

FP-Versuch A143

# Relaxationszeitmessung mittels Kernresonanz

Jan Hartmann      Tobias Seifen

07. September 2006

In diesem Versuch wird das Verhalten von Spin- $\frac{1}{2}$  Teilchen im Magnetfeld untersucht. Insbesondere wird die longitudinale Relaxationszeit der Kernspins von Protonen im Wasser ermittelt. Dazu wird die Zeit gemessen, die das System benötigt, um vom gestörten Zustand (ausgerichtete Kernspins) in den Gleichgewichtszustand überzugehen. Die Messungen werden mittels Kernspinresonanz durchgeführt.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
1.1	Prinzip der Kernspinresonanz . . . . .	3
1.2	Spin-1/2 Teilchen im Magnetfeld . . . . .	3
1.3	Spin-Relaxationen . . . . .	4
1.4	Besetzungzahldifferenz . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Versuchsaufbau</b>	<b>6</b>
<b>3</b>	<b>Durchführung und Auswertung</b>	<b>7</b>
3.1	Bestimmung der Feldstärke des Nachweismagneten . . . . .	7
3.2	Einstellen der Inversion im Zwischenfeld . . . . .	7
3.3	Bestimmung der longitudinalen Relaxationszeit . . . . .	7
3.4	Bestimmung des Polarisationsgrades . . . . .	8
3.5	Bestimmung des Magnetfeldes der Zwischenspule . . . . .	9
<b>4</b>	<b>Fazit</b>	<b>10</b>
<b>A</b>	<b>Tabellen</b>	<b>11</b>
<b>B</b>	<b>Abbildungen</b>	<b>13</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>14</b>

# 1 Theoretische Grundlagen

## 1.1 Prinzip der Kernspinresonanz

Befindet sich ein Atomkern im äußeren Magnetfeld  $B_0$ , so spalten sich die Energieniveaus des Kerns auf. Es gibt dann  $(2I + 1)$ -Niveaus im Abstand

$$\Delta E = \hbar \gamma B_0 \quad (1)$$

wobei  $\gamma$  das gyromagnetische Verhältnis des Kerns und  $I$  der Kernspin ist.

Wird nun zusätzlich ein Hochfrequenz-Magnetfeld mit Frequenz  $\omega$  über eine Spule eingeschaltet, so kann, wenn  $\hbar \omega = \Delta E$  gilt, Energie aus dem Schwingkreis absorbiert werden und der Kernspin seine Ausrichtung ändern. Die Spannungsänderung in der Spule bei dieser Resonanzfrequenz kann nun gemessen werden.

In diesem Versuch wird Wasser verwendet. Allerdings tragen nur die Protonen in den Wasserstoffatomen zum Signal bei, da der Gesamtspin des Sauerstoffkerns gerade verschwindet und auch die Elektronenspins heben sich gegenseitig auf.

## 1.2 Spin-1/2 Teilchen im Magnetfeld

Bringt man ein Spin- $\frac{1}{2}$  Teilchen in ein äußeres Magnetfeld, so koppelt der Kernspin  $\vec{I}$  an das Feld  $\vec{B}$  gemäß:

$$H = -\gamma \hbar \vec{I} \cdot \vec{B} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (2)$$

wobei  $\gamma$  das gyromagnetische Verhältnis und  $\vec{\mu}$  das magnetische Moment des Kernspins ist, für das beim Proton gilt

$$\vec{\mu} = \gamma \hbar \vec{I} = g_I \mu_K \quad (3)$$

Hier ist  $g_I = 5,585$  der Landé-Faktor des Protons und  $\mu_K$  das Kernmagneton. Das gyromagnetische Verhältnis des Protons ist  $\gamma = 26752 \frac{1}{\text{Gs}}$

Im konstanten Magnetfeld folgt aus der Kopplung, dass der Spinvektor (bzw. dessen Erwartungswert) um den Magnetfeldvektor mit der Larmorfrequenz  $\omega_0$  präzediert:

$$\omega_0 = \gamma B_0 \quad (4)$$

Legt man nun ein zu  $B_0$  senkrechtes Feld  $B_1$  an, das mit  $\omega_1$  um die  $B_0$ -Richtung (z.B. die  $z$ -Achse) rotiert, so unterscheidet man zwischen:

- $\omega_1 \neq \omega_0$ : fast kein Einfluß auf Spinbewegung
- $\omega_1 = \omega_0$ : Resonanz, in einem mit  $\omega_0$  um  $B_0$  rotierenden Bezugssystem führt der Spin eine Präzessionsbewegung um  $B_1$  mit Larmorfrequenz  $\omega_1$  aus. Im Laborsystem beschreibt der Spin eine Spiralbewegung um die  $B_0$ -Richtung. Die  $z$ -Komponente des Spins oszilliert zwischen positivem und negativem Extremwert, dies wird Rabioszillation genannt. Der Spin kehrt sich alle  $t = \frac{2\pi}{\gamma B_1}$  um.

### 1.3 Spin-Relaxationen

Stehen die Spins der Teilchen in Wechselwirkung mit ihrer Umgebung, so werden sie in ihrer Bewegung gestört. Bei den transversalen Spinerwartungswerten ist im Wesentlichen die Spin-Spin-Wechselwirkung für eine Relaxation verantwortlich. Der Mittelwert der transversalen Spinerwartungswerte verschwindet mit der Zeit, die charakteristische Zeitskala ist die transversale Relaxationszeit  $T_2$ .

Auch der longitudinale Spinerwartungswert klingt mit der Zeit ab. Hierfür ist vor allem die Spin-Gitter-Wechselwirkung, also die Kopplung des Spins an die anderen Freiheitsgrade (Translation, Rotation, Vibration), verantwortlich. Die charakteristische Zeitskala hier ist die longitudinale Relaxationszeit  $T_1$ . Allerdings ist der Gleichgewichtswert hier nicht Null, sondern es stellt sich ein thermisches Gleichgewicht ein, das einer Boltzmann-Verteilung entspricht.

Man kann dies alles in den Blochschen Gleichungen ausdrücken:

$$\frac{d}{dt} \langle \hat{\vec{s}} \rangle = \vec{\mu} \times \vec{B} + \begin{pmatrix} -\frac{1}{T_2} \langle \hat{s}_x \rangle \\ \frac{1}{T_2} \langle \hat{s}_y \rangle \\ \frac{s_0 - \langle \hat{s}_z \rangle}{T_1} \end{pmatrix} \quad (5)$$

Hierbei ist  $\langle \hat{\vec{s}} \rangle$  der Spinerwartungswert und  $s_0$  der Wert von  $\langle \hat{s}_z \rangle$  im thermischen Gleichgewicht.

### 1.4 Besetzungzahldifferenz

Um das System zu beschreiben führt man die Besetzungzahldifferenz  $n$  ein:

$$n = N_{\uparrow} - N_{\downarrow} \quad (6)$$

wobei  $N_{\uparrow}$  die Anzahl der Spin- $\uparrow$  Zustände und  $N_{\downarrow}$  die Anzahl der Spin- $\downarrow$  Zustände ist. Eine Störung des Systems verschwindet exponentiell und das System nähert sich wieder dem Gleichgewichtszustand. Für die Besetzungzahldifferenz  $n(t)$  gilt also:

$$n(t) = n_{\text{gl}} - (n_{\text{gl}} - n_0) \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) \quad (7)$$

Hier bezeichnet  $n_{\text{gl}}$  den Gleichgewichtszustand,  $n_0 = n(t=0)$  den gestörten Zustand und  $T_1$  die longitudinale Relaxationszeit.

Bringt man also das System in ein Magnetfeld, so bildet sich eine Besetzungzahldifferenz  $n_a$  beim Verlassen aus:

$$n_a = n_{\text{gl}} \left(1 - \exp\left(-\frac{t_a}{T_1}\right)\right) \quad (8)$$

wobei  $t_a$  die Zeit bezeichnet, die das System im Magnetfeld verbleibt. Außerdem wurde die Besetzungzahldifferenz  $n_0$  vor Eintritt in das Magnetfeld gleich Null gesetzt.

Nach dem Verlassen des Magnetfeldes baut sich diese starke Polarisation ab. Ohne ein Magnetfeld, bzw. mit einem nur sehr schwachen Magnetfeld (Erdfeld), ist der Gleichgewichtszustand  $n_{\text{gl}} = 0$ .

$$n(t) = n_a \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) \quad (9)$$

Für konstantes  $t_a$  und konstantes Polarisationsmagnetfeld ( $\Rightarrow n_a = \text{const}$ ) ergibt sich durch Logarithmieren von (9) eine Geradengleichung:

$$\ln(n(t)) = \ln(n_a) - \frac{1}{T_1} t \quad (10)$$

## 2 Versuchsaufbau

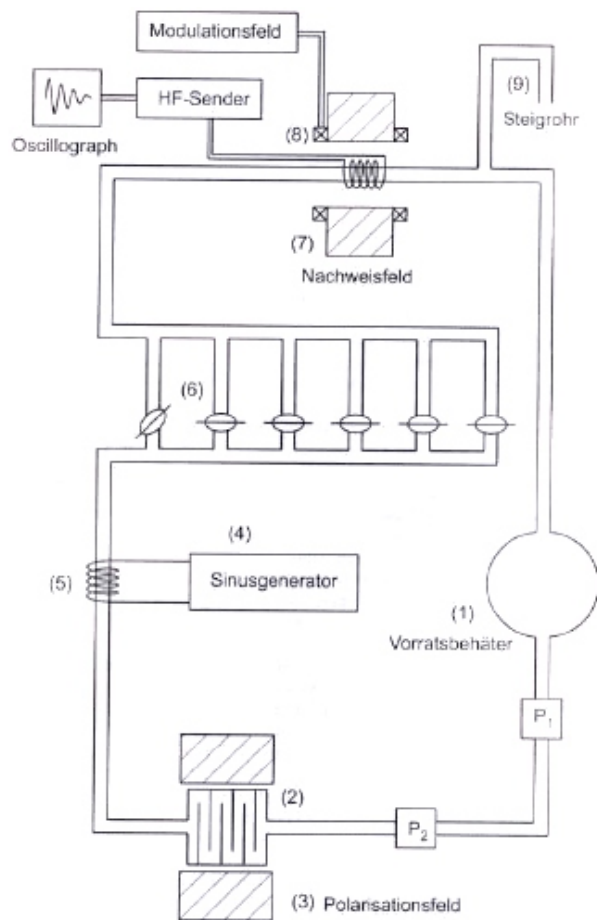


Abbildung 1: Schema des Versuchsaufbaus

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 1 dargestellt. Im Vorratsbehälter (1) befindet sich destilliertes Wasser, das mit Hilfe der Kreiselpumpen  $P_1$  und  $P_2$  im Uhrzeigersinn durch das Leitungssystem gepumpt wird. Um die Aufenthaltsdauer des Wassers im Polarisationsfeld (3) zu maximieren, läuft es in der Kammer (2) durch Umlenkstege.

Das Wasser durchfließt dann eine Spule (5) in der mittels Sinusgenerator (4) eine Frequenz  $\omega$  eingestrahlt werden kann, die eine Inversion (Spin-Umkehr  $\Rightarrow$  Signal-Inversion) hervorrufen kann. Somit kann die Laufzeit des Wassers von der Spule (5) bis zum Nachweisfeld (7) gemessen werden. Da die Fließgeschwindigkeit des Wassers konstant gehalten werden soll, dies ist am Steigrohr (9) zu überprüfen, kann die Laufzeit über verschieden lange Wegstrecken (6) variiert werden.

Im Nachweisfeld (7) kann mittels Kernspinresonanz die Besetzungzahldifferenz gemessen werden. An den Polschuhen des Magneten befinden sich kleine Zusatzmagnete (8), die die Resonanzstelle periodisch durchfahren und somit ein stehendes Bild auf dem Oszillographen erzeugen.

### 3 Durchführung und Auswertung

#### 3.1 Bestimmung der Feldstärke des Nachweismagneten

Im ersten Versuchsteil soll die Magnetfeldstärke des Nachweisfeldes bestimmt werden. Hierzu muss lediglich die Frequenz  $\nu$  des HF-Signals im Resonanzfall bestimmt werden, denn diese stimmt mit der Lamorfrequenz überein, für das Magnetfeld gilt dann

$$B = \frac{2\pi\nu}{\gamma}$$

Da jedoch das Magnetfeld mit einem kleinen sinusförmigen Beitrag moduliert wird ( $B = B_0 + \delta B$ ), ändert sich auch die Lamorfrequenz periodisch ( $\omega = \omega_0 + \delta\omega$ ), und eine Resonanz wird daher auf einem recht großen Frequenzbereich des HF-Signals angeregt. Ziel ist es jedoch, die Resonanz bei  $\omega_{\text{HF}} = \omega_0$ , also bei  $\delta\omega = 0$  anzuregen. In diesem Fall sind aber aufgrund der sinusförmigen Modulation von  $\delta\omega$  die Abstände zwischen den Resonanzen äquidistant, dies lässt sich mit Hilfe des Bildes am Oszilloskop einstellen.

Äquidistante Abstände der Resonanzen waren bei einer Frequenz von

$$\nu = (2,353 \pm 0,050) \text{ MHz}$$

zu sehen. Der große Fehler kommt dadurch zustande, dass äquidistante Abstände der Resonanzen nicht genauer am Oszilloskop erkennbar sind.

Mit  $\gamma = (2,67522128 \pm 0,00000081) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}\text{T}^{-1}$  für das Proton (aus [4]) folgt

$$B = (0,0553 \pm 0,0012) \text{ T} = (553 \pm 12) \text{ Gs}$$

wobei die Unsicherheit mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechnet wurde. Dieser Wert stimmt mit dem laut Versuchsbeschreibung [1] zu erwartenden Wert von etwa 600 Gs überein.

#### 3.2 Einstellen der Inversion im Zwischenfeld

Als nächstes muss die für die Laufzeitmessung des Wassers nötige Inversion im Zwischenfeld eingestellt werden. Hierzu wird die Frequenz des Helmholtzspulenpaares so eingestellt, dass auf dem Oszilloskop eine Inversion des Signals zu erkennen ist. Die Amplitude muss hierbei möglichst klein gehalten werden, damit sich der Spin nur einmahl umkehrt und das Signal möglichst wenig verfälscht wird. Das Finden der Inversion stellte sich als überaus kompliziert heraus, denn die Inversion ist nur in einem sehr schmalen Frequenzbereich und bei korrekt eingestellter Amplitude erkennbar, die durch die Laufzeit des Wassers bedingte Verzögerung erschwert die Einstellung noch zusätzlich.

Bei einem Spulenstrom von 0,8 A fanden wir eine Inversion bei  $\nu = (8,8 \pm 0,3) \text{ kHz}$ .

#### 3.3 Bestimmung der longitudinalen Relaxationszeit

Um die longitudinale Relaxationszeit  $T_1$  zu bestimmen, wird für verschiedene Schlauchlängen die Fließzeit des Wassers  $t$  mittels Inversion bestimmt und die Amplitude  $U$  des Signals auf dem Oszilloskop bestimmt. Um die statistischen Fehler zu reduzieren, wurden jeweils

fünf Messungen für  $t$  und  $U$  durchgeführt, für die Mittelwerte und deren statistische Fehler gilt

$$\langle t \rangle = \frac{1}{N} \sum_i t_i \quad \sigma_{\langle t \rangle} = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_i (t_i - \langle t \rangle)^2}$$

$$\langle U \rangle = \frac{1}{N} \sum_i U_i \quad \sigma_{\langle U \rangle} = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_i (U_i - \langle U \rangle)^2}$$

Hinzu kommt noch ein systematischer Fehler, den wir zu  $\Delta_s t = 0,1 \text{ s}$  und  $\Delta_s U = 5 \text{ mV}$  abschätzen.

Unsere Messwerte und Mittelwerte sowie deren Fehler sind in Tabelle 1 für die Zeitmessung und in Tabelle 2 für die Messung der Amplitude des HF-Signals aufgeführt.

Wie bereits im Theorieteil erwähnt, gilt für die Besetzungszahldifferenz  $n$ :

$$\ln n = \ln n_a - \frac{1}{T_1} \cdot t \quad \xrightarrow{U \propto n} \quad \ln U = \text{const} - \frac{1}{T_1} \cdot t$$

Trägt man also  $\ln U$  gegen  $t$  auf, so ergibt sich eine Gerade mit der Steigung  $m = -\frac{1}{T_1}$ . Die Werte sind in Tabelle 3 aufgeführt, wobei  $\Delta \ln U = \frac{\Delta U}{U}$  nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechnet wurde, ein Plot der Werte zusammen mit einer Fit-Geraden findet sich in Abbildung 2. Der Fit wurde mit Hilfe der Software ROOT [5] erstellt, für die Steigung ergibt sich  $m = (-0,314 \pm 0,016) \frac{1}{\text{s}}$ . Daraus folgt dann für die longitudinale Relaxationszeit

$$T_1 = (3,18 \pm 0,16) \text{ s} \quad (\text{Gaußsche Fehlerfortpflanzung})$$

Dieser Wert weicht geringfügig vom Literaturwert  $T_1 = 3,4 \text{ s}$  ab. Eine Mögliche Ursache für geringere Relaxationszeit ist eine Verunreinigung des Wassers durch paramagnetische Stoffe.

### 3.4 Bestimmung des Polarisationsgrades

Der Polarisationsgrad  $P$  des Wassers nach Austritt aus dem Polarisationsmagnetfeld ist definiert als  $P := \frac{n_a}{n_{\text{gl}}}$ . Zur Bestimmung von  $n_{\text{gl}}$  schaltet man die Pumpen für einige Zeit ab, wir wählten ca. 2 Minuten ( $\gg T_1$ ), so dass eine Sättigung der Besetzungszahldifferenz im Polarisationsmagnetfeld eintritt. Schaltet man nun die Pumpen wieder an, so misst man im Nachweisfeld die Besetzungszahldifferenz

$$n'(t) = n_{\text{gl}} \cdot \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right)$$

während man im „normalen“ Betrieb die Besetzungszahldifferenz

$$n(t) = n_a \cdot \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right)$$

misst. Da die Fließzeit bis zum Nachweisfeld in beiden Fällen in etwa die gleiche ist (die Anlaufzeit der Pumpen wird vernachlässigt), gilt für den Polarisationsgrad

$$P = \frac{n_a}{n_{gl}} = \frac{n}{n'} = \frac{U}{U'}$$

wobei  $U$  bzw.  $U'$  die am Oszilloskop abgelesenen Amplituden des HF-Signals sind. Um die statistischen Fehler zu reduzieren haben wir auch hier wieder mehrere Messungen durchgeführt, die Ergebnisse finden sich in Tabelle 4, als Mittelwerte ergeben sich

$$\begin{aligned} \langle U \rangle &= \frac{1}{N} \sum_i U_i = 1,399 \text{ V} & \sigma_{\langle U \rangle} &= \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_i (U_i - \langle U \rangle)^2} = 0,016 \text{ V} \\ \langle U' \rangle &= \frac{1}{N} \sum_i U'_i = 2,620 \text{ V} & \sigma_{\langle U' \rangle} &= \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_i (U'_i - \langle U' \rangle)^2} = 0,034 \text{ V} \end{aligned}$$

Für den Polarisationsgrad ergibt sich somit

$$P = 0,534 \pm 0,009 = (53,4 \pm 0,9) \% \quad (\text{Gaußsche Fehlerfortpflanzung})$$

Auch in diesem Versuchsteil gibt es, genau wie bei der Messung der Relaxationszeit, einen systematischen Fehler für die gemessene Amplitude des HF-Signals. Da dieser jedoch  $U$  und  $U'$  auf gleiche Weise beeinflusst, fällt dieser Fehler für deren Quotienten im Vergleich zum statistischen Fehler deutlich kleiner aus und kann daher vernachlässigt werden.

Aus dem Polarisationsgrad lässt sich die Aufenthaltsdauer im Polarisationsmagnetfeld berechnen: Für die Besetzungszahldifferenz beim Austritt aus dem Magnetfeld gilt

$$n_a = n_{gl} \cdot \left( 1 - \exp\left(-\frac{t_a}{T_1}\right) \right) \quad \implies \quad t_a = -T_1 \cdot \ln(1 - P)$$

Der Fehler  $\Delta t_a$  lässt sich mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechnen:

$$\Delta t_a = \sqrt{\left(\Delta T_1 \cdot \ln(1 - P)\right)^2 + \left(\Delta P \cdot \frac{T_1}{1 - P}\right)^2}$$

Damit erhalten wir also für die Aufenthaltsdauer im Polarisationsmagnetfeld:

$$t_a = (2,43 \pm 0,14) \text{ s}$$

### 3.5 Bestimmung des Magnetfeldes der Zwischenspule

In diesem letzten Versuchsteil soll das Magnetfeld der Helmholtzspule, die das Zwischenfeld für die Inversion erzeugt, vermessen werden. Hierzu wird für verschiedene Ströme die Frequenz  $\nu$  gesucht, die eine Inversion bewirkt; diese entspricht genau der Lamorfrequenz, das Magnetfeld des Spulenpaares lässt sich dann also berechnen mittels  $B = \frac{2\pi\nu}{\gamma}$ , für dessen Fehler gilt nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung  $\Delta B = \frac{2\pi\Delta\nu}{\gamma}$ . Tabelle 5 zeigt unsere Messwerte und deren Fehler, für umgekehrte Polarität der Spule erhielten wir keine plausiblen

Messwerte: Wir fanden mehrere Frequenzen, bei denen eine Inversion auftrat, und diese waren praktisch unabhängig vom Spulenstrom. Wir verwerfen diese Messung als sinnlos, der Vollständigkeit halber sind allerdings einige Messwerte in Tabelle 6 aufgeführt.

Abbildung 3 zeigt eine graphische Darstellung des Magnetfeldes in Abhängigkeit des Spulenstroms. Ein mit ROOT [5] erstellter Geradenfit liefert

$$B(I) = 1,00 \text{ Gs} + 1,36 \frac{\text{Gs}}{\text{A}} \cdot I$$

$$\Delta B(I) = \sqrt{0,027 \text{ Gs}^2 - 0,052 \frac{\text{Gs}^2}{\text{A}} \cdot I + 0,030 \frac{\text{Gs}^2}{\text{A}^2} \cdot I^2}$$

Wir erwarten eine Ursprungsgerade. Der große Achsenabschnitt lässt auf einen großen systematischen Fehler schließen, vermutlich verursacht durch Störfelder, z.B. das Streufeld des Polarisationsmagneten.

Theoretisch gilt für das Magnetfeld im Inneren eines Helmholtzspulenpaares mit  $n$  Windungen und Radius  $R$ :

$$B(I) = \frac{8}{\sqrt{125}} \mu_0 \cdot \frac{nI}{R}$$

Die verwendeten Spulen haben 39 Windungen und einen Radius von  $R = 11,25 \text{ cm}$ , damit ergibt sich

$$B(I) = 3,117 \frac{\text{Gs}}{\text{A}} \cdot I$$

Dies weicht sehr stark von der gemessenen Abhängigkeit des Magnetfeldes vom Spulenstrom ab. Zusätzliche Störfelder verursachen lediglich einen konstanten Offset, Verunreinigungen des Wassers sollten keinen Einfluss auf die Resonanzfrequenz haben. Vermutlich liegt ein Fehler in der Messapparatur vor, dies würde auch die merkwürdigen Messwerte bei umgekehrter Polarität der Spule erklären.

## 4 Fazit

In diesem Versuch haben wir die Messung mittels Kernspinresonanz kennengelernt, die auch über das Gebiet der Physik hinaus von Bedeutung ist. Die Messung verlief ohne Probleme und die Messwerte erscheinen sinnvoll, abgesehen von der Magnetfeldmessung im Inneren der Helmholtzspule.

## A Tabellen

Schlauch	$t_i/s$					$\langle t \rangle/s$	$\sigma_{\langle t \rangle}/s$	$\Delta \langle t \rangle/s$
längster	8,64	8,73	8,43	8,64	8,43	8,57	0,06	0,16
	7,74	7,97	8,01	7,9	8,22	7,97	0,08	0,18
	7,37	7,21	7,17	7,36	7,5	7,32	0,06	0,16
	6,7	6,58	6,73	6,8	6,72	6,71	0,04	0,14
	6,56	6,55	6,62	6,65	6,59	6,59	0,02	0,12
kürzester	4,52	4,46	4,49	4,63	4,55	4,53	0,03	0,13

Tabelle 1: Fließzeit des Wassers durch die Schläuche (systematischer Fehler  $\Delta_s t = 0,1$  s)

Schlauch	$U_i/mV$					$\langle U \rangle/mV$	$\sigma_{\langle U \rangle}/mV$	$\Delta \langle U \rangle/mV$
längster	256	268	253	253	259	257,8	2,8	7,8
	306	293	296	290	303	297,6	3,0	8,0
	375	365	362	361	361	364,8	2,7	7,7
	454	459	453	459	459	456,8	1,4	6,4
	471	478	490	490	487	483,2	3,8	8,8
kürzester	881	878	887	900	925	894,2	8,6	13,6

Tabelle 2: Amplitude des Signals auf dem Oszilloskop (systematischer Fehler  $\Delta_s U = 5$  mV)

Schlauch	$t/s$	$\Delta t/s$	$U/mV$	$\Delta U/mV$	$\ln(U/mV)$	$\Delta \ln(U/mV)$
längster	8,57	0,16	257,8	7,8	5,552	0,030
	7,97	0,18	297,6	8,0	5,696	0,027
	7,32	0,16	364,8	7,7	5,899	0,021
	6,71	0,14	456,8	6,4	6,124	0,014
	6,59	0,12	483,2	8,8	6,180	0,018
kürzester	4,53	0,13	894,2	13,6	6,796	0,015

Tabelle 3: Messwerte zur Bestimmung der Relaxationszeit

$U/V$	$U'/V$
1,300	2,670
1,400	2,500
1,390	2,510
1,420	2,590
1,420	2,720
1,400	2,670
1,410	2,550
1,450	2,750

Tabelle 4: Messwerte zur Bestimmung des Polarisationsgrades

$I/A$	$\Delta I/A$	$\nu/\text{kHz}$	$\Delta\nu/\text{kHz}$	$B/\text{Gs}$	$\Delta B/\text{Gs}$
1,4	0,1	12,5	0,2	2,93	0,05
1,2	0,1	11,2	0,3	2,63	0,07
1,0	0,1	9,9	0,3	2,32	0,07
0,8	0,1	8,8	0,3	2,07	0,07
0,6	0,1	8,0	0,2	1,88	0,05
0,4	0,1	6,5	0,1	1,53	0,02

Tabelle 5: Messwerte zur Bestimmung des Magnetfeldes der Helmholtzpule

$I/A$	$\Delta I/A$	$\nu/\text{kHz}$	$\Delta\nu/\text{kHz}$	$B/\text{Gs}$	$\Delta B/\text{Gs}$
-0,8	0,1	7,0	0,3	1,65	0,07
-1,0	0,1	7,3	0,2	1,71	0,05
-1,0	0,1	11,1	0,3	2,61	0,07
-1,2	0,1	11,7	0,3	2,75	0,07
-1,4	0,1	12,0	0,2	2,82	0,05
-1,6	0,1	12,2	0,1	2,86	0,02
-1,2	0,1	11,0	0,3	2,59	0,07

Tabelle 6: offensichtlich sinnlose Messwerte des Magnetfeldes der Helmholtzpule bei umgekehrter Polarität

## B Abbildungen

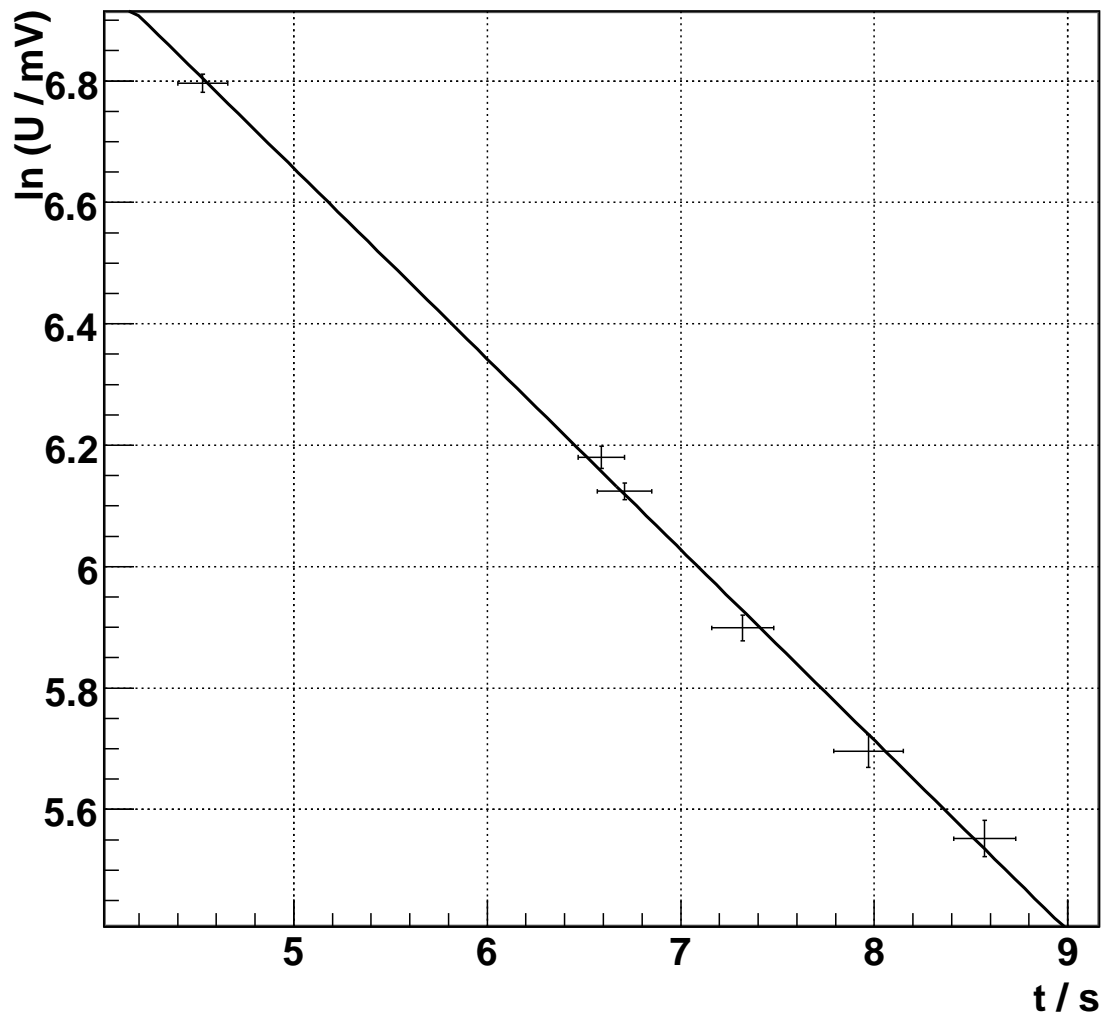


Abbildung 2: Plot der Messwerte zur Bestimmung der Relaxationszeit

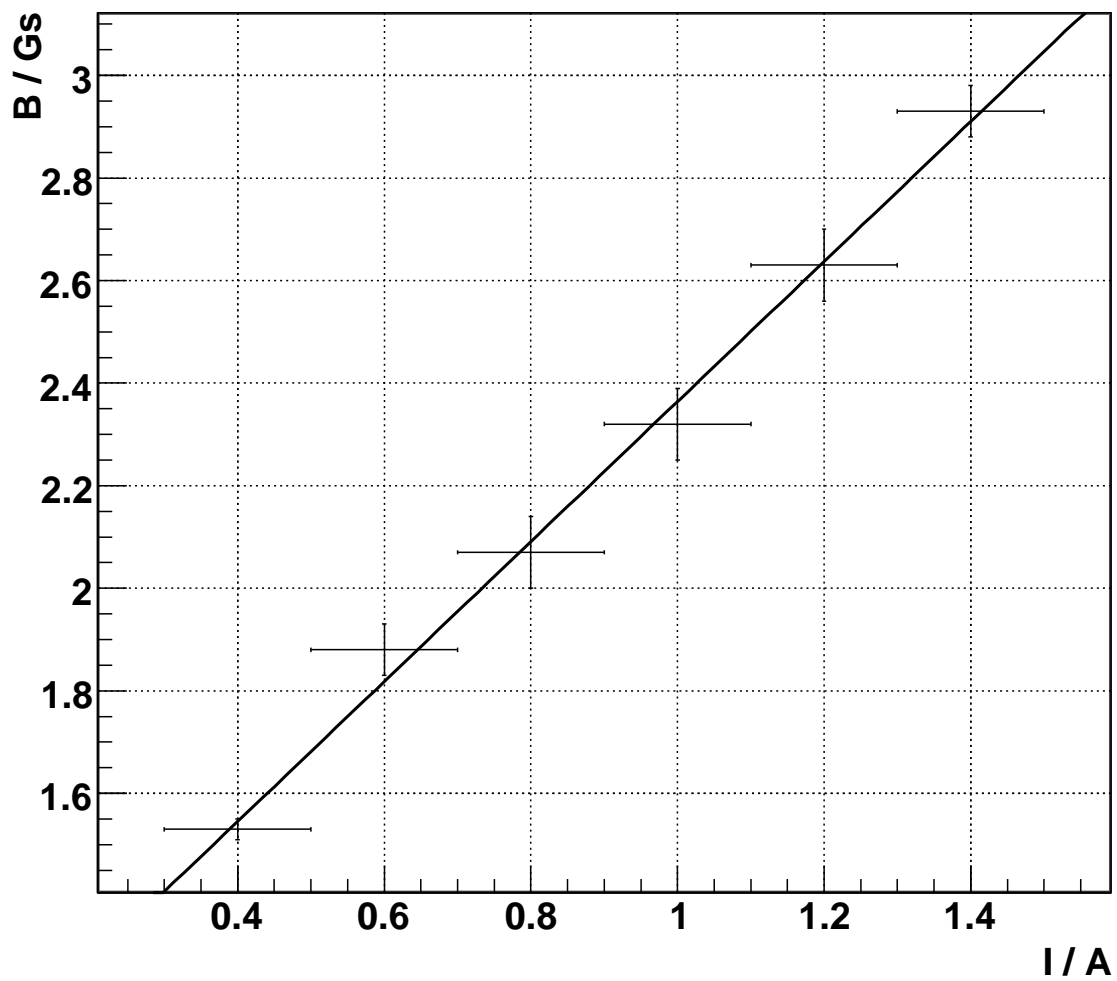


Abbildung 3: Magnetfeld der Helmholtzspule - Plot der Messwerte mit Fit-Gerade

## Literatur

- [1] Ausführliche Versuchsbeschreibung *A143 Relaxationszeitmessung mittels Kernresonanz*
- [2] Ergänzende Informationen
- [3] Versuchsbeschreibungen *Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene Teil I*
- [4] [http://de.wikipedia.org/wiki/Gyromagnetisches\\_Verh%C3%A4ltnis](http://de.wikipedia.org/wiki/Gyromagnetisches_Verh%C3%A4ltnis)
- [5] <http://root.cern.ch>