

# **Versuch 354: Gedämpfte und erzwungene Schwingungen**

Clara Sondermann  
clara.sondermann@tu-dortmund.de

Enno Wellmann  
enno.wellmann@tu-dortmund.de

Durchführung: 10.01.2023, Abgabe 17.01.2023

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Zielsetzung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>1</b>
2.1	Gedämpfter Harmonischer Oszillator . . . . .	1
2.2	Angetriebener Harmonischer Oszillator . . . . .	4
<b>3</b>	<b>Durchführung</b>	<b>5</b>
3.1	Gedämpfte Schwingung . . . . .	6
3.2	Widerstand des aperiodischen Grenzfalls . . . . .	6
3.3	Frequenzabhängigkeit von Amplitude und Phasenverschiebung bei der angetriebenen Schwingung . . . . .	7
<b>4</b>	<b>Auswertung</b>	<b>7</b>
4.1	Gaußsche Fehlerfortpflanzung . . . . .	7
4.2	Amplitude der Einhüllenden einer gedämpften Schwingung . . . . .	7
4.3	Dämpfungswiderstand beim aperiodischen Grenzfall . . . . .	9
4.4	Frequenzabhängigkeit der Kondensatorspannung und der Phase . . . . .	9
4.4.1	Kondensatorspannung . . . . .	10
4.4.2	Phasenverschiebung . . . . .	12
<b>5</b>	<b>Diskussion</b>	<b>14</b>
5.1	Der gedämpfte Oszillator . . . . .	14
5.2	Resonanzfrequenzen und Peak . . . . .	14
	<b>Literatur</b>	<b>15</b>

## 1 Zielsetzung

In diesem Versuch sollen die Eigenschaften des RCL-Schwingkreises beobachtet und beschrieben werden. Hierbei werden zum einen die Effekte der gedämpften Schwingung bei einem kurzen Startimpuls sowie die einer von einer Antriebsfrequenz angetriebenen Schwingung betrachtet.

## 2 Theorie<sup>1</sup>

**Anmerkung:** In diesem Protokoll werden die Bezeichnungen  $\omega$  und  $\nu$  verwendet und jeweils Frequenz genannt.  $\omega$  steht hierbei immer für eine Winkelgeschwindigkeit während  $\nu$  immer eine Frequenz im Sinne von  $\nu = 1/T$  mit der Periodendauer  $T$  ist. Die Umrechnung erfolgt mit

$$2\pi\nu = \omega.$$

### 2.1 Gedämpfter Harmonischer Oszillator

Die Schwingkreise in diesem Versuch bestehen aus einem Kondensator, einer Spule und einem Widerstand, die in Reihe geschaltet sind (vgl Abb. 1).

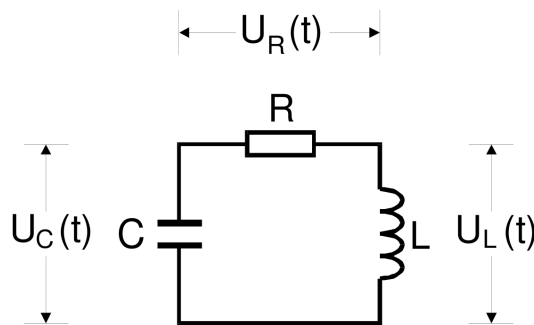


Abbildung 1: Ein gedämpfter Schwingkreis [1].

Aus den Kirchhoffschen Regeln lässt sich eine Differenzialgleichung zweiter Ordnung für den gedämpften Schwingkreis herleiten. Sie lautet

$$\frac{d^2 I}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dI}{dt} + \frac{1}{LC} I = 0. \quad (1)$$

Mit dem Ansatz

$$I(t) = U \exp(i\omega t) \qquad U, I \in \mathbb{C}$$

---

<sup>1</sup>1.

ergibt sich

$$(-\omega^2 + i\frac{R}{L}\omega + \frac{1}{LC})U \exp(i\omega t) = 0.$$

Für die Konstante  $\omega$  ergibt sich also einer der beiden Werte

$$\omega_{1,2} = i\frac{R}{2L} \pm \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}.$$

Zwei praktische Abkürzungen werden definiert:

$$2\pi\mu := \frac{R}{2L} \qquad 2\pi\nu := \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$$

Für die Lösung der Differenzialgleichung ist es wichtig ob der Term für  $\omega$  eine reelle oder eine komplexe Zahl ist.

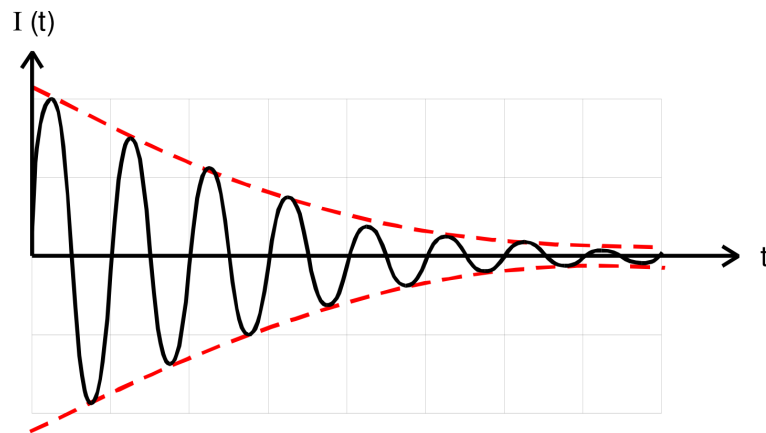
Im ersten Fall ist  $\nu$  reell d.h.

$$\frac{1}{LC} > \frac{R^2}{4L^2}$$

Die Lösung für diesen Fall lautet

$$I(t) = A_0 e^{-2\pi\mu t} \cos(2\pi\nu t + \eta) \quad (2)$$

und ist eine gedämpfte Schwingung. In Abbildung 2 wird die Form dieser Schwingung mit



**Abbildung 2:** Die Funktion im Schwingfall bei niedriger Dämpfung [1].

der einhüllenden e-Funktion und dem schwingenden Anteil dargestellt. Die Amplitude der Schwingung geht mit der Zeit exponentiell gegen 0. Die Schwingungsdauer hat den Wert

$$T = \frac{1}{\nu} = \frac{2\pi}{\sqrt{1/LC - R^2/4L^2}}. \quad (3)$$

Sie kann mit der Schwingdauer des ungedämpften Harmonischen Oszillator angenähert werden.

$$T \simeq T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC} \quad (3a)$$

Die Abnahmegewindigkeit wird durch den Parameter  $\mu$  charakterisiert. Die Abklingdauer  $T_{\text{ex}}$  ist die Zeit zu der die Amplitude  $A$  den Wert  $1/eA_0$  erreicht. Aus der Formel lassen sich Rückschlüsse auf den wirkenden Widerstand ziehen.

$$T_{\text{ex}} := \frac{1}{2\pi\mu} = \frac{2L}{R} \quad (4)$$

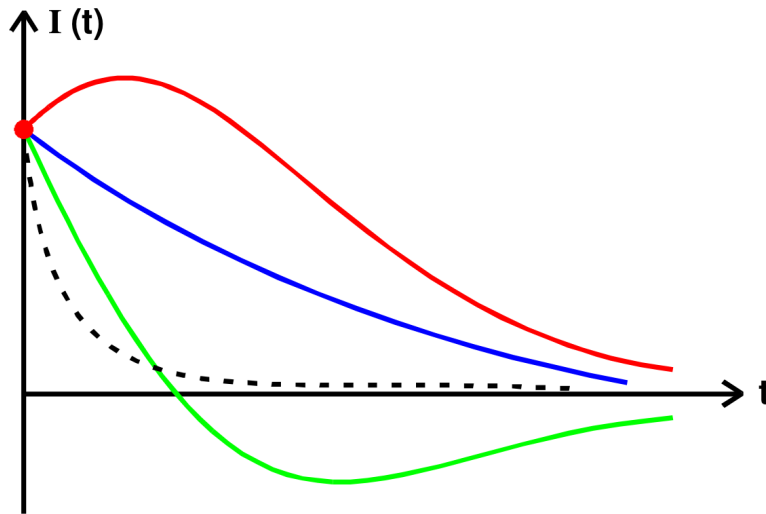
Im anderen Fall ist  $\nu$  rein imaginär bzw.

$$\frac{1}{LC} < \frac{R^2}{4L^2}$$

Die entstehende Lösung heißt aperiodische Dämpfung und kann je nach Anfangsbedingungen einen Extremwert erreichen bevor sie proportional zu

$$\exp\left(-\left(R/2L - \sqrt{R^2/4L^2 - 1/LC}\right)t\right)$$

verläuft und einem einfachen Relaxationsverhalten folgt (vgl. Abb. 3 durchgezogene Linien). Wenn  $\nu=0$  ist also



**Abbildung 3:** Einige aperiodische Funktionen bei großer Dämpfung und im aperiodischen Grenzfall [1].

$$\frac{1}{LC} = \frac{R^2}{4L^2} \quad (5)$$

gilt ist der aperiodische Grenzfall erreicht. Hier geht  $I(t)$  ohne Überschwung am schnellsten gegen Null (Abb. 3 gestrichelte Linie). Die Lösung hierzu ist

$$I(t) = Ae^{-\frac{R}{2L}t} = Ae^{-\frac{t}{\sqrt{LC}}}. \quad (6)$$

## 2.2 Angetriebener Harmonischer Oszillator

Nun wird der Gedämpfte Harmonische Oszillator mit einer Sinusschwingung angetrieben. Die Homogene Differenzialgleichung 1 wird um eine Treibende Sinusschwingung ergänzt

$$LC \frac{d^2 U_C}{dt^2} + RC \frac{dU_C}{dt} + U_C = U_0 e^{i\omega t}. \quad (7)$$

Mit dem Ansatz  $U_C(\omega, t) = U(\omega) e^{i\omega t}$  entsteht die Gleichung

$$-LC\omega^2 U + i\omega RC U + U = U_0$$

Für  $U(\omega)$  ergibt sich der Betrag

$$|U| = U_0 \sqrt{\frac{(1 - LC\omega^2)^2 + \omega^2 R^2 C^2}{((1 - LC\omega^2)^2 + \omega^2 R^2 C^2)^2}} \quad (8)$$

und die Phase

$$\phi(\omega) = \arctan\left(\frac{-\omega RC}{1 - LC\omega^2}\right) \quad (9)$$

Aus Gleichung 8 ergibt sich auch die Lösungsfunktion  $U_C$

$$U_C(\omega) = \frac{U_0}{\sqrt{(1 - LC\omega^2)^2 + \omega^2 R^2 C^2}} \quad (10)$$

Für  $\omega \rightarrow \infty$  geht diese Funktion gegen 0 während sie für  $\omega \rightarrow 0$  gegen  $U_0$  geht. Bei der Resonanzfrequenz  $\omega_{\text{res}}$  hat die Kurve von  $U_C$  ein Maximum, das größer als die Eingangsfrequenz sein kann.

$$\omega_{\text{res}} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{2L^2}} \quad (11)$$

Besonders interessant ist der Fall Schwacher Dämpfung, bei dem

$$\frac{1}{LC} \gg \frac{R^2}{2L^2}.$$

Für diesen Fall nähert sich die Resonanzfrequenz der Schwingung an die Grundfrequenz  $\omega_0$  an (vgl. Gleichung (3a)). Die Maximale Amplitude erreicht so einen Wert von

$$U_{C, \text{max}} = \frac{1}{\omega_0 RC} U_0 = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} U_0 \quad (12)$$

Der Vorfaktor  $1/(\omega_0 RC)$  wird auch als Resonanzüberhöhung oder Güte  $q$  bezeichnet. Die Breite des Peaks wird mit  $\omega_+$  und  $\omega_-$  beschrieben. Das sind die Frequenzen, bei denen die Amplitude von  $U_C$  auf  $U_{C, \max}/\sqrt{2}$  absinkt.  $\omega_-$  und  $\omega_+$  werden nun durch die Gleichung

$$\frac{U_0}{\sqrt{2}} \frac{1}{\omega_0 RC} = \frac{U_0}{C \sqrt{\omega_{\pm}^2 R^2 + (\omega_{\pm}^2 L - 1/C)^2}}$$

Da  $R^2/L^2 \ll \omega_0^2$  kann in der Näherung für die Breite der Resonanzkurve geschlossen werden, dass

$$\omega_+ - \omega_- \simeq \frac{R}{L} \quad (13)$$

Diese Rechnungen halten auch noch ihre Gültigkeit, wenn sie nicht mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  sondern mit der Frequenz  $\nu$  berechnet werden. Im Fall der starken Dämpfung gibt es keinen Peak bei der Resonanzfrequenz, die Intensität von  $U_C$  fällt monoton mit ansteigender Frequenz ab.

Die Phasenverschiebung wird mit Gleichung (9) beschrieben. An der Stelle  $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$  ist  $\phi = -\pi/2$ . Die Werte  $\omega_1$  und  $\omega_2$  sind die Werte bei denen die Phasenverschiebung bei  $\pi/4$  bzw.  $\frac{3}{4}\pi$  liegt. Sie lassen sich folgendermaßen berechnen

$$\omega_{1,2} = \pm \frac{R}{2L} + \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} + \frac{1}{LC}}. \quad (14)$$

Daraus erhält man für den Fall mit niedriger Dämpfung

$$\omega_1 - \omega_2 = \frac{R}{L} \quad (15)$$

Damit sind beide Definitionen der Breite des Peaks gleich breit.

### 3 Durchführung

Die angegebenen Werte für die Widerstände  $R_1$  und  $R_2$ , die Induktivität der Spule  $L$  und die Kapazität des Kondensators  $C$  betragen

$$\begin{aligned} R_1 &= (48,1 \pm 0,1) \Omega, & R_2 &= (509,5 \pm 0,5) \Omega, \\ L &= (10,11 \pm 0,03) \text{ mH}, & C &= (2,093 \pm 0,003) \text{ nF}. \end{aligned}$$

Diese Werte werden später für die technischen Daten der verschiedenen Schwingkreise gebraucht.

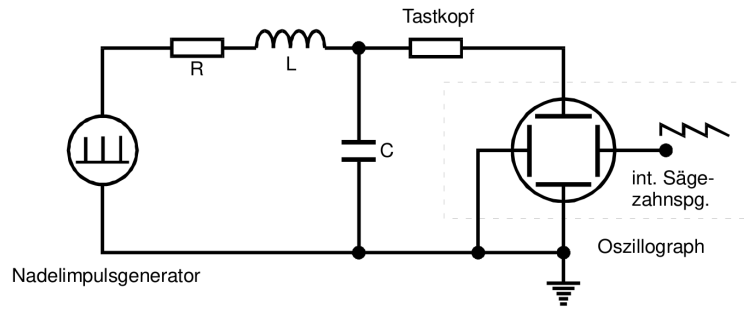


Abbildung 4: Schaltung für Aufgabe 1 [1].

### 3.1 Gedämpfte Schwingung

In diesem Versuchsteil wird die Form einer gedämpften Schwingung beobachtet. Mit einem Frequenzgenerator wird eine Rechteckspannung mit einer Frequenz von  $f = 1239 \text{ Hz}$  an einen gedämpften Schwingkreis angeschlossen. Das Oszilloskop wird wie in Abbildung 4 gezeigt mit dem Tastkopf an den Schwingkreis angeschlossen. Das Oszilloskop wird mit einer Zeiteinheit (Timediv) von  $20 \mu\text{s}$  einer Spannungseinheit (Voltdiv) von  $1 \text{ V}$  pro Kästchen eingestellt. Auf dem Oszilloskop wird eine kleiner werdende Schwingung erkannt. Die Zeitpunkte und Auslenkungen dieser Peaks werden abgelesen und notiert.

### 3.2 Widerstand des aperiodischen Grenzfalls

Um den Widerstand zu ermitteln in dem der Aperiodische Grenzfall eintritt, wird der Frequenzgenerator an einen einstellbaren Widerstand angeschlossen (vgl. Abb. 5). Die Einstellungen des Oszilloskops aus der vorherigen Aufgabe werden übernommen. Der einstellbare Widerstand wird so lange erhöht, bis gerade keine Schwingungen mehr zu sehen sind. Die Einstellung ist der Widerstand des aperiodischen Grenzfalls.

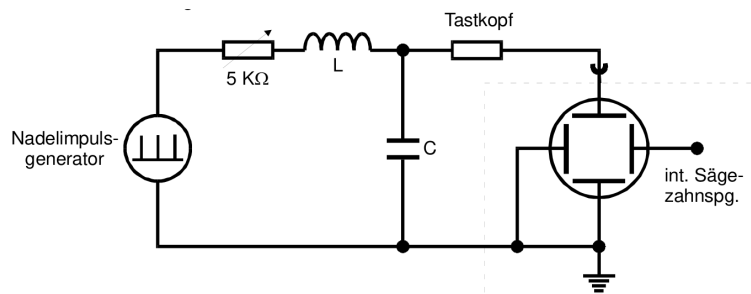


Abbildung 5: Schaltung für Aufgabe 2 [1].



### 3.3 Frequenzabhängigkeit von Amplitude und Phasenverschiebung bei der angetriebenen Schwingung

Bei diesem Versuchsteil wird eine Sinusschwingung an den Schwingkreis mit dem Widerstand  $R_2$  angeschlossen um eine angetriebene gedämpfte Schwingung zu erzeugen (vgl. Abb. 6). Die Generatorspannung und die Spannung am Kondensator werden parallel

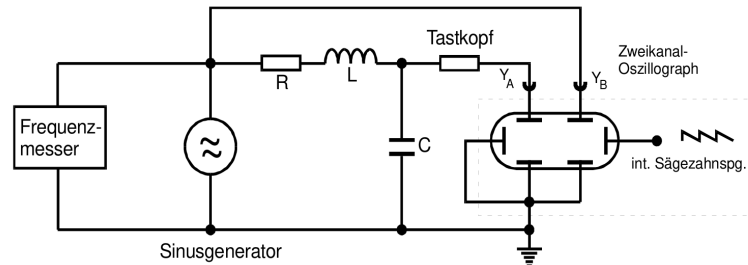


Abbildung 6: Schaltung für Aufgabe 3 [1]

auf dem Oszilloskop dargestellt. Die Frequenzen werden nach und nach erhöht und die Amplitude der Spannung am Kondensator sowie die Zeit des Phasenunterschieds wird aufgenommen. Die an dem Oszilloskop gemessenen Werte sind durch eine falsche Einstellung am Fine-Tuning-Regler des Oszilloskops in einer gleichbleibenden Art und Weise verzerrt. Deshalb muss für den Phasenunterschied auch die Schwingungsdauer  $T$  mit dem Oszilloskop gemessen werden, auch wenn diese aus der Frequenz hergeleitet werden könnte.

## 4 Auswertung

### 4.1 Gaußsche Fehlerfortpflanzung

Wenn zu Messdaten die Standardabweichung bekannt ist, und mit diesen Messdaten weiter gerechnet werden soll, wird die Gaußsche Fehlerfortpflanzung verwendet. Angenommen, es gibt  $k$  Messwerte  $x_i [i \in \mathbb{N}, i \leq k]$  mit den Standardabweichungen  $\Delta x_i$  und eine abgeleitete Größe  $f(x_i)$ . Dann ist der Fehler von  $f$

$$\Delta f(x_i) = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1} \Delta x_1\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2} \Delta x_2\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_k} \Delta x_k\right)^2}. \quad (16)$$

Im Ergebnis ergibt sich der Mittelwert von  $f$  mit der errechneten Abweichung  $\bar{f} \pm \Delta f$ . Um Rechenfehler zu vermeiden, wird das Python [2] Paket `uncertainties` [3] verwendet. Hier wird die Fehlerfortpflanzung automatisch verrechnet, wenn die Variablen als `ufloat` definiert werden.

### 4.2 Amplitude der Einhüllenden einer gedämpften Schwingung

Die gemessenen Werte für die Amplitude  $A$  in Abhängigkeit der Zeit  $t$  der gedämpften Schwingung sind in Tabelle 1 einzusehen.

**Tabelle 1:** Spannungsamplitude  $A$  in Abhängigkeit der Zeit  $t$ .

$t/\mu s$	$A/V$
0	2,8
14	2,4
26	2,0
38	1,7
52	1,5
64	1,2
78	1,1
92	1,0
104	0,9
118	0,8
130	0,7
144	0,6
156	0,4
170	0,4

Anhand von Gleichung (2) ergibt sich die Amplitude

$$A = A_0 \exp(-2\pi\mu t). \quad (17)$$

Für  $A$  wird mit Hilfe der Python [2] Funktion `curve_fit` aus dem Paket `scipy.optimize` [4] eine nicht-lineare Ausgleichsrechnung durchgeführt. Es ergibt sich Plot 7 sowie die Parameter

$$A_0 = (2,7462 \pm 0,048\,81) \text{ V}, \quad \mu = (1808,5104 \pm 55,5975) \frac{1}{s}. \quad (18)$$

Hieraus folgen gemäß der Gleichung (4) für die effektive Abklingdauer  $T_{\text{eff}}$  und den effektiven Widerstand

$$R_{\text{eff}} = 4\pi\mu L$$

die Werte

$$R_{\text{eff}} = (230 \pm 7) \Omega, \quad T_{\text{eff}} = (88 \pm 2,7) \mu s. \quad (19)$$

Im Vergleich zu dem angeschlossenen Widerstand  $R_1$  bzw. der nach Gleichung (4) errechneten Abklingdauer  $T_{\text{ex}} = \frac{2L}{R_1} = (420,4 \pm 1,5) \mu s$  ergeben sich die prozentualen Abweichungen

$$\frac{|R_{\text{eff}} - R_1|}{R_1} = (378 \pm 15) \%, \quad \frac{|T_{\text{eff}} - T_{\text{ex}}|}{T_{\text{ex}}} = (79,1 \pm 0,6) \%.$$

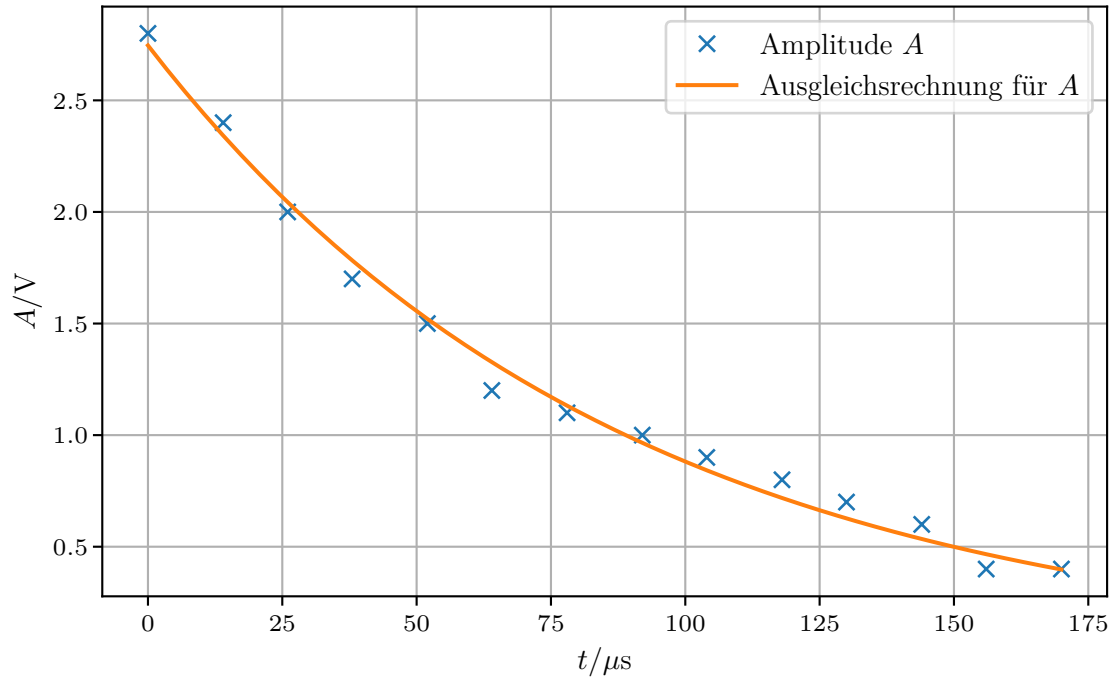


Abbildung 7: Ausgleichsplot für die Amplitude der gedämpften Schwingung.

### 4.3 Dämpfungswiderstand beim aperiodischen Grenzfall

Für den aperiodischen Grenzfall wird der Dämpfungswiderstand  $R_{\text{ap}} = 3,54 \text{ k}\Omega$  gemessen. Gemäß Gleichung (5) beträgt der erwartete Wert

$$R_{\text{ap,theo}} = 2 \cdot \sqrt{\left(\frac{L}{C}\right)} = (4,396 \pm 0,007) \text{ k}\Omega. \quad (20)$$

Dies entspricht einer Abweichung von

$$\frac{|R_{\text{ap}} - R_{\text{ap,theo}}|}{R_{\text{ap,theo}}} = (19,47 \pm 0,13) \text{ \%}.$$

### 4.4 Frequenzabhängigkeit der Kondensatorspannung und der Phase

Die Schwingdauer  $T$ , die Spannung am Kondensator  $U_C$ , der zeitliche Abstand  $\Delta t$  der Nulldurchgänge von Kondensator- und Generatorspannung sowie die Phasenverschiebung  $\phi$  sind in Tabelle 2 in Abhängigkeit von der Frequenz  $\nu$  einzusehen. Dabei gilt

$$\nu = \frac{1}{T}$$

und  $\phi$  errechnet sich mittels

$$\phi = 2\pi \Delta t \nu.$$

Die Amplitude der Generatorspannung beträgt konstant  $U_0 = 0,85 \text{ V}$ .

**Tabelle 2:** Messdaten für  $T$ ,  $U_C$ ,  $\Delta t$  und  $\phi$  in Abhängigkeit von  $\nu$ .

$\nu/\text{kHz}$	$T/\mu\text{s}$	$U_C/\text{V}$	$\Delta t/\mu\text{s}$	$\phi$
13	75,0	0,85	0,0	0,0000
26	38,5	0,90	1,0	0,1632
38	26,0	0,85	2,0	0,4833
51	19,5	1,10	1,5	0,4833
65	15,5	1,70	1,0	0,4054
74	13,5	1,00	1,5	0,6981
80	12,5	1,30	2,0	1,0053
80	12,5	1,40	2,0	1,0053
83	12,0	1,50	2,5	1,3090
87	11,5	1,60	2,5	1,3659
87	11,5	1,50	3,0	1,6391
91	11,0	1,40	3,5	1,9992
91	11,0	1,30	3,5	1,9992
95	10,5	1,20	4,0	2,3936
95	10,5	1,00	4,0	2,3936
100	10,0	0,90	4,0	2,5133
105	9,5	0,80	4,5	2,9762
111	9,0	0,80	4,5	3,1416
118	8,5	0,50	4,0	2,9568
125	8,0	0,65	4,5	3,5343
143	7,0	0,50	4,0	3,5904
154	6,5	0,35	3,5	3,3833
167	6,0	0,30	3,0	3,1416
182	5,5	0,24	3,0	3,4272

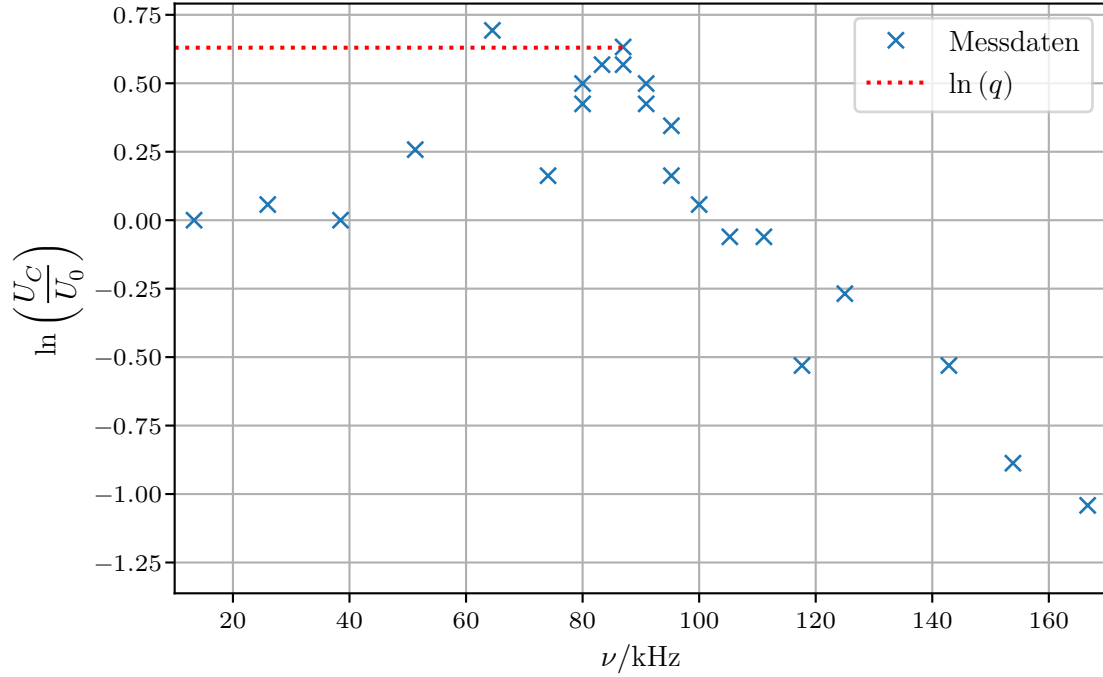
#### 4.4.1 Kondensatorspannung

Für die Kondensatorspannung  $U_C$  ergibt sich der halblogarithmische Plot 8, aus dem die Resonanzüberhöhung  $q$  am Peak der Messdaten entnommen wird. Die beiden verhältnismäßig hohen Spannungswerte im Bereich zwischen 50 kHz und 75 kHz lassen sich dabei vermutlich auf Messungenauigkeiten zurückführen, weshalb sie bei der Bestimmung von  $q$  vernachlässigt werden. Die Resonanzüberhöhung lässt sich somit zu  $q = \exp(0.63) = 1.88$  bestimmen. Gemäß Gleichung (12) lässt sich die theoretische Resonanzüberhöhung zu

$$q_{\text{theo}} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = (4,31 \pm 0,01) \quad (21)$$

bestimmen, wobei für  $R$  der Widerstand  $R_2$  eingesetzt wurde. Dies entspricht einer Abweichung von

$$\frac{|q - q_{\text{theo}}|}{q_{\text{theo}}} = (56,42 \pm 0,08) \, \%.$$



**Abbildung 8:** Halblogarithmische Darstellung der Spannung in Abhängigkeit der Frequenz.

Eine lineare Darstellung der Messdaten ist in Abbildung 9 zu sehen. Anhand dieser wird der Wert für

$$\Delta\nu = \nu_+ - \nu_- = 18 \text{ kHz} \quad (22)$$

ermittelt. Gemäß Gleichung (13) errechnet sich der entsprechende theoretische Wert zu

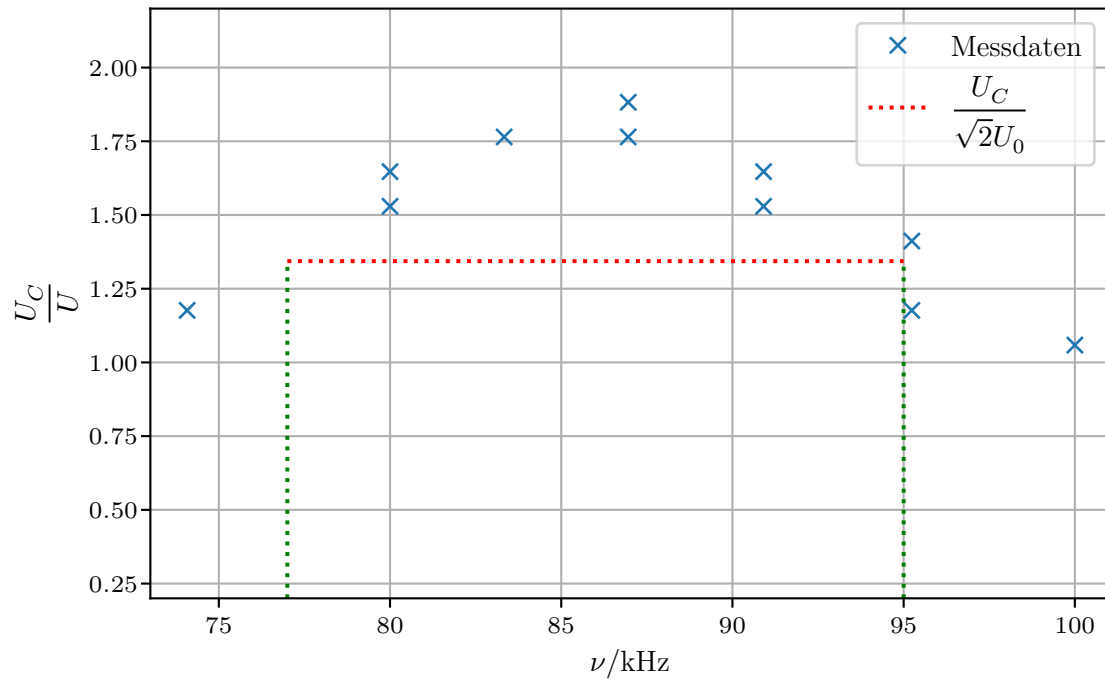
$$\Delta\omega_{\text{theo}} = \frac{R_2}{L} = (50,40 \pm 0,16) \text{ kHz}$$

bzw.

$$\Delta\nu_{\text{theo}} = \frac{\Delta\omega_{\text{theo}}}{2\pi} = (8,02 \pm 0,03) \text{ kHz}.$$

Das entspricht einer Abweichung von

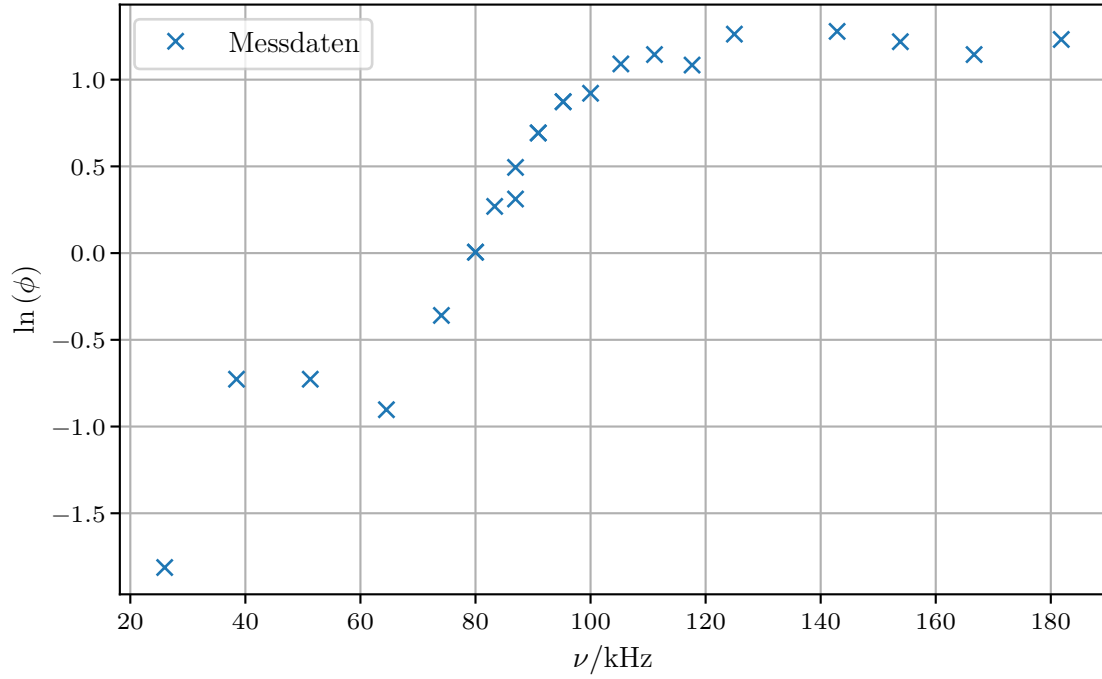
$$\frac{|\Delta\nu - \Delta\nu_{\text{theo}}|}{\Delta\nu_{\text{theo}}} = (124,4 \pm 0,7) \, \%. \quad (23)$$



**Abbildung 9:** Lineare Darstellung der Spannung in Abhängigkeit der Frequenz.

#### 4.4.2 Phasenverschiebung

Eine halblogarithmische Darstellung der frequenzabhängigen Phasenverschiebung ist in Abbildung 10 zu sehen.



**Abbildung 10:** Halblogarithmische Darstellung der Phasenverschiebung in Abhängigkeit der Frequenz.

Des Weiteren ist der Bereich um  $\phi = \frac{\pi}{2}$  in Abbildung 11 auch linear dargestellt. Hieraus lassen sich die Werte

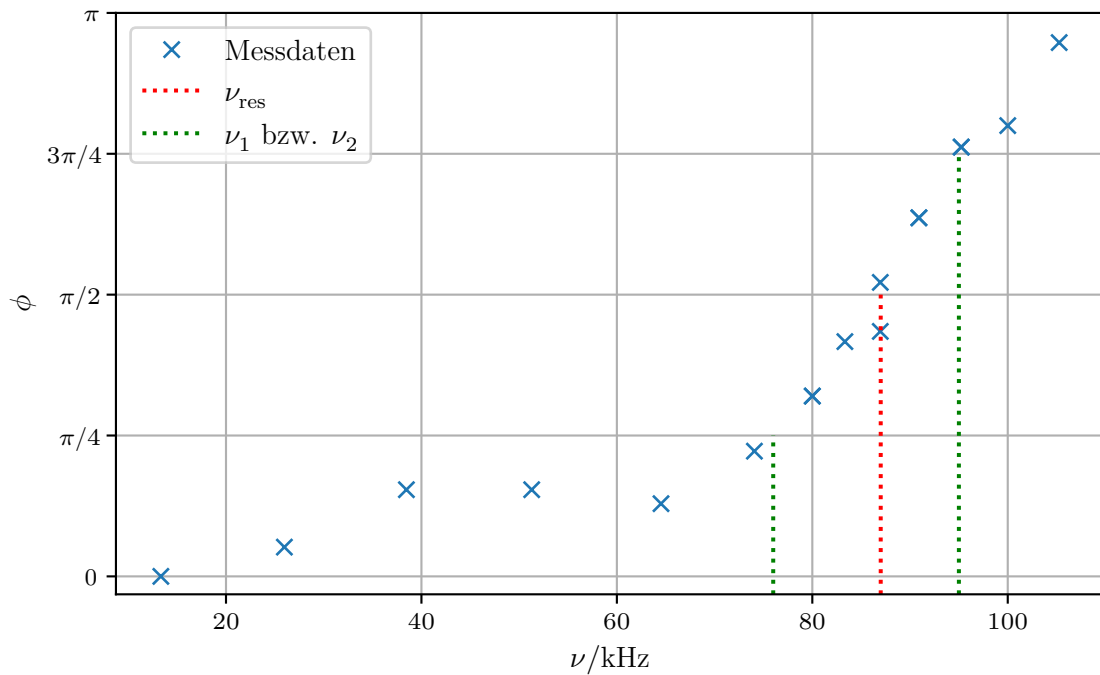
$$\begin{aligned} \nu_{\text{res}} &= 87 \text{ kHz}, \\ \nu_1 &= 76 \text{ kHz}, \end{aligned} \qquad \nu_2 = 95 \text{ kHz} \qquad (24)$$

entnehmen. Die jeweiligen aus den Gleichungen (11) und (14) berechneten theoretischen Werte betragen

$$\begin{aligned} \nu_{\text{res, theo}} &= (34,13 \pm 0,06) \text{ kHz}, \\ \nu_{1, \text{theo}} &= (30,82 \pm 0,05) \text{ kHz}, \end{aligned} \qquad \nu_{2, \text{theo}} = (38,84 \pm 0,07) \text{ kHz}. \qquad (25)$$

Dies entspricht den Abweichungen

$$\begin{aligned} \frac{|\nu_{\text{res}} - \nu_{\text{res, theo}}|}{\nu_{\text{res, theo}}} &= (154,9 \pm 0,4) \%, \\ \frac{|\nu_1 - \nu_{1, \text{theo}}|}{\nu_{1, \text{theo}}} &= (146,6 \pm 0,4) \%, \end{aligned} \qquad \frac{|\nu_2 - \nu_{2, \text{theo}}|}{\nu_{2, \text{theo}}} = (144,6 \pm 0,4) \%. \qquad (26)$$



**Abbildung 11:** Lineare Darstellung der Phasenverschiebung in Abhängigkeit der Frequenz.

## 5 Diskussion

### 5.1 Der gedämpfte Oszillator

Die Amplitude der einhüllenden Funktion konnte mithilfe der gemessenen Werte als e-Funktion verifiziert werden. Der effektive Widerstand, der aus dem bekannten  $R_1$  und dem Innenwiderstand des Frequenzgenerators bestehen sollte weicht um ein Vielfaches von  $R_1$  ab. Das liegt vermutlich an einer falschen Einstellung im Finetuning des Oszilloskops, welche dazu geführt haben kann, dass die Werte für die Zeit und/ oder die Werte für die Amplitude um einen konstanten Faktor verzerrt sind.

Der Dämpfungswiderstand des aperiodischen Grenzfalls weicht von dem erwarteten Wert ab. Das kann an einem Ablesefehler liegen, wenn die charakteristische Form des aperiodischen Grenzfalls zu früh erkannt wurde. Ansonsten kann der Innenwiderstand des Frequenzgenerators eine mögliche Quelle der Verzerrung des tatsächlich wirkenden Widerstands sein.

### 5.2 Resonanzfrequenzen und Peak

Die Güte  $q$  des Schwingkreises ist in etwa halb so groß wie der erwartete Wert. Auch hier können Innenwiderstände und Fehleinstellungen eine Rolle spielen. Außerdem ist es möglich, dass ein größerer Peak zwischen zwei Messwerten verloren gegangen ist.



Die Resonanzfrequenzen liegen bei etwa dem zweieinhalbfachen der erwarteten Werte. Die Peaks weichen auch in der Breite um den gleichen Faktor ab. Diese Abweichung kann also gut mit einer Fehleinstellung der Zeiteinheit des Oszilloskops begründet werden.

## Literatur

- [1] *Versuch 354: Gedämpfte und erzwungene Schwingungen*. TU Dortmund, Fakultät Physik. 2022.
- [2] *Python*. Version 3.9.12. 1. Aug. 2022. URL: <https://www.python.org>.
- [3] Eric O. LEBIGOT. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [4] Pauli Virtanen u. a. „SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python“. In: *Nature Methods* 17 (2020), S. 261–272. DOI: 10.1038/s41592-019-0686-2.

# Anhang

V35H: gedampfte, erzwungene  
Schwingung (10/02/23)

Teil a) gel. Schw.  
Tastkopf 1x  
DC Taster an Kanal 2  
(Anschluss Tastkopf zum LAC)

Voltmeter IV, Innenw. 20 M $\Omega$   
Frequenz: 1230 Hz, amplit. 0.1  
 $x=0$ : 1. Nullnach hoch auf  
y-Achse  
(Abt. ohne Amplit.)  
Wiederhol. schrittweise

8,5 0,4

b) Apertureschluss Grundfälle  
 $R = 3,5 \text{ M}\Omega$  Allen

c) Frequenz 1. d) Probenzeit  
mit 10 Tugsten = 0,2 ms  
Ls Schwingzeit  
mit  $U_1(x=1)$   $U_2(x=0)$   
Frequenz 1. Amplit. Nullschwingung  
in  $f = 520 \text{ Hz} \rightarrow 20.500 \text{ Hz}$   
35.27 mm Schritte  
Kalter: 0,5 K (0,1 K)  
Temper. 50  $\mu\text{s}$  Schwingdauer T

$\phi$	U	$U_c$	T	$\Delta$
35,00	0,1	1,4	2,2	0,1
36,00	"	1,3	2,2	0,1
37,00	"	1,2	2,1	0,1
38,00	"	1,0	2,1	0,1
39,00	"	0,9	2,0	0,1
40,00	"	0,8	1,9	0,1
41,00	"	0,7	1,8	0,1
42,00	"	0,6	1,7	0,1
43,00	"	1,3	1,6	0,1
44,00	"	1,0	1,5	0,1
45,00	"	0,9	1,5	0,1
46,00	"	1,1	1,2	0,1
47,00	"	1,2	1,1	0,1

x 1,4	1,4
0	2,8
1,7	2,4
1,3	2,0
1,0	1,7
1,6	1,5
3,2	1,2
3,9	1,1
4,6	1,0
5,2	0,9
5,9	0,8
6,5	0,7
7,2	0,6
7,8	0,4

$\phi$	U	$U_c$	T	$\Delta$
50,00	1,7	1,7	0,8	0
51,00	1,7	1,7	0,8	0,4
52,00	"	1,7	0,8	0,4
53,00	1,2	"	3,3	0,3
54,00	1,7	"	3,4	0,2
55,00	1,7	"	2,7	0,5
56,00	"	1,3	2,5	0,4
57,00	"	1,4	2,5	0,4
58,00	"	1,5	2,4	0,5
59,00	"	1,6	2,3	0,5
60,00	"	1,5	2,3	0,6

$$\begin{aligned}
 L &= (40,41 \pm 0,05)_{\text{m}} \\
 R &= (0,8,1 \pm 0,1)_{\text{m}} \\
 \rho_{\text{m}} &= (5,05,9 \pm 0,5)_{\text{m}} \\
 C &= (2,028 \pm 0,005)_{\text{m}}
 \end{aligned}$$