

Optisch gepumpte Magnetometer mit reduzierter Spin-Austausch-Relaxation im Erdmagnetfeld



Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät der
Friedrich-Schiller-Universität Jena



von Theo Scholtes

geboren am 23. Dezember 1986 in Saalfeld/Saale

Gutachter

1: Prof. Dr. Hans-Georg Meyer (Leibniz-Institut für Photonische Technologien Jena)

2: Prof. Dr. Antoine Weis (Universität Freiburg, Kanton Freiburg, Schweiz)

3: Prof. Dr. Jens Haueisen (Technische Universität Ilmenau)

Tag der Disputation: 26. November 2015

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Einführung in die (optische) Magnetometrie	1
1.2	Historischer Abriss der optischen Magnetometrie	4
1.3	Miniaturisierte optisch gepumpte Magnetometer am IPHT	5
1.4	Motivation und Gliederung der Arbeit	7
2	Theoretische Grundlagen	9
2.1	Alkalimetalle in der optischen Magnetometrie	9
2.2	Das Cäsium-Atom und seine D_1 -Linie	10
2.3	Verbreiterungsmechanismen von Spektrallinien	12
2.4	Optisches Pumpen	13
2.5	Relaxationsmechanismen angeregter Zustände	16
2.6	Wechselwirkung mit dem Magnetfeld	17
2.7	B_1 -Feld, Doppelresonanz und M_x -Magnetometer	18
2.8	Magnetfeldempfindlichkeit	20
2.9	Relaxationsmechanismen im Grundzustand	22
2.9.1	Wandstöße	22
2.9.2	Puffergas-Stöße	23
2.9.3	Alkali-Stöße	26
2.9.4	Wechselwirkung mit äußeren Feldern	29
2.9.5	Gesamtraten	31
3	Experimenteller Aufbau	33
3.1	Cäsium-Zellen	33
3.2	Pumplicht	34
3.3	Temperaturkontrolle der Zelle	34
3.4	Magnetfelder	35
3.5	Ausleseelektronik	36
3.6	Automatisches Messprogramm	36

4	Bestimmung der intrinsischen Relaxationsbeiträge	38
4.1	Motivation	38
4.2	Bestimmung durch optisch detektierte magnetische Resonanz (ODMR)	38
4.3	Bestimmung anhand des Grundzustands-Hanle-Effekts (GZHE)	39
4.4	Experimenteller Aufbau	41
4.5	Ergebnisse der Relaxationsratenmessung	42
5	Dichtematrix-Simulationen	51
5.1	Motivation	51
5.2	Dichtematrix-Formalismus	52
5.3	Simulation eines einfachen Systems zweier Hyperfeinniveaus	52
5.3.1	Zeeman-Effekt und Larmor-Präzession	53
5.3.2	Optisches Pumpen	55
5.3.3	B_1 -Feld	57
5.3.4	Relaxation und Repopulation	58
5.3.5	Observable und Lock-In-Signal	58
5.4	Modell des Cäsium- D_1 -Systems	60
6	Das Light-Narrowing-Regime	63
6.1	Gliederung des Kapitels	63
6.2	Abgrenzung des LN-Regimes	64
6.3	Optimierung der Empfindlichkeit	65
6.4	Gewöhnlicher M_x -Betriebsmodus	66
6.5	LN- M_x -Betriebsmodus	68
6.6	Rauschmessungen im LN-Regime	72
6.6.1	Methodik	73
6.6.2	Resultate	74
6.7	Nachweis der Reduktion der Spin-Austausch-Relaxation	78
6.7.1	Methodik	79
6.7.2	Resultate	80
6.8	Richtungsabhängigkeit der Magnetfeldmessung	87
6.8.1	Nichtlinearer Zeemaneffekt	87
6.8.2	Lichtverschiebung	89
6.8.3	Unterdrückung des Richtungsfehlers	90
6.8.4	Methodik	91
6.8.5	Resultate	92
6.8.6	Verbesserung der Messmethode	94
7	Zusammenfassung und Ausblick	95

Anhang	97
A Laserfrequenzstabilisierung mittels DAVLL	98
B Technologie der Zellherstellung	104
Literaturverzeichnis	120
Abbildungsverzeichnis	124
Tabellenverzeichnis	125
Verzeichnis der Formelzeichen	126
Verzeichnis der Abkürzungen	131
Danksagung	133
Ehrenwörtliche Erklärung	135
Curriculum vitae	137

Vorwort

In der Arbeit werden Resultate vorgestellt, welche teilweise bereits in folgenden Artikeln publiziert worden sind:

- Theo Scholtes, Volkmar Schultze, Rob IJsselsteijn, Stefan Woetzel, Hans-Georg Meyer. “Light-narrowed optically pumped M_x magnetometer with a miniaturized Cs cell”. In: *Physical Review A* **84**, 043416 (2011); *Physical Review A* **86**, 059904(E) (2012).
- Theo Scholtes, Volkmar Schultze, Rob IJsselsteijn, Stefan Woetzel, Hans-Georg Meyer. “Light-shift suppression in a miniaturized M_x optically pumped Cs magnetometer array with enhanced resonance signal using off-resonant laser pumping”. In: *Optics Express* **20**, 29217 (2012).
- Theo Scholtes, Stefan Woetzel, Rob IJsselsteijn, Volkmar Schultze, Hans-Georg Meyer. “Intrinsic relaxation rates of polarized Cs vapor in miniaturized cells”. In: *Applied Physics B* **117**, 211 (2014).
- Theo Scholtes, Szymon Pustelny, Stefan Fritzsche, Volkmar Schultze, Ronny Stolz, Hans-Georg Meyer. “Suppression of spin-exchange relaxation in tilted magnetic fields within the geophysical range”. eingereicht bei *Physical Review A*.

Folgende weiteren Artikel sind während der Promotion in Co-Autorschaft entstanden und enthalten teilweise ebenfalls hier präsentierte Ergebnisse:

- Volkmar Schultze, Rob IJsselsteijn, Theo Scholtes, Stefan Woetzel, Hans-Georg Meyer. “Characteristics and performance of an intensity-modulated optically pumped magnetometer in comparison to the classical M_x magnetometer”. In: *Optics Express* **20**, 14201 (2012); In: *Optics Express* **20**, 28056 (2012).
- Rob IJsselsteijn, Mark Kielinski, Stefan Woetzel, Theo Scholtes, Ernst Kessler, Ronny Stolz, Volkmar Schultze, Hans-Georg Meyer. “A full optically operated magnetometer array: An experimental study”. In: *Review of Scientific Instruments* **83**, 113106 (2012).

- Stefan Woetzel, Florian Talkenberg, Theo Scholtes, Rob IJsselsteijn, Volkmar Schultze, Hans-Georg Meyer. “Lifetime improvement of micro-fabricated alkali vapor cells by atomic layer deposited wall coatings”. In: *Surface & Coatings Technology* **221**, 158 (2013).
- Volkmar Schultze, Theo Scholtes, Rob IJsselsteijn, Hans-Georg Meyer. “Improving the sensitivity of optically pumped magnetometers by hyperfine repumping”. In: *Journal of the Optical Society of America B* **32**, 730 (2015).

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Einführung in die (optische) Magnetometrie

Die Anfänge der Detektion magnetischer Felder durch den Menschen reichen zurück bis zur Erfindung des Magnetkompasses als schwimmende Nadel eines ferromagnetischen Materials in China und im antiken Griechenland bereits mehrere Jahrhunderte vor Beginn der Zeitrechnung. Ein Kompass richtet sich entlang der Feldlinien des Magnetfeldes aus, erlaubt aber keine Aussage über dessen Stärke.

Erst 1832 entwickelte Carl Friedrich Gauß ein Instrument, welches gestattete die Stärke des Magnetfeldes zu messen [1], das erste Magnetometer. Im Laufe der Zeit wurden verbesserte Messgeräte wie zum Beispiel die Förster-Sonde (engl. *fluxgate*), die Hall-Sonde und das Protonen-Magnetometer entwickelt, während in den letzten Jahrzehnten der Fortschritt in der Entwicklung der SQUIDs (engl. *Superconducting QUantum Interference Devices*) gipfelte. Diese Sensoren basieren auf dem Phänomen der Flussquantisierung in supraleitenden Ringen und nutzen Josephson-Kontakte um die magnetfeldinduzierte Änderung des im Ring fließenden Stromes zu detektieren [2].

Die Idee der optischen Magnetometrie kam bereits in den Jahren nach dem 2. Weltkrieg auf, jedoch erst durch die rasante Entwicklung in den letzten beiden Dekaden konnten die optisch gepumpten Magnetometer (OPM, engl. *Optically Pumped Magnetometer*) bezüglich ihrer Sensitivität zu den SQUIDs aufschließen.

Dabei ist seit den Pionierarbeiten in den Nachkriegsjahren das Grundprinzip der optischen Magnetometrie bis heute unverändert: Atome mit einem magnetischen Moment werden in abgeschlossene Kavitäten gebracht. Man verwendet bevorzugt Alkalimetalle (Elemente der ersten Hauptgruppe des Periodensystems mit Ausnahme des Wasserstoffs). Diese weisen ein einzelnes Außenelektron über sonst abgeschlossenden Elektronenhüllen (Edelgaskonfiguration) auf, welches aufgrund der guten Abschirmung von den anderen Rumpfelektronen sehr leicht polarisier- und manipulierbar

ist. Diese Alkaliatome können als Gas bzw. Dampf vorliegend durch Bestrahlung mit zu den Spektrallinien der Atome resonantem Licht optisch gepumpt und dadurch polarisiert werden. Das magnetische Moment der polarisierten Atome präzediert in einem äußeren Magnetfeld mit einer charakteristischen Frequenz, der Larmorfrequenz

$$\omega_L = \gamma |\vec{B}|, \quad (1.1)$$

woraus eine periodische Modulation der optischen Eigenschaften der Atome resultiert, welche somit ebenfalls optisch (und sogar mittels des zum optischen Pumpen verwendeten Lichtes) detektiert werden kann. Die Larmorfrequenz ist über das gyromagnetische Verhältnis des Atoms γ (näherungsweise) direkt proportional verknüpft mit dem Betrag des äußeren Magnetfeldes. Somit ist es möglich, die Messung des Magnetfeldbetrages auf eine Frequenz- bzw. Zeitmessung zurückzuführen, die physikalische Größe, die heutzutage mit Abstand am genauesten bestimmt werden kann. Die Messung von Magnetfeldern spielt eine zentrale Rolle für unsere heutige Zivilisation. In Anwendungsfeldern wie beispielsweise der Navigation, medizinischer Diagnostik, digitaler Informationsspeicherung, zerstörungsfreier Materialprüfung, Rohstoffexploration, archäologischer Prospektion oder in Experimenten zu fundamentaler Physik kommen hochsensitive Magnetfeldsensoren zum Einsatz. Für jeden Anwendungsfall haben sich verschiedene Sensortypen etabliert, wobei verschiedene Eigenschaften der Sensoren wie die benötigte Sensitivität, die gemessene physikalische Größe (siehe unten), Baugröße und Anschaffungs- sowie Betriebskosten gegeneinander abgewogen werden. Während für den industriellen Einsatz zum Beispiel als Rotations- und Drehzahlsensoren in Automobilen weniger sensitive, aber günstige Hall-Sensoren ausreichen, hängt der Erfolg bei manchen Anwendungen sehr stark von der bestmöglichen Sensitivität des Sensors ab. Je kleiner die Änderungen des Magnetfeldes sind, die ein Messgerät detektieren kann, desto tiefer kann es beispielsweise bei Prospektionsmissionen ins Erdinnere “schauen” oder in gleicher Tiefe weniger stark ausgeprägte Signaturen eines Objektes noch detektieren. In einem solchen Fall müssen dann höherer technischer und damit auch finanzieller Aufwand in Kauf genommen werden und fortgeschrittene Sensorsysteme wie SQUIDs und OPMs zum Einsatz gebracht werden.

Neben der Frage der Sensitivität des Sensors spielen weitere Kriterien wie zum Beispiel das physikalische Messprinzip eine Rolle: SQUIDs messen den durch ihre supraleitende Schleife tretenden magnetischen Fluß, detektieren also prinzipiell die Vektorkomponente des äußeren Magnetfeldes senkrecht zu der Fläche, die die Schleife aufspannt.

Ein OPM misst die Larmorfrequenz der präzedierenden Spins von Atomen welche unabhängig von der Lage des Magnetfeldvektors im Raum ist, solange die Präzes-

sion stattfindet (zu sog. toten Zonen des Sensors siehe Abschnitt 6.8). Man spricht hier in Gegensatz zum vektoruell messenden SQUID von einem skalaren Sensor, der den Betrag des Magnetfeldvektors im Prinzip unabhängig von seiner Lage im Raum detektiert.

Einschränkend muss gesagt werden, dass in der Praxis Effekte auftreten, die zur Richtungsabhängigkeit der Messung des OPMs führen. Diese zu verstehen und Ansätze zu finden diese möglichst zu eliminieren, ist ein Teil der vorliegenden Arbeit. Für einige Anwendungen vor allem bei Experimenten zu Fragen fundamentaler Physik ist es essentiell nicht nur die Änderung des Magnetfeldes bezogen auf eine feste Referenz zu kennen, sondern exakt die Größe des Magnetfeldes zu kontrollieren. Optisch gepumpte Magnetometer messen die Larmorfrequenz der Atome, welche im Allgemeinen ausschließlich über fundamentale atomare Konstanten an den Betrag des zu messenden Magnetfeldes gekoppelt ist. Sie werden deshalb als absolut messende Sensoren bezeichnet, während dagegen beispielsweise SQUIDs ohne weitere Maßnahmen die Veränderung des Magnetfeldes bezüglich eines Ausgangspunktes, also inkrementell detektieren.

Während die auf Supraleitung angewiesenen SQUIDs in tiefkalten Temperaturen betrieben werden müssen, arbeiten OPMs bei Raumtemperatur oder wie bei den in dieser Arbeit eingesetzten miniaturisierten Zellen deutlich darüber. Durch den möglichen Verzicht auf Kryotechnik sind die OPMs den SQUIDs gegenüber deshalb in Fragen der Handhabung und laufenden Betriebskosten im Vorteil. Vor allem bei der Absicht ein Sensorsystem außerhalb des Labors im Feld einzusetzen, ist es sehr attraktiv auf kryogene Flüssigkeiten verzichten zu können.

In den letzten Jahren sind die optischen Magnetometer in einem Maße weiterentwickelt worden, dass sie die bis dato konkurrenzlos empfindlichen SQUIDs in Sachen Sensitivität eingeholt haben [3]. So wurden in jüngster Zeit in den sonst ausschließlich den SQUIDs vorbehaltenen Anwendungsdomänen OPMs erfolgreich eingesetzt wie zum Beispiel der Magnetokardiographie (MKG) [4, 5], der Magnetoenzephalographie (MEG) [6, 7], der Detektion magnetischer Nanopartikel [8, 9], der Niedrigfeld-Magnetresonanztomographie (MRT) [10, 11], der Niedrigfeld-Kernspinresonanzspektroskopie (kurz ULF-NMR, engl. *ultra-low-field NMR*) [12, 13] oder zur hochgenauen Messung des Magnetfeldes in Experimenten zu Fragen fundamentaler Physik [14–16].

Die Vergleichbarkeit von OPM und SQUID ist allerdings nicht komplett gegeben, da wie oben beschrieben beide Sensortypen auf prinzipiell verschiedenen physikalischen Konzepten beruhen. Beide Sensortypen können für die jeweils intendierte Anwendung speziell ausgelegt werden und bauartbedingt ihre jeweiligen Stärken ausspielen. Sie sollten daher nicht nur in gegenseitiger Konkurrenz gesehen werden, sondern bieten das Potential sehr vorteilhaft komplementär eingesetzt zu werden.

1.2 Historischer Abriss der optischen Magnetometrie

Den ersten Schritt zur Verknüpfung der bis dahin “spukhaften Erscheinung” Magnetismus mit optischen Phänomenen bedeutete die Beobachtung Michael Faradays im Jahre 1845, dass die Polarisation von durch ein spezielles Medium (damals ein Glas) tretendem Licht von einem äußeren Magnetfeld beeinflusst werden kann [17]. Der sich damit ergebende Zusammenhang von Licht mit Magnetismus, führte James Clark Maxwell 1865 zu der Vorhersage, dass Licht eine elektromagnetische Welle sei [18]. Gut 30 Jahre später entdeckte Pieter Zeeman den später nach ihm benannten Effekt der Aufspaltung atomarer Spektrallinien in einem äußeren Magnetfeld [19]. Dazu lieferte dessen Doktorvater Hendrik A. Lorentz eine Erklärung des Phänomens indem er annahm, dass sich bewegende Elektronen, die damals erst als Bestandteile der Atome vermutet wurden, zu einem magnetischen Moment $\vec{\mu}$ des Atoms führen, welches mit dem äußeren Magnetfeld \vec{B} wechselwirkt [20].

Klassisch veranschaulicht man sich die Wechselwirkung als Wirken eines Drehmomentes

$$\vec{D} = \vec{\mu} \times \vec{B}, \quad (1.2)$$

woraus die Larmorpräzession (benannt nach Joseph Larmor) des Drehimpulses des Atoms resultiert. Den nächsten wichtigen Schritt, der die Entwicklung der Quantenmechanik weiter vorantrieb und eine befriedigende Deutung des Zeeman-Effektes erlaubte, stellte die Entdeckung der Richtungsquantelung des Drehimpulses dar. Schon 1916 von Niels Bohr und Arnold Sommerfeld vorhergesagt, wurde sie 1922 im Stern-Gerlach-Experiment bestätigt. Das Phänomen der magnetischen Resonanz wurde 1936 von Isidor I. Rabi entdeckt, als er bemerkte, dass die Larmorpräzession von Atomen durch die Einstrahlung eines magnetischen Wechselfeldes beeinflusst werden kann [21]. So basierten die ersten Magnetometer, die ein präzedierendes magnetisches Moment ausnutzten, auf der Kernspinresonanzmethode (NMR, engl. *nuclear magnetic resonance*) und wurden Protonenmagnetometer genannt [22–24]. Als Geburtsjahr der optischen Magnetometrie kann 1949 gelten, in dem die Methode der optischen Detektion der Magnetresonanz entdeckt und als Doppelresonanztechnik publiziert wurde [25, 26].

Ebenso zentral war die Entdeckung von Alfred Kastler und seinen Mitarbeitern, dass durch die Bestrahlung von Atomen mit Licht passender Wellenlänge und Polarisation die Besetzungszahlen der magnetischen Unterniveaus von atomaren Zuständen manipuliert und damit das Atom selbst polarisiert werden kann. Diese Idee des sog. optischen Pumpens (siehe dazu Abschnitt 2.4) machte die direkte optische Messung der Elektronenspinresonanz (kurz ESR, engl. *electron spin resonance*) möglich [27]. Darauf aufbauend wurde 1957 der Vorschlag veröffentlicht, mittels der durch

die im Magnetfeld präzedierenden Spins hervorgerufenen Modulation des Pumplichtes den Betrag des Magnetfeldes optisch zu messen [28] was noch im selben Jahr experimentell umgesetzt wurde [29]. Während die ersten Arbeiten zur nötigen Phasensynchronisation der Spins zunächst ein zusätzliches oszillierendes Magnetfeld implementierten, wurde wenig später gezeigt, dass auch moduliertes Pumplicht dazu geeignet ist [30]. Eine weitere wegweisende Arbeit führte selbstoszillierende Magnetometeranordnungen ein [31], die zwar sehr zuverlässig arbeiten, aber wie man heute weiß auch einige Nachteile aufweisen. Einen guten Überblick über die sich anschließende weitere Entwicklung des Gebiets geben die Übersichtsartikel [32–34].

Die Wiederentdeckung und rasante Weiterentwicklung der optischen Magnetometrie während der letzten 15 Jahre ist hauptsächlich auf neue technische Möglichkeiten wie neuartige Lichtquellen zurückzuführen, welche es teilweise erst möglich machten, das volle Potential dieses Sensortyps auszuschöpfen, aber auch völlig neuartige Entwicklungen ermöglichten (siehe dazu die Übersichtswerke [35–37]).

1.3 Miniaturisierte optisch gepumpte Magnetometer am IPHT

Unsere Arbeitsgruppe Magnetometrie am Leibniz-Institut für Photonische Technologien Jena e.V. (IPHT) verfolgt das Ziel neben den schon weit entwickelten und im Einsatz befindlichen SQUID-Systemen auch ein feldtaugliches optisch gepumptes Magnetometersystem zu entwickeln, welches zunächst vorrangig zur Bodenerkundung eingesetzt werden soll. Dabei vermisst man das Erdmagnetfeld über einem interessierenden Gebiet. Ohne äußere Einflüsse ist das Erdmagnetfeld sehr homogen. Strukturen im Untergrund, die sich durch Änderungen der magnetischen Suszeptibilität manifestieren, führen zu einer Änderung des an der Oberfläche gemessenen Erdmagnetfeldes. Aus einer Karte dieses gestörten Magnetfeldes ist es unter geeigneten Annahmen möglich rückzurechnen, welche Strukturen eine solche Feldverteilung verursacht haben könnten. Je tiefer man in den Boden “blicken” will, desto kleiner werden die zu detektierenden Änderungen des Erdmagnetfeldes. Ein Messsystem muss deswegen zunächst so empfindlich wie möglich ausgelegt werden. Neben der bestmöglichen Magnetfeldauflösung muss der Sensor aber auch den Anforderungen gerecht werden, die sich aus dem Ziel ergeben, einen bewegten Einsatz im Erdmagnetfeld zu ermöglichen.

Um diese Herausforderungen zu adressieren wurde am IPHT die Entwicklung der Sensoren auf Basis mikrosystemtechnisch hergestellter Arrays eingeschlagen. Die Verwendung mehrerer möglichst identischer Sensoren verspricht die Möglichkeit, diese gegeneinander zu referenzieren und in gradiometrischen Ansätzen unerwünschte Störungen, welche beim Einsatz im Feld unweigerlich auftreten, zu eliminieren. Die-

ser Ansatz ist gut motiviert durch die in der Abteilung Quantendetektion des IPHT über Jahrzehnte gesammelte Erfahrung im Bereich feldtauglicher SQUID-Systeme [38–41].

Der Ansatz miniaturisierte Magnetometerzellen zu verwenden erscheint auf den ersten Blick kontraproduktiv, da mit einem kleineren aktiven Volumen des Sensors zunächst weniger nutzbare Atome in der Gasphase zur Verfügung stehen, was wiederum eine geringere zu erwartende Magnetfeldauflösung bedeutet (siehe dazu Abschnitt 2.8). Es sprechen aber einige gewichtige Argumente für diese Herangehensweise: Die integrierte Herstellung ermöglicht die Erstellung von Arrays mit einem gemeinsamen Reservoir (siehe Anhang B), sodass die Zellen stets nahezu identische Eigenschaften wie Teilchendichte und Puffergasdruck aufweisen. Außerdem sind die Zellen immer räumlich fixiert zueinander angeordnet, wodurch die gegenseitige Referenzierung erst gut möglich wird. Über die Zelldimensionen ausgeprägte Gradienten des Magnetfeldes (siehe Abschnitt 2.9.4) führen zu einer Verbreiterung der Resonanzlinie und zum Verlust von magnetometrischer Empfindlichkeit. Kleine Zellen sind weniger anfällig gegenüber räumlichen Gradienten als größere. Der Nachteil weniger nutzbarer Atome in der Gasphase kann durch Erhöhung der Teilchendichte beseitigt werden, indem die Zelle mitsamt ihres Reservoirs geheizt wird (siehe Abschnitt 2.8). Die in dieser Arbeit eingesetzten miniaturisierten Zellen werden deshalb oberhalb der Raumtemperatur in einem Bereich von 55°C bis 140°C betrieben. Einher mit der Erhöhung der Teilchendichte geht allerdings auch die Verbreiterung des magnetischen Resonanzsignals durch fundamentale, von der Zelltemperatur abhängige Stoßprozesse zwischen den sich mit ihrer thermischen Geschwindigkeit durch die Zelle bewegendenden Alkaliatomen. Jedes in seinem Zelldesign optimierte optische Magnetometer wird in seiner Empfindlichkeit zunächst durch diese sogenannten Spin-Austausch-Stöße limitiert. Diese Tatsache führte zunächst dazu, dass die weltweit besten OPMs bei kleinen Teilchendichten und mit entsprechend großen Zellvolumina betrieben wurden um die *Spin-Austausch-Relaxation* (siehe dazu Abschnitt 2.9.3) klein zu halten [42]. Erst mit der Realisierung des SERF-Magnetometers (engl. *spin-exchange relaxation-free magnetometer*) im Jahr 2002 in Princeton [43, 44], wobei erstmals der Vorteil der Unterdrückung der Spin-Austausch-Relaxation für die Verbesserung der Empfindlichkeit demonstriert werden konnte, wurden miniaturisierte, höchstempfindliche OPMs denkbar. Diese Entwicklung stellt deswegen einen Meilenstein in der Entwicklung der optischen Magnetometrie dar und war Initialzündung für zahlreiche neue Forschungsprojekte und -gruppen auf diesem Gebiet. Allerdings ist der SERF-Mechanismus durch seine Funktionsweise prinzipiell auf den Einsatz nur bei nahezu verschwindend kleinem äußerem Magnetfeld begrenzt. Dies macht nicht nur den direkten Einsatz dieses Sensortyps im Erdmagnetfeld unmöglich, sondern verlangt für dessen Funktion den Betrieb in einer möglichst gut vom

äußeren (Erd-)Magnetfeld abgeschirmten Umgebung. Ein Aufbau, welcher durch aufwendige aktive Rückkopplung mit Hilfe eines äußeren Spulensystems im Erdmagnetfeld messen kann wurde zwar erfolgreich demonstriert [45], zeigte jedoch eine Reduktion seiner überlegenen Empfindlichkeit in Bereiche, die auch von OPMs ohne Implementation des SERF-Prinzips erreicht oder sogar überboten werden [42, 46].

1.4 Motivation und Gliederung der Arbeit

Während meiner Diplomarbeit [47] am IPHT gelang es, eine zu SERF alternative Methode zu finden, die die Empfindlichkeit des Sensors reduzierende Wirkung der Spin-Austausch-Stöße verkleinert. Darauf aufbauend sollte die sich anschließende Doktorarbeit dem möglichst vollständigen Verständnis dieses Effekts widmen, sowie untersucht werden, ob sich dieses Prinzip für den von uns angestrebten Einsatz im Erdmagnetfeld eignet. Klar war zunächst nur, dass der *“Light Narrowing”* (LN)¹ genannte Effekt auch in größerem Magnetfeld vorteilhaft wirken kann und zu einer dramatischen Empfindlichkeitssteigerung des Sensors führt. Da dies die Aussicht bot, komplett ohne aktive Rückkopplung und damit mit bedeutend weniger technischem Aufwand als bei einer Implementation von SERF auszukommen (welche zusätzlich auch nicht sicher erfolgsversprechend war) wurde die Arbeit auf die Qualifizierung dieses neuen Arbeitsregimes für optische Magnetometer fokussiert. Schon während der Untersuchungen im Rahmen der Diplomarbeit deutete sich an, dass die neue Methode stärker richtungsabhängig war als der herkömmliche Betriebsmodus. Da der Sensor perspektivisch auch im Feld bewegt eingesetzt werden soll, musste die Klärung der Frage nach dem Richtungsfehler des Sensors und Möglichkeiten zu dessen Verringerung (siehe Abschnitt 6.8) besondere Priorität erhalten. Neben der Qualifikation des Sensors für die Anwendung war es für das physikalische Verständnis des Effekts essentiell, sicher nachzuweisen, dass tatsächlich eine Reduktion der unvorteilhaften Wirkung der Spin-Austausch-Stöße auftritt. Dies war zunächst nur vermutet und nicht sicher belegt, da hier vorab Aufklärung und ein Verständnis der verschiedenen auf die polarisierten Atome wirkenden sogenannten Relaxationsmechanismen (siehe Abschnitt 2.9) erarbeitet werden musste.

Darauf aufbauend und das Verständnis vertiefend wurden Simulationen des optischen Magnetometers im Allgemeinen und des Light-Narrowing-Effektes im Speziellen durchgeführt. Dies stellte sich als anspruchsvoll heraus, da einerseits der die Relaxationsrate dominierende Effekt des Spin-Austausches einen nichtlinearen Prozess darstellt, dessen Wirkung von zahlreichen Einflußgrößen abhängt und es nötig macht das System in seiner vollen Dynamik zu erfassen. Die in dieser Arbeit neu

¹angelehnt an den originär von Stephan Appelt *et al.* 1998 in einer Publikation eines sehr ähnlichen Phänomens eingeführten Begriff [48].

etablierte Konfiguration des *Light-Narrowed- M_x -Magnetometers* macht es außerdem nötig, das System in seiner allgemeinsten Konfiguration abzubilden, speziell um den Winkel θ zwischen Ausbreitungsrichtung des Laserlichts und dem Vektor des äußeren Magnetfeldes, der in unserem System ein sehr wichtiger Parameter ist, Rechnung zu tragen.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich folgendermaßen: Kapitel 2 bietet eine Einführung in das optische Pumpen auf der in dieser Arbeit diskutierten D_1 -Linie des Cäsiumatoms. Anschließend werden die Grundprinzipien der optischen Magnetometrie und des M_x -Magnetometers erläutert und die die Magnetfeldempfindlichkeit des Sensors begrenzenden Relaxationsmechanismen diskutiert.

In Kapitel 3 werden grundlegende Komponenten des Versuchsaufbaus vorgestellt, mit dem die in den nachfolgenden Kapiteln präsentierten experimentellen Resultate gewonnen wurden. Dies betrifft einerseits die Bestimmung der intrinsischen Relaxationsbeiträge in Kapitel 4 und darauf aufbauend die Messungen zum gewöhnlichen M_x -Betriebsmodus und des Light-Narrowing- M_x -Magnetometers in Kapitel 6.

Um die in Kapitel 6 dargestellten experimentellen Ergebnisse auch quantitativ zu interpretieren werden Dichtematrix-Simulationen durchgeführt. Eine kurze Behandlung der wichtigen Phänomene in diesem Formalismus wird in Kapitel 5 zuerst an einem einfachen Beispielsystem demonstriert, um darauf aufbauend auf das komplexere System der Cs- D_1 -Linie übertragen werden zu können.

Auf alle vorangestellten Inhalte aufbauend ist Kapitel 6 schließlich dem Light-Narrowing-Regime gewidmet. Die Funktionsweise wird erklärt und es wird hinsichtlich seiner magnetometrischen Empfindlichkeit bezüglich der relevanten Einflußgrößen charakterisiert und mit dem gewöhnlichen M_x -Betriebsmodus verglichen. Anschließend an die Optimierung der schrotrausch-begrenzten Empfindlichkeit in Abschnitt 6.5 wird durch Messungen in verschiedenen Konfigurationen, durch welche äußere Störeinflüsse reduziert werden können, gezeigt, dass und wie man sich diesem bestmöglichen Wert auch beim tatsächlich gemessenen Sensorrauschen annähern kann. In einem davon abgesetzten Abschnitt 6.7 wird experimentell und durch Simulation gezeigt, dass und in welchem Umfang die Reduktion der Spin-Austausch-Relaxation in der LN-Konfiguration eine Rolle spielt. Der Abschnitt 6.8.2 behandelt die Fragestellung der Richtungsabhängigkeit der Messung des Sensors, speziell im LN-Regime und demonstriert erfolgreich einen Weg zu dessen Reduktion.

Im Anhang A werden Ergebnisse der Arbeit an einem Modul zur Stabilisierung der Laserfrequenz vorgestellt, welches als Bestandteil des sich im Aufbau befindlichen Gesamtsystems eines optischen Magnetometers eingesetzt werden soll. Die in der Arbeitsgruppe im Rahmen der Dissertation von Stefan Woetzel etablierte Technologie zur Herstellung der in dieser Arbeit verwendeten Zellen ist in Anhang B skizziert.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Alkalimetalle in der optischen Magnetometrie

Die Alkalimetalle eignen sich aufgrund ihrer Elektronenkonfiguration grundsätzlich sehr gut für die optische Magnetometrie. Die ersten angeregten Zustände werden über Spektrallinien (die sog. D-Linien) im mit heutigen Diodenlasern gut zugänglichen optischen und nahen Infrarot-Bereich erreicht, die hohe Polarisierbarkeit der Atome ist vorteilhaft für ein effizientes optisches Pumpen [32]. Während man im Prinzip auch höhere angeregte Zustände des Atoms zum optischen Pumpen nutzen kann, zeichnen sich die D-Linien durch große Oszillatorstärken aus und werden deshalb bevorzugt verwendet.

Da für die optische Magnetometrie das Alkalimetall in der Gasphase verwendet wird, spielt der Schmelz- bzw. Siedepunkt des Metalls bei der Auswahl des Mediums für einen praktikablen Sensor eine wichtige Rolle. Je niedriger die Schmelztemperatur des Metalls, desto größer ist bei gegebener Temperatur die Teilchendichte der Atome in der Gasphase. Je niedriger die Einsatztemperatur des Sensors bei optimierter Empfindlichkeit (siehe Abschnitt 2.8) ausfallen kann, desto niedriger kann die zum Heizen der Zelle benötigte Leistung gehalten werden. Die Schmelztemperatur der Alkalimetalle nimmt mit steigender Ordnungszahl ab, sodass die schweren Elemente aus dieser Sicht zu bevorzugen sind. Das schwerste Alkalimetall Francium besitzt kein stabiles Isotop, sodass das zweitschwerste - Cäsium - in dieser Hinsicht die beste Wahl darstellt. Es besitzt außerdem im Gegensatz zu den nächstleichteren Alkalimetallen - Kalium und Rubidium - nur ein einziges stabiles Isotop (^{133}Cs), wodurch ein Isotopengemisch bzw. eine mögliche aber aufwendige Isotopentrennung vermieden wird. Die Verwendung eines Isotopengemischs kann unter Umständen zu systematischen Fehlern der Magnetfeldmessung führen [36].

Während Natrium, Kalium und - wie unsere Erfahrung gezeigt hat - auch Rubidium bei den nötigen Betriebstemperaturen sehr stark mit den Zellwänden reagiert,

zeigen unsere Cäsiumzellen, wenn sie nicht zu stark geheizt wurden, über Jahre hinweg gleichbleibend gute Eigenschaften. Neben Aspekten wie einer praktikablen Zelltemperatur und der Vermeidung von Isotopieeffekten spielen weitere Faktoren eine Rolle, die mit Details des atomaren Aufbaus des Elements verknüpft sind. Bei dem angedachten zukünftigen Einsatz des Sensors im Erdmagnetfeld wird die Nichtlinearität des Zeeman-Effektes merklich (siehe Abschnitt 6.8.1), durch welche das Magnetometer-Signal verbreitert und asymmetrisch verformt wird. Die Größe des Effekts ist umgekehrt proportional der Größe der Hyperfeinaufspaltung des Grundzustandes. Da Cäsium die größte Hyperfeinaufspaltung des Grundzustandes (9,19 GHz) der stabilen Alkaliatome besitzt, fällt der Effekt vergleichsweise gering aus. Für die Verwendung von Cäsium als aktives Medium sprechen also hinreichend viele Gründe.

2.2 Das Cäsium-Atom und seine D₁-Linie

Das einzelne Valenzelektron des Cäsiumatoms weist einen elektronischen Grundzustand $6s\ 6^2S_{1/2}$ mit Spin $S = \frac{1}{2}$, Bahndrehimpuls $L = 0$ und Gesamtdrehimpuls des Elektrons $J = \frac{1}{2}$ auf. Die beiden ersten angeregten atomaren Zustände (mit $S = \frac{1}{2}$ und $L = 1$) sind $6p\ 6^2P_{1/2}$ ($J = L - S = \frac{1}{2}$) und $6p\ 6^2P_{3/2}$ ($J = L + S = \frac{3}{2}$), welche durch Feinstrukturaufspaltung (Kopplung des Spinmoments $\vec{\mu}_S$ des Elektrons mit seinem Bahnmoment $\vec{\mu}_L$) entstehen. Die entsprechenden Energieabstände der ersten beiden angeregten Zustände zum Grundzustand werden D₁- ($\lambda_{D_1} = 894,6\text{ nm}$) und D₂-Linie ($\lambda_{D_2} = 852,3\text{ nm}$) genannt [49]. Das Cäsiumatom besitzt den Kernspin $I = \frac{7}{2}$ und durch Hyperfeinstrukturaufspaltung (Kopplung des Drehimpulsmoments $\vec{\mu}_J$ des Elektrons mit dem Moment des Kernspins $\vec{\mu}_I$) spalten die Zustände weiter auf. Es ergeben sich gemäß der Regel $F = |J - I|, \dots, J + I$ die Hyperfeinniveaus im Grundzustand und erstem angeregtem Zustand $F = I \pm J = \frac{7}{2} \pm \frac{1}{2} = 3, 4$ und im zweiten angeregten Zustand $F' = 2, 3, 4, 5$ (siehe Abbildung 2.1). Die angeregten Zustände haben Lebensdauern von 34,9 ns (D₁) und 30,5 ns (D₂) [49].

Innerhalb dieser Arbeit wird ausschließlich auf der D₁-Linie gearbeitet, sodass nur auf dieses System hier detaillierter eingegangen wird.

Gemäß der Auswahlregel für elektrische Dipolübergänge $|F' - F| = \Delta F = 0, \pm 1$ besitzt die D₁-Linie von Cs also vier erlaubte Hyperfeinübergänge, welche spektroskopisch detektiert werden können. Die Hyperfeinstruktur der Cs-D₁-Linie zeigt Abbildung 2.2 als Absorptionsspektrum (links). Die relative Stärke der Hyperfeinlinien ist durch

$$A_{F \leftrightarrow F'} = \frac{(2F + 1)(2F' + 1)}{2I + 1} \begin{Bmatrix} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{Bmatrix} \quad (2.1)$$

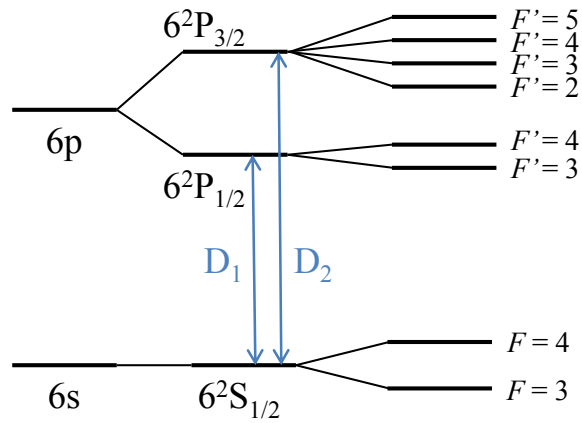


Abbildung 2.1: Elektronisches Termschema der D-Linie von ^{133}Cs mit Feinstruktur- und Hyperfeinstrukturaufspaltung (nicht maßstäblich). Durch Feinstrukturaufspaltung spaltet der angeregte Zustand auf, durch die wesentlich kleinere Hyperfeinstrukturwechselwirkung bilden sich weitere Unterniveaus.

gegeben, wobei gestrichene Größen für den angeregten Zustand stehen. Der Ausdruck in geschweiften Klammern ist ein sogenanntes Wigner-6-j-Symbol und kann nachgeschlagen oder mit dem Computer berechnet werden [50, 51]. Die Tabelle rechts in Abbildung 2.2 zeigt die Werte $A_{F \leftrightarrow F'}$, welche durch die Flächenverhältnisse der Absorptionspeaks näherungsweise wiedergegeben werden.

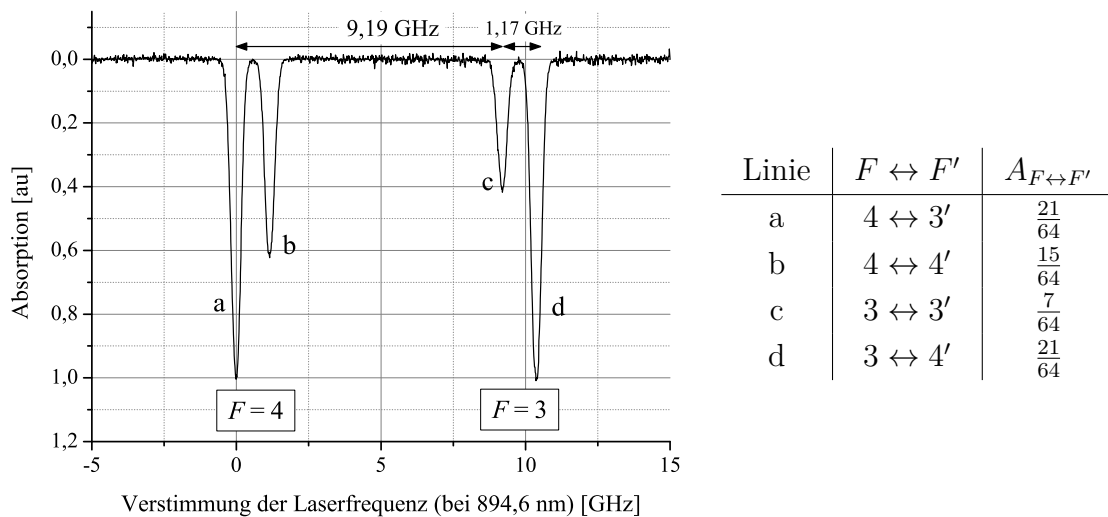


Abbildung 2.2: Absorptionsspektrum der Cs-D₁-Linie einer Vakuum-Zelle (links) und entsprechende relative Übergangsstärken $A_{F \leftrightarrow F'}$ der Hyperfeinübergänge (rechts). Die Hyperfeinstruktur ist hier vollständig aufgelöst. Es wurde auf die maximale Absorption normiert, sowie der Nullpunkt der Laserfrequenz auf den Übergang der niedrigsten Energie $F = 4 \leftrightarrow F' = 3$ festgelegt.

2.3 Verbreiterungsmechanismen von Spektrallinien

Aus der Endlichkeit der Lebensdauer der angeregten Zustände der Atome τ_{nat} folgt mit der Energie-Zeit-Unbestimmtheitsrelation $\Delta E \Delta t = 2\pi\hbar\Delta\nu\Delta t \geq \hbar$ direkt die natürliche Linienbreite als $\Delta\nu_{\text{nat}} = \frac{1}{2\pi\tau_{\text{nat}}}$: $\Delta\nu_{\text{nat D1}} = 4,6$ MHz. Da sich die Atome thermisch durch die Zelle bewegen, werden die Spektrallinien dopplerverbreitert. Für Atome, die eine von Null verschiedene Geschwindigkeitskomponente v_z parallel zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes aufweisen, verschiebt sich die Resonanzfrequenz ν durch den Dopplereffekt gemäß $\nu' = \nu(1 - v_z/c)$. Dies führt zu einem gaußförmigen Linienprofil der Breite

$$\Delta\nu_G = \frac{\nu}{c} \sqrt{\frac{8 \ln 2 k_B T}{m}}, \quad (2.2)$$

wobei m die Atommasse, c die Lichtgeschwindigkeit und k_B die Boltzmann-Konstante bezeichnet [52]. Die Dopplerhalbwertsbreite beträgt für ^{133}Cs bei 273 K (373 K) 344 MHz (402 MHz) und ist damit im Experiment viel größer als die natürliche Linienbreite.

Wird ein zusätzliches (Puffer-)Gas in die Zelle gefüllt (siehe Abschnitt 2.9.2), verkürzen Stöße der Cs-Atome mit den Gasteilchen die Lebensdauer der angeregten Zustände. Dies führt ebenfalls zur Verbreiterung der optischen Linien gemäß $\Delta\nu_b \approx \frac{1}{2\pi\tau}$, die Lebensdauer im angeregten Zustand τ sinkt mit steigender Teilchendichte¹ des Puffergases. Neben der sog. Puffergasverbreiterung beobachtet man auch eine Verschiebung der Spektrallinien, welche je nach Art des Puffergases positiv oder negativ sein kann [52], siehe auch die Übersichtswerke [53–55]. Tabelle 2.1 zeigt gemessene Koeffizienten für Verbreiterung und Verschiebung der Cs-D₁-Linie durch verschiedene Puffergase, entnommen aus [56]. Während auch die Hyperfeinstruktur von Cä-

Tabelle 2.1: Verbreiterung und Verschiebung der Cs-D₁-Linie in verschiedenen Puffergasen bei Normbedingungen nach [56].

Puffergas	Verschiebung $\Delta\nu_s$ [$\frac{\text{GHz}}{\text{amg}}$]	Verbreiterung $\Delta\nu_b$ [$\frac{\text{GHz}}{\text{amg}}$]
Helium	3,81	21,74
Stickstoff	−6,93	14,7
Neon	−1,39	9,45
Argon	−5,63	15,9
Krypton	−4,75	15,5
Xenon	−5,60	17,2

sium [57, 58] und allgemein aller Alkaliatome [59, 60] durch Puffergase verschoben wird, bleiben die magnetischen Unterezustände m_F innerhalb eines Hyperfeinlevels

¹Die Teilchendichte von Puffergasen wird hier in Amagat [amg] angegeben. $1 \text{ amg} = 2,686 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$, $\eta = \frac{p}{p_0} \frac{T_0}{T} \text{ amg}$, wobei $T_0 = 273,15 \text{ K}$ und $p_0 = 101,325 \text{ kPa}$.

F davon unberührt.

In dieser Arbeit wird ausschließlich mit Laserlicht gearbeitet, dessen Linienbreite viel kleiner als die Breite der Spektrallinie der bestrahlten Atome ist. Allerdings tritt bedingt durch die teilweise verwendete hohe Intensität des Laserlichts eine zusätzliche Verbreiterung der Spektrallinien durch die Laserstrahlung selbst auf (engl. *power broadening*) [61]. Diese entsteht durch Sättigung des optischen Übergangs, wenn die Pumprate γ_P , mit der das Laserlicht Übergänge der Atome ins angeregte Niveau induziert, vergleichbar wird mit der Zerfallsrate Γ der Atome aus dem angeregten Zustand zurück in den Grundzustand. Da die Frequenzabhängigkeit des Sättigungsparameters $SP(\omega) = \frac{\gamma_P(\omega)}{\Gamma}$ wie die einer homogen verbreiterten Spektrallinie selbst durch ein Lorentz-Profil gegeben ist, wird das Profil des Absorptionskoeffizienten gestaucht und die Linie entsprechend verbreitert [52].

2.4 Optisches Pumpen

Ohne die Einwirkung äußerer Licht- oder Magnetfelder befinden sich alle Cäsium-Atome eines Ensembles im Grundzustand. Die thermische Energie der Atome ($\frac{k_B T}{h}$) ist bei Raumtemperatur (ca. 6 THz) viel kleiner als die des kleinsten optischen Überganges (D₁-Linie: 335,1 THz) und viel größer als die Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustandes (9,19 GHz). Die Aufspaltung der m_F -Niveaus im Grundzustand des Cäsium-Atoms durch den Zeeman-Effekt (siehe dazu Abschnitt 2.6) im Erdmagnetfeld beträgt ca. $\gamma B_0 = 3,5 \frac{\text{kHz}}{\mu\text{T}} \cdot 50 \mu\text{T} = 175 \text{ kHz}$, ist also auch viel kleiner als die thermische Energie der Atome. Die m_F -Untersubzustände des Grundzustandes sind in sehr guter Näherung gleichverteilt besetzt und das Ensemble ist im Erdmagnetfeld dementsprechend nahezu unpolarisiert. In einem komplett unpolarisierten Ensemble kann keine Larmorpräzession (siehe Abschnitt 2.6) beobachtet werden, da sich in einem solchen Fall die Übergangsraten zwischen den einzelnen m_F -Unterniveaus exakt kompensieren. Um die Atome zu polarisieren, also ein Ungleichgewicht der Besetzung der atomaren Zustände herzustellen, nutzt man in der optischen Magnetometrie die Methode des optischen Pumpens [32].

Dazu strahlt man zu einem optischen Übergang (z.B. der Cs-D₁-Linie, Abb. 2.3) des Atoms resonantes und (üblicherweise) zirkular polarisiertes Licht ein, welches je nach Helizität entweder Spin $-\hbar$ (Ausrichtung des Spins in Ausbreitungsrichtung, σ^- -Licht) oder Spin $+\hbar$ (Ausrichtung des Spins entgegen der Ausbreitungsrichtung, σ^+ -Licht) trägt. Dieses Licht regt elektrische Dipolübergänge aus dem Grund- in den jeweiligen angeregten Zustand an. Bei Verwendung von zirkular polarisiertem Licht σ^\pm folgen die Übergänge der Auswahlregel $\Delta m_F = \pm 1$ unter Vernichtung des Photons und der Übertragung seines Spins an das absorbierende Atom. Die sich

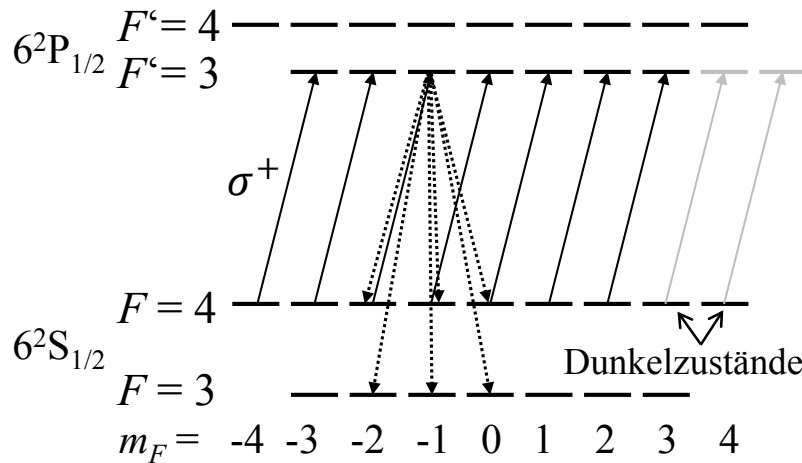


Abbildung 2.3: Optisches Pumpen auf dem Hyperfeinübergang $F = 4 \leftrightarrow F' = 3$ der D_1 -Linie des Cäsiumatoms. Zirkular polarisiertes Licht σ^+ induziert Übergänge zwischen den magnetischen Unterniveaus von Grund- und angeregtem Zustand gemäß der Auswahlregel $\Delta m_F = \pm 1$. Beispielfhaft angedeutet ist die Abregung aus einem angeregten m_F -Niveau durch spontane Emission. Innerhalb des gepumpten Hyperfeinübergangs treten $F - F' + 1 = 2$ Dunkelzustände auf, bei denen zur Absorption passende angeregte Zustände fehlen (grau dargestellt). Das gesamte untere Grundzustandsniveau $F = 3$ kann man hier auch als Dunkelzustand auffassen, da diese Atome ebenfalls nicht mehr am Zyklus des optischen Pumpens beteiligt sind.

sofort anschließende Relaxation zurück in den Grundzustand erfolgt, da normalerweise die Lichtintensität klein genug ist um stimulierte Emission zu vernachlässigen, durch spontane Emission. Für diesen Prozess gelten die Auswahlregeln $\Delta F = 0, \pm 1$ und $\Delta m_F = -1, 0, 1$. Durch diesen zweistufigen Prozess wird also effektiv Drehimpuls (bzw. der Spin des Lichtes) an das Atom übertragen. Die Reemission der (Fluoreszenz-)Photonen erfolgt isotrop, das Licht wird gestreut, der Anteil transmittierten Lichts wird verkleinert. Dieser Zyklus kann wiederholt ablaufen, wobei mit jedem Durchlaufen das Atom weiter in höhere m_F -Zustände transferiert wird, bis für die optische Anregung passende Zustände im angeregten Zustand fehlen. Niveaus des Grundzustandes, die in der jeweiligen Konfiguration nicht an die angeregten Zustände koppeln, nennt man Dunkelzustände². In solchen Zuständen sammeln sich die Atome im Grundzustand an. Wenn alle Atome in Dunkelzustände gepumpt worden sind und Relaxation vernachlässigt wird, wird das Ensemble transparent für das Pumplicht.

Beispielfhaft zeigt Abbildung 2.3 den üblichen Fall des optischen Pumpens eines Hyperfeinüberganges der D_1 -Linie mit σ^+ -Licht. In dieser Konfiguration koppelt das Licht nur die Hyperfeinniveaus $F = 4$ und $F' = 3$ miteinander. Während die Atome

²Der Begriff stammt aus der Anfangszeit des optischen Pumpens und beschrieb ursprünglich das beobachtete Ausbleiben von Fluoreszenzstrahlung, da Atome in diesen Zuständen nicht erneut optisch gepumpt werden und anschließend relaxieren können.

nur aus $F = 4$ mit $\Delta m_F = +1$ gepumpt werden, relaxieren sie zurück in beide Hyperfeinniveaus des Grundzustandes. Die Zustände $F = 4, m_F = 3$ und $F = 4, m_F = 4$ sind hier Dunkelzustände. Nach hinreichend langer Zeit stellt sich eine Besetzungsverteilung im Gleichgewichtszustand zwischen optischem Pumpprozess und wirkenden Relaxationsmechanismen (siehe Abschnitt 2.9) ein. Diese ist bei Verwendung zirkular polarisierten Lichtes wie in Abbildung 2.4 dargestellt nicht mehr symmetrisch zu $m_F = 0$, (mindestens) ein Zustand F des Atomensembles weist eine Vektorpolarisation oder Orientierung (engl. *orientation*) des Grades

$$\mathcal{O}_F = \frac{1}{F} \sum_{m_F} m_F p_{m_F} \quad (2.3)$$

auf, wobei die p_{m_F} die entsprechenden Populationen bezeichnen.

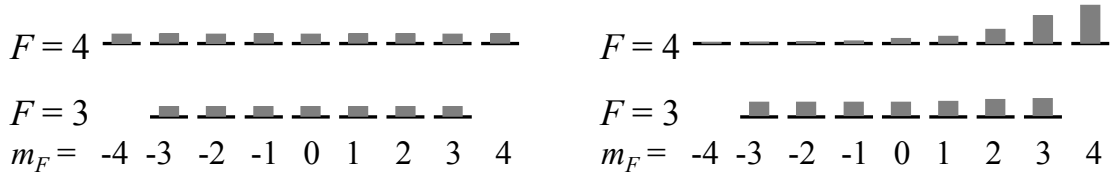


Abbildung 2.4: Schematische Besetzungsverteilung des Grundzustandes von Cäsium im thermischen Gleichgewicht (links) und im Gleichgewichtszustand nach optischem Pumpen (rechts).

Strahlt man linear polarisiertes Licht ein, erzeugt man eine Verteilung der Population, bei der die Zustände mit verschiedenem $|m_F|$ ungleich besetzt, m_F und $-m_F$ aber jeweils gleichbesetzt sind. In diesem Fall ist $\mathcal{O}_F = 0$, aber man hat ein Polarisationsmoment höherer Ordnung erzeugt. Man spricht dann von Ausrichtung (engl. *alignment*).

Die generierten Besetzungsunterschiede der m_F -Niveaus erlauben es durch Übergänge zwischen diesen die durch das äußere Magnetfeld hervorgerufene Zeeman-Aufspaltung mittels der Doppelresonanztechnik (siehe Abschnitt 2.7) zu detektieren.

Die Abbildungen 2.3 und 2.4 deuten bereits an, dass hier ein Großteil der Atome auch in den unteren Grundzustand $F = 3$ relaxiert. Diese Tatsache ist unvorteilhaft für den Betrieb des Magnetometers, da diese Atome für die Signalgenerierung verloren sind. Einen Weg dies zu vermeiden stellt das Light-Narrowing-Regime dar (siehe Kapitel 6).

2.5 Relaxationsmechanismen angeregter Zustände

Wie oben beschrieben, relaxieren die in angeregte Zustände gepumpten Atome durch spontane Emission eines Photons zurück in den Grundzustand. Dieses Photon besitzt die gleiche Energie wie die Photonen des Pumplasers und kann somit selbst auf seinem Weg durch die Zelle ein anderes Atom optisch pumpen. Die Polarisation der spontan emittierten Photonen ist jedoch im Mittel Null. Dies führt dazu, dass durch die Reabsorption dieser Photonen der Aufbau einer hohen Polarisation des Alkalidampfes behindert wird, vor allem wenn die Dichte der Atome (bei hoher Zelltemperatur) sehr groß ist. Dadurch, dass diese emittierten Photonen mit großer Wahrscheinlichkeit auch von Atomen absorbiert werden, die sich schon in einem Dunkelzustand befinden, kann es schnell zu unkontrollierter, sehr häufiger Absorption und Reemission eines einzigen Photons kommen und dieses in der Zelle gefangen bleiben (engl. *radiation trapping*) [32, 62].

Um diesen ungünstigen Effekt zu verhindern, füllt man zusätzlich ein meist molekulares, sogenanntes *quenching*-Gas in die Zelle. Die Auswirkung kann man sich wie folgt veranschaulichen: Durch Stöße der Alkaliatome mit diesen Gasteilchen können kleine Energiebeträge von den angeregten Atomen durch Kopplung ihres Drehimpulses $L = 1$ im P-Zustand auf die Vibrations- und Rotationsanregungen des *quenching*-Gases übergehen. Molekülartige Teilchen wie zweiatomiger Stickstoff sind mit ihren Bandenspektren daher für das *quenching* besonders geeignet. Die Wechselwirkung verbreitert die Spektrallinie der Alkaliatome und führt folglich auch zu einer Verbreiterung des Energiespektrums der spontan emittierten Photonen. Für diese ist ebenso die Wahrscheinlichkeit der Reabsorption über der Frequenzachse weiter aufgespreizt. In der Folge werden weniger Photonen reabsorbiert. Dadurch kann sich die Polarisation des Alkaliensembles effektiver aufbauen, was dieses gleichzeitig durch den Mechanismus der Dunkelzustände immer transparenter macht und damit eine homogenere Polarisation der Atome in der Zelle entlang der Ausbreitungsrichtung des Pumplichtes zulässt.

Trotz des *quenchings* nimmt man an, dass die Relaxation aus dem angeregten Zustand unter Einhaltung der Dipolauswahlregeln, also unter Emission eines Photons ablaufen muss. Dies resultiert in einem effektiveren Pumpzyklus und steht in Kontrast zu dem Fall von komplett depolarisierter Relaxation. Diese tritt auf, wenn die Zelle mit sehr hohen Gasdrücken von Edelgasen wie Helium, Argon oder Xenon gefüllt wird. In diesem Fall wird die Besetzungsverteilung im angeregten Zustand durch sehr häufige Stöße komplett gemischt und alle angeregten Zustände gleichverteilt besetzt. Die Relaxation der angeregten Atome erfolgt dann mit gleicher Wahrscheinlichkeit in jedes einzelne Grundzustandsniveau. Man spricht engl. von *collisional mixing*. Im Gegensatz zum bis jetzt diskutierten optischen Pumpen mit

anschließender Relaxation gemäß spontaner Emission wird dabei die Polarisation, die die Photonen bei der Absorption übertragen haben, nicht transferiert, sondern lediglich die Besetzung der vom Licht gepumpten Grundzustände reduziert und die von nicht gepumpten Grundzuständen erhöht.

Simulationsresultate im Rahmen der Dissertation bestätigen die Annahme, dass es trotz des *quenchings* durch die Stickstofffüllung in den von uns verwendeten Zellen nicht zur vollständig depolarisierten Relaxation kommt.

2.6 Wechselwirkung mit dem Magnetfeld

In einem äußeren Magnetfeld wird die Entartung der magnetischen Unterniveaus m_F durch den Zeeman-Effekt aufgehoben (siehe Abbildung 2.5). Für einen Zustand

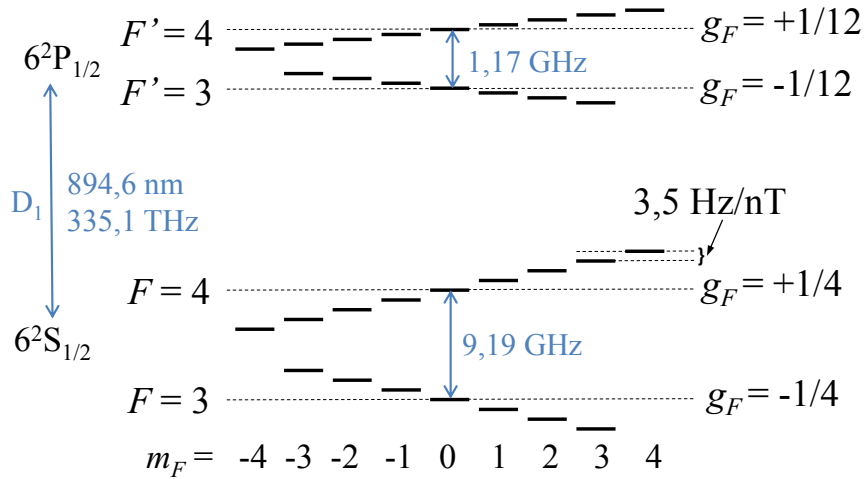


Abbildung 2.5: Leveldiagramm der D₁-Linie von ^{133}Cs in einem kleinen äußeren Magnetfeld ($\omega_{\text{HFS}} \gg \omega_{\text{L}}$) (nicht maßstäblich). Die Entartung der magnetischen Unterniveaus m_F innerhalb der Hyperfeinlevel von Grund- und angeregtem Zustand wird durch den Zeemaneffekt aufgehoben. Die Landè-Faktoren g_F der Hyperfeinlevel innerhalb eines Zustandes weisen nach Gleichung 2.6 in guter Näherung den selben Betrag, aber umgekehrtes Vorzeichen auf.

mit $J = \frac{1}{2}$ kann die Verschiebung der Energieniveaus geschlossen analytisch durch die bekannte Breit-Rabi-Formel [63]

$$\Delta E(F = I \pm \frac{1}{2}) = -\frac{\hbar\omega_{\text{HFS}}}{2(2I+1)} + g_I\mu_I B m_F \pm \frac{\hbar\omega_{\text{HFS}}}{2} \sqrt{x^2 + \frac{4x m_F}{2I+1} + 1} \quad (2.4)$$

angegeben werden, wobei $x = \frac{g_s\mu_B + g_I\mu_I}{\hbar\omega_{\text{HFS}}} B$ ist mit dem Bohrschen Magneton $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,274 \cdot 10^{-24} \frac{\text{J}}{\text{T}}$, dem Kernmagneton $\mu_I = \frac{1}{1836}\mu_B$, dem Landè-Faktor des Elektrons $g_s = 2,002$ und dem Landè-Faktor des ^{133}Cs -Atomkerns $g_I = 0,732$. Die Hyperfein-Aufspaltung des Grundzustandes ω_{HFS} beträgt für Cäsium $2\pi \cdot 9,19 \text{ GHz}$.

Für kleine Magnetfelder (im Bereich weniger μT) kann Gleichung 2.4 um $x = 0$ entwickelt werden mit dem Resultat

$$\Delta E(m_F) = g_F \mu_B B_0 m_F. \quad (2.5)$$

Hier steht g_F für den Landè-Faktor des Atoms und ist eine Funktion der Quantenzahlen des betrachteten Hyperfeinzustandes und für kleine Magnetfelder näherungsweise gegeben durch [49]:

$$\begin{aligned} g_F &\approx g_J \frac{F(F+1) - I(I+1) + J(J+1)}{2F(F+1)} \\ g_J &\approx 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Die Larmorfrequenz aus Gleichung 1.1 ist gegeben als der energetische Abstand zweier benachbarter m_F -Niveaus innerhalb eines Hyperfeinzustandes:

$$\omega_L = \frac{1}{\hbar} [\Delta E(m_F + 1) - \Delta E(m_F)] = \frac{g_F \mu_B}{\hbar} B_0 \stackrel{\text{def}}{=} \gamma_F B_0 \quad (2.7)$$

Für den Grundzustand von Cäsium beträgt $\gamma_{(I\pm 1/2)} \approx \pm 3,5 \frac{\text{Hz}}{\text{nT}}$, die Larmorfrequenzen sind in beiden Hyperfeinniveaus bis auf eine (hier vernachlässigte) sehr kleine Korrektur durch den Kernspin identisch, jedoch ist ihr Präzessionssinn entgegengesetzt orientiert. Dieser Fakt spielt für die Relaxation durch Spin-Austausch-Stöße eine wichtige Rolle (Abschnitt 2.9.3).

2.7 B_1 -Feld, Doppelresonanz und M_x -Magnetometer

Schließen die durch das optische Pumpen aufgebaute Polarisation \vec{P} bzw. Magnetisierung $\vec{M} = \gamma \vec{P}$ der Atome und der Magnetfeldvektor \vec{B} einen von Null verschiedenen Winkel ein, resultiert dies nach der Bloch-Gleichung

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{M} \times \vec{B} = \vec{P} \times \vec{\omega}_L \quad (2.8)$$

in einer Präzessionsbewegung von \vec{P} um \vec{B} mit der Larmorfrequenz ω_L . Diese Präzessionsbewegung führt zu einer periodischen Modulation der optischen Eigenschaften der Atome. Diese Modulation der optischen Eigenschaften erfolgt allerdings zunächst ohne eine Phasenbeziehung der einzelnen Atome zueinander. Bei Integration über das komplette Atomensemble mit seinen zufällig verteilten Phasenlagen mittelt sich diese Modulation heraus. Um makroskopische Änderungen der optischen Eigenschaften des Atomensembles detektieren zu können, muss die Phase der Präzession

synchronisiert werden. Dazu kann ein magnetisches Wechselfeld $B_1 = 2\gamma\Omega_1 \cos(\omega_1 t)$ mit der Rabi-Frequenz Ω_1 verwendet werden, dessen Modulationsfrequenz ω_1 nahe der Larmorfrequenz der Atome ω_L gewählt wird [28, 29, 31]. Das resultierende Messsignal kann phasenempfindlich mit einem Lock-In detektiert werden.

Erweitert man die Blochgleichung 2.8 um Terme, die die Relaxation der Spinpolarisation longitudinal (mit Rate γ_1) und transversal (mit Rate γ_2) zum statischen Magnetfeld \vec{B}_0 beschreiben und das optische Pumpen durch das unter dem Winkel θ zu \vec{B}_0 einfallende zirkular polarisierte Pumplicht mit der Rate γ_P hin zu einer Gleichgewichtspolarisation P_0 berücksichtigen, erhält man die modifizierte Bloch-Gleichung [4]

$$\begin{pmatrix} \dot{P}_x \\ \dot{P}_y \\ \dot{P}_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 2\Omega_1 \cos \omega_1 t \\ 0 \\ \omega_L \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \gamma_2 P_x \\ \gamma_2 P_y \\ \gamma_1 P_z \end{pmatrix} + \gamma_P \begin{pmatrix} -P_x \\ P_0 \sin \theta - P_y \\ -P_0 \cos \theta - P_z \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

Hier wird ein zu $\vec{B}_0 = \gamma\omega_L \vec{z}$ orthogonal oszillierendes Magnetfeld $\vec{B}_1 = B_1 \vec{x}$ angenommen³. Löst man dieses Gleichungssystem unter der Annahme eines kleinen B_1 -Feldes ($\Omega_1 \ll \omega_L$) und mit Hilfe der Drehwellennäherung (engl. *rotating wave approximation*) wie in [64] beschrieben, ergeben sich die In-Phase-Komponente P_X , die Quadratur-Komponente P_Y sowie das Phasensignal φ als [4]

$$\begin{aligned} P_X &= -P_0 \sin(2\theta) \frac{\Omega_1 \gamma_2}{\Omega_1^2 \frac{\gamma_2}{\gamma_1} + \gamma_2^2 + \delta^2} \\ P_Y &= P_0 \sin(2\theta) \frac{\Omega_1 \delta}{\Omega_1^2 \frac{\gamma_2}{\gamma_1} + \gamma_2^2 + \delta^2} \\ \varphi &= \arctan\left(\frac{P_Y}{P_X}\right) = -\arctan\left(\frac{\delta}{\gamma_2}\right) \end{aligned} \quad (2.10)$$

Bei Lock-In-Demodulation mit passend eingestellter Referenzphase ergibt sich je eine lorentzförmige, komplett absorptive Komponente P_X und ein vollständig dispersiver Anteil P_Y . Die Profile in Abhängigkeit der Verstimmung der B_1 -Frequenz von der Larmorfrequenz $\delta = \omega_1 - \omega_L$ zeigt beispielhaft Abbildung 2.6. Bei $\delta = 0$ weist der Betrag von P_X sein Maximum auf, während P_Y dort einen Nulldurchgang besitzt. Die Größe des Messsignals ist proportional zu $\sin(2\theta)$ und damit abhängig vom Winkel θ zwischen Ausbreitungsrichtung des zirkular polarisierten Lichtes \vec{k} und dem statischen Magnetfeld \vec{B}_0 . Für $\theta = n \cdot 90^\circ$ ($n \in \mathbb{Z}$) verschwindet das Signal, man spricht von toten Zonen des Sensors. Für $\theta = 0$ ($\vec{B}_0 \parallel \vec{k}$) findet keine

³In unseren Experimenten liegt aus praktischen Gründen \vec{B}_1 parallel zur Lichtrichtung \vec{k} und besitzt damit immer auch eine zu B_0 orthogonale Komponente. Experimente zeigen, dass sich diese Konfiguration ebenso zur Detektion der Doppelresonanz eignet.

Larmorpräzession statt und folglich wird kein Messsignal generiert. Im Fall $\theta = 90^\circ$ ($\vec{B}_0 \perp \vec{k}$) ist der Mechanismus der Dunkelzustände außer Kraft gesetzt, aufgrund der Larmorpräzession wird die Besetzung der m_F -Niveaus angeglichen und es kann sich keine Polarisation aufbauen (vgl. Abschnitt 6.7). Für $\theta = 45^\circ$ wird das Signal maximal. Das Phasensignal φ weist entsprechend seiner Definition ebenso bei $\delta = 0$ seinen Nulldurchgang auf und kann wie P_Y zur Rückkopplung von ω_1 auf ω_L verwendet werden.

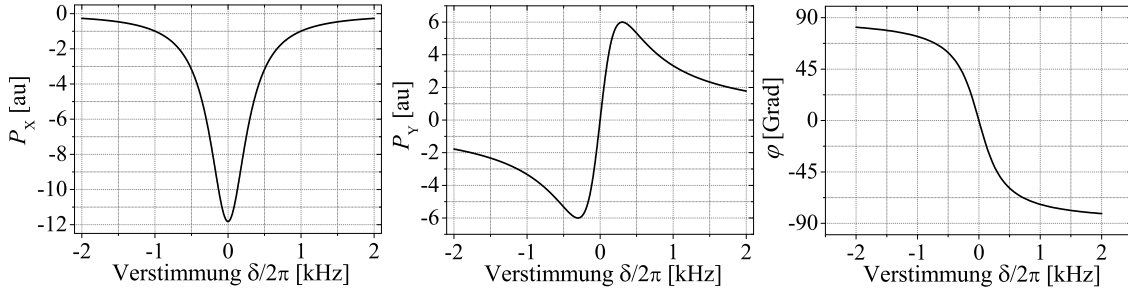


Abbildung 2.6: Lock-In-Signale P_X , P_Y und φ in Abhängigkeit von $\delta = \omega_1 - \omega_L$ wie sie nach Lock-In-Demodulation auftreten.

2.8 Magnetfeldempfindlichkeit

Die Magnetfeldempfindlichkeit ist die zentrale Kenngröße eines Magnetometers. Sie gibt an welche minimale Änderung des zu messenden Magnetfeldes noch aufgelöst werden kann. Fundamental begrenzt ist die Empfindlichkeit zunächst durch das Spinprojektionsrauschen, welches sich als Konsequenz der Heisenbergschen Unschärferelation bei einer quantenmechanischen Messung einer transversalen Komponente des Drehimpulses eines Spinensembles ergibt. Für ein vollständig (bzgl. der Quantisierungsachse \vec{z}) polarisiertes Ensemble gilt $\langle F_z \rangle = F$. Die Messunsicherheit einer zur \vec{z} -Richtung orthogonalen Komponente eines solches Ensembles von N Atomen mit Spin F beträgt

$$\sigma(\langle F_x \rangle) = \sqrt{\frac{F}{2N}}, \quad (2.11)$$

für ein komplett unpolarisiertes Ensemble mit $\langle F_x^2 \rangle + \langle F_y^2 \rangle + \langle F_z^2 \rangle = F(F+1)$ ist sie mit

$$\sigma(\langle F_x \rangle) = \sqrt{\frac{F(F+1)}{3N}} \quad (2.12)$$

ähnlich groß [37]. Je größer das Ensemble ist, desto kleiner ist das Spinprojektionsrauschen.

Die erzielbare spektrale Magnetfeldempfindlichkeit eines optischen Magnetometers

bei einer Messdauer von 1 Sekunde kann damit abgeschätzt werden als

$$B_{\text{pn}} \approx \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{1}{NT_2}} = \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{\gamma_2}{N}}. \quad (2.13)$$

Sie hängt von dem gyromagnetischen Verhältnis der Alkaliatome γ (Cs: $3,5 \frac{\text{nT}}{\text{Hz}}$), der Zahl N der verwendeten Atome und der transversalen Relaxationszeit T_2 bzw. der transversalen Relaxationsrate der Spinpolarisation γ_2 ab. Zur Optimierung der Empfindlichkeit muss also bei vorgegebenem Volumen γ_2 möglichst klein und N möglichst groß gemacht werden. Die Teilchenzahl $N = nV$ kann bei vorgegebenem Zellvolumen V durch Erhöhung der Atomdichte in der Gasphase n vergrößert werden, indem die Zelle mitsamt ihres Alkalireservoirs geheizt wird. Die Teilchendichte in der Gasphase ist in Abhängigkeit von der absoluten Temperatur T durch folgende empirische Formel gegeben:

$$n = \frac{1}{T} 10^{21,866+A-B/T}. \quad (2.14)$$

Hierbei sind $A = 4,165$ und $B = 3830$ für Cäsium experimentell bestimmte Konstanten [65].

Die transversale Relaxationsrate γ_2 bzw. die Spin-Kohärenzzeit T_2 legt die Breite der magnetischen Resonanz fest. Sie spielt daher außer für die Empfindlichkeit des OPMs auch für die Bandbreite des M_x -Magnetometers, welche durch die Resonanzbreite gegeben ist, die entscheidende Rolle. Während ein kleineres γ_2 bzw. eine längere Spin-Kohärenzzeit T_2 die Empfindlichkeit des OPMs verbessert, reduziert dies gleichzeitig auch die Bandbreite des Sensors.

Im Vergleich zum Spinprojektionsrauschen ist das Schrotrauschen, welches einerseits durch den Quantencharakter des durch die Photodiode detektierten Lichtes selbst und andererseits durch die Wandlung des Lichtes in elektrischen Strom als eine Summe einzelner Ladungsträger (Elektronen) entsteht, in der Praxis gewöhnlich dominant. Der bei der Detektion der durch die Alkalidampf-Zelle transmittierten Photonen in der Photodiode generierte Strom I_{dc} trägt bei einer Messbandbreite Δf das Schrotrauschen

$$I_{\text{sn}} = \sqrt{2eI_{\text{dc}}\Delta f}. \quad (2.15)$$

Die auf diese Weise begrenzte spektrale Empfindlichkeit bei einer Messbandbreite von 1 Hz

$$B_{\text{sn}} = \frac{1}{\gamma} \frac{I_{\text{sn}}}{\left. \frac{dP_Y}{d\nu} \right|_{\delta=0}} \frac{1}{\sqrt{\Delta f}} = \frac{1}{\gamma} \frac{\sqrt{2eI_{\text{dc}}}}{\left. \frac{dP_Y}{d\nu} \right|_{\delta=0}} \quad (2.16)$$

bezeichnet man als schrotrausch-begrenzte Empfindlichkeit des Magnetometers, wobei der Anstieg $\frac{P_Y}{d\nu}$ am Nulldurchgang $\delta = \omega_1 - \omega_L = 0$ des dispersiven Signals P_Y in Einheiten des Photostromes angegeben wird (siehe Abbildung 2.7). B_{sn} ist die Emp-

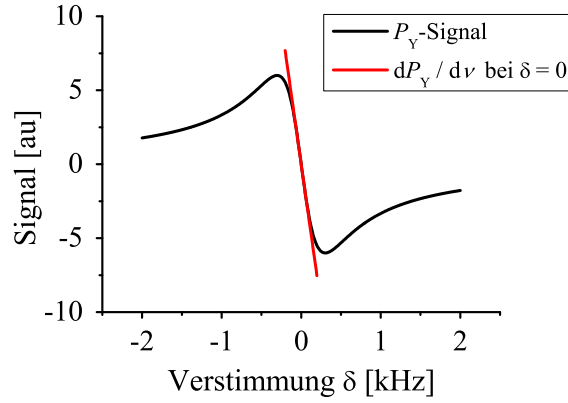


Abbildung 2.7: Definition des Anstiegs des P_Y -Signals im Nulldurchgang $\delta = 0$.

findlichkeit die erzielt werden kann, wenn das Schrotrauschen bei der Detektion des Lichtes die dominante Rauschquelle darstellt und nicht durch andere, zum Beispiel technische Rauschquellen überlagert ist.

2.9 Relaxationsmechanismen im Grundzustand

Die Empfindlichkeit eines Magnetometers ist gemäß Gleichung 2.13 neben der Teilchenzahl N abhängig von der Relaxationsrate γ_2 , die sich aus Beiträgen verschiedener Relaxationsmechanismen, die gleichzeitig auf die Atome in der Zelle wirken, zusammengesetzt.

2.9.1 Wandstöße

Die durch optisches Pumpen polarisierten Alkaliatome der Masse m bewegen sich mit ihrer thermischen Geschwindigkeit

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} \quad (2.17)$$

durch die Zelle. Kommen die Atome in Kontakt mit der Zellwand führt das kurze Verbleiben an dieser (engl. *sticking*) durch elektrostatische Wechselwirkung zum vollständigen Verlust der Polarisation. In einfacher geometrischer Abschätzung ist die Relaxationsrate der Polarisation der Alkaliatome in einer unbehandelten Vakuumzelle gegeben als $R_W = \frac{\bar{v} A_W}{4V}$, wobei A_W die Wandfläche der Zelle bezeichnet [66]. Ohne Gegenmaßnahmen dominiert dieser Relaxationsmechanismus, nicht nur, aber gerade in miniaturisierten Zellen, die Relaxationsrate. Deshalb wurden schon in den Anfängen der optischen Magnetometrie verschiedene essentielle Methoden entwickelt, die Wanddepolarisation zu begrenzen. Ein Weg ist die Beschichtung der

Zellwand mit speziellen Stoffen mit niedrigen Sticking-Zeiten, sodass die Alkaliatome erst nach einer großen Anzahl von Wandstößen ihre Polarisation verlieren. Ursprünglich entdeckt wurde der Effekt mit Paraffinen [67, 68], welche auch heute noch gern in großen Glaszellen verwendet werden und immer noch Gegenstand aktueller Forschung sind [46, 69, 70]. Seit Kurzem werden neue Rekorde der Lebensdauer der Spinpolarisation im Sekunden-Bereich durch Einsatz von bestimmten Alkenen als Wandbeschichtung publiziert [71, 72]. Die Beschichtung der Glaszellen mit diesen organischen Verbindungen ist immer noch Handarbeit und für miniaturisierte Zellen aufgrund der niedrigen Schmelztemperaturen (Paraffin: $T \approx 60^\circ\text{C}$, Alkene aus [71]: $T \approx 33^\circ\text{C}$) nicht geeignet.

Erst vor wenigen Jahren wurde die Effektivität von speziellen Silanen demonstriert [73], welche bei sehr viel höheren Temperaturen eingesetzt werden können ($T \approx 150^\circ\text{C}$) als zum Beispiel Paraffine, was sie damit sehr interessant für miniaturisierte Zellen macht. Die dazu nötige mit dem für die Zellherstellung verwendeten Waferbonden kompatible Technologie ist allerdings noch nicht etabliert und Gegenstand aktueller Forschung. So muss, um die eingebrachte Wandbeschichtung nicht unkontrolliert aufzuschmelzen oder gar zu verdampfen, die Bondtemperatur von den üblichen 300°C gesenkt werden. Dazu wurden jüngst Verfahren entwickelt, bei denen durch dünne Schichten von Indium [74] oder Lithium-Niobat-Phosphat-Glas [75] die Ionenmobilität stark erhöht und so selbst bei Raumtemperatur hermetisches anodisches Bonden möglich wird.

Eine Wandbeschichtung kann nicht nur hilfreich bei der Verlängerung der Lebensdauer der Spinpolarisation sein, sondern auch bei der Lebensdauer der Zelle selbst. Insbesondere die Verwendung der Zellen bei hoher Temperatur lässt eine begrenzte Lebensdauer der Zellen erwarten, da Alkalimetall in die Wände diffundieren und damit für die Anwendung im Magnetometer verloren gehen kann. Eine Steigerung der erwarteten Lebensdauer der Zellen um eine Größenordnung konnte in unserer Gruppe durch Beschichtung der Zellwand mit Al_2O_3 mittels Atomlagen-Abscheidung demonstriert werden [76]. Bei den in der hier vorliegenden Arbeit verwendeten Zelltemperaturen stellt die Lebensdauer der Zellen jedoch kein Problem dar und die Zellen zeigen über Jahre hinweg gleichbleibende Eigenschaften.

2.9.2 Puffergas-Stöße

Die zweite Methode die Wirkung der Wandstöße zu reduzieren beruht auf dem Befüllen der Zelle mit einem zusätzlichen Gas, dem sogenannten Puffergas. Durch dieses Gas wird die Bewegung der Alkaliatome eingeschränkt und Wandstöße finden seltener statt. Die Wandstoßrate in einer zylindrischen, puffergasgefüllten Zelle kann

modelliert werden als [77]:

$$R_{\text{WD}} = \left[\left(\frac{\pi}{h} \right)^2 + \left(\frac{4,90}{d} \right)^2 \right] \frac{D_{0,\text{Cs-PG}}}{\eta} \sqrt{\frac{T}{273,15\text{K}}} \quad (2.18)$$

Dabei sind h die Höhe und d der Durchmesser des zylindrischen Zellvolumens, $D_{0,\text{Cs-PG}}$ die Diffusionskonstante der Cäsiumatome im verwendeten Puffergas, η die Teilchendichte des Puffergases in Amagat. Es stellte sich schon in den Anfängen der optischen Magnetometrie heraus, dass die Polarisation des elektronischen Grundzustandes von Alkaliatomen im Gegensatz zur Polarisation in angeregten Niveaus sehr stabil gegenüber Stößen mit anderen Atomen geeigneter Gase sein kann [32]. Nur dadurch ist es überhaupt sinnvoll zusätzliches Gas in die Zelle zu füllen, wenngleich die Stöße mit den Puffergasatomen einen eigenen Relaxationsmechanismus für die Polarisation der Alkaliatome im Grundzustand darstellen. Dessen Rate ist gegeben durch

$$R_{\text{PG}} = n_{\text{PG}} \bar{v}_{\text{Cs-PG}} \sigma_{\text{Cs-PG}}, \quad (2.19)$$

wobei $\bar{v}_{\text{Cs-PG}} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi M}}$ mit der reduzierten Masse $M = \frac{m_{\text{Cs}} m_{\text{PG}}}{m_{\text{Cs}} + m_{\text{PG}}}$ die mittlere thermische Relativgeschwindigkeit von Cäsiumatomen und Puffergasteilchen, $\sigma_{\text{Cs-PG}}$ den Depolarisationsquerschnitt von Cäsium im verwendeten Puffergas und $n_{\text{PG}} = \eta n_0$ die bei Herstellung und Verschluss der Zelle festgelegte Teilchendichte des verwendeten Puffergases bezeichnet. Die Edelgase weisen kleine Depolarisationsquerschnitte auf und sind am besten als Puffergas geeignet, ähnlich gut geeignet ist Stickstoff, welcher während der Herstellung unserer Zellen ohnehin freigesetzt wird (vgl. Anhang B) und zusätzlich für ein vorteilhaftes *quenching* des angeregten Zustandes (siehe Abschnitt 2.5) sorgt. Die der Literatur entnommenen, gemessenen Depolarisationsquerschnitte sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Abbildung 2.8 zeigt die aus der Summe von Wand- und Puffergasstößen resultierende halbe Linienbreite des

Tabelle 2.2: Depolarisationsquerschnitt und reduzierte Masse von Cäsium (in Vielfachen von u) in verschiedenen Puffergasen.

Puffergas	$D_{0,\text{Cs-PG}}$ [$\frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$]	$\sigma_{\text{Cs-PG}}$ [cm^2]	red. Masse M in u [u = $1\,66 \cdot 10^{-27}$ kg]	Quelle
Helium	0,29	$2,4 \cdot 10^{-23}$	3,88	[78]
Stickstoff	0,07	$5,5 \cdot 10^{-22}$	23,1	[79]
Neon	0,20	$9,3 \cdot 10^{-23}$	17,5	[80, 79]
Argon	0,10	$1,0 \cdot 10^{-21}$	30,7	[81]
Krypton	0,14	$2,5 \cdot 10^{-20}$	51,4	[82]
Xenon	k.A.	$4,6 \cdot 10^{-20}$	66,0	[83]

magnetischen Resonanzsignals. Sie wurde modelliert für die von uns hergestellten und verwendeten Magnetometerzellen ($h = 4 \text{ mm}$, $d = 4 \text{ mm}$) bei einer Temperatur von $T = 100^\circ\text{C}$ in Abhängigkeit von der Puffergasdichte und für verschiedene Puffergase. Da die Relaxationsrate mit der Puffergasdichte zu- und die Wandstoßrate

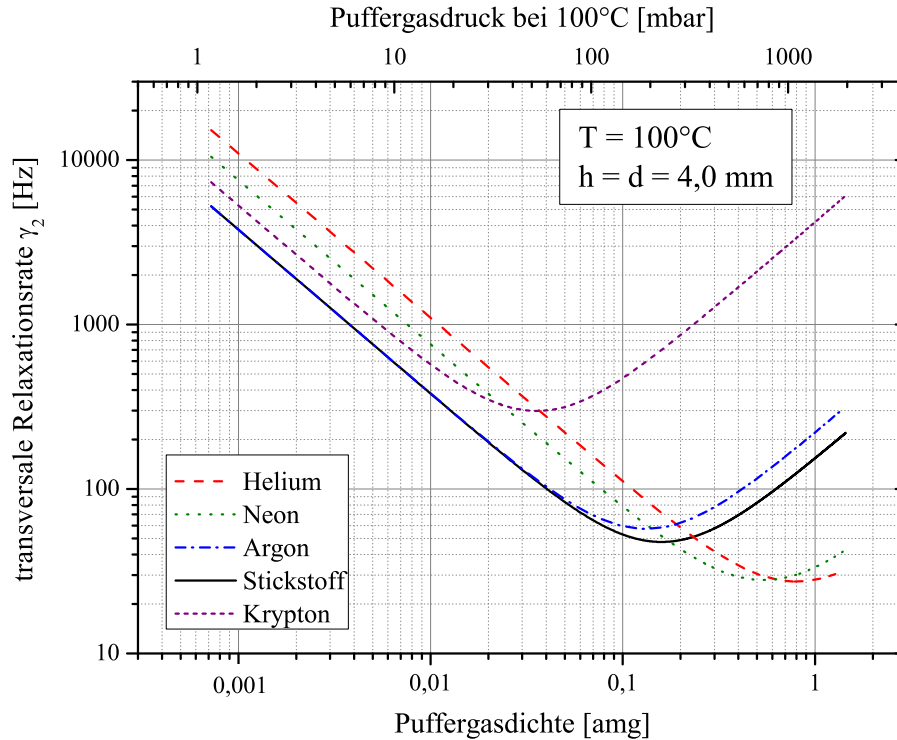


Abbildung 2.8: Berechnete transversale Relaxationsrate γ_2 bei 100°C allein durch Wand- und Puffergasstöße $\frac{1}{2\pi}(R_{\text{WD}} + R_{\text{PG}})$ in einer zylindrischen Zelle mit Durchmesser und Höhe 4 mm in Abhängigkeit von der Puffergasdichte bzw. -druck für verschiedene Puffergase. Es wurden Depolarisationsquerschnitte aus der Literatur (siehe Tabelle 2.2) verwendet. Während Krypton weniger gut geeignet ist, erzielt man die längsten Relaxationszeiten mit Argon und Helium, Stickstoff erreicht sein (etwas schlechteres) Optimum allerdings schon bei kleineren Puffergasdichten /-drücken.

abnimmt, gibt es bei vorgegebener Zellgeometrie für das verwendete Puffergas eine optimale Teilchendichte, bei dem die Summe der Relaxationsraten durch Wand- und Puffergasstöße minimiert wird. Die kleinste Relaxationsrate ist mit einer reinen Heliumfüllung zu erwarten, jedoch wird dazu auch eine deutlich höhere Puffergasdichte benötigt als für das Erreichen des optimalen Punktes einer stickstoffgefüllten Zelle. Mit steigender Puffergasdichte verbreitern sich jedoch auch die optischen Absorptionslinien der Alkaliatome (siehe Abschnitt 2.3). Für das Pumpen mit einem schmalbandigen Laser ist eine zu starke Verbreiterung der optischen Linien nicht wünschenswert, da sich dadurch die benötigte Pumpleistung stark erhöht. Die Relaxationsraten durch Wand- und Puffergasstöße skalieren nur gering (mit der Wurzel)

der Zelltemperatur, sodass diese Abhängigkeit gegenüber der durch die Alkali-Stöße hervorgerufenen starken Kopplung an die Teilchendichte und damit an die Zelltemperatur (siehe unten) vernachlässigt werden kann. Es existiert in der Literatur keine Angabe einer Diffusionskonstante von Cäsium in Xenon. Bei diesen schweren Edelgasatomen spielt neben den binären Stößen auch die Formation von sogenannten Van-der-Waals-Molekülen bestehend aus Edelgas- und Alkaliatom als Relaxationsmechanismus eine entscheidende Rolle und erfordert aufwendigere Modellierung [84–86].

2.9.3 Alkali-Stöße

Ist durch ein optimiertes Zelldesign die depolarisierende Wirkung der Wandstöße minimiert, wird die Relaxationsrate normalerweise durch einen anderen Relaxationsmechanismus dominiert: Stöße der sich thermisch durch die Zelle bewegenden Alkali-Atome miteinander begrenzen ebenfalls die Lebensdauer der Polarisation. Hierbei werden Spin-Austausch-Stöße, bei denen der atomare Gesamtspin der beiden stoßenden Atome vollständig erhalten bleibt, von Spin-Zerstörungs-Stößen unterschieden, bei welchen Drehimpuls teilweise in relative Rotationsbewegung der Atome zueinander verloren geht [87].

Spin-Austausch

Die Spin-Austausch-Wechselwirkung zweier sich annähernder Atome basiert auf den unterschiedlichen Potentialverläufen von Singulett- und Triplettzustand. Dieser Unterschied resultiert nicht, wie man zunächst annehmen könnte, aus einer magnetischen Wechselwirkung der Spins, sondern ist elektrostatischer Natur und beruht auf dem Pauliprinzip [88]. Während eines Spin-Austausch-Stoßes bleibt der Gesamtspin der Stoßpartner erhalten [89], allerdings können die Atome durch die Stöße zwischen oberem ($F = I + 1/2$) und unterem ($F = I - 1/2$) Hyperfeinniveau des Grundzustandes sowie deren magnetischen Sublevels m_F wechseln. Der Prozess ist von der Teilchendichte der Alkaliatome in der Gasphase n , deren relativer thermischer Geschwindigkeit $\bar{v}_{Cs} = \sqrt{2}\bar{v}$ und vom atomspezifischen Wirkungsquerschnitt σ_{SE} abhängig. Die Spin-Austausch-Rate

$$R_{SE} = n\bar{v}_{Cs}\sigma_{SE} \quad (2.20)$$

gibt an, wie oft die Spin-Austausch-Stöße zwischen den Atomen stattfinden. Davon abhängig kann man die Verbreiterung der magnetischen Resonanzlinie in erster Näherung gemäß

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi} \frac{R_{SE}}{q_{SE}} \quad (2.21)$$

schreiben, wobei $\frac{1}{q_{SE}}$ das Verhältnis von Spin-Austausch-Rate zu Verbreiterung der magnetischen Resonanz durch Spin-Austausch-Wechselwirkung beschreibt und für den Spezialfall verschwindender Polarisation der Atome konstant ist [90, 91]: In großen Magnetfeldern ($\omega_L \gg R_{SE}$) beträgt $\frac{1}{q_{SE}}$ im oberen Grundzustand $F = 4$ von Cäsium ($I = \frac{7}{2}$)

$$\frac{1}{q_{SE}} = \frac{2I(2I-1)}{3(2I+1)^2} = \frac{7}{32}. \quad (2.22)$$

In sehr kleinem Magnetfeld ($\omega_L \ll R_{SE}$) ist $\frac{1}{q_{SE}} \rightarrow 0$ und beschreibt den SERF-Effekt (siehe unten).

In einem Experiment arbeitet man immer bei endlicher, um große Signale zu erzielen meist sogar mit möglichst großer Polarisation, die obigen Spezialfälle sind also nur als einfache Näherungen zu betrachten. Der Spin-Austausch-Mechanismus mischt die Atome im Grundzustand untereinander und hängt dabei wiederum von der aktuellen Besetzungsverteilung selbst ab, der Effekt ist nichtlinear und zeitabhängig. In seiner vollen Dynamik kann der Spin-Austausch nur im Dichtematrix-Formalismus abgebildet werden. In seiner Wirkung auf die Dichtematrix ρ des Grundzustandes kann er durch folgenden Ausdruck angegeben werden [92, 48, 59]:

$$\frac{\hat{\Gamma}_{SE}(\rho)}{R_{SE}} = -\frac{3}{4}\rho + \vec{S} \cdot \rho \vec{S} + \langle \vec{S} \rangle \left(\{ \vec{S}, \rho \} - 2i\vec{S} \times \rho \vec{S} \right). \quad (2.23)$$

$\hat{\Gamma}_{SE}(\rho)$ wird Spin-Austausch-Operator genannt. Zur Simulation (siehe Kapitel 5) ist $\hat{\Gamma}_{SE}$ an die Liouville-Gleichungen 5.1 des Grundzustandes anzufügen. Explizit ausgeschrieben mit $\vec{S} = \frac{1}{2}\vec{\sigma}$ erhält man den Ausdruck, welcher in der Simulation implementiert wurde:

$$\begin{aligned} \frac{\hat{\Gamma}_{SE}(\rho)}{R_{SE}} = \frac{1}{4} & \left(-3\rho + \sigma_x \rho \sigma_x + \sigma_y \rho \sigma_y + \sigma_z \rho \sigma_z \right. \\ & + \text{Tr}(\rho \sigma_x) \left(\sigma_x \rho + \rho \sigma_x - i(\sigma_y \rho \sigma_z - \sigma_z \rho \sigma_y) \right) \\ & + \text{Tr}(\rho \sigma_y) \left(\sigma_y \rho + \rho \sigma_y - i(\sigma_z \rho \sigma_x - \sigma_x \rho \sigma_z) \right) \\ & \left. + \text{Tr}(\rho \sigma_z) \left(\sigma_z \rho + \rho \sigma_z - i(\sigma_x \rho \sigma_y - \sigma_y \rho \sigma_x) \right) \right). \end{aligned} \quad (2.24)$$

Dabei repräsentieren die σ_i die Komponenten des Spin-Operators des Valenzelektrons \vec{S} , beziehungsweise die verallgemeinerten Pauli-Matrizen der Dimension $(4I+2) \times (4I+2)$ im Grundzustand des Alkaliatoms.

Die Stoßrate R_{SE} ist über Teilchendichte n und thermische Geschwindigkeit \bar{v} der Atome stark mit der Zelltemperatur gekoppelt. So bedeutet die Erhöhung der Teilchendichte durch Heizen neben einer Zunahme der effektiven Atomzahl N auch die Erhöhung der Spin-Austausch-Relaxation. Ab einer gewissen Zelltemperatur domi-

niert deshalb dieser Relaxationsmechanismus und legt die magnetische Resonanzbreite fest. Setzt man Gleichung 2.20 in 2.13 ein, ergibt sich dann näherungsweise

$$B_{\text{pn}} \approx \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{R_{\text{SE}}}{nV}} = \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{\bar{v}\sigma_{\text{SE}}}{V}}. \quad (2.25)$$

Die Empfindlichkeit wird also unabhängig von der Teilchendichte n . Man kann die Empfindlichkeit durch Erhöhung der Teilchendichte bei vorgegebenem Volumen nicht beliebig verbessern, da die gesteigerte Signalamplitude durch die gleichzeitig vergrößerte Resonanzbreite kompensiert wird. Es ist allerdings möglich, die Wirkung der Spin-Austausch-Relaxation zu eliminieren (im sogenannten SERF-Regime, siehe unten) oder zumindest zu reduzieren (mit dem in Kapitel 6 beschriebenen LN-Regime) und dadurch die Empfindlichkeit über das durch Gleichung 2.25 gegebene Limit hinaus steigern.

SERF-Regime

William Happer und Kollegen entdeckten im Jahr 1973, dass die Wirkung der Spin-Austausch-Relaxation verschwindet, wenn man die Teilchendichte n stark erhöht und gleichzeitig in sehr kleinen statischen Magnetfeldern misst [93]. Sie erklärten den Effekt wenige Jahre später [90]: Ist die Spin-Austausch-Rate R_{SE} viel größer als die Larmorfrequenz ω_L , wechseln die Atome während einer Larmorperiode sehr oft zwischen den Leveln des Grundzustandes hin und her und präzedieren zwischen den Stößen eine entsprechend kurze Zeit in dem jeweiligen Zustand. Da das obere Hyperfeinniveau $F = I + 1/2$ zwei Unterzustände m_F mehr aufweist, wird dieses statistisch bevorzugt besetzt. Zeitlich gemittelt präzedieren die Atome also im Sinn von $F = I + 1/2$ und die Relaxation ist effektiv eliminiert. Durch die kleineren Anteile bei gegenläufiger Präzession der Atome in $F = I - 1/2$ resultiert eine verkleinerte Larmorfrequenz. Das effektive gyromagnetische Verhältnis γ ergibt sich als Wichtung der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten in oberem und unterem Hyperfeinniveau und wird damit abhängig vom Polarisationsgrad der Atome. Diese Tatsache macht das SERF-Regime (engl. für *spin-exchange relaxation-free*) ungeeignet zur absoluten Messung von (kleinen) statischen Magnetfeldern. Unabhängig davon hat die Wiederentdeckung des Effekts [43, 44] zur Entwicklung der optischen Magnetometer mit den aktuell besten Empfindlichkeitswerten geführt [3]. Um diese Rekordwerte zu erzielen, ist es nötig in einer sehr aufwendig geschirmten Umgebung zu arbeiten. Für den von uns angestrebten Einsatz des Sensors im Erdmagnetfeld ist das SERF-Regime ohne aktive Kompensation, die wiederum Einbußen an Empfindlichkeit des Sensors erwarten lässt [45], ungeeignet.

Spin-Zerstörung

Während die meisten binären Alkali-Alkali-Stöße (bei Cäsium ca. 99%) den Gesamtspin erhalten, beobachtet man auch solche, bei denen Drehimpuls in die relative Drehbewegung der Stoßpartner zueinander umgewandelt wird. Als Mechanismus hierfür wurde die magnetische Spin-Spin-Wechselwirkung diskutiert [87]. Analog zum Spin-Austausch definiert man die Spin-Zerstörungs-Rate als

$$R_{\text{SD}} = \frac{1}{q} n \bar{v} \sigma_{\text{SD}} \quad (2.26)$$

mit dem zugehörigen Wirkungsquerschnitt σ_{SD} , welcher für Cäsium jedoch zwei Größenordnungen kleiner als σ_{SE} ist. Der Vorfaktor $\frac{1}{q}$ trägt der Wahrscheinlichkeit Rechnung, dass der polarisierte Atomkern den durch einen Spin-Zerstörungs-Stoß depolarisierten Elektronenspin wieder repolarisiert. q wird engl. *nuclear slowing-down-factor* genannt, ist eine Funktion des Polarisationsgrades des Ensembles und bewegt sich für Cäsium zwischen 22 (keine Polarisation) und 8 (maximale Polarisation) und verkleinert den Effekt zusätzlich [48, 91]. Dieser Relaxationsprozess ist nur relevant, wenn die Relaxation durch Spin-Austausch-Wechselwirkung unterdrückt und die Summe aus Wand- und Puffergasstoßrate nicht größer als R_{SD} ist. Dies ist für die in dieser Arbeit verwendeten Zellen selbst bei Annahme einer vollständigen Unterdrückung der Spin-Austausch-Relaxation erst oberhalb von ca. 140°C der Fall und kann damit vernachlässigt werden.

2.9.4 Wechselwirkung mit äußeren Feldern

Abgesehen von den oben beschriebenen Mechanismen, welche hier intrinsisch genannt werden, kann die magnetische Resonanz auch durch die wirkenden Licht- und Magnetfelder verbreitert werden. Diese durch den Betrieb des OPMs auftretenden Verbreiterungsmechanismen betreffen einerseits das Pumplicht, andererseits das oszillierende Magnetfeld B_1 sowie mögliche Gradienten des statischen Magnetfeldes B_0 . Um die Eigenschaften einer Zelle zu beurteilen ist es interessant ausschließlich die intrinsischen Relaxationsbeiträge zu extrahieren (siehe Kapitel 4). Deswegen sollten Anteile der betriebsbedingten Beiträge entweder direkt bei der Messung vermieden (z.B. durch Verwendung des Phasensignals φ der magnetischen Resonanz) oder nachträglich herausgerechnet werden (z.B. durch Extrapolation der Messungen zu verschwindender Laserleistung). Dieses Vorgehen wird in den Kapiteln 4 und 6 erfolgreich angewandt.

Verbreiterung durch das Laserlicht

Das optische Pumpen von Grundzustandsatomen verkürzt deren Lebensdauer im Grundzustand und unterbricht zu einem zufälligen Zeitpunkt deren Larmorpräzession. Folglich führt der optische Pumpprozess zu einer effektiven Relaxation und damit zu einer Verbreiterung des magnetischen Resonanzsignals. In erster Näherung kann diese Verbreiterung für kleine Laserleistung als linear in der Intensität I_{Laser} angenommen werden,

$$R_{\text{OP}} = \varepsilon I_{\text{Laser}} \quad (2.27)$$

mit einer Proportionalitätskonstante ε .

Um diese in Messungen immer auftretende zusätzliche Verbreiterung zu eliminieren, muss man also für verschiedene kleine Laserleistungen messen und dann zu verschwindender Leistung nachträglich extrapolieren. Kleine Leistungen sind solche, die die Besetzungszustände des gepumpten Niveaus nicht zu stark ändern und damit auch der Absorptionskoeffizient näherungsweise konstant bleibt. Für sehr große Laserintensitäten werden die gepumpten Grundzustandsniveaus mehr und mehr entleert und bei entsprechend polarisiertem Licht der Gasdampf mehr und mehr polarisiert. Dies verändert den Absorptionskoeffizienten, man beobachtet ein Sättigungsverhalten.

Verbreiterung durch das B_1 -Feld

Durch das B_1 -Feld werden wie durch das optische Pumpen Übergänge zwischen den einzelnen m_F -Niveaus induziert, was in vereinfachter Vorstellung zu einer Verkürzung der Lebensdauer der Spinpolarisation führt und damit zu einer Verbreiterung der magnetischen Resonanz. Aus den Lock-In-Signalen (Gleichungen 2.10) kann man die halbe Breite der Resonanz durch ein resonant abgestimmtes Wechselfeld B_1 ablesen zu

$$\Delta\omega_1 = \sqrt{\Omega_1^2 \gamma_2 / \gamma_1 + \gamma_2^2} \quad (2.28)$$

Um für eine gute Empfindlichkeit des Sensors nötige große Magnetresonanzsignale zu generieren werden Amplituden B_1 bzw. Rabi-Frequenzen $\Omega_1 = \gamma B_1$ des Wechselfeldes verwendet, die eine Verbreiterung von P_X und P_Y um einen nicht zu vernachlässigenden Faktor bewirken. Das Phasensignal der Lock-In-Demodulation φ ist jedoch in erster Näherung nicht von der Verbreiterung (engl. *rf-field broadening*) betroffen [94] und deshalb sehr gut geeignet die intrinsische transversale Relaxationsrate zu bestimmen.

Magnetfeldgradienten

Ein sich über das Zellvolumen erstreckender Magnetfeldgradient ΔB führt dazu, dass die Larmorfrequenz der Atome von deren Aufenthaltsort innerhalb der Zelle abhängig wird. Da das Messsignal die Beiträge aller Atome repräsentiert, wird über den Magnetfeldgradienten gemittelt und es kommt durch Überlagerung leicht verschobener Einzelresonanzen zu einer Verbreiterung des Messsignals. Bei stillstehenden Atome kann man die Verbreiterung des Resonanzsignals des Gesamt-Ensembles angeben als

$$\Delta\omega_{\text{Grad}} = \gamma\Delta B. \quad (2.29)$$

Im Experiment bewegen sich die Atome thermisch durch die Zelle und sind zu verschiedenen Zeiten verschiedenen Magnetfeldern ausgesetzt. In Zellen mit sehr hohem Puffergasdruck sind die Alkaliatome sehr stark lokalisiert, was zu einer stärker ausgeprägten Verbreiterung durch mögliche Magnetfeldgradienten führen kann.

In der verwendeten Schirmtonne werden sehr homogene statische Magnetfelder erzeugt: Im zentralen Würfel der Anordnung von Schirmtonne und Helmholtzspulensystem (siehe Kapitel 3) von 10 cm Kantenlänge ist die maximale relative Inhomogenität kleiner als $\frac{\Delta B}{B} = 2 \cdot 10^{-3}$ [95]. Für die verwendeten Zellen der Dimension von 4 mm beträgt die maximale relative Abweichung also $\frac{\Delta B}{B} = 8 \cdot 10^{-5}$ und entspricht einer Abweichung der Larmorfrequenz von 14 Hz (1,4 Hz) in einem Feld von $50 \mu\text{T}$ ($5 \mu\text{T}$). Dies liegt deutlich unterhalb der gemessenen intrinsischen Relaxationsraten der Zellen (vgl. Kapitel 4), sodass der Einfluß von Gradienten auf die Breite des magnetischen Resonanzsignals im Folgenden vernachlässigt werden kann.

2.9.5 Gesamtraten

Die longitudinale und transversale Relaxationsrate (in Hz) ergeben sich als Summe der oben beschriebenen Relaxationsprozesse gemäß

$$\gamma_1 = \frac{1}{2\pi}(R_{\text{WD}} + R_{\text{PG}} + R_{\text{SD}} + R_{\text{OP}}) \quad (2.30)$$

und

$$\gamma_2 = \frac{1}{2\pi}(R_{\text{WD}} + R_{\text{PG}} + R_{\text{SD}} + R_{\text{SE}} + R_{\text{OP}}) = \gamma_1 + \frac{1}{2\pi}R_{\text{SE}}. \quad (2.31)$$

Alle Mechanismen, die nur zur Dephasierung der Präzession der Spins beitragen, wie die Spin-Austausch-Wechselwirkung oder Magnetfeldgradienten tragen nicht zur longitudinalen Relaxationsrate bei. Dagegen tragen alle auf die longitudinale Komponente wirkenden Mechanismen auch zur transversalen Rate bei. Durch die Relaxation der longitudinalen Polarisation geht die gemeinsame Ausrichtung der Einzelspins zueinander und damit auch die Kohärenz ihrer Präzession verloren.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Der für die in dieser Arbeit vorgestellten experimentellen Ergebnisse verwendete Versuchsaufbau soll hier in seinen grundsätzlichen Teilen erläutert werden. Die für die jeweils in den Kapiteln 4 und 6 präsentierten Resultate nötigen Anpassungen des Aufbaus werden dort gesondert beschrieben.

3.1 Cäsium-Zellen

In dieser Arbeit wurden sechs Zell-Arrays verwendet, deren Messzellen identische Zylindergeometrie (Durchmesser 4 mm, Dicke 4 mm, Zellvolumen $V = 50 \text{ mm}^3$) aufweisen und sich nur in ihrer Stickstoffdichte η unterscheiden (siehe Tabelle 3.1). Die Stickstoffdichte wurde spektroskopisch anhand der Linienverschiebung der Cs-D₁-Linie der Zellen gegenüber einer Vakuum-Referenzzelle bestimmt, wobei zur Umrechnung der Literaturwert aus Tabelle 2.1 verwendet wurde. Die Messzellen sind Teil eines Array-Aufbaus wie in Abbildung 3.1 dargestellt und sind über Kanäle mit einem zentralen Cäsium-Reservoir verbunden. Dadurch wird sichergestellt, dass alle Messzellen sehr ähnliche Teilchendichten aufweisen und keine Rückstände der Cäsiumazid-Befüllung (siehe Anhang B) den Strahlengang abschatten. Durch die gute Wärmeleitfähigkeit des massiven Siliziums weisen die Messzellen immer sehr ähnliche Temperaturen auf. Durch angepasstes thermisches Design bleibt die Tem-

Tabelle 3.1: Puffergasdichten bzw. -drücke der in dieser Arbeit verwendeten Cäsium-Array-Zellen mit identischer Geometrie ihrer Messzellen.

Zell-Array	1	2	3	4	5	6
η_{N_2} [amg]	0,0082	0,0601	0,106	0,236	0,353	0,415
p_{N_2} [mbar] @ 100°C	11	83,2	147	326	489	574

peratur des Reservoirs immer einige °C unterhalb der der Messzellen [96]. Dadurch kondensiert beim Abkühlen des Arrays das Cäsium im Reservoir und schlägt sich nicht im Strahlengang nieder.

3.2 Pumplicht

Zum optischen Pumpen der Cäsium-Atome kommt Licht eines DFB-Lasers (engl. für *distributed feedback*) *Toptica DL100* zum Einsatz, dessen Linienbreite ($\nu_L < 5$ MHz) immer viel kleiner als die Linienbreite der Hyperfeinübergänge ist. Die Intensität des Laserlichts wird durch ein Paar eines automatisiert rotierbaren und eines fixierten linearen Polarisators (*Thorlabs LPVIS50*) eingestellt. Optional kommt ein Trapezverstärker (*Sacher Tapered Amplifier*) zum Einsatz. Das Licht wird über eine polarisationserhaltende Single-Mode-Faser (*Thorlabs P3-780PM-FC-5*) zum Magnetometer-Aufbau geführt und durch eine Kombination eines linearen Polarisators (*Thorlabs LPVIS50*) und eines $\lambda/4$ -Plättchens (*Meadowlark NQ-050-895*) zirkular polarisiert und bestrahlt das Eintrittsfenster der Zelle vollständig.

3.3 Temperaturkontrolle der Zelle

Die Zelle mitsamt ihres Reservoirs wird geheizt, indem nichtresonantes Licht ($\lambda = 808$ nm) eines Heizlasers (*Lumics LU808C030*) über Multimode-Fasern (*Thorlabs BFL37-800*) in die Schirmtonne (siehe unten) und wie in Abbildung 3.1 gezeigt auf die Seiten des Siliziumwafers der Zellstruktur gestrahlt wird. Die Zelltempera-

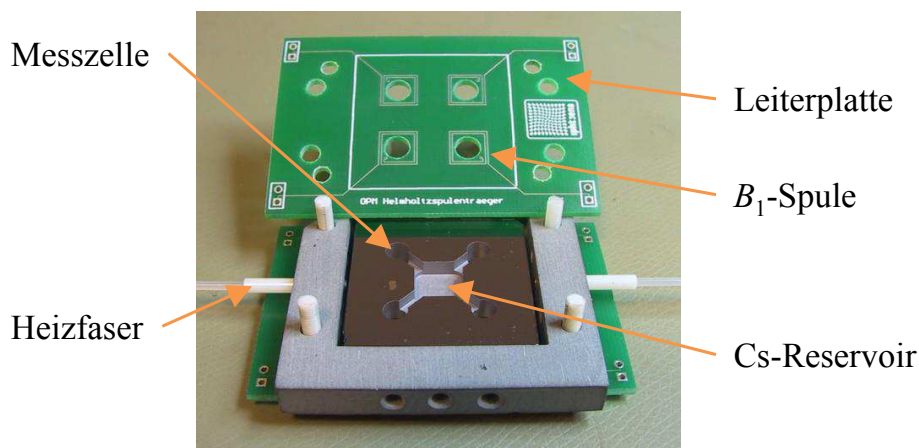


Abbildung 3.1: Ein Zellarray mit vier Messzellen und zentralem Cs-Reservoir in seiner Keramik-Halterung. Durch von links und rechts herangeführte Fasern wird Licht des Heizlasers auf das Silizium des Zellarrays gekoppelt. Ober- und unterseitig fixierte Leiterplatten (hier ist die Oberseite hochgeklappt) enthalten für jede Messzelle separate Spulen für das B_1 -Feld.

tur misst ein optischer, nichtmagnetischer, faserbasierter Temperatursensor (*Opsens Tempens*), dessen Fühler in einem dafür in den Wafer gebohrten Loch fixiert wird.

3.4 Magnetfelder

Um ein gewünschtes Magnetfeld einstellen zu können und äußere magnetische Störungen zu reduzieren, wird das Erdmagnetfeld abgeschirmt. Dazu befindet sich der Sensoraufbau innerhalb einer Schirmtonne (Länge 150 cm, äußerer Durchmesser 125 cm) aus drei Lagen μ -Metall (siehe Abbildung 3.2). Der Schirmfaktor für statische Felder beträgt in longitudinaler Richtung des Zylinders ca. 500, in transversaler Richtung etwa 1000 und steigt für Frequenzen > 10 Hz stark an [95]. Restfelder innerhalb der Schirmtonne liegen nach Entmagnetisierung der Schirmung unterhalb von 10 nT [97]. In der Schirmung kann durch ein dreiachsiges Helmholtzspulen-System ein sehr homogenes statisches Magnetfeld in beliebiger Richtung angelegt werden.

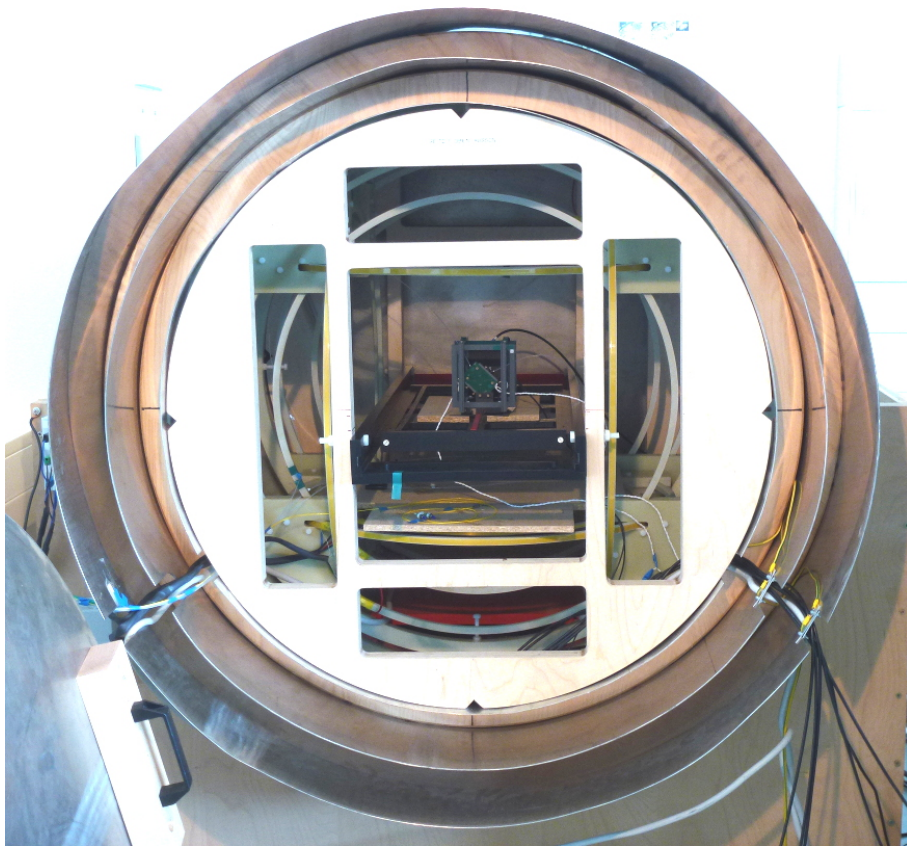


Abbildung 3.2: Schirmtonne mit geöffneten vorderen Deckeln. Im Inneren kann über ein dreiachsiges Spulensystem das gewünschte statische Magnetfeld angelegt werden. Im zentralen Bereich der Tonne und der großen Helmholtzspulen wird der Messaufbau platziert. Zu sehen ist das Zellarray in seiner Halterung (vgl. Abbildung 3.1) und das das Zellarray umgebende kleinere Helmholtzspulen-System.

Das Stromrauschen der sechs Stromquellen *Kepeco ABC 60 2-DM* (je eine pro Spule, zwei pro Raumrichtung) wird durch selbstgebaute Tiefpassfilter stark reduziert. Dieses System wird für alle Messungen bei $B_0 = 50 \mu\text{T}$ verwendet. Der Einfluß von Magnetfeldgradienten des statischen Feldes war während aller Messungen vernachlässigbar, wie der Vergleich mit Messungen bei absichtlich angelegten Gradienten zeigte.

Ein zweites, kleineres Helmholtzspulen-System (Kantenlänge 10 cm, siehe Abbildung 3.2) kann entweder ein auf alle Zellen gemeinsam wirkendes B_1 -Feld oder das in den GZHE-Messungen (siehe Kapitel 4) durchgefahrene longitudinale Magnetfeld B_{\parallel} bereitstellen. Kleine Spulen auf Leiterplatten auf Vorder- und Rückseite des Zell-Arrays (siehe Abbildung 3.1) erlauben das Anlegen von jeweils nur auf einzelne Zellen wirkender B_1 -Felder (benötigt in Abschnitt 6.6).

3.5 Ausleseelektronik

Zur Detektion des durch die Messzellen transmittierten Lichtes kommen Photodioden *Hamamatsu S5106* zum Einsatz, welche durch Transimpedanzwandler *Femto DLPCA-200* vorgespannt und ausgelesen werden. Die zum Photostrom proportionalen, gewandelten Spannungssignale werden phasenempfindlich durch Lock-Ins *Signal Recovery 7280* detektiert. Die Aufnahme der Resonanzkurven bei Durchfahren der B_1 -Frequenz ω_1 , die Anpassung der Referenzphase des Lock-Ins zur Trennung von absorptivem P_X und dispersivem Anteil P_Y sowie die Speicherung der Messdaten kann durch das automatische Messprogramm computergesteuert erfolgen.

3.6 Automatisches Messprogramm

Der beschriebene Messplatz kann weitestgehend automatisiert werden. Dazu wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [98] ein LABVIEW-Programm [99] entwickelt, welches seit der Zeit meiner Diplomarbeit [47] von mir weiterentwickelt und verbessert wird. Während der Dissertation erfolgte die Erweiterung des Messplatzes zum Beispiel um den Heizlaser und den Trapezverstärker, was die Ergänzung des Messprogrammes um neue Elemente und passende Steuerungsrountinen nötig machte. Einen Screenshot der Oberfläche der aktuellen Version des LABVIEW-Messprogramms zeigt Abbildung 3.3.

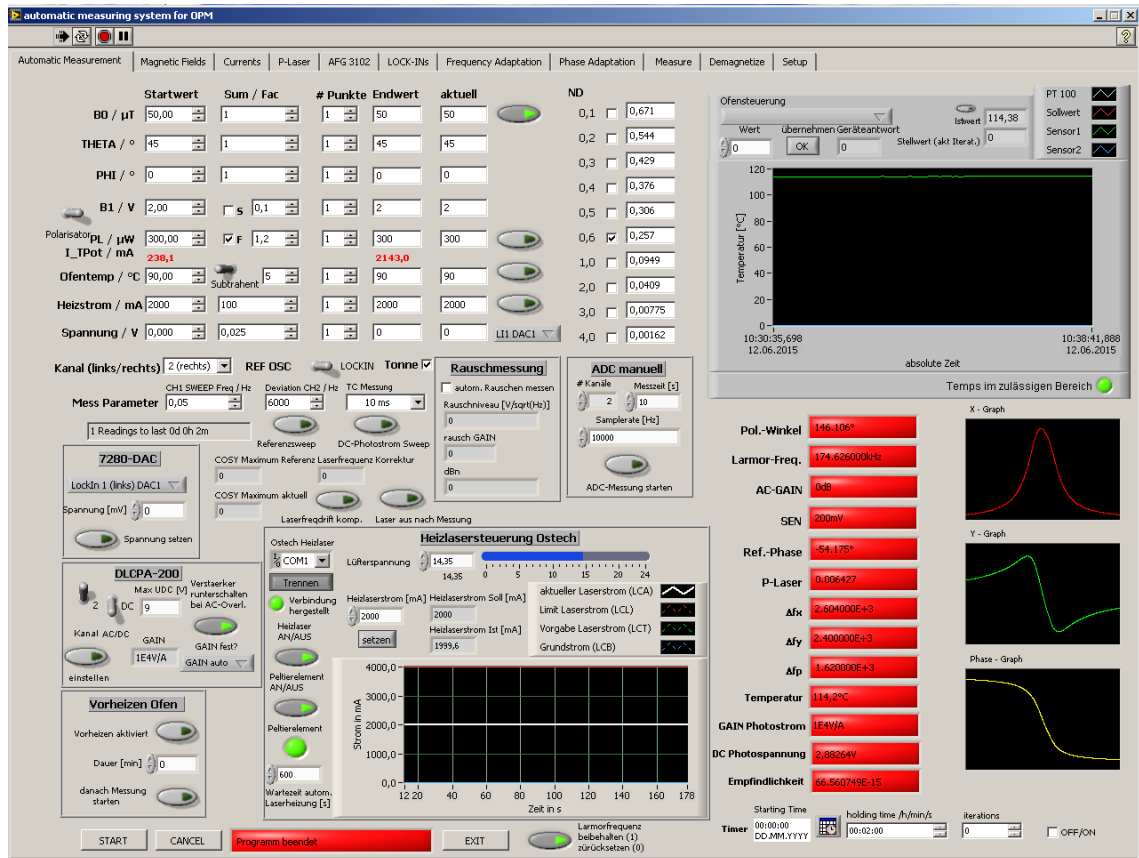


Abbildung 3.3: Oberfläche des OPM-Messprogramms. Es erlaubt die automatisierte Aufnahme des Magnetresonanzsignals unter Variation der Betriebsparameter wie Laserleistung P_L , Amplitude des B_1 -Feldes, Zelltemperatur T oder Richtung und Größe des statischen Magnetfeldes B_0 . Die gemessenen Magnetresonanzkurven werden vollautomatisch durch Fits ausgewertet. Das Programm wurde zum Beispiel zur Optimierung der schrotrausch-begrenzten Empfindlichkeit B_{sn} (Abschnitt 6.4 und 6.5) und der Bestimmung der intrinsischen Relaxationsrate γ_{20} mittels ODMR in Kapitel 4 verwendet.

Kapitel 4

Bestimmung der intrinsischen Relaxationsbeiträge

4.1 Motivation

Um die Beiträge der einzelnen, auf die polarisierten Cäsiumatome in unserer speziellen Zellkonfiguration wirkenden Relaxationsmechanismen zu unterscheiden und zu quantifizieren, wurden die Raten den Gleichungen 2.30 und 2.31 gemäß modelliert und Messungen der intrinsischen Gesamtrelaxationsrate unternommen. Dazu wurden zwei verschiedene Methoden etabliert und verglichen: Messungen der optisch detektierten magnetischen Resonanz (ODMR) und anhand des Grundzustands-Hanle-Effektes (GZHE). Diese beiden Methoden werden im Folgenden kurz erläutert und anschließend die experimentellen Resultate präsentiert.

4.2 Bestimmung durch optisch detektierte magnetische Resonanz (ODMR)

Diese Methode nutzt den M_x -Magnetometer-Aufbau: Das statische Magnetfeld B_0 schließt mit der Ausbreitungsrichtung des zirkular polarisierten resonanten Laserlichts einen Winkel von 45° ein. Das Anlegen eines zusätzlichen magnetischen Wechselfeldes B_1 erlaubt die Detektion der phasensynchronen Präzession der polarisierten Atome anhand der Modulationsamplitude und -phase des durch die Zelle transmittierten Lichtes. Fährt man die B_1 -Frequenz ω_1 über die Larmorfrequenz $\omega_L = \gamma B_0$ durch, misst man bei phasenempfindlicher Detektion mit einem Lock-In bei Demodulation der ersten Harmonischen lorentzförmige Signale [46]. Obwohl die analytische Form der Messsignale P_X und P_Y bekannt ist (siehe Gleichungen 2.10), ist die Bestimmung der Relaxationsraten aus ihnen schwierig, da bei einem Fit starke

Korrelationen zwischen beiden Parametern γ_1 und γ_2 und der unbekanntem Normierungskonstante P_0 bestehen. Deshalb beschränken wir uns auf die Bestimmung der transversalen Relaxationsrate γ_2 , welche allerdings auch nach Gleichung 2.13 die interessante Größe bezogen auf die Bestimmung der Empfindlichkeit des Magnetometers ist. Dies kann zuverlässig aus dem Fit an das Phasensignal des Lock-Ins

$$\varphi = \arctan\left(\frac{P_Y}{P_X}\right) = -\arctan\left(\frac{\delta}{\gamma_2}\right) \quad (4.1)$$

erfolgen, da dieses nur von γ_2 und der Verstimmung $\delta = \omega_1 - \omega_L$ abhängt. Das Phasensignal wird im Gegensatz zu den Einzelkomponenten P_X und P_Y in erster Näherung nicht durch die Wirkung von B_1 verbreitert [94], allerdings hängt γ_2 von der verwendeten Laserleistung ab. Um die intrinsische Rate $\gamma_{20} = \gamma_2(R_{OP} = 0)$ zu bestimmen, werden mehrere Messungen von γ_2 bei verschiedenen kleinen Laserleistungen durchgeführt und anschließend linear zu verschwindender Laserleistung extrapoliert.

4.3 Bestimmung anhand des Grundzustands-Hanle-Effekts (GZHE)

Der Hanle-Effekt, benannt nach seinem Entdecker Wilhelm Hanle, manifestiert sich in Änderungen des Polarisationszustandes der von angeregten Atomen abgegebenen Fluoreszenzstrahlung in Abhängigkeit von Größe und Richtung eines wirkenden statischen Magnetfeldes [100]. Dieser Effekt kann durch die im angeregten atomaren Zustand erfolgende Präzession und Relaxation der Spinpolarisation erklärt werden. Charakteristisch ist das Auftreten einer Resonanz bei verschwindendem äußeren Magnetfeld ($B = 0$), wobei es durch die damit einhergehende Entartung der Zeeman-Niveaus eines Hyperfeinzustandes zum Auftreten von Kohärenzen zwischen diesen kommt [101]. Dies führt zu Änderungen der optischen Eigenschaften der Atome und kann optisch detektiert werden. Wichtige Anwendung findet der "klassische" Hanle-Effekt bei der Bestimmung entweder der Lebensdauer τ oder des magnetischen Moments von angeregten Zuständen [102], da die messbare Resonanzbreite

$$\Delta B = \frac{\hbar}{\Delta m g \mu_B \tau} = \frac{2m_e}{\Delta m g e \tau}$$

mit dem magnetischen Moment $g\mu_B$ (g Landé-Faktor, μ_B Bohrsches Magneton) verknüpft ist.

Dass der Hanle-Effekt auch im atomaren Grundzustand auftreten kann wurde zuerst in den 1960er Jahren in Frankreich beobachtet [103, 104]. Die Autoren erklärten die

Abhängigkeit der durch eine Alkalidampf-Zelle transmittierten Intensität von resonantem, zirkular polarisiertem Licht von der Stärke eines transversalen statischen Magnetfeldes durch den Grundzustands-Hanle-Effekt (GZHE). Obwohl der GZHE mit zirkular polarisiertem Licht immer wieder experimentell untersucht wurde (vgl. [104–109]) zeigte erst kürzlich eine theoretische und experimentelle Arbeit, wie das Phänomen zur Bestimmung der Lebensdauer der Polarisation im Grundzustand genutzt werden kann [46].

Hier soll der in Ref. [46] beschriebene Formalismus zur Bestimmung der longitudinalen γ_1 und transversalen Relaxationszeit γ_2 der Spinpolarisation in den von uns hergestellten und verwendeten Zell-Arrays genutzt werden. Dazu beschränken wir uns auf die Variante des longitudinalen Hanle-Effekts (LHE), welcher laut Castagna und Weis bessere Datenqualität und weniger stark korreliert auftretende Fit-Parameter verspricht. Dabei fungiert ein zur Ausbreitungsrichtung des zirkular polarisierten Laserlichts orthogonales *transversales* Magnetfeld $B_x = B_\perp$ als Parameterfeld, welches stufenweise variiert wird. Für jeden Wert von B_\perp wird ein *longitudinales* Magnetfeld (parallel zur Lichtausbreitungsrichtung) kontinuierlich durch $B_z = B_\parallel = 0$ gefahren und die transmittierte Intensität aufgezeichnet. Die Abhängigkeit der Amplitude A und Breite W der Resonanzen von der Larmorfrequenz des transversalen Feldes $\omega_x = \gamma B_x$ können nach [46] modelliert werden als

$$A(\omega_x) = A_0 \left[1 - \frac{\gamma_1 \gamma_2}{(\omega_x + \delta\omega_x)^2 + \delta\omega_y^2 + \gamma_1 \gamma_2} \right] \quad (4.2)$$

und

$$W(\omega_x) = \sqrt{\frac{\gamma_2}{\gamma_1} (\omega_x + \delta\omega_x)^2 + \gamma_2^2 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \delta\omega_y^2}. \quad (4.3)$$

Hierbei bezeichnen $\delta\omega_x$ sowie $\delta\omega_y$ unbekannte möglicherweise auftretende transversale Komponenten des Restfeldes in der Schirmtonne. Um Korrelationen der Fit-Parameter γ_1 und γ_2 zu vermeiden werden Gleichungen 4.2 und 4.3 neu parametrisiert:

$$A_{\text{fit}}(\omega_x) = P1 \left[1 - \frac{P2}{(\omega_x + P3)^2 + P4^2} \right] \quad (4.4)$$

und

$$W_{\text{fit}}(\omega_x) = \sqrt{P5(\omega_x + P6)^2 + P7^2}, \quad (4.5)$$

wobei aus den Fitresultaten für $P2 = \gamma_1 \gamma_2$ und $P5 = \frac{\gamma_2}{\gamma_1}$ anschließend die Bestimmung der Relaxationsraten erfolgt. Wie auch bei der ODMR-Methode sind die so ermittelten Relaxationsraten abhängig von der verwendeten Laserleistung. Um die intrinsischen Raten γ_{10} und γ_{20} zu erhalten, werden die Raten für verschiedene kleine Werte der Laserleistung gemessen und anschließend mit einem Fit zu verschwindender Laserleistung extrapoliert. Die Abhängigkeit der Raten ist nur in ei-

nem Bereich sehr kleiner Laserleistungen linear. Mit zunehmender Leistung können Beiträge höherer Polarisationsmomente (z.B. *alignment*) auftreten, für deren Wirkung allerdings noch kein analytisches Modell zur Verfügung steht [46]. Um dennoch nicht nur bei kleinsten Leistungen und entsprechend stark reduziertem Signal-zu-Rauschverhältnis messen zu können, werden hier zur Anpassung der Kurven phänomenologisch Polynome zweiter Ordnung verwendet, wie dies auch erfolgreich von Castagna und Weis demonstriert wurde. Ein Vorteil der Messung mittels GZHE gegenüber ODMR ist, dass die bei ODMR auftretende starke Parameter-Korrelation hier nicht auftritt und die simultane Bestimmung beider Relaxationsraten erlaubt. Außerdem ist der experimentelle Aufwand durch Verzicht auf Lock-In-Technik geringer.

4.4 Experimenteller Aufbau

Die Abbildung 4.1 zeigt schematisch den verwendeten Versuchsaufbau. Der Pumplaser wird aktiv auf den Übergang $F = 4 \leftrightarrow F' = 3$ der jeweiligen Zelle stabilisiert. Da

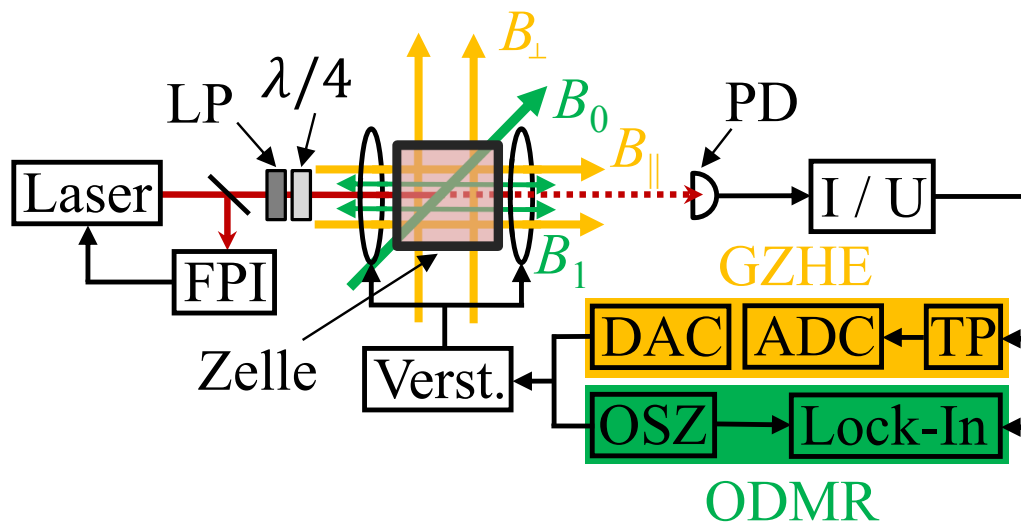


Abbildung 4.1: Versuchsaufbau zur Messung der intrinsischen Relaxationsraten mittels ODMR (in grün) und GZHE (in gelb). Das Licht des Lasers wird durch ein temperaturstabilisiertes Fabry-Perot-Interferometer (FPI) frequenzstabilisiert und durch Polarisator (LP) und $\lambda/4$ -Plättchen zirkular polarisiert. Die Signale der Referenzschwingung des Oszillators (OSZ) bei ω_1 (für ODMR) bzw. die durchgeführte Gleichspannung am Ausgang des DAC (bei GZHE) werden verstärkt. Das transmittierte Licht wird durch eine Photodiode detektiert und von einem Transimpedanzwandler verstärkt (I/U). Für ODMR wird phasenempfindlich detektiert (Lock-In), während das ggf. tiefpassgefilterte (TP) GZHE-Signal vom ADC digitalisiert wird. Nicht gezeigt sind die in Kapitel 3 besprochenen allgemeinen Komponenten wie Heizlaser, Spulen für die statischen Felder B_0 und B_{\perp} sowie die das Zell-Array und die Spulen umgebende Schirmtonne.

diese Linie sich mit steigender Puffergasmenge verschiebt, wird dazu ein aktiv temperaturstabilisiertes Fabry-Perot-Interferometer (*Toptica FPI100*) eingesetzt. Deswegen in festem Abstand auftretende Transmissionspeaks können bequem verschoben werden, indem am Piezosteller hinter einem der beiden Spiegel des Resonators eine Gleichspannung angelegt wird. Auf diese Weise kann einer der FPI-Peaks genau mit dem Absorptionspeak der Zelle in Deckung gebracht und die Laserfrequenz auf diesem stabilisiert werden. Thermische Drifts des FPIs führen zu Verschiebungen, welche deutlich kleiner als die Linienbreite des Hyperfeinübergangs ausfallen.

Die bei GZHE für die longitudinalen und transversalen Magnetfelder B_{\parallel} und B_{\perp} nötigen Spulenströme werden durch verstärkte Spannungen eines automatisch gesteuerten Digital-Analog-Wandlers (DAC) des *Signal Recovery 7280* über einem $1\text{ k}\Omega$ -Vorwiderstand bereitgestellt. Die kleinen Spulen auf den die Vorder- und Rückseite der Zelle einschließenden Leiterplatten liefern das B_1 -Feld für ODMR. Durch das große System von Helmholtzspulen wird das Magnetfeld $B_0 = 5\text{ }\mu\text{T}$ im Winkel von 45° zur Lichtausbreitungsrichtung für ODMR bereitgestellt.

Die Signale werden anschließend entweder direkt digitalisiert (für GZHE) oder phasenempfindlich detektiert durch den Lock-In-Verstärker ausgelesen (für ODMR). Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses kommt bei GZHE-Messungen mit sehr kleiner Laserleistung und oder Zelltemperatur zusätzlich ein Tiefpassfilter (*SRS SIM965*) zum Einsatz (Grenzfrequenz 90 Hz).

4.5 Ergebnisse der Relaxationsratenmessung

Die Abbildungen 4.2 und 4.3 zeigen exemplarisch das Vorgehen zur Bestimmung von γ_{20} mittels ODMR. Das Phasensignal wird für verschiedene (kleine) Laserleistungen gemessen und gemäß Gleichung 4.1 gefittet. Diese Werte werden in Abhängigkeit von der Laserleistung aufgetragen und lineare Regression durchgeführt, um zur intrinsischen Rate γ_{20} bei verschwindender Laserleistung ($R_{\text{OP}} = 0$) zu extrapolieren. Das Vorgehen bei GZHE ist beispielhaft in den Abbildungen 4.4 bis 4.7 dargestellt. Die aus den LHE-Resonanzen durch automatisierte Fits gewonnenen Werte für Amplitude A und Resonanzbreite W werden über dem transversalen Magnetfeld aufgetragen und mit Gleichungen 4.4 und 4.5 angepasst. Die daraus resultierenden Parameter $P2$ und $P5$ (siehe Abbildung 4.6) führen zu den Relaxationsraten γ_1 und γ_2 (wie in Abbildung 4.7). Die Resultate der Messungen aller sechs untersuchten Zell-Arrays zeigen die Abbildungen 4.8 und 4.9 in Abhängigkeit von der Temperatur für ODMR und GZHE. Die Relaxationsrate ist bei ODMR bei niedrigen Temperaturen am kleinsten und steigt, bedingt durch den Beitrag der Spin-Austausch-Relaxation, mit der Zelltemperatur stark an. Die Messdaten wurden an

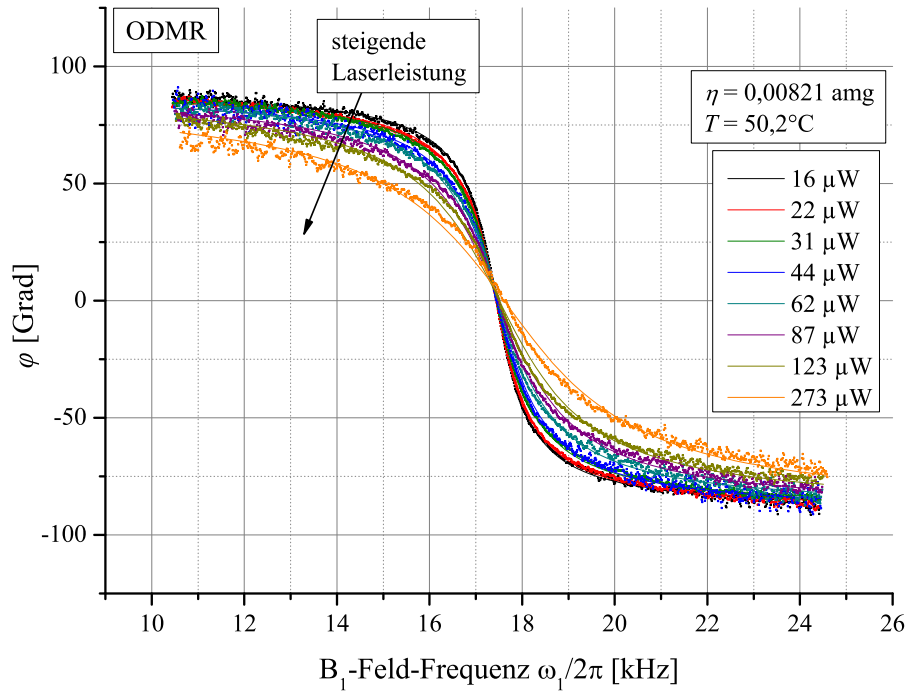


Abbildung 4.2: Ausgewählte ODMR-Phasensignale gemessen bei $\eta = 0,0082 \text{ amg}$ und $T = 50,2^\circ\text{C}$ (Zellarray 1) für verschiedene Laserleistungen und mit den zugehörigen Fits gemäß Gleichung 4.1.

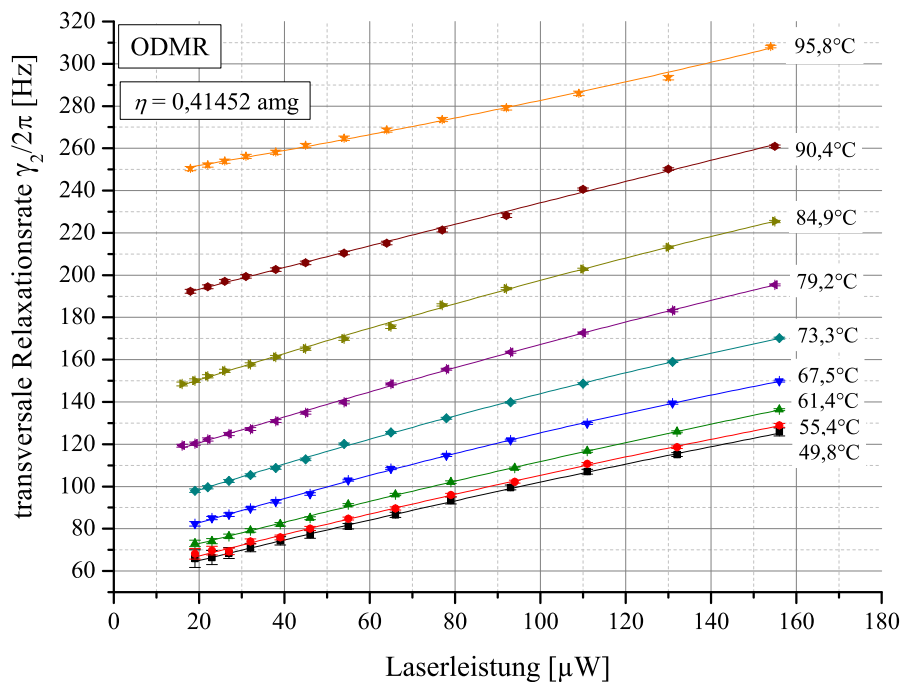


Abbildung 4.3: Resultate der ODMR-Methode für γ_2 aus Phasenfits (wie in Abbildung 4.2) für Zellarray 6 mit $\eta = 0,41452 \text{ amg}$ für verschiedene Zelltemperaturen T und lineare Fits zur Extrapolation auf das intrinsische γ_{20} bei verschwindender Laserleistung.

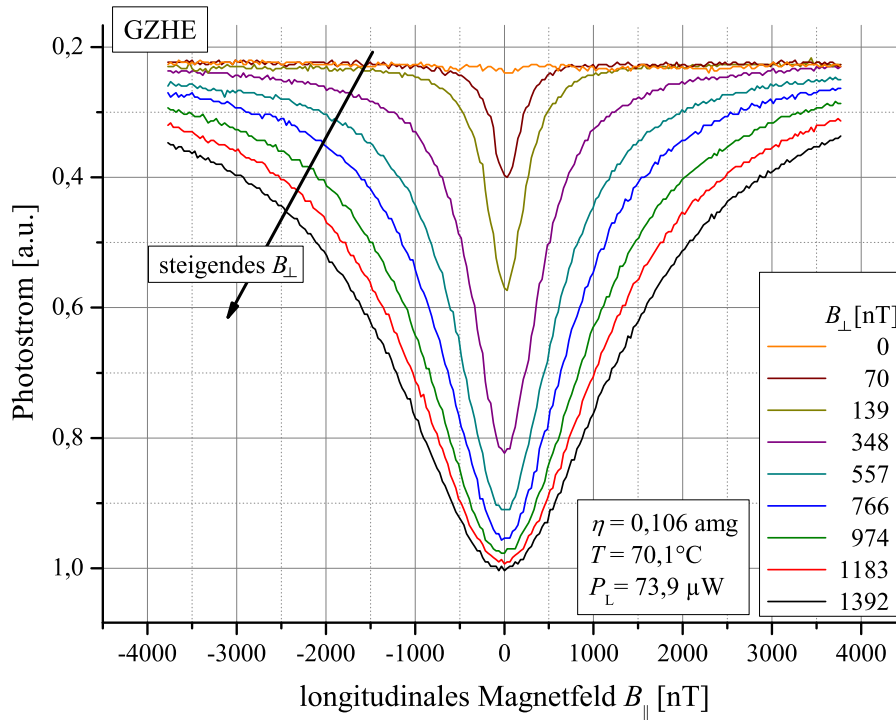


Abbildung 4.4: LHE-Resonanzkurven im detektierten Photostrom bei Durchfahren des longitudinalen Magnetfeldes durch Null für verschiedene Werte des transversalen Feldes. Gezeigt ist die Messung der Zellarray 2 ($\eta = 0,106 \text{ amg}$) bei Temperatur $70,1^{\circ}\text{C}$ und einer Laserleistung von $74 \mu\text{W}$.

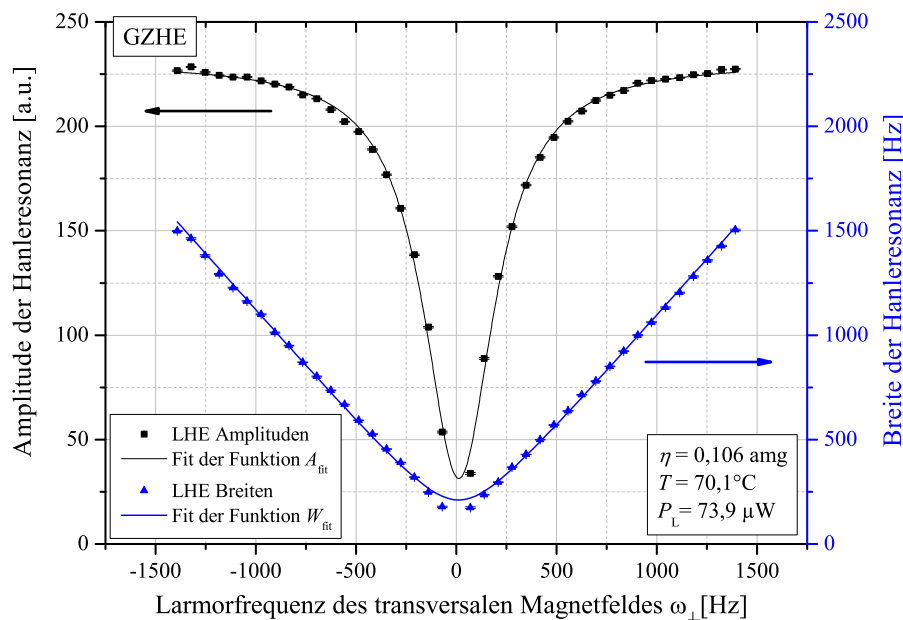


Abbildung 4.5: Amplituden (schwarze Quadrate) und Breiten (blaue Dreiecke) der LHE-Resonanzkurven wie durch automatisierte Lorentz-Fits an Daten aus Abbildung 4.4 ermittelt. Die Resultate dienen als Basis für Kurvenanpassungen (Linien) gemäß der Gleichungen 4.4 und 4.5, aus welchen die benötigten Fitparameter P_2 und P_5 resultieren.

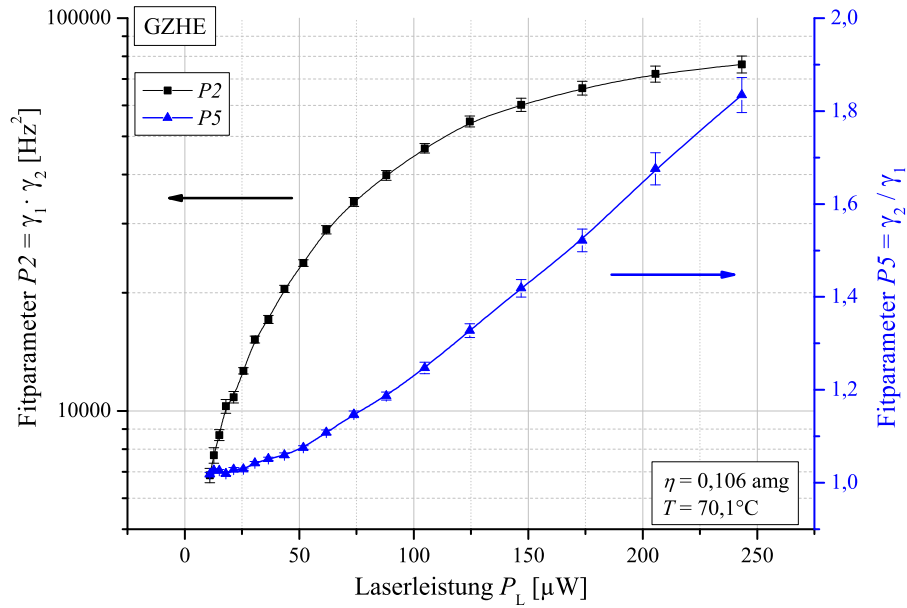


Abbildung 4.6: Die LHE-Fitparameter $P2$ (schwarze Quadrate) und $P5$ (blaue Dreiecke) wie aus Anpassung in Abbildung 4.5 gezeigt in Abhängigkeit von der Laserleistung. Die Linien dienen lediglich der verbesserten Übersichtlichkeit.

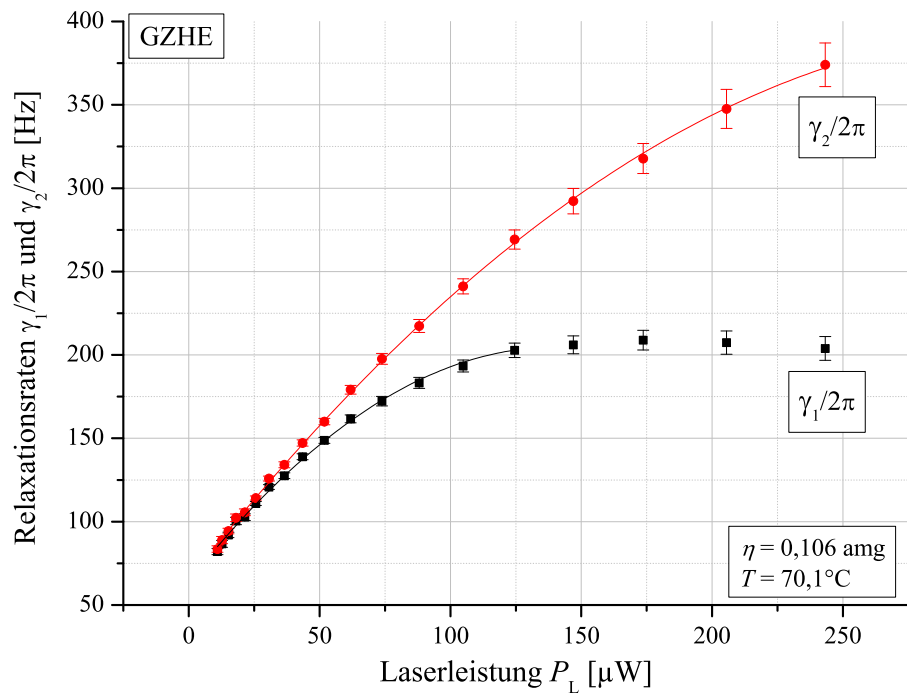


Abbildung 4.7: Aus den LHE-Parametern in Abbildung 4.6 ermittelte Relaxationsraten γ_1 (schwarze Quadrate) und γ_2 (rote Kreise) zusammen mit phänomenologischen Fits durch Polynome zweiter Ordnung (Linien).

Gleichung 2.31 angepasst, wobei alle Parameter des Modells fixiert waren und nur eine Variation durch eine experimentelle Unsicherheit bei der Temperaturmessung $T \rightarrow T + \Delta T$ zugelassen wurde. ΔT betrug bis zu 5°C . Die Messdaten werden sehr gut reproduziert, vor allem wenn man die größere Anzahl der aus der Literatur entnommenen experimentell bestimmten Parameter bedenkt.

Die GZHE-Messdaten zeigen dagegen eine sehr schwache Temperaturabhängigkeit, was mit dem Verschwinden des Spin-Austausch-Beitrags (zum SERF-Mechanismus siehe Abschnitt 2.9.3) begründet werden kann. Da die GZHE-Resonanzen in sehr kleinen Feldern aufgenommen werden, in welchen die Spin-Austausch-Relaxation näherungsweise unterdrückt ist, wird das Modell mit $R_{\text{SE}} = 0$ angenommen dargestellt. Die experimentell simultan bestimmten Raten γ_{10} und γ_{20} sind nur leicht verschieden, was mit der intuitiven Vorstellung verträglich ist, dass diese Raten bei Abwesenheit von jeglichen Licht- und Magnetfeldern aufgrund der fehlenden Vorzugsachse gleich sein müssen (vgl. Gleichungen 2.30 und 2.31).

Abbildung 4.10 stellt die bestimmte intrinsische transversale Relaxationsrate γ_{20} in Abhängigkeit von der Puffergasmenge η dar, wieder zusammen mit der Gesamtrate nach Gleichung 2.31 und den Einzelraten für Wandstöße (Gleichung 2.18), Puffergasstöße (Gleichung 2.19) und Spin-Austausch-Stöße (Gleichung 2.20). Die Datenqualität der GZHE-Messungen ist denen der ODMR-Resultate unterlegen, obwohl beiden Methoden vergleichbare Messzeiten zugestanden wurden. Die größere Streuung der GZHE-Daten könnte zunächst durch die experimentell beobachtete erhöhte Empfindlichkeit der Hanle-Messungen gegenüber Laserfrequenzdrifts erklärt werden. Dies steht in Verbindung mit der deutlich stärker nichtlinearen Abhängigkeit der GZHE-Resultate von der Laserleistung (vgl. Abbildung 4.3 und 4.7). Durch Laserfrequenzverschiebungen, die durch Wandern über das Absorptionsprofil zu Verschiebung der effektiv wirkenden Laserleistung führen, sind bei GZHE also größere Verfälschungen zu erwarten. Detailliertere Untersuchungen wurden hier aufgrund der damals nicht vorhandenen Möglichkeiten die Laserfrequenz noch genauer zu stabilisieren nicht unternommen. Abgesehen davon ist verglichen mit linearer Regression (ODMR) bei einem nichtlinearen Fit der Abhängigkeit von der Laserleistung (GZHE) die Extrapolation zu Null schwieriger und mit einem größeren statistischen Fehler behaftet. Durch die zahlreichen Zwischenschritte bei der Auswertung der GZHE-Daten erhöht sich ebenfalls die statistische Unsicherheit. Diese Nachteile von GZHE stehen dem weniger aufwendigen experimentellen Aufbau verglichen mit der phasenempfindlichen Detektion bei ODMR entgegen.

Die ermittelte Abhängigkeit der intrinsischen transversalen Linienbreite von der Puffergasmenge η zeigt Abbildung 4.10 für beide Methoden jeweils bei einer niedrigen, mittleren und hohen Zelltemperatur T zusammen mit den modellierten Raten. Die Resultate mit ODMR zeigen gute Übereinstimmung mit dem Modell. Bei niedriger

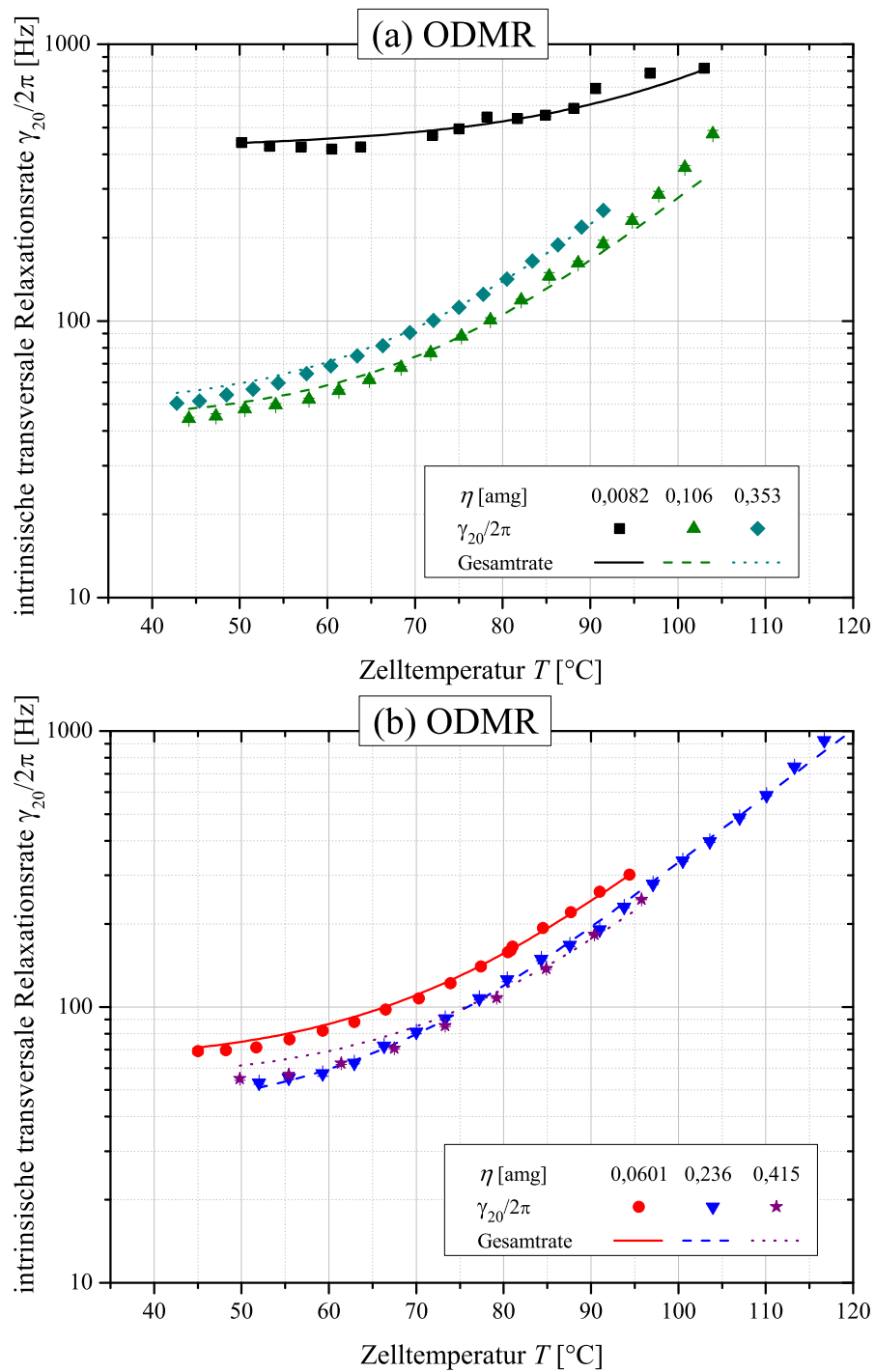


Abbildung 4.8: Ermittelte intrinsische Relaxationsraten für ODMR (a und b) in Abhängigkeit von der Zelltemperatur. Linien repräsentieren Fits an die Daten gemäß Gleichung 2.31 mit $R_{OP} = 0$. Fehlerbalken zeigen die aus der Kurvenanpassung resultierenden zufälligen Fehler.

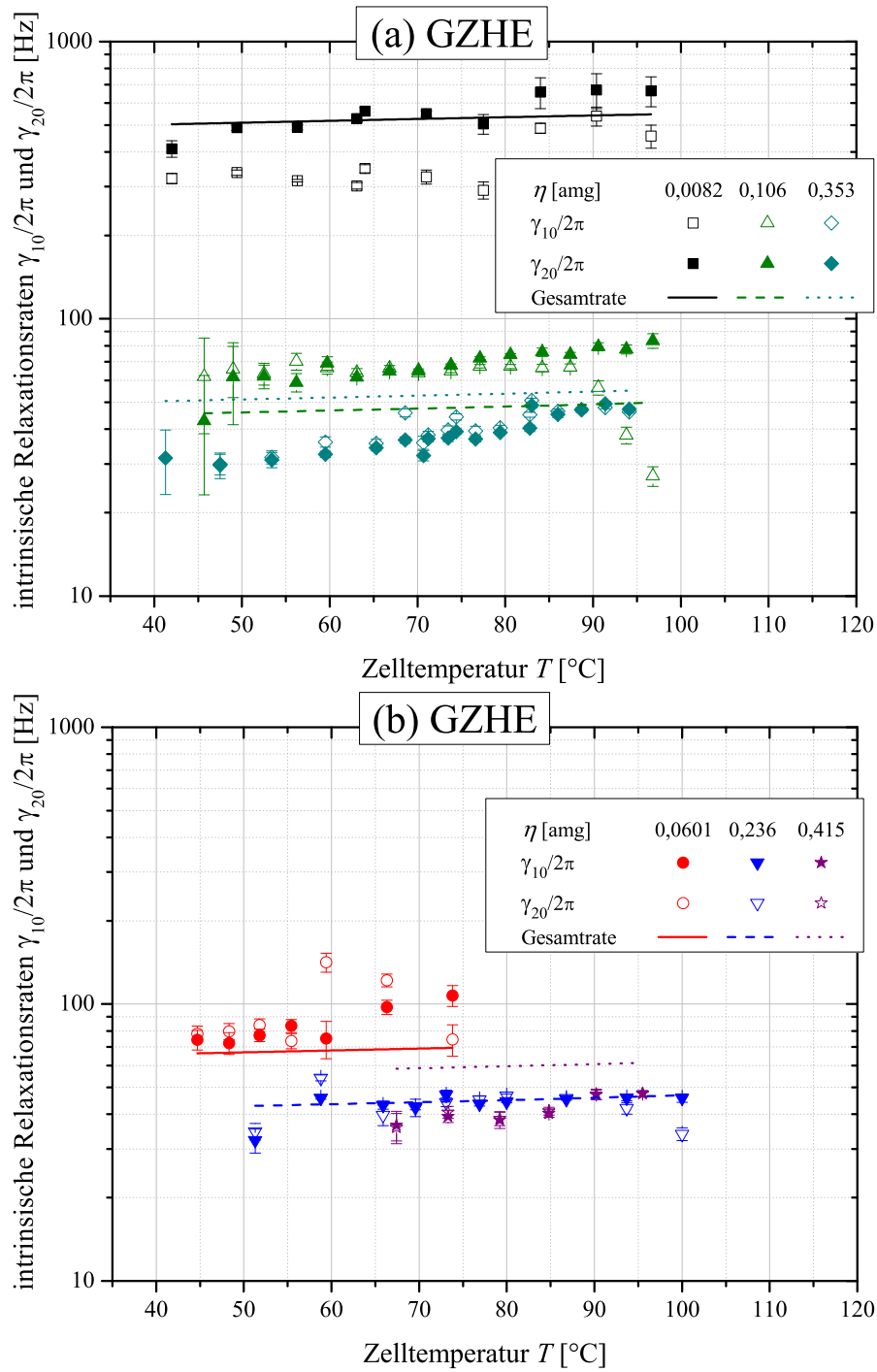


Abbildung 4.9: Ermittelte intrinsische Relaxationsraten für GZHE (a und b) in Abhängigkeit von der Zelltemperatur. Linien repräsentieren Fits an die Daten gemäß Gleichungen 2.30 bzw. 2.31, wobei $R_{OP} = 0$ und zusätzlich $R_{SE} = 0$ gesetzt wurde. Fehlerbalken zeigen die aus der Kurvenanpassung resultierenden zufälligen Fehler.

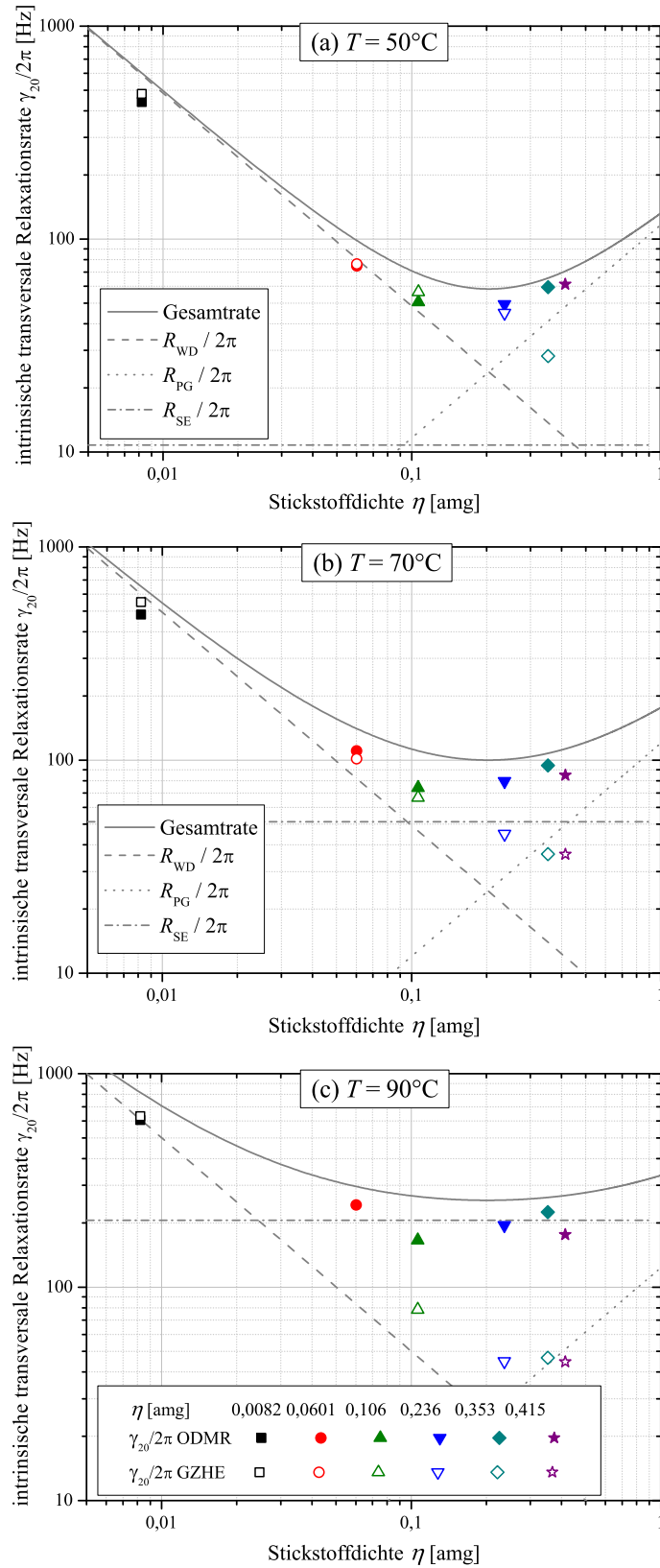


Abbildung 4.10: Ermittelte intrinsische transversale Relaxationsrate in Abhängigkeit von der Puffergasdichte für niedrige (a), mittlere (b) und hohe (c) Zelltemperatur beider Methoden, ODMR (volle Symbole) und GZHE (offene Symbole), im Vergleich. Die Linien entsprechen Gleichungen 2.18, 2.19, 2.20 bzw. 2.31.

Temperatur (Abbildung 4.10a) bestätigt sich, dass die minimale intrinsische Linienbreite mit unserer Zellgeometrie im Bereich von $\eta \approx 0,2$ amg erzielt wird, wenn sich Wandstöße und Puffergasstöße die Waage halten. Bei höheren Zelltemperaturen dominiert zusehens die Spin-Austausch-Relaxation die ODMR-Ergebnisse, während die GZHE-Messungen dadurch nicht limitiert sind. Diese Tatsache könnte man im Prinzip dazu nutzen, mittels GZHE eine schnelle (ungefähre) Messung der durch Wand- und Puffergasstöße gegebenen intrinsischen Rate der Zelle bei jeder beliebigen Zelltemperatur durchzuführen. Dies könnte für Schnelltests von neuartigen Zellwandbeschichtungen oder Puffergaskompositionen hilfreich sein.

Während die GZHE-Messungen bei kleinen η gut mit dem Modell übereinstimmen, liegen sie für größere η unterhalb der durch Puffergasstöße erwarteten Relaxationsrate. Dafür ist keine plausible physikalische Begründung bekannt, vielmehr versagt hier durch die mit steigendem η zusehens überlappenden Hyperfeinübergänge der D_1 -Linie die für Gleichungen 4.2 und 4.3 vorausgesetzte Modellvorstellung eines isoliert gepumpten Hyperfeinübergangs.

Kapitel 5

Dichtematrix-Simulationen

5.1 Motivation

Die Bloch-Gleichungen, wie in Abschnitt 2.7 diskutiert, beschreiben die Entwicklung einer makroskopischen Magnetisierung unter der Wirkung eines externen Magnetfeldes und beeinflusst durch (gleichförmige) Relaxationsprozesse, welche durch die beiden Polarisationslebensdauern T_1 und T_2 bzw. die entsprechenden Relaxationsraten γ_1 und γ_2 erfasst werden. Das Modell kann phänomenologisch die Entstehung der magnetischen Resonanz beschreiben, wenn ein oszillierendes Magnetfeld (B_1) im System wirkt. Unter der Annahme der Drehwellennäherung (engl. *rotating wave approximation* (RWA)) können im Limit kleiner Stärke des Wechselfeldes ($\Omega_1 \ll \omega_L$) die zu erwartenden Lock-In-Signale hergeleitet werden [64, 94]. Der Formalismus ist beschränkt auf ein System von zwei gekoppelten Hyperfeinzuständen. Es ist damit gut geeignet zur Beschreibung der Signale der magnetischen Resonanz in Vakuumzellen, bei denen die Hyperfeinstruktur komplett aufgelöst ist und nur ein einziger Hyperfeinübergang gepumpt wird. Nicht möglich ist die vollständige Beschreibung der Dynamik des Pumpens innerhalb von Mehrniveau-Systemen (wie dem hier betrachteten puffergasüberlappten Cs-D₁-System) oder die vollständige Erfassung des dynamischen Spin-Austauschs als nichtlinearen Prozess (was in hier betrachteten "heißen" Dampfzellen durch die dominierende Spin-Austausch-Relaxation wichtig ist). Um diese für das Phänomen des **Light-Narrowing** (siehe Kapitel 6) zentralen Effekte abbilden zu können, ist also eine über die phänomenologischen Bloch-Gleichungen hinausgehende Modellierung nötig.

Die beiden oben beschriebenen Phänomene sowie weitere Erscheinungen wie der nichtlineare Zeeman-Effekt oder die Lichtverschiebung (siehe Abschnitt 6.8.2) können in einer sehr allgemeinen Form der Wechselwirkung von Atomen mit externen Feldern im Dichtematrix-Formalismus simuliert und berechnet werden [110, 111]. Im Gegensatz zum Ansatz mit den Bloch-Gleichungen ist es durch dessen Kom-

plexität unter Umständen jedoch schwieriger in vereinfachten Fällen algebraische Abhängigkeiten und Modelle abzuleiten und damit physikalische Zusammenhänge zu verstehen. Aus der Dichtematrix-Simulation resultieren Lock-In-Signale wie experimentell gemessene Daten, die auch so ausgewertet und interpretiert werden.

5.2 Dichtematrix-Formalismus

Die Dichtematrix ρ beschreibt für ein Ensemble gleichartiger Atome mit welcher Wahrscheinlichkeit sich ein einzelnes herausgegriffenes Atom in einem bestimmten Zustand befindet. Dabei werden die n betrachteten Zustände des Atoms in einer $n \times n$ -Dichtematrix erfasst. Die Diagonalelemente von ρ repräsentieren die Populationen der einzelnen Zustände, während die nicht-diagonalen Elemente Kopplung der jeweiligen beiden Zustände beschreiben. Die Zeitentwicklung der Dichtematrix ist durch die (von Neumann) Liouville-Gleichung

$$\frac{d}{dt}\rho = \frac{1}{i\hbar}[H, \rho] - \frac{1}{2}\{\rho, \hat{\Gamma}\} + \hat{\Lambda} \quad (5.1)$$

gegeben [34]. Hierbei beschreibt der Hamiltonian H das ungestörte Atom sowie dessen Wechselwirkung mit elektrischen und magnetischen Feldern, die Relaxationsmatrix $\hat{\Gamma}$ die Wirkung der Relaxationsprozesse und $\hat{\Lambda}$ die Repopulationsprozesse. Die eckige Klammer bezeichnet den quantenmechanischen Kommutator, die geschweifte Klammer den Antikommutator.

Die folgenden Rechnungen unter Verwendung dieses Formalismus wurden in MATHEMATICA [112] durchgeführt und dazu das Package ATOMICDENSITYMATRIX [113] verwendet, welches von S. M. Rochester im Rahmen seiner Disseration [114] an der University of California bei D. Budker entwickelt wurde und frei zur Verfügung steht. Dieses bietet Routinen, die die Formulierung eines konkreten Problems stark vereinfachen und mit dessen Hilfe man das Gleichungssystem der Zeitentwicklung gemäß Gleichung 5.1 aufstellen kann. Dieses System gekoppelter Differentialgleichungen kann dann mit Hilfe von in MATHEMATICA vorhandenen Lösern analytisch oder numerisch berechnet werden.

5.3 Simulation eines einfachen Systems zweier Hyperfeinniveaus

Zur Veranschaulichung des Dichtematrix-Formalismus soll im Folgenden ein einfaches System detailliert abgehandelt werden, um diese Ergebnisse dann auf das experimentell interessante komplexere System der Cäsium-D₁-Linie erweitern zu können.

bzw. dessen Larmorfrequenz proportionale Energie. Die Zeitentwicklung eines solchen Systems gemäß Hamiltonian 5.4 und ohne Grundzustandsrelaxation zeigt die Abbildung 5.3, wobei das System hier zu Beginn polarisiert sei, zum Beispiel die Population vollständig in einem äußeren Zeeman-Niveau des Grundzustandes stecke, also $(\rho_{(1,1),(1,1)} = 1, \rho_{(1,0),(1,0)} = 0, \rho_{(1,-1),(1,-1)} = 0)$. Ohne Relaxationsmechanismen

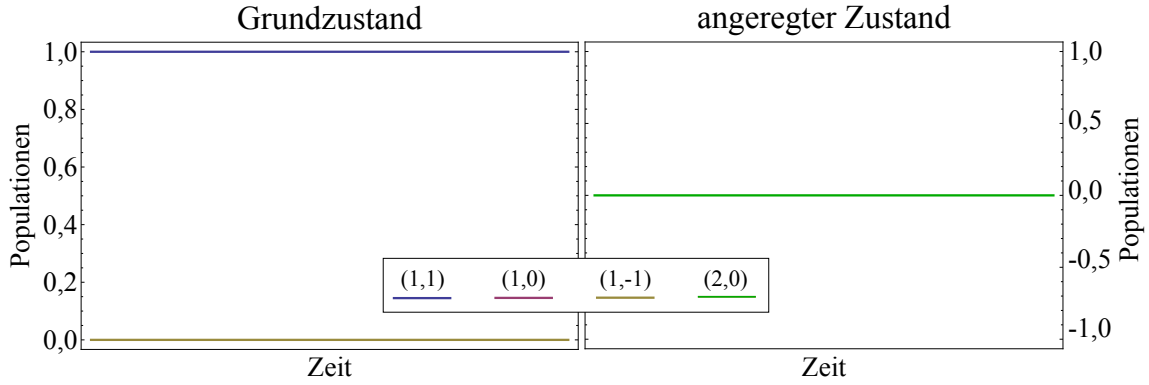


Abbildung 5.3: Zeitentwicklung eines vollständig polarisierten Zustandes in einem longitudinalen Magnetfeld. Die Besetzungsverteilung bleibt konstant.

ist das System unter Zeitentwicklung konstant, es gibt keine von Null verschiedenen Kopplungsterme zwischen den Zuständen.

Das ändert sich, wenn man das Magnetfeld eine zur Quantisierungsachse senkrechte Komponente (hier ω_{Lx}) aufweist. Der sich ergebende Hamiltonian 5.5 koppelt, wie in Abbildung 5.4 dargestellt, die benachbarten m_F -Niveaus des Grundzustandes miteinander. In der Zeitentwicklung resultiert nun eine periodische Modulation

$F' = 0$ $m_{F'} = 0$

$$H = \begin{pmatrix} \omega_{Lz} & \frac{\omega_{Lx}}{\sqrt{2}} & 0 & 0 \\ \frac{\omega_{Lx}}{\sqrt{2}} & 0 & \frac{\omega_{Lx}}{\sqrt{2}} & 0 \\ 0 & \frac{\omega_{Lx}}{\sqrt{2}} & -\omega_{Lz} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \omega_{12} \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

Abbildung 5.4: Leveldiagramm und Hamiltonian eines Systems mit statischem Magnetfeld unter einem Winkel von 45° zur Richtung der Quantisierungsachse. Es tritt Larmorpräzession auf, die die Besetzungsverteilung des Grundzustandes periodisch moduliert (rote Pfeile).

der Besetzung der m_F -Niveaus mit Larmorfrequenz des gesamten angelegten Magnetfeldes (siehe Abbildung 5.5). Diese wird als Larmorpräzession bezeichnet. Die periodische Änderung der Dichtematrixelemente äußert sich auch in einer Modulation der optischen Eigenschaften des Ensembles (zu Observablen siehe Abschnitt 5.3.5).

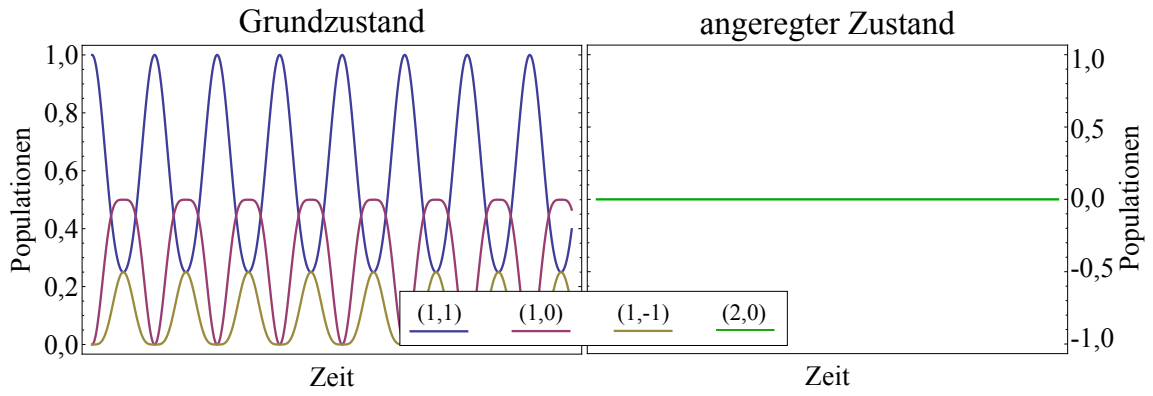


Abbildung 5.5: Zeitentwicklung eines vollständig polarisierten Zustandes in einem Magnetfeld unter 45° zur Quantisierungsachse. Die Larmorpräzession führt zur periodischen Modulation der Populationen des Grundzustandes.

5.3.2 Optisches Pumpen

Um die Atome zu polarisieren, pumpt man diese optisch (vgl. Abschnitt 2.4), man strahlt auf den Energieabstand des angeregten Zustandes resonant abgestimmtes, zirkular-polarisiertes Licht der Frequenz $\omega_0 = \omega_{12}$ ein. Dieses Lichtfeld koppelt gemäß der Auswahlregel $\Delta m_F = +1$ nur das Grundzustandsniveau $|-1,1\rangle$ mit dem angeregten Niveau $|2,0\rangle$, für Übergänge aus den anderen Niveaus fehlen die zur Auswahlregel passenden angeregten Zustände. Entsprechend tauchen im Hamiltonian 5.6 Kopplungsterme $-\frac{\Omega_R}{2\sqrt{3}}$ zwischen $|-1,1\rangle$ und $|2,0\rangle$ auf, wobei Ω_R die Rabi-Frequenz des Lichtfeldes bezeichnet, welche proportional zu dessen Feldstärke E , also zur Quadratwurzel der Lichtintensität I ist. Wie das das System mit wirkendem

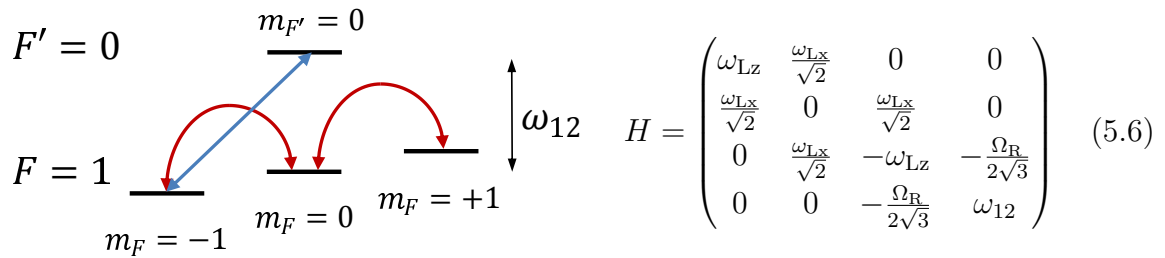


Abbildung 5.6: Leveldiagramm und zugehöriger Hamiltonian eines Systems mit Larmorpräzession im Grundzustand, gepumpt durch ein resonantes zirkular-polarisiertes Lichtfeld (blauer Pfeil). Der Grundzustand $|1, -1\rangle$ wird entleert und die Population sammelt sich in den beiden anderen Grundzuständen.

Laserfeld aus einem vollständig polarisierten Startzustand (wie in Abbildung 5.5) heraus entwickelt, zeigt Abbildung 5.7. Da das Ensemble schon zu Beginn vollständig polarisiert ist, wirkt hier das optische Pumpen eher als ein zusätzlicher Relaxationsmechanismus, da durch das Pumpen in den angeregten Zustand und den sehr schnellen Zerfall zurück die kohärente Präzession gestört wird.

Im Experiment startet man jedoch stets mit einem vollständig unpolarisierten Grund-

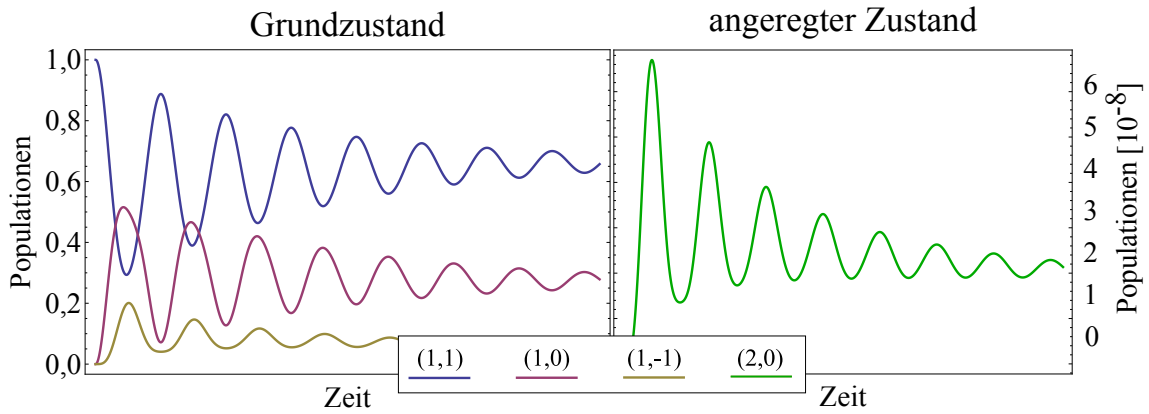


Abbildung 5.7: Zeitentwicklung eines vollständig polarisierten Zustandes in einem Magnetfeld unter 45° unter gleichzeitigem Pumpen eines zirkular-polarisierten Lichtfeldes. Es stellt sich ein neues Ungleichgewicht der Besetzungsverteilung ein, die Larmorpräzession ist durch den optischen Pumpzyklus gestört. Die Besetzung des angeregten Zustandes ist vernachlässigbar klein, da hier die Pumprate Ω_R viel kleiner als die Zerfallsrate Γ gewählt wurde: $\Omega_R/\Gamma = 10^{-3}$. Die Larmorfrequenz wurde sehr klein gegen die Pumprate gewählt ($\omega_L/\Omega_R \approx 10^{-3}$) um beide Effekte in der Grafik auflösen zu können.

zustand ($\rho_{(1,1),(1,1)} = \rho_{(1,0),(1,0)} = \rho_{(1,-1),(1,-1)} = 1/3$) und baut durch das optische Pumpen erst eine Polarisation der Atome auf. Nach hinreichend langer Zeit bildet sich eine zeitlich konstante Ungleichverteilung der Unterzustände aus, das Ensemble wurde in seinem Grundzustand polarisiert (Abbildung 5.8). Im Unterschied zur vorherigen Simulation zeigt sich mit einem zu Beginn unpolarisierten Ensemble zunächst keine Modulation der Besetzungsverteilung des Grundzustandes. Grund hierfür ist, dass bei einem komplett unpolarisierten Startzustand für die Larmorpräzession keine Phase ausgezeichnet ist. Um die individuell präzedierenden Spins

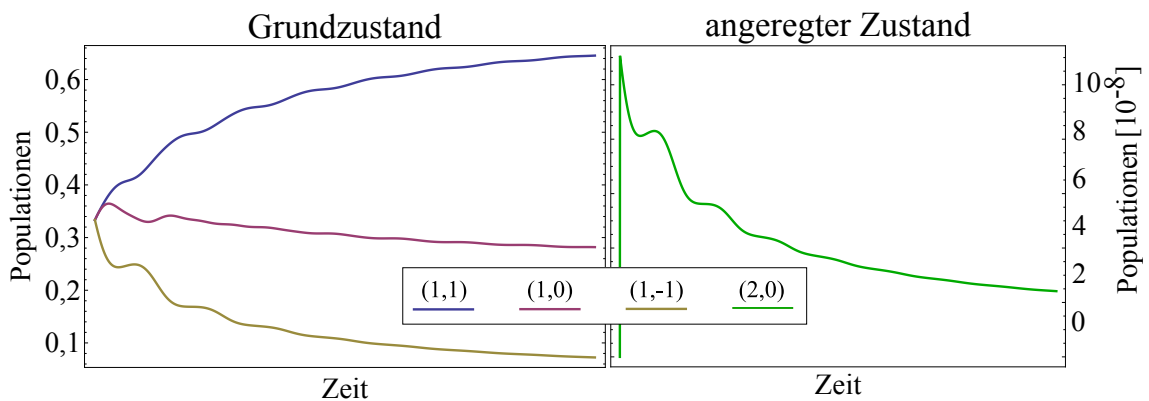


Abbildung 5.8: Zeitentwicklung eines vollständig unpolarisierten Zustandes in einem Magnetfeld unter 45° unter gleichzeitigem Pumpen eines zirkular-polarisierten Lichtfeldes. Durch das optische Pumpen wird eine Ungleichbesetzung der Grundzustände induziert. Es ist keine Phase der Larmorpräzession ausgezeichnet, sodass keine Modulation der optischen Eigenschaften des Ensembles beobachtet wird.

der Atome des Ensembles in ihrer Phase zu synchronisieren wird ein zusätzliches kleines, bei der Larmorfrequenz oszillierendes Magnetfeld B_1 benötigt.

5.3.3 B_1 -Feld

Legt man ein mit ω_1 oszillierendes Magnetfeld der Rabi-Frequenz Ω_1 in \vec{z} -Richtung an, ergibt sich das in Abbildung 5.9 dargestellte Leveldiagramm und der Hamiltonian in Gleichung 5.7. Die Zeitentwicklung (Abbildung 5.10) zeigt nun neben der sich durch

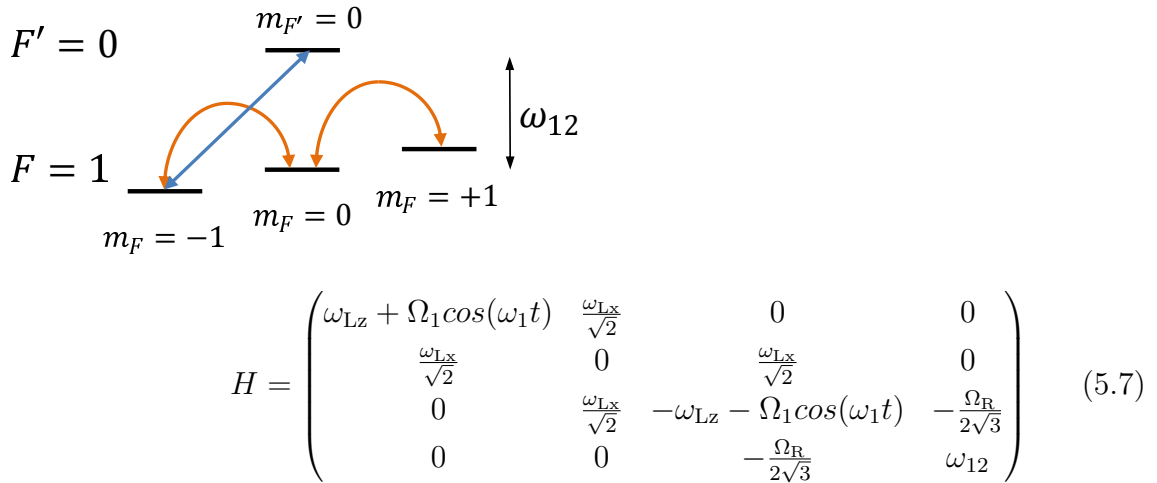


Abbildung 5.9: Leveldiagramm und Hamiltonian des Systems mit einem zusätzlichen B_1 -Feld, welches phasensynchrone Präzession anregt (orange Pfeile).

das optische Pumpen aufbauenden Grundzustandspolarisation auch die Modulation der Dichtematrixelemente durch die nun mit synchronisierter Phase stattfindende Larmorpräzession. Dies führt zu einer makroskopischen Modulation der optischen Eigenschaften des Ensembles und damit zu detektierbaren Messsignalen.

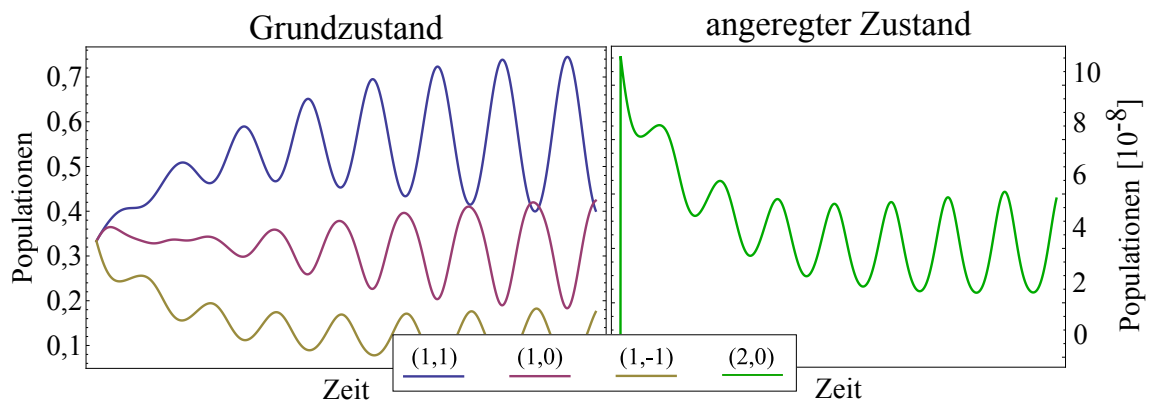


Abbildung 5.10: Zeitentwicklung eines Systems gepumpt durch ein resonantes zirkular-polarisiertes Lichtfeld unter Wirkung eines mit der Larmorfrequenz oszillierenden Magnetfeldes B_1 . Die vorher beliebige Phase der Larmorpräzession wird kohärent bzw. das Ensemble synchronisiert.

5.3.4 Relaxation und Repopulation

Für ein realistisches System fehlt noch die Wirkung der Relaxation und Repopulation, wodurch das System zurück in Richtung des unpolarisierten Zustandes bzw. des thermischen Gleichgewichts getrieben wird. Beschrieben wird dies durch die Relaxationsmatrix $\hat{\Gamma}$ (Gleichung 5.8) und die Repopulationsmatrix $\hat{\Lambda}$ (Gleichung 5.9) die in Gleichung 5.1 eingesetzt werden.

$$\hat{\Gamma} = \begin{pmatrix} \gamma_{\text{uf}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_{\text{uf}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{\text{uf}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \gamma_{\text{uf}} + \Gamma \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

Hier werden gleichförmig auf alle Populationen wirkende Relaxationsprozesse (z.B. Wandstöße) der Rate γ_{uf} angenommen. Die Besetzung des angeregten Zustandes zerfällt mit der (in Praxis sehr viel höheren) Rate Γ . Die Population des angeregten Zustandes relaxiert komplett in den Grundzustand. Dabei kann man je nach experimenteller Situation Relaxation gemäß der Auswahlregeln für spontane Emission eines Photons oder auch eine vollständig depolarisierte Relaxation (siehe Abschnitt 2.5) annehmen. Für das hier betrachtete einfache System mit nur einem angeregten Zustand resultieren beide Annahmen in der selben Repopulationsmatrix

$$\hat{\Lambda} = \frac{1}{3}(\gamma_{\text{uf}} + \Gamma \rho_{(0,0),(0,0)}) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (5.9)$$

Im Experiment liegen die Parameter im Bereich $\gamma_{\text{uf}}/2\pi \approx 50$ Hz bis 1 kHz für die hier verwendeten Zell-Arrays (vgl. Kapitel 4). Γ liegt als inverse Lebensdauer des angeregten Zustandes für spontane Emission ohne Puffergaswirkung bei $\Gamma/2\pi = 4,5$ MHz [49] und steigt mit durch wachsende Puffergasmenge zunehmender Verbreiterung der optischen Linien bis in den Bereich einiger GHz an. Im Falle der durch Puffergasstöße (vor allem mit Edelgasen hohen Drucks) komplett depolarisierten Relaxation liegt $\Gamma/2\pi$ im Bereich einiger 10 GHz.

5.3.5 Observable und Lock-In-Signal

Um ein Messsignal wie im Experiment zu simulieren, definiert man im Programm zunächst die passende Observable. In unseren Experimenten beobachten wir immer

die transmittierte Intensität eines zirkular polarisierten Lasers. In diesem Beispiel sei man also an der Absorption des zum optischen Pumpen verwendeten Lichtfeldes (Frequenz $\omega_0 = \omega_{12}$, zirkular polarisiert) interessiert. Die dazu passende Observable lautet

$$\mathcal{O}(t) = 2\pi\sqrt{\frac{\Gamma}{\omega_{12}}}\text{Im}(\rho_{(1,-1),(0,0)}(t)) \quad (5.10)$$

Die Absorption ist proportional zu dem Imaginärteil des einen Kopplungselementes $\rho_{(1,-1),(0,0)}$ der Dichtematrix, an welches das Lichtfeld wie schon beim optischen Pumpen ankoppeln kann. Den Imaginärteil der Matrixelemente kann man sich intuitiv als Dämpfungsterm vergegenwärtigen. Diese Observable 5.10 wird durch einen Lock-In-Verstärker in Abhängigkeit von der Verstimmung $\delta = \omega_1 - \omega_L$ phasenempfindlich detektiert, indem die Referenzfrequenz des Lock-Ins ω_1 im Bereich der Larmorfrequenz ω_L durchgeföhren wird. Das Lock-In-Signal wird generiert, indem man Punkt für Punkt über das Produkt aus (zeitabhängiger) Observable und Referenzschwingung bei gegebener Referenzfrequenz ω_1 über eine Modulationsperiode $T_{\text{mod}} = \frac{2\pi}{\omega_1}$ integriert:

$$P_X = \frac{1}{T_{\text{mod}}}\int_{t-T_{\text{mod}}}^t \sin(\omega_1\xi)\mathcal{O}(\xi)d\xi \quad (5.11)$$

$$P_Y = \frac{1}{T_{\text{mod}}}\int_{t-T_{\text{mod}}}^t \cos(\omega_1\xi)\mathcal{O}(\xi)d\xi \quad (5.12)$$

Die so erhaltenen simulierten Signale können wie die experimentell gewonnenen durch Kurvenanpassung ausgewertet und analysiert werden. Abbildung 5.11 zeigt das Resultat einer Simulation, bei welcher ω_1 um ω_L punktweise variiert wurde. Trägt man entsprechend über δ auf, können die Signalkomponenten mit folgenden lorentzartigen Funktionen angepasst werden:

$$\begin{aligned} P_{X\text{fit}} &= -\frac{A_X\gamma_{X\text{fit}}}{\delta^2 + \gamma_{X\text{fit}}^2} \\ P_{Y\text{fit}} &= \frac{A_Y\delta}{\delta^2 + \gamma_{Y\text{fit}}^2} \end{aligned} \quad (5.13)$$

Ein Vergleich mit den Gleichungen 2.10 ergibt (mit den dort gemachten Näherungen)

$$A_X = A_Y = P_0\Omega_1\sin(2\theta) \quad (5.14)$$

und

$$\gamma_{X\text{fit}} = \gamma_{Y\text{fit}} = \sqrt{\Omega_1^2\frac{\gamma_2}{\gamma_1} + \gamma_2^2}. \quad (5.15)$$

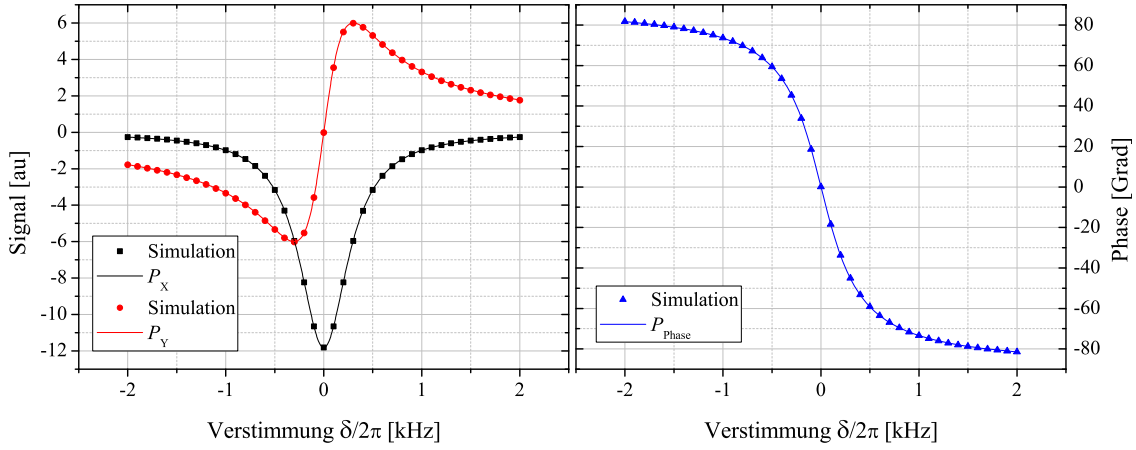


Abbildung 5.11: In Abhängigkeit von $\delta = \omega_1 - \omega_L$ simulierte Messsignale (Punkte) und gemäß den Gleichungen 5.13 angepasste Kurven (Linien).

Für kleines B_1 -Feld ($\Omega_1^2 \ll \gamma_2 \gamma_1$) ist $\gamma_{\text{Xfit}} = \gamma_2$ und φ_{fit} erlaubt die Bestimmung von γ_2 :

$$\varphi_{\text{fit}} = \arctan\left(\frac{P_{Y\text{fit}}}{P_{X\text{fit}}}\right) = -\arctan\left(\frac{\delta}{\gamma_{\text{Xfit}}}\right) = -\arctan\left(\frac{\delta}{\gamma_2}\right). \quad (5.16)$$

5.4 Modell des Cäsium- D_1 -Systems

Das im vorhergehenden Abschnitt behandelte System hat bereits eine ähnliche Struktur wie die Cs- D_1 -Linie, auf welcher in dieser Arbeit optische Magnetometrie betrieben wird. Um das im nächsten Kapitel 6 behandelte LN-Magnetometer vollständig abzubilden, wird das System erweitert. Ausgehend von Abbildung 2.5 wird das System der D_1 -Linie von Cäsium ($I = 7/2$) wie folgt modelliert:

- Grundzustand und angeregter Feinstrukturzustand bestehen aus jeweils zwei Hyperfeinzuständen $F = 3$ und $F = 4$, welche wiederum jeweils $2F + 1$ magnetische Sublevel m_F besitzen. Das System besteht also aus 32 Einzelzuständen.
- Durch die zur Unterdrückung der Wandstöße (siehe Abschnitt 2.9) nötigen Puffergasmenge in der Zelle verbreitern und überlappen die vier erlaubten optischen Hyperfeinübergänge der D_1 -Linie. Die Hyperfeinaufspaltung des Grundzustandes (9,19 GHz) ist größer als die des angeregten Zustandes (1,17 GHz), man kann in guter Näherung den angeregten Zustand als vollständig überlappt annehmen, während die Grundzustandsaufspaltung komplett aufgelöst ist. Es reicht daher aus, statt vier nur zwei Lichtfelder zu definieren, die im System wirken: Das zirkular polarisierte *Ausleselicht* koppelt $F = 4 \leftrightarrow F' = 3, 4$ mit

der Frequenz ω_4 und Rabifrequenz Ω_4 , das ebenfalls zirkular polarisierte *Repumplicht* koppelt $F = 3 \leftrightarrow F' = 3, 4$ mit der Frequenz ω_3 und Rabifrequenz Ω_3 .

- In die angeregten Niveaus gepumpte Atome relaxieren gemäß der Auswahlregeln für spontane Emission zurück in den Grundzustand mit einer Rate Γ . Die Simulation erfasst dies durch die Repopulationsmatrix $\hat{\Lambda} = \text{Tr}(\rho F_{m_1 m_2}^{m'_1 m'_2})$ mit

$$F_{m_1 m_2}^{m'_1 m'_2} = 2\Gamma (-1)^{1-m_1-m_2} \sum_q \begin{pmatrix} 1/2 & 1 & 1/2 \\ -m_1 & q & -m'_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/2 & 1 & 1/2 \\ -m_2 & q & -m'_1 \end{pmatrix} \quad (5.17)$$

dem Operator für spontane Emission ausgedrückt in 3j-Symbolen und für $J = J' = 1/2$, wobei die gestrichenen Größen Quantenzahlen des angeregten und ungestrichene Größen Quantenzahlen des Grundzustandes darstellen [114].

- Ein statisches Magnetfeld kann in einem beliebigen Winkel θ zur Ausbreitungsrichtung des Lichts $\vec{k} = \vec{z}$ angelegt werden und sorgt für die Zeeman-Aufspaltung der m_F -Niveaus zueinander. Die transversale Komponente (entsprechend ω_{Lx}) führt zur Larmorpräzession im Grundzustand.
- Ein mit der Frequenz ω_1 in der Nähe der Larmorfrequenz ω_L oszillierendes Magnetfeld der Stärke Ω_1 regt Übergänge zwischen benachbarten m_F -Niveaus im Grundzustand an.
- Durch den um Faktor drei kleineren gyromagnetischen Faktor des angeregten Zustandes ist dessen Larmorfrequenz immer weit verstimmt von der des Grundzustandes. Die Wirkung des oszillierenden Feldes auf den angeregten Zustand kann also vernachlässigt werden ($\Omega_1 = 0$ im angeregten Zustand).
- Die optische Linienbreite des angeregten Zustands ist viel größer als dessen Zeemanaufspaltung in hier interessierenden Magnetfeldern. Die Zeemanaufspaltung des angeregten Zustandes hat also auch keinen Einfluß auf die Dynamik des optischen Pumpens und kann vernachlässigt werden ($\omega_L = 0$ im angeregten Zustand).
- Um Rechenzeit zu sparen, werden alle Hyperfeinkohärenzen (Kopplung von Zuständen verschiedener Hyperfeinlevel innerhalb eines Feinzustandes) vernachlässigt, da wir nur an den Zeeman-Kohärenzen interessiert sind.
- Insgesamt verringert sich dadurch die Zahl der gekoppelten zu lösenden Gleichungen für das Cäsium-System von 1024 (32×32) auf 658.

- Die Spin-Austausch-Wechselwirkung koppelt die Grundzustandsniveaus miteinander. Im angeregten Zustand kann diese aufgrund dessen kurzer Lebensdauer vernachlässigt werden (und hätte abgesehen davon auch wegen $L = 1$ eine andere Form). Die Relaxationsmatrix $\hat{\Gamma}_{SE}$ aus Gleichung 2.23 wird für alle Populationen und Kohärenzen des Grundzustandes rechts zu Gleichung 5.1 addiert.
- Zusätzlich dazu relaxieren alle Populationen gleichförmig mit einer Rate γ_{uf} und alle angeregten Zustände zusätzlich mit der Rate Γ .

Das beschriebene System ist übersichtlich in Abbildung 5.12 zusammengefasst.

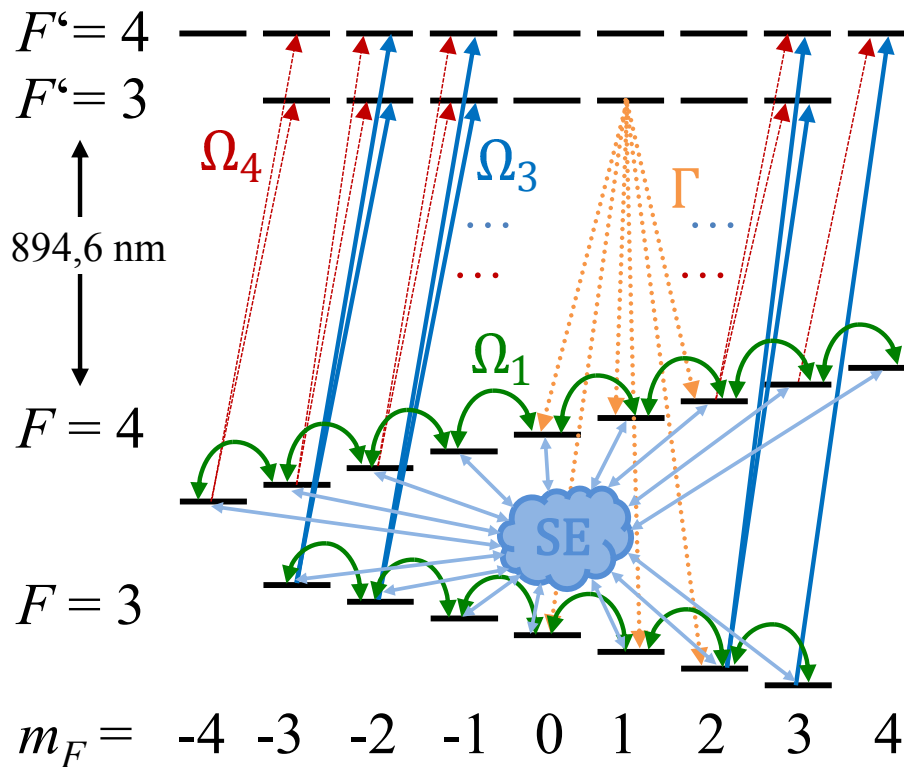


Abbildung 5.12: Das Cs-D₁-System wie modelliert. Atome, angeregt durch zirkular polarisiertes Licht der Rabi-Frequenz Ω_4 und Ω_3 , relaxieren mit Rate Γ zurück in den Grundzustand. Im Grundzustand werden die Atome gemischt durch Larmor-Präzession, die durch das resonante magnetische Wechselfeld der Stärke Ω_1 getrieben wird, durch den Spin-Austausch-Mechanismus (SE) und durch gleichförmige Relaxationsprozesse (nicht gezeigt). Der Übersichtlichkeit halber sind nicht alle Pump-übergänge eingezeichnet und die erlaubten Zerfallskanäle nur exemplarisch für einen angeregten Zustand gezeigt.

Kapitel 6

Das Light-Narrowing-Regime

6.1 Gliederung des Kapitels

Mit dem in Kapitel 4 gelegten Verständnis des Wirkens der verschiedenen Relaxationsprozesse und deren Abhängigkeiten von diversen experimentellen Parametern kann das hier vorgestellte *Light-Narrowing-Regime (LN)* genauer untersucht werden. Zunächst erfolgt eine Abgrenzung des LN- M_x -Modus von in der Literatur bereits bekannten Konfigurationen wie dem SERF-Magnetometer oder den Magnetometern basierend auf “gestreckten” Spin-Zuständen in Faraday-Geometrie (siehe Abschnitt 6.2). Im Anschluß daran erfolgt die Optimierung der schrotrauschbegrenzten Empfindlichkeit des Magnetometers bezüglich der in Abschnitt 6.3 kurz diskutierten relevanten Parameter sowohl im gewöhnlichen M_x -Modus (Abschnitt 6.4) als auch im LN- M_x -Modus (Abschnitt 6.5). Es zeigt sich in detaillierten Mesenskampagnen eine starke Verbesserung der schrotrauschbegrenzten Empfindlichkeit im LN-Regime, welche auch durch Messungen des tatsächlichen Sensorrauschens nachgewiesen wird (Abschnitt 6.6). Die Verbesserung beruht auf der Vermeidung von im unteren Grundzustand des Cäsiumatoms $F = 3$ gefangenen und für den Sensorbetrieb verlorenen Atomen, der Verminderung der Leistungsverbreiterung durch das Laserlicht und auf der Unterdrückung der Spin-Austausch-Relaxation (siehe Abschnitt 2.9.3), deren Reduktion in Abschnitt 6.7 nachgewiesen und quantitativ sowohl experimentell als auch durch Dichtematrix-Simulationen untersucht wird. Die nicht nur, aber im LN-Regime verstärkt auftretende Richtungsabhängigkeit der Messung eines OPM wird in Abschnitt 6.8 diskutiert und ein Weg, diese erheblich zu reduzieren, erfolgreich experimentell demonstriert.

6.2 Abgrenzung des LN-Regimes

Im Gegensatz zu SERF-Magnetometern (siehe Abschnitt 2.9.3), die nur in nahezu verschwindendem Magnetfeld betrieben werden können, ist der Effekt des Light-Narrowing auch in deutlich größeren Feldern und bis in den mT-Bereich zu beobachten. Der Effekt beruht - wie oben beschrieben - auf der Konzentration der Alkaliatome innerhalb eines Hyperfeinzustandes (normalerweise des oberen $F = I + 1/2$) und insbesondere in dessen magnetischem Unterzustand mit größtmöglichem Spin $m_F = F = 4$.

Eine Möglichkeit dies zu bewerkstelligen ist es, einen sogenannten gestreckten Zustand (engl. *stretched state*) zu präparieren, wie von Stephan Appelt *et al.* ursprünglich vorgestellt [115]. Dabei ist das statische Magnetfeld parallel zur Ausbreitungsrichtung des zirkular polarisierten Lichtfeldes orientiert. In dieser Konfiguration, auch Faraday-Geometrie genannt, können durch starkes optisches Pumpen aller Hyperfeinübergänge der D₁-Linie nahezu alle Atome in den gestreckten Zustand $m_F = F = 4$ gepumpt werden. Spin-Austausch-Stöße zwischen Atomen im gestreckten Zustand können aufgrund der geltenden Gesamtspinerhaltung keine Umverteilung dieser in Zustände mit niedrigerer magnetischer Quantenzahl m_F oder gar in das andere untere Hyperfeinniveau $F = 3$ bewirken [89]. Die Relaxation der Spinpolarisation und die Verbreiterung der magnetischen Resonanz durch Spin-Austausch-Stöße ist unterdrückt. So ist es möglich, bei optischem Pumpen mit nicht aufgelöster Hyperfeinstruktur (zum Beispiel durch Verwendung einer Zelle mit sehr hoher Puffergasdichte) einen sehr hohen Grad an Spinpolarisation und eine ausgeprägte Unterdrückung der Spin-Austausch-Relaxation zu erzielen [116–118].

Die andere Möglichkeit beruht auf Hyperfeinstruktur-selektivem optischen Pumpen: Durch das gezielte Entleeren des unteren Grundzustandes $F = 3$, zum Beispiel durch ein zweites *Repumper*-Lichtfeld, wurde für Zellen mit aufgelöster Hyperfeinstruktur des Grundzustandes zunächst ein starker Anstieg der Signalgröße des Magnetresonanzsignals [119–121] und damit auch eine Verbesserung der Empfindlichkeit demonstriert [122, 123]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde zusätzlich zur Steigerung der Empfindlichkeit (Abschnitt 6.5) auch eine Verkleinerung der magnetischen Resonanzbreite beobachtet und erfolgreich durch die Unterdrückung der Spin-Austausch-Relaxation erklärt. Dies ist der Fall, obwohl statt der Faraday-Geometrie hier die M_x -Konfiguration verwendet wird, bei der ein Winkel zwischen Magnetfeld B_0 und Ausbreitungsrichtung des Laserlichtes wesentlich ist (siehe dazu Abschnitt 6.7). Das so eingeführte ***Light-Narrowed- M_x -Magnetometer*** erlaubt außerdem den Betrieb mit nur einem Laser, dessen Frequenz auf der nur teilweise aufgelösten Hyperfeinstruktur der D₁-Linie einer mit geeigneter Puffergasdichte befüllten Zelle wohlabgestimmt wird (wie im Folgenden vorgestellt).

6.3 Optimierung der Empfindlichkeit

Die Optimierung des wichtigsten Parameters eines Magnetometers - dessen magnetometrische Empfindlichkeit - erfordert die Optimierung aller Betriebsparameter, die mit diesem Wert direkt oder indirekt verknüpft sind und im späteren Einsatz beeinflusst werden können. Da man, wenn man an einen Einsatz außerhalb geschirmter Umgebung (im Erdmagnetfeld) denkt, mit einem Magnetfeld der Größenordnung von $50 \mu\text{T}$ rechnen muss, wird dieser Parameter (wie auch die Zelldimensionen) für alle weiteren Untersuchungen als gegeben angesehen. Zur Optimierung der Empfindlichkeit wird vorab der Winkel zwischen Ausbreitungsrichtung des Laserlichts und des statischen Magnetfeldes zu $\theta = 45^\circ$ gewählt, bei welchem gemäß der Gleichungen 2.10 die größten Signale zu erwarten sind. In späteren Abschnitten werden Effekte in Abhängigkeit der Verkippung des Sensors bzw. des Magnetfeldes untersucht und der Winkel θ variiert.

Der für die Empfindlichkeit des OPMs entscheidende Parameter ist der Anstieg des Y-Signals (siehe Abschnitt 2.8). Diese setzt sich aus Größe und Breite des detektierten Magnetresonanzsignals zusammen. Wie in den vorangegangenen Kapiteln diskutiert, treten zusammengefasst folgende Abhängigkeiten auf:

1. Erhöhung der Pumplaserleistung bzw. Pumprate (P_L bzw. γ_P) führt zur
 - Erhöhung der Signalgröße durch Erhöhung des sich aufbauenden Polarisationsgrades der Atome (bis hin zur Sättigung),
 - Leistungsverbreiterung (*power broadening*) der magnetischen Resonanz,
 - Erhöhung des Schrotrausch-Limits $\sqrt{2eI_{dc}}$ durch Erhöhung des detektierten Photostromes I_{dc} .
2. Erhöhung der Amplitude (Rabifrequenz Ω_1) des B_1 -Feldes resultiert in
 - einem größeren Magnetresonanzsignal durch stärkeres Treiben der Kohärenzen zwischen benachbarten Zeeman-Niveaus,
 - Leistungsverbreiterung (*rf-field broadening*) des Magnetresonanzsignals.
3. Erhöhung der Zelltemperatur T bedeutet
 - Erhöhung der Alkali-Teilchendichte n in der Zelle und damit größere nutzbare Atomzahl N in der Gasphase,
 - durch zunehmende Absorption des Pumplichtes eine Verringerung des detektierten transmittierten Anteils,
 - Verbreiterung des Magnetresonanzsignals durch Zunahme der Spin-Austausch-Relaxation.

4. Erhöhung der Puffergasdichte η

- verringert die Magnetresonanzbreite durch Verkleinerung der Wandstoßrate bis hin zu einem Optimum,
- über das Optimum hinaus vergrößern Puffergasstöße die Magnetresonanzbreite wieder.
- bewirkt eine Verbreiterung und Überlappung der optischen Hyperfeinübergänge der D_1 -Linie, beeinflusst die Effektivität des optischen Pumpens und verändert den Absorptionskoeffizienten der Zelle für das Laserlicht.

Den für die experimentelle Optimierung der schrotrausch-begrenzten Empfindlichkeit bezüglich des allgemeinen Setups (beschrieben in Kapitel 3) adaptierten Aufbau zeigt die Abbildung 6.1.

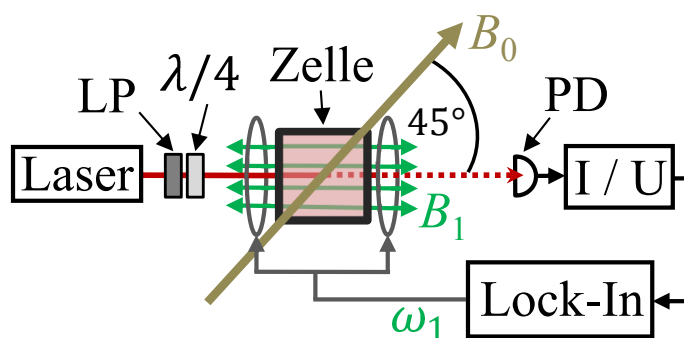


Abbildung 6.1: Aufbau für Optimierung der schrotrausch-begrenzten Empfindlichkeit. Das statische Magnetfeld $B_0 = 50 \mu\text{T}$ steht unter einem Winkel von $\theta = 45^\circ$ zum durch Polarisator (LP) und $\lambda/4$ -Plättchen zirkular polarisierten Pumplicht. Parallel zur Laserrichtung oszilliert das B_1 -Feld mit der Frequenz ω_1 . Das durch die Messzelle transmittierte, modulierte Licht wird von einer Photodiode (PD) detektiert, durch einen Transimpedanzwandler (I/U) verstärkt und das resultierende Spannungssignal phasenempfindlich vom Lock-In detektiert. Nicht gezeigt sind allgemeine Komponenten wie Heizlaser, Helmholtzspulen und Schirmtonne (siehe dazu Kapitel 3).

6.4 Gewöhnlicher M_x -Betriebsmodus

Die Implementation eines M_x -Magnetometers nutzt den in Abschnitt 2.4 beschriebenen Dunkelzustand-Mechanismus aus. Betrachtet man die vier einzelnen Hyperfeinübergänge der D_1 -Linie, so stellt man fest, dass sich beim zirkular polarisierten Pumpen aus den Zuständen mit $F = 3$ kein Dunkelzustand in diesen bildet, beim Pumpen aus $F = 4$ jedoch für den Übergang $F = 4 \leftrightarrow F' = 4$ einer und für

die Linie $F = 4 \leftrightarrow F' = 3$ sogar zwei Dunkelzustände entstehen (vgl. Abbildung 2.3). Dadurch und der großen relativen Übergangsstärke wegen (vgl. Abbildung 2.2) ist beim optischen Pumpen resonant zu diesem letztgenannten Übergang im Vergleich zu den anderen drei Hyperfeinlinien die größte Polarisation zu erzielen und bei gleicher Pumpleistung die Signalgröße der magnetischen Resonanz maximal. Aus diesem Grund wurden und werden optische Magnetometer mit Dampfzellen, die eine optische (Cs-D₁-)Absorptionslinie mit komplett aufgelöster Hyperfeinstruktur aufweisen, stets auf diesem Übergang betrieben wie zum Beispiel in [94, 124, 97]. Die Abhängigkeit der schrotrausch-begrenzten Empfindlichkeit B_{sn} von Pumplaserleistung und B_1 -Amplitude kann durch zweidimensionale Parametervariationen, welche automatisiert ablaufen können, in der jeweiligen Konfiguration gemessen werden. Einen typischen Parameterscan zeigt Abbildung 6.2. Die auf diese Weise bestimmten

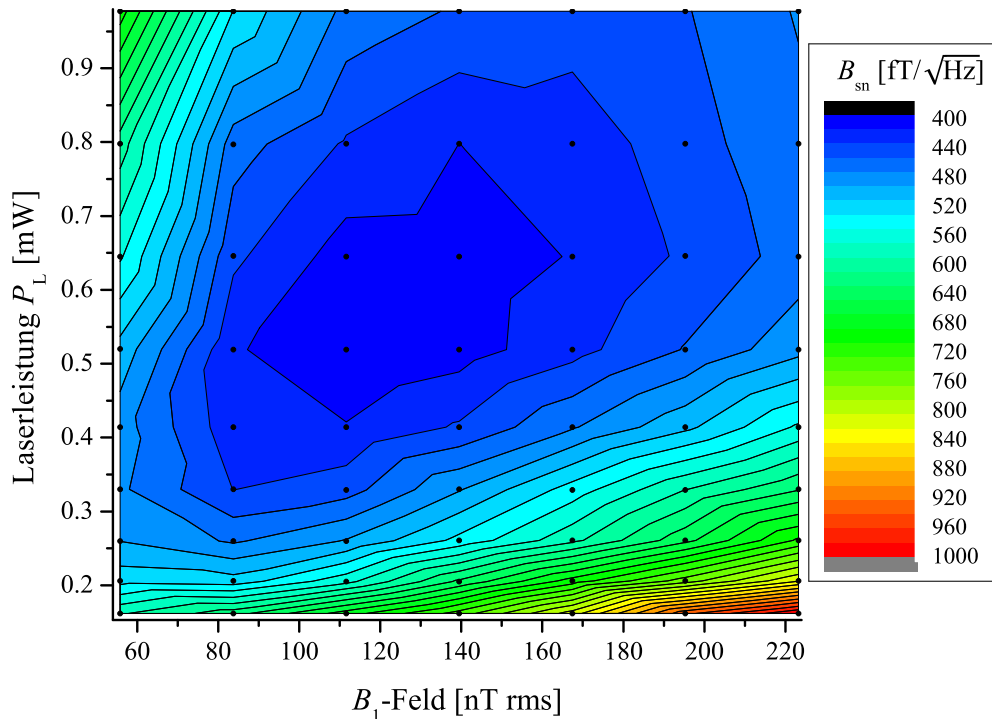


Abbildung 6.2: Konturplot eines Parameterscans von Pumplaserleistung P_L und Amplitude des B_1 -Feldes zur Optimierung der schrotrausch-begrenzten Empfindlichkeit B_{sn} im gewöhnlichen Regime, beispielhaft gezeigt für das Zell-Array mit $\eta = 0,236 \text{ amg}$ bei $T = 74,4^\circ\text{C}$. Messpunkte sind schwarz dargestellt.

Arbeitspunkte mit der optimalen Empfindlichkeit B_{sn} wurden nun in Abhängigkeit von Zelltemperatur T und Stickstoffdichte η experimentell bestimmt. Die Resultate dieser Messkampagne fasst der Graph 6.3 zusammen. Bei kleinen Stickstoffdichten ist die bestgemessene Empfindlichkeit deutlich kleiner als für die Zellen mit hohem η . Dies erklärt sich durch die mit η zunehmende Unterdrückung der Stöße der Atome mit der Zellwand (siehe Abschnitt 2.9.2). Bei kleinen Zelltemperatu-

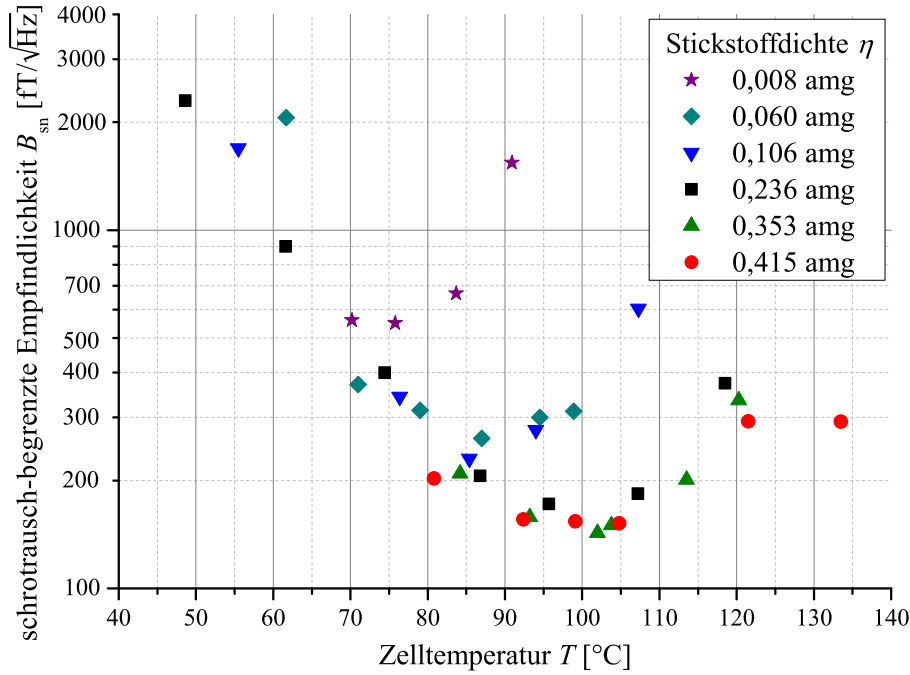


Abbildung 6.3: Messungen der optimierten schrotrausch-begrenzten Empfindlichkeit im gewöhnlichen Regime in Abhängigkeit von der Zelltemperatur T geometrisch identischer Zellen mit verschiedenen Stickstoffdichten η . Jeder Messpunkt zeigt das Ergebnis der Optimierung von B_{sn} hinsichtlich von P_L und B_1 .

ren ist die Teilchendichte der Atome zu niedrig, die magnetischen Resonanzsignale entsprechend klein. Sind die Wandstöße durch eine ausreichende Stickstoffdichte unterdrückt, spielt η kleine Rolle mehr. Bei höheren Stickstoffdichten und Zelltemperaturen wird die magnetische Resonanzbreite und die erzielbare Empfindlichkeit (siehe Gleichung 2.25) durch den Spin-Austausch-Mechanismus festgelegt. Dies erklärt, dass dann die Zellen ihre optimale Empfindlichkeit ($B_{sn} = 160 \frac{fT}{\sqrt{\text{Hz}}}$) bei ähnlichen Zelltemperaturen (ca. 100°C) zeigen. Für größere Temperaturen limitiert die zunehmende Absorption die Größe des transmittierten Signals.

6.5 LN- M_x -Betriebsmodus

Bei der Untersuchung des M_x -Modus mit einer Zelle, deren Hyperfeinaufspaltung des Grundzustandes durch Puffergasverbreiterung der optischen Linien teilweise überlappt, stellte sich heraus, dass bei Verstimmung der Laserfrequenz weg von der gewöhnlich genutzten Linie ausgehend von $F = 4$ hin zu den Hyperfeinübergängen aus $F = 3$ eine Steigerung der Empfindlichkeit auftritt, wenn gleichzeitig die Pumplaserleistung stark erhöht wird. Dabei war sowohl ein deutlicher Anstieg der Signalgröße wie auch eine Verkleinerung der Breite des magnetischen Resonanzsignals zu beobachten [47].

Das Puffergas in der Zelle führt durch Stöße mit den Alkaliatomen einerseits dazu, dass diese seltener mit der Zellwand kollidieren, andererseits aber auch durch die Verkürzung der Lebensdauer der angeregten Alkali-Zustände zu einer Verschiebung und Verbreiterung der optischen Absorptionslinien (siehe Abschnitt 2.3). Dies wird beispielhaft in Abbildung 6.4 veranschaulicht. Mit steigender Puffergasdichte η

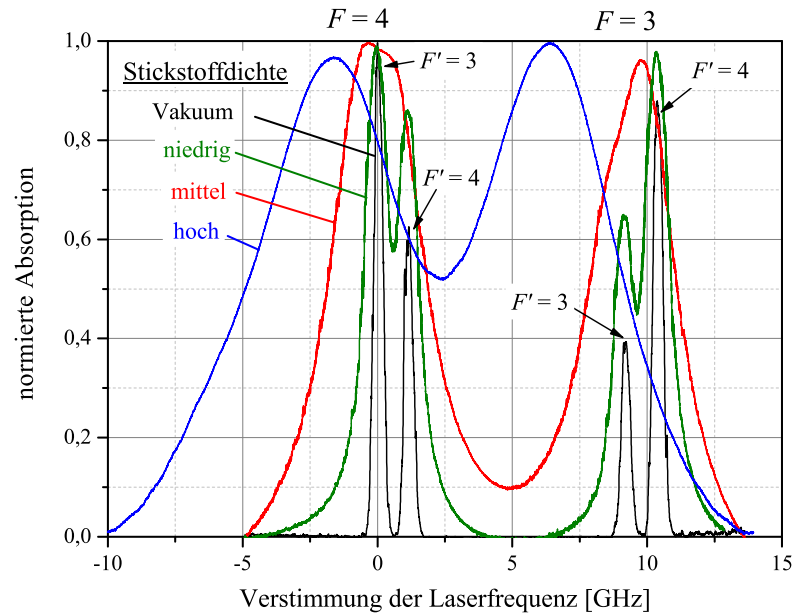


Abbildung 6.4: Absorptionsspektrum der Cs-D₁-Linie für eine Zelle ohne Puffergas (schwarz), mit niedriger (Zell-Array 1, 0,0082 amg, grün), mittlerer (Zell-Array 2, 0,0601 amg, rot) und hoher Puffergasdichte (Zell-Array 4, 0,236 amg, blau). Die Frequenzachse ist bezogen auf den Energieabstand der Hyperfeinübergangs $F = 4 \leftrightarrow F' = 3$ im Vakuum, die Absorption ist jeweils normiert aufgetragen. Mit zunehmender Stickstoffdichte verschieben und verbreitern sich die Hyperfeinlinien.

nimmt die Überlappung der vier Hyperfeinlinien zu. Dadurch ist schon ab sehr niedriger Puffergasdichte die Hyperfeinaufspaltung des angeregten Zustandes (1,17 GHz) nicht mehr auflösbar. Ein schmalbandiger Laser pumpt dann immer gleichzeitig in beide angeregte Niveaus. Wird noch größere Puffergasdichte eingestellt, beginnt auch die Hyperfeinaufspaltung des Grundzustandes zu überlappen. Der Laser pumpt in diesem Fall stets alle vier Hyperfeinübergänge gleichzeitig, wobei die Pumprate auf den einzelnen Linien von der Position auf dem Absorptionsprofil, also von der Laserfrequenz abhängt. Das Verhältnis der Pumpraten auf den Linien kann dann über die Abstimmung der Laserfrequenz auf dem Absorptionsprofil der Zelle, wie in Abbildung 6.5 skizziert, eingestellt werden. Die Verstimmung des Lasers hin zu den Hyperfeinübergängen aus $F = 3$ bedeutet also ein verstärktes Pumpen des unteren Grundzustandes. Wird gleichzeitig die Laserleistung stark erhöht, resultiert dies in einem sehr intensiven Pumpen auf $F = 3$ und einem moderaten Pumpen auf $F = 4$. Während so die Niveaus des unteren Grundzustandes $F = 3$ durch das optische Pum-

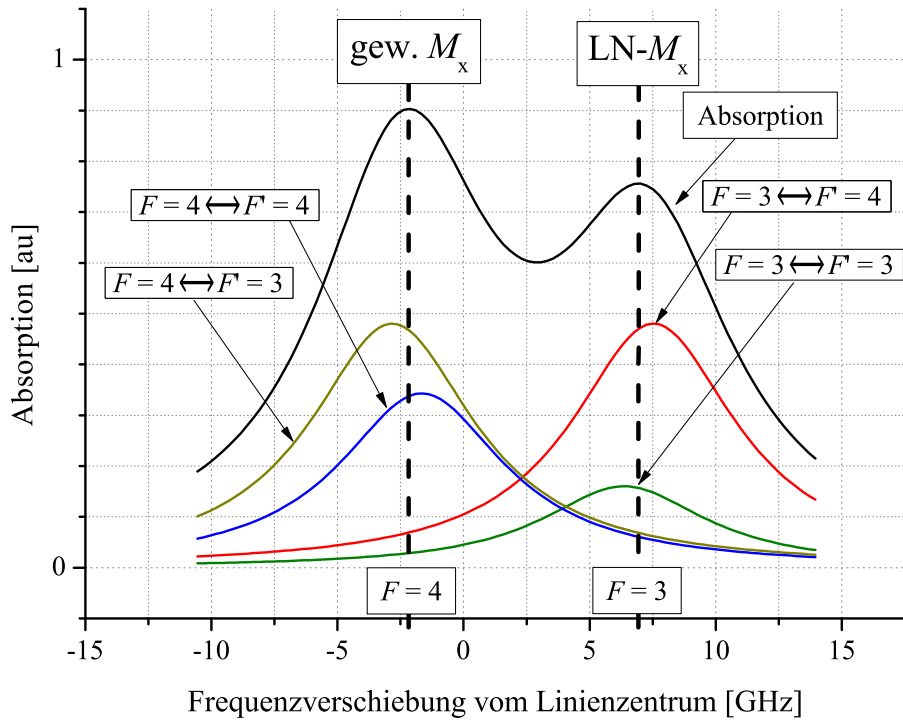


Abbildung 6.5: Überlappende Hyperfeinübergänge der D_1 -Linie des Zell-Arrays 4 mit $\eta = 0,236$ amg bei $T = 100^\circ\text{C}$. Schwarze, gestrichelte Linien kennzeichnen die Frequenz des Pumpasers in LN- M_x -Betriebsmodus auf $F = 3$ (rechts) im Vergleich zum gewöhnlichem M_x -Betriebsmodus auf $F = 4$ (links).

pen entleert werden, kann die magnetische Resonanz in $F = 4$ gemessen werden. Dabei tritt aufgrund der geringen Kopplung des hochintensiven Lichtes an den oberen Grundzustand nur eine geringe Leistungsverbreiterung (siehe Abschnitt 2.3) der magnetischen Resonanz auf. Die Entleerung des unteren Grundzustandes $F = 3$ hat mehrere vorteilhafte Folgen: Da nun nahezu alle Atome in $F = 4$ transferiert werden, tragen deutlich mehr Atome zum Messsignal bei. Die Signalgröße wird um ca. einen Faktor drei gesteigert. Dieser die Empfindlichkeit verbessernde Effekt ist als *repumping* in der Literatur bekannt [119, 121] und wurde auch von uns kürzlich quantitativ untersucht [123].

Durch die in $F = 3$ fehlenden Atome kann das Atomensemble deutlich stärker polarisiert werden. Entsprechend kleiner fällt der Absorptionskoeffizient in dieser Konfiguration aus. Die Zelle kann bei höheren Zelltemperaturen betrieben werden als im gewöhnlichen Regime. Durch die dann höhere nutzbare Teilchenzahl wird das magnetische Resonanzsignal weiter vergrößert.

Neben diesen beiden Effekten die zu größeren Signalen Anlass geben, wird gleichzeitig die Resonanzbreite verkleinert und dadurch ebenfalls die Empfindlichkeit verbessert. Die Verkleinerung der Linienbreite beruht auf der Unterdrückung der Spin-Austausch-Relaxation und wird eingehend in Abschnitt 6.7 untersucht.

In gleicher Weise wie im gewöhnlichen Regime wurde im LN-Regime zunächst eine Messkampagne zur Optimierung der schrotrausch-begrenzten Empfindlichkeit durchgeführt. Dazu wurde die Abhängigkeit von B_{sn} hinsichtlich der Laserleistung P_L , der B_1 -Amplitude, der Stickstoffdichte η und der Zelltemperatur T systematisch vermessen. Die Laserfrequenz wurde jeweils auf $F = 3 \leftrightarrow F' = 3, 4$ abgestimmt, also zwischen beide (überlappte) Hyperfeinübergänge aus dem unteren Grundzustand. Einen typischen Parameterscan bezüglich Laserleistung und B_1 -Amplitude zeigt die Abbildung 6.6 exemplarisch für ein Wertepaar von $\eta = 0,236$ amg und $T = 94,0^\circ\text{C}$. Aufgrund der zur Entleerung von $F = 3$ hohen benötigten Laserleistung kam der

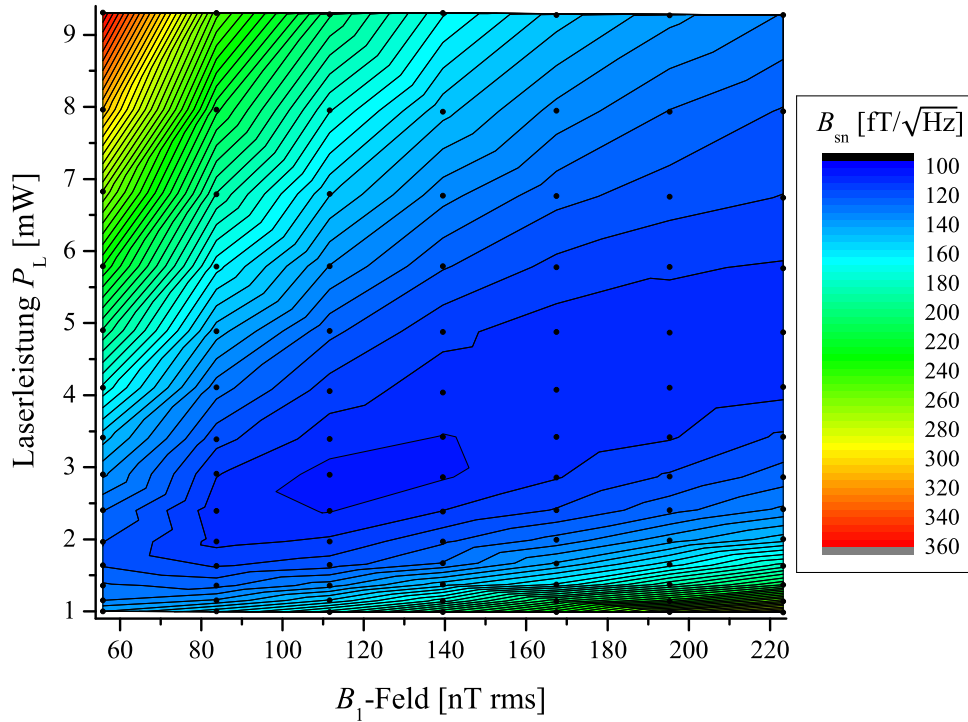


Abbildung 6.6: Parameterscan von Pumplaserleistung P_L und Amplitude des B_1 -Feldes zur Optimierung der schrotrausch-begrenzten Empfindlichkeit B_{sn} im LN-Regime, beispielhaft gezeigt für das Zell-Array 4 mit $\eta = 0,236$ amg bei $T = 94,0^\circ\text{C}$.

Trapezverstärker zum Einsatz, welcher das eingekoppelte DFB-Laserlicht unter Beibehaltung seiner spektralen Eigenschaften um ein bis zwei Größenordnungen nachverstärkt. Die Abhängigkeit der Empfindlichkeit B_{sn} von der Laserleistung ist hier weniger stark, da die Kopplung zu $F = 4$ geringer als im gewöhnlichen Regime ist. Die Resultate in Abhängigkeit von Stickstoffdichte η und Zelltemperatur T zeigt die Abbildung 6.7. Die besten gemessenen schrotrausch-begrenzten Empfindlichkeiten liegen bei $40 \frac{\text{fT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ und werden bei Zelltemperaturen von ca. $T = 120^\circ\text{C}$ erzielt. Interessanterweise wird dieser Wert fast unabhängig von η erreicht. Lediglich das Zell-Array mit der niedrigsten Stickstoffdichte zeigt ein B_{sn} , welches nur im Bereich des Resultats des gewöhnlichen Regimes liegt. In dieser Zelle ist die Hyperfeinauf-

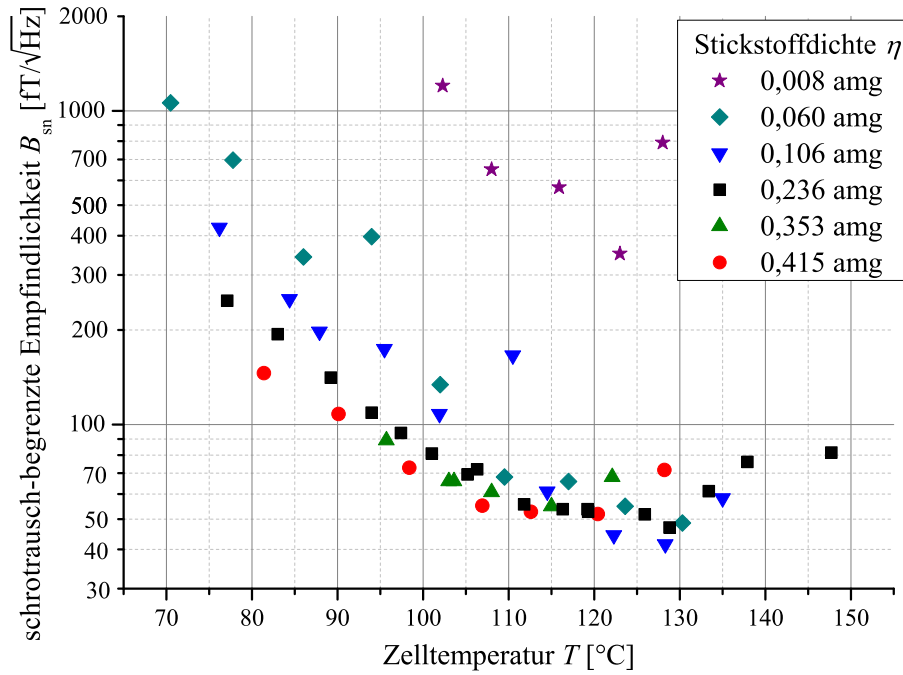


Abbildung 6.7: Messungen der optimierten schrotrausch-begrenzten Empfindlichkeit im LN-Regime in Abhängigkeit von der Zelltemperatur T für die Zell-Arrays mit verschiedenen Stickstoffdichten η (siehe 3.1). Jeder Messpunkt zeigt das Ergebnis der Optimierung von B_{sn} hinsichtlich von P_L und B_1 .

spaltung des Grundzustandes vollständig aufgelöst (vgl. Abbildung 6.4), sowie die Wandstoßrate noch vergleichbar mit der Spin-Austausch-Rate (vgl. Graph 4.10 (c)). Die Kopplung des Lasers an $F = 4$ ist also zu klein und die Unterdrückung der Spin-Austausch-Relaxation kann nicht vorteilhaft genutzt werden.

Bei allen anderen Zellen ist sowohl die Grundzustandsaufspaltung überlappt als auch die Spin-Austausch-Rate der dominierende Relaxationsmechanismus. Dass der Grad der Überlappung der Linien, welcher durch Puffergasverbreiterung mit η ansteigt, nur eine untergeordnete Rolle spielen kann durch die Leistungsverbreiterung der optischen Linien (siehe Abschnitt 2.3) erklärt werden: Bei der sehr hohen Laserleistung, die zum Erreichen des Arbeitspunktes bester Empfindlichkeit benötigt wird, ist die Überlappung außer von der Puffergasverbreiterung auch von der Leistungsverbreiterung der optischen Übergänge bestimmt.

6.6 Rauschmessungen im LN-Regime

Die Optimierung der schrotrausch-begrenzten Empfindlichkeit B_{sn} wie im vorangehenden Abschnitt gezeigt, stellt den ersten wichtigen Schritt dar. Daran anschließend muss jedoch geklärt werden, wie nah man sich diesem theoretischen Limit mit dem tatsächlichen Sensorrauschen, welches auch von anderen Rauschquellen be-

einflusst wird, nähern kann. Dazu sollten - wenn möglich - in der bezüglich der schrotrausch-begrenzten Empfindlichkeit optimierten Konfiguration Rauschmessungen durchgeführt werden.

6.6.1 Methodik

Für die in diesem Abschnitt vorgestellten Resultate werden zwei Magnetometer-Kanäle benötigt. Den eingerichteten Aufbau zeigt die Abbildung 6.8. Es werden zwei Messzellen des Zell-Arrays 4 mit $\eta = 0,236$ amg verwendet (siehe Tabelle 3.1).

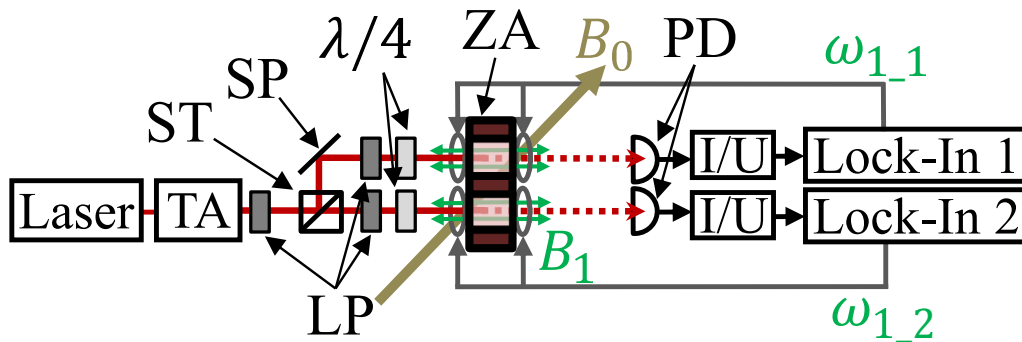


Abbildung 6.8: Zweikanaliger Aufbau für die Rauschmessungen und die Untersuchung der Richtungsabhängigkeit. Die Laserleistung wird zusätzlich durch einen (optionalen) Trapezverstärker (TA) erhöht und vor dem Strahlteiler (ST) linear polarisiert und die Strahlen durch einen Spiegel (SP) parallel geführt. In beiden Kanälen wird das Licht durch eine Kombination aus linearem Polarisator (LP) und $\lambda/4$ -Plättchen mit gleicher Helizität zirkular polarisiert. Anschließend durchstrahlt das Licht zwei Zellen des geheizten Zellarrays (ZA), welche durch separate B_1 -Spulen auf Leiterplatten unabhängig voneinander betrieben werden können. Das transmittierte Licht wird von Photodioden (PDs) in entsprechende Photoströme gewandelt, welcher nachfolgend durch Transimpedanzwandler (I/U) in Spannungen umgesetzt und von digitalen Lock-In-Einheiten detektiert wird. Nicht gezeigt sind allgemeine, in Kapitel 3 beschriebene Komponenten wie Schirmtonne und Heizlaser-Aufbau.

Zur Rauschmessung des Sensors wird üblicherweise das P_Y -Signal des Lock-Ins verwendet. Am Ausgang des Lock-Ins *Signal Recovery 7280* steht dieses nach Digital-Analog-Wandlung auch als proportionales Spannungssignal zur Verfügung. Dieses Spannungssignal kann bei $\delta = 0$ mit einem Spektrumanalysator aufgezeichnet, dessen Fourierspektrum berechnet und so ein Rauschspektrum gemessen werden. Aufgrund einer technischen Begrenzung des Dynamikumfangs der DAC-Wandler des *Signal Recovery 7280* wurden die im Folgenden gezeigten Rauschmessungen jedoch auf andere Weise gewonnen: Das OPM-Spannungssignal am Ausgang der Transimpedanzwandler wurde mit einem *Zurich Instruments HF2LI* analysiert. Dieser erlaubt die sehr schnelle digitale Aufzeichnung des Y-Signals bei Samplefrequenzen weit oberhalb der OPM-Sensorbandbreite. Diese Zeitreihen werden anschließend über ei-

ne MATLAB-Routine¹ [125] per FFT in ein Fourierspektrum konvertiert. Aus drei Messreihen (kurz mit hoher Samplingrate, mittellang mit mittlerer Samplingrate und lang mit niedriger Samplingrate) können so Rauschspektren gewonnen werden.

6.6.2 Resultate

Die optimalen Werte der schrotrausch-begrenzten Empfindlichkeit B_{sn} wurden bei sehr hohen Pumplaserleistungen gemessen. Dazu war der zusätzliche Einsatz des Trapezverstärkers nötig. Leider verstärkt der Trapezverstärker (*Sacher Tapered Amplifier*) nicht nur (wie es optimal wäre) das Rauschen des Pumplasers mit, sondern trägt selbst ein zusätzliches Rauschen ein. Dies wird vermutlich durch das Rauschen der Stromquellen zum Betrieb des Verstärkerchips hervorgerufen. Das Intensitätsrauschen des Lichtes des verwendeten DFB-Lasers, welches bei der Detektion durch die Photodiode in ein Stromrauschen gewandelt wird, liegt bei $I_{\text{dc}} = 0,25 \text{ mA}$ und bei $\nu = 1 \text{ kHz}$ einen Faktor sechs über dem zu erwartenden Niveau des Schrotrauschens $I_{\text{sn}} = \sqrt{2eI_{\text{dc}}}$ (Gleichung 2.15). Dagegen liegt das Niveau des Intensitätsrauschens des nachverstärkten Pumplichts mehr als einen Faktor 35 über dem durch das Schrotrauschen des detektierten Photostromes zu erwartenden Level. Eine solch dominante technische Rauschquelle macht es unmöglich sich dem Schrotrausch-Niveau zu nähern. Aus diesem Grund kann der Trapezverstärker vorerst nicht bei Messungen des tatsächlichen Rauschens eingesetzt werden und es muss die alleinige Verwendung des Pumplasers erfolgen. Dessen Pumpleistung reicht allerdings nicht aus, den optimalen Arbeitspunkt des LN-Regimes zu erreichen. Die Zelle wird deshalb bei etwas niedrigerer als der optimalen Temperatur betrieben. Bei maximaler Leistung des Pumplasers wird bei $T = 111^\circ\text{C}$, $B_1 = 195,3 \text{ nT (rms)}$ und $P_L = 1,5 \text{ mW}$ ein Wert von $B_{\text{sn}} = 68 \frac{\text{fT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ in Kanal 1 und $B_{\text{sn}} = 65 \frac{\text{fT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ in Kanal 2 erreicht.

Das Ergebnis der Rauschmessung eines Kanals in diesem Arbeitspunkt ist in Abbildung 6.9 in schwarz dargestellt. Im Bereich von Frequenzen $> 100 \text{ Hz}$ liegt das Niveau bei $B_n = 200 \frac{\text{fT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ und damit einen Faktor drei über B_{sn} . Zwischen 20 und 100 Hz treten starke Störungen auf, die ihre Ursache in Vibrationen des Aufbaus und des Hauses haben. Die diskreten Störnadeln bei 50 Hz, 100 Hz und höheren Harmonischen resultieren aus der Ankopplung des Aufbaus ans Stromnetz. Da das Schrot-Rausch-Limit bei dieser Messung nicht erreicht wird, müssen technische und/oder externe Rauschquellen die Messung dominieren. Deswegen werden im nächsten Schritt Kompensationsmethoden durch die Kombination zweier Messzellen des Zellarrays studiert: Die erste untersuchte Konfiguration ist die gradiometrische Messung (vgl. Abbildung 6.10 (a)). Dazu wurden die P_Y -Signale beider

¹Dankeschön dafür an Andreas Chwala.

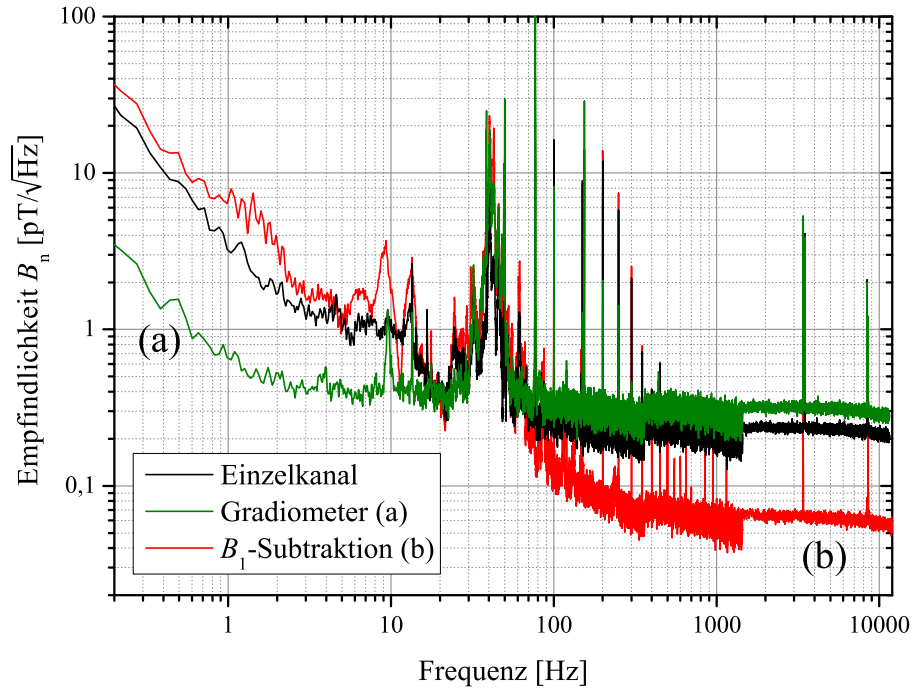


Abbildung 6.9: Messungen des tatsächlichen Rauschens im LN-Regime. Schwarz: Einzelkanal, grün: Gradiometer (a), rot: B_1 -Subtraktionsmethode (b). Die stufenartigen Übergänge bei 350 Hz und 1,5 kHz entstehen durch die Kombination der drei verschiedenen gemessenen Zeitreihen.

Kanäle durch getrennte digitale Lock-Ins detektiert und entsprechend zeitsynchron aufgezeichnet. Nach der Messung wurden beide Messreihen voneinander subtrahiert und das Fourierspektrum der Differenz berechnet. Die grüne Linie in Abbildung 6.9 zeigt das Resultat der gradiometrischen Messung. Da jetzt zwei Zellen gepumpt und ausgelesen werden, wird die doppelte Menge an Photonen detektiert. Man erwartet deswegen ein Schrotrauschniveau von $B_{sn} = \sqrt{2} \cdot 67 \frac{fT}{\sqrt{\text{Hz}}} = 94 \frac{fT}{\sqrt{\text{Hz}}}$. Hier liegt das tatsächliche weiße Rauschen einen Faktor drei über diesem Limit. Bei Frequenzen > 20 Hz bleibt das Rauschen des Gradiometers unterhalb dem des Einzelkanals. Dies zeigt, dass in diesem Frequenzbereich das Rauschen des Einzelkanals durch magnetische Störungen entfernter Quellen dominiert wird, welche in gradiometrischer Messung verschwinden. Erst unterhalb von ca. 1 Hz beginnt das Rauschen des Gradiometers $1/f$ -artig anzusteigen, wobei in diesem Bereich die Güte des Abgleichs beider Kanäle zueinander entscheidend ist. Auch kommen hier Intensitäts- und Polarisationschwankungen des Pump Laserlichtes in Frage. Die sehr große Nadel bei 80 Hz entspricht der Differenz $1/2\pi(\omega_{1_1} - \omega_{1_2})$ der Frequenzen der B_1 -Felder beider Kanäle.

In der zweiten untersuchten Konfiguration, welche in [123] genauer beschrieben und hier als B_1 -Subtraktionsmethode bezeichnet wird, werden die Photospannungen zweier Kanäle, welcher bei gleicher B_1 -Feld-Frequenz ω_1 betrieben werden, vonein-

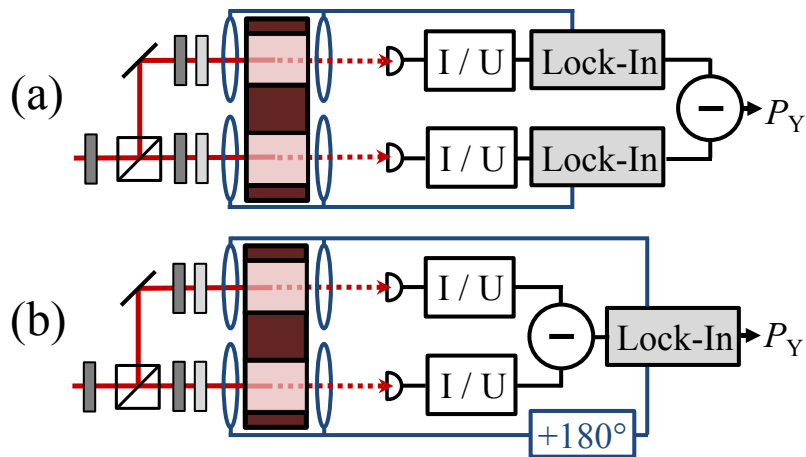


Abbildung 6.10: Ausleseschema für die Rauschmessungen in Abbildung 6.9. Das Gradiometer (a) wird aus zwei unabhängig gemessenen Kanälen durch Differenzbildung der P_Y -Signale nach Demodulation gebildet. Die B_1 -Subtraktionsmethode (b) beruht auf der Differenzbildung der Photospannungen zweier mit B_1 -Feldern gleicher Frequenz, aber um 180° verschobener Phase modulierter Zellen [123]. Für die Messung eines Einzelkanals wird der subtrahierte Kanal in Konfiguration (a) oder (b) nicht angeschlossen.

ander abgezogen (vgl. Abbildung 6.10 (b)). Dies würde ohne weitere Maßnahmen dazu führen, dass nicht nur der Gleichspannungsanteil des Signals, sondern auch die Modulation bei ω_1 , also das interessierende Messsignal verschwinden würde. Deshalb wählt man die Phasen der Oszillation beider B_1 -Wechselfelder um 180° verschoben zueinander. Nach der Differenzbildung resultiert dann ein doppelt so großes Messsignal ohne Gleichspannungsanteil. Die rote Kurve in Abbildung 6.9 zeigt das Ergebnis der Rauschmessung in B_1 -Subtraktionskonfiguration. Es wird hier wieder im Vergleich zum Einzelkanal die doppelte Menge an Photonen detektiert, aus der Subtraktion der Signale resultiert aber gleichzeitig eine Verdoppelung des Anstiegs des P_Y -Signals. Das schrotrausch-begrenzte Limit ergibt sich deshalb als $B_{\text{sn}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot 67 \frac{\text{fT}}{\sqrt{\text{Hz}}} = 47 \frac{\text{fT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$. Für Frequenzen $> 300 \text{ Hz}$ liegt das tatsächliche Rauschniveau nur einen Faktor 1,3 darüber. Durch die Differenzbildung der Photospannungen werden technische Rauschquellen, welche auf den Photostrom beide Kanäle in gleicher Weise wirken eliminiert. Dies betrifft zum Beispiel technisches Intensitätsrauschen bzw. Schwankungen des Polarisationszustandes des Laserlichtes. Durch die Aufteilung des Lichtes erst nach dem Durchgang durch einen linearen Polarisator werden Polarisationschwankungen in Schwankungen der Gesamtintensität gewandelt, welche anschließend jedoch in sehr guter Näherung in gleichen Anteilen aufgespalten wird. Dadurch betreffen Schwankungen in Polarisation und Intensität des Pumplichtes immer beide Kanäle in gleicher Weise und können durch die B_1 -Subtraktionsmethode eliminiert bzw. stark reduziert werden. Man kann aus dem

Vergleich der Messungen des Einzelkanals und der B_1 -Subtraktionsmethode schließen, dass das weiße Rauschniveau (Frequenzen > 100 Hz) des Einzelkanals durch das technische Rauschen des Laserlichtes limitiert wird.

Die Resultate der B_1 -Subtraktionsmethode stoßen in Bereiche vor, in denen auch das Rauschen der Ausleseelektronik, welches in den beiden Kanälen unkorreliert zueinander entsteht, merklich wird und die Messung limitiert: Dem jeweils in den Kanälen detektierten Photoströmen von $0,25$ mA bzw. $0,23$ mA entspricht gemäß Gleichung 2.15 ein (weißes) Schrotrauschen von $9,0 \frac{\text{pA}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ bzw. $8,6 \frac{\text{pA}}{\sqrt{\text{Hz}}}$. Messungen des Rauschens der Detektionselektronik in Differenzmessung zweier Kanäle lieferte bei Beleuchtung der Photodioden mit einer Intensität die jeweils zu $I_{\text{dc}} = 0,25$ mA führte einen Wert von $I_{\text{diff}} = 15 \frac{\text{pA}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ bei einer Messfrequenz von 10 kHz.

Dies entspricht für den Einzelkanal also einem Rauschlevel der Elektronik von $I_{\text{sens}} = \frac{1}{\sqrt{2}} I_{\text{diff}} = 10,6 \frac{\text{pA}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ und ist damit vergleichbar groß wie das erwartete Schrotrausch-Limit des Messsignals I_{sn} . Wegen der Unabhängigkeit der Rauschquellen gilt

$$I_{\text{ges}} = \sqrt{I_{\text{sn}}^2 + I_{\text{sens}}^2} = 13,9 \frac{\text{pA}}{\sqrt{\text{Hz}}}. \quad (6.1)$$

Dieser Wert liegt einen Faktor $1,5$ oberhalb von I_{sn} und erklärt, warum bei der magnetischen Rauschmessung das Schrotrausch-Limit B_{sn} nicht erreicht werden konnte.

Jedoch demonstriert die Rauschmessung bei B_1 -Subtraktion, dass die überlegene schrotrausch-begrenzte Empfindlichkeit des LN-Regimes gegenüber des gewöhnlichen Betriebsmodus auch in einem überlegenen "tatsächlichen" Rauschen resultiert. Weiterhin kann man aus dem niedrigen Level des weißen Rauschens folgern, dass die Begrenzung des Rauschniveaus des Einzelkanals und des Gradiometers durch Rauschquellen verursacht wird, die in gleicher Weise auf beide Kanäle wirken. Dafür kommt sehr wahrscheinlich das Intensitätsrauschen des Pumplichts in Frage. Das niedrige Niveau wird auch innerhalb der Bandbreite des OPMs (ca. $1,3$ kHz in diesem Arbeitspunkt) erreicht. Dies lässt darauf schließen, dass oberhalb von > 300 Hz das Rauschen nicht durch magnetische Einflüsse begrenzt wird. Lediglich bei niedrigen Frequenzen (< 20 Hz) ist der Aufbau durch magnetische Störungen limitiert, welche nur durch die gradiometrische, nicht aber durch die B_1 -Subtraktionsmethode reduziert werden können.

Für beide Subtraktionsmethoden zeigt sich wie im Einzelkanal das Störgebiet zwischen 20 und 70 Hz. Daraus kann geschlossen werden, dass die als Ursache angenommenen Vibrationen nicht den gemeinsamen Lichtweg betreffen (vom Laser über Ein- und Auskoppeln in die Faser bis zum Strahlteiler), sondern von Vibrationen beider Kanäle gegeneinander (also vom Aufbau in der Schirmtonne) stammen müssen.

Um die Verbesserungen beider Subtraktionsmethoden gleichzeitig nutzen zu kön-

nen, müssten vier Messzellen eines Zell-Arrays verwendet und gegeneinander referenziert werden. Es erscheint dann möglich, das niedrige Niveau des weißen Rauschens der B_1 -Subtraktionsmethode mit dem niedrigen $1/f$ -Rauschen des Gradiometers zu vereinigen. Könnte man Pumplaserlicht mit weniger stark ausgeprägtem Intensitätsrauschen einsetzen, zum Beispiel durch Implementation einer noch rauschärmeren Laserstromquelle, könnte man auch mit zwei Zellen im Gradiometer-Aufbau sich den Resultaten der B_1 -Subtraktionsmethode annähern. Um das mit dieser Methode erzielte Rauschlevel weiter zu verkleinern müsste weiterentwickelte Ausleseelektronik zum Einsatz kommen, deren Eigenrauschen I_{sens} deutlich kleiner als das Schrotrauschen I_{sn} des zu detektierenden Photostroms ist. Entgegen einer ersten Vermutung gestaltet es sich bei den im LN-Regime verwendeten Laserleistungen und den damit verbundenen großen resultierenden Photoströmen immer schwieriger, eine schrotrausch-begrenzte Detektion zu gewährleisten. Während nämlich das Intensitätsrauschen des Laserlichts linear mit dessen Leistung und damit linear mit dem entsprechenden Photostrom zunimmt, skaliert das Schrotrausch-Limit mit der Wurzel des detektierten Photostroms. Die an die Sensorelektronik gestellte Anforderung, trotz der hohen zu detektierenden Ströme mit ihrem Eigenrauschen deutlich unterhalb des Schrotrauschens zu bleiben, bedeutet also einen mit steigender Laserleistung immer größeren benötigten Rauschabstand bzw. Dynamikumfang $\frac{I_{\text{dc}}}{I_{\text{sn}}}$ der Elektronik.

6.7 Nachweis der Reduktion der Spin-Austausch-Relaxation

In den vorangegangenen Abschnitten wurde das LN-Regime mit einem auf das Zentrum der Absorptionslinien aus $F = 3$ abgestimmtem Laser in einer Zelle mit hoher Puffergasmenge untersucht, bei der dadurch die Hyperfeinübergänge der D_1 -Linie überlappt waren. Es wurde festgestellt, dass dabei neben der Vergrößerung des Signals ebenfalls die Linienbreite der magnetischen Resonanz gegenüber der im gewöhnlichen Betriebsmodus beobachteten reduziert ist. Um zu zeigen, dass dies nicht nur durch eine Verkleinerung der Laserleistungsverbreiterung wegen geringerer Kopplung des Lasers an $F = 4$, sondern vielmehr durch die Unterdrückung der Spin-Austausch-Relaxation bewirkt wird, sollte (wie zuvor in Abschnitt 2.9.4 diskutiert) die verwendete Laserleistung zu Null extrapoliert werden, um die intrinsische Relaxationsrate zu bestimmen.

Dies erweist sich mit dem bis jetzt verwendeten Aufbau allerdings als nicht praktikabel: Durch die Verringerung der Laserleistung wird nicht nur die Leistungsverbreiterung der magnetischen Resonanz reduziert, sondern gleichzeitig geschieht auch die Entvölkerung des $F = 3$ zusehens weniger effektiv. Durch die sich dadurch än-

dernde Besetzungsverteilung des Grundzustandes ändert (bzw. vergrößert) sich auch die Spin-Austausch-Rate und damit ebenfalls die magnetische Resonanzbreite (vgl. Abschnitt 2.9.3).

Um diese beiden Prozesse von einander zu separieren und die Unterdrückung der Spin-Austausch-Relaxation direkt nachzuweisen, wird deshalb nach der im Folgenden beschriebene Methodik vorgegangen.

6.7.1 Methodik

Den adaptierten Versuchsaufbau zeigt Abbildung 6.11. Der zuvor beschriebene Auf-

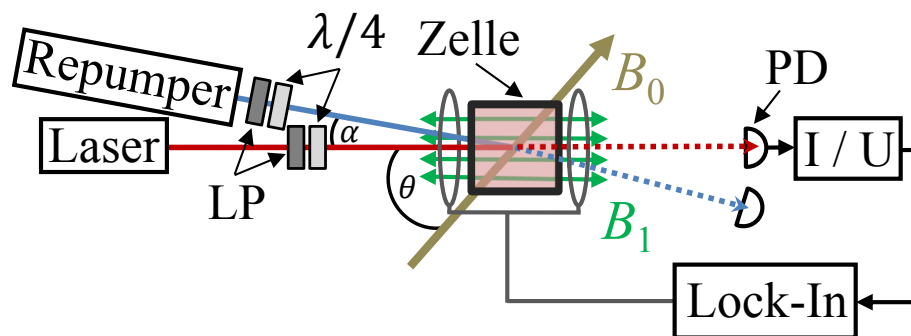


Abbildung 6.11: Versuchsaufbau zur Bestimmung der intrinsischen Relaxationsrate γ_{20} im LN-Regime. Zusätzlich zum (Auslese-)Laser trifft ein zweiter Strahl des Repump lasers unter sehr kleinem Winkel ($\alpha \approx 2^\circ$) auf die Zelle. Beide Lichtfelder werden mit gleicher Helizität zirkular polarisiert durch eine Kombination von Polarisator (LP) und $\lambda/4$ -Plättchen. Das statische Magnetfeld \vec{B}_0 wird unter Winkel θ zwischen 10° und 80° zum Ausleselicht angelegt, welches phasenempfindlich durch den Lock-In detektiert wird.

bau wird folgendermaßen modifiziert:

- Statt eines Lasers hoher Intensität werden nun zwei getrennt voneinander in Frequenz und Leistung einstellbare Laser verwendet.
- Statt des Zell-Arrays 4 mit hoher Puffergasmenge (0,236 amg) wird nun Zell-Array 2 mit mittlerer (0,0601 amg) Stickstoffdichte eingesetzt.
- Die Hyperfeinaufspaltung des Grundzustandes ist bei diesem Zell-Array nahezu vollständig aufgelöst, während die Hyperfeinaufspaltung des angeregten Zustandes nicht aufgelöst ist (vgl. Abbildung 6.4).
- Dies erlaubt es, wie in der Simulation (Abschnitt 5.4) angenommen, mit einem Laser (dem *Ausleselicht*) die Zustände $F = 4 \leftrightarrow F' = 3, 4$ und mit dem anderen Laser (*Repumplicht*) die Zustände $F = 3 \leftrightarrow F' = 3, 4$ separat voneinander zu koppeln.

- Eine Zelle mit sehr niedriger Stickstoffdichte (z.B. Zell-Array 1) wäre zwar durch eine komplett aufgelöste Hyperfeinstrukturaufspaltung noch besser geeignet, in diesen Zellen ist jedoch die Wandstoßrate gegenüber der Spin-Austausch-Rate noch vergleichbar groß, wodurch die Messung des Einflusses der Spin-Austausch-Stöße erschwert werden würde (vgl. Kapitel 4).

Auf die so beschriebene Weise kann die intrinsische Relaxationsrate γ_{20} innerhalb von $F = 4$ in Abhängigkeit von der Laserleistung $P_L(F = 3)$ bestimmt werden: Während das Repumplicht mit konstant (großer) Leistung für eine Entleerung des unteren Grundzustandes $F = 3$ sorgt, wird bei verschiedenen Messungen unterschiedlicher (kleiner) Leistung des Ausleselichtes auf der $F = 4$ -Linie γ_2 bestimmt und zu $\gamma_{20} = \gamma_2(P_L(F = 4) = 0)$ extrapoliert. So kann die Leistungsverbreiterung der in den $F = 4$ -Zuständen detektierten magnetischen Resonanz eliminiert und der pure Einfluß des Repumplichts auf die Spin-Austausch-Relaxation extrahiert werden.

Die entsprechende Simulation wurde wie in Abschnitt 5.4 beschrieben implementiert. Die gleichförmige Relaxationsrate wird für alle Simulationen festgelegt auf $\gamma_{\text{uf}} = 75$ Hz, in guter Übereinstimmung mit der für diese Zelle im interessierenden Temperaturbereich nahezu konstanten, als $\frac{1}{2\pi}(R_{\text{WD}} + R_{\text{PG}} + R_{\text{SD}})$ abgeschätzten Gesamtrate der gleichförmigen Relaxationsprozesse.

6.7.2 Resultate

Messungen zur Bestimmung von γ_{20} in Abhängigkeit von der Leistung des Repumplichtes zeigt Abbildung 6.12. Es offenbart sich eine Abnahme der intrinsischen Relaxationsrate γ_{20} und damit der Breite der magnetischen Resonanz mit steigender Repumpleistung gegenüber dem Fall ohne Repumplicht, welcher dem gewöhnlichen M_x -Betriebsmodus entspricht. Bei hohen Zelltemperaturen wird die Relaxationsrate um einen Faktor drei reduziert.

Nach dem Erreichen der minimalen Linienbreite beobachtet man einen leichten Anstieg der Relaxationsrate mit steigender Repumpleistung. Dies kann durch die mit der Erhöhung der optischen Leistung zunehmenden (sehr schwachen) Kopplung des nichtresonanten Repumplichtes an $F = 4$ erklärt werden. Diese Kopplung führt dennoch, da sehr intensives Laserlicht verwendet wird, zur Verbreiterung der in $F = 4$ detektierten magnetischen Resonanz.

Die entsprechenden Resultate der Simulation gemäß Abschnitt 5.4 zeigt Abbildung 6.13. Die Simulation reproduziert sehr gut die gemessenen Werte der intrinsischen Relaxationsrate γ_{20} ohne und mit optimierter Leistung des Repumplichtes. Die Verknüpfung der experimentellen und der simulierten x-Achse ist nicht trivial, da hier die Intensität des Repumplichtes I_3 nicht direkt proportional zum Quadrat der Ra-

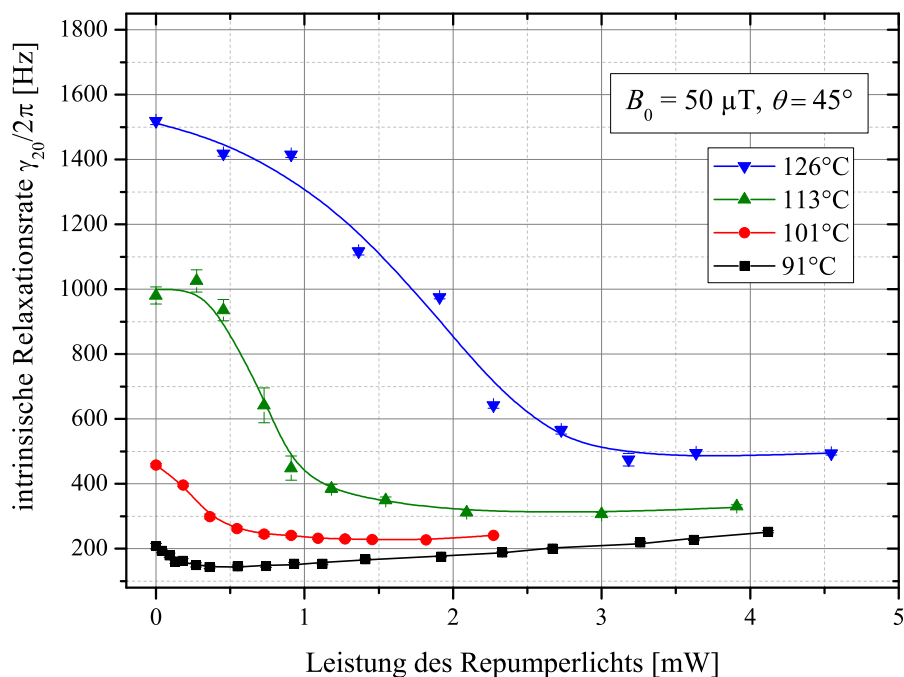


Abbildung 6.12: Durch Messungen bestimmte Werte der intrinsischen Relaxationsrate γ_{20} für verschiedene Zelltemperaturen des Zell-Arrays 2 ($\eta = 0,0601$ amg) in Abhängigkeit von der Leistung des Repumplichts. Jeder Datenpunkt ist Ergebnis einer Extrapolation mehrerer Messungen bei verschiedenen kleinen Leistungen des Ausleselichts zu $\gamma_{20} = \gamma_2(P_L(F = 4) = 0)$ durch einen polynomiellen Fit 2. Ordnung. Das Magnetfeld von $50 \mu\text{T}$ steht unter einem Winkel von $\theta = 45^\circ$ zum Ausleselicht. Linien dienen als Führung für das Auge.

bifrequenz Ω_3 für einzelnes Atom in der Zelle ist. Bei den experimentellen Daten nimmt Ω_3 pro Atom stark mit der Zelltemperatur ab, weil die Teilchendichte bzw. die optische Dichte der Zelle dabei stark ansteigt. Weiterhin ist der Absorptionskoeffizient abhängig von der aktuellen Spinpolarisation der Atome, welche wiederum selbst in Abhängigkeit von der Intensität des Repumplichtes aufgebaut wird.

Die berechnete Abhängigkeit der intrinsischen Linienbreite von der Repumpleistung und dem Winkel θ zeigt Grafik 6.14 für $B_0 = 50 \mu\text{T}$ und $T = 120^\circ\text{C}$. Es zeigt sich, dass selbst bei sehr großen Winkeln θ eine beachtliche Reduktion der Relaxationsrate auftritt. Die Repumpleistung, die zur Minimierung der Linienbreite benötigt wird sinkt mit kleiner werdendem Winkel θ , da bei immer weiterer Kippung des Magnetfeldes in Richtung des Grenzfalltes Faraday-Geometrie ($\theta = 0^\circ$) der Mechanismus des Pumpens in den Dunkelzustand $m_F = F = 4$ zunehmend besser funktioniert.

Die Abbildung 6.15 zeigt die Abhängigkeit der intrinsischen Relaxationrate γ_{20} vom Winkel θ zwischen Magnetfeld und Ausbreitungsrichtung des Ausleselichts für hohe Leistung des Repumplichtes bei verschiedenen Zelltemperaturen. Man beobachtet sowohl in den experimentellen wie auch den simulierten Daten, dass Verkleinerung der Relaxationsrate stark von θ abhängt, die Linienbreite jedoch immer kleiner ist als für den Fall ohne Repumplicht ($\Omega_3 = 0$, gestrichelte Linien in Abbildung

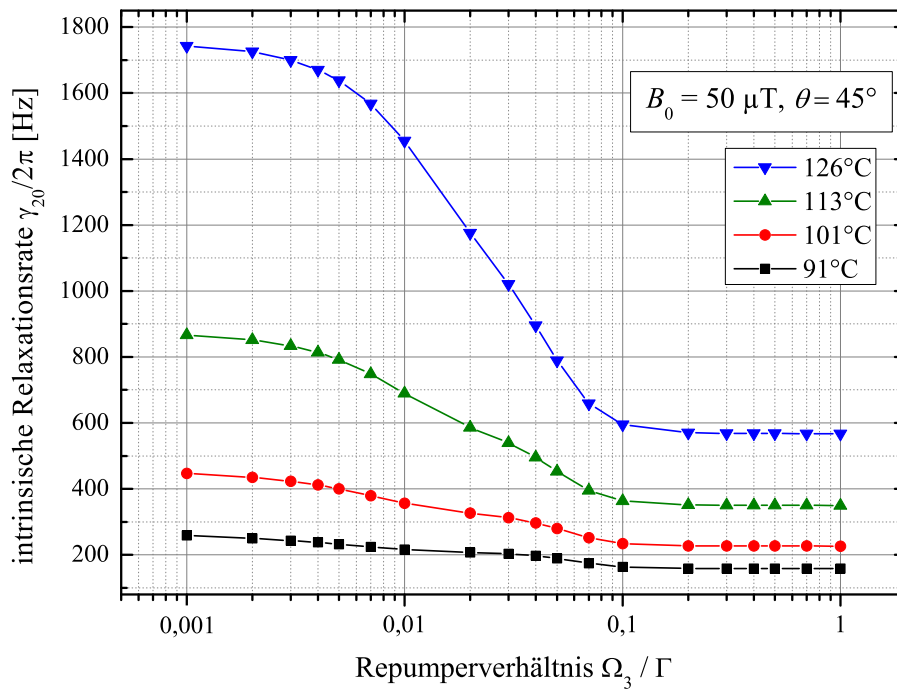


Abbildung 6.13: Simulierte Werte der intrinsischen Relaxationsrate γ_{20} in Abhängigkeit von der Rabifrequenz des Repumplichts Ω_3 bezogen auf die Relaxationsrate des angeregten Zustandes Γ (auf logarithmischer Skala). Auch hier ist $B_0 = 50 \mu\text{T}$ unter einem Winkel von $\theta = 45^\circ$. Linien dienen als Führung für das Auge.

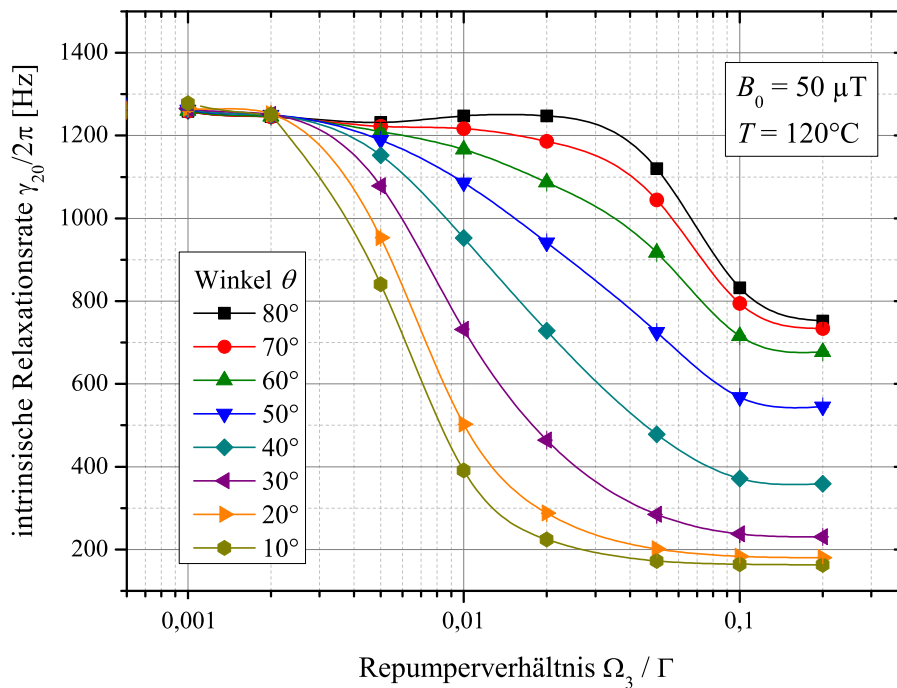


Abbildung 6.14: Simulation der Abhängigkeit der intrinsischen Relaxationsrate γ_{20} von der Leistung des Repumplichts und des Winkels θ bei 120°C . Für jeden Datenpunkt wurde die Leistung des Ausleselichts zu Null extrapoliert. Linien dienen der Führung des Auges.

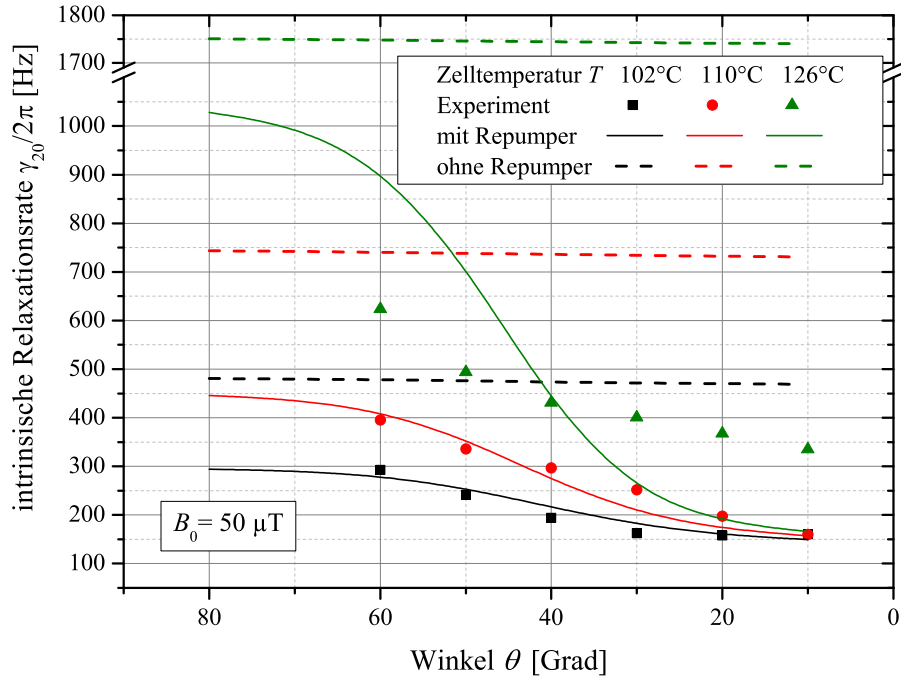


Abbildung 6.15: An Zell-Array 2 gemessene (Punkte) und simulierte (Linien) Daten der intrinsischen Relaxationsrate γ_{20} in Abhängigkeit vom Winkel θ zwischen dem Magnetfeld mit $B_0 = 50 \mu\text{T}$ und der Ausbreitungsrichtung des Ausleselichts für verschiedene Zelltemperaturen. Die durchgezogenen Linien zeigen die Simulation mit ($\Omega_3/\Gamma = 0,2$, vgl. Abbildung 6.14) und die gestrichelten Linien ohne ($\Omega_3 = 0$) eingeschaltetes Repumplicht.

6.15). Für kleiner werdenden Winkel θ wird die Linienbreite immer weiter reduziert, sodass im vollständig parallelen Fall ($\theta = 0^\circ$), der Faraday-Geometrie, die Spin-Austausch-Relaxation vollständig unterdrückt wäre. Für $\theta = 90^\circ$ ist die Relaxationsrate maximal, da bei komplett orthogonal zum Licht stehendem Magnetfeld der Mechanismus des Dunkelzustandes, welcher auf einer zum Licht parallelen Magnetfeldkomponente beruht, ausgeschaltet ist. Dennoch wird selbst bei dem größten Winkel θ eine Verkleinerung der intrinsischen Relaxationsrate um fast einen Faktor zwei beobachtet. Während in der Simulation immer $\Omega_3/\Gamma = 0,2$ angenommen wurde, ist bei den Messungen die verwendete Repumpleistung durch die mit ihrer zunehmenden Leistungsverbreiterung der magnetischen Resonanz in $F = 4$ limitiert. Die Repumpleistung wurde im Experiment so gewählt, dass die intrinsische Linienbreite bei $\theta = 45^\circ$ minimiert wird. Dies kann erklären warum einige experimentell bestimmten Datenpunkte, vor allem bei hohen Zelltemperaturen, bei denen auch höhere Repumpleistung verwendet wurde, über der berechneten intrinsische Linienbreite liegt. Interessanterweise liegen für große Winkel θ und hohe Zelltemperatur einige gemessene Werte allerdings unter der bestanzunehmenden simulierten Erwartung. Ein zusätzlich wirkender SERF-Effekt kann ausgeschlossen werden, da die Spin-Austausch-Rate von $R_{SE}/2\pi = 5,6 \text{ kHz}$ sehr viel kleiner als die Larmorfrequenz

bei $50 \mu\text{T}$ von $\omega_L/2\pi = 175,0 \text{ kHz}$ ist. Die Erweiterung um ein vollständiges Modell des Absorptionsverhaltens der Zelle, vor allem über deren Tiefe und bei großen Winkeln θ , bei denen der Mechanismus der Dunkelzustände stark beeinträchtigt ist, könnte diesen Effekt genauer beleuchten.

Man kann die Frage stellen, durch welche Konfiguration genau die Spin-Austausch-Relaxation in mittelgroßen Feldern unterdrückt wird. Vereinfacht könnte man annehmen, dass schon die vollständige Entleerung des unteren Hyperfeinniveaus $F = I - 1/2$ zur Unterdrückung eines sehr großen Teils der Relaxation durch Spin-Austausch ausreicht, da dadurch depolarisierende und dephasierende Kollisionen von in den jeweiligen Hyperfeinleveln entgegengesetzt präzedierenden Atomen ausgeschlossen werden [126].

Um diese Annahme genauer zu beleuchten, wird nun das Cäsium-System zusätzlich für den Fall untersucht, dass die Atome gleichverteilt aus dem angeregten Zustand relaxieren. Dies ist der Fall, wenn die angeregten Zustände zum Beispiel in Zellen mit sehr großen Puffergasdichten ($\eta > 1 \text{ amg}$) durch Stöße mit den Puffergasteilchen komplett gemischt werden (engl. *collisional mixing*). In der Simulation wird also an Stelle von Repopulationsmatrix 5.17 jetzt

$$\hat{\Lambda} = \frac{1}{16} \left(\gamma_{\text{uf}} + \Gamma \sum_{i=17}^{32} \rho_{(i,i)} \right) \begin{pmatrix} \mathbb{1}_{16,16} & 0_{16,16} \\ 0_{16,16} & 0_{16,16} \end{pmatrix} \quad (6.2)$$

implementiert, wodurch alle 16 Grundzustände gleichverteilt wiederbevölkert werden ($\mathbb{1}_{16,16}$ symbolisiert die 16×16 Einheitsmatrix, $0_{16,16}$ die 16×16 Nullmatrix). Die Summe in Gleichung 6.2 läuft über alle Populationen der angeregten Zustände. Während zuvor effektiv Spin der Photonen des Repumplichtes an die Atome im Grundzustand weitergegeben wurde und sowohl eine Entleerung der Zustände in $F = 3$ als auch eine Polarisation innerhalb der Zustände von $F = 4$ aufgebaut wurde, werden jetzt lediglich die Zustände in $F = 3$ entleert und $F = 4$ gleichverteilt besetzt. Es wird nur Besetzung, aber keine Polarisation transferiert.

Die Abbildung 6.16 zeigt die berechneten intrinsischen Relaxationsraten γ_{20} in beiden verschiedenen Fällen der Relaxation aus dem angeregten Zustand (gemischt und ungemischt) in Abhängigkeit vom Winkel θ . Es zeigt sich, dass die Verkleinerung der Relaxation tatsächlich auch bei reinem Besetzungstransfer auftritt, jedoch in kleinerem Ausmaß, da sich die Atome durch Spin-Austausch-Stöße innerhalb von $F = 4$ beliebig umverteilen können.

Um die Besetzungsverteilungen in Abbildung 6.16 quantitativ zu analysieren, kann man ein Maß für den Anteil der Population gemäß

$$\mathcal{P}_F = \sum_{m_F} \rho_{(m_F, m_F)} \quad (6.3)$$

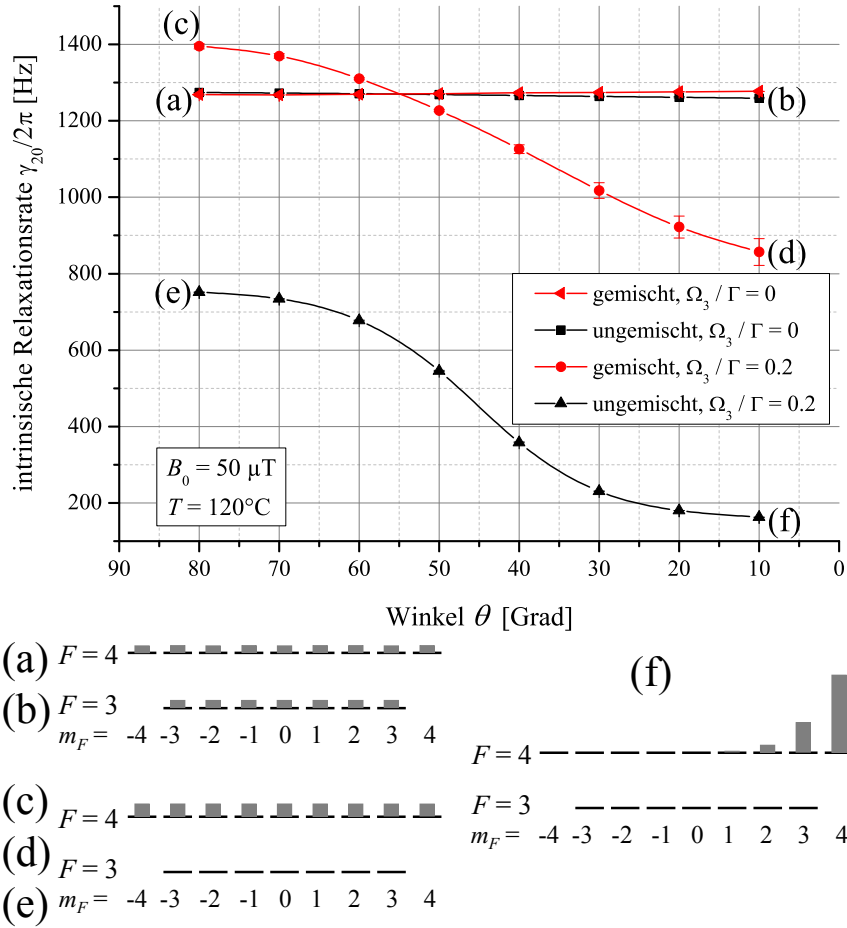


Abbildung 6.16: Vergleich der berechneten intrinsischen Relaxationsraten bei $T = 120^\circ\text{C}$ in beiden verschiedenen Fällen der Relaxation aus dem angeregten Zustand (Besetzungs- und Polarisationstransfer oder purer Besetzungstransfer). Der Graph zeigt Daten für θ zwischen 10° und 80° nach der Extrapolation zu verschwindender Leistung des Ausleselichtes jeweils mit und ohne der Wirkung intensiven Repumplichtes ($\Omega_3/\Gamma = 0,2$). Die untenstehenden Besetzungsverteilungen zeigen die Verhältnisse bei den entsprechend bezeichneten Datenpunkten. Linien dienen zur Führung des Auges.

und den Grad der Polarisation gemäß

$$\mathcal{O}_F = \frac{1}{F} \sum_{m_F} m_F \rho_{(m_F, m_F)}. \quad (6.4)$$

in einem Hyperfeinniveau mit Drehimpuls F definieren, wobei die $\rho_{(m_F, m_F)}$ die Diagonalelemente der Dichtematrix, also die Populationen der m_F -Zustände bezeichnen (vgl. Gleichung 2.3). Die Tabelle 6.1 vergleicht die beiden Größen für die beiden verschiedenen Fälle für kleinen und großen Winkel θ . Obwohl in beiden Fällen nahezu alle Atome in $F = 4$ konzentriert werden, ist der Verkleinerung der Linienbreite (gemessen durch NR) im ungemischten Fall größer. Während bei $\theta = 10^\circ$ eine hohe Orientierung und ein sehr großes $NR = 7,74$ (Resonanzbreite mit Repumper ist

Tabelle 6.1: Vergleich von Population \mathcal{P}_F und Grad der Orientierung \mathcal{O}_F der Hyperfeinniveaus des Grundzustandes bei kleinem und großen Winkel θ für den ungemischten Fall (wie in unseren Experimenten) und einen komplett gemischten angeregten Zustand (wie bei sehr hohen Puffergasdichten). In beiden Fällen wurde mit einer hohen Repumpleistung $\Omega_3/\Gamma = 0,2$ gerechnet und die Rabifrequenz des Ausleselichts sehr klein gewählt ($\Omega_4/\Gamma = 10^{-4}$). Die Größe NR (engl. *narrowing ratio*) gibt das Verhältnis der Linienbreite ohne und mit Repumplicht an.

	$\theta = 10^\circ$		$\theta = 80^\circ$	
	UNGEMISCHT	GEMISCHT	UNGEMISCHT	GEMISCHT
\mathcal{P}_4	0,9998	0,9987	0,9986	0,9987
\mathcal{P}_3	$1,91 \cdot 10^{-4}$	0,0013	0,0014	0,0013
\mathcal{O}_4	0,8646	$-2,61 \cdot 10^{-4}$	0,0211	$-8,02 \cdot 10^{-6}$
\mathcal{O}_3	$9,99 \cdot 10^{-5}$	$-3,24 \cdot 10^{-4}$	$2,54 \cdot 10^{-5}$	$-3,21 \cdot 10^{-4}$
NR	7,74	1,49	1,69	0,91

0,13 der Resonanzbreite ohne Repumper) erreicht wird, ist nichtsdestotrotz auch bei $\theta = 80^\circ$ eine nicht vernachlässigbare Reduktion der magnetischen Resonanzbreite auf 0,59 der Breite ohne Repumper zu beobachten, während der Grad der Orientierung lediglich 2% beträgt.

Zusammengefasst kann man sagen, dass es, um die Spin-Austausch-Relaxation merklich zu unterdrücken, nicht ausreicht lediglich den unteren Grundzustand $F = 3$ zu entleeren. Wenngleich es zu einem messbaren Effekt kommt, resultiert erst bei dem Transfer der Atome in höhere m_F -Level von $F = 4$ eine stark ausgeprägte Verkleinerung der Linienbreite, da dann die Möglichkeiten der Atome sich unter Spinerhaltung umzuverteilen stark reduziert sind.

Im Spezialfall der Faraday-Geometrie ($\vec{B}_0 \parallel \vec{k}$) werden alle Atome in den gestreckten Zustand $m_F = F$ gepumpt, selbst wenn der angeregte Zustand komplett gemischt wird, da in dieser Konfiguration keine Larmorpräzession auftritt, die die Atome in $F = 4$ umverteilt. Deshalb ist der hier beschriebene Effekt in Zellen mit sehr hohen Puffergasmengen auf die Verwendung der Faraday-Geometrie angewiesen, während er in hier eingesetzten Zellen mit geringeren Puffergasmengen zu Verbesserung der Empfindlichkeit eines M_x -Magnetometers mit Winkeln θ verschieden von Null eingesetzt werden kann. Abgesehen davon ist gegenüber der Hyperfeinstruktur selektives optisches Pumpen in Hochdruckzellen nicht möglich, da die Spektrallinien durch Puffergasverbreiterung für gewöhnlich nicht mehr aufgelöst sind.

6.8 Richtungsabhängigkeit der Magnetfeldmessung

Im Gegensatz zu vielen anderen Magnetfeldsensoren ist ein OPM vom Prinzip her ein skalarer Sensor, der den Betrag des Magnetfeldvektors gemäß Gleichung 1.1 unabhängig von dessen Lage im Raum misst. Allerdings ist dies nur mit einigen Einschränkungen richtig.

Ein M_x -Magnetometer weist, wie in Abschnitt 2.7 anhand der Gleichungen 2.10 diskutiert, eine Abhängigkeit seiner Empfindlichkeit von der Orientierung bezüglich des äußeren Magnetfeldes auf. Außerdem treten Effekte auf, die eine Richtungsabhängigkeit der Messung hervorrufen wie der quadratische bzw. nichtlineare Zeeman-Effekt oder die Lichtverschiebung. Diese Effekte verschieben die vom Sensor gemessene Larmorfrequenz systematisch gegenüber dem Wert, der dem tatsächlich anliegenden Magnetfeld entspricht. Dadurch kann zum Beispiel die Änderung der Lage des Sensors fälschlicherweise ein Messsignal hervorrufen, welches von einer echten Änderung des Magnetfeldbetrages nicht unterschieden werden kann. Die Minimierung dieses Richtungsfehlers ist damit mindestens ebenso wichtig wie die Optimierung der magnetometrischen Empfindlichkeit des Sensors, vor allem weil die Anforderung an die Güte der Beseitigung des Richtungsfehlers mit der Verbesserung der Empfindlichkeit ansteigt. Die für den Richtungsfehler verantwortlichen Phänomene sollen kurz erläutert werden.

6.8.1 Nichtlinearer Zeemaneffekt

Die lineare Gleichung 1.1 resultiert als Näherung aus der allgemein gültigen Breit-Rabi-Gleichung 2.4, welche die Effekte des von Null verschiedenen Kernspins I der Alkaliatome berücksichtigt, wodurch aufgrund der auftretenden Kopplung zwischen magnetischem Moment des Atomkerns und dem des Außenelektrons die Hyperfeinstrukturaufspaltung entsteht. Im allgemeinen Fall ist die Abhängigkeit der Energie der m_F -Level von einem äußeren Magnetfeld B_0 nichtlinear. Die Nichtlinearität nimmt mit der Größe des Magnetfeldes zu.

Um die Abweichungen in Magnetfeldern im Größenbereich des Erdmagnetfeldes zu berücksichtigen, reicht es aus neben den linearen Termen nur die nächsthöhere (quadratische) Ordnung zu berücksichtigen. Deshalb spricht man auch vom quadratischen Zeemaneffekt. Er führt zur Aufhebung der Entartung der Übergangsfrequenzen zwischen den einzelnen benachbarten m_F -Niveaus, anders gesagt zu einer Aufspaltung der Larmorfrequenzen der Zeeman-Übergänge. Das Breit-Rabi-Diagramm für Cäsium in großen Magnetfeldern zeigt Abbildung 6.17. Durch die Aufspaltung der Larmorfrequenzen der einzelnen Zeeman-Übergänge, die in mittelgroßen Feldern (bei der Stärke einiger μT) kleiner als die magnetische Resonanzbreite ist, ergibt

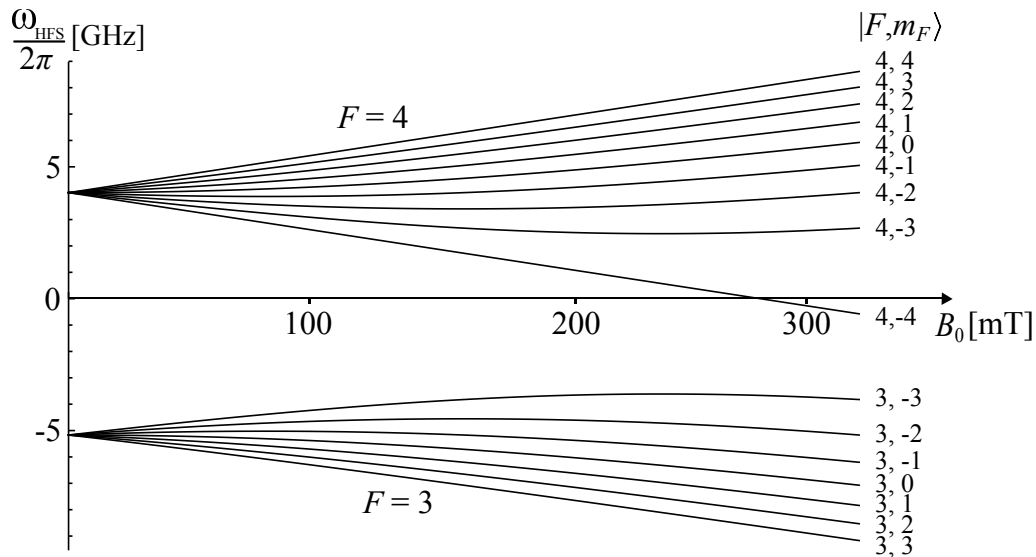


Abbildung 6.17: Breit-Rabi-Diagramm des Grundzustandes von Cäsium in sehr großen Magnetfeldern. Hier wird die nichtlineare Aufspaltung der Zeeman-Niveaus gut sichtbar, welche allerdings auch schon bei wesentlich kleineren Feldern (im Bereich des Erdmagnetfeldes) zu messbaren Abweichungen führt.

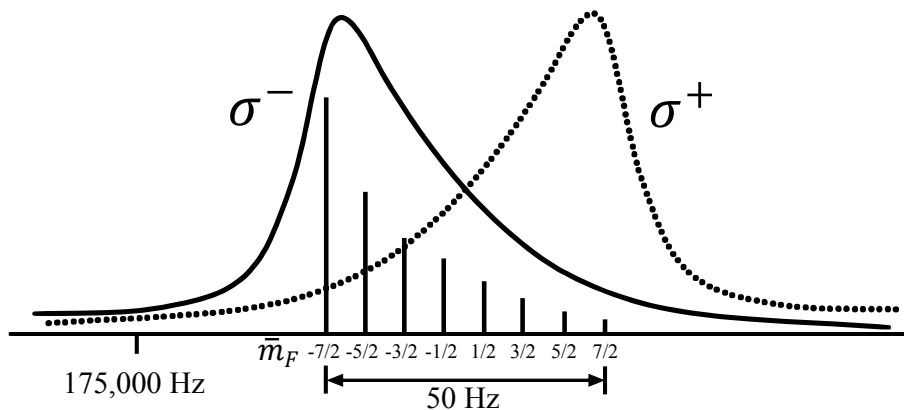


Abbildung 6.18: Entstehung des Richtungsfehlers durch den nichtlinearen Zeemaneffekt im oberen Hyperfeinniveau des Grundzustandes $F = 4$ von Cäsium in $B_0 = 50 \mu\text{T}$ (adaptiert von [36]). Die Aufspaltung der Larmorfrequenzen der einzelnen Zeeman-Übergänge $\bar{m}_F = 1/2(m_F + m'_F)$ mit unterschiedlichen Übergangsstärken (hervorgerufen durch unterschiedliche Besetzungszahlen der m_F -Niveaus wegen des zirkular polarisierten Pumpens) führt zur Verschiebung des Maximums der Einhüllenden und damit zur Verschiebung des Magnetresonanzsignals des OPMs. Der Effekt ist antisymmetrisch in der Helizität σ^\pm des Pumplichtes.

sich das magnetische Resonanzsignal als Einhüllende der zueinander verschobenen einzelnen Zeeman-Resonanzen (siehe Abbildung 6.18). Das Ungleichgewicht der Besetzung der m_F -Niveaus führt zu unterschiedlich starken Resonanzsignalen der jeweiligen Zeeman-Resonanzen $\bar{m}_F = 1/2(m_F + m'_F)$ zwischen zwei benachbarten Zeeman-Zuständen $|m_F - m'_F| = 1$. Der Einhüllenden wird dadurch eine Asymme-

trie aufgeprägt, die die Mittenfrequenz hin zu den stärker beitragenden Zeeman-Übergängen verschiebt. Welche Zeeman-Übergänge wie stark bevölkert sind und damit auch wie stark diese beitragen, hängt unter anderem vom Winkel θ zwischen Magnetfeld und Spinausrichtung \vec{s} des Pumplichtes ab. Der Grad der Asymmetrie ist damit verknüpft mit θ , man erhält eine Abhängigkeit der Mittenfrequenz des Magnetresonanzsignals von der Orientierung des OPMs zum Magnetfeld. Wie in Abbildung 6.18 angedeutet, ist der Effekt antisymmetrisch in der Helizität des Pumplichtes σ^\pm , wodurch sich Möglichkeiten zu dessen Beseitigung ergeben, welche später diskutiert werden sollen.

6.8.2 Lichtverschiebung

Das Bestrahlen eines Atoms mit zu einer seiner Spektrallinien quasiresonantem Licht führt zur Verschiebung der atomaren Energieniveaus durch den vom (oszillierenden) Lichtfeld induzierten (AC-)Stark-Effekt [127, 128]. Dieser ist abhängig von Spinvektor der Lichtphotonen \vec{s} und von der Verstimmung $\delta_{LS} = \omega_0 - \omega_{\text{Laser}}$ der Lichtfrequenz ω_{Laser} vom atomaren Übergang der Frequenz ω_0 . Der AC-Stark-Effekt verschwindet bei vollständiger Resonanz $\delta_{LS} = 0$ und für unpolarisiertes oder linear polarisiertes Licht ($\vec{s} = 0$), während er bei zirkularer Polarisation maximal ist. Die Abhängigkeit von der Verstimmung δ_{LS} vom Linienzentrum entspricht einem dispersiven Profil $\Delta(\delta_{LS}, \Gamma)$ dessen Breite proportional zu der Lebensdauer des angeregten Zustandes Γ ist. Zur Beschreibung der Lichtverschiebung wurde ein effektiver Operator

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 + h A \vec{I} \cdot \vec{J} - \vec{\mu} \cdot \vec{B}_{LS} + \mathcal{E}_2 \quad (6.5)$$

eingeführt, der dem ungestörten Hamiltonian des Grundzustandes angefügt wird [129, 130]. Dabei beschreibt der erste Term die identische Verschiebung aller Grundzustandsniveaus, der zweite Term die Verschiebung der beiden Hyperfeingrundzustände zueinander, der dritte Term die Verschiebung der Zeeman-Niveaus zueinander und ist damit der relevante für die M_x -Magnetometrie. Die tensorielle Verschiebung \mathcal{E}_2 kann zunächst vernachlässigt werden. Die Zeeman-Lichtverschiebung ΔE_{LS} kann man auf eine Form

$$\Delta E_{LS} = g_s \mu_B \vec{S} \cdot \vec{B}_{LS} \quad (6.6)$$

bringen, wobei

$$\vec{B}_{LS} \propto \Phi \Delta(\delta_{LS}, \Gamma) \vec{s} \quad (6.7)$$

als ein virtuelles Magnetfeld parallel zum Spinvektor der Photonen vorstellbar ist [131]. Die bestrahlten Atome reagieren darauf wie auf ein äußeres Magnetfeld und

präzedieren um das effektive Gesamtfeld

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_{\text{LS}}. \quad (6.8)$$

Ändert sich die Richtung des äußeren Feldes, zum Beispiel weil der Sensor im richtungsfesten Magnetfeld \vec{B}_0 gekippt wird, ändert sich gemäß Gleichung 6.8 der Betrag des gemessenen Magnetfeldes $|\vec{B}|$. Wie in Abbildung 6.19 dargestellt, führt dies zu einem richtungsabhängigen, systematischen Messfehler des Magnetometers, vorausgesetzt das verwendete Licht ist zirkular polarisiert und wird nicht resonant eingestrahlt.

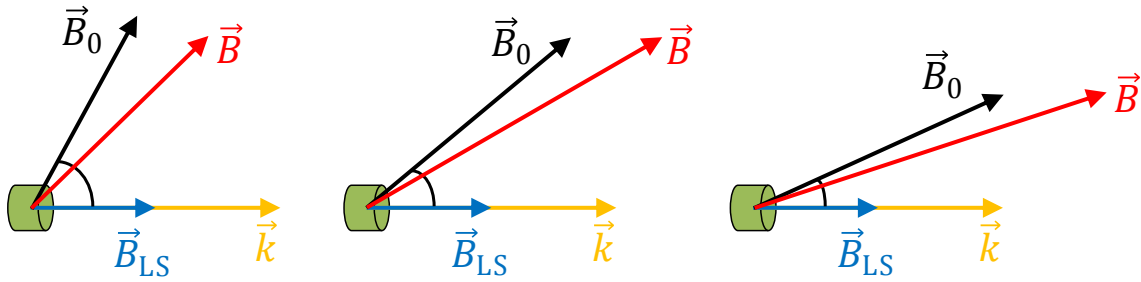


Abbildung 6.19: Verschiebung des vom Sensor gemessenen Magnetfeldbetrages $|\vec{B}|$ bei Richtungsänderung des äußeren Magnetfeldes \vec{B}_0 bezüglich des Ausbreitungsvektors des zirkular polarisierten Lichtes \vec{k} , welches bei Verstimmung das virtuelle Magnetfeld \vec{B}_{LS} hervorruft (Längen nicht maßstäblich).

6.8.3 Unterdrückung des Richtungsfehlers

Beide vorgestellte Effekte, sowohl Zeeman-Lichtverschiebung als auch der Richtungsfehler durch den nichtlinearen Zeeman-Effekt, sind antisymmetrisch bezüglich der Helizität des verwendeten Pumplichtes. Zur Eliminierung der Richtungsfehler des Magnetometers liegt es daher nahe, zwei möglichst identische Zellen mit entgegengesetzt zirkular polarisiertem Licht σ^\pm zu pumpen und deren Messwerte $\vec{B}_\pm = \vec{B}_0 + \vec{B}_{\text{LS}}$ zu mitteln, wie es in Abbildung 6.20 skizziert ist. Mit diesem Ansatz wurde bereits erfolgreich die Verringerung des Richtungsfehlers demonstriert [132]. Für den korrigierten Messwert

$$B = \frac{1}{2} (\vec{B}_+ + \vec{B}_-) = \frac{1}{2} \left(\sqrt{(B_x + B_{\text{LS}})^2 + B_y^2} + \sqrt{(B_x - B_{\text{LS}})^2 + B_y^2} \right) \quad (6.9)$$

ist der Richtungsfehler stark verringert. Die Vektoraddition für den Spezialfall $\vec{B}_0 \parallel \vec{k}$ ergibt mit

$$B = \frac{1}{2} ((B_0 + B_{\text{LS}}) + (B_0 - B_{\text{LS}})) = B_0 \quad (6.10)$$

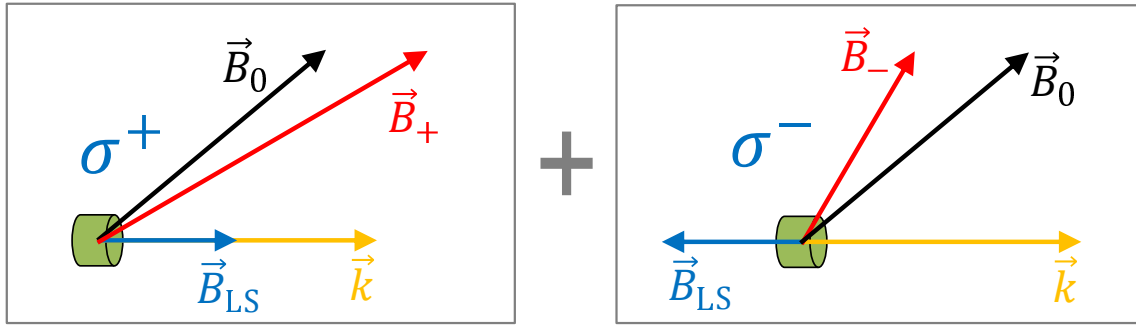


Abbildung 6.20: Idee der Kompensation der Lichtverschiebung durch Mittelung zweier entgegengesetzt zirkular gepumpter Zellen.

die perfekte Kompensation der Lichtverschiebung. Im Fall $\vec{B}_0 \perp \vec{k}$ erhält man die größte Abweichung zu

$$B = \frac{1}{2} \left(\sqrt{B_0^2 + B_{LS}^2} + \sqrt{B_0^2 + B_{LS}^2} \right) = \sqrt{B_0^2 + B_{LS}^2}. \quad (6.11)$$

Diesen Spezialfällen entsprechen die toten Zonen des M_x -Magnetometers, in der Praxis liegt der Fehler also zwischen diesen beiden Werten. Für einen für das LN-Magnetometer typischen Aufbau ist B_{LS} (≈ 200 nT) viel kleiner als B_0 ($50 \mu\text{T}$), sodass man Gleichung 6.11 entwickeln kann zu

$$B = B_0 \left(1 + \frac{B_{LS}^2}{2B_0^2} - \dots \right) \quad (6.12)$$

und erhält für die maximale Abweichung nach Kompensation mit obigen typischen Werten $\frac{B}{B_0} - 1 = 8 \cdot 10^{-6}$, damit eine systematische Verschiebung von typisch bis zu $\Delta B = B - B_0 = 0,4$ nT in der Messung des Absolutbetrages für $B_0 = 50 \mu\text{T}$.

6.8.4 Methodik

Der Versuchsaufbau gleicht dem in Abschnitt 6.6.1 vorgestellten Zweikanal-Setup, mit Ausnahme der Helizität der zirkularen Polarisation des Pumplichtes: Während diese zuvor möglichst identisch in Polarisationsgrad und Helizität sein mussten, soll nun die Helizität der Kanäle zueinander invertiert sein, sodass sich im Idealfall die in Abbildung 6.20 skizzierte Situation ergibt. Um möglichst identische Beträge von B_{LS} in beiden Zellen zu generieren, müssen Polarisationsgrad und Intensität des Pumplichtes sehr genau abgeglichen werden.

Der Sensorkopf ist zunächst unbeweglich aufgebaut. Um den Winkel des Magnetfeldes bezüglich des Sensors zu kippen, war es also nötig, das durch die Helmholtzspulen in der Schirmtone angelegte Magnetfeld \vec{B}_0 selbst zu drehen. Dieses Vorgehen hatte mehrere Konsequenzen:

Nicht nur die Richtung des Magnetfeldes ändert sich, sondern durch die begrenzte Einstellgenauigkeit der Stromquellen der B_0 -Spulen kann auch der Magnetfeldbetrag nicht beliebig gut konstant gehalten werden. Auch durch das Feld der Restmagnetisierung der Tonne im Bereich einiger nT, welche auch nach dem vollständigen Entmagnetisieren der Schirmtonne erhalten bleibt, ergibt sich eine Verfälschung des Magnetfeldbetrages in Abhängigkeit von der Richtung des eingestellten Magnetfeldes. Deshalb wurden vor jeder Messung im LN-Regime Referenzmessungen im gewöhnlichen Betriebsmodus des OPMs (Messung auf $F = 4$ mit reduzierter Laserleistung) durchgeführt. Bei dieser tritt wie in der LN-Messung auch eine Verfälschung des Magnetfeldbetrages durch den nichtlinearen Zeeman-Effekt auf, durch die resonante Einstrahlung des Lichtes jedoch (nahezu) keine Lichtverschiebung. Da für diese Referenzmessung sowohl Laserleistung als auch -frequenz geändert werden müssen, wurden Referenz- und LN-Messung in Abhängigkeit vom Winkel θ in separaten Messreihen durchgeführt. Vor jeder Änderung der Magnetfeldrichtung wurde die Tonne manuell komplett entmagnetisiert, um zumindest reproduzierbare Restmagnetisierungen bei den jeweils eingestellten Winkeln θ in beiden Messreihen zu erhalten und den Einfluß der Vorgeschichte möglichst auszuschließen.

Es zeigte sich jedoch, dass auch der Magnetfeldgradient zwischen beiden OPM-Zellen stark richtungsabhängig ist. Während ein konstanter Magnetfeldgradient zwischen beiden Zellen kein Problem für die Messung darstellt, da dieser ebenso gemittelt wird, ist ein mit dem Magnetfeldwinkel in seiner Richtung schwankender Gradient nicht zu kompensieren. Diese Verfälschung wurde umgangen, indem schließlich nur eine einzige Zelle zum Messen verwendet wurde. Diese konnte abwechselnd mit σ^+ und σ^- -Licht gepumpt werden, indem zwei voreingestellte $\lambda/4$ -Platten auf einem mechanisch verstellbaren Schiebetisch in und aus dem Strahlengang gefahren wurden. In beiden Fällen betrug der Grad der zirkularen Polarisierung (Achsenverhältnis der Polarisationsellipse) $\approx 0,98$, der Betrag der Lichtverschiebung wurde möglichst identisch eingestellt, indem jeweils die Pumplaserleistung entsprechend sorgfältig eingestellt wurde. Im Experiment war dies bei nahezu identischen detektierten Photostromen der Fall.

6.8.5 Resultate

Die mit Zell-Array 4 ($\eta = 0,236$ amg) gewonnenen Messwerte für beide entgegengesetzt zirkular polarisierten Konfigurationen sowie den Mittelwert beider Messungen zeigt die Abbildung 6.21. Es ist die Differenz der LN-Messung zur Referenzmessung (siehe oben) dargestellt. Die starke Abhängigkeit der Larmorfrequenz vom Abstellwinkel des Magnetfeldes, hervorgerufen durch die Lichtverschiebung, kann durch Mittelwertbildung von σ^- und σ^+ drastisch reduziert werden. Einen vergrößerten

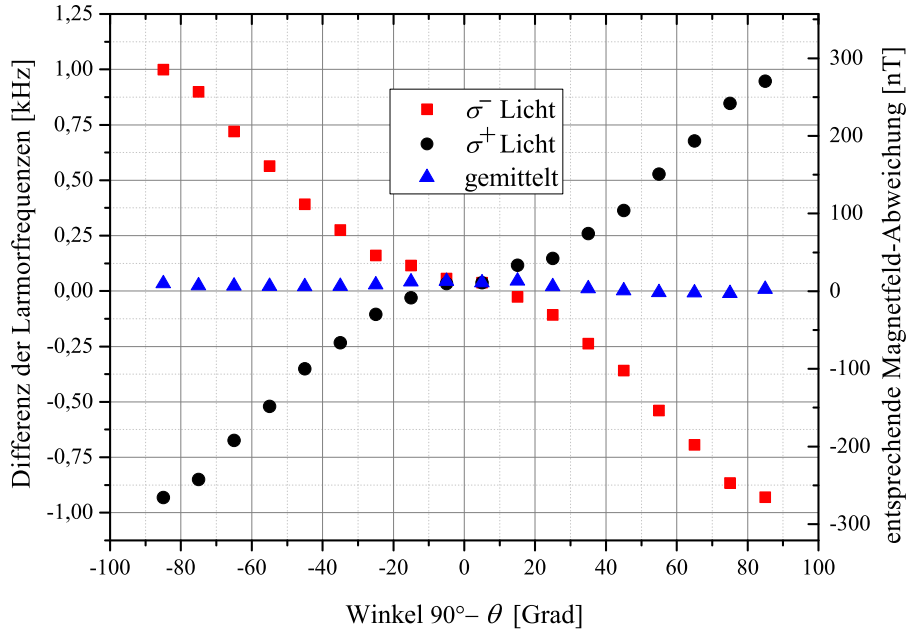


Abbildung 6.21: Gemessene Differenz der Larmorfrequenzen von LN- und Referenzmessung in Abhängigkeit von Winkel $90^\circ - \theta$ (180° : antiparallel, 90° : orthogonal, 0° parallel). Dargestellt ist neben den beiden entgegengesetzt zirkular polarisierten Konfigurationen (rote Quadrate σ^- , schwarze Kreise σ^+) auch der aus diesen gebildete Mittelwert (blaue Dreiecke).

Ausschnitt des Mittelwertes zeigt Abbildung 6.22. Die Werte liegen nicht zufällig statistisch verteilt, sondern es offenbart sich ein systematischer, jedoch bezüglich der Hemisphären asymmetrischer Effekt. Die Größenordnung der Variation der Larmorfrequenz liegt mit ≈ 50 Hz im Bereich des durch den nichtlinearen Zeemaneffekt im Erdmagnetfeld entstehenden Richtungsfehlers (siehe Abschnitt 6.8.1), auch die beobachtete Systematik spricht für eine solche Erklärung. Allerdings sollte dieser Effekt symmetrisch im Winkel $90^\circ - \theta$ sein und überdies (wie oben diskutiert) durch die Mittelung beider Resultate mit entgegengesetzten Helizitäten verschwinden. Der Richtungsfehler durch quadratischen Zeemaneffekt ist abhängig von den Übergangsraten zwischen den einzelnen benachbarten m_F -Niveaus, deren Resonanzlinien zu einer einzigen magnetischen Resonanz überlagert sind. Damit ist der Effekt abhängig von den der Besetzungsverteilung der Atome in der aktuellen Konfiguration. Diese Besetzungsverteilung ist für LN-Messung und Referenzmessung stark unterschiedlich. Bei Subtraktion beider Messreihen kann man also nicht erwarten, dass der Effekt kompensiert ist. Die Mittelwertbildung würde erst dann Abhilfe schaffen, wenn die Abhängigkeit symmetrisch in der Helizität wäre. Dies ist zumindest im LN-Regime stark in Zweifel zu ziehen, da die maximal mögliche Polarisation der Atome und damit auch die Besetzungsverteilung der Grundzustandsniveaus sowohl vom Winkel zwischen Magnetfeld und Spinrichtung der Photonen als auch der verwendeten Pumplaserleistung abhängt [133].

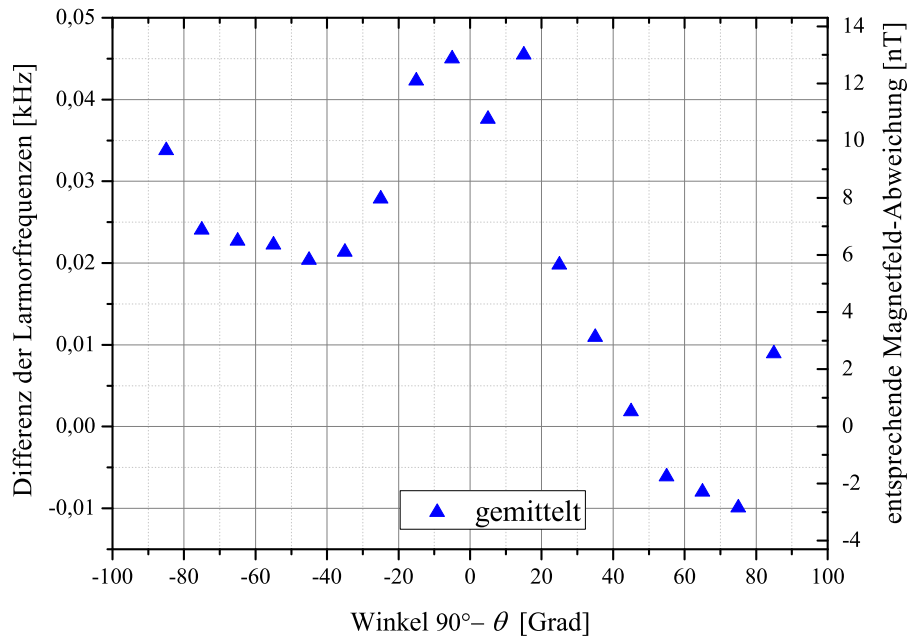


Abbildung 6.22: Vergrößerter Ausschnitt des Mittelwertes aus Abbildung 6.21. Die verbleibende Variation liegt in einem Bereich von 16 nT.

Abgesehen davon kann eine Asymmetrie in den gemittelten Resultaten allerdings am wahrscheinlichsten durch Unzulänglichkeiten im Charakterisierungssetup wie zum Beispiel Drifts der Spulenströme erklärt werden.

6.8.6 Verbesserung der Messmethode

Die ersten Messungen zur Untersuchung der Lichtverschiebung wurden mit festem Sensorkopf durchgeführt, was zu zahlreichen experimentellen Schwierigkeiten führte. Zur Verbesserung der Methode und den erreichten Resultaten, sollte der Sensor in einem ortsfesten Magnetfeld gedreht werden. Ein solches Magnetfeld kann bei Verwendung einer hochstabilen Stromquelle an einem Solenoiden sehr stabil und homogen eingestellt werden und bleiben. Dadurch könnte man die gegangenen Umwege wie Referenzmessungen im gewöhnlichen M_x -Betriebsmodus oder Verwendung nur einer Zelle in konsekutiver Messreihenfolge (erst σ^+ , dann σ^-) vermeiden. Ebenso könnte auch der gewöhnliche Betriebsmodus für sich auf seine systematischen richtungsabhängigen Verschiebungen der Larmorfrequenz untersucht werden.

Das ist eine Aufgabe für die nähere Zukunft. Der Bau eines integrierten Sensorkopfes, welcher dann frei in festem Magnetfeld gedreht werden könnte, ist derzeit ein wichtiges laufendes Projekt unserer Arbeitsgruppe.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuer Betriebsmodus optisch gepumpter Magnetometer vorgestellt und detailliert untersucht - das *Light-Narrowing- M_x -Magnetometer*. Es basiert auf selektivem optischem Pumpen der Hyperfeinstruktur des Cäsiumatoms mittels wohlabgestimmten, intensiven Laserlichtes. Die Überlappung der optischen Hyperfeinübergänge der Cäsium- D_1 -Linie in einer mit Puffergas gefüllten, miniaturisierten Zelle wird genutzt, um unter Verwendung nur eines Lasers eine Besetzungsverteilung im Grundzustand des Ensembles der Cäsium-Atome zu generieren, welche zu einer markanten Verbesserung der Empfindlichkeit des Sensors führt.

Es wurden umfangreiche experimentelle Untersuchungen zur Optimierung der magnetometrischen Sensitivität des OPMs im neuen Regime durchgeführt und mit dem bisher bekannten, gewöhnlichen Betriebsmodus des M_x -Magnetometers verglichen. Die schrotrausch-begrenzte Empfindlichkeit des Sensors mit einem Zellvolumen von 50 mm^3 verbesserte sich von $160 \frac{\text{fT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ im gewöhnlichen M_x -Regime auf $40 \frac{\text{fT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ im Light-Narrowing-Modus.

Die Abhängigkeiten von den auf die Empfindlichkeit Einfluß nehmenden Betriebsparametern des Magnetometers, wie der Laserleistung, B_1 -Feldamplitude, Zelltemperatur und Puffergasdichte wurden systematisch vermessen. Die Verbesserung der Empfindlichkeit wurde dabei nicht nur für den theoretisch angenommenen Fall des schrotrausch-begrenzten Rauschens, sondern durch Rauschkompensationsmethoden auch im tatsächlichen Sensorrauschen demonstriert.

Diese Verbesserung im neuen LN-Regime gegenüber dem gewöhnlichen Betriebsmodus resultiert einerseits aus der Vergrößerung des magnetischen Resonanzsignals durch Nutzung fast aller Atome des Ensembles für die Signalgeneration und andererseits - vermöge der Reduktion der Leistungsverbreiterung durch das Laserlicht und der Unterdrückung der Spin-Austausch-Relaxation - aus der Verkleinerung der Resonanzbreite.

Um die Spin-Austausch-Relaxation, die sich in unseren optimierten Zellen als dominierender Relaxationsmechanismus zeigt, detailliert quantitativ zu untersuchen, wurde zunächst ein Modell aller auf die Spinpolarisation der Atome wirkenden Relaxationsmechanismen erarbeitet und durch experimentelle Bestimmung der intrinsischen Relaxationsrate verifiziert. Zu diesem Ziel wurden zwei verschiedene Methoden evaluiert und in einer umfangreichen Messkampagne bezüglich der Qualität ihrer Resultate, den physikalisch begründeten Unterschieden ihrer Ergebnisse sowie der praktischen Anwendbarkeit verglichen - die optische detektierte magnetische Resonanz (ODMR) und Messungen auf Grundlage des Grundzustands-Hanle-Effektes (GZHE).

Die Auswirkung des Spin-Austauschs der Cäsiumatome durch Kollisionen miteinander auf die Relaxationsrate ist abhängig von den Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Atome innerhalb der Unterniveaus des Grundzustandes und beeinflusst diese selbst maßgeblich mit. Für eine befriedigende Beschreibung der Dynamik des Prozesses und der Abhängigkeit von äußeren Parametern, die ebenso die Besetzungsverteilung der Grundzustandes ändern, wie dem optischen Pumpen oder der Larmorpräzession im Magnetfeld, wurde eine Dichtematrix-Simulation des vollständigen Systems implementiert. Die Resultate der Simulation bestätigen die experimentell mittels eines Zwei-Laser-Aufbaus nachgewiesene Reduktion der Wirkung der Spin-Austausch-Relaxation. Diese Reduktion kann im Gegensatz zu bisher bekannten Magnetometer-Schemata nicht nur in sehr kleinen Magnetfeldern (wie bei SERF) und oder in stark einschränkenden Geometrien erzielt werden, sondern erlaubt die Verbesserung des M_x -Magnetometers auch beim Betrieb in Magnetfeldern der Größe des Erdmagnetfeldes und darüber hinaus. Zusätzlich dazu beträgt die Messbandbreite des *Light-Narrowing- M_x -Magnetometers* im optimalen Arbeitspunkt der hier untersuchten Konfiguration ca. 1,3 kHz und ist damit gegenüber SERF-Magnetometern und OPMs welche bei Raumtemperatur (oder leicht darüber) betrieben werden um ungefähr eine Größenordnung vergrößert.

Im neuen Betriebsmodus wurde eine stärker ausgeprägte Richtungsabhängigkeit der Messung, hervorgerufen durch die Lichtverschiebung, beobachtet. Durch ein Referenzierungsverfahren zweier nahezu identischer Zellen eines Arrays zueinander konnte eine Reduktion dieses Richtungsfehlers um mehr als eine Größenordnung demonstriert werden. Dabei war jedoch der Aufbau zur Charakterisierung des Richtungsfehlers limitierend, da das Magnetfeld um einen noch lagefixierten Sensor gedreht werden musste. Die derzeitig laufende Entwicklung eines kompakten Sensorkopfes verspricht hier, dieses Problem zu lösen und würde eine Quantifizierung der tatsächlich noch vorhandenen Richtungsabhängigkeit des Sensors erlauben.

Im Zuge der Inbetriebnahme des Prototyps muss sich zunächst zeigen, wie gut das OPM-System außerhalb der geschirmten Umgebungen arbeiten kann. Neben der an-

gestrebten Anwendung zur hochempfindlichen, mobilen Vermessung des Erdmagnetfeldes für Fragestellungen der Geophysik, Rohstoffexploration bzw. der archäologischen Prospektion, ist ein Einsatz des Sensors auch in anderen Anwendungsgebieten vorstellbar. Durch die kleinen Zelldimensionen können nahe Quellen sehr gut detektiert werden. Mit einer Array-Anordnung mehrerer Sensoren kann die räumliche Verteilung eines Magnetfeldes kartiert und dessen Änderung über der Zeit ortsauflöst aufgezeichnet werden. Die räumliche Auflösung wird dabei neben dem Abstand des Sensors von der Quelle auch von der Sensorgröße bestimmt. Miniaturisierte und gleichzeitig hochsensitive OPM-Sensoren können hier neue Anwendungsgebiete erschließen. Der Abstand zum Messobjekt kann trotz der Betriebstemperaturen eines miniaturisierten OPMs im Bereich von 100°C oder höher durch ein optimiertes thermisches Design bis auf wenige Millimeter reduziert werden und kleiner ausfallen als zum Beispiel bei einem SQUID, der immer von einem Kryostaten gewisser Dicke (und fester Bauform) umgeben sein muss. Daher kann der Einsatz von OPMs trotz einer möglicherweise geringer ausfallenden magnetometrischen Empfindlichkeit im Vergleich zu SQUIDs in zahlreichen Anwendungen vergleichbare Ergebnisse liefern. So sind Applikationen des vorgestellten OPM-Sensors in der medizinischen Diagnostik, wie zum Beispiel der Magnetokardiographie, oder in der Biologie, wie zum Beispiel der Detektion magnetischer Bakterien in Lösungen, zu finden. Auch die Verwendung zur Verfolgung der Verteilung magnetisch markierter Wirkstoffe innerhalb eines lebenden Organismus, der Einsatz bei der Magnetorelaxometrie von Nanopartikeln oder im aktuell immer interessanter werdenden Feld der Niederfeld-Kernspinresonanzspektroskopie sind vorstellbar und werden als zukünftige Anwendungsfelder des Sensors gesehen.

Anhang A

Laserfrequenzstabilisierung mittels DAVLL

Zum zuverlässigen Betrieb eines OPMs ist es nötig, das zum optischen Pumpen und Auslesen verwendete Laserlicht in seiner Frequenz zu stabilisieren, um es in genauer Resonanz mit den Spektrallinien des verwendeten Alkaliatoms (hier Cäsium) zu halten. Die von ihren Kennzahlen (kleine Abmessung, sehr schmale Linienbreite, sehr niedrige Laserschwelle, ausreichend weit durchstimmbare) her sehr gut geeigneten DFB-Laser sind Festkörperlaser. Diese sind durch den an den Laserchip angelegten Strom sowie dessen Temperatur über einen Bereich der Wellenlänge frei durchstimmbare, was es somit ermöglicht zum Beispiel nichtresonantes Pumpen wie beim LN- M_x -Magnetometer zu implementieren. Umgekehrt bedeutet dies jedoch auch, dass die Betriebsparameter des Lasers sehr stabil eingestellt und/oder nachgeregelt werden müssen, vor allem wenn das Sensorsystem außerhalb des Labors betrieben werden soll. Zusätzlich findet im Laserchip herstellungsbedingt ein Alterungsprozess statt, der dazu führt dass sich im Laufe der Betriebszeit der zu einer bestimmten Laserfrequenz gehörige Laserstrom bzw. die entsprechende Lasertemperatur ändert. Um diese Drift und Schwankungen der Betriebsparameter zu kompensieren muss der Laser aktiv stabilisiert werden. Dazu sind mehrere Methoden etabliert, wovon die klassische Absorptionsspektroskopie sowie eine auf Faraday-Rotation beruhende Methode (engl. *Dichroic Atomic Vapor Laser Lock*) DAVLL genannte Methode [134, 135] für die Anforderungen in Frage kommen. Mit beiden Methoden ist es möglich durch einen speziellen Aufbau die Dopplerverbreiterung der optischen Absorptionslinien von sich thermisch bewegenden Atomen zu unterdrücken und die Hyperfeinstruktur komplett aufzulösen. Da sich dadurch aber auch der “Fangbereich” der Stabilisierung verkleinert und die Genauigkeit der dopplerverbreiterten Methode ausreicht, wird hier auf den zusätzlich komplizierteren Aufbau verzichtet.

Der große Vorteil der DAVLL-Methode ist es, ohne eine zusätzliche Modulation der Laserparameter ein dispersives Fehlersignal zu generieren, welches direkt zur Stabilisierung des Lasers verwendet werden kann. Es kommt daher ohne aufwendige

elektronische Auswertung wie Lock-In-Detektion aus und soll deshalb im geplanten OPM-System zum Einsatz kommen.

DAVLL-Prinzip

Man nutzt das dichroitische Verhalten von Alkalidampf (hier Cäsium) aus, in einem starken¹ longitudinalen Magnetfeld Licht in Abhängigkeit des Grades seiner zirkularen Polarisation und der Helizität verschieden stark zu absorbieren. Perfekt linear polarisiertes Licht kann man sich als aus beiden komplett zirkular polarisierten Komponenten σ^+ und σ^- zusammengesetzt vorstellen. Durch den Zeeman-Effekt im Grundzustand des Alkaliatoms verschiebt sich das Absorptionsmaximum zum Beispiel für σ^+ -Licht zu kleinerer Lichtfrequenz und für σ^- -Licht zu größerer Lichtfrequenz. Subtrahiert man die Absorptionssignale beider Komponenten voneinander, erhält man ein dispersives Signal mit seinem Nulldurchgang exakt beim Absorptionsmaximum des Atoms für linear polarisiertes Licht (siehe Abbildung A.1).

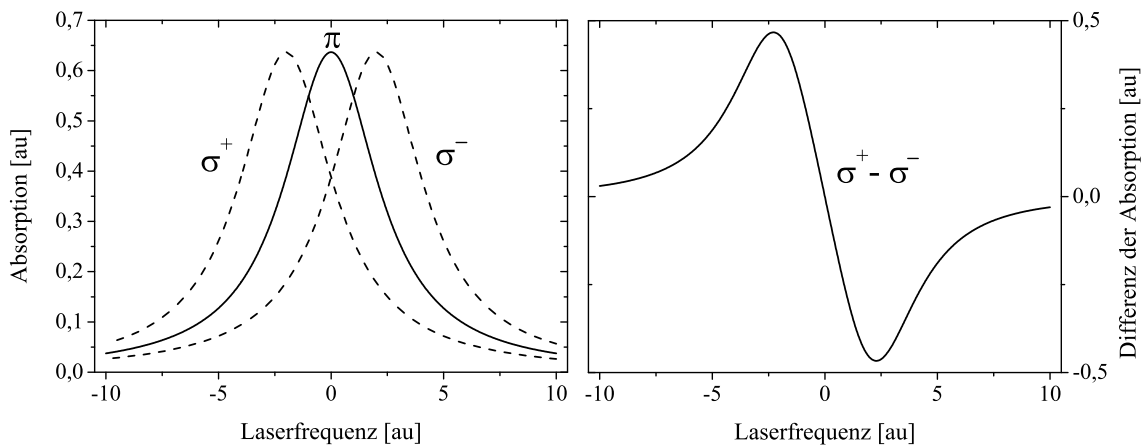


Abbildung A.1: Links: Optische Absorptionsspektren im starken longitudinalen Magnetfeld. Die beiden zirkular polarisierten Komponenten (σ^+ und σ^-) des Lichtes sind durch den Zeeman-Effekt symmetrisch gegeneinander vom Absorptionspeak für linear polarisiertes Licht (π) verschoben. Rechts: Das resultierende disperse Differenzsignal beider zirkularer Komponenten, welches im DAVLL-Aufbau zur Stabilisierung der Laserfrequenz verwendet wird.

¹Die resultierende Verschiebung der Zeeman-Niveaus ist auf der gleichen Skala wie die Breite der optischen Spektrallinie des Atoms.

DAVLL-Aufbau

Im Experiment zerlegt man das zunächst linear polarisierte Licht, nachdem es durch die Zelle transmittiert und je nach Verstimmung des Lichts vom Absorptionsmaximum leicht elliptisch polarisiert wurde, in seine zirkularen Komponenten mit einem $\lambda/4$ -Plättchen, welches unter 45° zu einer Achse eines nachfolgenden Wollaston-Prismas ausgerichtet ist. Dieses teilt das Licht in seine orthogonal zueinander stehenden linear polarisierten Komponenten, welche mit zwei identischen Photodioden detektiert werden. Nach Wandlung der registrierten Photoströme in proportionale Spannungen (per Transimpedanzwandler) kann das Differenzsignal gebildet und über einen PID-Regler direkt zur Nachregelung der Laserparameter verwendet werden.

Um das DAVLL-System klein zu halten, sollen von uns selbst hergestellte miniaturisierten Zellen zum Einsatz kommen. Diese sollen über Heizwiderstände elektrisch geheizt und temperaturstabilisiert werden. Das longitudinale Magnetfeld soll durch Permanent-Ringmagneten bereitgestellt werden, die mitsamt der Zelle in einen Schirmbecher aus μ -Metall integriert werden, der an seinen Deckelflächen Ein- und Austrittsloch für den Lichtstrahl aufweist.

Den für das OPM-System realisierten DAVLL-Aufbau zeigt Abbildung A.2 schematisch und Abbildung A.3 in der Umsetzung.

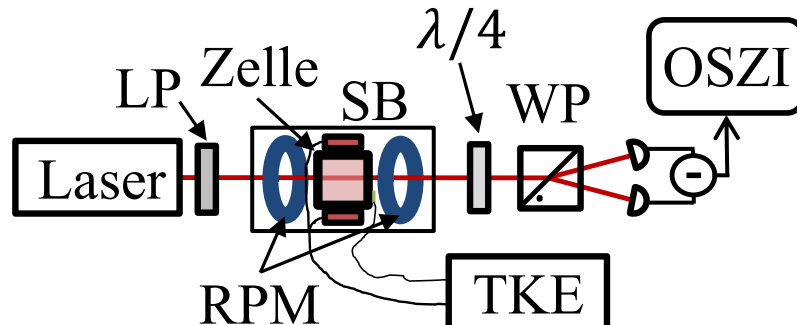


Abbildung A.2: Schematischer Versuchsaufbau des DAVLL. Das linear polarisierte (LP) Laserlicht durchstrahlt die mit Widerständen (rot) geheizte und temperaturkontrollierte (TKE) Zelle (rosa) im durch Ringpermanentmagneten (RPM) hervorgerufenen longitudinalen Magnetfeld innerhalb des Schirmbechers (SB) und wird anschließend durch $\lambda/4$ -Plättchen und Wollaston-Prisma (WP) aufgeteilt, separat detektiert und das Differenzsignal aufgenommen.

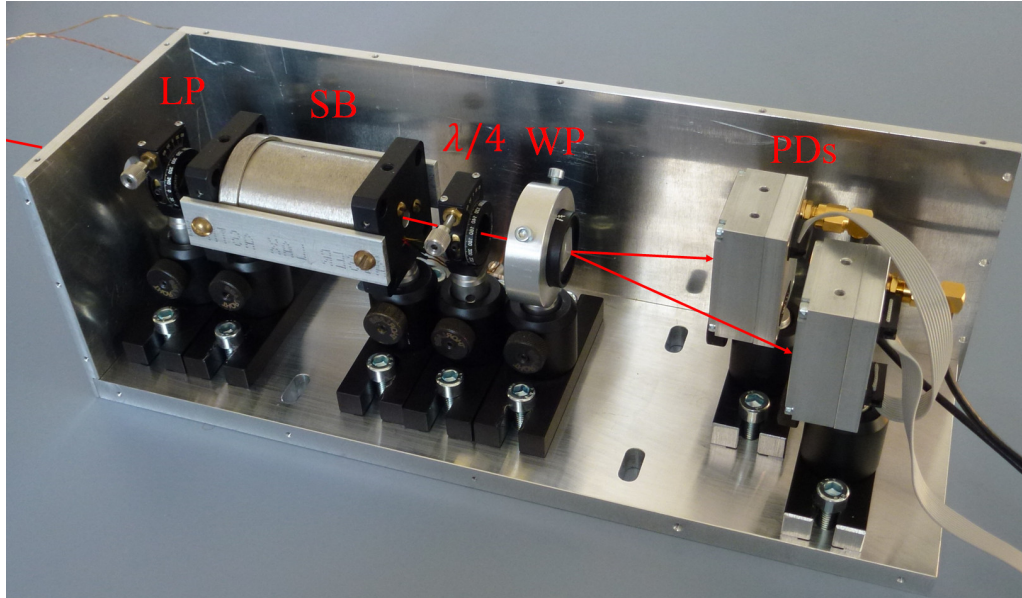


Abbildung A.3: Fertig umgesetzter DAVLL-Aufbau mit Polarisator (LP), Schirmbecher (SB) mit geheizter Zelle, $\lambda/4$ -Plättchen, Wollaston-Prisma (WP) und Photodetektoren (PDs) von *Supracon* [136].

DAVLL-Temperaturkontrollelektronik

Die benötigte Frequenzstabilität des DAVLL-Setups wurde auf den Bereich weniger MHz abgeschätzt. Dazu ist es nötig, die Zelltemperatur sehr genau zu stabilisieren, sowie die Lichtintensität konstant zu halten, da Schwankungen beider Größen zu Verschiebungen des Nulldurchgangs des DAVLL-Signals führen.

Zur Temperaturstabilisierung der DAVLL-Zelle wurde eine Elektronik basierend auf dem Chip *WTC3243* von *Wavelength Electronics* aufgebaut und an unser DAVLL-System angepasst. Zur Einstellung der Solltemperatur wurde eine Referenzspannungsquelle *MAXIM 6350* mit Spannungsteiler über Potentiometer integriert, sodass die gewünschte Temperatur im Bereich von 40 – 100°C eingestellt werden kann. Die Ist-Temperatur wird über einen Thermistor gemessen, der direkt auf die Zelle geklebt wird. Den Schaltplan der Elektronik zeigt Grafik A.4, die gewählte Beschaltung zeigt Tabelle A.1. Die Sensordrähte zum Thermistor wurden in Manganin ausgeführt um Widerstandsänderungen des Drahtes mit der Außentemperatur zu minimieren. Die Temperaturkontrollelektronik zeigt Abbildung A.5.

Tabelle A.1: Implementierte Beschaltung des *WTC3243* ausgelegt für Thermistor mit $R_{\text{Thermistor}}(100^\circ\text{C}) \approx 2 \text{ k}\Omega$ und $R_{\text{Heiz}} = 100 \Omega$

R1	R2	R3	RA	RB	RP	RI	RBias	RG
21,6 k Ω	0.. 5,0 k Ω	390 Ω	1,5 k Ω	1,9 k Ω	1,0 k Ω	4,0 k Ω	30,0 k Ω	∞

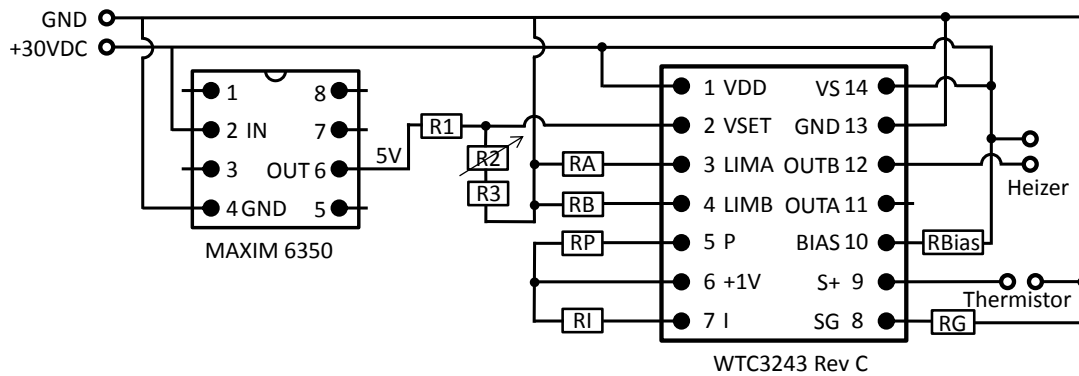


Abbildung A.4: Schaltplan des DAVLL-Temperaturkontrollelektronik (TKE).

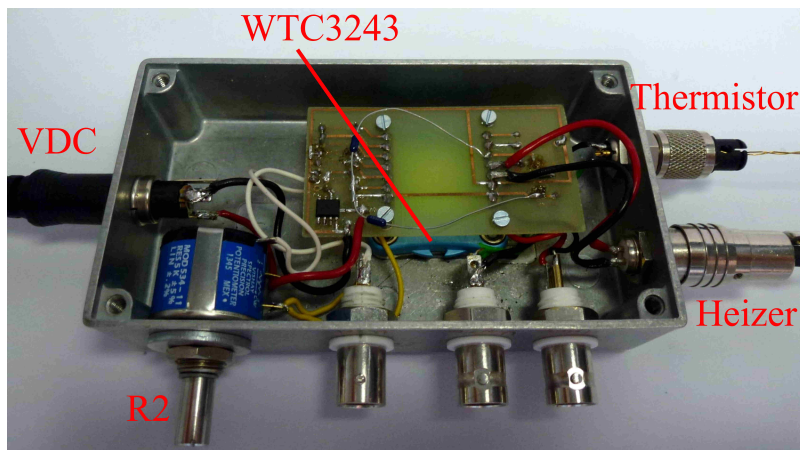


Abbildung A.5: DAVLL-Temperaturkontrollelektronik (TKE).

Messungen zur Frequenzstabilität

Zur Messung der Frequenzstabilität des DAVLLs muss dieses mit einer genaueren Referenz verglichen werden. Dazu eignet sich die COSY-Einheit zur dopplerfreien Sättigungsabsorptionsspektroskopie. Mit dieser Einheit wurde der Laser frequenzstabilisiert und Abweichungen des DAVLL-Signals vom Nulldurchgang über die Zeit protokolliert. Den erweiterten Aufbau zeigt die Abbildung A.6. Die Stabilität des dopplerfreien COSY-Systems ist deutlich höher als die zu erwartende des DAVLL-Systems, man misst über die Differenzfrequenz also die Stabilität des DAVLL-Systems. Das Ergebnis von Langzeitmessungen mit und ohne Stabilisierung der Laserleistung zeigt Abbildung A.7. Die erzielte Stabilität ist ausreichend für das geplante OPM-System. Weiter optimiert werden kann die Stabilität über die Wahl geeigneter Ringmagneten, die den Anstieg des DAVLL-Fehlersignals maximieren sowie durch eine bessere thermische Abkopplung der Zelle von der Umgebung durch Montage mit weiter reduzierten Wärmebrücken und durch Verwendung von thermisch besser kontaktierbaren rechteckigen Heizwiderständen.

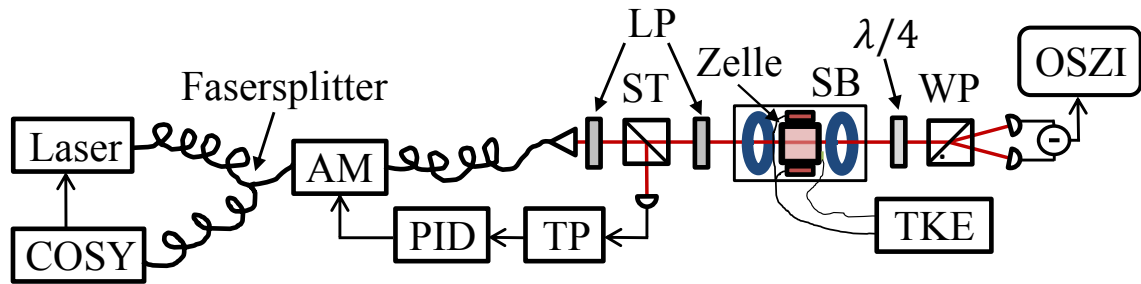


Abbildung A.6: Aufbau zur Messung der Frequenzstabilität des DAVLL. Durch einen Fasersplitter wird Licht für den COSY-Regelkreis abgezweigt, mit dem die Laserfrequenz stabilisiert wird. Mit einem Amplitudenmodulator (AM) kann die Laserintensität über einen abgezweigt detektierten Anteil des Lichts stabilisiert werden. Ein Teil des linear polarisierten Lichts wird über einen Strahlteiler (ST) abgespalten und detektiert. Der tiefpassgefilterte (TP) Photostrom dient als Fehlersignal für den PID-Regler, welcher den Amplitudenmodulator ansteuert. So erhält der DAVLL-Aufbau frequenz- und leistungsstabilisiertes Laserlicht.

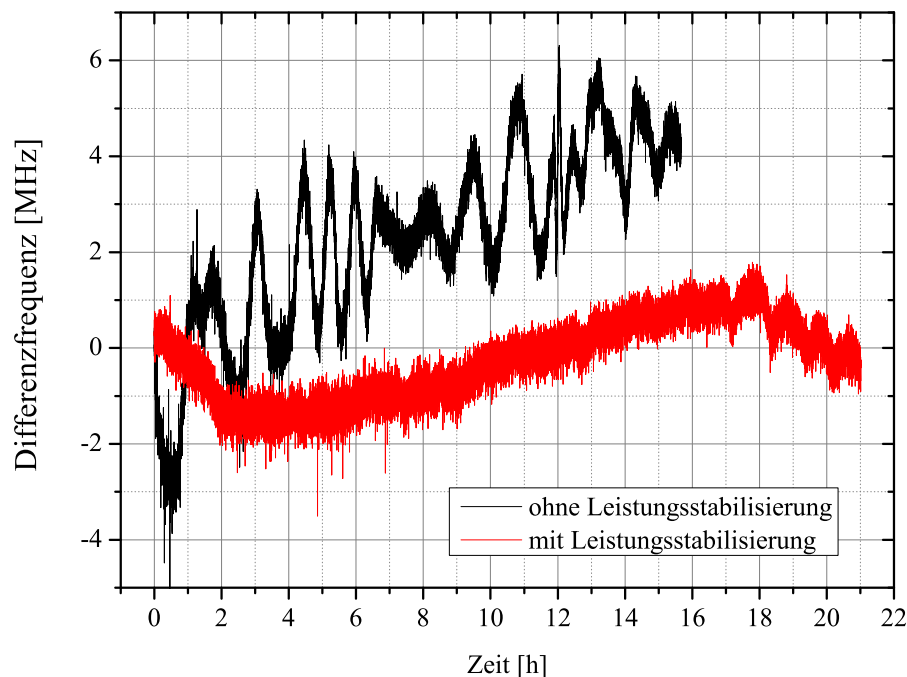


Abbildung A.7: Langzeitmessung der Differenzfrequenz zwischen COSY-stabilisiertem Laser und DAVLL-System. Ohne Intensitätsstabilisierung treten charakteristische Schwankungen mit Perioden von ca. 1 h auf, die durch Polarisationschwankungen des Lasers, die durch den linearen Polarisator in Intensitätsschwankungen gewandelt werden, erklärt werden können. Bei aktiver Stabilisierung der Laserleistung hinter dem Polarisator ist die Drift stark reduziert und die Schwankung über einen Tag liegt bei ca. 3 MHz.

Anhang B

Technologie der Zellherstellung

Die in dieser Arbeit verwendeten Cäsium-Dampfzellen werden mikrosystemtechnisch am IPHT hergestellt [137]. Die Etablierung der (hier verkürzt dargestellten) Methoden zu deren zuverlässiger Herstellung innerhalb unserer Gruppe ist Gegenstand der laufenden Dissertationsarbeit meines Kollegen Stefan Woetzel. Durch die mikrosystemtechnische Herstellung können im Gegensatz zu den bislang üblichen in Handarbeit hergestellten und teilweise mundgeblasenen Glaszellen Zellen mit nahezu identischen Eigenschaften erzeugt werden. Durch waferbezogene Methodik können mehrere Zellen in einem Arbeitsschritt hergestellt und anschließend vereinzelt werden. Die etablierte Technologie adaptiert und erweitert Vorarbeiten am *National Institute of Standards and Technology* (NIST) in den USA [138, 139].

Alle gefertigten Zellen basieren auf Silizium-Wafern, welche durch Ätzen und oder Ultraschallbearbeitung strukturiert werden. Die so in die Wafer eingebrachten Kavitäten werden geschlossen, indem vorder- und rückseitig Glasplatten anodisch gebondet werden. Durch diese Glasdeckel tritt später das Pump- und Ausleselicht. Die Wahl von Silizium als Substrat erlaubt die problemlose Heizung der Zellen durch Laserbestrahlung der Siliziumteile, die durch die vergleichsweise hohe Wärmekapazität zur Temperaturstabilität der Zelle beitragen.

Vor dem vollständigen und hermetischen Verschluss muss sichergestellt sein, dass das aktive Medium - also reines Cäsium - und mögliche Puffergase in die Zellstruktur gefüllt werden. Da elementares Cäsium in normaler Atmosphäre sehr heftig oxidiert, wird Cäsiumazid (CsN_3), eine Verbindung von Cs und Stickstoff verwendet, welche an Atmosphäre chemisch stabil ist. Nach Einfüllen von CsN_3 und dem Verschluss der Kavität wird die Verbindung durch Photolyse (Bestrahlung mit einem Excimer-Laser bei $\lambda = 248 \text{ nm}$) aufgespalten und es entsteht das für das OPM nutzbare elementare Cäsium sowie zusätzlich gasförmiger Stickstoff N_2 , der vorteilhaft als Puffergas genutzt werden kann:



Durch die Einfüllmenge des Cäsiumazids kann in Grenzen die freigesetzte Menge Stickstoff und damit der Puffergasdruck eingestellt werden. Reicht die vorhandene Menge Cäsiumazid nicht für den gewünschten Stickstoffdruck aus, kann die Zelle während des finalen Bond-Schrittes in der gewünschten Atmosphäre gehalten und so eine deutlich größere Stickstoffdichte eingefüllt werden (engl. *back filling*). Auf diese Weise ist es auch möglich die Zelle zusätzlich mit anderen Puffergasen wie Helium, Krypton oder Argon zu befüllen. Den schrittweisen Herstellungsprozess zeigt Abbildung B.1. Das Zelldesign ist zunächst keinen Einschränkungen unterworfen

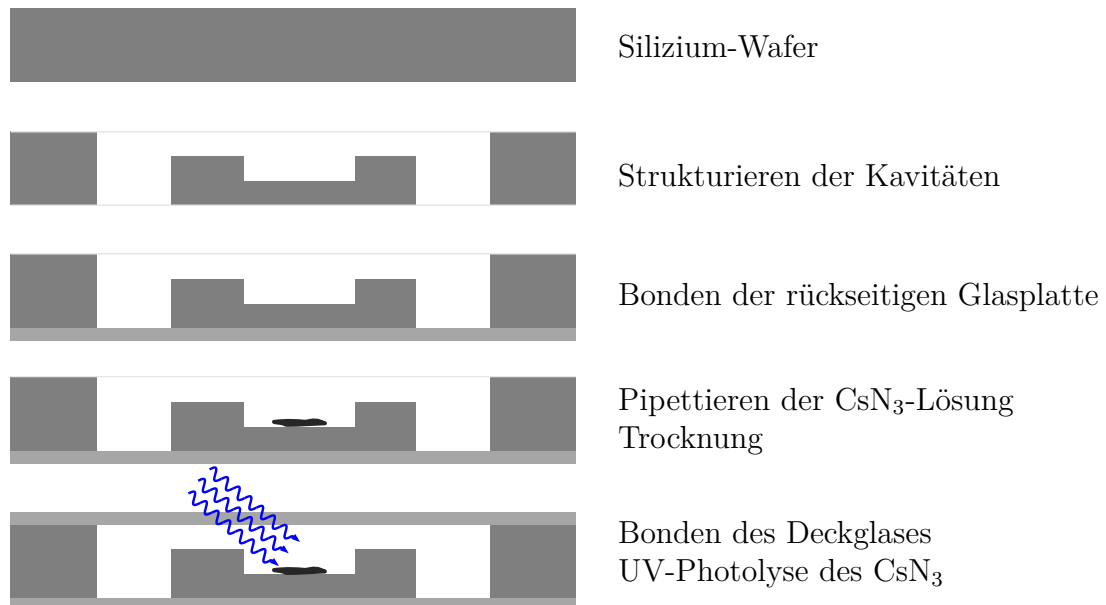


Abbildung B.1: Ablaufschema der mikrosystemtechnischen Herstellung der Cäsium-Zellen.

und nur von den Möglichkeiten der Bearbeitung des Silizium-Wafers vorgegeben. So können neben einzelnen Kavitäten auch verbundene Strukturen von mehreren Zellen erstellt werden, die zum Beispiel von einem gemeinsamen Cäsium-Reservoir gespeist werden (siehe Abbildung B.2 (c)). Dies stellt sehr ähnliche Teilchendichten sowohl des Alkalimetalls als auch des Puffergases in den einzelnen Zellen sicher und erlaubt so die Referenzierung der Zellen gegeneinander (vgl. Abschnitt 6.6).

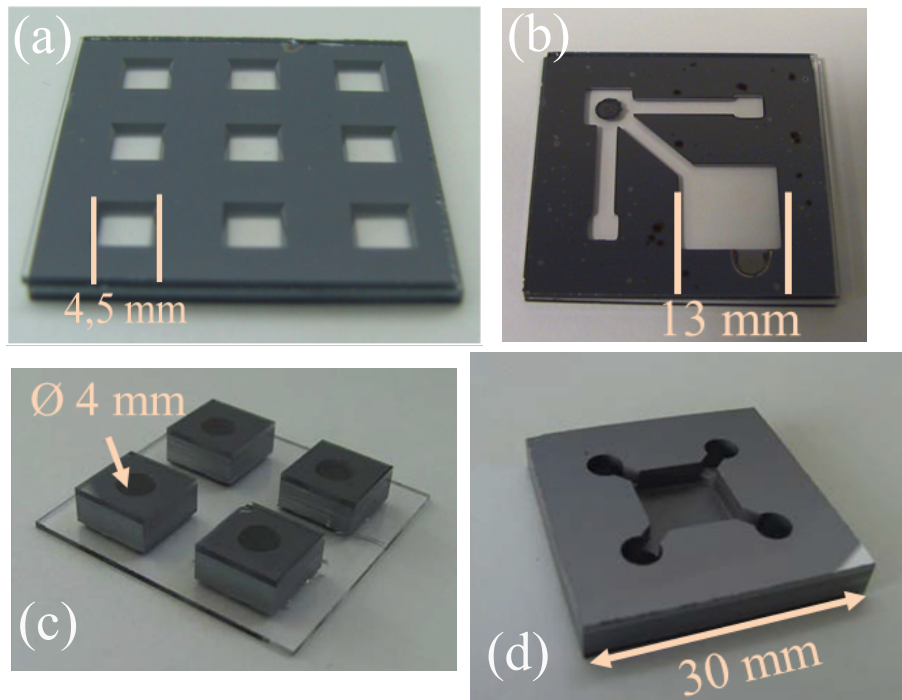


Abbildung B.2: Verschiedene in unserer Gruppe realisierte Zelldesigns: Die ersten Versuche wurden mit Zellen aus dünnen Silizium-Wafern ($h = 500 \mu\text{m}$, $l = b = 4,5 \text{ mm}$) durchgeführt (a). Dünne Zellen weisen zwar eine erhöhte Wandstoßrate auf, bieten jedoch die Perspektive zum Beispiel eine große Zellfläche ortsaufgelöst auszulesen und so mit dem Sensor das Magnetfeld über der Fläche zu kartieren (b). Hier werden große Messzelle und zwei kleine Zellen zur Referenzierung durch ein gemeinsames Reservoir (mit dunklem Fleck) gespeist. Für ein erhöhtes aktives Volumen wurden in dickeren Wafern Zellen angelegt ($h = 4 \text{ mm}$, Durchmesser 4 mm). Dabei können die Zellen thermisch separiert (c) oder als Array mit gemeinsamem, zentralem Reservoir und nahezu identischen Eigenschaften (d) entworfen werden.

Literatur

- [1] C. F. Gauss. *Intensitas vis Magneticae Terrestris ad Mensuram Absolutam Revocata (The Intensity of the Earth's Magnetic Force Reduced to Absolute Measurement)*. 1833. URL: <http://21stcenturysciencetech.com/translations/gaussMagnetic.pdf> (siehe S. 1).
- [2] J. Clarke und A. I. Braginski. *The SQUID Handbook: Fundamentals and Technology of SQUIDs and SQUID Systems, Volume I*. Wiley-VCH Verlag, 2004. ISBN: 9783527402298. DOI: [10.1002/3527603646](https://doi.org/10.1002/3527603646) (siehe S. 1).
- [3] H. B. Dang, A. C. Maloof und M. V. Romalis. “Ultrahigh sensitivity magnetic field and magnetization measurements with an atomic magnetometer”. In: *Appl. Phys. Lett.* 97.15, 151110 (2010). DOI: [10.1063/1.3491215](https://doi.org/10.1063/1.3491215) (siehe S. 3, 28).
- [4] G. Bison, N. Castagna, A. Hofer, P. Knowles, J.-L. Schenker, M. Kasprzak, H. Saudan und A. Weis. “A room temperature 19-channel magnetic field mapping device for cardiac signals”. In: *Appl. Phys. Lett.* 95.17, 173701 (2009). DOI: [10.1063/1.3255041](https://doi.org/10.1063/1.3255041) (siehe S. 3, 19).
- [5] R. Wyllie, M. Kauer, G. S. Smetana, R. T. Wakai und T. G. Walker. “Magnetocardiography with a modular spin-exchange relaxation-free atomic magnetometer array”. In: *Phys. Med. Biol.* 57.9 (2012), S. 2619–2632. DOI: [10.1088/0031-9155/57/9/2619](https://doi.org/10.1088/0031-9155/57/9/2619) (siehe S. 3).
- [6] H. Xia, A. Ben-Amar Baranga, D. Hoffman und M. V. Romalis. “Magnetoencephalography with an atomic magnetometer”. In: *Appl. Phys. Lett.* 89.21, 211104 (2006). DOI: [10.1063/1.2392722](https://doi.org/10.1063/1.2392722) (siehe S. 3).
- [7] T. H. Sander, J. Preusser, R. Mhaskar, J. Kitching, L. Trahms und S. Knappe. “Magnetoencephalography with a chip-scale atomic magnetometer”. In: *Biomed. Opt. Express* 3.5 (2012), S. 981–990. DOI: [10.1364/BOE.3.000981](https://doi.org/10.1364/BOE.3.000981) (siehe S. 3).

- [8] C. Johnson, N. L. Adolphi, K. L. Butler, D. M. Lovato, R. Larson, P. D. D. Schwindt und E. R. Flynn. “Magnetic relaxometry with an atomic magnetometer and SQUID sensors on targeted cancer cells”. In: *J. Magn. Magn. Mater.* 324.17 (2012), S. 2613–2619. DOI: [10.1016/j.jmmm.2012.03.015](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2012.03.015) (siehe S. 3).
- [9] V. Dolgovskiy, V. Lebedev, S. Colombo, A. Weis, B. Michen, L. Ackermann-Hirschi und A. Petri-Fink. “A quantitative study of particle size effects in the magnetorelaxometry of magnetic nanoparticles using atomic magnetometry”. In: *J. Magn. Magn. Mater.* 379 (2015), S. 137–150. DOI: [10.1016/j.jmmm.2014.12.007](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2014.12.007) (siehe S. 3).
- [10] S. Xu, V. V. Yashchuk, M. H. Donaldson, S. M. Rochester, D. Budker und A. Pines. “Magnetic resonance imaging with an optical atomic magnetometer”. In: *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 103.34 (2006), S. 12668–12671. DOI: [10.1073/pnas.0605396103](https://doi.org/10.1073/pnas.0605396103) (siehe S. 3).
- [11] I. M. Savukov, V. S. Zotev, P. L. Volegov, M. A. Espy, A. N. Matlashov, J. J. Gomez und R. H. Kraus Jr. “MRI with an atomic magnetometer suitable for practical imaging applications”. In: *J. Magn. Reson.* 199.2 (2009), S. 188–191. DOI: [10.1016/j.jmr.2009.04.012](https://doi.org/10.1016/j.jmr.2009.04.012) (siehe S. 3).
- [12] I. M. Savukov, S. J. Seltzer und M. V. Romalis. “Detection of NMR signals with a radio-frequency atomic magnetometer”. In: *J. Magn. Reson.* 185.2 (2007), S. 214–220. DOI: [10.1016/j.jmr.2006.12.012](https://doi.org/10.1016/j.jmr.2006.12.012) (siehe S. 3).
- [13] M. P. Ledbetter, I. M. Savukov, D. Budker, V. Shah, S. Knappe, J. Kitching, D. J. Michalak, S. Xu und A. Pines. “Zero-field remote detection of NMR with a microfabricated atomic magnetometer”. In: *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 105.7 (2008), S. 2286–2290. DOI: [10.1073/pnas.0711505105](https://doi.org/10.1073/pnas.0711505105) (siehe S. 3).
- [14] M. Smiciklas, J. M. Brown, L. W. Cheuk, S. J. Smullin und M. V. Romalis. “New Test of Local Lorentz Invariance Using a ^{21}Ne -Rb-K Comagnetometer”. In: *Phys. Rev. Lett.* 107, 171604 (17 2011). DOI: [10.1103/PhysRevLett.107.171604](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.171604) (siehe S. 3).
- [15] S. Pustelny, D. F. Jackson Kimball, C. Pankow, M. P. Ledbetter, P. Włodarczyk, P. Weislo, M. Pospelov, J. R. Smith, J. Read, W. Gawlik und D. Budker. “The Global Network of Optical Magnetometers for Exotic physics (GNOME): A novel scheme to search for physics beyond the Standard Model”. In: *Ann. Phys. (Leipzig)* 525.8-9 (2013), S. 659–670. DOI: [10.1002/andp.201300061](https://doi.org/10.1002/andp.201300061) (siehe S. 3).

- [16] H.-C. Koch, G. Bison, Z. D. Grujić, W. Heil, M. Kasprzak, P. Knowles, A. Kraft, A. Pazgalev, A. Schnabel, J. Voigt und A. Weis. “Design and performance of an absolute $^3\text{He}/\text{Cs}$ magnetometer”. In: *Eur. Phys. J. D* 69.8, 202 (2015). DOI: [10.1140/epjd/e2015-60018-7](https://doi.org/10.1140/epjd/e2015-60018-7) (siehe S. 3).
- [17] M. Faraday. “Experimental Researches in Electricity. Nineteenth Series.” In: *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* 136 (1846), S. 1–20. DOI: [10.1098/rstl.1846.0001](https://doi.org/10.1098/rstl.1846.0001) (siehe S. 4).
- [18] J. C. Maxwell. “A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field”. In: *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* 155 (1865), S. 459–512. DOI: [10.1098/rstl.1865.0008](https://doi.org/10.1098/rstl.1865.0008) (siehe S. 4).
- [19] P. Zeeman. “The Effect of Magnetisation on the Nature of Light Emitted by a Substance”. In: *Nature* 55 (1897), S. 347. DOI: [10.1038/055347a0](https://doi.org/10.1038/055347a0) (siehe S. 4).
- [20] K. Hentschel. “Die Entdeckung des Zeeman-Effekts”. In: *Phys. Bl.* 52 (12 1996), S. 1232–1235. DOI: [10.1002/phbl.19960521209](https://doi.org/10.1002/phbl.19960521209) (siehe S. 4).
- [21] I. I. Rabi, J. R. Zacharias, S. Millman und P. Kusch. “A New Method of Measuring Nuclear Magnetic Moment”. In: *Phys. Rev.* 53 (4 1938), S. 318–318. DOI: [10.1103/PhysRev.53.318](https://doi.org/10.1103/PhysRev.53.318) (siehe S. 4).
- [22] E. M. Purcell, H. C. Torrey und R. V. Pound. “Resonance Absorption by Nuclear Magnetic Moments in a Solid”. In: *Phys. Rev.* 69 (1-2 1946), S. 37–38. DOI: [10.1103/PhysRev.69.37](https://doi.org/10.1103/PhysRev.69.37) (siehe S. 4).
- [23] F. Bloch. “Nuclear Induction”. In: *Phys. Rev.* 70 (7-8 1946), S. 460–474. DOI: [10.1103/PhysRev.70.460](https://doi.org/10.1103/PhysRev.70.460) (siehe S. 4).
- [24] F. Bloch, W. W. Hansen und M. Packard. “The Nuclear Induction Experiment”. In: *Phys. Rev.* 70 (7-8 1946), S. 474–485. DOI: [10.1103/PhysRev.70.474](https://doi.org/10.1103/PhysRev.70.474) (siehe S. 4).
- [25] F. Bitter. “The Optical Detection of Radiofrequency Resonance”. In: *Phys. Rev.* 76 (6 1949), S. 833–835. DOI: [10.1103/PhysRev.76.833](https://doi.org/10.1103/PhysRev.76.833) (siehe S. 4).
- [26] J. Brossel und A. Kastler. “La detection de la resonance magnetique des niveaux excités - L’effet de dépolarisation des radiations de résonance optique et de fluorescence”. In: *Compt. Rend. Acad. Sci. (Paris)* 229 (23 1949), S. 1213–1215 (siehe S. 4).

- [27] A. Kastler. “Quelques suggestions concernant la production optique et la détection optique d’une inégalité de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. Application à l’expérience de Stern et Gerlach et à la résonance magnétique”. In: *J. Phys. Radium* 11.6 (1950), S. 255–265. DOI: [10.1051/jphysrad:01950001106025500](https://doi.org/10.1051/jphysrad:01950001106025500) (siehe S. 4).
- [28] H. G. Dehmelt. “Modulation of a Light Beam by Precessing Absorbing Atoms”. In: *Phys. Rev.* 105 (6 1957), S. 1924–1925. DOI: [10.1103/PhysRev.105.1924](https://doi.org/10.1103/PhysRev.105.1924) (siehe S. 5, 19).
- [29] W. E. Bell und A. L. Bloom. “Optical Detection of Magnetic Resonance in Alkali Metal Vapor”. In: *Phys. Rev.* 107 (6 1957), S. 1559–1565. DOI: [10.1103/PhysRev.107.1559](https://doi.org/10.1103/PhysRev.107.1559) (siehe S. 5, 19).
- [30] W. E. Bell und A. L. Bloom. “Optically Driven Spin Precession”. In: *Phys. Rev. Lett.* 6 (6 1961), S. 280–281. DOI: [10.1103/PhysRevLett.6.280](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.6.280) (siehe S. 5).
- [31] A. L. Bloom. “Principles of Operation of the Rubidium Vapor Magnetometer”. In: *Appl. Opt.* 1 (1 1962), S. 61–68. DOI: [10.1364/AO.1.000061](https://doi.org/10.1364/AO.1.000061) (siehe S. 5, 19).
- [32] W. Happer. “Optical Pumping”. In: *Rev. Mod. Phys.* 44 (2 1972), S. 169–249. DOI: [10.1103/RevModPhys.44.169](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.44.169) (siehe S. 5, 9, 13, 16, 24).
- [33] E. B. Alexandrov und V. A. Bonch-Bruevich. “Optically pumped atomic magnetometers after three decades”. In: *Opt. Eng.* 31 (4 1992), S. 711–717. DOI: [10.1117/12.56132](https://doi.org/10.1117/12.56132) (siehe S. 5).
- [34] D. Budker, W. Gawlik, D. F. Kimball, S. M. Rochester, V. V. Yashchuk und A. Weis. “Resonant nonlinear magneto-optical effects in atoms”. In: *Rev. Mod. Phys.* 74 (4 2002), S. 1153–1201. DOI: [10.1103/RevModPhys.74.1153](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.74.1153) (siehe S. 5, 52).
- [35] D. Budker und M. Romalis. “Optical magnetometry”. In: *Nat. Phys.* 3 (4 2007), S. 227–234. DOI: [10.1038/nphys566](https://doi.org/10.1038/nphys566) (siehe S. 5).
- [36] E. B. Aleksandrov und A. K. Vershovskii. “Modern radio-optical methods in quantum magnetometry”. In: *Phys. Usp.* 52 (6 2009), S. 573–601. DOI: [10.3367/UFNe.0179.200906f.0605](https://doi.org/10.3367/UFNe.0179.200906f.0605) (siehe S. 5, 9, 88).
- [37] D. Budker und D. F. Jackson Kimball, Hrsg. *Optical Magnetometry*. Cambridge University Press, 2013. ISBN: 9781107010352. URL: www.cambridge.org/9781107010352 (siehe S. 5, 20).

- [38] V. Schultze, R. Stolz, R. IJsselsteijn, V. Zakosarenko, L. Fritzsche, F. Thrum, E. Il'ichev und H.-G. Meyer. "Integrated SQUID gradiometers for measurement in disturbed environments". In: *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 7.2 (1997), S. 3473–3476. DOI: [10.1109/77.622141](https://doi.org/10.1109/77.622141) (siehe S. 6).
- [39] H.-G. Meyer, R. Stolz, A. Chwala und M. Schulz. "SQUID technology for geophysical exploration". In: *Phys. Status Solidi C* 2.5 (2005), S. 1504–1509. DOI: [10.1002/pssc.200460832](https://doi.org/10.1002/pssc.200460832) (siehe S. 6).
- [40] R. Stolz, V. Zakosarenko, M. Schulz, A. Chwala, L. Fritzsche, H.-G. Meyer und E. O. Köstlin. "Magnetic full-tensor SQUID gradiometer system for geophysical applications". In: *The Leading Edge* 25 (2 2006), S. 178–180. DOI: [10.1190/1.2172308](https://doi.org/10.1190/1.2172308) (siehe S. 6).
- [41] S. Linzen, A. Chwala, V. Schultze, M. Schulz, T. Schüler, R. Stolz, N. Bondarenko und H.-G. Meyer. "A LTS-SQUID System for Archaeological Prospection and Its Practical Test in Peru". In: *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 17 (2 2007), S. 750–755. DOI: [10.1109/TASC.2007.898570](https://doi.org/10.1109/TASC.2007.898570) (siehe S. 6).
- [42] E. B. Aleksandrov, M. V. Balabas, A. K. Vershovskii, A. E. Ivanov, N. N. Yakobson, V. L. Velichanskii und N. V. Senkov. "Laser Pumping in the Scheme of an Mx-Magnetometer". In: *Opt. Spectrosc.* 78 (2 1995), S. 292–298 (siehe S. 6, 7).
- [43] J. C. Allred, R. N. Lyman, T. W. Kornack und M. V. Romalis. "High-Sensitivity Atomic Magnetometer Unaffected by Spin-Exchange Relaxation". In: *Phys. Rev. Lett.* 89, 130801 (13 2002). DOI: [10.1103/PhysRevLett.89.130801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.130801) (siehe S. 6, 28).
- [44] I. K. Kominis, T. W. Kornack, J. C. Allred und M. V. Romalis. "A sub-femtotesla multichannel atomic magnetometer". In: *Nature* 422 (6932 2003), S. 596–599. DOI: [10.1038/nature01484](https://doi.org/10.1038/nature01484) (siehe S. 6, 28).
- [45] S. J. Seltzer und M. V. Romalis. "Unshielded three-axis vector operation of a spin-exchange-relaxation-free atomic magnetometer". In: *Appl. Phys. Lett.* 85.20 (2004), S. 4804–4806. DOI: [10.1063/1.1814434](https://doi.org/10.1063/1.1814434) (siehe S. 7, 28).
- [46] N. Castagna, G. Bison, G. Di Domenico, A. Hofer, P. Knowles, C. Macchione, H. Saudan und A. Weis. "A large sample study of spin relaxation and magnetometric sensitivity of paraffin-coated Cs vapor cells". In: *Appl. Phys. B* 96 (4 2009), S. 763–772. DOI: [10.1007/s00340-009-3464-5](https://doi.org/10.1007/s00340-009-3464-5) (siehe S. 7, 23, 38, 40, 41).
- [47] T. Scholtes. "Untersuchungen zu miniaturisierten optisch gepumpten Magnetometern mit und ohne Spin-Austausch-Relaxation". Diplomarbeit. Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2010 (siehe S. 7, 36, 68).

- [48] S. Appelt, A. Ben-Amar Baranga, C. J. Erickson, M. V. Romalis, A. R. Young und W. Happer. “Theory of spin-exchange optical pumping of ^3He and ^{129}Xe ”. In: *Phys. Rev. A* 58 (2 1998), S. 1412–1439. DOI: [10.1103/PhysRevA.58.1412](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.58.1412) (siehe S. 7, 27, 29).
- [49] D. A. Steck. *Cesium D Line Data*. 2003. URL: <http://steck.us/alkalidata/cesiumnumbers.1.6.pdf> (besucht am 14.01.2015) (siehe S. 10, 18, 58).
- [50] D. A. Varshalovich, A. N. Moskalev und V. K. Khersonskii. *Quantum Theory of Angular Momentum*. World Scientific, 1988. ISBN: 9789971509965. URL: <http://www.worldscientific.com/worldscibooks/10.1142/0270> (siehe S. 11).
- [51] A. Stone. *Wigner coefficient calculator*. URL: <http://www-stone.ch.cam.ac.uk/wigner.shtml> (besucht am 19.01.2015) (siehe S. 11).
- [52] W. Demtröder. *Laserspektroskopie 1 - Grundlagen*. Bd. 6. Springer, 2011. ISBN: 9783642213052. URL: <http://www.springer.com/de/book/9783642213052> (siehe S. 12, 13).
- [53] S. Ch'en und M. Takeo. “Broadening and Shift of Spectral Lines Due to the Presence of Foreign Gases”. In: *Rev. Mod. Phys.* 29 (1 1957), S. 20–73. DOI: [10.1103/RevModPhys.29.20](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.29.20) (siehe S. 12).
- [54] W. R. Hindmarsh und J. M. Farr. “Collision broadening of spectral lines by neutral atoms”. In: *Prog. Quant. Electron.* 2 (1973), S. 141–214. DOI: [10.1016/0079-6727\(73\)90005-0](https://doi.org/10.1016/0079-6727(73)90005-0) (siehe S. 12).
- [55] N. Allard und J. Kielkopf. “The effect of neutral nonresonant collisions on atomic spectral lines”. In: *Rev. Mod. Phys.* 54 (4 1982), S. 1103–1182. DOI: [10.1103/RevModPhys.54.1103](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.54.1103) (siehe S. 12).
- [56] G. A. Pitz, D. E. Wertepny und G. P. Perram. “Pressure broadening and shift of the cesium D_1 transition by the noble gases and N_2 , H_2 , HD, D_2 , CH_4 , C_2H_6 , CF_4 , and ^3He ”. In: *Phys. Rev. A* 80, 062718 (6 2009). DOI: [10.1103/PhysRevA.80.062718](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.80.062718) (siehe S. 12).
- [57] M. Arditi und T. R. Carver. “Frequency Shift of the Zero-Field Hyperfine Splitting of Cs^{133} Produced by Various Buffer Gases”. In: *Phys. Rev.* 112 (2 1958), S. 449–449. DOI: [10.1103/PhysRev.112.449](https://doi.org/10.1103/PhysRev.112.449) (siehe S. 12).
- [58] O. Kozlova, S. Guérandel und E. de Clercq. “Temperature and pressure shift of the Cs clock transition in the presence of buffer gases: Ne, N_2 , Ar”. In: *Phys. Rev. A* 83, 062714 (6 2011). DOI: [10.1103/PhysRevA.83.062714](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.83.062714) (siehe S. 12).

- [59] D. K. Walter und W. Happer. “Spin-Exchange Broadening of Atomic Clock Resonances”. In: *Laser Phys.* 12 (8 2002), S. 1182–1187. URL: http://www.maik.ru/full/lasphys_archive/02/8/lasphys8_02p1182full.pdf (siehe S. 12, 27).
- [60] P. J. Oreto, Y.-Y. Jau, A. B. Post, N. N. Kuzma und W. Happer. “Buffer-gas-induced shift and broadening of hyperfine resonances in alkali-metal vapors”. In: *Phys. Rev. A* 69, 042716 (4 2004). DOI: [10.1103/PhysRevA.69.042716](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.69.042716) (siehe S. 12).
- [61] N.V. Vitanov, B.W. Shore, L. Yatsenko, K. Böhmer, T. Halfmann, T. Rieckes und K. Bergmann. “Power broadening revisited: theory and experiment”. In: *Opt. Commun.* 199 (2001), S. 117–126. DOI: [10.1016/S0030-4018\(01\)01495-X](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(01)01495-X) (siehe S. 13).
- [62] M. A. Rosenberry, J. P. Reyes, D. Tupa und T. J. Gay. “Radiation trapping in rubidium optical pumping at low buffer-gas pressures”. In: *Phys. Rev. A* 75, 023401 (2 2007). DOI: [10.1103/PhysRevA.75.023401](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.75.023401) (siehe S. 16).
- [63] G. Breit und I. I. Rabi. “Measurement of Nuclear Spin”. In: *Phys. Rev.* 38 (11 1931), S. 2082–2083. DOI: [10.1103/PhysRev.38.2082.2](https://doi.org/10.1103/PhysRev.38.2082.2) (siehe S. 17).
- [64] S. I. Kanorsky, S. Lang, S. Lücke, S. B. Ross, T. W. Hänsch und A. Weis. “Millihertz magnetic resonance spectroscopy of Cs atoms in body-centered-cubic ^4He ”. In: *Phys. Rev. A* 54 (2 1996), R1010–R1013. DOI: [10.1103/PhysRevA.54.R1010](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.54.R1010) (siehe S. 19, 51).
- [65] C. B. Alcock, V. P. Itkin und M. K. Horrigan. “Vapor Pressure Equations for the Metallic Elements: 298-2500K”. In: *Can. Metall. Quart.* 23 (3 1984), S. 309–313. DOI: [10.1179/cmqr.1984.23.3.309](https://doi.org/10.1179/cmqr.1984.23.3.309) (siehe S. 21).
- [66] A. Corney. *Atomic and Laser Spectroscopy*. Oxford University Press, 2006. ISBN: 97801145. URL: <http://ukcatalogue.oup.com/product/9780199211456.do> (siehe S. 22).
- [67] H. G. Robinson, E. S. Ensberg und H. G. Dehmelt. “Preservation of Spin State in Free Atom-Inert Surface Collisions”. In: *Bull. Am. Phys. Soc.* 3 (1958), S. 9 (siehe S. 23).
- [68] M. A. Bouchiat und J. Brossel. “Relaxation of Optically Pumped Rb Atoms on Paraffin-Coated Walls”. In: *Phys. Rev.* 147 (1 1966), S. 41–54. DOI: [10.1103/PhysRev.147.41](https://doi.org/10.1103/PhysRev.147.41) (siehe S. 23).

- [69] S. J. Seltzer, D. J. Michalak, M. H. Donaldson, M. V. Balabas, S. K. Barber, S. L. Bernasek, M. A. Bouchiat, A. Hexemer, A. M. Hibberd, D. F. Jackson Kimball, C. Jaye, T. Karaulanov, F. A. Narducci, S. A. Rangwala, H. G. Robinson, A. K. Shmakov, D. L. Voronov, V. V. Yashchuk, A. Pines und D. Budker. “Investigation of antirelaxation coatings for alkali-metal vapor cells using surface science techniques”. In: *J. Chem. Phys.* 133.14, 144703 (2010). DOI: [10.1063/1.3489922](https://doi.org/10.1063/1.3489922) (siehe S. 23).
- [70] A. M. Hibberd, S. J. Seltzer, M. V. Balabas, M. Morse, D. Budker und S. L. Bernasek. “Light-induced changes in an alkali metal atomic vapor cell coating studied by X-ray photoelectron spectroscopy”. In: *J. Appl. Phys.* 114.9, 094513 (2013). DOI: [10.1063/1.4819235](https://doi.org/10.1063/1.4819235) (siehe S. 23).
- [71] M. V. Balabas, T. Karaulanov, M. P. Ledbetter und D. Budker. “Polarized alkali vapor with minute-long transverse spin-relaxation time”. In: *Phys. Rev. Lett.* 105, 070801 (7 2010). DOI: [10.1103/PhysRevLett.105.070801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.070801) (siehe S. 23).
- [72] E. P. Corsini, T. Karaulanov, M. Balabas und D. Budker. “Hyperfine frequency shift and Zeeman relaxation in alkali-metal-vapor cells with antirelaxation alkene coating”. In: *Phys. Rev. A* 87, 022901 (2 2013). DOI: [10.1103/PhysRevA.87.022901](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.87.022901) (siehe S. 23).
- [73] S. J. Seltzer und M. V. Romalis. “High-temperature alkali vapor cells with antirelaxation surface coatings”. In: *J. Appl. Phys.* 106, 114905 (2009). DOI: [10.1063/1.3236649](https://doi.org/10.1063/1.3236649) (siehe S. 23).
- [74] R. Straessle, M. Pellaton, C. Affolderbach, Y. Pétremand, D. Briand, G. Mileti und N. F. de Rooij. “Low-temperature indium-bonded alkali vapor cell for chip-scale atomic clocks”. In: *J. Appl. Phys.* 113.6, 064501 (2013). DOI: [10.1063/1.4789942](https://doi.org/10.1063/1.4789942) (siehe S. 23).
- [75] S. Woetzel, E. Kessler, M. Diegel, V. Schultze und H.-G. Meyer. “Low-temperature anodic bonding using thin films of lithium-niobate-phosphate glass”. In: *J. Micromech. Microeng.* 24.9, 095001 (2014). DOI: [10.1088/0960-1317/24/9/095001](https://doi.org/10.1088/0960-1317/24/9/095001) (siehe S. 23).
- [76] S. Woetzel, F. Talkenberg, T. Scholtes, R. IJsselsteijn, V. Schultze und H.-G. Meyer. “Lifetime improvement of micro-fabricated alkali vapor cells by atomic layer deposited wall coatings”. In: *Surf. Coat. Tech.* 221 (2013), S. 158–162. DOI: [10.1016/j.surfcoat.2013.01.044](https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2013.01.044) (siehe S. 23).
- [77] F. A. Franz und C. Volk. “Electronic spin relaxation of the $4^2S_{\frac{1}{2}}$ state of K induced by K-He and K-Ne collisions”. In: *Phys. Rev. A* 26 (1 1982), S. 85–92. DOI: [10.1103/PhysRevA.26.85](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.26.85) (siehe S. 24).

- [78] F. A. Franz und C. E. Sooriamoorthi. “Spin relaxation within the $6^2P_{\frac{1}{2}}$ and $6^2S_{\frac{1}{2}}$ states of cesium measured by white-light optical pumping”. In: *Phys. Rev. A* 10 (1 1974), S. 126–140. DOI: [10.1103/PhysRevA.10.126](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.10.126) (siehe S. 24).
- [79] N. Beverini, P. Minguzzi und F. Strumia. “Foreign-Gas-Induced Cesium Hyperfine Relaxation”. In: *Phys. Rev. A* 4 (2 1971), S. 550–555. DOI: [10.1103/PhysRevA.4.550](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.4.550) (siehe S. 24).
- [80] D. Giel, G. Hinz, D. Nettels und A. Weis. “Diffusion of Cs atoms in Ne buffer gas measured by optical magnetic resonance tomography”. In: *Opt. Express* 6.13 (2000), S. 251–256. DOI: [10.1364/OE.6.000251](https://doi.org/10.1364/OE.6.000251) (siehe S. 24).
- [81] J. Tornos und J. C. Amare. “Hyperfine Relaxation of an Optically Pumped Cesium Vapor”. In: *Appl. Spectrosc.* 40.5 (1986), S. 596–599. URL: <http://as.osa.org/abstract.cfm?URI=as-40-5-596> (siehe S. 24).
- [82] N. Beverini, P. Violino und F. Strumia. “Optical Pumping of Caesium in the Presence of Heavy Noble Gases”. In: *Z. Physik* 265 (2 1973), S. 189–196. DOI: [10.1007/BF01394656](https://doi.org/10.1007/BF01394656) (siehe S. 24).
- [83] F. A. Franz und E. Lüscher. “Spin Relaxation of Optically Pumped Cesium”. In: *Phys. Rev.* 135 (3A 1964), A582–A588. DOI: [10.1103/PhysRev.135.A582](https://doi.org/10.1103/PhysRev.135.A582) (siehe S. 24).
- [84] C. C. Bouchiat, M. A. Bouchiat und L. C. L. Pottier. “Evidence for Rb-Rare-Gas Molecules from the Relaxation of Polarized Rb Atoms in a Rare Gas. Theory”. In: *Phys. Rev.* 181 (1 1969), S. 144–165. DOI: [10.1103/PhysRev.181.144](https://doi.org/10.1103/PhysRev.181.144) (siehe S. 26).
- [85] W. Happer, E. Miron, S. Schaefer, D. Schreiber, W. A. van Wijngaarden und X. Zeng. “Polarization of the nuclear spins of noble-gas atoms by spin exchange with optically pumped alkali-metal atoms”. In: *Phys. Rev. A* 29 (6 1984), S. 3092–3110. DOI: [10.1103/PhysRevA.29.3092](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.29.3092) (siehe S. 26).
- [86] G. D. Cates, R. J. Fitzgerald, A. S. Barton, P. Bogorad, M. Gatzke, N. R. Newbury und B. Saam. “Rb– ^{129}Xe spin-exchange rates due to binary and three-body collisions at high Xe pressures”. In: *Phys. Rev. A* 45 (7 1992), S. 4631–4639. DOI: [10.1103/PhysRevA.45.4631](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.45.4631) (siehe S. 26).
- [87] N. D. Bhaskar, J. Pietras, J. Camparo, W. Happer und J. Liran. “Spin Destruction in Collisions between Cesium Atoms”. In: *Phys. Rev. Lett.* 44 (14 1980), S. 930–933. DOI: [10.1103/PhysRevLett.44.930](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.44.930) (siehe S. 26, 29).

- [88] W. Happer. “Spin exchange, past, present and future”. In: *Ann. Phys. Fr.* 10.6 (1985), S. 645–657. DOI: [10.1051/anphys:01985001006064500](https://doi.org/10.1051/anphys:01985001006064500) (siehe S. 26).
- [89] H. G. Dehmelt. “Spin Resonance of Free Electrons Polarized by Exchange Collisions”. In: *Phys. Rev.* 109 (2 1958), S. 381–385. DOI: [10.1103/PhysRev.109.381](https://doi.org/10.1103/PhysRev.109.381) (siehe S. 26, 64).
- [90] W. Happer und A. C. Tam. “Effect of rapid spin exchange on the magnetic-resonance spectrum of alkali vapors”. In: *Phys. Rev. A* 16 (5 1977), S. 1877–1891. DOI: [10.1103/PhysRevA.16.1877](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.16.1877) (siehe S. 27, 28).
- [91] S. J. Seltzer. “Developments in alkali-metal atomic magnetometry”. Diss. Princeton University, 2008. URL: <http://physics.princeton.edu/romalis/papers/SeltzerThesis.pdf> (siehe S. 27, 29).
- [92] F. Grossetête. “Relaxation par collisions d’échange de spin”. In: *J. Phys.* 25 (4 1964), S. 383–396. DOI: [10.1051/jphys:01964002504038300](https://doi.org/10.1051/jphys:01964002504038300) (siehe S. 27).
- [93] W. Happer und H. Tang. “Spin-Exchange Shift and Narrowing of Magnetic Resonance Lines in Optically Pumped Alkali Vapors”. In: *Phys. Rev. Lett.* 31 (5 1973), S. 273–276. DOI: [10.1103/PhysRevLett.31.273](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.31.273) (siehe S. 28).
- [94] G. Bison, R. Wynands und A. Weis. “Optimization and performance of an optical cardiomagnetometer”. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 22 (1 2005), S. 77–87. DOI: [10.1364/JOSAB.22.000077](https://doi.org/10.1364/JOSAB.22.000077) (siehe S. 30, 39, 51, 67).
- [95] R. IJsselsteijn. “Charakterisierung der Abschirmtonne mit Helmholtzspulensystem für den OPM-Messplatz”. IPHT Jena, Interner Bericht. 2008 (siehe S. 31, 35).
- [96] R. IJsselsteijn, M. Kielpinski, S. Woetzel, T. Scholtes, E. Kessler, R. Stolz, V. Schultze und H.-G. Meyer. “A full optically operated magnetometer array: An experimental study”. In: *Rev. Sci. Instrum.* 83.11, 113106 (2012). DOI: [10.1063/1.4766961](https://doi.org/10.1063/1.4766961) (siehe S. 34).
- [97] V. Schultze, R. IJsselsteijn und H.-G. Meyer. “Noise reduction in optically pumped magnetometer assemblies”. In: *Appl. Phys. B* 100.4 (2010), S. 717–724. DOI: [10.1007/s00340-010-4084-9](https://doi.org/10.1007/s00340-010-4084-9) (siehe S. 35, 67).
- [98] K. Petschke. “Automatisierung eines Messplatzes für die Charakterisierung von optisch gepumpten Magnetometern”. Diplomarbeit. Fachhochschule Jena, 2008 (siehe S. 36).
- [99] *National Instruments LabVIEW*. URL: <http://www.ni.com/labview> (besucht am 26.05.2015) (siehe S. 36).

- [100] W. Hanle. “Über magnetische Beeinflussung der Polarisation der Resonanzfluoreszenz”. In: *Z. Phys.* 30 (1 1924), S. 93–105. DOI: [10.1007/BF01331827](https://doi.org/10.1007/BF01331827) (siehe S. 39).
- [101] E. B. Alexandrov. *Interference of Atomic States*. Springer, 1992. URL: <http://www.springer.com/us/book/9783642844447> (siehe S. 39).
- [102] G. Moruzzi und F. Strumia, Hrsg. *The Hanle Effect and Level-Crossing Spectroscopy*. Springer, 1991. URL: <http://www.springer.com/gp/book/9781461367079> (siehe S. 39).
- [103] J. Dupont-Roc, S. Haroche und C. Cohen-Tannoudji. “Detection of very weak magnetic fields (10^{-9} Gauss) by ^{87}Rb zero-field level crossing resonances”. In: *Phys. Lett. A* 28.9 (1969), S. 638–639. DOI: [10.1016/0375-9601\(69\)90480-0](https://doi.org/10.1016/0375-9601(69)90480-0) (siehe S. 39).
- [104] M. Bouchiat, J. Brossel, C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, S. Haroche, A. Kastler und J. C. Lehmann. *Paramagnetic resonance and optical pumping magnetometer in the near zero magnetic field-range*. Patent. US 7062320. Dez. 1971 (siehe S. 39, 40).
- [105] R. E. Slocum. “Zero-Field Level-Crossing Resonances in Optically Pumped 2^3S_1 He^4 ”. In: *Phys. Rev. Lett.* 29 (25 1972), S. 1642–1645. DOI: [10.1103/PhysRevLett.29.1642](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.29.1642) (siehe S. 40).
- [106] C. Andreeva, S. Cartaleva, Y. Dancheva, V. Biancalana, A. Burchianti, C. Marinelli, E. Mariotti, L. Moi und K. Nasyrov. “Coherent spectroscopy of degenerate two-level systems in Cs”. In: *Phys. Rev. A* 66, 012502 (1 2002). DOI: [10.1103/PhysRevA.66.012502](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.66.012502) (siehe S. 40).
- [107] A. Huss, R. Lammegger, L. Windholz, E. Alipieva, S. Gateva, L. Petrov, E. Taskova und G. Todorov. “Polarization-dependent sensitivity of level-crossing, coherent-population-trapping resonances to stray magnetic fields”. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 23.9 (2006), S. 1729–1736. DOI: [10.1364/JOSAB.23.001729](https://doi.org/10.1364/JOSAB.23.001729) (siehe S. 40).
- [108] A. Vildardi, D. Tabarelli, L. Botti, A. Bertoldi und L. Ricci. “Measurement and modelling of enhanced absorption Hanle effect resonances in ^{85}Rb ”. In: *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 42.5, 055003 (2009). DOI: [10.1088/0953-4075/42/5/055003](https://doi.org/10.1088/0953-4075/42/5/055003) (siehe S. 40).
- [109] H. J. Lee und H. S. Moon. “Magnetic-field-induced absorption with sub-milligauss spectral width in paraffin-coated rubidium vapor cell”. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 30.8 (2013), S. 2301–2305. DOI: [10.1364/JOSAB.30.002301](https://doi.org/10.1364/JOSAB.30.002301) (siehe S. 40).

- [110] U. Fano. “Description of States in Quantum Mechanics by Density Matrix and Operator Techniques”. In: *Rev. Mod. Phys.* 29 (1 1957), S. 74–93. DOI: [10.1103/RevModPhys.29.74](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.29.74) (siehe S. 51).
- [111] K. Blum. *Density Matrix Theory and Applications*. Springer, 2012. DOI: [10.1007/978-3-642-20561-30](https://doi.org/10.1007/978-3-642-20561-30) (siehe S. 51).
- [112] *Wolfram Mathematica*. URL: <http://www.wolfram.com/mathematica/> (besucht am 09.01.2015) (siehe S. 52).
- [113] S. M. Rochester. *AtomicDensityMatrix Mathematica Package*. URL: <http://budker.berkeley.edu/ADM/index.html> (besucht am 09.01.2015) (siehe S. 52).
- [114] S. M. Rochester. “Modeling Nonlinear Magneto-optical Effects in Atomic Vapors”. Diss. University of California, Berkeley, 2010. URL: <https://escholarship.org/uc/item/6cg0m520> (siehe S. 52, 61).
- [115] S. Appelt, A. Ben-Amar Baranga, A. R. Young und W. Happer. “Light narrowing of rubidium magnetic-resonance lines in high-pressure optical-pumping cells”. In: *Phys. Rev. A* 59 (3 1999), S. 2078–2084. DOI: [10.1103/PhysRevA.59.2078](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.59.2078) (siehe S. 64).
- [116] I. M. Savukov, S. J. Seltzer, M. V. Romalis und K. L. Sauer. “Tunable Atomic Magnetometer for Detection of Radio-Frequency Magnetic Fields”. In: *Phys. Rev. Lett.* 95, 063004 (6 2005). DOI: [10.1103/PhysRevLett.95.063004](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.063004) (siehe S. 64).
- [117] S. J. Smullin, I. M. Savukov, G. Vasilakis, R. K. Ghosh und M. V. Romalis. “Low-noise high-density alkali-metal scalar magnetometer”. In: *Phys. Rev. A* 80, 033420 (3 2009). DOI: [10.1103/PhysRevA.80.033420](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.80.033420) (siehe S. 64).
- [118] I. Savukov, T. Karaulanov und M. G. Boshier. “Ultra-sensitive high-density Rb-87 radio-frequency magnetometer”. In: *Appl. Phys. Lett.* 104.2, 023504 (2014). DOI: [10.1063/1.4861657](https://doi.org/10.1063/1.4861657) (siehe S. 64).
- [119] S. Groeger, G. Bison und A. Weis. “An improved laser pumped cesium magnetometer using hyperfine repumping”. In: *Quantum Electronics Conference, 2005. EQEC '05. European*. 2005, S. 199. DOI: [10.1109/EQEC.2005.1567366](https://doi.org/10.1109/EQEC.2005.1567366) (siehe S. 64, 70).
- [120] W. Chalupczak, R. M. Godun, P. Anielski, A. Wojciechowski, S. Pustelny und W. Gawlik. “Enhancement of optically pumped spin orientation via spin-exchange collisions at low vapor density”. In: *Phys. Rev. A* 85, 043402 (4 2012). DOI: [10.1103/PhysRevA.85.043402](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.85.043402) (siehe S. 64).

- [121] A.-L. Yang, G.-Q. Yang, X.-M. Cai, Y.-F. Xu und Q. Lin. “A laser pump-repump atomic magnetometer”. In: *Chin. Phys. B* 22.12, 120702 (2013). DOI: [10.1088/1674-1056/22/12/120702](https://doi.org/10.1088/1674-1056/22/12/120702) (siehe S. 64, 70).
- [122] W. Chalupczak, R. M. Godun, S. Pustelny und W. Gawlik. “Room temperature femtotesla radio-frequency atomic magnetometer”. In: *Appl. Phys. Lett.* 100.24, 242401 (2012). DOI: [10.1063/1.4729016](https://doi.org/10.1063/1.4729016) (siehe S. 64).
- [123] V. Schultze, T. Scholtes, R. IJsselsteijn und H.-G. Meyer. “Improving the sensitivity of optically pumped magnetometers by hyperfine repumping”. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 32.5 (2015), S. 730–736. DOI: [10.1364/JOSAB.32.000730](https://doi.org/10.1364/JOSAB.32.000730) (siehe S. 64, 70, 75, 76).
- [124] S. Groeger, G. Bison, J.-L. Schenker, R. Wynands und A. Weis. “A high-sensitivity laser-pumped M_x magnetometer”. In: *Eur. Phys. J. D* 38.2 (2006), S. 239–247. DOI: [10.1140/epjd/e2006-00037-y](https://doi.org/10.1140/epjd/e2006-00037-y) (siehe S. 67).
- [125] *MathWorks MATLAB*. URL: <http://de.mathworks.com/products/matlab> (besucht am 27.05.2015) (siehe S. 74).
- [126] I. Savukov. “Advances in Optical and Photonic Devices”. In: Hrsg. von Ki Young Kim. InTech, 2010. Kap. 17, S. 329–352. DOI: [10.5772/7153](https://doi.org/10.5772/7153) (siehe S. 84).
- [127] C. Cohen-Tannoudji. “Observation d’un déplacement de raie de résonance magnétique causé par l’excitation optique”. In: *C.R. Acad. Sci. (Fr)* 252 (1961), S. 394–396. URL: <http://www.phys.ens.fr/~cct/articles/CR-Acad-Sc/CR-Acad-Sc-16-janvier-1961.pdf> (siehe S. 89).
- [128] A. Kastler. “Displacement of Energy Levels of Atoms by Light”. In: *J. Opt. Soc. Am.* 53.8 (1963), S. 902–906. DOI: [10.1364/JOSA.53.000902](https://doi.org/10.1364/JOSA.53.000902) (siehe S. 89).
- [129] W. Happer und B. S. Mathur. “Effective Operator Formalism in Optical Pumping”. In: *Phys. Rev.* 163 (1 1967), S. 12–25. DOI: [10.1103/PhysRev.163.12](https://doi.org/10.1103/PhysRev.163.12) (siehe S. 89).
- [130] B. S. Mathur, H. Tang und W. Happer. “Light Shifts in the Alkali Atoms”. In: *Phys. Rev.* 171.1 (1968), S. 11–19. DOI: [10.1103/PhysRev.171.11](https://doi.org/10.1103/PhysRev.171.11) (siehe S. 89).
- [131] C. Cohen-Tannoudji und J. Dupont-Roc. “Experimental Study of Zeeman Light Shifts in Weak Magnetic Fields”. In: *Phys. Rev. A* 5 (2 1972), S. 968–984. DOI: [10.1103/PhysRevA.5.968](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.5.968) (siehe S. 89).

- [132] T. Yabuzaki und T. Ogawa. “Frequency shifts of self-oscillating magnetometer with cesium vapor”. In: *J. Appl. Phys.* 45.3 (1974), S. 1342–1355. DOI: [10.1063/1.1663412](https://doi.org/10.1063/1.1663412) (siehe S. 90).
- [133] B. Chann, E. Babcock, L. W. Anderson und T. G. Walker. “Skew light propagation in optically thick optical pumping cells”. In: *Phys. Rev. A* 66, 033406 (3 2002). DOI: [10.1103/PhysRevA.66.033406](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.66.033406) (siehe S. 93).
- [134] K. L. Corwin, Z.-T. Lu, C. F. Hand, R. J. Epstein und C. E. Wieman. “Frequency-stabilized diode laser with the Zeeman shift in an atomic vapor”. In: *Appl. Opt.* 37.15 (1998), S. 3295–3298. DOI: [10.1364/AO.37.003295](https://doi.org/10.1364/AO.37.003295) (siehe S. 98).
- [135] B. Chéron, H. Gilles, J. Hamel, O. Moreau und H. Sorel. “Laser frequency stabilization using Zeeman effect”. In: *J. Phys. III France* 4.2 (1994), S. 401–406. DOI: [10.1051/jp3:1994136](https://doi.org/10.1051/jp3:1994136) (siehe S. 98).
- [136] *Supracon AG*. URL: <http://www.supracon.com> (besucht am 28.05.2015) (siehe S. 101).
- [137] S. Woetzel, V. Schultze, R. IJsselsteijn, T. Schulz, S. Anders, R. Stolz und H.-G. Meyer. “Microfabricated atomic vapor cell arrays for magnetic field measurements”. In: *Rev. Sci. Instrum.* 82, 033111 (3 2011). DOI: [10.1063/1.3559304](https://doi.org/10.1063/1.3559304) (siehe S. 104).
- [138] P. D. D. Schwindt, S. Knappe, V. Shah, L. Hollberg, J. Kitching, L.-A. Liew und J. Moreland. “Chip-scale atomic magnetometer”. In: *Appl. Phys. Lett.* 85.26 (2004), S. 6409–6411. DOI: [10.1063/1.1839274](https://doi.org/10.1063/1.1839274) (siehe S. 104).
- [139] S. Knappe, P. D. D. Schwindt, V. Gerginov, V. Shah, L. Liew, J. Moreland, H. G. Robinson, L. Hollberg und J. Kitching. “Microfabricated atomic clocks and magnetometers”. In: *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 8.7 (2006), S318. DOI: [10.1088/1464-4258/8/7/S04](https://doi.org/10.1088/1464-4258/8/7/S04) (siehe S. 104).

Abbildungsverzeichnis

2.1	Elektronisches Termschema der D-Linie von ^{133}Cs	11
2.2	Absorptionsspektrum der Cs-D ₁ -Linie einer Vakuumzelle und relative Übergangsstärken $A_{F \leftrightarrow F'}$ der Hyperfeinübergänge	11
2.3	Optisches Pumpen auf dem Hyperfeinübergang $F = 4 \leftrightarrow F' = 3$ der D ₁ -Linie des Cäsiumatoms	14
2.4	Schematische Besetzungsverteilung des Grundzustandes von Cs im thermischen Gleichgewicht und nach optischem Pumpen	15
2.5	Leveldiagramm der D ₁ -Linie von ^{133}Cs in einem kleinen äußeren Magnetfeld	17
2.6	Lock-In-Signale P_X , P_Y und φ in Abhängigkeit von $\delta = \omega_1 - \omega_L$	20
2.7	Definition des Anstiegs des P_Y -Signals im Nulldurchgang $\delta = 0$	22
2.8	Berechnete transversale Relaxationsrate γ_2 durch Wand- und Puffergasstöße in zylindrischer Zelle für verschiedene Puffergase	25
3.1	Zellarray mit vier Messzellen und zentralem Cs-Reservoir in seiner Keramik-Halterung	34
3.2	Geöffnete Schirmtonne mit Helmholtzspulen-System	35
3.3	Oberfläche des OPM-Messprogramms	37
4.1	Versuchsaufbau zur Messung der intrinsischen Relaxationsraten mittels ODMR und GZHE	41
4.2	Ausgewählte ODMR-Phasensignale mit den zugehörigen Fits	43
4.3	Resultate der ODMR-Methode für γ_2 aus Phasenfits und lineare Fits zur Extrapolation auf das intrinsische γ_{20}	43
4.4	LHE-Resonanzkurven bei Durchfahren des longitudinalen Magnetfeldes durch Null für verschiedene Werte des transversalen Feldes	44
4.5	Amplituden und Breiten der LHE-Resonanzkurven wie durch automatisierte Lorentz-Fits an die Daten ermittelt	44
4.6	Die LHE-Fitparameter $P2$ und $P5$ wie aus Anpassung gewonnen in Abhängigkeit von der Laserleistung	45

4.7	Aus den LHE-Parametern ermittelte Relaxationsraten γ_1 und γ_2 zusammen mit phänomenologischen Fits	45
4.8	Ermittelte intrinsische Relaxationsraten für ODMR in Abhängigkeit von der Zelltemperatur	47
4.9	Ermittelte intrinsische Relaxationsraten für GZHE in Abhängigkeit von der Zelltemperatur	48
4.10	Ermittelte intrinsische transversale Relaxationsrate für niedrige (a), mittlere (b) und hohe (c) Zelltemperatur beider Methoden (ODMR und GZHE) in Abhängigkeit von der Puffergasdichte	49
5.1	Leveldiagramm und Hamiltonian eines Systems zweier Hyperfeinniveaus ohne äußere Felder	53
5.2	Leveldiagramm und Hamiltonian eines Systems mit statischem Magnetfeld (ω_{Lz}) in Richtung der Quantisierungsachse	53
5.3	Zeitentwicklung eines vollständig polarisierten Zustandes in einem longitudinalen Magnetfeld	54
5.4	Leveldiagramm und Hamiltonian eines Systems mit statischem Magnetfeld unter einem Winkel von 45° zur Richtung der Quantisierungsachse	54
5.5	Zeitentwicklung eines vollständig polarisierten Zustandes in einem Magnetfeld unter 45° zur Quantisierungsachse	55
5.6	Leveldiagramm und Hamiltonian eines Systems mit Larmorpräzession im Grundzustand und gepumpt durch ein resonantes zirkular-polarisiertes Lichtfeld.	55
5.7	Zeitentwicklung eines vollständig polarisierten Zustandes in einem Magnetfeld unter 45° unter gleichzeitigem Pumpen eines zirkular-polarisierten Lichtfeldes	56
5.8	Zeitentwicklung eines vollständig unpolarisierten Zustandes in einem Magnetfeld unter 45° unter gleichzeitigem Pumpen eines zirkular-polarisierten Lichtfeldes	56
5.9	Leveldiagramm und Hamiltonian des Systems mit einem zusätzlichen B_1 -Feld	57
5.10	Zeitentwicklung eines Systems gepumpt durch ein resonantes zirkular-polarisiertes Lichtfeld unter Wirkung eines mit der Larmorfrequenz oszillierenden Magnetfeldes B_1	57
5.11	In Abhängigkeit von $\delta = \omega_1 - \omega_L$ simulierte Messsignale und entsprechend angepasste Kurven	60
5.12	Das komplette Cs-D ₁ -System wie modelliert	62
6.1	Aufbau für Optimierung der schrotrausch-begrenzten Empfindlichkeit	66

6.2	Konturplot eines Parameterscans von Pumplaserleistung und Amplitude des B_1 -Feldes zur Optimierung der schrotrausch-begrenzten Empfindlichkeit im gewöhnlichen Regime	67
6.3	Messungen der optimierten schrotrausch-begrenzten Empfindlichkeit im gewöhnlichen Regime in Abhängigkeit von der Zelltemperatur geometrisch identischer Zellen mit verschiedenen Stickstoffdichten	68
6.4	Absorptionsspektrum der Cs- D_1 -Linie für Zellen ohne Puffergas, mit niedriger, mittlerer und hoher Puffergasdichte	69
6.5	Überlappende Hyperfeinübergänge der D_1 -Linie des Zell-Arrays 4 mit $\eta = 0,236$ amg bei $T = 100^\circ\text{C}$	70
6.6	Parameterscan von Pumplaserleistung und Amplitude des B_1 -Feldes zur Optimierung der schrotrausch-begrenzten Empfindlichkeit im LN-Regime	71
6.7	Messungen der optimierten schrotrausch-begrenzten Empfindlichkeit im LN-Regime in Abhängigkeit von der Zelltemperatur für die Zell-Arrays mit verschiedenen Stickstoffdichten	72
6.8	Zweikanaliger Aufbau für die Rauschmessungen und die Untersuchung der Richtungsabhängigkeit	73
6.9	Messungen des tatsächlichen Rauschens im LN-Regime	75
6.10	Ausleseschema für die Rauschmessungen im LN-Regime	76
6.11	Versuchsaufbau zur Bestimmung der intrinsischen Relaxationsrate γ_{20} im LN-Regime	79
6.12	Durch Messungen bestimmte Werte der intrinsischen Relaxationsrate γ_{20} für verschiedene Zelltemperaturen des Zell-Arrays 2 ($\eta = 0,0601$ amg) in Abhängigkeit von der Leistung des Repumplichts . . .	81
6.13	Simulierte Werte der intrinsischen Relaxationsrate γ_{20} in Abhängigkeit von der Rabi-Frequenz des Repumplichts Ω_3 bezogen auf die Relaxationsrate des angeregten Zustandes Γ	82
6.14	Simulation der Abhängigkeit der intrinsischen Relaxationsrate γ_{20} von der Leistung des Repumplichts und des Winkels θ bei 120°C	82
6.15	An Zellarray 2 gemessene und simulierte Daten der intrinsischen Relaxationsrate γ_{20} in Abhängigkeit vom Winkel θ zwischen dem Magnetfeld $B_0 = 50 \mu\text{T}$ und der Ausbreitungsrichtung des Ausleselichts für verschiedene Zelltemperaturen	83
6.16	Vergleich der berechneten intrinsischen Relaxationsraten bei $T = 120^\circ\text{C}$ in beiden verschiedenen Fällen der Relaxation aus dem angeregten Zustand	85
6.17	Breit-Rabi-Diagramm des Grundzustandes von Cäsium in sehr großen Magnetfeldern	88

6.18	Entstehung des Richtungsfehlers durch den nichtlinearen Zeemanefekt im oberen Hyperfeinniveau des Grundzustandes $F = 4$ von Cäsium in $B_0 = 50 \mu\text{T}$	88
6.19	Verschiebung des vom Sensor gemessenen Magnetfeldbetrages $ \vec{B} $ bei Richtungsänderung des äußeren Magnetfeldes \vec{B}_0 bezüglich der Ausbreitungsvektors des zirkular polarisierten Lichtes \vec{k}	90
6.20	Idee der Kompensation der Lichtverschiebung durch Mittelung zweier entgegengesetzt zirkular gepumpter Zellen	91
6.21	Gemessene Differenz der Larmorfrequenzen von LN- und Referenzmessung in Abhängigkeit von Winkel $90^\circ - \theta$	93
6.22	Vergrößerter Ausschnitt des Mittelwertes aus Abbildung 6.21	94
A.1	Optische Absorptionslinien im starken longitudinalen Magnetfeld der zirkular polarisierten Lichtkomponenten und das resultierende dispersive Differenzsignal	99
A.2	Schematischer Versuchsaufbau des DAVLL	100
A.3	Fertig umgesetzter DAVLL-Aufbau	101
A.4	Schaltplan des DAVLL-Temperaturkontrollelektronik (TKE)	102
A.5	DAVLL-Temperaturkontrollelektronik (TKE)	102
A.6	Aufbau zur Messung der Frequenzstabilität des DAVLL	103
A.7	Langzeitmessung der Differenzfrequenz zwischen COSY-stabilisiertem Laser und DAVLL-System	103
B.1	Ablaufschema der mikrosystemtechnischen Herstellung der Cäsium-Zellen	105
B.2	Verschiedene in unserer Gruppe realisierte Zelldesigns	106

Tabellenverzeichnis

2.1	Verbreiterung und Verschiebung der Cs-D ₁ -Linie in verschiedenen Puffergasen	12
2.2	Depolarisationsquerschnitt und reduzierte Masse von Cäsium in verschiedenen Puffergasen	24
3.1	Puffergasdichten bzw. -drücke der in dieser Arbeit verwendeten Cäsium-Array-Zellen	33
6.1	Vergleich von Population \mathcal{P}_F und Grad der Orientierung \mathcal{O}_F der Hyperfeinniveaus des Grundzustandes bei kleinem und großen Winkel θ für den ungemischten Fall und einen komplett gemischten angeregten Zustand	86
A.1	Implementierte Beschaltung des <i>WTC3243</i>	101

Verzeichnis der Formelzeichen

A	Amplitude der Hanle-Resonanzen
$A_{F \leftrightarrow F'}$	relative Übergangsstärke des Hyperfeinüberganges $F \leftrightarrow F'$
A_W	innere Wandfläche der Zelle
A_X, A_Y	Fitkonstanten der Resonanzamplituden
α	Winkel zwischen Repump- und Ausleselicht
\vec{B}, \vec{B}_0	magnetische Induktion eines äußeren Magnetfeldes
\vec{B}_1	magnetisches Wechselfeld
\vec{B}_{LS}	effektives virtuelles Magnetfeld aufgrund der Lichtverschiebung
B_{pn}	Magnetfeldempfindlichkeit aufgrund des Spin-Projektionsrauschens
B_{sn}	schrotrausch-begrenzte Magnetfeldempfindlichkeit
B_{\perp}	bezüglich \vec{k} transversales Magnetfeld
B_{\parallel}	bezüglich \vec{k} longitudinales Magnetfeld
\vec{B}_+ bzw. \vec{B}_-	Messwerte des Magnetfeldes für σ^+ - bzw. σ^- -Licht
ΔB	Gradient des Magnetfeldes B
c	Vakuum-Lichtgeschwindigkeit
d	Durchmesser der zylinderförmigen Zelle
\vec{D}	Drehmoment
$D_{0,Cs-PG}$	Diffusionskonstante von Cäsium im Puffergas PG
δ	Verstimmung $\delta = \omega_1 - \omega_L$
δ_{LS}	Verstimmung der Lichtfrequenz von der betrachteten Spektrallinie
e	Elementarladung
E	Energie
ε	Proportionalitätskonstante zwischen R_{OP} und I_{Laser}
η	Teilchendichte in Amagat (Vielfache der Loschmidt-Konstante)
\mathcal{E}	Operator der Lichtverschiebung

\mathcal{E}_0	skalärer Teil der Lichtverschiebung
\mathcal{E}_2	Tensor-Lichtverschiebung
ΔE_{LS}	Energieverschiebung durch die Zeeman-Lichtverschiebung
F	Drehimpulsquantenzahl des Gesamtdrehimpulses des Valenzelektrons des Alkaliatoms durch Hyperfeinwechselwirkung
$F_{m_1 m_2}^{m'_1 m'_2}$	Operator für spontane Emission
Δf	Bandbreite der Messung
γ	gyromagnetisches Verhältnis
g_X	Landé-Faktor eines Zustandes mit Gesamtspin X
γ_1	longitudinale Relaxationsrate
γ_2	transversale Relaxationsrate
γ_{10}	intrinsische longitudinale Relaxationsrate
γ_{20}	intrinsische transversale Relaxationsrate
γ_P	Pumprate
γ_{fit}	Breite der Lorentz-Kurve des Fits
Γ	Zerfallsrate des angeregten Zustandes
$\hat{\Gamma}$	Relaxationsmatrix
$\hat{\Gamma}_{\text{SE}}$	Spin-Austausch-Operator
γ_{uf}	Rate der gleichförmig wirkenden Relaxationsmechanismen
h	Höhe der zylinderförmigen Zelle
H	Hamiltonian des Atoms
\hbar	reduziertes Plancksches Wirkungsquantum
I	Kernspinquantenzahl (Cs: $I = \frac{7}{2}$)
I_3	Intensität des Repumplichtes
I_{dc}	Gleichanteil des detektierten Photostromes
I_{Laser}	Intensität des Laserlichtes
I_{sens}	Stromrauschen der Detektionselektronik
I_{sn}	Schrotrauschen des Photostromes
J	Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses des Valenzelektrons des Atoms ohne Hyperfeinwechselwirkung
\vec{k}	Einheitsvektor in Ausbreitungsrichtung des Pumplichtes
k_B	Boltzmann-Konstante

L	Bahndrehimpulsquantenzahl
λ	Wellenlänge
$\hat{\Lambda}$	Repopulationsmatrix
m	Atommasse
m_F	magnetischer Unterzustand eines Zustandes mit Spin F
m_{Cs}	Atommasse von Cäsium
m_{PG}	Masse der Puffergasteilchen
M	reduzierte Masse
m_e	Masse des Elektrons
\vec{M}	Magnetisierung
μ_B	Bohrsches Magneton
μ_I	Kernmagneton
$\vec{\mu}_x$	magnetisches Moment zum Drehimpuls X
n	Teilchendichte der Alkaliatome
n_0	Loschmidt-Konstante ($n_0 = 2,686 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$)
n_{PG}	Teilchendichte des Puffergases
N	Anzahl der Alkaliatome
ν	Frequenz
$\Delta\nu$	magnetische/optische Linienbreite
$\Delta\nu_b$	Linienverbreiterung der Spektrallinien durch Puffergaswirkung
$\Delta\nu_{\text{nat}}$	natürliche Breite der Spektrallinien
$\Delta\nu_s$	Linienverschiebung der Spektrallinien durch Puffergaswirkung
ξ	Integrationsvariable
$\mathcal{O}(t)$	zeitabhängige Observable
\mathcal{O}_F	Grad der Orientierung des Hyperfeinniveaus mit Drehimpuls F
\vec{P}	(Vektor-)Polarisation
p_{m_F}	Population im magnetischen Unterzustand m_F
p_0	Druck bei Normalbedingungen ($p_0 = 101,325 \text{ kPa}$)
P_0	Gleichgewichtspolarisation
$P1 \dots P6$	Fitparameter bei Auswertung der GZHE-Resonanzen
P_L	Laserleistung
P_X, P_Y	In-Phase- bzw. Quadratur-Komponente des Lock-In-Signals

$\frac{dP_Y}{d\nu}$	Anstieg des P_Y -Signals
\mathcal{P}_F	Anteil der Population des Hyperfeinniveaus mit Drehimpuls F
φ	Phasensignal des Lock-In
q	Faktor, der Repolarisation des Elektronenspins durch einen polarisierten Kernspin berücksichtigt (engl. <i>nuclear slowing down factor</i>)
$\frac{1}{q_{SE}}$	Spin-Austausch-Verbreiterungsfaktor (engl. <i>spin-exchange broadening factor</i>)
R_{OP}	Relaxationsrate durch optisches Pumpen
R_{PG}	Relaxationsrate durch Puffergasstöße
R_{SE}	Spin-Austausch-Rate
R_{SD}	Relaxationsrate durch Spin-Zerstörungs-Stöße
R_W	Relaxationsrate durch Wandstöße in einer Vakuum-Zelle
R_{WD}	Relaxationsrate durch Wandstöße in einer Puffergaszelle
ρ	Dichtematrix
\vec{s}	Spinvektor der Photonen des Laserlichtes
SP	Sättigungsparameter eines optischen Übergangs
S	Spinquantenzahl
\vec{S}	Spin-Operator des Valenzelektrons
σ_{Cs-PG}	Wirkungsquerschnitt für Puffergas-Stöße
σ_{SE}	Wirkungsquerschnitt für Spin-Austausch-Stöße
σ_{SD}	Wirkungsquerschnitt für Spin-Zerstörungs-Stöße
σ_i	Pauli-Matrizen der Komponenten des Spin-Operators $\vec{S} = \frac{1}{2}\vec{\sigma}$
$\sigma(X)$	Standardabweichung einer Messgröße X
σ^\pm	links- bzw. rechtshändig zirkular polarisiertes Licht
t	Zeit
T	Temperatur
ΔT	Temperaturunsicherheit
T_0	Temperatur bei Normalbedingungen ($T_0 = 273,15$ K)
T_1	longitudinale Relaxationszeit
T_2	transversale Relaxationszeit
T_{mod}	Modulationsperiode des B_1 -Feldes
θ	Winkel zwischen Laserausbreitungsrichtung \vec{k} und Magnetfeld \vec{B}

τ	Lebensdauer eines angeregten Zustandes
τ_{nat}	natürliche Lebensdauer eines angeregten Zustandes
v	thermische Geschwindigkeit der Atome
\bar{v}	mittlere thermische Geschwindigkeit der Alkaliatome
$\bar{v}_{\text{Cs}} = \sqrt{2}\bar{v}$	relative mittlere thermische Geschwindigkeit der Cäsium-Atome
V	Zellvolumen
W	Breite der Hanle-Resonanzen
ω_0	Energieabstand des angeregten Niveaus vom Grundzustand
ω_1	Modulationsfrequenz des magnetischen Wechselfeldes B_1
$\Delta\omega_1$	Verbreiterung der magnetischen Resonanz durch das B_1 -Feld
ω_{12}	Frequenz der Photonen des Laserfeldes
ω_3	Frequenz des Repumplichtes
ω_4	Frequenz des Ausleselichtes
ω_L	Larmorfrequenz
ω_{Laser}	Frequenz des Laserlichtes
ω_{HFS}	Hyperfeinaufspaltung des Grundzustandes
$\delta\omega_x, \delta\omega_y$	Larmorfrequenz transversaler Magnetfeldkomponenten
$\Delta\omega_{\text{Grad}}$	Verbreiterung der magnetischen Resonanz durch Gradienten
Ω_1	Rabifrequenz des magnetischen Wechselfeldes B_1
Ω_3	Rabifrequenz des Repumplichtes
Ω_4	Rabifrequenz des Ausleselichtes
Ω_R	Rabifrequenz des Laserfeldes

Verzeichnis der Abkürzungen

IPHT	Leibniz-Institut für Photonische Technologien e.V.
OPM	optisch gepumptes Magnetometer (engl. <i>optically pumped magnetometer</i>)
SQUID	supraleitende Quanteninterferenzeinheit (engl. <i>superconducting quantum interference device</i>)
NMR	Kernspinresonanzmethode (engl. <i>nuclear magnetic resonance</i>)
ESR	Elektronenspinresonanz (engl. <i>electron spin resonance</i>)
MKG	Magnetokardiographie
MEG	Magnetoenzephalographie
MRT	Magnetresonanztomographie
SERF	Methode zur Eliminierung der Spin-Austausch-Relaxation (engl. <i>spin-exchange relaxation-free</i>)
LN	Methode zur Unterdrückung der Spin-Austausch-Relaxation (engl. <i>light narrowing</i>)
DFB	Laser mit verteilter Rückkopplung (engl. <i>distributed feedback laser</i>)
ODMR	optisch detektierte magnetische Resonanz
GZHE	Grundzustands-Hanle-Effekt
LHE	longitudinaler (Grundzustands-)Hanle-Effekt
RWA	Drehwellennäherung (engl. <i>rotating wave approximation</i>)
DAC	Digital-Analog-Konverter
ADC	Analog-Digital-Konverter
FPI	Fabry-Perot-Interferometer
TP	Tiefpass
AM	Amplitudenmodulator
PD	Photodiode bzw. Photodetektoreinheit
PID	Proportional-Integral-Differential-Regler

TKE	Temperatur-Kontroll-Elektronik des DAVLL
RPM	Ringpermanentmagneten
OSZI	Oszilloskop
WP	Wollaston-Prisma
SB	Schirmbecher
OSZ	Oszillator
I/U	Transimpedanzwandler
ZA	Zell-Array
SP	Spiegel
ST	Strahlteiler
TA	Trapezverstärker (engl. <i>tapered amplifier</i>)
FFT	schnelle Fourier-Transformation (engl. <i>fast Fourier transform</i>)
DAVLL	Methode zur Laserfrequenzstabilisierung (engl. <i>dichroic atomic vapor laser lock</i>)

Danksagung

An erster Stelle gebührt mein Dank meinem betreuenden Hochschullehrer Prof. Hans-Georg Meyer. Er ermöglichte mir auch nach der Diplomarbeit weiter in seiner Abteilung Quantendetektion auf dem Gebiet der optischen Magnetometrie arbeiten zu können. Für die Betreuung, die Übernahme des Gutachtens der Dissertation und für die Finanzierung so mancher Konferenzbesuche sei ihm gedankt.

Prof. Antoine Weis danke ich für die Bereitschaft ein weiteres Gutachten der vorliegenden Arbeit zu übernehmen und als Korreferent zu fungieren. Die wissenschaftlichen Diskussionen mit ihm während zahlreicher Tagungen habe ich stets als sehr fruchtbar empfunden und bedeuteten stets Anerkennung und neuen Antrieb für meine Arbeiten.

Nicht weniger danken möchte ich Prof. Jens Haueisen und Prof. Frank Schmidl für ihre Bereitschaft zur Begutachtung der Dissertation.

Ein besonderer Dank gilt meinem Mentor Dr. Volkmar Schultze sowohl für die enge wissenschaftliche Betreuung, aber auch das Vertrauen und die Freiheiten die er mir beim Durchführen der Experimente und der Arbeit an den Simulationen ließ. Er ermöglichte es mich und meine Forschung weiterzuentwickeln und die Ergebnisse angemessen zu präsentieren. Auch zur Diskussion von Problemen fand man stets ein offenes Ohr. Für sein promptes und sorgfältiges Korrekturlesen aller Manuskripte und die hilfreichen Kommentare kann ich mich nur bedanken.

Dr. Rob IJsselsteijn möchte ich danken für seine ständige Hilfsbereitschaft, die ich nicht selten in Anspruch genommen habe, sei es bei den Experimenten oder bei manchem Verständnisproblem, für seine Hinweise nach dem kritischen Lesen meiner Manuskripte und für die angenehme Atmosphäre in unserem Büro.

I want to give many thanks to Dr. Szymon Pustelny who introduced me into density-matrix simulations and took plenty of his time for discussions that were very useful for my work.

Ich danke Prof. Stephan Fritzsche für seine Hilfe bei der korrekten Formulierung des Spinoperators des Cäsiumatoms und sein Interesse an meiner Arbeit.

Meinem Kollegen Stefan Woetzel danke ich für die Herstellung der miniaturisierten Cäsium-Zellen, die Unterstützung bei Messungen, die interessanten nicht nur fachlichen Gespräche und dafür, die Doktorandenzeit gemeinsam verlebt haben zu können.

Die maßgeschneiderten Experimente und die Eigenentwicklung von so mancher Messtechnik wäre ohne die Arbeit der mechanischen Werkstatt und die Hilfe der Elektroniker nicht möglich gewesen. Insbesondere danke ich hierfür Michael Wiedemann und Ralf Stöpel aus der IPHT-Werkstatt und dem Elektroniker unserer Gruppe Frank Bauer.

Allen Mitarbeitern unserer Abteilung Quantendetektion und der neu etablierten Forschergruppe Magnetometrie unter der Leitung von Dr. Ronny Stolz sei für die Hilfsbereitschaft und das gute Arbeitsklima gedankt.

Ich konnte und kann ich immer auf meine Ruderer vom USV und meine Thüringer Bergziegen zählen, wenn es darum geht einen nicht nur sportlichen Ausgleich zur Büro- und Laborarbeit zu schaffen. Danke Jungs und Mädels!

Schließlich und aus tiefstem Herzen danke ich meiner ganzen Familie, insbesondere meinen Eltern und meiner Schwester, die mich, wenn immer nötig, unterstützen und für mich da sind.

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Bei der Auswahl und Auswertung des Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise unentgeltlich geholfen:

1. Dr. Volkmar Schultze und Dr. Rob IJsselsteijn gaben Impulse für meine Arbeiten und durch Diskussionen Unterstützung bei der Auswertung experimenteller Daten.
2. Stefan Woetzel fertigte die in der Arbeit verwendeten Cäsium-Zellen an.
3. Dr. Szymon Pustelny unterstützte mich bei der Implementierung der Dichtematrix-Simulation.
4. Prof. Stephan Fritzsche lieferte die korrekte Formulierung des Spinoperators \vec{S} für die Simulation.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 16. Dezember 2015

Unterschrift d. Verfassers

Curriculum vitae

Persönliche Daten

Name, Vorname: Scholtes, Theo
Geburtsdatum: 23. Dezember 1986
Geburtsort: Saalfeld/Saale
Staatsangehörigkeit: deutsch
E-Mail: tscholtes@gmx.de



Ausbildung

1997 – 2005 Erasmus-Reinhold-Gymnasium in Saalfeld/Saale
Juni 2005 Abitur
10/2005 – 09/2010 Studium der Physik an der Friedrich-Schiller-Universität Jena
03/2008 – 04/2008 Studienarbeit in der Medical Physics Group des Uniklinikums Jena mit dem Thema “Simulation von Spinensembles” bei Dr. Karl-Heinz Herrmann und Prof. Dr. Jürgen Reichenbach
10/2009 – 09/2010 Diplomarbeit am Institut für Photonische Technologien Jena (IPHT) in der Abteilung Quantendetektion mit dem Thema “Untersuchungen zu miniaturisierten optisch gepumpten Magnetometern mit und ohne Spin-Austausch-Relaxation” bei Dr. Volkmar Schultze und Prof. Dr. Hans-Georg Meyer
30.09.2010 Diplom in Physik
seit 01.11.2010 Doktorand am IPHT in der Abteilung Quantendetektion
04/2011 – 03/2012 Assistent im Physikalischen Grundpraktikum der Friedrich-Schiller-Universität Jena

Jena, den 16. Dezember 2015

Theo Scholtes

Referierte Publikationen

1. Theo Scholtes, Volkmar Schultze, Rob IJsselsteijn, Stefan Woetzel, Hans-Georg Meyer. “Light-narrowed optically pumped M_x magnetometer with a miniaturized Cs cell”. In: *Physical Review A* **84**, 043416 (2011); *Physical Review A* **86**, 059904(E) (2012).
2. Volkmar Schultze, Rob IJsselsteijn, Theo Scholtes, Stefan Woetzel, Hans-Georg Meyer. “Characteristics and performance of an intensity-modulated optically pumped magnetometer in comparison to the classical M_x magnetometer”. In: *Optics Express* **20**, 14201 (2012); *Optics Express* **20**, 28056 (2012).
3. Rob IJsselsteijn, Mark Kielpinski, Stefan Woetzel, Theo Scholtes, Ernst Kessler, Ronny Stolz, Volkmar Schultze, Hans-Georg Meyer. “A full optically operated magnetometer array: An experimental study”. In: *Review of Scientific Instruments* **83**, 113106 (2012).
4. Theo Scholtes, Volkmar Schultze, Rob IJsselsteijn, Stefan Woetzel, Hans-Georg Meyer. “Light-shift suppression in a miniaturized M_x optically pumped Cs magnetometer array with enhanced resonance signal using off-resonant laser pumping”. In: *Optics Express* **20**, 29217 (2012).
5. Stefan Woetzel, Florian Talkenberg, Theo Scholtes, Rob IJsselsteijn, Volkmar Schultze, Hans-Georg Meyer. “Lifetime improvement of micro-fabricated alkali vapor cells by atomic layer deposited wall coatings”. In: *Surface & Coatings Technology* **221**, 158 (2013).
6. Theo Scholtes, Stefan Woetzel, Rob IJsselsteijn, Volkmar Schultze, Hans-Georg Meyer. “Intrinsic relaxation rates of polarized Cs vapor in miniaturized cells”. In: *Applied Physics B* **117**, 211 (2014).
7. Volkmar Schultze, Theo Scholtes, Rob IJsselsteijn, Hans-Georg Meyer. “Improving the sensitivity of optically pumped magnetometers by hyperfine repumping”. In: *Journal of the Optical Society of America B* **32**, 730 (2015).
8. Theo Scholtes, Szymon Pustelny, Stefan Fritzsche, Volkmar Schultze, Ronny Stolz, Hans-Georg Meyer. “Suppression of spin-exchange relaxation in tilted magnetic fields within the geophysical range”. eingereicht bei *Physical Review A*.

Nicht referierte Publikationen

1. Theo Scholtes, Volkmar Schultze, Rob IJsselsteijn, Stefan Woetzel, Hans-Georg Meyer. “*Light Narrowing* - Ein neues Ausleseregime für optisch gepumpte Magnetometer”. Jahresbericht des IPHT 2011.
2. Theo Scholtes, Stefan Woetzel, Rob IJsselsteijn, Volkmar Schultze, Hans-Georg Meyer. “Untersuchung intrinsischer Relaxationsprozesse zur Optimierung optisch gepumpter Magnetometer”. Jahresbericht des IPHT 2014.

Posterbeiträge

1. Theo Scholtes, Rob IJsselsteijn, Stefan Woetzel, Volkmar Schultze, and Hans-Georg Meyer. “Stretched-state optically pumped magnetometer with miniaturized Cs cell”. EGAS 2011 in Fribourg / Schweiz.
2. Theo Scholtes, Rob IJsselsteijn, Stefan Woetzel, Volkmar Schultze, and Hans-Georg Meyer. “Sensitivity optimization of an optically pumped magnetometer in the Light-Narrowing (LN) regime at earth’s magnetic field strength”. EGAS 2012 in Göteborg / Schweden.
3. Theo Scholtes, Stefan Woetzel, Rob IJsselsteijn, Volkmar Schultze, and Hans-Georg Meyer. “Determination of intrinsic relaxation rates of miniaturized atomic magnetometer cells using optically detected magnetic resonance and the ground-state Hanle effect”. EGAS 2013 in Aarhus / Dänemark.
4. Stefan Woetzel, Rob IJsselsteijn, Volkmar Schultze, Mark Kielinski, Theo Scholtes, and Hans-Georg Meyer. “Integrated array of optically pumped magnetometers”. EGAS 2011 in Fribourg / Schweiz.
5. Volkmar Schultze, Rob IJsselsteijn, Theo Scholtes, Stefan Woetzel, and Hans-Georg Meyer. “Pump-light intensity-modulation vs. B1-field modulation in miniaturized atomic magnetometer cell arrays”. EGAS 2012 in Göteborg / Schweden.
6. Volkmar Schultze, Rob IJsselsteijn, Theo Scholtes, Stefan Woetzel, and Hans-Georg Meyer. “Atomic magnetometer pumped with intensity-modulated light”. BIOMAG 2012 in Paris / Frankreich.
7. Volkmar Schultze, Theo Scholtes, Rob IJsselsteijn, and Hans-Georg Meyer. “Experimental investigation and sensitivity optimization of an optical magnetometer using different schemes of hyperfine repumping”. BIOMAG 2014 in Halifax / Kanada.

8. Theo Scholtes. “Determination of intrinsic relaxation rates in miniaturized optically pumped magnetometer cells”. Doktorandenseminar 2015 des IPHT und des Instituts für Physikalische Chemie (IPC) der FSU Jena in Dornburg-Camburg.

Vorträge

1. T. Scholtes, “The Optically Pumped Magnetometer - Principles and Physical Properties” am 25.02.2014 im Doktorandenseminar des IPHT und des Instituts für Physikalische Chemie (IPC) der FSU Jena in Dornburg-Camburg.
2. T. Scholtes, “Highly sensitive optical magnetometry using miniaturized alkali vapor cells” am 22.10.2014 während eines Gastaufenthalts in der Gruppe von Prof. W. Gawlik an der Jagiellonen-Universität in Krakau / Polen.
3. T. Scholtes, “The Optically Pumped Magnetometer - Experiments and Simulations”, am 16.12.2014 im Seminar der Arbeitsgruppe Theoretische Atomphysik am Helmholtz-Institut Jena und dem Theoretisch-Physikalischen Institut der FSU Jena in Jena.