

**Hauptseminar in Theoretischer Physik  
Wintersemester 2006/07**

# **Quantenspeicher für Photonen auf der Basis atomarer Ensemble**

Thomas Werth

15. Februar 2007

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Motivation</b>	<b>3</b>
<b>2 Theorie zum Quantenspeicher</b>	<b>4</b>
2.1 Elektromagnetisch Induzierte Transparenz . . . . .	4
2.2 Quantenspeicher . . . . .	6
2.2.1 Ausblick . . . . .	6
2.2.2 Quantenspeicher für Ein-Moden Felder . . . . .	6
2.3 Quantenmechanisches Modell für beliebige Felder . . . . .	8
2.3.1 Low-Intensity Näherung . . . . .	9
2.3.2 Adiabatische Näherung . . . . .	10
2.3.3 Slow-Light . . . . .	10
2.4 Dark-State Polaritons . . . . .	10
2.4.1 Diskussion der Näherungen und möglicher Probleme . . . . .	13
<b>3 Experimentelle Resultate</b>	<b>15</b>
3.1 Versuchsanordnung . . . . .	15
3.2 Ergebnisse . . . . .	16
<b>Literatur</b>	<b>18</b>

# 1 Motivation

Unser Ziel ist die Realisierung eines Quantencomputers. Dieser basiert im Gegensatz zum klassischen Computer auf den Grundregeln der Quantenmechanik. Auch hier benötigen wir eine kleinste Informationseinheit, das Qubit (in Anlehnung an die klassischen Bits). Da ein Qubit aber nur sehr wenig Information enthalten kann, muss man mehrere davon zusammenschalten. Außerdem braucht man eine Reihe von Rechenoperationen, ein sog. logisches Gatter. Wir müssen insgesamt eine große Anzahl von Qubits steuern bzw. manipulieren können.

Praktisch kann man Qubits z.B. mit Hilfe von Atomen realisieren. Aber wie sollen die dann so miteinander wechselwirken, dass die gewünschten Rechenoperationen ausgeführt werden können? Und wie sollen die Informationen weitergeben werden? Dazu sind Informationsträger notwendig, die mit den Atomen wechselwirken können. Hier bieten sich Photonen an, denn sie sind schnell, leicht verfügbar und lassen sich über große Entfernung senden. Diese müssen dann aber auch so mit den Atomen wechselwirken können, dass die Information, die sie für unsere Rechenoperationen tragen, vollständig auf das Atom übertragen werden kann. Außerdem muss man auch aus einem Atom wieder Information in Form eines solchen Photons gewinnen können, um sie dann weiterzuleiten.

Wir brauchen also eine Technik, mit der wir *einzelne* Photonen mit *einzelnen* Anregungen auf Atome auf Befehl wechselwirken lassen können. Ein Problem dabei ist, dass der Wirkungsquerschnitt eines einzelnen Photons sehr gering ist (siehe Atom- und Molekül-Physik Vorlesung von H. Hotop). Um dem entgegenzuwirken gibt es verschiedene Möglichkeiten:

- Man kann das Photon in einen Resonator stecken und oft umlaufen lassen, so dass der Wirkungsquerschnitt um einen Faktor - der Umlaufzahl - erhöht wird. Hierbei gibt es eine nicht-triviale Methode, die auf der StIRAP-Technik[1] basiert (siehe auch Vortrag von Johannes Otterbach).
- Oder man verwendet ein optisch dichtes Medium, in dem das Photon auf jeden Fall absorbiert wird. Hier treten normalerweise dissipative Prozesse (Zerfall des angeregten Zustands) auf, die dafür sorgen, dass der Quantenzustand des Photons verändert (d.h. zerstört) wird. Wir interessieren uns für eine Variante dieser Methode, die keine solchen dissipativen Prozesse zulässt.

Wir werden im Folgenden also eine Technik beschreiben, mit der man genau festlegen kann, ob ein Photon die Atome ungesiehen passieren soll oder seine Information (d.h. seinen Quantenzustand) an die Atome abgibt. Außerdem kann man die Atome auch dazu bringen, das Photon wieder auszusenden.

## 2 Theorie zum Quantenspeicher

### 2.1 Elektromagnetisch Induzierte Transparenz

Das am Ende des letzten Abschnitts angesprochene Modell basiert auf der Elektromagnetisch Induzierten Transparenz (EIT). Hierbei handelt es sich erstmal um ein Verfahren, mit dem ein Medium transparent für eine sonst absorbierte Strahlung machen kann und dabei auch die Gruppengeschwindigkeit der Strahlung stark verringert, wie Harris [9] gezeigt hat. Man verändert dabei also die Eigenschaften des Mediums **und** der Strahlung.

Die Idee ist die Folgende:

Sei ein  $\Lambda$ -förmiges Modellsystem (mit nah benachbarten Resonanzen) gegeben:

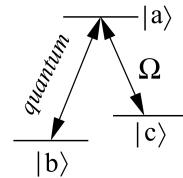


Abbildung 2.1: 3 Niveau System

Dabei soll  $|b\rangle$  der Grundzustand sein. Der Übergang von  $|b\rangle - |c\rangle$  soll verboten sein.

Man strahlt zwei Frequenzen  $\omega$  und  $\Omega$  ein, die genau den Übergängen  $|b\rangle - |a\rangle$  bzw.  $|c\rangle - |a\rangle$  entsprechen. Dabei repräsentiert  $\omega$  die Photonen des Versuchs-Lasers, die wir manipulieren wollen, das sog. „Quantenfeld“ und  $\Omega$  ist ein äußeres, klassisches Feld (z.B. ein elektrisches Feld), das wir auch „Kopplungsfeld“ nennen. Bei entsprechenden Einstellungen kann man durch Einstrahlung des äußeren Feldes im Medium ein Frequenzfenster erzeugen, in dem das Quantenfeld schwächer als gewöhnlich absorbiert wird. Das Medium wird somit transparent für die Strahlung des Versuchs-Lasers (siehe Abbildung 2.2).

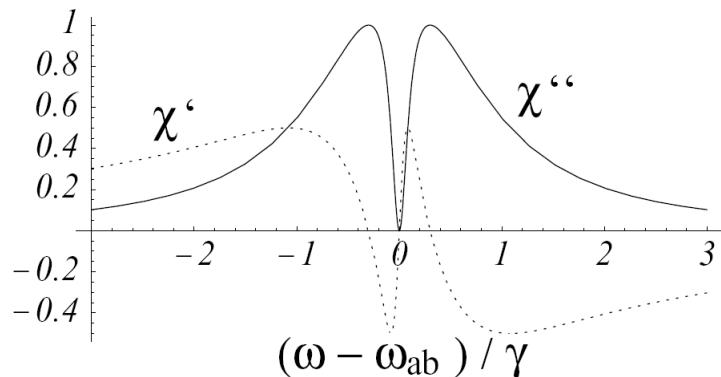


Abbildung 2.2: Absorption mit äußerem Feld (durchgezogene Linie) und Dispersionskurve (gestrichelt)

Wir sehen also, dass für kleine Abweichungen von der optimalen Frequenz  $\omega_{ab}$  für den Übergang  $|b\rangle - |a\rangle$  keine Absorption auftritt, d.h. dass ein schmales Frequenzfenster erzeugt wird. Bedeutend ist, dass in

diesem Bereich geringer Absorption normale lineare Dispersion vorliegt und die Steigung der Dispersionskurve sehr groß ist, was dann zu Effekten wie *ultra-langsamer Gruppengeschwindigkeit* führt.

Die Transparenz kann man wie folgt verstehen [9, 6]:

Klassisch findet Absorption statt, wenn die Elektronen im Atom auf den eingestrahlten Frequenzen schwingen können. Kann man zwei solche Schwingungen mit gleicher Amplitude und entgegengesetzter Phase überlagern, so ist die Resultierende daraus keine Schwingung (destruktive Interferenz). Wenn das Elektron nicht schwingen kann, so gibt es auch keine Absorption. Quantenmechanisch müssen wir allerdings mit Wahrscheinlichkeiten arbeiten: Die Wahrscheinlichkeit für eine Besetzung von Zustand  $|a\rangle$  ist dann gegeben durch die Wahrscheinlichkeiten der obigen Übergänge  $|b\rangle - |a\rangle$  bzw.  $|c\rangle - |a\rangle$ . Da Zustand  $|b\rangle$  der Grundzustand ist und Zustand  $|c\rangle$  am Anfang unbesetzt sein soll, kann die Anregung nur über die Wege  $|b\rangle - |a\rangle$  und  $|b\rangle - |c\rangle - |a\rangle$  laufen (sowie höhere Ordnungen davon). Wenn das Kopplungsfeld viel stärker als das Versuchsfeld ist, so ist die Wahrscheinlichkeit für den indirekten Weg ebenso hoch wie die für den direkten. Da beide für resonante Felder unterschiedliches Vorzeichen haben kommt es zu destruktiver Interferenz zwischen den beiden Wegen und Zustand  $|a\rangle$  bleibt unbesetzt. Das Medium kann also die Frequenz  $\omega$  des Versuchs-Lasers nicht absorbieren und ist transparent für diese.

Wir wollen das Prinzip an einem einfachen Beispiel verdeutlichen:

Gegeben seien atomarer Wasserstoff, ein Laser für Photonen und ein äußeres Gleichstromfeld.

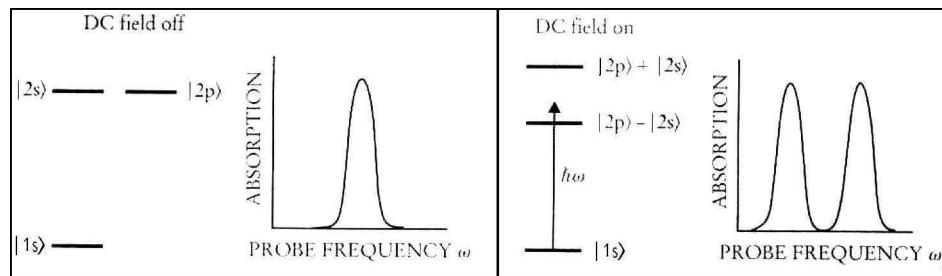


Abbildung 2.3: Wasserstoff-Niveaus ohne Gleichstromfeld (links) bzw. mit Gleichstromfeld (rechts)

Es handelt sich hier eigentlich nicht um den obigen Fall, da dort nicht angenommen wurde, dass sich die Energieniveaus selbst ändern dürfen, aber wir wollen hier auch nur das Prinzip verdeutlichen.

Ohne äußeres Feld kann das entartete System nur auf einer (verbreiterten) Linie absorbieren (wir vernachlässigen hier den Lamb-Shift, s. d.  $|2s\rangle$  und  $|2p\rangle$  energetisch gleich sind). Wenn der Laser genau auf dieser Frequenz einstrahlt und das soll nun der Fall sein, dann wird seine Strahlung durch das Modellsystem absorbiert (siehe Abbildung 2.3 links). Wir werden nun durch eine einfache Manipulation (ein zweites Feld) dafür sorgen, dass das System diese Strahlung nicht mehr absorbiert, sondern transparent dafür wird.

Schaltet man aber nun das äußere Feld ein, so werden die beiden entarteten Niveaus aufgespalten. Quantenmechanisch geschieht das durch zwei verschiedene Superpositionen der einzelnen Zustände, die dafür sorgen, dass ein Zustand abgesenkt wird und der andere (symmetrisch dazu) angehoben wird. Lässt man auf dieses neue System nun den Laser mit der selben Frequenz wie vorher einstrahlen, so liegt diese genau zwischen den Niveaus und kann nicht mehr absorbiert werden (im Bild rechts).

Wir haben unser Wasserstoff-System also für eine Strahlung transparent gemacht. Dies funktioniert i.A. (d.h. wenn die Niveaus nicht entartet sind) mit einem zweiten Laser statt dem Gleichstromfeld und wird Elektromagnetisch Induzierte Transparenz (EIT) genannt. In diesem Fall muss die Anzahl der Photonen vom Kopplungslaser größer sein als die Anzahl der Atome im Strahlengang des Lasers im Medium. Wir werden dieses Prinzip jetzt auf unseren Quantenspeicher anwenden.

## 2.2 Quantenspeicher

### 2.2.1 Ausblick

Wir betrachten wieder unser  $\Lambda$ -förmiges Modellsystem:

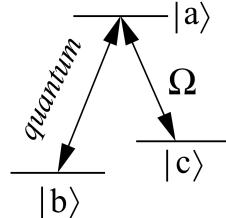


Abbildung 2.4: 3 Niveau System

Wir wissen bereits, dass durch EIT das Medium für die Frequenz  $\omega$  des  $|b\rangle - |a\rangle$ -Übergangs transparent gemacht werden kann. Dazu kommt eine lineare Dispersion, die dazu führt, dass die Gruppengeschwindigkeit von Photonen stark reduziert wird. Da es sich um einen linearen Prozess handelt, bleibt der Quantenzustand erhalten. Somit ist ein Medium mit einer solchen langsamen Gruppengeschwindigkeit bereits ein temporärer Speicher für die eingestrahlten Photonen. Wir werden dann dafür sorgen, dass die Photonen vollständig abgebremst werden und erhalten schließlich unseren Quantenspeicher. Zunächst führen wir dafür eine neue Sorte von Quasiteilchen ein, die sog. Dark-State Polaritons. Dabei handelt es sich um eine Superposition aus den Photonen des Versuchs-Lasers und die durch die Photonen angeregten Spin-Zustände im Atom (Spin-Wellen). Außerdem werden wir den Mischungswinkel zwischen diesen beiden Komponenten einführen, der von (der konstanten Atomdichte und) der Stärke des äußeren Feldes abhängt. Durch eine bestimmte Rotation dieses Winkels, wird es dann möglich sein, aus einem beliebigen Superpositions-Zustand, insbesondere dem reinen Photonen-Zustand, einen reinen Spin-Wellen-Zustand zu erzeugen. Das entspricht dann dem Übertrag der Information des Photons auf ein Atom, d.h. der Speicherung des Photons. Nach einer (noch nicht) beliebigen Speicherzeit, kann man den Winkel zurückdrehen und erhält dann aus dem reinen Spin-Wellen-Zustand wieder einen reinen Photonen-Zustand. Wir haben damit also eine Methode zum Einfang, zur Speicherung und zur Wiederherstellung von Photonen gefunden.

### 2.2.2 Quantenspeicher für Ein-Moden Felder

Wir beginnen unsere Diskussion mit einem einfachen Beispiel:

Betrachte  $N$   $\Lambda$ -förmige Modellsysteme wie in Abbildung 2.4, die, wie zuvor, mit einem Ein-Moden-Quantenfeld der Frequenz  $\omega$  und einem äußeren klassischen Feld  $\Omega$  wechselwirken. Dann wird dieses System durch den Wechselwirkungs-Hamiltonoperator beschrieben:

$$\hat{V} = \hbar g \sum_{i=1}^N \hat{a} \sigma_{ab}^i + \hbar \Omega(t) e^{-i\Delta k z} \sum_{i=1}^N \sigma_{ac}^i + \text{h.a.} \quad (2.1)$$

Dabei ist  $\sigma_{\alpha\beta}^i = |\alpha\rangle_{ii}\langle\beta|$  der Operator des  $i$ -ten Atoms, durch den man ein Atom vom Zustand  $|\beta\rangle$  in den Zustand  $|\alpha\rangle$  anregen kann,  $g$  ist die Kopplungskonstante zwischen den Atomen und dem Quantenfeld (Rabi-Frequenz im Vakuum),  $\hat{a}$  ist der Absteigeoperator für ein Photon des Quantenfeldes, das dazu benötigt wird, die Anregung für den  $|b\rangle - |a\rangle$  Übergang durchzuführen,  $\nu_d$  ist die Frequenz des klassischen Feldes  $\Omega$ .

Notation:  $\sigma_{\alpha\beta} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sigma_{\alpha\beta}^i$ .

Wir wollen zunächst ein Gefühl für den Umgang mit den Atom-Operatoren  $\sigma_{\mu\nu}^i$  bekommen:

- Angenommen, am Anfang sind alle Atome im Grundzustand  $|b\rangle$

$$|\mathbf{b}\rangle = |b_1, b_2, \dots, b_N\rangle$$

- Wendet man nun  $\hat{V}$  an, so haben nur die Operatoren  $\sigma_{ab}^i$  Einfluss, weil alle Atome i im Zustand  $|b\rangle$  vorliegen. Jeder dieser Operatoren in der Summe regt nun ein anderes Atom in den Zustand  $|a\rangle$  an, während alle anderen Atome im Zustand  $|b\rangle$  bleiben. Dazu kommt noch ein Normierungsfaktor:

$$|\mathbf{a}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N |b_1, \dots, a_j, \dots, b_N\rangle$$

- Wendet man auf diesen Zustand den Atom-Operator  $\sigma_{ca} = \sum_{i=1}^N \sigma_{ca}^i$  an, der die Atome im Zustand  $|a\rangle$  in den Zustand  $|c\rangle$  überführt, so landet man im Zustand:

$$|\mathbf{c}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N |b_1, \dots, c_j, \dots, b_N\rangle$$

- Man könnte natürlich auch statt  $\sigma_{ca}^i$  nochmal  $\sigma_{ab}^i$  anwenden:

$$|\mathbf{aa}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2N(N-1)}} \sum_{i \neq j=1}^N |b_1, \dots, a_i, \dots, a_j, \dots, b_N\rangle$$

Jetzt haben wir die Photonen aber noch nicht betrachtet.

- Wenn wir kein Photon gegeben haben, so gibt es nur den Zustand, in dem alle Atome im Grundzustand sind und eben kein Photon vorliegt:  $|\mathbf{b}, 0\rangle$

- Wenn wir ein Photon haben, so gibt es einmal den Zustand, in dem alle Atome im Grundzustand sind und eben das eine Photon vorliegt:  $|\mathbf{b}, 1\rangle$

Und es gibt den Zustand, der durch  $\hat{a}\sigma_{ab}$  entsteht, nämlich dadurch, dass ein Atom durch  $\sigma_{ab}$  aus dem Grundzustand  $|\mathbf{b}\rangle$  in den Zustand  $|\mathbf{a}\rangle$  übergeht und ein Photon aus dem Strahlungsfeld absorbiert wird, d.h. ( $\hat{a}|\mathbf{b}, 1\rangle = |\mathbf{b}, 0\rangle$ ); zusammen ergibt das den Zustand:  $|\mathbf{a}, 0\rangle$

Dieser Zustand kann sich durch Anwenden von  $\sigma_{ca}$  dann noch einmal ändern in:  $|\mathbf{c}, 0\rangle$

Das kann man auch graphisch darstellen:

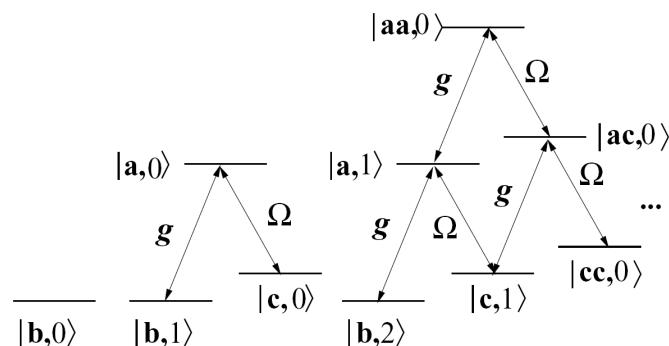


Abbildung 2.5: Kopplung einfacher Zustände

Jetzt betrachten wir interessantere Zustände:

$$|D, n\rangle = \sum_{k=0}^n \sqrt{\frac{n!}{k!(n-k)!}} (-\sin \theta)^k (\cos \theta)^{n-k} |\mathbf{c}^k, n-k\rangle \quad (2.2)$$

$$\tan \theta(t) = \frac{g\sqrt{N}}{\Omega(t)} \quad (2.3)$$

Wendet man den Hamiltonoperator (2.1) auf diese Zustände an, so erhält man 0.

Der Zustand  $|a\rangle$  ist nicht enthalten, s.d. die Zustände immun gegen spontane Emission sind. Deshalb nennen wir diese Zustände **Dark-States**.

Die Existenz dieser Zustände gibt uns eine sehr elegante Möglichkeit, den Übergang zwischen einem reinem Photonen-Zustand und reinem Spin-Wellen-Zustand zu beschreiben.

- Für einen Mischungswinkel von  $\theta = 0$  ist  $\sin(\theta) = 0$  und damit  $|D, n\rangle \propto |\mathbf{b}, n\rangle$
- Für einen Mischungswinkel von  $\theta = \frac{\pi}{2}$  ist  $\cos(\theta) = 0$  und damit  $|D, n\rangle \propto |\mathbf{c}^n, 0\rangle$

Durch eine Rotation des Winkels von 0 auf  $\frac{\pi}{2}$  erhält man also aus einem reinen Photonen-Zustand einen reinen Spin-Wellen-Zustand. Einen Winkel von  $\frac{\pi}{2}$  erreicht man durch  $\Omega = 0$ , d.h. durch Abschalten des äußeren Feldes kann man ein Photon speichern.

## 2.3 Quantenmechanisches Modell für beliebige Felder

Wir werden nun das Beispiel aus dem letzten Abschnitt verallgemeinern. Dazu betrachten wir wieder unser  $\Lambda$ -förmiges Modellsystem mit dem Grundzustand  $|b\rangle$ , dem spontan zerfallenden Zustand  $|a\rangle$  und einem weiteren Zustand  $|c\rangle$ . Wir haben ein Quantenfeld, gegeben durch die elektrische Komponente  $\hat{E}^{(+)}$  und eine Frequenz  $\nu$ , das die Zustände  $|b\rangle$  und  $|a\rangle$  koppelt, sowie ein klassisches Feld  $\Omega$  mit Frequenz  $\nu_d$ , das  $|c\rangle$  und  $|a\rangle$  koppelt.

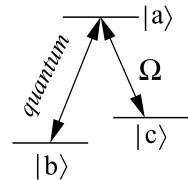


Abbildung 2.6: 3 Niveau System

Der Hamiltonoperator ist:

$$\hat{V} = -\wp \sum_j \left( \hat{\sigma}_{ab}^j(t) \hat{E}^{(+)}(z_j, t) + h.a. \right) - \hbar \sum_j \left( \hat{\sigma}_{ac}^j(t) \Omega(z_j, t) e^{i(k_d^\parallel z_j - \nu_d t)} + h.a. \right)$$

Dabei ist  $\wp$  das Diplomatrixelement zwischen den Zuständen  $|a\rangle$  und  $|b\rangle$ ,  $\hat{\sigma}_{\alpha\beta}^j \equiv |\alpha_j\rangle\langle\beta_j|$  ist wieder der Atom-Operator, der den Zustand  $|\beta\rangle$  in den Zustand  $|\alpha\rangle$  überführt,  $z_j$  ist die Position des  $j$ -ten Atoms,  $k_d^\parallel = \vec{k}_d \cdot \vec{e}_z = \frac{\nu_d}{c} \cos \vartheta = k_d \cos \vartheta$  ist die Projektion des Wellenvektors des Kontrollfeldes in Richtung des Quantenfeldes.

Wir spalten die sich schnell ändernden Größen ab und erhalten so langsam veränderliche Größen:

$$\begin{aligned} \hat{E}^{(+)}(z, t) &= \sqrt{\frac{\hbar\nu}{2\varepsilon_0 V}} \hat{\mathcal{E}}(z, t) e^{i\frac{\nu}{c}(z-ct)} \\ \hat{\sigma}_{\mu\nu}^j(t) &= \tilde{\sigma}_{\mu\nu}^j(t) e^{-i\frac{\omega_{\mu\nu}}{c}(z-ct)} \end{aligned}$$

Mit diesen neuen Größen  $\hat{\mathcal{E}}$  und  $\tilde{\sigma}$ , der Kopplungskonstanten  $g = \wp \sqrt{\frac{\nu}{2\hbar\epsilon_0 V}}$ , dem Wechselwirkungsvolumen  $V$  und  $\Delta k = k_d^\parallel - k_d = \frac{\nu_d}{c} (\cos(\vartheta - 1))$  wird  $\hat{V}$  zu:

$$\hat{V} = -\hbar g \sum_j \left( \tilde{\sigma}_{ab}^j(t) \hat{\mathcal{E}}(z_j, t) + h.a. \right) - \hbar \sum_j \left( \tilde{\sigma}_{ac}^j(t) \Omega(z_j, t) e^{i \Delta k z_j} + h.a. \right)$$

Wenn sich die Amplituden auf einem Intervall  $\Delta z$  mit  $N_z \gg 1$  Atomen nur sehr wenig ändern, so können wir in jedem dieser Intervalle die Größe  $\tilde{\sigma}_{\mu\nu}(z, t) = \frac{1}{N_z} \sum_{z_j \in N_z} \tilde{\sigma}_{\mu\nu}^j(t)$  - d.h. einen gemittelten Atom-Operator - einführen und die Summe durch ein Integral nähern:  $\sum_{j=1}^N \rightarrow \frac{N}{L} \int dz$ , wobei  $N$  die Anzahl der Atome und  $L$  die Länge des Wechselwirkungsgebietes ist. Damit erhalten wir die kontinuierliche Form des Hamiltonoperators:

$$\hat{V} = -\frac{\hbar N}{L} \int dz \left( \tilde{\sigma}_{ab}(z, t) g \hat{\mathcal{E}}(z, t) + \tilde{\sigma}_{ac}(z, t) \Omega(z, t) e^{i \Delta k z} + h.a. \right)$$

Für den Operator des Quantenfeldes  $\hat{\mathcal{E}}$  gilt:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{\mathcal{E}}(z, t) = igN \tilde{\sigma}_{ba}(z, t) \quad (2.4)$$

Für die Zeitentwicklung der Atom-Operatoren gelten die sog. Heisenberg-Langevin Gleichungen; u. a. :

$$\dot{\tilde{\sigma}}_{ba} = -\gamma_{ba} \tilde{\sigma}_{ba} + ig \hat{\mathcal{E}} \left( \tilde{\sigma}_{bb} - \tilde{\sigma}_{aa} \right) + i\Omega e^{i \Delta k z} \tilde{\sigma}_{bc} + F_{ba} \quad (2.5)$$

$$\dot{\tilde{\sigma}}_{bc} = i\Omega^* e^{-i \Delta k z} \tilde{\sigma}_{ba} - ig \hat{\mathcal{E}} \tilde{\sigma}_{ac} \quad (2.6)$$

Dabei ist  $\gamma_{ab}$  die Zerfallsrate von  $\tilde{\sigma}_{ab}$  und  $F_{ab}$  beschreibt das Rauschen.

Um das System aus den Gleichungen (2.4, 2.5 und 2.6) zu lösen, müssen wir einige Näherungen machen. Die Qualität dieser Näherungen werden wir später untersuchen.

### 2.3.1 Low-Intensity Näherung

Unter der Low-Intensity Näherung verstehen wir die Annahme, dass die Anzahl der Photonen im Quantenfeld viel kleiner als die Anzahl der Atome ist und dass die Rabi-Frequenz des Quantenfeldes kleiner als die des äußeren Feldes ist; daher auch der Name: low intensity.

Wir führen eine Störungsrechnung in  $\hat{\mathcal{E}}$  bis zur 1. Ordnung durch und finden:

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{aa} &= 0, \quad \tilde{\sigma}_{bb} = 1, \quad \tilde{\sigma}_{cc} = 0 \\ \tilde{\sigma}_{ba} &= -\frac{i}{\Omega^*} e^{i \Delta k z} \frac{\partial}{\partial t} \tilde{\sigma}_{bc} \end{aligned}$$

Damit wird (2.4) zu:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{\mathcal{E}}(z, t) = \frac{gN}{\Omega^*} e^{i \Delta k z} \frac{\partial}{\partial t} \tilde{\sigma}_{bc} \quad (2.7)$$

Und (2.5) kann man nach  $\tilde{\sigma}_{bc}$  auflösen:

$$\tilde{\sigma}_{bc} = -\frac{g \hat{\mathcal{E}}}{\Omega} e^{-i \Delta k z} - \frac{i}{\Omega} \left( \frac{\partial}{\partial t} + \gamma_{ba} \right) \left( -\frac{i}{\Omega^*} \frac{\partial}{\partial t} \tilde{\sigma}_{bc} \right) + \frac{i}{\Omega} e^{-i \Delta k z} F_{ba} \quad (2.8)$$

Da diese Gleichungen immer noch nicht lösbar sind, nähern wir weiter:

### 2.3.2 Adiabatische Näherung

Eine adiabatische Näherung geht immer davon aus, dass etwas langsam geschieht. In unserem Fall soll  $\Omega$  sich nur langsam ändern. Dann kann man die Zeitskala normieren, d.h. eine Größe  $\tilde{t} = \frac{t}{T}$  einführen. Es gilt:  $\frac{\partial}{\partial t} = \frac{1}{T} \frac{\partial}{\partial \tilde{t}}$  und wir können Gleichung (2.8) in Potenzen von  $\frac{1}{T}$  darstellen. Für langsame Änderungen ist dieses  $T$  sehr groß und  $\frac{1}{T}$  sehr klein, s. d. die 0-te Ordnung bereits eine gute Näherung ist:

$$\tilde{\sigma}_{bc} = -g \frac{\hat{\mathcal{E}}}{\Omega} e^{-i\Delta k z} \quad (2.9)$$

Damit können wir auch die Bewegungsgleichung für das Quantenfeld (2.7) vereinfachen:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{\mathcal{E}}(z, t) = -\frac{g^2 N}{\Omega^*} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\hat{\mathcal{E}}(z, t)}{\Omega(t)} \quad (2.10)$$

### 2.3.3 Slow-Light

In diesem Abschnitt wollen wir einen Sonderfall behandeln: Angenommen, das äußere Feld sei zeitlich konstant, d.h.  $\Omega(z, t) = \Omega(z)$ . Dann ist auf der rechten Seite von Gleichung (2.10) nur noch  $\hat{\mathcal{E}}$  zeitabhängig und kann auf die andere Seite gebracht werden:

$$\left( \left[ 1 + \frac{g^2 N}{|\Omega|^2} \right] \frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{\mathcal{E}}(z, t) = 0$$

Und man kann es auf die bekannte Form  $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial z}{\partial t} \frac{\partial}{\partial z}$  bringen:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + v_g \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{\mathcal{E}}(z, t) = 0 \quad \text{mit } v_g = \frac{c}{1 + \frac{g^2 N}{|\Omega|^2}}$$

Für ein zeitlich konstantes  $\Omega \neq 0$  bleibt die Gruppengeschwindigkeit konstant und ungleich 0. Sie kann allerdings sehr klein gewählt werden, s.d. der Puls lange im Medium gespeichert bleibt. Die Speicherzeit wird dann hauptsächlich durch Abweichungen von der adiabatischen Näherung (siehe Kapitel 2.3.2) bestimmt. Außerdem folgt aus der Gleichung, dass sich das Profil des Pulses zeitlich nicht ändert, insbesondere also, dass aus dem Photon keine Spin-Welle wird [8]. Wir werden also nun zeitlich veränderliche äußere Felder betrachten, um den gewünschten Quantenspeicher zu realisieren.

## 2.4 Dark-State Polaritons

Sei also ein zeitabhängiges, aber räumlich homogenes und reelles äußeres Feld  $\Omega(t)$  gegeben. Dann führen wir neue Felder  $\Psi(z, t)$  und  $\Phi(z, t)$  als Superposition des Quantenfeldes  $\hat{\mathcal{E}}(z, t)$  und des äußeren Kontrollfeldes  $\tilde{\sigma}(z, t)$  ein:

$$\begin{aligned} \hat{\Psi} &= \cos \theta(t) \hat{\mathcal{E}}(z, t) - \sin \theta(t) \sqrt{N} \tilde{\sigma}_{bc}(z, t) e^{i\Delta k z} \\ \hat{\Phi} &= \sin \theta(t) \hat{\mathcal{E}}(z, t) + \cos \theta(t) \sqrt{N} \tilde{\sigma}_{bc}(z, t) e^{i\Delta k z} \end{aligned}$$

Der Winkel  $\theta$  ist weiterhin gegeben durch Gleichung (2.3):  $\tan^2 \theta(t) = \frac{g^2 N}{\Omega(t)^2}$

Wir führen eine Zerlegung in ebene Wellen durch, d.h.  $\hat{\Psi}(z, t) = \sum_k \hat{\Psi}_k(t) e^{ikz}$ ,  $\hat{\Phi}(z, t) = \sum_k \hat{\Phi}_k(t) e^{ikz}$ , und finden in linearer Näherung:

$$[\hat{\Psi}_k, \hat{\Psi}_{k'}^+] \approx [\hat{\Phi}_k, \hat{\Phi}_{k'}^+] \approx \delta_{k,k'} \quad [\hat{\Psi}_k, \hat{\Phi}_{k'}^+] \approx 0$$

Das sind die von Bosonen bekannten Kommutatorregeln. Wir können unsere beiden neuen Felder also mit bosonischen Quasiteilchen identifizieren. Wir nennen sie **Polaritons**.

Die von den  $\hat{\Psi}_k^\dagger$  erzeugten Zustände  $|D_k, n\rangle = \frac{1}{\sqrt{n!}} (\hat{\Psi}_k^\dagger)^n |b_1, \dots, b_N\rangle |0\rangle$  entsprechen den bereits aus Kapitel 2.2.2 bekannten Dark-States:  $|D, n\rangle$  (siehe Gleichung (2.2)). Analog dazu repräsentieren die  $b_i$  auch hier die Atome im Grundzustand  $|b\rangle$  und die  $|0\rangle$  ist wieder das Strahlungsfeld mit 0 Photonen. Ebenso gilt auch hier:  $\hat{V}|D_k, n\rangle = 0$ . Auch der Zustand  $|a\rangle$  ist hier nicht enthalten, s.d. die Zustände immun gegen spontane Emission sind.

Wir nennen diese Zustände deshalb **Dark-State Polaritons**

In diesen neuen Variablen wird die Bewegungsgleichung (2.7) in Low-Intensity Näherung zu:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + c \cos^2 \theta \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{\Psi} = -\dot{\theta} \hat{\Phi} - \sin \theta \cos \theta c \frac{\partial}{\partial z} \hat{\Phi} \quad (2.11)$$

Mit Gleichung (2.8) erhält man außerdem:

$$\hat{\Phi} = \frac{\sin \theta}{g^2 N} \left( \frac{\partial}{\partial t} + \gamma_{ba} \right) \left( \tan \theta \frac{\partial}{\partial t} \right) \left( \sin \theta \hat{\Psi} - \cos \theta \hat{\Phi} \right) + i \frac{\sin \theta}{g} F_{ba} \quad (2.12)$$

Neben der Low-Intensity Näherung führen wir analog zu Kapitel 2.3.2 eine Adiabatische Näherung durch und finden damit:  $\hat{\Phi} \approx 0$ . Damit vereinfacht sich die Bewegungsgleichung zu:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + c \cos^2 \theta \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{\Psi}(z, t) = 0 \quad (2.13)$$

Dies ist die Bewegungsgleichung eines Quasiteilchens  $\hat{\Psi}$  mit zeitabhängiger Gruppengeschwindigkeit  $v_g = c \cos^2 \theta(t)$  im Gegensatz zu einer konstanten Geschwindigkeit, wie wir sie in Kapitel 2.3.3 bei konstantem äußeren Feld hatten. Wir werden nun zeigen, dass in unserem jetzigen Fall ein Transfer von einem reinen Photonenzustand zu einem reinen Spin-Wellen-Zustand möglich ist.

Man kann mit  $\hat{\Phi} \approx 0$  auch leicht nachrechnen, dass gilt:

$$\hat{\mathcal{E}}(z, t) = \cos \theta(t) \hat{\Psi}(z, t) \quad (2.14)$$

$$\sqrt{N} \tilde{\sigma}_{bc} = -\sin \theta(t) \hat{\Psi}(z, t) e^{-i \Delta k z} \quad (2.15)$$

Wir erinnern uns nun daran, dass  $\tan \theta(t) = \frac{g \sqrt{N}}{\Omega(t)}$  ist. Dann gilt für

- $\Omega \gg g \sqrt{N}$ :

$$\tan \theta = 0 \Rightarrow \theta = 0 \Rightarrow \sin \theta = 0, \cos \theta = 1, v_g = c$$

und damit  $\hat{\Psi}(z, t) = \hat{\mathcal{E}}(z, t)$ , d.h. das Polariton hat rein photonischen Charakter.

- $\Omega \ll g \sqrt{N}$ :

$$\tan \theta = \text{inf} \Rightarrow \theta = \pi/2 \Rightarrow \sin \theta = 1, \cos \theta = 0, v_g = 0$$

und damit  $\hat{\Psi}(z, t) = -\sqrt{N} \tilde{\sigma}_{bc}(z, t) e^{i \Delta k z}$ , d.h. das Polariton hat reinen Spin-Wellen Charakter.

Wie im Fall der Ein-Moden Felder am Ende von Kapitel 2.2.2 können wir auch im Fall allgemeiner Felder einen Übergang zwischen Photonen und Spin-Wellen durch Rotation des Mischungswinkels  $\theta$  von 0 auf  $\pi/2$  erreichen. Dadurch haben wir die Möglichkeit durch Variation eines äußeren Feldes, Photonen in Atomen als Spin-Anregungen zu speichern. Durch Zurückdrehen des Mischungswinkels lässt sich das Photon auch wieder erzeugen.

Da Gleichung (2.13) eine sehr einfache lineare Form hat, sieht man leicht, dass gilt:

$$\hat{\Psi}(z, t) = \hat{\Psi} \left( z - c \int_0^t d\tau \cos^2 \theta(\tau), 0 \right) \quad (2.16)$$

Das bedeutet, dass sich die räumliche Form des Polaritons nicht mit der Zeit ändert, weil es zu beliebiger Raumzeit allein durch einen Ort zu Zeit  $t = 0$  dargestellt werden kann. Somit bleibt auch der Quantenzustand erhalten.

Den kompletten Speicherungsprozess veranschaulicht die folgende Abbildung:

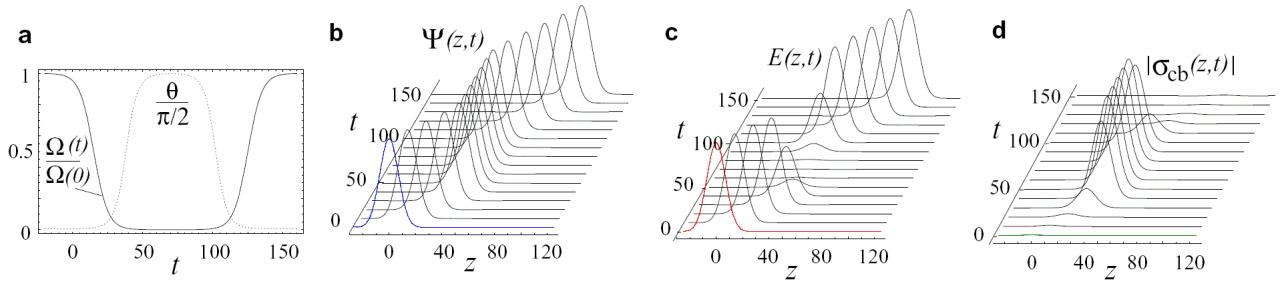


Abbildung 2.7: a) Winkel (gestrichelt) und äußeres Feld (durchgezogene Linie) b) Dark-State Polariton  
c) Photonen-Anteil d) Spin-Wellen-Anteil

Wir sehen Folgendes:

Der Verlauf des Feldes und damit des Winkels ist in (a) dargestellt. Zu Beginn ist das Feld eingeschaltet mit Wert  $\Omega(0) \gg g\sqrt{N}$ , wird dann abgeschaltet und nach einiger Zeit wieder eingeschaltet. Nach  $\tan \theta(t) = \frac{g\sqrt{N}}{\Omega(t)}$  ist der Winkel am Anfang sehr klein, wird dann mit sinkendem Feld größer, erreicht bei abgeschaltetem Feld den Wert  $\pi/2$  und fällt beim Wiedereinschalten des Feldes auch wieder ab.

Bei starkem äußeren Feld, der Startkonfiguration bei  $t = 0$ , bunt dargestellt, ist das Medium, dank EIT, transparent und ein Photon (rot; in (c) die Kurve bei  $t = 0$ ) des Versuchs-Lasers kann einlaufen. Der Quantenzustand des Dark-State Polaritons zu Beginn (blau; in (b) die Kurve bei  $t = 0$ ) ist also durch dieses Photon gegeben. Spin-Wellen (grün; unterste Linie in (d)) sind nicht angeregt.

Nun ändert sich das Feld und damit der Winkel. Doch nach Gleichung (2.16) bleibt die Form des Polaritons zu allen Zeiten erhalten. Nur der Ort des Polaritons kann sich ändern. Das tut er auch. Wie man in (b) erkennen kann, bewegt es sich am Anfang mit der Zeit, bleibt dann aber plötzlich zur Zeit  $t = 50$  an einer Stelle  $z = 40$  stehen und bewegt sich erst ab  $t = 100$  wieder weiter mit der Zeit. Eine Erklärung findet man in den übrigen drei Bildern.

Durch Vergrößerung des Winkels zu Beginn sinkt nach Gleichung (2.14) der Photonen-Anteil im Polariton, wie man in (c) kurz vor  $t = 50$  erkennt. Dabei nimmt der Spin-Wellen-Anteil nach Gleichung (2.15) zu; siehe Abbildung (d). Zur Zeit  $t = 50$  ist das Feld abgeschaltet, der Photonen-Anteil im Polariton ist auf 0 gesunken und der Spin-Wellen-Anteil ist maximal. Das Photon ist zu einer Spin-Anregung geworden, die sich natürlich nicht bewegen kann. Es ist gespeichert. Nach 50 Zeiteinheiten wird das Feld wieder eingeschaltet, der Prozess läuft rückwärts ab und das Photon wird wieder emittiert.

## 2.4.1 Diskussion der Näherungen und möglicher Probleme

Wir werden nun zeigen, dass unsere Näherungen alle gerechtfertigt waren und auf wenige Bedingungen für eine Realisierung zurückgeführt werden können:

- Die Anzahl der Photonen im Quantenfeld muss viel kleiner als die Anzahl der Atome sein
- Das äußere Feld muss hinreichend langsam (adiabatisch) variiert werden
- Das Photon muss zu Beginn innerhalb des Frequenzfensters des EIT-Mediums liegen:  
 $\Delta\omega_p(0) \ll \Delta\omega_{tr}(0)$
- “Zwei-Photonen Anregung“ und “gekühlte Atome“, um den Doppler-Effekt zu minimieren

**Größe des Frequenzfensters für EIT** Wir haben in Kapitel 2.1 gesehen, dass durch EIT ein kleines Frequenzfenster  $\Delta\omega_{tr}$  erzeugt wird, in dem die Strahlung des Versuchs-Lasers schwächer als gewöhnlich absorbiert wird. Dieses Fenster wird mit sinkender Gruppengeschwindigkeit, also mit schwächer werdendem Feld, jedoch immer kleiner. Es gilt:

$$\Delta\omega_{tr}(t) = \frac{\cot^2 \theta(t)}{\cot^2 \theta(0)} \Delta\omega_{tr}(0)$$

Der Puls muss aber zu allen Zeiten, insbesondere also auch für die mit verschwindender Gruppengeschwindigkeit, also abgeschaltetem Feld, innerhalb dieses Fensters bleiben, um nicht absorbiert (d.h. zerstört) zu werden. Wenn das Fenster schmäler wird, wäre es also wünschenswert, dass auch der Puls schmäler wird. Aus den Gleichungen (2.14) und (2.16) folgt:

$$\hat{\mathcal{E}}(z, t) = \frac{\cos \theta(t)}{\cos \theta(0)} \hat{\mathcal{E}} \left( z - c \int_0^t d\tau \cos^2 \theta(\tau), 0 \right)$$

Damit lässt sich das Spektrum für langsam veränderliche  $\theta$  (adiabatische Näherung) des Photons ausrechnen:

$$S(z, \omega) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{-i\omega\tau} \left\langle \hat{\mathcal{E}}^\dagger(z, t) \hat{\mathcal{E}}(z, t - \tau) \right\rangle = \frac{\cos^2 \theta(t)}{\cos^2 \theta(0)} S \left( 0, \frac{\omega}{\cos^2 \theta(t)} \right)$$

Und man erhält für die spektrale Breite des Photons:

$$\Delta\omega_p(t) \approx \frac{\cos^2 \theta(t)}{\cos^2 \theta(0)} \Delta\omega_p(0)$$

Die nimmt also auch mit der sinkender Gruppengeschwindigkeit ab. Entscheidend ist das Verhältnis:

$$\frac{\Delta\omega_p(t)}{\Delta\omega_{tr}(t)} = \frac{\sin^2 \theta(t)}{\sin^2 \theta(0)} \frac{\Delta\omega_p(0)}{\Delta\omega_{tr}(0)}$$

Es muss kleiner als 1 sein, damit die Breite des Photons kleiner als die Breite des Transparenzfensters ist. Da  $\theta(t)$  sich auf Grund der adiabatischen Näherung nur langsam ändern darf, ist der Vorfaktor  $\sin^2 \theta(t) / \sin^2 \theta(0)$  ungefähr 1. Somit kann die Bedingung für alle Zeiten dadurch erfüllt werden, dass sie zur Startzeit gilt, d.h. wir erhalten als Voraussetzung für die Realisierung des Quantenspeichers:

$$\Delta\omega_p(0) \ll \Delta\omega_{tr}(0) \tag{2.17}$$

Also muss der Puls zu Beginn ’frequenz-mäßig’ schmal sein. Dies lässt sich dadurch realisieren, dass man den Puls ’zeitlich’ lang macht. Dann muss man aber aufpassen, dass der Puls noch ins Medium passt.

**Grenzflächeneffekte** An den Grenzflächen des EIT-Mediums kommt es zu

1. Reflexionen an der Oberfläche des Mediums und
2. einer Änderung der Gruppengeschwindigkeit beim Eintritt ins Medium

**ad (1)** Der Brechungsindex des EIT-Mediums ist genau 1 bei der Resonanz und ungefähr 1 innerhalb des Frequenzfensters, s.d. in allen relevanten Bereichen Reflexionen vernachlässigt werden können.

**ad (2)** Da die Gruppengeschwindigkeit im Medium kleiner ist als die Gruppengeschwindigkeit außerhalb, wird der Puls beim Eintritt ins Medium räumlich zusammengedrückt ( $\Delta l = v_g/c\Delta l_0$ ). Dadurch passen dann auch die langen Pulse ins Medium, die ja für das schmale Frequenzfenster benötigt werden.

**Low-Intensity Näherung** Die Low-Intensity Näherung setzt voraus, dass die Anzahl der Photonen im Quantenfeld klein gegen die Anzahl der Atome ist, und dass die Rabi-Frequenz des Kontrollfeldes groß gegen die Rabi-Frequenz des Quantenfeldes ist. Während die Bedingung mit der Anzahl der Photonen leicht realisiert werden kann, muss die Bedingung an die Rabi-Frequenz für das Abschalten des Kontrollfeldes nachgeprüft werden. Man findet, dass das Verhältnis von Quantenfeld zu Kontrollfeld proportional zur Besetzung von Zustand  $|c\rangle$  ist:  $\frac{g^2 N}{|\Omega|^2} \propto \langle \hat{\sigma}_{cc} \rangle$ . Das heißt aber gerade, dass die Rabi-Frequenz des Kontrollfeldes genau dann groß gegen die des Quantenfeldes ist, wenn es viel mehr Atome als Photonen im Quantenfeld gibt und die Atome im Grundzustand starten, weil dann überhaupt nicht genug Photonen vorhanden sind, um eine große Zahl Atome in den Zustand  $|c\rangle$  anzuregen. Und das heißt, dass die Low-Intensity Näherung bereits durch eine Bedingungen gerechtfertigt werden kann.

**Adiabatische Näherung** Wenn wir statt der strikten adiabatischen Näherung (siehe Kapitel 2.3.2), in der  $\Phi = 0$  ist noch eine weitere Ordnung in  $1/T$  mitnehmen, so erhalten wir Korrekturfaktoren. Diese führen zu:

- nicht-adiabatischer Anregung, gefolgt von spontaner Emission
- Korrekturfaktoren für die Gruppengeschwindigkeit
- Puls-Verbreiterung

Man kann jedoch zeigen, dass alle Korrekturfaktoren vernachlässigbar sind, wenn das Puls-Spektrum innerhalb des Transmissionsfensters des EIT-Mediums liegt [8]:  $\Delta\omega_p(0) \ll \Delta\omega_{tr}(0)$

Auch diese Bedingung ist uns bereits bekannt und kann für optisch dichte Medien realisiert werden.

**Bewegung der Atome** Wenn sich die Atome im Ensemble bewegen, können sie aus dem Strahlengang herauslaufen und der gespeicherte Zustand geht verloren. Außerdem kommt es zum Doppler-Effekt, der die Energieniveaus verschiebt und dadurch das Absorptionsverhalten des Ensembles unter EIT-Bedingungen verändert. Die Bewegung kann man durch Verwenden “gekühlter Atome“ behindern. Um keine Bewegung durch Photonenimpuls anzuregen, kann man zwei Photonen-Anregung benutzen, s.d. sich der Gesamtimpuls zu 0 addiert. Bei dieser Anordnung gibt es kaum Dopplereffekt.

# 3 Experimentelle Resultate

## 3.1 Versuchsanordnung

In Abbildung 3.1 ist der Versuchsaufbau dargestellt:

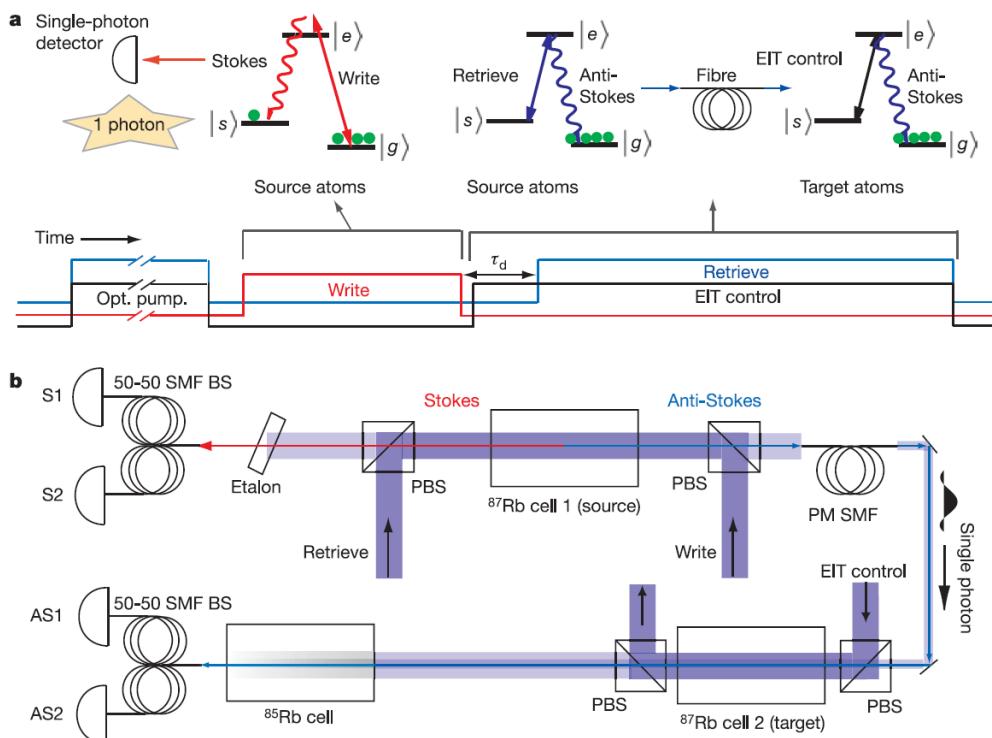


Abbildung 3.1: a) Versuch - schematisch b) Versuchsaufbau

Wir betrachten dazu, wie immer, unser  $\Lambda$ -förmiges System mit 3 Niveaus. Alle  $N$  Atome der Quelle (source atoms) befinden sich zu Beginn im Grundzustand  $|g\rangle$ .

Dann wird der Write-Laser eingestrahlt. Er bringt mit Raman-Streuung (siehe Kapitel ??) Atome in angeregte Spin-Zustände  $|s\rangle$  (Spin-Wellen) und erzeugt Stokes-Photonen. Diese Stokes-Photonen kann man mit einem Detektor nachweisen und weiss dann, dass eine Spin-Anregung vorliegt.

Nach der Detektion des Photons wird  $\tau_d$  Sekunden gewartet und dann wird der Retrieve-Laser eingeschaltet. Der erzeugt, auch mit Raman-Streuung, einen Anti-Stokes Puls und bringt die Atome wieder zurück in den Grundzustand. Die Richtung dieser Photonen ist genau entgegengesetzt zu der der zugehörigen Stokes-Photonen, d.h. dass in entgegengesetzte Richtung zum Detektor, der ein Stokes-Photon detektiert hat, sicher auch ein Anti-Stokes-Photon erzeugt wird. Die Frequenz unterscheidet sich genau um die des  $|g\rangle - |s\rangle$  Übergangs.

Dieser Anti-Stokes Puls wird über ein Glasfaserkabel auf ein atomares Ensemble (target atoms) geleitet, das mit Hilfe eines weiteren Lasers (EIT control) durch EIT für die Anti-Stokes-Photonen transparent gemacht werden kann. Dahinter ist ein weiteres Atom-Ensemble plaziert, dass die Strahlung des EIT-Lasers absorbiert, damit diese nicht detektiert wird.

## 3.2 Ergebnisse

Zunächst werden Messungen ohne das target Ensemble durchgeführt, um sicherzustellen, dass eine Ein-Photonen Quelle vorhanden ist. Dazu wird die Fluktuation der Photonenzahl im Anti-Stokes Puls unter der Bedingung, dass ein Stokes-Photon detektiert wurde (kurz:  $g^{(2)}(AS|n_s = 1)$ ) in Abhängigkeit von der Detektions-Wahrscheinlichkeit für Stokes-Photonen  $p\eta_s$  gemessen, deren Anzahl ja der Anzahl der Spin-Anregungen entspricht. Dabei ist  $\eta_s$  die Transmission des Stokes Kanals und  $p$  die Raman-Anregungswahrscheinlichkeit. Dieser Parameter  $g^{(2)}(AS|n_s = 1)$  ist für ideale Ein-Photonen Quellen 0, für klassische Zustände 1. Wenn man einen Wert kleiner als 1 erhält, kann man davon ausgehen, eine gute Ein-Photonen Quelle realisiert zu haben.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.2 dargestellt:

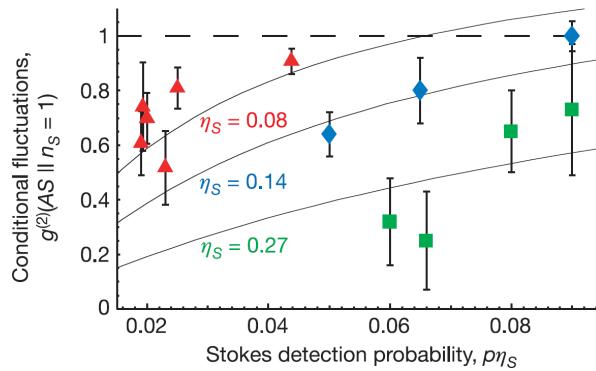


Abbildung 3.2: Photonenzahl Fluktuation

Es konnte also eine ausreichend gute Quelle erzeugt werden.

Nun zum eigentlichen Experiment:

Ein Stokes Photon trifft auf die target Atome. Ohne EIT, also ohne äußeres Feld, würde es absorbiert und der Quantenzustand zerstört. Mit EIT-Laser kann das Photon in das Medium eindringen (natürlich nur innerhalb des Frequenzfensters). Wie im Theorieteil begründet können wir es durch ein Dark-State Polariton, d.h. eine Superposition von Photon und Spin-Welle, beschreiben. Die Gruppengeschwindigkeit ist kleiner als die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Dieser Effekt ist sogar recht groß, wie Abbildung 3.3 zeigt:

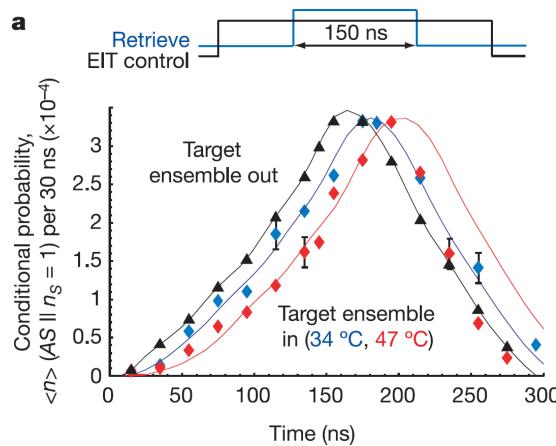


Abbildung 3.3: Puls ohne target Atome (schwarz) bzw. mit target Atomen und EIT (bunt)

In der Abbildung ist Photonenzahl im Anti-Stokes-Puls unter der Bedingung, dass ein Stokes-Puls registriert wurde, gegen die Zeit aufgetragen. Mit anderen Worten: Wir sehen einen Puls. Ohne Medium liegt der Pik (schwarz) deutlich weiter links ( $t \approx 165\text{ns}$ ) als mit Medium (rot: bei einer Temperatur von  $47^\circ\text{C}$  liegt er bei  $t \approx 205\text{ns}$ ). Diese Verzögerung von  $40\text{ns}$  entspricht einer Geschwindigkeit im Medium von ca.  $10^3\text{km/s}$ . Das ist fast 300 mal langsamer als die Vakuumlichtgeschwindigkeit.

Durch Abschalten des äußeren Feldes kann man den Puls sogar stoppen und durch anschließendes Einschalten des Feldes auch wieder herstellen. Dies zeigt die folgende Abbildung:

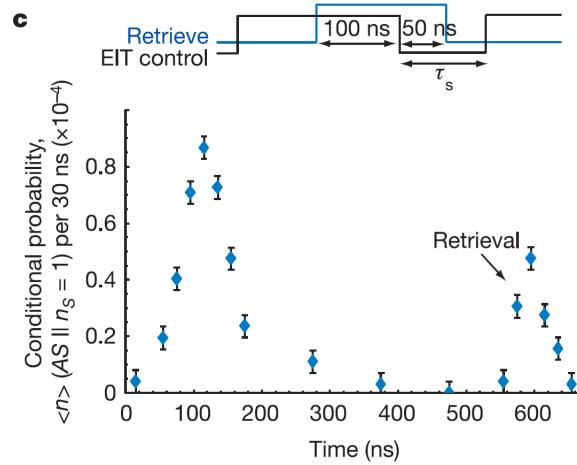


Abbildung 3.4: gestoppter und nach  $0,5\mu\text{s}$  wiederhergestellter Puls

Wichtig bei der Durchführung dieses Versuchs ist, dass man im Frequenzfenster des EIT-Mediums ist.

Wichtig für uns ist, dass der Versuch durchgeführt wurde und zeigt, dass die theoretischen Konzepte: Erzeugen, Transmittieren, Verlangsamen, Stoppen, Speichern und Wiederherstellen eines Ein-Photonen-Pulses praktisch realisierbar sind.

# Literatur

- [1] BERGMANN, K., THEUER, H., AND SHORE, B. W. Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules. *Reviews of Modern Physics*, 70, 3 (July 1998), 1003 – 1025.
- [2] CHANELIÈRE, T., MATSUKEVICH, D. N., JENKINS, S. D., LAN, S. Y., KENNEDY, T. A. B., AND KUZMICH, A. Storage and retrieval of single photons transmitted between remote quantum memories. *Nature* 438 (Dec. 2005), 833 – 836.
- [3] EISAMAN, M. D., ANDRÉ, A., MASSOU, F., FLEISCHHAUER, M., ZIBROV, A. S., AND LUKIN, M. D. Electromagnetically Induced Transparency with tunable single-photon pulses. *Nature* 438 (Dec. 2005), 837 – 841.
- [4] EISAMAN, M. D., ANDRÉ, A., MASSOU, F., FLEISCHHAUER, M., ZIBROV, A. S., AND LUKIN, M. D. Electromagnetically Induced Transparency: Towards Quantum Control of Single Photons. *OPN* 438 (Jan. 2006), 822 – 827.
- [5] FLEISCHHAUER, M. Vorlesung zur Quanteninformation. *TU Kaiserslautern* (Sommersemester 2006).
- [6] FLEISCHHAUER, M., IMAMOGLU, A., AND MARANGOS, J. P. Electromagnetically Induced Transparency: Optics in Coherent Media. *Reviews Modern Physics* 77, 2 (June 2004), 633 – 673.
- [7] FLEISCHHAUER, M., AND LUKIN, M. D. Dark-State Polaritons in Electromagnetically Induced Transparency. *Physical Review Letters* 84, 22 (May 2000), 5094 – 5097.
- [8] FLEISCHHAUER, M., AND LUKIN, M. D. Quantum memory for photons: Dark-state polaritons. *Physical Review A* 65, 022314 (Jan. 2002), 1 – 12.
- [9] HARRIS, S. E. Electromagnetically induced transparency. *Physics Today* 50, 7 (July 1997), 36 – 42.
- [10] LUKIN, M. D., YELIN, S. F., AND FLEISCHHAUER, M. Entanglement of Atomic Ensembles by Trapping Correlated Photon States. *Physical Review Letters* 84, 18 (May 2000), 4232 – 4235.