

V606

Suszeptibilität paramagnetischer Substanzen

Fritz Agildere
fritz.agildere@udo.edu

Amelie Strathmann
amelie.strathmann@udo.edu

Durchführung: 11. April 2023

Abgabe:

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung	2
2 Theorie	2
2.1 Magnetismus und Materie	2
2.1.1 Diamagnetismus	2
2.1.2 Paramagnetismus	3
2.2 Paramagnetische Suszeptibilität	3
2.2.1 Seltene-Erd-Verbindungen	7
2.3 Messverfahren	7
2.3.1 Apparatur zur Induktivitätsmessung	7
2.3.2 Unterdrückung von Störspannungen	9
3 Durchführung	11
4 Auswertung	11
4.1 Fehlerrechnung	11
4.2 Durchlasskurve	12
4.3 Effektiver Querschnitt	14
4.4 Suszeptibilität	14
5 Diskussion	16
Literatur	16
Anhang	17

1 Zielsetzung

Mit dem nachfolgenden Versuch soll die Suszeptibilität der Oxide einiger Seltener-Erd-Elemente gemessen werden. Die Messergebnisse dienen anschließend zum Vergleich mit den aus der Theorie errechneten Erwartungswerten.

2 Theorie [2]

2.1 Magnetismus und Materie

Der im Vakuum geltende Zusammenhang zwischen magnetischer Flussdichte \mathbf{B} und magnetischer Feldstärke \mathbf{H}

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$$

muss unter Anwesenheit von Materie um die Magnetisierung \mathbf{M} zu

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}$$

ergänzt werden. Dabei beschreibt μ_0 die magnetische Feldkonstante. Verantwortlich für das Auftreten von \mathbf{M} sind atomare magnetische Momente im betrachteten Material. Daher lässt sich die Magnetisierung mit dem mittleren magnetischen Moment $\bar{\mu}$ und der Anzahl der Momente pro Volumen N als

$$\mathbf{M} = N\mu_0 \bar{\mu} \quad (1)$$

ausdrücken. Ihre Abhängigkeit zu \mathbf{H} wird über

$$\mathbf{M} = \mu_0 \chi \mathbf{H} \quad (2)$$

formuliert. Der Faktor χ heißt magnetische Suszeptibilität und weist selbst komplexe Beziehungen zur Feldstärke \mathbf{H} und Temperatur T auf.

2.1.1 Diamagnetismus

Durch die Induktion magnetischer Momente beim Einwirken äußerer Magnetfelder tritt in allen Atomen das Phänomen des Diamagnetismus auf. Das induzierte Feld ist dem ursächlichen dabei entgegengesetzt und schwächt so dessen Einfluss ab. Für die Suszeptibilität muss dann $\chi < 0$ gelten. Ideale Diamagneten werden durch Supraleiter realisiert, welche $\chi = -1$ erreichen und das Magnetfeld in ihrem Inneren vollständig verdrängen.

2.1.2 Paramagnetismus

Anders als der Diamagnetismus ist der Paramagnetismus keine universelle Eigenschaft der Materie, sondern lässt sich nur bei Atomen, Ionen und Molekülen beobachten, deren Gesamtdrehimpuls nicht verschwindet. Bei Abwesenheit eines äußeren Feldes sind die an den Drehimpuls gekoppelten magnetischen Momente durch thermische Bewegung zufällig orientiert, sodass keine mittlere Magnetisierung existiert. Wird jedoch ein Magnetfeld angelegt, richten sich die Momente parallel dazu aus, sodass dessen Wirkung verstärkt wird. Die Suszeptibilität erfüllt dann $\chi > 0$ und ist aufgrund des Störeinflusses der thermischen Bewegung temperaturabhängig. Anhand dieses Modells kann χ nun berechnet werden.

2.2 Paramagnetische Suszeptibilität

Der atomare Gesamtdrehimpuls \mathbf{J} setzt sich aus Bahndrehimpuls der Elektronenhülle und Eigendrehimpuls der Elektronen, dem Spin, zusammen. Für den Paramagnetismus kann der Beitrag des zusätzlich auftretenden Kerndrehimpulses vernachlässigt werden. Solange das äußere Magnetfeld nicht zu stark ist, wird von LS-Kopplung mit

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$$

ausgegangen, also der Annahme, dass \mathbf{J} der Vektorsumme von Gesamtbahndrehimpuls \mathbf{L} und Gesamtspin \mathbf{S} entspricht. Dabei setzen sich \mathbf{L} und \mathbf{S} nach

$$\mathbf{L} = \sum_i \mathbf{l}_i \qquad \mathbf{S} = \sum_i \mathbf{s}_i$$

aus der jeweiligen Vektorsumme der Einzeldrehimpulse sämtlicher in der Hülle enthaltenen Elektronen zusammen. Anwenden quantenmechanischer Mittel liefert dann die zugehörigen magnetischen Momente, welche sich auf

$$\boldsymbol{\mu}_L = -\frac{\mu_B}{\hbar} \mathbf{L} \tag{3}$$

und

$$\boldsymbol{\mu}_S = -g_s \frac{\mu_B}{\hbar} \mathbf{S} \tag{4}$$

belaufen. Dabei entspricht $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ der reduzierten Planck-Konstante, die mit Wirkungsquantum h , Frequenz ν und Kreisfrequenz ω die Beziehung $h\nu = \hbar\omega$ erfüllt. Mit der Ladung e_0 und Ruhemasse m_0 des Elektrons bezeichnet das Bohrsche Magneton

$$\mu_B = \frac{1}{2} \frac{e_0}{m_0} \hbar$$

das zur Drehimpulseinheit \hbar gehörige magnetische Moment. Ebenso ist mit der negativen Ladung des Elektrons das negative Vorzeichen in (3) und (4) erklärt. Der Faktor g_s entspricht dem gyromagnetischen Verhältnis des freien Elektrons.

Unter Verwendung der Bahndrehimpulsquantenzahl L , Spinquantenzahl S und Gesamtdrehimpulsquantenzahl J des Atoms lässt sich

$$|\mathbf{L}| = \sqrt{L(L+1)}\hbar \quad |\mathbf{S}| = \sqrt{S(S+1)}\hbar \quad |\mathbf{J}| = \sqrt{J(J+1)}\hbar \quad (5)$$

für die Beträge der Drehimpulse schreiben. Aus (3) und (4) folgt damit weiter

$$|\boldsymbol{\mu}_L| = \frac{\mu_B}{\hbar} |\mathbf{L}| = \mu_B \sqrt{L(L+1)} \quad (6)$$

und

$$|\boldsymbol{\mu}_S| = g_s \frac{\mu_B}{\hbar} |\mathbf{S}| = g_s \mu_B \sqrt{S(S+1)} \quad (7)$$

für die entsprechenden magnetischen Momente. Bei LS-Kopplung verschwindet die zu \mathbf{J} orthogonale Komponente von $\boldsymbol{\mu}$, sodass nur $\boldsymbol{\mu}_J \parallel \mathbf{J}$ messbar ist. In Abbildung 1 kann dazu der Zusammenhang

$$|\boldsymbol{\mu}_J| = |\boldsymbol{\mu}_S| \cos \alpha + |\boldsymbol{\mu}_L| \cos \beta \quad (8)$$

abgelesen werden. Zudem lässt sich nach dem Cosinussatz mittels des Dreiecks OAB

$$\cos \alpha = \frac{|\mathbf{J}|^2 - |\mathbf{L}|^2 + |\mathbf{S}|^2}{2|\mathbf{J}||\mathbf{S}|} \quad \cos \beta = \frac{|\mathbf{J}|^2 + |\mathbf{L}|^2 - |\mathbf{S}|^2}{2|\mathbf{J}||\mathbf{S}|} \quad (9)$$

aus Abbildung 1 herleiten.

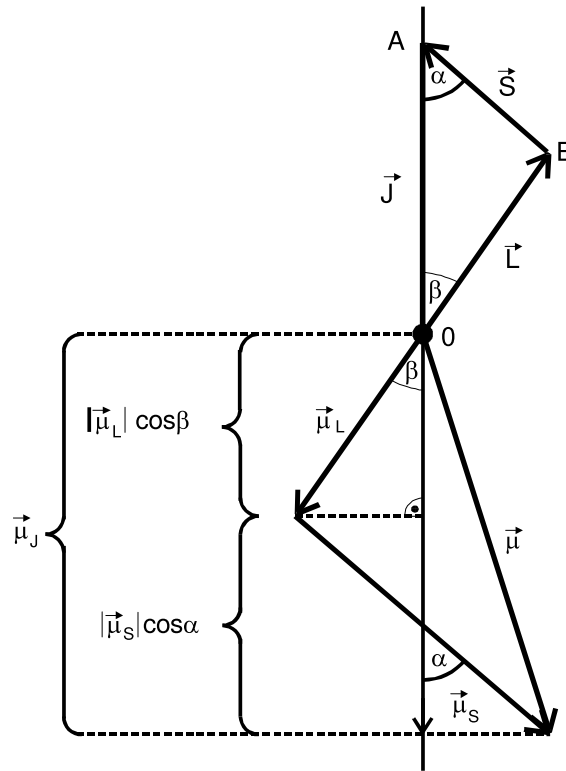


Abbildung 1: Vektordiagramm der Drehimpulse einer Elektronenhülle mit den resultierenden magnetischen Momenten.

Einsetzen von (5), (6), (7) und (9) in die Beziehung (8) liefert nun

$$\begin{aligned} |\boldsymbol{\mu}_J| &= \mu_B \left(g_S \sqrt{S(S+1)} \cos \alpha + \sqrt{L(L+1)} \cos \beta \right) \\ &= \mu_B \frac{(g_S + 1)J(J+1) + (g_S - 1)(S(S+1) - L(L+1))}{2\sqrt{J(J+1)}} \end{aligned}$$

als Betrag des magnetischen Moments. Anhand der Größe g_S kann mit guter Genauigkeit die Näherung $g_S \approx 2$ ausgenutzt werden, um über den für das Atom spezifischen Landé-Faktor

$$g_J = \frac{3J(J+1) + (S(S+1) - L(L+1))}{2J(J+1)}$$

den Ausdruck

$$|\boldsymbol{\mu}_J| \approx \mu_B g_J \sqrt{J(J+1)} \quad (10)$$

zusammenzufassen. Ein weiteres quantenmechanisches Phänomen ist die Richtungsquantelung, wonach der Winkel zwischen einem äußeren Magnetfeld und $\boldsymbol{\mu}_J$ nicht beliebig ist, sondern nur solche Werte einnimmt, bei denen die Komponente μ_{J_z} von $\boldsymbol{\mu}_J$ in Feldrichtung ein ganzzahliges Vielfaches von $\mu_B g_J$ darstellt. Entsprechend muss

$$\mu_{J_z} = -\mu_B g_J m$$

gelten, wobei $m \in \mathbb{Z}$ die Orientierungsquantenzahl bezeichnet. Da μ_{J_z} als Komponente von $\boldsymbol{\mu}_J$ immer $|\mu_{J_z}| \leq |\boldsymbol{\mu}_J|$, also laut (10) $m \leq \sqrt{J(J+1)}$ erfüllt, führt die Einschränkung $m \in \{-J, -J+1, \dots, 0, \dots, J-1, J\}$ zu dem Schluss, dass genau $2J+1$ Möglichkeiten zur Einstellung des magnetischen Moments relativ zur äußeren Feldrichtung existieren. Jeder dieser Einstellrichtungen lässt sich eine spezifische potentielle Energie

$$E_m = -\boldsymbol{\mu}_J \cdot \mathbf{B} = \mu_{J_z} B = \mu_B g_J m B$$

zuordnen. Dieses Auftreten von $2J+1$ Unterenergieniveaus heißt Zeeman-Effekt. Deren Besetzungshäufigkeit folgt mit

$$Z(E_m, T) = \exp\left(-\frac{E_m}{kT}\right)$$

einer Boltzmann-Verteilung, Summation über alle Niveaus liefert

$$\mu_{\text{ges}} = \sum_{m=-J}^J -\mu_B g_J m Z(E, T) = -\mu_B g_J \sum_{m=-J}^J m \exp\left(-\frac{\mu_B g_J m B}{kT}\right)$$

für das gesamte magnetische Moment.

Nach Division durch die Gesamthäufigkeit aller vorkommenden Orientierungen ergibt sich daraus

$$\bar{\mu} = -\mu_B g_J \frac{\sum_{m=-J}^J m \exp\left(-\frac{\mu_B g_J m B}{kT}\right)}{\sum_{m=-J}^J \exp\left(-\frac{\mu_B g_J m B}{kT}\right)} \quad (11)$$

als Betrag des in (1) geforderten mittleren magnetischen Moments. Der Quotient in Ausdruck (11) wird als Brillouin-Funktion bezeichnet. Bei einer Temperatur im Bereich $T \approx 300 \text{ K}$ sowie unter Einwirkung von Flussdichten bis $B \approx 1 \text{ T}$ gilt

$$\frac{\mu_B g_J m B}{kT} \ll 1$$

und erlaubt mit der Entwicklung

$$\exp\left(-\frac{\mu_B g_J m B}{kT}\right) \simeq 1 - \frac{\mu_B g_J m B}{kT}$$

das Aufstellen einer Näherungsformel. So ergibt sich

$$\sum_{m=-J}^J \left(1 - \frac{\mu_B g_J m B}{kT}\right) = 2J + 1 - \frac{\mu_B g_J B}{kT} \sum_{m=-J}^J m = 2J + 1 \quad (12)$$

für den Nenner der Funktion, der Zähler ist mit

$$\sum_{m=-J}^J \left(m - \frac{\mu_B g_J m^2 B}{kT}\right) = -\frac{\mu_B g_J B}{kT} \sum_{m=-J}^J m^2 = -\frac{\mu_B g_J B}{3kT} J(J+1)(2J+1) \quad (13)$$

gegeben. Einsetzen von (11), (12) und (13) in Gleichung (1) liefert den Term

$$M = N\mu_0 \bar{\mu} = N\mu_0 \mu_B^2 g_J^2 \frac{J(J+1)B}{3kT}$$

als Betrag der makroskopischen Magnetisierung. Aus der Äquivalenz (2) folgt dann mit

$$\chi = \frac{N\mu_0 \mu_B^2 g_J^2 J(J+1)}{3kT} \quad (14)$$

die magnetische Suszeptibilität, welche damit dem Zusammenhang

$$\chi \sim \frac{1}{T}$$

gehört. Dabei handelt es sich um das Curiesche Gesetz des Paramagnetismus, dessen Gültigkeit hiermit für ausreichend hohe Temperaturen belegt ist.

2.2.1 Seltene-Erd-Verbindungen

Aus der experimentellen Erkenntnis, dass Verbindungen, die Ionen Seltener Erden enthalten, stark paramagnetisch sind, lässt sich unter Betrachtung von Formel (14) auf die Existenz großer Drehimpulse in den Elektronenhüllen Seltener-Erd-Atome schließen. Dabei muss es sich zudem um innere Elektronen handeln, um den Paramagnetismus auch im ionisierten Zustand zu erklären. Alle Elemente der Seltenen Erden besitzen mit der vollständigen Xe-Hülle Elektronen bis zur 5p- sowie zwei weitere in der 6s-Schale. Diese sind in der weiteren Betrachtung jedoch nicht relevant, da sämtliche Spins und Bahndrehimpulse gesättigt sind. Es entsteht so kein von Null verschiedener Gesamtdrehimpuls. Vielmehr sind dafür die tiefer befindlichen 4f-Elektronen verantwortlich, deren Anordnung den Hundschen Regeln unterliegt:

1. Einzelne Spins \mathbf{s}_i sind so kombiniert, dass sie den maximalen mit dem Pauli-Prinzip vereinbaren Gesamtspin $\mathbf{S} = \sum_i \mathbf{s}_i$ erreichen, sich also möglichst parallel ausrichten. Nach dem Pauli-Prinzip dürfen zwei Elektronen nie in all ihren Quantenzahlen übereinstimmen.
2. Individuelle Bahndrehimpulse \mathbf{l}_i setzen sich so zusammen, dass immer der maximale Gesamtbahndrehimpuls $\mathbf{L} = \sum_i \mathbf{l}_i$ auftritt, welcher sowohl mit dem Pauli-Prinzip als auch der 1. Hundschen Regel verträglich ist.
3. Ist die Schale weniger als halbvoll, tritt ein Gesamtdrehimpuls $\mathbf{J} = \mathbf{L} - \mathbf{S}$ auf. Ist sie mehr als zur Hälfte gefüllt, so ist $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ gegeben. Sind genau halb so viele Elektronen wie maximal möglich vorhanden, folgt $\mathbf{L} = 0$ aus der 2. Hundschen Regel, sodass immer $J = S$ gilt.

Basierend auf der gegenseitigen elektrostatischen Abstoßung der Hüllenelektronen finden die Hundschen Regeln im Folgenden zur Berechnung der magnetischen Suszeptibilität Anwendung, indem aus ihnen Gesamtdrehimpuls J und Landé-Faktor g_J ermittelt werden. Speziell im Bezug auf die zu betrachtende 4f-Schale gelten einige Einschränkungen. Als f-Schale ist jeder einzelne Bahndrehimpuls mit $l_i \leq 3$ beschränkt. Daraus folgt weiter eine vollständige Belegung mit einer maximalen Anzahl von 14 Elektronen.

2.3 Messverfahren

2.3.1 Apparatur zur Induktivitätsmessung

Die Induktivität einer langen Zylinderspule mit Windungszahl n , Querschnittsfläche F und Länge l wird über

$$L = \mu_0 \frac{n^2}{l} F \quad (15)$$

beschrieben. Ist ihr Inneres gänzlich mit Materie gefüllt, gilt

$$L_{\widehat{M}} = \mu \mu_0 \frac{n^2}{l} F$$

mit der Permeabilitätszahl μ als materialspezifischer Skalierungsfaktor.

Für einen Probenquerschnitt $Q < F$ muss eine Korrektur

$$L_M = \mu_0 \frac{n^2}{l} F + (\mu - 1) \mu_0 \frac{n^2}{l} Q = \mu_0 \frac{n^2}{l} F + \chi \mu_0 \frac{n^2}{l} Q = L + \Delta L$$

vorgenommen werden. Hierbei wird die Induktivitätsänderung

$$\Delta L = \chi \mu_0 \frac{n^2}{l} Q \quad (16)$$

eingeführt. Diese fällt im Allgemeinen sehr gering aus, sodass es einer präzisen Messung bedarf. Diesem Zweck dient die in Abbildung 2 dargestellte Brückenschaltung.

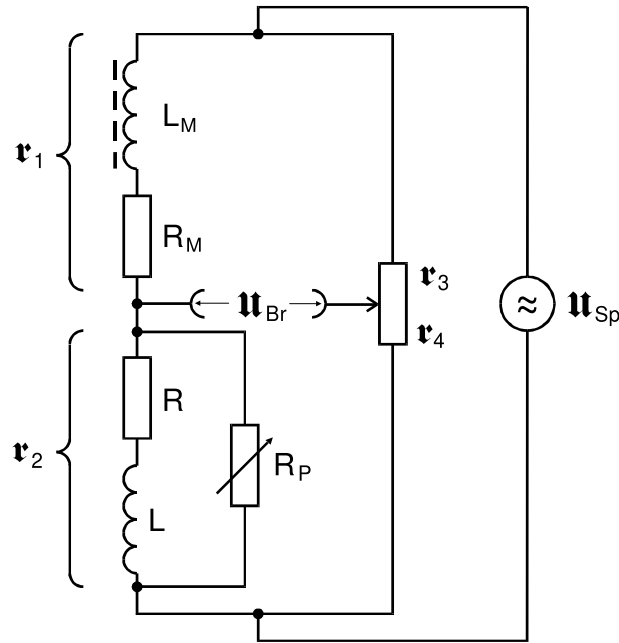


Abbildung 2: Brückenschaltung zur präzisen Suszeptibilitätsmessung.

Brückenspannung \mathfrak{U}_{Br} und Speisespannung \mathfrak{U}_{Sp} sind dabei über die Relation

$$\mathfrak{U}_{\text{Br}} = \frac{\mathfrak{r}_4 \mathfrak{r}_1 - \mathfrak{r}_3 \mathfrak{r}_2}{(\mathfrak{r}_1 + \mathfrak{r}_2)(\mathfrak{r}_3 + \mathfrak{r}_4)} \mathfrak{U}_{\text{Sp}} \quad (17)$$

miteinander verknüpft [1]. Dazu lassen sich die komplexen Impedanzen

$$\mathfrak{r}_1 = R_M + \mathbf{i} \omega L_M \quad \frac{1}{\mathfrak{r}_2} = \frac{1}{R_P} + \frac{1}{R + \mathbf{i} \omega L} \quad \mathfrak{r}_3 = R_3 \quad \mathfrak{r}_4 = R_4$$

mit der imaginären Einheit \mathbf{i} aufstellen, mit ω ist die angelegte Spannungsfrequenz bezeichnet. Um kleinste Unterschiede zwischen den Verlustwiderständen R und R_M der beiden idealerweise identischen Spulen zu kompensieren, wird der Regelwiderstand R_P verbaut. Für diesen kann $R_P \gg R, \omega L$ angenommen werden, sodass $\mathfrak{r}_2 \approx R + \mathbf{i} \omega L$ gilt.

Aus (17) folgt, dass die Abgleichbedingung der Schaltung

$$\mathfrak{r}_1 R_4 = \mathfrak{r}_2 R_3 \quad (18)$$

ohne Probe für $R_3 \approx R_4$ erfüllt ist. Mit eingebauter Probe wird bei

$$R'_3 = R_3 + \Delta R$$

ein neuer Abgleichpunkt gefunden, wegen $R_3 + R_4 = R'_3 + R'_4 = \text{const}$ folgt

$$R'_4 = R_4 - \Delta R \approx R_3 - \Delta R$$

als Resultat der Implementierung von R_3 und R_4 als Potentiometer. Durch Einsetzen der neuen Impedanzen folgt aus (18) die Gleichung

$$(R_M + \mathbf{i}\omega L_M)(R_3 - \Delta R) = (R + \mathbf{i}\omega L)(R_3 + \Delta R) \quad (19)$$

als Abgleichbedingung mit durch die Probe veränderter Induktivität. Ihr Imaginärteil lässt sich zu

$$\Delta R = \frac{R_3(L_M - L)}{L_M + L}$$

umformulieren. Einsetzen von $L_M = L + \Delta L$ mit der Annahme $\Delta L \ll L$ liefert

$$\Delta R = \frac{R_3(\Delta L)}{2L + \Delta L} \approx \frac{R_3(\Delta L)}{2L}$$

und weiter mit (15) sowie (16) die Formel

$$\Delta R = \chi \frac{R_3}{2} \frac{Q}{F}$$

für die notwendige Widerstandsänderung, aus der sich nun

$$\chi = 2 \frac{\Delta R}{R_3} \frac{F}{Q} \quad (20)$$

zur experimentellen Bestimmung der magnetischen Suszeptibilität ergibt.

2.3.2 Unterdrückung von Störspannungen

Die Brückenspannung \mathfrak{U}_{Br} fällt bei der Messung so gering aus, dass sie fast völlig durch das unvermeidbar auftretende Störrauschen verdeckt wird. Da es sich jedoch um eine monofrequente Signalspannung handelt, ist ein digitaler Filter durch Sperren aller von der Signalfrequenz ν verschiedenen Frequenzen in der Lage, die Hintergrundspannungen zu kompensieren. Ein solches Gerät wird annähernd durch einen Selektivverstärker realisiert, der im wesentlichen aus einem Bandpass mit Durchlassfrequenz ν_0 besteht. In Abbildung 3 ist ein exemplarischer Verlauf der Ausgangs- zur Eingangsspannung dargestellt.

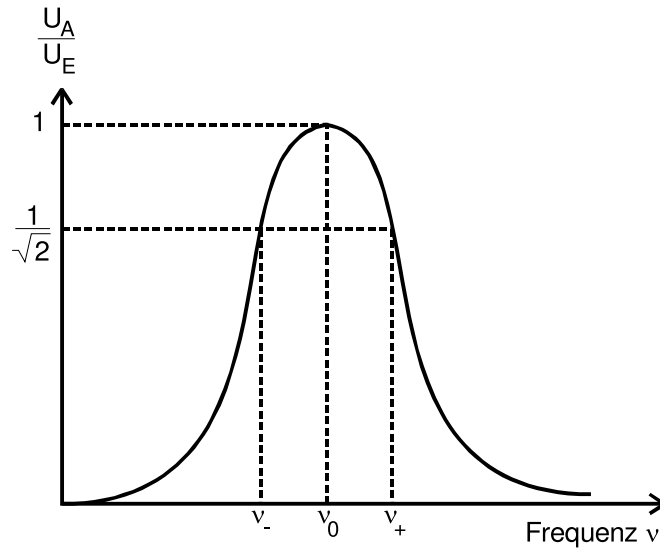


Abbildung 3: Filterkurve zu Güte und Funktion eines Selektivverstärkers.

Es ist zu erkennen, dass für $\nu = \nu_0$ im angrenzenden Frequenzbereich weiter Störspannungen auftreten. Ein Maß für die Breite dieser Region ist durch die Güte

$$Q = \frac{\nu_0}{\nu_+ - \nu_-}$$

gegeben. Das Intervall $[\nu_-, \nu_+]$ enthält hier solche Frequenzen, die $\sqrt{2} U_A \geq U_E$ erfüllen.

3 Durchführung

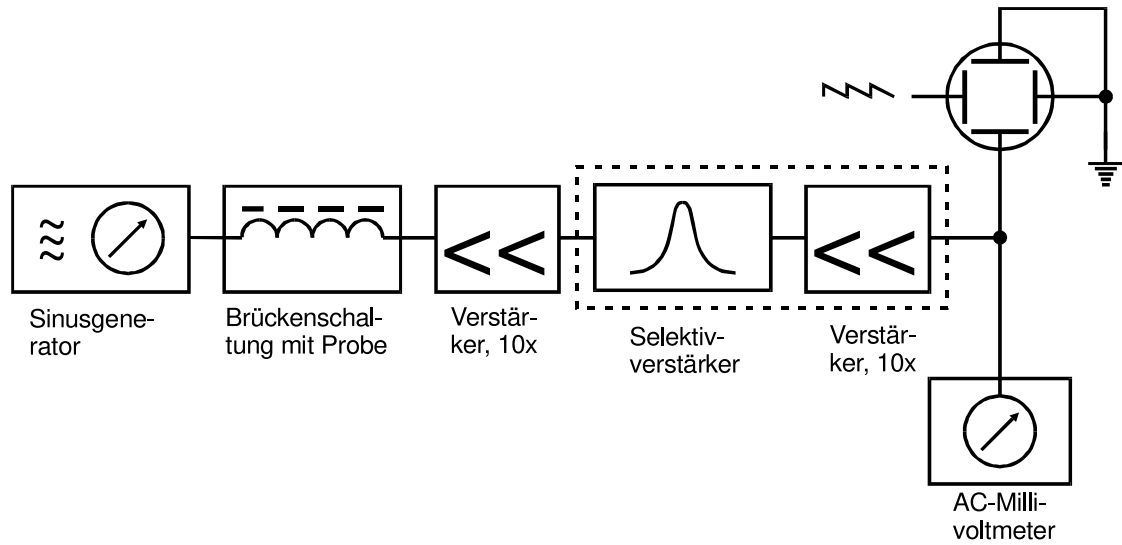


Abbildung 4: Blockschaltbild der verwendeten Messapparatur.

4 Auswertung

4.1 Fehlerrechnung

Für den Mittelwert gilt

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i. \quad (21)$$

Für den Fehler des Mittelwertes gilt

$$\Delta\bar{x} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}. \quad (22)$$

Für die Gaußsche Fehlerfortpflanzung gilt

$$\Delta f = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \cdot (\Delta x_i)^2}. \quad (23)$$

Diese Formeln werden für sämtliche Fehlerrechnungen in diesem Versuch verwendet, ohne sie für die jeweiligen Rechnungen explizit anzugeben. Die Rechnungen selbst werden dabei mithilfe von Uncertainties durchgeführt.

4.2 Durchlasskurve

Zunächst wird die Filterkurve eines Selektivverstärkers untersucht, wobei eine effektive Spannung U_E in Höhe von 1 V verwendet. Aufgenommen wird dabei die Ausgangsspannung U_A in Abhängigkeit von der Frequenz ν . Die Frequenz wurde von 2 kHz auf 31 kHz hochgedreht. In der (1) sind die aufgenommenen Messwerte aufgetragen.

Tabelle 1: Die Messwerte für Filterkurve

v / kHz	U / V
2	0.01
4	0.02
6	0.025
8	0.03
10	0.04
11	0.05
12	0.06
13	0.07
14	0.08
15	0.095
16	0.115
17	0.145
18	0.19
19	0.26
20	0.42
20.5	0.6
21	0.98
21.1	1.2
21.2	1.3
21.3	1.5
21.4	1.85
21.5	2.35
21.6	3.1
21.7	4
21.8	4.4
21.9	3.8
22	2.95
22.1	2.45
22.2	1.85
22.3	1.55
22.4	1.3
22.5	1.15
23	0.68
25	0.265
27	0.17
29	0.125
31	0.1

In der (5) wird die Durchlasskurve der aufgenommenen Messwerte abgebildet. Dabei

ist der Quotient $\frac{U_A}{U_E}$ gegen die Frequenz ν aufgetragen. Anhand des Graphens lässt sich ablesen, dass das Maximum bei 21,8 kHz liegt mit einer Spannung von 4,4 V. Dieses Maximum ist dann die Durchlassfrequenz.

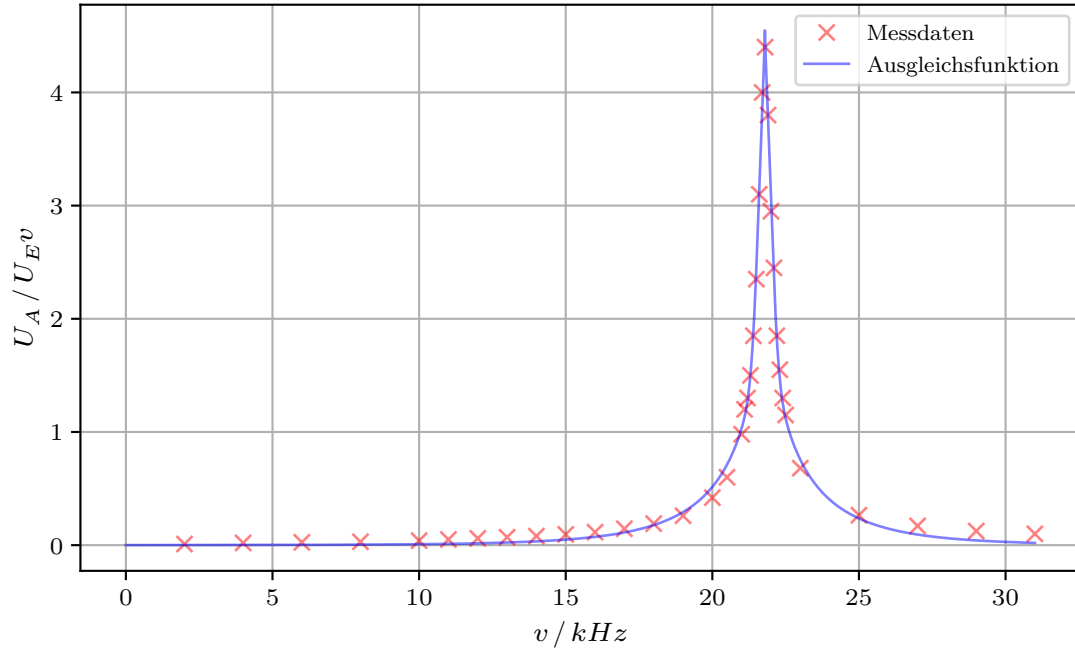


Abbildung 5: Filterkurve des Selektivverstärkers mit einer Güte $Q = 20$ und die Ausgleichskurve in Form einer Gaußverteilung .

4.3 Effektiver Querschnitt

Der effektive Querschnitt wird im Folgenden von vier unterschiedliche Stoffe bestimmt. Für die Berechnung des realen Querschnitts gilt

$$Q_{real} = \frac{m}{l \cdot \rho_w}. \quad (24)$$

In der (2) stehen die gemessenen Werte für die Stoffe ,sowie die berechneten effektiven Querschnitte.

4.4 Suszeptibilität

Im Folgenden wird die Suszeptibilität χ unterschiedlicher Stoffe untersucht.

In der Tabelle (3) sind die Messwerte der Probe Dy_2O_3 angegeben. Es sind die Werte ohne die Probe für die Spannung und den Widerstand angeben und für den Fall,

Tabelle 2: Maße der Stoffe und der daraus berechnete effektive Querschnitt

Stoff	m/g	l/cm	$\rho/g \cdot cm^3$	Q/cm^2
Dy_2O_3	14,38	16,3	7,80	0,113104
Gd_2O_3	14,08	17,3	7,40	0,109983
Nd_2O_3	18,48	14,5	7,24	0,176034

dass die Probe verwendet wurde. Daraus wurde die Differenz des Widerstände $\Delta R / \Omega$ berechnet.

Tabelle 3: Messwerte der Probe Dy_2O_3 sowie die Differenz ΔR .

ohne Probe		mit Probe		
U / mV	$R_{3/4} / \Omega$	U / mV	$R_{3/4} / \Omega$	$\Delta R / \Omega$
15.5	2.62	15	3.265	0.645
16	2.565	15.5	3.245	0.68
16.5	2.445	15	3.245	0.8
16	2.525	14.3	3.245	0.72

Aus den berechneten Werten der Differenz wird anschließend der Mittelwert (22) bestimmt

$$\bar{\Delta R} \approx 0.711\Omega.$$

Die Tabelle (4) beinhaltet die Messwerte für den Stoff Gd_2O_3 . Die Werte für die Spannung und die Widerstände vor dem Einführen und nach dem Einführen sind angegeben. Daraus wurde dann die Differenz der Widerstände berechnet.

Tabelle 4: Messwerte der Probe Gd_2O_3 sowie die Differenz ΔR .

ohne Probe		mit Probe		
U / mV	$R_{3/4} / \Omega$	U / mV	$R_{3/4} / \Omega$	$\Delta R / \Omega$
15.4	2.45	15.4	1.765	0.685
16	2.48	15	1.73	0.75
16	2.525	15.4	1.775	0.75

Für den Mittelwert der Widerstandsdifferenzen für den Stoff Gd_2O_3 ergibt sich

$$\bar{\Delta R} \approx 0.728\Omega.$$

Für den dritten Stoff wurde die gleiche Messung durchgeführt. Die Ergebnisse werden in (5) abgebildet. Die Differenz wurde ebenfalls berechnet und in der Tabelle (5) abgebildet.

Tabelle 5: Messwerte der Probe Nd_2O_3 sowie die Differenz ΔR .

ohne Probe		mit Probe		
U / mV	$R_{3/4} / \Omega$	U / mV	$R_{3/4} / \Omega$	$\Delta R / \Omega$
15.5	2.495	16.5	2.365	0.13
17	2.535	16.5	2.265	0.27
16	2.47	16	2.30	0.17

Für den Mittelwert der Widerstandsdifferenzen für den Stoff Nd_2O_3 ergibt sich

$$\bar{\Delta R} \approx 0.19\Omega.$$

5 Diskussion

Literatur

- [1] *Anleitung zu Versuch 302, Elektrische Brückenschaltungen.* TU Dortmund, Fakultät Physik. 2022.
- [2] *Anleitung zu Versuch 606, Suszeptibilität paramagnetischer Stoffe.* TU Dortmund, Fakultät Physik. 2023.

Anhang