

V354: Gedämpfte und erzwungene Schwingungen

Felix Geyer

felix.geyer@tu-dortmund.de

Rune Dominik

rune.dominik@tu-dortmund.de

Durchführung: 10. Januar 2017

Abgabe: 17. Januar 2017

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-----------|
| 1 Zielsetzung | 3 |
| 2 Theorie | 3 |
| 2.1 Gedämpfte Schwingung | 3 |
| 2.2 Erzwungene Schwingung | 4 |
| 3 Durchführung | 6 |
| 3.1 Versuchsaufbau | 6 |
| 3.2 Versuchsdurchführung | 7 |
| 4 Auswertung | 8 |
| 4.1 Zeitabhängigkeit der gedämpften Schwingung | 9 |
| 4.2 Dämpfungswiderstand des aperiodischen Grenzfalls | 10 |
| 4.3 Frequenzabhängigkeit der Kondensatorspannung | 10 |
| 4.4 Frequenzabhängigkeit der Phase zwischen Erreger- und Kondensatorspannung | 12 |
| 5 Diskussion | 14 |
| Literatur | 16 |

1 Zielsetzung

Ziel dieses Versuches ist es, gedämpfte und erzwungene Schwingungen zu untersuchen. Dabei werden auf die Zeitabhängigkeit der gedämpften Schwingung, auf den aperiodischen Grenzfall und die Frequenzabhängigkeit der Spannung bzw. der Phase zwischen Erreger- und Kondensatorspannung eingegangen.

2 Theorie

Ein Schwingkreis besteht in seiner einfachsten Form aus einem Kondensator mit der Kapazität C und einer Spule mit der Induktivität L . Die Energie in diesem Schwingkreis oszilliert zwischen den beiden Energiespeichern und hat als mögliche Maxima ein maximales magnetisches Feld in der Spule und einen maximal aufgeladenen Kondensator. Falls ein idealer Draht vorliegt, wird diese **ungedämpfte Schwingung** für $t \rightarrow \infty$ unverändert schwingen.

2.1 Gedämpfte Schwingung

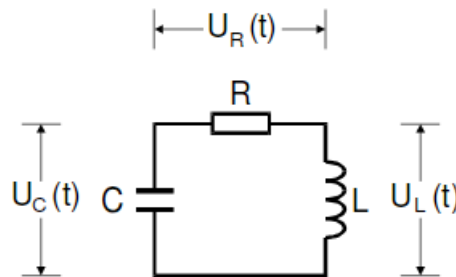


Abbildung 1: Schaltbild eines gedämpften Schwingkreises [Dor17].

Falls ein endlicher Widerstand R in den Schaltkreis eingebaut wird, siehe 1, dann wird ein Teil der elektrischen Energie an diesem ohmschen Widerstand in Wärme umgewandelt. Damit fallen die Amplituden der Spannung und des Stromes mit der Zeit ab und es entwickelt sich eine **gedämpften Schwingung**. Das Gesetz zwischen Absinken der Amplitude und der Zeit lässt sich aus dem zweiten Kirchhoffschen Gesetz, mit den Spannungen aus Abbildung 1, herleiten

$$U_R(t) + U_L(t) + U_C(t) = 0. \quad (1)$$

Daraus wird eine lineare homogene Differentialgleichung 2. Ordnung der Form

$$\ddot{I}(t) + \frac{R}{L}\dot{I}(t) + \frac{1}{LC}I(t) = 0 \quad (2)$$

entwickelt (mit R als ohmschen Widerstand, L als Induktivität, C als Kapazität und I als zeitabhängigem Strom, siehe Abbildung 1), welche als Lösung

$$I'(t) = e^{-2\pi\mu t} (Ae^{i2\pi\nu t} + Be^{-i2\pi\nu t}) \quad (3)$$

mit A und B als beliebige Zahlen aus \mathbb{C} und den Abkürzungen

$$2\pi\mu = \frac{R}{2L} \quad (4)$$

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

besitzt. Für den weiteren Verlauf ist es erforderlich zu ermitteln, ob ν reell oder imaginär ist. Deshalb wird eine Fallunterscheidung ausgeführt:

- ν ist reell:

Damit in diesem Fall $I'(t)$ reell wird, muss $A = \overline{B}$ gelten. Mit geeigneten Ansätzen erhält man schließlich

$$I(t) = A_0 e^{-2\pi\mu t} \cos(2\pi f t + \eta) \quad (6)$$

mit A_0 und η als beliebige Zahlen aus \mathbb{R} und f als Frequenz der Schwingung. Gleichung (6) stellt eine Schwingungsgleichung für eine **gedämpfte Schwingung** dar, deren Amplitude offensichtlich exponentiell gegen 0 strebt. Für die Schwingungsdauer ergibt sich

$$T = \frac{1}{f} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}} \quad (7)$$

Die Abnahmegeschwindigkeit steckt im Exponenten der e-Funktion in (6), nämlich im μ . Daraus lässt sich die Abklingdauer T_{ex} definieren

$$T_{\text{ex}} = \frac{1}{2\pi\mu} = \frac{2L}{R} \quad (8)$$

- ν ist imaginär:

Gleichung (3) besteht nur noch aus vollständig reellen Exponentialfunktionen, so dass (6) keinen oszillatorischen Anteil besitzt. Dies nennt man aperiodische Dämpfung. Abhängig von A und B strebt $I(t)$ monoton gegen 0 oder erreicht noch einen Extremwert. Für das Experiment von Bedeutung ist der Spezialfall

$$\frac{1}{LC} = \frac{R_{\text{ap}}^2}{4L^2}, \quad (9)$$

der **aperiodischer Grenzfall** heißt und für den $f = 0$ ist. Die Amplitude des Stroms strebt maximal schnell gegen 0 und besitzt keinen Überschwinger.

2.2 Erzwungene Schwingung

Nun wird der RCL -Schwingkreis aus Kapitel 2.1 um eine Wechselstromquelle $U(t)$ erweitert, wie in Abbildung 2 zu sehen. Diese regt den Schwingkreis sinusförmig mit einer

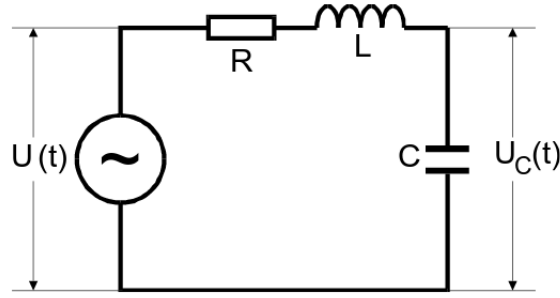


Abbildung 2: Schaltbild einer erzwungenen Schwingung [Unk17].

eigenen Frequenz zusätzlich an. Nach einer gewissen Einschwingzeit wird der Schwingkreis mit derselben Frequenz wie die Wechselstromquelle schwingen. Mit

$$U(t) = U_0 e^{i\omega t}$$

wird die Differentialgleichung (2) verändert zu

$$LC\ddot{U}_C + RC\dot{U}_C + U_C = U_0 e^{i\omega t}. \quad (10)$$

Um zu ermitteln, wie die Amplitude U_{C_0} der Kondensatorspannung mit dem Phasenunterschied von der Erregerspannung mit der Amplitude U_0 und ihrer Frequenz abhängen, nimmt man den Ansatz

$$U_C(\omega, t) = U_{C_0}(\omega) e^{i\omega t}$$

und setzt ihn in (10) ein (Mit U_{C_0} als beliebige Zahl aus \mathbb{C}). Damit erhält man für die Amplitude

$$U_{C_0} = \frac{U_0 (1 - LC\omega^2 - i\omega RC)}{(1 - LC\omega^2)^2 + \omega^2 R^2 C^2} \quad (11)$$

und für die Phasenverschiebung $\phi(\omega)$ zwischen $U_C(t)$ und $U(t)$

$$\phi(\omega) = \arctan\left(\frac{-\omega RC}{1 - LC\omega^2}\right). \quad (12)$$

Mit (11) erhält man für die Kondensatorspannung in Abhängigkeit von ω die sogenannte Resonanzkurve

$$U_C(\omega) = \frac{U_0}{\sqrt{(1 - LC\omega^2)^2 + \omega^2 R^2 C^2}}. \quad (13)$$

Für die Frequenzen ω_1 und ω_2 bei denen die Phasenverschiebung genau $\frac{\pi}{4}$ bzw. $\frac{3\pi}{4}$ beträgt, gilt dann nach (12)

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

An Gleichung (13) lässt sich erkennen, dass die Kondensatorspannung für $\omega \rightarrow \infty$ gegen 0 und für $\omega \rightarrow 0$ gegen U_0 geht. Allerdings gibt es eine Frequenz, für die die Kondensatorspannung maximiert wird, sodass $U_C > U_0$ gilt. Dies wird als Resonanz mit der Resonanzfrequenz

$$\omega_{\text{res}} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{2L^2}} \quad (15)$$

bezeichnet. Falls nun die Resonanzfrequenz ungefähr der Frequenz des ungedämpften Schwingkreises $\omega_0 = \frac{1}{LC}$, d.h. dass in (15) $\frac{1}{LC} \gg \frac{R^2}{2L^2}$ gilt, entspricht, so nennt man dies schwache Dämpfung. Für diesen Fall wird U_C um den Faktor

$$q = \frac{1}{\omega_0 RC} \quad (16)$$

größer als U_0 . (16) nennt man auch die **Güte** q des Schwingkreises.

Eine weitere wichtige Größe ist die Breite der Resonanzkurve aus Formel (13). Sie wird aus der Differenz der beiden Frequenzen ω_+ und ω_- gewonnen, welche sich dadurch auszeichnen, dass $U_C(\omega_+)$ und $U_C(\omega_-)$ um den Faktor $\frac{1}{\sqrt{2}}$ kleiner sind als das Maximum aus (16). Mit der Näherung

$$\frac{R^2}{L^2} \ll \omega_0^2$$

folgt für die Differenz der Frequenzen

$$\omega_+ - \omega_- \approx \frac{R}{L}. \quad (17)$$

3 Durchführung

3.1 Versuchsaufbau

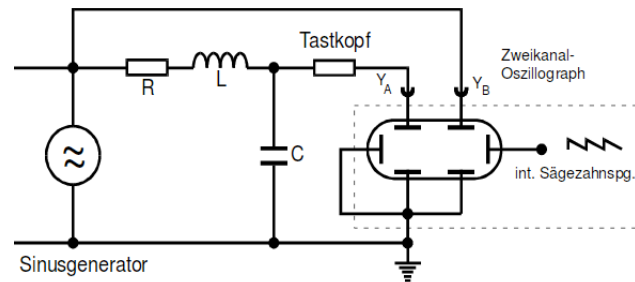


Abbildung 3: Schaltbild des Versuchsaufbaus [Dor17].

Abbildung 3 zeigt einen Sinusgenerator, der nachgeschalteten Schwingkreis zu Schwingungen anregt. Dazu parallel geschaltet ist ein Oszilloskop, welches über einen Tastkopf in den Schaltkreis eingebunden wird.

In Abbildung 4 sieht man den Versuchsaufbau im Foto. Der rote Baustein enthält alle Bestandteile des RCL -Schwingkreises plus zwei feste und einen veränderlichen ohmschen

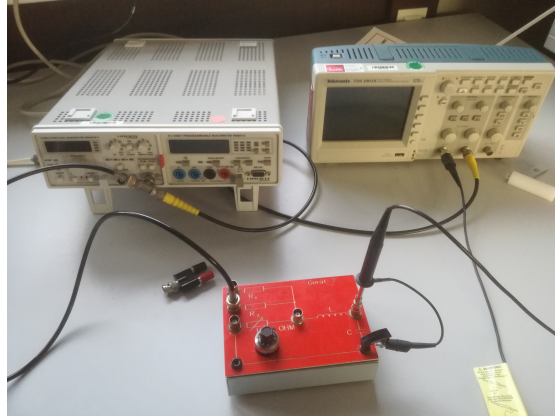


Abbildung 4: Foto des Versuchsaufbaus.

Widerstand. das Gerät auf der linken Seite fungiert als Nadelimpulsgenerator, kann aber auch die in Kapitel 2.1 beschriebene sinusförmige Spannung liefern. Das rechte Gerät ist ein digitales Oszilloskop, mit dem die Schwingungen visualisiert werden. Zu diesem Zweck ist der Tastkopf, in Abbildung 3 zu sehen, in den Schwingkreis eingebaut worden (rechts unten im roten Bauteil steckend).

3.2 Versuchsdurchführung

Zuerst werden die benötigten Werte über die Widerstände, die Kapazität und die Induktivität notiert. Dann wird Abbildung 3 aufgebaut, jedoch ohne Verbindung vom Nadelpulsgenerator zum Oszilloskop und mit dem kleineren der beiden fest eingebauten ohmschen Widerstände. Dies geschieht, um die Amplitudenabnahme eines gedämpften Schwingkreises in Abhängigkeit von der Zeit zu ermitteln und daraus den effektiven Dämpfungswiderstand zu bestimmen. Sodann wird die Spannung gegen die Zeit auf dem Oszilloskop aufgetragen. Dabei wird darauf geachtet, dass die Amplitude etwa um den Faktor 3 bis 8 abgenommen hat, bevor ein neues Signal des Nadelpulsgenerators eintrifft. Der Schwingungsverlauf wird mit der Print-Funktion des Oszilloskops festgehalten und ist in Abbildung 5 einsehbar. Aus Abbildung 5 wird mit etwa 10 Messpunkten die

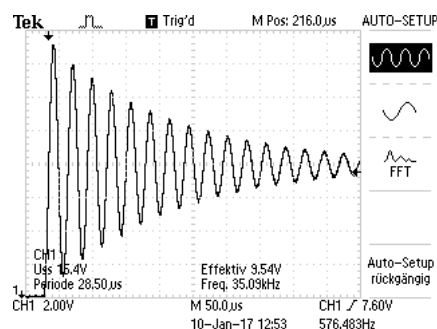


Abbildung 5: Schwingungsverlauf einer gedämpften Schwingung.

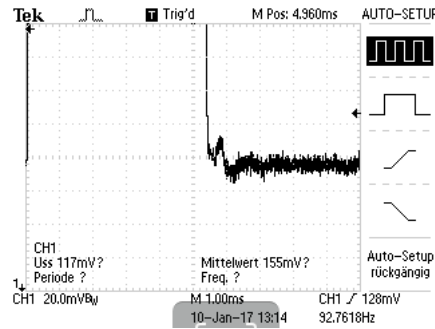


Abbildung 6: Spannungsverlauf beim aperiodischen Grenzfall auf einem Oszilloskop.

Amplitudenabnahme und daraus der effektiven Dämpfungswiderstand bestimmt.

Der Aufbau für die Bestimmung des Dämpfungswiderstandes R_{ap} , bei dem der aperiodische Grenzfall eintritt, wird die gleiche Schaltung wie für den ersten Teil der Durchführung verwendet, mit dem einzigen Unterschied, dass diesmal kein Festwiderstand, sondern der veränderliche ohmsche Widerstand Teil des Schwingkreises ist. Zunächst wird der eben erwähnte veränderliche Widerstand auf sein Maximum eingestellt. Auf dem Oszilloskop äußert sich das durch die monotone Abnahme der Kondensatorspannung, d. h. es gibt also keine Schwingung. Alsdann wird der Widerstand schrittweise verringert, bis ein Überschwinger erkennbar wird. Dies bedeutet, dass der Schwingfall eingetreten ist. Nun wird der Widerstand wieder erhöht, bis dieser Überschwinger verschwunden ist. Dies ist in Abbildung 6 zu sehen. Der eingestellte Widerstand wird als R_{ap} notiert.

Um die Frequenzabhängigkeit der Kondensatorspannung zu untersuchen, wird wieder die Schaltung aus Kapitel 3.1 mit den bereits erwähnten Änderungen aufgebaut, diesmal mit dem größeren der beiden Festwiderstände und mit einer Sinusspannung statt Nadelpulsen. Da die Frequenzabhängigkeit der Phase gleichzeitig ausgeführt wird, wird die Sinusspannung ebenfalls auf dem Oszilloskop dargestellt. Dann werden beide Spannungsverläufe übereinander gelegt und für 15 verschiedene Frequenzen U_0 , sprich die Amplitude der Sinusspannung, U_C und die zeitliche Differenz zwischen den beiden Nulldurchgängen der Spannungen aufgenommen. Die Periodenlänge lässt sich aus der jeweils eingestellten Frequenz bestimmen.

4 Auswertung

Die Daten der in der Apparatur verwendeten Bauteile sind wie folgt:

$$L = (10.11 \pm 0.03) \text{ mH}$$

$$C = (2.098 \pm 0.006) \text{ nF}$$

$$R_1 = (48.1 \pm 0.1) \Omega$$

$$R_2 = (509.5 \pm 0.5) \Omega$$

4.1 Zeitabhängigkeit der gedämpften Schwingung

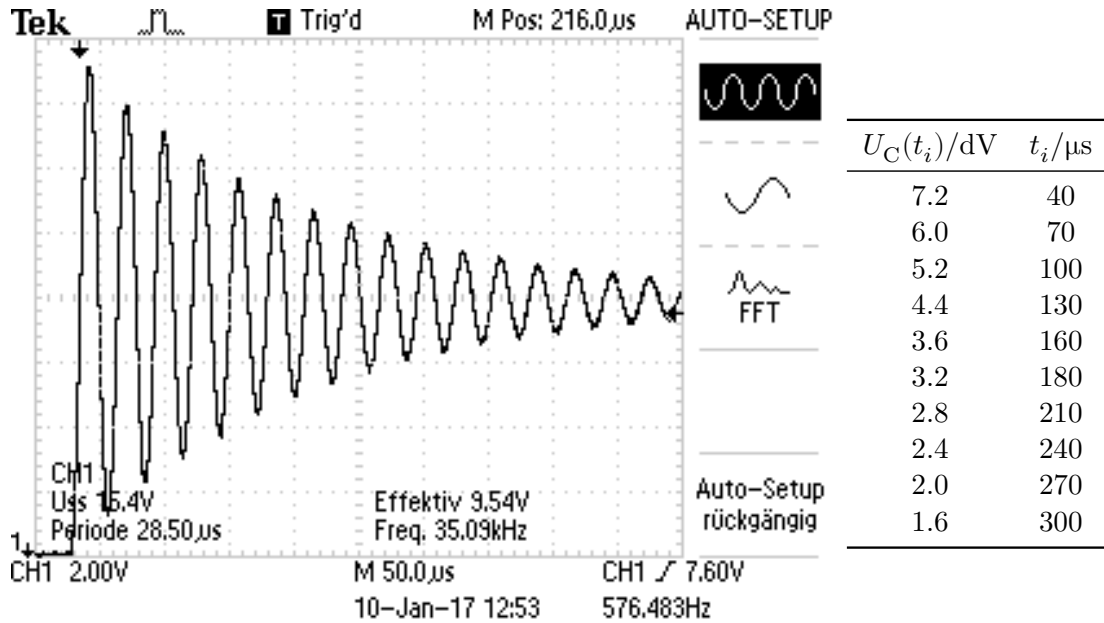


Abbildung 7: In der Tabelle sind die aus dem Oszilloskop-Bild entnommene Datenpaare eingetragen. Aufgrund des Verstärkungsfaktors x10 des Tastkopfes sind die Werte in dV gemessen.

Oszilloskop-Bild und daraus entnommenen Wertepaare sind in Abbildung 7 dargestellt. Durch fitten mit einer Funktion:

$$U(t) = U_0 \cdot e^{-2\pi\mu t} \quad (18)$$

in "curve fit" aus dem Python Paket "scipy optimize" ergeben sich folgende Werte für U_0 und μ :

$$U_0 = (0.900 \pm 0.008) \text{ V}$$

$$\mu = (894 \pm 12) \text{ s}^{-1}$$

Aus (5) und (8) folgt dann ein Dämpfungswiderstand R_{eff} und eine Abklingzeit T_{ex} von:

$$R_{\text{eff}} = (113.6 \pm 1.5) \Omega$$

$$T_{\text{ex}} = (178 \pm 2) \mu\text{s}.$$

Im Vergleich mit dem verwendeten Widerstand R_1 zeigt sich eine Abweichung von im Mittel 65.5Ω .

4.2 Dämpfungswiderstand des aperiodischen Grenzfalls

Nach (9) folgt mit den Bauteilwerten ein rechnerischer Dämpfungswiderstand

$$R_{\text{ap}} = (4.39 \pm 0.01) \text{ k}\Omega,$$

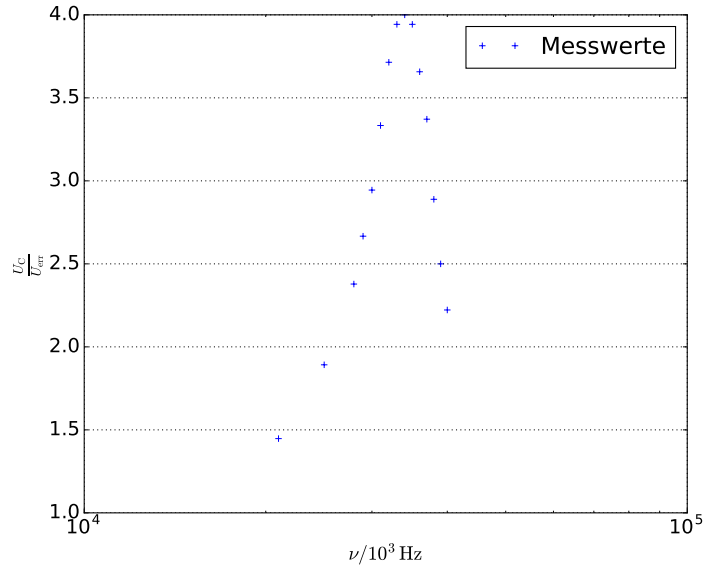
bei dem der aperiodische Grenzfall eintritt. Gemessen wurde ein Wert von $3.6 \text{ k}\Omega$. Die Abweichung beträgt im Mittel $0.79 \text{ k}\Omega$.

4.3 Frequenzabhängigkeit der Kondensatorspannung

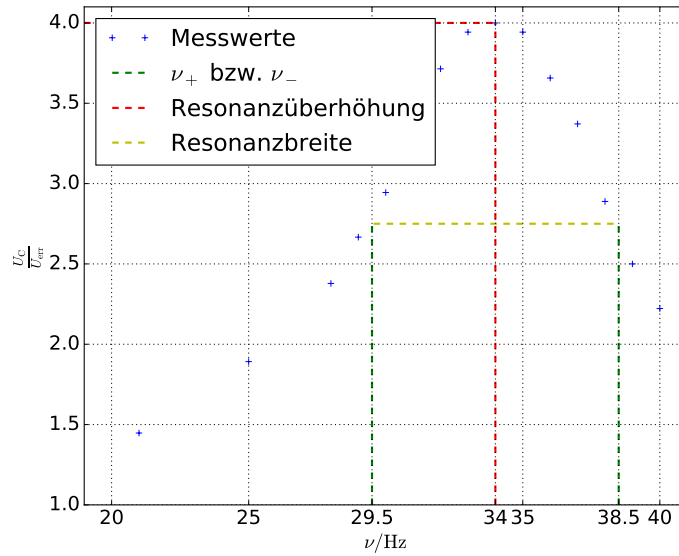
| ν/kHz | U_C/V | U_{err}/V | $\frac{U_C}{U_{\text{err}}}$ | $\Delta t/\mu\text{s}$ | $T = \frac{1}{\nu}/\text{ns}$ | $\varphi = \frac{360 \cdot \Delta t}{T}/\text{deg}$ |
|------------------|----------------|---------------------------|------------------------------|------------------------|-------------------------------|---|
| 21 | 1.1 | 0.76 | 1.4 | 1.6 | 47.6 | 12 |
| 25 | 1.4 | 0.74 | 1.9 | 2.4 | 40.0 | 22 |
| 28 | 1.7 | 0.74 | 2.4 | 2.8 | 35.7 | 28 |
| 29 | 1.9 | 0.72 | 2.7 | 3.2 | 34.5 | 33 |
| 30 | 2.1 | 0.72 | 2.9 | 3.4 | 33.3 | 37 |
| 31 | 2.4 | 0.72 | 3.3 | 4.0 | 32.3 | 45 |
| 32 | 2.6 | 0.70 | 3.7 | 5.0 | 31.3 | 58 |
| 33 | 2.7 | 0.70 | 3.9 | 5.8 | 30.3 | 69 |
| 34 | 2.8 | 0.70 | 4.0 | 6.6 | 29.4 | 81 |
| 35 | 2.7 | 0.70 | 3.9 | 7.2 | 28.6 | 91 |
| 36 | 2.5 | 0.70 | 3.7 | 8.4 | 27.8 | 109 |
| 37 | 2.3 | 0.70 | 3.4 | 8.8 | 27.0 | 117 |
| 38 | 2.0 | 0.72 | 2.9 | 9.2 | 26.3 | 126 |
| 39 | 1.8 | 0.72 | 2.5 | 9.4 | 25.6 | 132 |
| 40 | 1.6 | 0.72 | 2.2 | 9.8 | 25.0 | 141 |

Tabelle 1: Messwerte aus den Messungen der Frequenzabhängigkeiten des Schwingkreises. Wieder wurde die Kondensatorspannung mit 10-facher Verstärkung gemessen, sodass sie in dV angegeben wird. Der Wert Δt gibt den zeitlichen Versatz zwischen Kondensator- und Erregerspannung an. Weiterhin finden sich in der Tabelle die berechneten Quotienten von Kondensator- und Erregerspannung für Auswertungsteil c), sowie die berechneten Periodendauern T und Phasen φ für Teil d).

Aus den Messwerten in Tabelle 1 folgen die in der selben Tabelle dargestellten Werte für die Quotienten $\frac{U_C}{U_{\text{err}}}$. Diese sind in Abbildung 8 halblogarithmisch sowie linear dargestellt. Beide Graphen liefern die zu erwartenden Verläufe einer Kurve, die bis zu einem Maximum, der Resonanzfrequenz, ansteigt und dannach wieder abnimmt. Es ergeben sich mit (16) und (17) die theoretischen Werte für die Resonanzüberhöhung q sowie die Resonanzbreite $\nu_+ - \nu_-$ sowie aus dem Diagramm die experimentellen, die mit ihren relativen Abweichungen zueinander in Tabelle 2 dargestellt sind. In keinem Fall liegt die Abweichung im Rahmen der Fehlertoleranz.



(a) Halblogarithmische Darstellung.



(b) Lineare Darstellung mit eingezeichneten Frequenzen.

Abbildung 8: In Abbildung a wird der Quotient aus Kondensator- und Erregerspannung gegen die Frequenz halblogarithmisch abgetragen. Die gleichen Werte sind in Abbildung b linear dargestellt. Hier wurden zusätzlich die Resonanzfrequenz sowie die Frequenzen ν_+ und ν_- eingetragen, welche die Resonanzkurve begrenzen.

| | experimentell | rechnerisch | relative Abweichung/% |
|----------------------------|---------------|-----------------|-----------------------|
| q | 4 | 4.31 ± 0.01 | 7.2 |
| $\nu_+ - \nu_-/\text{kHz}$ | 9 | 8.02 ± 0.03 | 10.9 |

Tabelle 2: Für q sowie $\nu_+ - \nu_-$ aus dem Experiment bestimmte und errechnete Werte. Zusätzlich ist die relative Abweichung der Werte zueinander angegeben.

4.4 Frequenzabhängigkeit der Phase zwischen Erreger- und Kondensatorspannung

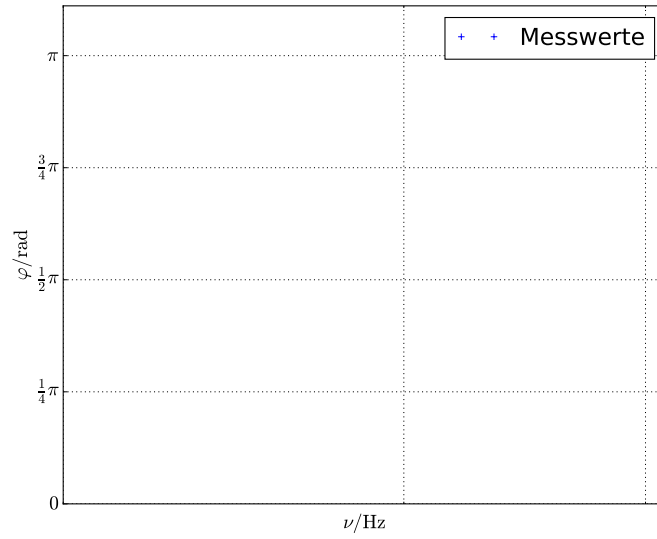
Die gemessenen Werte sind wie oben in Tabelle 1 dargestellt. Tabelle 1 zeigt ebenfalls die nach

$$\varphi = \frac{\Delta t}{T} \quad (19)$$

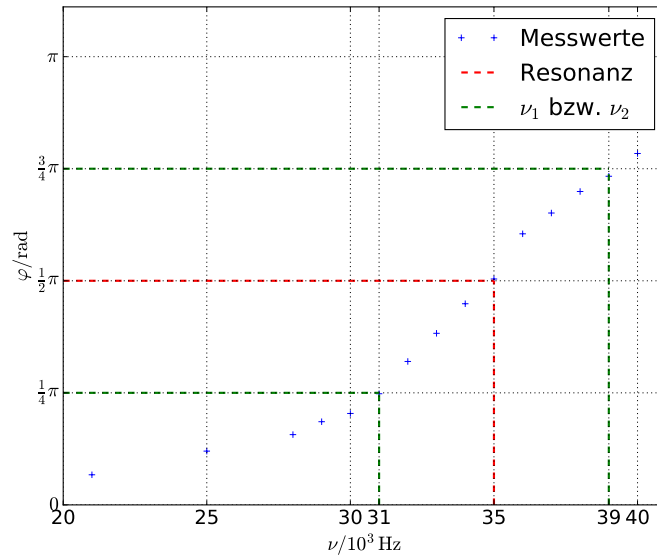
bestimmten Phasen für die einzelnen Frequenzen. In Abbildung 9 ist der Verlauf der Phasenverschiebung in Abhängigkeit von der Frequenz der Erregerspannung aufgetragen. 9a ist dabei in halblogarithmischer Darstellung. Es zeigt sich der zu erwartende Verlauf der Phasenverschiebung. Grafik 9b wurde in linearer Darstellung belassen, um ein Ablesen der Frequenzen zu erleichtern. Die abgelesenen Werte sind zusammen mit den aus (14) für die Frequenzen ν_1 und ν_2 bei $\frac{\pi}{4}$ bzw. $\frac{3\pi}{4}$ und (15) für die Resonanzfrequenz ν_{res} in Tabelle 3 dargestellt. Es treten mit unter 3 % nur geringe relative Abweichen zwischen Theorie und Experiment auf. Die experimentellen Daten liegen jedoch in keinem Fall im Bereich der Fehlertoleranz der Theoriewerte.

| | experimentell | rechnerisch | relative Abweichung/% |
|-------------------------------|---------------|------------------|-----------------------|
| ν_1/kHz | 31 | 30.78 ± 0.06 | 0.65 |
| $\nu_{\text{res}}/\text{kHz}$ | 35 | 34.09 ± 0.07 | 2.57 |
| ν_2/kHz | 39 | 38.80 ± 0.08 | 0.51 |

Tabelle 3: Für ν_1 , ν_2 sowie ν_{res} aus dem Experiment bestimmte und errechnete Werte. Zusätzlich ist die relative Abweichung der Werte zueinander angegeben.



(a) Halblogarithmische Darstellung.



(b) Lineare Darstellung.

Abbildung 9: In Abbildung a wurden Phase und Frequenz halblogarithmisch gegeneinander abgetragen. Die gleichen Werte sind in Abbildung b linear dargestellt. Hier wurden zusätzlich die Resonanzfrequenz sowie die Frequenzen ν_1 und ν_2 , also die, bei denen eine Phasenverschiebung von $\frac{\pi}{2}$ bzw. $\frac{3\pi}{2}$ auftritt, eingezeichnet.

5 Diskussion

| Auswertungsteil | Messgröße | experimentell | rechnerisch | relative Abweichung/% |
|-----------------|--------------------------------|----------------|------------------|-----------------------|
| a) | R_{eff}/Ω | 48.1 ± 0.1 | 113.6 ± 1.5 | 57.7 |
| b) | $R_{\text{ap}}/\text{k}\Omega$ | 3.6 | 4.39 ± 0.01 | 18 |
| c) | q | 4 | 4.31 ± 0.01 | 7.2 |
| | $\nu_+ - \nu_-/\text{kHz}$ | 9 | 8.02 ± 0.03 | 10.9 |
| d) | ν_1/kHz | 31 | 30.78 ± 0.06 | 0.65 |
| | $\nu_{\text{res}}/\text{kHz}$ | 35 | 34.09 ± 0.07 | 2.57 |
| | ν_2/kHz | 39 | 38.80 ± 0.08 | 0.51 |

Tabelle 4: Zusammenfassung der Ergebnisse.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 4 zusammengefasst. Die hohen Abweichungen in den Teilen a) und b) lassen sich jeweils durch nicht betrachtete Widerstände, insbesondere dem des Generators, sowie, im Fall von b), durch die begrenzte maximale Auflösung des Oszilloskopes sowie die Ungenauigkeit des regelbaren Widerstandes erklären. Zur Verbesserung der Messergebnisse bietet sich die Verwendung von genaueren Geräten sowie ein genaues Durchmessen der einzelnen Schaltelemente an, um die jeweiligen Widerstände zu bestimmen. Durch konsequentes beachten dieser Widerstände in den Rechnungen, ließe sich diese systematische Fehlerquelle, die sich auch auf die nachfolgenden Auswertungsteile auswirkt, ausschließen.

Die enormen Abweichungen bei der Bestimmung der Resonanzüberhöhung, also der Güte des Schwingkreises, lassen sich nur durch fehlerhafte Geräte oder grobe Messfehler erklären. Hier ist eine weitere Messung notwendig, um die Fehlerquelle zu finden oder zumindest zu beseitigen. Die Abweichung zwischen dem rechnerisch und dem experimentell bestimmten Wert für die Breite der Resonanzkurve lässt sich durch die Art der Bestimmung der Werte erklären. Die graphische Auswertung erfordert Abschätzungen und begünstigt Fehler. Diese ließen sich durch die Aufnahme von mehr Messwerten abschwächen, welche die Genauigkeit der Bestimmung erhöhen würden. Gleiches gilt für die Bestimmung von ν_1 und ν_2 , die aber um ein Vielfaches genauer möglich war. Grund war hier, dass die Phasenverschiebungen von $\frac{\pi}{4}$ und $\frac{3\pi}{4}$ durch Zufall relativ genau erreicht wurden.

Ebenfalls schwierig gestaltete sich das experimentelle Bestimmen der Resonanzfrequenz. Wie in der Auswertung ersichtlich, wird die Resonanzüberhöhung bei 34 kHz erreicht, die in d) bestimmte Resonanzfrequenz jedoch erst bei 35 kHz. Diese Abweichung lässt, wie bereits in b), durch genauere Messgeräte vermindern. Die Kondensatorspannung veränderte sich bei der Messung in einem gewissen Intervall um ihr Maximum nicht, sodass die wirkliche Resonanzfrequenz darin zu vermuten ist.

Zusammenfassend liefert der Versuch also gemischte Ergebnisse. Geringe prozentuale Abweichungen im letzten Teil werden von großen Abweichungen in den vorangehenden

Teilen überschattet. Diese lassen sich in den meisten Fällen logisch erklären. Lediglich in Versuchsteil c) wäre eine erneute Messung unausweichlich, sollten die Ergebnisse verifiziert werden.

Literatur

- [Dor17] TU Dortmund. *V354: Gedämpfte und erzwungene Schwingungen*. 10. Jan. 2017. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/AP/SKRIPT/V354.pdf>.
- [Unk17] Unknown. *V354: Gedämpfte und erzwungene Schwingungen*. 13. Jan. 2017. URL: <http://fachschaft-physik.tu-dortmund.de/wordpress/wp-content/uploads/2015/08/V354.pdf>.