

Versuch:

# Elektronenspinresonanz

## Ziel des Versuchs

In diesem Versuch wird es um die Untersuchung der Elektronenspinresonanz gehen - dem zugrunde liegt die quantenmechanische Feststellung, dass Energieniveaus von Elektronen grundsätzlich gequantelt sind und Energie nur in diskreten Mengen abgegeben werden kann. Des Weiteren wird Energie auch nur in diskreten Mengen aufgenommen, was dazu führt, dass man einen Resonanzeffekt auffinden kann, wenn man die richtige Frequenz für eine einzustrahlende elektromagnetische Welle findet. Die somit gewonnenen Informationen über die Frequenzspektren können verwendet werden, um Rückschlüsse auf atomare Struktur und chemische Eigenschaften der untersuchten Proben zu erhalten.

Wir werden in diesem Versuch die Möglichkeit haben, eben beschriebenen Elektronenspinresonanz-effekt bei einer Probe zu vermessen und uns somit gleichzeitig mit den Grundlagen der Atomphysik auseinanderzusetzen. Diese Grundlagen umfassen den Zeeman-Effekt, die Feinstrukturaufspaltung, den Landéschen  $g$ -Faktor und schließlich die Linienbreite im Frequenzspektrum.

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>2</b>
1.1	Vorbemerkung . . . . .	2
1.2	Zeeman-Effekt . . . . .	2
1.2.1	Magnetisches Moment und $g$ -Faktor . . . . .	2
1.2.2	anomaler Zeeman-Effekt . . . . .	3
1.2.3	normaler Zeeman-Effekt . . . . .	3
1.3	Elektronenspinresonanz . . . . .	3
1.4	Linienform . . . . .	5
1.5	Bestimmung des $g$ -Faktors . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Aufbau</b>	<b>6</b>
2.1	Aufgaben . . . . .	6
2.2	Vorversuch . . . . .	7
2.3	Elektronenspinresonanz mit ESR-Adapter . . . . .	7
2.4	Elektronenspinresonanz mit ESR-Betriebsgerät . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Auswertung</b>	<b>8</b>
3.1	Formeln für die Fehlerrechnung . . . . .	8
3.2	Vorversuch . . . . .	9
3.3	Elektronenspinresonanz . . . . .	10
3.4	Magnetfeldabhängigkeit der Resonanzfrequenz . . . . .	10
3.5	Bestimmung des $g$ -Faktors . . . . .	11
3.6	Messung der Linienbreite . . . . .	14
<b>4</b>	<b>Anhang</b>	<b>16</b>
4.1	Messprotokoll . . . . .	16
4.2	bearbeitete Messwerte . . . . .	19

# 1 Theoretische Grundlagen

## 1.1 Vorbemerkung

Bevor wir näher ins Detail gehen und uns die einzelnen hier auftretenden Effekte anschauen, vergegenwärtigen wir uns deren Hintergrund. Dieser Hintergrund beginnt damit, dass der Versuch der Beschreibung der Emissionsspektren des Wasserstoffatoms erst glückt, als Bohr zur Beschreibung eine halbklassische Theorie wählt: zwar wird das System Kern-Elektron immer noch als Planetenmodell betrachtet, allerdings wird ein Verhalten postuliert, welches nicht mehr klassisch ist - nach Bohr sollen nur ganz bestimmte Bahnradien erlaubt sein. Damit einhergehend sind auch nur ganz bestimmte Energiestufen, die erlaubt sind. Zwar wird die Bohrsche Theorie durch die später folgende Quantentheorie durchaus in einigen Punkten korrigiert, allerdings ist Bohrs Forderung nach der Quantisierung des Elektronenbahndrehimpulses ein wichtiger Meilenstein im Verständnis der Vorgänge im Atom.

Die Quantisierung der Energiezustände (auch Energieniveaus genannt) hat zur Folge, dass man einem Elektron Energie nur in bestimmten Portionen zuführen kann. Umgekehrt kann ein Elektron, welches auf einem hohen Energieniveau ist (also angeregt ist) auch energetisch absinken. Die während dieses Prozesses frei werdende Energie wird in Form eines Photons abgegeben, welches die Energie

$$h \cdot \nu = E_i - E_j \quad (1)$$

hat, wobei  $E_i$  das höhere Energieniveau und  $E_j$  das niedrigere Energieniveau bezeichnet. Nicht nur die Abgabe, sondern auch die Aufnahme von Energie durch das Elektron erfolgt quantisiert. Diese Erkenntnisse lassen sich experimentell sehr gut z.B. mittels des Franck-Hertz-Versuchs nachweisen.

Man versteht nun also die beobachteten Absorptions- und Emissionsspektren mittels der Energiequantelung, wobei sie jedoch nicht alle Effekte erklärt, die beobachtet werden können. Betrachten wir nun z.B. eine spezielle Spektrallinie eines Atoms. Was passiert, wenn man das Atom in ein Magnetfeld bringt? Besitzt man ein feines Spektrometer, dann wird man feststellen, dass sich die einzelne Spektrallinie aufgeteilt hat. Dies führt uns nun zu behandelnden Zeeman-Effekt und dem Thema dieses Versuchs: der Elektronenspinresonanz.

## 1.2 Zeeman-Effekt

Das hier zunächst der anomale Zeeman-Effekt besprochen wird, liegt schlicht daran, dass er (trotz der irreführenden Bezeichnung) eher der Regelfall ist. Der normale Zeeman-Effekt ist eher die Ausnahme.

### 1.2.1 Magnetisches Moment und $g$ -Faktor

Wie gesagt ist der allgemeine Fall des Zeeman-Effekts der anomale Zeeman-Effekt. Er beschreibt den Fall, dass der atomare Magnetismus eine Überlagerung von Spin- und Bahn-Magnetismus darstellt. In diesem Fall koppeln also der Bahndrehimpuls  $\vec{L}$  und der Spin  $\vec{S}$  miteinander, was mittels des neu einzuführenden Gesamtdrehimpulses  $\vec{J}$  beschrieben wird. Dies ergibt dann wiederum einen neuen Satz an Quantenzahlen. Betrachten wir ein einzelnes Elektron mit den Quantenzahlen  $s$  und  $l$ . Dann ergibt sich die Quantenzahl  $j$  als

$$j = |l + s|, |l + s - 1|, \dots, |l - s| \quad (2)$$

Zu  $j$  zugehörig sind  $2j + 1$  Quantenzahlen  $m_j$ . Bevor wir aber den Zeeman-Effekt beschreiben können, brauchen wir weitere Hilfsmittel. Hierfür führen wir den sogenannten  $g$ -Faktor ein, welcher auch Landé-Faktor genannt wird. Dieser Faktor ist eine dimensionslose Größe, welche schlicht das Verhältnis zwischen dem resultierenden Drehmoment  $\vec{J}$  und dem magnetischen Moment angibt, wobei sich das magnetische Moment durch Vektoraddition von  $\vec{S}$  und  $\vec{L}$  zu  $\vec{J}$  ergibt. Das gesamte magnetische Moment ist dann gegeben durch:

$$\vec{\mu}_J = g_J \cdot \mu_B \cdot \frac{\vec{J}}{\hbar} \quad (3)$$

Der  $g$ -Faktor errechnet sich dann als

$$g_j = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \quad (4)$$

(Groß- und Kleinschreibung je nach Betrachtung von Atom oder Elektron). Bei vielen Stoffen ist der  $g$ -Faktor übrigens nicht isotrop, d.h. er ist richtungsabhängig - an verschiedenen Orten im Stoff hat er verschiedene Werte.

### 1.2.2 anomaler Zeeman-Effekt

Mittels dieser Quantenzahlsätze und dem  $g$ -Faktor kann man nun beschreiben, was passiert, wenn man ein Elektron in ein äußeres Magnetfeld der Stärke  $B_0$  bringt. Wie schon in der Einleitung erwähnt, kommt es zu einer Aufspaltung der Energieniveaus in verschiedene Unterniveaus. Die Energie dieser Niveaus wird beschrieben durch:

$$E_{Zeeman} = g_j \cdot \mu_B \cdot B_0 \cdot m_j \quad (5)$$

wobei  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton bezeichnet.  $g_j$  ist der oben schon eingeführte  $g$ -Faktor. Überlegen wir uns seinen Wert für ein freies Elektron: bei einem Elektron ist der Spin bekanntermaßen  $\frac{1}{2}$  und mit  $l = 0$  ergibt sich dann, dass  $j = 0$  ist. Somit gilt für  $m_s = m_j = \pm\frac{1}{2}$ . Somit ergibt sich der  $g$ -Faktor des Elektrons zu  $g = 2$ . In der Realität stellt man allerdings einen leicht um 0,1% abweichenden  $g$ -Faktor fest (2,0023), was daran liegt, dass man noch Effekte der Quantenelektrodynamik zur Berechnung berücksichtigen müsste.

Bringen wir nun unser Elektron in ein Magnetfeld, so werden wir eine Aufspaltung in zwei Niveaus feststellen, deren Differenzenergie sich folgendermaßen ergibt:

$$\Delta E_{Zeeman} = g \cdot \mu_B \cdot B_0 \quad (6)$$

Beim Vergleich von (5) und (6) fällt das Fehlen von  $m_j$  auf. Da wir allerdings bestimmt haben, dass  $m_j = \pm\frac{1}{2}$  gilt, ist  $\Delta m_j = 1$ . Dies ( $\Delta m_j = 1$ ) ist eine von mehreren Auswahlregeln die bei Berechnungen in der Quantenmechanik berücksichtigt werden müssen. Diese Auswahlregeln leiten sich aus Symmetrieeigenschaften, Stetigkeitsbedingungen von Funktionen oder schlicht wie in diesem Fall einem Erhaltungssatz (hier de facto: Drehimpulserhaltung) her.

### 1.2.3 normaler Zeeman-Effekt

Der normale Zeeman-Effekt bezeichnet den Sonderfall, dass der Gesamtspin  $\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i = 0$  ist. Dies ist zum Beispiel in Atomen mit zwei Elektronen der Fall, deren Spins antiparallel orientiert sind. Hierbei wird das spektrale Bild einfacher, denn er sind im Allgemeinen weniger Energieniveaus zu finden.

## 1.3 Elektronenspinresonanz

Kehren wir zurück zu der in 1.2.2 beschriebenen Situation. Wir haben festgestellt, dass bei Verbringung der Probe in ein Magnetfeld eine Aufspaltung festzustellen ist. Jetzt überlegen wir uns, wie man eine Zustandsänderung herbeiführen kann, also einen Wechsel des Energieniveaus. Gehen wir davon aus, dass das sich das Elektron im Grundzustand befindet, so müssen wir einen Weg finden, ihm Energie zuzuführen. Wie bereits eingangs festgestellt wurde, kann dieser Übertrag von Energie nur quantisiert verlaufen, sodass zu wenig oder zu viel zugeführte Energie dazu führt, dass kein Übergang stattfindet. Wir müssen also einen Weg finden, dem Elektron einen genau definierten Betrag an Energie zuzuführen, der den Sprung auf ein höheres Energieniveau ermöglicht. Die Übertragung von Energie erreichen wir am einfachsten durch eine eingestrahlte elektromagnetische Welle. Die Energie der Welle muss nun genau der Energiedifferenz der beteiligten Energieniveaus entsprechen. Da die Energie der Welle nur von der Frequenz der Welle abhängig ist, stellen wir also fest:

$$\Delta E_{Zeeman} = g \cdot \mu_B \cdot B_0 = h \cdot \nu_{Larmor} = \hbar \cdot \omega_{Larmor} \quad (7)$$

wobei die  $\omega_{Larmor}$  die Frequenz der Welle bezeichnet, bei der der Übergang stattfinden kann. Man bezeichnet (7) deshalb auch als **Resonanzbedingung**;  $\omega_{Larmor}$  trägt den Namen *Larmorfrequenz*.

Zur Veranschaulichung ist hier eine kleine Graphik angebracht (nachgezeichnet nach Dormann: Physik 4, 7anomales\_magnetisches\_Moment, Seite4):

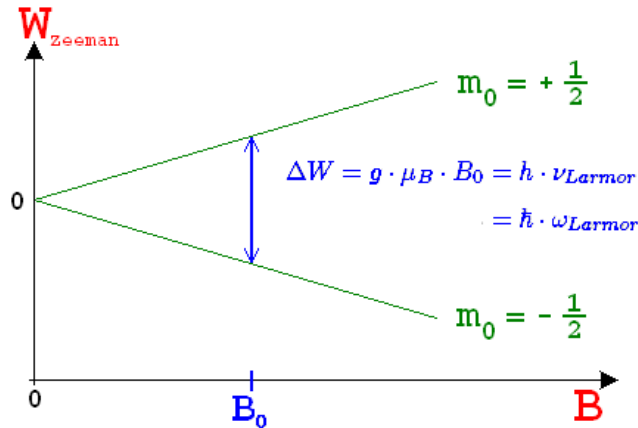


Abb.1: Resonanzverhalten

Aus (7) kann man des Weiteren sofort ablesen, dass die Resonanzfrequenz proportional zum äußeren Magnetfeld ist. Ebenso lässt sich mittels der Messung der Frequenz bei bekanntem äußeren Magnetfeld der  $g$ -Faktor bestimmen.

Wie wir bereits festgestellt haben, kann die eingestrahlte Energie dazu benutzt werden, ein Elektron anzuregen. Befindet sich das Elektron jedoch schon im angeregten Zustand, so kann es unter gewissen Voraussetzungen durchaus passieren, dass die eingestrahlte Welle dazu führt, dass das Elektron unter Emission eines Photons auf ein niedrigeres Energieniveau fällt. Dieser Vorgang der stimulierten Emission findet z.B. im Laser Anwendung. Somit kann die Änderung des Energiezustands grundsätzlich in zwei Richtungen ablaufen - in welche Richtung sie dies tut, ist maßgeblich davon abhängig, wieviele Elektronen in welchem Zustand vorhanden sind. Befinden sich z.B. keine angeregten Elektronen in der Probe, dann ist stimulierte Emission nicht auffindbar; sind dagegen alle Elektronen angeregt, dann ist die weitere Absorption von Energie unwahrscheinlich. Betrachten wir nun die Besetzungszahlen genauer.

Vernachlässigt man die Wechselwirkung der magnetischen Momente unterschiedlicher Atome, so kann man den Spin eines Elektrons als ein System mit zwei möglichen Energiezuständen  $E_1$  und  $E_2$  auffassen. Über eine Betrachtung der Aufenthaltswahrscheinlichkeit bei thermischem Gleichgewicht ergibt sich das Verhältnis der Besetzungszahlen zu

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{k \cdot T}} \quad (8)$$

Wenn  $n = n_1 + n_2$  die Gesamtanzahl bezeichne, dann folgt für die Besetzungzahldifferenz nach der Entwicklung der Exponentialfunktion:

$$\Delta n \approx n \cdot \frac{\Delta E}{2 \cdot k \cdot T} = n \cdot \frac{g \cdot \mu_B \cdot B_0}{2 \cdot k \cdot T} \quad (9)$$

Aus dieser Gleichung können wir folgendes ablesen:

- Die Absorption ist proportional zur Molekülanzahl
- Die Absorption ist proportional zur Größe des verwendeten  $B$ -Feldes
- Die Absorption ist umgekehrt proportional zur Temperatur

Damit möglichst viel der eingestrahlten Energie absorbiert wird, ist es also sinnvoll, bei hohem  $B$ -Feld und niedrigen Temperaturen zu messen.

## 1.4 Linienform

Wenn wir, wie oben angedacht, eine Probe mit einem Spektrum aus elektromagnetischen Wellen bestrahlen, dann sollte es bei der Resonanzfrequenz zu Energieaufnahme kommen und somit sollte man einen Peak im ESR-Signal bekommen. Da aber selten alles idealisiert abläuft, wird man durchaus keine scharfe Linie erhalten, sondern eine verbreiterte Kurve (Grenzfall: Gauß- oder Lorentzkurve). Hierfür gibt es mehrere Ursachen:

- Materialunabhängige Faktoren:
  - Obwohl wir das magnetische Feld mit zwei Helmholtzspulen erzeugen, ist das äußere Magnetfeld nicht 100% homogen. Das führt dazu, dass an unterschiedlichen Orten der Probe unterschiedliche Magnetfelder anliegen und dadurch unterschiedliche Resonanzfrequenzen an verschiedenen Orten erreicht werden.
  - Die durch das äußere Magnetfeld ausgerichteten Spins erzeugen ein zusätzliches Magnetfeld, was Einfluss auf die Nachbarn hat. Da aber am Rand der Probe weniger Nachbarn vorhanden sind, ist hier das zusätzliche Magnetfeld kleiner als im Inneren, wodurch ebenfalls die Linie verbreitert wird.
- Materialabhängige Faktoren:
  - *Dipol-Dipol-Wechselwirkung:*  
Aufgrund der Ladungen kommt es zu einem quasi-stationären Zusatzfeld, welches den Linienverlauf ebenfalls verbreitert. Auch eine eventuell auftretende Hyperfeinstrukturaufspaltung kann als Verbreiterung der Linie angesehen werden, wenn die Auflösung der Messung zu gering ist.
  - *Austauschverschmälerung:*  
Eventuell können Elektronen aufgrund von sich überlappenden Wellenfunktionen das Molekül wechseln, an das sie gebunden sind. Dieser Effekte wirkt der Dipol-Dipol verbreiterten Linie entgegen und verschmälert sie wieder etwas.
  - *Sättigungsverbreiterung:*  
Wird zu viel starke Strahlung eingestrahlt, dann kann es zu einer Absättigung und somit Gleichbesetzung der Energieniveaus kommen, die Resonanzlinie ist dann gesättigt.
  - *Longitudinale Relaxationszeit  $T_1$ :*  
Wären gleichviele Spins parallel und antiparallel zum angelegten äußeren Feld, so würde im Resonanzfall genauso viel Energie absorbiert wie emittiert werden, wodurch keine Resonanz beobachtbar wäre. Dadurch, dass sich die Probe allerdings im thermischen Kontakt mit der Umgebung befindet, stellt sich eine Boltzmann-Verteilung ein, was schlicht bedeutet, dass sich mehr Spins im tieferen Niveau befinden, wodurch im Resonanzfall mehr Energie absorbiert als emittiert wird. Durch die Absorption wird allerdings das thermische Gleichgewicht gestört, weshalb es eine Weile dauert, bis sich die Boltzmann-Verteilung wieder eingestellt hat. Dieser sich verbreiternd auswirkende Prozess läuft in der longitudinalen Relaxationszeit  $T_1$  ab.
  - *Transversale Relaxationszeit  $T_2$ :*  
Durch die eingestrahlten elektromagnetischen Wellen kommt in der Probe eine Quermagnetisierung zustande, welche durch verschiedene Effekte in der Transversalen Relaxationszeit  $T_2$  abgebaut wird.

## 1.5 Bestimmung des $g$ -Faktors

In einer der zu bearbeitenden Aufgaben ist verlangt, den  $g$ -Faktor der Probe zu bestimmen. Wir werden später noch näher darauf eingehen: im Versuch werden wir ein Spannungssignal über einem Widerstand von  $1\Omega$  abgreifen. Wir werden die Spannungsstärke am Oszilloskop ablesen können und damit auf die Stromstärke in den verwendeten Helmholtz-Spulen schließen. Für das de facto homogene Feld in der Spulenmitte gilt in etwa:

$$B = I \cdot 3,96 \frac{mT}{A} = \frac{U}{1\Omega} \cdot 3,96 \frac{mT}{A} \quad (10)$$

Wie wir in (7) bereits festgestellt haben, gibt es eine Abhängigkeit der Frequenz vom Magnetfeld.

$$\nu(B) = \frac{g \cdot \mu_B}{h} \cdot B \quad (11)$$

Um den  $g$ -Faktor zu bestimmen, wird man also sinnvollerweise die Frequenz über der Magnetfeldstärke auftragen, wodurch sich aus der Steigung  $m$  der (hoffentlich) auftretenden Geraden der  $g$ -Faktor ergibt:

$$g = \frac{m \cdot h}{\mu_B} \quad (12)$$

Vergleicht man die Einheiten in (12) oder auch schon in (7), dann wird man feststellen, dass der  $g$ -Faktor ein Element der reellen Zahlen, also einheitenlos ist.

## 2 Aufbau

Im Versuch ist nun an einer Probe die Elektronenspinresonanz zu beobachten. Sie befindet sich innerhalb einer Spule eines hochfrequenten Schwingkreises. Wie wir uns bereits klar gemacht haben, absorbiert die Probe Energie, wenn man eine Welle, die der Resonanzbedingung genügt, einstrahlt. Dies führt dazu, dass sich der Wechselstromwiderstand ändert. Moduliert man nun das Gleichfeld langsam, so kann man den Wechselstromwiderstand periodisch wiederherstellen, wodurch man eine Visualisierungsmöglichkeit am Oszilloskop hat.

Bei der Probe handelt es sich um DPPH (Diphenyl-Picryl-Hydrazyl), was ein organisches Radikal ist und somit ein deutliches Signal liefern dürfte (wir hatten uns ja überlegt, dass dies bei Teilchen verschwindendem Gesamtdrehimpuls/-Spin nicht der Fall ist). Es versteht sich, dass organische Radikale möglichst nicht verschluckt werden sollten, des Weiteren reagiert die Haut bei Kontakt gereizt.

### 2.1 Aufgaben

#### 1. Vorversuch:

Zeigen Sie, dass einem Hochfrequenz-Oszillator Energie entzogen wird, wenn er sich in Resonanz mit einem äußeren Schwingkreis befindet.

#### 2. Elektronenspinresonanz:

Beobachten Sie bei verschiedenen Frequenzen (alle Steckspulen benutzen) Elektronenspinresonanz.

#### 3. Magnetfeldabhängigkeit der Resonanzfrequenz:

- Stellen Sie bei einer beliebigen Frequenz das Magnetfeld so ein, dass Sie zwei ESR-Signale auf dem Display beobachten.
- Entfernen Sie die Probe DPPH und zeigen Sie, dass die Resonanz tatsächlich durch das DPPH verursacht wird.
- Verändern Sie bei gleicher Frequenz die Amplitude des HF-Oszillators. Was beobachten Sie?
- Was geschieht, wenn bei gleicher Frequenz die Magnetfeldamplitude verändert wird?

- Nehmen Sie eine Messreihe auf und zeigen Sie, dass die Resonanzfrequenz magnetfeldabhängig ist.

#### 4. *Bestimmung des $g$ -Faktors*

Bestimmen Sie den  $g$ -Faktor.

#### 5. *Messung der Linienbreite*

Messen Sie die Linienbreite von DPPH.

## 2.2 Vorversuch

Der die Probe tragende Probenkopf wird mit der Steckspule (E: 13-30 MHz) an der ESR-Adapter angeschlossen. An den Ausgang wird ein im  $300\mu\text{A}$ -Bereich messendes Ampèremeter angeschlossen. Nun wird ein passiver Schwingkreis, an den ein Voltmeter angebracht wird (1V-Bereich), gegenüber der Probe aufgebaut, sodass sich die beiden Spulen gegenüber stehen. Die Frequenz am Probenkopf wird nun langsam erhöht, wobei ein Auge auf die Messgeräte gehalten wird. Den Resonanzfall erkennt man daran, dass das Ampèremeter am Probenkopf einen minimalen und das Voltmeter am Resonator einen maximalen Wert anzeigen, wenn die Frequenz am Probenkopf mit der Resonanzfrequenz des Schwingkreises übereinstimmt. Laut Angaben in der Vorbereitungshilfe sollte die Resonanzfrequenz in einem Bereich von 10 – 50 MHz liegen.

## 2.3 Elektronenspinresonanz mit ESR-Adapter

Wieder wird die Probe des DPPH in einer Steckspule am Probenkopf angebracht (im Verlauf des Versuchs sollen alle Steckspulen benutzt werden), wobei die Probe möglichst so im Helmholtz-Spulenpaar befestigt werden soll, dass sie in der Mitte ist (wegen der Homogenität des Magnetfeldes!). Die Versorgung läuft folgendermaßen: ESR-Adapter versorgt analog zum Vorversuch den Probenkopf, wobei er gleichzeitig ein Signal an Frequenzzähler und X-Kanal eines Zweikanal-Oszilloskops sendet. Die Spulenversorgung wird über einen Stelltrafo gewährleistet, welcher dafür sorgt, dass das Magnetfeld immer von Null bis zum Maximum durchlaufen wird. Will man dies nicht, dann kann man alternativ eine Gleichspannungsquelle mit dem Trafo in Reihe schalten - dadurch kann man mittels der Gleichspannung einen groben Wert einstellen, während die Wechselspannung dann die Umgebung um diesen Bereich abfährt. Mittels eines  $1\Omega$ -Widerstands greift man hier ein Spannungssignal ab, welches an den Y-Eingang des Oszilloskops gelegt wird.

Am Probenkopf selbst bleibt eine feste Frequenz eingestellt, wobei die Stärke des  $B$ -Feldes so geählt wird, dass die Resonanz periodisch durchlaufen wird. Dementsprechend ist auf dem Oszilloskop ein Resonanzimpuls erkennbar.

Der Aufbau bleibt komplett derselbe. Wenn die maximale Magnetfeldstärke über die Resonanzfeldstärke hinaus geht, dann wird die Resonanz pro halber Periode zweimal durchlaufen, mit dem Resultat, dass zwei Linien auf dem Schirm sichtbar sind. Will man nun noch die Resonanzfeldstärke berechnen, so hat man alle nötigen Parameter, denn da die Spannung, die am  $1\Omega$ -Widerstand abfällt, am Oszilloskop angezeigt wird, kann man problemlos den Strom durch die Helmholtz-Spulen berechnen und somit auf die Resonanzfeldstärke schließen.

## 2.4 Elektronenspinresonanz mit ESR-Betriebsgerät

Man kann im Aufbau statt des Adapters auch das EST-Betriebsgerät benutzen, wobei darauf zu achten ist, dass die Helmholtz-Spulen nur eine Maximalstromstärke von 3A vertragen, weshalb ein Ampèremeter zur Überwachung eingesetzt werden sollte.

### 3 Auswertung

Da in diesem Praktikumsversuch viele Aufgabenteile nur darauf abzielten, ein gewisses Verhalten der Resonanz zu überprüfen (z.B. bei Amplitudenerhöhung) erscheint es uns sinnvoll, die beiden Punkte *Durchführung* und *Auswertung* zu einem zusammenzufassen. Es wird also im Folgenden kurz geschildert, wie der Versuch genau vonstatten lief und darauf folgt die Erörterung der Messergebnisse.

#### 3.1 Formeln für die Fehlerrechnung

Bevor wir en Detail die einzelnen Versuchsteile bearbeiten, wollen wir hier kurz das mathematische Rüstzeug für die Fehlerrechnung bereitstellen. Da wir bei Aufgabe 1.3, bzw. 1.4 eine Proportionalität betrachten (wir betrachten die Magnetfeldabhängigkeit der Resonanzfrequenz), bei der wir den Proportionalitätsfaktor ermitteln möchten, müssen wir die Steigung der Ausgleichsgeraden bestimmen. Diese berechnet sich, wie im Fehlerskript gezeigt wird, folgendermaßen:

$$m = \frac{M \cdot (\sum x_i y_i) - (\sum x_i) \cdot (\sum y_i)}{M \cdot (\sum x_i^2) - (\sum x_i)^2} \quad (13)$$

Hierbei entsprechen den folgenden Größen:

- $M$ : Die Anzahl der Messungen, in unserem Fall gilt  $M = 82$
- $y_i$ : Die y-Werte, in unserem Fall die Resonanzfrequenz  $\nu$ .
- $x_i$ : Die x-Werte, in unserem Fall die Magnetfeldstärke  $B$ .

Für den y-Achsenabschnitt  $b$  gilt dann, ebenfalls nach dem Fehlerskript:

$$b = \frac{(\sum x_i^2) \cdot (\sum y_i) - (\sum x_i) \cdot (\sum x_i y_i)}{M \cdot (\sum x_i^2) - (\sum x_i)^2} \quad (14)$$

Zur Berechnung der statistischen Abweichung von  $m$  und  $b$  benötigen wir die Varianz der y-Werte  $\sigma_y$ . Für diese gilt nach dem Fehlerskript:

$$\sigma_y^2 = \frac{1}{M-2} \sum (y_i - m \cdot x_i - b)^2 \quad (15)$$

Haben wir mit (15) die Varianz berechnet, lässt sich die Unsicherheit der Steigung  $\sigma_m$  und die Unsicherheit des y-Achsenabschnitts  $\sigma_b$  ermitteln:

$$\sigma_m = \sqrt{\frac{\sigma_y^2}{M \cdot (\sum x_i^2) - (\sum x_i)^2} \cdot M} \quad (16)$$

$$\sigma_b = \sqrt{\frac{\sigma_y^2}{M \cdot (\sum x_i^2) - (\sum x_i)^2} \cdot \sum x_i^2} \quad (17)$$

Relativwerte für die Unsicherheiten erhält man, indem man die Unsicherheit durch den ermittelten Wert teilt:

$$\sigma_m (rel.) = \frac{\sigma_m}{m} \quad (18)$$

$$\sigma_b (rel.) = \frac{\sigma_b}{b} \quad (19)$$

Des Weiteren gelten die bekannten Formeln für das arithmetische Mittel für Messwerte  $x_i$ :

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n x_i \quad (20)$$

und dementsprechend die Standardabweichung  $s_x$ , bzw.  $s_{\bar{x}}$ :

$$s_x = \sqrt{\frac{1}{(n-1)} \cdot \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}, \quad s_{\bar{x}} = \frac{s_x}{\sqrt{n}} \quad (21)$$

Nun werden wir noch auf die später vorzunehmende Größtfehlerabschätzung eingehen. Nach (11) gilt:

$$g = \frac{\nu \cdot h}{\mu_B \cdot B} = \frac{\nu \cdot h}{\mu_B \cdot \frac{U}{R} \cdot a} \quad (22)$$

wobei  $a$  den Faktor  $3,96 \frac{mT}{A}$  aus der Vorbereitungshilfe bezeichne. Die Parameter, bzw. fehlerbehafteten Größen in dieser Gleichung sind  $\nu$ ,  $U$ ,  $R$  und  $a$ , die beiden anderen Größen sind Konstanten deren geringer Messfehler zwar in der Literatur angegeben ist, jedoch hier aufgrund der geringen Größe keine Rolle spielt. Zur Größtfehlerabschätzung zieht man nun wieder das Fehlerskript heran:

$$\Delta g_{sys} = \left| \frac{\partial g}{\partial \nu} \right| \cdot \Delta \nu + \left| \frac{\partial g}{\partial U} \right| \cdot \Delta U + \left| \frac{\partial g}{\partial R} \right| \cdot \Delta R + \left| \frac{\partial g}{\partial a} \right| \cdot \Delta a + \left| \frac{\partial g}{\partial B} \right| \cdot \Delta B \quad (23)$$

Hierbei bezeichnet jeweils  $\Delta \dots$  die Fehler der Messgrößen. Auf den ersten Blick mag es hier komisch erscheinen, dass wir am Ende noch einen Term für  $B$  eingefügt haben. Dies erklärt sich jedoch daher, dass wir nicht nur die Messfehler der Größen  $U$  und  $R$  berücksichtigen müssen, sondern auch das Problem haben, dass (wie beschrieben) die Homogenität des Feldes für die Resonanz eine relevante Rolle spielt. Da die Helmholtzspulen allerdings keine perfekt homogenen Magnetfeldes erzeugen können, tritt hier selbst bei perfekter Messung von  $U$  und  $R$  ein Fehler auf, da das Magnetfeld nicht homogen ist. Diese Tatsache versuchen wir mit dem letzten Term zu berücksichtigen.

### 3.2 Vorversuch

In diesem Versuch zum Einstieg wurde zunächst die große Spule in den Adapter geschoben, in diesem Versuchsteil noch ohne Probe. Gegenüber dem Probenkopf wurde ein Sekundärschwingkreis mit angeschlossenem Voltmeter gestellt. Als weiteres Messgerät stand ein Ampèremeter am ESR-Adapter zur Verfügung.

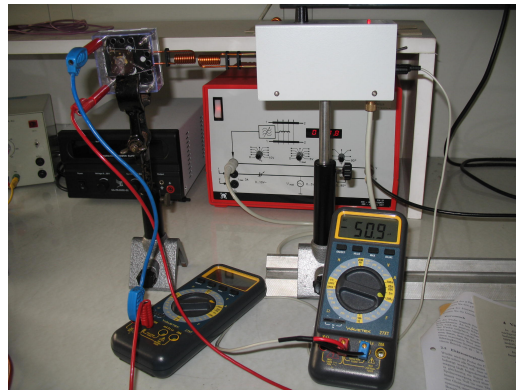


Abb.2: Aufbau Vorversuch

Zur Messung benutzten wir allerdings der Einfachheit halber (es sollte ja nur rein festgestellt werden, dass eine Resonanz auftritt) nur das Ampèremeter, da ohnehin das Signal des Voltmeters zu schwach gewesen wäre. Wir schalteten also den ESR-Adapter an und begannen das Frequenzspektrum zu durchfahren. Der ansteuerbare Bereich lag zwischen 10-50MHz. Am Sekundärkreis konnte die Einstellung des integrierten Kondensators verändert werden. Wir wählten bei unserer Messung die erste Einstellung (keine Skala vorhanden). Bei langsamem Durchfahren gab es bei einer Frequenz tatsächlich einen deutlichen Abfall in der Stromstärke zu verzeichnen. Dieser Frequenzwert lag bei  $\nu = 15,2 \text{ MHz}$ . Entfernte man den Sekundärkreis, änderte sich die Stromstärke stark. Wir können also schließen, dass der Sekundärkreis bei Einstrahlung einer elektromagnetischen Welle, welche die Resonanzfrequenz des Kreises aufweist, Energie absorbiert, was sich als Abfall in der Stromstärke der Erregerspule bemerkbar macht.

### 3.3 Elektronenspinresonanz

Wie bereits im Aufbau beschrieben, wurden nun die Helmholtzspulen in Betrieb genommen, wobei der ESR-Adapter genau zwischen die beiden Spulen gestellt wurde. An dieser Stelle ist wichtig, dass die Spulen genau an das Gehäuse des Adapters stoßen, da sich der Eichwert aus (10) auf diesen Abstand der Spulen bezieht. Nun wurden die verschiedenen Spulen benutzt, jeweils mit der Probe DPPH. Des Weiteren wurde nun wie schon beschrieben das Oszilloskop angeschlossen, die Spannung der Spulen über einen Hilfswiderstand abgegriffen. An dieser Stelle sollte zum ersten Mal die Elektronenspinresonanz qualitativ beobachtet werden. Es ergab sich am Oszilloskop folgendes Bild:



Abb.3: Aufbau mit Helmholtzspulen

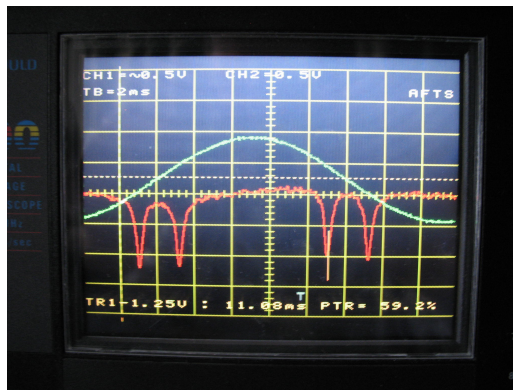


Abb.4: Elektronenspinresonanz

Die roten Peaks stehen jeweils für ein Durchlaufen der Resonanz. Wir setzten nun jeweils die drei verschiedenen Spulen ein und konnten bei jeder der drei Spulen Resonanzpeaks beobachten.

### 3.4 Magnetfeldabhängigkeit der Resonanzfrequenz

Hier galt es nun bei gleichem Aufbau mehrere verschiedene Parameter zu variieren, wobei der Einfluss auf das Resonanzsignal, bzw. den allgemeinen Kurvenverlauf beobachtet werden sollte.

Zunächst sollte bei einer beliebigen Frequenz das Magnetfeld so eingestellt werden, dass wir zwei Durchläufe der Resonanz beobachten können. Dies ist laut Vorbereitungshilfe genau dann der Fall, wenn die maximal erreichte Magnetfeldstärke größer als die Resonanzfeldstärke ist; damit wird diese während einer halben Periode doppelt angenommen - einmal beim Anstieg und einmal beim Abfall. Das entsprechende Bild auf dem Oszilloskop ist also:

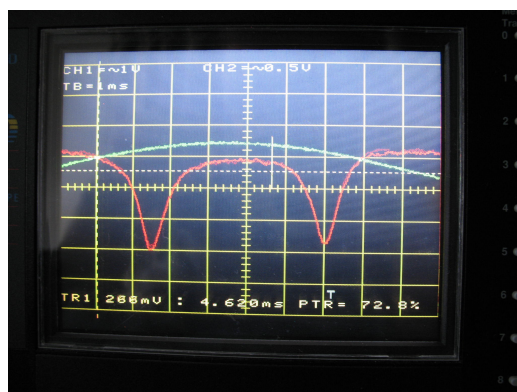


Abb.5: zwei ESR-Signale

Hierbei wurde am Regeltrafo eine Spannung von 6,2V bei einer Frequenz von 36,6 MHz eingestellt. Die nächste Teilaufgabe war recht schnell erledigt - es sollte nachgewiesen werden, dass die Resonanz auch wirklich von der Probe herrührt. Um dies zu zeigen, nimmt man schlicht die Probe aus der Spule heraus und stellt fest, dass sich ohne das DPPH keine Resonanz mehr beobachten lässt. Nun sollte noch herausgefunden werden, was eine Veränderung der Amplitude (bei gleicher Frequenz) des HF-Oszillators zur Konsequenz hätte. Wenn man diese also erhöhte, dann hatte das einen stärkeren Peak zur Folge. Bei einer Magnetfeldamplitudenänderung bei gleicher Frequenz muss man nun genauer

hinschauen: hier verändert sich die Position der roten Kurve. Diese ist allerdings das über der Zeit aufgetragene ESR-Signal. So aufgetragen findet also eine Verschiebung statt. Wechselt man allerdings die Achsen und trägt das ESR-Signal über dem Magnetfeldsignal auf (also die beiden Kanäle des Oszilloskops gegeneinander), so stellt man keine Veränderung fest.

Eine Erniedrigung des Stroms durch die Spulen hatte ein Zusammenlaufen der beiden Peaks zur Folge, welche sich dann ab einer gewissen geringen Feldstärke überlagern, bzw. vereinigen.

Zu guter Letzt sollte noch eine Messreihe aufgenommen werden, welche zeigen sollte, dass die Resonanzfrequenz magnetfeldabhängig ist (wovon wir ja nach (11) ausgehen). Da wir eine solche Messreihe zur Bestimmung des  $g$ -Faktors ohnehin brauchen, gehen wir also über zur nächsten Aufgabe.

### 3.5 Bestimmung des $g$ -Faktors

Wie gesagt sollte nun die Magnetfeldabhängigkeit der Resonanzfrequenz untersucht werden. Dafür wurden alle drei Spulen benutzt, da jede die Messung in einen anderen Frequenzbereich zuließ. Die Probe wurde in die Spule gesteckt, dann wurde eine Frequenz eingestellt. Nun wurde mittels der sogenannten Cursorfunktion die Stelle des Maximums des ESR-Peaks angesteuert und dann auf den entsprechenden Wert des Magnetfeldes (natürlich genauer: der Spannung, die über dem  $1\Omega$ -Widerstand abgegriffen wurde) gesprungen. Dann wurden dieser Wert und die Frequenz notiert (ähnlich der graphischen Darstellung in Aufgabe 1.5). Die Messergebnisse samt Zwischenergebnissen der Fehlerrechnung sind im Anhang zu finden. Aus der notierten Spannung kann mittels (10) die Stärke des  $B$ -Feldes gewonnen werden. Aus der graphischen Darstellung ist unmittelbar ersichtlich, dass der in (11) postulierte lineare Zusammenhang zweifelsfrei verifiziert ist:

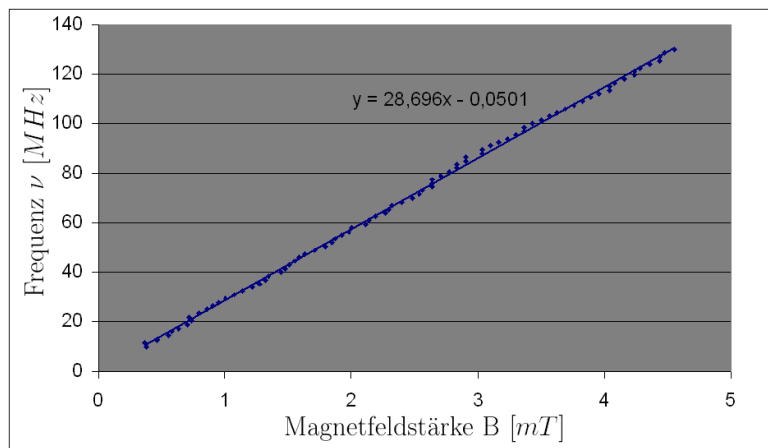


Abb.6: Magnetfeldabhängigkeit der Resonanzfrequenz

Obwohl hier recht gut eine durchgehende Gerade zu erkennen ist, handelt es sich ja eigentlich um drei separate Messreihen, weshalb wir im folgenden zwei Auswertungsteile durchführen werden - einmal für die gesamte Gerade und einmal für die Teilmessungen.

Dies sind die drei zu untersuchenden Teilbereiche:

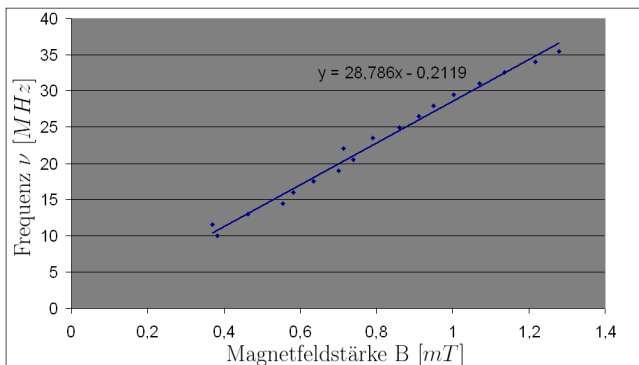


Abb.7: Große Spule

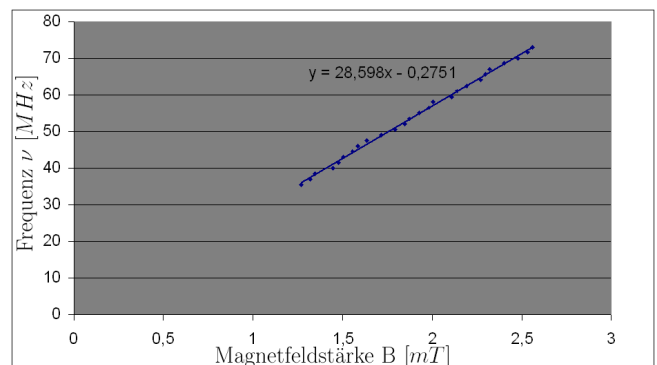


Abb.8: Mittlere Spule

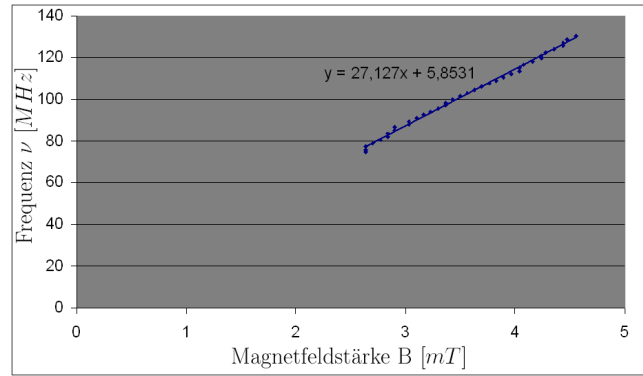


Abb.9: Kleine Spule

Wie wir bereits aus (11) wissen, gilt für die Geradensteigung  $m$ :

$$m = \frac{g \cdot \mu_B}{h} \quad \Leftrightarrow \quad g = \frac{m \cdot h}{\mu_B} \quad (24)$$

Wenn wir den Fehler der Steigung von  $m$  berechnen, haben wir so auch gleichzeitig schon den Fehler des zu bestimmenden Parameters  $g$  gegeben, denn die Konstanten  $\mu_B$  und  $h$  sind nicht fehlerbelastet (dies ist auch mathematisch leicht einzusehen, wenn man in die entsprechende Fehlerfortpflanzungsformel einsetzen würde). Mittels der Formeln (13) bis (19) ergeben sich nun (Rechnungen: s.Anhang) die folgenden Werte (Literaturwerte:  $\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{Am}^2$  und  $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{Js}$ ):

Spule	Größe	errechneter Wert	Einheit	berechnet mit ...
Gesamt- betrachtung	Steigung $m$	28,696	MHz pro mT	Formel (13)
	$\sigma_m$ (abs)	0,101	MHz pro mT	Formel (16)
	$\sigma_m = \sigma_g$ (rel)	0,004	-	Formel (18)
	$g$ -Faktor	2,050	-	Formel (22)
	$\sigma_g$ (abs)	0,007	-	-
kleine	Steigung $m$	27,127	MHz pro mT	Formel (13)
	$\sigma_m$ (abs)	0,268	MHz pro mT	Formel (16)
	$\sigma_m = \sigma_g$ (rel)	0,010	-	Formel (18)
	$g$ -Faktor	1,938	-	Formel (22)
	$\sigma_g$ (abs)	0,019	-	-
mittlere	Steigung $m$	28,598	MHz pro mT	Formel (13)
	$\sigma_m$ (abs)	0,294	MHz pro mT	Formel (16)
	$\sigma_m = \sigma_g$ (rel)	0,010	-	Formel (18)
	$g$ -Faktor	2,043	-	Formel (22)
	$\sigma_g$ (abs)	0,021	-	-
große	Steigung $m$	28,786	MHz pro mT	Formel (13)
	$\sigma_m$ (abs)	0,797	MHz pro mT	Formel (16)
	$\sigma_m = \sigma_g$ (rel)	0,028	-	Formel (18)
	$g$ -Faktor	2,057	-	Formel (22)
	$\sigma_g$ (abs)	0,057	-	-

Hierbei ist anzumerken, dass die drei Einzelbetrachtungen sinnvoller sind als die Gesamtbetrachtung. Dies liegt schlicht daran, dass die Messanordnung während der Messung verändert worden ist - es wäre utopisch anzunehmen, dass dies keinen Einfluss auf das Gesamtergebn hat. Um also einen möglichst genauen Wert zu erhalten, werden wir zur Bestimmung des Endergebnisses die Einzelbetrachtungen zu Rate ziehen; ob dieses Vorgehen sinnvoll ist, lässt sich schlicht dadurch überprüfen, ob der schlussendlich angegebene Wert genauer oder ungenauer als der Wert aus der Gesamtbetrachtung ist. Betrachten wir also diese Zwischenergebnisse. Der Eindruck, der sich durch Betrachtung der Graphen ergibt, erhärtet sich hier - die Messung war sehr präzise ausgeführt. Die relativen Fehler überschreiten bei weitem nicht die 3% Grenze. Da die Abweichung bei der Gesamtbetrachtung recht klein ist, scheint es, dass die Messbereiche gut ineinander übergegangen sind, d.h. sich durch den Wechsel der Spulen keine wesentlichen Veränderungen der Messung ergaben.

Bevor wir nun Endergebnisse festhalten und mit dem Literaturwert vergleichen, sollten wir noch eine Größtfehlerabschätzung durchführen, um die messtechnischen Fehler zu berücksichtigen. Mögliche Fehlerquellen sind die Fehler der verwendeten Konstanten, Ablesefehler, Inhomogenitäten, Verunreinigungen der Probe und eventuell Leitungsprobleme der Kabel. Wie sehen nun also die Fehler im Einzelnen aus? Während des Versuchs wurde uns vom Betreuer gesagt, dass man für die Inhomogenität des Magnetfeldes etwa einen Fehler von 2 % annehmen könnte. Dazu kommen noch die Fehler bei der Messung der Spannung über dem Widerstand, der Fehler des Widerstandes selbst, der Fehler des Eichfaktors und der Fehler für die Frequenz. Im Einzelnen schätzen wir folgendermaßen ab:

- $\Delta\nu = 0,05MHz$ , da die Frequenz nur auf die erste Stelle genau angegeben wurde.
- $\Delta a = 3\% \cdot 3,96 \frac{mT}{A}$ , wobei wir schlicht wild schätzen müssen, da in der Vorbereitungsmappe keine Angabe enthalten ist.
- $\Delta R = 0,01\Omega$ , wobei wieder kein Fehler angegeben ist. Da es sich jedoch um ein industriell gefertigtes Teil handelt, ist ein Fehler von 1% realistisch.
- $\Delta U = 10mV$ , wobei dies sehr schwer abzuschätzen ist. Ganz klein darf dieser Fehler allerdings nicht sein, aufgrund der Cursorproblematik (s. 3.6).
- $\Delta B = 2\% \cdot B$ , nach Angabe des Betreuers.

Somit ergibt sich nach (23):

$$\Delta g_{sys} = \left| \frac{\partial g}{\partial \nu} \right| \cdot \Delta\nu + \left| \frac{\partial g}{\partial U} \right| \cdot \Delta U + \left| \frac{\partial g}{\partial R} \right| \cdot \Delta R + \left| \frac{\partial g}{\partial a} \right| \cdot \Delta a + \left| \frac{\partial g}{\partial B} \right| \cdot \Delta B \quad (25)$$

$$= \left| \frac{h}{\mu_B \cdot \frac{U}{R} \cdot a} \right| \cdot 0,05MHz + \left| -\frac{\nu \cdot h}{\mu_B \cdot \frac{U^2}{R} \cdot a} \right| \cdot 10mV + \left| \frac{\nu \cdot h}{\mu_B \cdot U \cdot a} \right| \cdot 0,01\Omega \quad (26)$$

$$+ \left| -\frac{\nu \cdot h}{\mu_B \cdot \frac{U}{R} \cdot a^2} \right| \cdot 0,03 \cdot a + \left| -\frac{\nu \cdot h}{\mu_B \cdot B^2} \right| \cdot 0,02 \cdot B \quad (27)$$

$$= \frac{h}{\mu_B \cdot 0,00396 \frac{T}{A}} \cdot \left( \frac{1\Omega}{U} \cdot 0,05MHz + \frac{1\Omega \cdot \nu}{U^2} \cdot 10mV + \frac{\nu}{U} \cdot 0,04\Omega \right) + \frac{h \cdot \nu}{\mu_B \cdot B} \cdot 0,02 \quad (28)$$

Da wir nun eine Größtfehlerabschätzung machen möchten, müssen wir, dem Namen nach, die Werte einsetzen, für die der Ausdruck von  $\Delta g_{sys}$  maximal wird. Dann haben wir eine obere Schranke für den systematischen Fehler bestimmt. Setzt man ein, so erhält man, wieder aufgeschlüsselt für die einzelnen Messbereiche:

Spule	$sup \Delta g_{sys}$ (abs)	bestimmt mit Wertepaar ( $\nu/U/B$ ):
Gesamtbetrachtung	0,313	(10,0MHz/0,097V/0,38mT)
kleine	0,153	(74,5MHz/0,666V/2,64mT)
mittlere	0,185	(35,5MHz/0,320V/1,27mT)
große	0,313	(10,0MHz/0,097V/0,38mT)

Dies sieht natürlich zunächst sehr dramatisch aus - immerhin entspräche der maximale Fehler mehr als 10%. Allerdings muss man berücksichtigen, dass wir vom Supremum, also der kleinsten oberen Schranke sprechen - der wirkliche Fehler kann weit darunter liegen. Des Weiteren ist dieses Supremum mit dem Wert berechnet, der den Fehler maximal macht; betrachtet man die Wertepaare, mit denen gerechnet wurde, so erkennt man, dass die sehr geringe Spannung bei 10MHz den Ausschlag für den großen Fehler liefern. Da bei den meisten Werten die Spannung aber deutlich höher ist als bei 10MHz, geben die maximalen Fehler der mittleren und kleinen Spule ein realistisches Bild der Größe der möglichen systematischen Fehler.

Somit können wir als Endergebnis angeben:

Spule	Messergebnis
Gesamtbetrachtung	$g = 2,050 \pm 0,007 \pm 0,313$
kleine	$g = 1,938 \pm 0,019 \pm 0,153$
mittlere	$g = 2,043 \pm 0,021 \pm 0,185$
große	$g = 2,057 \pm 0,057 \pm 0,313$

Vergleichen wir nun die Ergebnisse. Zunächst wird deutlich, dass sich eine Messung mit der mittleren und kleinen Spule am meisten anbietet, weil die systematischen Fehlerquellen minimiert werden. Die Messung wurde im Allgemeinen sehr präzise durchgeführt, wodurch nur kleine statistische Abweichungen zu beklagen sind.

Wie in der Vorbereitungsmappe schon erwähnt, kann in einem Festkörper die Bahnbewegung stark mit den elektrischen Feldern des Kristalls wechselwirken und sich vom Spin entkoppeln („quenching“). Je vollständiger diese Entkopplung ist, desto mehr nähert sich der  $g$ -Faktor dem des freien Elektrons, dessen  $g$ -Faktor wir aufgrund von quantenelektrodynamischen Effekten schon als etwa 2,0023 angegeben hatten. Bei unserer Probe DPPH findet genau dieses quenching statt, weshalb man als Literaturwert auch 2,0036 findet.

Vergleichen wir mit unseren Messwerten, so ergibt sich eine erstaunliche gute Übereinstimmung: wir haben Abweichungen von 3,3% (kleine Spule), 2,0% (mittlere Spule) und 2,7% (große Spule). Somit können wir zufrieden sein und konstatieren, dass wir sowohl präzise als auch genau gemessen haben (zur Unterscheidung: s.Fehlerkript).

### 3.6 Messung der Linienbreite

In diesem letzten Aufgabenteil sollte noch die Halbwerts- oder Linienbreite von DPPH vermessen werden. Die Halbwertsbreite bezeichnet die Breite des Signals am Oszilloskop bei Höhe des halbes Maximums.

Um die Linienbreite zu erhalten, maßen wir nun folgendermaßen: zunächst bestimmten wir (mittels der Cursorfunktion) den Tiefpunkt der roten Kurve, also des ESR-Peaks. Dann sprangen wir mit dem Cursor auf das Signal der Helmholtzspulen (also des Magnetfeldes) und maßen die anliegende Spannung. Dann wanderten wir mit dem Cursor auf halbe Höhe des Peaks und maßen wieder die Spannung. Die Differenz der beiden Messwerte der Spannung von den Helmholtzspulen ergibt die Linienbreite. Schematisch sieht das folgendermaßen aus:

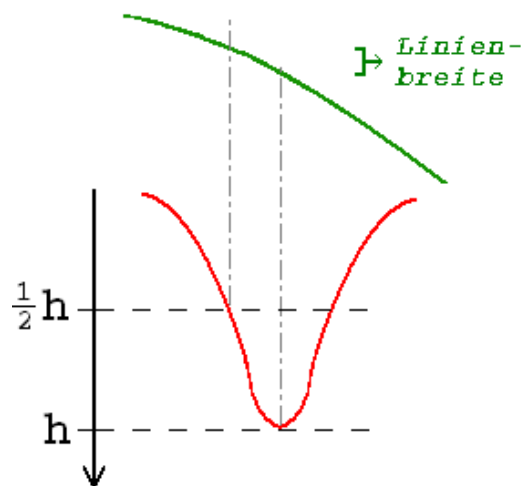


Abb.10: Linienbreite

Schon bei der Beschreibung der Durchführung fällt die größte Fehlerquelle dieses Versuchs ins Auge: die Bestimmung der halben Höhe. Diese ist nur per Augenmaß durchführbar und somit liegt dort einiges Fehlerpotential. Dazu kommt, dass der Cursor natürlich nur mit einer endlichen und diskreten Auflösung arbeitet. Das soll heißen, dass sich die Cursorposition nicht gleitend verändern lässt, sondern nur in zwar kleinen, aber doch diskreten Intervallen. Dies ist leider genau dort ein Problem, wo wir

messen sollen: einmal ist das genaue Maximum aufgrund von Fluktuationen nur schwer lokalisierbar, auf der anderen Seite ist am Ort der halben Peakhöhe der Peak sehr steil. Verändert man die Cursorposition also nur wenig in x-Richtung, so hat das eine deutliche Auswirkung auf die Position in y-Richtung. Des Weiteren unterscheiden sich die Spannungen der Helmholtzspulen auch sehr, wenn man nur wenig in x-Richtung variiert. Somit kann bei der nur ungenau bestimmbaren Position der halben Höhe ein durchaus größerer Fehler zustande kommen.

Es ergaben sich folgende Messwerte:

Spule	Frequenz [MHz]	U bei Peak- maximum [mV]	U auf halber Höhe [mV]	Breite [mV]
klein	100	900	933	33
mittel	57,7	516	550	34
groß	27,3	233	283	50

Zunächst kann man feststellen, dass die Linienbreite offensichtlich unabhängig von der Frequenz ist, denn bei Halbierung der Frequenz bleibt die Linienbreite fast gleich. Man kann sich an dieser Stelle streiten, ob die Angabe einer Standardabweichung bei drei Messwerten sinnvoll ist. Obwohl wir sie hier der Vollständigkeit halber angeben, ist dieser Wert mit Vorsicht zu genießen. Für die mittlere Linienbreite  $\bar{l}$  gilt also:  $\bar{l} = (39 \pm 6) \text{ mV}$ . Diesen Wert könnte man natürlich noch mittels (10) in einen Wert für das Magnetfeld umrechnen. Wie allerdings schon beschrieben wurde, ist der mögliche Ablesefehler durch das Einstellen des Cursors recht groß, wobei der genaue Fehler abhängig von den Steigungen von sowohl der ESR- als auch der Magnetfeldkurve ist. Eine sinnvolle Abschätzung ist deshalb nicht abgebar. Ein Literaturwert für die Linienbreite konnte leider nicht ermittelt werden.

## 4 Anhang

### 4.1 Messprotokoll

a

a

## 4.2 bearbeitete Messwerte