

# **ENTWICKLUNG EINES HOCHSTABILEN OPTISCHEN PHASENDETEKTORS FÜR LICHT-POLARISATIONSSYNTHESE**

von  
Stanislav Shestovyy  
aus Köln

angefertigt im  
Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät  
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

September 2014

1. Gutachter: Prof. Dr. D. Meschede  
2. Gutachter: Prof. Dr. M. Weitz

---

## Abkürzungsverzeichnis

---

$\Gamma_m$ .....	Modulationsindex
AC .....	Wechselfeldanteil
DC .....	Gleichfeldanteil
LV .....	Limitierender Verstärker
OPD .....	Optischer Phasendetektor
OPLL .....	Optische Phasenregelschleife
OPLL .....	Optische Phasenregelschleife
QC .....	Quantensimulator
QS .....	Quantencomputer
RF .....	Radiofrequenzsignal
RMS .....	Quadratischer Mittelwert
SDT .....	Quantensimulator mit 1D optischem Gitter
SRV .....	Signal zu Rausch Verhältnis
$V_{lim}$ .....	Ausgang des limitierenden Verstärkers
$V_{log}$ .....	Logarithmische Ausgang des limitierenden Verstärkers
$V_{tran}$ .....	Ausgang des Transimpedanzverstärkers

---

# Inhaltsverzeichnis

---

<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>II</b>
<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>II</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation: Digitaler Quantensimulator . . . . .	1
1.2 Phasen- und Intensität stabilisiertes optisches Gitter . . . . .	3
1.2.1 Neutrales Cäsium in einer zweidimensionalen Dipolfalle . . . . .	3
1.2.2 Transport im 1D Dipolgitter . . . . .	4
1.2.3 Transport in 2D Dipolgitter . . . . .	4
<b>2 Elemente der Phasenregelschleife</b>	<b>7</b>
2.1 Konzept der Phasenregelschleife . . . . .	7
2.2 Optischer Phasendetektor . . . . .	8
2.3 Phasendiskriminator . . . . .	10
2.4 Direkter Digitaler Synthesizer (DDS) . . . . .	12
2.5 Spannungsgesteuerter Oszillator (VCO) . . . . .	12
<b>3 Aufbau und Charakterisierung eines Elektrooptischen Modulators</b>	<b>14</b>
3.1 Elektrooptischer Effekt. . . . .	14
3.2 LC-Resonator . . . . .	16
3.3 Amplitudenmodulation . . . . .	20
<b>4 Entwicklung des Optischen Phasendetektors</b>	<b>24</b>
4.1 Silizium PIN Photodetektor . . . . .	24

4.1.1	Funktion . . . . .	24
4.1.2	Charakterisierung der spektralen Empfindlichkeit . . . . .	27
4.2	Rauscharten bei der Photodetektion . . . . .	27
4.2.1	Sperrschichtkapazität . . . . .	30
4.2.2	Vergleich des 2D OPD und 1D OPD Photodetektors . . . . .	31
4.3	Konstruktion des 2D OPD . . . . .	32
4.3.1	Stabile Spannungsversorgung (a) . . . . .	33
4.3.2	Transimpedanzverstärker . . . . .	34
4.3.3	Optischer Phasendetektor . . . . .	39
4.4	Leiterplattenlayout und Abschirmung . . . . .	45
4.5	Charakterisierung des Optischen Phasendetektors . . . . .	46
4.5.1	Hardware Simulationen mit einem „elektronischen Photodetektor“ . . . . .	46
4.5.2	Optische Charakterisierung . . . . .	49
<b>5</b>	<b>Fazit und Ausblick</b>	<b>60</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>62</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>67</b>
<b>B</b>	<b>Danksagung</b>	<b>71</b>
<b>C</b>	<b>Eigenständigkeitserklärung</b>	<b>72</b>

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Optimierung der elektronischen Elemente für eine optische Phasenregelschleife, welche ein zweidimensionales Dipolgitter regeln soll. Insbesondere wird ein hochstabiler optischer Phasendetektor entwickelt und charakterisiert. Dieser wird in dem entstehenden zweidimensionalen Digitalen Quantensimulator eingesetzt. Mit DQSIM werden einige neue Simulationsmöglichkeiten gegenüber dem bestehenden eindimensionalen Digitalen Quantensimulator eröffnet, wie z.B. Simulation künstlicher Magnetfelder oder Untersuchung eines zweidimensionalen Systems wie Graphen.

### 1.1 Motivation: Digitaler Quantensimulator

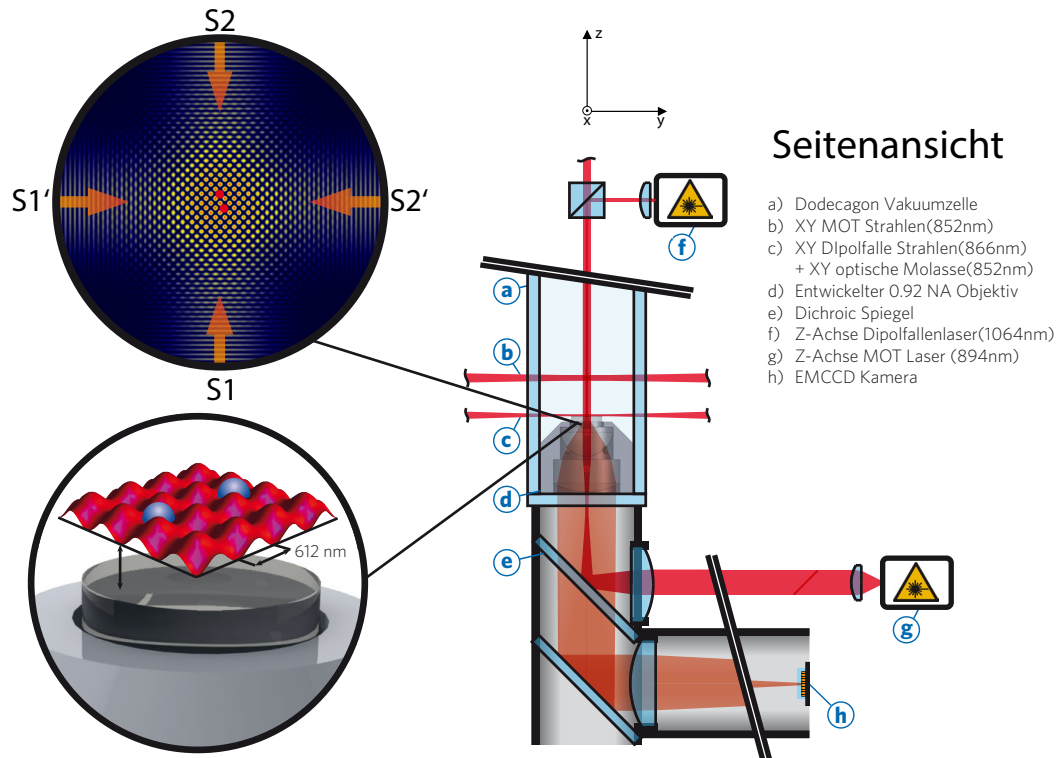
1982 stellte Richard Feynman die Frage: „Can physics be simulated by a universal computer?“ [16] - welche er drei Jahre später selbst beantwortete „... it seems that the laws of physics present no barrier to reducing the size of computers until bits are the size of atoms, and quantum behavior holds sway.“ (Richard Feynman 1985). Heutzutage werden Versuche unternommen Quantensimulatoren (QS) und Quanten Computer (QC) in unterschiedlichen Systemen, z.B. mit kalten Atomen [30], Ionen [36], Photonen [4] und supraleitenden Schaltkreisen [26] umzusetzen.

Der entscheidende Unterschied zwischen einem Quantencomputer und QS ist die Tatsache, dass der Letztere keinen universellen Satz an Quantenalgorithmien besitzt, sondern darauf ausgelegt

ist einen spezifischen Hamiltonoperator des zu simulierenden Systems nachzuahmen. Der QC wie auch der QS basieren auf zwei Niveau-Systemen, die Qubits genannt werden. Die konzeptuelle Stärke von Quantencomputern liegt im sog. Quanten Parallelismus [53] - bei  $N$  Qubits kann man gleichzeitig alle verschränkte  $2^N$  Zustände transformieren. Das kann für einen enormen Zeitvorteil bei manchen Problemen gegenüber dem klassischen Computer sorgen. Als Beispiel sei Grover's Algorithmus [5] genannt, welcher ein quadratisch schnelleres Suchen in einer unstrukturierten Datenbank gegenüber allen bekannten klassischen Suchalgorithmen erlaubt [53]. Allerdings ist es technisch anspruchsvoll verschränkte Vielteilchen-Qubits zu realisieren und diese kohärent wechselwirken zu lassen [20].

Man kann den Zustand eines Quantensystems in der Basis der Qubits als lineare Superposition der Qubitzustände schreiben und seine Zeitentwicklung mit der Schrödingergleichung berechnen. Dabei ahmt der Analoge Quantensimulator ein System mit einem ähnlichen Hamiltonoperator nach. Im Unterschied dazu macht man sich bei dem Digitalen Quantensimulator die Suzuki-Trotter Zerlegung [49] des Gesamthamiltonians in eine Summe der lokalen Wechselwirkungs-Hamiltonoperatoren zunutze. Der Zeitentwicklungsoperator wird dann durch eine Sequenz der ein bzw. zwei Quantengattern dargestellt [42]. Da man auf diese Weise jeden Zeitentwicklungsoperator reproduzieren kann, kann man effektiv jedes Quantensystem simulieren. Das erweitert die Klasse der so simulierbaren Quantensystemen gegenüber dem Analogen Quantensimulator [20]. Für einige Anwendungen, wie die Simulation eines frustrierten Spinsystems oder von molekularen Bindungsenergien, reichen theoretisch bereits 10 verschränkte Vielteilchen Qubits aus, um alle aktuelle Supercomputer zu schlagen [20].

**Digitaler Quantensimulator mit kalten Atomen.** Quantensimulatoren auf der Basis neutraler Atome in optischen Gittern werden bereits zur Simulation von Vielteilchensystemen genutzt (für einen Überblick siehe [37]). Der Grund dafür ist die Möglichkeit vieler Qubits und lange Kohärenzzeiten der Superpositionszustände relativ zu der Dauer eines Quantengatters zu realisieren [7]. In der Arbeitsgruppe Meschede hat man bereits einen Digitalen Quantensimulator mit neutralen Cäsium Atomen in einem eindimensionalen optischen Gitter realisiert (SDT-Experiment), an dem mit Hilfe der „Electric Quantum Walks“ Bloch Oszillationen simuliert werden konnten [19]. Drei Quantengatter - Hadamard Coin, Shift Operator und Phasen Operator - wurden benutzt. Die Kohärenzzeit der Spins war  $300 \mu\text{s}$ , während für die Quantengatter eine Gesamtzeit von  $35 \mu\text{s}$  notwendig war.



**Abb. 1.1: Geplantes DQSIM-Experiment.** Visualisierung des Dipolgitters mit Gaußschen Strahlen. Für die Sichtbarkeit der Gitterpunkte wurde ein unrealistisch kleiner Strahlendurchmesser gewählt.

## 1.2 Phasen- und Intensität stabilisiertes optisches Gitter

### 1.2.1 Neutrales Cäsium in einer zweidimensionalen Dipolfalle

Im entstehenden Digitalen Quantensimulator Experiment (im Folgendem: DQSIM) werden neutrale Cäsium Atome mit einer magneto-optischen Falle aus dem Hintergrundgas in einer Ultrahochvakuum Glaszelle als Wolke von kalten Atomen gefangen. Mit einer Dipolfalle in Z-Richtung werden sie anschließend in den Fokus des neu entwickelten Objektivs mit numerischer Apertur von  $NA = 0.9$  transportiert. Das periodische Intensitätsprofil des zweidimensionalen optischen Dipolgitters entsteht aus der Überlagerung von jeweils 2 Paaren entgegengerichteter Strahlen ( $s_1/s_2$  bzw.  $s_1'/s_2'$  auf Abb. 1.1). Da die Strahlen rotverstimmt gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz sind, halten sich die Atome auf Grund der Dipolwechselwirkung an Orten der maximaler Intensität auf. Das Interferenzmuster der vier Laserstrahlen bildet somit ein zweidimensionales periodisches Dipolpotential. Es werden Hyperfeine Zustände  $|F = 3, mF = 3\rangle = |1\rangle$  bzw.  $|F = 4, mF = 4\rangle = |0\rangle$  des Cäsiums als Qubits verwendet. Diese bilden ein effektives zwei Niveausystem. Eine theoretische Behandlung dieses Konzepts ist in der Doktorarbeit von M.Karski [33] dargestellt.

### 1.2.2 Transport im 1D Dipolgitter

Das vereinfachte Interferometrische Aufbau für eine eindimensionale Dipolfalle ist in Abb. 1.2 dargestellt. Das linear polarisierte optische Gitter lässt sich in zwei  $\sigma_+/\sigma_-$  polarisierte optische Gitter zerlegen, welche bei der „magischen“ Wellenlänge von  $\lambda = 866$  nm des Cäsiums näherungsweise jeweils nur an Atome in  $|1\rangle$  bzw.  $|0\rangle$  koppeln. Der Abstand der Potentialminima beträgt  $\lambda/2 = 430$  nm. Die Phasen und Intensitäten der einzelnen Polarisationen werden unabhängig voneinander geregelt. Diese Regelung erfolgt mit einem in der Arbeitsgruppe Meschede entwickeltem Konzept der Polarisations-synthese. Durch die Unabhängige Regelung der beiden Polarisationen und Intensitäten ist man in der Lage, eine beliebige elliptische Polarisation sowie Phasendifferenz zwischen den Gittern zu erzeugen. Da der Abstand der Potentialminima von  $\sigma^+/\sigma^-$  Gitter proportional zu ihrer Phasendifferenz ist, kann dadurch ein zustandsabhängiges Transportsystem realisiert werden [24]. Als Phasen- und Intensitätsmodulator dient ein akustooptischer Modulator (AOM). Das Konzept der eindimensionalen Phasenregelschleife wird in Abschnitt 2.1 auf Seite 7 tiefer behandelt.

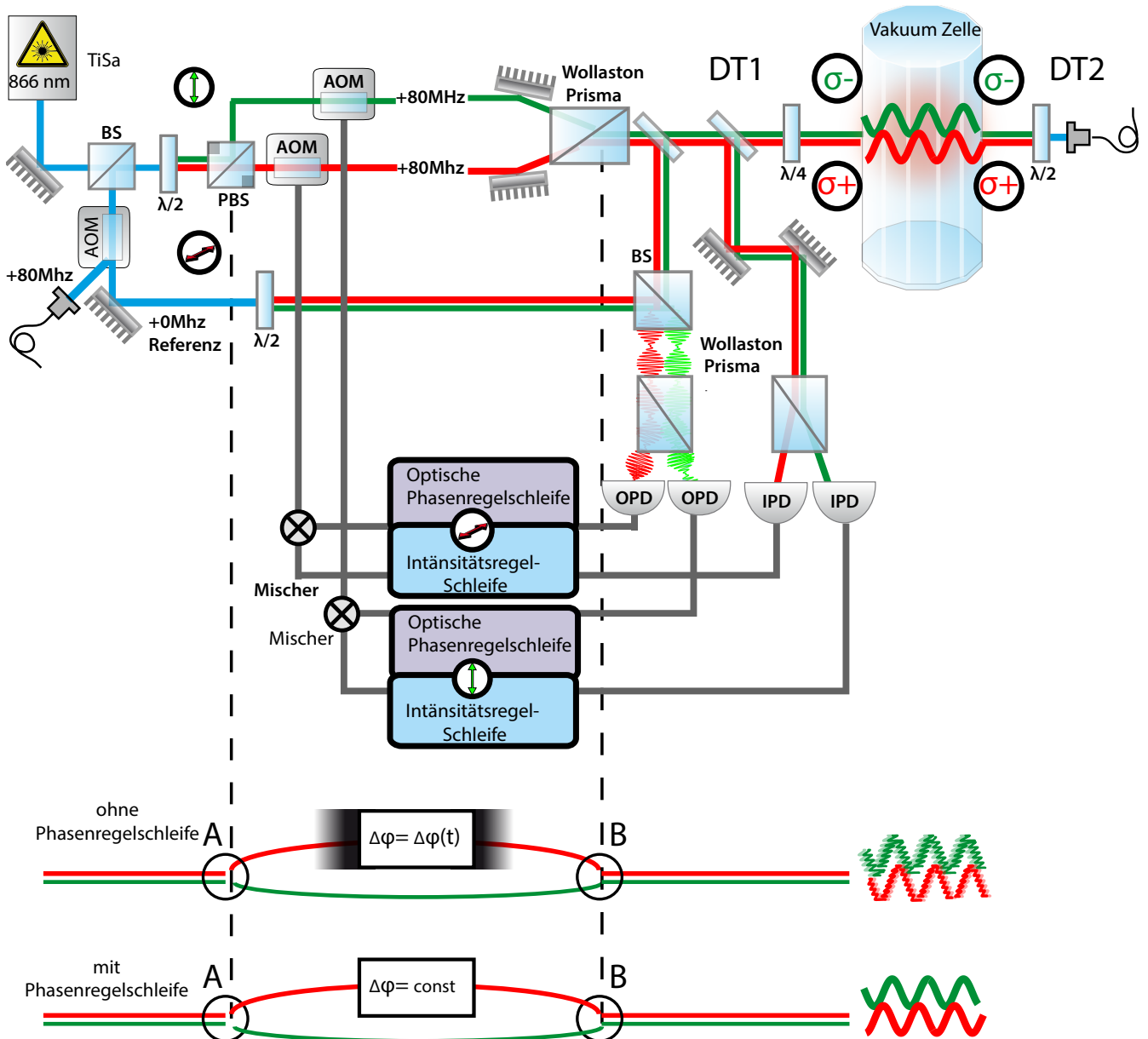
**Phasenrauschen.** Das Rauschen der relativen Phase beider Gitter übersetzt sich direkt in eine Positionsfluktuation der Potentiale und verkürzt die Kohärenzzeit der Atome durch Heizeffekte [1]. Deshalb werden die beiden  $\sigma^+/\sigma^-$  Gitter auf eine gemeinsame, regelbare Referenz stabilisiert. Dazu wird bei der Polarisations-synthese eine optische Phasenregelschleife eingesetzt („Optical Phase Lock Loop - OPLL) [15].

Für die erfolgreichen Experimente mit DQSIM ist eine präzise Phasenregelung der  $\sigma^+/\sigma^-$  Gitter sowie lange Kohärenzzeit der Spins notwendig. Die Abschätzung der notwendigen relativen Phasenstabilität der Gitter beträgt  $1,7^\circ$  [24]. Außerdem ist angestrebt, eine OPLL-Bandbreite von 5 MHz zu erreichen.

### 1.2.3 Transport in 2D Dipolgitter

Im DQSIM-Experiment wird ein zweidimensionales optisches Gitter nach dem Vorbild des in SDT-Experiments bereits realisiertem eindimensionalen Gitter aufgebaut. Der Aufbau eines solchen Gitters ist schematisch für eine Dimension in Abbildung 1.2 zu sehen. Die zweite Dimension wird durch 2 weitere entgegengesetzte Laserstrahlen und die dazugehörigen Regelschleifen hinzugefügt. Die Realisierung des 2D Gitters bedarf demnach keine 2, sondern 4 Intensität- und 4 Phasenregelschleifen. Sie basieren jedoch auf dem gleichen Prinzip, sollten aber in ihrer Rege-





**Abb. 1.2: Eindimensionale Polarisierungssynthese** Oben ist das interferometrische Aufbau eines eindimensionalen zustandsabhängigen Dipolgitters gezeigt, unten gezeigt ist eine schematische Darstellung der unterschiedlichen optischen Wege der beiden Polarisationen und das damit verbundene differentielle Phasenrauschen.

lungseigenschaften optimiert werden.

**Intensitätsmodulation** In DQSIM-Experimenten muss die Dipolfalltiefe moduliert werden. Insbesondere gilt es für den 2D Transport. Dazu wird eine Intensitätsregelschleife („Intensity Lock Loop - ILL) verwendet, die zusammen mit der OPLL den Kern des Polarisierungssynthese-Konzeptes darstellt. Die Notwendigkeit der Intensitätsmodulation kann man folgendermaßen sehen. Die Quantisierungsachse der Qubits wird im Gegensatz zu dem SDT-Experiment senkrecht

zum dem Dipolgitter stehen. Das Qubit, welches z.B. von in der x-y Ebene der propagierenden  $\sigma^+$ / Polarisationen gefangen ist, sieht effektiv auch eine  $\sigma^-$  Komponente. Demnach wirkt auf dieses Qubit ein zusätzliches unerwünschtes Potential, welches sich jedoch mittels erwähnter Intensitätsmodulation kompensieren lässt, in dem man während des 2D Transports die Intensität des  $\sigma^-$  Strahls positionsabhängig verringert. In dieser Arbeit wird auf die Intensitätsregelung nicht weiter eingegangen. Sie wird als eine Notwendigkeit betrachtet und ist für die Optimierung elektronischer Komponenten der OPLL verantwortlich. Die Optimierung wird in Kapitel 2 diskutiert.

---

## Elemente der Phasenregelschleife

---

Die Phasenregelschleife ist der Kern des zustandsabhängigen Transports und muss eine große Regelbahnbreite aufweisen. Die einzelnen Elemente der OPLL werden im Folgendem aufgelistet und auf Ihre Verwendbarkeit in zukünftigen DQSIM-Experiment geprüft.

### 2.1 Konzept der Phasenregelschleife

Um die Funktion einzelner Elemente der Phasenregelschleife zu verstehen, wird in diesem Abschnitt kurz auf das Konzept der OPLL eingegangen. Abbildung 1.2 zeigt schematisch die experimentelle Realisierung der Phasenregelschleife im bestehenden SDT-Experiment. Ein ein-dimensionales optisches Gitter entsteht durch die Überlagerung zweier gegenläufiger Strahlen (DT1 und DT2). Der DT2 Strahl ist linear polarisiert was bedeutet, dass er sich durch eine gleichmäßige Überlagerung eines  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$  Strahls beschreiben lässt. Der DT1 Strahl setzt sich aus anfangs zwei orthogonalen linearen Polarisierungen zusammen, welche vor der Vakuumzelle durch eine  $\lambda - 4$ -Platte in  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$  umgewandelt werden. Die optischen Phasen der beiden orthogonalen Polarisierungen (und damit auch die Phase des  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$  optischen Gitters) werden unabhängig voneinander auf eine elektronische Referenz synchronisiert. Der ursprüngliche Laserstrahl wird am Punkt A (siehe Abb. 1.2) in zwei Strahlen mit orthogonaler Polarisation aufgeteilt, welche jeweils durch einen akustooptischen Modulator gehen und am Punkt B wieder

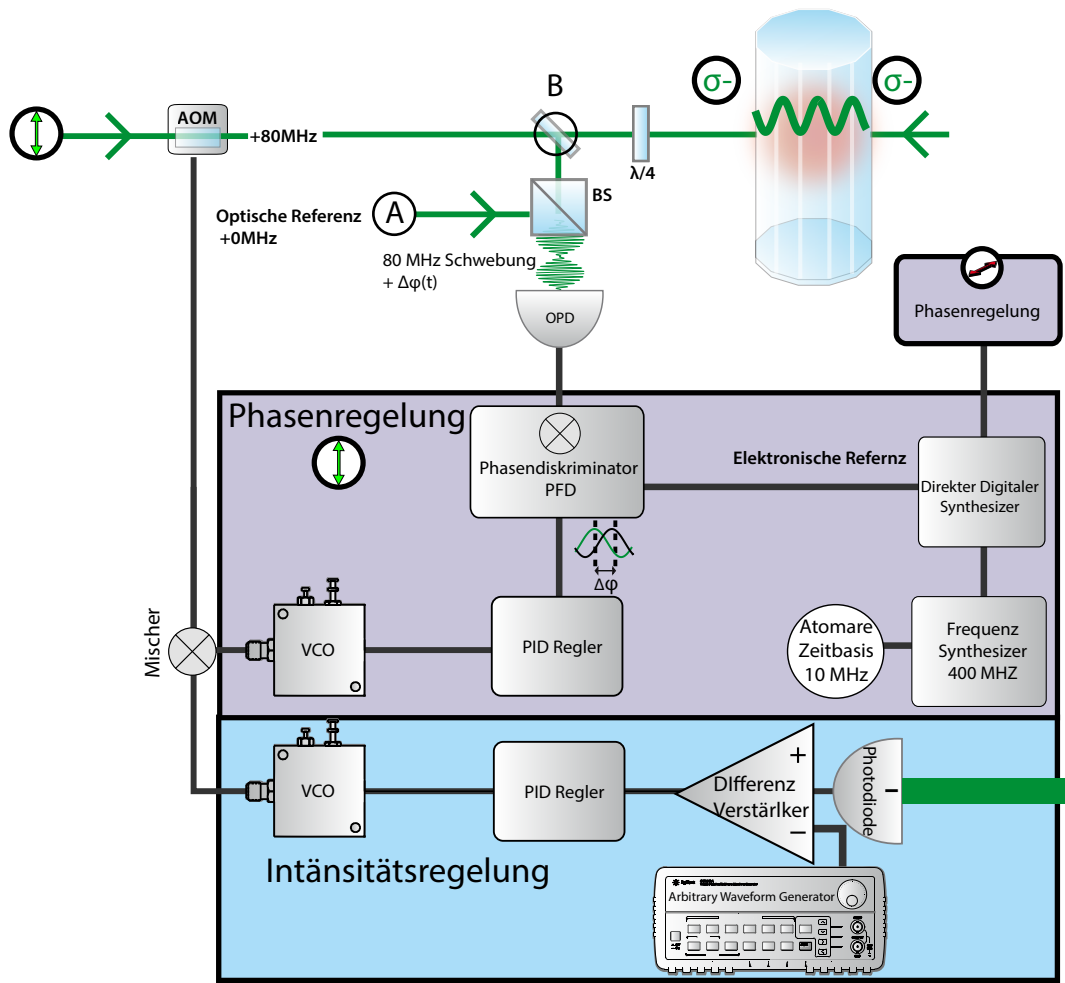
vereinigt werden. Zwischen diesen beiden Punkten gehen sie demnach unterschiedliche optische Wege. So entsteht aufgrund akustischen Vibrationen der optischen Elemente ein relatives Phasenrauschen  $\Delta\phi(t)_{\sigma^{+,-}}$ . Dieses Rauschen macht es unmöglich, Atome in die Dipolfalle zu laden oder diese kohärent transportieren zu können [24]. Deshalb wird dieses Phasenrauschen durch eine optische Phasenregelung minimiert, die nach dem Rückkopplungsprinzip funktioniert. Dazu muss die relative Phase der  $\sigma^{+,-}$  Polarisierungen zwischen den Punkten A und B (s. Abb. 1.2) stabilisiert werden. Das verwendete Stabilisierungsschema wird im folgenden für eine Polarisation diskutiert (s. Abb. 2.1). Kurz vor der Vakuumzelle (Punkt B) wird der Strahl mit einem halbtransparenten Spiegel abgegriffen und mit einem Referenzstrahl (Punkt A) überlagert, dessen Phase gleich für beide Polarisierungen ist. So entsteht eine optische Schwebung von 80 MHz, welche zusätzlich das Phasenrauschen  $\Delta\phi(t)_{\Delta AB}$  enthält. Die optische Schwebung wird mit dem optischen Phasendetektor (OPD) in ein Rechteckspannungssignal umgewandelt. Dieses wird in einem Phasendiskriminator (PFD) mit einer 80 MHz Referenzspannung verglichen, welche von einem digitalen Synthesizer (DDS) kommt. Die Ausgangsspannung des PFD ist proportional zu der Phasendifferenz des Schwebungs- und des Referenzsignals. Das so entstandene Fehlersignal wird an einen PID Regler weitergeleitet. Dieser stabilisiert das Fehlersignal indem er einen spannungsgesteuerten Oszillator (VCO) ansteuert, dessen RF Signal an die AOM angeschlossen ist. Vor dem VCO wird dieses Phasenregelsignal mit dem Intensitätsregelsignal in einem Mischer multipliziert. Das VCO Ausgangssignal wird verstärkt und treibt das AOM an. So wird eine stabile Phasenregelung und Intensitätsregelung einer linearen Komponente erreicht. Die andere Polarisation wird nach dem gleichen Prinzip stabilisiert. Aufgrund der für beide Polarisierungen gemeinsamen elektronischen Referenz wird eine relative Phasenstabilität erreicht.

$$\Delta\phi_{\sigma^{+,-}} = f(t) \xrightarrow{OPLL} \Delta\phi_{\sigma^{+,-}} = const \quad (2.1)$$

Im folgenden Abschnitten wird ein kurzer Überblick der OPLL-Elemente gegeben.

## 2.2 Optischer Phasendetektor

Die Photodiodenverstärkerschaltung (im Folgenden: 2D OPD - Optischer Phasendetektor für das entstehende DQSIM Experiment) ist als Schnittstelle für die Umwandlung des optischen Schwebungssignals in ein elektrisches von großer Bedeutung. Sie ist mit dem Ziel konstruiert, die Phase der optischen Schwebung zu detektieren um danach die relative Position des  $\sigma^+$  bzw.  $\sigma^-$  Gitters präzise steuern zu können.



**Abb. 2.1:** Elemente der Phasen- und Intensitätsregelung sind exemplarisch für die Phasenregelung einer Polarisation gezeigt. Die 80 MHz optische Schwebung, welche das relative Phasenrauschen zwischen Punkten A und B enthält, wird mit dem OPD detektiert und in einem PFD mit der stabilen elektronischen Referenz verglichen. Das Fehlersignal wird anschließend von einem PID Regler minimiert, indem dieser das danach folgende VCO ansteuert. Das VCO Signal wird auf den AOM Treiber geschickt.

Wegen der bereits diskutierten Intensitätsmodulation beim 2D Transport empfängt die bei der optischen Phasenregelschleife eingesetzte Photodiode ein amplitudenmoduliertes Schwebungssignal. Für eine Photodetektion mit einer Transimpedanz-Photodiodenverstärkerschaltung entstehen dabei zwei Probleme. Zum einen gibt es eine Amplitude zu Phase Konversion bei dem der Photodiode nachfolgendem PFD. Dieses Problem wurde mithilfe eines limitierend Verstärkers gelöst (s. Abschnitt 2.3). Das zweite Problem liegt an dem Photodetektor selbst. Die Sperrschichtkapazität des Photodetektors ist intensitätsabhängig (s. Abschnitt 4.2.1). Eine Änderung der Sperrschichtkapazität übersetzt sich demnach in eine Phasenänderung des Photostromes, welche wiederum die Phase des optischen Gitters verändert. Deshalb wurde in dieser Arbeit ein Filter entwickelt, der die Sperrschichtkapazität kompensiert, so dass die Amplitudenmodu-

lation keine Limitierung für die optische Phasenregelung darstellt. Außerdem wurde bei der Entwicklung des 2D OPD ein möglichst geringes Phasenrauschen angestrebt. (mehr dazu siehe Paragraph „Phasenrauschen“ auf Seite 55 und Abschnitt 4.3.3 ). Dieses manifestiert sich in dem Phasenrauschen des Dipolgitters und hat eine direkte Auswirkung auf die Kohärenzzeit der Atome. Für eine bequeme Justage wurde eine Transimpedanzverstärkerschaltung zur Messung des Gleichfeldanteils in den 2D OPD integriert. Die Entwicklung und Charakterisierung des 2D OPD erfolgt im Kapitel 4.

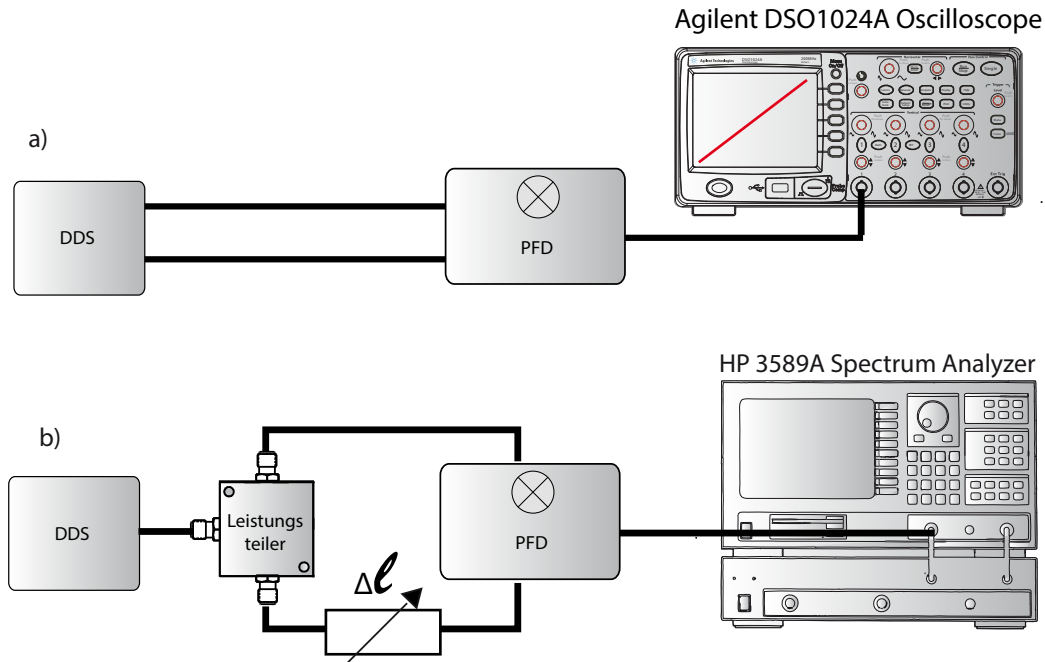
## 2.3 Phasendiskriminator

Der Phasendiskriminator wurde nach einem Schema des Professors Marco Prevedelli (Università di Bologna) entwickelt und ausführlich z.B. in der Masterarbeit von S.Hild [25] behandelt. Er gibt eine Spannung aus, die proportional zur Phasendifferenz der Eingangsspannungen ist. An den Eingängen besitzt er zwei Schmitttrigger, welche ein periodisches Signal in ein Rechtecksignal umwandeln. Hierbei kann es zu einer Amplituden zu Phasen Konversion kommen, indem die Schmitttrigger zu unterschiedlichen Zeiten des eingehenden RF Signals auslösen. Dieses Problem ist jedoch bereits im bestehendem Aufbau im SDT-Experiment durch die Verwendung eines limitierenden Verstärkers behoben. Sowohl der existierende 1D OPD als auch der neu entwickelte 2D OPD verwenden für diesen Zweck einen limitierenden Verstärker (mehr dazu im Kapitel auf Seite 43).

Ein wichtiger Parameter für die optische Phasenregelschleife ist die maximal erreichbare Phasenauflösung. Diese gibt an welche relative Phasenstabilität der Gitter mit dem verwendeten OPLL Konzept erreicht werden kann und wie präzise man die Gitter steuern kann.

**Charakterisierung.** Es wurde die Sensitivität des PFD bei der Arbeitsfrequenz von 80 MHz mit zwei Ausgangskanälen eines DDS gemessen (Abb. 2.2 (a)). Dazu wurde eine zeitlich lineare Phasenänderung eines Ausgangskanals des DDS gegenüber des anderen DDS Ausgangskanals mit  $-100^\circ < \phi(t) < 100^\circ$  programmiert. Der Ausgangssignal wurde mit einem Oszilloskop aufgezeichnet. Die gemessene zeitlich variierende Spannung kann mit der Kenntnis der Phasenänderung in eine in eine Phasenwinkelabhängige Spannung umgerechnet werden. Die Steigung der Kurve ergibt die Sensitivität des PFD:

$$S_{\text{PFD}} = (6.6 \pm 0.05) \frac{\text{mV}}{\circ} \quad (2.2)$$



**Abb. 2.2:** Messung der PFD-Sensitivität (a) und des Phasenrauschens (b) des PFD

Als nächstes wurde die Phasenaufösung charakterisiert ( s. Abb. 2.2 (b)). Ein Signal wird mit einem  $50\ \Omega$  Leistungsteiler in zwei äquivalente Signale aufgeteilt, welche in den PFD geschickt werden. Ein Spektrumanalysator nimmt die spektrale Leistungsdichte  $P_r$  des PFD Ausgangs auf. Ihre Integration und Umrechnung in Spannung mithilfe der  $S_{\text{PFD}}$  ergibt ein nur durch den PFD bedingtes RMS-Phasenrauschen  $\phi_{\text{PFD}}$ , welches im folgenden als Auflösung des PDF bezeichnet wird.

$$\phi_{\text{PFD}} = V_r / S_{\text{PFD}} \quad (2.3)$$

$$V_r = \sqrt{P_r[\text{W}] \times 50[\Omega]} \quad (2.4)$$

$$P_r[\text{W}] = \frac{(f_1 - f_0)}{2N} \sum_{i=0}^N L_i[\text{W/Hz}] \Delta f = \sum_{i=0}^N 10^{\frac{S_i[\text{dBm}]}{10}} \times 10^{-3}[\text{W/Hz}] \Delta f \quad (2.5)$$

Dieses Vorgehen wurde für unterschiedliche Kabellängen wiederholt, was gleichbedeutend mit unterschiedlichen Phasendifferenzen ist. Dabei wurde eine Variabilität der Auflösung mit der Phasendifferenz gefunden. Die maximale Auflösung wird bei  $0^\circ$  Phasendifferenz erreicht und beträgt  $\phi_{\text{PFD}} \approx 0.05^\circ$ .

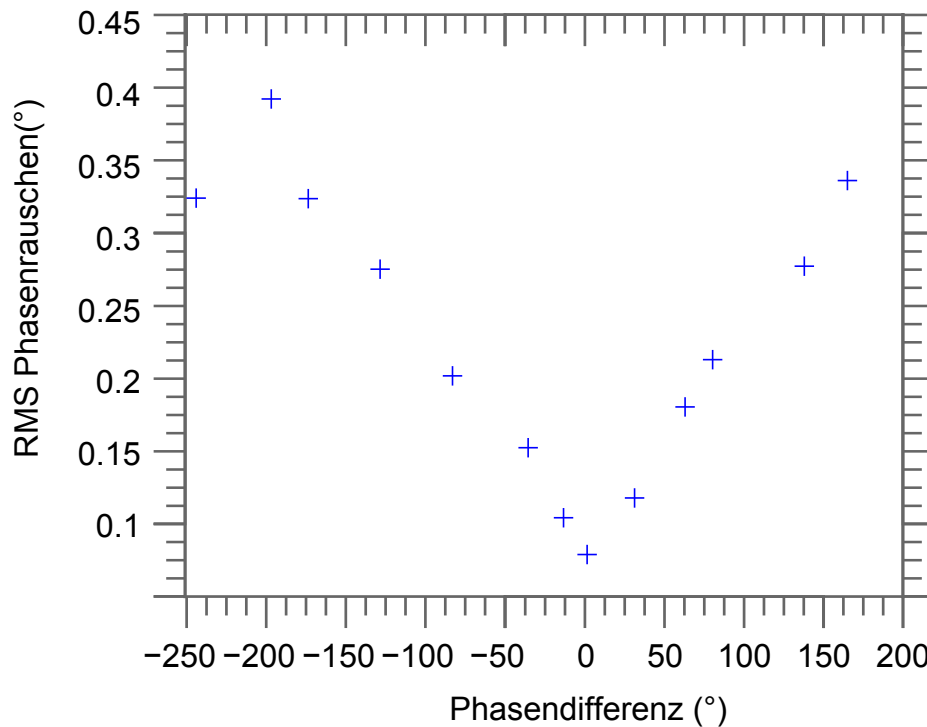


Abb. 2.3: Auflösung des Phasendiskriminators bei unterschiedlichen Phasendifferenzen.

## 2.4 Direkter Digitaler Synthesizer (DDS)

Im zukünftigen DQSIM Experiment werden die DDS AD9954 von Analog Devices verwendet. Dieser DDS Chip benötigt eine elektronische Referenz mit 400 MHz. Der DDS stellt die elektronische Referenz für die optische Phasenregelung dar. Das relative Phasenrauschen der beiden DDS-Kanäle ist eine weitere limitierende Größe der OPLL. Dieses Rauschen wurde von Rene Reimann vermessen (s. [45]). Es wurde festgestellt, dass der relative Phasenrauschen höchstens so groß wie die Auflösung des PFD ist.

## 2.5 Spannungsgesteuerter Oszillator (VCO)

Das VCO wird mit dem Ausgangssignal des PID Reglers angesteuert. Die Regelbandbreite des OPLL hängt von den Bahnbreiten Ihrer Elemente ab. Deshalb wurden zwei VCO-Typen von Mini-Circuits auf eine Stufenantwort getestet und deren Zeitkonstante bestimmt. Dazu wurde eine Spannungsstufe der Amplitude 5 V und mit der Anstiegszeit von 50 ns ( $\rightarrow$  Bandbreite=20MHz) auf den VCO Eingang geschickt. Der Ausgang des VCO wurde mit einem Oszilloskop aufgezeichnet. Die Oszillationen wurden mithilfe der Kurzzeit-Fourier-Transformation in einzelne Frequenzen umgewandelt. Bei Wolfram Mathematica wird die Spektral-Analyse mithilfe



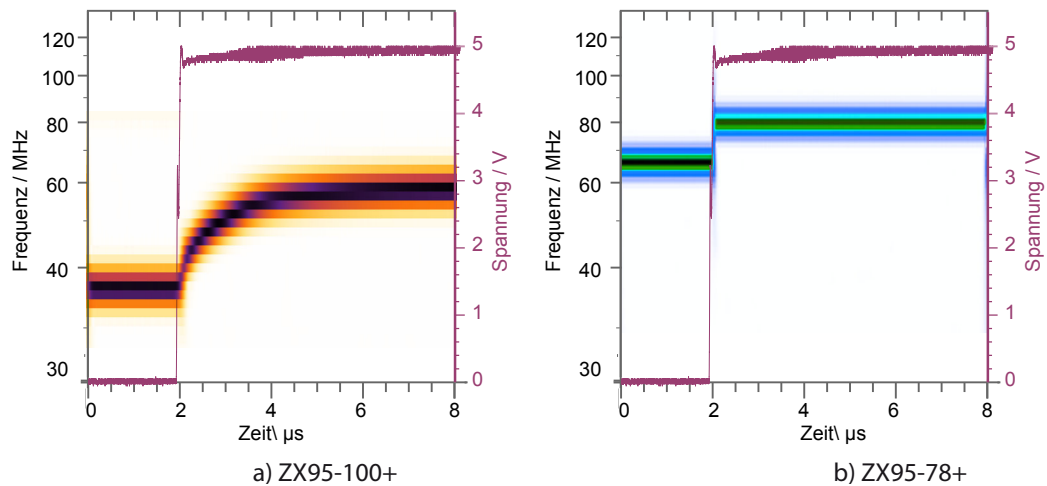


Abb. 2.4: VCO-Stufenantwort

fe von „Spectrogram“ automatisch durchgeführt. Auf diese Weise kann man ein Frequenz-Zeit Diagramm erstellen und das Systemverhalten analysieren (s. Abb. 2.4). Das VCO im Teil a) ist ein System erster Ordnung mit einer Zeitkonstante von ca.  $2 \mu\text{s}$ . Das entspricht einer Bandbreite von 500 kHz. Die Stufenantwort des VCO im Teil b) ist mindestens genau so schnell wie die Anstiegszeit der Spannungsstufe. Somit beträgt seine Bandbreite mindestens 20 MHz.

---

## Aufbau und Charakterisierung eines Elektrooptischen Modulators

---

Zur Charakterisierung des optischen Phasendetektors wird eine 80 MHz optische Schwebung benötigt, welche die optische Schwebung der OPLL simuliert. Für die Erzeugung dieser Schwebung ist ein Elektrooptischer Modulator aufgebaut und in einer Amplituden-Modulation Konfiguration verwendet worden. Diese Konfiguration erfordert Phasenmodulation einer EOM Hauptachse. In diesem Kapitel wird der Aufbauprozess vorgestellt und die Amplitudenmodulation diskutiert.

### 3.1 Elektrooptischer Effekt.

Bei gewissen Kristallen kommt es durch Anlegen eines externen Elektrischen Feldes zu einer Änderung des Brechungsindex (Elektrooptischer Effekt). In diesem Kapitel wird nur der Lineare Anteil des Effektes behandelt, bei dem die Brechungsindexänderung proportional zur Feldstärke ist. Der Linearer Elektrooptische Effekt lässt sich durch einen Tensor dritter Stufe beschreiben, welcher für jeden Kristalltyp aus Symmetrie und Materialgründen unterschiedlich ist. Die Brechungsindexänderung lässt sich formulieren mit [54]:

$$\Delta n = n_0^3 \cdot r_{ij} \cdot \frac{E}{2} \quad (3.1)$$

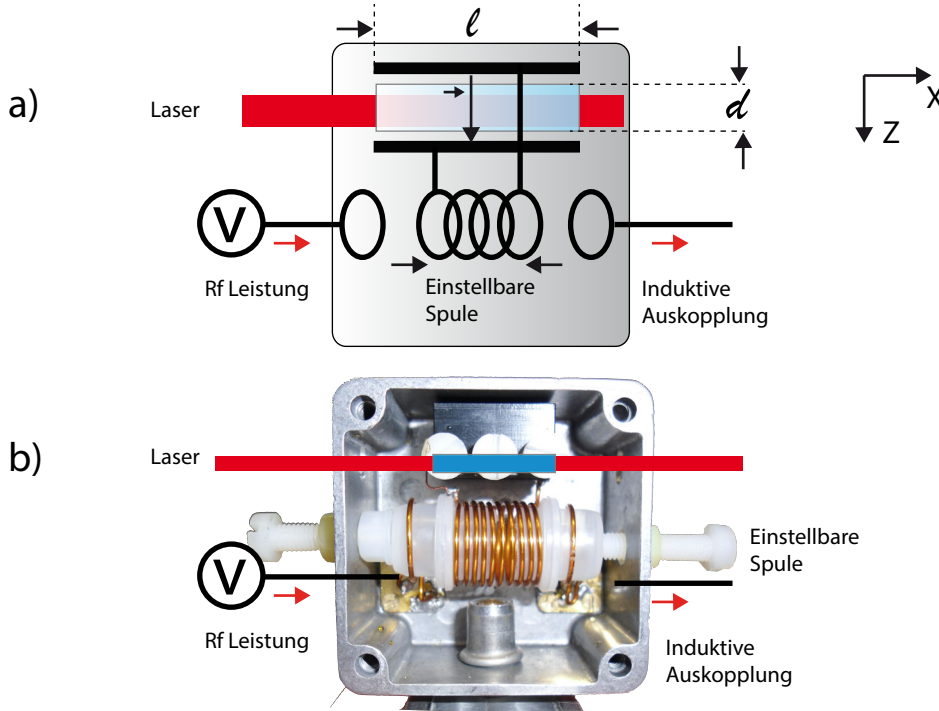


Abb. 3.1: Konstruktion des EOM. In a) ist ein Schema für das EOM abgebildet. In b) ist ein Photo des konstruierten EOM gezeigt.

wobei  $r_{ij}$  das Tensorelement an der Stelle  $i,j$ ,  $n_0$  den Brechungsindex ohne äußeres elektrisches Feld und  $E$  die anliegende elektrische Feldstärke bezeichnet. Eine Phasenmodulation des Lichts kann man mit einem Aufbau wie in Abb. 3.1 Teil a) erreichen. Legt man ein elektrisches Feld  $E$  parallel zur einer Hauptachse des Kristalls, so erfährt die dazu parallele Lichtkomponente eine Änderung des Brechungsindizes und somit eine optische Weglängenänderung gegenüber der senkrechten Komponente. Diese optische Weglängenänderung lässt sich durch eine Phasendifferenz beider Lichtkomponenten ( $\Delta\phi$ ), sog. Retardierung, wie folgt ausdrücken [34]:

$$\Delta\phi = \frac{\pi n_0^3 \cdot r_{33} \cdot V \cdot l}{\lambda d} \quad (3.2)$$

mit  $r_{33}$  als Eintrag des Tensors für die Z-Achse, Lichtwellenlänge  $\lambda$ ,  $l$  der Länge des Kristalls,  $d$  dem Elektrodenabstand und  $V$  der anliegenden Spannung. Eine wichtige Kennziffer für eine EOM ist die Spannung, welche benötigt wird, um eine Retardierung von  $180^\circ$  zu erreichen, sog.  $\pi$ -Spannung:

$$V_\pi = \frac{\lambda \cdot d}{n_0^3 \cdot r_{33} \cdot l} \quad (3.3)$$

Für den hier verwendeten  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall ergibt sich mit der oberen Gleichung eine  $V_\pi = 241 \text{ V} = 47.6 \text{ dBV}$  bei  $\lambda = 852 \text{ nm}$  und  $r_{33} = 30 \times 10^{-12} \frac{\text{m}}{\text{V}}$  [54]. Für optimale Leistungsübertra-

gung eines RF-Signals muss der Wellenwiderstand der EOM-Elektroden  $50\ \Omega$  betragen. Für eine breitbandige Anpassung des RF Signals an die EOM-Elektroden würde man eine Leistung für  $V_\pi$  von 60.65 dBm benötigen. Diese Leistung würde das EOM Kristall aufgrund der entstehenden Wärme unbrauchbar machen. Deshalb wurde ein LC-Resonator für die Arbeitsfrequenz von 80 MHz realisiert, welcher durch die Resonanzüberhöhung deutlich weniger Leistung benötigt. Die Energie wird dabei mittels induktiver Kopplung übertragen. Die resonante Anpassung geht auf Kosten der EOM Bandbreite.

## 3.2 LC-Resonator

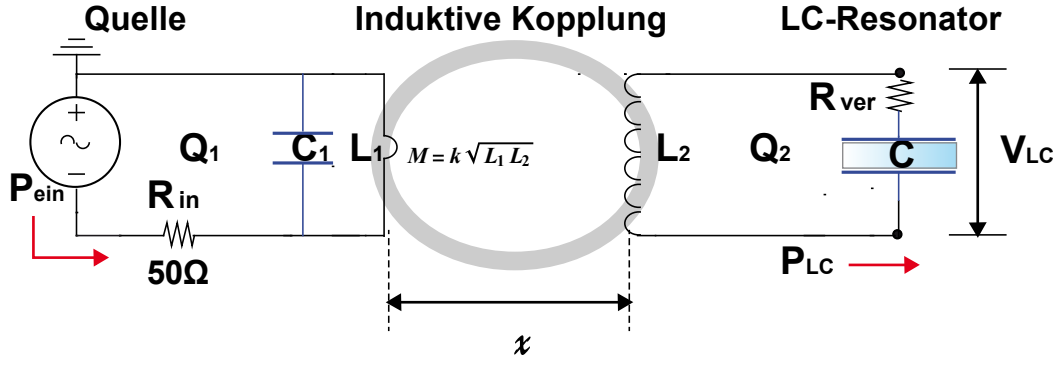
Um ein Wechselfeld am Kristall zu erzeugen und somit die Phase zu modulieren, wurde eine Energieübertragungseinheit mit LC-Resonator hoher Güte nach dem in [28] beschriebenen Prinzip aufgebaut (s. Abb. 3.2). Der  $\text{LiNbO}_3$  Kristall ist zwischen den Elektroden des Kondensators C eingespannt.  $R_{\text{ver}}$  stellt die ohmschen Verluste des Resonators dar und ist für eine endliche Güte verantwortlich. Die Resonanzfrequenz lässt sich in erster Ordnung (bei kleinem  $R_{\text{ver}}$ ) approximieren durch:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_2C}} \quad (3.4)$$

wobei  $L_2$  die Induktivität der Spule bezeichnet. Mithilfe der bekannten Kristallabmessungen lässt sich die Kapazität bestimmen, so dass die Spulen-Induktivität für die Arbeitsfrequenz von 80 MHz ausgerechnet werden kann. Die Länge der Spule und somit die Induktivität lässt sich mithilfe von zwei Schrauben einstellen (s. Abb. 3.1). Die Resonanzfrequenz des EOMs kann im Gebrauch präzise zwischen  $75\ \text{MHz} < f < 85\ \text{MHz}$  eingestellt werden. Durch die Einkoppelspule  $L_1$  wird die Energie in den LC-Resonator induktiv übertragen. Der Sender-Resonator hat einen  $50\ \Omega$  Wellenwiderstand. Der Kondensator  $C_1$  wird verwendet um die Spule  $L_1$  zu kompensieren; so ist der Wellenwiderstand reell und beträgt  $50\ \Omega$ , was die Reflexionen verhindert. Ein wichtiger Maß der Energieübertragung des Systems ist der Kopplungsfaktor [50]:

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1L_2}} \quad (3.5)$$

mit der gegenseitigen Induktivität  $M$  und den jeweiligen Eigeninduktivitäten  $L_1$  und  $L_2$ . Damit die Einkoppelspule keine Auswirkung auf die Resonanzfrequenz des LC-Resonators hat, muss



**Abb. 3.2: Induktive Energieübertragung.**  $Q_1$  bzw.  $Q_2$  sind Güten des Senders bzw. des LC-Resonators,  $V_{LC}$  ist über den Kondensator abfallende Spannung,  $X$  ist der Spulenabstand.

der Kopplungsparameter klein sein ( $k \ll 1$ ). Der Kopplungsfaktor lässt sich mithilfe von [17]:

$$k_{\text{theo}} \approx \frac{r^3}{\sqrt{(r^2 + d^2)^3}} \quad (3.6)$$

abschätzen, wobei  $d$  den Abstand der Spulen und  $r$  den Radius bezeichnet. Für die angefertigte EOM erhält man  $k_{\text{theo}} \approx 0.3$  als eine Abschätzung des Kopplungsfaktors. Das System ist also schwach gekoppelt. Dieses induktiv gekoppelte System wurde auf die Energieübertragungseffizienz in [41] analysiert, wobei sich folgender Zusammenhang ergibt:

$$\eta = \frac{P_{LC}}{P_{\text{ein}}} = \frac{k^2 Q_1 Q_2}{1 + k^2 Q_1 Q_2} \quad (3.7)$$

mit der in LC-Resonator verbrauchter Leistung  $P_{LC}$  und der Einkoppelleistung  $P_{\text{ein}}$ . Da die maximale maximale Übertragungseffizienz mit der Güte skaliert ist es sinnvoll die Güte des LC Resonators ( $Q_2$ ) zu maximieren.

Das  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall ist sehr empfindlich auf Temperaturfluktuationen und hat eine temperaturabhängige Doppelbrechung [34]. Deshalb ist es wünschenswert, die minimal mögliche Eingangsleistung zu verwenden, was in der hohen Übertragungseffizienz resultiert. Wie oben diskutiert, ist dafür eine hohe Güte des LC-Resonators notwendig.

Im Folgendem wird eine untere Grenze für die nötige Einkoppelleistung im Bezug auf die Güte des LC-Resonators abgeschätzt. Die im LC-Resonator verbrauchte Leistung  $P_{LC}$  berechnet sich mit der Güte  $Q_2$  [28]:

$$P_{LC} = \frac{2\pi^2 f C V_m^2}{Q_2} \text{ W} \quad (3.8)$$

mit Modulationsspannung  $V_m = \frac{\Gamma_m V_\pi}{\pi}$ . Setzt man die Gleichung 3.8 in die Gleichung 3.7 ein, so

erhält man den folgenden Ausdruck für  $P_{\text{ein}}$ :

$$\begin{aligned}
P_{\text{ein}} &= \frac{CV_{\pi}^2 \Gamma_m^2 2\pi^2 f (k^2 Q_1 Q_2 + 1)}{\pi k^2 Q_1 Q_2^2} \\
&\rightarrow \frac{1.152 \left( \frac{1}{k^2 Q_1} + Q_2 \right)}{Q_2^2} \text{ W}
\end{aligned} \tag{3.9}$$

Bei einer Güte  $Q_2$  des LC-Resonators von 100, einer Güte des Senders  $Q_1$  von 10000 und  $\Gamma_m = 1$  würde man theoretisch eine Eingangsleistung von 25 mW benötigen. In dieser Abschätzung ist jedoch eine Näherung für den Kopplungsfaktor eingeflossen. Im Folgenden wird gezeigt, dass der so entstehende Fehler nicht vernachlässigbar ist.

**LC-Resonator-Charakterisierung.** In Abbildung 3.3 ist der Testaufbau zur Bestimmung der Transferfunktion und der LC-Resonator Güte  $Q_2$  gezeigt. Der Netzwerkanalysator sendet ein RF Signal in den EOM und kann die Transsmission bzw. Reflexion aus der detektierten Transmissionsleistung berechnen ( a) bzw. b) in Abb. 3.3). Die aus dem Graph a) zu  $H_{\text{ges}}$  bestimmte Güte beträgt:

$$Q_2 = \frac{f_{79.25 \text{ MHz}}}{\Delta f_3 \text{ dB}} \approx 120 \tag{3.10}$$

Die Einkoppel- und die Auskoppelpulen des EOM sowie deren Kopplungsfaktoren an den LC-Resonator sind gleich. Deshalb ist anzunehmen, dass die Güten des Sender bzw. Auskoppel-Resonators gleich sind. Wegen der Symmetrie des Problems sind die Transferfunktion  $H_1$  bzw.  $H_2$  invers. Die Gesamttransferfunktion des LC-Resonators ergibt sich aus den einzelnen ( $H_1$ ,  $H_2$ ,  $H_{\text{LC}}$ ):

$$\begin{aligned}
H_1 &= \frac{V_{\text{LC,ein}}}{V_{\text{in}}}, H_2 = \frac{V_{\text{aus}}}{V_{\text{LC,aus}}} = \frac{V_{\text{ein}}}{V_{\text{LC,ein}}} = \frac{1}{H_1} \\
&\rightarrow H_{\text{ges}} = H_1 H_{\text{LC}} H_2 = H_{\text{LC}}
\end{aligned} \tag{3.11}$$

Deshalb wird durch diese Anordnung die Form der Transferfunktion des LC-Resonators vermessen. Die Transferfunktion ist auf 0 dBm normiert. Die Spitze ist um etwa 7 dB abgeschwächt. Das kann durch die Leistungsverluste sowie eine schwache Kopplungskonstante erklärt werden. Außerdem weist die Transferfunktion eine kleine Nebenresonanz auf. Diese lässt sich durch eine etwas unterschiedliche Resonanzfrequenz des Senders und des LC-Resonators erklären.

Man kann den realen Kopplungsfaktor unter Verwendung der Gleichung 3.9 abschätzen. In der Amplitudenmodulationsanordnung (im Folgendem beschrieben) wurde ein RF-Verstärker von 2 W verwendet. Die höchste beobachtete Modulation betrug  $\Gamma_m = 0.3$ . Mit der gemessenen

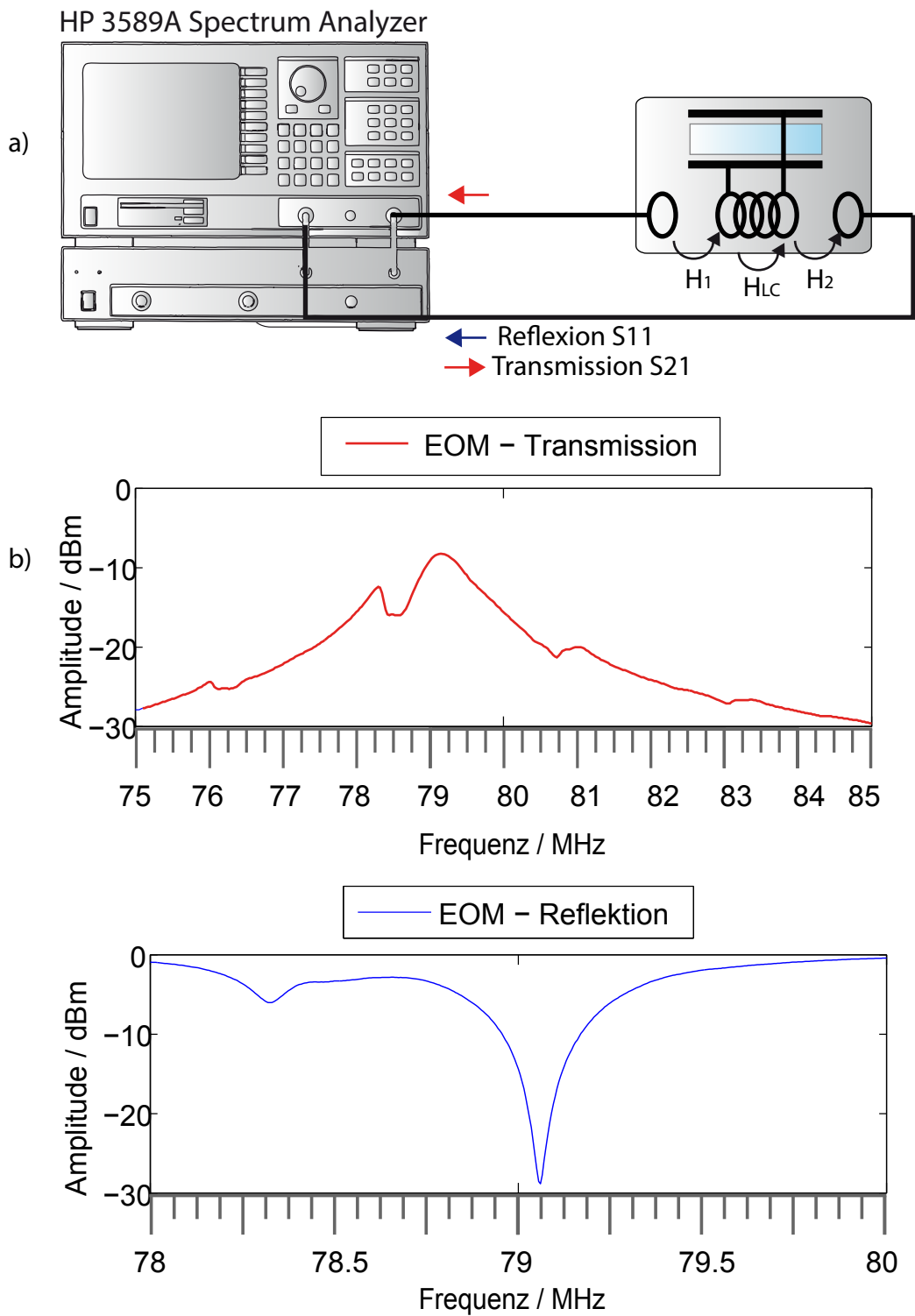


Abb. 3.3:

a) Transferfunktion Testaufbau des EOM. b) Die Transmission bzw. Reflexions Koeffizienten

Güte  $Q_2$  und abgeschätzter hoher Güte des Sender  $Q_1$  wird der Kopplungsfaktor abgeschätzt:

$$k_{\text{exp}} \approx 10^{-4} \quad (3.12)$$

Dieses Ergebnis weicht stark von dem theoretisch berechnetem ab, was sich durch große Leistungsverluste an dem Gehäuse erklären lässt. Dieser geringe Kopplungsfaktor zeigt die Wichtigkeit einer sorgfältigen Optimierung der Güte  $Q_2$  des LC-Resonators, um eine höheren Modulationsindex bei einer gegebenen Eingangsleistung zu erhalten. Betrachtet man darüber hinaus nochmals die Abbildung 3.3, zeigt sich das Problem einen breitbandigen EOM zu realisieren.

Die gemessene Abschwächung des Reflektionsparameters (Abb. 3.3, (b)) an der Resonanz beträgt ca.  $-28$  dB. Das spricht für eine relativ gute Anpassung des Senders an den LC-Resonator.

### 3.3 Amplitudenmodulation

Für die Charakterisierung des optischen Phasendetektors wird eine optische Schwebung von 80 MHz benötigt. Diese lässt sich mit dem gebautem EOM in einer Amplitudenmodulations-Konfiguration realisieren. Mithilfe des Polarisators vor dem EOM (s. Abb. 3.1 Teil c ) lassen sich die polarisierte Strahlen so einstellen, dass sie zu gleichen Anteilen auf die ordentliche bzw. außerordentliche Achse des Kristalls trifft. Der Einsatz der  $\lambda/4$  Platte nach dem EOM ist erforderlich, um bereits eine Retardierung von  $\pi/2$  bei ausgeschalteter Leistung zu erreichen. Damit wird die Polarisation zirkular und wird zu 50% durch den letzten Polarisator durchgelassen. Im folgendem zeigt sich, dass man damit eine lineare Replika der Modulationsspannung erreicht. Wenn man die außerordentliche Achse der  $\lambda/4$  Platte parallel zur der außerordentlichen Achse des Kristalls stellt, ergibt sich mit Gleichung 3.3 und 3.2 eine Retardierung von:

$$\Delta\phi = \pi/2 + \pi(V_m/V_{phi}) \sin(\omega_m t) = \pi/2 + \Gamma_m \cdot \sin(\omega_m t) \quad (3.13)$$

mit der Modulationsspannung  $V_m \cdot \sin(\omega_m t)$  und dem Modulationsindex  $\Gamma_m$ . Die Modulation der RF Spannung erzeugt somit eine Retardierungsmodulation welche sich wiederum in eine Polarisationsmodulation umwandeln lässt. So wird am Ausgangspolarisator parallel zur ordentlichen Achse des Kristalls die Intensität moduliert.

Mathematisch lässt sich diese Anordnung folgendermaßen beschreiben. Bei einer parallel zur x-Achse polarisierter Eingangsintensität  $I_{\text{in}}$  kann man die Ausgangsintensität  $I_{\text{out}}$  mithilfe von



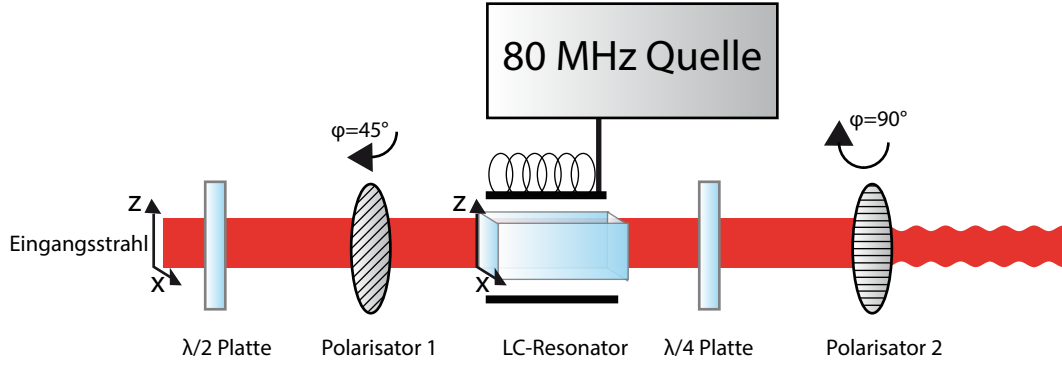


Abb. 3.4: Amplitudenmodulation-Konfiguration

Jones Matrizen inklusive Drehung  $M_i(\theta)$  der Elemente beschreiben durch:

$$\begin{aligned}
 I_{\text{out}} &= (M_{\text{Pol}2}(\pi/2)M_{\text{EOM}}(0)M_{\lambda/4}(0)M_{\text{Pol}1}(\pi/4) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix})^2 \times I_{\text{in}} \\
 &= \frac{1}{2}(\sin(\Gamma_m \sin(\omega_m t)) + 1) \times I_{\text{in}} \\
 &\approx \frac{1}{2}((\Gamma_m \sin(\omega_m t)) + 1) \times I_{\text{in}}
 \end{aligned} \tag{3.14}$$

Die Ausgangsintensität hat also eine Gleichfeld (DC-Komponente) und eine Wechselfeldkomponente (AC-Komponente). Für den letzten Schritt wurde eine Kleinwinkelnäherung verwendet, welche erfüllt ist für  $\Gamma_m \ll 1$ . Für eine sinusförmige Modulation muss gelten:  $\sin(\Gamma_m \sin(\omega_m t)) \approx \Gamma_m \sin(\omega_m t)$ . Die Modulation muss also die Bedingung erfüllen:  $\Gamma_m \ll 1$ . Eine Abschätzung für eine Modulation von  $\Gamma_m = 0.2$  ergibt :

$$\frac{0.2}{\sin(0.2)} \approx 1.007 \tag{3.15}$$

Der relative Fehler beträgt 0.7%. In guter Näherung kann man somit eine 20% Modulation als lineare Replika der Modulation der RF Spannung  $V_m \sin(\omega_m t)$  betrachten. Mithilfe der Gleichung 3.9 kann man eine untere Grenze der benötigten Eingangsleistung  $P_{\text{in}}$  in Abhängigkeit der LC-Resonatorgüte abschätzen. Dabei wurde eine hohe Sendergüte von  $Q_1 = 10^4$  angenommen:

$$\begin{aligned}
 P_{\text{in,theo}} \Big|_{\Gamma_m=0.2, k_{\text{theo}}} &= \frac{1.15}{Q_2} \text{ W} \\
 P_{\text{in,exp}} \Big|_{\Gamma_m=0.2, k_{\text{exp}}} &= \frac{2.9 \times 10^4}{Q_2^2} \text{ W} + \frac{1.15}{Q_2} \text{ W}
 \end{aligned} \tag{3.16}$$

Die obere Abschätzung besagt, dass theoretisch bei einer LC-Resonator Güte von 1.15 eine Eingangsleistung von 1 W für eine 20% Modulation ausreichen sollte. In dieser Gleichung ist der

theoretische Kopplungsfaktor  $k_{theo} = 0.3$  eingeschlossen. Der experimentell bestimmte Kopplungsfaktor (Gl. 3.12) modifiziert diese Gleichung mit dem Term  $\frac{2.9 \times 10^4}{Q_2^2}$ . Eine Güte von  $Q_2 = 100$  reduziert die Eingangsleistung für eine 20% Modulation auf  $P_{in} = 1$  W. Diese Leistung sollte das EOM Kristall nicht aufheizen und somit keine temperaturbedingte Doppelbrechungsmodulation hervorrufen.

**Limitierungen der Amplitudenmodulation mit dem EOM.** Für die vollständige Charakterisierung des optischen Phasendetektors (s. 4.5.2, Seite 49) wären sowohl ein höherer Modulationsindex als auch die Möglichkeit, AC und DC Intensitäten unabhängig voneinander zu ändern. In dem vorliegenden Aufbau war es nicht möglich, eine Modulation größer 0.2 zu erhalten. Im expliziten Aufbau stellte sich ebenfalls heraus, dass dieser Aufbau entgegen der anfänglicher Annahme nicht über die gewünschte Phasenstabilität verfügt, sondern es zeitliche Variationen und Oszillationen des Modulationsindex gibt. Dieses Verhalten ist auf die temperaturabhängige Doppelbrechung des LiNbO<sub>3</sub>-Kristall und somit eine zusätzliche Phasenmodulation zurückzuführen.

Um die AC bzw. DC Komponente unabhängig voneinander zu modulieren wurde der in Abbildung 3.4 illustrierte Versuchsaufbau durch eine zusätzliche  $\lambda/4$ -Platte zwischen Polarisator und EOM erweitert. Mit ihr kann man die Einfallintensität in einem beliebigen Winkel auf die ordentliche bzw. außerordentliche Achse des Kristalls verteilen. Damit wird die Amplitude der AC-Komponente der Ausgangsintensität in Abhängigkeit von dem Drehwinkel des  $\lambda/4$  Platte geändert. Mit Jones-Matrizen lässt sich die Ausgangsintensität wie in Gleichung 3.17 berechnen:

$$\begin{aligned} I_{out} &= (M_{Pol2}(\pi/2)M_{\lambda/4}(\theta)M_{EOM}(0)M_{\lambda/4}(0)M_{Pol1}(\pi/4) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix})^2 \times I_{in} \\ &= \frac{1}{2}(\cos(4\theta) \sin(\Gamma_m \sin(\omega_m t)) + 1) \times I_{in} \end{aligned} \quad (3.17)$$

Trotz sorgfältigem Aufbau wurde eine nicht zu vernachlässigende Kopplung der Phase des Ausgangslichtes zu dem Drehwinkel und somit zur der Eingangsintensität festgestellt. Diese Kopplung beträgt ca.  $0.6^\circ/500\mu\text{W}$ . Wie z.B. in [40], [35] untersucht, verursacht ein Laserstrahl einen Heizeffekt des Kristalls. Dabei ändern sich seine Brechungsindizes und Dimensionen. Man kann demnach eine zusätzliche Phasenretardierung  $\delta(\theta)$  einführen, welche von der einfallenden Intensität und somit von dem Winkel  $\theta$  abhängt. Die obere Gleichung kann modifiziert werden:

$$I_{out} = \frac{1}{2}(\cos(4\theta) \sin(\Gamma_m \sin(\omega_m t) + \delta(\theta)) + 1) \times I_{in} \quad (3.18)$$

Diese Intensitätsabhängigkeit der Phase sollte für die Charakterisierung des OPD vermieden werden. Dieser modifizierte Aufbau kann demnach für eine unabhängige Charakterisierung der Beiträge von AC bzw. DC Intensitäten zu Intensität-Phase Kopplung im OPD nicht verwendet werden. Allerdings kann das Aufbau 3.4 für die Charakterisierung verwendet werden, da man damit eine relativ hohen Modulationsindex erhält und somit eine optische Schwebung von 80 MHz präzise simulieren kann. Nachteilig dabei ist die Tatsache, dass man AC und DC Intensität gleichzeitig ändern muss und somit keine entkoppelte Charakterisierung möglich war.

---

## Entwicklung des Optischen Phasendetektors

---

In den nachfolgenden Unterkapiteln wird die Entwicklung und Charakterisierung des neu entwickelten optischen Phasendetektors für das DQSIM-Experiment (2D OPD) beschrieben. Außerdem wird ein Vergleich zum bestehenden optischen Phasendetektor des SDT-Experiment gezogen.

### 4.1 Silizium PIN Photodetektor

#### 4.1.1 Funktion

Nach dem Nyquist-Shannon-Theorem [43] benötigt ein Photodetektor eine Bandbreite von mindestens 160 MHz, um die Frequenz der optischen Schwebung von 80 MHz genau abzutasten und deren Phase zu detektieren. Wegen der diskutierten Amplitudenmodulation bei zweidimensionalen Transport ist eine gute spektrale Empfindlichkeit des Photodetektors  $S_\lambda$  bei der Dipolfallenwellenlänge  $\lambda_m = 866$  nm besonders wichtig. Diese ist definiert:

$$S_\lambda = \eta e / h\nu = \frac{\eta \lambda}{1.24 \text{ m}} \text{ A/W} \quad (4.1)$$

mit der Quanteneffizienz  $\eta$ , der Elektronenladung  $e$  und der Photonenenergie  $h\nu$ . Diese Kriterien erfüllt der Si PIN S5972 (Silizium Positive Intrinsisch Negativ) Photodetektor von Hamamatsu,

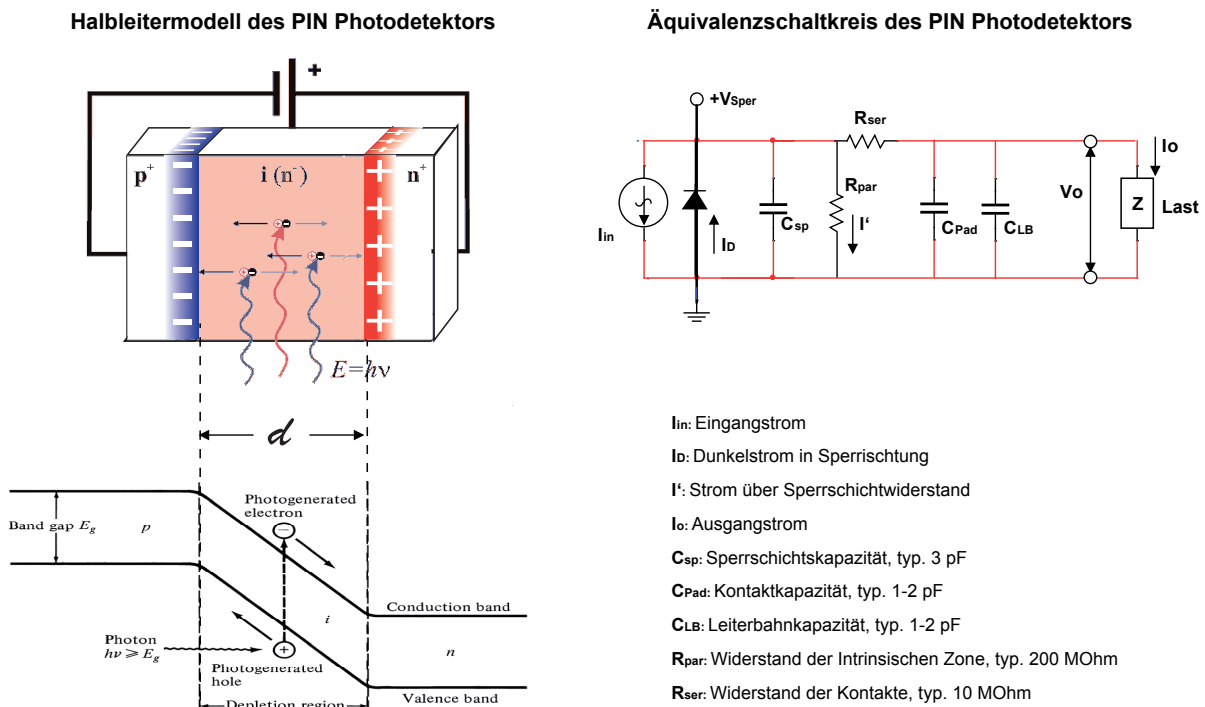


Abb. 4.1: Äquivalenzschaltbild eines Halbleiter PIN Photodetektors

welcher eine Bandbreite von 500 MHz und eine spektrale Empfindlichkeit bei  $\lambda_m = 866$  nm von ca. 0.55 A/W besitzt.

Der Si PIN Photodetektor besteht aus einer Siliziumstruktur mit p- und n-dotierten Schichten, zwischen denen eine große, fest definierte Verarmungszone liegt. Treffen Photonen auf die Verarmungszone, so entstehen Elektronen-Loch Paare proportional zur Lichtintensität, welche in die p- bzw. n-dotierte Schicht abdriften und so einen Stromimpuls im Gesamtkreis induzieren. Der so entstandene Photostrom soll in einem Bereich von  $10^{-9}$  mW bis 100 mW (abhängig von der Anwendungsschaltung) proportional zu der Einfallleistung  $P_{in}$  sein. Das Verhalten des Photodetektors bei der Leistungsdetektion kann mit einem elektrischen Äquivalenzschaltbild modelliert werden, siehe Abbildung 4.1. Bei Hochfrequenzanwendungen bieten eine Vorspannung in Sperrichtung einige Vorteile, auf die weiter unten eingegangen wird. Dabei ist  $I_p$  der zur Einfallintensität proportionale Strom,  $R_{Par}$  ist der hochohmige Widerstand der intrinsischen Verarmungszone und beträgt 200 MΩ und  $R_{Ser}$  der Widerstand welcher von den Kontaktstellen des Halbleiters und des Metalls herrührt. Sein typischer Wert ist 10 Ω.  $I_{Par}$  ist der Leckstrom in Dioden-Durchlassrichtung. V ist die Sperrichtung-Spannung und I' ist Leckstrom über den Sperrschichtwiderstand.

Von großer Bedeutung ist die interne Sperrschichtkapazität  $C_{Sp}$ , welche durch die Ladungstrennung der p- bzw. n-dotierten Schichten verursacht wird. Mit reellem Lastwiderstand Z erhält

man ein System erster Ordnung mit der Zeitkonstante  $\tau$  und entsprechender 3dB-Bandbreite  $f_{3dB}$ . Diese wird durch die gesamte Parasitäre Kapazität des Detektors  $C_{GesPar}$  bestimmt, welche sich aus den einzelnen parasitären Kapazitäten zusammensetzt. Dabei muss berücksichtigt werden, dass in Hochfrequenzschaltkreisen der effektive Widerstand aufgrund  $Z \ll R_{Par}$  gleich dem Lastwiderstand ist :

$$\begin{aligned} C_{GesPar} &= C_{Lad} + C_{Par} = C_{Lad} + C_{Pad} + C_{LB} \\ f_{3db} &= \frac{1}{2\pi R_L \times C_{pd}} = \frac{1}{\tau} \end{aligned} \quad (4.2)$$

Dabei ist  $C_{Pad}$  ist die Halbleiter-Metall Kontaktkapazität und  $C_{LB}$  ist die beschaltungsabhängige Leiterbahnkapazität. Die Summe aus  $C_{Lad}$  und  $C_{Pad}$  für S5972 beträgt  $3pF$ .  $C_{LB}$  wurde für die Beschaltung mit der Annahme der parallelen Leiterbahnen auf  $3pF$  abgeschätzt. Die gesamte parasitäre Kapazität wird folglich im Bereich  $3pF < C_{GesPar} < 6pF$  liegen. Ihr Einfluss wird im Detail im Abschnitt „Optischer Phasendetektor“ auf S.39 betrachtet.

Der Photodetektor verhält sich wie eine PN Diode, die im Sperrichtung betrieben wird. Für den Strom über den Lastwiderstand  $I_o$  ergibt sich mit dem Photostrom  $I_{in}$  [23]

$$\begin{aligned} I_{in} &= P_{in} \times S_\lambda \\ I_o &= I_{in} - I_{Par} \left( \exp \frac{eV_{Sper}}{k_B T} - 1 \right) - I' \\ I_{sc} &= I_{in} - I_{Par} \left( \exp \frac{e(I_{sc} \cdot R_{ser})}{k_B T} - 1 \right) - \frac{I_{sc} \cdot R_{ser}}{R_{Par}} \approx I_{in} \end{aligned} \quad (4.3)$$

mit Elektronenladung  $e$ , Boltzmann-Konstanten  $k_B$  und Sperrspannung  $V_{Sper}$ . Dabei ist  $I_{sc}$  der Kurzschlussstrom bei  $Z=0$ . Er stellt ein Kriterium für das Verhalten des Photostromes dar. Der zweite und dritte Beitrag in der Bestimmungsgleichung für  $I_{sc}$  gibt ein Limit der Linearität des Photostromes. Bei typischen Werten der Elemente (s. Abb. 4.1) sind diese Beiträge im Bereich bis mehreren Hundert mW vernachlässigbar. Das untere Niveau der Linearität des Photostromes bestimmt die äquivalente Rauschleistung (NEP), bei der das Signal zu Rausch Verhältnis gleich 1 ist. Dieser ist dem Datenblatt des Photodetektors zu entnehmen [11]. Den oberen Bereich der Linearität bestimmt die Sättigungsleistung  $P_S$

$$P_S = \frac{0.3V + V_{Sper}}{(R_{Ser} + Z) \times S_\lambda} \quad (4.4)$$

Sie kann theoretisch Werte von bis zu  $P_S = 100 \text{ mW}$  bei  $V_{Sper} = 10 \text{ V}$  für typische Lastwiderstände erreichen. Für die optische Phasenregelung in DQSIM-Experiment ist angestrebt, eine

möglichst geringe Intensität in Bereichen von 100  $\mu\text{W}$  bis 4 mW auszukoppeln, um mehr Leistung für die Dipolfalle zur Verfügung zu haben. Dadurch wird der Photodetektor in seinem Linearitätsbereich betrieben.

#### 4.1.2 Charakterisierung der spektralen Empfindlichkeit

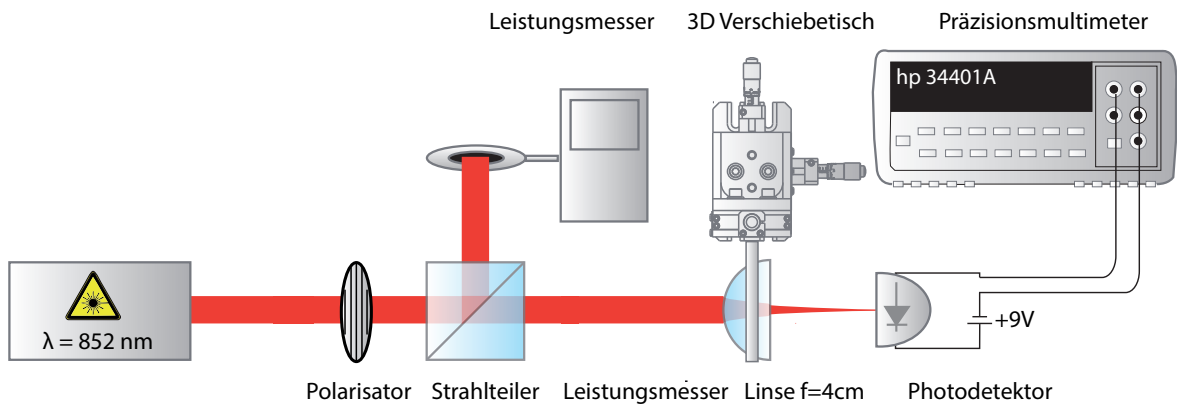
Es wurde eine Präzisionsmessung der spektralen Empfindlichkeit des Photodetektors S5972 durchgeführt (Messaufbau siehe Abb. 4.2 (a)). Der Photodetektor wurde mit einer 9V Batterie in Sperrichtung vorgespannt. Die Laserleistung wurde mit einem Polarisator variiert und mit einem Leistungsmesser gemessen. Der Laserstrahl wurde mit einem wohlbekanntem Strahlteiler aufgeteilt, um den Leistungsmesser nicht jedes mal nachjustieren zu müssen. Um die spektrale Empfindlichkeit genau zu vermessen, wurde der Laserstrahl mit einer plan-konvexen Linse von Fokus  $f=4\text{ cm}$  auf die  $0.5\text{ mm}^2$  Detektorfläche fokussiert. Bei einem Gaußschem Strahl ergibt sich so ein theoretisches Strahldurchmesser von ca.  $22\ \mu\text{m}$ , welcher auf die Mitte des Photodetektors justiert werden muss. Um den wahren Wert der  $S_\lambda$  zu bestimmen, muss die gesamte Lichtintensität detektiert werden. Dazu wurde ein dreidimensionaler Verschiebungstisch als Linsenhalterung verwendet. Der Photostrom wurde mit einem HP 34401A Präzisionsmultimeter direkt gemessen. Anschließend wurden die Daten mit einer linearen Funktion angepasst. Die spektrale Empfindlichkeit stimmt mit dem Datenblatt überein und beträgt

$$S_\lambda = (0.518 \pm 10^{-5}) \text{ A/W}.$$

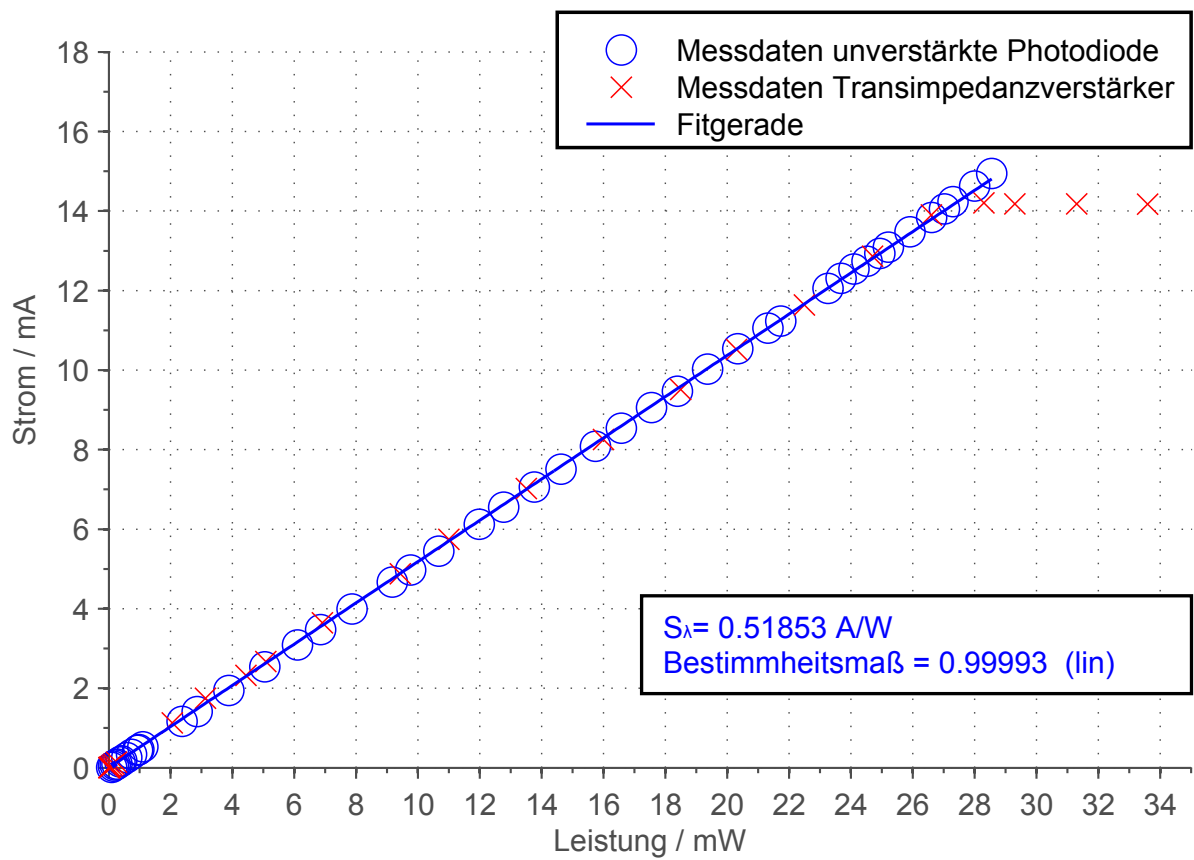
Der Photodetektor zeigte eine hohe Linearität bis zur maximal verfügbaren Leistung von 29 mW. Messungen von ähnlichen Photodetektoren ergaben sogar eine Linearität bis 400 mW [9]. Laut der Herstellerinformation [23] kann der Photodetektor bereits bei 20 mW Eingangsleistung in Sättigung geraten. Es ist daher anzunehmen, dass der Hersteller aus Sicherheitsgründen einen geringeren Wert der Sättigungsleistung angibt.

## 4.2 Rauscharten bei der Photodetektion

Im diesem Kapitel wird ein Überblick der Rauschquellen bei der Photodetektion gegeben. Die Rauschanalyse der Transimpedanzverstärkerschaltung wird im Abschnitt 4.3.2 durchgeführt. Die Abschätzung des Phasenrauschens der optischen Phasenregelschleife wird im Kapitel 4.5.2 auf Seite 55 präsentiert.



(a) Messanordnung



(b) Messdaten Fehlerbalken für Strom liegen im Bereich von einigen  $\mu\text{A}$ . Fehlerbalken für Leistung im Bereich  $5\text{-}10 \mu\text{W}$

Abb. 4.2: Spektrale Empfindlichkeit der S5972Si PIN.



**Photonen-Schrotrauschen:** Die in die Sperrschicht des Photodetektors gelangende Photonen produzieren mit einer detektorabhängigen Quanteneffizienz Elektronen-Loch Paare. Dieser Prozess unterliegt gemäß der Poisson Verteilung statistischen Fluktuationen. Die Spektrale Dichte des damit verbundenen Rauschstromes beträgt [6]:

$$\begin{aligned} I_{QShot} &= \sqrt{2eI_{ein}} = \sqrt{2eS_\lambda P_{ein}} \frac{\text{A}}{\sqrt{\text{Hz}}} \\ &\rightarrow 1.328 \times 10^{-11} \frac{\text{A}}{\sqrt{\text{Hz}}} \text{ für } P_{ein} = 1 \text{ mW} \end{aligned} \quad (4.5)$$

mit Einfallleistung  $P_{ein}$ , spektralen Empfindlichkeit  $S_\lambda$  und Elektronenladung  $e$ . Bei Lichtleistung ab  $500 \mu\text{W}$  stellt dies den größten Beitrag des Rauschstromes dar.

**Hintergrund-Schrotrauschen:** kommt durch die unerwünschte Hintergrundstrahlung zustande, die als Schwarzkörperstrahlung behandelt werden kann [54]. Typischerweise liegt die gemessene Leistung der Hintergrundstrahlung in Bereich weniger  $\mu\text{W}$  und ist nicht limitierend für die OPLL. In Kapitel 5 auf Seite 60 wird das theoretische Minimum für die Lichtleistung der OPLL diskutiert.

**Elektronisches Schrotrauschen:** Der elektrische Strom unterliegt ebenfalls der Poisson Statistik. Der Beitrag des Dunkelstromes des verwendeten Photodetektors berechnet sich zu:

$$I_{EShot} = \sqrt{2eI_{Par}} = 1.3 \times 10^{-14} \frac{\text{A}}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad (4.6)$$

**Johnson-Nyquist-Rauschen:** Ein ohmschen Widerstand kann einen Strom aufgrund thermischer Anregung der Elektronen liefern[21]. Die klassische Johnson-Nyquist Gleichung stellt den Zusammenhang dar:

$$I_{Therm} = \sqrt{4k_B T/R} \frac{\text{A}}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad (4.7)$$

mit Temperatur  $T$ , Boltzmann Konstante  $k_B$  und Widerstand  $R$ . Bei  $T = 300 \text{ K}$  und  $R = 1 \text{ k}\Omega$  beträgt  $I_{Therm} = 4 \times 10^{-12} \frac{\text{A}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ . Das Thermische Rauschen kann durch zusätzliches Kühlen des OPD minimiert werden.

**Relatives Intensitätsrauschen (RIN):** Die Lichtintensität fluktuiert wegen Temperaturschwankungen, Vibrationen der Elemente und grundlegenden Spontanen Emissionsprozess im aktiven Medium [39]. Diese Effekte werden durch relatives Intensitätsrauschen in 1Hz Band-

breite (RIN) quantitativ beschrieben. Für ein Einmoden-Laser beträgt  $RIN \approx 10^{-16} \frac{\text{A}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ . Der Stromrauschbeitrag auf dem Photodetektor beträgt [54]:

$$\begin{aligned}
 I_{RIN} &= \sqrt{e^2 S_\lambda^2 / (h^2 c^2) \times RIN \times P_{ein}} \frac{\text{A}}{\sqrt{\text{Hz}}} \\
 &\rightarrow 4.8 \times 10^{-13} \frac{\text{A}}{\sqrt{\text{Hz}}} \text{ für } P_{ein} = 1 \text{ mW}
 \end{aligned}
 \tag{4.8}$$

Die Abschätzung zeigt, dass dieser Effekt nicht dominant im Gesamtrauschspektrum ist.

**Operationsverstärker-Rauschen:** Zusätzlich zum fundamentalen Rauschen des Photodetektors muss das für den Operationsverstärker spezifische Strom- und Spannungsrauschen ( $I_{OV}$  bzw.  $U_{OV}$ ) berücksichtigt werden. Je nach Konfiguration tragen diese zum Gesamtrauschen bei und werden in den relevanten Kapiteln über Transimpedanzverstärkerschaltung bzw. Limitierender Verstärkerschaltung betrachtet.

**Äquivalente Rauschleistung (NEP)** stellt die geringste detektierbare Leistung des Photodetektors mit Signal zu Rausch Verhältnis von 1 dar. Bei dem verwendeten Photodetektor S5972 entspricht diese ca. 0.5 nW in der Bandbreite von 80 MHz und stellt deshalb keine Limitierung für die Anwendung dar.

**Das Gesamtrauschen** des Photostromes hängt von der gewählten Verstärkerkonfiguration ab. Die einzelnen Rauschbeiträge sind unkorreliert. Deshalb setzt sich die Spektrale Dichte des Gesamtrauschens  $I_{ges}$  als ein quadratisches Mittelwert aus den einzelnen Rauschbeiträgen zusammen [22]:

$$I_{ges} = \sqrt{I_{QShot}^2 + I_{EShot}^2 + I_{Therm}^2 + I_{IOV,UOV}^2} \frac{\text{A}}{\sqrt{\text{Hz}}}
 \tag{4.9}$$

Dabei ist  $I_{IOV,UOV}$  der von der Schaltung abhängige Beitrag der Strom- und Spannungsrauschen des Operationsverstärkers.

### 4.2.1 Sperrschichtkapazität

Hier über den unerwünschten zu kompensierenden Effekt schreiben!!

Im Folgenden wird die Abhängigkeit der Sperrschichtkapazität  $C_{Lad}$  von der Einfallintensität diskutiert. Beim zweidimensionalen Transport wird die optische Leistung des Schwebungssignals von einigen mW bis auf  $\mu\text{W}$  Bereich variiert. Das ruft eine Variation der  $C_{sp}$  hervor. Das ist von

Nachteil in der Phasenregelung, denn die Abschneidefrequenz des Photodetektors und somit die Phase des detektierten Signals werden dadurch geändert.

Als gutes Model der Sperrschichtkapazität  $C_{sp}$  eines PIN Photodetektors (s. Abb. 4.1) ist ein zwischen der p- bzw. n-Schichten entstehender „Plattenkondensator“ [54]

$$C_{sp} = \frac{A \times \epsilon}{\sqrt{Par}} \quad (4.10)$$

mit der Permittivität  $\epsilon$ , der Breite der intrinsischen Verarmungszone  $d$  und der Ladungsfläche  $A$ . Bei einem PIN Photodetektor ist  $C_{sp}$  aufgrund der Größe der Verarmungszone in erster Ordnung unabhängig von der Sperrspannung. Dennoch existiert eine Variation der  $C_{sp}$  mit der Einfallintensität. Diese Variation kann in zwei Mechanismen unterteilt werden:

1. Eine zusätzliche photogeneratede Kapazität durch die Erzeugung der Elektron-Loch Paare [18]
2. Temperaturänderung der Ladungen aufgrund der Energiedissipation in der Verarmungszone [9]

Die theoretischen Modelle dieser Effekte sind hier jedoch nicht ausgewertet, da viele interne Parameter wie Dicke der p- bzw. n-dotierten Schichten für S5972 unbekannt sind. Deshalb wird in dieser Arbeit ein experimenteller Aufbau genutzt um die Intensitätsabhängigkeit der Sperrschichtkapazität zu untersuchen. In dieser Arbeit wird die Annahme gemacht, dass sich die Kapazität bis zu 1 pF ändern kann.

Außerdem konvertiert das Rauschen der Intensität durch diese Abhängigkeit in ein Phasenrauschen des Photostromes. Das führt zu Heizeffekten und begrenzt die Kohärenzzeit der Atome im optischen Gitter und das ist ungewollt.

#### 4.2.2 Vergleich des 2D OPD und 1D OPD Photodetektors

In diesem Kapitel wird der Photodetektor des im SDT-Experiment verwendeten optischen Phasendetektors G4176 (1D OPD) mit dem neuen Photodetektor S5972 des 2D OPD verglichen. In der Tabelle 4.1 sind die wichtigsten Parameter der beiden Photodetektoren zusammengefasst (s. Datenblatt [11] bzw. [10]). Die Bandbreitenvorteile des G4176-Photodetektors spielen in der Phasenregelung bei 80 MHz keine Rolle, da die Nyquist-Bedingung für die Frequenzabtastung beim S5972-Photodetektor erfüllt ist. Die geringere Ladungskapazität des G4176-Photodetektors

hat keine Auswirkung auf die zu kompensierende Intensität-zu-Phase Konversion. Eine kleinere Detektorfläche des G4176 ist allerdings gegenüber S5972 nachteilig. Zum einen ist es schwieriger, das optische Schwebungssignal auf den Detektor zu fokussieren. Zum anderen hat G4176 laut Datenblatt bereits ab 5mW seinen Linearitätsbereich verlassen. Der Messung der spektralen Empfindlichkeit des S5972-Photodetektor kann eine Linearität bis mind. 29mW nachgewiesen werden (s. Abb. 4.2). Der etwas geringere Dunkelstrom des G4176 liegt weit unter dem Beitrag des Photonen-Schrotrauschens der für die Phasenregelung angestrebter Intensität von  $P \approx 500\mu\text{W}$  und stellt deshalb keinen Vorteil für die Anwendung dar. Der Kostenfaktor des S5972 ist eine Größenordnung niedriger als der von G4176.

Zusammenfassend stellt man fest, dass S5972-Photodetektor mit seiner größeren Detektorfläche eine bessere Alternative gegenüber dem G4176-Photodetektor darstellt.

**Tab. 4.1:** Vergleichstabelle

Photodetektor	1D OPD: G4176	2D OPD: S5972
Bandbreite	10 GHz	500 MHz
Kapazität	0.4 pF	3 pF
Dunkelstrom	min: 10 pA, max:300 pA	min:10 pA, max: 500 pA
Detektorfläche	0.5mm <sup>2</sup>	0.04mm <sup>2</sup>
Sättigungsintensität	5 mW	>29 mW (gemessen)
spektrale Empfindlichkeit ( $\lambda = 866 \text{ nm}$ )	0.25 A/W	0.518 A/W
NEP	$3 \times 10^{-15} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$	$3.1 \times 10^{-15} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$

### 4.3 Konstruktion des 2D OPD

In Abbildung 4.3 ist ein schematischer Schaltkreis des 2D OPD dargestellt. Für einen rauscharmen Betrieb des Photodetektors sowie der Operationsverstärker sorgt eine hochstabile Spannungsversorgung (s. Abb. 4.3 (a)). Für die Gleichfeldmessung wird eine Transimpedanzverstärker-Stufe verwendet (s. Abb. 4.3 (b)). Die Phase bzw. Frequenz einer sinusförmigen Einfallintensität wird durch eine limitierende Verstärker-Stufe detektiert und zu einer Rechteckwelle verstärkt (s. Abb. 4.3(c)). Dieses Signal wird dann in dem PFD mit einem stabilen Referenzsignal verglichen. Durch die Rechteckwelle wird die Amplitude zu Phase Abhängigkeit des PFD Eingans weitgehend entkoppelt (s. Kapitel ??). Der RMS-Wert der Wechselfeld-Amplitude wird logarithmisch mit dem limitierenden Verstärker gemessen.

Die Schaltung des 2D OPD befindet sich im Anhang ?? auf Seite ?. Im nachfolgenden Abschnitt wird jede Stufe mit Hinblick auf die Konstruktionskriterien einzeln betrachtet.

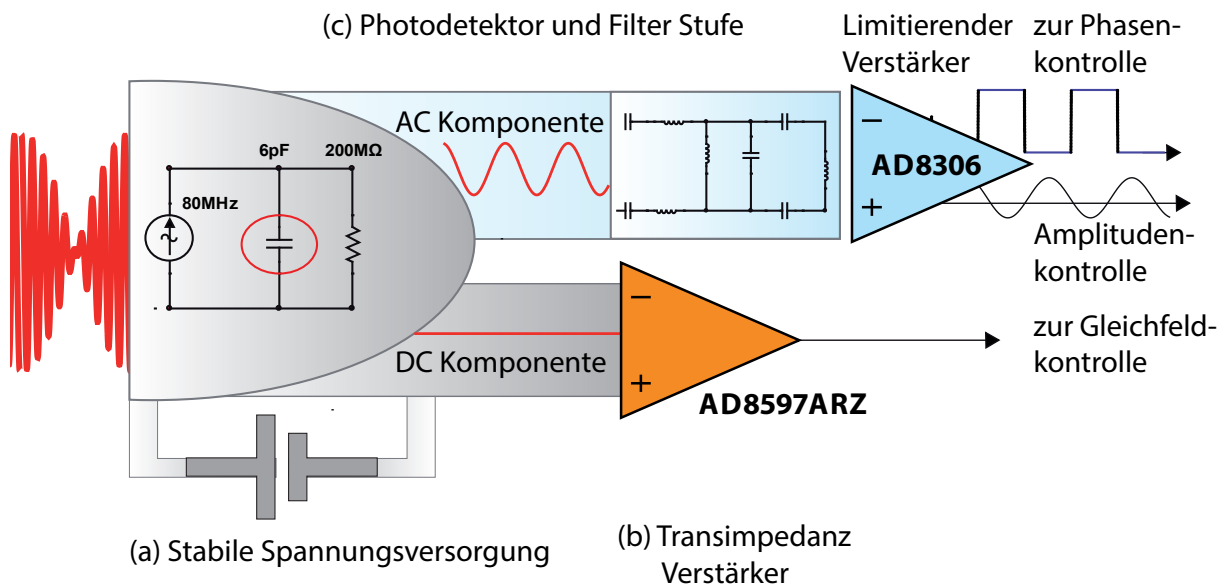


Abb. 4.3: Schaltkreis der OPD

#### 4.3.1 Stabile Spannungsversorgung (a)

Zur Reduktion des elektronischen Rauschens des Photodetektors aufgrund von Sperrspannungsrauschen sowie der in der Schaltung verwendeter Operationsverstärker aufgrund von Versorgungsspannungsrauschen wurde eine stabile Spannungsquelle entworfen. Das Labornetzgerät VOLTcraft VSP 2653 [52] kann zwar eine Gleichspannung zur Verfügung stellen. Diese ist für eine sensible Anwendung wegen des größeren Rauschens sowie Spannungsspitzen, die laut Datenblatt bis 0.025% der Labornetzgerät-Versorgungsspannung betragen können, nachteilig. Deshalb wurde eine Gleichspannungsreglerschema (s. Abb. 4.4) entworfen, um die +/-15 V des Labornetzgerätes in die notwendigen Spannungen zu konvertieren und zu stabilisieren. Die Fähigkeit eines Gleichspannungsreglers, die Spannungsspitzen zu glätten, wird in Störspannungsunterdrückung SSU angegeben. SSU ist definiert als

$$SSU = 20 \log \frac{V_{\text{Eingangspuls}}}{V_{\text{Ausgangspuls}}} \quad (4.11)$$

Der Gleichspannungsregler LM117HV [27] hat eine SSU von 80dB sowie ein RMS Spannungsrauschen von 0.15 mV bei 15 V Eingangsspannung. Der Phasenausgang des Limitierenden Verstärkers AD8306 (im Folgenden: AD8306) ist laut Datenblatt im Allgemeinen unabhängig von der Fluktuationen der Versorgungsspannung. Der Transimpedanzverstärker AD8597ARZ (im Folgenden: AD8597ARZ) hat eine SSU von 120 dB (s. Tabelle 4.2), was eine Gesamt-SSU von

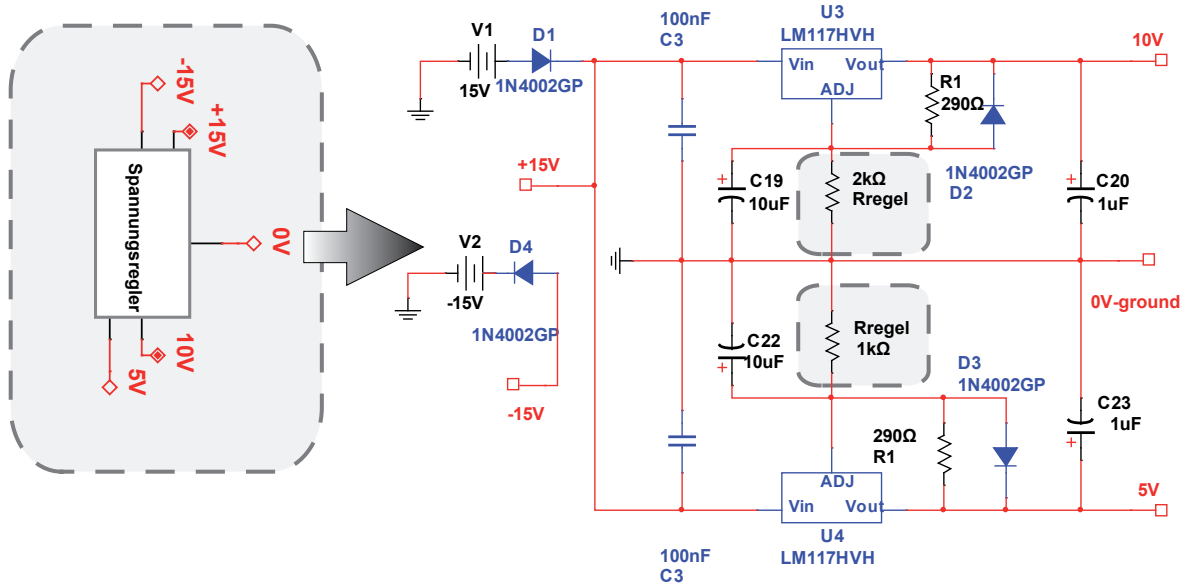


Abb. 4.4: Spannungsregulator

200 dB bedeutet. Dies ist für eine störungsfreie Versorgung ausreichend. Für die Sperrspannung des Photodetektors werden +10 V verwendet. Für die Versorgung des AD8597ARZ werden +/- 15 V verwendet. Die Versorgungsspannung des AD8306 beträgt +5 V. Der Schaltkreis wurde mit Entkopplungskondensatoren für eine zusätzliche Glättung der Spannungsspitzen entworfen. Die positive Ausgangsspannung  $V_o$  wird mithilfe von Potentiometer  $R_{Regel}$  laut Formel 4.12 eingestellt.

$$V_o = 1.25V \times \left(1 + \frac{R_{Regel}}{R_1}\right) \quad (4.12)$$

#### 4.3.2 Transimpedanzverstärker

**Entwicklung** Transimpedanzverstärkerschaltung (im Folgenden TIA) konvertiert den DC-Anteil des Photostromes in eine Spannung (Abb. 4.5). Der Photodetektor wird in Sperrichtung mit einer Spannung von 10 V betrieben. Diese Betriebsbedingung ist für eine höhere und bessere Linearität der spektralen Empfindlichkeit wichtig. Nachteilig bei dieser Methode ist Steigen des Dunkelstromes und das damit verbundene elektronische Schrotrauschen, welches allerdings unterhalb des Beitrags des Photonen-Schrotrauschens liegt und die Anwendung nicht weiter limitiert (s. Kapitel 4.2).

Durch die Beschaltung des Filters sowie des Kondensator  $C_4$  wird sichergestellt, dass die Gleichfeldkomponente (im Folgenden: DC Komponente) ausschließlich in den invertierenden Eingang des AD8597ARZ gelangt und keine Anteile den AD8306 erreichen. Der Kondensator  $C_4 = 1 \mu\text{F}$

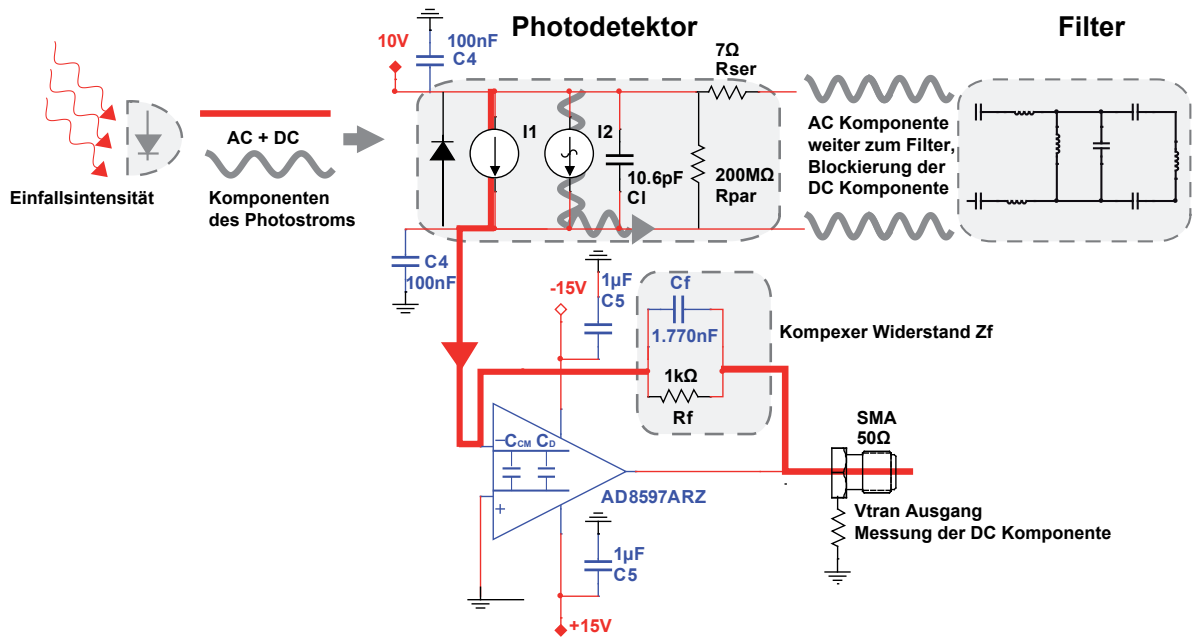


Abb. 4.5: Transimpedanzverstärker

Tab. 4.2: Daten des AD8597ARZ

Gleichtaktunterdrückung	120 dB
Transitfrequenz (GBW)	10 MHz
Differenzielle Eingangskapazität ( $C_{Par}$ )	15.4 pF
Gleichtaktkapazität ( $C_{CM}$ )	5.5 pF
Eingangs-Offset-Spannung	max. 120 μV
Eingangs-Offset-Strom	max. 200 nA
Eingangsstromrauschen ( $I_n$ )	$4.5 \times \text{pA}/\sqrt{\text{Hz}}$
Eingangsspannungsrauschen ( $V_n$ )	$1.5 \times \text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$
Spannungsversorgung	+/- 15 V
Spannungsversorgung SSU	120 dB
DC Verstärkung $A_0$	$10^5$

entkoppelt die Stromversorgung des AD8597ARZ von möglichen kurzfristigen Spannungsspitzen.

In der Tabelle 4.2 sind wichtige Parameter des AD8597ARZ [2] zusammengefasst.

Der nicht-invertierende Eingang des TIA-Operationsverstärkers (im Folgenden: TIA-OV) liegt auf Masse. Die hohe Verstärkung und die Gegenkopplung durch den komplexen Widerstand  $Z_f$  sorgt für den gleichen Potential an beiden Eingängen des AD8597ARZ. So entsteht am invertierenden Eingang eine „virtuelle Masse“. Andererseits lässt der Eingang des TIA-OV kein Strom hinein. Nach der Knotenregel ist die Summe der Ströme an diesem Punkt 0. Die Transimpedanzverstärkung  $G$  für den verwendeten Widerstand  $R_f$  lässt sich somit bestimmen [32]

$$Z_f = \frac{R_f}{1 + 2\pi i f \cdot R_f C_f} \quad (4.13)$$

$$A \approx \frac{GBW}{f} \quad (20 \text{ Hz} < f < 10 \text{ MHz}) \quad (4.14)$$

$$G = \frac{V_{\text{out}}}{I_{\text{in}}} = \frac{A}{A+1} \frac{Z_f}{1 + \frac{Z_f C_g \times 2\pi f}{A+1}} \lim_{\substack{f \rightarrow 0 \\ A \rightarrow A_0}} \approx R_f = 1000 \Omega \quad (4.15)$$

mit der frequenzabhängigen Verstärkung des TIA-OV  $A(f)$  und der spezifischen Transitfrequenz  $GBW$ . Für eine DC Anwendung berechnet sich  $G$  nach der Gleichung 4.15.

Der Kondensator  $C_f$  kontrolliert die Transferfunktion und verhindert die Frequenzgangüberhöhung sowie Eigen-Oszillationen [38] nahe der 3 dB Abschneidefrequenz  $f_{3\text{dB}}$ . Er berechnet sich nach

$$C_{\text{in}} = C_{\text{pd}} + C_{\text{CM}} + C_{\text{Par}} \quad (4.16)$$

$$C_f = \sqrt{\frac{C_{\text{in}}}{2\pi \times R_f \cdot GBW}} \quad (4.17)$$

$$f_{3\text{dB}} = \sqrt{\frac{GBW}{2\pi \times R_f C_{\text{in}}}} \quad (4.18)$$

mit  $C_{\text{in}}$  als Summe der seriellen  $C_{\text{CM}}$  und differentiellen Kapazität  $C_{\text{Par}}$  des TIA-OV und der Sperrschichtkapazität  $C_{\text{pd}}$ . Die Abschneidefrequenz des konstruierten TIA berechnet sich zu 6.3 MHz. Diese übersteigt bei weitem die Anforderung der DC-Kontrolle.

Es wurde die Messung der spektralen Empfindlichkeit des TIA nach dem in Kapitel 4.1.1 auf Seite 28 gezeigten Prinzip durchgeführt. Anstatt des einzelnen Photodetektors wurde die TIA-Schaltung eingesetzt. Die Messdaten sind in der Abbildung 4.2b als rote Kreuze zu sehen. Die Fehler liegen im Bereich bei  $\pm 0.1 \mu\text{A}$ . Die angepasste Gerade ergibt die gleiche spektrale Empfindlichkeit  $S_\lambda = 0.518 \text{ A/W}$  wie bei dem unverstärktem Photodetektor. Außerdem ist eine TIA-OV bedingte Sättigung ab  $14 \text{ mA}$ , die durch  $G=1000$  in  $14 \text{ V}$  umgewandelt werden, deutlich zu sehen. Deshalb beträgt die maximale messbare Intensität  $14 \text{ mA}/S_\lambda = 27 \text{ mW}$ . Das ist ausreichend für die DC-Intensitätskontrolle.

**Rauschanalyse.** Im Folgenden wird eine theoretische Rauschanalyse des TIA durchgeführt. Die äquivalente Rauschen-Leistungsdichte des durch TIA in die Spannung konvertierten Photostromes setzt sich zusammen aus den Rauschbeiträgen des Photodetektors (s. Kapitel 4.2 auf Seite 27) sowie des Operationsverstärkers zusammen. Das Rauschenmodell des TIA-OV ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Dabei sind Eingangsspannungsrauschen  $V_n$  und Eingangsstromrauschen  $I_n$  (s. Tab. 4.2) charakteristische Rauschquellen des TIA-OV. Das resultierende Stromrauschen wird gut im Bereich kleiner der Abschneidefrequenz des TIA-OV durch eine frequenzunabhän-



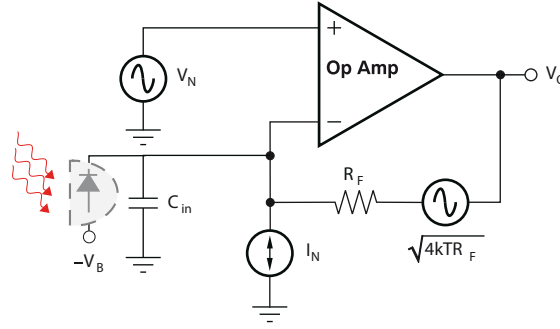


Abb. 4.6: Rauschmodell des Transimpedanzverstärkers

gige Gleichung approximiert [22] :

$$I_{\text{tot,sld}} = \sqrt{I_n^2 + \frac{4kT}{R_f} + \left(\frac{V_n}{R_f}\right)^2 + \frac{(V_n C_{\text{in}} 2\pi f_{3\text{dB}})^2}{3} + I_{\text{EShot}}^2 + I_{\text{QShot}}^2} \frac{\text{A}}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad (4.19)$$

Der zweite Beitrag ist das thermische Rauschen durch  $R_f$ . Der dritte Beitrag rührt vom Eingangsspannungsrauschen  $V_n$ , welches durch  $R_f$  in ein Stromrauschen konvertiert wird. Der vierte Beitrag kommt ebenfalls von Eingangsspannungsrauschen, welches durch Eingangsimpedanz des TIA-OV in ein Stromrauschen konvertiert wird. Der fünfte Beitrag ist das elektronische Schrotrauschen  $I_{\text{EShot}}$ , welches durch den Dunkelstrom bestimmt ist. Der letzte Beitrag  $I_{\text{QShot}}$  kommt vom Photonen-Schrotrauschen der Eingangsintensität. Die Berechnung der spektralen Leistungsdichte (im Folgenden: SLD) des TIA-Grundrauschen mithilfe von Gleichung 4.19 für  $I_{\text{QShot}} = 0$  ergibt  $7.5 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Die dadurch verursachte Spannungsrauschen-SLD  $V_{\text{tot,sld}}$  am Ausgang des TIA ergibt sich zu:

$$V_{\text{tot,sld}} = I_{\text{tot,sld}} R_f = 7.5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}} \quad (4.20)$$

Das bis zur TIA-Abschneidefrequenz  $f_{3\text{dB}} = 6.6 \text{ MHz}$  integrierte RMS-Rauschen ergibt sich zu  $18.4 \text{ } \mu\text{V}$ . Das RMS-Rauschen kann durch ein TIA-OV mit kleinerer Transitfrequenz und geringerem Eingangsrauschen minimiert werden. Für die Anwendung ist diese Rauschleistung nicht begrenzend, weil  $18.4 \text{ } \mu\text{V}$  einer Lichtintensität von

$$P_{\text{ein,min}} = 18.4 \text{ } \mu\text{V}/(S_\lambda R_f) = 35 \text{ nW}. \quad (4.21)$$

entsprechen. Die Arbeitsintensität für die Phasenregelschleife kann theoretisch ab  $100 \text{ } \mu\text{W}$  beginnen (s. Kap. 5).

**Signal zu Rausch Verhältnis.** Das theoretische Signal zu Rausch Verhältnis (im Folgenden: SRV) der Eingang- zu Ausgangsspannung des TIA kann mithilfe der Gleichung 4.19 beschrieben werden:

$$V_{\text{tot}} = \sqrt{I_{\text{tot,sld}}^2 \times f_{3\text{dB}} \times R_f} \quad (4.22)$$

$$SRV(P_{\text{ein}}) = \frac{V_{\text{ein}}(P_{\text{ein}})}{V_{\text{tot}}(P_{\text{ein}})} = \frac{P_{\text{ein}}/S_\lambda}{I_{\text{tot}}} = \frac{1.6 \times 10^{-3} P_{\text{ein}}}{\sqrt{39 \times 10^{-24} + 166 \times 10^{-21} P_{\text{ein}}}} \quad (4.23)$$

mit RMS-Spannungsrauschen  $V_{\text{tot}}$ . Wegen der Interesse an der DC-Komponente beträgt die eingesetzte Abschneidefrequenz  $f_{3\text{dB}}$  100 kHz.

Zur Quantifizierung der Gleichung 4.23 wurde die spektrale Leistungsdichte des TIA bei unterschiedlichen Eingangsintensitäten mithilfe eines HP 3589A Spektrumanalysator gemessen (s. Abb. 4.7), dessen Eingangsimpedanz gleich  $Z_{\text{in}} = 50 \Omega$  ist. Es wurde dabei die Messanordnung nach Abb.4.2a auf Seite 28 verwendet, wobei jetzt das Netzwerkanalysator statt dem Multimeter an den OPD Transimpedanzausgang angeschlossen ist. Danach kann ein RMS-Wert des Spannungsrauschen durch die Integration bis zur Abschneidefrequenz  $f_{3\text{dB}}$  des zu untersuchenden Signals berechnet werden. Es wurden folgende Relationen verwendet:

$$P_{\text{sld}} = P(f)/\delta\bar{f}_{\text{Rauschen}} \frac{\text{dBm}}{\text{Hz}} \quad (4.24)$$

$$V_{\text{RMS}} = \sqrt{\int_0^{f_{3\text{dB}}} (10^{P_{\text{sld}}(\text{tot,SA})/10} \times Z_{\text{in}} \times 10^{-3}) d\bar{f}} \quad (4.25)$$

$$V_{\text{RMS,TIA}} = V_{\text{RMS,tot}} - V_{\text{RMS,SA}}$$

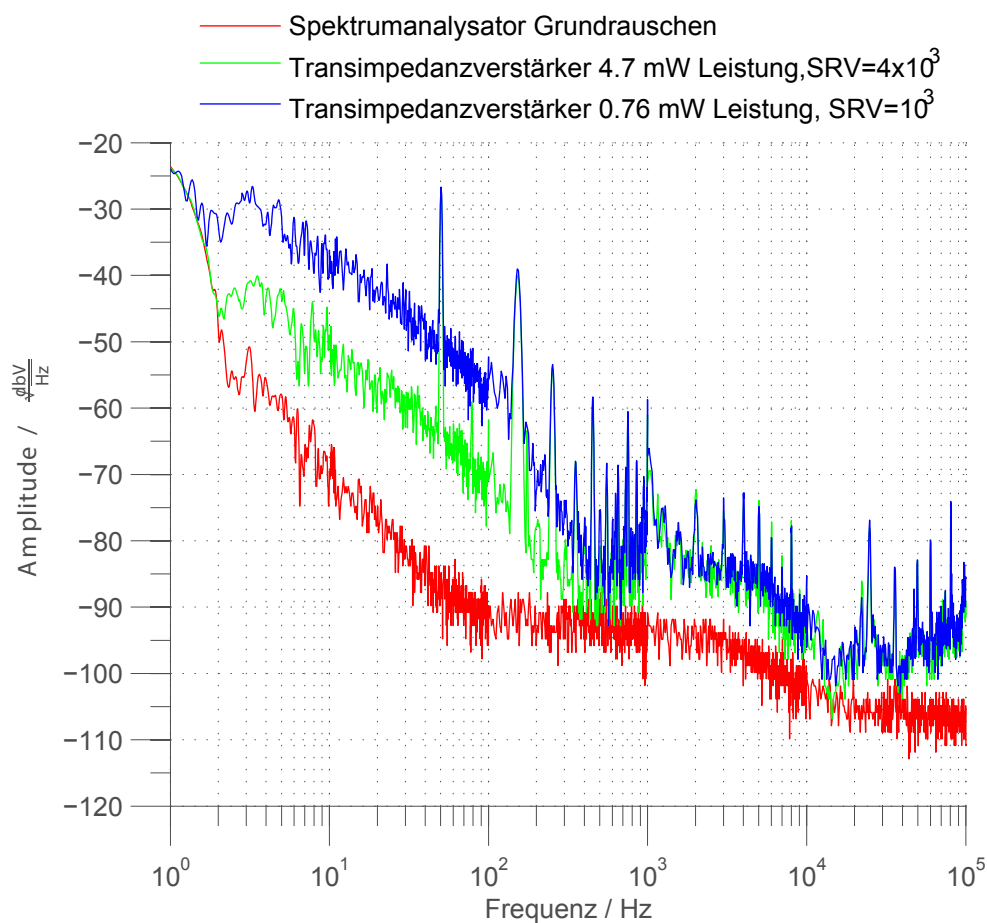
$$SRV(P_{\text{ein}}) = \frac{V_{\text{ein}}}{V_{\text{RMS,TIA}}} = \frac{P_{\text{ein}} R_f}{S_\lambda (V_{\text{RMS,tot}} - V_{\text{RMS,SA}})} \quad (4.26)$$

mit  $P_{\text{sld}}$  als Leistungsspektrum normiert auf 1 Hz Bandbreite, den aus der  $P_{\text{sld}}$  resultierenden  $V_{\text{RMS,SA}}$  bzw.  $V_{\text{RMS,tot}}$  als Beitrag zum Spannungsrauschen vom Spektrumanalysator Grundrauschen bzw. das gesamte Rauschen. Die theoretischen und gemessenen Werte für SRV betragen:

$$SRV_{\text{theo}}(0.76\text{mW}) = 10^5 \quad \text{bzw.} \quad SRV_{\text{mess}}(0.76\text{mW}) = 2 \times 10^3 \quad (4.27)$$

$$SRV_{\text{theo}}(4.7\text{mW}) = 1.9 \times 10^5 \quad \text{bzw.} \quad SRV_{\text{mess}}(4.7\text{mW}) = 1.2 \times 10^4 \quad (4.28)$$

Im Folgenden werden die Abweichungen diskutiert. In der Abbildung 4.7 ist das fundamentale  $1/f$  bzw.  $1/f^2$  Rauschen des Spektrumanalysator-Grundrauschens bis 100 Hz deutlich zu erkennen. Bei beiden Signalen überwiegt bei niedrigen Frequenzen bis 100 Hz das  $1/f$  Rauschen. Insgesamt



**Abb. 4.7: SLD des TIA** Messung für zwei Eingangsintensitäten. Berechnung des SRV durch Integration.

treten bei den Signalen starke Rauschspitzen auf. Das kann durch die Filterimpedanz des OPD bei Frequenzen kleiner 40 MHz erklärt werden. Der AC-Filter (s. Seite 40) hat eine Transferfunktion, welche einem Bandpassfilter ähnelt, so dass AC Frequenzen kleiner 40 MHz nicht zum limitierenden Verstärker durchgelassen werden. Andererseits stellt für diese Frequenzen die Impedanz des TIA kein Hindernis dar. So werden diese Signale in den TIA geleitet und limitieren das theoretisch erwartete SRV.

### 4.3.3 Optischer Phasendetektor

Die parasitäre Sperrschichtkapazität  $C_{pd}$  (s. Gleichung 4.2) des Photodetektors ist ein unerwünschter Faktor für die optische Phasenregelung. Deshalb wurde ein spezieller Filter entwickelt (im Folgenden: AC-Filter), welcher diese Kapazität bei der Arbeitsfrequenz von 80 MHz kompensiert. Zunächst wandelt der Photodetektor die Eingangsintensität in ein Strom um. Der AC Anteil des Photostromes wird durch den AC-Filter in eine Spannung umgewandelt, welche über

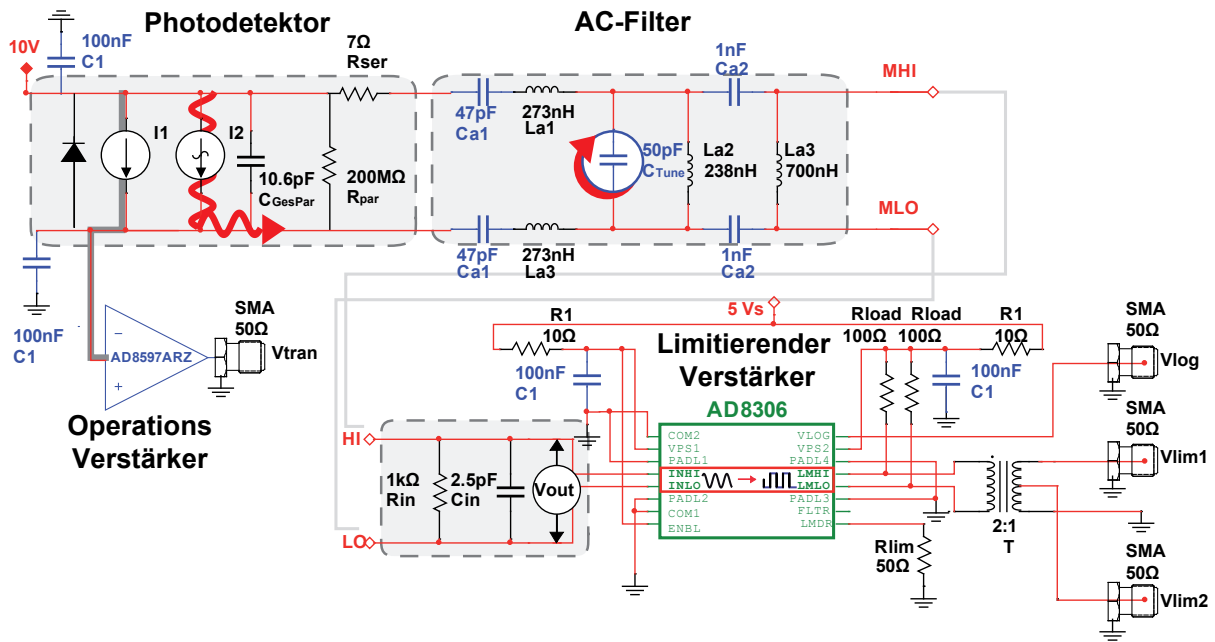


Abb. 4.8: AC Filter und der limitierende Verstärker AD8306

den limitierenden Verstärker AD8306 (im Folgenden: LV) abfällt und in eine Stufenfunktion umgewandelt wird (s. Abb. 4.8).

**AC-Filter.** Neben dem Kompensieren der Sperrschichtkapazität ist ein weiteres wichtiges Kriterium für die Entwicklung des AC-Filters von Bedeutung: das Filtern unerwünschter Frequenzen. Die maximale Regelbandbreite des OPLL wird 10 MHz betragen. Deshalb sind Frequenzen im Bereich  $80 \pm 10$  MHz von Bedeutung. Um die unerwünschten Frequenzen zu filtern, ist eine Bandpass-ähnliche Transferfunktion des AC-Filters von Vorteil. Damit lassen sich z.B. mögliche UKW-Funk Einflüsse reduzieren und das SRV erhöhen. Für die Entwicklung des AC-Filters wurde von einem Bandpassfilter mit 9 passiven Komponenten inklusive bekannten Parameter des limitierenden Verstärkers und des Photodetektors ausgegangen. Damit steht ein großer Optimierung-Parameterraum zur Verfügung. Insgesamt hat der AC-Filter dann 6 freie, voneinander unabhängige Parameter. Passive Elemente sind an beiden Eingängen des LV gespiegelt. Das sorgt für eine balancierte Schaltung, so dass an beiden Eingängen HI bzw. LO des LV ein vollkommen differentielles Signal anliegt. Mithilfe dieser Methode erreicht man eine starke Gleichtaktunterdrückung. Um die passenden Werte für die Elemente zu finden, wurde folgendes

zu minimierendes Optimierungsmaß formuliert:

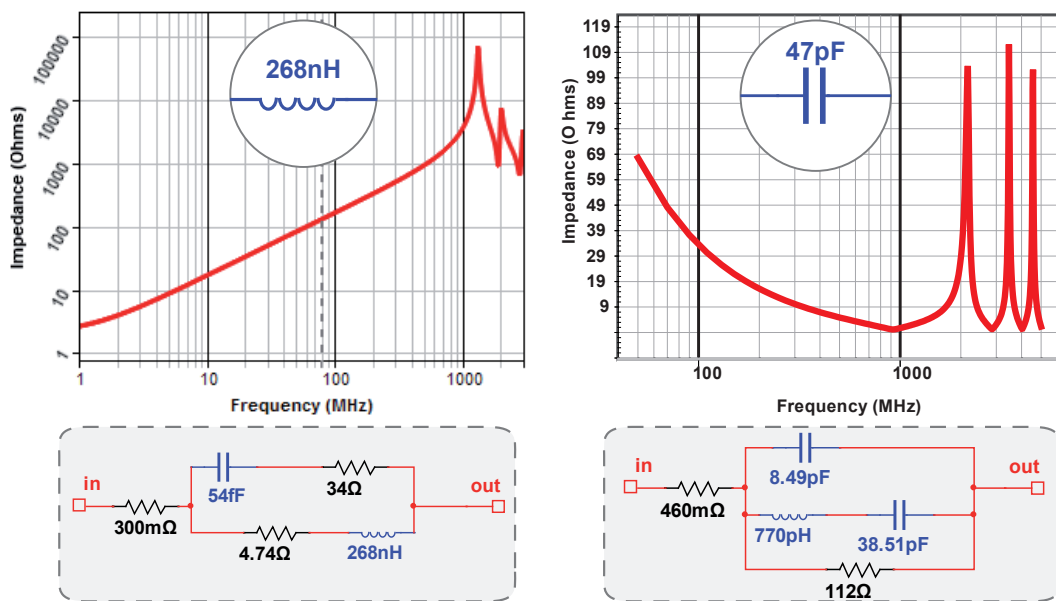
$$FOM = \left( \alpha \left( \frac{1}{|V_{\text{out}}|} \right)^2 + \gamma \left( 10^{-12} \times \frac{\partial |V_{\text{out}}|}{\partial C_{\text{pd}}} \right)^2 + \beta \left( 10^{-12} \times \frac{\partial \arg(V_{\text{out}})}{\partial C_{\text{pd}}} \right)^2 \right) \Bigg|_{\substack{C_{\text{pd}}=6 \text{ pF} \\ f=80 \text{ MHz}}} \quad (4.29)$$

mit  $\alpha = 1, \gamma = 6, \beta = 60$

mit  $V_{\text{out}}$  als komplexe Eingangsspannung in den LV. Diese ist mithilfe des Kirchhoffschen Strom und Spannungsregel für lineare Netzwerke abgeleitet worden (s. Anhang 5). Die Elemente  $C_{\text{in}}$  bzw.  $R_{\text{in}}$  stellen die Eingangsparameter des LV dar. Der erste Term maximiert die am LV Eingang detektierte Spannung  $V_{\text{out}}$ . Der zweite Term sichert die Unabhängigkeit der Amplitude von  $V_{\text{out}}$  von der gesamten parasitären Kapazität des Photodetektors  $C_{\text{GesPar}}$ . Der Dritte Term ist der Wichtigste und sorgt für die Unabhängigkeit der detektierten Phase von  $C_{\text{GesPar}}$  und somit auch von der intensitätsabhängiger Sperrschichtkapazität.

Insgesamt ergibt sich eine komplexe Funktion, die keine analytische Lösung garantiert und deshalb hier numerisch behandelt wird. Für eine effektive numerische Optimierung sollte der Parameterraum einschränken werden. Zu diesem Zweck sind sinnvolle Bedingungen an die FOM zu stellen. Deshalb werden die Ableitungen an der Stelle der Arbeitsfrequenz bei 80 MHz sowie der geschätzten Kapazität von  $C_{\text{GesPar}} = 6 \text{ pF}$  ausgeführt. Die Einheit des zweiten bzw. dritten Terms ist absolut in  $[\frac{\text{V}}{\text{F}}]$  bzw.  $[\frac{\circ}{\text{F}}]$  angegeben. Da die Funktion  $V_{\text{out}}$  ein nichtlineares Verhalten in der  $C_{\text{GesPar}}$  aufweist, muss das Minimum der Ableitung in dem relevanten Bereich weniger pF gefunden werden. Deshalb sind die beiden Ableitungen mit dem Faktor  $10^{-12}$  zu multiplizieren, um so auf die pF Skala rekaliibriert zu werden. Die Konstanten  $\alpha, \beta, \gamma$  spielen bei Bevorzugung der Terme in der Optimierung eine große Rolle und müssen testweise eingesetzt werden. Sie werden so gewählt, dass der letzte Term, die Änderung der Phase mit der Sperrschichtkapazität bei der Minimierung am meisten berücksichtigt wird. Mit diesen Annahmen ist der freie Parameterraum minimiert worden.

**Minimierungsalgorithmus.** Für die globale Minimierung komplexer Funktionen mit vielen Freiheitsgraden bietet sich ein sog. „genetischer Algorithmus“ [3] an. Dieser ist in Wolfram Mathematica unter `NMinimize[f, vars, Method -> "DifferentialEvolution"]` implementiert. Die Idee besteht darin, zufällige Sätze von Anfangswerten (Populationen) in der Funktion auszuwerten. Bei jeder Iteration, genannt Generation, werden neue Populationen durch eine zufällige Kombination (Mutation) bestehender Population generiert. So entstehen sog. Probe-Populationen. Diese werden nur dann für die nächste Generation akzeptiert (Selektion), wenn

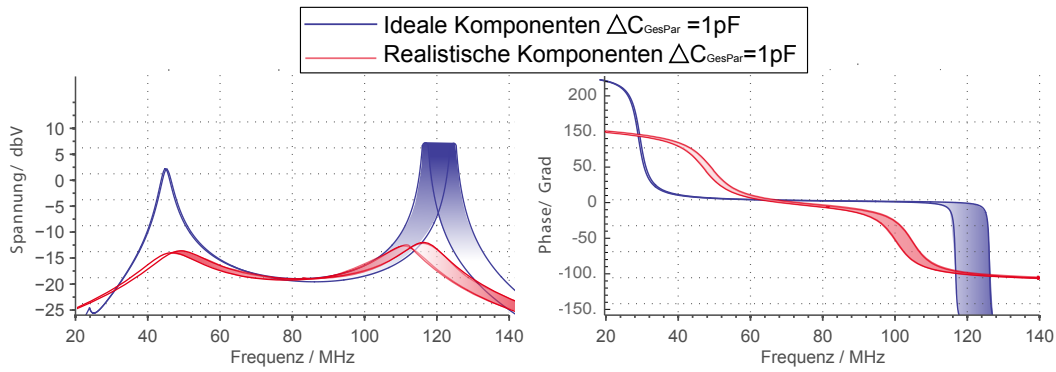


**Abb. 4.9: Impedanz passiver Komponenten.** Links ist das Impedanzverhalten von einer Spule dargestellt. Rechts ist das Impedanzverhalten eines Kondensators dargestellt. Die Äquivalenzschaltkreise sind unten abgebildet. Schaltbilder nach [8],[31]

sie den Wert der Funktion minimieren.

**Suchparameter und das HF Verhalten passiver Komponenten.** Passive Komponenten wie Spulen oder Kondensatoren haben ein frequenzabhängiges Resonanzverhalten. Dieses beruht auf physikalischen Effekten, wie z.B. dem Skin Effekt, die erst bei HF-Anwendung eine Rolle spielen. Anhand der Messungen von Impedanzen in Abhängigkeit von der Frequenz, kann man ein Ersatzschaltbild mit konzentrierten Elementen modellieren. Für den AC-Filter wurden hochwertige Spulen von Coilcraft verwendet sowie Kondensatoren der Firma Johansonstechnology. Diese Unternehmen haben getestete und akkurate Ersatzschaltbilder ihrer Komponenten, deren Parameter man in den Datenblättern bzw. in einem Programm nachsehen kann (s. [8],[31]). In der Abbildung 4.9 sind beispielhaft Impedanzverhalten und Äquivalenzschaltkreise dargestellt.

**Minimierungsbedingungen.** Um physikalisch korrekte Werte für die Suchparameter zu erhalten, muss die Funktion unter sinnvollen Nebenbedingungen minimiert werden. Wegen den Hochfrequenzverhaltens passiver Komponenten werden die Suchparameter in den Bereich vor ihrer ersten Resonanzfrequenz eingeschränkt. Für die Arbeitsfrequenz von 80 MHz muss die erste Resonanz über diesen Wert liegen. Damit sind die Nebenbedingungen für die Suchparameter



**Abb. 4.10: Bodeplot der AC-Filter Transferfunktion.** Die blaue bzw. rote Fläche repräsentiert die Änderung der parasitären Photodetektorkapazität um 10%

bestimmt und die Minimierung der Suchparameter des AC-Filters im Bereichen von

$$5 \text{ pF} < C_i < 1 \text{ nF}; \quad 1 \text{ nH} < L_i < 1 \text{ } \mu\text{H} \text{ durchgeführt.} \quad (4.30)$$

**Minimierungsergebnis und Simulation.** Die Simulation der Transferfunktion des AC-Filters wurde sowohl für ideale als auch für realistische Komponenten mit NI Multisim ausgeführt (s. Abb 4.10). Dabei wurde eine parasitäre Kapazität von  $C_{\text{GesPar}} = 6 \text{ pF}$  angenommen und eine Änderung von  $\Delta C_{\text{GesPar}} = 1 \text{ pF}$  simuliert. Die Transferfunktion ähnelt einem Bandpassfilter mit zwei Resonanzen und einem flachen Verlauf im Bereich um 80 MHz. Der Verlauf der Phase ist in diesem Bereich ebenfalls flach. Das Minimum der Amplitude entspricht dem Minimum der Phase. Diese Stelle weist auch die geringste Abhängigkeit von der Sperrschichtkapazität auf. Man erkennt eine Wanderung der Amplitude bzw. Phase bei der Kapazitätsänderung. Bei idealem AC-Filter beträgt diese weniger als  $0.1^\circ$ , bei realistischem AC-Filter sind es schon  $1.5^\circ$  an der relevanten Stelle um 80 MHz. Es ist deutlich zu sehen, wie die realistischen Komponenten die Transferfunktion verzerren und den unerwünschten Phasengang erhöhen. Damit keine anderen parasitären Effekte ihren Beitrag leisten können, muss die Fläche um den AC Filter von der Kupferschicht befreit werden. Als ein Steuerparameter für die Transferfunktion wird der Kondensator  $C_{\text{tune}}$  eingesetzt. Mit seiner Hilfe kann die Transferfunktion um einige MHz nach links bzw. rechts verschoben werden. So kann man die Unkenntnis der echten  $C_{\text{GesPar}}$  ausgleichen, indem man mithilfe des Steuerkondensators  $C_{\text{tune}}$  das Minimum der Amplitude des Signals findet.

**AD8306** ist ein echter differentieller limitierender Verstärker mit einem zusätzlichen logarithmischen Ausgang  $V_{\log}$  für die Messung der RMS-Amplitude der anliegenden Spannung [12]. Er

verstärkt ein periodisches Signal zu einer Rechteckwelle. Damit wird die Amplitudenschwankung unterdrückt und später eine Amplitude zu Phase Konversion in dem PFD vermieden (mehr dazu in Kapitel 2.3). Die Versorgungsspannung von AD8306 wird von Spannungsspitzen durch Kondensatoren  $C_1$  entkoppelt (s. Abb. 4.8). Die Umrechnung von  $V_{\log}$  zu der RMS-Amplitude der Eingangsspannung  $V_{in}$  erfolgt nach Gleichung [12]:

$$V_{\log} [\text{V}] = 0.02 \text{ V/dB} \times (V_{in} + 108) [\text{dBV}] \quad (4.31)$$

Die Ausgangsspannung  $V_{LMHI}$  und  $V_{LMHO}$  zwischen den Ausgängen des LV ist differentiell und kann mit folgender Gleichung berechnet werden [12]:

$$V_{\lim} = V_{LMHI} - V_{LMHO} = 2 \times (400 \text{ mV} \times R_{\text{load}}/R_{\lim}) \quad (4.32)$$

mit dem Lastwiderstand  $R_{\text{load}}$  und den Limitierung-Widerstand  $R_{\lim}$ . Man kann demnach durch die  $R_{\lim}$ -Reduktion eine höhere Ausgangsspannung  $V_{\lim}$  erreichen, was aber laut Datenblatt zur Instabilitäten des AD8306 führen kann. Andererseits reduziert eine Erhöhung des  $R_{\text{load}}$  die Bandbreite des LV. Ein sinnvoller Kompromiss ist mit  $R_{\text{load}} = 2 \times R_{\lim} = 100 \Omega$  gefunden. Um symmetrische Spannung  $V_{\lim}$  in eine asymmetrische Ausgangsspannung umzuwandeln, wird ein Richtkoppler T verwendet. Seine Funktion ist zum einen die Impedanztransformation des Ausgangssignals. Zum anderen werden ca. 5% des Hauptsignals abgespalten und an den Ausgang  $V_{\lim2}$  zur Überwachung des Signals geschickt. Der hauptsignal für PFD Steuerung wird an den Ausgang  $V_{\lim1}$  geschickt. Die maximale Leistung wird übertragen, falls die Impedanzen des limitierenden Ausgangs und des SMA-Steckers ( $50 \Omega$  Wellenwiderstand) gleich sind [29]. Deshalb muss ein richtiges Verhältnis  $\left(\frac{N_2}{N_1}\right)$  der Windungen des Richtkopplers gewählt werden. Dieser ist gewählt nach der Transformator-Gleichung

$$\left(\frac{R_2}{R_1}\right) = \left(\frac{N_2}{N_1}\right)^2 = \frac{200\Omega}{50\Omega} = 4 \quad (4.33)$$

mit  $R_2$  bzw.  $R_1$  als Widerstände auf beiden Seiten des Transformators. Ein wichtiger Parameter ist die Phasenvariation des AD8306 (s. Tab. 4.3). Die Phasenvariation bei den Eingangsleistungen im Bereich zwischen  $-33 \text{ dBV} < V_{in} < -13 \text{ dBV}$  beträgt  $2^\circ$ , was einen fundamentalen Limit für die Phasendetektion darstellt. Unter dieser Bedingung ist ein sinnvoller Bereich des Kontrastes der optischen Schwebung zu finden (s. Kapitel 5).



**Tab. 4.3:** Daten des AD8306

Grundrauschen	1.28 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$
Frequenzbereich	min. 5MHz, max. 400MHz
Phasenvariation bei 100 MHz und $-73 \text{ dBV} < V_{\text{in}} < -3 \text{ dBV}$	+/-2°
max. Ausgangsspannung am V <sub>lim</sub>	1.25V
dynamischer Bereich von V <sub>log</sub>	100 dB
Bandbreite von V <sub>log</sub>	3.5 MHz
Linearitätsfehler von V <sub>log</sub>	+/-0.4 dB

## 4.4 Leiterplattenlayout und Abschirmung

**Leiterplattenlayout (PCB).** Der schematische Entwurf des 2D OPD wurde automatisch zum komplementären PCB-Layoutprogramm NI Ultiboard übertragen. Für die Leiterplatte wurde ein Epoxidharz-Glasfasergewebe mit relativer Permittivität  $\epsilon_R = 4$ , Dicke 1.5mm und 35  $\mu\text{m}$  Kupferauflage verwendet. Um die parasitäre Kapazitäten bzw. Induktivitäten zu minimieren, sind die Leiterbahnen möglichst kurz und gerade gehalten. Die Charakteristische Impedanz der Leiterstreifen wurde zu  $50 \Omega$  gewählt, um maximalen Leistungstransfer zu garantieren (Programm AppCad von Agilent Technologies). Die Wellenlänge des propagierenden elektrischen Feldes in dem konstruierten Kupfer-Streifenleiter kann in erster Ordnung approximiert werden mit [51]

$$\lambda = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} \times f_{80\text{MHz}}} = 2.2 \text{ m} \quad (4.34)$$

mit Lichtgeschwindigkeit  $c$  in Vakuum und effektiver Permittivität des umgebenden Substrats  $\epsilon_{\text{eff}}$ . Die Platinenleiter sind wesentlich kleiner als  $1/8$  der Wellenlänge. Deshalb kann der Strom bzw. Spannung bei der Arbeitsfrequenz von 80 MHz auf den Leitern als quasi-konstant angenommen werden [47]. Das bedeutet, dass die Kapazitäten und die Induktivitäten des Übertragungsleiter-Modells in erster Ordnung keine Rolle spielen. Der Leiter kann in diesem Fall als eine perfekte Verbindung angesehen werden. Demnach bringt die Anpassung der Charakteristischen Leiterimpedanz zu  $50 \Omega$  nur einen minimalen Vorteil für den Leistungstransfer.

**Abschirmungsgehäuse.** Die Arbeitsfrequenz von 80 MHz überschneidet sich mit UKW Frequenzen. Diese könnten das Signal zu Rausch Verhältnis minimieren. Für den Schutz der Leiterplatte vor unerwünschter elektromagnetischer Strahlung sowie von kapazitiv gekoppelten Rauschen, muss diese mit einem Aluminium-Druckguss-Gehäuse abgeschirmt werden. Das Metallgehäuse ist auf das Massepotential der gelegt. Die Kriterien für die Abschirmung wurden [46] entnommen.

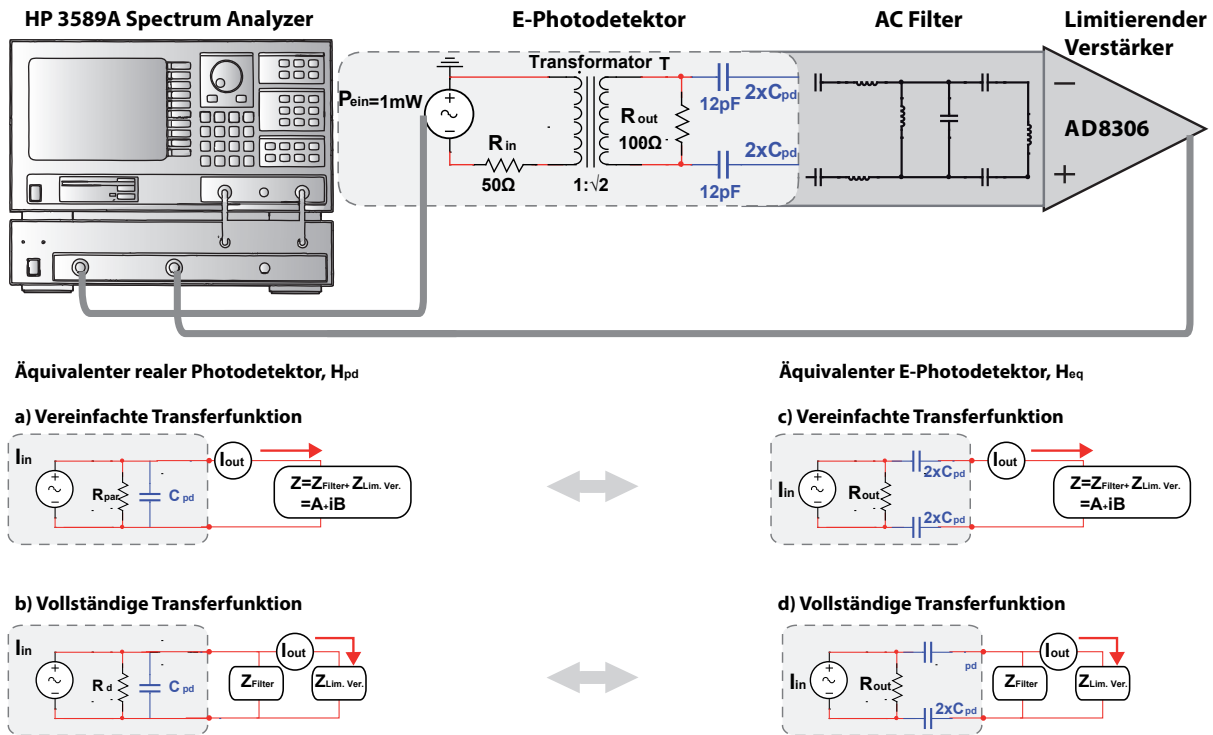


Abb. 4.11: E-Photodetektor Oben: Aufbau zur Messung der Transferfunktion. Unten: Schaltkreis mit Vereinfacher und realer Transferfunktion.

## 4.5 Charakterisierung des Optischen Phasendetektors

Die wichtigsten Parameter für den 2D OPD ist ein verschwindendes Phasenrauschen des  $V_{lim}$  Ausgangs sowie eine Unterdrückung der Intensität-zu-Phase Konversion. Im Folgendem wird eine Charakterisierung des 2D OPD im Hinblick auf die oben genannten Kriterien durchgeführt. Außerdem wird ein Vergleich mit der im SDT-Experiment benutzten Photodiodenverstärkerschaltung (1D OPD) gezogen.

### 4.5.1 Hardware Simulationen mit einem „elektronischen Photodetektor“

**Motivation** Für die Untersuchung der Transferfunktion des 2D OPD wurde ein elektrisches Äquivalent (im Folgenden: E-Photodetektor) des Photodetektors aufgebaut (s. Abb. 4.11). Der Zweck des E-Photodetektor besteht darin, die Phase des Ausgangsphotostroms realistisch nachzunahmen. Der E-Photodetektor besteht aus einem Transformator zur Impedanztransformation, einen ohmschen Widerstand und zwei Kondensatoren. Ein Frequenzdurchlauf wird mit dem Quellenausgang des HP 3589A Netzwerkanalysator durchgeführt. Dieser strahlt eine RF Leistung von 1 mW ab und hat  $50 \Omega$  Ausgangsimpedanz. Für den maximalen Leistungstransfer wird diese auf die  $100 \Omega$  Parallelwiderstand des E-Photodetektors transformiert.

Der reale Photodetektor stellt einen Tiefpass dar. Der E-Photodetektor wurde so konstruiert, dass seine Strom-Transferfunktion um 80 MHz der Transferfunktion des realen Photodetektors entspricht und die gleiche Abhängigkeit von der Sperrschichtkapazität aufweist. Als Intuitives Bild betrachtet man den Innenwiderstand des E-Photodetektors und des realen Photodetektors bei hohen Frequenzen (s. Abb 4.11). Für  $1/R_{\text{Par}} \ll i\omega C_{\text{pd}}$  bzw.  $R_{\text{out}} \gg 1/i\omega C_{\text{pd}}$  sieht der komplexe Ausgangstrom  $I_{\text{out}}$  in beiden Fällen den gleichen kapazitiven Innenwiderstand, falls die Kapazitäten des E-Photodetektors doppelt so groß wie die Sperrschichtkapazität gewählt werden.

Für eine mathematische Behandlung der Phasenabhängigkeit des Ausgangsstromes müssen  $R_{\text{out}}$  und  $R_{\text{Par}}$  sowie der komplexe Lastwiderstand  $Z$  berücksichtigt werden. Dieser ist die Summe der Widerstände des AC-Filters und des LV-Eingangs ab. Demnach kann die Strom-Transferfunktion untersucht werden (s. Abb. 4.11 a) bzw. c)). Die Schaltungen des E-Photodetektors (Transferfunktion  $H_{\text{eq}}$ ) und des realen Photodetektors (Transferfunktion  $H_{\text{pd}}$ ) wurden wie in Anhang 5 mithilfe der Kirchhoffschen Gesetze analysiert:

$$H(\omega) = |H(\omega)|e^{i\phi(\omega)} = \frac{I_{\text{out}}(\omega)}{I_{\text{in}}} \quad (4.35)$$

$$H_{\text{eq}}(\omega) = \frac{\omega C_{\text{pd}} R_{\text{out}}}{\omega C_{\text{pd}} (Z - R_{\text{out}}) - i} \quad H_{\text{pd}}(\omega) = -\frac{i R_{\text{Par}}}{R_{\text{Par}} (\omega Z C_{\text{pd}} + i) - i Z} \quad (4.36)$$

$$\phi_{\text{eq}} = \frac{180 \cot^{-1}(\omega C_{\text{pd}} (Z - R_{\text{out}}))}{\pi} \quad \phi_{\text{pd}} = -\frac{180 \tan^{-1}\left(\frac{\omega Z C_{\text{pd}} R_{\text{Par}}}{Z - R_{\text{Par}}}\right)}{\pi} \quad (4.37)$$

Die Änderung der Phase der Transferfunktion mit der Sperrschichtkapazität berechnet sich zu

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_{\text{eq}}}{\partial C_{\text{j}}} &= \frac{180\omega (R_{\text{out}} - Z)}{\pi \left( \omega^2 C_{\text{pd}}^2 (Z - R_{\text{out}})^2 + 1 \right)} & \frac{\partial \phi_{\text{pd}}}{\partial C_{\text{j}}} &= \frac{180\omega Z R_{\text{Par}} (R_{\text{Par}} - Z)}{\pi \left( R_{\text{Par}}^2 \left( \omega^2 Z^2 C_{\text{pd}}^2 + 1 \right) - 2Z R_{\text{Par}} + Z^2 \right)} \\ \text{mit } R_{\text{out}} \ll Re(Z) & & \text{mit } R_{\text{Par}} \gg Re(Z) & \\ \approx \frac{-180\omega Z}{\pi \left( \omega^2 C_{\text{pd}}^2 Z^2 + 1 \right)} & & \approx \frac{180\omega Z}{\pi \left( \omega^2 C_{\text{pd}}^2 Z^2 + 1 \right)} & \end{aligned} \quad (4.38)$$

Diese Annahmen sind bei hohen Frequenzen und dem verwendeten Widerstand  $Z$  berechtigt. An Gleichung 4.38 sieht man außerdem, dass die Steigungen zwar gleich, aber entgegengesetzt vom Vorzeichen sind. Dies spielt hier keine Rolle, da nur der Betrag der Phasenänderung interessant ist. Um die Phase der an dem limitierenden Verstärker abfallender Spannung zu analysieren, wurde eine vollständige (s. Abb. 4.11 b) bzw. d)) Transferfunktion bis zum limitierenden Verstärker ausgerechnet (s. Anhang 5). Diese kann und als Amplituden- bzw. Phasentransferfunktion wie

in Gleichung 4.35 gezeigt, dargestellt werden.

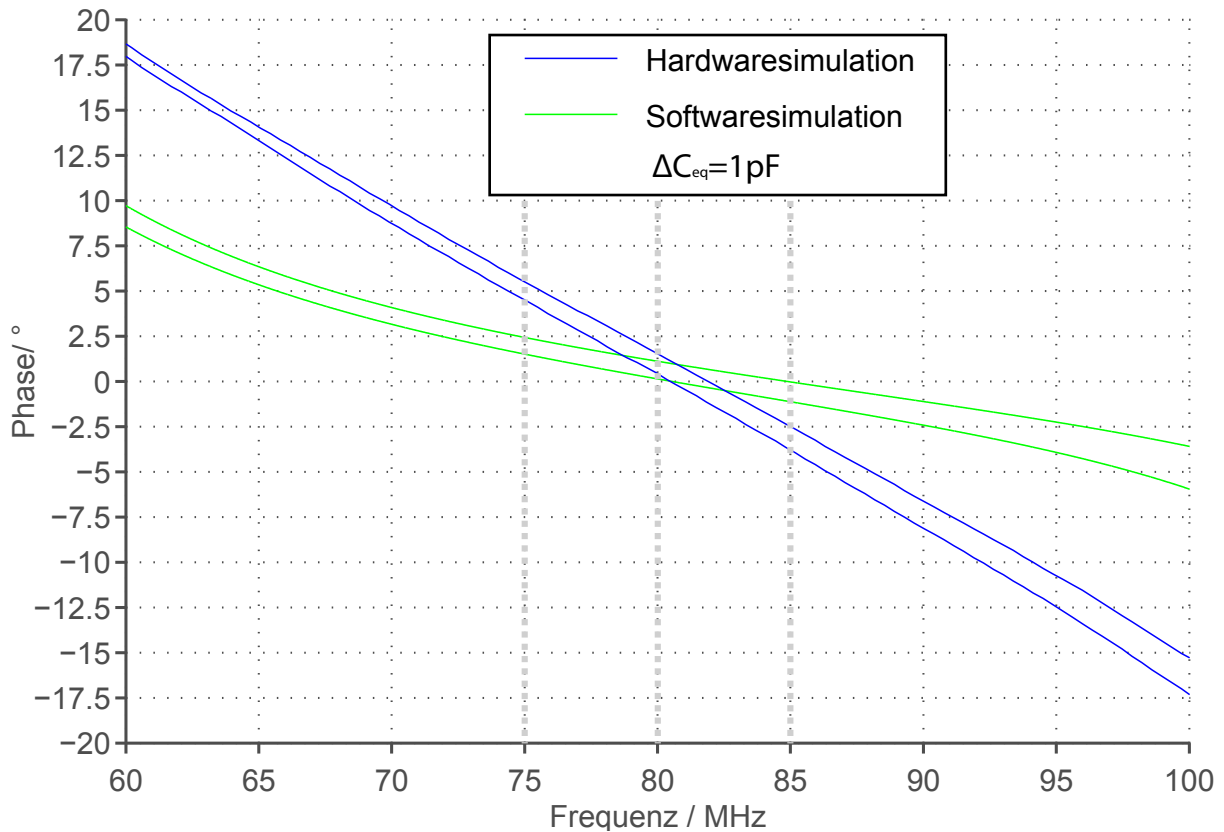
**Phasen-Transferfunktion und Hardware-Simulation.** Mithilfe der Phasentransferfunktion kann die Kompensationseigenschaft des AC-Filters überprüft werden. Es wurde eine Bedingung an die Änderung der Phase  $\phi_{eq}$  und  $\phi_{pd}$  bei der Arbeitsfrequenz  $77\text{ MHz} < f < 83\text{ MHz}$  gestellt und nach der Kapazitätsänderung  $\Delta C$  aufgelöst:

$$\begin{aligned} \phi_{eq}(12\text{pF}) - \phi_{eq}(2 \times C_{pd}) &\stackrel{!}{=} 1^\circ \longrightarrow \Delta C_{pd} = 1\text{pF} \\ \phi_{pd}(6\text{pF}) - \phi_{pd}(C_{pd}) &\stackrel{!}{=} 1^\circ \longrightarrow \Delta C_{pd} = 1\text{pF} \end{aligned} \quad (4.39)$$

Die Änderung der  $C_{pd}$  um 1 pF verursacht demnach eine Phasenänderung von  $1^\circ$ . Das entspricht einer Änderung um 1 pF, was ca. 15% der realen Sperrschichtkapazität ausmacht. Es ist zu erwarten, dass die Kapazitätsänderung aufgrund der Intensitätsänderung in der OPLL unter diesem Wert sein wird (s. Kap. 4.2.1). Somit lässt sich eine Hardware-Simulation der Sperrschichtkapazität zu Phase Konversion in definierter Weise durchführen und die Kompensationseigenschaften des AC-Filters testen.

Das Aufbau für die Messung der Phasen-Transferfunktion ist in Abbildung 4.11 gezeigt. Für den E-Photodetektor wurden variable Trimmkondensatoren mit einer Kapazität  $7\text{ pF} < C_{pd} < 15\text{ pF}$  verwendet. Durch die Änderung von  $C_{pd}$  von 12 pF auf 14 pF wurde eine Änderung von der realen Sperrschichtkapazität von 6 pF auf 7 pF simuliert. In der Abbildung 4.12 sind sowohl die Softwaresimulation wie auch die Messung mit dem Netzwerkanalysator dargestellt. Dabei ist eine Diskrepanz des Phasenverlaufs der Softwaresimulation und der mit dem Netzwerkanalysator aufgezeichnete Phase zu sehen. Der Grund ist der bei der Berechnung unberücksichtigter Beitrag der Eingangsimpedanz des Netzwerkanalysators sowie unbekannte parasitäre Impedanzen. Die Phasenänderung ist mit  $\Delta\phi \approx 1^\circ$  im Rahmen der theoretischen Erwartung.

**Amplituden-Transferfunktion.** Weiterhin wurde die Amplitude der Transferfunktion  $|H(\omega)|$  gemessen und ein Vergleich zu simulierter Amplitude gezogen. Die Messanordnung war dieselbe wie in Abb. 4.11. Der Frequenzdurchlauf wurde mit dem Netzwerkanalysator durchgeführt. Die Amplitude wurde mittels dem logarithmischen Ausgang  $V_{\log}$  des LV mit Oszilloskop Agilent DSO1024A ausgelesen. Die Zeit zum Frequenzlauf des Netzwerkanalysators war bekannt, so dass sie bei der Analyse in Frequenz umgerechnet wurde. Die Softwaresimulation wurde mit den zuvor ausgerechneten Parameter durchgeführt. Die beiden Graphen sind in der Abb. 4.13 zu sehen. Alle Charakteristische Merkmale wie drei Resonanzen sind in guter Übereinstimmung mit



**Abb. 4.12: Transferfunktion der Phase in Abhängigkeit von der Frequenz..** Gestrichelten Linien definieren den für OPLL relevanten Frequenzbereich. Die Kapazitätsänderung von  $C_{eq} = 1 \text{ pF}$  entspricht der Änderung  $C_{pd} = 1 \text{ pF}$ . Die Phasenänderung bei 80 MHz von  $\pm 1^\circ$  entspricht der theoretischen Erwartung.

der theoretischen Transferfunktion. Eine leichte Diskrepanz zwischen den Graphen ist auf den unbekanntem Steuerkondensator  $C_{tune}$  sowie die unberücksichtigte komplexe Eingangsimpedanz des Oszilloskops zurückzuführen.

#### 4.5.2 Optische Charakterisierung

Der entwickelte 2D OPD wurde mit einem 80 MHz optischem Schwebungssignal auf die Intensität-zu-Phase Konversion und das Phasenrauschen charakterisiert. Im nachfolgenden Abschnitt werden die Eigenschaften des 2D OPD mit dem bereits in SDT-Experiment bestehendem optischen Phasendetektor (im Folgenden: 1D OPD) verglichen.

**1D OPD.** Es wurde eine Version des im SDT Experiment verwendeten 1D OPD nachgebaut. In der Abbildung 4.14 ist ein schematisches Aufbau des 1D OPD abgebildet. Im wesentlichen unterscheidet er sich von 2D OPD durch den 10 GHz Photodetektor, welcher an den nachkommenden Verstärker mittels Bias-Tee kapazitiv gekoppelt ist. Es stellt demnach einen Hochpass

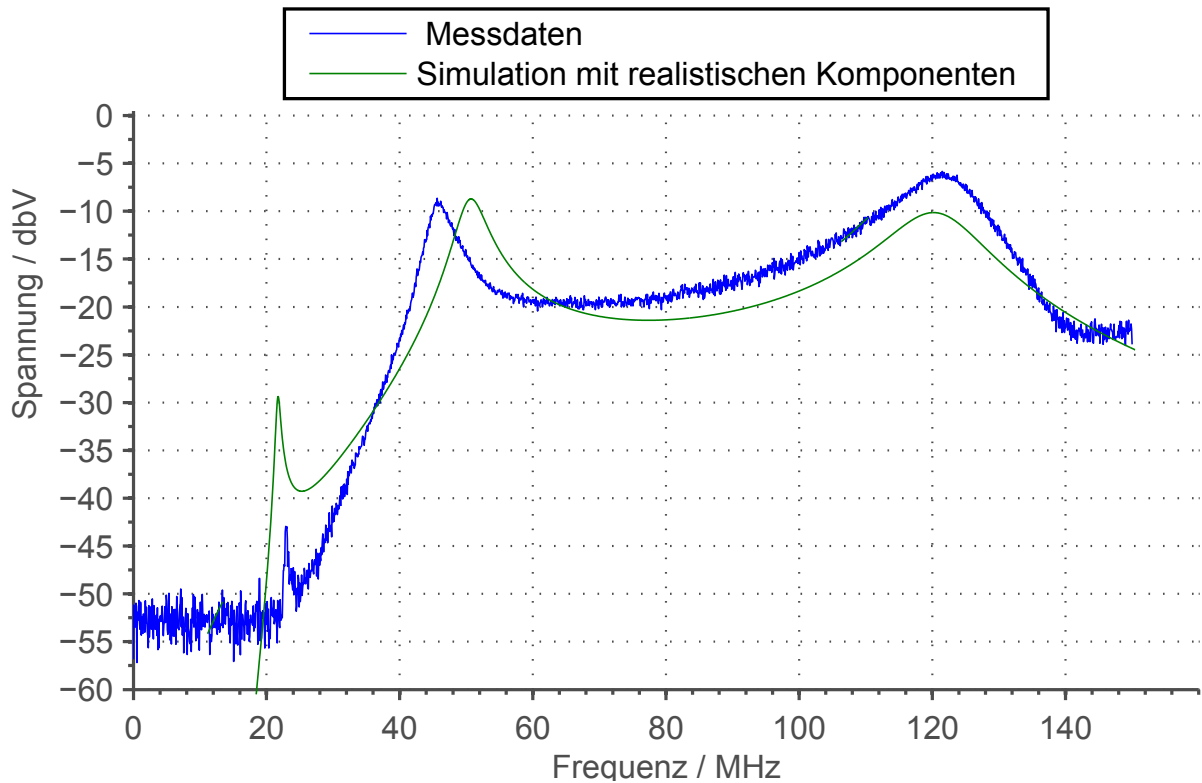


Abb. 4.13: Amplitude der Transferfunktion. Abweichungen der Softwaresimulation sind auf die unbekannt Parameter der Transferfunktion zurückzuführen.

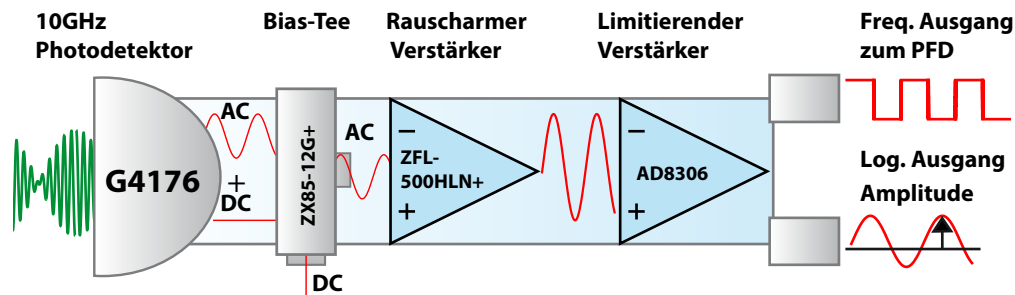


Abb. 4.14: Schematischer Aufbau von 1D OPD

dar. Außerdem wurde eine Test-Platine des limitierenden Verstärker verwendet. Es wurde keine resonante Anpassung des Photodetektors an den limitierenden Verstärker durchgeführt, was theoretisch das Signal zu Rausch Verhältnis minimiert.

**Kalibrierung des logarithmischen Ausgangs.** Für eine direkte Messung der Amplitude des einfallenden Strahls wurde der logarithmische Ausgang  $V_{\log}$  kalibriert. Die Idee besteht darin, die Modulationstiefe der Lichtintensität, die DC-Lichtintensität und den  $V_{\log}$  Ausgang simultan zu messen. Daraus kann die Abhängigkeit der  $V_{\log}$  Spannung von der AC-Lichtintensität gewonnen werden. In der Abbildung 4.15 ist das entsprechende Aufbau zur Kalibration des loga-

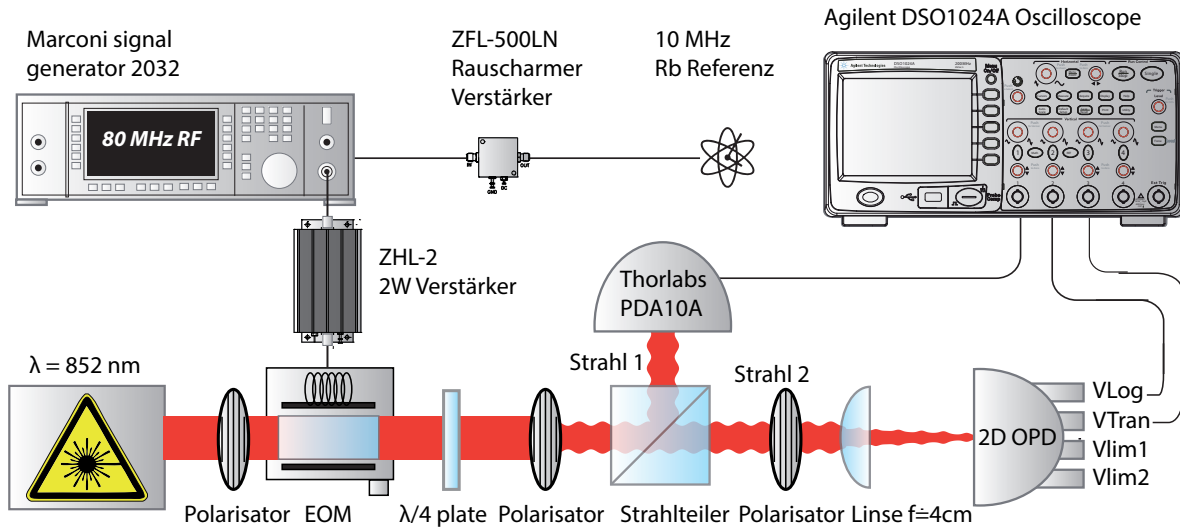


Abb. 4.15: Aufbau zur Kalibrierung des logarithmischen Ausgangs  $V_{log}$

rithmischen Ausgangs des 2D OPD und des 1D OPD dargestellt. Das 80 MHz Signal liefert das zuvor konstruierte EOM in der Amplitudenmodulationsanordnung (siehe Abschnitt 3.3, Seite 20). Nach dem Polarisator wird der Strahl mittels eines Strahlteilers in zwei gleiche Intensitäten aufgeteilt. Strahl 1 wird mit der Thorlabs PDA10A Photodiode detektiert, deren Ausgang mit dem Oszilloskop Agilent DSO1024A ausgelesen wird. Der Wechselfeldanteil  $AC_{RMS}$  bzw. der Gleichfeldanteil  $DC_{mean}$  werden automatisch durch die Oszilloskopsoftware berechnet. Strahl 2 wird auf 1D OPD bzw. 2D OPD fokussiert. Zur Einstellung der Intensität von Strahl 2 sorgt ein Polarisator. Zwei Ausgänge des OPD, der logarithmische Ausgang  $V_{log}$  und der Transimpedanzausgang  $V_{tran}$ , werden ebenso mit dem Oszilloskop ausgelesen. Es werden demnach 4 Signale simultan aufgezeichnet. Die Auswertung der Messdaten ergibt mit:

$$\begin{aligned}
 \text{Modulationsindex :} \quad & \Gamma_m = \frac{AC_{RMS}[V]}{DC_{mean}[V]} \\
 \text{Modulationsindex-Unsicherheit :} \quad & \Delta\Gamma_m = \sqrt{\left(\frac{\Delta AC_{RMS}}{DC_{mean}}\right)^2 + \left(\frac{AC_{RMS}\Delta DC_{mean}}{DC_{mean}^2}\right)^2} \\
 \text{AC-Lichtintensität :} \quad & AC_{power} = \frac{\Gamma_m \times V_{tran}}{S_\lambda} \\
 & S_\lambda \text{ spektrale Empfindlichkeit} \\
 \text{AC-Lichtintensität-Unsicherheit :} \quad & \Delta AC_{power}[Volt] = \left( \left( \frac{\Delta G \times V_{tran}}{S_\lambda} \right)^2 + \left( \frac{\Gamma_m \times \Delta V_{tran}}{S_\lambda} \right)^2 \right. \\
 & \left. + \left( \frac{\Gamma_m \times \Delta S_\lambda V_{tran}}{S_\lambda^2} \right)^2 \right)^{1/2}
 \end{aligned} \tag{4.40}$$

AC-Eingangsspannung, s. Gl. 4.31 :  $V_{in}[V] = 10^{(V_{log}/0.02-108)/20}$  [dBV]

die Graphen in der Abbildung 4.16. Es wurde eine lineare Anpassung an die Messdaten mit einem hohen Bestimmtheitsmaß von 0.99 gemacht. Der y-Fehler ist zu klein, um in der Größe sichtbar zu sein. Der x-Fehler ist die rote Linie an den Punkten. Die aus der Steigung der Graphen bestimmten Sensitivitäten betragen:

$$S_{1D} = 0.158 \frac{V}{mW} \quad S_{2D} = 0.027 \frac{V}{mW} \quad (4.41)$$

Damit lässt sich die AC-Einganglichtleistung berechnen als

$$P_{in}[mW] = 10^{(V_{log}/0.02-108)/20} / S_{iD}, \quad i; 1, 2 \quad (4.42)$$

Der  $V_{log}$  Ausgang kann nun benutzt werden, um direkt den RMS Wert einer sinusförmigen einfallenden Intensität zu messen. Für andere Wellenformen wird ein Korrekturfaktor benötigt [12]. Die Sensitivität des 1D OPD ist ca. 6 mal größer als die des 2D OPD. Das wird bedingt durch den bei 1D OPD verwendeten Verstärker. Obwohl diese Konfiguration einen Vorteil für die Sensitivität bringt, sorgt das damit verstärkte Elektronische- und Schrotrauschen für einen größeren Phasenrauschen. Für eine tiefergehende Analyse des Phasenrauschens siehe Abschnitt 4.5.2 auf der Seite 55.

**Intensität-zu-Phase Konversion.** Um zu zeigen, dass 2D OPD eine geringere Intensität-zu-Phase Konversion als 1D OPD hat, wird der Aufbau (s. Abb. 4.17) verwendet. Der amplitudenmodulierte 80 MHz Strahl wird in 2 Teilstrahlen mit einem Strahlteiler aufgeteilt. Der Strahl 1 wird mit der Thorlabs Photodiode detektiert, um den Modulationsindex  $\Gamma_m$  nach dem im Paragraph „Kalibrierung des logarithmischen Ausgangs“ dargestellten Prinzip zu erhalten. Mithilfe der Gleichung 4.5.2 kann damit die RMS-Wechselfeldleistung  $AC_{power}$  ausgerechnet werden. Alternativ könnte die Amplitude auch mit dem zuvor kalibriertem  $V_{log}$  Ausgang gemessen werden. In diesem Fall ist das  $SRV_{log}$  am logarithmischen Ausgang minimiert im Vergleich zu dem  $SRV_{in}$  des LV-Eingangs. Dies kann man folgendermaßen sehen. Für einen Eingangsspannungsfehler von  $\Delta V_{in} = V_{in}/SRV_{in}$  bei einer Lichtintensität von 1 mW ( $V_{log} = 1.5$  V) gilt Mithilfe der Gleichung



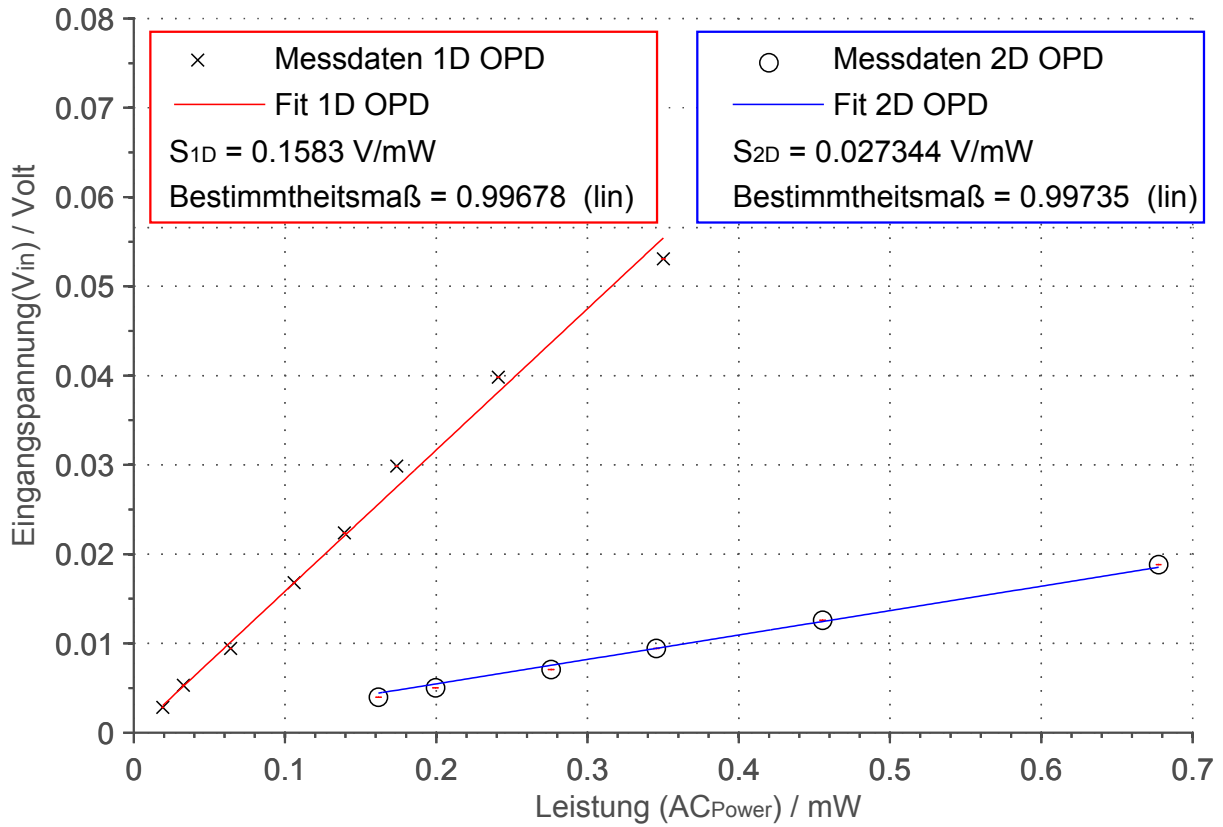


Abb. 4.16: Kalibrierung des logarithmischen Ausgangs des 1D bzw. 2D OPD.

4.31 für den Ausgangsspannungsfehler  $\Delta V_{\log} = V_{\log}/SRV_{\log}$ :

$$V_{\log}(1 + 1/SRV_{\log})/0.02 - 108 \text{ dBV} = 20 \log_{10}(V_{\text{in}}(1 + 1/SRV_{\text{in}})) \text{ dBV}$$

$$V_{\log}/0.02 - 108 \text{ dBV} = 20 \log_{10}(V_{\text{in}}) \quad (4.43)$$

$$SRV_{\log} = SRV_{\text{Oszi}} = 65536 \leftrightarrow SRV_{\text{in}} = 7589$$

Ein Signal zu Rausch Verhältnis des verwendeten Agilent Oszilloskopes von  $SVR_{\text{Oszi}} = 2^{16} = 65536$  würde demnach einem Signal zu Rausch Verhältnis des LV-Eingangs von  $SRV_{\text{in}} = 7589$  entsprechen. Außerdem hat der logarithmische Ausgang laut Datenblatt[12] einen  $\pm 3$  dB Fehler im ganzen dynamischen Bereich des limitierenden Verstärkers. Aufgrund der geringeren die Messgenauigkeit wurde deshalb diese Methode nicht zugunsten der vorliegenden Methode verwendet. Die Idee der Messung besteht in der Simulation der in DQSIM-Experiment benutzter Amplitudenvariation. Der Teilstrahl 2 wird auf 1D OPD bzw. 2D OPD fokussiert. Mit dem Polarisator 1 wird seine Intensität variiert, um so die Amplitudenvariation nachzuahmen. Es Daten folgender Ausgänge simultan mit dem Agilent Oszilloskop aufgenommen: Transimpedanz-Ausgang  $V_{\text{Tran}}$ , Modulationsindex  $\Gamma_m$  mithilfe der Thorlabs-Photodiode (s. Abschnitt 4.5.2) und der Ausgang

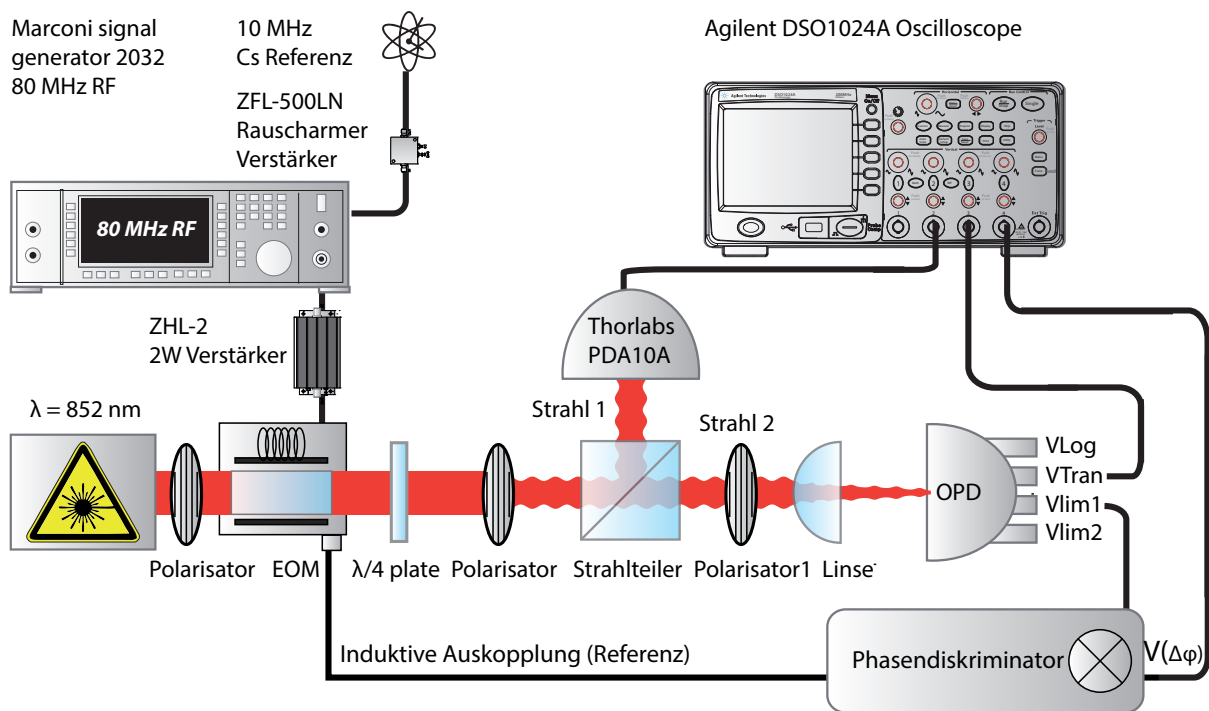


Abb. 4.17: Aufbau zur Messung der Intensität-zu-Phase Konversion des Optischen Phasendetektors.

des PFD. Der Frequenzgang des optischen Phasendetektors  $V_{\text{lim}1}$  wird im PFD mit der aus dem EOM ausgekoppelten Referenz verglichen. Sollte es eine Intensität-zu-Phase Konversion geben, würde man bei einer Änderung der Intensität eine Phasenverschiebung gegenüber der Referenz beobachten.

In der Abb. 4.18 ist die gemessene Phasendifferenz zwischen der EOM Referenz und dem Schwingungssignal gegen die amplitudenmodulierte Einfallintensität eingetragen. Der als Varianz berechnete Phasenfehler liegt ab ca.  $100 \mu\text{W}$  bei  $0.05^\circ$  in dem Auflösungsvermögen des PFD (s. Abschnitt 2.3). In dem gestrichelten Bereich mit Intensitäten bis  $100 \mu\text{W}$  betrug der Phasenfehler bis zu einigen Grad für beide OPDs. Das deutet darauf hin, dass der in Spannung konvertierte Photostrom in diesem Intensitätsbereich zu gering für eine sinnvolle Anwendung ist. Der LV kann in diesem Fall die Wunschfrequenz nicht mehr von den Rauschfrequenzen unterscheiden. Der x-Achsen Fehler (AC-Intensität) ist zu klein für den gewählten Maßstab.

Beide OPDs weisen eine nicht verschwindende Intensität-zu-Phase Konversion auf. Dabei stellt diese eine unbekannte Funktion dar. Deshalb ist als ein Kriterium für den relativen Phasengang der Minimal- bzw. Maximalwert der Phase in dem erreichten Modulationsbereich bis  $650 \mu\text{W}$  gewählt worden. Mit dem hier verwendeten EOM Aufbau war es nicht möglich, tiefere Modulationen zu erzeugen (s. Abschnitt 3.3). Der relative Phasengang zwischen der EOM Referenz

und dem OPD im Bereich  $100 \mu\text{W} < AC_{\text{power}} < 650 \mu\text{W}$  beträgt:

$$\Delta\phi_{1D} = 0.8^\circ \qquad \Delta\phi_{2D} = 0.4^\circ \qquad (4.44)$$

Der neue 2D OPD hat demnach in diesem Bereich eine zwei mal geringere Intensität zu Phasen Konversion als 1D OPD.

Demnach konnte die durchgeführte Kompensation der Sperrschichtkapazität die Intensität-zu-Phase Konversion des OPD zwar minimieren, aber nicht ganz ausschließen. Ein möglicher Grund dafür liegt in dem limitierenden Verstärker. Dieser hat laut Datenblatt [12] eine nichtlineare, eingangsspannungsabhängige Phasenvariation von ca.  $4^\circ$  im gesamten dynamischen Bereich des LV von  $-73 \text{ dBV} < V_{\text{in}} < -3 \text{ dBV}$  (Dieser Graph ist in Anhang 5 abgebildet). Die Umrechnung der Eingangsleistung  $AC_{\text{power}}$  auf die Eingasspannung des LV mithilfe der charakterisierten OPD Sensitivität (s. Gl. 4.41) ergibt einen der AC Intensität entsprechenden Bereich von  $-53 \text{ dBV} < V_{\text{in}} < -35 \text{ dBV}$ . Laut dem Phasendiagramm in dem Datenblatt gibt es in diesem Bereich einen Phasengang von ca.  $0.5^\circ$ . Das liegt in der Größenordnung des gemessenen Phasengangs, welcher demnach durch diesen Effekt des LV erklärt werden kann. Die Phasengangsfunktion des LV hat bei ca.  $-43 \text{ dBV}$  und  $-33 \text{ dBV}$  (entspricht den Eingangsintensitäten von  $260 \mu\text{W}$  bzw.  $830 \mu\text{W}$ ) einen Wendepunkt, welcher eine geringe Phasenabhängigkeit aufweist. Deshalb kann es vorteilhaft sein, die Regellichtleistung für OPLL in diesen Bereichen zu wählen. Eine andere Methode, die Information über den Phasengang für die Phasenregelung zu nutzen, wäre ihre Verwendung bei der Programmierung der Phasenregelung mithilfe der Theorie der optimalen Steuerungen.

Ein interferometrisches Aufbau mit einem AOM und anschließende Überlagerung des frequenzverschobenen Strahles mit einem Referenzstrahl (wie in der OPLL verwendet, s. Abb. 1.2) erzeugt eine optische Schwebung mit einem hohem Modulationsindex  $\Gamma_m$ . Damit kann eine vollständige Charakterisierung der Intensität-zu-Phase Konversion für hohe AC-Intensitäten durchgeführt werden.

**Phasenrauschen.** Neben der Intensität-zu-Phase Konversion stellt das Phasenrauschen des OPD den zweiten wichtigen Parameter für die Anwendung in der Phasenregelung dar, denn es führt direkt zu dem Phasenrauschen der optischen Schwebung. Das Phasenrauschen der optischen Schwebung ist direkt proportional zum differentiellen Phasenrauschen der zustandsabhängigen Gitter (s. Abb. 2.1) und ist daher unerwünscht.

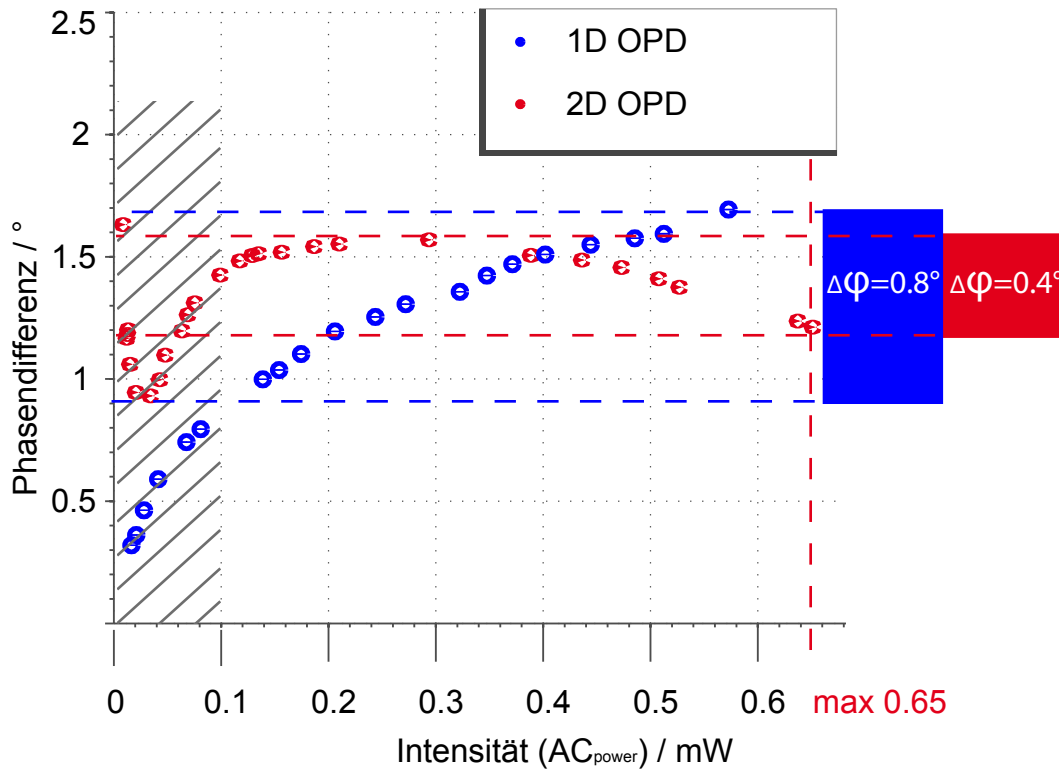


Abb. 4.18: Intensität-zu-Phase Konversion des 1D bzw. 2D OPD

Zur Charakterisierung des Phasenrauschens des OPD wird eine stabile Referenz (EOM Auskopp- lung) mit dem OPD Frequenzgang  $V_{\text{lim}}$  im PFD für unterschiedliche Lichtleistungen vergli- chen. Im wesentlichen wird ein Aufbau wie bei der Messung der Intensität-zu-Phase Konversion verwendet. Die 80 MHz optische Schwebung wird aus einem EOM in Amplitudenmodulation- Konfiguration produziert. Die Berechnung der AC Lichtleistung  $AC_{\text{power}}$  der optischen Schwebung erfolgt nach dem gleichen Prinzip wie im Abschnitt 4.5.2. Der Modulationsindex  $\Gamma_m$  wird mithilfe der Thorlabs Photodiode aus dem Strahl 1 gewonnen. Die AC-Lichtintensität am Ein- gang des OPD  $AC_{\text{power}}$  wird dann mithilfe der Ausgangsspannung  $V_{\text{tran}}$  und  $\Gamma_m$  ausgerechnet. Gleichzeitig wird die spektrale Leistungsdichte des PFD Ausgangs mit dem HP Spektrumanaly- sator aufgenommen und ausgewertet (s. Abb. 4.19). Dazu wird Strahl 2 mit dem Polarisator 1 in seiner Intensität variiert. Die Messung der Phasenrauschen-SLD erfolgte für zwei unterschiedli- che AC-Lichtintensitäten. Die untere Grenze für einen sinnvollen Einsatz des OPD wurde bereits im oberen Paragraph diskutiert und beträgt ca.  $100 \mu\text{W}$ . Nach einer Optimierung der EOM Spu- le konnte eine AC-Lichtintensität von  $760 \mu\text{W}$  erreicht werden. Die SLD-Spektren wurden für diese Intensitäten aufgenommen (s. Abb. 4.20). Das integrierte Phasenrauschen  $\phi_r$  wurde mit

der numerischen Integration der Spektralen Leistungsdichte berechnet zu:

$$\phi_r[^\circ] = V_r/S_{\text{PFD}} \quad (4.45)$$

$$V_r[\text{V}] = \sqrt{P_r[\text{W}] \times 50[\Omega]} \quad (4.46)$$

$$P_r[\text{W}] = \frac{(f_1 - f_0)}{2N} \sum_{i=0}^N S_i[\text{W/Hz}] \Delta f = \sum_{i=0}^N 10^{\frac{S_i[\text{dBm}]}{10}} \times 10^{-3} [\text{W/Hz}] \Delta f \quad (4.47)$$

dabei ist  $S_{\text{PFD}}$  die Sensitivitätskonstante des PFD (s. Abschnitt 2.3),  $P_r$  ist die integrierte Rauschleistung in W und  $V_r$  dementsprechende integrierte Rauschspannung, die am  $50\Omega$  Wellenwiderstand des Spektrumanalysators abfällt. Die Integrationsgrenzen betragen  $f_0 = 10\text{ Hz}$  und  $f_1 = 10\text{ MHz}$ . Die untere Grenze berücksichtigt die Abschneidefrequenz des kapazitiv gekoppelten Eingang des Spektrumanalysators. Die Integration wurde in Übereinstimmung mit der erwünschten Bandbreite der Regelschleife bis  $10\text{ MHz}$  ausgeführt. Zur Kalibration wurde auch das Grundrauschen des Spektrumanalysators aufgenommen.

Beide Spektren weisen für kleine Frequenzen bis  $100\text{ Hz}$  das typische  $1/f$  Rauschen, welches auf die Störstellen in einem Halbleiter zurückgeführt werden kann [44], auf. Danach ist bei beiden Spektren ein Weißes Rauschen, welches konstant in der Frequenz ist, beobachtbar. Vergleicht man die Spektren der beiden OPDs für unterschiedliche Intensitäten, so fällt bei der höheren Lichtintensität ein insgesamt größeres Rauschen auf. Diese Tatsache ist auf das mit der Lichtintensität wachsendem Quanten-Schrotrauschen des Photodetektors zurückzuführen. Ab ca.  $100\text{ Hz}$  weist 1D OPD insgesamt höheres Rauschen als 2D OPD auf. Es kann vor allem an dem bei 1D OPD verwendetem Verstärker liegen. Zwar hat 1D OPD dank Verstärker eine höhere Sensitivität. Man muss aber die verstärkten Störfrequenzen und das verstärkte Elektronische und Quanten-Schrotrauschen des Photodetektors sowie das zusätzliche elektronischen Rauschen des Verstärkers selbst berücksichtigen. Außerdem weist der 1D OPD im Bereich von  $100\text{ kHz}$  bis  $600\text{ kHz}$  mehrere, relativ starke Spitzen auf. Im DQSIM Experiment ist insbesondere die Frequenz von ca.  $100\text{ kHz}$  wichtig, da diese Frequenz der axialen Dipolfallen Frequenz entspricht. Die Atome können parametrisch geheizt werden [48]. Dieser Frequenzbereich wird von vielen Radiostationen und genutzt. Da die Kabelverbindungen zwischen dem Photodetektor und dem Verstärker sich wie Antennen verhalten, können sie von 1D OPD detektiert werden. Wie bereits beschrieben, hat dieser keine Resonanzanpassung für  $80\text{ MHz}$ , so dass prinzipiell alle Signale in den LV durchgelassen werden. Im Gegensatz dazu ist 2D OPD durch die bandpassähnliche Transferfunktion des AC-Filters resonant angepasst (s. Abschnitt 4.3.3). Dieser Frequenzbereich wird dabei stark unterdrückt. Das spiegelt sich in einem 2.5 niedrigeren Phasenrauschen gegenüber

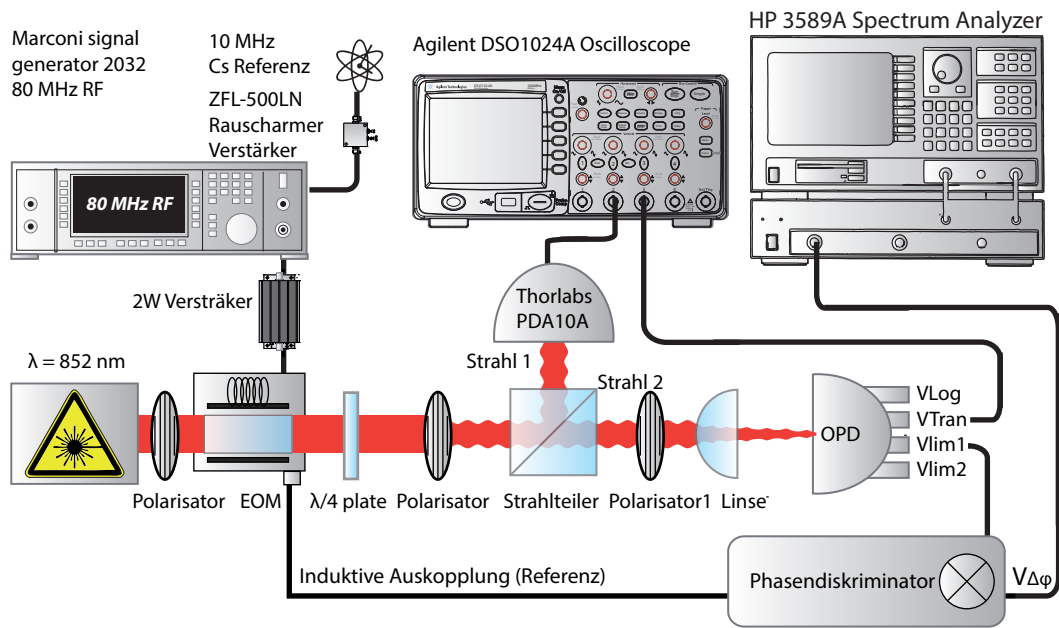
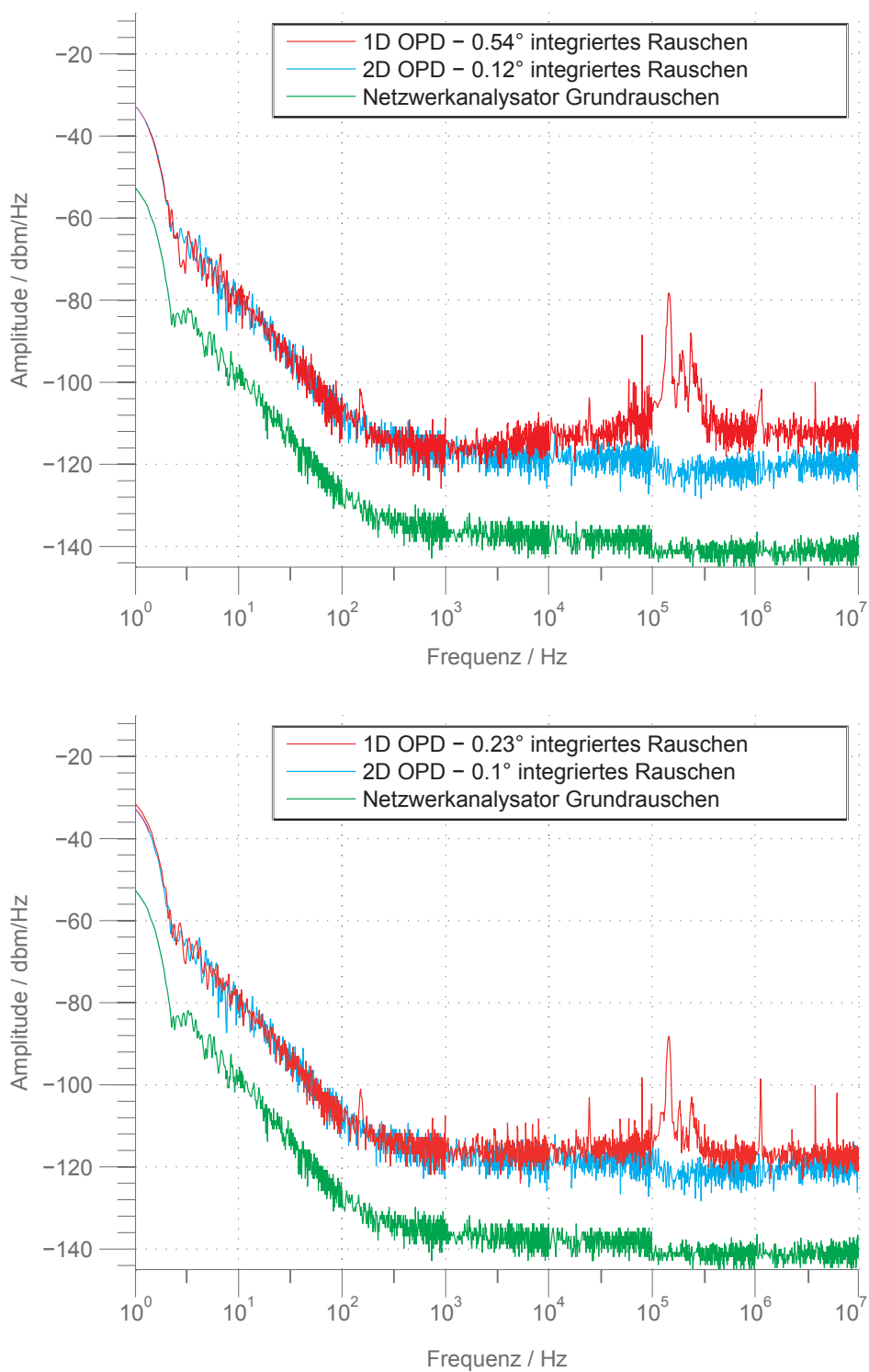


Abb. 4.19: Aufbau zur Charakterisierung des Phasenrauschens

dem 1D OPD wieder.



**Abb. 4.20: Spektrale Leistungsdichte des Phasenrauschen der beiden OPDs.** In Abbildung a) ist die SLD für eine Eingangsintensität von  $760\mu\text{W}$  dargestellt. In Abbildung b) ist SLD für für eine Eingangsintensität von  $133\mu\text{W}$  dargestellt.

---

## Fazit und Ausblick

---

Eine phasenstabile und regelbare optische Phasenregelschleife ist notwendig, um erfolgreiche Experimente im optischen Dipolgitter des entstehenden DQSIM-Experiments durchzuführen. Dabei sollte eine Phasenstabilität von mindestens  $\langle\phi\rangle = 1.7^\circ$  erreicht werden [24].

Das Ziel dieser Arbeit war es, Elemente der optischen Phasenregelschleife, welche bereits im SDT-Experiment verwendet werden, für das DQSIM-Experiment zu charakterisieren und zu optimieren. Das Hauptergebnis war die Entwicklung und Charakterisierung eines hochstabilen optischen Phasendetektors, welcher die in der OPLL erzeugte optische Schwebung detektieren und diese in eine Spannung umwandeln soll. Ausschlaggebend für die Entwicklung waren zwei Effekte, welche gegenüber einem bereits bestehendem optischem Phasendetektor minimiert wurden:

1. Bei einem Photodetektor gibt es wegen der Notwendigkeit der Lichtleistungsmodulation im zweidimensionalen optischen Gitter (s. Abschnitt 1.2.3) eine Amplitude zu Phase Konversion. Diese geht zurück auf die intensitätsabhängige Sperrschichtkapazität des Photodetektors. Die Amplitude zu Phase Konversion manifestiert sich in Driften des optischen Dipolgitters und ist daher unerwünscht.
2. Störfrequenzen, welche mit dem Photodetektor detektiert werden, führen zu unerwünschtem Phasenrauschen, welches sich in das räumliche Rauschen des Dipolgitter übersetzt.



**Tab. 5.1:** Eigenschaften des OPD

	<b>2D OPD</b>	<b>1D OPD</b>
Phasenrauschen	0.1° für P=113 $\mu$ W 0.12° für P=760 $\mu$ W	0.23° für P=113 $\mu$ W 0.54° für P=760 $\mu$ W
Amplitude-Phase Konversion	$\Delta\phi = 0.4^\circ$ im Intervall 100 $\mu$ W bis 650 $\mu$ W	$\Delta\phi = 0.8^\circ$ im Intervall 100 $\mu$ W bis 650 $\mu$ W
Transimpedanzverstärker zur Messung des Gleichfeldanteils ( $V_{\text{tran}}$ )	✓	
Charakterisierte Messung der Feldamplitude ( $V_{\text{log}}$ )	✓	

Zur Kompensation dieser Effekte ist ein Filter entwickelt worden (s. Kapitel 4).

Zur Charakterisierung des neuen optischen Phasendetektor wurde ein amplitudenmoduliertes Laserstrahl verwendet. Der Strahl wurde mit einem Elektrooptischen Modulator in einer Amplitudenmodulation-Konfiguration erzeugt. Dafür ist ein induktiv gekoppelter EOM aufgebaut und charakterisiert worden (s. Kapitel 3). Aufgrund einer maximal erreichbaren AC Lichtintensität von ca 700  $\mu$ W ist die vollständige Charakterisierung mit einer optischen Schwebung mittels einem AOM noch durchzuführen.

Im bestehenden SDT Experiment wird die Phasenregelung mit einer optischen Schwebung der AC-Intensität von  $1.5 \text{ mW} < P_{\text{AC}} < 3. \text{ mW}$  realisiert. Aufgrund der Rausch-Eigenschaften des 2D OPD kann man theoretisch mit einer geringeren AC-Lichtintensität von einigen Hundert  $\mu$ W auskommen und somit mehr Laserleistung für die Dipolfalle und die Z-Falle zur Verfügung haben.

In der Tabelle 5.1 werden die relevanten Eigenschaften des 1D OPD und 2D OPD zusammengefasst. Der neue 2D OPD hat ein geringeres Phasenrauschen und eine geringere Amplitude zu Phase Konversion im Vergleich zum 1D OPD. Das bedeutet, dass der Einsatz des neuen 2D OPD die Effekte des Gitter-Driftes bei dem zweidimensionalen Transport sowie das für die Kohärenzzeit wichtige Phasenrauschen minimiert.

Für die Polarisations-synthese im DQSIM-Experiment muss zusätzlich zu der optischen Phasenregelung eine Intensitätsregelung entwickelt und charakterisiert werden. Diese erfordert eine Präzision-Intensitätsphotodiode, welche einen Signal zu Rausch Verhältnis von mindestens  $10^6$  aufweist [14]. Ein guter Startpunkt für deren Entwicklung ist das Web-Tool von Analog Devices [13] sowie das Buch von Graeme [22].

---

## Literaturverzeichnis

---

- [1] ALT, Wolfgang ; SCHRADER, Dominik ; KUHR, Stefan ; MÜLLER, Martin ; GOMER, Victor ; MESCHEDÉ, Dieter: Single atoms in a standing-wave dipole trap. In: *Phys. Rev. A* 67 (2003), Mar, 033403. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.67.033403>. – DOI 10.1103/PhysRevA.67.033403
- [2] ANALOGDEVICES: *Single and Dual, Ultralow Distortion, Ultralow Noise Op Amps*, 2014. [http://www.analog.com/static/imported-files/data\\_sheets/AD8597\\_8599.pdf](http://www.analog.com/static/imported-files/data_sheets/AD8597_8599.pdf)
- [3] ASHLOCK, D.: *Evolutionary Computation for Modeling and Optimization*. (2006)
- [4] ASPURU-GUZIK, Alán ; WALTHER, Philip: Photonic quantum simulators. In: *Nature Physics* 8 (2012), April, Nr. 4, 285–291. <http://dx.doi.org/10.1038/nphys2253>. – DOI 10.1038/nphys2253. – ISSN 1745–2473
- [5] BENNETT, Charles H. ; BERNSTEIN, Ethan ; BRASSARD, Gilles ; VAZIRANI, Umesh: Strengths and weaknesses of quantum computing. In: *SIAM J.Sci.Statist.Comput.* (1996)
- [6] BLANTER, Ya.M. ; BÜTTIKER, M.: Shot noise in mesoscopic conductors. In: *Physics Reports* 336 (2000), Nr. 1–2, 1 - 166. [http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573\(99\)00123-4](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573(99)00123-4). – DOI [http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573\(99\)00123-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573(99)00123-4). – ISSN 0370–1573
- [7] CHU, Steven: In: *Nature* (14 March 2002)

- [8] COILCRAFT: SPICE Model for Coilcraft. (2014). [http://www.coilcraft.com/pdfs/spice\\_0603cs.pdf](http://www.coilcraft.com/pdfs/spice_0603cs.pdf)
- [9] CSATORDAY, Peter: LIGO Photodiode Characterization. (1999). <http://dspace.mit.edu/bitstream/handle/1721.1/85355/45011890.pdf>
- [10] DATENBALTT, Hamamatsu GaAs MSM G.: *Hamamatsu GaAs MSM G4176 Datenblatt*, <http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/lsr/G4176E.pdf>
- [11] DATENBALTT, Hamamatsu Si PIN S.: *Hamamatsu Si PIN S5972 Datenblatt*, [http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s5971\\_etc\\_kpin1025e07.pdf](http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s5971_etc_kpin1025e07.pdf)
- [12] DEVICES, Analog: *AD8306 HIGH PRECISION LIMITING - LOGARITHMIC AMPLIFIER*, 2014. [http://www.analog.com/static/imported-files/data\\_sheets/AD8306.pdf](http://www.analog.com/static/imported-files/data_sheets/AD8306.pdf)
- [13] DEVICES, Analog: *Photodiode Tool*, 2014. <http://www.analog.com/designtools/en/photodiode/#/photoDiode>
- [14] DR. ALT, Wolfgang: *Notwendigkeit des hohen SRV für die Intensitätsphotodiode im DQSIM*. 2014. – personal communication
- [15] ENLOE, L.H. ; RODDA, J.L.: Laser phase-locked loop. In: *Proceedings of the IEEE* 53 (1965), Feb, Nr. 2, S. 165–166. <http://dx.doi.org/10.1109/PROC.1965.3585>. – DOI 10.1109/PROC.1965.3585. – ISSN 0018–9219
- [16] FEYNMAN, Richard ; SHOR, Peter W.: Simulating Physics with Computers. In: *SIAM Journal on Computing* 26 (1982), S. 1484–1509
- [17] FINKENZELLER, K.: *RFID-Handbook*. (2003)
- [18] GAO, Bo: *Design of Analog CMOS Integrated Circuits*. 2009
- [19] GENSKE, Maximilian ; ALT, Wolfgang ; STEFFEN, Andreas ; WERNER, Albert H. ; WERNER, Reinhard F. ; MESCHEDE, Dieter ; ALBERTI, Andrea: Electric Quantum Walks with Individual Atoms. In: *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013), May, 190601. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.190601>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.110.190601
- [20] GEORGESCU, I. M. ; ASHHAB, S. ; NORI, Franco: Quantum simulation. In: *Rev. Mod. Phys.* 86 (2014), Mar, 153–185. <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.86.153>. – DOI 10.1103/RevModPhys.86.153

- 
- [21] GINSBURG, W. L. ; VOGEL, H.: Einige Probleme aus der Theorie der elektrischen Schwingungserscheinungen. In: *Fortschritte der Physik* 1 (1953), Nr. 2, 51–87. <http://dx.doi.org/10.1002/prop.19530010202>. – DOI 10.1002/prop.19530010202. – ISSN 1521–3979
- [22] GRAEME, J.G.: *Photodiode Amplifiers: OP AMP Solutions*. McGraw-Hill Education, 1996 (Gain technology). <http://books.google.fr/books?id=sHV0c5hBW4QC>. – ISBN 9780070242470
- [23] HAMAMATSU: *Photodiode Technical Information*, 2009. [http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/e02\\_handbook\\_si\\_photodiode.pdf](http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/e02_handbook_si_photodiode.pdf)
- [24] HAMBITZER, A.: Direct Synthesis of Light Polarization for State-Dependent Transport. (2012)
- [25] HILD, S.: Resolved Raman sideband cooling in a doughnut-shaped optical trap. (2011)
- [26] HOUCK, Andrew A. ; TURECI, Hakan E. ; KOCH, Jens: On-chip quantum simulation with superconducting circuits. In: *Nat Phys* 8 (2012), April, Nr. 4, 292–299. <http://dx.doi.org/10.1038/nphys2251>. – DOI 10.1038/nphys2251. – ISSN 1745–2473
- [27] INSTRUMENTS, Texas: *LM117HV/LM317HV 3-Terminal Adjustable Regulator*, <http://www.ti.com/lit/ds/symlink/lm317hv.pdf>
- [28] J, F. K. ; GALLAGHERA, A.: Efficient electrooptic modulator for optical pumping of Na beams. (1987)
- [29] JACKSON, H.W.: *Introduction to Electronic Circuitss*, 1959
- [30] JAKSCH, D. ; ZOLLER, P.: The cold atom Hubbard toolbox. In: *Annals of Physics* 315 (2005), Januar, S. 52–79. <http://dx.doi.org/10.1016/j.aop.2004.09.010>. – DOI 10.1016/j.aop.2004.09.010
- [31] JOHANSONTECHNOLOGY: *SPICE Model for Capacitors*, 2014. <http://www.johansontechnology.com/>
- [32] JOHNSON, Mark: *Photodetection and Measurement: Making Effective Optical Measurements for an Acceptable Cost*. 2003 <http://www.mheducation.co.uk/html/0071409440.html>
- [33] KARSKI, M.: State-selective transport of single neutral atoms. (2010)

- [34] KIM, Y. ; SMITH, R.: Practical Uses and Applications of Electro-Optic Modulators. (1993)
- [35] KIM, Y. S. ; SMITH, R.T.: Thermal Expansion of Lithium Tantalate and Lithium Niobate Single Crystals. In: *Journal of Applied Physics* 40 (1969), Oct, Nr. 11, S. 4637–4641. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1657244>. – DOI 10.1063/1.1657244. – ISSN 0021–8979
- [36] LANYON, B. P. ; HEMPEL, C. ; NIGG, D. ; MÜLLER, M. ; GERRITSMAN, R. ; ZÄHRINGER, F. ; SCHINDLER, P. ; BARREIRO, J. T. ; RAMBACH, M. ; KIRCHMAIR, G. ; HENNRICH, M. ; ZOLLER, P. ; BLATT, R. ; ROOS, C. F.: Universal Digital Quantum Simulation with Trapped Ions. In: *Science* 334 (2011), Nr. 6052, 57-61. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1208001>. – DOI 10.1126/science.1208001
- [37] LEWENSTEIN, Maciej ; SANPERA, Anna ; AHUFINGER, Veronica ; DAMSKI, Bogdan ; SEN(DE), Aditi ; SEN, Ujjwal: Ultracold atomic gases in optical lattices: mimicking condensed matter physics and beyond. In: *Advances in Physics* 56 (2007), Nr. 2, 243-379. <http://dx.doi.org/10.1080/00018730701223200>. – DOI 10.1080/00018730701223200
- [38] LUNDBERG, Kent H.: Barkhausen Stability Criterion. (2002). <http://web.mit.edu/klund/www/weblatex/node4.html>
- [39] MESCHKE, D.: Optik, Licht und Laser, 2. überarbeitete und erweiterte Auflage. In: *Teubner* (2005)
- [40] MUIR, Alistair C.: Interactions of Single-Crystal Lithium Niobate Surfaces with Ultra-Violet Laser Radiation. (2008)
- [41] MUR-MIRANDA, Jose O.: *Wireless Power Transfer Using Weakly Coupled Magnetostatic Resonators*. 2010
- [42] NIELSEN, Michael A. ; CHUANG, Isaac L.: *Quantum Computation and Quantum Information*. Cambridge University Press, 2000
- [43] NYQUIST, Harry: *Proceedings of the IEEE*. Vol. 90, No. 2. ISSN 0018-9219, 2002
- [44] PELZ, Jonathan ; CLARKE, John: Dependence of  $\frac{1}{f}$  Noise on Defects Induced in Copper Films by Electron Irradiation. In: *Phys. Rev. Lett.* 55 (1985), Aug, 738–741. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.55.738>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.55.738

- [45] REIMANN, R.: Cooling and Cooperative Coupling of Single Atoms in an Optical Cavity. (2014)
- [46] RICH, Alan: *Shielding and Guarding*. 1982 [http://www.analog.com/static/imported-files/application\\_notes/41727248AN\\_347.pdf](http://www.analog.com/static/imported-files/application_notes/41727248AN_347.pdf)
- [47] SCHENK, Tietze: Electronic Circuits: Handbook for Design and Application. In: *Proceedings des GUUG Frühjahrsfachgespräches 2007*, Springer, 2007
- [48] STEFFEN, A.: Single atom interferometers and Bloch oscillations in quantum walks. (2013)
- [49] SUZUKI, Masuo: Generalized Trotter's formula and systematic approximants of exponential operators and inner derivations with applications to many-body problems. In: *Communications in Mathematical Physics* 51 (1976), Nr. 2, 183–190. <http://projecteuclid.org/euclid.cmp/1103900351>
- [50] SVENSSON, Andreas: Design of Inductive Coupling for Powering and Communication of Implantable Medical Devices. (2012)
- [51] TI: *High-Speed Layout Guidelines*, 2006. <http://www.ti.com/lit/an/scaa082/scaa082.pdf>
- [52] VOLTCRAFT: *VOLTCRAFT VSP 2653*
- [53] YANOFSKY, Noson S. ; MANNUCCI, Mirco A.: *Quantum Computing for Computer Scientists*. 1. New York, NY, USA : Cambridge University Press, 2008. – ISBN 0521879965, 9780521879965
- [54] YARIV, Amnon ; YEH, Pochi: *Photonics: optical electronics in modern communications; 6th ed.* Oxford : Oxford Univ., 2006 (Oxford Series in Electrical and Computer Engineering)

## Transferfunktion des AC-Filters

Die Idee des AC Filter besteht zum Einen in der Kompensation der Sperrschichtkapazität, welche die Phase des detektierten Stromes ändert. Zum Anderen sollte das Phasenrauschen minimiert werden, in dem möglichst nur die Frequenzen  $70 \text{ MHz} < f < 90 \text{ MHz}$  den AC Filter passieren können. Insbesondere niedrige Frequenzen unterhalb  $1 \text{ MHz}$  sollten stark unterdrückt werden, da die Atome in der Dipolfalle axiale Frequenz von ca  $100 \text{ kHz}$  haben und deshalb resonant geheizt werden können. Aus diesem Grund sollte der Filter eine bandpassähnliche Transferfunktion besitzen. Der Ausgangspunkt ist also ein Bandpassfilter, der zusätzliche Komponenten für größeren Parameterraum besitzt. Dabei ist ein sensibler Parameter des Filters zu definieren, welcher die Transferfunktion verschieben kann. Das übernimmt der Drehkondensator  $C_{\text{tune}}$ .

Der Photostrom  $I_{\text{in}}$  des Photodetektors wird in eine am LV abfallende Spannung  $V_{\text{out}}$  umgewandelt. Die Schaltung 5.1 wurde mithilfe der Kirchhoffschen Gesetze analysiert. Für die

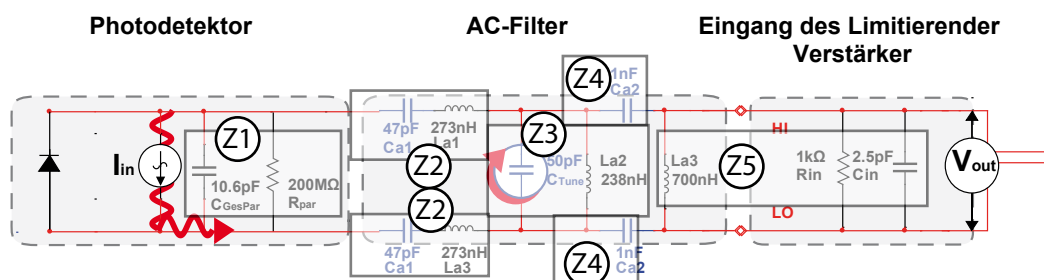


Abb. 5.1: Zur Herleitung der Transferfunktion

Transimpedanz-Transferfunktion des Systems ergibt sich mit komplexen Ersatzwiderständen  $Z_i$ :

$$H(f, Z1, Z2, Z3, Z4, Z5) = \frac{V_{\text{out}}}{I_{\text{in}}} \quad (5.1)$$

$$= \frac{Z1Z3Z5}{Z1Z3 + 2Z1Z4 + Z1Z5 + 2Z2Z3 + 4Z2Z4 + 2Z2Z5 + 2Z3Z4 + Z3Z5}$$

Das Einsetzen der komplexen Impedanzen der einzelnen Elemente an der Stelle der Sperrschichtkapazität von 6pF und der Arbeitsfrequenz von 80 MHz ergibt:

$$H = \left( \left( 2i\pi\text{Ca}2f - \frac{i}{2\pi f\text{La}2} \right) \left( \frac{1}{\text{Rpar}} + 2i\pi\text{CGesPar}f \right) \left( 2i\pi\text{Cin}f - \frac{i}{2\pi f\text{La}3} + \frac{1}{\text{Rin}} \right) \right. \\ \left( \frac{2 \left( 2i\pi f\text{La}1 - \frac{i}{2\pi\text{Ca}1f} \right)}{2i\pi\text{Ca}2f - \frac{i}{2\pi f\text{La}2}} - \frac{2i \left( 2i\pi f\text{La}1 - \frac{i}{2\pi\text{Ca}1f} \right)}{\pi\text{Ca}3f} + \frac{2 \left( 2i\pi f\text{La}1 - \frac{i}{2\pi\text{Ca}1f} \right)}{2i\pi\text{Cin}f - \frac{i}{2\pi f\text{La}3} + \frac{1}{\text{Rin}}} \right. \\ \left. - \frac{i}{\pi\text{Ca}3f \left( 2i\pi\text{Ca}2f - \frac{i}{2\pi f\text{La}2} \right)} + \frac{1}{\left( 2i\pi\text{Ca}2f - \frac{i}{2\pi f\text{La}2} \right) \left( \frac{1}{\text{Rpar}} + 2i\pi\text{CGesPar}f \right)} \right. \\ \left. + \frac{1}{\left( 2i\pi\text{Ca}2f - \frac{i}{2\pi f\text{La}2} \right) \left( 2i\pi\text{Cin}f - \frac{i}{2\pi f\text{La}3} + \frac{1}{\text{Rin}} \right)} \right. \\ \left. - \frac{i}{\pi\text{Ca}3f \left( \frac{1}{\text{Rpar}} + 2i\pi\text{CGesPar}f \right)} + \frac{1}{\left( \frac{1}{\text{Rpar}} + 2i\pi\text{CGesPar}f \right) \left( 2i\pi\text{Cin}f - \frac{i}{2\pi f\text{La}3} + \frac{1}{\text{Rin}} \right)} \right)^{-1} \quad (5.2)$$

Diese komplexe Transferfunktion lässt sich in einen Amplituden und einen Phasenanteil zerlegen, welche dann bei der numerischen Minimierung eingesetzt werden. Dazu ist ein physikalisch sinnvoller Optimierungsmaß (s. Gleichung 4.34) formuliert und numerisch minimiert worden. Die Minimierung des Optimierungsmaßes kann in Wolfram Mathematica mit „NMinimize[Method->”DifferentialEvolution”]“ durchgeführt werden. Die gefundenen Parameter für die Elemente ergeben:  $Cm1- > 3.35 \cdot 10^{-10} \text{ F}$ ,  $Cm2- > 1.82 \cdot 10^{-10} \text{ F}$ ,  $Cm3- > 4.54 \cdot 10^{-11} \text{ F}$ ,  $Lm1- > 1 \cdot 10^{-9} \text{ H}$ ,  $Lm2- > 9.3 \cdot 10^{-8} \text{ H}$ ,  $Lm3- > 1.8 \cdot 10^{-7} \text{ H}$ . Die finale Transferfunktion ist in Abbildung 4.10 zu sehen.

## Transferfunktion der E-Photodiode

Die Transferfunktion des E-Photodetektors ist nach dem oben dargestellten Prinzip abgeleitet worden. Es ändert sich nur die Eingangsimpedanz Z1 gegenüber dem realen Photodetektor. Dies wird durch eine gute Übereinstimmung des Amplitudenanteils der simulierten Transferfunktion mit der gemessenen bestätigt (s. Abb. 4.13)



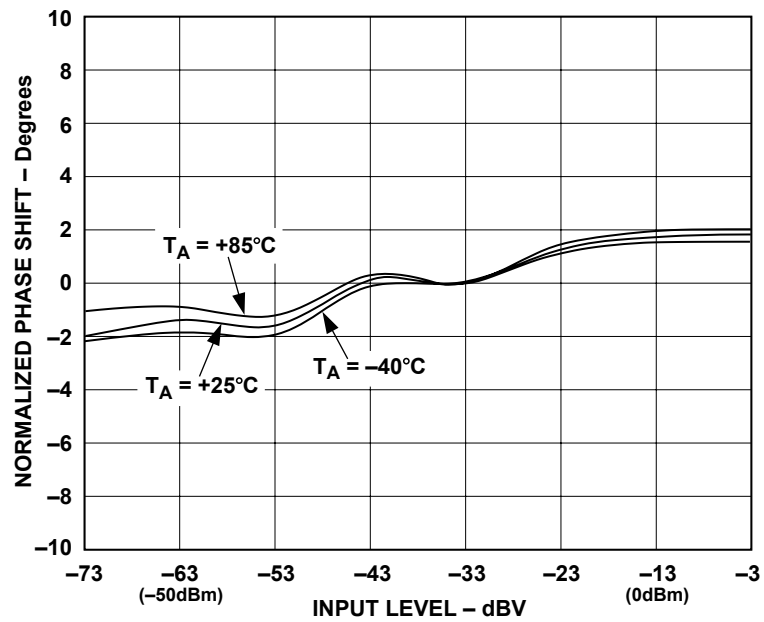


Figure 18. Normalized Limiter Phase Response vs. Input Level. Frequency = 100 MHz;  $T_A = -40^\circ\text{C}, +25^\circ\text{C}$  and  $+85^\circ\text{C}$

Abb. 5.2: Phasengang des limitierenden Verstärkers. Dem Datenblatt entnommen.

## Phasengang des limitierenden Verstärkers

In der Abbildung 5.2 wird der Phasengang des limitierenden Verstärkers in Abhängigkeit von der Eingangsspannung gezeigt. Die Graphik ist dem Datenblatt [12] entnommen.

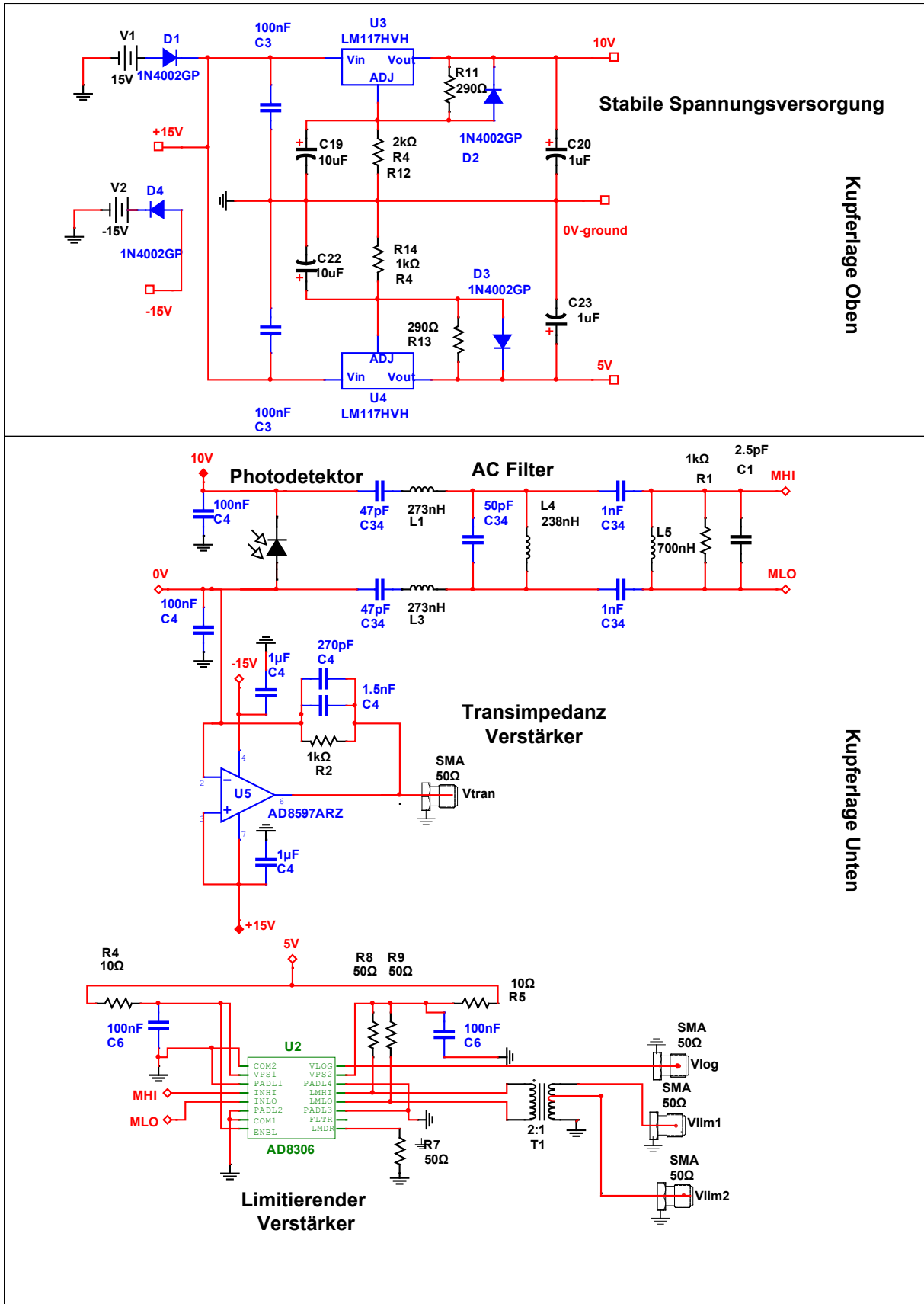


Abb. 5.3: Elektronische Schaltung OPD

---

## Danksagung

---

Es ist ein sehr intensives aber vor allem ein äußerst spannendes Jahr in der Arbeitsgruppe Meschede vergangen, in dem ich viele neue Sachen lernen durfte und mich als Person weiterentwickelt habe. Für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe und für ein sehr interessantes Arbeitsthema möchte ich mich in erster Linie bei Herrn Prof. Meschede bedanken. Andrea Alberti und Wolfgang Alt möchte ich für eine Top Betreuung danken. Als ein absoluter Laie in der Elektronik hatte ich ein elektronikintensives Projekt bekommen. Besonders in der Anfangsphase waren deshalb Diskussionen mit Wolfgang, der ein ein Thema in seinem Kernpunkt treffen kann, sehr wertvoll. Bei Andrea konnte ich nicht nur viel über Quantenphysik und ihre Grundlagen lernen, aber auch für die Wichtigkeit des Sports, vor allem des Laufens im Leben eines Experimentalphysikers. Stefan Brakhane und Carsten Robens danke ich für eine gute Betreuung. Stefan war immer für mich da, wenn ich Fragen hatte. Carsten hat mir (hoffentlich) einen wissenschaftlichen Kommunikationsstil beigebracht, welchen ich als Quereinsteiger nicht beherrschte. Solche Betreuer kann man nur jedem Studenten wünschen. Danke an meinen Masterkollegen Jonathan, dass er mich an häufigen Wochenendsessions im Institut nicht alleine gelassen hat. Felix, Yannik, Lucie, Isabella, Igor sind nette Masterkollegen gewesen. Die Atmosphäre in der gesamten AG Meschede ist sehr freundlich und inserierend, das hat mir viel Kraft in der letzten Phase gegeben.

---

## Eigenständigkeitserklärung

---

Hiermit bestätige ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt habe. Die Stellen der Arbeit, die dem Wortlaut oder dem Sinn nach anderen Werken (dazu zählen auch Internetquellen) entnommen sind, wurden unter Angabe der Quelle kenntlich gemacht.

Bonn, den 22.09.2014

Stanislav Shestovyy