

Hinweis

Das vorliegende Protokoll wurde im Rahmen der jeweiligen Lehrveranstaltung an der Universität Bonn erstellt. Sofern im oberen Teil der ersten Seite oder auf der unten angegebenen Webseite nicht anders vermerkt, wurde dieses Protokoll von mir, Marvin Zanke, alleine angefertigt und eingereicht. Bei allen handschriftlichen Anmerkungen handelt es sich in der Regel um Korrekturen von mir oder des Tutors. Für mehr Informationen und meine gesamten Unterlagen, siehe:

<https://www.physics-and-stuff.com/>

Ich erhebe keinen Anspruch auf Richtigkeit und Vollständigkeit des vorliegenden Protokolls! Dies gilt ebenso für obengenannte Korrekturen.

Dieses Werk von [Marvin Zanke](#) ist lizenziert unter einer [Creative Commons Namensnennung – Nicht-kommerziell – Weitergabe unter gleichen Bedingungen 4.0 International Lizenz](#).

3.3
16.01.17
MBo

PRAKTIKUM ATOME, MOLEKÜLE, FESTKÖRPER

P443

Kernmagnetische Relaxation

Florian Graf Strachwitz,

Marvin Zanke

&

Max Graf

durchgeführt am

Physikalischen Institut der Universität Bonn

am

30.11.2016 & 01.12.2016

Eingereicht am:

21.12.2016

bei

Marcel Bornstein

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	4
2. Theorie	5
2.1. Magnetfeld einer Spule	5
2.2. Prinzip der Kernspinresonanz	5
2.3. Verhalten von Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen im Magnetfeld	6
2.4. Spin-Gitter-Relaxation	6
2.5. Dynamik des Gesamtspins unter dem Einfluß eines äußeren magnetischen Wechselfeldes	7
2.6. Spinecho-Sequenzen	8
2.7. Durchführung	10
2.7.1. Vorbereitung des experimentellen Aufbaus und der Probe	10
2.7.2. Kalibrierung des experimentellen Aufbaus	11
2.7.3. Messung der kernmagnetischen Relaxation	13
3. Messung und Auswertung	15
3.1. Kalibrierung des experimentellen Aufbaus	15
3.1.1. Tuning des RF-Resonanzkreises	15
3.1.2. Optimierung des Free Induktion Signals (FID)	15
3.1.3. $\frac{\pi}{2}$ und π -Puls Justage	16
3.1.4. Rabi-Oszillationen	16
3.2. Longitudinale Relaxationszeit	17
3.2.1. Sättigungs-Zurückgewinnungs-Methode	17
3.2.2. Polarisations-Zurückgewinnungs-Methode	18
3.2.3. Vergleich der beiden Methoden	19
3.3. Transversale Relaxationszeit T_2^*	20
3.3.1. Die effektive Transversale Relaxationszeit T_2^*	20
3.3.2. Die Hahn-Spinecho-Sequenz	20
3.3.3. Carr-Purcell-Sequenz und Meiboom-Gill Sequenz	21
4. Fazit	26
A. Anhang	27

1. Einleitung

oder 180°
In diesem Versuch beschäftigen wir uns mit der Dynamik von Spin- $\frac{1}{2}$ -Systemen in einem äußeren Magnetfeld. Wir benutzen einen Radiofrequenz-Puls um die Kernspins von Protonen in Mineralöl 90° aus ihrem Gleichgewichtszustand zu drehen und messen dann mit Hilfe der Methode der Kernspinresonanz (beschrieben durch die semi-klassische Bloch-Gleichung) die Zeit in welcher das System wieder in seinen Ausgangszustand zurückkehrt. Wir interessieren uns dabei sowohl für die longitudinale als auch transversale - sogenannten - Relaxationszeiten.

2. Theorie ¹

2.1. Magnetfeld einer Spule

Das Magnetfeld einer Spule ist in Abbildung 1 zu sehen und besitzt eine sehr große Ähnlichkeit zu dem eines Stabmagneten. Für die magnetische Flußdichte gilt mit den üblichen magnetischen Konstanten:

$$B = \frac{\mu_r \mu_0 \cdot I \cdot n}{l}$$

und n die Windungszahl der Spule darstellt.

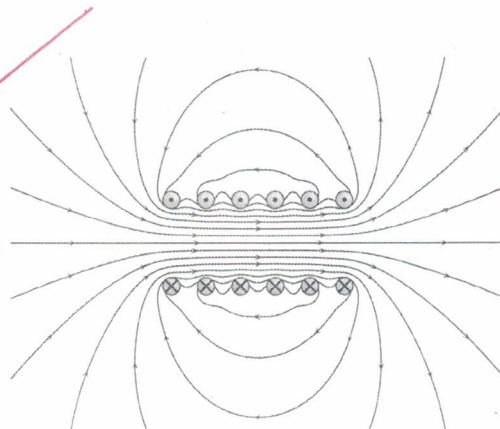


Abbildung 1: Das Magnetfeld einer Spule, entnommen aus [4]

Braucht ihr das irgendwas?

2.2. Prinzip der Kernspinresonanz

Das Phänomen der **Magnetresonanz** bzw. **Kernspinresonanz** tritt in "Systemen" auf (in unserem Fall bspw. einfach eine gewisse Anzahl H^+), in welchem sich Teilchen mit **Bahndrehimpuls und magnetischem Moment** befinden (dieses resultiert aus einem Bahndrehimpuls bei einem Landé-Faktor ungleich null). Unsere H^+ -Atome (Protonen) befinden sich in einer uns zur Verfügung gestellten Mineralölprobe. Bei konstant angelegtem Magnetfeld präzedieren die Spins dieser um die Magnetfeldachse und werden nun Wechselfeldern ausgesetzt, welche in Resonanz mit dem vorhandenen Übergang liegen. Das Verhalten der Spins danach, deren Änderung der Orientierung dadurch sowie die Kenntnis der Resonanzfrequenz selbst lässt Rückschlüsse auf den Aufbau und die Wechselwirkungen der Kerne zu.

Für den Aufbau der Kerne muss man mehr Aufwand streifen!

¹Unser Theorieteil basiert zu einem großen Teil auf dem uns ausgehändigten Paper [1], bedient sich aber auch an anderer Literatur (s. Literaturverzeichnis)

2.3. Verhalten von Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen im Magnetfeld

Teilchen mit einem Spin besitzen nun ein **Magnetisches Moment**

$$\vec{\mu} = \hbar \gamma \vec{I} \quad \text{wobei} \quad \gamma : \text{Gyromagnetisches Verh\u00e4ltnis} \quad \vec{I} : \text{Kernspin des Protons}$$

und bei in z-Richtung gew\u00e4hltem, konstanten Magnetfeld $B = B_0 \cdot \vec{e}_z$ erh\u00e4lt man f\u00fcr die **Energie** der Teilchen in diesem Feld:

$$U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\gamma \hbar I_z B_0 = \mp \frac{\hbar}{2} \gamma B_0 \quad \checkmark$$

wobei wir im letzten Schritt benutzt haben, dass das Proton mit Spin $I = \frac{1}{2}$ nur zwei verschiedene M\u00f6glichkeiten f\u00fcr die festgelegte z-Komponente $I_z = \left\{ -\frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\}$ besitzt.

Die **Besetzung** der beiden Niveaus erfolgt im **thermischen Gleichgewicht** nach der **Boltzmann-Statistik**:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{\hbar \omega_0}{k_B T}} \quad \text{wobei} \quad k_B : \text{Boltzmann-Konstante} \quad T : \text{Umgebungstemperatur}$$

und $\omega_0 = \gamma B_0$ der Energieabstand der beiden Niveaus ist.
 Ohne angelegtes Magnetfeld ist die Besetzung der beiden Niveaus gleich, wodurch auch keine makroskopische Magnetisierung zu messen ist.
 Im ~~statistischen Mittel~~ ^{statistischen Mittel} befinden sich bei angelegtem Magnetfeld nun allerdings mehr Protonen im niedrigeren Energiezustand als im Angeregten, sodass wir eine **Magnetisierung** der Probe von

$$M_0 = (N_1 + N_2) \mu \tanh\left(\frac{\mu B}{k_B T}\right) \approx (N_1 + N_2) \frac{\mu^2 B}{k_B T} \quad \checkmark$$

erhalten.

2.4. Spin-Gitter-Relaxation

Der oben erw\u00e4hnte Prozess der Besetzung zweier Zeeman-Niveaus im thermischen Gleichgewicht bei Anlegen eines Magnetfelds findet **nicht instantan** statt, sondern erfolgt \u00fcber einen gewissen Zeitraum. Das liegt daran, dass im Ausgangszustand $N_1 = N_2$ gilt und das untere Niveau im aufgespaltenen Zustand st\u00e4rker besetzt ist, das Gesamtsystem also weniger Energie besitzt. Diese Energie muss von den Protonen an die Umgebung abgegeben werden, wo sie vom sogenannten **“Gitter“** (**lattice im englischen**) absorbiert wird.

Hier stellt man einen exponentiellen Anstieg der Magnetisierung zur Gleichgewichtsmagnetisierung hin fest, woraus sich die Funktion

$$M_z(t) = M_0(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}) \quad \text{wobei} \quad T_1 : \text{Spin-Lattice Relaxation Time}$$

motiviert.

2.5. Dynamik des Gesamtpins unter dem Einfluß eines äußeren magnetischen Wechselfeldes

Wir haben bis jetzt nur ein Magnetfeld in z-Richtung betrachtet, sodass wir als einzige Netto-Magnetisierung eine M_z -Komponente - als Summe aller Magnetisierungen μ_z der einzelnen Protonen - erhalten und die x- und y-Komponenten als Summe von zufällig verteilten Orientierungen zu null aufsummiert werden. Mittels eines zusätzlich von außen angelegten magnetischen Wechselfeldes

$$\vec{B}(t) = B_1 \cos \omega t \cdot \vec{e}_x + B_1 \sin \omega t \cdot \vec{e}_y + \underbrace{B_0 \cdot \vec{e}_z}_{\text{Das ist aber nicht Teil des Wechselfeldes!}}$$

kann man den thermischen Gleichgewichtszustand in der z-Richtung nun in die x-y-Richtung rotieren. Zur Veranschaulichung versetzt man sich in ein **rotierendes (nicht-intertial) Bezugssystem**, welches mit der gleichen Frequenz rotiert mit der unser Wechselfeld oszilliert und dessen feste Achse in die Richtung von B_0 zeigt. In diesem System ist das Wechselfeld nun stationär in x-Richtung ausgerichtet, durch die Transformation ergibt sich allerdings ein weiteres Feld in z-Richtung, was dadurch motiviert ist, dass es ein rotierendes Bezugssystem gibt, in welchem die Magnetisierung stationär scheint und das Magnetfeld in diesem System deshalb verschwinden muss, wobei hierfür die Bewegungsgleichung

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{B}$$

benutzt wurde.

Für das **effektive Magnetfeld** im rotierenden Bezugssystem gilt dann insgesamt:

$$B_{\text{eff}}^* = B_1 \cdot \vec{e}_x + \left(B_0 - \frac{\omega}{\gamma} \right) \vec{e}_z$$

wobei wir auf zusätzliche Kennzeichnung oder Indizierung der Einheitsvektoren für das neue Bezugssystem verzichten. Wird die Frequenz des Wechselfeldes nun so gewählt, dass $\omega = \gamma B_0 = \omega_0$, so fällt der letzte Term weg, und es ergibt sich in unserem rotierenden System ein konstantes Magnetfeld $B_{\text{eff}}^* = B_1 \cdot \vec{e}_x$. Die Magnetisierung präzediert nun mit $\Omega = \gamma B_1$ um die x-Achse und kann durch Ausschalten des Feldes B_1 zu einem beliebigen Zeitpunkt angehalten werden.

Die entsprechenden Pulse mit ihrer jeweiligen Länge werden dann

- $\frac{\pi}{2}$ -Puls $\rightarrow M_z \rightarrow M_y$
- π -Puls $\rightarrow M_z \rightarrow -M_z$
- 2π -Pulse $\rightarrow M_z \rightarrow M_z$

genannt und stellen einen vorübergehenden "thermischen Ungleichgewichtszustand" dar.

Diese Wechselwirkung - und die dadurch bedingte Oszillation - eines **Zwei-Niveau-Systems (ZNS)** mit einer periodischen Kraft (oszillierendes Magnetfeld in unserem Fall) wird in der

Literatur oft auch als **Rabi-Oszillation** bezeichnet und die Besetzung der Zustände oszilliert mit der Rabi-Frequenz - vorausgesetzt das System wird nahe der Resonanzfrequenz betrieben (wie eben besprochen, ist dies bei uns gerade gegeben). Eine graphische Anschauung hierfür bietet die **Blochkugel**, welche die Zustände eines solchen ZNS als Vektor vom Ursprung auf eine Kugeloberfläche darstellt. Reine Zustände entsprechen dabei einem Vektor in Richtung der ausgezeichneten Achse und gemischte Zustände liegen als Überlagerung dieser in beliebigen Richtungen im Raum. Eine **Inversion** liegt vor, wenn das angeregte Niveau stärker besetzt ist als der Grundzustand.

Während eines solchen erwähnten Pulses präzediert die Magnetisierung im Laborsystem sowohl um die x-Achse als auch die z-Achse, die Magnetisierung ist allerdings nicht messbar.

Erst nach dem Puls kann man die Präzession um die z-Achse innerhalb der x-y-Ebene beobachten und den "Zerfall" dieser beschreiben durch

$$M_{x,y}(t) = M_0 e^{-\frac{t}{T_2}} \quad \text{wobei} \quad T_2 : \text{Spin-Spin-Relaxation Time}$$

wobei dieses abfallende Signal **free induction decay (FID)** genannt wird. Durch Messen von T_2 erhält man Aufschluß über die Verteilung der Magnetfelder der Protonen und damit über die Lage dieser selbst. Da das Magnetfeld allerdings nicht über den ganzen Raum homogen ist, ist nur für $T_2 < 0.3 \text{ ms}$ die am FID gemessene Zeitkonstante auch das gesuchte T_2 der Probe. Ist $T_2 > 4 \text{ ms}$ (dies entspricht einem langsameren Zerfall des Zustandes), so benutzt man das sogenannte Verfahren des **Spinechos**. Hierbei passiert folgendes:

$\frac{\pi}{2}$ -Puls \rightarrow	Zeit $\tau \rightarrow$	π -Puls
rotiert die Magnetisierung in die x-y-Ebene, wobei bei uns nur um die x-Achse rotiert wird	in dieser Zeit zerfällt die x-y-Magnetisierung zu einem Teil (unter anderem durch stochastische Fluktuationen bedingt) und präzediert um die z-Achse, wobei ein Teil durch die Inhomogenität in einem stärkeren Feld als der andere Teil ist und dadurch schneller präzediert <i>ungefähr</i>	rotiert erneut um die x-Achse, wobei die Drehrichtung danach beibehalten wird und die schneller rotierenden Spinausrichtungen nun auch eine weitere Strecke zurückrotieren müssen. Die beiden treffen sich nach 2τ erneut und man erhält das gesuchte T_2 durch Beobachtung der Magnetisierung über das Spinecho.

Der Zerfall der Magnetisierung (max. Höhe des Echos) ist gegeben durch:

$$M_{x,y}(2\tau) = M_0 e^{-\frac{2\tau}{T_2}}$$

2.6. Spinecho-Sequenzen

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, um die **homogene transversale Relaxationszeit** zu bestimmen. Eine Möglichkeit bietet die **Carr-Purcell-Sequenz**, welche folgende Pulsse-

quenz verwendet:

$$\frac{\pi}{2} \rightarrow \tau\pi \rightarrow 2\tau\pi \rightarrow 2\tau \dots$$

und bei bereits kleinen Ungenauigkeiten in der Periode der Pulse zum Aufsummieren dieser Fehler führt.

Eine Verbesserung hierzu stellt die **Meiboom-Gill-Sequenz** dar, welche die Phase der Pulse alterniert:

$$\frac{\pi}{2} \rightarrow \tau + \pi \rightarrow 2\tau - \pi \rightarrow 2\tau + \pi \rightarrow 2\tau - \pi \rightarrow 2\tau \dots$$

und den Fehler dadurch wieder aufhebt.

2.7. Durchführung

2.7.1. Vorbereitung des experimentellen Aufbaus und der Probe

Zu aller erst muss in diesem Versuch der Aufbau angeschlossen bzw. verbunden werden wie in [2] erklärt. Ein fertiger Aufbau ist in Abbildung 2. Die zur Verfügung stehenden Komponenten sind die folgenden:

Komponente	Magnet	PS2 Controller	Mainframe	digitales Oszilloskop
Bestandteile	<ul style="list-style-type: none"> • eingebauter Radiofrequenz-Messkopf 	<ul style="list-style-type: none"> • Regelung der Magnettemperatur • Steuerung der Magnetfeldgradienten 	<ul style="list-style-type: none"> • Receiver • Synthesizer • Pulse-Programmer • Lock-In / Field Sweep • Stromversorgung (DC) 	<p style="text-align: center;">2 B</p> <p style="text-align: right;"><i>wichtig</i></p>

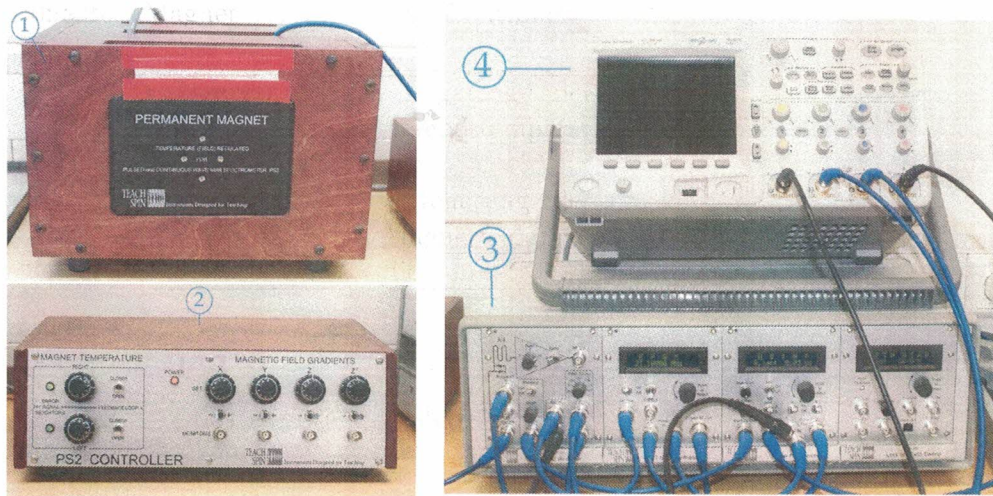


Abbildung P443.1: Komponenten des NMR Versuchs: 1: MAGNET , 2: PS2 Controller , 3: MAINFRAME : Receiver , Synthesizer , Pulse Programmer , Lock-In / Field Sweep , 4: digitales Oszilloskop.

Abbildung 2: Experimenteller Aufbau des NMR-Versuchs, entnommen aus [2]

Bei der Probe muss auf folgendes geachtet werden:

- auf eine Füllhöhe von 1 – 3 mm
- darauf dass der obere Gummiring etwa 39 mm von der unteren Kante des Röhrchens entfernt ist (Feinjustage später)

Das steht in der Anleitung.
"Die Probe wird den Anforderungen entsprechend vorbereitet", heißt als Hinweis!

Ist dies nicht erfüllt oder ist keine Probe vorhanden, stehen auch Materialien bereit, um selbst eine solche Probe herzustellen.

2.7.2. Kalibrierung des experimentellen Aufbaus

Um während des Versuchs unter gleichen Bedingungen - also insbesondere auch Temperatur - arbeiten zu können, wird die Temperatur des Aufbaus mittels des *PS2 Controllers* (zwei Potentiometer) **auf die aktuelle Raumtemperatur** eingestellt. Bei Erreichen des Sollwertes erlöschen die LEDs und der Reglerkreis wird mittels Kippschalter geschlossen.

Es wird die Temperatur über der Polsteuerung geregelt!
Wann?

Außerdem muss mittels einer sogenannten *Pickup Probe* eine Impedanzanpassung (d.h. Anpassung des Ausgangswiderstands unserer test test test Quelle an den Eingangswiderstand unserer Last) vorgenommen werden.

Mit der Sonde an Kanal 1 des Oszis stellt man dazu den *Pulse-Programmer* auf

$$A_{len} = 2,5 \mu\text{s} \quad | \quad P = 100 \text{ ms}$$

und das *Oszilloskop* auf

$$\text{Trigger: Ext, Normal, Rising, } > 0,1 \text{ V} \quad | \quad \text{Sweep: } 2 \frac{\mu\text{s}}{\text{div}} \quad | \quad \text{Ch1: } 5 \frac{\text{V}}{\text{div}}, \text{ DC, Full BW}$$

ein und versucht durch Justage der Tuning-Kondensatoren am *Magnet* eine ähnliche Form wie in Abbildung 3 und maximale Amplitude zu erreichen.

Im Folgenden führen wir die Kalibrierung mittels der eigentlich Probe fort, indem wir die Antwort dieser auf ein RF-Puls (FID: Free Induction Decay) beobachten.

Dazu wird der Sweep am Oszilloskop auf

$$0,5 - 1,0 \frac{\text{ms}}{\text{div}}$$

geändert und die vier Potentiometer am *PS2 Controller* (X, Y, Z, Z^2) - welche den Gradienten des Magnetfeldes beeinflussen - auf null gestellt. Nun soll sowohl die Amplitude möglichst hoch, die Dauer "langsam" als auch die Form des am Oszilloskop registrierten Signals möglichst "exponentiell" eingestellt werden. Dazu variiert man sowohl die Magnetfeldgradienten am *PS2 Controller*, als auch die Frequenz F am *Synthesizer*. In Abbildung 4 sieht man wieder das optimierte Signal, wobei die Zerfallszeit hier noch auf einen längeren Wert kalibriert werden kann und im Idealfall auch soll.

Für ein Feintuning der Frequenz schaut man sich Q am Kanal 2 des *Oszilloskops* an und stellt es so ein, dass möglichst wenig Nachschwingungen auftreten, d.h. die Resonanzfrequenz getroffen wird.

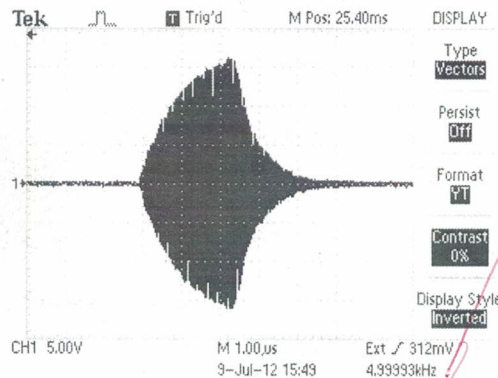


Abbildung P443.5: Das optimierte Signal der Pickup Probe

Abbildung 3: Wünschenswertes Signal auf dem Oszi beim Tuning des RF-Resonanzkreises, entnommen aus [2]

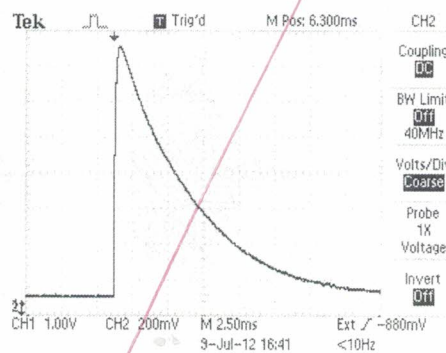


Abbildung 4: Wünschenswertes Signal auf dem Oszi beim bei der Optimierung des FID-Signals, entnommen aus [2]

Als letztes optimiert man die Dauer eines RF-Pulses mittels eines π -Pulses. Dazu verdoppeln wir die Pulslänge um einen π -Puls zu erzeugen, für welchen im Idealfall kein Signal mehr messbar sein sollte, da er ein Eigenzustand mit $M_z \rightarrow M_z$ ist. Nun variieren wir Pulslänge und Frequenz so, dass das Antwortsignal (**I und Q**) möglichst minimal wird. Es ist darauf zu achten dass die **Frequenz nicht zu weit von der Resonanzfrequenz entfernt** ist und das Antwortsignal deshalb auslöscht.

Man muss hier **mindestens ein Verhältnis** von

$$\frac{U_{\max}(\frac{\pi}{2})}{U_{\max}(\pi)} = 6$$

erreichen um den Versuch erfolgreich durchführen zu können.

Siehe Anleitung!

2.7.3. Messung der kernmagnetischen Relaxation

Mit dem kalibrierten Aufbau können die kernmagnetischen Relaxationen gemessen werden, wobei **vor jedem Versuch** eine Kurve ohne RF-Puls gemessen wird um den Spannungsoffset für die Auswertung zu ermitteln (dieser muss aus den Messungen abgezogen werden).

Zuerst wird die Pulslänge von Puls A zwischen

$$0,5 - 12 \mu\text{s} \text{ in Schritten von } 0,5 \mu\text{s}$$

variiert und bei genügend großer Periode P zwischen zwei Pulsen die maximale Amplitude des Antwortsignals und das In-Phase Antwortsignal eines Pulses mit variierender Pulslänge bei verschiedenen Frequenzen gemessen. Die graphische Auswertung soll interpretiert werden.

Um die **longitudinale Relaxationszeit** zu bestimmen kann man - wieder mit genügend großer Periode zwischen den Sequenzen - auf zwei verschiedene Weisen vorgehen:

Sättigungs-Zurückgewinnung	Polarisations-Zurückgewinnung
<ul style="list-style-type: none"> • $\frac{\pi}{2}$-Puls und nach Zeit τ noch ein $\frac{\pi}{2}$-Puls mit entsprechenden Einstellungen für Puls B - Sequenz: $\frac{\pi}{2} \rightarrow FID \rightarrow \tau \frac{\pi}{2} \rightarrow FID$ • beobachten des FID-Signals und variieren der Verzögerung τ (bis 200 ms in 10 ms Schritten und bis 500 ms dann in 50 ms Schritten) • Amplitude des FID-Signals aufzeichnen • Anpassen von $M(\tau) = M_0(1 - e^{-\frac{\tau}{T_1}})$ 	<ul style="list-style-type: none"> • π-Puls via Puls A und $\frac{\pi}{2}$-Puls via Puls B - Sequenz: $\pi \rightarrow \tau \frac{\pi}{2} \rightarrow FID$ • variieren von τ analog und beobachten des Signals • Auftragen der Amplitude des Signals und bereinigen von Offset • nach Transformation der ersten Werte: anpassen von $M(\tau) = M_0(1 - 2e^{-\frac{\tau}{T_1}})$ an die Werte

Tabelle 1: Algorithmus zur Bestimmung von T1 über zwei Methoden

Für die **effektive transversale Relaxationszeit** T_2^* gilt:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_{2,\text{inhom}}} + \frac{1}{T_2}$$

Warum?

Während man diese wieder über das Anpassen einer Kurve

$$M(\tau) = M_0 \cdot e^{-\frac{\tau}{T_2^*}}$$

an ein exponentiell abfallendes FID-Signal mit ausgeschaltetem B-Puls und A-Puls auf $\frac{\pi}{2}$ ermitteln kann, gibt es außerdem drei Methoden um die **homogene transversale Relaxationszeit** T_2 (diese beschreibt das Auseinanderlaufen in der X-Y-Ebene der Blochkugel von Spins) zu bestimmen. Allen ist gemeinsam, dass sie auf den Nachsatz "-Sequenz" enden und die Periode P wieder groß genug gewählt werden muss:

Hahn-Spinocho	Carr-Purcell	Meiboom-Gill
<ul style="list-style-type: none"> • $\frac{\pi}{2}$-Puls mittels Puls A und π-Puls mittels Puls B - Sequenz $\frac{\pi}{2} \rightarrow \tau\pi$ • beobachten des FID-Signals und Spinechos ohne einen weiteren Peak zwischen den beiden • variieren der Zeit τ zwischen den beiden Pulsen und Aufzeichnen der maximalen Amplitude für 10 Zeiten τ 	<ul style="list-style-type: none"> • $\frac{\pi}{2}$-Puls mittels Puls A und π-Puls mittels Puls B - Sequenz $\frac{\pi}{2} \rightarrow \tau\pi \rightarrow 2\tau\pi \rightarrow 2\tau \dots$ • Anzahl der Spinechos auf N=20 setzen • sichtbares Signal abspeichern und Verhalten unter Variation von Pulslänge beobachten 	<ul style="list-style-type: none"> • $\frac{\pi}{2}$-Puls mittels Puls A und π-Puls mittels Puls B - Sequenz $\frac{\pi}{2} \rightarrow \tau + \pi \rightarrow 2\tau - \pi \rightarrow 2\tau + \pi \rightarrow 2\tau - \pi \rightarrow 2\tau \dots$ • Anzahl der Spinechos auf N=20 setzen • sichtbares Signal abspeichern und Verhalten unter Variation von Pulslänge beobachten
<ul style="list-style-type: none"> • Anfitzen von $M(\tau) = M_0 \cdot e^{-\frac{\tau}{T_2}}$ an die gemessenen Daten und dadurch Bestimmung von T_2 		

3. Messung und Auswertung

3.1. Kalibrierung des experimentellen Aufbaus

3.1.1. Tuning des RF-Resonanzkreises

Nach Konfiguration der Parameter am Pulse Programmer und Oszilloskop erhalten wir ein Bild das in Abbildung 5 dargestellt ist.

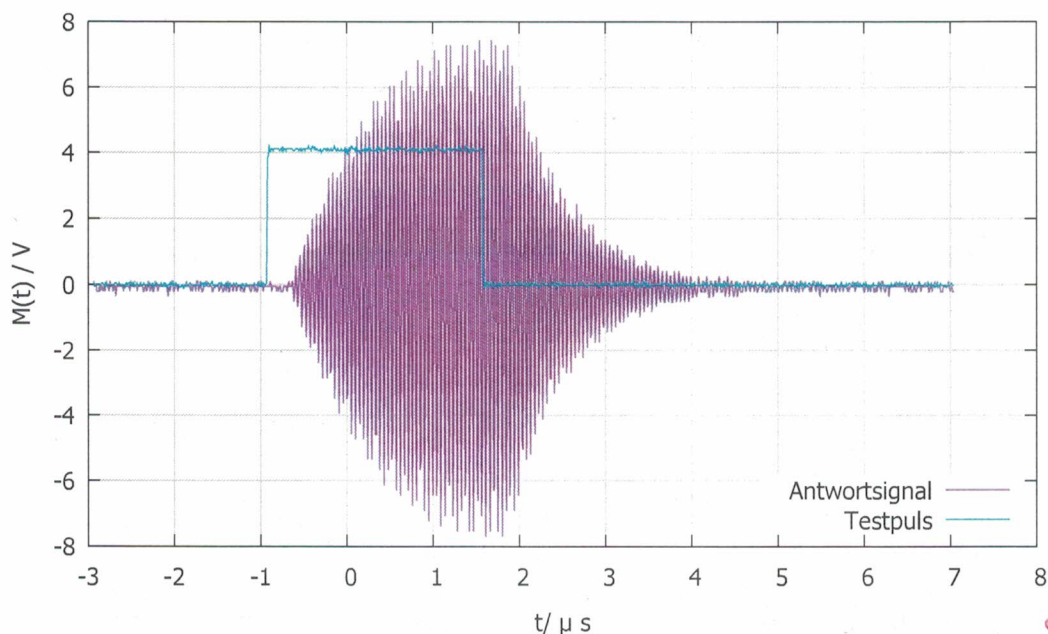


Abbildung 5: Antwortsignal der Probe

Wir sehen gut die Verzögerung des Antwortsignals auf das Eingangssignal bei dessen Aufbau bzw. Abbau. Wir vermuten der Grund dafür liegt hauptsächlich an der Elektronik des Versuchsaufbaus. So baut die Spule beispielsweise mit steigender Frequenz eine Impedanz auf. Auch der Temperaturregler des Magnetfeldes könnte durch zu hohe Fluktuation hier eine Rolle spielen.

Signalton?
Frequenz!
Hinweis auf A?
Das würde auch ohne Magnet so aussehen
frequenzabh. Impedanz: $Z = i\omega L$

3.1.2. Optimierung des Free Induction Signals (FID)

Zur Optimierung unseres FID's variieren wir die vier Potentiometer (X, Z, Z, Z^2). Dabei ließen wir die voreingestellte Frequenz unverändert. Wir stellen fest, dass die Variation des Potentiometers Z^2 den größten Effekt auf unser FID auswirkt. Dies liegt vermutlich an dem Quadrat, d.h. wir erhalten für dieses Potentiometer größere Verstärkungseffekte für das Antwortsignal als für die anderen. Wir erhalten für Amplitude, Dauer und Form des Signals ein möglichst hohes, langsam und exponentiell abfallendes *FID-Signal*, welches man in der folgenden Abbildung 6 sehen kann.

Was wird dort geregelt?

Z was ist damit gemeint?

Frequenz

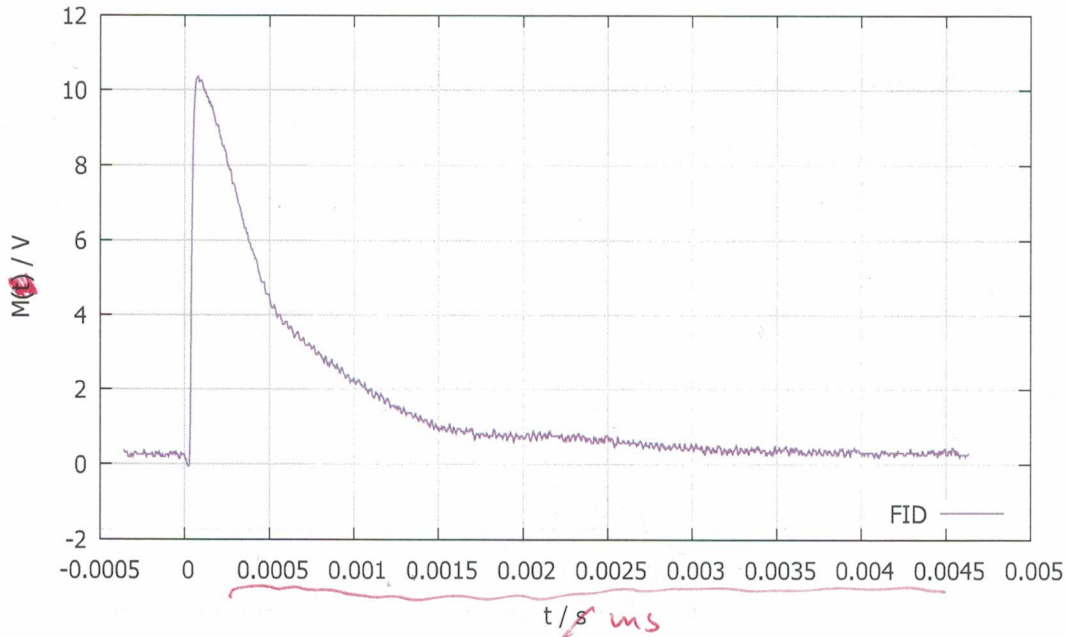


Abbildung 6: Optimiertes FID-Signal

3.1.3. $\frac{\pi}{2}$ und π -Puls Justage

Jetzt versuchen wir durch die $\frac{\pi}{2}$ und π -Puls Justage eine optimale π -Pulslänge zu erhalten. Dazu variieren wir unsere Pulslänge gemäß den Rabi-Oszillationen im folgenden Abschnitt. Da es leichter ist, den Nullpunkt der Oszillation abzulesen als die Maxima, versuchen wir nun diese zu ermitteln und über deren Halbierung den gewünschten Wert für das Maximum zu erhalten. Die Nullstelle erhalten wir bei einem π -Puls von $\tau(\pi) = 4.96$ ms, durch Halbieren des erhaltenen Wertes erhalten wir den für uns optimierten $\frac{\pi}{2}$ -Puls mit $\tau(\frac{\pi}{2}) = 2.48$ ms. Diese Werte werden wir von nun an verwenden, um die Pulsängen von A bzw. B gegebenenfalls zu fixieren.

Das ergibt so keinen Sinn!

3.1.4. Rabi-Oszillationen

Durch eine Funktion des Oszillographen konnten wir bei allen folgenden Messungen die Effektivwerte ablesen und mussten so unsere Messwerte nicht durch eine Offsetrechnung bereinigen.

In Abbildung 7 können wir nun erkennen, dass unser ~~feingetunt~~ FID gut funktioniert. Die Werte dafür findet man in Abbildung 15 im Anhang. Wir sehen schön das ~~sin~~ sinusförmige Signal für unsere x-Achse (InPhase), welches dem gekippten Spin entspricht, sowie das ~~sin~~ \sin^2 -förmige für unser Antwort Signal. Die wesentlich höhere Amplitude kommt wegen Verstärkungsfaktoren im Oszillator zustande und dient dem besseren Ablesen. Die Maxima und Minima des \sin^2 -Signals entsprechen unseren $\frac{\pi}{2}$ - und π -Signalen. Man kann außerdem sehr gut erkennen, dass die beiden Signale schön in Phase sind.

ist das so erwartet?

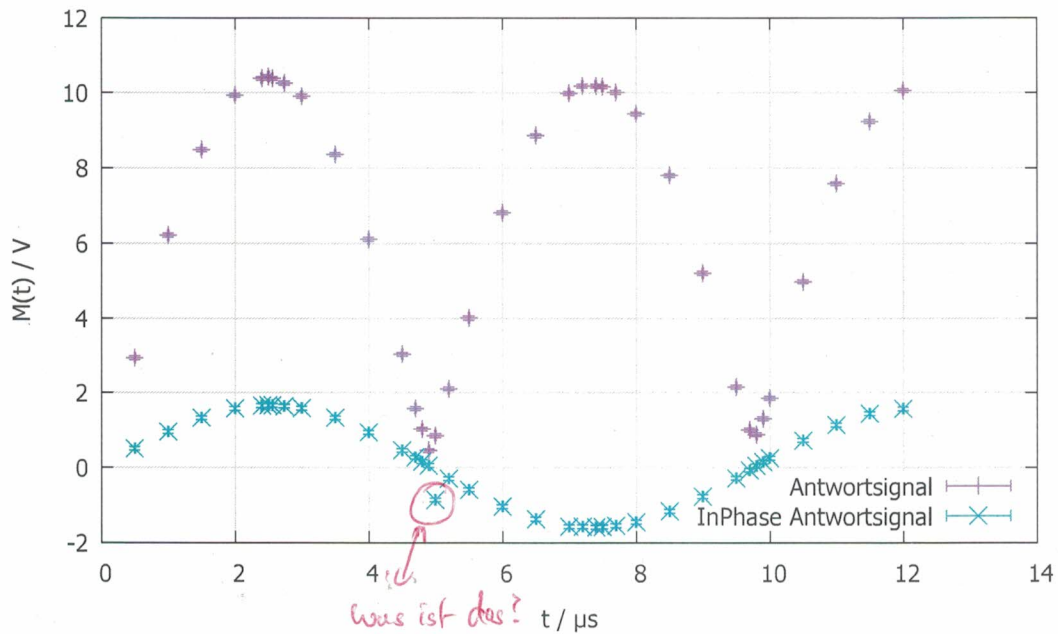


Abbildung 7: Rabi-Oszillationen

3.2. Longitudinale Relaxationszeit

Die Wertetabellen zu den folgenden Versuchsteilen für T_1 finden sie in Abbildung 16 im Anhang.

3.2.1. Sättigungs-Zurückgewinnungs-Methode

Mit Hilfe der Sättigungs-Zurückgewinnungs-Methode wollen wir nun die longitudinale Relaxationszeit T_1 erhalten. Dazu plotten wir die von uns bestimmten Maxima gegen die Verzögerung τ . Wir betrachten also die Amplitude des FID-Signals bei variierender Verzögerungszeit und beobachten die exponentielle Rückgewinnung des *FID-Signals* bei sich vergrößerndem τ : Mit Gnuplot konnten wir folgende Funktion an unsere Werte anpassen (s. Abbildung 8):

$$f(x) = m(1 - e^{-\frac{x}{a}}) \text{ mit dem Wert } a = (35.526 \pm 1.140) \text{ ms}$$

Wobei m unserer Anfangsmagnetisierung $M_0 = 10.325 \text{ V}$ entspricht, die wir anhand der Amplitude des ersten $\frac{\pi}{2}$ -Pulses erkennen können (s. Abbildung 6). Wenn man sich nun folgende Gleichung ansieht erkennt man, dass nun das ermittelte a unserem T_1 entspricht:

$$M(\tau) = M_0 \left(1 - \exp\left(-\frac{\tau}{T_1}\right) \right)$$

Den Fehler, den wir für die Spannung und τ angenommen haben liegt bei 0.05 V bzw. 0.01 ms . Daraus lässt sich durch eine fehlergewichtete Anpassungskurve der Gesamtfehler ermitteln welche von Gnuplot durchgeführt wird. Somit erhalten wir für unsere Relaxationszeit einen Wert von

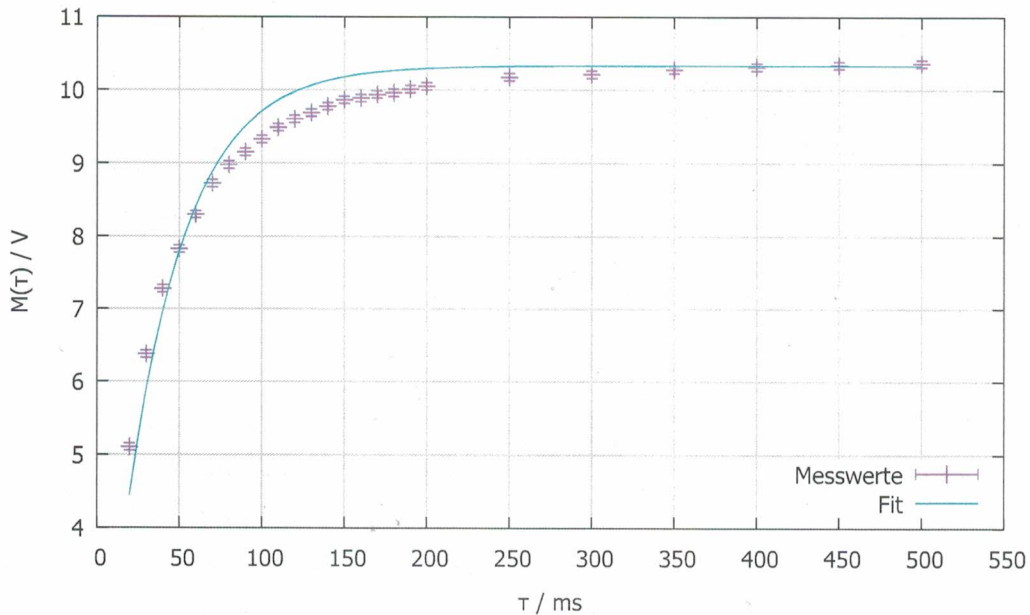


Abbildung 8: Bestimmung von T_1 durch Sättigungs-Zurückgewinnung

$$\underline{T_1 = (35.526 \pm 1.140) \text{ ms}}$$

Der χ^2 -Wert unserer Kurve liegt bei $\chi^2 = 36.95$ was einem sehr ungenauen Wert entspricht. Idealerweise sollte dieser Wert gleich 1 sein. Die Abweichung kann man auch an dem relativ großen Fehler erkennen.

3.2.2. Polarisations-Zurückgewinnungs-Methode

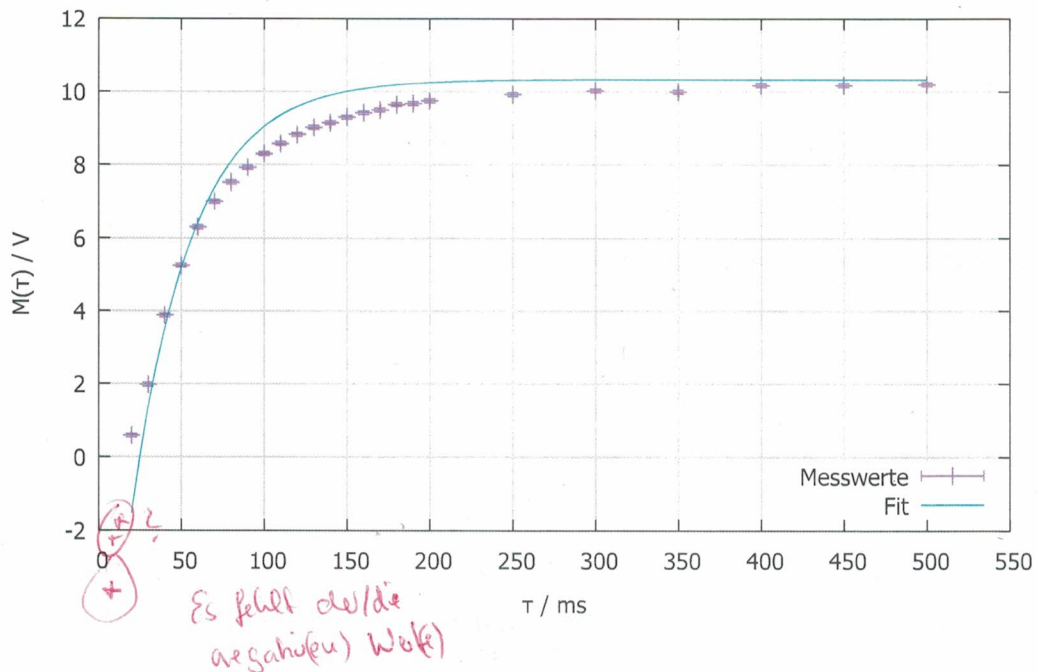
Nun drehen wir die Polarisation zunächst mit einem π -Puls um 180° und nach einer Zeit τ um einen weiteren $\frac{\pi}{2}$ -Puls und lesen dann das Maximum des *FID-Signals* ab. Dadurch vergeht die doppelte Zeit zwischen Puls und FID, was sich auch in der folgenden Gleichung zeigt:

$$M(\tau) = M_0 \left(1 - 2 \cdot \exp\left(-\frac{\tau}{T_1}\right) \right)$$

Dies ist auch der Grund, weshalb wir für diese Methode eine höhere Genauigkeit erwarten würden, da wir hier sozusagen mehr Zeit im gut messbaren Bereich erhalten. Jetzt passen wir mit Gnuplot folgende Gleichung an unsere Messwerte an (s. Abbildung 9):

$$g(x) = m(1 - 2e^{-\frac{x}{b}}) \text{ mit dem Wert } b = (35.979 \pm 1.294) \text{ ms}$$

Dem Plot nach ist der Unterschied gering

Abbildung 9: Bestimmung von T_1 durch Polarisations-Zurückgewinnung

Auch hier ist m unsere Grundmagnetisierung von $M_0 = 10.325$ und unser b entspricht unser Relaxationszeit T_1 . Daraus ergibt sich also T_1 zu:

$$T_1 = (35.979 \pm 1.294) \text{ ms}$$

In diesem Fit ist $\chi^2 = 188.382$ was einer noch höheren Abweichung und somit Ungenauigkeit entspricht. Auch hier macht sie diese am relativ großem Fehler bemerkbar.

Wir bilden nun aus unseren beiden bestimmten Werten einen Mittelwert nach:

$$T_1 = \frac{T_1^{SZ} + T_1^{PZ}}{2}$$

$$\Delta T_1 = \sqrt{\left(\frac{\Delta T_1^{SZ}}{2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_1^{PZ}}{2}\right)^2}$$

Daraus bekommen wir einen endgültigen Wert für T_1 :

$$T_1 = (35.75 \pm 0.86) \text{ ms}$$

3.2.3. Vergleich der beiden Methoden

Beim Vergleich der beiden Relaxationszeiten T_1 lässt sich feststellen, dass diese innerhalb der Fehlergrenzen gut übereinstimmen. An den Kurven kann man schön den leichten Zeitunter-

schied sehen, den die Relaxation der Polarisations-Zurückgewinnung mehr braucht um sich wieder vollständig aufzurichten, was auch der Erwartung bei Betrachtung der Gleichungen entspricht.

Leider sind die Fehlergrenzen relativ groß geraten, aber man konnte die Amplituden aufgrund von leichten Amplitudenschwankungen im Oszilloskop nicht mit geringeren Fehler abmessen. Dennoch sind wir alles in allem sehr zufrieden mit den Ergebnissen für diesen Versuchsteil, die gut mit unseren Erwartungen aus dem Theorieteil übereinstimmen.

3.3. Transversale Relaxationszeit T_2

In diesem Versuchsteil wollen wir nun die transversale Relaxationszeit der Probe vermessen. Wie in der Theorie beschrieben, ist dabei zu beachten, dass normalerweise die effektive transversale Relaxationszeit T_2^* beobachtet wird die sich wie folgt zusammensetzt:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_{2,inhom}} + \frac{1}{T_2}$$

Dabei ist T_2 die eigentliche Relaxationszeit der Probe, während $T_{2,inhom}$ der inhomogene Anteil an der Zeit ist, der sich aus dem nicht perfektem Aufbau des Versuchs ergibt.

inhomogenität des Magnetfelds innerhalb der Probe!

3.3.1. Die effektive Transversale Relaxationszeit T_2^*

Um die effektive Relaxationszeit zu bestimmen, können wir uns einfach einen $\frac{\pi}{2}$ -Puls ansehen. Dazu nehmen wir das *FID-Signal*, welches wir am Anfang des Versuches optimiert haben. In Abbildung 10 sieht man den Ausschnitt des exponentiellen Abfalls des Signals und eine daran angepasste Funktion der Form:

$$M(\tau) = M_0 \cdot \exp\left(-\frac{\tau}{T_2^*}\right)$$

mit einem von $M_0 = 10.375$ V. Den Fit haben wir erneut mit Gnuplot durchgeführt und gibt uns folgende Wert:

$$T_2^* = (664.692 \pm 5.207) \mu s$$

*Das ist schlecht
kalibriert.*

Der χ^2 -Wert der Anpassungsfunktion liegt bei $\chi^2 = 0.21$ welcher im besten Fall bei 1 liegen sollte. Man sieht daher durchaus eine Abweichung die aber noch einigermaßen akzeptabel ist. Dennoch kann man daraus erkennen, dass unser ursprüngliches Signal nicht perfekt eingestellt war.

3.3.2. Die Hahn-Spinocho-Sequenz

Nun wollen wir uns den homogenen Teil der Relaxationszeit T_2 ansehen. Wie in der Theorie beschrieben geben wir dazu nun einen $\frac{\pi}{2}$ -Puls auf die Probe gefolgt von einem π -Puls. Die Zeit dazwischen τ variieren wir und tragen nun die Höhe des π -Pulses gegen die Verzögerung τ auf. Das Ganze ist in Abbildung 11 zu sehen. Die Wertetabelle zu diesem Versuchsteil finden man in Abbildung 17 im Anhang.

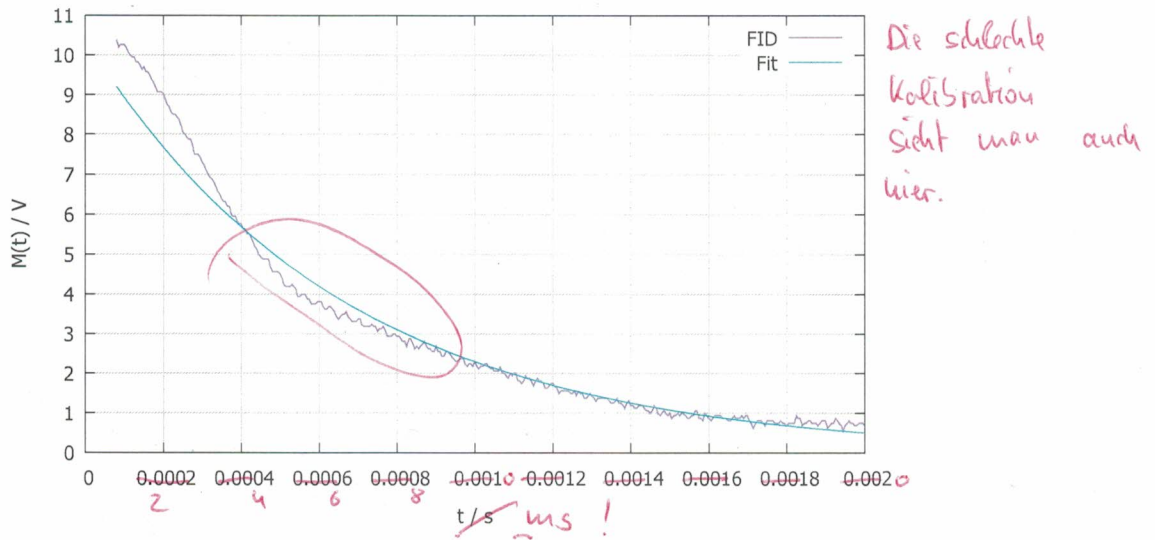


Abbildung 10: Der exponentielle Abfall des FID-Signals

Da beim Ablesen der Werte deutliche Schwankungen auftraten, nehmen wir einen systematischen Fehler des y-Werts von $\Delta y = 0.3 \text{ V}$ an. Nun passen wir erneut eine Exponentialfunktion mit der folgenden Form an die Werte an:

$$M(\tau) = M_0 \cdot \exp\left(-\frac{2\tau}{T_2}\right)$$

Dabei ist unsere Grundmagnetisierung $M_0 = 10.675 \text{ V}$. Gnuplot wurde erneut für die Anpassung der Daten benutzt und gibt uns den folgenden Wert für T_2 :

$$T_2 = (9.60386 \pm 0.1757) \text{ ms} \quad \approx (19.2 \pm 0.4) \text{ ms}$$

Bei diesem Fit liegt der χ^2 -Wert bei $\chi^2 = 0.50$ was eine relativ genaue Anpassung der Kurve bedeutet.

3.3.3. Carr-Purcell-Sequenz und Meiboom-Gill Sequenz

Um eine genauere Bestimmung von T_2 durchführen zu können, schauen wir uns nun aufwendigere Sequenzen an. Dazu als erstes die Carr-Purcell-Sequenz, die wie in der Theorie beschrieben aus einem $\frac{\pi}{2}$ -Puls besteht und anschließend weiteren π -Pulsen. Da bei dieser Sequenz sich aber eine kleine Inhomogenität der Pulse additiv auswirkt, betrachten wir zusätzlich noch die Meiboom-Gill-Sequenz, die durch eine Phasenveränderung des π -Pulses diesen Fehler ausgleicht. Der Unterschied der Signalstärken lässt sich in den folgenden Graphen deutlich beobachten. Zunächst haben wir die Anzahl der Wiederholungen eines Pulses auf $N = 20$ und die Verzögerung auf $\tau = 1.3 \text{ ms}$ gesetzt. Die sich ergebenden Bilder der beiden Sequenzen kann man in der folgenden Abbildung 12 sehen. Die zusätzliche grüne Kurve stellt das Q-Signal der Apparatur da.

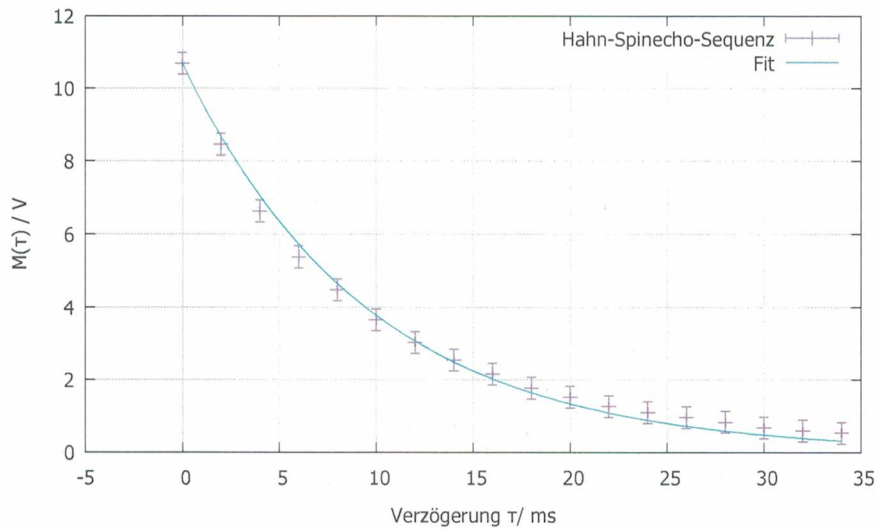


Abbildung 11: Amplitude des π -Pulses gegen die Verzögerung τ

In den Graphen sind außerdem die Maximumswerte der Echos zu sehen. Wir haben erneut einen systematisch Fehler des y-Werts von $\Delta y = 0.3$ V angenommen. Anhand dieser Maximumswerte haben wir nun erneut eine Anpassungsfunktion an die Werte gelegt mit abermals der Form:

$$M(\tau) = M_0 \cdot \exp\left(-\frac{\tau}{T_2}\right)$$

Dabei gab uns Gnuplot folgende Werte für T_2 :

$$\text{Carr - Purcell : } \underline{\underline{T_2 = (17.9303 \pm 0.1400) \text{ ms}}}$$

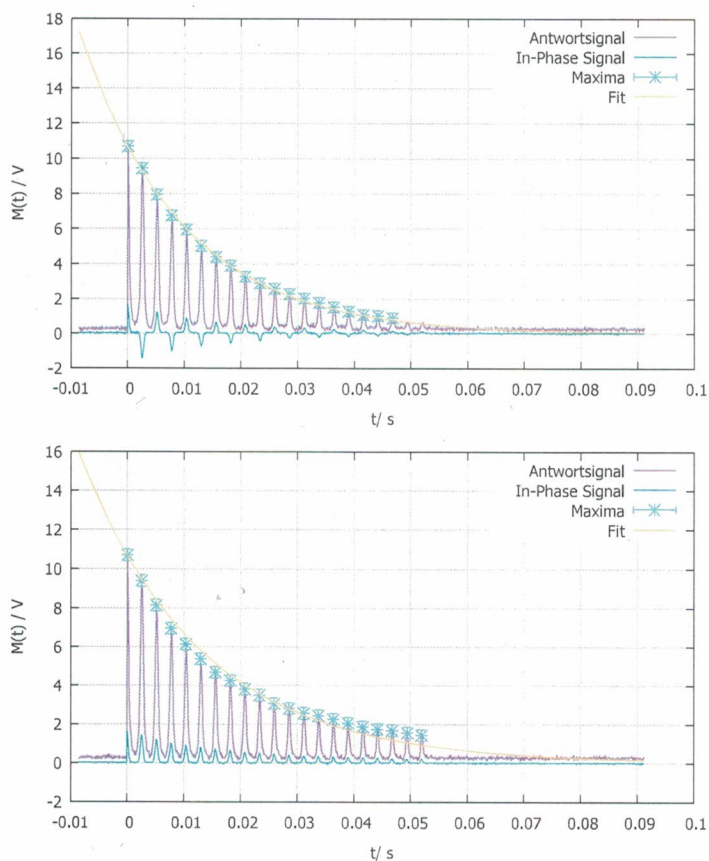
$$\text{Meiboom - Gill : } \underline{\underline{T_2 = (21.3289 \pm 0.5140) \text{ ms}}}$$

Dabei sind die χ^2 -Werte der Anpassungskurven $\chi_{CP}^2 = 0.12$ und $\chi_{MG}^2 = 1.32$. Dabei ist zu sehen, dass sich der χ^2 -Wert bei der Meiboom-Gill-Sequenz deutlich verbessert hat, was man auch in der Abbildung erkennen kann. Deutlich zu erkennen ist der Unterschied von T_2 zur Hahn-Sequenz, wo die Abweichung ca. 46% bis 55% beträgt. Da die Genauigkeit der letzten beiden Sequenzen deutlich höher ist, insbesondere auch, da der Fehler des Ablesens durch die direkte Speicherung am Oszilloskop nicht gegeben ist, kann man diesen Werten mehr Bedeutung beimessen. *

Danach haben wir eine weitere Kurve der Sequenzen aufgenommen, diesmal mit einer Wiederholung des π -Signals $N = 80$ und einer Verzögerung von $\tau = 0.4$ ms. Die beiden Graphen dazu sind in der folgenden Abbildung 13 zu sehen.

Diesmal haben wir aufgrund der großen Anzahl an Maxima darauf verzichtet diese hervorzuheben. Nichtsdestotrotz haben wir versucht eine Exponentialfunktion an die Graphen

* Also entweder man kann Werte ablesen oder nicht. Falls ein Ablesen schwieriger sein sollte, als gespeicherte Daten zu verarbeiten, dann würde das in den Messfehlern berücksichtigt werden.

Abbildung 12: $N = 20$ für CP-Sequenz (oben) und MG-Sequenz (unten)

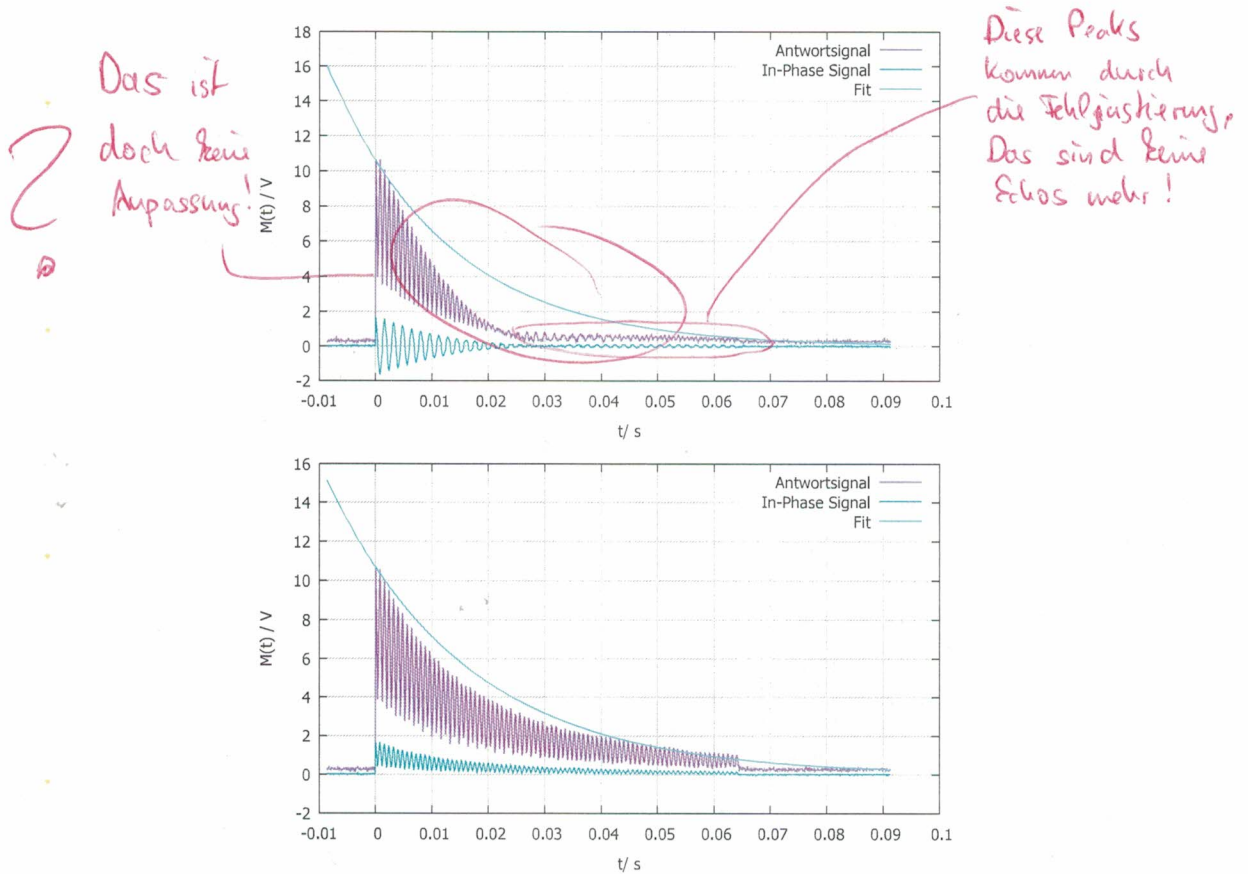
anzupassen. Mit χ^2 -Werten von $\chi_{CP}^2 = 17.69$ und $\chi_{MG}^2 = 16.30$ sieht man, dass die Übereinstimmung auch längst nicht so gut passt, wie bei den Kurven mit $N = 20$. Dennoch sind unsere Werte für T_2 denen von $N = 20$ nicht so unähnlich:

$$\text{Carr - Purcell : } \underline{\underline{T_2 = (20.9603 \pm 1.061) \text{ ms}}}$$

$$\text{Meiboom - Gill : } \underline{\underline{T_2 = (24.6803 \pm 1.145) \text{ ms}}}$$

Auch an dem größeren Fehlerbereich der beiden Werte kann man aber die größere Ungenauigkeit erkennen.

Wir können nun anhand dieser Werte, den inhomogenen Teil der Relaxationszeit $T_{2,inhom}$ herausfinden. Dazu mitteln wir zuerst unseren Wert T_2 . Dazu nehmen wir die beiden Werte des Durchlaufs mit $N = 20$ und gewichten die Meiboom-Gill-Sequenz etwas stärker, da diese eine höhere Genauigkeit aufweist. Wir berechnen T_2 wie folgt:

Abbildung 13: $N = 80$ für CP-Sequenz (oben) und MG-Sequenz (unten)

$$T_2 = \frac{T_{2,CP} + 2 \cdot T_{2,MG}}{3}$$

$$\Delta T_2 = \sqrt{\left(\frac{1}{3} \cdot \Delta T_{2,CP}\right)^2 + \left(\frac{2}{3} \cdot \Delta T_{2,MG}\right)^2}$$

Daraus ergibt sich der folgende Wert:

$$\underline{\underline{T_2 = (20.20 \pm 0.3) \text{ ms}}}$$

Wieso mittelt ihr die Werte? Es ist doch ganz klar, dass die MG-Sequenz die genaueste Messmethode ist.

Der Inhomogene Teil ergibt sich nun aus:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_{2,inhom}} + \frac{1}{T_2}$$

$$\Rightarrow T_{2,inhom} = \left(\frac{1}{T_2^*} - \frac{1}{T_2} \right)^{-1}$$

$$\Rightarrow \Delta T_{2,inhom} = \sqrt{\left(\frac{\Delta T_2^*}{\left(T_2^* \cdot \left(\frac{1}{T_2^*} - \frac{1}{T_2} \right) \right)^2} \right)^2 + \left(-\frac{\Delta T_2}{\left(T_2 \cdot \left(\frac{1}{T_2^*} - \frac{1}{T_2} \right) \right)^2} \right)^2}$$

Daraus ergibt sich dann der folgende Wert:

$$\underline{\underline{T_{2,inhom} = 0.688 \pm 0.005 \text{ ms}}}$$

$\approx T_2^*$

*Das ist jetzt
nicht sehr überraschend.*

Um unsere Ergebnisse jetzt bewerten zu können, fehlen uns leider Literaturwerte für unsere Probe. Das einzige was wir aus der Theorie wissen ist, dass:

$$T_2^* < T_2 < T_1$$

Diese Ungleichung können wir mit unseren Werten bestätigen.

4. Fazit

Im Großen und Ganzen sind wir mit dem Verlauf des Versuchs relativ zufrieden. Es traten keine größeren Probleme während des Versuchs auf und er lief fast reibungslos ab. Da wir keine Literaturwerte der Relaxationszeiten unserer Probe besitzen, können wir unsere Werte leider nicht vergleichen. Aber da viele Ergebnisse durch das Anpassen eine Funktion an unsere Werte gewonnen wurden, lässt sich das Ergebnis aufgrund seines χ^2 -Wertes seiner Anpassung bewerten. Hier gab es nie perfekte Ergebnisse aber auch keine sehr großen Ausreißer. Deshalb denken wir, dass unsere Ergebnisse insgesamt relativ in Ordnung sind und sich der Versuch abschließend als Erfolg bewerten lässt.

A. Anhang

In Abbildung 14 sehen wir das Probensignal mit höherer Auflösung, welches wir zu Verständniszwecken mit aufgenommen haben. Man sieht hier die Oszillation des Antwortsignals und dessen Sättigung bei längerem Eingangssignal.

Warum ist das so?

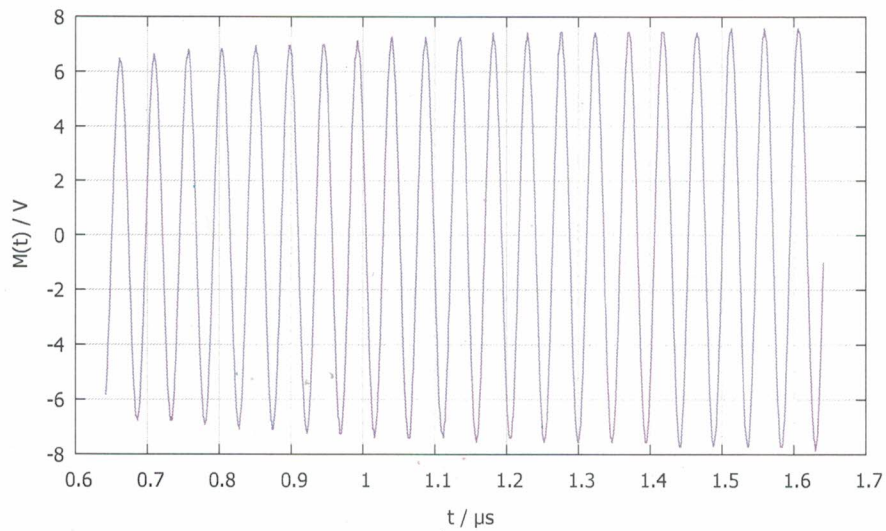


Abbildung 14: Abbildung 5 mit höherer Auflösung

Es folgen die Wertetabellen der Messungen. Die Wertetabellen, die vom Oszilloskop genommen wurden, haben wir aufgrund der Menge der Werte nicht aufgenommen.

Signallänge t		Envelope		In Phase	
in μs	Δt	Spannung U	ΔU	Spannung U	ΔU
in μs	in μs	in V	in V	in V	in V
0.500000	0.010	2.925000	0.050	0.500000	0.050
1.000000	0.010	6.200000	0.050	0.950000	0.050
1.500000	0.010	8.475000	0.050	1.325000	0.050
2.000000	0.010	9.925000	0.050	1.675000	0.050
2.400000	0.010	10.375000	0.050	1.850000	0.050
2.500000	0.010	10.425000	0.050	1.862500	0.050
2.560000	0.010	10.375000	0.050	1.856250	0.050
2.740000	0.010	10.250000	0.050	1.837500	0.050
3.000000	0.010	9.900000	0.050	1.812500	0.050
3.500000	0.010	8.350000	0.050	1.325000	0.050
4.000000	0.010	6.100000	0.050	0.931250	0.050
4.500000	0.010	3.025000	0.050	0.450000	0.050
4.700000	0.010	1.575000	0.050	0.262500	0.050
4.800000	0.010	1.025000	0.050	0.143750	0.050
4.900000	0.010	0.450000	0.050	0.043750	0.050
5.000000	0.010	0.850000	0.050	-0.875000	0.050
5.200000	0.010	2.100000	0.050	-0.305000	0.050
5.500000	0.010	4.000000	0.050	-0.606000	0.050
6.000000	0.010	6.800000	0.050	-1.050000	0.050
6.500000	0.010	8.850000	0.050	-1.381250	0.050
7.000000	0.010	9.975000	0.050	-1.581250	0.050
7.200000	0.010	10.175000	0.050	-1.581250	0.050
7.400000	0.010	10.175000	0.050	-1.588750	0.050
7.500000	0.010	10.150000	0.050	-1.588750	0.050
7.700000	0.010	10.025000	0.050	-1.558750	0.050
8.000000	0.010	9.425000	0.050	-1.461250	0.050
8.500000	0.010	7.800000	0.050	-1.173750	0.050
9.000000	0.010	5.200000	0.050	-0.786250	0.050
9.500000	0.010	2.150000	0.050	-0.293750	0.050
9.700000	0.010	1.000000	0.050	-0.082500	0.050
9.800000	0.010	0.875000	0.050	0.033750	0.050
9.900000	0.010	1.300000	0.050	0.137500	0.050
10.000000	0.010	1.850000	0.050	0.242500	0.050
10.500000	0.010	4.975000	0.050	0.716250	0.050
11.000000	0.010	7.575000	0.050	1.131250	0.050
11.500000	0.010	9.225000	0.050	1.437500	0.050
12.000000	0.010	10.050000	0.050	1.588750	0.050

Abbildung 15: Werte der Rabi Oszillationen

$M_0=10.325V$		$t(\pi) = 4.96$	$t(\pi/2) = 2.48$	$M_0=10.325V$	
Verzögerung r	Δr	Spannung U	ΔU	Spannung U	ΔU
in ms	in ms	in V	in V	in V	in V
2,0	0,01	0,900000	0,050	-	-
10,0	0,01	3,125000	0,050	4,650000	0,050
20,0	0,01	5,100000	0,050	6,575000	0,050
30,0	0,01	6,375000	0,050	7,975000	0,050
40,0	0,01	7,275000	0,050	8,875000	0,050
50,0	0,01	7,825000	0,050	9,250000	0,050
60,0	0,01	8,300000	0,050	9,300000	0,050
70,0	0,01	8,725000	0,050	9,000000	0,050
80,0	0,01	8,975000	0,050	7,525000	0,050
90,0	0,01	9,150000	0,050	7,925000	0,050
100,0	0,01	9,325000	0,050	8,300000	0,050
110,0	0,01	9,487500	0,050	8,575000	0,050
120,0	0,01	9,600000	0,050	8,825000	0,050
130,0	0,01	9,687500	0,050	9,025000	0,050
140,0	0,01	9,775000	0,050	9,150000	0,050
150,0	0,01	9,862500	0,050	9,300000	0,050
160,0	0,01	9,887500	0,050	9,425000	0,050
170,0	0,01	9,937500	0,050	9,500000	0,050
180,0	0,01	9,962500	0,050	9,650000	0,050
190,0	0,01	10,012500	0,050	9,875000	0,050
200,0	0,01	10,050000	0,050	9,750000	0,050
250,0	0,01	10,175000	0,050	9,825000	0,050
300,0	0,01	10,212500	0,050	10,025000	0,050
350,0	0,01	10,275000	0,050	10,000000	0,050
400,0	0,01	10,312500	0,050	10,175000	0,050
450,0	0,01	10,337500	0,050	10,175000	0,050
500,0	0,01	10,362500	0,050	10,200000	0,050

Abbildung 16: Die Werte für die Bestimmung von T_1

$M_0=10.675V$	$t(\pi) = 4.80$	$t(\pi/2) = 2.40$	
Verzögerung τ	$\Delta\tau$	Spannung U	ΔU
<i>in ms</i>	<i>in ms</i>	<i>in V</i>	<i>in V</i>
2,0	0,01	8,450000	0,050
4,0	0,01	6,625000	0,050
6,0	0,01	5,375000	0,050
8,0	0,01	4,475000	0,050
10,0	0,01	3,650000	0,050
12,0	0,01	3,025000	0,050
14,0	0,01	2,537500	0,050
16,0	0,01	2,150000	0,050
18,0	0,01	1,762500	0,050
20,0	0,01	1,512500	0,050
22,0	0,01	1,256250	0,050
24,0	0,01	1,087500	0,050
26,0	0,01	0,950000	0,050
28,0	0,01	0,818750	0,050
30,0	0,01	0,668750	0,050
32,0	0,01	0,581250	0,050
34,0	0,01	0,518750	0,050

Abbildung 17: Die Werte der Hahn-Spinocho-Sequenz

Literatur

- [1] Teachspin: Instructional Pulse NMR Apparatus, Instruction Manual, Department of Physics and Astronomy, 401 Nielsen Physics Building, The University of Tennessee, Knoxville, TN 37996-1200
 - [2] Physikalisches Praktikum Teil IV: Atome, Moleküle, Festkörper, Versuchsbeschreibungen Uni Bonn, Stand: September 2016
 - [3] Wikipedia, Impedanzanpassung, abgerufen am 25.11.2016 <https://de.wikipedia.org/wiki/Impedanzanpassung>
 - [4] Wikipedia, Spule, abgerufen am 27.11.2016 [https://de.wikipedia.org/wiki/Spule_\(Elektrotechnik\)](https://de.wikipedia.org/wiki/Spule_(Elektrotechnik))
 - [5] Wikipedia, Rabi-Oszillation, abgerufen am 28.11.2016 <https://de.wikipedia.org/wiki/Rabi-Oszillation>
 - [6] Wikipedia, Bloch-Kugel, abgerufen am 28.11.2016 <https://de.wikipedia.org/wiki/Bloch-Kugel>
 - [7] Wikipedia, Kernspinresonanz, abgerufen am 28.11.2016 <https://de.wikipedia.org/wiki/Kernspinresonanz>
-