

Fortgeschrittenen-Praktikum LA SS 15

Optisches Pumpen

Pirmin Hofmeier, Simon Gerstner

28.09 - 9.10.2015

1 Kurzzusammenfassung

Im ersten Versuchsteil sollte die Hyperfeinstruktur ^{85}Rb und ^{87}Rb untersucht werden. Dabei wurde die Methode des optischen Pumpens angewendet. Damit konnten wir sechs Hyperfeinstrukturübergänge identifizieren, dabei stimmten die meisten Peaks mit den theoretischen Werten innerhalb drei Standardabweichungen überein.

Anschließend wurde mithilfe der Doppelresonanzmethode, bei der neben dem optischen Pumpen noch radiofrequente Dipolstrahlung eingesetzt wird, der Kernspin der Rubidiumisotope und die Komponenten des Erdmagnetfeldes vermessen. Der Kernspin von ^{85}Rb und ^{87}Rb konnte zu $2,504 \pm 0,006$ beziehungsweise $1,498 \pm 0,004$ bestimmt werden. Diese Ergebnisse decken sich sehr gut mit den theoretischen Werten.

Der nächste Versuchsteil bestand darin die Spinpräzession der polarisierten Rubidiumatome im resultierenden äußeren Magnetfeld aufzunehmen. Durch die Präzessionsfrequenz ließ sich das resultierende äußere Magnetfeld zu $B_{Res} = (41,2 \pm 0,3)\mu\text{T}$ bestimmen.

Schlussendlich wurde noch die Relaxationszeit der zuvor polarisierten Rubidiumatome bestimmt. Dies geschah mit der Methode nach Dehmelt durch Umpolung eines angelegten Magnetfeldes und der Methode nach Franzen durch Unterbrechung des Pumpvorganges mit einer Chopperscheibe. Wir erhielten für die Relaxationszeiten $T_{RD} = (10,7 \pm 0,7)\text{ms}$ und $T_{RF} = (1,6 \pm 0,9)\text{ms}$.

Inhaltsverzeichnis

1 Kurzzusammenfassung	1
2 Aufgabenstellung	4
3 Theoretische Grundlagen	5
3.1 Feinstruktur und Hyperfeinstrukturaufspaltung von Atomen	5
3.1.1 Feinstruktur	5
3.1.2 Spin und magnetisches Moment des Kerns	6
3.1.3 Hyperfeinstruktur	7
3.1.4 Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinstruktur	9
3.2 Strahlungsübergänge	12
3.3 Optisches Pumpen	15
3.4 Relaxationsprozesse	16
3.4.1 Mathematische Beschreibung des Pump- und Relaxationsvorgangs	16
3.5 Doppelresonanz	18
3.6 Spinpräzession der Rubidiumatome	18
3.7 Fabry-Perot-Etalon	19
4 Versuchsaufbau	20
4.1 Verwendete Geräte	21
4.1.1 Laserdiode	21
4.1.2 Das Etalon	22
4.1.3 Neutralfilter	22
4.1.4 $\lambda/4$ -Plättchen	22
4.1.5 Helmholtzspulen	23
4.1.6 Rubidiumzelle	23
5 Durchführung und Auswertung	24
5.1 Kennlinie der Laserdiode	24
5.1.1 Durchführung	24
5.1.2 Auswertung	24
5.2 Etalonkalibration	27
5.2.1 Durchführung	27
5.2.2 Auswertung	27
5.3 Hyperfeinstrukturspektrum	30
5.3.1 Durchführung	30
5.3.2 Auswertung	31
5.4 Bestimmung des Kernspins mit der Doppelresonanzmethode	40
5.4.1 Durchführung	40
5.4.2 Auswertung	43
5.5 Spinpräzession im Erdmagnetfeld	46

5.5.1	Durchführung	46
5.5.2	Auswertung	48
5.6	Bestimmung der Relaxationszeit nach Dehmelt	52
5.6.1	Durchführung	52
5.6.2	Auswertung	54
5.7	Bestimmung der Relaxationszeit nach Franzen	59
5.7.1	Durchführung	59
5.7.2	Auswertung	60
6	Zusammenfassung und Diskussion	65
7	Anhang	67
7.1	Abbildungen der zusätzlichen Fits und Messwerten	67
7.1.1	Etalon	67
7.1.2	Hyperfeinstruktur	69
7.1.3	Spinpräzession	72
7.1.4	Relaxationszeit nach Dehmelt	73
7.1.5	Relaxationszeit nach Franzen	77
7.1.6	Relaxationszeit nach Franzen	78
7.2	Messprotokoll	78
8	Quellen und Bildquellen	99

2 Aufgabenstellung

Im Versuch optisches Pumpen sind die folgenden Aufgaben zu erledigen:

1. Aufnehmen des Hyperfeinstrukturspektrums des Überganges vom $^2S_{1/2}$ in den $^2P_{1/2}$ Zustand der Rubidiumisotope ^{85}Rb und ^{87}Rb .
2. Durch gleichzeitiges Einstrahlen von rechtszirkular polarisiertem Licht und Radiowellen (Doppelresonanz) wird der Kernspin der beiden Rubidiumisotope bestimmt.
3. Bestimmung der horizontal und vertikal Komponente des Erdmagnetfeldes mit der Doppelresonanzmethode.
4. Mithilfe der Bestimmung der Spinnpräzession der im Magnetfeld polarisierten Atome werden die äußeren magnetischen Felder bestimmt.
5. Bestimmung der Relaxationszeit nach
 - (a) Dehmelt
 - (b) Franzen

3 Theoretische Grundlagen

Das zentrale Verfahren des Versuchs ist das Optische Pumpen. Dies dient als Grundlage, um die Hyperfeinstruktur und den Kernspin der Rubidumisotope zu bestimmen. Des weiteren werden die äußeren Magnetfelder und die Relaxationszeiten mithilfe des Optischen Pumpens bestimmt. Daher soll im Folgenden das Prinzip des Optischen Pumpens, sowie die im Versuch benötigten theoretischen Grundlagen, wie die Hyperfeinstrukturaufspaltung beschrieben werden.

3.1 Feinstruktur und Hyperfeinstrukturaufspaltung von Atomen

Im Bohrschen Atommodell befinden sich die Elektronen eines Atoms auf diskreten Energieniveaus. Dies lässt sich klassisch durch Bewegung der Elektronen auf Kreisbahnen im Coulombpotential um den Atomkern beschreiben. Die Elektronen können dabei ihren Zustand wechseln. Dabei finden verschiedene Strahlungsübergänge statt (vgl. Kapitel (3.2)). Dadurch kommt es zu charakteristischen Spektrallinien der verschiedenen Atome. Bei hoher spektraler Auflösung können somit sogar die Spektrallinien der Übergänge zwischen Hyperfeinniveaus analysiert werden.

3.1.1 Feinstruktur

Im semiklassischen Modell bewegen sich die Elektronen auf Bahnen um den Atomkern. Dadurch besitzt jedes Elektron einen Bahndrehimpuls \vec{l}_i . Diese Bahndrehimpulse sind gequantelt und können nur ganzzahlige Vielfache von \hbar annehmen. Zusätzlich besitzt jedes Elektron betragsmäßig einen Spin von $\frac{1}{2}\hbar$. Damit ergibt sich der Gesamtdrehimpuls \vec{j} durch vektorielle Addition:

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s} \quad (3.1.1)$$

Für den Gesamtdrehimpuls gilt:

$$|l - s| \leq j \leq l + s \quad (3.1.2)$$

Legt man ein äußeres Magnetfeld entlang einer festgelegten Achse (z-Achse) an spaltet sich \vec{j} in Unterniveaus auf. Für die möglichen Einstellungen des Drehimpulses bezüglich dieser Quantisierungsachse gilt:

$$-j \leq m_j \leq j \quad (3.1.3)$$

Aufgrund der Ladung des Elektrons ist mit diesem Gesamtdrehimpuls ein magnetisches Moment verbunden:

$$\vec{\mu}_j = \vec{\mu}_l + \vec{\mu}_s = -\frac{\mu_B}{\hbar} \cdot (g_s \vec{s} + g_l \vec{l}) \quad (3.1.4)$$

Dabei ist $g_s \simeq 2$ der Landesche g-Faktor des Elektrons, $g_l = 1$ und $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_0}$ das Bohrsche Magneton.

Betrachtet man ein Vielelektronensystem, wie das im Versuch vorliegende Rubidium, koppeln in den meisten Fällen die Elektronenspins zu einer Gesamtspin \vec{S} und die Bahndrehimpulse zu

einem Gesamtbahndrehimpuls \vec{L} wie folgt:

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^N \vec{l}_i \quad \text{und} \quad \vec{S} = \sum_{i=1}^N \vec{s}_i \quad (3.1.5)$$

wobei N die Anzahl der Elektronen ist. Der Gesamtdrehimpuls $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ liefert ebenfalls ein magnetisches Moment:

$$\mu_J = -\frac{\mu_B}{\hbar} g_J \vec{J} \quad (3.1.6)$$

Dabei ist g_J der Landesche g-Faktor der sich wie folgt berechnen lässt:

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (3.1.7)$$

Die Wechselwirkung zwischen den magnetischen Eigenmoment μ_S und dem Feld der Hülle \vec{B}_L (Abbildung (3.1)) liefert den Energieterm der Feinstruktur [Bau97]:

$$E_{FS} = -\mu_S \cdot \vec{B}_L \quad (3.1.8)$$

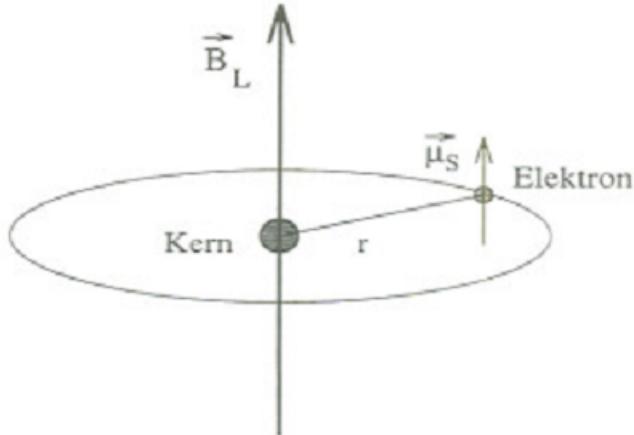


Abbildung 3.1: Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Moment μ_S und dem Feld der Bahnbewegung \vec{B}_L [Bau97].

Da Rubidium ein Alkalimetall ist, besitzt es nur ein Valenzelektron und kann daher als ein Ein-Elektronensystem angesehen werden. Grund dafür ist, dass der Gesamtdrehimpuls abgeschlossener Schalen identisch null ist. Der Grundzustand des Rubidiums ist der $5s\ ^2S_{\frac{1}{2}}$ Zustand. Für die Quantenzahlen gilt daher $S=\frac{1}{2}$, $L=0$, $J=\frac{1}{2}$. Der erste angeregte Zustand ist $5s\ ^2P_{\frac{1}{2}}$. Für die Quantenzahlen gilt im angeregten Zustand $S=\frac{1}{2}$, $L=1$, und $J=\frac{1}{2}$. Beim Übergang zwischen diesen beiden Zuständen kommt es zur Absorption. Man spricht von der D1-Linie.

3.1.2 Spin und magnetisches Moment des Kerns

Kerne bestehen aus Nukleonen. Diese besitzen einen Spin von $\frac{1}{2}$ und bewegen sich auf Bahnen im Kern. Sie besitzen daher einen Bahndrehimpuls. Daraus ergibt sich ein resultierender

Drehimpuls für welchen gilt

$$|\vec{I}| = \sqrt{I(I+1)} \cdot \hbar \quad (3.1.9)$$

Er nimmt ganzzahlige und halbzahlige Werte zwischen 0 und $\frac{15}{2}$ an. Erfolgt durch Anlegen eines Magnetfeldes eine Projektion auf eine Quantisierungsachse so erhält man die Quantenzahlen:

$$m_I = -I, -I+1, \dots, I-1, I \quad (3.1.10)$$

Der Drehimpuls der Kerne bewirkt wieder ein magnetisches Moment, für dieses gilt:

$$\mu_I = \gamma \cdot \vec{I} \quad (3.1.11)$$

Dabei ist γ das gyromagnetische Verhältnis:

$$\gamma = \frac{g_I \mu_K}{\hbar} \cdot \vec{I} \quad (3.1.12)$$

Der g-Faktor g_I für den Kern ist laut [Bau97] noch nicht aus anderen Quantenzahlen berechenbar und μ_K ist das magnetische Moment des Kerns:

$$\mu_K = \frac{e\hbar}{2m_P} = 5,05077866 \cdot 10^{-27} \text{ Am}^2 \quad (3.1.13)$$

Wird die z-Achse als Quantisierungsachse gewählt, gilt:

$$\mu_{I_z} = \gamma(\vec{I})_z = \gamma m_I \hbar = g_I \mu_K m_I \quad (3.1.14)$$

3.1.3 Hyperfeinstruktur

Analog zur Kopplung zwischen \vec{L} und \vec{S} bei der Feinstruktur koppelt nun der Gesamtdrehimpulsvektor der Elektronen \vec{J} mit dem Kernspin \vec{I} :

$$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I} \quad (3.1.15)$$

Dies ist in Abbildung (3.2) dargestellt. Für F gilt $|I - J| \leq F \leq I + J$.

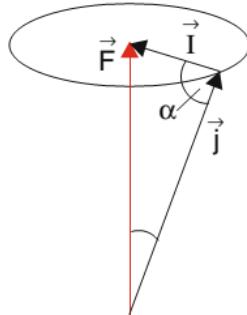


Abbildung 3.2: Kopplung zwischen Kernspin \vec{I} und Gesamtdrehimpuls der Elektronen \vec{J} [Dem10].

Die Hyperfeinwechselwirkung führt zu einer zusätzlichen Energieaufspaltung (Abbildung (3.3)):

$$E_{HFS} = -\vec{\mu}_I \cdot \vec{B}_J = |\vec{\mu}_I| B_J \cos(\vec{\mu}_I, \vec{B}_J) \quad (3.1.16)$$

wobei B_J das von der Elektronenhülle am Kernort erzeugte Magnetfeld ist.

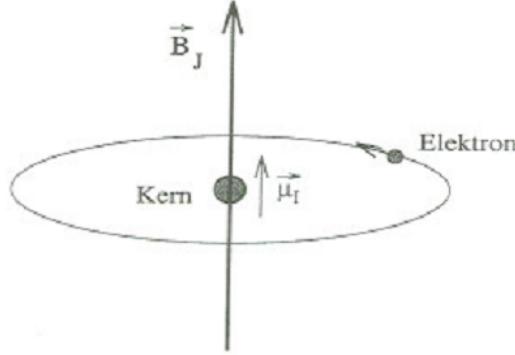


Abbildung 3.3: Wechselwirkung des magnetischen Eigenmoments μ_I der Kernes mit dem magnetischen Feld der Elektronenhülle \vec{B}_J [Bau97].

Da $\vec{\mu}_I$ und \vec{I} parallel sind, \vec{J} und \vec{B}_J jedoch anti parallel sind und mit Gleichung (3.1.9),(3.1.11) sowie (3.1.12) kann Gleichung (3.1.16) geschrieben werden als:

$$E_{HFS} = g_I \mu_K \sqrt{I(I+1)} \cdot B_J \cdot \cos(\vec{I}, \vec{J}) \quad (3.1.17)$$

Mit Hilfe des Cosinussatzes $|\vec{F}^2| = |\vec{I}^2| + |\vec{J}^2| - |\vec{I}||\vec{J}| \cos(\vec{I}, \vec{J})$ und unter Verwendung der Drehimpulsrelation $|\vec{F}| = \hbar \sqrt{F(F+1)}$ erhält man:

$$\cos(\vec{I}, \vec{J}) = -\frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2\sqrt{I(I+1)J(J+1)}} \quad (3.1.18)$$

Setzt man dies in Gleichung (3.1.17) ein so erhält man die Energieverschiebung eines Hyperfeinstrukturterms zum Energieniveu der Feinstruktur [Bau97]:

$$\Delta E_{HFS} = \frac{1}{2} \frac{g_I \mu_k B_J}{\sqrt{J(J+1)}} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \quad (3.1.19)$$

Die Intervallkonstante A wird dabei definiert als:

$$A := \frac{g_I \mu_k B_J}{\sqrt{J(J+1)}} \quad (3.1.20)$$

Experimentell lässt sich die Intervallkonstante bestimmen durch

$$A = \frac{\Delta \nu h}{F+1} \quad (3.1.21)$$

Nun kann der Abstand der Energieterme der Quantenzahlen F und F+1 mit

$$\Delta E_{\Delta F=1}(F) = \Delta E_{HFS}(F+1) - \Delta E_{HFS}(F) = A(F+1) \quad (3.1.22)$$

ermittelt werden. In der folgenden Tabelle sind die erwarteten Werte für die Intervallkonstante A dargestellt:

Zustand des Isotops	A [10^{-6} eV]
$^{85}\text{Rb } ^2\text{S}_{\frac{1}{2}}$	4,185 (1011,9 mHz)
$^{85}\text{Rb } ^2\text{P}_{\frac{1}{2}}$	0,499 (120,7 mHz)
$^{87}\text{Rb } ^2\text{S}_{\frac{1}{2}}$	14,13 (3417,3 mHz)
$^{87}\text{Rb } ^2\text{P}_{\frac{1}{2}}$	1,692 (409,1 mHz)

Tabelle 3.1: Intervallkonstanten für Rubidium, die Werte in Klammern geben die Intervallkonstante A in Frequenzeinheiten an [Bau97]

Durch die später noch genauer dargestellten Auswahlregeln für optische Übergänge ($\Delta F = 0, \pm 1$) gibt es pro Isotop vier Übergänge zwischen den Hyperfeinstrukturniveaus.

3.1.4 Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinstruktur

Legt man ein äußeres Magnetfeld an (im Folgenden immer in z-Richtung), welches das Ensemble an Rubidiumatomen umgibt, wird die Hyperfeinstruktur in $2F+1$ Niveaus aufgespalten. Diese Projektion auf die z-Achse hebt die Entartung der Hyperfeinstruktturniveaus auf und man erhält die quantisierte Projektion $m_F = -F, -F + 1, \dots, F - 1, F$. Hierbei spricht man vom Zeeman-Effekt, wenn die Kopplung zwischen Kernspin \vec{I} und Gesamtdrehimpuls der Elektronen \vec{J} beim Anlegen des Magnetfeldes erhalten bleibt (Abbildung (3.4)). Dies gilt wenn die Bedingung:

$$g_J \mu_B B_0 \ll A \quad (3.1.23)$$

erfüllt ist. In unserem Versuch ist dies der Fall. Gilt dies nicht, kommt es also zur Entkopplung der Kernspins und des Gesamtdrehimpulses der Elektronen, spricht man vom Paschen-Back-Effekt.

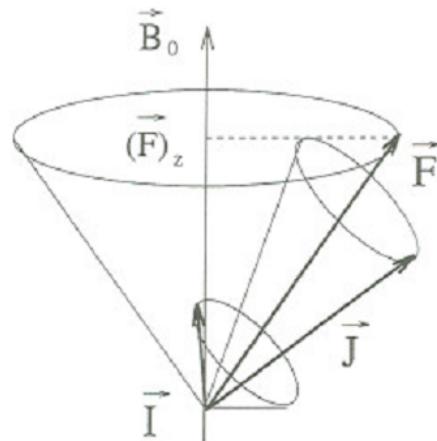


Abbildung 3.4: Zeeman-Effekt der Hyperfeinstruktur: Der Gesamtdrehimpuls \vec{F} setzt sich aus \vec{I} und \vec{J} zusammen. Durch anlegen des äußeren Feldes B_0 gibt es gequantele Einstellmöglichkeiten [Bau97]

Führt man eine zeitliche Mittlung über die rasche Präzession von \vec{I} und \vec{J} durch ergibt sich für die Energie der Zeemanaufspaltung:

$$E_B^{HFS} = -\mu_F \vec{\mu}_F \cdot \vec{B}_0 \quad (3.1.24)$$

wobei B_0 das äußere Magnetfeld und $\vec{\mu}_F = \vec{\mu}_J + \vec{\mu}_I$ ist. Mithilfe von Störungsrechnung [Bau97] erhält man daraus:

$$E_B^{HFS} = g_F \mu_B B_0 m_F \quad (3.1.25)$$

mit dem Landeschen g-Faktor g_F . Dieser lässt sich für unser Experiment aufgrund den beiden Möglichkeiten $F = I \pm \frac{1}{2}$ mit

$$g_F \left(F = I \pm \frac{1}{2} \right) = \pm \frac{g_J}{2 \left(I + \frac{1}{2} \right)} \quad (3.1.26)$$

berechnen. Für den Energieabstand zweier Zeeman-Niveaus ergibt sich daraus:

$$\Delta E_B^{HFS} (\Delta m_F = 1) = \nu h = \frac{g_J \mu_B B_0}{2 \left(I + \frac{1}{2} \right)} \quad (3.1.27)$$

Diese Aufspaltung der Energieniveaus für die beiden Isotope ^{85}Rb und ^{87}Rb ist in Abbildung (3.5) und (3.6) dargestellt.

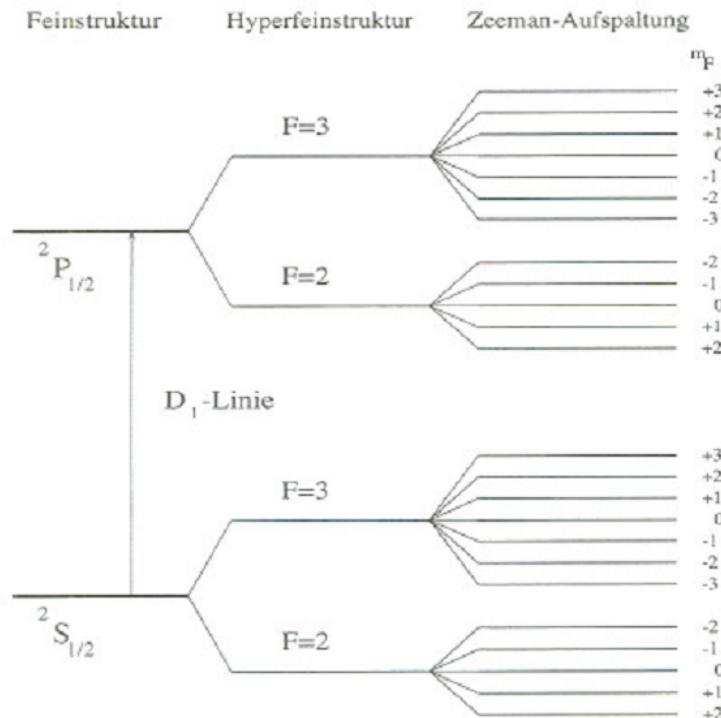


Abbildung 3.5: Zeemanaufspaltung der Hyperfeinstruktur von ^{85}Rb beim Übergang vom $^2S_{\frac{1}{2}}$ in den $^2P_{\frac{1}{2}}$ Zustand [Bau97]

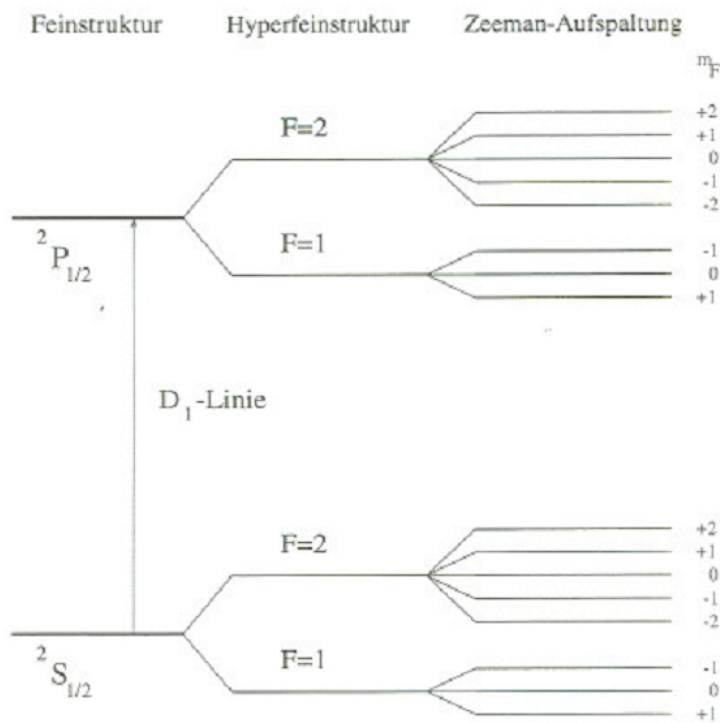


Abbildung 3.6: Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinstruktur von ^{87}Rb beim Übergang vom $^2\text{S}_{\frac{1}{2}}$ in den $^2\text{P}_{\frac{1}{2}}$ Zustand [Bau97]

3.2 Strahlungsübergänge

Es gibt drei verschiedene Wechselwirkungsprozesse zwischen elektromagnetischen Wellen und quantenmechanische Systemen wie den vorliegenden Rubidiumatomen. Man unterscheidet zwischen induzierter Absorption, induzierter Emission und spontaner Emission.

Spontane Emission

Befindet sich ein Teil der Atome im angeregten Zustand $|2\rangle$ dann können diese ohne äußeren Einfluss in einen energetisch tiefer liegenden Zustand oder in den Grundzustand $|1\rangle$ zurückkehren. Dabei wird ein Photon mit der Frequenz ν emittiert, dessen Polarisations- und Emissionsrichtung zufällig ist. Dabei gilt für die Frequenz des emittierten Photons:

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (3.2.1)$$

Induzierte Emission

Bei der induzierten Emission findet analog wie bei der spontanen Emission ein Übergang des Atoms von Zustand $|2\rangle$ in Zustand $|1\rangle$ unter Emission eines Photons mit Frequenz ν (Gleichung (3.2.1)) statt. Der Grund für die Emission ist hierbei jedoch die Anregung durch ein äußeres Strahlungsfeld.

Induzierte Absorption

Befindet sich ein Atom in Zustand $|1\rangle$ so kann es durch Absorption eines Photons der passenden Frequenz (Gleichung (3.2.1)) in Zustand $|2\rangle$ gelangen. Dabei müssen Photonen dieser passenden Frequenz eingestrahlt werden. In Abbildung (3.7) sind die drei Strahlungsübergänge dargestellt.

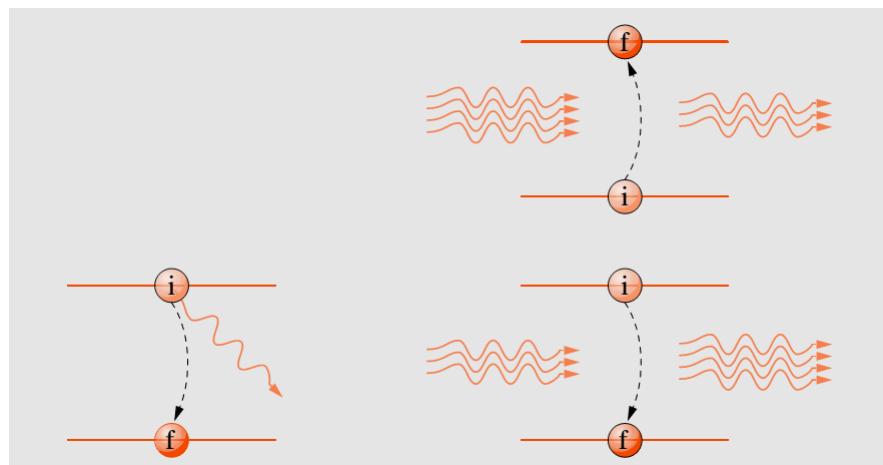


Abbildung 3.7: Links unten: spontane Emission vom angeregten Zustand $|2\rangle$ in den Grundzustand oder energetisch tieferen Zustand $|1\rangle$. Dabei steht f für den Zustand nach der Wechselwirkung mit elektromagnetischen Wellen und i für den Zustand vor der Wechselwirkung. Rechts unten induzierte Emission und rechts oben induzierte Absorption [Mes15]

Breite von Spektrallinien

Wie in oben unter „spontanen Emission“ beschrieben ist, wird beim Übergang in einen energetisch tieferen Zustand ein Photon der Wellenlänge ν emittiert. Nimmt man ein Spektrum auf, so kann eine Linie nur mit einer beschränkten Genauigkeit $\Delta\nu$ bestimmt werden. Die Ursachen hierfür sollen an dieser Stelle kurz angeführt werden.

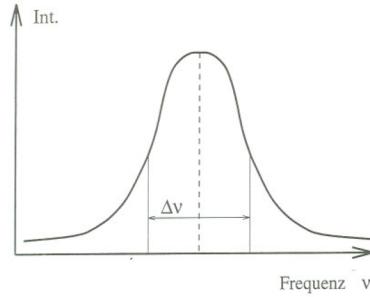


Abbildung 3.8: Breite einer Spektrallinie (Halbwertsbreite $\Delta\nu$). [Bau97]

1. Dopplerverbreiterung

Eine Relativbewegung der Atome gegenüber dem Beobachter, führt zur Messung einer verschiedenen Frequenz, welche durch den Dopplereffekt begründet und bestimmt werden kann.

Nimmt man wie in [Bau97] eine Maxwell-Verteilung für die Geschwindigkeiten der Rubidium Atome an, so kommt man schlussendlich zu einer Dopplerverbreiterung von:

$$\Delta\nu_{1/2}^D = \sqrt{\frac{8kT \cdot \ln(2)}{c^2 m}} \nu_0 \quad (3.2.2)$$

Um eine Vorstellung für die Größenordnung dieses Terms zu bekommen, wurde der Verlauf in der folgenden Abbildung für $\nu_0=3,77 \cdot 10^{14}$ (D1-Linie) im Bereich von T=20°C bis T=50°C dargestellt.

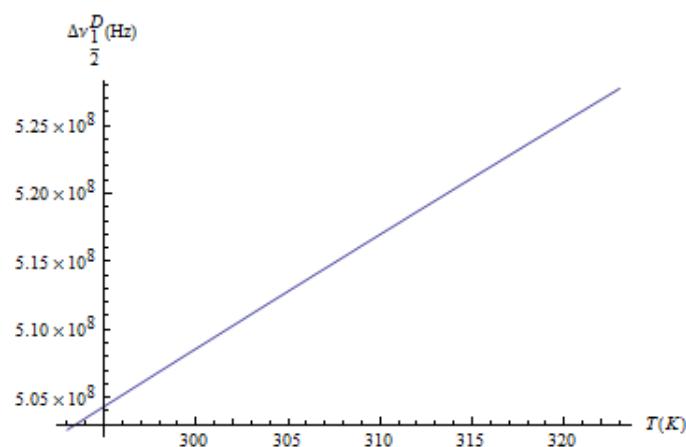


Abbildung 3.9: Dopplerverbreiterung um die D1-Linie im Bereich zwischen 20°C und 50°C

Eine Linienverbreiterung dieser Größenordnung würde jedoch dazu führen, dass wir die in Kapitel (5.3) aufgenommene Hyperfeinstruktur gar nicht auflösen könnten, da die Dopplerverbreiterung auch bei der induzierten Absorbtion eine Rolle spielt. Betrachtet man eben dort die Breite

der Absorptionspeaks, so stellt man fest, dass diese kleiner ausfallen, als die oben dargestellte Dopplerverbreiterung. Dies lässt sich durch den **Dicke-Effekt** [DIC52] begründen, der besagt, dass in einem begrenzten Gasvolumen mit einer mittleren freien Weglänge L , die klein gegenüber der Wellenlänge λ ist, sich die tatsächliche Linienbreite um einen Faktor $2,8 \cdot \frac{L}{\lambda}$ gegenüber der erwarteten Linienbreite aufgrund der Dopplerverbreiterung verringert. Dieser Befund begründet, warum es uns möglich ist, das Hyperfeinstrukturspektrum aufzulösen.

2. Druckverbreiterung

Elastische Stöße unter den Atomen stören die relative Phase der atomaren Oszillationen bezüglich des eingestrahlten Lichtes wodurch sich nach [Bau97] eine abgeschätzte Linienbreite von $\Delta\nu_{1/2}^P [GHz] = (0,3 - 2,5) \cdot p [bar]$ ergibt.

3. Natürliche Linienbreite

Nach der Heisenbergschen Unschärferelation $\Delta E \Delta t \approx \hbar$ kann eine gewisse Linienbreite nicht unterschritten werden. Bei einem Zustand mit Lebensdauer τ , beläuft sich die natürliche Linienbreite auf $\Delta\nu = (2\pi\tau)^{-1}$. Nach [Bau97] beläuft sich diese Breite im Experiment auf $\Delta\nu_0 \approx 10^7 Hz$.

3.3 Optisches Pumpen

Beim optischen Pumpen wird der Zustand eines Rubidiumatoms durch Einstrahlen von Licht verändert. Dabei sind Zustandsänderungen nur unter Beachtung der Auswahlregeln möglich. Bei Einstrahlung von Licht und der damit verursachten Veränderung des Zustandes muss für die Quantenzahlen gelten:

$$\begin{aligned}\Delta F &= 0, \pm 1 (\text{nicht von } F = 0 \text{ nach } F = 0) \\ \Delta m_F &= 0, \pm 1\end{aligned}\tag{3.3.1}$$

Dabei gibt es Unterschiede in der Veränderung der Quantenzahlen je nach dem welche Polarisation das eingestrahlte Licht hat. Wird rechtszirkular polarisiertes Licht (σ^+ -Licht) eingestrahlt gilt $\Delta m_F = +1$. Bei linkszirkular polarisiertem Licht (σ^- -Licht) gilt hingegen $\Delta m_F = -1$ und bei linear polarisierter Licht kommt es zu keiner Änderung von m_F ($\Delta m_F = 0$) beim Übergang des Atoms in einen anderen Zustand.

Im Versuch werden die Rubidiumisotope durch σ^+ -Licht angeregt. Dadurch ändert sich beim Übergang vom $^2S_{\frac{1}{2}}$ Zustand in den $^2P_{\frac{1}{2}}$ Zustand die Quantenzahl m_F um +1. Vom angeregten $^2P_{\frac{1}{2}}$ kann das Atom durch spontane Emission in den Grundzustand $^2S_{\frac{1}{2}}$ zurückfallen. Dabei ändert sich m_F um 0,+1 oder -1. Nun befindet sich das Atom im Grundzustand und es kann erneut gepumpt werden. Tendenziell bewegen sich die Atome also in einen Zustand mit der größtmöglichen Quantenzahl m_F . Bei Rubidiumisotop ^{87}Rb ist dies der Fall für $m_F=2$. Befindet sich nun ein Atom im $^2S_{\frac{1}{2}}$ Zustand mit $m_F=2$ kann dieser Zustand nicht mehr verlassen werden. Grund dafür ist, dass es nicht mehr möglich ist m_F um eins durch das rechtszirkular polarisierte Licht zu erhöhen und sich das Atom zusätzlich im Grundzustand befindet, so dass keine spontane Emission möglich ist. Eine Änderung der Zustands ist nun nur durch Relaxationsprozesse möglich (Vgl. (3.4)). Daher werden alle anderen Zeeman-Niveaus leer gepumpt und der Zustand $^2S_{\frac{1}{2}}, F=2, m_F=2$ ist stark besetzt. Dieser Vorgang ist in Abbildung (3.10)dargestellt.

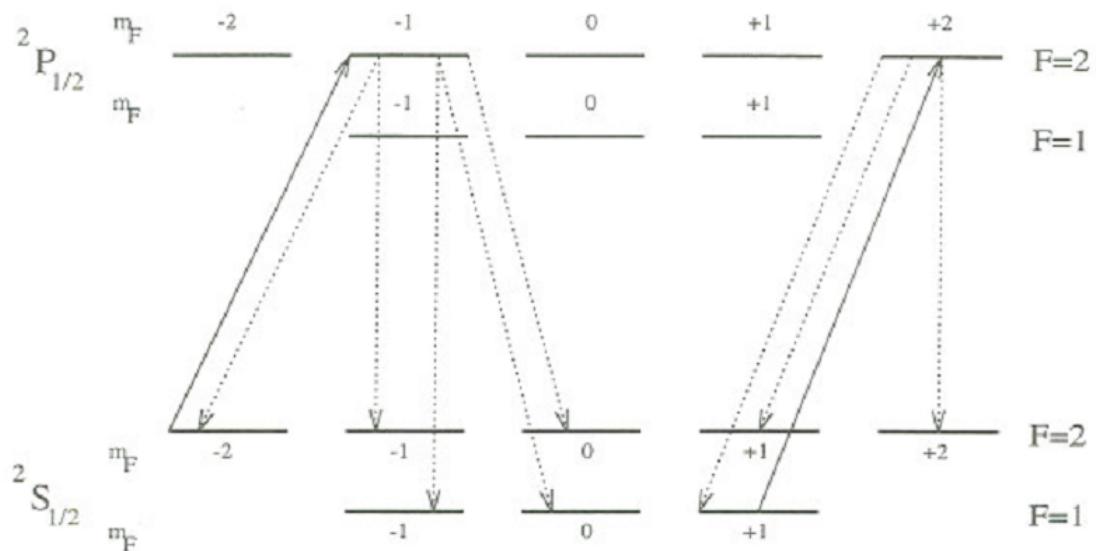


Abbildung 3.10: Polarisationsschema des ^{87}Rb Isotops bei Bestrahlung mit σ^+ Licht [Bau97]

3.4 Relaxationsprozesse

Durch optisches Pumpen können theoretisch alle Atome in eine Zustand gebracht werden. In Experiment wird jedoch nach einiger Zeit ein dynamisches Gleichgewicht festgestellt. Grund dafür sind Relaxationsprozesse, welche dem optischen Pumpen entgegenwirken. Die Hauptursache der Relaxationsprozesse sind verschiedene Stöße, die die Rubidiumatome durchführen. Diese Stöße geschehen mit der Wand der Rubidiumzelle, mit dem Puffergas und zwischen den Rubidiumatomen. Im Folgenden werden diese Stoßprozesse auch mit Diffusion zur Wand, Depolarisation durch Puffergasstöße und Relaxation durch Spinnaustausch bezeichnet [Bau97]. Bei der Diffusion zur Wand wirken auf die Rubidiumatome starke lokale elektrische und magnetische Felder. Diese werden durch die Ionen der Wand verursacht. Dadurch wird die Ausrichtung in einem äußeren magnetischen Feld vollständig zerstört. Es kommt zur Abnahme der Polarisierung des Ensembles von Rubidiumatomen.

Um diesen Effekt zu verringern, wird ein Puffergas in der Zelle benötigt. Ohne dieses Puffergas wäre die mittlere Flugzeit der Rubidiumatome zu klein, um durch optisches Pumpen eine Polarisierung zu erreichen. Die Rubidiumzelle ist daher mit dem Edelgas Krypton gefüllt. Durch die Gasfüllung wird die Relaxationszeit erhöht, da die Edelgasatome bei Stoß mit den polarisierten Rubidiumatomen nur selten deren Orientierung zerstören. Dies lässt sich durch die kugelsymmetrischen Wellenfunktionen der Krypton und Rubidiumatome im Grundzustand erklären. Dadurch kann nämlich nur schwache magnetische Dipol-Dipol Wechselwirkung oder Spin-Bahn Wechselwirkung stattfinden.

Bei der Relaxation durch Spinnaustausch tauschen die Valenzelektronen zweier am Stoß beteiligten Rubidiumatome ihren Spin. Dabei wird die Polarisierung des Elektronenspins beibehalten, jedoch werden der Gesamtdrehimpuls der Elektronen J und der Kernspin I entkoppelt. Dies führt zu einen Besetzungsausgleich zwischen den Hyperfeinniveaus.

3.4.1 Mathematische Beschreibung des Pump- und Relaxationsvorgangs

Nun soll der Prozess des Pumpens und gleichzeitigen Relaxieren des Systems mathematisch beschrieben werden. Die folgende Kurzdarstellung orientiert sich an der ausführlichen Herleitung in [Bau 97].

Ein Ensemble von Rubidiumatomen wird durch rechtszirkular polarisiertes Licht gepumpt. Außerdem liegt ein äußeres Magnetfeld an. Sei $n = N_+ - N_-$ die Differenz der Besetzungszahlen zweier Grundzustände der Rubidiumatome. Für die zeitliche Änderung dieser Differenz durch Pumpvorgänge gilt die folgende Differentialgleichung:

$$\left(\frac{dn}{dt} \right)_{\text{Pump}} = \frac{N - n}{T_P} \quad (3.4.1)$$

Wobei N die Gesamtzahl an Atomen und

$$T_P = \frac{1}{aI} \quad (3.4.2)$$

die Pumpzeit ist. Dabei beschreibt I die Intensität des eingestrahlten Lichts und a eine Proportionalitätskonstante. Ebenfalls lässt sich der Relaxationsvorgang durch eine Differentialglei-

chung beschreiben. Hierfür gilt:

$$\left(\frac{dn}{dt} \right)_{Relax} = -\frac{n}{T_R} \quad (3.4.3)$$

Hierbei beschreibt T_R die Relaxationszeit. Theoretisch lässt sich dieser Wert ohne Berücksichtigung des Spinaustausches aus den geometrischen Beschaffenheiten der Zelle und Größen wie dem Druck des Puffergases berechnen. Dies wurde in [Bau97] durchgeführt und liefert:

$$T_{R_{Theo}} = 6,5 \text{ ms}$$

Aus den beiden Differentialgleichungen für den Pump- bzw. Relaxationsvorgang lässt sich eine Differentialgleichung für die Orientierung des Ensembles gewinnen.

$$\left(\frac{dn}{dt} \right)_{Orient} = \left(\frac{dn}{dt} \right)_{Pump} + \left(\frac{dn}{dt} \right)_{Relax} = \frac{N-n}{T_P} - \frac{n}{T_R} = \frac{N}{T_P} - \frac{n}{\tau} \quad (3.4.4)$$

Im letzten Schritt wird die Beziehung

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{T_P} + \frac{1}{T_R} \quad (3.4.5)$$

verwendet. τ beschreibt somit die Orientierungszeit. Die Differentialgleichung (3.4.4) lässt sich durch einen Exponentialansatz und dann durch Variation der Konstanten lösen. Durch Setzen von Anfangsbedingungen, wie dass das optische Pumpen aus einem Gleichgewichtszustand heraus beginnt erhält man schließlich die Lösung:

$$n(t) = n_{max} \cdot \left(1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \right) \quad (3.4.6)$$

hierbei beschreibt $n_{max} = \frac{N}{1+\frac{T_P}{T_R}}$ das Maximum der Differenz der Besetzungszahlen.

3.5 Doppelresonanz

Um den Kernspin der beiden Rubidiumisotope zu bestimmen wird zusätzlich zum rechtszirkular polarisiertem Licht des Lasers magnetische Dipolstrahlung mit einer Frequenz von $\nu \approx 500 \text{ kHz}$ eingestrahlt. Durch das optische Pumpen wird der Grundzustand mit den höchsten Quantenzahlen F, m_F immer stärker besetzt, bis ein dynamisches Gleichgewicht zwischen Relaxations- und Pumpvorgang vorliegt. Die Rubidiumzelle ist nun nahezu transparent. Durch Einstrahlen der radiofrequenten Dipolstrahlung können Übergänge zwischen den Zeemanniveaus induziert werden (Auswahlregeln hierfür: $\Delta F = 0, \Delta m_F = \pm 1$). Dabei muss die Frequenz der eingestrahlten RF-Quanten passend zum angelegten B-Feld sein. Ist dies der Fall, findet ein Übergang statt und es kann erneut optisch gepumpt werden, so dass ein Absorptionspeak sichtbar wird. Das Vorgehen ist also das Folgende: Die Frequenz ν der Dipolstrahlung bleibt konstant, während das B-Feld um einen konstanten Wert herum modelliert wird. Um den konstanten Wert exakt zu bestimmen, müssen die Absorptionspeaks äquidistant eingestellt werden. Dies ist der Fall, wenn der Nulldurchgang der Sinusmodulation des anliegenden B-Feldes zu einem Absorptionspeak führt. Da die durch das äußere Magnetfeld aufgespaltenen Zeeman-Niveaus in guter Näherung äquidistant liegen [Bau97] gilt für die Isotope im Grundzustand:

$$\Delta E_B(\Delta m_F = 1) = h\nu = \frac{\mu_B B}{I + \frac{1}{2}} \quad (3.5.1)$$

Durch Umstellen dieser Gleichung lässt sich der Kernspin I berechnen.

Das vertikale Magnetfeld wird dabei durch eine Spule kompensiert, so dass die Absorptionspeaks maximiert werden.

3.6 Spinpräzession der Rubidiumatome

Das Ensemble von Rubidumatomen wird durch optisches Pumpen in einem angelegten Magnetfeld polarisiert. Nun wird eine Komponente des angelegten Magnetfeldes schnell abgeschaltet. Dadurch führen die polarisierten Rubidiumatome eine Präzessionsbewegung um das verbleibende magnetische Feld \vec{B} aus (Vertikalkomponente des Erdmagnetfelds im Experiment), da sie ein Drehmoment erfahren. Dadurch folgt der Polarisationsvektor dieser Präzession, sodass die Zelle bei jedem Umlauf zwischen maximaler Transparenz und maximaler Absorption in z-Richtung wechselt [Bau97]. Damit lässt sich das vertikale Erdmagnetfeld mit

$$B_{vert}(Erde) = \frac{h}{g_F \mu_B} \cdot \nu_{osz} \quad (3.6.1)$$

berechnen [Bau97].

3.7 Fabry-Perot-Etalon

Im Experiment wird ein Fabry-Perot-Etalon eingesetzt, dessen Aufbau und Funktion in Kapitel (4.1.2) genauer beschrieben wird. Die zugrundeliegende Theorie eines Fabry-Perot-Interferometers, wird an dieser Stelle erwähnt.

Trifft ein Lichtstrahl unter dem Einfallswinkel α auf eine planparallele Platte, so wird das Licht an den Grenzflächen teilweise gebrochen und teilweise reflektiert. Wie in der folgenden Abbildung dargestellt ist, kann ein zunächst mehrfach reflektierter Teilstrahl (2) dennoch transmitieren und mit anderen Teilstrahlen (1) interferieren.

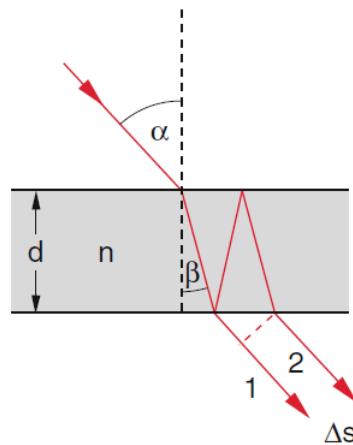


Abbildung 3.11: Veranschaulichung des Gangunterschiedes, an einer planparallelen durchsichtigen Platte, [Dem12,p.305]

Für den Gangunterschied Δs der beiden Teilstrahlen gilt nach [Dem12,p.305]:

$$\Delta s = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha)} \quad (3.7.1)$$

Damit ergibt sich für einen senkrechten Lichteinfall ($\alpha = 0$) eine Phasendifferenz ($\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta s$) von:

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi dn}{\lambda} \quad (3.7.2)$$

Für benachbarte Intensitätsmaxima ($\Delta\varphi = 2\pi$) und $\delta\lambda = \frac{c}{\delta\nu}$ folgt somit die Bedingung:

$$\delta\nu = \frac{c}{2nd} \quad (3.7.3)$$

Dabei spricht man von dem freien Spektralbereich $\delta\nu$ (im engl. free spectral range = FSR).

4 Versuchsaufbau

Die zentrale Komponente des Versuchs ist die mit Rubidium gefüllte Glaszelle. Die Halterung für diese Zelle befindet sich mittig im Versuch. Um die Glaszelle herum befinden sich vier Helmholtzspulenpaare. Zusätzlich ist ein fünftes Helmholtzspulenpaar direkt an der Rubidiumzelle befestigt. Das optische Pumpen wird durch einen Halbleiterlaser realisiert. Dessen Frequenz ist unter anderem temperaturabhängig, weshalb sich zur Temperaturregelung Peltierelemente um die Laserdiode befinden. Der Strahl wird durch die Linse 1 aufgeweitet und durch Linse 2 auf die Photodiode fokussiert. Diese liefert ein Spannungssignal das proportional zur Intensität des ankommenden Lichts ist, welches die Rubidiumzelle passiert hat. Das Signal der Photodiode gelangt über einen Verstärker zum Oszilloskop. An dieses Oszilloskop ist ein Computer zum Aufnehmen der Daten angeschlossen. Direkt an die Rubidiumzelle kann der vorhandene RF-Sender angeschlossen werden. Die Frequenz dieses RF-Senders kann mit dem Oszilloskop bestimmt werden. In den Strahlengang kann je nach Versuchsteil ein $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen, Neutralfilter, eine Chopperscheibe und das Etalon eingebaut werden. Zusätzlich kann durch zwei Netzteile der Strom durch die vier Helmholtzspulenpaare variiert werden. Außerdem steht ein Funktionengenerator, ein Sinusgenerator und ein Frequenzgenerator zur Lasermodulation zur Verfügung, die an die jeweiligen Komponente angeschlossen werden können. Die folgende Abbildung zeigt den schematischen Versuchsaufbau:

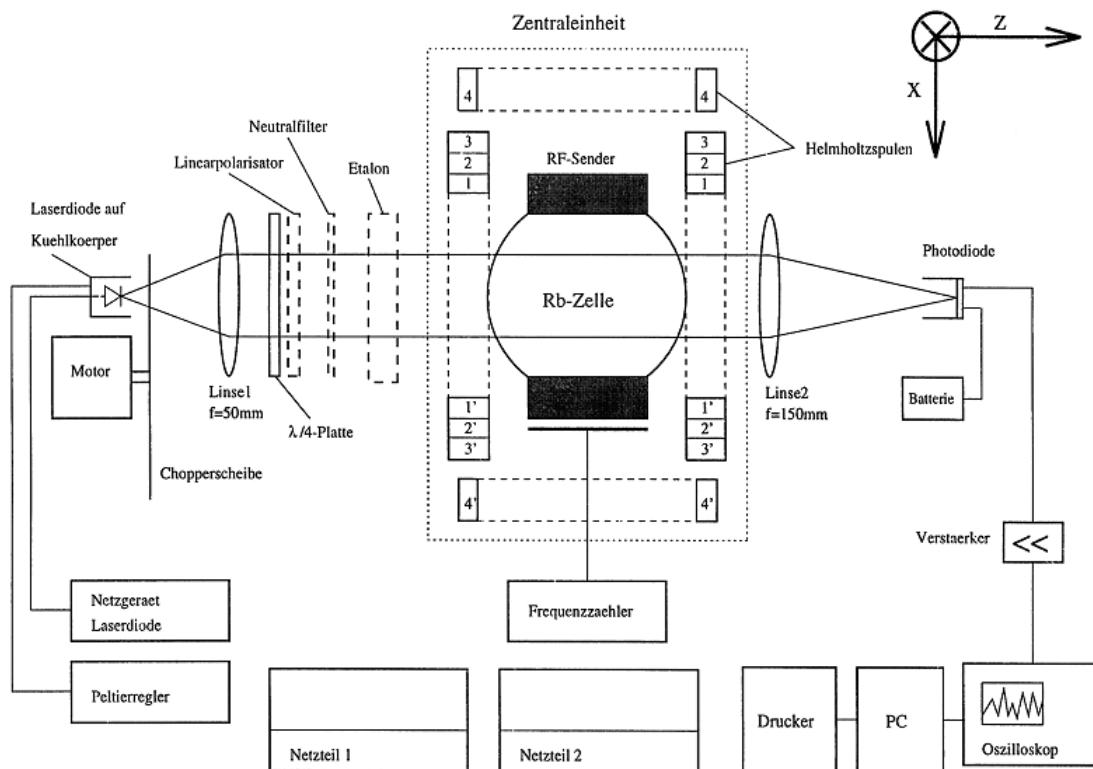


Abbildung 4.1: Schematische Zeichnung des Versuchsaufbaus [Köh11].

4.1 Verwendete Geräte

4.1.1 Laserdiode

Die im Experiment vorliegende Laserdiode ist ein Halbleiterlaser. Bei einem Halbleiterlaser wird als aktives Medium eine p-n Halbleiterdiode verwendet. An dieser Stelle werden wir die Theorie der Halbleiter nicht detailliert erklären und verweisen auf [Dem10]. Diese p-n Halbleiterdiode wird in Durchlassrichtung von einem Strom durchflossen. Im n-Teil herrscht ein Elektronenüberschuss im p-Teil befinden sich Löcher (d.h. es herrscht ein Elektronenmangel). Daher kommt es zu Elektronen-Loch-Rekombinationen, indem die Elektronen aus einem energetisch höheren Zustand des Leitungsbandes in den energetisch tieferen Zustand mit Elektronenmangel fallen. Bei dieser Rekombination werden Photonen emittiert. Dieser Vorgang ist in Abbildung (4.2) dargestellt. Diese werden beim Durchgang durch die p-n Schicht vervielfacht. Als Resonatorspiegel dienen die unbeschichteten Kristallendflächen.

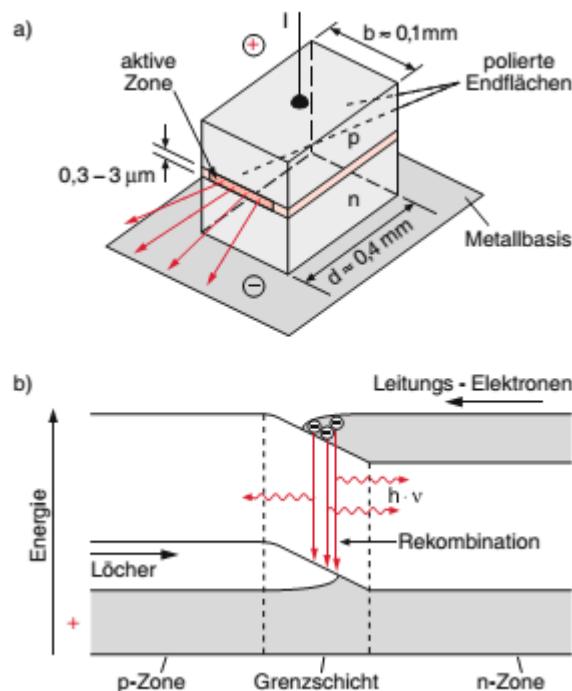


Abbildung 4.2: a): vereinfachter schematischer Aufbau und b): Energieniveauschema eines Halbleiterlasers [Dem10]

Die Laserdiode erzeugt linear polarisiertes Licht. Eine Besonderheit des Halbleiterlasers ist, dass die Frequenz durch Temperaturänderung oder durch Änderung des Diodenstroms durchstimmbar ist. Wichtig ist, dass der verwendete Frequenzbereich so gewählt wird, dass keine Modensprünge auftreten. Im Bereich von Modensprüngen ändert sich die Frequenz des Lasers nämlich nicht linear mit dem Diodenstrom.

4.1.2 Das Etalon

Im Versuch wird ein Etalon (Fabry-Perot-Etalon) verwendet, um den Zusammenhang zwischen der angelegten Diodenspannung und der Frequenz des Laserlichtes zu untersuchen. Das Etalon besteht aus einer planparallelen Glas- bzw. Quarzplatte mit aufgedampften Reflexionsschichten, wie in der folgenden Abbildung dargestellt.

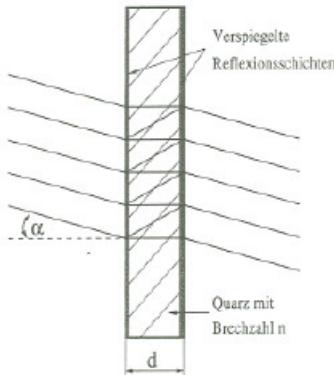


Abbildung 4.3: Schematischer Aufbau des verwendeten Etalon, [Bau97,p.52]

4.1.3 Neutralfilter

Die Neutralfilter verringern die Intensität des Laserlichts. Sie werden für die Bestimmung der Relaxationszeit nach Dehmelt benötigt. Der Abschwächungsgrad lässt sich dabei durch:

$$x = \log \left(\frac{I}{I_{ohne}} \right) \quad (4.1.1)$$

berechnen, wobei I_{ohne} die Intensität ohne eingebauten Neutralfilter ist.

4.1.4 $\lambda/4$ -Plättchen

Durch ein $\lambda/4$ -Plättchen kann zirkular polarisiertes Licht erzeugt werden. Am $\lambda/4$ -Plättchen kommt linear polarisiertes Licht der Laserdiode an. Dieses Licht erfährt zwischen der x-Richtung und der y-Richtung eine Phasenverschiebung. Dies liegt am unterschiedlichen Brechungsindex des $\lambda/4$ -Plättchens in x- bzw. y.Richtung. Die richtige Einstellung des $\lambda/4$ -Plättchens wird mit einem linear Polarisator überprüft.

4.1.5 Helmholtzspulen

Um die Halterung der Rubidiumzelle befinden sich vier Helmholtzspulenpaare. Die Helmholtzspulenpaare 1-3 erzeugen ein Magnetfeld, welches parallel zum Strahlengang ausgerichtet ist. Das Helmholtzspulenpaar Nr.4 erzeugt ein magnetisches Feld senkrecht zum Strahlengang. Die magnetische Induktion berechnet sich mit:

$$B = \mu_0 H = 0,7155 \mu_0 \frac{n}{d} I \quad (4.1.2)$$

Dabei ist n die Windungszahl und d der Abstand eines Spulenpaars. In der folgenden Abbildung (4.4) sind die später benötigten Werte der Spulen dargestellt.

Spulenpaar	n	d [m]	$\frac{B}{I}$ (theor.) [$\frac{\text{Vs}}{\text{Am}^2}$]	$\frac{B}{I}$ (gemessen) [$\frac{\text{Vs}}{\text{Am}^2}$]
1	80	0,09	$7,99 \cdot 10^{-4}$	$(7,99 \pm 0,01) \cdot 10^{-4}$
2	80	0,09	$7,99 \cdot 10^{-4}$	$(8,14 \pm 0,01) \cdot 10^{-4}$
3	16	0,09	$1,66 \cdot 10^{-4}$	
4	60	0,246	$4,38 \cdot 10^{-4}$	$(4,76 \pm 0,01) \cdot 10^{-4}$

Abbildung 4.4: Spulendaten des Experiments [Köh11]

4.1.6 Rubidiumzelle

Die Rubidiumzelle ist kugelförmig und besitzt einen zylinderförmigen Zapfen. Sie ist gefüllt mit dem Edelgas Krypton und einem Tröpfchen Rubidium. Das Rubidium liegt im natürlichen Isotopenmix vor. Dies ist 72,8% ^{85}Rb und 27,2% ^{87}Rb . Die Zelle ist zur Anschauung in Abbildung (4.5) dargestellt.

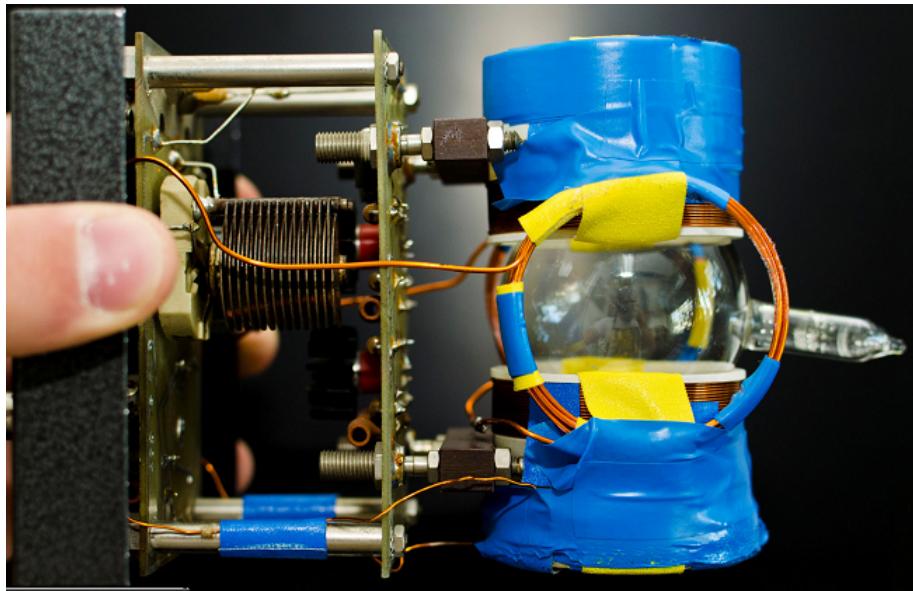


Abbildung 4.5: Bild der Rubidiumzelle [Köh11]

5 Durchführung und Auswertung

5.1 Kennlinie der Laserdiode

5.1.1 Durchführung

Zur Bestimmung der Kennlinie der Laserdiode entfernten wir alle optischen Elemente aus dem Strahlengang. Wir stellten eine feste Temperatur von 34,1°C an der Temperaturregelung der Peltierelemente ein. Der Vorverstärker wurde über DC mit dem Oszilloskop gekoppelt und war auf 40dB geschaltet. Es stellte sich heraus, dass wir sehr schnell in einen Bereich der Sättigung kamen. Das heißt unser Spannungssignal von der Photodiode stieg nicht mehr weiter an, obwohl wir den Diodenstrom weiter erhöhten. Der Verlauf ist in der Auswertung (5.1) dargestellt. Daher bauten wir einen Neutralfilter mit der Aufschrift D=2,0 in den Strahlengang. Damit war es uns möglich eine Kennlinie über den ganzen möglichen Einstellungsbereich von 0-87 mA des Diodenstroms aufzunehmen.

5.1.2 Auswertung

Die Laserdiodenkennlinie, bei der wir schnell in einen Sättigungsbereich kamen ist in (5.1) dargestellt. Der Fehler auf die Stromstärke wurde auf $\sigma_I=0,1\text{mA}$ geschätzt, da der Diodenstrom nicht feiner einstellbar war. Auf das Spannungssignal der Photodiode nahmen wir einen Fehler von 3% des Messwertes an. Dieser fand sich in der Beschreibung des Oszilloskops. Wie der χ^2 Wert des zweiten Fits (Abbildung (5.2) mit deutlich mehr Messpunkten zeigt, sind die Fehler vernünftig abgeschätzt. Der Fit wurde durch eine Gerade mit $y = mx + c$ durchgeführt.

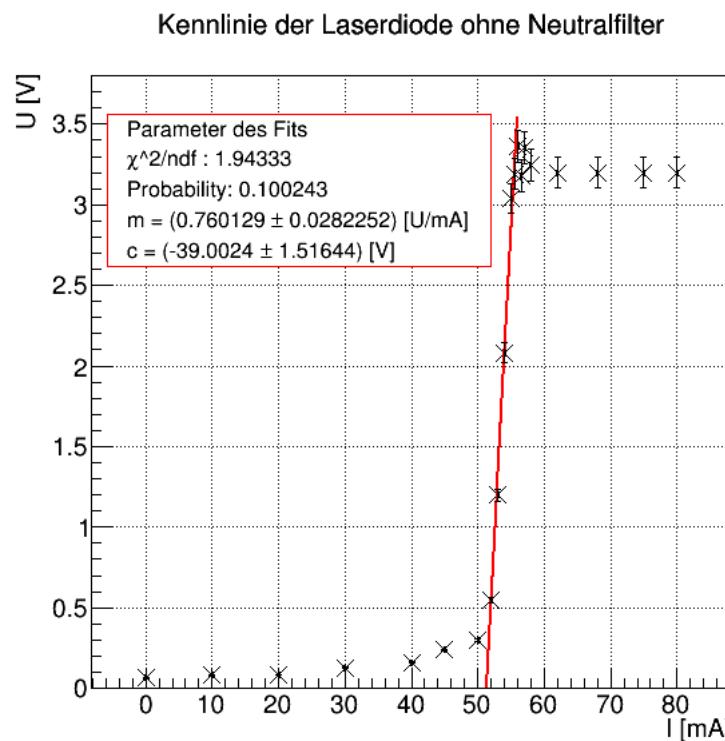


Abbildung 5.1: Aufgenommene Laserkennlinie ohne Neutralfilter, der Sättigungsbereich ist ab einer Diodenstromstärke von 56mA deutlich zu erkennen.

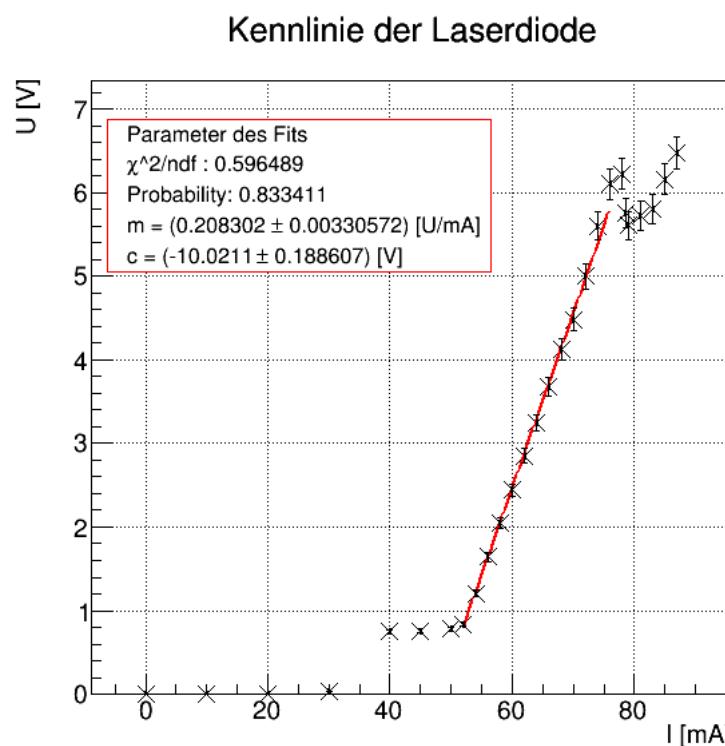


Abbildung 5.2: Aufgenommene Laserkennlinie mit Neutralfilter $D=2.0$. Der Modensprung des Lasers ist bei $I=78\text{mA}$ gut zu erkennen.

Die Aufnahme der Laserkennlinie mit Neutralfilter zeigt den Modensprung des Lasers bei $I \approx 78\text{mA}$ deutlich. Auch ist gut erkennbar, dass der Laserbetrieb erst überhalb einer Grenze von $I \approx 50\text{mA}$ einsetzt.

5.2 Etalonkalibration

5.2.1 Durchführung

Um anschließend den Absorptionspeaks der aufgenommenen Hyperfeinstruktur die jeweiligen Übergänge zuordnen zu können, wurde zunächst eine Messung mit dem in Kapitel (4.1.2) vorgestellten Etalon durchgeführt. Dazu befanden sich lediglich die Linsen, sowie das Etalon im Strahlengang. Das Etalon wurde so im Strahlengang justiert, dass eine maximale Intensität messbar wurde.

Wie bei der Aufnahme der Hyperfeinstruktur wurde diese Messung bei einer Temperatur von $T=34,6^{\circ}\text{C}$ durchgeführt.

Dazu wurde mit dem Instec Function Generator ein Dreiecksignal an den Eingang des LDD (Laser Diode Driver) angelegt. Für die Amplitude wurde dabei die größtmögliche Einstellung gewählt und eine Frequenz von $f_{\Delta} = 600\text{Hz}$ eingestellt. Der Konstantanteil des Diodenstroms wurde am LDD variiert und für 5 verschiedene Einstellungen wurde jeweils das aufsteigende, sowie das abfallende Signal aufgenommen.

5.2.2 Auswertung

An dieser Stelle möchten wir anmerken, dass für alle folgenden Fits an Datensätze des Oszilloskops keine Fehler auf die Messwerte berücksichtigt werden. Da diese sehr klein ausfallen und andere Einflüsse wesentlich größeren Einfluss auf Messungenauigkeiten hatten, haben wir die Fehler auf Fitparameter nötigenfalls separat abgeschätzt.

Im Folgenden wird die in Messreihe 4 aufgenommene Messung 4 verwendet, da diese den relevanten Bereich des Diodenstromes außerhalb der von uns gefundenen Modensprünge abdeckt und klare Peaks aufweist. Der Diodenstrom durchlief hierbei etwa einen Bereich von $I_{min} = 31,9\text{mA}$ bis $I_{max} = 65,4\text{mA}$. Die aufgenommenen Signale bei aufsteigender und abfallender Diodenspannung sind in der folgenden Abbildung dargestellt.

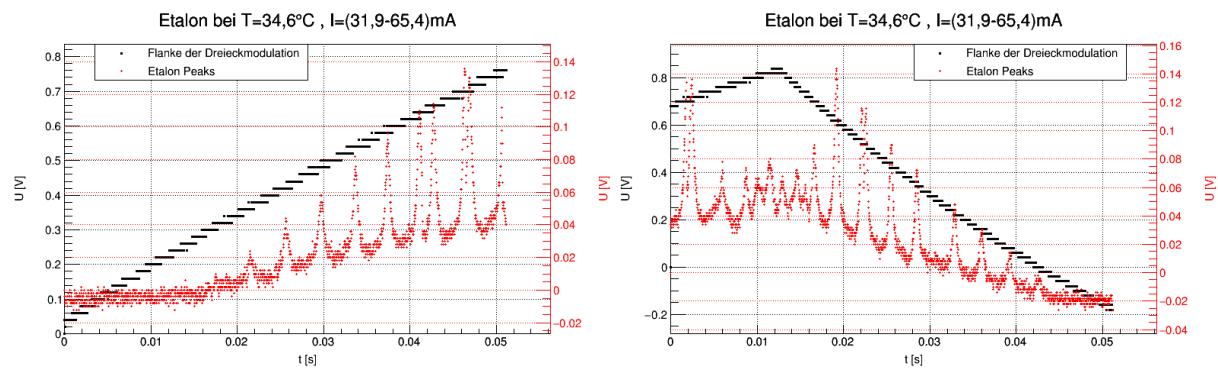


Abbildung 5.3: Aufgenommene Etalonpeaks bei aufsteigender und abfallender Diodenspannung und einem Diodenstrom von $I_{min} = 31,9\text{mA}$ bis $I_{max} = 65,4\text{mA}$.

Im Folgenden werden hier jeweils die Grafiken für das aufsteigende Signal dargestellt. Die analogen Grafiken für das abfallende Signal können dem Anhang entnommen werden.

Um das zeitliche Auftreten der Peaks zu charakterisieren, wurden beim aufsteigenden Signal die 5 kleinsten Peaks sowie die 4 kleinsten Peaks des abfallenden Signals gefittet. Dazu wurden

4 bzw. 5 Gaußfunktionen, sowie ein Polynom ersten Grades verwendet, deren Summe als Fitfunktion diente. Zusätzlich wurde die Dreieckspannung im selben Bereich linear gefittet.

Die Resultate dieser Fits sind in Abbildung (5.4) dargestellt. Für das abfallende Signal siehe Abbildung (7.1). Zur Notation: Die Peaks (i) wurden jeweils von links beginnend durchnummieriert.

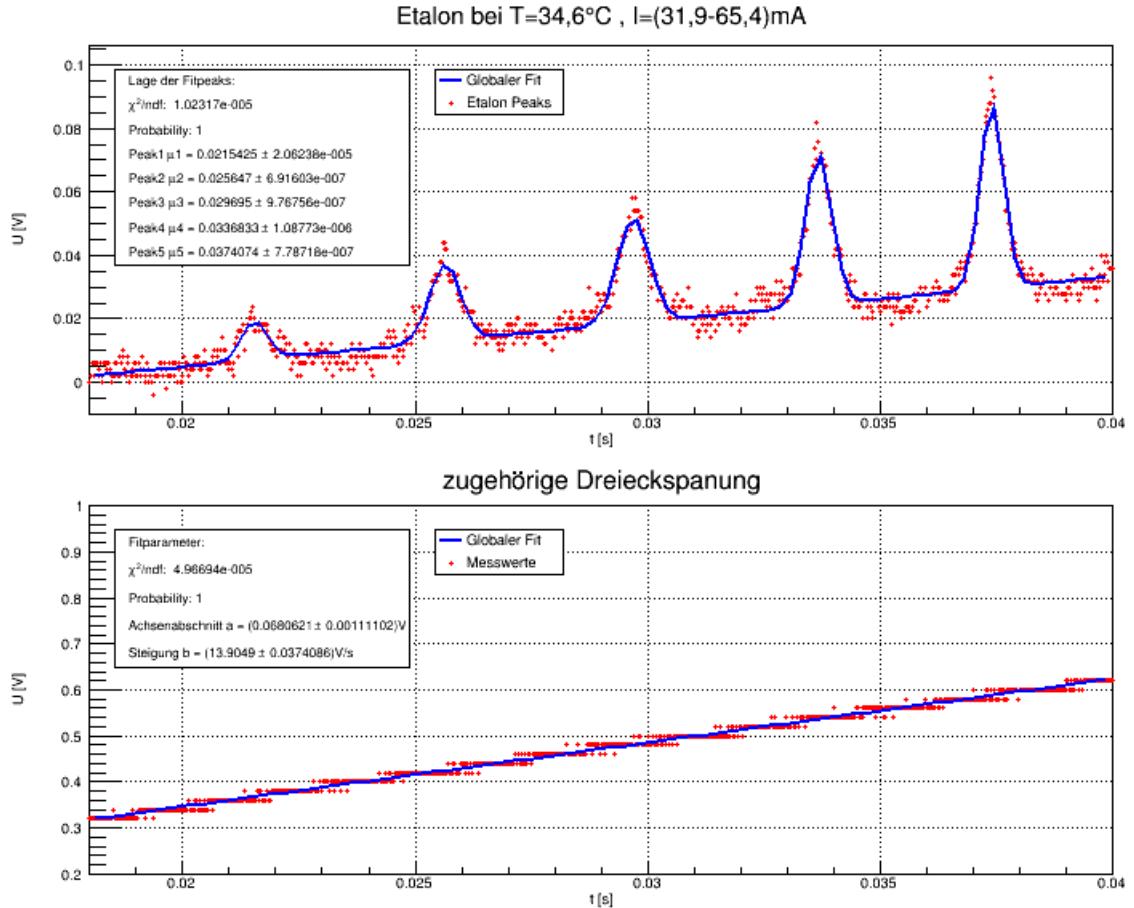


Abbildung 5.4: Gefittete Etalonpeaks mit zugehöriger Dreieckspannung bei steigender Dreieckspannung (abknickende Peackspitzen sind das Resultat von Darstellungsproblemen).

Frequenzrate des Lasers

Als Refrenzpeaks wurden für das ansteigende Signal der dritte und für das abfallende Signal der zweite Peak verwendet. Anschließend wurden die Zeitdifferenzen Δt_i der einzelnen Peaks zum Referenzpeak berechnet. Die Werte der einzelnen Peaks wurden den jeweiligen Fitparametern entnommen und können den entsprechenden Abbildungen entnommen werden. Die Fehler σ_{μ_i} haben wir auf $50\mu\text{s}$ abgeschätzt.

$$\Delta t_i = \mu_i - \mu_{ref} \quad , \quad s_{\Delta t_i} = \sqrt{\sigma_{\mu_i}^2 + \sigma_{\mu_{ref}}^2} \quad (5.2.1)$$

Nach Gleichung (3.7.3) liegen zwei benachbarte Peaks um den freien Spektralbereich $\delta\nu$ auseinander, welcher nach [Bau97] beim verwendeten Etalon bei $\delta\nu = (9924 \pm 30)\text{MHz}$ liegt. Um die Frequenzrate des Lasers zu bestimmen, wurden die nach Gleichung (5.2.2) berechneten Frequenzen über den Zeitdifferenzen zum Referenzpeak aufgetragen. Die aufgetragenen Werte mit

linearem Fit sind in Abbildung (5.5) bzw. (7.2) zu sehen.

$$\Delta\nu_i = (i - i_{ref}) \cdot \delta\nu \quad , \quad \sigma_{\Delta\nu_i} = (i - i_{ref}) \cdot \sigma_{\delta\nu} \quad (5.2.2)$$

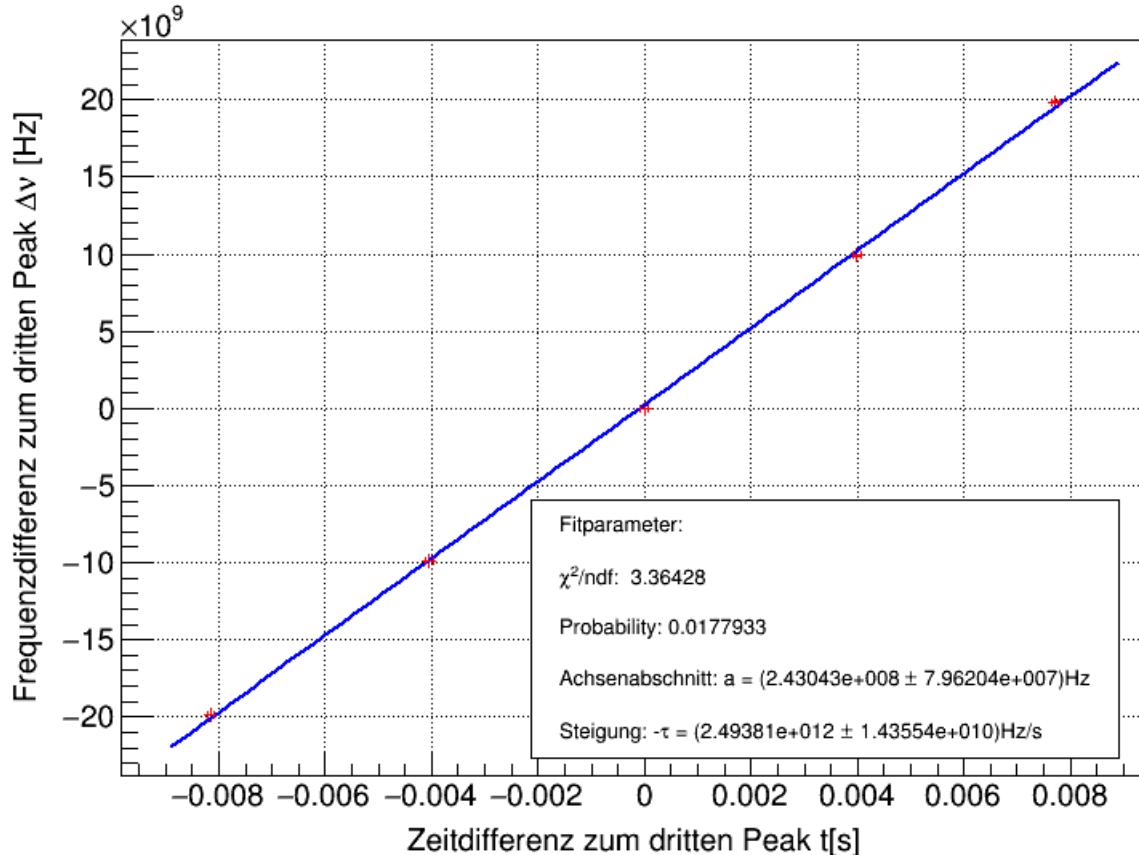


Abbildung 5.5: Frequenzdifferenzen der einzelnen Etalonpeaks zum Refferenzpeak ($i=3$) mit linearem Fit.

Die Frequenzraten τ_{ab} bzw. τ_{auf} des Lasers können nun den Fitparametern entnommen werden. Damit ergeben sich folgende Werte:

	Frequenzrate τ [GHz/s]	σ_τ [GHz/s]
bei ansteigender Dreiecksspannung	-2493	14
bei abfallender Dreiecksspannung	3056	30

Tabelle 5.1: Frequenzraten des Lasers ermittelt durch die Etalonkalibration

5.3 Hyperfeinstrukturspektrum

5.3.1 Durchführung

Zunächst wurde das Etalon aus dem Strahlengang entfernt und die Rubidiumzelle eingesetzt. Der Diodenstrom wurde wie bei der Etalonkalibration mit dem Function Generator variiert. Dazu wurde jedoch die Amplitude des Dreiecksignals reduziert, so dass die Peak to Peak Spannung $U_{pp}=200\text{mV}$ betrug. Zur Auswertung wird die in Messreihe 4 aufgeführte Messung 1 verwendet. Dabei wurde eine Dreiecksfrequenz von $f_{\Delta\Delta}=(6,58\pm0,02)\text{Hz}$ eingestellt. Die Zelle wurde zunächst drei Minuten mit dem Föhn erwärmt und unmittelbar danach wurde das abfallende und aufsteigende Signal aufgenommen. Die aufgenommenen Signale sind in Abbildung (5.6) zu sehen.

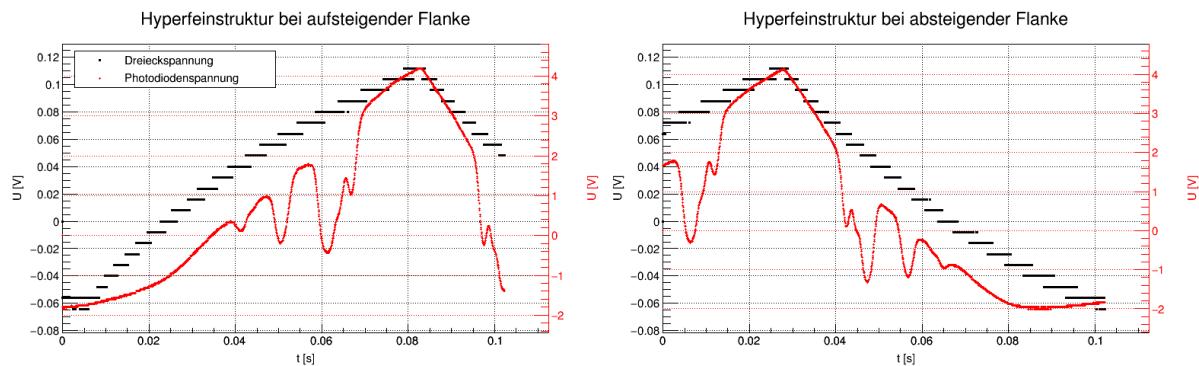


Abbildung 5.6: Aufnahme der Hyperfeinstruktur und der Dreieckspannung.

Hier wird deutlich, dass anstatt der acht theoretischen Übergänge nur jeweils 6 erkennbar sind, was an dem geringen Frequenzabstand mancher Übergänge liegt. Diese erscheinen im Spektrum als eine etwas breitere Spektrallinie. Dennoch wurden in der Auswertung diese Doppelpeaks mit zwei Gaußfunktionen gefittet, um einen Verlauf der Fitfunktion zu erzeugen, der sich den Messwerten bestmöglich anschmiegt.

5.3.2 Auswertung

Um die Lage der Absorptionspeaks zu bestimmen, wurden die Daten mit der Summe aus einem linearen Polynom und einer bzw. mehreren Gaußfunktionen gefittet. Im Folgenden werden hier erneut die Ergebnisse für das ansteigende Signal vorgestellt. Entsprechende Darstellungen für das abfallende Signal sind im Anhang zu finden.

Zunächst ist in Abbildung (7.6) eine globale Ansicht aller Fits des ansteigenden Signals zu sehen, welche anschließend einzeln betrachtet und erläutert werden.

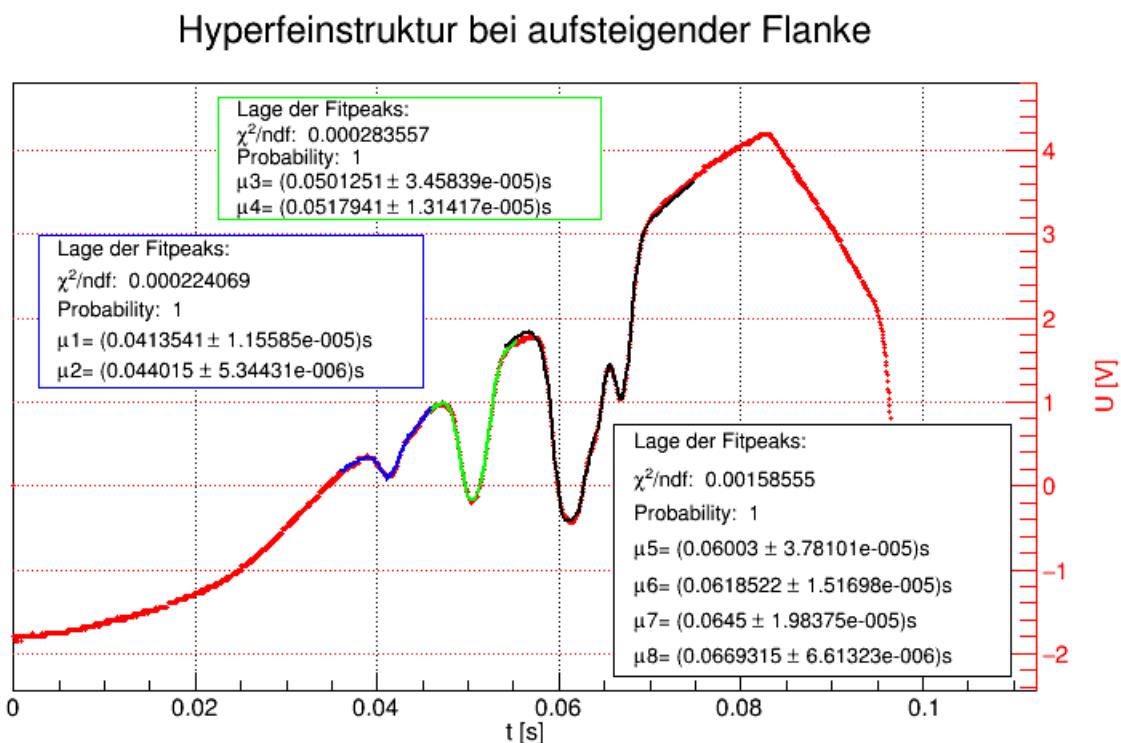


Abbildung 5.7: Globale Ansicht aller Fits der Absorptionspeaks am ansteigenden Signal.

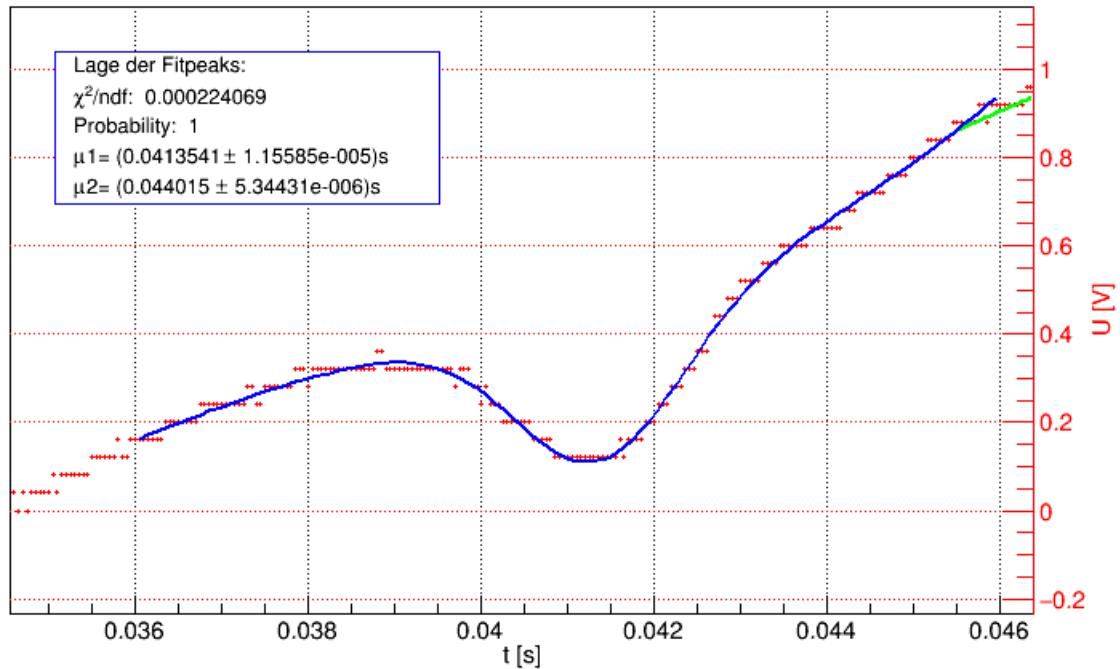


Abbildung 5.8: Absorptionspeak durch die Übergänge von ^{87}Rb , F:1 \rightarrow 2 (μ_1) und F:1 \rightarrow 1 (μ_2) am ansteigenden Signal (Fit durch die Summe zweier Gaussfunktionen und einer Gerade).

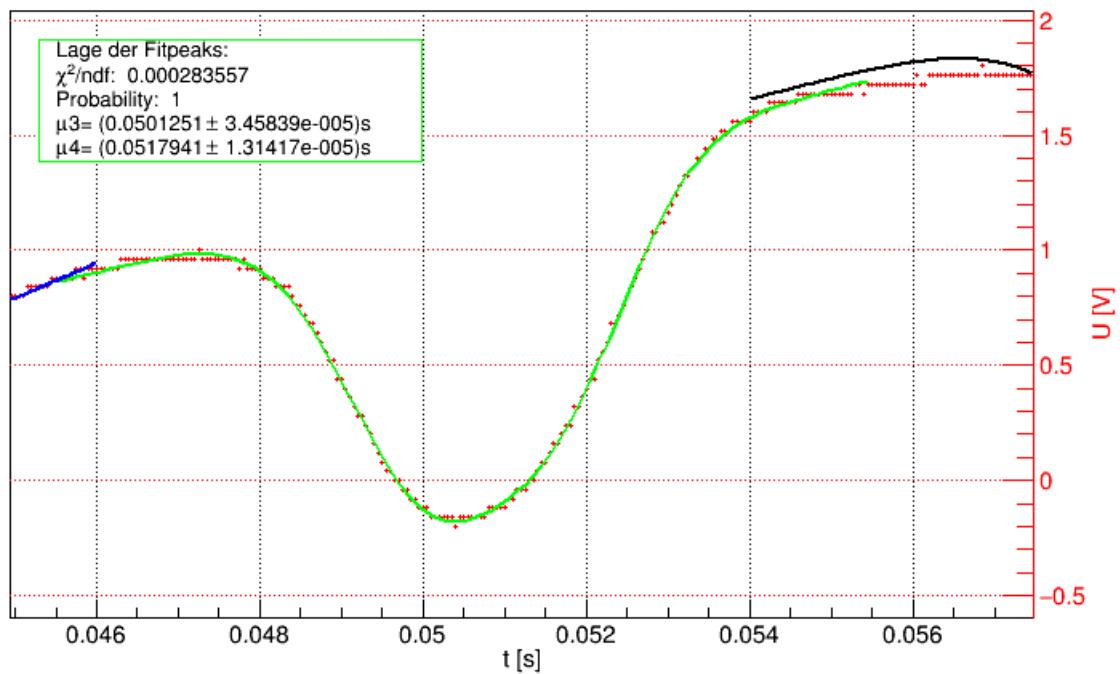


Abbildung 5.9: Absorptionspeak durch die Übergänge von ^{85}Rb , F:2 \rightarrow 3 (μ_3) und F:2 \rightarrow 2 (μ_4) am ansteigenden Signal (Fit durch die Summe zweier Gaussfunktionen und einer Gerade).

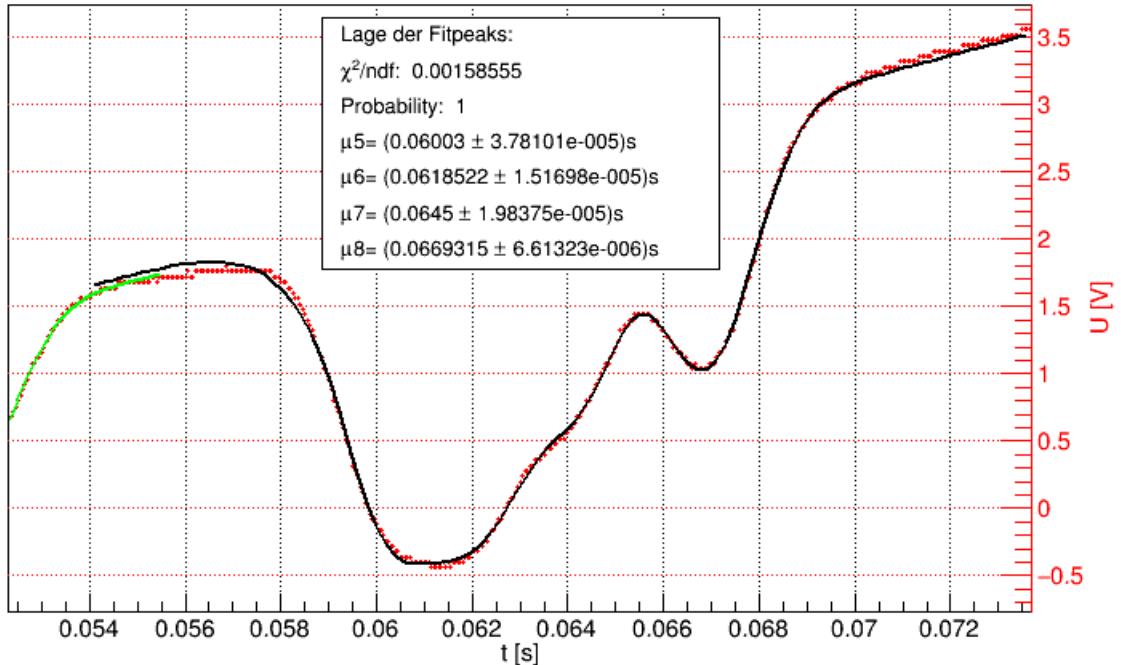


Abbildung 5.10: Absorptionspeak durch die Übergänge von ^{85}Rb , F:3 \rightarrow 3 (μ_5) und F:3 \rightarrow 2 (μ_6) sowie von ^{87}Rb , F:2 \rightarrow 2 (μ_7) und F:2 \rightarrow 1 (μ_8) am ansteigenden Signal(Fit durch durch die Summe von vier Gaussfunktionen und einer Gerade).

Da die Fehler σ_{μ_i} der Fitparameter sehr klein sind (etwa 0,01% bis 0,1%) und keine Fehler beim Fitten berücksichtigt wurden, haben wir σ_{μ_i} auf $250\mu\text{s}$ abgeschätzt und verwenden diese Fehler für die weitere Rechnung. Dieser Wert spiegelt unsere Erfahrung beim Fitten und setzen der Startwerte der Parameter wieder.

Frequenzdifferenz zur D1-Linie

Um den Zeitdifferenzen dieser Daten eine Frequenz zuzuordnen, müssen wir zunächst die Frequenzrate auf die veränderte Steigung der Dreiecksspannung anpassen.

Dazu wurde die Dreiecksspannung über den globalen Fitbereich aus Abbildung (7.6) hinweg gefittet. Das Ergebnis ist in Abbildung (5.11) zu sehen.

Dreiecksspannung der aufsteigenden Flanke

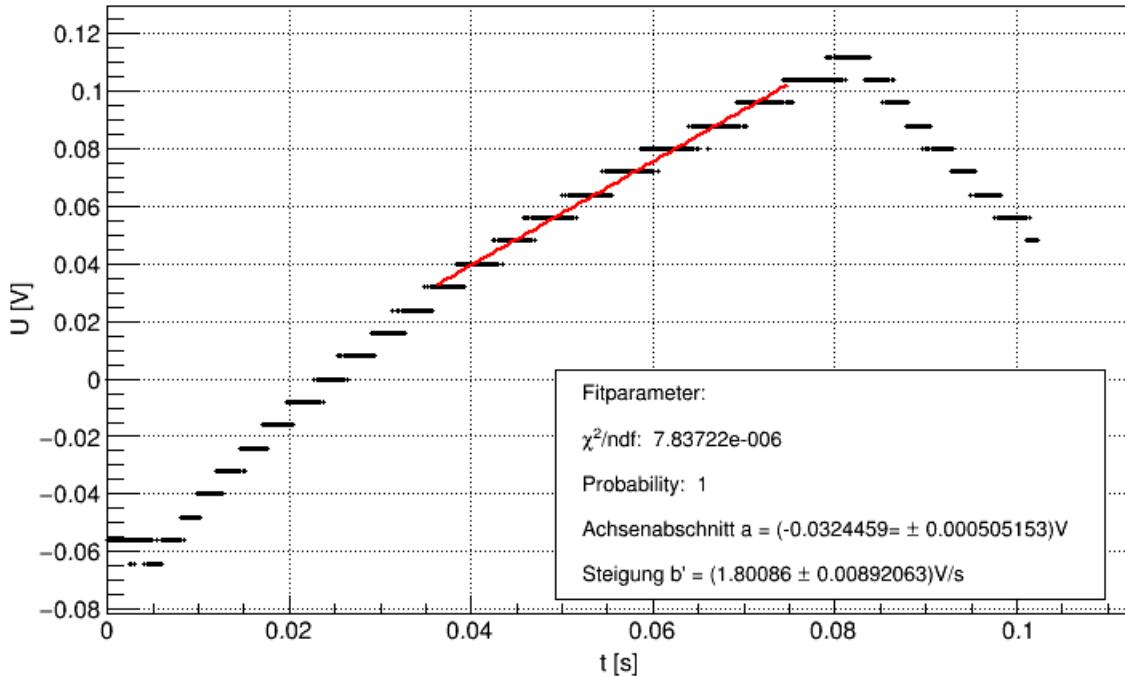


Abbildung 5.11: Fit der Dreiecksspannung am ansteigenden Signal im Bereich der Absorbtionen.

Um nun die Frequenzrate des Lasers auf diesen Fall anzupassen, vergleichen wir die Steigung b der Dreiecksspannung aus Abbildung (5.4) mit der neuen Steigung b' und berechnen den Umrechnungsfaktor κ .

$$\kappa = \frac{b'}{b} \quad , \quad \sigma_\kappa = \sqrt{\left(\frac{1}{b}\right)^2 \sigma_{b'}^2 + \left(\frac{b'}{b^2}\right)^2 \sigma_b^2} \quad (5.3.1)$$

Für die absteigende Flanke gehen wir analog vor und kommen somit zu folgenden Umrechnungsfaktoren:

	κ	σ_κ
bei ansteigender Dreiecksspannung	0,1295	0,0007
bei abfallender Dreiecksspannung	0,1152	0,0006

Tabelle 5.2: Umrechnungsfaktoren für die Bestimmung der Frequenzraten des Lasers bei Aufnahme der Hyperfeinstruktur

Wir gehen im Folgenden davon aus, dass sich die Frequenzrate τ des Lasers durch Änderung

des Dreieckssignals ebenfalls um den Faktor κ ändert. Somit sollte gelten:

$$\tau' = \tau \cdot \kappa \quad , \quad \sigma_{\tau'} = \sqrt{\tau^2 \sigma_{\kappa}^2 + \kappa^2 \sigma_{\tau}^2} \quad (5.3.2)$$

Die Frequenzraten τ' ergeben sich damit zu:

	τ' [GHz/s]	$\sigma_{\tau'}$ [GHz/s]
bei ansteigender Dreiecksspannung	-323	3
bei abfallender Dreiecksspannung	352	4

Tabelle 5.3: Frequenzraten des Lasers bei Aufnahme der Hyperfeinstruktur

Lage der D1-Linie

Um die Frequenzdifferenzen der Übergänge zur D1-Linie zu bestimmen, haben wir zunächst versucht die Lage der D1-Linie in unserem aufgenommenen Spektrum zu charakterisieren.

Dazu haben wir die theoretischen Frequenzdifferenzen der Übergänge zur D1-Linie (in Tabelle (5.4)) aus [Bau97] zusammengetragen und sie mittels τ' wie folgt in eine Zeitdifferenz umgerechnet.

$$\Delta t_{theo} = \frac{\Delta \nu_{theo}}{\tau'} \quad (5.3.3)$$

Übergang	$\Delta \nu_{theo}$ [GHz]	Δt_{theo} [10^{-3} s]	$\sigma_{\Delta t_{theo}}$ [10^{-3} s]
⁸⁷ Rb, F2→1	-3,07	9,51	0,08
⁸⁷ Rb, F2→2	-2,25	6,97	0,06
⁸⁵ Rb, F3→2	-1,48	4,58	0,04
⁸⁵ Rb, F3→3	-1,12	3,47	0,03
⁸⁵ Rb, F2→2	1,56	-4,83	0,04
⁸⁵ Rb, F2→3	1,92	-5,94	0,05
⁸⁷ Rb, F1→1	3,76	-11,64	0,09
⁸⁷ Rb, F1→2	4,58	-14,18	0,11

Tabelle 5.4: Zeitdifferenzen der Übergänge zur D1-Linie bei aufsteigendem Signal

Um nun die Lage der D1-Linien zu bestimmen, wurde für das ansteigende und das abfallende Signal der Dreiecksspannung das Minimum der folgenden Funktion gesucht:

$$f(d) = \sum_{i=1}^8 (\mu_i - \Delta t_{theo,i} - d)^2 \quad (5.3.4)$$

Dabei steht μ_i für die Lage der aufgenommenen Absorptionspeaks und d für die Lage der D1-Linie. Für den Fehler σ_d der D1-Linie wurde die Gaußsche Fehlerfortpflanzung angewendet. Somit ergeben sich die in Tabelle (5.5) dargestellten Werte.

D1-Linien	d [ms]	σ_d [ms]
bei ansteigender Dreieckspannung	56,5	0,3
bei abfallender Dreieckspannung	51,8	0,3

Tabelle 5.5: Lage der D1-Linien in den aufgenommenen Hyperfeinstrukturspektren

Um nun den Frequenzabstand der ermittelten Peaks zur D1-Linie zu bestimmen, berechnen wir zunächst die Zeitdifferenz Δt und multiplizieren diese mit τ' .

$$\Delta\nu = \tau' \cdot (\mu_i - d) \quad (5.3.5)$$

Da wir für die folgenden Grafiken die Lage der D1-Linie als fehlerfrei betrachten wollen, berechnen wir $\sigma_{\Delta\nu}$ folgendermaßen:

$$\sigma_{\Delta\nu} = \sqrt{(\mu_i - d)^2 \cdot \sigma_{\tau'}^2 + \tau'^2 \cdot (\sigma_{\mu_i}^2 + \sigma_d^2)} \quad (5.3.6)$$

Damit ergeben sich für die Frequenzdifferenzen die in der folgenden Tabelle angeführten Werte.

Übergang	$\Delta\nu_{theo}$ [GHz]	$\Delta\nu_{auf}$ [Ghz] , Übereinst. innerh.	$\Delta\nu_{ab}$ [Ghz] , Übereinst. innerh.
^{87}Rb , F2→1	-3,07	(-3.38±0,12) , <3σ	(-3.34±0,14) , <2σ
^{87}Rb , F2→2	-2,25	(-2.59±0,12) , <3σ	(-2.51±0,13) , <2σ
^{85}Rb , F3→2	-1,48	(-1.74±0,12) , <3σ	(-1.87±0,13) , <3σ
^{85}Rb , F3→3	-1,12	(-1.15±0,12) , <1σ	(-1.34±0,13) , <2σ
^{85}Rb , F2→2	1,56	(1.51±0,12) , <1σ	(1.66±0,13) , <1σ
^{85}Rb , F2→3	1,92	(2.05±0,12) , <2σ	(2.41±0,13) , <4σ
^{87}Rb , F1→1	3,76	(4.02±0,12) , <3σ	(3.69±0,14) , <1σ
^{87}Rb , F1→2	4,58	(4.88±0,12) , <3σ	(4.58±0,14) , <1σ

Tabelle 5.6: Frequenzdifferenzen zur D-1 Linie und Vergleich mit den theoretischen Werten bei auf- und absteigendem Signal

Zur Veranschaulichung der Werte in Tabelle (5.6) sollen die folgenden zwei Abbildungen dienen, wobei die schwarzen Linien den theoretischen Werten entsprechen. Die gestrichelten Linien den gemessenen Werten und der grüne Bereich entspricht dem 1σ -Bereich.

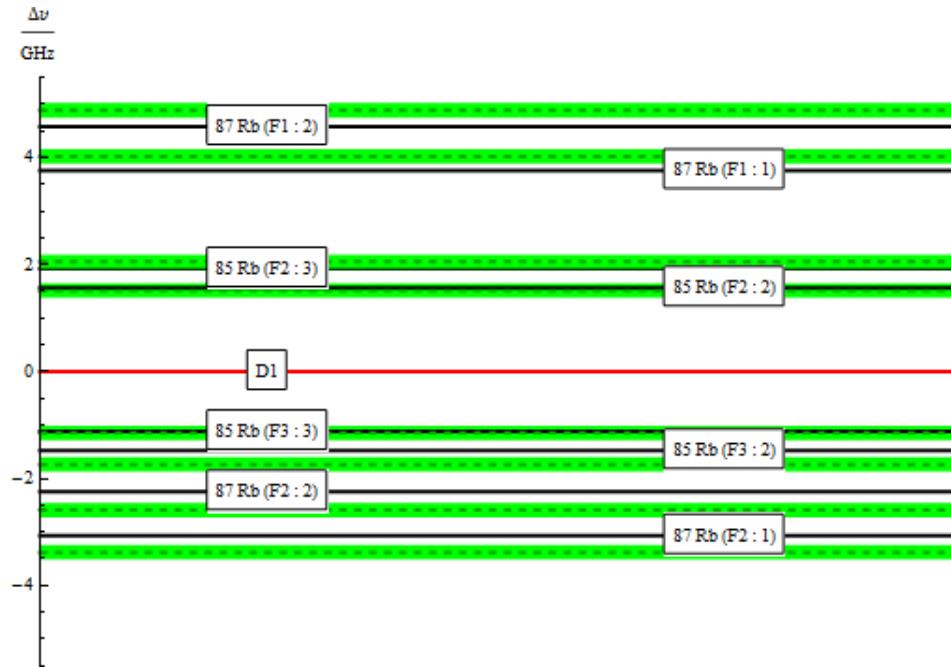


Abbildung 5.12: Gemessene und theoretische Frequenzabstände der Übergänge zur D1 Linie bei aufsteigendem Signal.

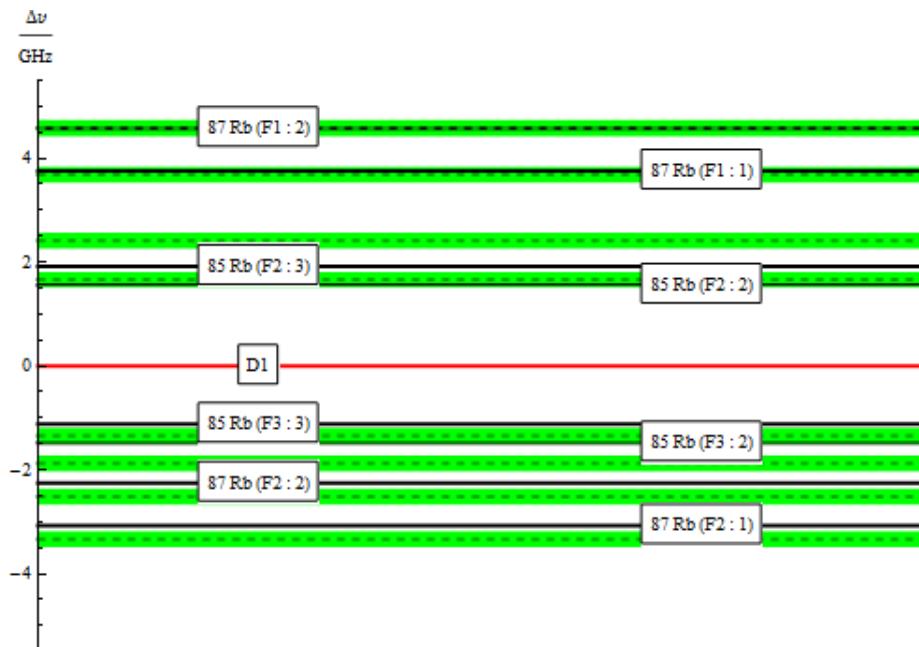


Abbildung 5.13: Gemessene und theoretische Frequenzabstände der Übergänge zur D1 Linie bei absteigendem Signal.

Wie zu sehen ist, stimmen die gemessenen Werte nicht in allen Fällen mit den theoretischen Werten innerhalb ihrer Unsicherheiten überein.

Wir schließen jedoch aus, dass dies an der Art und Weise liegt, wie die Lage der D1-Linie bestimmt wurde. Denn eine Veränderung dieser Lage würde nur eine relative Verschiebung aller gemessenen Werte zur Folge haben. Bei Betrachtung der Abbildungen (5.12) und (5.13) stellt man jedoch fest, dass die gemessenen Werte im Gesamten nicht relativ zu den theoretischen Werten verschoben sind.

Tendenziell könnte man vermuten, dass die Frequenzdifferenzen zur D1 Linie systematisch zu groß sind, was dafür sprechen würde, dass unsere Frequenzeichnung einen zu großen Wert τ' liefert. Dieses Verhalten ist sowohl auf der absteigenden als auch auf der aufsteigenden Flanke zu beobachten.

Ein weiterer Grund für die Abweichungen könnte der nicht lineare Verlauf der Dreiecksspannung sein, der in den Abbildungen (5.11) und (7.7) dargestellt ist. Die Spannung des Frequenzgenerators nimmt wie in den Abbildungen zu sehen ist nur diskrete Werte an und die Flanken verlaufen im Ganzen betrachtet nicht linear. Wir haben versucht diese Problematik zu minimieren, indem wir den Anstieg bzw. den Abfall nur über den relevanten Bereich linear gefittet haben. Jedoch wurden auch hier beim Fitten keine Fehler auf die Messwerte berücksichtigt, womit schlussendlich der Fehler auf τ' und somit auch der Fehler auf $\Delta\nu$ nach oben korrigiert werden müsste. Wir versuchten auch die Hyperfeinstruktur zu einem späteren Zeitpunkt mit dem am Versuch verbauten Dreieckgenerator zu messen. Dabei bekamen wir aber ein deutlich schlechteres Signal.

Eine weitere Problematik könnte sein, dass wir beim Fitten der Datensätze nicht beachtet haben, wie groß die theoretischen Werte der Peakamplituden sein sollten. Dies wirkt sich hauptsächlich bei den Absorbtionen aus, die aus zwei Übergängen bestehen, welche man nicht getrennt auflösen kann. Dementsprechend müssten die Fehler auf die Übergänge von ^{85}Rb F:3→2, F:3→3 sowie von ^{85}Rb F:2→2 und F:2→3 größer abgeschätzt werden.

Intervallkonstanten A

Die Intervallkonstanten lassen sich nach Gleichung (3.1.21) aus den gemessenen Werten ermitteln. Dabei stehen jeweils zwei Möglichkeiten pro Flanke zur Verfügung um dieselbe Intervallkonstante zu bestimmen. Beispielsweise kann die Intervallkonstante von ^{85}Rb im $^2\text{S}_{1/2}$ Zustand bestimmt werden, indem man die Frequenzdifferenz der Übergänge $F:2 \rightarrow 2$ und $F:3 \rightarrow 2$ betrachtet, oder aber man betrachtet die Differenz der Übergänge $F:2 \rightarrow 3$ und $F:3 \rightarrow 3$. Dies wurde für alle Möglichkeiten berechnet durch:

$$\Delta\nu = |\mu_i - \mu_j| \cdot \tau' \quad (5.3.7)$$

die Fehler wurden mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung ermittelt und die Ergebnisse unten tabellarisch aufgeführt.

Zustand	i,j	A_{lit} [MHz]	A_{gem} [MHz] aufsteigend	A_{gem} [MHz] absteigend
^{85}Rb $^2\text{S}_{1/2}$	4,6	1011,9	(1066±9)	(1251±13)
^{85}Rb $^2\text{S}_{1/2}$	3,5	1011,9	(1082±9)	(1179±14)
^{85}Rb $^2\text{P}_{1/2}$	3,4	120,7	(147,1±1,1)	(134±2)
^{85}Rb $^2\text{P}_{1/2}$	5,6	120,7	(134,8±1,2)	(188±2)
^{87}Rb $^2\text{S}_{1/2}$	1,7	3417,3	(3701±30)	(3512±39)
^{87}Rb $^2\text{S}_{1/2}$	2,8	3417,3	(3738±30)	(3548±39)
^{87}Rb $^2\text{P}_{1/2}$	1,2	409,1	(393±4)	(412±5)
^{87}Rb $^2\text{P}_{1/2}$	7,8	409,1	(430±4)	(448±5)

Tabelle 5.7: Berechnete Intervallkonstanten und Vergleich mit dem Literaturwert aus [Bau97].

Auch hier ist zu sehen, dass die Fehler recht klein ausfallen, was wie oben diskutiert an dem kleinen Fehler $\sigma_{\tau'}$ liegt. Bis auf eine ermittelte Intervallkonstante liegen alle über dem theoretischen Wert, was wiederum für ein zu großes τ' spricht. Dennoch liegen die ermittelten Werte in der selben Größenordnung wie die Literaturwerte.

5.4 Bestimmung des Kernspins mit der Doppelresonanzmethode

5.4.1 Durchführung

In den Strahlengang wird das $\lambda/4$ -Plättchen eingebaut. Dahinter wird die Rubidiumzelle entfernt und ein Linearpolarisator in den Strahlengang gesetzt. Mit diesem wird überprüft, ob das Licht nach dem $\lambda/4$ -Plättchen zirkular polarisiert ist. Dies ist der Fall, wenn das Spannungssignal der Photodiode beim durchdrehen (um 360°) des Winkels des Linearpolarisators konstant bleibt. Das $\lambda/4$ -Plättchen wurde auf $44,8^\circ$ eingestellt. Nach der korrekten Einstellung des $\lambda/4$ -Plättchens wurde der Linearpolarisator aus dem Strahlengang entfernt und die Rubidiumzelle eingebaut. Damit wird nun rechtszirkular polarisiertes Licht in die Rubidiumzelle eingestrahlt. Über den RF-Sender wird nun zusätzlich Dipolstrahlung in die Zelle eingestrahlt. Mit Hilfe des Sinusgenerators wird das Magnetfeld des Spulenpaars Nr.2 mit einer Frequenz von 50,5 Hz moduliert. Dadurch wird ein magnetisches Wechselfeld in Richtung des Strahlengangs erzeugt. Mit der Photodiode wird die Intensität der Strahlung gemessen, die durch die Rubidiumzelle gelangt. Bei Betrachtung des Signals an der Photodiode fällt auf, dass zusätzlich zu den vier erwarteten Doppelresonanzpeaks zwei weitere Peaks pro Periode auftreten (siehe Abb. (5.14)). Diese Peaks bleiben beim Abschalten der RF-Strahlung bestehen. Sie sind die später noch zu untersuchenden Dehmeltsignale.

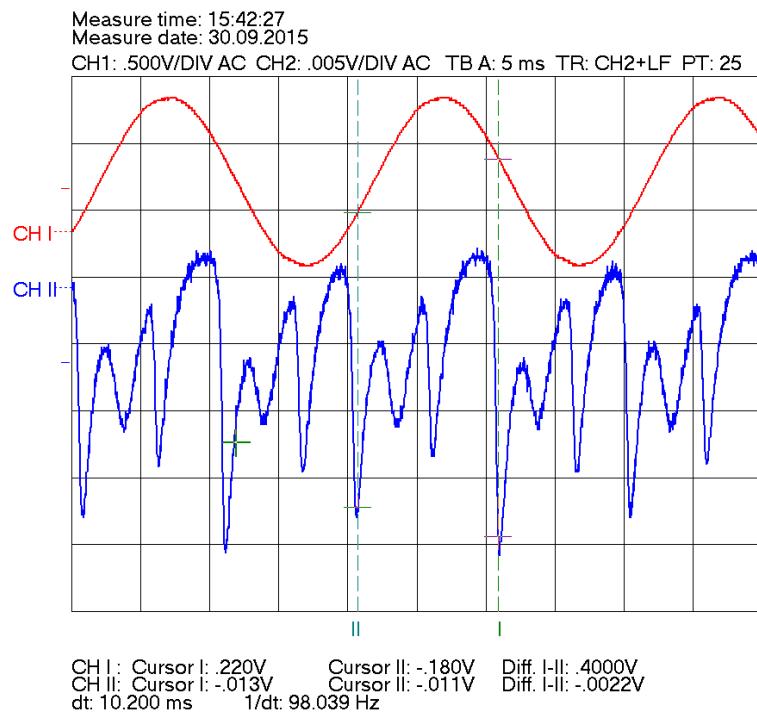


Abbildung 5.14: Signal bei starker Modulation des Magnetfeldes durch Spule 2(rot) und Signal der Photodiode mit vier Doppelresonanz- und zwei Dehmeltpeaks pro Periode (blau).

Nun wird durch das Spulenpaar Nr.1 ein zeitlich konstantes Magnetfeld in Richtung des Strahlenganges zugeschaltet. Dafür fließt ein Gleichstrom durch Spule 1. Durch Variation der Stärke des Stromes durch Spule 1, können die Absorptionssignale der Doppelresonanz äquidistant eingestellt werden. Dies ist in Abbildung (5.15) und (5.16) dargestellt.

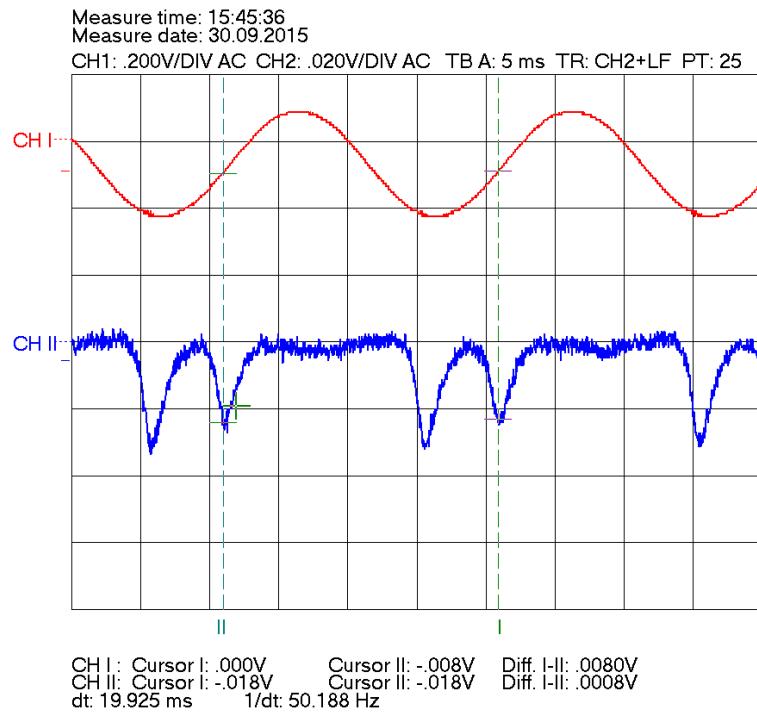


Abbildung 5.15: Doppelresonanzsignal (blau) bei nicht richtig eingestelltem Spulenstrom durch Spulenpaar Nr.1 und kleiner Amplitude der Magnetfeldmodulation (rot) .

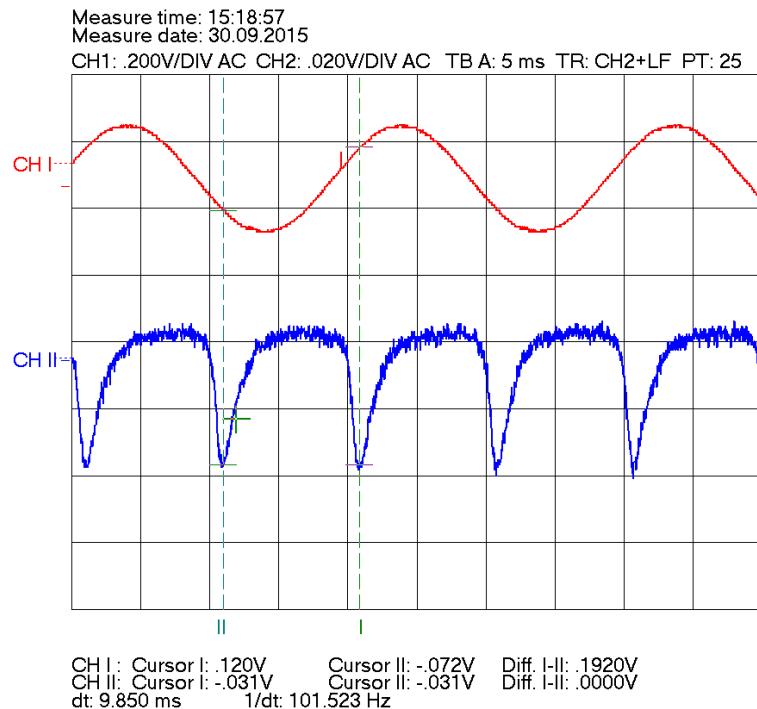


Abbildung 5.16: Doppelresonanzsignal (blau) richtig eingestelltem Spulenstrom durch Spulenpaar Nr.1, so dass äquidistante Signale sichtbar sind und kleiner Amplitude der Magnetfeldmodulation (rot) .

Mit Spulenpaar Nr.4 wird das vertikale Magnetfeld der Erde kompensiert. Dies geschieht durch

Maximierung der Absorptionssignale. Dabei fiel uns auf, dass eine Erhöhung des Stromes durch Spulenpaar Nr.4, also eine Vergrößerung des vertikalen Magnetfeldes von Spule 4 immer auch Einfluss auf die Äquidistanz der Absorptionssignale hatte. Wir vermuteten, dass die Spulen im Aufbau nicht exakt senkrecht zueinander stehen, sondern leicht verkippt sind. Dieser Verdacht bestätigte sich durch Vermessung des Versuchsaufbaus mit einer Wasserwaage. Es stellte sich heraus, dass die Halterung von Spule 4 verbogen ist und sich nicht exakt positionieren lässt. Daher gingen wir wie folgt vor: Wir stellten den Strom durch Spule 1 so ein, dass wir ein äquidistantes Signal bekamen, dann maximierten wir die Amplitude der Absorption durch die Einstellung des Stromes durch Spule 4. Dieser Strom Betrug bei unserer Messung $I_{S4} = (74 \pm 6)$ mA. Danach veränderten wir den Strom durch Spule 1 erneut, so dass die Absorptionspeaks wieder äquidistant waren. Nach Aufnahme dieser nun passenden Stromstärke wird der Strom durch Spule 1 umgepolt. Dadurch muss ein neuer Strom eingestellt werden um äquidistante Absorptionspeaks zu erhalten. Dieses Verfahren wird für beide Rubidiumisotope durchgeführt. Der Strom der Laserdiode betrug $I=55,6$ mA bzw. $I=56,0$ mA für die beiden Isotope. Die eingestellte Temperatur betrug $T=34,5^\circ$.

5.4.2 Auswertung

Bestimmte Größen

Zur Berechnung des Kernspins, des horizontalen Magnetfeldes sowie dem vertikalen Magnetfeld sind einige Größen im Versuch gemessen worden. Diese sollen hier zusammengetragen werden. Das Signal der Dipolstrahlung wurde mit dem Oszilloskop aufgenommen und damit eine Frequenz von

$$\nu = (495,4 \pm 1,0) \text{ kHz}$$

mithilfe des Computerprogramms des Oszilloskops bestimmt.

Der Laser Strom für die beiden Isotope betrug:

$$I = (55,6 \pm 0,1) \text{ mA} \quad \text{bzw.} \quad I = (56,0 \pm 0,1) \text{ mA}$$

Der Strom durch das Spulenpaar Nr.4 betrug in unserer Messung:

$$I_{S_4} = (74 \pm 6) \text{ mA}$$

Die eingestellten Werte des Stromes durch Spule 1 sind in Tabelle (5.8) zusammengetragen. Dabei ist mit I_1 der Strom vor dem Umpolen bezeichnet und mit $I_{1'}$ der Strom nach dem Umpolen.

I_L [mA]	I_1 [mA]	σ_{I_1} [mA]	$I_{1'}$ [mA]	$\sigma_{I_{1'}}$ [mA]
55,6	142	2	124	2
56,0	81	2	96	2

Tabelle 5.8: Darstellung der Messdaten für die Stromstärke durch Spulenpaar Nr.1.

Bestimmung der vertikalen Komponente des Erdmagnetfeldes

Das vertikale B-Feld lässt sich durch die Faktoren in Abbildung (4.4) ausrechnen:

$$B_{vert} = c_4 * I_4 \tag{5.4.1}$$

dabei ist $c_4 = (4,76 \pm 0,01) \cdot 10^{-4} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}^2}$. Der Fehler ergibt sich nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung durch:

$$\sigma_{B_{vert}} = \sqrt{\sigma_{c_4}^2 \cdot I_4^2 + \sigma_{I_4}^2 \cdot c_4^2} \tag{5.4.2}$$

Damit erhält man:

$$B_{vert} = (35,2 \pm 2,9) \mu\text{T}$$

Dabei nehmen wir an, dass der Wert in Abbildung (4.4) passt. Rechnet man jedoch den theoretischen Wert der Spule 4 nach kommt man auf ein Ergebnis von: $2,19 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}^2}$. Damit würde sich das vertikale Magnetfeld um einen Faktor zwei verkleinern. Innerhalb von 3 Standardabweichungen stimmt unser gemessener Wert mit dem theoretischen Wert von $B_{vert}=42,9 \mu\text{T}$ überein. Hier ist zu beachten, dass sich dem vertikalen Erdmagnetfeld zusätzliche B-Felder der technischen Geräte des Gebäudes überlagert. Außerdem stellten wir fest, dass die Spulenpaare

Nr.1 und Nr.4 nicht perfekt senkrecht zueinander stehen. Dadurch kommt es zu einer Überlagerung der von den Spulen erzeugten B-Felder, sodass beide Spulenpaare einen Einfluss auf die horizontale beziehungsweise vertikale Komponente des Magnetfeldes haben.

Bestimmung der horizontalen Komponente des Erdmagnetfeldes

Das horizontale B-Feld der Erde berechnet sich durch:

$$B_{hor} = \frac{1}{2} \cdot |B_1 - B_{1'}| \quad (5.4.3)$$

Der Wert von B_1 und $B_{1'}$ wurde von uns mithilfe von Gleichung (4.1.2) bestimmt. Der Fehler auf B_1 beziehungsweise $B_{1'}$ berechneten wir nach Gauß durch:

$$\sigma_{B_i} = 0.7155 \cdot \mu_0 \frac{n}{d} \cdot \sigma_{I_i} \quad (5.4.4)$$

Die Anzahl der Windungen n und der Abstand d der Spulen eines Paares sind dabei fehlerfreie Größen (vgl. Abbildung (4.4)). Dabei ist der Fehler auf B_1 gleich dem Fehler auf $B_{1'}$, da wir in den Messungen den Fehler auf die vier gemessenen Stromstärken an Spule 1 mit jeweils 2mA abgeschätzt haben. Der Fehler auf die horizontale Komponente der Erdmagnetfeldes berechnet sich mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung zu:

$$\sigma_{B_{hor}} = \sqrt{\left(\frac{B_1 - B_{1'}}{2B_{hor}}\right)^2 \cdot 2\sigma_{B_i}} \quad (5.4.5)$$

Schließlich erhalten wir somit für das horizontale Erdmagnetfeld bei Betrachtung des ^{85}Rb Isotops (Laserdiodenstrom $I_L=55,6\text{mA}$) einen Wert von:

$$B_{hor} = (7,2 \pm 2,3)\mu T$$

Bei Betrachtung des ^{87}Rb Isotops (Laserdiodenstrom $I_L=56,0\text{mA}$) ergibt sich:

$$B_{hor} = (6,0 \pm 2,3)\mu T$$

Hierbei stellt man eine deutliche Abweichung vom Literaturwert von $B_{hor}=20,9\mu\text{T}$ [Köh11] fest. Da jedoch die Werte für den Kernspin sehr gut mit den erwarteten Werten übereinstimmen (siehe nachfolgendes Unterkapitel) verunsichert uns dieser zu geringe Wert nicht. Wahrscheinlich messen wir statt der horizontalen Komponente des Erdmagnetfeldes ein horizontales magnetische Feld, welches sich aus dem Erdmagnetfeld und zusätzlich aus den Magnetfeldern verschiedener technischer Geräte im Physiklaborgebäude zusammen setzt. Außerdem stimmen beide Werte innerhalb einer Standardabweichung überein.

Berechnung des Kernspins der beiden Rubidiumisotope

Der Kernspin der beiden Rubidiumisotope lässt sich anhand von Gleichung (3.5.1) bestimmen. Damit kann der Kernspin mit:

$$I = \frac{\mu_B \cdot B}{h\nu} - \frac{1}{2} \quad (5.4.6)$$

berechnet werden. Dabei gilt für das Magnetfeld B:

$$B = \frac{B_1 + B_{1'}}{2} \quad (5.4.7)$$

Hierbei wird jeweils das horizontale Magnetfeld der Erde verrechnet. Bei Addition von B_1 und $B_{1'}$ hebt sich dabei das horizontale Magnetfeld der Erde raus. Der Fehler auf das Magnetfeld B ergibt nach Gaußschen Fehlerfortpflanzung durch:

$$\sigma_B = \sqrt{\left(\frac{B_1}{2}\right)^2 \cdot \sigma_{B_i}^2 + \left(\frac{B_{1'}}{2}\right)^2 \cdot \sigma_{B_i}^2} \quad (5.4.8)$$

Der Fehler auf den Kernspin errechnet man daher mit:

$$\sigma_I = \sqrt{\left(\frac{\mu_B}{h \cdot \nu}\right)^2 \cdot \sigma_B^2 + \left(\frac{\mu_B \cdot B}{h \cdot \nu^2}\right)^2 \cdot \sigma_\nu^2} \quad (5.4.9)$$

Für das Rubidiumisotop ^{85}Rb erhält man den Kernspin:

$$I_{85} = 2,504 \pm 0,006$$

Dieser Wert stimmt sehr gut mit dem theoretischen Wert von $I_{85}=2,5$ (1σ) überein. Für das Rubidiumisotop ^{87}Rb erhält man den Kernspin:

$$I_{87} = 1,498 \pm 0,004$$

Auch dieser Wert stimmt mit dem theoretischen Wert von $I_{87}=1,5$ innerhalb von einer Standardabweichung überein.

5.5 Spinpräzession im Erdmagnetfeld

5.5.1 Durchführung

Zur Messung der Spinpräzession im Erdmagnetfeld befindet sich neben den beiden Linsen und der Rubidumzelle das $\lambda/4$ -Plättchen im Strahlengang des Versuches. Zunächst suchten wir analog zur Messung der Relaxationszeit nach Dehmelt die Absorptionspeaks beim umklappen des Magnetfeldes. Dafür wurde ein magnetisches Wechselfeld horizontal zum Strahlengang durch das Spulenpaar Nr.2 erzeugt. Nach dem Erhalt des so gewonnenen Dehmeltsignals änderten wir den Aufbau, in dem wir das magnetische Wechselfeld nun mit dem Spulenpaar Nr.5 erzeugten, welches sich direkt auf der Zelle befindet. Begründet ist dieses Vorgehen dadurch, dass falls das Spulenfeld in einer Zeit, die kürzer ist als die Präzessionszeit der Rubidiumatome im Erdfeld ausgeschaltet wird, die Polarisation des Ensembles an Rubiumatomen nicht dem wechselnden Magnetfeld folgen kann und somit stationär bleibt [Köh11]. Um die Spinpräzession messen zu können wurde außerdem das Wechselfeld an Spulenpaar Nr.5 mit dem instec function generator per Rechteckspannung moduliert. Hierfür wird das Spulenpaar direkt mit dem 50Ω Anschluss des instec function generators verbunden. Mit dem zweiten Ausgang dieses Generators (TTL/CMOS) wurde das Signal des instec function generators zum Triggern an das Oszilloskop angeschlossen. Für ein möglichst gutes Signal wurde der Vorverstärker auf 60dB geschaltet und das Oszilloskop im Average 128 Modus betrieben. Dies liefert sehr gute Signale (siehe Abbildung(5.17)).

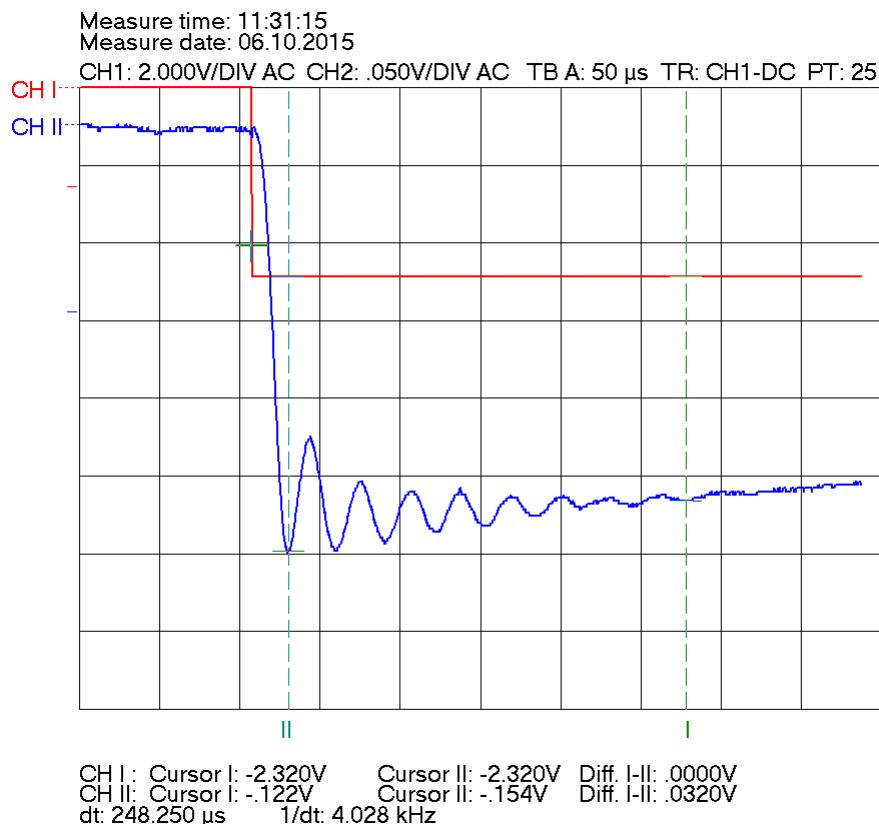


Abbildung 5.17: Spinpräzessionssignal der Photodiode (blau) bei beinahe kompensierten vertikalen Erdmagnetfeld ($I_4=70\text{mA}$) und Spannung die an Spulenpaar Nr.5 anliegt (rot).

Dabei verwendeten wir die folgenden Einstellungen: $I_L=55,5\text{mA}$, das heißt das ^{85}Rb wird gepumpt, $T=34,5^\circ\text{C}$ und Frequenz der Rechteckspannung $\nu_R=101\text{Hz}$. Die Heizzeit mit dem Föhn betrug hierbei 150s. Nach dieser Heizzeit warteten wir 4 Minuten bis wir das Signal aufnahmen. Laut der Anleitung sollte das horizontale Magnetfeld laut den Daten aus der Doppelresonanzmethode kompensiert werden. Stellten wir diese Werte ein, konnten wir keine guten Spinpräzessionssignale aufnehmen. Daher kompensierte wir das horizontale Magnetfeld nicht und werden später in der Auswertung darauf eingehen.

Um den Tisch so zu stellen, dass die horizontale Komponente des Erdmagnetfeldes genau in Richtung des Strahlengangs steht begannen wir den Tisch zu drehen. Dabei orientierten wir uns zu erst an der Richtungsanzeige nach Norden der App Compass auf dem Sony Xperia Z1 Compact¹. Außerdem orientierten wir uns an der Markierung unserer Vorgänge auf dem Boden. Leider überlagerte sich nach dem Drehen des Tisches ein Sinusförmiges Rauschen unsere Signal. Der Grund für dieses Rauschen konnte von uns nicht ermittelt werden. Die Messung fand jedoch an einem anderen Tag statt, so dass möglicherweise andere äußere Einflüsse vorlagen. Dies ist in Abbildung (5.18) dargestellt. Diese Überlagerung kam vor allem bei Reduzierung der Stromstärke durch Spulenpaar Nr.4 zu tragen. Daher konnten wir gute Signale nur für die Ausgangssituation aufnehmen.

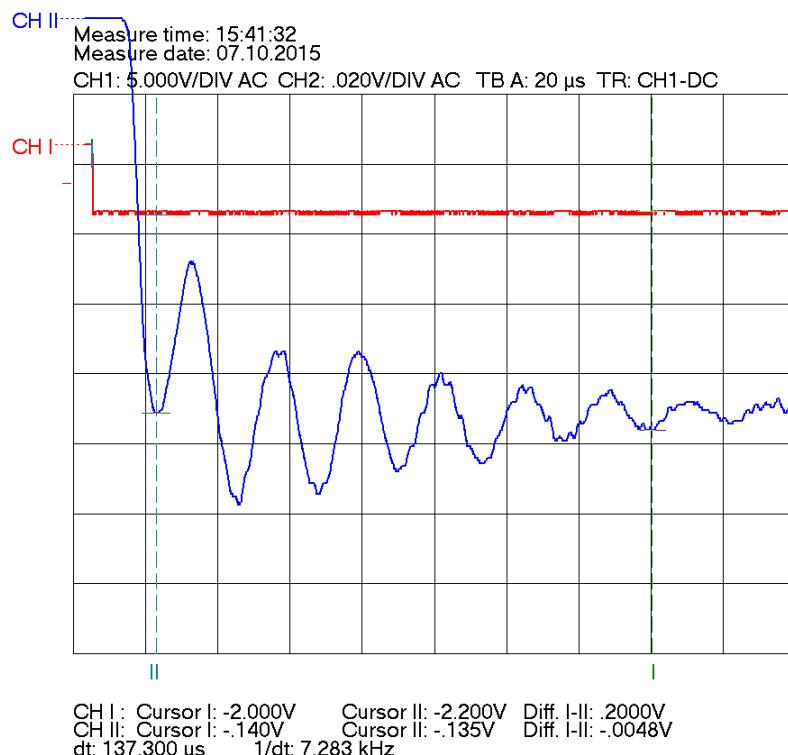


Abbildung 5.18: Spinpräzession der Photodiode (blau) bei Drehung des Tisches mit einer Überlagerung eines sinusförmigen Rauschens bei beinahe kompensierten vertikalen Erdmagnetfeld ($I_4=70\text{mA}$) und Spannung die an Spulenpaar Nr.5 anliegt (rot)

¹Diese App wurde aus dem Goolge Play Store heruntergeladen

5.5.2 Auswertung

Um das vertikale Erdmagnetfeld aus der Spinpräzession (Gleichung (3.6.1)) zu bestimmen muss die Frequenz der Spinpräzession gemessen werden. Dazu verwendeten wir einmal das am Computer verfügbare Programm und fügten zusätzlich an unsere Datenpunkte eine gedämpfte Schwingung mit linearem Untergrund. Dazu verwendeten wir die Funktion:

$$f(t) = a * e^{-(bt-c)} \cdot \cos(2\pi\nu \cdot t + d) + mt + c \quad (5.5.1)$$

Der erste Teil der Gleichung beschreibt die exponentielle Dämpfung, der Cosinusterm beschreibt die Schwingung und der letzte Teil die Steigung. Der hier lineare Term wird teilweise zu einem Polynom zweiten Grades ergänzt, wenn der Verlauf der Spinpräzession damit besser gefitett werden konnte. Eine Darstellung der Messdaten ist in Abbildung (5.19) zu sehen. Ein Fit der Spinpräzession befindet sich beispielhaft in Abbildung (5.20). Die weiteren Darstellungen der Spinpräzession für die verschiedenen Ströme durch Spulenpaar Nr.4 und die Fits der Spinpräzession sind im Anhang zu finden ((7.8) und (7.9)).

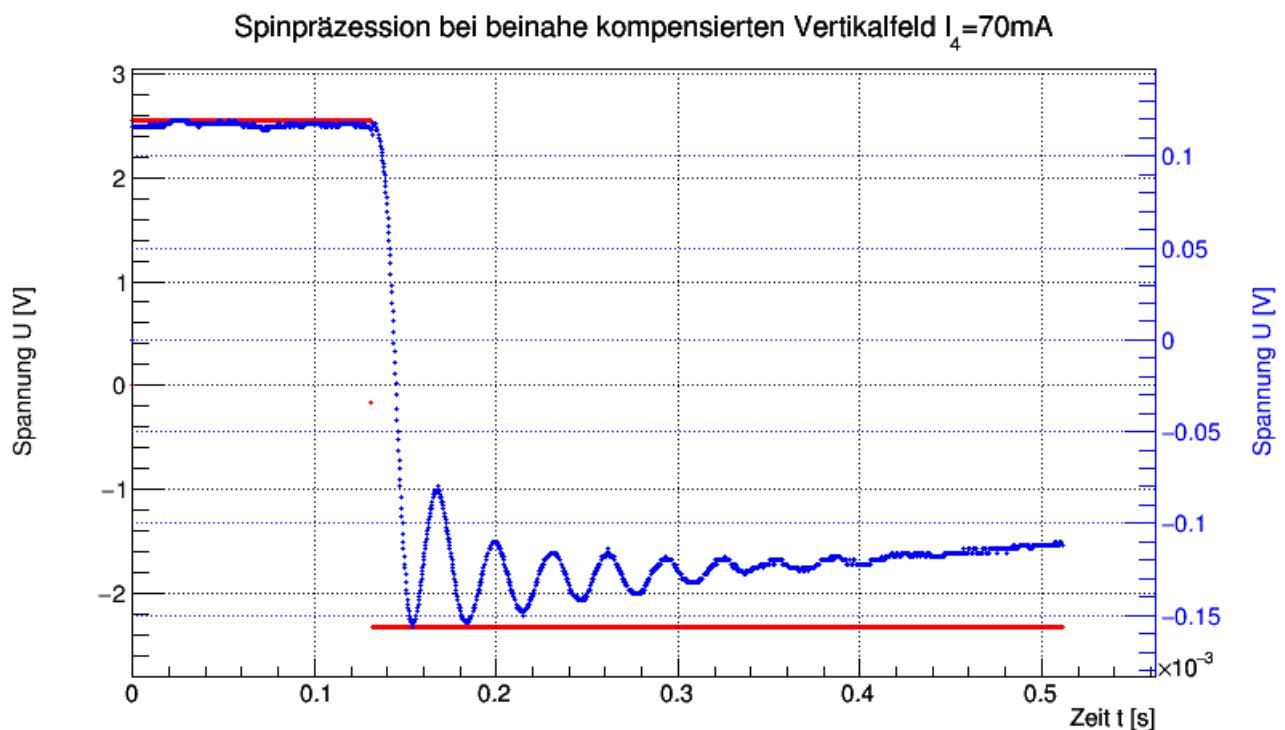


Abbildung 5.19: Darstellung der aufgenommenen Spinpräzession (blau) bei nahezu kompensierten Erdmagnetfeld und Rechtecksignal für die Modulation des magnetischen Wechselfeldes

Deutlich bei den durchgeführten Fits zu erkennen ist, dass die so ermittelten Werte für die Spinpräzessionsfrequenz ν mit den vom Computerprogramm fast immer innerhalb einer Standardabweichung übereinstimmen (siehe Tabelle (5.9)). Die Fits liefern jedoch nur sehr kleine Fehler auf die Präzessionsfrequenz ν . Diese kleinen Fehler werden den deutlichen Unterschieden der Spinfrequenz je nach Einschränkung und Startwert der Parameter nicht gerecht. Daher entschieden wir uns die Werte, welche wir bei dem Ablesen der Spinpräzessionsfrequenz mit

dem Computerprogramm ermittelt haben im Folgenden zu verwenden. Die Werte für die Periodendauer der Spinpräzession und somit für die Spinpräzessionsfrequenz erhielten wir mit dem Computerprogramm indem wir zwei Zeitpunkte festsetzen und dann die Zeitdifferenz durch die Anzahl der Perioden teilten. Anschließend setzen wir die Cursorpunkte weiter auseinander und erhielten somit eine andere Anzahl an Perioden. Den Fehler ermittelten wir nun aus der Differenz der beiden so ermittelten Spinpräzessionsfrequenzen.

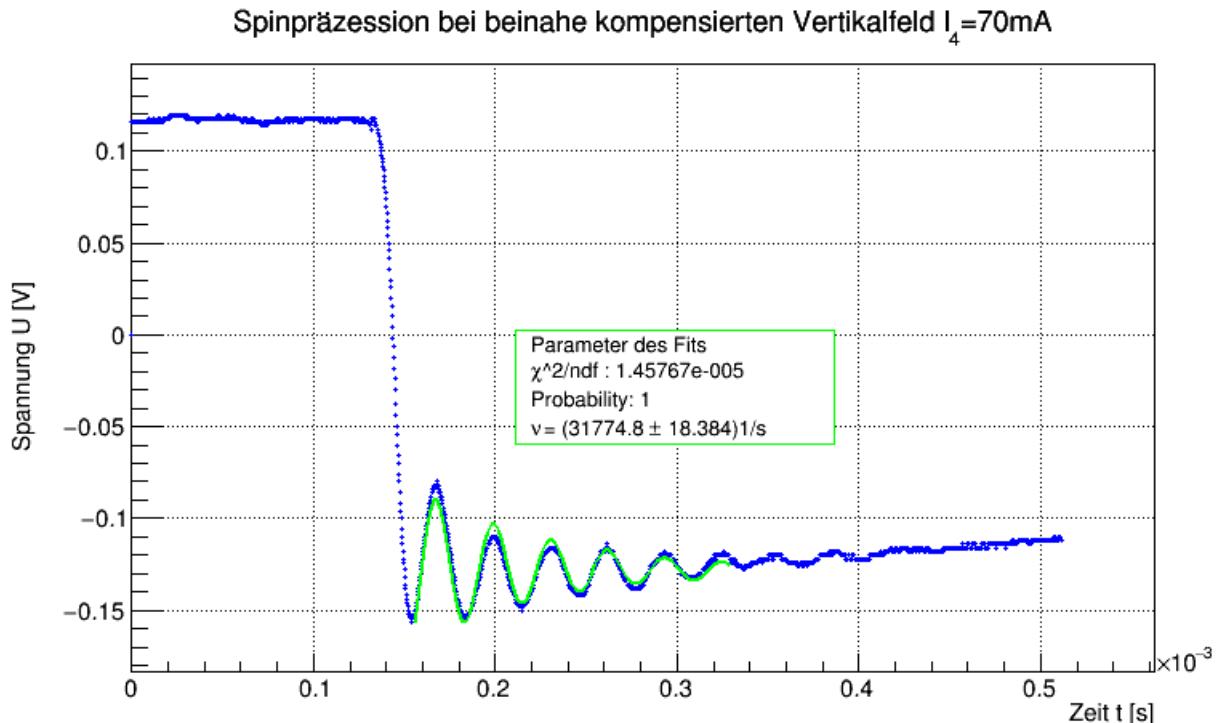


Abbildung 5.20: Fit (grün) der aufgenommenen Spinpräzession (blau) bei nahezu kompensierten Erdmagnetfeld.

Die folgende Tabelle zeigt die Messwerte:

I_{S4} [mA]	$\sigma_{I_{S4}}$ [mA]	ν_{Fit} [kHz]	$\sigma_{\nu_{Fit}}$ [kHz]	ν_{gem} [kHz]	$\sigma_{\nu_{gem}}$ [kHz]
0	0,1	-	-	190	8
10	0,1	172,285	0,017	173	5
20	0,1	145,569	0,017	150	2
30	0,1	124,421	0,011	125	2
40	0,1	102,751	0,011	103	1
50	0,1	77,862	0,018	78	1
60	0,1	54,998	0,020	56,5	0,7
70	0,1	31,774	0,018	32,5	0,3

Tabelle 5.9: Darstellung der Messwerte und der gefitteten Werte der Spinpräzession

Die mit dem Computer ermittelten Präzessionsfrequenzen trugen wir nun gegen die Stromstärke durch das Spulenpaar Nr.4 auf. Dies ist in Abbildung (5.21) dargestellt.

Lineare Regression zur Spinpräzession

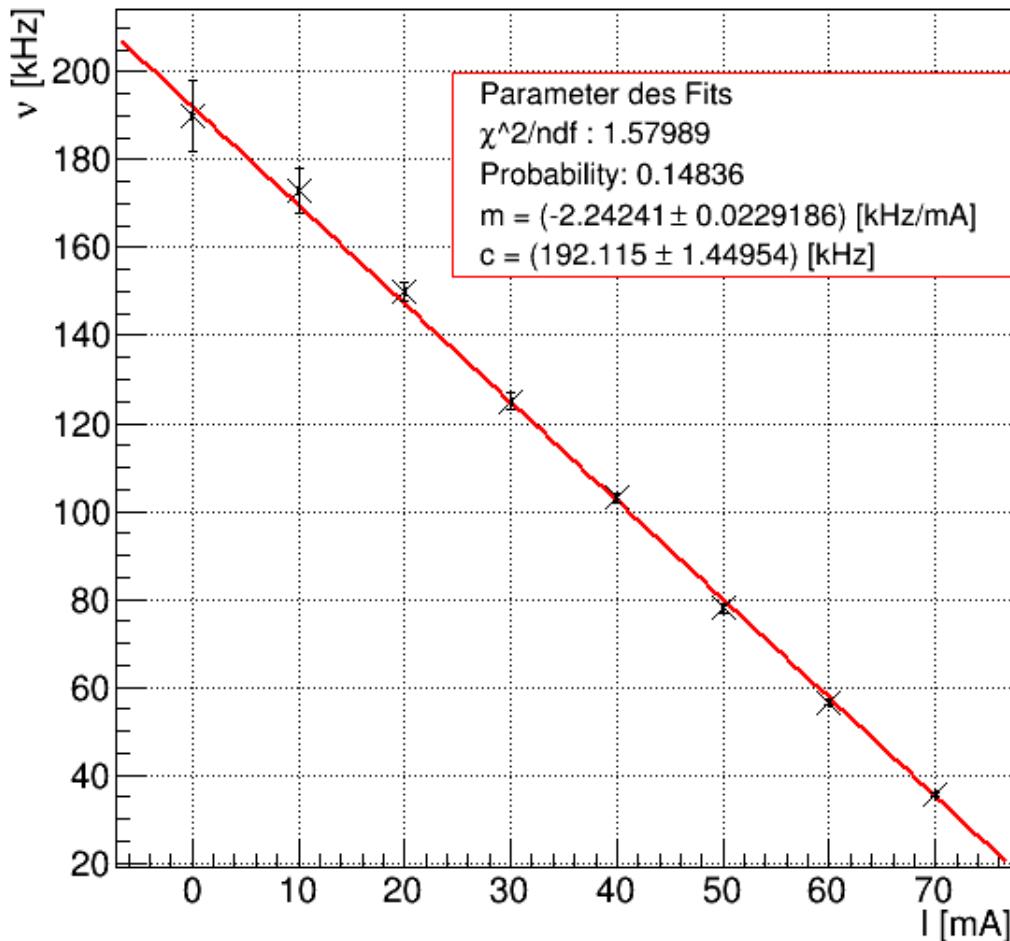


Abbildung 5.21: Spinpräzession in Abhängigkeit der Stromstärke durch Spulenpaar Nr.4 und somit vom jeweiligen resultierenden B-Feld.

Der y-Achsenabschnitt c gibt nun die Frequenz bei unkompenziertem vertikalem Erdmagnetfeld an. Zu beachten ist an dieser Stelle, dass die Präzession der Rubidiumatome um ein resultierendes B-Feld aus der vertikalen Komponente des Erdmagnetfelds und der horizontalen Komponente des Erdmagnetfeldes stattfindet. Dies ist der Fall, da wir, wie in der Durchführung beschrieben, die besten Signale der Spinpräzession bei unkompenziertem horizontalem Erdmagnetfeld erhielten. Dieses resultierende B-Feld errechnet sich nun durch Gleichung (3.6.1). Der Fehler ergibt sich durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung zu:

$$\sigma_{B_{Res}} = \frac{h}{g_F \mu_B} \cdot \sigma_{v_{osz}} \quad (5.5.2)$$

Damit erhält man:

$$B_{Res} = (41,2 \pm 0,3) \mu T$$

Dieses resultierenden magnetische Feld B_{Res} ergibt sich durch die vektorielle Addition der

vertikalen und horizontalen Komponente des Erdmagnetfeldes:

$$B_{Res} = \sqrt{B_{hor}^2 + B_{vert}^2} \quad (5.5.3)$$

Wir nehmen nun die Werte B_{hor} , welche im Abschnitt zur Doppelresonanz berechnet wurden, für die horizontale Komponente des Erdmagnetfeldes in diesem Abschnitt. Begründet ist dieses Vorgehen damit, dass der Wert für den Kernspin im Abschnitt Doppelresonanz sehr gute Ergebnisse lieferte, auch wenn B_{hor} jeweils nicht mit dem Theoriewert übereinstimmt. Aus diesen beiden Werten für die horizontale Komponente bildeten wir den Mittelwert von $B_{horM} = (6,6 \pm 1,6)\mu T$. Diesen Wert bezeichnen wir im Folgenden mit B_{hor} .

Damit lässt sich die vertikale Komponente des Erdmagnetfeldes berechnen mit:

$$B_{vert} = \sqrt{B_{Res}^2 - B_{hor}^2} \quad (5.5.4)$$

Erneut ergibt sich der Fehler durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung mit der Formel:

$$\sigma_{B_{ver}} = \sqrt{\frac{B_{Res}^2 \cdot \sigma_{B_{Res}}^2}{B_{Res}^2 - B_{hor}^2} + \frac{B_{hor}^2 \cdot \sigma_{B_{hor}}^2}{B_{Res}^2 - B_{hor}^2}} \quad (5.5.5)$$

Somit erhält man schließlich für die vertikale Komponente des Erdmagnetfeldes:

$$B_{ver} = (40,6 \pm 0,4)\mu T$$

Vergleicht man nun diesen Wert mit dem theoretischen Wert für die vertikale Komponente des Erdmagnetfelds von $B_{vertheo} = 42,9\mu T$, stellt man fest, dass man bei dieser Methode „näher“ an dem Theoriewert ist als bei der Doppelresonanzmethode, bei der wir einen Wert von $B_{verDoppel} = (35,2 \pm 2,9)\mu T$ erhielten. Außerdem ist der Fehler über die Bestimmung der Spinpräzession deutlich kleiner.

Die Unterschiede lassen sich wie folgt erklären: Die vertikale Komponente des Erdmagnetfelds wird jeweils durch Magnetfelder überlagert, welche durch die Experimente und technischen Geräte im Gebäude herrühren. Dies bedeutet, dass es uns nur möglich ist das momentan vorherrschende Magnetfeld zu vermessen. Dies ist auch abhängig vom Tag, an dem wir die Messung durchführen.

5.6 Bestimmung der Relaxationszeit nach Dehmelt

5.6.1 Durchführung

Kalibrierung der Neutralfilter

Bevor wir mit der eigentlichen Messung der Dehmeltabsorptionen begannen, führten wir eine Kalibrierung der Neutralfilter durch. Die Rubidiumzelle wurde bei dieser Kalibrierung aus dem Strahlengang genommen. Dieses Vorgehen erachteten wir als sinnvoll, da die Beschriftung der Neutralfilter nicht eindeutig ist, so ist beispielsweise ein Neutralfilter nur mit „T“ beschriftet. Bei fest eingestellter Temperatur $T=34,5^{\circ}\text{C}$ und fest eingestelltem Laserdiodenstrom $I=55,6\text{mA}$ nahmen wir die Spannung der Photodiode mit dem Oszilloskop auf. Dabei wurde die Spannung für 16 verschiedene Neutralfilter, sowie ohne Neutralfilter aufgenommen. Zusätzlich schalteten wir die Laserdiode aus und verwendeten die nun gemessene Spannung als Offset. Von den 16 vermessenen Neutralfilter werteten wir nur diejenigen aus, mit welchen die Messung der Relaxationszeit nach Dehmelt möglich ist.

Messung der Relaxationszeit nach Dehmelt

Bei der Relaxationszeit nach Dehmelt werden neben dem $\lambda/4$ Plättchen und den beiden Linsen zusätzlich die oben genannten Neutralfilter einzeln eingebaut. Das vertikale Erdmagnetfeld wird mit Spule 4 kompensiert. Dazu liegt am Spulenpaar Nr.4 ein Strom der Stärke 81mA an. Die Temperatur der Laserdiode wurde fest auf $T=34,5^{\circ}\text{C}$ eingestellt. An das Spulenpaar Nr.2 wurde eine Rechteckspannung mit einer Frequenz $\nu=(99,9\pm 1,0)\text{Hz}$ mit dem Funktionen Generator (instec function generator) angelegt. Gleichzeitig wurde dieses Signal als Referenzsignal an das Oszilloskop angeschlossen. Diese zeitlich variierende Spannung an Spulenpaar 2 bewirkt ein magnetisches Wechselfeld in Richtung des Strahlenganges. Dadurch wird der Zustand des Ensembles an Rubidiumatomen Atomen zwei Mal pro Periode umgeklappt. Konkret heißt das: Die Rubidiumatome befinden sich durch optisches Pumpen hauptsächlich im Zustand mit den höchsten Quantenzahlen (m_F, F). Nun wird das anliegende Magnetfeld umgepolt, so dass sich diese Atome im Zustand mit der entgegengesetzten Quantenzahlen $-m_F$ befinden. Daher kann erneut optisch gepumpt werden, so dass wieder ein Absorptionssignal sichtbar wird. Aus diesen Absorptionssignalen wird die Orientierungszeit τ bestimmt. Dabei wird das Rubidium Isotop 85 zum Pumpen genutzt. Dafür wurde ein Diodenstrom von $I=58,5\text{mA}$ eingestellt. Die Föhnzeiten zum Heizen der Rubidiumzelle hielten wir konstant bei einer Minute. Danach warteten wir vier Minuten, bis wir das Dehmeltsignal aufnahmen. Die Aufnahmen machten wir im Average-Modus des Oszilloskops, um möglichst viele Neutralfilter verwenden zu können. In Abbildung (5.22) ist das Signal der Photodiode in blau und das dazugehörige magnetische Wechselfeld der Spule 2 in rot dargestellt.

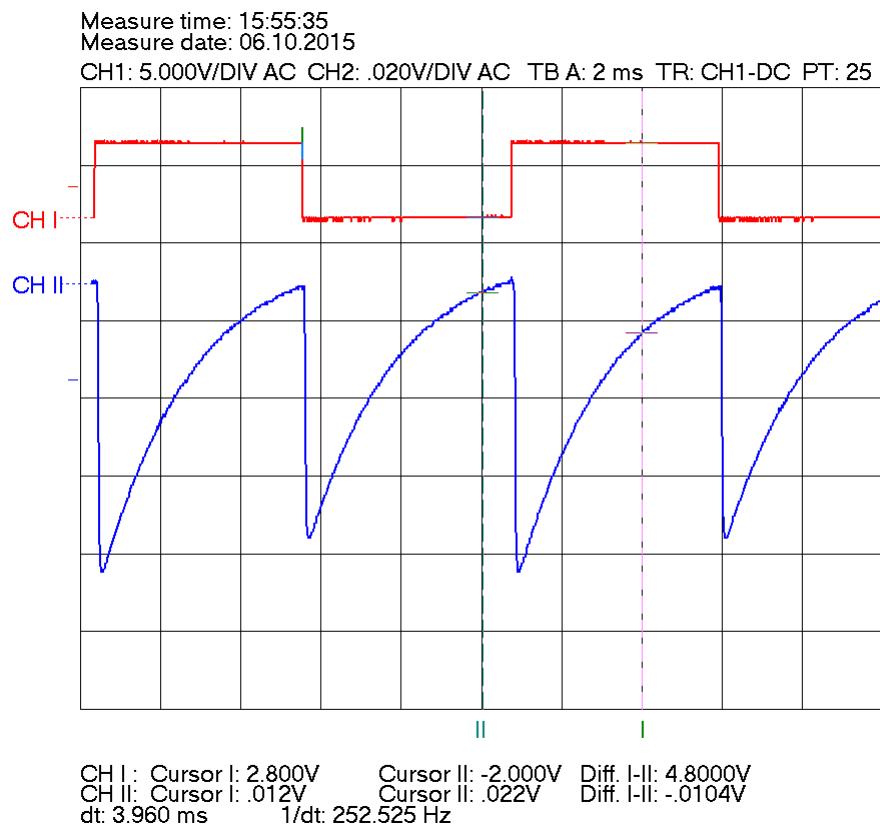


Abbildung 5.22: Spannungssignal der Photodiode bei Relaxation nach Dehmelt(blau) und magnetisches Wechselfeld an Spule 2 (rot).

5.6.2 Auswertung

Kalibrierung der Neutralfilter

In der Messung verwendeten wir die in Tabelle (5.10) dargestellten Neutralfilter. Die später benötigte Intensität I_{rel} wird dabei aus den gemessenen Spannungswerten der Photodiode mit

$$I_{rel} = \frac{U_i - U_0}{U_{ohne} - U_0} \quad (5.6.1)$$

ermittelt. Dabei steht U_i für den Spannungswert an der Photodiode beim i-ten Neutralfilter, U_0 für den Spannungsoffset bei ausgeschaltetem Laser und U_{ohne} für den Spannungswert ohne Neutralfilter. Der Offset betrug $U_0 = -73\text{mV}$. Der Fehler auf I_{rel} berechnet sich mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung:

$$\sigma_{I_{rel}} = \sigma_U \cdot \sqrt{\left(\frac{U_i - U_0}{(U_{ohne} - U_0)^2}\right)^2 + \left(\frac{1}{U_{ohne} - U_0}\right)^2 + \left(\frac{U_i - U_0}{(U_{ohne} - U_0)^2} - \frac{1}{U_{ohne} - U_0}\right)^2} \quad (5.6.2)$$

wobei wir den Fehler auf alle mit dem Oszilloskop gemessene Spannungen mit $\sigma_U = 0,02V$ abschätzten. Die Tabelle (5.10) zeigt die gemessenen und daraus berechneten Werte für die Neutralfilter. Diese Neutralfilter verwenden wir zur Bestimmung der Relaxationszeit nach Dehmelt. Durch Neutralfilter mit geringerem I_{Rel} Wert transmittiert zu wenig Licht, um ein deutliches Dehmeltsignal zu erhalten.

Filternummer	Beschriftung D	U_{Ph} [V]	I_{Rel} [%]	$\sigma_{I_{Rel}}$ [%]
1	ohne Filter	4,32	100	0,64
2	0,3	1,71	40,66	0,56
3	0,6	1,34	32,19	0,57
4	1,0	0,64	16,19	0,60
5	1,3	0,36	9,84	0,61
6	1,6	0,28	8,04	0,62
7	2,0	0,16	5,28	0,63
8	T	3,61	83,86	0,60
9	0,..	1,22	29,46	0,57
10	-0,37	1,67	39,59	0,56

Tabelle 5.10: Kalibrierung der Neutralfilter

Dehmeltsignal der Zelle, Fit und Fehlerabschätzung

In Abbildung (5.23) ist das Signal der Photodiode beispielhaft für den Neutralfilter $D=0,3$ dargestellt. Alle anderen Daten und Fits befinden sich im Anhang (7.10). In dieser Abbildung befindet sich ebenfalls der Fit an die Datenpunkte. Die Spannung der Photodiode die mit dem Oszilloskop gemessen wurde ist dabei proportional zur Intensität des transmittierten Lichts durch die Rubidiumzelle. Wie in den theoretischen Grundlagen beschrieben (Gleichung (3.4.6))

wird an die Datenpunkte ein exponentieller Verlauf gefittet:

$$U_{Ph} = a - b \cdot e^{-\left(\frac{t-c}{\tau}\right)} \quad (5.6.3)$$

Hier ist a der Parameter für die Transmission im Gleichgewicht, τ die zu bestimmende Orientierungszeit, b die Amplitude der Transmissionsänderung und c ein Parameter zur Verschiebung der Exponentialfunktion entlang der x-Achse.

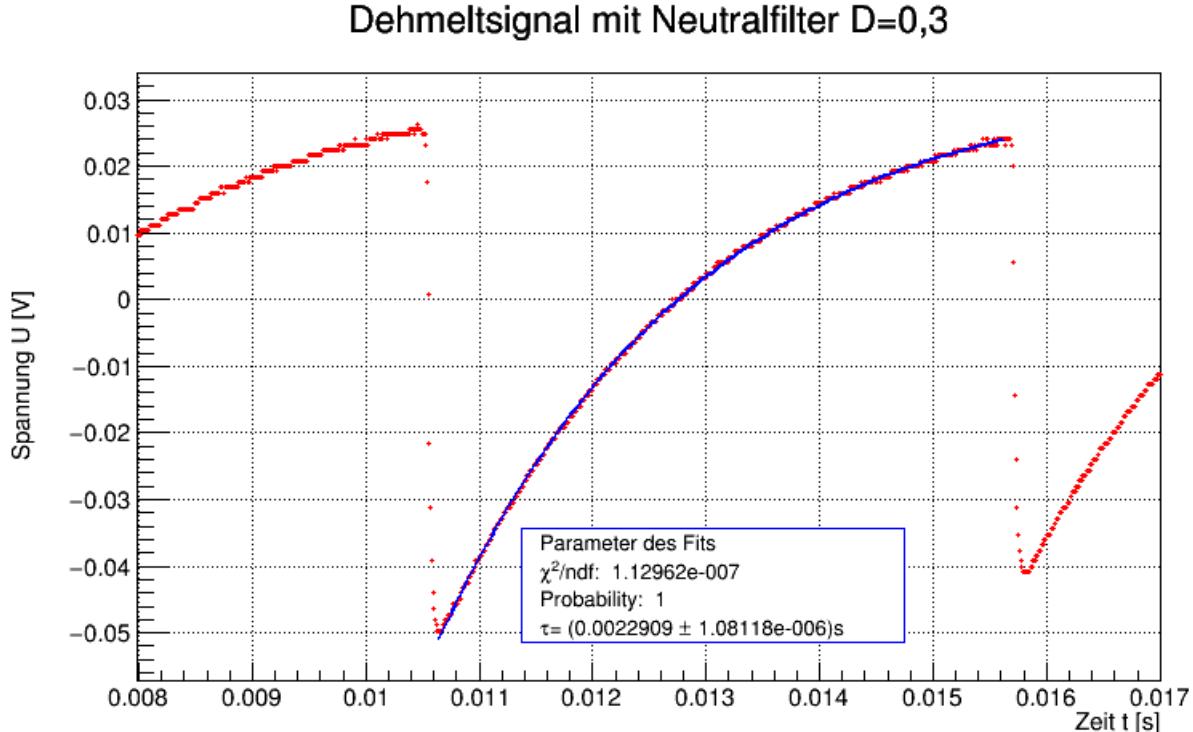


Abbildung 5.23: Fit an die Datenpunkte der Photodiode bei Verwendung des Neutralfilters mit Aufschrift D=0,3

Die Fehler auf die Orientierungszeit in den Fits waren sehr klein. Beim Vorgang des Fittens fiel jedoch auf, dass es ebenso möglich war gut passende Fits an die Datenpunkte zu legen, bei denen die Orientierungszeit τ nicht innerhalb der Standardabweichung des von Root angegebenen Fehlers übereinstimmt. Daher ließen wir alle Parameter bis auf die Orientierungszeit gleich und variierten diese um einige Prozent. Damit bestimmten wir den Fehler auf τ durch Vergleich der beiden erhaltenen Orientierungszeiten. Dieses Vorgehen ist beispielhaft für den Neutralfilter D=2,0 in Abbildung (5.24) dargestellt. Die weiteren Abbildungen befinden sich im Anhang (7.11).

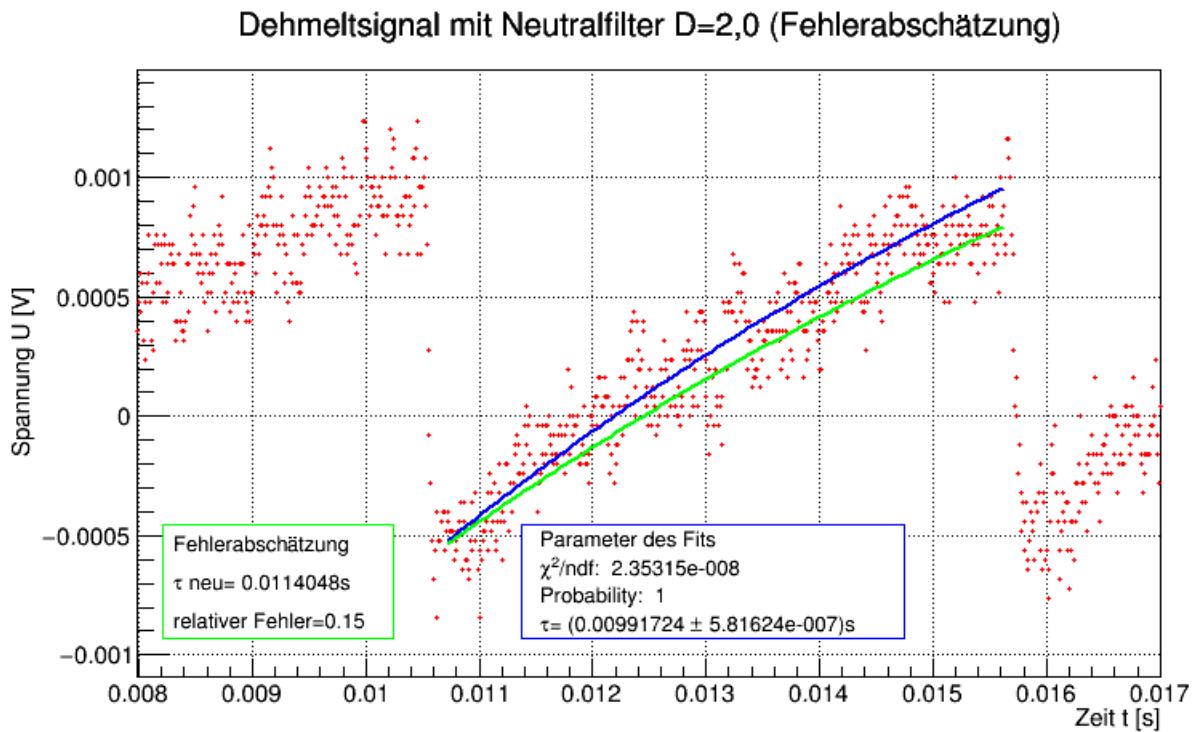


Abbildung 5.24: Fit an die Datenpunkte der Photodiode bei Verwendung der Neutralfilters mit Aufschrift $D=2,0$ (blau) und Vorgehen zur Fehlerabschätzung (grün).

Die somit ermittelten Werte für die Orientierungszeit τ und den Fehler σ_τ sind in Tabelle (5.11) dargestellt.

I_{Rel} [%]	$\sigma_{I_{\text{Rel}}}$ [%]	τ [ms]	σ_τ [ms]
100	0,64	0,930	0,019
40,66	0,56	2,29	0,05
32,19	0,57	2,94	0,07
16,19	0,60	3,73	0,07
9,84	0,61	4,61	0,11
8,04	0,62	6,26	0,37
5,28	0,63	9,9	1,5
83,86	0,60	1,04	0,04
29,46	0,57	4,30	0,11
39,59	0,56	1,98	0,04

Tabelle 5.11: Orientierungszeiten τ und Fehler auf die Orientierungszeiten σ_τ

Bestimmung der Relaxationszeit nach Dehmelt

Im vorherigen Abschnitt wurde die Orientierungszeit τ des Ensembles an Rubidiumatomen bei verschiedenen relativen Intensitäten I_{Rel} bestimmt. Aus dieser Orientierungszeit soll nun die Relaxationszeit T_{RD} gewonnen werden. Dies geschieht mithilfe der Gleichungen (3.4.5) und (3.4.2). Es ergibt sich daraus der folgende lineare Zusammenhang:

$$\frac{1}{\tau(I)} = aI + \frac{1}{T_{RD}} \quad (5.6.4)$$

wodurch bei Extrapolation gegen einen relative Intensität $I_{Rel} = 0$ die inverse Relaxationszeit $\frac{1}{T_{RD}}$ gewonnen wird. Dieses Vorgehen ist in der Abbildung (5.25) dargestellt.

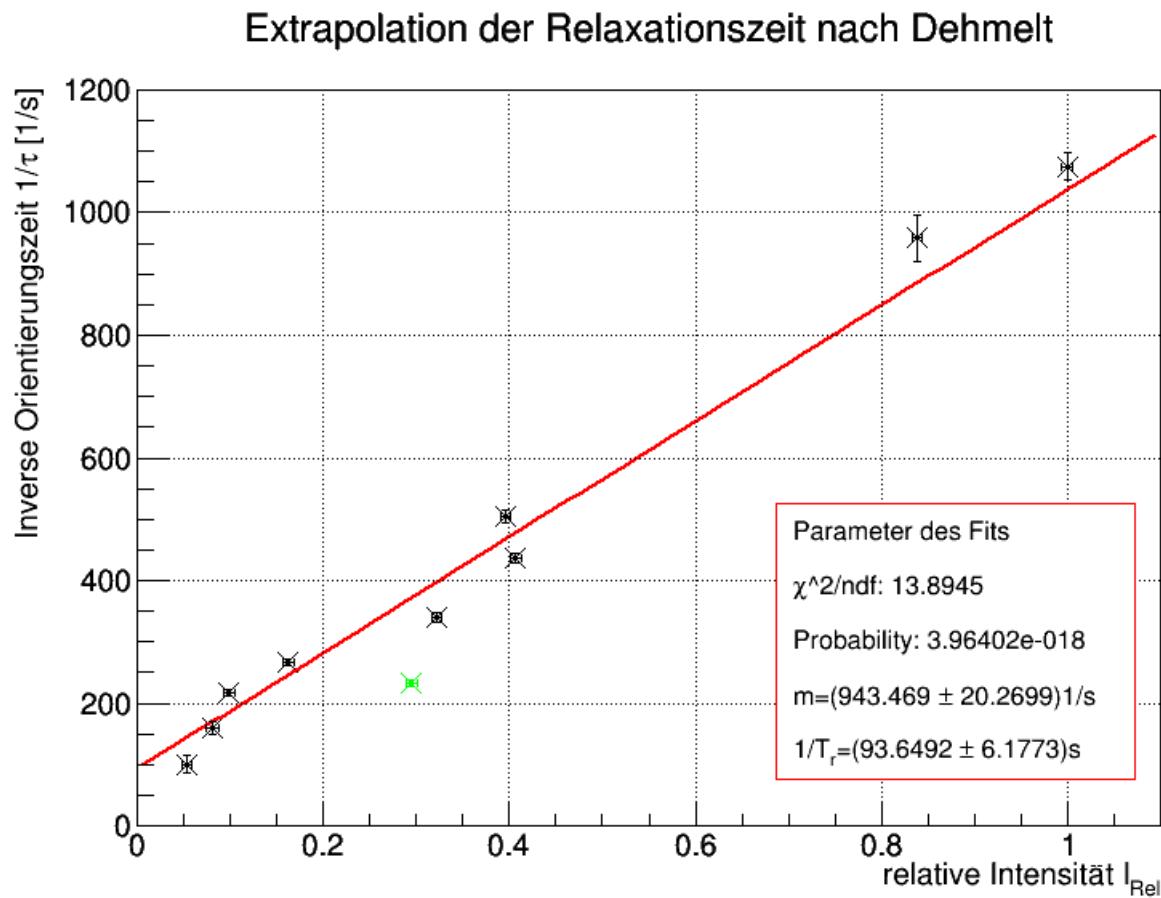


Abbildung 5.25: Lineare Zusammenhang zwischen der Inversen der Orientierungszeit $\frac{1}{\tau}$ und der relativen Intensität I_{Rel} zur Bestimmung von T_{RD}

Dabei wurde der in Abbildung (5.25) grün markierte Punkt in der linearen Regression nicht beachtet. Grund dafür ist, dass dieser Neutralfilter mit der Beschriftung D=0,.. halbseitig mit Klebeband abgeklebt war. Zunächst vermuteten wir, dass der Laserstrahl von diesem Klebeband nicht behindert wird. Diese Vermutung erwies sich beim Auswerten der Daten als falsch. Insgesamt erhalten wir damit für die Relaxationszeit nach Dehmelt.

$$T_{RD} = (10,7 \pm 0,7)ms$$

Vergleicht man diesen Wert mit dem theoretischen Wert von $T_{RDtheo}=6,5$ ms sieht man einen deutlichen Unterschied. Diese Diskrepanz soll im Folgenden kurz erläutert werden. Die Methode der Messung der Relaxationszeit nach Dehmelt beinhaltete einige zusätzliche Fehlerquellen. Erstens kann die Temperatur und der Dampfdruck in der Zelle zwischen den Messungen nicht verglichen werden. Wir hielten gleiche Föhn und Wartezeiten bis zur Messung ein, jedoch können schon beim Föhnen Fehler geschehen, indem zum Beispiel der Abstand zwischen der Zelle und dem Föhn variiert oder die Rubidumzelle an unterschiedlichen Flächen geföhnt wurde. Zweitens stellten wir fest, dass der Ausschlag des Signals der Absorption ohne eingebauten Filter nach der Wartezeit schon wieder kleiner wurde. Bei Neutralfilter mit geringer Transmission stieg der Ausschlag nach der Wartezeit teilweise noch weiter an. Daher ist auch hier ein zusätzlicher Fehler zu beachten, da die Amplituden des Dehmeltsignals sich teilweise schnell veränderten. Diese zusätzlichen Fehler sind auch am zu hohen χ^2 Wert zu erkennen. Da dieser mit einem Wert von 13,9 ein Indikator für eine Unterschätzung der Fehler ist. Außerdem war auffällig, dass sich gerade bei geringen Intensitäten I_{Rel} die Orientierungszeit, je nach Einschränkung der Fitparameter, deutlich änderte.

Auch in [Bau97] sind weitere Schwierigkeiten wie die wenigen Messpunkte bei geringer Intensität genannt. Da unser ermittelter Wert in der Größenordnung des theoretischen Werts liegt, kann insgesamt von einem zufriedenstellenden Ergebnis gesprochen werden.

5.7 Bestimmung der Relaxationszeit nach Franzen

5.7.1 Durchführung

Bei der Relaxation nach Franzen wird das Laserlicht periodisch unterbrochen. Dies geschieht mithilfe einer Chopperscheibe. Durch das Einstellen einer Spannung am Drehmotor der Chopperscheibe und der damit verknüpften Einstellung der Frequenz der Chopperscheibe kann die Dunkelzeit Δt variiert werden, in der das Ensemble an Rubidumatomen relaxiert. Nun wählten wir 11 Einstellungen der Spannung, so dass wir den möglichen Bereich der Dunkelzeit Δt äquidistant abdeckten. Im Strahlengang befindet sich die Chopperscheibe, die beiden Linsen, das $\lambda/4$ -Plättchen sowie die Rubidiumzelle. Das Spulenpaar Nr.4 wird von einem Strom von 74 mA durchflossen um das vertikale Erdmagnetfeld zu kompensieren. Mit einem Strom von 107 mA durch das Spulenpaar Nr.1 wurde das horizontale Magnetfeld der Erde kompensiert. Die Rubidiumzelle wurde von uns vor jeder Messung eine Minute durch den Föhn geheizt. Danach setzten wir die Rubidiumzelle in den Versuchsaufbau ein und warteten zwei Minuten bis zur jeweiligen Messung. Der Strom durch die Laserdiode betrug $I_L=56,0$ mA und die Temperatur des Peltierelements $T=34,6$ °C. Ein typische Signal bei dieser Messung ist in Abbildung (5.26) dargestellt.

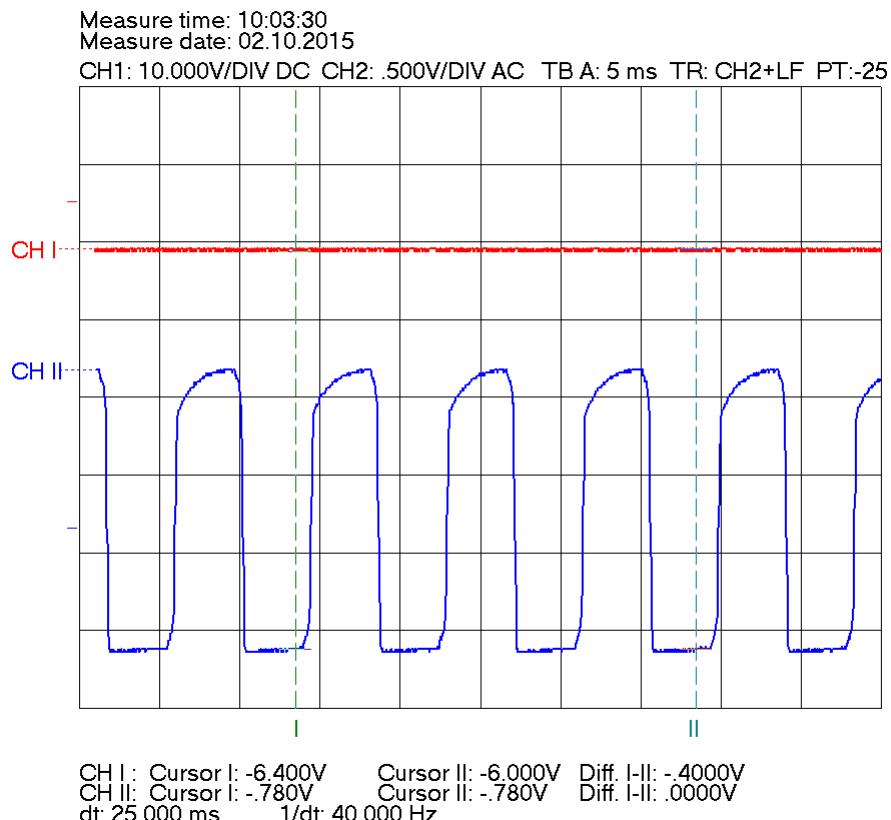


Abbildung 5.26: Aufnahme der Relaxationszeit nach Franzen mit dem Oszilloskop

5.7.2 Auswertung

Bestimmung der Dunkelzeit

Wie schon in Abbildung (5.26) ersichtlich steigt das Spannungssignal der Photodiode schnell an, wenn der Strahlengang vom Chopper freigegeben wird. Außerdem ist gut zu erkennen, dass das Plateau nicht sofort erreicht wird. Man erkennt einen exponentiellen Verlauf bis zum Erreichen des Plateaus. Die Größe dieser „Einkerbung“ ist von der Dunkelzeit Δt abhängig. Die Dunkelzeit bestimmten wir wie folgt: Wir ermittelten die Maße der Chopperscheibe (siehe Messprotokoll) und stellten dabei fest, dass die Abstände und Größe der Löcher den Abständen und Größen der Flächen entsprachen. Daher bestimmten wir die Dunkelzeit Δt über die Frequenz der Chopperscheibe, die wir über das Computerprogramm des Oszilloskops aufnahmen. Die Dunkelzeit berechneten wir daraus mit:

$$\Delta t = \frac{1}{2 \cdot \nu} \quad (5.7.1)$$

wobei ν hier die Frequenz des Motors ist. Diesen Wert verglichen wir mit der Dunkelzeit der Aufnahmen indem wir aus den Daten die Dunkelzeit per Hand abschätzten. Hierzu untersuchten wir die Zeitdifferenz zwischen zwei Werten, bei denen die Intensität gerade in der Mitte zwischen Plateau und dem Offset war. Die bei diesem Vorgehen erhaltene Dunkelzeit unterschied sich kaum von der bestimmten Dunkelzeit über die Frequenz. Über dieses Vorgehen schätzten wir jedoch die Größenordnung des Fehler ab. Damit erhielten wir einen Fehler auf die Dunkelzeit des Δt von 3% des Messwertes.

Fit des Franzensignal

Um das große Rechtecksignal des An- und Abschaltens des Lasers zu beschreiben wählten wir eine Fermifunktion:

$$U_F(t) = \frac{A}{1 + e^{\frac{\mu-t}{\sigma}}} + U \quad (5.7.2)$$

Dabei beschreibt U den konstanten Untergrund, A die Amplitude, μ den Wendepunkt und σ bewirkt eine Abweichung von scharfen Kanten. Nun setzt beim somit bestimmten Wert μ das optische Pumpen ein, sodass es zur bereits oben beschriebenen „Einkerbung“ kommt. Dieser Anstieg der Transmission auf das Plateau lässt sich durch eine Exponentialfunktion beschreiben:

$$U_E(t) = \begin{cases} b \cdot (-e^{-c \cdot (t-\mu)}) & \text{für } t \geq \mu \\ 0 & \text{für } t < \mu \end{cases} \quad (5.7.3)$$

Hier ist nun b die Amplitude der Exponentialfunktion und c ein Parameter, der die Steigung der Exponentialfunktion beeinflusst. Insgesamt erfolgt der Fit nun mit:

$$U(t) = U_F(t) + U_E(t) \quad (5.7.4)$$

In Abbildung (5.27) ist dieser Fit dargestellt. Für die anderen Dunkelzeiten Δt befinden sich die Abbildungen im Anhang (7.13).

Franzen bei einer Dunkelzeit von $\Delta t=5,4\text{ms}$

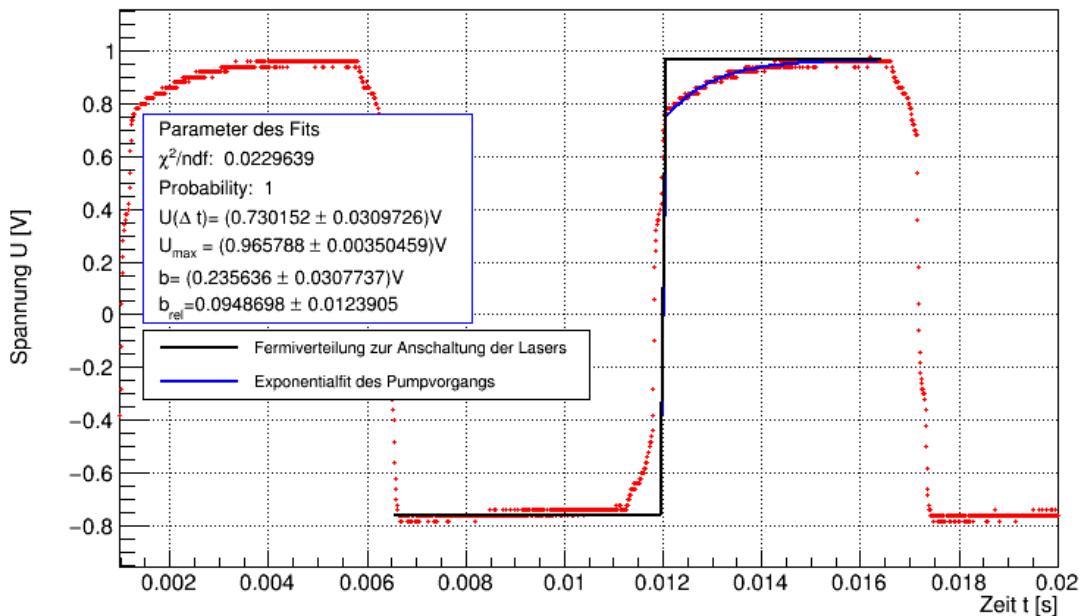


Abbildung 5.27: Fit des Signals bei der Relaxation nach Franzen (blau) und das An- bzw. Abschalten des Lasers beschrieben mit einer Fermiverteilung (schwarz).

Bei Betrachtung dieser Fits stellten wir fest, dass unser jeweiliger Untergrund sehr stark variierte. Ebenso variierte die Signalhöhe des Plateaus sehr deutlich. Daher bekamen wir im nächsten Auswertungsschritt beim Auftragen von b über der Dunkelzeit Δt zunächst eine Punktwolke.

Daher beschlossen wir den relativen Wert von b mit:

$$b_{rel} = \frac{b}{A - U} \quad (5.7.5)$$

zu berechnen und diesen dann über der Dunkelzeit Δt aufzutragen. Der Fehler errechnet sich erneut mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung. In der Tabelle (5.12) sind die somit erhaltenen Werte dargestellt. Der Fehler auf b_{rel} welcher mit 2 gekennzeichnet ist wurde von uns an die anderen Fehler angepasst. Grund dafür war, dass das Programm Root einen Fehler von $1,22 \cdot 10^{-8}$ berechnete, welcher weder zu der Größenordnung der anderen Fehler passte noch unsere Erfahrung beim Fitten und setzten der Parameter widerspiegelte.

Δt [ms]	$\sigma_{\Delta t}$ [ms]	b_{rel}	$\sigma_{b_{rel}}$
11,5	0,3	0,205	0,022
7,40	0,22	0,083	0,018
5,41	0,16	0,095	0,012
4,24	0,13	0,132	0,012 2
3,45	0,10	0,113	0,027
2,94	0,09	0,129	0,028
2,54	0,08	0,129	0,008
2,26	0,07	0,180	0,019
1,98	0,06	0,097	0,05
1,75	0,05	0,210	0,020
1,56	0,05	0,177	0,013

Tabelle 5.12: Werte der Dunkelzeit Δt und der relativen Amplitude der Exponentialfunktion b_{rel}

Bestimmung der Relaxationszeit nach Franzen

Die somit ermittelten Werte (Tabelle (5.12)) tragen wir nun auf. Dies ergibt einen erkennbaren exponentiellen Verlauf, welchen wir mit:

$$b_{rel}(t) = u + a \cdot e^{-\frac{t-c}{T_{RF}}} \quad (5.7.6)$$

fitteten. Dabei ist u ein Untergrund, c ein Parameter zur Verschiebung der Exponentialfunktion in x -Richtung und T_{RF} die Relaxationszeit nach Franzen. Der Fit ist in Abbildungen (5.28) dargestellt. Der in grün eingezeichnete Punkt bei einer Dunkelzeit von ungefähr 11 ms wurde beim Fit nicht berücksichtigt. Grund dafür ist, dass hierbei keine genaue Zuordnung des einsetzen des Laserlichts möglich war (siehe Abbildung (7.13)). Außerdem stimmte bei diesem Punkt die Höhe des Plateaus und der Untergrund überhaupt nicht mit den anderen Dunkelzeiten überein.

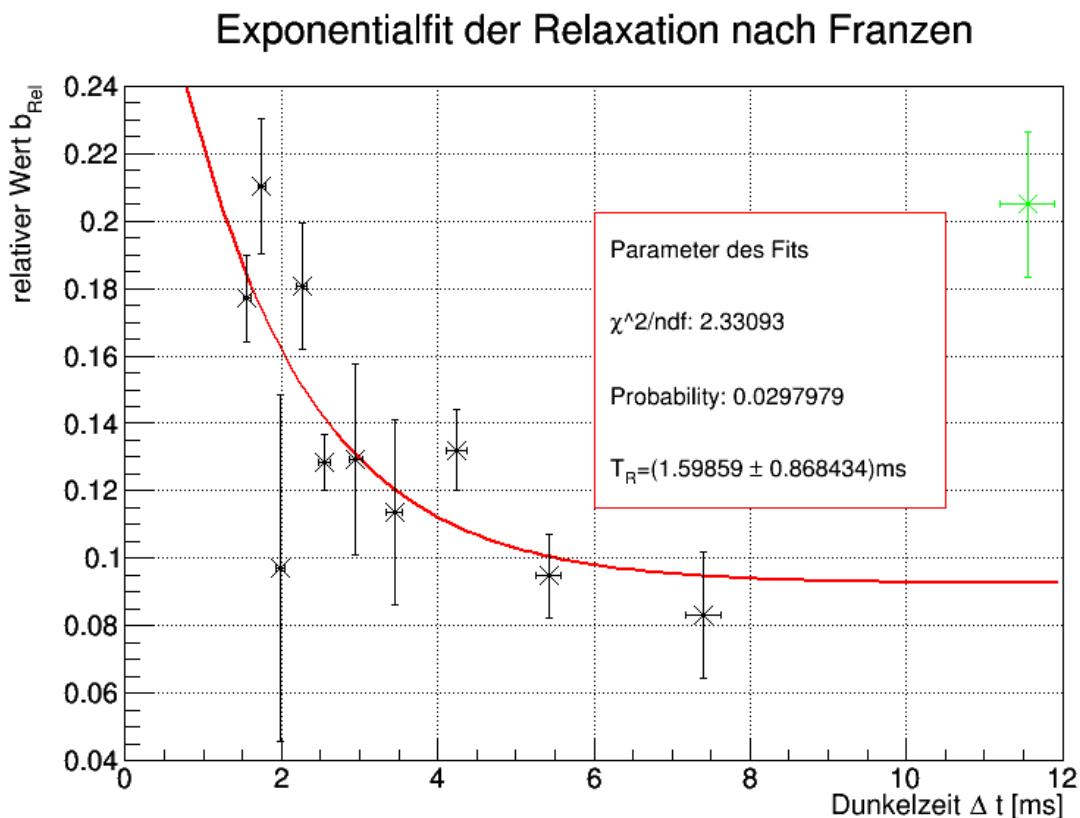


Abbildung 5.28: Exponentieller Fit der Abhängigkeit von b_{rel} von der Dunkelzeit Δt zur Bestimmung der Relaxationszeit nach Franzen T_{RF}

Aus diesem Fit erhalten wir für die Relaxationszeit nach Franzen einen Wert von:

$$T_{RF} = (1,6 \pm 0,9) \text{ ms}$$

Auch bei diesem Wert wird deutlich, dass er nicht mit dem Theoriewert der Relaxationszeit innerhalb weniger Standardabweichungen übereinstimmt. Auch ist der hohe Fehler von über 50% auffallend. Der hohe Fehler kommt von der recht starken Streuung und den hohen Fehler

der relativen Werte b_{Rel} . Die starke Abweichung vom Literaturwert lässt sich wie folgt erklären: Erstens trägt auch hier die Problematik des Heizens der Zelle und dem genauen Zeitpunkt der Aufnahme der Messung, wie bereits bei der Relaxationszeit nach Dehmelt beschrieben, als zusätzliche Fehlerquelle bei. Zweitens schwankte der maximal aufgenommen Spannungswert der Photodiode sowie der Untergrundwert beim Abdunkeln des Lasers deutlich zwischen den einzelnen Messungen. Mit unserer Methode, den relativen Wert von b zu bestimmen und diesen über die Dunkelzeit aufzutragen, versuchten wir diesen Einfluss zu minimieren. Es ist jedoch möglich, dass dies trotzdem noch Auswirkungen auf unsere gemessene Relaxationszeit hat. Vor allem fehlt uns ein aussagekräftiger Messwert, bei dem die Dunkelzeit Δt größer als 8 ms ist um den exponentiellen Verlauf über eine höhere Spanne der Dunkelzeit aufzutragen zu können. Schließlich soll hier noch kurz erwähnt werden, dass die gemessene Relaxationszeit dem Hyperfeinpumpen zugeordnet werden muss [Bau97],[Köh11] so dass eine Vergleichbarkeit der Relaxationszeit nach Franzen T_{RF} mit der nach Dehmelt T_{RD} und dem theoretischen Wert nur bedingt möglich ist. Daher ist unser Ergebnis von $T_{RF} = (1,6 \pm 0,9)ms$ immerhin von der Größenordnung her betrachtet passend.

6 Zusammenfassung und Diskussion

Bei der Aufnahme der Hyperfeinstruktur konnten wir 6 Übergänge beobachten. Die Berechnung derer Frequenzdifferenzen zur D1-Linie lieferte Ergebnisse die größtenteils recht gut mit den Literaturwerten aus [Bau97] übereinstimmen. Auch die Intervallkonstanten wurden bestimmt, welche in ihrer Größenordnung den Literaturwerten entsprechen, wobei auch hier das gleiche Problem die Messung beeinflusste. Wir vermuten, dass das Hauptproblem der Verlauf des Dreiecksignals des Frequenzgenerators war, mit welchem die Laserdiode gesteuert wurde. Die Darstellung der Ergebnisse und eine ausführliche Diskussion sind in Kapitel(5.3) zu finden.

Die Bestimmung des Kernspins mit der Doppelresonanzmethode lieferte sehr gute Ergebnisse. Wir erhielten für die Rubidiumisotope ^{85}Rb und ^{87}Rb :

$$I_{85} = 2,504 \pm 0,006 \quad \text{und} \quad I_{87} = 1,498 \pm 0,004$$

Im Vergleich mit den theoretischen Werten von 2,5 und 1,5 sieht man, dass das Experiment sehr gute Ergebnisse liefert. Hierbei könnte jedoch zur besseren Vermessung der vertikalen und der horizontalen Komponenten des Erdmagnetfeldes das Spulenpaar Nr.4 zu den Spulenpaaren 1-3 tatsächlich senkrecht positioniert werden. Es zeigte sich nämlich, dass beispielsweise Spulenpaar Nr.4 ein Magnetfeld erzeugte, dass auch eine horizontale Komponente besitzt. Wir erhielten für das Erdmagnetfeld die Ergebnisse:

$$B_{hor} = (7,2 \pm 2,3)\mu T \quad \text{und} \quad B_{hor} = (6,0 \pm 2,3)\mu T$$

für die horizontale Komponente des Erdmagnetfeldes für die beiden verschiedenen Rubidiumisotope und

$$B_{ver} = (35,2 \pm 2,9)\mu T$$

für die vertikale Komponente des Erdmagnetfeldes. Dieses stimmt innerhalb von 3σ mit dem theoretischen Wert überein. Eine detaillierte Diskussion befindet sich in der Auswertung (5.4.2).

Mit der aufgenommenen Spinpräzession konnte das am Experiment vorliegende Magnetfeld B_{Res} bestimmt werden. Wir erhielten aus diesem Wert für die vertikale Komponente des Erdmagnetfelds durch Verrechnung mit der horizontalen Komponente(siehe (5.5.2)):

$$B_{ver} = (40,6 \pm 0,4)\mu T$$

Die Abweichung vom theoretischen Wert $B_{ver_{theo}} = 42,9\mu T$ lässt sich durch den Einfluss der technischen Geräte im Gebäude und im Versuchsraum erklären.

Die Relaxationszeit des gepumpten Systems wurde mit der Methode nach Dehmelt und nach Franzen bestimmt. Die beide Methoden lieferten die Folgenden Ergebnisse:

$$T_{RD} = (10,7 \pm 0,7)ms \quad \text{und} \quad T_{RF} = (1,6 \pm 0,9)ms$$

Bei diesen Messwerten werden große Abweichungen zum theoretischen Wert von $T_{R_{theo}} = 6,5ms$ deutlich. Zur Verbesserung der Ergebnisse wäre es wünschenswert die Temperatur in der Rubidiumzelle konstant halten oder messen zu können. Dies scheint jedoch technisch schwer realisierbar zu sein [Bau97]. Eine detaillierte Diskussion befindet sich in den Kapiteln der Auswertung der Relaxationszeiten ((5.6.2) und (5.7.2)).

7 Anhang

7.1 Abbildungen der zusätzlichen Fits und Messwerten

7.1.1 Etalon

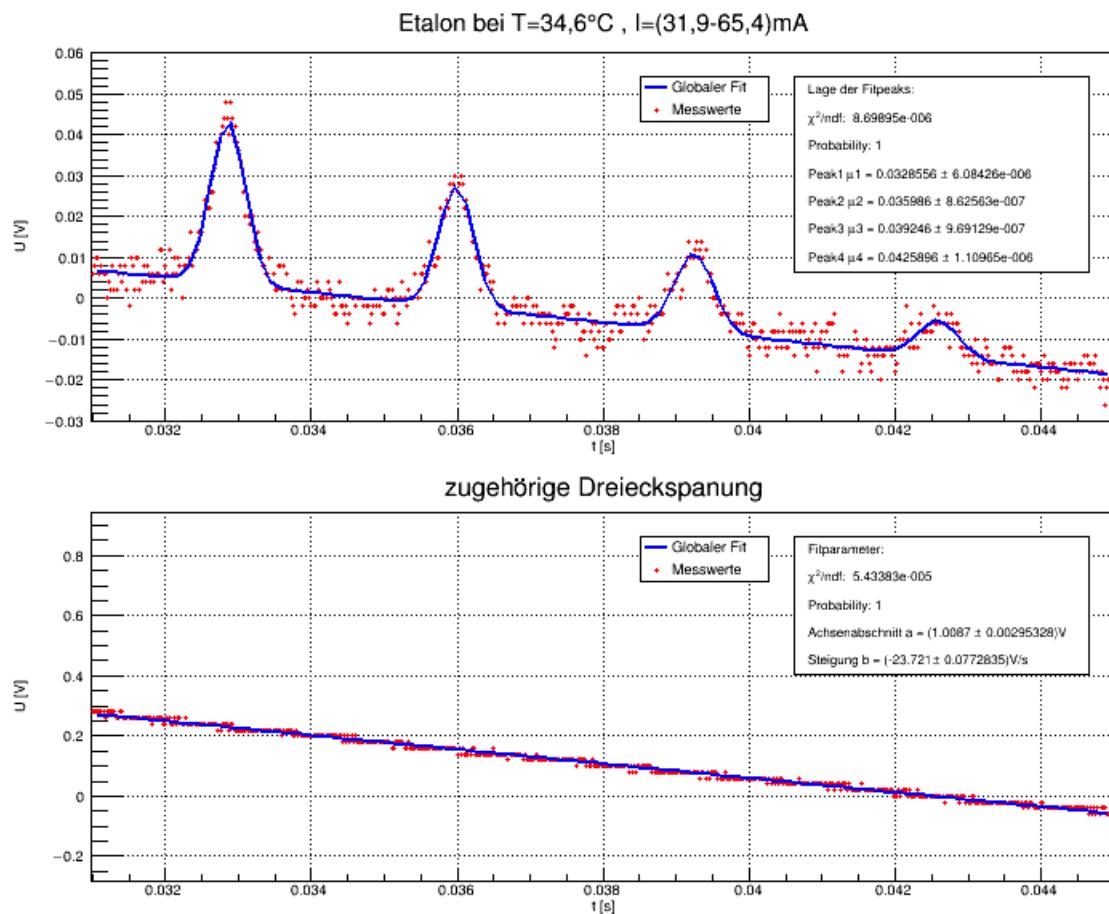


Abbildung 7.1: Gefittete Etalonpeaks mit zugehöriger Dreiecksspannung bei fallender Dreiecksspannung.

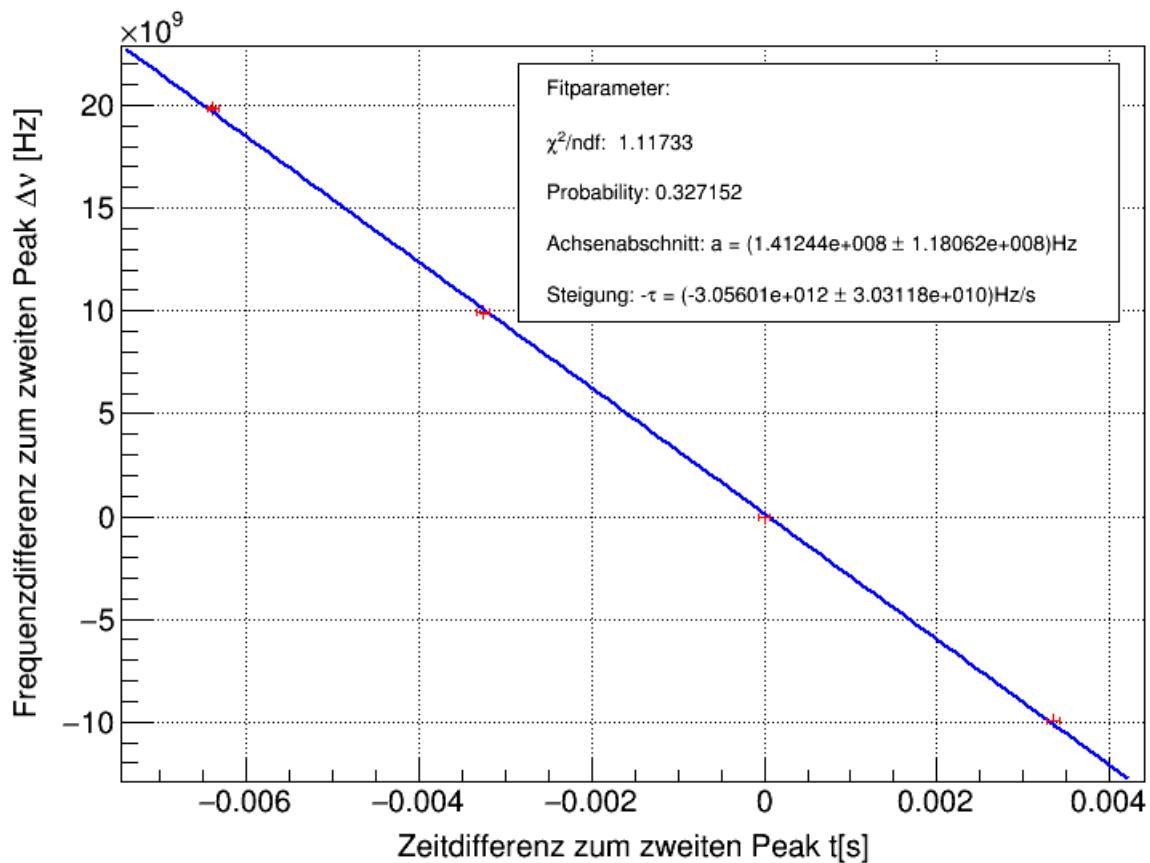


Abbildung 7.2: Frequenzdifferenzen der einzelnen Etalonpeaks zum Refferenzpeak ($i=2$) mit linearem Fit.

7.1.2 Hyperfeinstruktur

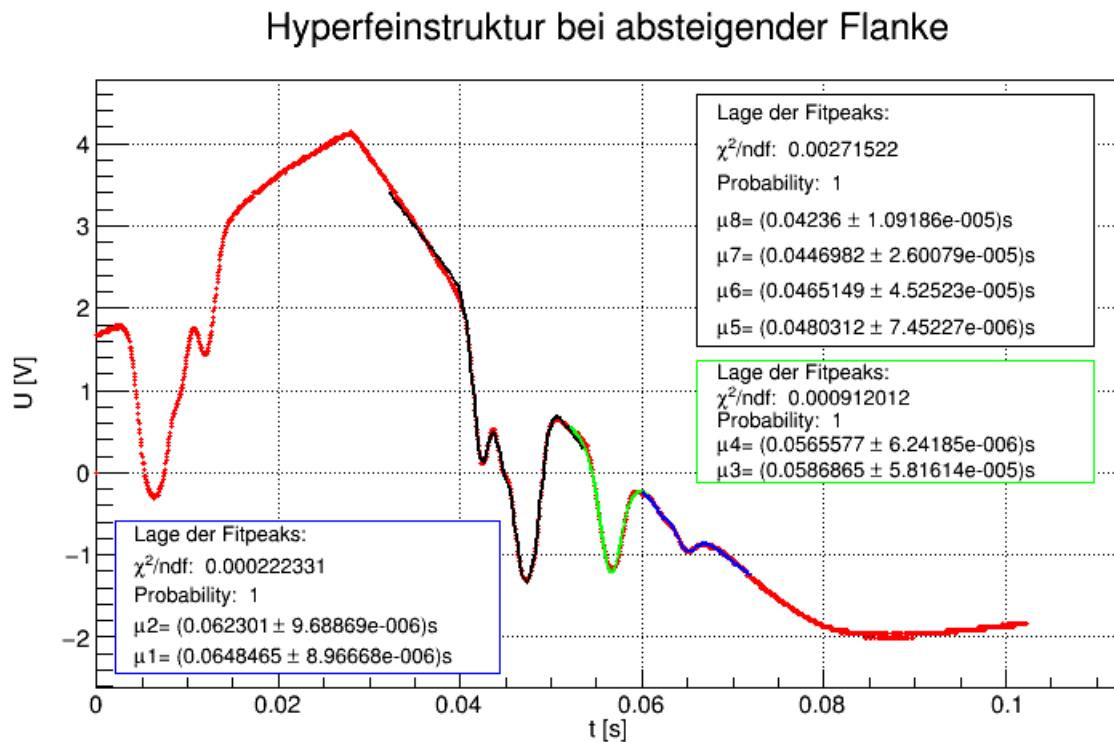


Abbildung 7.3: Globale Ansicht aller Fits der Absorptionspeaks am absteigenden Signal.

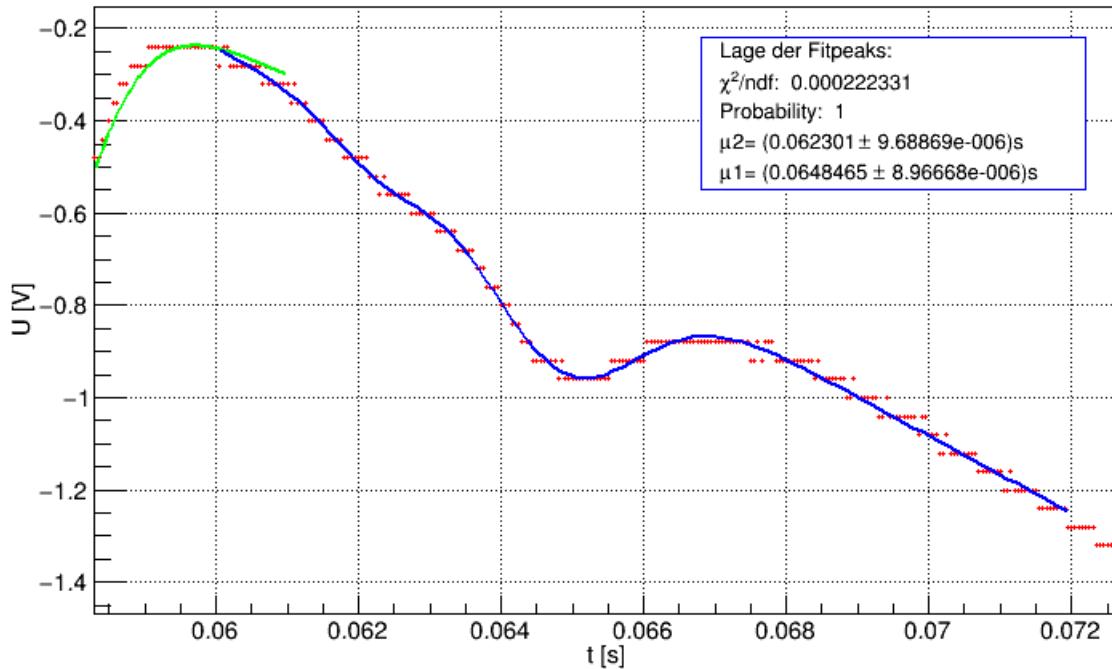


Abbildung 7.4: Absorptionspeak durch die Übergänge von ^{87}Rb , F:1 \rightarrow 2 (μ_1) und F:1 \rightarrow 1 (μ_2) am absteigenden Signal (Fit durch die Summe zweier Gaussfunktionen und einer Gerade).

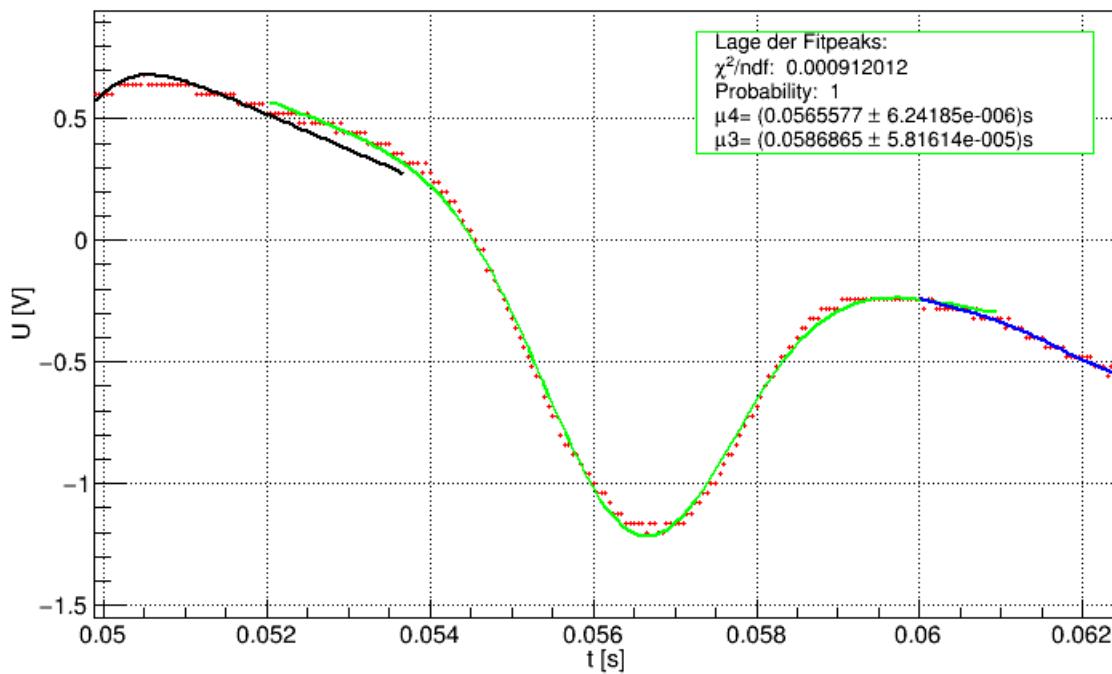


Abbildung 7.5: Absorptionspeak durch die Übergänge von ^{85}Rb , F:2 \rightarrow 3 (μ_3) und F:2 \rightarrow 2 (μ_4) am absteigenden Signal (Fit durch die Summe zweier Gaussfunktionen und einer Gerade).

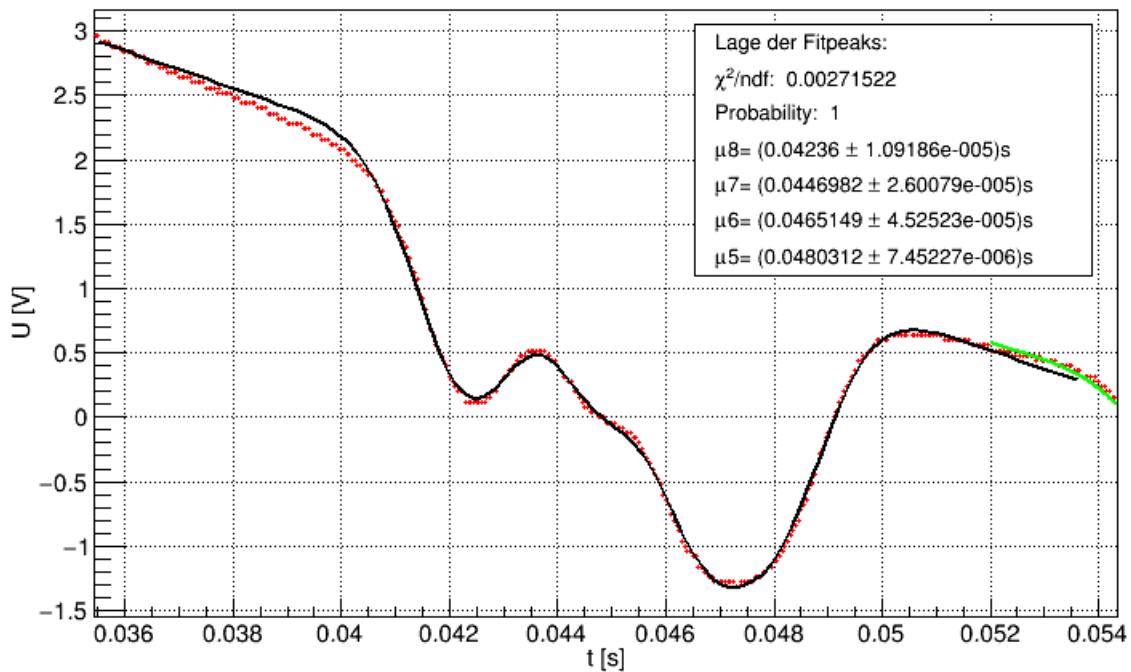


Abbildung 7.6: Absorptionspeak durch die Übergänge von ^{85}Rb , F:3 \rightarrow 3 (μ_5) und F:3 \rightarrow 2 (μ_6) sowie von ^{87}Rb , F:2 \rightarrow 2 (μ_7) und F:2 \rightarrow 1 (μ_8) am absteigenden Signal(Fit durch die Summe von vier Gaussfunktionen und einer Geraden).

Dreieckspannung der absteigenden Flanke

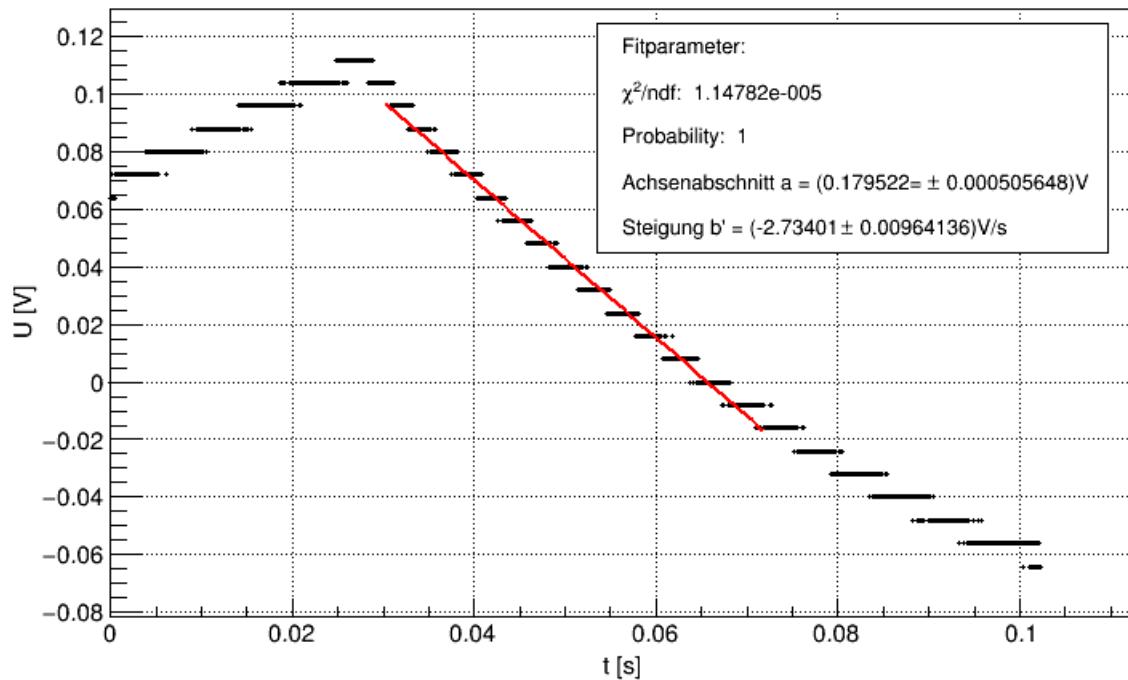


Abbildung 7.7: Fit der Dreieckspannung am absteigenden Signal im Bereich der Absortionen.

7.1.3 Spinpräzession

Messungen der Spinpräzession

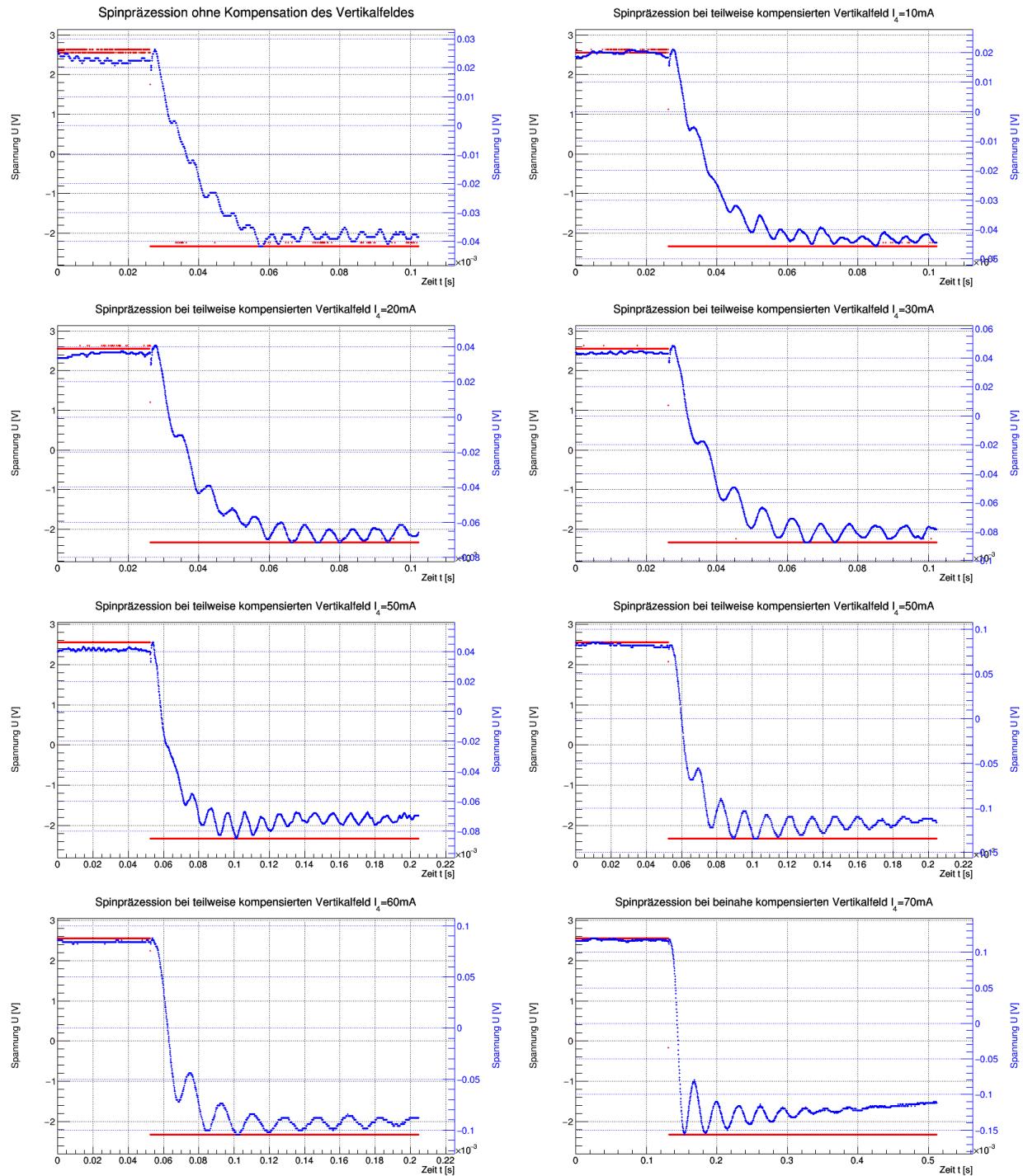


Abbildung 7.8: Messungen der Spinpräzession

Fits der Spinpräzession

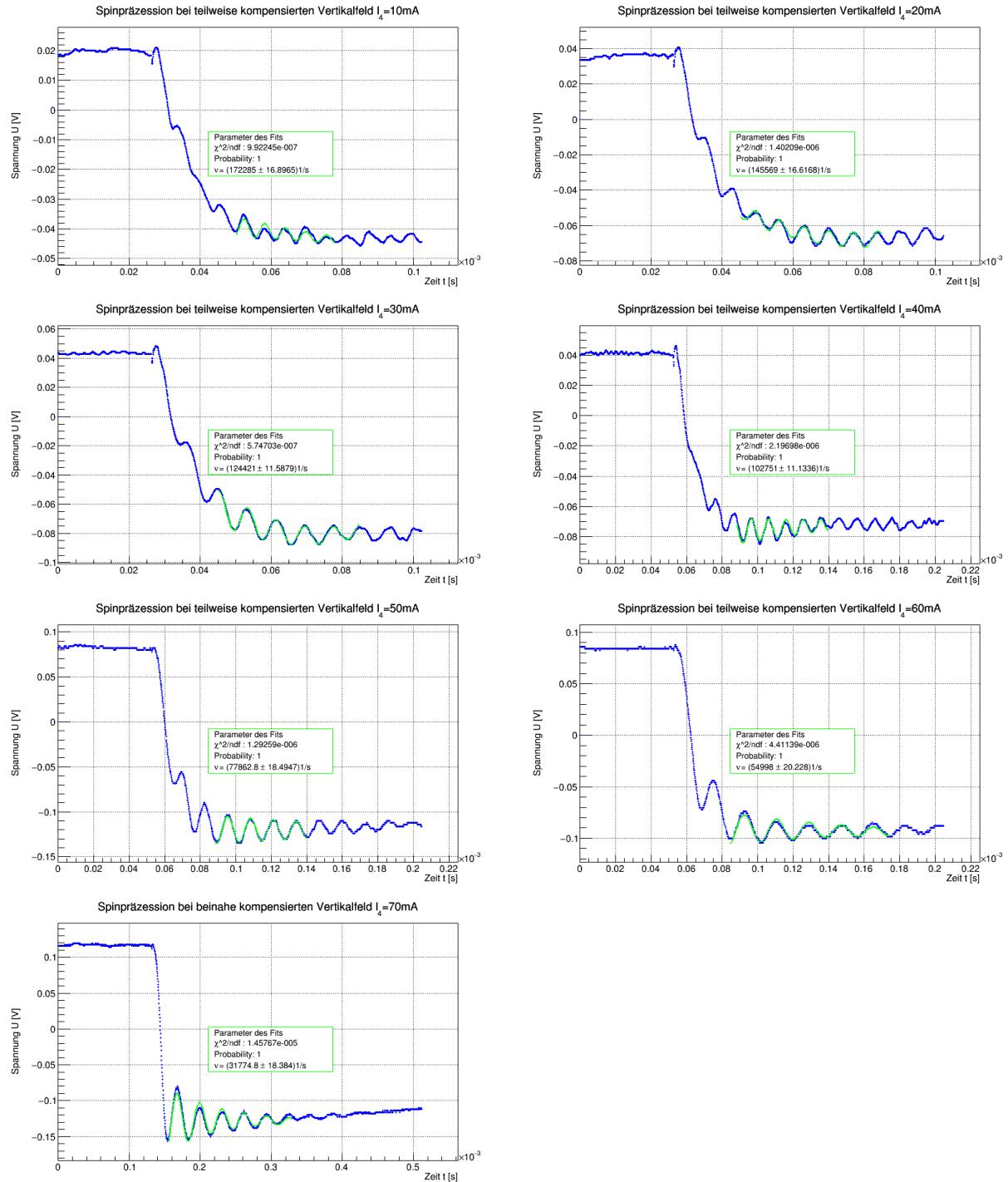


Abbildung 7.9: Fit der Spinpräzession

7.1.4 Relaxationszeit nach Dehmelt

Fit des Dehmeltsignals

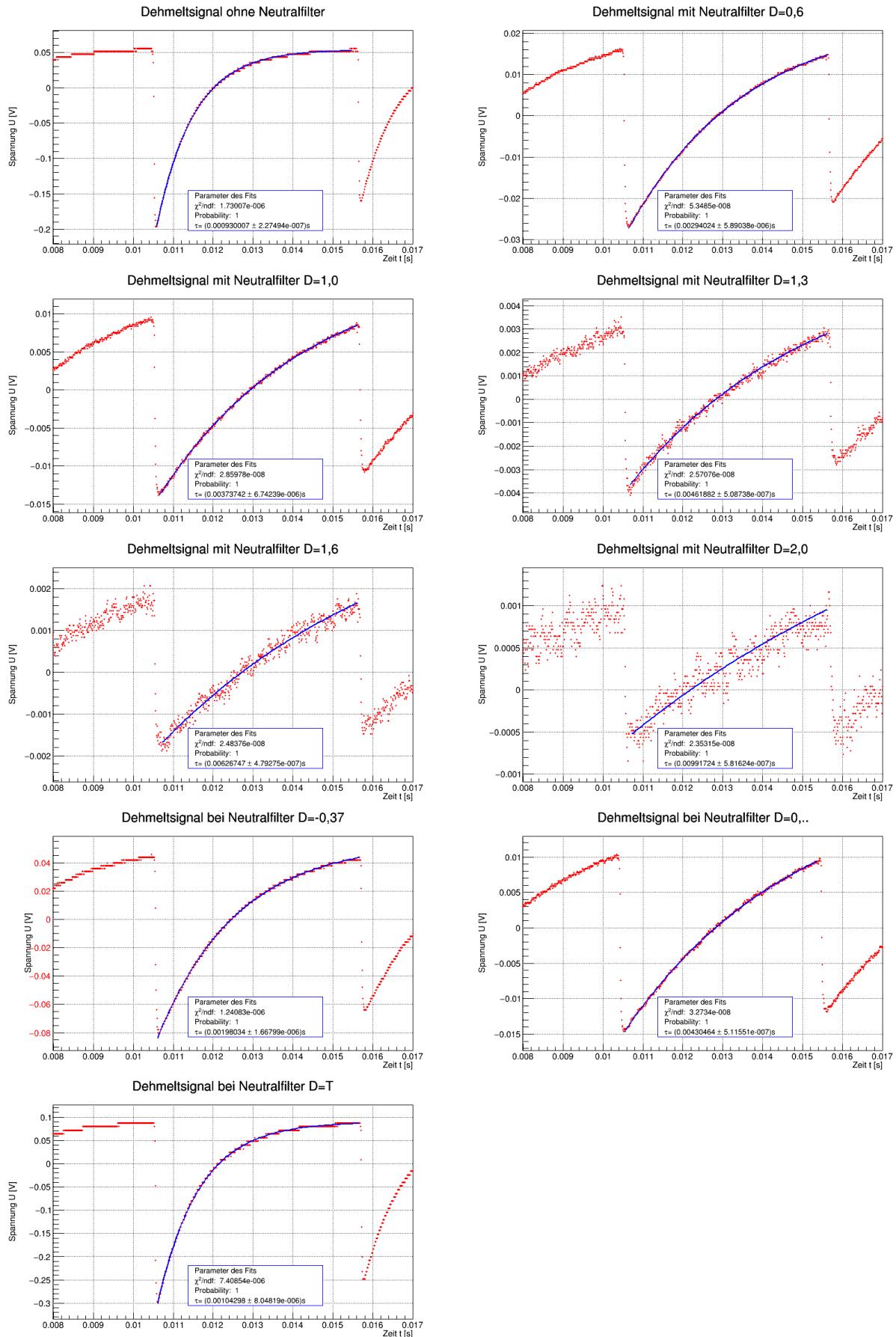


Abbildung 7.10: Fit des Dehmelsignals

Fehlerabschätzung des Fits

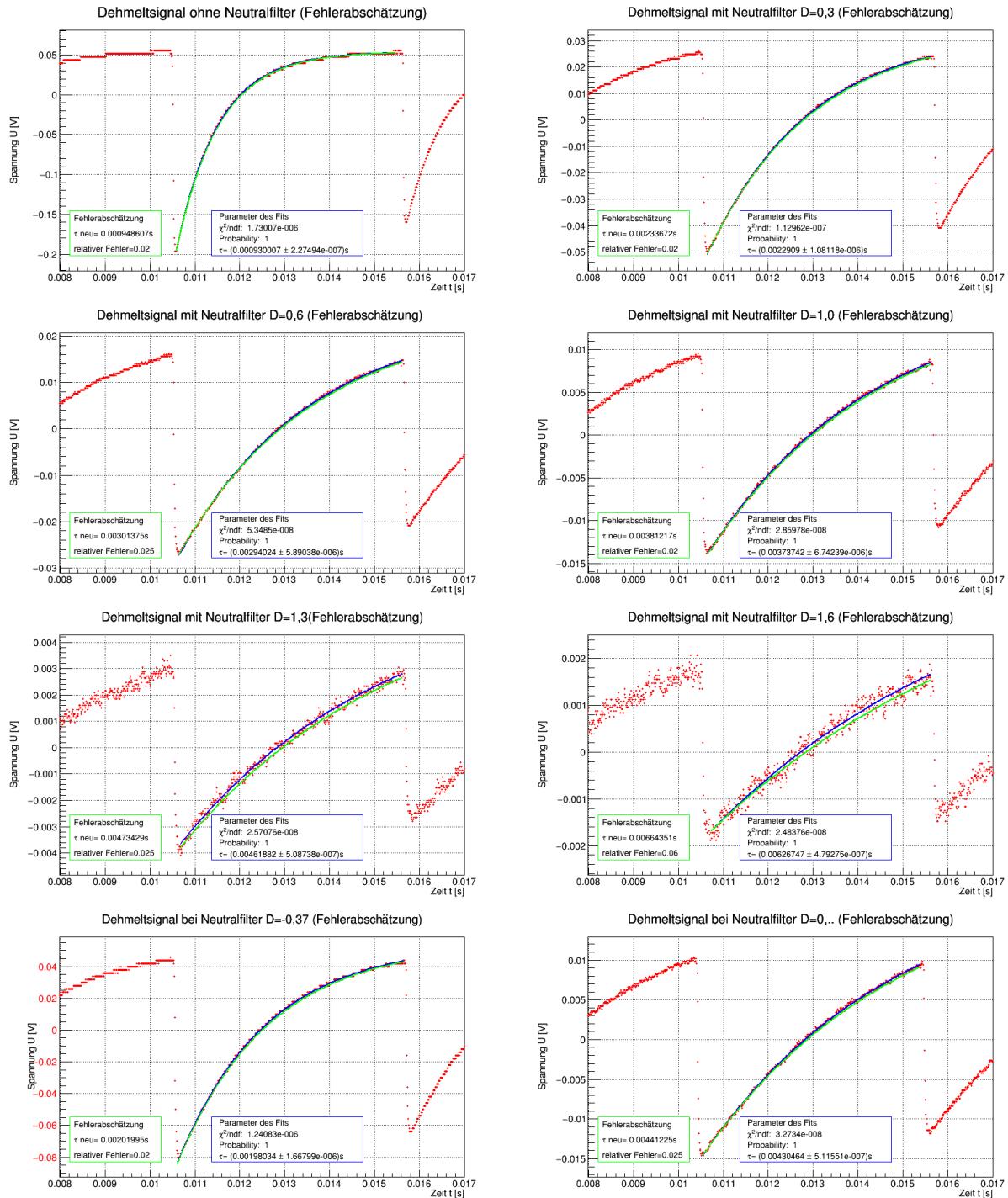


Abbildung 7.11: Fehlerabschätzung des Fits des Dehmelsignales

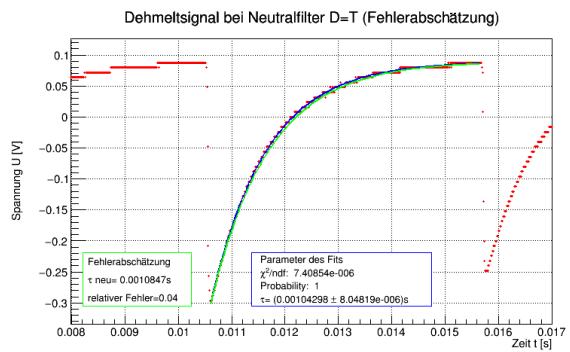


Abbildung 7.12: Fehlerabschätzung des Fits des Dehmelsignales

7.1.5 Relaxationszeit nach Franzen

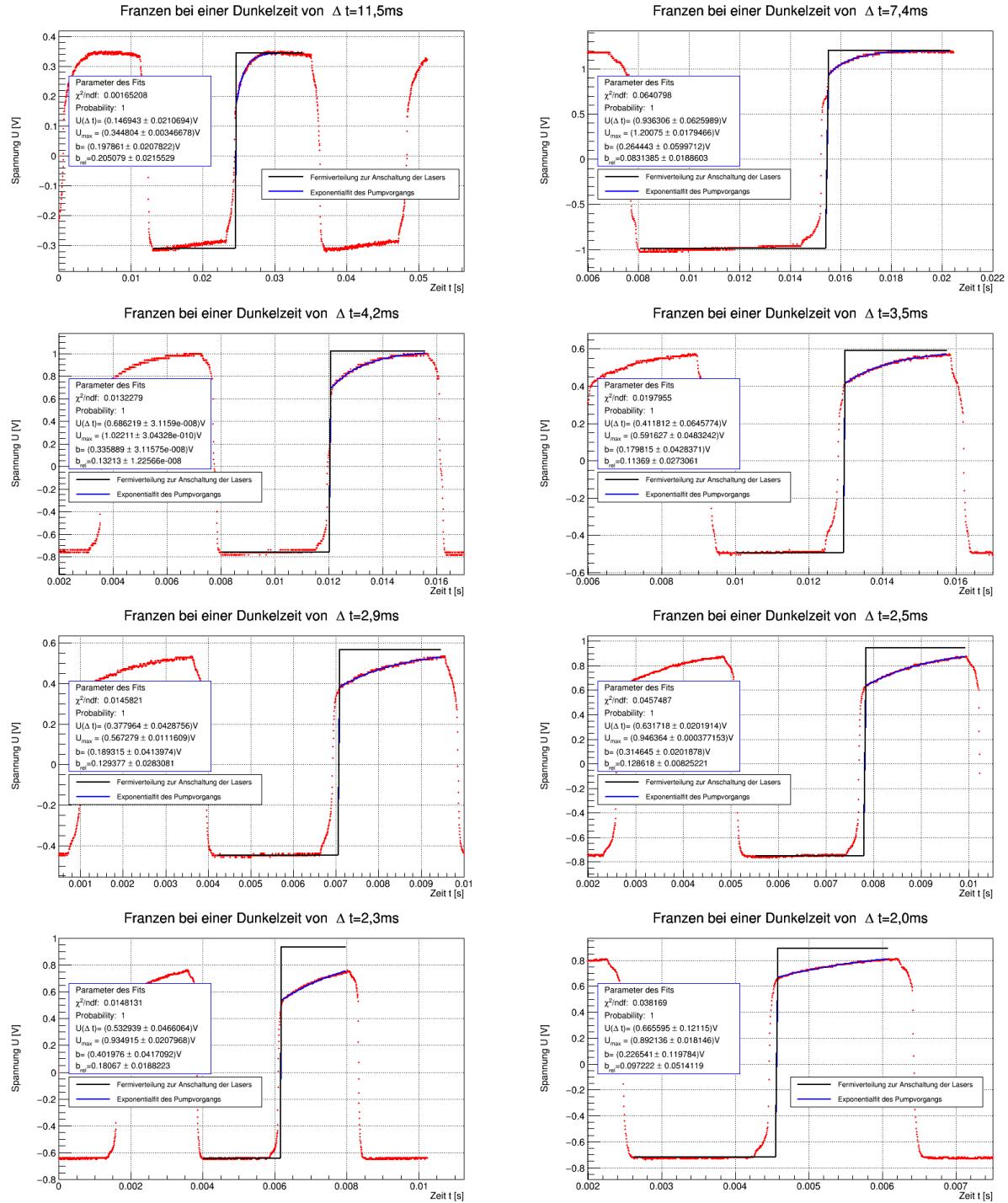


Abbildung 7.13: Fits der verschiedenen Franzensignale

7.1.6 Relaxationszeit nach Franzen

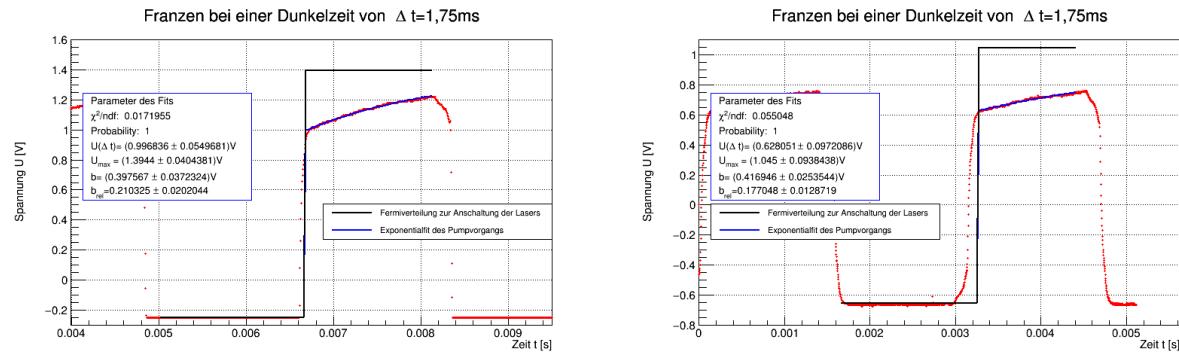


Abbildung 7.14: Fits der verschiedenen Franzensignale

7.2 Messprotokoll

MessprotokollOptisches Pumpen FP II LAVersuchsbeginn: 28.09.2015Messreihe 1: Kennlinie der Diode1.1 Messung ohne optische Elemente im Strahlengang $T = 34,1^\circ\text{C}$

Vorverstärker: 40 dB (DC)

Diodenstrom A/mA	Photodiodespannung (verstärkt)	Automeasurement Var / V
0,0	$0,04 \pm 0,04$	0,064
10,0	$0,08 \pm 0,00$	0,080
20,0	$0,12 \pm 0,04$	0,082
30,0	$0,12 \pm 0,04$	0,123
40,0	$0,20 \pm 0,04$	0,160
45,0	$0,20 \pm 0,04$	0,237
50,0	$0,28 \pm 0,04$	0,300
52,0	$0,52 \pm 0,04$	0,549
53,0	$1,200 \pm 0,0$	1,200
54,0	$2,080 \pm 0,00$	2,080
55,0	$3,040 \pm 0,00$	3,040
56,0	$3,400 \pm 0,04$	3,361
57,0	$3,320 \pm 0,04$	3,352
58,0	$3,240 \pm 0,04$	3,248
62,0	$3,200 \pm 0,00$	3,200
68,0	$3,200 \pm 0,00$	3,200
75,0	$3,200 \pm 0,00$	3,200
80,0	$3,200 \pm 0,00$	3,200
55,5	$3,160 \pm 0,04$	3,189
56,5	$3,160 \pm 0,04$	3,180

Bei dieser Messung hatten wir das Gefühl sehr schnell in einen Bereich von Sättigung zu kommen, deshalb wurde mit einem Multimeter die Spannung am Ausgang des Photodiodenverstärkers beobachtet. Diese stieg ab einem Wert von $I=50\text{mA}$ rapide an auf maximal $U=3,4\text{V}$ bei $I=53,0\text{mA}$. Anschließend stellten wir fest, dass ein T-Block am Eingang des Oszilloskops eine Störung verursacht haben muss. Das T-Block wurde deshalb entfernt.

Da der Verstärker bei $I=58,0\text{mA}$ auf "Overload" geschalten hat, haben wir ein Neutralfilter ($D=1,0$) vor der Photodiode eingebracht um die Kennlinie erneut aufzunehmen.

1.2 Messung mit Neutralfilter

I/mA	V_{av}/V
0,00	-0,80
10,00	-0,80
20,00	-0,80
30,00	-0,77
40,00	-0,051
45,00	-0,040
50,00	-0,023
52,00	0,040
54,00	0,408
56,00	0,840
58,00	1,243
60,00	1,640
62,00	2,050
64,00	2,447
66,00	2,880
68,00	3,322
70,00	3,680
72,00	4,200
74,00	4,800
76,00	5,302
78,00	5,425 <i>starke Ausschläge</i>
78,50	4,960
79,00	4,808
81,00	4,923
83,00	5,000
85,00	5,361
87,00	5,678

Messeihe 2 Überprüfung der Temperaturabhängigkeit Etalon

2.1 Zunächst wurde der Neutralfilter entfernt und das Etalon-Element eingebaut. Es wurde so justiert, dass die Spannung am Oszilloskop maximal wurde.

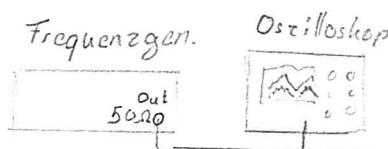
Oszilloskop Einstellung: $\Delta T = 5\text{ms}$

$$\begin{aligned} \text{CH}_1 \quad U &= 500\text{mV} \quad (\text{AC}) \\ \text{CH}_2 \quad U &= 50\text{mV} \quad (\text{AC}) \end{aligned}$$

Funktionengenerator: Ampl. auf Minimum
 $f = 600\text{Hz}$

Temperatur	Aufnahmen
30°C	aut 30.set aut 30.tab ab 30.set ab 30.tab
31°C	"
32°C	"
33°C	"
34°C	"
35°C	"
36°C	"

jeweils die aufsteigende und die abfallende Flanke wurde vermessen.



LDD (Laser Diode Driver) lief von $39,5\text{mA}$ bis $72,5\text{mA}$
 $\pm 0,5\text{mA}$

Nach dem Regeln der Temperatur wurde jeweils etwa fünf Minuten gewartet, damit sich das System anpassen kann.

Messreihe 3 Etalon Messung bei konstanter Temperatur

$T = 34,6^\circ\text{C}$

andere Einstellungen wie in Messreihe 2.

Der Diodenstrom wurde am LDD variiert

No	Diodenstrom	Aufnahmen
1	39,5 - 72,5	ab 1. set ab 1. tab auf 1. tab auf 1. set
2	43,1 - 75,2	" 2 "
3	50,1 - 80,3	" 3 "
4	34,9 - 65,4	" 4 "
5	26,6 - 59,8	" 5 "

2ter Versuchstag

Messreihe 4 Aufnahme der Hyperteinstruktur

$T = 34,6^\circ\text{C}$

Diodenstrom $I = (53,3 - 56,6)\text{ mA}$

$\sigma_{f,M} = 0,02\text{ Hz}$ $U_{pp} = 200\text{ mV}$

No	f_M / Hz	Aufnahmen	Heizzeit
1	6,58	hyperaut 1. mes hyperaut 1. tab hyperab 1. mes hyperab 1. tab	3min. geföhnt unmittelbar danach die Messung
2	6,40	" 2 "	5min "

Nach diesen Aufnahmen wurde die Rb-Zelle entfernt und das Etalon eingesetzt; jedoch waren bei den gleichen Lasereinstellungen keine Peaks erkennbar.

=> Erhöhung der M Amplitude

Aufnahme der Etalonpeaks

$f_M = (6,40 \pm 0,02)\text{ Hz}$ etalonaut.tab
" .mes
etalonab.tab
" .mes

Diodenstrom: $I = (42,3 - 74,9)\text{ mA}$

Messreihe 5 Doppelresonanz

Justage des $\frac{1}{4}$ Plättchens:

Zu Beginn wurden alle Elemente bis auf die Linsen entfernt.
 Anschließend wurden das $\frac{1}{4}$ Plättchen und dahinter der Linearpol.
 eingebaut. Dabei wurde darauf geachtet, dass sie in der korrekten Höhe
 winklig zum Strahlengang eingebaut werden.

Das $\frac{1}{4}$ wurde so eingestellt, dass beim Durchbrechen des Linearpol. eine
 möglichst konstante Intensität gewährleistet war.

$$T = 34,5^\circ\text{C} \quad \text{Diodenstrom } I = (54,1 \pm 0,1)\text{mA}$$

$$\alpha_{\frac{1}{4}} = (44,8 \pm 0,5)^\circ$$

$$\text{Intensität am Oszilloskop } U = (0,87 \pm 0,04) \text{V}$$

Vorverstärker: 40 dB (DC)

Radiofrequenz:

HF-Sender $U = 10,00 \text{ V DC}$ mit Multimeter gemessen 20 $\frac{V}{V}$ - Einstellung

$$\text{Frequenzbestimmung: } v = \frac{21}{42,2 \mu\text{s}} = 437,63 \text{ kHz} \quad (\text{abzählen der Peaks und Cursorzeit})$$

radio 1. tab

$\sigma_v = 1 \text{ kHz}$ abgeschätzt

Absorptionssignale bei: $I_1 = 55,7 \text{ mA}$ und $I_2 = 56,2 \text{ mA}$

↳ Aufnahme mit Sinussignal auf S_2
 Sinus 1. mes
 " ". tab

3 Versuchstag 30.09.15

Messreihe 5 Vorführung

Radiofrequenz $U = 3,43 \text{ V}$

Absorptionsignal $I_1 = 55,5 \text{ mA} \quad I_2 = (55,3 \pm 0,1) \text{ mA}$

$$\text{Frequenzbestimmung: } v_{RF} = \frac{8}{16,15 \mu\text{s}} = 495,36 \text{ kHz} \quad \text{radio 2. tab}$$

⇒ Die Absorptionssignale waren sehr sensitiv auf die Sinus-Amplitude
 (Spannung Spule 2):

$$U_{1PP} \approx 1,6 \text{ V}$$

$$U_{2PP} \approx 1 \text{ V}$$

$$T = 34,5^\circ\text{C}$$

Funktionsgenerator: Instec Function Generator
 \rightarrow sinus 555.tab \rightarrow sinus 559.tab GFG 8210

Aequidistanz der Absorptionssignale:

bei $I_2 = 56,0 \text{ mA}$: $I_{S_A} = 0,085 \text{ A}$

$$U_{2PP} \approx 160 \text{ mV}$$

$$U_{\sin} = (50,8 \pm 0,1) \text{ Hz}$$

Dateien: aequi56.tab

" .mes

bei $I_1 = 55,5 \text{ mA}$: $I_{S_A} = 0,130 \text{ A}$

$$U_{1PP} \approx 140 \text{ mV}$$

$$U_{\sin} = (50,6 \pm 0,1) \text{ Hz}$$

Dateien: aequi55.tab

" .mes

Die Aequidistanz wurde durch die Cursor überprüft und für $\sigma_{I_{S_A}} = 0,002 \text{ A}$ erhalten.
 Da die Aequidistanz sehr empfindlich war auf die Sinus-Amplitude von Spule 2, wurde hier der Funktionengenerator gewechselt
 \Rightarrow Sinusgenerator 50Hz

Messreihe 6: Doppelresonanz

Zustand des $\lambda/4$ Plättchens wie in Messreihe 5.

Radiofrequenz unverändert: $V_{RF} = 435,36 \text{ kHz}$
 $T = 34,5^\circ \text{C}$

$$U_{\sin} = (50,5 \text{ Hz}) \text{ (Automeasurement)}$$

Neuaufnahme der Absorptionssignale:

$I_2 = 56,0 \text{ mA}$

Dateien: absorb560.tab, absorb560.mes

$I_1 = 55,6 \text{ mA}$

Dateien: absorb556.tab, absorb556.mes

$$U_{\sin PP} = 1,48 \text{ V}$$

Neuaufnahme der Äquidistanten Absorptionssignale

$I_1 = 55,6 \text{ mA}$ $I_{S_A} = (133 \pm 2) \text{ mA}$ Dateien aequi556.mes, ".tab

$I_2 = 56,0 \text{ mA}$ $I_{S_2} = (85 \pm 2) \text{ mA}$ " " 560.mes, ".tab

Polung:



Die Äquidistanz war für $\sigma_{I_S} = 2 \text{ mA}$ immer noch gegeben.

$$U_{\sin PP} = 320 \text{ mV}$$

Beim Versuch das vertikale Erdmagnetfeld zu kompensieren mit S_4 , ging die Äquidistanz verloren.
 (evtl. ein Problem, dass S_4 und S_3 verschoben zu einander sind.)

Wir beschlossen anstatt mit S_4, S_3 zu verwenden, wodurch die Äquidistanz erhalten blieb unter Variation von I_{S_4} . Jedoch war es nicht möglich mit S_3 die Äquidistanz in beiden Polungsrichtungen zu erreichen.

Die Äquidistanz wurde mit folgender Polung erreicht:



$$I_{S_3} = (67 \pm 2) \text{ mA}$$

In dieser Konstellation erhielten wir das Absorptionsmaximum, bei:

$$I_{S_4} = (74 \pm 6) \text{ mA} \quad \text{absorbmaxs3.wmf}$$

Im folgenden wird mit $I_{S_4} = 74 \text{ mA}$ erneut die Äquidistanz mit I_{S_3} untersucht.

$$I_A = 55,6 \text{ mA} \quad I_{S_3} = 142 \text{ mA} \pm 2 \text{ mA} \quad \text{aequi } 556 \text{ neu. mes}$$

$$\text{umpolen} \quad I_{S_3}' = 124 \text{ mA} \pm 2 \text{ mA} \quad \begin{array}{l} \text{aequi } 556 \text{ um. mes} \\ \text{tab} \\ \text{wmf} \end{array}$$

$$I_2 = 56,0 \text{ mA} \quad I_{S_3} = 81 \text{ mA} \pm 2 \text{ mA} \quad \begin{array}{l} \text{aequi } 560 \text{ neu. mes} \\ \text{tab} \\ \text{wmf} \end{array}$$

$$I_{S_3}' = 36 \text{ mA} \pm 2 \text{ mA} \quad \begin{array}{l} \text{aequi } 560 \text{ um. mes} \\ \text{tab} \\ \text{wmf} \end{array}$$

Aufnahme von Oszilloskopbildern:

$I_2 = 56,0 \text{ mA}$ ohne Magnettfeldkompensation nur S_2 mit Sinus Signal und gr. Ampl.
 ohnchomp 560.wmf

$I_A = 55,6 \text{ mA}$ " " "
 ohnchomp 556.wmf

(geglättete Oszilloskopsignale)

und bei nicht äquidistanter Absorption nichtaequi.wmf
 (ungeglättet)

Messreihe 7 Vermessen der Neutralfilter

DC Kopplung, Automeasurement (Vav), ohne Widerstand 50Ω



Bei ausgeschalteter Diode $U_0 = -0,073\text{ V}$

Bei eingeschalteter " " $U_{ref} = 4,319\text{ V}$ bei $I_A = 55,6\text{ mA}$
mit Neutralfiltern:

Nr	Dangegaben	Ugemessen/V	Ougemessen/V	→ $V_{PP/2}$ des Automeassure
1	5,0	-0,074	0,02	
2	4,6	-0,064	0,02	
3	4,3	-0,059	0,01	
4	4,0	-0,043	0,02	
5	3,3	-0,039	0,02	
6	2,6	0,038	0,02	
7	2,3	0,080	0,02	
8	2,0	0,159	0,02	
9	1,3	0,359	0,02	
10	1,0	0,638	0,02	
11	1,6	0,280	0,02	
12	0,6	1,341	0,02	
13	-0,37	1,666	0,02	
14	0,3	1,713	0,02	
15	0..	1,221	0,02	
16	(?) unbeschriftet	3,614	0,02	

→ Messbereich: $AV =$

5 Versuchstag 02.10.15

versuch 10

Messreihe 10 Franzel

$$T = 34,6^\circ\text{C}$$

$$I_{S_4} = 74\text{mA}$$

$$I_{S_1} = 107\text{mA}$$

$$\Delta t = \frac{1}{V} \text{ (Dunkelzeit)}$$

Multimeter Messb. 20V

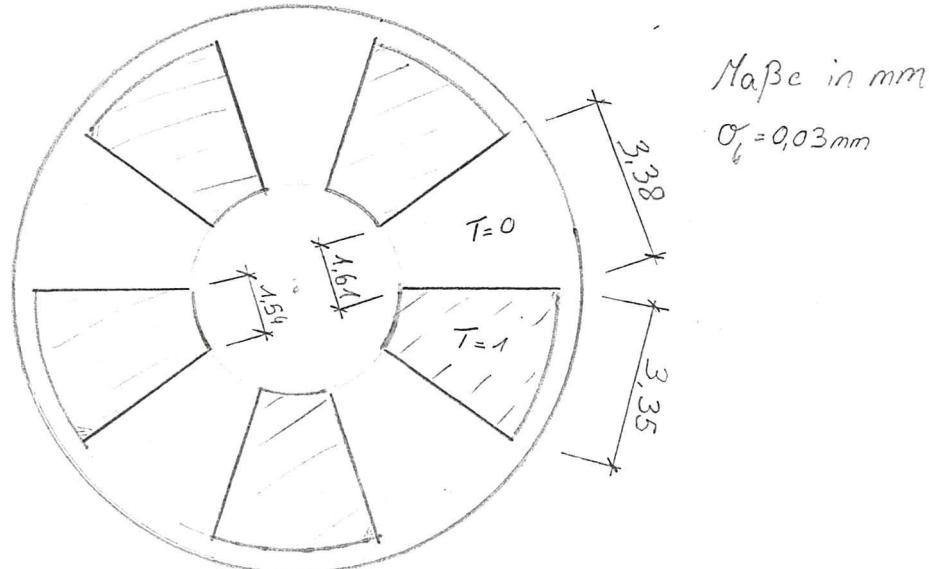
↑

No.	I Diode / mA	V / Hz	Aufnahmen	V motor / V
1	56,0	43,3	groß 1. mes " tab " wmt klein 1. mes "	2,99
2	55,9	67,6	groß 2. mes klein 2. mes	4,50
3	56,0	92,3	groß 3. mes klein 3	6,00
4	56,0	117,9	groß 4 klein 4	7,50
5	56,0	144,9	groß 5	9,00
6	56,0	169,5	"	10,50
7	56,0	196,1	"	12,00
8	56,0	220,9	"	13,50
9	56,0	251,9	"	15,00
10	56,0	285,7	"	17,00
11	56,0	320,5	"	19,00

↓ Signal fängt
an zu
wackeln

zwischen den Messungen wurde jeweils 1min die Zelle erwärmt und etwa 2min nach dem Heizen wurden die Aufnahmen gemacht, da dort der exponentielle Pumpvorgang am besten zu erkennen war.

Choper Scheibe



4 Versuchstag 01.10.2015

Messreihe 8 Aufnahme der Hyperfeinstruktur.

$T = 34,6^\circ\text{C}$!! Aus Verschen mit DC Kopplung am Oszi!!

$U_{MPP} = 200\text{mV}$ mittels "Lasermodulation" (anstatt mit dem Flt.-generator aus Messr. 6)
ohne Eingangswiderstand am Oszilloskop $\alpha_f = 0,2\text{Hz}$

No	f_M / Hz	Aufnahmen	Heizzeit
1	121,6	gesamtbild.wmf hyperauf 3. mes " . tab " . wmf hyperab 3. mes " . tab " . wmf	6min + unmittelbare Messung

Messreihe 9 Dehmelt

Rechtecksignal mit Instek Funktionen Generator

Aufnahme des I_L Signals: ohne S_2 : mit S_2 : wmf, ".tab.", ".mes"
mit S_2 : ohne S_2 , wmf, ".tab", ".mes" $\approx 817\text{Hz}$

Messungen mit Diodenstrom $I_2 = 56,0\text{mA}$

Rechteckfrequenz $v_L = (100 \pm 1)\text{Hz}$

No	D	Aufnahme	Neutralfilter
1	ohne D=0	D0.mes, D0.tab, D0.wmf + gesamt.wmf	▷ Gesamtansicht mit vielen Pumpvorgängen.
2	0,3	D03.mes, D03.tab, D03.wmf	
3	0,6	"06. ", "06. ", "06. "	Messungen im AVM-Modus
4	1,0	D10. ", --	des Osz für ein
5	1,3	D13 " --	
6	1,6	D16. --	
7	-0,37	D-37. --	
8	0..	Dnull.mes. --	
9	(T) unbeschichtet	DT.mes. --	

Zusätzlich wurde S_2 benutzt mit I_{S2} um das vertikale Magnetfeld zu kompensieren.

Es wurde Spule 2 anstatt 3 verwendet, da das Signal mit Spule 3 unerklärlich war.

Die Föhnenzeit wurde bei etwa 1min gehalten zwischen jeder Messung.

Die Messung erfolgte immer etwa 2min nach dem Heizen, damit das Signal sich vollständig ausprägen könnte.

Messreihe 11 Hyperfeinstruktur $T = 34,6^\circ\text{C}$ $U_{M_{PP}} = 200\text{mV}$ mittels LasergeneratorHeizzeit $\Rightarrow t = 90\text{s}$ + unmittelbare Messung $I_{\text{Diod}} = 54,0\text{mA}$ $\nu_M = (122,0 \pm 0,2)\text{Hz}$ Aufnahmen: hypers auf 4. mes, ". tab, ". wmf
hyper ab 4. mes, -" "-6 Versuchstag 05. 10. 2015Messreihe 12 Hyperfeinstruktur $T = 34,5^\circ\text{C}$ $U_{M_{PP}} = 400\text{mV}$ mittels LasergeneratorHeizzeit $\Rightarrow t = 150\text{s}$ + unmittelbare Messung $I_{\text{Diod}} = 55,6\text{mA}$ Aufnahmen: hypers auf 5. mes, ". tab, wmf
" ab 5. mes, "Messreihe 13. SpinpräzessionAufnahme Spinpräzession ohne I_4 spin 1. wmf" " mit $I_4 = 45\text{mA}$ spin 2. mes, tab, wmf

" " " " ", dB = 60 spin 3. mes. tab, wmf

" , andere Zeitshal. spin 4. mes, tab, wmf

Messreihe 14 Doppresonanz IIDa der Einfluss der horizontalen Helmholtzspulen auf die vertikalen und andersrum stark spürbar war, haben wir eine Justage des HHS vorgenommen.
Justage: spezWir stellten fest, dass die HHS nicht senkrecht zu einander standen.
Deswegen wurde versucht alles neu auszurichten. Dies war nur bedingt möglich, da der Rahmen S4 bereits stark verbogen und verbaut war.
Nach der Neujustage wurde erneut die Messung zur Doppresonanz durchgeführt, um die Kompensationströme neu zu bestimmen.

$T = 34,5^\circ\text{C}$

Seite 12

$\nu_{RF} = 497 \text{ kHz}$ (Automeasure)

$I_{\text{Diode}} = 56,1 \text{ mA}$

Kompensation horizontal:

ebenfalls Äquidistanz

Äquidistantes Signal für $I_{S_1} = 100 \text{ mA}$



aequi 1. wmf $\sigma_{I_{S_1}} = 2 \text{ mA} \rightarrow$ probiert

nicht äquidistant $I_{S_1} = 0,024 \text{ A}$ nonaequi. wmf

\Rightarrow unpolen

acqui für $I_{S_1}' = 80 \text{ mA}$ aequi 2. wmf

Da der Spulenstrom I_{S_4} die Äquidistanz immer noch leicht beeinflusst, haben wir zunächst wieder die Absorption durch $I_{S_4} = (79 \pm 4) \text{ mA}$

$I_{\text{Diode}} = 55,7 \text{ mA}$

in der gezeichneten Polung

$I_{S_1} = 144 \text{ mA}$

\Rightarrow unpolen

$I_{S_1}' = 125 \text{ mA}$

Messreihe 15 Spinpräzession

$I_{\text{Diode}} = 56,1 \text{ mA}$

$I_{S_1} = 11 \text{ mA}$ ohne vertikale Kompensation $I_{S_4} = 0$

$D_{\text{RL}} = 99 \text{ Hz} \rightarrow S_5$

Aufnahmen: spin1.mes

— " · Lab, wmf

$I_{S_4} = 54 \text{ mA}$ Kompensation des vert. Magnetfeldes (teilweise)
spin2.mes, lab, wmf

Messreihe 16 Spinpräzession II

$I_{\text{Diode}} = 55,5 \text{ mA}$

$T = 34,5^\circ\text{C}$

$V_{\text{LZ}} = 101 \text{ Hz}$

Für $I_{S_1} = 0 \text{ mA}$ waren die Signale am deutlichsten.

No	I_{S_1}	I_{S_2}	Aufnahme	Periode
1	0,00mA	0mA	spin 1.mes stab wmt	$130 \text{ kHz} \pm 18 \text{ kHz}$
2	"	10mA	spin 2. "	$173 \text{ kHz} \pm 5 \text{ kHz}$
3	0,00mA	20mA	spin 3. "	$150 \text{ kHz} \pm 2 \text{ kHz}$
4	-/-	30mA	spin 4 -/-	$125 \text{ kHz} \pm 2 \text{ kHz}$
5	-/-	40mA	Spin 5 -/-	$103 \text{ kHz} \pm 1 \text{ kHz}$
6	-/-	50mA	Spin 6 -/-	$78 \text{ kHz} \pm 1 \text{ kHz}$
7	-/-	60mA	spin 7 -/-	$56,5 \text{ kHz} \pm 0,7 \text{ kHz}$
8	-/-	70mA	spin 8 -/-	$32,5 \text{ kHz} \pm 0,3 \text{ kHz}$

Die Messung wurde im AV128 Modus des Osci durchgeführt
 Heizzeit $t \approx 150 \text{ s}$ etwa 6min. später die Aufnahme

Neuorientierung des Aufbaus

Es wurde der Tisch etwa um 14° gedreht, um den Strahlengang entlang des horizontalen Erdmagnetfeldes auszurichten.
 Mittels Kompass ("Compass" App, Sony Xperia Z1 Compact).

Bilder compass1, compass2, compass3.

davor 194°

danach 180°

(markierte Stellung 184°)

Messreihe 17 Dopples resonanz III $T = 24,5^\circ\text{C}$ $V_{RF} = 493 \text{ kHz}$ (Automeassure)

$I_{\text{Diode}} = 58,5 \text{ mA} \quad I_{S_A} = (81 \pm 4) \text{ mA}$

Kompensation horizontal:

$I_{S_A} = (73 \pm 1) \text{ mA} \quad \text{umpolen} \rightarrow I'_{S_A} = (93 \pm 1) \text{ mA} \rightarrow$



$I_{\text{Diode}} = 58,5 \text{ mA}$

Kompensation horizontal:

$I_{S_A} = (144 \pm 1) \text{ mA} \quad \text{umpolen} \quad I'_{S_A} = (124 \pm 1) \text{ mA}$
(in gezeckelter Polung)

mit Spule 2: $\nu_{\text{sin}} = 50,25 \text{ Hz}$ $U_{\text{sin pp}} = 384 \text{ mV}$ (Automeassure)Messreihe 18 Dehnmeit II

$I_{S_A} = 81 \text{ mA}$

$I_{S_H} = 0$

 $T = 34,5^\circ\text{C}$

sonst wie oben.

$I_{\text{Diode}} = 58,5 \text{ mA}$

$\nu_{\text{RF}} = (33,3 \pm 1,0) \text{ Hz}$ mit S_2

No	Neutralfilter D	Aufnahme im AVM 128 des Osci'
1	ohne D=0	D0.mes, Tab., wmf ✓ 252 mV
2	-0,37	D-37.mes " ✓ 106 mV
3	0..	Dnull.mes. -- ✓ 114 mV
4	(T)	DT.mes... ✓ 384 mV
5	0,3	D03.mes,... ✓ 76 mV
6	0,6	D06.mes ✓ 43 mV
7	1,0	D10.mes ✓ 23 mV
8	1,3	D13.mes ✓ ✓ 76 mV
9	1,6	D16.mes ✓ 4,3 mV
10	2,0	D20.mes ✓ 2,1 mV

Bei "ohne D" wird der maximal Ausschlag kleiner bei der gemessenen Zeit.
Von % \Rightarrow Daraus hat DT höheren Maximalausschlag.

$T_{\text{Ran}} = 60 \text{ s}$

 $T_{\text{Warte}} = 4 \text{ min}$ nach Föhnen.

8 Versuchstag

Sseite 15

Messreihe 19 Spinnpräzession

$$I_{\text{Diodo}} = 54,3 \text{ mA}$$

$$I_{2 \text{ Diodo}} = 54,7 \text{ mA}$$

$$T = 34,6^\circ\text{C}$$

$$V_{\text{LZ}} = 96,5 \text{ Hz}$$

Wieder bei $I_{S_1} = 0 \text{ mA}$ für Vergleichbarkeit.

Auch hier bei \downarrow die besten Signale.

No	I_{S_0}	Aufnahme	Werte	Fehler mit Cursor abgeschätzt
1	70mA	Spin 1.mes tab wmp	$44,2 \text{ kHz} \pm 0,6 \text{ kHz}$	
2	60mA	spin 2. "	$74,6 \text{ kHz} \pm 0,2 \text{ kHz}$	
3	50mA	/	$109,6 \text{ kHz} \pm 0,4 \text{ kHz}$	
4	40mA	spin 4	$148,3 \text{ kHz} \pm 1 \text{ kHz}$	
5	30mA			

09.10.15
S.15/15 T.J. Bronx

Abbildungsverzeichnis

3.1 Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Moment $\vec{\mu}_S$ und dem Feld der Behnbewegung \vec{B}_L [Bau97].	6
3.2 Kopplung zwischen Kernspin \vec{I} und Gesamtdrehimpuls der Elektronen \vec{J} [Dem10].	7
3.3 Wechselwirkung des magnetischen Eigenmoments μ_I der Kernes mit dem magnetischen Feld der Elektronenhülle \vec{B}_J [Bau97].	8
3.4 Zeeman-Effekt der Hyperfeinstruktur: Der Gesamtdrehimpuls \vec{F} setzt sich aus \vec{I} und \vec{J} zusammen. Durch anlegen des äußeren Feldes B_0 gibt es gequantelte Einstellmöglichkeiten [Bau97]	9
3.5 Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinstruktur von ^{85}Rb beim Übergang vom $^2S_{\frac{1}{2}}$ in den $^2P_{\frac{1}{2}}$ Zustand [Bau97]	10
3.6 Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinstruktur von ^{87}Rb beim Übergang vom $^2S_{\frac{1}{2}}$ in den $^2P_{\frac{1}{2}}$ Zustand [Bau97]	11
3.7 Links unten: spontane Emission vom angeregten Zustand $ 2\rangle$ in den Grundzustand oder energetisch tieferen Zustand $ 1\rangle$. Dabei steht f für den Zustand nach der Wechselwirkung mit elektromagnetischen Wellen und i für den Zustand vor der Wechselwirkung. Rechts unten induzierte Emission und rechts oben induzierte Absorption [Mes15]	12
3.8 Breite einer Spektrallinie (Halbwertsbreite $\Delta\nu$). [Bau97]	13
3.9 Dopplerverbreiterung um die D1-Linie im Bereich zwischen 20°C und 50°C	13
3.10 Polarisationsschema des ^{87}Rb Isotops bei Bestrahlung mit σ^+ Licht [Bau97]	15
3.11 Veranschaulichung des Gangunterschiedes, an einer planparallelen durchsichtigen Platte, [Dem12,p.305]	19
4.1 Schematische Zeichnung des Versuchsaufbaus [Köh11]	20
4.2 a): vereinfachter schematischer Aufbau und b): Energieniveauschema eines Halbleiterlasers [Dem10]	21
4.3 Schematischer Aufbau des verwendeten Etalon, [Bau97,p.52]	22
4.4 Spulendaten des Experiments [Köh11]	23
4.5 Bild der Rubidiumzelle [Köh11]	23
5.1 Aufgenommene Laserkennlinie ohne Neutralfilter, der Sättigungsbereich ist ab einer Diodenstromstärke von 56mA deutlich zu erkennen.	25
5.2 Aufgenommene Laserkennlinie mit Neutralfilter D=2,0. Der Modensprung des Lasers ist bei I=78mA gut zu erkennen.	25
5.3 Aufgenommene Etalonpeaks bei aufsteigender und abfallender Diodenspannung und einem Diodenstrom von $I_{min} = 31,9\text{mA}$ bis $I_{max} = 65,4\text{mA}$	27
5.4 Gefittete Etalonpeaks mit zugehöriger Dreieckspannung bei steigender Dreieckspannung (abknickende Peackspitzen sind das Resultat von Darstellungsproblemen).	28
5.5 Frequenzdifferenzen der einzelnen Etalonpeaks zum Refferenzpeak (i=3) mit linearem Fit.	29

5.6 Aufnahme der Hyperfeinstruktur und der Dreieckspannung.	30
5.7 Globale Ansicht aller Fits der Absobtionspeaks am ansteigenden Signal.	31
5.8 Absorbtionspeak durch die Übergänge von ^{87}Rb , F:1 \rightarrow 2 (μ_1) und F:1 \rightarrow 1 (μ_2) am ansteigenden Signal (Fit durch die Summe zweier Gaussfunktionen und einer Gerade).	32
5.9 Absorbtionspeak durch die Übergänge von ^{85}Rb , F:2 \rightarrow 3 (μ_3) und F:2 \rightarrow 2 (μ_4) am ansteigenden Signal (Fit durch die Summe zweier Gaussfunktionen und einer Gerade).	32
5.10 Absorbtionspeak durch die Übergänge von ^{85}Rb , F:3 \rightarrow 3 (μ_5) und F:3 \rightarrow 2 (μ_6) sowie von ^{87}Rb , F:2 \rightarrow 2 (μ_7) und F:2 \rightarrow 1 (μ_8) am ansteigenden Signal (Fit durch die Summe von vier Gaussfunktionen und einer Gerade).	33
5.11 Fit der Dreieckspannung am ansteigenden Signal im Bereich der Absobtionen. .	34
5.12 Gemessene und theoretische Frequenzabstände der Übergänge zur D1 Linie bei aufsteigendem Signal.	37
5.13 Gemessene und theoretische Frequenzabstände der Übergänge zur D1 Linie bei absteigendem Signal.	37
5.14 Signal bei starker Modulation des Magnetfeldes durch Spule 2(rot) und Signal der Photodiode mit vier Doppelresonanz- und zwei Dehmeltpeaks pro Periode (blau).	40
5.15 Doppelresonanzsignal (blau) bei nicht richtig eingestelltem Spulenstrom durch Spulenpaar Nr.1 und kleiner Amplitude der Magnetfeldmodulation (rot)	41
5.16 Doppelresonanzsignal (blau) richtig eingestelltem Spulenstrom durch Spulenpaar Nr.1, so dass äquidistante Signale sichtbar sind und kleiner Amplitude der Magnetfeldmodulation (rot)	41
5.17 Spinpräzessionssignal der Photodiode (blau) bei beinahe kompensierten vertikalen Erdmagnetfeld ($I_4=70\text{mA}$) und Spannung die an Spulenpaar Nr.5 anliegt (rot).	46
5.18 Spinpräzession der Photodiode (blau) bei Drehung des Tisches mit einer Überlagerung eines sinusförmigen Rauschens bei beinahe kompensierten vertikalen Erdmagnetfeld ($I_4=70\text{mA}$) und Spannung die an Spulenpaar Nr.5 anliegt (rot) .	47
5.19 Darstellung der aufgenommenen Spinpräzession (blau) bei nahezu kompensierten Erdmagnetfeld und Rechtecksignal für die Modulation des magnetischen Wechselfeldes	48
5.20 Fit (grün) der aufgenommenen Spinpräzession (blau) bei nahezu kompensierten Erdmagnetfeld.	49
5.21 Spinpräzession in Abhängigkeit der Stromstärke durch Spulenpaar Nr.4 und somit vom jeweiligen resultierenden B-Feld.	50
5.22 Spannungssignal der Photodiode bei Relaxation nach Dehmelt(blau) und magnetisches Wechselfeld an Spule 2 (rot).	53
5.23 Fit an die Datenpunkte der Photodiode bei Verwendung des Neutralfilters mit Aufschrift D=0,3	55

5.24 Fit an die Datenpunkte der Photodiode bei Verwendung der Neutralfilters mit Aufschrift D=2,0 (blau) und Vorgehen zur Fehlerabschätzung (grün).	56
5.25 Lineare Zusammenhang zwischen der Inversen der Orientierungszeit $\frac{1}{\tau}$ und der relativen Intensität I_{Rel} zur Bestimmung von T_{R_D}	57
5.26 Aufnahme der Relaxationszeit nach Franzen mit dem Oszilloskop	59
5.27 Fit des Signals bei der Relaxation nach Franzen (blau) und das An- bzw. Abschalten des Lasers beschrieben mit einer Fermiverteilung (schwarz).	61
5.28 Exponentieller Fit der Abhängigkeit von b_{rel} von der Dunkelzeit Δt zur Bestimmung der Relaxationszeit nach Franzen T_{R_F}	63
7.1 Gefittete Etalonpeaks mit zugehöriger Dreiecksspannung bei fallender Dreiecksspannung.	67
7.2 Frequenzdifferenzen der einzelnen Etalonpeaks zum Refferenzpeak (i=2) mit linearer Fit.	68
7.3 Globale Ansicht aller Fits der Absobtionspeaks am absteigenden Signal.	69
7.4 Absorbtionspeak durch die Übergänge von ^{87}Rb , F:1 \rightarrow 2 (μ_1) und F:1 \rightarrow 1 (μ_2) am absteigenden Signal (Fit durch durch die Summe zweier Gaussfunktionen und einer Gerade).	70
7.5 Absorbtionspeak durch die Übergänge von ^{85}Rb , F:2 \rightarrow 3 (μ_3) und F:2 \rightarrow 2 (μ_4) am absteigenden Signal (Fit durch die Summe zweier Gaussfunktionen und einer Gerade).	70
7.6 Absorbtionspeak durch die Übergänge von ^{85}Rb , F:3 \rightarrow 3 (μ_5)und F:3 \rightarrow 2 (μ_6) sowie von ^{87}Rb , F:2 \rightarrow 2 (μ_7) und F:2 \rightarrow 1 (μ_8) am absteigenden Signal(Fit durch durch die Summe von vier Gaussfunktionen und einer Gerade).	71
7.7 Fit der Dreiecksspannung am absteigenden Signal im Bereich der Absobtionen. .	71
7.8 Messungen der Spinpräzession	72
7.9 Fit der Spinpräzession	73
7.10 Fit des Dehmeltsignals	74
7.11 Fehlerabschätzung des Fits des Dehmeltsignales	75
7.12 Fehlerabschätzung des Fits des Dehmeltsignales	76
7.13 Fits der verschiedenen Franzensignale	77
7.14 Fits der verschiedenen Franzensignale	78

Tabellenverzeichnis

3.1	Intervallkonstanten für Rubidium, die Werte in Klammern geben die Intervallkonstante A in Frequenzeinheiten an [Bau97]	9
5.1	Frequenzraten des Lasers ermittelt durch die Etalonkalibration	29
5.2	Umrechnungsfaktoren für die Bestimmung der Frequenzraten des Lasers bei Aufnahme der Hyperfeinstruktur	34
5.3	Frequenzraten des Lasers bei Aufnahme der Hyperfeinstruktur	35
5.4	Zeitdifferenzen der Übergänge zur D1-Linie bei aufsteigendem Signal	35
5.5	Lage der D1-Linien in den aufgenommenen Hyperfeinstrukturspektren	36
5.6	Frequenzdifferenzen zur D-1 Linie und Vergleich mit den theoretischen Werten bei auf- und absteigendem Signal	36
5.7	Berechnete Intervallkonstanten und Vergleich mit dem Literaturwert aus [Bau97].	39
5.8	Darstellung der Messdaten für die Stromstärke durch Spulenpaar Nr.1.	43
5.9	Darstellung der Messwerte und der gefitteten Werte der Spinpräzession	49
5.10	Kalibrierung der Neutralfilter	54
5.11	Orientierungszeiten τ und Fehler auf die Orientierungszeiten σ_τ	56
5.12	Werte der Dunkelzeit Δt und der relativen Amplitude der Exponentialfunktion b_{rel}	62

8 Quellen und Bildquellen

[Dem12], Demtröder Wolfgang, Experimentalphysik 2, Elektrizität und Optik, 6. Auflage, Springer Spektrum, 2012

[Bau97], Baur Clemens, Einrichtung des Versuchs „Optisches Pumpen mit Laserdioden“, Wissenschaftliche Arbeit für die Zulassung zur Prüfung für das Lehramt an Gymnasien, Physik Uni Freiburg, 1997

[Dem10], Demtröder Wolfgang, Experimentalphysik 3, Atome, Moleküle und Festkörper, 4.Aufgabe, Springer, 2010

[Mes15] Meschede Dieter, Gerthsen Physik, 25. Auflage. Springer Verlag, 2015

[Köh11] Köhli, M., Versuchsanleitung Fortgeschrittenen Praktikum Teil 2 Optisches Pumpen, Uni Freiburg, 2011

[DIC52] Dicke R. H., The Effect of Collisions upon the Doppler Width of Spectral Lines, Physical Review, Volume 89 Nu.2, January 15.1953