

Universität Stuttgart

Aktorik in der Gerätetechnik
Teil 2



**Institut für Konstruktion und
Fertigung in der Feinwerktechnik**

Aktorik in der Gerätetechnik

Teil 2

Skript zur Übung und zum Praktikumsversuch
Piezosysteme / Ultraschallantriebe

Nachdruck nicht gestattet!

4. Auflage 04/2014

Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Schinköthe

Anschrift:	Institut für Konstruktion und Fertigung in der Feinwerktechnik Pfaffenwaldring 9 70550 Stuttgart
Telefon:	0711 / 685-66402/66411
Telefax:	0711 / 685-56402
E-Mail:	sekretar@ikff.uni-stuttgart.de
Internet:	http://www.uni-stuttgart.de/ikff/

Inhaltsübersicht

Vorbemerkungen zum Skript

1 Charakterisierung des Piezoeffekts

- 1.1 Piezoelektrizität
 - 1.1.1 Dielektrika
 - 1.1.2 Der Piezoeffekt
- 1.2 Piezoelektrische Werkstoffe
 - 1.2.1 Piezoelektrischer Quarz
 - 1.2.2 Ferroelektrische Piezokeramiken
 - 1.2.3 Zusammensetzung und Dotierungen ferroelektrischer Keramiken
- 1.3 Zustandsgleichungen des anisotropen Materialverhaltens

2 Piezoelektrische Antriebe

- 2.1 Ultraschallmotoren - Übersicht
- 2.2 Beispiele Bimodaler Ultraschallmotoren
 - 2.2.1 Der L1-B2 Bimodenresonator
 - 2.2.2 Resonatorhalterung

3 Resonanzverhalten piezoelektrischer Wandler

- 3.1 Elektromechanische Analogien
- 3.2 Charakterisierung der Resonanzwirkung
- 3.3 Bestimmung des Resonanzverhaltens
- 3.4 Einflussfaktoren auf das Resonanzverhalten
 - 3.4.1 Einflüsse der Vorspannkraft und der angrenzenden Mechanik
 - 3.4.2 Einfluss der Erregerfeldstärke

4 Ansteuerung von Ultraschallmotoren

- 4.1 Leistungselektroniken mit rein analoger Verstärkung
- 4.2 Leistungselektroniken mit geschalteten Wechselrichtern
 - 4.2.1 Leistungsstellung über Pulsweitenmodulation
 - 4.2.2 Leistungsstellung mit Tiefsetzsteller
- 4.3 Elektrische Filter

5 Zusammenfassung

6 Literatur

Anhang

1 Charakterisierung des Piezoeffekts

Der piezoelektrische Effekt (kurz: Piezoeffekt, oder Piezoelektrizität) wurde im Jahre 1880 von den Brüdern Jacques und Pierre Curie an natürlichen Kristallen entdeckt. Über 30 Jahre zählte der piezoelektrische Effekt zu den physikalischen Kuriositäten. Erst danach wurde der technische Nutzen dieses Effekts erkannt und war Anstoß für weitere Forschungen. 1940 wurde erstmals eine synthetisierte Keramik mit piezoelektrischen Eigenschaften entwickelt, das Barium-Titanat (BaTiO_3). Zehn Jahre später wurde dann die wohl wichtigste Piezokeramik entwickelt, das Blei-Zirkonat-Titanat PZT ($\text{PbZrO}_3/\text{PbTiO}_3$). Diese Keramik weist besonders gute piezoelektrische Eigenschaften auf und wird trotz Bleianteil heute noch für viele Anwendungen eingesetzt. Die Weiterentwicklung dieser Werkstoffe ist seither Bestand vieler Forschungsarbeiten.

Das Verständnis des Verhaltens piezoelektrischer Werkstoffe ist Grundlage für die heute in vielen Industriebereichen stattfindende Anwendung des Piezoeffekts. Dabei unterstreichen extrem unterschiedliche Einsatzbereiche die vielseitige Nutzbarkeit. Die Halbleiterindustrie setzt Polarisierungseffekte gezielt für moderne Speicherbausteine ein. In elektrischen Kondensatoren ermöglichen die außerordentlich hohen dielektrischen Konstanten geringe Abmessungen. Piezoelektrische Sensoren wandeln mechanische Eingangsgrößen in elektrische Ausgangsgrößen und werden als Beschleunigungsaufnehmer oder Drucksensoren in großen Stückzahlen hergestellt. Piezoelektrische Aktoren wandeln elektrische Eingangsgrößen in mechanische Ausgangsgrößen und sind in der hochgenauen Positionierung, bei Einspritzanlagen von Kraftfahrzeugen und nicht zuletzt bei dem Aufbau leistungsfähiger Kleinantriebe von großer technischer Bedeutung.

1.1 Piezoelektrizität

Piezoelektrizität tritt bei bestimmten dielektrischen Stoffen (Dielektrika) auf. Um die physikalischen Vorgänge der Piezoelektrizität besser verstehen zu können, werden vorerst einige grundlegende Zusammenhänge dielektrischen Verhaltens eingeführt.

1.1.1 Dielektrika

Dielektrika sind Stoffe mit sehr geringer elektrischer Leitfähigkeit ($\sigma \leq 10^{-6} \text{ S/cm}$, σ als Formelzeichen für die elektrische Leitfähigkeit). Bei diesen Stoffen werden elektrische Dipole im Material durch elektrische Felder (E) beeinflusst, Abb. 1.1. Entsprechend der Orientierung und Stärke des elektrischen Feldes werden elektrische Dipole induziert oder permanent vorhandene elektrische Dipole ausgerichtet.

Dipole werden durch ihr Dipolmoment p charakterisiert. Es ist abhängig von Abstand und Stärke zweier elektrischer Ladungen, mit unterschiedlichem Vorzeichen. Das Auftreten mehrerer elektrischer Dipole mit gleicher Orientierung wird als elektrische Polarisierung P bezeichnet.

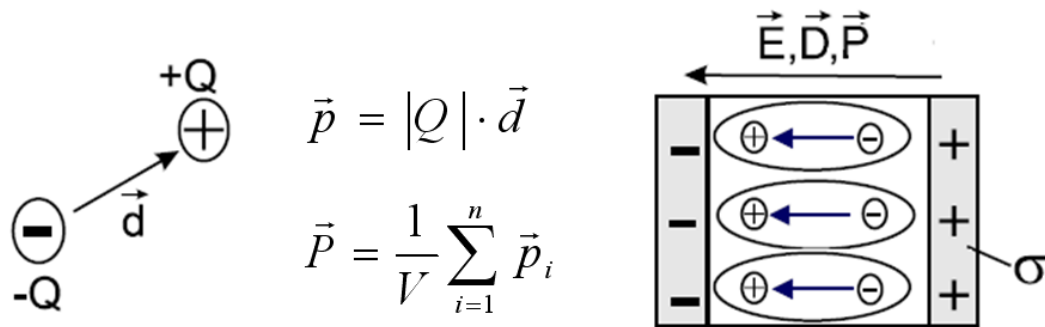


Abb. 1.1: Polarisation im Dielektrikum /1/

Die Polarisation und die elektrische Feldstärke sind durch die elektrische Suszeptibilität χ_e bzw. Permittivität ϵ_r gekoppelt:

$$\epsilon_r = 1 + \chi_e = 1 + \frac{\vec{P}}{\epsilon_0 \cdot \vec{E}} \quad (1.1)$$

(ϵ_0 : Dielektrizitätskonstante = $8,85 \cdot 10^{-12}$ As/Vm).

Die dielektrische Verschiebung D , auch elektrische Flussdichte genannt, ist eine Hilfsgröße zur Charakterisierung von Dielektrika:

$$\vec{D} = \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot \vec{E} = \epsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P} \quad (1.2)$$

In dielektrischen Stoffen können vier Polarisationsmechanismen beobachtet werden: elektronische Polarisation, ionische Polarisation, Orientierungspolarisation und Raumladungspolarisation, Abb. 1.2. Jeder dieser Polarisationsmechanismen liefert einen Beitrag zur elektrischen Suszeptibilität. Sofern in einem Stoff mehrere Polarisationsarten existieren, überlagern sich die Komponenten additiv. Für die elektrische Suszeptibilität gilt dann:

$$\chi_e = \chi_{el} + \chi_{ion} + \chi_{or} + \chi_{rl} \quad (1.3)$$

Demnach überlagern sich auch die Polarisationsmechanismen und es gilt:

$$\vec{P} = \vec{P}_{el} + \vec{P}_{ion} + \vec{P}_{or} + \vec{P}_{rl} \quad (1.4)$$

Neben der ionischen Polarisation tritt bei piezoelektrischen Stoffen vor allem die Orientierungspolarisation in den Vordergrund, worauf in Kapitel 1.2 noch näher eingegangen wird. Die elektronische Polarisation und die Raumladungspolarisation spielen hierbei eine untergeordnete Rolle.

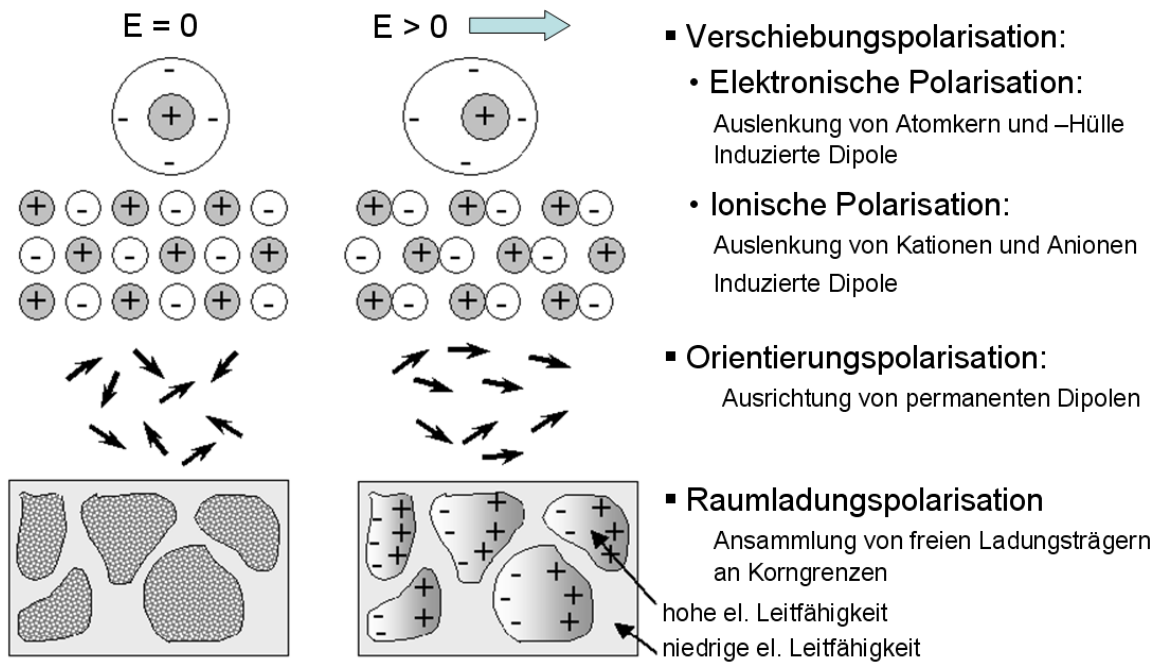


Abb. 1.2: Polarisationsmechanismen

1.1.2 Der Piezoeffekt

Die Piezoelektrizität beschreibt ein besonderes Verhalten bestimmter dielektrischer Feststoffe, der so genannten Piezoelektrika.

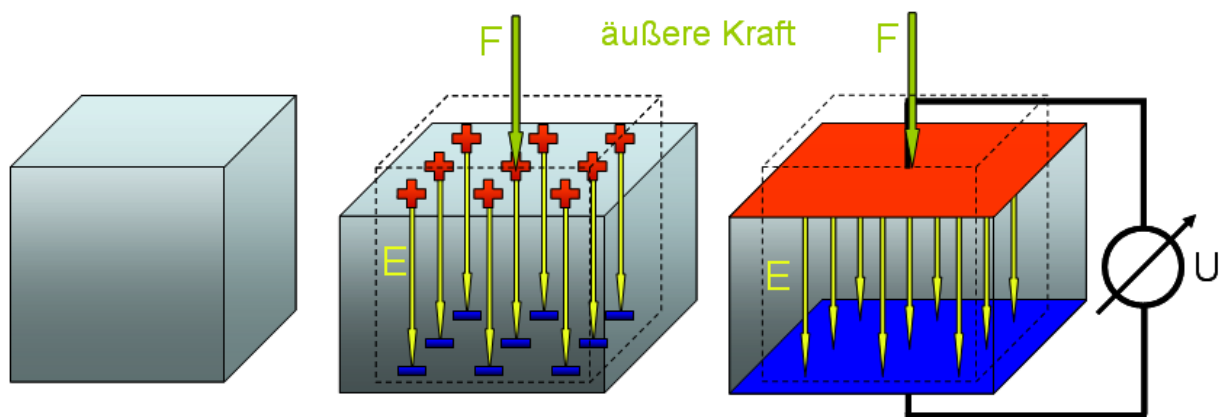


Abb. 1.3: Direkter Piezoeffekt

Werden Piezoelektrika durch eine äußere Kraft elastisch verformt, ändert sich die elektrische Polarisation, und aus der damit verbundenen dielektrischen Verschiebung resultiert eine Oberflächenladung (direkter Piezoeffekt), Abb. 1.3. Das aufgrund der Ladungsverschiebung entstehende elektrische Feld kann dann über zwei auf gegenüberliegenden Seiten angebrachte Elektroden in Form einer elektrischen Spannung gemessen werden. Anwendung findet der direkte Piezoeffekt vor allem in Sensoren (z. B. Kraft-, Beschleunigungssensoren). Der Begriff „Piezo“ stammt aus dem Griechischen und bedeutet „ich drücke“.

Der Piezoeffekt kann auch umgekehrt beobachtet werden. Bei Anlegen einer elektrischen Spannung an die Elektroden ändert das resultierende elektrische Feld die Polarisation im Material, wodurch eine Verformung einhergeht, Abb. 1.4. Die Umkehrung des direkten Piezoeffekts wird inverser Piezoeffekt genannt und ist die Basis des Funktionsprinzips von Piezoaktoren.

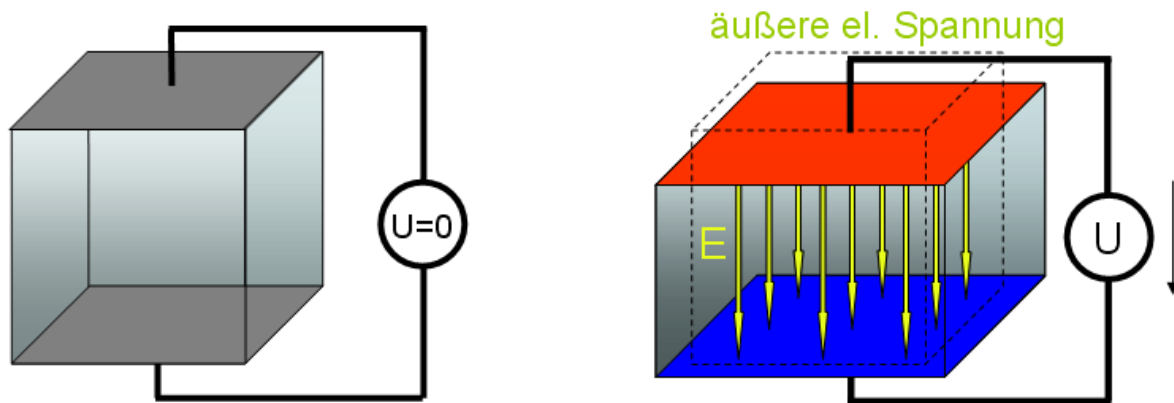


Abb. 1.4: Inverser Piezoeffekt

Piezoelektrizität verknüpft demnach die elektrischen und mechanischen Materialeigenschaften besonderer dielektrischer Werkstoffe.

1.2 Piezoelektrische Werkstoffe

Bei Betrachtung der Werkstoffeigenschaften piezoelektrischer Materialien ist eine sinnvolle Einteilung anhand der Kristallstruktur möglich. Es zeigt sich dabei, dass es eine ganze Reihe piezoelektrischer Kristalle gibt, die sich anhand von Symmetrieeigenschaften weiter unterteilen lassen, Abb. 1.5.

Voraussetzung für das Auftreten von Piezoelektrizität ist eine Kristallstruktur ohne Symmetriezentrum /2/. Dazu muss die Kristallstruktur mindestens eine polare Achse aufweisen. Eine kristallographische Achse wird dann polar genannt, wenn keine symmetrieäquivalente Achse in entgegengesetzter Richtung existiert. D. h. der Kristall kann durch eine 180° Drehung um eine zur polaren Achse senkrechte Achse nicht mit sich selbst zur Deckung gebracht werden. Anders ausgedrückt bedeutet dies, dass die Elementarzelle keinen Punkt besitzen darf, an dem eine Punktspiegelung den Kristall in sich selbst überführt. Dadurch kann die Elementarzelle ein elektrisches Dipolmoment aufweisen, ohne Vorhandensein eines von außen aufgetragenen elektrischen Feldes.

Von den insgesamt 32 Kristallklassen (Punktgruppen) ist bei 21 eine solche azentrische Kristallstruktur gegeben /3/. Die Kristallklasse 432 zeigt zu große Symmetrie, um noch piezoelektrisches Verhalten nachweisen zu können. Es bleiben somit 20 piezoelektrische Kristallklassen.

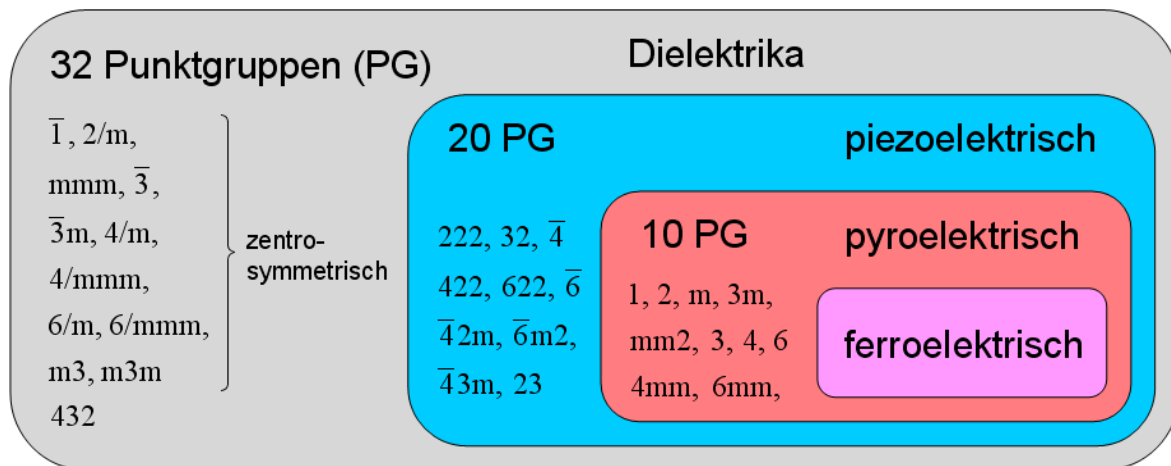


Abb. 1.5: Übersicht der 32 Kristallklassen

Weitere Effekte, die in enger Beziehung mit dem piezoelektrischen Effekt stehen, sind der pyroelektrische Effekt (oder Pyroelektrizität) und die Ferroelektrizität. Die Pyroelektrizität spielt im Zusammenhang mit Piezoaktoren eine untergeordnete Rolle. Sie wird nachfolgend nur wegen der engen Beziehung mit der Ferroelektrizität kurz beschrieben. Die Ferroelektrizität ist hier von großer Bedeutung, da gebräuchliche industriell herstellbare Werkstoffe, mit denen piezoelektrische Aktoren aufgebaut werden, ferroelektrisch sind.

Der pyroelektrische Effekt beschreibt die Änderung der Polarisierung in Abhängigkeit der Temperatur. Pyroelektrika bilden eine Untergruppe der Piezoelektrika. Von den 20 piezoelektrischen Kristallklassen weisen 10 eine singuläre polare Achse auf, was Voraussetzung für pyroelektrisches Verhalten ist. In solchen Kristallen kann - ohne ein von außen eingebrachtes elektrisches Feld und im mechanisch unbelasteten Zustand - eine elektrische Polarisierung existieren. Man spricht in diesem Fall von einer spontanen elektrischen Polarisierung P_{Sp} .

Ein Teil der 10 pyroelektrischen Kristallklassen sind ferroelektrisch. Diese als Ferroelektrika bezeichneten Werkstoffe sind wiederum eine Untergruppe der Pyroelektrika. Demnach sind alle Ferroelektrika piezoelektrisch, aber nur ein Teil der Piezoelektrika weisen auch ferroelektrisches Verhalten auf. Bei ferroelektrischen Materialien kann die spontane Polarisierung durch ein elektrisches Feld oder mechanische Beanspruchung in eine andere stabile Lage gebracht werden.

Entgegen der Bezeichnung „ferro“ (v. lat.: ferrum = Eisen) tritt Ferroelektrizität ohne Vorhandensein elementaren Eisens auf. Die Bezeichnung kommt ursprünglich vom Ferromagnetismus. Als ferroisch wird ein Materialverhalten bezeichnet, das Nichtlinearitäten aufweist und von der Vorgeschichte des Materials abhängt, also ein ausgeprägtes Hystereseverhalten zeigt. Ferroische Materialien (Ferroika) weisen spontane, langreichweitige Ordnung auf. Im Fall der Ferroelektrizität beziehen sich die Ordnungsphänomene auf die Orientierung der elektrischen Dipole bzw. der spontanen Polarisierung. Die Ordnungsphänomene führen bei ferroelektrischen Materialien zu einem zum Ferromagnetismus analogen Hystereseverhalten (vgl. B-H-Hysteresis).

in der P-E-Kennlinie, Abb. 1.11. Dies hat für die dieser Werkstoffgruppe angehören- den Dielektrika zu einer Klassifizierung als Ferroelektrika geführt. Naheres dazu in Kapitel 1.2.2.

Zur Vermeidung einer zu weiten Diskussion wird eine Beschränkung auf industriell bedeutsame piezoelektrische Werkstoffe vorgenommen. Anhand des piezoelektrischen Quarz und der ferroelektrischen Piezokeramiken wird nachfolgend der piezoelektrische Effekt auf molekularer Ebene genauer beschrieben und der Unterschied zwischen rein piezoelektrischen und ferroelektrischen Kristallstrukturen aufgezeigt.

1.2.1 Piezoelektrischer Quarz

Quarz ist eine der kristallinen Modifikationen von Siliziumdioxid SiO_2 und kristallisiert zu großen Einkristallen, Abb. 1.6.



Abb. 1.6: Quarz Einkristall

Bei Temperaturen unter 573°C liegt Quarz mit trigonaler Kristallstruktur (Klasse 32) vor (α - oder Tief-Quarz genannt). Eine detaillierte Beschreibung dieser komplexen Kristallstruktur (/4/) liegt außerhalb dem Rahmen dieses Skripts, weshalb hier die Besonderheiten von Quarz an einem vereinfachten Modell der Elementarzelle aufgezeigt werden, Abb. 1.7.

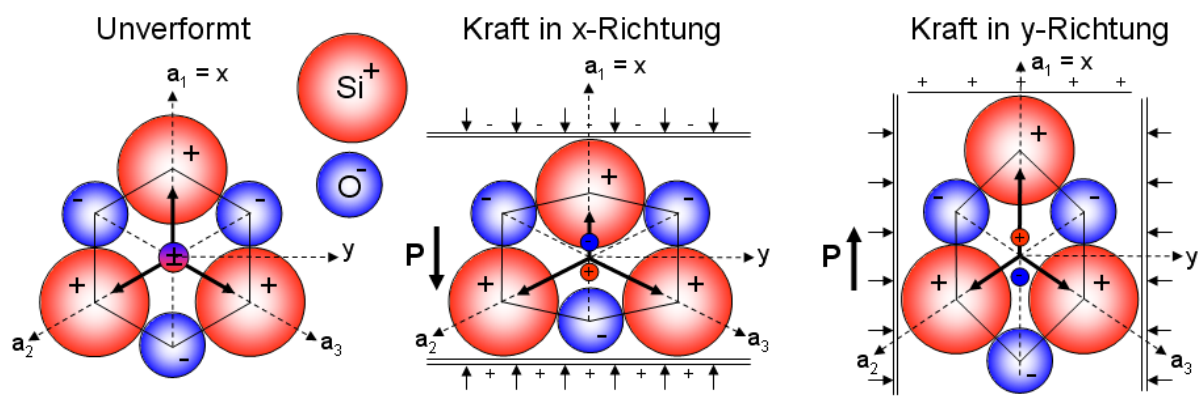


Abb. 1.7: Vereinfachte Elementarzelle von α -Quarz

Die trigonale Kristallstruktur hat eine 3-zählige Drehachse (z-Achse) und die Achsen a_1 , a_2 und a_3 sind polare Achsen. Im mechanisch und elektrisch unbelasteten Kristall stehen die polaren Achsen in einem Winkel von 120° zueinander, wobei sich die Dipolmomente in der Elementarzelle aufheben und die Ladungsschwerpunkte genau in die Mitte des Hexaeders fallen, Abb. 1.7 links. Es ist dann keine Polarisation vorhanden. Infolge einer äußeren Kraft (direkter Piezoeffekt) oder eines von außen eingebrachten elektrischen Feld (indirekter Piezoeffekt) werden die Ionen zueinander verschoben und das Kristallgitter verzerrt. Bei einer solchen Deformation des Kristallgitters werden die polaren Achsen zueinander verdreht (ionische Polarisation), so dass die Summe der Dipolmomente in der Elementarzelle nicht mehr Null ist. Die Ladungsschwerpunkte fallen dadurch nicht mehr zusammen und es entstehen Dipole, die makroskopisch gesehen eine Polarisation im Kristall hervorrufen, Abb. 1.7 Mitte und rechts. Die Menge der resultierenden Oberflächenladungen ist dabei über einen weiten Bereich proportional zur mechanischen Beanspruchung.

In Abb. 1.7 rechts ist zu erkennen, dass die Richtung des elektrischen Feldes bzw. der Polarisation auch orthogonal zur Krafrichtung auftritt. Die Richtung der wirkenden Eingangsgröße und der resultierenden Ausgangsgröße ist abhängig von der Ausrichtung des Kristallgitters im Kristall. Auf das anisotrope Verhalten piezoelektrischer Materialien wird in Kapitel 1.3 noch näher eingegangen.

Quarkristalle werden aufgrund ihrer frequenzstabilisierenden Wirkung hauptsächlich in Quarzoszillatoren als Zeitbasis und Taktgeber für elektronische Schaltungen eingesetzt, z. B. in Uhren, Computern, Geräten der Digitaltechnik und der Funktechnik. Quarz ist piezoelektrisch aber nicht ferroelektrisch.

1.2.2 Ferroelektrische Piezokeramiken

Industrielle Standardwerkstoffe sind die so genannten piezoelektrischen Keramiken (kurz: Piezokeramik), zu denen beispielsweise Barium-Titanat (BaTiO_3) oder PZT-Werkstoffe (PbTiO_3 und PbZrO_3) gehören. Im Unterschied zu piezoelektrischen Einkristallen (Quarz) bestehen Piezokeramiken aus einer Vielzahl von kristallographisch zufällig orientierten Körnern. Piezokeramiken werden wie herkömmliche Keramiken in einem Sinterprozess hergestellt. Aus technischer Sicht haben diese polykristallinen Keramiken aufgrund ihrer guten piezoelektrischen Eigenschaften und relativ einfachen industriellen Herstellbarkeit die größte Bedeutung.

Piezokeramiken sind nach der Perovskit-Struktur aufgebaut (allgemein bezeichnet als ABO_3 -Struktur). Temperaturabhängig zeigen diese Kristalle verschiedene Phasenübergänge, die von charakteristischen Änderungen der mechanischen und dielektrischen Eigenschaften begleitet sind, Abb. 1.8 links. Oberhalb der Curie-Temperatur T_C bilden diese Werkstoffe eine kubische Kristallstruktur, die wegen der Zentrosymmetrie nicht piezoelektrisch ist. Bei Unterschreiten der Curie-Temperatur findet eine Phasenumwandlung zu einer azentrischen, tetragonalen Kristallstruktur statt, Abb. 1.8 rechts (PZT zeigt abhängig vom Titananteil auch eine azentrisch,

rhomboedrische Endphase bei Raumtemperatur). Bei einer solchen Phasenumwandlung führt die Verschiebung der Ionen zu einer äußeren Verformung der Keramik und zu einer Ladungsverschiebung in der Elementarzelle. Es entstehen permanente Dipole, ohne Einwirkung eines äußeren elektrischen Feldes und ohne mechanische Beanspruchung (spontane Polarisation P_{Sp}).

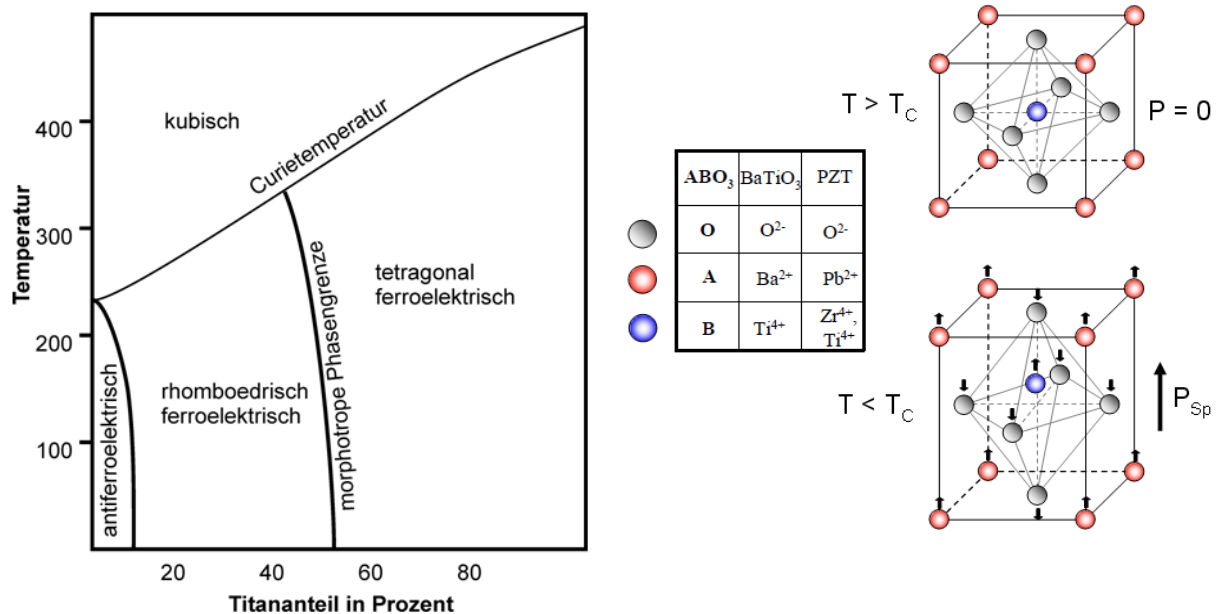


Abb. 1.8: Links: Phasendiagramm von PZT [5], rechts: Perovskit-Struktur

Im tetragonalen Gitter können sich die Titan- bzw. Zirkon-Ionen an sechs unterschiedlichen Stellen entsprechend den positiven und negativen Achsrichtungen einlagern, wodurch der permanente Dipol sechs mögliche Richtungen einnehmen kann.

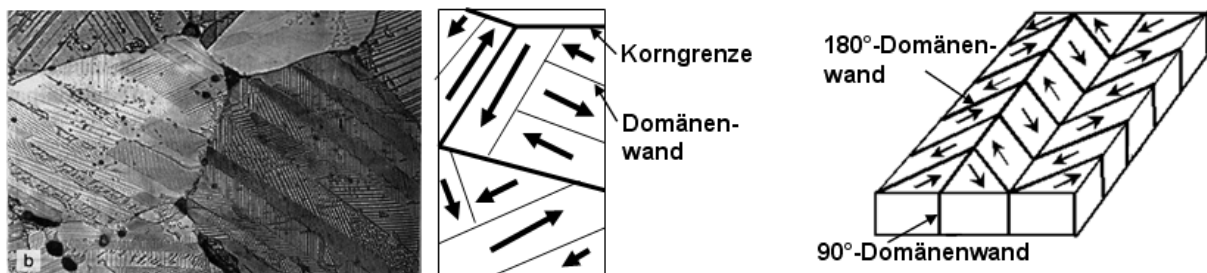


Abb. 1.9: Domänenausbildung in ferroelektrischen Keramiken

Unterhalb der Curie-Temperatur bilden sich Bereiche von Elementarzellen mit einheitlich gerichteten Dipolen aus, so genannte Domänen, Abb. 1.9. Im Ausgangszustand liegen diese Bereiche statistisch verteilt vor, mit Vorzugsrichtungen von 90° und 180° im Korn und beliebiger Orientierung zwischen den Körnern, so dass die Polarisation nach außen hin verschwindet. Infolge der Einwirkung eines äußeren elektrischen Feldes oder einer Verformung durch äußere Kräfte werden die Domänen umorientiert. Dabei springen die Titan- bzw. Zirkon-Ionen der 90°- und 180°-Domänen an eine andere Stelle in der Elementarzelle (Orientierungspolarisation).

Dieser Vorgang wird auch als Umklappen der Domänen bezeichnet. Beim Umklappen der 180° -Domänen springen die Titan- bzw. die Zirkon-Ionen an die gegenüberliegende Stelle der Elementarzelle, womit keine Verformung der Elementarzelle und der Keramik selbst einhergeht, Abb. 1.10. Ausschlaggebend für die Deformation der Keramik ist das Umklappen der 90° -Domänen. Die Titan- bzw. die Zirkon-Ionen springen dabei an eine Stelle, die im rechten Winkel zur Ausgangsstellung liegt, wodurch sich die Elementarzellen und die gesamte Keramik verformen. Neben dem Umklappen der Domänen erfolgt auch ein Verzerren der Elementarzellen. Diese Verzerrung trägt ebenfalls in kleinem Maße zur Polarisierung (ionische Polarisierung) und Dehnung der Keramik bei. Einen Beitrag zur Polarisierung leisten auch die elektronische Polarisierung und die Raumladungspolarisation, die aber keinen Einfluss auf die Dehnung haben.

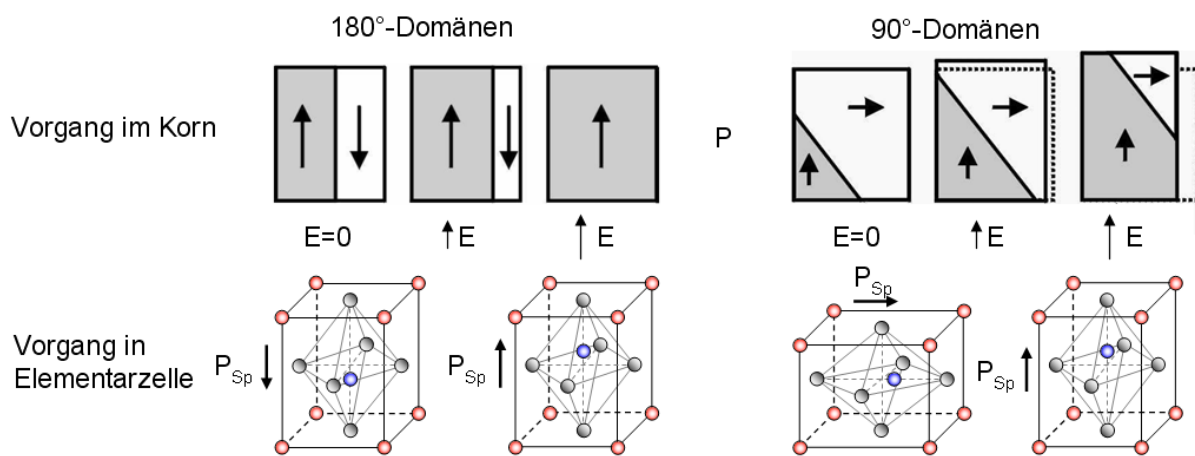


Abb. 1.10: Domänenwanderung

Die Domänenwände leisten einen von der Zusammensetzung der Keramiken abhängigen Widerstand gegen die Beweglichkeit der Ionen, weshalb die P-E-Kennlinie ferroelektrischer Werkstoffe eine Hysteresekurve abbildet, Abb. 1.11 links. Eine Hysteresereerscheinung tritt aus demselben Grund auch in der Dehnungs-Feldstärken-Kennlinie (S-E-Kennlinie) auf, die wegen ihrer Form auch Schmetterlingskurve genannt wird, Abb. 1.11 rechts.

Im Ausgangszustand ($E = 0$ und $P = 0$), mit statistisch verteilten Domänen, sind die Keramiken technisch noch nicht nutzbar. Sie müssen erst durch ein äußeres elektrisches Feld polarisiert werden, d. h. es muss eine einheitlich gerichtete Polarisierung in der gesamten Keramik erzeugt werden. Mit steigender Feldstärke richten sich die Domänen zunehmend in Feldrichtung aus, bis schließlich eine Sättigung der Polarisierung (P_{Sat}) und der Dehnung (S_{Sat}) erreicht ist. Wird das elektrische Feld nach der Polarisierung weggenommen, drehen sich die Domänen in die Vorzugsrichtung des jeweiligen Korns, und es bleibt eine remanente Polarisierung P_r bzw. Dehnung S_r , die etwas geringer als die Sättigungspolarisation bzw. Sättigungsdehnung ist.

Bei einem äußeren Feld in entgegengesetzter Richtung wird die Polarisierung geschwächt und die Dehnung verringert, bis zum Erreichen der negativen Koerzitiv-

feldstärke $-E_C$. Wird die negative Koerzitivfeldstärke unterschritten, richten sich die permanenten Dipole bzw. die Domänen zunehmend in die entgegengesetzte Richtung aus, bis zur negativen Sättigungspolarisation $-P_{\text{Sat}}$, bei der die Dehnung wieder ihr Maximum erreicht usw.

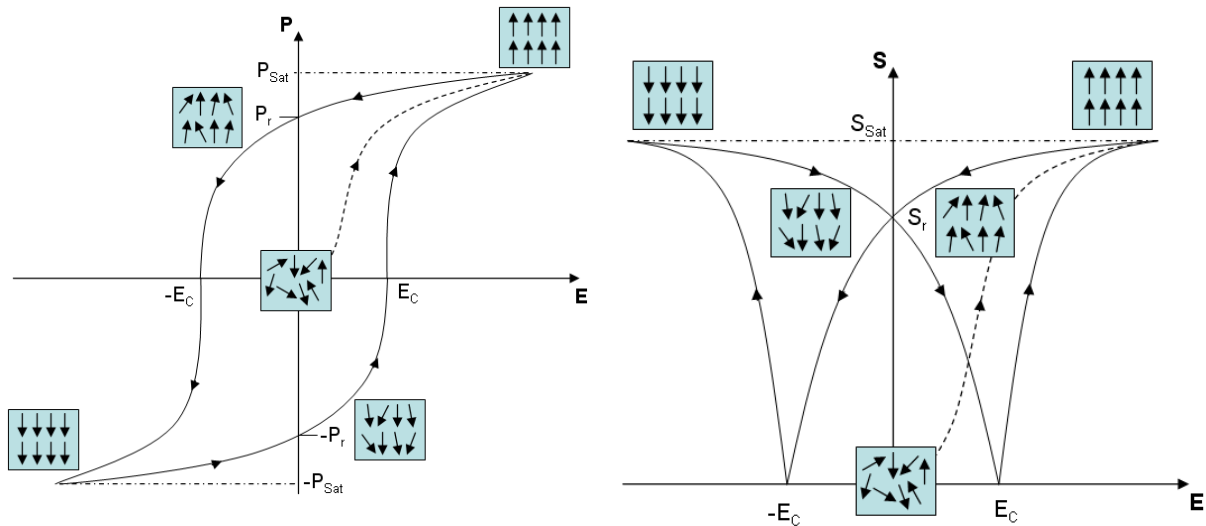


Abb. 1.11: Hysteresekurven: Links: P-E-Kennlinie, rechts: S-E-Kennlinie

Ausgehend von der remanenten Polarisation bzw. Dehnung und mit rein schwelender Feldstärke, verlaufen die Kennlinien lanzettenförmig, Abb. 1.12. Bei kleinen Feldstärkenänderungen ($<100 \text{ V/mm}$) sind die Verläufe annähernd linear, wodurch eine Beschreibung des Materialverhaltens über linearisierte Zustandsgleichungen möglich ist (siehe Kapitel 1.3).

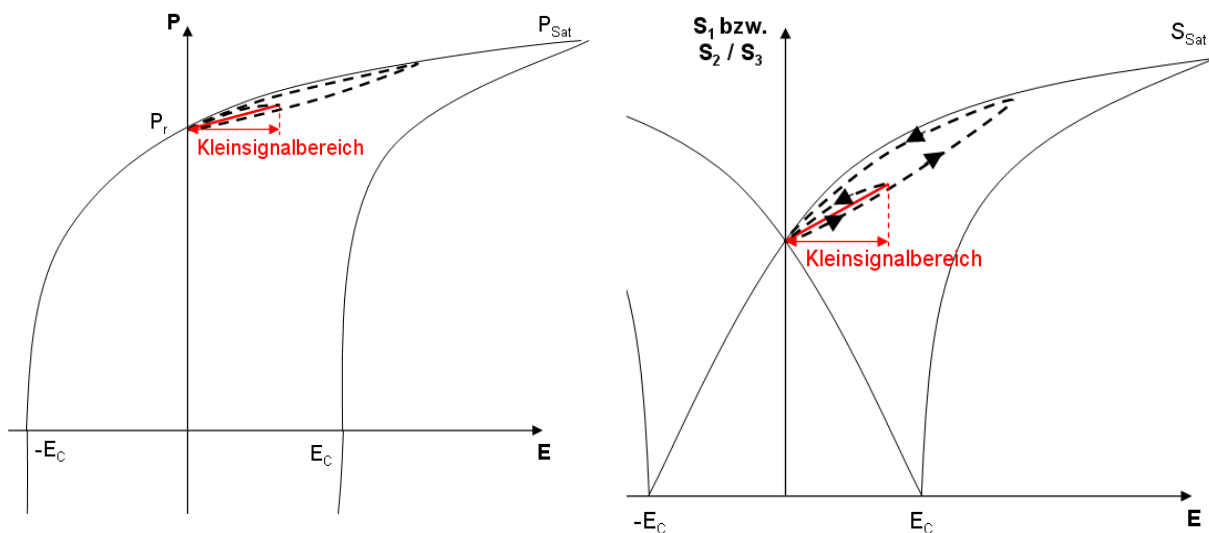


Abb. 1.12: Annähernd linearer Kleinsignalbereich

Ferroelektrische Keramiken verlieren ihren technischen Nutzen bei Bruch oder Depolarisierung infolge mechanischer, thermischer oder elektrischer Überlastung. Ein Zerbersten der spröden Keramiken erfolgt insbesondere bei impulsartiger mechani-

scher oder elektrischer Belastung. Eine Depolarisierung kann eintreten, wenn

- mechanisch zu große Zug- oder Druckspannungen vorliegen,
- thermisch die Curie-Temperatur überschritten wird oder
- elektrisch die negative Koerzitivfeldstärke unterschritten wird.

Der Betrieb einer Piezokeramik erfolgt deshalb ausschließlich im 1. und 2. Quadranten der P-E-Kennlinie, mit ausreichendem Sicherheitsabstand zur negativen Koerzitivfeldstärke.

1.2.3 Zusammensetzung und Dotierungen ferroelektrischer Keramiken

Die Zusammensetzung der meisten ferroelektrischen Werkstoffe mit optimalen Eigenschaften für die jeweilige praktische Anwendung befindet sich in dem relativ engen Bereich der morphotropen Phasenumwandlung, Abb. 1.8 links. In diesem Bereich existieren tetragonale und rhomboedrische Phasen nebeneinander und sind beide an den Polungsmechanismen beteiligt. Durch die Koexistenz beider Phasen erhöht sich die maximal mögliche remanente Polarisierung P_r auf ca. 92 % [6]. Die Anomalien der ferroelektrischen Polarisationsmechanismen im Bereich der morphotropen Phasenumwandlung sind der Ursprung unterschiedlicher Charakteristiken von Piezokeramiken auf der Basis von Blei-Zirkonat-Titanat [7], [8]. Der Begriff der „harten“ und „weichen“ piezoelektrischen Keramiken ist eine anschauliche Beschreibung für das dadurch resultierende Materialverhalten, Abb. 1.13.

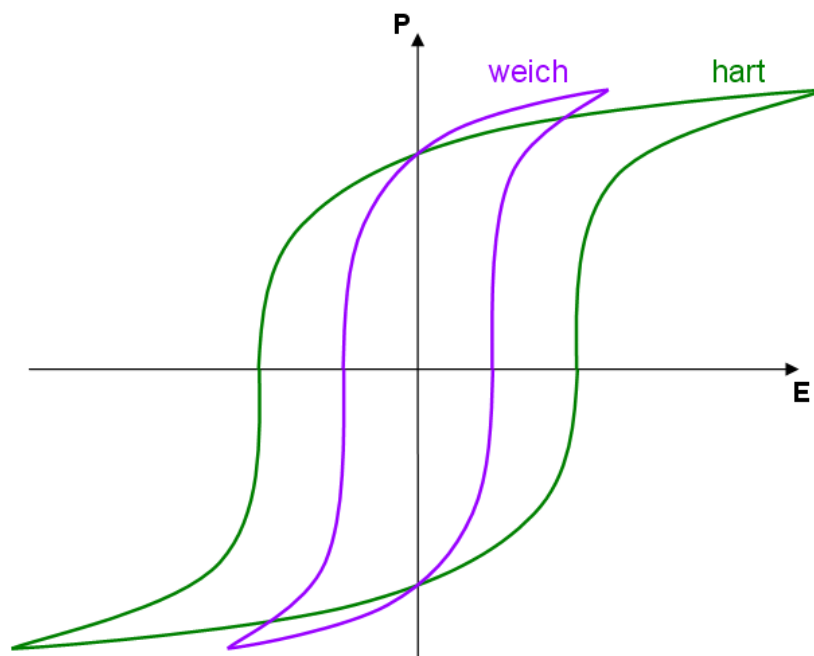


Abb. 1.13: „Harte“ und „weiche“ Piezokeramiken

Mögliche Modifikationen von Blei-Zirkonat-Titanat-Keramiken sind Zusammensetzungen mit isovalenten Substitutionen der Kationen Pb^{2+} und Ti^{4+} und/oder Zr^{4+} . Als Beispiel können die Ionen Ba^{2+} , Ca^{2+} und Sr^{2+} an die Stelle von Pb^{2+} treten und feste Lösungen mit der allgemeinen Formulierung $(\text{A}_1^{2+}\text{A}_2^{2+})(\text{B}_1^{4+}\text{B}_2^{4+})\text{O}_3$ bilden. Werden

anstelle einzelner Ionen Ionenkombinationen eingesetzt, so dass von den Grundbausteinen abweichende Wertigkeiten kompensiert werden, ergibt sich eine noch größere Vielfalt von Modifikationen.

Defekte in der Kristallstruktur des Blei-Zirkonat-Titanat können durch Einbau von Ionen abweichender Wertigkeit in unterschiedlicher Weise gebildet werden /9/. Wird z. B. höherwertiges Nb^{5+} für Ti^{4+} substituiert, wirkt es als Donator, und es bilden sich Bleifehlstellen. Derartige Dotierungen (Donatoren) führen zu einer Erhöhung der Beweglichkeit der Domänen bzw. Verringerung der Koerzitivfeldstärke und tragen zur Größe von dielektrischen und piezoelektrischen Koeffizienten von „weichen“ Blei-Zirkonat-Titanat-Keramiken bei. Demgegenüber führen Dotierungen mit Ionen geringerer Wertigkeit (Akzeptoren) wie Fe^{3+} für Ti^{4+} zu Sauerstofffehlstellen in „harten“ Blei-Zirkonat-Titanat-Keramiken mit erhöhter Koerzitivfeldstärke. Solche Piezokeramiken zeichnen sich eher durch geringere dielektrische und mechanische Verluste als durch hohe piezoelektrische Aktivität aus.

Piezokeramiken mit fester Lösung von Blei-Titanat PbTiO_3 und Blei-Zirkonat PbZrO_3 werden wegen ihrer exzellenten, durch Dotierungen auf die jeweiligen Anwendungen zugeschnittenen physikalischen Eigenschaften seit langem in der industriellen Fertigung favorisiert.

1.3 Zustandsgleichungen des anisotropen Materialverhaltens

Die mathematische Beschreibung des piezoelektrischen Effekts erfolgt, wie bei jedem physikalischen Effekt, über Zustandsgleichungen. Für die Beschreibung piezoelektrischen Verhaltens in Dielektrika werden äußere Kräfte und innere Zustandsgrößen definiert /10/. Als äußere Kräfte und damit unabhängige Variablen wirken auf einen dielektrischen Kristall die mechanische Spannung T , die elektrische Feldstärke E einer angelegten Spannung und die Temperatur ϑ /11/. Diese äußeren Kräfte verursachen als innere Reaktionsgrößen und damit abhängige Variablen die Änderung der Dehnung S und der dielektrischen Verschiebung D :

$$\begin{array}{ccc} \text{Elastizität} & & \text{Inverser Piezoeffekt} & & \text{Thermische Dehnung} \\ dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{E, \vartheta} dT & + & \left(\frac{\partial S}{\partial E} \right)_{T, \vartheta} dE & + & \left(\frac{\partial S}{\partial \vartheta} \right)_{E, T} d\vartheta \end{array} \quad (1.5)$$

$$\begin{array}{ccc} \text{Direkter Piezoeffekt} & & \text{Permittivität} & & \text{Pyroelektrizität} \\ dD = \left(\frac{\partial D}{\partial T} \right)_{E, \vartheta} dT & + & \left(\frac{\partial D}{\partial E} \right)_{T, \vartheta} dE & + & \left(\frac{\partial D}{\partial \vartheta} \right)_{E, T} d\vartheta \end{array} \quad (1.6)$$

Bei einer vereinfachten Beschreibung des piezoelektrischen Effekts werden die thermischen Einflüsse vernachlässigt und die Zustandsgleichungen linearisiert. Da-

durch entfallen die temperaturabhängigen Terme aus den Gleichungen (1.5) und (1.6), und die Differentiale werden zu Konstanten. Es verbleiben die bekannten piezoelektrischen Zustandsgleichungen, die allerdings nur für kleine Feldstärkenänderungen (Kleinsignalbereich, siehe Abb. 1.12) zutreffen:

Inverser Piezoeffekt:

$$S = s^E T + d^t E \quad (1.7)$$

$$\begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11}^E & s_{12}^E & s_{13}^E & 0 & 0 & 0 \\ s_{12}^E & s_{11}^E & s_{13}^E & 0 & 0 & 0 \\ s_{13}^E & s_{13}^E & s_{33}^E & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & s_{44}^E & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44}^E & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2(s_{11}^E - s_{12}^E) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 & d_{31} \\ 0 & 0 & d_{31} \\ 0 & 0 & d_{33} \\ 0 & d_{15} & 0 \\ d_{15} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \quad (1.8)$$

Direkter Piezoeffekt:

$$D = dT + \varepsilon^T E \quad (1.9)$$

$$\begin{bmatrix} D_1 \\ D_2 \\ D_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \varepsilon_{11}^T & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{11}^T & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \quad (1.10)$$

Tabelle 1: Größen der piezoelektrischen Zustandsgleichungen

D	[C/m ²]	dielektrische Verschiebung	3x1 Vektor
E	[V/m]	elektrische Feldstärke	3x1 Vektor
T	[N/m ²]	mechanische Spannung	6x1 Vektor
S	[m/m]	mechanische Dehnung	6x1 Vektor
s^E	[m ² /N]	elastische Nachgiebigkeit	6x6 Matrix
ε^T	[F/m]	absolute dielektrische Konstante	3x3 Matrix
d	[C/N]	piezoelektrische Ladungskonstanten	3x6 Matrix

Piezoelektrische Werkstoffe zeigen anisotropes Verhalten, wobei die Werkstoffparameter zwei Indizes aufweisen, die den Zusammenhang zwischen der Richtung der Eingangsgröße (Ursache) und der Ausgangsgröße (Wirkung) herstellen. Für Piezo-

keramiken stellt die z-Richtung in einem kartesischen System per Konvention die Polarisationsrichtung dar und wird mit dem Index 3 bezeichnet. Die orthogonalen x- und y-Richtungen haben die Indizes 1 und 2. Die Indizes 4, 5 und 6 bezeichnen die Scherungen um die Achsen x, y und z.

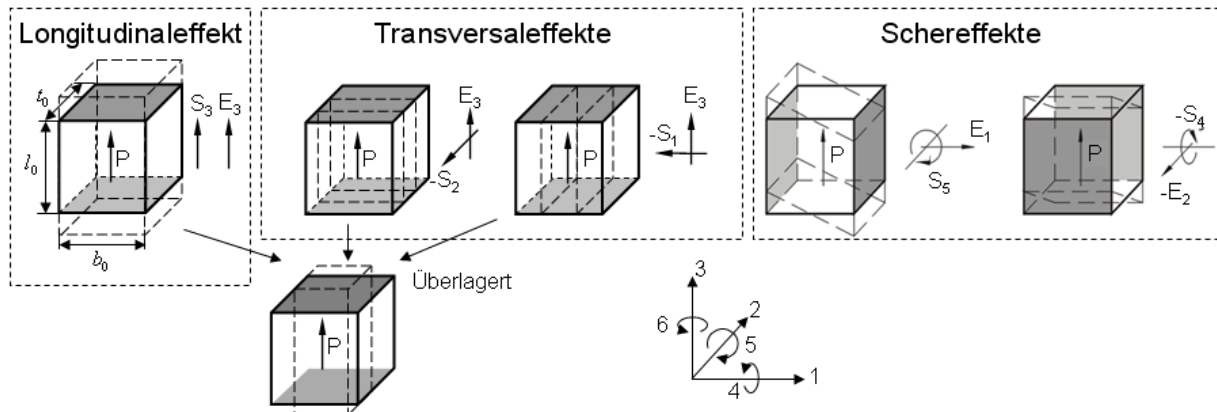


Abb. 1.14: Anisotropes Materialverhalten

In Abhängigkeit der Orientierung des elektrischen Feldes im Vergleich zur Polarisationsrichtung erfolgt die Deformation in unterschiedliche Richtungen, Abb. 1.14. Ein elektrisches Feld parallel zur Polarisationsrichtung (E_3) hat eine Dehnung in dieselbe Richtung (Longitudinaleffekt S_3) bei gleichzeitiger Kontraktion in den senkrecht dazu stehenden Raumrichtungen (Transversaleffekte S_1 und S_2) zur Folge. Bei einem Feld senkrecht zur Polarisationsrichtung (E_1 oder E_2) erfolgt eine Scherung um eine senkrecht zum Feld stehende Achse (Schereffekte S_4 oder S_5).

2 Piezoelektrische Antriebe

Piezoelektrische Antriebe nutzen den inversen piezoelektrischen Effekt. Die Dehnungen der dazu verwendeten Piezokeramiken sind trotz optimierter Werkstoffzusammensetzungen sehr gering. Sie liegen im Bereich von $\Delta l/l_0 = 10^{-3}$ mit Hübem im μm -Bereich. Für Anwendungen der Nanopositionierung sind diese Hübe oftmals ausreichend. Andere Anwendungen erfordern weitaus größere Bewegungen, die über unterschiedliche Methoden erzielt werden. Prinzipiell kann zwischen drei grundlegenden piezoelektrischen Antriebsarten unterschieden werden:

1. Quasistatische Aktoren/Steller:
 - sehr kleine Bewegungen durch Nutzung von Einzelhüben
 - hochdynamisch mit sehr großer Kraft
2. Schrittmotoren:
 - große Bewegungen durch Hubaddition, quasistatisch betrieben
 - langsam und kraftvoll
3. Ultraschallmotoren:
 - große Bewegungen durch Hubaddition, meist resonant betrieben
 - schneller aber schwächer.

Bauformen der beiden erst genannten quasistatisch arbeitenden Antriebe werden hier nicht weiter diskutiert, da diese in der Vorlesung und in /12/ umfangreich behandelt werden. Im Folgenden wird lediglich auf Ultraschallmotoren näher eingegangen und anhand einer zweiphasig arbeitenden Bauform (L1-B2 Bimodenresonator) die Besonderheiten multimodaler Ultraschallmotoren aufgezeigt.

2.1 Ultraschallmotoren – Übersicht

Das Funktionsprinzip von Ultraschallmotoren basiert auf der Wandlung elektrischer Energie in eine gerichtete mechanische Bewegung in zwei Stufen, Abb. 2.1. In der ersten Stufe wandelt der inverse piezoelektrische Effekt periodisch erzeugte elektrische Spannung in mechanische Dehnung, die in Form von mechanischen Schwingungen am Stator genutzt werden. In der zweiten Stufe erfolgt eine gerichtete Summierung der Einzeldehnungen in eine kontinuierliche Bewegung des Abtriebs durch eine rein mechanische Wandlung an einem Reibkontakt.

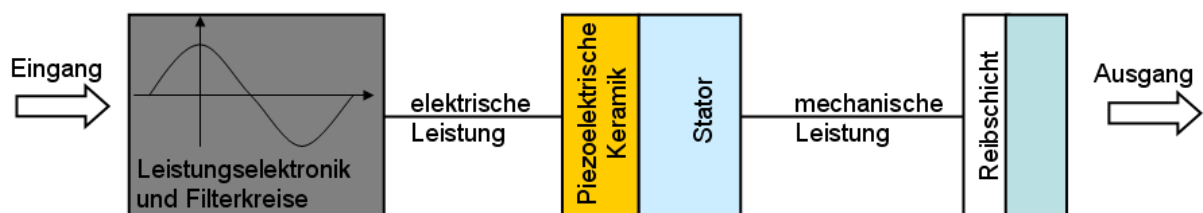


Abb. 2.1: Funktionsprinzip von Ultraschallmotoren

Ultraschallmotoren nutzen oftmals gezielt Resonanzerscheinungen. Das bedeutet, die Schwingungen werden mit einer Frequenz nahe einer mechanischen Eigenmode des elektromechanischen Wandlers (Resonator) angeregt. Infolge der Resonanzwirkung resultieren größere mechanische Ausgangsamplituden als beim Betrieb außerhalb der Resonanz bei gleicher elektrischer Eingangsamplitude.

Die Grundforderung an Resonatoren piezoelektrischer Motoren ist die Möglichkeit Trajektorien zu erzeugen, die über einen Reibkontakt in Bewegung wandelbar sind. Die Resonatoren werden gegen einen rotatorischen oder linearen Abtrieb gedrückt (vorgespannt), so dass der wiederkehrende Kontakt des Resonators mit der trägen Abtriebsmasse zu einer kontinuierlichen Abtriebsbewegung führt.

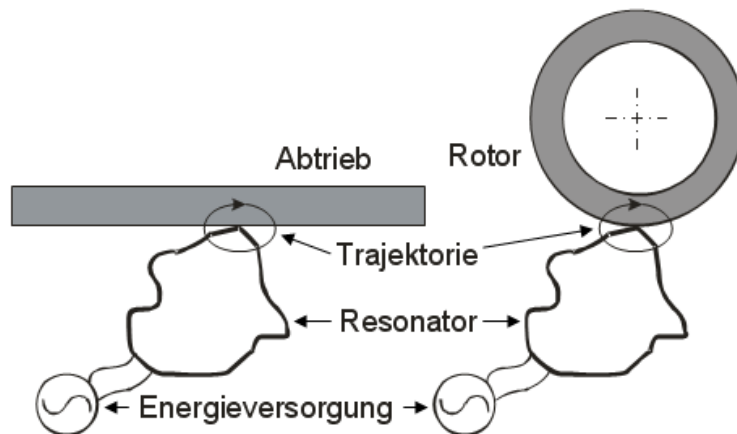
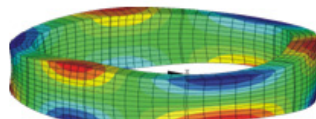
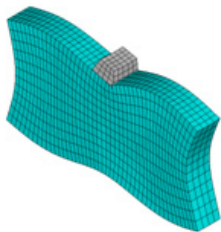


Abb. 2.2: Entstehung der Trajektorien

Die für einen Motor ausgewählte Resonatorgeometrie kann einerseits aus den Piezokeramiken selbst geformt werden (vollkeramische Resonatoren), andererseits aus nicht piezoelektrischen Materialien hergestellt werden, die über aufgeklebte Piezoelemente resonant angeregt werden (Verbundresonatoren), Abb. 2.3.

Vollkeramische Resonatoren

Piezokeramik selbst ist resonanter Schwinger



Verbundresonatoren

Resonator besteht aus nicht piezoelektrischem Material (meist Metall), das über piezoelektrische Elemente zum Schwingen angeregt wird

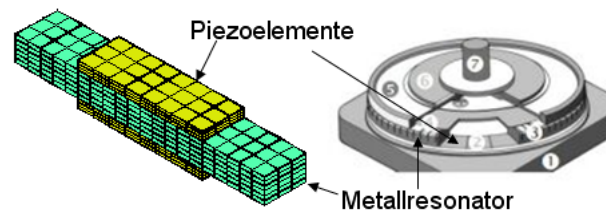


Abb. 2.3: Vollkeramische Resonatoren und Verbundresonatoren

Als Reibmaterialien haben sich in der Industrie Kunststoffe (Firma Shinsei, Firma Cedrat) und Aluminiumoxid-Keramiken (Firma Physik Instrumente, Firma Nanomotion, Firma Piezomotor) etabliert. Kunststoffe bieten den Vorteil, dass keine Abriebsprodukte entstehen und ein derartig ausgestatteter Antrieb auch in optischen Systemen einsetzbar ist. Keramische Reibflächen sind für höhere Normalkräfte geeignet und können so für den Aufbau leistungsstärkerer Antriebe eingesetzt werden.

Ausgehend von einer Analyse mechanischer Eigenmoden lassen sich Ultraschallmotoren weiter unterteilen in Wanderwellenmotoren und Stehwellenmotoren, die wiederum in monomodale und multimodale Ultraschallmotoren untergliedert werden können.

Wanderwellenmotoren:

- Überlagerung mehrerer identischer Eigenmoden in geschlossenen Geometrien zur Erzeugung von wandernden Biege- oder Dehnungswellen mit elliptischen Trajektorien an der Resonatoroberfläche.

Stehwellenmotoren:

- Monomodal:
 - Anregung einer Eigenmode zur Erzeugung geneigter Trajektorien
- Multimodal:
 - Gleichzeitige Anregung zweier oder mehrerer Eigenmoden zur Erzeugung elliptischer oder geneigter Trajektorien
 - ▣ Einphasig erregt
 - ▣ Mehrphasig erregt

Viele monomodale Varianten ermöglichen nur eine Transportrichtung, da der Umlauf der Trajektorien in nur eine Richtung erfolgt. Reversierbare monomodale Systeme nutzen verschiedene Eigenmoden oder symmetrische Strukturen, wobei für eine Richtungsumkehr die Erregung zwischen den Strukturen gewechselt wird /12/.

Multimodale Resonatoren werden so dimensioniert, dass die Eigenfrequenzen der genutzten Schwingungsmoden nahe beieinander liegen. Sie können zudem noch in einphasig und mehrphasig erregte Motoren eingeteilt werden. Bei mehrphasiger Erregung werden die unterschiedlichen Eigenmoden mit mehreren, definiert zueinander phasenverschobenen Erregersignalen angeregt. Gleiches gilt für Wanderwellenmotoren, bei denen identische Eigenmoden zumindest zweiphasig erregt werden. Bei multimodalen Motoren ist die Möglichkeit der Richtungsumkehr immer gegeben und erfolgt bei mehrphasiger Erregung durch Änderung der Phasenverschiebung zwischen den Erregersignalen, siehe Kapitel 2.2. Eine Richtungsumkehr bei einphasig erregten multimodalen Varianten erfolgt über den Wechsel der Spannungsbeaufschlagung zwischen unterschiedlichen Erregerstrukturen (siehe Nanomotion-Bimodenresonator Kapitel 2.2.1), ähnlich wie bei monomodalen Systemen mit symmetrischer Struktur.

Der maximale elektrische Wirkungsgrad von Ultraschallmotoren liegt in einer Größenordnung von 20...30 % /13/. Sie zeichnen sich als kräftige Langsamläufer aus, die kein Getriebe benötigen. Die schnellsten industriell hergestellten linearen Ultraschallmotoren erreichen heute etwa 800 mm/s /14/. Die höchste beschriebene mechanische Leistung resonanter Ultraschallmotoren liegt bei etwa 30...40 W /15/. Die maximalen Schubkräfte linearer Antriebe erreichen bis zu 100 N /16/. Rotatorische Antriebe erreichen Drehmomente bis zu 8 Nm. Aufgrund des genutzten Funktionsprinzips zeigen piezoelektrische Ultraschallmotoren weitere charakteristische Eigenschaften, die sie von herkömmlichen Motoren unterscheiden. Eine Übersicht dazu bietet /17/.

Tabelle 2: Eigenschaften von Ultraschallmotoren /18/

Vorteile
• weit reichende Miniaturisierung der Antriebe möglich • langsame Abtriebsgeschwindigkeit ohne Bewegungsumformer • energiefreie Haltefunktion im abgeschalteten Zustand • größenunabhängiger konstanter Wirkungsgrad • keine Sensibilität gegenüber magnetischen Feldern • hohe Leistungsdichte • geringe Motorzeitkonstanten
Nachteile
• Aufbau von Großantrieben ist ausgeschlossen • maximale Geschwindigkeit bei etwa 1 m/s • mechanische Leistung deutlich temperaturabhängig • Verschleiß durch Nutzung eines Reibkontakts • erhöhter Elektronikaufwand für die Erzeugung der Erregersignale • bestimmte Bauformen mit hohen Betriebsspannungen

Entscheidende funktionelle Einschränkungen von Ultraschallmotoren ergeben sich vor allem aufgrund des Verschleißes des Reibkontakts. Ein Einsatz in Systemen mit hoher Lebensdauer und hohen Anforderungen an die Einschaltdauer der Antriebe ist nicht sinnvoll. Den größten Nutzen bieten Ultraschallmotoren in Anwendungen, die kleine Abmessungen der Antriebskomponenten erfordern oder die eine energiefreie Haltefunktion der Antriebe benötigen. In Anwendungen der Feinpositionierung, bei denen lange Ruhezeiten von kurzen Positioniervorgängen unterbrochen werden, haben piezoelektrische Antriebe deshalb einen festen Platz eingenommen (z. B. Autofokus in Objektiven, in der Mikroskopie oder Medizintechnik). Begrenzend für die maximale Leistung der Antriebe ist die erforderliche Größe der Resonatoren, die bei zunehmender Masse zu immer geringeren Anregungsfrequenzen führt, so dass schließlich starke Geräuschemissionen im hörbaren Bereich (< 20 kHz) auftreten.

2.2 Beispiele bimodaler Ultraschallmotoren

Auf eine Beschreibung der Vielzahl an Motorvarianten wird hier verzichtet. Es soll die Erläuterung der Funktionsweise zweier bimodaler Motoren mit orthogonalen Eigenmoden genügen.

Eine gebräuchliche Variante zum Aufbau bimodaler Ultraschallmotoren ist die Überlagerung orthogonaler Schwingungsformen. Werden orthogonale Schwingungen (örtliche Phasenverschiebung $\Psi_0 = 90^\circ$) mit gleicher Frequenz und Amplitude zeitlich phasenverschoben (Sinus- und Kosinusschwingung $\Psi_t = 90^\circ$) angeregt, führt dies zu einer kreisförmigen Bewegung, Abb. 2.4.

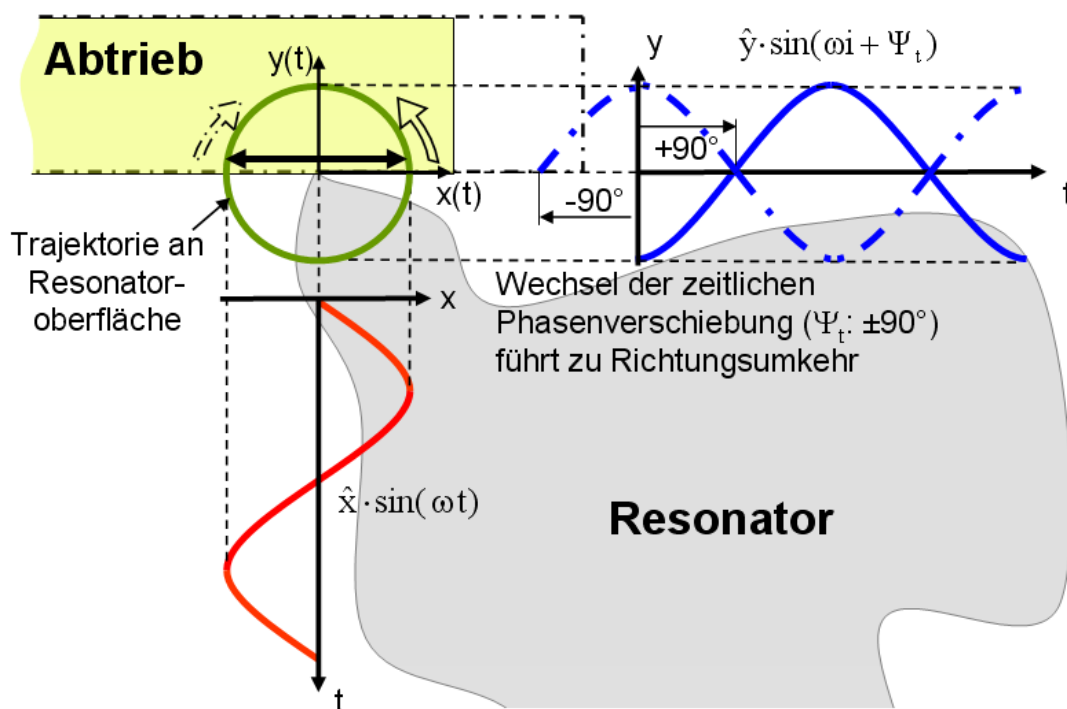
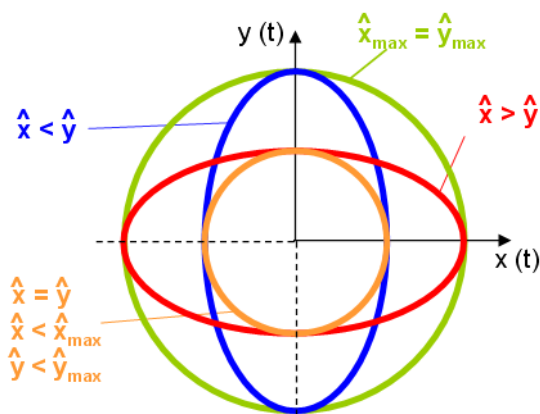


Abb. 2.4: Kreisförmige Trajektorie aus orthogonalen Schwingungen

Bei einer zeitlich negativen Phasenverschiebung (y -Schwingung läuft x -Schwingung nach; $\Psi_t = -90^\circ$) erfolgt der Umlauf des Kontaktpunktes im Uhrzeigersinn, und der Abtrieb bewegt sich nach rechts. Wechselt die Phasenverschiebung in positive Werte (y -Schwingung eilt x -Schwingung vor; $\Psi_t = +90^\circ$), verläuft die Kontaktpunktbewegung entgegen dem Uhrzeigersinn. Die Abtriebsbewegung erfolgt dann nach links.

Das Abtriebsverhalten (Kraft und Geschwindigkeit) wird neben festen, motorspezifischen Randbedingungen wie Reibpaarung, Abtriebsmasse und Eigenfrequenz des Schwingers von der veränderbaren Form und Größe der Trajektorien beeinflusst. Wenn sich die Amplituden der Schwingungen unterscheiden, bilden sich entsprechend abgeflachte oder schmale Ellipsen aus, Abb. 2.5 links. Elliptische Trajektorien entstehen auch, wenn die zeitliche oder örtliche Phasenverschiebung (Ψ_t oder Ψ_0) ungleich 90° ist. Die Trajektorien sind dann zudem verdreht, Abb. 2.5 rechts.

Einfluss der Amplitudengröße



Einfluss der Phasenverschiebung

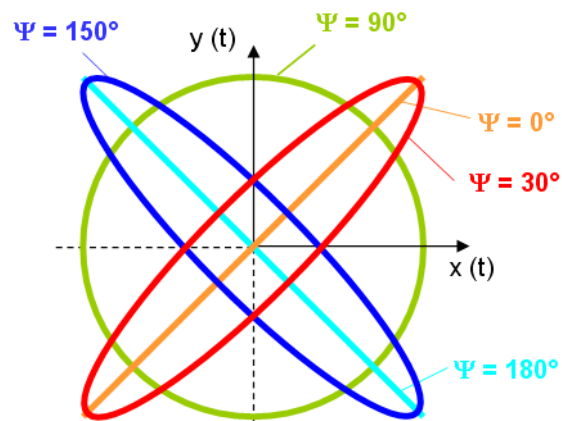


Abb. 2.5: Einflüsse der Amplitude und Phasenverschiebung auf Trajektorienform

Die Vorschubbewegung wird bestimmt durch den Bereich der Trajektorie, in dem Kontakt mit dem Abtrieb herrscht. Im Idealfall erstreckt sich der Kontaktbereich über die gesamte obere Hälfte der Trajektorie. Während eines Umlaufs der Trajektorie ändern sich die Kontaktverhältnisse und es tritt Mischreibung am Reibkontakt auf.

Des Weiteren sind die Amplituden und damit auch die Reibkräfte stark von der Vorspannkraft abhängig. Eine genaue Vorhersage über das Abtriebsverhalten ist deshalb nicht möglich. Einige grundlegende qualitative Aussagen, die für alle Ultraschallmotoren gelten, können dennoch getroffen werden:

- Die Motorkraft wird hauptsächlich von der Vorspannkraft beeinflusst.
- Je kraftvoller der Motor, desto geringer wird seine Maximalgeschwindigkeit ausfallen (die Schwingungen werden mit zunehmender Vorspannung stärker gedämpft).
- Je größer die Amplituden, desto schneller ist der Motor.
- Die Amplitude in x-Richtung ist ausschlaggebend für die Abtriebsgeschwindigkeit.
- Die Amplitude in y-Richtung ist maßgeblich dafür, ob sich der Reibkontakt löst bzw. über welchen Bereich der Trajektorie Kontakt herrscht.
- Die Betriebsfrequenz hat starken Einfluss auf die Trajektoriengröße bzw. Amplituden und somit auch auf die Geschwindigkeit (Näheres dazu in Kapitel 3).
- Die Abflachung und Verdrehung der Trajektorien unter dem Einfluss der Phasenverschiebung haben nur geringe Auswirkung auf das Abtriebsverhalten (selbst bei linienförmigen Trajektorien ($\Psi = 0^\circ$ und $\Psi = 180^\circ$) wird der Abtrieb durch Mikrostoße vorangetrieben).

2.2.1 Der L1-B2 Bimodenresonator

Die bekannteste Anwendung orthogonaler Eigenmoden ist die Überlagerung von Biegeschwingungen und Longitudinalschwingungen (nicht zu verwechseln mit dem longitudinalen Piezoeffekt, siehe Kapitel 1.3) in plattenförmigen Resonatoren aus piezoelektrischer Vollkeramik. Eine genauere Unterteilung ist anhand der Biegeschwingung möglich. Diese kann in der Plattenebene verlaufen oder senkrecht dazu. Die ebene Biegeschwingung besitzt eine deutlich höhere Steifigkeit, so dass bei erfolgreicher Anregung stärkere Motoren realisierbar sind [19].

Die Zahl der möglichen Kombinationen für technisch nutzbare Eigenmoden in der Ebene ist allerdings begrenzt, da eine Angleichung der Eigenfrequenzen nur für den Fall der ersten Longitudinalschwingung (L1) und der zweiten Biegeschwingung (B2) möglich ist, Abb. 2.6.

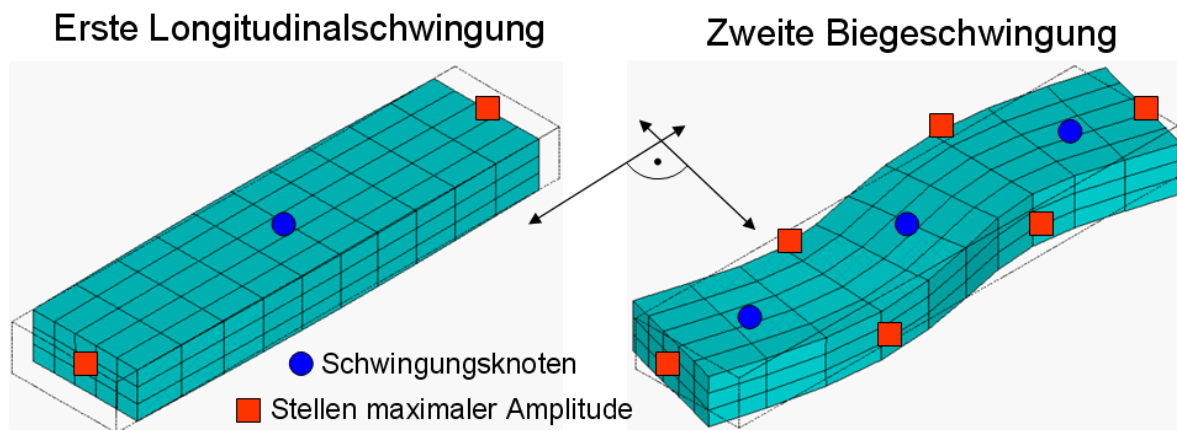


Abb. 2.6: L1- und B2-Schwingung einer ebenen Platte

Der Reibkontakt wird an Stellen mit großen Amplituden möglichst weit entfernt von Schwingungsknoten hergestellt. An diesen Stellen werden Reibelemente angebracht, die in Kontakt mit einer am Abtrieb befestigten Reibleiste treten. Im Fall der B2-Schwingung treten die größten Amplituden an den Stirnseiten sowie in den beiden weiter zur Mitte gerichteten Schwingungsbäuchen auf. Die Amplituden der L1-Schwingung sind an den Stirnseiten am größten und werden zur Mitte hin immer kleiner.

In Abb. 2.7 sind verschiedene Elektrodenaufteilungen dargestellt, mit denen beide Moden angeregt werden können. Für die Erregung der Schwingungen werden die piezoelektrischen Transversaleffekte genutzt.

Die Polarisierung der Keramiken ist normal zur Zeichenebene gerichtet, und die Erregung der Schwingungen erfolgt über sinusförmige Wechspannungen. Für die Schwingen selbst macht es keinen Unterschied, ob die Polarisierung in die Zeichenebene hinein oder aus der Zeichenebene heraus gerichtet ist. Die Polarisationsrichtung ist nur für die Definition der Transportrichtung von Bedeutung.

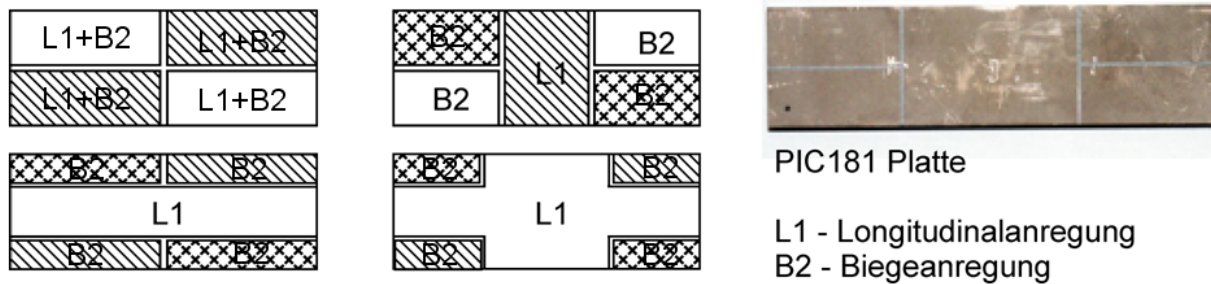


Abb. 2.7: Oberflächenelektroden für L1 und B2 Schwingungserregung

Die Firma Nanomotion vertreibt bimodale Antriebe, bei denen der Reibkontakt an der Stirnseite der Keramik angebracht ist [20]. Diese Bauform wird einphasig über vier Elektrodenbereiche angeregt (siehe Abb. 2.7 oben links) und nutzt die Biegeschwingung für die Transportrichtung, Abb. 2.8. Über die gleichzeitige Spannungsbeaufschlagung von zwei diagonal liegenden Elektroden wird sowohl die Biegeschwingung als auch die Longitudinalschwingung angeregt. Für die Umkehr der Transportrichtung wird mit der Spannungsbeaufschlagung zwischen den beiden Diagonalen gewechselt. Durch parallele Anordnung mehrerer Resonatoren wird diese Motorvariante kräftiger. So sind in der Produktpalette von Nanomotion Motoren mit 2, 4 und 8 parallelen Resonatoren zu finden.

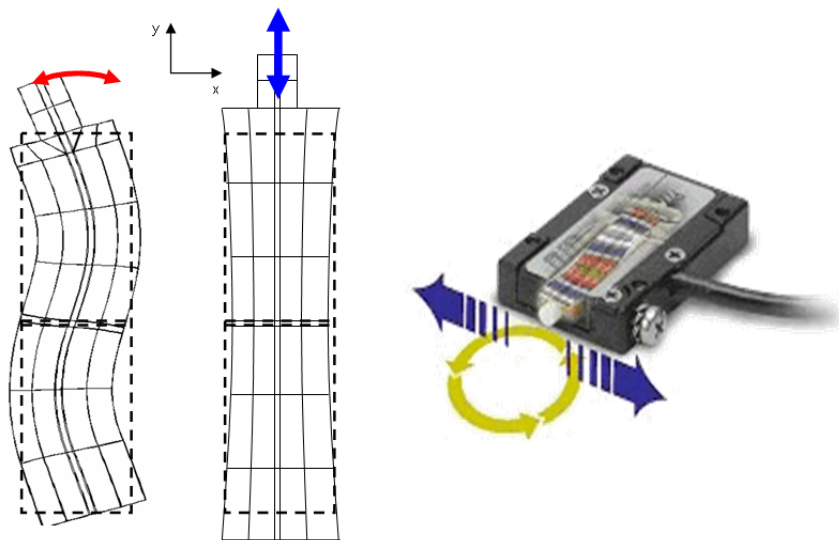
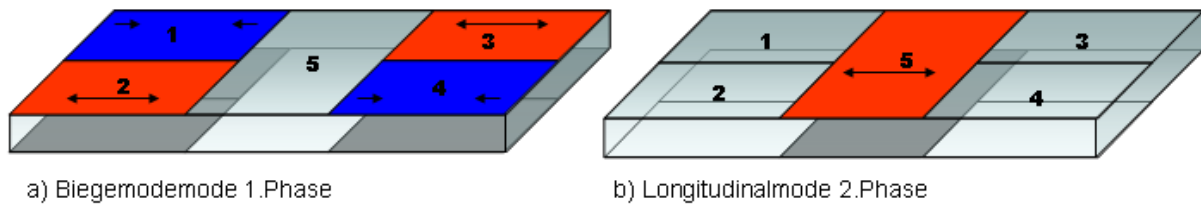


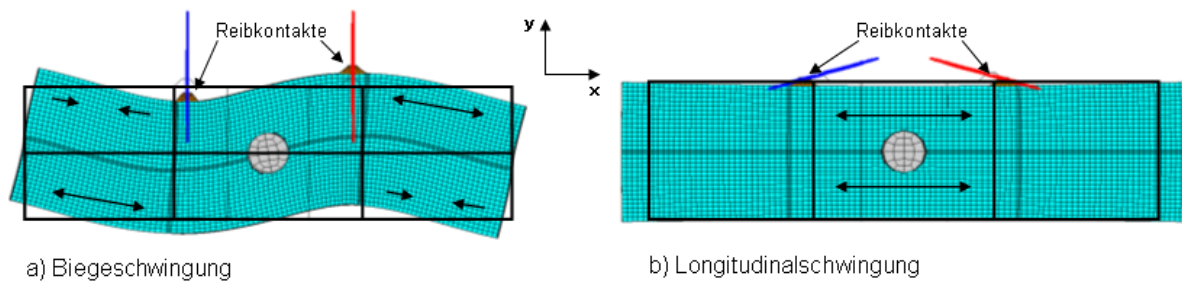
Abb. 2.8: Nanomotion Bimodenresonator

Eine andere Variante des Bimodenresonators wurde am IKFF zusammen mit der Firma Physik Instrumente entwickelt [21]. Bei dieser Bauform werden beide Moden zeitlich phasenverschoben mit der Elektrodenaufteilung nach Abb. 2.9 angeregt.

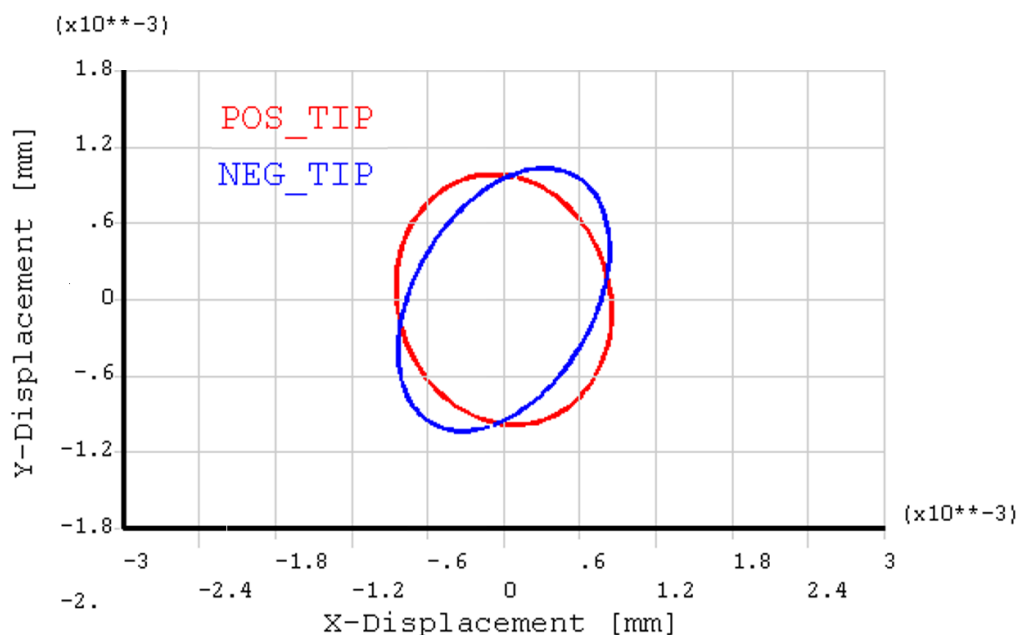
Die Bereiche 1, 2, 3 und 4 sind für die Erregung der B2-Mode und der Bereich 5 ist für die Erregung der L1-Mode zuständig. Die Bereiche 1 und 2 bzw. 3 und 4 werden mit entgegengerichteten elektrischen Feldern ($\varphi = 180^\circ$) angeregt. Dies führt zu einer Kontraktion in den Bereichen 1 und 4, bei gleichzeitiger Ausdehnung der Bereiche 2 und 3 oder umgekehrt.


Abb. 2.9: Elektrodenaufteilung des Bimodenresonators

Bei diesem Bimodenresonator sind zwei Reibelemente an den Längsseiten in den Schwingungsbäuchen der Biegemode angebracht. Er nutzt die Longitudinalschwingung für die Bewegung in x- bzw. Transportrichtung, Abb. 2.10. Beide Reibelemente schwingen in x- und y-Richtung genau entgegengesetzt, so dass die Trajektorien in gleicher Richtung drehen und abwechselnd in Kontakt mit dem Abtrieb kommen.


Abb. 2.10: Simulation der Eigenmoden einzeln angeregt, mit Trajektorien

Die Winkelabweichung von der x-Richtung bei der L1-Mode (siehe Abb. 2.10 rechts) wird durch die Querkontraktion der Keramik verursacht, d. h. eine Ausdehnung in x-Richtung zieht eine gleichzeitige Kontraktion in y-Richtung mit sich. Dies führt zu einer Bewegung, die nicht parallel zur x-Achse verläuft. Diese Winkelabweichung hat eine geringfügige Abflachung und Verdrehung der Trajektorien zur Folge, Abb. 2.11.


Abb. 2.11: Simulation der überlagerten Trajektorien mit $\psi_1 = 90^\circ$

In Abb. 2.12 ist ein mechanischer Aufbau mit dem Bimodenresonator in Form eines Linearmotors mit einem Stellbereich von 80 mm dargestellt. Der Linearmotor erreicht Geschwindigkeiten bis zu 150 mm/s bei einer Vorschubkraft von ca. 0,5 N. Wie schon zuvor erwähnt, ist die Maximalgeschwindigkeit stark von der Vorspannung abhängig, was dazu führt, dass sich der Abtrieb bei starker Vorspannung mit einer Vorschubkraft von ca. 12 N nur noch sehr langsam (< 1 mm/s) bewegt.

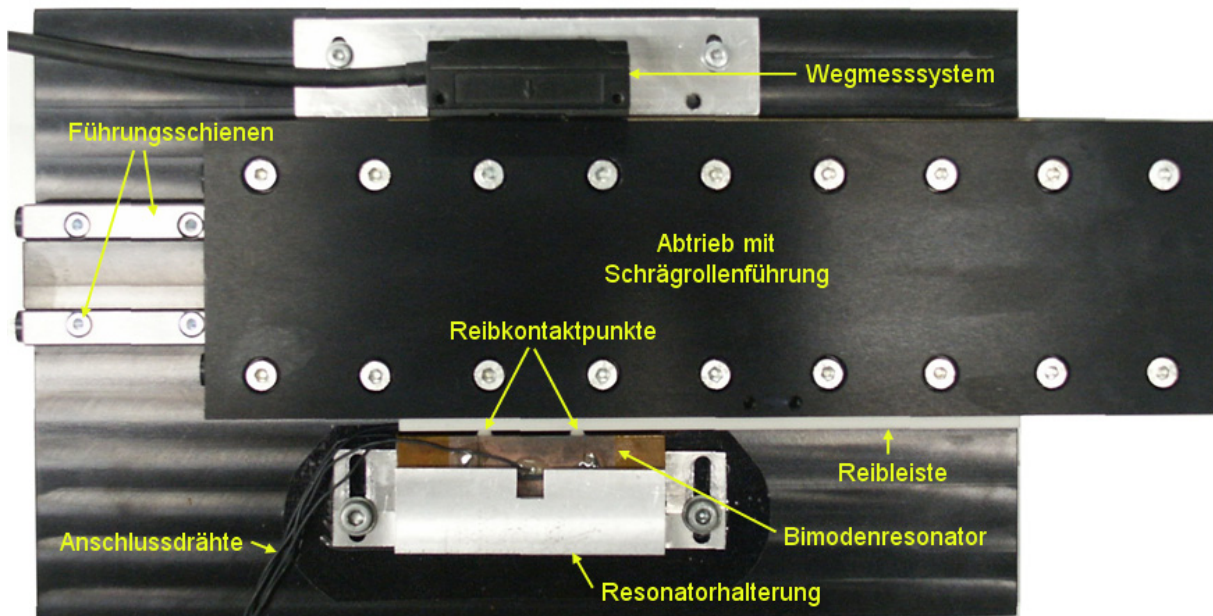


Abb. 2.12: IKFF Linearmotor mit L1-B2 Bimodenresonator

2.2.2 Resonatorhalterung

An die Halterungen der Resonatoren werden besondere Anforderungen gestellt, da sie das Abtriebsverhalten wesentlich mitbestimmen. Sie müssen zum Einen die Schwingungen von der Mechanik des Positioniersystems entkoppeln und zum Anderen die erforderliche Normalkraft für die Übertragung der Schwingungsenergie übertragen, ohne die Schwingungen übermäßig zu bedämpfen.

Grundsätzlich sind zwei verschiedene Methoden der Resonatorbefestigung nutzbar:

1. Nachgiebige Befestigungen, die möglichst nahe an Schwingungsknoten angebracht werden.
2. Resonante Befestigungen mit gleicher Resonanzfrequenz wie der Resonator, welche die Schwingungen unterstützen.

Es sind auch Kombinationen beider Varianten möglich. Resonante Halterungen bereiten erheblich höheren konstruktiven Aufwand als nachgiebige Befestigungen, da die Befestigungselemente entsprechend der Resonanzfrequenz dimensioniert werden müssen. Als nachgiebige Befestigung kommen üblicherweise Gummi- oder Silikon-elemente, Spiralfedern oder Flachbiegefedern aus Stahl zum Einsatz.

Die Resonatorhalterung des IKFF-Bimodenresonators nutzt einfache Gummielemente, die nahe der Schwingungsknoten der Biegeschwingung angebracht sind und die Vorspannung auf die Reibkontakte übertragen, Abb. 2.13. Die Fixierung in Transportrichtung erfolgt über einen aufgeklebten Kunststoffzylinder in der Mitte der Keramik (Schwingungsknoten beider Moden), der im Gehäuse eingepasst ist.

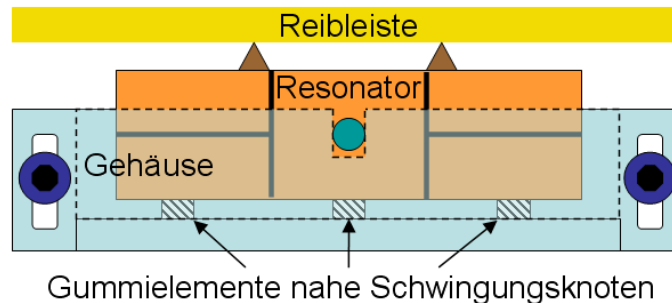


Abb. 2.13: Halterung IKFF-Bimodenresonator

Der Kunststoffzylinder ist nachgiebig und hat geringfügiges Spiel im Gehäuse. Dies ermöglicht eine leichte Verschiebung des Resonators in Transportrichtung. Wenn man bedenkt, dass die Schwingungsamplituden im μm -Bereich liegen, führen schon minimale Verschiebungen des Resonators zu einer Beeinträchtigung des Abtriebsverhaltens. Die Fixierung in Transportrichtung sollte möglichst spielfrei und steif sein.

Die Resonatorhalterung der Firma Nanomotion kombiniert mehrere Ansätze zur Fixierung des Resonators über einen Kunststoffrahmen, Abb. 2.14. Die Anpresskraft wird durch eine Spiralfeder aufgebaut, die durch Gummi von der Schwingung des Resonators entkoppelt ist. Die Fixierung in Transportrichtung erfolgt durch Flachbiegefedern und Führungsrollen, die über den Kunststoffrahmen in Schwingungsknoten auf den Resonator wirken. Der Rahmen kann sich mit kleinen Rollen aus Messing im Gehäuse frei bewegen. Die komplexe Nanomotion-Halterung führt zu einem weitaus besseren Abtriebsverhalten, als die einfache Ausführung beim IKFF-Resonator. Es ist sinnvoll, großen Aufwand in die Auslegung der Resonatorhalterung zu investieren.

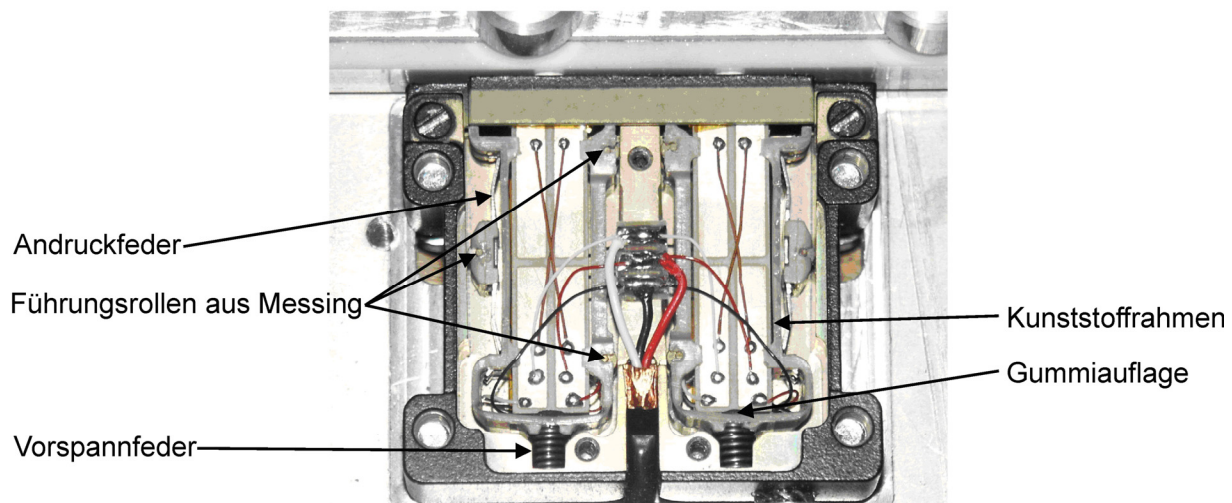


Abb. 2.14: Piezomotor der Firma Nanomotion mit zwei Resonatoren

3 Resonanzverhalten piezoelektrischer Wandler

Piezoelektrische Werkstoffe sind elektromechanische Wandler, die elektrische Energie in mechanische Energie oder umgekehrt mechanische Energie in elektrische Energie wandeln. Die Energiewandlung wird häufig über einen Transformator als Vierpol symbolisiert, der zwei Eingänge und zwei Ausgänge aufweist. Für Aktoren sind dies zwei elektrische Eingänge und zwei mechanische Ausgänge. Durch Anlegen einer Spannung U an den Eingang fließt ein Strom I in den Wandler hinein. Der Wandler formt die elektrische Energie in mechanische Energie (in Form einer Kraft F_i und einer Bewegung (Geschwindigkeit v) um.

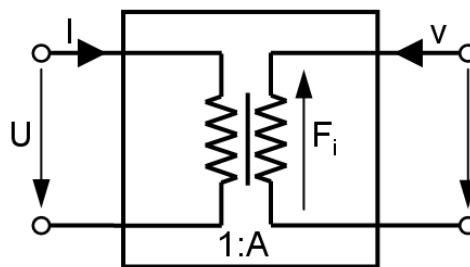


Abb. 3.1: Transformatorsymbol als elektromechanischer Wandler

Den Zusammenhang zwischen den Eingangs- und Ausgangsgrößen beschreibt der Übertragungsfaktor A , der im Gegensatz zu gewöhnlichen Transformatoren nicht einheitenlos ist:

$$A = \frac{F_i}{U} = \frac{I}{v} \quad (3.1)$$

In Anbetracht der hier behandelten Ultraschallmotoren werden mechanische Schwingen über elektrische Schwingungen (harmonische Wechselspannung $U(t) = \sin(\omega t)$) resonant angeregt. Im Folgenden wird das Resonanzverhalten am Beispiel der ersten Longitudinalmode eines Quaders aufgezeigt. Das mechanische Ersatzschaltbild in Abb. 3.2 beschreibt die Federsteifigkeit c , die träge Masse m der Keramik sowie die Dämpfung d , verursacht durch innere Reibung.

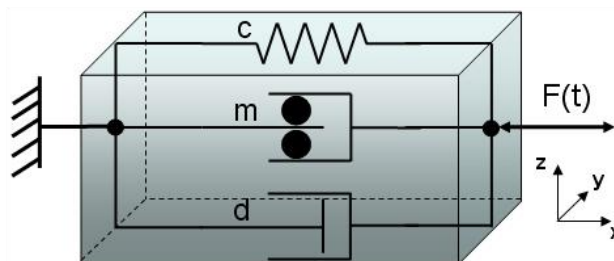


Abb. 3.2: Mechanisches Ersatzschaltbild

Aus der mechanischen Differentialgleichung dieses Systems

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + d \frac{dx}{dt} + cx = F_i(t) \quad (3.2)$$

lässt sich die Eigenfrequenz ω_0 bzw. f_0 über die homogene Lösung der ungedämpften Struktur ($F_i(t) = 0$ und $d = 0$) bestimmen:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{c}{m}} \quad \text{bzw.} \quad f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{c}{m}} \quad (3.3)$$

3.1 Elektromechanische Analogien

Für die Beschreibung der elektromechanischen Kopplung muss eine Beziehung zwischen den mechanischen und elektrischen Größen hergestellt werden. Über elektromechanische Analogien lassen sich Systeme mit übereinstimmenden Differentialgleichungen ineinander überführen. In Abb. 3.3 sind elektromechanische Analogien nach der Linearentsprechung aufgeführt.

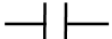
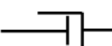
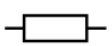
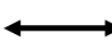
mechanisch		elektrisch
c 	$\longleftrightarrow$	 C
m 	$\longleftrightarrow$	 L
d 	$\longleftrightarrow$	 R
F 	$\longleftrightarrow$	 U
v 	$\longleftrightarrow$	 I
Maschen $\sum F = 0$	$\longleftrightarrow$	Knoten $\sum I = 0$
Knoten $\sum v = 0$	$\longleftrightarrow$	Maschen $\sum U = 0$

Abb. 3.3: Elektromechanische Analogien der Linearentsprechung

Mit diesen Analogien lässt sich der mechanische Parallelschwingkreis in einen elektrischen Serienschwingkreis überführen, Abb. 3.4. Die Differentialgleichung dieses zum mechanischen Teilsystem äquivalenten elektrischen Serienschwingkreises lautet:

$$L_m \frac{d^2 q}{dt^2} + R_m \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C_m} q = U(t) \quad (3.4)$$

Aus der homogenen Lösung ($U(t) = 0$) dieser Differentialgleichung lässt sich, unter Vernachlässigung der Ohm'schen Verluste ($R = 0$), die so genannte Serienresonanzfrequenz ω_s bzw. f_s ermitteln.

$$\omega_s = \sqrt{\frac{1}{L_m C_m}} \quad \text{bzw.} \quad f_s = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{1}{L_m C_m}} \quad (3.5)$$

Diese ist äquivalent der mechanischen Eigenfrequenz ω_0 bzw. f_0 des Systems. Einsetzen der obigen Beziehungen $F_i = UA$ und $q = xA$ (Integration des Stromes $I = vA$ über die Zeit) in (3.2) und Division der Gleichung durch A ergibt:

$$\frac{m}{A^2} \frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{d}{A^2} \frac{dq}{dt} + \frac{c}{A^2} q = U(t) \quad (3.6)$$

Durch Koeffizientenvergleich mit (3.4) folgt:

$$L_m = \frac{m}{A^2}, \quad R_m = \frac{d}{A^2} \quad \text{und} \quad C_m = \frac{A^2}{c} \quad (3.7)$$

Diese Beziehungen eingesetzt in (3.3) führen ebenfalls zu (3.5) und beweisen, dass die mechanische Eigenfrequenz des Systems gleich der Serienresonanz ist ($\omega_0 = \omega_s$ bzw. $f_0 = f_s$).

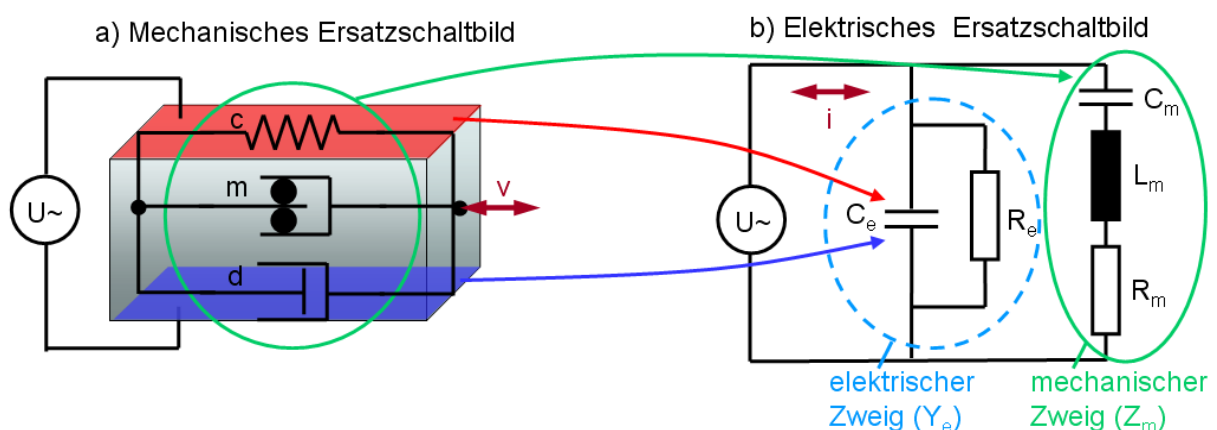


Abb. 3.4: Ersatzschaltbild eines piezoelektrischen Wandlers

Die Elektroden eines piezoelektrischen Wandlers bilden zusammen mit der dazwischen liegenden Keramik (Dielektrikum) einen realen Plattenkondensator. Diese Kapazität wird im elektrischen Ersatzschaltbild über einen parallel geschalteten Kondensator C_e mit einbezogen. Wie bei jedem realen Kondensator treten dielektrische Verluste auf, die im Ersatzschaltbild durch den Widerstand R_e dargestellt sind. Dieses elektrische Ersatzschaltbild (Abb. 3.4 b) bildet die Grundlage für die Beschreibung des elektromechanischen Verhaltens piezoelektrischer Wandler [22].

Die elektromechanische Wandlung wird von den Ersatzschaltbildparametern wesentlich mitbestimmt, so dass der Vierpol um diese erweitert werden muss, Abb. 3.5.

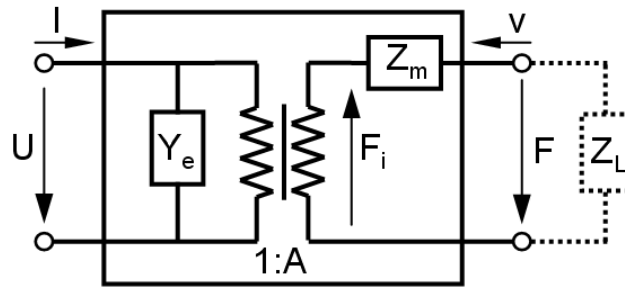


Abb. 3.5: Piezoelektrischer Wandler als Vierpol

Im frei schwingenden Zustand - ohne äußere Belastung ($Z_L = 0$) - sind die Ausgänge des Vierpols kurzgeschlossen und es gilt:

$$-F = A \cdot U - Z_m \cdot v \quad (3.8)$$

$$I = Y_e \cdot U + A \cdot v \quad (3.9)$$

Wird die Keramik durch angrenzende Bauteile oder äußere Kräfte belastet ($Z_L \neq 0$), so beeinflussen diese das Übertragungsverhalten zusätzlich. Der Übertragungsfaktor A ist also durch die Materialeigenschaften und Dimensionen der Piezokeramik und aller mitwirkenden Anbauteile bestimmt.

3.2 Charakterisierung der Resonanzwirkung

Über die Impedanz Z (komplexer Widerstand) oder die Admittanz Y (komplexer Leitwert; Kehrwert der Impedanz) des Systems als abhängige Größen von der Frequenz lässt sich das Schwingverhalten von piezoelektrischen Wandlern charakterisieren. Nach dem Ersatzschaltbild errechnet sich die Impedanz und Admittanz des mechanischen Zweiges zu:

$$Z_m(\omega) = R_{m,1} + j\omega L_{m,1} - j\frac{1}{\omega C_{m,1}} \quad (3.10)$$

$$Y_m(\omega) = \frac{1}{Z_m(\omega)} = \frac{R_m}{R_m^2 + (\omega L_m - \frac{1}{\omega C_m})^2} + j \frac{(\frac{1}{\omega C_m} - \omega L_m)}{R_m^2 + (\omega L_m - \frac{1}{\omega C_m})^2} \quad (3.11)$$

Für die Impedanz und Admittanz des elektrischen Zweiges gilt:

$$Z_e(\omega) = \frac{1}{\frac{1}{R_e} + j\omega C_e} \quad (3.12)$$

$$Y_e(\omega) = \frac{1}{Z_e} = j\omega C_e + \frac{1}{R_e} \quad (3.13)$$

Die Impedanz und Admittanz des gesamten elektrischen Schwingkreises ist:

$$Z(\omega) = \frac{1}{\frac{1}{Z_e(\omega)} + \frac{1}{Z_m(\omega)}} = \frac{1}{\frac{1}{j\omega C_e} + \frac{1}{R_e} + \frac{1}{R_{m,1} + j\omega L_{m,1} - j\frac{1}{\omega C_{m,1}}}} \quad (3.14)$$

$$Y(\omega) = \frac{1}{Z(\omega)} = Y_e(\omega) + Y_m(\omega) = \underbrace{\frac{R_m}{R_m^2 + \left(\omega L_m - \frac{1}{\omega C_m}\right)^2} + \frac{1}{R_e}}_{\text{Re}(Y) = \text{Wirkleitwert}} + j \underbrace{\left(\frac{\frac{1}{\omega C_m} - \omega L_m}{R_m^2 + \left(\omega L_m - \frac{1}{\omega C_m}\right)^2} + \omega C_e \right)}_{\text{Im}(Y) = \text{Blindleitwert}} \quad (3.15)$$

Unter Vernachlässigung der Ohm'schen Verluste ($R = 0$) und mit $Z(\omega) = 0$ kann aus (3.14) die so genannte Parallelresonanz hergeleitet werden:

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{C_e + C_m}{L_m C_m C_e}} \quad \text{bzw.} \quad \omega_p = \sqrt{\frac{C_e + C_m}{L_m C_m C_e}} \quad (3.16)$$

Der Betrag der Impedanz wird als Scheinwiderstand und der Betrag der Admittanz als Scheinleitwert bezeichnet:

$$|Z| = \sqrt{\text{Re}(Z)^2 + \text{Im}(Z)^2} \quad (3.17)$$

$$|Y| = \frac{1}{|Z|} = \sqrt{\text{Re}(Y)^2 + \text{Im}(Y)^2} \quad (3.18)$$

Die Phasendifferenz (Phasenlage) zwischen der Erregerspannung und dem dabei fließenden Strom durch den Wandler errechnet sich folgendermaßen:

$$\tan \varphi = \frac{\text{Im}(Z)}{\text{Re}(Z)} = -\frac{\text{Im}(Y)}{\text{Re}(Y)} \quad (3.19)$$

In Abb. 3.6 ist ein für Piezokeramiken typischer Frequenzgang im Bereich einer Eigenmode dargestellt, worin der Betrag der Impedanz bzw. der Admittanz und die Phasenlage über die Frequenz aufgetragen sind (Bode-Diagramm). Die charakteristischen Frequenzen (f_s und f_p) sind an den Extremstellen zu erkennen.

Neben der Serien- und Parallelresonanzfrequenz sind noch weitere charakteristische Frequenzen aufgetragen [23]. Bei $f_{\min}$ wird der Betrag der Impedanz minimal und bei $f_{\max}$ maximal. f_r und f_a kennzeichnen diejenigen Frequenzen, bei denen die Phasenlage 0° beträgt. Die Abweichung der Frequenzen $f_{\min}$ und f_r von f_s bzw. $f_{\max}$ und f_a von f_p steigt mit Zunahme der Dämpfung, also mit zunehmenden Ohm'schen Verlusten.

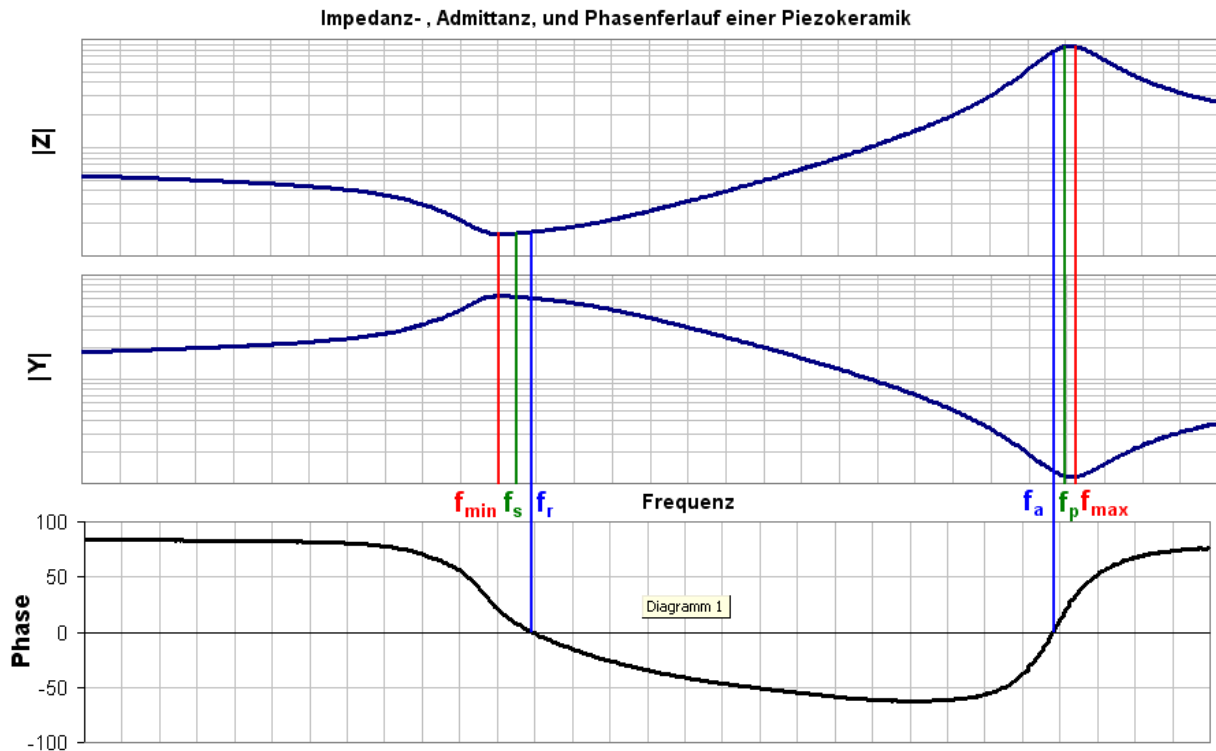


Abb. 3.6: Impedanz-, Admittanz- und Phasenverlauf einer Piezokeramik

Nach dem Ohm'schen Gesetz

$$I = \frac{U}{|Z(\omega)|} = U \cdot |Y(\omega)| \quad (3.20)$$

nimmt die Piezokeramik bei $f_{\min}$ die maximale Leistung auf, wodurch die größten mechanischen Amplituden resultieren. Bei $f_{\max}$ fließt der geringste Strom durch die Keramik und es steht nur minimale Leistung zur Erregung einer Schwingung bereit. Resonante Aktoren werden deshalb gezielt in der Nähe der Serienresonanz betrieben.

Eine andere Darstellungsform ergibt sich durch Auftragen der Admittanz in der komplexen Ebene (Nyquist-Diagramm). Im Frequenzbereich um die Resonanzstellen bildet sich dabei ein Kreis mit dem Radius

$$r = \frac{1}{2R_m} \quad (3.21)$$

aus, der ohne den Anteil des elektrischen Zweiges ($Y_e = 0$) den Mittelpunkt auf der reellen Achse hat und die imaginäre Achse tangiert. Durch den elektrischen Anteil

(Y_e) wird der Kreis nach oben ($\omega_s C_e$) und nach rechts ($1/R_0$) verschoben, Abb. 3.7.

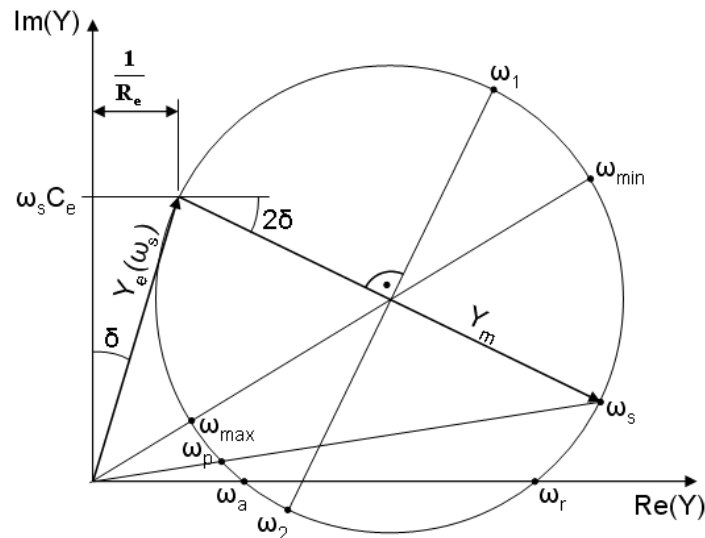


Abb. 3.7: Admittanz in der komplexen Ebene

Die Admittanz des elektrischen Zweiges schließt mit der imaginären Achse den Winkel δ ein. Der Tangens dieses Winkels ist auch als dielektrischer Verlustfaktor bekannt:

$$\tan \delta = \frac{1}{\omega_s C_e R_e} \quad (3.22)$$

Die Minimal- und Maximal-Impedanzfrequenz sind auf dem Kreis als Schnittpunkt mit einer Ursprungsgeraden durch den Mittelpunkt definiert. Die Serienresonanzfrequenz ergibt sich als Schnittpunkt mit einer Geraden von der Spitze von $Y_e(\omega_s)$ durch den Mittelpunkt des Kreises. Über den Schnittpunkt des Kreises mit einer Ursprungsgeraden durch den Punkt der Serienresonanzfrequenz ergibt sich die Parallelresonanzfrequenz. Aus den Hilfsfrequenzen ω_1 und ω_2 lässt sich die mechanische Güte Q des Schwingers bestimmen:

$$Q = \frac{\omega_s}{\omega_2 - \omega_1} = \frac{f_s}{\Delta f_{-3dB}} \quad (3.23)$$

Sie gibt eine Aussage über die Resonanzüberhöhung bzw. über die Dämpfung der mechanischen Schwingung und ist auch mit Werten des Ersatzschaltbildes berechenbar:

$$Q = 2 \cdot \pi \cdot f_s \cdot \sqrt{\frac{L_m}{R_m}} \quad (3.24)$$

Bei hoher Güte (geringe Dämpfung) tritt eine besonders große Resonanzwirkung auf. Gute Schwinger weisen eine Güte $Q > 100$ auf. Die charakteristischen Frequenzen

sind dann, wie oben beschrieben, aus dem Frequenzgang und der Darstellung in der komplexen Ebene gut zu bestimmen.

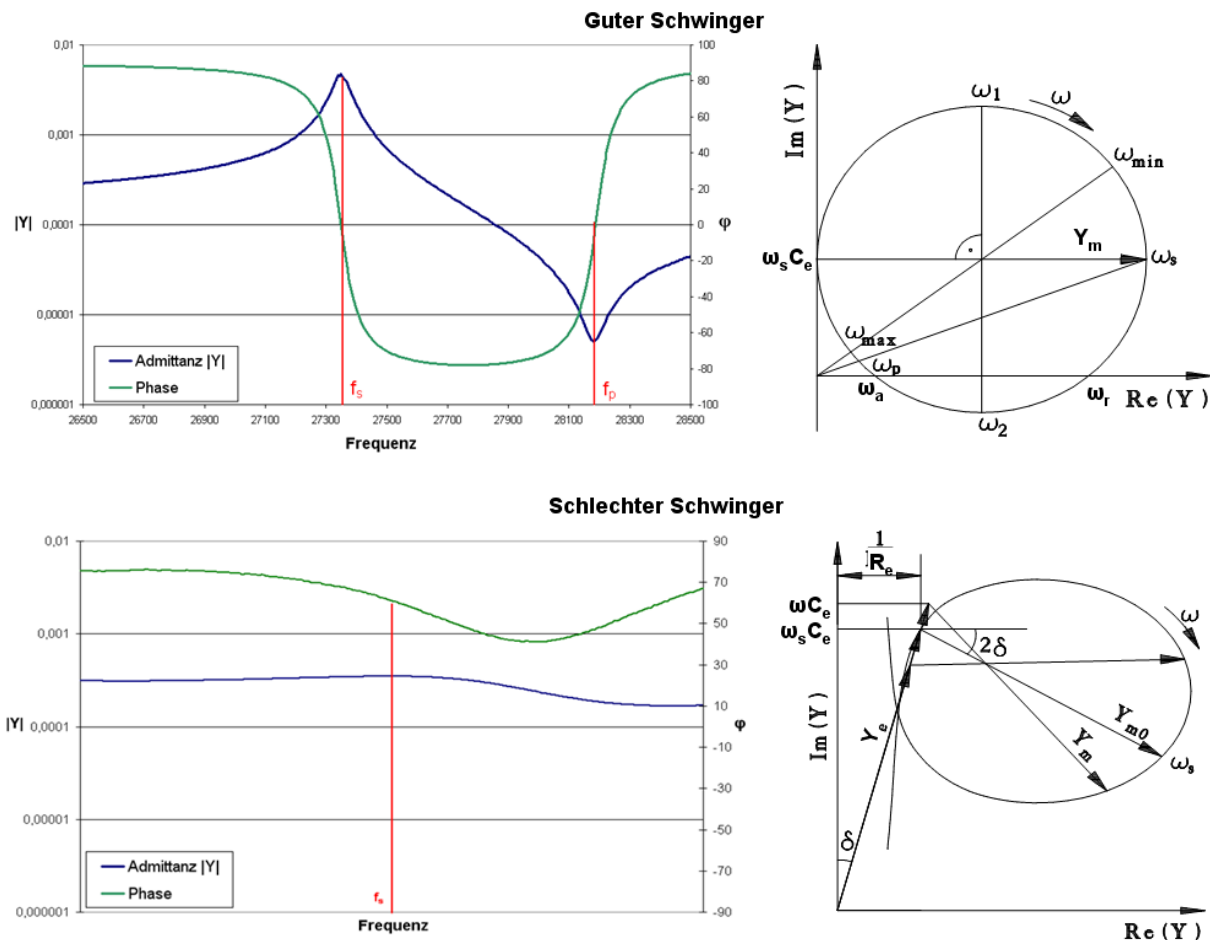


Abb. 3.8: Vergleich guter Schwinger / schlechter Schwinger

Bei schlechten Schwingern mit geringer Güte (starke Dämpfung) sind die Resonanzstellen nicht exakt aus den Diagrammen ablesbar. In diesem Fall erstreckt sich die Resonanzkurve über einen größeren Frequenzbereich, die Phasenlage weist keine Nulldurchgänge mehr auf und der Kreis in der komplexen Ebene wird abgeflacht.

Eine weitere wichtige Größe für die Beschreibung des elektromechanischen Wandlungsprozesses ist der Kopplungsfaktor k^2 . Der Kopplungsfaktor ist ein Maß für die Wandlung elektrischer in mechanische Energie und umgekehrt:

$$k^2 = \frac{\text{umgewandelte, gespeicherte Energie}}{\text{gesamte, gespeicherte Energie}} \quad (3.25)$$

Bei der Untersuchung von Resonatoren stellt er eine Kenngröße für die Beurteilung der Eigenmoden dar. Neben der mechanischen Güte ist der Kopplungsfaktor eine der wichtigsten Kenngrößen bei der Beurteilung von Resonatoren. Er ist kein Wirkungsgrad, da die „nicht umgewandelte Energie“ nicht ausschließlich einen Verlust (Wärme) bedeutet, sondern vom Wandler größtenteils als Blindleistung zugeführt

wird. Bezogen auf das Ersatzschaltbild ist im stationären Zustand eine einfache Berechnung des Kopplungsfaktors möglich, da die aufgenommene Energie in diesem Fall in den Kondensatoren gespeichert ist:

$$k^2 = \frac{C}{C + C_e} \quad (3.26)$$

Eine Umformung mit (3.5) und (3.16) ermöglicht die Bestimmung des Kopplungsfaktors aus den charakteristischen Frequenzen:

$$k^2 = \frac{f_p^2 - f_s^2}{f_p^2} = 2 \cdot \frac{f_p - f_s}{f_p} \quad (3.27)$$

Der Kopplungsfaktor ist abhängig von den Materialparametern und der Geometrie des Wandlers. Vollkeramische Resonatoren erreichen für stark ausgeprägte Eigenmoden Kopplungsfaktoren in einer Größenordnung von 5 %. Bei Verbundstrukturen ist eine Erhöhung des Kopplungsfaktors durch Verwendung von Metallen mit geringem E-Modul möglich. Die Angaben von Kopplungsfaktoren von Herstellern piezoelektrischer Keramiken liegen deutlich über den in der Regel experimentell bei Resonatoren festgestellten Werten. In Polarisationsrichtung werden bei Keramiken für Leistungsanwendungen etwa 45 % erreicht. Der Quereffekt liegt bei etwa 15 %. Die Werte werden mit dünnen Scheiben bei Dicken- oder Radialschwingung bestimmt und damit für Eigenmoden berechnet, die für Ultraschallmotoren in der Regel nicht geeignet sind [24]. In den Datenblättern zu Piezokeramiken sind aus diesem Grund nur Kopplungsfaktoren für bestimmte vorgegebene, meist standardisierte Geometrien und Schwingungsformen angegeben.

3.3 Bestimmung des Resonanzverhaltens

Das zuvor beschriebene Resonanzverhalten eines piezoelektrischen Schwingers kann auf verschiedene Arten bestimmt werden, die je nach Zielsetzung der Analyse auszuwählen und anzuwenden sind. Grundsätzlich wird zwischen Berechnungsverfahren und der messtechnischen Analyse unterschieden.

Analytische und numerische Berechnungen, basierend auf Materialparametern und Geometriebedingungen, werden heutzutage überwiegend mit Hilfe von Simulationstools (z. B. ANSYS) durchgeführt. Diese dienen beispielsweise der strukturdynamischen Auslegung oder Optimierung der Resonatoren und erlauben eine grobe Untersuchung mechanischer Randbedingungen. Nachteilig an den geometriebasierten Berechnungsverfahren ist, dass die real herrschenden Randbedingungen und Einflussfaktoren (vgl. Kapitel 3.4) nur näherungsweise und mit hohem Modellierungs- und Rechenaufwand berücksichtigt werden können. Ein Beispiel zur analytischen Berechnung eines piezoelektrischen Quaders ist im Anhang ausgeführt.

Simulationsprogramme für die Analyse elektrischer Netzwerke (z. B. PSpice) basieren auf mathematischen Übertragungsfunktionen und ermöglichen eine genauere Untersuchung des elektrischen Verbraucherverhaltens.

Für die Bestimmung des realen elektromechanischen Verhaltens bleibt eine messtechnische Analyse unumgänglich. Messtechnisch können die mechanischen Schwingungen z. B. mit optischen Messverfahren (Laser-Interferometer oder -Vibrometer) erfasst werden. Die elektrischen Größen (Impedanz bzw. Admittanz und Phasenlage) werden mittels Impedanzanalysatoren aufgenommen, woraus das reale Resonanzverhalten abgeleitet werden kann. Ein Impedanzanalysator regt den Resonator mit einer Sinus-Spannung mit definierter Amplitude über einen vorgegebenen Frequenzbereich mit definierter Schrittweite an (Frequenzsweep) und misst die Amplitude des resultierenden Stromes sowie die Phasenlage zwischen Spannung und Strom zu jedem Frequenzschritt. Nach Gleichung (3.20) lässt sich daraus der Impedanz- bzw. Admittanzfrequenzgang ermitteln. Das Kreisdiagramm wird über die Gleichungen (3.18) und (3.19) gebildet. Die messtechnische Analyse wird im Spezialisierungsfachpraktikum ausführlicher behandelt.

In Abb. 3.9 ist ein aus Materialparametern und Geometriebedingungen berechneter und ein mit einem Impedanzanalysator gemessener Admittanzfrequenzgang der B2-Mode des frei schwingenden Bimodenresonators dargestellt. Beide Kurven weisen ähnliche charakteristische Frequenzen auf, unterscheiden sich aber im Betrag der Admittanz.

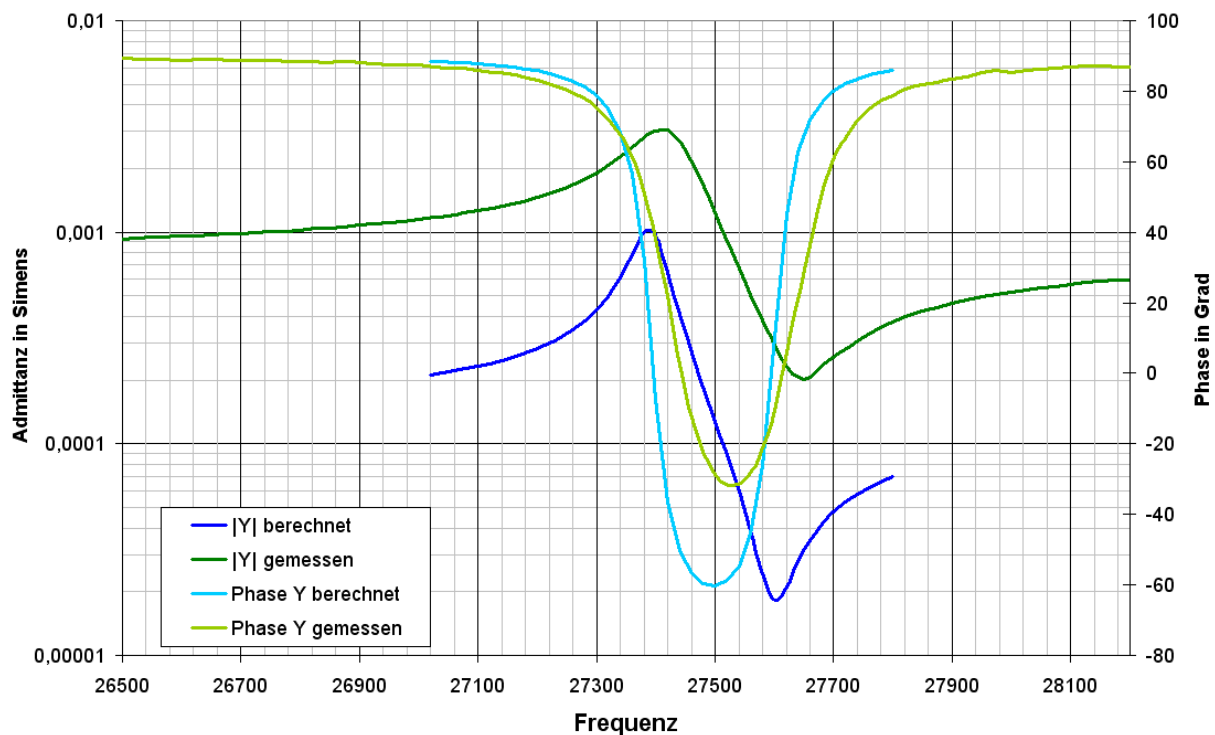


Abb. 3.9: Vergleich berechneter mit gemessenem Frequenzgang (B2-Mode)

Die Abweichung der berechneten Kurve vom realen Verhalten kann durch Anpassung der Materialparameter bzw. Ersatzschaltbildparameter mit Hilfe des folgenden Verfahrens reduziert werden.

In der Serienresonanz hebt sich die Wirkung der mechanischen Größen L_m und C_m auf ($1/\omega_s C_m - \omega_s L_m = 0$), so dass der mechanische Zweig des Ersatzschaltbildes rein ohmsch wird. Demzufolge gilt für Gleichung (3.15) mit $\omega = \omega_s$:

$$Y(\omega_s) = \underbrace{\frac{1}{R_m} + \frac{1}{R_e}}_{\text{Re}(Y(\omega_s))} + \underbrace{j\omega_s C_e}_{\text{Im}(Y(\omega_s))} \quad (3.28)$$

Die dielektrischen Verluste sind in der Regel sehr gering und können vernachlässigt werden. Aus dem gemessenen Frequenzgang oder Kreisdiagramm können die Werte für ω_s , ω_p , $\text{Re}(Y(\omega_s))$ und $\text{Im}(Y(\omega_s))$ ermittelt werden, so dass durch Umformung von (3.28) die Größen R_m und C_e errechnet werden können:

$$R_m = \frac{1}{\text{Re}(Y(\omega_s))} \quad (3.29)$$

$$C_e = \frac{\text{Im}(Y(\omega_s))}{\omega_s} \quad (3.30)$$

Mit Hilfe der Gleichungen (3.5) und (3.16) können die noch fehlenden Parameter L_m und C_m ermittelt werden:

$$C_m = C_e \cdot \frac{\omega_p^2 - \omega_s^2}{\omega_s^2} \quad (3.31)$$

$$L_m = \frac{1}{\omega_s^2 \cdot C_m} \quad (3.32)$$

Bei guten Schwingern mit großer Güte liefert dieses Verfahren gute Ergebnisse. Eine nach diesem Verfahren durchgeführte Anpassung der Ersatzschaltbildparameter der B2-Mode des Bimodenresonators ist in Abb. 3.10 dargestellt. Die mit den neuen Materialparametern berechneten und die gemessenen Kurven sind darin beinahe identisch.

Bei schlechten Schwingern (kleiner Güte) ist das Verfahren der Parameteranpassung schwer anzuwenden, da die charakteristischen Frequenzen aus den Messkurven nicht exakt bestimmbar sind.

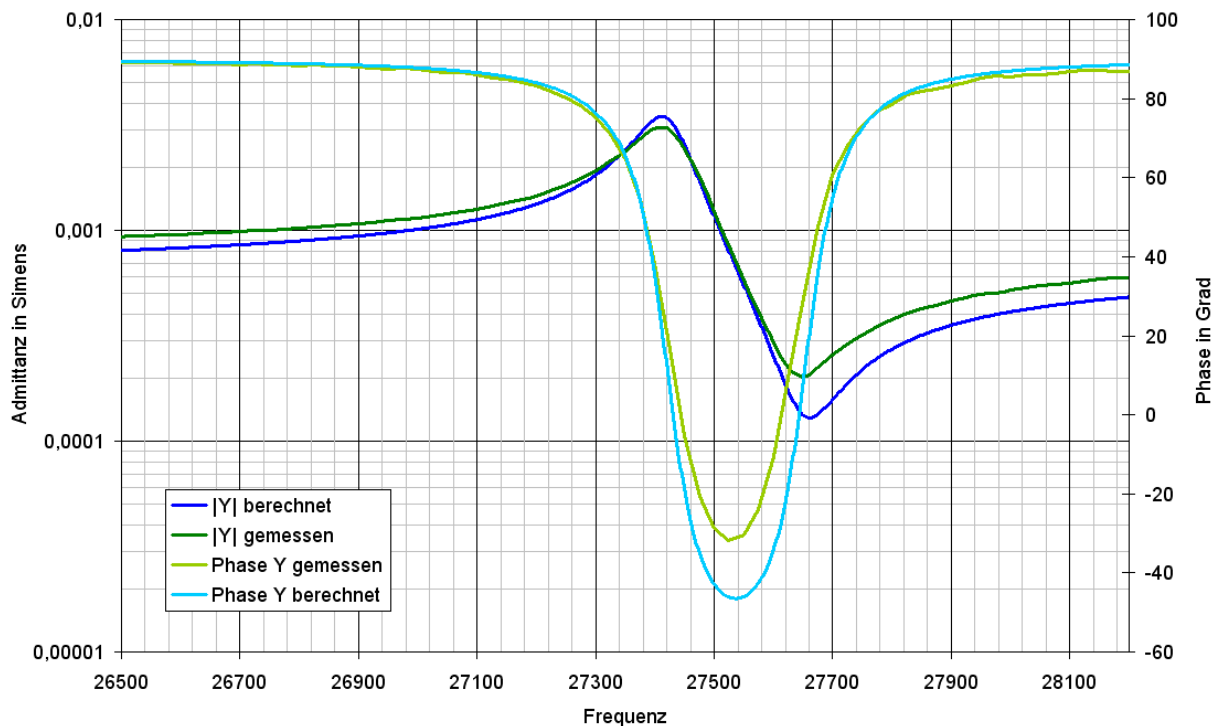


Abb. 3.10: Frequenzgang der B2-Mode mit angepassten Parametern

3.4 Einflussfaktoren auf das Resonanzverhalten

Die Resonanzwirkung der Keramiken wird von vielen Faktoren beeinflusst. Neben der Vorspannkraft und der Rückwirkung der angrenzenden Mechanik nimmt vor allem auch die Erregerfeldstärke Einfluss auf das Schwingverhalten. Die Einflüsse dieser Faktoren werden im Folgenden anhand gemessener Frequenzgänge des Bimodenresonators näher beschrieben. Andere Faktoren wie z. B. Temperatureinflüsse beeinflussen das Schwingverhalten nicht so stark und werden hier nicht weiter ausgeführt.

3.4.1 Einflüsse der Vorspannkraft und der angrenzenden Mechanik

Bislang wurde das Resonanzverhalten immer an frei schwingenden Resonatoren besprochen. Das Resonanzverhalten wird jedoch im Betrieb durch die Vorspannung und die angrenzende Mechanik erheblich beeinflusst.

Die in Abb. 3.11 und Abb. 3.12 dargestellten Frequenzgänge sind einmal an der frei schwingenden Bimodenkeramik und mit zwei unterschiedlich starken Vorspannungen im eingebauten Linearmotor aufgenommen. Der Abtrieb des Linearmotors wurde während dieser Messungen arretiert.

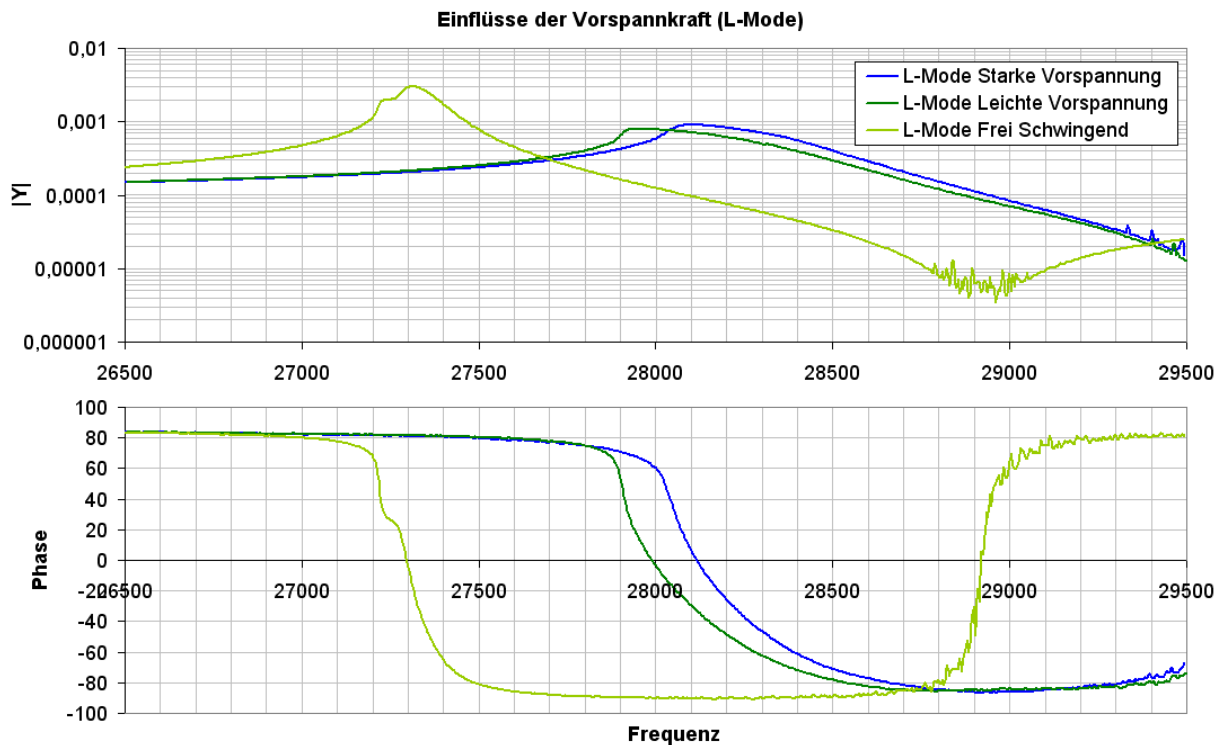


Abb. 3.11: Einflüsse der Vorspannkraft der L1-Mode

Allgemein sind infolge höherer Vorspannkraft eine Verringerung der Admittanz sowie eine Verschiebung der Resonanzen zu höheren Frequenzen ersichtlich. Die B2-Mode wird durch die Vorspannung weit mehr gedämpft als die L1-Mode, so dass nicht mal mehr ein Nulldurchgang der Phase auftritt.

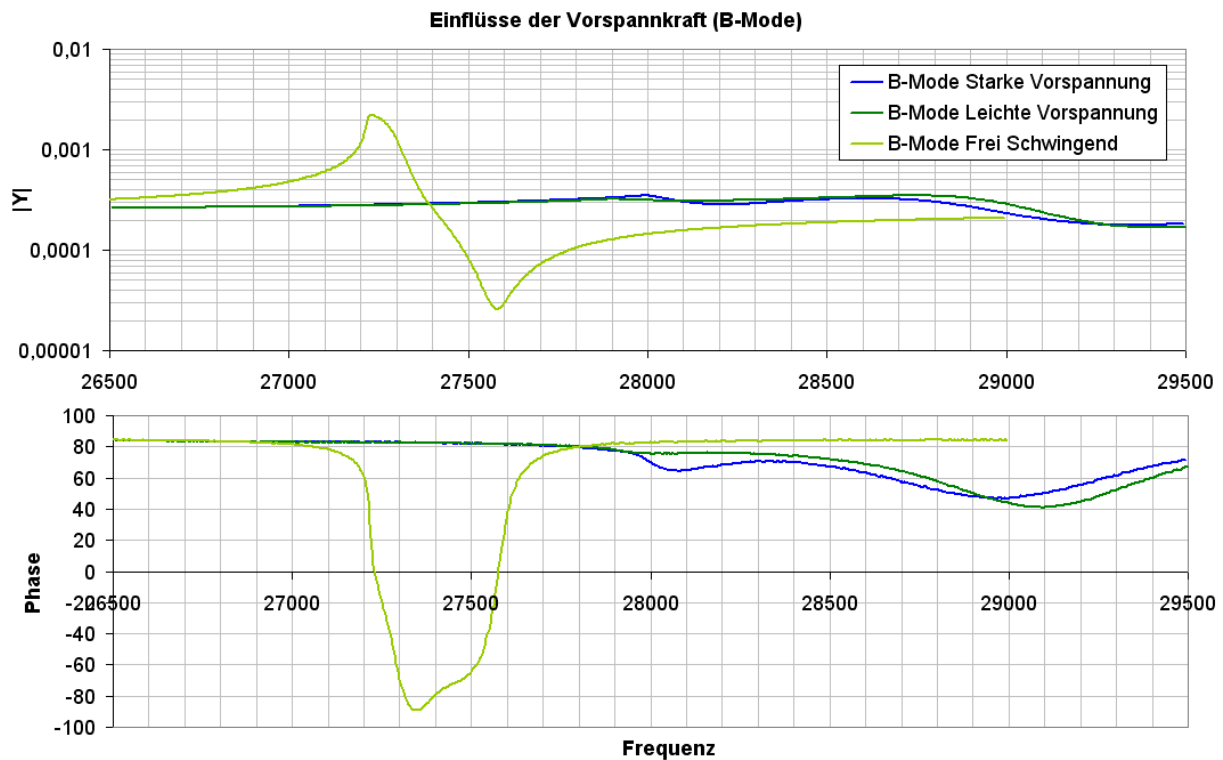


Abb. 3.12: Einflüsse der Vorspannkraft der B2-Mode

Durch die Rückwirkung der Mechanik verschieben sich die Resonanzstellen ebenfalls. Um die Einflüsse der Mechanikrückwirkung deutlich zu machen, wurden Frequenzgänge mit fortwährender Fremdbewegung des Abtriebs ermittelt, da außerhalb der Resonanzen keine eigenständige Bewegung auftritt. Diese Frequenzgänge sind in Abb. 3.13 zur besseren Anschauung linear aufgetragen.

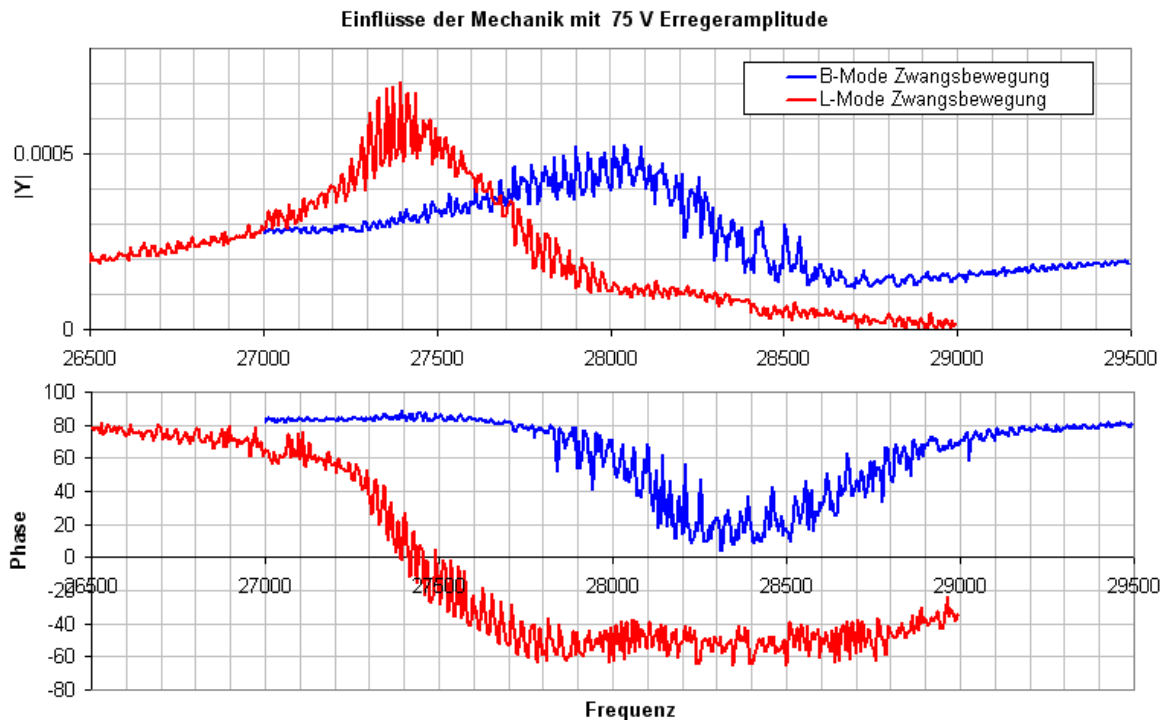


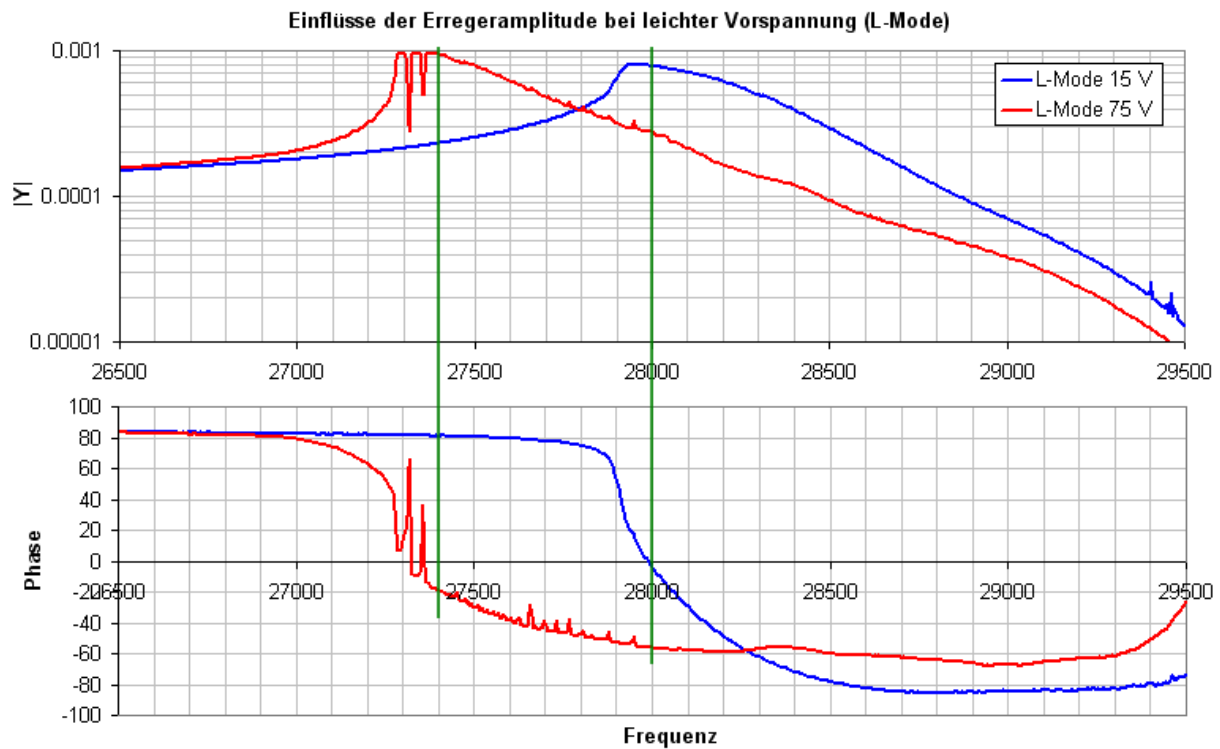
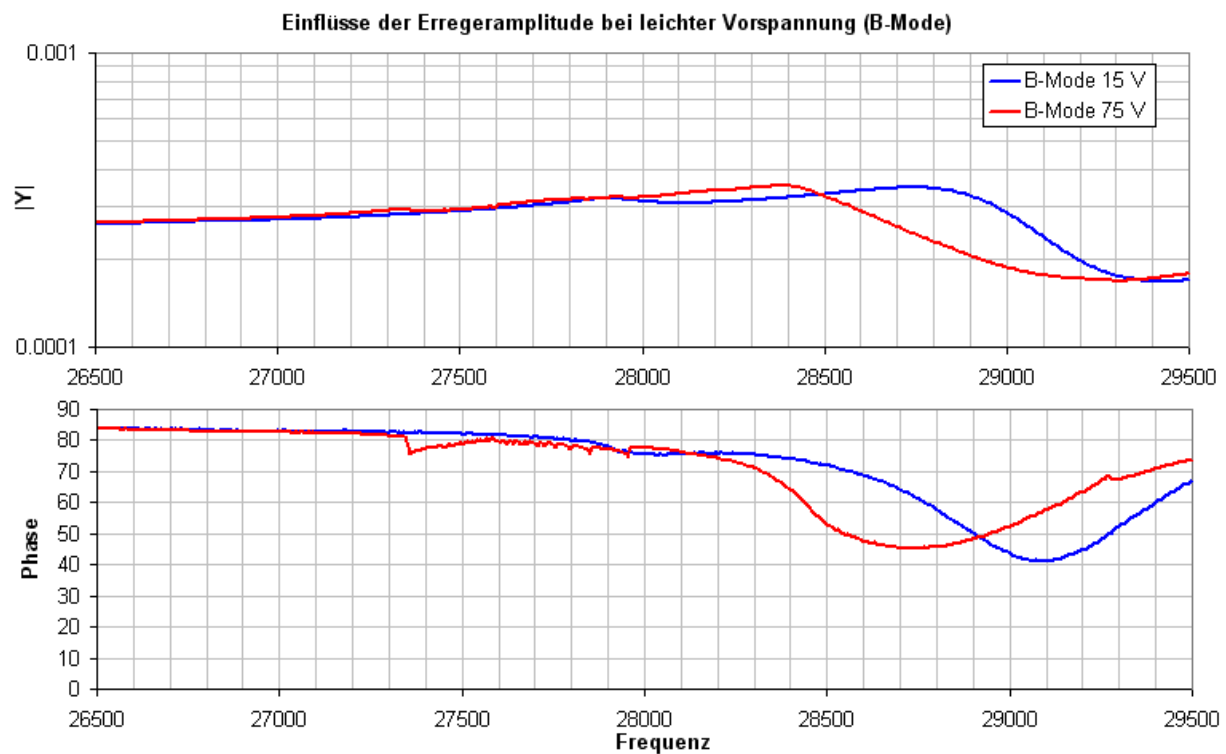
Abb. 3.13: Einflüsse der Mechanik beider Moden

Bei beiden Moden ist ein starkes Schwanken der Admittanz und der Phase zu erkennen. Grund dafür sind Fertigungsungenauigkeiten und unterschiedliche Steifigkeiten des Abtriebs und der Führungen, je nach Position des Abtriebs. Dadurch ändern sich die Kraftverhältnisse am Resonator in Abhängigkeit der Position des Abtriebs. Dies bedeutet, dass sich infolge der Mechanikrückwirkung die Resonanzfrequenz und die Admittanz des Resonators im Betrieb ständig verändern.

Im Folgenden wird die Verschiebung der Resonanzfrequenzen und die dabei auftretende Änderung der Admittanz allgemein als „Resonanzdrift“ bezeichnet.

3.4.2 Einfluss der Erregerfeldstärke

Zur Verdeutlichung des Einflusses der Erregerfeldstärke wurden Frequenzgänge mit zwei unterschiedlichen Erregeramplituden (15 V und 75 V) aufgenommen, Abb. 3.14 und Abb. 3.15. Der Resonator wurde dazu leicht vorgespannt und der Abtrieb arretiert. Aus den Frequenzgängen ist ersichtlich, dass in Abhängigkeit der Erregeramplitude ebenfalls ein „Resonanzdrift“ auftritt. Hierbei verschieben sich die Resonanzen mit zunehmender Feldstärke zu niedrigeren Frequenzen. Die „Peaks“ bei der L1-Mode zwischen 27250 Hz und 27400 Hz resultieren aus sich ändernden Reibungsverhältnissen am Reibkontakt, bei starker mechanischer Aktivität.

**Abb. 3.14:** Einflüsse der Erregeramplitude der L1-Mode**Abb. 3.15:** Einflüsse der Erregeramplitude der B2-Mode

Die Bestimmung der elektromechanischen Admittanz ist aufgrund des feldstärkenabhängigen Verhaltens in Messungen im Kleinsignal- und Großsignalbereich zu unterteilen. Der Übergang vom Kleinsignal- in den Großsignalbereich erfolgt allerdings kontinuierlich. Charakteristisch für das Großsignalverhalten ist, dass eine Beschreibung der Messergebnisse mit einfachen Ersatzschaltbildern nicht mehr gelingt. Zu-

dem führt die mathematische Beschreibung des piezoelektrischen Effekts auf Basis der linearisierten Zustandsgleichungen nur über einen kleinen Bereich der elektrischen Feldstärke zu genauen Vorhersagen über das reale Materialverhalten.

Der Großsignalbereich zeigt zusätzlich eine frequenzabhängige Hysterese in den Admittanzfrequenzgängen, die abhängig von der Richtung des Frequenzsweeps bei der Impedanzanalyse unterschiedliche Verläufe erzeugt /25/. Für bestimmte Grenzfrequenzen tritt das für industriell hergestellte piezoelektrische Werkstoffe charakteristische Sprungphänomen auf, Abb. 3.16.

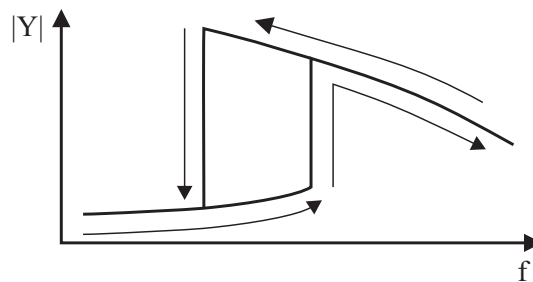


Abb. 3.16: Piezoelektrisches Sprungphänomen bei Großsignalerregung /26/

In einem Frequenzbereich nahe der Serienresonanz führen bereits kleinere Störungen durch äußere mechanische Einflüsse zu einem Wechsel zwischen den Admittanz-Niveaus (vgl. Abb. 3.13 und „Peaks“ in Abb. 3.14). Der Betrieb der Resonatoren erfolgt deshalb bei Frequenzen oberhalb dieses Hysteresebereichs, da dort eine vergleichsweise höhere Admittanz vorliegt als bei Frequenzen unterhalb des Hysteresebereichs.

4 Ansteuerung von Ultraschallmotoren

Die zu steuernden Größen der Motoren sind die Geschwindigkeit und Richtung der Abtriebsbewegung. Die Abtriebsgeschwindigkeit ist abhängig von den mechanischen Amplituden, die von der aufgenommenen Leistung der Resonatoren bestimmt werden:

$$v \sim P = \hat{U}^2 \cdot |Y_{\text{piezo}}(\omega)| \quad (4.1)$$

Sie kann bei allen Ultraschallmotoren entweder direkt über die Spannungsamplitude oder indirekt über die Frequenz der Erregerspannung reguliert werden. Dagegen ist die Stellgröße für die Transportrichtung abhängig von der Funktionsweise des jeweiligen Ultraschallmotors, vgl. Tabelle 3 und Kapitel 2.1.

Tabelle 3: Richtungsstellgrößen verschiedener Ultraschallmotoren

Funktionsweise des Motors	Richtungsstellgröße
Monomodal mit verschiedenen Eigenmoden	Frequenz
Monomodal mit symmetrischer Erregerstruktur und multimodal einphasig erregt	Separates Richtungsstellsignal für einen Wechsel der Spannungsbeaufschlagung zwischen mehreren Erregerstrukturen
Multimodal mehrphasig erregt und Wanderwellenmotoren	Phasenverschiebung zwischen mehreren Erregerspannungen

Die indirekte Leistungsstellung hat den Nachteil, dass bei kleinen Geschwindigkeiten die Blindleistung sehr hoch ist, so dass über parasitäre Widerstände große Verluste anfallen. Bei der direkten Leistungsstellung über die Erregeramplitude ist die Blindleistung weitgehend proportional zu dieser. Dennoch sind beide Varianten der Geschwindigkeitsstellung bei industriellen Motoren anzutreffen.

Eine gewisse Feinverstellung der Erregerfrequenz für die exakte Einstellung der Betriebsfrequenz ist bei allen Motoren nötig. Oftmals ist es sinnvoll den Resonanzdrift infolge äußerer Einflüsse auszugleichen, indem die Erregerfrequenz auf einen Wert leicht oberhalb der Serienresonanz nachgeführt bzw. geregelt wird, Abb. 4.1. Als Referenzgröße wird dazu die Phasenlage zwischen Spannung und Strom verwendet. Oberhalb der Serienresonanz liegt die Phasenlage über einen gewissen Bereich unter 0°. Der Regler führt die Frequenz insofern nach, dass die Ist-Phasenlage immer gleich der Soll-Phasenlage (ca. -10° bis -20°) ist. Hierbei kann die Geschwindigkeit über die Reduktion der Soll-Phasenlage verringert werden, wodurch sich die Betriebsfrequenz weiter von der Serienresonanz nach oben entfernt (indirekte Leistungsstellung).

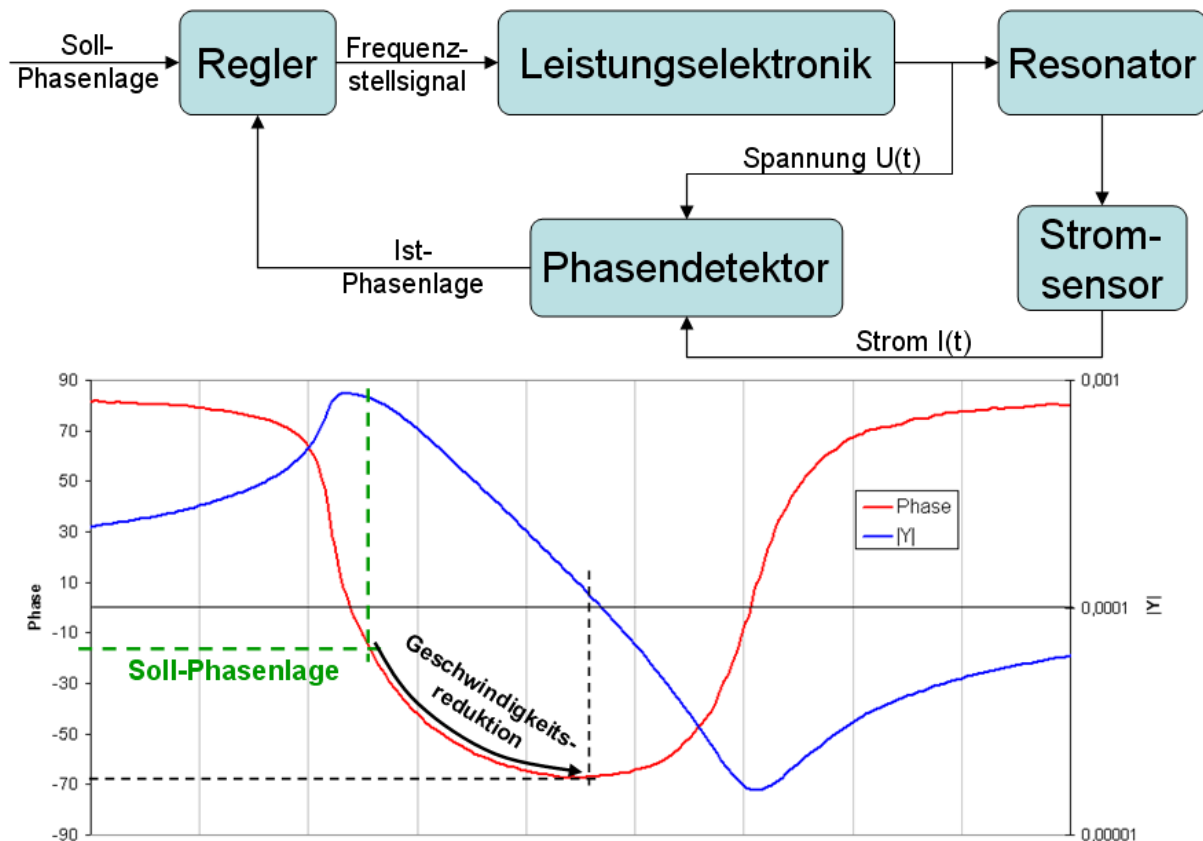


Abb. 4.1: Frequenznachführung über Phasenregler

Ultraschallmotoren werden mit Spannungsamplituden über 100 V angeregt, wobei Ströme bis zu 0,5 A fließen können. Solche Erregersignale werden über leistungselektronische Schaltungen erzeugt. Leistungselektroniken können in Steuereinheit und Leistungseinheit unterteilt werden, Abb. 4.2. Die Steuereinheit generiert Steuersignale für die Leistungseinheit, entsprechend den von außen vorgegebenen Stell-signalen. In der Leistungseinheit werden die Steuersignale in harmonische Erregerspannungen mit der geforderten Leistung umgeformt.

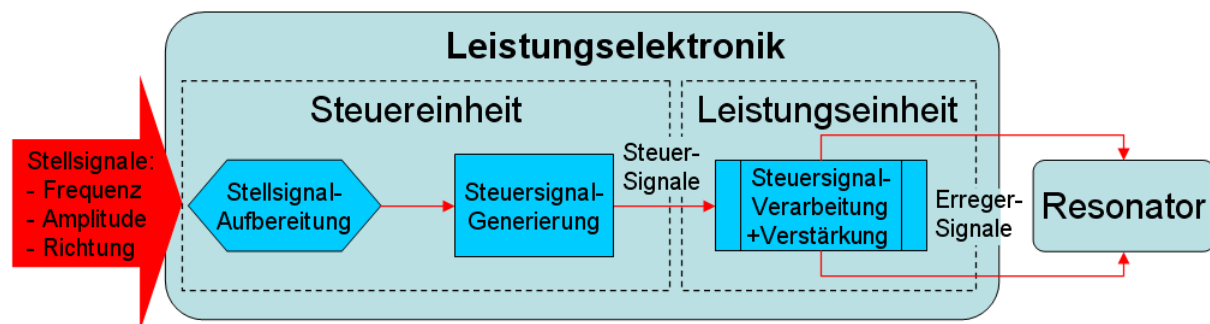


Abb. 4.2: Grundstruktur von Leistungselektroniken

Es gibt zwei grundsätzliche Arten von Leistungselektroniken, die sich anhand der Verstärkertechnologie unterscheiden lassen:

1. Rein analoge Verstärkung
2. Geschaltete Verstärkertopologien

Der Aufbau der Steuereinheit ist unabhängig von der Verstärkertechnologie sowohl auf analoger als auch auf digitaler Basis möglich. Hierbei werden für die Generierung der Steuersignale analoge oder digitale Oszillatoren verwendet, sowie auch auf Mikrocontrollern und anderen programmierbaren Bauteilen basierende Schaltungen realisiert. Digitale Lösungen weisen aufgrund erweiterter Funktionalitäten größere Flexibilität auf und werden zunehmend favorisiert. Für experimentelle Untersuchungen ist auch die Verwendung von Laborgeräten, wie z. B. Funktionsgeneratoren und Röhrenverstärkern möglich.

Der Bereich der Elektronik ist zu umfangreich, um hier näher darauf einzugehen. Im Folgenden werden lediglich grundlegende Unterschiede gängiger Verstärkertechnologien und deren Ansteuerung hinsichtlich Frequenz- und Amplitudenstellung näher vorgestellt.

4.1 Leistungselektroniken mit rein analoger Verstärkung

Mit rein analogen Verstärkern lassen sich Leistungselektroniken einfach und mit wenigen Bauteilen aufbauen. Bei diesen Verstärkern werden üblicherweise Transistor-schaltungen im Linearbereich betrieben (oftmals als Gegentakt-Endstufe ausgeführt, z. B. Leistungs-Operationsverstärker) [27]. In Abb. 4.3 ist eine einphasige Leistungselektronik mit einem Leistungs-Operationsverstärker (kurz: Leistungs-OP) schematisch dargestellt.

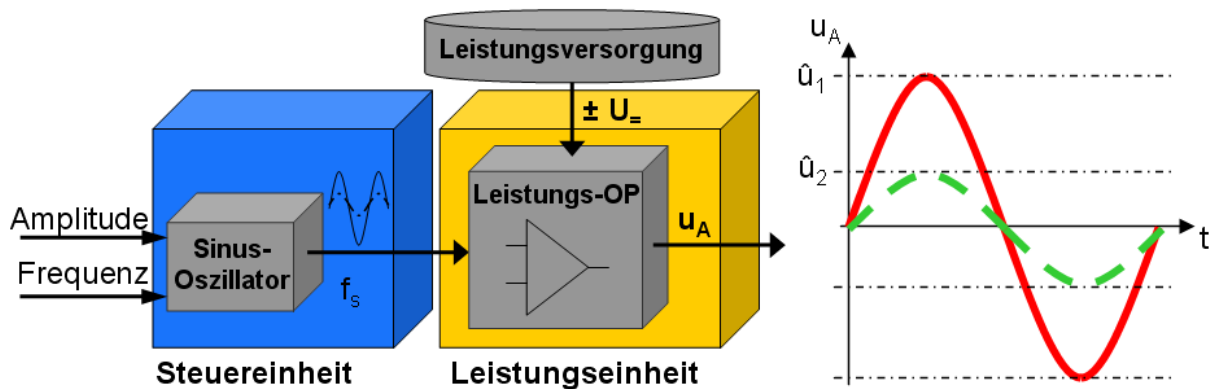


Abb. 4.3: Leistungselektronik mit Leistungsoperationsverstärker

Über einen Sinus-Oszillator wird entsprechend den Stellsignalen ein in Frequenz und Amplitude verstellbares Sinussignal mit geringer Leistung generiert. Der Leistungs-OP verstärkt dieses Signal auf die geforderten Spannungen und liefert die benötigten Ströme.

Bei Leistungselektroniken für mehrphasig erregte Ultraschallmotoren wird jeweils ein Verstärker pro Phase genutzt. Die Steuereinheit wird dazu entweder um einen Phasenschieber erweitert, der das Steuersignal mit der geforderten Phasenverschiebung auf die Verstärker aufteilt, oder mit zusätzlichen Oszillatoren ausgeführt, die zeitlich auf die Phasenverschiebung synchronisiert werden.

Nachteilig an der rein analogen Verstärkung ist, dass im Linearbereich der Transistoren große Verluste entstehen, die über Wärme abgeführt werden müssen. Zudem sind Leistungs-OPs sehr teuer und benötigen in der Regel eine bipolare Spannungsversorgung.

4.2 Leistungselektroniken mit geschalteten Wechselrichtern

Geschaltete Verstärker nutzen Leistungstransistoren (bzw. MOSFETs oder IGBTs) als elektrische Schalter, d. h. über den linearen Bereich hinaus. Im Schaltbetrieb werden die Transistoren hauptsächlich in Sättigung betrieben und im Wechsel vollständig geöffnet und geschlossen. Dies ermöglicht eine Leistungsstellung mit geringen Verlusten.

Eine geläufige Wechselrichterschaltung ist der Vollbrückenwechselrichter (oder Vierquadrantensteller), bestehend aus zwei Halbbrücken, Abb. 4.4. Er wird mit einer unipolaren Gleichspannung (U_B) gespeist und liefert eine bipolare rechteckförmige Wechselspannung mit einer Amplitude gleich der Versorgungsspannung ($\hat{u}_A = U_B$). Die Rechteck-Spannung muss nachfolgend noch mittels elektrischer Filter in Sinus-Spannung umgeformt werden, siehe Kapitel 4.3.

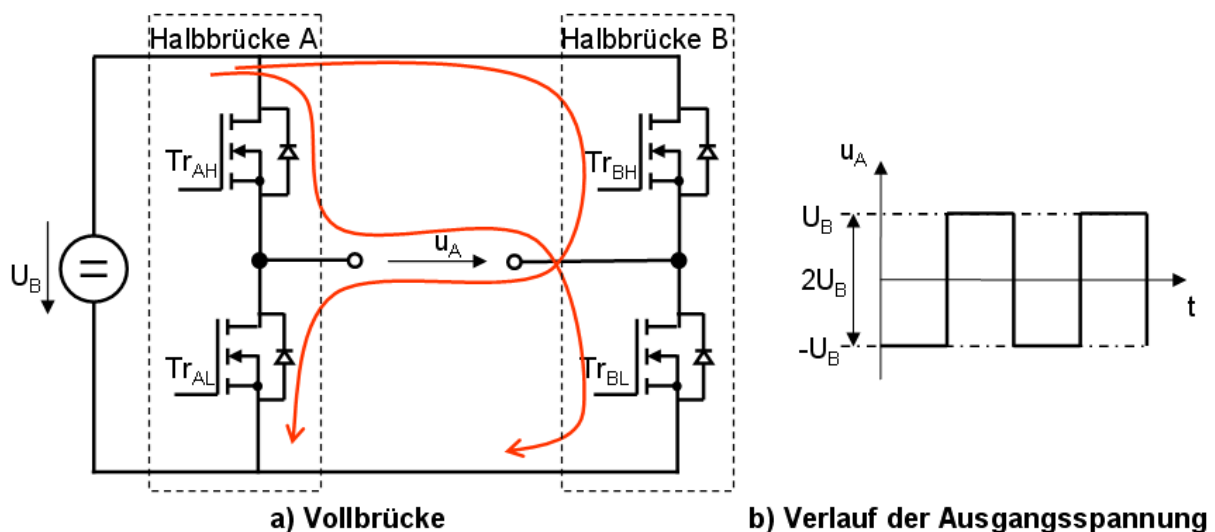


Abb. 4.4: Vollbrückenwechselrichter

Der Verlauf der Ausgangsspannung $u_A(t)$ wird von den Einschaltzeiten der Transistoren bestimmt. Die Einschaltzeiten werden von der Steuereinheit in Form von unipolar gepulsten Steuersignalen vorgegeben. Für die Frequenzstellung wird die Periodendauer der Steuersignale verändert. Die Amplituden- bzw. Leistungsstellung kann entweder per Änderung der Versorgungsspannung oder über Pulsweitenmodulation erfolgen.

4.2.1 Leistungsstellung über Pulsweitenmodulation

Unter Pulsweitenmodulation (kurz: PWM) versteht man das Variieren der Einschaltzeiten der Transistoren innerhalb konstanter Perioden, wodurch sich der Verlauf der Ausgangsspannung definiert verändern lässt. Das Tastverhältnis D beschreibt das prozentuale Verhältnis von Einschaltdauer (T_{ein}) zur Periodendauer (T):

$$D = \frac{T_{\text{ein}}}{T} \cdot 100 \% \quad (4.2)$$

Es ist somit ein Maß für den Effektivwert gepulster Spannungen:

$$U_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{T} \cdot \int_0^T U^2 dt} = \sqrt{U_{\text{max}}^2 \cdot \frac{T_{\text{ein}}}{T} + U_{\text{min}}^2 \cdot \left(1 - \frac{T_{\text{ein}}}{T}\right)} \quad (4.3)$$

Im Fall der hier beschriebenen PWM mit einer Vollbrücke ist die Pulsweite der oberen Halbwelle immer gleich der unteren Halbwelle ($T_1 = T_2 = T_{\text{ein}}$) der Brückenausgangsspannung $u_A(t)$ (siehe Abb. 4.5) und es gilt:

$$D = \frac{T_1}{T} \cdot 100 \% = \frac{T_2}{T} \cdot 100 \% ; \text{ mit } T_1 = T_2 = T_{\text{ein}} \quad (4.4)$$

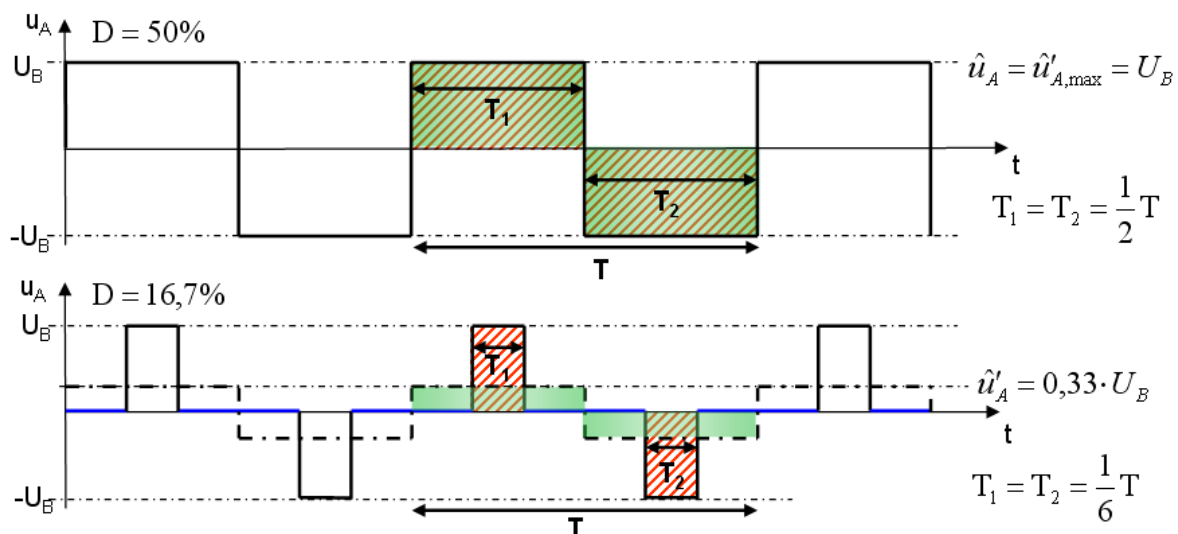


Abb. 4.5: Pulsweitenmodulation

Bei einem Tastverhältnis von 50 % ist die nutzbare Fläche der Ausgangsspannung am größten, wodurch maximale Leistung für die Erregung der mechanischen Schwingungen bereitgestellt wird. Durch Verkleinern von D verringert sich die effektiv nutzbare Fläche der Ausgangsspannung, was einer Absenkung der Amplitude auf $\hat{u}'_A$ entspricht.

$$\hat{u}'_A = 2 \cdot \frac{T_{\text{ein}}}{T} \cdot U_B \quad (4.5)$$

In Verbindung mit einem Filter wird die Amplitude der Erregerspannung real auf $\hat{u}_A$ heruntersetzt, Abb. 4.8. Die Amplitude des resultierenden Sinussignals ist proportional zum Tastverhältnis des PWM-Signals.

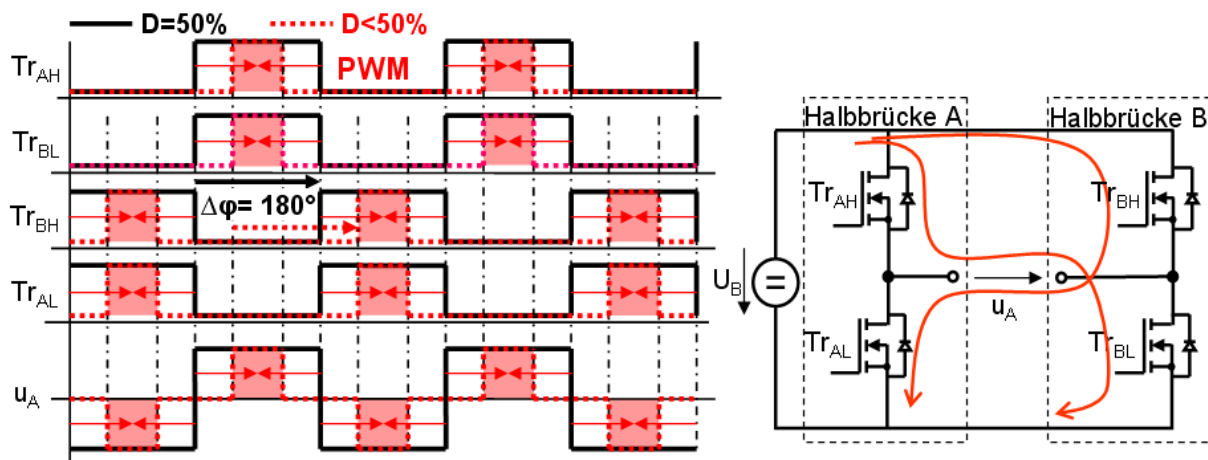


Abb. 4.6: Steuersignal der Vollbrücke

In Abb. 4.6 sind die Steuersignale der Transistoren (Einschaltzeiten T_{ij} ; i Halbbrücke A/B, j Transistor H/L) für die zuvor beschriebene PWM aufgetragen. Es muss stets gewährleistet sein, dass die Transistoren einer Halbbrücke nie gleichzeitig geöffnet sind. Andernfalls entsteht ein Kurzschluss, der zu einer Schädigung der Transistoren führt. Die Zeitdauer der oberen Halbwelle der resultierenden Ausgangsspannung ergibt sich aus der Zeitspanne, in der T_{AH} und T_{BL} gleichzeitig geöffnet sind ($T_1 = T_{AH} \wedge T_{BL}$). Aus der Zeitspanne, in der T_{AL} und T_{BH} gleichzeitig geöffnet sind, resultiert die Zeitdauer der unteren Halbwelle ($T_2 = T_{AL} \wedge T_{BH}$). Entsprechend dieser Definition können T_{AH} und T_{BL} mit demselben Signal angesteuert werden. Dies gilt auch für T_{AL} und T_{BH} . Die Phasenverschiebung zwischen diesen beiden Steuersignalen muss stets 180° betragen.

Eine Möglichkeit die gepulsten Steuersignale zu generieren ist, ein Dreieckssignal mit einem Gleichwert (U_{Σ}) zu vergleichen und zu jedem Schnitzeitpunkt zwischen zwei Pegeln zu wechseln, Abb. 4.7.

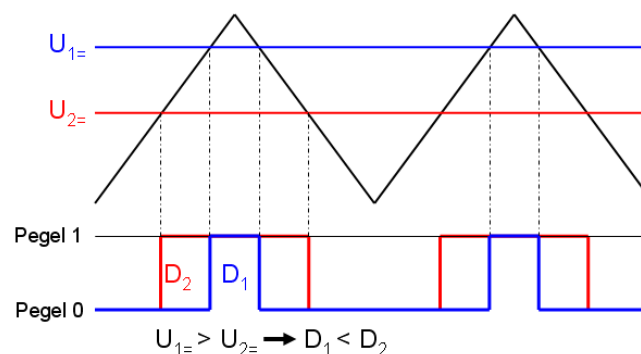


Abb. 4.7: Prinzip der Steuersignalgenerierung

Durch Variation des Gleichwertlevels entstehen Steuersignale mit veränderlichem Tastverhältnis, das umgekehrt proportional zum Gleichwert ist.

Eine nach diesem Prinzip arbeitende Leistungselektronik ist in Abb. 4.8 schematisch dargestellt. Der Oszillator erzeugt ein in der Frequenz variierbares Dreieckssignal. Über den Komparator werden aus dem Gleichwert - dessen Level dem Amplitudenstellwert entspricht - und aus dem Dreieckssignal zwei um 180° phasenverschobene Steuerpulse erzeugt. Diese werden dann über einen Treiberbaustein (Brückentreiber) dem Wechselrichter zugeführt, der daraus die PWM-Spannung mit der erforderlichen Leistung generiert. Durch das Filter entsteht eine in Frequenz und Amplitude variierbare sinusförmige Erregerspannung.

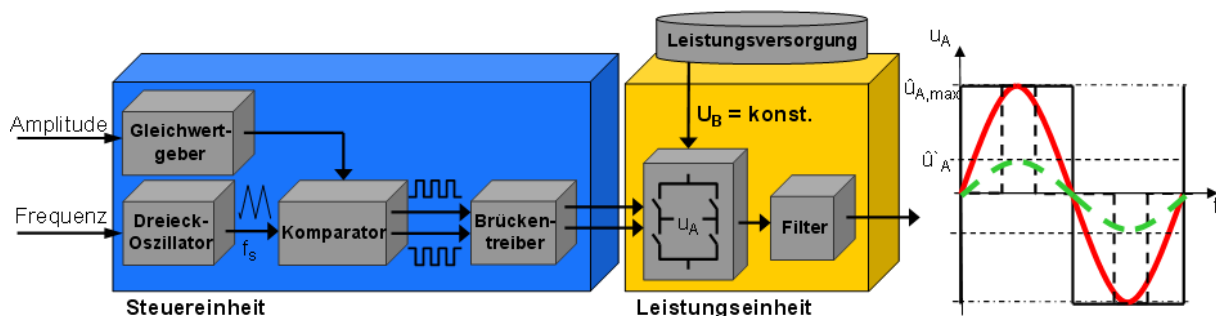


Abb. 4.8: Leistungselektronik mit PWM

Für die Ansteuerung mehrphasig erregter Motoren werden, wie bei rein analogen Leistungselektroniken, die Komponenten der Leistungseinheit entsprechend der Phasenanzahl mehrfach eingebracht. Die Steuereinheit wird dazu ebenfalls mit Phasenschiebern oder zusätzlichen Oszillatoren, Komparatoren und Treiberbausteinen erweitert.

4.2.2 Leistungsstellung mit Tiefsetzsteller

Eine andere Variante die Leistung mit geschalteten Wechselrichtern zu variieren, erfolgt durch Ändern der Brückenversorgungsspannung U_B . Bei dieser Variante beträgt das Tastverhältnis der Brückenausgangsspannung konstant 50 %. Die zwei um 180° phasenverschobenen Steuerspannungen, mit ebenfalls konstantem Tastverhältnis von 50 %, können dabei über einen Rechteckoszillator und einer einfachen Logik (Inverter) generiert werden. Die variable Brückenversorgungsspannung wird von einem Tiefsetzsteller bereitgestellt, der den Spannungslevel der Leistungsversorgung entsprechend dem Referenzsignal (Amplitudenstellwert) heruntersetzt.

Tiefsetzsteller können auf Basis derselben Technologien wie die Verstärker aufgebaut werden; es gibt rein analoge und geschaltete Ausführungen [28]. Die Realisierung eines Tiefsetzstellers erfordert weit mehr Aufwand als die Umsetzung einer PWM-Ansteuerung, weshalb die Leistungsstellung über PWM bevorzugt angewendet wird.

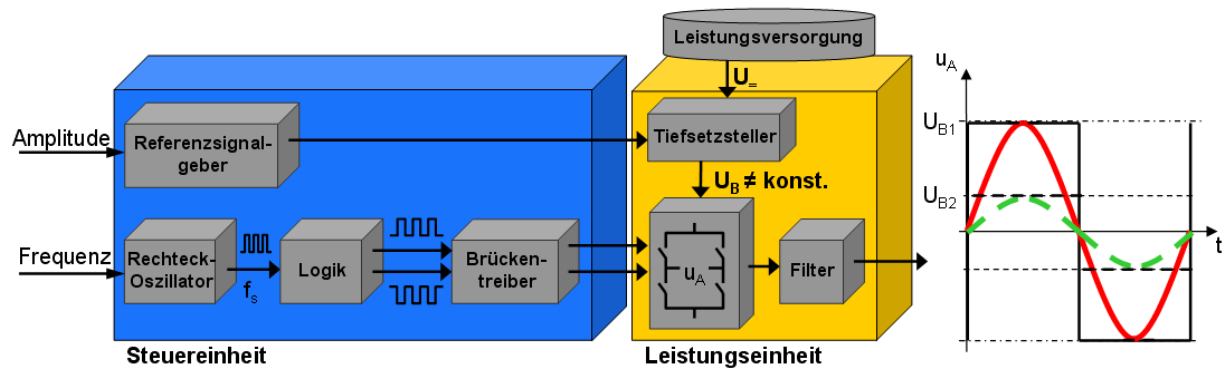


Abb. 4.9: Leistungselektronik mit Tiefsetzsteller

4.3 Elektrische Filter

Piezoelektrische Resonatoren stellen aufgrund ihrer ausgedehnten Struktur schwingungsfähige Systeme mit einer unendlichen Zahl mechanischer Eigenmoden dar. Abb. 4.10 zeigt die auftretenden Resonanzerscheinungen bei Anregung eines piezoelektrischen Keramikblocks mit $60 \times 20 \times 5 \text{ mm}^3$ mit einer vollflächigen Oberflächen-elektrode anhand der elektromechanischen Impedanz innerhalb eines weiten Frequenzbereichs.

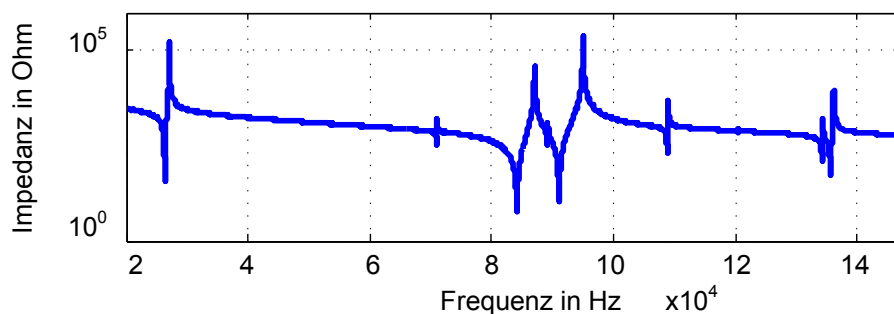


Abb. 4.10: Frequenzgang PZ26 Keramikblock mit L1-Resonanz

Für die Anwendung von Resonatoren in Antrieben sind funktionsbedingt nur bestimmte Eigenmoden von praktischem Interesse, die im Idealfall mit einem harmonischen Signal angeregt werden. Geschaltete Wechselrichter erzeugten allerdings rechteckförmige Wechselspannungen. Das Frequenzspektrum eines Rechtecksignals enthält eine grundharmonische Schwingung mit derselben Frequenz wie das Rechtecksignal und viele Oberschwingungen mit zunehmend höheren Frequenzen, Abb. 4.11.

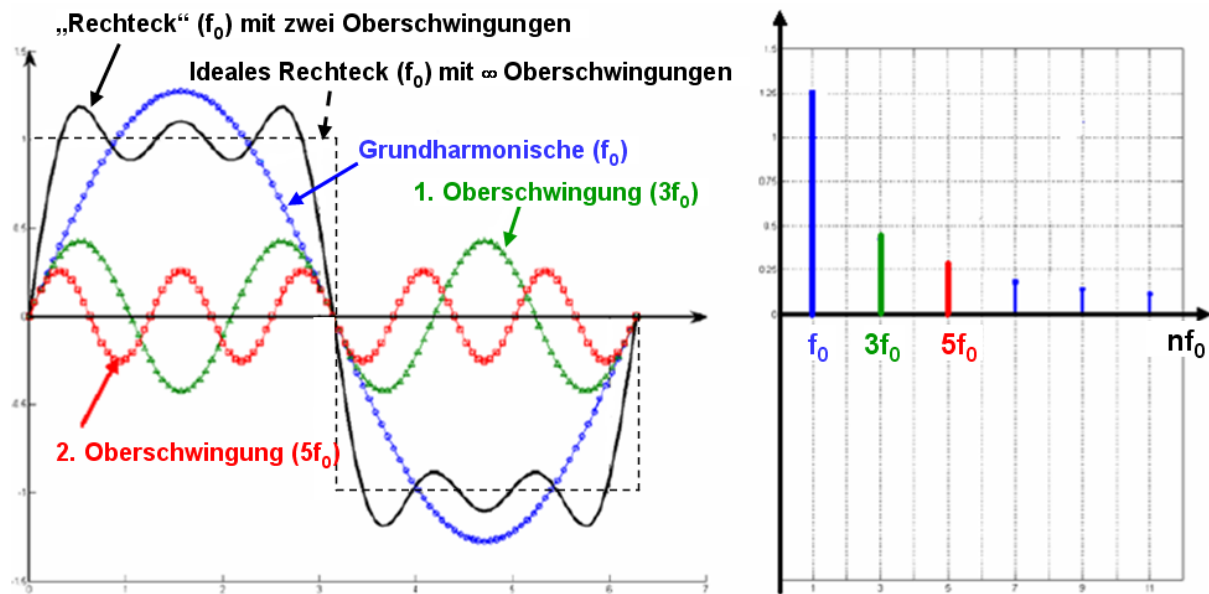


Abb. 4.11: Rechtecksignal

Die Oberschwingungen können bei einer ausreichenden Nähe zwischen den mechanischen Resonanzfrequenzen und den Frequenzen der elektrischen Oberwellen unerwünschte elektromechanische Wandlungsvorgänge hervorrufen. Die dadurch resultierenden parasitären Schwingungen verstärken die mechanische Belastung des Resonators und beeinträchtigen die Trajektorienform am Reibkontakt, was die Funktion des Antriebs stören kann. Die zusätzlich aufgenommene elektrische Leistung erhöht zudem die thermische Belastung des Systems. Es ist deshalb zwingend erforderlich, das Frequenzspektrum der getakteten Ausgangsspannung auf die Grundharmonische zu reduzieren und damit einen weitgehend harmonischen Verlauf der erregenden Spannung zu gewährleisten.

Die elektrischen Oberschwingungen werden über elektrische Filter herausgefiltert. Abb. 4.12 zeigt Übertragungsfunktionen $A(\omega)$ zweier hierzu nutzbarer Filter (Tiefpass und Bandpass).

$$A_{dB}(\omega) = 20 \lg \frac{U_A}{U_E} \quad (4.6)$$

Elektrische Filter lassen Frequenzen im Durchlassbereich quasi ungedämpft passieren, bedämpfen aber Frequenzen im Sperrbereich entsprechend dem Verlauf der Übertragungsfunktion. Die Filter müssen also entsprechend der Betriebsfrequenz des jeweiligen Motors ausgelegt werden, sodass die Oberschwingungen ausreichend bedämpft werden.

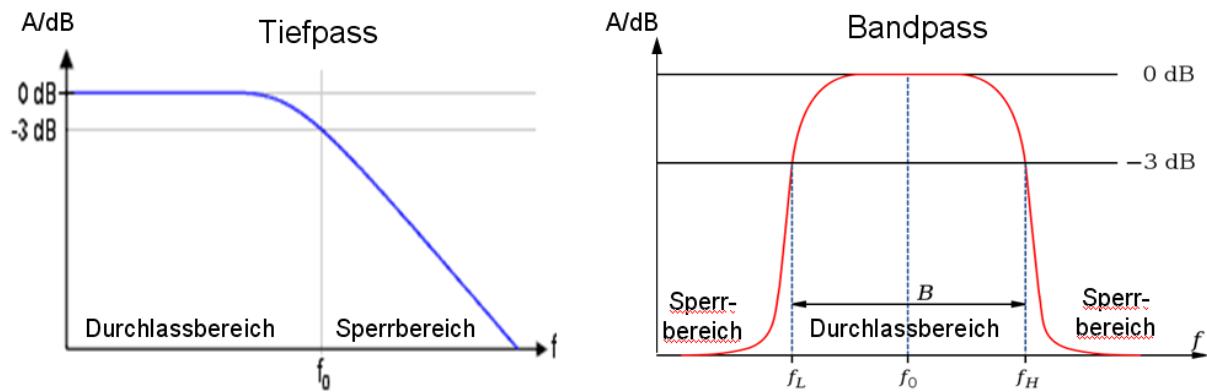


Abb. 4.12: Tiefpass- und Bandpassverhalten

Der Übergang vom Durchlassbereich in den Sperrbereich ist definiert als eine Reduktion um 3 dB gegenüber dem Maximalwert und wird Grenzfrequenz f_g genannt. Bei einem Bandpass existieren zwei Grenzfrequenzen $f_{g,L}$ und $f_{g,H}$, aus denen sich die Mittenfrequenz f_0 und die Bandbreite B ableiten lassen:

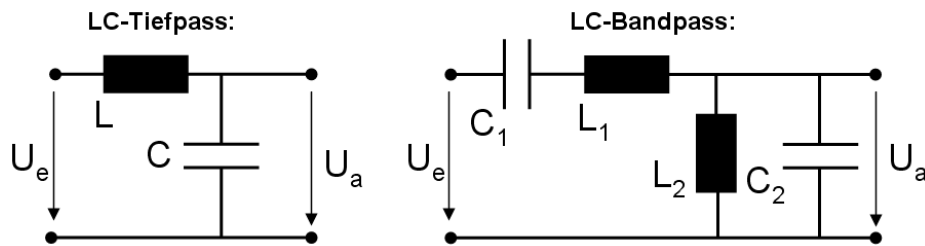
$$f_0 = \sqrt{f_{g,L} \cdot f_{g,H}} \quad (4.7)$$

$$B = \frac{f_{g,H} - f_{g,L}}{2} \quad (4.8)$$

Aufgrund des „Resonanzdrifts“ infolge der in Kapitel 3.4 genannten Einflussfaktoren muss der Durchlassbereich der Filter dementsprechend ausgelegt werden. Das bedeutet, die Grenzfrequenz eines Tiefpassfilters sollte leicht oberhalb der maximal auftretenden Serienresonanz liegen, und die Bandbreite eines Bandpassfilters muss geringfügig über die „Drift“ hinaus ausgelegt werden.

Aktive Filter und Widerstände als Filterkomponenten sind hier wegen der hohen Spannungsamplituden und Frequenzen nicht sinnvoll. Es werden überwiegend passive Filter ausschließlich mit Kombinationen von Spulen und Kondensatoren (LC-Filter) eingesetzt.

Die Grundbausteine der LC-Filterschaltungen sind so genannte Halbglieder, die sich aus einem Längszweigpol und einem Querszweigpol zusammensetzen [29]. Eine Spule im Längszweig und ein Kondensator im Querszweig bilden das Halbglied des LC-Tiefpasses. Das Halbglied des LC-Bandpasses setzt sich aus einer Reihenschaltung von Spule und Kondensator im Längszweig und einer Parallelschaltung im Querszweig zusammen.

**Abb. 4.13:** LC-Halbglieder Tiefpass und Bandpass**Tabelle 4:** Gleichungen der LC-Halbglieder

	Halbglied LC-Tiefpass	Halbglied LC-Bandpass	
Impedanz	$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}$	$Z_0 = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} = \sqrt{\frac{L_2}{C_2}}$	(4.9)
Grenz- frequenz	$f_g = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$	$f_{g,L} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}} \left(-\frac{1}{2} \sqrt{\frac{C_1}{C_2}} + \sqrt{1 + \frac{1}{4} \frac{C_1}{C_2}} \right)$	(4.10)
		$f_{g,H} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}} \left(+\frac{1}{2} \sqrt{\frac{C_1}{C_2}} + \sqrt{1 + \frac{1}{4} \frac{C_1}{C_2}} \right)$	(4.11)
Bauteil- dimensio- nierung	$L = \frac{Z_0}{2\pi \cdot f_g}$	$L_1 = \frac{Z_0}{2\pi(f_{g,H} - f_{g,L})}, L_2 = \frac{f_{g,H} - f_{g,L}}{2\pi \cdot f_{g,H} \cdot f_{g,L}} Z_0$	(4.12)
	$C = \frac{1}{2\pi \cdot f_g \cdot Z_0}$	$C_1 = \frac{f_{g,H} - f_{g,L}}{2\pi \cdot f_{g,H} \cdot f_{g,L}} \cdot \frac{1}{Z_0}, C_2 = \frac{1}{2\pi(f_{g,H} - f_{g,L})} \cdot \frac{1}{Z_0}$	(4.13)

Die Flankensteilheit abseits des Durchlassbereichs ist ein Maß für die Qualität eines Filters. Je steiler die Kennlinie, desto stärker werden die unerwünschten Schwingungen gedämpft. Die Steilheit eines Tiefpasses ist $n \cdot 20$ dB pro Dekade, die eines Bandpasses $n \cdot 10$ dB, wobei n die Ordnung des Filters darstellt /30/. Allgemein werden für ein Filter n -ter Ordnung n unabhängige Speicherelemente (Kondensatoren oder Spulen) benötigt. Demnach ist die Ordnung des oben gezeigten Tiefpasshalbgliedes $n = 2$ und die des Bandpasshalbgliedes $n = 4$. In beiden Fällen steigt die Dämpfung oberhalb der Grenzfrequenz mit 40 dB/Dekade. Filter höherer Ordnung können durch Aneinanderreihung der Halbglieder realisiert werden. Der Aufwand zur Auslegung steigt aber mit der Ordnung stark an, da die Gleichungen sehr komplex werden /31/.

LC-Filter sind Schwingkreise, die Resonanzen aufweisen. Die Resonanzfrequenz des LC-Tiefpasses ist gleich der Grenzfrequenz, die des Bandpasses gleich der Mittenfrequenz. Folgende Darstellung verdeutlicht das Resonanzverhalten anhand eines Tiefpassfilters.

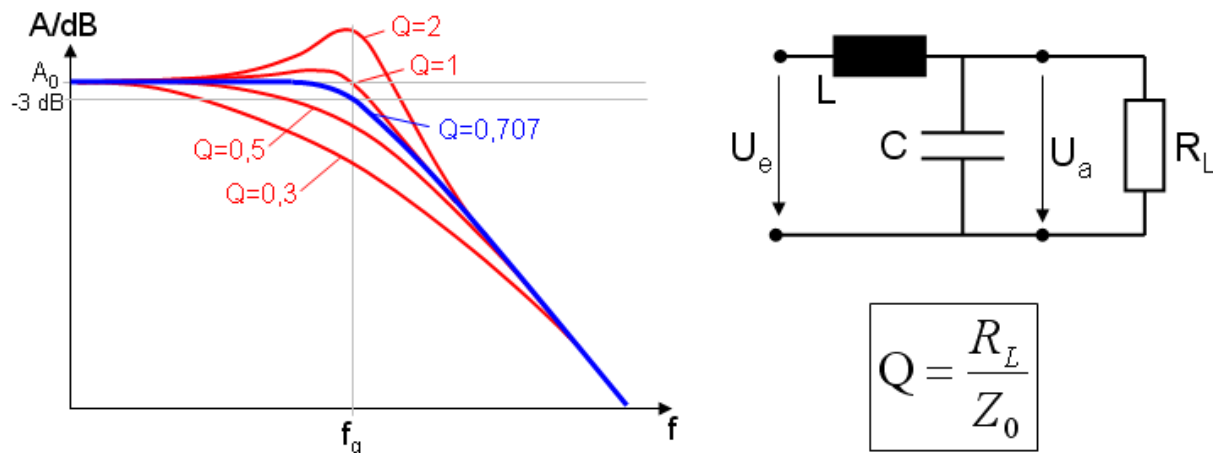


Abb. 4.14: Resonanzverhalten elektrischer Filter

Das Maß der Resonanzüberhöhung wird über die Güte Q (Kehrwert des Verlustfaktors d) definiert. Sie ist abhängig von der Impedanz des Schwingkreises und vom Lastwiderstand.

Hier ist der Lastwiderstand, die Impedanz der Piezokeramik, in der Nähe der Serienresonanz ($R_L = Z_{\text{Piezo}}(f_s)$). Die Filter müssen also entsprechend der Impedanz des Piezos ausgelegt bzw. angepasst werden. Optimale Tiefpasscharakteristik ergibt sich bei $Q = 0,707$, mit $Z_0 = \sqrt{2} \cdot R_L$. Geringere Güte führt zu einer ungewollten Dämpfung im Durchlassbereich und einem flacheren Verlauf der Übertragungsfunktion. Bei $Q > 0,707$ tritt in der Nähe der Grenzfrequenz eine Spannungsüberhöhung ein, die sich mit zunehmendem Q immer stärker ausprägt und schließlich zu einer Überschreitung der elektrischen Grenzen des Systems führen kann.

Bei der Filterdimensionierung muss die Kapazität der Piezokeramik (C_e) mit einbezogen werden. Sie kann oftmals komplett anstelle des Ausgangskondensators des Filters verwendet werden. Der einfachste Filter (Tiefpass) besteht dann aus der piezoelektrischen Kapazität C_e und einer Induktivität.

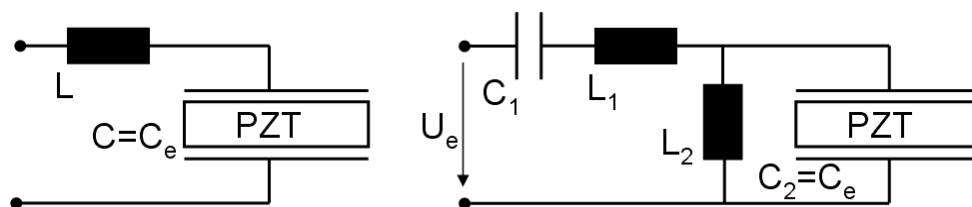


Abb. 4.15: LC-Filter mit Berücksichtigung der Piezo-Kapazität

Die Filtertechnik ist ein mathematisch aufwändiges und kompliziertes Gebiet, das in der Praxis viele störende Einflussfaktoren aufweist. So wird das Schwingverhalten von parasitären Elementen (Kapazitäten, Induktivitäten und Widerstände) und Temperatureinflüssen entscheidend mitbestimmt. Es gibt dazu entsprechende Spezialliteratur, auf die hier nicht weiter eingegangen wird.

5 Zusammenfassung

Die piezoelektrische Stelltechnik ist eine Sonderform elektromechanischer Antriebe und umfasst einen weiten Bereich ingenieurtechnischer Disziplinen. Die hier beschriebenen elektromechanischen Wandler verknüpfen Mechanik und Elektrotechnik über die Ersatzschaltbildtheorie, wodurch eine Beschreibung des mechatronischen Gesamtsystems möglich ist. Daneben sind noch Schwingungslehre und Filtertechniken von großer Bedeutung. Die Auslegung eines kompletten piezoelektrischen Antriebssystems erfordert neben Fertigkeiten in diesen Disziplinen auch Erfahrung im Umgang mit strukturdynamischer Simulation, die als Basis der Auslegung angewendet wird.

Wegen dieser Vielfalt an Disziplinen können die hier behandelten Themen nur einen groben Überblick über die piezoelektrische Stelltechnik und über herrschende Randbedingungen geben, die bei der Auslegung piezoelektrischer Aktoren zu berücksichtigen sind. Dennoch sollte hierdurch grundlegendes Verständnis für die Funktionsweise und den Aufbau piezoelektrischer Motoren vermittelt und Interesse an einem spannenden, interdisziplinären Themengebiet geweckt werden.

6 Literatur

- /1/ Ivers-Tiffée, E.; v. Münch, W.: Werkstoffe der Elektrotechnik. 10. Auflage, B. G. Teubner Verlag, Wiesbaden, 2007.
- /2/ Sheludew, I. S.: Elektrische Kristalle. Akademie-Verlag Berlin, 1975.
- /3/ Borchardt-Ott, W.: Kristallographie. Eine Einführung für Naturwissenschaftler. 7. Auflage, Springer Verlag, 2007.
- /4/ Frühauf, J.: Werkstoffe der Mikrotechnik. Carl Hanser Verlag, München, 2005.
- /5/ N. N.: de.wikipedia.org/wiki/Blei-Zirkonat-Titanat (abgerufen am 19.02.2007).
- /6/ Helke, G.: Piezoelektrische Keramiken. Cermtec, Keramische Zeitschrift 51 (1999) [12] und 52 (2000) [1].
- /7/ Jaffe, B.; Cook, W. R.; Jaffe, H.: Piezoelectric Ceramics. Academic Press London, New York, 1971.
- /8/ Cross, L. E.: Ferroelectric Ceramics: Tailoring Properties for Specific Applications in Ferroelectric Ceramics. Birkhäuser Verlag, Basel, Boston, London, 1993.
- /9/ Xu, Y.: Ferroelectric Materials and Their Applications. North Holland, 1991.
- /10/ Nye, J. F.: Physical Properties of Crystals. Oxford University Press, Oxford, 1979.
- /11/ Kittel, C.: Einführung in die Festkörperphysik. 8. Auflage. Oldenburg Verlag, München, 1989.
- /12/ Schinköthe, W.: Aktorik in der Feinwerktechnik, Skript zur Vorlesung. 8. Auflage, 2013.
- /13/ Kurosawa, M. K.; Kodaira, O.; Tsuchitōi, Y.; Higuchi, T.: Transducer for High Speed and Large Thrust Ultrasonic Linear Motor Using Two Sandwich-Type Vibrators. IEEE UFFC Transactions, vol. 45, no. 5, 1998.
- /14/ Vyshnevskyy, O.; Kovalev, S.; Wischnewskiy, W.: A Novel, Single-Mode Piezoceramic Plate Actuator for Ultrasonic Linear Motors. IEEE UFFC Transaction, vol. 52, no. 11, 2005.
- /15/ Kawai, K.; Asai, K.; Naito, S.; Fukui, T.: High Power Travelling-Wave Type Ultrasonic Motor. Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 34 pp. 2711-2714, Part 1 No 5, 1995.

- /16/ Yun, C.; Ishii, T.; Nakamura, K.; Ueha, S.; Akashi, K.: A High Power Ultrasonic Linear Motor Using a Longitudinal and Bednding Hybrid Bolt-Clamped Langevin Type Transducer. Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 40, pp 3773-3776, 2001.
- /17/ Uchino, K.; Giniewicz, J. R.: Micromechatronics. Marcel Dekker, New York, 2003.
- /18/ Uchino, K.: Piezoelectric Ultrasonic Motors: Overview. Smart Materials and Structures. 7. pp 279-285, IOP Publishing, UK, 1998.
- /19/ Ragulskis, K.; Bansevicius, R.; Barauskas, R.; Kulvietis, G.: Vibromotors For Precision Microrobots. Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1989.
- /20/ Piezo Nano Positioning Physik Instrumente: Gesamtkatalog 2005; Firma PI, Karlsruhe, Deutschland; 2007.
- /21/ Nanomotion: Nanomotion Products Overview. Yokneam, Israel; www.nanomotion.com [20.11.2007].
- /22/ Mason, W. P.: Physical Acoustics and the Properties of Solids. Van Nostrand. Princeton; USA; 1958.
- /23/ El Ghouti, N.: Hybrid Modelling of a Travelling Wave Piezoelectric Motor, Dissertation, Aalborg University, Denmark, 2000.
- /24/ Rothenhoefer, E.: Entwicklungsgrundlagen für piezoelektrische Ultraschallmotoren am Beispiel eines linearen Antriebs mit gekoppelten Moden. Dissertation, Universität Stuttgart, Deutschland, 2010.
- /25/ Uchino, K.; Hirose, S.; Takahashi, S.; De Vries, J. W. C.: High Power Characterization of Piezoelectric Materials. Journal of Electroceramics 21, 33-40, 1998.
- /26/ De Silva, C. W.: Mechatronics: An Integrated Approach. CRC Press, London, 2004.
- /27/ Tietze, U.: Halbleiterschaltungstechnik. Springer Verlag, 2002.
- /28/ Mohan, N.; Undeland, T.; Robbins, W.: Power Electronics. John Wiley, 2003.
- /29/ Stoll, D.: Einführung in die Nachrichtentechnik. AEG-Telefunken Fachbuchsonderausgabe für Studierende, 1979.
- /30/ Böhmer, E.; Ehrhardt, D.; Oberschelp, W.: Elemente der angewandten Elektronik. Vieweg und Teubner, 2007.
- /31/ v. Wangenheim, L.: Aktive Filter und Oszillatoren. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008.

Anhang

Beispiel einer analytischen Berechnung

Im Folgenden wird ein einfacher, aus einem Piezoplättchen bestehender Wandler, als Beispiel der analytischen Berechnung untersucht.

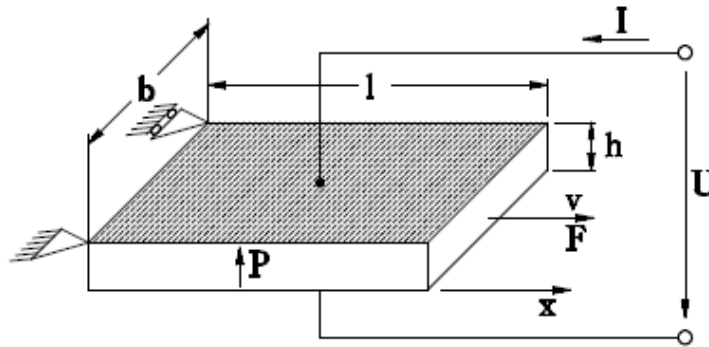


Abb. 0.1: Beispielwandler

Als Erstes soll der Übertragungsfaktor A für diesen Wandler bestimmt werden. Hierzu werden die Gleichungen (3.8) und (3.9) benutzt. Zusätzlich gilt für die Feldstärke:

$$E = \frac{U}{h} \quad (0.1)$$

Die mechanische Spannung ist aus dem Querschnitt berechenbar:

$$T = \frac{F}{b \cdot h} \quad (0.2)$$

Die Dehnung wird aus der Längenänderung, bezogen auf die Ausgangslänge, berechnet:

$$S = \frac{x}{l} \quad (0.3)$$

Aus der Ableitung der Längenänderung nach der Zeit folgt die Schwinggeschwindigkeit:

$$v = \frac{dx}{dt} = j\omega x = j\omega S l \quad (0.4)$$

Für den Strom gilt:

$$I = bl \frac{dD}{dt} = j\omega bl D \quad (0.5)$$

Setzt man die Beziehungen (0.1), (0.2), (0.4) und (0.5) in die Gleichungen (3.8) und (3.9) ein, so erhält man:

$$-Tbh = AEh - j\omega ZSl \quad (0.6)$$

$$j\omega bl D = Y_d Eh + jA\omega Sl \quad (0.7)$$

(0.6) und (0.7) können umgeformt werden in:

$$T = \frac{j\omega Zl}{bh} S - \frac{A}{b} E \quad (0.8)$$

$$D = \frac{A}{b} S + \frac{Y_d h}{j\omega bl} E \quad (0.9)$$

Diese Gleichungen sind identisch mit den piezoelektrischen Zustandsgleichungen in der Schreibweise (1.8) und (1.10).

Der Übertragungsfaktor A kann deshalb durch Koeffizientenvergleich aus (0.9) und (1.10) bestimmt werden:

$$A = be \quad (0.10)$$

Mit dem Zusammenhang $e = d c_E$ kann die Gleichung (0.10) als Funktion der Ladungskonstante d geschrieben werden. Geht man außerdem von den Vektoren und Matrizen zu skalaren Gleichungen über, so kann (0.10) durch die richtungsabhängige Ladungskonstante d_{31} und den richtungsabhängigen E-Modul c_{11} ausgedrückt werden:

$$A = b \cdot d_{31} \cdot c_{11}^E \quad (0.11)$$

Für die Abmessungen des Wandlers ($b = 10 \text{ mm}$, $l = 20 \text{ mm}$, $h = 1 \text{ mm}$) und die Materialdaten für eine PXE5 Keramik ($d_{31} = -190 \cdot 10^{-12} \text{ C/N}$, $\rho = 7,7 \cdot 10^3 \text{ Kg/m}^3$, $c_{11}^E = 6,667 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$, $\varepsilon_{33}^T = 1,77 \cdot 10^8 \text{ F/m}$) ist A :

$$A = -0,12673 \frac{\text{C}}{\text{m}}$$

Mit dem Übertragungsfaktor A können die elektrischen Ersatzgrößen nach (3.7) bestimmt werden.

$$C_m = \frac{A^2}{K} = \frac{A^2 \cdot l}{c_{11} \cdot b \cdot h} = 4,814 \cdot 10^{-10} \text{ F}$$

$$L_m = \frac{m}{3A^2} = \frac{\rho \cdot b \cdot l \cdot h}{3A^2} = 3,199 \cdot 10^{-2} \text{ H}$$

Der Faktor $1/3$ bei der Berechnung von L_m wurde eingeführt, da wegen der einseitigen Einspannung des Piezoplättchens nur ca. $1/3$ seiner Masse effektiv schwingt. Mit den beiden Ersatzgrößen kann die Serienresonanzfrequenz f_s mit Gleichung (3.5) bestimmt werden:

$$f_s = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_1 \cdot C_1}} = 40.557 \text{ Hz}$$

Für die Parallelresonanzfrequenz f_p nach (3.16) benötigt man noch die Kapazität des Plättchens (Plattenkondensator):

$$C_0 = \epsilon_{33}^T \frac{b \cdot l}{h} = 3,54 \cdot 10^{-9} \text{ F}$$

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{C_0}{L_1 \cdot C_1 \cdot C_0}} = 43.224 \text{ Hz}$$

Für den Kopplungsfaktor ergibt Gleichung (3.27) schließlich:

$$k_{eff} = \sqrt{\frac{f_p^2 \cdot f_s^2}{f_p^2}} = 34,58 \%$$

Die hier durchgeführte Berechnung an einem frei schwingenden Piezoplättchen ist unter Betriebsbedingungen (Vorspannung und Rückwirkung angrenzender Mechanik) in der Regel nicht durchführbar, da die mechanischen Parameter dann meistens nicht mehr durch einfache Gleichungen mit geschlossenen Lösungen berechnet werden können. Über die FEM können die Betriebsbedingungen näherungsweise berücksichtigt werden. Letztendlich ermöglicht nur die elektrische Betrachtungsweise die mechanischen Größen des Gesamtsystems mit elektrotechnischen Messmethoden exakt zu bestimmen.