

Slow Light: Experimenteller Aufbau und Untersuchung von elektromagnetisch induzierter Transparenz in Cäsiumgas

Diplomarbeit

Humboldt-Universität zu Berlin
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I
Institut für Physik

eingereicht von
David Höckel

geboren am 26.11.1979 in Mainz

Berlin, im März 2007

Zusammenfassung

Das Gebiet der Quanteninformationsverarbeitung erlaubt die Anwendung von Prinzipien der Quantenmechanik auf den Transport und die Verarbeitung von Information. Dadurch wird es möglich, intrinsisch sichere Datenübertragungen zu realisieren und Algorithmen, die im klassischen Regime heutige Rechnerkapazitäten überschreiten, effizient zu implementieren. Bei der Wahl der physikalischen Systeme haben sich Photonen als ideale Informationsträger und Atome und Ionen als praktikable Knoten zur Manipulation dieser Information erwiesen. Es existieren allerdings keine ausgereiften Methoden, um solche optischen und atomaren Systeme zu koppeln. Vielversprechende Vorschläge zur Entwicklung einer solchen Schnittstelle beruhen auf dem Prinzip der elektrisch induzierten Transparenz (EIT). Koppelt man in einem Λ -Schema je ein Energieniveau des Grundzustandes an einen gemeinsamen angeregten Zustand, können große Nichtlinearitäten und damit geringe Gruppengeschwindigkeiten im Medium bei gleichzeitig verschwindender Absorption beobachtet werden. Die photonische Information kann dabei sogar vollständig auf eine atomare Anregung übertragen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit werden erstmals Untersuchungen zur EIT an der D1-Linie in Cäsiumdampf bei Raumtemperatur vorgestellt. Die beobachteten Transparenzfenster haben eine Breite von bis zu 2 MHz und zeigen eine Transmission von bis zu 80%. In einer 4 cm langen Gaszelle können Pulsverzögerungen von 200 ns realisiert werden, was einer Lichtgeschwindigkeit von $c/2000$ entspricht. Zur Erklärung der Ergebnisse wird eine theoretische Beschreibung verwendet, die fast vollständig ohne freie Parameter abgeleitet ist. Lediglich Dephasierung durch Laserlinienbreiten und Dekohärenz bei Stößen und Drift der Atome aus den Strahlvolumina müssen phänomenologisch eingefügt werden.

Zur Realisierung der Schnittstelle zwischen Photonen und stationärer Quanteninformation können jetzt unmittelbar weitere Teilexperimente integriert werden, die die Erzeugung schmalbandiger Einzelphotonen und die Kodierung von Information in diesen Systemen erlauben. Der hier beschriebene Aufbau stellt damit das zentrale Element eines zukünftigen Quantennetzwerkes dar.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
Einleitung	1
1 Einleitung und Motivation	1
1.1 Aufbau der Arbeit	3
2 Theoretische Grundlagen	5
2.1 Das Cäsiumatom	5
2.2 Linienverbreiterungsmechanismen	5
2.2.1 Natürliche Linienbreite	6
2.2.2 Dopplerverbreiterung	7
2.2.3 Stoßverbreiterung (Druckverbreiterung)	7
2.2.4 Flugzeitverbreiterung	8
2.2.5 Sättigungsverbreiterung	8
2.3 Laserstabilisierung auf eine Cäsium-Resonanz	8
2.3.1 Frequenzstabilität eines Lasers	8
2.3.2 Doppler-freie Laserspektroskopie	9
2.3.3 Prinzip der Frequenz-Modulations-Spektroskopie	10
2.4 Phasenlock	12
2.4.1 Prinzip des Phasendetektors	12
Digitaler Phasen- und Frequenzdetektor	13
Analoger Phasendetektor (APD)	13
2.4.2 Kombiniertes Analog+Digital-Phasendetektor	13
2.5 Grundlagen elektronischer Regler	14
Der P-Regler	15
Der PI-Regler	15
Der PID-Regler	16
3 Elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT)	19
3.0.1 Mathematische Beschreibung	20
Das Λ -System	21
3.0.2 Dichtematrix und Bloch-Gleichungen	22
3.0.3 Suszeptibilität	23
Transmission durch EIT-Medium	24

4	Experimenteller Aufbau	25
4.1	Die Laser: External-Cavity-Diodenlaser	26
4.1.1	Laserstromquelle	27
4.1.2	Piezotreiber und Isolationsverstärker	27
4.1.3	Verstimmen der Laserwellenlänge	27
4.1.4	Strahlformungsoptik	28
4.2	Aufbau Frequenz-Modulations-Spektroskopie	29
	AOM zur Frequenzverstimmung	30
	Elektronische Regelung	31
4.3	Phasenlock	31
4.3.1	Überblick Phasenlock	32
	Eingangsstufen	32
	Digitaler Phasendetektor	32
	Analoger Phasendetektor	33
4.3.2	Design der Filterpfade	34
4.3.3	Kontrolle des Phasenlocks	35
4.4	EIT	36
4.4.1	EIT-Zelle	37
4.4.2	AOM	38
4.4.3	EOM	39
	EOM-Treiber	40
4.4.4	Detektor	40
4.4.5	Steuerung	41
	Aufnahme EIT-Spektren	41
	Verzögerung von Gaußpulsen	41
5	Messungen und Ergebnisse	43
5.1	Transmissionsspektren / EIT-Spektren	43
5.1.1	Durchstimmen des Probelasers	43
5.1.2	Einsatz des Phasenlocks	45
	Variation der Probelaserleistung	47
	Variation der Pumplaserleistung und der Zelltemperatur	47
5.2	Pulsverzögerung	53
6	Diskussion der Resultate	57
6.1	Vergleich von Theorie und Experiment	57
6.2	Einordnung der Ergebnisse	60
7	Ausblick	61
7.1	Nächste experimentelle Schritte	61
7.1.1	Verbesserung von Phasenlock und Laserstabilität	61
7.1.2	Spektrale Filterung per Etalon	61
7.1.3	Weiterentwicklung der Theorie	62
7.2	Implementierung von Quanteninformation im Photonenspeicher	63
7.2.1	Einzelphotonenspeicherung	63

7.2.2 Speicherung von time-bin-kodierten Qubits	66
Literaturverzeichnis	69
Anhang	75
Danksagung	79

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Die Anwendung von Prinzipien der Quantenmechanik auf den Transport und die Verarbeitung von Information hat sich zu einem wichtigen Forschungsgebiet entwickelt [1, 2]. Hintergrund dafür ist nicht zuletzt, dass sich mit Hilfe solcher Prinzipien verschiedene Rechenoperationen wesentlich beschleunigen lassen. Der Shor-Algorithmus zur Faktorisierung großer Zahlen etwa würde bei Ausnutzung von Quanteneffekten exponentiell weniger Rechenschritte benötigen als mit einem klassischen Computer [3]. Mit der Quantenkryptographie wurde ein teilweise schon sehr anwendungsnahes Verfahren entwickelt, Information unter Ausnutzung von Quantenphänomenen zu übertragen. Die Informationseinheit ist hierbei nicht mehr das klassische Bit, sondern ein sogenanntes Quanten-Bit (Qubit). Dieses repräsentiert statt eines diskreten Werts 0 oder 1 eine kohärente Überlagerung zweier quantenmechanischer Basiszustände. Ein solches Qubit kann beispielsweise durch zwei senkrecht zueinander stehende Polarisationszustände eines Photons realisiert werden und wird dann als *fliegendes Qubit* bezeichnet. In den letzten Jahren wurde in verschiedenen Experimenten demonstriert, dass sich einzelne Photonen tatsächlich als Träger von Information über weite Strecken eignen. Übertragungsstrecken von bis zu 150 km wurden erreicht [4]. Die Quantenkryptographie ermöglicht eine vollständig abhörsichere Kommunikation zwischen zwei Parteien. Die Sicherheit basiert dabei nicht mehr nur auf mathematischer Komplexität, wie man das vom weit verbreiteten RSA-Protokoll her kennt [5], sondern auf der einem Qubit immanenten Eigenschaft, dass eine projektive Messung seines Zustandes meist mit einer Änderung seiner Eigenschaften einhergeht, wodurch sich jedes Abhören bemerkbar macht [6, 7, 8, 9, 10, 11].

Eine besonders aussichtsreiche Variante der Realisierung von fliegenden Qubits stellen sogenannte time-bin-kodierte Qubits dar. Hier wird die Kodierung der beiden Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ erzielt, indem das einzelne Photon durch ein Interferometer mit einem Längenunterschied der Arme, der größer ist als die Kohärenzlänge des Photons, geleitet wird, so dass die beiden Wege eindeutig unterschieden werden können. Gelangt das Photon durch den kurzen Arm, so wird sein Zustand als $|0\rangle$ definiert, gelangt es durch den langen Arm als $|1\rangle$. Solange eine Wahrscheinlichkeit größer 0 besteht, dass das Photon sowohl den einen als auch den anderen Weg wählt, befindet es sich in einer Superposition der beiden Zustände. Der Vorteil dieser Methode - im Gegensatz etwa zu einer Polarisationskodierung - ist, dass zum Transport dieser Qubits keine polarisationserhaltenden Glasfasern benötigt werden. Außerdem wird der Verlust eines Photons als Fehler erkannt, da das Fehlen eines Pho-

tons keinen erlaubten Zustand darstellt, wie das bei einer Methode, die auf der Anzahl der Photonen basiert, der Fall wäre [12]. Erste Experimente zu solchen time-bin-kodierten Photonen wurden von Gisin und Mitarbeitern durchgeführt [13]. Auch time-bin-kodierte verschränkte Photonenpaare können inzwischen durch parametrische Frequenzkonversion produziert werden [14, 15].

Neben der Informationsübertragung unter Ausnutzung von Quanteneffekten ist auch die Entwicklung der Quanteninformationsverarbeitung in den letzten Jahren schnell voran geschritten. Bereits 1995 wurde von Cirac und Zoller vorgeschlagen, eine Kette von Ionen in einer linearen Falle zur Realisierung größerer Gatter zu verwenden [16]. Die Qubits werden dabei durch den Hyperfeinzustand und durch Phononen dargestellt, man spricht von *stationären Qubits*. Durch Laserpulse kann der Zustand der Atome von außen über die Jaynes-Cummings-Wechselwirkung manipuliert werden, die Qubits selber wechselwirken durch gemeinsame Phononenzustände miteinander. Das Ergebnis einer Operation kann dann durch Messen der Population der Hyperfeinzustände ermittelt werden. Auf diese Weise wurden Operationen mit ein und zwei Qubits demonstriert [17]. Der nächste logische Schritt ist, einzelne Quantengatter zu komplexeren Funktionen zusammen zu schalten.

Eine weitere Möglichkeit für die Implementierung von Quantencomputern besteht in der Nutzung von kernmagnetischer Resonanz (NMR), wobei die Qubits durch Kernspins dargestellt werden [18, 19]. Die Beeinflussung der Qubits von außen geschieht über gepulste Magnetfelder. Die Spins koppeln über Bindungen zwischen benachbarten Atomen. Auch mit NMR-basierten Quantencomputern konnten bereits Quantengatter und ganze Algorithmen realisiert werden, wie z.B. der Shor-Algorithmus [20].

Bei allen Methoden der Quanteninformationsverarbeitung sind Dekohärenz und Rauschen entscheidende Hindernisse, da sie in größeren Systemen aus gekoppelten Gattern unvermeidbar zu Fehlern führen. Durch Methoden der Quantenfehlerkorrektur [21, 22] könnte es allerdings gelingen, Fehler bereits im Quantensystem selbst zu korrigieren. Sowohl in Systemen mit Qubits aus Ionen in linearen Fallen als auch in NMR-basierten Systemen sind solche Fehlerkorrekturmechanismen bereits experimentell gezeigt worden [23, 24].

Auch einzelne Photonen können zur Realisierung von Quantencomputern genutzt werden. Die Ausführung von Quantenoperationen allein mit linearer Optik (LOQC) wird schon länger diskutiert [25], und es gibt inzwischen experimentelle Realisierungen einzelner Gatter [26] und Algorithmen, z.B. [27].

Sogenannte Quantennetzwerke, d.h. Kombinationen von stationären Qubits in atomaren und fliegenden Qubits in optischen Systemen, könnten die Vorteile beider Varianten kombinieren. Atomare Systeme sind zur Speicherung von Quanteninformation sehr viel besser geeignet, wohingegen die optischen Systeme für den Transport der Information über weite Strecken wesentliche Vorteile bieten. Eine Schnittstelle, die atomare und optische Systeme verbindet, ist daher von entscheidender Bedeutung. Damit könnte auch ein „Relay“ für Quanteninformation entstehen, durch das sich die möglichen Übertragungsstrecken vervielfachen ließen. Es entstünde außerdem die Möglichkeit, fliegende optische Qubits zu speichern [28, 29, 30]. Ein Schritt in diese Richtung stellt die kürzlich demonstrierte Teleportation von Zuständen zwischen Licht und Materie dar [31].

Eine weitere mögliche Implementierung einer solchen Schnittstelle basiert auf dem Konzept der *elektromagnetisch induzierten Transparenz (EIT)*. Dieses in Kapitel 3 näher erläuterte Verfahren wurde in den 1990er Jahren von S.E. Harris und L.V. Hau beschrieben und

zunächst in ultrakalten Atomwolken und kurz darauf auch in Gasen bei Raumtemperatur untersucht [32, 33, 34, 35, 36].

In einem Λ -förmigen Energieniveauschema, beispielsweise in Alkaligasen, kann der EIT-Effekt auch bei Raumtemperatur beobachtet werden. Er ermöglicht durch resonante Kopplung der zwei beteiligten Übergänge an eingestrahlte Pump- und Probeleraser zunächst eine deutliche Verlangsamung des Probeleraserlichtes im System [37, 38]. So konnte in einem Gas bei Raumtemperatur eine lediglich durch die Dopplerverbreiterung limitierte Verzögerung von kurzen Lichtpulsen um bis zu 0,5 ms demonstriert werden. Als Weiterentwicklung ist die „Speicherung“ von Licht möglich [39]. Klassische Lichtpulse des Probelasers konnten „gestoppt“ und wieder „beschleunigt“ werden. Die theoretische Beschreibung dieses Effekts beruht auf dem Konzept der Dunkelzustand-Polaritonen und beschreibt die Verzögerung der Photonen durch kollektive Anregung einer Spinwelle im Medium [40]. Dieses Konzept lässt sich auf nichtklassische Probepulse erweitern [41], wobei der Einzelphotonencharakter während der Speicherung erhalten bleibt [42]. Im Jahr 2005 wurde in den Arbeitsgruppen von Lukin und Kuzmich erstmals eine Speicherung einzelner Photonen gezeigt [43, 44].

Das Ziel der vorliegenden Diplomarbeit war die Demonstration des EIT-Effekts und die Verzögerung von Lichtpulsen. Dafür wurde ein experimenteller Aufbau realisiert und eine entsprechende theoretische Beschreibung implementiert. Damit ist ein wesentlicher Teil des Gesamtexperiments, d.h. einer quantenoptischen Schnittstelle zwischen stationären und fliegenden Qubits, fertig gestellt. Zukünftig sollen weitere Teilaufbauten integriert werden, um eine Speicherung von einzelnen time-bin-kodierten Photonen zu ermöglichen. Wichtige Voraussetzungen für diese Erweiterungen sind mit dieser Arbeit schon geschaffen. Insbesondere sind Pump- und Probeleraser in einer festen Phasenbeziehung zueinander gehalten, so dass der Pumplaser eine Phasenreferenz darstellt, wodurch auch Phaseninformationen im EIT-System gespeichert werden könnten.

1.1 Aufbau der Arbeit

In der vorliegenden Arbeit werden zunächst im Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen der verwendeten experimentellen Methoden, wie die Frequenz-Modulations-Spektroskopie zur Laserstabilisierung und der Phasenlock zweier Laser beschrieben. Anschließend wird im Kapitel 3 der EIT-Effekt erläutert, seine theoretische Beschreibung mittels eines Dichtematrix-Formalismus dargestellt und beschrieben, wie daraus experimentell überprüfbare Werte abgeleitet werden können. Im folgenden Kapitel 4 wird der Aufbau des Experiments erläutert. Neben den Lasern und der Laserstabilisierung wird der EIT-Aufbau gezeigt, in dem die Amplitudenmodulation von Pump- und Probeleraser erfolgt und die EIT-Spektren detektiert werden. Im anschließenden Kapitel 5 werden die Messungen und Simulationen des EIT-Effektes und die dadurch bewirkte Verzögerung von Laserpulsen dargestellt. Es folgt in Kapitel 6 die Diskussion und Einordnung der Ergebnisse. Im letzten Kapitel 7 wird der geplante weitere Aufbau des Experiments geschildert und beschrieben, wie das Ziel einer Schnittstelle zwischen fliegenden und stationären Qubits und einer Speicherung von einzelnen Photonen erreicht werden kann.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen für das vorliegende Experiment erläutert. Das sind hauptsächlich die verschiedenen Mechanismen, die zur Verbreiterung der Linien atomarer Übergänge beitragen und die Grundlagen der verwendeten Spektroskopiemethode und des Laser-Phasenlocks. Am Ende des Kapitels sind die verwendeten Abkürzungen tabellarisch zusammengestellt. Die Beschreibung des EIT-Effekts folgt im Kapitel 3.

2.1 Das Cäsiumatom

Zur Untersuchung von EIT-Effekten in Gasen eignen sich im Besonderen die Stoffe Rubidium (Rb) und Cäsium (Cs). Alkalimetalle zeigen aufgrund ihres einzelnen Valenzelektrons eine einfache Energieniveaustuktur und passende Laser für die Übergänge in die ersten angeregten Zustände stehen zur Verfügung. In der vorliegenden Arbeit wird die sogenannte D1-Linie des Cäsiums verwendet. Das entsprechende Energieniveauschema ist in Abbildung 2.1 gezeigt. Die D1-Linie stellt den Übergang zwischen den Feinstruktur-niveaus $6^2S_{1/2}$ und $6^2P_{1/2}$ dar, die jeweils in 2 Hyperfeinniveaus aufgespalten sind. Die Wellenlänge des D1-Übergangs liegt mit $\lambda \simeq 894$ nm im nahen Infrarot. Die Aufspaltung des $6^2S_{1/2}$ -Grundzustandes ist exakt 9,192631770 GHz, da mit dieser Frequenz die Sekunde definiert ist. Zwar ist das am weitesten verbreitete Element in EIT-Experimenten Rubidium [45, 46, 47], in dem hier beschriebenen Experiment wird aber Cäsium verwendet. Die Hyperfeinstrukturaufspaltung seines Grundzustandes ist größer als bei Rubidium, was die spektrale Trennung der Übergänge in das erste angeregte Niveau vereinfacht. Eine sehr gute Filterung der einen Linie bei gleichzeitig nahezu verlustfreier Transmission der zweiten ist vor allem für spätere Experimente entscheidend, wenn sehr kleine Laserintensitäten zum Einsatz kommen sollen. Details dazu finden sich in Kapitel 7.

2.2 Linienverbreiterungsmechanismen

Ein Übergang zwischen zwei atomaren Niveaus $|a\rangle$ und $|b\rangle$ bei der Frequenz ω_0 ist nicht beliebig scharf. Er wird durch verschiedene Mechanismen spektral verbreitert. Diese können teilweise durch eine geeignete experimentelle Konfiguration unterdrückt werden, allgemein

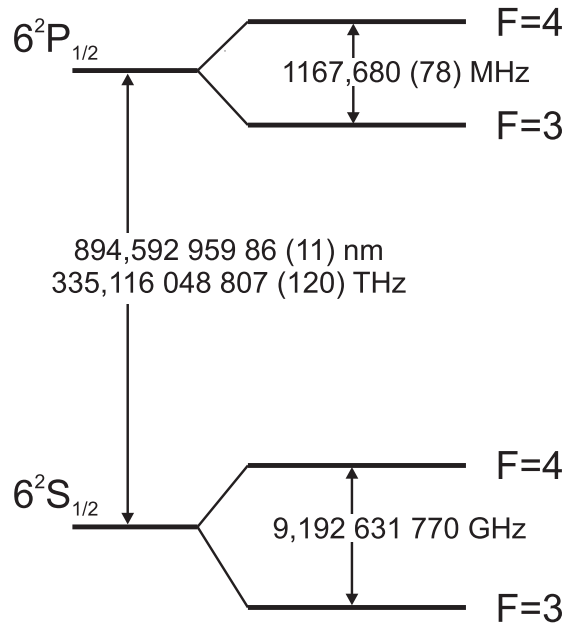


Abbildung 2.1: Energieniveauschema der Cäsium D1-Hyperfeinstruktur. Über den Übergang zwischen den beiden Grundzuständen ist die Sekunde definiert. Der angegebene Wert ist daher exakt [48].

müssen sie aber in der mathematischen Beschreibung des Systems berücksichtigt werden. Die Linienbreite eines Hyperfeinstrukturübergangs $\Delta\nu_0$ setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen [49], die im Folgenden erläutert werden.

2.2.1 Natürliche Linienbreite

Die natürliche Linienbreite stellt eine prinzipielle Grenze für die Schärfe eines Übergangs dar und kann nur durch aufwändige Verfahren unterschritten werden. Sie hängt von der Lebensdauer bzw. der Zerfallswahrscheinlichkeit der betrachteten Zustände ab. Ein angeregtes Atom kann seine Anregungsenergie durch spontane Emission abgeben. Der Absorptionskoeffizient zeigt in Abhängigkeit von der Frequenz ein Lorentzprofil:

$$\alpha(\omega) = \frac{\gamma/2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2} . \quad (2.1)$$

Dabei ist γ die Halbwertsbreite des Linienprofils. Für die natürliche Linienbreite ergibt sich somit:

$$\Delta\nu_n = \gamma/2\pi . \quad (2.2)$$

Im Falle der im vorliegenden Experiment betrachteten D1-Linie des Cäsiums ist $\gamma = 2\pi \cdot 4,5612$ MHz [48].

2.2.2 Dopplerverbreiterung

In Gasen bei niedrigem Druck, wie in dem von uns verwendeten System, wird die natürliche Linienbreite von der wesentlich stärkeren Dopplerverbreiterung überdeckt. Durch den Dopplereffekt erscheint die Übergangsfrequenz im ruhenden Beobachtungssystem gegenüber sich bewegenden Gasatomen oder -molekülen verschoben (nicht-relativistischer Fall):

$$\nu_L = \nu_0(1 + v_z/c). \quad (2.3)$$

Die Gasatome haben im thermischen Gleichgewicht eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung:

$$f(v_z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}v_w} \exp\left(-\frac{v_z^2}{v_w^2}\right) \quad \text{mit} \quad v_w = \sqrt{\frac{2k_B T}{m_{Atom}}}. \quad (2.4)$$

Dabei ist v_w die wahrscheinlichste Geschwindigkeit und m_{Atom} die Atommasse. Für die Dichte der Atome mit Geschwindigkeiten zwischen v_z und $v_z + dv_z$ gilt:

$$N_e(v_z)dv_z = N_e f(v_z)dv_z. \quad (2.5)$$

Drückt man nun v_z und dv_z durch Gleichung 2.3 aus, erhält man die Dichte der Atome, die im Frequenzintervall $[\omega_L, d\omega_L]$ emittieren bzw. absorbieren. Die emittierte (oder absorbierte) Intensität ist proportional zu dieser Dichte:

$$I(\nu_L) = I(\nu_0) \exp\left(-\frac{c^2}{v_w^2} \frac{(\nu_L - \nu_0)^2}{\nu_0^2}\right). \quad (2.6)$$

Das resultierende Linienprofil hat damit die Gestalt einer Gaußfunktion. Ihre Breite ist

$$\Delta\nu_D = 2\sqrt{\ln 2} \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{m_{Atom}}}. \quad (2.7)$$

Für Cäsiumatome ergibt sich bei Raumtemperatur eine Dopplerverbreiterung $\Delta\nu_D \simeq 355$ MHz. Durch eine geeignete experimentelle Konfiguration kann die Dopplerverbreiterung jedoch häufig eliminiert werden (vgl. Absatz 2.3.2).

2.2.3 Stoßverbreiterung (Druckverbreiterung)

Nähern sich zwei Atome (Moleküle) einander an, so verschieben sich aufgrund der dann einsetzenden Wechselwirkung ihre Energieniveaus. Im Falle elastischer Stöße ändert sich die Phase der Wellenfunktion, bei inelastischen Stößen finden auch energetische Übergänge statt. Aus der mittleren Zeit τ_{St} zwischen zwei Stößen ergibt sich eine Linienbreite von $\Delta\nu_{St} \approx 1/\tau_{St}$. Die Linienbreite ist damit proportional zur Dichte, d.h. zum Druck. Daher wird sie auch als Druckverbreiterung bezeichnet. In dem hier betrachteten Experiment spielt sie eine untergeordnete Rolle.

2.2.4 Flugzeitverbreiterung

Werden Übergänge mit langer Lebensdauer betrachtet, so kann die Wechselwirkungszeit der Atome bzw. Moleküle mit der Lichtwelle kürzer sein als die Lebensdauer. Die Linienbreite wird dann durch die Flugzeit bestimmt. Die Flugzeitverbreiterung ist

$$\Delta\nu_F = \sqrt{2 \ln 2} \frac{4\bar{v}}{2\pi d} \approx 4,7 \frac{\bar{v}}{2\pi d}. \quad (2.8)$$

Dabei ist $\bar{v} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m_{Atom}}}$ die mittlere Geschwindigkeit der Teilchen und d der Durchmesser des Laserstrahls. Bei Raumtemperatur und einem Strahldurchmesser von 1 mm ergibt sich ein Wert von $\Delta\nu_F \simeq 175$ kHz.

2.2.5 Sättigungsverbreiterung

Bei der Spektroskopie mit Lasern können sehr große Intensitäten erreicht werden, wodurch es zu einer Änderung der Besetzungsdichten der beteiligten Energieniveaus kommt (optisches Pumpen). Derartige Effekte werden bei der sogenannten Sättigungsspektroskopie gezielt ausgenutzt (Absatz 2.3.3).

Bei homogen verbreiterten Linien ist die Sättigungsverbreiterung

$$\Delta\nu_S = \Delta\nu_0 \sqrt{1 + S_0}, \quad (2.9)$$

d. h. die Linie ist um den Faktor $\sqrt{1 + S_0}$ verbreitert. Der Parameter $S(\omega)$ wird als Sättigungsparameter bezeichnet mit $S_0 = S(\omega_0)$. Es gilt

$$S = \frac{P}{\bar{R}} \quad (2.10)$$

mit der Pumprate P und der mittleren Relaxationsrate \bar{R} der beteiligten Niveaus. S stellt ein Maß für die Sättigung dar. Da die Pumprate $P(\omega)$ durch ein Lorentzprofil gegeben ist, ergibt sich für die Frequenzabhängigkeit des Sättigungsparameters:

$$S(\omega) = S_0 \frac{\gamma/2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2}. \quad (2.11)$$

Über die Beziehung $S_0 = I/I_{sat}$ hängt der Sättigungsparameter mit der eingestrahnten Lichtleistung I und der Sättigungsintensität I_{sat} zusammen. Für die Cäsium D1-Linie ist $I_{sat} = 2,4981$ mW/cm² [48].

2.3 Laserstabilisierung auf eine Cäsium-Resonanz

2.3.1 Frequenzstabilität eines Lasers

Ein Laser ist keine monochromatische Strahlquelle, seine Frequenz und Amplitude unterliegen Schwankungen auf allen Zeitskalen. Es gilt für das Laserlicht

$$E(t) = (E_0 + A_{noise}(t)) \sin(2\pi\nu_0 t + \phi(t)) \quad (2.12)$$

mit dem Amplitudenrauschen $A_{noise}(t)$ und dem Phasenrauschen $\phi(t)$. Das Amplitudenrauschen trägt nur indirekt, etwa durch Konversion über Nichtlinearitäten, zum Frequenzrauschen bei und soll hier nicht weiter behandelt werden. Das Phasenrauschen steht dagegen in einer direkten Beziehung zum Frequenzrauschen $\Delta\nu(t)$:

$$\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} (2\pi\nu_0 t + \phi(t)) = \nu_0 + \Delta\nu(t). \quad (2.13)$$

Es ist daher

$$\Delta\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt}. \quad (2.14)$$

Um für Systeme mit unterschiedlichen Frequenzen vergleichbare Werte zu erhalten, definiert man das relative Phasenrauschen:

$$x(t) = \frac{\phi(t)}{2\pi\nu_0} \quad (2.15)$$

und das relative Frequenzrauschen:

$$y(t) = \frac{\Delta\nu(t)}{\nu_0}. \quad (2.16)$$

Beide Werte sind über die Beziehung $y(t) = \frac{dx(t)}{dt}$ verknüpft.

2.3.2 Doppler-freie Laserspektroskopie

Wie in Absatz 2.2.2 erwähnt, kann die Dopplerverbreiterung häufig durch eine geeignete experimentelle Anordnung überwunden werden. Durchläuft eine monochromatische Lichtwelle, z.B. ein Laser $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - kz)$ eine gasförmige Probe in z -Richtung, dann ist wegen des Dopplereffekts die Wahrscheinlichkeit, dass in den Gasatomen bzw. -molekülen ein Übergang induziert wird, von der Geschwindigkeitskomponente v_z abhängig.

Im System des sich bewegenden Teilchens ist die Laserfrequenz ω_L Doppler-verschoben $\omega'_L = \omega_L - \vec{v} \cdot \vec{k} = \omega_L - v_z k$. Eine merkliche Absorption tritt auf, falls $|\omega'_L - \omega_0| < 2\pi\Delta\nu_0$ ist. Daher tragen im Wesentlichen nur die Moleküle in einem schmalen Geschwindigkeitsbereich $\Delta v_z = \pm\gamma/k$ um den Wert $v_z = (\omega_L - \omega_0)/k$ zur Absorption bei. Die Absorption bewirkt eine Verringerung der Besetzungsdichte $N_g(v_z)$ des absorbierenden Niveaus im Intervall Δv_z und analog dazu eine Erhöhung der Besetzungsdichte $N_e(v_z)$ des angeregten Niveaus. Damit verringert sich der Absorptionskoeffizient $\alpha(\omega_L)$ für den Übergang, da nur noch wenige Moleküle für die Absorption zur Verfügung stehen. Es gilt [49]

$$\alpha(\omega_L) = \frac{\alpha_0(\omega_L)}{\sqrt{1 + S_0}} \quad (2.17)$$

mit dem Absorptionskoeffizienten ohne Lichtwelle $\alpha_0(\omega_L)$ und dem Sättigungsparameter S_0 . Die Abnahme der Absorption hängt somit von der Sättigung des Übergangs ab. In der Besetzungsdichte $N_g(v_z)$ des absorbierenden Niveaus entsteht bei $v_z = (\omega_L - \omega_0)/k$ ein lokales Minimum, das auch als Bennet-Loch bezeichnet wird [50]. Es hat die Breite $\gamma_S = \gamma\sqrt{1 + S_0}$ und wandert beim Durchstimmen der Laserfrequenz ω_L über das gesamte

Linienprofil.

Dieses Bennet-Loch lässt sich allerdings allein durch die Absorption des sättigenden Lasers nicht nachweisen. Statt dessen verwendet man zwei Laser: einen stärkeren *Pumplaser*, der das Besetzungsminimum in $N_g(v_z)$ im Intervall $\Delta\nu_z$ um $v_z = (\omega_L - \omega_0)/k$ erzeugt und einen schwächeren *Probelaser*, der das durch den Pumplaser präparierte Medium analysiert. Der Probelaser wird gegenläufig zum Pumplaser eingestrahlt und daher von den Molekülen der Geschwindigkeitsklasse $\Delta\nu_z$ um $v_z = -(\omega_L - \omega_0)/k$ absorbiert. Falls der Pumplaser gerade die Moleküle der Geschwindigkeitsklasse $\Delta\nu_z$ um $v_z = 0$ sättigt, wechselwirken beide Laser mit Molekülen derselben Geschwindigkeitsklasse. Nach 2.17 wird der Probelaser in diesem Fall weniger stark absorbiert. Es gilt $v_z = 0$ gerade dann, wenn $\omega_L = \omega_0$, d.h. beim Durchstimmen der Laserfrequenz ω_L tritt genau dann ein Einbruch der Absorption des Probestrahls auf, wenn die eingestellte Laserfrequenz gleich der Resonanzfrequenz ist. Da hier die Wechselwirkung nur mit Molekülen einer Geschwindigkeitsklasse stattfindet, kann das Verfahren die Energieniveaustruktur unterhalb der Dopplerbreite auflösen. Es wird als Doppler-freie Sättigungsspektroskopie bezeichnet.

2.3.3 Prinzip der Frequenz-Modulations-Spektroskopie

Die Frequenz-Modulations-Spektroskopie (FMS) ist eine Weiterentwicklung der Methode der Doppler-freien Sättigungsspektroskopie. Die Nachweisempfindlichkeit der Spektroskopie wird erhöht, indem wie bei der Lock-In-Technik durch Modulation des Probestrahls mit der Frequenz ω_m und phasenempfindliche Detektion bei ω_m das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) verbessert wird. Im Idealfall bleibt dann nur noch die Begrenzung durch das Quantenrauschen. In diesem Experiment werden Diodenlaser eingesetzt, daher sollte die Phasenmodulation des Probelasers extern, z.B. durch einen elektrooptischen Modulator (EOM) erfolgen. Dies verhindert eine zusätzliche Amplitudenänderung, die bei der alternativen Modulation des Diodenstroms auftreten würde. Die Modulationsfrequenz ω_m muss groß gegenüber der Linienbreite des Hyperfeinübergangs sein. Es gilt für die Feldstärke des modulierten Pumplasers:

$$E(t) = E_0 \cdot e^{i\omega_L t + i\beta \sin \omega_m t} + c.c. \quad (2.18)$$

Dabei ist β der Modulationsindex, also ein Maß für die Stärke der Modulation. Durch eine Laurantentwicklung erhält man

$$E(t) = E_0 e^{i(\omega_L t)} \sum_{-\infty}^{\infty} J_l(\beta) e^{il\omega_m t} + c.c. \quad (2.19)$$

mit der Besselfunktion l -ter Ordnung $J_l(\beta)$. Die Terme mit $|l| > 1$ können für kleine Modulationsindizes $\beta < 1$ vernachlässigt werden:

$$E(t) \approx \frac{E_0}{2} \left(e^{i\omega_L t} - \frac{\beta}{2} e^{i(\omega_L - \omega_m)t} + \frac{\beta}{2} e^{i(\omega_L + \omega_m)t} \right) + c.c. \quad (2.20)$$

Man erhält einen Träger mit der Frequenz ω_L und zwei Seitenbänder mit den Frequenzen $\omega_L \pm \omega_m$.

Hinter einer Gaszelle mit Länge L , Absorptionskoeffizient α , Brechungsindex n lautet der Ausdruck für das elektrische Feld

$$E_{\text{Detektor}}(t) = \frac{E_0}{2} \left(-T_{-1} \frac{\beta}{2} e^{-i\phi_{-1}} e^{i(\omega_L - \omega_m)t} + T_0 e^{-i\phi_0} e^{i\omega_L t} + T_{+1} \frac{\beta}{2} e^{-i\phi_{+1}} e^{i(\omega_L + \omega_m)t} \right) + c.c.. \quad (2.21)$$

Dabei ist $T_0 = e^{\delta_0}$ der Transmissionskoeffizient für den Träger und $T_{\pm 1} = e^{\delta_{\pm 1}}$ für die beiden Seitenbänder bei $\omega_L \pm \omega_m$ mit der frequenzabhängigen Dämpfung $\delta_j = \delta_j(\omega) = \alpha_j(\omega_m)L/2$ und der frequenzabhängigen Phasenverschiebung $\phi_j = \phi_j(\omega) = n_j L(\omega_L + j\omega_m)/c$.

Die (gemittelte) Intensität an einem Detektor hinter der Gaszelle ist allgemein $\langle I(t) \rangle \propto \langle |E(t)|^2 \rangle$. Bei $\beta \ll 1$ können alle Terme der Ordnung β^2 vernachlässigt werden, außerdem unterscheiden sich Dämpfung und Phasenverschiebung für Träger und Seitenband kaum, d.h. $|\delta_0 - \delta_1|$, $|\delta_0 - \delta_{-1}|$, $|\phi_0 - \phi_1|$, $|\phi_0 - \phi_{-1}|$ alle $\ll 1$. Ferner verschwinden alle Terme mit $e^{i\omega_L}$, da der Detektor der großen optischen Frequenz ω_L nicht folgen kann und über alle Phasen mittelt. Insgesamt ergibt sich also:

$$\begin{aligned} \langle I(t) \rangle \propto T_0^2 - \frac{\beta}{2} T_0 T_{-1} (e^{i(\phi_{-1} - \phi_0)} e^{i\omega_m t} + e^{-i(\phi_{-1} - \phi_0)} e^{-i\omega_m t}) \\ + \frac{\beta}{2} T_0 T_{+1} (e^{i(\phi_0 - \phi_{+1})} e^{i\omega_m t} + e^{-i(\phi_0 - \phi_{+1})} e^{-i\omega_m t}). \end{aligned}$$

Die Taylor-Entwicklung von $e^{i(\phi_0 - \phi_{\pm 1})}$ erlaubt eine weitere Vereinfachung:

$$\langle I(t) \rangle \propto T_0^2 \beta T_0 \Delta T \cos \omega_m t + \beta T_0^2 \Delta \phi \sin \omega_m t \quad (2.22)$$

mit $\Delta T = T_{+1} - T_{-1}$ und $\Delta \phi = (\phi_{+1} - \phi_0) + (\phi_{-1} - \phi_0)$.

Durch eine Photodiode als Detektor wird das elektrische Signal $U_{PD}(t) \propto I(t)$ gewonnen. Dieses wird jetzt mit dem ursprünglichen Modulationssignal $U_{Mod}(t) \propto \cos(\omega_m t)$ mit einem elektronischen Frequenzmischer gemischt. Für das Mischsignal $U(t)$ folgt:

$$\begin{aligned} U(t) &\propto U_{PD}(t) \cdot U_{Mod}(t) \\ &\propto [-\Delta T \beta \cos(\omega_m t) + \Delta \phi \beta \sin(\omega_m t)] \cdot \cos(\omega_m t + \varphi) \\ &= \beta \left[-\frac{1}{2} \Delta T (\cos \varphi + \cos(2\omega_m t + \varphi)) + \frac{1}{2} \Delta \phi (\sin \varphi - \sin(2\omega_m t + \varphi)) \right]. \end{aligned}$$

Dabei wird für $U_{Mod}(t)$ eine Phasenverschiebung φ angenommen. Nun werden mit Hilfe eines Tiefpasses die hochfrequenten Anteile herausgefiltert. Als Fehlersignal $U_{Error}(t)$ bleibt übrig:

$$U_{Error}(t) \propto \beta \left[-\frac{1}{2} \Delta T \cos \varphi + \frac{1}{2} \Delta \phi \sin \varphi \right]. \quad (2.23)$$

Hierbei ist $\Delta \phi$ die Phasenverschiebung zwischen den Seitenbändern. Das Fehlersignal ist nun nicht mehr zeitabhängig. Durch passende Wahl von φ kann man erreichen, dass es nur noch vom ersten Term ($\sim \Delta T$) dominiert wird und somit der Absorption der beiden Seitenbänder direkt proportional ist. In der Abbildung 2.2 ist ein solches Fehlersignal gezeigt.

Die Rückkopplung dieses Signals mittels einer passenden Regelstrecke erlaubt eine geschlossene Rückkoppelschleife (vgl. Absatz 2.5) und auf diese Weise etwa die Stabilisierung eines Lasers.

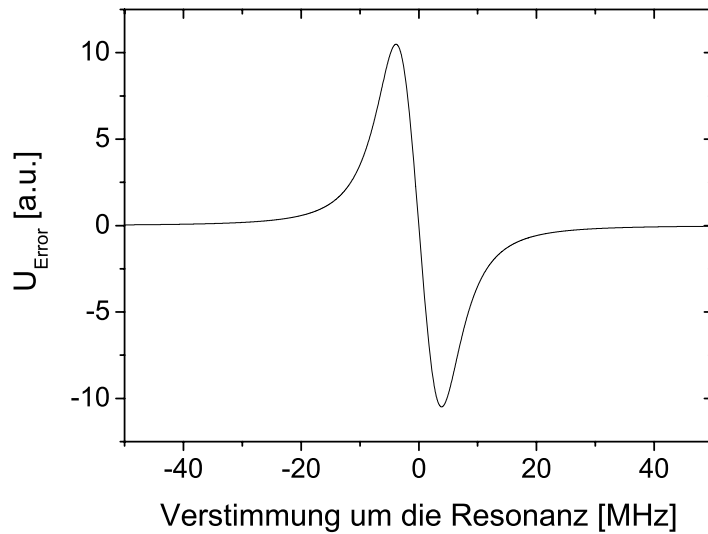


Abbildung 2.2: Simuliertes Fehlersignal bei Frequenz-Modulations-Spektroskopie

2.4 Phasenlock

Wie im Kapitel 3 noch gezeigt wird, müssen im vorliegenden Experiment zwei getrennte Laser mit den gleichen Atomen innerhalb einer Cäsiumdampfzelle in Resonanz gebracht werden. Für diesen Zweck sollten die Laser eine feststehende Phasenbeziehung haben. Dafür kommt ein sogenannter Phasenlock zum Einsatz. Eine Kombination von Phasendetektor und Regler (vgl. Absatz 2.5) stabilisiert einen Laser an die Phase des „Masterlasers“. Hier soll zunächst die Funktionsweise eines Phasendetektors erläutert werden. Die experimentelle Realisierung dieses Detektors zusammen mit dem notwendigen Regler wird in Kapitel 4 erläutert.

2.4.1 Prinzip des Phasendetektors

Ein idealer Phasendetektor generiert aus zwei sinusförmigen Eingangssignalen $LO(t) = A \sin(\phi_1(t))$ und $RF(t) = B \sin(\phi_2(t))$ ein Ausgangssignal, das proportional zur instantanen Phasendifferenz $IF(t) = k(\phi_1(t) - \phi_2(t))$ ist. Dabei ist k der IPD-Verstärkungsfaktor. Für $\phi_1(t) = \omega_1 \cdot t$ und $\phi_2(t) = \omega_2 \cdot t$ wäre $IF(t) = k((\omega_1 - \omega_2)t)$. Ein realer Phasendetektor ist durch verschiedene physikalische Parameter begrenzt. Diese können sein:

- maximale (minimale) Ausgangsspannung,

- maximale Phasendifferenz, bei der eine lineare Änderung des Eingangssignals in eine linearer Änderung des Ausgangssignals umgesetzt wird,
- maximale Frequenz, mit der Änderungen des Eingangssignals in eine Änderung des Ausgangssignals übersetzt werden können,
- Rauschstärke und bei der Regelung auftretender Phasenfehler.

Je nach Realisierung des Phasendetektor können diese Parameter unterschiedlich stark in den Vordergrund treten.

Digitaler Phasen- und Frequenzdetektor

Ein sogenannter digitaler Phasen- und Frequenzdetektor (DPFD) kann beispielsweise als *Phasendifferenzzähler* realisiert werden. Dazu werden RF und LO zunächst in TTL-Signale umgewandelt. Der Phasendifferenzzähler zählt dann, ausgehend von 0, bei jeder RF -Periode nach oben und bei jeder LO -Periode nach unten. Der aktuelle Zählerstand ist damit jeweils proportional zur aktuellen Phasendifferenz der Eingangssignale. Durch einen Digital-Analog-Wandler (DAC) wird der jeweilige Zählerstand in ein analoges Regelsignal umgewandelt. Ein zusätzlicher Tiefpass kann zur Glättung des DAC-Signals und zur Regelung einer nicht ganzzahligen Phasendifferenz verwendet werden.

Der Vorteil eines DPFD ist vor allem seine große Regelbandbreite. Die maximale nachregelbare Phasendifferenz ist im Wesentlichen durch die Anzahl der Stellen des Zählers und die maximale DAC-Spannung begrenzt. Ein Nachteil ist vor allem das stärkere Rauschen, das allein schon aufgrund der notwendigen Umwandlung der analogen Eingangssignale in Digitalsignale entsteht. Die maximale Frequenz des DPFD hängt hauptsächlich von der Schaltfrequenz der digitalen Logik ab. Es sind kommerzielle Implementierungen auf einem elektronischen Baustein mit 200 MHz erhältlich. Allerdings ist eine Verzögerung des Regelsignals beim Durchlaufen des DPFDs im Bereich einiger ns nicht zu verhindern.

Analoger Phasendetektor (APD)

Der einfachste analoge Phasendetektor ist ein Frequenzmischer mit $IF(t) = RF(t) \times LO(t)$ und einem nachgeschalteten Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz von etwa der Frequenz LO . Im Falle zweier sinusförmiger Eingangssignale mit $\omega_{RF} \simeq \omega_{LO}$ ist dann $IF(t) = k \cos[(\omega_{RF} - \omega_{LO})t]$. Der analoge Mischer ist dann ein monotoner APD im Bereich einer Phasenverschiebung von π . Aufgrund der möglichen Verwendung von Schottky-Dioden mit Anstiegszeiten im ps Bereich stellt dies die schnellstmögliche Realisierung eines APD dar.

2.4.2 Kombiniertes Analog+Digital-Phasendetektor

Die Vorteile von APD und DPFD können durch eine geeignete schaltungstechnische Realisierung kombiniert werden. Der DPFD wird wie oben beschrieben als Phasenzähler realisiert. Durch zusätzliche Logik muss das Überlaufen des Zählers verhindert und eine obere und untere Schranke eingeführt werden. Der APD kommt günstigenfalls genau dann zum Einsatz, wenn der digitale Zähler bei 0 steht, also keine Frequenzdifferenz mehr vorhanden

ist. Es existiert dann lediglich noch eine Phasendifferenz $< 2\pi$, die vom APD ausgeregelt werden kann. Dieser Wechsel zwischen digitalem und analogem Phasendetektor lässt sich am einfachsten erreichen, indem der DPFD als Master den APD aktiv steuert, was durch Ein- und Ausschalten des APD-*LO*-Signals geschehen kann. Die gemeinsame Transferfunktion von einem auf diese Weise realisierten APD+DPFD ist in Abbildung 2.3 zu sehen [51].

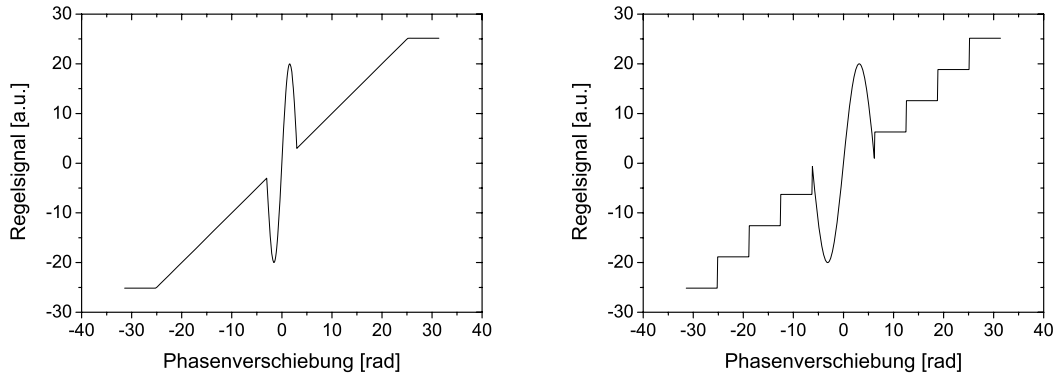


Abbildung 2.3: Transferfunktion eines kombinierten DPFD+APD-Phasendetektors. Der ideale Phasendetektor (links) würde die aktuelle Phasendifferenz instantan und stufenlos in ein Regelsignal umsetzen. Ein realer Phasendetektor (rechts) besitzt im Allgemeinen eine gestufte Transferfunktion.

2.5 Grundlagen elektronischer Regler

Häufig ist es notwendig, eine bestimmte physikalische Größe (Regelgröße), wie Temperatur oder Frequenz, auf einem definierten Sollwert (Führungsgröße) zu halten. Dafür wird eine aktive Stabilisierung der entsprechenden experimentellen Parameter eingesetzt [52, 53]. Ein typischer Regelkreis ist in Abbildung 2.4 gezeigt.

Ein physikalischer Parameter u sei zu regeln, er wird als Regelgröße (Istwert) bezeichnet. Aus der Differenz zwischen Regelgröße und Führungsgröße (Sollwert) $w - u(t)$ ergibt sich eine Regelabweichung am Eingang des Reglers. Der Regler besitzt eine gewisse Übertragungsfunktion F_R und erzeugt dadurch die sogenannte Stellgröße $s(t) = F_R(w - u(t))$. Dazu wird anschließend die unbekannte Störgröße $e(t)$ addiert. Beide gemeinsam wirken über die Übertragungsfunktion der Regelstrecke F_S wiederum auf die Regelgröße $u(t)$. Das Produkt $F_0 = F_R F_S$ ist die sogenannte Schleifenverstärkung. Beim Entwurf eines Reglers ist die Stabilität das entscheidende Kriterium. Durch die Rückkopplung können Instabilitäten hervorgerufen und ein Aufschwingen verursacht werden. Bei einer durch den Regler verursachten Phasenverschiebung zwischen Stellgröße und Regelabweichung von $\geq \pi$ tritt statt einer Gegenkopplung eine Mitkopplung auf, und die Stellgröße verstärkt die Störung, statt ihr entgegen zu wirken. Ist in einem solchen Fall $|F_0| > 1$, dann beginnt ein Aufschwingen des Regelkreises.

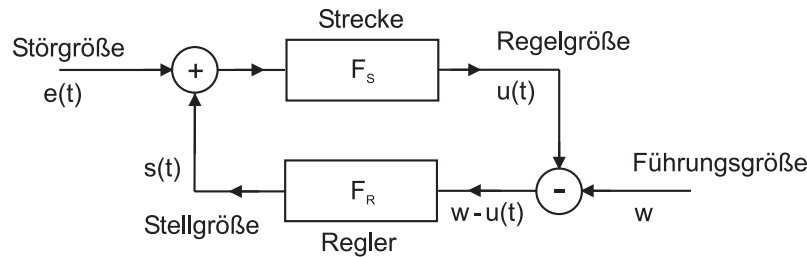


Abbildung 2.4: Blockschaltbild eines Regelkreises [52]

Je nach Regelungsaufgabe kombiniert man den grundlegenden Proportional-Regler (*P-Regler*) bei Bedarf mit einem integrierenden Anteil zum *PI-Regler*, bzw. mit einem integrierenden und differenzierenden Anteil zu einem *PID-Regler* (vgl. Abbildung 2.5).

Der P-Regler

Der P-Regler ist ein linearer Verstärker, er kann beispielsweise durch einen Operationsverstärker mit Ohmscher Gegenkopplung realisiert werden. Dabei ist es entscheidend, dass er für den Frequenzbereich, in dem $|F_0| > 1$ ist, eine vernachlässigbar geringe Phasenverschiebung hat. Es gilt

$$u(t) = K_P \cdot e(t), \quad \text{d.h.} \quad F_R(\omega) = K_P \quad (2.24)$$

mit dem Proportionalverstärkungsfaktor K_P . Aus der Abbildung 2.4 kann abgelesen werden $s(t) = F_R[w - u(t)]$ und $u(t) = F_S[s(t) + e(t)]$, damit ist [52]

$$u(t) = \frac{F_R F_S}{1 + F_R F_S} w + \frac{F_S}{1 + F_R F_S} e(t). \quad (2.25)$$

Somit ist die *Störübertragungsfunktion*:

$$F_Z = \frac{\partial u(t)}{\partial e(t)} = \frac{F_S}{1 + F_R F_S}. \quad (2.26)$$

Es ist zu erkennen, dass ein P-Regler nicht geeignet ist, eine Störung vollständig zu unterdrücken. Dafür müsste die Störübertragungsfunktion verschwinden, woraus eine unendliche Schleifenverstärkung F_0 resultiert, was wiederum zum Aufschwingen des Reglers führen würde.

Der PI-Regler

Fügt man dem P-Regler einen integrierenden Anteil hinzu, d.h. schaltet dem linearen Verstärker einen Integrator parallel, so führt das zu einem Anstieg der Schleifenverstärkung für niedrige Frequenzen. Es gilt

$$u(t) = K_P e(t) + K_I \int e(t) dt, \quad \text{d.h.} \quad F_R(\omega) = K_P + \frac{K_I}{i\omega} = K_P \left(1 + \frac{1}{i\omega T_n} \right), \quad (2.27)$$

wobei $T_n = \frac{K_P}{K_I}$ als Nachstellzeit des Reglers bezeichnet wird. Mit einem PI-Regler können Störungen komplett ausgeglichen werden. Es treten allerdings teilweise recht lange Einschwingzeiten auf, bis die Führungsgröße (Sollwert) erreicht ist.

Der PID-Regler

Erweitert man den PI-Regler durch einen parallel geschalteten Differentiator, so erhält man einen PID-Regler. Der Einschwingvorgang lässt sich beschleunigen, da ein höherer Proportionalverstärkungsfaktor gewählt werden kann, ohne dass es zum Aufschwingen kommt. Es ist jetzt

$$u(t) = K_P e(t) + K_I \int e(t) dt + K_D \frac{de(t)}{dt} \quad (2.28)$$

$$F_R(\omega) = K_P + \frac{K_I}{i\omega} + i\omega K_D = K_P \left(1 + \frac{1}{i\omega T_n} + i\omega T_v \right) \quad (2.29)$$

mit der Vorhaltezeit $T_v = \frac{K_D}{K_P}$.

In der Praxis werden PID-Regler sehr häufig eingesetzt, da sie die Regelgröße schnell in die Nähe des Sollwerts bringen und anschließend die verbleibende Regelabweichung präzise ausregeln. Allerdings verstärkt der D-Anteil hochfrequente Störsignale, was in manchen Anwendungen zu Problemen führen kann.

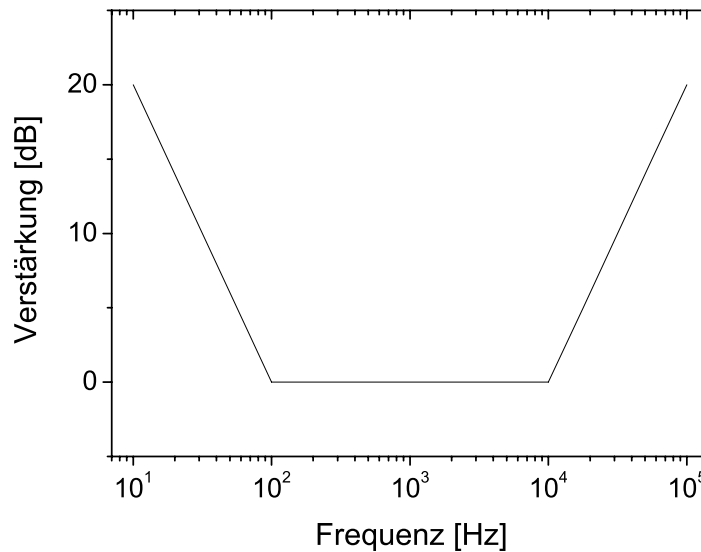


Abbildung 2.5: Übertragungsfunktion eines PID-Reglers. Der I-Anteil fällt mit 20 dB/Dekade ab (links), der P-Anteil ist nicht frequenzabhängig (Mitte), der D-Anteil steigt mit 20 dB/Dekade an (rechts).

Abkürzungen

Die folgenden Abkürzungen werden verwendet:

AOM	Akustooptischer Modulator
APD	Analoger Phasendetektor
DAC	Digital-Analog-Wandler
DPFD	Digitaler Phasen- und Frequenzdetektor
EOM	Elektrooptischer Modulator
FMS	Frequenz-Modulations-Spektroskopie
P-Regler	Proportional-Regler
PI-Regler	Proportional-Integral-Regler
PID-Regler	Proportional-Integral-Differential-Regler
SNR	Signal-zu-Rausch-Verhältnis

Kapitel 3

Elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT)

Seit mehreren Jahrzehnten werden Systeme mit drei (und mehr) energetischen Niveaus theoretisch und experimentell studiert. Grund dafür ist unter anderem, dass in einem solchen Drei-Niveau-System Quanteneffekte auf makroskopischer Skala sichtbar gemacht werden können. Ein solcher Effekt ist die laserinduzierte Kohärenz zwischen mehreren atomaren oder molekularen Zuständen, die eine Quanteninterferenz zwischen den beteiligten Zerfallskanälen bewirkt und damit eine Veränderung der optischen 'Antwort' auf eine Anregung zur Folge hat. Kohärenz bedeutet hier eine Kopplung der beiden beteiligten Niveaus durch eine (Laser-)Lichtwelle mit genau der Frequenz, die der Energiedifferenz der beiden Zustände entspricht. Man spricht von einer *resonanten* Kopplung der Niveaus. Schon 1976 wurde in der Gruppe von A. Gozzini [54] eine plötzliche Verringerung der Fluoreszenz in Natriumdampf gefunden: Ein Drei-Niveau-System mit zwei Grundzuständen und einem angeregten Zustand wurde von zwei Moden eines Farbstofflasers beleuchtet. Ein inhomogenes Magnetfeld in Richtung der Propagation der Laser sorgte dann für diesen Einbruch der Fluoreszenz, der sich als dunkle Linie zeigte. Dieser Effekt wird als "Coherent Population Trapping" oder "Dark Resonance" bezeichnet [55]. Unabhängig davon wurde derselbe Effekt zunächst theoretisch von R.M. Whitley und C.R. Stroud beschrieben [56] und dann ebenfalls in Natrium von Gray, Whitley und Stroud experimentell gezeigt [57].

Bei resonanter Anregung eines Übergangs im Drei-Niveau-System können Absorption und Brechung (lineare Suszeptibilität) eines anderen Übergangs unterdrückt werden. Der Prozess, in dem dies geschieht, wird nach S.E. Harris und Mitarbeitern [58] als *elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT)* bezeichnet. Erste Vorschläge und Experimente dazu stammen aus den neunziger Jahren ebenfalls von S.E. Harris [32, 33, 34, 35] und L.V. Hau [36]. Da die Ausbildung kohärenter Zustände hauptsächlich durch Dephasierung gehemmt wird, sind solche Effekte besonders gut in Gasen zu beobachten. Dort sind die Dephasierungsraten deutlich geringer als in Festkörpern. Erste Experimente in heißen Gasen bei Raumtemperatur wurden von M.O. Scully und M.D. Lukin realisiert [37, 38].

Die optischen Eigenschaften atomarer und molekularer Gase sind bestimmt durch die intrinsische Struktur ihrer Energieniveaus. Die lineare Antwort eines Atoms auf eine resonante optische Anregung wird durch die erste Ordnung der Suszeptibilität $\chi^{(1)}$ beschrieben. Dabei

bestimmt der Imaginärteil $\text{Im}[\chi^{(1)}]$ die Dissipation des Feldes durch das atomare Gas (also die Absorption) und der Realteil $\text{Re}[\chi^{(1)}]$ den Brechungsindex. Für einen Dipol-erlaubten Übergang hat $\text{Im}[\chi^{(1)}]$ als Funktion der Frequenz des Anregungslichtes die Form einer Lorentzkurve, deren Breite durch die Dämpfung bestimmt ist (vgl. die gestrichelte Linie in Abbildung 3.1 links). Der Brechungsindex $\text{Re}[\chi^{(1)}]$ zeigt das bekannte Dispersionsprofil mit anomaler Dispersion im zentralen Bereich der Kurve innerhalb der Linienbreite (vgl. die gestrichelte Linie in Abbildung 3.1 rechts). Der genannte EIT-Effekt kann nun auftreten,

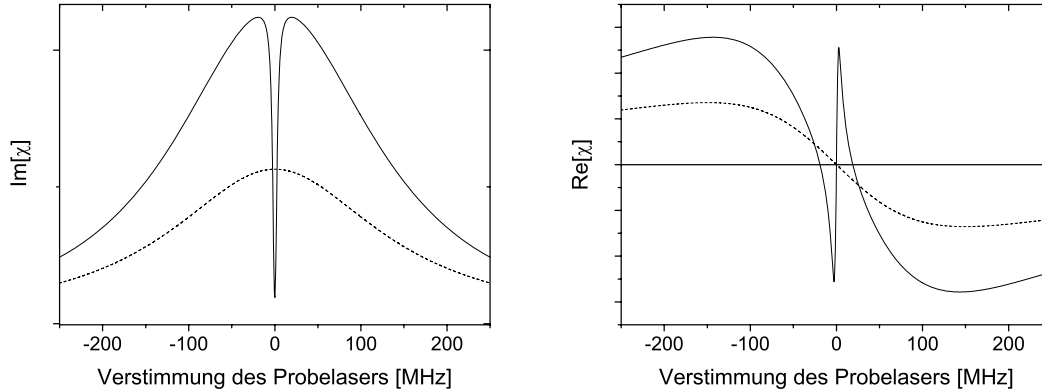


Abbildung 3.1: Illustration von $\text{Im}[\chi^{(1)}]$ und $\text{Re}[\chi^{(1)}]$ ohne Probelaser (gestrichelt) und mit Probelaser, d.h. bei vorhandenem EIT-Effekt (durchgezogen)

ten, wenn in der Betrachtung ein weiteres Energieniveau hinzugenommen wird. Von den verschiedenen denkbaren Konfigurationen, wie diese drei Niveaus energetisch zueinander gruppiert sein können, soll hier nur das in Abbildung 3.2 gezeigte sogenannte Λ -System betrachtet werden. Die beiden Zustände $|c\rangle$ und $|a\rangle$ werden durch ein starkes Pumpfeld (Pumplaser) resonant gekoppelt. Auf dem zweiten Übergang $|b\rangle \rightarrow |a\rangle$ wird ein Probefeld (Probelaser) eingestrahlt. Der Übergang $|b\rangle \leftrightarrow |c\rangle$ ist verboten.

In Abbildung 3.1 ist für diesen Fall die Suszeptibilität $\chi^{(1)}$ als Funktion der Verstimmung des Probelasers gezeigt. Es ist zu sehen, dass $\text{Im}[\chi^{(1)}]$ im Bereich der Resonanz destruktive Interferenz zeigt. Das durch das Pumpfeld kohärent angeregte Medium wird also für das eingestrahlte Probefeld transparent. Trotz dieser Transparenz können auf den Probelaser starke dispersive und nichtlineare Effekte wirken, wobei gleichzeitig $\text{Re}[\chi^{(1)}] = 0$ wird wie im Vakuum. Die Absorption ist gerade an der Stelle gering, wo die Dispersion steil und linear ist. Auf diese Weise können Effekte wie extrem langsame Gruppengeschwindigkeit, longitudinale Pulskompression und Lichtspeicherung entstehen [59].

3.0.1 Mathematische Beschreibung

Im Falle der Anregung eines Übergangs durch Laserlicht kann die Stärke des elektrischen Feldes so hoch werden, dass die Wechselwirkungsenergie der Laserkopplung geteilt durch \hbar größer wird als die charakteristische Linienbreite des ungestörten Atoms. In diesem Fall

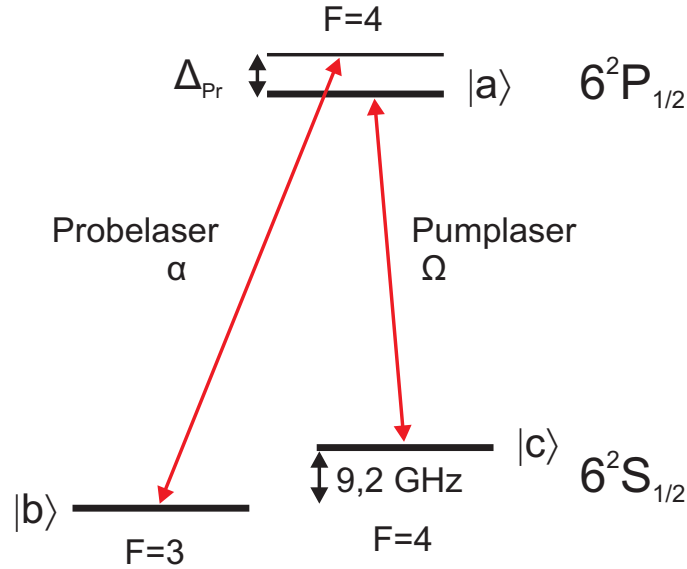


Abbildung 3.2: Drei-Niveau-System in Λ -Anordnung, hier die Cäsium D1-Linie. Δ_{Pr} ist die Verstimmung des Probelasers.

wird das gekoppelte System aus Atom und Feld durch einen Dichtematrix-Formalismus beschrieben.

Phänome wie EIT können entweder in der Basis von reinen Atomzuständen beschrieben werden oder in neuen Eigenzuständen, die den kompletten Atom-Feld-Hamilton-Operator diagonalisieren. In beiden Fällen führt die Interferenz zwischen den alternativen Anregungspfaden zu einer veränderten optischen Antwort.

Das Λ -System

Wir betrachten eine Ansammlung identischer Atome, deren Dynamik sich durch nur drei Eigenzustände beschreiben lässt. Zwei Grundzustände $|b\rangle$ und $|c\rangle$ koppeln gemäß Abbildung 3.2 an einen gemeinsamen angeregten Zustand $|a\rangle$. Ohne ein äußeres elektromagnetisches Feld befinden sich alle Atome im Zustand niedrigster Energie $|b\rangle$. Der Zustand $|c\rangle$ hat dieselbe Parität und eine sehr lange Kohärenzzeit. Der Zustand der höchsten Energie $|a\rangle$ hat entgegengesetzte Parität. Nun werden die Zustände über zwei Lichtfelder (nahezu) resonant gekoppelt. In der Dipolnäherung lassen sich diese Kopplungen durch ihre sogenannten Rabifrequenzen beschreiben: Es koppelt der Probelaser mit der Rabifrequenz α auf dem Übergang ($|b\rangle \rightarrow |a\rangle$) und der Pumplaser mit der Rabifrequenz Ω auf dem Übergang ($|c\rangle \rightarrow |a\rangle$). Die Rabifrequenz Ω berechnet sich gemäß

$$\Omega = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\hbar} \mathbf{d}_{ij} \sqrt{\frac{I}{2c\epsilon_0}}. \quad (3.1)$$

(Ω ist gemäß der Konvention in unseren theoretischen Betrachtungen *nicht* als Kreisfrequenz angegeben.)

Dabei ist I die Laserintensität pro Fläche und \mathbf{d}_{ij} das Übergangsmatrixelement des speziellen betrachteten Hyperfeinübergangs ($|i\rangle \rightarrow |j\rangle$).

Der Hamilton-Operator für ein solches gekoppeltes Atom-Licht-System lautet:

$$H_{System} = H_{Atom} + H_{int} \quad \text{mit} \quad (3.2)$$

$$H_{Atom} = \hbar\omega_a |a\rangle \langle a| + \hbar\omega_b |b\rangle \langle b| + \hbar\omega_c |c\rangle \langle c| \quad (3.3)$$

$$H_{int} = -\hbar\alpha e^{-i\nu_p t} |a\rangle \langle b| - \hbar\Omega e^{-i\nu_c t} |a\rangle \langle c| + c.c.. \quad (3.4)$$

Hierbei sind ω_x die Resonanzfrequenzen der Niveaus und ν_c und ν_p die Frequenzen von Pump- und Probelaser.

Zur Lösung stellt man zunächst die Bewegungsgleichung der Dichtematrix (Liouville-Gleichung) auf

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] \quad (3.5)$$

und löst nach ρ .

3.0.2 Dichtematrix und Bloch-Gleichungen

Gleichung 3.2 beschreibt zunächst nur kohärente Prozesse. Um inkohärente und irreversible Prozesse wie Dämpfung und Dephasierung zu berücksichtigen, wird die *Mastergleichung* verwendet, die die Kopplung eines kleinen Systems (3.2) an ein großes Reservoir mit einschließt. Man geht von einem Reservoir im thermodynamischen Gleichgewicht aus und ergänzt daher den Hamilton-Operator des Systems 3.2 um eine Beschreibung des Bades H_{Bad} und der Wechselwirkung H_{WW} : $H = H_{System} + H_{Bad} + H_{WW}$. So erhält man die Mastergleichung für den atomaren Dichteoperator im lasergetriebenen atomaren System [60]. Hieraus ergeben sich die einzelnen Elemente der Dichtematrix als Ratengleichungen (vgl. z.B. [48]). Diese enthalten die Raten für den spontanen Zerfall der Niveaus γ_{ab} und γ_{ac} , die Dephasierung γ_{deph} und die Rate für Dekohärenzprozesse zwischen den beiden niedrigen Niveaus γ_{bc} . Diese auch als Bloch-Gleichungen bezeichneten Gleichungen lauten:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{ab} &= -(i\omega_{ab} + \frac{\gamma_a + \gamma_{bc}}{2})\rho_{ab} + i\alpha e^{-i\nu_p t}(\rho_{bb} - \rho_{aa}) + i\Omega e^{-i\nu_c t}\rho_{cb} \\ \dot{\rho}_{ac} &= -(i\omega_{ac} + \frac{\gamma_a + \gamma_{bc}}{2})\rho_{ac} + i\Omega e^{-i\nu_c t}(\rho_{cc} - \rho_{aa}) + i\alpha e^{-i\nu_p t}\rho_{bc} \\ \dot{\rho}_{cb} &= -(i\omega_{cb} + \gamma_{bc} + \gamma_{deph})\rho_{cb} + i\Omega^* e^{i\nu_c t}\rho_{ab} - i\alpha e^{-i\nu_p t}\rho_{ca} \\ \dot{\rho}_{aa} &= -\gamma_a\rho_{aa} + i\alpha e^{-i\nu_p t}\rho_{ba} - i\alpha^* e^{i\nu_p t}\rho_{ab} + i\Omega e^{-i\nu_c t}\rho_{ca} - i\Omega^* e^{i\nu_c t}\rho_{ac} \\ \dot{\rho}_{bb} &= -\gamma_{bc}\rho_{bb} + \gamma_{bc}\rho_{cc} + \gamma_{ab}\rho_{aa} - i\alpha e^{-i\nu_p t}\rho_{ba} + i\alpha^* e^{i\nu_p t}\rho_{ab} \\ \dot{\rho}_{cc} &= -\gamma_{bc}\rho_{cc} + \gamma_{bc}\rho_{bb} + \gamma_{ac}\rho_{aa} - i\Omega e^{-i\nu_c t}\rho_{ca} + i\Omega^* e^{i\nu_c t}\rho_{ac} \end{aligned}$$

mit $\gamma_a = \gamma_{ab} + \gamma_{ac}$ und $\omega_{ij} = \omega_i - \omega_j$.

Folgende Annahmen liegen diesen Gleichungen zugrunde:

- Die Zerfallsraten der Übergänge $|b\rangle \leftrightarrow |c\rangle$ sind gleich (γ_{bc}). Das ist hier der Fall, da der Zerfall von der Flugzeit der Atome in der Wechselwirkungszone bestimmt ist.
- Sämtliche weiteren Zerfallsmechanismen sind im Dephasierungsterm γ_{deph} zusammengefasst, der später als Parameter in den Fit eingeht.

- Pump- und Probefeld propagieren in die gleiche Richtung, und es existiert ein ausreichend geringer Frequenzunterschied zwischen den Übergängen ($|a\rangle \rightarrow |b\rangle$) und ($|a\rangle \rightarrow |c\rangle$), so dass die residuelle Dopplerverschiebung $(k - k')v$ des Zwei-Photonenübergangs vernachlässigt werden kann.

Zur Vereinfachung wird nun die Rotating-Wave-Aproximation (RWA) durchgeführt [60]. Diese Näherung vernachlässigt schnell oszillierende Terme im Hamilton-Operator. Sie ist gültig, wenn die einfallende elektromagnetische Welle annähernd in Resonanz mit dem atomaren Übergang ist, was im vorliegenden System der Fall ist. Für eine stationäre Lösung werden dann in nullter Ordnung des Probelasers die Ableitungen der Dichtematrixelemente $\dot{\rho}_{ij}^{(0)}$ gleich Null gesetzt und die Normierung $\sum_i \rho_{ii} = 1$ eingeführt. Es sind $\rho_{ij}^{(0)}$ die Populationen ohne Vorhandensein des Probelasers, diese werden als konstant angenommen. Bis zur ersten Ordnung des Probelasers, d.h. für ein schwaches Probefeld, erhält man daraus im rotierenden System die folgende stationäre Lösung für das Nichtdiagonalelement $\rho_{ab}^{(1)}$:

$$\rho_{ab}^{(1)} = \frac{-i\alpha}{(\gamma_{bc} + \gamma_{deph} + i(\Delta_{bc}))(\frac{(\gamma_a + \gamma_{bc})}{2} + i\Delta_{ab}) + \Omega^2} \cdot \left[\gamma_{bc} + i(\Delta_{bc})(\rho_{aa}^{(0)} - \rho_{bb}^{(0)}) + \frac{\Omega^2}{(\frac{(\gamma_a + \gamma_{bc})}{2} - i\Delta_{ac})}(\rho_{cc}^{(0)} - \rho_{aa}^{(0)}) \right]$$

mit den Verstimmungstermen $\Delta_{ab} = (\omega_a - \omega_b) - \nu_p$, $\Delta_{ac} = (\omega_a - \omega_c) - \nu_c$ und $\Delta_{bc} = \Delta_{ab} - \Delta_{ac} = \Delta_{cb}$.

3.0.3 Suszeptibilität

Aus der Polarisation $\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$ und ihrer Darstellung im Dichtematrix-Formalismus $P = N \rho_{ab} \mathbf{d}_{ab}$ kann die Suszeptibilität berechnet werden [61, 48]:

$$\chi = \eta \left\{ \frac{\rho_{ab}^{(1)}}{\alpha} \right\} \quad \text{mit} \quad \eta = \frac{3}{8\pi^2} N_{Cs} \gamma_a \lambda_{b \rightarrow a}^3. \quad (3.6)$$

Dabei ist N_{Cs} die Cäsiumdichte, γ_a die Gesamtzerfallsrate des angeregten Zustandes und $\lambda_{b \rightarrow a} = \frac{c}{(\omega_a - \omega_b)}$ die Wellenlänge des Probelaserübergangs. Nun muss noch die Dopplerverbreiterung berücksichtigt werden, da im Experiment Cäsium in einer Gaszelle bei Raumtemperatur verwendet wird. Dafür wird eine Mittelung der Suszeptibilität über alle Geschwindigkeitsklassen der Atome $f(\vec{k} \vec{v})$ durchgeführt:

$$\chi = \eta \int d(\vec{k} \vec{v}) f(\vec{k} \vec{v}) \frac{\rho_{ab}^{(1)}(\vec{k} \vec{v})}{\alpha}. \quad (3.7)$$

Eine Dopplerverbreiterung wird, wie in Absatz 2.2.2 erläutert, im Allgemeinen durch Faltung einer bestimmten Funktion mit einer Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung modelliert. Wegen der komplizierten Beschreibung mit einer Gaußverteilung ist in diesem Fall allerdings oft eine numerische Lösung notwendig. Um einen einfachen Ausdruck zu erhalten, wird daher die Gaußverteilung durch eine Lorentzfunktion angenähert [62, 63]:

$$f(\vec{k} \vec{v}) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta w_D / 2}{(\Delta w_D / 2)^2 + (\vec{k} \vec{v})^2} \quad (3.8)$$

mit der Doppler-Linienbreite Δw_D . Um eine bestimmte Geschwindigkeitsklasse $\delta := \vec{k} \vec{v}$ zu beschreiben, wird in $\rho_{ab}^{(1)}$ und in $\rho_{ii}^{(0)}$ ersetzt:

$$\Delta_{ac} \rightarrow \Delta_{ac} + \delta, \Delta_{ab} \rightarrow \Delta_{ab} + \delta \text{ und } \Delta_{bc} \rightarrow \Delta_{bc}. \quad (3.9)$$

Gleichung 3.7 kann nun über Residuenintegration gelöst werden.

Transmission durch EIT-Medium

Um die Theorie mit einer Messung vergleichen zu können, muss nun aus der Suszeptibilität die Transmission T als der experimentell bestimmbare Wert abgeleitet werden.

Hierfür wird zunächst der Absorptionskoeffizient α_{EIT} berechnet. Wegen $\chi = \tilde{n}^2 - 1$ kann man $\text{Im}[\chi]$ ausdrücken: $\text{Im}[\chi] = \text{Im}[n^2 - \kappa^2 - 2in\kappa - 1]$ mit dem komplexen Brechungsindex \tilde{n} , dem Brechungsindex n und dem Extinktionskoeffizienten κ . Da in einem Gas gilt $n \cong 1$, folgt $\text{Im}[\chi] = \text{Im}[-\kappa^2 - 2i\kappa] = -2\kappa$. Es gilt [49]

$$\begin{aligned} \alpha_{EIT} &= -\frac{2\omega\kappa}{c} = -\frac{2\pi}{\lambda_{ba}} 2\kappa \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_{ba}} \text{Im}[\chi]. \end{aligned}$$

Die Transmission erhält man dann mit der Länge der Gaszelle L_{Cs}

$$T = e^{-\alpha_{EIT} L_{Cs}}. \quad (3.10)$$

Aus der Suszeptibilität kann nach [37] außerdem die Gruppengeschwindigkeit berechnet werden:

$$v_g = \text{Re} \left[\frac{c - \nu \frac{\partial(1+\chi)}{\partial k}}{(1+\chi) + \nu \frac{\partial(1+\chi)}{\partial \nu}} \right]. \quad (3.11)$$

Aus der Gruppengeschwindigkeit ergibt sich die Pulsverzögerung τ in der Zelle:

$$\tau = L_{Cs} \left(\frac{1}{v_g} - \frac{1}{c} \right). \quad (3.12)$$

Um die tatsächliche Lösung zu berechnen, müssen nun reale Werte in die Gleichung 3.7 eingesetzt werden. Die Zerfallsraten der Übergänge $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$ (γ_{ab}) und $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$ γ_{ac} ergeben sich aus der Rate der spontanen Emission der Cäsium D1-Linie γ multipliziert mit den jeweiligen Übergangsgewichten [48]. Mit der Annahme eines unverstimmten Probelasers folgt $\Delta_{ac} = 0$; γ_{bc} berechnet sich aus der Flugzeitverbreiterung (Gleichung 2.8) mit einem Vorfaktor als Fitparameter. Die Doppler-Breite Δw_D berechnet sich aus der Gleichung 2.7. N_{Cs} ergibt sich aus der Temperatur T_{Cs} und dem Druck P_{Cs} des Cäsiumgases mittels der Gleichung für ein ideales Gas $N_{Cs} = \frac{P_{Cs}}{k_B T_{Cs}}$.

Kapitel 4

Experimenteller Aufbau

Der komplette experimentelle Aufbau ist in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt. Er besteht aus mehreren Teilsystemen, die durch Glasfasern gekoppelt sind. Neben der so gewonnenen Flexibilität werden durch die Glasfasern auch eine räumliche Modenfilterung und genau definierte Parameter für den am Ende der Faser austretenden Gaußstrahl erreicht. Die einzelnen Teilsysteme sind:

- Pump- und Probeler plus jeweilige Strahlformungsoptiken mit Leistungsaufteilung,
- Frequenz-Modulations-Spektroskopie des Pumplasers,
- Phasenlock des Probeler an den Pumplaser und
- EIT-Zelle mit vorheriger Amplitudenmodulation von Pump- und Probeler.

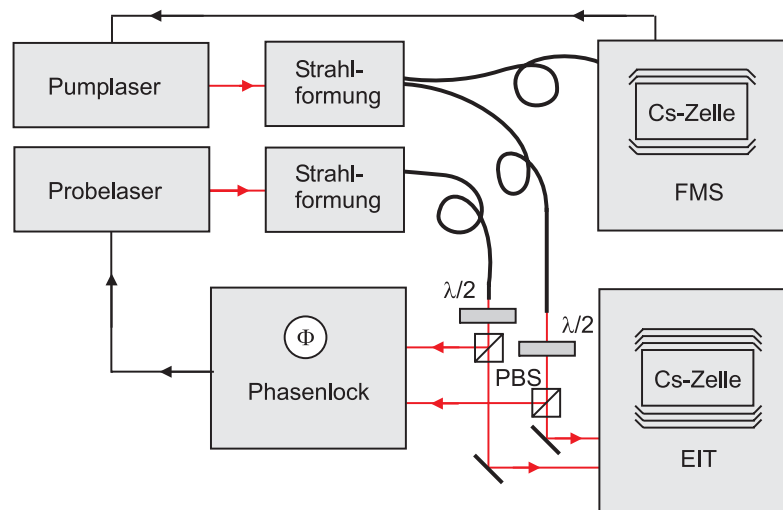


Abbildung 4.1: Der experimentelle Aufbau ist in mehrere Teilsysteme unterteilt, die durch Glasfasern gekoppelt sind. Der Pumplaser wird mittels Frequenz-Modulations-Spektroskopie (FMS) auf die Cäsium D1-Linie stabilisiert, der Probeler an den Pumplaser phasengelockt.

4.1 Die Laser: External-Cavity-Diodenlaser

Für viele Anwendungen in der Spektroskopie haben sich Diodenlaser als preiswerte und einfach zu handhabende Laserlichtquellen etabliert. In einer Laserdiode wird ein $p-n$ -Übergang von einem Strom durchflossen, es bilden sich Elektron-Loch-Paare, die in der Sperrschicht rekombinieren und so Licht aussenden. Durch unterschiedliche Halbleitermaterialien mit unterschiedlichen Bandlücken ist ein breites Wellenlängenspektrum verfügbar. Der Halbleiterkristall selbst dient als Laserresonator und ermöglicht eine Linienbreite von einigen 10 MHz. Durch Veränderung des Laserstroms und der Temperatur der Laserdiode kann die Emissionswellenlänge über einen begrenzten spektralen Bereich variiert werden. Zur Verringerung der Linienbreite und zur Verbreiterung des spektralen Bereichs, in dem eine modensprungfreie Verstimmung der Emissionswellenlänge möglich ist, wird eine Laserdiode häufig mit einem externen zweiten Resonator kombiniert. Dadurch kann die Aufenthaltszeit der Photonen im Resonator erhöht und so die Linienbreite deutlich reduziert werden. Linienbreiten im Bereich 1 kHz sind technisch möglich [64, 65].

Die beiden im vorliegenden Experiment verwendeten Lasersysteme für den Pump- und den Probelaser sind in einer Littman/Metcalf-Konfiguration aufgebaut [66, 67] (vgl. Abbildung 4.2). Das von der Laserdiode emittierte Licht wird kollimiert und auf ein Beugungsgitter gestrahlt. Die erste Ordnung des gebeugten Lichtes wird über den Resonatorspiegel und das Gitter zurück in die Laserdiode gekoppelt. Die rückwärtige Emission der Laserdiode wird ausgekoppelt und ist als Laserstrahl verfügbar. Durch ein Piezo-Element kann der Resonatorspiegel gedreht und damit ein Verstimmen der Wellenlänge vorgenommen werden.

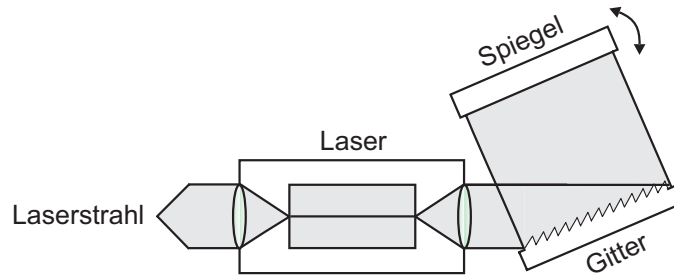


Abbildung 4.2: Beide Diodenlaser sind in Littman/Metcalf-Konfiguration aufgebaut. Der Spiegel ist durch einen Piezo drehbar. In Kombination mit dem Beugungsgitter ergibt sich so ein verstimmbarer Resonator. Der ganze Aufbau ist durch ein integriertes Peltier-Element (nicht gezeigt) thermisch stabilisierbar.

Das ganze Lasersystem kann mittels eines in den Aufbau integrierten thermoelektrischen Elements (Peltier-Element) thermisch stabilisiert werden.

Als Pumplaser kommt das Modell TEC-520 der Firma Sacher zum Einsatz. Der Laser hat eine Ausgangsleistung von etwa 70 mW bei $\lambda_{Pumpe} \simeq 894$ nm. Der Probelaser ist das Modell TEC-500 des gleichen Herstellers. Er emittiert ca. 15 mW bei $\lambda_{Probe} \simeq 894$ nm.

4.1.1 Laserstromquelle

Beide Laser werden jeweils von einem selbst entwickelten Konstantstromtreiber angesteuert. Der Stromtreiber erlaubt eine direkte Modulation seines Ausgangsstroms (und damit der Laserwellenlänge) über einen entsprechenden Modulationseingang. Die Schaltung der Stromquelle ist eine geringfügige Modifikation des in [68] beschriebenen Aufbaus. Im Lasergehäuse des Probelasers, direkt vor der Diode, ist außerdem ein Bias-T integriert (vgl. Abbildung 4.3), über das eine zusätzliche direkte Modulation des Diodenstroms möglich ist. Eine direkte Modulation des Diodenstroms ist beim Pumplaser nicht notwendig.

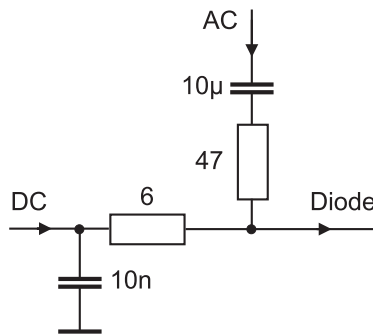


Abbildung 4.3: Schaltungsskizze Bias-T. An den DC-Eingang wird der Stromtreiber angeschlossen, über den AC-Eingang erfolgt die direkte Modulation des Diodenstroms (DL-Pfad in der Phasenlock-Schaltung).

4.1.2 Piezotreiber und Isolationsverstärker

Die Laserpiezos werden jeweils von einem selbst entwickelten Treiber, basierend auf einem Apex Microtechnology MP38 Operationsverstärker mit 0-80 V angesteuert. Am Treiber kann ein konstanter Offset eingestellt werden, und es ist ein externer Modulationseingang vorhanden. Um eine Masseschleife zu verhindern, ist der Ausgang des Phasenlocks (s. unten) galvanisch getrennt mit dem Eingang des Piezotreibers verbunden. Diese Trennung wird durch einen IL300 Optokoppler in einem dafür entwickelten Isolationsverstärker erreicht. Zur Spannungsversorgung dieses Verstärkers dienen entweder Batterien oder mit fast ebenso guten Resultaten zwei Traco Power TME1209S DC/DC-Konverter. Die Bandbreite des Isolationsverstärkers ist mit > 10 kHz für den Piezo ausreichend groß.

4.1.3 Verstimmen der Laserwellenlänge

Zum Verstimmen der emittierten Wellenlänge der Laser stehen bei beiden Lasern jeweils die in Tabelle 4.1 aufgeführten Pfade zur Verfügung. Aufgrund seiner sehr langsamen Modulationsfrequenz wird der Temperaturpfad nicht in die elektronische Regelung integriert. Statt dessen wird die Temperatur auf einem manuell voreingestellten Wert mittels eines PI-Reglers stabilisiert. Der Pumplaser wird über die Pfade PZT und PS geregelt. Beim Probelaser wird zusätzlich der DL-Pfad benutzt.

MODULATIONS- PFAD	WIRKUNGSWEISE	VERURSACHTE WELLENLÄNGEN- ÄNDERUNG	BANDBREITE DES PFADES
Temperatur	Änderung der Temperatur und damit der Geometrie der Laserdiode durch eine Spannung am Peltier-Element	$> 1 \text{ nm}$	$< 1 \text{ mHz}$
Piezo (PZT)	Anlegen einer Spannung an den Laserpiezo und damit Modifikation des externen Resonators	$\sim 2 \text{ GHz/V}$	0,01 - 1000 Hz
Diodenstrom langsam (PS)	Anlegen einer Spannung an den Modulationseingang des Stromtreibers, dadurch Änderung des Laserdiodenstroms	$\sim 100 \text{ MHz/V}$	0,01 Hz - 200 kHz
Diodenstrom schnell (DL)	Anlegen eines Stroms an den AC-Pfad des Bias-T, dadurch direkte Modulation des Laserdiodenstroms (nur Probelaser)	$\sim 100 \text{ MHz/mA}$	2 kHz - 2 MHz

Tabelle 4.1: Möglichkeiten zur Modulation der Laserwellenlänge

4.1.4 Strahlformungsoptik

Hinter den beiden Lasern ist jeweils ein Faraday-Isolator, d.h. eine optische Diode (Isolation Pumplaser 60 dB, Probelaser 30 dB) eingebaut. Dieser verhindert Rückreflexe in die Diode. Darauf folgen jeweils ein Teleskop aus Zylinderlinsen, um Elliptizität und Astigmatismus des emittierten Strahls auszugleichen und eine effiziente Einkopplung in die optische Faser zu ermöglichen. Zur Bestimmung der notwendigen Brennweiten dieser Zylinderlinsen wurde zunächst der Strahlradius (Beam Waist)¹ des Lasers im Freistrahl an mehreren Punkten jeweils in x- und y-Richtung über einen Meter vermessen, dann ein Gaußstrahl an diese Messwerte angefittet. Unter den Bedingungen einer Spotgröße von $\varnothing = 0,9 \text{ mm}$ am Eingang des Faserkopplers und einer möglichst identischen Krümmung der Wellenfront des Gaußstrahls in x- und y-Richtung konnten die Positionen und Brennweiten der Linsen bestimmt werden (Abbildung 4.4).

Die Aufteilung der Leistung des Pumplasers auf die beiden folgenden Teilsysteme des Experiments ist über eine $\lambda/2$ -Platte und einen anschließenden polarisierenden Strahlteilerwürfel (PBS) einstellbar. Über polarisationserhaltende Glasfasern wird das Licht beider Laser zu den folgenden Teilsystemen des Experiments geführt.

¹Die Beam Waist ist definiert als der Radius innerhalb des Gaußstrahls, bei dem die Amplitude auf $1/e$ abgefallen ist.

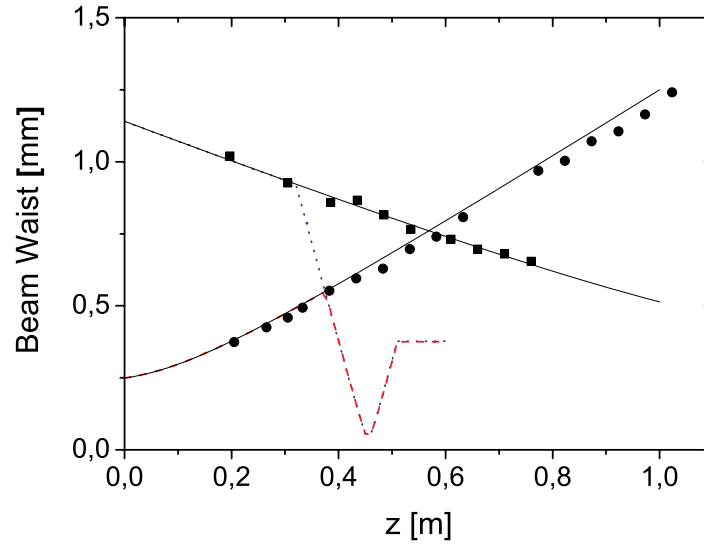


Abbildung 4.4: Die Messwerte der Waist im Abstand z vom Laser in x- und y-Richtung (Rechtecke und Punkte) wurden mit dem berechneten Verlauf eines Gaußstrahls gefittet. Anschließend wurden für x- und y-Richtung unterschiedliche Zylinderlinsen ausgewählt. Die Brennweiten und Positionen dieser Linsen und die Brennweite einer Sammellinse an der Position $z = 0,51$ m wurden so gewählt, dass sich ein in x- und y-Richtung einheitlicher Gaußstrahl ergibt, der an der Position $z = 0,6$ m optimal in die Glasfaser eingekoppelt werden kann. Der berechnete Verlauf des Gaußstrahls nach Einbau der Linsen ist ebenfalls dargestellt (gepunktete und gestrichelte Linie), an der Position $z = 0,6$ m ist der Strahl in x- und y-Richtung symmetrisch.

4.2 Aufbau Frequenz-Modulations-Spektroskopie

Wie im Kapitel 3 gezeigt, muss für die Beobachtung von EIT-Effekten der Pumplaser resonant an den Übergang $|c\rangle \rightarrow |a\rangle$ des Λ -Systems (vgl. Abbildung 3.2) koppeln. Im vorliegenden System ist das der Übergang $6^2S_{1/2}(F=4) \longleftrightarrow 6^2P_{1/2}(F=4)$ innerhalb der Cäsium D1-Linie. Die Wellenlänge des Pumplasers wird daher in einem eigenen Teil des Experiments auf diesen Cäsiumübergang stabilisiert. Die Cäsiumstabilisierung ist als Frequenz-Modulations-Spektroskopie realisiert. Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 4.5 skizziert. Entsprechend den theoretischen Überlegungen in Absatz 2.3.3 wird der zu stabilisierende Pumplaser zunächst mittels einer $\lambda/2$ -Platte mit anschließendem PBS in Pump- und Probestrahl aufgespalten. Ein vor der $\lambda/2$ -Platte eingesetzter drehbarer Polarisationsfilter (ColorPol) erlaubt eine Leistungsregelung. Nun erfolgt eine Phasenmodulation des Probestrahls mittels eines elektrooptischen Modulators (EOM). Die Modulationsfrequenz beträgt $f_{Mod} \approx 7,3$ MHz. f_{Mod} wird von einem selbst gebauten Funktionsgenerator erzeugt und mittels mehrerer Verstärker auf die notwendige Spannung von etwa $300 V_{pp}$ verstärkt. Am Funktionsgenerator ist ein zweiter Ausgang mit einstellbarer Phasenverschiebung vor-

handen, der später zum Heruntermischen des Detektorsignals verwendet wird. Probe- und Pumpstrahl werden nun innerhalb einer Cäsiumdampfzelle gegenläufig überlagert und der Probestrahl anschließend detektiert. Da die beiden Strahlen hinter dem trennenden PBS orthogonal zueinander linear polarisiert sind, kann zur Detektion der Probestrahl mittels eines weiteren PBS selektiert werden. Die Cäsiumzelle ist eine 7,5 cm lange evakuierte und für 894 nm AR-beschichtete Glaszelle, die 99,99% isotopenreines ^{133}Cs enthält. Sie ist zur magnetischen Abschirmung in einem zweilagigen μ -Metall-Schild untergebracht. (Details zur Konstruktion der magnetischen Abschirmung im Anhang).

AOM zur Frequenzverstimmung

Da im EIT-Aufbau ein akustooptischer Modulator (AOM) zur Amplitudenmodulation des Pumplasers verwendet wird, ist auch in der Cäsiumstabilisierung ein AOM integriert. Beide AOM werden von demselben Frequenzgenerator mit $\nu_{AOM} \simeq 85 \text{ MHz}$ angesteuert. Auf diese Weise wird erreicht, dass sich die in den AOM zwangsläufig verursachten Frequenzverstimmungen des Laserlichts gerade gegenseitig aufheben. Der Pumplaser wird also bewusst auf $\nu_{Pumpe} = \nu_{Cs} - \nu_{AOM}$ stabilisiert, damit nach Durchlaufen des zweiten AOMs im EIT-Teil des Experiments gerade $\nu_{Pumpe} = \nu_{Cs}$ gilt.

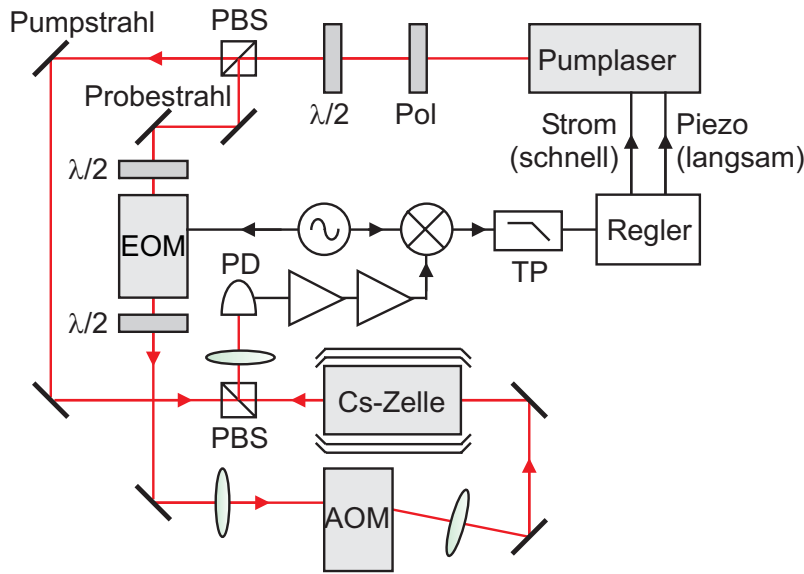


Abbildung 4.5: Der Probelaser wird mittels Frequenz-Modulations-Spektroskopie auf den Cäsium D1-Übergang stabilisiert. Die Cäsiumzelle befindet sich in einem zweilagigen magnetischen Schild. Sie wird von Pump- und Probestrahl gegenläufig durchlaufen. Der Probestrahl wird zuvor mittels eines EOM phasenmoduliert und mittels eines AOM um eine definierte Frequenz ν_{AOM} verstimmt. Der Probestrahl wird hinter der Zelle detektiert, das Signal verstärkt, heruntergemischt, Tiefpass-gefiltert und anschließend zur Regelung verwendet. Die Regelung kontrolliert über den Piezo- (PZT) und den Strompfad (PS) die emittierte Wellenlänge.

Elektronische Regelung

Das elektronische Ausgangssignal des Detektors wird über zwei Verstärker (Mini-Circuits ZFL-500) um insgesamt 40 dB verstärkt und anschließend in einem Mischer (Mini-Circuits ZAD-6) mit dem phasenverschobenen Modulationssignal f_{Mod} gemischt. Das heruntergemischte Signal wird durch einen 1,9 MHz Tiefpass (Mini-Circuits BLP-1.9) gefiltert, um f_{Mod} zu entfernen. Das mit diesem Aufbau gewonnene Fehlersignal ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Es ist in einem Bereich von $\pm 2,2$ MHz um die Resonanz herum linear mit einer

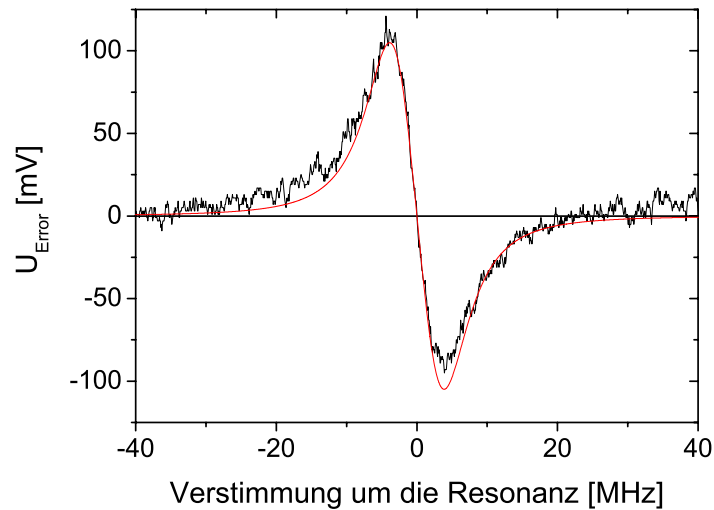


Abbildung 4.6: Das Fehlersignal der Cäsiumstabilisierung ist im Bereich von $\pm 2,2$ MHz um die Resonanz linear.

Sensitivität von ~ 40 mV/MHz. In diesem Bereich erfolgt die Nachregelung der Pumplaserwellenlänge, wobei das Fehlersignal direkt als Regelsignal dient. Zur Regelung werden die Pfade PZT und PS des Pumplasers verwendet. Der Regler für beide Pfade ist ein PI-Regler. Zusätzlich dient ein zweiter Integrator im PZT-Pfad dazu, eine hohe Verstärkung von zusätzlichen 20 dB/Dekade bei tiefen Frequenzen zu erreichen. Aus dem Frequenzrauschen des Fehlersignals im gelockten Zustand kann die erreichbare Stabilität abgeschätzt werden. Es ergibt sich im Bezug auf den linearen Bereich ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) von 20:1 und damit eine Linienbreite von ~ 220 kHz.

4.3 Phasenlock

Wie im Kapitel 7 gezeigt wird, soll das vorliegende Experiment in Zukunft dazu verwendet werden, Quanteninformationen, die als Phaseninformationen dargestellt sind, zu speichern. Um diese Speicherung von Phaseninformationen zu ermöglichen, wird eine Phasenreferenz benötigt, im vorliegenden Experiment ist das der Pumplaser. Mit Hilfe des Phasenlocks werden dafür Frequenz und Phase des Probelasers definiert an den Pumplaser gelockt.

Der Probeleraser wird über die drei Regelungspfade PZT, PS und DL nachgeregelt, um eine exakte Frequenzdifferenz zwischen den Lasern in konstanter Phasenbeziehung zu halten. Zum Messen der Regelgröße, d.h. der Frequenz- und Phasendifferenz zwischen Pump- und Probeleraser, werden die Strahlen von Pump- und Probeleraser zunächst durch jeweils eine $\lambda/2$ -Platte geführt, anschließend mittels eines PBS vereinigt, zur Projektion auf eine gemeinsame Polarisationssebene durch einen einstellbaren Polarisator (ColorPol) geführt und mittels einer Linse auf einer schnellen Photodiode überlagert abgebildet. Die Photodiode ist eine InGaAs Schottky-Diode der Firma Alphalas. Sie hat eine Anstiegszeit von 40 ps und ca. 10 GHz Bandbreite. Man erhält so als elektronisches Signal das Schwebungssignal, d.h. die Differenz der beiden Laserfrequenzen. Dieses Signal wird über zwei Hochfrequenzverstärker (DA-LightCom) um insgesamt 50 dB verstärkt und anschließend in einem Mini-Circuits ZMX-10G Mischer mit dem Signal einer lokalen Mikrowellenquelle (Work SSG-10) der Frequenz $\nu_m = 8\text{-}10\text{ GHz}$ heruntergemischt. Auf diese Weise erhält man ein Radiofrequenz-Signal (*rf*) $\nu_{rf} = (\nu_{Pumpe} - \nu_{Probe}) - \nu_m$, das als Regelgröße verwendet werden kann. Über die Mikrowellenquelle ist die Soll-Differenzfrequenz zwischen beiden Lasern exakt einstellbar. Im unten beschriebenen Phasenlock wird das *rf* Signal mit einem von einem sogenannten Lokalszillator (Stanford Research System DS345) erzeugten Signal (*lo*) verglichen und so die Information zum Nachregeln des Probelerasers gewonnen. Es liegt bei $\nu_{lo} = 30\text{ MHz}$, damit ist $\nu_{Pumpe} - \nu_{Probe} = \pm(\nu_m + \nu_{lo})$. Diese Methode wird als *Frequenzoffsetlock* bezeichnet.

4.3.1 Überblick Phasenlock

Der Phasendetektor ist, wie in Absatz 2.4 beschrieben, als kombinierter Analog + Digital-Detektor realisiert. Die verwendete Schaltung ist in [69, 51] beschrieben. Sie gliedert sich in vier Teile (vgl. Abbildung 4.7): die Eingangsstufen, den digitalen und den analogen Phasendetektor und die Filterpfade.

Eingangsstufen

Die Inputsignale *rf* und *lo* werden am Eingang mittels zweier schneller Komparatoren in Rechtecksignale umgewandelt. Die Rechtecksignale werden im Folgenden als *RF* und *LO* bezeichnet.

Digitaler Phasendetektor

Der digitale Phasen- und Frequenzdetektor (DPFD) ist als Software in einem Altera EPM7064 CPLD realisiert. Die Verwendung eines solchen *Complex Programmable Logic Device* ermöglicht eine wesentlich schnellere Implementierung von Änderungen am Algorithmus des Phasenlocks und auch einen deutlich einfacheren Aufbau als eine alternativ mögliche Realisierung mit Standard TTL-Logikbausteinen.

An den Eingängen des Chips liegen die Signale *LO* und *RF* an; außerdem die Steuersignale *RST* für Reset und *AON* zum Einschalten des analogen Phasendetektors (APD). Diese Steuersignale werden von Schaltern am Gerät generiert. Zusammen mit einem externen Digital-Analog-Wandler liefert der Chip das analoge Steuersignal *dout* abhängig von der

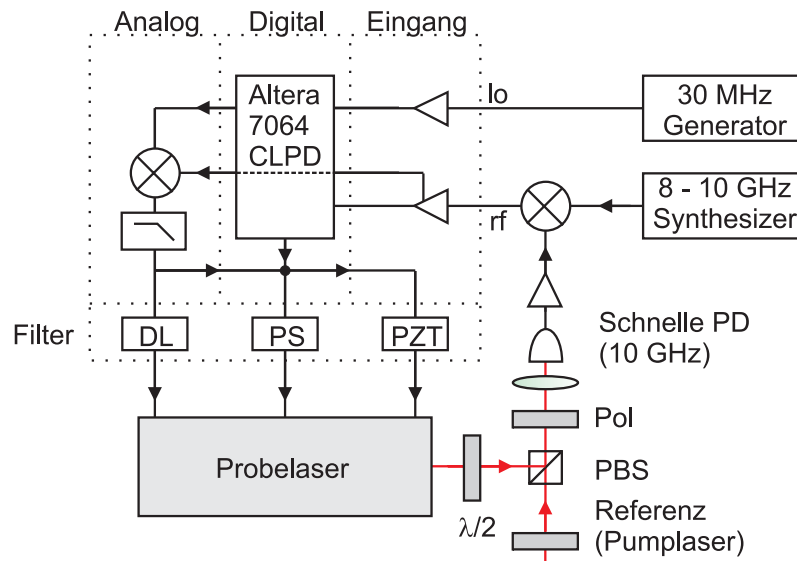


Abbildung 4.7: Durch Überlagerung des Probelasers und des Referenzlasers (Pumplaser) auf der Photodiode wird ein Schwebungssignal erzeugt. Dieses wird heruntergemischt und zusammen mit dem Signal eines Lokalszillators zur Regelung verwendet. Beide Signale werden in Digitalsignale umgewandelt und dem digitalen und dem analogen Phasendetektor zugeführt. Die von den Phasendetektoren erzeugten Steuersignale gelangen anschließend über mehrere Filter und die drei Pfade PZT, PS und DL zum Probeler.

momentanen Phasendifferenz zwischen den Eingängen, das Signal *AE* zum Einschalten des APD und das Signal *LOA* als Kopie von *LO*.

Die Funktionsweise der Phasendetektor-Software ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Die beiden 8-Bit-Zähler zählen auf- bzw. abwärts, ein Zähler mit der Frequenz *RF* aufwärts, der andere mit *LO* abwärts. Das Ergebnis der Addition der beiden Zählerstände ist jeweils gleich der momentanen Frequenzdifferenz. Falls der Phasendetektor eingeschaltet ist ($RST = 0$), werden die addierten Zählerstände einen Takt lang zwischengespeichert und über den als externe Hardware vorhandenen Digital-Analog-Wandler (DAC) als Regelsignal *dout* ausgegeben. Ist $RST \neq 0$, so wird die Zählernullstellung, d.h. keine Frequenzdifferenz und damit kein Regelsignal, ausgegeben. Ist der Eingang *AON* gesetzt und die addierten Zählerstände entsprechen gerade der Zählernullstellung, d.h. die Frequenzen *RF* und *LO* sind gleich und es ist nur noch eine Phasendifferenz $< 2\pi$ vorhanden, dann wird das Signal *AE* zum Einschalten des APD ausgegeben.

Analoger Phasendetektor

Anders als in der Theorie als optimal beschrieben, steuert der DPFD über das *AE*-Signal *nicht* das Ein- und Ausschalten des APD. Statt dessen bleibt in unserem Aufbau der APD immer eingeschaltet. Das Signal *LOA* wird dafür zunächst durch eine Verzögerungsstrecke um einen einstellbaren Wert (ca. 0 – 16 ns) verzögert, um die richtige Phasenlage zu erhalten. Anschließend wird es in einem analogen Phasendetektor (Mini-Circuits RPD-1) mit dem *RF*-Signal gemischt. Am Ausgang des Mischers liegt das analoge Steuersignal *aout*

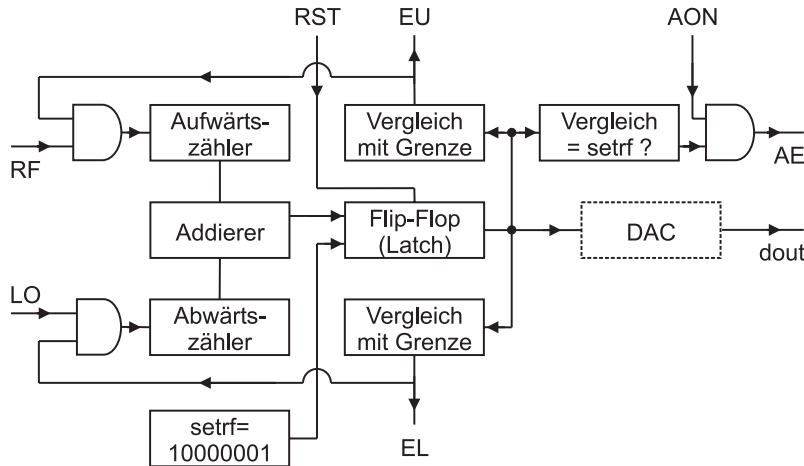


Abbildung 4.8: Übersicht über die Funktionen der in den Altera CPLD programmierten Phasendetektor-Software. *RF* und *LO* sind die Eingangssignale, *RST* und *AON* dienen zur Steuerung. *EU* und *EL* zeigen einen Zählerstand innerhalb der Grenzen an. *AE* dient zum Einschalten des APD und *dout* ist das über den (externen) DAC erzeugte Ausgangssignal des DPDFD.

an. Dieses ist, wie *dout*, von der momentanen Phasendifferenz zwischen den Eingängen *rf* und *lo* abhängig. Durch eine passende Einstellung der Amplituden dieser Signale (bzw. ihrer Dämpfung beim Koppeln an die folgende Regelstrecke) wird erreicht, dass im Bereich der Phasenverschiebung $\pm\pi/2$ *aout* das Gesamtsignal dominiert und außerhalb dieses Bereichs *dout*.

4.3.2 Design der Filterpfade

Um den Regelkreis zu schließen, müssen die beiden Steuersignale *aout* und *dout* aus den Phasendetektoren zurück zum System, d.h. zum Probeleraser geführt werden. Dies geschieht über die drei Regelungspfade PZT, PS und DL. Zur Aufteilung des Steuersignals auf die drei Pfade werden mehrere analoge Filter verwendet. Aufgabe der Filter ist es, die Steuerinformation je nach ihrem Frequenzbereich über unterschiedliche Pfade an den Laser zu leiten. Außerdem sind in den Pfaden Proportionalverstärker und im PZT-Pfad zusätzlich ein I-Regler vorhanden. Aus diesen Anforderungen, der Charakteristik des Systems und den Bandbreiten der drei Regelungspfade ergibt sich eine optimale Transferfunktion der drei Filter. Das grundlegende Design der Filterpfade ist in [69] beschrieben. Allerdings mussten die Grenzfrequenzen der Filter für unser System angepasst werden.

Um die richtigen Parameter zu finden, wurde zunächst die Transferfunktion des Probelaasersystems aufgenommen, bestehend aus Stromcontroller, Bias-T, Laserdiode und Detektor. An diese Messwerte wurde eine passende Funktion gefittet und diese dann in einer Simulationsrechnung mit den simulierten elektronischen Filtern kombiniert. Nun ließen sich die Filterparameter in der Simulation so ändern, dass jeder Pfad mit der jeweiligen größtmöglichen Bandbreite betrieben werden kann. Anschließend wurden die Filter aufgebaut und durch Messung der Transferfunktion des Probelaasersystems einschließlich der

Filter überprüft (vgl. Abbildung 4.9). In der Darstellung sind dabei neben dem System auch die Phasendetektoren selbst berücksichtigt. Es ist zu sehen, dass vor allem der PS-

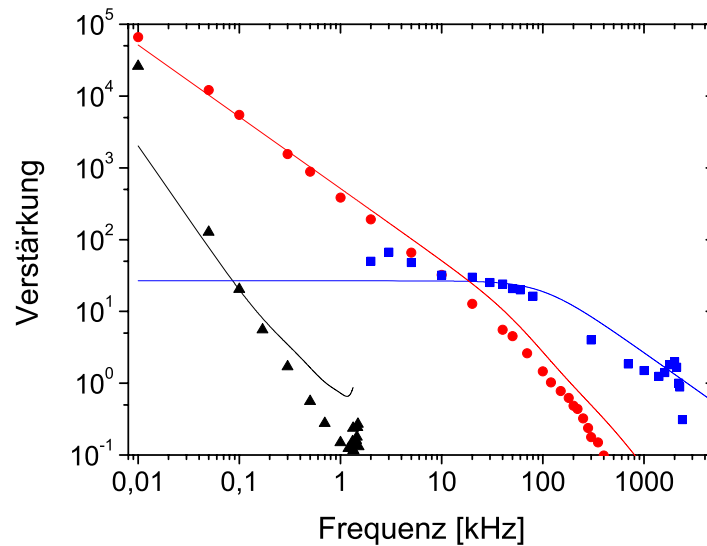


Abbildung 4.9: Die gemessene Transferfunktion der drei Modulationspfade PZT (Dreieck), PS (Kreis) und DL (Rechteck) des Probelasers und der beabsichtigte Verlauf der Pfade bei Planung der Filter (Linien).

und der DL-Pfad gut von der Simulation in die Praxis umgesetzt werden konnten. Die Transferfunktion des PZT-Pfades ist etwas steiler als geplant. Im Bereich um 2 MHz ist im DL-Pfad eine Resonanz zu sehen. Diese findet sich auch als Seitenband im Schwebungssignal rf . Die Ursache für diese Resonanz ist noch unbekannt. Möglicherweise spielen Effekte in der Laserdiode eine Rolle.

4.3.3 Kontrolle des Phasenlocks

Zusätzlich zu seiner Verwendung im Phasenlock wird das Schwebungssignal rf durch einen Leistungsteiler auch auf einem Spektrumanalysator dargestellt. Die Höhe des Peaks im Spektrum bei ν_{lo} ist ein Maß für die Güte des Phasenlocks. Gegenwärtig wird bei einer Auflösungsbandbreite des Spektrumanalysators von 3 kHz ein Anteil der zentralen Mode von 14% erreicht (vgl. Abbildung 4.10). In der Abbildung 4.10 sind deutliche Peaks bei ± 2 MHz um die Zentralfrequenz zu erkennen. Diese sind sicherlich auf die genannte Resonanz im DL-Pfad zurückzuführen.

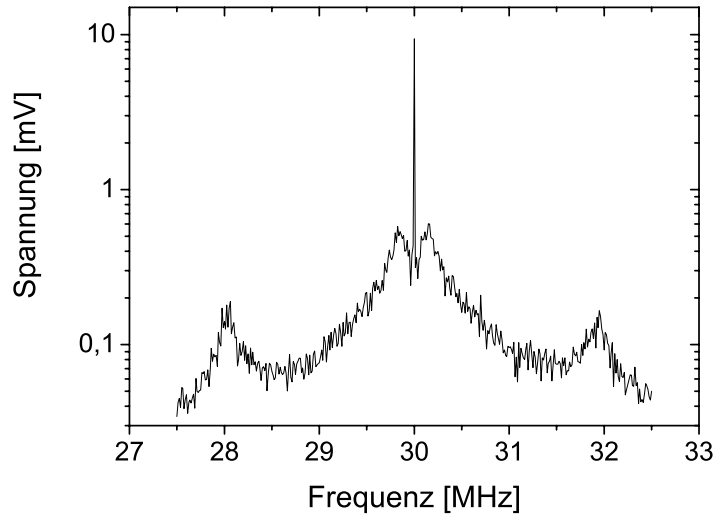


Abbildung 4.10: Spektrum des Schwebungssignals zur Kontrolle des Phasenlocks. Das Signal ist 12-fach gemittelt und mit 3 kHz Auflösungsbandbreite des Spektrumanalysators aufgenommen.

4.4 EIT

Am Eingang des EIT-Aufbaus des Experiments stehen der Pump- und der Probelaser zur Verfügung. Sie sind phasenstabil aneinander gelockt. Der Pumplaser hat eine Frequenz $\nu_{Pumpe} = \nu_{Cs} - \nu_{AOM}$ und der Probelaser $\nu_{Probe} = \nu_{Pumpe} \pm \nu_{Generator}$. Dabei ist $\nu_{Generator}$ im Bereich von 8-10 GHz einstellbar. Das Teilexperiment ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Aus Fasern ausgekoppelt werden die beiden Laserstrahlen zunächst zur Leistungsaufteilung zwischen EIT-Aufbau und Phasenlock durch zwei $\lambda/2$ -Platten mit anschließendem PBS geführt (in Abbildung 4.11 nicht gezeigt). Danach folgt die Amplitudenmodulation. Beim Pumplaser wird dafür ein AOM verwendet, beim Probelaser ein EOM. Der Pumplaser wird anschließend durch einen Dünnschichtpolarisator nochmals gefiltert, so dass mit einem Polarisationsgrad von 99,99% nur horizontal polarisiertes Licht zur Zelle gelangt. Beide Strahlen werden nun zur Leistungsregelung durch weitere $\lambda/2$ -Platten geführt und dann in einem PBS überlagert. Gemeinsam werden die Strahlen durch eine $\lambda/4$ -Platte geschickt und dadurch in entgegengesetzter Richtung zirkular polarisiert. Es folgt die eigentliche EIT-Zelle und dahinter eine weitere $\lambda/4$ -Platte. Die Strahlen sind nun wieder orthogonal zueinander horizontal und vertikal polarisiert. Ein anschließender drehbarer Polarisationsfilter (ColorPol) filtert zusammen mit einem nachgeschalteten PBS den Probelaser heraus. Der Pumplaser wird durch diese beiden Filter zusammen um etwa $2,5 \cdot 10^{-4}$ abgeschwächt. Nun wird die Leistung des Pumplasers mittels eines Strahlteilers (BS) aufgeteilt und durch einen schnellen (PD3) und einen langsamen DC-gekoppelten Detektor (PD2, s. unten) detektiert.

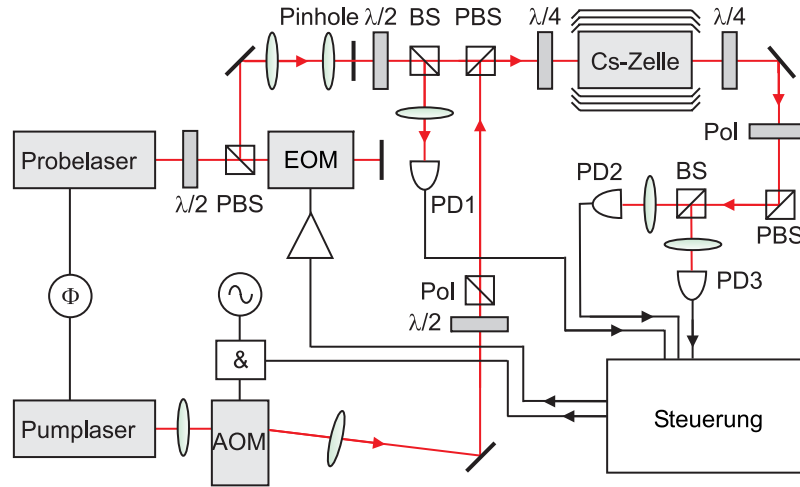


Abbildung 4.11: Der EIT-Aufbau des Experiments besteht aus AOM und EOM zur Amplitudenmodulation von Pump- und Probelaser, aus der EIT-Zelle im magnetischen Schild und insgesamt drei Detektoren. PD1 dient zum Messen der Leistung des Probelasers vor dem Durchgang durch die Zelle. PD2 ist ein DC-gekoppelter Detektor zur Aufnahme der EIT-Spektren (absolute Transmission) und PD3 ein schneller AC-gekoppelter Detektor für die Aufnahme von Laserpulsen zur Messung der Pulsverzögerung in der Zelle.

4.4.1 EIT-Zelle

Die Cäsium EIT-Zelle (Länge 4 cm, $\varnothing = 25\text{mm}$) ist mit 99,99% isotonenreinem ^{133}Cs gefüllt. Der Dampfdruck in der Zelle (vgl. Abbildung 4.4.1) lässt sich über folgende empirische Formel [70] berechnen:

$$\log_{10} P_v = -219,48200 + \frac{1088,676}{T_{Cs}} - 0,08336185 T_{Cs} + 94,88752 \log_{10} T_{Cs}. \quad (4.1)$$

Dabei ist P_v der Dampfdruck in Torr und T_{Cs} die Temperatur in K.

Die vorderen und hinteren Zellenfenster sind für 894 nm AR-beschichtet. Zur Abschirmung gegen äußere Magnetfelder, speziell das Erdmagnetfeld, befindet sich die Zelle in einem dreilagigen μ -Metall-Schild. Bei einem Erdmagnetfeld von $\sim 50 \mu\text{T}$ würden die Hyperfeinstrukturniveaus um einige 100 kHz verschoben [48]. Nach [71] lässt sich die erwartete Abschirmung für ein solches μ -Metall-Schild berechnen. Sie liegt für das verwendete Schild bei etwa $2 \cdot 10^{-5}$. Die Verschiebung aufgrund des Erdmagnetfeldes kann daher vernachlässigt werden. Direkt auf der äußeren Glaswand der Zelle ist, durch eine wärmeleitende Silikonmatte thermisch verbunden, eine Heizfolie angebracht. Zelle und Folie sind komplett von einem selbstvulkanisierenden Silikonband umwickelt. So wird ein gleichmäßiger Anpressdruck und damit eine gleichmäßige Wärmeübertragung auf die Zelle erreicht. Bei einer Betriebsspannung von 15 V kann diese Heizfolie ca. 10 W Wärmeenergie abgeben. Zur Temperaturregelung ist außerdem ein NTC-Thermistor eingebaut. Durch einen Temperaturcontroller kann eine feste Zelltemperatur im Bereich von 25-80 °C eingestellt und gehalten werden. Über einen weiteren Temperatursensor wurde per 4-Draht-Messung der Temperaturverlauf nach Einstellen einer vorgegebenen Zelltemperatur gemessen (Abbil-

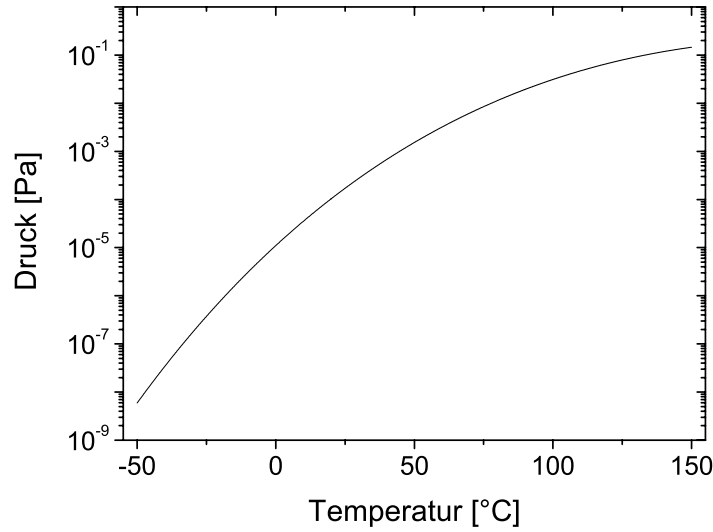


Abbildung 4.12: Der Cäsiumdampfdruck in der Gaszelle lässt sich empirisch berechnen.

derung 4.13). In der Kurve ist zu sehen, dass die Zelle nach ca. 60 Minuten eine konstante Temperatur erreicht hat, es treten dann nur noch Schwankungen im Bereich ~ 10 mK auf.

Für die Berechnung der Rabifrequenzen (Gleichung 3.1) ist die Laserintensität pro Fläche und daher der Strahlradius von Pump- und Probeleraser am Ort der EIT-Zelle notwendig. Diese Radien wurden vor dem Einbau der Zelle ausgemessen: $r_{Probe} = 1.122$ mm und $r_{Pumpe} = 1.4$ mm.

4.4.2 AOM

Zum Regeln der Amplitude des Pumplasers dient ein akustooptischer Modulator (AOM). Ein AOM besteht aus einem transparenten Kristall (z.B. PbMo_4). Dieser wird in x-Richtung vom zu modulierenden Laserstrahl durchstrahlt. In y-Richtung wird eine über einen Piezo auf der einen Seite und einen Schallabsorber auf der anderen Seite erzeugte Ultraschall-Stehwelle angelegt. Über die durch die Schallwelle verursachte Modulation der Brechzahl des Kristalls entsteht ein optisches Gitter, an dem der eingestrahlte Laserstrahl gebeugt wird. Die erste Ordnung des gebeugten Lichtes kann als modulierte Signal verwendet werden. Über die Amplitude der Schallwelle, d.h. die auf den Piezo gegebene elektrische Leistung, kann die Intensität des Lichtes in der ersten Ordnung verändert werden.

Wie in Abbildung 4.11 zu sehen, sind vor und hinter dem AOM Linsen eingebaut. Sie dienen dazu, einen möglichst geringen Strahldurchmesser innerhalb des AOM-Kristalls zu erhalten. Dadurch wird die Anstiegszeit der Lichtamplitude nach dem Einschalten der AOM-Modulation verkürzt. Der verwendete AOM ist ein Isomet 1205C-2; er wird mit $f_{AOM} = 85$ MHz bei knapp 32 dBm Amplitude betrieben. Als Quelle für f_{AOM} dient ein Mini-Circuits ROS-100 VCO. Zur Amplitudenmodulation folgt ein schneller Analog-

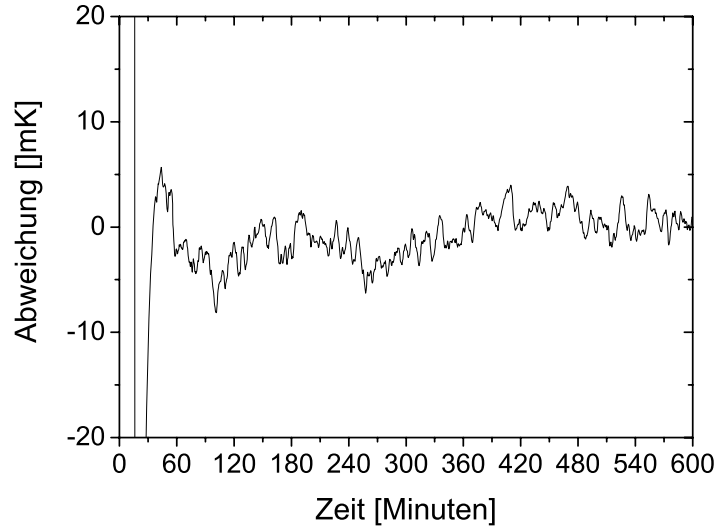


Abbildung 4.13: Verlauf der Zelltemperatur über 10 Stunden. Die Regelung hält die Temperatur bis auf 10 mK konstant.

Multiplizierer (AD835) mit 250 MHz Bandbreite. Auf diese Weise kann durch eine 0-1 V DC-Spannung am Eingang *A* des Multiplizierers die am Eingang *B* anliegende f_{AOM} im Bereich 0-100% amplitudenmoduliert werden. Zur Verstärkung des amplitudenmodulierten VCO-Signals auf ~ 31 dBm wird ein Mini-Circuits ZHL-32A Leistungsverstärker verwendet. Man erreicht so eine stufenlose Regelung der Lichtintensität hinter dem AOM. Die beschriebene Steuerspannung wird von einem Stanford Research System DS345 Funktionsgenerator geliefert. Durch Minimieren des Strahldurchmessers und Optimieren der Einkopplung in den AOM konnte eine Anstiegszeit der Amplitude hinter dem AOM von ~ 65 ns erreicht werden. Das entspricht für den vorliegenden Strahldurchmesser von $\sim 400 \mu\text{m}$ der Herstellerangabe. Aufgrund des durch die Ultraschallwelle erzeugten bewegten Gitters erleidet die Frequenz des gebeugten Lichtes durch den Doppler-Effekt eine Frequenzverschiebung. Diese entspricht gerade f_{AOM} . Durch die in Absatz 4.2 beschriebene Integration eines zweiten AOMs in das Telexperiment zur Cäsiumstabilisierung wird dieser Effekt ausgeglichen.

4.4.3 EOM

Zur Modulation der Probeleraseramplitude dient ein elektrooptischer Modulator (EOM). In einem EOM wird der sogenannte lineare elektrooptische Effekt ausgenutzt. Dieser Effekt bewirkt die Änderung des Brechungsindex eines transparenten Kristalls (hier Lithiumniobat, LiNbO_3) als Funktion der Stärke eines lokalen elektrischen Feldes. Das elektrische Feld wird von zwei Kondensatorplatten auf den Seiten des Kristalls erzeugt. Der verwendete EOM (New Focus 4102-VIS) hat eine Kapazität von $\simeq 10$ pf. Im EOM sind zwei LiNbO_3 -Kristalle so angeordnet, dass sich Veränderungen des Brechungsverhaltens wegen

einer veränderten Kristallgeometrie aufgrund thermischer Ausdehnung gerade kompensieren. Durch Anlegen einer Spannung wird die Polarisierung einer eingestrahlten linear polarisierten Lichtwelle gedreht. Für eine Drehung um π , d.h. beispielsweise von horizontal nach vertikal, ist bei der verwendeten Wellenlänge von 894 nm eine Spannung $V_\pi \simeq 300$ V notwendig. Im vorliegenden Aufbau wird der EOM vom Probelaserstrahl zweimal durchlaufen. Auf diese Weise ist nur eine Halbwellenspannung $V_\pi \simeq 150$ V zur vollständigen Polarisationsdrehung notwendig. Zusammen mit dem nachgeschalteten PBS wird diese Polarisationsdrehung in eine Amplitudenmodulation des Probelasers umgewandelt. Durch genaue Justage des EOMs und ein nachgeschaltetes Pinhole wird eine Amplitudenmodulation von 1:50 erreicht. Ein hinter dem EOM aufgebautes Teleskop dient der Strahlformung des Probelasers vor der Überlagerung mit dem Pumplaser, um einen ausreichend kleinen Strahldurchmesser zu erreichen.

EOM-Treiber

Der EOM-Treiber ist ein Eigenbau. Auf Basis der in [72] beschriebenen Schaltung wurde ein analoger Treiber für Spannungen von bis zu ± 80 V entwickelt, entsprechend einer maximalen Differenz von 160 V. Die Schaltung basiert auf einem LM2412 Baustein von National Semiconductor und ist in der Lage, die Kapazität des EOMs (10 pf plus weitere ca. 10 pf für ein 10 cm langes Kabel mit SMA-Steckverbindungen) innerhalb von ~ 10 ns von +80 V nach -80 V umzuladen. Der Treiber hat im Bereich DC - 4 MHz eine konstante Transferfunktion. Er wird wie der AOM-Treiber von einem SRS DS345 Funktionsgenerator angesteuert. Die Kombination aus EOM, EOM-Treiber und Detektor (s. unten) hat die in Abbildung 4.4.3 gezeigte Transferfunktion.

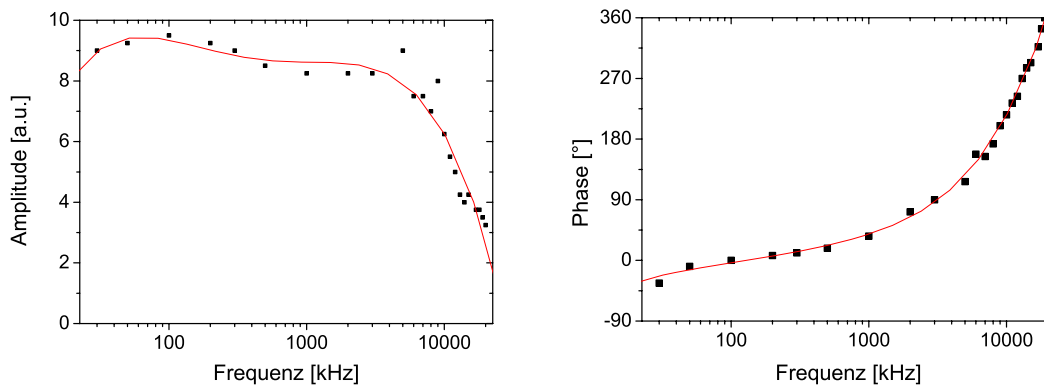


Abbildung 4.14: Amplituden- und Phasenverlauf des EOM-Treibers

4.4.4 Detektor

Zur Detektion des Probelasers hinter der Zelle wurde auf Basis einer in der Arbeitsgruppe vorhandenen Schaltung eine neue, schnellere Detektorschaltung entwickelt (Detektor

PD3). Eine FND-100 Si-PIN-Photodiode (Perkin Elmar) ist dazu mit einer Vorspannungsquelle versehen und direkt an einen Phillips SA5211D Transimpedanz-Verstärker (180 MHz Bandbreite) angeschlossen. Das Differential-Ausgangssignal dieses Chips wird anschließend mittels eines Intersil EL5175 “Differential Line Receiver” in ein mit $50\ \Omega$ abgeschlossenes Signal konvertiert (Schaltplan im Anhang). Als zweiter Detektor (PD2) kommt ein nach dem konventionellen Design aufgebauter Detektor zum Einsatz. Dieser basiert ebenfalls auf einer FND-100 Photodiode, verfügt aber mittels eines nachgeschalteten OP27 Operationsverstärkers über einen DC-gekoppelten Ausgang, mit dem absolute Spannungen und langsame Signale gemessen werden können. Für einen zweiten gleich aufgebauten DC-gekoppelten Detektor (PD1) wird direkt hinter dem EOM ein Teil der Leistung des Probelasers mittels eines Strahlteilers entnommen. Er dient zur Messung der Leistung des Probelasers vor der EIT-Zelle und damit zum Ausgleich von Leistungsschwankungen des Lasers (s. unten).

4.4.5 Steuerung

Zur Steuerung des Experiments dienen verschiedene LabVIEW Programme. Neben Programmen zum Auslesen der verschiedenen Instrumente sind das die folgenden:

Aufnahme EIT-Spektren

Zur Aufnahme der EIT-Spektren wird die Frequenz des Probelasers im Bereich ± 500 MHz um die Resonanz durchgestimmt. Dies geschieht durch eine entsprechende Variation der Frequenz des Work Synthesizers. Für den Probelaser gilt wegen des oben beschriebenen Frequenzoffsetlocks: $\nu_{Probe} = \nu_{Cs} + \nu_{AOM} + \nu_{Work} + \nu_{LO}$, wobei ν_{Cs} den $6^2S_{1/2}(F=4) \longleftrightarrow 6^2P_{1/2}(F=4)$ Übergang bezeichnet. Im Resonanzfall addieren sich $\nu_{AOM} + \nu_{Work} + \nu_{LO}$ gerade zu 9,192 GHz, d.h. dem Abstand zwischen der $6^2S_{1/2}(F=4) \longleftrightarrow 6^2P_{1/2}(F=4)$ und der $6^2S_{1/2}(F=3) \longleftrightarrow 6^2P_{1/2}(F=4)$ Linie des Cäsiums. Das Verstimmen um die Resonanz erfolgt in 10 MHz Schritten bis ± 10 MHz und in 50 kHz Schritten im inneren Bereich um die Resonanz.

Nach dem Einstellen der jeweiligen Frequenz wird das Signal an den Detektoren PD1 und PD2 gemessen. Außerdem dient ein dritter Messkanal zur Kontrolle des Phasenlocks. Dazu wird das Signal *rf* nochmals durch einen Leistungsteiler aufgeteilt, verstärkt, mit *lo* gemischt und anschließend über einen 5 MHz Tiefpass (Mini-Circuits BLP-5+) gefiltert. Ein hoher Wert des so gewonnenen Signals zeigt einen funktionierenden Phasenlock an, unterhalb eines einstellbaren Schwellenwertes wird die Messung wiederholt. Die Messung des Signals am Detektor PD1 dient bei der Auswertung zur Normierung der Probelaserleistung und damit zum Ausgleich von Intensitätsschwankungen des Probelasers, die beim Verstimmen seiner Wellenlänge auftreten.

Verzögerung von Gaußpulsen

Über EOM und AOM mit den beschriebenen Treibern und den DS345 Funktionsgeneratoren können die Amplituden von Pump- und Probelaser exakt gesteuert werden. Dazu wird die Programmierbarkeit der DS345 ausgenutzt. In den Funktionsgenerator können aus bis

zu 16.300 Punkten bestehende Wellenformen geladen werden, wobei die maximale Abtastgeschwindigkeit 40 MHz beträgt und mehrere DS345 durch einen externen Triggerimpuls gleichzeitig gestartet werden können. Zusammen mit einem dafür entwickelten LabVIEW Programm können so beliebige Funktionen als Wellenform und damit als Amplitudenmodulation von Pump- bzw. Probelaser ausgegeben werden. Für die vorliegende Arbeit wurde diese Funktionalität genutzt, um bei konstanter Amplitude des Pumplasers den Probelaser mit einem einzelnen Gauß-förmigen Puls zu modulieren. Durch Vergleich der vom Detektor empfangenen Pulse bei Pumplaseramplitude 0 bzw. 100% kann die Verzögerung der Pulse in der Zelle durch den EIT-Effekt direkt gemessen werden.

Kapitel 5

Messungen und Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Experimente zur elektromagnetisch induzierten Transparenz (EIT) und die gemessenen Pulsverzögerungen dargestellt. Eine Diskussion und Einordnung dieser Ergebnisse folgt im anschließenden Kapitel 6.

5.1 Transmissionsspektren / EIT-Spektren

Zur Messung von Transmissions- bzw. EIT-Spektren gibt es im vorliegenden Aufbau zwei Möglichkeiten. Sie unterscheiden sich in der Messgeschwindigkeit und der erreichbaren Genauigkeit bzw. Auflösung. Mittels Durchstimmen des Probelasers über den Piezopfad (PZT) kann man einen ersten Eindruck vom Spektrum erhalten und die verschiedenen Parameter der Apparatur einstellen. Für eine genaue Vermessung des EIT-Spektrums wird die Frequenz des Probelasers für jeden einzelnen Messpunkt exakt eingestellt.

5.1.1 Durchstimmen des Probelasers

Die ersten Messungen dienten zum Testen und Kalibrieren des Aufbaus. Zunächst wurden Transmissionsspektren von Cäsium in einer 4 cm langen Glaszelle ohne Puffergas aufgenommen. Der Probelaser wurde nicht phasengelockt, statt dessen wurde der Steuereingang des Probelaser-Piezo-Treibers mit einem DS345 verbunden. Über den DS345 wurde zunächst eine Offsetspannung und dazu ein 50 Hz Dreieck-Signal mit Amplitude $\sim 1,3$ Vpp auf den Piezo gegeben. Die Wellenlänge des Probelasers wurde dadurch im Bereich $\pm 1,5$ GHz variiert. Außerdem wurde mit Hilfe eines Wavemeters¹ die Wellenlänge des Lasers vermessen. Die Zelle wurde nun vom Probelaser für eine erste Messung in π -Polarisation, d.h. linearer Polarisation ohne die beiden $\lambda/4$ -Platten vor und hinter der Zelle und für eine zweite Messung in σ -Polarisation, d.h. mit den $\lambda/4$ -Platten durchstrahlt. Mit dem Detektor PD2 wurde das transmittierte Licht aufgenommen. Durch Darstellung des Detektorsignals auf einem Oszilloskop konnte das Absorptionsspektrum direkt beobachtet werden. Das Ergebnis ist in der Abbildung 5.1 gezeigt. Zu sehen sind die beiden Übergänge ($F = 4$) \longleftrightarrow ($F = 3$)

¹HighFinesse WS-6; integriertes Wellenlängenmessgerät bestehend aus 6 Fizeau-Interferometern und 3 Photodiodenzeilen. Es erlaubt zusammen mit einer PC-Schnittstelle die Bestimmung der Wellenlänge des Lasers mit einer Genauigkeit von $\sim 0,001$ nm.

und $(F = 4) \longleftrightarrow (F = 4)$. Aufgrund der bekannten Position der Absorptionsmaxima (vgl. Abbildung 2.1) konnte auf diese Weise die Wellenlänge des Probelasers und die Änderung dieser Wellenlänge durch eine Modulation am Piezo (PZT)-Pfad geeicht werden.

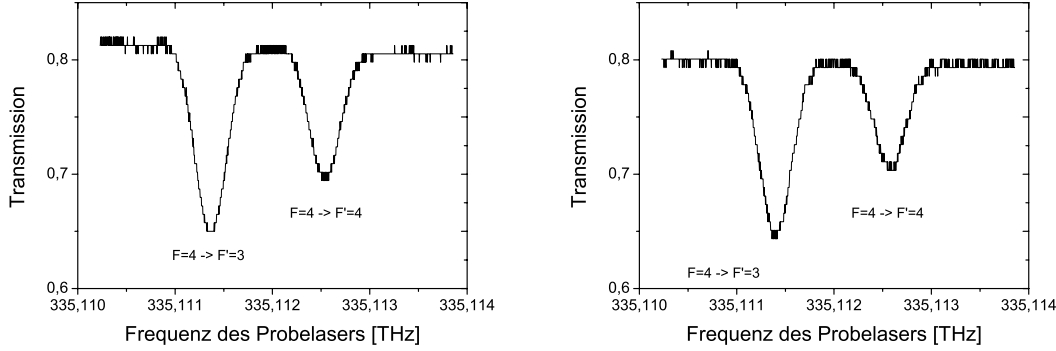


Abbildung 5.1: Absorptionslinien für die beiden Übergänge $(F = 4) \longleftrightarrow (F = 3)$ und $(F = 4) \longleftrightarrow (F = 4)$ der Cäsium D1-Linie; Messung mit π -Polarisation (links) und σ -Polarisation (rechts) des Probelasers. Die Leistung des Probelasers betrug $100 \mu\text{W}$.

Mittels Durchstimmen des Probelasers via PZT-Pfad können auch EIT-Spektren aufgenommen werden. Diese Möglichkeit wird jeweils zu Beginn einer Messreihe zum Optimieren verschiedener Parameter des Experiments genutzt. Dazu wird zunächst der Pumplaser via FMS auf den $6^2S_{1/2}(F = 4) \longleftrightarrow 6^2P_{1/2}(F = 4)$ Übergang des Cäsiums gelockt. Der Probelaser wird nun ebenfalls durch ein mittels DS345 erzeugtes Dreieck-Signal um etwa ± 2 GHz moduliert. Der Offset wird so eingestellt, dass sich der Übergang $6^2S_{1/2}(F = 3) \longleftrightarrow 6^2P_{1/2}(F = 4)$ im Bereich der Modulation befindet. Nun wird die EIT-Zelle vom Probelaser durchstrahlt und die transmittierte Intensität hinter der Zelle gemessen.

Die beiden $6^2S_{1/2}(F = 3) \longleftrightarrow 6^2P_{1/2}(F = 3)$ und $6^2S_{1/2}(F = 3) \longleftrightarrow 6^2P_{1/2}(F = 4)$ Linien können im Abstand von $1,167$ GHz direkt als Peaks auf dem Oszilloskop beobachtet werden. Ohne Pumplaser sind sie als Absorptionspeaks zu beobachten, durch Hinzunehmen des Pumplasers wird der EIT-Effekt sichtbar. Man sieht eine Transmission in der Mitte der Absorptionslinie (vgl. Abbildung 5.2), den sogenannten *EIT-Peak*. Durch Optimieren der Einstellung der $\lambda/4$ -Platten und des den Pump- und Probelaser trennenden Polarisationsfilters hinter der Zelle, sowie weiterer Parameter wie Strahlüberlapp und Parallelität von Pump- und Probelaser wird nun ein rechts und links des Peaks gleichmäßiges EIT-Spektrum mit möglichst hoher Transparenz in der Mitte des Peaks eingestellt. In gewissen Grenzen ist es auch möglich, Aussagen über die Veränderung von Tiefe und Breite des EIT-Peaks, etwa in Abhängigkeit von der Zelltemperatur oder der Leistung des Pumplasers zu machen. Allerdings ist dafür die im folgenden Kapitel beschriebene Methode wesentlich besser geeignet.

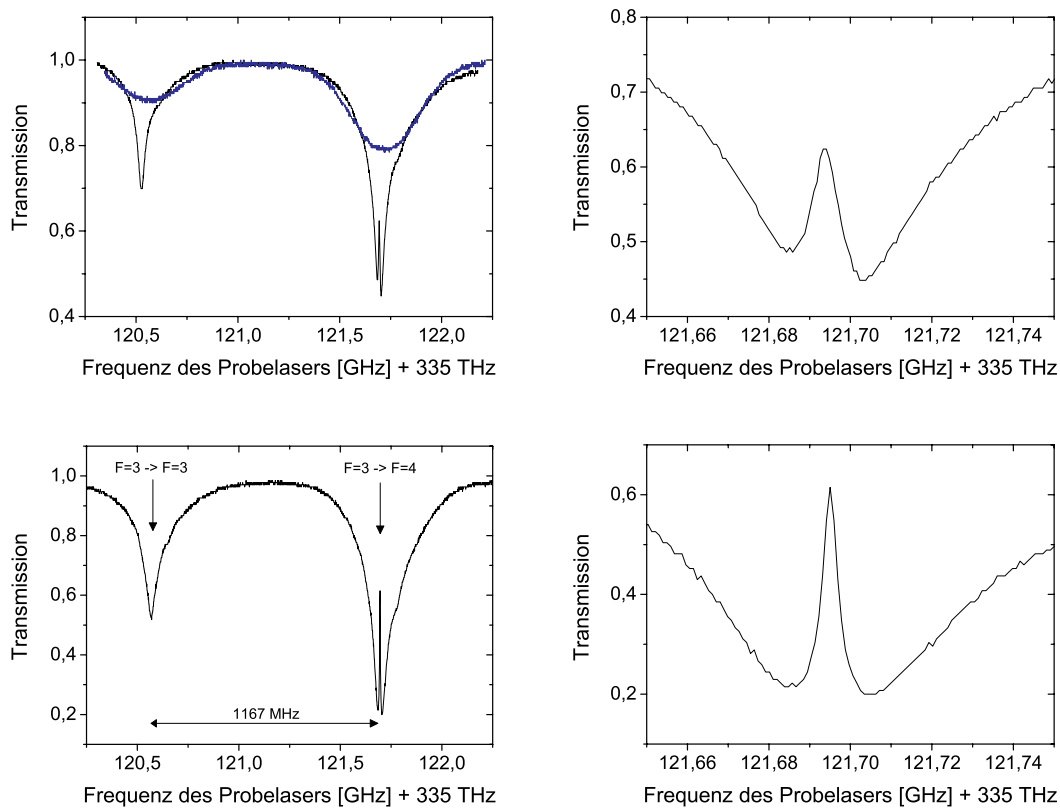


Abbildung 5.2: Darstellung des EIT-Effekts und der Veränderung des Spektrums durch Optimieren der Parameter Polarisation, Überlapp und Parallelität von Pump- und Probeler. Oben links eine erste Messung mit und ohne Pumplaser, d.h. mit und ohne EIT-Effekt. Oben rechts eine Vergrößerung des EIT-Peaks, darunter die gleiche Messung nach Optimieren der Parameter.

5.1.2 Einsatz des Phasenlocks

Für eine genaue Vermessung der EIT-Eigenschaften ist es notwendig, die Frequenz des Probeler exakt zu kennen bzw. einstellen zu können. Dazu wird das in Absatz 4.3 beschriebene Verfahren des Frequenzoffsetlocks verwendet, der Probeler wird also an den Pumplaser phasengelockt. Mit Hilfe der in Absatz 4.4.5 beschriebenen Steuersoftware wird nun die Frequenz ν_m des Mikrowellengenerators definiert verändert. Für jede eingestellte Frequenz wird die Transmission und zum Herausrechnen von Leistungsschwankungen außerdem die Leistung des Probeler ohne Durchlaufen der EIT-Zelle gemessen. Die Variation der Frequenz des Pumplaser erfolgt im Bereich ± 500 MHz um die Resonanz. Zunächst werden 50 Schritte von -500 bis -10 MHz eingestellt, dann 400 Schritte bis $+10$ MHz und dann nochmals 50 Schritte bis $+500$ MHz. Das bedeutet, der für den EIT-Effekt wesentliche Bereich wird mit einer Genauigkeit von 50 kHz vermessen. Beim Durchstimmen der Frequenz muss darauf geachtet werden, dass der Phasenlock zwischen den beiden Lasern stabil bleibt. Die maximale Schrittgröße ist daher begrenzt.

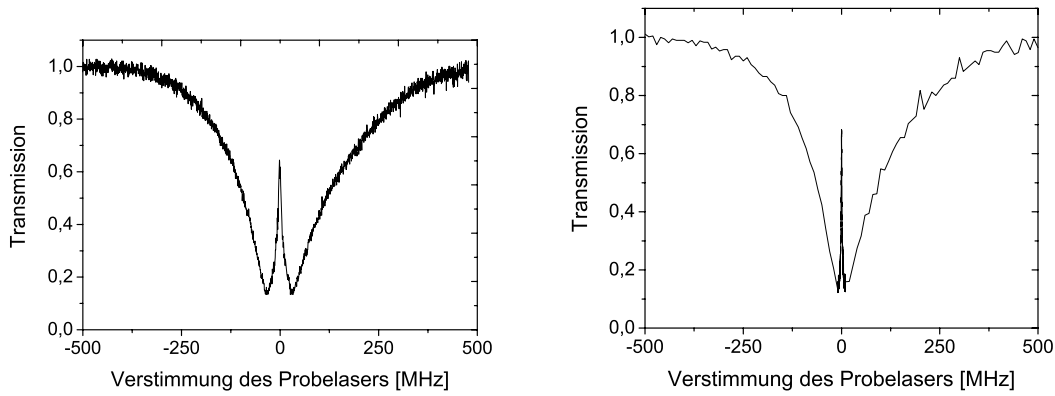


Abbildung 5.3: EIT-Spektrum über die volle Breite von ± 500 MHz Verstimmung des Probelasers. Die Spektren wurden bei ~ 30 °C, einer Pumplaserleistung von 4 mW und einer Probelaserleistung von $80 \mu\text{W}$ aufgenommen. Je ein Spektrum vor (links) und nach (rechts) Optimierung der Polarisations-einstellung und des Überlapps und der Parallelität von Pump- und Probelaser ist dargestellt.

Die mit dieser Methode gewonnenen Spektren sind in den folgenden Abbildungen 5.5 und 5.6 zusammen mit den theoretischen Abhängigkeiten gezeigt. Auf der x-Achse ist die Verstimmung des Probelasers von der Resonanz dargestellt. Die Resonanz, d.h. der Mittelpunkt des EIT-Peaks, liegt entsprechend dem Abstand der $6^2S_{1/2}(F=4) \longleftrightarrow 6^2P_{1/2}(F=4)$ und $6^2S_{1/2}(F=3) \longleftrightarrow 6^2P_{1/2}(F=4)$ Linie von Cäsium bei 9,192631770 GHz (exakt). Die theoretischen Kurven wurden mit lediglich zwei Parametern gefittet: 1) ein Faktor vor dem aus der Flugzeit gewonnenen Wert für die Dekohärenzrate und 2) die Dephasierungsrate im Bereich 195-310 kHz. Der verwendete Wert ist jeweils angegeben. Zur Bestimmung der relativen Transmission wurden die Werte bei einer Verstimmung von ~ 500 MHz, also die Werte im rechten und linken waagerechten Bereich der Kurve, als Referenz angenommen. Abbildung 5.3 zeigt beispielhaft ein EIT-Absorptionsspektrum für die volle Verstimmung zwischen ± 500 MHz. Auch in dieser Abbildung ist zu sehen, dass durch sorgfältiges Optimieren der experimentellen Parameter, vor allem der Einstellung der $\lambda/4$ -Platten und der Parallelität von Pump- und Probelaser, ein deutlich schmalerer Peak bei gleichzeitig höherer Transmission erreicht werden konnte. In [73] ist gezeigt, dass Linienbreite des EIT-Peaks und maximale Transmission innerhalb des Peaks entscheidend vom Winkel zwischen den Strahlen abhängen. Bereits wenige mrad Winkel zwischen Pump- und Probelaser führen dort zu einer Transmission von nur noch 30% des Wertes bei perfekter Parallelität der Strahlen. Im vorliegenden Experiment ist aufgrund der ähnlichen Strahldurchmesser von Pump- und Probelaser eine ebenfalls starke Beeinflussung der Qualität des EIT-Spektrums durch die Parallelität und Überlagerung der beiden Strahlen zu erwarten. Im Folgenden sind alle Spektren jeweils nach der Optimierung des Aufbaus gezeigt.

Variation der Probelerleistung

Die Abbildung 5.4 zeigt jeweils den EIT-Peak für verschiedene Leistungen des Probela-sers. Ein theoretischer Fit ist nicht gezeigt, da die Leistung des Probela-sers in unsere theoretische Beschreibung nicht einbezogen wurde. Wie in Kapitel 6 erläutert wird, sollte eigentlich eine so geringe Probelerleistung verwendet werden, dass diese vernachlässigt werden kann. Aufgrund der beschränkten Detektoreffizienz ist das allerdings nicht immer möglich. Die in der Abbildung 5.4 gezeigten Spektren wurden bei einer Zellentemperatur von 30°C aufgenommen. Die Pumplaserleistung betrug 4 mW. Bei 34 μW ist der Peak vor allem im unteren Bereich schmaler als bei 66 μW und 120 μW .

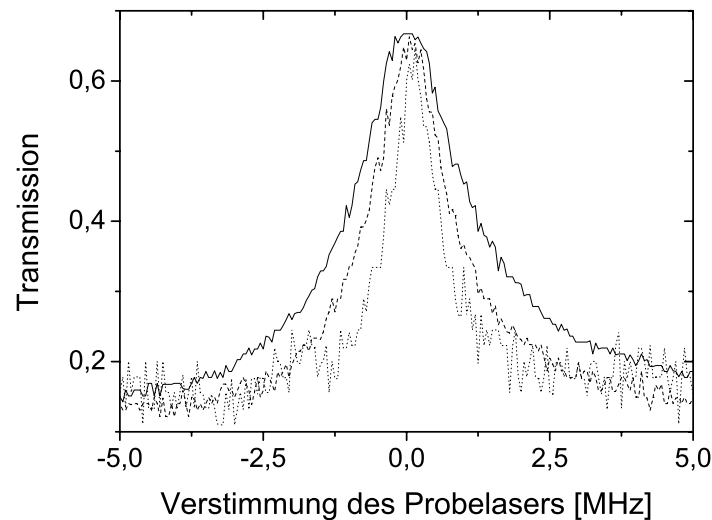


Abbildung 5.4: Darstellung des EIT-Peaks bei variabler Probelerleistung: 34 μW (ge-punktet), 66 μW (gestrichelt) und 120 μW (durchgezogene Linie)

Variation der Pumplaserleistung und der Zellentemperatur

Abbildung 5.5 zeigt jeweils den aufgenommenen EIT-Peak für verschiedene Leistungen des Pumplasers. Die Spektren wurden bei einer Zellentemperatur von 39 °C aufgenommen. Die Probelerleistung betrug 80 μW .

Abbildung 5.6 zeigt jeweils den aufgenommenen EIT-Peak für verschiedene Zellentem-peraturen. Die Pumplaserleistung war durchgehend 4 mW, die Probelerleistung 80 μW . Die Spektren in Abbildung 5.6 zeigen den erwarteten Verlauf, d.h. Abnahme der Breite des EIT-Peaks bei höheren Temperaturen mit gleichzeitiger Zunahme der Opazität. Bereits bei einer Zellentemperatur von 35°C ist die Transmission außerhalb des Peaks auf unter 10% gefallen. Die Spektren sind auf beiden Seiten des Peaks weitgehend symmetrisch.

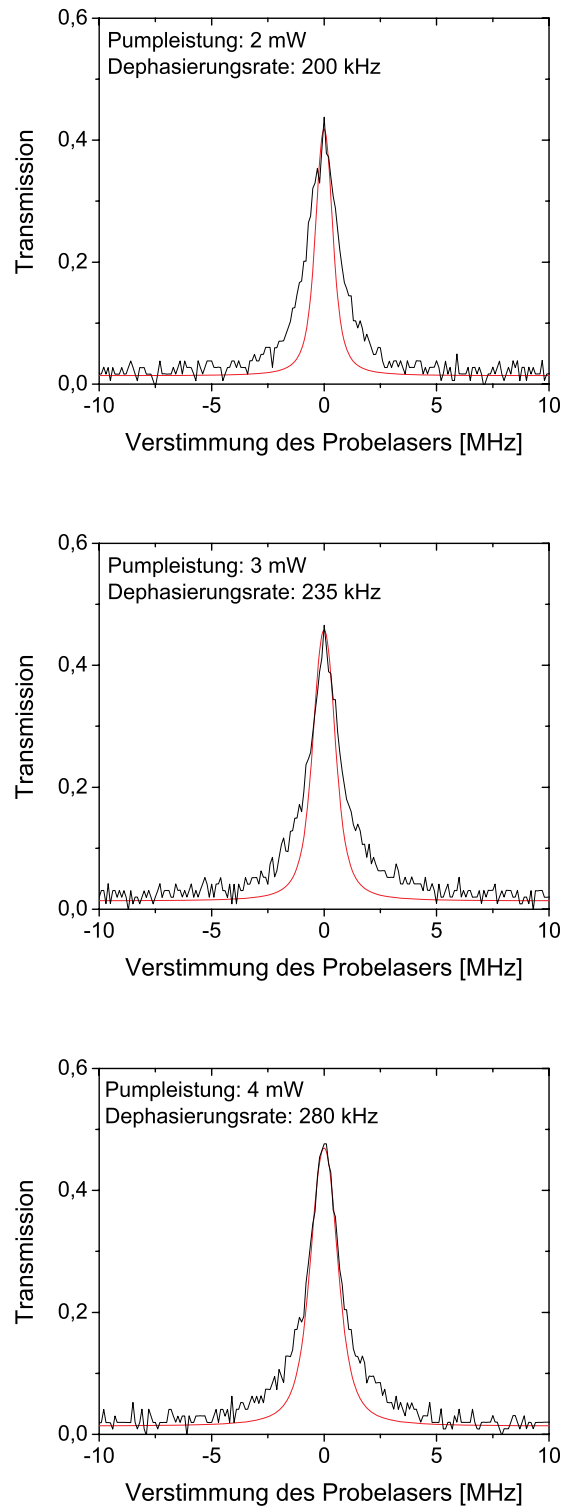


Abbildung 5.5: EIT-Spektren (schwarz) und Fits (rot) für Leistungen des Pumplasers zwischen 2 mW und 4 mW

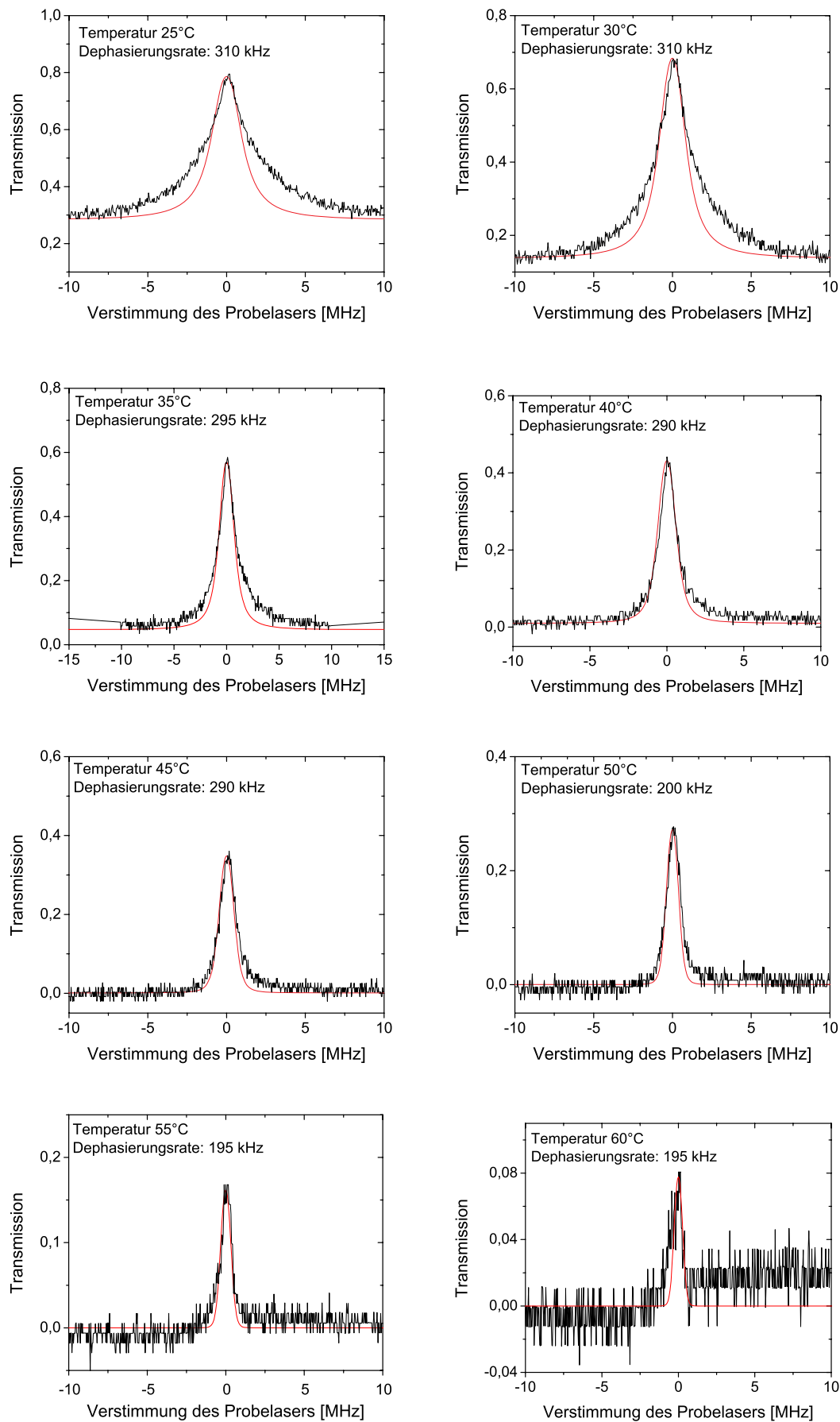


Abbildung 5.6: EIT-Spektren (schwarz) und Fits (rot) für Zellentemperaturen zwischen 25 ° C und 60 ° C

In den Spektren sind zu Gunsten einer übersichtlicheren Darstellung keine Fehlerangaben eingezeichnet. Fehler sind aufgrund verschiedener Störungen zu erwarten:

- Die **Temperatur der Zelle** ist, wie in Abbildung 4.13 zu sehen, stabil bis auf ~ 10 mK. Dies entspricht einer Schwankung, etwa der maximalen Transmission im Bereich $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ und sollte damit in den Spektren ebenfalls nicht sichtbar sein. Nicht bekannt ist allerdings, wie sehr die Schwankungen der Temperatur am Messpunkt, also an der Außenwand der Zelle, wirklich mit den Werten in der Zelle identisch sind. Auch bei den verwendeten Sensoren muss von einer gewissen Abweichung von der theoretischen Temperatur-Widerstands-Kennlinie ausgegangen werden. Vor allem der zweite Faktor ist sicherlich geeignet, die noch vorhandenen Abweichungen zwischen Theorie und Experiment, etwa im Bereich der minimalen und der maximalen Transmission, zu erklären, die bei 1-2% liegen.
- Die **Wellenlänge des Probelasers** wird durch den Phasenlock stabilisiert. Allerdings kommt es gelegentlich vor, dass die Regelung beim Ändern der Differenzfrequenz zwischen Pump- und Probeler ν_m den Probeler nicht nachregeln kann. Bei einer größeren Phasen- bzw. Frequenzverschiebung zwischen Soll- und Ist-Differenzfrequenz wird die Messung verworfen. Kleine Verschiebungen, die sich lediglich in einem weniger starken Peak im Schwebungssignal (vgl. Abbildung 4.10) zeigen, werden allerdings toleriert. Sie führen zu den gelegentlich im Spektrum sichtbaren Zacken, vor allem im Bereich der maximalen Transmission in der Mitte des EIT-Peaks. Aus der Größe der Zacken lässt sich die Schwankung der Wellenlänge abschätzen. Sie liegt im Bereich einzelner Schritte der Probelerverstimmung, also bei $\sim 50 - 200$ kHz.
- **Leistungsschwankungen des Probelasers** treten beim Verstimmen der Wellenlänge zwangsläufig auf. Da sie aufgrund der relativen Leistungsmessung des Detektors als Änderung der Transmission im Spektrum sichtbar wären, müssen sie durch Vergleich der Leistung vor und hinter der Zelle herausgerechnet werden. Dies geschieht aber nur linear. Etwaige Einflüsse auf den EIT-Effekt selbst werden nicht berücksichtigt und auch nicht durch die Theorie erfasst. In Abbildung 5.4 ist allerdings zu erkennen, dass eine Schwankung im Bereich $< 10\%$ vermutlich keinen nennenswerten Einfluss auf das EIT-Spektrum hat. Die maximalen beobachteten Leistungsschwankungen des Probelasers lagen im Bereich $< 5\%$.
- Die **Leistung des Pumplasers** wurde zu Beginn und am Ende der jeweiligen Messung mit Hilfe eines Leistungsmessgerätes gemessen. Nicht erfasste Leistungsschwankungen während der Messung machen sich daher als Fehler bemerkbar. Man kann aber davon ausgehen, dass die Leistungsschwankungen des Pumplasers geringer sind als die des Probelasers, der ja im Verlauf der Messung über 1 GHz verstimmt wird. Die Leistungsschwankungen des Probelasers sind bekannt, sie liegen bei $< 1\%$. Vergleichbare Schwankungen der Pumplaserleistung wären auf den gezeigten Spektren nicht sichtbar.
- Die **Wellenlänge des Pumplasers** ist nach Absatz 4.2 stabil bis auf $\sim \pm 150$ kHz. Eine entsprechende Abweichung führte in der theoretischen Berechnung zu kaum

sichtbaren Änderungen. Auch dieser Effekt des Pumplasers sollte unterhalb des Rausch-niveaus liegen.

- Das **Detektor- und elektronische Rauschen** ist in der Abbildung 5.6 für eine Zelltemperatur von 60°C direkt zu erkennen und liegt bei 2 mV, bezogen auf die Transmission bei $\sim 2 - 3\%$. Die gemessenen Lichtintensitäten liegen insbesondere während der Messungen bei hoher Temperatur und damit hoher Opazität an der Auflösungsgrenze der Kombination aus Detektor, Verstärker und Oszilloskop. Dieses Rauschen ist daher im vorliegenden Aufbau nicht zu verhindern.

In Abbildung 5.5 und 5.6 ist eine zunehmende Dephasierung für größere Pumplaserleistungen und höhere Temperaturen zu erkennen. Alle Fits sind mit dem gleichen Faktor vor der Dekohärenzrate γ_{bc} berechnet. γ_{bc} selber nimmt wegen der in Gleichung 2.8 gezeigten Abhängigkeit von der mittleren Geschwindigkeit und damit von der Temperatur der Cäsiumatome für steigende Temperaturen mit \sqrt{T} zu. Für die Berechnung der Fits wurden jeweils die experimentellen Parameter Temperatur und Pumplaserleistung angepasst. Die Dephasierungsraten zusammen mit den Breiten und Tiefen der EIT-Peaks für unterschiedliche Temperaturen sind in Abbildung 5.7 gezeigt. Die Werte wurden aus den Fits in Abbildung 5.6 gewonnen. Die Breite des EIT-Peaks, die *EIT-Linienbreite*, ist entscheidend für die Möglichkeit der „Speicherung“ von Pulsen im EIT-Medium (vgl. Kapitel 6).

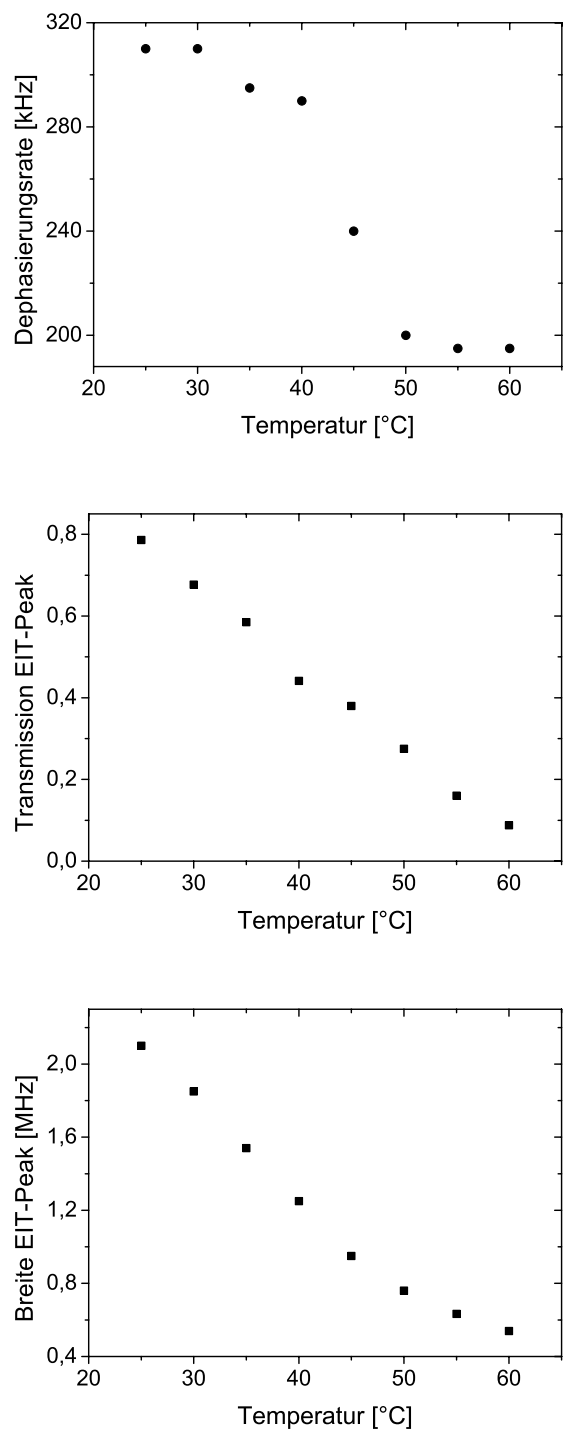


Abbildung 5.7: Zusammenfassende Darstellung der Dephasierungsraten (oben), Transparenztiefen (Mitte) und -breiten (unten), die sich aus den Fits der EIT-Spektren bei Temperaturen von 25 °C bis 60 °C ergeben.

5.2 Pulsverzögerung

Zur Messung der Verzögerung von Gaußpulsen beim Durchlaufen der Zelle wird dem Probelaser durch den EOM ein Gauß-förmiger Intensitätsverlauf aufmoduliert. Die Schwebungsfrequenz des Frequenzoffsetlocks ν_m wird so eingestellt, dass sich ein maximaler EIT-Effekt ergibt, d.h. der Probelaser in Resonanz mit dem $6^2S_{1/2}(F=3) \longleftrightarrow 6^2P_{1/2}(F=4)$ Übergang ist. Die Amplitude des EOM-Treibersignals und die Einkopplung des Lasers in den EOM werden so optimiert, dass bei geblocktem Pumplaser, d.h. ohne EIT-Effekt, eine möglichst Gauß-förmige Pulsform erreicht wird. Zur Messung wird das Signal des schnellen Detektors (PD3) auf dem Oszilloskop dargestellt und gespeichert. Durch Fit einer Gaußkurve an das gemessene Signal kann die Position des Pulses auf der Zeitachse ermittelt werden. Durch Vergleich dieser Position jeweils bei ein- und ausgeschaltetem Pumplaser kann die Differenz zwischen den Positionen und damit die Verzögerung berechnet werden (vgl. Abbildung 5.8). Auf diese Weise werden sämtliche das Signal verzögernde Effekte von Kabellängen und elektronischen Komponenten im Ergebnis eliminiert. Zum Vergleich ist

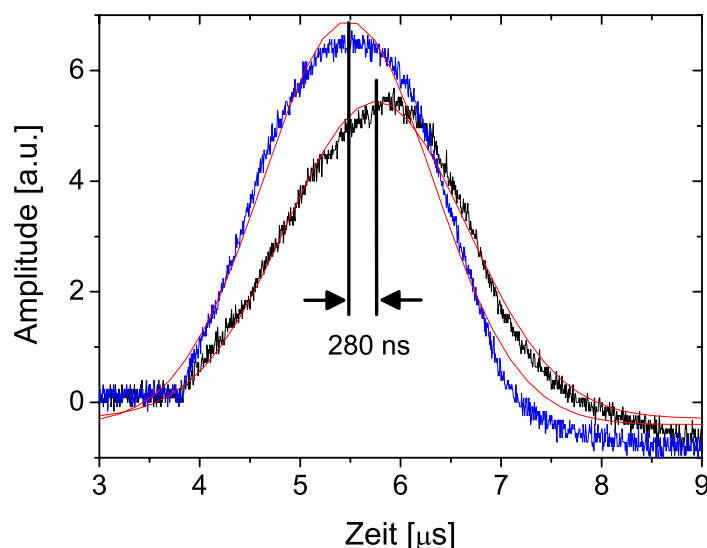


Abbildung 5.8: Beispielhafte Darstellung eines verzögerten Gaußpulses. Durch Fit mit einer Gaußfunktion wurde die Verzögerung zwischen dem Puls mit und ohne Pumplaser, d.h. mit und ohne EIT-Effekt gemessen.

in Abbildung 5.9 eine sinusförmige Amplitudenmodulation des Probestrahls bei ansonsten vergleichbaren experimentellen Bedingungen gezeigt.

Abbildung 5.10 zeigt den Einfluss der Pumplaserleistung auf die Verzögerungszeit. Diese Messwerte wurden bei einer Zelltemperatur von $30,9^\circ\text{C}$ aufgenommen. Die eingestellte Pulslänge war $2\text{ }\mu\text{s}$. Die Leistung des Probelasers war für alle Messungen $80\text{ }\mu\text{W}$. Die theoretische Kurve wurde gemäß der Beschreibung in Absatz 3.0.3 berechnet. Als Depha-

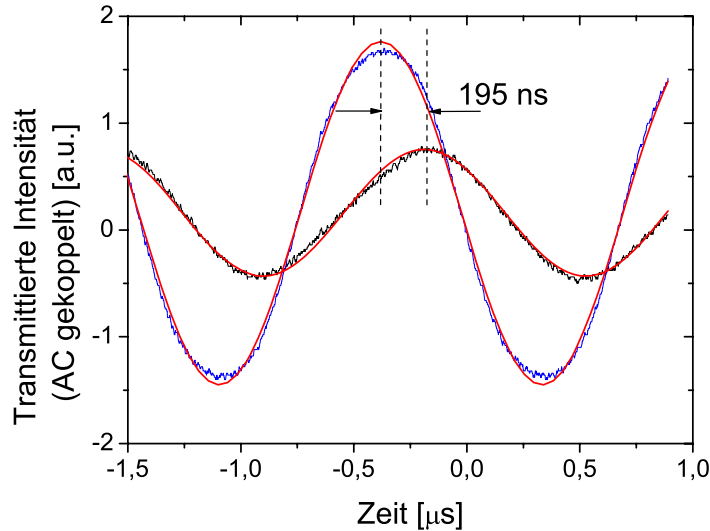


Abbildung 5.9: Sinusmodulation des Probelasers zur Darstellung der Verzögerung des Lichtes in der Cäsiumzelle. Vergleich mit und ohne Pumplaser, d.h. mit und ohne EIT-Effekt.

sierungsrate ist der durch das EIT-Spektrum für die passende Temperatur bestimmte Wert von 310 kHz eingesetzt.

Für diese Messung wurde bereits direkt im Oszilloskop über vier Pulse gemittelt. Die angegebenen Fehlerbalken sind die absoluten Fehlerintervalle von vier aufeinander folgenden Messungen, die jeweils einzeln mit einem Gaußpuls gefittet wurden.

Die bei der Messung der Verzögerung der Gaußpulse auftretenden Fehler sind zunächst dieselben wie bei der Aufnahme der EIT-Spektren. Vor allem die Schwankung der Wellenlänge des Probelasers dürfte aber einen wesentlich größeren Einfluss auf das Ergebnis haben. Für die Messung einer maximalen Verzögerung ist entscheidend, dass Probe- und Pumplaser mit dem Übergang in Zwei-Photonen-Resonanz sind. Eine Schwankung allein des Probelasers um 500 kHz verursacht, wie die Rechnung zeigt, eine Veränderung der Verzögerung um $\sim 20\%$. Mehr als bei der Aufnahme der EIT-Spektren kommt es bei der Pulsverzögerung auf die kurzzeitige Stabilität des Probelasers an, da sich der Gaußpuls nur $\sim 2 \mu\text{s}$ lang in der EIT-Zelle befindet.

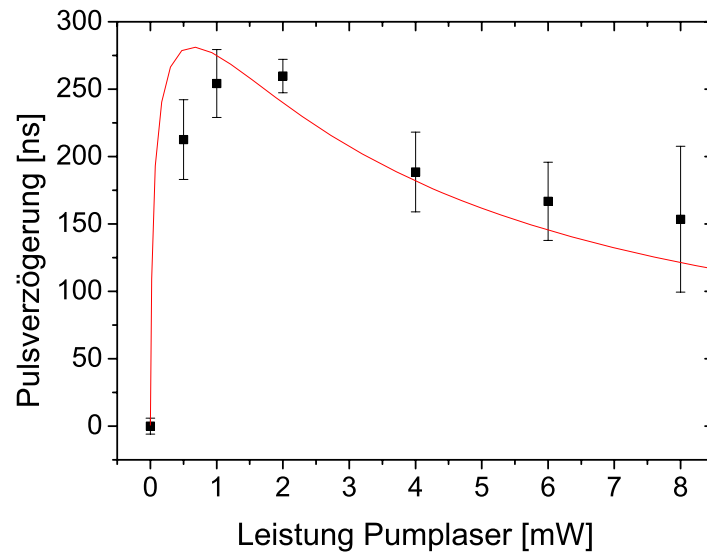


Abbildung 5.10: Ein $2\ \mu\text{s}$ langer Gaußpuls wird in der Cäsiumzelle abhängig von der Leistung des Pumplasers bis zu $\sim 280\ \text{ns}$ verzögert. Das entspricht einer Lichtgeschwindigkeit von etwa $c/2000$ in der Zelle.

Kapitel 6

Diskussion der Resultate

6.1 Vergleich von Theorie und Experiment

Die EIT-Spektren zeigen im Bereich um den EIT-Peak eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Für die bei variabler Temperatur aufgenommenen Spektren stimmen mit den verwendeten Dephasierungsraten Theorie und Experiment für alle aufgenommenen Messungen im Rahmen der zu erwartenden Schwankungen überein. Allerdings ist die eingestellte Probelerleistung für die bei tieferen Temperaturen aufgenommenen Spektren nicht mehr vernachlässigbar, im Gegensatz zu den Annahmen unserer theoretischen Beschreibung. Aus diesem Unterschied zwischen Theorie und Experiment erklären sich die Abweichungen im Bereich der Flanken des EIT-Peaks, siehe Abbildung 5.4. Die Wahl einer hohen Probelerleistung war jedoch notwendig, da sonst bei höheren Temperaturen und damit höherer Opazität des Cäsiumdampfes kein ausreichendes Signal-zu-Rauschverhältnis mehr gegeben war. Die Effizienz des kombinierten Detektor-Verstärker-Systems ist zu gering.

Das Experiment wird im nächsten Schritt mit einem empfindlicheren Detektor ausgestattet. Dafür ist allerdings auch eine bessere Filterung des Pumplasers hinter der Zelle erforderlich. Wie in Absatz 4.4 beschrieben, treffen z.Zt. bei 4 mW Pumplaserleistung $\sim 1 \mu\text{W}$ auf den Detektor, ein entsprechender Offset wird jeweils in den Spektren abgezogen. Um die Filterung kurzfristig um zwei bis drei Größenordnungen zu erhöhen, kann ein Glan-Thompson-Polarisator zur Filterung eingesetzt werden (Löschungsvermögen laut Hersteller 10^{-8}). Allerdings sind bei dieser Methode Schwierigkeiten bei einem minimalen Rest elliptischer Polarisation des Pumplasers zu erwarten. Eine bessere Lösung wäre die spektrale Filterung des Pumplasers. Zur Zeit wird die Möglichkeit untersucht, den Pumplaser spektral über vier kaskadierte Etalons zu filtern. Auf diese Weise sollte die Transmission des Pumplasers bis auf 5×10^{-12} unterdrückt werden können, während der Probeler nur die halbe Intensität verliert (siehe Absatz 7.1.2).

Die für höhere Temperaturen abnehmende Dephasierungsrate erscheint kontraintuitiv und ist im Rahmen der verwendeten theoretischen Beschreibung bisher nicht zu erklären. Ein möglicherweise ähnlicher Effekt wurde in einer kürzlich veröffentlichten Publikation [63] beobachtet: Dort wurde eine theoretische Beschreibung ohne Dephasierungsrate gewählt und eine mit höherer Temperatur abnehmende Dekohärenzrate γ_{bc} beobachtet, die ebenfalls

nicht erklärt werden konnte. Legt man die in der vorliegenden Arbeit verwendete theoretische Beschreibung zugrunde, so passt diese Beobachtung nicht zu der von uns getroffenen Annahme, dass die Dekohärenz durch die Flugzeitverbreiterung der Atome verursacht wird und daher mit \sqrt{T} zunimmt. Eine Erklärung könnte sein, dass in der genannten Publikation [63] nur die Linienbreite (FWHM) der EIT-Resonanz betrachtet und nicht die Kurve als Ganzes gefittet wurde. Die Linienbreite nimmt in unserem theoretischen Modell sowohl für ansteigende Dekohärenzraten als auch für ansteigende Dephasierungsraten zu. Auch in der genannten Publikation könnte daher, wie in der vorliegenden Arbeit, eine zusätzliche, mit der Temperatur abnehmende Dephasierungsrate für den beobachteten Effekt verantwortlich sein, wofür noch kein theoretisches Modell existiert.

Um diese Zusammenhänge zu verstehen, sind noch weitere Messungen und theoretische Überlegungen notwendig. Die in diesem Aufbau möglich gewordene gezielte Modifikation der zugänglichen experimentellen Parameter, wie Strahldurchmesser und Temperatur, sollte zeigen, ob die der Theorie zugrunde liegenden Abhängigkeiten erfüllt sind und ob die Annahme der Abhängigkeit der Dekohärenzrate von der Flugzeit der Atome im Strahl richtig ist. Eine weiterführende Betrachtung der zugrunde liegenden Prozesse könnte auch ein überprüfbares Modell für die Dephasierung liefern. Vermutlich spielen Effekte wie Stöße der Atome untereinander eine Rolle. Diese könnten bei höheren Temperaturen wegen der dann kürzeren Verweildauer der Atome im Strahl aufgrund ihrer höheren Geschwindigkeit abnehmen, was eine abnehmende Dephasierungsrate erklären würde. Allerdings setzt sich die Dephasierungsrate sicherlich aus mehreren Effekten zusammen, deren Anhängigkeit von der Temperatur unterschiedlich sein dürfte. Die Theorie für diese Prozesse ist noch nicht entwickelt. Durch Verwendung einer Cäsiumzelle mit Puffergas sollten sich die Dekohärenz- und Dephasierungsraten weiter reduzieren lassen. Möglicherweise ergibt der Vergleich der Abhängigkeit dieser Raten von der Temperatur und von anderen experimentellen Parametern einen Hinweis zur theoretischen Erklärung der beobachteten Effekte und letztlich zur Entwicklung einer Theorie, die die Prozesse beschreibt.

Interessant wäre eine Messung bei Variation der Leistung des Pumplasers und der Temperatur bei ansonsten identischen Parametern. Die computergesteuerte Variation der Pump-laserleistung während des Messprozesses wäre durch den bereits vorhandenen AOM-Treiber mit integriertem Analog-Multiplizierer und DS345 (vgl. Absatz 4.4.2) einfach möglich. Die Messung würde allerdings eine höhere Langzeitstabilität des Phasenlocks erfordern, da sich die Messzeit wesentlich verlängern würde.

Ein auch auf kurzen Zeitskalen stabilerer Phasenlock, d.h. eine stabilere Probelerwellenlänge, würde auch dafür sorgen, dass die Höhe des EIT-Peaks zunimmt. Eine höhere Stabilität des Phasenlocks würde sich darin zeigen, dass mehr Leistung im Peak in der Mitte des Schwebungsspektrums bei ν_{lo} (vgl. Absatz 4.3.3) zur Verfügung steht. Um dieses Ziel zu erreichen, wäre eine Erhöhung der Regelbandbreite insbesondere des PS-Pfades wünschenswert. Wie das erreicht werden könnte, wird im Absatz 7.1.1 gezeigt.

Zur Zeit macht sich eine Schwankung der AOM-Frequenz, d.h. des VCO-Signals vor dem AOM-Treiber direkt als Schwankung der Wellenlänge des Probelasers bemerkbar. Diese Schwankung wurde mit etwa 10 kHz gemessen, sie sollte also vernachlässigbar sein. Trotzdem könnte ein dritter AOM im Pumplaser vor der Photodiode, die das Schwebungssignal liefert (vgl. Abbildung 4.7), diesen Effekt ganz ausschließen.

Weiterhin sollte der Einfluss der Linienbreite des Pumplasers untersucht werden. Experimentell könnte das durch eine bessere Stabilisierung und eine geringere Linienbreite der Frequenz-Modulations-Spektroskopie oder durch eine bewusst herbeigeführte Rausch-Modulation des Pumplaserstroms geschehen.

Durch eine Simulation des Temperaturverlaufs in der Cäsiumzelle bei Änderung der Temperatur an der Außenwand der Zelle, verbunden mit einer kontinuierlichen und genauen Messung der Zelltemperatur, sollte sich der Einfluss der Temperatur auf das Ergebnis noch besser bestimmen und verstehen lassen.

Die Pulsverzögerung stimmt im Rahmen der Erwartungen mit der theoretischen Berechnung sehr gut überein. Da die theoretischen Werte nur auf den beiden durch das EIT-Spektrum gefitteten Parametern (Dephasierungsrate und Faktor vor der Dekohärenzrate) beruhen und ohne zusätzliche freie Parameter aus grundlegenden theoretischen Überlegungen abgeleitet sind, bestätigt die Messung die Anwendbarkeit unseres theoretischen Modells für die Berechnung der Pulsverzögerung in exzellenter Weise. Ein vertieftes theoretisches Verständnis für weitere Effekte, die bei der Pulsverzögerung auftreten [74], unter anderem die spektrale Änderung der Pulsform, die auch in Abbildung 5.8 schon zu erkennen ist, ist jedoch erforderlich. Eine mit Puffergas gefüllte Cäsiumzelle und weitere oben genannte Verbesserungen des EIT-Aufbaus sollten eine längere Verzögerungszeit bewirken. Insbesondere durch einen stabileren Phasenlock sollten sich die Schwankungsbreiten der Messungen deutlich verringern lassen.

Entscheidend für eine weitgehend absorptionsfreie Transmission des verzögerten Pulses durch das EIT-Medium sind geringe Dekohärenzraten und eine spektrale Breite des Pulses $\Delta\omega_p$, die deutlich kleiner als die Breite des Transparenzfensters $\Delta\omega_{trans}$ ist: $\Delta\omega_p \ll \Delta\omega_{trans}$ [59]. Bei 30°C Zelltemperatur ist $\Delta\omega_{trans} \approx 1,8$ MHz (vgl. Abbildung 5.7). Weiterführende Überlegungen zeigen, dass sich hieraus eine Begrenzung des Verhältnisses von Verzögerungszeit τ_d zu Pulslänge τ_p ergibt [75]:

$$\frac{\tau_d}{\tau_p} \ll \sqrt{\rho\sigma L}, \quad (6.1)$$

wobei $\rho\sigma L$ die Opazität des Mediums ohne EIT-Effekt ist. Diese Begrenzung lässt sich überwinden, indem die Gruppengeschwindigkeit v_g adiabatisch reduziert wird, wenn sich der Probepulserpuls in der Zelle befindet [40]. Ein solcher dynamischer EIT-Effekt lässt sich beispielsweise erzielen, indem die Intensität des Pumplasers adiabatisch auf Null reduziert wird [76, 77]. Das Spektrum des Probepulserpulses reduziert sich dann proportional zur Reduktion von v_g und bleibt daher immer innerhalb des Transparenzfensters. Auf diese Weise ist es möglich, alle Eigenschaften des originalen Probepulserpulses kohärent auf das atomare System zu übertragen. Durch anschließendes Wiedereinschalten des Pumplasers können die Eigenschaften auf den Probepulserpuls zurück übertragen werden [40]. Der Puls wird auf diese Weise nach einer gewissen Speicherzeit wieder „beschleunigt“. Entscheidend ist, dass sich der Probepulserpuls während der adiabatischen Reduktion von v_g als Ganzes in der Zelle befindet. Bei einer Zellenlänge von 4 cm und einer Pulslänge von 2 μ s ist dafür $v_g < c/20000$ notwendig, entsprechend einer um eine Größenordnung größeren Pulsverzögerung, als die im Moment erreichte. Eine entsprechende Verkürzung der Pulslänge

ist nicht möglich, da dann $\Delta\omega_p \ll \Delta\omega_{trans}$ nicht mehr zu erfüllen wäre, d.h. die spektrale Breite des Pulses zu groß würde. Sobald die notwendige Verzögerungszeit erreicht ist, sollte eine Pulsspeicherung direkt möglich sein, da im vorliegenden Aufbau durch den AOM-Treiber und seine Integration in die Steuersoftware bereits die Voraussetzungen für die notwendige Modulation des Pumplasers geschaffen worden sind.

6.2 Einordnung der Ergebnisse

Es gibt relativ wenige Veröffentlichungen zu EIT in Cäsiumdampf. Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen sind die ersten Untersuchungen zur D1-Linie von Cäsium überhaupt. Die ausgezeichnete Kontrolle über die experimentellen Parameter, insbesondere durch die Sub-Hz genaue Einstellbarkeit des Frequenzoffsets zwischen Pump- und Probelaser und die exakte Temperaturstabilisierung ermöglicht die experimentelle Überprüfung einer detaillierten theoretischen Beschreibung. Die hervorragende Übereinstimmung zwischen der theoretischen Beschreibung auf Basis von weitgehend aus grundlegenden theoretischen Überlegungen abgeleiteten Parametern und dem Experiment motiviert allein weitere Messungen über das Experiment der Einzelphotonenspeicherung hinaus.

Im Vergleich zu heute möglichen Lichtgeschwindigkeiten von beispielsweise 17 m/s in kalten Atomwolken [36] und bis zu 90 m/s in Rubidium bei Raumtemperatur [47] sind die gefundenen Verzögerungszeiten entsprechend einer Lichtgeschwindigkeit von ca. $c/2000$ gering. Allerdings ist das Ziel des Experiments auch nicht eine möglichst lange Verzögerung des Lichts. Vielmehr ist es ein Schritt auf dem Weg zu einer Schnittstelle zwischen stationären Qubits, die der Informationsverarbeitung dienen und photonischen „fliegenden“ Qubits, die dem Informationstransport dienen. Dazu ist in diesem Experiment eine Lichtgeschwindigkeit von $c/20000$ ausreichend. Wie im Kapitel 1 gezeigt, könnte eine solche Schnittstelle einen wichtigen Beitrag für die Entwicklung von komplexeren Quanteninformationsnetzwerken liefern. Im folgenden Kapitel 7 sind die nächsten notwendigen Schritte beschrieben, um dieses Ziel zu erreichen.

Kapitel 7

Ausblick

Ziel dieser Diplomarbeit war die gezeigte Verzögerung von Laserpulsen auf der D1-Linie im Cäsium. Zukünftig sollen weitere Teilaufbauten in das Experiment integriert werden, die die Speicherung von einzelnen time-bin-kodierten Photonen ermöglichen. Kurzfristig zu realisierende Verbesserungen betreffen die Stabilität des Phasenlocks und den Einbau einer EIT-Zelle mit Puffergas. So sollte eine Erhöhung der Verzögerungszeiten um ein bis zwei Größenordnungen und damit eine Speicherung von Gaußpulsen möglich sein. Langfristiges Ziel ist die Speicherung einzelner Photonen, wobei zunächst kohärente Pulse verwendet werden sollen, die im Mittel nur noch ein Photon pro Puls enthalten.

7.1 Nächste experimentelle Schritte

7.1.1 Verbesserung von Phasenlock und Laserstabilität

Für einen stabileren Betrieb des Phasenlocks ist vor allem eine Erhöhung der Bandbreite des PS-Pfades notwendig. Dafür muss das gesamte System aus Filter, Stromtreiber und Bias-T verbessert werden. Ziel ist eine höhere Verstärkung bei mittleren Frequenzen zwischen 10 – 600 kHz. Der Stromtreiber erreicht in unserem Aufbau noch nicht die Modulationsgeschwindigkeit, die in der Originalpublikation [68] beschrieben ist. Der Grund dafür ist vermutlich eine nicht optimale Impedanzanpassung des Stromtreibers an die Laserdiode. Diese könnte durch ein verbessertes Bias-T erreicht werden. Außerdem sollte eine Reduktion der Resonanz bei 2 MHz angestrebt werden, was vermutlich ebenfalls durch eine Veränderung des Bias-T möglich ist. Falls diese Verbesserungen am vorhandenen Lasersystem noch nicht ausreichen, kann der Aufbau eines eigenen External-Cavity-Diodenlasers angestrebt werden.

7.1.2 Spektrale Filterung per Etalon

Voraussetzung für die Verwendung von schwachen Pulsen und später von einzelnen Photonen ist neben einem wesentlich empfindlicheren Detektor eine bessere Filterung des Pumplasers. Es bietet sich eine spektrale Filterung des Pumplasers an, die über vier kaskadierte Etalons erreicht werden könnte. Um diese Möglichkeit näher zu untersuchen, wird zur Zeit

eine Simulation der Transmission eines Gaußstrahls durch ein Etalon durchgeführt. In Abbildung 7.1 sind erste Ergebnisse dieser Simulationen gezeigt. Eine Transmission von $\sim 80\%$ ist möglich, während ein 9,2 GHz entfernter Laser um einen Faktor > 650 abgeschwächt würde. Bei vier kaskadierten Etalons wären demnach noch immer $\sim 40\%$ Probelasertransmission möglich, wobei der Pumplaser bis auf 5×10^{-12} abgeschwächt würde.

Für den experimentellen Aufbau eines solchen Filtersystems ist eine sehr gute mechanische Stabilität und eine Temperaturstabilisierung bis auf 50 mK notwendig. Durch ein eigenes Gehäuse mit thermisch isolierter und stabilisierter Grundplatte und zusätzlicher thermischer Stabilisierung jedes einzelnen Etalons sollten sich diese Anforderungen erfüllen lassen.

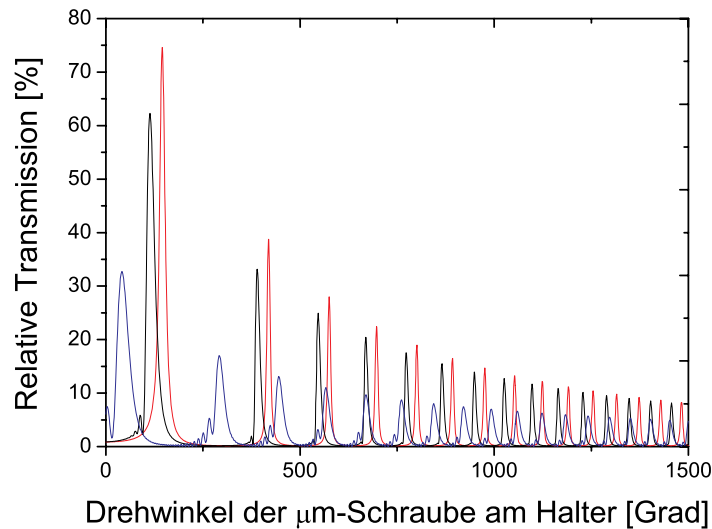


Abbildung 7.1: Transmission eines Gaußstrahls durch ein Etalon abhängig vom Verkipfungswinkel des Etalons, der durch den Drehwinkel der Mikrometerschraube am Halter dargestellt ist. Gezeigt ist die Simulation eines 5 mm dicken Etalons. Bei einer Reflektivität der beidseitigen Verspiegelungen von $R=92\%$ ergibt sich eine Finesse von 37,6 und ein freier Spektralbereich von 20,5 GHz. Die maximale Transmission ist hauptsächlich durch den Keilwinkel zwischen Vorder- und Rückseite beeinflusst. Berechnet wurde die Transmission für einen Keilwinkel von 0,1 (rot), 1 (schwarz) und 5 (blau) Bogensekunden.

7.1.3 Weiterentwicklung der Theorie

Die Theorie soll in zwei Richtungen weiterentwickelt werden: Zunächst geht es darum, die letzten verbliebenen Fitparameter in der Beschreibungen der EIT-Spektren, das sind Dekohärenz- und Dephasierungsrate, besser zu verstehen. Insbesondere die für steigende Temperatur abnehmende Dephasierungsrate sollte erklärt werden, wie in Kapitel 6 diskutiert. Außerdem sollte die Theorie für die Beschreibung der Pulspropagation im EIT-Medium erweitert werden. Die spektrale Breite des EIT-Peaks und der Pulse sollte in die Beschreibung

für die Pulspropagation im EIT-Medium einbezogen werden, ebenso wie, entsprechend den Überlegungen in [74], die spektralen Änderungen der Pulsform und die zweiten Ordnungen der Dispersion der Gruppengeschwindigkeit.

7.2 Implementierung von Quanteninformation im Photonenspeicher

7.2.1 Einzelphotonenspeicherung

Nachdem eine Speicherung von schwachen Laserpulsen möglich geworden ist, sollen anschließend einzelne Photonen gespeichert werden. Zur Zeit wird ein optischer parametrischer Oszillator (OPO) unterhalb der Schwelle als schmalbandige Quelle für Einzelphotonen aufgebaut [78]. Die Linienbreite der Emission wird dann im Wesentlichen durch den Resonator bestimmt und nicht mehr durch die mehrere THz breite parametrische Fluoreszenz. Eine solche Konfiguration sollte prinzipiell in der Lage sein, Photonen mit einer Bandbreite atomarer Übergänge zu erzeugen. Eine erste Version des Aufbaus ist bereits fertig gestellt (vgl. Abbildung 7.3) und erreicht z.Zt. eine Photonenbandbreite von ~ 78 MHz, was durch Kreuzkorrelationsmessungen an dem erzeugten Zwei-Photonenzustand gezeigt werden kann. Durch Vergleich einer solchen Koinzidenz-Messung am OPO im Single-Pass-Betrieb mit der Koinzidenz von Signal- und Idler-Photon nach dem Einbau der Resonatorspiegel kann aus dem Abstand der Peaks direkt die Umlaufzeit im Resonator abgelesen werden (vgl. Abbildung 7.2). Der Abstand der Maxima entspricht mit (880 ± 20) ps gerade der erwarteten Umlaufdauer eines Photons im verwendeten Resonator (Länge $L = 131$ mm), da $2L/c = (870 \pm 10)$ ps. Die Abklingkonstante $\Delta\omega = (0,49 \pm 0,05) \text{ ns}^{-1}$ einer an den Verlauf der Maxima angepassten Exponentialfunktion entspricht dann der Bandbreite der erzeugten Photonen [78]: $\Delta\nu = (78 \pm 8) \text{ MHz}$.

Ein verbesserter Aufbau des OPO-Resonators mit zwei zusätzlichen PPKTP-Kristallen innerhalb des Resonators soll einen doppelresonanten Betrieb des Resonators erlauben und dadurch eine wesentlich verbesserte Photonenrate bei geringerer Photonenbandbreite ermöglichen [79]. Dieser Aufbau wird zur Zeit realisiert.

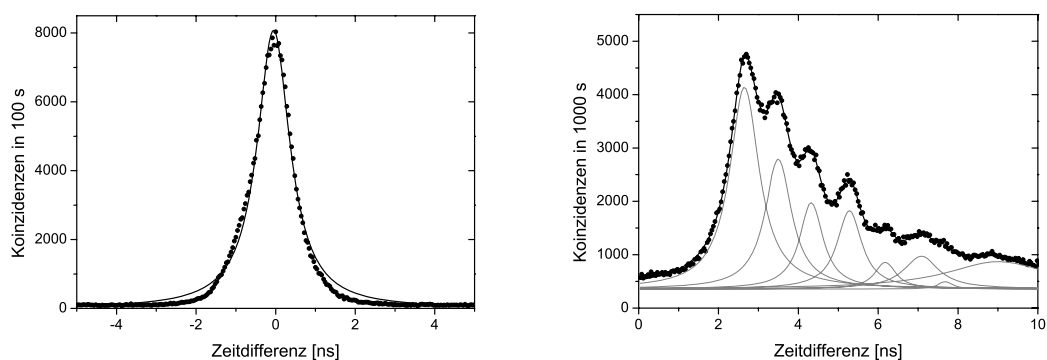


Abbildung 7.2: Korrelationsmessung von Signal- und Idler-Photon im Single-Pass-Betrieb (links) und nach dem Einbau in den Resonator (rechts). Im Single-Pass-Betrieb ist die Breite des Korrelationspeaks durch die Auflösung der Koinzidenzelektronik von 1,1 ns gegeben. Beim Betrieb im OPO-Resonator sind abfallende Maxima zu erkennen. Ihr Abstand entspricht der Umlaufdauer eines Photons im Resonator, ihre Abklingkonstante ist ein Maß für die Photonenbandbreite von etwa 78 MHz [78].

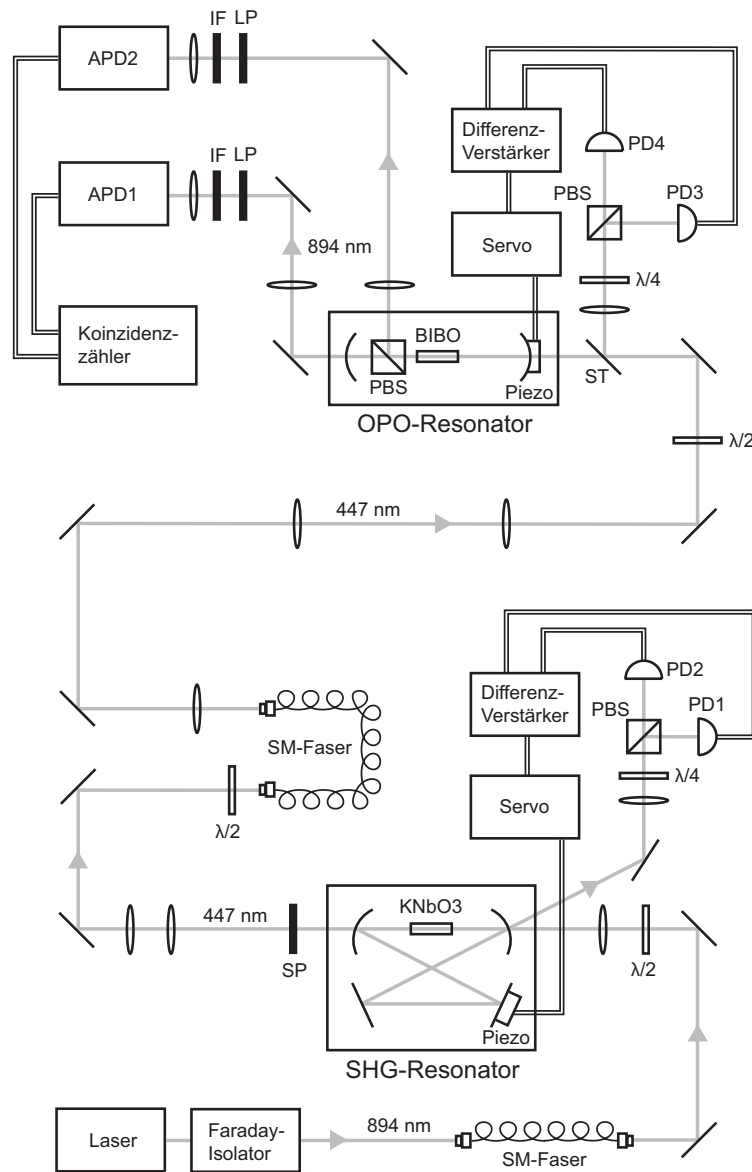


Abbildung 7.3: Aufbau des schmalbandigen optischen parametrischen Oszillators. Der Pumplaser wird zunächst auf 447 nm frequenzverdoppelt und anschließend nach räumlicher Modenfilterung durch eine Singlemode-Glasfaser in den OPO-Resonator eingekoppelt. Beide Resonatoren sind nach dem Hänsch-Couillaud-Verfahren stabilisiert [80]. Die Kreuzkorrelation der erzeugten Einzelphotonenpaare wird mit einem Koinzidenzzähler analysiert [78].

7.2.2 Speicherung von time-bin-kodierten Qubits

Wie in Kapitel 1 beschrieben, wird die Darstellung von Qubits durch time-bin-kodierte Photonen angestrebt, da eine solche Darstellung besonders bei der Übertragung mittels Glasfasern eine wesentlich geringere Dekohärenz zeigt als eine Polarisationskodierung. Durch die starre Phasenbeziehung zwischen Pump- und Probelaser sollte es möglich sein, solche time-bin-kodierten Qubits in der EIT-Zelle zu verzögern und zu speichern. Ein weiteres Experiment beschäftigt sich zur Zeit mit dem Aufbau einer Kodier- und Dekodiereinheit für time-bin-kodierte Qubits. Der in Abbildung 7.4 gezeigte Aufbau wird zur Zeit realisiert. Die

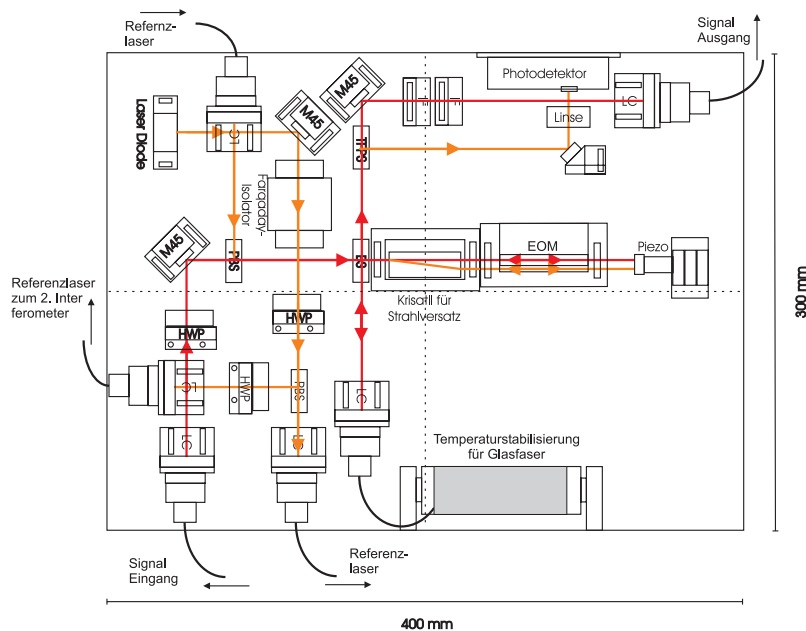


Abbildung 7.4: Angestrebter Aufbau für time-bin-Kodierung und -Dekodierung (rot: Signal, orange: Referenzlaser). Der Aufbau erfolgt mit miniaturisierten optischen Komponenten im luftdicht verschlossenen Gehäuse. Der Referenzlaser wird nur in einem der beiden Interferometer erzeugt, durch eine außerhalb des Gehäuses verlaufende Glasfaser gefiltert und in beiden Interferometern verwendet. Als Signal werden zunächst schwache Laserpulse und später einzelne Photonen verwendet.

zu kodierenden Photonen werden dazu in dem erläuterten OPO-Aufbau erzeugt und in der EIT-Zelle gespeichert. Sie haben eine spektrale Breite in der Größenordnung von 10 MHz und damit eine Pulslänge von etwa 100 ns. Da diese Pulslänge viele Größenordnungen größer ist als die in einem solchen Aufbau normalerweise verwendeten ps-Pulse aus spontaner parametrischer Frequenzkonversion, sind deutlich längere Verzögerungen und damit Interferometerarme notwendig, um separate Pulse zu erzeugen. Erreicht werden soll dies durch eine doppelt durchlaufene 50 m lange Glasfaser im langen Arm des Interferometers. An einem Ende der Faser wird direkt eine hoch-reflektierende Beschichtung aufgebracht, um Kopplungsverluste zu minimieren. Durch Aufwickeln der Faser auf einen temperaturstabilisierten Kupferzylinder und Einbau des gesamten Aufbaus in ein luftdichtes, kleines und ebenfalls aktiv thermisch stabilisiertes Gehäuse wird die passive Stabilität des Aufbaus

erhöht. Das Interferometer selbst wird nach dem klassischen Michelson-Schema aufgebaut. Die relative Armlänge muss durch einen Piezo zusätzlich aktiv stabilisiert werden. Dazu dient ein kolinear zum Einzelphoton (Signal) verlaufender 850 nm Referenzlaser. Dieser wird im Aufbau selbst generiert, ist orthogonal linear zum Signal polarisiert und kann daher durch einen Dünnschichtpolarisator und zusätzliche schmalbandige Interferenzfilter am Ende des Aufbaus wieder von der Signalmode getrennt werden.

Durch einen EOM wird die Phaseninformation auf die Einzelphotonen kodiert. Um dabei ein konstantes Locksignal für die Längenstabilisierung zu erhalten, wird der Referenzlaser vor dem EOM durch einen doppelbrechenden Kalkspat-Kristall um einige Millimeter vertikal versetzt und so am EOM vorbeigeführt. Beide Laser werden anschließend durch denselben, von einem Piezo kontrollierten Spiegel reflektiert und darüber die Länge der Arme relativ zueinander stabilisiert.

Durch die Verwendung zweier analog aufgebauter Interferometer zum Kodieren und Dekodieren der Photonen soll letztlich der in Abbildung 7.5 skizzierte Gesamtaufbau eines Qubit-Relays realisiert werden: Einzelne Photonen werden mittels resonanter Frequenzkonversion in der OPO-Quelle erzeugt. Anschließend werden Qubits auf die Photonen kodiert, diese im EIT-Aufbau verzögert oder gespeichert, wieder dekodiert und detektiert. Zusätzlich könnten kleinere Quantenoperationen vor und hinter der Speicherung implementiert werden.

Auf diese Weise soll ein Quantennetzwerke entstehen, das ein optisches und ein atomares System verbindet. Ein solcher Aufbau könnte zu einem „Repeater“ für Quanteninformationen ausgebaut werden und würde die Nutzbarkeit des EIT-Effekts als Schnittstelle zwischen fliegenden und stationären Qubits demonstrieren.

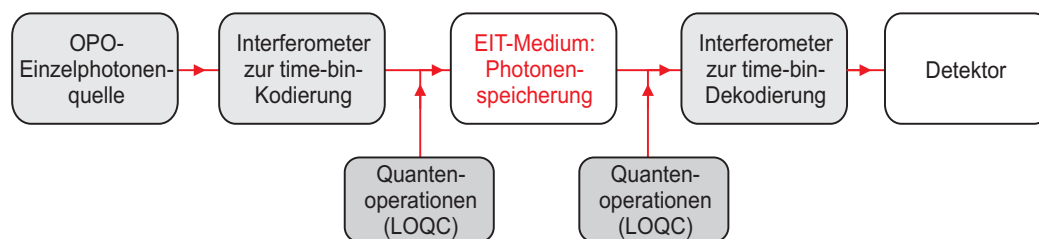


Abbildung 7.5: Skizze des geplanten Gesamtaufbaus eines Qubit-Relays

Literaturverzeichnis

- [1] M.A. Nielsen and I.L. Chuang. *Quantum Computation and Quantum Information*. Cambridge University Press, 2000.
- [2] D. P. DiVincenzo. The physical implementation of quantum computation. *Fortschritte der Physik*, 48(9-11):771–783, 2000.
- [3] P.W. Shor. Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer. *SIAM J. Comput.*, 26:1484–1509, 1997.
- [4] T. Kimura, Y. Nambu, T. Hatanaka, A. Tomita, H. Kosaka, and K. Nakamura. Single-photon interference over 150-km transmission using silica-based integrated-optic interferometers for quantum cryptography. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 43:L1109, 2004.
- [5] R.L. Rivest, A. Shamir, and L.M. Adleman. A method for obtaining digital signatures and public-key cryptosystems. *Communications of the ACM*, 21(2):120–126, 1978.
- [6] W. Tittel, G. Ribordy, and N. Gisin. Special issue on quantum communication. *Phys. World*, 11(3):41, 1998.
- [7] A. Muller, T. Herzog, B. Huttner, W. Tittel, H. Zbinden, and N. Gisin. “plug and play” systems for quantum cryptography. *Appl. Phys. Lett.*, 70:793, 1997.
- [8] G. Ribordy, J.-D. Gautier, N. Gisin, O. Guinnard, and H. Zbinden. Fast and user-friendly quantum key distribution. *J. Mod. Opt.*, 47:517, 2000.
- [9] P. D. Townsend. Quantum cryptography on optical fiber networks. *Opt. Fiber Technol.*, 4(4):345–370, 1998.
- [10] R. J. Hughes, G. L. Morgan, and C. G. Peterson. Practical quantum key distribution over a 48-km optical fiber network. [arXiv.org:quant-ph/9904038](https://arxiv.org/abs/quant-ph/9904038), 1999.
- [11] J.-M. Mérola, Y. Mazurenko, J.-P. Goedgebuer, and W.T. Rhodes. Single-photon interference in sidebands of phase-modulated light for quantum cryptography. *Phys. Rev. Lett.*, 82(8):1656–1659, 1999.
- [12] W. Tittel, J. Brendel, H. Zbinden, and N. Gisin. Quantum cryptography using entangled photons in energy-time bell states. *Phys. Rev. Lett.*, 84(20):4737–4740, 2000.

- [13] J. Brendel, N. Gisin, W. Tittel, and H. Zbinden. Pulsed energy-time entangled twin-photon source for quantum communication. *Phys. Rev. Lett.*, 82:2594, 1999.
- [14] I. Marcikic, H. de Riedmatten, W. Tittel, V. Scarani, H. Zbinden, and N. Gisin. Time-bin entangled qubits for quantum communication created by femtosecond pulses. *Phys. Rev. A*, 66:062308, 2002.
- [15] Z.D. Walton, A.F. Abouraddy, A.V. Sergienko, B.E.A. Saleh, and M.C. Teich. Decoherence-free subspaces in quantum key distribution. *Phys. Rev. Lett.*, 91:087901, 2003.
- [16] J.I. Cirac and P. Zoller. Quantum computations with cold trapped ions. *Phys. Rev. Lett.*, 74(20):4091–4094, 1995.
- [17] F. Schmidt-Kaler, H. Häffner, M. Riebe, S. Gulde, G.P.T. Lancaster, T. Deuschle, C. Becher, C.F. Roos, J. Eschner, and R. Blatt. Realization of the cirac-zoller controlled-not quantum gate. *Nature*, 422:408, 2003.
- [18] D.G. Cory, A.F. Fahmy, and T.F. Havel. Ensemble quantum computing by nmr spectroscopy. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA, Comp. Sci.*, 94:1634–1639, 1997.
- [19] N.A. Gershenfeld and I.L. Chuang. Bulk spin-resonance quantum computation. *Science*, 275:350–356, 1997.
- [20] L.M. K. Vandersypen, M. Steffen, G. Breyta, C.S. Yannoni, M.H. Sherwood, and I. L. Chuang. Experimental realization of shor’s quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance. *Nature*, 414:883–887, 2001.
- [21] A.R. Calderbank and P.W. Shor. Good quantum error-correcting codes exist. *Phys. Rev. A*, 54(2):1098–1105, 1996.
- [22] D.G. Cory, M.D. Price, W. Maas, E. Knill, R. Laflamme, W.H. Zurek, T.F. Havel, and S.S. Somaroo. Experimental quantum error correction. *Phys. Rev. Lett.*, 81(10):2152–2155, 1998.
- [23] J. Chiaverini, D. Leibfried, T. Schaetz, M. D. Barrett, R.B. Blakestad, J. Britton, W.M. Itano, J.D. Jost, E. Knill, C. Langer, R. Ozeri, and D.J. Wineland. Realization of quantum error correction. *Nature*, 432:602–605, 2004.
- [24] E. Knill, R. Laflamme, R. Martinez, and C. Negrevergne. Benchmarking quantum computers: The five-qubit error correcting code. *Phys. Rev. Lett.*, 86(25):5811–5814, 2001.
- [25] E. Knill, R. Laflamme, and G.J. Milburn. A scheme for efficient quantum computation with linear optics. *Nature*, 409:6, 2001.
- [26] J. L. O’Brien, G. J. Pryde, A. G. White, T. C. Ralph, and D. Branning. Demonstration of an all-optical quantum controlled-not gate. *Nature*, 426:264–267, 2003.

- [27] M. Scholz, T. Aichele, S. Ramelow, and O. Benson. Deutsch-jozsa algorithm using triggered single photons from a single quantum dot. *Phys. Rev. Lett.*, 96:180501, 2006.
- [28] D. Bouwmeester, A. Ekert, and A. Zeilinger. *The Physics of Quantum Information*. Springer, Berlin, 2000.
- [29] A. Kuzmich, W. P. Bowen, A. D. Boozer, A. Boca, C. W. Chou, L.-M. Duan, and H. J. Kimble. Generation of nonclassical photon pairs for scalable quantum communication with atomic ensembles. *Nature*, 423:731–734, 2003.
- [30] C. H. van der Wal, M. D. Eisaman, A. Andre, R. L. Walsworth, D. F. Phillips, A. S. Zibrov, and M. D. Lukin. Atomic memory for correlated photon states. *Science*, 301:196–200, 2003.
- [31] J.F. Sherson, H. Krauter, R.K. Olsson, B. Julsgaard, I. Cirac K. Hammerer, , and E.S. Polzik. Quantum teleportation between light and matter. *Nature*, 443:557, 2006.
- [32] K.J. Boller, A. Imamoğlu, and S.E. Harris. Observation of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 66(20):2593, 1991.
- [33] S.E. Harris. Electromagnetically induced transparency with matched pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 70:552, 1993.
- [34] A. Kasapi, M. Jain, G.Y. Yin, and S.E. Harris. Electromagnetically induced transparency: Propagation dynamics. *Phys. Rev. Lett.*, 74:2447, 1995.
- [35] S.E. Harris. Electromagnetically induced transparency. *Phys. Today*, 50:36, 1997.
- [36] L. Hau, S. Harris, Z. Dutton, and C. Behroozi. Light speed reduction to 17 meters per second in an ultracold atomic gas. *Nature*, 397:594, 1999.
- [37] O. Kocharovskaya, Y. Rostovtsev, and M.O. Scully. Stopping light via hot atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 86(4):628, 2001.
- [38] D.F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R.L. Walsworth, and M.D. Lukin. Storage of light in atomic vapor. *Phys. Rev. Lett.*, 86:783, 2001.
- [39] M. Bajcsy, A.S. Zibrov, and M.D. Lukin. Stationary pulses of light in an atomic medium. *Nature*, 426:638, 2003.
- [40] M. Fleischhauer and M.D. Lukin. Dark-state polaritons in electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 84(22):5094, 2000.
- [41] Y. Li and C.P. Sun. Group velocity of a probe light in an ensemble of λ atoms under two-photon resonance. *Phys. Rev. A*, 69:061802, 2004.
- [42] D. Akamatsu, K. Akiba, and M. Kozuma. Electromagnetically induced transparency with squeezed vacuum. *Phys. Rev. Lett.*, 92:203602, 2004.

- [43] M.D. Eisaman, A. André, F. Massou, M. Fleischhauer, A.S. Zibrov, and M.D. Lukin.: Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon states. *Nature*, 438:837, 2005.
- [44] T. Chanelière, D.N. Matsukevich, S.D. Jenkins, S.-Y. Lan, T.A.B. Kennedy, and A. Kuzmich. Storage and retrieval of single photons transmitted between remote quantum memories. *Nature*, 438:833, 2005.
- [45] A.M. Akulshin, A.A. Celikov, and V.L. Velichansky. Sub-natural absorption resonances on the d_1 line of rubidium induced by coherent population trapping. *Opt. Comm.*, 84:139–143, 1991.
- [46] Y. Li and M. Xiao. Electromagnetically induced transparency in a three-level λ -type system in rubidium atoms. *Phys. Rev. A*, 51(4):R2703–R2706, 1995.
- [47] M.M. Kash, V.A. Sautenkov, A.S. Zibrov, L. Hollberg, G.R. Welch, M.D. Lukin, Y. Rostovtsev, E.S. Fry, and M.O. Scully. Ultraslow group velocity and enhanced nonlinear optical effects in a coherently driven hot atomic gas. *Phys. Rev. Lett.*, 82(26):5229–5232, 1999.
- [48] D.A. Steck. Cesium d line data. Technical report, Los Alamos National Laboratory, 1998.
- [49] W. Demtröder. *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. Springer, Berlin, 2000.
- [50] W.R. Bennett. Hole burning effects in a he-ne optical maser. *Phys. Rev.*, 126(2):580–593, 1962.
- [51] L. Cacciapuoti, M. de Angelis, M. Fattori, G. Lamporesi, T. Petelski, M. Prevedelli, J. Stuhler, and G.M. Tino. Analog+digital phase and frequency detector for phase locking of diode lasers. *Rev. Sci. Inst.*, 76(5):53111–53118, 2005.
- [52] U. Tietze and Ch. Schenk. *Halbleiter-Schaltungstechnik*. Springer-Verlag, Berlin, 1993.
- [53] T. Ebel. *Regelungstechnik*. Teubner, Stuttgart, 1984.
- [54] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols. An experimental method for the observation of the rf transitions in oriented na vapor. *Nuovo Cimento B*, 36:5, 1976.
- [55] E. Arimondo. *Progress in Optics XXXV*. Elsevier, Amsterdam, 1996.
- [56] R.M. Whitley and C.R. Stroud Jr. Double optical resonance. *Phys. Rev. A*, 14(4):1498–1513, 1976.
- [57] H.R. Gray, R.M. Whitley, and C.R. Stroud Jr. Coherent trapping of atomic populations. *Opt. Lett.*, 3:218, 1978.
- [58] S.E. Harris, J.E. Field, and A. Imamoglu. Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 64(10):1107–1110, 1990.

- [59] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J.P. Marangos. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Rev. Mod. Phys.*, 77:633, 2005.
- [60] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg. *Atom-Photon Interactions: Basic Processes and Applications*. Wiley VCH, 1998.
- [61] Th. Hänsch and P. Toschek. Theory of a three-level gas laser amplifier. *Zeitschrift für Physik A*, 236:213, 1970.
- [62] H. Lee, Y. Rostovtsev, C.J. Bednar, and A. Javan. From laser-induced line narrowing to electro- magnetically induced transparency: closed system analysis. *Appl. Phys. B*, 76:33–39, 2003.
- [63] E. Figueroa, F. Vewinger, J. Appel, and A. I. Lvovsky. Decoherence of electromagnetically induced transparency in atomic vapor. *Opt. Lett.*, 31(17):2625–2627, 2006.
- [64] R. Wyatt and W.J. Devlin. 10 khz linewidth 1.5 μ m ingaasp external cavity laser with 55 nm tuning range. *Electronics Letters*, 19(3):110–112, 1983.
- [65] R. Wyatt. Spectral linewidth of external cavity semiconductor lasers with strong, frequency-selective feedback. *Electronics Letters*, 21(15):658–659, 1985.
- [66] K.C. Harvey and C.J. Myatt. External-cavity diode laser using a grazing-incidence diffraction grating. *Opt. Lett.*, 16(12):910–912, 1991.
- [67] Sacher Lasertechnik Group. Spectroscopy with diode lasers. Technical report, Sacher Lasertechnik GmbH, 2005.
- [68] K.G. Libbrecht and J.L. Hall. A low-noise high-speed diode laser current controller. *Rev. Sci. Inst.*, 64:2133, 1993.
- [69] M. Prevedelli. Analog + digital phase and frequency detector. Persönliche Mitteilung, 2002.
- [70] A. N. Nesmeyanov. *Vapor Pressure of the Chemical Elements*. Elsevier, Amsterdam, 1963.
- [71] T.E. Sterne. Multi-lamellar cylindrical magnetic shields. *Rev. Sci. Inst.*, 6:324, 1935.
- [72] H. Müller. Schaltung eom-treiber. Persönliche Mitteilung, 2006.
- [73] P R.S. Carvalho, L.E.E. de Araujo, and J.W.R. Tabosa. Angular dependence of an electromagnetically induced transparency resonance in a doppler-broadened atomic vapor. *Phys. Rev. A*, 70:063818, 2004.
- [74] R.W. Boyd, D.J. Gauthier, A.L. Gaeta, and A.E. Willner. Maximum time delay achievable on propagation through a slow-light medium. *Phys. Rev. A*, 71:023801, 2005.
- [75] S.E. Harris and L.V. Hau. Nonlinear optics at low light levels. *Phys. Rev. Lett.*, 82(23):4611–4614, 1999.

- [76] A.B. Matsko, Y.V. Rostovtsev, O. Kocharovskaya, A.S. Zibrov, and M.O. Scully. Nonadiabatic approach to quantum optical information storage. *Phys. Rev. A*, 64(4):043809, 2001.
- [77] M. Fleischhauer and M. D. Lukin. Quantum memory for photons: Dark-state polaritons. *Phys. Rev. A*, 65(2):022314, 2002.
- [78] F. Wolfgramm. Aufbau eines optisch parametrischen oszillators als schmalbandige einzelphotonenquelle. Master's thesis, Freie Universität Berlin, 2007.
- [79] C.E. Kuklewicz, M. Fiorentino, G. Messin, F.N.C. Wong, and J.H. Shapiro. High-flux source of polarization-entangled photons from a periodically poled ktiopo₄ parametric down-converter. *Phys. Rev. A*, 69:013807, 2004.
- [80] W. Hänsch and B. Couillaud. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity. *Opt. Comm.*, 35:441, 1980.
- [81] National Semiconductor Corporation. *Datasheet LM2412 - Monolithic Triple 2.8 nsec Driver*.

Anhang

Elektronik

EOM-Treiber

Der EOM-Treiber basiert auf einem LM2412 “Monolithic Triple 2.8 nsec Driver” von National Semiconductor und zwei schnellen Operationsverstärkern LM7171. Die Schaltung ist in Abbildung 8.1 gezeigt, sie muss mit ± 15 V und +80 V versorgt werden. Falls die Bandbreite von etwa 10 MHz ausgenutzt werden soll, muss der LM2412 mit einem Kühlkörper und einem zusätzlichen Lüfter gekühlt werden. Der EOM muss elektrisch isoliert auf dem optischen Tisch aufgebaut und die Verbindung zwischen Treiber und EOM komplett isoliert werden, da der Ausgang des EOM-Treibers nicht mit GND verbunden ist. Der EOM sollte nicht mehr als 10 pf Kapazität haben, damit, zusammen mit der Kapazität eines 10 cm langen Verbindungskabels zwischen Treiber und EOM, die maximale Kapazität, die der LM2412 treiben kann (laut Datenblatt 20 pf), nicht wesentlich überschritten wird. Zum Testen des Treibers kann ein 10 pf Kondensator als Ersatz für den EOM angeschlossen werden. Die Spannungen dürfen dann allerdings nicht mit normalen Oszilloskop-Tastköpfen gemessen werden, da diese zu hohe interne Kapazitäten haben [81]. Statt dessen kann ein 1:200 Spannungsteiler verwendet werden, an den direkt das Oszilloskop angeschlossen wird.

Detektor

Der schnelle Detektor verwendet eine FND-100 Si-PIN-Photodiode, die mit einer Vorspannungsquelle versehen und direkt an einen Phillips SA5211D Transimpedanz-Verstärker (180 MHz Bandbreite) angeschlossen ist. Maximal kurze Leitungswege sind hier entscheidend. Das Differential-Ausgangssignal dieses Chips wird anschließend mittels eines Intersil EL5175 “Differential Line Receiver” in ein mit $50\ \Omega$ abgeschlossenes Signal konvertiert. Zur Filterung von Störungen sind verschiedene Kondensatoren und Spulen integriert, siehe Schaltung in Abbildung 8.2.

Magnetisches Schild

Beide Cäsiumzellen sind zur magnetischen Abschirmung in mehrlagigen zylindrischen Schilden aus sogenanntem μ -Metall untergebracht. Dabei handelt es um eine Legierung aus 80% Nickel, 4,2% Molybdän und Eisen. Die Abschirmung solcher Schilde kann nach [71] berechnet werden, wobei jeweils das Verhältnis der Normalkomponenten der magnetischen Felder

innerhalb und außerhalb des Schildes betrachtet wird. Entscheidend für eine gute Abschirmung ist das richtige Radien-Verhältnis der konzentrisch angeordneten zylinderförmigen Schilde. Da aufgrund der Zellengröße und der Strahlhöhe der minimale Radius des innersten Schildes und der maximale Radius des äußersten Schildes vorgegeben ist, lassen sich die optimalen Radien am einfachsten iterativ berechnen. Für die Cäsiumzelle der FMS wurde ein zweilagiges Schild mit den Radien $R_1 = 75$ mm und $R_2 = 120$ mm gewählt, dieses Schild schirmt das Magnetfeld bis auf etwa $4,5 \times 10^{-4}$ ab. Das dreilagige Schild um die EIT-Zelle hat die Radien $R_1 = 50$ mm, $R_2 = 67$ mm und $R_3 = 100$ mm, es bewirkt eine Abschirmung bis auf etwa $2,1 \times 10^{-5}$. Die Schilde wurden entsprechen dieser Vorgaben von der Firma MuShield (USA) herstellt. Nach Abschluss des Herstellungsprozesses müssen sie noch für 1-2 Stunden auf etwa 1150°C erhitzt werden, damit eine maximale magnetische Permeabilität des Materials und damit eine optimale Abschirmung erzielt wird.



Abbildung 8.1: Schaltung des analogen EOM-Treibers

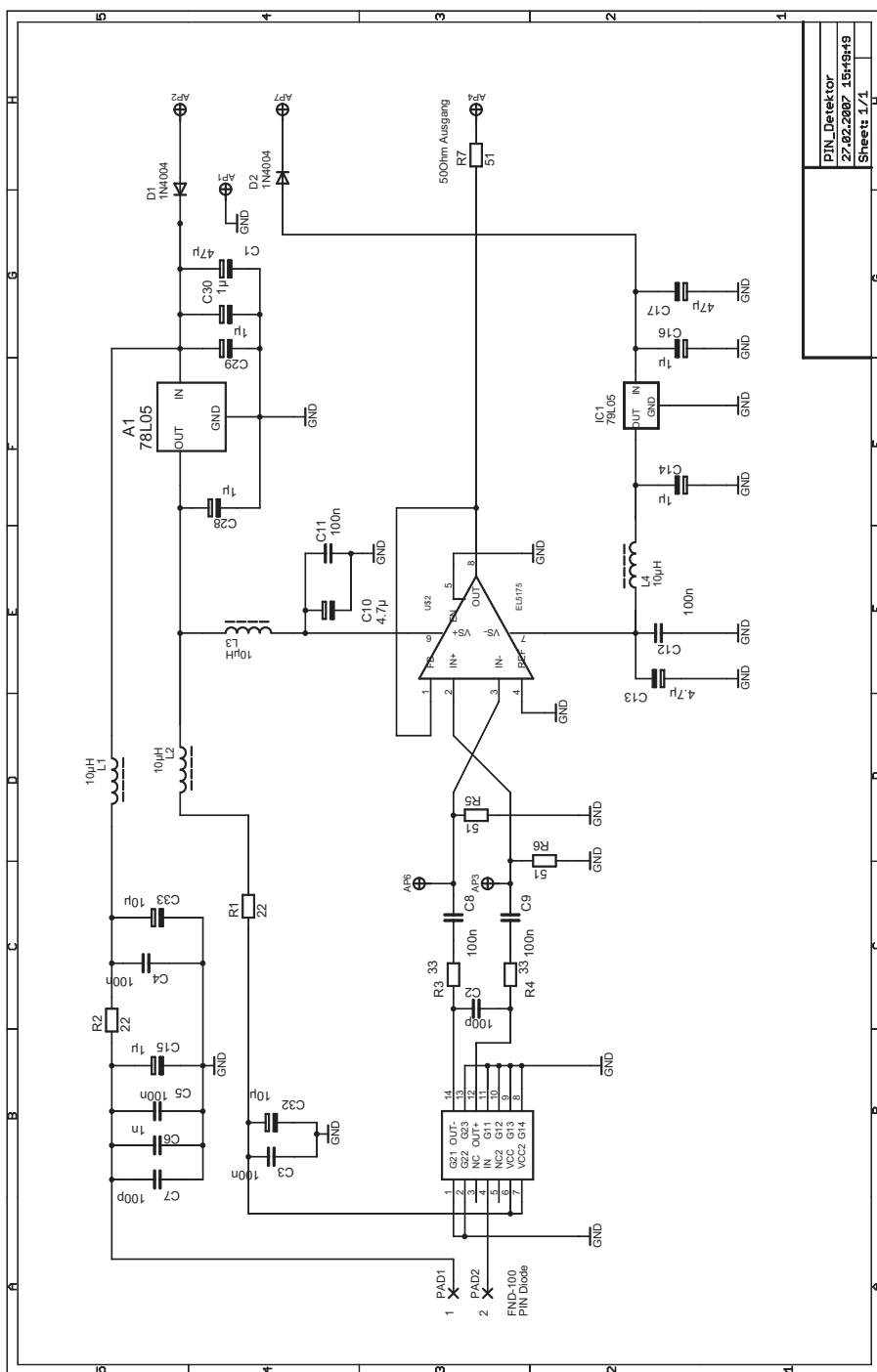


Abbildung 8.2: Schaltung des schnellen Detektors

Danksagung

Ich möchte mich herzlich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen und die Arbeit ermöglicht haben.

Das ist zunächst Herr Professor Oliver Benson, in dessen Arbeitsgruppe ich mich schon längere Zeit sehr wohl fühle. Er hat mir die Gelegenheit gegeben, an einem sehr interessanten und herausfordernden Projekt mitzuarbeiten und hat mich persönlich sehr unterstützt.

Darüber hinaus danke ich ganz besonders Matthias Scholz, dem Betreuer dieser Arbeit, der mit seinem ausgesprochen umfangreichen Wissen und seiner großen Professionalität sehr zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen hat. Dieses Experiment ist auch sein Experiment und wir haben die ganze Zeit über sehr gut zusammengearbeitet. Nicht zuletzt gilt ihm mein Dank auch für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Herrn Professor Andreas Knorr danke ich sehr herzlich für seine Bereitschaft, diese Arbeit als Zweitgutachter zu bewerten.

Herr Professor Achim Peters hat mir durch seine Erfahrung mit Phasenlocktechniken sehr geholfen.

Herrn Dipl. Ing. Klaus Palis danke ich ganz herzlich für die vielfältige Unterstützung bei der Realisierung der verschiedensten notwendigen elektronischen Komponenten und Aufbauten.

Meinem Diplomandenkollegen Florian Wolfgramm danke ich für die Erlaubnis, seine Abbildungen und Messungen zum OPO als schmalbandige Einzelphotonenquelle übernehmen zu dürfen.

Allen anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppen NANO, QOM und AMO im Labor am Hausvogteiplatz danke ich für die gute Unterstützung innerhalb der gesamten Gruppe und eine sehr angenehme Zeit.