

FP-Versuch A143 – Relaxationszeitmessung mittels Kernresonanz

Martin Urban, Philipp Wilking

16. August 2007

In diesem Versuch soll mittels Kernresonanz die longitudinale Relaxationszeit der Kernspins der Wasserstoffprotonen in Wasser bestimmt werden. Im letzten Versuchsteil wird die Apparatur verwendet, um schwache Magnetfelder zu messen.

Inhaltsverzeichnis

I	Theorie	3
I.1	Prinzip der Kernspinresonanz	3
I.2	Verhalten von Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen im Magnetfeld	3
I.2.1	Homogenes Magnetfeld	3
I.2.2	Wechselfeld: Rabioszillation	4
I.2.3	Spin-Gitter-Relaxation	4
I.2.4	Magnetfeld einer Helmholtz-Spule	5
II	Versuchsdurchführung und -auswertung	6
II.1	Versuchsaufbau	6
II.2	Einstellen der Kernresonanz	8
II.3	Einstellen der Inversion im Zwischenfeld	10
II.4	Bestimmung der Relaxationszeit	10
II.5	Bestimmung des Polarisationsgrades	14
II.6	Messung des Streufelds in der Zwischenfeldregion	15
III	Résumé	16

I Theorie

I.1 Prinzip der Kernspinresonanz

Wenn ein Atomkern einem äußeren homogenen Magnetfeld B_z ausgesetzt wird, so spalten sich die Kernenergieniveaus auf. Der Abstand der benachbarten Energielevels beträgt dann

$$\Delta E = \hbar \gamma \cdot B_z,$$

wobei γ das gyromagnetische Verhältnis bezeichnet:

$$\gamma = \mu_K \cdot g.$$

Setzt man das Kernmagneton $\mu_K = \frac{e\hbar}{2m_p}$ und den Landé-Faktor des Protons $g = 5,5858$ ein, so ergibt sich $\gamma = 25725 \frac{1}{\text{Gs}}$. Obwohl wir im Versuch Wasser verwenden, stammt das gemessene Signal tatsächlich nur von den Protonen des Wasserstoffs, da der Spin des Sauerstoffkerns (gg-Kern) gleich 0 ist und die der Elektronen sich gerade aufheben. Es muss allerdings destilliertes Wasser verwendet werden, um den störenden Einfluss paramagnetischer Ionen zu minimieren.

Wenn nun über einen Schwingkreis ein senkrecht zum homogenen Magnetfeld stehendes Wechselfeld der Frequenz ω angelegt wird, so kann dem Schwingkreis Energie entzogen werden, wenn gerade $\Delta E = \hbar \omega$ gilt. Mit dieser Energie werden Teilchen aus dem energetisch niedrigeren Zustand (Spin \uparrow) in den höheren (Spin \downarrow) angehoben, wodurch die Besetzungszahldifferenz $n = N_\uparrow - N_\downarrow$ steigt. Zuvor ist natürlich bevorzugt das energetisch niedrigere Niveau bevölkert.

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

I.2.1 Homogenes Magnetfeld

Ein Teilchen mit Spin koppelt an ein äußeres Magnetfeld über den Wechselwirkungsterm

$$H' = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}_z,$$

wobei das magnetische Moment $\vec{\mu}$ proportional zum Spin ist:

$$\vec{\mu} = \hbar \gamma \cdot \vec{I}$$

Berechnet man (störungstheoretisch) den Effekt dieses Wechselwirkungsterms, so ergibt sich, dass der Erwartungswert des Spinvektors eine Rotation um das Magnetfeld ausführt, die der Präzession eines mechanischen Kreisels entspricht. Die Präzessionsfrequenz $\omega_L = \gamma B_z$ wird auch Larmorfrequenz genannt.

I.2.2 Wechselfeld: Rabioszillation

Legt man nun zusätzlich zum homogenen Magnetfeld ein in der Ebene senkrecht dazu mit der Frequenz ω rotierendes Wechselfeld \vec{B}_{xy} an, so hat dieses nur dann einen nicht vernachlässigbaren Einfluss auf die Bewegung des Spinerwartungswertes, wenn seine Frequenz gleich der Larmorfrequenz ist. Im Laborsystem führt der Spin dann eine Spiralbewegung um \vec{B}_z aus; transformiert man die Koordinaten in ein mit ω_L mitrotierendes Bezugssystem, so präzediert er um \vec{B}_{xy} (siehe hierzu Abbildung 1). Folglich oszilliert die Projektion auf die z -Achse mit der Frequenz ω zwischen positivem und negativen Maximalwert, dieses Verhalten wird auch Rabioszillation genannt. Berechnet man die zeitabhängige Wahrscheinlichkeit für eine Spinumkehr, so erhält man die Rabi-Formel, die sich im Fall $\omega = \omega_L$ zu

$$P(t) = \sin^2 \left(\frac{\omega t}{2} \right)$$

vereinfacht. Der Spinzustand ändert sich also mit der Periode $\frac{2\pi}{\gamma B_{xy}}$.

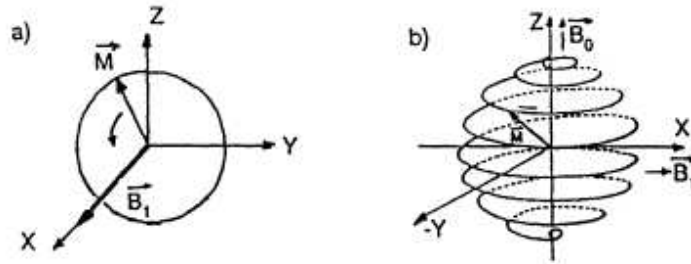


Abbildung 1: Rabioszillation: Verhalten des Spins im (a) rotierenden System und (b) im Laborsystem

I.2.3 Spin-Gitter-Relaxation

Bisher haben wir keinerlei Wechselwirkung zwischen den Teilchen zugelassen, in diesem Fall ist das Verhältnis der Besetzungszahlen im thermischen Gleichgewicht durch eine Boltzmannverteilung gegeben:

$$\frac{N_{\uparrow}}{N_{\downarrow}} \propto \exp \left(-\frac{\Delta E}{k_B T} \right).$$

Bei typischen Verhältnissen ist der Boltzmannfaktor so klein, dass die Besetzungszahldifferenz n in guter Näherung 0 ist.

Berücksichtigen wir nun Wechselwirkungen der Teilchen untereinander, so stellen sich zwei Effekte ein: Die Spin-Spin-Wechselwirkung spielt in unserem Versuch nur eine vernachlässigbare Rolle, anders die Spin-Gitter-Wechselwirkung. Als „Gitter“ werden hier die Translations-, Rotations- und Vibrationsfreiheitsgrade bezeichnet, an die der Spin koppelt und die für eine exponentielles Abklingen der Besetzungszahldifferenz gegen die im thermischen Gleichgewicht vorhandene Boltzmannverteilung sorgen. Die charakteristische Zeitskala, die longitudinale Relaxationszeit τ , wollen wir im Versuch bestimmen.

Bezeichnen wir die Besetzungszahldifferenz im Gleichgewichtszustand mit n_{gl} und die zum Zeitpunkt 0 mit n_0 , so gilt also

$$n(t) = n_{\text{gl}} - (n_{\text{gl}} - n_0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (1)$$

I.2.4 Magnetfeld einer Helmholtz-Spule

Eine Helmholtz-Spule besteht aus zwei Leiterschleifen, deren Abstand gleich ihrem Radius R ist. Für ihr Magnetfeld gilt dann

$$B_{\text{Helmholtz}} = \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \mu_0 \cdot \frac{nI}{R},$$

wobei n die Windungszahl und I die Stromstärke bezeichnen. Das Magnetfeld einer Helmholtz-Spule ist zwischen den beide Leiterschleifen hochgradig homogen, weshalb sie im Versuch zu Erzeugung des homogenen Zwischenfeldanteils verwendet wird.

II Versuchsdurchführung und -auswertung

II.1 Versuchsaufbau

Abbildung 2 zeigt den Versuchsaufbau: In einem geschlossenen Kreislauf fließt destilliertes Wasser nacheinander durch drei Magnetfelder. Im Polarisationsfeld B_P wird die Polarisation aufgebaut; um die Aufenthaltsdauer t_a im Polarisationsmagneten zu erhöhen, wird der Flussweg dort durch Umlenkstege verlängert.¹ Vor dem Eintritt war das Wasser lang genug im Erdmagnetfeld, sodass wir die Besetzungszahldifferenz 0 setzen können. Nach Gleichung (1) beträgt die Besetzungszahldifferenz nach Verlassen des Polarisationsfeldes also

$$n_a = n_{\text{gl}} \cdot \left(1 - \exp \left(-\frac{t_a}{\tau} \right) \right). \quad (2)$$

Diese klingt dann exponentiell ab; da wie erwähnt die Besetzungszahldifferenz im thermischen Gleichgewicht in guter Näherung 0 ist, können wir für diesen Prozess $n_{\text{gl}} = 0$ setzen und Gleichung (1) vereinfacht sich zu

$$n(t) = n_a \cdot \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right). \quad (3)$$

Halten wir nun die Flussgeschwindigkeit und somit t_a sowie die Polarisationsfeldstärke konstant, so ist n_a ebenfalls eine Konstante und wir erhalten durch Logarithmieren von Gleichung (3) eine Geradengleichung:

$$\ln(n(t)) = \ln(n_a) - \frac{1}{\tau} \cdot t. \quad (4)$$

Die Flussgeschwindigkeit kontrollieren wir mit Hilfe eines vor dem Vorratsbehälter angebrachten Steigrohrs: Die Steighöhe h in diesem ist proportional zur Druckdifferenz Δp , für die Flussgeschwindigkeit v gilt nach Hagen-Poiseuille

$$v \propto \frac{\Delta P}{R}.$$

Da der Strömungswiderstand R in guter Näherung konstant ist, gilt also

$$v \propto h.$$

Wir markieren nun zu Beginn die Steighöhe im Rohr und regeln während des Versuchs die Hähne so nach, dass diese erhalten bleibt.

¹Die Ausrichtung des Spins ist bei hinreichend kleiner Flussgeschwindigkeit nur vom äußeren Magnetfeld abhängig und ändert sich nicht, wenn das Wasser seine Flussrichtung ändert.

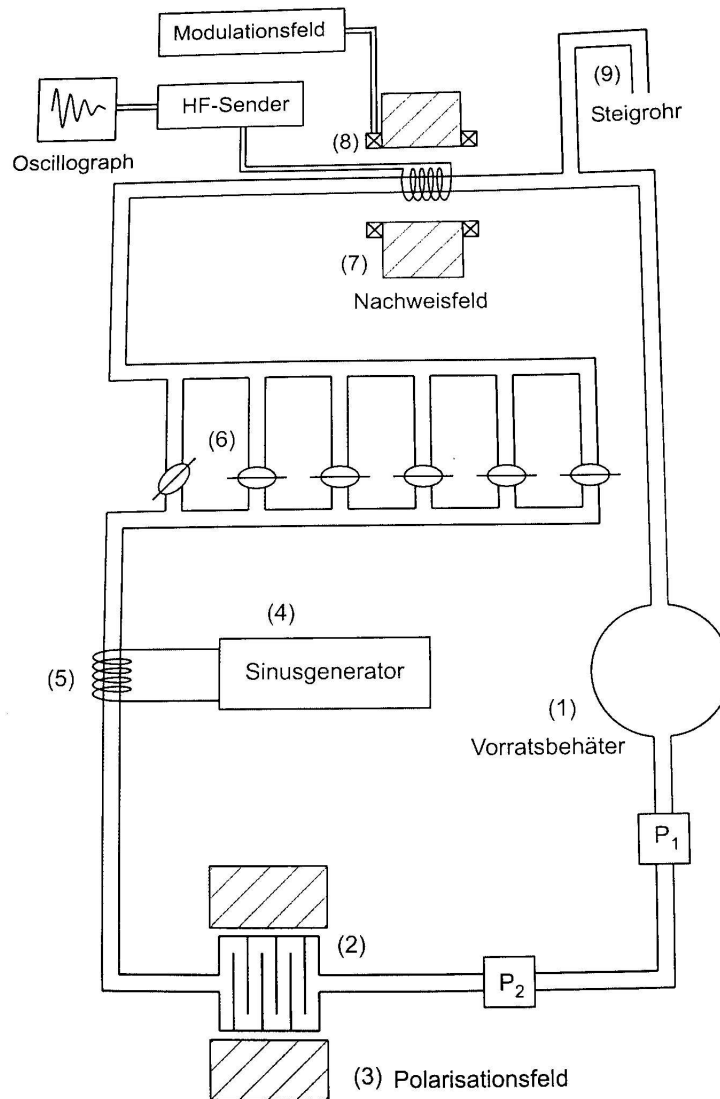


Abbildung 2: Versuchsaufbau (aus [2])

Um n für verschiedene Laufzeiten t messen zu können, „markieren“ wir das Wasser im Zwischenfeld: Dort legen wir eine Überlagerung aus homogenem Feld B_{Z0} in z -Richtung und niederfrequentem Wechselfeld

$$B_{Z,NF} = B_{Z0,NF} \cdot \sin(\omega_{NF}t)$$

in xy -Richtung an. Wenn nun

$$\omega_{NF} = \gamma \cdot B_{Z0}$$

gilt, so erfolgt ein Umklappen des Spins und somit eine Inversion der Besetzungszahldifferenz. Wir können also die Laufzeit bis zum Nachweisfeld (dazu gleich mehr) messen, indem wir das Zwischenfeld einschalten und die Zeit bis zum Umklappen des Nachweissignals auf dem Oszilloskop stoppen. Verschiedene Laufzeiten erhalten wir, indem wir das Wasser wahlweise durch eine von sechs unterschiedlich langen Schlauchleitungen fließen lassen.

Im Nachweisfeld findet die eigentliche Messung statt: Dort liegt wieder ein homogenes Feld in z -Richtung an, das wir allerdings mit einem kleinen langsamen Wechselfeld ($\omega_N = 50 \text{ Hz}$) überlagern:

$$B_{Nz} = B_{N0} + \delta B_{Nz} \cdot \sin(\omega_N t).$$

Dies hat den Vorteil, dass wir nicht exakt die Resonanzfrequenz treffen müssen, um ein Signal zu sehen, was die Justierung später einfacher macht. In xy -Richtung liegt ein Hochfrequenzwechselfeld an:

$$B_{N, \text{HF}} = B_{N0, \text{HF}} \cdot \sin(\omega_{\text{HF}} t).$$

Ist nun die Resonanzbedingung

$$\omega_{\text{HF}} = \gamma \cdot B_{N0}$$

erfüllt, so wird dem Schwingkreis Energie entzogen, wobei die (auf dem Oszi abzulesende) Amplitudenänderung der Besetzungszahldifferenz proportional ist:

$$dU \propto n.$$

II.2 Einstellen der Kernresonanz

Zunächst wollen wir die Resonanzfrequenz richtig einstellen, um so den statischen Anteil des Nachweisfelds B_{N0} zu bestimmen. Dazu stellen wir, um ein möglichst deutliches Signal zu erhalten, den kürzesten Weg ein und verändern die Frequenz des Wechselfelds ω_{HF} . So verschieben wir die „Resonanzlinie“ in Abbildung 3, was auf dem Oszi durch ein Hin- und Herschieben der Kernresonanzsignale sichtbar ist. Nur dann, wenn die eingestellte Frequenz dem statischen Feldanteil B_{N0} entspricht, sind die Zeiten t_1 und t_2 gleich und die Signale auf dem Oszi äquidistant. Da die Wahl der richtigen Einstellung etwas subjektiv ist, haben wir die Justierung mehrmals durchgeführt und die Frequenzwerte gemittelt, siehe Tabelle 1. Als Fehler haben wir nicht die Ablesegenauigkeit des Frequenzgenerators, sondern die Standardabweichung des Mittelwerts angenommen.

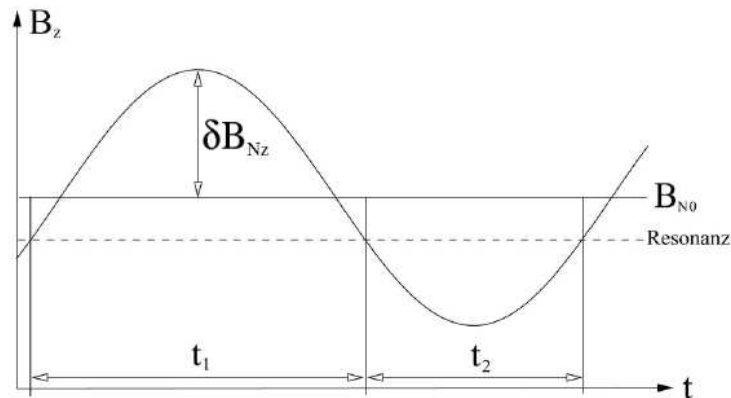


Abbildung 3: Modulation des statischen Nachweisfeldes

Messung	ν [MHz]	$\Delta\nu$ [MHz]
1	2,35579	0,01950
2	2,35562	0,01955
3	2,35578	0,01950
4	2,35602	0,01944
5	2,35566	0,01954
6	2,35577	0,01950

Tabelle 1: Resonanzfrequenzmessung

Es ergibt sich $\nu_{\text{HF}} = 2,49543 \pm 0,02341$ MHz, was einer Feldstärke von

$$B_{\text{N0}} = \frac{1}{\gamma} \cdot 2\pi\nu_{\text{HF}} = (586,688 \pm 5,503) \text{ G}$$

entspricht. Das Oszibild mit den äquidistanten Resonanzsignalen ist in Abbildung 4 zu sehen.

Eine weitere Möglichkeit, die Resonanzfrequenz zu bestimmen, wäre folgende: Man regelt die Frequenz des Wechselfelds soweit herunter, dass die benachbarten Signale auf dem Oszi „zusammenlaufen“, dann entspricht die eingestellte Frequenz genau dem Feld $B_{\text{N0}} - \delta B_{\text{Nz}}$. Verfährt man für die obere Grenze $B_{\text{N0}} + \delta B_{\text{Nz}}$ genauso, so entspricht der Mittelwert der beiden eingestellten Frequenzen der Resonanzfrequenz. Leider konnten wir diese Messung nicht durchführen, da der Frequenzgenerator für die Wechselfeldfrequenz bereits vor dem Zusammenlaufen der Signale am unteren Anschlag war.

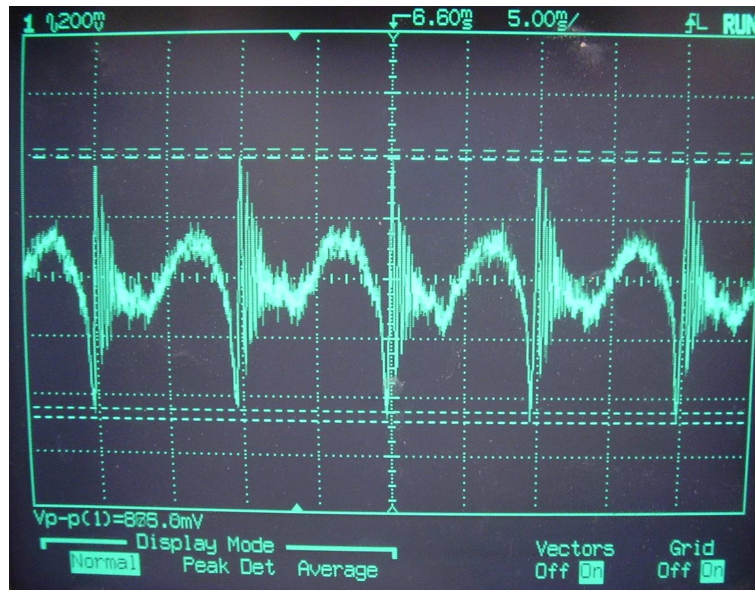


Abbildung 4: Äquidistante Resonanzsignale

II.3 Einstellen der Inversion im Zwischenfeld

Nun schalten wir das Zwischenfeld ein und ändern Frequenz ω_{NF} und Amplitude $B_{\text{Z0,NF}}$ des Wechselfeldanteils so lange, bis wir eine möglichst gute Inversion des Signals auf dem Oszi sehen. Dies erwies sich als relativ schwierig, da wir zwei Größen zu modulieren hatten. Wir haben also zunächst bei fester (mittlerer) Amplitude die Frequenz in Schritten von 100 bis 200 kHz verändert und darauf geachtet, bei welchen Frequenzen das Signal bestmöglich verschwindet. Bei diesen Frequenzen haben wir dann schrittweise die Amplitude erhöht und auf Inversion gehofft. Letztendlich gelang es uns, bei einer Frequenz von $\omega_{\text{NF}} = 2\pi \cdot 7,237 \text{ kHz}$ eine optimale Inversion von ca. 40 % zu erreichen. Das ursprüngliche sowie das invertierte Signal sind in den Abbildungen 5 und 6 zu sehen.

II.4 Bestimmung der Relaxationszeit

Nachdem nun die Einstellung der Apparatur abgeschlossen sind, können wir zur eigentlichen Messung weitergehen: Wir messen für die verschiedenen Schlauchlängen die Laufzeit des Wassers vom Zwischenfeldmagnet bis zum Nachweismagnet sowie die Amplitude des Kernspinresonanzsignals, die der verbliebenen Polarisation entspricht. Die Werte sind in Tabelle 2 zu sehen, als Fehler auf die gestoppten Zeiten haben wir 0,3 s angenommen, was uns als

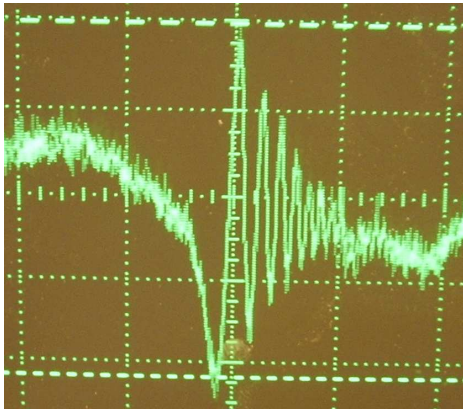


Abbildung 5: Kernresonanzsignal ohne Inversion

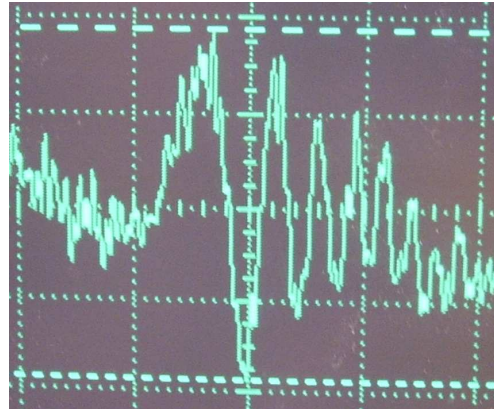


Abbildung 6: Invertiertes Kernresonanzsignal

Abschätzung der Effekte von Reaktionszeit und subjektiv unterschiedlichem Empfinden realistisch erschien – zusätzlich haben jede Messung mehrmals durchgeführt und die Standardabweichung der Messwerte berechnet. Wenn diese höher war als 0,3 s, haben wir sie als Fehler angekommen. Dies war bei

Messung	1.Weg		2.Weg		3.Weg	
	t [s]	U [mV]	t [s]	U [mV]	t [s]	U [mV]
1	6,25	737,5	14,06	203,1	10,43	228,1
2	6,22	762,6	17,5	200	11,32	229,7
3	6,15	768,8	16,37	198,6	10,24	231,2
4	6,28	756,2	12,91	200	11,59	234,4

Messung	4.Weg		5.Weg		6.Weg	
	t [s]	U [mV]	t [s]	U [mV]	t [s]	U [mV]
1	9,91	276,6	9,19	331,2	8,53	396,9
2	9,97	268,8	8,83	334,4	8,31	400
3	10,12	267,2	9,15		8,56	390,6
4	9,59		8,94		8,56	393,8

Tabelle 2: Resonanzfrequenzmessung

den beiden höchsten Schlauchlängen der Fall; dort war das Signal so schwach, dass es stark vom Rauschen überlagert war. Beim längsten Weg (Weg 2) war es nicht möglich, den Zeitpunkt des Nulldurchgangs des Signals (den wir bei den anderen Messungen als Stoppsignal verwendet hatten) überhaupt zu erkennen, deshalb haben wir dort mit dem invertierten Signal angefangen und

die Zeit gestoppt, bis das ursprüngliche wiederhergestellt war. Somit kann dieser Wert nicht zu den anderen passen, was man im Plot auch erkennt – wir haben ihn also für den Fit außenvorgelassen (alternativ hätten wir alle Messwerte nach diesem Verfahren aufnehmen können, allerdings schien uns das zu ungenau, da der Nulldurchgang einen deutlich besser definierten Zeitpunkt darstellt als das wiederhergestellte nicht-invertierte Signal nach Abschalten des Zwischenfeldes). Das starke Rauschen der Elektronik war selbst ohne eingeschaltete Pumpen deutlich zu erkennen, siehe Abbildung 7. Man sieht, dass seine Amplitude in der Größenordnung des invertierten Signals (zumindest für längere Wasserlaufzeiten) liegt. Ein weitere Fehlerquelle ist

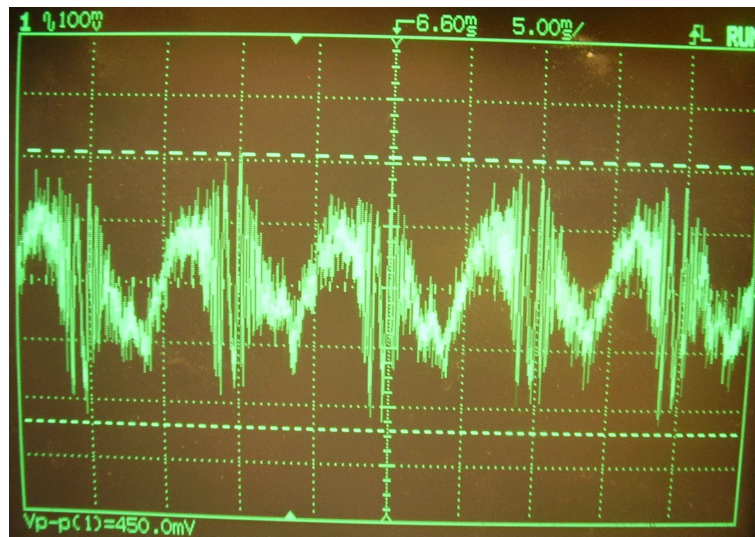


Abbildung 7: Rauschen bei abgeschalteten Pumpen

sicherlich die konstant zu haltende Fließgeschwindigkeit des Wassers: Zum einen war es nicht einfach, die Steighöhe immer auf exakt den gleichen Wert zu regeln, da sie sehr empfindlich auf kleinste Berührungen des Hahns reagierte. Außerdem änderte sie sich häufiger leicht, sodass wir oft nachjustieren mussten. Dies hing wohl einerseits damit zusammen, dass der Wasserkreislauf nicht ganz dicht zu sein schien (ein Hahn tropfte häufiger einmal), des weiteren verrichtete die Pumpe ihren Dienst nicht ganz tadellos und kündigte mehrmals mit einem lauten Geräusch eine Druckänderung an.

Als Fehler auf die Spannung haben wir pauschal 10 % angenommen, da wir die Höhe des Pulses (mehrmals) mit der Average-Funktion des Oszis bestimmt haben und diese doch recht stark schwankte.

Für die Auswertung tragen wir, wie im Theorieteil erläutert, die Zeit halb-

logarithmisch gegen die Spannung auf und führen einen exponentiellen Fit durch (Graph siehe Abbildung 8, Fitwerte in Tabelle 3).

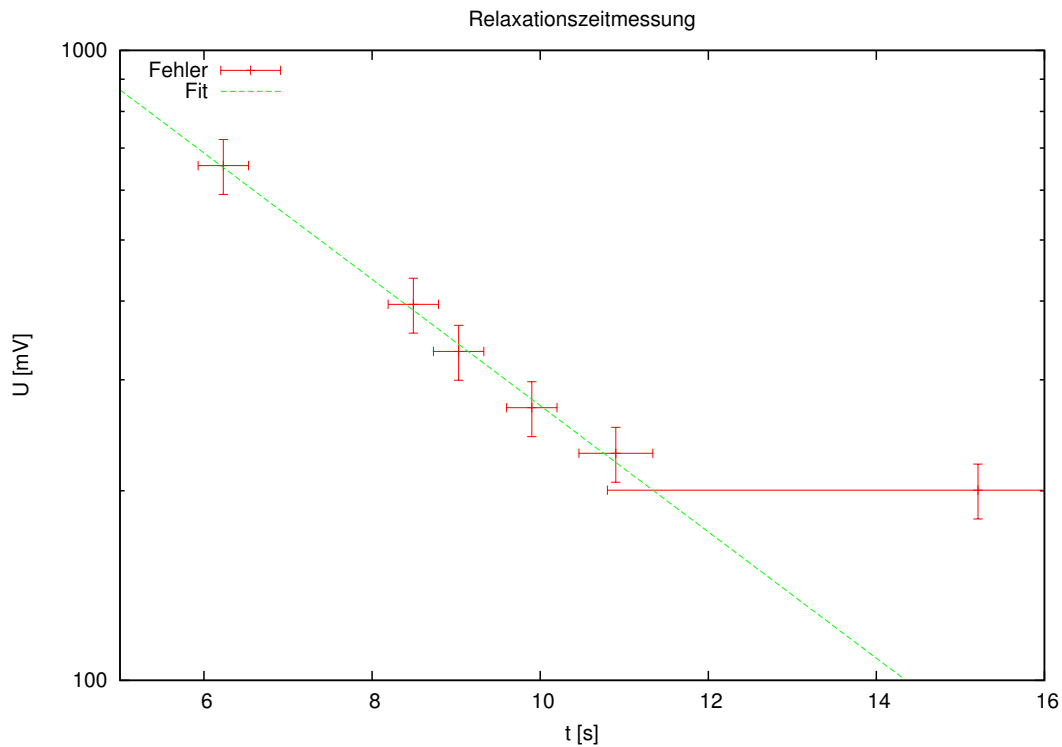


Abbildung 8: Relaxationszeit-Messung mit Fit

Fitfunktion:	$f(x) = a \cdot e^{k \cdot x}$
Parameter:	
	$a = 2810.25 \pm 243.5$
	$k = -0.233361 \pm 0.009603$

Tabelle 3: Fitfunktionen für die Relaxationszeit

Aus der Steigung der Geraden bestimmen wir die Relaxationszeit gemäß

$$\tau = -\frac{1}{k} = (4,3 \pm 0,2) \text{ s},$$

wobei der Fehler nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechnet wurde. Der Literaturwert liegt bei $\tau > 3 \text{ s}$, unser gemessener Wert erscheint demnach

etwas hoch. Dies kann mehrere Ursachen haben: Einerseits fiel uns eine recht starke Verschmutzung des Wassers auf, was sicherlich nicht wünschenswert ist. Außerdem könnten einige der genannten Fehlerquellen einen so starken Einfluss haben, dass unsere abgeschätzten Fehler einfach zu niedrig liegen.

II.5 Bestimmung des Polarisationsgrades

Um den Polarisationsgrad zu bestimmen, polarisieren wir das Wasser zunächst maximal, indem wir die Pumpen für einige Zeit ausschalten. Nach dem Wiedereinschalten messen wir also ein maximal hohes Kernresonanzsignal (das der Besetzungszahl im Gleichgewichtszustand n_{gl} entspricht). Nach einigen Sekunden fällt es wieder auf einen niedrigeren Wert, den wir ebenfalls messen und der der Besetzungszahl n_a entspricht. Der Polarisationsgrad ergibt sich folglich als

$$\eta = \frac{n_a}{n_{\text{gl}}} = \frac{U}{U_{\text{max}}}.$$

Die Messung haben wir mehrmals durchgeführt (selbstverständlich bei kürzester Schlauchlänge, da dann das Signal am deutlichsten ist) und die Messwerte (siehe Tabelle 4) gemittelt. Der Fehler ergibt sich wieder nach Gauß-

U_{max} [mV]	U [mV]
956,2	700
1013	687,5
956	693
950	687,5

Tabelle 4: Messwerte der Polarisationsgrad-Messung

scher Fehlerfortpflanzung, wobei wir auf alle abgelesenen Spannung wieder einen Fehler von 10 % angenommen haben. Wir erhalten

$$\eta = 71 \pm 10 \, \%.$$

Aus dem Polarisationsgrad können wir nun die Verweildauer t_a im Polarisationsmagneten bestimmen: Aus Gleichung (2) ergibt sich

$$t_a = -\tau \cdot \ln(1 - \eta)$$

mit zugehörigem Fehler

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

Wir erhalten

$$t_a = 5,3 \pm 1,5 \text{ s.}$$

II.6 Messung des Streufelds in der Zwischenfeldregion

Als Anwendung wollen wir nun die Apparatur verwenden, um schwache Magnetfelder zu messen, namentlich das in der Zwischenfeldregion. Effektiv messen wir für immer niedrigeren Strom in der Helmholtzspulen die Streufelder in dieser Region.

Wir ändern den Helmholtzspulenstrom von -2 bis +2 A und suchen jeweils die Inversionsfrequenz, die ja proportional zum Magnetfeld ist. Die gemessenen Werte stehen in Tabelle 5.

I [A]	ν [kHz]
0,4	6,04
0,5	6,22
0,6	7,24
0,7	7,86
1	9,84
1,5	17,77
2	25,66
-0,5	-6,16
-1	-13,92
-1,5	-20,35
-2	-26,83
-0,4	-5,19

Tabelle 5: Messwerte Zwischenfeldmessung

Durch die Messpunkte fitten wir eine Gerade (Fitwerte siehe Tabelle 6) und tragen außerdem die theoretisch erwartete Kurve in Abbildung 9 ein. Diese ergibt sich nach

$$\nu_{\text{theo}} = \frac{1}{2\pi} \gamma \cdot B_{\text{Helmholtz}} = \frac{1}{2\pi} \gamma \cdot \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \mu_0 \cdot \frac{nI}{R}.$$

Setzen wir die Werte unsere Spulen ($n = 39$, $R = 11 \text{ cm}$) sowie γ ein, erhalten wir

$$\nu_{\text{theo}} = 13,559 \frac{\text{Hz}}{\text{A}} \cdot I.$$

Man sieht, dass die Steigungen von theoretischer und gemessener Kurve auf 6 % übereinstimmen, zusätzlich hat die gemessene Gerade einen kleinen Achsenabschnitt. Bei einem rein systematischen Fehler würden wir nur eine Verschiebung zwischen den zwei Geraden erwarten – wenn wir für unseren Fit nur die bei negativen Strömen gemessenen Werte berücksichtigen, ist dies auch der Fall. Seltsamerweise liegen diese Werte auch deutlich genauer auf einer Geraden als die bei positiven Strömen gemessenen, die aus uns unbekannten Gründen fehlerbehafteter zu sein scheinen.

Das kleinstmögliche Feld haben wir bei $I = \pm 0,4 \text{ A}$ gemessen, darunter gelang es uns nicht mehr, Inversion zu erreichen. Die bei diesen Stromstärken gemessenen Frequenzen entsprechen Feldern von $B_{\min}^+ = 1,42 \text{ G}$ bzw. $B_{\min}^- = 1,22 \text{ G}$. Diese Werte liegen zwar in der Größenordnung des Erdmagnetfeldes, es erscheint jedoch wahrscheinlicher, dass dieses von (schwer einzuschätzenden) Streufeldern der umliegenden Magneten dominiert wird. Um die Empfindlichkeit zu erhöhen, könnte man den Bereich, in dem gemessen wird, künstlich nach oben verschieben, indem man ein konstantes bekanntes Feld, das von allen Messungen abgezogen wird, anlegt.

Fitfunktion:	$f(x) = a + b \cdot x$
Parameter:	
	$a = -0.708394 \pm 0.3075$
	$b = 12.8244 \pm 0.2649$

Tabelle 6: Fitfunktionen für die Zwischenfeldmessung

III Résumé

Obwohl die bestimmte Relaxationszeit nicht wirklich zum Literaturwert passt, ist der Versuch als Erfolg zu werten, da zumindest einige Fehlerquellen offensichtlich sind. Alles in allem waren viele der nötigen Justierungen sehr sensibel, aber dies zwang uns dazu, uns mit den Fehlerquellen zu beschäftigen und diese einschätzen zu lernen.

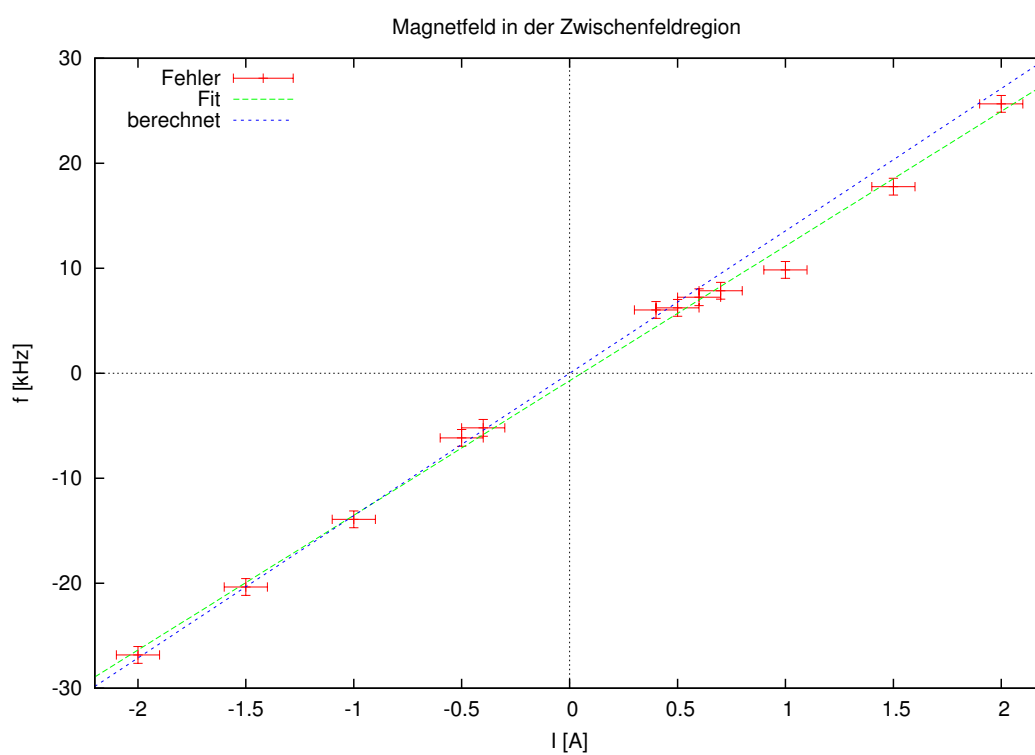


Abbildung 9: Magnetfeld in der Zwischenfeldregion

Literatur

- [1] Versuchsbeschreibungen *Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene Teil I*
- [2] Versuchsbeschreibung *A143 – Relaxationszeitmessung mittels Kernresonanz*, Februar 2006
- [3] Vom Assistenten ausgegebene Literatur zur Theorie
- [4] Haken, Wolf *Atom- und Quantenphysik*, Berlin 2004
- [5] <http://www.gnuplot.info/>
- [6] gnuplot tips: *not so Frequently Asked Questions*
<http://t16web.lanl.gov/Kawano/gnuplot/index-e.html>