierung der Wandlerbausteine kann man feststellen, daß mit steigender Wandlungsrate und Auflösung die Bausteine immer teurer werden, so daß man letztlich eine Kosten–Nutzen–Abwägung treffen muß.

Mit der schnellen Erfassung der Signale wird eine schnelle Mittelung notwendig. Lock-in–Messungen erzielen durch die Integration der Meßwerte über ein bestimmtes Zeitintervall, was einer Mittelung gleichkommt, ein hohes Signal-zu-Rausch–Verhältnis. Fastscan–Messungen erzielen eine hohe Rauschunterdrückung, indem nicht einzelne Meßpunkte, sondern komplette Meßzyklen, die aus mehreren tausend Meßpunkten bestehen, gemittelt werden. Durch Addition der aufgenommenen Meßzyklen und anschließende Mittelwertbildung wird so für jeden Meßpunkt ein Mittelwert bestimmt. Dies macht die Auswertung der Daten mit einem schnellen Computer oder einem Speicheroszilloskop notwendig, da die Addition und Mittelung der Meßzyklen zwischen der Aufnahme von zwei Meßzyklen stattfinden muß, will man nicht Meßzeit verschenken.

Die Positionierungsgenauigkeit der für die Zeitverschiebung zwischen Anrege- und Abfragepuls notwendigen Verschiebeeinheit ist durch die notwendige Zeitauflösung bei der Aufnahme der Signale und letztlich durch die Pulsdauer des Lasersystems gegeben. Für alle in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse wurde ein kommerzielles Lasersystem der Firma Spectra Physics, bestehend aus einem diodengepumpten Festkörperlaser<sup>2</sup> und einem Titan:Saphir-Laser<sup>3</sup> verwendet, welches Pulse mit einer Dauer von ca. 35-80 fs und einer Wiederholrate von 82 MHz bei einer durchschnittlichen Leistung von ca. 1 W und einer durchstimmbaren Zentralwellenlänge von 690-1080 nm generiert. Die maximal erzielbare Zeitauflösung ist durch die Pulsdauer des Lasersystems auf ca. 35 fs beschränkt, was eine Positioniergenauigkeit und Wiederholgenauigkeit von unter  $5\ \mu\text{m}$  notwendig macht. Unabhängig von der speziellen Realisierung der Verschiebeeinheit muß berücksichtigt werden, daß eine schnelle Wiederholung des Meßintervalles mechanische Störungen erzeugt, die direkt auf das Experiment einwirken können. Aus diesen Gründen ist es notwendig, vor dem eigentlichen Aufbau eines Fastscan–Systems alle möglichen Realisierungen von schnellen Verschiebeeinheiten genauer zu untersuchen.

---

<sup>2</sup>Handelsbezeichnung „Millenia“ (5 W Ausgangsleistung bei einer Wellenlänge 532 nm).

<sup>3</sup>Handelsbezeichnung „Tsunami“.

### 2.2.2 Untersuchung der Zeitverzögerungsstrecken

Die mit einem Verschiebetisch erzielbare Zeitverzögerung sollte möglichst linear durchfahren werden, da jede Abweichung von der Linearität zu einer Variation der Zeitauflösung führt, die eine Korrektur der Meßwerte nach Abschluß der Messung notwendig macht. Ziel ist es, eine möglichst schnelle und hierbei lineare Verzögerungsstrecke aufzubauen, da mit steigender Anzahl von Mittelungen pro Zeiteinheit die Effizienz der Fastscan-Technik ansteigt. Weiterhin soll die Zeitverzögerung einfach einstellbar sein und einen möglichst großen Bereich von unter einer ps bis zu mehreren 100 ps abdecken können.

Man kann die unterschiedlichen Verzögerungsstrecken, die in der Literatur ([8]-[18]) beschrieben, werden grob in zwei Kategorien einteilen:

- Lineare Verzögerungsstrecken:
  - Lautsprecher-Systeme,
  - Tauchspulen-Systeme,
  - Piezo-elektrische Verstärker,
  - Feder-Systeme,
  - Galvanometer-Systeme.
- Rotierende Systeme:
  - Drehteller-Systeme.

**Lautsprecher-Systeme:** Die einfachste Realisierung einer Zeitverzögerung ist mit einem System, bestehend aus einem Lautsprecher und einem Frequenzgenerator möglich. Hierbei wird auf dem Konus des Lautsprechers ein Retro-Reflektor befestigt, so daß durch Auslenkung der Membran ein Hub von ca. 2-5 mm möglich wird, der wegen des Retro-Reflektors einem optischen Weg von ca. 4-10 mm entspricht. Somit werden Zeitverschiebungen von ca. 12-30 ps bei Frequenzen von bis zu 100 Hz möglich. Führt man den Strahlengang mehrmals über den Reflektor, so kann die Zeitverzögerung auf Werte von bis zu 150 ps gesteigert werden. Beispiele für den Einsatz solcher Systeme werden von Watanabe et. al. [8] und Sala et. al. [9] für Autokorrelationsmessungen von Pulsen mit einer Dauer im Pikosekunden-Bereich gegeben.

**Tauchspulen-Systeme:** Eine Weiterentwicklung der auf dem Lautsprecher beruhenden Systeme stellen die sog. Shaker-Systeme dar, bei denen Tauchspulenantriebe mit Verzögerungswegen von bis zu 20 mm (optischer Weg 40 mm, entspricht ca. 120 ps) zum Einsatz kommen. Im Prinzip handelt es sich bei diesen Systemen um Lautsprecher, die für den Niederfrequenzbereich von 5-40 Hz

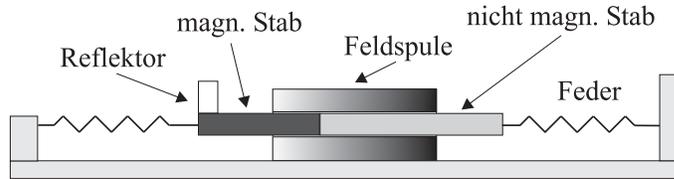
optimiert und mit einer verstärkten Membran versehen sind, mit der Massen von einigen 10 Gramm bewegt werden können. Der Einsatz solcher Systeme wird von Fork et. al. [10] und Kalpaxis et. al. [11] zum Aufbau eines Autokorrelators und von Cho et. al. [12] zur zeitaufgelösten Messung von kohärenten Phononen in GaAs berichtet.

**Piezo–elektrische Versteller:** Es sind piezo–elektrische Versteller erhältlich, die durch eine Hebelumsetzung der Kristalldeformation Verstellwege bis zu 1 mm (optischer Weg 2 mm, entspricht ca. 6 ps) ermöglichen. Allerdings ist die Linearität dieser Systeme, bedingt durch die Hysterese bei der Deformierung des Kristalles, recht gering. Aus diesem Grund ist eine elektronische Vorkompensation der Ansteuerungsspannung notwendig, um einen linearen Bewegungsablauf zu erhalten. Bedingt durch die hohen Kosten für die Anschaffung des Piezo–Verstellers und der zur Kompensation der Hysterese notwendigen Verstärker und Ansteuerungsgeräte ist ein Einsatz dieser Technik unrentabel.

**Feder–Systeme:** Ein großes Problem bei der Realisierung einer Verzögerungsstrecke besteht darin, daß die durch Lagerungen und Führungen entstehenden Störungen immer Einfluß auf die Messung nehmen. Da schwingende Systeme im Betrieb bei der Resonanzfrequenz unempfindlicher gegen Störungen sind bietet sich die Konstruktion einer Verschiebeeinheit auf Basis eines resonanten Schwingers an. Erste Versuche von uns, einen solchen Schwinger zu konstruieren, erfolgten mit einem Metallstab, der zur Hälfte magnetisierbar ist und sich im Inneren einer Spule befindet. An beiden Enden des Stabes werden Federn angebracht (s. Abbildung (6)), so daß durch Anregung der Feldspule der Stab in die Spule gezogen wird und die Federn zu Schwingungen anregt. Durch geeignete Wahl der Federkonstanten ist es leicht möglich, die Resonanzfrequenz des Schwingers zu ändern. Die hierbei erzielbaren Verzögerungswege von max. 12 mm (optischer Weg 24 mm, entspricht ca. 72 ps) sind abhängig von den Federkonstanten, von der in das schwingungsfähige System eingespeisten Energie und den Reibungsverlusten. Eine weitere Charakterisierung des Systems und der experimentelle Einsatz stehen noch aus.

**Galvanometer–Systeme:** Edelstein et. al. [13] und Moon [14] beschreiben den Einsatz eines „Galvanometers“ zur Zeitverzögerung in einem Fastscan–System bei Anrege–Abfrage–Experimenten. Durch einen Servo–Motor, der mittels eines Hebels einen Schlitten als Verschiebetisch antreibt, wird eine Zeitverzögerung von max. 155 ps bei 20 Hz erreicht, die jedoch zu höheren Frequenzen schnell zusammenbricht, so daß bei einer Wiederholfrequenz von 110 Hz nur noch eine Zeitverzögerung von 8 ps erzielt wird. Die angegebenen Werte beziehen sich auf einen 2-fach gefalteten Strahlweg. Durch eine weitere Faltung (4-fache Strahlführung) läßt sich die Verzögerungsstrecke noch einmal verdoppeln, jedoch sinkt hierdurch

die Zeitauflösung, und auftretende Nichtlinearitäten werden verstärkt. Da die für die Realisierung des vorgestellten Systems notwendigen Komponenten nur schwer erhältlich sind, wurde der Aufbau des Systems trotz der erzielbaren Zeitverzögerungen von uns nicht in Betracht gezogen.



**Abbildung 6:** Schematische Darstellung des aufgebauten Federsystems zur Erzeugung einer linearen Verschiebestrecke.

**Drehteller-Systeme:** Eine weitere Realisierung der Zeitverzögerung ist mit einem rotierenden System möglich, bei dem durch entsprechend konstruierte Reflektoren eine in guter Näherung lineare Zeitverschiebung möglich ist. Für die Konstruktion dieser Reflektoren werden zwei unterschiedliche Vorschläge gemacht. Yasa et. al. [15] beschreiben den Einsatz eines parallel angebrachten Spiegelpaars, das symmetrisch um den Drehpunkt eines Motors auf einem Drehteller positioniert wird und zur Autokorrelationsmessung mit Pikosekunden-Auflösung eingesetzt wird (s. Abbildung (7)). Laporta et. al. [16] beschreiben einen Aufbau, der auf einem zweidimensionalen Retro-Reflektor beruht, der exzentrisch auf einem Drehteller befestigt wird (s. Abbildung (10)). Weitere Variationen dieser Anordnung werden von Harde et. al. [17] und Xinan et. al. [18] beschrieben, die anstelle des Retro-Reflektors ein Prisma nutzen, welches exzentrisch auf dem Drehteller positioniert wird.

Unabhängig von der speziellen Realisierung der Zeitverzögerung gilt für alle vorgestellten Systeme, daß die notwendige Zeitverzögerung durch einen Retro-Reflektor oder Planspiegel erzielt wird, der einen der Strahlengänge verlängert oder verkürzt. Hierbei ist der Einsatz eines Retro-Reflektors besonders vorteilhaft, da der ein- und der ausfallende Strahl gegeneinander parallelverschoben werden, während beim Planspiegel der ein- und der auslaufende Strahl übereinander liegen. Die beiden Strahlen müssen in diesem Fall entweder über eine leichte Verkipfung der Strahlpfade oder durch eine andere Form der Strahlteilung, z. B. mit polarisationsabhängigen Strahlteilern getrennt werden. Beim Verkippen entsteht eine Nichtlinearität in der Zeitverzögerung und ein Winkelfehler, der abhängig von der Position des Verschiebetisches zu einer Verschiebung des auslaufenden Strahles führt. Die Strahltrennung mit Strahlteilern ist aufgrund einer zusätzlichen Dispersion im Strahlteiler problematisch, da diese die zeitliche Charakteristik der Pulse ändert.

Die resultierende Zeitverschiebung  $\Delta\tau$  eines Linearverschiebetisches in Abhängigkeit von der Wegänderung  $\Delta x$  kann nach Gleichung (2) berechnet werden:

$$\Delta\tau = \frac{2 \cdot \Delta x}{c} \quad (2)$$

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß alle vorgestellten linearen Schwinger einen großen Nachteil gegenüber den im folgenden genauer untersuchten rotierenden Systemen besitzen. Die beim Einsatz von linearen Schwingern notwendige Änderung der Bewegungsrichtung verursacht Störungen, die auf den experimentellen Aufbau einwirken können und so das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verschlechtern. Für einen effektiven Einsatz der Fastscan-Technik sind hohe Wiederholraten notwendig, weshalb die Schwingungsfrequenzen entsprechend hoch gewählt werden müssen. Für den Einsatz eines Lautsprechersystems zur Erzeugung einer Zeitverschiebung wird eine mechanische Entkopplung des Schwingers vom Experiment mit schwingungsdämpfenden Materialien notwendig, um störende Einflüsse wie Vibrationen so gering als möglich zu halten. Setzt man dagegen Verzögerungstrecken mit Motorantrieben ein, so wird eine gute Lagerung der beweglichen Teile notwendig. Es hat sich gezeigt, daß die Realisierung einer solchen Lagerung schwierig ist und in manchen Fällen gerade durch die Lagerung erhebliche Störungen entstehen können.

Jede Unebenheit in den Kugel- oder Walzenlagern und in der Führung kann dazu führen, daß sich bei der Bewegung des Reflektors Schwingungen aufbauen, die zu kleinen Wegänderungen führen. Diese Schwingungen verändern den Strahlweg und die Zeitverzögerung, so daß die bei der Signalerfassung verursachten Einflüsse als Signal fehlinterpretiert werden können. Aus diesem Grund empfiehlt sich eine genauere Untersuchung der Verzögerungssysteme, die auf einem rotierenden Bewegungsablauf beruhen.



Die Berechnung der resultierenden Zeitverzögerung kann der Arbeit von Yasa et. al. [15] entnommen werden. Bei der Berechnung der Zeitverzögerung erhält Yasa eine Abhängigkeit vom Einfallswinkel  $\varphi$  der Strahlung und dem Drehwinkel  $\theta$  des Tellers, wie in Gleichung (3) beschrieben.

$$\Delta\tau = 4R(\sin(2\varphi)\sin(\theta) - (1 - \cos(2\varphi))(1 - \cos(\theta))) \quad (3)$$

Ein vereinfachter Zugang für die Berechnung der Zeitverzögerung ergibt sich unter der Annahme, daß die Verzögerung nur vom Einfallswinkel  $\varphi$  der ankommenden Strahlung abhängt, da jede Drehung des Tellers zu einer Änderung des Einfallswinkels führt (s. Abbildung (7)). Die unter dieser Voraussetzung entwickelte Berechnung der Zeitverzögerung  $\Delta\tau$  ist im Anhang (A.1) wiedergegeben, Gleichung (4) stellt das Ergebnis dieser Rechnung dar.

$$\Delta\tau = 4d \cos \varphi \quad (4)$$

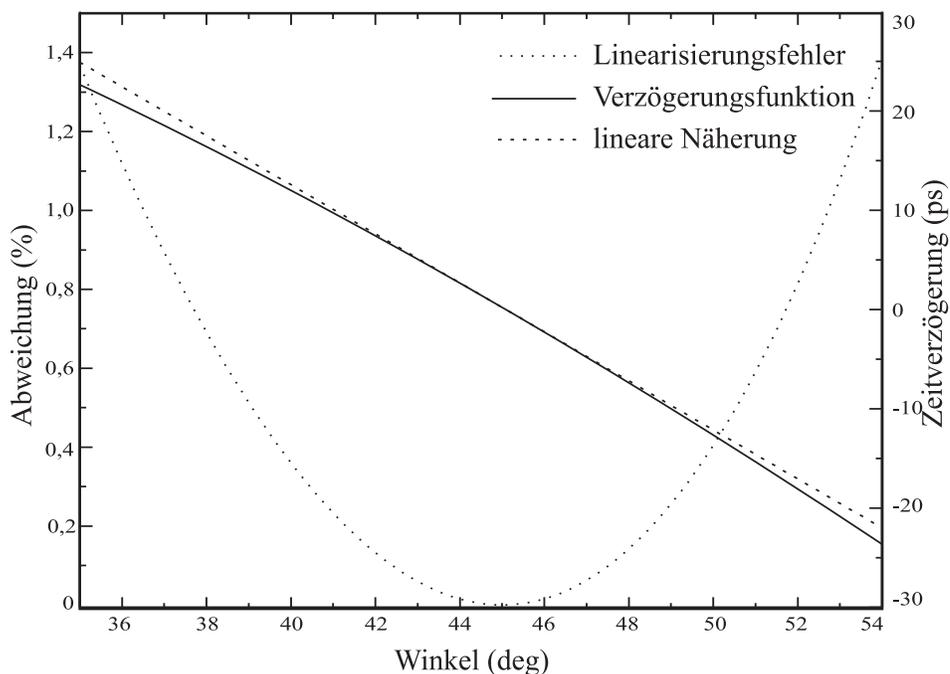
Die Zeitverzögerung  $\Delta\tau$  ist nur vom Abstand der beiden Spiegel  $d$  und dem Einfallswinkel  $\varphi$  des Lichtstrahles abhängig (s. Abbildung (7)). Es ist beim Einsatz der Fastscan-Technik wünschenswert, daß die Zeitverzögerung möglichst linear durchlaufen wird. Jede Nichtlinearität in der Bewegung führt zu einer Nichtlinearität beim Durchlaufen der Verzögerungsstrecke und ändert somit die Zeitauflösung der Messung, was eine Nachbearbeitung der Meßdaten im Anschluß an die Messung notwendig macht. Aufgrund der Nichtlinearität von Gleichung (4) wird es notwendig, die Gleichung durch eine lineare Näherung zu ersetzen und die maximal zu tolerierende Abweichung von der Linearität in Abhängigkeit vom Drehwinkel zu bestimmen. Um den größten Winkelbereich der Anordnung zur Zeitverzögerung nutzen zu können, wird eine Linearisierung der Verzögerungsfunktion (4) im Entwicklungspunkt  $\pi/4$  vorgenommen. Die Nichtlinearität der Zeitverschiebung ist durch die Abweichung der Zeitverzögerung (4) von der Geradengleichung (5) gegeben.

$$\tau(\varphi)\Big|_{\varphi=\varphi_e} = \varphi\tau'(\varphi_e) + (\tau(\varphi_e) - \varphi_e\tau'(\varphi_e)) \quad (5)$$

In Abbildung (8) ist der Verzögerungsweg und damit die Zeitverzögerung als Funktion des Einfallswinkels und die durch den Entwicklungspunkt  $\pi/4$  laufende

Linearisierung wiedergegeben. Für die Berechnung der Zeitverzögerung wurde ein Spiegelabstand von 2 cm angenommen, da dies der kürzeste mit 1 Zoll-Spiegeln zu realisierende Abstand ist.

Da die Abweichung schon mit einem Winkel von  $30^\circ$  so groß wird, daß die Annahme einer linearen Bewegung nicht mehr möglich ist, muß im allgemeinen eine Eichkurve zur späteren Kompensation dieser Nichtlinearität aufgenommen werden. Geht man davon aus, daß eine Abweichung in der Linearität von 1% für den Meßeinsatz noch tolerabel ist, kann man das Intervall um den Entwicklungspunkt bestimmen, in dem der Fehler durch die Nichtlinearität unter 1% liegt. An Hand von Abbildung (9) wird erkennbar, daß dieses Intervall ca.  $16^\circ$  (von  $45 \pm 8^\circ$ ) groß ist.



**Abbildung 9:** Prozentuale Abweichung (linke Skala) der Zeitverzögerung der Parallelanordnung vom linearen Verlauf in Abhängigkeit vom Drehwinkel. Zeitverzögerungsfunktion und lineare Näherung (rechte Skala) in Abhängigkeit vom Drehwinkel.

In Abbildung (9) ist die Verzögerungsfunktion nach Gleichung (4) und die nach Gleichung (5) berechnete lineare Näherung der Verzögerungsfunktion für den Winkelbereich von  $35^\circ$ – $54^\circ$  abgebildet. Weiterhin kann der Abbildung die prozentuale Abweichung der linearen Näherung von der Zeitverzögerungsfunktion entnommen werden. Man stellt fest, daß der Linearisierungsfehler für Drehwinkel zwischen  $36,5^\circ$  und  $52,5^\circ$  unter einem Prozent liegt. Die Zeitverzögerung in diesem Intervall beträgt bei einem Spiegelabstand von 1 Zoll ca. 50 ps.

Die Zeitverzögerung der Parallelanordnung läßt sich leicht durch Variation des Abstandes der Spiegel  $d$  einstellen. Mit einem Spiegelabstand von 2 cm ergibt sich nach Gleichung (4) eine Zeitverzögerung von ca. 52 ps, die mit unter 1% Abweichung von der linearen Näherung durchlaufen wird. Problematisch ist beim Einsatz dieses Aufbaues jedoch die Ausdehnung der Spiegel, da bei kleinen Abständen der Spiegel zueinander ein Abschatten des ein- oder ausfallenden Strahles auftreten kann. Ausgehend von Planspiegeln mit einem Durchmesser von 2,54 cm (1 Zoll), wie sie in dieser Arbeit verwendet werden, beträgt der minimale Spiegelabstand ca. 2,02 cm. Kleinere Zeitverzögerungen können nur mit noch kleineren Spiegeln realisiert werden.

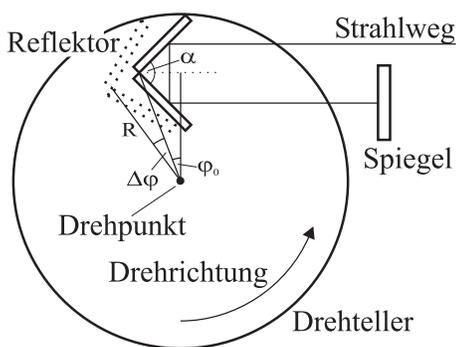
**Dachanordnung:** Bei dieser Anordnung werden, wie in Abbildung (10) zu sehen ist, zwei Spiegel so kombiniert, daß diese einen zweidimensionalen Reflektor bilden, der exzentrisch vom Drehpunkt des Tellers befestigt wird. Ein einfallender Lichtstrahl wird vom ersten zum zweiten Spiegel gelangen und parallelversetzt den Reflektor verlassen. Da der Versatz analog zur Parallelanordnung abhängig vom Einfallswinkel der Strahlung ist, muß auch bei dieser Anordnung der ausfallende Strahl durch einen Planspiegel wieder zurück in den Reflektor geleitet werden. Beträgt der von den Spiegeln eingeschlossene Winkel  $\alpha$  (im folgenden als Zwischenwinkel bezeichnet) genau  $90^\circ$ , so kann anstelle der einzelnen Spiegel ein Retro-Reflektor benutzt werden, was unter anderem auch die theoretische Untersuchung der Zeitverzögerung vereinfacht. Die in Abhängigkeit vom Drehwinkel  $\Delta\varphi$  resultierende Zeitverzögerung  $\Delta\tau$  läßt sich nach Laporta et. al. [16] wie folgt berechnen:

$$\Delta\tau(\alpha, \Delta\varphi, \varphi_0) = 4\frac{R}{c} \sin(\alpha)(\sin(\varphi_0 + \Delta\varphi) - \sin(\varphi_0)) \quad (6)$$

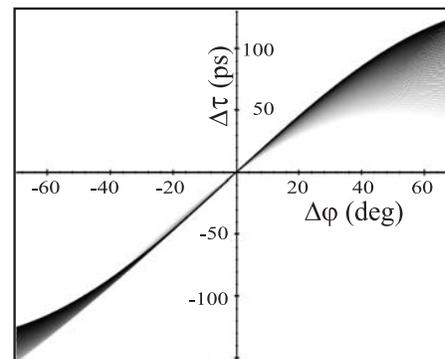
Im folgenden wird für den Zwischenwinkel  $\alpha$  ein Wert von  $90^\circ$  angenommen, um die theoretische Untersuchung zu vereinfachen. Bei Berechnung der Zeitverzögerung nach Gleichung (6) geht neben der Lichtgeschwindigkeit  $c$ , dem Abstand  $R$  der Spiegel vom Drehpunkt, der Drehwinkel  $\Delta\varphi$  und der sog. Offsetwinkel  $\varphi_0$  ein (s. Abbildung (10)). Mit dem Offsetwinkel kann man leicht die relative Position des Reflektors in Bezug auf den Drehpunkt definieren, was die Berechnung der Zeitverzögerung erheblich vereinfacht, da diese von der Position des Reflektors abhängig ist. Verbindet man den Berührungspunkt der Spiegel und den Drehpunkt des Drehtellers mit einer Geraden und das Lot zum Drehpunkt auf der Winkelhalbierenden des Reflektors durch eine zweite Gerade (s. Abbildung (10)), so entspricht der Offsetwinkel  $\varphi_0$  gerade dem von beiden Geraden eingeschlossenen Winkel. Jede Verschiebung des Reflektors parallel zur Strahlrichtung kann

folglich durch den Offsetwinkel beschrieben werden. Die optimale Wahl für den Offsetwinkel wäre  $\varphi_0 = 0^\circ$ , jedoch ist dies konstruktionsbedingt nicht immer möglich. Bedingt durch die komplexere Struktur der Zeitverzögerung, muß nun die Verzögerungsfunktion bezüglich beider Winkel, dem Drehwinkel  $\Delta\varphi$  und dem Offsetwinkel  $\varphi_0$  untersucht werden.

Die resultierende Zeitverzögerung in Abhängigkeit des Drehwinkels  $\Delta\varphi = \pm 70^\circ$  ist in Abbildung (11) wiedergegeben. Der Einfluß des Offsetwinkels wird durch eine Graustufenkodierung der Abbildung verdeutlicht. Die schwarze Kurve entspricht einem Offsetwinkel  $\varphi_0$  von  $0^\circ$ , während die hellgraue Kurve einem Winkel von  $30^\circ$  entspricht. Für die Linearisierung der Zeitverzögerung ist ein Entwicklungspunkt erforderlich, der durch den Drehwinkel von  $0^\circ$  charakterisiert ist, da in diesem Punkt die Abweichung vom linearen Verlauf in beide Drehrichtungen nahezu identisch ist.



**Abbildung 10:** Aufbau in „Dachanordnung“ zur Erzeugung einer Zeitverzögerung in Anrege-Abfrage-Experimenten.

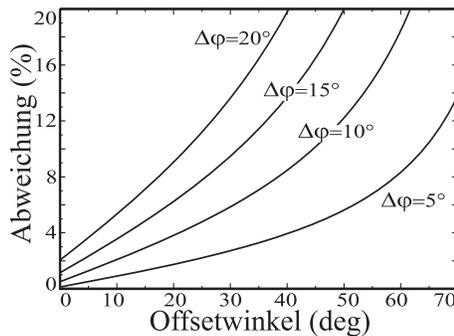


**Abbildung 11:** Zeitverzögerung in ps in Abhängigkeit vom Drehwinkel  $\Delta\varphi$  und dem Offsetwinkel  $\varphi_0 = 0^\circ$  (schwarz) –  $30^\circ$  (hellgrau).

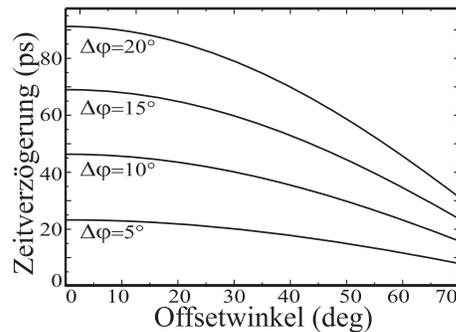
In Abbildung (12) ist die prozentuale Abweichung der Zeitverzögerung vom linearen Verlauf in Abhängigkeit vom Offsetwinkel wiedergegeben. Der Drehwinkel ( $\Delta\varphi = 5, 10, 15, 20^\circ$ ) wurde als Parameter für die Kurvenschar aufgetragen, um den Einfluß beider Winkel darlegen zu können. Mit steigendem Offsetwinkel wird auch der Linearisierungsfehler schnell größer, wobei der Anstieg mit größer werdendem Drehwinkel immer stärker wird. Geht man von einem festen Offsetwinkel von  $\varphi_0 = 20^\circ$  aus, so beträgt die Abweichung von der Linearität bei einem Drehwinkel  $\Delta\varphi = 5^\circ$  ca. 2%. Geht man zu einem Drehwinkel von  $\Delta\varphi = 10^\circ$  über, so beträgt der Fehler schon ca. 4% und bei  $\Delta\varphi = 20^\circ$  liegt der Fehler bei ca. 10%. Hieran wird erkennbar, daß der Offsetwinkel so klein als möglich gewählt werden soll. Wählt man den optimalen Offsetwinkel  $\varphi_0 = 0^\circ$ , so kann man an Hand von Abbildung (12) den Drehwinkel ermitteln, in dem die prozentuale Abweichung der

linearen Näherung vom tatsächlichen Verlauf kleiner als 1 % ist. Wir bestimmten diesen Winkelbereich zu ca.  $14^\circ$ .

Abbildung (13) zeigt den Einfluß des Offsetwinkels auf die erzielbare Zeitverschiebung. Die angegebenen Werte wurden mit einem Abstand vom Drehpunkt von  $R = 1$  cm berechnet und mit dem Drehwinkel als Parameter geplottet. Mit steigendem Offsetwinkel wird der Linearitätsbereich und damit die Zeitverzögerung geringer. Es muß also beim Aufbau eines Fastscan-Systems darauf geachtet werden, daß der Offsetwinkel so gering wie möglich ist, um den Linearitätsbereich zu maximieren.



**Abbildung 12:** Prozentuale Abweichung der Zeitverzögerung von der linearen Näherung in Abhängigkeit vom Offsetwinkel und dem Drehwinkel  $\Delta\varphi = 5, 10, 15, 20^\circ$ .



**Abbildung 13:** Zeitverzögerung bei einem Abstand des Reflektors von 1 cm in Abhängigkeit vom Offsetwinkel und dem Drehwinkel  $\Delta\varphi = 5, 10, 15, 20^\circ$ .

Die erzielbare Verzögerung ist durch den Abstand des Retro-Reflektors vom Ursprung gegeben, so daß die Einstellung der Zeitverzögerung über einen großen Bereich möglich ist. Mit einem Abstand von  $R = 1$  cm läßt sich eine Verzögerung  $\Delta\tau \approx 64,5$  ps mit 1 % Abweichung ( $\Delta\varphi = 14^\circ$ ) realisieren, wobei der gesamte nutzbare Winkelbereich von  $65^\circ$  ( $\Delta\tau \approx 241$  ps) aufgenommen wird. Entsprechend kann mit einem Abstand von  $R = 5$  cm zum Ursprung und einem Drehwinkel von  $\Delta\varphi = 20^\circ$  eine Zeitverzögerung von  $\Delta\tau \approx 453$  ps mit einem Linearitätsfehler unter 2 % eingestellt werden.

Sollte der Zwischenwinkel  $\alpha$  der Spiegel von  $90^\circ$  abweichen, so ändert sich die Zeitverzögerung und der lineare Bereich. Die Änderung läßt sich wie folgt abschätzen: Mit der Identität  $\sin(\alpha) = \sin(\pi/2 + \gamma) = \cos(\gamma)$  kann die Änderung der Zeitverzögerung in Gleichung (6) in Abhängigkeit vom Zwischenwinkel  $\alpha = \pi/2 + \gamma$  berechnet werden. Für kleine Abweichungen des Zwischenwinkels kann man den Term  $\cos(\gamma)$  in eine Taylorreihe entwickeln, was unter Berücksichtigung der nullten und der ersten Ordnung zu  $\cos(\gamma) \approx 1 - \gamma$  führt. Jede Abweichung vom  $90^\circ$

zwischen den Spiegeln verringert die maximale Zeitverzögerung des Fastscan-Systemes. Jedoch kann der Einfluß dieser Abweichung vernachlässigt werden, wie folgende Abschätzung zeigt. Angenommen die Abweichung würde  $1^\circ$  betragen, so ergibt sich eine Abweichung der berechneten Werte von unter 2%. Die kommerziell erhältlichen Retro-Reflektoren werden jedoch mit Winkelfehlern im Bereich einiger zehn Bogensekunden spezifiziert, so daß der Einfluß des Zwischenwinkels ignoriert werden kann.

Die Dachanordnung ist in einem Winkelbereich von  $\pm 8^\circ$  mit unter 1% Fehler bei der Linearisierung der Zeitverzögerung einsetzbar, während die Parallelanordnung in einem Winkelbereich von  $\pm 14^\circ$  eingesetzt werden kann. Untersucht man mit dem Fastscan-System ein Zeitintervall von  $\Delta\tau = 100$  ps, das mit unter 1% Linearisierungsfehler durchlaufen wird, ergibt sich durch die unterschiedlichen nutzbaren Winkelbereiche der Anordnungen eine unterschiedliche Zeitauflösung in den Fastscan-Messungen. Im Falle der Parallelanordnung kann man einen Winkelbereich von  $\delta_p \approx 4,4\%$  einer Umdrehung des Drehtellers zur Datenerfassung einsetzen, während bei der Dachanordnung ein Winkelbereich von  $\delta_d \approx 8\%$  einer Umdrehung genutzt werden kann. Geht man davon aus, daß beide Systeme mit der gleichen Rotationsfrequenz von  $f = 10$  Hz betrieben werden und die Datenerfassung mit der Frequenz  $\nu = 1$  MHz erfolgt, kann man die Zeitauflösung  $\rho$  der jeweiligen Anordnung wie folgt abschätzen:

$$\rho = \frac{\Delta\tau \cdot f}{\nu \cdot \delta} \quad (7)$$

Durch Einsetzen der Werte erhält man so für die Zeitauflösung der Parallelanordnung  $\rho_p = 23$  fs/pt, während die Zeitauflösung der Dachanordnung  $\rho_d = 13$  fs/pt beträgt. Man kann feststellen, daß die Dachanordnung eine wesentlich höhere Zeitauflösung des Meßsignales erlaubt. Weiterhin ist die Zeitverzögerung der Dachanordnung wesentlich einfacher und flexibler durch die Positionierung des Retro-Reflektors einstellbar, weshalb wir uns für die Realisierung eines Fastscan-Systems in Dachanordnung entschieden haben (s. Kapitel (3)).

## 2.3 Effizienz der Fastscan-Technik

Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Begriff der Effizienz dient zur Beschreibung der erzielbaren Rauschunterdrückung pro Zeiteinheit. Vergleicht man die Rauschunterdrückung eines Drehtellersystemes, das mit einer Rotationsfrequenz von 20 Hz betrieben wird mit einem, das mit 60 Hz rotiert, so kann das schnellere System mehr Meßpunkte pro Zeiteinheit aufnehmen. Bei gleicher Zeitauflösung und gleichen Meßintervallen sowie identischen Gesamtmeßzeiten wird das schneller rotierende Systeme eine effizientere Rauschunterdrückung ermöglichen, da wesentlich mehr Meßpunkte bei der Mittelung berücksichtigt werden. Vergleicht man das Lock-in-Meßverfahren mit der Fastscan-Technik, so ist mit dieser Definition der Effizienz, das Meßverfahren effizienter, welches bei gleicher Gesamtmeßzeit die besserer Rauschunterdrückung erzielt.

Die Effizienz des Fastscan-Systems ist nicht allein durch die möglichen Wandlungsraten bei der Erfassung der Signale beschränkt. Es ergeben sich zusätzliche Einschränkungen durch die mechanischen Komponenten, die zur Zeitverzögerung eingesetzt werden.

### 2.3.1 Effizienz der mechanischen Komponenten

Zur Untersuchung der Effizienz eines Fastscan-Systems ist es nicht ausreichend, die Linearität beim Durchlaufen einer Zeitverzögerung zu untersuchen. Man muß auch berücksichtigen, wie oft pro Zeiteinheit eine solche Verzögerung durchlaufen wird und wieviel Prozent der durchlaufenen Strecke effektiv für die Datenerfassung eingesetzt werden kann.

Betrachtet man z. B. Fastscan-Systeme, die mit Hilfe von linearen Schwingern realisiert werden, kann das untersuchte Meßintervall bei jedem Durchlaufen erfaßt werden, womit die Effizienz dieser Systeme bei 100 % liegen würde, d. h. jedes durch den Laser angeregte Elementarereignis kann durch die Datenerfassung aufgenommen werden. Durch die Lagerung, den Antrieb und andere Einflüsse kann es zu Abweichungen und Störungen im Bewegungsablauf wie z. B. einer Hysterese beim Durchlaufen der Zeitverzögerung kommen, weshalb meistens nur eine Durchlaufrichtung des Schwingers zur Messung genutzt wird und die Effizienz daher maximal 50 % beträgt. Weiterhin muß in den Umkehrpunkten des Schwingers abgebremst und wieder beschleunigt werden, wodurch der Linearitätsbereich kleiner wird. Folglich kann nur ein eingeschränkter Teil der durchlaufenen Strecke genutzt werden, so daß die Effizienz dieser Systeme auf Werte von etwa 35-20 % abfällt. Letztlich bedeutet dies, daß 65-80 % der bei einem Umlauf des Drehtellers durch den Laser angeregten Prozesse nicht mit Hilfe des Fastscan-Systems aufgenommen werden können.

Bei Untersuchung der Dachanordnung wurde bereits festgestellt, daß diese über einen Bereich von max.  $70^\circ$  eingesetzt werden kann, was einer Effizienz von ca. 20 % entspricht. Allerdings ist der lineare Bereich der Anordnung durch einen Winkelbereich von nur  $28^\circ$  gegeben, wodurch die Effizienz der Anordnung auf ca. 8% abfällt. Eine Steigerung der Effizienz kann dadurch erzielt werden, daß auf dem Drehteller anstelle einer bis zu vier Dachanordnungen aufgebracht werden, was die Effizienz auf ca. 32 % erhöhen würde.

Da die Zeitverzögerung des Drehtellers variabel einstellbar ist, kann folglich auch die Zeitauflösung bei gegebener Erfassungsrate eingestellt werden. Jedoch ändert sich mit der eingestellten Zeitauflösung auch die realisierbare Zeitverschiebung zwischen dem Anrege- und Abfragepuls, was einen wesentlichen Unterschied gegenüber der Lock-in-Messung darstellt.

### 2.3.2 Effizienz der Erfassungselektronik

Die Zeitauflösung einer Lock-in-Messung ist durch die Positioniergenauigkeit des langsamen Verschiebetisches gegeben und liegt bei ca.  $0,1 \mu\text{m}$ , was einer Zeitauflösung von ca. 0,35 fs entspricht. Diese Zeitauflösung gestattet es, einen Laserpuls, der eine Dauer von 35 fs hat, mit einer Auflösung von 100 Punkten aufzunehmen<sup>4</sup>.

Beim Fastscan-System dagegen muß neben der Bandbreite der Datenerfassung auch die Wiederholfrequenz beim Durchlaufen der Zeitverzögerung berücksichtigt werden. Angenommen, die Rotationsfrequenz einer in Dachanordnung realisierten Verschiebeeinheit beträgt 30 Hz, so ergibt dies eine Umlaufzeit von 0,03 s. Die Effizienz der Zeitverzögerung liegt bei ca. 10%, so daß nur 3 ms pro Umlauf für die Datenerfassung genutzt werden können. Will man dieses Meßintervall mit 16000 Meßpunkten aufnehmen, so ergibt sich eine Erfassungszeit pro Meßpunkt von  $0,2 \cdot 10^{-6}$  s, was eine Erfassungsrate von 5 MHz notwendig macht. Geht man von einer Zeitverzögerung von 32 ps aus, was einen Abstand der Dachanordnung vom Drehpunkt von ( $R = 0,5$  cm) notwendig macht, so werden diese 32 ps mit 16000 Meßpunkten erfaßt. Dies entspricht einer Zeitauflösung von 2 fs.

An dieser Stelle muß man das Abtast-Theorem [3] berücksichtigen. Will man ein Signal, das sich mit der Frequenz  $f$  zeitlich ändert, digitalisieren, so muß die Wandlung mindestens mit der Frequenz  $2f$  erfolgen. Somit kann man bei schnellen Signaländerungen, die mit 5 MHz aufgenommen werden, letztlich nur eine Aussage für Frequenzkomponenten bis max. 2,5 MHz treffen.

---

<sup>4</sup>Was physikalisch nur bedingt sinnvoll ist, siehe Abschnitt zum oversampling.

Sind die Signaländerungen langsam gegen die Erfassungsrate, so kann man das Signal mit der maximalen Erfassungsrate digitalisieren, selbst wenn ein Vorverstärker mit geringerer Bandbreite zum Einsatz kommt. Angenommen die erfaßten Signale einer schnellen Photodiode werden mit einem 1 MHz–Vorverstärker aufbereitet, so würde man bei einer Erfassungsrate von 5 MHz mehr Meßpunkte aufnehmen, als physikalisch sinnvoll sind (engl. oversampling). Bei einer Erfassungsrate von 5 MHz stellt nur jeder fünfte Meßpunkt einen neuen Meßwert dar. Die folgenden vier Meßpunkte besitzen eine starke Korrelation mit dem ersten Meßwert. Folglich können auftretende Schwankungen innerhalb dieser fünf Meßwerte im wesentlichen auf Rauschen des Verstärkers zurückgeführt werden. Durch Mittelung von fünf aufeinander folgenden Meßwerten kann das Rauschen des Verstärkers unterdrückt werden, ohne Signal bzw. Zeitaufösung zu verlieren.

## 3 Aufbau und Realisierung des Fastscan-Systems

Im folgenden Kapitel wird der im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelte experimentelle Aufbau des Fastscan-Systems, bestehend aus dem Drehteller und der Erfassungselektronik, vorgestellt.

### 3.1 Aufbau des Drehtellers

Die in Abschnitt (2.2.2) beschriebenen Untersuchungen zeigen, daß sich zur Erzeugung der Zeitverschiebung bei Einsatz der Fastscan-Technik auf Grund der hohen Laufruhe besonders ein rotierendes System mit einem in Dachanordnung realisierten Reflektor eignet. Das Drehtellersystem besteht aus einem Motor, dem Teller und einem Reflektor, der auf dem Teller befestigt wird. Die grundlegenden Anforderungen an einen Drehteller, der zur Datenerfassung mit einem Fastscan-System genutzt werden soll, lauten:

- Regelbare Rotationsfrequenz (5-60 Hz),
- geringe Gleichlaufschwankungen des Motors,
- Regelung der Drehzahl bei jeder Umdrehung,
- geringe Unwucht des Drehtellers,
- gute Lagerung der Drehachse,
- lastabhängige Anlaufsteuerung,
- hohe Haltbarkeit des Motors.

Je höher die Rotationsfrequenz des Drehtellers ist, desto effizienter arbeitet das Fastscan-System, da mit steigender Rotationsfrequenz die Anzahl der Messungen pro Zeiteinheit zunimmt und so mehr Messungen bei der Mittelwertbildung berücksichtigt werden. Es gibt jedoch Gründe, die eine Regelung der Drehfrequenz notwendig machen. Durch mögliche Unwuchten des Drehtellers und Reibung in den Lagern können sich, abhängig von der Drehzahl des Motors, unterschiedlich starke Störungen einstellen, die auf den experimentellen Aufbau einwirken. Aus diesem Grund wird vor dem eigentlichen Meßeinsatz des Fastscan-Systems das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Detektion in Abhängigkeit von der Drehzahl vermessen, um die Drehzahl mit dem geringsten Einfluß auf das Experiment zu finden.

Weiterhin muß die Umdrehungsgeschwindigkeit bei jedem Umlauf konstant bleiben, da die Meßsignale mit einer festen Datenrate erfaßt werden. Jede Änderung der Drehzahl bei einer festen Erfassungsrate beeinflusst direkt die Zeitauflösung,

so daß die Umläufe einer unterschiedlichen Zeitverzögerung entsprechen. Bei der anschließenden Mittelung der erfaßten Meßwerte führt dies zu einer Verfälschung des Meßsignals bezogen auf die Zeitachse. Dies macht eine Ansteuerung und Überwachung des Motors notwendig, um die Konstanz der Drehzahl sicherzustellen und gegebenenfalls nachzuregeln. Um die Gleichlaufschwankungen des Motors so gering wie möglich zu halten, wird die Drehzahl durch eine Elektronik überwacht. Diese Elektronik paßt mehrmals während eines Umlaufes des Motors die Ansteuerungsspannung an die tatsächliche Drehzahl an, um eine konstante Umlaufgeschwindigkeit sicherzustellen.

Der schematisch in Abbildung (10) wiedergegebene Aufbau des Drehtellersystems führt durch die exzentrische Positionierung der Dachanordnung zu einer erheblichen Unwucht des Drehtellers. Wird diese Unwucht nicht ausgeglichen, so wird der Drehteller starke mechanische Störungen in den Aufbau einkoppeln, die synchron zur Bewegung des Drehteller sind. Solche synchronen Störungen können nicht durch eine Mittelung des Meßintervalles unterdrückt werden. Des weiteren wird jede Unwucht zur einer Schädigung der Motorlagerung führen. Um die Lebensdauer des Motors zu erhöhen, sollte während der Anlaufphase und im Betrieb des Motors der fließende Strom überwacht werden und im Falle eines Blockierens des Motors auf Null geregelt werden.

### 3.1.1 Der Motor

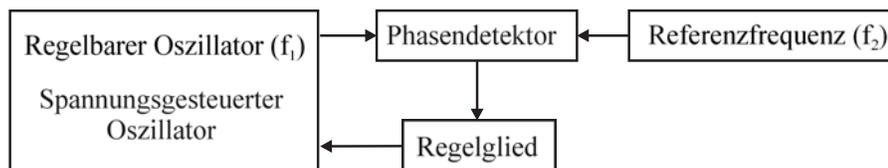
Neben der Anschaffung eines kommerziellen Systems, bestehend aus Motor plus Ansteuerungs- und Regelelektronik, bietet sich die Möglichkeit, auf eine kostengünstige Alternative zurückzugreifen. Besonders ältere Festplattentypen, die aufgrund der gestiegenen Anforderungen an die Kapazität keine Verwendung mehr finden, eignen sich für den Einsatz im Fastscan-System, da die Anschaffungskosten gering sind. Weiterhin ist die verwendete Elektronik nicht hochintegriert, sondern teilweise diskret aufgebaut, was eine Manipulation der Ansteuerungselektronik ermöglicht. Die wesentlichen Leistungsmerkmale eines solchen Antriebs sind:

- Geringe Anschaffungskosten,
- hohe Lebensdauer der Lager,
- Anlaufstrombegrenzung mit Sicherheitsabschaltung,
- schnelle Laufüberwachung durch Nachlaufsynchronisation,
- Rotationsfrequenzen von 60-166 Hz,
- geringe Gleichlaufschwankungen.

Die Festplatte besitzt eine Elektronik, die den Ansteuerungsstrom in Abhängigkeit von der Drehzahl überwacht und ein lastabhängiges Anlaufen des Motors ermöglicht. Im Falle eines Blockierens des Motors regelt die Elektronik den eingespeisten Strom auf Null, so daß eine Schädigung der Wicklungen des Motors vermieden wird.

Alternativ zum Festplattenmotor kann ein Antrieb aus einem Photokopiergerät zum Einsatz kommen, der mit der Ansteuerungselektronik der Festplatten betrieben werden kann. Der Vorteil dieses Motors liegt darin, daß er wesentlich größere Massen bewegen kann als der Festplattenmotor. Die Lagerung dieses Motors ist allerdings schlechter als die des Festplattenmotors. Da beide Motoren zum Einsatz kommen, werden diese in Bezug auf deren Frequenzstabilität untersucht.

Das wichtigste Argument für den Einsatz des Festplattenmotors und der Ansteuerung stellt allerdings die elektronische Laufüberwachung durch eine sog. Nachlaufsynchronisation (engl. phase-locked-loop, kurz PLL) dar. Die PLL überwacht eine gemessene Frequenz  $f_1$  und regelt diese so, daß diese mit der Referenzfrequenz  $f_2$  übereinstimmt und die Phasenverschiebung zwischen beiden Frequenzen verschwindet.

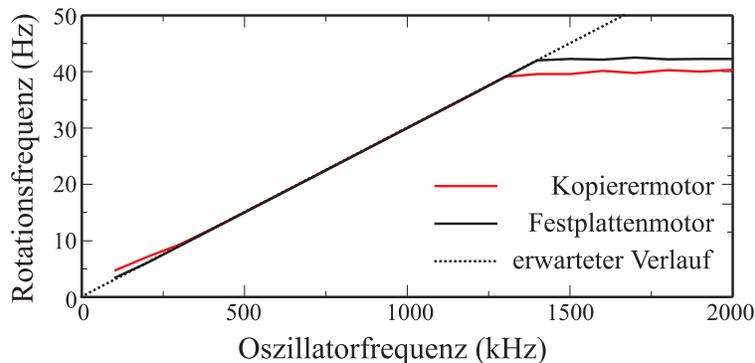


**Abbildung 14:** Funktionsschema einer Schaltung zur Nachlaufsynchronisation.

In Abbildung (14) ist das Funktionsprinzip einer Schaltung zur Nachlaufsynchronisation, wie sie in Festplattenlaufwerken verwendet wird, wiedergegeben. Ausgangspunkt ist ein phasensensitiver Detektor, der die Referenzfrequenz mit der momentanen Oszillatorfrequenz vergleicht. Die detektierte Phasenverschiebung zwischen den beiden Frequenzen wird an ein Regelglied weitergeleitet, welches die Oszillatorfrequenz abgleicht, bis die Phasenverschiebung verschwindet. Im Falle zweier unterschiedlicher Frequenzen wird die Phasenverschiebung proportional mit der Zeit wachsen, was wiederum im Regelkreis zu einem Nachführen der Oszillatorfrequenz führt. Dieser Regelprozeß ist abhängig vom Betrag der Abweichung der beiden Frequenzen. Weitere Details dieser Schaltung können dem Buch von Tietze und Schenk [7] entnommen werden.

Für den Einsatz des Festplattenmotors im Fastscan-System sollte es möglich sein, die Rotationsfrequenz stufenlos zu regeln. Da es nahezu unmöglich ist, in den

Regelkreis der PLL einzugreifen, wird die Referenzfrequenz der PLL direkt beeinflusst. Die Ansteuerungsschaltung der Festplatte wird mit einem stabilisierten Quarzoszillator bei einer Frequenz von 2 MHz betrieben. Durch eine anschließende Frequenzteilung wird die Quarzfrequenz von 2 MHz auf den Wert der Rotationsfrequenz der Festplatte von 60 Hz reduziert und der PLL als Referenzfrequenz zugeführt. Tauscht man den Quarzoszillator gegen einen variablen, aber dennoch frequenzstabilen Oszillator aus, so kann man jede beliebige Frequenz, die kleiner als 60 Hz ist, stufenlos einstellen. Höhere Quarzfrequenzen und somit Rotationsfrequenzen sind mit den in dieser Schaltung verwendeten elektronischen Komponenten nicht möglich. Ersetzt man den Quarzoszillator der Regelschaltung durch einen Frequenzgenerator<sup>5</sup>, kann die Ansteuerungsfrequenz stufenlos in einem Bereich von 2 MHz bis 100 kHz eingestellt werden, was Rotationsfrequenz von 60 bis 3 Hz entspricht. Da die Frequenzteilung ein linearer Prozeß ist, ist zu erwarten, daß die Rotationsfrequenz des Drehtellers linear von der angelegten Referenzfrequenz abhängt. In Abbildung (15) sind die aufgenommenen Kalibrierungskurven der Rotationsfrequenzen beider verwendeter Motoren in Abhängigkeit von der eingespeisten Oszillatorfrequenz wiedergegeben.



**Abbildung 15:** Rotationsfrequenzen der Motoren in Abhängigkeit von der PLL-Frequenz.

Baut man den Drehteller mit den optischen Komponenten auf den Motor, so ändert sich in Abhängigkeit von der Masse des Drehtellers die maximale Rotationsfrequenz des Motors. Je größer die bewegte Masse des Drehtellers, desto geringer ist die maximale Drehfrequenz, da der Motor nicht genügend Drehmoment besitzt, um den Drehteller weiter zu beschleunigen. Mit steigender Ansteuerungsfrequenz wird ein Punkt erreicht, in dem eine Steigerung der Rotationsfrequenz nicht mehr möglich ist. Eine weitere Steigerung der Ansteuerungsfrequenz nach dem Erreichen der maximalen Rotationsfrequenz vergrößert aber die Differenzfrequenz und somit die Phasenverschiebung zum Referenzsignal. Die PLL kann die

<sup>5</sup>Hewlett-Packard Modell: HP-3325B Synthesizer-Frequenzgenerator.

vorhandene Phasenverschiebung nicht mehr kompensieren, da der Motor zu wenig Drehmoment für eine weitere Steigerung der Drehzahl besitzt. Eine Regelung der Drehzahl ist in diesem Frequenzbereich nicht mehr möglich, da der Phasenabgleich nicht mehr durchgeführt werden kann. Bei dem von uns eingesetzten Drehtelleraufbau liegt diese Frequenz bei einer Rotationsfrequenz von 42 Hz im Falle des Festplattenmotors und 39 Hz im Falle des Kopierermotors.

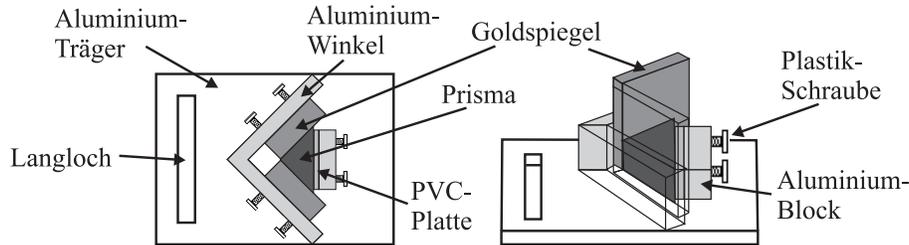
Der Drehteller ist aus Aluminium gefertigt, um das Gewicht des Aufbaues gering zu halten. Um das Auswuchten des fertigen Drehtellers zu erleichtern, werden zusätzlich zum Drehteller Keramikscheiben auf den Motor aufgebaut, wie sie in den Festplatten als Datenspeicher benutzt werden. Der Vorteil dieser Platten liegt darin, daß sie vom Hersteller extrem präzise ausgewuchtet sind und somit keine zusätzliche Unwucht auf die Achse des Motors bringen. Durch die höhere Masse wird das Trägheitsmoment des Tellers erhöht, und die maximale Rotationsfrequenz sinkt ab. Mit der Erhöhung der zum Drehpunkt symmetrischen Masse wird der Einfluß von Deviationsmomenten immer geringer, so daß der Drehteller wesentlich ruhiger läuft und einfacher ausgewuchtet werden kann. Zum Ausgleich der Deviationsmomente wird auf dem Drehteller ein Träger gegenüber der Dachanordnung angebracht, der mit unterschiedlich schweren Messinggewichten versehen werden kann. Durch Positionierung des Trägers und der Ausgleichsgewichte kann der Drehteller, abhängig von der Position der Dachanordnung, ausgewuchtet werden. Da uns keine Möglichkeit zur maschinellen Auswuchtung des Drehtellers zur Verfügung steht, mußte eine Alternative gefunden werden. Als beste Methode erwies sich, den Drehteller in der Hand zu halten und dabei die Rotationsfrequenz des Drehtellers stetig zu erhöhen. Beim Auftreten starker Vibrationen wird die Frequenzsteigerung abgebrochen und der Motor angehalten. Nun wird systematisch so lange die Position der Auswuchtmasse verändert, bis eine weitere Drehzahlsteigerung des Motors ohne Zunahme der Vibrationen möglich ist. Der beschriebene Vorgang wird so lange fortgesetzt, bis die maximale Drehzahl des Motors erreicht ist und keinerlei Vibrationen spürbar sind.

### 3.1.2 Der Retro-Reflektor

Ein weiterer kritischer Punkt beim Aufbau des Fastscan-Systems ist der Reflektor, wie er im Abschnitt (2.2.3) beschrieben wurde. Einerseits soll der Reflektor leicht zu verschieben sein, um durch den radialen Abstand zur Rotationsachse die Zeitverzögerung einstellen zu können. Andererseits muß die Konstruktion stabil genug sein, um nicht durch die auftretenden Fliehkräfte deformiert zu werden. Aus diesem Grund wird ein Aluminiumträger (s. Abbildung (16)), der die optischen Komponenten hält, auf dem Drehteller befestigt.

Um die Positionierung des Trägers zu erleichtern und eine variable Wahl der Zeitverzögerung zu ermöglichen, wird im Träger ein Langloch ausgefräst und auf dem

Drehteller eine Reihe von Löchern gebohrt. Durch Befestigung zweier Schrauben in den gebohrten Löchern kann so der Reflektor leicht radial verschoben werden. Auf eine Möglichkeit zur tangentialen Verschiebung des Reflektors wurde verzichtet, da es hierbei zu einer Variation des Offsetwinkels kommen würde, die den effektiv nutzbaren Winkelbereich der Anordnung minimieren würde. Die Lage der im Drehteller gebohrten Löcher wird so gewählt, daß der Offsetwinkel  $\varphi_0$  (s. Abschnitt (2.2.3)) Null ist. Damit ist der effektiv nutzbare Bereich des Fastscan-Systems maximiert.



**Abbildung 16:** Schematische Darstellung der Trägerplatte mit dem aufgebauten Reflektor. Der Aluminiumträger mitsamt dem Winkel und dem Halteblock sind aus einem Aluminiumrohling gefräßt, um die Stabilität der Anordnung zu erhöhen.

Im vorgestellten Aufbau wird ein Reflektor, bestehend aus zwei einzelnen Planspiegeln (s. Abbildung (16)), aufgebaut. Zur Anordnung der Spiegel werden diese mit Hilfe eines präzisen Glasprismas (Winkelfehler ca. 4 Bogensekunden) auf der unteren Hälfte in die Aluminiumhalterung gepreßt. Sollte der Zwischenwinkel der Spiegel trotz der hohen Präzision, mit der das Prisma gearbeitet ist, vom  $90^\circ$  Winkel abweichen, so kann durch jeweils zwei Plastikschrauben, die hinter den Spiegeln in dem Aluminiumwinkel positioniert sind, eine Korrektur des Zwischenwinkels vorgenommen werden. Der gesamte vorgestellte Träger mit den optischen Komponenten wiegt ca. 45 Gramm.

Um die Parallelität des Reflektors zu überprüfen, wird ein Laserstrahl über den Reflektor auf eine 10 m entfernte Wand projiziert. Jede Abweichung der Spiegel führt beim Drehen des Tellers zu einer kleinen Änderung des optischen Weges. Geht man davon aus, daß man eine Verschiebung von 1 mm auf der Wand bei einem Strahlenweg von 10 m noch sehen kann, so ergibt sich ein Fehler von ca. 4 Bogensekunden, der im Bereich der Präzision des verwendeten Prismas liegt. Die verwendeten viereckigen Spiegel besitzen eine Oberflächengüte von  $\lambda/10$  bezogen auf eine Wellenlänge von 633 nm, was einer Oberflächenunebenheit von ca. 70 nm entspricht. Da die durch Unwuchten des Motors und Lagerspiel verursachten Störungen um den Faktor 10-100 größer sind, kann man den Einfluß durch die Oberflächenunebenheit vernachlässigen.

## 3.2 Aufbau der Datenerfassung

Wie bereits in Abschnitt (2.2.1) dargelegt, basiert die Fastscan-Technik auf einer schnellen Signalerfassung mit sehr hoher Bandbreite. In diesem Kapitel werden die für die Datenerfassung eingesetzten Komponenten und das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Erfassungsprogramm vorgestellt.

### 3.2.1 Die Triggerung der Messung

Da die Rauschunterdrückung beim Einsatz der Fastscan-Technik durch Mittelung einer hohen Anzahl von Einzelmessungen erzielt wird, ist die Triggerung der Datenerfassung entscheidend für die erzielbare Zeitauflösung der Messungen.

Verdreht man den Drehteller über den Arbeitsbereich des Reflektors hinaus, so trifft die Laserstrahlung nur noch auf einen Spiegel des Reflektors und läuft daher nicht den normalen Strahlpfad, sondern wird abhängig vom Drehwinkel reflektiert. Man kann diese Reflexionen zur Triggerung der Datenerfassung nutzen. Im experimentellen Aufbau wird ein Detektor in einem Abstand von 0,5 m zum Drehteller angebracht, der durch einen Reflex des Drehtellers angestrahlt wird. Durch Positionierung des Detektors kann der Startpunkt der Datenerfassung extrem genau eingestellt werden. Die strahlungssensitive Fläche des Triggerdetektors beträgt ca.  $1 \text{ mm}^2$ , was bei einem Abstand von 0,5 m zum Drehteller einem Winkelbereich von ca.  $0,1^\circ$  entspricht. Ausgehend von einem Arbeitsbereich des Drehtellers von  $30^\circ$  und bei einem Zeitfenster von 60 ps, das zur Detektion genutzt wird, würde dies zu einem Triggerfehler von ca.  $\pm 0,2 \text{ ps}$  führen.

Da die Auflösung des Fastscan-Aufbaus für die angenommene Zeitverzögerung ca.  $2 \text{ fs}$  beträgt, müßte eine zeitliche Schwankung des Triggers (engl. Trigger-Jitter) als Verschmieren des Signals auf der Zeitachse zu erkennen sein. Im experimentellen Einsatz kann durch Aufnahme zweier Einzelmessungen und Vergleich der aufgenommenen Signale der Trigger-Jitter untersucht werden. Die aufgenommenen Abweichungen liegen weit unter dem theoretischen Wert und unter der zeitlichen Auflösungsgrenze des Fastscan-Aufbaus. Die Ursache hierfür liegt darin, daß der Triggereingang der A/D-Wandlerkarte mit einem sog. Schmitt-Trigger versehen ist, bei dem es sich um eine elektronische Schaltung mit zwei definierten Schaltschwellen handelt. Da solche Bausteine mit einer großen Hysterese zwischen den Schaltschwellen arbeiten, kann durch Einstellen der oberen Schaltschwelle die Präzision der Triggerung erheblich verbessert werden. Die A/D-Wandlerkarte bietet die Möglichkeit, die obere Schaltschwelle durch das Erfassungsprogramm vor Beginn der Messung zu setzen.

### 3.2.2 Die A/D-Wandlerkarte

Die Datenerfassung und Auswertung sind weitere kritische Punkte beim Aufbau des Fastscan-Systems. Einerseits ist man bestrebt, die Daten mit der höchstmöglichen Datenrate und Auflösung zu erfassen, auf der anderen Seite steigen die Kosten für A/D-Wandlerbausteine ab einer bestimmten Erfassungsrate überproportional an.

Da die Effizienz der Fastscan-Technik von der Häufigkeit der Mittelungen pro Sekunde und der maximalen Anzahl von durchführbaren Mittelungen abhängt, bietet sich der Einsatz eines Personal Computers (PC) mit einer Analog-Digital-Wandlerkarte (A/D-Wandler) an. Eine Alternative zum PC stellen die weit verbreiteten Speicheroszilloskope dar, die allerdings in der Anzahl der maximal durchführbaren Mittelungen und in der Auflösung der A/D-Wandlung einem Computersystem i. A. unterlegen sind.

Die schnellsten heute zur Verfügung stehenden A/D-Wandler sind sog. Parallel- oder Flash-Wandler [7], die in einem Taktzyklus das anliegende Signal digitalisieren. Diese Bausteine enthalten für jede darstellbare Zahl einen Komparator, der das anliegende Signal mit einer Referenzspannung vergleicht und durch eine Konversion der Ausgangssignale aller Komparatoren den binärkodierte Signalwert berechnet. Für eine Digitalisierung mit einer Auflösung von 14 Bit sind demnach  $2^{14} = 16384$  Wandlerbausteine<sup>6</sup> notwendig. Die von uns eingesetzte A/D-Wandlerkarte PCI-416N der Firma Datel beruht auf einem 14 Bit A/D-Flash-Wandlerbaustein ADS-30370 [19], der anliegende Signale mit einer Auflösung von 14 Bit bei einer maximalen Frequenz von 5 MHz digitalisieren kann. Die wichtigsten Eigenschaften der A/D-Wandlerkarte sind:

- Wandlung mit 14 Bit Auflösung,
- Wandlungsrate von max. 5 MHz,
- Eingangssignale im Bereich von  $\pm 2,5$  V,
- zwei analoge Eingänge zur parallelen Erfassung,
- DMA-Unterstützung,
- PCI-Bus-Mastering.

Die Erfassungskarte kann Signale in einem Spannungsbereich von  $\pm 2,5$  V digitalisieren, wobei durch Kopplung beider Eingänge die Möglichkeit zur differentiellen

---

<sup>6</sup>Genaugenommen sind  $(2^{14} - 1)$  Wandlerbausteine notwendig. Mit einer 14-bit-Zahl kann man 16384 Zahlen darstellen, was 16384-1 Komparatoren notwendig macht.

Erfassung zweier Meßsignale besteht. Alternativ können die Eingänge, bezogen auf die Masse, getrennt betrieben werden.

Bei einer Umwandlung mit 14 Bit–Auflösung kann der digitalisierte Wert nur in Form von zwei Bytes dargestellt werden, wobei zwei Bit des oberen Bytes unbenutzt sind. Ausgehend von einer Erfassungsrate von 5 MHz, muß die Kommunikation zwischen dem PC und der A/D–Wandlerkarte mit mindestens 10 MBit/s erfolgen, um einen kontinuierlichen Datenfluß sicherstellen zu können. Solche hohen Datenraten könnten theoretisch über den im PC eingesetzten Industry-Standard-Architecture (kurz: ISA–Bus), der für den Einbau von Erweiterungs- und Steckkarten entwickelt wurde, übertragen werden. Die im praktischen Einsatz erzielbare Transferleistung des ISA–Busses ist allerdings zu gering. Eine mögliche Alternative stellt der Einsatz des sog. VME–Busses dar, bei dem Daten mit 32 Bit und einer maximalen Datenrate von 57 MBit/s übertragen werden können. Ein Fastscan–System, das auf einem Multiprozessorsystem mit einem VME–Bus beruht, wurde von Strahlen [20] vorgestellt. Mit der fortschreitenden Entwicklung von immer schnelleren Prozessoren wurden auch die Bus–Systeme zum Datenaustausch zwischen der zentralen Recheneinheit und der Peripherie weiterentwickelt. Mit dem heute zur Verfügung stehenden PCI–Bus wurde eine schnellere und kostengünstigere Alternative zum VME–Konzept entwickelt, die in jedem PC integriert und daher weit verbreitet ist.

Die von uns zur Datenerfassung eingesetzte Karte überträgt die digitalisierten Meßwerte über den PCI–Bus direkt in den Arbeitsspeicher des eingesetzten PCs. Hierbei kommen zwei Techniken der Datenübertragung zum Einsatz, die den Datentransfer erheblich beschleunigen. Mit dem Direct-Memory-Access (kurz: DMA) kann eine Erweiterungskarte direkt auf den Arbeitsspeicher des Rechners zugreifen, ohne den Prozessor zu beanspruchen. Dadurch besteht die Möglichkeit, den Prozessor für die Mittelung der aufgenommenen Datensätze zu nutzen, während die Meßkarte neue Daten direkt in den Speicher schreibt. Ein weiteres Geschwindigkeitsvorteil entsteht durch die Nutzung einer Technik, die PCI-Bus-Mastering genannt wird. Hierbei kann eine Erweiterungskarte die maximal erzielbare Transferrate durch exklusive Nutzung des Busses erzielen. Weitere Informationen zur Struktur des PCI–Busses können z. B. dem Datenbuch von AMCC [21], oder den Internetseiten der PCI Industrial Computer Manufacturers Group [22] entnommen werden.

### 3.2.3 Das Meßprogramm

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Datenerfassungsprogramm erstellt, das die von der A/D–Wandlerkarte digitalisierten Werte in den Arbeitsspeicher des PCs überträgt, mittelt und graphisch darstellt.

Einer der wesentlichen Vorteile der Fastscan-Technik gegenüber anderen Meßtechniken ist, daß man die Wirkung der Rauschunterdrückung durch eine schnelle Mittelung direkt verfolgen kann. Dies macht allerdings eine Echtzeitverarbeitung der aufgenommenen Daten notwendig, was erhebliche Anforderungen an die Elektronik und die Programmierung des Erfassungsprogramms stellt. Da zur Zeit nur das Betriebssystem Windows-NT<sup>7</sup> eine Echtzeitverarbeitung sicherstellen kann, wird die Software unter Windows-NT entwickelt und eingesetzt.

Die grundlegende Treiberstruktur wird von der Firma Datel mit der A/D-Wandlerkarte ausgeliefert, so daß eine Programmierung auf Register-Ebene entfällt. Zur Programmierung der Karte steht eine Bibliothek von Funktionsaufrufen bereit, die in Form von DLLs<sup>8</sup> für alle gängigen Hochsprachen zugänglich sind. Die Programmierung der Benutzeroberfläche und des Erfassungsprogrammes erfolgte in der Hochsprache „Delphi“.

Abbildung (17) zeigt das Flußdiagramm des erstellten Erfassungsprogramms. Vor Beginn einer Messung werden die grundlegenden Einstellungen wie die Wandlungsrates und die Anzahl der aufzunehmenden Meßpunkte pro Umlauf des Drehtellers festgesetzt. Da die Anzahl der aufgenommenen Meßpunkte  $n$  pro Umlauf des Drehtellers die Zeitaufösung der Messung bestimmen, werden immer  $n = 2^k$  Meßwerte aufgenommen, um eine spätere Analyse mittels numerischer Fouriertransformation (FFT, engl. Fast-Fourier-Transformation) zu erleichtern. Alle bei einem Umlauf des Drehtellers aufgenommenen zeitaufgelösten Meßwerte werden im folgenden als „Scan“ bezeichnet. Folglich besteht ein Scan aus  $2^k$  Meßwerten.

Durch eine positive Flanke am Triggereingang der A/D-Wandlerkarte wird der Meßprozeß gestartet und die Meßdaten in den Arbeitsspeicher übertragen. Um eine Signalüberwachung während der Datenerfassung zu ermöglichen, werden die Meßdaten in zwei unterschiedliche Speicherbereiche abgelegt. Der erste Speicherbereich  $M1_i$  nimmt eine Gruppe von 16 Scans auf und dient zur Darstellung der momentanen Mittelung. Die Summe aller bisher aufgenommenen Meßwerte wird im Speicherbereich  $M2 = \sum_i M1_i$  abgelegt. Nach Aufnahme von 16 Scans wird die Datenerfassung kurz unterbrochen und die Meßwerte aus dem Speicherbereich  $M1$  zu den bisher aufgenommenen Meßwerten im Speicher  $M2$  addiert. Im Anschluß wird der Mittelwert der beiden Speicherbereiche gebildet und durch das Programm graphisch dargestellt. Nach der Darstellung der Meßdaten wird der Speicherbereich  $M1$  gelöscht und erneut eine Gruppe von 16 Scans in den Speicherbereich  $M1$  aufgenommen. Das Programm durchläuft so lange die Erfas-

---

<sup>7</sup>Die in PCs eingesetzten Intel-CPU's sind zwar auf Hardwareebene zum Multitasking fähig, allerdings bildet Microsoft diese Funktion auf der langsameren Softwareebene nach, erst Windows-NT unterstützt die Hardwarefunktionalität.

<sup>8</sup>Dynamic Link Library - Es handelt sich hierbei um Funktionsaufrufe, die zur Laufzeit des Programmes durch das Betriebssystem eingeladen werden.

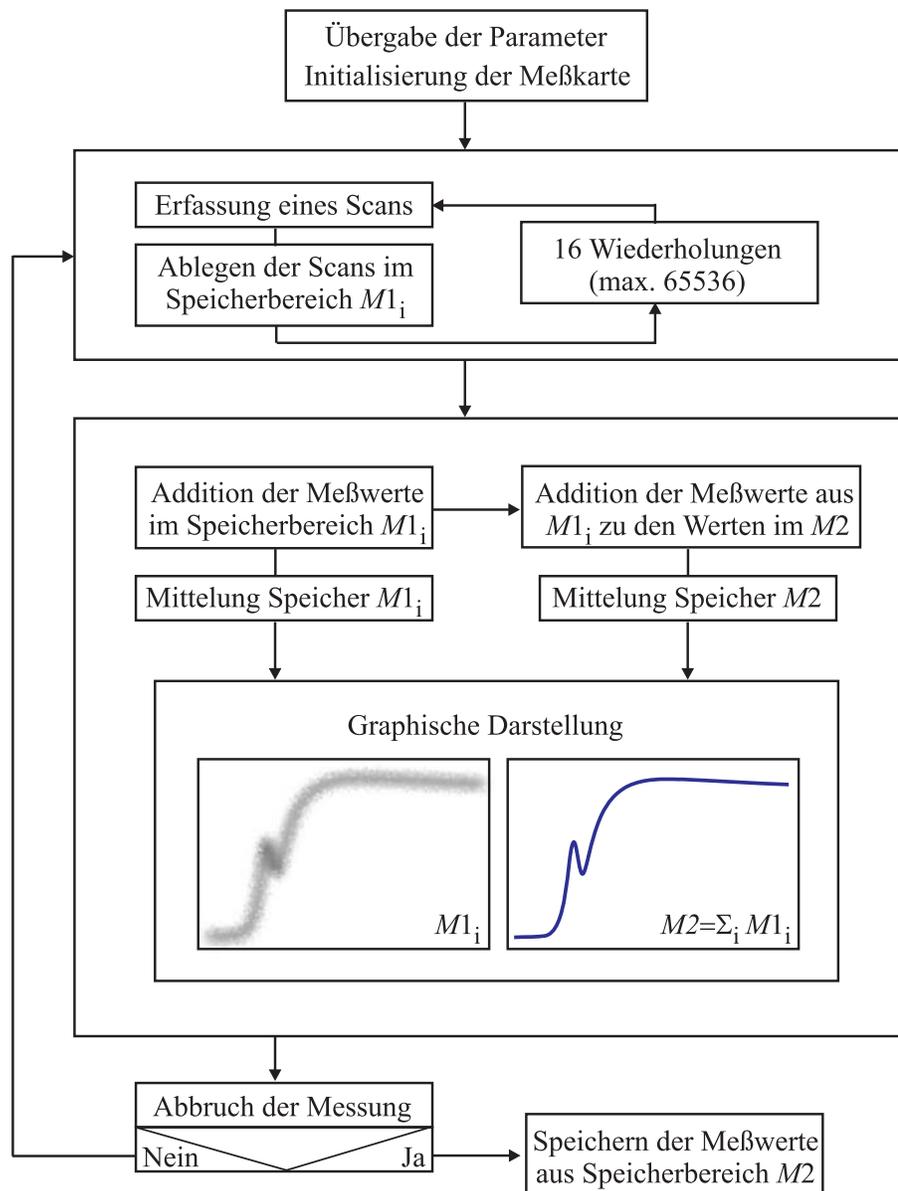


Abbildung 17: Ablaufdiagramm der erstellten Meßsoftware.

sungsschritte, bis durch den Benutzer der Abbruch der Messung angefordert wird. Die gemittelten Daten aus dem Speicherbereich  $M2$  können im Anschluß auf eine Festplatte gespeichert werden. Da die Rauschunterdrückung von der Anzahl der gemittelten Meßwerte und der Stärke der Störung abhängig ist, kann die Anzahl der Scans, die in den Speicherbereich  $M1_i$  erfaßt werden soll, zwischen 16 und 65536 Scans gewählt werden. Der Speicherbereich  $M2$  kann maximal  $2^{31}$  Scans aufnehmen.

## 4 Integration des Fastscans in den experimentellen Aufbau

Die Effektivität einer Meßtechnik kann nur im realen Laboreinsatz überprüft werden. Charakterisierungsmessungen sind zwar notwendig, jedoch geben diese keinen wirklichen Einblick, wie sich die Meßtechnik im praktischen Einsatz anwenden läßt. Aus diesem Grund werden exemplarisch zwei häufig eingesetzte, zeitaufgelöste Experimente sowohl mit Lock-in-Technik als auch mit Fastscan-Technik realisiert. Ziel ist es, die spezifischen Vor- und Nachteile der unterschiedlichen Meßtechniken im experimentellen Einsatz zu untersuchen. Bei den Experimenten handelt es sich um einen Autokorrelationsaufbau zur Pulslängenbestimmung eines Femtosekunden-Lasers und einen Anrege-Abfrage-Aufbau zur zeitaufgelösten Untersuchung von Ladungsträgerdynamiken in Halbleitern und Hochtemperatur-Supraleitern.

### 4.1 Der Autokorrelationsaufbau

Eine Meßmethode, die häufig zur Bestimmung der Pulslängen von Kurzpuls-Lasersystemen eingesetzt wird, ist die optische Autokorrelationsmessung mit Hilfe von nichtlinearen Kristallen.

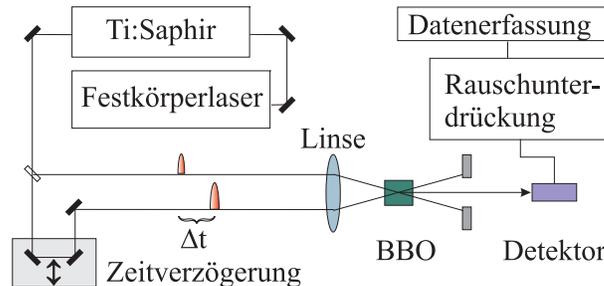


Abbildung 18: Autokorrelationsaufbau zur Pulslängenbestimmung.

Ausgangspunkt ist ein Femtosekunden-Lasersystem, dessen Licht durch einen Strahlteiler (vgl. Abbildung (18)) in zwei Strahlengänge aufgespalten wird. Durch den Einbau des Fastscan-Systems und/oder einer langsamen Verzögerungsstrecke in den Strahlengang kann ein Strahlweg gegen den anderen verlängert bzw. verkürzt und damit die Pulse zeitlich (Zeitverschiebung  $\tau$ ) gegeneinander verschoben werden. Beide Strahlen werden durch eine Linse auf einen nichtlinearen Kristall fokussiert und in diesem zum Überlappen gebracht. Im verwendeten Barium-Bor-Oxid Kristall (BBO) kommt es aufgrund eines sog.  $\chi_2$ -Prozesses zur Bildung der zweiten Harmonischen beider einfallender Strahlen, so daß eingestrahletes Licht mit einer Wellenlänge von ca. 800 nm teilweise in Strahlung einer Wellenlänge

von 400 nm umwandelt wird. Weiterhin entsteht zwischen beiden zweiten Harmonischen Strahlung der Summenfrequenz beider einfallender Strahlen. Durch einen Blaufilter und abblocken der Streustrahlung kann man sicherstellen, daß nur Strahlung der Summenfrequenz im Detektor aufgenommen wird.

Die im Kristall entstehende Strahlung entspricht dem Produkt  $E_1(t) E_2(t - \tau)$  der elektrischen Felder. Der Detektor kann allerdings nur Intensitäten ( $I \sim |E|^2 = E^* E$ ) und keine elektrischen Felder detektieren. Da der Erfassungszeitraum im Vergleich zur Pulsdauer des Lasers unendlich lang ist, kann die Detektion durch eine Integration über die zeitlich variierende Intensität beschrieben werden. Da die elektrischen Felder ( $E_1(t), E_2(t)$ ) identisch sind, handelt es sich bei der Detektion, wie man Gleichung (8) entnehmen kann, um eine Autokorrelation der generierten elektrischen Felder. Weitere Details zur Generierung der zweiten Harmonischen und anderer nichtlinearer Prozesse wie die Summenfrequenzbildung in Kristallen können den Büchern von Yariv [23, 24] entnommen werden.

$$I(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} E_1^*(t) \cdot E_2(t - \tau) dt \quad (8)$$

Die Form der experimentell aufgenommenen Autokorrelationen ist hierbei abhängig von der Pulsform des Lasersystems. So ergibt sich unter der Annahme eines Gaußschen-Pulses wiederum ein Gaußscher-Puls als Autokorrelation. Jedoch ist die Halbwertsbreite der Autokorrelation um den Faktor  $\sqrt{2}$  größer als die des Ausgangspulses. Weitere Informationen zur Berechnung der Streckungsfaktoren für verschiedene Pulsformen können den Quellen [9, 25] entnommen werden.

## 4.2 Untersuchung von Ladungsträgerdynamiken

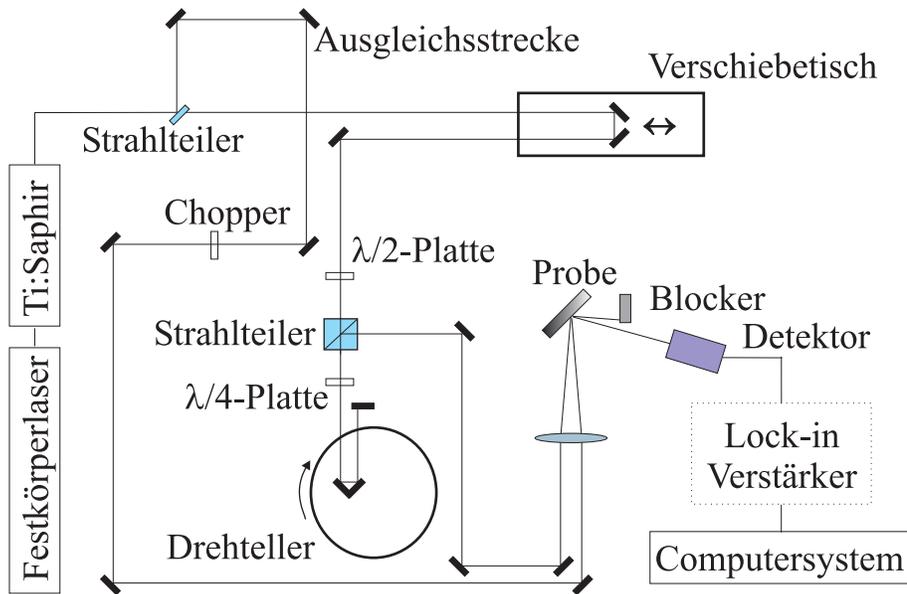
Eines der Hauptanwendungsgebiete der Anrege-Abfrage-Messung ist die Materialuntersuchung, bei der Transmissions- und Reflexionsänderungen eines intensitätsschwachen Probestrahles als Funktion der zeitlichen Verzögerung eines anregenden Pumpstrahles gemessen werden.

Ausgehend vom Pulslaser-System wird, wie in Abbildung (19) zu sehen, durch einen Strahlteiler die zur Verfügung stehende Leistung im Verhältnis 80%:20%<sup>9</sup> in den intensitätsstarken Anrege- und den intensitätsschwachen Abfragestrahl aufgeteilt. Hierdurch kann man sicherstellen, daß der Einfluß des Abfragepulses auf

---

<sup>9</sup>Nach erfolgter Signalsuche wird zusätzlich in den Strahlweg des Abfragepulses ein Graufilter zur weiteren Abschwächung eingefügt, so daß das Intensitätsverhältnis von Anregung zu Abfrage noch größer und der Einfluß des Abfragepulses geringer wird.

den Anregeprozeß so gering wie möglich ist. Durch den Einbau eines computergesteuerten mechanischen Verschiebetisches in einen der Strahlweg wird es möglich, Anrege- und Abfragepuls zeitlich gegeneinander zu verschieben. Bei den von uns eingesetzten Verschiebetischen handelt es sich um Präzisionsverschiebetische der Firma Newport<sup>10</sup>, die mit einer Positioniergenauigkeit von unter  $0,1 \mu\text{m}$  arbeiten. Zusätzlich zum Verschiebetisch wird das Fastscan-System eingebaut, so daß direkte Vergleichsmessungen durchgeführt werden können. Soll die Datenerfassung mittels Lock-in-Technik erfolgen, so wird der Drehteller in seiner Ruhelage fixiert und ein mechanischer Modulator (engl. chopper) in den Anregestrahl gestellt.

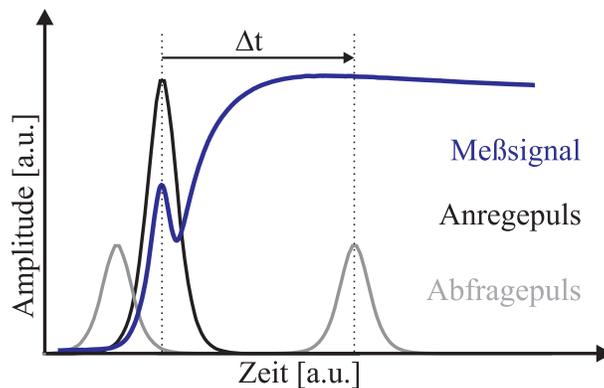


**Abbildung 19:** Schematische Darstellung eines Anrege-Abfrage-Meßaufbaues zur zeitaufgelösten Detektion von Reflexions- und Transmissionsänderungen.

Soll mit der Fastscan-Technik gemessen werden, so wird mit dem Verschiebetisch die Zeitdifferenz in beiden Strahlengängen ausgeglichen, bis das zu untersuchende Signal im Zeitfenster der Fastscan-Apparatur liegt. Danach wird der Drehteller in Bewegung gesetzt. Da beim Umbau von Lock-in auf Fastscan-Technik keine Änderungen am Strahlpfad vorgenommen werden müssen und die Justage des gesamten Aufbaues (vom Laser bis zum Detektor) erhalten bleibt, können auch die ermittelten Meßergebnisse direkt verglichen werden. Einzig bei Materialien, die mit extrem geringen Änderungen der Reflektivität ( $\Delta R/R < 10^{-5}$ ) auf die Anregung reagieren, werden die Detektoren ausgetauscht und für beide Meßtechniken die jeweils optimalen Detektoren verwendet.

<sup>10</sup>Controller MM4005, Verschiebetisch MTM100cc.1

Nach dem Durchlaufen der kombinierten Verzögerungsstrecke werden Anrege- und Probestrahl durch eine Linse auf die zu untersuchende Materialprobe fokussiert. Durch die hohe Anregungsdichte des Pumpulses wird eine Nichtgleichgewichtsverteilung der Ladungsträger des Probenmaterials verursacht, was zu einer Änderung der optischen Eigenschaften des Materials führt. Durch Aufnahme des zeitlich verschobenen Abfragepulses wird es möglich, die durch den Anregepuls verursachten Reflexions- und Transmissionsänderungen zu detektieren und somit Rückschlüsse auf zeitabhängige Prozesse im Material wie Ladungsträgerlebensdauern zu ziehen.



**Abbildung 20:** Schematische Darstellung der Anrege-Abfrage-Messung am Beispiel der Reflexionsänderungsmessung einer InP-Probe. Für die Detektion mit Lock-in-Technik wird der langsame Verschiebetisch und der Lock-in-Verstärker genutzt, während bei Einsatz der Fastscan-Technik der schnelle Drehteller eingesetzt wird.

In Abbildung (20) ist der Meßprozeß schematisch am Beispiel einer Reflexionskurve einer Indium-Phosphit (InP)-Probe wiedergegeben. Meßgröße ist die Reflexionsänderung  $\Delta R$ , die durch das Integral über das Produkt aus Abfragepuls  $p(t)$  und Signal  $s(t)$  gegeben ist. Folglich handelt es sich bei dieser Meßmethode um eine Korrelationsmessung, wie sie in Gleichung (1) formalisiert ist.

Wichtige Größen bei zeitaufgelösten Messungen sind die realisierbare Zeitauflösung und die leichte Bestimmung des Zeitnullpunktes der Messung. Die Zeitauflösung ist bei Anrege-Abfrage-Messungen durch die Halbwertsbreite des anregenden und des abfragenden Pulses gegeben. Nimmt man für beide Pulse die gleiche Pulsform und die gleiche Halbwertsbreite an, so wird die Zeitauflösung der Halbwertsbreite der Pulse entsprechen. Sollte allerdings einer der beiden Strahlen durch dispersives Material wie z. B. Glas geführt werden, so wird der Puls zeitlich auseinanderlaufen, weshalb die Zeitauflösung durch die Halbwertsbreite des längeren Pulses gegeben ist.

Die durch den Anregepuls generierte Materialantwort kann, abhängig von intrinsischen Eigenschaften wie z. B. der Ladungsträgerkonzentration des Probenmaterials, einige Pikosekunden bis zu mehreren hundert Nanosekunden anhalten. Der Zeitnullpunkt des Anrege-Abfrage-Experiments ist dadurch gekennzeichnet, daß beide Pulse zeitgleich auf der Probe auftreffen. Durch das zeitgleiche Eintreffen beider Pulse kommt es zu einer Wechselwirkung der durch beide Strahlen verursachten Materialantworten. Diese Wechselwirkung führt zu einer kohärenten Überlagerung, die in der Messung als Kohärenzpeak (s. Abbildung (20)) sichtbar wird. Der Kohärenzpeak wird zur Nullpunktbestimmung der Messung eingesetzt, da er unabhängig von dem speziellen Probenmaterial ist und so leicht identifiziert werden kann. Oft sind die zu untersuchenden Reflexions- bzw. Transmissionsänderungen so gering, daß der Kohärenzpeak zu einer deutlichen Verfälschung der Meßergebnisse führt, weshalb nach erfolgter Nullpunktbestimmung der Kohärenzpeak durch die Wahl verschiedener Polarisierungen für Anrege- und Abfragepuls unterdrückt wird. Bei der in Abbildung (20) wiedergegebenen Meßkurve einer InP-Probe ist deutlich in der ansteigenden Flanke des Signales der Kohärenzpeak zu sehen. Die Breite des Kohärenzpeak kann dabei als Maß für die Pulslänge bzw. die Halbwertsbreite der zur Untersuchung verwendeten Pulse dienen.



## 5 Meßergebnisse

### 5.1 Charakterisierung des Fastscan-Systems

Vor dem experimentellen Einsatz der Fastscan-Technik ist es notwendig, das gesamte Erfassungssystem selbst und dessen Einfluß auf andere Komponenten des Meßaufbaus zu untersuchen. Im folgenden werden neben notwendigen Kalibrierungsmessungen auch Meßergebnisse vorgestellt, die den Einfluß des Drehtellers auf das Lasersystem wiedergeben.

#### 5.1.1 Die Frequenzkalibrierung des Drehtellers

Bei der Beschreibung des Drehtellersystems (s. Kapitel (3.1.1)) wurde bereits dargelegt, daß durch Variation der PLL-Ansteuerungsfrequenz jede beliebige Drehzahl stufenlos zwischen 3 und 60 Hz eingestellt werden kann. Zunächst wird die Kalibrierungskurve der resultierenden Rotationsfrequenz des Drehtellers in Abhängigkeit von der angelegten Ansteuerungsfrequenz erfaßt.

Zur Bestimmung der Rotationsfrequenz des Motors wird mit einem Helium-Neon-Laser (HeNe-Laser) und einem schnellen Detektor<sup>11</sup> eine Lichtschranke aufgebaut, die periodisch durch den auf dem Motor befestigten Reflektor unterbrochen wird. Die Rotationsfrequenzen werden mit einem Frequenzzähler<sup>12</sup> bestimmt, der über einen Zeitraum von einer Minute die Anzahl der Triggerimpulse der Lichtschranke erfaßt. Anschließend werden die gewonnenen Meßwerte durch 60 dividiert und als Frequenzwerte in Hz in Abhängigkeit von der Ansteuerungsfrequenz aufgetragen (Abbildung (21)).

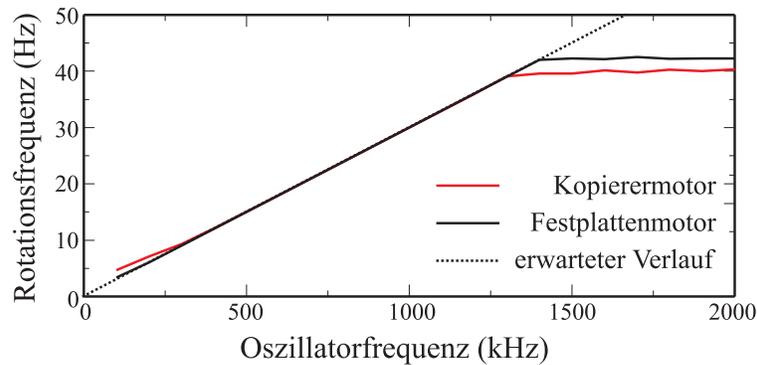
Da neben einem Festplattenmotor auch ein Motor aus einem Kopiergerät zum Einsatz kommt, werden beide Systeme bzgl. ihrer Drehzahlschwankungen vermessen. Wird die Ansteuerungsfrequenz der PLL in einem Bereich von 500-1200 kHz betrieben, so sind die Abweichungen beider Motoren vom linearen Zusammenhang zwischen Rotations- und Oszillatorfrequenz sehr gering und liegen im Bereich der Meßgenauigkeit des Aufbaues ( $\pm 1/60$  s). Für hohe Ansteuerungsfrequenzen über 1300 kHz und für niedrige Frequenzen unter 500 kHz ergeben sich jedoch deutliche Abweichungen vom linearen Verlauf der Rotationsfrequenz. Jede Abweichung vom linearen Verlauf der Rotationsfrequenz weist auf eine ungenügende Regelung der Drehzahl hin und sollte daher im praktischen Einsatz vermieden werden.

---

<sup>11</sup>Thorlabs FDS010. Der Detektor wird mit einer Vorspannung von -18 V über einen 50  $\Omega$  Widerstand betrieben. Die am Widerstand abfallende Spannung ist proportional zum durch die Diode fließenden Strom und so proportional zur detektierten Intensität.

<sup>12</sup>Stanford Research SR400.

Die Anzahl der von der PLL durchgeführten Regelprozesse wird im Normalbetrieb durch Frequenzteilung aus dem angelegten Systemtakt bestimmt. Angenommen bei einer Frequenz von 60 Hz werden 20 Abgleichprozesse pro Sekunde durchgeführt, so werden bei einer Rotationsfrequenz von 6 Hz nur noch zwei Regelprozesse pro Sekunde vorgenommen. Durch die Reduzierung der Ansteuerungsfrequenz wird die Anzahl der Regelprozesse geringer, und mögliche Abweichungen von der Soll-Frequenz werden nicht schnell genug kompensiert. Dies führt letztlich zu einer Zunahme der Gleichlaufschwankungen.



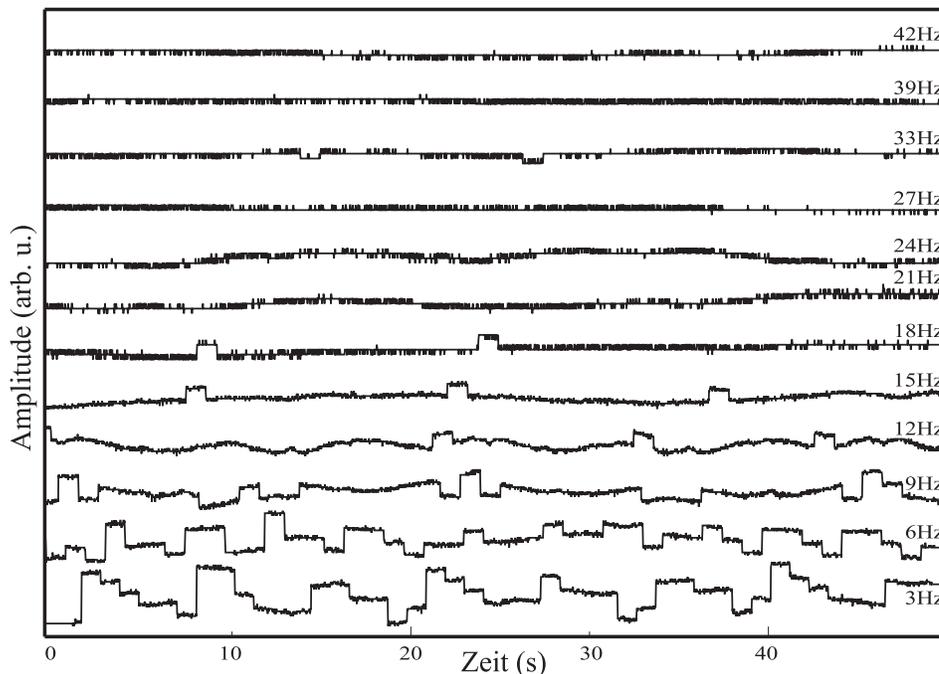
**Abbildung 21:** Rotationsfrequenzen der Motoren in Abhängigkeit von der Ansteuerungsfrequenz der PLL-Regelschaltung.

Mit steigender Ansteuerungsfrequenz wird ein Punkt erreicht, ab dem die Rotationsfrequenz des Motors nicht weiter gesteigert werden kann. Der Motor besitzt ein zu geringes Drehmoment, um den Drehteller mit dem Reflektor weiter gegen den Luftwiderstand zu beschleunigen. Mit ansteigender Differenzfrequenz zwischen Soll- und realer Rotationsfrequenz wird das Regelsignal der PLL immer größer, ohne daß sich die Rotationsfrequenz weiter ändert. Eine Laufüberwachung durch die PLL findet zwar noch statt, jedoch können die Gleichlaufschwankungen des Motors nicht mehr kompensiert werden. Der Motor dreht mit der maximal möglichen Rotationsfrequenz und wird durch das Regelsignal immer an diesem Maximalwert gehalten.

Die Abweichungen vom linearen Zusammenhang zwischen Rotations- und Ansteuerungsfrequenz (s. Abbildung (21)) deutet darauf hin, daß beide Motoren nur in einem eingeschränkten Frequenzbereich zur Erzeugung einer Zeitverzögerung eingesetzt werden können. Zur Bestimmung dieser Frequenzbereiche ist es notwendig, die Gleichlaufschwankungen der Motoren in Abhängigkeit von der Ansteuerungsfrequenz zu untersuchen.

### 5.1.2 Die Gleichlaufschwankungen des Drehtellers

Da die Zeitaufösung bei Benutzung der Fastscan-Technik von der Rotationsfrequenz abhängig ist, wird jede Gleichlaufschwankung des Motors zu einer Variation der Zeitaufösung führen. Diese Variationen machen sich durch eine Stauchung oder Streckung der aufgenommenen Signale bemerkbar, die durch Mittelung zu einem Verschmieren des Signales auf der Zeitachse führen. An Hand der Kalibrierungskurve (Abbildung (21)) kann man nur für den Fall geringer Frequenzen bis ca. 12 Hz die Gleichlaufschwankungen eindeutig identifizieren. Betreibt man den Drehteller mit Frequenzen größer 42 Hz, ist eine Laufüberwachung durch die PLL nicht mehr gewährleistet. Für den Frequenzbereich zwischen diesen beiden Extremwerten kann man an Hand der Kalibrierungskurve keine Aussage über die Gleichlaufschwankungen treffen.



**Abbildung 22:** Gleichlaufschwankungen des aus einem Kopiergerät stammenden Motors in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz. Zur Verdeutlichung des Einflusses der Drehfrequenz auf die Gleichlaufschwankungen sind die aufgenommenen Meßkurven übereinander (sog. „Waterfall-Graphik“) aufgetragen.

Der im Abschnitt (5.1.1) beschriebene Meßaufbau zur Kalibrierung der Drehfrequenz kann durch leichte Modifikationen zur Untersuchung der Gleichlaufschwankungen eingesetzt werden. Mit einer Lichtschranke, bestehend aus einem HeNe-Laser und einem schnellen Detektor, die durch den Drehteller periodisch unterbrochen wird, kann die Umlauffrequenz des Drehtellers bestimmt werden. Die Trig-

gerimpulse der Lichtschranke werden durch den Zähler in Intervallen von jeweils einer Sekunde aufgenommen und durch einen eingebauten D/A-Wandler als analoges Signal zur Verfügung gestellt. Ein an diesem Ausgang angeschlossenes Speicheroszilloskop<sup>13</sup> erfaßt die Signalwerte über einen Zeitraum von 50 Sekunden. Mit einem PC werden die aufgenommenen Meßwerte aus dem Speicher des Oszilloskopes ausgelesen und zur weiteren Bearbeitung gespeichert.

In Abbildung (22) sind die aufgenommenen Meßkurven in Abhängigkeit von der Drehzahl eines Motors wiedergegeben. Zur besseren Veranschaulichung sind die Meßkurven mit unterschiedlichen Rotationsfrequenzen übereinander aufgetragen, wobei die Abszisse die Meßzeit in Sekunden und die Ordinate die aufgenommenen Rotationsfrequenzen wiedergeben. Man sieht deutlich, daß für Frequenzen von 3-12 Hz starke Schwankungen auftreten, so daß man nicht mehr von einer eindeutigen Rotationsfrequenz sprechen kann, sondern von einer mittleren Rotationsfrequenz. Die Meßkurve für eine Drehfrequenz von 3 Hz weist beispielsweise Schwankungen von 3-7 Hz auf. Mit dem Beginn der Erfassung fällt die Drehzahl unter 3 Hz ab, so daß durch die PLL eine Nachregelung erfolgt, die jedoch viel zu stark ausfällt. Die Drehfrequenz steigt auf 7 Hz an und wird bei jedem Regelzyklus sukzessive reduziert. Jedoch finden die Regelprozesse bei diesen niedrigen Umlaufgeschwindigkeiten nur noch 1-2 mal pro Sekunde statt, weshalb es bis zu 5 Sekunden dauern kann, bis wieder die Referenzdrehzahl erreicht wird. Mit höherer Drehzahl erfolgen mehr Regelprozesse, so daß bei einer Rotationsfrequenz von 9 Hz die maximale Regelzeit noch 2 Sekunden beträgt. Ab einer Frequenz von 15 Hz kommt es nur noch alle 15 Sekunden zu einem Überschwingen des Regelsignales, welches als Stufe in die Meßkurve eingeht. Bereits ab 21 Hz liegen die aufgenommenen Gleichlaufschwankungen im Bereich der Auflösung des Meßaufbaues von ca. 0,5 Hz. Betreibt man den Drehteller bei höheren Frequenzen, können mit steigender Rotationsfrequenz durch Unwuchten des Drehtellers Störungen entstehen. Diese Störungen können, wie im folgenden Abschnitt beschrieben, Einfluß auf die Messungen nehmen.

Der Frequenzbereich, in dem der Drehteller eingesetzt werden kann, ist durch zwei Faktoren gegeben. Die maximale Rotationsfrequenz des Drehtellers kann 42 Hz nicht übersteigen, da für höhere Frequenzen eine Drehzahlregelung durch die PLL nicht mehr möglich ist. Weiterhin kann man an Hand der Messungen (s. Abbildung (22)) feststellen, daß die Nachlaufsynchronisation für Frequenzen unter 21 Hz zu langsam ist, da für niedrigere Frequenzen Abweichungen von der Drehzahl beobachtet werden können. Folglich sollten beide Drehteller mit Rotationsfrequenzen in einem Bereich von 21-42 Hz betrieben werden.

Da mit steigender Rotationsfrequenz des Drehtellers Störungen entstehen können,

---

<sup>13</sup>Tektroniks TDS210.

die auf die Auswuchtung des Drehtellers zurückgeführt werden können, empfiehlt es sich, den Einfluß von Deviationsmomenten auf den Drehteller zu untersuchen.

### 5.1.3 Der Einfluß von Deviationsmomenten

Wie bereits dargelegt, bieten sich beim Aufbau des Fastscan-Systems zwei unterschiedliche Möglichkeiten zum Aufbau der Zeitverzögerungstrecke an. Da Linear-schwinger in den Endlagen abgebremst und nach Umkehrung der Bewegungsrichtung wieder beschleunigt werden müssen, entstehen erhebliche mechanische Störungen. Bei rotierenden Systemen dagegen ist eine Umkehrung der Bewegungsrichtung nicht notwendig, so daß nur durch Lagerspiel und Unwucht des Systems Störungen verursacht werden können.

Die beiden zu untersuchenden Motoren werden, wie im Kapitel (2.2.2) beschrieben, mit Keramikplatten versehen, um die zum Drehpunkt symmetrische Masse zu erhöhen und den Einfluß von Deviationsmomenten so gering wie möglich zu halten. Die Motoren werden dabei durch Aufbringen von Messinggewichten ausgewuchtet.

Um den Einfluß der Deviationsmomente genauer untersuchen zu können, wird mit dem im Abschnitt (4.2) beschriebenen Aufbau zur Reflexionsänderungsmessung eine Indium-Phosphit (InP) Probe untersucht. In Abbildung (23) sind acht Messungen einer InP-Probe mit unterschiedlichen Deviationsmomenten wiedergegeben. Es werden jeweils 16384 Einzelmessungen (Scans) über eine Zeitverschiebung von 60 ps mit einer Abtastrate von 5 MHz erfaßt und gemittelt. Da 32768 Meßpunkte pro Einzelmessung aufgenommen werden, liegt die erzielte Zeitauflösung der Messungen bei ca. 2 fs. Zur Erfassung der Reflexionsänderungen wird eine schnelle Photodiode<sup>14</sup> verwendet, deren Signale durch einen Breitbandverstärker<sup>15</sup> auf Pegel im Sub-mV Bereich verstärkt werden. Da die Signalpegel für eine Erfassung durch die A/D-Wandlerkarte noch zu gering sind, wird eine weitere Verstärkung<sup>16</sup> vorgenommen. Trotz der hohen Verstärkung von 80 dB (Faktor  $10^4$ ) liegen die Signalpegel nur in einem Bereich von  $\pm 1$  V. Der Ausgang des Verstärkers wird direkt auf den Erfassungseingang der A/D-Wandlerkarte gelegt. Die Triggerung der Wandlerkarte erfolgt, wie im Kapitel (3.2.1) beschrieben, mit Hilfe eines Lichtreflexes des Laserstrahles auf dem Retroreflektor.

Die Änderung der Deviationsmomente wird durch eine 2 mm lange Madenschraube erzielt, die in den Träger des Reflektors (s. Abbildung(16)) eingeschraubt wird,

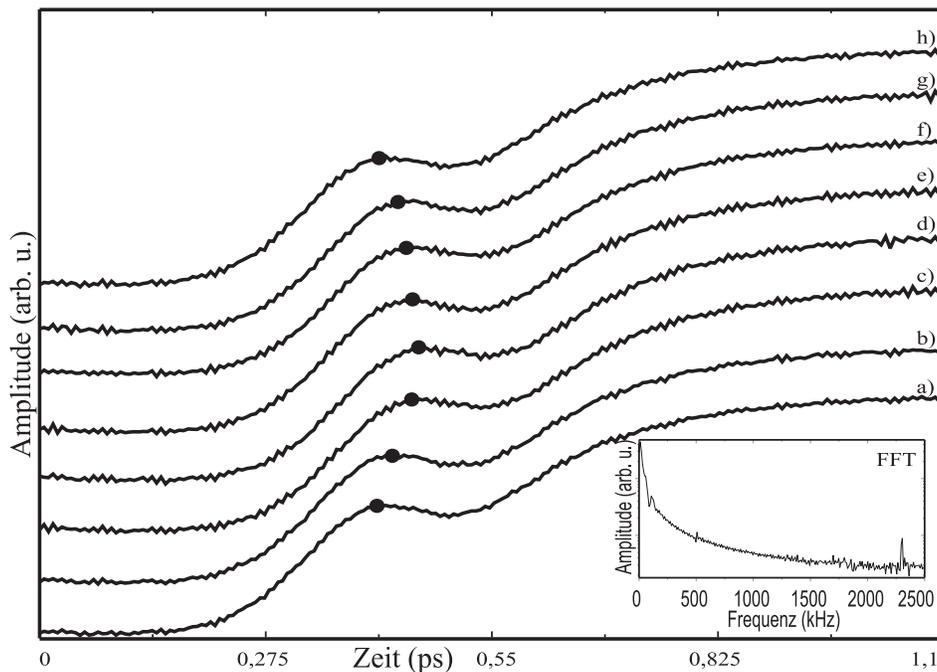
---

<sup>14</sup>Thorlabs FDS010.

<sup>15</sup>PAR 115 Verstärkung 40 dB.

<sup>16</sup>HP 461A Verstärkung 40 dB.

ohne hierbei den Reflektor zu berühren. Nach jeder Messung wird die Madenschraube um eine viertel Umdrehung in den Halter gedreht. In Abbildung (23) sind die aufgenommenen Messungen a)-h) dargestellt. Der Ausgangspunkt der Messungen ist durch die Meßkurve a) wiedergegeben. Nach der Erfassung dieser Meßkurve wird die Madenschraube um eine viertel Umdrehung in das Gewinde geschraubt und die Meßkurve b) aufgenommen. Dieses Verfahren wird über zwei volle Umdrehungen der Madenschraube (Meßkurve h)) fortgesetzt. Insgesamt wird die Madenschraube um weniger als 0,9 mm in Richtung der Rotationsachse bewegt. Der Abstand der Madenschraube von der Rotationsachse beträgt hierbei ca. 1,5 cm.



**Abbildung 23:** Einfluß der Auswuchtung auf die Messung am Beispiel der Reflexionsänderungsmessung einer InP-Probe. Es ist ein zeitlich stark beschränkter Ausschnitt von ca. 1,1 ps um den Kohärenzpeak wiedergegeben. Alle aufgenommenen Messungen sind übereinander angeordnet, um die relativen Änderungen zu verdeutlichen. Im Inset ist die FFT der Messung a) wiedergegeben. Die hochfrequenten Störungen (2,3 MHz) sind auf die Kopplung zweier Verstärker zurückzuführen.

Auftretende Änderungen in den Meßsignalen (s. Abbildung (23)) sind also nur auf die geänderte Position der Madenschraube im Reflektor und somit auf eine Änderung der Deviationsmomente zurückzuführen. Da das Gewicht der Schraube geringer als 1/2 g ist und der gesamte Drehteller mehr als 500 g wiegt, fallen Einflüsse auf die Lagerung gering aus. Die Signaländerung fällt im Bereich des Kohärenzpeaks am stärksten aus, weshalb dieser Teil des Meßsignales gut geeignet

ist, um mögliche Einflüsse auf die Messungen zu erkennen. Zur Verdeutlichung ist in der Abbildung (23) nur ein zeitlich beschränkter Bereich von 1,1 ps um den Kohärenzpeak wiedergegeben und das Maximum des Kohärenzpeaks für jede Messung mit einem Punkt markiert.

Zunächst kann man feststellen, daß unabhängig von der Lage der Madenschraube immer die gleiche Signalform aufgenommen wird. Variationen in den Signalamplituden können auf die Mittelung zurückgeführt werden, da mit der Fastscan-Technik keine absoluten Amplituden (s. Kapitel (2.2.1)) aufgenommen werden können. Bei genauerer Untersuchung der Meßkurven stellt man fest, daß in allen Messungen hochfrequente Störungen auftreten, die nicht durch mechanische Schwingungen verursacht werden können. Der Inset in Abbildung (23) gibt die Fast-Fourier-Transformation (FFT) der Ausgangsmessung a) wieder. Man sieht, daß bei ca. 2,3 MHz im Spektrum ein deutlicher Peak auftritt. Diese Störungen werden durch die Kopplung der beiden Verstärker verursacht und können durch Verwendung eines anderen Verstärkers eliminiert werden.

Bestimmt man die Lage der Maxima in den aufgenommenen Kohärenzpeaks, so stellt man fest, daß diese auf der Zeitachse verschoben sind. Die zeitliche Verschiebung zwischen zwei Messungen beträgt durchschnittlich ca. 0,02 ps. Da sich die eigentliche Form des Meßsignales nicht geändert hat, sondern nur auf der Zeitachse verschoben erscheint, muß sich durch die Änderung der Deviationsmomente der optische Weg geändert haben.

Der Einfluß der Deviationsmomente auf den Drehteller und mögliche Ursachen für die Veränderung der Zeitverzögerung werden im Kapitel (6.1) genauer untersucht. Nach Abschluß der Messungen wird die Madenschraube in die Position gebracht, die sie bei der Messung d) einnahm, da der Drehteller in dieser Position am ruhigsten läuft, was darauf hindeutet, daß das Fastscan-System bezüglich einer Achse des Trägheitstensors ausgewuchtet ist.

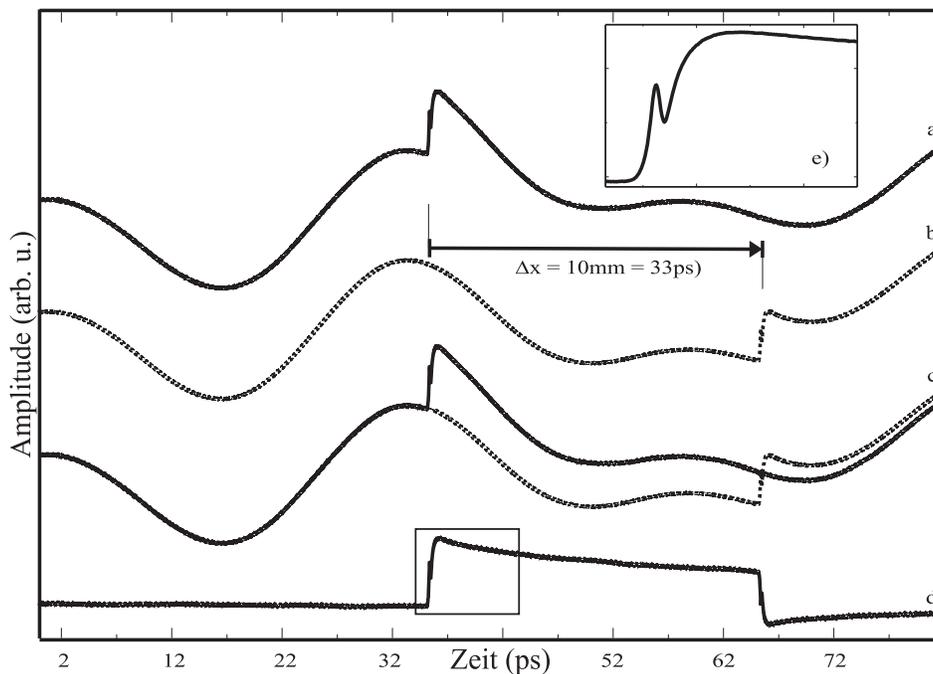
Da, wie gezeigt, durch Variationen der Deviationsmomente zeitliche Verschiebungen der Signale erzielt werden können, muß nach jeder Veränderung am Drehteller oder dem Reflektor eine genaue Kalibrierung der Zeitbasis vorgenommen werden. Der folgende Abschnitt beschreibt das zur Kalibrierung der Zeitbasis notwendige Vorgehen.

#### 5.1.4 Bestimmung der Zeitauflösung des Fastscan-Systems

Die Zeitauflösung der Fastscan-Technik ist von mehreren Faktoren wie z. B. der Rotationsfrequenz des Drehtellers, der Erfassungsrates der A/D-Wandlerskarte und der Position des Reflektors abhängig. Jede Variation dieser Größen führt

letztlich zu einer Änderung der Zeitauflösung, weshalb vor jeder Messung eine Kalibrierung der Zeitauflösung vorgenommen werden muß.

Grundsätzlich ist die Bestimmung der Zeitauflösung bei allen zeitaufgelösten Messungen durch Erfassung von zwei Meßreihen möglich. Die erste Meßreihe dient als Referenz zur zweiten Meßreihe, bei der in den Strahlweg des Anregepulses eine kleine Verzögerungsstrecke bekannter Länge eingeführt wird. Durch die zusätzliche Verzögerungsstrecke erfolgt die Anregung der Probe zu einem späteren Zeitpunkt. Bestimmt man den Zeitversatz der beiden Messungen an Hand eines charakteristischen Signalverlaufes wie z. B. dem Kohärenzpeak im Falle der Reflexionsänderungsmessung, so kann man leicht die Zeitauflösung der Messung bestimmen.



**Abbildung 24:** Differenzmessung zur Kalibrierung der Zeitbasis des Fastscan-Systems. Nach Aufnahme der Kurve a) wird der optische Weg um 10 mm verlängert und die zeitverschobene Kurve b) aufgenommen. Durch die Überlagerung der zeitverschobenen Meßkurven Teil c) und anschließende Subtraktion d) kann die Zeitbasis kalibriert werden. Im Inset e) ist die Vergrößerung der Meßkurve d) wiedergegeben.

In Abbildung (24) ist das Vorgehen an Hand zweier aufgenommener Meßkurven (a),b)) einer InP-Probe wiedergegeben. Beide Meßkurven werden mit einer schnellen Photodiode aufgenommen. Der verwendete Verstärker<sup>17</sup> bietet eine geringere

<sup>17</sup>EG&G 5183 Verstärkung 60 dB.

Verstärkung, jedoch verursacht dieses Gerät keine hochfrequenten Störungen des Meßsignales. Beide Meßkurven werden aus jeweils 34048 Einzelmessungen des Meßintervalles mit einer Erfassungsrate von 5 MHz gemittelt. Die Bandbreite des Verstärkers ist mit 1 MHz (bei -3 dB) recht gering, weshalb, wie in Abschnitt (2.3.2) beschrieben, mehr Meßpunkte erfaßt werden, als physikalisch sinnvoll wären, was für eine weitere Rauschunterdrückung genutzt werden kann.

Mit den in unseren Aufbauten integrierten langsamen Verschiebetischen für Lock-in-Messungen kann man Positionen mit einer Abweichung von weniger als  $0,1 \mu\text{m}$  anfahren und halten. Zwischen den beiden Meßkurven (a),b)) wird der Verschiebetisch um 5 mm bewegt, was einem optischen Weg von 10 mm (ca. 33 ps) entspricht. Der zeitliche Abstand der Kohärenzpeaks beider Meßkurven beträgt 5457 Meßpunkte, was einer Zeitauflösung von 181,9 Punkten/ps bei einer Rotationsfrequenz von 27 Hz entspricht. Den Einfluß der Positionierungsgenauigkeit des Verschiebetisches kann man vernachlässigen, da diese im Sub-Femtosekundenbereich liegt. Mit jeder Änderung der Rotationsfrequenz oder der Erfassungsrate wird eine erneute Kalibrierung der Zeitauflösung notwendig.

Die vorgestellten Meßergebnisse sind, wie man Abbildung (24) entnehmen kann, von einem großen Hintergrundsignal überlagert, das eine direkte Auswertung der Messungen unmöglich macht. Auf Ursachen für diese Störungen wird in den Abschnitten (5.1.6) und (6.3) näher eingegangen. Im folgenden Abschnitt wird eine Methode zur Eliminierung dieser Störungen vorgestellt.

### 5.1.5 Eliminierung des Signalhintergrundes

Die Fastscan-Technik ist keine hintergrundfreie Meßmethode, weshalb jede Störung in die Messungen eingeht. Sind diese Störungen phasensynchron zur Rotationsfrequenz des Drehtellers, so werden sie trotz der hohen Anzahl von Mittelungen nicht eliminiert, wie man in Abbildung (24) sehen kann.

Am Beispiel der Meßkurven (a),b)) in Abbildung (24) sieht man, daß der eigentlich erwartete Signalverlauf e) durch starke niederfrequente Störungen verfälscht wird. Jede Form von statistischen Schwankungen kann durch das Fastscan-System unterdrückt werden. Nur Störungen, die einen festen Phasenbezug zum Drehtellers besitzen, gehen in die Messung ein. Beispiele für solche Störungen sind Signalschwankungen, die durch mechanische Einkopplung des Drehtellers verursacht werden. Da diese Störungen mit der Rotationsfrequenz gekoppelt sind, gehen diese in jede Messung ein, wie man am Beispiel der Meßkurve c) sehen kann. Durch Differenzbildung zweier Meßkurven (s. Kurve d)) kann man daher den phasensynchronen Hintergrund eliminieren. Der Inset e) gibt die 10 ps lange Vergrößerung der Meßkurve d) ab dem Kohärenzpeak wieder. Die Differenzbil-

dung nach Abschluß zweier Messungen ist jedoch nur beschränkt möglich, um den ungestörten Signalverlauf zu bestimmen. Vor allem Langzeitdrifts stören bei diesem Vorgehen erheblich, da diese zu einer Änderung der aufgenommenen Signalpegel führen.

Alternativ zur Differenzbildung nach Abschluß der Messung kann ein Differenzdetektor zur Signalerfassung eingesetzt werden. Hierfür wird der Abfragestrahl vor der Probe in zwei Strahlengänge aufgeteilt. Einer der Strahlen wird direkt durch einen Detektor erfaßt, während der zweite Strahl zur zeitaufgelösten Detektion mit einem weiteren Detektor genutzt wird. Sollten durch den Laser phasensynchrone Störungen verursacht werden, so treten diese in beiden Abfragestrahlen auf. Detektiert man die Signaldifferenz der beiden Abfragestrahlen, werden gerade diese Störungen nicht mehr erfaßt, da sie in beiden Strahlengängen vorhanden sind. Es bleibt letztlich zu klären, wodurch die phasensynchronen Störungen verursacht werden. Da die Störungen phasenbezogen zum Drehteller sind, liegt es nahe, daß dieser selbst die Störungen verursacht. Um den Einfluß des Drehtellers genauer zu untersuchen, werden im folgenden Abschnitt Messungen der Laserintensität in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz des Drehtellers vorgestellt.

### **5.1.6 Der Einfluß des Fastscan-Systems auf den Laser**

Beim Einsatz von mechanischen Schwingern zur Erzeugung einer variablen Zeitverzögerung kommt es zwangsläufig zu Schwingungen, die in das Experiment eingekoppelt werden können. Dies ist einer der Gründe, warum das von uns realisierte Fastscan-System auf einer rotierenden Anordnung zur Zeitverzögerung beruht. Generell besteht auch bei rotierenden Systemen die Möglichkeit von mechanischen Schwingungen, jedoch fallen diese i. a. geringer aus als bei linearen Schwingern. Zusätzlich können durch die Rotation des Reflektors Rückreflexe in das Lasersystem auftreten. Diese Rückreflexion kann den Inversionszustand des Lasers durch stimulierte Emission abbauen, wodurch der Pulsbetrieb des Lasersystems gestört werden kann. Im folgenden wird untersucht, ob das Fastscan-System den Betrieb des Lasers beeinflusst und welchen Ursprung diese Einflüsse haben könnten.

Ausgehend von Abbildung (24) kann man feststellen, daß die gemessenen Signale mit einer Modulation versehen sind. Um die Ursache dieser Modulation zu untersuchen, wird der in Abschnitt 4.2 beschriebene Aufbau zur Untersuchung von Ladungsträgerdynamiken leicht modifiziert. Dazu wird direkt nach dem Ti:Sa-Laser in den Strahlweg ein Strahlteiler eingebaut, so daß der experimentelle Aufbau weiterhin genutzt werden kann. Durch den Strahlteiler wird es nun möglich, parallel zum Meßbetrieb die Strahlung des Lasersystemes ohne störende Rückreflexe zu monitorisieren.

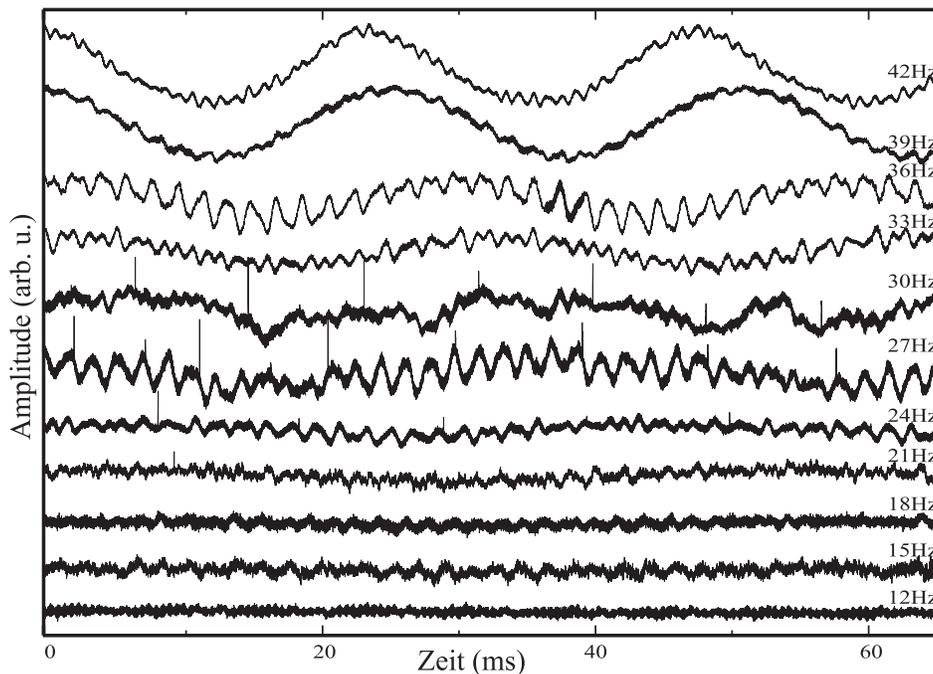
Der Drehteller wird mit einer festen Rotationsfrequenz betrieben, wobei die Intensitätsschwankungen des Lasersystems mit einer schnellen Photodiode und der A/D-Wandlerkarte des Fastscan-Systems aufgenommen werden. Die Intensitätsfluktuationen werden hierbei mit einer Auflösung von 32768 Punkten und einer Datenrate von 500 kHz aufgenommen. Insgesamt werden 1120 Einzelmessungen eines Intervalles mit einer Zeitdauer von jeweils 65 ms erfaßt und gemittelt. Um den Einfluß von mechanischen gegenüber optischen Einwirkungen unterscheiden zu können, wird eine weitere Meßreihe aufgenommen, bei der durch einen Strahlblocker der optische Weg zum Drehteller unterbrochen wird. Somit sind in der ersten Meßreihe sowohl optische als auch mechanische und in der zweiten Meßreihe nur mechanische Störungen vorhanden, die nur durch den Drehteller verursacht werden können.

In Abbildung (25) sind die aufgenommenen Intensitätsschwankungen des Lasers in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz des Drehtellers wiedergegeben. Alle Meßkurven sind übereinander in Form einer sog. „Waterfall-Grafik“ abgebildet und auf die 12 Hz Messung normiert. Vor einer weiteren Interpretation der Meßdaten muß noch einmal darauf hingewiesen werden, daß grundsätzlich jedes Lasersystem Rauschen besitzt, welches sich als Intensitätsfluktuationen bemerkbar macht. Die Ursachen für solches Rauschen sind, wie in Abschnitt (2.1.2) beschrieben wurde, unterschiedlicher Natur. Man kann jedoch allgemein feststellen, daß bei spektraler Untersuchung des Rauschens die Stärke des Rauschens mit  $1/f$  oder schneller abnimmt. Weiterhin hat das im Laser auftretende Rauschen statistischen Charakter, weshalb es durch Mittelung einer großen Anzahl von Einzelmessungen unterdrückt werden kann. Sollten zusätzlich zu statistischen Einflüssen noch systematische Störungen wie z. B. Rückreflexionen durch den Drehteller auftreten, so können diese den Laser beeinflussen. Hierbei ist der Einfluß von systematischen Störungen gegenüber statistischen Schwankungen weitaus größer, da diese phasensynchron zum Drehteller sind und durch Mittelung nicht eliminiert werden können.

Ausgehend von der 12 Hz Messung in Abbildung (25) stellt man fest, daß die Intensitätsfluktuationen mit steigender Drehzahl zunehmen. Da in der 12 Hz Messung keine starken Intensitätsschwankungen zu erkennen sind, kann man davon ausgehen, daß diese Messung von statistischen Schwankungen dominiert wird. Mit Steigerung der Drehzahl vergrößern sich die Intensitätsschwankungen. Zusätzlich zu dem aus der 12 Hz Messung bekannten Rauschband existieren jetzt hochfrequente Oszillationen, die trotz der Mittelung von 1200 Einzelmessungen noch zu erkennen sind. Diese phasensynchronen Störungen können auf systematische Einflüsse zurückgeführt werden. Ab einer Rotationsfrequenz von 21 Hz tritt zusätzlich zu den hochfrequenten Schwingungen noch eine weitere niederfrequente Modulation auf. Bei einer Frequenz von 27 Hz nimmt die Amplitude der hochfrequenten Störungen stark zu, während diese bei einer Frequenz von 30 Hz nicht

mehr beobachtet werden können. Ein ähnliches Bild ergibt sich für die Messungen bei 33-39 Hz. Dies deutet auf hochfrequente Resonanzen hin, die durch mechanische oder optische Einflüsse bei Rotationsfrequenzen von 27 und 36 Hz angeregt werden.

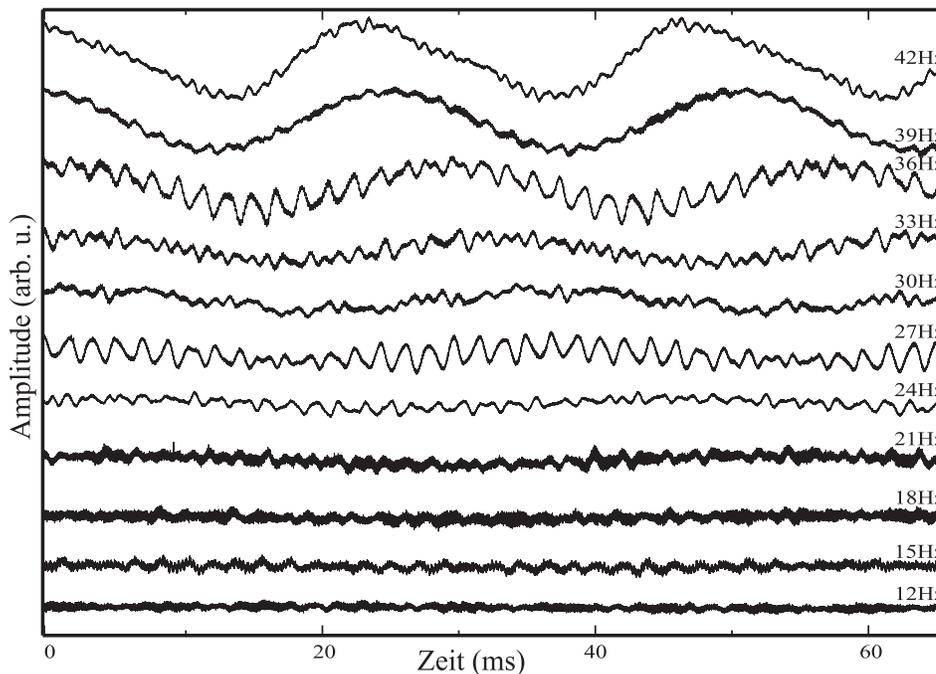
Weiterhin stellt man fest, das mit steigender Rotationsfrequenz die Amplitude der langsamen Oszillation stetig ansteigt, bis bei einer Rotationsfrequenz von 42 Hz der Rauschpegel im Vergleich zur Ausgangsmessung bei 12 Hz um den Faktor 5 größer ist. Die bei den Messungen für 21-30 Hz auftretenden sehr steilen Spitzen in den Meßsignalen besitzen eine Breite von jeweils 1-2 Meßpunkten und sind auf optische Störungen durch Rückreflexe zurückzuführen.



**Abbildung 25:** Intensitätsschwankungen des Lasersystems in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz des Drehtellers bei ungeblocktem Strahlengang. Auf der Abszisse ist die Zeit in ms, auf der Ordinate die Signalamplitude aufgetragen. Um den Einfluß der Drehzahländerung zu verdeutlichen, sind die aufgenommenen Meßkurven für verschiedene Rotationsfrequenzen übereinander abgebildet. Die Amplituden aller dargestellten Meßreihen wurden vor der Darstellung auf die Meßkurve für 12 Hz normiert.

Um den Einfluß optischer Rückreflexionen in das Lasersystem erfassen zu können, wird die vorige Meßreihe ein weiteres Mal aufgenommen, wobei mit einem Strahlblocker der Strahlengang in Richtung des Drehtellers unterbrochen wird, so daß durch den rotierenden Drehteller keinerlei Rückreflexionen auftreten können. In Abbildung (26) sind die aufgenommenen Meßkurven dargestellt. Um die aufge-

nommenen Meßwerte vergleichen zu können, wurden diese auf die 12 Hz Messung der ungeblockten Meßreihe (Abbildung (25)) normiert. Auch bei dieser Meßreihe zeigt sich, daß die Störungen für sehr niedrige Rotationsfrequenzen gering sind. Für höhere Frequenzen sind jedoch beide Meßreihen (Abbildungen (25,26)) beinahe identisch. Im direkten Vergleich fallen nur geringe Abweichungen auf, wie z. B. ein generell stärkeres Rauschband bei den ungeblockten Messungen, was vermutlich auf den Einfluß der optischen Rückkopplung zurückzuführen ist. An Hand der vorgestellten Meßreihen wird deutlich, daß der Einfluß von optischen Störungen wie z. B. Rückreflexionen in den Laser zu vernachlässigen ist. Die aufgenommenen Störungen haben ihre Ursache in einer mechanischen Beeinflussung, die vom Drehteller verursacht wird.



**Abbildung 26:** Intensitätsschwankungen des Lasersystems in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz des Drehtellers bei geblocktem Strahlengang. Auf der Abszisse ist die Zeit in ms, auf der Ordinate die Signalamplitude aufgetragen. Um den Einfluß der Drehzahländerung zu verdeutlichen, sind die aufgenommenen Meßkurven für verschiedene Rotationsfrequenzen übereinander abgebildet. Die Amplituden aller dargestellten Meßreihen wurden vor der Darstellung auf die Meßkurve für 12 Hz normiert.

Durch die ungenügende Auswuchtung des Drehtellers besteht die Möglichkeit, daß dieser während des Umlaufes einen Präzessionskegel beschreibt. Mit zunehmender Rotationsfrequenz werden die Kräfte, die auf die Lagerung einwirken, immer größer, so daß die Zunahme der niederfrequenten Störungen bei beiden Meßreihen nicht verwunderlich ist. Die aufgenommenen Meßkurven weisen Mo-

dulationen mit Frequenzen auf, die gerade der jeweiligen Rotationsfrequenz entsprechen. Die hochfrequenten Störungen mit Frequenzen von 530-580 Hz können aber hierdurch nicht erklärt werden. Da die Präzessionsfrequenz proportional zum reziproken Produkt aus dem Trägheitsmoment und der Rotationsfrequenz ist, können diese Störungen nur mit Frequenzen eingehen, die wesentlich kleiner als die Rotationsfrequenz sind. Es ist deshalb notwendig, den Einfluß mechanischer Störungen auf das Lasersystem genauer zu untersuchen.

### 5.1.7 Der Einfluß mechanischer Störungen auf den Laser

Zur Untersuchung des Einflusses mechanischer Störungen wird der optische Tisch, auf dem sich der Laser befindet, mit einem Lautsprecher zu Schwingungen angeregt. Die Anregung des optischen Tisches erfolgt durch einen Tieftonlautsprecher, der einen Frequenzgang von 40-5000 Hz besitzt. Dieser Lautsprecher wird auf dem Tisch mit der Membran zur Tischoberfläche fest verschraubt, um eine optimale Ankopplung sicherzustellen. Als Ansteuerungsfrequenz des Lautsprechers wird, wie in Abbildung (27) schematisch dargestellt, die interne Referenzfrequenz eines Lock-in-Verstärkers<sup>18</sup> genutzt. Zur Impedanzwandlung des hochohmigen Lock-in-Ausganges wird ein 20 Watt Niederfrequenzverstärker eingesetzt, der den Lautsprecher antreibt.

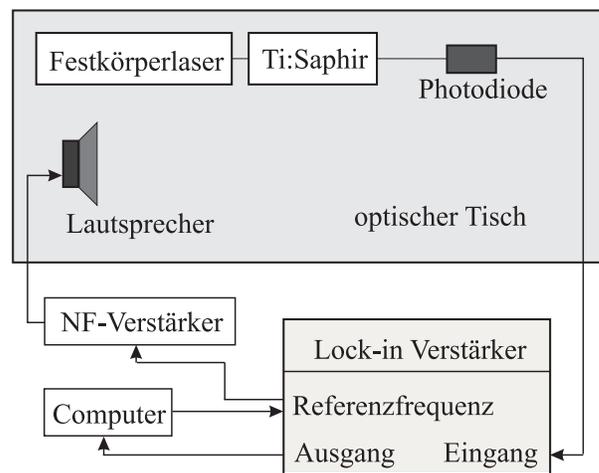
Um den Einfluß des Drehtellers optimal simulieren zu können, wird der Lautsprecher direkt neben dem Drehteller auf dem optischen Tisch befestigt. Durch die Schwingungen der Membran wird der optische Tisch und alle auf ihm befindlichen optischen Aufbauten in Schwingungen versetzt, gleichwohl der Tisch über eine pneumatische Dämpfung zur Schwingungsabsorption verfügt. Die Schwingungen werden durch den Tisch auf das Lasersystem übertragen und können in diesem zu Störungen führen. Um die Störungen aufnehmen zu können, wird wie im vorher durchgeführten Versuch ein Teil der Laserstrahlung durch einen Strahlteiler ausgekoppelt und mit einer schnellen Photodiode aufgenommen. Die von der Diode erfaßten Signale werden direkt auf den Eingang des Lock-in-Verstärkers gegeben und über einen Zeitraum von 300 ms gemittelt.

Um sicherzustellen, daß die aufgenommenen Schwingungen nicht auf Vibrationen der Diodenhalterung zurückzuführen sind, wird eine Vergleichsmessung mit einer im Lasersystem integrierten Photodiode durchgeführt. Da keine Abweichung zwischen den aufgenommenen Signalen beider Dioden festzustellen ist, wird für die in Abbildung (28) vorgestellten Messungen die externe Diode genutzt. Diese ist mechanisch vom Gehäuse des Lasers entkoppelt.

---

<sup>18</sup>Ithaco 3961B Two Phase Lock-in.

Zur Ansteuerung des Lock-in-Verstärkers kommt ein in der graphischen Programmieroberfläche Lab-View<sup>19</sup> geschriebenes Erfassungsprogramm zum Einsatz, welches die interne Oszillatorfrequenz einstellt und die durch den Lock-in-Verstärker ermittelten Meßwerte in Abhängigkeit von der Frequenz aufnimmt und für eine spätere Auswertung abspeichert. Die Oszillatorfrequenz des Lock-in-Verstärkers wird, beginnend mit einer Frequenz von 10 Hz bis zu einer Frequenz von 1100 Hz, mit einer Auflösung von 1 Hz durchfahren, obwohl der Lautsprecher aufgrund seiner Frequenzgangkurve erst ab einer Frequenz von 40 Hz eingesetzt werden sollte. Wird der Lautsprecher mit geringeren Frequenzen betrieben, so erfolgt dennoch eine geringe Anregung des Tisches. Zur Bestimmung der Resonanzen des Lasersystems, die durch Störungen angeregt werden, ist eine genaue Kenntnis der Frequenzgangkurve des Lautsprechers nicht notwendig.

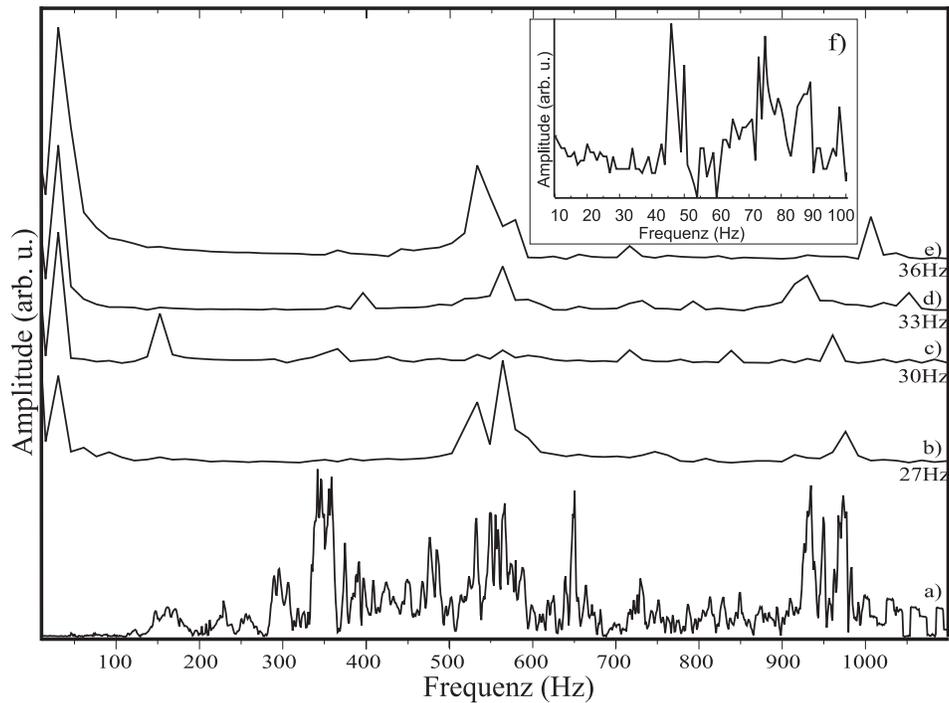


**Abbildung 27:** Mit einem Computersystem wird die Referenzfrequenz eines Lock-in-Verstärkers in einem Bereich von 10-1100 Hz variiert. Nach Verstärkung der Referenzfrequenz wird mit dieser ein Lautsprecher angeregt. Die Vibrationen führen zu frequenzabhängigen Intensitätsschwankungen des Lasersystems, die mit der Photodiode und dem Lock-in-Verstärker in Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz erfaßt werden.

Die Abbildung (28 a)) gibt die mit dem Lock-in-Verstärker aufgenommenen Intensitätsschwankungen des Lasers in Abhängigkeit von der angelegten Lautsprecherfrequenz wieder. Die Kurven b)-h) geben die FFT-Daten der aufgenommenen Intensitätsschwankungen in Abhängigkeit von der Drehfrequenz (s. Abbildung (26)) wieder. Die Abbildung von Meßdaten und berechneten Frequenzspektren ermöglicht es, mechanische Resonanzen des Lasersystemes in Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz zu untersuchen. So ist es möglich, in den FFT-Daten eindeutig die jeweilige Rotationsfrequenz des Drehtellers zu identifizieren.

<sup>19</sup>Lab-View ist eine von National Instruments entwickelte graphische Programmiersprache zur Ansteuerung von Meßgeräten.

Da die Schwingungsamplituden des Lautsprechers im Bereich von 10-100 Hz konstruktionsbedingt geringer ausfallen, ist dieser Bereich im Inset f) vergrößert wiedergegeben. Man sieht deutlich, daß die Intensitätsschwankungen bei einer Frequenz von ca. 46 Hz ein deutliches Maximum aufweisen. Dies erklärt, warum mit steigender Rotationsfrequenz des Drehtellers die Störungen überproportional stark ansteigen. Ausgehend von der in Abbildung (25) dargestellten 12 Hz Messung steigt bis zu einer Frequenz von 42 Hz die Amplitude des phasensynchronen Hintergrundes um den Faktor 5 an. Extrapoliert man diesen Anstieg für eine Frequenz von 46 Hz, so würde diese Störung, bedingt durch die Resonanz, beinahe 30 mal größer sein als bei der 12 Hz Messung. Ein solcher Hintergrundpegel würde jedes Signal, das mit dem Fastscan-System erfaßt werden soll, überdecken.



**Abbildung 28:** Frequenzspektrum des Lasers, angeregt durch den Lautsprecher. Die Meßkurve a) gibt das aufgenommene Frequenzspektrum des Lasersystems wieder. Die Kurven b)-e) stellen die FFT-Daten der Störungen aus Abbildung (26) bei verschiedenen Frequenzen des Drehtellers dar. Der Inset f) gibt eine Vergrößerung der Meßkurve a) im Frequenzbereich von 10-100 Hz wieder.

Die Kurven (28 b)-e)) zeigen die FFT-Daten der Störungen, die mit dem im vorherigen Abschnitt beschriebenen Aufbau aufgenommen wurden. Zur Erfassung der Meßkurven wurden 32768 Meßpunkte mit einer Erfassungsrate von 500 kHz aufgenommen. Die FFT gibt den Frequenzbereich von 0 Hz bis zur Nyquistfrequenz von 250 kHz wieder, was bei 32768 aufgenommenen Meßpunkten zu einer

Frequenzauflösung von ca. 15 Hz pro Meßpunkt führt. Durch die grobe Frequenzauflösung der FFT-Daten ist ein direkter Vergleich mit dem aufgenommenen Frequenzspektrum nur bedingt möglich. Für eine Rotationsfrequenz von 27 Hz (Meßkurve b)) stellt man fest, daß neben einer 27 Hz-Modulation Störungen im Bereich von 500-580 Hz und 1 kHz auftreten. Betrachtet man das aufgenommene Frequenzspektrum (28 a)), sieht man, daß gerade in diesem Frequenzbereich der Laser besonders empfindlich auf mechanische Einflüsse reagiert. Es ist allerdings verwunderlich, daß der Laser bei manchen Frequenzen, die durch den Lautsprecher angeregt werden, mit starken Intensitätsschwankungen reagiert, während eine Anregung durch den Drehteller nicht beobachtet werden kann. So ist die scharfe Resonanzfrequenz von 650 Hz und das breite Frequenzband bei 320-360 Hz in keiner der aufgenommenen Meßkurven (b)-e)) aus Abbildung (25,26) wiederzufinden.

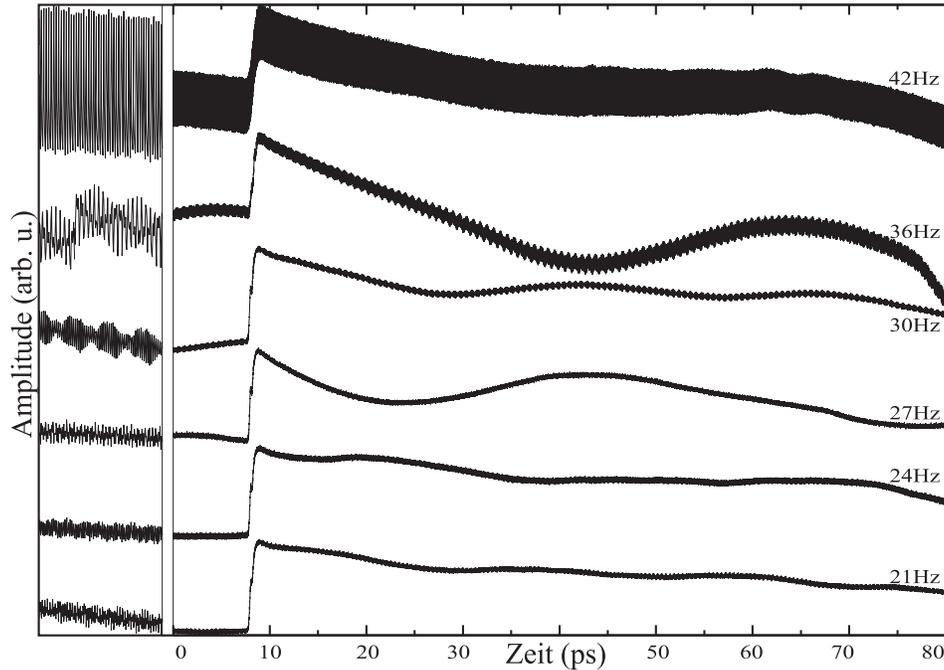
Es wurden deshalb Vergleichsmessungen mit einem zweiten Lautsprecher aufgenommen. Der erste Lautsprecher wurde wie zuvor zur Anregung des optischen Tisches eingesetzt, während der zweite Lautsprecher zur Detektion der Schwingungen auf dem Tisch befestigt wurde. Da die verwendeten Lautsprecher unterschiedliche Frequenzgangkurven besitzen, wurde auf eine quantitative Auswertung verzichtet. Jedoch stellten wir fest, daß bestimmte Frequenzkomponenten, die mit der Photodiode erfaßt wurden, nicht mit dem Lautsprecher aufgenommen werden konnten. Aus diesem Grund kann man annehmen, daß das mit der Diode aufgenommene Spektrum nicht durch Schwingungen des optischen Tisches, sondern durch eine mechanische Anregung von Komponenten des Lasersystems bedingt ist. Eine weitere Untersuchung kann Abschnitt (6.3) entnommen werden.

Eine Ursache für die Anregung hochfrequenter Störungen könnten Lagerschwingungen des Motors sein, die durch Unwuchten erzeugt werden. So könnten die Kugellager abhängig von der jeweiligen Rotationsfrequenz zu unterschiedlichen Schwingungen angeregt werden, die wiederum auf die Achse des Motors rückkoppeln. Die Achse könnte nun die Lagerschwingungen weiter antreiben und dem schwingungsfähigen System bei jeder Umdrehung Energie zuführen. So könnte sich eine geringe Störung in der Lagerung leicht aufschaukeln. Mögliche Ursachen für die große Empfindlichkeit des Lasersystems gegenüber mechanischen Störungen werden im Abschnitt (6.3) genauer untersucht.

Da sich in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz des Drehtellers unterschiedlich starke Modulationen der Laserintensität einstellen, kann man an Hand der vorgestellten Messungen keine Aussage treffen, welche Rotationsfrequenz am geeignetsten zur Erfassung der Meßsignale ist. Aus diesem Grund sind Vergleichsmessungen eines Meßsignales mit unterschiedlichen Rotationsfrequenzen notwendig und für jeden Aufbau individuell vorzunehmen.

### 5.1.8 Die Rauschunterdrückung in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz

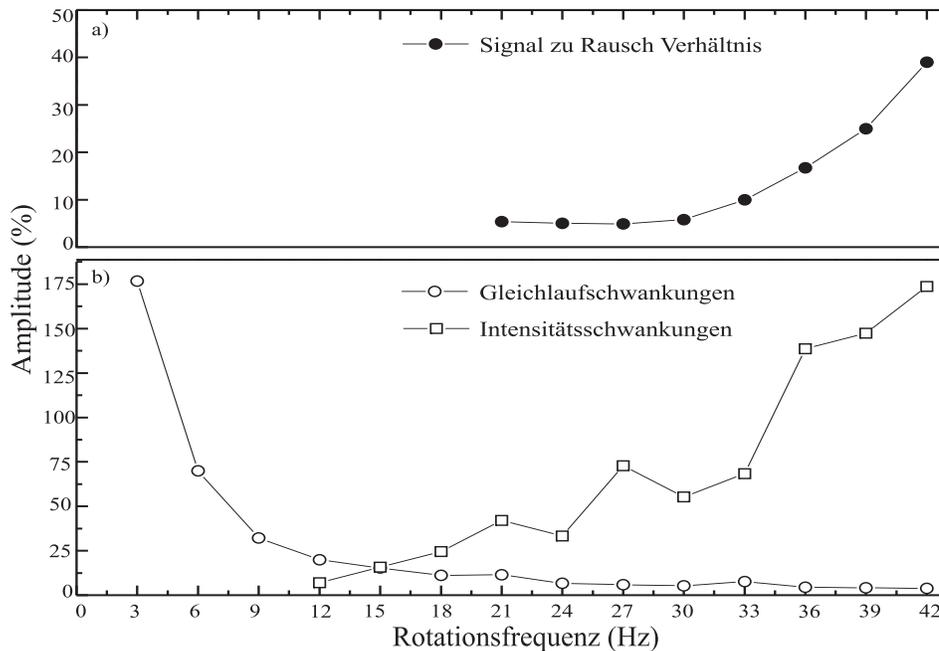
Die bisher vorgestellten Meßergebnisse zeigten, daß in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz des Drehtellers phasensynchrone Störungen entstehen können, welche die Messungen beeinflussen. Jedoch kann man an Hand dieser Meßdaten nicht feststellen, welche Rotationsfrequenzen zu geringeren Störungen führen.



**Abbildung 29:** Bestimmung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses an Hand von Reflexionsänderungsmessungen einer InP-Probe, aufgenommen bei unterschiedlichen Rotationsfrequenzen des Drehtellers. Die erste Spalte gibt eine Vergrößerung der ersten 3 ps der in der zweiten Spalte abgebildeten Meßsignale wieder. Die Signalamplituden aller Kurven sind auf die 21 Hz Messung normiert.

Nach Auswertung der Gleichlaufschwankungen (s. Abschnitt 5.1.2) steht fest, daß Frequenzen unter 20 Hz ungeeignet für die Datenerfassung sind. Jedoch legen die im vorherigen Kapitel vorgestellten Meßergebnisse den Einsatz des Fastscan-Systemes vor allem bei geringen Rotationsfrequenzen nahe, da hier die Störungen durch den Motor gering sind. Wird der Drehteller mit Frequenzen von mehr als 36 Hz betrieben, so steigen die durch den Motor verursachten Störungen, bedingt durch die hohe Empfindlichkeit des Lasers gegen mechanische Störungen bei einer Frequenz von 46 Hz, sehr schnell an. Zur Bestimmung der optimalen Rotationsfrequenz des Fastscan-Systems werden am Beispiel der Anrege-Abfrage-Messung an einer InP-Probe mehrere Messungen mit jeweils unterschiedlichen Drehzahlen des Motors aufgenommen.

In Abbildung (29) sind sechs Reflexionsänderungsmessungen einer InP-Probe bei unterschiedlichen Drehzahlen des Fastscan-Systems über einen Verzögerungszeitraum von 80 ps wiedergegeben. Um den Einfluß der Störungen darzustellen, wird auf eine Differenzmessung zur Eliminierung des Hintergrundes (s. Abschnitt (5.1.5)) verzichtet. Es werden jeweils 7680 Einzelmessungen zur Signalmittelung genutzt. In der ersten Spalte der Abbildung (29) ist jeweils die Vergrößerung eines 3 ps Intervalles vom Beginn der jeweils nebenstehenden Meßkurven dargestellt.



**Abbildung 30:** Signal-zu-Rausch-Verhältnis a) und der Einfluß von Intensitäts- und Gleichlaufschwankungen b) in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz.

Alle Meßkurven in Abbildung (29) weisen einen ausgeprägten Hintergrund auf, der durch die Intensitätsschwankungen des Lasers verursacht wird. Neben niederfrequenten Einflüssen treten noch hochfrequente Störungen auf, die das Signal modulieren. Ab einer Rotationsfrequenz von 30 Hz nehmen sowohl die nieder- als auch die hochfrequenten Störungen überproportional zu. Dies ist auf die hohe Empfindlichkeit des Lasersystemes gegen mechanische Schwingungen bei diesen Anregungsfrequenzen zurückzuführen.

Abbildung (30 a)) zeigt das berechnete prozentuale Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Meßdaten, die in Abbildung (29) wiedergegeben sind. In Abbildung (30 b)) ist der Einfluß der Intensitäts- und Gleichlaufschwankungen dargelegt. Unter Gleichlaufschwankungen verstehen wir in diesem Zusammenhang dynamische Abweichungen der Drehzahl von der Nennfrequenz. Da der Einfluß dieser Ab-

weichungen auf die Messung von der jeweiligen Nennfrequenz abhängt, werden die Gleichlaufschwankungen prozentual, bezogen auf die jeweilige Nennfrequenz, angegeben. Die Intensitätsschwankungen werden auch in Prozent wiedergegeben. Die Normierung der abgebildeten Kurven erfolgt bezogen auf die Messung bei einer Rotationsfrequenz von 12 Hz.

Ausgehend von Abbildung (26) stellt man fest, daß die Messung bei einer Rotationsfrequenz von 27 Hz einer stärkeren Störung unterliegen als z. B. die Messungen bei einer Rotationsfrequenz von 24 Hz oder 21 Hz. An Hand der Abbildungen (29, 30) zeigt sich aber, daß gerade bei einer Rotationsfrequenz von 27 Hz die Störungen am geringsten sind. Die Ursache hierfür könnte in der unterschiedlich starken und drehzahlabhängigen Anregung verschiedener Schwingungsfrequenzen durch Lagerschwingungen des Motors liegen.

Die für den Einsatz des Fastscan-Systems optimale Rotationsfrequenz wird folglich durch zwei Faktoren bestimmt. Die Gleichlaufschwankungen (s. Abschnitt (5.1.2), Abbildung (30)), die mit steigender Drehzahl immer geringer werden, sowie die Intensitätsschwankungen, die mit steigender Drehzahl immer stärker werden (s. Abbildung (29, 30)). In der Praxis muß zwischen Effizienzsteigerung durch Drehzahlerhöhung und Signalverschlechterung durch mechanische Rückkopplung auf das Lasersystem abgewogen werden. Die optimale Rotationsfrequenz des vorgestellten Fastscan-Systems liegt bei 27 Hz.

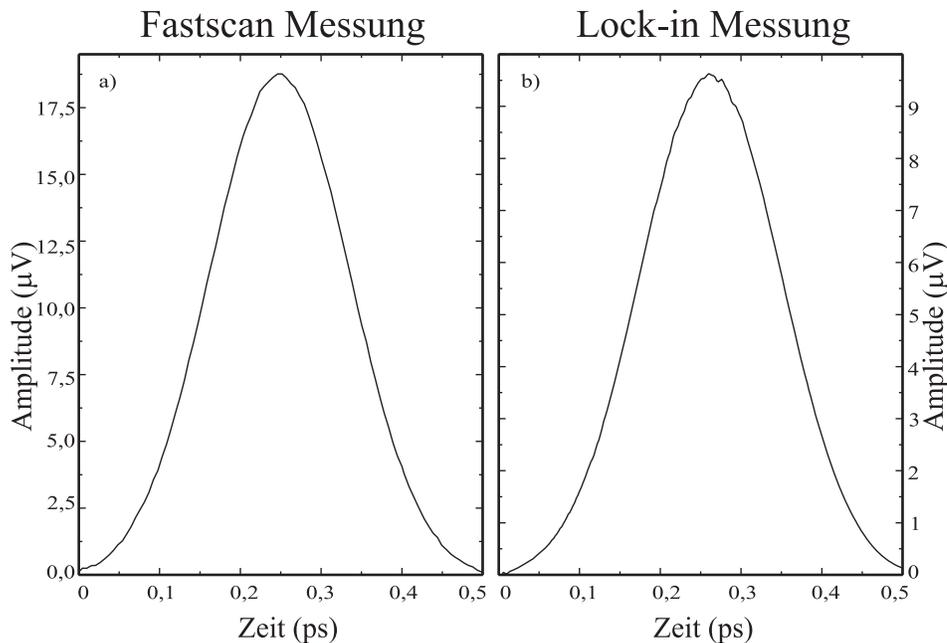
## **5.2 Die Fastscan-Technik im Laboreinsatz**

Nach Abschluß der Charakterisierungsmessungen wird das Fastscan-System im Laboreinsatz an zwei häufig eingesetzten Experimenten getestet. Ziel dieser Messungen ist es, die mit Fastscan-Technik aufgenommenen Meßergebnisse mit den in Lock-in-Technik aufgenommenen Meßdaten zu vergleichen.

### **5.2.1 Autokorrelationsmessungen zur Pulslängenbestimmung**

Zur Bestimmung der Pulsdauer des verwendeten Lasersystems wird ein Autokorrelationsaufbau, wie im Abschnitt (4.1) beschrieben, realisiert. Um einen direkten Vergleich der beiden Meßmethoden durchführen zu können, wird zuerst die Autokorrelation mit dem Fastscan-System und anschließend mit dem Lock-in-Verstärker aufgenommen. Da die für beide Meßmethoden notwendigen Zeitverzögerungseinheiten im Strahlengang integriert sind, kann ohne erneute Justage zwischen beiden Aufbauten gewechselt werden.

Das Fastscan-System wird bei einer Rotationsfrequenz von 27 Hz betrieben, wobei zur Datenerfassung eine schnelle Photodiode<sup>20</sup> zum Einsatz kommt. Die Signale der Photodiode werden durch den Vorverstärker<sup>21</sup> um den Faktor 1000 verstärkt und gelangen an den Eingang der A/D-Wandlerkarte. In einer Gesamtmeßzeit von ca. 20 Minuten werden insgesamt 70400 Einzelmessungen mit einer Auflösung von 182 Meßpunkten pro ps aufgenommen. In Abbildung (31 a) ist ein 500 fs langer Ausschnitt des aufgenommenen Meßintervalls wiedergegeben.



**Abbildung 31:** Autokorrelationsmessung der Laserpulse beim Einsatz des Fastscan-Systems (Teilbild a) und des Lock-in-Verstärkers (Teilbild b)).

Im Anschluß an die Fastscan-Messung wird der Drehteller angehalten und mit dem Lock-in-Verstärker<sup>22</sup> und einem langsamen Verschiebetisch die Messung wiederholt. Die Photodiode wird direkt an den Lock-in-Verstärker angeschlossen und die Eingangsempfindlichkeit des eingebauten Vorverstärkers in einem Bereich von 10  $\mu\text{V}$  eingestellt. Die Signalerfassung erfolgt mit einer Integrationszeit von 500 ms und einer Modulationsfrequenz von 2,9 kHz. Es werden insgesamt 256 Datenpunkte mit einer Auflösung von 500 Datenpunkten pro ps aufgenommen, was einer Zeitverzögerung von ca. 0,51 ps entspricht. In einer Meßzeit von 20 Minuten kann das Meßintervall insgesamt 16 Mal aufgenommen und durch das

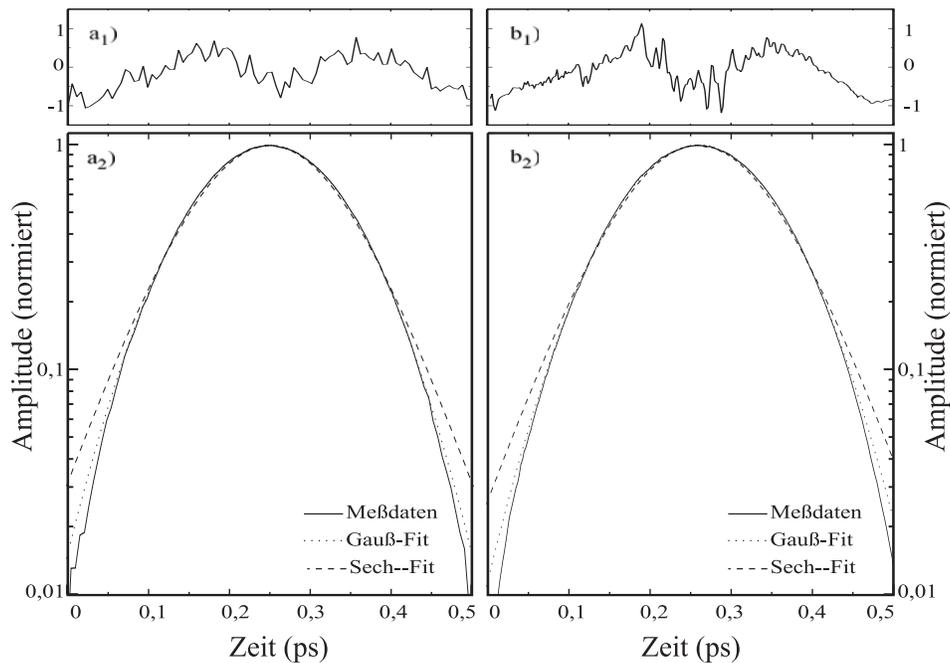
<sup>20</sup>Thorlabs FDS010.

<sup>21</sup>EG&G 5183.

<sup>22</sup>EG&G 5210.

Erfassungsprogramm gemittelt werden. In Abbildung (31 b) ist die von uns mit der Lock-in-Technik aufgenommene Autokorrelation abgebildet.

Zunächst stellt man fest, daß die Signalamplituden der beiden aufgenommenen Korrelationsmessungen sich um einen Faktor 2 unterscheiden. Die Ursache hierfür liegt darin, daß beim Einsatz der Lock-in-Technik das Meßsignal mit einem optischen Lichtzerhacker moduliert werden muß. Diese Modulation geschieht durch ein Flügelrad, das abwechselnd den Lichtstrahl abblockt bzw. passieren läßt. Die auf die Photodiode auftreffende optische Leistung ist also um den Betrag geringer, der durch den Lichtzerhacker abgeblockt wird. Im Fall des verwendeten Flügelrades macht dies genau 50 % der Strahlung aus.



**Abbildung 32:** Gemessene Autokorrelationen der Laserpulse sowie berechnete Autokorrelationen eines hyperbolischen Sekansprofiles bzw. eines Gaußprofiles im Vergleich. Die Übereinstimmung des Gaußprofiles ist wesentlich besser als die des hyperbolischen Sekansprofiles, obwohl sich dieser Verlauf als Lösung der Lasergleichung ergibt. Vor der Anpassung der Daten wurden beide Meßkurven ( $a_2, b_2$ ) auf Eins normiert. In den beiden Teilbildern ( $a_1, b_1$ ) ist die prozentuale Abweichung der Autokorrelation des Gaußprofiles von der Meßkurve wiedergegeben.

Beide Signale scheinen identisch auszusehen, jedoch kann man vor allem in Bereichen, in denen die Signale schnell ansteigen, sehen, daß die Lock-in-Messung kleine Signalvariationen aufweist, die auf die sequentielle Datenerfassung zurückzuführen sind. Die Fastscan-Messung dagegen erscheint glatter. Um diesen visuellen Eindruck genauer zu untersuchen, wird eine Anpassung einer berechneten Kurve an die experimentellen Daten vorgenommen.

Die theoretische Beschreibung der Pulsform eines modengekoppelten Lasers führt zu einem zeitlichen Verlauf, der durch ein hyperbolisches Sekansprofil beschrieben werden kann [26]. Die Autokorrelationsfunktion eines solchen Pulsverlaufes läßt sich analytisch berechnen [9], jedoch ist die Anpassung einer theoretischen Kurve an die experimentellen Daten nur schwer durchführbar. Meistens wird anstelle des hyperbolischen Sekansprofils ein Gaußprofil für die Anpassung einer berechneten Kurve an die experimentellen Daten verwendet.

Mit einem speziellen Anpassungsalgorithmus (sog. Nelder-Mead Algorithmus [27]), der im Programm Matlab<sup>23</sup> integriert ist, wird jeweils die Autokorrelationsfunktion eines hyperbolischen Sekansprofils und eines Gaußprofils an die Meßdaten, wie in Abbildung (32 ( $a_2, b_2$ )) dargestellt, angepaßt. In Abbildung (32 ( $a_1, b_1$ )) ist die prozentuale Abweichung der Autokorrelation des berechneten Gaußprofils zu den gemessenen Werten wiedergegeben. Die beiden Funktionen werden jeweils in Bezug auf drei Parameter, der Amplitude des Signalmaximums und dessen Lage sowie der Halbwertsbreite entwickelt. Der verwendete Nelder-Mead Algorithmus ermöglicht es, die Parameter zu finden, für die die Standardabweichung (engl. root-mean-square, RMS) der theoretischen und der gemessenen Kurve am geringsten ist.

RMS-Rauschen	Gaußprofil	hyperbolischer Sekans
Lock-in	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$
Fastscan	$4,6 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$

**Tabelle 1:** RMS-Rauschen der mit Lock-in und Fastscan-Technik aufgenommenen Messungen unter Annahme eines Gaußchen- und eines hyperbolischen Sekansprofils.

In Tabelle (1) ist das berechnete RMS-Rauschen der aufgenommenen Autokorrelationen abgebildet. Die zweite Spalte gibt das RMS-Rauschen für das Gaußprofil wieder, während die dritte Spalte das RMS-Rauschen des hyperbolischen Sekansprofils beschreibt.

Halbwertsbreite	Gaußprofil	korrigierte Halbwertsbreite
Lock-in	$202 \pm 0,3$ fs	$142,9 \pm 0,2$ fs
Fastscan	$202 \pm 5,5$ fs	$142,8 \pm 3,9$ fs

**Tabelle 2:** Berechnete Halbwertsbreiten der Pulse unter Annahme eines Gaußchenstrahlprofils. Die zweite Spalte gibt die mit dem Modell berechneten Werte wieder, während in der dritten Spalte die korrigierten Werte abgebildet sind.

<sup>23</sup>Hersteller: The Math Works Inc.

Unter der Annahme eines Gaußprofils ermitteln wir für beide Meßmethoden die in Tabelle (2) zusammengestellten Halbwertsbreiten der Pulse. Die zweite Spalte gibt die mit dem Algorithmus bestimmten Halbwertsbreiten der Pulse wieder. Die unter Berücksichtigung der bei optischer Autokorrelation auftretenden Streckung in Abhängigkeit der Pulsform (s. Abschnitt (4.1)) berechneten Halbwertsbreiten sind in der dritten Spalte angegeben.

Trotz der hohen Übereinstimmung der mit beiden Meßmethoden bestimmten Ergebnisse besitzt die Fastscan-Messung einen höheren Fehler, da bei der Digitalisierung des Meßsignals immer die Möglichkeit einer Abweichung um einen „Digit“, also einen Punkt in der Zeitauflösung ( $1/182 \text{ ps} \approx 5.5 \text{ fs}$ ) besteht. Die größte Fehlerquelle beim Einsatz der Lock-in-Technik ist die Verschiebeeinheit, die einen Fehler von unter  $0,1 \mu\text{m}$  (ca.  $0,3 \text{ fs}$ ) besitzt.

Erstaunlicherweise gibt die berechnete Autokorrelationskurve für ein Gaußprofil die gemessenen Daten besser wieder als die berechnete Autokorrelation des hyperbolischen Sekansprofils, die sich theoretisch für die Pulsform eines modengekoppelten Laserresonators ergibt [26].

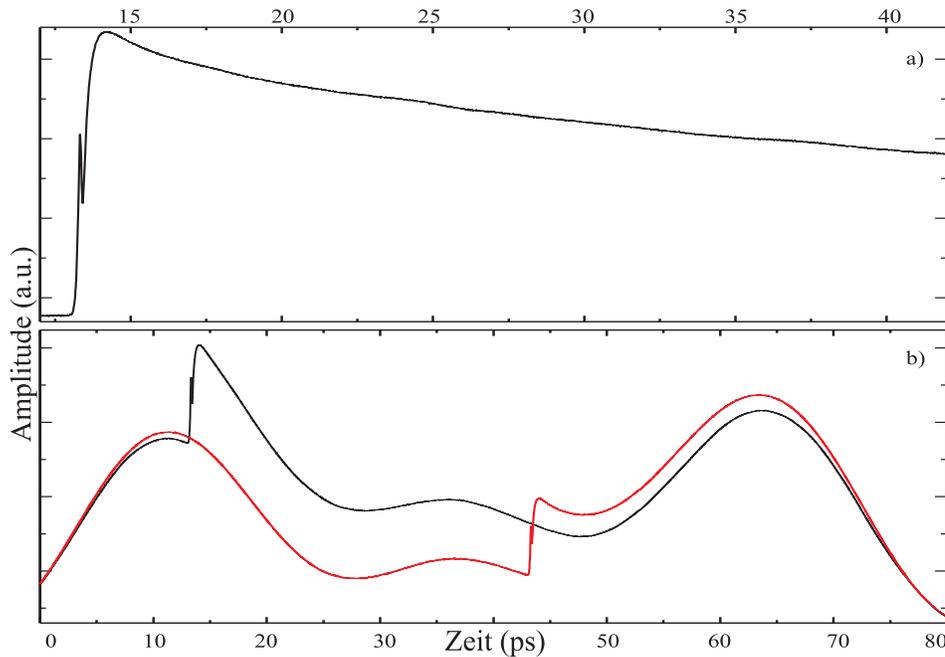
### 5.2.2 Untersuchung von Ladungsträgerdynamiken

Zur Untersuchung von Ladungsträgerdynamiken in unterschiedlichsten Materialien eignet sich insbesondere die Ultrakurzzeitspektroskopie. Mittels der zeitaufgelösten Anrege-Abfrage-Meßtechnik können Aussagen über beteiligte Relaxationsprozesse und deren Relaxationszeiten getroffen werden. Im folgenden werden einige Beispiele für zeitaufgelöste Messungen in Reflexionsanordnung (s. Abschnitt 4.2) an den Halbleitermaterialien InP, GaAs und dem Hochtemperatursupraleiter YBCO vorgestellt.

Die Verwendung einer InP-Probe für die Charakterisierung des Fastscan-Systems bietet sich an, da dieses Material mit einer besonders starken Änderung der optischen Eigenschaften auf die Anregung reagiert. Im Vergleich zu anderen Halbleitermaterialien ermöglicht dies eine wesentlich kürzere Meßzeit. Die Stärke der Materialantwort wird als Verhältnis  $\Delta R/R$  der Reflexionsänderung des Abfragestrahles  $\Delta R$  zum Abfragestrahl  $R$  selbst angegeben.

In Abbildung (33) ist die Langzeitmessung an einer InP-Probe eines Standard-Wafers wiedergegeben. Da für diese Messung die Reflexionsänderung  $R$  der Probe nicht bestimmt wurde, ist die Angabe der Reflexionsänderung  $\Delta R/R$  nicht möglich. An Hand von Vergleichsmessungen mit Lock-in-Technik konnte nachträglich die Reflexionsänderung der Probe zu  $\Delta R/R \approx 10^{-3}$  bestimmt werden. Wie bereits im Abschnitt (5.1.5) beschrieben, wird hierbei der phasensynchro-

ne Signalhintergrund durch Subtraktion zweier um 30 ps verschobener Meßkurven (33 b)) eliminiert. Die Meßreihen werden jeweils über einen Zeitraum von 20 Minuten mit der schnellen Diode erfaßt und durch den EG&G-Verstärker aufbereitet. Das Fastscan-System nimmt die Ausgangssignale des Verstärkers mit einer Wandlungsrate von 5 MHz auf und mittelt insgesamt 32000 Einzelmessungen pro Meßreihe. Die gesamte Meßzeit beträgt somit 40 Minuten.



**Abbildung 33:** Durch Differenzbildung zweier Reflexionsänderungsmessungen einer InP-Probe b) wird der phasensynchrone Hintergrund, der in beiden Messungen auftritt, eliminiert.

In Abbildung (33 a)) ist der gemessene Verlauf der Reflexionsänderung der InP-Probe wiedergegeben, der ca. 400-500 ps andauert. Die beobachtete Zeitstruktur läßt sich wie folgt verstehen: Mit dem Auftreffen des Anregepulses auf der Probe erzeugt dieser Elektron-Lock-Paare. Deren Verteilung ist zunächst nichtthermisch, durch Stöße der Ladungsträger miteinander kommt es noch innerhalb der Pulsdauer zu einer Thermalisierung des Ladungsträgerensembles, das nach wie vor fermiverteilt vorliegt. Anregung und Ladungsträgerthermalisierung rufen die scharfe Signatur am Anfang der Transienten hervor, die eine Dauer von etwa der Korrelationszeit von Anrege- und Abfragepuls hat. Der daran anschließende Anstieg der Kurve spiegelt den Energieaustausch des heißen Ladungsträgerplasmas mit dem kälteren Kristallgitter wider. Die Kurve steigt so lange an, bis die Temperaturen angeglichen sind. Der Energieaustausch erfolgt über die Emmission von Phononen durch die Ladungsträger. Dieser Prozeß nimmt einige ps in Anspruch.

Während dieser Zeit bleiben die Ladungsträger fermiverteilt, aber ihre Temperatur sinkt auf die des Gitters ab, wodurch sich die Form der Verteilung verändert und die Quasi-Ferminiveaus verschieben. Diese Veränderung zusammen mit der i. A. nicht sehr starken Erhöhung der Gittertemperatur des Kristalls bewirkt die beobachtete Reflexionserhöhung. Der langsame Signalabfall über mehrere hundert ps kann auf eine Reduktion der Ladungsträgerdichte durch Rekombinations- und vertikale Diffusionsprozesse in der Probe zurückgeführt werden.

Es sei angemerkt, daß es in der Probe beim gleichzeitigen Eintreffen von Anrege- und Abfragepuls zusätzlich zu einer komplizierten kohärenten Wechselwirkung der angeregten Polarisierungen kommt, die zum Auftreten von Interferenzen während des Überlappes der Pulse führt. Über diese Interferenzen wird jedoch bei den häufig wiederholten Meßdurchläufen der Fastscan-Messung gemittelt, so daß sie nicht zum Signal beitragen, sondern nur ihr Mittelwert. Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Begriff des Kohärenzpeaks umfaßt die Gesamtheit der Polarisationswechselwirkung von Anrege- und Abfragepuls und der Thermalisierung der heißen Ladungsträger im Gitter. Eine Unterscheidung der Phänomene ist leicht möglich, da die kohärente Wechselwirkung der Polarisierungen stark von der Polarisierung des Lichtes abhängig ist. Wird die Anrege- und Abtaststrahlung mittels einer  $\lambda/2$ -Platte senkrecht zueinander polarisiert, kann dieser Signalanteil weitgehend unterdrückt werden.

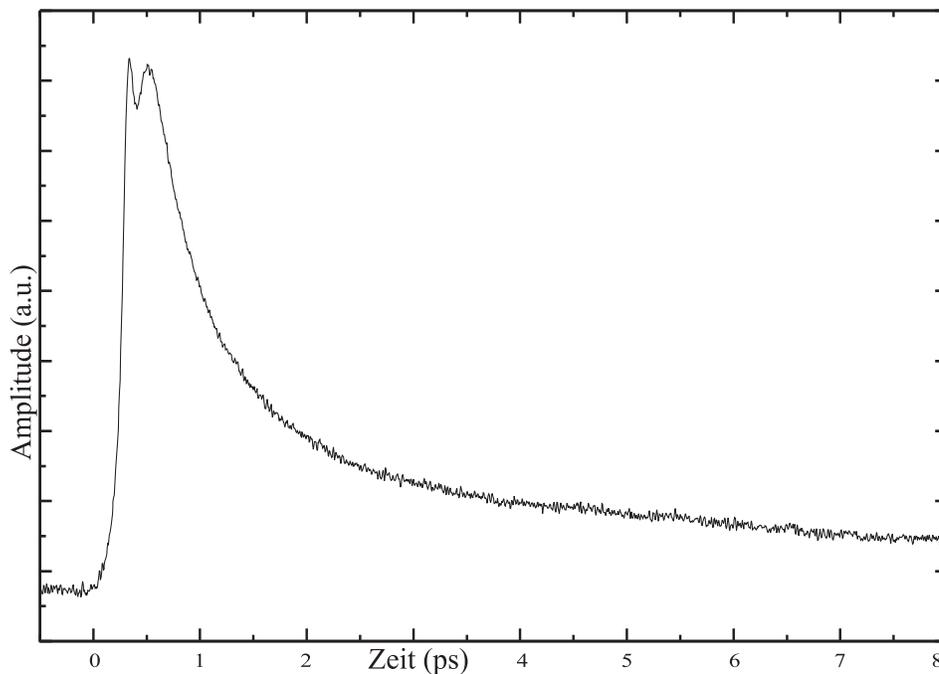
Bedingt durch den gegenüber der Zeitauflösung des Fastscan-Systems langen Signalabfall, eignet sich die InP-Probe besonders gut für Vergleichsmessungen über große Zeitintervalle. Man kann in Abbildung (33 b)) deutlich sehen, daß bei ca. 10 ps eine deutliche Differenz der Signalamplituden zwischen den beiden zeitlich verschoben aufgenommenen Meßreihen besteht, was darauf zurückgeführt werden kann, daß mit der Fastscan-Technik keine absoluten Signalamplituden erfaßt werden können.

Die Differenz der beiden Meßreihen in Abbildung (33 a)) weist bei ca. 25 ps und 35 ps kleine Anstiege im Signal auf, die erst durch die Differenzbildung sichtbar werden. Da zuerst eine Meßreihe und anschließend die zweite Meßreihe jeweils über einen Zeitraum von 20 Minuten erfaßt wird, kann man nicht ausschließen, daß es durch eine Langzeitdrift der Ausgangsleistung des Lasersystems, die zwischen beiden Meßreihen auftritt, zu einer Signalverfälschung kommt. Auf diesen Punkt wird im Abschnitt (6.2) genauer eingegangen.

Ein weiterer Test für den Einsatz des Fastscan-Systemes ist die Messung von Reflexionsänderungen an Proben des Hochtemperatur-Supraleiters  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  (kurz. YBCO), die von Herrn Dr. G. Jakob (Universität Mainz) hergestellt wurden. Im Rahmen von Untersuchungen zu Relaxationen durch Elektron-Elektron- und Elektron-Phonon-Streuung in Abhängigkeit vom Sauerstoffgehalt und der

Probentemperatur wurde das Fastscan-System für zeitaufgelöste Messungen eingesetzt. Abbildung (34) zeigt die Fastscan-Messung einer sauerstoffverarmten Probe des Hochtemperatursupraleiters  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ,  $x < 0.3$  bei  $T = 300\text{ K}$  (Probe R4.4).

Wie bereits beschrieben, wird auch im Falle dieser Messung aus zwei Einzelmessungen und anschließender Differenzbildung der Hintergrund eliminiert. Die Datenerfassung erfolgt mit der beschriebenen Kombination aus schneller Photodiode und Verstärker, wobei mit einer Erfassungsrate von 5 MHz jeweils 26000 Einzelmessungen aufgenommen und gemittelt werden. Vergleichsmessungen mit Lock-in-Technik zeigten, daß die Reflexionsänderungen dieser Proben im Bereich  $\Delta R/R \approx 10^{-4}$  liegen, was insgesamt zu einem wesentlich höheren Rauschpegel auf den gemessenen Signalen führt.

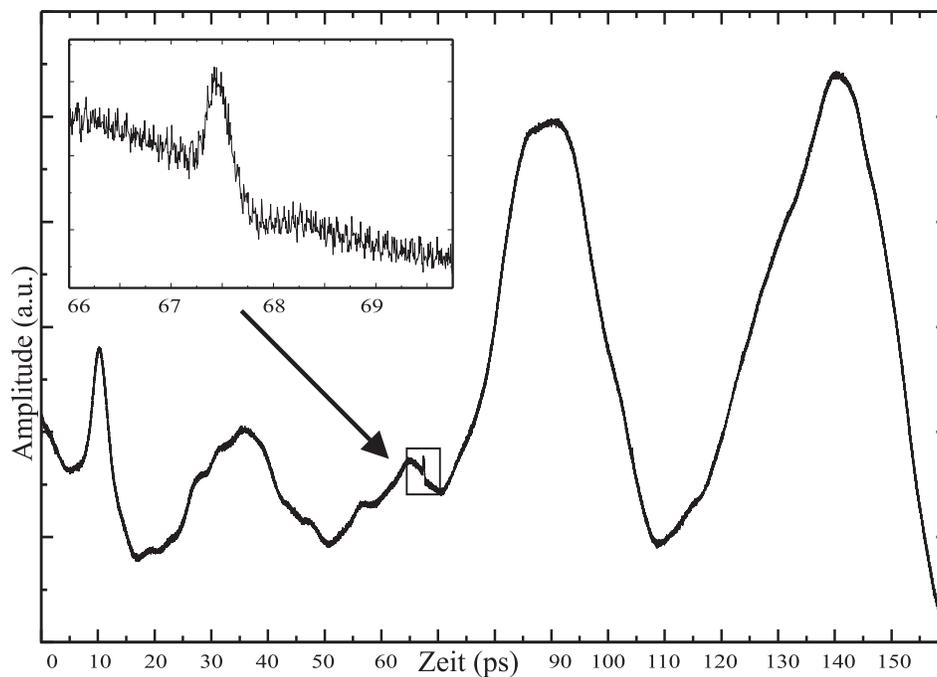


**Abbildung 34:** Reflexionsänderungsmessung an einer sauerstoffverarmten Probe des Hochtemperatursupraleiters  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ,  $x < 0,3$  bei  $T=300\text{K}$ .

Deutlich ist in der steigenden Flanke des Signales das Korrelationssignal zu erkennen, das jedoch weitgehend mit Hilfe einer  $\lambda/2$ -Platte im Abfragestrahl unterdrückt werden kann. Durch Einfügen der  $\lambda/2$ -Platte in einen der Strahlwege wird die Polarisation des Anrege- und des Abfragestrahles gegeneinander geändert. Stehen beide Polarisationen senkrecht zueinander, kommt es nicht mehr zu einer Wechselwirkung der kohärenten Ladungsträgeranregungen in der Probe, und der

Peak wird unterdrückt. Einzig durch die Ausbildung einer Fermiverteilung der angeregten Elektronen im Material wird ein Signalbeitrag geliefert, der im Bereich des Kohärenzpeaks beobachtet werden kann.

Ähnlich wie bei InP kann der schnelle Abfall der Reflexionsänderung der YBCO-Probe in den ersten 3 ps auf Elektron-Elektron und Elektron-Phonon-Relaxationen zurückgeführt werden. Anders als bei InP wird der langsam Signalabfall der YBCO-Probe über mehrerer 10 ps dagegen im wesentlichen auf eine Thermomodulation zurückgeführt, die zu einer Änderung des stark temperaturabhängigen Brechungsindex  $n(T)$  führt. Durch laterale Wärmediffusion kommt es zu einem Abkühlen des Materials und somit zu einer Änderung des Brechungsindex, die als langsamer Signalabfall gemessen werden kann [30].



**Abbildung 35:** Reflexionsänderungsmessung einer LT-GaAs-Probe. Das eigentliche Meßsignal geht ohne Differenzbildung bzw. Differenzdetektion im Hintergrund unter.

Die momentane Auflösungsgrenze des vorgestellten Fastscan-Systems ( $\Delta R/R \approx 10^{-5}$ ) wird bei Messungen der Reflexionsänderung einer LT-GaAs Probe (LT-GaAs, engl. low-temperature-grown GaAs) erreicht. Bei diesem Material handelt es sich um GaAs, das bei niedrigen Temperaturen gewachsen wird und im Gegensatz zu Bulk GaAs eine wesentlich kürzere Leitfähigkeitslebensdauer von etwa 500 fs aufweist. Bei der Herstellung der Proben wird durch die geringe Wachstumstemperatur ein Überschuss an As-Atomen in den Halbleiter eingebracht,

der zu einer Erhöhung der Fehlstellenkonzentration (von GaAs  $\approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , zu LT-GaAs  $\approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) führt. Durch das anschließende Tempern der Probe bilden sich im LT-GaAs As-Inseln aus, bei denen es sich um ca. 5-10 nm große As-Cluster, sog. Kristallite handelt. Weiterhin werden vermehrt Fehlstellen und As<sup>+</sup>-Ionen anstelle von Ga-Atomen (engl. „Anti-Sites“) in den Halbleitern gefunden. Die Ursache für die kurze Ladungsträgerlebensdauer ist aktueller Forschungsgegenstand und noch nicht eindeutig geklärt. Man vermutet jedoch, daß die As<sup>+</sup>-Ionen und nicht die As-Inseln die Ursache für den schnellen Ladungsträgereinfang sind. Weitere Informationen können folgenden Arbeiten entnommen werden: [28, 29].

In Abbildung (35) ist eine Fastscan-Messung an einer LT-GaAs-Probe, die wir von der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Döhler (Universität Erlangen) erhalten haben, abgebildet. Trotz einer Meßzeit von über 50 Minuten ist das eigentliche Nutzsignal extrem verrauscht und geht im Hintergrund unter. Um dies zu verdeutlichen, wird auf eine Differenzmessung zur Eliminierung des Hintergrundes verzichtet. Die im Inset der Abbildung (35) dargestellte Vergrößerung zeigt das Meßsignal, das vom Kohärenzpeak dominiert wird. Das Signal selbst ist, wie wir mit Lock-in-Vergleichsmessungen feststellen konnten, durch den im Bezug zum linearen Hintergrund negativen Signalverlauf am Ende des Kohärenzpeaks gegeben. Eine weitere Auswertung des Meßsignales erscheint nicht sinnvoll, da die durch den Drehteller verursachten Störungen um einige Faktoren größer sind als das eigentliche Nutzsignal. Eine weitere Steigerung der Auflösung ist jedoch durch Differenzmessung bzw. mechanische Entkopplung des Drehtellers vom Laser möglich.

### 5.3 Effizienz der Rauschunterdrückung - Vergleich Lock-in / Fastscan-Technik

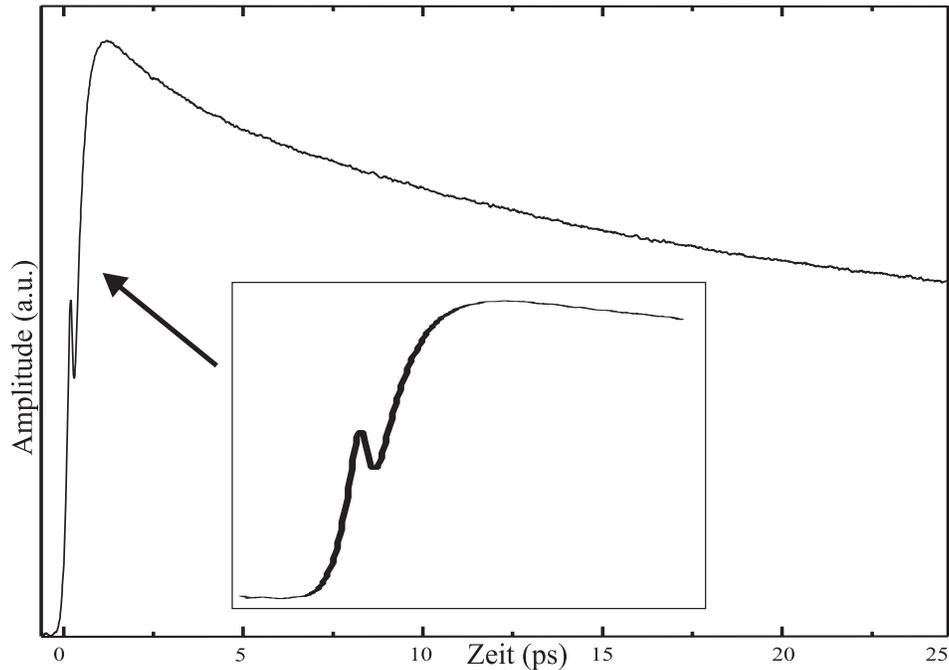
Die grundsätzliche Idee, die zum Aufbau des Fastscan-Systems führte, ist die gegenüber der Lock-in-Technik niedrigere Empfindlichkeit des Fastscan-Systems gegenüber Langzeitdrifts. In diesem Abschnitt soll an Hand von Vergleichsmessungen überprüft werden, ob die Fastscan-Technik zur Reproduktion von mit Lock-in-Technik aufgenommenen Meßkurven eingesetzt werden kann und hierbei eine zumindest äquivalente Rauschunterdrückung erzielt wird.

Zunächst wird mit Lock-in-Technik die Reflexionsänderungsmeßkurve einer InP-Probe mit dem im Abschnitt (4.2) vorgestellten Aufbau bestimmt. Als Detektor kommt die schnelle Photodiode<sup>24</sup> zum Einsatz, die direkt an den Eingang des

---

<sup>24</sup>Thorlabs FDS010.

Lock-in-Verstärkers<sup>25</sup> angeschlossen wird. Die Eingangsempfindlichkeit des Lock-in-Verstärkers beträgt  $100 \mu\text{V}$ , wobei eine Integrationszeit von 500 ms bei einer Referenzfrequenz von 2,9 kHz gewählt wird. In einer Meßzeit von 20 Minuten werden sieben Einzelmessungen des 36 ps langen Meßintervalles mit einer Auflösung von 100 Meßpunkten/ps aufgenommen und gemittelt. Abbildung (36) gibt die aufgenommene Meßkurve wieder.



**Abbildung 36:** Aus sieben Einzelmessungen gemittelte Reflexionsänderungsmessung einer InP-Probe, aufgenommen mit Lock-in-Technik über einen Zeitraum von 20 Minuten.

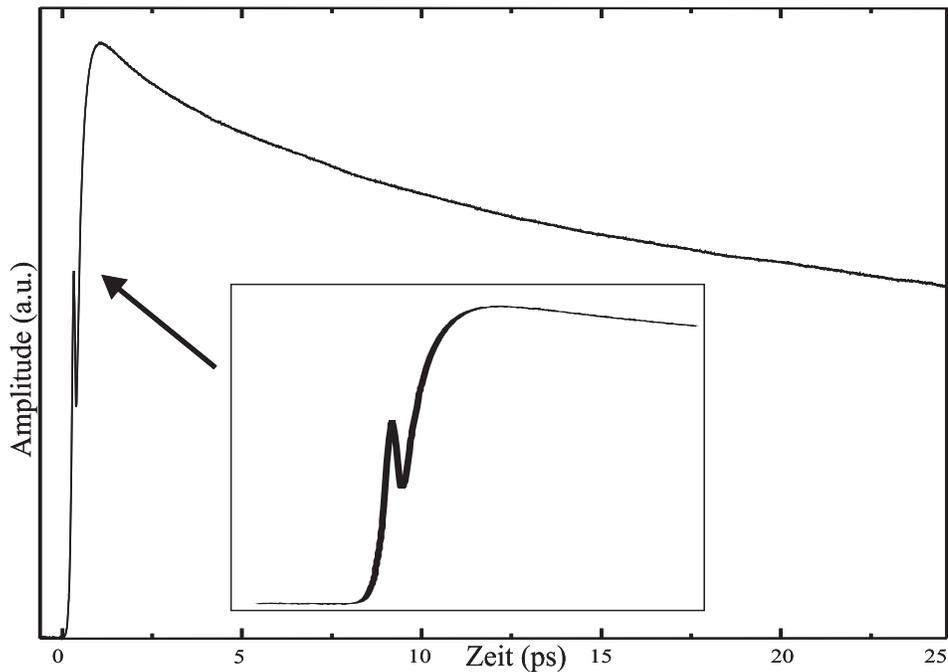
Um das Rauschen, mit dem die Messung behaftet ist, abschätzen zu können, wird an den exponentiellen Abfall der Meßkurve ein Überlagerung zweier exponentieller Abfälle angepaßt. Die Differenz der Signalkurve zur angepaßten werden berechnet und die Standardabweichung vom Mittelwert aller Datenpunkte ermittelt. Man erhält für die Standardabweichung einen Wert  $RMS_L = 1,9 \cdot 10^{-3}$ .

Da die für beide Meßtechniken notwendigen Verschiebeeinheiten im Meßaufbau integriert sind, muß für die Fastscan-Messung nur der optische Lichtzerhacker angehalten und der Drehteller in Rotation versetzt werden. Die Signale des Detektors werden durch den Verstärker<sup>26</sup> aufbereitet und an die A/D-Wandlertarte weitergegeben. Für die Messungen wird kein Differenzdetektor eingesetzt, wes-

<sup>25</sup>EG&G 5210.

<sup>26</sup>EG&G 5183.

halb zwei Meßreihen aufgenommen und voneinander subtrahiert werden müssen. Auf diese Weise wird der Offset eliminiert. Hierfür werden zwei Meßreihen mit einer Dauer von jeweils 20 Minuten aufgenommen und subtrahiert. Geht man davon aus, daß sich die Rauschcharakteristik des Lasersystems im Verlauf der beiden Fastscan-Messungen nicht ändert, so wird das RMS-Rauschen in beiden Messungen äquivalent sein. Durch Subtraktion der beiden Meßreihen kommt es zu keiner weiteren Rauschreduktion. Obwohl die Gesamtmeßzeit 40 Minuten beträgt, wird zur Rauschunterdrückung nur eine Meßzeit von 20 Minuten genutzt. Die für die Rauschunterdrückung relevante Meßzeit beträgt bei Verwendung beider Meßtechniken jeweils 20 Minuten, so daß die aufgenommenen Meßdaten einen direkten Vergleich der Lock-in und der Fastscan-Technik erlauben.

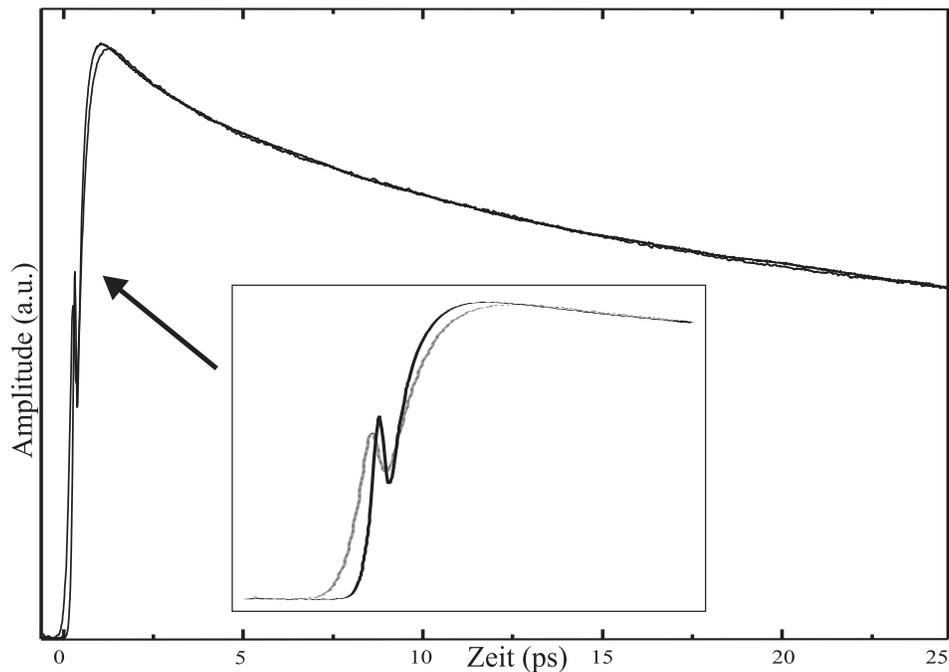


**Abbildung 37:** Reflexionsänderungsmessung einer InP-Probe, aufgenommen mit der Fastscan-Technik. Um ein hintergrundfreies Signal zu erhalten, wurden zwei Meßreihen aufgenommen und voneinander subtrahiert.

Abbildung (37) gibt die mit Hilfe des Fastscan-Systemes aufgenommene Meßkurve der InP-Probe wieder. In einem Zeitraum von 20 Minuten werden jeweils 32000 Einzelmessungen des Intervalles mit einer Wandlungsrate von 5 MHz aufgenommen. Die Zeitauflösung der Messung wird durch Verschieben der langsamen Verzögerungseinheit und dem im Abschnitt (5.1.4) beschriebenen Vorgehen zu 182 Punkten/ps bestimmt. Nach Abschluß der Messung wird durch Differenzbildung der hintergrundfreie Signalverlauf bestimmt und in den exponentiellen Signalabfall ein doppelt exponentieller Abfall angepaßt. Nach Differenzbildung

der berechneten und der gemessenen Kurve ermittelten wir für die Standardabweichung einen Wert  $RMS_F = 6,6 \cdot 10^{-4}$ .

Legt man beide aufgenommenen Meßkurven (36, 37), wie in Abbildung (38) zu sehen ist, übereinander, stellt man im Bereich des exponentiellen Abfalles eine große Übereinstimmung der Meßkurven fest. Lediglich im Bereich des Kohärenzpeaks kommt es zu Abweichungen, die auf die Art der Erfassung zurückzuführen sind. Durch die sequentielle Datenerfassung der Lock-in-Technik ist diese besonders sensitiv für steile Signalanstiege. Mit Lock-in-Technik ist es z. B. möglich, Interferenzstrukturen im Bereich des Kohärenzpeaks aufzulösen, die man mit der Fastscan-Technik auf Grund der hohen Anzahl von Mittelungen nicht erfassen kann. Beim Einsatz der Fastscan-Technik wird die hohe Zeitaufösung durch eine hohe Bandbreite bei der Signalerfassung erreicht. Wollte man ähnlich steile Signalflanken messen wie mit der Lock-in-Technik, müßte man die Bandbreite der Datenerfassung bei Einsatz der Fastscan-Technik um einige Faktoren steigern.



**Abbildung 38:** Vergleich der mit Lock-in und Fastscan-Technik aufgenommenen Reflexionsänderungsmessungen einer InP-Probe. Die für die Rauschunterdrückung relevante Meßzeit beträgt bei beiden Messungen 20 Mikunten.

Da mit ansteigender Zeitverzögerung der notwendige Verschiebeweg und daher die Verfahrenzeit bei Einsatz der Lock-in-Technik linear anwachsen, ist mit einer Steigerung der Effizienz des Fastscan-Systemes in Abhängigkeit von der Länge des Meßintervalles zu rechnen. Das Fastscan-System durchfährt unabhängig vom

speziellen Meßintervall immer die gesamte Zeitverzögerung des Retroreflektors, so daß die Meßzeit sich trotz größerem Meßintervall nicht ändert. Die Fastscan-Technik stellt ein Alternative zum Einsatz der Lock-in-Technik dar, die eine Meßwerterfassung mit gleichem Signal-zu-Rausch-Verhältnis wie die bewährte Lock-in-Technik ermöglicht.



## 6 Diskussion

### 6.1 Der Drehteller

Die Messungen zu den Gleichlaufschwankungen (s. Abschnitt (5.1.2)) und der Frequenzkalibrierung des Drehtellers (s. Abschnitt (5.1.1)) zeigen, daß sich der im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Drehteller nur in einem eingeschränkten Drehzahlbereich einsetzen läßt. Fällt die Rotationsfrequenz unter 21 Hz ab, ist mit Gleichlaufschwankungen zu rechnen, welche die Signalerfassung erheblich stören. Jedoch ist der Bereich niedriger Rotationsfrequenzen für den Einsatz des Fastscan-Systems nicht sonderlich praxisrelevant, da die Anzahl der Mittelungen pro Sekunde von der Rotationsfrequenz des Drehtellers abhängig ist. Mit einer Steigerung der Rotationsfrequenz kann man die Effizienz des Fastscan-Systems erhöhen, jedoch nehmen die durch Unwucht des Drehtellers verursachten Störungen der Laserintensität dann entsprechend zu. Eine Steigerung der Rotationsfrequenz über einen Wert von 42 Hz ist mit dem aufgebauten Reflektor technisch nicht möglich. Folglich ist der Einsatz des vorgestellten Drehtellers durch die Gleichlaufschwankungen und die durch Unwuchten erzeugten Intensitätsfluktuationen auf Rotationsfrequenzen von 21-30 Hz beschränkt. Als optimal ergab sich eine Rotationsfrequenz von 27 Hz.

Die Messungen zum Einfluß der Deviationsmomente (s. Abschnitt (5.1.3)) zeigen, daß es durch eine kleine Änderung der Massenverteilung auf dem Drehteller zu einer Verschiebung des aufgenommenen Signales auf der Zeitachse kommt. Diese Verschiebung könnte durch eine Unwucht hervorgerufen werden, die den Drehteller zu einer Präzessionsbewegung zwingt. Der Drehteller beschreibt, abhängig von der jeweiligen Position der Madenschraube, einen anderen Präzessionskegel. Je weiter die Madenschraube eingedreht wird (s. Abbildung (23 a)-c)), desto geringer ist die Unwucht. Für eine bestimmte Position der Schraube ist der Drehteller optimal ausgewuchtet (s. Abbildung (23 d)). Wird die Schraube noch weiter in die Halterung geschraubt (s. Abbildung (23 e)-h)), so tritt erneut eine Unwucht auf, die zur Vergrößerung des Präzessionskegels und somit zu einer Verlängerung des optischen Weges führt. Geht man von einer Zeitverschiebung zwischen zwei Messungen von ca. 20 fs aus, so entspricht dies einem optischen Weg von ca. 6  $\mu\text{m}$ . Da das Licht hin und zurück laufen muß, ist die reale Wegänderung durch den halben optischen Weg (d. h. 3  $\mu\text{m}$ ) gegeben. Für die gesamte Wegänderung, ausgehend von Abbildung (23 a) bis zur Abbildung (23 h)), kann man einen Wert von ca. 15  $\mu\text{m}$  abschätzen. Dieser Wert liegt im Bereich möglicher Schwankungen, die bei Industrielagern auftreten können.

Durch die angewendeten Methode zur Auswuchtung (s. Abschnitt (3.1.1)) laufen beide verwendete Motoren sehr stabil und ruhig, so daß Vibrationen unter einer Drehzahl von 30 Hz keinen weiteren direkten Einfluß auf die Messungen haben.

Die verbleibende Unwucht verursacht dennoch Störungen, die zu Fluktuationen in der Laserintensität führen (s. Abschnitt (5.1.6)). Dies zeigt, daß eine Apparatur zur mechanischen Auswuchtung des Drehtellers notwendig ist. Es sei noch einmal darauf hingewiesen, daß der Drehteller trotz der erheblichen Beeinflussungen auf den Meßvorgang allen Linearschwingern vorzuziehen ist, da diese durch die ständig wechselnde Beschleunigung der mechanischen Komponenten (s. Abschnitt (2.2.2)) einen wesentlich größeren Einfluß auf die Experimente hätten.

Mit dem vorgestellten Fastscan-System besteht eine Alternative zum Einsatz der Lock-in-Technik bei zeitaufgelösten Messungen. Es ist jedoch notwendig, eine schnellere Verzögerungseinheit aufzubauen, die nicht den beschriebenen Schwächen wie Gleichlaufschwankungen und eingeschränkten Rotationsfrequenzen unterliegt. Hierfür ist geplant, eine neue Ansteuerungselektronik aufzubauen, die selbst bei geringen Drehzahlen noch eine schnelle Nachregelung und Laufüberwachung ermöglicht. Weiterhin soll der Festplatten- bzw. Kopierermotor durch einen schnellen Motor ersetzt werden, der Rotationsfrequenzen von bis zu 300 Hz ermöglicht. Hierdurch könnte die Effizienz des Fastscan-Systems gesteigert werden, da im gleichen Zeitintervall, verglichen mit dem jetzt realisierten Fastscan-System, 10 mal mehr Meßreihen aufgenommen werden könnten.

Der aufgebaute Retroreflektor besteht, wie man Abschnitt (3.1.2) entnehmen kann, aus zwei einzelnen Spiegeln, die in einem Aluminiumträger eingespannt werden. Die Befestigung der beiden Spiegel auf dem Drehteller stellt sich allerdings als schwierig dar. Um den Zwischenwinkel der beiden Spiegel auf  $90^\circ$  einstellen zu können, wird vor den Spiegeln ein  $90^\circ$ -Prisma mit sehr hoher Präzision angebracht, das durch zwei Schrauben gegen die Spiegel gedrückt wird. Zum Schutz der Glassubstrate der Spiegel und des Prismas werden kleine PVC-Plättchen zwischen den Schrauben und den Spiegeln eingefügt. Nach längerer Benutzung des Fastscan-Systems kommt es durch mechanische und thermische Einflüsse zu einer Deformation dieser Plättchen. Diese Einflüsse machen eine Überwachung der Anordnung notwendig, da eine Abweichung vom rechten Winkel zu einer Veränderung der Zeitverzögerung führt (s. Abschnitt (2.2.3)).

## 6.2 Die Datenerfassung

Die Ausgangssignale des eingesetzten Detektors liegen im  $\mu\text{V}$ -Bereich und müssen für eine Erfassung durch die A/D-Wandlerkarte verstärkt werden. Die Eingangsempfindlichkeit der A/D-Wandlerkarte liegt im Bereich von  $\pm 2,5\text{ V}$ , so daß für einen sinnvollen Einsatz der Fastscan-Technik eine Verstärkung von 100–120 dB (Faktor  $10^5 - 10^6$ ) notwendig ist. Der verwendete Verstärker von EG&G (Modell 5183) bietet allerdings nur eine Verstärkung von 60 dB (Faktor  $10^3$ ), so daß nicht der volle Spannungsbereich der A/D-Wandlerkarte von  $\pm 2,5\text{ V}$  genutzt wer-

den kann. Weiterhin kann durch die Störungen, die das Fastscan-System selbst verursacht (s. Abschnitt (5.1.6)), ein Signalhintergrund erzeugt werden, der den dynamischen Bereich zur Signalerfassung stark einschränken kann. Im Falle der Reflexionsänderungsmessung an einer LT-GaAs-Probe (s. Abschnitt (5.2.2)) sind diese Störungen um einen Faktor  $10^3$  größer als das eigentliche Nutzsignal.

Will man den nutzbaren Spannungsbereich der A/D-Wandlung weiter erhöhen, muß der Hintergrund vor der Erfassung durch das Fastscan-System eliminiert werden. Bisher wird hierfür das Fastscan-System selbst zur Differenzdetektion eingesetzt, indem, wie in Abschnitt (5.1.5) beschrieben, zwei zeitlich verschobene Langzeitmessungen aufgenommen und voneinander subtrahiert werden.

Einer der Vorteile der Fastscan-Technik gegenüber der Lock-in-Technik ist die Unempfindlichkeit gegenüber Langzeitdrifts im Meßsignal. Durch die Art der Differenzbildung wird die Fastscan-Technik allerdings wieder empfindlich gegenüber solchen niederfrequenten Störungen. Es wird in einem Zeitraum von jeweils 20 Minuten eine Meßreihe und anschließend eine zweite Meßreihe aufgenommen. Die in beiden Meßreihen auftretenden Fluktuationen werden durch Mittelung eliminiert. Steigt über einen Zeitraum von 40 Minuten, in dem beide Meßreihen aufgenommen werden, die Ausgangsleistung des Lasers kontinuierlich an, so wird in der ersten Meßreihe der Mittelwert der Störung in den ersten 20 Minuten als Offset eingehen, während in die zweite Meßreihe der Mittelwert der Störungen der letzten 20 Minuten eingeht. Nimmt man eine komplexere Störung an, so wird der Mittelwert der Störungen in beiden Meßreihen unterschiedlich sein und bei Differenzbildung in das Signal eingehen. Es sollte deshalb eine andere Form der Differenzbildung wie z. B. ein Differenzdetektor genutzt werden, der die Differenzen auf Zeitskalen der Erfassungsrate (5 MHz) bildet. Hierbei werden durch eine elektronische Schaltung die Signale zweier Photodioden überwacht. Eine Diode erhält einen Referenzstrahl, der vor dem Experiment angekoppelt wird, während die zweite Diode das eigentliche Meßsignal erfaßt. Durch Differenzbildung der von beiden Photodioden aufgenommenen Signale kann man so den Hintergrund, der nicht durch den untersuchten Prozeß erzeugt wird, eliminieren.

Wie bereits dargelegt (s. Abschnitt (2.2.1)), ist es bei Einsatz der Fastscan-Technik nur bedingt möglich, absolute Amplituden zu messen, so daß zusätzlich ein Referenzpegel erfaßt werden muß. Alternativ hierzu könnte man eine Einzelmessung des Meßintervalles aufnehmen, anschließend den Anregepuls abblocken und das Meßintervall erneut aufnehmen. Im Anschluß an die Erfassung der beiden Messungen wird durch das Erfassungsprogramm deren Differenz bestimmt und abgespeichert. Durch das Abblocken des Anregepulses wird im Detektor nur der Hintergrund aufgenommen, der durch den Abfragepuls erzeugt wird. Bei Differenzbildung wird analog zu einem Differenzdetektor nur das Signal erfaßt, das durch den Anregepuls verursacht wird. Im Gegensatz zum Differenzdetektor

besteht bei der Signalerfassung jedoch die Möglichkeit, daß die maximale Eingangsspannung der A/D-Wandlerkarte überstiegen wird. Diese Form der Differenzbildung macht zusätzlich zur Synchronisierung des Drehtellers zu dem Erfassungsprogramm eine Synchronisierung des Programmes mit einem Modulator wie z. B. einem Chopper notwendig, der den Anregepuls bei jeder zweiten Umdrehung des Drehtellers für den Zeitraum, in dem das Signal erfaßt wird, abblockt. Da die A/D-Wandlerkarte über mehrere frei programmierbare Ein-/Ausgänge verfügt, ist es denkbar, durch das Erfassungsprogramm einen Chopper anzusteuern, der synchronisiert zum restlichen Fastscan-Aufbau den Anregestrahl abblockt.

Die schnelle Differenzbildung zweier Einzelmessungen im Meßprogramm besitzt gegenüber der im Abschnitt (5.1.5) vorgestellten Methode der Differenzbildung *nach* Abschluß einer ganzen Meßreihe einen großen Vorteil: Bei der schnellen Differenzmessung im Zeitraum zweier Rotationen des Drehtellers, würde eine Störung sowohl in das Meßsignal, als auch in die Referenz eingehen und kann durch die schnelle Differenzbildung eliminiert werden. Allerdings verliert man auch hier die Hälfte der nutzbaren Meßzyklen.

### **6.3 Der Einfluß des Fastscan-Systems auf den Laser**

Die Vergleichsmessungen zum Einfluß des Drehtellersystemes auf den Laser (s. Abschnitt (5.1.6)) zeigen, daß die mechanischen Einflüsse auf das Lasersystem weit- aus stärker sind als Rückreflexe des rotierenden Reflektors. Weiterhin ließ sich bei mechanischer Anregung des optischen Tisches feststellen, daß bestimmte Anregungsfrequenzen zu besonders starken Störungen der Ausgangsleistung des Lasersystemes führen. An Hand der Messungen läßt sich jedoch nicht eindeutig klären, ob es sich hierbei nur um eine hohe Empfindlichkeit des Lasersystemes handelt oder ob der Tisch selbst auf bestimmte Anregungsfrequenzen mit Schwingungen reagiert. Es wurden daher weitere Messungen durchgeführt, um mögliche Resonanzfrequenzen des optischen Tisches zu bestimmen.

Hierbei wurde mit dem im Abschnitt (5.1.7) beschriebenen Aufbau der optische Tisch mit einem Lautsprecher angeregt und die Schwingungen des Tisches mit einem zweiten Lautsprecher aufgenommen. Bestimmte Frequenzkomponenten, die bei der Untersuchung der zeitlichen Schwankungen der Laserintensität (s. Abschnitt (5.1.6)) beobachtet wurden, konnten mit dem zweiten Lautsprecher nicht erfaßt werden. Dies deutet darauf hin, daß der optische Tisch selbst, trotz pneumatischer Dämpfung, starke Resonanzen besitzt, die nicht unmittelbar zu einer Beeinflussung des Lasers führen müssen.

Das Auftreten der durch den Drehteller angeregten Störungen ist stark von der Justierung des Laserresonators abhängig. Die beobachteten Störungen traten nur

bei optimaler Justierung des Resonators auf. Betreibt man das Lasersystem an den Stabilitätsgrenzen des Resonators, so konnte bei Messungen der Laserintensität in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz des Fastscan-Systems (s. Abschnitt (5.1.6)) ein um einen Faktor 20 größerer Rauschpegel festgestellt werden. Dabei wurden keine Frequenzkomponenten oder Harmonische des Drehtellers beobachtet, da diese wahrscheinlich im Rauschen untergehen. Dies deutet darauf hin, daß die statistischen Fluktuationen in dieser Justierung des Lasers stärker sind, als die systematischen Störungen, die durch das Fastscan-System verursacht werden.

Die starke Abhängigkeit der beobachteten Störungen von der Justierung des Lasersresonators und das Auftreten von Störungen, die nicht durch Resonanzen des Tisches bedingt sind, zeigen, daß die beobachteten Störungen mit großer Wahrscheinlichkeit nur durch mechanische Einkopplungen und nicht durch Rückreflexe in den Resonator verursacht werden. Versuche zeigen, daß eine Entkopplung des Drehtellers vom optischen Tisch durch schwingungsdämpfende Materialien ausreichend ist, um die Störungen deutlich zu reduzieren. Es empfiehlt sich, die Position des Drehtellers auf dem optischen Tisch so zu bestimmen, daß die Schwingungen den geringsten Einfluß auf den Laser haben. Alternativ zur Benutzung von schwingungsdämpfenden Materialien kann man den Drehteller vom optischen Tisch entfernen und auf einem separaten Tisch befestigen. Allerdings macht dies eine längere Strahlführung und einen erheblichen Aufwand zur Kompensation der entstehenden Zeitverzögerung notwendig. Weiterhin können durch Schwingungen des optischen Tisches gegenüber dem Tisch, auf dem sich der Drehteller befindet, Variationen in der Zeitverzögerung entstehen.

## 6.4 Die Effizienz der Rauschunterdrückung

Die Effizienz der Rauschunterdrückung bei Einsatz der Lock-in-Technik ist durch die Bandbreite der Filterung und durch die Integrationszeit zur Mittelung der Meßwerte bestimmt. Im Gegensatz zur frequenzselektiven Erfassung der Lock-in-Technik wird bei Einsatz der Fastscan-Technik eine zeitliche Mittelung eines Ensembles von Meßpunkten vorgenommen. Eine analytische Berechnung der erzielbaren Rauschunterdrückung stellt sich als problematisch dar, da der Lock-in-Verstärker in der Frequenzdomäne arbeitet, während ein mittelnder Verstärker eine Rauschreduktion in der Zeitdomäne erzielt. Abschätzungen zur erzielbaren Rauschunterdrückung können den Referenzen [20], [31] entnommen werden.

Die Rauschunterdrückung beider Meßtechniken liegt, wie man an Hand der vorgestellten Ergebnisse (5.2.1, 5.3) feststellen kann, in der gleichen Größenordnung. Im experimentellen Einsatz läßt sich jedoch feststellen, daß bei der Aufnahme größerer Meßintervalle die Rauschunterdrückung des Fastscan-Systems im Vergleich zur Lock-in-Technik immer effizienter wird. In Tabelle (3) ist eine Zusam-

menstellung der Meßparameter und der aus den experimentellen Daten berechneten RMS–Werte für die Autokorrelationsmessungen mit Lock-in und Fastscan–Technik wiedergegeben.

	RMS-Rauschen	n Messungen	$\Delta\tau$	Auflösung	Meßzeit
Lock-in	$5,2 \cdot 10^{-3}$	16	500 fs	500 pkt/ps	20 min
Fastscan	$4,6 \cdot 10^{-3}$	70400	500 fs	182 pkt/ps	20 min

**Tabelle 3:** Zusammenstellung der Meßparameter bei Aufnahme der Autokorrelationsmessung mit Lock-in und Fastscan–Technik.

Der wesentliche Unterschied zwischen den mit beiden Meßmethoden aufgenommenen Ergebnisse ist die unterschiedliche Zeitauflösung, mit der die Daten erfaßt werden. Die Lock-in–Messung erfolgt mit einer um den Faktor 2,7 höheren Zeitauflösung, was während der Messung zu einer langsameren Geschwindigkeit des Verschiebetisches führt. Mit der Wahl einer geringeren Auflösung würde der Verschiebetisch die gleiche Strecke schneller überfahren und könnte somit das kleine Meßintervall häufiger aufnehmen. Insofern ist es nicht verwunderlich, daß das RMS–Rauschen der Fastscan–Messung im Gegensatz zur Lock-in–Messung ein wenig besser erscheint. Mit einer der Fastscan–Messung entsprechenden Zeitauflösung würde die Rauschunterdrückung der Lock-in–Messung besser als die der Fastscan–Messung ausfallen.

In Tabelle (4) ist die Aufstellung der Meßparameter für den in Abschnitt (5.3) vorgestellten Vergleich der Rauschunterdrückung bei Messungen der Reflexionsänderung einer InP–Probe wiedergegeben. Bei diesen Messungen wird ein Zeitintervall mit einer Länge von 36 ps aufgenommen, was im Vergleich zur Autokorrelationsmessung eine 72 mal längere Verschiebestrecke notwendig macht. Für den Einsatz der Lock-in–Technik bedeutet das, daß sich die Meßzeit für die Aufnahme einer Messung entsprechend um den Faktor 72 erhöht, während bei Einsatz der Fastscan–Technik keine Änderung auftritt. Da das Fastscan–System immer den gleichen Weg überfährt, ist eine Anpassung an das Experiment nicht notwendig. Es wird immer ein 36 ps Zeitintervall durchlaufen, unabhängig davon ob ein 36 ps oder ein 500 fs langes Zeitfenster für die Datenerfassung genutzt wird.

Ein direkter Vergleich der ermittelten RMS–Werte zur Bestimmung der jeweils besseren Erfassungsmethode ist nicht sinnvoll, da die Zeitauflösung bei der Aufnahme der Messung berücksichtigt werden muß. Im Fall der Autokorrelationsmessung (s. Tabelle (3)) könnten mit Lock-in–Technik, bei gleicher Zeitauflösung 2,7 mal mehr Meßpunkte aufgenommen werden. Geht man von einer Normalverteilung der Meßwerte um den wirklichen Wert aus, so würde man bei gleicher Zeitauflösung der Messungen eine um  $1/\sqrt{2,7}$  geringeres RMS–Rauschen

	RMS-Rauschen	n Messungen	$\Delta\tau$	Auflösung	Meßzeit
Lock-in	$1,9 \cdot 10^{-3}$	7	36 ps	100 pkt/ps	20 min
Fastscan	$6,6 \cdot 10^{-4}$	32000	36 ps	182 pkt/ps	20 min

**Tabelle 4:** Zusammenstellung der Meßparameter für den im Kapitel (5.3) vorgenommenen Vergleich der Effizienz der Rauschunterdrückung beim Einsatz der Lock-in und der Fastscan-Technik.

erwarten. In Tabelle (5) sind die für unterschiedliche Zeitauflösungen korrigierten RMS-Werte aufgeführt.

	Autokorrelationsmessung	Reflexionsänderungsmessung
Lock-in	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$
Fastscan	$4,6 \cdot 10^{-3}$	$6,6 \cdot 10^{-4}$

**Tabelle 5:** Berechnete RMS-Werte unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Zeitauflösungen bei der Signalerfassung.

Durch diese Form der Bewertung kann man feststellen, daß im Falle eines kleinen Meßintervalles von ca. 0,5 ps Dauer die Lock-in-Technik eine geringfügig bessere Rauschunterdrückung erlaubt als die Fastscan-Technik. Bei großen Meßintervallen dagegen ist die Rauschunterdrückung der Fastscan-Technik im Vergleich zur Lock-in-Technik um den Faktor vier besser (s. Tabelle (5)). Aufgrund des längeren Meßintervalles bei Aufnahme der Reflexionsmessungen, erwartet man eine um  $\sqrt{72} \approx 8,5$  bessere Rauschunterdrückung der Fastscan-Technik. Es ergibt sich aber nur eine reale Verbesserung um einen Faktor 6. Dies deutet darauf hin, daß die Annahme einer  $1/\sqrt{n}$  Abhängigkeit der Rauschunterdrückung nicht ausreichend ist, um die Rauschunterdrückung unterschiedlicher Messungen zu vergleichen. Vielmehr ist eine signaltheoretische Analyse der bei der Rauschreduktion beteiligten Komponenten notwendig.

Die Zeitdauer für die Aufnahme einer Messung steigt beim Einsatz einer linearen Verschiebeeinheit linear mit der Zeit an. Für den Einsatz der Lock-in-Technik bedeutet dies letztlich, daß mit dem Überschreiten einer bestimmten Zeitverzögerung, im Vergleich zur Fastscan-Technik, die Effizienz der Rauschunterdrückung linear abnimmt. Edelstein et. al. [13] kommen zu dem Schluß, daß unter der Annahme einer  $1/f$  Rauschcharakteristik des Lasers und richtiger Wahl der Bandbreite gegen Scanrate, bei gleicher Meßzeit die Rauschunterdrückung einer schnellen Mittelung mit hoher Bandbreite (Fastscan-Technik) besser ist, als bei lang-

samer Erfassung mit geringer Bandbreite (Lock-in-Technik)<sup>27</sup>. Jedoch ist diese Aussage nur dann gültig, wenn mit beiden Meßtechniken das gleiche Meßintervall mit identischer Zeitaufösung untersucht wird. Berücksichtigt man die Größe der Signalamplituden, die erfaßt werden, so ergeben sich weitere Einschränkungen, die im folgenden Abschnitt näher untersucht werden.

Bei Einsatz der Lock-in-Technik arbeitet man mit einem langsamen Verschiebetisch, der nach der Aufnahme eines Meßpunktes um wenige  $\mu\text{m}$  zum nächsten Meßpunkt bewegt wird. Dabei wertet man 50 % der durch den Laser angeregten Elementarprozesse<sup>28</sup> aus, während bei Einsatz der Fastscan-Technik nur 10 % der Prozesse aufgenommen werden. Diese 10 % können darauf zurückgeführt werden, daß der Drehteller nur über einen begrenzten Winkelbereich die Laserstrahlung reflektieren kann. Trotz der Informationsverluste bei Benutzung des Fastscan-Systems ist für kurze Meßzeiten eine vergleichbare und für lange Meßzeiten eine bessere Rauschunterdrückung als bei Einsatz der Lock-in-Technik erzielbar.

## 6.5 Der Einsatz des Fastscan-Systems im Experiment

Der Einsatz der Fastscan-Technik zur Rauschreduktion in Anrege-Abfrage-Messungen ist grundsätzlich immer möglich, jedoch zeigt sich in den Messungen, daß unter bestimmten Umständen die Lock-in-Technik eine weitaus bessere Rauschunterdrückung ermöglicht. Dieser Abschnitt faßt die grundsätzlichen Vor- und Nachteile beider Erfassungstechniken zusammen und soll als Hilfestellung dienen, um die für die jeweilige Messung optimale Erfassungsmethode auszuwählen.

Im Falle der Autokorrelationsmessungen (s. Abschnitt (5.2.1)) zeigt sich, daß die Lock-in-Technik eine effizientere Rauschunterdrückung ermöglicht als die Fastscan-Technik. Die für die Aufnahme der Messungen notwendige Zeitverzögerung betrug hierbei ca. 500 fs was einem Verschiebeweg von ca. 75  $\mu\text{m}$  entspricht. Die Untersuchung von Ladungsträgerdynamiken (s. Abschnitt (5.2.2)) dagegen macht Zeitverzögerungen im Bereich einiger zehn bis hundert ps notwendig, die Verschiebewege von einigen zehn Millimetern notwendig machen. Hier zeigt sich, daß der Einsatz der Fastscan-Technik eine deutlich effizientere Signalerfassung ermöglicht als die Lock-in-Technik (s. voriger Abschnitt).

Untersucht man extrem kleine und stark verrauschte Signale, wie z. B. in Reflexionsänderungsmessungen an LT-GaAs Proben (s. Abschnitt (5.2.2)) mit dem Fastscan-Aufbau, so werden die Meßsignale von starken phasensynchronen Störun-

---

<sup>27</sup>Diese Aussage ist nur unter der Annahme eine 1/f Rauschcharakteristik gültig, für weißes Rauschen ist die Rauschunterdrückung beider Meßtechniken gleich.

<sup>28</sup>Durch den Chopper gehen 50 % der Laserstrahlung verloren.

gen, die durch den Drehteller verursacht werden, überlagert. Ohne mechanische Entkopplung des Drehtellers oder Einsatz eines Differenzdetektors ist mit Fastscan-Technik keine zur Lock-in-Technik vergleichbare Rauschunterdrückung erzielbar. Es gibt sogar Aussagen, daß die Fastscan-Technik i. a. der Lock-in-Technik für den Fall großer Signale überlegen ist, während die Lock-in-Technik vor allem im Fall kleiner Signale, wenn das Rauschen im Abfragestrahl dominieren kann, der Fastscan-Technik überlegen ist [14].

Diese Aussage läßt sich an Hand der vorgenommenen Messungen nicht uneingeschränkt bestätigen. Im Falle der vorgestellten Eliminierung des Hintergrundes (s. Abschnitt (5.1.5)) wird nicht die maximal mögliche Auflösung der A/D-Wandlerkarte genutzt. Die mit dem Hintergrund überlagerten Signale werden zwar mit 14 Bit (32768 unterschiedliche Werte) digitalisiert, im Falle der Reflexionsänderungsmessung an LT-GaAs liegt die dynamische Auflösung allerdings nur in einem Bereich von 6 Bit (64 unterschiedliche Werte). Hierdurch wird die Signalmittelung erschwert. Mit Lock-in-Technik ist daher eine wesentlich bessere Rauschunterdrückung möglich. Kommt ein Differenzdetektor zum Einsatz, so kann man allerdings nach weiterer Signalverstärkung die volle Auflösung der A/D-Wandlerkarte nutzen, was zu einer erheblich besseren Rauschunterdrückung führt, die der des Lock-in-Verstärkers gleichkommt und diese sogar übertrifft. So kann bei Reflexionsmessungen die Sensitivität des Fastscan-Systems von derzeit  $\Delta R/R \approx 10^{-5}$  durch einen Differenzdetektor bis zu Werten von  $\Delta R/R \approx 10^{-7}$  gesteigert werden.

Ein weiterer Vorteil der Fastscan-Technik ist die, unabhängig vom untersuchten Meßintervall, bei jedem Umlauf des Drehtellers sehr große Zeitverschiebung. So ist mit der momentanen Justierung des Drehtellers die Aufnahme eines 30 ps langen Zeitfensters mit weniger als 1 % Fehler bei der Abweichung vom linearen Verlauf der Verzögerungsstrecke möglich. Der Drehteller ermöglicht die Untersuchung eines Zeitintervalles mit einer Länge von mehr als 350 ps. Dieses große Zeitfenster eignet sich hervorragend zur Signalsuche, da eine genaue Kenntnis des Zeitnullpunktes aufgrund des großen Zeitfensters nicht notwendig ist. Zur Messung wird mit dem langsamen Verschiebtisch das gefundene Signal durch Einfügen einer zusätzlichen Zeitverzögerung in den linearen Bereich des Fastscan-Systems gebracht. Weiterhin wird durch die Aufnahme des gesamten Meßintervalles die Signalüberwachung erheblich vereinfacht und die Justierung der Aufbauten erleichtert.

Unabhängig von der später zur Signalerfassung eingesetzten Technik sollte die Fastscan-Technik immer zur Signalsuche und Justierung eingesetzt werden. Kleine Signale und solche, die nur wenige ps lang sind, sollten mit Lock-in-Technik aufgenommen werden, während sich für große Signale und lange Meßintervalle der Einsatz der Fastscan-Technik anbietet.



## 7 Zusammenfassung

Bei Anrege-Abfrage-Experimenten in der Ultrakurzzeit-Spektroskopie ist eine definiert einstellbare Zeitverzögerung zwischen anregendem und abfragendem Laserpuls notwendig, die durch das Einfügen einer variablen Verschiebestrecke in einen der Strahlwege realisiert wird.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine Meßtechnik, die sog. Fastscan-Technik, entwickelt, die bei zeitaufgelösten Messungen zur schnellen Signalerfassung eingesetzt werden kann. Die wesentlichen Merkmale der Fastscan-Technik sind eine effiziente Rauschunterdrückung, vor allem bei Einfluß niederfrequenter Störungen, sowie die Möglichkeit, das gesamte Meßsignal noch während der Aufnahme überwachen zu können. Die Rauschunterdrückung beruht hierbei auf einer schnellen und häufigen Erfassung der Meßwerte und ihrer ständigen Mittelung.

Nach einer theoretischen und experimentellen Untersuchung verschiedener Fastscan-Systeme wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Fastscan-Aufbau mit einem rotierenden Reflektor zur Zeitverzögerung realisiert. Hierbei wird mit einem schnellen Motor und einem auf diesem befestigten Retroreflektor eine in guter Näherung lineare Zeitverzögerung zwischen Anrege- und Abfragepuls erzielt. Da die schnelle, wiederholte Aufnahme und Mittelung der Meßdaten eine ebenso schnelle Auswertung notwendig macht, kommt zur Meßwerterfassung ein Computersystem mit A/D-Wandlerkarte und ein selbst entwickeltes Erfassungsprogramm zum Einsatz. Das vorliegende Fastscan-System ermöglicht so die Aufnahme einiger zehn Meßzyklen pro Sekunde. Die Zeitauflösung der einzelnen Meßwerte liegt im Femtosekundenbereich.

Um das entwickelte Fastscan-System mit etablierten Techniken wie Lock-in-Verfahren vergleichen zu können, wurde es in praxisrelevanten Aufbauten getestet und untersucht. So wurden Autokorrelations- und zeitaufgelöste Reflexionsänderungsmessungen durchgeführt. Diese dienen einerseits zur Charakterisierung des entwickelten Fastscan-Aufbaus, andererseits wird ein direkter Vergleich zwischen Lock-in und Fastscan-Technik möglich. Es zeigt sich, daß die erzielte Rauschunterdrückung der beiden Meßtechniken in der gleichen Größenordnung liegt. Während eine weitere Steigerung der Rauschunterdrückung bei Lock-in-Technik nur schwer möglich ist, kann bei Fastscan-Messungen allein durch Einsatz schneller Differenzdetektoren eine Steigerung der Sensitivität von zwei Größenordnungen erzielt werden.

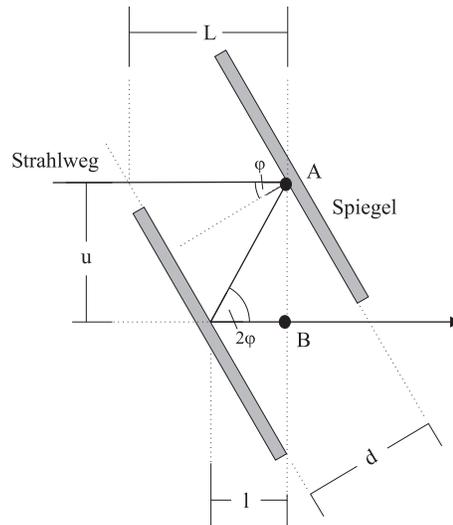
Zwischen den Methoden zur Signalerfassung besteht allerdings ein wichtiger Unterschied: Im Gegensatz zur Fastscan-Technik, bei der immer die volle Zeitverzögerung durchlaufen wird, steigt der Zeitbedarf zur Meßwerterfassung mit Lock-in-Technik direkt mit der Zeitverzögerung an. Die Lock-in-Technik ist da-

her besonders bei kurzen Meßintervallen der Fastscan-Technik überlegen, während die Fastscan-Technik bei langen Meßintervallen ( $\Delta\tau \geq 10$  ps) optimal eingesetzt werden kann. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Fastscan-System stellt eine echte Alternative zur etablierten Lock-in-Technik dar.

# A Anhang

## A.1 Zeitverzögerung bei Parallelanordnung der Spiegel

Ein in den Reflektor einfallender Strahl wird durch die in Abbildung (39) dargestellte Anordnung der Spiegel den Reflektor parallelversetzt verlassen. Die durch den Reflektor verursachte Wegänderung ist durch die Strecke vom Punkt A zum Punkt B gegeben. Die Zeitverzögerung bei paralleler Anordnung zweier Spiegel die symmetrisch zum Ursprung des Drehtellers angeordnet sind läßt sich wie folgt berechnen.



**Abbildung 39:** Strahlführung bei Einsatz der Parallelanordnung zur Erzeugung einer winkelabhängigen Zeitverzögerung.

Für den optischen Weg  $L$  zwischen den Spiegeln folgt nach Abbildung (39):

$$L = \frac{d}{\cos \varphi}$$

Der Parallelversatz  $u$  des einfallenden zum auffallenden Strahles ergibt sich zu:

$$u = 2d \sin \varphi$$

Nach Reflexion am ersten Spiegel wird der Strahlweg um die Strecke  $l$  verlängert:

$$l = 2d \frac{\sin \varphi}{\tan 2\varphi}$$

Für die gesamte Zeitverzögerung  $\Delta\tau$  nach zwei Durchläufen des Strahles durch den Reflektor folgt mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$ :

$$\begin{aligned}\Delta\tau &= \frac{2(L+l)}{c} \\ &= \frac{2\left(\frac{d}{\cos\varphi} + \frac{2d\sin\varphi}{\tan 2\varphi}\right)}{c}\end{aligned}$$

Mit der Identität

$$\tan 2\varphi = \frac{2 \tan \varphi}{1 - \tan^2 \varphi}$$

kann man weiter vereinfachen:

$$\begin{aligned}\Delta\tau &= \frac{2\left(\frac{d}{\cos\varphi} + \frac{2d\sin\varphi}{\tan 2\varphi}\right)}{c} \\ &= \frac{2d\left(\frac{1}{\cos\varphi} + \cos\varphi(1 - \tan^2\varphi)\right)}{c} \\ &= \frac{2d\left(\frac{1}{\cos\varphi}(1 - \sin^2\varphi) + \cos\varphi\right)}{c} \\ &= \frac{4d \cos\varphi}{c}\end{aligned}$$

Die Zeitverzögerung bei Einsatz der Parallelanordnung ist folglich vom Abstand der beiden Spiegel und dem Einfallswinkel der Strahlung abhängig.

# Literatur

- [1] R. H. DICKE,  
*The Measurement of Thermal Radiation at Microwave Frequencies*,  
Rev. Sci. Instrum. 17(7), 268 (1946)
- [2] D. H. AUSTON AND P. R. SMITH,  
*Generation and detection of millimeter waves by picosecond photoconductivity*,  
Appl. Phys. Lett. 43(7), 631-633 (1983)
- [3] E. PHILIPPOW,  
*Taschenbuch Elektrotechnik*,  
Band 3, Nachrichtentechnik (1967)
- [4] D. VON DER LINDE,  
*Characterization of the Noise in Continuously Operating Mode-Locked Lasers*,  
Appl. Phys. B 39, 201-217 (1986)
- [5] Z. VARDENY, J. TAUC,  
*Semiconductor Processes Probed by Ultrafast Laser Spectroscopy*,  
Academic Press, New York (1983)
- [6] J. KUHL, E. O. GÖBEL, TH. PFEIFFER UND A. JONIENTZ,  
*Subpicosecond Carrier Trapping in High-Defect-Density Amorphous Si and GaAs*,  
Appl. Phys. A 34, 105-110 (1984)
- [7] U. TIETZE, CH. SCHENK,  
*Halbleiter-Schaltungstechnik*,  
10. Auflage, Springer (1993)
- [8] A. WATANABE, H. SAITO, T. TOKIZAKI, Y. ISHIDA AND T. YAJIMA,  
*Rapid-scanning autocorrelator with extended scanning span for monitoring short optical pulses*,  
Rev. Sci. Instrum. 58(10), 1852 (1987)
- [9] K. L. SALA, G. A. KENNY-WALLACE, G. E. HALL,  
*CW Autocorrelation Measurements of Picosecond Laser Pulses*,  
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-16, No. 9 (1980)
- [10] R. L. FORK AND F. A. BEISSER,  
*Real-time intensity autocorrelation interferometer*,  
Applied Optics, Vol. 17, No. 22 (November 1978)

- [11] A. KALPAXIS, A. G. DOUKAS, Y. BUDANSKY, D. L. ROSEN A. KATZ,  
AND R. R. ALFANO,  
*Description of an electronic controller used with an autocorrelator to measure  
a femtosecond pulse duration in real time,*  
Rev. Sci. Instrum. 53(7), 960 (July 1982)
- [12] G. C. CHO, W. KÜTT, AND H. KURZ,  
*Subpicosecond time-resolved coherent-phonon Oscillations in GaAs,*  
Phys. Rev. Letters, Vol. 65, No. 6 (1990)
- [13] D. C. EDELSTEIN, R. B. ROMNES, AND M. SCHEUERMANN,  
*Rapid programmable 300ps optical delay scanner and signal-averaging sy-  
stem for ultrafast measurements,*  
Rev. Sci. Instrum. 62(3), 579 (1991)
- [14] JOHN A. MOON,  
*Optimization of signal-to-noise ratios in pump-probe spectroscopy,*  
Rev. Sci. Instrum. 64(7), 1775 (1993)
- [15] Z. A. YASA AND N. M. AMER,  
*A rapid-scanning autocorrelation scheme for continuous monitoring of pic-  
second laser pulses,*  
Optics Communications, Vol. 36, No. 5, 406 ff. (1981)
- [16] P. LAPORTA, V. MAGNI AND L. PALLARO,  
*Optimization study of a picosecond rotating-mirror autocorrelator,*  
Optics Communications, Vol. 51, No. 2, 95 ff. (1984)
- [17] H. HARDE AND H. BURGGRAF,  
*Rapid scanning autocorrelator for measurements of picosecond laser pulses,*  
Optics Communications, Vol. 38, No. 3, 211 ff. (1981)
- [18] G. XINAN, M. LAMBSDORFF, J. KUHL, W. BIACHANG,  
*Fast-scanning autocorrelator with 1-ns scanning range for characterization  
of mode-locked ion lasers,*  
Rev. Sci. Instrum. 59(9), 2088 (1988)
- [19] DATEL GMBH MÜNCHEN,  
*Product Specification for the ADS-943MC/MM,*  
(Der Baustein ADS-943MC entspricht dem Baustein ADS-30370)
- [20] M. STRAHNEN (DISSERTATION),  
*Konzeption, Realisation und Einsatz eines schnellen Datenerfassungs- und  
Datenverarbeitungssystemes in der optischen Kurzzeitspektroskopie,*  
Fakultät für Elektrotechnik RWTH-Aachen (1990)

- [21] AMCC – APPLIED MICRO CIRCUITS CORPORATION,  
*S5933 PCI controller data book*,  
AMCC, 6195 Lusk Boulevard, San Diego, CA 92121-2793 (1996)
- [22] PICMG – PCI INDUSTRIAL COMPUTER MANUFACTURERS GROUP,  
<http://www.picmg.com/amain.htm>
- [23] AMNON YARIV,  
*Optical Electronics*,  
258ff, Fourth Edition, Saunders College Publishing (1991)
- [24] AMNON YARIV,  
*Quantum Electronics*,  
340ff, J. Wiley and Sons (1967)
- [25] J.-C. DIELS, J. J. FONTAINE, I. C. McMICHALE, F. SIMONI,  
*Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy*,  
Appl. Optics, Vol. 24, No. 9 (1985)
- [26] W. DEMTRÖDER,  
*Laserspektroskopie*,  
3. Auflage, Springer (1993)
- [27] H. PRESS, B. P. FLANNERY, S. A. TEUKOLSKA, W. T. VETERLING,  
*Numerical Recipes in C*,  
Cambridge University Press (1988)
- [28] A. J. LOCHTEFLED, M. R. MELLOCH, J. C. P. CHANG, E. S. HARMON,  
*The Role of Point Defects and Arsenic Precipitates in Carrier Trapping and Recombination in Low-Temperature Grown GaAs*,  
Appl. Phys. Lett. 69(19), 1465 (1996)
- [29] X. LIU, A. PRASAD, W. M. CHEN, A. KURPIEWSKI, A. STOSCHEK,  
Z. LILIENTAL-WEBER, AND E. R. WEBER,  
*Mechanism responsible for the semi-insulating properties of low-temperature-grown GaAs*,  
Appl. Phys. Lett. 65(23), 3002 (1994)
- [30] M. SCHRÖER (DIPLOMARBEIT),  
*Ladungsträgerdynamik in Hochtemperatursupraleitern*,  
Fachabteilung Mathematik und Physik der RWTH–Aachen (1995)
- [31] G. M. HIEFTJE,  
*Signal-to-Noise Enhancement Through Instrumental Techniques*,  
Anal. Chem. , No. 6+7 (1972)



# Abbildungsverzeichnis

<b>Theorie:</b>	<b>3</b>
1 Anrege–Abfrage–Meßaufbau für die Ultrakurzzeit–Spektroskopie. . .	3
2 Simulation einer Drift bei Lock-in–Messung. . . . .	8
3 Simulation einer Drift bei Fastscan–Messung. . . . .	8
4 Simulation einer komplexen Störung bei Lock-in–Messung. . . . .	9
5 Simulation einer komplexen Störung bei Fastscan–Messung. . . . .	9
6 Das Federsystem zur Erzeugung einer linearen Zeitverzögerung. .	13
7 Schemazeichnung eines Drehtellersystemes in Parallelanordnung. .	15
8 Resultierender Verzögerungsweg der Parallelanordnung. . . . .	15
9 Abweichung der Parallelanordnung von der linearen Näherung. . .	17
10 Schemazeichnung eines Drehtellersystemes in Dachanordnung. . . .	19
11 Die Zeitverzögerung der Dachanordnung. . . . .	19
12 Abweichung der Dachanordnung von der linearen Näherung. . . .	20
13 Winkelabhängige Zeitverzögerung der Dachanordnung. . . . .	20
<b>Aufbau und Realisierung des Fastscan–Systems:</b>	<b>24</b>
14 Funktionsschema einer Schaltung zur Nachlaufsynchronisation. . .	27
15 Kalibrierungskurven der verwendeten Motoren. . . . .	28
16 Schemazeichnung des aufgebauten Reflektors. . . . .	30
17 Ablaufdiagramm der erstellten Meßsoftware. . . . .	35
<b>Integration des Fastscans in den experimentellen Aufbau:</b>	<b>36</b>
18 Der Autokorrelationsaufbau zur Pulslängenbestimmung. . . . .	37
19 Meßaufbau für zeitaufgelöste Materialuntersuchungen. . . . .	39
20 Reflexionsänderungsmessung einer InP–Probe. . . . .	40
<b>Messungen:</b>	<b>41</b>
21 Kalibrierungskurven der verwendeten Motoren. . . . .	44
22 Gleichlaufschwankungen in Abhängigkeit von der Drehfrequenz. .	45
23 Der Einfluß von Deviationsmomenten. . . . .	48
24 Kalibrierung der Zeitbasis des Fastscan–Systemes. . . . .	50
25 Intensitätsschwankungen (ungeblockt) des Lasersystemes. . . . .	54
26 Intensitätsschwankungen (geblockt) des Lasersystemes. . . . .	55
27 Schema zur Anregung des optischen Tisches. . . . .	57
28 Anregung des optischen Tisches mit einem Lautsprecher. . . . .	58
29 SNR–Verhältnis in Abhängigkeit von der Drehzahl des Motors. . .	60
30 Gegenüberstellung SNR und Gleichlaufschwankungen des Motors. .	61
31 Ergebnisse der optischen Autokorrelationsmessung. . . . .	63
32 Logarithmische Darstellung der Autokorrelationen. . . . .	64
33 Reflexionsänderungsmessungen einer InP–Probe. . . . .	67
34 Reflexionsänderungsmessung einer $\text{YB}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ , $x < 0,3$ – Probe. .	69

35	Reflexionsänderungsmessung einer LT-GaAs-Probe. . . . .	70
36	Reflexionsänderungsmessung einer InP-Probe mit Lock-in-Technik.	72
37	Reflexionsänderungsmessung einer InP-Probe mit Fastscan-Technik.	73
38	Vergleich InP-Messung mit Lock-in und Fastscan-Technik. . . . .	74
<b>Diskussion:</b>		<b>75</b>
39	Berechnung der Zeitverzögerung in Parallelanordnung. . . . .	89

# Danksagung

Diese Seite gilt jenen Personen, die mir bei der Verfassung dieser Arbeit mit Rat und Tat zur Seite standen.

Herrn Prof. Roskos danke ich für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und viele Gespräche, die eigentlich nur „5 Minuten“ dauern sollten...

Den Herren T. Bauer und P. Richter danke ich für die Betreuung dieser Arbeit und viele Tips&Tricks beim Aufbau der Experimente...

Den Herren T. Hofmann, T. Löffler, M. Thomson und K. Siebert danke ich für Ihre kompetenten Ratschläge und das Korrekturlesen von Teilen der Arbeit...

Alle hier nicht aufgeführten Mitglieder der Arbeitsgruppe möchte ich für eine schöne Zeit und viel Spaß „unterm Dach“ bei Kaffee und Kuchen danken...

Frau A. B. Hummel danke ich für Ihre große Geduld...

Bei Herrn G. Amend bedanke ich mich für die richtige Verteilung der Satzzeichen und Buchstaben in dieser Arbeit...

Ebenfalls möchte ich den Mitarbeitern der mechanischen Werkstätten unter Leitung von Herrn H. Hassenpflug und Herrn B. Junk für die sorgfältige Bearbeitung der mechanischen Komponenten und viele Tips danken.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei meinen Eltern und meiner Schwester für ihre Unterstützung bedanken, durch die mein Studium und diese Arbeit erst möglich wurde.