

Quanteneffekte von Dunkelzustandspolaritonen

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Leon Karpa

aus

Uman (Ukraine)

Bonn, Februar 2010

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Gutachter: Prof. Dr. Martin Weitz
2. Gutachter: Prof. Dr. Dieter Meschede
Tag der Promotion: 19. April 2010
Erscheinungsjahr: 2010

Zusammenfassung

Der auf der quantenmechanischen Interferenz von Absorptionsamplituden beruhende Effekt der elektromagnetisch induzierten Transparenz (EIT) gestattet die Transmission von Licht durch sonst für resonante optische Felder undurchlässige atomare Medien. Mit diesem Phänomen geht eine drastische Reduktion der Gruppengeschwindigkeit einher, welche mehrere Größenordnungen geringer sein kann als die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Mit der langsamen Ausbreitung des Lichtfeldes werden Quasiteilchen, die sogenannten Dunkelzustandspolaritonen, assoziiert, welche eine Überlagerung atomarer Spinwellenanteile und photonischer Komponenten darstellen.

In der vorliegenden Arbeit werden die Eigenschaften dieser Quasiteilchen in kohärent präparierten Medien unter dem Einfluß der Lichtspeicherung, einer Technik zur reversiblen Übertragung optischer Information in den kollektiven kohärenten Zustand eines atomaren Ensembles, untersucht.

Es wird gezeigt, dass bei der Speicherung von Licht in Dreiniveausystemen mit zwei stabilen Grundzuständen, den sogenannten Λ -Systemen, eine starke Verschiebung der optischen Trägerfrequenz in Richtung der Zweiphotonenresonanz auftritt, sobald die atomare Kohärenz in Photonen der neu erzeugten Signalfeldmode rücktransformiert wird. Es wird erwartet, dass dieser Effekt für beliebige Werte der Zweiphotonenverstimmung des einstrahlten Signalfeldes innerhalb des Transparenzfensters einer Dunkelresonanz und für beliebige Ausrichtungen der Signalfelder bezüglich des Kontrollstrahls gültig ist. Für den im Experiment untersuchten Spezialfall kopropagierender optischer Felder wurde im Rahmen der Fehlergrenzen die erwartete Anpassung an die atomare Übergangsfrequenz zwischen den Grundzuständen beobachtet. Dieser nichtdissipative Effekt kann zur Vermessung der Energiedifferenz zwischen den Grundzuständen herangezogen werden, ohne dass eine genaue Kenntnis der optischen Frequenz des Signalfeldes erforderlich ist. Das demonstrierte Verfahren stellt einen neuartigen Ansatz für die Raman-Spektroskopie dar, welcher sich auch auf den Fall von Zweiphotonenübergängen in Systemen mit einer leiterartigen Kopplung übertragen lassen sollte. Das beschriebene spektroskopische Verfahren kann prinzipiell auch für nichtklassische Lichtzustände wie gequetschtes Licht und für einzelne Photonen angewendet werden. Da der Quantenzustand von der Prozedur nicht beeinträchtigt wird, könnten dadurch Möglichkeiten für Messungen atomarer Übergangsfrequenzen und von Magnetfeldern mit quantenlimitierter Genauigkeit eröffnet werden.

Des Weiteren wurde im Rahmen dieser Arbeit die simultane Speicherung von zwei optischen Signalfeldmoden in einem aus Vierniveauatomen bestehenden Medium mit Dreibeinkopplung untersucht. Es wird gezeigt, dass die Speicherung von Dunkelzustandspola-

ritonen mit einer internen Zweiniveaustuktur, welche den entgegengesetzt zueinander zirkular polarisierten optischen Signalfeldern zugeordnet werden, mittels Abbildung auf Spinwellenkohärenzen des atomaren Ensembles möglich ist. Der Nachweis, dass die optische Schwebungsfrequenz der Signalfelder nach der Speicherung durch die Übergangsfrequenz der Zeeman-Subniveaus des Grundzustands bestimmt wird, bestätigt den im Dreiniveausystem beobachteten Effekt der Frequenzanpassung.

Die bei der Speicherung von Licht auftretende Frequenzanpassung ist auch im Hinblick auf Anwendungen im Zusammenhang mit der räumlichen Manipulation von Licht in Medien unter den Bedingungen der elektromagnetisch induzierten Transparenz von Interesse. In diesem Zusammenhang wurde experimentell die auf Phasenaufprägung zurückgeführte Ablenkung von Signalstrahlpulsen während der Speicherungsphase in Anwesenheit eines inhomogenen Magnetfeldes untersucht. Die Ergebnisse zeigen, dass die Dispersion im Vergleich zur Stern-Gerlach-artigen Ablenkung in Experimenten mit kontinuierlich eingestrahnten Signalfeldern um mehrere Größenordnungen unterdrückt wird. Das durchgeführte Experiment lässt sich als grundsätzliche Demonstration eines nichtdispersiven optischen Elements interpretieren und stellt einen Ansatz zur Implementierung von optisch kontrollierten Linsen, Deflektoren oder adaptiven Optiken dar. Systeme mit einer sehr niedrigen Grundzustandsdekoherenz, die lange Speicherungsphasen ermöglichen, könnten sich außerdem für den Einsatz als magnetische Gradiometer eignen. Derart aufgebaute Vorrichtungen könnten in Zukunft ebenso von Speicherungstechniken für nichtklassische Lichtzustände profitieren wie Magnetometer oder Atomuhren auf Basis der Frequenzanpassung. Anwendungen im Bereich der Quantenspeicherung sind ebenfalls denkbar, wo die demonstrierte Methode möglicherweise zur Adressierung paralleler Kanäle dienen könnte.

Eine Beschreibung aktuell durchgeführter, noch nicht abgeschlossener, Experimente, die auf den Nachweis des Aharonov-Casher-Effekts für langsames Licht abzielen, ist Gegenstand des abschließenden Teils dieser Arbeit. Erste Ergebnisse, die mit Dunkelzustandspolaritonen im Dreibeinsystem erzielt wurden, werden vorgestellt und im Hinblick auf die Vorhersagen eines theoretischen Modells diskutiert.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Dreinevensystem und Dunkelzustände	5
2.2	Langsames Licht im Quasiteilchenbild	8
3	Experimenteller Aufbau	11
3.1	Erzeugung der optischen Felder	11
3.2	Der optische Aufbau	14
3.3	Die Rubidium-Apparatur	16
3.4	Detektionsverfahren	17
3.5	Experimentsteuerung	18
4	Lichtspeicherungsspektroskopie von Raman-Übergängen	21
4.1	Grundlagen der Frequenzanpassung	21
4.2	Aufbau und Detektionsverfahren	26
4.3	Ergebnisse	29
4.4	Zusammenfassung	33
5	Resonante Schwebungen bei Lichtspeicherung im Dreibeinsystem	35
5.1	Beschreibung und Eigenschaften des Dreibeinsystems	35
5.2	Modifikationen des Aufbaus	42
5.3	Experimentelle Ergebnisse	45
5.4	Zusammenfassung und Schlussfolgerungen	51
6	Lichtspeicherung und nichtdispersive optische Effekte	53
6.1	Ablenkung von langsamem und gespeichertem Licht	54
6.2	Aufbau der zeitaufgelösten Positionsbestimmung	58
6.3	Experimentelle Ergebnisse	61
6.4	Zusammenfassung der Ergebnisse	65
7	Laufende Experimente	67
7.1	Aharonov-Casher-Effekt für Polaritonen	67
7.2	Aufbau zur Messung der Aharonov-Casher-Phase	69
7.3	Vorläufige Messergebnisse	72
7.4	Folgerungen und Ausblick	75

8	Ausblick	77
9	Literaturverzeichnis	79

1 Einleitung

Die Wechselwirkung optischer Felder mit Materie ist Gegenstand zahlreicher experimenteller und theoretischer Untersuchungen, welche zunächst durch die Möglichkeit motiviert wurden, genaue Einblicke in die mikroskopische Struktur der untersuchten Objekte zu gewinnen. Bedingt durch die Entwicklung der Lasertechnologie hat sich die Spektroskopie atomarer Medien als ein bedeutendes Instrument für Tests fundamentaler physikalischer Prozesse erwiesen [1, 2]. Ausgelöst durch das Aufkommen durchstimmbarer monochromatischer Laserquellen in den siebziger Jahren des zwanzigsten Jahrhunderts konnten Messungen der Energieniveaus von Atomen mit bis dahin unerreichter Präzision ausgeführt und auf diese Weise enorme Fortschritte auf dem Gebiet der Metrologie erzielt werden.

Ein vergleichsweise junges Gebiet der Quantenoptik eröffnete sich mit der zum ersten Mal von Alzetta, Gozzini, Moi und Orriols gemachten Beobachtung einer lokal stark unterdrückten Fluoreszenz in einem Experiment, das optisches Pumpen in einem atomaren Dreiniveausystem mit zwei Grundzuständen und einem angeregten Zustand in Anwesenheit eines inhomogenen Magnetfeldes zum Gegenstand hatte [3]. Die Ergebnisse dieses Experiments konnten im Sinne eines quantenmechanischen Effektes, der auf der destruktiven Interferenz von Absorptionsamplituden beruht, gedeutet werden. Dieses als „*Coherent Population Trapping*“ (*CPT*) bezeichnete Phänomen steht im engen Zusammenhang mit dem „*elektromagnetisch induzierte Transparenz*“ (*EIT*) genannten Quanteninterferenzeffekt, welcher einen enormen Anstieg der nichtlinearen Suszeptibilität im spektralen Bereich der induzierten Transparenz bewirkt [4]. Bemerkenswerterweise wird simultan die lineare Suszeptibilität unterdrückt, wodurch das Medium in einen neuartigen Zustand, in welchem es eine äußerst steile Dispersion aufweist und keine Absorption herbeiführen kann, versetzt wird. Die Modifikation atomarer Eigenschaften aufgrund von Quanteninterferenz wurde ausführlich im Laufe der letzten 30 Jahre studiert. Ein Überblick über diese zahlreichen Arbeiten ist zum Beispiel in [5, 6] zu finden. Durch diese Erkenntnisse wurde ein breites Spektrum an Möglichkeiten auf unterschiedlichen Gebieten der Forschung eröffnet, wozu unter anderem Anwendungen auf den Feldern der nichtlinearen Optik [7, 8] und der Atominterferometrie [9] gehören.

Eine der eindrucklichsten Demonstrationen der Bedeutung von Dunkelzuständen steht im Zusammenhang mit der Laserkühlung von Atomen [10], einem Feld der Quantenoptik, welchem aufgrund der Tragweite der gewonnenen Erkenntnisse in der Grundlagenforschung ein enormer Stellenwert zukommt [11–13]. So gelang 1988 mit der als „*Velocity-Selective Coherent Population Trapping*“ (*VSCPT*) bezeichneten Methode die Kühlung von atomaren Ensembles auf Werte unterhalb der Rückstoß-Temperatur [14], der auf den Impulsübertrag bei der Streuung einzelner Photonen zurückzuführenden Grenze, welche mit

den Methoden der sub-Doppler-Kühlung nicht unterschritten werden kann. Das Verfahren beruht auf der Impulsabhängigkeit der Zweiphotonenverstimmung, welche zur Folge hat, dass Atome einer bestimmten Geschwindigkeitsklasse nicht mit den optischen Feldern wechselwirken und somit auch keine Photonen streuen können.

Als besonders bedeutend haben sich Effekte wie langsames Licht und EIT auf dem Gebiet der Quanteninformation erwiesen. So wurden sowohl ein auf Dunkelzuständen basierendes Protokoll zur Implementierung eines Quantennetzwerks beschrieben [15] als auch einige wesentliche Elemente eines solchen Netzwerks wie Quantenspeicher für photonische Verschränkung [16] realisiert. Mithilfe von EIT-Medien gelangen weitere beeindruckende Demonstrationen einer deterministischen Einzelphotonenquelle [17] und von Quantenteleportation zwischen Licht und Materie [18].

Weiterhin wurde die Entwicklung auf dem Gebiet der Metrologie stark von den Fortschritten in der Entwicklung neuartiger optischer Messverfahren begünstigt. Der Einsatz optischer Apparaturen für messtechnische Zwecke wie die Messung von Magnetfeldern wurde bereits in früheren Arbeiten vorgeschlagen [19, 20] und untersucht [21, 22]. Bereits heute erreichen und übersteigen hochpräzise optische Magnetometer die Genauigkeit von SQUIDs („*Superconducting Quantum Interference Devices*“) [23, 24], der bis vor einigen Jahren noch einzigen Technologie zur Detektion von Magnetfeldern von der Größenordnung einiger Femtotesla. Aktuell werden Möglichkeiten erforscht, die Genauigkeit metrologischer Messungen durch die Verwendung von nichtklassischen Zuständen wie zum Beispiel gequetschter Lichtzustände [25] weiter zu steigern. Dadurch ist es potentiell möglich, Messungen mit quantenlimitierter Präzision auszuführen.

Vor relativ kurzer Zeit wurde die Möglichkeit diskutiert, ein Bose-Einstein-Kondensat von Dunkelzustandspolaritonen zu beobachten [26, 27]. Dies ist prinzipiell deshalb möglich, weil diese Quasiteilchen unter bestimmten Bedingungen bosonischen Kommutatorrelationen genügen. Die Bose-Einstein-Kondensation von Quasiteilchen wurde bereits erfolgreich für die mit der Kopplung zwischen Licht und Elektron-Loch-Paaren in Halbleitern assoziierten Exziton-Polaritonen demonstriert [28].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden verschiedene Quanteneffekte, die bei der Speicherung von Licht mit variabler Zweiphotonenverstimmung auftreten, untersucht. Die vorliegende Arbeit ist wie folgt untergliedert. In den Kapiteln 2 und 3 werden die wichtigsten Eigenschaften von Dreiniveausystemen, die theoretischen Grundlagen der elektromagnetisch induzierten Transparenz und der Speicherung von Licht sowie der grundlegende Aufbau für die Beobachtung dieser Effekte zusammengefasst und erläutert.

Ein wesentlicher Aspekt ist die Frequenzanpassung an die atomare Resonanzfrequenz von Ramanübergängen, welche durch eine Analyse von optischen Schwebungssignalen beobachtet werden kann. Die Speicherung einer optischen Signalfeldmode in der kollektiven

Kohärenz eines atomaren Ensembles äußert sich darin, dass die Frequenz des regenerierten Signalfeldes, unabhängig von der anfänglich gewählten Zweiphotonenverstimmung, stets der atomaren Resonanzfrequenz entspricht. Anschaulich lässt sich die beobachtete Frequenzanpassung dadurch erklären, dass während des Speichervorgangs im Gegensatz zur Polarisierung und zur Phase keine Information über die Frequenz des optischen Feldes erhalten bleibt. Bei anschließender Regeneration des Signalfeldes kann der damit assoziierte Dipol ausschließlich mit der Resonanzfrequenz des Zweiphotonenübergangs oszillieren, weshalb eine Anpassung der Signalfeldfrequenz erfolgt. Der experimentelle Nachweis für die Existenz dieses Effektes im Λ -System wird in Kapitel 4 vorgestellt.

Die Erweiterung des untersuchten Effektes auf den Fall des Vierniveausystems in Dreibeinkopplung wird im darauffolgenden Kapitel erläutert. Dieses System besitzt eine Reihe interessanter Eigenschaften, weshalb es als ein vielversprechender Kandidat für die Implementierung von Quantenmanipulationen an Qubits gilt. Ein wesentliches Charakteristikum zeigt sich bei der Betrachtung in der Basis der Dunkelzustände, welche in diesem Fall einen zweidimensionalen, gegenüber dem Zerfall durch spontane Emission immunen, Untervektorraum aufspannen. Dies ermöglicht die simultane und synchrone Ausbreitung von zwei Signalfeldmoden sowie die reversible Speicherung photonischer Information wie Polarisierung und Relativphase.

Die Speicherung von Licht in Anwesenheit eines Magnetfeldgradienten wird in Kapitel 6 behandelt. Es wird gezeigt, dass die Inhomogenität des Magnetfeldes eine Änderung der Ausbreitungsrichtung nach sich zieht, welche auf die Akkumulation eines Phasengradienten zurückgeführt werden kann. Die wichtigste Eigenschaft dieses Systems, nämlich die Aufhebung der für EIT-Medien typischen hohen Dispersivität wird anhand der Beobachtung demonstriert, dass die Ablenkung des regenerierten Signalstrahls unabhängig von der anfänglichen Verstimmung ist.

In Kapitel 7 werden neuere, noch abzuschließende, Experimente beschrieben. Der Schwerpunkt liegt auf der Beschreibung des gegenwärtig aufgebauten Experiments zum Nachweis des Aharonov-Casher-Effektes für langsames Licht. Das Kapitel bietet eine Übersicht über die theoretischen Grundlagen, bisher durchgeführte Messungen sowie deren Diskussion.

2 Theoretische Grundlagen

Die Ausbreitung eines optischen Signalfeldes in einem atomaren Medium unter den Bedingungen der elektromagnetisch induzierten Transparenz (EIT) kann als eine destruktive Interferenz der Absorptionsamplituden verstanden werden [6]. Das Auftreten von EIT hat bemerkenswerte Konsequenzen zur Folge, wozu die Reduktion der Gruppengeschwindigkeit um mehrere Größenordnungen gehört [7, 29, 30]. Dieser Prozess wird von einem kohärenten Populationstransfer zwischen den Grundzuständen des Dreineiveausystems begleitet, mit welchem eine durch das Medium voranschreitende Spinwelle assoziiert werden kann. Dies ermöglicht eine Beschreibung der physikalischen Vorgänge im Rahmen eines gekoppelten Atom-Licht-Systems [31]. Diesem Bild zufolge wird EIT und das Auftreten der langsamen Ausbreitung optischer Information auf die Propagation von sogenannten Dunkelzustandspolaritonen zurückgeführt. Die Wellenfunktion dieser hybriden Quasiteilchen stellt eine Mischung atomarer Spinwellenanteile und photonischer Komponenten dar.

Eine einführende Erläuterung der wesentlichen für diese Arbeit relevanten Konzepte wie der elektromagnetisch induzierten Transparenz, des langsamen Lichts und der Lichtspeicherung wird Gegenstand dieses Kapitels sein. Aufgrund des großen Umfangs an vorbereitenden theoretischen Arbeiten zu diesen Themen wird eine Zusammenfassung der Ergebnisse und nicht deren ausführliche Herleitung im Vordergrund stehen. Eine umfassende Behandlung der hier zusammengetragenen Resultate ist zum Beispiel in [6, 32, 33] zu finden.

Auf der Grundlage dieser Konzepte stehende theoretische Modelle, die der Beschreibung der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Effekte dienen, werden in den Kapiteln 4 bis 6 vorgestellt und erläutert.

2.1 Dreineiveausystem und Dunkelzustände

Ausgangspunkt für die folgenden Betrachtungen ist ein Gas aus Dreineiveaumatomen in der sogenannten Λ -Konfiguration, welche in Abbildung 2.1(a) dargestellt ist. Die Kopplung von zwei nah-resonanten optischen Feldern an das Λ -System führt zu einem Hamiltonoperator der Form $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{ww}$, wo \hat{H}_0 das ungestörte Atom und \hat{H}_{ww} die Wechselwirkung mit den Feldern beschreibt. In der Drehwellennäherung, oder „*Rotating Wave Approximation*“ (RWA), also in einer Basis, die eine Rotation mit der optischen Frequenz ausführt, werden die gegenläufig schnell rotierenden optisch induzierten Dipolmomente vernachlässigt. Im Rahmen der Dipolnäherung kann der Hamiltonoperator eines Dreineiveaumatoms, das mit einem Kontrollfeld mit der Rabi-Frequenz Ω_K und einem Signalfeld der

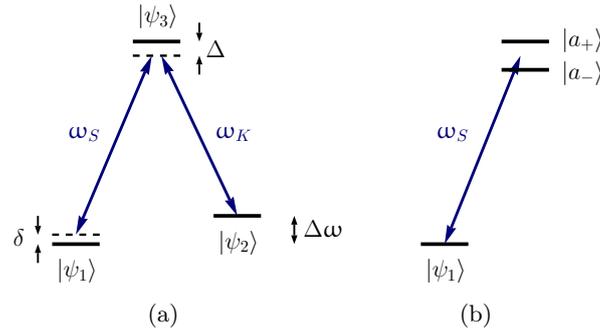


Abbildung 2.1: (a) Dreiniveausystem in Λ -Konfiguration mit einem Signalfeld der Frequenz ω_S und einem Kontrollfeld der Frequenz ω_K . Die energetische Separation der Grundzustände $|\psi_1\rangle$ und $|\psi_2\rangle$ beträgt $\hbar\Delta\omega$. Die Zweiphotonenverstimmung ist durch $\delta = \omega_S - \omega_K - \Delta\omega$ gegeben, während die Einphotonenverstimmung Δ genannt wird. (b) Darstellung des gekoppelten Systems in der Basis der „dressed states“ für den Fall, dass für die komplexen Rabi-Frequenzen der optischen Felder die Beziehung $\Omega_S \ll \Omega_K$ gilt.

Rabifrequenz Ω_S wechselwirkt, wie folgt dargestellt werden:

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Omega_S \\ 0 & -2\delta & \Omega_K \\ \Omega_S^* & \Omega_K^* & -2\Delta \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Die Einphotonenverstimmung des Kontrollfeldes wird hierbei mit Δ bezeichnet und die Zweiphotonenverstimmung ist über die Relation $\delta = \omega_S - \omega_K - \Delta\omega$ definiert, wo ω_S beziehungsweise ω_K die optischen Frequenzen des Signal- und des Kontrollstrahls bezeichnen und $\hbar\Delta\omega$ der energetische Abstand der Grundzustände ist. Für den Fall der Zweiphotonenresonanz lassen sich die Eigenzustände des Hamiltonoperators mit den Mischungswinkeln, die über die Relationen

$$\tan(\theta) = \frac{\Omega_S}{\Omega_K} \quad \text{und} \quad \tan(2\phi) = \frac{\sqrt{\Omega_K^2 + \Omega_S^2}}{\Delta} \quad (2.2)$$

definiert sind, in der Basis der ungestörten Zustände $|\psi_i\rangle$, die auch „bare states“ genannt werden, darstellen. Diese neuen Eigenzustände lauten nun:

$$\begin{aligned} |\psi_+\rangle &= \sin(\theta) \sin(\phi) |\psi_1\rangle + \cos(\phi) |\psi_3\rangle + \cos(\theta) \sin(\phi) |\psi_2\rangle \\ |\psi_-\rangle &= \sin(\theta) \cos(\phi) |\psi_1\rangle - \sin(\phi) |\psi_3\rangle + \cos(\theta) \cos(\phi) |\psi_2\rangle \\ |\psi_0\rangle &= \cos(\theta) |\psi_1\rangle - \sin(\theta) |\psi_2\rangle. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Die Eigenwerte der als „dressed states“ bezeichneten Zustände $|\psi_{\pm}\rangle$ sind

$$\hbar\omega^{\pm} = \frac{\hbar}{2} \left(\Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + \Omega_K^2 + \Omega_S^2} \right),$$

während $|\psi_0\rangle$ der Zustand zum Eigenwert Null ist. Dieser Zustand beschreibt eine kohärente Superposition der Grundzustände $|\psi_1\rangle$ und $|\psi_2\rangle$ und enthält keinen Beitrag des angeregten Zustands. Deshalb ist ein Atom, das sich in diesem Zustand befindet, immun gegenüber spontanem Zerfall. Aufgrund dieser Eigenschaft und weil keine Wechselwirkung mit den optischen Feldern stattfinden kann wird dieser Eigenzustand als Dunkelzustand bezeichnet. Die Bevölkung dieses Zustands kann durch spontane Emission oder kohärente Präparation erfolgen [6, 34].

Im Grenzfall $\Omega_S \ll \Omega_K$ folgt $\sin(\theta) \rightarrow 0$ und $\cos(\theta) \rightarrow 1$, der Dunkelzustand ist also identisch mit dem Zustand $|\psi_1\rangle$ des ungekoppelten Systems, aus welchem keine Anregung stattfinden kann. Unter der zusätzlichen Annahme, dass das Kontrollfeld resonant zum Übergang zwischen den Zuständen $|\psi_2\rangle$ und $|\psi_3\rangle$ ist, nehmen die beiden anderen Zustände die Form $|\psi_{\pm}\rangle = (|\psi_2\rangle \pm |\psi_3\rangle)/\sqrt{2}$ an und sind identisch mit den „*dressed states*“ $|a_+\rangle$ und $|a_-\rangle$ aus Abbildung 2.1(b), welche die angeregten Zustände darstellen. Dies ist eine Konsequenz der Kopplung des ungestörten Zweiniveausystems an das Kontrollfeld [35]. Für das schwächere Signalfeld bestehen nun zwei mögliche Anregungskanäle, welche bei der Resonanzfrequenz destruktiv interferieren. Demzufolge lässt sich die bei Erfüllung der Zweiphotonenresonanzbedingung auftretende Unterdrückung der Absorption als die Folge von destruktiver quantenmechanischer Interferenz von Anregungsamplituden interpretieren. Diesem als elektromagnetisch induzierte Transparenz bezeichneten Effekt liegen dieselben physikalischen Prozesse zugrunde wie den Dunkelzuständen und dem „*Coherent Population Trapping*“ (CPT). In den Experimenten, welche in der vorliegenden Arbeit beschrieben werden, kamen optische Felder mit vergleichbaren Rabi-Frequenzen zum Einsatz. Wie aus der bisherigen Betrachtung ersichtlich, wird der Dunkelzustand auch für diesen Fall ähnlich starker optischer Felder besetzt. Beispielsweise ergibt sich für $\Omega_S = \Omega_K$ der „maximal kohärente“ Dunkelzustand:

$$|\psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\psi_1\rangle - |\psi_2\rangle). \quad (2.4)$$

Die Reaktion eines Atoms auf resonantes Licht wird durch die lineare Suszeptibilität χ bestimmt, deren Imaginärteil die Dissipation des optischen Feldes im Medium, also die Absorption und der Realteil den Brechungsindex festlegen. Der durch die Gleichung

$$\chi(\omega_S) = g^2 N \frac{\gamma + i\omega_S}{(\Gamma + i\omega_S)(\gamma + i\omega_S) + |\Omega_K|^2} \quad (2.5)$$

beschriebene Verlauf der linearen Suszeptibilität in Abhängigkeit von der Signalstrahlfrequenz ω_S kann anhand der Lösungen der aus der Mastergleichung folgenden Bewegungsgleichungen für die Dipolmatrixelemente der Dichtematrix berechnet werden [33, 36]. Die Zerfallsrate des angeregten Zustandes werde mit Γ , die Relaxationsrate der Grundzustandskohärenz mit γ und die Kopplungskonstante des Signalfeldes mit g bezeichnet. Eine Gegenüberstellung dieser Größe für das Zweiniveausystem und das Λ -System ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Im ersten Fall liegt in der Umgebung der Resonanzfrequenz anomale Dispersion, begleitet von maximaler Absorption, vor, während sich die Situation im Dreiniveausystem in zwei wesentlichen Aspekten unterscheidet. Zum einen ist auf Resonanz

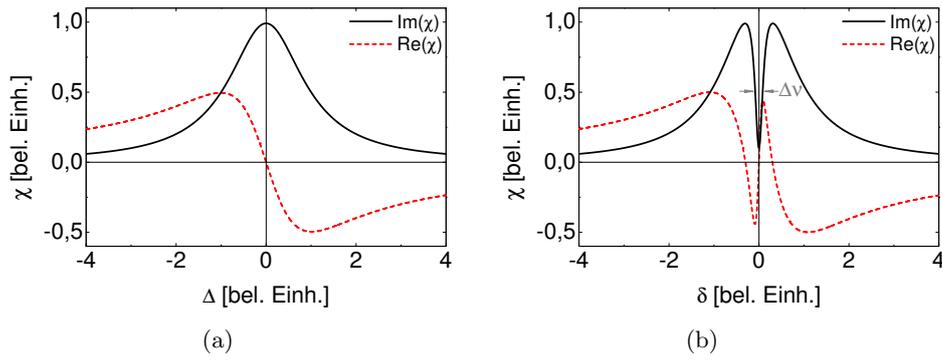


Abbildung 2.2: (a) Real- und Imaginärteil der Suszeptibilität $\chi(\omega)$ in einem Zweiniveausystem als Funktion der Einphotonenverstimmung. (b) Entsprechendes Resultat für das Dreiniveausystem in Abhängigkeit von der Zweiphotonenverstimmung mit $\Gamma = 1$, $\Omega_K = 0,3$ und $\gamma = 10^{-3}$. Für $\delta = 0$ tritt eine starke Unterdrückung der Absorption auf, während der Brechungsindex den Wert Eins annimmt. Die spektrale Breite $\Delta\nu$, in welcher ein Anstieg der Transmission zu verzeichnen ist, wird als *Transparenzfenster* bezeichnet.

ein Anstieg der Transparenz zu verzeichnen, zum anderen liegt eine sehr stark ausgeprägte Variation des Brechungsindex bei normaler Dispersion vor. Aufgrund der Linearität des Brechungsindex $n = \sqrt{1 + \text{Re}(\chi)}$ um $\delta = 0$ folgt für die Gruppengeschwindigkeit

$$v_g \equiv \left. \frac{d\omega_S}{dk_S} \right|_{\delta=0} = \frac{c}{n + \omega_S(dn/d\omega_S)}, \quad (2.6)$$

wo $k_S = 2\pi/\lambda_S$ die Wellenzahl des Signalfeldes darstellt. Die Phasengeschwindigkeit

$$v_{ph} \equiv \frac{\omega_S}{k_S} \quad (2.7)$$

auf Zweiphotonenresonanz ist hingegen identisch mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c . Die Variation des Brechungsindex ($dn/d\omega_S$) ist im Bereich der Zweiphotonenresonanz positiv, es liegt also normale Dispersion vor, so dass die Ausbreitung von Signalfeldern mit Gruppengeschwindigkeiten, die sehr viel kleiner als c sind, realisiert werden kann, weshalb dieser Effekt als *langsames Licht* bezeichnet wird. Die in Abbildung 2.2(b) angedeutete spektrale Breite $\Delta\nu$ des sogenannten *Transparenzfensters*, in welchem ein Anstieg der Transparenz beobachtet werden kann, ist proportional zur Intensität des Kontrollfeldes $I_K \propto \Omega_K^2$. Die Änderung von I_K ermöglicht somit eine direkte Kontrolle der Gruppengeschwindigkeit.

2.2 Langsames Licht im Quasiteilchenbild

Mit der langsamen Ausbreitung des Signalfeldes unter den Bedingungen der elektromagnetisch induzierten Transparenz ist eine simultane Spinanregung des atomaren Mediums

verbunden. Aus Sicht der Atome, die durch ein kontinuierlich eingestrahktes Kontrollfeld in den trivialen Dunkelzustand $|\psi_0\rangle = |\psi_1\rangle$ gepumpt werden, bewirkt die vordere Flanke eines zusätzlich eingestrahkten Signalfeldpulses eine Rotation zu einem Zustand, welcher eine Superposition der Zustände $|\psi_1\rangle$ und $|\psi_2\rangle$ ist. Hierbei wird Energie aus dem Signalfeld in die atomare Spinanregung und das Kontrollfeld transferiert. Nachdem das Maximum des Signalfeldpulses erreicht wird, kommt die Rotation zum Erliegen und anschließend erfolgt eine Rückkehr in den ursprünglichen Zustand. Das Ausmaß der Auslenkung aus dem Anfangszustand $|\psi_1\rangle$ und somit die charakteristische Zeit für die Ausführung des als „*stimulated Raman adiabatic return*“ bezeichneten Vorgangs, welcher den temporären Transfer von Anregungen in das Medium und den anschließenden Rücktransfer beschreibt, hängt von der Intensität des Kontrollfeldes ab [6]. Die Verzögerung, die der optische Puls erfährt, ist damit umgekehrt proportional zum Quadrat der Rabi-Frequenz des Kontrollstrahls.

Der mathematische Formalismus zur Beschreibung dieses Prozesses wurde zuerst 1996 von Mazets und Matisov [37] und unabhängig von Fleischhauer und Lukin im Jahr 2000 entwickelt. Die Ausbreitung von Signalfeldpuls in EIT-Medien wird mithilfe von zwei Polaritonenfeldern $\hat{\Psi}_D$ und $\hat{\Psi}_H$ dargestellt, wobei nur das Dunkelzustandspolariton $\hat{\Psi}_D$ besetzt wird [6]. Wie von Fleischhauer und Lukin in [31] beschrieben wird im adiabatischen Grenzfall die Bewegung des durch das Quantenfeld \hat{E} beschriebenen Signalfeldpulses in einem Ensemble aus N Atomen durch die folgende Gleichung bestimmt:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{E}(z, t) = - \frac{g^2 N}{\Omega_K} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\hat{E}(z, t)}{\Omega_K}. \quad (2.8)$$

Eine Lösung dieser Gleichung ergibt sich durch das Einführen eines neuen Quantenfeldes

$$\hat{\Psi}_D(z, r) = \cos(\Theta(t)) \hat{E}(z, t) - \sin(\Theta(t)) \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N \hat{\sigma}_{12}^j(z, t),$$

welches der folgenden Bewegungsgleichung gehorcht:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c \cos^2(\Theta(t)) \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{\Psi}_D(z, t) = 0. \quad (2.9)$$

Der Spinumklappoperator $\hat{\sigma}_{12}^j(z, t)$ beschreibt die Änderung des Zustands des Atoms j von $|\psi_1\rangle$ zu $|\psi_2\rangle$ und der Mischungswinkel ist über die Relationen

$$\cos(\Theta(t)) = \frac{\Omega_K(t)}{\sqrt{\Omega_K^2(t) + g^2 N}} \quad \text{und} \quad \sin(\Theta(t)) = \frac{g\sqrt{N}}{\sqrt{\Omega_K^2(t) + g^2 N}} \quad (2.10)$$

definiert. Gleichung 2.9 beschreibt die formerhaltende Ausbreitung des Quantenfeldes $\hat{\Psi}_D$ mit der Gruppengeschwindigkeit $v_g = c \cos^2(\Theta(t))$. Das propagierende Dunkelzustandspolariton setzt sich aus einer photonischen Komponente und einer kollektiven atomaren Spinanregung zusammen, deren Beiträge durch den Mischungswinkel bestimmt werden.

Wie aus 2.10 ersichtlich, kann die Ausbreitungsgeschwindigkeit durch Variation der Kontrollstrahlintensität kontrolliert werden. Gleichzeitig geht eine Änderung des Mischungswinkels einher, was die Grundlage für das Konzept der Lichtspeicherung bildet. Diese wird durch eine dynamische Reduzierung der Rabi-Frequenz des Kontrollfeldes auf Null erreicht, wodurch sowohl die Ausbreitung vollständig zum Erliegen kommt als auch eine Projektion der Wellenfunktion des Dunkelzustandspolaritons auf die atomare Komponente stattfindet. In dieser Situation besitzt das Polariton keinen elektromagnetischen Beitrag mehr und besteht vollständig aus der atomaren Anregung. Da dieser Vorgang reversibel ist, ist es möglich, das gespeicherte Polariton durch Reaktivieren des Kontrollstrahls erneut auf eine endliche Geschwindigkeit zu beschleunigen [38, 39]. Die maximale Dauer der Speicherungsphase wird durch Dekohärenzprozesse limitiert.

Im Rahmen dieser Arbeit werden verschiedene Aspekte dieses Effektes untersucht, welcher benutzt werden kann, um photonische Information wie Polarisation und relative Phase zu speichern und zu manipulieren. Von besonderer Bedeutung ist die Frage, wie sich die Speicherung mit endlicher Zweiphotonenverstimmung in einem atomaren Gas auf die optischen Eigenschaften von Signalfeldern auswirkt. Neben dem beschriebenen Dreineiveausystem wurde ein Teil der Experimente auch am Vierniveausystem mit einer Dreibeinkopplung durchgeführt. Die theoretischen Grundlagen zu diesem System, in welchem zwei linear unabhängige Dunkelzustände und dementsprechend auch zwei Moden von Dunkelzustandspolaritonen existieren, werden mit den Experimenten zu EIT und Lichtspeicherung im Dreibeinsystem in Kapitel 5 dargelegt.

3 Experimenteller Aufbau

Dieses Kapitel dient der Beschreibung der wichtigsten Grundelemente des verwendeten experimentellen Aufbaus. Die in den folgenden Kapiteln erläuterten Messungen wurden mit Modifizierungen dieses Aufbaus durchgeführt, welche im einzelnen an den entsprechenden Stellen erläutert werden.

Hier wird die Erzeugung der zur Kopplung der relevanten Energieniveaus erforderlichen optischen Felder, die zur aktiven Stabilisierung der Laserfrequenz eingesetzten Verfahren, der optische Aufbau sowie die eingesetzte Rubidium-Apparatur dargestellt. Diese Bestandteile erfordern keine Veränderungen, um die einzelnen im Rahmen dieser Arbeit behandelten Effekte beobachten zu können. Die bei den Messungen zur Frequenzanpassung in Λ - oder Dreibeinsystemen eingesetzten Detektionsverfahren werden gesondert in den Abschnitten 4.2 und 5.2 behandelt.

3.1 Erzeugung der optischen Felder

Die Beobachtung von Dunkelresonanzen erfordert im einfachsten Fall des Dreiniveausystems in Λ -Konfiguration, also eines Schemas, welches die Kopplung zweier entarteter Grundzustände an ein elektronisch angeregtes Niveau mittels zweier optischer Felder beschreibt, lediglich ein resonantes optisches Feld, welches in zwei entgegengesetzt rotierende zirkular polarisierte Feldkomponenten zerlegt werden kann. Die Dunkelresonanz kann, falls Zeeman-Komponenten eines stabilen Hyperfeinzustands als Grundzustandsniveaus dienen, durch Variation eines extern angelegten Magnetfeldes abgetastet werden. Diese Konfiguration bietet den Vorteil, dass die Relativphase der beteiligten Feldkomponenten stets stabil ist, womit eine Grundvoraussetzung zur Etablierung eines Dunkelzustands erfüllt ist. Bei schnell fluktuierender Phase können die Bedingungen für elektromagnetisch induzierte Transparenz nicht vollständig erfüllt werden. Als Konsequenz findet sich das System statt im Dunkelzustand in einer Linearkombination der neuen Basiszustände und im Extremfall vollständig im Hellzustand wieder [40].

Im allgemeinen Fall ist es vorteilhaft, zumindest eine der Frequenzen unabhängig von der anderen verstimmen zu können. Ist zudem eine dynamische Variation der Gruppengeschwindigkeit erforderlich, muss zusätzlich die Möglichkeit zur schnellen Änderung der Intensität aller optischen Felder gegeben sein. Diese Aufgabe kann mithilfe von akustooptischen oder elektro-optischen Modulatoren gelöst werden. Beide Methoden ermöglichen, neben kurzen Reaktionszeiten im Bereich von 100 μs oder weniger, zusätzlich eine exakte Kontrolle der Relativphase der optischen Felder sowie die Erzeugung weiterer Seitenbänder

durch Überlagerung mehrerer Modulationsfrequenzen. Da der Dunkelzustand nur für eine fest definierte Relativphase der treibenden optischen Felder besetzt wird, ist es im Allgemeinen erforderlich, die Relativphasen der Lichtfelder mittels eines Phasenstabilisierungsverfahrens konstant zu halten.

Das Lasersystem

Für alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen kam das Alkalimetall ^{87}Rb mit optischen Übergängen zwischen den ($F = 2$)-Zeeman-Komponenten des ($5 S_{1/2}$)-Grundzustands und entsprechenden ($F' = 1$)-Komponenten des angeregten ($5 P_{1/2}$)-Zustands zum Einsatz. Die Entartung der Zeeman-Komponenten des Grundzustands wurde durch das Anlegen eines Magnetfeldes mit einer typischen Flussdichte von einigen 100 mG aufgehoben. Die dabei erzeugte energetische Aufspaltung der Grundzustände durch den Zeeman-Effekt entspricht einer Frequenz von einigen 100 kHz und somit können alle optischen Felder durch akusto-optische Modulatoren aus einem einzigen Feld erzeugt werden. Auf diese Weise kann auf ein Phasenstabilisierungsverfahren verzichtet werden.

Zur Erzeugung des kohärenten optischen Feldes kam ein gitterstabilisierter Diodenlaser in Littrow-Anordnung (Laserdiode: *Toptica DL-0800-0100-1*) zum Einsatz, welcher aktiv auf die $F = 2 \rightarrow (F' = 1)$ -Hyperfeinkomponente der ^{87}Rb D1-Linie stabilisiert wurde [41]. Ein solcher Diodenlaseraufbau ist in der Abbildung 3.1 dargestellt.

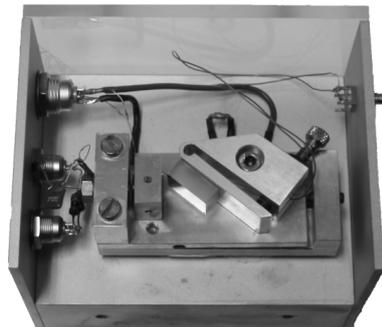


Abbildung 3.1: Gitterstabilisierter Diodenlaser in Littrow-Anordnung aus [42].

Die Frequenz der emittierten Laserstrahlung hängt erheblich von der Temperatur der Laserdiode und von der Stärke des durch die Diode fließenden Stromes ab. Aus diesem Grund wird die Temperatur der Laserdiode mittels eines Peltierelements aktiv stabilisiert. Um den Einfluss von Stromschwankungen zu minimieren kommen geregelte Stromquellen zum Einsatz. Bei diesem Aufbau des Diodenlasers wird zusätzlich zum internen Resonator des Halbleiterkristalls ein externer Resonator in Form eines Reflexionsgitters eingesetzt. Dieses wird so eingestellt, dass die erste Ordnung des entstehenden Beugungsprofils zurück in die Laserdiode reflektiert wird. Auf diese Weise wird durch die Wellenlängenabhängigkeit des Beugungswinkels eine zusätzliche Modenselektion erzielt und die Frequenzbandbreite

der aus einer solchen Lichtquelle emittierten Strahlung auf einige MHz reduziert.

Die Länge des externen Resonators und somit die selektierte Wellenlänge der emittierten Laserstrahlung kann mithilfe eines Piezoaktuators, auf welchem das Reflexionsgitter montiert ist, variiert werden. Dadurch kann eine aktive Stabilisierung der Laserfrequenz durch eine Regelungselektronik erfolgen. Eine Übersicht einiger technischer Kenngrößen der verwendeten Laserdiode ist in der Tabelle 3.1 dargestellt.

Topica DL-0800-0100-1	
Ausgangsleistung (Dauerstrich)	100 mW
Wellenlänge	794 nm
Schwellenstromstärke	35 mA
Betriebsstromstärke	170 mA
Strahldivergenz	$30^\circ \times 9^\circ$

Tabelle 3.1: *Einige wichtige technische Daten der Halbleiterlaserdiode.*

Frequenzstabilisierung

Zur Stabilisierung der Laserfrequenz auf eine atomare Resonanzfrequenz wird ein Teil der emittierten Laserstrahlung nach dem Passieren des Faraday-Isolators für eine Absorptionsspektroskopie oder für ein sogenanntes „*Dichroic Atomic Vapor Laser Lock*“ (DAVLL)-Verfahren [43] verwendet. In Abbildung 3.2 sind die mit diesen Methoden gewonnenen Spektren dargestellt. Alle im Experiment eingesetzten optischen Felder werden wie in Abbildung 3.3 skizziert durch akusto-optische Modulatoren erzeugt, wodurch diese Felder gegenüber der aus der Laserdiode emittierten Strahlung um die Modulationsfrequenz von 200 MHz verstimmte sind. Um zu gewährleisten, dass die Lichtfelder auf die Resonanzfrequenz des gewünschten atomaren Übergangs stabilisiert werden, wird das Laserlicht, das die Spektroskopiezellen passiert, zuvor durch einen akusto-optischen Modulator derselben Bauart geleitet.

Die in Abbildung 3.2 gezeigten Signale können verwendet werden, um ein Fehlersignal für die Abweichung von der Soll-Frequenz zu erzeugen. Dieses Signal dient als Eingangssignal einer Regelungselektronik, die am Ausgang eine Spannung zur Steuerung des Piezoaktuators generiert. Letztere wird derart reguliert, dass der Laser Licht einer bestimmten Frequenz emittiert, die der gewünschten atomaren Referenzfrequenz entspricht. Das DAVLL-Verfahren bietet den Vorteil, dass die Frequenz der Laserstrahlung aufgrund des breiten dispersiven Verlaufs des Fehlersignals bis zu 100 MHz von der atomaren Resonanzfrequenz verstimmte werden kann. Eine Möglichkeit, die Verstimmung variabel einzustellen, ist die Addition einer konstanten Spannung zum Fehlersignal.

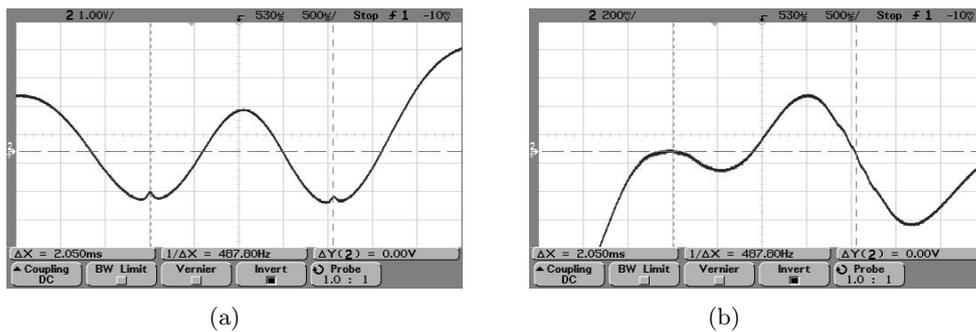


Abbildung 3.2: (a) Mit einem Speicheroszilloskop aufgezeichnetes Absorptionsspektrum der $F = 2 \rightarrow (F' = 1)$ - und $(F' = 2)$ -Hyperfeinkomponenten der Rubidium D1-Linie. Es ist das Absorptionssignal gegen eine linear ansteigende, am Piezoaktuator anliegende Spannung aufgetragen. (b) Entsprechendes dispersives Signal der DAVLL-Spektroskopie. Die Frequenz wurde meist auf die Resonanzfrequenz des $F = 2 \rightarrow (F' = 1)$ -Übergangs der D1-Linie stabilisiert (rechte vertikale gestrichelte Linie).

3.2 Der optische Aufbau

Für die Kopplung eines Dreiniveausystems in Λ -Konfiguration werden zwei optische Felder benötigt. Diese werden aus der von der Laserdiode emittierten, linear polarisierten Strahlung mittels akusto-optischer Modulatoren erzeugt. Wie in Abbildung 3.3 dargestellt geschieht dies, indem der Laserstrahl mithilfe eines $\lambda/2$ -Plättchens und eines Polarisationsstrahlteilers in zwei optische Pfade aufgespalten wird. Die beiden orthogonal zueinander polarisierten Teilstrahlen passieren unabhängig voneinander akusto-optische Modulatoren vom Typ *AOM 3200-121 (Crystal Technology)*, deren Modulationsfrequenzen derart eingestellt werden können, dass ein Durchstimmen über die Zweiphotonenresonanz möglich wird. Um die Schaltzeit, welche für Experimente zur Lichtspeicherung relevant ist, zu verringern, werden beide Strahlen auf die akusto-optischen Modulatoren fokussiert. Anschließend werden die jeweiligen Strahlen kollimiert, mittels eines Polarisationsstrahlteilers räumlich überlagert und schließlich in einen polarisationserhaltenden Einmodenlichtwellenleiter des Typs *PMC-780 (Schäfter+Kirchhoff)* eingekoppelt, wodurch eine Anpassung der räumlichen Moden beider Felder gewährleistet wird.

Innerhalb der Faser können sich die beiden optischen Felder unterschiedlicher Frequenzen polarisationserhaltend ausbreiten, solange ihre jeweiligen Polarisationen mit den ausgezeichneten Achsen der Faser übereinstimmen. Nach dem Verlassen der optischen Faser werden die Strahlen aufgeweitet und auf einen Strahldurchmesser von etwa 2 mm kollimiert. Die beiden linear polarisierten Felder werden mit einem $\lambda/4$ -Plättchen in links- und rechtszirkular polarisierte Felder konvertiert und durchlaufen anschließend die sich in der Rubidium-Apparatur befindende Gaszelle. Nach dem Durchlaufen der Rubidium-Zelle erfolgt eine wiederholte Konversion in zueinander orthogonale lineare Polarisationen mittels eines $\lambda/4$ -Plättchens, wodurch eine Separation beider Strahlen an einem Polarisations-

strahlteiler erfolgen kann.

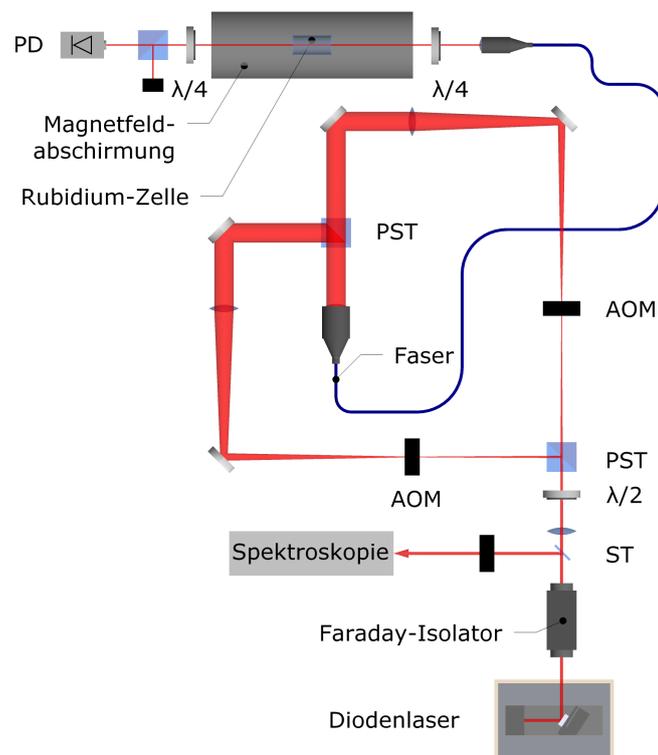


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des grundlegenden experimentellen Aufbaus. Polarisationsstrahlteiler sind mit PST, Strahlteiler mit ST, die Photodiode mit PD und akusto-optische Modulatoren mit AOM gekennzeichnet. Es wird jeweils die erste Beugungsordnung der Modulatoren verwendet. Zur räumlichen Überlagerung der Strahlpfade wird ein polarisationserhaltender Einmodenlichtwellenleiter verwendet.

Die für die Kopplung der atomaren Niveaus in der sogenannten „Dreibeinkonfiguration“ bestehend aus drei Grundzuständen und einem elektronisch angeregten Zustand erforderlichen drei optischen Felder werden analog zum Fall der Λ -Konfiguration generiert. Hierbei wird einer der akusto-optischen Modulatoren mit zwei unterschiedlichen Trägerfrequenzen versorgt, was zur Folge hat, dass das erzeugte optische Feld einer bestimmten linearen Polarisation zwei Frequenzkomponenten enthält. Bei geeigneter Wahl der Richtung des in der Rubidium-Apparatur angelegten Magnetfeldes, nämlich orthogonal zur Strahlausbreitungsrichtung und zur Polarisationsrichtung des betrachteten optischen Feldes, kann dieses als eine Linearkombination von zwei zirkular polarisierten Feldern dargestellt werden, wovon jedes zwei separate Frequenzkomponenten enthält. Wie später ersichtlich wird, ist in jedem der zirkular polarisierten Teilfelder nur eine resonante Frequenzkomponente enthalten, welche zur Etablierung der mit den optischen Feldern nicht wechselwirkenden

Grundzustandskohärenz beitragen, wohingegen die nichtresonanten Komponenten an den angeregten Zustand koppeln und durch das Medium absorbiert werden. Dieser Prozess liefert einen Beitrag zu den Dekohärenzmechanismen, wodurch der letztlich erzeugte Zustand streng genommen kein reiner Dunkelzustand sein kann. Auf diese Weise werden zwei der drei Grundzustände an den angeregten Zustand gekoppelt. Das dritte optische Feld ist ebenfalls linear polarisiert, jedoch fällt die Schwingungsrichtung des elektrischen Feldes mit der Achse des in der Rubidium-Zelle herrschenden Magnetfeldes zusammen, wodurch ein π -Übergang zwischen Zeeman-Komponenten des Grundzustands und denjenigen des angeregten Zustands mit den gleichen Magnetquantenzahlen hergestellt wird. Um das beschriebene Kopplungsschema realisieren zu können, werden die $\lambda/4$ -Plättchen, welche vor und hinter der Apparatur montiert wurden, aus dem Strahlengang entfernt.

3.3 Die Rubidium-Apparatur

Für die Experimente, welche im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, wurde ein thermisches Ensemble aus Rubidium-Atomen eingesetzt. Um eine für die jeweiligen experimentellen Abschnitte geeignete optische Dichte des atomaren Gases zu erreichen, war es notwendig, die Temperatur kontrolliert verändern zu können. Zu diesem Zweck wurde das in der Abbildung 3.4 skizzierte Heizsystem entwickelt, welches aus einem durch Heizfolien erwärmten Aluminiumzylinder und einer gleichzeitig als Halterung für die optische Zelle und als Kühltische fungierenden Aluminiumschiene besteht.

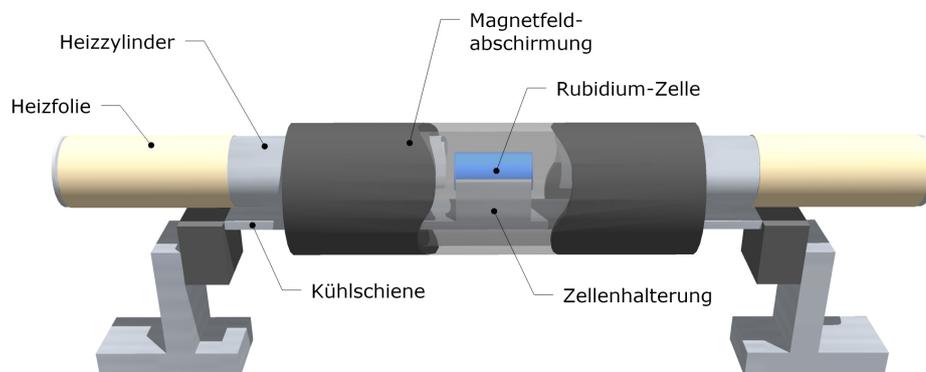


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der im Experiment eingesetzten Rubidium-Apparatur. Diese setzt sich aus einer Magnetfeldabschirmung, dem Heizsystem, einer Halterungskonstruktion und der Rubidium-Zelle zusammen. Die Magnetfeldabschirmung beherbergt desweiteren eine lange Spule und ein Spulenpaar (nicht abgebildet), welche zur Erzeugung der in Bezug auf die Strahlrichtung longitudinalen beziehungsweise transversalen Magnetfelder dienen.

Letztere dient dazu, ein Beschlagen der Fenster der optischen Zelle während des Heiz-

vorgangs dadurch zu verhindern, dass das Gas stattdessen an einer anderen, künstlich erzeugten kältesten Stelle innerhalb der Zelle kondensiert, welche in diesem Fall die Auflagefläche zwischen der Zelle und dem Zellensockel darstellt.

Dunkelresonanzen sind höchst sensitiv gegenüber magnetischen Feldern. Diese Eigenschaft, welche die Grundlage für Anwendungen in der dunkelzustandsbasierten Magnetometrie bildet, macht es erforderlich, äußere Magnetfelder wie das der Erde möglichst effizient abzuschirmen. Dies wird mit einer zweilagigen Abschirmung aus μ -Metall, einer weichmagnetischen Nickel-Eisen-Legierung hoher magnetischer Permeabilität, erreicht, welche die Rubidium-Zelle umgibt. Innerhalb der Abschirmung ist zudem eine lange Spule zur Erzeugung eines parallel zur Strahlausbreitungsrichtung orientierten Magnetfeldes, ebenso wie ein Spulenpaar, mit welchem ein transversales Feld angelegt werden kann, untergebracht. Die von diesen Spulen erzeugten Magnetfelder heben die Entartung der Zeeman-Komponenten des ($5 S_{1/2}, F = 2$)-Grundzustands auf, die in den hier beschriebenen Experimenten als Grundzustände der beiden untersuchten Kopplungsschemata, der Λ - und der Dreibeinkonfiguration, dienen.

In den durchgeführten Experimenten wurde eine kommerzielle Rubidium-Spektroskopiezelle der Firma *Toptica* verwendet, in welcher sich Rubidium in natürlicher Zusammensetzung, also etwa 72 % des Isotops ^{85}Rb und 28 % an ^{87}Rb sowie das als Puffergas eingesetzte Edelgas Neon, bei einem Partialdruck von $13,3 \times 10^{-3}$ bar, befanden. Die zylindrisch geformte Zelle besitzt eine Länge von 5 cm und einen Durchmesser von 2,5 cm und wurde in den Experimenten auf Temperaturen im Bereich von 70 °C bis 90 °C erhitzt.

3.4 Detektionsverfahren

Im Rahmen der in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurden verschiedene Methoden zum Nachweis der gewünschten Messgrößen eingesetzt, welche im Folgenden näher erläutert werden.

Die Beobachtung von Dunkelresonanzen erfolgt durch eine Messung der Transmissionsintensität als Funktion der Zweiphotonenverstimmung, was bei den hier detektierten Intensitäten im Bereich von einigen μW bis zu einigen 100 μW mit einer elektronisch verstärkten Photodiode erfolgen kann. In vielen Fällen war es erforderlich, die Frequenz von Schwebungen zweier optischer Felder zu vermessen. Diese Messungen der periodischen Intensitätsvariationen mit typischen Frequenzen in der Größenordnung einiger 100 kHz konnten mithilfe einer schnellen Photodiode (*Perkin Elmer, FFD 100*) und einer entsprechenden Verstärkungsschaltung durchgeführt werden.

In Kapitel 6 werden die räumlichen Aspekte der Lichtspeicherung bei Anwesenheit eines externen Magnetfeldgradienten diskutiert. Als Positionsdetektor kam in diesem Fall das CCD-Kameramodell *XC-ST70CE* der Firma *Sony* zum Einsatz. Um die Position des

Strahls auf dem Halbleiterchip der Kamera zu bestimmen, wurde die durch den Strahl erzeugte Intensitätsverteilung aufgezeichnet. Nach anschließender Digitalisierung mit einem Framegrabber vom Typ *NI PCI-1410 (National Instruments)* wurde die Berechnung der Position des Schwerpunktes der Intensitätsverteilung analog zur Bestimmung des Massenschwerpunktes gemäß folgendem Zusammenhang durchgeführt:

$$\vec{r}_{SP} = \frac{\sum_i \vec{r}_i I_i}{\sum_i I_i}.$$

Hierbei bezeichnet $\vec{r}_{SP} = \begin{pmatrix} x_{SP} \\ y_{SP} \end{pmatrix}$ den Vektor, der die x- bzw. y-Koordinaten des Schwerpunktes enthält, i den Index eines Pixels auf dem CCD-Chip, \vec{r}_i dessen Position und I_i die an dieser Stelle gemessene Intensität. Als Beispiel einer solchen Messung sind in Abbildung 3.5(a) das digitalisierte Strahlprofil und der dazugehörige Schwerpunkt der Intensitätsverteilung zu sehen. Wie in Abbildung 3.5(b) gezeigt lassen sich die gewonnenen Daten zusätzlich zur dreidimensionalen Darstellung des Strahlprofils nutzen.

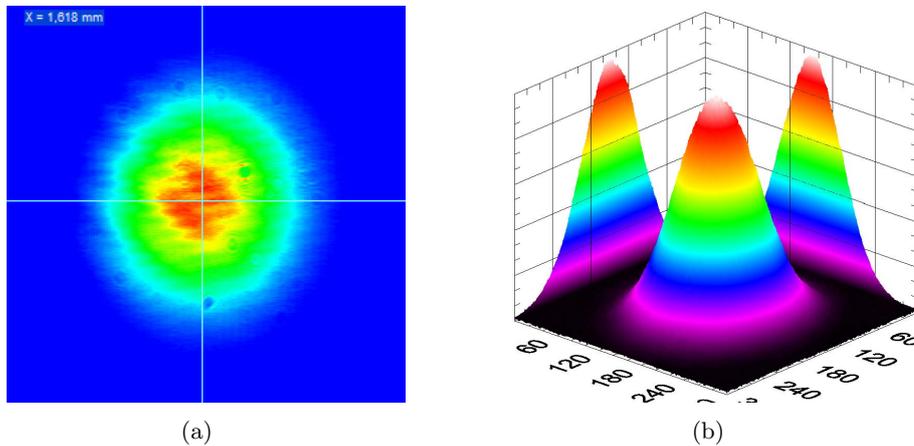


Abbildung 3.5: (a) Strahlprofil in Falschfarbendarstellung mit berechneter Position des Intensitätsschwerpunktes, welche als Kreuzungspunkt zwischen den hell abgebildeten Linien dargestellt ist, sowie der entsprechende numerische Wert der x-Koordinate des Schwerpunktes. (b) Dreidimensionale Darstellung des gemessenen Strahlprofils mit Projektionen auf die xz- und yz-Ebene. Die Intensität an einer bestimmten Stelle ist als z-Koordinate aufgetragen.

3.5 Experimentsteuerung

Die Steuerung von Experimenten zur Beobachtung von Dunkelresonanzen erfolgt mittels einer Softwareapplikation, die mit dem Programm *LabView* erstellt wurde. Hierbei wird eine Steuerspannung ausgegeben, welche an den Frequenzmodulationseingang eines extern steuerbaren Radiofrequenzgenerators angelegt wird. Dieser dient als Quelle des

Modulationssignals, welches am zu steuernden akusto-optischen Modulator anliegt. Bei rampenförmiger Modulation des Steuersignals fährt dieser in einer einstellbaren Anzahl an Schritten die Frequenz des erzeugten Signals über ein vorgegebenes Frequenzintervall durch, wobei simultan die gemessene Intensität des transmittierten Signalstrahls erfasst wird. Liegt die Dunkelresonanz im abgetasteten Frequenzintervall lässt sich diese anschließend darstellen und untersuchen. Als Radiofrequenzquellen kamen verschiedene Geräte zum Einsatz, unter anderem ein Mehrkanalfunktionsgenerator, welcher benutzt wurde, um die beiden Frequenzkomponenten des Signalfeldes mit stabiler Relativphase bei Untersuchungen von Dunkelresonanzen im Dreibeinsystem zu erzeugen.

Eine ähnliche Applikation kann zu einem eingestellten Frequenzwert die auf dem Positionsdetektor gemessene Verteilung digitalisieren und die Koordinaten des Schwerpunktes dieser Verteilung berechnen. Beim Durchfahren über die Zweiphotonenresonanz lässt sich somit die Position als Funktion der Zweiphotonenverstimmung messen und aufzeichnen.

4 Lichtspeicherungsspektroskopie von Raman-Übergängen

Elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT) äußert sich experimentell in Resonanzspektren sehr schmaler Breite, die weniger als ein kHz betragen kann, und ermöglicht somit die Bestimmung verbotener atomarer Übergänge mit hoher Präzision [44]. Aufgrund dieser Eigenschaft gelten Medien unter Bedingungen der elektromagnetisch induzierten Transparenz als sehr interessante Kandidaten für metrologische Anwendungen, insbesondere im Bereich der optischen Magnetometrie [19, 23, 24].

Die meist für die Detektion von sehr schwachen Magnetfeldern entwickelten Methoden basieren auf der stark ausgeprägten Sensitivität von Zweiphotonenresonanzen gegenüber magnetischen Feldern, welche sich in einer linearen Abhängigkeit der Resonanzfrequenz aufgrund des Zeeman-Effekts manifestiert. Die Bestimmung einer solchen Übergangsfrequenz ermöglicht eine genaue Kenntnis über die Größe des Magnetfeldes, welchem das Medium ausgesetzt ist. Ein übliches Messverfahren besteht darin, die Zweiphotonenverstimmung im Bereich der Resonanzfrequenz durchzustimmen, wodurch sich das Transmissionsspektrum einer Dunkelresonanz ergibt.

Im Folgenden wird ein neuartiges Verfahren zur Messung der Resonanzfrequenzen von Raman-Übergängen vorgestellt, bei welchem die Erfüllung der Zweiphotonenresonanzbedingung, einer fundamentalen Eigenschaft des in EIT-Medien möglichen Prozesses der Lichtspeicherung, zum Tragen kommt. Der beschriebene Effekt der Frequenzanpassung wird zunächst im Rahmen eines theoretischen Modells behandelt. Die hieraus abgeleiteten Resultate werden, im Anschluss an eine Beschreibung des experimentellen Aufbaus und der eingesetzten Detektionsverfahren, mit den experimentell gewonnenen Ergebnissen verglichen und diskutiert.

4.1 Grundlagen der Frequenzanpassung

Die Ausbreitung eines resonanten optischen Feldes unter Bedingungen der elektromagnetisch induzierten Transparenz kann in einem quantenmechanischen Bild gekoppelter Licht-Materie-Quasiteilchen, der Dunkelzustandspolaritonen, verstanden werden [31]. Der an dieser Stelle diskutierte Effekt der Frequenzanpassung kann im Rahmen dieses Modells erklärt werden. Da es im allgemeinen Fall beliebig zueinander orientierter optischer Felder, im Gegensatz zur hier untersuchten Konfiguration mit kopropagierenden Strahlen, sehr aufwendig ist, einen Polaritonenoperator aufzustellen, wird das Problem anhand von Bewegungsgleichungen für klassische Felder behandelt. Im Folgenden sollen die wesentlichen

Ergebnisse, welche mithilfe dieses Modells für den Fall von Lichtspeicherung bei endlicher Zweiphotonenverstimmung hergeleitet werden können, erläutert werden. Die hier dargestellte theoretische Betrachtung dieses Problems wurde im Rahmen einer Zusammenarbeit von Gor Nikoghosyan und Michael Fleischhauer formuliert [45].

Das Kopplungsschema für ein aus Atomen mit einer Niveaustuktur bestehende Medium, die zwei stabile Grundzustände $|1\rangle$, $|2\rangle$ sowie einen spontan zerfallenden elektronisch angeregten Zustand $|3\rangle$ aufweist, ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

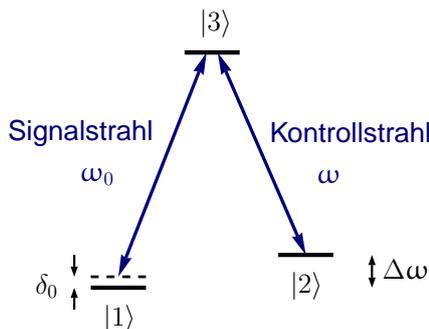


Abbildung 4.1: Λ -System zur Beschreibung der Speicherung eines Signalfeldes mit der anfänglichen optischen Frequenz ω_0 . Mit einem Kontrollfeld der Frequenz ω ist die Zweiphotonenverstimmung vor der Speicherung durch $\delta_0 = \omega_0 - \omega - \Delta\omega$ gegeben.

Zu Beginn sollen die zur Beschreibung des Systems herangezogenen Grundgleichungen aufgestellt werden. Als Ausgangspunkt dienen die Definitionen des Signalfeldes und der Rabi-Frequenz des Kontrollfeldes:

$$\begin{aligned} E_0 &= \mathcal{E} e^{i(k_0 z - \omega_0 t)} \\ \tilde{\Omega} &= \Omega e^{i(kz - \omega_K t)}. \end{aligned}$$

Das Kontrollfeld wird durch die folgende Relation bestimmt:

$$\Omega = \Omega \left(t - \frac{z \cos \alpha}{c} \right). \quad (4.1)$$

Die Bewegungsgleichung für das Signalfeld lässt sich aus den Maxwellgleichungen herleiten und als

$$\frac{\partial E_0}{\partial t} + c \frac{\partial E_0}{\partial z} = i \tilde{\rho}_{31} g n \quad (4.2)$$

schreiben. Hier bezeichnet α den Winkel zwischen den Ausbreitungsrichtungen der optischen Signal- und Kontrollfelder, g ist die Kopplungskonstante des Übergangs, n die atomare Dichte und ρ_{31} das Dichtematrixelement der Zustände $|1\rangle$ und $|3\rangle$. Der Einfachheit halber betrachten wir das Bezugssystem, in welchem Ω nicht von der Raumkoordinate abhängt. Die zeitlichen und räumlichen Ableitungen für die neuen Variablen $x = z$ und

$\tau = t - z \cos \alpha / c$ können mithilfe einer kanonischen Transformation gewonnen werden und sind durch die Relationen

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\partial \tau}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \tau} \\ \frac{\partial}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\partial \tau}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\cos \alpha}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} \\ E_0(x, \tau) &= \mathcal{E}(x, \tau) e^{i\omega_0 \left[\frac{x}{c} (1 - \cos \alpha) - \tau \right]}\end{aligned}$$

bestimmt, wobei $k_0 = \omega_0 / c$ benutzt wurde. Im neuen Bezugssystem muss Gleichung 4.2 modifiziert werden:

$$(1 - \cos \alpha) \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \tau} + c \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} = i\rho_{31} g n e^{-i\omega_0 \left[\frac{x}{c} (1 - \cos \alpha) \right]},$$

wo $\rho_{31} = \tilde{\rho}_{31} e^{i\omega_0 \tau}$. In der Drehwellennäherung (RWA) nimmt der Hamiltonoperator die Gestalt

$$\hat{H} = -\hbar \delta \hat{\sigma}_{22} - \hbar \left(g \mathcal{E} \hat{\sigma}_{31} e^{i\omega_0 \left[\frac{x}{c} (1 - \cos \alpha) \right]} + \Omega \hat{\sigma}_{32} + c.c. \right) \quad (4.3)$$

an [45], wobei $\hat{\sigma}_{ij} = |i\rangle \langle j|$ der atomare Projektionsoperator ist. Die Dynamik des atomaren Systems wird durch das folgende System aus Dichtematrixgleichungen beschrieben:

$$\frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = \gamma \rho_{33} - 2\text{Im}\{g\mathcal{E}^* e^{-i\omega_0 \left[\frac{x}{c} (1 - \cos \alpha) \right]} \rho_{31}\} \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} = \gamma \rho_{33} - 2\text{Im}\{\Omega^* \rho_{32}\} \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} = -2\gamma \rho_{33} + 2\text{Im}\{\Omega^* \rho_{32}\} + 2\text{Im}\{g\mathcal{E}^* e^{-i\omega_0 \left[\frac{x}{c} (1 - \cos \alpha) \right]} \rho_{31}\} \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial \rho_{31}}{\partial t} = -\gamma \rho_{31} + ig\mathcal{E} e^{i\omega_0 \left[\frac{x}{c} (1 - \cos \alpha) \right]} (\rho_{11} - \rho_{33}) + i\Omega \rho_{21} \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial \rho_{32}}{\partial t} = -(\gamma + i\delta_0) \rho_{32} + i\Omega (\rho_{22} - \rho_{33}) + igE_0 \rho_{12} \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} = i\delta_0 \rho_{21} - ig\mathcal{E} e^{i\omega_0 \left[\frac{x}{c} (1 - \cos \alpha) \right]} \rho_{23} + i\Omega^* \rho_{31}. \quad (4.9)$$

Hier stellt $\delta_0 = \omega_0 - \omega - \Delta\omega$ die anfängliche Zweiphotonenverstimmung dar, wobei die Zweiphotonenresonanzfrequenz $\omega + \Delta\omega$ künftig mit ω_{res} bezeichnet wird. Unter der Annahme, dass sich die gesamte Population im Grundzustand $|\psi_1\rangle$ befindet ($\rho_{11} = 1$) und dass $g\mathcal{E} \ll \Omega$ gilt, können die oberen Gleichungen linearisiert werden:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} &= i\delta_0 \rho_{21} + i\Omega^* \rho_{31} \\ \rho_{21} &= -\frac{g\mathcal{E} e^{i\omega_0 \left[\frac{x}{c} (1 - \cos \alpha) \right]}}{\Omega}\end{aligned} \quad (4.10)$$

Anhand der Gleichungen 4.2 und 4.10 kann die Bewegungsgleichung für das Signalfeld

aufgestellt werden:

$$\left(\frac{g^2 n}{\Omega^2} + (1 - \cos \alpha)\right) \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \tau} + c \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} - i \delta_0 \frac{g^2 n}{\Omega^2} \mathcal{E} - \frac{g^2 n}{\Omega^3} \mathcal{E} \frac{\partial}{\partial \tau} \Omega = 0. \quad (4.11)$$

Die Lösung dieser Gleichung ist durch

$$\mathcal{E}(x, \tau) = \frac{\Omega(\tau)}{\sqrt{g^2 n + (1 - \cos \alpha) \Omega^2(\tau)}} f\left(x - \int_0^\tau v_g(\tau') d\tau'\right) e^{i \delta_0 \int_0^\tau u(\tau') d\tau'} \quad (4.12)$$

$$v_g(\tau) = c \frac{\Omega^2(\tau)}{g^2 n + \Omega^2(\tau)(1 - \cos \alpha)} \quad (4.13)$$

$$u(\tau) = \frac{g^2 n}{g^2 n + \Omega^2(\tau)(1 - \cos \alpha)} \quad (4.14)$$

gegeben, wo $f(x)$ die Form der Einhüllenden des Signalfeldes bestimmt. Anhand dieser Lösungen lässt sich die Dynamik während der Speicherungsphase ableiten. Sobald das Kontrollfeld deaktiviert wird ($\tau = \tau_0$), kann die gespeicherte atomare Kohärenz ρ_{21}^{sp} anhand der Gleichungen 4.10 und 4.12 bestimmt werden:

$$\rho_{21}^{sp}(x) = -\frac{g\mathcal{E}}{\Omega} e^{i\omega_0 x(1 - \cos \alpha)/c} \quad (4.15)$$

$$= -\frac{1}{\sqrt{n}} f(x - x_0) \exp\{-i\phi_0 + i\omega_0 x(1 - \cos \alpha)/c\}, \quad (4.16)$$

$$\text{wo } x_0 = c \int_0^{\tau_0} \frac{\Omega^2}{g^2 n + (1 - \cos \alpha) \Omega^2} d\tau'$$

$$\phi_0 = \delta_0 \int_0^{\tau_0} \frac{g^2 n}{g^2 n + (1 - \cos \alpha) \Omega^2} d\tau'.$$

Für den Fall der Wiederherstellung des Signalfeldes aus der atomaren Kohärenz wird zur Vereinfachung davon ausgegangen, dass der Intensitätsverlauf des Kontrollfeldes dem eines Rechteckpulses entspricht, so dass $\Omega(\tau) = 0$ für $\tau < \tau_1$ und $\Omega(\tau) = \Omega_m$ für $\tau \geq \tau_1$ gilt. Die Bewegungsgleichung des ausgelesenen Signalfeldes E_n muss eine Lösung der Gleichung 4.11 sein. Folglich lässt sich schreiben:

$$E_n = \frac{\Omega}{\sqrt{g^2 n + (1 - \cos \alpha) \Omega^2}} g\left(x - \int_{\tau_1}^\tau v_g(\tau') d\tau'\right) \exp\left\{i\omega_n(1 - \cos \alpha)x/c - i\omega_n\tau + i\delta \int_{\tau_1}^\tau u(\tau') d\tau'\right\}. \quad (4.17)$$

Hier wird die neue Zweiphotonenverstimmung mit $\delta = \omega_n - \omega_{res}$ bezeichnet und die Form des ausgelesenen Signalfeldes ist durch $g(x)$ gegeben. Die obige Gleichung für das regenerierte Signalfeld ist eine Lösung für beliebige optische Frequenzen ω_n . Wie am Ende dieser

Betrachtung zu sehen sein wird hat diese Größe jedoch keine physikalische Bedeutung und wurde an dieser Stelle eingeführt, um der Anforderung Rechnung zu tragen, dass das Ergebnis unabhängig von der Einphotonenverstimmung des Kontrollstrahls gültig sein soll. Sie dient also lediglich der Gewährleistung der Konsistenz der mathematischen Behandlung. Für $\tau < \tau_1$ wird das System vollständig durch Gleichung 4.16 beschrieben. Mithilfe von 4.4 lässt sich der folgende Zusammenhang finden:

$$g(x) \exp [i\omega_n (1 - \cos \alpha) x/c] = f(x - x_0) \exp \{-i\phi_0 + i\omega_0 x (1 - \cos \alpha)/c\}.$$

Aus dieser Beziehung und der Definition von E_n erhalten wir die Bewegungsgleichung für das ausgelesene Signalfeld:

$$\begin{aligned} E_n = & \frac{\Omega}{\sqrt{g^2 n + (1 - \cos \alpha) \Omega_m^2}} f \left(x - x_0 - \int_{\tau_1}^{\tau} v_g(\tau') d\tau' \right) \\ & \exp \left\{ i\omega_n (1 - \cos \alpha) \frac{x}{c} - \omega_n \tau - i\phi_0 + i\delta \int_{\tau_1}^{\tau} u(\tau') d\tau' \right\} \\ & \exp \left\{ i \frac{(\omega_0 - \omega_n)}{c} (1 - \cos \alpha) \left(x - x_0 - \int_{\tau_1}^{\tau} v_g(\tau') d\tau' \right) \right\}. \end{aligned}$$

Unter Berücksichtigung der rechteckigen Form der Einhüllenden des Kontrollfeldes und der Definitionen 4.13 und 4.14 zeigt sich, dass die ω_n enthaltenden und mit τ und x multiplizierten Terme subtrahiert werden. Die Frequenz des ausgelesenen Signalfeldes, welche dem mit τ multiplizierten Term im Exponenten entspricht, kann nun wie folgt berechnet werden:

$$\begin{aligned} \omega_r &= \omega_{res} + \frac{(1 - \cos \alpha) \Omega_m^2 (\omega_0 - \omega_{res})}{g^2 n + (1 - \cos \alpha) \Omega_m^2} \\ &= \omega_{res} - \frac{(1 - \cos \alpha) \Omega_m^2 \delta_0}{g^2 n + (1 - \cos \alpha) \Omega_m^2}. \end{aligned}$$

Die Frequenz des Signalfeldes nach dem Auslesen durch das Kontrollfeld wird also zur Resonanzfrequenz hingezogen. Falls $\Omega_m^2 \ll g^2 n$ gilt, was den typischen Bedingungen für elektromagnetisch induzierte Transparenz entspricht, lässt sich diese Gleichung umformen und wir erhalten:

$$\omega_r = \omega_{res} - \delta_0 (1 - \cos \alpha) \cos^2 \theta. \quad (4.18)$$

Der Mischungswinkel in der obigen Gleichung ist gegeben durch die Relation:

$$\tan \theta = \frac{g\sqrt{n}}{\Omega_m}.$$

Aus Gleichung 4.18 ist unmittelbar ersichtlich, dass für den hier experimentell untersuchten Fall kopropagierender Signal- und Kontrollstrahlen, also für $\alpha = 0$, die Zweiphotonenverstimmung, unabhängig von ihrem anfänglichen Wert vor der Speicherung, exakt

gleich Null ist. Anschaulich lässt sich dies dadurch verstehen, dass lediglich die Information über Phase, Intensität und Polarisation des Signallichtfeldes im atomaren Ensemble gespeichert wird, nicht aber dessen Frequenz. Beim Auslesen führt der atomare Dipol Oszillationen mit der Übergangsfrequenz zwischen den Grundzuständen aus, woraus eine Anpassung der Signalfeldfrequenz gemäß der Zweiphotonenresonanzbedingung resultiert. Da eine Speicherung von Information des Signalfeldes außerhalb des Transparenzfensters, also in einem Spektralbereich, in welchem die Bedingungen für elektromagnetisch induzierte Transparenz nicht erfüllt sind, wegen der dort vorherrschenden starken Absorption nicht möglich ist, gilt dies, sofern die Zweiphotonenverstimmung die spektrale Breite der Dunkelresonanz nicht übersteigt.

Für den Grenzfall, dass sich die Felder orthogonal zueinander ausbreiten, wird die Frequenz des regenerierten Signalfeldes von ihrem Wert vor der Speicherung in Richtung der Zweiphotonenresonanz gezogen. Der Einfluss dieser Anziehung ist proportional zum Verhältnis der Gruppengeschwindigkeit zum Zeitpunkt der Regeneration durch das Kontrollfeld zur Vakuumlichtgeschwindigkeit, was in Gleichung 4.18 durch den Faktor $\cos^2 \theta_r$ zum Ausdruck kommt.

Die Speicherung eines Signalfeldpulses bewirkt demnach für den Fall räumlich überlagerter Strahlen mit identischer Ausbreitungsrichtung eine vollständige Frequenzanpassung des nach dem Speichervorgang regenerierten Signalfeldes an die Zweiphotonenresonanz.

4.2 Aufbau und Detektionsverfahren

Wie aus dem theoretischen Modell hervorgeht erfolgt bei der Speicherung von Signalpulsen eine Frequenzanpassung des regenerierten Signalfeldes an die Raman-Resonanzfrequenz. Diese äußert sich konkret in einer Synchronisation der ursprünglichen optischen Differenzfrequenz mit der atomaren Resonanzfrequenz des Zweiphotonenübergangs, die der energetischen Separation zwischen den Grundzuständen des in Abbildung 4.2 dargestellten Termschemas entspricht. Als Zustände $|g_-\rangle$ beziehungsweise $|g_+\rangle$ dienen die ($m_F = -2$) und ($m_F = 0$)-Zeemankomponenten des ($5 S_{1/2}, F = 2$)-Grundzustands, während $|a\rangle$ die ($m_F = -1$)-Komponente des Zustands ($5 P_{1/2}, F' = 1$) bezeichnet. Für die Zustände wird an dieser Stelle eine andere Notation als zu Beginn des Kapitels verwendet, um hervorzuheben, dass die Kopplung der Zeeman-Subniveaus mit unterschiedlichen magnetischen Quantenzahlen mittels zirkular polarisierter optischer Felder erfolgt.

Der verwendete Aufbau basiert auf der in [46] eingesetzten experimentellen Anordnung. Um die Entartung dieser Zeeman-Zustände aufzuheben, wird, wie in Abbildung 4.3 angedeutet, die Rubidium-Dampfzelle einem Magnetfeld in der Größenordnung von einigen 100 mG ausgesetzt, welches parallel zur Ausbreitungsrichtung der optischen Felder ausgerichtet ist. Die resultierende energetische Aufspaltung der Grundzustände entspricht Frequenzen im Bereich einiger 100 kHz.

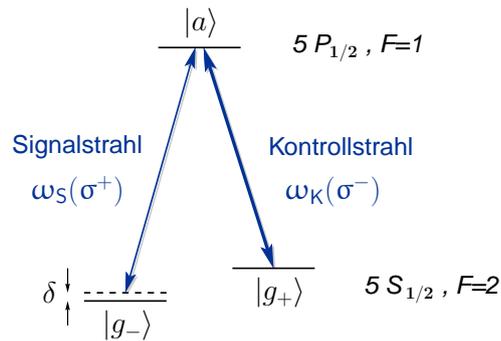


Abbildung 4.2: Dreiniveauschema für Messungen von Dunkelresonanzen und Lichtspeicherung. Um Übergänge zwischen den Niveaus $|g_+\rangle$ und $|a\rangle$ sowie $|g_-\rangle$ und $|a\rangle$ anzutreiben, werden ein σ^- -polarisiertes Kontrollfeld und ein σ^+ -polarisiertes Signalfeld mit den optischen Frequenzen ω_k und ω_s verwendet. Die Zweiphotonenverstimmung ist durch $\delta = \omega_s - \omega_k - 2g_F\mu_B B$ gegeben, wobei μ_B das Bohrsche Magneton, g_F den Hyperfein-g-Faktor und B das Magnetfeld bezeichnen.

Um den Effekt der Frequenzanpassung experimentell beobachten zu können, ist es naheliegend, die optische Schwebungsfrequenz zwischen dem Signal- und dem Kontrollfeld vor und nach der Speicherung zu bestimmen. Diese Methode erfordert die Erfüllung von zwei Bedingungen. Zum einen muss gewährleistet sein, dass beide optischen Felder den Detektor erreichen, zum anderen ist es erforderlich, dass die Relativphase der optischen Felder während der Messung konstant bleibt.

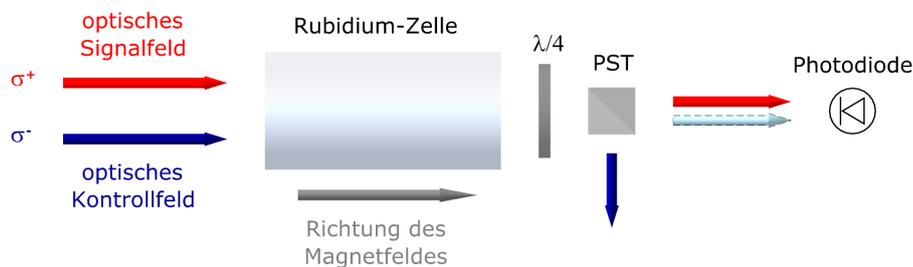


Abbildung 4.3: Schema des experimentellen Aufbaus.

Durch das Rotieren des $\lambda/4$ -Plättchens vor dem Polarisationsstrahlteiler um einen geringen Winkel gelangt ein Teil des Kontrollfeldes auf den Detektor und erzeugt dort zusammen mit dem Signalfeld eine periodische Modulation der Intensität, womit sich die erste Bedingung erfüllen lässt. Die Speicherung von Licht erfordert eine dynamische Variation der Gruppengeschwindigkeit bis hin zum vollständigen Stillstand des Quasiteilchens im EIT-Medium. Da die Gruppengeschwindigkeit proportional zur Intensität des Kontrollfeldes ist, ist die Kontrolle der Gruppengeschwindigkeit durch Variation der in die erste Ord-

nung des akusto-optischen Modulators gebeugten Intensität auf einfache Weise möglich.

Die Speicherung erfolgt durch das Schalten der Modulatoren für den Signal- beziehungsweise Kontrollstrahl. Die eingesetzte Pulssequenz, bei welcher zunächst beide Felder simultan in das atomare Ensemble eingestrahlt werden, ist in der Abbildung 4.4 illustriert. Nach einer Dauer von $60 \mu\text{s}$ werden die Felder derart abgeschaltet, dass sich die abfallenden Flanken der Intensitäten auf demselben Punkt der Zeitachse befinden. Die Gruppengeschwindigkeit wird auf diese Weise auf Null reduziert. Nach einer anschließenden $20 \mu\text{s}$ langen Periode, in der keine optischen Felder aktiv sind, erfolgt die Reaktivierung des Kontrollstrahls. Die Polaritonen im Medium werden dadurch wieder auf eine endliche Geschwindigkeit beschleunigt, was der Regeneration des optischen Signalfeldes entspricht. Nach dem Austreten der optischen Felder aus dem Medium gelangt das ausgelesene Signalfeld zusammen mit einem Teil des Kontrolllichts auf den Detektor, wo sie ein Schwebungssignal erzeugen.

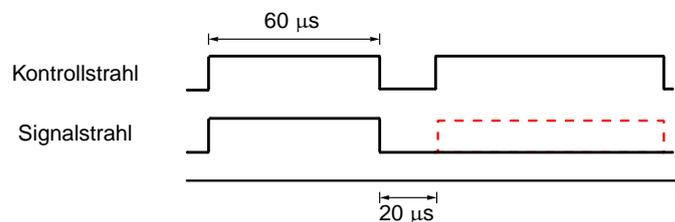


Abbildung 4.4: Pulssequenz für die Steuerung der akusto-optischen Modulatoren. Das gestrichelte Rechteck des Signalstrahlkanals markiert den Bereich, in welchem das Signalfeld durch Reaktivieren des Kontrollstrahls aus der kollektiven atomaren Kohärenz ausgelesen werden kann.

Um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu verbessern, erfolgt eine zeitliche Mittelung über mehrere Speicherungszyklen, was eine Synchronisation des optischen Schwebungssignals mit dem zeitlichen Abstand zwischen den Pulsfolgen der Speicherungssequenz erforderlich macht. Andernfalls wäre die Relativphase des Schwebungssignals in Bezug auf die Flanke des Steuerpulses, der das Regenerieren des optischen Signalfeldes einleitet, nicht konstant. Das hätte zur Folge, dass sich bei zeitlicher Mittelung über mehrere Zyklen das Schwebungssignal zu Null mitteln würde. Die Synchronisation der Radiofrequenzsignale mit den Pulsen der Speicherungssequenz erfolgt im Experiment durch das Festlegen einer gemeinsamen Zeitbasis, welche durch den 10 MHz -Referenzoszillator eines der Radiofrequenzgeneratoren bereitgestellt wird. Durch diese Anordnung wird einerseits sichergestellt, dass die für eine einfache Beobachtung der Frequenzanpassung notwendige Bedingung der relativen Phasenstabilität der optischen Felder erfüllt und andererseits die Synchronisation des resultierenden Schwebungssignals mit dem Takt der Speicherungssequenz erreicht wird.

Die Detektion des Schwebungssignals wurde mithilfe einer schnellen Photodiode (*Perkin Elmer, FFD 100*) durchgeführt. Der zeitliche Verlauf der verstärkten Intensitätsmodulation sowie die vom Pulsgenerator erzeugten Signale wurden mit einem digitalen Speicheroszilloskop dargestellt. Nach einer zeitlichen Mittelung mit einer wählbaren Anzahl von Messzyklen wurden die Signale mittels eines Computers ausgelesen und für eine spätere Auswertung gespeichert. Die erwünschte Messgröße, das heißt die Schwebungsfrequenz, wurde schließlich mittels einer Anpassung mit einer geeigneten Modellfunktion berechnet.

4.3 Ergebnisse

Für Messungen zur Verifizierung des Effektes der Frequenzanpassung in EIT-Medien durch Lichtspeicherung wurde die Rubidium-Dampfzelle auf etwa 80 °C geheizt. Das atomare Ensemble wurde einem externen, parallel zur Ausbreitungsrichtung der Lichtfelder orientierten, Magnetfeld von etwa 400 mG ausgesetzt.

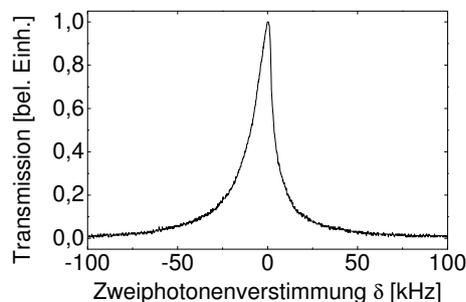


Abbildung 4.5: *Transmissionsspektrum einer Dunkelresonanz. Die Linienbreite beträgt hier etwa 16 kHz.*

In vorbereitenden Messungen wurde durch das Aufzeichnen der transmittierten Intensität in Abhängigkeit von der Zweiphotonenverstimmung verifiziert, dass im untersuchten atomaren Medium die Bedingungen für das Auftreten der elektromagnetisch induzierten Transparenz vorherrschen, so dass die Grundvoraussetzung für die Speicherung von Licht gegeben ist. Die Linienbreite der beobachteten Dunkelresonanzen betrug typischerweise 20 kHz. Das Transmissionsspektrum einer solchen Dunkelresonanz ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Im Anschluß daran wurden Experimente zur Speicherung von Licht durchgeführt, wobei zwei mögliche Konfigurationen untersucht wurden.

Zunächst wurde die Frequenz des Schwebungssignals im Zeitintervall nach der Speicherungsprozedur für verschiedene Werte der magnetischen Flussdichte zwischen ungefähr 400 mG und 450 mG bei konstant gehaltenen Werten der Zweiphotonenverstimmung untersucht. Die Intensitäten der optischen Felder betragen bei diesen Messungen $32 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ für das Signal- und $96 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ für das Kontrollfeld, dessen Intensität somit etwa der

doppelten Sättigungsintensität des D1-Übergangs, also $I_{Sat} \cong 45 \mu\text{W}/\text{mm}^2$, entsprach.

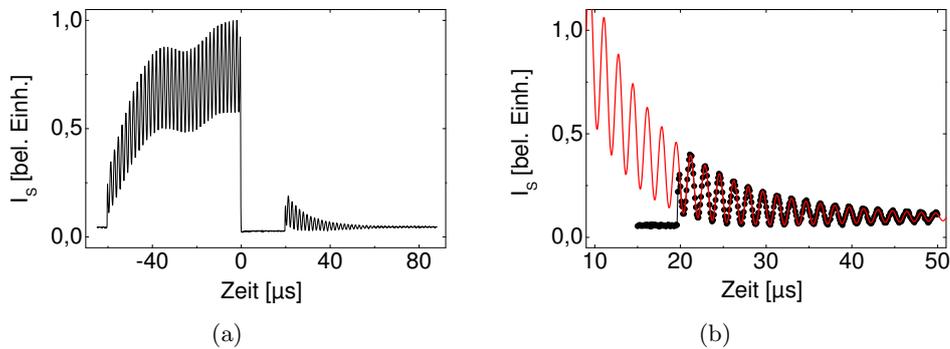


Abbildung 4.6: (a) Typisches Signal bei einer Lichtspeicherungsmessung. Abgebildet ist der mit einer Photodiode gemessene zeitliche Verlauf der Signalstrahlintensität, in welchem deutlich eine Schwebung zwischen Signal- und Kontrollstrahl sichtbar ist. Zum Zeitpunkt $t = 0 \mu\text{s}$ werden die optischen Felder adiabatisch abgeschaltet. Ungefähr $20 \mu\text{s}$ später wird ausschließlich das Kontrollfeld reaktiviert, wodurch das Signalfeld wiederhergestellt wird. (b) Teil der ausgewerteten Messdaten des regenerierten Signalfeldes (schwarze Punkte) mit einer Anpassung (durchgezogene rote Linie).

Ein typisches Speicherungssignal ist in der Abbildung 4.6(a) zu sehen. Obwohl die ursprüngliche Form des eingestrahlten Pulses rechteckig ist, weist das vor der Speicherung transmittierte Signal einen anderen Verlauf auf. Die Form der Einhüllenden wird durch die anfänglich starke Absorption im optisch dichten Medium bestimmt, bis später eine annähernd konstante Intensität erreicht wird. Die Ursache für diese Abweichung von der rechteckigen Form ist optisches Pumpen sowie ein geometrischer Effekt, der auf den Umstand, dass alle Atome in der Umgebung des Wechselwirkungsbereichs in den Dunkelzustand gepumpt werden müssen, zurückzuführen ist. Unmittelbar nach dem Auftreffen des Pulses auf das Medium können nicht kohärent präparierte Atome außerhalb des Strahls in den Wechselwirkungsbereich diffundieren, wo sie solange zur Absorption des Signalfeldes führen, bis sie sich im Dunkelzustand befinden. Die schnellen Oszillationen der transmittierten Intensität sind das Ergebnis der optischen Schwebung auf dem Detektor. Die langsame Modulation der Einhüllenden vor dem Einsetzen der Lichtspeicherung, also im Zeitintervall $-50 \mu\text{s} \leq t \leq 0 \mu\text{s}$, entspricht dem Wert der Zweiphotonenverstimmung und geht aus der Anwesenheit einer zusätzlichen resonanten Komponente des Signalfeldes hervor, was durch numerische Simulationen bestätigt wurde [45].

Die Schwebungsfrequenz des Signalfeldes nach der Speicherung wird anhand einer Anpassung mit der sinusförmig modulierten Funktion $f(t) = P_1 + P_2 \exp(P_3 t) + P_4 \sin(2\pi P_5 t + P_6) \exp(P_7 t)$ bestimmt, wie es exemplarisch in der Abbildung 4.6(b) zu sehen ist. Die freien Parameter wurden mit P_i bezeichnet, wobei P_5 der gesuchten Schwebungsfrequenz entspricht und im gezeigten Beispiel zu $f_S = (594, 26 \pm 0, 12)$ kHz bestimmt wurde. Für

den zeitlichen Verlauf des ausgelesenen Signallichtpulses, also des nach der Reaktivierung des Kontrollfeldes generierten Signalfeldes, spielt unter anderem das Lorentzprofil des Dunkelresonanzspektrums eine wichtige Rolle, dessen Fouriertransformierte eine exponentiell abfallende Funktion ist. Dieses Verfahren wird für verschiedene Werte der magnetischen Flussdichte angewendet, welche die energetische Aufspaltung zwischen den Grundzuständen und somit die Resonanzfrequenz des Raman-Übergangs vorgibt. Dem theoretischen Modell zufolge wird erwartet, dass die Frequenz des regenerierten Signalfeldes derart angepasst wird, dass die Zweiphotonenresonanzbedingung erfüllt wird. Dies geht aus Gleichung 4.18 hervor, welcher zufolge, für den hier untersuchten Fall von kopropagierenden Signal- und Kontrollstrahlen, stets $\delta_r = 0$ gilt. Anschaulich bedeutet dieser Umstand, dass das Dunkelzustandspolariton während der Speicherungsperiode, in der keine optischen Felder vorhanden sind, nur aus atomarer Spinanregung, also aus einem induzierten magnetischen Dipol, besteht, welche wiederum Oszillationen mit der atomaren Resonanzfrequenz ausführt. Verändert sich diese Frequenz durch Variationen des Magnetfeldes, so zieht dies simultan eine Änderung der optischen Frequenz des wiederhergestellten Signalfeldes nach sich. Die Schwebungsfrequenz muss also der durch das Magnetfeld vorgegebenen Resonanzfrequenz folgen. Wie in Abbildung 4.7 gezeigt besteht ein linearer Zusammenhang zwischen dem angelegten Magnetfeld und der gemessenen Schwebungsfrequenz. Somit sind die experimentellen Ergebnisse in guter Übereinstimmung mit dem theoretisch erwarteten Verhalten.

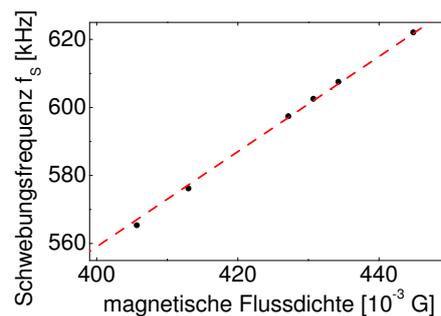


Abbildung 4.7: Gemessene Schwebungsfrequenz zwischen dem wiederhergestellten Signalfeld und dem Kontrollfeld als Funktion der magnetischen Flussdichte bei unveränderter Zweiphotonenverstimmung für alle Datenpunkte. Die Fehlerbalkengröße ist kleiner als die Abbildungsgröße der Datenpunkte.

Ein alternativer experimenteller Zugang zur Überprüfung des Effektes der Frequenzanpassung bietet sich durch eine weitere Konfiguration, bei welcher das Magnetfeld im Verlauf der Messung unverändert bleibt. Im Gegensatz zu dem zuvor beschriebenen Messverfahren wird stattdessen die Zweiphotonenverstimmung des eingestrahlten Signalfeldes variiert. Da die Resonanzfrequenz durch das konstante Magnetfeld ebenfalls unverändert bleibt, wird erwartet, dass keine messbare Variation der Schwebungsfrequenz als Funktion der Zweiphotonenverstimmung auftritt.

Das Ergebnis einer solchen Messung ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Anhand der gewonnenen Daten ist ersichtlich, dass die Schwebungsfrequenz vor der Initiierung des Speichervorgangs im Rahmen der Messgenauigkeit der eingestellten Zweiphotonenverstimmung entspricht. Die mittels einer linearen Anpassung an die Messdaten berechnete Steigung beträgt in diesem Fall $-0,02(\pm 0,02)$. Letztere ist also im Rahmen der Fehlergrenzen konsistent mit dem Wert Eins. Wie durch die Theorie vorhergesagt nimmt die Schwebungsfrequenz des regenerierten Signalfeldes unabhängig von der Zweiphotonenverstimmung vor der Speicherung stets denselben Wert an.

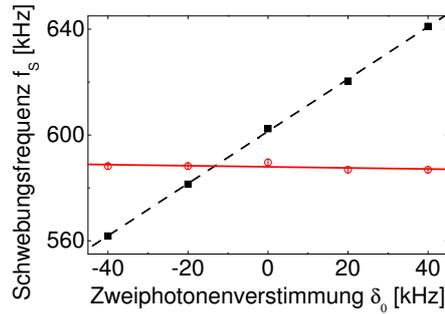


Abbildung 4.8: Schwebungsfrequenzen für verschiedene Werte der Zweiphotonenverstimmung für optische Pulse vor der Speicherung (Rechtecke) und nach der Speicherungsprozedur (Kreise). Das atomare Ensemble war für alle abgebildeten Datenpunkte demselben Magnetfeld ausgesetzt. Die Steigungen der durch lineare Regression erhaltenen Geradengleichungen (im Rahmen der in der Anpassungsprozedur berechneten Unsicherheiten) betragen Eins im Fall der eingestrahelten Pulse (gestrichelte Linie) und Null für die nach der Speicherung detektierten Pulse (durchgezogene Linie). Die Größe der Fehlerbalken ist kleiner als die Größe der abgebildeten Punkte.

Die experimentell beobachtete Anpassung der Frequenz des Signalfeldes an die Zweiphotonenresonanzbedingung ist ebenfalls in einer numerischen Simulation auf Grundlage des zuvor beschriebenen Modells sichtbar. In Abbildung 4.9 ist das gemessene Signal bei Lichtspeicherung mit einer ursprünglichen Zweiphotonenverstimmung von $\delta_0 = 40$ kHz sowie der entsprechende numerisch berechnete Verlauf der Signalfeldintensität gezeigt. Angesichts der im Rahmen der Einschränkungen des zugrundeliegenden Modells, wie der Vernachlässigung von geometrischen Effekten, guten Übereinstimmung zwischen den numerisch berechneten und den experimentell gewonnenen Daten können die bisherigen Ergebnisse bestätigt werden.

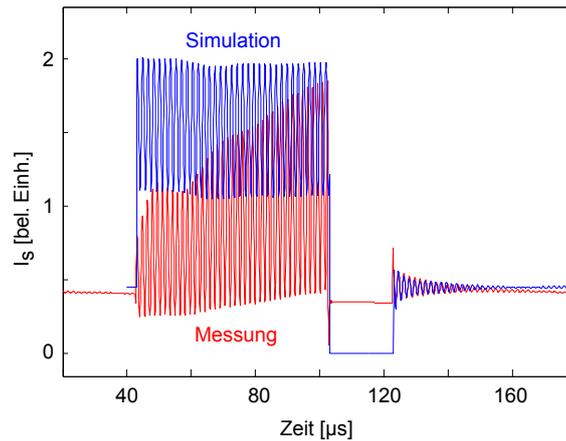


Abbildung 4.9: Gemessenes Signal im Vergleich mit dem in einer numerischen Simulation berechneten Signal (aus [45]). Die Zweiphotonenverstimmung des eingestrahlteten Lichtpulses beträgt $\delta_0=40$ kHz. In beiden Fällen ist eine Differenz zwischen der Schwebungsfrequenz vor und nach der Speicherung sichtbar.

4.4 Zusammenfassung

Die Ausbreitung eines resonanten optischen Feldes unter Bedingungen der elektromagnetisch induzierten Transparenz kann in einem quantenmechanischen Bild gekoppelter Licht-Materie-Quasiteilchen verstanden werden. Hierbei wird durch die Anwesenheit des Feldes eine kohärente Superposition der beiden beteiligten Grundzustände generiert, welche sich mit der optischen Gruppengeschwindigkeit fortpflanzt. Letztere kann anhand der Intensität des Kontrollfeldes variiert werden. Insbesondere ist es möglich, die Bewegung des Quasiteilchens vollständig zum Erliegen zu bringen, indem das Kontrollfeld adiabatisch abgeschaltet wird. Ein wesentlicher Aspekt dieser als „Speicherung von Licht“ bezeichneten Technik ist die Erfüllung der Zweiphotonenresonanzbedingung. Da im Gegensatz zur Amplitude, Polarisation und Phase des Signalfeldes keine Information über die optische Frequenz gespeichert wird, führt diese Zwangsbedingung dazu, dass die optische Differenzfrequenz nach der Speicherung der atomaren Energiedifferenz zwischen den Grundzuständen, also der Oszillationsfrequenz des regenerierten atomaren Dipols, entspricht. Dies ermöglicht einen direkten Zugang zur Bestimmung atomarer Resonanzfrequenzen von Ramanübergängen durch Messung der optischen Schwebungsfrequenz zwischen dem reaktivierten Kontrollfeld und dem neu erzeugten Signalfeld. Die Information über die spektrale Lage dieser Frequenz ist im Prinzip bereits nach der Ausführung eines einzelnen Speicherungszyklus verfügbar, welcher in einer wesentlich geringeren Zeitspanne ausgeführt werden kann als derjenigen, die eine vollständige Abtastung der Dunkelresonanz, wie sie beispielsweise in Abbildung 4.5 gezeigt ist, in Anspruch nehmen würde. In vorläufigen Messungen wurde die Genauigkeit einer Frequenzbestimmung durch die Vermessung einer Dunkelresonanz, die in diesem Fall etwa 40 Hz betrug, ebenfalls mit der

Methode der Lichtspeicherungsspektroskopie erzielt, wobei ein einzelner Speicherungszyklus von ungefähr 130 μs Dauer ausgeführt wurde.

Das beschriebene Schema zur Bestimmung atomarer Resonanzfrequenzen mittels Speicherung von Licht sollte auch auf nichtklassische Lichtzustände erweiterbar sein. Die reversible Speicherung solcher Zustände wie die von gequetschtem Licht- oder Vakuumzuständen aber auch die von Einzelphotonen wurde vor kurzem demonstriert [25, 39, 47, 48]. Es wird erwartet, dass die quantenmechanischen Eigenschaften von Licht trotz der Frequenzkonversion erhalten bleiben. Durch Speicherung von gequetschtem Licht sollten sich Schwebungsfrequenzmessungen des ausgelesenen Signalfeldes mit einer Genauigkeit unterhalb der Grenze des Schrotrauschens durchführen lassen.

5 Resonante Schwebungen bei Lichtspeicherung im Dreibeinsystem

Im vorherigen Kapitel wurde gezeigt, dass durch Lichtspeicherung im Λ -System für das aus der atomaren Kohärenz ausgelesene Licht eine automatische Frequenzanpassung gemäß der Zweiphotonenresonanzbedingung auftritt. Im Folgenden soll dieses Verfahren in einem Vierniveausystem in der Dreibeinkonfiguration untersucht werden. Dies erfordert eine Erweiterung des Kopplungsschemas um ein zusätzliches optisches Feld. Die hierfür implementierten Erweiterungen des Aufbaus werden nach einigen Bemerkungen zur theoretischen Beschreibung des Systems und seiner Eigenschaften, wovon insbesondere die Existenz von zwei orthogonalen Dunkelzuständen hervorzuheben ist, vorgestellt und erläutert. Abschließend sollen die Resultate der Experimente im Dreibeinsystem dargestellt und mögliche Implikationen im Bereich der Metrologie sowie auf dem Feld der Quanteninformation diskutiert werden.

5.1 Beschreibung und Eigenschaften des Dreibeinsystems

In einem atomaren System mit einer Λ -Kopplung mithilfe von zwei optischen Feldern, wobei das σ^+ -polarisierte Kontrollfeld über eine sehr viel höhere Intensität verfügt als das Signalfeld, befindet sich die meiste Population unter Bedingungen der elektromagnetisch induzierten Transparenz im $m_F = -2$ und ein geringer Anteil im ($m_F = 0$)-Zeeman-Subniveau des $5 S_{1/2}$, ($F = 2$)-Zustands, so dass die Grundzustände mit den magnetischen Quantenzahlen $m_F = -1, 1, 2$ in guter Näherung außer Acht gelassen werden können. Im Gegensatz zu diesem effektiven Dreiniveausystem muss bei einer Kopplung mit drei Lichtfeldern a priori das gesamte Vielniveausystem betrachtet werden, da sich die Population auf alle fünf Zeeman-Subniveaus des Grundzustands verteilen kann. Die Populationsdynamik bei Einwirkung von drei optischen Feldern lässt sich anhand der zeitabhängigen Schrödingergleichung, das heißt

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(t) = \hat{H}(t) \Psi(t), \quad (5.1)$$

bestimmen. Mit dem Ansatz für den zeitabhängigen Zustandsvektor

$$\Psi(t) = \sum_{n=1}^N C_n(t) e^{-i\zeta_n(t)} |\psi_n\rangle, \quad (5.2)$$

der sich in der Basis $|\psi_n\rangle$, der zeitunabhängigen Eigenzustände des ungestörten Hamiltonoperators, welche in der Drehwellennäherung mit einem Phasenfaktor $e^{-i\zeta_n(t)}$ verse-

hen werden, darstellen lässt, sind die Wahrscheinlichkeiten $P_n(t)$, ein Atom zur Zeit t im Zustand ψ_n vorzufinden, durch die komplexen Funktionen $C_n(t)$ gemäß der Relation $P_n(t) = |C_n(t)|^2$ gegeben [32]. Diese Funktionen können durch das Lösen des gekoppelten Systems von gewöhnlichen Differentialgleichungen, die sich in der Vektordarstellung $\vec{C}(t) = (C_1(t), \dots, C_N(t))^T$ als

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \vec{C}(t) = \hat{H}(t) \vec{C}(t) \quad (5.3)$$

schreiben lassen, bestimmt werden.

Die Wechselwirkung des aus fünf Zeeman-Subniveaus der ($F = 2$)-Hyperfeinkomponente des ($5 S_{1/2}$)-Grundzustands und drei Zeeman-Zuständen des angeregten $5 P_{1/2}$, ($F = 1$)-Zustands bestehenden Systems mit zwei gegenläufig zirkular polarisierten Signalfeldern mit den Rabifrequenzen Ω_{S1} und Ω_{S2} sowie einem linear polarisierten Kontrollfeld mit der Rabifrequenz Ω_K wird in der „bare state“-Basis, bei geeigneter Wahl der reellen Phasen ζ_n , in diesem Formalismus durch den Wechselwirkungsoperator

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 2\Delta - i\Gamma & 0 & 0 & \frac{\Omega_{S1}}{\sqrt{2}} & \frac{\Omega_K}{\sqrt{4}} & \frac{\Omega_{S2}}{\sqrt{12}} & 0 & 0 \\ 0 & 2\Delta - i\Gamma & 0 & 0 & \frac{\Omega_{S1}}{\sqrt{4}} & \frac{\Omega_K}{\sqrt{3}} & \frac{\Omega_{S2}}{\sqrt{4}} & 0 \\ 0 & 0 & 2\Delta - i\Gamma & 0 & 0 & \frac{\Omega_{S1}}{\sqrt{12}} & \frac{\Omega_K}{\sqrt{4}} & \frac{\Omega_{S2}}{\sqrt{2}} \\ \frac{\Omega_{S1}}{\sqrt{2}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\Omega_K}{\sqrt{4}} & \frac{\Omega_{S1}}{\sqrt{4}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\Omega_{S2}}{\sqrt{12}} & \frac{\Omega_K}{\sqrt{3}} & \frac{\Omega_{S1}}{\sqrt{12}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\Omega_{S2}}{\sqrt{4}} & \frac{\Omega_K}{\sqrt{4}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\Omega_{S2}}{\sqrt{2}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

beschrieben, wobei Γ die Zerfallsrate der angeregten Zustände darstellt und mit Δ die Verstimmung der Einphotonenübergänge zwischen den Grundzuständen und den angeregten Niveaus bezeichnet wird. Die Vorfaktoren vor den Rabifrequenzen sind die Dipolmatrixelemente der entsprechenden Übergänge. Bei dieser Behandlung wird neben kohärenten Prozessen auch der Spontanzerfall aus den angeregten Zuständen berücksichtigt, so dass die Gesamtpopulation zu einem bestimmten Zeitpunkt keine Erhaltungsgröße ist. Eine umfassendere Betrachtung der Dekohärenzprozesse auch im abgeschlossenen System ist mit wesentlich mehr Aufwand verbunden und kann mithilfe des Dichtematrixformalismus erfolgen. An die Stelle der Schrödingergleichung tritt in diesem Fall die von-Neumann-Gleichung, eine Bewegungsgleichung für den Dichteoperator. Die zeitliche Entwicklung kann durch das Lösen der Lindblad-Mastergleichung

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \frac{1}{2} \sum_i \left(\hat{\mathcal{L}}_i^\dagger \hat{\mathcal{L}}_i \hat{\rho} + \hat{\rho} \hat{\mathcal{L}}_i^\dagger \hat{\mathcal{L}}_i \right) + \sum_i \hat{\mathcal{L}}_i \hat{\rho} \hat{\mathcal{L}}_i^\dagger \quad (5.4)$$

berechnet werden, in welcher Dekohärenzmechanismen durch die Lindbladoperatoren $\hat{\mathcal{L}}_i$ beschrieben werden. Die Diagonalelemente der Dichtematrix $\hat{\rho}$ beschreiben die mittleren

Besetzungswahrscheinlichkeiten der entsprechenden Zustände, während die Kohärenzen durch die Nebendiagonalelemente gegeben sind. Da die hier untersuchten Effekte auf kohärente Mechanismen, wie den adiabatischen Populationstransfer, zurückzuführen sind, wird davon ausgegangen, dass die relevante Dynamik ausreichend genau durch die zeitabhängige Schrödingergleichung beschrieben wird.

Um die Populationsdynamik zu untersuchen, wurde die zeitabhängige Schrödingergleichung für das in Abbildung 5.1(b) gezeigte resonant gekoppelte Achtniveausystem, das heißt für $\Delta = 0$, zunächst für den Fall $\Omega_{S1} = \Omega_{S2} = 0$, numerisch gelöst. Anfänglich wurde eine Gleichverteilung der Populationen auf die Grundzustände angenommen. Im hier untersuchten System bewirkt der endliche Spontanzerfall der angeregten Zustände mit der Rate Γ eine Dissipation der Besetzung zu außerhalb des Systems gelegenen Zuständen, weshalb die Normierung der Besetzungswahrscheinlichkeiten außer Acht gelassen wird. Dadurch bedingt ist bei letzteren, für Zeiten bis $t = 0$, für alle Zustände außer $|\psi_4\rangle$ und $|\psi_8\rangle$ eine exponentielle Abnahme zu beobachten. Die gesamte verbleibende Besetzung führt Rabi-Oszillationen zwischen den Grundzuständen und den angeregten Zuständen aus und verteilt sich schließlich gleichmäßig auf die äußeren Zustände oder verlässt das System. Anschließend wurde das resultierende System unter zusätzlicher Einstrahlung der Signalfelder behandelt. Wie anhand der in der Abbildung 5.1(a) dargestellten Ergebnisse dieser Berechnungen zu sehen ist findet hierbei ein kohärenter Populationstransfer in die äußeren Zeeman-Zustandspaare statt, das heißt, das System wird, wie in Abbildung 5.1(b) angedeutet, durch zwei symmetrische ($\Delta m_F = 1$)-Kohärenzen dominiert. Die Be-

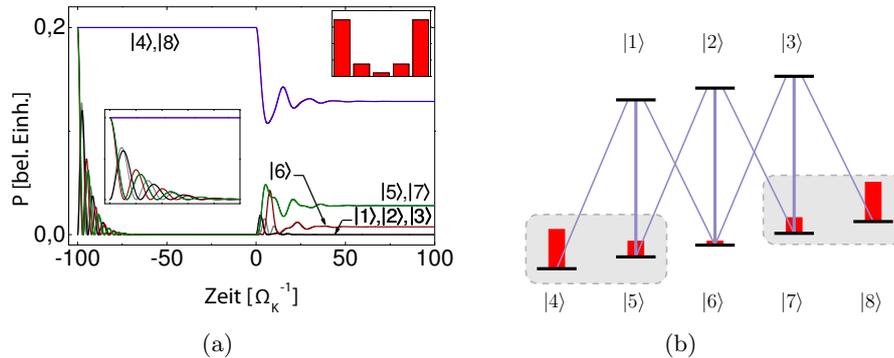


Abbildung 5.1: (a) Numerisch berechnete Besetzungswahrscheinlichkeiten $P_n(t)$ der Zustände ψ_1 bis ψ_8 als Funktion der Zeit in Einheiten der inversen Rabi-Frequenz des Kontrollstrahls. Für $-100 \leq t < 0$ wurde der Einfluss des Kontrollfeldes bei einer anfänglichen Gleichbesetzung der atomaren Grundzustände simuliert. Bei $t = 0$ werden zusätzlich Signalfelder mit den Rabi-Frequenzen $\omega_{S1} = \omega_{S2} = \omega_K/3$ eingeschaltet. Die eingelassene linke Unterabbildung stellt einen Ausschnitt für $-100 \leq t < -75$ und die Unterabbildung oben rechts die relative Verteilung der Besetzungswahrscheinlichkeiten der Grundzustände im Gleichgewicht dar. (b) Schematische Darstellung der numerisch berechneten Besetzungswahrscheinlichkeiten $P_n(t)$ im Gleichgewichtszustand.

setzungswahrscheinlichkeit für das mittlere Niveau ($m_F = 0$) ist hingegen sehr gering. Eine nähere Untersuchung des Wechselwirkungsoperators offenbart einen entscheidenden Aspekt des betrachteten Achtniveausystems, nämlich die Existenz von zwei nicht mit den optischen Feldern wechselwirkenden Eigenzuständen zu den Eigenwerten Null, also zwei Dunkelzuständen. An dieser Stelle sei angemerkt, dass diese Eigenschaft im Gegensatz zur Situation im Λ -System steht, in welchem lediglich ein Dunkelzustand existieren kann.

In der ursprünglich von Unanyan und Kollegen vorgeschlagenen Dreibeinkonfiguration aus vier Zuständen [49, 50] wurde bereits in früheren Arbeiten die Existenz eines internen Untervektorraums, der von zwei orthogonalen, adiabatischen und entarteten Zuständen zum Eigenwert Null aufgespannt wird, nachgewiesen [51, 52]. Petrosyan und Malakyan haben gezeigt, dass sich in einem solchen System, wie es in der Abbildung 5.2 dargestellt ist, zwei optische Moden mit langsamen Gruppengeschwindigkeiten ausbreiten können [53]. Mit dem Wechselwirkungsoperator

$$\hat{H}(t) = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_K(t) & 0 & 0 \\ \Omega_K(t) & 0 & \Omega_{S1}(t) & \Omega_{S2}(t) \\ 0 & \Omega_{S1}(t) & 0 & 0 \\ 0 & \Omega_{S2}(t) & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

und den beiden Mischungswinkeln

$$\tan \theta(t) = \frac{\Omega_K(t)}{\sqrt{\Omega_{S1}^2(t) + \Omega_{S2}^2(t)}} \quad \text{und} \quad \tan \varphi(t) = \frac{\Omega_{S2}(t)}{\Omega_{S1}(t)}$$

lauten die diesen optischen Moden entsprechenden Dunkelzustände [32]:

$$\begin{aligned} |\Phi_1(t)\rangle &= |\psi_1\rangle \cos \theta(t) - |\psi_3\rangle \sin \theta(t) \cos \varphi(t) - |\psi_4\rangle \sin \theta(t) \sin \varphi(t), \\ |\Phi_2(t)\rangle &= |\psi_3\rangle \sin \varphi(t) - |\psi_4\rangle \cos \varphi(t). \end{aligned} \quad (5.5)$$

Im hier experimentell untersuchten Fall werden die Atome mit Signalfeldern gleicher Intensität bestrahlt, welche Übergänge mit gleichen Dipolmatrixelementen koppeln, wodurch sich ein symmetrisches Kopplungsschema ergibt, wie es in der Abbildung 5.2 skizziert ist.

Für den Spezialfall gleich starker Signalfelder, also für $\Omega_{S1}(t) = \Omega_{S2}(t) =: \Omega_S(t)$, folgt $\tan \theta(t) = \Omega_K(t)/(\sqrt{2}\Omega_S(t))$ und $\tan \varphi(t) = 1$. Im Grenzfall, dass die Intensitäten der Signalfelder vernachlässigbar gegenüber der Intensität des Kontrollfeldes sind, was der im Polaritonenbild üblichen Annahme quantisierter Signalfelder nahekommt, gilt für den Mischungswinkel:

$$\lim_{(\Omega_K(t)/\Omega_S(t)) \rightarrow \infty} \theta(t) \rightarrow \frac{\pi}{2}.$$

In der oben beschriebenen Konfiguration lässt sich der Zustand $|\Phi_1(t)\rangle$ mithilfe der Relation $\cos \theta(t) = \sqrt{2} \sin \theta(t) (\Omega_S(t)/\Omega_K(t))$ vereinfachen und die resultierenden Dunkelzustände lauten nun:

$$\begin{aligned} |\tilde{\Phi}_1(t)\rangle &= \sqrt{2} \left(\frac{\Omega_S(t)}{\Omega_K(t)} \right) |\psi_1\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}} (|\psi_3\rangle + |\psi_4\rangle), \\ |\tilde{\Phi}_2(t)\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|\psi_3\rangle - |\psi_4\rangle). \end{aligned} \quad (5.6)$$

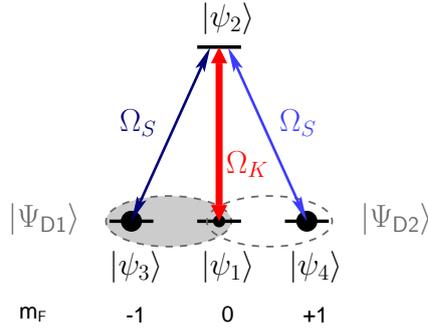


Abbildung 5.2: Kopplungsschema im symmetrischen Dreibeinsystem mit zirkular polarisierten Signalfeldern gleicher Intensität für den Fall $\Omega_S \ll \Omega_K$. Die gestrichelten Ovale repräsentieren die den Dunkelzuständen Ψ_{D1} und Ψ_{D2} entsprechenden ($\Delta m_F = 1$)-Kohärenzen. Die schwarzen Kreise dienen zur Veranschaulichung der Größe der Besetzungswahrscheinlichkeiten der Grundzustände.

Wegen der Entartung der Zustände zum Eigenwert Null ist jede Linearkombination der Zustände aus den Gleichungen 5.6 ebenfalls ein Eigenzustand des Hamiltonoperators. Somit lässt sich das System durch eine Transformation in einer geeigneteren Basis der Dunkelzustände darstellen. Die Dunkelzustände einer solchen Basis ergeben sich beispielsweise durch Subtraktion und Addition der Gleichungen 5.6:

$$\begin{aligned} |\Psi_{D1}(t)\rangle &= \sqrt{2} \left(\begin{pmatrix} \Omega_S(t) \\ \Omega_K(t) \end{pmatrix} |\psi_1\rangle - |\psi_3\rangle \right), \\ |\Psi_{D2}(t)\rangle &= \sqrt{2} \left(\begin{pmatrix} \Omega_S(t) \\ \Omega_K(t) \end{pmatrix} |\psi_1\rangle - |\psi_4\rangle \right). \end{aligned} \quad (5.7)$$

Anhand des Untervektorraums der Dunkelzustände aus den Gleichungen 5.7 ist ersichtlich, dass für ein solches Dreibeinsystem, wie in Abbildung 5.2 angedeutet, die zwei symmetrischen ($\Delta m_F = 1$)-Kohärenzen mit einem gemeinsamen Zwischenniveau kennzeichnend sind. Diese symmetrischen Kohärenzen der äußeren Zustandspaare sind ebenfalls charakteristisch für das in der Abbildung 5.1 dargestellte Achtniveausystem.

Die sich abzeichnende Ähnlichkeit des Dreibeinsystems mit dem im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Vielniveausystem kann ebenso in einem phänomenologischen Bild der kettenartigen Kopplung mehrerer Vielniveausysteme verstanden werden. Ausgangspunkt sind hierbei theoretische Arbeiten zu verketteten Kopplungen zwischen mehreren Λ -Systemen [32, 54, 55]. Demnach ist eine wie in Abbildung 5.3 (links) skizzierte Sequenz aus $(N-1)/2$ seriell verbundenen Λ -Teilsystemen äquivalent zum in der rechten Teilabbildung skizzierten effektiven Dreiniveausystem, bei welchem eine kohärente Superposition zwischen den Zuständen $|\psi_1\rangle$ und $|\psi_N\rangle$ etabliert wird. Die Zwischenzustände werden hierbei zu einem System aus angeregten Zuständen zusammengefasst. Voraussetzung für einen solchen Vielniveaudunkelzustand ist eine ungerade Anzahl an beteiligten Zuständen oder, anders aus-

gedrückt, die Erfüllung der Bedingung, dass jeder der Zustände $|\psi_2\rangle \dots |\psi_{N-1}\rangle$ durch die optischen Felder genau an zwei benachbarte Zustände gekoppelt wird. Andernfalls kann sich keine Gleichgewichtsverteilung der Population einstellen und das System, das nunmehr keine Dunkelzustände besitzt, weist eher eine den Rabi-oscillationen ähnliche Dynamik der Populationsverteilung auf.

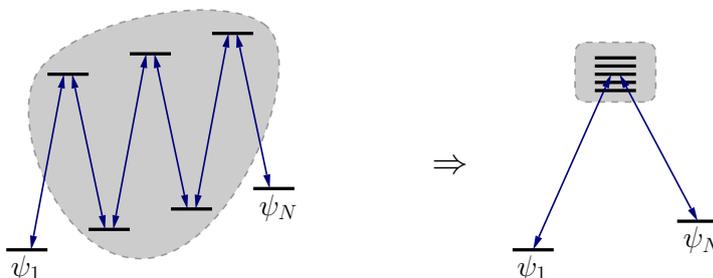


Abbildung 5.3: *Kopplungsschema für ein seriell angeordnetes Multi- Λ -System und das dazu äquivalente System für ein paralleles Multi- Λ -System (in Anlehnung an [32]).*

Bei Erweiterung dieses Schemas auf den Fall einer Kopplung von N Zuständen durch einen linear polarisierten Kontrollstrahl und zwei zirkular polarisierte Signalfelder, wie in Abbildung 5.4 dargestellt, ergibt sich, dass nun genau dann zwei Dunkelzustände existieren, wenn das System eine gerade Anzahl an Zuständen aufweist. Hierbei ergeben sich unabhängig von der Dimension des Hamiltonoperators stets zwei entartete Energieeigenwerte mit dem Wert Null. Da die Populationsdynamik für große Werte von t dazu tendiert, zwei ($\Delta m_F = 1$)-Kohärenzen der äußeren Zustände zu erzeugen, ist es naheliegend, in Analogie zum Fall der gekoppelten Λ -Systeme die Zwischenzustände als ein effektives System, bestehend aus einem Grundzustand und mehreren angeregten Niveaus, zu betrachten, womit das resultierende Kopplungsschema eine große Ähnlichkeit zur einfacheren Dreibeinkonfiguration besitzt.

Im Folgenden wird das Verhalten des Systems bei Lichtspeicherung der zwei koppropagierenden Signalfeldmoden diskutiert. Jede der Moden erzeugt zusammen mit dem Kontrollfeld einen Dunkelzustand, was das wesentliche Charakteristikum des Dreibeinsystems ist. Die quantenmechanische Beschreibung der langsamen simultanen Ausbreitung und Speicherung von zwei koppropagierenden optischen Signalfeldern im untersuchten Viel-niveausystem erfolgt daher, im Rahmen des Quasiteilchenbildes der Dunkelzustandspolaritonen, unter der Annahme, dass die wesentlichen mit der Lichtspeicherung verbundenen physikalischen Prozesse, wie die Erzeugung von zwei atomaren ($\Delta m_F = 1$)-Kohärenzen, ausreichend durch das Modell des Dreibeinsystems repräsentiert und verstanden werden können.

Ein vereinfachtes Modell von Dunkelzustandspolaritonen in einem Dreibeinmedium kann mithilfe des in Abbildung 5.5 gezeigten Niveauschemas mit drei stabilen Grundzuständen

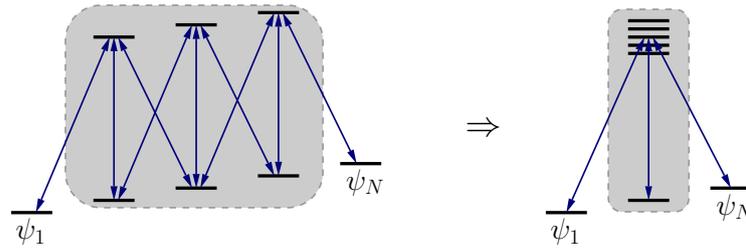


Abbildung 5.4: Verkettung gekoppelter Dreibeinsysteme in Analogie zu Abbildung 5.3.

$|g_-\rangle$, $|g_0\rangle$ und $|g_+\rangle$, sowie einem spontan zerfallenden angeregten Zustand $|a\rangle$, aufgestellt werden. Ein Ensemble aus Vierniveaumatomen wird resonant an ein klassisch beschriebenes, starkes Kontrolllaserfeld mit der Rabi-Frequenz Ω_K , durch welches die Zustände $|g_0\rangle$ und $|a\rangle$ verbunden werden, sowie zwei schwache, durch die Feldoperatoren $\hat{E}_1(z, t)$ und $\hat{E}_2(z, t)$ quantenmechanisch beschriebenen schwachen Signalfelder, die die Übergänge zwischen den Zuständen $|g_-\rangle$, $|a\rangle$ und $|g_+\rangle$, $|a\rangle$ treiben, gekoppelt. Für die durch die Signalfelder gekoppelten Übergänge wird dieselbe Atom-Feld-Kopplungskonstante g angenommen.

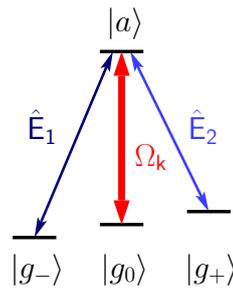


Abbildung 5.5: Kopplungsschema im Dreibeinsystem, das für die theoretische Beschreibung herangezogen wird. Der π -Übergang zwischen den Zuständen $|g_0\rangle$ und $|a\rangle$ wird durch einen starken Kontrollstrahl der Rabi-Frequenz Ω_K getrieben, während die beiden Signalfelder, welche die Zustände $|g_-\rangle$, $|a\rangle$ und $|g_+\rangle$, $|a\rangle$ koppeln, durch die quantenmechanischen Feldoperatoren \hat{E}_1 und \hat{E}_2 beschrieben werden.

In Abwesenheit beider Signalfelder, während sich also beide photonischen Polaritonenkomponenten im Vakuumzustand befinden, wird das gekoppelte System aus optischen Feldern und Atomen, in Analogie zu den von Fleischhauer und Lukin im Polaritonenbild der elektromagnetisch induzierten Transparenz des Dreiniveausystems aufgestellten Lösungen [31], in den durch die Dichtematrix

$$\hat{\rho}_{vac} = \frac{1}{2} (|g_-\dots g_-\rangle \langle g_-\dots g_-| + |g_+\dots g_+\rangle \langle g_+\dots g_+|) |0\rangle_1 |0\rangle_2 \langle 0|_2 \langle 0|_1 \quad (5.8)$$

definierten Polaritonenвакуумzustand gepumpt, der eine inkohärente Superposition aus einer Hälfte der Atome im Zustand $|g_-\rangle$ und der anderen Hälfte im Zustand $|g_+\rangle$ beschreibt. Die Zustände des elektromagnetischen Feldes mit n Photonen in der jeweiligen Signalfeldmode werden als $|n\rangle_i$ bezeichnet. Wie von Petrosyan und Malakyan demonstriert propagieren in einem solchen Medium aus N gleichmäßig verteilten Atomen pro Einheitslänge zwei optische Dunkelzustandsmoden mit der für beide Felder identischen Gruppengeschwindigkeit $v_g = c / \left(1 + \frac{N \cdot g^2}{2\Omega_K^2}\right)$ [53]. Ausgehend von den Lösungen aus [31] können die diesen Moden entsprechenden Polaritonenzustände mittels

$$\hat{\Psi}_{\pm}(z, t) = \cos \Theta \cdot \hat{E}_{1,2}(z, t) - \sin \Theta \sqrt{N/2} \cdot \hat{\sigma}_{\pm,0}(z, t) \quad (5.9)$$

konstruiert werden, wobei der Mischungswinkel über die Relation $\tan \Theta = \sqrt{N/2} \cdot g/\Omega_K$ und die Spinumklappoperatoren gemäß $\hat{\sigma}_{\pm,0} = \frac{2}{N} \sum_{j=1}^N |g_{\mp}\rangle \langle g_0|$ definiert sind. Weiterhin kann der zweifache Polaritonenoperator aufgestellt werden:

$$\hat{\Psi}(z, t) = \alpha \hat{\Psi}_+(z, t) + \beta \hat{\Psi}_-(z, t). \quad (5.10)$$

Im quantenmechanischen Quasiteilchenbild wird der Einpolaritonzustand durch Anwendung eines Polaritonenenerzeugungsoperators auf den Vakuumzustand generiert. In unserem Fall kann der oben definierte Operator verwendet werden, um aus dem in Gleichung 5.8 festgelegten Polaritonenвакуумzustand gemäß $\hat{\Psi}^\dagger \hat{\rho}_{vac} \hat{\Psi}$ einen durch zwei simultan erzeugte Polaritonen gekennzeichneten Zustand zu konstruieren. Durch wiederholte Anwendung dieser Polaritonenoperatoren können verschiedene Fock-Polaritonenzustände [31] oder kohärente Polaritonenzustände erzeugt werden [26].

Die Gruppengeschwindigkeit beider Moden kann, in Analogie zu den üblichen Experimenten zu Dunkelzuständen und der Speicherung von Dunkelzustandspolaritonen in Medien mit einem Λ -Kopplungsschema, durch Variation des Mischungswinkels Θ kontrolliert werden, wie es aus der Beziehung $v_g = c \cos^2 \Theta$ hervorgeht. Eine Reduktion der Gruppengeschwindigkeit auf den Wert Null entspricht einer Projektion beider Polaritonen auf ihre jeweiligen Anteile der kollektiven atomaren Spinanregung und bewirkt, dass ihre Propagation durch das Medium vollständig zum Erliegen kommt. Weil dieser Vorgang kohärent abläuft wird erwartet, dass die photonische Information der Signalfelder, wie Polarisations- und Relativphase, reversibel gespeichert und zu einem späteren Zeitpunkt wieder zu Photonen der entsprechenden Moden transformiert werden kann. Die Lichtspeicherung erfolgt gleichzeitig für beide Moden, was alternativ als die Speicherung eines Quasiteilchens mit zwei Freiheitsgraden aufgefasst werden kann. Aus diesem Grund soll für dieses System unter EIT-Bedingungen im Folgenden die Bezeichnung „Spinorpolariton“ verwendet werden.

5.2 Modifikationen des Aufbaus

In den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten wurde der Einfluss der Lichtspeicherung auf die Relativphase der Signalfelder sowie ihre Relativfrequenz in Abhän-

gigkeit von der Zweiphotonenverstimmung untersucht. Das Verfahren zum Nachweis der kohärenten Speicherung beruht wie im vorherigen Kapitel auf der phasensensitiven Detektion der Frequenz des von den Signalfeldern erzeugten Schwebungssignals. Hierbei stand zunächst nur die relative Phasenbeziehung zwischen den Signalfeldern im Vordergrund ohne eine genauere Untersuchung der zeitlichen Entwicklung der Absolutwerte der Phasen anzustreben. Die Änderung am Aufbau betreffen im Wesentlichen die veränderte Polarisationskonfiguration der optischen Felder sowie die Ausrichtung des externen Magnetfeldes. Die Detektion des Schwebungssignals und das Verfahren zur Ermittlung der Schwebungsfrequenz können analog zu den Experimenten im Dreiniveausystem, also durch Anpassung an experimentell gewonnene Daten des Lichtspeicherungssignals, durchgeführt werden.



Abbildung 5.6: Schema des experimentellen Aufbaus. Die Polarisation des Kontrollfeldes mit der Frequenz ω_K ist orthogonal zur Polarisation der Signalfelder mit den Frequenzen ω_{S1} und ω_{S2} . Die Kontroll- und Signalfelder werden vor dem Eintritt in die Rubidium-Zelle räumlich überlagert.

Die Kopplung der Energieniveaus in der Dreibeinkonfiguration erfordert drei optische Felder, welche in diesem Fall wie in Abbildung 5.6 skizziert räumlich überlagert werden und das Medium in derselben Richtung durchqueren. Die Signalfelder werden mittels eines akusto-optischen Modulators erzeugt, welcher zu diesem Zweck mit zwei unterschiedlichen Radiofrequenzen getrieben wird. Als Radiofrequenzquellen fanden ein Funktionsgenerator vom Typ *AFG-3102* der Firma *Tektronix* sowie ein Frequenzsynthesizer (*Hameg, HM 8134*) Verwendung. Eine schematische Darstellung der hierfür eingesetzten Radiofrequenzanordnung, sowie das Synchronisationsschema der Radiofrequenzquellen mit dem Pulsgenerator und die von diesem für die Lichtspeicherung erzeugten Pulssequenzen sind in der Abbildung 5.7 dargestellt.

Jedes der eingestrahnten optischen Signalfelder kann in seine zirkularen σ^+ - und σ^- -Komponenten zerlegt werden. In Anwesenheit eines externen Magnetfeldes B_0 , das hier üblicherweise 150 mG beträgt, wird die Entartung der Zeeman-Subniveaus aufgehoben und das entstehende System besitzt drei Resonanzfrequenzen, die einem π -Übergang sowie den dazu um $\pm\Delta\omega = g_F\mu_B B_0$ verschobenen σ^- - beziehungsweise σ^+ -Übergängen entsprechen. Die Frequenzen der Signalfelder werden so eingestellt, dass die Signalfeldkomponente

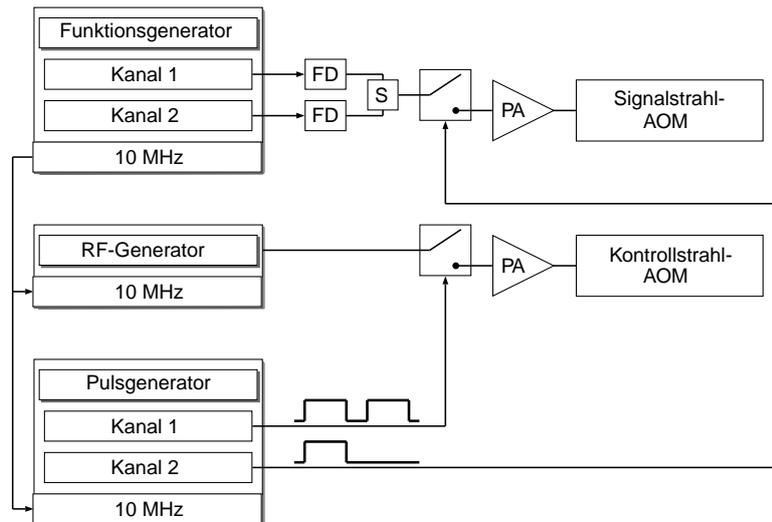


Abbildung 5.7: Die den Signalstrahl-AOM treibenden Radiofrequenzen werden mit einem phasenstabilisierten Zweikanalfunktionsgenerator mit einer maximalen Oszillationsfrequenz von 100 MHz erzeugt. Um den Treiberfrequenzbereich des AOM von etwa 200 MHz zu erreichen, werden deshalb die Frequenzen verdoppelt (FD), bevor die Signale mithilfe eines Radiofrequenzteilers (S) addiert und auf einen schnellen elektronischen Schalter geleitet werden. Die Schalter werden mit den vom Pulsgenerator erzeugten Pulssequenzen gesteuert und leiten das Signal entsprechend an die Leistungsverstärker (PA) weiter, wo das überlagerte Gesamtsignal verstärkt wird.

mit der Frequenz ω_{S1} resonant zu den σ^+ -Übergängen des Dreibeinsystems ist. Dementsprechend wird für die Frequenz ω_{S2} der zweiten Komponente des Signalfeldes ein Wert gewählt, welcher der Resonanzfrequenz der σ^- -Übergänge entspricht. Zusätzlich zu diesen resonanten Anteilen existiert für jede der Frequenzkomponenten des Signalfeldes, nämlich ω_{S1} und ω_{S2} , eine nichtresonante Polarisationskomponente. Die Polarisation des Kontrollfeldes ist parallel zur Magnetfeldrichtung orientiert, so dass durch dieses Feld π -Übergänge getrieben werden. Das vollständige aus dieser Anordnung resultierende Kopplungsschema ist in Abbildung 5.8 gezeigt.

Bei geeigneter Wahl der Radiofrequenzen, mit welchen die akusto-optischen Modulatoren getrieben werden, werden die Atome des Mediums in Dunkelzustände gepumpt, was zur Folge hat, dass die resonanten Polarisationskomponenten des Signalstrahls unter stark unterdrückter Absorption mit der im Vergleich zur Vakuumlichtgeschwindigkeit sehr langsamen Gruppengeschwindigkeit v_g propagieren können, während die nichtresonanten Anteile im optisch dichten Medium absorbiert werden.

Da letztere zu inkohärenter Streuung der Signalfeldphotonen aus der optischen Mode beitragen, führt dies, im Vergleich des hier eingesetzten Kopplungsschemas mit der be-

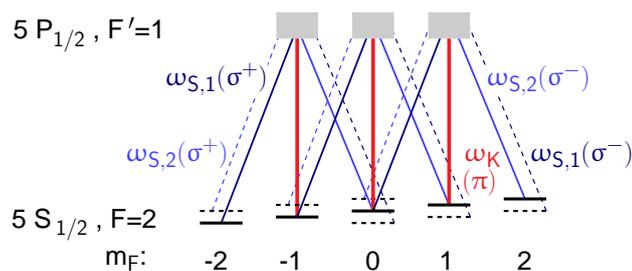


Abbildung 5.8: Vollständiges Schema der mit den optischen Feldern (durchgezogene Linien) wechselwirkenden Niveaus. Die dünnen gestrichelten Linien repräsentieren die nichtresonanten zirkular polarisierten Signalfeldkomponenten, also die σ^- -polarisierte Komponente mit der Frequenz ω_{S1} und die σ^+ -polarisierte Komponente mit der Frequenz ω_{S2} .

kannten Λ -Konfiguration, zur Verminderung des Signalkontrasts der Dunkelresonanzen. Anders ausgedrückt handelt es sich bei den Zuständen, in welche die Atome präpariert werden, streng genommen nicht um reine Dunkelzustände. Dies hat negative Auswirkungen auf die hier untersuchten Effekte, welche auf die kohärenten Prozesse im gekoppelten System aus Atomen und Lichtfeldern zurückzuführen sind. Dessen ungeachtet bleiben die Folgerungen aus dem vorherigen Abschnitt, nämlich, dass im vorliegenden System genau zwei Dunkelzustände existieren und dass das System durch zwei ($\Delta m_F = 1$)-Kohärenzen der äußeren Grundzustände charakterisiert werden kann, weiterhin gültig.

Die hier aufgezeigten Dekohärenzmechanismen können durch den Einsatz von ultrakalten Rubidium-Atomen vermieden werden, welche mit einem Signalfeld, orthogonal zum Kontrollfeld und parallel zur Magnetfeldrichtung, bestrahlt werden können, so dass reine σ^+ - und σ^- -Polarisationen möglich sind. Für das thermische atomare Ensemble, das hier untersucht wird, kommt eine solche Geometrie nicht in Frage, da in diesem Fall eine der Doppler-Verbreiterung gegenüber unempfindliche Anordnung erforderlich ist.

Aufgrund der Anwesenheit von zusätzlichen Kanälen des Kohärenzzerfalls durch die nichtresonanten Signalfeldkomponenten ist es vorteilhaft, ein Medium mit hoher optischer Dichte einzusetzen, da auf diese Weise zum einen die Linienbreite der Dunkelresonanzen und damit auch die Gruppengeschwindigkeit der Signalfelder abnimmt und zum anderen die nichtresonanten Feldkomponenten stärker unterdrückt werden. Die Temperatur des Ensembles wird im Vergleich zu den im Λ -System durchgeführten Experimenten auf etwa 100 °C erhöht.

5.3 Experimentelle Ergebnisse

Die dem gekoppelten System aus Atomen und optischen Feldern in der Dreibeinkonfiguration innewohnenden Eigenschaften ermöglichen es, den für die Lichtspeicherung und die anschließende Regeneration der photonischen Polaritonenkomponente aus der atoma-

ren Kohärenz zur Verfügung stehenden Unterraum der dunklen Eigenzustände um eine Dimension zu erweitern. Auf diese Weise kann die simultane Speicherung photonischer Informationen von zwei Signallichtmoden in den von den Dunkelzuständen etablierten ($\Delta m_F = 1$)-Kohärenzen erfolgen.

Die wesentliche Signatur einer erfolgreichen Speicherung solcher Moden ist die Erhaltung der Relativphase, welche sich in Form einer optischen Schwebung der regenerierten Signalfeldmoden äußert. Das Vorhandensein einer solchen optischen Schwebung dient in diesem Fall als Nachweis der kohärenten Speicherung des Spinorpolaritons.

Letztere zieht, wie es am Beispiel dieser Prozedur für die eindimensionalen Polaritonen des Dreiniveausystems in der Λ -Konfiguration zu sehen war, eine simultane Frequenzanpassung beider Signalfelder an die jeweilige Zweiphotonenresonanzbedingung nach sich. Diese Relationen der Form $\delta_1 = \omega_K - \omega_{S1} + \frac{\mu_B B_0}{2} = 0$ und $\delta_2 = \omega_K - \omega_{S2} - \frac{\mu_B B_0}{2} = 0$ sind durch die Energiedifferenz der an der kohärenten Superposition beteiligten Grundzustände festgelegt. Demnach ist die Bestimmung der Schwebungsfrequenz äquivalent zur Spektroskopie des Zweiphotonenübergangs zwischen den Grundzuständen mit den magnetischen Quantenzahlen m_F und $m_F \pm 2$, wobei m_F die Werte -2 und 2 annehmen kann. Die Beobachtung dieses Effektes stellt ein weiteres Ziel der durchgeführten Experimente dar. Ein möglicher Ansatz für diesen Nachweis besteht darin, die atomare Resonanzfrequenz des Zweiphotonenübergangs zu variieren, was durch eine Änderung des angelegten Magnetfeldes erfolgen kann, und die entsprechenden Schwebungsfrequenzen zu vermessen, wobei die Frequenzen der vor der Speicherung eingestrahlten optischen Felder, unabhängig vom Magnetfeld, unverändert bleiben. Es wird erwartet, dass die gemessenen Frequenzen der optischen Schwebung nach der Speicherung den sich ändernden atomaren Resonanzfrequenzen gleichen und diesen, bei einer Änderung der Grundzustandsaufspaltung, folgen müssen.

In vorbereitenden Messungen mit zunächst einer Frequenzkomponente ω_S des Signalfeldes wurde untersucht, ob die EIT-Bedingungen für das aus der gewählten transversalen Anordnung des Magnetfeldes in Bezug auf die optische Achse resultierende Kopplungsschema mit einer zusätzlichen verstimmt zirkular polarisierten Feldkomponente erfüllt werden können [56]. Für das sich ergebende effektive Λ -System mit einem π -polarisierten Kontrollstrahl und der σ^+ -polarisierten Signalstrahlkomponente wurde das in Abbildung 5.9(a) gezeigte Transmissionsspektrum aufgezeichnet. Zum Vergleich wurde mit denselben Parametern die Transmission in einem parallel zu den Strahlen angelegten Magnetfeld, einer das Λ -System ergebenden Konfiguration mit reinen zirkularen Polarisierungen, gemessen.

Entsprechend zu der in Abbildung 5.9(b) dargestellten Dunkelresonanz des Λ -Systems ergibt sich im transversalen Magnetfeld eine Aufspaltung in zwei Resonanzen, zum einen nahe $\delta = -440$ kHz, also für den Fall, dass die Frequenz des Signalstrahls die Zweiphotonenresonanzbedingung $\delta_2 = \omega_K - \omega_S - \frac{\mu_B B}{2} = 0$ erfüllt und zum anderen nahe $\delta = 0$ kHz,

wo entsprechend $\delta_1 = \omega_K - \omega_S + \frac{\mu_B B}{2} = 0$ gilt. Beide Dunkelresonanzen weisen im Vergleich zum Spektrum aus Abbildung 5.9(b) eine leichte Verbreiterung auf. Die langsame Ausbreitung der Signalfelder konnte für beide Konfigurationen verifiziert werden, indem jeweils die Verzögerung eines Signallichtpulses gemessen wurde. Die entsprechende Gruppengeschwindigkeit betrug im Fall reiner $\sigma^+ - \sigma^-$ -Kopplung typischerweise 1160 ms^{-1} und war damit geringer als die gemessene Geschwindigkeit von 1600 ms^{-1} , mit der sich ein linear polarisierter Lichtpuls bei transversaler Magnetfeldorientierung unter sonst identischen Bedingungen ausbreitete. Die Anwesenheit eines zusätzlichen Dekohärenzkanals macht folglich nicht alle kohärenten Prozesse zunichte, sondern führt eher zu einer, unter Umständen erheblichen, Reduktion der Anzahl der Atome, die für solche Prozesse zur Verfügung stehen.

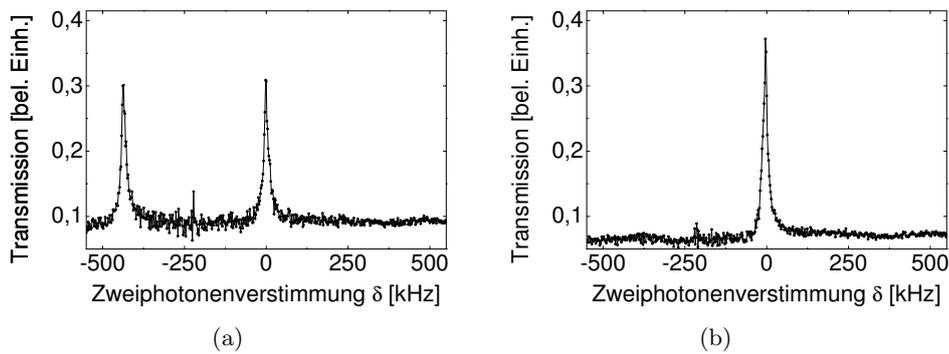


Abbildung 5.9: Transmissionsspektren des Signalstrahls. Jedes der Spektren ist eine Mittelung über 10 Messreihen. **(a)** Das Magnetfeld ist orthogonal zur Strahlausbreitungsrichtung und parallel zur linearen Polarisation des Kontrollstrahls orientiert. Der Kontrollstrahl und eine Frequenzkomponente des Signalstrahls sind aktiv. **(b)** Dazu entsprechendes Spektrum in der Λ -Konfiguration für ein longitudinales Magnetfeld und gegenläufig zirkular polarisierte optische Felder.

Eine weitere Methode, die Kohärenzerhaltung zu testen, besteht in der Speicherung eines Signallichtpulses auf einem der resonanten Übergänge, da ohne eine nach der Speicherungsphase verbleibende atomare Kohärenz eine Regeneration der Signalfeldmode nicht mehr möglich ist. Durch die Ausführung einer solchen Speicherungssequenz mit einer Speicherungsperiode von bis zu $50 \mu\text{s}$ wurde bestätigt, dass im untersuchten Ensemble zum Zeitpunkt der Reaktivierung des Kontrollfeldes noch genügend kohärent präparierte Atome verbleiben, um ein messbares Signal auf dem Detektor zu erzeugen.

In weiterführenden Messungen wurde das Kopplungsschema um eine zusätzliche Frequenzkomponente des Signalstrahls erweitert, so dass der gesamte durch die beiden Dunkelzustände aufgespannte Untervektorraum untersucht werden konnte. Dies kann beispielsweise durch unabhängiges Variieren der Zweiphotonenverstimmungen der kontinuierlich eingestrahlten Lichtfelder geschehen, wodurch das in Abbildung 5.10 gezeigte Transmissi-

onsspektrum entsteht. Für den Fall, dass sich eine der beiden Zweiphotonenverstimmungen dem Wert Null nähert, ist ein Anstieg der Transmission zu verzeichnen. Wie erwartet wird das Gesamtsignal in der Nähe von $\delta_1 = \delta_2 = 0$, dem Spektralbereich der elektromagnetisch induzierten Transparenz des Dreibeinmediums mit zwei Dunkelzuständen, maximiert. Eingehende Untersuchungen derartiger Effekte in Medien mit Dreibeinkopplung wurden ebenfalls in früheren Arbeiten durchgeführt [51, 52]. In weiteren Experimenten wurde die simultane langsame Ausbreitung der Signalfeldmoden beobachtet, indem die Verzögerung von optischen Pulsen bestimmt wurde. Hierbei wurden Gruppengeschwindigkeiten im Bereich von etwa 1700 ms^{-1} gemessen.

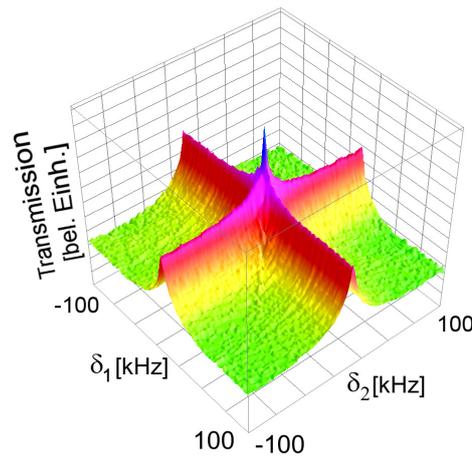


Abbildung 5.10: *Transmittierte Intensität der Signalstrahlen bei einer Mittelung über 10 Messreihen als Funktion der Zweiphotonenverstimmungen δ_1 und δ_2 . Die geringfügige Modulation nahe der durch $\delta_1 + \delta_2 = 0$ bestimmten Linie ist instrumenteller Natur und wird auf niederfrequente Artefakte des Schwebungssignals des durch den Polarisationsstrahlteiler durchsickernden Kontrollrestlichts und der beiden Signalstrahlen zurückgeführt. Die Signalspitze bei $\delta_1 = \delta_2 = 0$ kommt durch das Schwebungssignal der transmittierten Signalfelder zustande.*

Anschließend wurden beide Signalfeldkomponenten auf die jeweiligen Resonanzfrequenzen justiert, so dass in Messungen zur Lichtspeicherung der Bereich $\delta_1 = \delta_2 = 0$ untersucht werden konnte. Für die Speicherung kam die in Abbildung 5.11 dargestellte Pulssequenz zum Einsatz. Durch die in Abbildung 5.7 gezeigte Anordnung wurde sichergestellt, dass die Relativphase der eingestrahlten Signalfelder konstant bleibt, das Schwebungssignal im durch den von der Speicherungssequenz vorgegebenen Takt erfasst werden kann und dass es bei einer Mittelung über mehrere Zyklen nicht verschwindet. Hierbei wurde zunächst nur das Kontrollfeld aktiviert, um das atomare Ensemble optisch in den durch die Dichtematrix aus Gleichung 5.8 beschriebenen Zustand der inkohärenten Superposition der äußeren Grundzustände zu pumpen. Dieser Zustand entspricht der in Abbildung 5.1(a) dargestellten Verteilung der Besetzungswahrscheinlichkeiten bei $t = 0$. Weil diese Verteilung der durch Bestrahlung mit dem Kontrollfeld im Dreibeinsystem erzeugten sehr nahekommt,

kann im Folgenden dieses Modell herangezogen werden, um die Beobachtungen zu verstehen, auf die nun näher eingegangen werden soll.

Nachdem die Atome in den oben beschriebenen Zustand präpariert wurden, wurden zusätzlich zum Kontrollfeld Signalfeldpulse von ungefähr $19 \mu\text{s}$ Dauer eingestrahlt, wodurch effektiv ein symmetrischer Besetzungstransfer in die äußeren Grundzustandskohärenzen stattfindet. Zum Zeitpunkt der simultanen Deaktivierung aller optischen Felder wurde die Gruppengeschwindigkeit der Signalfelder auf Null reduziert und die photonische Information wurde in atomare Spinanregungen konvertiert. Im Zustand der Speicherung sind nur die atomaren Spinwellenkomponenten des Polaritons von Null verschieden. Nach einer anschließenden $10 \mu\text{s}$ andauernden Speicherungsphase wurde ausschließlich das Kontrollfeld reaktiviert, wodurch die Regeneration der Signalfeldmoden aus den während der Speicherung in das Medium eingepprägten atomaren Kohärenzen initiiert wurde. Das von diesen regenerierten Signalfeldern erzeugte Schwebungssignal ist in Abbildung 5.11 dargestellt.

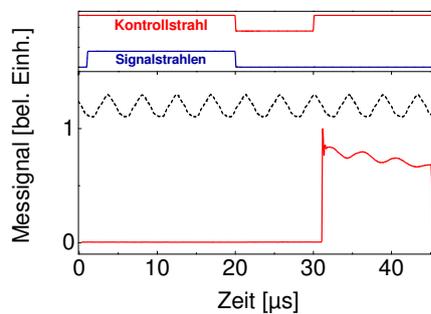


Abbildung 5.11: Skizzierter Intensitätsverlauf der für die Speicherung eingesetzten Pulssequenz (oben). Ausgewählter Ausschnitt des gemessenen Photodiodensignals und das durch Mischen der Signalstrahlradiofrequenzen erzeugte Signal (schwarz gestrichelt). Die Frequenz dieses Signals entspricht der optischen Differenzfrequenz der eingestrahlichten Lichtpulse (nicht abgebildet). Um die Auswertung zu erleichtern, wurde das Photodiodensignal mithilfe eines schnellen Schalters nur dann durchgelassen, wenn nur regenerierte Signalfeldmoden existieren können (durchgezogene rote Linie).

Das Signal zeigt eine exponentielle Abnahme der Intensität mit der Zeit, überlagert mit einer sinusförmigen Modulation. Diese Modulation wird auf die Schwebung der beiden regenerierten Signalfelder zurückgeführt. Während der Präparations- und Speicherungsphasen wurde das Photodiodensignal mithilfe eines schnellen Schalters deaktiviert und nur während der Phase nach der Speicherung verarbeitet. Auf diese Weise wurde sichergestellt, dass es sich bei dem detektierten Signal ausschließlich um das aus der atomaren Kohärenz erzeugte optische Schwebungssignal handelt.

Dieses Resultat lässt die Schlussfolgerung zu, dass die simultane Speicherung von zwei Signalfeldmoden möglich ist und dass die Information über die Relativphase hierbei erhalten bleibt. Um den erwarteten Effekt der Frequenzanpassung nachzuweisen, ist es not-

wendig, eine anfängliche Zweiphotonenverstimmung beider Signalfelder herzustellen. Zur Veranschaulichung des Prinzip der folgenden Messung kann die vereinfachte Darstellung aus Abbildung 5.12 betrachtet werden.

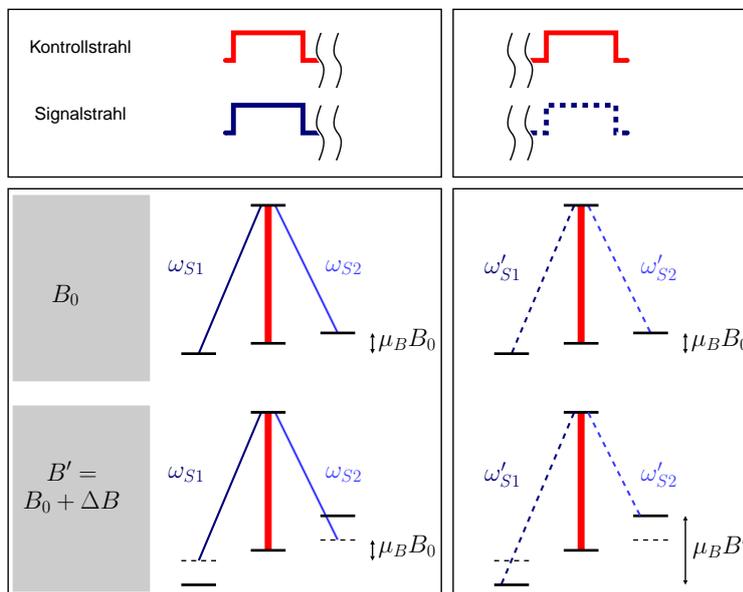


Abbildung 5.12: Funktionsprinzip des Experiments zum Nachweis der Frequenzanpassung im Dreibeinsystem. Auf der linken Seite ist die Situation vor der Speicherung für zwei Werte der magnetischen Flussdichte skizziert, wobei B_0 das Magnetfeld darstellt, für welches die optischen Felder die Zweiphotonenresonanzbedingungen erfüllen. Auf der rechten Seite ist die entsprechende Repräsentation nach der Speicherungsphase angedeutet. Die optischen Frequenzen der regenerierten Signalfelder passen sich derart an, dass ihre Differenz jeweils der Energieaufspaltung entspricht.

Gezeigt ist die Situation vor und nach der Speicherungsphase für zwei verschiedene Werte der magnetischen Flussdichte, B_0 und $B' = B_0 + \Delta B$. Vor der Speicherungsphase sind die Signalfelder im ersten Fall resonant zu den Zweiphotonenübergängen, während sich im zweiten Fall durch die Variation des Magnetfeldes um ΔB eine symmetrische Verstimmung einstellt. Die Signalfelder nach der Speicherung werden aus atomaren Kohärenzen erzeugt, deren Niveaus entsprechend dem Zeemaneffekt um einen durch B_0 beziehungsweise B' gegebenen Betrag aufgespalten sind. Dem Effekt der Frequenzanpassung zufolge ist im zweiten Fall die dieser Energieaufspaltung entsprechende Frequenz $\Delta\omega = \hbar\mu_B(B_0 + \Delta B)$ gleich der Schwebungsfrequenz $\omega'_{S1} - \omega'_{S2}$, die durch die regenerierten optischen Felder erzeugt wird. Demnach muss zwischen dieser Schwebungsfrequenz und dem angelegten Magnetfeld eine lineare Abhängigkeit bestehen.

Um diesen Zusammenhang nachzuweisen, wurde das Signal aus der Abbildung 5.11 benutzt, um die Schwebungsfrequenz zu bestimmen. Zu diesem Zweck wurde eine Anpassung

mit einer sinusförmig modulierten Funktion durchgeführt. Das Ergebnis einer solchen Anpassung ist in Abbildung 5.13(a) gezeigt. Diese Prozedur wurde für verschiedene Werte der magnetischen Flussdichte wiederholt. Zusätzlich wurde die Differenz zwischen der mittels der Anpassung bestimmten Schwebungsfrequenz und der Differenzfrequenz der zur Erzeugung der Signalstrahlkomponenten eingesetzten Radiofrequenzsignale bestimmt. Letztere entspricht der optischen Schwebungsfrequenz der Signalfelder vor der Speicherung. Die auf diese Weise berechnete Differenzfrequenz ist für verschiedene Werte des Magnetfeldes in Abbildung 5.13(b) aufgetragen.

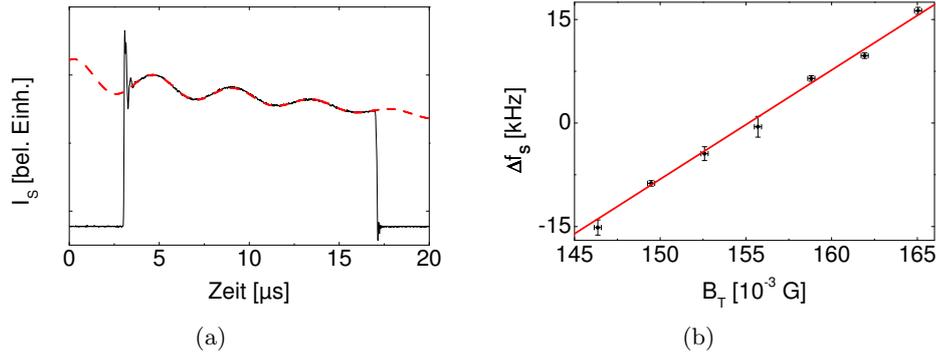


Abbildung 5.13: (a) Selektierter Ausschnitt des Photodiodensignals nach einer Speicherungszeit von $10 \mu\text{s}$ (durchgezogene Linie) und das Ergebnis der Anpassung mit einer sinusförmig modulierten Funktion (gestrichelte Kurve). Diese Modulation ist das Schwebungssignal zwischen den zwei wiederhergestellten optischen Signalfeldmoden. Die rechteckige Form des Pulses stammt von der zeitlich selektiven elektronischen Detektion des Signalfeldes. **(b)** Gemessene Schwebungsfrequenzverschiebung Δf_S der Signalstrahlen nach der Speicherung als Funktion der in der Zelle herrschenden transversalen magnetischen Flussdichte B_T . Für alle abgebildeten Messpunkte wurde das atomare Ensemble vor der Speicherung mit Signalstrahlen derselben Frequenzen ω_{S1} und ω_{S2} bestrahlt.

Wie dieser Abbildung zu entnehmen ist kann die theoretisch erwartete lineare Abhängigkeit durch die Ergebnisse dieser Messung bestätigt werden. Somit ist der Nachweis des Effektes der Frequenzanpassung durch Lichtspeicherung in Vielniveausystemen mit einer effektiven Dreibeinkopplung erbracht.

5.4 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Anhand der in diesem Kapitel erläuterten Experimente wurde gezeigt, dass Lichtspeicherung in einem Ensemble aus Vielniveaumatomen mit einer dreibeinähnlichen Kopplung möglich ist. Dadurch wurde das reversible Abbilden von Dunkelzustandspolaritonen mit einer internen Zweiniveaustuktur auf atomare Spinwellenkohärenzen demonstriert. Der

Effekt der Frequenzanpassung konnte auf den Fall der Speicherung zweier optischer Signalfelder in einem Medium mit effektiver Dreibeinkopplung erweitert werden, wodurch nachgewiesen wurde, dass die optische Differenzfrequenz der entsprechenden regenerierten optischen Moden durch die atomare Übergangsfrequenz der Zeeman-Subniveaus des Grundzustands bestimmt wird.

Der zweidimensionale Unterraum der Dunkelzustände im Dreibeinsystem besitzt dieselbe Anzahl an Freiheitsgraden wie ein freies Photon einer bestimmten Frequenz, das sich im Zustand $|\psi\rangle = \alpha|H\rangle + \beta|V\rangle$ befindet, wo $|H\rangle$ und $|V\rangle$ zwei Polarisierungseigenzustände kennzeichnen. Folglich können Dreibeinmedien dazu benutzt werden, Photonen beliebiger Polarisierung abzubremesen und zu speichern. Der gespeicherte Zustand $|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$ beschreibt eine lineare Überlagerung von zwei orthogonalen Zuständen und ist identisch mit einem Qubit. Letzteres ist das quantenmechanische Analogon zur klassischen Einheit der Information Bit und zeichnet sich im Gegensatz dazu dadurch aus, dass sämtliche Resultate einer auf das Qubit angewandten Operation simultan vorliegen.

Die Speicherung von Dunkelzustandspolaritonen in Medien mit Λ -Kopplung bietet ebenfalls eine Möglichkeit, solche quantenmechanischen Superpositionszustände zu erzeugen. Dies kann beispielsweise dadurch geschehen, dass zwei Wechselwirkungsregionen parallel adressiert werden [16], was jedoch mit dem Nachteil stark erhöhter Sensitivität gegenüber optischen Weglängenfluktuationen und magnetischen Streufeldern einhergeht. Spinorpolari-tonen, also Dunkelzustandspolaritonen mit einer internen Struktur, ermöglichen hingegen die simultane Manipulation optischer Information in einem atomaren Ensemble und sind deshalb von Interesse in diesem Bereich. Medien mit einer Dreibeinstruktur ermöglichen, wie es aus mehreren theoretischen Arbeiten hervorgeht, interessante Quantenmanipulationen [57] und die Beobachtung von geometrischen Phasen [58].

Ein weiterer Bereich, in welchem die Eigenschaften der elektromagnetisch induzierten Transparenz erfolgreich eingesetzt wurden, ist das Gebiet der Metrologie, wo beispielsweise Verfahren zur Messung von Magnetfeldern entwickelt wurden, die sich der dispersiven und absorptiven Merkmale von Dunkelzuständen bedienen. Die Möglichkeit, solche Messungen von Resonanzfrequenzen von Dunkelzuständen für metrologische Zwecke einzusetzen, wurde in früheren Arbeiten aufgezeigt [19, 20] und experimentell demonstriert [21–24]. Das in dieser Arbeit vorgestellte Verfahren bietet einen alternativen Zugang zur Messung von atomaren Resonanzfrequenzen mittels Bestimmung von Schwebungsfrequenzen der, nach einer Lichtspeicherung, regenerierten optischen Moden. Die Methode ist somit von potentiell Interesse für Anwendungen im Bereich der Magnetometrie.

Werden verschiedene Hyperfeinkomponenten als Grundzustände eingesetzt, welche mit linear polarisierten Signalfeldern gekoppelt werden, könnte das resultierende Schwebungssignal alternativ als Frequenzstandard fungieren. Als Ansatz die Genauigkeit einer solchen Atomuhr zu steigern, käme zum Beispiel die Speicherung von gequetschten Lichtzuständen in Frage [25], womit allerdings ein erheblich aufwendigerer Aufbau einherginge. Zusätzlich müsste dafür Sorge getragen werden, dass die Gruppengeschwindigkeiten der optischen Signalfeldmoden angepasst werden. Die erfolgreiche Anpassung von zwei Dunkelzustandsmoden wurde zum Beispiel in [59] demonstriert.

6 Lichtspeicherung und nichtdispersive optische Effekte

Unter den Bedingungen der elektromagnetisch induzierten Transparenz präparierte Medien können, aufgrund ihrer besonderen Eigenschaften wie einer extremen hohen Dispersion, für Anwendungen in unterschiedlichen Bereichen benutzt werden. Sie werden beispielsweise erfolgreich in der Metrologie [19, 23, 24], auf dem Feld der Quanteninformation [15, 47, 60, 61] und der nichtlinearen Optik eingesetzt [7, 8]. Ein seit kurzem untersuchter Aspekt von zunehmender Bedeutung ist die Beobachtung von räumlich aufgelösten Effekten. So gelang zum Beispiel die Speicherung von Abbildungen in einem atomaren Gas [62, 63], was Anwendungen im Zusammenhang mit der Verarbeitung beliebiger Bilder in Aussicht stellt.

In früheren Arbeiten wurden fundamentale Eigenschaften von Dunkelzustandspolaritonen untersucht [46, 64]. Im Rahmen dieser Untersuchungen konnte der Nachweis dafür erbracht werden, dass sich langsames Licht, sofern es sich in einem Medium, das einem Magnetfeldgradienten ausgesetzt wird, ausbreitet, wie ein Quasiteilchen mit einem von Null verschiedenen effektiven magnetischen Dipolmoment verhalten kann. Aufgrund der starken Variation der Gruppengeschwindigkeit war die beobachtete Ablenkung in hohem Maße dispersiv. Die Manipulation räumlicher optischer Information, wie beispielsweise die von Bildmustern, wird dadurch erheblich limitiert und erfordert monochromatische Lichtquellen.

Das Konzept des in diesem Kapitel beschriebenen Effektes besteht darin, die Strahlablenkung in einem Magnetfeldgradienten in Analogie zu [46] zu untersuchen, wobei diesmal das Signalfeld für eine bestimmte Zeit im Medium gespeichert wird. In einem anderen Experiment wurde gezeigt, dass eine Manipulation der Phase des ruhenden Dunkelzustandspolaritons während der Speicherung möglich ist, was dazu führen kann, dass das Polariton in einen Zustand maximaler Kopplung zwischen optischem Feld und dem atomaren Medium, den sogenannten Hellzustand, überführt wird [65]. In diesem Fall kommt es zu vollständiger Absorption des ausgelesenen optischen Signalfeldes. In einer weiteren experimentellen Arbeit wurde demonstriert, dass während der Speicherungsphase ein Phasengradient aufgeprägt werden kann, der beim Auslesen des optischen Signalfeldes zu dessen Ablenkung führen kann [66]. Solche Effekte beruhen auf der sehr stark ausgeprägten Variation des Brechungsindex als Funktion der Wellenlänge des eingestrahltten Lichtfeldes, die für die langsame Gruppengeschwindigkeit im Medium verantwortlich ist. Andererseits zieht ebendiese spektrale Sensitivität eine Beschränkung in Bezug auf die Nutzbarkeit solcher Medien im Bereich der Bildverarbeitung auf spektral sehr scharfe Laserquellen nach sich. Während die im Bereich der klassischen Optik zum Einsatz kommenden Verfahren

zur Kompensation der Dispersion auf dem Durchlaufen einer räumlichen Anordnung aus mehreren optischen Elementen mit unterschiedlichen dispersiven Eigenschaften beruhen [67] soll hier gezeigt werden, dass die Lichtspeicherung nichtdispersive Änderungen der Strahleigenschaften, wie der Ausbreitungsrichtung, gestattet.

Im Folgenden wird ein auf der zeitlichen Entwicklung eines magnetisch induzierten Phasengradienten basierendes theoretisches Modell zur Beschreibung der nichtdispersiven Strahl- ablenkung präsentiert werden. Das daraus resultierende Ergebnis wird dem für den Fall des konstant bewegten Polaritons erhaltenen gegenübergestellt und mit den experimentellen Beobachtungen verglichen werden.

6.1 Ablenkung von langsamem und gespeichertem Licht

Die Ablenkung von langsamem Licht in einem Magnetfeldgradienten kann als magnetische Wechselwirkung des mit der langsamen Ausbreitung des optischen Feldes assoziierten Dunkelzustandspolaritons verstanden werden. Voraussetzung hierfür ist ein endliches magnetisches Dipolmoment, welches dem Quasiteilchen zugeordnet werden kann. In [46] wurde gezeigt, dass dieses Dipolmoment durch die Betrachtung der Erwartungswerte der Spinoperatoren in Bezug auf das Polaritonenvakuum und den Einpolaritonenzustand berechnet werden kann.

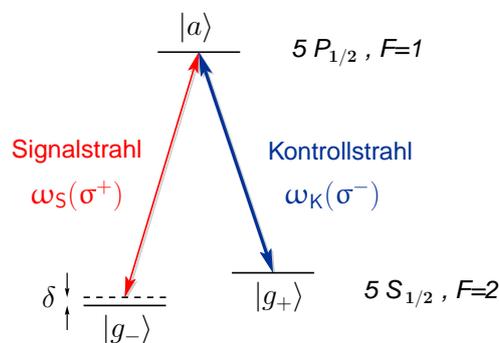


Abbildung 6.1: Vereinfachtes Schema der relevanten atomaren Niveaus. Die Zweiphotonen- verstimmung ist gegeben durch $\delta = \omega_S - \omega_K - 2g_F\mu_B B_Z$.

Letzterer ergibt sich durch Anwendung des Polaritonenerzeugungsoperators $\hat{\Psi}^\dagger$ auf den Vakuumzustand $|0\rangle_P$. Diese sind für ein Ensemble aus N Atomen im kollektiven Grundzustand ohne Signalfeld, die sich zunächst im Grundzustand $|g_-\rangle$ befinden sollen, folgendermaßen definiert:

$$\hat{\Psi}^\dagger = \cos(\Theta)\hat{a}^\dagger - \sin(\Theta)\frac{1}{\sqrt{N}}\sum_{j=1}^N\hat{\sigma}_{g_-,g_+}^j \quad (6.1)$$

$$|0\rangle_{\text{p}} = |0\rangle_{\text{ph}}|g_-\dots g_-\rangle_{\text{at}}. \quad (6.2)$$

Der in dieser Gleichung auftretende Mischungswinkel wird mithilfe der Rabifrequenzen Ω_K und Ω_S des Kontroll- beziehungsweise Signalstrahls über die folgende Relationen definiert:

$$\cos(\Theta) = \frac{\Omega_K}{\sqrt{\Omega_K^2 + \Omega_S^2}} \quad \text{und} \quad \sin(\Theta) = \frac{\Omega_S}{\sqrt{\Omega_K^2 + \Omega_S^2}}. \quad (6.3)$$

Der Feldoperator \hat{a}^\dagger erzeugt ein Photon in der Signalfeldmode, während die Änderung des Zustands $|g_-\rangle$ nach $|g_+\rangle$ des mit j bezeichneten Atoms durch den Spinumklappoperator $\hat{\sigma}_{g_-,g_+}^j$ beschrieben wird. Der Einpolaritonzustand lautet somit:

$$\begin{aligned} |1\rangle_{\text{p}} &\equiv \hat{\Psi}^\dagger |0\rangle_{\text{p}} \\ &= \cos(\Theta)|1\rangle_{\text{ph}}|g_-\dots g_-\rangle_{\text{at}} - \sin(\Theta)\frac{1}{\sqrt{N}}\sum_{j=1}^N|g_-\dots g_{+,j}\dots g_-\rangle_{\text{at}}|0\rangle_{\text{ph}} \end{aligned} \quad (6.4)$$

Mit dem in Gleichung 6.5 dargestellten Spinoperator in z-Richtung

$$\hat{S}_z = \sum_{j=1}^N (m_1g_1|g_{+,j}\rangle\langle g_{+,j}| + m_2g_2|g_{-,j}\rangle\langle g_{-,j}|), \quad (6.5)$$

folgt für dessen Erwartungswerte bezüglich der Zustände $|0\rangle_{\text{p}}$ und $|1\rangle_{\text{p}}$:

$${}_{\text{p}}\langle 0|\hat{S}_z|0\rangle_{\text{p}} = m_2g_2N \quad (6.6)$$

$$\begin{aligned} {}_{\text{p}}\langle 1|\hat{S}_z|1\rangle_{\text{p}} &= m_2g_2N\cos^2(\Theta) + m_1g_1N\sin^2(\Theta) + m_2g_2(N-1)\sin^2(\Theta) \\ &= m_2g_2N + (m_1g_1 - m_2g_2)\sin^2(\Theta). \end{aligned} \quad (6.7)$$

Die Zeeman-Quantenzahlen der Grundzustände $m_F = i$ wurden hierbei mit m_i abgekürzt. Aus den Gleichungen 6.6 und 6.7 folgt für das magnetische Moment des Polaritons [46]:

$$\begin{aligned} \mu_{\text{p}} &= \mu_B \left. \frac{\partial \langle S \rangle}{\partial n} \right|_{n=1} \\ &= \mu_B \left({}_{\text{p}}\langle 1|\hat{S}_z|1\rangle_{\text{p}} - {}_{\text{p}}\langle 0|\hat{S}_z|0\rangle_{\text{p}} \right) \\ \Rightarrow \mu_{\text{p}} &= \mu_B(m_1g_1 - m_2g_2)\sin^2(\Theta). \end{aligned} \quad (6.8)$$

In der Näherung des langsamen Lichts, das heißt für $\cos(\Theta) \ll 1$ und mit den g-Faktoren der Grundzustände $g_1 = g_2 = 1/2$, ergibt sich für das Dipolmoment des Polaritons die Relation

$$\mu_p \cong \frac{1}{2} \mu_B (m_1 - m_2). \quad (6.9)$$

Für die in diesem System etablierte ($\Delta m_F = 2$)-Kohärenz der Grundzustände kann mit den Polaritonen unter Bedingungen der elektromagnetisch induzierten Transparenz das magnetische Dipolmoment $\mu_p \cong \mu_B$ assoziiert werden.

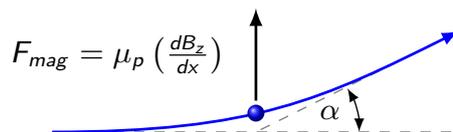


Abbildung 6.2: Ballistisches Modell der Ablenkung eines Dunkelzustandspolaritons mit dem magnetischen Dipolmoment μ_p durch einen Magnetfeldgradienten.

Passieren Dunkelzustandspolaritonen ein entsprechend präpariertes Medium, das einem inhomogenen Magnetfeld ausgesetzt wird, so führt dies zu einer Winkelablenkung analog zum Fall eines Strahls aus neutralen Partikeln mit einem endlichen Dipolmoment, der mit einem inhomogenen Magnetfeld wechselwirkt. Der Ablenkwinkel kann in dieser Analogie zum Stern-Gerlach-Experiment aus dem in Abbildung 6.2 skizzierten ballistischen Modell berechnet werden. Erfährt ein neutrales Teilchen mit einem anfänglichen Impuls $\vec{p} = \hbar \vec{k}$, aufgrund der auf letzteres wegen seiner Wechselwirkung mit einem transversalen Magnetfeldgradienten einwirkenden Kraft

$$\vec{F}_{mag} = -\vec{\nabla} \left(-\vec{\mu}_p \cdot \vec{B} \right) = \vec{e}_x \cdot \vec{\mu}_p \frac{dB_z(x)}{dx},$$

eine Impulsänderung $\Delta \vec{p} = \Delta t \vec{F}_{mag}$, so erfolgt eine Ablenkung um den Winkel α gemäß der Beziehung

$$\tan(\alpha) = \frac{|\Delta \vec{p}|}{|\vec{p}|}.$$

Mit der Länge des Wechselwirkungsbereichs L , der Wechselwirkungsdauer Δt und der Gruppengeschwindigkeit v_g folgt für diesen Ablenkwinkel:

$$\alpha \cong \left(\frac{dB_z}{dx} \right) \frac{\mu_p \lambda L}{\hbar v_g}. \quad (6.10)$$

Die in Abbildung 6.3 gezeigten früheren experimentellen Ergebnisse [46] bestätigen einerseits die Ablenkung des langsamen Lichts in einem Magnetfeldgradienten, andererseits wird die starke Abhängigkeit des Ablenkwinkels von der Zweiphotonenverstimmung deutlich.

Aus Gleichung 6.10 ist ersichtlich, dass der Ablenkwinkel umgekehrt proportional zur Gruppengeschwindigkeit ist. Weil sich diese innerhalb des spektral schmalen Transparenzfensters einer Dunkelresonanz, also auch bei Abweichungen der Signalfeldfrequenz um Beträge im Bereich einiger kHz, ändern kann, liegt hier ein Medium mit einer extrem hohen Dispersion vor, welche die in einem üblichen Medium auftretende um mehrere Größenordnungen übersteigt. Der Faktor, um den die Dispersion in einem EIT-Medium erhöht wird, kann als das Verhältnis der Linienbreite des Einphotonenübergangs $\Delta\nu_{D1}$ zur typischen Linienbreite der Dunkelresonanz, die in den hier beschriebenen Experimenten einige 10 kHz beträgt, abgeschätzt werden. Mit der durch Stöße mit Puffergasatomen auf einige GHz verbreiterten D1-Linie von ^{87}Rb entspricht dies einer Größenordnung von etwa $\Delta\nu_{D1}/\Delta\nu \cong 10^5$.

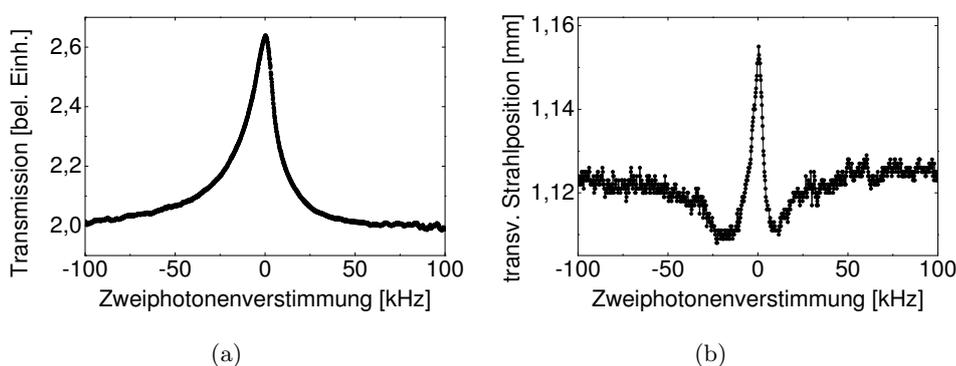


Abbildung 6.3: (a) Transmission des Signalstrahls als Funktion der Zweiphotonenverstimmung. (b) Gemessene transversale Position des Signalstrahls in Abhängigkeit von der Zweiphotonenverstimmung (aus [46]).

Ein ähnlicher Effekt kann auch im Fall der Lichtspeicherung beobachtet werden. Es ist zum Beispiel möglich, die Ausbreitungsrichtung eines Signalfeldes nach seiner Speicherung zu ändern, indem das Medium einem fernverstimmtten Laserstrahl hoher Intensität ausgesetzt wird, dessen transversales Strahlprofil ausgedehnter ist als das Ensemble, welches zuvor in den Zustand der atomaren Spinanregung versetzt wurde. Auf diese Weise wird diesem Spinwellenanteil ein Phasengradient aufgeprägt, was schließlich zur Ablenkung des Signalstrahls führt [66].

Im hier beschriebenen Experiment soll zum einen gezeigt werden, dass ein Magnetfeldgradient ebenfalls zur Aufprägung eines Phasengradienten führen kann, und zum anderen, dass die resultierende Strahlableitung nicht von der anfänglichen Zweiphotonenverstimmung abhängt und somit nichtdispersiv ist. Letzteres ist eine Folge des durch die Lichtspeicherung induzierten Effektes der Frequenzanpassung. Bedingt durch die Anwesenheit eines transversal inhomogenen Magnetfeldes stellt sich zum Zeitpunkt, an dem die Speicherung initiiert und der im Folgenden mit $t = 0$ bezeichnet wird, innerhalb des Strahlprofils eine räumliche Abhängigkeit der Zweiphotonenresonanzfrequenz $\omega_S^0(x) - \omega_K$ senkrecht zur

Strahlachse ein. Hier stellt ω_S^0 die Signalstrahlfrequenz, für welche bei einem gegebenen Wert von ω_K die Zweiphotonenresonanzbedingung erfüllt ist, dar. Die entsprechende Zeeman-Energiedifferenz ist durch $\Delta E = \hbar(\omega_S^0 - \omega_K) = g_F \Delta m_F \mu_B \Delta B$ gegeben. Während der Speicherungsphase führt die Phase des Dunkelzustandspolaritons Oszillationen mit der Resonanzfrequenz des Zweiphotonenübergangs aus und es gilt $\varphi(t, x) = (\omega_S^0(x) - \omega_K)t$, so dass es entlang der x-Achse des Strahls mit dem Durchmesser d nach der Zeit τ zur Akkumulation der in Gleichung 6.11 angegebenen Phasendifferenz kommt:

$$\Delta\varphi(\tau) = d \int_0^\tau \left(\frac{d\omega_S^0(x)}{dx} \right) dt. \quad (6.11)$$

Für den Fall eines linearen Magnetfeldgradienten vereinfacht sich die Gleichung 6.11 zu

$$\Delta\varphi(\tau) = \left(\frac{d\omega_S^0(x)}{dx} \right) \frac{2g_F \mu_B d \tau}{\hbar}. \quad (6.12)$$

Dies entspricht einer Weglängendifferenz von $\delta s = \delta\varphi/k$, wobei $k = 2\pi/\lambda_S^0$ den Betrag des Wellenvektors eines Signalfeldes der Frequenz ω_S^0 bezeichnet. Unter der Annahme einer im Vergleich zum Strahldurchmesser ausreichend geringen optischen Weglängendifferenz erhalten wir für den resultierenden Ablenkwinkel den Ausdruck

$$\alpha(\tau) \cong \left(\frac{dB_z}{dx} \right) \frac{\mu_B \lambda_S^0 \tau}{h}. \quad (6.13)$$

Im Gegensatz zum Ergebnis für die Ablenkung des konstant bewegten Polaritons taucht hier kein Term, der eine Proportionalität zu v_g aufweist und somit eine starke dispersive Abhängigkeit bedeutet, auf. Die erwartete Ablenkung ist unabhängig von der anfänglichen Zweiphotonenverstimmung und nimmt linear mit der Dauer der Speicherungsphase zu.

6.2 Aufbau der zeitaufgelösten Positionsbestimmung

Der experimentelle Aufbau für die Beobachtung der Ablenkung von gespeichertem Licht ist eine weiterentwickelte Version einer zuvor eingesetzten Apparatur [46, 68]. Die Erzeugung des Magnetfeldgradienten erfolgt, wie in [56, 64] beschrieben, passiv mittels eines μ -Metallstreifens, welcher seitlich von der Zelle platziert wird. Die experimentelle Anordnung ist schematisch in Abbildung 6.4 dargestellt. Die Positionsbestimmung erfolgt mithilfe einer CCD-Kamera wie in Kapitel 3 erläutert. Es ist jedoch zusätzlich erforderlich, die Positionsmessung in einem vorgegebenen Zeitfenster durchführen zu können, so dass die Positionsmessung des nach der Speicherungsphase ausgelesenen Signalfeldes unabhängig von der Strahlposition vor dem Einsetzen der Speicherung erfolgen kann.

Ein alternativer Ansatz bestünde darin, den Magnetfeldgradienten kontrolliert während der Speicherungsphase einzuschalten. Aufgrund der passiven Methode für die Erzeugung der Feldinhomogenität kommt dieses Verfahren jedoch hier nicht in Frage. Die hier gewählte

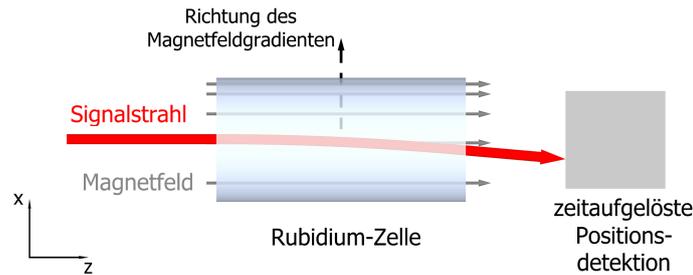


Abbildung 6.4: Schematische Darstellung des Experiments. Ein optischer Signalstrahl wird als Spinwelle in atomarem Rubidium-Dampf gespeichert und anschließend wieder auf eine endliche Gruppengeschwindigkeit beschleunigt. Der transversale Magnetfeldgradient bewirkt eine Winkelablenkung des ausgelesenen Signalstrahls.

statische Konfiguration bietet zudem den Vorteil, dass der Gradient während der Speicherungsphase konstant ist und somit keine genaue Kenntnis des zeitlichen Verlaufs des Magnetfeldes nötig ist, die sonst erforderlich wäre, um den Betrag der Ablenkung nach einer gegebenen Dauer der Speicherungsperiode berechnen zu können.

Als Positionsdetektor kommt eine CCD-Kamera zum Einsatz, welche die Intensität des ausgelesenen und während der Detektionsphase transmittierten Signalstrahls über mehrere Zyklen integriert. Die Position des Intensitätsschwerpunkts wird anschließend anhand des digitalisierten Strahlprofils berechnet. Die zeitliche Auflösung dieses Detektors von $(1/60)$ s reicht nicht aus, um die Strahlposition selektiert in dem üblicherweise nur wenige μs kurzen Detektionsintervall zu bestimmen. Das Prinzip der hier verwendeten zeitaufgelösten Positionsdetektion besteht deshalb darin, den Signalstrahl zu allen Zeiten, die außerhalb des Zeitfensters liegen, zu blockieren. Dies wurde durch einen akusto-optischen Deflektor erreicht, der entsprechend der Skizze aus Abbildung 6.5 zwischen den Linsen eines Teleskops mit dem Vergrößerungsfaktor Eins aufgestellt wurde. Die Intensität des Radiofrequenzsignals für den Treiberverstärker kann, wie im Fall der optischen Strahlen vor ihrer räumlichen Überlagerung, mittels eines schnellen elektrischen Schalters kontrolliert werden. Wie in Abbildung 6.6 angedeutet ist es auf diese Weise möglich, das von der Rubidium-Zelle ausgehende Signallicht im gewünschten Detektionsintervall Δt , das typischerweise $5 \mu\text{s}$ betrug, in die erste Ordnung zu beugen und damit auf den Positionsdetektor zu lenken.

Der akusto-optische Modulator wurde derart montiert, dass die Ebene, die durch die erste Beugungsordnung und den ungebeugten Strahl aufgespannt wird, senkrecht zur Achse des Magnetfeldgradienten ist. Dies erlaubt die im Zusammenhang mit dem Modulator stehenden systematischen Effekte, welche sich auf die Position des Strahls auswirken können, wie zum Beispiel thermisch bedingte Verschiebungen des akustischen Fokus im Kristall, von der durch den zu beobachtenden Effekt verursachten Positionsänderung zu separieren.

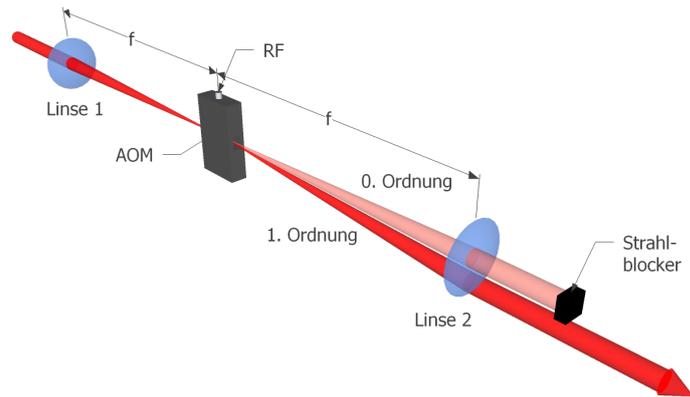


Abbildung 6.5: Optischer Aufbau zur zeitaufgelösten Positionsmessung mittels eines, in der Fokalebene eines Teleskops platzierten, akusto-optischen Modulators. Dargestellt ist die Situation während der Detektionsphase. Für alle anderen Zeiten wird kein Licht in die erste Ordnung gebeugt. Das Radiofrequenzsignal (RF) ist nur im Intervall Δt aktiv.

Die experimentellen Bedingungen ähneln denjenigen aus Kapitel 4. Die Puffergaszelle wurde auf eine Temperatur von ungefähr $85\text{ }^{\circ}\text{C}$ geheizt und einem parallel zur Strahlachse orientierten Magnetfeld mit einer magnetischen Flussdichte von annähernd 240 mG ausgesetzt.

Die während der Pulssequenz aus Abbildung 6.6 erreichten Intensitäten betragen $60\text{ }\mu\text{W}$ für den Signalstrahl und $330\text{ }\mu\text{W}$ für das Kontrollfeld. Vor dem Einsetzen der Speicherungsphase durch Aufprägung photonischer Information in eine atomare Kohärenz wurde das Ensemble aus Rubidium-Atomen mit Signalfeldpulsen von $130\text{ }\mu\text{s}$ Dauer und $150\text{ }\mu\text{s}$ langen Kontrollfeldpulsen bestrahlt. Zunächst wurde nur der Kontrollstrahl aktiviert, um die meiste Population des untersuchten Λ -Systems optisch in den $(m_F = 2)$ -Zeemanzustand der $5\text{ }S_{1/2}$, $(F=2)$ -Grundzustandskomponente von ^{87}Rb zu pumpen.

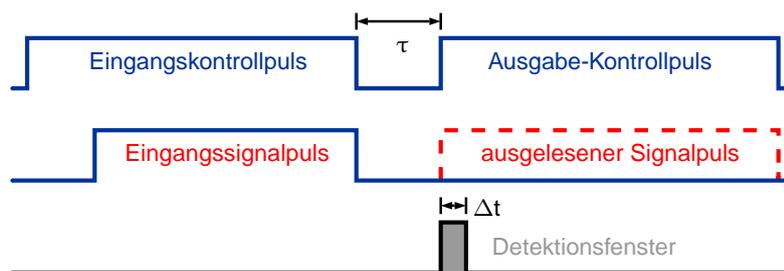


Abbildung 6.6: Schematische Darstellung der zur Lichtspeicherung und zur Bestimmung der Position des ausgelesenen Signalfeldpulses verwendeten Pulssequenz.

6.3 Experimentelle Ergebnisse

Für quantitative Vorhersagen der erreichbaren Winkelablenkung ist eine möglichst genaue Kenntnis der Parameter aus Gleichung 6.13 erforderlich. Neben der mit hoher Genauigkeit bekannten Wellenlänge des Signalfeldes λ_S^0 und der auf wenige Nanosekunden genau festgelegten Speicherdauer τ muss der Magnetfeldgradient bekannt sein. Letzterer wurde in anfänglichen Experimenten vermessen, indem die optische Achse parallel zum μ -Metallstreifen schrittweise verschoben und dabei für jede der eingestellten Strahlpositionen die Zweiphotonenresonanzfrequenz bestimmt wurde. Zu diesem Zweck wurden Transmissionsspektren aufgezeichnet, anhand derer die Resonanzfrequenzen jeweils durch eine Lorentzianpassung bestimmt wurden.

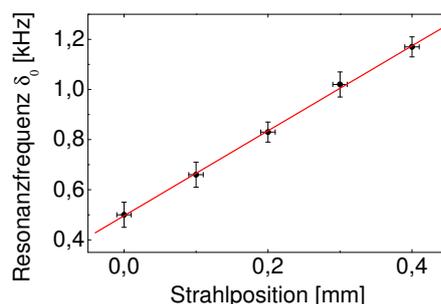


Abbildung 6.7: Anhand von Lorentzianpassungen bestimmte Zweiphotonenresonanzfrequenzen δ_0 für verschiedene Positionen der optischen Achse. Die Fehlerbalken sind die während der jeweiligen Anpassung berechneten Unsicherheiten und der abgeschätzte Fehler bei der Einstellung der Strahlposition.

Zu diesem Zweck wurde der die Rubidium-Apparatur verlassende Signalstrahl zunächst auf eine Photodiode gelenkt. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in der Abbildung 6.7 dargestellt. Die berechnete Steigung betrug $(1,7 \pm 0,1) \times 10^6 \text{ (m s)}^{-1}$. Die lokale Abschwächung des magnetischen Flusses in der Nähe des μ -Metallstreifens ergab demnach einen Gradienten von $(1,21 \pm 0,07) \times 10^{-3} \text{ G/mm}$. Für Tests der Kohärenz unter Einwirkung des inhomogenen Magnetfeldes wurden Signalfeldpulse mit anfänglicher Zweiphotonenverstimmung nahe $\delta = 0$ gespeichert und ausgelesen.

Anschließend wurde die Position des zeitlich selektierten Anteils des ausgelesenen Signalfeldes untersucht. Um die Abhängigkeit der Strahlposition von der Dauer der Speicherungsperiode zu bestimmen, wurden resonante Signalfeldpulse gespeichert und nach unterschiedlich langen Speicherungsperioden ausgelesen. Durch den zuvor beschriebenen Aufbau wurden die entsprechenden Positionen jeweils während der ersten $5 \mu\text{s}$ nach der Reaktivierung des Kontrollfeldes gemessen. Bei diesen Messungen wurde, konform mit dem Ergebnis des theoretischen Modells der Strahlablenkung aus Gleichung 6.13, eine im Rahmen der Fehlergrenzen lineare Abhängigkeit der detektierten Strahlposition von der

Speicherungsdauer τ beobachtet. Eine solche Messung ist in Abbildung 6.8 zu sehen.

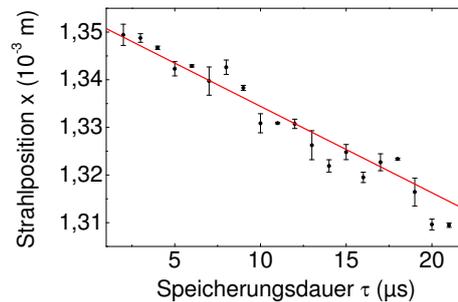


Abbildung 6.8: Nach dem Wiederherstellen des Signalfeldes gemessene Strahlposition als Funktion der Speicherungszeit. Die Punkte geben die durchschnittlichen Positionswerte aus vier unabhängigen Messreihen, in welchen jeweils die Mittelwerte aus 100 aufeinanderfolgenden Messungen bestimmt wurden, an. Die abgebildeten Fehlerbalken stellen die Standardabweichungen der Ergebnisse der Messreihen dar. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis einer linearen Anpassung.

Bevor dieses Ergebnis für quantitative Vergleiche mit den theoretischen Vorhersagen herangezogen werden kann, muss zunächst die Frage geklärt werden, ob es sich bei der beobachteten Positionsänderung um eine Winkelablenkung oder um einen Parallelversatz handelt. Letzterer wäre beispielsweise für den Fall freier neutraler Teilchen mit einem magnetischen Dipolmoment in einem magnetischen Feldgradienten zu erwarten, die in einer ersten Phase in den Wechselwirkungsbereich bewegt würden und dort anschließend während der Zeitspanne τ eine Kraft erführen, die zu einer transversalen Beschleunigung führte. Nach Beendigung dieser stationären Wechselwirkungsphase würden die Teilchen wieder in ihrer ursprünglichen Ausbreitungsrichtung, jedoch versetzt um die Strecke, die sie während der Zeit τ orthogonal dazu zurückgelegt haben, beschleunigt. In diesem Fall ist eine Parallelverschiebung der Strahlposition zu erwarten, die quadratisch von τ abhängt.

Die gemessene Linearität in τ ist ein Indiz dafür, dass die Dunkelzustandspolaritonen, anders als neutrale Partikel, während der stationären Phase keine Beschleunigung erfahren. Für einen eindeutigen Nachweis der Winkelablenkung muss das Detektionsverfahren derart modifiziert werden, dass die Sensitivität gegenüber parallelen Positionsänderungen vernachlässigt werden kann. Ein solches Verfahren besteht beispielsweise darin, den Positionsdetektor in der Fokalebene einer Sammellinse aufzustellen anstatt den Strahl direkt zu vermessen, und wurde bereits in früheren Arbeiten angewandt [64]. Die Funktionsweise dieses Messverfahrens ist in Abbildung 6.9 anschaulich dargestellt und beruht darauf, dass parallel zur optischen Achse einfallende Strahlen im Fokus gebündelt werden, während parallele Strahlenbündel, die unter einem Winkel zur optischen Achse einfallen, in einem anderen Punkt der Brennebene fokussiert werden. In einer solchen Konfiguration führt also in erster Näherung nur eine Änderung des Einfallswinkels zu einer messbaren Posi-

tionsänderung auf dem Detektor. Der Ablenkwinkel ist durch die Relation $\tan(\alpha) = x/f$ festgelegt, wobei x der gemessene Abstand des Strahlfokus zur optischen Achse und f die Brennweite der Sammellinse bezeichnen.

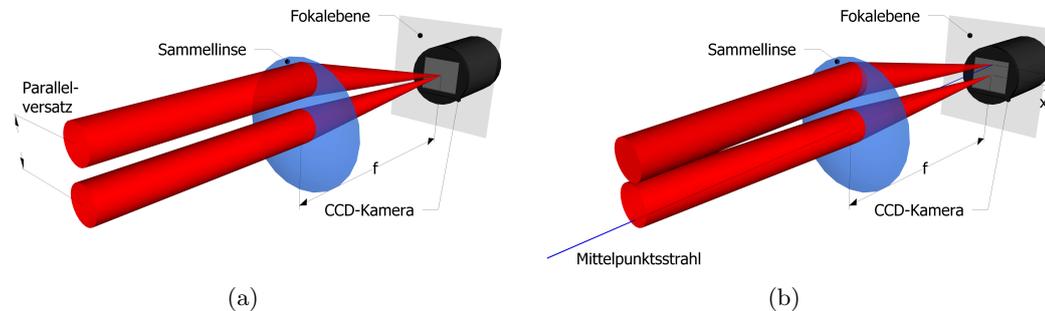


Abbildung 6.9: Prinzip des Nachweises der Winkelablenkung. **(a)** Stimmt die Detektionsebene mit der Fokalebene der Sammellinse überein, so führt eine parallele Verschiebung des Strahls zu keiner Änderung der gemessenen Strahlposition. **(b)** Eine Winkeländerung bewirkt eine Veränderung der Strahlposition um den mit x bezeichneten Abstand zwischen der optischen Achse und dem Schnittpunkt des Mittelpunktsstrahls mit der Detektionsebene.

Dieses Verfahren ermöglicht den eindeutigen Nachweis einer Winkelablenkung des Strahls. Entsprechende Messdaten sind in der in Abbildung 6.10(a) dargestellt. Nachteilig wirkt sich jedoch die teilweise geringere Genauigkeit der in dieser Konfiguration durchgeführten Ablenkungsmessungen aus. So ist mit zunehmender Speicherdauer ein starker Anstieg der Messfehler zu beobachten. Der Grund hierfür ist einerseits der Kohärenzverlust während der Speicherung, welcher die Effizienz der Speicherungsprozedur, also das Verhältnis der über den Wechselwirkungsbereich integrierten Signalfeldintensität vor und nach der Speicherung, limitiert. Andererseits wird die auf dem, im Abstand s platzierten, Detektor gemessene Ablenkung um den Faktor s/f verringert, wodurch sich der Störabstand entsprechend reduziert, das heißt, das Verhältnis der Nutzsignalleistung zur Rauschleistung nimmt ab. Dies führt letztlich zu einer ungefähr um den Faktor sechs kleineren Ablenkung als im Fall der Positionsmessung ohne eine Linse mit kurzer Brennweite.

Die Auswertung der dargestellten Messdaten mittels einer gewichteten linearen Anpassung ermöglicht es, einen Wert für die zeitliche Änderung der Winkelablenkung ($\frac{d\alpha}{dt}$) zu ermitteln, welcher den Vorhersagen des theoretischen Modells zufolge konstant sein sollte. Die berechnete Steigung beträgt hier (1.30 ± 0.09) rad/s, was im Rahmen der angegebenen Messgenauigkeit mit dem Ergebnis der Gleichung 6.13, aus welchem eine Rate für die Winkeländerung von (1.35 ± 0.08) rad/s folgt, übereinstimmt. Die Unsicherheit des theoretisch berechneten Wertes wird durch die experimentelle Unsicherheit bei der Bestimmung des Magnetfeldgradienten dominiert. Dieses Resultat bestätigt sowohl die Ablenkung in Form einer Winkeländerung als auch die lineare Abhängigkeit der Winkelablenkung von der Speicherungszeit, also zwei wesentliche theoretische Vorhersagen, die aus dem Modell

der Phasenakkumulation während der Speicherungsphase hervorgehen.

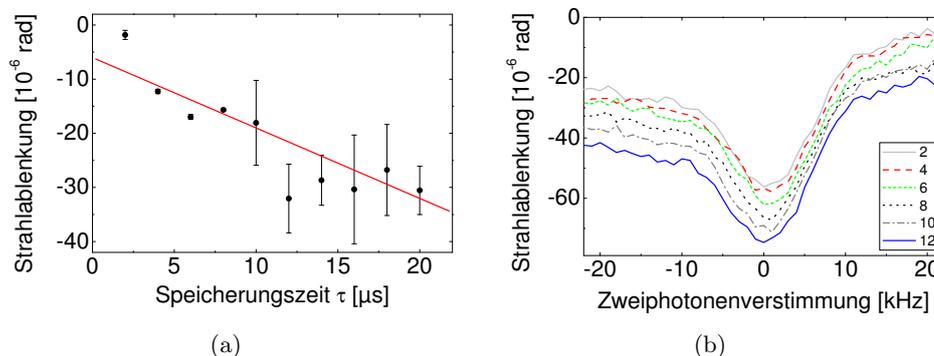


Abbildung 6.10: (a) Winkelablenkung des Signalstrahls für verschiedene Werte der Speicherdauer bei einer anfänglichen Zweiphotonenverstimmung nahe $\delta = 0$ (eine konstante Ablenkung während der nichtstationären Phasen wurde hier subtrahiert). Die Datenpunkte sind die jeweiligen Mittelwerte von 10 Einzelmessungen. Die Fehlerbalken sind die hierbei berechneten Standardabweichungen. (b) Ablenkung des ausgelesenen Signalstrahls als Funktion der Zweiphotonenverstimmung für Speicherdauern zwischen 2 μs und 12 μs (von oben nach unten). Jedes der Spektren ist das Resultat einer Mittelung über 10 einzelne Messreihen.

Die zentrale Vorhersage des theoretischen Modells besagt, dass die Winkelablenkung keine Abhängigkeit von der optischen Gruppengeschwindigkeit aufweist. Diese nichtdispersive Eigenschaft wird bei einer Gegenüberstellung der beiden zur Strahlablenkung beitragenden Effekte, nämlich zum einen der während der Propagationsphase durch das Medium stattfindenden Ablenkung und zum anderen der stationären Ablenkung durch Phasenakkumulation, deutlich. Werden die Ablenkwinkel als Funktion der Zweiphotonenverstimmung untersucht, so wird erwartet, dass die gemessene Position im ersten Fall ein resonantes Verhalten, also eine deutliche Änderung der Strahlablenkung in der Nähe der Resonanzfrequenz, zeigt, während die durch Lichtspeicherung verursachte Positionsänderung bei Variation der Speicherdauer unabhängig von der Zweiphotonenverstimmung sein sollte. Um diese Vorhersage zu verifizieren wurden Ablenkungsspektren für verschiedene Speicherdauern aufgezeichnet. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 6.10(b) dargestellt. Für eine gegebene Speicherdauer τ kann eine eindeutige Variation der Strahlablenkung bei einer Änderung von δ beobachtet werden. Diese durch die Gleichung 6.10 beschriebene Änderung des dispersiven Beitrags zur Ablenkung kommt während derjenigen Phasen der Pulssequenz zustande, in welchen das mit einer endlichen Gruppengeschwindigkeit propagierende Signallicht eine zum Stern-Gerlach-Effekt analoge Ablenkung erfährt. Dieses Verhalten ist gut verstanden und hat seine Ursache in der Änderung der Gruppengeschwindigkeit, die mit der Variation der Zweiphotonenverstimmung einhergeht. Bei einer Variation der Speicherdauer, wie es am Beispiel der Abbildung 6.10(b) zu sehen ist, wo die Änderung in Schritten von 2 μs erfolgte, findet im Wesentlichen eine äquidistante Verschiebung der Spektren zu größeren Ablenkungen hin statt. Ein Quer-

schnitt der Daten bei $\delta \cong 0$ entspricht der Situation, in welcher die Messungen aus Abbildung 6.10(a) durchgeführt wurden. Insgesamt kann die beobachtete Winkelablenkung gut als die Überlagerung der folgenden zwei Beiträge beschrieben werden: Erstens, der von der Wechselwirkung von bewegten Quasiteilchen mit einem endlichen magnetischen Dipolmoment mit einem Magnetfeldgradienten stammenden dispersiven Ablenkung, die ähnlich derjenigen ist, die in einem Stern-Gerlach-Experiment auftritt und zweitens, eines nichtdispersiven Anteils, welcher durch den während der Speicherung eingepprägten Phasengradienten zustandekommt.

6.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

In den in diesem Kapitel geschilderten Experimenten wurden räumliche Aspekte der Ausbreitung von langsamem Licht und der Einfluss der Lichtspeicherung auf das regenerierte Signalfeld unter Einwirkung eines inhomogenen Magnetfeldes untersucht. Die theoretischen Grundlagen für diese Untersuchungen bilden zum einen die bereits früher untersuchte magnetische Wechselwirkung von Quasiteilchen mit Magnetfeldgradienten und zum anderen das Modell der stationären Akkumulation eines Phasengradienten während der Lichtspeicherung. Letzterem zufolge führt die Speicherung zu einer Änderung der Ausbreitungsrichtung des nach der Speicherung wiederhergestellten optischen Signalfeldes, welche unabhängig von der Zweiphotonenverstimmung ist. Die experimentellen Ergebnisse bestätigen, dass eine effiziente Unterdrückung der Dispersion im Vergleich zu der in Experimenten zur Ablenkung von langsamem Licht durch Magnetfeldgradienten auftretenden möglich ist. Der demonstrierte Effekt, der einem vollständig optisch justierbaren prismatischen Deflektor entspricht, kann auf den Fall von inhomogenen Magnetfeldern mit einer komplexeren Geometrie erweitert werden, woraus sich beispielsweise die Möglichkeit ergeben kann, optisch verstellbare Linsen oder andere optische Bauteile zu realisieren. Die Existenz eines geeigneten EIT-Mediums vorausgesetzt kann das Verfahren für beliebige Wellenlängen angewendet werden, wodurch zum Beispiel der Einsatz adaptiver Optiken für Strahlung in sonst schwer zugänglichen Spektralbereichen wie dem Ultravioletten denkbar wäre [69]. Die Manipulation der Strahlen mittels magnetischer Wechselwirkung könnte mittels geeigneter Magnetlinsen in Analogie zu Experimenten zur Fokussierung von Atom- oder Neutronenstrahlen erfolgen, was angesichts des Dipolmoments von Dunkelzustandspolaritonen, welches unter Bedingungen Werte im Bereich eines Bohrschen Magnetons annimmt und somit das nukleare Dipolmoment eines Neutrons um etwa drei Größenordnungen übersteigt, ein interessanter Ansatz sein kann, welchen es in Zukunft weiterzuverfolgen gilt.

Eine weitere Perspektive für Anwendungen im Bereich der Magnetometrie wird durch die direkte Abhängigkeit der detektierten Strahlablenkung vom Magnetfeldgradienten eröffnet. In Gleichung 6.13 tauchen neben Naturkonstanten nur noch die Dauer der Speicherungsphase sowie die Wellenlänge des Signalfeldes auf. Einerseits stellt sich letztere aufgrund des Effektes der Frequenzanpassung selbstständig auf die atomare Resonanzwellenlänge ein und die Genauigkeit, mit welcher die Dauer der Speicherungsphase bekannt

ist, wird zurzeit hauptsächlich durch die sehr geringen systematischen Unsicherheiten in Bereichen von wenigen Nanosekunden des eingesetzten Pulsgenerators beschränkt, welche sich prinzipiell noch weiter reduzieren ließen. Andererseits wurde in kürzlich erschienenen Arbeiten demonstriert, dass sich in optimierten Systemen die Speicherungszeit bis in die Größenordnung von Sekunden steigern lässt [66]. Unter diesen Gesichtspunkten sind magnetische Gradiometer auf der Basis von Lichtspeicherung im Hochpräzisionsbereich denkbar.

Die experimentellen Ergebnisse deuten darauf hin, dass sich Dunkelzustandspolaritonen, obwohl ihnen ein magnetisches Dipolmoment zugeordnet werden kann, nicht wie massive neutrale Teilchen verhalten. Im Gegensatz zu letzteren lassen sich in den durchgeführten Experimenten keine Anhaltspunkte dafür finden, dass Dunkelzustandspolaritonen eine Beschleunigung erfahren. Dies lässt die Schlussfolgerung zu, dass die Spinwellenkomponenten von Polaritonen als stationäre, also an die atomare Kohärenz gebundene, Quasiteilchen zu betrachten sind.

7 Laufende Experimente

Gegenstand dieses Kapitels ist eine Darstellung von aktuell durchgeführten Experimenten, in welchen einige der grundlegenden Eigenschaften und Effekte von Dunkelzustandspolaritonen beleuchtet werden sollen. Ein sehr interessanter Effekt wurde von Leonhardt und Mitarbeitern für die Ausbreitung von langsamem Licht in ungleichmäßig bewegten Medien vorhergesagt [70]. Demzufolge wird erwartet, dass sich in einem rotierten EIT-Medium eine Aharonov-Bohm-artige Phasenverschiebung ergibt. Die zentrale Frage, die in diesem Kapitel behandelt wird, ist, ob die Existenz des von Aharonov und Casher vorhergesagten Effekts [71] auch für Dunkelzustandspolaritonen nachgewiesen werden kann. Diesem topologischen Effekt zufolge sammelt ein in zwei räumliche Pfade aufgespaltener Strahl aus massiven neutralen Teilchen mit einem endlichen magnetischen Dipolmoment eine Phasendifferenz auf, wenn die entstehenden Teilstrahlen um ein statisches elektrisches Feld geleitet und anschließend wiedervereint werden. Die akkumulierte Phasendifferenz weist dabei keine Abhängigkeit von der Geschwindigkeit der neutralen Teilchen auf. Der Aharonov-Casher-Effekt wurde für eine Reihe unterschiedlicher geometrischer Konfigurationen und für verschiedene Systeme wie Neutronen [72], Calcium- und Rubidium-Atome [73, 74] und Thalliumfluoridmoleküle [75, 76] untersucht und experimentell nachgewiesen.

Im Folgenden werden erste experimentelle Ansätze zur Beobachtung dieses Effekts für langsames Licht beschrieben. Die mit der langsamen Lichtausbreitung assoziierten Dunkelzustandspolaritonen besitzen ein von Null verschiedenes effektives magnetisches Dipolmoment, so dass die Existenz einer Phasenverschiebung in einem elektrischen Feld prinzipiell möglich erscheint. Zunächst werden in knapper Form einige einleitende Erläuterungen der wichtigsten theoretischen Grundlagen unter Berücksichtigung der besonderen Eigenschaften des zu untersuchenden Systems dargelegt. Im Anschluss werden die aktuell eingesetzte Version des experimentellen Aufbaus beschrieben sowie die vorläufigen Ergebnisse der damit durchgeführten Messungen präsentiert.

7.1 Aharonov-Casher-Effekt für Polaritonen

Yakir Aharonov und David Bohm sagten 1959 die Existenz eines topologischen Quanteneffektes voraus, welcher auf der Wechselwirkung zwischen einem räumlich begrenzten magnetischen Fluss und einem diesen Bereich umrundenden Strahl aus elektrisch geladenen Teilchen beruht [77]. 1984 gelang es Yakir Aharonov und Aharon Casher, diesen Effekt auf den Fall neutraler und mit einem magnetischen Dipolmoment behafteter Teilchen zu erweitern. In einer möglichen Konfiguration zur Beobachtung dieses Effektes wird, wie in Abbildung 7.1(a) dargestellt, ein Teilchenstrahl kohärent aufgespalten und um einen elektrisch geladenen Draht geleitet. Bei anschließender räumlicher Überlagerung der Teilpfade

tritt Interferenz auf, die auf die beim Umlauf akkumulierte Phasendifferenz zurückgeführt wird. Der Betrag dieser Phasendifferenz ist sowohl unabhängig von der Wahl des geschlos-

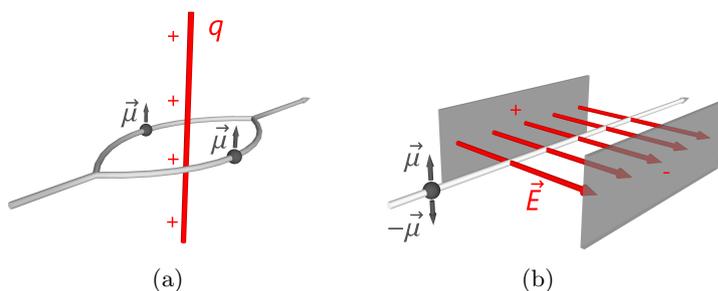


Abbildung 7.1: (a) Schematische Darstellung des Aufbaus zur Beobachtung des Aharonov-Casher-Effekts mit einem in zwei Pfade geteilten Strahl aus neutralen Teilchen mit einem magnetischen Dipolmoment $\vec{\mu}$. Dieser wird um einen mit der Ladung q versehenen Draht geleitet. (b) Äquivalenter Aufbau mit einem homogenen elektrischen Feld, wo die räumliche Kohärenz in den Interferometerarmen aus 7.1(a) durch eine Spinkohärenz ersetzt wird. Das magnetische Dipolmoment der im Strahl enthaltenen Teilchen wird vor dem Durchqueren des Feldes in einen Superpositionszustand aus $\vec{\mu}$ und $-\vec{\mu}$ präpariert.

senen Pfades C , welcher den Draht umschließt, als auch von der Geschwindigkeit der Teilchen und hängt wie folgt mit dem elektrischen Feld zusammen:

$$\Delta\varphi_{AC} = \frac{1}{\hbar c^2} \oint_C \vec{\mu} \times \vec{E}(\vec{r}) \cdot d\vec{r}. \quad (7.1)$$

Obwohl der Aharonov-Casher-Effekt ursprünglich für Neutronenstrahlen vorgeschlagen wurde, ist er ebenso für sämtliche neutrale Teilchen mit einem magnetischen Dipolmoment existent. Da es sich bei Dunkelzustandspolaritonen jedoch nicht um massive Teilchen handelt, müssen ihre besonderen Eigenschaften berücksichtigt werden. Wie in [46] gezeigt kann mit dem Dunkelzustandspolariton das effektive magnetische Dipolmoment

$$\vec{\mu}_0 = \vec{e}_x \Delta m_F g_F \mu_B \sin^2(\Theta)$$

assoziiert werden, wobei \vec{e}_x der Einheitsvektor entlang der Quantisierungsachse ist. Für die $(\Delta m_F = \pm 1)$ -Kohärenzen der beiden beteiligten Komponenten des Spinorpolartons im Dreibeinsystem betragen die entsprechenden magnetischen Dipolmomente, im Grenzfall $v_g \ll c$ oder $\sin^2(\Theta) \approx 1$, $\mu_0 = \pm \frac{1}{2} \mu_B$. Im Ruhesystem des Polaritons bewegen sich die Atome mit der Geschwindigkeit $-\vec{v}_g$, so dass nun zusätzlich beachtet werden muß, dass die Atome neben einem magnetischen auch ein elektrisches Dipolmoment aufweisen, welches durch die folgende Relation beschreiben werden kann [78]:

$$\vec{p}_0 = -\frac{1}{c^2} \vec{v}_g \times \vec{\mu}_0. \quad (7.2)$$

In diesem Bezugssystem bewegt sich das elektrische Feld und erzeugt gemäß einer Lorentztransformation das magnetische Feld $\vec{B}(\vec{r}) = -\frac{1}{c^2}\vec{v}_g \times \vec{E}(\vec{r})$. Für die potentielle Gesamtenergie des Polaritons folgt daraus:

$$\begin{aligned} U(\vec{r}) &= -\vec{\mu}_0 \vec{B}(\vec{r}) - \vec{p}_0 \vec{E}(\vec{r}) \\ &= \frac{1}{c^2} \vec{\mu}_0 \left(\vec{v}_g \times \vec{E}(\vec{r}) \right) + \frac{1}{c^2} (\vec{v}_g \times \vec{\mu}_0) \cdot \vec{E}(\vec{r}) = 0. \end{aligned} \quad (7.3)$$

Im elektrostatischen Feld neutralisieren sich die Beiträge des magnetischen und des elektrischen Dipolmoments zur potentiellen Energie und somit verschwindet auch die akkumulierte Phasenänderung des Quasiteilchens, das sich durch ein Ensemble aus stationären Atomen bewegt. Anschaulich kann dies dadurch verstanden werden, dass das Polariton eine Superposition einer stationären Spinwellenkomponente sowie eines schnell bewegten photonischen Anteils ist. Da sich in einem ruhenden atomaren Medium der Spinwellenbeitrag nicht bewegt, wird in dieser Konfiguration kein Aharonov-Casher-Effekt erwartet.

Um eine endliche AC-Phase für Dunkelzustandspolaritonen zu beobachten, ist es erforderlich, das Medium zu bewegen. Für den Fall, dass sich das atomare Gas mit der Geschwindigkeit $\vec{v}_{at} = -\vec{v}_g$ bewegt, ergibt sich eine potentielle Energie von $U(\vec{r}) = -\vec{p}_0 \vec{E}(\vec{r})$ und eine entsprechende Phasendifferenz von:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi(-\vec{v}_g) &= \frac{1}{\hbar} \int U(\vec{r}) dt = \frac{1}{\hbar c^2} \int (\vec{v}_g \times \vec{\mu}_0) \cdot \vec{E}(\vec{r}) dt \\ &= \frac{1}{\hbar c^2} \oint_C \left(\vec{\mu}_0 \times \vec{E}(\vec{r}) \right) \cdot d\vec{r}. \end{aligned} \quad (7.4)$$

Dieser Ausdruck ist identisch mit der AC-Phasendifferenz aus Gleichung 7.1. Im allgemeinen Fall von Medien, die sich mit \vec{v}_{at} bewegen, muß dieser Umstand in Gleichung 7.4 durch Multiplikation der rechten Seite mit dem zusätzlichen Faktor $\left(\frac{v_{at}}{v_g}\right)$ berücksichtigt werden.

7.2 Aufbau zur Messung der Aharonov-Casher-Phase

In früheren Arbeiten wurde gezeigt, dass die Beobachtung der AC-Phase auch für solche geometrische Anordnungen möglich ist, in denen, wie in Abbildung 7.1(b) angedeutet, ein homogenes elektrostatisches Feld und neutrale Teilchen auf einer geraden Trajektorie, die durch dieses Feld führt, verwendet werden [79, 80]. Diese Konfiguration fand zum Beispiel in [75, 76] Verwendung, wo der Nachweis für die Existenz des AC-Effekts für Thalliumfluoridmoleküle erbracht wurde. Da die beiden Interferometerarme nicht räumlich getrennt sind, ist es notwendig, eine lineare Superposition aus entgegengesetzt orientierten magnetischen Dipolmomenten im Teilchenstrahl herzustellen. Ein Verfahren zur Erzeugung eines solchen Superpositionszustands für Dunkelzustandspolaritonen wurde im Kapitel 5 sowie in [81] beschrieben und kommt hier, in modifizierter Form, zum Einsatz. Eine Skizze des entsprechenden Dreieinkopplungsschemas ist in Abbildung 7.2 zu sehen. Der Aufbau

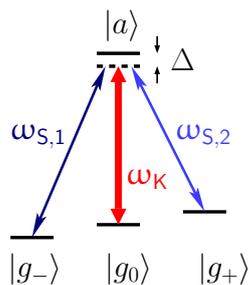


Abbildung 7.2: Dreibeinschema zur Erzeugung einer linearen Superposition von Polaritonen mit einem magnetischen Dipolmoment von $\vec{\mu}_p$ und $-\vec{\mu}_p$. Δ bezeichnet die Verstimmung der optischen Felder mit den Frequenzen $\omega_{S,1}$, $\omega_{S,2}$ und ω_K vom angeregten Niveau.

ist dementsprechend ähnlich zu dem zuvor beschriebenen und muss im Wesentlichen um einen Kondensator erweitert werden, welcher der Erzeugung des elektrischen Feldes dienen soll. Damit die AC-Phase endliche Werte annimmt, ist die Richtung des elektrostatischen Feldes \vec{E} derart zu wählen, dass für das magnetische Dipolmoment $\vec{\mu}_0$ und die Ausbreitungsgeschwindigkeit \vec{v}_g , die Bedingung $(\vec{\mu}_0 \times \vec{E}(\vec{r})) \cdot d\vec{r} = (\vec{\mu}_0 \times \vec{E}(\vec{r})) \cdot \vec{v}_g dt \neq 0$ erfüllt wird. Der Ausdruck wird maximal, wenn diese drei vektoriellen Größen jeweils orthogonal zueinander sind, also für den Fall, dass $\vec{\mu}_p \perp \vec{E}$ und $\vec{E} \perp \vec{v}_g$ gilt, was beispielsweise durch die in Abbildung 7.3 skizzierte Anordnung umgesetzt werden kann.

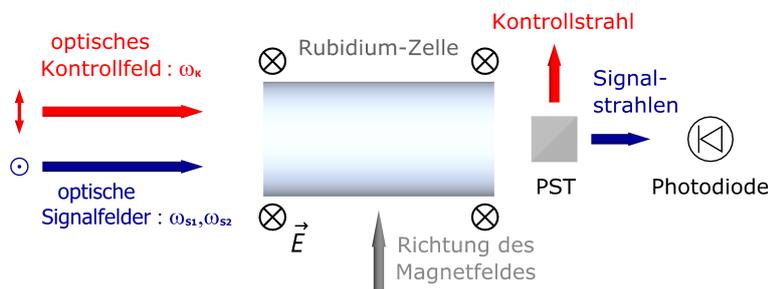


Abbildung 7.3: Schema des experimentellen Aufbaus. Die Polarisation des Kontrollfeldes mit der Frequenz ω_K ist orthogonal zur Polarisation der Signalfelder mit den Frequenzen ω_{S1} und ω_{S2} . Die Kontroll- und Signalfelder werden vor dem Eintritt in die Rubidium-Zelle räumlich überlagert. Zusätzlich zum Magnetfeld wird orthogonal dazu ein elektrisches Feld angelegt.

Bei einem experimentellen Arrangement, in welchem die Signalfelder eine, in einem homogenen elektrischen Feld befindliche, Zelle der Länge L durchqueren, kann die erwartete Phasendifferenz wie folgt dargestellt werden:

$$|\Delta\varphi_{AC}| = \frac{1}{\hbar c^2} \mu_B |\vec{E}| L \left(\frac{v_{at}}{v_g} \right). \quad (7.5)$$

Um der Forderung nach einem bewegten Medium nachzukommen ist eine Apparatur vonnöten, die die Möglichkeit einer gezielten Auswahl von Atomen mit einer definierten Geschwindigkeit bietet. Der gegenwärtig verwendete Aufbau gestattet es nicht, die Atome des Ensembles gezielt in eine Richtung zu bewegen und auf diese Weise einen Atomstrahl mit einer schmalen Geschwindigkeitsverteilung zu erzeugen. Da auf der anderen Seite die Einphotonenverstimmung aller optischen Felder simultan variiert werden kann, ist es möglich, mittels des Dopplereffekts eine bestimmte atomare Geschwindigkeitsklasse innerhalb der maxwellschen Verteilung zu selektieren. Bei der Einstrahlung von zwei Signalfeldern und einem Kontrollfeld der optischen Frequenz $\nu_K = \omega_K/(2\pi)$, die eine gemeinsame Verstimmung Δ zum jeweiligen Übergang zwischen den Zuständen $|g_+\rangle$, $|g_-\rangle$, $|g_0\rangle$ und $|a\rangle$ aufweisen, gilt dies für Atome, die sich mit der Geschwindigkeit $v_{at} = \frac{\Delta}{\nu_K}c$ bewegen. In diesem Fall wird die Verstimmung durch den Dopplereffekt kompensiert.

Elektromagnetisch induzierte Transparenz kann, aufgrund der kollinear eingestrahlten Kontroll- und Signalfelder, auch bei endlicher Verstimmung etabliert werden, auch wenn dies mit einer verringerten Kopplungseffizienz einhergeht. Es soll erwähnt werden, dass dies noch ungeklärte Fragen in Bezug auf den Einfluss der ebenfalls von den Lichtfeldern adressierten nichtresonanten Geschwindigkeitsklassen auf die gemessene Phasendifferenz durch den AC-Effekt aufwirft. Aus diesem Grund sind derzeit lediglich qualitative Vergleiche der experimentellen Ergebnisse mit der theoretisch erwarteten Phasendifferenz aus Gleichung 7.5 möglich.

Die Temperatur des atomaren Ensembles aus Rubidium-Atomen beträgt ungefähr 90 °C. Weil die Präsenz eines Puffergases dazu führen würde, dass die Atome fortwährend ihren Impuls ändern, wird eine ausschließlich mit Rubidiumatomen befüllte Gaszelle verwendet. Dies hat den unerwünschten Effekt einer stärkeren Verbreiterung der Dunkelresonanzen von einigen 10 kHz auf typische Werte von 140 kHz zur Folge, was sich in einer Erhöhung der Gruppengeschwindigkeit und der Dekohärenz niederschlägt. Um dem entgegenzuwirken, wurde der Lichtstrahl auf einen Durchmesser von etwa 6,3 mm verbreitert, wodurch die durch die Durchflugszeit limitierte Kohärenzzeit, also die Zeitspanne, die von den Atomen benötigt wird, um den ausgeleuchteten Wechselwirkungsbereich zu verlassen, gesteigert wird. Mit dieser Modifikation ließen sich Linienbreiten von ungefähr 50 kHz beobachten.

Zur Erzeugung des elektrischen Feldes diente ein Plattenkondensator, welcher um die Zelle platziert wurde. Der Abstand zwischen den Aluminiumplatten betrug 29 mm. In der gegenwärtigen Konfiguration können Spannungen von bis zu ± 3 kV angelegt werden. Aufgrund der geringen erwarteten Phasenänderung durch den Aharonov-Casher-Effekt wurde auf den Nachweis mittels eines Lock-in-Verstärkers zurückgegriffen. Dieser wurde mit einem Referenzoszillator gekoppelt, welcher dazu diente, das Vorzeichen des im Kondensator erzeugten elektrischen Feldes durch Umpolung der angelegten Spannung periodisch umzukehren. Zu diesem Zweck wurden zwei Hochspannungsquellen des Typs *PNC 10000 - 20 ump* der Firma *Heinzinger* an eine, aus zwei Hochspannungsschaltern (*Behlke, HTS 151-03-GSM*) bestehende, Schaltung angeschlossen, welche mit der vorgegebenen Frequenz

f_{HS} , die üblicherweise 360 s^{-1} betrug, die Polarität der beiden Ausgänge vertauschte. Der zeitliche Verlauf an einer der Kondensatorplatten angelegten Spannung entsprach einer Rechteckfunktion mit der Periode $T_{HS} = f_{HS}^{-1}$, wobei an der gegenüberliegenden Kondensatorplatte stets die entgegengesetzte Spannung angelegt wurde.

Dem theoretischen Modell zufolge erfahren die transmittierten Signalfelder mit den optischen Frequenzen $\omega_{S,1}$ und $\omega_{S,2}$ nach dem Passieren des im Kondensator befindlichen EIT-Mediums eine relative Phasenverschiebung durch den AC-Effekt. Um diese Phasendifferenz zu detektieren wurde das von der Photodiode erfasste optische Schwebungssignal mit einem Referenzsignal verglichen, das mit der Frequenz $f_{\text{ref}} = (\omega_{S,1} - \omega_{S,2})/(2\pi)$ oszillierte und dessen Phase konstant zu derjenigen der Signalfelder vor dem Eintritt in die Zelle gehalten wurde. Dies geschah durch Synchronisation der Radiofrequenzquellen für die Signalfelder mit dem Referenzoszillator. Als Phasendetektor fungierte ein Radiofrequenzmischer des Typs *ZRPD-1* der Firma *Minicircuits*, welcher mit dem detektierten Schwebungssignal und dem Referenzsignal versorgt wurde. Das am Ausgang des Mixers generierte Signal entspricht dem Produkt der Eingangssignale und enthält im Idealfall zwei Frequenzkomponenten, eine mit $2f_{\text{ref}}$ oszillierende Spannung sowie ein Signal mit $f = 0$, das proportional zur Phasendifferenz zwischen den Eingangssignalen ist. Diese Komponente wurde mittels eines Tiefpassfilters isoliert und an den Eingang des Lock-in-Verstärkers (*DSP 7265* der Firma *Signal Recovery*) weitergeleitet, wo schließlich die Messung der Phasenänderung bei der Frequenz f_{HS} erfolgte.

Um die Einphotonenverstimmung variieren zu können, wurde die Regelungselektronik dahingehend modifiziert, dass der Sollwert des Fehlersignals in einem bestimmten Bereich extern variiert werden konnte, ohne den Schaltkreis zu diesem Zweck unterbrechen zu müssen. Als Referenz wurde hierbei das Signal der DAVLL-Spektroskopie benutzt, welches sich aufgrund seines dispersiven Verlaufs besonders dafür eignet, einen Bereich um die Resonanzfrequenz abzutasten.

7.3 Vorläufige Messergebnisse

Mit den für diese Konfiguration typischen Parametern lässt sich für den Grenzfall, dass die Gruppengeschwindigkeit sehr geringe Werte im Vergleich zur Vakuumlichtgeschwindigkeit annimmt, die maximal erreichbare Phasenverschiebung aufgrund des Aharonov-Casher-Effekts abschätzen. Diese ergibt sich für Atome, die sich mit der Geschwindigkeit v_g entgegengesetzt zum Strahl bewegen, und beträgt hier etwa $\Delta\varphi_{AC} \cong 5 \times 10^{-3}$ rad. Es ist zu beachten, dass an den Flanken des Dopplerprofils bereits für Geschwindigkeiten, die einer Verstimmung von einigen 10 MHz entsprechen, starke Asymmetrien und, aufgrund der erhöhten Transmission, eine Abnahme des Kontrasts der Dunkelresonanzen auftreten. Dadurch wird der nutzbare Geschwindigkeitsbereich auf etwa $\pm 50 \text{ m s}^{-1}$ limitiert.

Im Gegensatz zum Aharonov-Casher-Effekt für massive neutrale Teilchen hängt die für Dunkelzustandpolaritonen theoretisch erwartete Phasendifferenz von der Gruppengeschwindigkeit der Signalfelder ab. Ein wesentliches Charakteristikum des Aharonov-Casher-Effekts, die Invarianz der Phasendifferenz in Bezug auf die Geschwindigkeit der Teilchen, kann für Polaritonen nur für den Fall beobachtet werden, dass sich das atomare Medium für alle Werte der Gruppengeschwindigkeit entgegengesetzt gleich schnell bewegt. Bei konstanter Gruppengeschwindigkeit ergibt sich eine lineare Abhängigkeit der AC-Phase von der atomaren Geschwindigkeit.

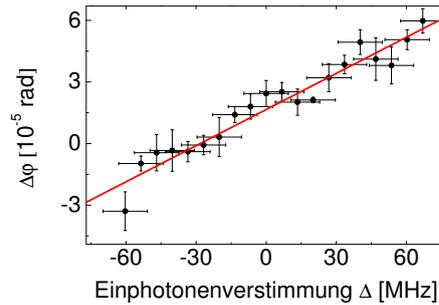


Abbildung 7.4: Gemessene Phasenverschiebung als Funktion der Einphotonenverstimmung für ein elektrisches Feld von $|\vec{E}| \cong 1,03 \times 10^5 \text{ V m}^{-1}$. Jeder Datenpunkt ist der Mittelwert aus 10 Einzelmessungen, deren Standardabweichung zur Abschätzung des statistischen Fehlers herangezogen wurde. Die Unsicherheiten der angegebenen Werte für die Laserverstimmung wurden als die während der Messdauer der gesamten Messreihe gemessene instrumentelle Drift der Verstimmung angesetzt.

Um diesen Zusammenhang experimentell zu verifizieren wurde in vorläufigen Messungen die Phasendifferenz als Funktion der Einphotonenverstimmung bestimmt. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 7.4 dargestellt. Unter Berücksichtigung der experimentellen Unsicherheiten wird die Linearität der Phasendifferenz in Abhängigkeit von der Einphotonenverstimmung untermauert. Aus der abgebildeten Steigung, die mittels einer linearen Anpassung berechnet wurde, lässt sich für eine gegebene atomare Geschwindigkeit die gemessene Phasenverschiebung berechnen. Für Atome, die sich mit 50 m s^{-1} entgegengesetzt zur Strahlrichtung bewegen, beträgt diese $(3,9 \pm 1,8) \times 10^{-5} \text{ rad}$. Obwohl der anhand der Gleichung 7.5 für eine geschätzte Gruppengeschwindigkeit von $(1,5 \pm 0,8) \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$ berechnete Wert mit $(16,4 \pm 8,6) \times 10^{-5} \text{ rad}$ etwa 4 mal höher ist, stimmen die Ergebnisse größenordnungsmäßig überein. Angesichts der Tatsache, dass dem hierfür herangezogenen stark vereinfachten Modell die Annahme zugrundeliegt, dass ausschließlich resonante Geschwindigkeitsklassen zur Phasenverschiebung beitragen, ist dies ein überraschendes Ergebnis, das weiterer Bestätigung bedarf. Die beträchtliche Unsicherheit des theoretisch berechneten Wertes rührt daher, dass die Gruppengeschwindigkeit zum Zeitpunkt der Messung nicht genau bekannt war und aus früheren Messungen mit geringfügig anderen Parametern extrapoliert wurde.

In einer weiteren Konfiguration, in welcher die Strahlablenkung in einem elektrischen Feldgradienten untersucht wurde, konnte gezeigt werden, dass die Aharonov-Casher-Phase für stationäre Medien mindestens um den Faktor 10^2 kleiner ist, als es für neutrale Teilchen ohne elektrisches Dipolmoment zu erwarten wäre. Mit diesem Ergebnis und dem Umstand, dass die Lage der Einphotonenresonanzfrequenz im bisherigen Aufbau nicht exakt bekannt ist, kann davon ausgegangen werden, dass die Phasendifferenz für $\Delta = 0$ im Rahmen der Fehlergrenzen verschwindet und dass ein Vorzeichenwechsel der Phasendifferenz beim Durchschreiten der Resonanzfrequenz vorliegt.

Eine weitere wesentliche Signatur des Aharonov-Casher-Effekts ist die lineare Abhängigkeit der akkumulierten Phasenverschiebung vom elektrischen Feld. Um zu untersuchen, ob dieser Zusammenhang auch für langsames Licht gilt, wurden mehrere Messreihen, wie sie in Abbildung 7.4 dargestellt sind, für unterschiedliche Polaritäten und Beträge des elektrischen Feldes aufgezeichnet. Wie in Abbildung 7.5 gezeigt besteht ein deutlicher Zusammenhang zwischen den in diesen Messungen beobachteten Steigungen und dem elektrischen Feld. Für schwächere elektrische Felder ist eine deutliche Abnahme der gemessenen Stei-

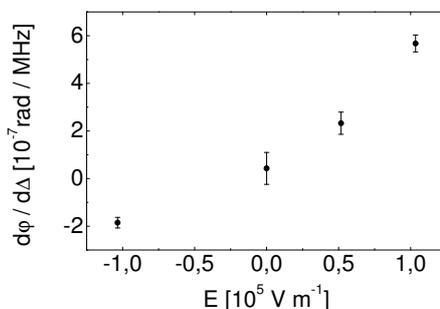


Abbildung 7.5: Aufgetragen sind die Mittelwerte der berechneten Steigungen für Messungen der Phasenverschiebung als Funktion der Einphotonenverstimmung für verschiedene Werte des elektrostatischen Feldes. Die Fehlerbalken entsprechen den jeweils berechneten Standardabweichungen.

gungen zu beobachten. Insbesondere ist erkennbar, dass die Umkehr der Polarität einen Vorzeichenwechsel der gemessenen Phasendifferenz nach sich zieht, obwohl deren Betrag deutlich geringer ist als es bei einer linearen Abhängigkeit zu erwarten wäre. Anhand dieser Ergebnisse lässt sich die erwartete Linearität jedoch noch nicht eindeutig nachweisen. Als Ursache für die Abweichung vom erwarteten Verlauf kommen langsame Veränderungen des von Störsignalen und systematischen Störeffekten verursachten Untergrunds bei der Messung der Phasendifferenz mit dem Lock-in-Verstärker, Schwankungen der Temperatur des atomaren Gases, das Driften der Relativphase zwischen dem Referenzsignal und dem Schwebungssignal sowie Fluktuationen des transversalen Magnetfeldes in Frage. Zu klären sind insbesondere noch mögliche systematische Fehler durch nichtresonante Kopplungen an die ($F'=2$)-Hyperfeinkomponente des angeregten Zustands.

7.4 Folgerungen und Ausblick

Auch in dieser frühen Phase des Experiments scheinen sich die bisherigen Beobachtungen zumindest nicht im Widerspruch zu den theoretischen Erwartungen zu befinden. Obwohl die ersten vorläufigen experimentellen Resultate wie die Proportionalität der Phasenverschiebung zur Einphotonenverstimmung und die Abnahme der Phasendifferenz bei einer Reduktion der elektrischen Feldstärke die Existenz des Aharonov-Casher-Effekts für Dunkelzustandpolaritonen zu stützen scheinen, sind für einen eindeutigen Nachweis weitere Experimente erforderlich. Desweiteren stimmen der gemessene und der theoretisch erwartete Wert der Phasenverschiebung bisher lediglich in der Größenordnung überein.

Um die höhere Messgenauigkeit, die für einen eindeutigen Nachweis der Aharonov-Casher-Phasenverschiebung notwendig ist, zu erreichen, sind verschiedene Modifikationen und Verbesserungen des Aufbaus denkbar. Eine aktive Stabilisierung der Temperatur der Gaszelle und eine Präzisionsstromquelle zur Erzeugung des transversalen Magnetfeldes würden dabei ebenso zu einer gesteigerten Genauigkeit beitragen wie die Verwendung eines weiteren Lasersystems, welches beispielsweise mit einer dopplerfreien Polarisationspektroskopie auf die D1-Linie geregelt werden könnte. Der Einsatz eines Schwebungsstabilisierungsverfahrens könnte dadurch eine viel präzisere Kenntnis der Einphotonenverstimmung ermöglichen.

8 Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden kohärente Quanteneffekte in einem atomaren Gas unter den Bedingungen der elektromagnetisch induzierten Transparenz untersucht. Vorrangiges Ergebnis der Arbeit ist die Beobachtung eines Frequenzanpassungseffektes bei der Speicherung von Licht im kohärent präparierten Medium. Anhand der Messungen konnte demonstriert werden, dass ein exaktes Angleichen der Frequenz des ausgelesenen optischen Signalfeldes an eine atomare Raman-Übergangsfrequenz stattfindet, was beispielsweise Anwendungen in der Metrologie ermöglicht. Der neuartige Effekt konnte sowohl in Dreineiveausystemen mit zwei stabilen Grundzuständen als auch in effektiven Vierniveausystemen mit einer Dreibeinkopplung nachgewiesen werden.

Eine Perspektive für die zukünftige Entwicklung ist die Erweiterung des Schemas für den Einsatz von nichtklassischen Zuständen, wovon insbesondere gequetschte Lichtzustände von Interesse sind. Die Speicherung dieser Zustände könnte eine Erhöhung der Genauigkeit von Resonanzfrequenz- oder Magnetfeldmessungen bewirken, welche im Fall der Speicherung von klassischen Feldern den durch das Schrotrauschen auferlegten Beschränkungen unterworfen ist.

Eine andere Klasse von Zuständen, die der Einzelphotonenzustände, ist für Anwendungen auf dem Feld der Quanteninformation interessant. Beispielsweise bieten solche Zustände im Dreibeinmedium einen Zugang zu Manipulationen von Qubits. Weitere Untersuchungen mit diesem Kopplungsschema könnten die Beobachtung von Effekten wie „*cross phase modulation*“ [53, 82, 83] ermöglichen, welche die gleichzeitige Ausbreitung von zwei Dunkelzustandsmoden erfordern. Diese Anforderung ist in den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten durch die Symmetrie des eingesetzten Systems gewährleistet, da die Kopplungskonstanten für beide Signalfelder identisch sind [81]. Darüber hinaus ist der Einsatz von ultrakalten Ensembles eine aussichtsvolle Alternative zu bisherigen Experimenten in thermischen atomaren Ensembles. Bei Einstrahlung der Signalfelder parallel zum Magnetfeld und des Kontrollfeldes orthogonal dazu werden die durch die Präsenz von nichtresonanten Polarisationskomponenten eröffneten Dekohärenzkanäle [81] blockiert, wodurch sehr präzise definierte Dunkelzustände präpariert werden können. Zudem sind in speziellen Zustandsformen der Materie, wie dem Mott-Isolator, durch die stark unterdrückte Dissipation extrem lange Kohärenzzeiten erreichbar, wodurch Speicherzeiten im Bereich mehrerer Hundert Millisekunden realisiert werden können [66].

Weitere Einblicke in die Eigenschaften von Dreibeinmedien könnten durch weiterführende Untersuchungen der internen Zustände von Dunkelzustandspolaritonen gewonnen werden. Dies wäre beispielsweise durch den kohärenten Transfer der einer Dunkelzustandsmode entsprechenden Grundzustandskohärenz in die Kohärenz des dazu orthogonalen Eigenzustands der zweidimensionalen Basis der Dunkelzustände möglich. Als Mechanismus für

diesen Transfer sind gekoppelte Raman-Übergänge denkbar. Der Nachweis für den erfolgten Übergang zwischen den Dunkelzuständen könnte in einem inhomogenen Magnetfeld erfolgen, wo eine entgegengesetzte Ablenkung der Moden erwartet wird. Alternativ dazu kann die optische Frequenz des ausgelesenen Signalstrahls bestimmt werden, die sich für die beiden Dunkelzustandsmoden um die Frequenz, die der energetischen Aufspaltung der äußeren Grundzustände entspricht, unterscheidet.

Neben der nichtdispersiven Ablenkung könnte weiteren nichtdispersiven Effekten in EIT-Medien, die mit dem Phänomen der Frequenzanpassung assoziiert werden, nachgegangen werden. Unter anderem wäre der Einsatz eines im Bezug zur Strahlachse radialsymmetrisch inhomogenen Magnetfeldes lohnend, weil auf diese Weise die effektive Brennweite der resultierenden optischen Linse direkt durch die Dauer der Speicherungsphase kontrolliert werden könnte. Eine vollständig optisch kontrollierbare Fokussierung würde die erstmalige Realisierung einer nichtdispersiven adaptiven Optik auf der Basis von Lichtspeicherung darstellen.

Ein vergleichsweise einfach umzusetzender zukünftiger Ansatz zur Bestätigung bisheriger Resultate zum Nachweis des Aharonov-Casher-Effekts für langsames Licht bestünde darin, den optischen Aufbau in der Rubidium-Apparatur zu einer antiparallel propagierenden Anordnung der optischen Felder zu ändern. Dies ermöglicht die direkte Selektion einer bestimmten Geschwindigkeitsklasse anhand der Zweiphotonenverstimmung. Diese Konfiguration zieht allerdings erwartungsgemäß ein stark verringertes Signal-zu-Rausch-Verhältnis nach sich, so dass die Frage, ob die mit dieser Methode erzielbare Genauigkeit für die Beobachtung einer AC-Phasenverschiebung hinreichend ist, zu klären bleibt.

Eine Reihe technischer Verbesserungen könnte erheblich zur Steigerung der Genauigkeit beitragen, mit der Messungen im vorliegenden Experiment durchgeführt werden können. Eine der größten Fehlerquellen bei Experimenten im Dreibeinsystem ist die Inhomogenität des transversalen Magnetfeldes. Diese Beschränkung könnte durch den Einsatz eines kompakteren Heizungssystems beseitigt werden, welches die Montage eines geeigneten Helmholtzspulenpaares oder von Kompensationspulen ermöglichen würde. Weitere Verbesserungen können durch eine aktive Regelung der Temperatur, die in der Rubidium-Apparatur herrscht, erzielt werden. Die langfristigen Temperaturschwankungen stellen insbesondere bei längeren Mittelungszeiten, wie sie für die Beobachtung des AC-Effekts nötig sind, eine zusätzliche Fehlerquelle dar. Ebenso kann sich der Einsatz einer Präzisionsstromquelle vorteilhaft in Bezug auf die Messgenauigkeit und die Langzeitstabilität auswirken. Nicht zuletzt kann der Dekohärenz bei Messungen mit Gaszellen ohne Puffergas durch ein leistungsstärkeres Lasersystem und mit Paraffin beschichteten Zellen entgegengewirkt werden. Die somit erzielte Erhöhung der Lebensdauer der Grundzustandskohärenz geht direkt in die erreichbare Genauigkeit bei sämtlichen auf der Lichtspeicherung beruhenden Messverfahren ein. Mit einer derart modifizierten Version der bestehenden Apparatur könnten sowohl Frequenz- und Magnetfeldmessungen im Hochpräzisionsbereich als auch Untersuchungen zur Lichtspeicherung und Manipulation von Signalfeldmoden, die mit einzelnen Photonen besetzt sind, durchgeführt werden.

9 Literaturverzeichnis

- [1] T. W. Haensch, I. S. Shahin and A. L. Schawlow. Optical resolution of the Lamb shift in atomic hydrogen by laser saturation spectroscopy (Doppler broadening elimination in red Balmer line of atomic hydrogen at 6563 Å by high resolution saturation spectroscopy). *Nature Physical Science* **235**, 63 (1972).
- [2] T. Andreae *et al.* Absolute frequency measurement of the hydrogen 1S-2S transition and a new value of the Rydberg constant. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1923 (1992).
- [3] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi and G. Orriols. An experimental method for the observation of r.f. transitions and laser beat resonances in oriented Na vapour. *Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis., B* **36**, 5 (1976).
- [4] S. E. Harris, J. E. Field and A. Imamoglu. Nonlinear Optical Processes Using Electromagnetically Induced Transparency. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1107 (1990).
- [5] E. Arimondo. Coherent population trapping in laser spectroscopy. *Prog. Opt.* **35**, 257 (1996).
- [6] M. Fleischhauer, A. Imamoglu and J. P. Marangos. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633 (2005).
- [7] M. M. Kash *et al.* Ultraslow Group Velocity and Enhanced Nonlinear Optical Effects in a Coherently Driven Hot Atomic Gas. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5229 (1999).
- [8] S. E. Harris and L. V. Hau. Nonlinear Optics at Low Light Levels. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4611 (1999).
- [9] M. Weitz, B. C. Young and S. Chu. Atomic Interferometer Based on Adiabatic Population Transfer. *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2563 (1994).
- [10] H. J. Metcalf and P. van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer, New York, 2001.
- [11] S. Chu. *Nobel Lecture: The Manipulation of Neutral Particles*. The Nobel Foundation, 1997.
- [12] C. Cohen-Tannoudji. *Nobel Lecture: Manipulating Atoms with Photons*. The Nobel Foundation, 1997.
- [13] W. D. Phillips. *Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms*. The Nobel Foundation, 1997.
- [14] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste and C. Cohen-Tannoudji. Laser Cooling below the One-Photon Recoil Energy by Velocity-Selective Coherent Population Trapping. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 826 (1988).

- [15] L.-M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac and P. Zoller. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. *Nature* **414**, 413 (2001).
- [16] K. S. Choi, H. Deng, J. Laurat and H. J. Kimble. Mapping photonic entanglement into and out of a quantum memory. *Nature* **452**, 67 (2008).
- [17] A. Kuhn, M. Hennrich and G. Rempe. Deterministic Single-Photon Source for Distributed Quantum Networking. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 067901 (2002).
- [18] J. F. Sherson *et al.* Quantum teleportation between light and matter. *Nature* **443**, 557 (2006).
- [19] M. O. Scully and M. Fleischhauer. High-sensitivity magnetometer based on index-enhanced media. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1360 (1992).
- [20] M. Fleischhauer and M. O. Scully. Quantum sensitivity limits of an optical magnetometer based on atomic phase coherence. *Phys. Rev. A* **49**, 1973 (1994).
- [21] A. Nagel *et al.* Experimental realization of coherent dark-state magnetometers. *Europhys. Lett.* **44**, 31 (1998).
- [22] M. Stähler, S. Knappe, C. Affolderbach, W. Kemp and R. Wynands. Picotesla magnetometry with coherent dark states. *Europhys. Lett.* **54**, 323 (2001).
- [23] I. K. Kominis, T. W. Kornack, J. C. Allred and M. V. Romalis. A subfemtotesla multichannel atomic magnetometer. *Nature* **422**, 596 (2003).
- [24] G. Katsoprinakis, D. Petrosyan and I. K. Kominis. High Frequency Atomic Magnetometer by Use of Electromagnetically Induced Transparency. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 230801 (2006).
- [25] J. Appel, E. Figueroa, D. Korystov, M. Lobino and A. I. Lvovsky. Quantum Memory for Squeezed Light. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 093602 (2008).
- [26] C. Bolkart, R. Weiss, D. Rostohar and M. Weitz. Coherent and BCS-Type Quantum States of Dark Polaritons. *Las. Phys.* **15**, 3 (2005).
- [27] M. Fleischhauer, J. Otterbach and R. G. Unanyan. Bose-Einstein Condensation of Stationary-Light Polaritons. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 163601 (2008).
- [28] J. Kasprzak *et al.* Bose-Einstein condensation of exciton polaritons. *Nature* **443**, 409 (2006).
- [29] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton and C. H. Behroozi. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. *Nature* **397**, 594 (1999).
- [30] D. Budker, D. F. Kimball, S. M. Rochester and V. V. Yashchuk. Nonlinear Magneto-optics and Reduced Group Velocity of Light in Atomic Vapor with Slow Ground State Relaxation. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1767 (1999).
- [31] M. Fleischhauer and M. D. Lukin. Dark-State Polaritons in Electromagnetically Induced Transparency. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5094 (2000).
- [32] N. V. Vitanov, M. Fleischhauer, B. W. Shore and K. Bergmann. „Coherent manipulation of atoms and molecules by sequential laser pulses“. In: *Advances in atomic, molecular, and optical physics (Band 46)*. Elsevier, 2001, 55.

-
- [33] M. D. Lukin. Colloquium: Trapping and manipulating photon states in atomic ensembles. *Rev. Mod. Phys.* **75**, 457 (2003).
- [34] J. R. Kuklinski, U. Gaubatz, F. T. Hioe and K. Bergmann. Adiabatic population transfer in a three-level system driven by delayed laser pulses. *Phys. Rev. A* **40**, 6741 (1989).
- [35] K.-J. Boller, A. Imamoglu and S. E. Harris. Observation of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2593 (1991).
- [36] M. O. Scully and M. S. Zubairy. *Quantum Optics*. Cambridge University Press, 1997.
- [37] I. E. Mazets and B. G. Matisov. Adiabatic Raman polariton in a Bose condensate. *JETP Lett.* **64**, 515 (1996).
- [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] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi and L. V. Hau. Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses. *Nature* **409**, 490 (2001).
- [40] R. Wynands and A. Nagel. Precision spectroscopy with coherent dark states. *Appl. Phys. B* **68**, 1 (1999).
- [41] L. Ricci *et al.* A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. *Opt. Commun.* **117**, 541 (1995).
- [42] C. Geckeler. „Ultrakalte Rubidiumatome in einer CO_2 -Laser Dipolfalle“. Diplomarbeit. Eberhard-Karls-Universität Tübingen, 2002.
- [43] K. L. Corwin, Zheng-Tian Lu, C. F. Hand, R. J. Epstein and C. E. Wieman. Frequency-Stabilized Diode Laser with the Zeeman Shift in an Atomic Vapor. *Appl. Opt.* **37**, 3295 (1998).
- [44] S. Brandt, A. Nagel, R. Wynands and D. Meschede. Buffer-gas-induced linewidth reduction of coherent dark resonances to below 50 Hz. *Phys. Rev. A* **56**, R1063 (1997).
- [45] G. Nikoghosyan. *Private Mitteilung*. Technische Universität Kaiserslautern. 2009.
- [46] L. Karpa and M. Weitz. A Stern-Gerlach experiment for slow light. *Nature Phys.* **2**, 332 (2006).
- [47] M. D. Eisaman *et al.* Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon pulses. *Nature* **438**, 837 (2005).
- [48] K. Honda *et al.* Storage and Retrieval of a Squeezed Vacuum. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 093601 (2008).
- [49] R. Unanyan, M. Fleischhauer, B. W. Shore and K. Bergmann. Robust creation and phase-sensitive probing of superposition states via stimulated Raman adiabatic passage (STIRAP) with degenerate dark states. *Opt. Commun.* **155**, 144 (1998).

- [50] R. G. Unanyan, B. W. Shore and K. Bergmann. Laser-driven population transfer in four-level atoms: Consequences of non-Abelian geometrical adiabatic phase factors. *Phys. Rev. A* **59**, 2910 (1999).
- [51] J. Martin, B. W. Shore and K. Bergmann. Coherent population transfer in multilevel systems with magnetic sublevels. III. Experimental results. *Phys. Rev. A* **54**, 1556 (1996).
- [52] F. Vewinger, M. Heinz, R. Garcia Fernandez, N. V. Vitanov and K. Bergmann. Creation and Measurement of a Coherent Superposition of Quantum States. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 213001 (2003).
- [53] D. Petrosyan and Y. P. Malakyan. Magneto-optical rotation and cross-phase modulation via coherently driven four-level atoms in a tripod configuration. *Phys. Rev. A* **70**, 023822 (2004).
- [54] B. W. Shore, K. Bergmann, J. Oreg and S. Rosenwaks. Multilevel adiabatic population transfer. *Phys. Rev. A* **44**, 7442 (1991).
- [55] J. R. Morris and B. W. Shore. Reduction of degenerate two-level excitation to independent two-state systems. *Phys. Rev. A* **27**, 906 (1983).
- [56] L. Karpa and M. Weitz. Slow light in inhomogeneous and transverse fields. *New J. Phys.* **10**, 045015 (2008).
- [57] Z. Kis and F. Renzoni. Qubit rotation by stimulated Raman adiabatic passage. *Phys. Rev. A* **65**, 032318 (2002).
- [58] D. Møller, L. B. Madsen and K. Mølmer. Geometric phases in open tripod systems. *Phys. Rev. A* **77**, 022306 (2008).
- [59] A. MacRae, G. Campbell and A. I. Lvovsky. Matched slow pulses using double electromagnetically induced transparency. *Opt. Lett.* **33**, 2659 (2008).
- [60] L.-M. Duan, J. I. Cirac and P. Zoller. Geometric Manipulation of Trapped Ions for Quantum Computation. *Science* **292**, 1695 (2001).
- [61] T. Chaneliere *et al.* Storage and retrieval of single photons transmitted between remote quantum memories. *Nature* **438**, 833 (2005).
- [62] M. Shuker, O. Firstenberg, R. Pugatch, A. Ron and N. Davidson. Storing Images in Warm Atomic Vapor. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 223601 (2008).
- [63] P. K. Vudyasetu, R. M. Camacho and J. C. Howell. Storage and Retrieval of Multimode Transverse Images in Hot Atomic Rubidium Vapor. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 123903 (2008).
- [64] L. Karpa. „Lichtablenkung in dichten atomaren Gasen“. Diplomarbeit. Eberhard-Karls-Universität Tübingen, 2005.
- [65] A. Mair, J. Hager, D. F. Phillips, R. L. Walsworth and M. D. Lukin. Phase coherence and control of stored photonic information. *Phys. Rev. A* **65**, 031802 (2002).
- [66] U. Schnorrberger *et al.* Electromagnetically Induced Transparency and Light Storage in an Atomic Mott Insulator. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 033003 (2009).

-
- [67] S. Inoue and R. Oldenberg. *Handbook of Optics, Vol II*. Hrsg. von M. Bass. McGraw Hill, New York, 1995.
- [68] L. Karpa, G. Nikoghosyan, F. Vewinger, M. Fleischhauer and M. Weitz. Frequency Matching in Light-Storage Spectroscopy of Atomic Raman Transitions. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 093601 (2009).
- [69] R. Burge. *Private Mitteilung*. Cavendish Laboratory, University of Cambridge, UK. 2009.
- [70] U. Leonhardt and P. Piwnicki. Optics of nonuniformly moving media. *Phys. Rev. A* **60**, 4301 (1999).
- [71] Y. Aharonov and A. Casher. Topological Quantum Effects for Neutral Particles. *Phys. Rev. Lett.* **53**, 319 (1984).
- [72] A. Cimmino *et al.* Observation of the topological Aharonov-Casher phase shift by neutron interferometry. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 380 (1989).
- [73] K. Zeiske, G. Zinner, F. Riehle and J. Helmcke. Atom interferometry in a static electric field: Measurement of the Aharonov-Casher phase. *Appl. Phys. B* **60**, 205 (1995).
- [74] A. Görlitz, B. Schuh and A. Weis. Measurement of the Aharonov-Casher phase of aligned Rb atoms. *Phys. Rev. A* **51**, R4305 (1995).
- [75] K. Sangster, E. A. Hinds, S. M. Barnett and E. Riis. Measurement of the Aharonov-Casher phase in an atomic system. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3641 (1993).
- [76] K. Sangster, E. A. Hinds, S. M. Barnett, E. Riis and A. G. Sinclair. Aharonov-Casher phase in an atomic system. *Phys. Rev. A* **51**, 1776 (1995).
- [77] Y. Aharonov and D. Bohm. Significance of Electromagnetic Potentials in the Quantum Theory. *Phys. Rev.* **115**, 485 (1959).
- [78] G. Nikoghosyan. *Private Mitteilung*. Technische Universität Kaiserslautern. 2008.
- [79] J. Anandan. Electromagnetic effects in the quantum interference of dipoles. *Phys. Lett. A* **138**, 347 (1989).
- [80] R. C. Casella. Nonlocal phase shifts induced by static electric fields in neutron interferometers when the path-enclosed charge vanishes. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2217 (1990).
- [81] L. Karpa, F. Vewinger and M. Weitz. Resonance Beating of Light Stored Using Atomic Spinor Polaritons. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 170406 (2008).
- [82] H. Schmidt and A. Imamoglu. Giant Kerr nonlinearities obtained by electromagnetically induced transparency. *Opt. Lett.* **21**, 1936 (1996).
- [83] Shujing Li *et al.* Enhanced Cross-Phase Modulation Based on a Double Electromagnetically Induced Transparency in a Four-Level Tripod Atomic System. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 073602 (2008).