

Physikalisches Anfängerpraktikum
an der Universität Konstanz:
POHLScher Resonator

Experiment durchgeführt am 22.11.2004

Thomas Lauermann, Studiengang Physik-Diplom
Jan Korger, Studiengang Physik-Diplom

1 Einleitung

Da harmonische Schwingungen in der Physik zu Recht eine zentrale Rolle spielen – schließlich treten Schwingungen bei vielen Problemen in allen möglichen Bereichen auf – hat Robert Wichard Pohl den nach ihm benannten Resonator entwickelt, um diese experimentell untersuchen und veranschaulichen zu können. Anhand dieses Modells untersuchen wir im Folgenden freie und erzwungene, gedämpfte und ungedämpfte Drehschwingungen.

2 Theorie

2.1 Das Trägheitsmoment

Die Energie, die notwendig ist, um einen Körper in Rotation zu versetzen, hängt von seiner räumlichen Ausdehnung ab. Zur Beschreibung dieser Tatsache führt man das *Trägheitsmoment* J ein:

$$J = \int_V \rho(r)r^2 dV \quad (1)$$

2.2 Die Winkelrichtgröße

Eine Schneckenfeder verhält sich bezüglich einer Drehung analog einer normalen Feder bezüglich Streckung: Die Rückstellkraft ist proportional zur Auslenkung; in unserem Fall entspricht die Auslenkung einer Drehung um einen Winkel φ . Den Proportionalitätsfaktor nennt man Winkelrichtgröße D

Daraus lässt sich folgende Beziehung für das rückstellende Drehmoment herleiten:

$$M = -D \cdot \varphi \quad (2)$$

2.3 ungedämpfte Drehschwingungen

Bei einer der Auslenkung proportionalen Rückstellkraft erhält man ein schwingungsfähiges System, das man als *harmonischen Oszillator* bezeichnet. In unserem Beispiel erhalten wir eine Rückstellkraft der Feder, die der Auslenkung des Resonators um einen bestimmten Winkel proportional ist:

$$M = -D \cdot \varphi \quad (3)$$

Das Drehmoment lässt sich umschreiben als

$$J \cdot \ddot{\varphi} = -D \cdot \varphi \quad (4)$$

womit wir eine Differentialgleichung für eine harmonische Schwingung haben. Deren Lösung lässt sich mit dem bekannten Ansatz $\varphi(t) = \varphi_0 \cdot \sin(\omega t + \phi)$ lösen, woraus man eine Beziehung für die Periodendauer erhält:

$$\omega_0^2 = \sqrt{\frac{D}{J}} \quad \text{und daraus folgt} \quad T = 2\pi \sqrt{\frac{J}{D}} \quad (5)$$

2.4 Gedämpfte Drehschwingungen

Leider beobachten wir in der Realität, dass jede Schwingung, sich selbst überlassen, mit der Zeit zur Ruhe kommt. Dies rührt daher, dass sich Reibung nicht vermeiden lässt; jeder Bewegung wirkt eine bremsende Reibungskraft entgegen. In die obige Differentialgleichung müssen wir daher noch einen Term einfügen, der dieses Verhalten berücksichtigt, und da wir in unserem Versuch von linearer Reibung ausgehen, verwenden wir hierfür einen Term proportional zur Winkelgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$:

$$J \cdot \ddot{\varphi} + k \cdot \dot{\varphi} + D \cdot \varphi = 0 \quad (6)$$

Hierbei ist k unser Reibungskoeffizient. In mancher Literatur schreibt man auch $k = 2\beta J$, wobei man β Dämpfungskonstante nennt, und bringt die Differentialgleichung damit auf diese Form:

$$\ddot{\varphi} + 2\beta\dot{\varphi} + \omega_0^2 \cdot \varphi = 0 \quad (7)$$

wobei ω_0 wieder die Eigenfrequenz des schwingungsfähigen Systems darstellt. Zum Lösen dieser Differentialgleichung hat sich folgender komplexer Ansatz bewährt:

$$\varphi(t) = \varphi_1 \cdot e^{-i\lambda_1 t} + \varphi_2 \cdot e^{-i\lambda_2 t} \quad (8)$$

wobei die λ_i komplexe Zahlen sind, die in die charakteristische Gleichung der Differentialgleichung eingesetzt folgende Lösungen ergeben:

$$\lambda_{1,2} = i\beta \pm \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} \quad (9)$$

Die Vorfaktoren lassen sich aus den Anfangsbedingungen $\varphi(0)$ und $\dot{\varphi}(0)$ bestimmen. Der Einfachheit halber geht man oft von einem von zwei Sonderfällen aus; entweder ist die Auslenkung bei $t = 0$ gegeben und die Geschwindigkeit Null (wie in diesem Versuch) oder wir starten aus der Ruhelage mit gegebener Geschwindigkeit. Gleichung (8) kann dann mit nur einer Exponentialfunktion geschrieben werden.

Man teilt die verschiedenen möglichen Lösungen, die im Folgenden diskutiert werden, in drei Fälle ein, welche auch in Abbildung 1 veranschaulicht werden.

2.4.1 Schwingfall

Ist die Wurzel $\omega_g = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ rein reell, so erhalten wir eine Schwingungsgleichung mit reellem Anteil im Exponenten und rein imaginärem:

$$\varphi(t) = \varphi_0 \cdot e^{-\beta t + i\omega_g t} = \varphi_0 \cdot e^{-\beta t} \cdot e^{i\omega_g t} \quad (10)$$

wobei die imaginäre e-Funktion die Ursache der Schwingung ist und die reelle die Amplitude mit der Zeit t dämpft. Es liegt also eine Schwingung vor, deren Amplitude exponentiell zurückgeht.

2.4.2 Kriechfall

Ist ω_g rein imaginär, so haben wir den Fall, dass es keinen imaginären Anteil in der Schwingungsgleichung mehr gibt und damit auch keine Schwingung per se.

$$\varphi(t) = \varphi_0 \cdot e^{-(\beta + \sqrt{\beta^2 - \omega_0^2})t} \quad (11)$$

Hier beobachten wir, dass das System so stark gedämpft ist, dass es auch bei einer Auslenkung nicht zu einem Nulldurchgang kommt, sondern diese langsam zu Null zurückkriecht.

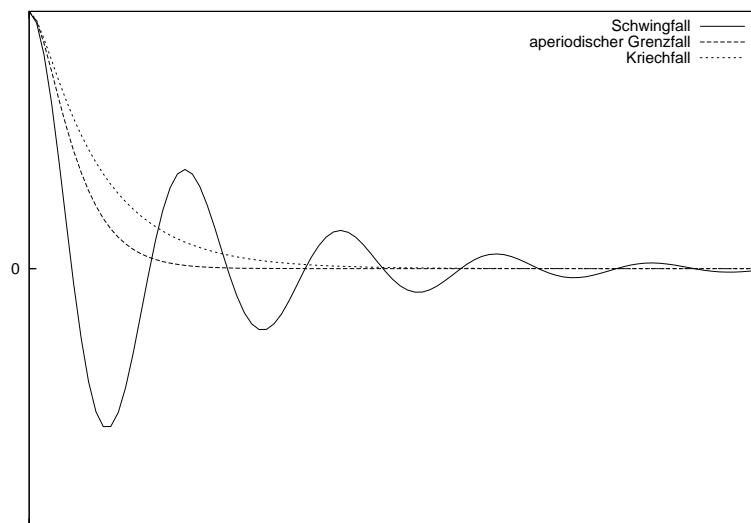


Abbildung 1: 3 Fälle einer gedämpften harmonischen Schwingung

2.4.3 aperiodischer Grenzfall

In der Mitte zwischen diesen beiden Fällen liegt der aperiodische Grenzfall, der immer dann eintritt, wenn die Wurzel genau 0 ergibt. Hierbei finden gerade keine Schwingungen mehr statt (in manchen Fällen höchstens nur gerade ein “Unterschwinger”, d.h. ein Nulldurchgang) und eine Auslenkung geht am schnellsten gegen 0 ohne dabei zu schwingen. Die Gleichung hängt hierbei von den gewählten Anfangsbedingungen ab. In unserem Versuch wollen wir diesen Fall nicht betrachten, es sei nur darauf hingewiesen, dass er technisch relevant ist zum schnellen Abfedern von Stößen, bei denen man keine Schwingungen wünscht, wie zum Beispiel beim Auto auf holprigen Straßen.

2.5 Erzwungene Schwingungen

Ebenfalls von uns untersucht wird der Fall, bei dem ein schwingungsfähiges System mit einer von außen vorgegebenen Frequenz angeregt wird, Schwingungen auszuführen. Dies ist bei dem Pohlschen Resonator der Fall, wenn man den Resonator mit einem externen Motor betreibt. Hierbei gilt dann folgende inhomogene Differentialgleichung:

$$J \cdot \ddot{\varphi} + k \cdot \dot{\varphi} + D \cdot \varphi = M \cdot \sin \omega t \quad (12)$$

wobei ω die externe Kreisfrequenz und M die zugehörige Amplitude ist. Benutzen wir die Umformung von vorhin, so erhalten wir:

$$\ddot{\varphi} + 2\beta\dot{\varphi} + \omega_0^2 \cdot \varphi = \frac{M}{J} \cdot \sin \omega t \quad (13)$$

welche den selben Lösungsraum hat wie die zugehörige homogene Differentialgleichung zuzüglich einer inhomogenen Lösung. Formen wir die Differentialgleichung also komplex um und gehen wir von einem Fall aus, bei der der Resonator mit der selben Frequenz schwingt wie die äußere Anregung ($\omega_g = \omega$, was wir in der Realität ja auch beobachten), so erhalten wir folgenden Ansatz für eine spezielle inhomogene Lösung:

$$e^{-i\omega t} \cdot A \cdot (\omega^2 - 2i\beta\omega + \omega_0^2) = \frac{M}{J} \cdot e^{i\omega t} \quad (14)$$

in welchem A unsere jetzt komplexwertige Amplitude ist. Auflösen nach dieser ergibt:

$$A = |A| \cdot e^{i\alpha} = \frac{1}{(\omega^2 - \omega_0^2) + 2i\beta\omega} \cdot \frac{M}{J} \quad (15)$$

mit dem Betrag $|A|$ und der Phase α . Wir interessieren uns für sie, da wir dann die inhomogene Lösung darauf aufbauen können:

$$\varphi_{inh}(t) = |A| \cdot \sin(\omega t - \alpha) \quad (16)$$

In der Vorlesung von Professor Audretsch haben wir erfahren, dass sich dieser Betrag (trivialerweise natürlich) folgendermaßen berechnet:

$$|A| = \sqrt{\Re^2 A + \Im^2 A} = \frac{M}{J} \sqrt{\left(\frac{\omega^2 - \omega_0^2}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}\right)^2 + \left(\frac{2\beta\omega}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}\right)^2} \quad (17)$$

Dies vereinfacht sich mit der Zeit zu

$$|A| = \frac{M}{J} \cdot \sqrt{\frac{1}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}} \quad (18)$$

Für den Phasenwinkel, der in unserer Schwingungsgleichung die Phasenverschiebung (das ‘‘Hinterherhinken’’) zwischen Anregung und Resonatorbewegung darstellt, gilt:

$$\tan \alpha = \frac{\Im A}{\Re A} = \frac{-2\beta\omega}{\omega^2 - \omega_0^2} \quad (19)$$

Damit ist die Phasenverschiebung:

$$\alpha = \arctan \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (20)$$

Desweiteren interessant für die Diskussion der Schwingung in Abhängigkeit von der Frequenz ist die Frage, bei welcher Frequenz der anregenden Schwingung die Amplitude maximal wird, also wann Resonanz eintritt. Betrachten der Betragsgleichung liefert uns schnell folgende Relation:

$$\frac{\partial}{\partial \omega} (\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2\omega^2 \quad \text{sei } 0 \quad (21)$$

Abgeleitet und aufgelöst ergibt dies überraschenderweise die folgende Frequenz

$$\omega_{res} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} \quad (22)$$

welche Resonanzfrequenz genannt wird. Sie ist abhängig von der Dämpfung, kleiner als ω_g und damit auch kleiner als ω_0 .

2.6 Diskussion des Resonanzfalles

Betrachtet man die Resonanzfrequenz, so sticht sie nicht nur dadurch hervor, dass hierbei die Amplitude maximal ist, sondern dass dies gerade bei der Phasenverschiebung 90° der Fall ist. Warum gerade hier die Amplitude am größten sein soll lässt sich auch energetisch begründen: Die Leistung des Motors wird ja auch nicht kontinuierlich in den Resonator übertragen, sondern sie folgt ebenfalls einer Sinuskurve. Die Phasenverschiebung von 90° bewirkt nun, dass der Motor genau dann die meiste kinetische Energie überträgt, wenn die Auslenkung des Resonators schon maximal ist, die Energie daher so effizient wie in keinem anderen Fall (in dem der Motor teilweise gegen die Schwingung arbeitet) an den Resonator weitergegeben wird. In der Tat: Würde die Reibung dem Resonator nicht wieder Energie entziehen, so würde dieser in jedem Takt mehr und mehr Energie aufnehmen, bis es zur sogenannten Resonanzkatastrophe (vergleiche mit dem allseits bekannten Beispiel der einstürzenden Brücke) kommen würde. Das Auftreten von starker Resonanz versucht man daher bei technischen Anwendungen so weit wie möglich zu unterbinden.

3 Fragen und Antworten

3.1 Herleitung der Resonanzfrequenz

Die Resonanzfrequenz $\omega_{res} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}$ wurde bereits im Theorieteil durch Ableiten der Amplitudengleichung nach ω hergeleitet.

3.2 Rotationsenergie des Resonators

Ein rotierendes System hat folgende Rotationsenergie:

$$E_{rot} = \frac{1}{2} J \dot{\varphi}^2 \quad (23)$$

wobei die Winkelgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$ gegeben ist über

$$\dot{\varphi}(t) = |A| \cdot \omega \cos(\omega t - \alpha) \quad (24)$$

Um zu schauen, wo die Energie nun maximal wird, müssen wir folgenden Term maximieren:

$$\frac{1}{2} J \left(\frac{M}{J} \cdot \sqrt{\frac{\omega^2}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \cdot \cos(\omega t - \alpha) \right)^2 \quad (25)$$

Vereinfachen wir diese Beziehung zu:

$$\frac{\omega^2}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2} \quad (26)$$

welches offensichtlich maximal wird, wenn $\omega = \omega_0$ gilt, denn da ist der Nenner am kleinsten. Die Rotationsenergie des Resonators ist also maximal, wenn die Eigenfrequenz der ungedämpften Schwingung anliegt.

3.3 Zusammenhang zwischen Dämpfung und logarithmischem Dekrement

Die Amplitude bei der Resonanzfrequenz $\omega_{res} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}$ sieht folgendermaßen aus:

$$\varphi_{max} = \frac{M}{J} \cdot \sqrt{\frac{1}{(\omega_{res}^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega_{res}^2}} = \frac{M}{J} \cdot \sqrt{\frac{1}{4\beta^2 \omega_0^2 - 4\beta^4}} \quad (27)$$

Durch Vergleich der Wurzel im Resonanzfall mit der im allgemeinen Fall kann man nun folgende Beziehung aufstellen:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} = \frac{\varphi(\omega)}{\varphi_{max}} \Rightarrow \frac{1}{2} = \frac{4\beta^2 \omega_0^2 - 4\beta^4}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2} \quad (28)$$

Lösen wir das ganze mit viel Aufwand nach ω^2 auf, so erhalten wir:

$$\omega_i^2 = \omega_0^2 - 2\beta^2 \pm 2\sqrt{\beta^2 \omega_0^2 - 4\beta^4} \quad (29)$$

Nun machen wir die Näherung, dass die Halbwertsbreite $\Delta\omega$ im Vergleich zu ω klein ist, denn dann kann man einfach

$$\omega_i = \omega_{res} \pm \frac{\Delta\omega}{2} \quad \text{bzw.} \quad \omega_i^2 = \omega_{res}^2 \pm \Delta\omega \cdot \omega_{res} + \frac{\Delta\omega^2}{4} \quad (30)$$

angeben. Nun lassen sich die folgenden Beziehungen herleiten:

$$\omega_1^2 - \omega_2^2 = 4\sqrt{\beta^2 \omega_0^2 - 4\beta^4} \approx 2\Delta\omega \cdot \omega_{res} = 2\Delta\omega \cdot \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} \quad (31)$$

Im Falle kleiner Dämpfung sind die Wurzeln ungefähr gleich, womit wir auf die gesuchte Beziehung kommen:

$$\beta \approx \frac{1}{2} \Delta\omega \quad (32)$$

welche nichts anderes ist als das halbe logarithmische Dekrement multipliziert mit $\frac{\omega_0}{\pi}$.

3.4 Schwingungen und die Dispersion des Lichtes

Atomistisch erklärt man die Dispersion des Lichtes, also das unterschiedliche Brechungsverhalten bei verschiedenen Frequenzen mit dem Lorentz-Modell, dass das Kern-Hülle-System des Atoms als kleinen Dipol betrachtet, der von der einfallenden elektromagnetischen Welle zu erzwungenen Schwingungen angeregt wird. Nun hat die Amplitude der Schwingung, die ja von der Frequenz der einfallenden Welle abhängt, einen direkten Zusammenhang mit der gesamten Polarisation des dielektrischen Materials, die Dielektrizitätszahl ε ändert sich also mit ω , und zwar je nachdem, wo die Resonanzfrequenz des Atoms liegt. Die für die Dispersion relevante Brechzahl berechnet sich damit über

$$n = n(\omega) = \sqrt{\varepsilon(\omega)} \quad (33)$$

Die Brechzahl hängt somit von der Frequenz ω ab, was zu zeigen war.

3.5 Einschwingvorgang

Der Einschwingvorgang, der als Inhomogenität in der Lösung der Differentialgleichung auftaucht und dessen Einfluss daher exponentiell zurückgehen sollte, kann man beim Anfahren des Motors sehr schön beobachten, da es erst einige Zeit dauert, bis sich der Resonator zur entgültigen Amplitude und Phasenverschiebung aufgeschaukelt hat. Je länger man jedoch das System mit unveränderter Winkelgeschwindigkeit schwingen lässt, umso weniger machen sich Einflüsse des Einschwingvorgangs bemerkbar.

4 Experiment

4.1 Aufbau

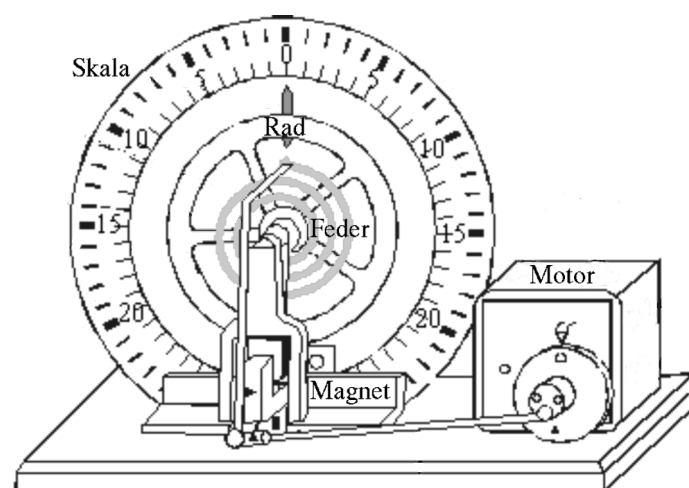


Abbildung 2: Schema des Pohlschen Resonators

Der Pohlsche Resonator (Abbildung 2) besteht aus einer runden Metallscheibe, drehbar in ihrem Mittelpunkt gelagert. Eine Spiralfeder ist derart befestigt, dass bei einer Auslenkung des Rades aus der

Ruhelage ein Drehmoment auf dieses ausgeübt wird. Dieses ist der Auslenkrichtung entgegen gerichtet. Das System kann – wie oben diskutiert – Drehschwingungen ausführen.

Die maximale Auslenkung wird von einer Lichtschranke registriert. (Die Skala verwenden wir nur zur Kontrolle.) Der Resonator ist mit einem Elektromotor verbunden, der das System harmonisch anregen kann.

Das Schwungrad verfügt über eine Lichtschranke, die Nulldurchgänge detektiert. Der anregende Motor besitzt auch eine Lichtschranke, die ein mal pro Umdrehung des Motors unterbrochen wird und um einen beliebigen Winkel gegenüber der Nullstellung verschoben werden kann. Die Phasenverschiebung lässt sich auf diese Weise gut ermitteln.

4.2 Durchführung

1. Für fünf verschiedene Dämpfungen werden die Frequenz der gedämpften Schwingung sowie der zeitliche Verlauf der Schwingungsamplitude aufgezeichnet.
2. Der Kriechfall konnte mit hohem Dämpfungsstrom und Permanentmagnet gut beobachtet werden.
3. Für drei Dämpfungen werden Schwingungsamplitude und Phasenverschiebung in Abhängigkeit der Erregerfrequenz aufgezeichnet

4.3 Auswertung und Fehlerdiskussion

4.3.1 Kreisfrequenzen der freien Schwingungen

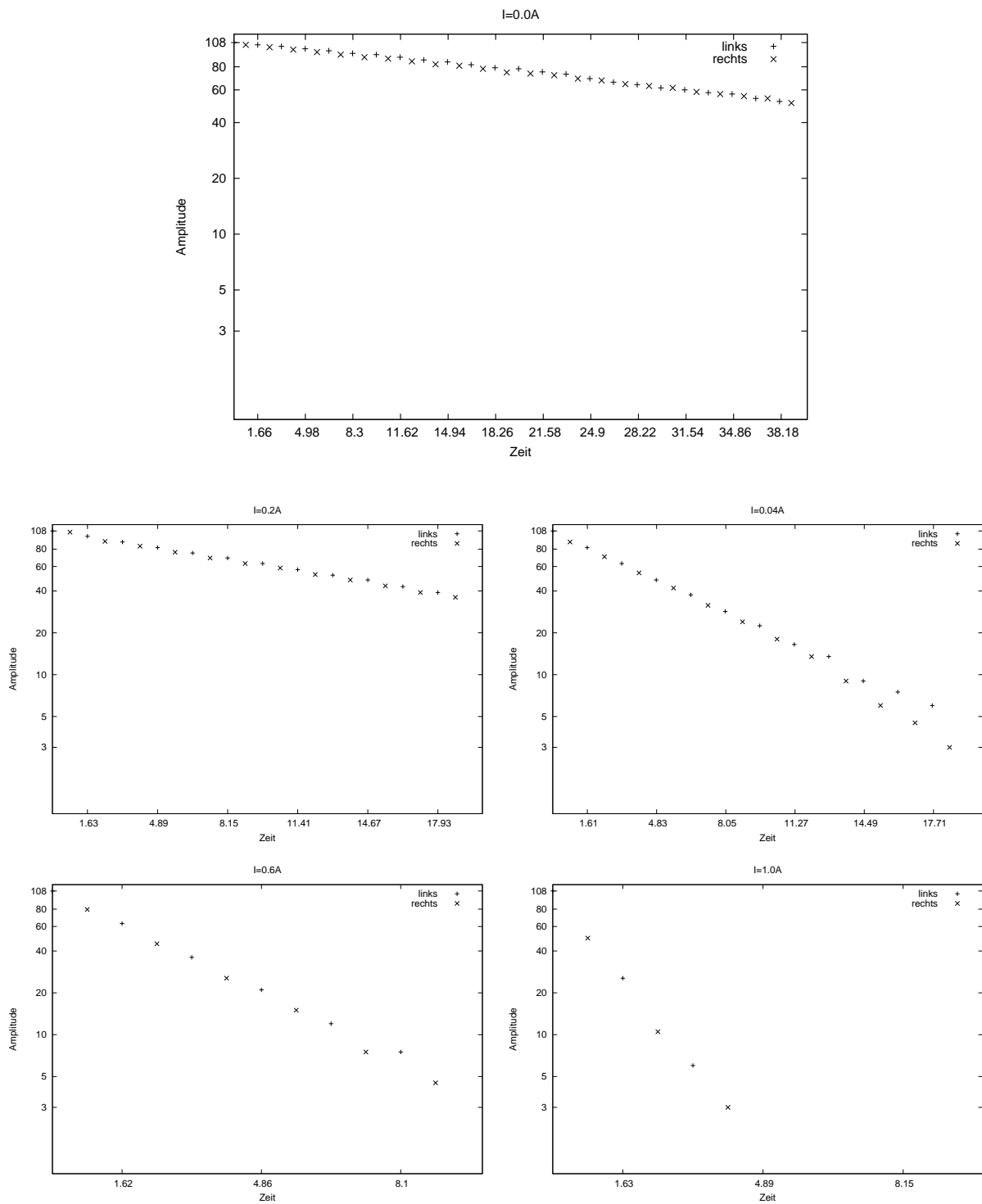
Wir ermitteln die Kreisfrequenzen der ungedämpften Schwingung ω_0 sowie die der gedämpften Schwingung ω_g durch Zählen der Nulldurchgänge pro Zeitintervall. Den absoluten Fehler $|\delta\tau|$ der Zeitmessung (von Hand) schätzen wir auf 2s, da bei Start und Stopp je eine Schrecksekunde berücksichtigt werden muss. Die Anzahl der Nulldurchgänge $2n$ nehmen wir als exakt an. Für den relativen Fehler erhalten wir folglich:

$$\frac{|\delta\omega|}{|\omega|} = \frac{|\delta\tau|}{|\tau|} = \frac{|\delta\tau|}{Tn}$$

Dämpfung	n	Kreisfrequenz
$I = 0.0 \text{ A}$	10	$\omega_0 = 3.80 \text{ rad s}^{-1} \pm 12.1\%$
$I = 0.2 \text{ A}$	10	$\omega_g = 3.85 \text{ rad s}^{-1} \pm 12.3\%$
$I = 0.4 \text{ A}$	10	$\omega_g = 3.91 \text{ rad s}^{-1} \pm 12.5\%$
$I = 0.6 \text{ A}$	5	$\omega_g = 3.88 \text{ rad s}^{-1} \pm 24.7\%$
$I = 1.0 \text{ A}$	3	$\omega_g = 3.85 \text{ rad s}^{-1} \pm 40.9\%$

4.3.2 Abklingkurven

Für jede Periode wurde der Maximalausschlag auf beiden Seiten, d.h. links und rechts von der Nullstellung am digitalen Messgerät abgelesen und gegen die Zeit aufgetragen. Der aufgetragene Wert entspricht der Winkelskala dieses Messgeräts. Die Periodendauer wurde durch Messung über viele Perioden bestimmt, der erste Skalenstrich auf der Zeitachse markiert eine Periode.

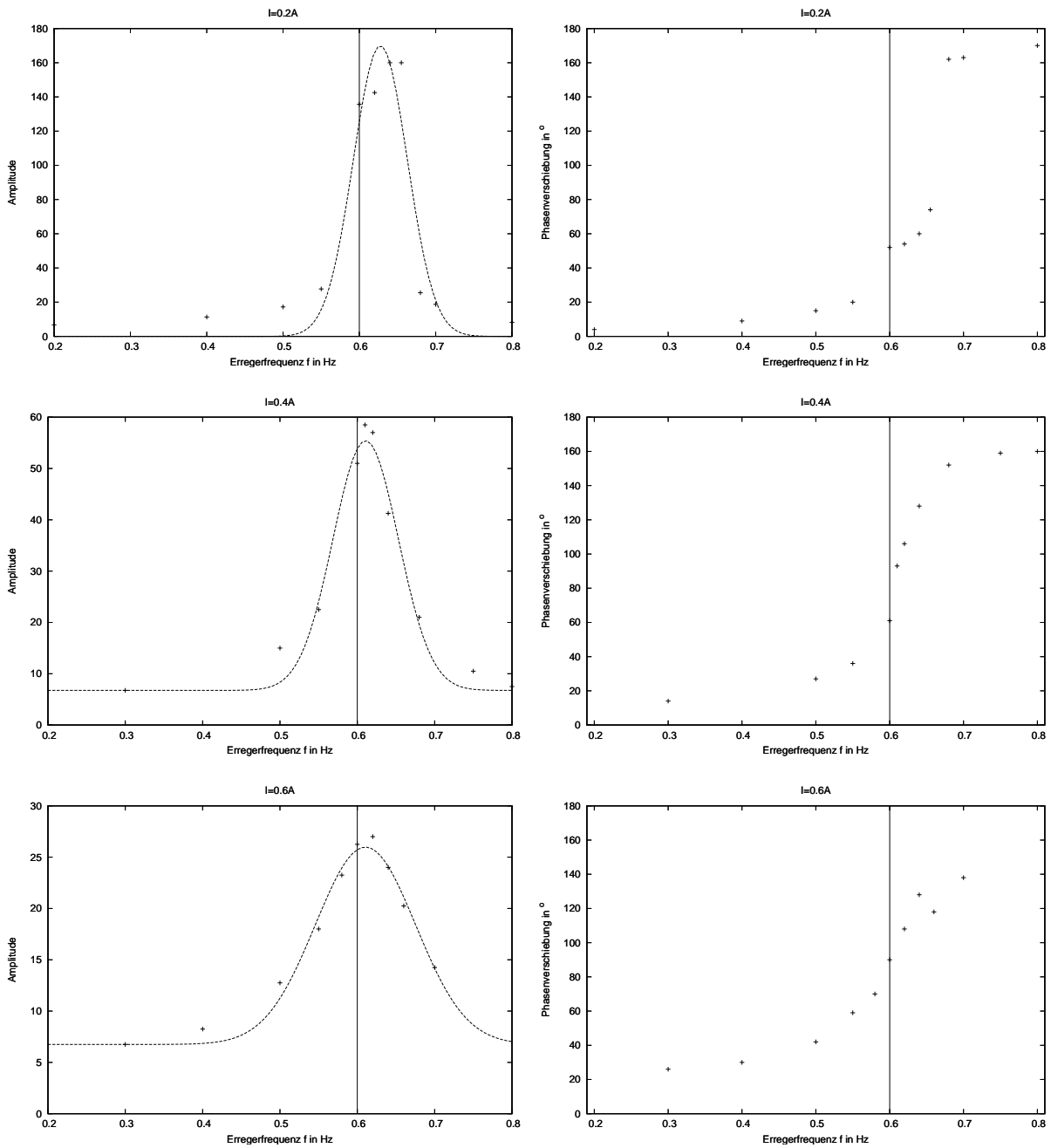


Es fällt auf, dass die Kurven für die Auslenkung nach links und rechts für kleine Winkel divergieren. Wir verzichten daher auf eine Ausgleichsgerade.

4.3.3 Resonanzkurven und Phasenverschiebung

Wir tragen im linken Plot die aus links und rechts gemittelte Amplitude nach dem Einschwingvorgang gegen die Erregerfrequenz f auf. Anschlag, d.h. ein Ausschlag außerhalb des Messbereichs, notieren wir mit dem Wert 160.

Rechts tragen wir die Phasenverschiebung wieder in Abhängigkeit von f auf.



In beiden Diagrammen markiert ein senkrechter Strich $\omega_0 \approx \omega_g$. Seine Lage entspricht auf den ersten Blick nicht ganz den Erwartungen (Phasenverschiebung 90° und Maximum der Amplitude), stimmt jedoch im Rahmen der Fehlerabschätzung gerade noch überein.

4.3.4 Dämpfungskonstante und logarithmisches Dekrement

Aus den Abklingkurven erhält man das logarithmische Dekrement Λ aus zwei aufeinander folgenden Maximalausschlägen $\hat{\varphi}$ auf einer Seite:

$$\Lambda = \ln \frac{\hat{\varphi}_n}{\hat{\varphi}_{n+1}}$$

Man ermittelt den besten Schätzwert als geometrisches Mittel und dessen Standardabweichung und berechnet aus der Periodendauer der geämpften Schwingung T_g :

$$\beta = \frac{\Lambda}{T_g}$$

Dämpfung	Λ	β in s^{-1}
$I = 0.0$ A	$0.0316 \pm 5.10\%$	$0.0191 \pm 5.10\%$
$I = 0.2$ A	$0.0954 \pm 3.58\%$	$0.0585 \pm 3.58\%$
$I = 0.4$ A	$0.286 \pm 4.83\%$	$0.178 \pm 4.83\%$
$I = 0.6$ A	$0.550 \pm 3.07\%$	$0.339 \pm 3.07\%$
$I = 1.0$ A	$1.42 \pm 4.36\%$	$0.873 \pm 4.36\%$

Bei den Resonanzkurven kann man die Dämpfungskonstante β ablesen als Differenz zwischen Resonanzfrequenz (Maximum der Amplitude) und der Kreisfrequenz $\omega_{\frac{1}{2}}$, bei der die Energie auf die Hälfte abgefallen ist, d.h. bei $\frac{1}{\sqrt{2}}$ der Amplitude. Leichter bestimmt man 2β als Halbwertsbreite¹ zwischen den beiden Frequenzen $\omega_{\frac{1}{2}}$.

Die geringe Anzahl an Messwerten erlaubt es leider nicht, die Frequenzen $\omega_{\frac{1}{2}}$ präzise zu bestimmen. Wir ermitteln den Wert durch lineare Interpolation zwischen benachbarten Messwerten. Da der Abstand zwischen zwei in Frage kommenden Messwerten etwa $0.3 \frac{\text{rad}}{\text{s}}$ ist und wir die lineare Näherung nicht für zulässig halten, nehmen wir die Unsicherheit $\pm 0.15 \frac{\text{rad}}{\text{s}}$ für $\omega_{\frac{1}{2}}$ an. Gemäß der Fehlerfortpflanzung ist dies auch der Fehler von β und Λ .

Dämpfung	β in s^{-1}	Λ
$I = 0.2$ A	$0.2330 \pm 64.4\%$	$0.3799 \pm 64.4\%$
$I = 0.4$ A	$0.1781 \pm 84.2\%$	$0.2868 \pm 84.2\%$
$I = 0.6$ A	$0.3502 \pm 42.8\%$	$0.5674 \pm 42.8\%$

Offensichtlich ist die erste Messmethode präziser. Die Werte für $I = 0.4$ A und 0.6 A stimmen erstaunlich gut überein. Bei $I = 0.2$ A sind die Messwerte, zwischen denen interpoliert wurde, im fraglichen Bereich so weit von einander entfernt, dass man kein gutes Ergebnis erwarten kann.

4.3.5 Abweichungen zwischen den Amplituden links und rechts

Sowohl bei 4.3.2 und 4.3.3 fällt auf, dass die Werte, die links für den Maximalausschlag gemessen werden, stets größer sind als entsprechende Amplituden auf der rechten Seite. Dies deckt sich mit der Beobachtung, dass sich die Ruhelage des Schwingers nicht exakt am Nullpunkt des Messgerätes befindet.

A Literatur

- Wikipedia, die freie Enzyklopädie
<http://de.wikipedia.org>
- Dieter Meschede: Gerthsen – Physik
21. Auflage, 2002, Springer
- Prof. Dr. Martin Dressel: Vorlesungsversuche
<http://www.pi1.physik.uni-stuttgart.de/Vorlesungsversuche/Inhalt.html>
- Wolfgang Nolting: Grundkurs Theoretische Physik: Bd. 1: Klassische Mechanik
Springer Verlag, 2004

¹engl: FWHM = full width at half maximum