

# Versuch 443: Kernmagnetische Resonanz

Kerstin Hartung und Maike Hansen

8./9.November 2010

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Ziel des Versuches</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
2.1	Prinzip der Kernmagnetischen Resonanz . . . . .	3
2.2	Thermisches Gleichgewicht . . . . .	4
2.3	Eigenschaften eines Zwei-Niveau-Systemes . . . . .	4
2.4	Blochvektor und Blochkugel . . . . .	4
2.5	Rabi-Oszillation . . . . .	4
2.6	Relaxationszeit . . . . .	5
2.6.1	Longitudinale Relaxation . . . . .	5
2.6.2	Transversale Relaxation . . . . .	5
2.6.3	Spin-Echo . . . . .	5
<b>3</b>	<b>Versuchsaufbau</b>	<b>6</b>
<b>4</b>	<b>Durchführung</b>	<b>6</b>
<b>5</b>	<b>Auswertung</b>	<b>7</b>
5.1	Finden der $\pi/2$ -Bedingung . . . . .	7
5.2	Finden der $\pi$ -Bedingung . . . . .	8
5.3	Bestimmung der homogenen transversalen Dekohärenzzeit $T_2$ . . . . .	8
5.3.1	Carr-Purcell-Methode . . . . .	9
5.3.2	Meiboom-Gill-Methode . . . . .	9
5.3.3	Vergleich der Ergebnisse . . . . .	10
5.4	Bestimmung der longitudinalen Dekohärenzzeit $T_1$ . . . . .	11
5.4.1	Sättigungsmethode . . . . .	11
5.4.2	Polarisationsmethode . . . . .	12
5.4.3	Vergleich der Ergebnisse . . . . .	13
<b>6</b>	<b>Quellen</b>	<b>13</b>

# 1 Ziel des Versuches

In diesem Versuch geht es um kernmagnetische Resonanz und ihre Anwendungen. Es wird das Verhalten eines Zwei-Niveau-Systems untersucht, das durch ein magnetisches Wechselfeld gestört wird. Dabei sollen wichtige Kenngrößen, wie die Relaxationszeiten, bestimmt werden.

## 2 Theorie

### 2.1 Prinzip der Kernmagnetischen Resonanz

Für Atomkerne mit einem Drehimpuls  $\vec{J}$  und einem magnetischen Moment  $\vec{\mu}$  gilt:

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{J}$$

Dabei bezeichnet  $\gamma$  das gyromagnetische Verhältnis. Der Kern-Drehimpuls ist proportional zum Kernspin  $I$ . Es gilt:

$$\vec{J} = \eta \vec{I}$$

In einem Magnetfeld erfahren Teilchen mit Drehimpuls ein Drehmoment  $\vec{M}$ , welches der folgenden Gleichung genügt:

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

In einem externen homogenen magnetischen Feld in z-Richtung präzidieren die magnetischen Momente mit der Larmorfrequenz, die von den lokalen atomaren Magnetfeldern abhängt und daher für jedes Atom verschieden ist, um die z-Achse.

$$\omega_0 = \gamma B_0$$

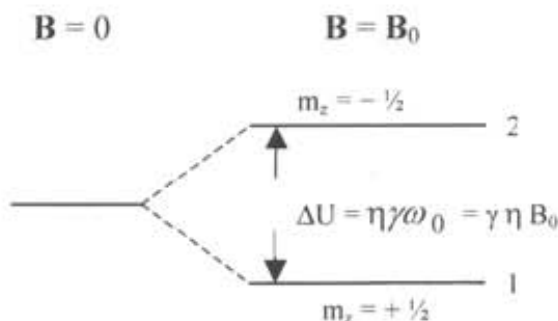
Für die magnetische Energie des Kerns gilt dann:

$$U = -\mu_z B_0 = -\gamma \eta I_z B_0$$

Die quantenmechanisch erlaubten Werte von  $I_z$  sind  $m_I = -I, \dots, I$ . Im Atomkern richten sich die Spins der Protonen und Neutronen immer gerade entgegengesetzt aus, sodass sie sich für Kerne mit gerader Nukleonenzahl genau abpaaren. In unserem Experiment betrachten wir jedoch Wasserstoff und Fluor, die beide ein einzelnes Proton haben. Entsprechend gilt für beide Elemente  $I = \frac{1}{2}$  und damit  $m_I = \pm \frac{1}{2}$

Die Energiedifferenz zweier Energieniveaus ist proportional zum Magnetfeld  $B_0$

$$\Delta U = -\mu_z B_0 = -\gamma \eta B_0 = -\eta \omega_0$$



Als kernmagnetische Resonanz oder NMR (Nuclear Magnetic Resonance) bezeichnet man die resonante Anregung von Kernspinübergängen zwischen  $m_I$ -Zuständen. Die Anregung sorgt dafür, dass die Drehimpulse beziehungsweise Kernspins zum Umklappen gebracht werden können.

Abbildung A : Energieaufspaltung<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Handbuch zum NMR

## 2.2 Thermisches Gleichgewicht

Plaziert man nun eine Probe von zum Beispiel Wasserstoff mit  $N \gg 1$  Protonen in einem homogenen Magnetfeld in  $z$ -Richtung, so bildet sich ein thermisches Gleichgewicht zwischen den beiden möglichen Energieniveaus aus. Dabei ist  $N_+ > N_-$ , denn im thermischen Gleichgewicht befinden sich mehr Protonen im niedrigeren Energieniveau. Da die thermische Energie  $E \propto k_B T$  selbst bei einem Magnetfeld von  $B_0 = 1 \text{ T}$  wesentlich größer ist als die Energiedifferenz zwischen den beiden Niveaus, erwarten wir nur einen sehr kleinen Besetzungszahlunterschied. Dieser erzeugt eine Magnetisierung in  $z$ -Richtung  $M_Z$ . Da im unmagnetisierten Zustand beide Niveaus gleichmäßig besetzt sind ( $N_+ = N_-$ ) und daher die Energie einiger Spins erniedrigt wird, muss die Umgebung in diesem Prozess Energie vom Kern aufnehmen. Diese Umgebung nennt man Gitter (auch bei Gasen oder Flüssigkeiten).

Das Verhältnis der Besetzungszahlen ist durch die Boltzman-Verteilung gegeben

$$\frac{N_-}{N_+} = e^{\frac{\Delta U}{kT}}$$

Für die Magnetisierung in  $z$ -Richtung erhält man:

$$M_Z = (N_+ - N_-)\mu$$

Im thermischen Gleichgewicht gilt dann:

$$M_0 \approx N \frac{\mu^2 B}{kT}$$

Dabei ist  $N = N_- + N_+$ . Im thermischen Gleichgewicht beobachtet man nur eine Magnetisierung der Probe in  $z$ -Richtung. Das kommt daher, dass sich die  $z$ -Komponenten von  $\vec{\mu}$  entlang des Magnetfeldes  $B_0$  aufsummieren, wohingegen sich die  $x$ - und  $y$ -Komponenten gegenseitig aufheben, sodass man in dieser Ebene zunächst keine Magnetisierung beobachten kann.

## 2.3 Eigenschaften eines Zwei-Niveau-Systemes

Ein System, in dem es nur zwei mögliche Zustände  $|\uparrow\rangle$  und  $|\downarrow\rangle$  oder Superpositionen dieser beiden gibt, nennt man Zwei-Niveau-System. Ein Beispiel für ein solches System ist der Spinzustand eines Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchens, das entweder den Zustand „Spin up“ oder „Spin down“ haben kann. Es stellt sich eine stabile Besetzung der beiden Niveaus ein, in der das System bleibt, solange es nicht von außen gestört wird.

## 2.4 Blochvektor und Blochkugel

Die Blochkugel bietet eine anschauliche Beschreibung eines Zwei-Niveau-Systems mit  $N$  Teilchen. Dabei entspricht jeder Vektor auf der Einheitskugel einem möglichen Systemzustand. Zeigt der Vektor nach  $(0,0,1)$ , so befindet sich das System im Zustand  $|\uparrow\rangle$ . Entsprechend repräsentiert  $(0,0,-1)$  den Zustand  $|\downarrow\rangle$ . Die Breitengrade entsprechen jeweils den Superpositionszuständen.

## 2.5 Rabi-Oszillation

Rabi-Oszillation tritt auf, wenn man ein quantenmechanisches System von außen stört, zum Beispiel durch ein magnetisches Wechselfeld  $B_1(t) = b_1(\cos \omega t \vec{e}_x + \sin \omega t \vec{e}_y)$ .

Die dabei auftretende Periodizität  $\Omega_R = \gamma B_1$  nennt man die Rabifrequenz.

Außerdem definiert man die Verstimmung  $\Delta = \omega_{12} - \omega$ , wobei  $\omega_{12}$  die Frequenz des Überganges

und  $\omega$  die Störfrequenz ist.

Im Fall resonanter Anregung ( $\Delta = 0$ ) wandert der Blochvektor von einer Position  $\vartheta$  nach  $-\vartheta$  und zurück. Andernfalls schwingt der Blochvektor je nach Verstimmung zwischen Breitengraden hin und her.

Die wichtigen hier betrachteten Pulse sind:

$\pi$ -Puls : Drehung um  $180^\circ$

$\pi/2$ -Puls : Drehung um  $90^\circ$

## 2.6 Relaxationszeit

Stört man ein Zwei-Niveau-System, so benötigt es eine gewisse Zeit, um das thermische Gleichgewicht wieder herzustellen. Diese Zeit bezeichnet man als Relaxationszeit.

Man unterscheidet die longitudinale Relaxation (Relaxation der Magnetisierung in  $z$ -Richtung) und die transversale Relaxation (Relaxation in  $x$ - $y$ -Richtung).

### 2.6.1 Longitudinale Relaxation

Für die Magnetisierung in  $z$ -Richtung gilt die folgende Differentialgleichung:

$$\frac{dM_Z(t)}{dt} = \frac{M_0 - M_Z}{T_1}$$

Die Zeit  $T_1$  bezeichnet man als Spin-Gitter-Relaxationszeit. Sie ist abhängig von der Wechselwirkung der Spins mit dem umgebenden Gitter. Mit der Randbedingung  $M_{z(0)} = 0$ , das heißt, die Probe ist zu Beginn unmagnetisiert, erhält man

$$M_{Z(t)} = M_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}\right) \quad (1)$$

### 2.6.2 Transversale Relaxation

Wird das System nun zusätzlich mit einem magnetischen Wechselfeld  $B_1(t) = B_1(\cos \omega t \vec{e}_x + \sin \omega t \vec{e}_y)$  gestört, so kann man die Magnetisierung in die  $x$ - $y$ -Ebene drehen und erhält so eine temporäre  $x$ - $y$ -Magnetisierung. Nach Ende des Pulses stellt sich nach einer gewissen Zeit  $T_2$  wieder das thermische Gleichgewicht ein. Für die Magnetisierung in  $x$ - $y$ -Richtung gilt dann:

$$\frac{dM_{x/y}(t)}{dt} = -\frac{M_0}{T_2}$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung ergibt sich zu:

$$M_{x/y} = M_0 e^{-\frac{t}{T_2}} \quad (2)$$

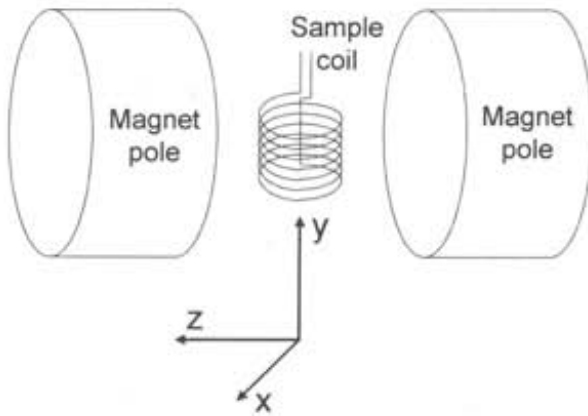
Dabei erhält man jedoch ein kleineres effektives magnetisches Moment. Das liegt daran, dass die Spins bei der geringen Inhomogenität des magnetischen Feldes auseinander laufen. Die dazugehörige Zeitkonstante nennt man freie inhomogene Relaxationszeit.

### 2.6.3 Spin-Echo

Um den oben beschriebenen Effekt im Experiment zu eliminieren, setzt man die Probe während der Relaxation einem  $\pi$ -Puls aus, das heißt man dreht alle Spins um  $180^\circ$ . Das bewirkt, dass die Spins in der  $x$ - $y$ -Ebene bleiben und sich alle wieder in einem Signal, dem Spin-Echo, treffen, da die langsameren Spins die schnelleren einholen.

### 3 Versuchsaufbau

Ein wichtiger Teil des Versuchsaufbaus ist ein großer Permanentmagnet, zwischen dessen Polschuhen man die Probe mit der Probenspule (sample coil) platziert. Der große Permanentmagnet erzeugt das homogene Magnetfeld in  $z$ -Richtung. Mit der Probenspule kann man entweder die Magnetisierung der Probe in der  $x$ - $y$ -Ebene messen oder ein Magnetfeld erzeugen.



Sie kann daher entweder an einen Synthesizer angeschlossen werden, um ein zeitlich veränderliches Magnetfeld in der  $x$ - $y$ -Ebene zu erzeugen oder über einen Verstärker mit dem Oszilloskop verbunden werden, um so die Magnetisierung der Probe zu messen. Die Probenspule ist mit einigen Kondensatoren zu einem Schwingkreis geschaltet. Am Synthesizer lässt sich die Periodendauer variieren, mit der eine Pulssequenz wiederholt werden soll.

Abbildung B: Schema des Versuchsaufbaus<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Handbuch zum NMR

### 4 Durchführung

Als Erstes ist es wichtig, bestimmte Basiseinstellungen vorzunehmen. Das Oszilloskop, welches die in der Messspule induzierte Spannung anzeigt, ist auf DC mit externem Trigger zu stellen und die Auflösung von Zeit und Spannungsdarstellung muss eingestellt werden. Diese Darstellung muss im Verlauf des Versuchs immer wieder geändert werden, so dass das Bild einen möglichst großen Bereich des Oszillograms einnimmt, da so die Auflösung der einzelnen Strukturen am besten ist. Als Nächstes muss der Permanentmagnet gegen Temperaturschwankungen stabilisiert werden. Die beiden Lampen an der Stromzufuhr müssen dazu ausgehen. Der Synthesizer ist auf  $f = 21\text{MHz}$ , eine Pulslänge von  $2\mu\text{s}$  bei einer Periodendauer von 1 s einzustellen.

Danach ist eine Feineinstellung mit der Pickup-Sonde durchzuführen. Dabei sind die Kapazitäten der Kondensatoren über die Stellschrauben am Permanentmagnet zu variieren. Nun soll als Erstes die  $\pi/2$ -Bedingung gefunden werden, wobei das NMR-Signal von schwerem Mineralöl betrachtet wird. Nach einem  $\pi/2$ -Puls fällt die Magnetisierung in der  $x$ - $y$ -Ebene exponentiell ab. Die sich ergebende Kurve wird auch als FID (**F**ree **I**nduction **D**ecay) bezeichnet. Ziel ist nun einen möglichst hohen und dann langsam abfallenden FID zu erhalten.

Iterativ sollen dazu Frequenz, Pulslänge, Kapazitäten und die Gradientenspulen variiert werden, bis der FID optimal ist. Als Test ist die Pulslänge zu verdoppeln und zu schauen, ob der FID dann minimal wird. Bevor zur  $\pi$ -Bedingung übergegangen werden kann, sollen noch die zweiten Maxima über einen Breitbandscan von Frequenz und Pulslänge gefunden werden.

Die Einstellung des  $\pi$ -Pulses geht analog zur  $\pi/2$ -Bedingung. Das Maximum des FID soll hier jedoch minimiert werden. Bei der Einstellung der nötigen Parameter ist regelmäßig zu überprüfen, ob der  $\pi/2$ -Puls noch zu sehen ist. Von  $\pi$  und  $\pi/2$ -Puls ist jeweils ein Oszillogramm aufzunehm-

men. Aus dem Abfall des FID des  $\pi/2$ -Pulses kann die inhomogene  $T_2$ -Zeit bestimmt werden.

Zur Untersuchung der inhomogenen  $T_2$ -Zeit soll zuerst eine *Carr-Purcell*-Sequenz verwendet werden. Der gesamte Zerfall sollte mindesten 10 Echos enthalten und 50 ms lang sein. Eine leicht verbesserte Kurve erhält man, wenn man die *Meiboom-Gill*-Phasenwandlung dazuschaltet. Beide Kurven sind als Oszillogramm zu speichern.

Zur Messung der  $T_1$ -Zeit kann zuerst die Sättigungsmethode angewandt werden. Für den  $\pi/2$ -Puls ist dazu das Maximum des FID in Abhängigkeit von der Zeit zwischen zwei Pulsen zu betrachten, wobei die Periodendauer zwischen 50 ms und 2 s variieren sollte.

Zum Vergleich ist auch die Polarisationsmethode anzuwenden. 5 – 500 ms nach einem  $\pi$ -Puls setzt man die Probe einem  $\pi/2$ -Puls aus. Wiederum betrachtet man das Maximum des FID, in Abhängigkeit der Zeit zwischen zwei Pulsen, auf dem Oszillographen.

## 5 Auswertung

### 5.1 Finden der $\pi/2$ -Bedingung

Die eingestellte Periodendauer ist 1s, um sicherzustellen, dass diese groß genug ist um eine vollständige Relaxation zu beobachten. Der  $\frac{\pi}{2}$ -Puls ergibt sich bei einer Pulslänge von  $2,5 \mu\text{s}$ . Durch Einstellen der Magnetfeld-Gradienten in  $x, y, z$  und  $z^2$ -Richtung, lässt sich die Form der Flanke des FID optimieren. In Abbildung 1 ist der optimierte FID dargestellt. Dabei wurden

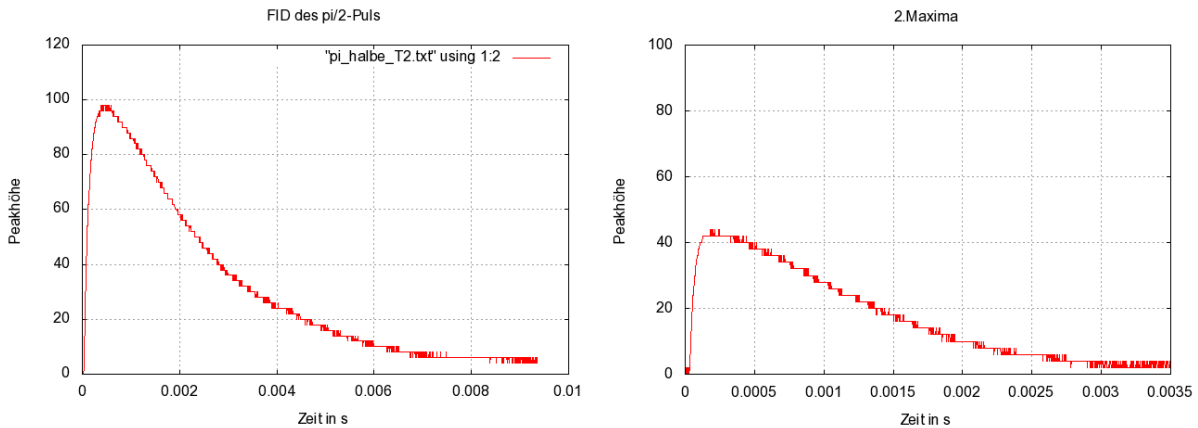


Abbildung 1: FID  $\pi/2$ -Puls und zweites Maxima

die folgenden Einstellungen verwendet, um eine möglichst lange Zerfallszeit zu erreichen:

$$\partial_X B = -0,16 \frac{\mu\text{T}}{\text{mm}}$$

$$\partial_Y B = -3,84 \frac{\mu\text{T}}{\text{mm}}$$

$$\partial_Z B = 2,93 \frac{\mu\text{T}}{\text{mm}}$$

$$\partial_{Z^2} B = 1,31 \frac{\mu\text{T}}{\text{mm}^2}$$

$$f = 1,158 \text{ MHz}$$

Variiert man die Frequenz, so lässt sich ein zweites Maximum bestimmen. Dieses ist wesentlich kleiner als das erste Maximum, da nun nicht mehr die Resonanzfrequenz eingestellt ist. Das zweite Maximum ist in Abbildung ?? dargestellt. Variiert man stattdessen die Pulslänge, so beobachtet man, dass alle weiteren Maxima die gleiche Höhe aufweisen wie das erste Maximum, denn es liegt immer noch die Resonanzfrequenz an, nur gibt man dem System nun ein ganzzahliges Vielfaches eines  $\pi/2$ -Pulses, sodass das Maximum unverändert bleibt. Zwischen den Maxima eines  $\pi/2$ -Pulses hat die Kurve ein Minimum bei der doppelten  $\pi/2$ -Pulslänge von  $5 \mu\text{s}$ .

## 5.2 Finden der $\pi$ -Bedingung

Nun wird eine Pulslänge eingestellt, die doppelt so groß ist wie die des  $\pi/2$ -Pulses, also  $5 \mu\text{s}$ . So wird ein  $\pi$ -Puls erzeugt. Durch Anpassen der Kondensatoren lässt sich das Signal nach dem  $\pi$ -Puls bis auf 6 Volt unterdrücken. In Abbildung 2 kann man jeweils ein Bild vom  $\pi/2$ - und  $\pi$ -Puls sehen. Dabei kann das Bild des  $\pi/2$ -Pulses zur Bestimmung der inhomogenen  $T_2$ -Zeit verwendet werden.

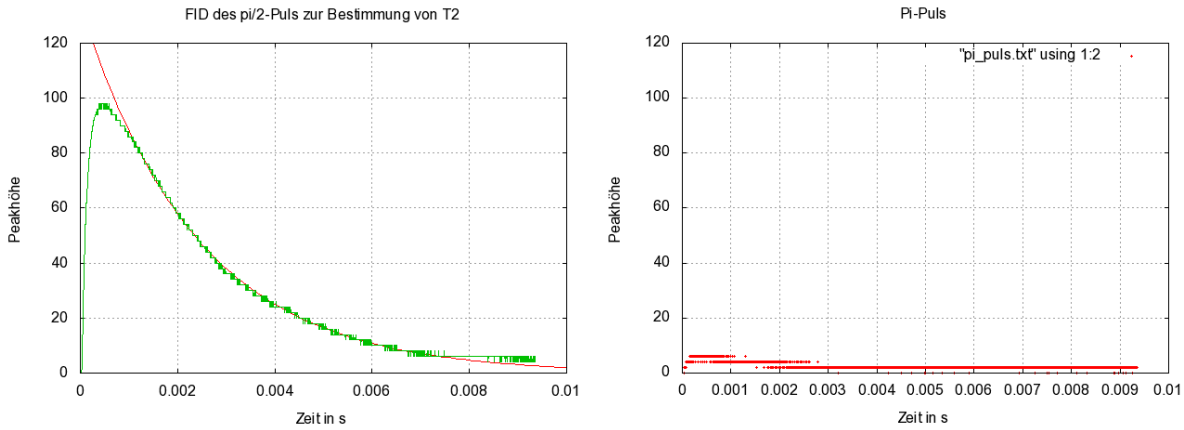


Abbildung 2:  $\pi/2$ -Puls mit angepasster Funktion  $M(t)$  und  $\pi$ -Puls

Man passt eine Funktion

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

an die Daten an und bestimmt mit *gnuplot* die Parameterwerte  $M_0$  und  $T_2^*$ , wobei der  $y$ -Achsenabschnitt  $M_0$  die Anfangsmagnetisierung darstellt. Es ergibt sich:

$$M_0 = (134,02 \pm 0,21)\text{V}$$

$$T_2^* = (2,3833 \pm 0,0036)\text{ms}$$

## 5.3 Bestimmung der homogenen transversalen Dekohärenzzeit $T_2$

Die homogene transversale Dekohärenzzeit wurde sowohl mit der Carr-Purcell- als auch mit der Meiboom-Gill-Methode bestimmt.



### 5.3.1 Carr-Purcell-Methode

Bei der Carr-Purcell-Methode wird die Probe zunächst einem  $\pi$ -Puls ausgesetzt, dem nach einer Zeit  $\tau$  ein  $\pi/2$ -Puls folgt. Damit beginnt dann eine Folge von insgesamt  $N$   $\pi/2$ -Pulsen, jeweils mit dem zeitlichen Abstand  $2\tau$ . Durch das wiederholte Anwenden der  $\pi/2$ -Pulse werden mit der Spin-Echo-Methode  $N$  Echos beobachtet. Diese zeigen einen exponentiellen Abfall des Maximums, wobei die Zeitkonstante die homogene transversale Dekohärenzzeit  $T_2$  ist.

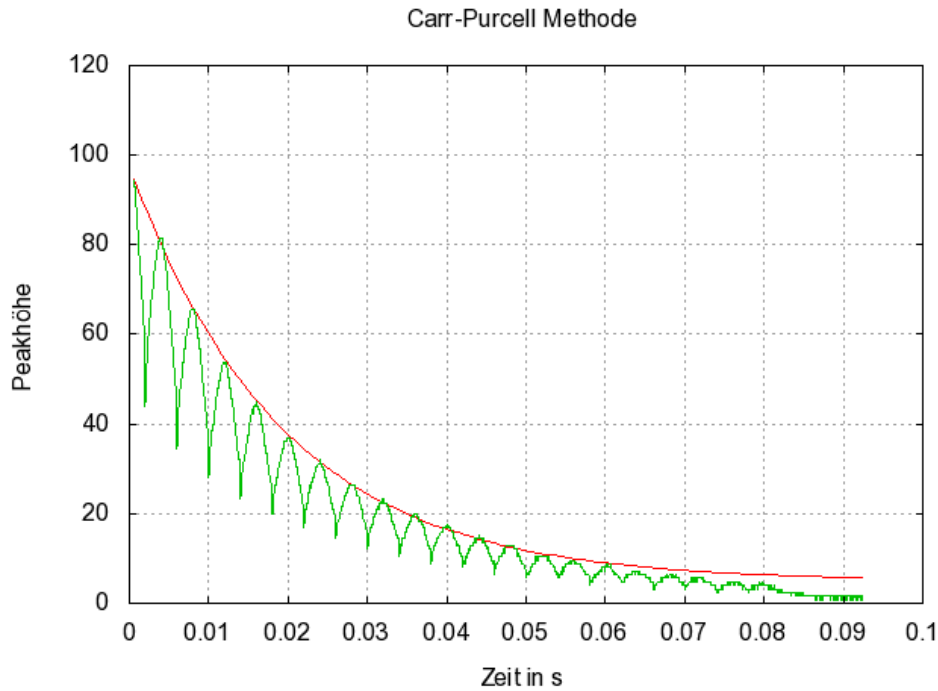


Abbildung 3: Bestimmung von  $T_2$  mit Carr-Purcell

Für die Messungen wurden  $\tau = 2\mu s$  und  $N = 20$  gewählt. Um die Anfangsmagnetisierung  $M_0$  und die transversale Dekohärenzzeit  $T_2$  zu bestimmen, passt man eine Exponentialfunktion der Form

$$M(t) = M_0 e^{-\frac{t}{T_2}} + M_{off}$$

an die Maxima der Kurve an. Der Offset verändert unsere Ergebnisse für die Zerfallskonstante nicht, sorgt jedoch dafür, dass die Exponentialfunktion die Messwerte wesentlich besser wiedergibt. Er ist auch physikalisch gerechtfertigt, da das Signal auch für den  $\pi$ -Puls nie ganz auf Null zurückgeht. Mit *gnuplot* folgt dann:

$$M_0 = (92,54 \pm 0,73)V$$

$$M_{off} = (4,90 \pm 0,61)V$$

$$T_2 = (19,28 \pm 0,44)ms$$

### 5.3.2 Meiboom-Gill-Methode

Bei der Carr-Purcell-Methode addieren sich die Fehler der Pulslängen in jedem Schritt auf. Um diese Fehler zu verringern, dreht man bei der Meiboom-Gill-Methode vor jedem Puls die Phase

um  $90^\circ$ . Dies sorgt dafür, dass die Gesamtsumme der Fehler kleiner wird, da sich die Fehler der Pulslängen vektoriell addieren und jeweils in andere Richtungen zeigen.

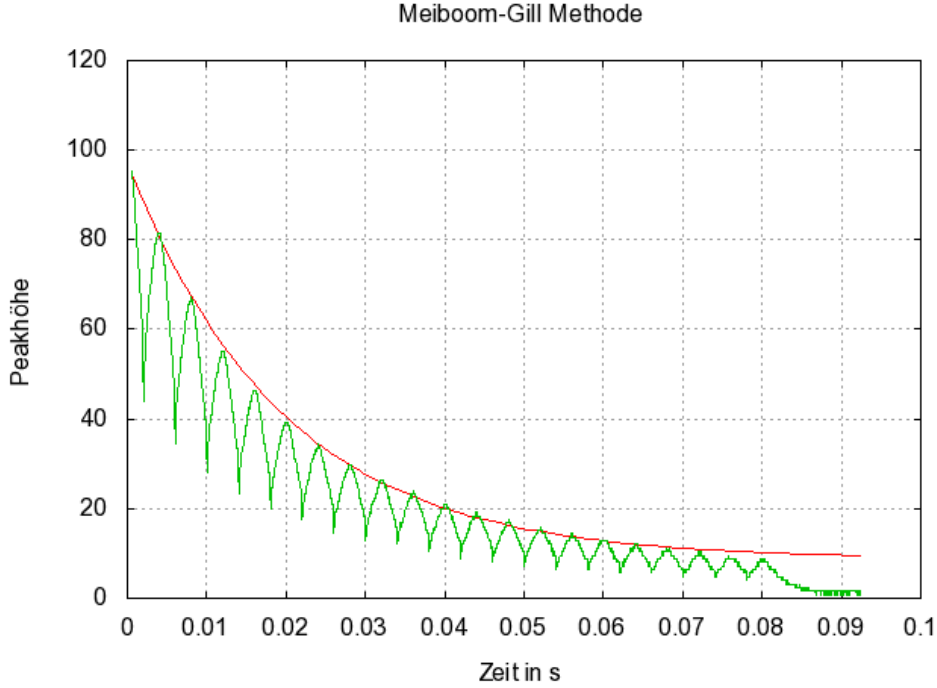


Abbildung 4: Meiboom-Gill-Methode

Dabei wurden die gleichen Einstellungen für  $\tau = 2\mu\text{s}$  und  $N = 20$  verwendet. Analog zur Carr-Purcell-Methode lässt sich auch hier durch Anpassen einer Exponentialfunktion der Form

$$M(t) = M_0 e^{-\frac{t}{T_2}} + M_{\text{off}}$$

die transversale Dekohärenzzeit  $T_2$  und die Anfangsmagnetisierung  $M_0$  bestimmen. Es ergeben sich die folgenden Werte

$$M_0 = (88,40 \pm 0,81)\text{V}$$

$$M_{\text{off}} = (8,77 \pm 0,51)\text{V}$$

$$T_2 = (19,49 \pm 0,46)\text{ms}$$

### 5.3.3 Vergleich der Ergebnisse

In diesem Versuch wurden die transversale und longitudinale Dekohärenz auf verschiedene Weise bestimmt.

$T_2^*$ in ms	$T_2^{CP}$ in ms	$T_2^{MG}$ in ms
$(2,3833 \pm 0,0036)$	$(19,28 \pm 0,44)$	$(19,49 \pm 0,46)$

Man sieht, dass die freie inhomogene Dekohärenzzeit  $T_2^*$  etwa um eine Zehnerpotenz kleiner ist als die anderen beiden. Dies stimmt auch mit der Vorhersage überein, da das magnetische Moment des Gesamtsystems wegen dem Auseinanderlaufen der Spins geringer ist. Die beiden Werte für die homogene transversale Dekohärenzzeit sind innerhalb der Fehlergrenzen miteinander kompatibel.

## 5.4 Bestimmung der longitudinalen Dekohärenzzeit $T_1$

Auch zur Bestimmung der longitudinalen Dekohärenzzeit  $T_1$  können zwei verschiedene Methoden angewendet werden.

### 5.4.1 Sättigungsmethode

Bei dieser Methode werden mit einer Periode  $P$   $\pi/2$ -Pulse der Länge  $A_{len} = 2,5\mu m$  auf die Probe gesendet. Wenn die Magnetisierung nach der Zeit  $P$  noch nicht wieder vollkommen in der  $z$ -Richtung polarisiert ist, so ist die Magnetisierung, welche nun in die  $xy$ -Ebene gedreht wird, vom Betrag kleiner als die ursprüngliche  $z$ -Magnetisierung  $M_0$ . Das Variieren der Periode soll also den Zeitpunkt zeigen, an dem die  $z$ -Magnetisierung nach einem  $\pi/2$ -Puls wieder vollständig magnetisiert, also gesättigt ist. Trägt man die Höhe des FID gegen die Zeit  $P$  zwischen zwei Pulsen auf, so ergibt sich nach Formel 1 ein exponentieller Anstieg mit der Zeitkonstanten  $T_1$ . Die experimentell bestimmte Kurve ist in Abbildung 5 dargestellt.

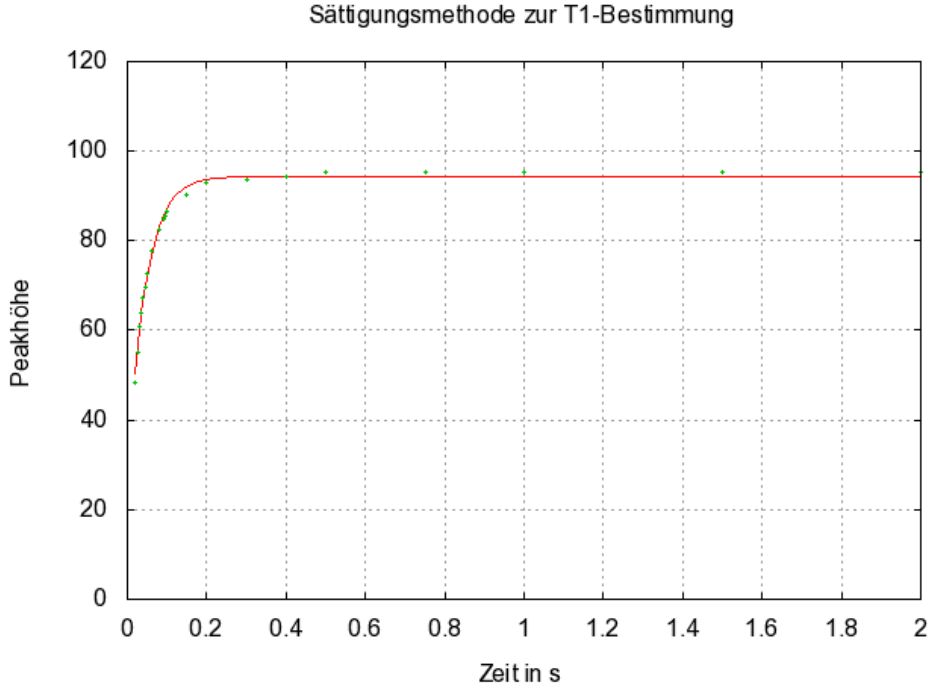


Abbildung 5: Bestimmung von  $T_1$  mit der Sättigungsmethode

Die angepasste Funktion  $M(t)$  ist wie folgt parametrisiert:

$$M(t) = M_0(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}) + M_{\text{off}}$$

Mit *gnuplot* ergeben sich die Werte der Parameter  $M_0$ ,  $M_{\text{off}}$  und  $T_1$  zu:

$$M_0 = (94,40 \pm 0,38)\text{V}$$

$$M_{\text{off}} = (-0,31 \pm 0,03)\text{V}$$

$$T_1 = (43,83 \pm 1,75)\text{ms}$$

### 5.4.2 Polarisationsmethode

Die für diesen Versuchsteil verwendeten Einstellungen sind:

$$\begin{aligned} A_{\text{len}} &= 5,08\mu\text{s} & B_{\text{len}} &= 2,54\mu\text{s} \\ N &= 1 & P &= 1\text{s} \end{aligned}$$

Für die Polarisationsmethode wird zuerst ein  $\pi$ -Puls und dann nach einer Zeit  $\tau$  ein  $\pi/2$ -Puls auf die Probe angewendet. Der erste Puls sorgt dafür, dass die Magnetisierung  $M_0$  ihren Wert beibehält, aber von der  $z$ -Richtung in die  $-z$ -Richtung gekippt wird. Das Ziel ist es nun die Zeitkonstante  $T_1$  der Bewegung der Spins zurück in die  $z$ -Richtung zu bestimmen. Dazu werden zu verschiedenen Zeiten  $t$  die aktuellen Magnetisierungen benötigt. Diese können für einen  $\pi$ -Puls mit dem vorhandenen Versuchsaufbau aber nicht beobachtet werden. Deswegen wird jeweils nach einer Zeit  $t$  ein  $\pi/2$ -Puls ausgesendet, der die Magnetisierung in die  $x$ - $y$ -Ebene dreht, wo sie gemessen werden kann. Das Maximum des FID ist dann die gesuchte Magnetisierung  $M_z$  zu einer Zeit  $t$ .

Analog zur Sättigungsmethode wird die Zeit  $\tau$  gegen das Maximum des FIDs aufgetragen. Die erhaltene Kurve ist in Abbildung 6 dargestellt

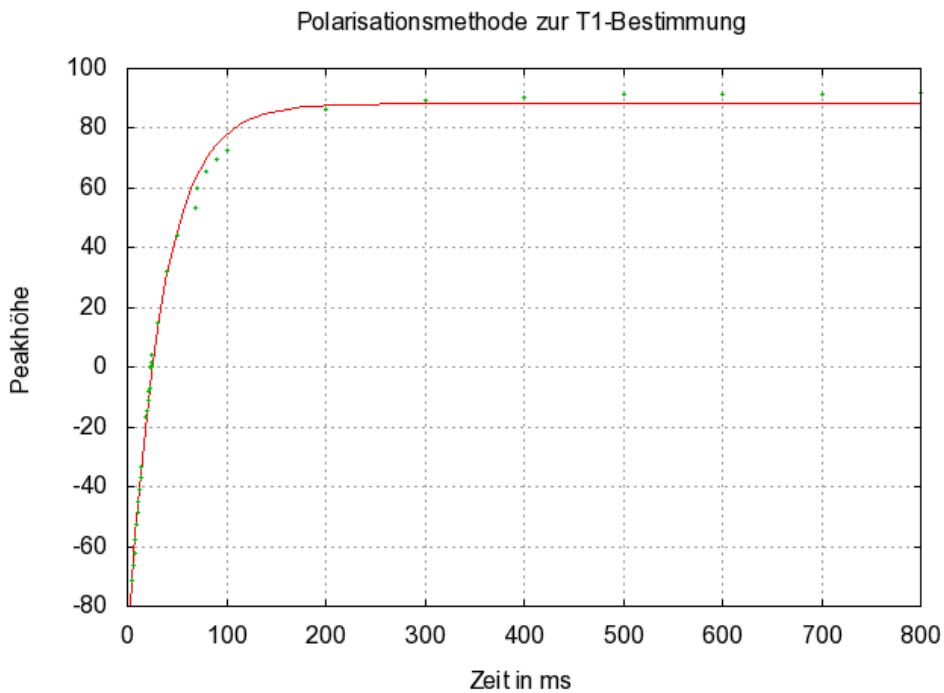


Abbildung 6: Bestimmung von  $T_1$  mit der Polarisationsmethode

Durch Anpassung der Funktion

$$M(t) = M_0(1 - 2 \cdot e^{-\frac{t}{T_1}}) + M_{\text{off}}$$

an die experimentell bestimmten Daten lässt sich die Zeit  $T_1$  bestimmen.

*Gnuplot* liefert folgende Werte für die Parameter  $M_0$ ,  $M_{\text{off}}$  und  $T_1$ :

$$\begin{aligned}M_0 &= (90,75 \pm 1,09)\text{V} \\M_{\text{off}} &= (-2,55 \pm 1,35)\text{V} \\T_1 &= (34,76 \pm 0,99)\text{ms}\end{aligned}$$

### 5.4.3 Vergleich der Ergebnisse

In diesem Versuchsteil wurde die longitudinale Dekohärenzzeit  $T_1$  bestimmt. Es ergeben sich die Werte:

$$\begin{array}{cc}T_{1, \text{ sat}} \text{ in ms} & T_{1, \text{ pol}} \text{ in ms} \\(43,83 \pm 1,75) & (34,76 \pm 0,99)\end{array}$$

Es ist zu erkennen, dass die beiden Zeitkonstanten zwar nicht in ihren Fehlergrenzen übereinstimmen, aber dennoch nah beieinander liegen. Dies zeigt also, dass die beiden unterschiedlichen Methoden gut zur Messung geeignet sind.

Es fällt auf, dass die homogenen  $T_2$ -Zeiten kleiner als die gemessenen  $T_1$ -Zeiten sind. Dieses Ergebnis war zu erwarten. Im anderen Fall, d.h. für  $T_2 > T_1$  würde die Magnetisierung wieder in  $z$ -Richtung zeigen, bevor eine Untersuchung in der  $x$ - $y$ -Ebene möglich wäre. Die Werte, die für  $T_1$  und  $T_2$  bestimmt wurden, sind also auch relativ zueinander sinnvoll.

## 6 Quellen

- [1] Handbuch zum NMR
- [2] Atom- und Quantenphysik, H. Haken und H. Wolf, Springer Verlag Berlin, 8.Auflage, 2004
- [3] Gerthsen Physik, C. Gerthsen und D. Meschede, Springer Verlag Berlin, 22. Auflage, 2003