Praktikumsversuche

Jonas Wortmann

April 7, 2024

Contents

1 102: Freie und erzwungene Schwingung mit Dämpfung

In diesem Versuch sollen die grundlegenen Gesetzmäßigkeiten der mechanischen Schwingung anhand des POHL'schen Drehpendel untersucht werden.

Theorie

– Wirbelstrombremse Ein leitender Drehkörper bewegt sich durch einen Luftspalt in einem Elektromagneten, dessen Feldstärke variabel ist. Aufgrund der Bewegung des Drehkörpers erfahren die Elektronen im Drehkörper ein zeitlich veränderliches Induktionsfeld, wodurch ein elektrische Rotationsfeld aufgebaut wird. Dieses Rotationsfeld erzeugt ein dem Elektromagneten entgegengerichtetes Magnetfeld (LENZ'sche Regel), welches die Pendelbewegung bremst.

– Resonanz Resonanz bezeichnet die Fähigkeit eines Systems, seine Amplitude in Abhängigkeit einer Erregerfrequenz zu erhöhen. Ist die Dämpfung des Systems bei $\delta = 0$, so kommt es für ein Verhältnis von Erreger– und Eigenfrequenz von 1 zur Resonanzkatastrophe.

Messungen

– Eigenfrequenz Die Eigenfrequenz wird mit der Schwingungsdauer bei abgeschalteter Wirbelstrombremse und abgeschaltetem Motor bestimmt.

$$\nu_0 = \tfrac{1}{T}. \tag{1.1}$$

– Güte Das Verhältnis gespeicherter Energie zum thermischen Energieverlust während der folgenden Schwingung. Zur Bestimmung kann das Verhältnis der Frequenz der relativen Maximalamplitude, zum Abstand der beiden Frequenzen bei denen die relative Amplitude auf das $2^{-1/2}$–fache abgefallen ist verwendet werden.

$$Q = \frac{\nu_{\max}}{\Delta\nu}. \tag{1.2}$$

Die Güte kann auch über eine Dämpfung bestimmt werden. Mit abklingenden Amplituden $\varphi_n(t) = \varphi_0 \mathrm{e}^{-\beta n T}$ folgt

$$\ln\varphi_n = \ln\varphi_0 - \beta T n. \tag{1.3}$$

Trägt man φ gegen n auf folgt aus der Steigung

$$\frac{\Delta\ln\varphi_n}{\Delta n} = -\beta T =: -\ln K, \tag{1.4}$$

folgt das Dämpfungsverhältnis K und die Güte $Q = \frac{\pi}{\beta T}$.

- Resonanzkurve Die Resonanzkurve kann durch Auftragen der Amplitude des schwingfähigen Systems gegen die Erregerfrequenz bestimmt werden.

2 104: Physisches Pendel

In diesem Versuch soll das Trägheitsmoment anhand eines physischen Pendels untersucht werden.

Theorie

- Trägheitsmoment Das Trägheitsmoment beschreibt die Trägheit einer Masse bei Rotation. Für eine Scheibe ist es

$$\Theta = \frac{1}{2} m r^2. \tag{2.1}$$

In diesem Versuch ist die Pendeldauer der Scheibe gegeben durch

$$T^2 = 4\pi^2 \frac{\Theta}{D} = \left(\frac{2\pi}{\omega_0}\right)^2, \tag{2.2}$$

mit D der Richtkonstante des durch die Erdanziehung verursachten Drehmoments. Es gilt

$$M = -D\varphi \approx -amg\varphi \approx -amg \sin\varphi, \tag{2.3}$$

mit a der Verschiebung der Rotationsachse.

- STEINER'scher Satz Verschiebt sich die Rotationsachse parallel zur ursprünglichen Rotationsache um den Abstand a, dann gilt für das gesamte Drehmoment

$$\Theta' = \Theta + ma^2. \tag{2.4}$$

Messung

- Trägt man aT^2 gegen a^2 mit Hilfe von

$$aT^2 = \frac{4\pi^2 \Theta}{mg} + \frac{4\pi^2}{g} a^2 \tag{2.5}$$

auf, folgt aus der Steigung $\frac{4\pi^2}{g}$. Die Amplitude darf hier nur wenige Grad betragen, da sonst keine Kleinwinkelnäherung mehr gilt.

3 106: Trägheitsmoment

In diesem Versuch soll das Trägheitsmoment eines Rades anhand der Erhaltungssätze der Mechanik bestimmt werden.

Messung

- Trägheitsmoment aus Energieerhaltung Aus der Energieerhaltung

$$mgh = \frac{1}{2}\left[mv^2 + \Theta\omega^2\right] = \frac{1}{2}\left[mr^2 + \Theta\right]\omega^2, \tag{3.1}$$

mit r dem Radius (der Stelle an der der Faden befestigt ist) und Θ dem Trägheitsmoment des sich drehenden Rades und m der aus Höhe h fallenden Masse, folgt unmittelbar das Trägheitsmoment. Für die Auswertung wird h gegen ω^2 aufgetragen.

- Trägheitsmoment aus Impulserhaltung Aus

$$M = \dot{L} \tag{3.2}$$

folgt

$$rmg \cdot t = \left[\Theta + mr^2\right]\omega, \tag{3.3}$$

mit Θ dem Trägheitsmoment und r dem Radius (der Stelle an der der Faden befestigt ist) des Rades und m der fallenden Masse. Für die Auswertung wird t gegen ω aufgetragen.

- Winkelgeschwindigkeit Die Winkelgeschwindigkeit berechnet sich aus

$$\omega = \frac{2\pi}{T_1}, \tag{3.4}$$

wobei T_1 die Umlaufzeit für einen Umlauf ist. Sie berechnet sich aus $T_1 = T/n$ mit n Umläufen. Nachdem die Masse auf dem Boden angekommen ist wird Zeit T und n des noch rotierenden Rades gemessen.

4 108: Elastizitätskonstanten, Biegung und Knickung

In diesem Versuch sollen Elastizitätsmodul und Knicklast verschiedener Metalle und Schubmodul eines Torsionsdrahts bestimmt wreden.

Theorie

– Neutrale Faser Durch den Schwerpunkt einer unter Kraft deformierten Fläche verläuft die der Kraft entsprechenden neutrale Faser, die ihre Länge bei dieser Kraft nicht ändert. Die Faser wird allerdings gekrümmt um den Radius ρ. Für ein Balkenstück im Abstand y zur neutralen Faser ist die Dehnung

$$\varepsilon = \frac{(y+\rho)-\rho}{\rho} = \frac{y}{\rho}. \tag{4.1}$$

Die damit einhergehende Zug– oder Druckspannung folgt aus dem HOOK'schen Gesetz

$$\sigma = E\varepsilon = E\frac{y}{\rho}, \tag{4.2}$$

mit E dem Elastizitätsmodul. Die in die Querschnitte zu übertragenden Drehmomente um den Durchstoßpunkt der neutralen Faser sind gegeben durch

$$M = \iint \sigma y \, \mathrm{d}y \, \mathrm{d}x = \frac{E}{\rho} \iint y^2 \, \mathrm{d}y \, \mathrm{d}x \equiv \frac{EI}{\rho}, \tag{4.3}$$

mit I dem Flächenträgheitsmoment.

– Elastische Linie Die elastische Linie beschreibt die Kurve der neutralen Faser. Es gilt

$$\frac{1}{\rho(z)} = \frac{w''(z)}{\left(1+w'^2(z)\right)^{3/2}}. \tag{4.4}$$

Für kleine Verbiegungen ist $w'^2(z) \ll 1$. Es gilt dann in erster Näherung

$$w''(z) = \frac{M(z)}{EI}. \tag{4.5}$$

Das Drehmoment ist $M(z) = F \cdot (l-z)$. Aus den Anfangsbedingungen $w(0) = w'(0) = 0$ folgt dann

$$w(z) = \frac{F}{EI}\left(\frac{lz^2}{2} - \frac{z^3}{6}\right). \tag{4.6}$$

Die maximale Strecke der Biegung ist am Balkenrand bei $z = l$, mit $c = \frac{F}{EI}\frac{l^3}{3}$.

– Knicklast Hier wird ein senkrecht gelagerter bereits ausgelenkter Stab betrachtet.

Aus der DGL der elastischen Linie

$$w''(z) + \frac{F_0}{EI} w(z) = 0, \tag{4.7}$$

folgt mit den Anfangsbedingungen $w(0) = w(l) = 0$ die Knicklast

$$F_0 = EI \frac{\pi^2}{l^2}. \tag{4.8}$$

- Schubmodul Die Theorie für den Drehschwinger ist analog zu 104. Aus der Richtkonstante folgt das Schubmodul G mit

$$D = 2\left(\frac{\pi}{2}\frac{r^4}{l}G\right). \tag{4.9}$$

Die Richtkonstante bestimmt man über den Geradenfit von T^2 gegen a^2

$$T^2 = \frac{4\pi^2\left(\Theta_{\text{Stange}} + \Theta_{\text{Zusatzmasse}}\right)}{D} + \frac{8\pi^2 m}{D} a^2. \tag{4.10}$$

Messung

- Knicklast Um die Knicklast zu messen werden verschiedene Stäbe vertikal eingespannt und mit Gewichten von oben belastet. Die Auslenkung wird gegen die aufgelegte Kraft aufgetragen. Die Knicklast ist an der Stelle, an der die Auslenkung stark ansteigt.

- Elastizitätsmodul Das Elastizitätsmodul kann aus der Steigung der Geraden bestimmt werden, wenn Auslenkung gegen Kraft aufgetragen wird.

5 110: Spezifische Wärmekapazität – Adiabatenexponent von Luft

In diesem Versuch werden die spezifischen Wärmekapazitäten von Metallen bestimmt, die Dulong–Petit'sche Regel bestätigt und der Adiabatenexponent von Luft bestimmt.

Theorie

– Wärme Die Wärme oder Wärmemenge ist der Teil der Energie der von einem thermodynamischen System aufgenommen oder Abgegeben wird. Sie ist näherungsweise

$$Q = C\left(T_2 - T_1\right). \tag{5.1}$$

Tauschen zwei Körper mit verschiedenen Temperaturen Energie aus, bis sie die gleiche Endtemperatur $T_=$ haben, gilt

$$C\left(T_1 - T_=\right) = C'\left(T_= - T_1'\right). \tag{5.2}$$

– Wärmekapazität Die Wärmekapazität ist die Proportionalitätskonstante der Wärme. Sie ist proportional zur Masse oder Stoffmenge

$$C = c_{\text{spez.}} m = c_{\text{mol.}} n. \tag{5.3}$$

Die molare Wärmekapazität von (fast) idealen Gasen und Flüssigkeiten ist

$$c_{\text{mol.}} = \frac{1}{2} f R. \tag{5.4}$$

Näherungsweise für einen kleinen Temperaturbereich ist die Wärmekapazität von Festkörpern (mit $f = 6$) gegeben durch die Dulong–Petit'sche Regel

$$c_{\text{mol.}} = 3R. \tag{5.5}$$

– Adiabatenkoeffizient Der Adiabatenkoeffizient ist definiert als

$$\kappa := \frac{C_p}{C_V}, \tag{5.6}$$

mit $_p$ unter isobarer und $_V$ unter isochorer Temperaturänderung. Der Adiabatenkoeffizient findet sich in der Adiabatengleichung wieder

$$p_1 V_1^\kappa = p_2 V_2^\kappa = \text{const.}. \tag{5.7}$$

Messungen

– Wärmekapazität Die Wärmekapazität lässt sich mit einem Wasserkalorimeter bestimmen. Dafür wird eine Masse in einen mit Wasser gefüllten Messingbecher gegeben und gewartet bis sich die Temperatur von Masse und Wasser + Messingbecher ausgeglichen haben. Mit den gemessenen Ausgangstemperaturen und bekannter Wärmekapazität von Wasser und Messing lässt sich dann die Wärmekapazität der Masse bestimmen.

Da der Wärmeaustausch nicht instantan ist und zudem Wärme an die Umgebung verloren geht wird die theoretische Ausgleichstemperatur nicht erreicht. Der theoretische instantane Temperaturausgleich lässt sich simulieren, indem eine senkrechte Linie durch den Punkt der größten Steigung gezeichnet wird und die Temperatur des Kalorimeters und die Ausgleichstemperatur an den Schnittstellen mit der Vor– bzw. Nachkurve abgelesen werden.

– Adiabatenkoeffizient Der Adiabatenkoeffizient kann mit Hilfe einer freien Schwingung berechnet werden. Dafür wird ein Gefäß mit einem Gas gefüllt und an einer langen zylinderförmigen Öffnung mit einem frei Beweglichen Korken aus Metall „verschlossen“. Unter konstanter Gaszufuhr (Kraft nach außen) und der Gewichtskraft (Kraft nach innen) kann der Korken zu einer freien angeregten Schwingung gebracht werden. Diese Schwingung besteht darin, dass der Korken von dem einströmenden Gas aus dem Gefäß herausgedrückt wird, das Gas oben entweicht und der Korken dadruch wieder in das Gefäß fällt, bis genug Druck vom Gas vorhanden ist, um den Korken wieder herauszudrücken. Geht man vom Gleichgewicht aus gilt folgende Gleichung

$$p_0 = p_{\text{Gas}} = p_{\text{Luft}} + p_{\text{Gewichtskraft}} = p_L + \frac{mg}{\pi r^2}. \tag{5.8}$$

Hieraus und aus der Adiabatengleichung (der Schwingvorgang verläuft so schnell, dass er quasi adiabatisch ist) kann die DGL des schwingfähigen System aufgestellt werden

$$\ddot{x} + \underbrace{\frac{\pi^2 r^4 p_0 \kappa}{m V_0}}_{=\omega_0^2} x = 0. \tag{5.9}$$

Mit $T = \frac{2\pi}{\omega_0}$ folgt für den Adiabatenkoeffizient

$$\kappa = \frac{4 m V_0}{T^2 r^4 p_0}. \tag{5.10}$$

6 112: Wärmeausdehnung von Festkörpern

In diesem Versuch werden Wärmeausdehnungskoeffizienten von verschiedenen Metallen experimentell bestimmt.

Theorie

– Ausdehnung von Festkörpern Ein Festkörper dehnt sich aus, da auf Grund von Temperaturzufuhr die kinetische Energie der Atome erhöht wird. Die Erhöhung von kinetischer Energie äußert sich in einer größeren Amplitude der Gitterschwingung. Da das Lennard-Jonas–Potential asymmetrisch ist, erhöht sich der über die Schwingungsbewegung gemittelte Abstand der Atome.

– Längenänderung Die Längenänderung von Festkörpern bei einer Temperaturänderung ΔT lässt sich näherungsweise beschreiben durch

$$l = l_0 + \Delta l \approx l_0 + l_0 \alpha \Delta T = l_0 \left(1 + \alpha \Delta T\right), \tag{6.1}$$

mit α dem Wärmeausdehnungskoeffizient (einer Materialeigenschaft).

Messungen

– Wärmeausdehnungskoeffizient Dünne Rohre aus verschiedenen Materialien werden von sich erwärmenden Wasser durchflossen, wodurch sich die Rohre näherungsweise immer mit dem Wasser im thermischen Gleichgewicht befinden. Zur Auswertung kann l gegen ΔT aufgetragen werden.

7 232: Gleichströme, Spannungsquellen und Widerstände

In diesem Versuch werden die Eigenschaften von Spannungsquelle und Widerstand experimentell untersucht.

Theorie

- Ideale Spannungsquelle Eine ideale Spannungsquelle liefert eine vom entnommenen Strom unabhängige Spannung. Das Ersatzschaltbild ist eine ideale Spannungsquelle mit einem in Reihe geschalteten Innenwiderstand.

- Ideale Stromquelle Eine ideale Stromquelle liefert eine von der Spannung unabhängigen Strom. Der Innenwiderstand geht hier gegen Unendlich. Das Ersatzschaltbild ist eine ideale Stromquelle mit einem parallel geschalteten Innenwiderstand.

- Leerlaufspannung Die Leerlaufspannung ist die Spannung, die direkt von den Klemmen einer Spannungsquelle abgelesen wird. Hier fließt kein Strom.

- WHEATSTONE'sche Brückenschaltung Mit Hilfe der WHEATSTONE'schen Brückenschaltung kann ein unbekannter Widerstand oder relative Widerstandsänderung berechnet werden. Dafür werden zwei Potentiometer– oder Spannungsteilerschaltungen in der Mitte verbunden. Ist zwischenen diesen Schaltungen keine Potentialdifferenz, gilt

$$\frac{R_x}{R_y} = \frac{R_1}{R_2}. \tag{7.1}$$

- Spezifische Leitfähigkeit Es gilt in metallischen Leitern, in denen ausschließlich Elektronen zur Stromleitung beitragen

$$\sigma = en^- \mu^-. \tag{7.2}$$

  Da $\mu^- \propto \frac{1}{T}$, ist $\frac{1}{\sigma} = \rho \propto T$, mit ρ dem spezifischen Widerstand.

- Halbleiter In Halbleitern ist zwischen Valenz– und Leitungsband eine Zone in der keine Zustände erlaubt sind. Die Energie die benötigt wird, um vom Valenz– in das Leitungsband zu kommen ist mindestens so groß wie diese Gap–Energie. Bei Temperaturen nahe null Kelvin befinden sich keine Elektronen im Leitungsband und der Halbleiter ist ein perfekter Isolator.

Messungen

–

8 234: Wechselstromwiderstände, Phasenschieber, RC–Glieder und Schwingungen

In diesem Versuch werden Kapazitäten und Induktivitäten gemessen, sowie die komplexe Schreibweise und Darstellung von Wechselströmen verwendet werden.

Theorie

- Tiefpass Ein Tiefpass lässt nur tiefe Frequenzen passieren und sperrt Hohe.
- Hochpass Ein Hochpasst lässt nur hohe Frequenzen passieren und sperrt Tiefe.
- Sperrfilter Ein Sperrfilter sperrt genau einen Frequenzbereich und lässt die restlichen Frequenzen passieren.
- Wheatstone'sche Brücke Die Wheatstone'sche Brücke wird hier zum Berechnen von Kapazitäten bzw. Induktivitäten verwendet. Die Gleichungen sind analog zu 232, mit

  $$Z_C = -\frac{\mathrm{j}}{\omega C} \qquad Z_S = R_S + \mathrm{j}\omega L. \tag{8.1}$$

  Damit diese Schaltung allerdings für die Spule funktioniert, muss noch ein Phasenabgleich mit Hilfe eines weiteren Potentiometers eingebaut werden.
- Phasenschieber Ein Phasenschieber erlaubt es, die Phase einer Ausgangsspannung gegenüber der Eingangsspannung zu verschieben, dabei aber die Ausgangsspannung konstant zu lassen.
- Elektrischer Schwingkreis Ein elektrischer Schwingkreis besteht aus einer Wechselstromquelle mit einem Widerstand, einer Spule und einem Kondensator in Reihe geschalten. Die Kirchhoff'sche Regel besagt dann, dass

  $$U_L(t) + U_R(t) + U_C(t) = U_E \cos(\omega t) \tag{8.2}$$

  $$L\dot{I}(t) + RI(t) + \frac{1}{C}\int I(t)\,\mathrm{d}t = U_E \cos(\omega t) \qquad |\, I(t) = \dot{q}(t) \tag{8.3}$$

  $$L\ddot{q}(t) + R\dot{q}(t) + \frac{1}{C}q(t) = U_E \cos(\omega t). \tag{8.4}$$

  Die Eigenfrequenz ist $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$.
- Trenntrafo Ein Trenntrafo trennt zwei Stromkreise galvanisch voneinander. Diese Stromkreise sind untereinander potentialfrei, da sie von elektrisch nicht leitenden Kopplungsgliedern getrennt werden.

9 236: Galvanometer zur Strom– und Ladungsmessung

In diesem Versuch soll der Aufbau, die Funktionsweise, die Verwendung und die Genauigkeit eines Drehspulgalvanometers zur Messung von Strömen und elektrischen Ladungen bestimmt werden.

Theorie

- DGL des Drehwinkels $\varphi(t)$ Die Torsion der Aufhängung erzeugt das Drehmoment

  $$M_D(t) = -D\varphi(t)\,. \tag{9.1}$$

  Durch die Luftreibung im Spalt wirkt ein dämpfendes Drehmoment

  $$M_R(t) = -\rho\dot{\varphi}(t)\,. \tag{9.2}$$

  Fließt ein Strom durch die Spule kommt ein elektrodynamisches Drehmoment hinzu

  $$M_e(t) = nabBI(t) - I_{\text{ind}} = GI(t) - \frac{G^2}{R_{\text{Spule}} + R_{\text{äußerer Schließungskreis}}}\dot{\varphi}(t)\,. \tag{9.3}$$

  Durch die Drehung der Spule im Magnetfeld wird eine Spannung induziert, die wiederum einen Strom in der Spule erzeugt (siehe M_e)

  $$U_{\text{ind}}(t) = -\dot{\Phi} = -G\dot{\varphi}(t)\,. \tag{9.4}$$

  Das Gesamtdrehmoment ist also dann

  $$M = \Theta\ddot{\varphi} = -D\varphi(t) - \rho\dot{\varphi}(t) + GI - \frac{G^2}{R_{\text{Spule}} + R_{\text{außen}}}\dot{\varphi}(t)\,. \tag{9.5}$$

  Also ist die DGL für $\varphi(t)$

  $$\Theta\ddot{\varphi}(t) + \left[\rho + \frac{G^2}{R_{\text{Spule}} + R_{\text{außen}}}\right]\dot{\varphi}(t) + D\varphi(t) = GI(t)\,. \tag{9.6}$$

- Stromempfindlichkeit Die Stromempfindlichkeit folgt aus der DGL des Drehwinkels, wenn nach dem Einschwingen alle zeitlichen Ableitungen wegfallen. Es gilt dann

  $$M = D\varphi = GI \quad \Leftrightarrow \quad \varphi = \frac{G}{D}I = c_I I \quad \Leftrightarrow \quad c_I = \frac{\varphi}{I} = \frac{G}{D}. \tag{9.7}$$

- Grenzwiderstand Der Grenzwiderstand ist insofern wichtig, als das dieser gleich dem Widerstand des äußeren Schließungskreises ist und damit bestimmt werden kann, ab welchem Wert die Schwingung des Galvanometers eine Schwingung im Grenzfall ist.

  $$R_{\text{außen}} = \frac{G^2}{2\sqrt{\Theta D} - \rho} - R_{\text{Spule}} =: R_{\text{Grenz.}}. \tag{9.8}$$

Diese Gleichung folgt aus dem Grenzfall $\beta = \omega_0$.

Messungen

– Große Widerstände Große Widerstände können mit einem ballistischen Galvanometer gemessen werden. Dafür wird ein Kondensator aufgeladen und über einen Zeitraum t über einen großen Widerstand entladen. Trägt man $\ln(\varphi(t))$ gegen t auf ist die Steigung der Geraden $m = RC$.

10 238: Transformator

In diesem Versuch werden die Wirkungsweise und die Übertragungseigenschaften eines Transformators untersucht.

Theorie

- Wirkungsweise Transformator Ein Transformator kann die Leistung von einem Stromkreis auf den anderen übertragen, ohne dass sie galvanisch miteinander verbunden sein müssen. Zwei Spulen liegen so dicht beieinander, dass ihre Magnetfelder (durch einen Eisenkern verstärkt) die Windungsflächen der anderen Spule durchsetzen. Fließt durch die Primärspule ein zeitlich veränderlicher Strom, so entsteht ein zeitlich veränderliches Magnetfeld, welches einen zeitlich veränderlichen Strom in der Sekundärspule induziert.

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{n_2}{n_1}. \tag{10.1}$$

- Vierpol–Impedanz–Gleichung $U_j = Z_{jk} I_k$

- Streukoeffizient $\sigma := 1 - \frac{M^2}{L_1 L_2}$, mit M der Gegeninduktion. Er ist umso kleiner, je vollständiger der magnetische Fluss beide Spulen durchsetzt.

- Leistungsübertrag Es wird nicht die gesamte Leistung übertragen, da es Eisen– (also Hysterese– und Wirbelstrom–) und Kupferverluste gibt.

$$P_{W,1} = P_{W,2} + P_{\mathrm{Cu}} + P_{\mathrm{Fe}}. \tag{10.2}$$

11 240: Hysterese der Magnetisierung von Eisen

In diesem Versuch wird das Verhalten ferromagnetischer Stoffe in Magnetfeldern untersucht.

Theorie

– Hysterese Eine Hyseresekurve ergibt sich, indem man ein ferromagnetisches Material, hier Eisen, magnetisiert und wieder entmagnetisiert (auch in die andere Richtung für negative I) und die magnetische Induktion gegen die Magnetische Feldstärke aufträgt.

– Neukurve Die Neukurve hat im Ursprung die Steigung der Anfangspermeabilität. Sie verbindet die Hysteresekurve mit dem Ursprung. Die maximale Permeabilität eines Materials ist gegeben durch die Steigung einer Tangente vom Nullpunkt an die Neukurve.

– Remanenzflussdichte Die Remanenzflussdichte ist die Magnetisierung die das Material beibehält, wenn das externe Magnetfeld abgeschaltet ist.

– Koerzitivfeldstärke Die Koerzitivfeldstärke ist die Feldstärke, die notwendig ist, um ein Material, welches vorher bis zur Sättigung magnetisiert worden ist, vollständig zu entmagnetisieren.

– Sättigung Ein Material ist gesättigt, wenn alle Dipole durch das externe Feld ausgerichtet worden sind.

– Hall–Spannung Wird ein streifenförmiger Leiter senkrecht von einem Magnetfeld durchsetzt, dann wirkt auf einen Strom in dem Leiter die Lorentz–Kraft. Die Elektronen sammeln sich dann auf einer Seite und es entsteht ein der Lorentz–Kraft entgegengesetztes elektrisches Feld, also eine Potentialdifferenz

$$U_H = Eb = v_d B b \qquad I = nqv_d A, \tag{11.1}$$

mit b der Leiterbreite und $A = b \cdot d$ seiner Querschnittsfläche. Setzt man diese Formeln gleich, folgt

$$U_H = \frac{IB}{nqd} = A_H \frac{I}{d} B = S_H B. \tag{11.2}$$

12 242: Elektrische und magnetische Krafteinwirkung auf geladene Teilchen

In diesem Versuch wird die Auswirkung von elektrischen und magnetischen Feldern auf bewegte Ladungsträger untersucht.

Theorie

- Fadenstrahlrohr Mit einem Fadenstrahlrohr kann die spezifische Ladung von Ladungsträgern bestimmt werden. Dafür werden z.B. Elektronen in einem Glaskoblen mit einem externen Magnetfeld auf eine Kreisbahn gezwungen. Dafür gilt die Kraftgleichung

$$\vec{F}_{\text{Lorentz}} = \vec{F}_{\text{Zentripetal}} \tag{12.1}$$

$$e\left(\vec{v} \times \vec{B}\right) = m\frac{v^2}{r}, \tag{12.2}$$

sowie die Energieerhaltung

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU. \tag{12.3}$$

Stellt man beide Gleichungen nach der Geschwindigkeit v um, erhält man

$$\frac{e}{m} = \frac{2U}{r^2B^2}. \tag{12.4}$$

- Helmholtz–Spulenpaar Das externe Magnetfeld wird durch ein Helmholtz–Spulenpaar erzeugt

$$B = \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \mu_0 \frac{nI}{R}. \tag{12.5}$$

- Elementarladung Die Elementarladung kann mit dem Milikan'schen Ölträpfchenexperiment bestimmt werden. Die Ladung folgt aus dem Kraftgleichgewicht

$$\vec{F}_{\text{Gravitation}} + \vec{F}_{\text{Auftrieb}} + \vec{F}_{\text{Reibung}} = \vec{F}_{\text{Feld}}. \tag{12.6}$$

Für sinkende bzw. steigende Tröpfchen gilt dann

$$\frac{4\pi}{3}r^3\left(\rho_{\text{Öl}} - \rho_{\text{Luft}}\right)g - 6\pi\eta_{\text{eff}}v_{\downarrow} = -NeE \tag{12.7}$$

$$\frac{4\pi}{3}r^3\left(\rho_{\text{Öl}} - \rho_{\text{Luft}}\right)g + 6\pi\eta_{\text{eff}}v_{\uparrow} = +NeE. \tag{12.8}$$

Verwendet man in beiden Gleichungen dieselbe Feldstärke folgt für den Radius eines

Tröpfchens

$$r = \sqrt{\frac{9\eta_{\text{eff}}\left(v_{\downarrow} - v_{\uparrow}\right)}{4g\left(\rho_{\text{Öl}} - \rho_{\text{Luft}}\right)}}. \tag{12.9}$$

Die Gesamtladung ist dann

$$Ne = 3\pi\eta_{\text{eff}} r \frac{v_{\downarrow} + v_{\uparrow}}{E}. \tag{12.10}$$

– Cunningham–Korrektur Die Cunningham–Korrektur ist eine Korrektur der Stokes'schen Reibungsgesetzes, wenn sich die kugelförmigen Teilchen in der gleichen Größenordnung wie die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle befinden.

Messungen

– Fadenstrahlrohr Da das Magnetfeld der Erde einen nicht zu vernachlässigen Beitrag zur Elektronenbewegung gibt, muss die gesamte Apperatur einmal um 180° rotiert und über beide Messungen gemittelt werden.

– Milikan'sches Öltröpfchen Die Geschwindigkeit des Öltröpfchens kann gemessen werden, indem das elektrische Feld so eingestellt wird, dass das Tröpfchen einmal langsam nach oben bzw. nach unten steigt und dabei die Striche an einer Skala gezählt werden, die es auf seinem Weg zurücklegt. Damit die Messgenauigkeit für die Ladung erhalten bleibt, muss das Tröpfchen die Gleichung

$$v_0 = \frac{1}{2}\left(v_{\downarrow} - v_{\uparrow}\right) \tag{12.11}$$

über alle Messungen im Rahmen der Messgenauigkeit erfüllen. v_0 ist hier die gemittelte Geschwindigkeit des Tröpfchens. Falls diese Gleichung nicht gilt, hat sich die Anzahl der Ladungen auf dem Tröpfchen geändert und es muss ein anderes verwendet werden.

– Cunningham–Korrektur Die Cunningham–Korrektur für diesen Versuch ist

$$e_{S,i}^{\frac{2}{3}} = e_0^{\frac{2}{3}} \cdot \left(1 + \frac{A}{r_i}\right). \tag{12.12}$$

Trägt man $e_{S,i}^{\frac{2}{3}}$ gegen $\frac{1}{r_i}$ auf, ergibt sich aus dem Achsenabschnitt der Geraden die Elementarladung.

13 362: Linsen und Linsensysteme

In diesem Versuch soll der praktische Umgang mit Linsen (dick und dünn) und Linsensystemen anhand eines Diaprojektors geübt werden.

Theorie

- Bildkonstruktion Ein Bild kann mit Hilfe von einem Parallel–, Mittelpunkts– und Brennpunktsstrahl konstruiert werden. Linsensysteme können vereinfacht durch zwei Hauptebenen dargestellt werden, die das gesamte System ersetzen. Bilder eines Linsensystems können weiterhin mit diesen drei Strahlen konstruiert werden.
- Abbildungsgleichungen

$$\frac{1}{b} + \frac{1}{g} = \frac{1}{f} \qquad (b - f)\,(g - f) = f^2. \tag{13.1}$$

- Abbe–Verfahren Sei ein fester Bezugspunkt X um die Strecke x vom Gegenstand und x' vom Bild entfernt. Die Entfernung des Gegenstands zur Hauptebene ist g, die von X ist h. Die Entgernung des Bildes zur Hauptebene ist b, die von X ist h'. Es gilt also

$$x = g + h \qquad x' = b + h'. \tag{13.2}$$

  Aus den Abbildungsgleichungen folgt dann

$$g = f\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \qquad b = f\,(1 + \gamma)\,. \tag{13.3}$$

  Stellt man x und x' als Funktion von $1 + \frac{1}{\gamma}$ und $1 + \gamma$ dar, so erhält man aus Steigung und Achsenabschnitt f, h und h'.
- Linsengleichung Die Linsengleichung beschreibt den Zusammenhang von Krümmungsradien, Brechungsindex und Brennweite dünner sphärisch geschliffener Linsen

$$\frac{1}{f} = (n - 1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right). \tag{13.4}$$

  Diese Formel gilt nur, falls es keine Dispersion gibt und für die achsnahen Strahlen die Kleinwinkelnäherung gilt.
- Linsensystem Brennweite Aus der Matrizenoptik folgt

$$\frac{1}{f_{\text{gesamt}}} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2}, \tag{13.5}$$

  mit d dem Abstand der beiden Linsen.
- Abbildungsfehler In der realen Optik treten folgende Abbildungsfehler auf

i) Sphärische Abberation: Wenn Linsen nicht perfekt paraboloidisch geschliffen sind, treten Fehler an den Rändern auf, da die äußeren Strahlen nicht mehr ganz in den Brennpunkt gebrochen werden.

ii) Astigmatismus: Wenn Linsen über die Meridional– und Sagittalebene nicht denselben Brechungsindex haben, werden Strahlen in Abhängigkeit von ihrer Rotation zur optischen Achse (also alle schief einfallenden Strahlen) in einen anderen Brennpunkt gebrochen.

iii) Koma: Die Koma ist ein Zusammenspiel aus der sphärischen Abberation und dem Astigmatismus. Sie tritt für zueinander parallel aber schief zur optischen Achse einfallende Strahlen auf.

iv) Bildfeldwölbung: Wenn die Position des Schnittpunkts der Strahlen längs der optischen Achse von der Gegenstandshöhe abhängt, ist das Bild zum Rand hin gewölbt.

v) Verzeichnung: Bei der Verzeichnung hängt der Abbildungsmaßstab von der Höhe des Gegenstands ab. Nimmt der Abbildungsmaßstab mit zunehmender Höhe ab, heißt die Verzeichnung tönnenförmig; nimmt der Abbildungsmaßstab zu, heißt sie kissenförmig.

vi) Chromatische Abberation: Chromatische Abberation tritt z.B. bei weißem Licht auf, da eine Linse mit diesem Abbildungsfehler, Licht verschiedener Wellenlänge unterschiedlich stark bricht. Dieser Effekt heißt Dispersion.

Messungen

– Brennweite einer dünnen Linse Die Brennweite einer dünnen Linse kann mit Hilfe der Deckenbeleuchtung gemessen werden. Mann hält die Linse nahe dem Boden unter eine Lampe und misst die Strecke von der Linse zum Boden, sobald die Lichtquelle am schärfsten abgebildet wird. Hier wird angenommen dass die Strahlen der Deckenbeleuchtung soweit entfernt sind, dass sie bei der Linse parallel ankommen.

14 364: Fernrohr und Mikroskop

In diesem Versuch sollen die optischen Instrumente Fernrohr und Mikroskop auf Wirkungsweise, Eigenschaften, Gemeinsamkeiten und Unterschiede untersucht.

Theorie

- Vergrößerung Die Vergrößerung eines optischen Instrumentes ist gegeben durch

$$V = \frac{\tan\left(\text{Sehwinkel mit Instrument}\right)}{\tan\left(\text{max. Sehwinkel ohne Instrument}\right)}. \tag{14.1}$$

  Da die Vergrößerung auf Winkelmessung beruht, kann sie nicht nur von reellen, sondern auch virtuellen Bildern bestimmt werden.

- Abbildungsmaßstab

$$\gamma = \frac{B}{G}. \tag{14.2}$$

  Der Abbildungsmaßstab beruht auf Längenmessung und kann nur bei einem reellen zugänglichen Bild gemessen werden.

- Gauss'sche Abbildungsgleichung

$$\frac{G}{g} = \frac{B}{b} = \tan\alpha. \tag{14.3}$$

- Lupe Eine Lupe besteht aus einer Sammellinse. Die Vergrößerung variiert entsprechend

$$V = \left.\frac{s_0}{f}\right|_{\text{fern}} \to \left.\frac{s_0}{f} + 1\right|_{\text{nah}}. \tag{14.4}$$

- Mikroskop Für ein Mikroskop gilt $f < g < 2f$. Die Vergrößerung ist

$$V_{\text{Mikroskop}} = V_{\text{Objektiv}} \cdot V_{\text{Okular}} = -\frac{s_0}{f_{\text{Mikroskop}}} = \frac{s_0 T}{f_{\text{Objektiv}} f_{\text{Okular}}}. \tag{14.5}$$

- Astronomisches Fernrohr Da die Gegenstände des astronomischen Fernrohrs im Unendlichen liegen, entsteht das Zwischenbild in der Brennebene des Objektivs. Die Vergrößerung liegt bei

$$V = \frac{f_{\text{Objektiv}}}{f_{\text{Okular}}}. \tag{14.6}$$

  Die Vergrößerung zielt hier nicht auf das Auflösen einzelner Sterne, sondern auf das Vergrößern der Winkelabstände zwischen den Sternen. Das Linsensystem ist afokal, also verlassen einfallende parallele Strahlen das Linsensystem wieder parallel.

– Terrestrisches Fernrohr Durch die Vergrößerung des Abstands von Objektiv und Okular eines astronomischen Fernrohrs, lassen sich auch Gegenstände, die nicht im Unendlichen liegen betrachten. Durch einfügen einer weiteren Sammellinse, lässt sich das Bild umdrehen.

– Kleinster auflösbarer Sehwinkel

$$\alpha = 1,22 \frac{\lambda}{D}, \tag{14.7}$$

mit D dem Blendendurchmesser.

Messungen

– Vergrößerung Die Vergrößerung eines optischen Instruments kann bestimmt werden, indem mit einem Auge durch das Intrument und mit dem anderen Auge am Instrument vorbeigeschaut wird. Mit beiden Augen wird dann eine Skala betrachtet und im Kopf übereinander gelegt. Das Verhältnis der Skalenteile ist dann die Vergrößerung des Instruments.

15 366: Prismen–Spektralapparat

In diesem Versuch wird die Funktionsweise eines optischen Spektrometers behandelt.

Theorie

– Brechungsindex Prisma Durchsetzt ein paralleler Strahlenbündel ein Prisma, gilt

$$n = \frac{\sin\left(\frac{\delta+\gamma}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\gamma}{2}\right)}, \tag{15.1}$$

mit δ dem Ablenkwinkel und γ dem Prismenwinkel.

– Auflösungsvermögen Prisma Das Auflösungsvermögen eines Prismas ist

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \left|\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}\right| b, \tag{15.2}$$

mit b der Basisbreite, ab der das Prisma ausgeleuchtet wird, und $\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}$ der Dispersion.

– Cauchy–Formel

$$n(\lambda) = \frac{k_i}{\lambda^{2i}}. \tag{15.3}$$

– Kollimator Mit einem Kollimator kann paralleles Licht erzeugt werden. Er besteht aus einer Linse und einem Spalt in der Brennebene der Linse. Beides wird in ein Rohr eingebaut, welches Streulicht abhält.

Messungen

– Prismenwinkel Der Prismenwinkel bzw. der Winkel der brechenden Kante kann berechnet werden, indem diese Kante auf den Kollimator gerichtet wird, und die reflexion in Grad links und rechts gemessen wird. Der Winkel ist dann

$$\gamma = \frac{1}{2}(\alpha_2 - \alpha_1). \tag{15.4}$$

– Unbekannte Gasentladungslampe Das Element einer Gasentladungslampe kann bestimmt werden, indem mit einem Fernrohr der Ablenkwinkel der einzelnen Emissionslinien, die durch Dispersion im Prisma aufgeteilt werden, abgelesen wird. Die Kalibrationskurve (Wellenlänge gegen Ablenkwinkel) und Spektraltabellen liefern das gesuchte Element.

16 368: Beugung und Interferenz

In diesem Versuch wird die Gesetzmäßigkeit der Beugung an einer Öffnung bzw. die Interferenz an einem Gitter untersucht werden.

Theorie

– Intensität Die Intensität einer Lichtwelle berechnet sich aus

$$I = \left\langle \vec{E}_{\text{tot}} \vec{E}^*_{\text{tot}} \right\rangle_t . \tag{16.1}$$

– Elektromagnetische Welle

$$\vec{E}\left(\vec{x}, t\right) = \vec{E}_0 \mathrm{e}^{\mathrm{i}\left(\vec{k}\,\vec{x} - \omega t + \varphi\right)}. \tag{16.2}$$

– Räumliche Kohärenz Zwei Wellen sind räumich kohärent, wenn die Phasendifferenz zwischen zwei Wellen so gering ist, dass sie keinen Einfluss auf das Experiment hat bzw. viel kleiner als die apparativ gewollte Phasendifferenz ist.

$$\frac{2dD}{L} \ll \frac{\lambda}{4}, \tag{16.3}$$

mit d der Breite der Lichtquelle, D der Breite des Spaltes und L der Abstand zwischen Spalt und Lichtquelle.

Zwei Lichtquellen sind dann noch auflösbar, wenn das 0. Maximum der einen Lichtquelle in das 1. Minimum der zweiten Lichtquelle fällt.

– Zeitliche Kohärenz Zwei Wellen sind zeitlich kohärent, wenn der Wellenzug im Vergleich zum Wegunterschied der Strahlen so lang ist, dass sie trotz unterschiedlicher Laufzeiten noch gleichzeitig ankommen. Die Länge der Wellenzüge berechnet sich aus der Lebensdauer τ der Atome im angeregten Zustand

$$\Lambda = \tau c. \tag{16.4}$$

Lebensdauer und natürliche Linienbreite sind über die Unschärferelation verknüpft

$$\tau = \frac{1}{2\pi \Delta\nu}. \tag{16.5}$$

– Autokollimation Autokollimation beschreibt im wesentlichen das Verfahren ein Kepler'sches Fernrohr auf unendlich einzustellen. Dafür wird ein Dorn über eine Linse an einem Spiegel gespiegelt, um parallel einfallende Strahlen zu simulieren und das Fernrohr so scharf zu stellen.

– Gitterkonstante Die Gitterkonstante kann mit Hilfe des Ablenkwinkels und Nummer der Emissionslinien berechnet werden

$$\sin\left(\frac{\phi}{2}\right) = \frac{m\lambda}{2g}. \tag{16.6}$$

– Auflösungsvermögen

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN, \tag{16.7}$$

mit m der Ordnung der Linie und N der Anzahl ausgeleuchteter Gitterstäbe.

17 370: Polarisation von Licht

In diesem Versuch soll die Wechselwirkung von polarisiertem Licht mit Materie untersucht werden.

Theorie

– Polarisationsgrad

$$PG = \frac{I_{||} - I_{\perp}}{I_{||} + I_{\perp}}. \tag{17.1}$$

Die Orientierung ist immer zur Polarisationsebene. Ist PG gleich null, so ist der Strahl gar nicht polarisiert. Ist PG gleich 1, ist der Strahl vollständig polarisiert.

– Rotationsdispersion Rotationsdispersion beschreibt das Phänomen, das recht– bzw. linkspolarisiertes Licht unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten besitzen.

– Gitterpolarisation Trifft eine elektromagnetische Welle auf ein Gitter aus elektrisch leitfähigen Stäben, so erzeugt die Komponente des elektrischen Feldes parallel zu den Gitterstäben Dipolschwingungen, welche die besagte Feldkomponente durch Interferenz in Vorwärtsrichtung auslöschen. In Rückwärtsrichtung wird die Komponente reflektiert. Die orthogonale Feldkomponente wird transmittiert.

– MALUS'sches Gesetz Für eine bereits polarisierte Welle gilt nach Rotation durch einen Linearpolarisator

$$I = I_0 \cos^2(\varphi). \tag{17.2}$$

Eine unpolarisierte Welle hat nach einem Linearpolarisator die Intensität $I = \frac{1}{2} I_0$.

– Drehvermögen Das Drehvermögen einer Lösung ist gegeben durch

$$\varphi = \varphi_\lambda l, \tag{17.3}$$

mit φ_λ dem spezifischen Drehvermögen und l der Länge der Lösung.

Messungen

– Halbschattenpolarimeter Ein Halbschattenpolarimeter ist ein Polarisator, der nur die Hälfte des Lichtstrahl polarisiert. Der Halbschattenpolarimeter wird zwischen Polarisator und Analysator gestellt, um eine Hälfte des Strahls zu verdunkeln. Der Analysator wird solange rotiert, bis beide Hälften die gleiche Helligkeit haben. Dadurch ist es für das Auge einfacher Helligkeitsunterschiede von einem der beiden Strahlen zu registrieren.

– Drehvermögen Das Drehvermögen einer Lösung kann bestimmt werden, indem die Lösung zwischen einen Polarisator und Analysator gestellt wird und der Analysator lange rotiert wird, bis kein Licht mehr durchkommt. Die Winkeldifferenz zwischen Polarisator und Analysator minus 90° ist der Winkel, um den die Lösung das Licht rotiert hat.

18 372: Wärmestrahlung

In diesem Versuch soll die Abhängigkeit der Strahlung von der Temperatur und Oberflächenbeschaffenheit eines Schwarzen Körpers untersucht werden.

Theorie

- Schwarzer Körper Ein Schwarzer Körper ist ein Körper, dessen Strahlung nur auf seiner Temperatur beruht.
- WIEN'sches Verschiebungsgesetz

$$\lambda_{\max} T = 2{,}9 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{mK}. \tag{18.1}$$

- STEFAN–BOLTZMANN–Gesetz

$$P = \varepsilon A \sigma T^4, \tag{18.2}$$

  mit ε dem Emissionsgrad.
- Widerstand von Metallen Der Widerstand von Metallen ist nicht linear abhängig von der Temperatur

$$R = R_0 \left(1 + \alpha\,(T - T_0) + \beta\,(T - T_0)^2 + \ldots\right), \tag{18.3}$$

  mit R_0 dem Widerstand bei Raumtemperatur T_0. α und β sind Materialeigenschaften.

Messungen

- LESLIE–Würfel Mit einem LESLIE–Würfel kann die Schwarzkörperstrahlung eines Materials bestimmt werden. Die Seiten des Würfels bestehen aus unterschiedlichen Materialien, welche von Innen mit heißem Wasser erwärmt werden können. Mit einer Thermosäule kann dann die Spannung von einem Thermoelement abgelesen werden, aus der dann die abgestrahlte Leistung berechnet werden kann.
- Thermosäule Die Thermosäule hat eine bestimmte Ansprechzeit, die benötigt wird, damit die richtige Thermospannung angezeigt werden kann. Die Zeit kann berechnet werden, indem die Öffnung der Säule mit einem Stück schwarzer Pappe abgeschrimt wird und die Spannung über einen längeren Zeitraum gemessen wird. Nach einer Zeit gehen die Werte asymptotisch zur richtigen Spannung. Diese Zeit muss bei jeder Messung abgewartet werden.

19 Schwingungen

19.1 Freie Schwingung ohne Dämpfung

Drehmomentgleichung

$$\Theta\ddot{\varphi} = -D\varphi = -M, \tag{19.1}$$

mit Θ dem Trägheitsmoment, D der Richtkonstante und M dem rücktreibenden Drehmoment.

Normalform

$$\ddot{\varphi} + \omega_0^2\varphi = 0 \qquad \omega_0^2 = \frac{D}{\Theta}. \tag{19.2}$$

Der Lösungsansatz funktioniert mit $\varphi(t) = C\mathrm{e}^{\lambda t}$.

19.2 Freie Schwingung mit Dämpfung

Bewegungsgleichung

$$\Theta\ddot{\varphi} + r\dot{\varphi} + D\varphi = 0, \tag{19.3}$$

mit dem Dämpfungsdrehmoment $r\dot{\varphi}$.

Normalform

$$\ddot{\varphi} + 2\beta\dot{\varphi} + \omega_0^2\varphi = 0 \qquad 2\beta = \frac{r}{\Theta} \qquad \omega_0^2 = \frac{D}{\Theta}. \tag{19.4}$$

Der Lösungsansatz $\varphi(t) = C\mathrm{e}^{\lambda t}$ führt zu

$$\lambda_{1,2} = -\beta \pm \sqrt{\beta^2 - \omega_0^2}. \tag{19.5}$$

Man unterschiedet drei Fälle

- Kriechfall $\beta^2 > \omega_0^2$: Nach einmaliger Auslenkung schwingt das System nicht, sondern bewegt sich aperiodisch zur Ruhelage zurück.
- Grenzfall $\beta^2 = \omega_0^2$: Dieser Fall ist für die Messung interessant, da das System hier genau einmal schwingt und sich dann relativ schnell der Ruhelage annähert.
- Schwingfall $\beta a^2 < \omega_0^2$: Durch den komplexen Exponenten schwingt die Amplitude periodisch.

Das Dämpfungsverhältnis ist definiert durch

$$K := \frac{\varphi_n}{\varphi_{n+1}} = \mathrm{e}^{\beta T} \qquad T = \frac{2\pi}{\hat{\omega}} \qquad \hat{\omega} = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}. \tag{19.6}$$

Die Güte ist

$$Q := \frac{\omega_0}{2\beta} = \frac{\pi}{\beta T}. \tag{19.7}$$

19.3 Erzwungene Schwingung mit Dämpfung

Bewegungsgleichung

$$\Theta\ddot{\varphi} + r\dot{\varphi} + D\varphi = M_0 \cos(\omega t), \tag{19.8}$$

mit M_0 dem Erregerdrehmoment und ω der Erregerfrequenz. Der Lösungsansatz funktioniert durch Zerlegung in homogene und partielle Lösungen.

Das Verhalten eines harmonischen Schwingsystems ist durch eine Eigenfrequenz und Güte vollständig beschrieben.