

***Konzeption, Ansteuerung und Eigenschaften
schneller piezoelektrischer Trägheitsmotoren***

zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN (Dr.-Ing.)
der Fakultät für Maschinenbau
der Universität Paderborn

genehmigte
DISSERTATION

von
Dipl.-Ing. Matthias Hunstig
aus Paderborn

Tag des Kolloquiums: 9. Mai 2014
Referent: Prof. Dr.-Ing. habil. Walter Sextro
Korreferent: Prof. Dr. Jörg Wallaschek

Vorwort

Diese Arbeit entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Mechatronik und Dynamik der Fakultät für Maschinenbau der Universität Paderborn. Als ich im Januar 2008 meine Tätigkeit dort begann, leitete Dr.-Ing. Tobias Hemsel den Lehrstuhl. Ihm danke ich für das in mich gesetzte Vertrauen, die gewährte Freiheit bei der Wahl meiner Forschungsthemen und die fortwährende, vielfältige Unterstützung. Im März 2009 übernahm Prof. Dr.-Ing. habil. Walter Sextro die Lehrstuhlleitung. Ihm gilt mein Dank für das Interesse an meiner Arbeit, die Möglichkeit, diese auch unter seiner Leitung fortzusetzen, zahlreiche hilfreiche Anregungen sowie für die Übernahme des Erstgutachtens in meinem Promotionsverfahren. Prof. Dr.-Ing. Jörg Wallaschek danke ich für die Übernahme des Zweitgutachtens und Prof. Dr.-Ing. Detmar Zimmer und Dr.-Ing. Tobias Hemsel für das Mitwirken in meiner Promotionskommission als Vorsitzender bzw. Beisitzer.

All meinen Kollegen am Lehrstuhl für Mechatronik und Dynamik, insbesondere der „guten Seele“ des Lehrstuhls, Marina Kassühlke, gilt mein Dank für die stets angenehme Atmosphäre und das gute kollegiale Miteinander. Für anregende fachliche Diskussionen und die gute Zusammenarbeit bei verschiedenen Forschungsprojekten danke ich neben Dr.-Ing. Tobias Hemsel besonders Dr.-Ing. Waleed Al-Ashtari und Dipl.-Ing. Peter Bornmann sowie Dr.-Ing. Walter Littmann, von dessen großem Erfahrungsschatz im Bereich der Piezo- und Ultraschalltechnik ich wiederholt profitieren durfte. Dipl.-Ing. Martin Liekenbröcker danke ich für die hervorragende technische Unterstützung bei allen Laborarbeiten.

Bei meinen Eltern bedanke ich mich für die Förderung meines Technikinteresses bereits in jungen Jahren und ihre ununterbrochene Unterstützung. Zu guter Letzt und ganz besonders danke ich meiner Frau Gisela Sander für ihr Interesse an meiner Forschung, ihre Liebe und ihren steten Rückhalt.

Paderborn, im Mai 2014

Matthias Hunstig

Kurzfassung

Piezoelektrische Trägheitsmotoren nutzen die Trägheit einer bewegten Masse, um diese über einen ununterbrochenen Reibkontakt schrittweise zu bewegen. Wegen ihres einfachen Aufbaus und ihrer guten Miniaturisierbarkeit werden diese Motoren zunehmend in Konsumgütern eingesetzt. Die Geschwindigkeit ist eine wichtige Motorkenngröße, eine allgemeingültige Analyse des Motorprinzips existiert jedoch bisher nicht.

Nach einer Definition von Trägheitsmotoren werden anhand eines Modells eines translatorischen piezoelektrischen Trägheitsmotors verschiedene idealisierte Anregungssignale hergeleitet. Eine Analyse des Motorverhaltens zeigt, dass der verbreitete Betrieb von Trägheitsmotoren mit Haft- und Gleitphasen für das Erreichen hoher Geschwindigkeiten ungeeignet ist. Aus den idealisierten Signalen für den schnellen dauergleitenden Betrieb werden frequenzbeschränkte Signale für den Betrieb mit realen Aktoren abgeleitet. Das Verhalten bei Anregung mit diesen Signalen wird bezüglich Geschwindigkeit, Effizienz, Haltbarkeit und Kraft verglichen. Zudem wird ein Verfahren beschrieben, mit dem die Bewegung hochfrequent angeregter Trägheitsmotoren periodenweise berechnet und wichtige Motorkenngrößen direkt berechnet werden können. Zur Validierung der theoretischen Ergebnisse wird ein Versuchsmotor aufgebaut und mit unterschiedlichen Signalen angeregt, es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Modell. Die Ergebnisse dieser Arbeit geben wertvolle Einblicke in die Funktion schneller Trägheitsmotoren und sind nützlich für ihre weitere Entwicklung und die Erweiterung ihres Einsatzbereichs.

Abstract

Piezoelectric inertia motors use the inertia of a body to incrementally drive it through an uninterrupted friction contact. Because of their simple structure and good miniaturizability, they are increasingly used in consumer goods. The velocity of these motors is an important parameter, but a general investigation of their working principle is not known to date.

After a definition of inertia motors, a model of a translatory piezoelectric inertia motor is used to derive different idealized excitation signals. An investigation of the motor characteristics shows that the common operation of inertia motors with alternating phases of stiction and sliding friction is inappropriate for reaching high velocities. Frequency-limited signals for real actuators are derived from the idealized sliding-only signals for fast inertia motors. The characteristics of a motor driven with these signals are compared regarding velocity, efficiency, durability, and force. Additionally, a method for period-wise simulation of high-frequency inertia motors is described, which also allows direct calculation of important motor characteristics. A test motor is constructed to validate the theoretical results and driven with different signals. A good agreement between measurement and model is found. The results of this work give important insights into the operation of fast inertia motors, are useful for their further development and can enhance their field of application.

Vorveröffentlichungen

Teile der vorliegenden Dissertation oder Vorarbeiten hierzu wurden bereits in den nachfolgenden Artikeln veröffentlicht.

Begutachtete Zeitschriftenartikel

HUNSTIG, M. ; HEMSEL, T.: Drive Signals for Maximizing the Velocity of Piezoelectric Inertia Motors. In: *Journal of the Korean Physical Society* 57 (2010), Nr. 41, S. 938–941

HUNSTIG, M. ; HEMSEL, T.: Parameter Identification and Model Validation for the Piezoelectric Actuator in an Inertia Motor. In: *Journal of the Korean Physical Society* 57 (2010), Nr. 41, S. 952–954

HUNSTIG, M. ; HEMSEL, T. ; SEXTRO, W.: Modelling the friction contact in an inertia motor. In: *Journal of Intelligent Material Systems and Structures* 24 (2013), Nr. 11, S. 1380–1391

HUNSTIG, M. ; HEMSEL, T. ; SEXTRO, W.: Stick-slip and slip-slip operation of piezoelectric inertia drives. Part I: Ideal excitation. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 200 (2013), S. 90–100

HUNSTIG, M. ; HEMSEL, T. ; SEXTRO, W.: Stick-slip and slip-slip operation of piezoelectric inertia drives—Part II: Frequency-limited excitation. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 200 (2013), S. 79–89

Begutachtete Beiträge in Tagungsbänden

HUNSTIG, M. ; HEMSEL, T.: Modellbasierte Entwicklung piezoelektrischer Trägheitsmotoren. In: *6. Paderborner Workshop Entwurf mechatronischer Systeme*. Paderborn : HNI-Verlagsschriftenreihe, 2009, S. 85–96

HUNSTIG, M. ; HEMSEL, T. ; SEXTRO, W.: Anregungskonzepte und Modellierung piezoelektrischer Trägheitsmotoren. In: *7. Paderborner Workshop Entwurf mechatronischer Systeme*. Paderborn : HNI-Verlagsschriftenreihe, 2010, S. 129–141

Nicht begutachtete Beiträge in Tagungsbänden

HUNSTIG, M. ; HEMSEL, T. ; SEXTRO, W.: Improving the Performance of Piezoelectric Inertia Motors. In: *ACTUATOR 10 Conference Proceedings*. Bremen : Wirtschaftsförderung Bremen, 2010, S. 657–661

HUNSTIG, M. ; HEMSEL, T. ; SEXTRO, W.: Analysis of Different Operation Modes for Inertia Motors. In: *ACTUATOR 12 Conference Proceedings*. Bremen : Wirtschaftsförderung Bremen, 2012, S. 761–764

HUNSTIG, M. ; HEMSEL, T. ; SEXTRO, W.: An Efficient Simulation Technique for High-Frequency Piezoelectric Inertia Motors. In: *2012 International Ultrasonics Symposium*, IEEE, 2012, S. 277–280

HUNSTIG, M.; HEMSEL, T.; SEXTRO, W.: High-Velocity Slip-Slip Operation of Piezoelectric Inertia Motors – Experimental Validation. In: *Proceedings of 10th International Workshop on Piezoelectric Materials and Applications and 8th Energy Harvesting Workshop*. Hannover, Berichte aus dem IDS, 2013, S. 16–18

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	xi
1 Einleitung	1
1.1 Aufbau der Arbeit	6
2 Grundlagen von Trägheitsmotoren	7
2.1 Definition	7
2.2 Einsatz zur Krafterzeugung	16
2.3 Reibkontakt	17
2.4 Festkörperaktor	23
2.5 Elektrische Ansteuerung	24
3 Konzepte für den Betrieb von Trägheitsmotoren mit hoher Geschwindigkeit	33
3.1 Modellbildung	33
3.2 Funktionsvoraussetzungen	35
3.3 Definition charakteristischer Größen	37
3.4 Geschwindigkeitsmaximierter Betrieb mit idealisierter Anregung	41
4 Betrieb von Trägheitsmotoren mit frequenzbeschränkter Anregung	63
4.1 Frequenzbeschränkte Anregungssignale	63
4.2 Zusätzliche Kenngrößen für den realen Betrieb	67
4.3 Eigenschaften bei frequenzbeschränkter Anregung	77
4.4 Einfluss von Aktorhub und -bandbreite	82
5 Simulation und Eigenschaften hochfrequent betriebener Trägheitsmotoren	85
5.1 Periodenweises Simulationsverfahren	85
5.2 Einfluss der Reibkraft auf die Motoreigenschaften	92
6 Aufbau und Modellierung eines Versuchsmotors	95
6.1 Aufbau des Versuchsmotors	95
6.2 Spannungsgesteuerter dynamischer Betrieb piezoelektrischer Aktoren in Trägheitsmotoren	101
6.3 Dynamische Charakterisierung des Stators	105
6.4 Modellierung des Reibkontakts	107
7 Betrieb des Versuchsmotors	125
7.1 Versuchsaufbau	125
7.2 Versuchsdurchführung	127
7.3 Ergebnisse	132
7.4 Vergleich von Messung und Simulation	139

8	Empfehlungen für den Bau schneller Trägheitsmotoren	143
9	Zusammenfassung	147
	Literaturverzeichnis	151
A	Anhang	171
A.1	Hersteller von Trägheitsmotoren	171
A.2	Vorzeichen der charakteristischen Beschleunigungen	172
A.3	Anlaufverhalten von Trägheitsmotoren	173
A.4	Fehlerabschätzung für die quasistatische Nutzung eines modalen Aktor- modells	175
A.5	Simulationsalgorithmus	176
A.6	Abschätzung der maximalen im Aktor auftretenden Zugspannung	177
A.7	Dynamikkompensation anhand des diskreten Übertragungsverhaltens für instationäre, nicht-periodische Signale	178
A.8	Korrelationskoeffizient und Korrelationsfunktion	179

Nomenklatur

Aus Gründen der Kompaktheit enthält dieses Verzeichnis verwendeter Formelzeichen nur Zeichen, die an mehreren Stellen verwendet werden oder von wesentlicher Bedeutung sind.

Die Differenz zwischen Maximal- und Minimalwert einer schwingenden Größe wird in dieser Arbeit nach DIN 40110 Teil 1 (März 1994) als Schwingungsbreite bezeichnet.

α	Kopplungsfaktor zwischen elektrischem und mechanischem Verhalten eines piezoelektrischen Wandlers
γ	Steigungswinkel des Trägheitsmotors
δ_p	Haltbarkeitsindikator in Periode p
δ_∞	Haltbarkeitsindikator im stationären Zustand
ζ_p	Geschwindigkeitseffizienz in Periode p
ζ_∞	Geschwindigkeitseffizienz im stationären Zustand
$\kappa = a_R/a_0^+$	Beschleunigungsfaktor für die Beschleunigungsphase der idealisierten Betriebsmodi mit parabolischer Sägezahnanregung
$\lambda = v_{R,1}/v_{S,1}$	Geschwindigkeitsfaktor in der Beschleunigungsphase der idealisierten Betriebsmodi mit linearer Sägezahnanregung
μ_0	Haftwert
μ_d	Reibwert
σ	empirische Standardabweichung
$\sigma_k(n)$	Lanczos'scher σ -Faktor zur Multiplikation mit den Fourier-Koeffizienten der k . Harmonischen
τ	Länge der Phase steigender Statorauslenkung im idealisierten Betrieb
$\varphi =$ $(\varphi_1 \varphi_2 \dots \varphi_n)$	Zeilenmatrix der Phasen der Harmonischen eines Signals
φ_k	Phase der k . Harmonischen einer Schwingung
ω	Kreisfrequenz
ω_1	Grund-Kreisfrequenz einer Schwingung, insbesondere der Anregung
$a_0(t)$	Losbrechbeschleunigung
a_0^+	Losbrechbeschleunigung bei positiver Beschleunigung der Stange
a_0^-	Losbrechbeschleunigung bei negativer Beschleunigung der Stange
$a_d(t)$	Schlittenbeschleunigung während der Gleitphase
a_d^+	Schlittenbeschleunigung während der Gleitphase bei positiver Relativgeschwindigkeit

a_d^-	Schlittenbeschleunigung während der Gleitphase bei negativer Relativgeschwindigkeit
a_k	Fourier-Koeffizient ($k \geq 0$)
a_R	Statorbeschleunigung in der Beschleunigungsphase der idealisierten Betriebsmodi mit parabolischer Sägezahnanregung
\hat{a}_R	Schwingungsbreite der Beschleunigung der Antriebsstange
$\bar{a}_{S,\text{abs}}$	mittlerer Betrag der Schlittenbeschleunigung
b_k	Fourier-Koeffizient ($k \geq 1$)
c	modale Steifigkeit eines piezoelektrischen Wandlers
c_L	Steifigkeit einer Lastfeder
C	elektrische Kapazität eines piezoelektrischen Wandlers (bei mechanischer Einspannung)
d	modale Dämpfungskonstante eines piezoelektrischen Wandlers
$\mathbf{d} =$ ($d_1 d_2 \dots d_n$)	Zeilenmatrix der Amplituden der Harmonischen eines Signals
$\mathbf{d}^* = \mathbf{d}/\hat{x}_R$	normalisierte Amplituden-Zeilenmatrix
d_k	Amplitude der k . Harmonischen einer Schwingung
$d_{S,k}$	Amplitude der k . Harmonischen der Schlittengeschwindigkeit
f	Frequenz
$f_0 =$ $\sqrt{a_0^+ / (2x_{R,\text{max}})}$	Basisfrequenz für die Anregung eines Trägheitsmotors
f_1	Grundfrequenz des Anregungssignals
f_k	Frequenz der k . Harmonischen des Anregungssignals
$f_n = n \cdot f_1$	Frequenz der n . und höchsten Harmonischen des Anregungssignals
f_{zul}	maximal zulässige Betriebsfrequenz (eines piezoelektrischen Aktors)
$F(t)$	auf einen piezoelektrischen Aktor wirkende Kraft
\hat{F}	monofrequente Kraft (komplexe Darstellung)
$F_c(t)$	Normalkraft im Reibkontakt
F_c	konstante Normalkraft im Reibkontakt
$F_{cL,\infty}$	mittlere Federkraft einer Lastfeder im stationären Zustand
$F_f(t)$	Tangentialkraft im Reibkontakt
F_{f0}	Losbrechkraft
F_{fd}	Reibkraft
F_{fh}	Haftkraft
$F_g = m_S g$	Gewichtskraft des Schlittens
$F_x(t)$	in x -Richtung auf den Schlitten wirkende externe Kraft
F_x	in x -Richtung auf den Schlitten wirkende konstante externe Kraft
$F_z(t)$	in z -Richtung auf den Schlitten wirkende externe Kraft

F_z	in z -Richtung auf den Schlitten wirkende konstante externe Kraft
g	Gravitationskonstante
$G(\omega) = X(\omega)/U(\omega)$	diskrete Funktion zur Beschreibung des Übertragungsverhaltens eines piezoelektrischen Wandlers
$i(t)$	elektrischer Strom
\hat{i}	Amplitude eines monofrequenten Wechselstroms
$\hat{\underline{i}}$	monofrequenter Wechselstrom (komplexe Darstellung)
\hat{i}_k	Amplitude der k . Harmonischen des Stroms
I	Effektivwert des Stroms
m	äquivalente Masse eines piezoelektrischen Wandlers
m_R	Masse der Antriebsstange eines Trägheitsmotors mit feststehendem Aktor
m_S	Masse des Schlittens eines Trägheitsmotors mit feststehendem Aktor
$M = m + m_R$	modale Ersatzmasse des Stators
n	Anzahl der Harmonischen in einem Signal
n_T	Anzahl der Diskretisierungspunkte pro Signalperiode
p	Periodennummer, auch Index verschiedener periodenbezogener Größen
p_{F0}	Periode drei Perioden bevor in den Betriebsversuchen der Betrag der gemessenen Kraft einen Schwellenwert überschreitet
$p_{F\max}$	Periode drei Perioden nachdem in den Betriebsversuchen der Betrag der gemessenen Kraft einen Schwellenwert überschreitet
p_q	Periode nach dem Start aus der Ruhe, in der die mittlere Schlittengeschwindigkeit \bar{v}_p das q -fache der Endgeschwindigkeit \bar{v}_∞ erreicht
$P_{f,p}$	mittlere in Periode p im Reibkontakt umgesetzte Reibleistung
$q(t)$	Ladung eines piezoelektrischen Wandlers
q	Grenzwert für die Bestimmung des näherungsweise Erreichens der Endgeschwindigkeit
q_p	Welligkeit der Schlittengeschwindigkeit in Periode p
q_∞	Welligkeit der Schlittengeschwindigkeit im stationären Zustand
$\hat{s}(t)$	dimensionsloses stufenförmiges Signal zur Modulation einer harmonischen Anregung
s_{\max}	Phasenverschiebung (in Diskretisierungspunkten), bei der die Abschätzung der Korrelationsfunktion $K_{\dot{x}_R\dot{x}_S,\text{biased}}(s)$ der Geschwindigkeitsverläufe von Stange und Schlitten ihr Maximum erreicht
s_{char}	„charakteristische Verschiebung“ nach Altpeter [4]
S	elektrische Scheinleistung
t	Zeit
t^+	Zeit in einer Periode mit $\dot{x}_R(t) > \dot{x}_S(t)$
$t^- = T - t^+$	Zeit in einer Periode mit $\dot{x}_R(t) < \dot{x}_S(t)$

t_q	Zeit, in der nach dem Start aus der Ruhe die mittlere Schlittengeschwindigkeit \bar{v}_p das q -fache der Endgeschwindigkeit \bar{v}_∞ erreicht
Δt_1	Länge der (ersten) Beschleunigungsphase in den idealisierten Betriebsmodi
Δt_2	Länge der Abbremsphase im idealisierten Haft-Gleit-Betrieb und im idealisierten diskreten Gleit-Gleit-Betrieb mit parabolischer Sägezahnanregung
$\Delta t_{2,p}$	Länge der Abbremsphase in Periode p im idealisierten kontinuierlichen Gleit-Gleit-Betrieb mit parabolischer Sägezahnanregung
Δt_3	Länge der Beschleunigungsphase im idealisierten Gleit/Haft-Gleit-Betrieb mit linearer Sägezahnanregung
T	Periode des Anregungssignals eines Trägheitsmotors
$u(t)$	elektrische Spannung an einem piezoelektrischen Wandler
\hat{u}	Amplitude einer monofrequenten elektrischen Wechselspannung
$\hat{\underline{u}}$	monofrequente Wechselspannung (komplexe Darstellung)
\hat{u}_k	Amplitude der k . Harmonischen der elektrischen Spannung
u_{\max}	Maximalwert der elektrischen Spannung in den Betriebsversuchen
$U(\omega)$	Spannungsverlauf in diskreter Frequenzbereichsdarstellung
U	Effektivwert der elektrischen Spannung
$\bar{v}(t)$	mittlere Schlittengeschwindigkeit (Näherung)
\hat{v}	Geschwindigkeitsamplitude eines piezoelektrischen Aktors bei monofrequenter Anregung
$\hat{\underline{v}}$	monofrequente Geschwindigkeit (komplexe Darstellung)
\bar{v}_0	Anfangsgeschwindigkeit des Schlittens
\bar{v}_∞	mittlere Geschwindigkeit des Schlittens im stationären Zustand
v_1	Geschwindigkeit von Stange und Schlitten am Ende der Beschleunigungsphase im idealisierten Haft-Gleit-Betrieb
v_2	Geschwindigkeit von Stange und Schlitten am Ende der Abbremsphase im idealisierten kontinuierlichen Haft-Gleit-Betrieb
\hat{v}_k	Geschwindigkeitsamplitude der k . Harmonischen des Anregungssignals
\bar{v}_p	mittlere Geschwindigkeit des Schlittens in Periode p
v_r	Relativgeschwindigkeit zwischen Stange und Schlitten
$\bar{v}_{r,\text{abs}}$	mittlere absolute Relativgeschwindigkeit zwischen Stange und Schlitten
\hat{v}_R	Schwingungsbreite der Geschwindigkeit der Antriebsstange
$v_{R,1}$	Geschwindigkeit der Stange in der Beschleunigungsphase bei linearer Sägezahnanregung
$v_{R,\text{eff}}$	Effektivwert der Stangengeschwindigkeit
\hat{v}_S	Schwingungsbreite der Geschwindigkeit des Schlittens im stationären Zustand
$v_{S,1}$	Geschwindigkeit des Schlittens am Ende der Beschleunigungsphase im idealisierten diskreten Gleit-Gleit-Betrieb

$v_{S,\text{eff}}$	Effektivwert der Schlittengeschwindigkeit
$v_{S,\text{min},p}$	minimale Schlittengeschwindigkeit in Periode p
$v_{S,\text{min},\infty}$	minimale Schlittengeschwindigkeit im stationären Zustand
$v_{S,\text{max},p}$	maximale Schlittengeschwindigkeit in Periode p
$v_{S,\text{max},\infty}$	maximale Schlittengeschwindigkeit im stationären Zustand
$\Delta\bar{v}_p$	Änderung der mittleren Schlittengeschwindigkeit \bar{v}_p in Periode p
V_p	Verschleißvolumen in Periode p
w	Faktor zur Berechnung des Reibverschleißes
$W_{f,p}$	in Periode p im Reibkontakt dissipierte Energie
$x(t)$	Auslenkung eines piezoelektrischen Wandlers
$x_{cL,\infty}$	mittlere Verformung einer Lastfeder im stationären Zustand
$x_R(t)$	Position des Stators / der Stange
$\dot{x}_R(t)$	Geschwindigkeit des Stators / der Stange
$\dot{x}_{R,\text{inplane}}(t)$	Geschwindigkeit des Stators / der Stange, mit einem In-Plane-Vibrometer gemessen
$\ddot{x}_R(t)$	Beschleunigung des Stators / der Stange
\hat{x}_R	wahrer Aktorhub (Schwingungsbreite der Auslenkung)
$x_{R,\text{max}}$	maximal zulässiger Aktorhub
$x_{\text{soll}}(t)$	Soll-Wegverlauf
$x_S(t)$	Position des Schlittens
$\dot{x}_S(t)$	Geschwindigkeit des Schlittens
$\ddot{x}_S(t)$	Beschleunigung des Schlittens
\bar{x}_S	mittlere Position des Schlittens
$\bar{x}_\infty = \bar{v}_\infty \cdot T$	Weg des Schlittens pro Anregungsperiode im stationären Zustand = „Schrittgröße“ des Motors
\hat{x}_S	Schwingungsbreite der Schlittenposition im stationären Zustand (bei Fahrt gegen eine Feder)
$x_{S,1}$	Position des Schlittens am Ende der Beschleunigungsphase im idealisierten diskreten Gleit-Gleit-Betrieb
$x_{S,3}$	Position des Schlittens am Ende der Beschleunigungsphase im idealisierten kontinuierlichen Gleit-Gleit-Betrieb mit linearer Sägezahnanregung
$X(\omega)$	Auslenkungsverlauf in diskreter Frequenzbereichsdarstellung
$X_{\text{soll}}(\omega)$	Soll-Auslenkung in diskreter Frequenzbereichsdarstellung
\underline{y}_{11}	Kurzschlussingangsamittanz eines piezoelektrischen Wandlers
\underline{y}_{12}	Kurzschlusskernadmittanz rückwärts eines piezoelektrischen Wandlers
\underline{y}_{21}	Kurzschlusskernadmittanz vorwärts eines piezoelektrischen Wandlers
\underline{y}_{22}	Kurzschlussausgangsamittanz eines piezoelektrischen Wandlers

1 Einleitung

Das Entstehen einer Ladungsverschiebung bei der Verformung eines Körpers ist als direkter piezoelektrischer Effekt bekannt und wurde zuerst 1880 von den Brüdern Jacques und Pierre Curie beschrieben [344, S. 4–6]. Der umgekehrte Effekt, also die Verformung beim Anlegen einer elektrischen Spannung, wird als inverser oder reziproker, bisweilen auch unscharf als indirekter piezoelektrischer Effekt bezeichnet.

Piezoelektrische Festkörperaktoren, die diesen Effekt nutzen, werden besonders wegen ihrer hohen Dynamik und Auflösung seit langem in unterschiedlichsten Anwendungen eingesetzt. Ihr wesentlicher Nachteil in Positionierungsanwendungen ist der geringe Hub: Mit der in Aktoranwendungen dominierenden Blei-Zirkonat-Titanat-Keramik werden Dehnungen von etwa 1 ‰ bis 2 ‰ erreicht [250, S. 269; 376, S. 38]. Ein typischer Festkörperaktor von 10 mm Länge erreicht damit einen Hub von maximal 20 µm. Durch den Aufbau als Biegeumwandler [296] oder durch zusätzliche Mechanismen zur Hubvergrößerung [63] kann der Hub eines piezoelektrischen Aktors unter Vergrößerung des Bauraums und zu Lasten von Steifigkeit und stellbarer Kraft vervielfacht werden [250; 12, S. 287–289]. Hübe von mehreren Millimetern sind aber auch damit nur schwer erreichbar.

In piezoelektrischen Motoren werden viele dieser kleinen Hübe so akkumuliert, dass eine makroskopische und prinzipiell unbegrenzte Bewegung entsteht. Diese Bewegung kann linear oder rotatorisch sein und ist prinzipiell unbegrenzt. Piezoelektrische Motoren¹ haben als typische Vorteile eine im Vergleich zu elektromagnetischen Motoren hohe Kraft bei kleinem Bauraum, eine hohe Haltekraft im ausgeschalteten Zustand, ein sehr gutes Start-Stop-Verhalten und eine sehr gute Miniaturisierbarkeit bei gleichbleibender Leistungsdichte und Effizienz. Zudem sind sie vakuumtauglich und frei von Magnetfeldern [128].

Piezoelektrische Trägheitsmotoren benötigen zudem nur eine einphasige Ansteuerung, haben einen einfachen Aufbau aus wenigen Teilen und erreichen bei geeigneter Ansteuerung eine sehr hohe Auflösung bis in den Sub-Nanometer-Bereich. Sie existieren wie andere Piezomotoren in einer Vielzahl von Varianten. In allen erfolgt die Hubakkumulation unter Ausnutzung der Trägheit des angetriebenen Teils durch Reibkräfte von wechselnder

¹Im deutschen Sprachgebrauch beschreibt der Begriff „Aktor“ in mechatronischen Systemen allgemein das Gegenstück zu einem Sensor, welches eine Information unter Zufuhr von Hilfsenergie in eine physikalische Größe umsetzt [160; 164; 369]. Piezoelektrische Wandler sind nach diesem Verständnis Teil eines piezoelektrischen Aktors, der zusätzlich insbesondere aus der Leistungselektronik und ggf. einem Getriebe bestehen kann [166, S. 3]. In der englischsprachigen Literatur wird meist der Wandler selbst als Aktor (engl. „actuator“, daher auch oft dt. „Aktuator“) bezeichnet [108, S. 3–4; 49, S. 8–11]: „An actuator is a transducer that transforms drive energy into a mechanical displacement or force.“ [356, S. 1]

Auch in der Literatur zu piezoelektrischer Aktorik wird häufig ein piezoelektrischer Wandler allein als Aktor bezeichnet [12; 127, S. 1–4]. Oft werden zudem aktorisch eingesetzte piezoelektrische Wandler wie in dieser Arbeit unterschieden in (Festkörper-)Aktoren mit begrenztem Hub und Motoren mit prinzipiell unbegrenztem Hub [128; 302]. Andere Autoren sprechen bei dieser Unterscheidung von kontinuierlichen und diskontinuierlichen piezoelektrischen Antrieben [406, S. 9] oder von Piezoantrieben mit beschränkter und mit unbeschränkter Auslenkung [332, S. 254–270].

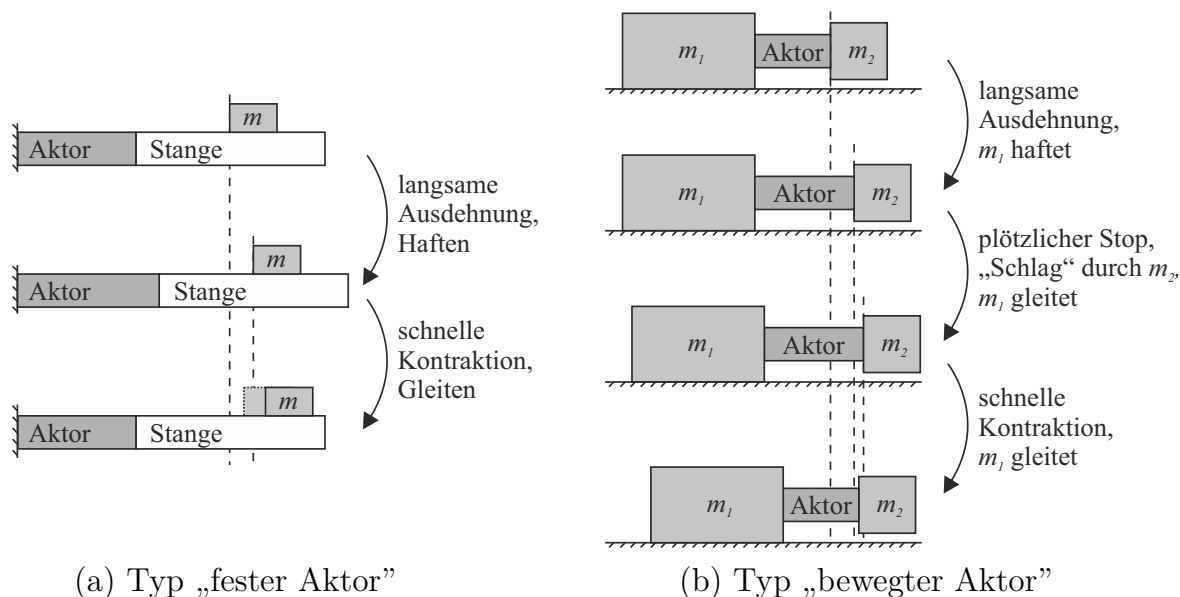


Abbildung 1.1: Schematischer Aufbau der zwei Grundformen von Trägheitsmotoren und ihre Funktionsweise im klassischen Haft-Gleit-Betrieb

Richtung in einem ununterbrochenen Reibkontakt. Wegen des dabei in vielen Motoren auftretenden kontinuierlichen Wechsels zwischen Haften und Gleiten sind Trägheitsmotoren auch als „Stick-Slip-Motoren“ bekannt. Einen recht abstrakten Ansatz zur systematischen Klassifizierung dieses Motortyps und einen Überblick über verschiedene Bauformen stellen Zhang et al. [408] vor. Tatsächlich lassen sich alle bekannten Realisierungen auf zwei Grundformen zurückführen. Diese sind zur Erläuterung des Funktionsprinzips in Abb. 1.1 mit jeweils einem Freiheitsgrad dargestellt. Das Unterscheidungskriterium ist dabei, ob der den Motor antreibende Festkörperaktor fest an das Gegenstück angebunden (Typ „fester Aktor“) oder Teil des bewegten Objekts ist (Typ „bewegter Aktor“).² Ein Motor mit mehreren Freiheitsgraden kann beide Typen kombinieren und z. B. lineare Bewegung mit festem Aktor und Rotation mit bewegtem Aktor erzeugen [45].

Abb. 1.1(a) veranschaulicht die Arbeitsweise eines Trägheitsmotors mit festem Aktor mit einem translatorischen Freiheitsgrad in einer vereinfachten Darstellung mit je einer Haft- und Gleitphase pro Zyklus. Im ersten Schritt, der Vortriebsphase, wird die Antriebsstange langsam in eine Richtung bewegt, die Beschleunigung der Stange ist gering. Die zum Mitbewegen der Masse m erforderliche Haftkraft H entspricht der Trägheitskraft der Masse und ist somit ebenfalls klein. Die Haftbedingung

$$|H| \leq \mu_0 F_N \quad (1.1)$$

mit der Losbrechkraft $\mu_0 F_N$, welche sich aus dem Haftwert μ_0 und der Normalkraft im Kontakt F_N berechnet, ist erfüllt, die Masse haftet an der Stange. Im zweiten Schritt, der Rückzugsphase, wird die Antriebsstange mit großer Beschleunigung zurückbewegt. Die zum Mitbewegen der Masse erforderliche Haftkraft ist größer als die Losbrechkraft – die Haftbedingung ist verletzt und die Masse gleitet auf der Stange. Erfolgt das Zurückziehen direkt nach der Ausdehnung des Aktors, gleitet die Masse aufgrund ihrer

²Die von Zhang et al. [408] vorgenommene zusätzliche Unterscheidung von Motoren mit bewegtem Aktor in zwei Typen ist in diesem Zusammenhang nicht sinnvoll, da sie nur davon abhängt, welcher Teil des Motors (m_1 oder m_2 in Abb. 1.1(b)) als zu bewegendes Objekt betrachtet wird.

kinetischen Energie weiter vorwärts, während die Antriebsstange zurückbewegt wird. Ist die Masse vor dem Zurückziehen in Ruhe, wird sie durch die Reibkraft zurückbewegt, die Rückwärtsbewegung ist jedoch kleiner als die Vorwärtsbewegung im ersten Schritt. Beide Fälle sind in Abb. 1.1(a) dargestellt. Insgesamt ergibt sich in jedem Fall eine Verschiebung der Masse, die durch Wiederholung des beschriebenen Ablaufs beliebig vervielfacht werden kann. Die Gesamtverschiebung ist nur durch die Länge der Antriebsstange begrenzt. Die ersten Beispiele für solche Motoren und das beschriebene Verständnis ihres Bewegungsablaufs sind die Motoren von Anders et al. [7] und Pohl [277]. Haften ist für das Funktionieren eines solchen Motors jedoch nicht notwendig. Wird die Antriebsstange in der Vortriebsphase ausreichend stark beschleunigt, tritt bereits hier Reibung auf und der Vortrieb der Masse erfolgt durch die Reibkraft. Die Masse bewegt sich bei geeigneter unsymmetrischer Ansteuerung dennoch in eine Richtung, da die Reibkraft in beide Richtungen in etwa gleich groß ist, jedoch unterschiedlich lange wirkt. Dieser „dauergleitende“ Betrieb mit zwei Gleitphasen ist bisher nur selten realisiert und beschrieben worden [203; 237; 251; 255]. Der tatsächliche Bewegungsablauf in einem Trägheitsmotor mit festem Aktor kann deutlich komplexer sein und aus einer Vielzahl von Haft- und Gleitphasen pro Zyklus bestehen.

In Trägheitsmotoren mit bewegtem Aktor wie in Abb. 1.1(b) ist an beiden Seiten des Aktors jeweils eine Masse befestigt. Eine dieser Massen ist im Reibkontakt mit dem Untergrund und bewirkt über diesen Kontakt eine Verschiebung des gesamten Motors. Die Arbeitsweise eines solchen Motors ist in Abb. 1.1(b) vereinfacht dargestellt, wie beim Motor mit festem Aktor mit einer Haftphase mit langsamer Ausdehnung und einer Gleitphase mit schneller Kontraktion. Analog zum Weitergleiten der Masse beim Motor mit festem Aktor kann bei ausreichend hoher Ausdehnungsgeschwindigkeit zusätzlich das schnelle Abbremsen nach der Ausdehnung des Aktors für eine positive Verschiebung genutzt werden: Die für das schnelle Abbremsen von m_2 benötigte Kraft ist größer als die maximale Haftkraft, m_1 reißt sich los und gleitet auf dem Untergrund. Die Gesamtverschiebung pro Zyklus setzt sich also aus bis zu zwei unterscheidbaren Schritten zusammen. Das erste Beispiel für einen Trägheitsmotor mit bewegtem Aktor und das beschriebene Verständnis seines Bewegungsablaufs stammt von Higuchi et al. [138]. Die Realisierung eines dauergleitenden Betriebs in einem Trägheitsmotor mit bewegtem Aktor ist bisher nicht bekannt.

Die makroskopische Geschwindigkeit eines Trägheitsmotors im stationären Zustand kann als Produkt aus der Schrittgröße, also dem Weg, den die Masse pro Zyklus zurücklegt, (üblicherweise im Bereich von einigen Nanometern bis zu einigen 10 μm) und der Wiederholrate (üblicherweise zwischen 100 Hz und mehreren 100 kHz) berechnet werden. Die erreichte Geschwindigkeit reicht abhängig von der Größe des Motors und dem Anwendungszweck von deutlich unter einem Millimeter pro Sekunde [138; 277; 290] bis zum bisher höchsten publizierten Wert von 0,75 m/s [252]. Trägheitsmotoren können in diesem auch als „Schrittmodus“ bekannten Betrieb prinzipiell unbegrenzte Wege stellen, ihre Positionsauflösung entspricht dabei der Schrittgröße.

Der Aufbau piezoelektrischer Trägheitsmotoren erlaubt einen zweiten, oft als „Scanning Mode“ [32; 60; 159; 200; 321] bezeichneten Betriebsmodus, bei dem die zu bewegende Masse (m beim Motor mit feststehendem Aktor, m_2 beim Motor mit bewegtem Aktor³)

³Laut Bergander [26, S. 38] ist üblicherweise m_1 , welche nur im Schrittbetrieb positioniert werden kann, die relevante zu bewegende Masse. Dieser Umstand hat jedoch mehr historische als technische Gründe, genauso gut kann in den meisten Fällen m_2 die Nutzlast des Motors beinhalten.

durch Ansteuerung des piezoelektrischen Aktors mit einer Gleichspannung mit einer Auflösung bewegt werden kann, die lediglich durch die Auflösung der Ansteuerungselektronik begrenzt ist und typischerweise unter 1 nm liegt [12; 170; 234; 321].

Als Erfinder piezoelektrischer Trägheitsmotoren werden gemeinhin entweder Pohl [277; 278] oder Higuchi et al. [138] genannt. Higuchi hat sich bereits in 1984 veröffentlichten Vorarbeiten [136] mit elektromagnetischen Mikropositionierungsantrieben beschäftigt, deren Prinzip er später [138] auf piezoelektrisch angetriebene Mechanismen übertrug und die damit als Vorläufer von Higuchis Trägheitsmotor gelten können. Aus heutiger Sicht gleichberechtigt zu erwähnen sind Anders et al. [7], die ihre Arbeiten im Juli 1986 auf derselben Konferenz⁴ wie Pohl vorgestellt haben, und deren Aufsatz annähernd zeitgleich zu denen von Pohl eingereicht und veröffentlicht wurde, jedoch eine erheblich geringere Resonanz erfahren hat⁵.

Diese ersten piezoelektrischen Trägheitsmotoren wurden als horizontal arbeitende Positionierungseinrichtungen entwickelt, z. B. für den Einsatz in der Mikroskopie. In den darauffolgenden Jahren beschäftigten sich zahlreiche Forschergruppen mit Trägheitsmotoren in unterschiedlichen Bauformen. Seit 1990 ist die Zahl der Veröffentlichungen zu Trägheitsmotoren kontinuierlich gestiegen⁶, dabei lag der Fokus der Anwendung weiterhin praktisch immer auf der Positionierung in der Mikroskopie, insbesondere in den damals neuen Rastertunnel- und anderen Rastersondenmikroskopen [34; 172; 222; 225; 248; 265; 282; 290]. Verbesserungen bezogen sich insbesondere auf die erreichbaren Steigungswinkel – durch geeignete Mechanismen zum schwerkraftunabhängigen Erzeugen der Anpresskraft wurde bald vertikale Bewegung möglich [2; 36; 210; 290] – und die Integration mehrerer Freiheitsgrade [34; 36; 144; 210; 322; 378].

Die Positionierung in Laboranwendungen wie Mikroskopie [79], Zellmanipulation [29; 195; 317] und Mikro-/Nanohandhabung [94; 287; 292] [382] ist auch heute ein Hauptanwendungsbereich von piezoelektrischen Trägheitsmotoren. Viele Firmen haben sich auf die Fertigung von Präzisions-Trägheitsantrieben für derartige Anwendungen spezialisiert, einige bieten auch Trägheitsmotoren für allgemeinere Anwendungen an. Abb. 1.2 gibt einen Überblick über die mit kommerziell verfügbaren Trägheitsmotoren erreichbaren Geschwindigkeiten und Kräfte. Je nach Bauform werden Stellkräfte bis 22 N oder Geschwindigkeiten bis 35 mm/s erreicht, die meisten Motoren erreichen jedoch weniger als 5 N und 5 mm/s. Verglichen mit anderen Arten piezoelektrischer Motoren ist das wenig, vgl. z. B. [330].

Zwar haben Higuchi et al. [141] bereits 1990 in einem Mikroroboter Trägheitsmotoren eingesetzt und Saito und Nagano [304] beschrieben 1991 Anwendungen in bildgebenden Geräten, jedoch finden sich erst seit Ende der 1990er Jahre vermehrt Veröffentlichungen zum Einsatz von Trägheitsmotoren außerhalb der Mikroskopie. In der anwendungsbezogenen Literatur überwiegt dabei gerade in den letzten Jahren neben der Mikropositionierung und Mikrorobotik [32; 44; 47; 382; 402] der Bereich miniaturisierter Konsumgüter [18], insbesondere Zoom- und Autofokus-Verstellmechanismen für miniaturisierte Digitalkameras, wie sie beispielsweise in Mobiltelefonen eingesetzt werden

⁴First International Conference on Scanning Tunneling Microscopy STM'86 in Santiago de Compostela, Spanien, 14. bis 18. Juli 1986; Band 181 der Zeitschrift „Surface Science“ ist der Tagungsband zu dieser Konferenz.

⁵Anzahl der Zitierungen laut Google Scholar (scholar.google.de) und laut Scopus (www.scopus.com) am 26.11.2012: Pohl [277]: 218 (Google Scholar) / 106 (Scopus); Anders et al. [7]: 21 / 5

⁶Eine Recherche bei scholar.google.com und scopus.com am 22.2.2013 zeigte eine Verdreifachung der Zahl der jährlichen Veröffentlichungen zu piezoelektrischen Trägheitsmotoren zwischen 1989 und 2012.

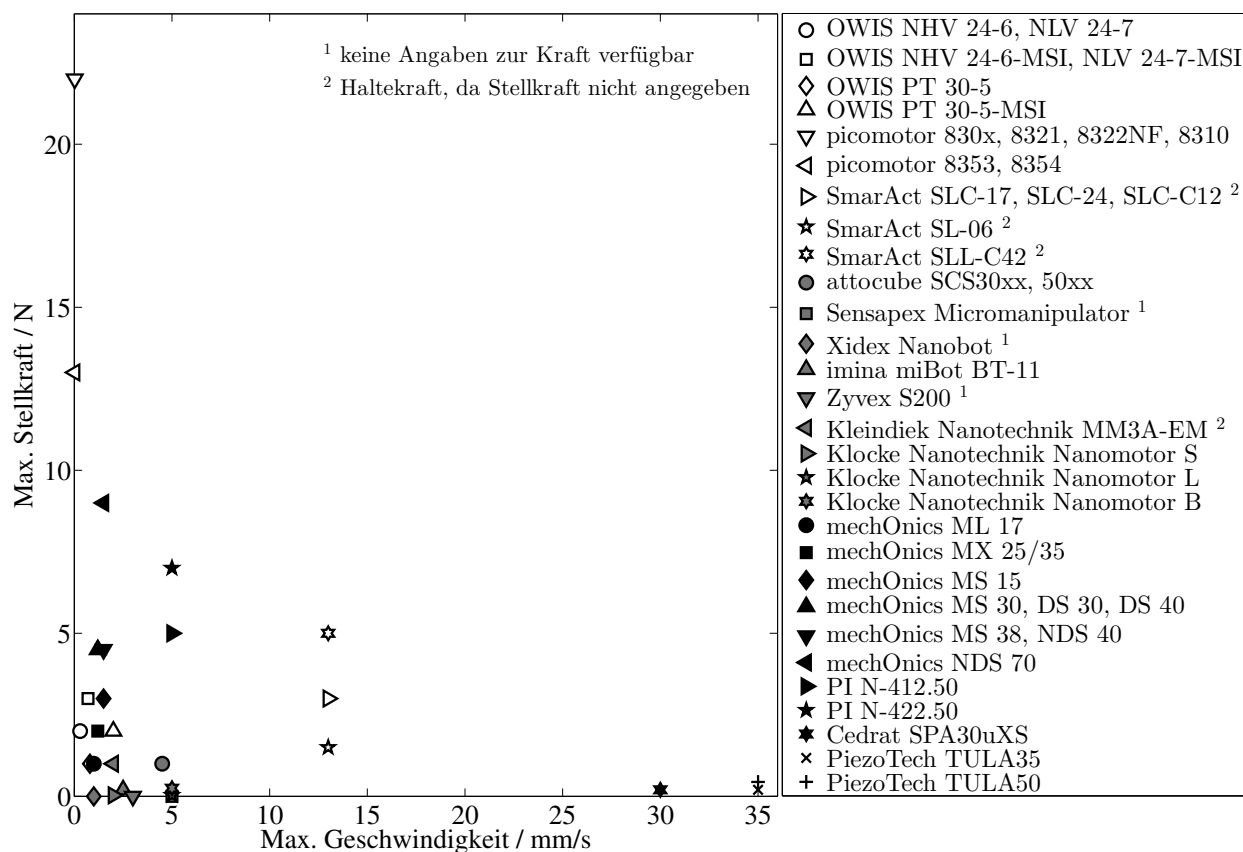


Abbildung 1.2: Maximale Stellkraft und Geschwindigkeit kommerziell verfügbarer translatorischer piezoelektrischer Trägheitsmotoren – nähere Informationen zu Herstellern und Datenquellen in Anhang A.1

[130; 190; 227; 259; 306; 354]. Andere Anwendungen sind beispielsweise Braille-Zeilen [132]. In kommerziellen Produkten übernehmen Trägheitsmotoren bereits Zoom, Fokussierung und Verwacklungsschutz in Digitalkameras von ehemals Konica Minolta [193; 227, S. 650203-7f], heute übernommen von Sony [328], und das Verschwenken von Überwachungskameras von Piezoelectric Technology [275].

Bei solchen massenproduzierten Konsumgütern sind die relevanten Aspekte grundsätzlich andere als bei Einzel- oder Kleinserienprodukten für den Einsatz im Labor oder in der Fertigung, beispielsweise beim Funkenerodieren [102]: Die erreichbaren Geschwindigkeiten und Kräfte, die Größe und der Wirkungsgrad des Motors, die Lebensdauer des piezoelektrischen Aktors und des Reibkontakts, der Ansteuerungsaufwand und nicht zuletzt die Fertigungskosten entscheiden, ob piezoelektrische Trägheitsmotoren eingesetzt werden. Eine genaue Positionierung ist meist weniger wichtig als eine hohe Motorgeschwindigkeit.

Der beschriebene Stand der Technik zeigt die Vielfalt piezoelektrischer Trägheitsmotoren und ihr potentiell breites, aber außerhalb von Feinpositionierungsanwendungen aktuell noch recht begrenztes Einsatzgebiet. Die Entwicklung dieser Trägheitsmotoren erfolgte jedoch stets sehr anwendungsbezogen. Es ist daher wahrscheinlich, dass bisherige Anwendungen das technische Potential piezoelektrischer Trägheitsmotoren nicht ausschöpfen. Eine allgemeingültige Analyse des Motorprinzips, welche z. B. zur systematischen Bestimmung des zur maximalen Geschwindigkeit führenden Verlaufs der Ansteuerspan-

nung und zur Bestimmung prinzipbedingter Leistungsgrenzen genutzt werden könnte, ist bis heute nicht bekannt.

Diese Forschungslücke soll mit dieser Arbeit geschlossen und damit eine fundierte Grundlage für die weitere Entwicklung piezoelektrischer Trägheitsmotoren und die Ausweitung ihres Einsatzbereichs gelegt werden. Dabei ist insbesondere zu klären, wie Trägheitsmotoren zum Erreichen hoher Geschwindigkeiten idealerweise betrieben werden, mit welchen elektrischen Ansteuerungssignalen reale Motoren diesem Ideal möglichst nahe kommen und welchen Einfluss unterschiedliche Parameter auf die Motorcharakteristik haben. Vorrangiges Ziel ist die Entwicklung schneller Motoren. Andere Aspekte wie Stellkraft, Verschleiß und Wirkungsgrad werden ebenfalls betrachtet, aber der Motorgeschwindigkeit untergeordnet. Es wird nur der die Geschwindigkeit bestimmende Schrittmodus piezoelektrischer Trägheitsmotoren untersucht, die Feinpositionierung im „Scanning Mode“ ist nicht Gegenstand dieser Arbeit.

1.1 Aufbau der Arbeit

In diesem Einleitungskapitel wurden das grundlegende Funktionsprinzip piezoelektrischer Trägheitsmotoren, ihre Entstehung und ihr Einsatz in unterschiedlichen Anwendungen betrachtet. Die Formen piezoelektrischer Trägheitsmotoren sind vielfältig und eine Abgrenzung von anderen Motortypen nicht immer trivial. Daher wird im folgenden Kapitel 2 zunächst eine im weiteren Verlauf verwendete Definition von Trägheitsmotoren vorgestellt und Trägheitsmotoren werden anhand dieser Definition mit mehreren ähnlichen Motorprinzipien verglichen. Anschließend wird der Stand der Technik von Trägheitsmotoren dargestellt, insbesondere bezüglich ihres Aufbaus und ihrer elektrischen Ansteuerung.

In Kapitel 3 wird ein Modell eines eindimensional arbeitenden translatorischen piezoelektrischen Trägheitsmotors aufgestellt. Ausgehend von diesem werden Auslenkungsverläufe für einen idealisierten piezoelektrischen Festkörperaktor hergeleitet, die bei verschiedenen Randbedingungen zur maximalen Geschwindigkeit des Motors führen. Das Motorverhalten wird anhand von Geschwindigkeit, Anlaufzeit, Welligkeit der Schlittenbewegung und Schrittgröße verglichen. In Kapitel 4 werden frequenzbeschränkte Formen der idealisierten Wegsignale hergeleitet, die von realen piezoelektrischen Aktoren gestellt werden können. Das Motorverhalten bei Anregung mit den verschiedenen frequenzbeschränkten Signalen wird neben den vorgenannten Kriterien auch bezüglich Effizienz, Haltbarkeit und Stellkraft verglichen. Kapitel 5 beschreibt ein Verfahren zur schnellen Simulation hochfrequent angeregter Trägheitsmotoren sowie daraus abgeleitete Eigenschaften dieser Art piezoelektrischer Trägheitsmotoren, welche die höchste Geschwindigkeit verspricht. Zur Validierung der theoretischen Ergebnisse wird ein Versuchsmotor aufgebaut. In Kapitel 6 sind sein Aufbau, die Charakterisierung der Statorodynamik und die Parameterbestimmung am Reibkontakt beschrieben. In Kapitel 7 werden die Betriebsversuche beschrieben und die Versuchsergebnisse mit Modellrechnungen verglichen.

Kapitel 8 gibt aus den theoretischen und experimentellen Erkenntnissen abgeleitete Empfehlungen für den Bau schneller Trägheitsmotoren und zeigt Ansätze für weiterführende Arbeiten auf. Schließlich fasst Kapitel 9 die Arbeit zusammen und setzt die Ergebnisse in Bezug zur Zielsetzung.

2 Grundlagen von Trägheitsmotoren

Heute existieren unzählige verschiedene Piezomotoren, darunter auch Trägheitsmotoren in einer Vielzahl von Formen und Anwendungen. Im Folgenden werden zunächst die unterschiedlichen Bezeichnungen für Trägheitsmotoren betrachtet, anschließend werden Trägheitsmotoren mit einer umfassenden Definition klar von anderen Motortypen abgegrenzt. Darauf aufbauend wird der Stand der Technik bezüglich der Nutzung der Stellkraft von Trägheitsmotoren sowie ihres mechanischen Aufbaus mit Reibkontakt und Festkörperaktor und ihrer elektrischen Ansteuerung dargestellt.

2.1 Definition

Seit der Erfindung der ersten piezoelektrischen Motoren in den 1940er Jahren [379] wurden zahlreiche verschiedene Typen von Piezomotoren entwickelt und veröffentlicht, teilweise als verbesserte Varianten existierender Motoren, teilweise mit neuen Funktionsprinzipien. Einen Überblick über die historische Entwicklung, die Funktionsweise und die vielfältigen Formen piezoelektrischer Ultraschallmotoren bieten die klassischen Arbeiten aus den 1990er Jahren von Sashida und Kenjo [307], Ueha und Tomikawa [357] und Uchino [352]. Aktuelle Übersichten hierzu unter Einbeziehung anderer Piezomotoren finden sich beispielsweise in den Arbeiten von Twiefel [350, S. 4–16] und Mracek [240, S. 4–30]. Selbst bei Betrachtung ausschließlich der Piezomotoren, die über das Laborstadium hinaus zu einem kommerziellen Einsatz hin weiterentwickelt wurden, fällt es schwer, einen Überblick über ihre Vielfalt zu behalten. Eine Klassifikation kann anhand unterschiedlicher Kriterien wie Vortriebsprinzip, Betriebsfrequenz, Schwingergeometrie, Schwingungsform oder der Zahl und Art der Freiheitsgrade erfolgen [357, S. 27–33; 350, S. 5; 409, S. 9]. Mehr oder weniger detaillierte Klassifizierungsschemata für Piezomotoren finden sich beispielsweise in den Arbeiten von Hemsel [128, S. 32], Spanner [329, S. 414] und Mracek [240, S. 20], beschränkt auf Ultraschallmotoren bei Ueha und Tomikawa [357, S. 27–33], Fernandez Lopez [95, S. 50] und Watson et al. [372, S. 223]. Zumindest grobe Klassifizierungen für Teilgebiete und/oder beschränkt auf spezielle Einsatzzwecke finden sich auch in praktisch allen anderen Arbeiten, die den Stand der Technik von Piezomotoren behandeln [44; 80; 129; 330; 353; 355; 367; 383; 406]. Die gewählten Klassifizierungsstrukturen unterscheiden sich jedoch und immer findet sich in der Literatur mindestens ein Motor, der nicht oder nicht eindeutig in die Struktur eingeordnet werden kann, sodass bis heute keine allgemein anerkannte umfassende Klassifizierungsstruktur für Piezomotoren existiert.

Im Fall piezoelektrischer Trägheitsmotoren ist schon die Bezeichnung in der Literatur nicht einheitlich. Der in Abb. 1.1 dargestellte Bewegungsablauf bestehend aus Haft- und Gleitphase hat insbesondere für Motoren mit feststehendem Aktor zur englischen Bezeichnung als „stick-slip mechanism“, „drive“, „actuator“ oder „motor“ [55; 60; 89; 120; 231; 241; 248; 322; 381] geführt, die auch Eingang in anderssprachige Veröffentlichungen

gefunden hat, z. B. als „Stick-Slip-Antrieb“ [284, S. V; 85; 114; 121] oder „Actionneur ‘Stick and Slip’“ [44]. Diese Bezeichnung ist jedoch nicht immer zutreffend und auch nicht eindeutig. Zum einen bildet sich, wenn Vor- und Rückbewegung des Aktors ausreichend schnell erfolgen oder von hochfrequenten Schwingungen überlagert sind, keine stabile Haftphase. Zum anderen existieren Motoren, z. B. der von Voigtländer et al. [365] entwickelte Nanopositionierer oder der „Haft-Klemm-Mechanismus“ von Lee et al. [206], die zum Vortrieb abwechselnde Haft- und Gleitphasen nutzen, jedoch nicht die Trägheit des bewegten Objekts.

Eine weitere verbreitete Bezeichnung für Trägheitsmotoren mit bewegtem Aktor ist „impact drive“. Diese Bezeichnung geht auf Higuchi et al. [140] zurück, die in den von ihnen entwickelten Trägheitsmotoren mit bewegtem Aktor [138] erstmals das schnelle Abbremsen einer Masse, das ähnlich einem Aufprall (engl. „impact“) auf die mit ihr verbundene zweite Masse wirkt, wie in Abb. 1.1(b) gezeigt für eine positive Verschiebung nutzten. Okamoto und Yoshida [255] griffen diese Bezeichnung für ihren Motor mit feststehendem Aktor auf und erweiterten sie zum „(smooth) impact drive“.

„Stick-slip drive“ und „impact drive“ werden gelegentlich auch als Gattungsbezeichnungen für Trägheitsmotoren mit feststehendem bzw. bewegtem Aktor verwendet [26, S. 36f; 288]. Diese Unterscheidung erscheint gerechtfertigt, da lediglich Trägheitsmotoren mit bewegtem Aktor eine Art „Schlag“ auf den Motor zum Erreichen einer zusätzlichen Verschiebung nutzen können. Diese Begründung wird aber in der Literatur nur selten [26, S. 37f] angeführt, die unterschiedliche Bezeichnung scheint eher historische Gründe zu haben. Meist wird „impact drive“ von Autoren verwendet, deren Arbeiten mehr oder weniger direkt auf den Arbeiten von Higuchi u. a. [138; 140] aufbauen, während „stick-slip drive“ o. ä. für Trägheitsmotoren jeglicher Bauform verwendet wird, auch für solche, die klar dem Typ „bewegter Aktor“ zuzuordnen sind, beispielsweise von Niedermann et al. [248] und Smith et al. [322].

Zesch [402] nimmt eine Unterscheidung anhand des Verhältnisses der bewegten Massen vor. Bezugnehmend auf eine Darstellung wie Abb. 1.1(b) schreibt er: „In its general form – both m_1 and m_2 are non-zero – the inertial drive is known as *Impact Drive* [...] The setup, when m_1 decreases towards zero, is often called *Stick-Slip Drive*.“ [402, S. 36] Diese Unterscheidung anhand des Verhältnisses der bewegten Massen findet sich auch bei Breguet [44, S. 12] und Driesen [80, S. 56]. Tatsächlich haben in Motoren mit bewegtem Aktor die Massen m_1 und m_2 i. A. etwa die gleiche Größenordnung, die Dynamik von Motoren mit festem Aktor kann durch Reduzierung der Masse der Antriebsstange erhöht werden. Jedoch ist auch für einen Trägheitsmotor mit bewegtem Aktor eine kleine Masse m_1 vorteilhaft und ein Motor mit festem Aktor kann auch bei gleichen Massen von Antriebsstange und Nutzlast funktionieren. Es ist daher fraglich, wie sinnvoll eine Unterscheidung anhand der Massenverhältnisse ist.

Das wesentliche und vom Aufbau und eingesetzten Aktortyp unabhängige Merkmal dieses Motortyps ist der Einsatz der Trägheit der bewegten Masse zum Antrieb derselben über einen Reibkontakt, in dem durchgängig oder zeitweise Gleiten auftritt. Zahlreiche Autoren bezeichnen diese Motoren daher als „inertial slider“, „inertial sliding drive“, „inertia slip drive“ oder ähnlich [34; 36; 41; 53; 129; 172; 204; 267; 282; 290; 337; 383], auch als übergreifende Bezeichnung bei Unterscheidung von „stick-slip drive“ und „inertial drive“ [26; 80; 402].

Die Zahl deutschsprachiger Veröffentlichungen zu diesem Thema ist gering, eine dominante deutsche Bezeichnung für diesen Motortyp kann daher noch schlechter als im

Englischen identifiziert werden. Recht verbreitet ist der leidlich eingedeutschte Begriff „Stick-Slip-Antrieb“ [284, S. V; 85; 114; 121]. Um die beiden wesentlichen Merkmale zu erfassen, wäre „Trägheits-Gleit-Motor“ eine treffende, aber auch sperrige und unetablierte Bezeichnung. In Anlehnung an englische Bezeichnungen wie „inertial translator“ [265], „inertial drive“ [29; 115; 384] oder „inertial piezomotor“ [18] wird daher in dieser Arbeit die auch von zahlreichen anderen Autoren¹ [185; 402, S. viii; 365, S. 10; 412; 332, S. 262; 258, S. N1–N19; 128, S. 34; 406, S. 17, als „Trägheitsaktor“] für Motoren mit feststehendem Aktor genutzte Bezeichnung „Trägheitsmotor“² verwendet. Für piezoelektrische Trägheitsmotoren wird im Folgenden die Abkürzung PTM verwendet.

Die Diskussion um ihre Bezeichnung zeigt die Vielfalt von Trägheitsmotoren und die Schwierigkeiten, die sich bei dem Versuch ergeben, Trägheitsmotoren klar zu definieren und damit von anderen Motoren abzugrenzen. Nach dem Studium von etwa 300 Veröffentlichungen zu Trägheitsmotoren und ähnlichen Motortypen wurde für diese Arbeit eine allgemeine Definition für Trägheitsmotoren aufgestellt. Mit dieser Definition ist ein weiter Bereich von Motoren abgedeckt, die sich in Aufbau und Einsatzzweck stark unterscheiden. Die Definition ist für einen Trägheitsmotor mit einem translatorischen Freiheitsgrad formuliert, gilt jedoch ebenso für rotatorische Freiheitsgrade und Motoren, in denen mehrere Freiheitsgrade kombiniert werden:

In einem Trägheitsmotor treibt ein Aktor mit begrenztem Hub, der eine Bewegung parallel zur Bewegungsachse des Motors ausführt, über einen ununterbrochen bestehenden Reibkontakt ein Objekt an. Das Objekt kann über einen Weg bewegt werden, der größer ist als der Hub des Aktors. Die Trägheit des Objekts ist dabei wesentlich für seine Bewegung.

Wie ein konkreter Motor einzuordnen ist, wird immer durch seine Konstruktion und durch seine elektrische Ansteuerung bestimmt. So wird der Trägheitsmotor-Schrittbetrieb als alternativer Antriebsmodus in mehreren Motoren eingesetzt, die vorzugsweise anders arbeiten, beispielsweise von Asumi et al. [15], Van de Vijver et al. [364, S. 24] und Voigtländer et al. [365, S. 10] und Trägheitsmotoren mit schnell veränderlicher Normalkraft können wie Stehwellenmotoren betrieben werden.

2.1.1 Abgrenzung von anderen Motorprinzipien

Verschiedene Arten von (Piezo-)Motoren nutzen ähnliche Mechanismen wie Trägheitsmotoren oder ähneln ihnen im Aufbau, was die Abgrenzung zu Trägheitsmotoren erschwert und in der Literatur bisweilen zu unterschiedlichen Einordnungen führt. Im Folgenden werden fünf solche Motorprinzipien zusammen mit einigen realisierten Aufbauten vorgestellt. Tabelle 2.1 nennt die vier wesentlichen Kriterien zur Bestimmung eines Trägheitsmotors, welche sich aus der obenstehenden Definition ergeben. Für jeden der fünf

¹Die meisten dieser Quellen sprechen von „Trägheitsantrieben“. Zur in der Antriebstechnik üblichen Betrachtung von Motoren als wesentlichster, aber nicht ausschließlicher Teil von Antrieben vgl. z. B. [373, S. 16–18] („Das Herzstück eines jeden elektrischen Antriebs ist sein Elektromotor.“, S. 17) oder [332, S. 14–21], wonach Antriebe sich aus Motoren und elektronischen Schaltungen zusammensetzen.

²Sowohl die deutsche als auch die englische Bezeichnung werden bisweilen auch für (fiktive) Motoren verwendet, die Vortrieb ohne Rückwirkung erzeugen sollen und damit gegen das dritte newtonsche Gesetz („actio est reactio“) verstoßen würden. Derartige Motoren finden sich oft in Science-Fiction-Literatur, wurden und werden aber auch tatsächlich entwickelt [233] und zum Patent angemeldet, beispielsweise von Davis [75] und Lasch [202]. Da das angenommene Funktionsprinzip offensichtlich gegen physikalische Grundgesetze verstößt, finden sich nur wenige kritische Auseinandersetzungen mit dieser Art von Motoren in der Literatur, beispielsweise bei Adams [1] und Millis und Thomas [233].

Tabelle 2.1: Kriterien zur Definition von Trägheitsmotoren und ihre Erfüllung durch verschiedene Typen überwiegend piezoelektrischer Motoren im Normalbetrieb

	Trägheitsmotor	Gleit-Schwingförderer	Motor mit zeitweisem Abheben (Inchworm-Motor u. a.)	Impulsmotor	Motor mit trägheitsunabhängigem Haften und Gleiten	Motor mit schräggestellten elastischen Stößeln	Stehwellenmotor	Wandwellenmotor
<ul style="list-style-type: none"> ● erfüllt ○ nicht erfüllt <p>¹ bauformabhängig</p>								
Antriebsaktor wirkt nur in Bewegungsachse des Motors	●	○	●	●	●	○	○	○
ununterbrochener Reibkontakt	●	●	○	●	●	●/○ ¹	○/● ¹	○
Vortrieb durch Reibkraft	●	●	●	○	●	●	●	●
Trägheit wesentlich für die Bewegung des Objekts	●	●	●/○ ¹	●	○	○	○	○

in den folgenden Abschnitten beschriebenen Motortypen sowie für klassische piezoelektrische Steh- und Wandwellenmotoren (auch als „Ultraschallmotoren“ bekannt, vgl. z. B. [357; 352, S. 265–286; 128, S. 35–56; 350, S. 4–16]) ist vermerkt, welche dieser Kriterien sie erfüllen. Nur Trägheitsmotoren erfüllen alle vier Kriterien, die obenstehende Definition eignet sich also zur klaren Abgrenzung von Trägheitsmotoren von anderen Motorprinzipien.

2.1.1.1 Gleit-Schwingförderer

Bereits lange vor der Entwicklung der ersten Trägheitsmotoren gehörten Schwingförderer zum Transport von z. B. Schüttgut, Maschinenteilen, Schrauben oder Muttern zum Stand der Technik. In der Literatur werden Schwingförderer u. a. danach unterschieden, ob die zu transportierenden Teile während des Fördervorgangs von der Fördereinrichtung abheben („Wurfprinzip“ [297, S. 11]) oder ob sie durchgängig mit ihr im Kontakt sind („Gleitprinzip“ [297, S. 11]). Parameswaran und Ganapathy [264, S. 89] schreiben über letzteren Typ: „These types [...] move the material forward in alternating 'stick' and 'slip' phases during each cycle.“ Dieser Typ von Schwingförderer hat also große Ähnlichkeiten zu Trägheitsmotoren, insbesondere zu solchen mit schnell veränderlicher Anpresskraft und/oder Vorzugsrichtung, wie sie in Abschnitt 2.3 beschrieben werden. Zwar arbeiten Schwingförderer i. A. mit deutlich größerer Amplitude und deutlich kleinerer Frequenz als Trägheitsmotoren und die Schwinganregung erfolgt praktisch immer sinusförmig und schräg zur gewünschten Bewegungsrichtung der Teile. Tatsächlich kann aber beispielsweise der von Frei [98] entwickelte Gleit-Schwingförderer mit sinusförmig in Horizontal- und Vertikalrichtung schwingenden piezoelektrischen Elementen auch als Anordnung von Trägheitsmotoren mit schnell veränderlicher Anpresskraft betrachtet werden, da hier

Normal- und Tangentialschwingung entkoppelt sind.

Schwingförderer nach dem Gleitprinzip funktionieren anders als von Parameswaran und Ganapathy [264] dargestellt nicht nur mit abwechselnden Haft- und Gleitphasen. Auch ein Betrieb ohne nennenswerte Haftphasen ist möglich, wie bereits Taniguchi et al. [340] festgestellt haben. Die insbesondere in der frühen Phase der Technikentwicklung verbreitete Fehleinschätzung diesbezüglich ist eine weitere Parallele zwischen Schwingförderern und Trägheitsmotoren. Einen umfassenderen Überblick über die Vielfalt von Schwingförderern und ihre Entwicklung mit einer Reihe von Literaturverweisen bieten beispielsweise die Arbeiten von Parameswaran und Ganapathy [264], Frei [98, S. 8f] und Risch [297, S. 5–21]. Die Hochzeit der wissenschaftlichen Arbeit an dieser Art von Antrieben ist jedoch lange vorüber – wie Risch [297, S. 3] feststellt, sind nach etwa 1985 hierzu nur noch wenige relevante Beiträge erschienen.

2.1.1.2 Abheben statt Gleiten – Inchworm-Motoren und andere

Die Reduzierung der Reibung beim Zurückziehen ist ein Ziel bei der Entwicklung von Trägheitsmotoren. Indem die Reibpartner für das Zurückziehen getrennt werden, kann die Reibkraft auf null reduziert werden. Diese Trennung kann quasistatisch durch zusätzliche Aktoren erfolgen, wie beim bereits in den 1970er Jahren entwickelten und für diesen Motortyp namensgebenden „Inchworm“-Motor [92; 229] von Burleigh Instruments (heute Teil von EXFO³). Ein Abschnitt zur historischen Entwicklung dieses Motortyps mit mehreren Quellen findet sich beispielsweise bei Hemsel [128, S. 32–34].

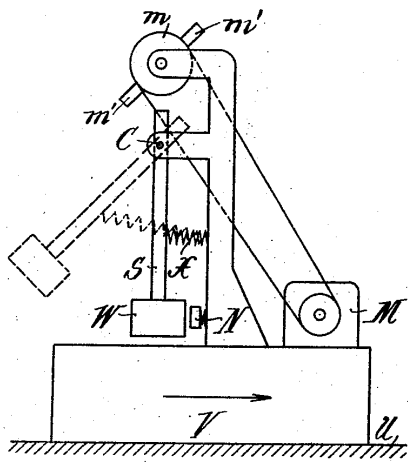
Größere Ähnlichkeit zu Trägheitsmotoren als diese und ähnliche Motoren mit aktiver Klemmung, die nicht nur mit piezoelektrischen Aktoren, sondern beispielsweise auch mit elektrorheologischen Fluiden [208] erfolgen kann, haben Motoren, bei denen die Reibpartner beim Zurückziehen durch Ausnutzung der Massenträgheit getrennt werden. Beispielsweise nutzt Besocke [33] ein solches Prinzip zur Grobpositionierung in einem Rastertunnelmikroskop.

2.1.1.3 Impulsantriebe

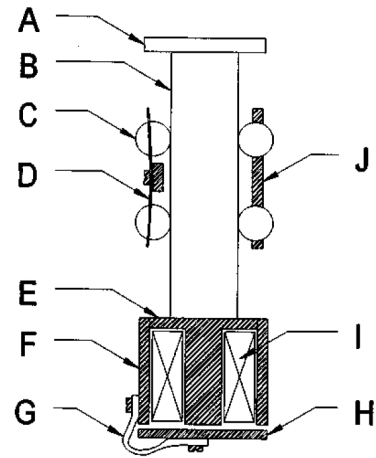
Higuchi et al. [140] bezeichnen den von ihnen entwickelten Trägheitsmotor als „impact drive“, da er einen Teil seiner Bewegung durch den „Aufprall“ der schnell zurückbewegten Masse erzeugt. Ein echter Aufprall findet nicht statt, da die drei Bauteile des Motors durchgängig miteinander verbunden sind, der Impuls der vom Piezoaktor bewegten Masse genügt jedoch für einen Vortrieb. Eine ganze Klasse von Motoren, die im Folgenden in Anlehnung an den Begriff „impulsive manipulation“ [145] als Klasse der Impulsantriebe bezeichnet wird, setzt ganz auf diese Art des Antriebs, bei der das zu bewegende Objekt durch einen oder mehrere mechanische Impulse an sein Ziel bewegt wird. In den meisten Fällen wird der mechanische Impuls durch den Aufprall eines zweiten Körpers aufgebracht. Dieser Schlagkörper kann auf verschiedene Arten angetrieben werden, die von Huang [145] systematisch untersucht wurden. Die Literatur enthält zahlreiche Beispiele

³EXFO Burleigh Products Group, 7647 Main St. Fishers, Victor, NY 14564-8909, USA. www.burleigh.com (aus [92], Stand 09/2003)

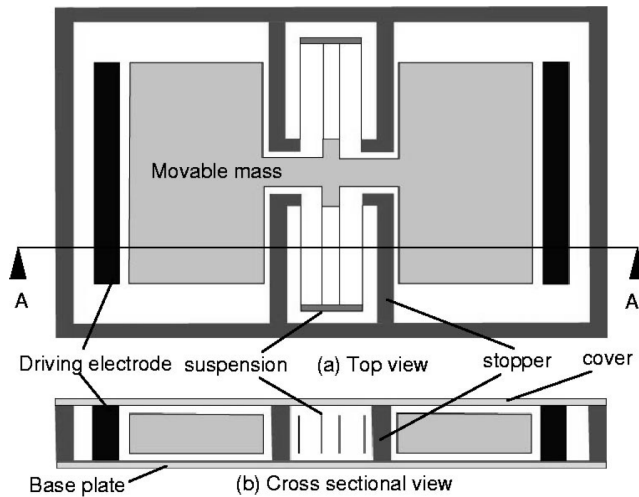
Mittlerweile scheint die Produktion der „Inchworm“-Motoren eingestellt worden zu sein; www.burleigh.com ist freigegeben und auf www.exfo.com werden „Inchworm“-Produkte nur noch als „discontinued“ geführt. (Stand 8.1.2013)



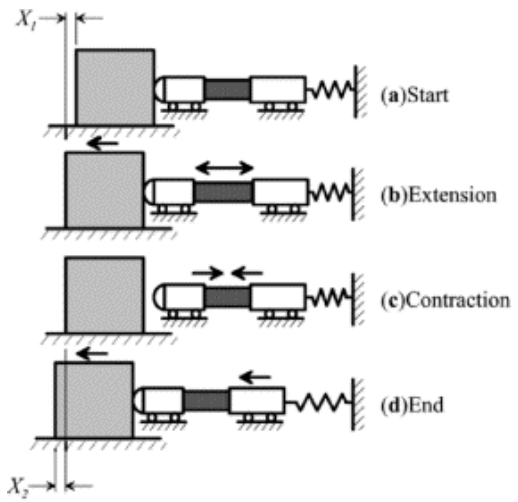
(a) makroskopisch mit Schlaghammer [107, Fig. 6]



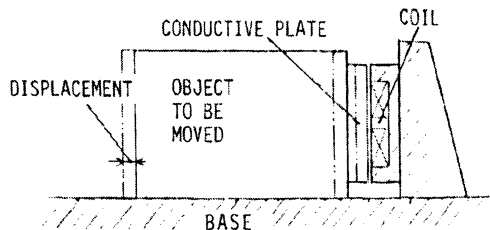
(b) elektromagnetisch mit Schlagmasse [35, S. 134]^a



(c) elektrostatisch mit Schlagmasse [236, S. 37]^b



(d) mit Vorspannfeder und piezoelektrischem Aktor [219, S. 16]^c



(e) elektromagnetisch ohne Schlagmasse [136, S. 282]

^aNachdruck mit Genehmigung aus [35], Copyright 1997 American Institute of Physics

^bNachdruck mit Genehmigung aus [236], Copyright 2003 IEEE

^cNachdruck aus [219] mit Genehmigung von Elsevier

Abbildung 2.1: Beispiele für Impulsantriebe

für die unterschiedlichen Antriebsarten, zumeist ist dabei konstruktiv bedingt nur die Bewegung in eine Richtung möglich.

Ein frühes und im Vergleich zu den nachfolgenden Fällen großes Beispiel findet sich im Patent von Goldschmidt [107] von 1924. In der in Abb. 2.1(a) gezeigten Realisierung wird hierzu von einem nicht näher spezifizierten Motor (M) über eine geeignete Kinematik ein Hammer (W) langsam angehoben, der anschließend durch die Erdbeschleunigung und die Kraft einer beim Anheben gespannten Feder schnell herunterfällt und auf den Grundkörper schlägt.

Bei Blackford und Jericho [35] wird der Schlagkörper von durch Spulen erzeugten elektromagnetischen Kräften angetrieben und für die Grobpositionierung in einem Rastertunnelmikroskop genutzt. Der Aufbau ist in Abb. 2.1(b) dargestellt. Durch Bestromen der Spule (I) wird die Scheibe (H) angezogen, stößt auf den Aufbau und treibt diesen so nach oben. Die Autoren betonen als Vorteil ihrer Lösung gegenüber piezoelektrischen Antrieben insbesondere die bessere Eignung für den Einsatz bei niedrigen Temperaturen, bei denen für den Betrieb piezoelektrischer Aktoren große elektrische Spannungen benötigt werden. Guyenot u. a. [117; 118; 316] nutzen ebenfalls elektromagnetisch erzeugte Schläge für das Ausrichten von – insbesondere optischen – Bauteilen und prägen für diese Mechanismen den Begriff der „Schlagwerke“ [118, S. 6; 316].

Mita u. a. [235; 236] nutzen im in Abb. 2.1(c) dargestellten Aufbau elektrostatische Kräfte für einen Impulsmotor in Millimeter-Größe mit im Vergleich zu anderen Mikromotoren großen Kräften. Dass elektrostatische Kräfte bezogen auf das Volumen mit abnehmender Größe eines Systems zunehmen [90, S. 14], ist hier vorteilhaft, verhindert jedoch auch einen Einsatz dieses Prinzips in größeren Motoren.

Der von Yamamoto et al. [389] vorgestellte Motor arbeitet ähnlich und nutzt durch eine elektrische Gleichspannung erzeugte elektrostatische Kräfte, aufgrund derer eine Masse zwischen einer steifen und einer weichen Elektrode oszilliert. Aufgrund der unterschiedlich großen beim Aufprall entstehenden Beschleunigung entsteht eine Bewegung in Richtung der steifen Elektrode.

Liu und Higuchi [218] geben Spannungspulse auf einen Piezoaktor, der mit dem zu bewegenden Objekt durch einen Pneumatikzylinder in Kontakt gehalten wird. Das Objekt wird also vom Piezoaktor mehr angeschoben als angestoßen. In einem später veröffentlichten veränderten Aufbau [220] sind Piezoaktor und Objekt fest verbunden, sodass auch Zugkräfte übertragen werden können und die Bewegungsrichtung umkehrbar ist. Liu et al. [219] nutzen eine vorgespannte Schraubenfeder zum Beschleunigen der Schlagmasse. Ein Schlagvorgang wird durch schnelles Zusammenziehen eines Piezoaktors ausgelöst. Der Motor nutzt außerdem wie ein Trägheitsmotor mit bewegtem Aktor das schnelle Ausdehnen des Piezoaktors für einen zusätzlichen Schritt, analog zum zweiten Schritt in Abb. 1.1(b). Der Bewegungsablauf ist in Abb. 2.1(d) wiedergegeben. Yamagata und Higuchi [385] nutzen einen Trägheitsmotor mit bewegtem Aktor, der sich zunächst auf Kontakt an das zu bewegende Objekt heranbewegt und dann die beim bekannten Bewegungszyklus entstehenden Impulse direkt auf das Objekt überträgt, um dieses zu bewegen.

Mechanische Impulse können aber auch ohne Schlagmasse aufgebracht werden. So nutzt Higuchi [136] im in Abb. 2.1(e) gezeigten Vorläufer des „impact drive“ die Kräfte, die beim Bestromen einer Spule zwischen dieser und einer in der Nähe befindlichen leitfähigen Platte entstehen. Corb et al. [65] erzeugen durch Strompulse durch eine Spule einen Impuls auf einen in die Spule eingetauchten Magneten und nutzen diesen Mechanis-

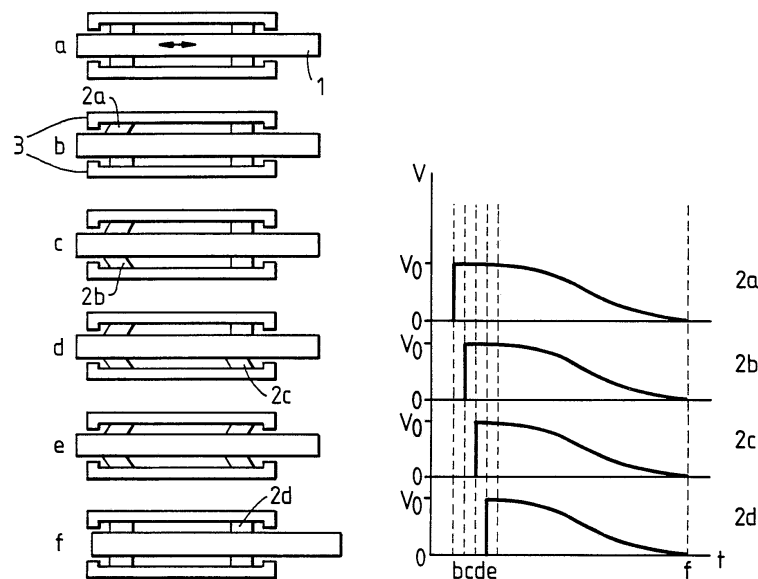


Abbildung 2.2: Motorprinzip nach Pan [261, Fig. 1A, 1B]: links Bewegungszyklus, rechts zugehörige Ansteuerspannungen für die Scher-Piezoaktoren 2a bis 2d

mus zur Grobpositionierung in einem Rastertunnelmikroskop. In ähnlicher Weise nutzen Smith und Elrod [323] Kraftimpulse, die zwischen einem Permanentmagneten und einem in dessen Magnetfeld befindlichen Leiter entstehen, wenn letzterer von Strompulsen durchflossen wird. Anders als bei den meisten anderen Impulsantrieben kann bei den letztgenannten Aufbauten die Richtung des Impulses und damit die Antriebsrichtung durch Umkehrung der Stromrichtung umgekehrt werden.

2.1.1.4 Trägheitsunabhängiges Haften und Gleiten

In Motoren mit mehreren Aktoren und mehreren Kontaktstellen zwischen antreibendem und angetriebenem Teil können in den einzelnen Kontaktstellen unterschiedliche Reibzustände herrschen. Auf diese Weise kann ein Objekt durch abwechselnde Haft- und Gleitphasen bewegt werden. Das klassische Beispiel ist das 1993 von Pan [261; 262] zum Patent angemeldete und später auch von anderen Forschern eingesetzte [61] Motorprinzip, welches mindestens drei Piezoaktoren benötigt. Abb. 2.2 veranschaulicht die Funktionsweise eines solchen Motors mit vier Festkörperaktoren. Diese werden nacheinander ausgelenkt und gleiten, da die Haftkraft an den anderen Aktoren eine Bewegung des angetriebenen Objekts verhindert. Anschließend werden alle Aktoren gleichzeitig zurückbewegt, wobei sie am Objekt haften und dieses bewegen. Ein sehr ähnliches Motorprinzip nutzt auch der Mikroroboter „ARRIpede“ von Murthy et al. [243], bei dem mehrere unter dem Roboter montierte „Füße“ durchgängig mit dem Untergrund in Kontakt stehen und einzeln ausgelenkt werden können.

Ein ähnlicher Motor, welcher aber mit nur zwei Piezoaktoren auskommt, wurde 2010 von Mitarbeitern des Forschungszentrums Jülich als „Jülicher Nanopositionierer“ [97] vorgestellt. 2012 wurde er als „KoalaDrive“ veröffentlicht [59], woraufhin Lu et al. [221] auf die große Ähnlichkeit zum 2009 von ihnen veröffentlichten Motor [371] hinwiesen. Aufbau und Funktionsweise des Jülicher Motors sind in der Patentanmeldung [365] beschrieben. Der Motor besteht wie in Abb. 2.3 gezeigt aus zwei miteinander verbundenen Piezoaktoren (51a, 51b), deren Enden (55a/55a', 55c/55c') und Verbindungsstelle (55b/55b') im

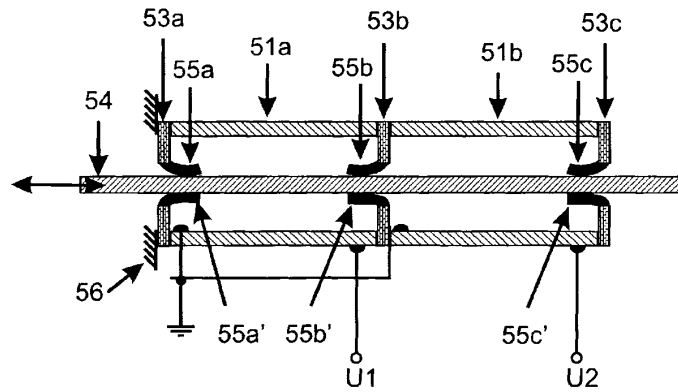
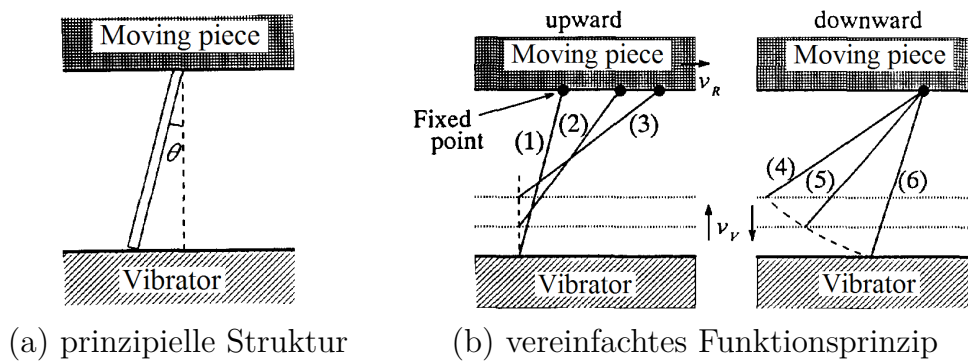


Abbildung 2.3: „Jülicher Nanopositionierer“ [365, Fig. 5]



(a) prinzipielle Struktur

(b) vereinfachtes Funktionsprinzip

Abbildung 2.4: Motor mit „elastischen Finnen“ [351, Fig. 2] (© 1991 IEEE, Nachdruck mit Genehmigung)

Reibkontakt mit dem anzutreibenden Teil (54) stehen. Durch geeignete Ansteuerung der Piezoaktoren liegt jeweils an zwei der drei Kontaktstellen Haften vor, während das Objekt an der dritten Stelle gleitet. Haften und Gleiten sind dabei unabhängig von der Masse des bewegten Objekts und können daher mit beliebig kleiner Geschwindigkeit erfolgen [365, S. 10].

All diese Motoren arbeiten mit abwechselnden Haft- und Gleitphasen. Anders als in Trägheitsmotoren spielt die Trägheit der bewegten Teile für den Wechsel zwischen Haften und Gleiten im normalen Betrieb jedoch keine Rolle. Es ist allerdings möglich, einen solchen Motor durch gleichzeitige Ansteuerung aller Aktoren als Trägheitsmotor zu betreiben [61, S. 4; 365, S. 10].

2.1.1.5 Motoren mit schräggestellten elastischen Stößen

Abb. 2.4 zeigt die prinzipielle Struktur und das vereinfachte Funktionsprinzip eines Motors mit schräggestellten elastischen (oder elastisch gelagerten) Stößen: Bewegt sich die Oberfläche des Schwingers nach oben, so haftet der Stößel auf dem Schwinger und der Schlitten wird bewegt. Bewegt sich der Schwinger zurück nach unten, so gleitet der Stößel auf dem Schwinger ab und der Schlitten bleibt stehen. Für diesen Motortyp hat sich noch keine einheitliche Bezeichnung gebildet. Uchiki et al. [351] sprechen in einer der ersten Veröffentlichungen hierzu von einem Motor mit „elastic fins“, während Racine et al. [286] von einem „flexural-standing-wave elastic force motor“ schreiben.

Die Firma Flexmotor⁴ hat dieses Motorprinzip in verschiedenen rotatorischen Varianten kommerzialisiert. Hatsuzawa et al. [125] und Pott et al. [281] haben Motoren nach diesem Prinzip aufgebaut, die anstelle einzelner „Finnen“ eine Vielzahl von „Wimpern“ nutzen. Bei Pott et al. werden diese durch teilweises Wegätzen des Epoxidharzes aus kohlenstofffaserverstärktem Kunststoff freigelegt. Das gleiche Antriebsprinzip mit sehr viel größeren Amplituden und niedrigeren Frequenzen nutzen auch die von Risch [297, S. 7] als Flächenförderer bezeichneten Schwingförderer mit Faserteppichen.

Zwar können auch in einem solchen Motor in einem Bewegungszyklus Haft- und Gleitphasen – je nach Konstruktion auch ausschließlich Gleitphasen oder auch Phasen, in denen die Teile nicht im Kontakt sind – auftreten, es gibt jedoch zwei wesentliche Unterschiede zu Trägheitsmotoren: Die Normalkraft im Kontakt verändert sich im Laufe einer Periode und das angetriebene Teil kann nur in eine Richtung bewegt werden, die durch den Anstellwinkel der Stößel konstruktiv festgelegt ist. Pott et al. [281] nutzen daher in ihrem Motor unterschiedlich ausgerichtete Fasern und haben jeweils nur die der gewünschten Bewegungsrichtung entsprechenden Fasern im Eingriff.

2.2 Einsatz zur Krafterzeugung

Auch wenn sie in Datenblättern – vgl. Abb. 1.2 – oft angegeben werden, sind die mit Trägheitsmotoren stellbaren Kräfte zumeist von sekundärem Interesse. In den Veröffentlichungen, in denen die von einem Trägheitsmotor erzeugte Kraft untersucht wird, wird sie unterschiedlich gemessen und damit auch definiert: Einige Autoren lassen den Schlitten gegen eine Feder fahren und bestimmen die erzeugte Kraft aus der Verformung der Feder [25; 56; 287] oder durch Messung mit einem an der Feder befestigten Kraftsensor [156]. Alternativ fährt der Schlitten direkt gegen den Kraftsensor, welcher als relativ steife Lastfeder wirkt [86; 336], oder anstelle eines Schlittens wird die Reibkraft direkt auf ein mit einem Kraftsensor verbundenes Bauteil übertragen [391]. Bisher wurde nicht untersucht, ob die Steifigkeit der Feder das Ergebnis dieser Art der Kraftmessung beeinflusst und ob es einen Unterschied macht, ob Schlitten und Feder fest verbunden oder nur durch Druckkräfte lösbar gekoppelt sind, was Stöße zwischen den beiden Teilen erlauben würde. Andere Autoren lassen ihre Motoren Gewichte heben, um die erzeugbare Kraft zu bestimmen [260]. Eine dritte Möglichkeit, die häufiger für andere Arten piezoelektrischer Motoren genutzt wurde [13; 244; 351], jedoch bisher nicht für Trägheitsmotoren, ist die Bestimmung der Kraft aus der Anlaufbeschleunigung des Motors und der bewegten Masse mittels des zweiten Newtonschen Gesetzes. Einen systematischen theoretischen oder experimentellen Vergleich der verschiedenen Methoden zur Bestimmung der Kraft eines Trägheitsmotors gibt es bisher nicht.

Eines der seltenen Beispiele für die direkte Nutzung der von einem Trägheitsmotor erzeugten Kraft ist die von Rabe [284] entwickelte Vorrichtung für Eindruck- und Ritzversuche. Untersuchungen zur gezielten Krafterzeugung mittels piezoelektrischer Trägheitsmotoren und damit zur Erweiterung ihres Anwendungsbereichs über reine Positionierungsaufgaben hinaus wurden in jüngster Zeit von Edeler und Fatikow [84–86] vorgestellt. Ein Ergebnis dieser Untersuchungen ist, dass im untersuchten Motor die durch Fahren des Schlittens gegen einen Kraftsensor bestimmte Kraft von verschiedenen Parametern wie

⁴Flexmotor, Building 70, SIMS, Cranfield University, Cranfield, Bedfordshire, MK43 0AL, UK. www.flexmotor.com (Stand 3.8.2012)

Schlittenmasse, Reibkontakt, Vorspannung und Anregungssignal abhängt. Eine Angabe der Stellkraft eines Trägheitsmotors ist also nur bei gleichzeitiger Angabe der Randbedingungen sinnvoll, unter denen sie ermittelt wurde.

2.3 Reibkontakt

Verglichen mit anderen, auch piezoelektrischen Motoren, vgl. beispielsweise [128; 330], ist der Aufbau von Trägheitsmotoren sehr einfach: Sie bestehen aus wenigen, einfach zu fertigenden Bauteilen und werden i. A. mit einem einzigen Eingangssignal je Freiheitsgrad angesteuert⁵. Im einfachsten Fall besteht ein Trägheitsmotor mit einem Freiheitsgrad wie z. B. in Abb. 1.1(a) aus drei Teilen: Einem Festkörperaktor und einer Antriebsstange, die zusammen den Stator des Motors bilden, und einem Schlitten, der entlang der Stange bewegt wird.

Bei der Konstruktion eines Trägheitsmotors sind besonders die Gestaltung des Reibkontakts inklusive der Erzeugung der Normalkraft, die Auswahl des Festkörperaktors und dessen elektrische Ansteuerung wesentlich. In diesem und den nachfolgenden Unterkapiteln 2.4 und 2.5 wird der Stand der Technik zu diesen Aspekten beschrieben.

2.3.1 Anpresskraftherzeugung

Bei horizontal oder nur bei kleinen Steigungswinkeln arbeitenden Trägheitsmotoren kann die Gewichtskraft der betreffenden Teile ausreichend sein, um die benötigte Normalkraft im Reibkontakt aufzubringen. Meist verfügen Trägheitsmotoren jedoch über einen zusätzlichen Mechanismus zum gravitationsunabhängigen Aufbringen einer Kontaktkraft. In vielen Anwendungen mit großen und/oder veränderlichen Steigungswinkeln ist ein solcher Mechanismus unerlässlich. In der Regel ist die aufgebrachte Kontaktkraft im gesamten Bewegungszyklus konstant und wird entweder durch Permanentmagnete [144; 27; 226; 85, S. 15f] oder durch elastische Verformung, beispielsweise von Metallfedern unterschiedlicher Form [156; 290; 393] oder Gummiringen [191], erzeugt. In Mikromotoren ist auch die Nutzung von Adhäsionskräften wie im Oberflächenwellenmotor von Shilton et al. [315] vorstellbar, bisher jedoch nicht in einem Trägheitsmotor umgesetzt worden.

In der Literatur finden sich auch einige Beispiele für Trägheitsmotoren mit schnell veränderlicher Anpresskraft, realisiert durch Piezoaktoren [48], Elektromagnete [101; 158], elektrostatische Kräfte [172; 226; 268] oder Trägheitskräfte [58; 137]. In all diesen Motoren wird die Anpresskraft in der Vortriebsphase, in der große Tangentialkräfte übertragen werden sollen, erhöht und/oder in der Rückzugsphase, in der eine geringe Reibkraft gewünscht ist, reduziert. Auch der von Frei [98] entwickelte Schwingförderer mit piezoelektrischen Aktoren nutzt dieses Prinzip. Verglichen damit ist die von Sasaki [306] vorgeschlagene Erhöhung der Anpresskraft durch einen Formgedächtnis-Aktor in Abhängigkeit von der Position des Schlittens auf der Stange und der Temperatur langsam. Mechanismen zur schnellen Anpresskraftänderung können den Einsatzbereich von Trägheitsmotoren erweitern, reduzieren jedoch auch zwei Vorteile dieses Motortyps deutlich:

⁵In resonant arbeitenden Motoren wie dem von Tuncdemir et al. [349], in denen durch Variation des Eingangssignals unterschiedliche Schwingungsformen angeregt werden können, genügt sogar ein elektrischer Eingang zur (sequenziellen) Nutzung mehrerer Freiheitsgrade.

Gegenüber einer passiven Lösung steigt durch den steuerbaren Anpressmechanismus der konstruktive Aufwand und die Ansteuerung wird komplexer und kann nicht mehr mit einem einzigen Signal erfolgen. Zudem verbraucht der Anpressmechanismus zusätzliche Energie, was den Vorteil einer möglichen Energieeinsparung durch die Normalkraftvariation zunichte machen kann. Außerdem bewegen sich diese Motoren an der Grenze des in Abschnitt 2.1 definierten Trägheitsmotorprinzips: Wenn die Anpresskraft ausreichend stark moduliert wird, spielt die Trägheit für die Funktion des Motors keine nennenswerte Rolle mehr, wie beispielsweise im Motor von Burisch et al. [48], der entsprechend keinen asymmetrischen Auslenkungsverlauf benötigt und mit Sinussignalen betrieben wird. Wird die Anpresskraft in der Rückzugsphase auf null reduziert, arbeitet der Motor wie die in Abschnitt 2.1.1.2 beschriebenen Motoren mit Abheben statt Gleiten.

Driesen [80, S. 19–21] unterscheidet zwischen „inertial slip generation with asymmetric vibration“ [80, S. 41] in Trägheitsmotoren und „inertial slip generation with contact force variation“ [80, S. 56] im anderen Fall. Motoren mit asymmetrischer Anregung *und* Anpresskraftvariation lassen sich jedoch nicht problemlos in dieses Schema einordnen. In dieser Arbeit werden aus den oben beschriebenen Gründen nur Motoren mit konstanter Kontaktkraft und damit zwangsläufig asymmetrischer Anregung untersucht.

Einen besonderen Fall stellen Motoren wie die von Rass und Kortschack [288] und Cheng et al. [57] entwickelten dar, in denen die Anpresskraft ohne zweiten Aktor mittels eines geeigneten geometrischen Aufbaus durch die vom Aktor aufgebrachte Beschleunigung verändert wird. Dieser Effekt ist durch die Geometrie bestimmt und damit richtungsabhängig: In eine Bewegungsrichtung führt er zur gewünschten Steigerung der Anpresskraft in der Haftphase und zur Reduzierung der Anpresskraft in der Gleitphase, in die andere Richtung wirkt er sich umgekehrt und damit negativ aus. Es handelt sich hierbei also um eine Möglichkeit zum Bau eines Trägheitsmotors mit Vorzugsrichtung aufgrund einer richtungsabhängigen Normalkraft.

2.3.2 Reibpaarung

Die in der Literatur beschriebenen Trägheitsmotoren, insbesondere die für den Einsatz in Mikroskopen konzipierten, nutzen für den Reibkontakt bevorzugt sehr harte Materialien. Dabei überwiegt Aluminiumoxid [6; 40; 61; 74; 105; 120; 267; 381] (Al_2O_3 , gelegentlich als Keramik, meist in kristalliner Form als Korund mit seinen Varietäten Saphir und Rubin), aber auch Quarz (SiO_2) [36; 74; 120], verschiedene Gläser [14; 381; 388] oder andere Keramikwerkstoffe [388] kommen zum Einsatz. Häufig sind ebenfalls Reibpaarungen aus einem dieser harten Werkstoffe und Metallen, überwiegend Stahl [27; 144; 176; 200; 273; 290; 322; 378; 380] oder Bronze [36; 318; 338], gelegentlich auch anderen Metallen [36; 71; 325; 370]. Auch die Paarung Stahl-Stahl wird gelegentlich verwendet [6; 141; 210; 277; 282]. Reibpaarungen von Stahl mit anderen Metallen [173], von zwei relativ weichen Partnern wie Bronze [348] oder mit einem sehr weichen Partner wie Polytetrafluorethylen (PTFE, „Teflon“) [171; 256] oder anderen Kunststoffen [238; 239] sind selten.

Einige Autoren vergleichen experimentell verschiedene Reibpaarungen, z. B. [91; 101; 126; 189; 248]. Bergander [26, S. 81–105] vergleicht in seinen Verschleißuntersuchungen den Kontakt von Saphir-Halbkugeln mit Stahl, Aluminium und Silikon mit verschiedenen Beschichtungen. Edeler et al. [87] vergleichen raue und polierte Oberflächen aus Stahl, Aluminium und Bronze im Kontakt mit Halbkugeln aus Korund und beobachten größere Schritte mit polierten Oberflächen und mit härteren Werkstoffen [87]. Eine optimale

Materialpaarung für Trägheitsmotoren ist jedoch bisher nicht gefunden und es ist davon auszugehen, dass diese stark vom übrigen Aufbau des Motors, seiner Ansteuerung und seinem Einsatzzweck abhängt. So stellt beispielsweise Bergander [26, S. 81–105] eine unterschiedliche Eignung verschiedener Werkstoffe bei unterschiedlichen Anpresskräften fest und Ko et al. [189] beobachten, dass ihr hochfrequent arbeitender Motor seine maximale Geschwindigkeit und seine maximale Stellkraft mit unterschiedlichen Materialien erreicht.

Die mit der Reibung eng verbundene Frage des Verschleißes in Trägheitsmotoren ist außer in den Untersuchungen von Bergander [26] bislang nur selten betrachtet worden. Dass Verschleiß jedoch beim Einsatz von Trägheitsmotoren, z. B. in Kameraanwendungen, nicht unwesentlich ist, zeigen Hata und Okamoto [124], die einen „Selbstreinigungsmodus“ vorschlagen, in dem der Schlitten Abrieb von der Stange schiebt, sowie Vertiefungen, in denen sich Abrieb ablagern kann, ohne den Motorbetrieb zu stören.

Neben der Materialpaarung bestimmt auch die Oberflächenstruktur die Eigenschaften des Reibkontakts. In der Literatur werden häufig unterschiedlich glatt polierte bis hin zu geläpften und anodisierten [383] Oberflächen verwendet, oft jedoch auch keine Angaben zur Oberflächenqualität gemacht, sodass davon auszugehen ist, dass nach der formgebenden Bearbeitung keine Oberflächenbehandlung erfolgt ist.

Praktisch alle Trägheitsmotoren verwenden einen ungeschmierten Reibkontakt. Möglicherweise weil der bekannte Motor von Pohl durch leichte Schmierung mit Maschinenöl deutlich an Geschwindigkeit und Tragfähigkeit verlor [277], wurden Trägheitsmotoren mit geschmiertem Reibkontakt kaum untersucht. Anantheshwara et al. [6] vergleichen geschmierte und ungeschmierte Stahl-Stahl-Paarungen und erhalten bei unverändertem Ansteuerungssignal mit Schmierung kleinere Schrittgrößen als ohne Schmierung. Die Versuche von Furutani et al. [101] mit mit verschiedenen Fluiden geschmierten Stahloberflächen deuten jedoch darauf hin, dass Schmierung für den Betrieb eines Trägheitsmotors aus verschiedenen Gründen sinnvoll sein kann. Durch das Schmiermittel wird die Kontaktfläche gleichmäßiger, was sich in einer geringeren Streuung der Schrittweite und einer geringeren Bewegung des Schlittens senkrecht zur Reibfläche bemerkbar macht [101]. Der Schlitten erreicht in den Versuchen eine gleiche oder etwas höhere Geschwindigkeit als ohne Schmierung und das Schmiermittel kann als Korrosionsschutz für Stange und Schlitten dienen. Die Viskosität des Schmiermittels scheint bei den untersuchten kleinen Geschwindigkeiten des Trägheitsmotors keine Rolle zu spielen [101]. Der Einfluss der Schmierung auf den Verschleiß eines Trägheitsmotors wurde dabei nicht untersucht. In den Untersuchungen von Bergander [26, S. 81–105] hat sich eine Beschichtung der in Kontakt mit einem Saphir-Gegenstück stehenden Stahloberfläche mit dem Festschmierstoff Molybdändisulfid (MoS_2) ebenfalls als vorteilhaft für die Wiederholbarkeit der Bewegung erwiesen. Sie senkte außerdem den Verschleiß gegenüber unbeschichtetem Stahl.

In den meisten Fällen werden die Verschleiß erzeugenden Reibkräfte direkt zwischen Schlitten und Stange (Motoren mit festem Aktor) bzw. zwischen Motor (mit bewegtem Aktor) und Arbeitsoberfläche übertragen. Kortschack et al. [194] präsentieren die erste Form eines später weiterentwickelten [85, S. 15] Motors mit bewegtem Aktor, in dem der Kraftfluss durch eine rotierende Stahlkugel verläuft, sodass die Arbeitsoberfläche nur durch Rollreibung belastet wird.

Durch das Aufbringen einer gerichteten Oberflächenstruktur auf einen oder beide Reibpartner wird der effektive Reibwert richtungsabhängig. In den Untersuchungen von Zhang et al. [404] führt eine solche Oberfläche, die durch Aufdampfen und Ionenätzen erzeugt

wird, bei Bewegung in eine Richtung zu höherer Geschwindigkeit, Effizienz und Tragfähigkeit. In Gegenrichtung sinken Geschwindigkeit und Effizienz, die Tragfähigkeit wurde nicht untersucht. Es handelt sich hierbei also um eine Möglichkeit zum Bau eines Trägheitsmotors mit Vorzugsrichtung aufgrund eines richtungsabhängigen Reibwerts.

2.3.3 Reibungsmodellierung

In der für diese Arbeit relevanten Bedeutung beschreibt der Begriff „Reibung“ das Auftreten von Tangentialkräften in der Kontaktfläche zwischen zwei Körpern, welche der Relativbewegung der Körper entgegenwirken [72, S. 81]. Der Reibwert beschreibt das Größenverhältnis zwischen Tangentialkraft und Normalkraft im Reibkontakt und wird im Folgenden mit μ_d bezeichnet. In diesem Zusammenhang ebenso relevant ist der Haftwert μ_0 , welcher das im Haften, also ohne Relativverschiebung, maximal mögliche Größenverhältnis zwischen Tangential- und Normalkraft beschreibt.

Da Reibung bei alltäglichen Tätigkeiten wie Greifen und Gehen allgegenwärtig ist, hat jeder Mensch ein grundsätzliches, intuitives Verständnis der Reibung. Für viele technische Anwendungen hat die Wissenschaft in der Vergangenheit Beschreibungen der Reibung entwickelt, doch auch heute sind nicht alle Fragen im Zusammenhang mit Reibphänomenen beantwortet. Die Geschichte von Verständnis, Anwendung und Beschreibung der Reibung, von frühen Zivilisationen über die Arbeiten von da Vinci, Amontons, de Coulomb und anderen bis zum heutigen Stand der Wissenschaft, soll in dieser Arbeit nicht erneut dargestellt werden. Gute Zusammenfassungen dazu finden sich beispielsweise bei Blau [38, S. 6–13], Popov [280, S. 3–7] oder Dowson [78].

Modelle zur Beschreibung der Reibung können unterschieden werden in kinetische Modelle, bei denen der Reibwert eine Funktion der Relativgeschwindigkeit v_r zwischen den Reibpartnern ohne weitere Einflussgrößen ist, und nicht-kinetische Modelle, bei denen der Reibwert durch weitere Parameter bestimmt wird. Das bekannteste und am häufigsten genutzte Beispiel eines kinetischen Reibmodells ist das als „Coulombsches“ oder „Coulomb-Amontons’sches“ bekannte Modell mit einem Haftwert μ_0 für $v_r = 0$ und einem konstanten Reibwert μ_d für $|v_r| > 0$. Für die Beschreibung flüssig geschmierter Reibkontakte wird oft ein von der Relativgeschwindigkeit abhängiger Reibwert $\mu_d(|v_r|)$ genutzt, dessen von zahlreichen Systemeigenschaften abhängiger Verlauf durch die sogenannte Stribeck-Kurve beschrieben wird [72, S. 163f].

Für viele technische Anwendungen genügen derartige kinetische Reibmodelle. Eine Reihe von Effekten, die in unterschiedlichen Reibkontakten beobachtet wurden, können mit den oben beschriebenen kinetischen Reibmodellen jedoch nicht abgebildet werden. Hierzu gehören:

- Hysterese zwischen Relativgeschwindigkeit und Reibwert
Eine solche wurde zuerst von Sampson et al. [305] für unterschiedliche trockene metallische Kontakte gezeigt. Experimente anderer Autoren [20; 22; 133; 142; 178; 201] bestätigen, dass der gemessene Verlauf des Reibwerts nicht nur vom Reibkontakt, sondern auch von der Dynamik des untersuchten Systems und der aufgebrachten Anregung abhängt.
- Abhängigkeit der gemessenen Losbrechkraft von den Versuchsbedingungen
Bereits de Coulomb [66] hat bei Ruhezeiten im Bereich einiger Minuten bis Stunden eine Abhängigkeit des Haftwerts von der Dauer des Haftens beobachtet. Diese Zeitabhängigkeit kann mit dem Wachstum der wahren Kontaktfläche mit der Zeit

aufgrund von Krieeffekten erklärt werden [270, S. 12, S. 370–373]. Eine ähnliche Abhängigkeit wird bei wesentlich geringeren Ruhezeiten auch in vielen sogenannten „Stick-Slip“-Messungen mit Reibschwingern beobachtet. In derartigen Versuchen sind die Dauer der Haftphase und die Änderungsgeschwindigkeit der Tangentialkraft jedoch abhängige Größen. Bei unabhängiger Untersuchung zeigt sich, dass letztere in den meisten Fällen der dominierende Einflussfaktor ist [168; 293].

- Verschiebungen im Reibkontakt während des Haftens
Bei einem Anstieg der Tangentialkraft treten in Reibkontakten vor dem Auftreten makroskopischen Gleitens kleine Verschiebungen auf, die elastische und plastische Anteile aufweisen. Dieser Effekt wurde früh z. B. von Courtney-Pratt und Eisner [68] experimentell untersucht und kann durch die Verformung und das Gleiten einzelner im Kontakt stehender Rauheitsspitzen erklärt werden [109, S. 31–34; 314, S. 69–75].

All diese Effekte können in Trägheitsmotoren relevant sein: Die Relativgeschwindigkeit zwischen den Reibpartnern ändert sich schnell und fortwährend, nach längerem Stillstand wirkt eine höhere Losbrechkraft als im kontinuierlichen Betrieb und die Relativverschiebungen sind klein.

Zur Beschreibung der Effekte wurde eine Reihe von Reibmodellen entwickelt: Dahl [73] beschrieb als erster ein Modell, das die mikroskopische Verschiebung in der Haftphase wiedergibt, weswegen diese auch als „Dahl-Effekt“ bekannt ist. Das auf Dahls Modell aufbauende „LuGre-Modell“ [50] bildet alle oben genannten Effekte ab. Da es zudem einfach aufgebaut und gut zu implementieren ist, wurde es häufig für die Reibungsmodellierung in unterschiedlichen Anwendungen verwendet. Es ist jedoch auch Ziel von Kritik: So bemängeln Swevers et al. [339], dass es über weniger Freiheitsgrade verfügt als es Effekte abbildet und dass es für die Abbildung von Hysterese mangelhaft sei. Sie stellen daher ein eigenes Modell vor, das jede beobachtete Hysteresekurve abbilden kann. Dupont et al. [83] zeigen, dass die existierenden Modelle, welche mit einem einzigen Gleichungssatz jeden Zustand des Reibkontakts beschreiben, stets einen irreversiblen Anteil aufweisen und daher bei kleinen Belastungen „driften“. Sie entwickeln ein sogenanntes elastoplastisches Modell, das eine mit dem LuGre-Modell vergleichbare Genauigkeit, aber kein Driften zeigt.

Altpeter [4] vergleicht die Eignung verschiedener Reibmodelle für die Modellierung von Trägheitsmotoren und kommt zu dem Schluss, dass in Anwendungen mit kleinen Verschiebungen komplexere Reibmodelle wie das LuGre-Modell [50] benötigt werden, während bei größeren Verschiebungen einfachere kinetische Reibmodelle ausreichen [4, S. 24]. Als klein gelten dabei Verschiebungen, die maximal die Größenordnung der von Altpeter definierten „charakteristischen Verschiebung“

$$s_{\text{char}} = \frac{\mu_0 F_N}{c_t} \quad (2.1)$$

mit der Losbrechkraft $\mu_0 F_N$ und der Tangentialsteifigkeit des Reibkontakts im Ruhezustand c_t haben [4, S. 67, 75, 119f].

Tatsächlich verwenden die meisten Autoren, die sich mit der Modellierung von Trägheitsmotoren beschäftigen, einfache Reibmodelle mit konstantem Reibwert mit oder ohne Berücksichtigung des Haftens. Dabei wird wiederholt von zwei Abweichungen zwischen Modell und Experiment berichtet:

Während die Modelle die Motorbewegung meist bei niedrigen Schrittfrequenzen sehr gut wiedergeben, versagen sie oft bei hohen Frequenzen [47; 255; 383]. Eine solche Abweichung kann vielfältige Gründe haben. Dass sie direkt durch das verwendete Reibmodell verursacht wird, ist unwahrscheinlich, zumal in anderen Anwendungen auch bei Ultraschallfrequenzen mit solchen Modellen gute Ergebnisse erzielt werden, vgl. z. B. [333, S. 46–57]. Andere Ursachen für die Abweichungen, insbesondere die Vernachlässigung unerwünschter Motorschwingungen, welche sich erst bei höheren Frequenzen bemerkbar machen, sind wahrscheinlicher.

Eine zweite häufige Beobachtung ist, dass die für den Motorbetrieb erforderliche Mindestspannung, und damit verbunden die Mindestauslenkung des Festkörperaktors, deutlich höher ist als in Modellrechnungen. Dieses Verhalten wurde bereits von Pohl [277] und später u. a. von van der Wulp [383], Edeler et al. [88] und Belly und Charon [23] beschrieben. Diese Abweichung könnte tatsächlich durch das verwendete Reibmodell, insbesondere durch die Vernachlässigung mikroskopischer Verschiebungen in der Haftphase, erklärt werden und würde in diesem Fall Altpeters These von einer charakteristischen Verschiebung stützen: Mit abnehmender Amplitude der Aktorauslenkung nähert sich diese der charakteristischen Verschiebung. Die Unzulänglichkeiten des kinetischen Reibmodells wirken sich stärker aus und führen schließlich dazu, dass der Motor nicht mehr funktioniert, obwohl er dies laut Modell müsste.

Der Kontakt zwischen angetriebenem und antreibenden Teil wird bei der Modellierung von Trägheitsmotoren zumeist als Berührung starrer Körper betrachtet. Eine detailliertere kontaktmechanische Betrachtung, z. B. mit der klassischen Hertzschen Kontakttheorie oder den von Johnson [169] oder Sextro [314] beschriebenen Methoden, findet nicht statt. Teidelt et al. [343] haben jedoch gezeigt, dass ein Coulombsches Reibmodell für die Beschreibung des Phänomens der Mindestspannung und zur Berechnung der Stellkraft eines Trägheitsmotors im untersuchten Beispiel auch bei kleinen Anregungsamplituden ausreicht, wenn der Kontakt zwischen Stange und Schlitten kontaktmechanisch ausreichend genau modelliert wird.

Alle Arbeiten, in denen der Reibkontakt in Trägheitsmotoren näher untersucht wurde und in denen eine detaillierte Beschreibung der Kontaktmechanik oder aufwendige Reibmodelle wie das LuGre-Modell [50] oder das elastoplastische Modell [83] für eine befriedigende Modellierung des Motorverhaltens für notwendig erachtet wurden, befassen sich mit Motoren mit Schrittgrößen im Nanometerbereich [4; 44; 88; 343; 383]. Kang [177] und Chen et al. [55] sowie Peng und Chen [269] haben zwar auch auf Motoren mit Schrittgrößen in der Größenordnung von 10 μm u. a. das elastoplastische Modell [83] angewandt, Vorteile dieser aufwändigeren Modellierung gegenüber beispielsweise einem klassischen Coulombschen Reibmodell zeigen ihre Veröffentlichungen jedoch nicht.

Bislang findet sich damit in der Literatur kein Beleg, der Altpeters These von einer charakteristischen Verschiebung widerlegt. In der Literatur beschriebene Unzulänglichkeiten kinetischer Reibmodelle bei kleinen Auslenkungen stehen der These nicht entgegen, sondern stützen sie. Somit ist nach dem derzeitigen Stand der Forschung davon auszugehen, dass auch ohne detaillierte Modellierung der Kontaktmechanik wie bei Teidelt et al. [343] ein kinetisches Reibmodell für die Modellierung eines Trägheitsmotors ausreicht, sofern bei gegebener Tangentialsteifigkeit des Kontakts die Auslenkungsamplitude des Festkörperaktors ausreichend groß bzw. die Losbrechkraft ausreichend klein ist.

Der Effekt einer nach längerem Stillstand angestiegenen Losbrechkraft wurde auch in Trägheitsmotoren beobachtet. Yoshida et al. [397] schlagen vor, zum Überwinden dieser

erhöhten Kraft beim Start ein vom normalen Betriebssignal verschiedenes Ansteuersignal zu verwenden, bei dem zwar die Geschwindigkeit des Motors geringer, dafür aber seine Vortriebskraft größer ist. Da dieser Effekt nach dem Start nicht von Bedeutung ist, würde eine entsprechende Erweiterung des Reibmodells die in dieser Arbeit angestrebte Berechnung der schnellen Motorbewegung unnötig erschweren.

2.4 Festkörperaktor

Verschiedene natürlich vorkommende Materialien – insbesondere Kristalle, aber u. a. auch organische Materialien wie Holz [99; 249] – zeigen piezoelektrisches Verhalten. Bis auf Quarz spielen diese Materialien in technischen Anwendungen der Piezoelektrizität heute keine nennenswerte Rolle. Verschiedene Keramiken zeigen ein sehr viel ausgeprägteres piezoelektrisches Verhalten, heute wird überwiegend Blei-Zirkonat-Titanat (PZT) eingesetzt. Nachteile dieser Keramik wie ihre Sprödbrechigkeit, der Bleigehalt und der relativ kleine nutzbare Temperaturbereich haben zur Entwicklung verschiedener Alternativen wie bleifreier Keramiken [263], piezoelektrischer Kunststoffe (z. B. Polyvinylidenfluorid [100]) und Einkristalle aus z. B. Lithiumniobat (LiNbO_3) geführt. Einkristall-Materialien wie PMN-PT und PZN-PT versprechen um bis zu eine Größenordnung stärkeres piezoelektrisches Verhalten als PZT [266], sind aber ebenfalls bleihaltig. Noch ist PZT trotz dieser Alternativen in den meisten technischen Anwendungen der dominierende piezoelektrische Werkstoff. Für genauere Informationen zu den physikalischen Hintergründen der Piezoelektrizität, zur Geschichte ihrer Erforschung und Nutzung und zu aktuellen und zukünftigen Anwendungen wird auf die zahlreich vorhandene Literatur verwiesen, beispielsweise [11; 135; 157; 163; 180; 224; 298; 303; 312; 342].

Aufgrund ihrer hohen Bandbreite, ihrer Robustheit und der Fähigkeit, bidirektional schnelle wie langsame Bewegungen auszuführen, sind piezoelektrische Festkörperaktoren besonders geeignet für den Einsatz in Trägheitsmotoren [93, S. 176]. Dabei können unterschiedliche Bauformen piezoelektrischer Aktoren eingesetzt werden: Axiale Aktoren aus Vollkeramik [18; 184], in Stapel- [181; 255] oder Vielschichtbauweise („Multilayer“) [52; 57; 255], Axialaktoren mit Wegübersetzung [24; 52], Scheraktoren [6; 40; 45; 105; 144], Biege wandler in unterschiedlicher Bauform [54; 130; 181; 191; 381] und andere, speziell für den Einsatz in Trägheitsmotoren entwickelte Aktorformen [30]. Eine Diskussion der Vor- und Nachteile einiger piezoelektrischer Aktortypen für den Einsatz in Trägheitsmotoren mit weiteren Quellenangaben findet sich bei Bergander [26, S. 39f]. Prinzipiell können Trägheitsmotoren auch mit anderen Aktorprinzipien betrieben werden, tatsächliche Anwendungen sind jedoch sehr selten und scheinen nur in sehr eingeschränkten Anwendungsfeldern Vorteile gegenüber piezoelektrischen Aktoren zu haben. Die meisten Trägheitsmotoren ähnlichen Antriebe, welche beispielsweise elektromagnetische oder elektrostatische Kräfte nutzen, sind tatsächlich keine Trägheitsmotoren gemäß der Definition aus Abschnitt 2.1, sondern Impulsantriebe, wie sie in Abschnitt 2.1.1.3 beschrieben wurden.

Ein Trägheitsmotor ohne piezoelektrische Elemente wurde von Yamagata et al. [386] vorgestellt und nutzt die schnelle Erwärmung kleiner Teile und die im Vergleich dazu langsame Abkühlung derselben. Dieses Antriebsprinzip ist sinnvoll nur bei ausreichend kleinen Motoren einzusetzen, da die benötigte schnelle Erwärmung hier mit angemessener Leistung möglich ist und die passive Abkühlung hinreichend schnell abläuft, um

akzeptable Wiederholraten und damit Motorgeschwindigkeiten zu erreichen. Da nur die Erwärmung, nicht jedoch die Abkühlung, schnell erfolgen kann, ist die Bewegungsrichtung eines solchen Motors nicht umkehrbar. Diese Beschränkung kann, wie von Yamagata et al. [386] gezeigt, durch eine Motorgeometrie aufgelöst werden, bei der die Bewegungsrichtung durch Erwärmung unterschiedlicher Stellen bestimmt wird. Die benötigte Wärme wird durch Bestromung eines elektrischen Widerstands [386] oder durch Laserbestrahlung [254; 334; 387] eingebracht, eine weitere Möglichkeit sind elektromagnetische Wellen. Die beiden letztgenannten Varianten haben den Vorteil, dass keine elektrische Verbindung zu den bewegten Teilen erforderlich ist [386, S. 144].

Elektro- und Magnetostraktion sind zum piezoelektrischen Effekt ähnliche Effekte, die die Verformung von Festkörpern beim Anlegen eines elektrischen bzw. magnetischen Feldes bewirken. Ein Vergleich der drei Effekte findet sich beispielsweise in [167, insbes. S. 175–177]. Eine Verwendung des elektrostriktiven Effekts für Trägheitsmotoren wird zwar in verschiedenen Schutzrechtsanmeldungen vorgeschlagen [139; 183; 362; 392; 398; 412], eine praktische Umsetzung ist bisher aber nicht bekannt. Translatorische und rotatorische Trägheitsmotoren basierend auf Magnetostraktion wurden in den 1990er Jahren am „Jet Propulsion Laboratory“ der NASA untersucht [77; 213]. Als Vorteil wird insbesondere die Eignung für den Einsatz bei sehr tiefen Temperaturen genannt, bei denen piezoelektrische Aktoren nur sehr geringe Hübe erzeugen können [374]. Später wurde von Zhang et al. [407] ein translatorischer Trägheitsmotor mit magnetostriktivem Antrieb aufgebaut. Als Motivation nennen diese Autoren die hohe Empfindlichkeit piezoelektrischer Keramiken bei Zug- und Biegebelastung, ihre schlechte Bearbeitbarkeit und eine laut den Autoren daraus folgende schlechte Miniaturisierbarkeit [407]. Ähnlich argumentieren Ueno et al. [358], die einen vom „smooth impact drive“ [399] inspirierten magnetostriktiv angetriebenen rotatorischen Motor vorstellen.

In dieser Arbeit werden zwar ausschließlich Trägheitsmotoren mit piezoelektrischen Elementen behandelt, ein großer Teil der Ergebnisse, insbesondere zum Betrieb mit hoher Geschwindigkeit und zur Modellierung des Reibkontakts, ist jedoch unabhängig von der Art des verwendeten Aktors und kann daher auf Motoren mit thermischen, elektro- oder magnetostriktiven Elementen übertragen werden.

2.5 Elektrische Ansteuerung

Die Verformung der bisher in Trägheitsmotoren ausschließlich eingesetzten PZT-Aktoren wird nicht nur durch die angelegte elektrische Spannung bestimmt, sondern ist außerdem abhängig von der Temperatur [271, S. 110–129] und von den mechanischen Randbedingungen, insbesondere von der Vorspannung des Aktors [289, S. 97–112; 271, S. 110–129]. Der Zusammenhang zwischen Eingangsspannung und Verformung, welcher in erster Näherung durch lineare Gleichungen beschrieben werden kann, weist tatsächlich eine Reihe von Nichtlinearitäten auf. Häufig wird anhand der auftretenden Amplituden von elektrischer Feldstärke oder Dehnung unterschieden in das Klein- und das Großsignalverhalten piezoelektrischer Aktoren. Nach von Wagner [366] wird das nichtlineare Verhalten im Großsignalbereich durch Änderungen in der mikroskopischen Struktur der Keramik dominiert, welche im Kleinsignalbereich nicht auftreten. Das nichtlineare Kleinsignalverhalten wird z. B. in den Arbeiten von von Wagner [366] und Nguyen [247] untersucht.

In Trägheitsmotoren werden die Aktoren mit hohen Feldstärken angesteuert, sodass nur

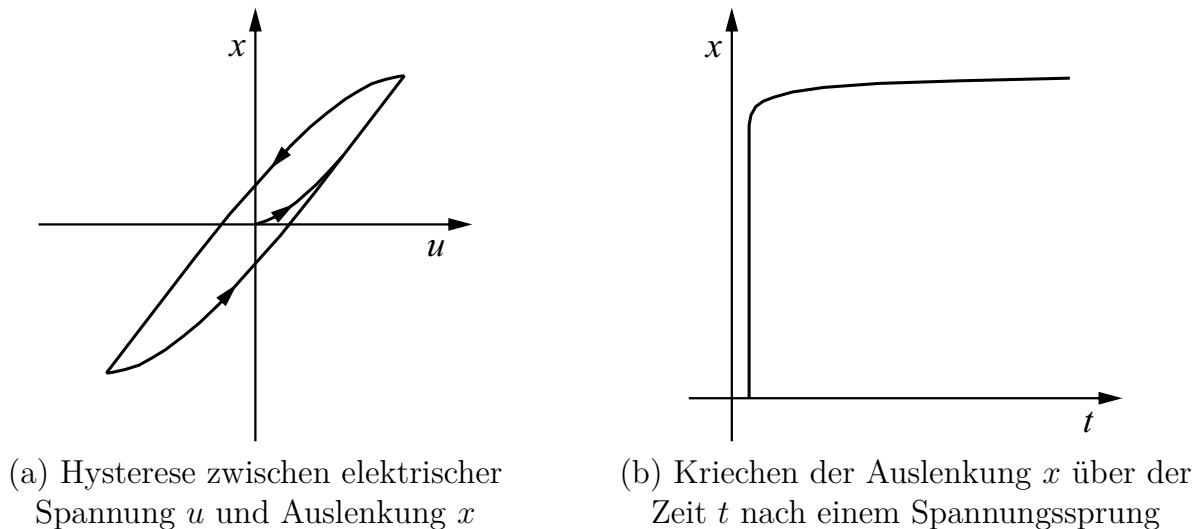


Abbildung 2.5: Qualitative Darstellung des nichtlinearen Großsignalverhaltens piezoelektrischer Aktoren (nach Kuhnen [196, S. 15, 17])

das nichtlineare Großsignalverhalten relevant ist. Dieses äußert sich im Wesentlichen in den in Abb. 2.5 dargestellten Effekten Hysterese und Kriechen. Die Hysterese führt in der Anwendung dazu, dass es keinen eindeutigen Zusammenhang zwischen elektrischer Spannung und mechanischer Verformung gibt: Bei einer Erhöhung der elektrischen Spannung verläuft die Verformung auf einem anderen Pfad als bei einer anschließenden Reduzierung der Spannung [196, S. 15–16; 127, S. 24–29]. Das Kriechen, auch in Anlehnung an engl. „drift“ als Driften bekannt, bezeichnet den Effekt, dass nach einer schnellen Spannungs- und Auslenkungsänderung die Auslenkung auch bei konstant bleibender Spannung weiter zu- oder abnimmt. Die Auslenkung während des Kriechens ist nicht nur von der Höhe des Spannungssprungs, sondern auch von der insgesamt anliegenden Spannung abhängig [289, S. 55–71]. Die Auslenkung ändert sich zunächst mit näherungsweise logarithmisch abnehmender Geschwindigkeit [70; 174; 295; 363], die Änderung nimmt nach sehr langer Zeit (in der Größenordnung von 1000 s) wieder langsam ab [289, S. 55–71]. Zahlreiche Veröffentlichungen befassen sich mit der Modellierung dieser Nichtlinearitäten und mit ihrer Kompensation bei gesteuertem und geregelttem Betrieb von Piezoaktoren in Anwendungen unterschiedlicher Dynamik, z. B. [70; 103; 106; 112; 127; 143; 165; 174; 182; 196–198; 205; 212; 289; 295; 300; 326; 327; 345; 400; 405].

Auch beim Einsatz in Trägheitsmotoren können diese Nichtlinearitäten mittels inverser Modelle kompensiert werden. Die Modellierung des nichtlinearen Verhaltens und die Parametrierung der Modelle sind jedoch relativ aufwendig. Im Vergleich dazu ist der zu erwartende Nutzen nicht hoch, wie auch von Edeler et al. [88, S. 79; 85, S. 94f, 128f] festgestellt: Kriechen tritt während des Motorbetriebs kaum auf, da die elektrische Spannung sich stets ändert oder – zwischen Einzelschritten – null ist. Die Hysterese wirkt sich kaum aus, da der exakte Verlauf der Aktorauslenkung für die Motorbewegung nicht wesentlich ist. Wohl auch daher ist aus der Literatur bis heute keine Umsetzung einer modellbasierten Kompensation von Nichtlinearitäten im Schrittmodus eines Trägheitsmotors bekannt – von Ha et al. [119] wird sie zwar beschrieben und simuliert, jedoch nicht experimentell validiert. Wesentlicher sind Kriechen und Hysterese bei der in dieser Arbeit nicht untersuchten hochgenauen Positionierung im „scanning mode“ von Trägheitsmotoren, bei der außerdem Aspekte wie die Auflösung digital erzeugter Positionsvorgaben [170] und

Elektronikrauschen relevant sind.

Eine Ursache für Hysterese und Kriechen ist, dass die Ladung auf dem Aktor sich bei gleichbleibender Spannung ändert. Dieses Verhalten kann z. B. mit einer nichtlinearen Kapazität beschrieben werden [106; 234]. Ohne größeren Steuerungs- oder Regelungsaufwand können Hysterese und Kriechen daher durch Ladungssteuerung deutlich reduziert werden, wie seit Anfang der 1980er Jahre bekannt ist [64; 246]. Solche Ladungssteuerungen werden zwar bisweilen technisch genutzt [8], die Realisierung einfacher und flexibler Ladungsverstärker ist jedoch nicht trivial und nach wie vor Gegenstand der Forschung [5; 21; 96]. Insbesondere bei niederfrequentem Betrieb zeigen die meisten Verstärkerkonzepte ein inakzeptables Driften der Spannung [196, S. 2; 96; 234] und erfordern teilweise eine aktorspezifische Kalibrierung [234]. Aus diesen Gründen wird ladungsgesteuerte Leistungselektronik für Piezoaktoren in technischen Anwendungen ebenso wie in Laborversuchen deutlich seltener verwendet als spannungsgesteuerte Elektronik. Beispiele ladungsgesteuerter PTM sind nicht bekannt.

Ein zum Piezowandler in Reihe geschalteter Kondensator reduziert den Einfluss der Aktorkapazität auf die Aktorladung und ist somit eine andere Möglichkeit zur einfachen Reduzierung von Hysterese und Kriechen [234]. In den Untersuchungen von Minase et al. [234] zeigt der Piezoaktor in einer solchen Schaltung sogar weniger Hysterese als beim Betrieb mit einer einfachen Ladungssteuerung. Der zusätzliche Kondensator reduziert jedoch auch die am Piezoaktor anliegende Spannung und damit den Hub bei gleichbleibender Steuerspannung [175; 234]. Gerade für kleine, schnelle Trägheitsmotoren in mobilen Anwendungen, in denen die verfügbare Spannung begrenzt ist, ist dieses Vorgehen daher nicht attraktiv.

2.5.1 Niederfrequenter Betrieb

Jedes periodische Signal kann als Summe harmonischer Schwingungen beschrieben werden, die im Folgenden als Harmonische des Signals bezeichnet werden. Die klassische Darstellung einer solchen Fourier-Reihe für ein Signal mit der Periode 2π ist [19, S. 531]

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} (a_k \cos(kx) + b_k \sin(kx)). \quad (2.2)$$

Die Fourier-Koeffizienten sind darin definiert als

$$a_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(x) \cos(kx) dx, \quad b_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(x) \sin(kx) dx. \quad (2.3)$$

Eine andere Darstellung ist die „spektrale“ [19, S. 532] oder „harmonische“ [375, S. 26] Form

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} d_k \sin(kx + \varphi_k) \quad (2.4)$$

mit

$$d_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2}, \quad \tan \varphi_k = a_k / b_k. \quad (2.5)$$

Diese Darstellung bietet den Vorteil, ein Signal durch die Amplituden d_k und die Phasen φ_k seiner Harmonischen beschreiben zu können.

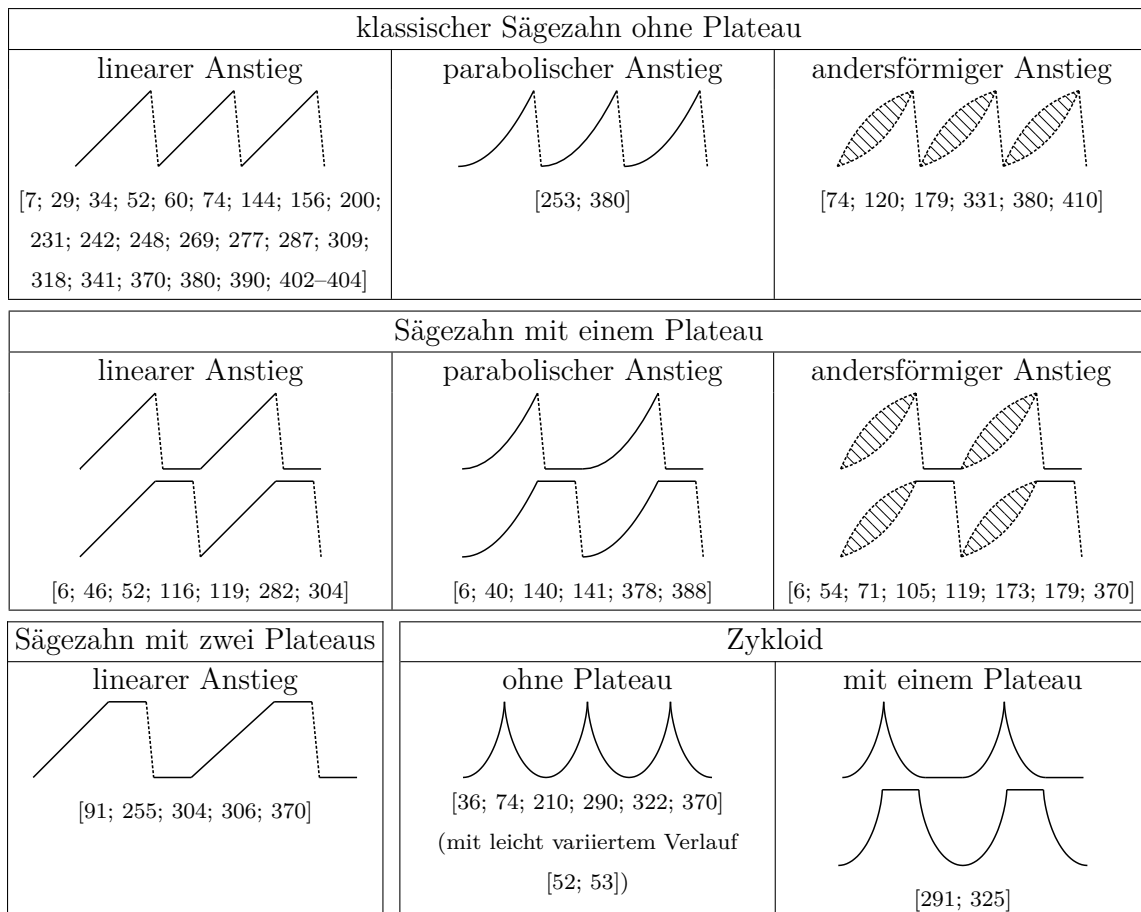


Abbildung 2.6: Häufig verwendete elektrische Ansteuerungssignale für niederfrequente piezoelektrische Trägheitsmotoren. Die angegebenen Quellen enthalten Beispiele für die Verwendung der jeweiligen Signalform.

Alle frühen PTM wurden im Schrittbetrieb mit einem periodischen sägezahnförmigen Signal mit einer langsam steigenden bzw. fallenden Spannung für die Haftphase und einer schnell fallenden bzw. steigenden Spannung für die Gleitphase angesteuert. Über die Jahre wurden verschiedene Varianten dieses intuitiv als sinnvoll erscheinenden Ansteuerungssignals verwendet, das bis heute in den meisten PTM zum Einsatz kommt. Die verwendeten Signale unterscheiden sich insbesondere in der Form der langsamen Flanken und durch die Existenz von Phasen konstanter Spannung („Plateaus“) zwischen den Flanken. Abb. 2.6 enthält eine Aufstellung verschiedener häufig verwendeter Ansteuerungssignale⁶. All diese Signale unterscheiden sich deutlich von einer Sinusschwingung und enthalten demnach eine Vielzahl von Harmonischen bei höheren Frequenzen.

Anders et al. [7], Pohl [277] und viele nach ihnen nutzen eine linear ansteigende Spannung für die Haftphase. Higuchi, Yamagata et al. [140; 388] zeigen, dass ein quadratischer Anstieg der Spannung sinnvoll ist, um eine konstante Beschleunigung und damit eine konstante Trägheitskraft zu erreichen. Sie erläutern außerdem, dass in Motoren mit bewegtem Aktor (vgl. Abb. 1.1(b)) bei geschickter Ansteuerung auch das schnelle Zu-

⁶In einer Reihe von Veröffentlichungen, gerade zu frühen PTM, wird ohne genauere Spezifikation ein „sawtooth“ Spannungssignal genannt. Klassisch bezeichnet dieser Begriff ein Signal mit linearem Spannungsanstieg und möglichst schnellem Spannungsabfall. Als solches wird es auch in Abb. 2.6 geführt, da davon auszugehen ist, dass die Autoren bei einer anderen Signalform nähere Angaben dazu gemacht hätten.

sammenziehen des Piezoaktors eine positive Verschiebung bewirken kann. Einige Autoren nutzen einfache Ansteuerschaltungen, bei denen die langsame Flanke des Sägezahnsignals durch die Entladekurve eines Kondensators bestimmt ist [71; 173; 410].

Renner et al. [290] sehen die Existenz von zwei entgegengesetzten Beschleunigungsspitzen als Hauptnachteil der Sägezahnanregung und führen daher einen zyklodischen Spannungsverlauf ein. Dieser Signaltyp wurde darauffolgend häufig eingesetzt – bisweilen mit Variationen, um das Signal mit analogen Schaltungen erzeugen zu können, da damalige D/A-Wandler nicht über die gewünschte Dynamik verfügten [36]. Chao et al. [53] nutzen einen ähnlichen Signalverlauf, der aus zwei Parabelstücken besteht.

Matsuda und Kaneko [225] zeigen mit ihrem mit einzelnen Cosinus-Wellenzügen⁷ angesteuerten Motor, dass ein Trägheitsmotor im Einzelschrittbetrieb nicht zwangsläufig mit einem asymmetrischen Signal betrieben werden muss. Eine derartige Ansteuerung findet sich in der Literatur jedoch kein zweites Mal.

Bei allen bisher beschriebenen Anregungssignalen wird davon ausgegangen, dass der Auslenkungsverlauf des piezoelektrischen Aktors im Wesentlichen dem Verlauf der Anregungsspannung entspricht. Ein solcher proportionaler Zusammenhang kann jedoch auch bei Vernachlässigung von Nichtlinearitäten nur bei sich langsam ändernder elektrischer Spannung näherungsweise angenommen werden. Bei schnelleren Spannungsänderungen muss für eine genaue Bestimmung der Aktorauslenkung die Dynamik des Systems berücksichtigt werden. Einige Autoren nutzen bei der Ansteuerung gezielt die Aktordynamik aus, wodurch die Ansteuerung mit z. B. Rechtecksignalen [256] und Impulsen [52] möglich wird. Solche Ansätze zur Ansteuerung niederfrequenter Trägheitsmotoren sind jedoch sehr selten.

Die steilen Spannungsflanken in den beschriebenen Sägezahn- und Zyklod-Signalen führen zu Schwingungen, die bereits von Pohl [277] beobachtet wurden. Eine Vernachlässigung solcher Schwingungen ist maximal so lange möglich, wie sie abgeklungen sind, bevor die nächste Anregung erfolgt [44; 403]. Einige Autoren verwenden daher Anregungssignale mit Ruhephasen, in denen auftretende Schwingungen abklingen sollen [71; 282]. Neben der Form des Anregungssignals ist seine Frequenz entscheidend dafür, ob Eigenschwingungen im Motorbetrieb vernachlässigt werden können. Allgemein ist dies zulässig, wenn das Anregungssignal nur im Vergleich zur ersten Eigenfrequenz des Systems niedrige Frequenzanteile enthält. Die tatsächliche Grenze hängt vom Systemaufbau und der Signalform ab. Die meisten niederfrequenten PTM werden bei System-Eigenfrequenzen im Bereich einiger 1 kHz bis über 100 kHz mit Signalfrequenzen von einigen Hundert Hertz bis zu wenigen Kilohertz betrieben und erlauben diese Vernachlässigung.

Zur Erhöhung der ohne störende Schwingungen erreichbaren Frequenz der Anregungsspannung und damit der Geschwindigkeit des Motors finden sich in der Literatur verschiedene Ansätze. So verwenden Bergander und Breguet [28] die Technik des „Input Shaping“ [320], bei der das elektrische Eingangssignal – ursprünglich ein Sägezahn – derart modifiziert wird, dass Eigenschwingungen des Systems weitgehend unterdrückt werden. Zesch [402] geht ebenfalls von einem Sägezahn-Eingangssignal aus und entfernt daraus die höheren Harmonischen, um eine hochfrequente Anregung des untersuchten Motors zu vermeiden. Das Ergebnis ist ein Spannungsverlauf in der Form eines abgerundeten Sägezahns. Zou et al. [411] berechnen das Ansteuersignal mit Hilfe des invertierten dynamischen Übertragungsverhaltens ihres Motors. Der Motor kann dadurch bei höheren

⁷Damit zur Zeit $t = 0$ Auslenkung und Geschwindigkeit null sind, wird die Funktion $1 - \cos \omega t$ verwendet.

Frequenzen betrieben werden und erreicht eine deutlich höhere Geschwindigkeit als ohne Berücksichtigung der Dynamik. Chao et al. [53] verwenden einen Regler mit Geschwindigkeitsrückführung zur Reduktion der Schwingungen. Sie nutzen dazu die Technik des sogenannten „self-sensing“, indem sie aus dem elektrischen Strom, der in den piezoelektrischen Aktor fließt, auf seine Geschwindigkeit schließen.

Wie diese Beispiele und weitere Veröffentlichungen zeigen, kann die grundsätzliche Funktionalität niederfrequenter PTM mit unterschiedlichen Signalverläufen erreicht werden. Einige Autoren haben Vergleiche zwischen verschiedenen Signalformen angestellt [74; 214; 380], kommen dabei aber zu unterschiedlichen Schlüssen. So erreichen Bordoni et al. [41] nur mit Zykloiden eine gleichmäßige und reproduzierbare Bewegung, während bei Silveira und Marohn [318] ein Sägezahnsignal größere und gleichmäßigere Schritte liefert und bei niedrigeren Temperaturen besser funktioniert als ein zyklodischer Verlauf. In den Untersuchungen von Stieg et al. [331] erweisen sich für vertikale Bewegung mit der und gegen die Erdbeschleunigung unterschiedliche Signale als am besten geeignet. In den Untersuchungen von Smith et al. [325] ist eine Sägezahn-Anregung am effektivsten, die Autoren weisen aber auch darauf hin, dass in anderen Versuchen mit größeren bewegten Massen ein zyklodischer Verlauf effektiver war. Chang und Li [52] erreichen beim Vergleich von Sägezahn-, Impuls- und zyklodähnlicher Anregung mit Sägezahnanregung die größten Schritte und mit Impulsanregung die höchste Geschwindigkeit. Anantheshwara et al. [6] vergleichen Sägezahnsignale mit unterschiedlichem Verlauf im langsamen Teil und folgern aus Versuchsergebnissen, dass eine höhere Geschwindigkeit des Schlittens am Ende der Haftphase zu größeren Schritten führt. Wang und Lu [370] untersuchen einen Motor, bei dem mit Sägezahnanregung sowohl größere Maximal- als auch niedrigere Minimalschritte als mit zyklodischer Anregung möglich sind. In einem Vergleich von Sägezahnsignalen mit unterschiedlichem Verlauf im langsamen Teil stellen sie fest, dass ein konvexes, also mit abnehmender Steigung verlaufendes, Signal vorteilhaft ist und dass Phasen konstanter Spannung von nicht zu großer Länge direkt vor und nach der steilen Flanke sinnvoll sind. Sie führen dieses Ergebnis auf das Kriechen des Piezoaktors zurück. In Motoren, die mit diskreten Schritten arbeiten, ist die Geschwindigkeit das Produkt von Schrittgröße und Schrittfrequenz. Daraus ergeben sich unterschiedliche Möglichkeiten zur Einstellung der Motorgeschwindigkeit. Eine Änderung der Anregungsamplitude bewirkt eine Änderung der Schrittgröße. Dieses Verfahren wird in der Literatur am häufigsten genutzt, z. B. in [7; 91; 101; 140] – vermutlich auch, weil es mit üblichen Laborgeräten leicht zu realisieren ist. Ein weiterer Vorteil ist, dass mit kleineren Schritten auch die Positionsauflösung des Motors steigt. Dabei ist zu beachten, dass die Schrittgröße allgemein nur grob proportional zur Amplitude der Anregungsspannung ist – zum einen wegen der Nichtlinearitäten des Piezowandlers, zum anderen wegen der bei unterschiedlicher Amplitude möglicherweise unterschiedlichen Reibkräfte.

Auch über die Schrittfrequenz kann die Geschwindigkeit eines Trägheitsmotors mit diskreten Schritten eingestellt werden. Dabei existieren zwei Möglichkeiten: Eine Frequenzänderung unter Beibehaltung der Signalform, wie sie beispielsweise über die Änderung der Frequenzeinstellung an einem Signalgenerator erreicht wird, ist effektiv eine zeitliche Verzerrung des Wegsignals und verändert damit das Frequenzspektrum der Anregung und den Verlauf von Geschwindigkeit und Beschleunigung. Entsprechend gilt hier keine grundsätzliche Proportionalität zwischen Frequenz und Geschwindigkeit, da sich die Schrittgröße aufgrund des dynamischen Verhaltens des Piezowandlers und der geschwindigkeits- und beschleunigungsabhängigen Reibkräfte verändert. Diese Form der


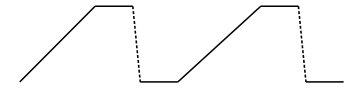
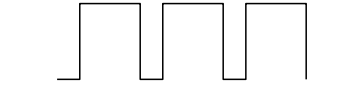
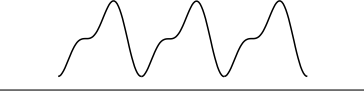
linearer Sägezahn ohne Plateau [176; 211]	
linearer Sägezahn mit zwei Plateaus [130; 255; 394; 399]	
Rechteck, Impuls [176; 192; 230; 349; 395; 398]	
Sinusüberlagerung [18; 237; 238; 251]	

Abbildung 2.7: Veröffentlichte elektrische Ansteuerungssignale für hochfrequent und/oder resonant betriebene piezoelektrische Trägheitsmotoren mit Beispielen aus der Literatur

Geschwindigkeitseinstellung über die Frequenz findet sich dennoch häufig in der Literatur, z. B. in [31; 156; 290] – vermutlich ebenfalls wegen der leichten Realisierbarkeit mit Standard-Signalgeneratoren. Die zweite Möglichkeit zur Geschwindigkeitseinstellung über die Schrittfrequenz ist das Einfügen oder Verlängern einer Ruhephase ohne Bewegung des Stators nach jedem Schritt. Der Verlauf von Geschwindigkeit und Beschleunigung während des eigentlichen Schritts bleibt dadurch unverändert, sodass die Schrittfrequenz idealerweise unabhängig von der Schrittgröße verstellt werden kann. Dieses Verfahren findet sich nur sehr selten in der Literatur, z. B. in [91]. Durch eine Kombination der unterschiedlichen Methoden zur Geschwindigkeitseinstellung können, wie z. B. von Wörn et al. [381] beschrieben, ihre jeweiligen Vorteile kombiniert werden.

2.5.2 Hochfrequenter Betrieb

Bei den bisher beschriebenen niederfrequenten Trägheitsmotoren wird der Piezoaktor weit unterhalb seiner ersten Resonanzfrequenz betrieben. Seine Dynamik wird nicht berücksichtigt oder als Störung betrachtet, die sich durch nach Möglichkeit zu vermeidende unerwünschte Schwingungen negativ auswirkt. Bei der Auslegung hochfrequenter Trägheitsmotoren wird die Systemdynamik dagegen grundlegend berücksichtigt. Der Motor wird bei diesen hohen Betriebsfrequenzen i. A. „dauergleitend“, also ohne relevante Haftphase und mit mehreren Gleitphasen pro Periode betrieben. In den meisten Fällen werden zum Betrieb gezielt Resonanzeffekte genutzt, indem mehrere Eigenschwingungsmoden geeignet überlagert werden. Die elektrische Anregung kann dabei mit überlagerten Sinussignalen erfolgen, es können aber auch z. B. Sägezahn- oder Rechtecksignale genutzt werden. Wie z. B. von Yoshida et al. [396] erläutert, werden so die Eigenmoden durch Grund- und/oder Höherharmonische des Anregungssignals angeregt. Ein Vorteil der Ansteuerung mit Rechteckspannungen ist, insbesondere bei batteriebetriebenen Anwendungen, die einfache Erzeugbarkeit der Signale aus Gleichspannungen. Der Motor von Yoshida et al. [394] erreicht bei Ansteuerung mit einem linearen Sägezahn mit zwei Plateaus abhängig von der Last bei einer Grundfrequenz zwischen $\frac{1}{3}$ und $\frac{2}{3}$ der Resonanzfrequenz des Systems sein Geschwindigkeitsmaximum. Es ist davon auszugehen, dass auch hier Resonanzeffekte entscheidend für die hohe Geschwindigkeit sind.

Abb. 2.7 enthält eine Aufstellung der verschiedenen bislang veröffentlichten Ansteue-

rungssignale für hochfrequent und/oder resonant betriebene Trägheitsmotoren. Wie bereits die im Vergleich zu Abb. 2.6 deutlich geringere Zahl von Beispielen in der Literatur zeigt, sind hochfrequent betriebene Trägheitsmotoren bislang deutlich seltener als ihre niederfrequent betriebenen Varianten.

Eine Variante dieses Prinzips, bei der eine der überlagerten Sinusschwingungen vom aktiv angeregten Schlitten erzeugt wird, wurde von Suzuki et al. [336] untersucht. Durch geschickte Ausnutzung von Eigenschwingungsformen ist es außerdem möglich, besondere Charakteristika wie einen parallel zur Antriebsstange liegenden Aktor oder den gegenphasigen Antrieb von zwei Antriebsstangen mittels eines Aktors zu realisieren, wie von Vasiljev [361] gezeigt. Wird der (ggf. verteilte) Aktor geeignet so montiert, dass er verschiedene Arten von Eigenschwingungsformen anregen kann, beispielsweise Längs- und Biegemoden, ist es möglich, wie von Tuncdemir u. a. [348; 349] gezeigt, mit nur einem elektrischen Eingang einen Motor mit mehreren Freiheitsgraden zu realisieren. Die Bewegung in den unterschiedlichen Freiheitsgraden wird dann über verschiedene Ansteuersignale erreicht.

Da in hochfrequenten und insbesondere in resonanten Trägheitsmotoren das Frequenzspektrum des Anregungssignals wesentlich ist, kann zur Einstellung der Motorgeschwindigkeit hier allgemein nur die Anregungsamplitude verändert werden. Bei geeigneter Auslegung kann jedoch auch die Frequenzänderung durch Einfügen einer Ruhephase genutzt werden [401].

3 Konzepte für den Betrieb von Trägheitsmotoren mit hoher Geschwindigkeit

In diesem Kapitel werden, aufbauend auf einem Modell eines eindimensional arbeitenden linearen piezoelektrischen Trägheitsmotors, Auslenkungsverläufe für einen idealisierten piezoelektrischen Festkörperaktor hergeleitet, die zur maximalen Geschwindigkeit des Motors führen. Dabei werden sowohl der klassische Betrieb mit Haft- und Gleitphase als auch ein Betrieb ohne Haftphase untersucht. Aus diesen idealisierten Signalen werden in den nachfolgenden Kapiteln elektrische Ansteuersignale abgeleitet, mit denen Trägheitsmotoren mit realen Piezoaktoren mit beschränkter Bandbreite betrieben werden können.

3.1 Modellbildung

Abb. 3.1 zeigt eine schematische Darstellung des exemplarisch untersuchten Motortyps: An der Spitze eines feststehenden Aktors ist eine Antriebsstange befestigt. Der Verbund dieser beiden Teile wird im Folgenden auch als Stator bezeichnet. Ein Schlitten wird von einer Zusatzkraft, resultierend z. B. aus magnetischer Anziehung oder elastischer Verformung, an die Antriebsstange gedrückt. Aktor und Stange liegen auf einer Achse, die um den Winkel γ aus der Waagerechten gedreht ist. Im Folgenden wird davon ausgegangen, dass sich der Schlitten bei $\gamma = 0^\circ$ unterhalb der Stange befindet. Abb. 3.1 zeigt den Motor bei verschiedenen Winkeln γ . Die Abbildung zeigt außerdem das in den folgenden Untersuchungen verwendete statorfeste Koordinatensystem (x, y, z) : x liegt parallel zur Statorachse und zeigt vom Aktor Richtung Antriebsstange, z zeigt senkrecht dazu von

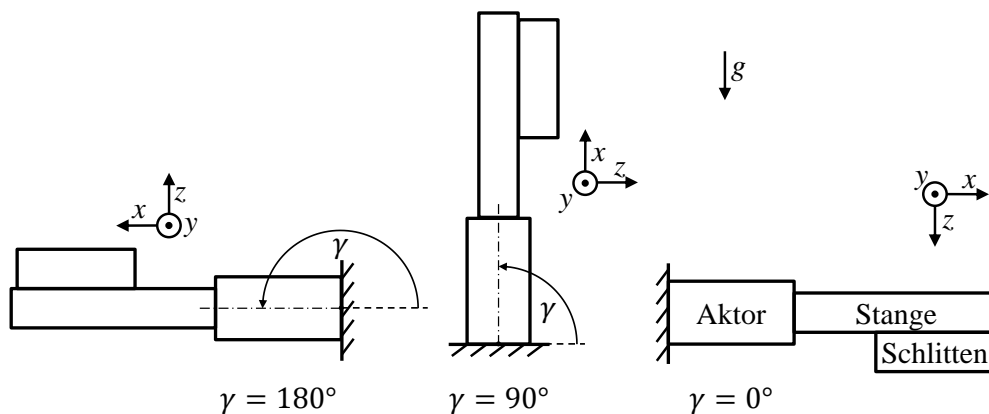


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des untersuchten Motortyps mit Definition des Steigungswinkels γ und des statorfesten Koordinatensystems (x, y, z)

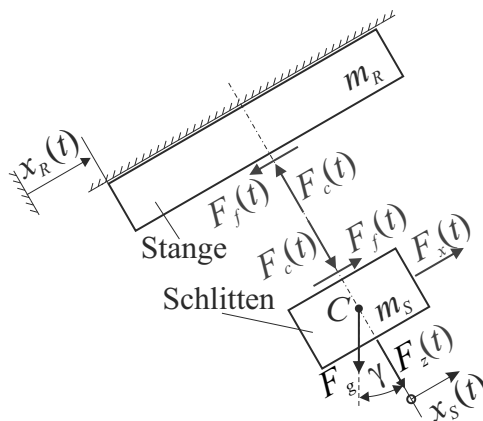


Abbildung 3.2: Mechanisches Ersatzmodell von Antriebsstange und Schlitten mit Schnittkräften (zuerst veröffentlicht in [154], Nachdruck mit Genehmigung von Elsevier)

der Stange zum Schlitten. Die nachfolgenden Betrachtungen und Berechnungen gelten für den betrachteten Motortyp und können mit entsprechender Anpassung auf andere, z. B. rotatorische, Trägheitsmotortypen übertragen werden.

Abb. 3.2 zeigt ein mechanisches Ersatzmodell von Stange und Schlitten mit Schnittkräften, das alle wesentlichen Eigenschaften dieser beiden Bauteile und ihrer Wechselwirkungen im untersuchten Trägheitsmotor abbildet. Dabei werden folgende Annahmen und Vereinfachungen getroffen:

- Der Schlitten wird als Punktmasse betrachtet.
- Die Stange wird als Starrkörper betrachtet¹.
- Die Stange wird rein axial angeregt, es gibt keine Querbewegung.

Das Modell bildet die Grundlage für die nachfolgenden Untersuchungen zur Anregung von Trägheitsmotoren für hohe Geschwindigkeiten: Der Schlitten der Masse m_S hängt unter der Antriebsstange der Masse m_R . $x_R(t)$ und $x_S(t)$ sind die Verschiebungen von Stange bzw. Schlitten. $F_c(t)$ ist die Normalkraft im Kontakt zwischen den beiden Körpern. Sie resultiert aus der Gewichtskraft des Schlittens $F_g = m_S g$ und einer externen Kraft $F_z(t)$ in z -Richtung, die beide auf den Schwerpunkt C des Schlittens wirken:

$$F_c(t) = -F_g \cos \gamma - F_z(t) \quad (3.1)$$

Im Reibkontakt wirkt die Tangentialkraft $F_f(t)$, außerdem wirkt auf den Schlitten in seiner Bewegungsachse eine externe Kraft $F_x(t)$. Eine Rotation des Schlittens aufgrund der Reibkraft ist gemäß der o. g. Annahme ausgeschlossen. Die Bewegungsgleichung des Schlittens lautet somit

$$m_S \ddot{x}_S(t) = F_x(t) - F_g \sin \gamma + F_f(t). \quad (3.2)$$

In diesem Kapitel wird der Piezoaktor, welcher die Stange anregt, als idealer Wegsteller

¹Die Betrachtung als Starrkörper und Punktmasse impliziert, dass das Modell keine detaillierte Betrachtung der Kontaktmechanik zwischen Stange und Schlitten, z. B. mittels Hertzscher Kontakttheorie oder anderer Methoden [169; 314], enthält, da diese nach dem Stand der Forschung für die Modellierung von Trägheitsmotoren mit ausreichend hohen Statorhüben nicht erforderlich ist, vgl. Abschnitt 2.3.3.

angenommen, beschränkt durch die maximal zulässige Aktorauslenkung $x_{R,\max}$:

$$0 \leq x_R(t) \leq x_{R,\max}. \quad (3.3)$$

Beim idealen Wegsteller sind Geschwindigkeit $\dot{x}_R(t)$ und Beschleunigung $\ddot{x}_R(t)$ der Stange, anders als mit realen Aktoren möglich, nicht beschränkt.

Die Tangentialkraft $F_f(t)$ wird mit einem Coulombschen Reibmodell mit den konstanten Koeffizienten μ_d für Gleiten und μ_0 für Haften beschrieben. Die Reibkraft ist

$$F_{fd}(t) = \mu_d F_c(t) \operatorname{sgn}(\dot{x}_R(t) - \dot{x}_S(t)). \quad (3.4)$$

Mit der Bedingung $\ddot{x}_S(t) = \ddot{x}_R(t)$ folgt aus der Bewegungsgleichung (3.2) die Haftkraft

$$F_{fh}(t) = m_S \ddot{x}_R(t) - F_x(t) + F_g \sin \gamma. \quad (3.5)$$

Die Losbrechkraft ist $\mu_0 F_c(t)$, damit lautet die in Gl. (1.1) allgemein formulierte Haftbedingung für den Motor

$$|F_{fh}(t)| \leq \mu_0 F_c(t). \quad (3.6)$$

Die Tangentialkraft $F_f(t)$ wird damit beschrieben durch

$$F_f(t) = \begin{cases} F_{fh}(t) & \text{falls } \dot{x}_R(t) = \dot{x}_S(t) \text{ und } |F_{fh}(t)| \leq \mu_0 F_c(t) \\ F_{fd}(t) & \text{falls } \dot{x}_R(t) \neq \dot{x}_S(t) \text{ oder } |F_{fh}(t)| > \mu_0 F_c(t) \end{cases}. \quad (3.7)$$

Diese Form des Coulombschen Reibgesetzes wurde gewählt, da sie gut für den Einsatz in numerischen Simulationen geeignet ist. Aufwändigere Reibmodelle, z. B. mit geschwindigkeitsabhängigen Reibwerten, können in späteren Simulationsrechnungen problemlos implementiert werden, würden an dieser Stelle jedoch die Herleitung der idealisierten Auslenkungsverläufe erheblich aufwendiger gestalten und so das angestrebte grundsätzliche Verständnis der Funktion von Trägheitsmotoren erschweren.

3.2 Funktionsvoraussetzungen

Damit der Trägheitsmotor im bidirektionalen Betrieb wie im Folgenden beschrieben funktioniert, müssen die konstruktiven Motorparameter einige Bedingungen erfüllen, die nachfolgend hergeleitet und im Weiteren als erfüllt angenommen werden:

Schlitten und Stange bleiben in Kontakt. Schlitten und Stange müssen in Kontakt bleiben, der Schlitten darf nicht abfallen. Dafür muss die Normalkraft im Kontakt durchgängig positiv sein:

$$F_c(t) > 0 \quad (3.8)$$

Aus Gl. (3.1) folgt daher für eine externe Anpresskraft $F_z(t)$:

$$F_z(t) < -F_g \cos \gamma \quad (3.9)$$

Der Schlitten kommt aus der Bewegung selbstständig zum Stillstand. Damit der Schlitten nach Abschluss der Anregung zum Stillstand kommt, muss die der Bewegung

entgegenwirkende Beschleunigung durch die Reibung größer sein als die in die Richtung der Bewegung wirkende Beschleunigung.

Bei ruhender Stange und positiver Schlittengeschwindigkeit $\dot{x}_S(t)$ ist die Reibkraft $F_{fd}(t) = -\mu_d F_c(t)$ negativ, vgl. Gl. (3.4). Die Beschleunigung des Schlittens $\ddot{x}_S(t)$ muss in diesem Fall negativ sein, damit dieser zum Stillstand kommt. Einsetzen von $F_f(t) = -\mu_d F_c(t)$ und $\ddot{x}_S(t) < 0$ in die Bewegungsgleichung (3.2) liefert die Bedingung

$$\mu_d F_c(t) > F_x(t) - F_g \sin \gamma. \quad (3.10)$$

Für eine ruhende Stange und negative Schlittengeschwindigkeit $\dot{x}_S(t)$ liefert analog dazu das Einsetzen von $F_f(t) = \mu_d F_c(t)$ und $\ddot{x}_S(t) > 0$ in die Bewegungsgleichung (3.2) die Bedingung

$$-\mu_d F_c(t) < F_x(t) - F_g \sin \gamma. \quad (3.11)$$

Die Bedingungen (3.10) und (3.11) können zusammengefasst werden zu

$$\mu_d F_c(t) > |F_x(t) - F_g \sin \gamma|. \quad (3.12)$$

Der Schlitten bewegt sich nicht ohne Anregung und kann in beide Richtungen durch Haftkräfte beschleunigt werden. Wenn der Schlitten stillsteht, darf er sich ohne Anregung der Stange nicht bewegen. Dazu muss die Haftbedingung (3.6) im Ruhezustand, also bei $\ddot{x}_R(t) = \ddot{x}_S(t) = 0$ erfüllt sein. Mit Gl. (3.5) folgt daraus die Bedingung

$$|-F_x(t) + F_g \sin(\gamma)| \leq \mu_0 F_c(t). \quad (3.13)$$

Damit der Schlitten in beide Richtungen durch Haftkräfte beschleunigt werden kann, muss es sowohl eine positive wie eine negative Beschleunigung $a = \ddot{x}_R(t) = \ddot{x}_S(t)$ der Stange geben, bei der die Haftbedingung (3.6) erfüllt ist, mit der also

$$|m_S a - F_x(t) + F_g \sin(\gamma)| \leq \mu_0 F_c(t) \quad (3.14)$$

gilt. Für die folgende Herleitung wird

$$\tilde{F} = -F_x(t) + F_g \sin(\gamma) \quad (3.15)$$

angenommen. Damit lautet Bedingung (3.14)

$$|m_S a + \tilde{F}| \leq \mu_0 F_c(t). \quad (3.16)$$

Für $\tilde{F} \leq 0$ ist Bedingung (3.16) mit einem kleinen $a > 0$ leicht zu erfüllen, ebenso für $\tilde{F} \geq 0$ mit einem kleinen $a < 0$.

Bei $\tilde{F} \geq 0$ und $a > 0$ wird aus Bedingung (3.16)

$$m_S a + \tilde{F} \leq \mu_0 F_c(t) \quad (3.17)$$

und bei $\tilde{F} \leq 0$ und $a < 0$ wird aus Bedingung (3.16)

$$-m_S a - \tilde{F} \leq \mu_0 F_c(t). \quad (3.18)$$

Diese beiden Bedingungen können zusammengefasst werden zu

$$|m_S a| + |\tilde{F}| \leq \mu_0 F_c(t), \quad (3.19)$$

mit Rückersetzung von \tilde{F} nach Gl. (3.15) wird daraus

$$|m_S a| + |-F_x(t) + F_g \sin(\gamma)| \leq \mu_0 F_c(t). \quad (3.20)$$

Da a theoretisch infinitesimal klein gewählt werden kann, kann diese Bedingung geschrieben werden als

$$|-F_x(t) + F_g \sin(\gamma)| < \mu_0 F_c(t) \quad (3.21)$$

und entspricht damit der Bedingung (3.12).

3.3 Definition charakteristischer Größen

3.3.1 Charakteristische Beschleunigungen

Die Losbrechbeschleunigung $a_0(t)$ der Stange ist die betragsmäßig maximale Beschleunigung $\ddot{x}_R(t)$, bei der die Haftbedingung (3.6) nicht verletzt ist, bei der der Schlitten also nicht zu gleiten beginnt. Es gilt demnach

$$|F_{fh}(t)|_{\ddot{x}_S(t)=a_0(t)} = \mu_0 F_c(t). \quad (3.22)$$

Mit einer Fallunterscheidung anhand des Vorzeichens von $F_{fh}(t)$ wird aus Gl. (3.22)

$$F_{fh}(t)|_{\ddot{x}_S(t)=a_0(t)} = \begin{cases} \mu_0 F_c(t) & \text{für } F_{fh}(t) \geq 0 \\ -\mu_0 F_c(t) & \text{für } F_{fh}(t) < 0 \end{cases}. \quad (3.23)$$

Aus der Bewegungsgleichung (3.2) und der Bedingung (3.21) folgt

$$F_f(t) = \mu_0 F_c(t) \Rightarrow \ddot{x}_S(t) > 0, \quad (3.24)$$

$$F_f(t) = -\mu_0 F_c(t) \Rightarrow \ddot{x}_S(t) < 0. \quad (3.25)$$

In den für $a_0(t)$ relevanten Fällen sind die Vorzeichen von $F_f(t)$ und $\ddot{x}_S(t)$ also gleich. In der Haftphase gilt grundsätzlich $\ddot{x}_S(t) = \ddot{x}_R(t)$ und $F_f(t) = F_{fh}(t)$, die Fallunterscheidung bei der Berechnung von $a_0(t)$ kann daher auch anhand des Vorzeichens von $\ddot{x}_R(t)$ erfolgen. Dann folgt mit der Bewegungsgleichung (3.2) aus Gl. (3.23)

$$a_0(t) = \begin{cases} \frac{F_x(t)}{m_S} - g \sin(\gamma) + \frac{\mu_0 F_c(t)}{m_S} & \text{für } \ddot{x}_R(t) \geq 0 \\ \frac{F_x(t)}{m_S} - g \sin(\gamma) - \frac{\mu_0 F_c(t)}{m_S} & \text{für } \ddot{x}_R(t) < 0 \end{cases}, \quad (3.26)$$

was zu

$$a_0(t) = \frac{F_x(t)}{m_S} - g \sin(\gamma) + \operatorname{sgn}(\ddot{x}_R(t)) \frac{\mu_0 F_c(t)}{m_S} \quad (3.27)$$

vereinfacht werden kann, da $\ddot{x}_R(t) = 0$ für $a_0(t)$ nicht relevant ist.

Die Beschleunigung des Schlittens während der Gleitphase folgt aus den Gleichungen

(3.2) und (3.4) als

$$a_d(t) = \frac{F_x(t)}{m_S} - g \sin(\gamma) + \operatorname{sgn}(\dot{x}_R(t) - \dot{x}_S(t)) \frac{\mu_d F_c(t)}{m_S}. \quad (3.28)$$

Die Beschleunigungen $a_0(t)$ und $a_d(t)$ sind betriebsbedingt zeitabhängig, doch g , γ , μ_0 , μ_d , $F_x(t)$ und $F_c(t)$ können in der Regel als konstant angenommen werden. In diesem Fall nehmen die beiden Beschleunigungen nur jeweils zwei verschiedene Werte an. Diese Werte können als charakteristische Beschleunigungen des Motorsystems angesehen werden und erhalten zur Vereinfachung der nachfolgenden Berechnungen eigene Formelzeichen: a_0^+ und a_0^- sind die Losbrechbeschleunigungen für positive bzw. negative Beschleunigung in der Haftphase, a_d^+ und a_d^- bezeichnen die Beschleunigung des Schlittens bei positiver bzw. negativer Relativgeschwindigkeit in der Gleitphase:

$$a_0^+ = a_0(\ddot{x}_R > 0) = \frac{F_x}{m_S} - g \sin(\gamma) + \frac{\mu_0 F_c}{m_S} \quad (3.29)$$

$$a_0^- = a_0(\ddot{x}_R < 0) = \frac{F_x}{m_S} - g \sin(\gamma) - \frac{\mu_0 F_c}{m_S} \quad (3.30)$$

$$a_d^+ = a_d(\dot{x}_R - \dot{x}_S > 0) = \frac{F_x}{m_S} - g \sin(\gamma) + \frac{\mu_d F_c}{m_S} \quad (3.31)$$

$$a_d^- = a_d(\dot{x}_R - \dot{x}_S < 0) = \frac{F_x}{m_S} - g \sin(\gamma) - \frac{\mu_d F_c}{m_S} \quad (3.32)$$

In jedem Motor, der für bidirektionalen Betrieb geeignet ist, haben die charakteristischen Beschleunigungen – wie in Anhang A.2 gezeigt – feste Vorzeichen, die ihrem Exponenten entsprechen:

$$a_0^+ > 0 \quad a_0^- < 0 \quad a_d^+ > 0 \quad a_d^- < 0 \quad (3.33)$$

3.3.2 Geschwindigkeit

Prinzipbedingt erfährt der Schlitten in einem Trägheitsmotor im Betrieb unterschiedliche Beschleunigungen und hat damit keine konstante Geschwindigkeit. Abb. 3.3 zeigt typische Schwankungen der Schlittengeschwindigkeit. Im Folgenden bezeichnet

$$\bar{v}_p = \frac{1}{T} \int_{(p-1) \cdot T}^{pT} \dot{x}_S(t) dt \quad (3.34)$$

die mittlere Geschwindigkeit des Schlittens in der p . Periode nach dem Start.

Da die Schlittengeschwindigkeit am Ende einer Periode von der Schlittengeschwindigkeit zu Beginn der Periode abhängt, steigt \bar{v}_p in vielen Fällen asymptotisch von Periode zu Periode. Abb. 3.4 zeigt einen solchen typischen Geschwindigkeitsanstieg. Die Endgeschwindigkeit eines Trägheitsmotors, welche die wesentliche Kenngröße für die Entwicklung schneller Trägheitsmotoren ist, wird daher definiert als

$$\bar{v}_\infty = \lim_{p \rightarrow \infty} \bar{v}_p. \quad (3.35)$$

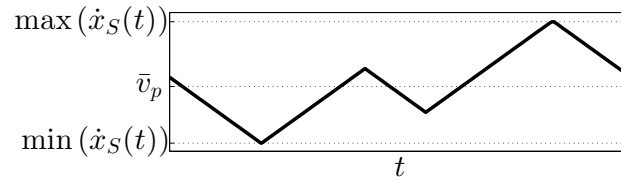


Abbildung 3.3: Typischer Verlauf der Schlittengeschwindigkeit $\dot{x}_S(t)$ über eine Anregungsperiode (zuerst veröffentlicht in [154], Nachdruck mit Genehmigung von Elsevier)

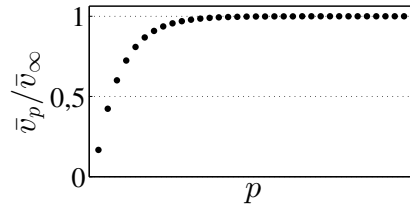


Abbildung 3.4: Typischer Anstieg der mittleren Geschwindigkeit eines Trägheitsmotors nach dem Start aus der Ruhe, dargestellt über die Perioden p

3.3.3 Anlaufzeit

Nur in einigen Fällen, z. B. im idealen Haft-Gleit-Betrieb und in allen Fällen, in denen der Schlitten am Ende jeder Periode wieder in Ruhe ist, erreicht ein Trägheitsmotor seine Endgeschwindigkeit \bar{v}_∞ in endlicher Zeit vollständig. In den meisten anderen Fällen nimmt die Geschwindigkeit wie beschrieben asymptotisch zu. In einigen anderen Fällen ist die Schlittengeschwindigkeit in der ersten Periode am höchsten und sinkt dann asymptotisch oder ist trotz dynamischen Motorbetriebs in jeder Periode gleich. Eine Diskussion dieser selten auftretenden Fälle, die für schnelle Trägheitsmotoren von geringer praktischer Bedeutung sind, findet sich in Anhang A.3.

In Fällen mit asymptotisch verlaufender Geschwindigkeit ist die Zeit, innerhalb der der Motor seine Endgeschwindigkeit erreicht, nicht klar definiert. Es ist daher sinnvoll, die Zeit t_q bis zum Erreichen eines Grenzwerts $q \cdot \bar{v}_\infty$ als Maß für diese Anlaufzeit zu benutzen. Da \bar{v}_p über jeweils eine vollständige Periode bestimmt ist, ist die Anlaufzeit gemäß dieser Definition stets ein ganzzahliges Vielfaches der Periodendauer des Anregungssignals T . Im Folgenden bezeichnet p_q bei Motoren mit konstanter oder asymptotisch steigender Geschwindigkeit die erste Periode, innerhalb derer $\bar{v}_{p_q} \geq q \cdot \bar{v}_\infty$ ist. Die Anlaufzeit ist dann $t_q = T \cdot p_q$. Für Motoren mit asymptotisch fallender Geschwindigkeit ist p_q die erste Periode, innerhalb derer $\bar{v}_p \leq q \cdot \bar{v}_\infty$ ist.

Eine durch \bar{v}_p periodenweise beschriebene ansteigende oder abfallende mittlere Schlittengeschwindigkeit lässt sich im Allgemeinen gut durch eine Exponentialfunktion der Form

$$\bar{v}(t) = \bar{v}_\infty - k_1 e^{-k_2(t-T)} \quad (3.36)$$

approximieren, bei der die Parameter k_1 , k_2 und – falls unbekannt – die Endgeschwindigkeit \bar{v}_∞ z. B. mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt werden. Anhand dieser Funktion kann t_q als der Wert von t bestimmt werden, bei dem $\bar{v}(t) = q \cdot \bar{v}_\infty$ ist. So können für t_q auch Werte gefunden werden, die keine ganzzahligen Vielfachen von T sind, das Anlaufverhalten des Motors also potentiell genauer beschreiben. Anders als

das zuerst beschriebene Verfahren erfordert diese Vorgehensweise keine zuvor bekannte Endgeschwindigkeit \bar{v}_∞ . Sie kann daher auch angewandt werden, wenn der untersuchte Motor nicht bis zum stationären Zustand simuliert oder vermessen wurde. Die Bestimmung von t_q über eine den Anstieg der Schlittengeschwindigkeit beschreibende Funktion ist zudem robuster gegenüber den in Versuchen auftretenden Schwankungen der Schlittengeschwindigkeit. Sie kann jedoch zu ungenaueren Ergebnissen führen, wenn die Abweichung zwischen tatsächlichem Verlauf von \bar{v}_p und beschreibender Funktion gerade im Bereich von t_q hoch ist.

Die verwendete Methode zur Bestimmung der Anlaufzeit wird im Folgenden jeweils angegeben. Dabei wird stets $q = 0,99$, bzw. $q = 1,01$ für Motoren mit sinkender Geschwindigkeit, verwendet. Die Anlaufzeit ist also die Zeit, nach der der Schlitten 99 % bzw. 101 % seiner Endgeschwindigkeit erreicht hat.

3.3.4 Welligkeit der Schlittengeschwindigkeit

In praktisch jeder Anwendung von Trägheitsmotoren ist eine gleichmäßige Schlittenbewegung gewünscht. Als Maß für die Welligkeit der Schlittengeschwindigkeit wird im Folgenden der Betrag der relativen Spreizung zwischen minimaler und maximaler Schlittengeschwindigkeit innerhalb einer Periode verwendet. Dieser Wert entspricht der Schwingungswelligkeit (Riffelfaktor) nach DIN 40110-1. In Anlehnung an die darin vorgeschlagene Bezeichnung wird die Welligkeit der Schlittengeschwindigkeit in Periode p im Folgenden mit q_p bezeichnet². Es gilt

$$q_p = \frac{\max_p (\dot{x}_S(t)) - \min_p (\dot{x}_S(t))}{|\bar{v}_p|}. \quad (3.37)$$

Je gleichmäßiger die Schlittenbewegung ist, desto kleiner wird q_p . In einem Trägheitsmotor treten prinzipbedingt in jeder Periode Phasen positiver und negativer Beschleunigung auf. Eine konstante Geschwindigkeit und damit eine Welligkeit $q_p = 0$ ist daher mit einem realen Trägheitsmotor nicht erreichbar. Im Folgenden wird insbesondere $q_\infty = \lim_{p \rightarrow \infty} q_p$ untersucht, die Welligkeit der Schlittengeschwindigkeit im stationären Zustand.

3.3.5 Schrittgröße

Als Schrittgröße wird die aus einem Anregungszyklus resultierende Verschiebung des Schlittens bezeichnet. Auch für Motoren ohne diskrete Schritte kann eine gedachte Schrittgröße x_p als Produkt von mittlerer Geschwindigkeit und Periode berechnet werden:

$$x_p = \bar{v}_p T \quad (3.38)$$

Im Folgenden wird insbesondere die Schrittgröße $x_\infty = \lim_{p \rightarrow \infty} x_p$ im stationären Zustand betrachtet.

²Die Welligkeit q_p ist damit der Kehrwert der in [154] eingeführten Gleichförmigkeit der Schlittenbewegung ς_p : $q_p = 1/\varsigma_p$.

3.4 Geschwindigkeitsmaximierter Betrieb mit idealisierter Anregung

Das verbreitetste Anregungssignal für insbesondere niederfrequent betriebene Trägheitsmotoren ist ein Sägezahn mit langsam linear steigender und anschließend schnell fallender Auslenkung der Stange, vgl. Abschnitt 2.5. Dieser Verlauf wird im Folgenden als linearer Sägezahn bezeichnet. Dabei wird klassisch angenommen, dass der Schlitten während der langsamen Auslenkung an der Stange haftet und während des schnellen Abfalls der Auslenkung gleitet. Eine linear steigende Auslenkung erfordert beim Start einen Sprung der Stangengeschwindigkeit von null auf einen konstanten Wert und somit eine hohe Beschleunigung der Stange. Ist diese Beschleunigung größer als die Losbrechbeschleunigung, gleitet der Schlitten. Ein Betrieb mit haftendem Schlitten und linear steigender Auslenkung kann daher nur bei sehr niedriger Geschwindigkeit der Stange realisiert werden, womit auch nur eine niedrige Schlittengeschwindigkeit erreicht werden kann.

Steigt die Auslenkung der Stange dagegen parabolisch, also mit linear steigender Geschwindigkeit und konstanter Beschleunigung, haftet der Schlitten bei einer Stangenbeschleunigung unterhalb der Losbrechbeschleunigung während der gesamten Phase steigender Stangenauslenkung auf der Stange. Er wird zudem während dieser Phase fortlaufend beschleunigt und kann so eine hohe Geschwindigkeit erreichen. Für das Erreichen eines Haft-Gleit-Betriebs ist diese, im Folgenden als parabolischer Sägezahn bezeichnete, Anregung daher geeigneter als ein linearer Sägezahn.

Wenn die Geschwindigkeit der Stange in der Phase steigender Stangenauslenkung größer ist als die Geschwindigkeit des Schlittens, wird dieser statt durch Haftkräfte durch Reibung beschleunigt. Der Motor befindet sich dann im Gleit-Gleit-Betrieb. Dieser kann sowohl durch eine hohe konstante Stangenbeschleunigung, also mit parabolischem Auslenkungsverlauf, als auch durch eine hohe konstante Schlittengeschwindigkeit, also mit linearem Auslenkungsverlauf, erreicht werden.

Im Folgenden werden Weganregungssignale $x_R(t)$ beschrieben, mit denen die Endgeschwindigkeit des Schlittens unter verschiedenen Bedingungen maximiert wird. Dabei wird aus den zuvor beschriebenen Gründen der Haft-Gleit-Betrieb mit parabolischem Sägezahn und der Gleit-Gleit-Betrieb mit parabolischem und linearem Sägezahn untersucht. Für jeden Betriebsmodus werden die oben definierten Motorkenngrößen bestimmt und Diagramme mit typischen Verläufen von Weg, Geschwindigkeit und Beschleunigung von Stange und Schlitten gezeigt. Die gezeigten Verläufe werden anhand der in den jeweiligen Unterabschnitten hergeleiteten analytischen Formeln berechnet. In allen Fällen wird davon ausgegangen, dass Stange und Schlitten aus der Ruhe und aus der Nullposition starten:

$$\begin{aligned}\ddot{x}_R(0) &= \ddot{x}_S(0) = 0 \\ \dot{x}_R(0) &= \dot{x}_S(0) = 0 \\ x_R(0) &= x_S(0) = 0\end{aligned}\tag{3.39}$$

Für die Berechnung werden die in Tabelle 3.1 angegebenen Parameter des in Kapitel 6 beschriebenen Versuchsmotors und als Gravitationskonstante $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ verwendet. Gleiche Größen (Zeit, Weg, Geschwindigkeit, Beschleunigung) sind in allen Diagrammen gleich skaliert. Positiv und negativ unendliche Geschwindigkeiten und Beschleunigungen

werden durch nach oben bzw. unten weisende Pfeile angezeigt.

Es wird exemplarisch der Fall einer gewünschten Bewegung des Schlittens in positiver x_S -Richtung behandelt. Die Motorkenngrößen sind bei der untersuchten idealisierten Anregung unabhängig von der Soll-Bewegungsrichtung.

Tabelle 3.1: Für die Beispielrechnungen verwendete Parameter des Versuchsmotors

Parameter	Formelzeichen	Wert
Schlittenmasse	m_S	6,92 g
maximal zulässige Aktorauslenkung	$x_{R,\max}$	15 μm
Losbrechkraft	$F_{f0} = \mu_0 F_c(t)$	1,01 N
Reibkraft	$F_{fd} = \mu_d F_c(t)$	1,01 N
Steigungswinkel	γ	0°
Gegenkraft	$F_x(t)$	0 N

3.4.1 Diskreter Haft-Gleit-Betrieb mit parabolischem Sägezahn

Im diskreten, also schrittweisen, Haft-Gleit-Modus wird der Schlitten durch Haftkräfte beschleunigt und bewegt sich in aufeinanderfolgenden diskreten Schritten, zwischen denen der gesamte Motor in Ruhe ist. Abb. 3.5 zeigt Weg, Geschwindigkeit und Beschleunigung von Stange und Schlitten in diesem Betriebsmodus.

3.4.1.1 Bewegungszyklus

Der Bewegungszyklus zum Erreichen der höchstmöglichen Geschwindigkeit besteht in diesem Modus aus drei Phasen, die kontinuierlich wiederholt werden:

1. Beschleunigungsphase (Länge Δt_1)
2. Rückziehphase (unendlich kurz)
3. Abbremsphase (Länge Δt_2)

In der **Beschleunigungsphase** beschleunigt die Stange mit a_R bis ihre Maximalposition $x_{R,\max}$ erreicht ist. Dabei beschreibt der Beschleunigungsfaktor

$$\kappa = \frac{a_R}{a_0^+} \quad (3.40)$$

das Verhältnis dieser Stangenbeschleunigung zur Losbrechbeschleunigung a_0^+ .

Im diskreten Haft-Gleit-Betrieb ist $\kappa \leq 1$, sodass der Schlitten an der Stange haftet und sich mit der Stange bewegt. Die Bewegungen von Stange und Schlitten werden durch folgende Gleichungen beschrieben:

$$\begin{aligned} \ddot{x}_R(t) &= \ddot{x}_S(t) = a_R \\ \dot{x}_R(t) &= \dot{x}_S(t) = a_R t \\ x_R(t) &= x_S(t) = a_R/2 \cdot t^2 \end{aligned} \quad (3.41)$$

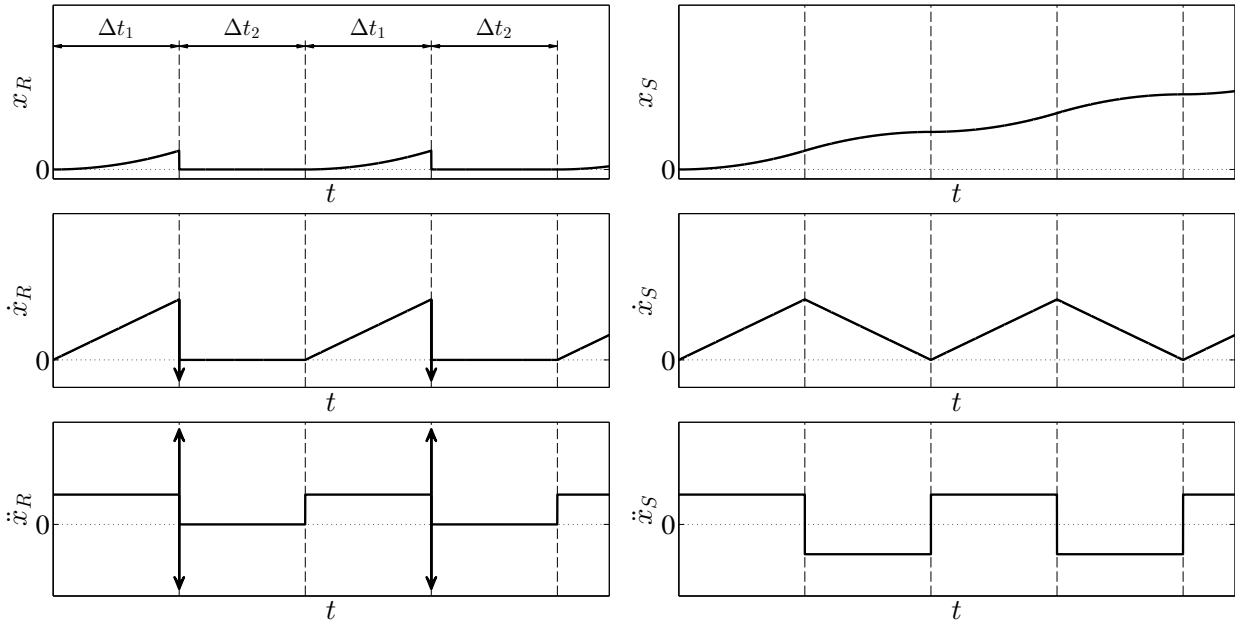


Abbildung 3.5: Weg (x), Geschwindigkeit (\dot{x}) und Beschleunigung (\ddot{x}) von Stange (Index R) und Schlitten (Index S) im diskreten Haft-Gleit-Betrieb mit parabolischer Sägezahnanregung und dem Beschleunigungsfaktor $\kappa = 1$

Die Beschleunigungsphase endet, wenn die Stange maximal ausgelenkt ist, d. h. wenn $x_R(t) = x_{R,\max}$ ist. Die Länge dieser Phase wird beschrieben durch

$$\Delta t_1 = \sqrt{\frac{2x_{R,\max}}{a_R}}. \quad (3.42)$$

Am Ende der Beschleunigungsphase haben Stange und Schlitten die gleiche Geschwindigkeit

$$v_1 = \sqrt{2x_{R,\max}a_R}. \quad (3.43)$$

In der **Rückziehphase** kehrt die Stange in ihre Ausgangsposition $x_R(t) = 0$ zurück. Während dieser Phase wird die Beschleunigung der Stange unendlich groß, zuerst in negativer, dann in positiver Richtung. Die Geschwindigkeit der Stange ist negativ unendlich. Die Stange springt von $x_R(\Delta t_1) = x_{R,\max}$ auf $x_R(\Delta t_1) = 0$. Aufgrund der unbegrenzten Geschwindigkeit und Beschleunigung ist diese Phase unendlich kurz, daher bewegt sich der Schlitten währenddessen nicht. Da die Stangenbeschleunigung kurzzeitig unter a_0^- bzw. über a_0^+ liegt, liegt Gleiten vor.

In der **Abbremsphase** ist die Stange in ihrer Ausgangsposition in Ruhe. Der Schlitten wird durch die Reibkraft kontinuierlich abgebremst und verliert an Geschwindigkeit, bis auch er zum Stillstand kommt.

Die Bewegungen von Stange und Schlitten werden beschrieben durch

$$\ddot{x}_R(t) = 0, \quad \dot{x}_R(t) = 0, \quad x_R(t) = 0, \quad (3.44)$$

$$\begin{aligned}
\ddot{x}_S(t) &= a_d^-, \\
\dot{x}_S(t) &= v_1 + a_d^-(t - \Delta t_1), \\
x_S(t) &= x_{R,\max} + v_1(t - \Delta t_1) + a_d^-/2 \cdot (t - \Delta t_1)^2.
\end{aligned} \tag{3.45}$$

Der Schlitten wird solange abgebremst, wie seine Geschwindigkeit höher ist als die der Stange. Aus der Bedingung $\dot{x}_S(\Delta t_1 + \Delta t_2) = \dot{x}_R(\Delta t_1 + \Delta t_2) = 0$ ergibt sich die Dauer Δt_2 der Abbremsphase als

$$\Delta t_2 = -\frac{v_1}{a_d^-} = -\frac{\sqrt{2x_{R,\max}a_R}}{a_d^-}. \tag{3.46}$$

3.4.1.2 Kenngrößen

In Betriebsmodi mit diskreten Schritten sind Schrittgröße und mittlere Geschwindigkeit in jeder Periode gleich. Am Ende der Abbremsphase hat der Schlitten seinen Schritt beendet, die Schrittgröße ist daher

$$x_\infty = x_S(\Delta t_1 + \Delta t_2) = \left(1 - \frac{a_R}{a_d^-}\right) x_{R,\max}. \tag{3.47}$$

Die Periodendauer beträgt

$$T = \Delta t_1 + \Delta t_2 = \sqrt{2x_{R,\max}} \left(\frac{1}{\sqrt{a_R}} - \frac{\sqrt{a_R}}{a_d^-} \right). \tag{3.48}$$

Die Endgeschwindigkeit ist $\bar{v}_\infty = x_\infty/T$. Wegen der rein linearen Veränderung der Schlittengeschwindigkeit – vgl. Abb. 3.5 – kann die Endgeschwindigkeit ebenso als $\bar{v}_\infty = v_1/2$ bestimmt werden. Beide Ansätze führen auf

$$\bar{v}_\infty = \sqrt{\frac{x_{R,\max}a_R}{2}}. \tag{3.49}$$

Die Endgeschwindigkeit wird bereits in der ersten Periode erreicht. Somit ist $p_{0,99} = 1$ und die Anlaufzeit ist

$$t_{0,99} = T \cdot p_{0,99} = T = \sqrt{2x_{R,\max}} \left(\frac{1}{\sqrt{a_R}} - \frac{\sqrt{a_R}}{a_d^-} \right). \tag{3.50}$$

Die Welligkeit der Schlittenbewegung ist nach Gl. (3.37)

$$q_\infty = \frac{v_1 - 0}{\bar{v}_\infty} = 2. \tag{3.51}$$

3.4.2 Kontinuierlicher Haft-Gleit-Betrieb mit parabolischem Sägezahn

In diesem Betriebsmodus wird gegenüber dem zuvor beschriebenen diskreten Haft-Gleit-Betrieb die Abbremsphase verkürzt. Der Schlitten ist kontinuierlich in Bewegung, weswegen der Betriebsmodus als kontinuierlicher Modus bezeichnet wird. Abb. 3.6 zeigt Weg, Geschwindigkeit und Beschleunigung von Stange und Schlitten in diesem Betriebsmodus.

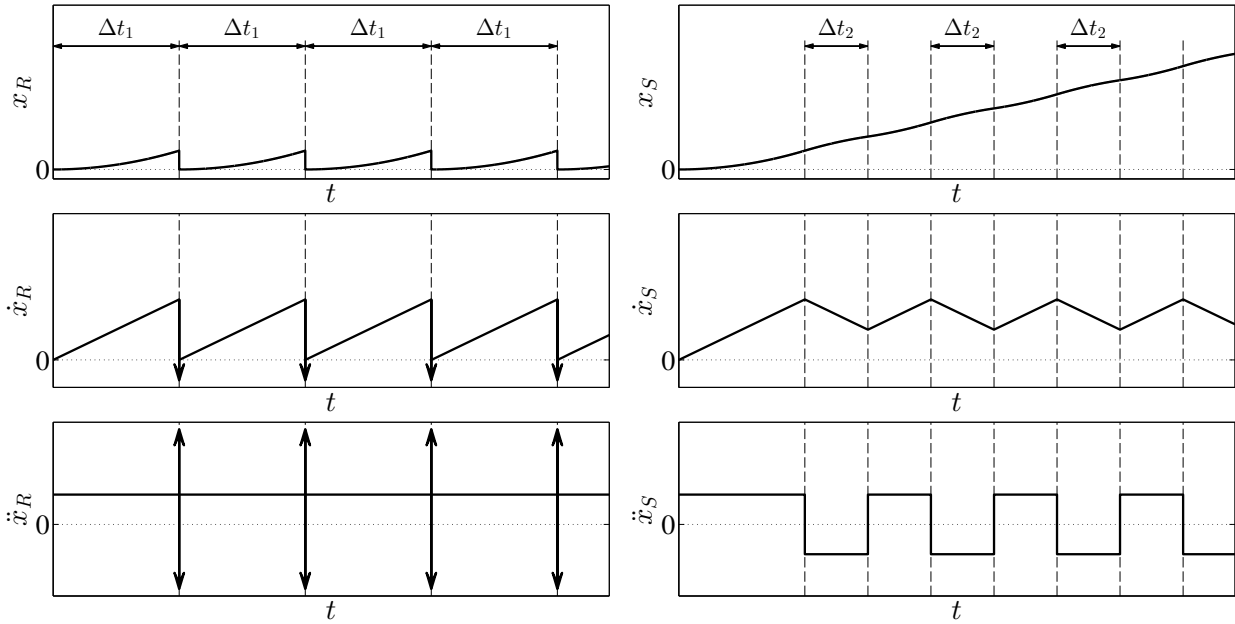


Abbildung 3.6: Weg (x), Geschwindigkeit (\dot{x}) und Beschleunigung (\ddot{x}) von Stange (Index R) und Schlitten (Index S) im kontinuierlichen Haft-Gleit-Betrieb mit parabolischer Sägezahnanregung und dem Beschleunigungsfaktor $\kappa = 1$

3.4.2.1 Bewegungszyklus

Der Bewegungszyklus besteht aus vier Phasen, wobei nur die Phasen 2 bis 4 fortlaufend wiederholt werden:

1. Erste Beschleunigungsphase (Länge Δt_1)
2. Rückziehphase (unendlich kurz)
3. Abbremsphase (Länge Δt_2)
4. Beschleunigungsphase (Länge $\Delta t_1 - \Delta t_2$)

Die **erste Beschleunigungsphase** und die **Rückziehphase** im kontinuierlichen Haft-Gleit-Betrieb sind identisch zum diskreten Haft-Gleit-Betrieb.

Während der **Abbremsphase** bewegt sich der Schlitten wie im diskreten Betrieb gemäß der Gleichungen (3.45). Die Stange wird jedoch direkt nach der Rückkehr in ihre Ausgangsposition erneut mit a_R beschleunigt. Ihre Bewegung wird beschrieben durch:

$$\ddot{x}_R(t) = a_R, \quad \dot{x}_R(t) = a_R(t - \Delta t_1), \quad x_R(t) = a_R/2 \cdot (t - \Delta t_1)^2. \quad (3.52)$$

Der Schlitten wird solange abgebremst, wie seine Geschwindigkeit höher ist als die der Stange. Die Abbremsphase endet daher, wenn die Geschwindigkeiten von Stange (steigend) und Schlitten (fallend) gleich sind:

$$\dot{x}_S(\Delta t_1 + \Delta t_2) = \dot{x}_R(\Delta t_1 + \Delta t_2) \quad (3.53)$$

Die Länge Δt_2 der Abbremsphase kann aus dieser Bedingung anhand der Gleichungen (3.45) und (3.52) bestimmt werden:

$$\Delta t_2 = \frac{v_1}{a_R - a_d} \quad (3.54)$$

Einsetzen von Gl. (3.54) in Gl. (3.45) oder (3.52) ergibt die Geschwindigkeit v_2 von Stange und Schlitten am Ende der Abbremsphase:

$$v_2 = \dot{x}_S(\Delta t_1 + \Delta t_2) = \dot{x}_R(\Delta t_1 + \Delta t_2) = v_1 \frac{a_R}{a_R - a_d^-} \quad (3.55)$$

Sobald Schlitten und Stange die gleiche Geschwindigkeit erreicht haben, haftet der Schlitten wieder an der Stange. Da die Stange zu Beginn dieser Phase bei $x_R(t) > 0$ ist, ist die damit beginnende **zweite Beschleunigungsphase** kürzer als die erste. Wegen der linearen Geschwindigkeitsänderung kann ihre Dauer berechnet werden als

$$\Delta t_1 - \Delta t_2 = \frac{v_1 - v_2}{a_R}. \quad (3.56)$$

Diese Phase endet, wenn die Stange bei $t = 2\Delta t_1$ ihre maximale Auslenkung erreicht. Schlitten und Stange haben dabei erneut die Geschwindigkeit v_1 .

Nach der ersten Beschleunigungsphase bewegt sich der Schlitten in einem gleichmäßigen Wechsel von Beschleunigung und Abbremsen. Dieser Zyklus hat die Periodendauer

$$T = \Delta t_1 = \sqrt{\frac{2x_{R,\max}}{a_R}}. \quad (3.57)$$

3.4.2.2 Kenngrößen

Die Endgeschwindigkeit des Schlittens ergibt sich als

$$\bar{v}_\infty = \frac{v_1 + v_2}{2} = \sqrt{\frac{x_{R,\max} a_R}{2}} \left(1 + \frac{a_R}{a_R - a_d^-} \right). \quad (3.58)$$

Die Schrittgröße im stationären Betrieb folgt daraus als

$$x_\infty = \bar{v}_\infty \cdot \Delta t_1 = x_{R,\max} \left(1 + \frac{a_R}{a_R - a_d^-} \right). \quad (3.59)$$

Die Endgeschwindigkeit wird in der zweiten Periode erreicht. Die mittlere Geschwindigkeit in der ersten Periode liegt deutlich unterhalb der Endgeschwindigkeit.³ Somit gilt in jedem Fall $p_{0,99} = 2$, womit sich die Anlaufzeit ergibt als

$$t_{0,99} = T \cdot p_{0,99} = 2\sqrt{\frac{2x_{R,\max}}{a_R}}. \quad (3.60)$$

Durch Anwendung der Gleichungen (3.43), (3.55) und (3.58) auf Gl. (3.37) ergibt sich die Welligkeit der Schlittenbewegung

$$q_\infty = \frac{v_1 - v_2}{\bar{v}_\infty} = \left(\frac{1}{2} - \frac{a_R}{a_d^-} \right)^{-1}. \quad (3.61)$$

³Bei $\mu_d \gg \mu_0$ wäre dies nicht der Fall. Da dieser Fall aber in realen Trägheitsmotoren nicht auftritt, braucht er an dieser Stelle nicht berücksichtigt zu werden.

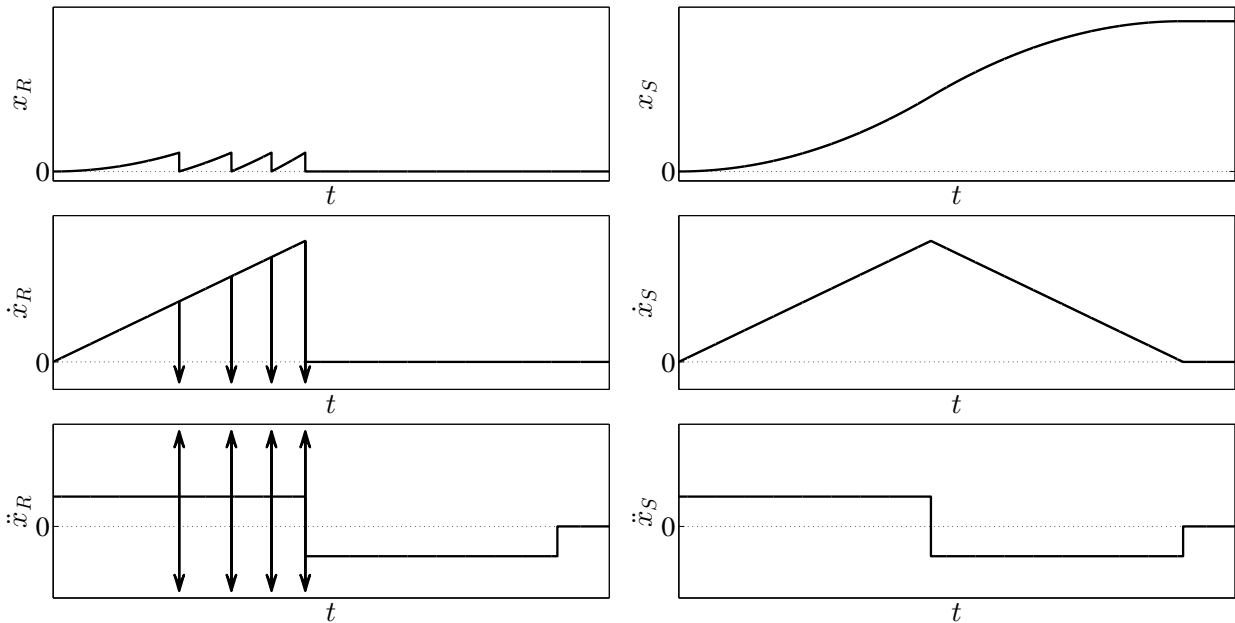


Abbildung 3.7: Weg (x), Geschwindigkeit (\dot{x}) und Beschleunigung (\ddot{x}) von Stange (Index R) und Schlitten (Index S) im beschleunigenden Haft-Gleit-Betrieb mit dem Beschleunigungsfaktor $\kappa = 1$; dargestellt sind vier Anregungszyklen und das anschließende Auslaufen.

3.4.3 Beschleunigender Haft-Gleit-Betrieb mit parabolischem Sägezahn

Um die Schlittengeschwindigkeit zu steigern, kann die Länge der Abbremsphase im kontinuierlichen Haft-Gleit-Betrieb durch eine Beschleunigung der Stange $a_R > a_0^+$ in dieser Phase verkürzt werden. In diesem Betriebsmodus steigt die Schlittengeschwindigkeit von Periode zu Periode, weswegen er als beschleunigender Betriebsmodus bezeichnet wird. Bei unbegrenzter Beschleunigung der Stange wird die Abbremsphase unendlich kurz. In diesem Fall wird die unbegrenzt ansteigende Geschwindigkeit des Schlittens durch $\dot{x}_S(t) = a_R \cdot t$ beschrieben. Abb. 3.7 zeigt Weg, Geschwindigkeit und Beschleunigung von Stange und Schlitten in diesem Betriebsmodus.

Eine korrekte Bestimmung des Ansteuersignals für diesen Betriebsmodus benötigt eine genaue Kenntnis der aktuellen Schlittengeschwindigkeit, in einem realen Motor also einen zusätzlichen Sensor. Das Ansteuersignal in diesem Modus ist nicht periodisch und muss für jede Periode neu berechnet werden, was in einer Implementierung einen leistungsfähigen Signalgenerator voraussetzt. Die praktische Umsetzung dieses Betriebsmodus ist daher sehr schwierig und für Massenanwendungen zu aufwendig. Er wird deshalb in dieser Arbeit nicht weiter untersucht.

Auch bei beschränkter Stangenbeschleunigung lässt sich – zumindest theoretisch – ein beschleunigender Betriebsmodus realisieren. Dabei steigt die Geschwindigkeit des Schlittens nicht unbegrenzt an, sondern nähert sich asymptotisch einem Grenzwert. Beispielrechnungen für diesen Fall sind in [147] und [149] beschrieben.

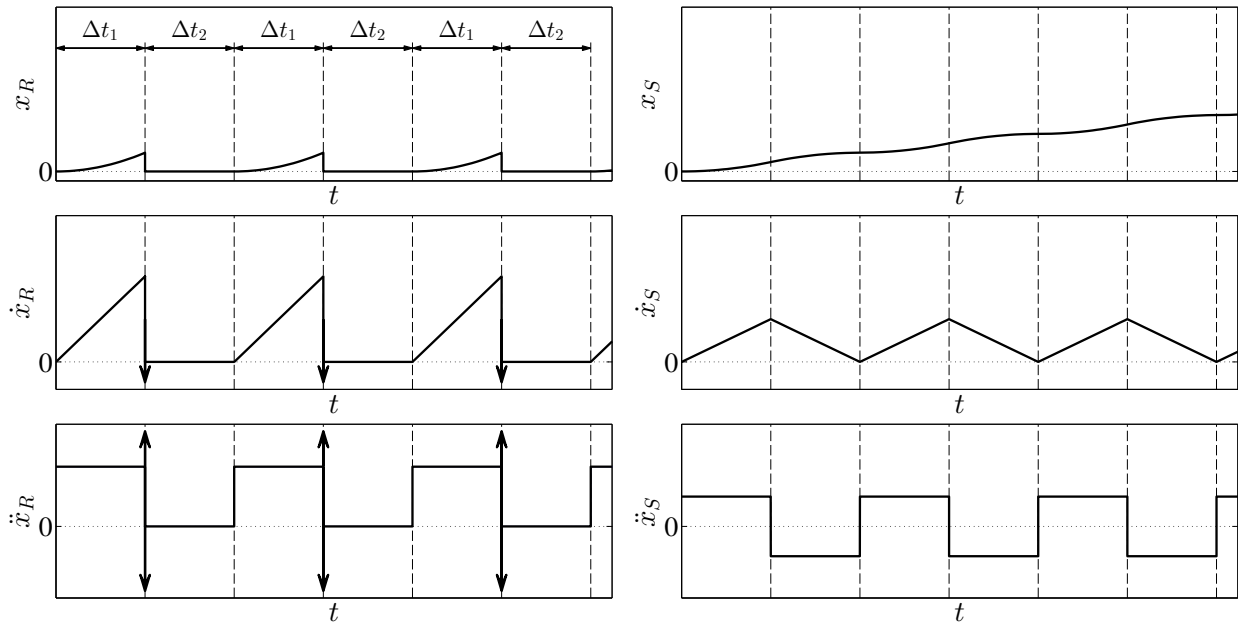


Abbildung 3.8: Weg (x), Geschwindigkeit (\dot{x}) und Beschleunigung (\ddot{x}) von Stange (Index R) und Schlitten (Index S) im diskreten Gleit-Gleit-Betrieb mit parabolischer Sägezahnanregung und dem Beschleunigungsfaktor $\kappa = 2$

3.4.4 Diskreter Gleit-Gleit-Betrieb mit parabolischem Sägezahn

In den bisher beschriebenen Haft-Gleit-Betriebsmodi wird der Schlitten mit $a_R = \kappa a_0^+$ beschleunigt, wobei $\kappa \leq 1$ ist. Die maximale mit Haften mögliche Beschleunigung wird mit $\kappa = 1$ erreicht. Wenn die Beschleunigung der Stange in der Beschleunigungsphase über a_0^+ erhöht wird, wenn also $\kappa > 1$ ist, gibt es in dieser Phase kein Haften und der Schlitten wird durch Reibung beschleunigt. Sowohl ein diskreter als auch ein kontinuierlicher Gleit-Gleit-Betriebsmodus mit parabolischer Sägezahnanregung können analog zu den Haft-Gleit-Betriebsmodi realisiert werden.

In diesem Abschnitt wird zunächst der diskrete Gleit-Gleit-Betrieb untersucht. Sein Bewegungszyklus unterscheidet sich vom diskreten Haft-Gleit-Modus nur durch die Beschleunigungen in der Beschleunigungsphase. Abb. 3.8 zeigt Weg, Geschwindigkeit und Beschleunigung von Stange und Schlitten in diesem Betriebsmodus.

3.4.4.1 Bewegungszyklus

Während der **Beschleunigungsphase** wird die Bewegung von Stange und Schlitten beschrieben durch

$$\ddot{x}_R(t) = a_R, \quad \dot{x}_R(t) = a_R t, \quad x_R(t) = a_R/2 \cdot t^2, \quad (3.62)$$

$$\ddot{x}_S(t) = a_d^+, \quad \dot{x}_S(t) = a_d^+ t, \quad x_S(t) = a_d^+/2 \cdot t^2. \quad (3.63)$$

Die Beschleunigungsphase endet, wenn die Stange ihre Maximalauslenkung erreicht, also bei $x_R(t) = x_{R,\max}$. Wie in den anderen Betriebsmodi ist die Länge Δt_1 dieser Phase

$$\Delta t_1 = \sqrt{\frac{2x_{R,\max}}{a_R}}. \quad (3.64)$$

Am Ende dieser Phase hat der Schlitten die Geschwindigkeit

$$v_{S,1} = a_d^+ \sqrt{\frac{2x_{R,\max}}{a_R}} \quad (3.65)$$

und befindet sich an der Position

$$x_{S,1} = \frac{v_{S,1}\Delta t_1}{2} = x_{R,\max} \frac{a_d^+}{a_R}. \quad (3.66)$$

Während der **Rückziehphase** wird die Beschleunigung der Stange unendlich groß, zuerst in negativer, dann in positiver Richtung. Die Geschwindigkeit der Stange ist negativ unendlich. Die Position der Stange springt von $x_R(\Delta t_1) = x_{R,\max}$ auf $x_R(\Delta t_1) = 0$. Da diese Phase unendlich kurz ist, bewegt sich der Schlitten währenddessen nicht.

Während der **Abbremsphase** ist die Stange wie im diskreten Haft-Gleit-Betrieb in Ruhe:

$$\ddot{x}_R(t) = 0 \quad \dot{x}_R(t) = 0 \quad x_R(t) = 0 \quad (3.67)$$

Die Schlittenbewegung in dieser Phase wird beschrieben durch

$$\begin{aligned} \ddot{x}_S(t) &= a_d^-, \\ \dot{x}_S(t) &= v_{S,1} + a_d^-(t - \Delta t_1), \\ x_S(t) &= x_{S,1} + v_{S,1}(t - \Delta t_1) + a_d^-/2 \cdot (t - \Delta t_1)^2. \end{aligned} \quad (3.68)$$

Die Abbremsphase endet, wenn die Schlittengeschwindigkeit null erreicht, also wenn $\dot{x}_S(t) = 0$ ist.⁴ Aus dieser Bedingung folgt die Dauer Δt_2 dieser Phase:

$$\Delta t_2 = -\frac{v_{S,1}}{a_d^-} = -\frac{a_d^+}{a_d^-} \sqrt{\frac{2x_{R,\max}}{a_R}} \quad (3.69)$$

3.4.4.2 Kenngrößen

In Betriebsmodi mit diskreten Schritten sind Schrittgröße und mittlere Geschwindigkeit in jeder Periode gleich. Am Ende der Abbremsphase hat der Schlitten einen Schritt von

$$x_\infty = x_S(\Delta t_1 + \Delta t_2) = \frac{a_d^+}{a_R} \left(1 - \frac{a_d^+}{a_d^-}\right) x_{R,\max} \quad (3.70)$$

innerhalb einer Periode von

$$T = \Delta t_1 + \Delta t_2 = \left(1 - \frac{a_d^+}{a_d^-}\right) \sqrt{\frac{2x_{R,\max}}{a_R}} \quad (3.71)$$

zurückgelegt. Aufgrund der linearen Änderung der Schlittengeschwindigkeit – vgl. Abb. 3.8 – kann die mittlere Geschwindigkeit entweder als $\bar{v}_\infty = \bar{x}_\infty/T$ oder als $\bar{v}_\infty = v_{S,1}/2$ be-

⁴Am Ende eines jeden Schrittes sind Stange und Schlitten also in Ruhe und demnach haftend. Auch wenn diese Phase im Idealfall infinitesimal kurz ist, liegt im diskreten Gleit-Gleit-Betrieb also strenggenommen nicht ausschließlich (Gleit-)Reibung vor.

rechnet werden. Beide Formeln führen auf

$$\bar{v}_\infty = a_d^+ \sqrt{\frac{x_{R,\max}}{2a_R}}. \quad (3.72)$$

Wie im diskreten Haft-Gleit-Betrieb wird die Endgeschwindigkeit in der ersten Periode erreicht. Es gilt also $p_{0,99} = 1$ und damit ist die Anlaufzeit

$$t_{0,99} = T \cdot p_{0,99} = T = \left(1 - \frac{a_d^+}{a_d^-}\right) \sqrt{\frac{2x_{R,\max}}{a_R}}. \quad (3.73)$$

Nach Gl. (3.37) ergibt sich die Welligkeit der Schlittenbewegung als

$$q_\infty = \frac{v_{S,1} - 0}{\bar{v}_\infty} = 2. \quad (3.74)$$

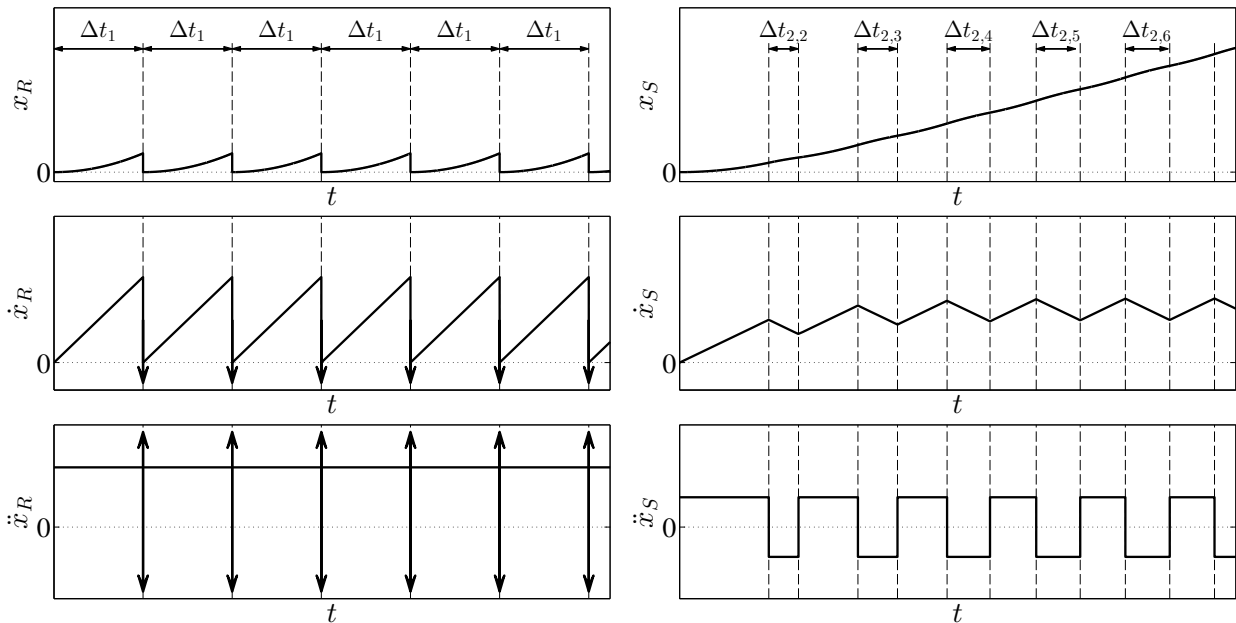


Abbildung 3.9: Weg (x), Geschwindigkeit (\dot{x}) und Beschleunigung (\ddot{x}) von Stange (Index R) und Schlitten (Index S) im kontinuierlichen Gleit-Gleit-Betrieb mit parabolischer Sägezahnanregung und dem Beschleunigungsfaktor $\kappa = 2$

3.4.5 Kontinuierlicher Gleit-Gleit-Betrieb mit parabolischem Sägezahn

Ein kontinuierlicher Gleit-Gleit-Betrieb kann analog zum kontinuierlichen Haft-Gleit-Betrieb realisiert werden, indem $\kappa > 1$ gewählt wird, sodass der Schlitten durch Reibung statt durch Haftkräfte beschleunigt wird. Abb. 3.9 zeigt Weg, Geschwindigkeit und Beschleunigung von Stange und Schlitten in diesem Betriebsmodus. Der wesentliche quali-

tative Unterschied zur Darstellung des kontinuierlichen Haft-Gleit-Betriebs in Abb. 3.6 ist der Anstieg der mittleren Schlittengeschwindigkeit von Periode zu Periode.

3.4.5.1 Bewegungszyklus

Der Bewegungszyklus besteht aus vier Phasen, wobei nur die Phasen 2 bis 4 fortlaufend wiederholt werden:

1. Erste Beschleunigungsphase (Länge Δt_1)
2. Rückziehphase (unendlich kurz)
3. Abbremsphase (Länge $\Delta t_{2,p}$)
4. Beschleunigungsphase (Länge $\Delta t_1 - \Delta t_{2,p}$)

Die **erste Beschleunigungsphase** ($p = 1$) ist identisch mit der Beschleunigungsphase im diskreten Gleit-Gleit-Betrieb. Diese Phase, und mit ihr die erste Periode, endet zur Zeit

$$T = \Delta t_1 = \sqrt{\frac{2x_{R,\max}}{a_R}}. \quad (3.75)$$

Der Schlitten hat in diesem Moment die Geschwindigkeit

$$v_{S,\max,1} = \dot{x}_S(\Delta t_1) = a_d^+ \sqrt{\frac{2x_{R,\max}}{a_R}} \quad (3.76)$$

und befindet sich an der Position

$$x_S(\Delta t_1) = \frac{\dot{x}_S(\Delta t_1)\Delta t_1}{2} = x_{R,\max} \frac{a_d^+}{a_R}. \quad (3.77)$$

Die **Rückziehphase** im kontinuierlichen Gleit-Gleit-Betrieb ist identisch mit der im diskreten Gleit-Gleit-Betrieb.

Während der **Abbremsphasen** ($p \geq 2$) wird die Schlittenbewegung beschrieben durch

$$\begin{aligned} \ddot{x}_S(t) &= a_d^-, \\ \dot{x}_S(t) &= \dot{x}_S((p-1)\Delta t_1) + a_d^-(t - (p-1)\Delta t_1), \\ x_S(t) &= x_S((p-1)\Delta t_1) + \dot{x}_S((p-1)\Delta t_1)(t - (p-1)\Delta t_1) + \frac{a_d^-}{2} \cdot (t - (p-1)\Delta t_1)^2 \end{aligned} \quad (3.78)$$

und die Stange wird direkt nach ihrer Rückkehr in die Ausgangsposition wieder mit a_R beschleunigt. Ihre Bewegung wird beschrieben durch

$$\begin{aligned} \ddot{x}_R(t) &= a_R, \\ \dot{x}_R(t) &= a_R(t - (p-1)\Delta t_1), \\ x_R(t) &= \frac{a_R}{2}(t - (p-1)\Delta t_1)^2. \end{aligned} \quad (3.79)$$

Die Abbremsphase endet, wenn die Geschwindigkeiten von Stange (steigend) und Schlitten (fallend) gleich sind. Die Länge $\Delta t_{2,2}$ der ersten Abbremsphase kann aus der Bedingung

$$\dot{x}_S(\Delta t_1 + \Delta t_{2,2}) = \dot{x}_R(\Delta t_1 + \Delta t_{2,2}) \quad (3.80)$$

anhand der Gleichungen (3.78) und (3.79) bestimmt werden als

$$\Delta t_{2,2} = \frac{v_{S,\max,1}}{a_R - a_d^-} = \frac{a_d^+}{a_R - a_d^-} \sqrt{\frac{2x_{R,\max}}{a_R}}. \quad (3.81)$$

Einsetzen von Gl. (3.81) in Gl. (3.78) oder (3.79) ergibt die Geschwindigkeit $v_{S,\min,2}$ von Stange und Schlitten am Ende der ersten Abbremsphase:

$$\begin{aligned} v_{S,\min,2} &= \dot{x}_S(\Delta t_1 + \Delta t_{2,2}) = \dot{x}_R(\Delta t_1 + \Delta t_{2,2}) \\ &= v_{S,\max,1} \frac{a_R}{a_R - a_d^-} = \frac{a_d^+}{a_R - a_d^-} \sqrt{2x_{R,\max} a_R} \end{aligned} \quad (3.82)$$

In der **zweiten Beschleunigungsphase** wird der Schlitten erneut durch Reibung beschleunigt. Seine Bewegung wird beschrieben durch:

$$\begin{aligned} \ddot{x}_S(t) &= a_d^+, \\ \dot{x}_S(t) &= v_{S,\min,2} + a_d^+(t - \Delta t_1 - \Delta t_{2,2}), \\ x_S(t) &= x_S(\Delta t_1 + \Delta t_{2,2}) + v_{S,\min,2}(t - \Delta t_1 - \Delta t_{2,2}) + a_d^-/2 \cdot (t - \Delta t_1 - \Delta t_{2,2})^2. \end{aligned} \quad (3.83)$$

Diese Phase endet, wenn die Stange bei $t = 2\Delta t_1$ ihre maximale Auslenkung $x_{R,\max}$ erreicht. Dann hat der Schlitten die Geschwindigkeit

$$\dot{x}_S(2\Delta t_1) = v_{S,\min,2} + a_d^+(\Delta t_1 - \Delta t_{2,2}). \quad (3.84)$$

Ein Vergleich der Gleichungen (3.76) und (3.84) zeigt, dass sich die Schlittengeschwindigkeit von Periode zu Periode unterscheidet: $\dot{x}_S(2\Delta t_1) \neq \dot{x}_S(\Delta t_1)$. Die minimalen und maximalen in Periode p bei $t = (p-1)\Delta t_1 + \Delta t_{2,p}$ und $t = p \cdot \Delta t_1$ erreichten Schlittengeschwindigkeiten werden durch die nachstehenden Folgen beschrieben:

$$\begin{aligned} v_{S,\min,1} &= 0 \\ v_{S,\min,p} &= \dot{x}_S((p-1)\Delta t_1 + \Delta t_{2,p}) \\ &= v_{S,\max,p-1} + a_d^- \cdot \Delta t_{2,p} \quad \text{für } p \in \mathbb{N}^+ \setminus \{1\} \end{aligned} \quad (3.85)$$

$$\begin{aligned} v_{S,\max,p} &= \dot{x}_S(p \cdot \Delta t_1) \\ &= v_{S,\min,p} + a_d^+(p \cdot \Delta t_1 - \Delta t_{2,p}) \quad \text{für } p \in \mathbb{N}^+ \end{aligned} \quad (3.86)$$

Dabei ist $\Delta t_{2,1} = 0$, weil es in der ersten Periode nach dem Start keine Abbremsphase gibt. Die Folgen konvergieren für $p \rightarrow \infty$, Gleiches gilt für die anderen charakteristischen periodenbezogenen Zeiten, Geschwindigkeiten und Wege.

3.4.5.2 Kenngrößen im stationären Zustand

Im stationären Zustand gilt

$$\lim_{p \rightarrow \infty} \frac{(\Delta t_1 - \Delta t_{2,p})}{\Delta t_{2,p}} = -\frac{a_d^-}{a_d^+} \quad (3.87)$$

und die Schlittengeschwindigkeit bewegt sich linear zwischen $v_{S,\max,\infty}$ und $v_{S,\min,\infty}$. Die mittlere Geschwindigkeit wird bestimmt als

$$\bar{v}_\infty = \frac{v_{S,\max,\infty} + v_{S,\min,\infty}}{2} = \frac{a_d^+ (a_d^- - 2a_R)}{a_d^- - a_d^+} \sqrt{\frac{x_{R,\max}}{2a_R}} \quad (3.88)$$

und die Schrittgröße folgt daraus als

$$x_\infty = \bar{v}_\infty T = x_{R,\max} \frac{a_d^+ (a_d^- - 2a_R)}{(a_d^- - a_d^+) a_R}. \quad (3.89)$$

Die Welligkeit der Schlittenbewegung wird beschrieben durch

$$q_\infty = \frac{v_{S,\max,\infty} - v_{S,\min,\infty}}{|\bar{v}_\infty|} = \frac{2a_d^-}{a_d^- - 2a_R}. \quad (3.90)$$

Für die Anlaufzeit in diesem Betriebsmodus gibt es keine geschlossene Lösung. p_q kann jedoch aus den Folgen (3.85) und (3.86) als das kleinste p bestimmt werden, welches die Bedingung

$$\frac{v_{S,\max,p} + v_{S,\min,p}}{2} \geq q \cdot \bar{v}_\infty. \quad (3.91)$$

erfüllt. Alternativ kann die Anlaufzeit, wie in Abschnitt 3.3.3 beschrieben, über eine den Verlauf von \bar{v}_p approximierende Exponentialfunktion bestimmt werden.

3.4.6 Diskreter Gleit-Gleit-Betrieb mit linearem Sägezahn

Der Bewegungszyklus im diskreten Gleit-Gleit-Betrieb mit linearer Sägezahnanregung unterscheidet sich vom Bewegungszyklus im diskreten Gleit-Gleit-Betrieb mit parabolischer Sägezahnanregung qualitativ nur durch den Bewegungsverlauf der Stange in der Beschleunigungsphase. Abb. 3.10 zeigt Weg, Geschwindigkeit und Beschleunigung von Stange und Schlitten in diesem Betriebsmodus.

3.4.6.1 Bewegungszyklus

Der Bewegungszyklus zum Erreichen der höchstmöglichen Geschwindigkeit besteht aus vier Phasen, die kontinuierlich wiederholt werden:

1. Startphase (unendlich kurz)
2. Beschleunigungsphase (Länge Δt_1)
3. Rückziehphase (unendlich kurz)
4. Abbremsphase (Länge Δt_2)

Während der **Startphase** springt die Geschwindigkeit der Stange von null auf den im Folgenden zu bestimmenden Wert $v_{R,1}$. Die Beschleunigung der Stange ist unendlich groß und damit größer als a_0^+ , der Schlitten gleitet. Aufgrund der unbegrenzten Beschleunigung der Stange ist diese Phase unendlich kurz, daher bewegt sich der Schlitten nicht.

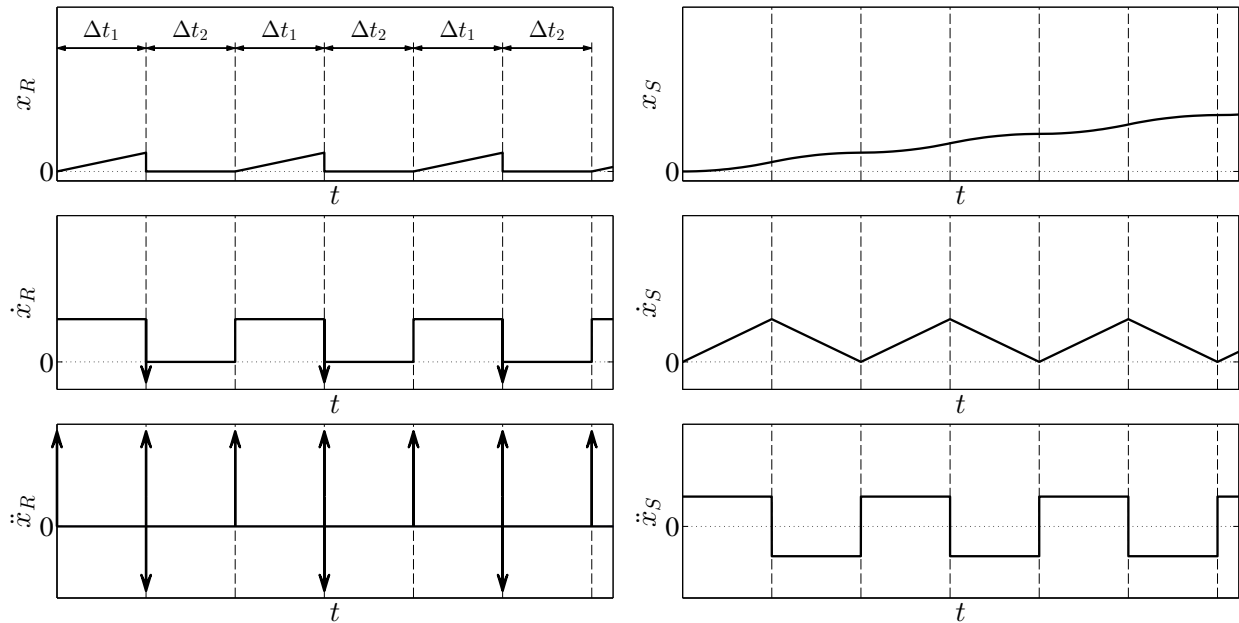


Abbildung 3.10: Weg (x), Geschwindigkeit (\dot{x}) und Beschleunigung (\ddot{x}) von Stange (Index R) und Schlitten (Index S) im diskreten Gleit-Gleit-Betrieb mit linearer Sägezahnanregung und dem Geschwindigkeitsfaktor $\lambda = 1$

Während der **Beschleunigungsphase** bewegt sich die Stange mit konstanter Geschwindigkeit, bis ihre Maximalposition $x_{R,\max}$ erreicht ist. Der Schlitten wird durch Reibung beschleunigt. Die Bewegung von Stange und Schlitten wird beschrieben durch

$$\ddot{x}_R(t) = 0, \quad \dot{x}_R(t) = v_{R,1}, \quad x_R(t) = v_{R,1}t, \quad (3.92)$$

$$\ddot{x}_S(t) = a_d^+, \quad \dot{x}_S(t) = a_d^+ t, \quad x_S(t) = a_d^+ / 2 \cdot t^2. \quad (3.93)$$

Die Beschleunigungsphase hat die Länge Δt_1 und endet, wenn die Stange maximal ausgelenkt ist:

$$x_R(\Delta t_1) = v_{R,1} \cdot \Delta t_1 = x_{R,\max} \quad (3.94)$$

Das Verhältnis der Geschwindigkeiten von Stange und Schlitten am Ende der Beschleunigungsphase wird im Folgenden mit λ bezeichnet:

$$\lambda = \frac{v_{R,1}}{v_{S,1}} = \frac{x_{R,\max}}{a_d^+ (\Delta t_1)^2} \quad (3.95)$$

Der in diesem Abschnitt beschriebene Betrieb ist für $\lambda \geq 1$ möglich. Je größer $v_{R,1}$ gewählt wird, desto höher ist λ . Bei $\lambda = 1$ erreicht der Schlitten die Geschwindigkeit der Stange, wenn diese ihre Maximalauslenkung erreicht.

Aus den Gleichungen (3.94) und (3.95) folgt

$$v_{R,1} = \sqrt{\lambda a_d^+ x_{R,\max}}, \quad (3.96)$$

$$\Delta t_1 = \sqrt{\frac{x_{R,\max}}{\lambda a_d^+}}. \quad (3.97)$$

Am Ende der Beschleunigungsphase hat der Schlitten die Geschwindigkeit

$$v_{S,1} = a_d^+ \cdot \Delta t_1 = \sqrt{\frac{a_d^+ x_{R,\max}}{\lambda}} \quad (3.98)$$

und befindet sich an der Position

$$x_{S,1} = \frac{a_d^+ (\Delta t_1)^2}{2} = \frac{x_{R,\max}}{2\lambda}. \quad (3.99)$$

In der **Rückziehphase** springt die Stange von $x_R(\Delta t_1) = x_{R,\max}$ auf $x_R(\Delta t_1) = 0$. Dabei wird die Beschleunigung der Stange unendlich groß, zuerst in negativer, dann in positiver Richtung. Die Geschwindigkeit der Stange ist negativ unendlich. Da diese Phase unendlich kurz ist, bewegt sich der Schlitten nicht.

Während der **Abbremsphase** ist die Stange wie in den anderen diskreten Betriebsmodi in Ruhe:

$$\ddot{x}_R(t) = 0 \quad \dot{x}_R(t) = 0 \quad x_R(t) = 0 \quad (3.100)$$

Der Schlitten wird durch die Reibkraft kontinuierlich abgebremst und verliert an Geschwindigkeit, bis auch er zum Stillstand kommt. Seine Bewegung wird wie im diskreten Gleit-Gleit-Betrieb mit parabolischer Anregung (Gleichungen (3.68)) beschrieben durch

$$\begin{aligned} \ddot{x}_S(t) &= a_d^-, \\ \dot{x}_S(t) &= v_{S,1} + a_d^- \cdot (t - \Delta t_1), \\ x_S(t) &= x_{S,1} + v_{S,1} \cdot (t - \Delta t_1) + a_d^- / 2 \cdot (t - \Delta t_1)^2. \end{aligned} \quad (3.101)$$

Die Abbremsphase endet, wenn die Schlittengeschwindigkeit null erreicht, also wenn $\dot{x}_S(t) = 0$ ist.⁵ Aus dieser Bedingung folgt mit Gl. (3.96) die Länge Δt_2 dieser Phase:

$$\Delta t_2 = -\frac{v_{S,1}}{a_d^-} = -\frac{\sqrt{a_d^+ x_{R,\max}}}{\sqrt{\lambda} \cdot a_d^-} \quad (3.102)$$

3.4.6.2 Kenngrößen

In Betriebsmodi mit diskreten Schritten sind Schrittgröße und mittlere Geschwindigkeit in jeder Periode gleich. Am Ende der Abbremsphase hat der Schlitten einen Schritt von

$$x_\infty = x_S(\Delta t_1 + \Delta t_2) = \left(1 - \frac{a_d^+}{a_d^-}\right) \cdot \frac{x_{R,\max}}{2\lambda} \quad (3.103)$$

innerhalb einer Periode von

$$T = \Delta t_1 + \Delta t_2 = \sqrt{\frac{x_{R,\max}}{\lambda}} \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{a_d^+}} - \frac{\sqrt{a_d^+}}{a_d^-}\right) \quad (3.104)$$

⁵Am Ende eines jeden Schrittes sind Stange und Schlitten in Ruhe und demnach haftend. Auch wenn diese Phase im Idealfall infinitesimal kurz ist, liegt im diskreten Gleit-Gleit-Betrieb also strenggenommen nicht ausschließlich (Gleit-)Reibung vor.

zurückgelegt. Aufgrund der linearen Änderung der Schlittengeschwindigkeit kann die mittlere Geschwindigkeit mit Gl. (3.98) berechnet werden als

$$\bar{v}_\infty = \frac{1}{2}v_{S,1} = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{a_d^+ x_{R,\max}}{\lambda}}. \quad (3.105)$$

Wie im diskreten Haft-Gleit-Betrieb wird die Endgeschwindigkeit in der ersten Periode erreicht. Es gilt also $p_{0,99} = 1$ und damit ist die Anlaufzeit $t_{0,99} = T \cdot p_{0,99} = T$. Nach Gl. (3.37) ergibt sich die Welligkeit der Schlittenbewegung:

$$q_\infty = \frac{v_{S,1} - 0}{\bar{v}_\infty} = 2. \quad (3.106)$$

3.4.7 Kontinuierlicher Gleit/Haft-Gleit-Betrieb mit linearem Sägezahn

Bei linearer Sägezahnanregung ist die Stangenbeschleunigung $\dot{x}_R(t)$ phasenweise 0. Daher ist hier Haften möglich, wenn der Schlitten seine Endgeschwindigkeit erreicht hat. Beim kontinuierlichen Gleit/Haft-Gleit-Betrieb mit linearer Sägezahnanregung wird der Schlitten zunächst durch Reibung bis zur Geschwindigkeit der Anregung beschleunigt und verbleibt dann – bewegt durch Haftkräfte – auf diesem Niveau. Daher wird der Betriebsmodus als Gleit/Haft-Gleit-Modus bezeichnet. Abb. 3.11 zeigt Weg, Geschwindigkeit und Beschleunigung von Stange und Schlitten in diesem Betriebsmodus.

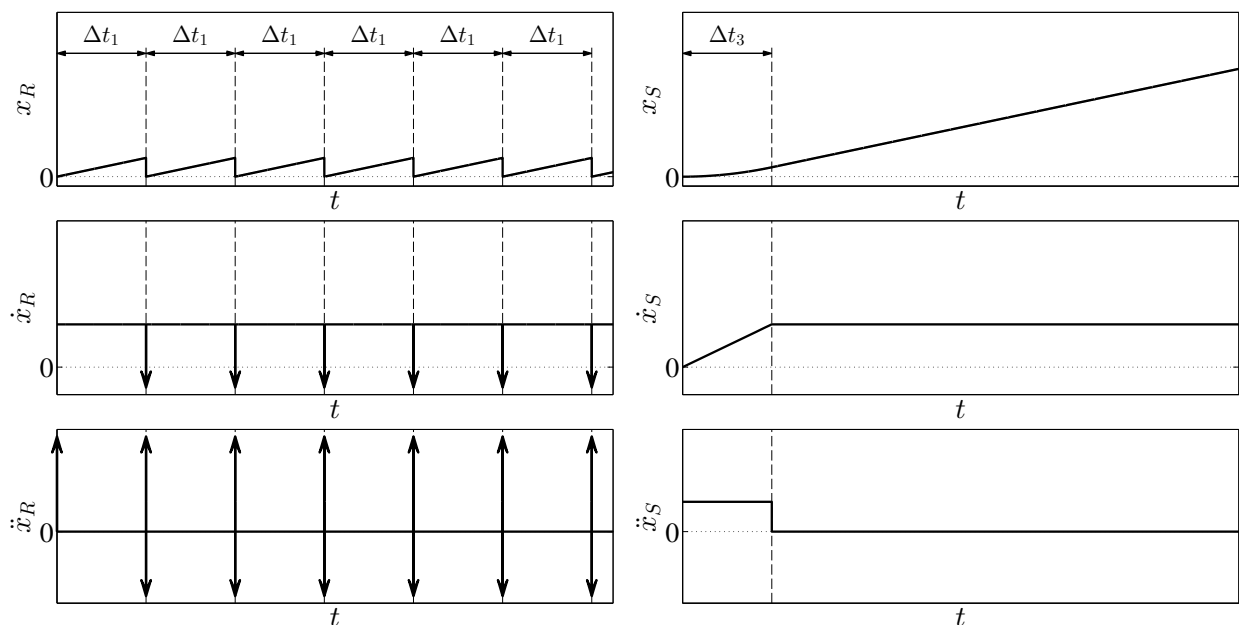


Abbildung 3.11: Weg (x), Geschwindigkeit (\dot{x}) und Beschleunigung (\ddot{x}) von Stange (Index R) und Schlitten (Index S) im diskreten Gleit/Haft-Gleit-Betrieb mit linearer Sägezahnanregung und dem Geschwindigkeitsfaktor $\lambda = 1$

3.4.7.1 Bewegungszyklus

Der Bewegungszyklus besteht aus drei Phasen:

1. Startphase (unendlich kurz)
2. Beschleunigungsphase (Länge Δt_3)
3. Haftphase (beliebig lang)

Die **Startphase** ist identisch mit der Startphase im diskreten Gleit-Gleit-Betrieb mit linearer Anregung.

In der **Beschleunigungsphase** bewegt sich die Stange mit konstanter Geschwindigkeit. Erreicht sie ihre Maximalposition $x_{R,\max}$, springt sie, der Rückziehphase in den anderen Betriebsmodi entsprechend, in ihre Ausgangsposition $x_R(t) = 0$ zurück. Da dies in unendlich kurzer Zeit geschieht, hat es keinen Einfluss auf den Schlitten, der durch Reibung beschleunigt wird.

Die Bewegung der Stange wird beschrieben durch

$$\begin{aligned}\ddot{x}_R(t) &= 0, \\ \dot{x}_R(t) &= v_{R,1}, \\ x_R(t) &= v_{R,1} \cdot (t \bmod \Delta t_1).\end{aligned}\tag{3.107}$$

Darin ist Δt_1 die durch Gl. (3.97) beschriebene Zeit bis zum Erreichen von $x_R(t) = x_{R,\max}$ und damit die Periodendauer T . Die Bewegung der Stange wird unterbrochen von unendlich kurzen Rückziehphasen nach ganzzahligen Vielfachen von Δt_1 . Die Bewegung des Schlittens wird beschrieben durch

$$\ddot{x}_S(t) = a_d^+, \quad \dot{x}_S(t) = a_d^+ t, \quad x_S(t) = \frac{1}{2} a_d^+ \cdot t^2.\tag{3.108}$$

Die Beschleunigungsphase hat die Länge Δt_3 und endet, wenn der Schlitten die von Gl. (3.96) beschriebene Geschwindigkeit der Stange $v_{R,1}$ erreicht:

$$\dot{x}_S(\Delta t_3) = a_d^+ \cdot \Delta t_3 = v_{R,1}\tag{3.109}$$

Mit Gl. (3.96) folgt daraus

$$\Delta t_3 = \frac{v_{R,1}}{a_d^+} = \sqrt{\frac{\lambda x_{R,\max}}{a_d^+}}.\tag{3.110}$$

Der Schlitten befindet sich dann an der Position

$$x_{S,3} = \frac{a_d^+}{2} (\Delta t_3)^2 = \frac{\lambda x_{R,\max}}{2}.\tag{3.111}$$

Die **Haftphase** beginnt, wenn der Schlitten die Geschwindigkeit der Stange erreicht und an ihr haftet. Die Stange bewegt sich weiter wie in der Beschleunigungsphase (Gleichungen (3.107)). Beim Zurückspringen von $x_{R,\max}$ auf 0 beginnt der Schlitten jeweils für unendlich kurze Zeit zu gleiten, haftet jedoch sofort wieder an. Er bewegt sich somit

ebenfalls mit konstanter Geschwindigkeit, seine Bewegung wird beschrieben durch

$$\begin{aligned}\ddot{x}_S(t) &= 0, \\ \dot{x}_S(t) &= v_{R,1}, \\ x_S(t) &= x_{S,3} + v_{R,1} \cdot (t - \Delta t_3).\end{aligned}\tag{3.112}$$

Der beschriebene Bewegungsablauf stellt keinerlei Bedingungen an die Stangengeschwindigkeit $v_{R,1}$. Er kann daher anders als der diskrete Betrieb mit linearer Sägezahnanregung auch mit $\lambda < 1$ realisiert werden.

3.4.7.2 Kenngrößen

Die Endgeschwindigkeit des Schlittens in diesem Betriebsmodus ist

$$\bar{v}_\infty = v_{R,1} = \sqrt{\lambda a_d^+ x_{R,\max}}.\tag{3.113}$$

Da der Schlitten sich im stationären Zustand konstant mit dieser Geschwindigkeit bewegt, ist die Welligkeit der Schlittenbewegung

$$q_\infty = 0.\tag{3.114}$$

Die Anlaufzeit t_q kann mit den Gleichungen (3.108) und (3.113) berechnet werden als

$$t_q = \sqrt{\frac{\lambda x_{R,\max}}{a_d^+}} \cdot q.\tag{3.115}$$

Bei Bedarf kann daraus $p_q = \lceil t_q/T \rceil$ berechnet werden. Die stationäre Schrittgröße beträgt

$$x_\infty = \bar{v}_\infty T = x_{R,\max}.\tag{3.116}$$

3.4.8 Vergleich der Betriebsmodi

Zum direkten Vergleich der verschiedenen in diesem Kapitel untersuchten Betriebsmodi sind in Tabelle 3.2 die mathematischen Terme für die Periodendauer T , die stationäre Schrittgröße x_∞ , die Anlaufzeit $T \cdot p_{0,99}$ bzw. $t_{0,99}$, die Endgeschwindigkeit \bar{v}_∞ und die Welligkeit q_∞ der Schlittenbewegung im stationären Zustand zusammengefasst. Die Terme sind so formuliert, dass der Einfluss des Aktorhubs $x_{R,\max}$ und des Beschleunigungs- bzw. Geschwindigkeitsfaktors κ bzw. λ möglichst deutlich ist.

In allen sechs Betriebsmodi hat der Aktorhub den gleichen Einfluss auf die Schrittgröße und die Endgeschwindigkeit:

$$\bar{x}_\infty \propto x_{R,\max}\tag{3.117}$$

$$\bar{v}_\infty \propto \sqrt{x_{R,\max}}\tag{3.118}$$

Für hohe Motorgeschwindigkeiten sollten demnach (ideale) Aktoren mit möglichst großem Hub verwendet werden.

Tabelle 3.2 zeigt auch die Abhängigkeit der Periode und damit der Anregungsfrequenz von den Faktoren κ bzw. λ . Für einen Vergleich der Kenngrößen bei Anregung in den

Tabelle 3.2: Berechnung verschiedener Kenngrößen für die idealisierten Betriebsmodi

	diskret		kontinuierlich
Haft-Gleit-Betrieb			
T	$\sqrt{2} \left(\frac{1}{\sqrt{\kappa a_0^+}} - \frac{\sqrt{\kappa a_0^+}}{a_d^-} \right) \cdot \sqrt{x_{R,\max}}$ (3.48)		$\sqrt{\frac{2}{a_0^+}} \cdot \sqrt{\frac{x_{R,\max}}{\kappa}}$ (3.57)
x_∞	$\left(1 - \frac{a_0^+}{a_d^-} \cdot \kappa \right) \cdot x_{R,\max}$ (3.47)		$\left(1 + \frac{\kappa a_0^+}{\kappa a_0^+ - a_d^-} \right) \cdot x_{R,\max}$ (3.59)
$t_{0,99}$	$\sqrt{2} \left(\frac{1}{\sqrt{\kappa a_0^+}} - \frac{\sqrt{\kappa a_0^+}}{a_d^-} \right) \cdot \sqrt{x_{R,\max}}$ (3.50)		$2 \sqrt{\frac{2}{a_0^+}} \cdot \sqrt{\frac{x_{R,\max}}{\kappa}}$ (3.60)
\bar{v}_∞	$\sqrt{\frac{a_0^+}{2}} \cdot \sqrt{\kappa x_{R,\max}}$ (3.49)		$\sqrt{\frac{\kappa a_0^+}{2}} \left(1 + \frac{\kappa a_0^+}{\kappa a_0^+ - a_d^-} \right) \cdot \sqrt{x_{R,\max}}$ (3.58)
q_∞	2 (3.51)		$\left(\frac{1}{2} - \frac{a_0^+}{a_d^-} \cdot \kappa \right)^{-1}$ (3.61)
Gleit-Gleit-Betrieb (parabolische Sägezahnanregung)			
T	$\left(1 - \frac{a_d^+}{a_d^-} \right) \sqrt{\frac{2}{a_0^+}} \cdot \sqrt{\frac{x_{R,\max}}{\kappa}}$ (3.71)		$\sqrt{\frac{2}{a_0^+}} \cdot \sqrt{\frac{x_{R,\max}}{\kappa}}$ (3.75)
x_∞	$\frac{a_d^+}{a_0^+} \left(1 - \frac{a_d^+}{a_d^-} \right) \cdot \frac{x_{R,\max}}{\kappa}$ (3.70)		$\frac{a_d^+}{a_d^- - a_d^+} \cdot \frac{a_d^- - 2\kappa a_0^+}{\kappa a_0^+} \cdot x_{R,\max}$ (3.89)
$t_{0,99}$	$\left(1 - \frac{a_d^+}{a_d^-} \right) \sqrt{\frac{2}{a_0^+}} \cdot \sqrt{\frac{x_{R,\max}}{\kappa}}$ (3.73)		keine geschlossene Lösung (vgl. Abs. 3.4.5.2)
\bar{v}_∞	$a_d^+ \sqrt{\frac{1}{2a_0^+}} \cdot \sqrt{\frac{x_{R,\max}}{\kappa}}$ (3.72)		$\frac{a_d^+}{\sqrt{2a_0^+} (a_d^- - a_d^+)} \cdot \frac{a_d^- - 2\kappa a_0^+}{\sqrt{\kappa}} \cdot \sqrt{x_{R,\max}}$ (3.88)
q_∞	2 (3.74)		$\left(\frac{1}{2} - \frac{a_0^+}{a_d^-} \cdot \kappa \right)^{-1}$ (3.90)
Gleit-Gleit-Betrieb (lineare Sägezahnanregung)			
T	$\left(\frac{1}{\sqrt{a_d^+}} - \frac{\sqrt{a_d^+}}{a_d^-} \right) \cdot \sqrt{\frac{x_{R,\max}}{\lambda}}$ (3.104)		$\frac{1}{\sqrt{a_d^+}} \cdot \sqrt{\frac{x_{R,\max}}{\lambda}}$ (3.96)
x_∞	$\frac{1}{2} \left(1 - \frac{a_d^+}{a_d^-} \right) \cdot \frac{x_{R,\max}}{\lambda}$ (3.103)		$x_{R,\max}$ (3.116)
$t_{0,99}$	$\left(\frac{1}{\sqrt{a_d^+}} - \frac{\sqrt{a_d^+}}{a_d^-} \right) \cdot \sqrt{\frac{x_{R,\max}}{\lambda}}$ (3.104)		$\frac{0,99}{\sqrt{a_d^+}} \cdot \sqrt{\lambda x_{R,\max}}$ (3.115)
\bar{v}_∞	$\frac{1}{2} \sqrt{a_d^+} \cdot \sqrt{\frac{x_{R,\max}}{\lambda}}$ (3.105)		$\sqrt{a_d^+} \cdot \sqrt{\lambda x_{R,\max}}$ (3.113)
q_∞	2 (3.106)		0 (3.114)

unterschiedlichen Betriebsmodi und mit unterschiedlicher Frequenz ist das Verhältnis der beiden Faktoren zu klären. Mit dem verwendeten Parametersatz – vgl. Tabelle 3.1 – folgt aus den Gleichungen (3.29) bis (3.32)

$$a_d^+ = -a_d^- = a_0^+ = -a_0^- . \quad (3.119)$$

Mit dieser Identität folgt aus den Ausdrücken (3.71), (3.75), (3.104) und (3.97), dass bei gleicher Anregungsfrequenz in zwei diskreten oder kontinuierlichen Gleit-Gleit-Betriebsmodi $\lambda = \kappa/2$ ist. Außerdem zeigt sich, dass bei gleichem κ oder λ die Anregungsfrequenz im diskreten Gleit-Gleit-Betrieb halb so hoch ist wie im kontinuierlichen Betrieb.

Die Abbildungen 3.12 bis 3.14 zeigen den Einfluss des Stangenbeschleunigungsfaktors κ bzw. des Geschwindigkeitsfaktors λ auf die drei für schnelle Trägheitsmotoren relevanten Kenngrößen Endgeschwindigkeit, Anlaufzeit und Welligkeit, aufgetragen über κ bzw. 2λ . Bei $\kappa \leq 1$ arbeitet der Motor im Haft-Gleit-Betrieb, bei $\kappa > 1$ im Gleit-Gleit-Betrieb. Der diskrete Gleit-Betrieb mit linearer Anregung ist in der in Abschnitt 3.4.6 beschriebenen Form nur für $\lambda \geq 1$ möglich.

Abb. 3.12 zeigt, dass die Endgeschwindigkeit \bar{v}_∞ in Betriebsmodi mit kontinuierlicher Schlittenbewegung und im diskreten Haft-Gleit-Betrieb mit κ bzw. λ , also mit der Anregungsfrequenz, steigt, während sie im diskreten Gleit-Gleit-Betrieb mit steigender Frequenz fällt. Mit dem verwendeten Parametersatz ist die Geschwindigkeit im Gleit-Gleit-Betrieb bei gleicher Anregungsfrequenz bei parabolischer und bei linearer Sägezahn-anregung identisch. Bei gleicher Frequenz liegt sie im kontinuierlichen Gleit-Gleit-Betrieb mit linearer Sägezahn-anregung stets unter der Geschwindigkeit mit parabolischer Sägezahn-anregung und nähert sich dieser für hohe Frequenzen an.

Die im Haft-Gleit-Betrieb und/oder mit diskreten Schritten erreichbare Geschwindigkeit ist begrenzt. Nur im kontinuierlichen Gleit-Gleit-Betrieb können theoretisch unendlich hohe Geschwindigkeiten erreicht werden. Die höchste Geschwindigkeit wird dabei mit parabolischer Sägezahn-anregung erreicht. Bei linearer Sägezahn-anregung ist die Geschwindigkeit etwas geringer, ebenso aber Anlaufzeit und Welligkeit, wie die Abbildungen 3.13 und 3.14 zeigen. Sofern nicht andere Gründe, wie beispielsweise in der Anwendung geforderte diskrete Schritte, dagegen sprechen, liegt es also nahe, Trägheitsmotoren zum Erreichen hoher Geschwindigkeiten im kontinuierlichen Gleit-Gleit-Betrieb zu betreiben. Dieses auf idealisierenden Annahmen basierende theoretische Ergebnis wird durch die Tatsache bestätigt, dass fast alle bekannten Trägheitsmotoren, die hohe Geschwindigkeiten von bis zu 300 mm/s erreichen [192; 237; 251; 255; 259; 336; 349], Gleitphasen zum Vortrieb nutzen, auch wenn dies in den zugehörigen Veröffentlichungen nicht immer explizit angegeben ist.

Die Kraft F_x , welche der untersuchte idealisierte Trägheitsmotor maximal stellen kann, kann aus den in Abschnitt 3.2 betrachteten Betriebsbedingungen bestimmt werden. Aus den Bedingungen (3.10) und (3.11) folgt die vom Reibwert μ_d abhängige Bedingung

$$F_g \sin \gamma - \mu_d F_c < F_x < F_g \sin \gamma + \mu_d F_c \quad (3.120)$$

und aus den Bedingungen (3.17) und (3.18) folgt mit infinitesimal kleinem a die vom Haftwert μ_0 abhängige Bedingung

$$F_g \sin \gamma - \mu_0 F_c < F_x < F_g \sin \gamma + \mu_0 F_c . \quad (3.121)$$

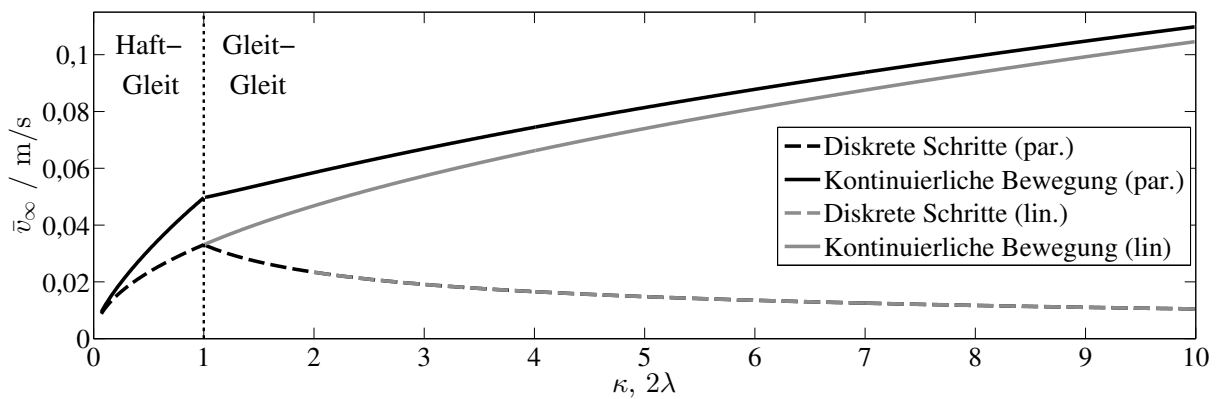


Abbildung 3.12: Änderung der Endgeschwindigkeit \bar{v}_∞ bei Änderung von κ bzw. λ bei diskretem und kontinuierlichem Betrieb

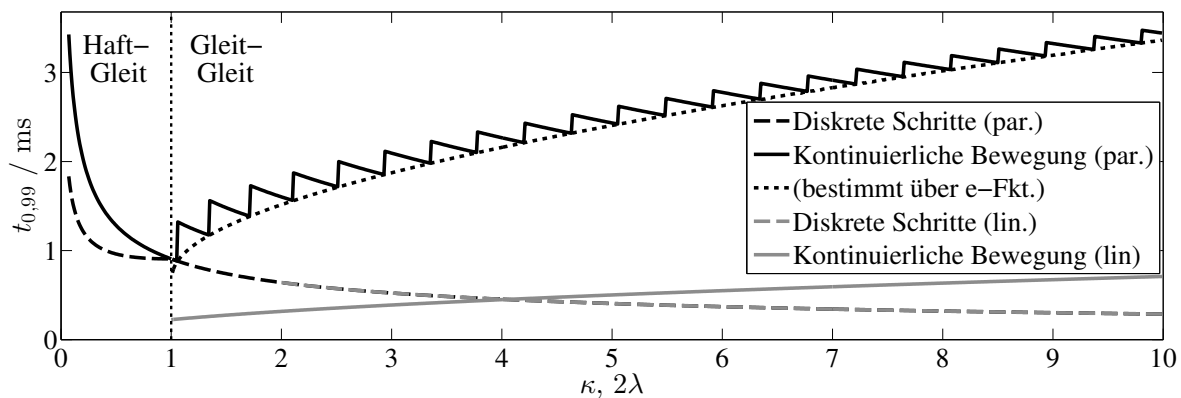


Abbildung 3.13: Änderung der Anlaufzeit $t_{0,99}$ bei Änderung von κ bzw. λ bei diskretem und kontinuierlichem Betrieb. Für den kontinuierlichen Gleit-Gleit-Betrieb mit parabolischer Anregung wurde $t_{0,99}$ mit beiden in Abschnitt 3.3.3 beschriebenen Methoden bestimmt.

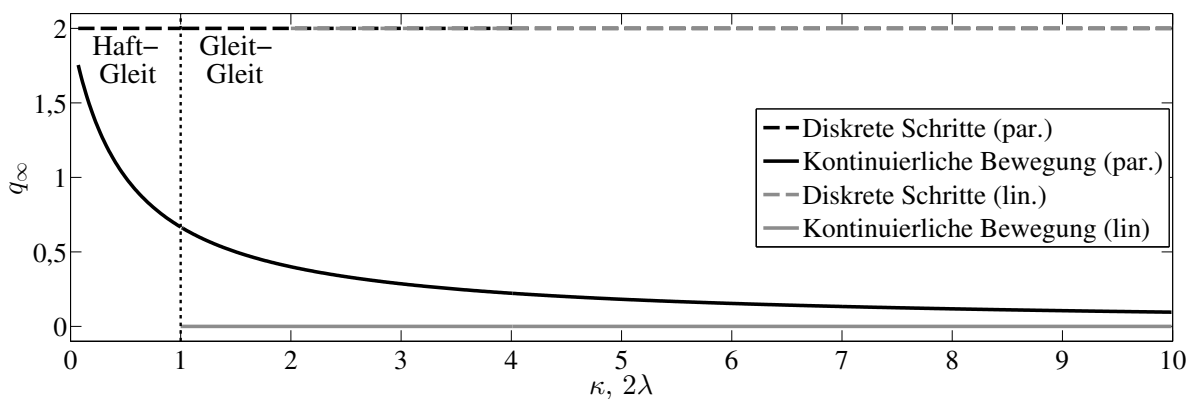


Abbildung 3.14: Änderung der Welligkeit der Schlittengeschwindigkeit q_∞ bei Änderung von κ bzw. λ bei diskretem und kontinuierlichem Betrieb

Da üblicherweise $\mu_d \leq \mu_0$ ist, ist (3.120) die engere Begrenzung für die maximale zulässige konstante Kraft F_x . Diese ist demnach unabhängig vom gewählten Betriebsmodus (Haft-Gleit oder Gleit-Gleit, diskret oder kontinuierlich) und der Art des idealisierten Anregungssignals (z. B. linear oder parabolisch).

4 Betrieb von Trägheitsmotoren mit frequenzbeschränkter Anregung

Bei der Untersuchung der idealisierten Betriebsmodi im vorigen Kapitel wurde ein Aktor angenommen, der unbegrenzte Kräfte bei unbegrenzt hohen Frequenzen und damit die geforderten Anregungssignale perfekt stellen kann. Reale Aktoren haben nur eine endliche Stellkraft und Bandbreite. Sie können nur Signale unterhalb einer bestimmten Frequenz (annähernd) verzerrungsfrei wiedergeben, Signalanteile bei höheren Frequenzen werden in Amplitude und/oder Phase beeinflusst. Anteile mit sehr hoher Frequenz werden so stark abgeschwächt, dass sie nur mit sehr geringer mechanischer Amplitude wiedergegeben werden. Um für reale Trägheitsmotoren mit hoher Geschwindigkeit geeignete Signale zu erhalten, ist es daher sinnvoll, die maximale enthaltene Frequenz bereits im elektrischen Ansteuersignal zu begrenzen. Dadurch sinken auch die Anforderungen an die Leistungselektronik, mit der der Aktor betrieben wird. Zudem ist bei begrenzter Bandbreite die Kompensation der Aktordynamik einfacher zu realisieren. In diesem Kapitel werden daher aus den in Kapitel 3 vorgestellten idealisierten Signalen frequenzbeschränkte Anregungssignale hergeleitet und das Verhalten piezoelektrischer Trägheitsmotoren bei Betrieb mit diesen Signalen untersucht.

4.1 Frequenzbeschränkte Anregungssignale

Wird eine Fourier-Reihe nach Gl. (2.2) oder (2.4) nach einer endlichen Zahl von Gliedern abgebrochen, erhält man eine bandbreitenbegrenzte Form des Ursprungssignals, die einer Approximation mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate entspricht [113, S. 473–474]. Ein frequenzbegrenzt Wegsignal $x_R(t)$ für den Betrieb eines Trägheitsmotors mit der Grund-Kreisfrequenz ω_1 kann also als Funktion der Zeit t beschrieben werden durch

$$x_R(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^n d_k \sin(k\omega_1 t + \varphi_k), \quad (4.1)$$

wobei n die Länge der Fourier-Reihe ist und $\mathbf{d} = (d_1 \ d_2 \ \dots \ d_n)$ und $\boldsymbol{\varphi} = (\varphi_1 \ \varphi_2 \ \dots \ \varphi_n)$ die Amplituden- bzw. Phasenmatrix der einzelnen Frequenzanteile sind. Für die Geschwindigkeit $\dot{x}_R(t)$ und die Beschleunigung $\ddot{x}_R(t)$ folgen

$$\dot{x}_R(t) = \omega_1 \sum_{k=1}^n d_k k \cos(k\omega_1 t + \varphi_k), \quad (4.2)$$

$$\ddot{x}_R(t) = -\omega_1^2 \sum_{k=1}^n d_k k^2 \sin(k\omega_1 t + \varphi_k). \quad (4.3)$$

Mit Ausnahme des in Abschnitt 3.4.3 beschriebenen beschleunigenden Haft-Gleit-Be-

triebsmodus, der u. a. aus diesem Grund nicht weiter betrachtet wird, sind alle in Kapitel 3.4 hergeleiteten idealisierten Signale periodisch. Die Signale mit parabolischem Sägezahn werden allgemein beschrieben durch

$$x_R(t) = \begin{cases} a_R/2 \cdot t^2 & \text{für } 0 \leq t \leq \tau \\ 0 & \text{für } \tau < t < T \end{cases}, \quad (4.4)$$

die Signale mit linearem Sägezahn durch

$$x_R(t) = \begin{cases} v_1 t & \text{für } 0 \leq t \leq \tau \\ 0 & \text{für } \tau < t < T \end{cases}. \quad (4.5)$$

Darin ist die Grundperiode $T = 2\pi/\omega_1$. Mit $T = \tau$ entfällt die Phase mit $x_R(t) = 0$, wie in den kontinuierlichen Betriebsmodi ohne diskrete Schritte. Im Folgenden werden exemplarisch Berechnungen und Beispieldiagramme für Signale mit parabolischem Sägezahn nach Gl. (4.4) dargestellt. Dafür folgen aus den Gleichungen (2.3) die folgenden Ausdrücke für die Fourier-Koeffizienten (mit $k \in \mathbb{N}^+$):

$$a_0 = \frac{a_R \tau^3}{3T} \quad (4.6)$$

$$a_k = \frac{a_R}{2\pi} \left[\frac{T\tau}{\pi k^2} \cos\left(2\pi k \frac{\tau}{T}\right) + \left(\frac{\tau^2}{k} - \frac{T^2}{2\pi^2 k^3}\right) \sin\left(2\pi k \frac{\tau}{T}\right) \right] \quad (4.7)$$

$$b_k = \frac{a_R}{2\pi} \left[\frac{T\tau}{\pi k^2} \sin\left(2\pi k \frac{\tau}{T}\right) - \left(\frac{\tau^2}{k} - \frac{T^2}{2\pi^2 k^3}\right) \cos\left(2\pi k \frac{\tau}{T}\right) - \frac{T^2}{2\pi^2 k^3} \right] \quad (4.8)$$

Abb. 4.1 zeigt exemplarisch die idealisierten Verläufe von $x_R(t)$, $\dot{x}_R(t)$ und $\ddot{x}_R(t)$ sowie ihre Approximation durch Fourier-Reihen mit $n = 2$ und $n = 5$ Gliedern. Während das idealisierte Wegsignal bereits mit kleinen Werten für n gut angenähert wird, treten in den frequenzbeschränkten Verläufen der Geschwindigkeit und insbesondere der Beschleunigung starke Oszillationen auf. Ursache hierfür ist zum einen der anteilig stärkere Einfluss der höheren Harmonischen durch die Differentiation, der durch die Multiplikation mit k (in Gl. (4.2)) bzw. k^2 (in Gl. (4.3)) entsteht. Zum anderen tritt an den in den idealen Verläufen vorhandenen Unstetigkeitsstellen der als Gibbs'sches Phänomen [134] bekannte Effekt auf, welcher zu Über- bzw. Unterschwingern von mit n steigender Höhe führt. Dieser Anstieg ist asymptotisch, für $n \rightarrow \infty$ erreicht die Höhe der Über-/Unterschwinger das 0.0895-fache der Sprunghöhe [123, S. 532–534].

Die sogenannte Sigma-Approximation mit Lanczos'schen σ -Faktoren [123, S. 534–538] wurde zur Reduktion des Gibbs'schen Phänomens entwickelt und kann auch zur Reduktion der unerwünschten Schwingungen in den untersuchten Anregungssignalen genutzt werden. Dazu werden die Fourier-Koeffizienten mit den Faktoren

$$\sigma_k(n) = \frac{\sin(k\pi/(n+1))}{k\pi/(n+1)} \quad (4.9)$$

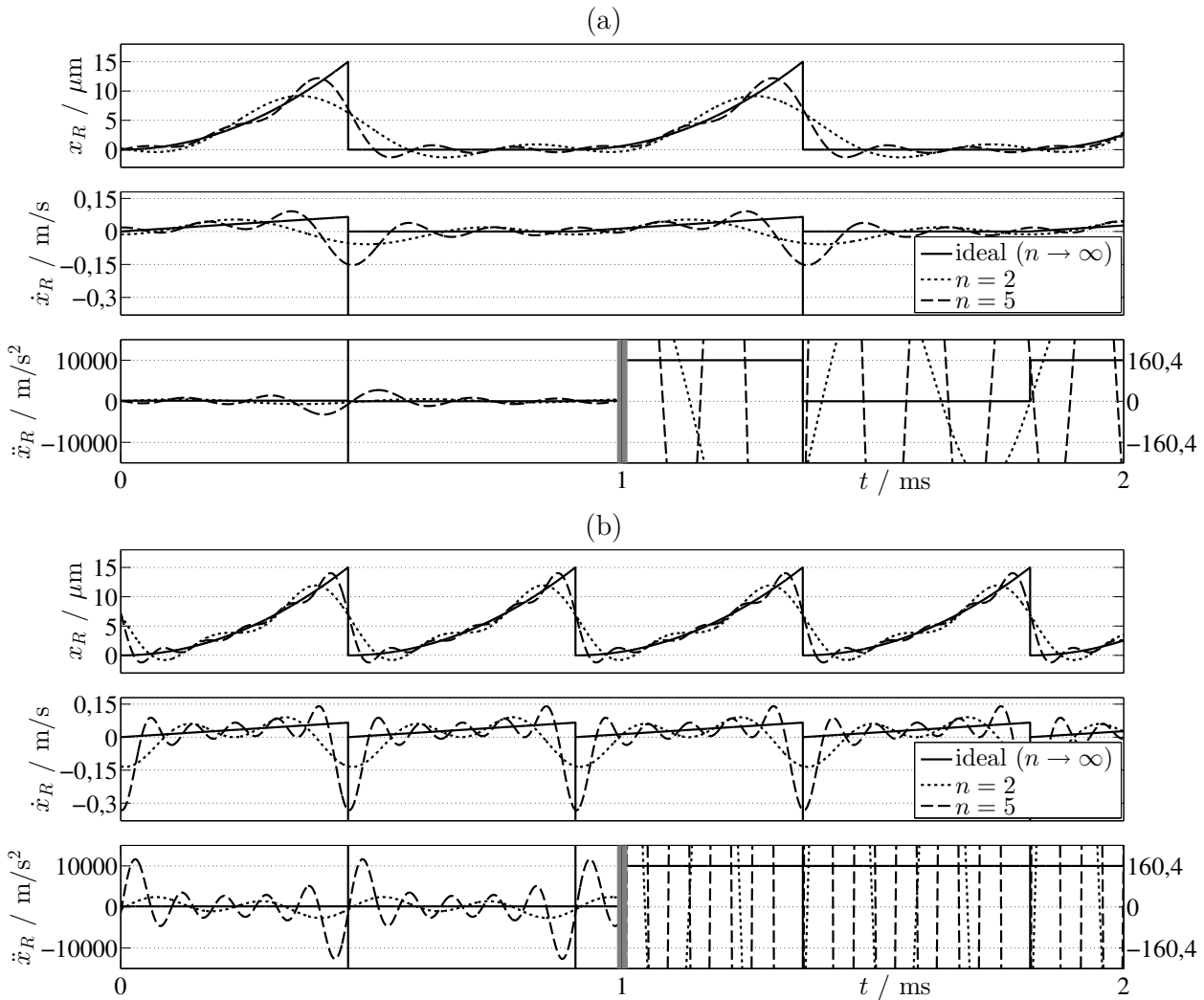


Abbildung 4.1: Weg (x_R), Geschwindigkeit (\dot{x}_R) und Beschleunigung (\ddot{x}_R) der Stange bei idealer Anregung und ihre durch Fourier-Reihen mit 2 und 5 Gliedern aus dem idealen Wegsignal gewonnene frequenzbeschränkte Approximation für (a) diskreten und (b) kontinuierlichen Betrieb, bei $\kappa = 1$. Die Beschleunigungsdiagramme sind zweigeteilt, um sowohl die vollständigen Signale als auch ihre Relation zu den charakteristischen Beschleunigungen a_0^+ und a_0^- ($\pm 160,4 \text{ m/s}^2$ im Beispiel) zu zeigen. (zuerst veröffentlicht in [155], Nachdruck mit Genehmigung von Elsevier)

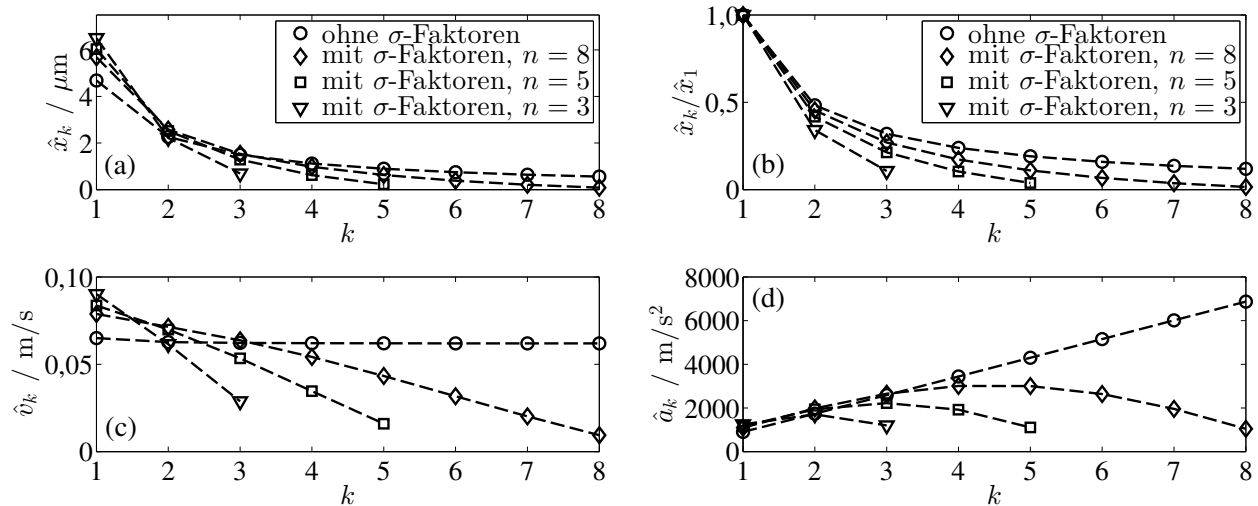


Abbildung 4.2: (a) Absolute Wegamplituden $\hat{x}_k = d_k$ bzw. $\sigma_k(n)d_k$ und (b) auf die erste Harmonische normierte Wegamplituden \hat{x}_k/\hat{x}_1 der Harmonischen in einem Wegsignal für den kontinuierlichen Betrieb wie in Abb. 4.1(b) und Abb. 4.3, mit und ohne σ -Faktoren für verschiedene Werte von n . Zugehörige (c) Geschwindigkeitsamplituden $\hat{v}_k = d_k \cdot k\omega_1$ bzw. $\sigma_k(n)d_k \cdot k\omega_1$ und (d) Beschleunigungsamplituden $\hat{a}_k = d_k \cdot k^2\omega_1^2$ bzw. $\sigma_k(n)d_k \cdot k^2\omega_1^2$. Die Linien dienen nur der Visualisierung.

multipliziert¹. Die modifizierten Koeffizienten $\sigma_k(n) \cdot d_k$ werden anschließend zur Berechnung der frequenzbeschränkten Signale genutzt. Abb. 4.2 zeigt den Effekt der Sigma-Approximation auf die Amplituden der einzelnen Harmonischen im Anregungssignal, welcher besonders gut in der auf die Amplitude der ersten Harmonischen normierten Darstellung erkennbar ist: Ohne Sigma-Approximation sinken die Amplituden mit steigender Nummer k der Harmonischen langsam und streben asymptotisch gegen 0. Mit Sigma-Approximation fallen die Amplituden deutlich schneller. Ohne Sigma-Approximation sind die Geschwindigkeitsamplituden aller Harmonischen ungefähr gleich groß und die Beschleunigungsamplituden steigen etwa linear mit k , vgl. Gleichungen (4.2) und (4.3). Mit Sigma-Approximation sinken die Geschwindigkeitsamplituden etwa linear mit k und der Anstieg der Beschleunigungsamplituden wird erheblich begrenzt.

Nach der Frequenzbeschränkung durch die Fourier-Reihe, welche Über- und Unterschwinger zur Folge hat, und der Schwingungsreduzierung durch die Sigma-Approximation, welche eine allgemeine Amplitudenabsenkung bewirkt, vgl. Abb. 4.2, haben die unterschiedlichen Wegverläufe unterschiedliche Minimal- und Maximalwerte. Die Bedingung $0 \leq x_R(t) \leq x_{R,\max}$ (3.3) ist in den meisten Fällen nicht mehr erfüllt. Um den maximal erlaubten Aktorhub auszunutzen, ohne ihn zu überschreiten, muss das Anregungssignal daher so skaliert werden, dass der wahre Aktorhub $\hat{x}_R = \max(x_R(t)) - \min(x_R(t))$ dem erlaubten Aktorhub $x_{R,\max}$ entspricht. Hierzu wird zunächst die normalisierte Amplitudenmatrix $\mathbf{d}^* = \mathbf{d}/\hat{x}_R$ berechnet und anschließend mit $x_{R,\max}$ multipliziert. Für die im Folgenden beschriebenen Simulationen und Versuche wurde das Anregungssignal außerdem durch eine Anpassung von a_0 und φ so verschoben, dass $x_R(t)$ das Minimum

¹Die Formulierung bei Hamming [123] lautet $\sigma_k(n) = \sin(k\pi/n)/(k\pi/n)$ und führt zu $\sigma_n(n) = 0$. Bei Anwendung dieser Formel enthielte das Signal nach der Sigma-Approximation nur noch $n - 1$ Harmonische. Mit der angegebenen modifizierten Formel enthält es vor und nach der Sigma-Approximation n Harmonische.

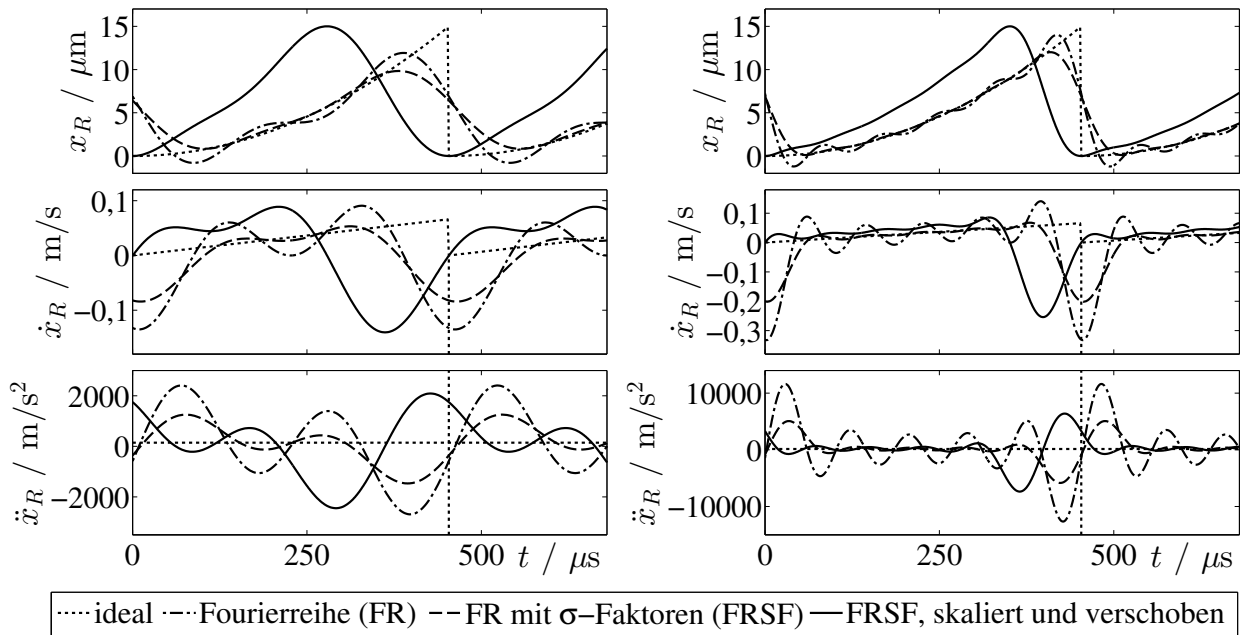


Abbildung 4.3: Weg, Geschwindigkeit und Beschleunigung der Stange im kontinuierlichen Betrieb mit $\kappa = 1$: Idealsignale und verschiedene frequenzbeschränkte Approximationen für $n = 2$ (links) und $n = 5$ (rechts) (zuerst veröffentlicht in [155], Nachdruck mit Genehmigung von Elsevier)

$x_R(t = 0) = 0$ hat, um einen Sprung von $x_R(t)$ beim Start aus der Ruhe ($x_R(t < 0) = 0$) auszuschließen. Abb. 4.3 zeigt die auf die beschriebene Weise mit $n = 2$ und $n = 5$ berechneten frequenzbeschränkten Varianten eines idealen Anregungssignals. Die Reduktion der unerwünschten Schwingungen durch die Sigma-Approximation ist deutlich sichtbar.

In Abb. 4.3 wird auch deutlich, dass die Stangenbeschleunigung $\ddot{x}_R(t)$ auch bei Einsatz der Sigma-Approximation in einem großen Teil jeder Periode außerhalb des Intervalls $[a_0^-, a_0^+]$ liegt, in dem bei gleicher Geschwindigkeit von Stange und Schlitten Haften möglich ist. Die auftretenden Schwingungen verhindern damit einen Haft-Gleit-Betrieb mit einer Haftphase pro Periode, wie er in den Abschnitten 3.4.1 und 3.4.2 beschrieben ist. Die Länge der Phasen mit $x_R(t) = 0$ wurde in den diskreten Betriebsmodi in den Abschnitten 3.4.1, 3.4.4 und 3.4.6 so berechnet, dass der Schlitten gerade zur Ruhe kommen kann. Mit den beschriebenen frequenzbeschränkten Signalen sind solche diskreten Schritte schwer zu realisieren, da wegen der Schwingungen des Anregungssignals die Stange niemals vollständig in Ruhe ist. Die mittels Fourier-Reihen gewonnenen frequenzbeschränkten Anregungssignale sind aus diesen Gründen nicht geeignet, wenn Haft-Gleit-Betrieb oder diskrete Schritte benötigt werden. Für das Erreichen hoher Geschwindigkeiten sind diese Betriebsmodi jedoch ohnehin nicht zielführend, vgl. Abschnitt 3.4.8. Im Folgenden wird daher nur der Betrieb mit frequenzbeschränkten Anregungssignalen untersucht, die aus den idealen Signalen für den kontinuierlichen Gleit-Gleit-Betrieb abgeleitet werden.

4.2 Zusätzliche Kenngrößen für den realen Betrieb

Neben den in Abschnitt 3.3 definierten Kenngrößen Endgeschwindigkeit, Anlaufzeit und Welligkeit der Schlittenbewegung sind im realen Betrieb schneller Trägheitsmotoren auch

die Lebensdauer des Motors und die zum Betrieb erforderliche elektrische Leistung wichtig, welche für den Betrieb mit idealisierten Signalen nicht sinnvoll zu bestimmen sind. Ebenfalls von Bedeutung ist in einigen Anwendungen, vgl. Abschnitt 2.2, die mit einem Trägheitsmotor stellbare Kraft. Für den idealisierten Trägheitsmotorbetrieb ist die Stellkraft leicht zu bestimmen, vgl. Abschnitt 3.4.8. Für den realen Betrieb ist sie von verschiedenen Parametern wie der Last und dem Anregungssignal abhängig. In diesem Abschnitt werden drei Kriterien zur Beschreibung von Lebensdauer, erforderlicher elektrischer Leistung und Stellkraft eines Trägheitsmotors eingeführt.

4.2.1 Lebensdauer und Reibungsverluste

Piezoelektrische Aktoren können bei geeigneter Auslegung und bestimmungsgemäßem Betrieb über eine sehr große Zahl von Schwingspielen ohne nennenswerten Leistungsabfall arbeiten [272]. Die Lebensdauer piezoelektrischer Motoren wird daher wesentlich von den mechanischen Komponenten bestimmt, insbesondere vom Reibkontakt [62; 368]. Eine Hauptursache für verringerte Leistung eines piezoelektrischen Motors ist Verschleiß im Reibkontakt.

Bei gegebener Reibpaarung, wesentlich bestimmt durch Materialien und Oberflächen, ist das durch – insbesondere adhäsiven², aber auch abrasiven [280, S. 263–270] – Verschleiß abgetragene Materialvolumen näherungsweise proportional zur Normalkraft und zum zurückgelegten Weg [72, S. 103–114], [285, S. 155–159]. Das Verschleißvolumen im Trägheitsmotor in einer Periode p kann daher berechnet werden als

$$V_p = w \int_{(p-1) \cdot T}^{p \cdot T} F_c(t) |\dot{x}_R(t) - \dot{x}_S(t)| dt, \quad (4.10)$$

worin w (Einheit m^2/N) ein über mehrere Größenordnungen variierender [72, S. 112] durch die Reibpaarung bestimmter Faktor ist, der von Ishii et al. [162], die diese Formel zur Berechnung des Verschleißes von Ultraschall-Stehwellenmotoren nutzen, als „specific wear rate“ bezeichnet wird.

Der pro Verschleißvolumen zurückgelegte Weg ist ein sinnvoller Indikator für die Haltbarkeit eines Motors. Eine Multiplikation dieses Verhältnisses mit w ergibt den von Material und Oberfläche unabhängigen Haltbarkeitsindikator δ_p :

$$\delta_p = \frac{x_p}{V_p} w = \frac{\bar{v}_p T}{V_p} w = \frac{\bar{v}_p T}{\int_{(p-1) \cdot T}^{p \cdot T} F_c(t) |\dot{x}_R(t) - \dot{x}_S(t)| dt} \quad (4.11)$$

Mit dem Reibwert μ_d wird die im Reibkontakt innerhalb der Periode p dissipierte Energie beschrieben durch

$$W_{f,p} = \int_{(p-1) \cdot T}^{p \cdot T} F_c(t) \mu_d |\dot{x}_R(t) - \dot{x}_S(t)| dt, \quad (4.12)$$

die mittlere Reibleistung in dieser Periode ist entsprechend

$$P_{f,p} = W_{f,p}/T. \quad (4.13)$$

²Die beschriebene Proportionalität ist eine vereinfachte Form des für Adhäsionsverschleiß gültigen, auf Archard [10] zurückgehenden Gesetzes des Gleitverschleißes, welches zusätzlich eine umgekehrte Proportionalität zwischen Verschleißvolumen und Oberflächenhärte angibt.

Aus den Gleichungen (4.10) und (4.12) folgt $W_{f,p}/\mu_d = V_p/w$. In jedem Motor mit konstanten Werten μ_d und w gilt also die Proportionalität $W_{f,p} \propto V_p$. Das Verhältnis $\bar{v}_p/P_{f,p}$ von Schlittengeschwindigkeit und Reibleistung ist damit direkt proportional zum Haltbarkeitsindikator δ_p . In den in dieser Arbeit betrachteten Fällen sind μ_d und w mindestens näherungsweise Konstanten, daher wird im Folgenden nur der Haltbarkeitsindikator δ_p , insbesondere $\delta_\infty = \lim_{p \rightarrow \infty} \delta_p$ für den stationären Zustand, untersucht. Von diesem kann jederzeit auf das Geschwindigkeits-Reibleistungs-Verhältnis geschlossen werden.

Nicht in allen Fällen ist es möglich, die Größe der Normalkraft $F_c(t)$ zu messen. Sie ist jedoch in allen in dieser Arbeit betrachteten Fällen während des Betriebs konstant, $F_c(t) = F_c$. Für den Vergleich unterschiedlicher Anregungssignale bei gleicher, aber unbekannter Normalkraft wird daher der mit der Normalkraft multiplizierte und damit von ihr unabhängige Haltbarkeitsindikator $\delta_p F_c$ genutzt, insbesondere sein Wert im stationären Zustand $\delta_\infty F_c$.

4.2.2 Effizienz

Beim Vergleich elektrischer Antriebe ist der Wirkungsgrad, definiert als der Quotient aus (mechanischer) (Nutz-)Ausgangsleistung und (elektrischer) Eingangsleistung, ein wichtiges Kriterium. Für Positionierungsantriebe ist er jedoch schwer zu definieren und von geringer Aussagekraft. Beispielsweise hat ein Trägheitsmotor, welcher eine Masse horizontal bewegt, ohne gegen eine zusätzliche Kraft zu arbeiten, keine bestimmbare Nutzleistung: Er übt keine Kraft aus und die Masse hat vor und nach dem Positioniervorgang die gleiche potentielle Energie. Sein Wirkungsgrad wäre damit unabhängig von seiner Positionierungsgeschwindigkeit null und somit ohne Aussagekraft.

Gegenstand dieser Arbeit sind ebensolche Trägheitsmotoren zur Positionierung, welche meist nicht gegen eine Last arbeiten. Daher wird im Folgenden als Effizienzmaß anstelle des Wirkungsgrads ein Indikator gewählt, welcher beschreibt, wie effizient der Motor die eingesetzte elektrische Leistung zum Erzeugen einer schnellen Bewegung nutzt: Der Quotient aus der Endgeschwindigkeit des Motors und der elektrischen Eingangsleistung, $\zeta_\infty = \bar{v}_\infty/S$. Diese Größe wird im Folgenden als Geschwindigkeitseffizienz bezeichnet. Driesen et al. [81] wählen diese von ihnen als „step efficiency“ bezeichnete Größe ebenfalls als Effizienzmaß für Trägheitsmotoren. Für ihre Berechnung treffen sie einige Vereinfachungen, insbesondere die Annahme einer linearen Sägezahnspannung und die Vernachlässigung dynamischer Effekte, und erhalten so einen nur von der Amplitude der elektrischen Eingangsspannung abhängigen Ausdruck für die Geschwindigkeitseffizienz. In dieser Arbeit werden unterschiedliche Signale untersucht und die Motoren werden bei Frequenzen angesteuert, bei denen die Aktordynamik berücksichtigt werden muss. Daher wird im Folgenden gezeigt, wie die elektrische Eingangsleistung S aus den in Abschnitt 4.1 beschriebenen Signalen und den Aktoreigenschaften für Signale mit beliebig vielen Harmonischen mit Frequenzen bis in den resonanten Bereich berechnet wird. Die zur Bestimmung von ζ_∞ außerdem benötigte Endgeschwindigkeit \bar{v}_∞ wurde bereits in Abschnitt 3.3.2 definiert.

4.2.2.1 Annahmen

Beim resonanten Betrieb piezoelektrischer Aktoren können hohe Amplituden mit relativ geringer elektrischer Spannung erreicht werden. Dieser Effekt kann – wie in Ab-

schnitt 2.5.2 beschrieben – auch in Trägheitsmotoren genutzt werden, die mehrere Resonanzen ausnutzen. Die Bestimmung der Eingangsleistung eines solchen Motors erfordert genaue Informationen über das elektromechanische System und kann nicht allgemeingültig durchgeführt werden. Für eine allgemeine Lösung wird im Folgenden angenommen, dass die höchste im Anregungssignal enthaltene Frequenz f_n unterhalb oder im Bereich der ersten Resonanzfrequenz des Stators liegt.

Im betrachteten Trägheitsmotor, vgl. Abb. 3.2, setzt sich die auf den piezoelektrischen Aktor wirkende Kraft $F(t)$ zusammen aus der Trägheitskraft der Antriebsstange und der Tangentialkraft zwischen Stange und Schlitten:

$$F(t) = -F_f(t) - m_R \ddot{x}_R(t) \quad (4.14)$$

Wenn die Tangentialkraft $F_f(t)$ im überwiegenden Teil jeder Periode wesentlich kleiner ist als die Trägheitskraft $m_R \ddot{x}_R(t)$ der Antriebsstange, wenn also

$$\frac{\int_{t_0}^{t_0+T} |F_f(t)| dt}{\int_{t_0}^{t_0+T} |m_R \ddot{x}_R(t)| dt} \ll 1 \quad (4.15)$$

gilt, kann $F_f(t)$ bei der Berechnung der Eingangsleistung vernachlässigt werden, wodurch diese sich erheblich vereinfacht. Andernfalls muss wegen der über $F_f(t)$ erfolgenden Wechselwirkung zwischen Schlitten und Stange zur Berechnung der Eingangsleistung die Bewegung des Schlittens simuliert werden und eine analytische Lösung wie im Folgenden gezeigt ist nicht möglich.

Mit den Parametern aus Tabelle 3.1 und einer Stangenmasse von $m_R = 1$ g liegt $|m_R \ddot{x}_R(t)|$ bei $n = 2$ und $\kappa = 1$, also bei der niedrigsten im Folgenden untersuchten Frequenz, für 66 % der Periode oberhalb der maximalen Tangentialkraft F_{f0} . Dieser Wert steigt mit n und κ und liegt beispielsweise bei $n = 5$ und $\kappa = 10$ bei 96 %. Bei niedrigen Frequenzen, bei denen Haften eine wesentliche Rolle spielt, liegt der Betrag der tatsächlichen Tangentialkraft im Mittel deutlich unterhalb von F_{f0} . Die Bedingung (4.15) kann daher im untersuchten Motor als erfüllt angesehen werden.

4.2.2.2 Eingangsleistung

Da der piezoelektrische Aktor und die Antriebsstange fest verbunden und fluchtend ausgerichtet sind und letztere als Starrkörper betrachtet wird, entspricht die Bewegung jedes Punkts der Stange der Bewegung der Aktorspitze, vgl. auch das Ersatzmodell in Abb. 3.2. In der Nähe einer Resonanzfrequenz kann ein piezoelektrischer Wandler mit guter Genauigkeit mit einem modalen Modell mit einem mechanischen Freiheitsgrad beschrieben werden. In den meisten Aktoren sind dielektrische Verluste im piezoelektrischen Wandler vernachlässigbar klein. In diesem Fall kann ein solches Modell unter Verwendung der von Richter et al. [294, S. 111] genutzten Notation ausgedrückt werden als

$$m \ddot{x}_R(t) + d \dot{x}_R(t) + c x_R(t) = F(t) + \alpha u(t), \quad (4.16)$$

$$q(t) - \alpha x_R(t) = C u(t). \quad (4.17)$$

Darin sind m , d , c die äquivalente Masse, Dämpfungskonstante und Steifigkeit des Piezowandlers, α ist der Kopplungsfaktor zwischen dem elektrischen und dem mechanischen

Verhalten und C ist die Kapazität des Wandlers (bei mechanischer Einspannung). $F(t)$ ist eine auf den Wandler wirkende Zugkraft, $q(t)$ ist die Ladung des Wandlers und $u(t)$ ist die am Wandler anliegende elektrische Spannung.

Ein Modell mit für die erste Resonanzfrequenz bestimmten Parametern wird im Folgenden auch bei deutlich niedrigeren Frequenzen genutzt. Der hierbei auftretende Fehler beträgt für den untersuchten Aktor im statischen Betrieb ca. 20% und sinkt mit steigender Frequenz. Die Fehlerabschätzung ist in Anhang A.4 beschrieben.

Das dynamische Übertragungsverhalten eines solchen Systems kann auf Basis der Vierpoltheorie in komplexer Schreibweise als

$$\begin{pmatrix} \hat{i} \\ \hat{v} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \underline{y}_{11} & \underline{y}_{12} \\ \underline{y}_{21} & \underline{y}_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \hat{u} \\ \hat{F} \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

dargestellt werden [128, S. 15], mit den folgenden Admittanzen:

$$\text{Kurzschlusseingangsadmittanz } \underline{y}_{11} = \left. \frac{\hat{i}}{\hat{u}} \right|_{\hat{F}=0} \quad (4.19)$$

$$\text{Kurzschlusskernadmittanz rückwärts } \underline{y}_{12} = \left. \frac{\hat{i}}{\hat{F}} \right|_{\hat{u}=0} \quad (4.20)$$

$$\text{Kurzschlusskernadmittanz vorwärts } \underline{y}_{21} = \left. \frac{\hat{v}}{\hat{u}} \right|_{\hat{F}=0} \quad (4.21)$$

$$\text{Kurzschlussausgangsadmittanz } \underline{y}_{22} = \left. \frac{\hat{v}}{\hat{F}} \right|_{\hat{u}=0} \quad (4.22)$$

Bei monofrequentem Betrieb mit der Kreisfrequenz ω gilt für die Zusammenhänge zwischen den komplexen Größen \hat{i} , \hat{v} , \hat{u} und \hat{F} und den Zeitverläufen von Strom $i(t)$, Geschwindigkeit $\dot{x}_R(t)$, Spannung $u(t)$ und Kraft $F(t)$ [128, S. 15]:

$$i(t) = \dot{q}(t) = \Re(\hat{i} e^{j\omega t}) \quad (4.23)$$

$$\dot{x}_R(t) = \Re(\hat{v} e^{j\omega t}) \quad (4.24)$$

$$u(t) = \Re(\hat{u} e^{j\omega t}) \quad (4.25)$$

$$F(t) = \Re(\hat{F} e^{j\omega t}) \quad (4.26)$$

Mit der in Abschnitt 4.2.2.1 diskutierten Vernachlässigung von $F_f(t)$ folgt aus Gl. (4.14) $F(t) = -m_R \ddot{x}_R(t)$. Damit kann Gl. (4.16) auch als

$$M \ddot{x}_R(t) + d \dot{x}_R(t) + c x_R(t) = \alpha u(t) \quad (4.27)$$

mit $M = m + m_R$ geschrieben werden. Mit $\hat{F} = 0$ gilt

$$\begin{pmatrix} \hat{i} \\ \hat{v} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \underline{y}_{11} \\ \underline{y}_{21} \end{pmatrix} \cdot \hat{u}. \quad (4.28)$$

Daraus ergeben sich Spannung und Strom, die zum Erreichen einer gegebenen Geschwin-

digkeit benötigt werden:

$$\hat{u} = \frac{1}{y_{21}} \hat{v} \quad (4.29)$$

$$\hat{i} = \frac{y_{11}}{y_{21}} \hat{v} \quad (4.30)$$

Aus den bei Littmann [215, S. 50f] angegebenen Ausdrücken für die auch als „elektrische Admittanz“ bezeichnete Kurzschlussingangsadmittanz y_{11} und die auch als „mechanische Admittanz“ bezeichnete Kurzschlusskernadmittanz y_{21} ergeben sich die Amplituden dieser Admittanzen als

$$|y_{11}| = \frac{\sqrt{d^2 \alpha^4 + \left(\alpha^2 \left(\omega M - \frac{c}{\omega} \right) - C \omega \left(d^2 + \left(\omega M - \frac{c}{\omega} \right)^2 \right) \right)^2}}{d^2 + \left(\omega M - \frac{c}{\omega} \right)^2}, \quad (4.31)$$

$$|y_{21}| = \frac{\alpha}{\sqrt{d^2 + \left(\omega M - \frac{c}{\omega} \right)^2}}. \quad (4.32)$$

Die Amplituden von Spannung und Strom werden damit beschrieben durch

$$\hat{u} = |\hat{u}| = \left| \frac{1}{y_{21}} \right| \hat{v} = \frac{\sqrt{d^2 + \left(\omega M - \frac{c}{\omega} \right)^2}}{\alpha} \cdot \hat{v}, \quad (4.33)$$

$$\hat{i} = |\hat{i}| = \left| \frac{y_{11}}{y_{21}} \right| \hat{v} = \frac{\sqrt{\alpha^4 - 2C\alpha^2\omega \left(\omega M - \frac{c}{\omega} \right) + C^2 \left(d^2 + \left(\omega M - \frac{c}{\omega} \right)^2 \right) \omega^2}}{\alpha} \cdot \hat{v}. \quad (4.34)$$

In der das Anregungssignal beschreibenden Fourier-Reihe ist die Geschwindigkeitsamplitude jeder Harmonischen $\hat{v}_k = k\omega_1 d_k$. Die Spannungs- und Stromamplituden der einzelnen Harmonischen sind nach Gl. (4.33) und (4.34) entsprechend

$$\hat{u}_k = \frac{\omega_1 d_k k}{\alpha} \sqrt{A_k}, \quad (4.35)$$

$$\hat{i}_k = \frac{\omega_1 d_k k}{\alpha} \sqrt{\alpha^4 - 2C\alpha^2 (Mk^2\omega_1^2 - c) + C^2 k^2 \omega_1^2 A_k}, \quad (4.36)$$

mit der zum Zweck einer kompakten Schreibweise eingeführten Identität $A_k = d^2 + (k\omega_1 M - c / (k\omega_1))^2$. Die Effektivwerte von Spannung U und Strom I können nach Natke [245, S. 14] aus diesen Ausdrücken berechnet werden als

$$U = \sqrt{\frac{1}{2} \sum_{k=1}^n \hat{u}_k^2}, \quad (4.37)$$

$$I = \sqrt{\frac{1}{2} \sum_{k=1}^n \hat{i}_k^2}. \quad (4.38)$$

Die Scheinleistung S wird aus den Effektivwerten von Spannung und Strom berechnet als [223, S. 197]

$$S = UI, \quad (4.39)$$

Einsetzen der Gleichungen (4.37), (4.38), (4.35) und (4.36) führt zu

$$\begin{aligned}
 S &= \frac{1}{2} \sqrt{\sum_{k=1}^n \hat{u}_k^2} \cdot \sqrt{\sum_{k=1}^n \hat{i}_k^2} \\
 &= \frac{\omega_1^2 \hat{x}_R}{2\alpha^2} \cdot \sqrt{\sum_{k=1}^n (d_k^* k)^2 A_k} \\
 &\quad \cdot \sqrt{\sum_{k=1}^n (d_k^* k)^2 (\alpha^4 + 2C\alpha^2 (c - Mk^2\omega_1^2) + C^2 k^2 \omega_1^2 A_k)}. \quad (4.40)
 \end{aligned}$$

Dieser Ausdruck zeigt, dass die zum Betrieb benötigte elektrische Leistung bei ansonsten gleichen Aktor- und Signalparametern proportional zu \hat{x}_R ist. Die elektrische Leistung steigt zudem mit der Anregungsfrequenz ω_1 , die genaue quantitative Abhängigkeit ist abhängig von den Aktorparametern. Der Ausdruck zeigt außerdem, dass – wie von Natke für den allgemeinen Fall überlagerter Harmonischer angemerkt [245, S. 14] – die Scheinleistung von der Phasenverschiebung zwischen den einzelnen Harmonischen des Anregungssignals unabhängig ist.

4.2.3 Stellkraft

Für einen mit frequenzbeschränkten Signalen betriebenen Trägheitsmotor kann in den Berechnungen leicht eine Kraft $F_x(t)$ eingesetzt werden, um die Geschwindigkeit bei gegebener Anregung und gegebener Stellkraft zu berechnen. Da die Form des Anregungssignals, wie die Herleitung der idealisierten Anregungssignale in Abschnitt 3.4 zeigt, von F_x abhängt, kann eine Berechnung der maximalen konstanten Kraft F_x , gegen die der Schlitten mit einem dafür optimalen Anregungssignal $x_R(t)$ fahren kann, jedoch nur durch wiederholte Simulation mit iterativer Anpassung von F_x erfolgen. Dabei ist die konstante Gegenkraft F_x zu finden, gegen die der Schlitten gerade nicht mehr verfahren werden kann. Bei dieser Gegenkraft verändert sich die mittlere Position des Schlittens nicht, seine mittlere Geschwindigkeit \bar{v}_∞ ist null. In diesem Fall gilt analog zur Definition von \bar{v}_∞ , vgl. Gl. (3.34),

$$\int_{t_1}^{t_1+T} \dot{x}_S(t) dt = 0. \quad (4.41)$$

Die Schlittengeschwindigkeit $\dot{x}_S(t)$ ist, wie die Bewegungsgleichung (3.2) zeigt, abhängig von $F_x(t)$ und von der Tangentialkraft $F_f(t)$, wobei letztere wiederum auch bei einfachen Reibmodellen von $\dot{x}_S(t)$ abhängt, vgl. Gl. (3.7). Auch bei gegebenem frequenzbeschränktem Anregungssignal ist eine Berechnung der maximalen konstanten Stellkraft daher nur durch iterative Simulation möglich.

Die bei gegebenem Anregungssignal stellbare Kraft kann jedoch einfach bestimmt werden, indem der Schlitten gegen eine Feder verfahren wird. Anders als bei der iterativen Berechnung der Stellkraft kann diese so auch experimentell gut bestimmt werden. Die Gegenkraft steigt dabei mit dem Verfahrweg und die maximal stellbare Kraft ist erreicht, wenn der Schlitten die Endgeschwindigkeit $\bar{v}_\infty = 0$ erreicht. Eine sehr weiche Feder, deren Kraft sich im stationären Zustand durch die Bewegung des Schlittens während einer Anregungsperiode nur vernachlässigbar ändert, ist für dieses Verfahren zur Bestimmung der stellbaren Kraft ideal. Eine so weiche Feder ist in Versuchsaufbauten jedoch u. U.

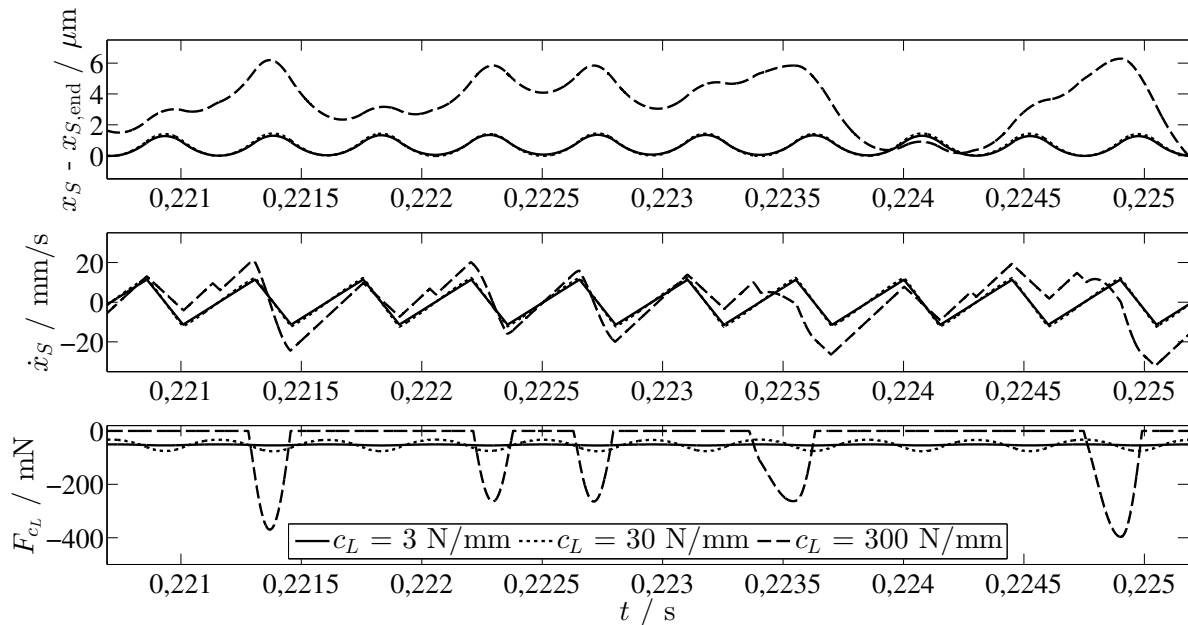


Abbildung 4.4: Position des Schlittens relativ zur Endposition $x_{S,\text{end}}$, Schlittengeschwindigkeit und Federkraft über 10 Perioden im stationären Zustand bei Fahrt des Schlittens gegen masselose Federn unterschiedlicher Steifigkeit (Simulationsergebnisse mit $n = 2$, $\kappa = 2$)

schwer zu realisieren und führt in Modellrechnungen zu langen Rechenzeiten, da der stationäre Zustand erst nach vielen Perioden erreicht wird. Mit weniger weichen Federn, bei denen die Kraft während einer Anregungsperiode geringfügig schwankt, können praktisch ebenso gute Ergebnisse erzielt werden. Die mittlere Federkraft im stationären Zustand kann dabei als wirksame Stellkraft betrachtet werden.

Die für die Bestimmung der Stellkraft des Motors verwendete Feder darf jedoch nicht zu steif sein. Abb. 4.4 zeigt hierzu die Schlittenposition und -geschwindigkeit sowie die Federkraft $F_{c_L,\infty}$ des simulierten Motors, der gegen drei Federn unterschiedlicher Steifigkeit fährt, im stationären Zustand. Bei der Feder mit der geringsten Steifigkeit ändert sich die Federkraft innerhalb einer Periode kaum. Die Schlittenbewegung muss jedoch über viele Perioden simuliert werden, bis das System eingeschwungen ist. Bei der mittelsteifen Feder wird der stationäre Zustand schneller erreicht und die Federkraft schwankt stärker, aber regelmäßig. Bei der Feder mit der höchsten Steifigkeit verlieren Feder und Schlitten zwischenzeitlich den Kontakt, die Federkraft wird null. Dieser Effekt führt zu unregelmäßigen Schwankungen der Federkraft.

4.2.3.1 Abschätzung der maximal zulässigen Federsteifigkeit

Damit Feder und Schlitten im stationären Zustand ununterbrochen in Kontakt stehen, muss die Amplitude der Schlittenbewegung, also die Hälfte ihrer Schwingungsbreite \hat{x}_S , kleiner sein als die mittlere Verformung $x_{c_L,\infty}$ der Feder. Aus dieser Bedingung kann wie im Folgenden gezeigt die für die Stellkraftbestimmung maximal zulässige Federsteifigkeit abgeschätzt werden.

Beim Betrieb mit den untersuchten frequenzbeschränkten Anregungssignalen treten keine oder nur sehr kurze Haftphasen auf, vgl. z. B. Abb. 4.1. Für die Abschätzung der

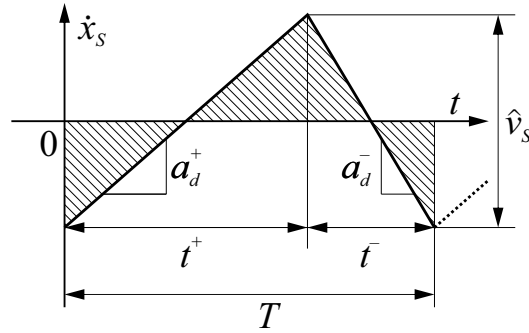


Abbildung 4.5: Verlauf der Schlichtengeschwindigkeit $\dot{x}_S(t)$ über eine Anregungsperiode T bei der Fahrt gegen eine ausreichend weiche Feder im stationären Zustand

zulässigen Federsteifigkeit sind sie vernachlässigbar. Bei reinem Gleiten und geeigneten Federsteifigkeiten erfährt der Schlitten durchgängig die Beschleunigungen a_d^+ oder a_d^- . Diese sind Funktionen der beim Fahren gegen eine Feder positionsabhängigen Gegenkraft $F_x(t)$, vgl. Gleichungen (3.31) und (3.32). Näherungsweise sind sie aber über eine Anregungsperiode konstant, die Schlichtengeschwindigkeit im stationären Zustand verläuft dann mit konstanten Steigungen a_d^+ und a_d^- . Im einfachsten Fall, der typischerweise mit $n = 2$ erreicht wird, gibt es wie mit weicher und mittelsteifer Feder in Abb. 4.4 pro Periode je eine Phase mit positiver (a_d^+) und mit negativer Beschleunigung (a_d^-). In diesem Fall ist die Gesamtschwingungsbreite der Schlichtengeschwindigkeit und damit auch der Schlittenposition am größten, weswegen er für die Abschätzung der zulässigen Federsteifigkeit genutzt wird.

Abb. 4.5 zeigt für diesen Fall den Verlauf der Schlichtengeschwindigkeit $\dot{x}_S(t)$ über eine Periode T . Dabei gilt mit den oben beschriebenen Näherungen, dass die Schlichtengeschwindigkeit in der Phase positiver Beschleunigung (Länge t^+) so stark steigt, wie sie in der Phase negativer Beschleunigung (Länge t^-) sinkt. Der Betrag der jeweiligen Geschwindigkeitsänderung ist die Schwingungsbreite \hat{v}_S der Schlichtengeschwindigkeit:

$$\hat{v}_S = a_d^+ \cdot t^+ = -a_d^- \cdot t^- \quad (4.42)$$

Durch Umstellen und Einsetzen folgt mit $T = t^+ + t^-$

$$\hat{v}_S = a_d^+ \left(T + \frac{\hat{v}_S}{a_d^-} \right), \quad (4.43)$$

was umgestellt werden kann in

$$\hat{v}_S = \frac{a_d^+ a_d^-}{a_d^- - a_d^+} \cdot T. \quad (4.44)$$

Durch Integration des Betrags der Schlichtengeschwindigkeit $|\dot{x}_S(t)|$ über eine Periode kann der insgesamt vom Schlitten zurückgelegte Weg berechnet werden, also das Doppelte seiner Schwingungsbreite \hat{x}_S . Die in Abb. 4.5 schraffierte Fläche entspricht diesem Integral. Sein Wert kann aus der Abbildung abgelesen werden als

$$\int_{t_1}^{t_1+T} |\dot{x}_S(t)| dt = \frac{1}{4} \hat{v}_S T = 2\hat{x}_S. \quad (4.45)$$

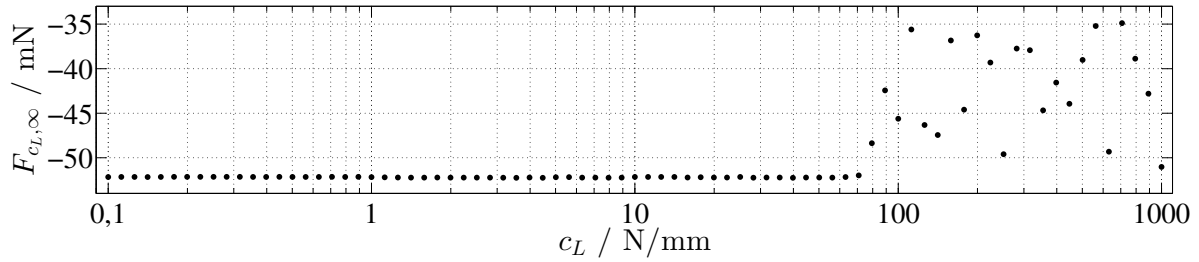


Abbildung 4.6: Für verschiedene Federsteifigkeiten c_L berechnete mittlere Federkraft im stationären Zustand (Simulationsergebnisse mit $n = 2$, $\kappa = 2$)

Daraus folgt mit Gl. (4.44)

$$\hat{x}_S = \frac{a_d^+ a_d^-}{a_d^- - a_d^+} \cdot \frac{T^2}{8}. \quad (4.46)$$

Die mittlere Federverformung im stationären Zustand folgt aus der Stellkraft $F_{c_L, \infty}$ und der Federsteifigkeit c_L als

$$x_{c_L, \infty} = \frac{F_{c_L, \infty}}{c_L}. \quad (4.47)$$

Zur groben Bestimmung von $F_{c_L, \infty}$ kann eine einfache Simulation des Motorverhaltens mit geringer Federsteifigkeit und großer Schrittweite genutzt werden. Da $F_{c_L, \infty}$ unbekannt ist, können die dazu erforderlichen, näherungsweise konstanten Beschleunigungen wie a_d^+ und a_d^- nicht mit $F_x(t) = F_{c_L, \infty}$ aus den Gleichungen (3.31) und (3.32) berechnet werden. Die alternative Verwendung eines geeigneten Schätzwerts für $F_x(t)$ oder auch von $F_x(t) = 0$ führt aber nur zu einem geringen Fehler und ist daher für die Abschätzung von $F_{c_L, \infty}$ zulässig.

Die maximal zulässige Federsteifigkeit kann dann aus der Bedingung $\hat{x}_S/2 < x_{c_L, \infty}$ berechnet werden, die mit Gl. (4.47) auf

$$c_L < \frac{2F_{c_L, \infty}}{\hat{x}_S} \quad (4.48)$$

führt.

Bei der in Abb. 4.4 gezeigten Simulation ergibt sich bei sehr geringer Federsteifigkeit von 3 N/mm eine mittlere Federkraft von $F_{c_L, \infty} = -52,3$ mN und eine Schwingungsbreite der Schlittenposition von $\hat{x}_S = 1,26$ μm . Daraus ergibt sich die zulässige Federsteifigkeit $c_L < 82,7$ N/mm. Abb. 4.6 zeigt die für verschiedene Federsteifigkeiten berechnete mittlere Federkraft im stationären Zustand, aufgetragen über der Federsteifigkeit. Es ist gut zu erkennen, dass bei Federsteifigkeiten unter etwa 82,7 N/mm die Berechnungsergebnisse nur sehr gering schwanken, während sie darüber einen chaotischen Verlauf zeigen.

4.2.3.2 Ermittlung der Stellkraft aus Simulationsergebnissen

Wenn der Schlitten mit der Lastfeder in Kontakt steht, bilden die beiden Komponenten ein schwingfähiges System mit der Eigenfrequenz

$$f_{c_L m_S} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{c_L}{m_S}}. \quad (4.49)$$

Für eine genaue Bestimmung der mittleren Federkraft im stationären Zustand aus simulierten Zeitverläufen müsste sowohl über eine ganze Zahl von Anregungsperioden T als auch über eine ganze Zahl von Eigenschwingungsperioden $1/f_{cLms}$ gemittelt werden. Beide Perioden sind reelle Zahlen, ihr kleinstes gemeinsames Vielfaches kann daher allgemein nicht exakt bestimmt werden. Praktisch wird die mittlere Federkraft daher über eine so große Zeit bestimmt, dass der durch die Abweichung von ganzzahligen Vielfachen der Perioden entstehende Fehler vernachlässigbar gering ist.

Tabelle 4.1: Für die Motorsimulation verwendete Parameter des modalen Statormodells; ihre Bestimmung wird in Abschnitt 6.3 beschrieben.

Parameter	Formelzeichen	Wert
elektrische Kapazität	C	1,676 μF
Kopplungsfaktor	α	3,032 N/V
modale Ersatzmasse	M	1,747 g
modale Steifigkeit	c	30,46 N/ μm
modale Dämpfungskonstante	d	4,137 N s/m

4.3 Eigenschaften bei frequenzbeschränkter Anregung

Zur Bestimmung des Einflusses des Anregungssignals $x_R(t)$ auf die unterschiedlichen Kenngrößen wurde eine numerische Simulation des Motors in MATLAB genutzt. Bei Verwendung von Standard-Algorithmen zur Lösung gewöhnlicher Differentialgleichungen dauert die Simulation aufgrund des häufigen Umschaltens zwischen Haften und Gleiten und den häufigen Vorzeichenwechseln der Reibkraft sehr lange. Bei ungünstig gewählten Parametern können mit diesen Algorithmen zudem numerische Instabilitäten auftreten, die sich in physikalisch unsinnigen Ergebnissen äußern. Zum Zweck einer schnellen und robusten Simulation mit verlässlichen Ergebnissen wurde daher ein Algorithmus mit fester Schrittweite programmiert, der in Anhang A.5 beschrieben ist. Die Schrittweite wurde in Abhängigkeit vom Anregungssignal so gewählt, dass 1000 Auswertungen pro Periode der höchsten Harmonischen des Anregungssignals stattfinden. Dabei wurden wie in den zuvor beschriebenen Berechnungen die Parameter aus Tabelle 3.1 sowie zur Berechnung der Geschwindigkeitseffizienz die Parameter aus Tabelle 4.1 verwendet.

Die Frequenz der höchsten Harmonischen des Anregungssignals ist $f_n = n f_1$, mit der Grundfrequenz $f_1 = 1/T$ des Anregungssignals. In den kontinuierlichen Betriebsmodi wird daraus, vgl. Tabelle 3.2,

$$f_n = n \sqrt{\frac{a_R}{2x_{R,\max}}} = \sqrt{\kappa} n \sqrt{\frac{a_0^+}{2x_{R,\max}}} \quad (4.50)$$

für parabolische Sägezahnsignale bzw.

$$f_n = n \sqrt{\frac{\lambda a_d^+}{x_{R,\max}}} = \sqrt{\lambda} n \sqrt{\frac{a_d^+}{x_{R,\max}}} \quad (4.51)$$

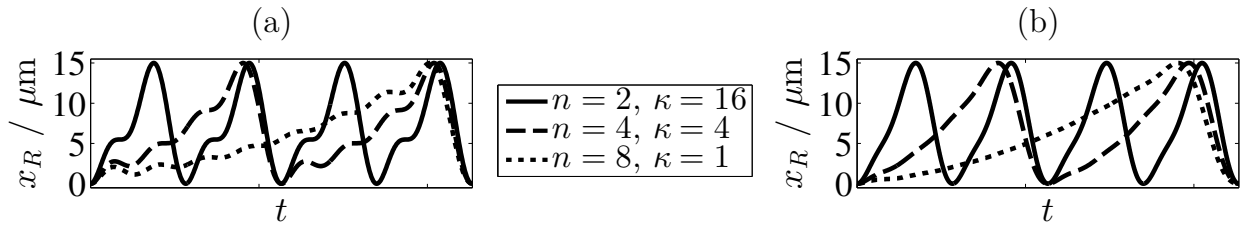


Abbildung 4.7: Unterschiedliche aus einem parabolischen Sägezahnsignal abgeleitete Anregungsverläufe $x_R(t)$ mit gleicher Maximalfrequenz f_n , berechnet (a) ohne und (b) mit Lanczos'schen σ -Faktoren (zuerst veröffentlicht in [155], Nachdruck mit Genehmigung von Elsevier)

für lineare Sägezahnsignale. Eine Erhöhung von n und/oder κ bzw. λ erhöht also die im Anregungssignal enthaltenen Frequenzen. Reale Aktoren – piezoelektrische ebenso wie andere – können jedoch nicht bei beliebig hohen Frequenzen betrieben werden, weshalb n und κ bzw. λ nicht beliebig erhöht werden können. Für einen aussagekräftigen Vergleich werden daher im Folgenden Signale mit gleicher Maximalfrequenz f_n verglichen. Bei festem f_n bedeuten mehr Harmonische gleichzeitig eine geringere Grundfrequenz. Abb. 4.7 zeigt diesen Zusammenhang am Beispiel von drei unterschiedlichen Signalen mit gleicher Maximalfrequenz.

Die Abbildungen 4.8 und 4.9 zeigen für einen frei fahrenden Schlitten die Endgeschwindigkeit \bar{v}_∞ , die Welligkeit q_∞ , die Anlaufzeit³ $t_{0,99}$, den Haltbarkeitsindikator $\delta_\infty F_c$, die Geschwindigkeitseffizienz⁴ ζ_∞ , sowie die durch eine Fahrt des Schlittens gegen eine Feder der Steifigkeit $c_L = 3 \text{ N/mm}$ ermittelte Stellkraft $F_{c_L,\infty}$ des Motors, welche jeweils mit unterschiedlichen Maximalfrequenzen f_n bei verschiedenen Kombinationen von n und κ bzw. λ mit und ohne Sigma-Approximation erreicht werden. Dargestellt sind Ergebnisse für aus parabolischen und linearen Sägezähnen abgeleitete Signale. Diese Signale werden im Folgenden kurz als parabolische bzw. lineare Anregung bezeichnet.

Höhere Maximalfrequenzen führen generell zu höheren Endgeschwindigkeiten \bar{v}_∞ . Bei jeder gegebenen Maximalfrequenz wird die höchste Endgeschwindigkeit mit $n = 2$ erreicht. Die Verwendung von σ -Faktoren bei der Signalberechnung erhöht die Endgeschwindigkeit deutlich, für die dargestellten Fälle mit parabolischer Anregung um 34 % bis 128 %, mit linearer Anregung um 31 % bis 137 %. Die maximale Endgeschwindigkeit im Haft-Gleit-Betrieb mit idealisiertem Aktor liegt für den untersuchten Motor bei 49,6 mm/s, vgl. Abb. 3.12. Im Gleit-Gleit-Betrieb mit beschränkter Bandbreite wird diese Grenze leicht erreicht – bei Verwendung der Sigma-Approximation mit $n = 2$ z. B. bei $\kappa = 1,2$ – und bei größeren Werten von κ um ein Vielfaches überschritten. Bei kleinem Beschleunigungsfaktor κ – in den untersuchten Fällen unterhalb von etwa $\kappa \leq 2$ – wird mit parabolischer Anregung die höhere Geschwindigkeit erreicht, andernfalls mit linearer Anregung. Bei mit

³In allen untersuchten Fällen steigt die Geschwindigkeit \bar{v}_p nach dem Start, vgl. Abschnitt 3.3.3. $t_{0,99}$ wurde über eine Exponentialfunktion bestimmt, vgl. ebenfalls Abschnitt 3.3.3. Dieses Verfahren liefert ähnliche Ergebnisse wie die Bestimmung anhand von $p_{0,99}$, aber durch den Wegfall der Beschränkung auf ganzzahlige Vielfache von T in den meisten Fällen etwas niedrigere Anlaufzeiten mit gleichmäßigerem Verlauf über n .

⁴Die in Abschnitt 4.2.2 gezeigte Berechnung von ζ_∞ verwendet ein Modell des piezoelektrischen Wandlers, welches bis knapp oberhalb seiner Resonanzfrequenz gültig ist. Die Resonanzfrequenz des simulierten Aktors beträgt 21,0 kHz. Bei $n\sqrt{\kappa} = 12$ ist $f_n = 26,5 \text{ kHz}$. Die für diesen Fall berechneten Werte sind also nur eingeschränkt aussagekräftig.

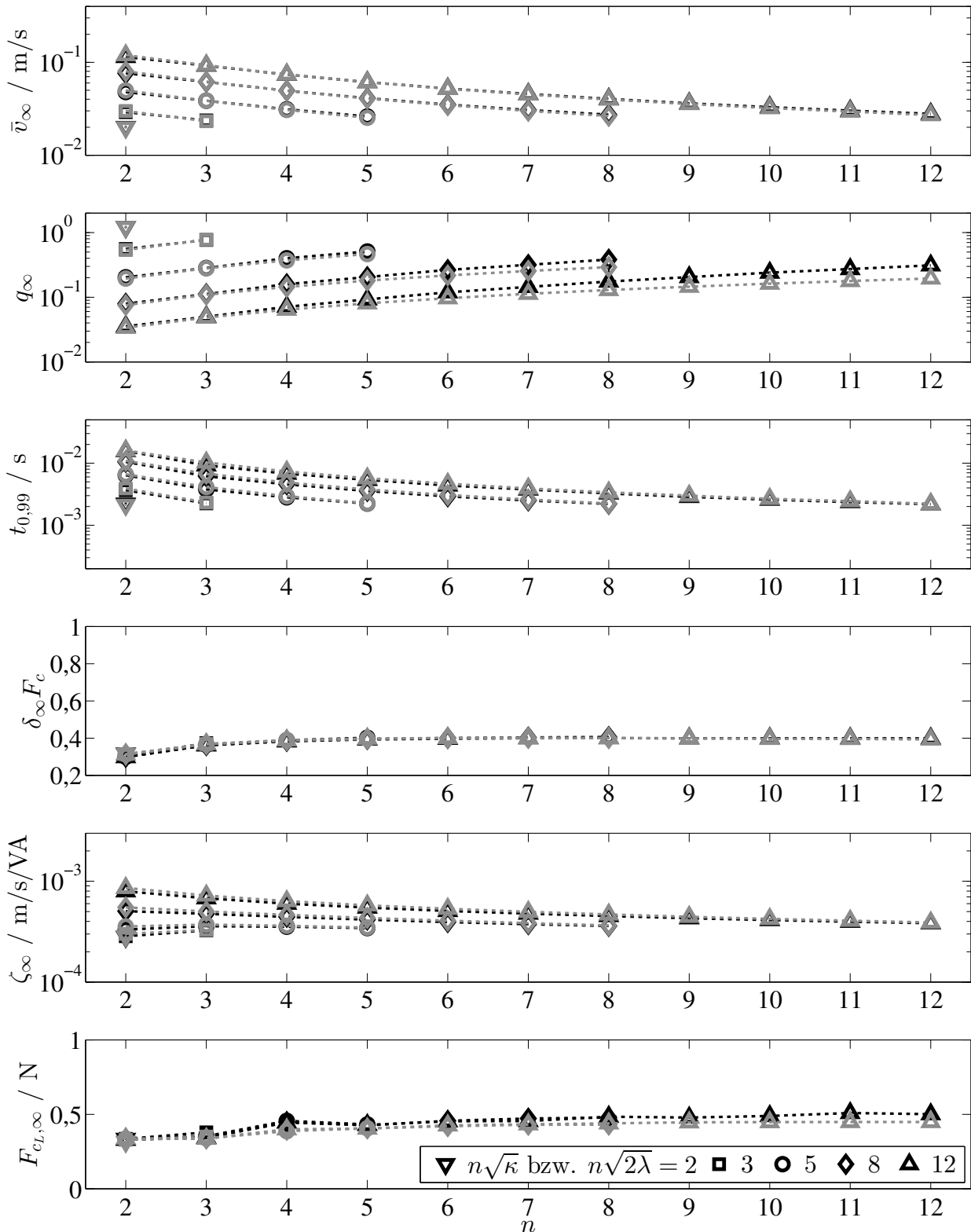


Abbildung 4.8: Endgeschwindigkeit \bar{v}_∞ , Welligkeit q_∞ , Anlaufzeit $t_{0,99}$, Haltbarkeitsindikator $\delta_\infty F_c$, Geschwindigkeitseffizienz ζ_∞ und Stellkraft $F_{cl,\infty}$ des simulierten Motors bei **ohne** Sigma-Approximation aus den idealisierten parabolischen (schwarz) und linearen (grau) Sägezahnsignalen berechneter Anregung, bei unterschiedlichen Maximalfrequenzen $f_n \propto n\sqrt{\kappa}$ bzw. $n\sqrt{2\lambda}$ und verschiedenen Kombinationen von n und κ bzw. λ . Die Linien dienen lediglich der Visualisierung, $n \in \mathbb{N}^+$.

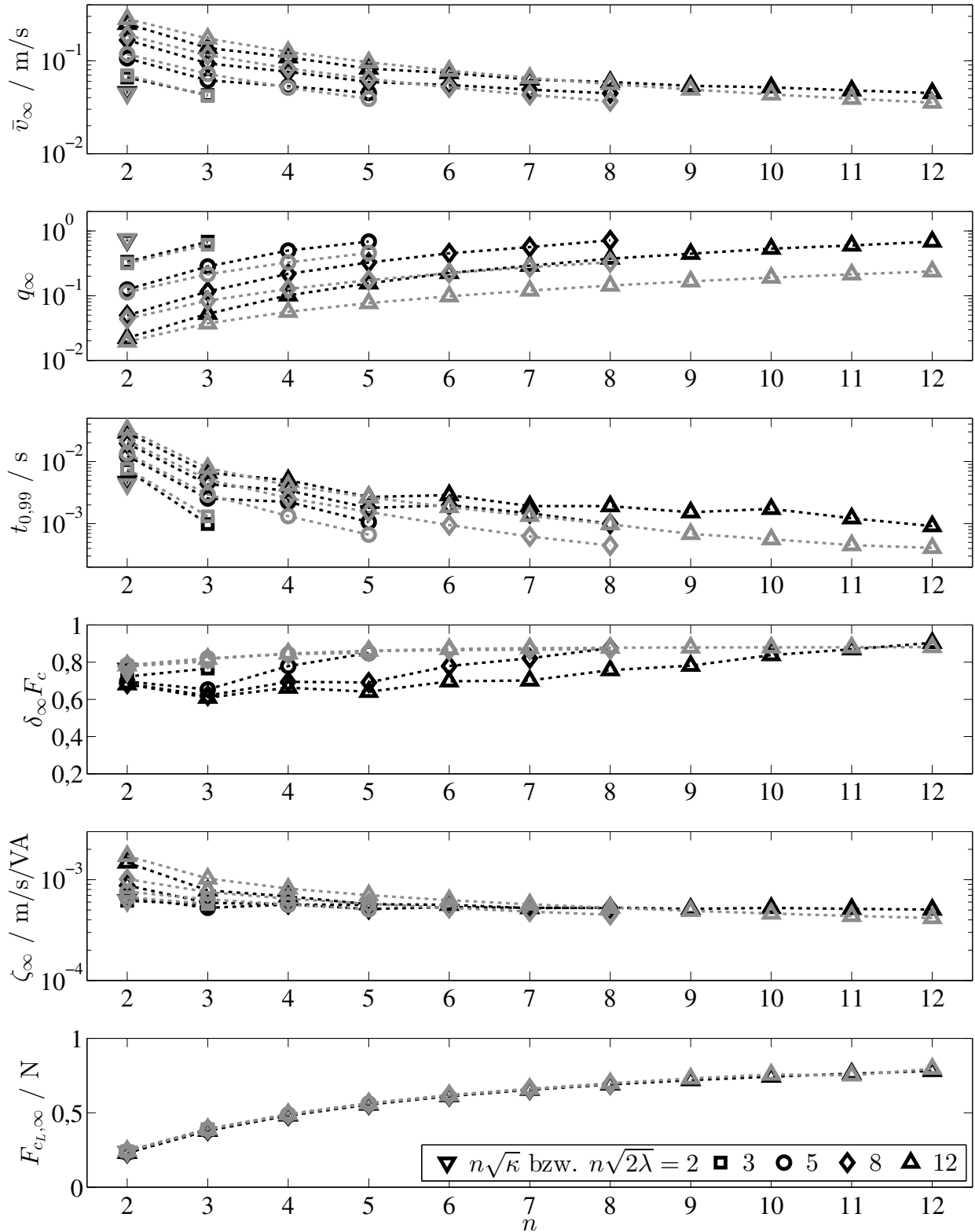


Abbildung 4.9: Endgeschwindigkeit \bar{v}_∞ , Welligkeit q_∞ , Anlaufzeit $t_{0,99}$, Haltbarkeitsindikator $\delta_\infty F_c$, Geschwindigkeitseffizienz ζ_∞ und Stellkraft $F_{CL,\infty}$ des simulierten Motors bei **mit** Sigma-Approximation aus den idealisierten parabolischen (schwarz) und linearen (grau) Sägezahnsignalen berechneter Anregung, bei unterschiedlichen Maximalfrequenzen $f_n \propto n\sqrt{\kappa}$ bzw. $n\sqrt{2\lambda}$ und verschiedenen Kombinationen von n und κ bzw. λ . Die Linien dienen lediglich der Visualisierung, $n \in \mathbb{N}^+$.

σ -Faktoren berechneten Signalen ist dieser Effekt deutlich ausgeprägt, ohne σ -Faktoren ist er nur sehr gering, die Geschwindigkeiten mit parabolischer und linearer Anregung unterscheiden sich kaum. Der Grund hierfür ist der zeitliche Anteil des Haftens, der mit σ -Approximation bei parabolischer Anregung bei $\kappa = 1$ bis zu 4,5 % beträgt, bei linearer Anregung maximal 1,2 % erreicht und bei Anregung ohne Sigma-Approximation stets 0 ist.

Die Welligkeit der Schlittenbewegung q_∞ sinkt bei gegebener Zahl der Harmonischen n mit steigender Maximalfrequenz. Bei gegebener Maximalfrequenz sinkt q_∞ mit sinkendem n und entsprechend steigender Grundfrequenz. Mit parabolischer Anregung reduziert der Einsatz von σ -Faktoren die Welligkeit bei $n = 2$, hat bei $n = 3$ nur einen geringen Einfluss und erhöht bei $n \geq 4$ die Welligkeit. Mit linearer Anregung ist dieser Effekt weniger stark ausgeprägt: σ -Faktoren reduzieren die Welligkeit bei $n \leq 4$ und haben bei höherem n nur einen sehr geringen Einfluss; erst für $n \geq 10$ erhöhen sie die Welligkeit signifikant. Mit Ausnahme von $n\sqrt{\kappa} = 2$ ist in allen untersuchten Fällen die Welligkeit bei linearer Anregung geringer als bei parabolischer Anregung. Der Unterschied steigt mit steigender Zahl der Harmonischen n und ist ohne Sigma-Approximation deutlich kleiner als mit.

Die Anlaufzeit $t_{0,99}$ steigt bei gegebener Zahl der Harmonischen n mit der Maximalfrequenz und sinkt bei gegebener Maximalfrequenz mit steigendem n . Ohne Verwendung von σ -Faktoren ist die Anlaufzeit bei parabolischer und linearer Anregung nahezu gleich, mit Ausnahme von $n\sqrt{\kappa} = 2$ ist sie bei linearer Anregung minimal höher als bei parabolischer. Mit σ -Faktoren ist die Anlaufzeit bei $n = 2$ höher als ohne σ -Faktoren, fällt aber mit steigendem n deutlich schneller und liegt für $n \geq 3$ stets unterhalb der Anlaufzeit ohne σ -Faktoren. Für $n \leq 3$ ist die Anlaufzeit mit linearer Anregung geringfügig höher als mit parabolischer Anregung, fällt aber schnell mit steigendem n . Für $n \geq 4$ liegt sie stets unterhalb der Anlaufzeit mit parabolischer Anregung und ist für hohe n weniger als halb so groß wie diese.

Ohne Verwendung von σ -Faktoren ist der Haltbarkeitsindikator $\delta_\infty F_c$ unabhängig von der Maximalfrequenz f_n und bei parabolischer und linearer Anregung nahezu identisch. Mit steigendem n steigt er zunächst, ändert sich ab $n = 5$ jedoch kaum noch, wobei er ab etwa $n = 7$ geringfügig sinkt. Mit σ -Faktoren ist der Haltbarkeitsindikator etwa doppelt so hoch wie ohne. Mit linearer Anregung ist er dabei nahezu unabhängig von der Maximalfrequenz f_n , steigt mit n bis etwa $n = 5$ und bleibt für $n > 5$ nahezu konstant. Mit parabolischer Anregung sinkt der Haltbarkeitsindikator bei gegebenem n leicht mit steigendem κ . Bei gegebener Maximalfrequenz erreicht er sein Maximum für $\kappa = 1$.

Die Geschwindigkeitseffizienz ζ_∞ steigt allgemein bei gegebenem n mit κ . Bei linearer Anregung sinkt sie bei gegebener Maximalfrequenz mit steigendem n , ebenso bei parabolischer Anregung ohne σ -Faktoren für große Maximalfrequenzen. Für kleinere Maximalfrequenzen existiert ein Maximum bei $n = 3$. Bei parabolischer Anregung mit σ -Faktoren hat die Geschwindigkeitseffizienz bei gegebener Maximalfrequenz stets ein Maximum bei $n = 2$ und sinkt insgesamt mit steigendem n , zeigt dabei jedoch ein stetiges Auf und Ab. Die Verwendung von σ -Faktoren erhöht in jedem Fall die Geschwindigkeitseffizienz. Der Vergleich von parabolischer und linearer Anregung mit σ -Faktoren bei gleichem n und κ zeigt ein ähnliches Verhalten wie bei der – mit der Geschwindigkeitseffizienz über $\zeta_\infty = \bar{v}_\infty/S$ eng verbundenen – Endgeschwindigkeit \bar{v}_∞ : Bei kleinem Beschleunigungsfaktor κ wird mit parabolischer Anregung die höhere Geschwindigkeit erreicht, andernfalls mit linearer Anregung. Ohne σ -Faktoren wird mit linearer Anregung grundsätzlich eine etwas höhere Geschwindigkeitseffizienz erreicht als mit parabolischer Anregung.

Die Stellkraft $F_{cL,\infty}$ ist bei gegebenem n unabhängig von κ und bei Verwendung von σ -Faktoren bei parabolischer und linearer Anregung nahezu identisch. In jedem Fall steigt die Stellkraft mit n – mit σ -Faktoren schneller, ohne nur langsam. Bei $n = 2$ ist die Stellkraft ohne σ -Faktoren höher, bei $n \geq 3$ mit σ -Faktoren. Ohne σ -Faktoren ist die Stellkraft bei parabolischer Anregung für $n \geq 3$ etwas größer als bei linearer Anregung, bei $n = 2$ ist sie bei beiden Anregungsarten ungefähr gleich.

4.4 Einfluss von Aktorhub und -bandbreite

In Kapitel 3.4 wurde für jeden untersuchten idealisierten Betriebsmodus mit periodischem Anregungssignal der gleiche Einfluss des Aktorhubs auf Schrittgröße und Endgeschwindigkeit festgestellt, vgl. Tabelle 3.2:

$$x_\infty \propto \hat{x}_R \quad (4.52)$$

$$\bar{v}_\infty \propto \sqrt{\hat{x}_R} \quad (4.53)$$

Im Folgenden wird der Einfluss des Aktorhubs bei der Verwendung der in diesem Kapitel untersuchten frequenzbeschränkten Signale betrachtet.

Mit der normierten Amplitudenmatrix $\mathbf{d}^* = (d_1^* d_2^* \dots d_n^*) = \mathbf{d}/\hat{x}_R$ wird aus Gl. (4.2) für die Stangengeschwindigkeit

$$\dot{x}_R(t) = \omega_1 \hat{x}_R \sum_{k=1}^n d_k^* k \cos(k\omega_1 t + \varphi_k). \quad (4.54)$$

Wenn die Anregungsperiode wie in den idealisierten Betriebsmodi, vgl. Tabelle 3.2, nach

$$T \propto 1/\omega_1 \propto \sqrt{\hat{x}_R} \quad (4.55)$$

proportional zur Quadratwurzel des Aktorhubs angepasst wird, folgt bei konstanter normierter Amplitudenmatrix \mathbf{d}^* und konstanter Phasenmatrix $\boldsymbol{\varphi}$ aus Gl. (4.54) und (4.55) für die Schwingungsbreite \hat{v}_R der Stangengeschwindigkeit $\dot{x}_R(t)$ die Proportionalität

$$\hat{v}_R \propto \omega_1 \hat{x}_R \propto \sqrt{\hat{x}_R}. \quad (4.56)$$

Für die Schwingungsbreite \hat{a}_R der Stangenbeschleunigung $\ddot{x}_R(t)$ folgt analog dazu aus Gl. (4.3) und (4.55)

$$\hat{a}_R \propto \omega_1^2 \hat{x}_R \propto 1, \quad (4.57)$$

bei einer Änderung von \hat{x}_R verändert sich \hat{a}_R also nicht.

Der in Abb. 4.10 für eine Periode gezeigte Verlauf von $\dot{x}_R(t)/\sqrt{\hat{x}_R}$ über $t/\sqrt{\hat{x}_R}$ ist wegen der Proportionalitäten (4.55) und (4.56) unabhängig von \hat{x}_R . Da beide Achsen auf $\sqrt{\hat{x}_R}$ bezogen sind, können Beschleunigungen in Abb. 4.10 als Geraden mit von $\sqrt{\hat{x}_R}$ unabhängiger Steigung eingezeichnet werden. Der Verlauf der Stangenbeschleunigung $\ddot{x}_R(t)$ über $t/\sqrt{\hat{x}_R}$ ist wegen der Proportionalitäten (4.55) und (4.57) von \hat{x}_R unabhängig.

Die Schlittengeschwindigkeit $\dot{x}_S(t)$ wird bestimmt durch die Stangengeschwindigkeit $\dot{x}_R(t)$, die Stangenbeschleunigung $\ddot{x}_R(t)$ und die Beschleunigungen a_d^+ und a_d^- . Der Verlauf von $\dot{x}_S(t)/\sqrt{\hat{x}_R}$ ist daher in Abb. 4.10 sowohl beim Gleiten als auch beim Haften unabhän-

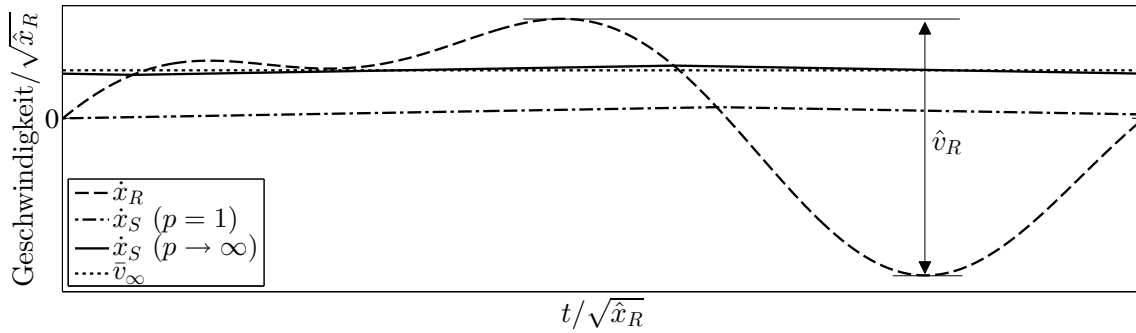


Abbildung 4.10: Typische Verläufe der Geschwindigkeiten von Stange \dot{x}_R und Schlitten \dot{x}_S in der ersten Periode und über einer Periode im stationären Zustand, bezogen auf die Wurzel des Aktorhubs $\sqrt{\hat{x}_R}$ und dargestellt über der auf diese bezogenen Zeit; berechnet für $n = 2$ und $n\sqrt{\kappa} = 4$ mit Verwendung von σ -Faktoren

gig von \hat{x}_R . Sowohl für die Endgeschwindigkeit als auch für die Schwingungsbreite der Schlittengeschwindigkeit gelten damit die Proportionalitäten

$$\bar{v}_\infty \propto \sqrt{\hat{x}_R}, \quad (4.58)$$

$$\hat{v}_S \propto \sqrt{\hat{x}_R}. \quad (4.59)$$

Diese Zusammenhänge gelten nicht nur im stationären Betrieb, sondern auch beim Anlaufen des Motors. Die Anzahl der Perioden p_q bis zur geforderten Annäherung an die stationäre Geschwindigkeit ist daher konstant. Aus der Proportionalität (4.55) folgt für die Anlaufzeit $T \cdot p_q$ bis zum Erreichen dieser Annäherung

$$T \cdot p_q \propto \sqrt{\hat{x}_R}. \quad (4.60)$$

Für die Schrittgröße folgt aus den Proportionalitäten (4.55) und (4.58)

$$x_\infty = \bar{v}_\infty T \propto \hat{x}_R. \quad (4.61)$$

Für eine hohe Endgeschwindigkeit sollte wegen der oben gezeigten Proportionalitäten ein Aktor mit großem Hub verwendet werden. Jedoch gilt bei nicht resonantem Betrieb, dass Aktoren mit größerem Hub allgemein geringere maximale Betriebsfrequenzen aufweisen. Die tatsächliche maximale Betriebsfrequenz eines Aktors wird von einer Reihe von Faktoren beeinflusst und durch mechanische, thermische und elektrische Grenzen bestimmt:

- Piezoelektrische Keramiken sind sehr empfindlich gegenüber Zugspannungen. Durch die Beschleunigungen im dynamischem Betrieb (vgl. Gl. (4.3)) treten zwangsläufig Zugspannungen auf, die mit Betriebsfrequenz und -amplitude steigen. Durch geeignete Vorspannungsmechanismen, welche den dynamischen Zugspannungen eine Druckvorspannung überlagern, kann der Einsatzbereich des Aktors deutlich vergrößert werden.
- Mechanische Verluste im Aktor führen im dynamischen Betrieb zu einer deutlichen Erwärmung des Aktors. Die Verlustleistung steigt mit Betriebsfrequenz und -amplitude. Der mögliche Betriebsbereich wird durch die Materialwahl und die

mögliche Wärmeabfuhrate bestimmt, welche von der Gestaltung des Aktors, seiner Umgebung und ggf. den Möglichkeiten zur aktiven Kühlung abhängt.

- Ein weiterer begrenzender Faktor ist die antreibende Leistungselektronik. Bei nicht-resonantem Betrieb stellen piezoelektrische Aktoren eine überwiegend kapazitive Last dar. Verglichen mit der Wirkleistung ist daher die im System pendelnde Blindleistung sehr groß. Von der verwendeten Leistungselektronik hängt ab, welche Kombinationen von Betriebsfrequenz und -amplitude realisierbar sind.

Im Einzelfall muss die maximal zulässige Betriebsfrequenz f_{zul} eines Aktors unter Berücksichtigung dieser und weiterer Faktoren bestimmt werden. In der Auslegungspraxis wird die zulässige Betriebsfrequenz von piezoelektrischen Aktoren häufig als fester Prozentsatz ihrer ersten Resonanzfrequenz angegeben. Diese ist bei Längsschwingern umgekehrt proportional zur Aktorlänge, welche wiederum näherungsweise direkt proportional zum Aktorhub ist. In einem solchen Fall gilt also

$$f_{\text{zul}} \propto \frac{1}{\hat{x}_R}. \quad (4.62)$$

Diese maximal zulässige Frequenz f_{zul} fällt bei steigendem Aktorhub schneller als die maximale im Anregungssignal enthaltene Frequenz f_n , die umgekehrt proportional zur Quadratwurzel des Aktorhubs ist, vgl. Gl. (4.50). Abb. 4.11 visualisiert diesen Zusammenhang. Rechts der gepunkteten Linie wird die Geschwindigkeit eines Trägheitsmotors durch die zulässige Betriebsfrequenz f_{zul} des Aktors beschränkt. Links der gepunkteten Linie kann die verfügbare Bandbreite des Aktors nicht voll ausgenutzt werden. Um die maximale Motorgeschwindigkeit bei voller Ausnutzung des Aktors zu erreichen, sollte der Motor daher so gestaltet werden, dass $f_n = f_{\text{zul}}$ ist.

Dass Aktoren mit größerem Hub höhere Motorgeschwindigkeiten erlauben, zeigt auch ein Blick in die Literatur. Bis auf den Motor von Okamoto und Yoshida [255], der mit einem einfachen Vielschichtaktor arbeitet, nutzen alle veröffentlichten Trägheitsmotoren mit Geschwindigkeiten ab 20 mm/s Aktoren, deren Hub durch Resonanzeffekte [192; 237; 238; 251; 347] oder durch mechanische Übersetzung mit Festkörperkinematiken [24] oder Biegebalkenstrukturen [259; 335; 381] vergrößert wird.

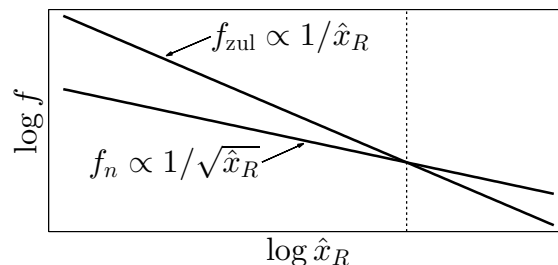


Abbildung 4.11: Prinzipielle Darstellung der Abhängigkeit von f_n und f_{zul} von \hat{x}_R (zuerst veröffentlicht in [155], Nachdruck mit Genehmigung von Elsevier)

5 Simulation und Eigenschaften hochfrequent betriebener Trägheitsmotoren

Das vorangegangene Kapitel hat gezeigt, dass die Statoren von Trägheitsmotoren zum Erreichen hoher Geschwindigkeiten mit einer möglichst hohen Amplitude und Grundfrequenz schwingen sollten. In hochfrequent angesteuerten Trägheitsmotoren gelten einige Näherungen, die eine periodenweise Simulation des Motorverhaltens ermöglichen, deren Ergebnisse sehr gut mit denen einer Zeitschrittsimulation übereinstimmen. Die periodenweise Simulation reduziert zum einen den Rechenaufwand deutlich und führt zum anderen zu verschiedenen Aussagen über die Eigenschaften derartiger Trägheitsmotoren. Im Folgenden wird zunächst das periodenweise Simulationsverfahren erläutert und die darauf aufbauende direkte Berechnung von Endgeschwindigkeit, Stellkraft, Kraft-Geschwindigkeits-Kennlinien und Leistungsdiagrammen gezeigt. Anschließend wird das Verfahren exemplarisch auf unterschiedliche Motoren aus der Literatur angewandt und der Einfluss der Reibkraft auf Geschwindigkeit und Stellkraft hochfrequenter Trägheitsmotoren wird untersucht.

5.1 Periodenweises Simulationsverfahren

Grundlage für das im Folgenden beschriebene Berechnungsverfahren ist das in Abschnitt 3.1 eingeführte Modell eines translatorischen Trägheitsmotors mit einem Freiheitsgrad. Ebenso wie die in Anhang A.5 beschriebene Zeitschrittsimulation kann es problemlos auf Trägheitsmotoren mit rotatorischen oder mehreren Freiheitsgraden übertragen werden.

5.1.1 Grundlagen und Definitionen

Bei hohen Anregungsfrequenzen ist die Beschleunigung des Stators $\ddot{x}_R(t)$ mit Ausnahme kurzer Momente, in denen ihr Vorzeichen wechselt, über nahezu die gesamte Periode betragsmäßig größer als die zugehörige Losbrechbeschleunigung a_0^+ bzw. a_0^- . Würde er zuvor haften, begännen der Schlitten ober- bzw. unterhalb dieser Beschleunigung zu gleiten. Es gibt demzufolge in solchen Motoren keine Haftphasen von nennenswerter Länge, die Motoren arbeiten im Gleit-Gleit-Betrieb. Abb. 5.1 zeigt als Beispiel hierfür den Verlauf von $\ddot{x}_R(t)$ des in Kapitel 4 simulierten Motors bei Anregung mit $n = 2$ und $n\sqrt{\kappa} = 5$, was einer Anregungsfrequenz von $f_1 = 5514$ Hz entspricht. Der zeitliche Anteil von $a_0^- < \ddot{x}_R(t) < a_0^+$ an einer Periode beträgt in diesem Beispiel nur 1,7 %. In hochfrequenten Trägheitsmotoren sind die Statorbeschleunigungen i. A. noch höher, da ihre Statoren zwar mit kleineren Wegamplituden, aber mit deutlich höheren Frequenzen

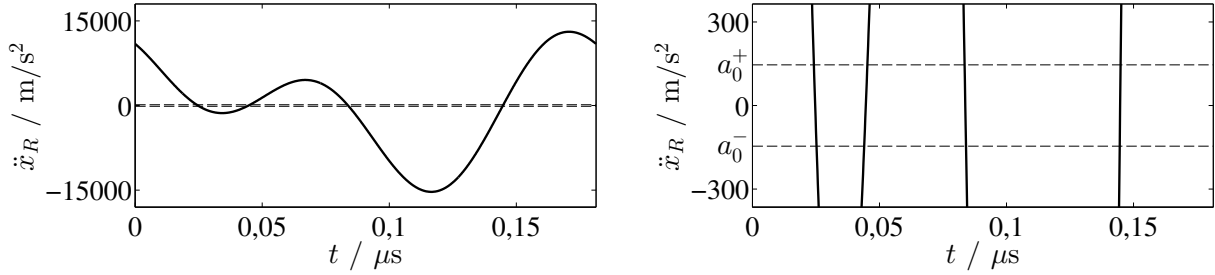


Abbildung 5.1: Typischer Beschleunigungsverlauf $\ddot{x}_R(t)$ des Stators über eine Periode im Vergleich zu den Losbrechbeschleunigungen a_0^+ und a_0^- : Links vollständig, rechts mit vergrößerter Beschleunigungsachse; berechnet für den in Kapitel 4 simulierten Motor bei Anregung mit $n = 2$ und $n\sqrt{\kappa} = 5$ und Verwendung von σ -Faktoren

schwingen, und die Beschleunigungsamplitude quadratisch von der Frequenz, aber nur linear vom Weg abhängt, vgl. Gl. (4.3).

Wenn kein Haften vorliegt, sind die Geschwindigkeiten von Stange und Schlitten nur für vernachlässigbar kurze Momente gleich, die Stangengeschwindigkeit $\dot{x}_R(t)$ ist entweder größer oder kleiner als die Schlittengeschwindigkeit $\dot{x}_S(t)$. Im Folgenden ist t_p^+ die Zeit in Periode p , in der $\dot{x}_R(t) > \dot{x}_S(t)$ gilt, und $t_p^- = T - t_p^+$ ist die Zeit in Periode p mit $\dot{x}_R(t) < \dot{x}_S(t)$. Bei der Annahme Coulombscher Reibung kann die Reibkraft und damit die Beschleunigung des Schlittens im Gleit-Gleit-Betrieb nur zwei Werte annehmen, die in den Gleichungen (3.31) und (3.32) definierten a_d^+ und a_d^- . Die Änderung der Schlittengeschwindigkeit innerhalb einer Periode, $\Delta\bar{v}_p$, kann daher beschrieben werden als

$$\Delta\bar{v}_p = a_d^+ \cdot t_p^+ + a_d^- \cdot t_p^-. \quad (5.1)$$

Abb. 4.10 zeigt typische Verläufe von Stangen- und Schlittengeschwindigkeit über eine Periode. Verglichen mit der Schwingungsbreite \hat{v}_R der Stangengeschwindigkeit ist die Schwingungsbreite \hat{v}_S der Schlittengeschwindigkeit klein. Vernachlässigt man diese, nimmt also die Schlittengeschwindigkeit näherungsweise als konstant an, so sind die Werte von t_p^+ und t_p^- nur abhängig von der Schlittengeschwindigkeit zu Beginn der Periode p , entsprechend dem Ende der Periode $p - 1$. Damit kann t^+ aus \bar{v}_p berechnet werden: Hierzu wird $\text{sgn}(\dot{x}_R(t) - \bar{v}_p)$ über eine Periode T integriert. Das Ergebnis liegt zwischen $-T$ (durchgängig $\dot{x}_R(t) < \dot{x}_S(t)$) und $+T$ (durchgängig $\dot{x}_R(t) > \dot{x}_S(t)$). Zur Berechnung von t^+ , also der Zeit in einer Periode, in der $\dot{x}_R(t) > \dot{x}_S(t)$ gilt, wird dieser Wert halbiert und zu $T/2$ addiert. $t^+(\bar{v}_p)$ lautet somit

$$t^+(\bar{v}_p) = \frac{T}{2} + \frac{1}{2} \int_0^T \text{sgn}(\dot{x}_R(t) - \bar{v}_p) dt. \quad (5.2)$$

Hierbei handelt es sich um eine für den Anregungsverlauf $\dot{x}_R(t)$ charakteristische Funktion. Abb. 5.2 zeigt einen beispielhaften Verlauf von $t^+(\bar{v}_p)$. Aus Gl. (5.2) folgt

$$t^+(\bar{v}_p > \max(\dot{x}_R(t))) = 0, \quad (5.3)$$

$$t^+(\bar{v}_p < \min(\dot{x}_R(t))) = T. \quad (5.4)$$

Sofern kein Intervall $[t_1, t_2]$ mit $t_1 < t_2$ existiert, in dem die Statorgeschwindigkeit $\dot{x}_R(t)$

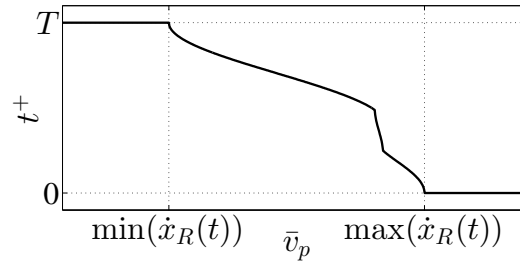


Abbildung 5.2: Verlauf von $t^+(\bar{v}_p)$ für ein parabolisches Anregungssignal mit zwei überlagerten Harmonischen

konstant und folglich die Statorbeschleunigung $\ddot{x}_R(t) = 0$ ist, ist $t^+(\bar{v}_p)$ für $\min(\dot{x}_R(t)) \leq \bar{v}_p \leq \max(\dot{x}_R(t))$ streng monoton fallend und bijektiv. In hochfrequenten Trägheitsmotoren ist der Stator kontinuierlich in Bewegung, seine Geschwindigkeit ist über keinen Zeitraum konstant. Wenn keine außergewöhnlich großen externen Kräfte auf den Schlitten wirken, kann dieser keine höheren Geschwindigkeiten als der Stator erreichen. Die inverse charakteristische Funktion $\bar{v}_p(t^+)$ ist daher für jeden normal arbeitenden hochfrequenten Trägheitsmotor definiert.

Wie oben beschrieben, setzt das periodenweise Simulationsverfahren einen geringen zeitlichen Anteil von $a_0^- \leq \ddot{x}_R(t) \leq a_0^+$ und eine im Vergleich zur Schwingungsbreite der Statorgeschwindigkeit \hat{v}_R kleine Schwingungsbreite der Schlittengeschwindigkeit \hat{v}_S voraus. Als Kennwerte, anhand derer die Anwendbarkeit des periodenweisen Simulationsverfahrens abgeschätzt werden kann, eignen sich daher $t|_{a_0^- < \ddot{x}_R(t) < a_0^+} / T$ und \hat{v}_S / \hat{v}_R . Beide Kennwerte sollten für eine periodenweise Simulation möglichst gering sein. Die Schwingungsbreite der Schlittengeschwindigkeit im stationären Zustand \hat{v}_S kann durch eine Zeitschrittsimulation bestimmt werden. Da aber gerade diese Zeitschrittsimulation vermieden werden soll, ist es sinnvoller, die maximal mögliche Schwingungsbreite im stationären Zustand zu berechnen und für eine konservative Abschätzung zu nutzen. Die maximale Schwingungsbreite $\hat{v}_{S,\max}$ wird – im beim periodenweisen Simulationsverfahren angenommenen Fall ohne signifikante Haftphasen – erreicht, wenn während der gesamten Periode je eine Phase mit negativer Schlittenbeschleunigung a_d^- und mit positiver Schlittenbeschleunigung a_d^+ auftritt. Die Schwingungsbreite kann dann nach Gl. (4.44) berechnet werden¹ als

$$\hat{v}_{S,\max} = \frac{a_d^+ a_d^-}{a_d^- - a_d^+} \cdot T. \quad (5.5)$$

Diese Gleichung zeigt, dass $\hat{v}_{S,\max}$ mit steigender Grundfrequenz linear sinkt. $\ddot{x}_R(t)$ steigt nach Gl. (4.3) quadratisch mit der Grundfrequenz. Eine höhere Anregungsfrequenz führt daher generell zu einer besseren Anwendbarkeit der periodenweisen Simulation.

5.1.2 Periodenweise Simulation

Unter den zuvor diskutierten Annahmen kann die Änderung der mittleren Schlittengeschwindigkeit in Periode p , $\Delta\bar{v}_p = \bar{v}_p - \bar{v}_{p-1}$, nach Gl. (5.1) und (5.2) und mit $t^- = T - t^+$

¹Anders als in Abschnitt 4.2.3.1 ist hier die mittlere Geschwindigkeit nicht null, dies hat jedoch keine Auswirkung auf die Schwingungsbreite. Auf eine Darstellung der Herleitung von Gl. (5.5) wird daher an dieser Stelle verzichtet.

berechnet werden als

$$\Delta\bar{v}_p = a_d^+ \cdot t^+(\bar{v}_{p-1}) + a_d^- \cdot t^-(\bar{v}_{p-1}) = t^+(\bar{v}_{p-1}) \cdot (a_d^+ - a_d^-) + a_d^- \cdot T. \quad (5.6)$$

Die Schlittengeschwindigkeit in jeder Periode kann somit sequentiell berechnet werden, wenn die Anregungsperiode T , die Anfangsgeschwindigkeit \bar{v}_0 und die charakteristische Funktion $t^+(\bar{v}_p)$ der Statorschwingung bekannt sind:

$$\bar{v}_p = \bar{v}_{p-1} + \Delta\bar{v}_p \quad (5.7)$$

Hierfür ist nur eine Auswertung von $t^+(\bar{v}_p)$ pro Periode erforderlich. Da das Anregungssignal üblicherweise in jeder Periode gleich ist, kann $t^+(\bar{v}_p)$ für eine beschleunigte Berechnung auch als Look-Up-Tabelle hinterlegt werden.

5.1.3 Berechnung von Motorkenngrößen

Endgeschwindigkeit Wenn nur die Endgeschwindigkeit \bar{v}_∞ eines hochfrequenten Trägheitsmotors bestimmt werden soll, muss nicht mit Gl. (5.7) sequentiell die Geschwindigkeit in jeder Periode berechnet werden. Stattdessen kann die Endgeschwindigkeit anhand der zuvor eingeführten Größen direkt berechnet werden: Im stationären Zustand bleibt die mittlere Schlittengeschwindigkeit von Periode zu Periode gleich, $\Delta\bar{v}_\infty = 0$. Aus Gl. (5.6) folgt für diesen Fall

$$t^+(\bar{v}_\infty) = \frac{a_d^-}{a_d^- - a_d^+} T. \quad (5.8)$$

Über die inverse charakteristische Funktion $\bar{v}_p(t^+)$ kann aus Gl. (5.8) \bar{v}_∞ direkt bestimmt werden.

Stellkraft Wenn der Schlitten zur Ermittlung der Stellkraft des Motors gegen eine Feder fährt, vgl. Abschnitt 4.2.3, hat er im stationären Zustand die Geschwindigkeit $\bar{v}_\infty = 0$. Durch Einsetzen der Gleichungen (3.31) und (3.32) in Gl. (5.8) folgt daraus

$$t^+(\bar{v}_\infty = 0) = \frac{m_S g \sin(\gamma) - F_x + \mu_d F_c}{2\mu_d F_c} \cdot T \quad (5.9)$$

und durch Umstellen ergibt sich die Stellkraft

$$F_x = \mu_d F_c \left(\frac{2t^+(\bar{v}_\infty = 0)}{T} - 1 \right) + m_S g \sin(\gamma). \quad (5.10)$$

Wenn die Parameter $\mu_d F_c$, m_S , g und γ bekannt sind, kann die Stellkraft eines hochfrequenten Trägheitsmotors somit direkt aus dem durch die charakteristische Funktion $t^+(\bar{v}_p)$ beschriebenen Verlauf der Statorgeschwindigkeit $\dot{x}_R(t)$ bestimmt werden.

Kraft-Geschwindigkeits- und Leistungsdiagramme Analog zur Berechnung der Stellkraft für $\bar{v}_\infty = 0$ kann mit Gl. (5.10) für jede Endgeschwindigkeit \bar{v}_∞ die zugehörige Gegenkraft F_x bestimmt werden. Für jeden Betriebspunkt kann die mechanische Ausgangsleistung als Produkt von Geschwindigkeit und Kraft bestimmt werden. Auf diese

Weise können leicht Kraft-Geschwindigkeits-Kennlinien und Leistungsdiagramme hochfrequenter Trägheitsmotoren berechnet werden.

Haltbarkeitsindikator Zur Bestimmung des stationären Haltbarkeitsindikators $\delta_\infty F_c$ nach Gl. (4.11) genügt mit der Annahme einer konstanten Schlittengeschwindigkeit $\dot{x}_S(t)$ die Kenntnis des Statorgeschwindigkeitsprofils $\dot{x}_R(t)$, welches auch zur Berechnung der charakteristischen Funktion $t^+(\bar{v}_p)$ benötigt wird.

Geschwindigkeitseffizienz Die Geschwindigkeitseffizienz ζ_∞ kann aus der wie in Abschnitt 5.1.3 beschriebenen bestimmten Endgeschwindigkeit \bar{v}_∞ und der aus dem Profil der Statorgeschwindigkeit $\dot{x}_R(t)$ und dem Übertragungsverhalten des Stators bestimmten Scheinleistung S bestimmt werden. Dabei ist zu beachten, dass die in Abschnitt 4.2.2 gezeigte Berechnung von S anhand eines modalen Modells mit einem mechanischen Freiheitsgrad nicht für resonante Motoren gilt, vgl. Abschnitt 4.2.2.1.

Welligkeit Die Welligkeit q_∞ der Schlittenbewegung ist bei der überwiegenden Mehrzahl hochfrequenter Trägheitsmotoren sehr gering. Es ist jedoch möglich, dass die Schwingungsbreite der Schlittengeschwindigkeit zwar im Vergleich zur hohen Schwingungsbreite der Statorgeschwindigkeit vernachlässigbar klein ist, nicht jedoch im Vergleich zur mittleren Schlittengeschwindigkeit \bar{v}_∞ . Da die Welligkeit in der periodenweisen Simulation nicht abgebildet werden kann, muss zu ihrer Ermittlung ggf. die Schlittenbewegung per Zeitschrittsimulation bestimmt werden. Dabei kann die Simulation beschleunigt werden, indem als Startwert für $\dot{x}_R(t)$ die per periodenweiser Simulation berechnete Endgeschwindigkeit \bar{v}_∞ verwendet wird.

Tabelle 5.1: Kenngrößen zur Anwendbarkeit der periodenweisen Simulation auf verschiedene Motoren

	$t _{a_0^- \leq \ddot{x}_R(t) \leq a_0^+} / T$	$\hat{v}_{S,\max} / \hat{v}_R$
Motor aus Kap. 4 mit $f_1 = 2312$ Hz und $n = 4$	17,00 %	10,00 %
Motor aus Kap. 4 mit $f_1 = 3083$ Hz und $n = 3$	7,23 %	6,42 %
Motor aus Kap. 4 mit $f_1 = 4625$ Hz und $n = 2$	2,50 %	3,28 %
Motor von Nishimura et al. [251]	0,00 %	0,03 %
Motor von Tuncdemir et al. [349]	0,01 %	0,03 %
Motor von Morita et al. [237]	0,00 %	0,03 %

5.1.4 Anwendung

Tabelle 5.1 zeigt die aus dem Anregungssignal und mit Gl. (5.5) berechneten Kennwerte $t|_{a_0^- < \ddot{x}_R(t) < a_0^+} / T$ und $\hat{v}_{S,\max} / |\bar{v}_\infty|$ für den in Kapitel 4 untersuchten Motor mit unterschiedlichen parabolischen Anregungssignalen sowie für drei Ultraschall-Trägheitsmotoren aus der aktuellen Literatur:

1. Ein Motor von Nishimura et al. [251], der einen Langevin-Schwinger als Stator nutzt, welcher bei einer Schwingungsbreite von etwa 28 μm mit zwei überlagerten Sinusspannungen bei 21,6 und 43,2 kHz betrieben wird.
2. Die Translationsbewegung eines kombinierten Translations-Rotations-Motors von Tuncdemir et al. [349], angetrieben mit einer Rechteckspannung bei 58,8 kHz mit einer Schwingungsbreite des Stators von etwa 0,55 μm .
3. Ein Miniaturmotor von Morita et al. [237], angetrieben mit zwei überlagerten Sinusspannungen bei 288,0 und 576,0 kHz mit einer Schwingungsbreite von etwa 0,45 μm .

Die Verläufe der Statorgeschwindigkeit $\dot{x}_R(t)$ wurden hierzu Abbildungen in den angegebenen Veröffentlichungen entnommen, ggf. wurde über die dargestellten Perioden der mittlere Verlauf bestimmt. Weitere für die Simulation benötigte Parameter wurden soweit verfügbar den Veröffentlichungen entnommen und ansonsten auf Basis der veröffentlichten Motorkonstruktion und der Motorcharakteristik geschätzt.

Tabelle 5.1 zeigt für den Motor aus Kap. 4 beim Betrieb mit einer Maximalfrequenz von $f_n = n \cdot f_1 = 9250$ Hz für beide Kenngrößen Werte zwischen 2,5 und 17 %, abhängig von der Zahl der Harmonischen. Bei der Anwendung des periodenweisen Simulationsverfahrens auf diesen Motor ist daher mit deutlichen Abweichungen zur Zeitschrittsimulation zu rechnen. Für die der Literatur entnommenen Motoren sind die Kennwerte mehr als zwei Größenordnungen kleiner, ihre Bewegung kann daher sehr gut periodenweise berechnet werden, wie die in Abb. 5.3 gezeigten Simulationsergebnisse zeigen: Mit beiden Simulationsverfahren ist der Geschwindigkeitsverlauf in der Anlaufphase nahezu identisch und die berechneten Endgeschwindigkeiten unterscheiden sich um weniger als 1%.² Abb. 5.4 zeigt wie in Abschnitt 5.1.3 beschrieben berechnete Kraft-Geschwindigkeits-Kennlinien und Leistungsdiagramme für die drei Trägheitsmotoren.³ Die Kennlinien zeigen, dass die Motoren sehr unterschiedliche Maximalleistungen erreichen und dass die Kraft-Geschwindigkeits-Kennlinien unterschiedliche Verläufe haben.

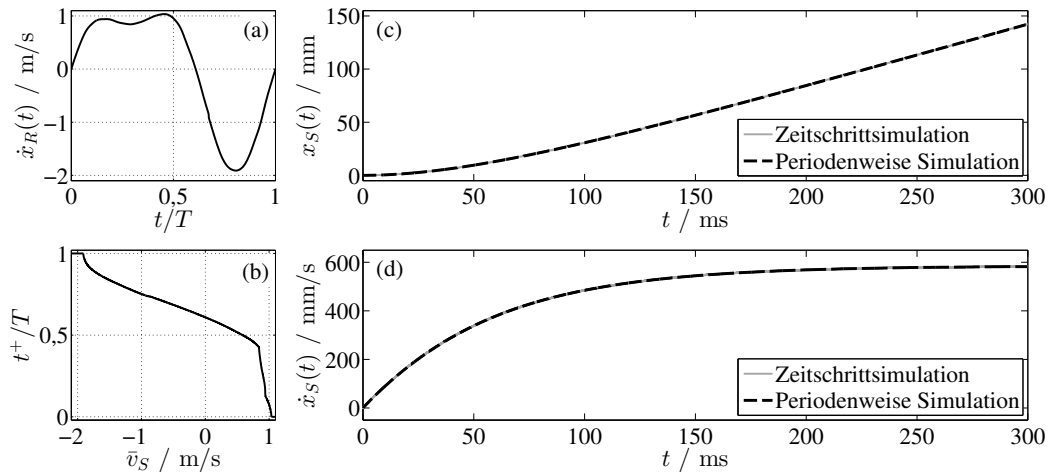
Die periodenweise Berechnung des Anlaufverhaltens, aus dem auch die Anlaufzeit t_q bestimmt werden kann, ist bei annähernd gleichen Ergebnissen erheblich schneller als eine Zeitschrittsimulation.⁴ Neben Anlaufzeit und Endgeschwindigkeit können auch Haltbarkeitsindikator und Geschwindigkeitseffizienz mit diesem Verfahren berechnet werden. Die Endgeschwindigkeit, Stellkraft, Kraft-Geschwindigkeits-Kennlinie oder ein Leistungsdiagramm können auf Grundlage des periodenweisen Simulationsansatzes direkt und schnell berechnet werden. Mit der Zeitschrittsimulation sind hierfür mehrere vollständige Simulationen des Motors bis zum stationären Zustand notwendig, in denen jeweils ein interessierender stationärer Betriebspunkt bestimmt wird.

Insbesondere diese Tatsache macht den periodenweisen Simulationsansatz sehr hilfreich für Parameterstudien und Optimierungen hochfrequenter Trägheitsmotoren und ihrer Ansteuerungssignale, welche mit der in Kapitel 4 verwendeten Zeitschrittsimulation nur mit sehr hohem Rechenaufwand zu erledigen sind. So konnte z. B. gezeigt werden, dass

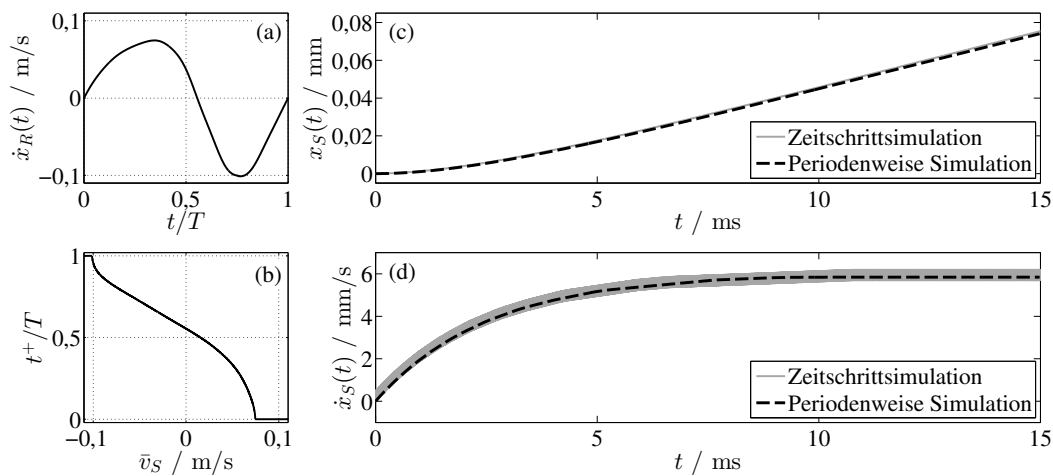
²Die große Abweichung zwischen der in [251] dokumentierten gemessenen und der in Abb. 5.3 gezeigten simulierten Geschwindigkeit des Motors von Nishimura resultiert daraus, dass der zur Simulation verwendete Anregungsverlauf bei freischwingendem Stator gemessen wurde und der bei der Messung vorhandene Schlitten zu einer Dämpfung und möglicherweise Verzerrung des Signals führt.

³Für eine einheitliche Darstellung wurde dabei auch für die Motoren von Tuncdemir et al. [349] und Morita et al. [237] eine Bewegung in positive x -Richtung angenommen.

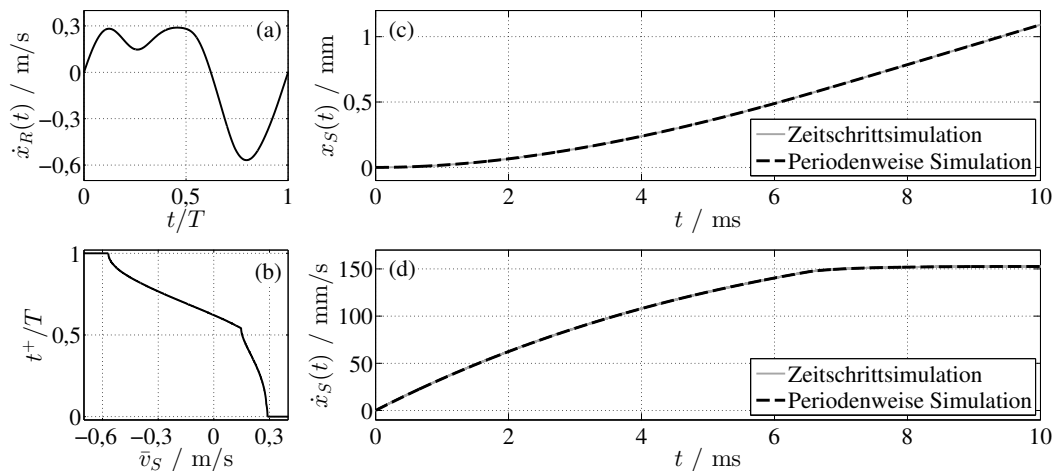
⁴Die tatsächliche Einsparung an Simulationszeit ist stark von der Implementierung der Simulationsverfahren abhängig.



- 1) Motor von Nishimura et al. [251] – gegebene Parameter: $1/T = 21,6$ kHz, $F_z = -1,52$ N, $\gamma = 0^\circ$;
gewählte Parameter: $m_s = 5$ g, $F_x = 0$ N, $\mu_d = 0.15$ (Stahl-Korund)



- 2) Motor von Tuncdemir et al. [349] – gegebene Parameter: $1/T = 58,8$ kHz, $F_x = 4$ mN, $\gamma = 0^\circ$;
gewählte Parameter: $m_s = 1$ g, $F_z = -0,3$ N, $\mu_d = 0.2$ (Bronze-Polyacetal)



- 3) Motor von Morita et al. [237] – gegebene Parameter: $1/T = 288$ kHz;
gewählte Parameter: $F_x = 0$ N, $\gamma = 0^\circ$, $m_s = 1$ g, $F_z = -1$ N, $\mu_d = 0.15$ (Stahl-Stahl)

Abbildung 5.3: Zeitschritt- und periodenweise Simulation von drei Ultraschall-Trägheitsmotoren: (a) Stangengeschwindigkeit $\dot{x}_R(t)$ in einer Periode, (b) charakteristische Funktion $t^+(\bar{v}_S)/T$, (c) simulierter Weg $x_S(t)$ und (d) simulierte Geschwindigkeit $\dot{x}_S(t)$ des Schlittens (zuerst veröffentlicht in [152], © 2013 IEEE – Nachdruck mit Genehmigung)

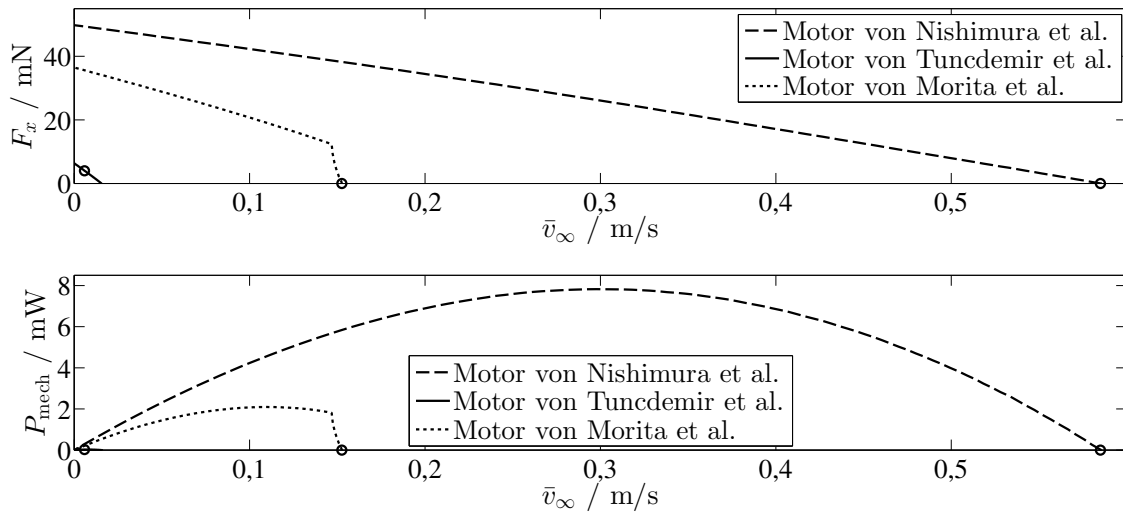


Abbildung 5.4: Kraft F_x und mechanische Leistung $P_{\text{mech}} = F_x \cdot \bar{v}_\infty$ über der Endgeschwindigkeit \bar{v}_∞ , berechnet anhand von Gl. (5.8) und (5.10) für drei Ultraschall-Trägheitsmotoren. Die Kreise kennzeichnen die in Abb. 5.3 gezeigten Betriebszustände.

bei zwei Harmonischen ein Amplitudenverhältnis von 4:1 ohne Phasenverschiebung für das Erreichen hoher Geschwindigkeiten optimal ist, also das Signal, welches sich bei Verwendung von σ -Faktoren aus einem linearen Sägezahn ergibt [82]. Die Optimierung zeigt auch, dass zum Erreichen der maximalen Stellkraft ein abweichendes Amplitudenverhältnis von etwa 2:1 erforderlich ist.

5.2 Einfluss der Reibkraft auf die Motoreigenschaften

Ohne Gegenkraft, also mit $F_x = 0$, folgt für den stationären Zustand aus Gl. (5.8)

$$t^+(\bar{v}_\infty) = \left(\frac{m_s g \sin(\gamma)}{2\mu_d F_c} + \frac{1}{2} \right) \cdot T, \quad (5.11)$$

woraus mit der inversen charakteristischen Funktion \bar{v}_∞ berechnet werden kann. Dieser Zusammenhang zeigt, dass die Endgeschwindigkeit \bar{v}_∞ des Motors von der Größe der Reibkraft unabhängig ist, wenn die Gravitationskraft $m_s g \sin(\gamma)$ gegenüber der Reibkraft $\mu_d F_c$ vernachlässigbar klein ist, insbesondere also bei waagrechttem Betrieb mit $\sin(\gamma) = 0$.

Da die Stellkraft eines Trägheitsmotors durch die Reibkraft bestimmt wird, steigt sie mit steigendem Reibwert und mit steigender Normalkraft im Reibkontakt. Der quantitative Einfluss dieser beiden Größen auf die Stellkraft ist jedoch für den in Kapitel 4 behandelten allgemeinen Fall nicht einfach zu bestimmen. Mit Hilfe der Vereinfachungen für hochfrequente Trägheitsmotoren kann die Stellkraft durch Gl. (5.10) berechnet werden. Wenn der Motor waagrecht betrieben wird oder der Steigungswinkel aufgrund einer im Vergleich zur Reibkraft geringen Gravitationskraft $m_s g$ vernachlässigt werden kann, ist die Stellkraft eines hochfrequenten Trägheitsmotors bei gleichbleibendem Anregungssignal demnach proportional zur Reibkraft $\mu_d F_c$.

Da im gleichen Fall die Geschwindigkeit unabhängig von $\mu_d F_c$ ist, kann die Stellkraft

eines hochfrequenten Trägheitsmotors durch Erhöhen der Reibkraft ohne Einfluss auf die Geschwindigkeit gesteigert werden. Allerdings steigt dabei der Verschleiß näherungsweise proportional zu $\mu_d F_c$, vgl. Gl. (4.10).

Exemplarische Zeitschrittsimulationen zur Untersuchung des Einflusses der Reibkraft bei niederfrequenter betriebenen Motoren zeigen, dass deren Endgeschwindigkeit nur dann näherungsweise unabhängig von $\mu_d F_c$ ist, wenn die Anregungsfrequenz ausreichend hoch und $\mu_d F_c$ nicht zu hoch ist, wobei die jeweiligen Grenzen vom untersuchten Motor abhängen. Unter denselben Voraussetzungen ist in diesen Motoren die Stellkraft $F_{c_L, \infty}$ näherungsweise proportional zu $\mu_d F_c$.

6 Aufbau und Modellierung eines Versuchsmotors

Zur Validierung der in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Erkenntnisse sollen die Motorkenngrößen beim Betrieb eines Versuchsmotors mit den in Kapitel 4 beschriebenen frequenzbeschränkten Signalen über einen möglichst großen Bereich von Grundfrequenzen mit unterschiedlich vielen überlagerten Harmonischen experimentell bestimmt und mit den Ergebnissen einer Modellrechnung verglichen werden. Ziel der Versuche ist die Validierung der theoretischen Ergebnisse, nicht das Erreichen einer möglichst hohen Geschwindigkeit.

Im Folgenden werden zunächst die Anforderungen an den Versuchsmotor beschrieben. Davon ausgehend werden fünf untersuchte Versuchsmotoren vorgestellt und bewertet, auf Grundlage dieser Bewertung wird ein Versuchsmotor ausgewählt. Anschließend werden sein dynamisches Verhalten und die damit zusammenhängenden Möglichkeiten zum spannungsgesteuerten Betrieb sowie die Parameterbestimmung im Rahmen der Modellierung des Reibkontakts mittels verschiedener Methoden vorgestellt.

6.1 Aufbau des Versuchsmotors

6.1.1 Anforderungen

Um mit dem Versuchsmotor die Ergebnisse der vorangegangenen Kapitel validieren zu können,

- muss der Aktor über eine möglichst große Bandbreite verfügen, innerhalb derer er beim Betrieb mit der vorhandenen Laborausstattung einen Hub stellen kann, der ausreichend groß ist, um bei der Motorsimulation die Verwendung eines kinetischen Reibmodells zu erlauben (vgl. Abschnitt 2.3.3),
- muss die Antriebsstange möglichst rein axial angeregt werden,
- müssen Antriebsstange und Schlitten sich bei Anregung in einem geeigneten Frequenzbereich mindestens näherungsweise als Starrkörper verhalten.

Für die Parameteridentifikation und die experimentelle Validierung ist es zusätzlich hilfreich, wenn während des Betriebs durchgängig ein definierter Reibkontakt vorliegt, die Schlittenbewegung und ihre Messung nicht durch unerwünschte Bewegungen, wie eine Rotation des Schlittens um die Stange, gestört werden und wenn der Schlitten gut zugänglich ist und für Messungen der Stellkraft geeignete Kontaktflächen aufweist. Für eventuelle spätere Parameteruntersuchungen ist es außerdem wünschenswert, dass möglichst viele konstruktive Motorparameter wie Schlittenmasse, Anpresskraft und Reibpaarung variabel sind. Da während der Versuche nie auszuschließen ist, dass durch Fehlbetrieb oder Fehlfunktion von Geräten Sprünge in der Anregungsspannung auftreten, ist ein gegenüber solchen Signalen robuster Aufbau vorteilhaft.

Gefordert wird des Weiteren die Verwendung eines trockenen Reibkontakts. Zwar kann nach den wenigen bisher hierzu vorliegenden Ergebnissen ein geschmierter Reibkontakt vorteilhaft für die Funktion und Lebensdauer eines Trägheitsmotors sein, vgl. Abschnitt 2.3.2. Jedoch ist für viele potentielle Anwendungen von Trägheitsmotoren, insbesondere für die bei dieser Arbeit im Fokus stehenden kleinen, schnellen Motoren in Konsumelektronik, eine Schmierung nicht praktikabel. Die Physik und damit die mathematische Beschreibung geschmierter Kontakte unterscheidet sich zudem wesentlich von der trockener Kontakte.

Die Normalkraft F_c zwischen Stange und Schlitten (vgl. Gl. (3.1)) wird durch die Schlittenmasse m_S und die zusätzliche Anpresskraft F_z beeinflusst. Eine Erhöhung der Anpresskraft erhöht die Losbrechbeschleunigung (vgl. Gl. (3.27)) und damit bei gleichem Beschleunigungsfaktor κ bzw. Geschwindigkeitsfaktor λ die Betriebsfrequenz des Motors (vgl. Tabelle 3.2). Eine Erhöhung der Schlittenmasse m_S hat den gegenteiligen Effekt, sie führt zu einer geringeren Losbrechbeschleunigung und damit zu einer geringeren Betriebsfrequenz des Motors. Da die Bandbreite eines Piezoaktors beschränkt ist, ist eine niedrige Grundfrequenz hilfreich, um einen möglichst breiten Bereich von Kombinationen verschiedener Grundfrequenzen und unterschiedlich vieler überlagerter Harmonischer untersuchen zu können. Theoretisch ist es daher sinnvoll, einen Schlitten mit möglichst geringer Anpresskraft und möglichst hoher Masse zu verwenden. Allerdings kann die Vorspannkraft nicht beliebig verringert werden: Sie muss groß genug sein, um den Kontakt zwischen Schlitten und Stange in jeder Situation zu gewährleisten. Zudem steigt bei zu geringer Anpresskraft die Neigung des Schlittens zum kurzzeitigen Abheben von der Stange bei Querschwingungen. Auch die Schlittenmasse kann nicht beliebig erhöht werden. Bei gegebener Dichte des Werkstoffs muss dazu das Volumen des Schlittens erhöht werden. Dadurch steigt die Länge der Schlittens und damit bei einfachen Schlittenkonstruktionen die für den gleichen Verfahrensweg notwendige Länge der Stange. Alternativ werden die Abmessungen des Schlittens quer zur Bewegungsrichtung erhöht, wodurch die Kippneigung und der Einfluss von Trägheitsmomenten steigen. Durch eine höhere Schlittenmasse sinken außerdem die Biegeeigenfrequenzen der mit dem Schlitten belasteten Stange, was für den Motorbetrieb störend sein kann. Praktisch muss daher ein Kompromiss zwischen geringer Anpresskraft und hoher Schlittenmasse auf der einen sowie zuverlässiger Funktion des Motors auf der anderen Seite gefunden werden.

6.1.2 Untersuchung verschiedener Motoren

Auf den folgenden Seiten werden fünf verschiedene Motoren beschrieben, die im Laufe der Untersuchungen aufgebaut wurden. Alle Versuchsmotoren verwenden piezoelektrische Vielschichtaktoren („Multilayer“), da dieser Aktortyp seine maximale Auslenkung bereits bei relativ geringen elektrischen Spannungen von etwa 100 bis 200 V erreicht, die mit der vorhandenen Laborausstattung erzeugt werden können. Zur Vermeidung von Beschädigungen durch Zug-Trägheitskräfte bei hohen Beschleunigungen ist der Aktor in einigen Motoren vorgespannt.

6.1.2.1 Versuchsmotor 1

Abb. 6.1 zeigt eine Zeichnung und ein Foto von Versuchsmotor 1. Zum Vorspannen des Aktors wird in Anlehnung an einen in Vorarbeiten am Lehrstuhl für Mechatronik und

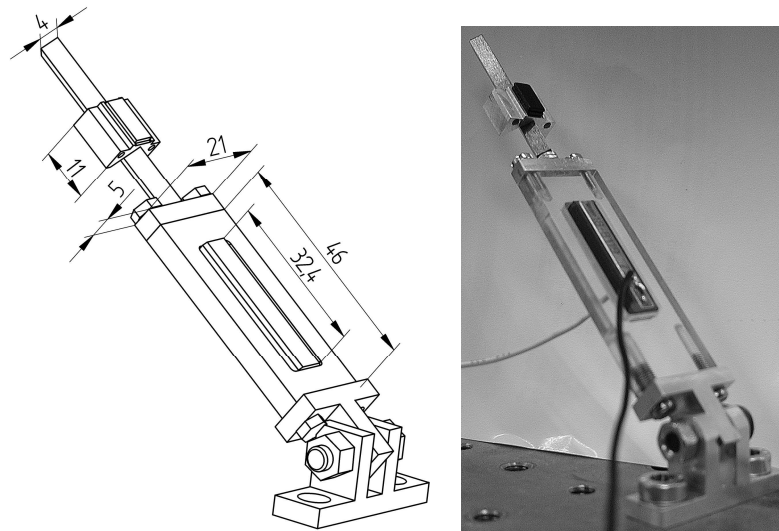


Abbildung 6.1: 3D-Zeichnung und Foto von Versuchsmotor 1 (aus [146, S. 88])

Dynamik der Universität Paderborn [161] aufgebauten Versuchsmotor mit bewegtem Aktor ein Spannrahmen aus Kunststoff verwendet. Diese Art der Vorspannung kommt ohne zusätzliche Bauteile aus und hält den Aktor für Messungen zugänglich. Auf dem Spannrahmen ist ein Stahlstab mit quadratischem Querschnitt befestigt. Darauf sitzt ein Schlitten aus Aluminium mit einer 90°-Nut, auf dem unterschiedlich große und viele Magnete festgeklebt werden können, die den Schlitten durch magnetische Anziehung an den Stab pressen. Durch unterschiedliche Magnete und Gewichte können Anpresskraft und Schlittenmasse eingestellt werden. Um den Einfluss der Reibpaarung zu untersuchen, werden Schlitten aus verschiedenen Materialien genutzt.

Der Schlitten kann bei Ansteuerung des Piezoaktors mit einer Sägezahnspannung bewegt werden. In experimentellen Schwingungsuntersuchungen und Finite-Elemente-Berechnungen zeigt sich jedoch, dass im Spannrahmen zahlreiche Biegeschwingungen auch deutlich unterhalb der Längsresonanz des piezoelektrischen Aktors auftreten, die die Schlittenbewegung beeinträchtigen können und die Vorhersage des Motorverhaltens deutlich erschweren [146]. Der quadratische Querschnitt der Antriebsstange, welcher eine unerwünschte Rotation des Schlittens um die Stange verhindert, ist problematisch für die Modellierung des Reibkontakts: Während theoretisch bei einer 90°-Nut eine Flächenberührung zwischen Schlitten und Stange vorliegt, ist die reale Kontaktfläche durch Fertigungsungenauigkeiten bedingt undefiniert.

6.1.2.2 Versuchsmotor 2

Versuchsmotor 2 ist mit einem kommerziell erhältlichen vorgespannten Vielschichtaktor (PSt 150/5/20 der Piezomechanik GmbH) aufgebaut. Dieser besteht aus einem Vielschichtaktor mit quadratischem Querschnitt, welcher in einem Stahlrohr montiert und durch ein Tellerfeder-Paket vorgespannt ist. Die Vorspannkraft beträgt etwa 150 N [276]. Der Schlitten hat eine ähnliche Grundform wie der von Versuchsmotor 1, besteht jedoch aus einem Grundkörper aus Aluminium und zwei eingeklebten Reibbelägen, was auch die Untersuchung von nicht spanend bearbeitbaren Materialien ermöglicht. Die Antriebsstange aus gehärtetem Stahl hat einen runden Querschnitt, sodass weitgehend unabhängig vom Winkel zwischen den Reibbelägen beide eine Linienberührung mit der Stange aufwei-

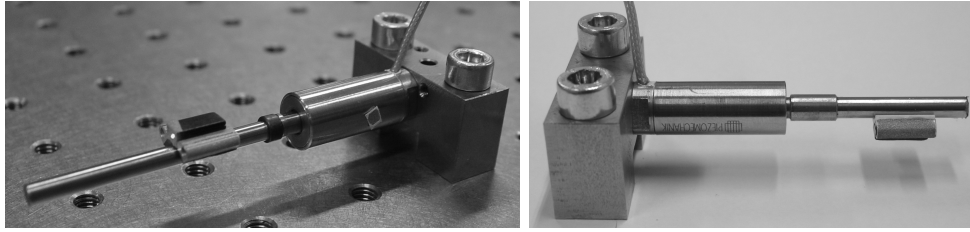


Abbildung 6.2: Versuchsmotor 2 mit zwei verschiedenen Stangen und Adapterstücken sowie dem Schlitten auf und unter der Stange

sen. Wie bei Versuchsmotor 1 wird der Schlitten durch eine variable Zahl von Magneten an die Antriebsstange gepresst und seine Masse kann durch Gewichte verändert werden. In Versuchen zeigt sich, dass bei einer langen Antriebsstange Biegeschwingungen der Stange den Motorbetrieb stören können [148–151; 153] und dass das für eine möglichst axiale Anregung der Stange erforderliche exakte Fluchten von Aktor und Stange durch eine Schraubverbindung, welche sich zudem während des Betriebs lösen kann, nicht zu erreichen ist. Daher wurde in einer zweiten Variante dieses Motors eine kurze Stange verwendet und die zunächst genutzte Schraubverbindung durch eine Hülse ersetzt. Diese wurde über das zylindrische Endstück des Aktors und die Antriebsstange geschoben und verklebt, wobei beide Teile fluchtend ausgerichtet wurden. Abb. 6.2 zeigt den aufgebauten Motor in beiden Varianten.

Beim Betrieb bei höheren Frequenzen und Amplituden treten störende Schwingungen der Stange auf, die sich als scheppernde Geräusche äußern. Sie stammen nachprüfbar nicht aus dem Kontakt zwischen Schlitten und Stange oder zwischen Stange und Aktor, sondern aus den Kontakten zwischen Piezoaktor, Tellerfedern und Stahlrohr. Offenbar treten hier Trägheitskräfte auf, die größer als die Vorspannkräfte sind und dazu führen, dass die Bauteile kurzzeitig den Kontakt zueinander verlieren.

Bei einigen Spannungssignalen rotiert der Schlitten während der Bewegung entlang der waagerechten Stange um diese. Dabei bewegt er sich vorzugsweise nach unten, bei einigen Anregungssignalen jedoch auch nach oben. Ursächlich für die Rotation ist also nicht nur die Schwerkraft, sondern auch die Schwingungsform der Stange.

6.1.2.3 Versuchsmotor 3

Der in Abb. 6.3 gezeigte Versuchsmotor 3 basiert auf dem gleichen vorgespannten Vielschichtaktor PSt 150/5/20 wie Versuchsmotor 2, jedoch mit erhöhter Vorspannung von ca. 400 N. Das bei Versuchsmotor 2 beobachtete Scheppern tritt damit nicht auf. Als Antriebsstange wird ein Rohr aus kohlenstoffaserverstärktem Kunststoff (CFK) verwendet, das mit Hilfe eines Adapters an den Aktor geklebt wurde. Der Schlitten besteht aus einem entlang der Drehachse halbierten Drehteil, sein Schwerpunkt liegt in der Stangenmitte. Beide Schlittenhälften haben eine zentrale 90°-Nut, in der die Stange läuft. Der Schlitten hat drei umlaufende Nuten, in denen ein bis drei Gummibänder verlaufen, die ihn zusammenhalten und an die Stange pressen. Abb. 6.4 zeigt schematisch den Schlitten auf der Stange. Im Kontakt zwischen der zylindrischen Stange und den vier Nutflanken liegt Linienberührung vor. Der verwendete Schlitten besteht vollständig aus Messing. Wird die 90°-Nut tiefer ausgeführt, können unterschiedliche Reibbeläge eingeklebt werden.

Mit zwei Gummibändern hat der Schlitten eine Masse von $m_S = 6,92$ g. Wenn er auf der

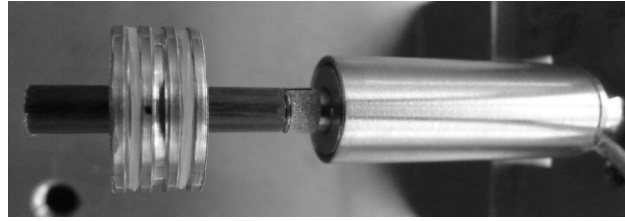
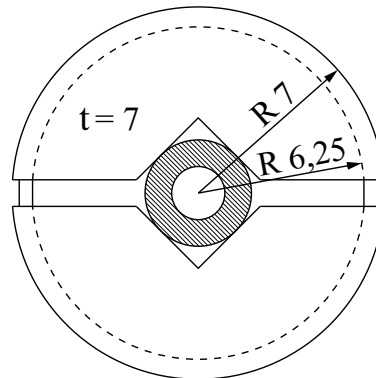


Abbildung 6.3: Versuchsmotor 3

Abbildung 6.4: Ansicht des Schlittens auf der Stange beim Blick von vorn, d. h. in negative x_S -Richtung

Stange sitzt und so ausgerichtet ist, dass die Hälften zentral oberhalb und unterhalb der Stange liegen, erhöhen die Gewichtskräfte die Anpresskraft der oberen Schlittenhälfte und reduzieren die Anpresskraft der unteren Schlittenhälfte um jeweils $g \cdot m_S/2 = 34 \text{ mN}$. Die Gesamtanpresskraft kann nicht gemessen werden. Die wirksame Reibkraft einer Schlittenhälfte liegt im Bereich von $0,5 \text{ N}$ (vgl. Abschnitt 6.4). Bei einem geschätzten Reibwert von $\mu = 0,4$ [346, S. 215]¹ liegt die Anpresskraft einer Schlittenhälfte damit bei $1,25 \text{ N}$. Die gewichtsbedingte Anpresskraft beträgt damit maximal $2,8\%$ der Gesamtanpresskraft.

Aufgrund der unterschiedlichen Anpresskräfte oder wegen unterschiedlicher Beschaffenheit der Kontaktflächen können sich die zwei über Gummibänder gekoppelten Hälften des Schlittens im Betrieb gegeneinander verschieben. Die hierfür relevante Steifigkeit in axialer Richtung von etwa $c_G = 1,0 \text{ N/mm}$ wurde experimentell bestimmt, indem eine Hälfte fixiert und die andere verschoben wurde, wobei die hierfür erforderliche Kraft über der Verschiebung aufgetragen wurde. Bei analytischer Rechnung betragen die relevanten Eigenfrequenzen je nach angenommener Randbedingung $\sqrt{\frac{c_G}{m_S/2}} = 538 \text{ Hz}$ (eine Hälfte steht, eine schwingt) und $\sqrt{\frac{2c_G}{m_S/2}} = 760 \text{ Hz}$ (beide Hälften schwingen gegeneinander). Auch Starrkörperschwingungen der Schlittenhälften in Umfangsrichtung können theoretisch auftreten. Im Motorbetrieb können sie jedoch deutlich schlechter als Längsschwingungen angeregt werden, zudem sind sie für die alleinig untersuchte Schlittenbewegung in Längsrichtung kaum relevant, da die Kontaktfläche über den gesamten Umfang der Stange als konstant angenommen wird. Beide Arten der Relativbewegung der Schlittenhälften sind ebenso wie die unterschiedliche Anpresskraft der Hälften im in Abschnitt 3.1 beschriebenen Modell nicht abgebildet, welches von einem einteiligen Schlitten ausgeht. Hieraus können sich Abweichungen zwischen Experiment und Modellrechnung ergeben.

¹Messwert für CFK gegen Stahl mit $0,2\text{--}0,25\%$ Kohlenstoff [346, S. 208]

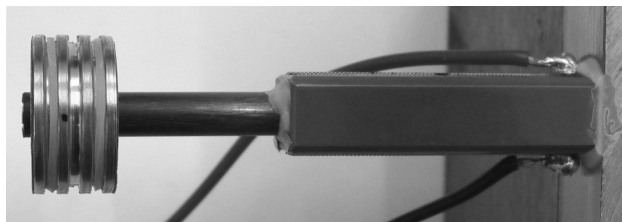


Abbildung 6.5: Versuchsmotor 4



Abbildung 6.6: Versuchsmotor 5, freischwingend gelagert in Schaumstoff

Weil das Frontstück des Aktors nicht fest mit dem piezoelektrischen Aktor verbunden ist, kann es im Betrieb kippen. Eine experimentelle Untersuchung der Schwingungsform der Stange bei unterschiedlichen Frequenzen zeigt, dass die meisten Querschwingungen keine Biegeschwingungen der Stange sind, sondern dass diese, ausgehend vom Frontstück des Aktors, zu Kipp- oder Taumelschwingungen um den Kontakt zwischen Frontstück und Piezoaktor angeregt wird. Es ist davon auszugehen, dass diese potentiell den Motorbetrieb störenden Schwingungen wegen der ähnlichen Konstruktion auch bei Versuchsmotor 2 auftreten, jedoch wegen des beschriebenen „Schepperns“ dort nicht isoliert untersucht werden können.

6.1.2.4 Versuchsmotor 4

Der Vorteil vorgespannter Aktoren wie in den Versuchsmotoren 1, 2 und 3 ist ihre Unempfindlichkeit gegenüber hohen Beschleunigungen. Beim Einsatz mit geeigneten Signalen wie der frequenzbeschränkten Anregung aus Kapitel 4 treten jedoch keine extrem hohen Beschleunigungen auf, sodass eine Vorspannung nicht zwingend erforderlich ist. Eine Beispielrechnung hierzu mit Abschätzung der auftretenden Zugspannungen findet sich in Anhang A.6.

Der in Abb. 6.5 gezeigte Versuchsmotor 4 verwendet einen Vielschichtaktor ohne Vorspannung mit einer Länge von 29 mm und einem Querschnitt von $7,2 \times 7,2 \text{ mm}^2$. Um störende Dämpfungs- und Resonanzeffekte zu vermeiden, wird auf Schraubverbindungen verzichtet, der Aktor wird mit einer Stirnfläche an einen massiven Stahlblock geklebt. An die andere Stirnfläche des Aktors wird ein 23 mm langes CFK-Rohr wie in Versuchsmotor 3 geklebt. Auch der Schlitten ist identisch mit dem von Versuchsmotor 3.

6.1.2.5 Versuchsmotor 5

Beim in Abb. 6.6 gezeigten Versuchsmotor 5 handelt es sich um den Nachbau eines von Morita et al. [238] entwickelten Trägheitsmotors. Mit einer Gesamtlänge von 22 mm ist

Tabelle 6.1: Vergleich der untersuchten Versuchsmotoren (VM)

Kriterium	Gewicht	VM 1	VM 2*	VM 3	VM 4	VM 5
große Bandbreite	hoch	–	○	○	+	–
rein axiale Anregung der Stange	hoch	–	○	○	+	+
Stange und Schlitten als Starrkörper modellierbar	hoch	–	○	+	+	○
definierter Reibkontakt	mittel	–	○	○	○	○
geringe Störung durch Rotation des Schlittens	mittel	+	–	–	○	+
Zugänglichkeit für Kraftmessungen	mittel	+	○	+	+	○
variable Anpresskraft	niedrig	+	+	+	+	+
variable Schlittenmasse	niedrig	+	○	○	○	○
variable Reibpaarung	niedrig	○	+	+	+	+
robust gegenüber Sprunganregung	niedrig	○	○	+	–	–

* Variante 2 mit Hülse und kurzer Stange + gut ○ neutral – schlecht

dieser der kleinste der Versuchsmotoren. Sein Stator besteht aus einem Vielschichtaktor, einer Antriebsstange aus CFK und einem zwischen Aktor und Stange eingeklebten Abstimmstück aus Kupfer, mit welchem das Frequenzverhältnis zwischen erster und zweiter Längsresonanz auf 1:2 eingestellt wird. Er ist damit für den resonanten Betrieb mit Überlagerung dieser beiden Schwingungsmoden ausgelegt, hier genügt die Anregung mit geringen Spannungen von etwa 1 bis 2 V für das Erreichen hoher Schlittengeschwindigkeiten. Abseits seiner Resonanzfrequenzen erreicht der Stator bei mit der verfügbaren Laborausstattung realisierbaren Spannungen nur sehr kleine Amplituden. Da er freischwingend betrieben wird, gibt es bei quasistatischem Betrieb keine definierte Verschiebung.

Der Schlitten besteht aus zwei identischen Aluminiumteilen mit eingeklebten Reibbelägen wie bei Versuchsmotor 2 und 3. Zusätzlich zur Schwerkraft wird eine Anpresskraft durch zwei Schraubendruckfedern erzeugt, die durch in ihnen verlaufende Schrauben vorgespannt werden.

6.1.2.6 Vergleich

In Tabelle 6.1 werden die fünf untersuchten Versuchsmotoren bezüglich der zuvor genannten Kriterien verglichen. Motor 4 erreicht als einziger Motor bei den drei wichtigsten Kriterien eine positive Bewertung und wird nur bei der wenig bedeutsamen Robustheit gegenüber Sprunganregungen negativ bewertet. Er wird daher für alle im Folgenden beschriebenen Untersuchungen verwendet.

6.2 Spannungsgesteuerter dynamischer Betrieb piezoelektrischer Aktoren in Trägheitsmotoren

Während der Validierungsversuche wird der Versuchsmotor mit Spannungssignalen unterschiedlicher Frequenz betrieben. Bei niedrigen Frequenzen, im sogenannten quasistatischen Bereich, ist die Auslenkung eines Piezoaktors annähernd proportional zur an-

gelegten Eingangsspannung. Bei höheren Betriebsfrequenzen sind Amplitude und Phase der Aktorauslenkung in Bezug auf die angelegte Spannung frequenzabhängig. Zur Realisierung eines gewünschten Wegverlaufs kann also nicht einfach ein proportionales Spannungssignal an den piezoelektrischen Aktor angelegt werden.

Eine Möglichkeit, dennoch den gewünschten Auslenkungsverlauf zu realisieren, ist der Einsatz einer Regelung. Diese erfordert jedoch einen Sensor zur Erfassung der momentanen Auslenkung, alternativ die Nutzung des sogenannten „self-sensing“ wie bei Chao et al. [53], bei dem aus elektrischen auf mechanische Größen geschlossen wird. Zudem muss die Regelfrequenz deutlich höher sein als die maximale Frequenz des Sollsignals. Für viele Trägheitsmotoren, gerade für kleine, hochfrequent betriebene Motoren in preisensiblen Massen Anwendungen, kommt eine Regelung daher nicht in Frage.

Eine andere Möglichkeit zum Erreichen des gewünschten Auslenkungsverlaufs ist die Kompensation der Aktordynamik im Rahmen einer (Vor-)Steuerung. Solche Verfahren werden zur Schwingungsreduzierung in der piezoelektrischen Feinpositionierung genutzt [69; 308] und seit einigen Jahren, z. B. von Physik Instrumente (PI) [170], auch kommerziell vertrieben. Sie wurden bisher jedoch nur einmal von Zou et al. [360; 411] auf piezoelektrische Trägheitsmotoren angewandt. Die Verfahren streben eine möglichst gute Wiedergabe des gewünschten Wegverlaufs an und gehen damit über die in Abschnitt 2.5 beschriebenen Modifikationen des Spannungssignals zur Vermeidung unerwünschter Schwingungen von Zesch [402] oder Bergander und Breguet [28] hinaus. Im Folgenden werden zwei Ansätze hierzu vorgestellt. Beide multiplizieren effektiv das Sollsignal mit dem inversen Übertragungsverhalten des modellierten Systems, um das Eingangssignal für das reale System zu erhalten.

Li und Bechhoefer bezeichnen ein solches Vorgehen als *naiv* [209, S. 013702-3] und weisen auf seine zwei wesentlichen Schwächen hin: Es ist nicht robust gegenüber Veränderungen des Systems, die zu einer Änderung des Übertragungsverhaltens führen und die berechneten Eingangssignale sind u. U. wegen Stellgrößenbeschränkungen, z. B. bei zu hohen Amplituden oder zu steilen Flanken, nicht realisierbar. Robustheit gegenüber jeglicher Art von Systemänderungen lässt sich nur mit einem geschlossenen Regelkreis erreichen, der aus den oben diskutierten Gründen in dieser Arbeit nicht genutzt werden soll.² Stellgrößenbeschränkungen sind nur bei im Vorfeld unbekanntem, variierendem Sollsignalen ein Problem. Wenn aber, wie bei den in dieser Arbeit diskutierten Trägheitsmotoren, der Motor nur mit wenigen verschiedenen Signalen betrieben wird, können diese so auf den Motor abgestimmt werden, dass Stellgrößenbeschränkungen kein Problem darstellen.

6.2.1 Dynamikkompensation anhand des diskreten Übertragungsverhaltens

Grundlage dieses Verfahrens zur Dynamikkompensation ist das gemessene Übertragungsverhalten von Eingangsspannung $u(t) = \hat{u} \sin(\omega t)$ zu Auslenkung $x(t) = \hat{x} \sin(\omega t + \varphi_{xu})$ bei den im Sollsignal enthaltenen Frequenzen. Aus diesem Grund wurde dafür in Vorveröffentlichungen [150; 151] der Begriff „Frequency Response Based Control (FRBC)“ gewählt. Das Übertragungsverhalten wird durch die diskrete Funktion $\underline{G}(\omega) = \underline{X}(\omega)/\underline{U}(\omega)$

²Zur Möglichkeit, Robustheit gegenüber mäßigen Modellierungsfehlern und Systemänderungen auch mit Vorsteuerungen zu erreichen, siehe beispielsweise [320] und die Darstellung der historischen Entwicklung auf S. 132–135 darin.

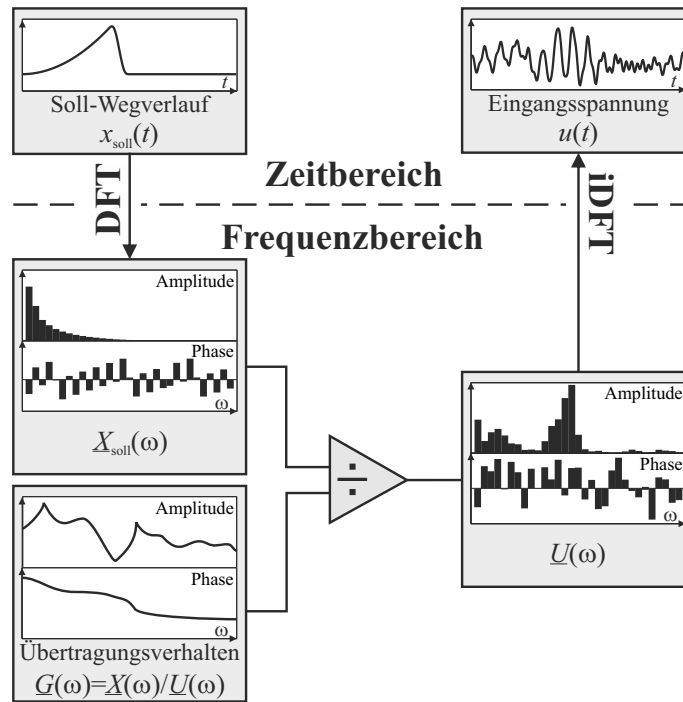


Abbildung 6.7: Prinzipdarstellung der Dynamikkompensation mittels „Frequency Response Based Control (FRBC)“

im Frequenzbereich beschrieben. Bei bekanntem (Weg-)Sollsignal $x_{\text{soll}}(t)$ kann diese Funktion durch einzelne Messungen von Auslenkung und Spannung bei den im Sollsignal enthaltenen Frequenzen bestimmt werden oder, wie beim von Glöß und Kohler [104] beschriebenen ähnlichen Verfahren, durch Anregung mit dem Spannungssignal $h \cdot x_{\text{soll}}(t)$, wobei h eine geeignete Konstante zur Umrechnung des Weg- in ein Spannungssignal ist. Wenn verschiedene im Vorfeld unbekannte Sollsignale genutzt werden sollen, kann auch ein Frequenzgang über den relevanten Bereich mit ausreichend hoher Frequenzauflösung gemessen werden, aus dem ggf. das Übertragungsverhalten bei Zwischenfrequenzen durch Interpolation bestimmt wird. Das Verfahren eignet sich grundsätzlich für jedes lineare System. Z. B. kann anstelle der Eingangsspannung des Piezoaktors die Eingangsspannung der den Aktor antreibenden Leistungselektronik als Eingang $u(t)$ gewählt werden, sodass das dynamische Verhalten der Leistungselektronik ebenfalls kompensiert wird.

Abb. 6.7 veranschaulicht das Verfahren: Das Sollsignal wird vom Zeitbereich mittels diskreter Fouriertransformation (DFT) in den Frequenzbereich transformiert und durch die diskrete Funktion $\underline{X}_{\text{soll}}(\omega)$ beschrieben. Wenn das Sollsignal nicht wie die in Kapitel 4 beschriebenen Signale nur wenige Harmonische enthält, muss an dieser Stelle festgelegt werden, welcher Frequenzbereich für die Anwendung relevant ist. Alle Anteile des Sollsignals außerhalb dieses Bereichs werden für die weitere Berechnung auf null gesetzt.

Das Spannungssignal wird nun im Frequenzbereich berechnet:

$$\underline{U}(\omega) = \underline{X}_{\text{soll}}(\omega) / \underline{G}(\omega) \quad (6.1)$$

Durch eine inverse DFT wird dann der Spannungsverlauf $u(t)$ im Zeitbereich bestimmt, mit dem das System angesteuert wird.

Zou et al. [360; 411] verwenden dieses Verfahren unter dem Titel „inversion-based control“ zum Betrieb eines Trägheitsmotors und erreichen durch diese Berücksichtigung der Ak-

tordynamik wesentlich höhere Anregungsfrequenzen und damit Motorgeschwindigkeiten. Ebenso wurde es erfolgreich mit Sollsignalen unterschiedlicher Frequenz auf verschiedene piezoelektrische Systeme mit ersten Eigenfrequenzen von 0,23 Hz, 8,5 kHz und 50 kHz angewendet [150; 151].

In der beschriebenen Form funktioniert das FRBC-Verfahren nur bei stationären periodischen Sollsignalen. Es kann aber für instationäre nicht-periodische Signale erweitert werden, eine Vorgehensweise dazu ist in Anhang A.7 beschrieben.

6.2.2 Dynamikkompensation anhand eines modalen Modells

Dieses Verfahren zur Dynamikkompensation ähnelt in mehreren Punkten dem FRBC-Verfahren. Der wesentlichste Unterschied ist, dass anstelle des gemessenen Übertragungsverhaltens bei diskreten Frequenzen hier ein modales Modell des Aktors die Grundlage der Dynamikkompensation bildet. Dieses Modell soll das reale Aktorverhalten im abhängig von Aktor und Anwendung festzulegenden Frequenzbereich möglichst gut abbilden. In vielen Fällen genügt hierzu ein relativ einfaches Modell wie das in Abschnitt 4.2.2.2 zur Bestimmung der elektrischen Eingangsleistung verwendete, welches nur eine Schwingungsmode des Aktors berücksichtigt. Bei einem Modell mit mehreren Moden ist deren phasenrichtige Überlagerung wichtig, um zu korrekten Ergebnissen zu kommen [150].

Das Modell liefert eine kontinuierliche Übertragungsfunktion $H(s) = X(s)/U(s)$, mit den Laplace-Transformierten $X(s)$ und $U(s)$ von Auslenkung und Spannung. Mit der inversen Übertragungsfunktion $H^{-1}(s)$ kann das benötigte Spannungssignal berechnet werden:

$$u(t) = \mathcal{L}^{-1} \{ H^{-1}(s) \cdot X_{\text{soll}}(s) \} \quad (6.2)$$

Bei einem Modell eines spannungsgesteuerten Piezoaktors mit nur einer Schwingungsmode und damit nur einem Freiheitsgrad ist das Verfahren in dieser Form problemlos anwendbar. Wenn jedoch mehrere Moden berücksichtigt werden müssen, das Modell also mehrere Freiheitsgrade hat, ist die Invertierung seiner Übertragungsfunktion sehr schwierig bis unmöglich. Ein alternativer Ansatz nutzt das vor etwa 20 Jahren entwickelte Konzept der Flachheit [299], mit dem sich auch für Systeme mit mehreren Freiheitsgraden und mit nichtlinearem Verhalten Vorsteuerungen finden lassen, sofern diese „flach“ sind [122]. Auf piezoelektrische Aktoren wurde das Konzept z. B. von Schröck et al. [310; 311] angewendet. Für lineare Systeme ist Flachheit gleichbedeutend mit Steuerbarkeit [122, S. 11]. Für lineare Mehr-Moden-Modelle piezoelektrischer Aktoren, die in jedem Fall steuerbar sind, lässt sich also über das Konzept der Flachheit stets eine Vorsteuerung finden. Für ein Ein-Moden-Modell liefert das flachheitsbasierte Vorgehen das gleiche Ergebnis wie die Invertierung der Übertragungsfunktion [232].

6.2.3 Berücksichtigung von Nichtlinearitäten

Aus den in Abschnitt 2.5 beschriebenen Gründen werden in dieser Arbeit weder eine modellbasierte Kompensation der Aktornichtlinearitäten noch ohne Modellierung auskommende Methoden zur Reduzierung der Nichtlinearitäten wie ladungsgesteuerter Betrieb oder ein zum Aktor in Reihe geschalteter Kondensator angewandt. Prinzipiell können diese Methoden aber mit den in den vorangegangenen Abschnitten vorgestellten Verfahren zur Dynamikkompensation kombiniert werden.

In dynamischen Anwendungen äußert sich das nichtlineare Verhalten vieler piezoelektrischer Systeme unter anderem in einem von der Anregungsamplitude abhängigen Übertragungsverhalten [9; 111]. Zum Ausgleich dieser Amplitudenabhängigkeit kombinieren Zou et al. [411] ihr auf dem gemessenen Übertragungsverhalten basierendes Verfahren mit einer iterativen Anpassung des Modells, d. h. des zur Berechnung von $u(t)$ verwendeten Frequenzgangs. Diese Iteration erfordert zumindest in der „Einstellphase“ eine Messung der tatsächlichen Bewegung. Im späteren Betrieb kann das System mit der iterativ bestimmten Eingangsspannung als reine Steuerung arbeiten, sofern sich das Übertragungsverhalten nicht ändert.

Eine andere Möglichkeit zur Berücksichtigung der Amplitudenabhängigkeit bei der Dynamikkompensation anhand des diskreten Übertragungsverhaltens (Abschnitt 6.2.1) ist die Messung der Übertragungsfunktion $\underline{G}(\omega)$ bei der gleichen Anregungsamplitude \hat{u} wie im späteren Betrieb. Bei bekanntem Sollsignal $x_{\text{soll}}(t)$ und Kenntnis des Aktors ist oft eine grobe Abschätzung der benötigten Anregungsamplitude möglich. Da die im Betrieb benötigte Anregungsamplitude jedoch abhängig von der Übertragungsfunktion $\underline{G}(\omega)$ ist, muss für eine exakte Berücksichtigung der Amplitudenabhängigkeit ein iteratives Verfahren angewandt werden, bei dem nach der Berechnung des Anregungssignals $u(t)$ erneut eine Übertragungsfunktion $\underline{G}(\omega)$ berechnet wird, mittels derer dann erneut $u(t)$ bestimmt wird – so lange, bis die Spannungsamplituden bei der Messung und die berechneten Spannungsamplituden im Betrieb hinreichend ähnlich sind. Ein Kompromiss zur Vermeidung dieses aufwendigen Vorgehens ist die Messung der Übertragungsfunktion bei mehreren Amplituden mit anschließender iterativer Berechnung des Anregungssignals, wobei die bei der Berechnung verwendete Übertragungsfunktion durch Interpolation zwischen den bei der jeweils nächstkleineren und nächsthöheren Amplitude gemessenen Übertragungsfunktionen bestimmt wird [150].

6.3 Dynamische Charakterisierung des Stators

Die Kenntnis des dynamischen Verhaltens des Stators ist wichtig, um den Betriebsfrequenzbereich des Versuchsmotors abschätzen zu können, und zudem erforderlich zur Anwendung der beschriebenen Methoden der Dynamikkompensation. Abb. 6.8 und Abb. 6.9 zeigen Frequenzgänge der Kurzschlussingangsadmittanz $\underline{y}_{11} = \hat{i}/\hat{u}|_{\hat{F}=0}$ und der Kurzschlusskernadmittanz $\underline{y}_{21} = \hat{v}_R/\hat{u}|_{\hat{F}=0}$, die das dynamische Verhalten des Stators mit und ohne Schlitten beschreiben. Für \underline{y}_{21} ist nur der Bereich bis 15 kHz dargestellt, da höhere Frequenzen für den späteren Motorbetrieb nicht relevant sind. Bei den Kleinsignalmessungen³ hat die Position des Schlittens einen starken Einfluss auf das Ergebnis. Bei der rein elektrischen Messung von \underline{y}_{11} (Abb. 6.8) zeigt sich dieser Einfluss erst bei Frequenzen oberhalb von etwa 15 kHz deutlich. Die elektromechanische Messung⁴ von \underline{y}_{21} (Abb. 6.9) zeigt zwischen etwa 0,5 kHz und 1,5 kHz deutlich die von der Schlittenposition

³Die Kleinsignalmessungen wurden mit einem Impedanzanalysator (Hewlett Packard 4192A) und einem Laservibrometer (Polytec OFV-512 an OFV-5000 mit Decoder VD-06) durchgeführt. Dabei wurde die Spannung auf einen bei kleinen Frequenzen eingestellten Effektivwert der Spannung von 200 mV verstärkt (Verstärker Leybold 52261). Das nicht ideale Verhalten des Verstärkers führt oberhalb von etwa 15 kHz zu Amplitudenschwankungen zwischen etwa 130 und 660 mV.

⁴Wegen des Einflusses von Biegeschwingungen ist das quantitative Messergebnis stark von der Position des Laser-Messpunkts auf der Stirnfläche der Stange abhängig. Bei der Messung aller in diesem Kapitel gezeigten Frequenzgänge wurde derselbe Messpunkt verwendet.

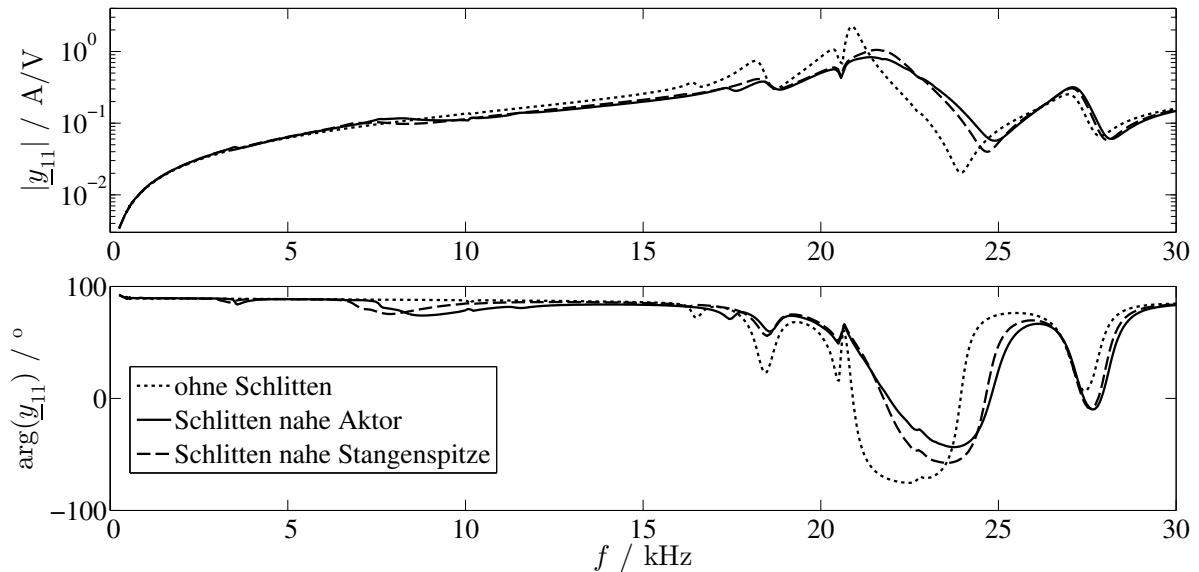


Abbildung 6.8: Kleinsignal-Frequenzgang der Kurzschlussingangsadmittanz \underline{y}_{11} des Stators ohne Schlitten und mit montiertem Schlitten an verschiedenen Positionen

abhängige Biege-Eigenfrequenz des Stators, zudem weisen die Kleinsignalfrequenzgänge ein Maximum im Bereich von 8 kHz auf und divergieren bei höheren Frequenzen. Der Großsignalfrequenzgang⁵ zeigt in Betrag und Phase weder die Biegeeigenfrequenz noch anderes ungewöhnliches Verhalten. Offenbar dominiert bei größeren Anregungsamplituden die angeregte Längsschwingung klar gegenüber ungewollt angeregten Biegeschwingungen. Dies ist vorteilhaft für den späteren Motorbetrieb.

Zur Berechnung der elektrischen Leistung und damit der Geschwindigkeitseffizienz, vgl. Abschnitt 4.2.2, wird das dynamische Verhalten des Stators durch das in Abschnitt 4.2.2.2 beschriebene modale Modell abgebildet. Die Parameter für das Modell wurden wie von Littmann [215, S. 50–54] vorgeschlagen aus gemessenen Frequenzgängen der Kurzschlussingangsadmittanz \underline{y}_{11} und der Kurzschlusskernadmittanz \underline{y}_{21} bestimmt. Weil die für die Parameterbestimmung erforderliche Messung in Resonanz bei Großsignalanregung nicht möglich ist, wurden die Parameter anhand von Kleinsignalmessungen bestimmt. Dieses Verfahren liefert Parameter, mit denen das Modell das reale Systemverhalten insbesondere im Bereich der Resonanzfrequenz gut beschreibt. Ein solches Modell ist für resonante Anwendungen, wie die von Littmann beschriebenen, sehr gut geeignet. Im für den untersuchten Trägheitsmotor relevanten Frequenzbereich unterhalb der Resonanz gibt das Modell das Systemverhalten nicht notwendigerweise optimal wieder, vgl. auch Anhang A.4. Aus diesem Grund wurden nach der Parameterbestimmung nach Littmann die ermittelten Werte der Kapazität C und des Kopplungsfaktors α so angepasst, dass $|\underline{y}_{11}|$ bzw. $|\underline{y}_{21}|$ im für die in Kapitel 7 beschriebenen Versuche relevanten Frequenzbereich

⁵Für die Großsignalmessungen wurde das mit einem Signalgenerator (Wavetek 195) erzeugte Signal verstärkt (Verstärker D*ASS AVB 250/30P) – bei Frequenzen bis 8 kHz auf eine Amplitude von 20 V, darüber auf eine Amplitude von 10 V, um die Belastung des Aktors durch Trägheitskräfte gering zu halten. Oberhalb von 15 kHz wurde aus demselben Grund nicht gemessen. Der Spannungsoffset wurde jeweils so eingestellt, dass das Spannungsminimum bei 0 V lag. Die Geschwindigkeit wurde mit einem Laservibrometer (Polytec OFV-512 an OFV-5000 mit Decoder VD-06) gemessen.

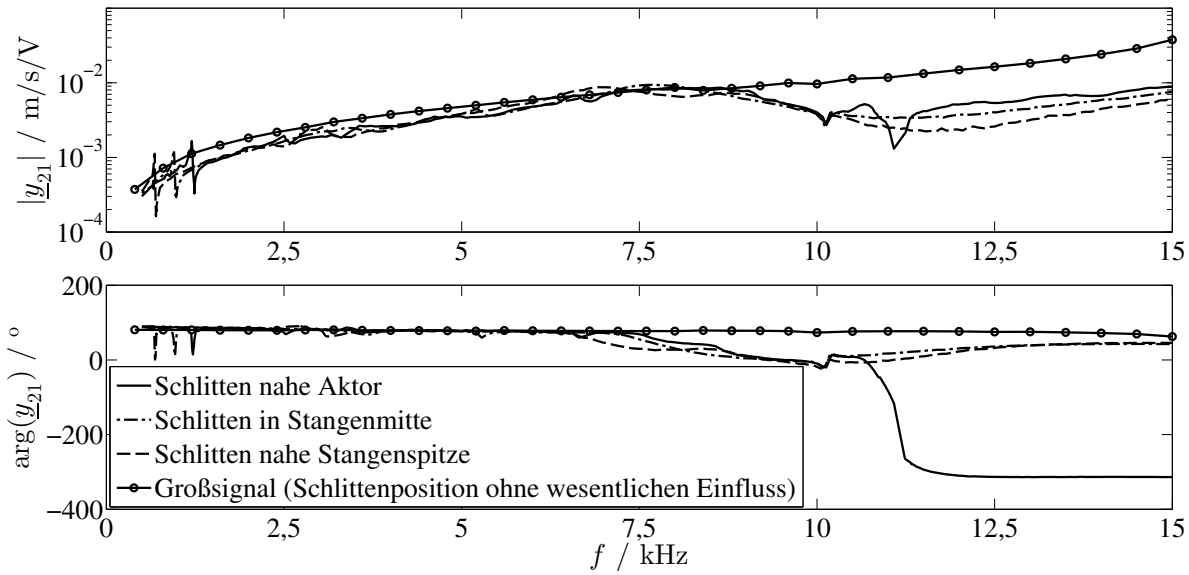


Abbildung 6.9: Frequenzgang der Kurzschlusskernadmittanz \underline{y}_{21} des Stators mit dem Schlitten an verschiedenen Positionen

Tabelle 6.2: Parameter des modalen Modells zur Beschreibung der Statorodynamik bei Bestimmung nach Littmann [215, S. 50–54] und nach Parameteranpassung

Parameter	Formelzeichen	nach Littmann	mit angepasstem C und α
elektrische Kapazität	C	0,970 μF	1,676 μF
Kopplungsfaktor	α	8,055 N/V	3,032 N/V
modale Ersatzmasse	M	12,33 g	1,747 g
modale Steifigkeit	c	215,0 N/ μm	30,46 N/ μm
modale Dämpfungsk.	d	29,19 N s/m	4,137 N s/m

von 500 Hz bis 10 kHz in Modell und Messung möglichst gut übereinstimmen⁶. Bei der Änderung von α werden die mechanischen Modellparameter M , c und d proportional zu α^2 angepasst, wodurch das durch \underline{y}_{11} beschriebene elektrische Verhalten des Stators unabhängig von α ist, vgl. z. B. [294, S. 114]. Der Verlauf von \underline{y}_{21} ist unabhängig von C , vgl. z. B. Gl. (4.32), sodass C und α unabhängig voneinander angepasst werden können. Die Abbildungen 6.10 und 6.11 zeigen den gemessenen und den vom Modell beschriebenen Verlauf von \underline{y}_{11} bzw. \underline{y}_{21} in Betrag und Phase. Tabelle 6.2 enthält die Parameter der Modelle. Für alle im Folgenden dargestellten Modellrechnungen wurde das Modell mit angepasstem C und α verwendet.

6.4 Modellierung des Reibkontakts

Für das Motorverhalten ist neben der Statorodynamik der Reibkontakt wesentlich. Dem in Abschnitt 2.3.3 dargestellten Stand der Forschung zufolge genügt für die Beschrei-

⁶Hierzu wurden C und α so gewählt, dass die Summen der Fehlerquadrate von $\ln(|\underline{y}_{11}|)$ bzw. $\ln(|\underline{y}_{21}|)$ im angegebenen Frequenzbereich minimal sind. Da $|\underline{y}_{11}|$ und $|\underline{y}_{21}|$ in diesem Bereich über mehr als eine Größenordnung schwanken, wird durch die Logarithmierung eine erheblich gleichmäßigere Verteilung des relativen Fehlers als bei Betrachtung der Fehlerquadrate von $|\underline{y}_{11}|$ bzw. $|\underline{y}_{21}|$ erreicht.

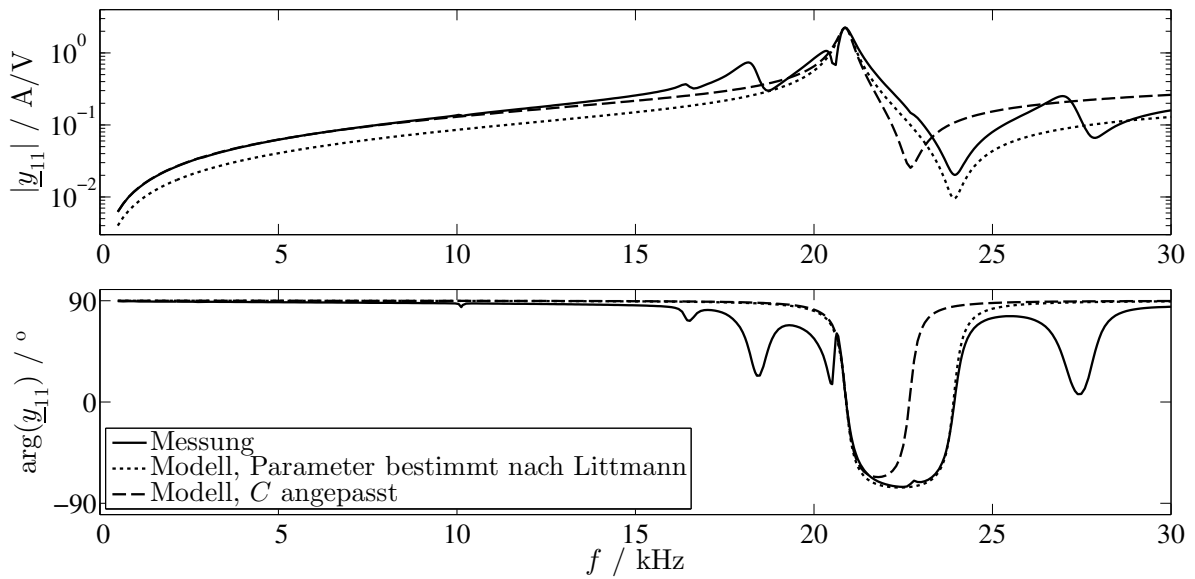


Abbildung 6.10: Kleinsignalfrequenzgang der Kurzschlussingangsadmittanz y_{11} des Stators ohne Schlitten: Messung und Modell

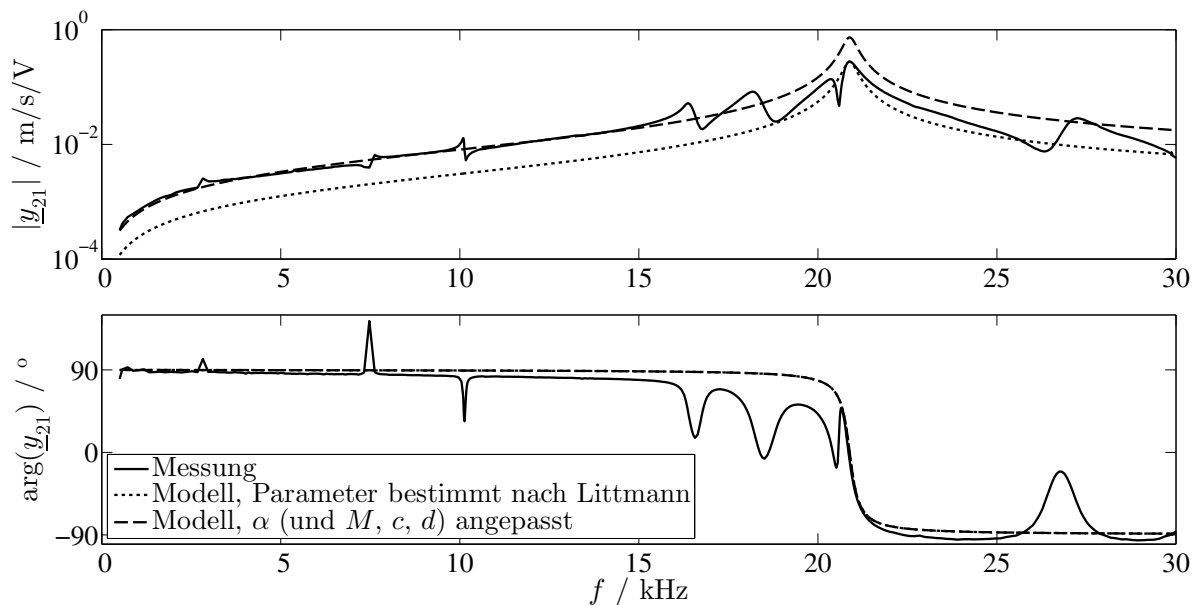


Abbildung 6.11: Kleinsignalfrequenzgang der Kurzschlusskernadmittanz y_{21} des Stators ohne Schlitten: Messung und Modell auf Basis des in Abb. 6.10 gezeigten Modells

bung des Reibkontakts im untersuchten Trägheitsmotor voraussichtlich ein kinetisches Modell. Dabei ist zu klären, ob eine Abhängigkeit des Reibwerts μ_d von der Relativgeschwindigkeit und eine betragsmäßige Unterscheidung zwischen μ_d und dem Haftwert μ_0 abzubilden sind.

Die Messung der Reibkräfte in einem Trägheitsmotor, und damit die Bestimmung der Parameter für ein zur Beschreibung des Reibkontakts verwendetes Modell, ist keine triviale Aufgabe. Bisweilen werden daher Modellrechnungen mit für die jeweilige Materialpaarung aus der Literatur übernommenen Haft- und Reibwerten durchgeführt, wie z. B. von Pohl [277]. Andere Autoren bestimmen diese Koeffizienten am tatsächlichen Motor in Ersatzversuchen, wie z. B. den Haftwert über den Steigungswinkel, ab dem der Schlitten durch die Schwerkraft getrieben gleitet [383, S. 114], oder passen die Modellparameter so an, dass die Modellrechnung zum Ergebnis einer Messung, z. B. einer Sprungantwort, passt [44, S. 60].

Die im Motorbetrieb tatsächlich wirksamen Haft- und Reibwerte sind neben der Materialpaarung von einer Reihe weiterer Parameter, wie z. B. der Normalkraft und dem zeitlichen Verlauf der aufgebrachtten Kraft oder Verschiebung, abhängig, weshalb für die gleiche Reibpaarung bei unterschiedlichen Messbedingungen stark unterschiedliche Werte ermittelt werden können [37]. Die Ermittlung von Haft- und Reibwerten sollte daher immer unter Bedingungen erfolgen, die den späteren Einsatzbedingungen des Reibkontakts möglichst ähnlich sind [27].

Der Reibkontakt in Trägheitsmotoren ist wesentlich dadurch gekennzeichnet, dass zahlreiche schnelle Richtungswechsel der Tangentialkraft bei Relativverschiebungen von jeweils maximal einigen Mikrometern auftreten. Diese Aspekte müssen bei der Konzipierung der Identifikationsversuche berücksichtigt werden. Zwei weitere Faktoren, die Dauer der Haftphase und mehr noch die in vielen Versuchen damit zusammenhängende Anstiegsgeschwindigkeit der Tangentialkraft, haben einen Einfluss auf den beobachteten Haftwert μ_0 [168; 293] und unterscheiden sich im Trägheitsmotorbetrieb bisweilen um mehrere Größenordnungen von den in üblichen Identifikationsversuchen auftretenden Werten.

Der beobachtete Einfluss der Dauer der Haftphase variiert in der Literatur stark, bisweilen ist er nicht beobachtbar [293], wenn er von anderen Einflussfaktoren unabhängig untersucht wird. Im stationären Betrieb des untersuchten Trägheitsmotors, der bei Frequenzen oberhalb von 0,5 kHz arbeitet, liegt die Dauer der Haftphase in der Größenordnung von 10^{-3} s und darunter. Bei derart kurzen Haftzeiten kann nach Richardson und Nolle [293] angenommen werden, dass μ_0 unabhängig von der Dauer der Haftphase ist. Es ist jedoch wichtig, dass der für die Motormodellierung genutzte konstante Wert bei ähnlich niedriger Haftdauer gemessen wird. Beim Anlaufen eines Trägheitsmotors nach dem Stillstand ist die Dauer des Haftens um Größenordnungen höher. Der beobachtete Haftwert ist dann höher als der Wert im stationären Betrieb, er kann mehr als doppelt so hoch sein [168; 293]. Dieser Effekt wurde auch in Trägheitsmotoren beobachtet [397].

Oberhalb und unterhalb bestimmter Kraftanstiegsraten kann ein konstanter Haftwert angenommen werden [293]. In Versuchen [168; 293] zum Einfluss der Kraftanstiegsrate ist μ_0 von dieser unabhängig, wenn sich die Tangentialkraft innerhalb einer Sekunde mindestens etwa um den Betrag der Normalkraft ändert, bzw. innerhalb kürzerer Zeit um einen entsprechend kleineren Betrag. Im untersuchten Trägheitsmotor ändert sich die Tangentialkraft mindestens um zwei Größenordnungen schneller. Auch wenn sich Material, Geometrie und Kräfte in den von Johannes et al. [168] und Richardson und Nolle

[293] beschriebenen Versuchen deutlich vom untersuchten Trägheitsmotor unterscheiden, kann daher angenommen werden, dass sich der Reibwert im Trägheitsmotor bei veränderten Betriebsbedingungen nicht aufgrund einer Änderung der Kraftanstiegsrate ändert. Zahlreiche Versuche [293, S. 90 und dort angegebene Quellen] deuten darauf hin, dass in diesem Fall außerdem $\mu_0 = \mu_d$, also die Identität von Haft- und Reibwert gilt. Es ist jedoch wichtig, dass μ_0 bei ähnlich hohen Kraftanstiegsraten wie im Trägheitsmotor-Betrieb bestimmt wird.

Auf den folgenden Seiten werden zwei verschiedene Verfahren zur Bestimmung von Reibkräften am montierten Trägheitsmotor gezeigt:

- Die direkte Messung der Reibkräfte mit einem Kraftsensor bei einer kontinuierlichen Verschiebung des Schlittens durch externe Kräfte
- Die Bestimmung der Reibkräfte aus Messungen der Schlittenbewegung bei sinusförmigen Schwingungen der Stange mit unterschiedlicher Amplitude

Anschließend werden die Identifikationsverfahren verglichen. Wesentliches Kriterium ist die Nutzbarkeit ihrer Ergebnisse für die Simulation des Versuchsmotors. Aus den Messergebnissen werden abschließend Parameter für das Motormodell bestimmt.

6.4.1 Direkte Messung der Reibkräfte

Mittels eines geeigneten Aufbaus und eines Kraftsensors kann die Reibkraft direkt gemessen werden. Zur Erzeugung der Relativbewegung zwischen Stange und Schlitten kann der vorhandene piezoelektrische Festkörperaktor genutzt werden [153]. Ein solcher Aufbau erlaubt jedoch nur sehr geringe Verschiebungen, die durch den Hub des verwendeten Aktors begrenzt werden. Dadurch sind auch die ohne störende Eigenschwingungen erreichbaren Relativgeschwindigkeiten sehr gering [153]. Aus diesem Grund wird die Relativverschiebung beim nachfolgend beschriebenen Verfahren durch einen zusätzlichen Aktor mit großem Stellweg erzeugt. Einen anders aufgebauten, aber in seiner Wirkung sehr ähnlichen Aufbau verwenden auch Matsuda und Kaneko [225] zur Bestimmung der Reibwerte in einem Trägheitsmotor.

6.4.1.1 Versuchsaufbau

Abb. 6.12 zeigt den Versuchsaufbau für die Reibkraftmessung. Der piezoelektrische Aktor mit der Antriebsstange steht fest, auf der Antriebsstange sitzt wie im Motorbetrieb der Schlitten. Eine Seite des Kraftsensors ist auf einem von einem Gleichstrommotor angetriebenen Lineartisch befestigt. An der anderen Seite des Sensors ist ein Adapter befestigt, von dessen „Fingern“ jeweils zwei links und rechts vom Schlitten mittig knapp oberhalb und unterhalb der Antriebsstange enden. Wird nun der Kraftsensor vom Lineartisch hin- und hergefahren, wird der Schlitten von den Fingern des Sensoradapters mitgenommen und der Sensor misst die auftretende Kraft. Diese setzt sich aus der Reibkraft und Trägheitskräften von Schlitten und Sensor zusammen. Bei konstanter Verfahrensgeschwindigkeit treten Trägheitskräfte von relevanter Größe jedoch allenfalls auf, wenn die Finger auf den Schlitten stoßen. Um die Härte dieser Stöße und dadurch ausgelöste Schwingungen zu reduzieren, wurde auf jeden Finger des Sensoradapters ein 1 mm dickes Stück Nitrilkautschuk mit ca. $1,5 \times 1,5 \text{ mm}^2$ Fläche geklebt.

An den Gleichstrommotor wird eine konstante Spannung angelegt, der Lineartisch bewegt sich daraufhin mit näherungsweise konstanter Geschwindigkeit. Der Mittelwert diese Ge-

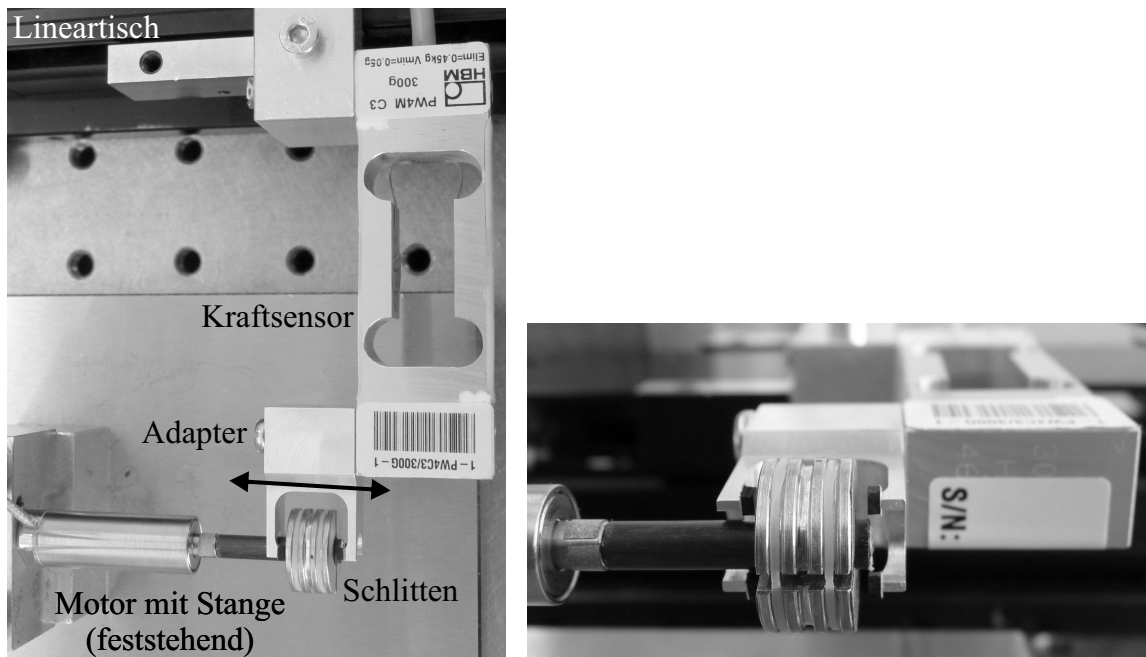


Abbildung 6.12: Versuchsaufbau (mit Versuchsmotor 3) für die direkte Messung der Reibkräfte: links Aufsicht der wesentlichen Komponenten, rechts Detailansicht des Kontakts zwischen Schlitten und Sensoradapter

schwindigkeit liegt abhängig von der Höhe der angelegten Spannung zwischen 0,6 und 8,0 mm/s. Auf diese Weise wird der Schlitten über nahezu den gesamten für den Motorbetrieb relevanten Teil der Antriebsstange geschoben. Mit jeder Geschwindigkeitseinstellung wurde der Schlitten jeweils mindestens dreimal hin- und herbewegt.

Der Kraftsensor ist an ein Messwerterfassungssystem mit integriertem Messverstärker⁷ angeschlossen. Mit einem Laservibrometer⁸ werden Geschwindigkeit und Weg des Schlittens gemessen. Die Steifigkeit des Piezoaktors ist mit 25 N/ μm laut Datenblatt so hoch, dass seine Verformung durch die wirkenden Reibkräfte vernachlässigbar klein ist. Die gemessene Schlittengeschwindigkeit ist also gleich der Relativgeschwindigkeit zwischen Schlitten und Stange. Alle Signale werden mit einem Oszilloskop⁹ aufgezeichnet.

6.4.1.2 Ergebnisse

Abb. 6.13 zeigt den Verlauf der Kraft über der Position des Schlittens für mehrere Zyklen mit unterschiedlicher Verfahrensgeschwindigkeit. Der Verlauf zeigt mehrere Eigenschaften des Reibkontakts:

- Beim Losfahren des Schlittens tritt eine Überhöhung der gemessenen Kraft auf, die bei größerer Geschwindigkeit des Linearschlittens größer ist. Mit der Geschwindigkeit des Linearschlittens steigen sowohl die Geschwindigkeit des Anstiegs der Haftkraft zwischen Stange und Schlitten als auch der Impuls des Sensoradapters beim Zusammenstoß mit dem Schlitten. Der Einfluss der beiden Effekte auf die maximal gemessene Kraft kann mit dem vorliegenden Versuchsaufbau nicht getrennt werden.

⁷HBM MGCplus mit ML55BS6; integrierter Bessel-Tiefpassfilter mit Eckfrequenz 900 Hz

⁸Polytec, Kopf OFV-302, Controller OFV-5000, Decoder VD-06 (Geschwindigkeit), DD-500 (Weg)

⁹Yokogawa DL-716

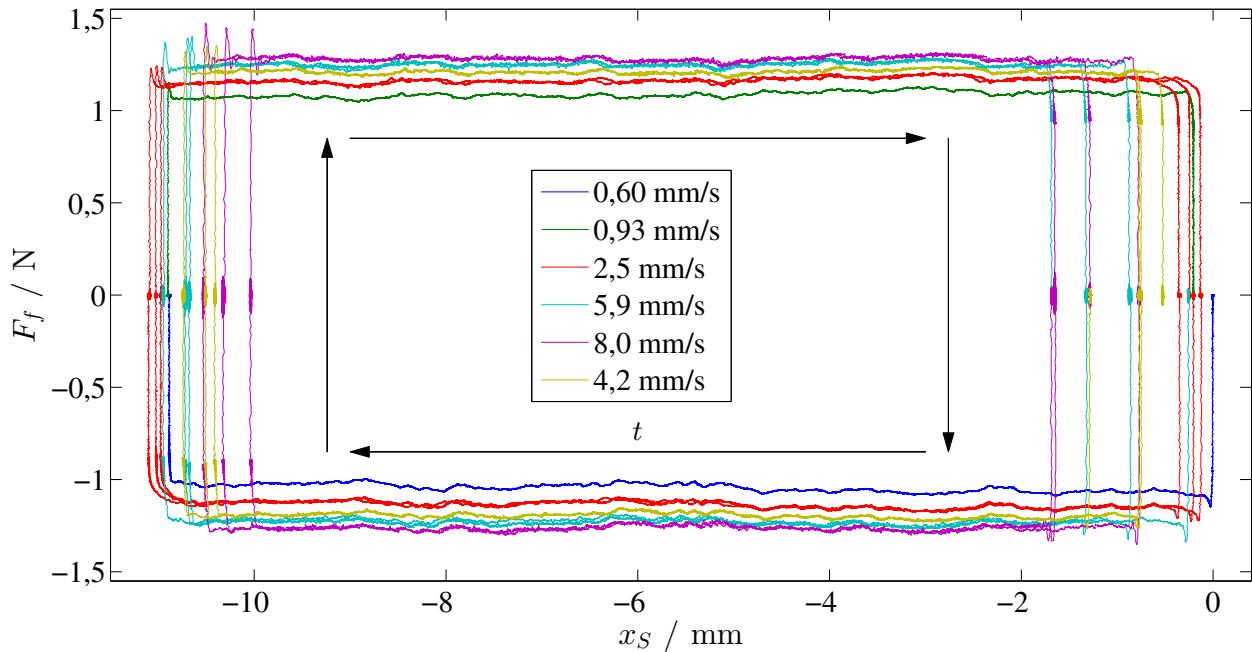


Abbildung 6.13: Verlauf der gemessenen Kraft F_f über der Position des Schlittens x_S über 13 bei unterschiedlicher mittlerer Verfahrgeschwindigkeit mit Abständen von einigen Sekunden direkt nacheinander gemessene Zyklen

- Die Reibkraft ist positionsabhängig. Charakteristische Verläufe, Maxima und Minima treten bei allen Relativgeschwindigkeiten an etwa denselben Stellen auf. Es ist davon auszugehen, dass sie tatsächlich an genau denselben Stellen auftreten und dass die gemessenen Positionsabweichungen durch die prinzipbedingten Ungenauigkeiten der Wegmessung mit Laservibrometern¹⁰ entstanden sind.
- Bei zusätzlicher Betrachtung der Verfahrgeschwindigkeit wird deutlich, dass die Reibkraft geschwindigkeitsabhängig ist – mit steigender Geschwindigkeit steigt auch die gemessene Kraft. Zur Verdeutlichung der Geschwindigkeitsabhängigkeit zeigt Abb. 6.14 für jede Messung die mittlere gemessene Reibkraft über der mittleren Relativgeschwindigkeit.

6.4.1.3 Bestimmung der Tangentialsteifigkeit

Aus den Reibkraftmessungen kann auch die Tangentialsteifigkeit des Reibkontakts bestimmt werden, anhand derer nach Altpeter (vgl. Abschnitt 2.3.3) abgeschätzt werden kann, ob ein Trägheitsmotor mit einem kinetischen Reibmodell simuliert werden kann.

Die Tangentialsteifigkeit wurde als Steigung einer Ausgleichsgerade durch $F_f(x_S)$ vor dem Erreichen der Losbrechkraft F_{f0} bestimmt. Hierzu wurden alle Messungen mit Verfahrgeschwindigkeiten unter 1 mm/s genutzt, da bei kleinen Geschwindigkeiten mögliche Trägheitskräfte, welche die Bestimmung der Steifigkeit stören könnten, am kleinsten sind.

¹⁰Das verwendete Laservibrometer (Polytec OFV-5000 mit Decoder VD-06) bestimmt die Geschwindigkeit des Schlittens, das Wegsignal wird (im Decoder DD-500) durch Integration aus diesem Geschwindigkeitssignal bestimmt. Geringfügige Fehler des Geschwindigkeitssignals wie eine Nullpunktverschiebung oder Rauschen können durch die Integration zu signifikanten Fehlern des Wegsignals führen.

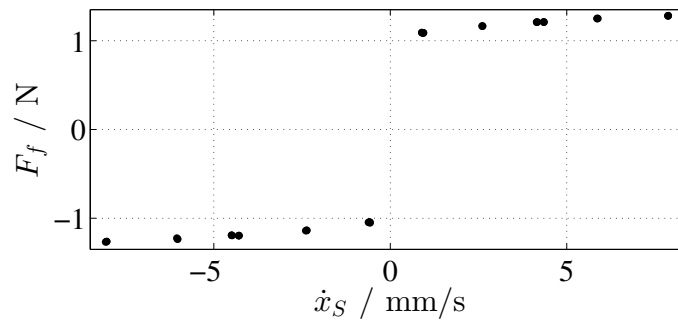


Abbildung 6.14: Mittlere gemessene Reibkraft F_f über dem Mittelwert der jeweiligen Relativgeschwindigkeit \dot{x}_S über 20 bei unterschiedlicher Verfahrensgeschwindigkeit gemessene Zyklen. Für die Berechnung wurde der Bereich der Richtungswechsel ausgenommen.

Der Mittelwert der ermittelten Werte beträgt $1,9 \text{ N}/\mu\text{m}$, bei einer aufgrund des Rauschens des Wegsignals großen empirischen Standardabweichung von $2,4 \text{ N}/\mu\text{m}$. Bei einer Losbrechkraft von $F_{f0} = 1,01 \text{ N}$ ergibt sich daraus nach Gl. (2.1) die „charakteristische Verschiebung“ $s_{\text{char}} = 0,53 \mu\text{m}$. Der maximale Aktorhub beträgt $15 \mu\text{m}$, allerdings können im Motorbetrieb die Relativverschiebungen zwischen Stange und Schlitten zwischen den einzelnen Vorzeichenwechseln der Relativgeschwindigkeit deutlich geringer ausfallen als dieser Wert. Die Eignung eines kinetischen Reibmodells für die Beschreibung der Motorbewegung ist nach Altpeter demnach abhängig vom jeweiligen Ansteuerungssignal, insbesondere bei Signalen mit wenigen Harmonischen und entsprechend hohen Wegamplituden aber voraussichtlich gegeben.

6.4.2 Reibkraftbestimmung aus der Schlittenbewegung bei Sinusanregung

Eine zweite Möglichkeit zur Reibkraftbestimmung bietet die Beobachtung der Schlittenbewegung bei Anregung der Stange mit Sinusschwingungen unterschiedlicher Amplitude. Im Folgenden wird zunächst das Prinzip dieser Messmethode dargestellt und anhand einer Simulation erläutert. Anschließend wird die Messmethode auf den Versuchsmotor angewendet.

6.4.2.1 Prinzip und theoretische Betrachtung

Für die Untersuchung wird der Motoraufbau mechanisch nicht verändert. Die Stange wird zu sinusförmigen Schwingungen angeregt und die Bewegung des Schlittens im stationären Zustand wird beobachtet. Der Versuchsaufbau ähnelt damit dem von Sextro [313, S. 66–80] zur Bestimmung der tangentialen Kontaktsteifigkeit und des Reibwerts zwischen einem Reibelement mit zylindrischer Oberfläche und den Fußplatten von Turbinenschaufeln verwendeten Aufbau. Im Unterschied zu Sextros Aufbau wird im verwendeten Trägheitsmotor anstelle einer Kraft ein sinusförmiger Weg aufgeprägt und der Schlitten ist im Gegensatz zu den Turbinenschaufeln frei beweglich.

Unter den in Abschnitt 3.1 eingeführten Annahmen (Starrkörper, Coulombsche Reibung) ergeben sich in Abhängigkeit der Schwingamplitude und -frequenz drei prinzipiell unterschiedliche Geschwindigkeitsverläufe des Schlittens, die in Abb. 6.15 beispielhaft darge-

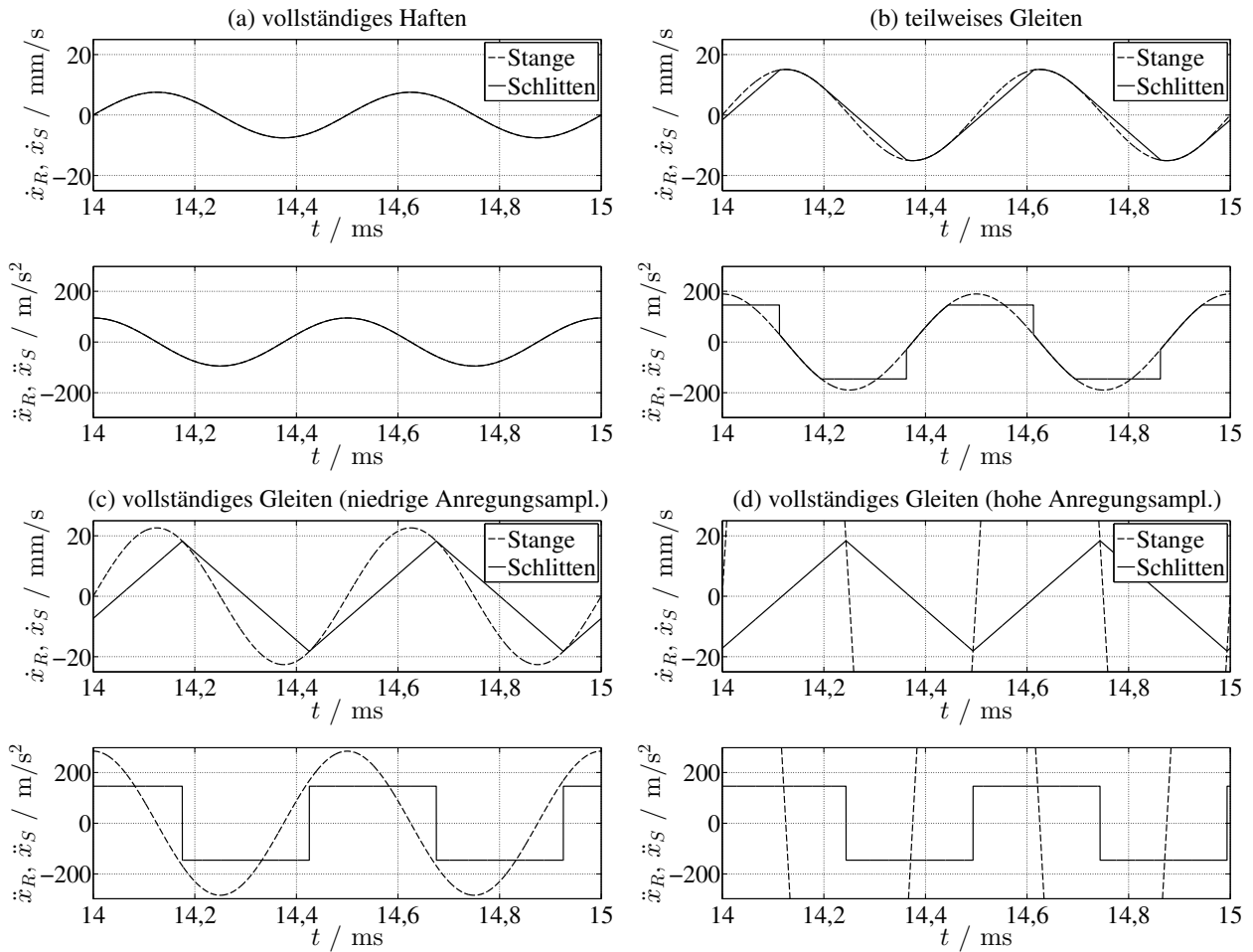


Abbildung 6.15: Prinzipiell mögliche Verläufe von Geschwindigkeit und Beschleunigung von Stange und Schlitten bei sinusförmiger Anregung der Stange im stationären Zustand; simuliert mit einer Anregungsfrequenz von 2000 Hz und Wegamplituden von 0,6, 1,2, 1,8 und 18 μm

stellt sind: Der Schlitten kann durchgängig an der Stange haften wie in Abb. 6.15(a), für Teile jeder Periode losbrechen und gleiten wie in Abb. 6.15(b) oder durchgängig gleiten wie in Abb. 6.15(c) und (d). Dabei entspricht – bei konstanter Anregungsfrequenz – die Schlittengeschwindigkeit im ersten Fall einem Sinus- und im letzten Fall einem Dreieckssignal. Diese Veränderungen des Verlaufs von Schlittengeschwindigkeit und -beschleunigung bieten verschiedene Möglichkeiten zur Bestimmung der auftretenden Reibkräfte.

Zur Erläuterung dieser Möglichkeiten zeigt Abb. 6.16 verschiedene charakteristische Größen der Schlittenbewegung, die anhand einer numerischen Simulation der Schlittenbewegung bei sinusförmiger Bewegung der Stange mit dem in Anhang A.5 beschriebenen Festschritt-Algorithmus bestimmt wurden. Das simulierte System ist zu Beginn in Ruhe und wird mit 100 Perioden des Signals $x_R(t) = \hat{x}_R/2 \cdot (1 - \cos(\omega t))$ angeregt. Alle Simulationen wurden unter Verwendung der in Tabelle 3.1 angegebenen Parameter mit der gleichen Frequenz $f = \omega/2\pi = 2000$ Hz, aber mit unterschiedlicher Amplitude \hat{x}_R durchgeführt. Alle Größen sind über dem Effektivwert der Stangengeschwindigkeit $v_{R,\text{eff}}$ als Maß für die Anregungsamplitude aufgetragen.

Abb. 6.16(a) zeigt den Effektivwert der Schlittengeschwindigkeit $v_{S,\text{eff}}$, Abb. 6.16(b) den

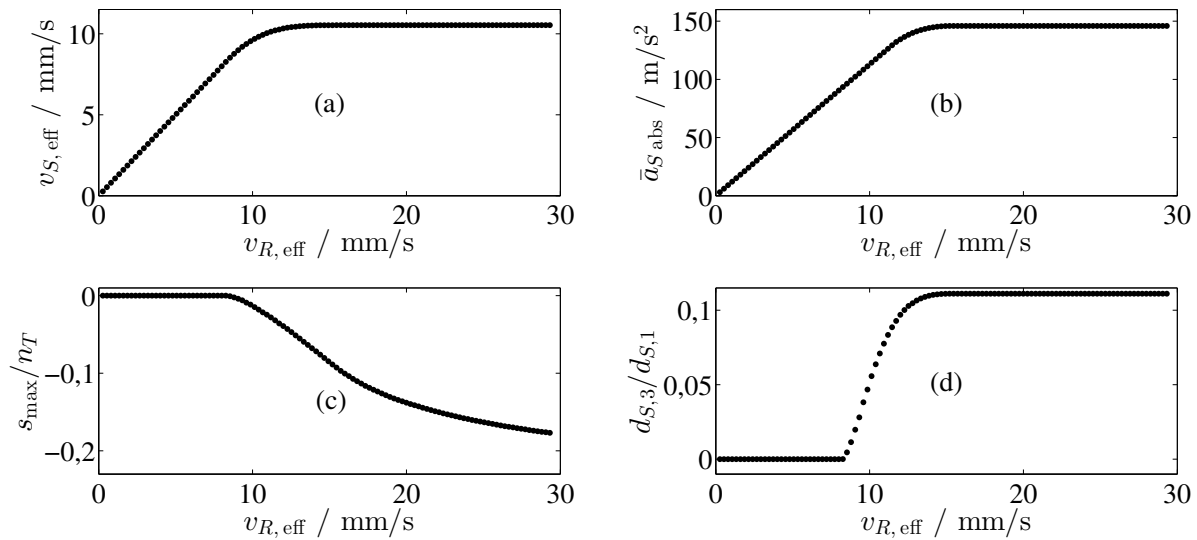


Abbildung 6.16: Verlauf verschiedener zur Reibkraftbestimmung geeigneter charakteristischer Größen der Schlittenbewegung bei sinusförmiger Stangenbewegung mit 2000 Hz mit unterschiedlicher Amplitude (Simulationsergebnisse)

mittleren Betrag $\bar{a}_{S,abs}$ der Schlittenbeschleunigung. Beide steigen zunächst linear mit steigender Anregungsamplitude (Haftbereich), dann langsamer (Übergangsbereich) und schließlich nicht mehr (Gleitbereich).

Mit der in Diskretisierungspunkten gemessenen zeitlichen Verschiebung s der Geschwindigkeitsverläufe $\dot{x}_R(t)$ und $\dot{x}_S(t)$ von Stange und Schlitten erreicht die Korrelationsfunktion¹¹ $K_{\dot{x}_R\dot{x}_S,biased}(s)$ ihr Maximum bei $s = s_{max}$, wenn die beiden Geschwindigkeitsverläufe durch die Verschiebung phasengleich sind. Abb. 6.16(c) zeigt die auf die Anzahl n_T der Diskretisierungspunkte pro Periode bezogene Verschiebung s_{max}/n_T . Bei niedrigen Amplituden (Haftbereich) ist die sinusförmige Schlittengeschwindigkeit in Phase mit der Stangengeschwindigkeit, s_{max} ist null. Bei hohen Amplituden (Gleitbereich) ist die dreieckige Schlittengeschwindigkeit – vgl. Abb. 6.15(c), (d) – phasenverschoben zur Stangengeschwindigkeit.

Abb. 6.16(d) zeigt als Ergebnis einer diskreten Fouriertransformation (DFT) die Amplitude $d_{S,3}$ der 3. Harmonischen der Schlittengeschwindigkeit, bezogen auf die Amplitude $d_{S,1}$ der 1. Harmonischen (Grundschiwingung). Je ähnlicher der Verlauf der Schlittengeschwindigkeit einem Dreieckssignal wird, desto mehr verändert sich das Frequenzspektrum der Schlittengeschwindigkeit von monofrequent (Haftbereich) zum typischen Frequenzspektrum eines Dreieckssignals (Gleitbereich). Bei diesem treten nur ungerade Harmonische auf und die Amplituden $d_{S,n}$ der Harmonischen fallen mit $1/n^2$ [19, S. 538]. Beim Dreieckssignal gilt also für die Amplitude $d_{S,3}$ der ersten auftretenden Höherharmonischen: $d_{S,3} = 1/9 d_{S,1} = 0,1 \bar{d}_{S,1}$. Im Übergangsbereich steigt die Amplitude $d_{S,3}$ von null bis auf diesen Wert.

Zur Ermittlung des Haftwerts μ_0 und des Reibwerts μ_d dienen die damit über die Bewegungsgleichung (3.2) des Schlittens verknüpften Losbrech- und die Gleitbeschleunigung

¹¹Die Korrelationsfunktion ist ein Maß für die Gleichförmigkeit und die Gleichzeitigkeit von zwei Signalen [110, S. 51]. In Anhang A.8 wird sie zusammen mit einem Beispiel, das ihre Nutzung zur Bestimmung der Phasenverschiebung zwischen zwei Signalen zeigt, näher erläutert.

gen. Zur Bestimmung dieser Beschleunigungen aus den in Abb. 6.16 gezeigten Größen bestehen jeweils mindestens zwei verschiedene Möglichkeiten:

Bestimmung der Losbrechbeschleunigung Anhand des kleinsten $v_{R,\text{eff}}$ mit $d_{S,3} > 0$ kann aus Abb. 6.16(d) sehr gut der Beginn des Übergangsbereichs abgelesen werden. Alternativ kann er anhand des kleinsten $v_{R,\text{eff}}$ mit $s_{\text{max}}/n_T < 0$ aus Abb. 6.16(c) bestimmt werden. Er kann auch aus Abb. 6.16(a) oder (b) abgelesen werden, seine genaue Bestimmung ist hier wegen der stetigen Verläufe von Schlittengeschwindigkeit und -beschleunigung jedoch schwieriger. Die Schwingungsbreite der sinusförmig verlaufenden Stangengeschwindigkeit wird aus dem abgelesenen Effektivwert berechnet als $\hat{v}_R = 2\sqrt{2}v_{R,\text{eff}}$. Daraus wird – vgl. Gl. (4.2) und (4.3) mit $k = 1$ – die Amplitude (Scheitelwert) $\hat{a}_R/2$ der Stangenbeschleunigung berechnet. Am betrachteten Beginn des Übergangsbereichs entspricht diese der zu ermittelnden Losbrechbeschleunigung $a_0 = a_0^+ = -a_0^-$:

$$a_0 = \hat{a}_R/2 = \omega\hat{v}_R/2 = \sqrt{2}\pi f v_{R,\text{eff}} \quad (6.3)$$

Bestimmung der Gleitbeschleunigung Der mittlere Betrag der Schlittenbeschleunigung im Gleitbereich kann aus Abb. 6.16(b) abgelesen werden. Alternativ kann er wie folgt aus dem aus Abb. 6.16(a) abzulesenden Effektivwert der Schlittengeschwindigkeit im Gleitbereich bestimmt werden: Für eine im Gleitbereich dreieckförmige Schlittengeschwindigkeit berechnet sich die Schwingungsbreite aus dem Effektivwert als $\hat{v}_S = 2\sqrt{3}v_{S,\text{eff}}$. Innerhalb einer Periode steigt die Schlittengeschwindigkeit von $-\hat{v}_S/2$ auf $\hat{v}_S/2$ und fällt wieder zurück auf $-\hat{v}_S/2$, vgl. beispielsweise Abb. 6.15(c) und (d) mit $\hat{v}_S = 18,2$ mm/s. Der allgemeine Fall einer dreieckförmig verlaufenden Schlittengeschwindigkeit ist in Abb. 4.5 dargestellt. Da im untersuchten Fall für die positive und negative Gleitbeschleunigung $a_d^+ = -a_d^-$ gilt, geschehen Anstieg und Abfall der Schlittengeschwindigkeit um \hat{v}_S jeweils in einer halben Periode. Es gilt daher

$$\hat{v}_S = a_d^+ \cdot \frac{T}{2}, \quad (6.4)$$

woraus die Gleitbeschleunigung berechnet werden kann als

$$a_d^+ = \frac{2 \cdot \hat{v}_S}{T} = \frac{4\sqrt{3} \cdot \hat{v}_{S,\text{eff}}}{T}. \quad (6.5)$$

6.4.2.2 Versuchsaufbau

Im Folgenden wird die Anwendung der vorgestellten Methode auf den realen Versuchsmotor gezeigt. In allen Versuchen wird der mechanisch unveränderte Motor horizontal und ohne externe Last betrieben, d. h. mit $\gamma = 0$ und $F_x(t) = 0$. Der Piezoaktor wird mit der Spannung

$$u(t) = \hat{s}(t) \cdot \hat{u}/2 \cdot (1 - \cos(\omega t)) \quad (6.6)$$

angesteuert. Als Anregungsfrequenz wird $f = \omega/2\pi = 2000$ Hz gewählt, weil bei dieser Frequenz die Schwingung der Stange nur geringfügig von der Position des Schlittens beeinflusst wird, vgl. Abb. 6.9. Die Maximalspannung $\hat{u}(t)$ wird auf 35, 50 oder 90 V eingestellt. Um schnell viele verschiedene Anregungsamplituden zu untersuchen, wird die Anregungsspannung mit dem stufenförmigen Signal $\hat{s}(t)$ moduliert, dessen Verlauf in

Abb. 6.17 gezeigt ist. Jede Stufe von $\hat{s}(t)$ ist 90 Perioden der Sinusschwingung lang und zwischen den Stufen steigt oder sinkt $\hat{s}(t)$ innerhalb von 10 Perioden. Auf diese Weise kann sehr schnell das Verhalten bei unterschiedlichen Anregungsamplituden untersucht werden. Zur Messung der Schlittengeschwindigkeit wird ein Laservibrometer¹² genutzt. Mit einem zweiten Laservibrometer¹³ wird die Geschwindigkeit $\dot{x}_R(t)$ an der Spitze der Stange gemessen.

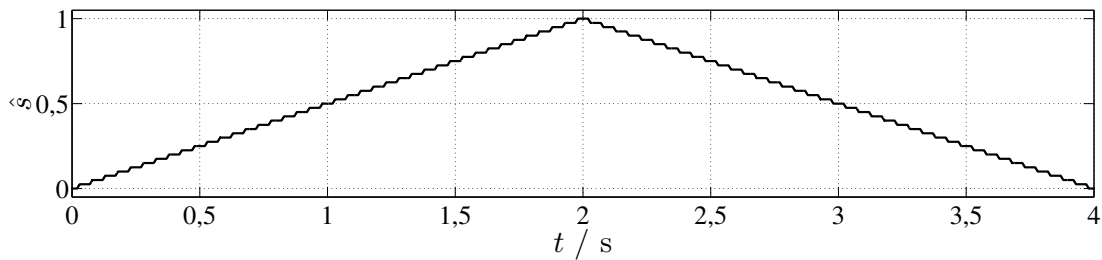


Abbildung 6.17: Stufenfunktion zur Modulation des Anregungssignals für die Versuche zur Reibkraftbestimmung

Die in Abschnitt 6.4.1 beschriebenen Versuche zur direkten Messung der Reibkraft haben gezeigt, dass der Reibwert von der Position des Schlittens auf der Stange abhängig ist. Die Messungen zur Reibkraftbestimmung werden daher mit dem Schlitten in der Nähe des Aktors durchgeführt, da auch in den späteren Betriebsversuchen besonders dieser Bereich untersucht wird.

6.4.2.3 Ergebnisse

Qualitative Betrachtung Abb. 6.18 zeigt als Beispiel die gemessenen Geschwindigkeitsverläufe von Stange und Schlitten bei verschiedenen Anregungsamplituden während einer Messung – die Änderung der Form von $\dot{x}_S(t)$ mit steigender Amplitude und die gleichzeitig steigende Phasenverschiebung sind gut erkennbar.

Für die Auswertung wurden die Perioden 80 bis 89 der Messung jeder Stufe verwendet, im Folgenden als Segmente bezeichnet. Eventuelle Einschwingvorgänge nach der Amplitudenänderung sind in diesen Perioden abgeklungen. Für jedes Segment wurden der Effektivwert der Stangengeschwindigkeit $v_{R,\text{eff}}$ als Maß für die Anregungsamplitude, der Effektivwert der Schlittengeschwindigkeit $v_{S,\text{eff}}$, der mittlere Betrag der Schlittenbeschleunigung $\bar{a}_{S,\text{abs}}$, die durch die Abschätzung der Korrelationsfunktion $K_{\dot{x}_R\dot{x}_S,\text{biased}}(s)$ (s. Anhang A.8) berechnete Phasenverschiebung s_{max}/n_T von Stangen- und Schlittengeschwindigkeit und die auf die Amplitude $d_{S,1}$ der Grundschwingung bezogene Amplitude $d_{S,3}$ der 3. Harmonischen der Schlittengeschwindigkeit bestimmt. Abb. 6.19 zeigt diese vier Kenngrößen für acht direkt nacheinander durchgeführte Messungen, dargestellt über $v_{R,\text{eff}}$. Im Vergleich mit Abb. 6.16 zeigen sich zwei Abweichungen zur Modellrechnung:

- $v_{R,\text{eff}}$ und $\bar{a}_{S,\text{abs}}$ sind in der Messung im Gleitbereich nicht konstant wie in der Modellrechnung, sondern steigen mit $v_{R,\text{eff}}$ näherungsweise linear an. Ein solcher

¹²Polytec OFV-512 an Controller OFV-5000 mit Decoder VD-06

¹³Polytec OFV-302 an Controller OFV-3000 mit Decoder OFV-02

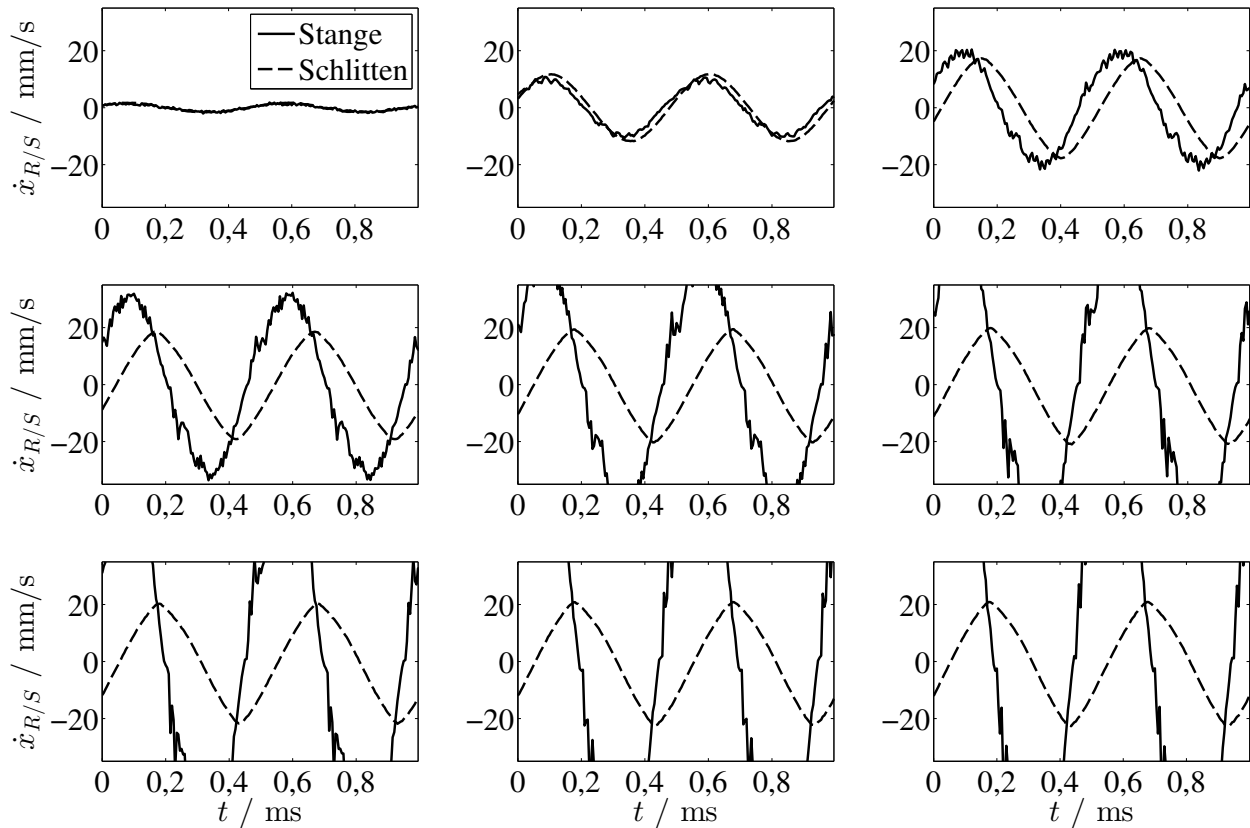


Abbildung 6.18: Gemessene Geschwindigkeitsverläufe von Stange und Schlitten bei sinusförmiger Anregung mit 2000 Hz und von oben links nach unten rechts steigender Anregungsamplitude

Verlauf kann durch einen von der Relativgeschwindigkeit abhängigen Reibwert μ_d oder beispielsweise durch die in den bisherigen Betrachtungen vernachlässigte und in Abschnitt 6.4.4 näher untersuchte tangentielle Nachgiebigkeit des Kontakts erklärt werden.

- In der Modellrechnung ist im Haftbereich $s_{\max}/n_T = 0$ und $d_{S,3}/d_{S,1} = 0$. Die gemessenen Verläufe von $d_{S,3}/d_{S,1}$ liegen jedoch auch im Haftbereich deutlich über 0 und steigen dort annähernd linear mit $v_{R,\text{eff}}$, vgl. Abb. 6.19(d). Eine mögliche Erklärung hierfür ist die aufgrund der Geometrie (Linienkontakt zwischen Zylinder und Ebene) und Rauheit nicht homogene, sondern näherungsweise parabelförmige Druckverteilung im Kontakt zwischen Stange und Schlitten [169; 314]. Am Rand der Kontaktzone liegt nur ein geringer Druck vor, sodass dort bereits bei kleinen Anregungsamplituden Gleiten auftritt, der sogenannte Mikroschlupf. Wenn dieser zu höherharmonischen Anteilen in der Schlittengeschwindigkeit führt, steigt $d_{S,3}/d_{S,1}$. Aufgrund der Symmetrie und des Haftens im Großteil des Kontakts kommt es durch den Mikroschlupf jedoch nicht zu einer Phasenverschiebung zwischen den Geschwindigkeiten von Stange und Schlitten, weshalb dieser Effekt im Verlauf von s_{\max}/n_T nicht beobachtet wird.

Außerdem fällt auf, dass der Verlauf der Kenngrößen nicht für jede Messung identisch ist und bei einigen Messungen bei ansteigender und abfallender Anregungsamplitude unterschiedliche Werte ermittelt werden. Zur Erläuterung dieses Effekts zeigt das untere Diagramm in Abb. 6.20 für jedes ausgewertete Segment von $u(t)$ die mittlere Position

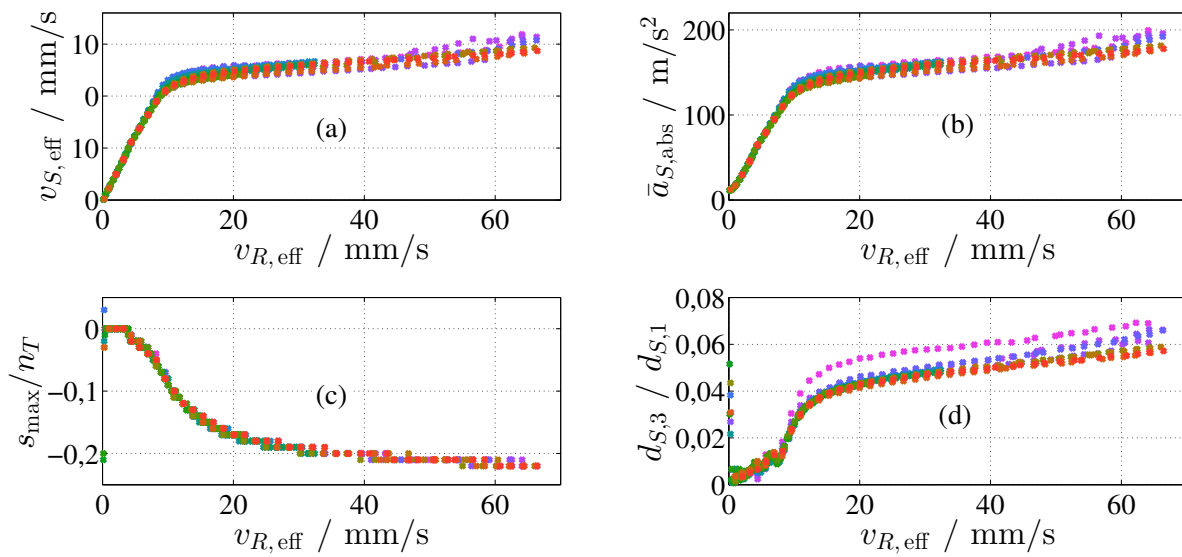


Abbildung 6.19: Verlauf verschiedener zur Reibkraftbestimmung geeigneter charakteristischer Größen der Schlittenbewegung bei sinusförmiger Stangenbewegung mit 2000 Hz mit unterschiedlicher Amplitude (Ergebnisse einer Messreihe, eine Farbe je Flanke der Stufenfunktion $\hat{s}(t)$ – gleicher Farbcode wie Abb. 6.20)

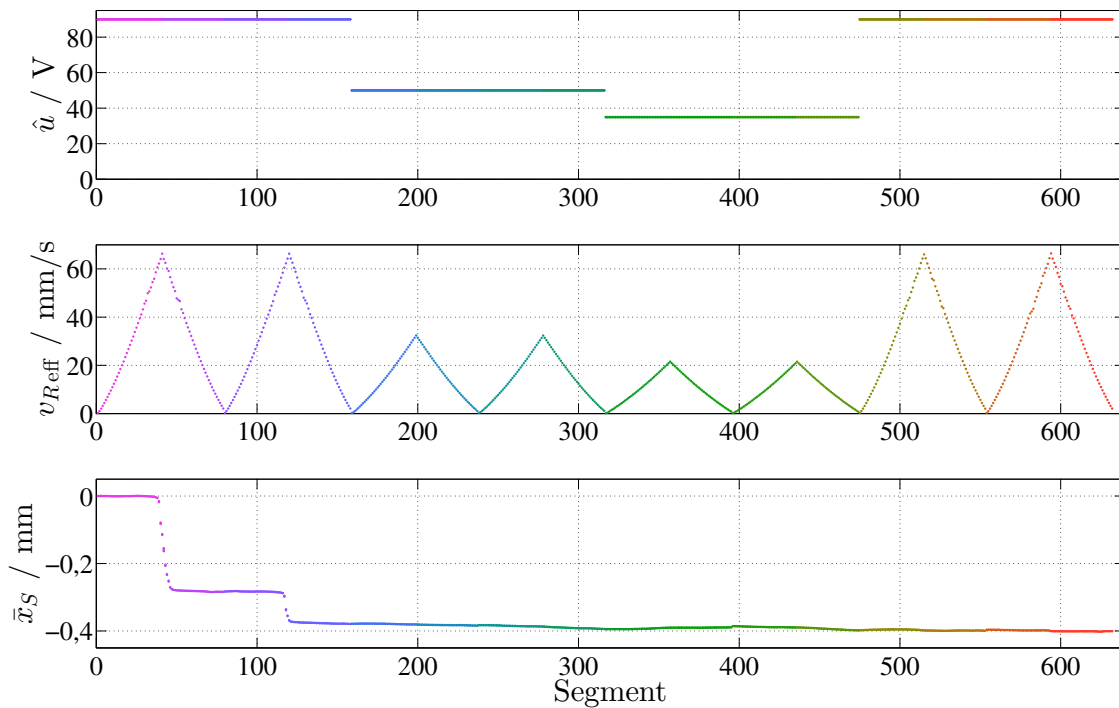


Abbildung 6.20: Maximale Anregungsamplitude \hat{u} , Effektivwert der Stangengeschwindigkeit $v_{R,eff}$ und mittlere Position des Schlittens \bar{x}_S für alle ausgewerteten Segmente einer Messreihe (gleicher Farbcode wie Abb. 6.19)

des Schlittens auf der Stange \bar{x}_S . Die Position des Schlittens auf der Stange verändert sich während der Messungen: Kleine Verschiebungen des Schlittens treten bei jeder Messung auf, bei einigen Messungen sind sie aber deutlich größer und liegen z. B. bei den in Abb. 6.20 gezeigten Messungen bei etwa 0,1 und 0,3 mm, in anderen Einzelfällen sogar über 1 mm. Diese Verschiebungen treten scheinbar zufällig auf und sind, da sie von Faktoren wie der exakten Position des Schlittens auf der Stange in Längs- und Umfangsrichtung abhängen, nicht reproduzierbar. Solche Bewegungen können aus lokal unterschiedlichen Reibwerten oder aus dem transienten Einschwingverhalten resultieren, das z. B. im Motor von Matsuda und Kaneko [225] zum Vortrieb genutzt wurde. Wie Abb. 6.20 zeigt, treten große Verschiebungen von \bar{x}_S bevorzugt bei großen Schwingungsamplituden der Stange auf, große Schwingungsamplituden führen jedoch nicht zwangsläufig zu großen Verschiebungen. Offenbar ist die Verschiebung von \bar{x}_S ebenso wie der Reibwert positionenabhängig.

Unabhängig von ihrer Ursache können die Verschiebungen, wie die in Abschnitt 6.4.1.2 dokumentierten Ergebnisse der direkten Reibkraftmessung zeigen, eine deutliche Veränderung des wirksamen Reibwerts bewirken. Bei großen Schlittenverschiebungen in einem Segment kann außerdem nicht mehr, wie für die Auswertung erforderlich, von einem näherungsweise sinus- oder dreieckförmigen Verlauf der Schlittengeschwindigkeit $\dot{x}_S(t)$ mit dem Mittelwert 0 ausgegangen werden. Werte wie die mittlere absolute Beschleunigung $\bar{a}_{S,\text{abs}}$ verlieren in diesem Fall ihre Aussagekraft. Messungen, bei denen große Schlittenverschiebungen auftreten, sind daher für die Reibkraftbestimmung unbrauchbar.

Quantitative Auswertung Für die Bestimmung der Reibwerte wurden aus den oben beschriebenen Gründen alle Messungen mit Schlittenverschiebungen von über 0,1 mm in einem Segment verworfen. Genutzt wurden vier Messreihen mit je 5 bis 11 direkt aufeinander folgend, also ohne Neupositionierung des Schlittens, durchgeführten Messungen und 16 Einzelmessungen. Insgesamt wurden 46 Messungen mit jeweils 79 Segmenten ausgewertet.

Zur Ermittlung des Effektivwerts der Schlittengeschwindigkeit $v_{S,\text{eff}}$ und des mittleren Betrags der Schlittenbeschleunigung $\bar{a}_{S,\text{abs}}$ wurden all diese Messungen zusammen ausgewertet: Die Verläufe von $\bar{a}_{S,\text{abs}}$ und $v_{S,\text{eff}}$ (und der mit Gl. (6.5) daraus berechenbaren Gleitbeschleunigung a_d^+) können im Haft- wie im Gleitbereich durch Geraden approximiert werden. In beiden Fällen hat die Ausgleichsgerade eine deutliche Steigung, was wie bereits erwähnt auf eine Abhängigkeit des Reibwerts von der Relativgeschwindigkeit oder eine nicht zu vernachlässigende Tangentialsteifigkeit des Reibkontakts hinweist. Die mittlere absolute Relativgeschwindigkeit $\bar{v}_{r,\text{abs}}$ bei jeder Messung kann unter der Annahme eines sinusförmigen Verlaufs von $\dot{x}_R(t)$ und eines dreieckigen Verlaufs von $\dot{x}_S(t)$ aus $v_{R,\text{eff}}$ und $v_{S,\text{eff}}$ berechnet werden. Die direkte Bestimmung der mittleren absoluten Relativgeschwindigkeit $\bar{v}_{r,\text{abs}}$ aus den Zeitverläufen von $\dot{x}_R(t)$ und $\dot{x}_S(t)$ liefert auch bei nicht sinusförmigen bzw. dreieckigen Signalen gute Ergebnisse und wird daher im Folgenden verwendet.

Bezüglich der relativen Zeitverschiebung s_{max}/n_T und der relativen Amplitude der 3. Harmonischen der Schlittengeschwindigkeit $d_{S,3}/d_{S,1}$ wurden die vier Messreihen einzeln ausgewertet, da eine gemeinsame Auswertung aller Messungen eine ausreichend genaue Bestimmung des Knicks im Verlauf der Kenngrößen unmöglich macht. Unabhängig vom auf S. 118 diskutierten Verlauf im Haftbereich können die Verläufe beider Kenngrößen im

Übergangs- und Gleitbereich gut mit Potenzfunktionen der Form

$$f(v_{R,\text{eff}}) = k_1 + k_2 \cdot (v_{R,\text{eff}})^{k_3} \quad (6.7)$$

approximiert werden, worin $f(v_{R,\text{eff}}) = s_{\text{max}}/n_T$ bzw. $f(v_{R,\text{eff}}) = d_{S,3}/d_{S,1}$. Aus den Schnittpunkten dieser Funktionen mit $f(v_{R,\text{eff}}) = 0$ wird der Beginn des Übergangsbereichs bestimmt, aus dem mit Gl. (6.3) die Losbrechbeschleunigung berechnet wird. Über alle ausgewerteten Messungen ergibt sich so eine mittlere Losbrechkraft von 0,844 N.

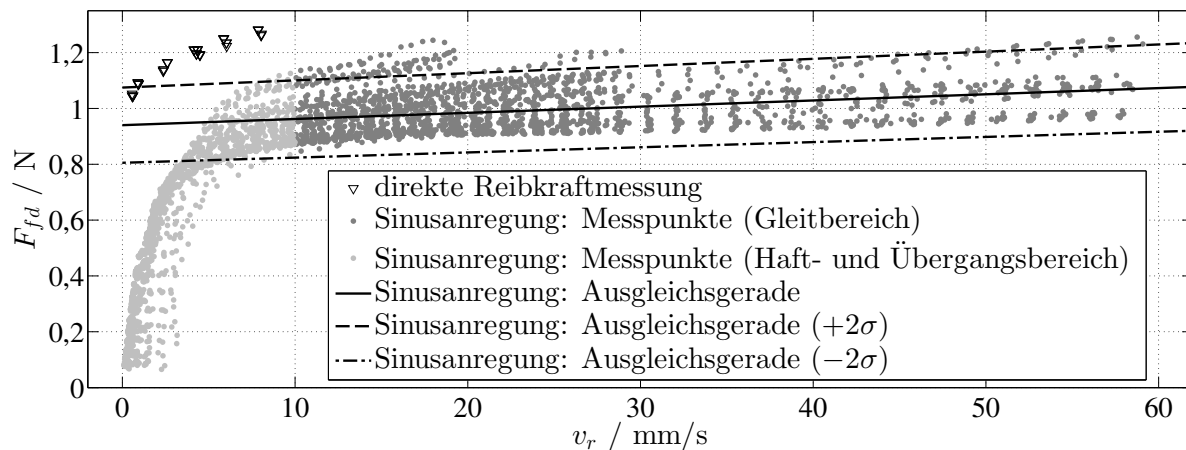


Abbildung 6.21: Mit verschiedenen Methoden bestimmte Reibkraft F_{fd} , aufgetragen über der Relativgeschwindigkeit v_r , sowie für die Modellrechnung verwendete Ausgleichsgeraden

6.4.3 Vergleich der Identifikationsverfahren und Auswertung

Abb. 6.21 zeigt die mit den beiden untersuchten Verfahren ermittelten Reibkräfte. Hierzu wurden ggf. gemessene Beschleunigungen \ddot{x}_S über $F_f = m_S \ddot{x}_S$ mit $m_S = 6,92$ g in Kräfte umgerechnet. Diese Darstellung zeigt:

- Die direkt gemessenen Reibkräfte sind deutlich höher als die mit Sinusanregung indirekt bestimmten.
- Die Ergebnisse der direkten Reibkraftmessung sind sehr gut reproduzierbar, die Streuung der Messpunkte aus der Sinusanregung ist dagegen relativ hoch.
- Mit beiden Messverfahren ist ein Anstieg der Reibkraft mit steigender Relativgeschwindigkeit zu beobachten. Gleichzeitig ist die mittlere gemessene Reibkraft beim Verfahren mit der niedrigeren mittleren Relativgeschwindigkeit (direkte Reibkraftmessung) höher als beim Verfahren mit der höheren mittleren Relativgeschwindigkeit (Sinusanregung). Dieser vermeintliche Widerspruch zeigt, dass offenbar nicht nur die absolute Relativgeschwindigkeit, sondern auch Parameter wie die Größe der

Gleitstrecke und die Dauer des Gleitens relevant für den Reibwert sind. Dies bestätigt die Prämisse, dass die Ermittlung von Haft- und Reibwerten möglichst unter Bedingungen erfolgen sollte, die den späteren Einsatzbedingungen des Reibkontakts möglichst ähnlich sind [27].

Wesentliches Maß für die Nutzbarkeit der Ergebnisse für die Simulation des Versuchsmotors ist daher die Ähnlichkeit der Bedingungen bei Messung und Motorbetrieb. Bei der direkten Reibkraftmessung sind wichtige Parameter anders als im Betrieb: Die Relativgeschwindigkeit ist über einen großen Weg annähernd konstant, während sie sich im realen Betrieb ständig ändert und jeweils nur für einen sehr kleinen Weg das gleiche Vorzeichen hat. Haftdauer und Kraftanstiegsrate unterscheiden sich erheblich vom Trägheitsmotorbetrieb. Die mittlere Relativgeschwindigkeit im Motorbetrieb ist außerdem deutlich höher als die maximal mit dem Aufbau zur direkten Reibkraftmessung erreichbare Relativgeschwindigkeit.

Bei der Reibwertidentifikation aus der Schlittenbewegung bei Sinusanregung liegen die Versuchsbedingungen bezüglich Hüben, Relativgeschwindigkeiten, Haftdauern und Beschleunigungen jedoch sehr nah am Motorbetrieb, wodurch die Übertragbarkeit der Ergebnisse deutlich besser ist. Trotz der im Vergleich zur direkten Reibkraftmessung höheren Streuung der Ergebnisse werden daher für die Simulation des Trägheitsmotors die Reibkräfte allein aus den Versuchen mit Sinusanregung bestimmt.

Bei mittleren absoluten Relativgeschwindigkeiten oberhalb von 10 mm/s treten in den Versuchen keine signifikanten Haftphasen auf. Für die Bestimmung des Reibwerts wird daher dieser Relativgeschwindigkeitsbereich ausgewertet. Um Geschwindigkeitsbereiche mit vielen Messpunkten nicht übermäßig zu gewichten, werden hierzu zunächst jeweils alle Messungen in einem Relativgeschwindigkeitsbereich von 1 mm/s zu einem Mittelwert zusammengefasst. Anschließend wird eine Ausgleichsgerade durch die so bestimmten Mittelwerte gelegt. Diese wird durch die Funktion

$$F_{fd}(v_r) = 0,940 \text{ N} + 2,213 \text{ Ns/m} \cdot v_r \quad (6.8)$$

beschrieben. Wird vor der Berechnung der Ausgleichsgerade zu den Mittelwerten das Zweifache der jeweiligen empirischen Standardabweichung σ addiert oder von diesen subtrahiert, ergeben sich die Ausgleichsgeraden

$$F_{fd}^{+2\sigma}(v_r) = 1,075 \text{ N} + 2,569 \text{ Ns/m} \cdot v_r, \quad (6.9)$$

$$F_{fd}^{-2\sigma}(v_r) = 0,805 \text{ N} + 1,856 \text{ Ns/m} \cdot v_r. \quad (6.10)$$

In Abb. 6.21 sind diese drei Ausgleichsgeraden eingezeichnet.

Die in den Versuchen mit Sinusanregung ermittelte Losbrechkraft liegt mit 0,844 N unterhalb des Werts der Ausgleichsgeraden (6.8) und (6.9) für $v_r = 0$. Tatsächlich sollte die Losbrechkraft jedoch mindestens so hoch sein wie die Reibkraft. Daher wird für die Losbrechkraft im Folgenden der Wert der genutzten Ausgleichsgerade bei $v_r = 0$ eingesetzt. Dass die gemessene Losbrechkraft nicht höher als die gemessene Reibkraft ist, passt zur in Abschnitt 6.4 beschriebenen Beobachtung, dass bei großer Kraftanstiegsrate oft $\mu_0 = \mu_d$ gilt.

Wird statt einer Ausgleichsgeraden der Mittelwert der Messungen bestimmt, beträgt dieser 1,01 N. Dieser Wert wird für alle Rechnungen mit konstantem Reibwert verwendet, z. B. für die Beispielrechnungen in den Kapiteln 3 und 4.

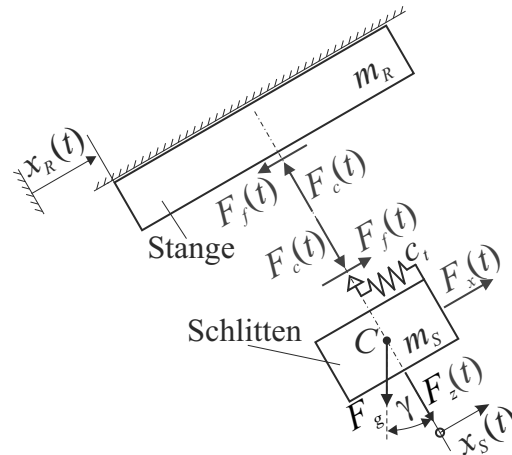


Abbildung 6.22: Mechanisches Ersatzmodell von Antriebsstange und Schlitten mit Feder c_t zur Abbildung der tangentialen Nachgiebigkeit des Reibkontakts

6.4.4 Einfluss der tangentialen Nachgiebigkeit im Reibkontakt

In den bisherigen Betrachtungen wurde die tangentialen Nachgiebigkeit des Reibkontakts vernachlässigt, da nach dem Stand der Forschung davon auszugehen ist, dass dies für die Beschreibung des untersuchten Trägheitsmotors zulässig ist. Nach Altpeter [4] hängt die Zulässigkeit dieser Vernachlässigung insbesondere von der Tangentialsteifigkeit c_t des Reibkontakts ab, vgl. Abschnitt 2.3.3.

In ihrer einfachsten Form kann eine tangentialen Nachgiebigkeit wie in Abb. 6.22 gezeigt als masselose Feder in das Motormodell (Abb. 3.2) integriert werden [109, S. 31–34]. Dabei handelt es sich um eine auf die tangentialen Nachgiebigkeit reduzierte Form des von Sextro [314] genutzten dreidimensionalen Kontaktelements, welches zusätzlich die tangentialen Dämpfung und die normale Nachgiebigkeit und Dämpfung abbildet.

Abb. 6.23 zeigt die auch in Abb. 6.21 dargestellten Messpunkte sowie Simulationsergebnisse, die mit konstanten Losbrech- und Gleitbeschleunigungen a_0 und a_d und unterschiedlicher Tangentialsteifigkeit c_t mit dem in Abb. 6.22 gezeigten Modell berechnet wurden. Aus den in Abschnitt 6.4.3 bestimmten Tangentialkräften $F_{f0} = F_{fd} = 1,01$ N ergeben sich $a_0 = a_d = 146$ m/s². Mit diesen Werten und der aus den direkten Reibkraftmessungen in Abschnitt 6.4.1.3 bestimmten Tangentialsteifigkeit von $c_t = 1,9$ N/μm liegt die berechnete Schlittenbeschleunigung deutlich unterhalb der Messwerte. Mit größerem c_t und erhöhter Reibkraft wird der gemessene Verlauf besser beschrieben und eine gute qualitative Abbildung des gemessenen Verhaltens erreicht. Die Identifikation der Werte von a_d und c_t , mit denen der gemessene Verlauf am besten beschrieben wird, ist nicht trivial und kann über ein Optimierungsverfahren erfolgen. Neben der schwierigeren Parameterbestimmung für ein solches Reibmodell ist auch die numerische Motorsimulation damit deutlich aufwendiger als mit einem Modell mit konstanter oder nur von der Relativgeschwindigkeit abhängiger Reibkraft.

Die tangentialen Nachgiebigkeit des Kontakts bietet also eine Erklärung für das in den Versuchen mit Sinusanregung beobachtete Verhalten. Dass jedoch auch bei den direkten Reibkraftmessungen ein Anstieg der Reibkraft mit der Relativgeschwindigkeit beobachtet wurde, vgl. Abb. 6.21, kann durch die tangentialen Nachgiebigkeit im Reibkontakt nicht erklärt werden: Bei diesen Messungen liegt eine annähernd konstante Relativgeschwindigkeit vor, wodurch die Tangentialsteifigkeit nur zu Beginn der Bewegung einen Einfluss

hat. Hier liegt somit offenbar eine tatsächliche Relativgeschwindigkeitsabhängigkeit der stationären Reibkraft vor.

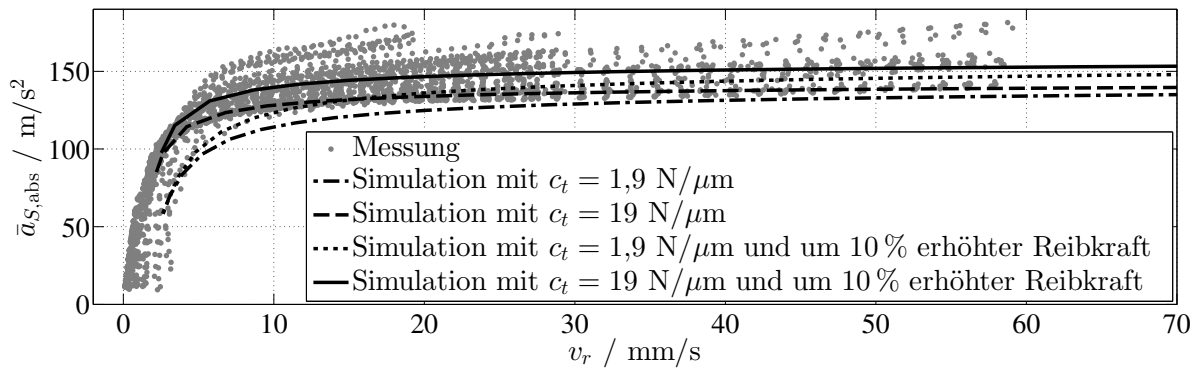


Abbildung 6.23: Mittlere absolute Beschleunigung des Schlittens bei Sinusanregung: Messung (vgl. Abschnitt 6.4.2) und Simulationsergebnis bei unterschiedlicher Tangentialsteifigkeit und konstanter Reibkraft

7 Betrieb des Versuchsmotors

In diesem Kapitel werden Aufbau, Durchführung und Ergebnisse der Versuche zur Validierung der in den Kapiteln 3 und 4 gewonnenen Erkenntnisse beschrieben. Abschließend erfolgt ein Vergleich der Versuchsergebnisse mit Modellrechnungen.

7.1 Versuchsaufbau

7.1.1 Mechanischer Aufbau

Während der Versuche soll der Schlitten einen möglichst großen Weg zurücklegen können, aber weder nach vorn teilweise von der Stange fahren noch nach hinten gegen den Piezoaktor stoßen. Zur Beschränkung der Schlittenbewegung und zur gleichzeitigen Messung der Stellkraft des Motors wurde daher ein Aufbau ähnlich dem für die direkte Messung der Reibkraft verwendeten genutzt. Die „Finger“ des am Kraftsensor¹ montierten Adapters haben einen größeren Abstand von 18 mm voneinander und sind wie bei den Kraftmessungen mit jeweils einem Stück Nitrilkautschuk von 1 mm Dicke beklebt. Bei einer Schlittenlänge von 7 mm ergibt sich so ein Verfahrweg von 9 mm.

Erreicht der Schlitten eines der Enden seines Verfahrbereichs, so fährt er gegen die Nitrilkautschukplättchen. Deren wirksame Steifigkeit² von ca. 13,5 N/mm liegt bereits bei Vernachlässigung der Nachgiebigkeit der dünnen „Finger“ des Adapters deutlich unterhalb der zur zuverlässigen Bestimmung der Stellkraft maximal zulässigen Steifigkeit von 82,7 N/mm, vgl. Abschnitt 4.2.3.1. Auch bei einer möglichen Versteifung des Nitrilkautschuks bei dynamischer Belastung ist ein Anstieg der wirksamen Steifigkeit über den zulässigen Wert nicht zu erwarten.

Abb. 7.1 zeigt den verwendeten Versuchsaufbau. Mit Laservibrometern³ wird die Bewegung an der Stirnseite der Stange und an der oberen Schlittenhälfte gemessen. Mit einem In-Plane-Vibrometer^{4,5} wird gleichzeitig die Bewegung der Stange nah am Aktor gemessen. Prinzipbedingt weisen die Messungen mit dem In-Plane-Vibrometer ein deutlich stärkeres Rauschen auf als Out-of-Plane-Messungen [279, S. 6-1f]. Nach geeigneter

¹HBM PW4C3/300G-1

²Nitrilkautschuk hat einen Elastizitätsmodul von ca. $E = 3 \text{ N/mm}^2$ [228]. Die Plättchen haben eine Stärke von $t_P = 1 \text{ mm}$ und eine Fläche von ca. $A = 1,5 \times 1,5 \text{ mm}^2$. Der Schlitten fährt gleichzeitig gegen zwei dieser Plättchen. Die wirksame Steifigkeit kann damit abgeschätzt werden als $c_L = 2EA/t_P = 13,5 \text{ N/mm}$.

³Stange: Polytec OFV-302 an OFV-3000 mit Decoder OVD-02; Schlitten: Polytec OFV-512 an OFV-5000 mit Decoder VD-06

⁴Polytec, Kopf LSV-060, Decoder OFV-3300-2

⁵Klassische Laservibrometer, auch zur Unterscheidung als „Out-of-Plane-Vibrometer“ bezeichnet, messen die Geschwindigkeit in Richtung des Laserstrahls. In-Plane-Vibrometer verwenden ein anderes Messprinzip mit zwei Laserstrahlen, die in einem festen Winkel zueinander stehen und sich im Messpunkt schneiden. Sie messen die Bewegung senkrecht zur Mittelachse der beiden Strahlen und in der Ebene, in der diese verlaufen, woraus sich ihr Name ableitet.

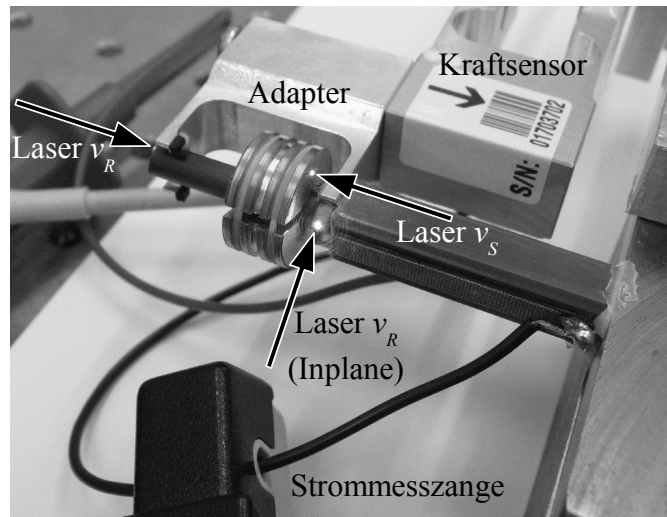


Abbildung 7.1: Versuchsaufbau für die Betriebsmessungen

Filterung zeigt ein Vergleich jedoch sehr ähnliche Geschwindigkeitsverläufe an beiden Enden der Antriebsstange. Die Annahme, dass im Betrieb keine signifikanten Längs-Eigenschwingungen der Stange auftreten (vgl. Abschnitt 3.1), wird dadurch bestätigt. Mit einer Strommesszange wird der in den Aktor fließende elektrische Strom gemessen, mit einem Differenzastkopf wird die am Aktor anliegende Spannung gemessen. Alle Messgrößen werden mit einem Speicheroszilloskop⁶ erfasst.

7.1.2 Elektrisches Ansteuerungssignal

Bei niedrigen Frequenzen erreicht der Aktor bei einer Schwingungsbreite der Spannung von 90 V einen Hub von etwa 15 μm . Dieser Hub soll auch in den Betriebsversuchen bei unterschiedlichen Frequenzen und Signalverläufen gestellt werden. Zur Bestimmung der dafür benötigten elektrischen Anregungssignale wird ausgehend vom jeweiligen Soll-Wegverlauf in zwei Schritten vorgegangen, die einer Dynamikkompensation anhand des diskreten Übertragungsverhaltens mit iterativer Modellanpassung entsprechen, wie sie in den Abschnitten 6.2.1 und 6.2.3 beschrieben ist:

Im ersten Schritt wird anhand des in Abb. 6.9 dargestellten Großsignalfrequenzgangs und eines zusätzlichen empirisch bestimmten Korrekturfaktors von 1,15 ein Spannungssignal für die Ansteuerung berechnet und der Motor wird mit diesem Signal angeregt, dabei wird ein ideales Verhalten des Verstärkers angenommen.⁷ Hauptsächlich aufgrund der Nichtlinearität des Aktorverhaltens, aber auch wegen des nicht-idealen Verstärkerverhaltens wird der angestrebte Weg- und Geschwindigkeitsverlauf mit diesem Anregungssignal nur näherungsweise erreicht.

Daher wird es im zweiten Schritt iterativ verbessert. Dafür wird der Schlitten zunächst mit 50 Perioden des Signals aus dem Anschlag herausgefahren, anschließend wird der Motor mit 18 Perioden angeregt, bei denen die Geschwindigkeit $\dot{x}_R(t)$ der Stange gemessen wird. In Vorversuchen hat sich gezeigt, dass alle auftretenden Einschwingvorgänge spätestens nach vier Perioden der untersuchten Signale abgeschlossen sind. Um Störungen

⁶Yokogawa DL716

⁷Tatsächlich zeigt der Verstärker insbesondere bei hohen Frequenzen leichte Störungen im Ausgangssignal, welche auch durch die begrenzte Bandbreite seiner internen Regelung verursacht werden.

durch Einschwingvorgänge sicher auszuschließen, werden die ersten sechs aufgezeichneten Perioden verworfen und die nachfolgenden zwölf mittels diskreter Fourier-Transformation (DFT) ausgewertet. Die einzelnen Harmonischen werden in Betrag und Phase mit dem Sollsignal verglichen und Betrag und Phase der einzelnen Harmonischen des Spannungssignals werden entsprechend angepasst. Da aufgrund des nichtlinearen Aktorverhaltens in Form von Hysterese und Kriechen (vgl. Abschnitt 2.5), wie z. B. von Gozen und Ozdoganlar [111] gezeigt, durch jede Harmonische auch höhere Harmonische angeregt werden können, wird dieser Schritt ggf. iterativ wiederholt, bis eine gute Übereinstimmung in Amplitude und Phase aller Harmonischen erreicht ist. Dabei werden Amplitudenfehler unter 1 % und Phasenfehler unter 2° typischerweise bereits nach einer Iteration erreicht. Abb. 7.2 zeigt Steuerspannung und Stangengeschwindigkeit vor und nach dieser iterativen Signalanpassung. Damit Soll- und Istsignal besser verglichen werden können, sind die Phasen des Soll- und des Istsignals dabei jeweils so dargestellt, dass die Phase φ_1 der Grundharmonischen null ist.⁸

7.2 Versuchsdurchführung

7.2.1 Ansteuerung für die Betriebsversuche

Die Betriebsversuche sind so konzipiert, dass sie ohne manuelles Bewegen des Motors auskommen, um Parameterveränderungen durch derartige Eingriffe zu vermeiden. Dabei wird davon ausgegangen, dass der Schlitten sich am Anfang und am Ende jedes Betriebszyklus im Kontakt mit dem Adapter zur Kraftmessung befindet. Da der Kraftsensor nach schneller Entlastung mit seiner Eigenfrequenz von ca. 140 Hz schwingt, sind Wartezeiten erforderlich, innerhalb derer diese Schwingung abklingen kann. Die Vorwärtsbewegung des Schlittens erfolgt mit dem zuvor ermittelten Ansteuerungssignal. Die Rückwärtsbewegung erfolgt durch das invertierte Ansteuerungssignal. Das bei der Rückwärtsbewegung im Vergleich zur Vorwärtsbewegung andere dynamische Verhalten des Stators wird hierbei vernachlässigt, da nur die Vorwärtsbewegung näher untersucht wird. Ein Betriebszyklus besteht somit aus folgenden Schritten:

1. Vorwärtsbewegung des Schlittens zum Lösen vom Kraftsensor (30 Perioden)
2. Warten bei $u(t) = 0$ V, damit Eigenschwingungen des Kraftsensors abklingen (etwa 1,5 s – 1000 bis 5500 Perioden je nach Periodendauer)
3. Vorwärtsbewegung des Schlittens bis zur maximalen Gegenkraft (1000 bis 2000 Perioden je nach Signal)
4. Warten bei $u(t) = 0$ V, damit eventuelle Statorschwingungen abklingen (200 Per.)
5. Langsames Steigern der Spannung von 0 V auf u_{\max}
6. Warten bei $u(t) = u_{\max}$, damit eventuelle Statorschwingungen abklingen (200 Per.)
7. Rückwärtsbewegung des Schlittens zum Lösen vom Kraftsensor (30 Perioden)
8. Warten bei $u(t) = u_{\max}$, damit Eigenschwingungen des Kraftsensors abklingen (etwa 1,5 s – 1000 bis 5500 Perioden je nach Periodendauer)
9. Rückwärtsbewegung des Schlittens bis zur maximalen Gegenkraft (1000 bis 2000 Perioden je nach Signal)

⁸Jede Harmonische muss hierfür um dieselbe Zeit $\varphi_1/2\pi \cdot T$ verschoben werden. Die zur Normierung auf $\varphi_1 = 0$ erforderliche Phasenverschiebung der k . Harmonischen beträgt daher $k \cdot \varphi_1$.

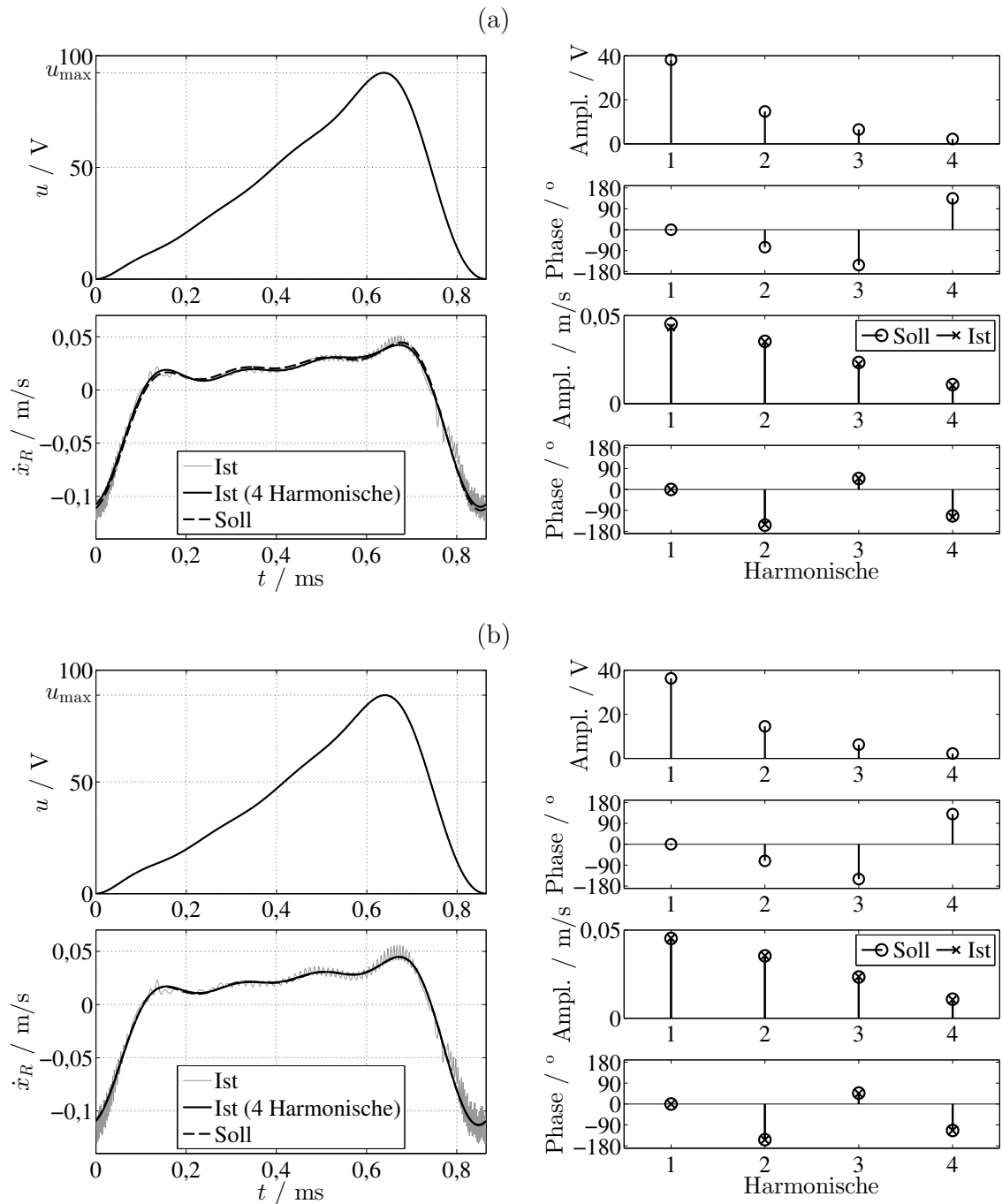


Abbildung 7.2: Zeitverläufe sowie Amplitude und Phase der ersten vier Harmonischen der Steuerspannung (oben) und des Soll- und Ist-Verlaufs der Stangen- geschwindigkeit (unten) für ein Sollsignal mit vier Harmonischen bei Bestimmung der Steuerspannung (a) ausschließlich aus dem Frequenzgang des Systems, (b) aus dem Frequenzgang mit anschließender iterativer Signalanpassung

10. Warten bei $u(t) = u_{\max}$, damit eventuelle Statorschwingungen abklingen (200 Per.)
11. Langsames Senken der Spannung von u_{\max} auf 0 V
12. Warten bei $u(t) = 0$ V, damit eventuelle Statorschwingungen abklingen (200 Per.)

Dieser Zyklus wurde in einem Signalgenerator⁹ programmiert, von diesem wird das Spannungssignal an den Verstärker geleitet. In jeder Messung werden mehrere Betriebszyklen direkt hintereinander gefahren und aufgezeichnet. Eine Begrenzung ergibt sich aus der maximalen Speicherlänge des verwendeten Oszilloskops zusammen mit der Forderung, mindestens etwa 100 Messpunkte pro Periode des Anregungssignals aufzuzeichnen.

Abb. 7.3 zeigt die während einer Messung mit fünf Betriebszyklen aufgezeichneten Größen. Im Verlauf der Spannung $u(t)$ finden sich die oben beschriebenen Schritte wieder. Abb. 7.4 zeigt einen zeitlich vergrößerten Ausschnitt aus dieser Messung, in der der genaue Verlauf der Messgrößen deutlich wird. Im Verlauf von $x_R(t)$ zeigen sich in den Abbildungen die zwei wesentlichen Nichtlinearitäten piezoelektrischer Aktoren, vgl. Abschnitt 2.5: Nach dem ersten Maximum geht die Aktorauslenkung nicht auf ihren Startwert zurück (Hysterese, auch als „Offset-Verhalten“ bezeichnet [42, S. 37f]). Auch daher ist es wichtig, bei der im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Bestimmung des Ansteuerungssignals nicht die erste Periode, sondern den eingeschwungenen Zustand zu betrachten. In Phasen mit unveränderter Spannung steigt bzw. fällt die Aktorauslenkung weiter (Kriechen).

Eine Beschränkung beim Betrieb ist der verwendete Verstärker AVB 250/30P des Herstellers D*ASS. Er liefert laut Datenblatt einen Dauerstrom von maximal $\pm 0,8$ A und einen kurzzeitigen Pulsstrom von maximal ± 30 A. Der Effektivwert des Stroms liegt bei mehreren der untersuchten Anregungssignale über $\pm 0,8$ A. In den meisten Fällen kann der Verstärker aber die geforderten Spannungssignale stellen. Bei $n\sqrt{\kappa} = 4$, $n = 2$ jedoch schafft er nur einen Teil der benötigten Signalperioden und schaltet sich dann ab. Daher wurde für diesen Datensatz das Anregungssignal modifiziert und um zusätzliche Ruhephasen ergänzt, während der sich der Pufferkondensator des Verstärkers aufladen kann.

7.2.2 Betriebsfrequenzen

In den Betriebsversuchen soll der Motor mit verschiedenen Grundfrequenzen f_1 und unterschiedlich vielen Harmonischen betrieben werden, um die Ergebnisse von Kapitel 4 zu validieren. Grundlage für die Festlegung der Betriebsfrequenzen ist die Betriebsfrequenz des Motors im idealisierten kontinuierlichen Haft-Gleit-Betrieb mit dem Beschleunigungsfaktor $\kappa = 1$, $f_0 = \sqrt{a_0^+ / (2x_{R,\max})}$, vgl. Abschnitt 3.4.2.1 und Gl. (3.57). Über den Faktor κ wird (bei parabolischer Anregung) die Grundfrequenz $f_1 = \sqrt{\kappa} \cdot f_0$ variiert, abhängig von der Zahl der Harmonischen n ergibt sich daraus die Maximalfrequenz $f_n = n \cdot f_1$.

Vorversuche und die Kleinsignalfrequenzgänge in Abb. 6.9 zeigen, dass sich Maximalfrequenzen oberhalb von etwa 10 kHz mit dem Stator des Versuchsmotors nur schlecht stellen lassen. Die theoretischen Untersuchungen in Kapitel 4 haben gezeigt, dass die in dieser Arbeit im Vordergrund stehenden höchsten Geschwindigkeiten bei kleinen Werten von n erreicht werden. In den Versuchen werden daher für n Werte von 2 bis 4 und

⁹Wavetek 195

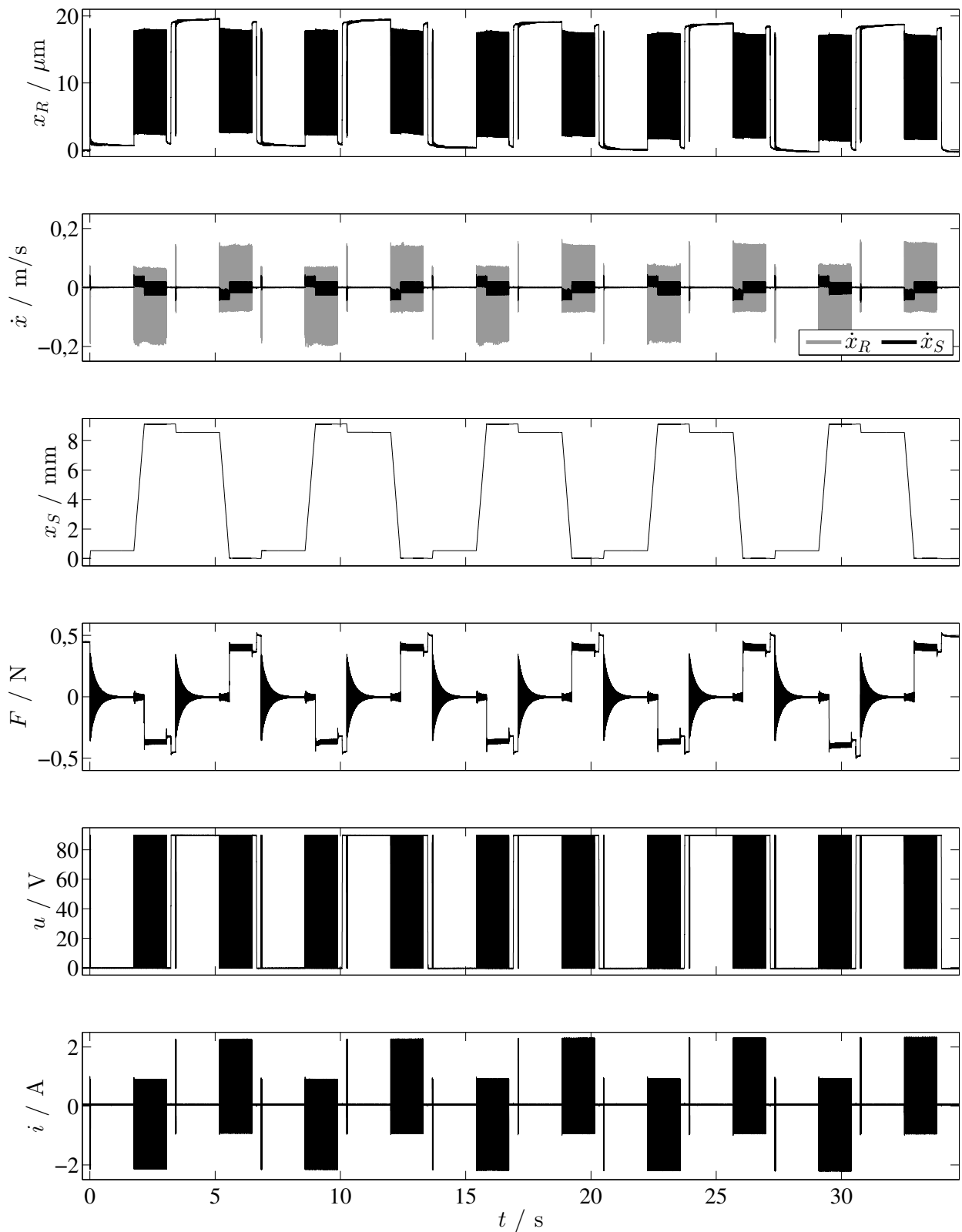


Abbildung 7.3: Zeitverläufe von Weg und Geschwindigkeit von Stange und Schlitten, gemessener Gegenkraft, Spannung und Strom während einer Betriebsmessung über fünf Zyklen (Signal mit vier Harmonischen, mit Lanczos-Faktoren, $f_1 = 1156$ Hz)

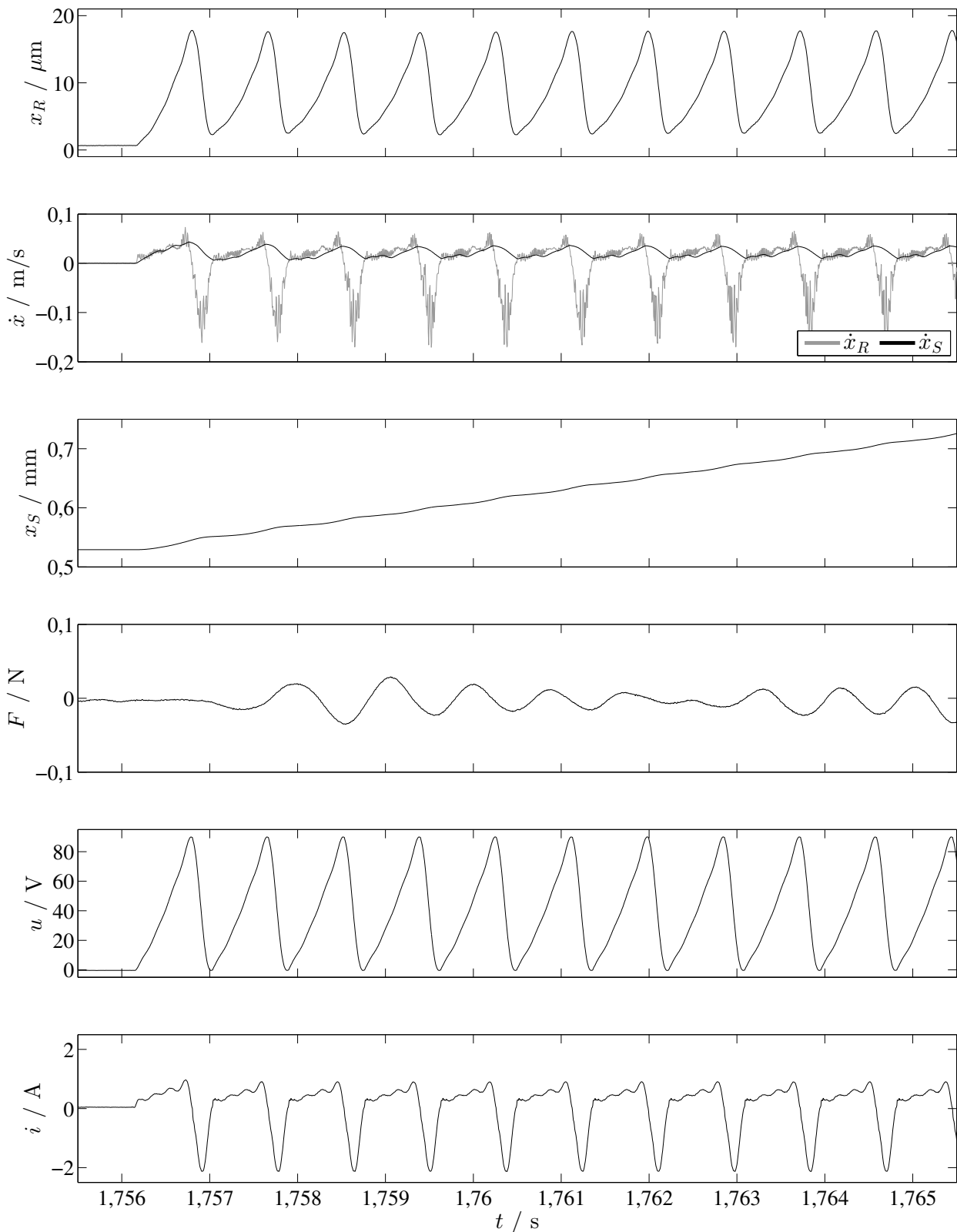


Abbildung 7.4: Zeitverläufe von Weg und Geschwindigkeit von Stange und Schlitten, gemessener Gegenkraft, Spannung und Strom während einer Betriebsmessung (Signal mit vier Harmonischen, mit Lanczos-Faktoren, $f_1 = 1156 \text{ Hz}$) – zeitlicher Ausschnitt aus Abb. 7.3

Tabelle 7.1: In den Betriebsversuchen genutzte Kombinationen von $n\sqrt{\kappa}$ und n mit zugehörigen Maximalfrequenzen f_n , Beschleunigungsfaktoren κ und Grundfrequenzen f_1

$n\sqrt{\kappa}$	$f_n = n \cdot f_1$	$n = 2$		$n = 3$		$n = 4$	
		κ	f_1	κ	f_1	κ	f_1
1,05	2312 Hz	0,27	1156 Hz	0,12	770,8 Hz	0,07	578,1 Hz
1,57	3468 Hz	0,62	1734 Hz	0,27	1156 Hz	0,15	867,1 Hz
2,10	4625 Hz	1,10	2312 Hz	0,49	1542 Hz	0,27	1156 Hz
3,15	6937 Hz	2,47	3468 Hz	1,10	2312 Hz	0,62	1734 Hz
4,19	9250 Hz	4,40	4625 Hz	1,95	3083 Hz	1,10	2312 Hz

für $n\sqrt{\kappa}$ Werte von ca.¹⁰ 1 bis 4 verwendet. Dabei werden die auch für die Modellrechnungen verwendeten Parametern aus Tabelle 3.1 und unter Verwendung von σ -Faktoren berechnete, parabolische Sägezahnsignale verwendet, da diese bei niedrigen Beschleunigungsfaktoren in Modellrechnungen (vgl. Abschnitt 4.3) zur höchsten Geschwindigkeit führen. So ergeben sich Grundfrequenzen zwischen 578,1 und 4625 Hz und Maximalfrequenzen von 1156 bis 9250 Hz. Tabelle 7.1 zeigt die Grund- und Maximalfrequenzen sowie die Beschleunigungsfaktoren für jede verwendete Kombination von $n\sqrt{\kappa}$ und n .

Die Beschleunigungsfaktoren κ liegen zwischen 0,07 und 4,40. Wie bereits die Untersuchung der idealisierten Anregungssignale, vgl. Abschnitt 3.4.8, zeigt, ist ein Motorbetrieb mit κ deutlich unterhalb von 1 für eine praktische Anwendung nicht sinnvoll, da hierbei alle Kenngrößen schlechter sind als mit $\kappa \geq 1$. Daher wurden auch bei der modellgestützten Untersuchung frequenzbeschränkter Signale in Abschnitt 4.3 nur Fälle mit $\kappa \geq 1$ betrachtet. Fälle mit $\kappa < 1$ werden in den Versuchen dennoch untersucht, um trotz der Frequenzbeschränkung des Motors eine ausreichende Zahl verschiedener Signale zur Überprüfung der Modellergebnisse aus Kapitel 4 nutzen zu können.

Die in Abschnitt 4.2.2.1 für die modellgestützte Berechnung der elektrischen Eingangsleistung getroffene Annahme, dass $F_f(t)$ gegenüber der Trägheitskraft $m_R \ddot{x}_R(t)$ vernachlässigbar klein ist, gilt bei den niedrigeren der experimentell untersuchten Grundfrequenzen f_1 nicht, in den untersuchten Fällen mit $f_n = 2312$ Hz liegt $|m_R \ddot{x}_R(t)|$ nie oberhalb von F_{f0} . Dies kann bei der Geschwindigkeitseffizienz ζ_∞ zu Abweichungen zwischen Modellrechnung und Messung führen.

7.3 Ergebnisse

Für die Auswertung wurden aus allen Messsignalen alle Anteile mit Frequenzen oberhalb von 50 kHz entfernt. Die Wahl der Filterfrequenz – untersucht wurden 20, 50 und 250 kHz – hat keinen wesentlichen Einfluss auf die Ergebnisse.

Abb. 7.5 zeigt für jeden untersuchten Parametersatz den Verlauf der mittleren Schlittengeschwindigkeit \bar{v}_p über der Zeit für alle ausgewerteten Messungen. Bei den meisten

¹⁰Bei der Berechnung der Betriebsfrequenzen wurde statt $F_{f0} = 1,01$ N eine höhere Losbrechkraft von 1,11 N angenommen. Damit sind a_0^+ und f_0 größer als bei Verwendung von $F_{f0} = 1,01$ N und es ergeben sich, bezogen auf den Standardparametersatz, um 9,9 % höhere Werte von κ und um 4,83 % höhere Frequenzen.

Parametersätzen fällt eine Messung auf, bei der der Schlitten besonders früh den Anschlag erreicht. Dabei handelt es sich um die jeweils erste Messung nach der in Abschnitt 7.1.2 beschriebenen Anpassung des Anregungssignals, während der sich der Schlitten bereits in Richtung des Anschlags bewegt und so seinen verbleibenden Verfahrensweg reduziert hat. Des Weiteren fällt auf, dass die Schlittengeschwindigkeit während der Bewegung entlang der Stange stark schwankt. Eine solche Schwankung war wegen der in den Reibkraftmessungen festgestellten Positionsabhängigkeit der Reibkraft zu erwarten, vgl. Abschnitt 6.4. Dass besonders bei kleiner Grundfrequenz f_1 der Verlauf der Schlittengeschwindigkeit über der Zeit t – welcher angesichts der näherungsweise konstanten Geschwindigkeit etwa dem Verlauf über der Schlittenposition x_S entspricht – bei der Mehrzahl der Messungen sehr ähnlich ist, unterstützt diese Erklärung.

Allein durch die Reibkraftschwankung nicht erklärbar ist das besonders bei hohen Grundfrequenzen f_1 zu beobachtende große und hochfrequente Schwanken von \bar{v}_p . Bei den meisten dieser Messungen ist während großer Teile der Schlittenbewegung ein schepperndes Geräusch aus dem Motor wahrzunehmen, welches sich auch in einem stark schwankenden Signal der Schlittengeschwindigkeit $\dot{x}_S(t)$ zeigt. Auch der an der Stangenspitze gemessene Geschwindigkeitsverlauf $\dot{x}_R(t)$ schwankt in diesen Bereichen stärker als während des sonstigen Betriebs. Das am Fuß der Stange gemessene Geschwindigkeitssignal $\dot{x}_{R,\text{inplane}}(t)$ zeigt dagegen keinen sichtbar anderen Verlauf. Dies ist ein Indiz dafür, dass die beobachteten Störungen aus Biegeschwingungen der Stange resultieren: Die Stange ist mit dem im Vergleich sehr biegesteifen Piezoaktor verklebt, was für ihre Biegeschwingungen näherungsweise einer festen Einspannung an der Klebestelle entspricht. Am Messpunkt von $\dot{x}_{R,\text{inplane}}(t)$, nahe der Klebestelle, sind die Biegeschwingungsamplituden daher so gering, dass in Längsrichtung keine daraus resultierende Schwingung gemessen wird. Die Biegeeigenfrequenzen der Stange sind abhängig von der Position des Schlittens, vgl. Abb. 6.9. Wenn sich dieser entlang der Stange bewegt, fällt in einigen Bereichen eine Eigenfrequenz mit einer der im Anregungssignal enthaltenen Frequenzen zusammen und es wird eine Biegeschwingung angeregt.

Niederfrequente Störschwingungen im Bereich einiger 100 Hz treten im Betrieb nicht in nennenswertem Maße auf. Daraus kann geschlossen werden, dass sich axiale Relativschwingungen der Schlittenhälften – vgl. Abschnitt 6.1.2.3 – beim Motorbetrieb nicht störend auswirken.

Eine weitere Beobachtung ist der unterschiedliche Verlauf der mittleren Schlittengeschwindigkeit \bar{v}_p nach dem Start, der im in Abb. 7.6 gezeigten Verlauf der mittleren Schlittengeschwindigkeit \bar{v}_p über die ersten 100 Perioden gut zu erkennen ist: In Versuchen mit niedriger Grundfrequenz tritt der in Abschnitt 3.3.3 erwähnte Sonderfall asymptotisch fallender Schlittengeschwindigkeit auf: \bar{v}_p ist anfangs deutlich höher und fällt innerhalb der ersten Perioden auf den Wert \bar{v}_∞ für den stationären Zustand. Bei mittlerer Grundfrequenz verändert sich \bar{v}_p bis auf ein leichtes Schwingen in den ersten Perioden nicht. Bei hoher Grundfrequenz steigt \bar{v}_p innerhalb der ersten Perioden wie in Abschnitt 3.3.3 beschrieben näherungsweise exponentiell an. Ursächlich für das unterschiedliche Anlaufverhalten ist die bei den jeweiligen Signalen unterschiedlich große und unterschiedlich lang wirkende positive Beschleunigung des Schlittens während einer Periode in Verbindung mit seiner unterschiedlich lang wirkenden negativen Beschleunigung. Diese Zusammenhänge sind in Anhang A.3 näher erläutert.

In den Versuchen mit klar fallender Geschwindigkeit liegt der Beschleunigungsfaktor κ zwischen 0,07 und 0,27, in den Versuchen mit etwa konstanter Geschwindigkeit liegt κ

bei 0,49 bis 0,62. Eine fallende Schlittengeschwindigkeit tritt demnach nur bei κ deutlich unter 1 auf, also wie in Abschnitt 3.3.3 erwähnt nur in Sonderfällen von geringer praktischer Bedeutung, vgl. auch Abschnitt 7.2.2. Bei den praktisch relevanten Fällen mit $\kappa \geq 1$ ist in allen Versuchen ein deutlicher Anstieg der Schlittengeschwindigkeit in den ersten Perioden zu beobachten. In realen, für hohe Geschwindigkeiten konzipierten Trägheitsmotoren kann also von einem solchen Verhalten ausgegangen werden.

Abb. 7.7 zeigt den Verlauf der periodenweise gemittelten Federkraft $F_{CL,p}$. Bei allen Messungen wird nach einem kurzen Anstieg schnell eine konstante Endkraft erreicht. Mit Ausnahme der Messungen mit kleinen Grundfrequenzen unterhalb von 1 kHz treten dabei Überschwinger auf, deren Höhe mit steigender Anregungsfrequenz steigt. In einigen Messungen ist ein langsames Absinken der gemessenen Kraft zu beobachten. Bei Messungen mit hoher Grundfrequenz sind der Endkraft Störschwingungen mit teilweise sehr hoher Amplitude überlagert. Diese äußern sich im Versuch teilweise in scheppernden Geräuschen.

Die Temperaturabhängigkeit des Motorverhaltens aufgrund der Temperaturabhängigkeit von Eigenschaften wie beispielsweise der Stärke des Piezoeffekts, der Steifigkeit und des Reibwerts wurde bisher nicht näher betrachtet. Während des Betriebs erwärmt sich der Piezowandler aufgrund elektrischer und mechanischer Verluste, Stange und Schlitten erwärmen sich durch die Reibleistung. Wenn sie ausreichend groß ist, kann diese Erwärmung zu einer signifikanten Veränderung des Motorverhaltens führen. In den durchgeführten Versuchen ist ein solcher Effekt nicht zu beobachten. Die Schwankungen von Geschwindigkeit und Stellkraft – vgl. Abb. 7.5 bis 7.7 – zeigen keinen Trend, der mit einem Temperaturanstieg erklärt werden könnte.

7.3.1 Berechnung der Motorkenngrößen

Zur Bestimmung der in den Kapiteln 3.3 und 4.2 definierten Kenngrößen müssen die aufgezeichneten Zeitsignale, wie sie z. B. in Abb. 7.3 und 7.4 dargestellt sind, bzw. die periodenweise gemittelten Signale, wie sie z. B. die Abb. 7.5 und 7.7 zeigen, geeignet ausgewertet werden. Dabei sind einige Effekte zu beachten, die bei den idealtypischen Simulationsergebnissen nicht berücksichtigt werden müssen. Im Folgenden wird das Vorgehen zur Bestimmung der einzelnen Kenngrößen beschrieben.

Endgeschwindigkeit und Anlaufzeit Die Endgeschwindigkeit des Schlittens \bar{v}_∞ ist definiert als die Geschwindigkeit, welche der Schlitten im stationären Zustand erreicht oder gegen die seine Geschwindigkeit asymptotisch strebt. Die Anlaufzeit ist definiert als die Zeit, nach der die Geschwindigkeit des Schlittens beim Start aus der Ruhe nur noch um 1 % von seiner Endgeschwindigkeit abweicht. Sie kann diskret als Vielfaches der Periode des Anregungssignals oder mit Hilfe einer Approximation kontinuierlich bestimmt werden, vgl. Abschnitt 3.3.3. Die gemessene Schlittengeschwindigkeit schwankt, wie in Abschnitt 7.3 beschrieben, während jeder Messung stark und aus mehreren Gründen. Dies erschwert die Bestimmung sowohl der Endgeschwindigkeit als auch der Anlaufzeit. Zur Bestimmung der Anlaufzeit wird wegen der auch ortsabhängig schwankenden Signale nur der Verlauf von \bar{v}_p in den jeweils ersten 50 Perioden ausgewertet. Dieser wurde für jede Messung mit einer Exponentialfunktion nach Gl. (3.36) mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate approximiert. Aus dieser Funktion wurde wie in Abschnitt 3.3.3 beschrieben die Anlaufzeit $t_{0,99}$ bzw. $t_{1,01}$ bestimmt. Die Unterscheidung der Fälle steigender

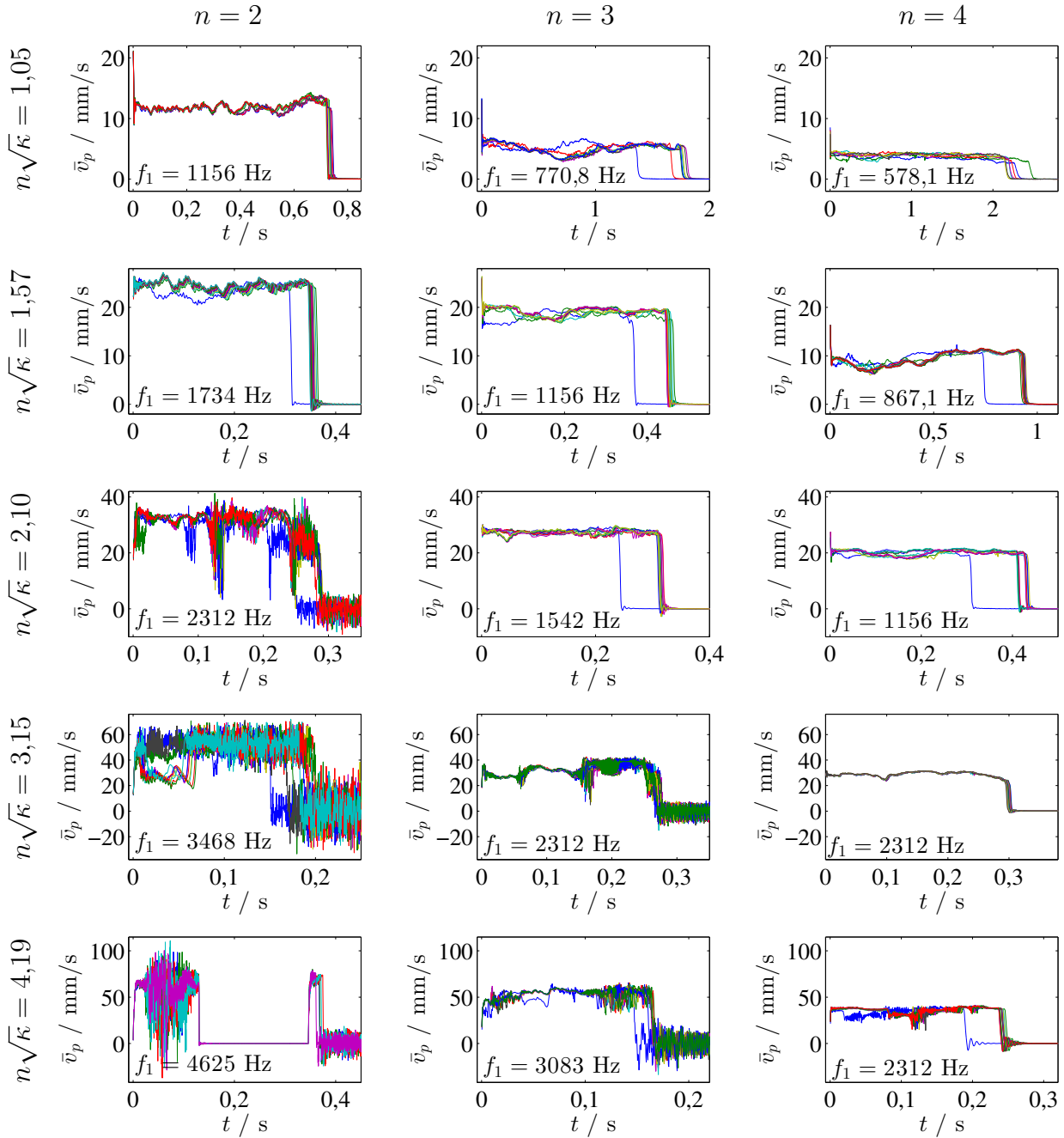


Abbildung 7.5: Mittlere Schlittengeschwindigkeit \bar{v}_p für jede ausgewertete Messung, dargestellt über der Zeit t . In jedem Diagramm steht eine Farbe für eine ausgewertete Messung, gleicher Farbcode wie Abb. 7.6 und 7.7.

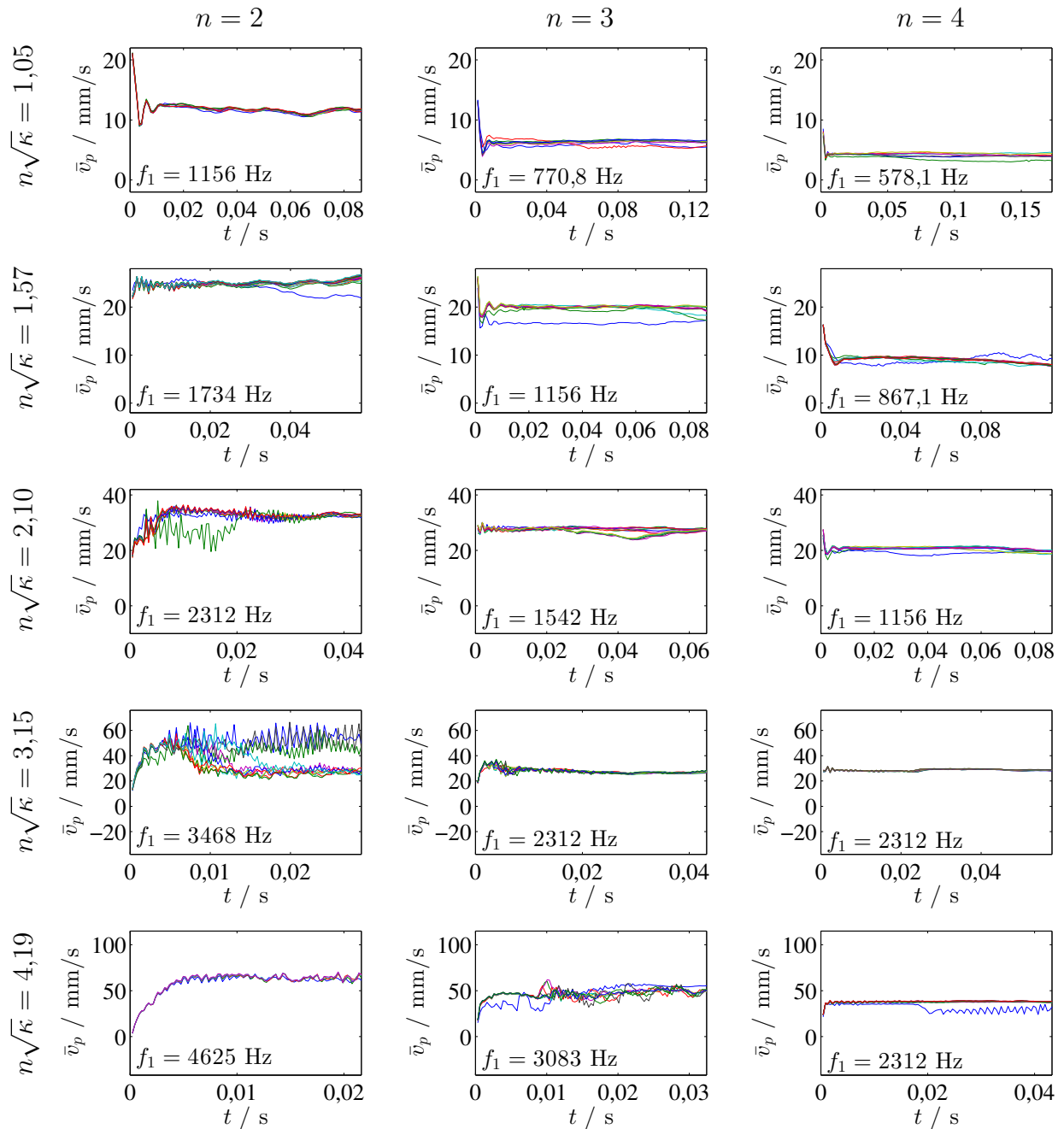


Abbildung 7.6: Mittlere Schlittengeschwindigkeit \bar{v}_p für jede ausgewertete Messung, dargestellt über der Zeit t für die ersten 100 Anregungsperioden. In jedem Diagramm steht eine Farbe für eine ausgewertete Messung, gleicher Farbcode wie Abb. 7.5 und 7.7.

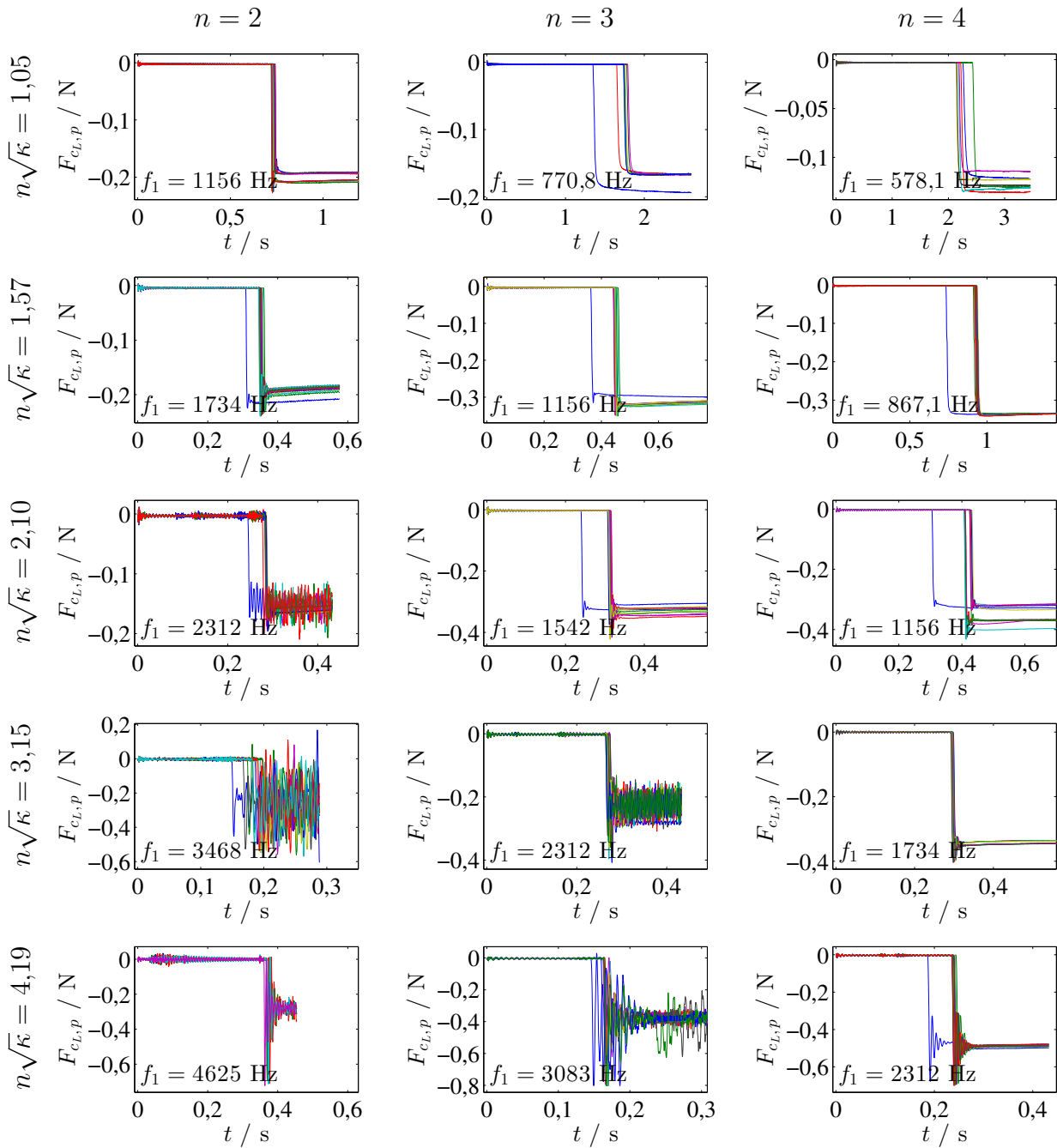


Abbildung 7.7: Am Anschlag gemessene, periodenweise gemittelte Kraft $F_{c_{l,p}}$ für jede ausgewertete Messung, dargestellt über der Zeit t . In jedem Diagramm steht eine Farbe für eine ausgewertete Messung, gleicher Farbcode wie Abb. 7.5 und 7.6.

und fallender Geschwindigkeit erfolgt anhand des Vorzeichens des Faktors k_1 in der den Geschwindigkeitsverlauf beschreibenden Exponentialfunktion (3.36): Bei steigender Geschwindigkeit ist k_1 positiv, bei fallender Geschwindigkeit negativ. In einigen Fällen ist \bar{v}_p annähernd konstant, sodass bereits \bar{v}_1 um weniger als 1 % von \bar{v}_∞ abweicht. In diesem Fall wird als Anlaufzeit eine halbe Anregungsperiode angesetzt. Schwierigkeiten beim Vergleich von Modellrechnung und Messung treten besonders in Fällen mit kleinem $t_{0,99}$ bzw. $t_{1,01}$ auf. Bereits kleine Schwankungen von \bar{v}_p bei der Messung führen hier zu großen relativen Abweichungen. Ebenfalls problematisch sind Messungen mit niedriger Grundfrequenz und niedriger Anlaufzeit, da hier nur sehr wenige Werte von \bar{v}_p zur Bestimmung des Anlaufverhaltens zur Verfügung stehen, im Extremfall nur einer. Insgesamt ist die Anlaufzeit daher die am schwierigsten zu bestimmende Kenngröße.

Endgeschwindigkeit, Welligkeit, Haltbarkeit und Geschwindigkeitseffizienz sind für den stationären Zustand ohne Gegenkraft definiert. Der stationäre Zustand beginnt mit der zuvor bestimmten Periode $p_{0,99}$ bzw. $p_{1,01}$. Er endet, wenn der Schlitten in Kontakt mit dem Kraftsensor kommt. Der genaue Zeitpunkt des Kontakts ist jedoch schwer zu bestimmen. Für die Kenngrößenbestimmung wird daher die Periode p_{F_s} genutzt, innerhalb derer der Betrag des Kraftsignals den s -ten Teil seines Maximalwerts F_{\max} erreicht.¹¹ Die Periode p_{F_0} , welche das Ende des stationären kraftlosen Zustands beschreibt, wird so definiert, dass sie drei Eigenschwingungsperioden des Kraftsensors¹² vor p_{F_s} liegt.

Welligkeit der Schlittenbewegung Zur Ermittlung der Welligkeit q_∞ der Schlittenbewegung im stationären Zustand wurde aus der Schlittengeschwindigkeit $\dot{x}_S(t)$ nach Gl. (3.37) für jede Periode im stationären Zustand die Welligkeit q_p bestimmt. Die Welligkeit im stationären Zustand q_∞ ist der Mittelwert dieser periodenweise bestimmten Werte.

Haltbarkeitsindikator Zur Bestimmung des periodenbezogenen Haltbarkeitsindikators δ_p nach Gl. (4.11) muss die Normalkraft F_c bekannt sein. Dies ist im betrachteten Motor nicht der Fall, daher wird der schon in Abschnitt 4.2.1 beschriebene, mit der Normalkraft multiplizierte Haltbarkeitsindikator $\delta_p F_c$ betrachtet. In seine Berechnung gehen die mittlere Schlittengeschwindigkeit \bar{v}_p und die Geschwindigkeitsverläufe von Stange $\dot{x}_R(t)$ und Schlitten $\dot{x}_S(t)$ ein. Auf diese Weise wird für jede Periode im stationären kraftlosen Zustand $\delta_p F_c$ berechnet. Der im Weiteren angegebene Wert $\delta_\infty F_c$ ist der Mittelwert dieser Werte.

Geschwindigkeitseffizienz Die Geschwindigkeitseffizienz $\zeta_p = \bar{v}_p/S$ wird für jede Periode berechnet, indem die wie oben beschrieben berechnete Geschwindigkeit \bar{v}_p durch die Scheinleistung S geteilt wird, welche nach Gl. (4.39) das Produkt der Effektivwerte der in der jeweiligen Periode gemessenen Größen Spannung und Strom ist. Der im Weiteren angegebene Wert ζ_∞ ist der Mittelwert aller ζ_p im stationären Zustand.

¹¹Der Wert von s sollte nicht zu klein gewählt werden, um Fehldetektionen durch Schwankungen des Kraftsignals während der stationären Bewegung zu vermeiden. Er sollte nicht zu groß sein, um bei driftenden Kraftsignalen, vgl. Abb. 7.7, die gewünschten Ergebnisse zu erhalten. Der für die Auswertung der gezeigten Messungen verwendete Wert $s = 0,4$ hat sich hierfür als gut geeignet erwiesen.

¹²Die Eigenfrequenz des Kraftsensors beträgt etwa 140 Hz. p_{F_0} liegt also etwa $3/(140 \text{ Hz}) = 21,4 \text{ ms}$ vor dem Durchgang der Kraft durch 40 % ihres Maximums.

Stellkraft Zur Bestimmung der Stellkraft wird analog zu p_{F0} (vgl. Abschnitt 7.3.1) die Periode $p_{F_{\max}}$, in der der Maximalwert der Kraft als erreicht angenommen wird, so definiert, dass sie drei Eigenschwingungsperioden des Kraftsensors nach p_{Fs} liegt. Die Stellkraft wird als Mittelwert der gemessenen Kraft zwischen $p_{F_{\max}}$ und dem Ende der Schwingungsanregung berechnet. Dieses Vorgehen liefert auch bei den bei hohen Grundfrequenzen auftretenden stark schwingenden Kraftsignalen, vgl. Abb. 7.7, relativ gering streuende Messwerte.

7.4 Vergleich von Messung und Simulation

Abb. 7.8 und 7.9 zeigen die wie in Abschnitt 7.3.1 beschrieben aus den gemessenen Zeitverläufen bestimmten Kenngrößen Endgeschwindigkeit \bar{v}_∞ , Welligkeit q_∞ , Anlaufzeit t_q , Haltbarkeitsindikator $\delta_\infty F_c$, Geschwindigkeitseffizienz ζ_∞ und Stellkraft $F_{cL,\infty}$. Die Messergebnisse sind i. A. sehr gut reproduzierbar. Nur bei der Anlaufzeit t_q zeigt sich in einigen Fällen eine stärkere Streuung, vgl. auch Abschnitt 7.3.1.

In den Diagrammen sind außerdem die Ergebnisse von Modellrechnungen unter Verwendung von zwei verschiedenen Reibmodellen eingezeichnet. Modell 1 ist ein klassisches Coulombsches Modell mit konstantem Reibwert μ_d und den in Kapitel 6.4 ermittelten Losbrech- bzw. Gleitreibungskräften $F_{f0} = 1,01$ N und $F_{fd} = 1,01$ N. Modell 2 ist das aus den Versuchen mit Sinusanregung identifizierte und durch Gl. 6.8 beschriebene Reibmodell mit geschwindigkeitsabhängigem Reibwert, vgl. Abschnitt 6.4.3. Zusätzlich zu diesem durch $F_{fd}(v_r)$ beschriebenen Modell sind Simulationsergebnisse mit den durch Subtraktion oder Addition der doppelten empirischen Standardabweichung bestimmten Modellen $F_{fd}^{+2\sigma}(v_r)$ und $F_{fd}^{-2\sigma}(v_r)$ (Gleichungen (6.9) und (6.10)) dargestellt. Da bereits mit Modell 2 gute Ergebnisse erreicht werden, wird auf einen zusätzlichen Vergleich der Versuchsergebnisse mit dem in Abschnitt 6.4.4 diskutierten, bezüglich Parameterbestimmung und Simulation aufwendigeren Modell verzichtet, welches die tangentialen Nachgiebigkeit des Reibkontakts berücksichtigt.

Die Modellrechnungen mit Modell 2 (mit F_{fd}) liegen mit wenigen Ausnahmen näher an den Ergebnissen der Messungen als die Rechnungen mit Modell 1. Bei allen sechs Kenngrößen gibt Modell 2 das gemessene Verhalten und die Veränderung der Kenngrößen bei Variation von n gut wieder. Eine größere Abweichung der Endgeschwindigkeit \bar{v}_∞ , und daraus resultierend der Geschwindigkeitseffizienz, gibt es nur bei der Messung mit der geringsten Grundfrequenz ($n = 4$ bei $f_n = 2312$ Hz). Dabei tritt auch, wie für $n = 4$ bei $f_n = 3468$ Hz, bei der Welligkeit q_∞ eine größere Abweichung auf. Die in Abschnitt 7.3.1 geschilderten prinzipiellen Schwierigkeiten bei der Bestimmung der Anlaufzeit t_q führen dazu, dass bei geringen Grundfrequenzen große Abweichungen zwischen Modell und Messung auftreten. Bei höheren Frequenzen stimmen die Anlaufzeiten in Modell und Messung jedoch sehr gut überein.

Eine Veränderung der Reibkraft in Modell 2 zwischen $F_{fd}^{-2\sigma}$ und $F_{fd}^{+2\sigma}$ hat auf die verschiedenen Kenngrößen eine unterschiedlich große Auswirkung. Insgesamt ist der Einfluss gering, bei höheren Frequenzen ist er für Endgeschwindigkeit, Haltbarkeit und Geschwindigkeitseffizienz praktisch vernachlässigbar. Die Welligkeit q_∞ steigt wie zu erwarten – vgl. beispielsweise Abb. 4.10, wo die Höhe der Reibkraft die Steigung von \dot{x}_S bestimmt – in jedem Fall mit der Reibkraft. Mit Ausnahme der geringsten untersuchten Grundfrequenzen, bei denen Haften eine wesentliche Rolle spielt, steigt die Stellkraft $F_{cL,\infty}$ in

allen Fällen mit der Reibkraft, was intuitiv sinnvoll ist. In all diesen Fällen sinkt bei $n = 2$ die Anlaufzeit t_q mit der Reibkraft, bei $n \geq 3$ ist der Einfluss der Reibkraft auf t_q im untersuchten Bereich vernachlässigbar. Der beobachtete Einfluss der Reibkraft auf Geschwindigkeit und Stellkraft passt zu den in Abschnitt 5.2 beschriebenen Zusammenhängen bei hochfrequent betriebenen Motoren.

Insgesamt bestätigen die Versuchsergebnisse die theoretischen Ergebnisse. Gerade bei den für schnelle Trägheitsmotoren relevanten höheren Frequenzen gibt das Motormodell mit Reibmodell 2 das gemessene Motorverhalten gut wieder.

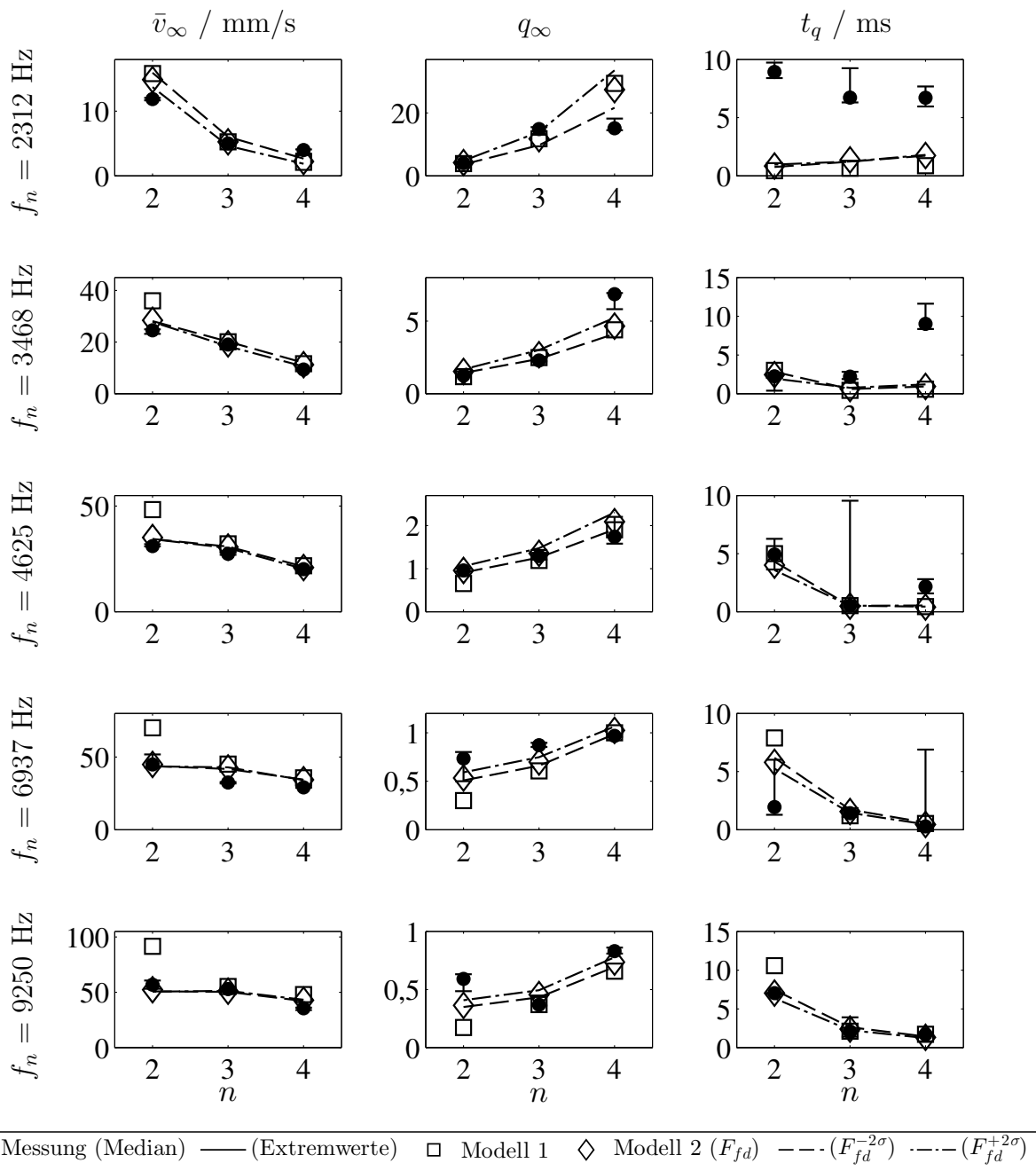


Abbildung 7.8: Endgeschwindigkeit \bar{v}_∞ , Welligkeit q_∞ und Anlaufzeit t_q (mit $q = 0,99$ bzw. $1,01$) in Versuch und Simulation

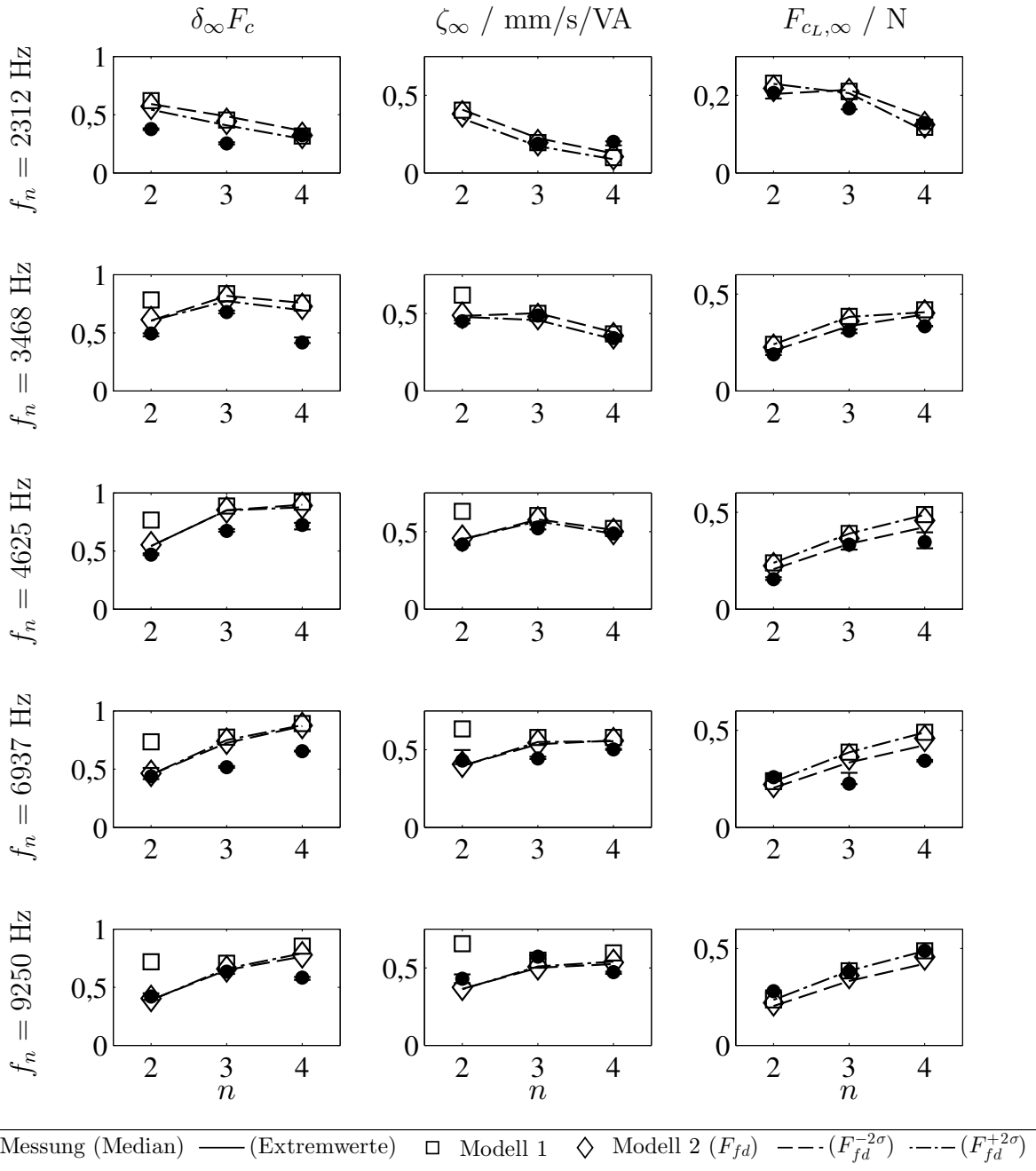


Abbildung 7.9: Haltbarkeitsindikator $\delta_\infty F_c$, Geschwindigkeitseffizienz ζ_∞ und Stellkraft $F_{cL,\infty}$ in Versuch und Simulation

8 Empfehlungen für den Bau schneller Trägheitsmotoren

Aufbauend insbesondere auf der in Kapitel 4 gezeigten theoretischen Analyse, deren experimentelle Validierung im vorangegangenen Kapitel beschrieben ist, können Empfehlungen für den Bau schneller Trägheitsmotoren gegeben werden.

Trägheitsmotoren können sehr hohe Geschwindigkeiten erreichen, wenn ihre Statoren mit mehreren überlagerten Harmonischen bei möglichst hoher Grundfrequenz und möglichst hoher Amplitude schwingen. Praktisch realisierbar ist dieses Ziel sehr gut mit einem resonant schwingenden Stator, welcher geeignete Eigenschwingungsformen bei Resonanzfrequenzen mit einem geeigneten Frequenzverhältnis aufweist. Einige Beispiele solcher Motoren mit zwei überlagerten Harmonischen finden sich bereits in der Literatur. Der Bau eines mit drei oder mehr geeigneten Eigenschwingungsformen arbeitenden Stators ist mechanisch erheblich schwieriger und bisher nicht in der Literatur dokumentiert, würde jedoch eine weitere Geschwindigkeitssteigerung ermöglichen. Auf einem in mehreren überlagerten Eigenschwingungsformen resonant schwingenden Stator gibt es zwangsläufig Bereiche, die wegen zu geringer Schwingungsamplitude oder ungünstiger Überlagerung der Eigenformen nicht als Lauffläche des Schlittens nutzbar sind, aber dennoch Bauraum benötigen. Falls aus diesem oder anderen Gründen kein resonanter Trägheitsmotor aufgebaut wird, ist zum Erreichen hoher Geschwindigkeiten eine hohe Grundfrequenz der Überlagerung von mehr als zwei Harmonischen vorzuziehen.

Zu hohen Geschwindigkeiten führende Amplitudenverhältnisse und Phasenlagen der einzelnen Harmonischen können in jedem Fall aus Sägezahnsignalen abgeleitet werden, sinnvollerweise unter Verwendung von Lanczos'schen σ -Faktoren. Für resonant betriebene und andere hochfrequente Motoren sollten dabei lineare Sägezahnsignale verwendet werden. Nur wenn andere Motorkenngrößen, insbesondere eine kurze Anlaufzeit oder eine hohe Stellkraft, von erheblicher Bedeutung sind, können andere Signalformen, z. B. die Überlagerung von mehr Harmonischen bei niedrigerer Grundfrequenz oder ein geändertes Amplituden- und Phasenverhältnis sinnvoll sein.

Die Geschwindigkeit hochfrequenter Trägheitsmotoren ist weitgehend unabhängig von der Reibkraft zwischen Stange und Schlitten, während ihre Stellkraft proportional zu dieser Reibkraft ist. Kraft und Geschwindigkeit können somit bei der Entwicklung solcher Motoren unabhängig voneinander eingestellt werden. Näherungsweise gilt dies auch bei nicht hochfrequent betriebenen, aber ohne Haftphasen arbeitenden Motoren. Die Verwendung eines steifen Reibkontakts ist empfehlenswert, um den Aktorhub voll zum Antrieb des Schlittens nutzen zu können. Eine Vorspannung des piezoelektrischen Aktors ist beim Betrieb mit den beschriebenen Signalen nicht zwangsläufig erforderlich.

Bei der Anwendung dieser Empfehlungen ist zu beachten, dass sie unter einer Reihe von Vereinfachungen und Annahmen gewonnen wurden:

- Untersucht wurden nur piezoelektrische Trägheitsmotoren mit konstanter Anpresskraft und isotroper Reibkraft. Die Ergebnisse sind nicht direkt auf Trägheitsmo-

toren mit veränderlicher Anpresskraft oder richtungsabhängiger Reibkraft übertragbar. Sie bilden jedoch eine gute Grundlage zur Untersuchung dieser Art von Trägheitsmotoren.

- Die Antriebsstange wurde als Starrkörper betrachtet. Tatsächlich treten bei allen Trägheitsmotoren mit feststehendem Aktor Schwingungen, insbesondere Biegeschwingungen, des Stators auf, die die Funktion der Motors beeinträchtigen können. Auch im Versuchsmotor treten derartige Schwingungen auf, vgl. Abschnitt 7.3. Die Berücksichtigung solcher Schwingungen bei der Simulation des Motors ist jedoch weder analytisch noch numerisch einfach zu lösen, wie Bajer und Dyniewicz [17, S. 1–5] darlegen. Angesichts der auch ohne Berücksichtigung von Biegeschwingungen guten Übereinstimmung von Simulation und Messung ist fraglich, ob der zusätzliche Aufwand für ihre Berücksichtigung gerechtfertigt wäre. In einem für eine konkrete Anwendung entwickelten Trägheitsmotor sollten stattdessen mechanische Konstruktion und elektrische Ansteuerung so abgestimmt werden, dass unerwünschte Schwingungen nicht in einem störenden Maß angeregt werden.
- Die idealisierten Anregungen wurden bewusst unter Verwendung eines einfachen Reibmodells mit konstantem Reibwert bestimmt, obwohl dieses zur Beschreibung des Reibkontakts zumindest im untersuchten Versuchsmotor nicht ausreicht, wie die in Abschnitt 6.4 dokumentierten Ergebnisse zeigen. Mit einem aufwändigeren Modell wäre die geradlinige und gut nachvollziehbare Herleitung der Betriebsmodi in Kapitel 3 jedoch deutlich aufwändiger, ohne dass damit grundlegend andere Ergebnisse zu erwarten sind.
- Bei der Simulation des Versuchsmotors wurde ein kinetisches Reibmodell genutzt, das zwar die Abhängigkeit der Reibkraft von der Relativgeschwindigkeit berücksichtigt, aber u. a. die tangentiale Nachgiebigkeit des Reibkontakts vernachlässigt, welche abhängig von ihrer Größe und den übrigen Motorparametern einen signifikanten Einfluss auf das Motorverhalten haben kann. Beim betrachteten Versuchsmotor ist die Vernachlässigung dieser Nachgiebigkeit zulässig, in anderen Motoren mit kleineren Aktorhüben oder weicheren Kontakten muss sie jedoch ggf. berücksichtigt werden. Diese Arbeit liefert alle Ansätze hierzu: Ausgehend von einem wie in Abb. 6.22 um die Kontaktsteifigkeit erweiterten und bei Bedarf um ein dissipatives Element erweiterbaren Motormodell können analog zu den in Kapitel 3 beschriebenen idealisierten Bewegungsprofilen Bewegungssignale für den Stator bestimmt werden, mit denen die höchste Schlittengeschwindigkeit erreicht wird. Ob aus diesen analog zum in Kapitel 4 beschriebenen Vorgehen frequenzbeschränkte Signale zur Ansteuerung des Stators abgeleitet werden können, um mit Trägheitsmotoren mit kleinem Statorhub oder weichem Reibkontakt hohe Geschwindigkeiten zu erreichen, ist zu untersuchen. In jedem Fall können mit solchen Motoren aufgrund des Einflusses des Aktorhubs, vgl. Abschnitt 4.4, und des „Verlusts“ an effektivem Hub durch die Tangentialverformung des Kontakts keine so hohen Geschwindigkeiten erreicht werden wie mit Motoren mit großem Aktorhub und steifem Reibkontakt.
- Die gewonnenen Erkenntnisse sind unabhängig von der Motortemperatur, sofern diese während des Betriebs näherungsweise konstant ist. Insbesondere im Dauerbetrieb steigt die Temperatur während des Betriebs durch die Reibleistung und elektrische und mechanische Verluste im Piezoaktor. Wenn diese Erwärmung – anders als in den in Kapitel 7 beschriebenen Versuchen – zu signifikanten Veränderungen des Motorverhaltens führt, müssen diese bei der Ansteuerung berücksichtigt wer-

den, um weiterhin die höchstmögliche Geschwindigkeit zu erreichen. Insbesondere bei resonanten Trägheitsmotoren kann die erreichbare Geschwindigkeit bei Temperaturänderungen sinken, wenn nur in einem schmalen Temperaturbereich das benötigte näherungsweise ganzzahlige Verhältnis zwischen den Resonanzfrequenzen erreicht wird.

Mit den untersuchten, aus der idealisierten Anregung abgeleiteten, frequenzbeschränkten Signalen werden sehr hohe Motorgeschwindigkeiten erreicht. Es wurde jedoch nicht untersucht, ob mit diesen Signalen unter den jeweiligen Randbedingungen tatsächlich die höchstmögliche Geschwindigkeit erreicht wird. Die am Ende von Abschnitt 5.1.4 beschriebenen Optimierungsergebnisse zeigen für hochfrequente Trägheitsmotoren die Optimalität eines Signals für einen Einzelfall, beweisen jedoch nicht die generelle Optimalität der untersuchten frequenzbeschränkten Signale. Ein möglicher weiterführender Schritt ist es daher, durch mathematische Beweisführung oder numerische Optimierung diesen Beweis zu erbringen oder die Optimalität anderer Signale zu zeigen. Bei Nutzung numerischer Optimierung können parallel dazu auch bezüglich anderer Kriterien wie Stellkraft oder Geschwindigkeitseffizienz optimale Signale bestimmt werden. Die rechenintensive Optimierung mit Zeitschrittverfahren kann mit zukünftigen Rechnern erheblich schneller durchgeführt werden, sodass auch die effiziente Optimierung von Motoren möglich wird, die bei niedrigen Frequenzen arbeiten oder Reibkontakte aufweisen, die nicht mit einem Coulombschen Reibmodell beschrieben werden können. Durch ein besseres Verständnis für die bei unterschiedlichen Zielen optimale Anregung kann so in beiden Fällen der Einsatzbereich von Trägheitsmotoren potentiell über die in dieser Arbeit behandelten und derzeit in Anwendungen dominierenden geschwindigkeitsbestimmten Anwendungen hinaus erweitert werden.

Eine bisher nicht näher untersuchte Möglichkeit zur weiteren Steigerung der Geschwindigkeit von Trägheitsmotoren ist die gezielte Nutzung der Abhängigkeit der Reibkraft von der Relativgeschwindigkeit der Reibpartner. Wenn es gelingt, über den genutzten Geschwindigkeitsbereich einen mit steigender Relativgeschwindigkeit fallenden Reibwert zu realisieren, ist die in Vorwärtsrichtung wirkende Reibkraft, welche bei niedrigeren Relativgeschwindigkeiten auftritt, höher als die bei höheren Relativgeschwindigkeiten wirkende Reibkraft in Gegenrichtung, vgl. z. B. Abb. 4.10. Dadurch lassen sich verglichen mit einem Motor mit konstantem Reibwert höhere Geschwindigkeiten und auch potentiell höhere Stellkräfte erreichen. Im untersuchten Versuchsmotor tritt der gegenteilige Effekt einer mit steigender Relativgeschwindigkeit fallenden Reibkraft auf, vgl. Abschnitt 6.4. Eine Möglichkeit, das gewünschte Verhalten zu erreichen, kann die Nutzung hydrodynamischer Effekte sein, der Motor müsste dann im Bereich der Grenz- und Mischreibung der bekannten Stribeckkurve arbeiten [72, S. 163]. Es könnten dann auch weitere der in Abschnitt 2.3.2 genannten potentiellen Vorteile der Schmierung genutzt werden. Zunächst muss aber untersucht werden, ob der gewünschte hydrodynamische Effekt auch bei den kleinen Hüben und zahlreichen Richtungswechseln in Trägheitsmotoren beobachtet werden kann. Dass dies der Fall sein könnte, zeigen Qiu et al. [283], die in ihrem piezoelektrischen Stehwellenmotor mit Schmierung eine deutliche Steigerung von Geschwindigkeit und Wirkungsgrad beobachten, die sie auf hydrodynamische Effekte zurückführen.

Eine andere Möglichkeit, die in Rückwärtsrichtung wirkende Reibkraft effektiv zu reduzieren, ist die Nutzung von hochfrequenten Schwingungen, die in geeigneten Teilen der Periode dem Anregungssignal überlagert werden. In diesem Fall tritt ein ähnlicher Ef-

fekt wie bei der u. a. von Littmann et al. [217] untersuchten Reibungsreduktion durch Ultraschall auf: Durch die hochfrequente Schwingung übersteigt die Stangengeschwindigkeit in einer Phase, in der sie ohne hochfrequente Schwingung unterhalb der Schlittengeschwindigkeit liegt, diese zeitweise. Dadurch wirkt die Reibkraft statt in Rückwärts- in Vorwärtsrichtung. Dieser Effekt wurde theoretisch für hochfrequente Trägheitsmotoren bereits exemplarisch untersucht und führte zu einer Geschwindigkeitssteigerung von bis zu 75 % [82]. Der Nutzen für praktische Anwendungen ist jedoch zweifelhaft: Wenn die hochfrequente Schwingung vom Antriebsaktor erzeugt werden könnte, ist i. A. auch eine deutliche Steigerung der Grundfrequenz möglich, was für das Erreichen hoher Geschwindigkeiten sinnvoller ist als eine Schwingungsüberlagerung. Für das Erzeugen der hochfrequenten Schwingung müsste also ein zweiter Aktor verwendet werden, was den mechanischen und elektrischen Aufwand erheblich erhöht. Zusätzlich wäre zu klären, ob bei der bei schnellen Trägheitsmotoren sinnvollerweise bereits hohen Anregungsfrequenz Schwingungen mit der erforderlichen sehr viel höheren Frequenz und wirksamer Amplitude mit vertretbarem Aufwand erzeugt werden können. Bei resonant betriebenen Trägheitsmotoren ergibt sich eine zusätzliche Schwierigkeit aus der notwendigen Abstimmung der Schwingungsmoden. Es erscheint daher besonders bei resonanten Motoren sinnvoll, für eine Schwingungsüberlagerung anstelle des Stators den Schlitten mit hochfrequenten Schwingungen anzuregen, da die Abstimmung der Schwingungsmoden für Stator und Schlitten separat erfolgen kann.

9 Zusammenfassung

Als Einführung in diese Arbeit wurden in Kapitel 1 der prinzipielle Aufbau piezoelektrischer Trägheitsmotoren, ihre grundlegende Funktionsweise und ihr technisches Umfeld beschrieben. Ihre Entstehungsgeschichte und ihr Einsatz, der mittlerweile in einer Vielzahl von Anwendungen auch außerhalb ihres klassischen Einsatzgebiets Mikroskopie erfolgt, wurden dargestellt. Dazu wurde ein Überblick über die vergleichsweise geringen mit kommerziell verfügbaren Trägheitsmotoren erreichbaren Kräfte und Geschwindigkeiten gegeben. Das festgestellte Fehlen einer allgemeingültigen Analyse des Motorprinzips, anhand derer z. B. systematisch geeignete Ansteuerungssignale und prinzipbedingte Leistungsgrenzen bestimmt werden können, bildet die Motivation dieser Arbeit. Ihr Hauptziel ist eine allgemeingültige Analyse der Funktionsweise piezoelektrischer Trägheitsmotoren und die Herleitung geeigneter Signale zum Erreichen hoher Geschwindigkeiten.

Als Grundlage zur Erreichung dieses Ziels wurde in Kapitel 2 der Stand der Forschung zu Trägheitsmotoren eingehend beschrieben. Darauf aufbauend wurde eine Definition piezoelektrischer Trägheitsmotoren formuliert, die wesentlich für die spätere Analyse ihrer Funktionsweise ist. Die Einordnung eines konkreten Motors wird dabei nicht nur durch seinen Aufbau, sondern auch durch seine elektrische Ansteuerung bestimmt. Nach der gewählten Definition sind für einen Trägheitsmotor insbesondere der ununterbrochene Reibkontakt und die Nutzung der Trägheit des angetriebenen Teils wesentlich. Nicht wesentlich sind die Nutzung von Haftkräften zum Vortrieb oder das Auftreten einer Beschleunigungsspitze, weswegen verbreitete Bezeichnungen wie „Stick-Slip-Motor“ oder „Impact Drive“ als Gattungsbezeichnung für Trägheitsmotoren irreführend sind.

Trägheitsmotoren dienen nach wie vor nahezu ausschließlich zur Positionierung, die gezielte Krafterzeugung mit Trägheitsmotoren wird erst seit wenigen Jahren gelegentlich untersucht. Nahezu alle Trägheitsmotoren werden von piezoelektrischen Aktoren angetrieben, andere Aktorprinzipien sind höchstens in Nischenanwendungen sinnvoll. Bezüglich ihrer Ansteuerung können Trägheitsmotoren unterschieden werden in niederfrequente Motoren, bei denen der Aktor deutlich unterhalb seiner Resonanz betrieben wird, und hochfrequente Motoren, bei denen die Statorodynamik berücksichtigt und oft, z. B. in Form von Resonanzeffekten, gezielt genutzt wird.

Am Modell eines eindimensional arbeitenden translatorischen Trägheitsmotors, der mit einem beliebigen Wegsignal angeregt wird, wurden in Kapitel 3 grundlegende Betriebsmodi von Trägheitsmotoren gezeigt und in ihrer idealen Ausprägung analysiert. Die Betriebsmodi sind anhand von zwei Kriterien zu unterscheiden:

- Bewegt sich der Schlitten in diskreten Schritten oder ist er kontinuierlich in Bewegung? (diskreter oder kontinuierlicher Betrieb)
- Wird der Schlitten nur durch Haften oder auch durch (Gleit-)Reibung vorangetrieben? (Haft-Gleit oder Gleit-Gleit-Betrieb)

All diese Betriebsmodi sind mit parabolischer Sägezahn-Weganregung realisierbar, Gleit-Gleit-Modi auch mit linearen Sägezahnsignalen. Zur Bewertung des Motorverhaltens in

den unterschiedlichen Betriebsmodi wurden die Kenngrößen Endgeschwindigkeit, Anlaufzeit, Welligkeit und Schrittgröße eingeführt. Dabei zeigte sich, dass im Haft-Gleit-Betrieb und/oder mit diskreten Schritten die erreichbare Geschwindigkeit begrenzt ist. Nur im kontinuierlichen Gleit-Gleit-Betrieb können sehr hohe Geschwindigkeiten erreicht werden, dabei ist gleichzeitig die Welligkeit am geringsten.

Aus den Wegsignalen für den Betrieb mit einem idealen Aktor wurden in Kapitel 4 mittels Fourier-Reihen frequenzbeschränkte Signale hergeleitet, die von realen piezoelektrischen Aktoren gestellt werden können. Dabei führte die zusätzliche Anwendung von Lanczos'schen σ -Faktoren zu Signalen, die gegenüber der reinen Fourier-Reihe deutlich geringere Geschwindigkeits- und Beschleunigungsamplituden bei höheren Harmonischen aufweisen und sich positiv auf den Motorbetrieb auswirken. Das Motorverhalten bei Anregung mit den verschiedenen frequenzbeschränkten Signalen wurde anhand einer numerischen Zeitschrittsimulation neben den vorgenannten Kenngrößen auch bezüglich der neu definierten Größen Geschwindigkeitseffizienz, Haltbarkeit und Stellkraft verglichen. In diesem Zusammenhang wurde gezeigt, dass die Stellkraft eines Trägheitsmotors durch Fahren gegen eine ausreichend weiche Feder reproduzierbar und zuverlässig bestimmt werden kann.

Die Simulationsergebnisse zeigen, dass der kontinuierliche Gleit-Gleit-Betrieb nicht nur mit einem idealen Aktor zur höchsten Geschwindigkeit führt, sondern auch mit realen Aktoren mit begrenzter Bandbreite. Die höchste Geschwindigkeit und die gleichmäßigste und effizienteste Bewegung werden dabei mit einem Signal mit nur zwei Harmonischen und einer möglichst hohen Grundfrequenz erreicht. Für Ansteuersignale, deren Anregungsperiode proportional zur Quadratwurzel des Aktorhubs angepasst wird, ist die Motorgeschwindigkeit proportional zur Quadratwurzel des Aktorhubs. Trägheitsmotoren für hohe Geschwindigkeiten sollten daher idealerweise Aktoren mit großem Hub nutzen, die mit zwei überlagerten Harmonischen angesteuert werden. Zur Erreichung hoher Wegamplituden bei gleichzeitig hohen Frequenzen und geringen Verlusten bietet sich die Nutzung von Resonanzeffekten an.

In Kapitel 5 wurde ein Verfahren beschrieben und exemplarisch auf unterschiedliche Motoren aus der Literatur angewandt, mit dem die Bewegung solcher hochfrequent angeregter Trägheitsmotoren mit sehr guter Näherung periodenweise berechnet werden kann. Das Verfahren reduziert den Rechenaufwand und ermöglicht die direkte Berechnung von Endgeschwindigkeit, Stellkraft, Kraft-Geschwindigkeits-Kennlinien und Leistungsdiagrammen. Es zeigt zudem, dass die Geschwindigkeit hochfrequenter Trägheitsmotoren weitgehend unabhängig von der Reibkraft zwischen Stange und Schlitten ist und dass ihre Stellkraft proportional zu dieser Reibkraft ist, wodurch Kraft und Geschwindigkeit bei der Motorentwicklung unabhängig voneinander eingestellt werden können. Näherungsweise gilt dies auch bei niedrigeren Betriebsfrequenzen.

Zur Validierung der theoretischen Ergebnisse wurde ein Versuchsmotor genutzt, der in Kapitel 6 beschrieben ist. Er besteht aus einem piezoelektrischen Vielschichtaktor mit einem angeklebtem Rohr aus kohlenstofffaserverstärktem Kunststoff, auf dem ein Schlitten aus Messing fährt, welcher durch die elastische Verformung von Gummibändern an das Rohr gedrückt wird. Das dynamische Verhalten des Stators aus Vielschichtaktor und Rohr wurde modelliert, um geeignete Spannungssignale für die Versuche bestimmen zu können. Zur Beschreibung des Motorverhaltens wurde der Reibkontakt modelliert. Dabei zeigte sich, dass mindestens für eine makroskopische Beschreibung des Motorverhaltens auch ein kinetisches Reibmodell, das die Tangentialsteifigkeit nicht explizit berücksich-

tigt, gute Ergebnisse liefert. Wichtiger als die Abbildung der Tangentialsteifigkeit ist die Abhängigkeit der Reibkraft von der Relativgeschwindigkeit zwischen Stange und Schlitten. Die Bestimmung der Parameter eines solchen Reibmodells ist nicht einfach, da dabei die besonderen Gegebenheiten in einem Trägheitsmotor berücksichtigt werden müssen. Sie gelingt jedoch gut mit einem problemangepassten Identifikationsverfahren, bei welchem die Stange zu Sinusschwingungen angeregt und die resultierende Bewegung des Schlittens ausgewertet wird.

Die gute Übereinstimmung zwischen den in Kapitel 7 beschriebenen Betriebsversuchen und der Modellrechnung bestätigt die theoretischen Ergebnisse. Insbesondere bestätigen die Versuche, dass Trägheitsmotoren zum Erreichen einer hohen Geschwindigkeit mit einer möglichst hohen Grundfrequenz und zweckmäßigerweise mit einem Signal mit wenigen Harmonischen angeregt werden sollten. Wie der erfolgreiche Betrieb des Versuchsmotors zeigt, kann ein solcher Trägheitsmotor auch mit einem nicht vorgespannten piezoelektrischen Vielschichtaktor arbeiten, welcher wegen der auftretenden dynamischen Kräfte gemeinhin als ungeeignet für dynamische Anwendungen gilt.

In Kapitel 8 wurden schließlich aus den in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Erkenntnissen abgeleitete Empfehlungen für den Bau schneller Trägheitsmotoren gegeben und um verschiedene Ansätze zur weiteren Steigerung der Geschwindigkeit von Trägheitsmotoren ergänzt.

Durch die gemäß der Zielsetzung erfolgte allgemeingültige Analyse ihrer Funktionsweise leistet diese Arbeit einen Beitrag zum Verständnis piezoelektrischer Trägheitsmotoren. Mit dem grundlegenden Motormodell und der systematischen Betrachtung der verschiedenen Betriebsmodi liefert sie neue Erkenntnisse, u. a. indem sie zeigt, dass der klassische Betrieb von Trägheitsmotoren mit Haft- und Gleitphasen für das Erreichen hoher Geschwindigkeiten ungeeignet ist. Die systematische Herleitung frequenzbeschränkter Signale aus idealisierten Anregungen und die aus den validierten Simulationsergebnissen abgeleiteten Empfehlungen bieten eine Grundlage für die gezielte Neu- und Weiterentwicklung schneller Trägheitsmotoren. Mit der Methode der periodenweisen Simulation liefert die Arbeit zudem ein Werkzeug, welches bei der anwendungsspezifischen Entwicklung hochfrequenter Trägheitsmotoren neue Möglichkeiten eröffnet. So können schnelle Trägheitsmotoren mit bisher unerreichten Geschwindigkeiten entwickelt und ihr Einsatzbereich erheblich erweitert werden.

Literaturverzeichnis

- [1] ADAMS, R. E. Jr.: In Search of the Bootstrap Effect. In: *Analog Science Fiction / Science Fact* (1978), April, S. 43–52
- [2] AGRAÏT, N.: Vertical inertial piezoelectric translation device for a scanning tunneling microscope. In: *Review of Scientific Instruments* 63 (1992), Nr. 1, S. 263–264
- [3] AKI-ALLTECH KK: *Support for Firm Klocke Nanotechnik (Germany)*. <http://www.aki-alltech.co.jp/english/right8.files/news6.htm>. – abgerufen am 8.3.2011
- [4] ALTPETER, F.: *Friction Modeling, Identification and Compensation*, EPF Lausanne, Diss., 1999
- [5] AMIN-SHAHIDI, D. ; TRUMPER, D. L.: Improved charge amplifier using hybrid hysteresis compensation. In: *Review of Scientific Instruments* 84 (2013), Nr. 8, S. 085115-1–6
- [6] ANANTHESHWARA, K. ; MURALI, N. S. ; BOBJI, M. S.: Effect of friction on the performance of inertial slider. In: *Sādhanā* 33 (2008), Nr. 3, S. 221–226
- [7] ANDERS, M. ; THAER, M. ; HEIDEN, C.: Simple micropositioning devices for STM. In: *Surface Science* 181 (1987), Nr. 1–2, S. 176–182
- [8] APHALE, S. S. ; DEVASIA, S. ; REZA MOHEIMANI, S. O.: High-bandwidth control of a piezoelectric nanopositioning stage in the presence of plant uncertainties. In: *Nanotechnology* 19 (2008), S. 125503 (9 S.)
- [9] ARAFA, M. ; BAZ, A.: On the Nonlinear Behavior of Piezoelectric Actuators. In: *Journal of Vibration and Control* 10 (2004), Nr. 3, S. 387–398
- [10] ARCHARD, J. F.: Contact and Rubbing of Flat Surfaces. In: *Journal of Applied Physics* 24 (1953), Nr. 8, S. 981–988
- [11] ARNAU, A.: *Piezoelectric Transducers and Applications*. 2. Aufl. Berlin : Springer, 2008
- [12] ARNOLD, S. ; PERTSCH, P. ; SPANNER, K.: Piezoelectric Positioning. In: HEYWANG, W. (Hrsg.) ; LUBITZ, K. (Hrsg.) ; WERSING, W. (Hrsg.): *Piezoelectricity: Evolution and Future of a Technology*. Berlin : Springer, 2008, S. 279–297
- [13] ASAI, K. ; KUROSAWA, M. K. ; HIGUCHI, T.: Evaluation of the driving performance of a surface acoustic wave linear motor. In: *2000 IEEE Ultrasonics Symposium*, 2000, S. 675–679
- [14] ASENJO, A. ; BUENDÍA, A. ; GÓMEZ-RODRIGUEZ, J. M. ; BARÓ, A. M.: Scanning tunneling microscopy/scanning electron microscopy combined instrument. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B* 12 (1994), Nr. 3, S. 1658–1661
- [15] ASUMI, K. ; FUKUNAGA, R. ; FUJIMURA, T. ; KUROSAWA, M. K.: High speed, high resolution ultrasonic linear motor using V-shape two bolt-clamped Langevin-type transducers. In: *Acoustical Science and Technology* 30 (2009), Nr. 3, S. 180–186
- [16] BACHMANN, W.: *Signalanalyse: Grundlagen und mathematische Verfahren*. Braunschweig : Vieweg, 1992
- [17] BAJER, C. I. ; DYNIEWICZ, B.: *Numerical Analysis of Vibrations of Structures under Moving Inertial Load*. Berlin : Springer, 2012
- [18] BANSEVICIUS, R. ; BLECHERTAS, V.: Multi-degree-of-freedom ultrasonic motors for mass-consumer devices. In: *Journal of Electroceramics* 20 (2008), Nr. 3, S. 221–224
- [19] BARTSCH, H.-J.: *Taschenbuch mathematischer Formeln*. 19. Aufl. Fachbuchverlag Leipzig, 2001
- [20] BAUMBERGER, T.: Dry Friction Dynamics at Low Velocities. In: PERSSON, B. N. J. (Hrsg.) ; TOSATTI, E. (Hrsg.): *Physics of Sliding Friction*. Dordrecht : Kluwer, 1996, S. 1–26
- [21] BAZGHALEH, M. ; GRAINGER, S. ; MOHAMMADZAHERI, M. ; CAZZOLATO, B. ; LU, T.-F.: A digital charge amplifier for hysteresis elimination in piezoelectric actuators. In: *Smart Materials and Structures* 22 (2013), Nr. 7, S. 075016 (9 S.)

- [22] BELL, R. ; BURDEKIN, M.: A study of the stick-slip motion of machine tool feed drives. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers* 184, Part 1 (1969), Nr. 30, S. 543–560
- [23] BELLY, C. ; CHARON, W.: Benefits of amplification in an inertial stepping motor. In: *Mechatronics* 22 (2012), Nr. 2, S. 177–183
- [24] BELLY, C. ; CLAEYSSSEN, F. ; LE LETTY, R. ; PORCHEZ, T.: Benefits from Amplification of Piezo Actuation in Inertial Stepping Motors and application for High-performance Linear Micro Motors. In: *ACTUATOR 10 Conference Proceedings*. Bremen : Wirtschaftsförderung Bremen, 2010, S. 198–201
- [25] BELLY, C. ; PORCHEZ, T. ; BAGOT, M. ; CLAEYSSSEN, F.: Improvement of Linear and Rotative Stepping Piezo Actuators Using Design and Control. In: *ACTUATOR 12 Conference Proceedings*. Bremen : Wirtschaftsförderung Bremen, 2012, S. 246–249
- [26] BERGANDER, A.: *Control, Wear Testing & Integration of Slick-Slip Micropositioning*, EPF Lausanne, Diss., 2003
- [27] BERGANDER, A. ; BREGUET, J. M.: A testing mechanism and testing procedure for materials in inertial drives. In: *2002 International Symposium on Micromechatronics and Human Science, Nagoya, Japan*, IEEE, 2002, S. 213–218
- [28] BERGANDER, A. ; BREGUET, J.-M.: Performance improvements for stick-slip positioners. In: *2003 International Symposium on Micromechatronics and Human Science, Nagoya, Japan*, IEEE, 2003, S. 59–66
- [29] BERGANDER, A. ; BREGUET, J.-M. ; CLAVEL, R.: Micropositioners for microscopy applications and microbiology based on piezoelectric actuators. In: *Journal of Micromechatronics* 2 (2002), Nr. 1, S. 65–76
- [30] BERGANDER, A. ; CANALES, C. ; BOETSCH, G. ; MAEDER, T. ; CORRADINI, G. ; BREGUET, J.-M.: A modular actuator system for miniature positioning systems. In: *ACTUATOR 08 Conference Proceedings*. Bremen : Hanseatische Veranstaltungs-GmbH, 2008, S. 1009–1012
- [31] BERGANDER, A. ; DRIESEN, W. ; VARIDEL, T. ; BREGUET, J.-M.: Monolithic piezoelectric push-pull actuators for inertial drives. In: *2003 International Symposium on Micromechatronics and Human Science, Nagoya, Japan*, IEEE, 2003, S. 309–316
- [32] BERGANDER, A. ; DRIESEN, W. ; VARIDEL, T. ; GILLES, J. M.: Development of miniature manipulators for applications in biology and nanotechnologies. In: *IEEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems, Workshop "Microrobotics for Biomanipulation"*. Las Vegas, 2003, S. 11–35
- [33] BESOCKE, K.: An easily operable scanning tunneling microscope. In: *Surface Science* 181 (1987), Nr. 1–2, S. 145–153
- [34] BLACKFORD, B. L. ; JERICHO, M. H.: Simple two-dimensional piezoelectric micropositioner for a scanning tunneling microscope. In: *Review of Scientific Instruments* 61 (1990), Nr. 1, S. 182–184
- [35] BLACKFORD, B. L. ; JERICHO, M. H.: A hammer-action micropositioner for scanning probe microscopes. In: *Review of Scientific Instruments* 68 (1997), Nr. 1, S. 133–135
- [36] BLACKFORD, B. L. ; JERICHO, M. H. ; BOUDREAU, M. G.: A vertical/horizontal two-dimensional piezoelectric driven inertial slider micropositioner for cryogenic applications. In: *Review of Scientific Instruments* 63 (1992), Nr. 4, S. 2206–2209
- [37] BLAU, P. J.: Scale Effects in Sliding Friction: An Experimental Study. In: SINGER, I. L. (Hrsg.) ; POLLOCK, H. M. (Hrsg.): *Fundamentals of Friction: Macroscopic and Microscopic Processes*. Dordrecht : Kluwer, 1992, S. 523–534
- [38] BLAU, P. J.: *Friction Science and Technology*. New York : Marcel Dekker, 1996
- [39] BLEVINS, R. D.: *Formulas for natural frequency and mode shape*. corrected reissue. Malabar, Florida, USA : Krieger, 1995
- [40] BOBJI, M. S. ; RAMANUJAN, C. S. ; PETHICA, J. B. ; INKSON, B. J.: A miniaturized TEM nanoindenter for studying material deformation in situ. In: *Measurement Science and Technology* 17 (2006), Nr. 6, S. 1324–1329
- [41] BORDONI, F. ; DE GASPERIS, G. ; DI BATTISTA, S. ; SCHIRRIPIA SPAGNOLO, G.: A scanning tunnelling microscope with a piezoelectric-driven inertial slider. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 45 (1994), Nr. 3, S. 173–178

- [42] BRAND, S.: *Piezoelektrische Aktoren in Fertigungssystemen*. Düsseldorf : VDI-Verlag, 1996 (Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 2, Nr. 390)
- [43] BRANDT, A.: *Noise and Vibration Analysis*. John Wiley & Sons, 2011
- [44] BREGUET, J.: *Actionneurs "Stick and Slip" pour Micro-Manipulateurs*, EPF Lausanne, Diss., 1998
- [45] BREGUET, J.-M. ; DRIESEN, W. ; KAEGI, F. ; CIMPRICH, T.: Applications of Piezo-Actuated Micro-Robots in Micro-Biology and Material Science. In: *2007 International Conference on Mechatronics and Automation, Harbin, China, IEEE, 2007*, S. 57–62
- [46] BROCKENBROUGH, R. T. ; LYDING, J. W.: Inertial tip translator for a scanning tunneling microscope. In: *Review of Scientific Instruments* 64 (1993), Nr. 8, S. 2225–2228
- [47] BÜCHI, R.: *Modellierung und Regelung von Impact Drives für Positionierungen im Nanometerbereich*, ETH Zürich, Diss., 1996
- [48] BURISCH, A. ; SOETEBIER, S. ; WREGE, J. ; HESSELBACH, R.: Piezoelectric Stick-Slip-Actuator with Normal-Force-Modulation. In: *ACTUATOR 2004 Conference Proceedings*. Bremen : Hanseatische Veranstaltungs-GmbH, 2004, S. 148–151
- [49] BUSCH-VISHNIAC, I. J.: *Electromechanical Sensors and Actuators*. New York : Springer, 1999
- [50] CANUDAS DE WIT, C. ; OLSSON, H. ; ASTROM, K. J. ; LISCHINSKY, P.: A new model for control of systems with friction. In: *IEEE Transactions on Automatic Control* 40 (1995), Nr. 3, S. 419–425
- [51] CEDRAT TECHNOLOGIES: *SPA30uXS Developer's Kit Product and Warranty Information (Version 1.1.0)*. http://www.cedrat-technologies.com/fileadmin/user_upload/cedrat_groupe/Mechatronic_products/User_s_manual/SPA30uXS_kit_Instructions_v1.1.0.pdf. – abgerufen am 24.1.2012
- [52] CHANG, S. H. ; LI, S. S.: A high resolution long travel friction-drive micropositioner with programmable step size. In: *Review of Scientific Instruments* 70 (1999), Nr. 6, S. 2776–2782
- [53] CHAO, S.-H. ; GARBINI, J. L. ; DOUGHERTY, W. M. ; SIDLES, J. A.: The design and control of a three-dimensional piezoceramic tube scanner with an inertial slider. In: *Review of Scientific Instruments* 77 (2006), Nr. 6, S. 063710-1–7
- [54] CHEN, J. ; PIETZSCH, O. ; HAUDE, D.: *Piezoelektrischer Motor (Patentschrift DE 102005023988 B4)*. 2006
- [55] CHEN, X. ; KONG, D. ; ZHANG, Q.: On the Dynamics of Piezoelectric-Driven Stick-Slip Actuator. In: *Key Engineering Materials* 375–376 (2008), S. 648–652
- [56] CHENG, C. ; HUNG, S.: The design and characteristic research of a dual-mode inertia motor. In: *2011 IEEE/ASME International Conference on Advanced Intelligent Mechatronics, Budapest, 2011*, S. 605–610
- [57] CHENG, G. ; LI, X. ; ZENG, P. ; YANG, Z.: Inertial impact driving movement mechanism actuated by multilayer piezoelectric actuator. In: *Journal of Jilin University (Engineering and Technology Edition)* 37 (2007), Nr. 1, S. 85–88. – chinesisch
- [58] CHENG, G. ; WEN, J. ; YANG, Z. ; ZENG, P. ; SUN, G.: Inertial piezoelectric moving mechanism based on changing normal pressure. In: *Journal of Jilin University (Engineering and Technology Edition)* 37 (2007), Nr. 3, S. 584–552. – chinesisch
- [59] CHEREPANOV, V. ; COENEN, P. ; VOIGTLÄNDER, B.: A nanopositioner for scanning probe microscopy: The KoalaDrive. In: *Review of Scientific Instruments* 83 (2012), Nr. 2, S. 023703-1–4
- [60] CHU, C. ; FAN, S.: A novel long-travel piezoelectric-driven linear nanopositioning stage. In: *Precision Engineering* 30 (2006), Nr. 1, S. 85–95
- [61] CHUANG, T. ; LOZANNE, A. de: Compact variable-temperature scanning force microscope. In: *Review of Scientific Instruments* 78 (2007), Nr. 5, S. 053710-1–7
- [62] CLAEYSSSEN, F. ; DUCAMP, A. ; BARILLOT, F. ; LE LETTY, R. ; PORCHEZ, T. ; SOSNICKY, O. ; BELLY, C.: Stepping Piezoelectric Actuators Based on APAs. In: *ACTUATOR 08 Conference Proceedings*. Bremen : Hanseatische Veranstaltungs-GmbH, 2008, S. 623–626
- [63] CLAEYSSSEN, F. ; LE LETTY, R. ; BARILLOT, F. ; SOSNICKI, O.: Amplified Piezoelectric Actuators: Static & Dynamic Applications. In: *Ferroelectrics* (2007), Nr. 351, S. 3–14
- [64] COMSTOCK, R. H.: *Charge control of piezoelectric actuators to reduce hysteresis effects (Patent US 4263527)*. 1981

- [65] CORB, B. W. ; RINGGER, M. ; GUNTHERODT, H.-J.: An electromagnetic microscopic positioning device for the scanning tunneling microscope. In: *Journal of Applied Physics* 58 (1985), Nr. 11, S. 3947–3953
- [66] COULOMB, C. A.: *Théorie des machines simples, en ayant égard au frottement de leurs parties et à la roideur des cordages*. Nouvelle Edition. Paris : Bachelier, 1821
- [67] COULON, F. de: *Signal Theory and Processing*. Dedham, MA, USA : Artech House, 1986
- [68] COURTNEY-PRATT, J. S. ; EISNER, E.: The Effect of a Tangential Force on the Contact of Metallic Bodies. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 238 (1957), Nr. 1215, S. 529–550
- [69] CROFT, D. ; DEVASIA, S.: Vibration compensation for high speed scanning tunneling microscopy. In: *Review of Scientific Instruments* 70 (1999), Nr. 12, S. 4600–4605
- [70] CROFT, D. ; SHED, G. ; DEVASIA, S.: Creep, Hysteresis, and Vibration Compensation for Piezoactuators: Atomic Force Microscopy Application. In: *Journal of Dynamic Systems, Measurement, and Control* 123 (2001), Nr. 1, S. 35–43
- [71] CURTIS, R. ; PEARSON, C. ; GAARD, P. ; GANZ, E.: A compact micropositioner for use in ultrahigh vacuum. In: *Review of Scientific Instruments* 64 (1993), Nr. 9, S. 2687–2690
- [72] CZICHOS, H. ; HABIG, K.-H.: *Tribologie-Handbuch*. 3. Aufl. Wiesbaden : Vieweg+Teubner, 2010
- [73] DAHL, P. R.: A Solid Friction Model / The Aerospace Corporation, El Segundo, CA, USA. 1968. – Forschungsbericht
- [74] DARBY, A. P. ; PELLEGRINO, S.: Inertial Stick-Slip Actuator for Active Control of Shape and Vibration. In: *Journal of Intelligent Material Systems and Structures* 8 (1997), Nr. 12, S. 1001–1011
- [75] DAVIS, U. Jr.: *Vectored Inertia Drive/Wobble Drive (International Application WO 0153721)*. 2001
- [76] DCG SYSTEMS: *DCG Systems – Our History*. <http://www.dcgsystems.com/corporate.background.html>. – abgerufen am 23.2.2013
- [77] DOOLEY, J. A. ; LINDENSMITH, C. A. ; CHAVE, R. G. ; FULTZ, B. ; GRAETZ, J.: Cryogenic Magnetostrictive Actuators: Materials and Applications. In: *ACTUATOR 98 Conference Proceedings*. Bremen : Messe Bremen, 1998, S. 407–410
- [78] DOWSON, D.: *History of Tribology*. London : Professional Engineering, 1998
- [79] DREVNIOK, B. ; PAUL, W. M. P. ; HAIRSINE, K. R. ; MCLEAN, A. B.: Methods and instrumentation for piezoelectric motors. In: *Review of Scientific Instruments* 83 (2012), Nr. 3, S. 033706-1–6
- [80] DRIESEN, W.: *Concept, Modeling and Experimental Characterization of the Modulated Friction Inertial Drive (MFID) Locomotion Principle: Application to Mobile Microrobots*, EPF Lausanne, Diss., 2008
- [81] DRIESEN, W. ; BERGANDER, A. ; VARIDEL, T. ; BREGUET, J.: Energy consumption of piezoelectric actuators for inertial drives. In: *2003 International Symposium on Micromechatronics and Human Science, Nagoya, Japan*, IEEE, 2003, S. 51–58
- [82] DUNST, P.: *Anregungssignalloptimierung für hochfrequente Trägheitsmotoren*, Universität Paderborn, Lehrstuhl für Mechatronik und Dynamik, Bachelorarbeit, Februar 2013
- [83] DUPONT, P. ; HAYWARD, V. ; ARMSTRONG, B. ; ALTPETER, F.: Single state elastoplastic friction models. In: *IEEE Transactions on Automatic Control* 47 (2002), Nr. 5, S. 787–792
- [84] EDELER, C.: Measurements and Potential Applications of Force-Control Method for Stick-Slip-Driven Nanohandling Robots. In: *Key Engineering Materials* 467–469 (2011), S. 1556–1561
- [85] EDELER, C.: *Modellierung und Validierung der Krafterzeugung mit Stick-Slip-Antrieben für nanorobotische Anwendungen*, Carl von Ossietzky Universität Oldenburg, Diss., 2011
- [86] EDELER, C. ; FATIKOW, S.: Open Loop Force Control of Piezo-Actuated Stick-Slip Drives. In: *International Journal of Intelligent Mechatronics and Robotics* 1 (2011), S. 1–19
- [87] EDELER, C. ; MEYER, I. ; FATIKOW, S.: Simulation and Measurements of Stick-Slip-Microdrives for Nanorobots. In: PISLA, D. (Hrsg.) ; CECCARELLI, M. (Hrsg.) ; HUSTY, M. (Hrsg.) ; CORVES, B. (Hrsg.): *New Trends in Mechanism Science* Bd. 5. Dordrecht : Springer Netherlands, 2010

- [88] EDELER, C. ; MEYER, I. ; FATIKOW, S.: Modeling of stick-slip micro-drives. In: *Journal of Micro-Nano Mechatronics* (2011), Nr. 6, S. 65–87
- [89] EHRICHS, E. E. ; SMITH, W. F. ; LOZANNE, A. L.: A scanning tunneling microscope/scanning electron microscope system for the fabrication of nanostructures. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* 9 (1991), Nr. 2, S. 1380–1383
- [90] ELWENSPOEK, M. ; WIEGERINK, R.: *Mechanical microsensors*. Berlin : Springer, 2001
- [91] ERLANDSSON, R. ; OLSSON, L.: A three-axis micropositioner for ultrahigh vacuum use based on the inertial slider principle. In: *Review of Scientific Instruments* 67 (1996), Nr. 4, S. 1472–1474
- [92] EXFO BURLEIGH PRODUCTS GROUP: *Application Note Inchworm Motor Technology*. <http://documents.exfo.com/appnotes/AnoteBurleigh010-ang.pdf>. 2003. – abgerufen am 21.2.2011
- [93] FATIKOW, S.: *Mikroroboter und Mikromontage*. Stuttgart : Teubner, 2000
- [94] FATIKOW, S. ; WICH, T. ; SIEVERS, T. ; JÄHNISCH, M. ; EICHHORN, V. ; MIRCEA, J. ; HÜLSEN, H. ; STOLLE, C.: Automatic nanohandling station inside a scanning electron microscope. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part B: Journal of Engineering Manufacture* 222 (2008), Nr. 1, S. 117–128
- [95] FERNANDEZ LOPEZ, J.: *Modeling and optimization of ultrasonic linear motors*, EPF Lausanne, Diss., 2006
- [96] FLEMING, A. ; MOHEIMANI, S.: Sensorless vibration suppression and scan compensation for piezoelectric tube nanopositioners. In: *IEEE Transactions on Control Systems Technology* 14 (2006), Nr. 1, S. 33–44
- [97] FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH: *Ultrakompakter Nanopositionierer*. <http://www.fz-juelich.de/ibn/nanopositioner>. 2010. – abgerufen am 18.2.2011
- [98] FREI, P. U.: *Theory, design and implementation of a novel vibratory conveyor*, ETH Zürich, Diss., 2002
- [99] FUKADA, E.: Piezoelectricity as a fundamental property of wood. In: *Wood Science and Technology* 2 (1968), Nr. 4, S. 299–307
- [100] FUKADA, E.: History and recent progress in piezoelectric polymers. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 47 (2000), Nr. 6, S. 1277–1290
- [101] FURUTANI, K. ; HIGUCHI, T. ; YAMAGATA, Y. ; MOHRI, N.: Effect of lubrication on impact drive mechanism. In: *Precision Engineering* 22 (1998), Nr. 2, S. 78–86
- [102] FURUTANI, K. ; MOHRI, N. ; HIGUCHI, T.: Self-running type electrical discharge machine using impact drive mechanism. In: *IEEE/ASME 1st Int. Conf. Advanced Intelligent Mechatronics, Tokyo, Japan IEEE*, 1997
- [103] GE, P. ; JOUANEH, M.: Modeling hysteresis in piezoceramic actuators. In: *Precision Engineering* 17 (1995), Nr. 3, S. 211–221
- [104] GLÖSS, R. ; KOHLER, R.: *Signal-Preshaping (Patentschrift DE 19749990 B4)*. 2010
- [105] GÖKEN, M.: Scanning tunneling microscopy in UHV with an X,Y,Z micropositioner. In: *Review of Scientific Instruments* 65 (1994), S. 2252–2254
- [106] GOLDFARB, M. ; CELANOVIC, N.: A Lumped Parameter Electromechanical Model for Describing the Nonlinear Behavior of Piezoelectric Actuators. In: *Journal of Dynamic Systems, Measurement, and Control* 119 (1997), Nr. 3, S. 478–485
- [107] GOLDSCHMIDT, R.: *Propulsion of Vehicles (Patent US 1511960)*. 1924
- [108] GOMIS-BELLMUNT, O. ; CAMPANILE, L. F.: Actuator Principles and Classification. In: *Design Rules for Actuators in Active Mechanical Systems*. London : Springer, 2010, S. 3–28
- [109] GÖRKE, D.: *Experimentelle und numerische Untersuchung des Normal- und Tangentialkontaktverhaltens rauher metallischer Oberflächen*, Universität Erlangen-Nürnberg, Diss., 2010
- [110] GÖTZ, H.: *Einführung in die digitale Signalverarbeitung*. 2. Aufl. Stuttgart : Teubner, 1995
- [111] GOZEN, B. A. ; OZDOGANLAR, O. B.: A method for open-loop control of dynamic motions of piezo-stack actuators. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 184 (2012), S. 160–172
- [112] GRAFFEL, B. ; MÜLLER, F. ; MÜLLER, A.-D. ; HIETSCHOLD, M.: Feedforward correction of nonlinearities in piezoelectric scanner constructions and its experimental verification. In: *Review of Scientific Instruments* 78 (2007), Nr. 5, S. 053706-1–6

- [113] GREENBERG, M. D.: *Advanced engineering mathematics*. Englewood Cliffs, NJ, USA : Prentice Hall, 1988
- [114] GRISS, P.: Kleine Dimensionen – grosse Herausforderungen. In: *Technische Rundschau* (2007), Nr. 15, S. 42–44
- [115] GUHA, A. ; KIM, S. ; LOZANNE, A. L.: Novel frictionless approach mechanism for a scanning tunneling microscope. In: *Review of Scientific Instruments* 74 (2003), Nr. 10, S. 4384–4388
- [116] GULYAEV, P. V. ; SHELKOVNIKOV, Y. K. ; TYURIKOV, A. V. ; OSIPOV, N. I.: High-accuracy inertial rotation-linear piezoelectric drive. In: *Russian Electrical Engineering* 81 (2011), Nr. 10, S. 521–523
- [117] GUYENOT, V. ; DAMM, C. ; TITTELBACH, G.: *Vorrichtung zum Justieren von mechanischen Baugruppen insbesondere zum Herstellen eines multi-mirror-Polygons (Patentschrift DE 4236795 C1)*. 1993
- [118] GUYENOT, V. ; EBERHARDT, V.: *Verfahren und Vorrichtung zum schrittweisen Antrieb von Teilen (Patentschrift DD 147030)*. 1981
- [119] HA, J.-L. ; FUNG, R.-F. ; YANG, C.-S.: Hysteresis identification and dynamic responses of the impact drive mechanism. In: *Journal of Sound and Vibration* 283 (2005), Nr. 3–5, S. 943–956
- [120] HACK, T.: Experiments with a new piezoelectric rotary actuator. In: *1998 IEEE International Frequency Control Symposium*, IEEE, 1998, S. 724–732
- [121] HAFT, D. ; LINDENBERG, T. ; BÖDEFELD, C.: *Positionierer mit Festkörpergelenk (Patentschrift DE 102005026708 B4)*. 2007
- [122] HAGENMEYER, V. ; ZEITZ, M.: Flachheitsbasierter Entwurf von linearen und nichtlinearen Vorsteuerungen. In: *at - Automatisierungstechnik* 52 (2004), Nr. 1, S. 3–12
- [123] HAMMING, R. W.: *Numerical Methods for Scientists and Engineers*. republ. 2nd ed. New York : Dover, 1986
- [124] HATA, Y. ; OKAMOTO, Y.: *Linear Actuator (Patent Application US 2003/0222538 A1)*. 2003
- [125] HATSUZAWA, T. ; HAYASE, M. ; OGUCHI, T.: A linear actuator based on cilia vibration. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 105 (2003), Nr. 2, S. 183–189
- [126] HEES, I. J. B. ; NIJSSE, G. J. B. ; SPRONCK, J. W.: A Manipulator Using Piezos in the Inertial Sliding Mode for the Actuation in Six Degrees of Freedom Simultaneously. In: *ACTUATOR 98 Conference Proceedings*. Bremen : Messe Bremen, 1998, S. 245–248
- [127] HEGEWALD, T.: *Modellierung des nichtlinearen Verhaltens piezokeramischer Aktoren*, Universität Erlangen-Nürnberg, Diss., 2008
- [128] HEMSEL, T.: *Untersuchung und Weiterentwicklung linearer piezoelektrischer Schwingungsantriebe*. HNI-Verlagsschriftenreihe, 2001. – zugl. Diss. Universität Paderborn
- [129] HEMSEL, T. ; WALLASCHEK, J.: Survey of the present state of the art of piezoelectric linear motors. In: *Ultrasonics* 38 (2000), Nr. 1–8, S. 37–40
- [130] HENDERSON, D. A.: *Linear Drive Systems and Methods Thereof (Patent Application US 8059346 A1)*. 2011
- [131] HENN, H. ; SINAMBARI, G. R. ; FALLEN, M.: *Ingenieurakustik - Grundlagen, Anwendungen, Verfahren*. 3. Aufl. Braunschweig : Vieweg, 2001
- [132] HERNÁNDEZ, H. ; PREZA, E. ; VELÁZQUEZ, R.: Characterization of a piezoelectric ultrasonic linear motor for Braille displays. In: *2009 Electronics, Robotics and Automotive Mechanics Conference*, IEEE, 2009, S. 402–407
- [133] HESS, D. P. ; SOOM, A.: Friction at a Lubricated Line Contact Operating at Oscillating Sliding Velocities. In: *Journal of Tribology* 112 (1990), Nr. 1, S. 147–152
- [134] HEWITT, E. ; HEWITT, R. E.: The Gibbs-Wilbraham phenomenon: An episode in Fourier analysis. In: *Archive for History of Exact Sciences* 21 (1979), Nr. 2, S. 129–160
- [135] HEYWANG, W. (Hrsg.) ; LUBITZ, K. (Hrsg.) ; WERSING, W. (Hrsg.): *Piezoelectricity: Evolution and Future of a Technology*. Berlin : Springer, 2008
- [136] HIGUCHI, T.: Application of Electromagnetic Impulsive Force to Precise Positioning Tools in Robot System. In: *2nd International Symposium on Robotics Research, Kyoto, Japan*, 1984, S. 281–285

- [137] HIGUCHI, T. ; FURUTANI, K. ; YAMAGATA, Y. ; KUDOH, K. ; OGAWA, M.: Improvement of Velocity of Impact Drive Mechanism by Controlling Friction. In: *Journal of Advanced Automation Technology* 5 (1993), Nr. 2, S. 71–76
- [138] HIGUCHI, T. ; HOJJAT, Y. ; WANATABE, M.: Micro Actuators Using Recoil of an Ejected Mass. In: *Micro Robots and Teleoperators Workshop, Hyannis, Massachusetts*, IEEE, 1987
- [139] HIGUCHI, T. ; WATANABE, M.: *Apparatus for effecting fine movement by impact force produced by piezoelectric or electrostrictive element (Patent US 4894579)*. 1990
- [140] HIGUCHI, T. ; YAMAGATA, Y. ; FURUTANI, K. ; KUDOH, K.: Precise positioning mechanism utilizing rapid deformations of piezoelectric elements. In: *Micro Electro Mechanical Systems 1990, Napa Valley, CA, USA*, IEEE, 1990, S. 222–226
- [141] HIGUCHI, T. ; YAMAGATA, Y. ; KUDOH, K.-i. ; IWASAKI, K.: Micro robot arm utilizing rapid deformations of piezoelectric elements. In: *Fifth International Symposium on Robotics Research*. Cambridge, Massachusetts : MIT Press, 1990, S. 37–44
- [142] HINRICHS, N.: *Reibungsschwingungen mit Selbst- und Fremderregung: Experiment, Modellierung und Berechnung*. Düsseldorf : VDI-Verlag, 1997 (Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 11, Nr. 240)
- [143] HÖGE, M. ; MAGORI, E. ; MOCK, R.: A New Arrhenius-Type Rate Theory of Nonlinear Domain Switching of Piezo Actuators. In: *ACTUATOR 12 Conference Proceedings*. Bremen : Wirtschaftsförderung Bremen, 2012, S. 64–67
- [144] HOWALD, L. ; RUDIN, H. ; GUNTHERODT, H.-J.: Piezoelectric inertial stepping motor with spherical rotor. In: *Review of Scientific Instruments* 63 (1992), Nr. 8, S. 3909–3912
- [145] HUANG, W.: *Impulsive Manipulation*, Carnegie Mellon University, Pittsburgh, Pennsylvania, USA, Diss., 1997
- [146] HUNSTIG, M. ; HEMSEL, T.: Modellbasierte Entwicklung piezoelektrischer Trägheitsmotoren. In: *6. Paderborner Workshop Entwurf mechatronischer Systeme*. Paderborn : HNI-Verlagsschriftenreihe, 2009, S. 85–96
- [147] HUNSTIG, M. ; HEMSEL, T.: Drive Signals for Maximizing the Velocity of Piezoelectric Inertia Motors. In: *Journal of the Korean Physical Society* 57 (2010), Nr. 41, S. 938–941
- [148] HUNSTIG, M. ; HEMSEL, T.: Parameter Identification and Model Validation for the Piezoelectric Actuator in an Inertia Motor. In: *Journal of the Korean Physical Society* 57 (2010), Nr. 41, S. 952–954
- [149] HUNSTIG, M. ; HEMSEL, T. ; SEXTRO, W.: Anregungskonzepte und Modellierung piezoelektrischer Trägheitsmotoren. In: *7. Paderborner Workshop Entwurf mechatronischer Systeme*. Paderborn : HNI-Verlagsschriftenreihe, 2010, S. 129–141
- [150] HUNSTIG, M. ; HEMSEL, T. ; SEXTRO, W.: *Frequency Response Based Control for Arbitrary Trajectories of Piezoelectric Actuators*. Vortrag beim 7th International Workshop on Piezoelectric Materials and Applications in Actuators, Antalya, Türkei, Oktober 2010
- [151] HUNSTIG, M. ; HEMSEL, T. ; SEXTRO, W.: Improving the Performance of Piezoelectric Inertia Motors. In: *ACTUATOR 10 Conference Proceedings*. Bremen : Wirtschaftsförderung Bremen, 2010, S. 657–661
- [152] HUNSTIG, M. ; HEMSEL, T. ; SEXTRO, W.: An Efficient Simulation Technique for High-Frequency Piezoelectric Inertia Motors. In: *2012 International Ultrasonics Symposium*, IEEE, 2012, S. 277–280
- [153] HUNSTIG, M. ; HEMSEL, T. ; SEXTRO, W.: Modelling the friction contact in an inertia motor. In: *Journal of Intelligent Material Systems and Structures* 24 (2013), Nr. 11, S. 1380–1391
- [154] HUNSTIG, M. ; HEMSEL, T. ; SEXTRO, W.: Stick-slip and slip-slip operation of piezoelectric inertia drives. Part I: Ideal excitation. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 200 (2013), S. 90–100
- [155] HUNSTIG, M. ; HEMSEL, T. ; SEXTRO, W.: Stick-slip and slip-slip operation of piezoelectric inertia drives—Part II: Frequency-limited excitation. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 200 (2013), S. 79–89
- [156] IDOGAKI, T. ; KANAYAMA, H. ; NOBOFUKU, O. ; HARUMI, S. ; TADASHI, H.: Characteristics of Piezoelectric Locomotive Mechanism for an In-Pipe Micro Inspection Machine. In: *Sixth International Symposium on Micro-Machine and Human Science, Nagoya, Japan*, IEEE, 1995, S. 193–198

- [157] IKEDA, T.: *Fundamentals of Piezoelectricity*. Oxford : Oxford University Press, 1990
- [158] IKUTA, K. ; ARITOMI, S. ; KABASHIMA, T.: Tiny Silent Linear Cybernetic Actuator Driven by Piezoelectric Device with Electromagnetic Clamp. In: *Micro Electro Mechanical Systems '92*. Travemünde : IEEE, 1992, S. 232–237
- [159] IMINA TECHNOLOGIES: *Micromanipulator miBot BT-10*. <http://imina.ch/products/micromanipulators>. – abgerufen am 4.9.2013
- [160] ISERMANN, R. (Hrsg.): *Mechatronische Systeme*. 2. Aufl. Berlin : Springer, 2008
- [161] ISHAK, R.: *Modeling and Experimental Investigations of a Piezoelectric Stick-Slip Motor*, Universität Paderborn, Lehrstuhl für Mechatronik und Dynamik, Masterarbeit, September 2007
- [162] ISHII, T. ; NAKAMURA, K. ; UEHA, S. ; OHNISHI, K.: A wear evaluation chart of friction materials used for ultrasonic motors. In: *1998 Ultrasonics Symposium*, IEEE, 1998, S. 699–702
- [163] JAFFE, B. ; COOK, W. R. Jr. ; JAFFE, H.: *Piezoelectric Ceramics*. Nachdruck. Marietta, OH, USA : R.A.N. Publishers, 1971
- [164] JANOCHA, H.: *Aktoren: Grundlagen und Anwendungen*. Berlin : Springer, 1992
- [165] JANOCHA, H. ; PESOTSKI, D. ; KUHNEN, K.: FPGA-Based Compensator of Hysteretic Actuator Nonlinearities for Highly Dynamic Applications. In: *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics* 13 (2008), Nr. 1, S. 112–116
- [166] JENDRITZA, D. J.: *Piezoaktoren für den Großsignalbetrieb*, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, Diss., 1995
- [167] JENDRITZA, D. J. ; 16 MITAUTOREN: *Technischer Einsatz Neuer Aktoren. Grundlagen, Werkstoffe, Designregeln und Anwendungsbeispiele*. 2. Aufl. Renningen-Malmsheim : expert, 1998
- [168] JOHANNES, V. ; GREEN, M. ; BROCKLEY, C.: The role of the rate of application of the tangential force in determining the static friction coefficient. In: *Wear* 24 (1973), Nr. 3, S. 381–385
- [169] JOHNSON, K. L.: *Contact Mechanics*. corrected paperback edition. Cambridge, UK : Cambridge University Press, 1987
- [170] JORDAN, S. ; LULA, B. ; VORNDRAN, S.: *Nanopositioning: Keeping Pace*. 2007. – Nachdruck aus "The Photonics Handbook 2007", Laurin Publishing
- [171] JUDY, J. W. ; POLLA, D. L. ; ROBBINS, W. P.: Experimental Model and IC-Process Design of a Nanometer Linear Piezoelectric Stepper Motor. In: *Microstructures, Sensors, and Actuators, Dallas, Texas, USA*, ASME, 1990, S. 11–17
- [172] JUDY, J. W. ; POLLA, D. L. ; ROBBINS, W. P.: A linear piezoelectric stepper motor with submicrometer step size and centimeter travel range. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 37 (1990), Nr. 5, S. 428–437
- [173] JUHAS, L. ; VUJANIC, A. ; ADAMOVIC, N. ; NAGY, L. ; BOROVAR, B.: A platform for micropositioning based on piezo legs. In: *Mechatronics* 11 (2001), Nr. 7, S. 869–897
- [174] JUNG, H. ; GWEON, D.-G.: Creep characteristics of piezoelectric actuators. In: *Review of Scientific Instruments* 71 (2000), Nr. 4, S. 1896
- [175] KAIZUKA, H. ; SIU, B.: A Simple Way to Reduce Hysteresis and Creep When Using Piezoelectric Actuators. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 27 (1988), Nr. 5, S. L773–L776
- [176] KANG, C.-Y. ; YOO, K.-H. ; KO, H.-P. ; KIM, H.-J. ; KO, T.-K. ; YOON, S.-J.: Analysis of driving mechanism for tiny piezoelectric linear motor. In: *Journal of Electroceramics* 17 (2006), Nr. 2, S. 609–612
- [177] KANG, D.: *Modeling of the Piezoelectric-Driven Stick-Slip Actuators*, University of Saskatchewan, Department of Mechanical Engineering, Saskatoon, Kanada, Master Thesis, 2007. <http://hdl.handle.net/10388/etd-11152007-200332>
- [178] KAPPAGANTU, R. V. ; FEENY, B. F.: Part 1: Dynamical Characterization of a Frictionally Excited Beam. In: *Nonlinear Dynamics* 22 (2000), Nr. 4, S. 317–333
- [179] KARRAI, K.: *Inertial positioner (Patent Specification EP 0823738 B1)*. 1998
- [180] KATZIR, S.: *The Beginnings of Piezoelectricity: A Study in Mundane Physics*. Dordrecht : Springer, 2006
- [181] KAWAKITA, S. ; ISOGAI, T. ; OHYA, N. ; KAWAHARA, N.: Multi-layered piezoelectric bimorph actuator. In: *1997 International Symposium on Micromechatronics and Human Science*, IEEE, 1997, S. 73–78

- [182] KIM, B. ; WASHINGTON, G. N. ; YOON, H.-S.: Hysteresis-reduced dynamic displacement control of piezoceramic stack actuators using model predictive sliding mode control. In: *Smart Materials and Structures* 21 (2012), Nr. 5, S. 055018
- [183] KIM, B. G. ; VASILJEV, P. ; YOON, S. M. ; YOON, S. I.: *Small-sized Piezoelectric/Electrostrictive Ultrasonic Linear Motor (Schutzrecht KR 1020040027753 A)*. 2004. – koreanisch, ausgewertet anhand der Übersetzung von "Korean Patent Abstracts", <http://kpa.kipris.or.kr/kpa>
- [184] KLEINDIEK, S.: *Electromechanical Positioning Device (International Application WO 94/06160)*. 1994
- [185] KLEINDIEK, S.: *Elektromechanische Positioniereinheit (Offenlegungsschrift DE 4440758)*. 1996
- [186] KLEINDIEK, S.: *Elektromechanische Antriebsvorrichtung mit Piezoelement (Internationale Anmeldung WO 00/54004)*. 2000
- [187] KLEINDIEK NANOTECHNIK GMBH: *Kleindiek Nanotechnik: MM3A-EM*. <http://www.nanotechnik.com/mm3a-em.html>. – abgerufen am 4.9.2013
- [188] KLOCKE NANOTECHNIK GMBH: *Nanomotor(R) - The Smallest and Most Precise Linear Motor*. http://www.nanomotor.de/p_nanomotor.htm. – abgerufen am 8.3.2011
- [189] KO, H.-P. ; KANG, C.-Y. ; KIM, J.-S. ; BORODIN, S. N. ; KIM, S. ; YOON, S.-J.: Constructions and characteristics of a tiny piezoelectric linear motor using radial mode vibrations. In: *Journal of Electroceramics* 17 (2006), Nr. 2, S. 603–608
- [190] KO, H.-P. ; KIM, S. ; BORODIN, S. N. ; VASILJEV, P. E. ; KANG, C.-Y. ; YOON, S.-J.: A novel tiny ultrasonic linear motor using the radial mode of a bimorph. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 125 (2006), Nr. 2, S. 477–481
- [191] KO, H.-P. ; LEE, K.-J. ; YOO, K.-H. ; KANG, C.-Y. ; KIM, S. ; YOON, S.-J.: Analysis of Tiny Piezoelectric Ultrasonic Linear Motor. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 45 (2006), S. 4782–4786
- [192] KOC, B.: Piezoelectric Motor, Operates by Exciting Multiple Harmonics of a Square Plate. In: *ACTUATOR 10 Conference Proceedings*. Bremen : Wirtschaftsförderung Bremen, 2010, S. 194–197
- [193] KONICA MINOLTA HOLDINGS, INC.: *Piezoelectric supersonic linear actuator*. http://www.konicaminolta.com/about/research/core_technology/picture/antiblur.html. – abgerufen am 5.1.2012
- [194] KORTSCHACK, A. ; HANBLER, O. C. ; RASS, C. ; FATIKOW, S.: Driving principles of mobile micro-robots for micro- and nanohandling. In: *2003 IEEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems, Las Vegas, USA Bd. 2*, IEEE, 2003, S. 1895–1900
- [195] KUDOH, K. ; TABUCHI, S. ; HIGUCHI, T. ; KAKUSHO, N. ; SATO, K.: Development of Automatic Micromanipulation System for Biological Cell Sorter. In: *Journal of Mammalian Ova Research* 15 (1998), Nr. 3, S. 167–172
- [196] KUHNEN, K.: *Inverse Steuerung piezoelektrischer Aktoren mit Hysterese-, Kriech- und Superpositionsoperatoren*, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, Diss., 2001
- [197] KUHNEN, K.: *Kompensation komplexer gedächtnisbehafteter Nichtlinearitäten in Systemen mit aktiven Materialien*. Aachen : Shaker, 2008
- [198] KUHNEN, K. ; JANOCHA, H. ; KREJCI, P.: *Verfahren und Vorrichtung zur Online-Kompensation von Nichtlinearitäten im Übertragungsverhalten von Stellgliedern (Patentschrift DE 102007001186 B4)*. 2008
- [199] KUTTRUFF, H.: *Physik und Technik des Ultraschalls*. Stuttgart : S. Hirzel, 1988
- [200] LAMBERT, P. ; VALENTINI, A. ; LAGRANGE, B. ; DE LIT, P. ; DELCHAMBRE, A.: Design and performances of a one-degree-of-freedom guided nano-actuator. In: *Robotics and Computer-Integrated Manufacturing* 19 (2003), Nr. 1–2, S. 89–98
- [201] LAMPAERT, V. ; AL-BENDER, F. ; SWEVERS, J.: Experimental Characterization of Dry Friction at Low Velocities on a Developed Tribometer Setup for Macroscopic Measurements. In: *Tribology Letters* 16 (2004), Nr. 1/2, S. 95–105
- [202] LASCH, T.: *Rotierender Trägheitsantrieb (Patentschrift EP 1707809)*. 2006

- [203] LEE, J. ; KWON, W. S. ; KIM, K.-S. ; KIM, S.: A novel smooth impact drive mechanism actuation method with dual-slider for a compact zoom lens system. In: *Review of Scientific Instruments* 82 (2011), S. 085105-1-8
- [204] LEE, J. H. ; PARK, Y. H. ; KIM, K. S. ; KIM, S. H.: Independent Driving Method of Two Moving Sliders Using One Piezoelectric Linear Actuator. In: *ACTUATOR 10 Conference Proceedings*. Bremen : Wirtschaftsförderung Bremen, 2010, S. 617-619
- [205] LEE, S.-H. ; ROYSTON, T. J. ; FRIEDMAN, G.: Modeling and Compensation of Hysteresis in Piezoceramic Transducers for Vibration Control. In: *Journal of Intelligent Material Systems and Structures* 11 (2000), Nr. 10, S. 781-790
- [206] LEE, S. W. ; AHN, K.-G. ; NI, J.: Development of a piezoelectric multi-axis stage based on stick-and-clamping actuation technology. In: *Smart Materials and Structures* 16 (2007), Nr. 6, S. 2354-2367
- [207] LENK, A.: *Elektromechanische Systeme – Band 2: Systeme mit verteilten Parametern*. 1. Aufl. Berlin : VEB Verlag Technik, 1974
- [208] LI, C. ; MENG, Y. ; TIAN, Y.: Recession in a linear stepper motor based on piezoelectric actuator and electrorheological clampers. In: *Smart Materials and Structures* 21 (2012), Nr. 12, S. 125008
- [209] LI, Y. ; BECHHOEFER, J.: Feedforward control of a closed-loop piezoelectric translation stage for atomic force microscope. In: *Review of Scientific Instruments* 78 (2007), S. 013702-1-8
- [210] LIBIOULLE, L. ; RONDA, A. ; DERYCKE, I. ; VIGNERON, J. P. ; GILLES, J. M.: Vertical two-dimensional piezoelectric inertial slider for scanning tunneling microscope. In: *Review of Scientific Instruments* 64 (1993), Nr. 6, S. 1489-1494
- [211] LIM, K.-J. ; LEE, J.-S. ; PARK, S.-H. ; KANG, S.-H. ; KIM, H.-H.: Fabrication and characteristics of impact type ultrasonic motor. In: *Journal of the European Ceramic Society* 27 (2007), Nr. 13-15, S. 4159-4162
- [212] LIN, C.-J. ; LIN, P.-T.: Tracking control of a biaxial piezo-actuated positioning stage using generalized Duhem model. In: *Computers & Mathematics with Applications* 64 (2012), Nr. 5, S. 766-787
- [213] LINDENSMITH, C. ; CHAVE, R.: *Magnetostrictive Inertial-Reaction Linear Motors*. Nasa Tech Briefs. <http://www.techbriefs.com/component/content/article/2146>. 1998. – abgerufen am 2.3.2011
- [214] LING, S.-F. ; DU, H. ; JIANG, T.: Analytical and experimental study on a piezoelectric linear motor. In: *Smart Materials and Structures* 7 (1998), Nr. 3, S. 382-388
- [215] LITTMANN, W.: *Piezelektrische, resonant betriebene Ultraschall-Leistungswandler mit nichtlinearen mechanischen Randbedingungen*. HNI-Verlagsschriftenreihe, 2003. – zugl. Diss. Universität Paderborn
- [216] LITTMANN, W.: Passive Wellenleiter. In: *Vorlesungsunterlagen „Piezo- und Ultraschalltechnik“*. Athena Technologie Beratung / Leibniz Universität Hannover, 2011
- [217] LITTMANN, W. ; STORCK, H. ; WALLASCHEK, J.: Sliding friction in the presence of ultrasonic oscillations: superposition of longitudinal oscillations. In: *Archive of Applied Mechanics* 71 (2001), Nr. 8, S. 549-554
- [218] LIU, Y.-T. ; HIGUCHI, T.: Precision positioning device utilizing impact force of combined piezopneumatic actuator. In: *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics* 6 (2001), Nr. 4, S. 467-473
- [219] LIU, Y.-T. ; HIGUCHI, T. ; FUNG, R.-F.: A novel precision positioning table utilizing impact force of spring-mounted piezoelectric actuator-part I: experimental design and results. In: *Precision Engineering* 27 (2003), Nr. 1, S. 14-21
- [220] LIU, Y.-T. ; JIANG, C.-C.: Pneumatic actuating device with nanopositioning ability utilizing PZT impact force coupled with differential pressure. In: *Precision Engineering* 31 (2007), Nr. 3, S. 293 - 303
- [221] LU, Q. ; WANG, Q. ; HOU, Y.: Comment on “A nanopositioner for scanning probe microscopy: The KoalaDrive” [Rev. Sci. Instrum. 83, 023703 (2012)]. In: *Review of Scientific Instruments* 83 (2012), Nr. 9, S. 097101-1
- [222] LYDING, J. W. ; SKALA, S. ; HUBACEK, J. S. ; BROCKENBROUGH, R. ; GAMMIE, G.: Variable-temperature scanning tunneling microscope. In: *Review of Scientific Instruments* 59 (1988), Nr. 9, S. 1897-1902

- [223] MARINESCU, M. ; WINTER, J.: Symbolische Verfahren zur Behandlung von Sinusgrößen. In: *Grundlagenwissen Elektrotechnik*. Wiesbaden : Vieweg+Teubner, 2011, S. 178–201
- [224] MASON, W. P.: Piezoelectricity, its history and applications. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 70 (1981), Nr. 6, S. 1561–1566
- [225] MATSUDA, R. ; KANEKO, R.: Micro-step XY-stage using piezoelectric tube actuator. In: *Micro Electro Mechanical Systems 1991*, IEEE, 1991, S. 137–142
- [226] MATSUKI, K.: *Inertial drive actuator (Patent Application EP 1845608 A2)*. 2007
- [227] MATSUSAKA, K. ; OZAWA, S. ; YOSHIDA, R. ; YUASA, T. ; SOUMA, Y.: Ultracompact optical zoom lens for mobile phone. In: *Proc. SPIE* Bd. 6502, 2007, S. 650203-1–10
- [228] MATWEB: *Nitrile Rubber (NBR, Acrylonitrile-Butadiene Rubber)*. <http://www.matweb.com/search/DataSheet.aspx?MatGUID=75d3830136414f58802f3f8a1a1ed9a3>. – abgerufen am 7.2.2013
- [229] MAY, W. G. Jr.: *Piezoelectric Electromechanical Translation Apparatus (Patent US 3902084)*. 1975
- [230] MAZEIKA, D. ; VASILJEV, P.: Linear inertial piezoelectric motor with bimorph disc. In: *Mechanical Systems and Signal Processing* 36 (2011), Nr. 1, S. 110–117
- [231] MEYER, C. ; SQALLI, O. ; LORENZ, H. ; KARRAI, K.: Slip-stick step-scanner for scanning probe microscopy. In: *Review of Scientific Instruments* 76 (2005), Nr. 6, S. 063706-1–5
- [232] MEYER, T.: *Entwurf einer flachheitsbasierten Vorsteuerung für einen piezoelektrischen Aktor*, Universität Paderborn, Lehrstuhl für Mechatronik und Dynamik, Studienarbeit, März 2010
- [233] MILLIS, M. G. ; THOMAS, N. E.: *Responding to Mechanical Antigravity*. NASA, Glenn Research Center. <http://gltrs.grc.nasa.gov/reports/2006/TM-2006-214390.pdf>. 2006
- [234] MINASE, J. ; LU, T.-F. ; CAZZOLATO, B. ; GRAINGER, S.: A review, supported by experimental results, of voltage, charge and capacitor insertion method for driving piezoelectric actuators. In: *Precision Engineering* 34 (2010), Nr. 4, S. 692–700
- [235] MITA, M. ; ARAI, M. ; TENSAKA, S. ; KOBAYASHI, D. ; BASSET, P. ; KAISER, A. ; MASQUELIER, P. ; BUCHAILLOT, L. ; COLLARD, D. ; FUJITA, H.: Electrostatic impact-drive microactuator. In: *14th IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems*, IEEE, 2001, S. 590–593
- [236] MITA, M. ; ARAI, M. ; TENSAKA, S. ; KOBAYASHI, D. ; FUJITA, H.: A micromachined impact microactuator driven by electrostatic force. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 12 (2003), Nr. 1, S. 37–41
- [237] MORITA, T. ; MURAKAMI, H. ; YOKOSE, T. ; HOSAKA, H.: A miniaturized resonant-type smooth impact drive mechanism actuator. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 178 (2012), S. 188–192
- [238] MORITA, T. ; NISHIMURA, T. ; YOSHIDA, R. ; HOSAKA, H.: Resonant-type SIDM actuator operating at lower input voltages. In: *Japanese Journal of Applied Physics* (2013), Nr. 52, S. 07HE05
- [239] MORITA, T. ; YOSHIDA, R. ; OKAMOTO, Y. ; KUROSAWA, M. ; HIGUCHI, T.: A smooth impact rotation motor using a multi-layered torsional piezoelectric actuator. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 46 (1999), Nr. 6, S. 1439–1445
- [240] MRACEK, M.: *Untersuchung des dynamischen Verhaltens gekoppelter piezoelektrischer Ultraschallmotoren mit Stoßkontakt*. HNI-Verlagsschriftenreihe, 2011. – zugl. Diss. Universität Paderborn
- [241] MUGELE, F. ; KLOOS, C. ; LEIDERER, P. ; MOLLER, R.: A simple, ultrahigh vacuum compatible scanning tunneling microscope for use at variable temperatures. In: *Review of Scientific Instruments* 67 (1996), Nr. 7, S. 2557–2559
- [242] MUNASSYPOV, R. ; GROSSMANN, B. ; MAGNUSSEN, B. ; FATIKOW, S.: Development and Control of Piezoelectric Actuators for a Mobile Micromanipulation System. In: *ACTUATOR 96 Conference Proceedings*. Bremen : AXON Technologie Consult, 1996
- [243] MURTHY, R. ; DAS, A. ; POPA, D. O.: ARRIpede: A stick-slip micro crawler/conveyor robot constructed via 2 ½D MEMS assembly. In: *IEEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems*, IEEE, 2008, S. 34–40
- [244] NAKAMURA, K. ; KUROSAWA, M. ; KUREBAYASHI, H. ; UEHA, S.: An estimation of load characteristics of an ultrasonic motor by measuring transient responses. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 38 (1991), Nr. 5, S. 481–485
- [245] NATKE, H. G.: *Einführung in Theorie und Praxis der Zeitreihen- und Modalanalyse: Identifikation schwingungsfähiger elastomechanischer Systeme*. 3. Aufl. Braunschweig : Vieweg, 1992

- [246] NEWCOMB, C. ; FLINN, I.: Improving the linearity of piezoelectric ceramic actuators. In: *Electronics Letters* 18 (1982), Nr. 11, S. 442–444
- [247] NGUYEN, H. T.: *Nonlinear Quasi-static and Dynamic Behavior of Piezoceramics at Moderate Strains*, TU Berlin, Diss., 2011
- [248] NIEDERMANN, P. ; EMCH, R. ; DESCOUTS, P.: Simple piezoelectric translation device. In: *Review of Scientific Instruments* 59 (1988), Nr. 2, S. 368–369
- [249] NIEMZ, P. ; LÜHMANN, A. ; WAGNER, J.: Orientierende Untersuchungen zur Ermittlung ausgewählter piezoelektrischer Konstanten an Holz. In: *Holz als Roh- und Werkstoff* 50 (1992), Nr. 12, S. 484–484
- [250] NIEZRECKI, C. ; BREI, D. ; BALAKRISHNAN, S. ; MOSKALIK, A.: Piezoelectric actuation: state of the art. In: *The shock and vibration digest* 33 (2001), Nr. 4, S. 269–280
- [251] NISHIMURA, T. ; HOSAKA, H. ; MORITA, T.: Resonant-type Smooth Impact Drive Mechanism (SIDM) actuator using a bolt-clamped Langevin transducer. In: *Ultrasonics* 52 (2012), Nr. 1, S. 75–80
- [252] NISHIMURA, T. ; MORITA, T.: Resonant-Type SIDM Actuator. In: *ACTUATOR 10 Conference Proceedings*. Bremen : Wirtschaftsförderung Bremen, 2010, S. 181–185
- [253] NOMURA, Y. ; AOYAMA, H.: Development of inertia driven micro robot with nano tilting stage for SEM operation. In: *Microsystem Technologies* 13 (2007), Nr. 8, S. 1347–1352
- [254] OHMACHI, O. ; YAMAGATA, Y. ; HIGUCHI, T.: Micro impact drive mechanisms using optically excited thermal expansion. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 6 (1997), Nr. 3, S. 200–207
- [255] OKAMOTO, Y. ; YOSHIDA, R.: Development of Linear Actuators Using Piezoelectric Elements. In: *Electronics and Communications in Japan, Part 3* 81 (1998), Nr. 11, S. 11–17
- [256] OOKOSHI, M. ; SAKANO, S.: Microstep X-Y-theta table using three-pole piezoelectric tube actuator. In: *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers. C* 596 (1996), Nr. 62, S. 1392–1396. – japanisch
- [257] OPPENHEIM, A. V. ; SCHAFER, R. W.: *Digital Signal Processing*. London : Prentice-Hall, 1975
- [258] OWIS GMBH: *Katalog Nano-Positioniersysteme*. http://www.owis-staufen.de/download/kap_nano_pos_sys.pdf. 2009. – abgerufen am 28.3.2011
- [259] PAIK, D.-S. ; YOO, K.-H. ; KANG, C.-Y. ; CHO, B.-H. ; NAM, S. ; YOON, S.-J.: Multilayer piezoelectric linear ultrasonic motor for camera module. In: *Journal of Electroceramics* 22 (2009), Nr. 1, S. 346–351
- [260] PAK, M. ; NASSERI, A.: Load-velocity Characteristics of a Stick-slip Piezo Actuator. In: *ACTUATOR 12 Conference Proceedings*. Bremen : Wirtschaftsförderung Bremen, 2012, S. 755–756
- [261] PAN, S.: *Piezoelectric Motor (International Application WO 1993/19494)*. 1993
- [262] PAN, S. H. ; HUDSON, E. W. ; DAVIS, J. C.: ³He refrigerator based very low temperature scanning tunneling microscope. In: *Review of Scientific Instruments* 70 (1999), Nr. 2, S. 1459–1463
- [263] PANDA, P. K.: Review: environmental friendly lead-free piezoelectric materials. In: *Journal of Materials Science* 44 (2009), Nr. 19, S. 5049–5062
- [264] PARAMESWARAN, M. A. ; GANAPATHY, S.: Vibratory Conveying—Analysis and Design: A Review. In: *Mechanism and Machine Theory* 14 (1979), Nr. 2, S. 89–97
- [265] PARK, C. ; PARK, K.-S. ; HUH, Y.-S. ; JEON, I. C. ; KIM, S.: Scanning tunneling microscope with novel coarse sample positioning technique. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B* 9 (1991), Nr. 2, S. 636–638
- [266] PARK, S.-E. ; SHROUT, T. R.: Ultrahigh strain and piezoelectric behavior in relaxor based ferroelectric single crystals. In: *Journal of Applied Physics* 82 (1997), Nr. 4, S. 1804–1811
- [267] PATIL, S. ; MATEI, G. ; DONG, H. ; HOFFMANN, P. M. ; KARAKOSE, M. ; ORAL, A.: A highly sensitive atomic force microscope for linear measurements of molecular forces in liquids. In: *Review of Scientific Instruments* 76 (2005), Nr. 10, S. 103705-1–7
- [268] PEICHEL, D. ; MARCUS, D. ; RIZQ, R. ; ERDMAN, A. ; ROBBINS, W. ; POLLA, D.: Silicon fabricated submicrometer stepper motor for microsurgical procedures. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 11 (2002), Nr. 2, S. 154–160

- [269] PENG, J. Y. ; CHEN, X. B.: Modeling of Piezoelectric-Driven Stick-Slip Actuators. In: *IE-EE/ASME Transactions on Mechatronics* 16 (2011), Nr. 2, S. 394–399
- [270] PERSSON, B. N. J.: *Sliding Friction: Physical Principles and Applications*. Berlin : Springer, 1998
- [271] PERTSCH, P.: *Das Großsignalverhalten elektromechanischer Festkörperaktoren*. Ilmenau : ISLE, 2003. – zgl. Diss. TU Ilmenau
- [272] PERTSCH, P. ; RICHTER, S. ; KOPSCH, D. ; KRÄMER, N. ; POGODZIK, J. ; HENNIG, E.: Reliability of Piezoelectric Multilayer Actuators. In: *ACTUATOR 2006 Conference Proceedings*. Bremen : HVG Hanseatische Veranstaltungs-GmbH, 2006, S. 527–530
- [273] PHYSIK INSTRUMENTE (PI): *Datenblatt N-412/422, Rev. 12/06/04.0*. http://www.physikinstrumente.de/de/pdf/N410_Datenblatt.pdf. 2012
- [274] PHYSIK INSTRUMENTE (PI): *PIShift Piezoträgheitsantriebe*. http://www.physikinstrumente.de/de/pdf/TEC08_Datenblatt.pdf. 2012. – abgerufen am 10.7.2012
- [275] PIEZOELECTRIC TECHNOLOGY: *Firmenbesichtigung*. 5.11.2009
- [276] PIEZOMECHANIK GMBH: *Piezo-mechanical and electrostrictive Stack and ring actuators: Product range and Technical data*. 2006
- [277] POHL, D. W.: Dynamic piezoelectric translation devices. In: *Review of Scientific Instruments* 58 (1987), Nr. 1, S. 54–57
- [278] POHL, D. W.: Sawtooth nanometer slider: A versatile low voltage piezoelectric translation device. In: *Surface Science* 181 (1987), Nr. 1–2, S. 174–175
- [279] POLYTEC GMBH: *Handbuch Polytec In-Plane Vibrometer OFV-3300-2 with LSV-060 Sensor*, 1997
- [280] POPOV, V. L.: *Kontaktmechanik und Reibung*. Berlin : Springer, 2009
- [281] POTT, P. P. ; CARRASCO, A. ; SCHLAAK, H. F.: Cilialae-based actuator with piezoelectric excitation. In: *Smart Materials and Structures* 21 (2012), Nr. 6, S. 064010
- [282] PROBST, O. ; GRAFSTROM, S. ; KOWALSKI, J. ; NEUMANN, R. ; WORTGE, M.: A tunneling atomic force microscope with inertial tip-to-sensor approach. In: *Journal of Vacuum Science and Technology B* 9 (1991), Nr. 2, S. 626–630
- [283] QIU, W. ; YOSUKE, M. ; NAKAMURA, K.: Experimental Verification and Modeling of High-Efficiency Operation in Lubricated Ultrasonic Motors. In: *2012 International Ultrasonics Symposium*, IEEE, 2012, S. 1810–1813
- [284] RABE, R.: *Compact test platform for in-situ indentation and scratching inside a scanning electron microscope (SEM)*, EPF Lausanne, Diss., 2006
- [285] RABINOWICZ, E.: *Friction and Wear of Materials*. 2nd ed. New York : John Wiley & Sons, 1995
- [286] RACINE, G.-A. ; MURALT, P. ; DUBOIS, M.-A.: Flexural-standing-wave elastic force motor using ZnO and PZT thin film on micromachined silicon membranes for wristwatch applications. In: *Smart Materials and Structures* 7 (1998), S. 404–416
- [287] RAKOTONDRAHE, M. ; HADDAB, Y. ; LUTZ, P.: Development, Modeling, and Control of a Micro-/Nanopositioning 2-DOF Stick-Slip Device. In: *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics* 14 (2009), Nr. 6, S. 733–745
- [288] RASS, C. ; KORTSCHACK, A.: *Trägheitsantriebsvorrichtung (Internationale Anmeldung WO 2008/052785 A1)*. 2008
- [289] REILÄNDER, U.: *Das Großsignalverhalten piezoelektrischer Aktoren*. Düsseldorf : VDI-Verlag, 2003 (Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 8, Nr. 985)
- [290] RENNER, C. ; NIEDERMANN, P. ; KENT, A. D. ; FISCHER, O.: A vertical piezoelectric inertial slider. In: *Review of Scientific Instruments* 61 (1990), Nr. 3, S. 965–967
- [291] REYMOND, S. ; FISCHER, O.: Low temperature scanning contact potentiometry. In: *Review of Scientific Instruments* 75 (2004), Nr. 3, S. 694–698
- [292] REYNOLDS, K. ; KOMULAINEN, J. ; KIVIJAKOLA, J. ; LOVERA, P. ; IACOPINO, D. ; PUDAS, M. ; VÄHÄKANGAS, J. ; RÖNING, J. ; REDMOND, G.: Probe based manipulation and assembly of nanowires into organized mesostructures. In: *Nanotechnology* 19 (2008), Nr. 48, S. 485301
- [293] RICHARDSON, R. ; NOLLE, H.: Surface friction under time-dependent loads. In: *Wear* 37 (1976), Nr. 1, S. 87–101

- [294] RICHTER, B. ; TWIEFEL, J. ; WALLASCHEK, J.: Piezoelectric Equivalent Circuit Models. In: PRIYA, S. (Hrsg.) ; INMAN, D. J. (Hrsg.): *Energy Harvesting Technologies*. Boston : Springer US, 2009
- [295] RICHTER, H. ; MISAWA, E. A. ; LUCCA, D. A. ; LU, H.: Modeling nonlinear behavior in a piezoelectric actuator. In: *Journal of the International Societies for Precision Engineering and Nanotechnology* 25 (2001), S. 128–137
- [296] RIEDEL, M.: Piezokeramische Biege wandler. In: *Piezokeramik - Grundlagen, Werkstoffe, Applikationen*. Renningen-Malmsheim : expert, 1995, S. 153–171
- [297] RISCH, T.: *Zweidimensionale Bewegungsformen in der Vibrationsfördertechnik*, TU Chemnitz, Diss., 2011
- [298] ROSEN, C. Z. (Hrsg.) ; HIREMATH, B. V. (Hrsg.) ; NEWNHAM, R. (Hrsg.): *Piezoelectricity*. New York : AIP Press, 1992
- [299] ROTHFUSS, R. ; RUDOLPH, J. ; ZEITZ, M.: Flachheit: Ein neuer Zugang zur Steuerung und Regelung nichtlinearer Systeme. In: *at - Automatisierungstechnik* 45 (1997), Nr. 11, S. 517–525
- [300] RUDERMAN, M. ; BERTRAM, T.: Robust Inverse Control of Hysteretic Actuators. In: *ACTUATOR 10 Conference Proceedings*. Bremen : Wirtschaftsförderung Bremen, 2010, S. 566–569
- [301] RUPPRECHT, W.: *Signale und Übertragungssysteme*. Berlin : Springer, 1993
- [302] RUSCHMEYER, K.: Piezoelektrische Aktuatoren. In: *Piezokeramik - Grundlagen, Werkstoffe, Applikationen*. Renningen-Malmsheim : expert, 1995, S. 188–206
- [303] RUSCHMEYER, K. ; HELKE, G. ; KOCH, J. ; LUBITZ, K. ; MÖCKEL, T. ; PETERSEN, A. ; RIEDEL, M. ; SCHÖNECKER, A.: *Piezokeramik - Grundlagen, Werkstoffe, Applikationen*. Renningen-Malmsheim : expert, 1995
- [304] SAITO, S. ; NAGANO, M.: *Driving device (Patent US 5225941)*. 1993
- [305] SAMPSON, J. B. ; MORGAN, F. ; REED, D. W. ; MUSKAT, M.: Studies in Lubrication: XII. Friction Behavior During the Slip Portion of the Stick-Slip Process. In: *Journal of Applied Physics* 14 (1943), Nr. 12, S. 689–700
- [306] SASAKI, R.: *Actuator (Patent US 7449815 B2)*. 2008
- [307] SASHIDA, T. ; KENJO, T.: *An Introduction to Ultrasonic Motors*. Oxford : Oxford University Press, 1993
- [308] SCHITTER, G. ; STEMMER, A.: Identification and open-loop tracking control of a piezoelectric tube scanner for high-speed scanning-probe microscopy. In: *IEEE Transactions on Control Systems Technology* 12 (2004), Nr. 3, S. 449–454
- [309] SCHMITT, C. ; BREGUET, J.-M. ; BERGANDER, A. ; CLAVEL, R.: Stick and slip actuators (SSA). In: *Proceedings of SPIE* 4194 (2000), S. 65–74
- [310] SCHRÖCK, J. ; MEURER, T. ; KUGI, A.: Control of a flexible beam actuated by macro-fiber composite patches: I. Modeling and feedforward trajectory control. In: *Smart Materials and Structures* 20 (2011), Nr. 1, S. 015015
- [311] SCHRÖCK, J. ; MEURER, T. ; KUGI, A.: Control of a flexible beam actuated by macro-fiber composite patches: II. Hysteresis and creep compensation, experimental results. In: *Smart Materials and Structures* 20 (2011), Nr. 1, S. 015016
- [312] SETTER, N. (Hrsg.): *Piezoelectric Materials in Devices*. Lausanne : Ceramics Laboratory, EPFL, 2002
- [313] SEXTRO, W.: *Schwingungsverhalten von Schaufelkränzen mit Reibelementen bei Frequenzverstimmung*. Düsseldorf : VDI-Verlag, 1997 (Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 11, Nr. 245)
- [314] SEXTRO, W.: *Dynamical Contact Problems with Friction – Models, Methods, Experiments and Applications*. Berlin : Springer, 2007
- [315] SHILTON, R. J. ; LANGELIER, S. M. ; FRIEND, J. R. ; YEO, L. Y.: Surface acoustic wave solid-state rotational micromotor. In: *Applied Physics Letters* 100 (2012), Nr. 3, S. 033503–1–3
- [316] SIEBENHAAR, C. ; GUYENOT, V.: Präzises Positionieren mittels intelligenter Schlagwerke. In: *Wandel im Maschinenbau durch Feinwerktechnik und Mikrosystemtechnik / Entwicklung, Konstruktion und Fertigung*. Ilmenau : TU Ilmenau, 1996, S. 218–223

- [317] SIEVERS, T. ; GARNICA, S. ; TAUTZ, S. ; TRÜPER, T. ; FATIKOW, S.: Microrobot station for automatic cell handling. In: *ARAS 05 Conference*. Kairo, 2005
- [318] SILVEIRA, W. R. ; MAROHN, J. A.: A vertical inertial coarse approach for variable temperature scanned probe microscopy. In: *Review of Scientific Instruments* 74 (2003), Nr. 1, S. 267–269
- [319] SILVIA, M. T.: Time Delay Estimation. In: ELLIOTT, D. F. (Hrsg.): *Handbook of Digital Signal Processing*. London : Academic Press, 1987, S. 789–855
- [320] SINGHOSE, W. ; SEERING, W.: *Command Generation for Dynamic Systems*. lulu.com, 2011
- [321] SMARACT GMBH: *SmarAct - Technology: Driving Principle*. <http://www.smaract.de/index.php/technology>. – abgerufen am 4.9.2013
- [322] SMITH, A. R. ; GWO, S. ; SHIH, C. K.: A new high-resolution two-dimensional micropositioning device for scanning probe microscopy applications. In: *Review of Scientific Instruments* 65 (1994), Nr. 10, S. 3216–3219
- [323] SMITH, D. P. E. ; ELROD, S. A.: Magnetically driven micropositioners. In: *Review of Scientific Instruments* 56 (1985), S. 1970–1971
- [324] SMITH, J. O.: Unbiased Cross-Correlation. 2nd ed., 2007. https://ccrma.stanford.edu/~jos/st/Unbiased_Cross_Correlation.html. In: *Mathematics of the Discrete Fourier Transform (DFT) with Audio Applications (online book)*. 2nd ed. 2007. – abgerufen am 1.2.2013
- [325] SMITH, W. F. ; ABRAHAM, M. C. ; SLOAN, J. M. ; SWITKES, M.: Simple retrofittable long-range x-y translation system for scanned probe microscopes. In: *Review of Scientific Instruments* 67 (1996), Nr. 10, S. 3599–3604
- [326] SONG, D. ; LI, C. J.: Modeling of piezo actuator's nonlinear and frequency dependent dynamics. In: *Mechatronics* 9 (1999), Nr. 4, S. 391–410
- [327] SONG, G. ; ZHAO, J. ; ZHOU, X. ; DE ABREU-GARCIA, J.: Tracking control of a piezoceramic actuator with hysteresis compensation using inverse Preisach model. In: *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics* 10 (2005), Nr. 2, S. 198–209
- [328] SONY CORPORATION: *SteadyShot INSIDE*. http://www.sony.net/SonyInfo/technology/technology/theme/alpha_01.html. – abgerufen am 1.5.2012
- [329] SPANNER, K.: Survey of the Various Operating Principles of Ultrasonic Piezomotors. In: *ACTUATOR 2006 Conference Proceedings*. Bremen : Hanseatische Veranstaltungs-GmbH, 2006, S. 414–421
- [330] SPANNER, K. ; KOC, B.: An Overview of Piezoelectric Motors. In: *ACTUATOR 10 Conference Proceedings*. Bremen : Wirtschaftsförderung Bremen, 2010, S. 167–176
- [331] STIEG, A. Z. ; WILKINSON, P. ; GIMZEWSKI, J. K.: Vertical inertial sliding drive for coarse and fine approaches in scanning probe microscopy. In: *Review of Scientific Instruments* 78 (2007), Nr. 3, S. 036110-1–3
- [332] STÖLTING, H.-D. ; KALLENBACH, E. ; AMRHEIN, W.: *Handbuch Elektrische Kleinantriebe*. 4. Aufl. München : Hanser, 2011
- [333] STORCK, H.: *Optimierung der Kontaktvorgänge bei Wanderwellenmotoren*. Paderborn : HNI-Verlagsschriftenreihe, 2004. – zugl. Diss. Universität Paderborn
- [334] SUL, O. J. ; FALVO, M. R. ; TAYLOR, R. M. ; WASHBURN, S. ; SUPERFINE, R.: Thermally actuated untethered impact-driven locomotive microdevices. In: *Applied Physics Letters* 89 (2006), Nr. 20, S. 203512-1–3
- [335] SUN, L. ; ZHANG, Y. ; SUN, P. ; GONG, Z.: Study on robots with PZT actuator for small pipe. In: *2001 International Symposium on Micromechatronics and Human Science*, IEEE, 2001, S. 149–154
- [336] SUZUKI, M. ; HOSAKA, H. ; MORITA, T.: Resonant-Type Smooth Impact Drive Mechanism Actuator with Two Langevin Transducers. In: *Advanced Robotics* 26 (2012), Nr. 3–4, S. 277–290
- [337] SVENSSON, K. ; ALTHOFF, F. ; OLIN, H.: A compact inertial slider STM. In: *Measurement Science and Technology* 8 (1997), S. 1360–1362
- [338] SVENSSON, K. ; JOMPOL, Y. ; OLIN, H. ; OLSSON, E.: Compact design of a transmission electron microscope-scanning tunneling microscope holder with three-dimensional coarse motion. In: *Review of Scientific Instruments* 74 (2003), Nr. 11, S. 4945–4947

- [339] SWEVERS, J. ; AL-BENDER, F. ; GANSEMAN, C. G. ; PROJOGO, T.: An integrated friction model structure with improved presliding behavior for accurate friction compensation. In: *IEEE Transactions on Automatic Control* 45 (2000), Nr. 4, S. 675–686
- [340] TANIGUCHI, O. ; SAKATA, M. ; SUZUKI, Y. ; OSANAI, Y.: Studies on Vibratory Feeder. In: *Bulletin of JSME* 6 (1963), S. 37–43
- [341] TAPSON, J. ; GREENE, J. R.: A simple dynamic piezoelectric X-Y translation stage suitable for scanning probe microscopes. In: *Review of Scientific Instruments* 64 (1993), S. 2387–2388
- [342] TAYLOR, G. W. (Hrsg.) ; GAGNEPAIN, J. J. (Hrsg.) ; MEEKER, T. R. (Hrsg.) ; NAKAMURA, T. (Hrsg.) ; SHUVALOV, L. A. (Hrsg.): *Piezoelectricity*. Gordon and Breach, 1985
- [343] TEIDELT, E. ; WILLERT, E. ; FILIPPOV, A. E. ; POPOV, V. L.: Modeling of the dynamic contact in stick-slip microdrives using the method of reduction of dimensionality. In: *Physical Mesomechanics* 15 (2012), Nr. 5–6, S. 287–292
- [344] TICHÝ, J. ; ERHART, J. ; KITTINGER, E. ; PŘÍVRATSKÁ, J.: *Fundamentals of Piezoelectric Sensors*. Berlin : Springer, 2010
- [345] TING, Y. ; LI, C. ; LIN, C.: Using A Piezo-driven Microstage for High-frequency Cutting. In: *Precision Engineering* 35 (2011), Nr. 3, S. 455–463
- [346] TSUKIZOE, T. ; OHMAE, N.: Friction and Wear Performance of Unidirectionally Oriented Glass, Carbon, Aramid and Stainless Steel Fibre-Reinforced Plastics. In: FRIEDRICH, K. (Hrsg.): *Friction and Wear of Polymer Composites*. Amsterdam : Elsevier, 1986, S. 205–231
- [347] TUNCDEMIR, S. ; BAI, Y. ; UCHINO, K.: Parametric Optimization of Rotary-Linear Dual Function Ultrasonic Motor. In: *ACTUATOR 12 Conference Proceedings*. Bremen : Wirtschaftsförderung Bremen, 2012, S. 242–245
- [348] TUNCDEMIR, S. ; URAL, S. O. ; KOC, B. ; UCHINO, K.: Rotary/Linear Double-Action Metal Tube Ultrasonic Motor with Slanted PZT Ceramic Plates. In: *ACTUATOR 10 Conference Proceedings*. Bremen : Wirtschaftsförderung Bremen, 2010, S. 177–180
- [349] TUNCDEMIR, S. ; URAL, S. O. ; KOC, B. ; UCHINO, K.: Design of Translation Rotary Ultrasonic Motor with Slanted Piezoelectric Ceramics. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 50 (2011), Nr. 2, S. 027301-1–8
- [350] TWIEFEL, J.: *Experimentelle und modellbasierte Untersuchung von Stehwellenantrieben*, Leibniz Universität Hannover, Diss., 2010
- [351] UCHIKI, T. ; NAKAZAWA, T. ; NAKAMURA, K. ; KUROSAWA, M. ; UEHA, S.: Ultrasonic motor utilizing elastic fin rotor. In: *1991 IEEE Ultrasonics Symposium* Bd. 2, IEEE, 1991, S. 929–932
- [352] UCHINO, K.: *Piezoelectric Actuators and Ultrasonic Motors*. Boston : Kluwer, 1997
- [353] UCHINO, K.: Piezoelectric ultrasonic motors: overview. In: *Smart Materials and Structures* 7 (1998), S. 273–285
- [354] UCHINO, K.: Piezoelectric Motors for Camera Modules. In: *ACTUATOR 08 Conference Proceedings*. Bremen : Hanseatische Veranstaltungs-GmbH, 2008, S. 157–160
- [355] UCHINO, K.: Drive Techniques of Piezomotors. In: *ACTUATOR 12 Conference Proceedings*. Bremen : Wirtschaftsförderung Bremen, 2012, S. 233–237
- [356] UCHINO, K. ; GINIEWICZ, J. R.: *Micromechatronics*. New York : Marcel Dekker, 2003
- [357] UEHA, S. ; TOMIKAWA, Y.: *Ultrasonic Motors – Theory and Applications*. Oxford : Oxford University Press, 1993
- [358] UENO, T. ; SAITO, C. ; IMAIZUMI, N. ; HIGUCHI, T.: Miniature spherical motor using iron–gallium alloy (Galfenol). In: *Sensors and Actuators A: Physical* 154 (2009), Nr. 1, S. 92–96
- [359] VAHASOYRINKI, M. ; LEMPEA, M.: *Compact Micromanipulator (Patent Application US 2012/0217843 A1)*. 2012
- [360] VANDER GIESSEN, C. ; ZOU, Q. ; DEVASIA, S.: Inversion-based precision-positioning of switching inertial reaction devices. In: *2004 American Control Conference* Bd. 4, AACC, 2004, S. 3788–3793
- [361] VASILJEV, P.: Multi-functional Inertial Piezoelectric Motors. In: *ACTUATOR 12 Conference Proceedings*. Bremen : Wirtschaftsförderung Bremen, 2012, S. 773–776
- [362] VASILJEV, P. ; BO, K. K. ; SEOK, M. Y. ; SEONG, Y. Y.: *Small Piezoelectric Or Electrostrictive Linear Motor (Patent Application US 2007/0120442 A1)*. 2007

- [363] VIEIRA, S.: The behavior and calibration of some piezoelectric ceramics used in the STM. In: *IBM Journal of Research and Development* 30 (1986), Nr. 5, S. 553–556
- [364] VIJVER, W. Van d. ; HOUBEN, M. ; BRUSSEL, H. van ; REYNAERTS, D.: Piezomotors: an enabling technology. In: *Mikroniek* (2009), Nr. 1, S. 20–27
- [365] VOIGTLÄNDER, B. ; COENEN, P. ; CHEREPANOV, V.: *Vorrichtung und Verfahren zur elektromechanischen Positionierung (Internationale Anmeldung WO 2010/105592 A1)*. 2010
- [366] WAGNER, U. von: *Nichtlineare Effekte bei Piezokeramiken unter schwachem elektrischem Feld. Experimentelle Untersuchung und Modellbildung*, TU Darmstadt, Habilitationsschrift, 2003
- [367] WALLASCHEK, J.: Piezoelectric Ultrasonic Motors. In: *Journal of Intelligent Material Systems and Structures* 6 (1995), Nr. 1, S. 71–83
- [368] WALLASCHEK, J.: Contact mechanics of piezoelectric ultrasonic motors. In: *Smart Materials and Structures* 7 (1998), S. 369–381
- [369] WALLASCHEK, J.: Sensoren und Aktoren. In: STEINHILPER, W. (Hrsg.) ; SAUER, B. (Hrsg.): *Konstruktionselemente des Maschinenbaus 2*. Berlin : Springer, 2008, S. 665–706
- [370] WANG, J. ; LU, Q.: How are the behaviors of piezoelectric inertial sliders interpreted? In: *Review of Scientific Instruments* 83 (2012), Nr. 9, S. 093701-1–5
- [371] WANG, Q. ; LU, Q.: A simple, compact, and rigid piezoelectric step motor with large step size. In: *Review of Scientific Instruments* 80 (2009), Nr. 8, S. 085104-1–4
- [372] WATSON, B. ; FRIEND, J. ; YEO, L.: Piezoelectric ultrasonic micro/milli-scale actuators. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 152 (2009), Nr. 2, S. 219–233
- [373] WEIDAUER, J.: *Elektrische Antriebstechnik*. 2. Aufl. Erlangen : Publicis, 2011
- [374] WEISENSEL, G. N. ; MCMASTERS, O. D. ; CHAVE, R. G.: Cryogenic magnetostrictive transducers and devices for commercial, military, and space applications. In: *Proceedings of SPIE* Bd. 3326, 1998, S. 459–470
- [375] WERNER, M.: *Digitale Signalverarbeitung mit MATLAB*. 2. Aufl. Vieweg, 2003
- [376] WERSING, W.: Applications of Piezoelectric Materials: An Introductory Review. In: SETTER, N. (Hrsg.): *Piezoelectric Materials in Devices*. Lausanne : Ceramics Laboratory, EPFL, 2002, S. 29–66
- [377] WERSING, W.: Small Signal Resonance Methods. In: HEYWANG, W. (Hrsg.) ; LUBITZ, K. (Hrsg.) ; WERSING, W. (Hrsg.): *Piezoelectricity*. Berlin : Springer, 2008, S. 423–444
- [378] WILDÖER, J. W. G. ; ROY, A. J. A. ; KEMPEN, H. van ; HARMANS, C. J. P. M.: Low-temperature scanning tunneling microscope for use on artificially fabricated nanostructures. In: *Review of Scientific Instruments* 65 (1994), Nr. 9, S. 2849–2852
- [379] WILLIAMS, A. L. W. ; BROWN, W. J.: *Piezoelectric Motor (Patent US 2439499)*. 1948
- [380] WOODBURN, C. N. ; MCKINNON, A. W. ; ROBERTS, D. A. ; TAYLOR, M. E. ; WELLAND, M. E.: A one-dimensional piezoelectric-driven inertial micropositioner with vertical capabilities. In: *Measurement Science and Technology* 4 (1993), Nr. 4, S. 535–537
- [381] WÖRN, H. ; MUNASSYPOV, R. ; FATIKOW, S.: Actuation Principle and Motion Control of a Three-Legged Piezoelectric Micromanipulation Robot. In: *ACTUATOR 98 Conference Proceedings*. Bremen : Messe Bremen, 1998, S. 203–206
- [382] WÖRN, H. ; SCHMOECKEL, F. ; BUERKLE, A. ; SAMITIER, J. ; PUIG-VIDAL, M. ; JOHANSSON, S. ; SIMU, U. ; MEYER, J.-U. ; BIEHL, M.: From decimeter- to centimeter-sized mobile microrobots – The development of the MINIMAN system. In: *Proc. SPIE* Bd. 4568, 2001, S. 175–186
- [383] WULP, H. van d.: *Piezo-driven stages for nanopositioning with extreme stability: theoretical aspects and practical design considerations*, TU Delft, Diss., 1997
- [384] XIDEX CORPORATION: *The NanoBot System. Installation and Operation*. http://www.xidex.com/images/stories/PDF_Files/NanoBot_System_Installation_and_Operation_-_110321.pdf. – abgerufen am 26.10.2011
- [385] YAMAGATA, Y. ; HIGUCHI, T.: A Micropositioning Device for Precision Automatic Assembly Using Impact Force of Piezoelectric Elements. In: *1995 IEEE International Conference on Robotics and Automation* Bd. 3, IEEE, 1995, S. 666–671

- [386] YAMAGATA, Y. ; HIGUCHI, T. ; NAKAMURA, N. ; HAMAMURA, S.: A micro mobile mechanism using thermal expansion and its theoretical analysis. A comparison with impact drive mechanism using piezoelectric elements. In: *IEEE Workshop on Micro Electro Mechanical Systems*, IEEE, 1994, S. 142–147
- [387] YAMAGATA, Y. ; HIGUCHI, T. ; OHMICH, O.: A Micro Mobile Mechanism Driven by Impulsive Inertial Force. In: *ACTUATOR 96 Conference Proceedings*. Bremen : AXON Technologie Consult, 1996, S. 68–71
- [388] YAMAGATA, Y. ; HIGUCHI, T. ; SAEKI, H. ; ISHIMARU, H.: Ultrahigh vacuum precise positioning device utilizing rapid deformations of piezoelectric elements. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 8 (1990), Nr. 6, S. 4098–4100
- [389] YAMAMOTO, A. ; KATSURAI, H. ; HIGUCHI, T.: DC-operated electrostatic impact drive actuator. In: *Advanced Robotics* 24 (2010), Nr. 10, S. 1441–1459
- [390] YANG, C.-F. ; JENG, S.-L. ; CHIENG, W.-H.: Motion behavior of triangular waveform excitation input in an operating impact drive mechanism. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 166 (2011), Nr. 1, S. 66–77
- [391] YOKOSE, T. ; HOSAKA, H. ; MORITA, T.: Improvement of Miniaturized Resonant Type SIDM Actuator. In: *2012 IEEE International Ultrasonics Symposium*, IEEE, 2012, S. 1810–1813
- [392] YOON, S. Y. ; VASILJEV, P. ; KIM, B. K. ; YOON, S. M.: *Small Piezoelectric or Electrostrictive Linear Motor (Patent Specification EP 1721382 B1)*. 2010
- [393] YOSHIDA, R. ; FUJII, S. ; SUEYOSHI, H.: *Drive apparatus having auxiliary springs (Patent US 7737610 B2)*. 2010
- [394] YOSHIDA, R. ; HIGUCHI, T. ; HAMAMATSU, A.: *Actuator using electromechanical transducer and drive pulse generator suitable thereof (Patent US 62187614 B1)*. 2001
- [395] YOSHIDA, R. ; OKAMOTO, Y. ; HIROYUKI, O.: Development of Smooth Impact Drive Mechanism (2nd Report): Optimization of waveform of driving voltage. In: *Journal of the Japan Society for Precision Engineering* 68 (2002), Nr. 4, S. 536–541
- [396] YOSHIDA, R. ; OKAMOTO, Y. ; OKADA, H.: *Driving apparatus and method of using same (Patent Application US 2001/0026112 A1)*. 2001
- [397] YOSHIDA, R. ; SUEYOSHI, H. ; SHINKE, S. ; YAMAMOTO, S.: *Drive device (Patent Application EP 2006995 A1)*. 2008
- [398] YOSHIDA, R. ; TANII, J. ; OKAMOTO, Y. ; YUASA, T.: *Drive mechanism employing electromechanical transducer and method for controlling the drive mechanism (Patent US 6717329 B2)*. 2004
- [399] YOSHIDA, R. ; YASUHIRO, O. ; HIGUCHI, T. ; HAMAMATSU, A.: Development of Smooth Impact Drive Mechanism(SIDM): Proposal of Driving Mechanism and Basic Performance. In: *Journal of the Japan Society for Precision Engineering* 65 (1999), Nr. 1, S. 111–115
- [400] YU, Y. ; XIAO, Z. ; NAGANATHAN, N. G. ; DUKKIPATI, R. V.: Dynamic Preisach modelling of hysteresis for the piezoceramic actuator system. In: *Mechanism and Machine Theory* 37 (2002), Nr. 1, S. 75–89
- [401] YUASA, T. ; YOSHIDA, R.: *Drive mechanism employing electromechanical transducer and drive method therefor (Patent US 6803699)*. 2004
- [402] ZESCH, W.: *Multi-Degree-of-Freedom Micropositioning Using Stepping Principles*, ETH Zürich, Diss., 1997
- [403] ZHANG, H. ; ZENG, P. ; HUA, S. ; CHENG, G. ; YANG, Z.: Impact drive rotary precision actuator with piezoelectric bimorphs. In: *Frontiers of Mechanical Engineering in China* 3 (2008), Nr. 1, S. 71–75
- [404] ZHANG, Q. S. ; CHEN, X. B. ; YANG, Q. ; ZHANG, W. J.: Development and characterization of a novel piezoelectric-driven stick-slip actuator with anisotropic-friction surfaces. In: *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology* 61 (2012), Nr. 9–12, S. 1029–1034
- [405] ZHANG, X. ; TAN, Y.: A hybrid model for rate-dependent hysteresis in piezoelectric actuators. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 157 (2010), Nr. 1, S. 54–60
- [406] ZHANG, Y.: *Entwicklung, Modellbildung, Simulation und Regelung von piezoelektrischen Dreh-Schub-Aktoren*. Essen : Vulkan-Verlag, 2001. – zgl. Diss. TU Braunschweig

- [407] ZHANG, Z. G. ; UENO, T. ; HIGUCHI, T.: Magnetostrictive actuating device utilizing impact forces coupled with friction forces. In: *2010 IEEE International Symposium on Industrial Electronics*, IEEE, 2010, S. 464–469
- [408] ZHANG, Z. M. ; AN, Q. ; LI, J. W. ; ZHANG, W. J.: Piezoelectric friction–inertia actuator—a critical review and future perspective. In: *International Journal of Advanced Manufacturing Technology* 62 (2012), Nr. 5–8, S. 669–685
- [409] ZHAO, C.: *Ultrasonic Motors – Technologies and Applications*. Heidelberg : Springer, 2011
- [410] ZHAO, C. ; SHI, Y.: *Square-wave Driving Inertia Linear Piezoelectric Motor (Schutzrecht CN 101071998 A)*. 2007. – chinesisch, ausgewertet mit Hilfe der Übersetzung auf <http://www.directorypatent.com/C2N/200710020966.html>
- [411] ZOU, Q. ; VANDER GIESSEN, C. ; GARBINI, J. ; DEVASIA, S.: Precision tracking of driving wave forms for inertial reaction devices. In: *Review of Scientific Instruments* 76 (2005), S. 023701-1–9
- [412] ZRENNER, A.: *Piezoelektrischer oder elektrostriktiver Trägheitsantrieb zum Verschieben oder Positionieren von insbesondere schweren Objekten (Patentschrift DE 19644550 C1)*. 1998

Im Zusammenhang mit dieser Arbeit betreute studentische Arbeiten

Im Zusammenhang mit dieser Arbeit sind unter der Betreuung des Autors dieser Arbeit die folgenden studentischen Arbeiten entstanden. Alle Arbeiten stehen am Lehrstuhl für Mechatronik und Dynamik der Universität Paderborn zur Einsicht bereit.

- ADAM, GUIDO: Antrieb eines Miniroboters mit Piezomotoren. Studienarbeit, März 2009
- ZHAI, KUN: Modellierung eines piezoelektrischen Trägheitsmotors in Matlab-Simulink. Bachelorarbeit, Oktober 2009
- MEYER, TOBIAS: Entwurf einer flachheitsbasierten Vorsteuerung für einen piezoelektrischen Aktor. Studienarbeit, März 2010
- HÖCKELMANN, MATHIAS: Entwicklung einer piezoelektrisch angetriebenen Verstellrichtung für Lamellenvorhänge. Studienarbeit, September 2010
- WEGENER, MICHA: Untersuchungen zur domänenübergreifenden Co-Simulation am Beispiel eines piezoelektrischen Trägheitsmotors. Bachelorarbeit, September 2010
- LI, HENG: Optimierung eines wegangeregten Trägheitsmotors. Bachelorarbeit, Juli 2011
- SI, XIANG: Patentrecherche zu piezoelektrischen Trägheitsmotoren. Bachelorarbeit, Dezember 2012
- DUNST, PAUL: Anregungssignalloptimierung für hochfrequente Trägheitsmotoren. Bachelorarbeit, Februar 2013
- GRINGARD, MATTHIAS: Kompensation von Nichtlinearitäten piezoelektrischer Aktoren bei spannungsgesteuertem Betrieb. Studienarbeit, September 2013

A Anhang

Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind Formelzeichen, die nur in einem der nachfolgenden Teile des Anhangs verwendet werden, in der Nomenklatur zu Beginn dieser Arbeit nicht aufgeführt.

A.1 Hersteller von Trägheitsmotoren

Die nachfolgend aufgeführten Firmen bieten Trägheitsmotoren oder Laborgeräte mit integrierten Trägheitsmotoren zur Präzisionspositionierung an:

- **attocube systems AG**, Königinstraße 11a RGB, 80539 München. www.attocube.com (Stand 22.12.2011)
Beleg für die Nutzung des Trägheitsmotorprinzips: http://www.attocube.com/nanoPOSITIONING/working_principal.htm, abgerufen am 3.9.2013; Leistungsdaten für Abb. 1.2 aus <http://marketing.attocube.com/acton/attachment/4434/f-0020/0/-/-/-/-/file.pdf>, abgerufen am 2.9.2013
- **DCG Systems**, 45900 Northport Loop East, Fremont, CA 94538, USA. www.dcgsystems.com (Stand 23.2.2013; ehemals Zyvex Instruments [76])
Beleg: Nanomanipulator System User Manual (2004) S. 71 (<http://www.owl.net.rice.edu/~hl4512/S100%20System%20Manual%20v5.pdf>, abgerufen am 3.9.2013); Leistungsdaten aus <http://www.zyvex.com/Documents/S200.pdf>, abgerufen am 2.9.2013
- **Imina Technologies**, Ch. de la Raye 13, 1024 Ecubiens, Schweiz. imina.ch (Stand 22.12.2011)
Ein direkter Beleg für die Nutzung des Trägheitsmotorprinzips findet sich nicht. Jedoch wird angegeben, dass die Motoren in „stepping mode“ und „scanning mode“ arbeiten [159]. Leistungsdaten aus http://imina.ch/sites/default/files/product_pdf/imatechnologies_mibot_technicalspecifications_en_web.pdf, abgerufen am 2.9.2013
- **Kleindiek Nanotechnik GmbH**, Aspenhaustraße 25, 72770 Reutlingen. www.nanotechnik.com (Stand 22.12.2011)
Ein direkter firmenseitiger Beleg für das Trägheitsmotorprinzip findet sich auch bei diesem Anbieter nicht. Es wird aber auf die integrierte Grob- und Feinpositionierung in einem Antrieb hingewiesen [187]. Zudem ist der Firmeninhaber Inhaber einiger einschlägiger Patente [184–186]. Leistungsdaten aus [187]
- **Klocke Nanotechnik GmbH**, Pascalstraße 17, 52076 Aachen. www.nanomotor.de (Stand 9.9.2013)
Auch hier wird in offiziellen Firmenpublikationen auf Grob- und Feinpositionierungsmodi hingewiesen, wobei letzterer mit einer „pulse wave“ arbeitet [188]. Konkretere Hinweise auf das Trägheitsmotorprinzip finden sich beim japanischen Support [3, Antwort 1]. Zudem ist der Firmeninhaber Mitinhaber eines der Patente von Kleindiek [185]. Leistungsdaten aus http://www.nanomotor.de/pdf/nanomotor_e_lo.PDF, abgerufen am 9.9.2013
- **mechOnics AG**, Unnützstr. 2/B, 81825 München. <http://www.mechonics.de> (Stand 9.9.2013)

Beleg und Datenquelle: Katalog 03.2010, <http://www.mechonics.de/en/Data/productlist.pdf>, abgerufen am 9.9.2013

- **New Focus**, 3635 Peterson Way, Santa Clare, CA 95054, USA. www.newfocus.com (Stand 22.12.2011; Teil der Newport Corporation)
Belege: User's Guide Intelligent Picomotor™ Control Modules (2003) S. 16f (<http://www.newport.com/images/webDocuments-EN/images/15242.pdf>), alternativ <http://www.newport.com/store/genContent.aspx/Product-Tutorial-How-the-Picomotor-Actuator-Works/977612/1033>, beide abgerufen am 4.9.2013; Leistungsdaten aus http://www.newport.com/Picomotor-Piezo-Linear-Actuators/853235/1033/info.aspx#tab_Specifications, abgerufen am 2.9.2013
- **OWIS GmbH**, Im Gaisgraben 7, 79219 Staufen. www.owis.eu (Stand 4.9.2013)
Beleg und Datenquelle: [258, S. N1–N20]; OWIS scheint den Vertrieb von Positionierungseinrichtungen mit Trägheitsmotoren eingestellt zu haben. Der aktuelle Katalog zur Nanopositionierung (http://www.owis.eu/fileadmin/user_upload/owis.eu/products/pdf/05_Nano-Hybrid_kapitel_web_01.pdf, abgerufen am 4.9.2013) enthält nur Systeme, die einen Schrittmotor mit Spindeltrieb zur Grob- und einen Piezoaktor zur Feinpositionierung nutzen.
- **Sensapex Oy**, Torikatu 26, 90100 Oulu, Finnland. www.sensapex.fi (Stand 26.11.2012)
Belege: [292, S. 3; 359]; Leistungsdaten aus <http://www.sensapex.com/micromanipulators.html>, abgerufen am 2.9.2013
- **SmarAct GmbH**, Flötenstraße 70, 26125 Oldenburg. www.smaract.de (Stand 22.12.2011)
Beleg: [321]; Leistungsdaten aus <http://www.smaract.de/index.php/products/positioniers/linearpositioners>, abgerufen am 2.9.2013
- **Xidex Corporation**, 8906 Wall Street, Ste 703, Austin, Texas 78754, USA. www.xidex.com (Stand 22.12.2011)
Beleg und Datenquelle: [384, S. 5 bzw. 9]

Die nachfolgend aufgeführten Firmen produzieren und verkaufen Trägheitsmotoren für allgemeine Anwendungen:

- **Cedrat Technologies**, 15 Chemin de Malacher - Inovallée, 38246 Meylan Cedex, Frankreich. www.cedrat-technologies.com (Stand 11.1.2012)
Beleg und Datenquelle: [51]
- **Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG**, Auf der Römerstraße 1, 76228 Karlsruhe, Deutschland. www.physikinstrumente.de (Stand 10.7.2012)
Beleg und Datenquelle: [274]
- **Piezoelectric Technology**, 501,503 Sinnae Technotown, 485 Sangbong1-dong, Jungnang-gu, Seoul 131-863, Südkorea. www.piezo-tech.com/eng (Stand 19.7.2013)
Beleg: [392]; Leistungsdaten aus <http://www.piezo-tech.com/eng/product/ultrasonic.asp>, abgerufen am 2.9.2013

A.2 Vorzeichen der charakteristischen Beschleunigungen

Aus den im Abschnitt 3.2 aufgestellten Bedingungen ergeben sich Regeln für die Vorzeichen der in Abschnitt 3.3 definierten charakteristischen Beschleunigungen.

Durch Umstellen der Definition (3.29) nach $\mu_0 F_c$ und Einsetzen in Bedingung (3.21) ergibt sich

$$a_0^+ > |-F_x + F_g \sin \gamma| + (-F_x + F_g \sin \gamma), \quad (\text{A.1})$$

woraus unabhängig von F_x , F_g und γ folgt:

$$a_0^+ > 0. \quad (\text{A.2})$$

Analog dazu folgt aus der Definition (3.30) und Bedingung (3.21)

$$a_0^- < 0. \quad (\text{A.3})$$

Aus der Bedingung (3.10) und der Definition (3.31) folgt

$$0 < -F_g \sin(\gamma) + F_x(t) + \mu_d F_c = a_d^+ m_S. \quad (\text{A.4})$$

Aus der Bedingung (3.11) und der Definition (3.32) folgt

$$0 > -F_g \sin(\gamma) + F_x(t) - \mu_d F_c = a_d^- m_S. \quad (\text{A.5})$$

Die Schlittenmasse m_S ist positiv. In jedem für bidirektionalen Betrieb geeigneten Trägheitsmotor haben die charakteristischen Beschleunigungen also feste Vorzeichen, die ihren Exponenten entsprechen:

$$a_0^+ > 0 \quad a_0^- < 0 \quad a_d^+ > 0 \quad a_d^- < 0$$

A.3 Anlaufverhalten von Trägheitsmotoren

Anhand der in Abschnitt 7.3 beschriebenen Messungen am Versuchsmotor werden an dieser Stelle die Ursachen für das unterschiedliche Anlaufverhalten von Trägheitsmotoren erläutert. Hierzu zeigt Abb. A.1 die Geschwindigkeiten von Stange und Schlitten direkt nach dem Start bei Anregung mit einem Signal aus drei überlagerten Harmonischen mit unterschiedlicher Grundfrequenz. Nach dem Maximum der Stangengeschwindigkeit folgt in jedem Fall eine Phase fallender und negativer Stangengeschwindigkeit, in der der Schlitten eine negative Beschleunigung erfährt. Bei niedriger Grundfrequenz ist diese Phase länger als bei höherer Frequenz, die Schlittengeschwindigkeit sinkt in diesem Bereich also stärker als bei höherer Frequenz. Wenn die Schlittengeschwindigkeit zuvor nicht hoch genug war, kann \dot{x}_S am Ende der ersten Periode wie in Abb. A.1(a) negativ sein. Dann erreicht die mittlere Schlittengeschwindigkeit \bar{v}_2 in der darauffolgenden Periode nicht den hohen Wert \bar{v}_1 der ersten Periode, die mit der Schlittengeschwindigkeit null begann. \bar{v}_p sinkt daher von Periode zu Periode bis zum Endwert \bar{v}_∞ . Bei mittlerer Grundfrequenz wie in Abb. A.1(b) erreicht die Schlittengeschwindigkeit am Ende der ersten Periode etwa wieder null, sodass \bar{v}_p in etwa konstant ist. Bei hoher Grundfrequenz wie in Abb. A.1(c) ist die Schlittengeschwindigkeit am Ende der ersten Periode deutlich positiv. Da der Schlitten bereits mit positiver Geschwindigkeit in die zweite Periode startet, ist $\bar{v}_2 > \bar{v}_1$. Die mittlere Schlittengeschwindigkeit \bar{v}_p steigt dann mit jeder Periode bis zum Endwert \bar{v}_∞ .

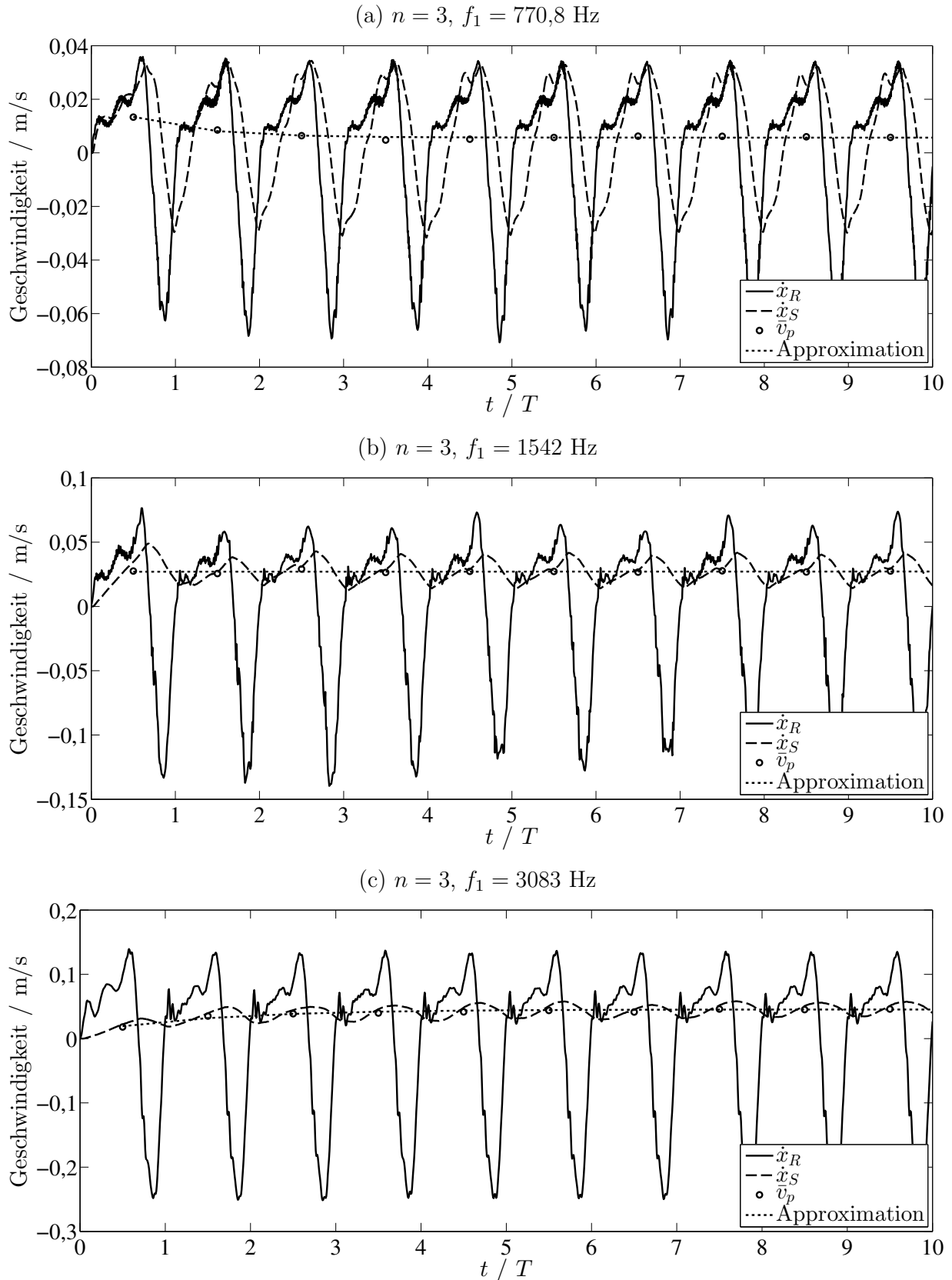


Abbildung A.1: Gemessene Geschwindigkeiten von Stange \dot{x}_R und Schlitten \dot{x}_S , mittlere Schlittengeschwindigkeit \bar{v}_p und ihre Approximation mit einer Exponentialfunktion (nach Gl. (3.36)) in den ersten 10 Perioden nach dem Start für drei Signale mit $n = 3$ und unterschiedlicher Grundfrequenz

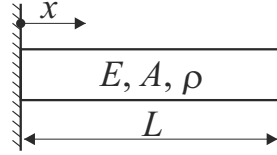


Abbildung A.2: Schematische Darstellung eines einseitig eingespannten Stabs

A.4 Fehlerabschätzung für die quasistatische Nutzung eines modalen Aktormodells

In der Nähe einer Resonanzfrequenz wird das mechanische Verhalten eines piezoelektrischen Wandlers durch die jeweilige Schwingungsmode bestimmt, die in Gl. (4.16) durch die zugehörigen modalen Parameter m , c , d abgebildet ist. Bei niedrigen Frequenzen kann der Einfluss von Massen und Dämpfungen auf das Verhalten des betrachteten Wandlers vernachlässigt werden, er arbeitet quasistatisch. In diesem Bereich wird sein Verhalten nur durch Kapazität, Steifigkeit und Koppelfaktor bestimmt. Kapazität C und Koppelfaktor α sind von der betrachteten Schwingungsform unabhängig [377, S. 430–436; 294, S. 113]. Die statische Steifigkeit c_0 unterscheidet sich von der modalen Steifigkeit c . Für den quasistatischen Fall wird somit aus den Modellgleichungen (4.16) und (4.17):

$$c_0 x_R(t) = F(t) + \alpha u(t) \quad (\text{A.6})$$

$$q(t) - \alpha x_R(t) = C u(t) \quad (\text{A.7})$$

Die statische Steifigkeit kann in einem kontinuierlichen Wandlermodell durch Summation der modalen Steifigkeiten aller Eigenmoden und Grenzwertbildung für kleine Frequenzen bestimmt werden [377, S. 430–436]. Eine andere Möglichkeit zur Abschätzung der Differenz zwischen der für die erste Resonanz bestimmten modalen Steifigkeit c und der statischen Steifigkeit c_0 ist eine energetische Betrachtung des Systems. Hierzu wird im Folgenden ein einseitig geklemmter Stab der Länge L mit konstantem Querschnitt A , Elastizitätsmodul E und konstanter Dichte ρ wie in Abb. A.2 betrachtet. Ein solcher Stab entspricht mechanisch näherungsweise dem in den Kapiteln 4 bis 7 untersuchten piezoelektrischen Aktor im kurzgeschlossenen Zustand und bei Spannungsanregung in Resonanz, weil in diesen Fällen die Spannung und damit das piezoelektrische Verhalten bestimmende elektrische Feld sehr klein sind.

Der Stab hat die Masse

$$m_0 = \rho A L \quad (\text{A.8})$$

und bei quasistatischer Längsbelastung die Steifigkeit

$$c_0 = EA/L. \quad (\text{A.9})$$

Der von Littmann [216, S. 50] beschriebenen Vorgehensweise folgend, können die modalen Ersatzparameter für die Längsschwingung des Stabs bei Betrachtung der Geschwindigkeit an der freien Stirnfläche ($x = L$) aus seiner Schwingungsenergie bestimmt werden:

Für die erste Längseigenmode gilt die Resonanzbedingung

$$L = \frac{\lambda_1}{4} = \frac{c_S}{4f_1} = \frac{c_S \pi}{2\omega_1} \quad (\text{A.10})$$

mit der Wellenlänge λ_1 , der Schallgeschwindigkeit c_S und der Resonanz(kreis)frequenz f_1 bzw. ω_1 . Die positionsabhängige Geschwindigkeitsamplitude $\hat{v}(x)$ entlang des Stabs ist [39, S. 183]

$$\hat{v}(x) = \hat{v}_0 \sin \frac{\pi x}{2L}, \quad (\text{A.11})$$

damit ist die maximale kinetische Energie des schwingenden Stabs

$$\hat{E}_{\text{kin}} = \frac{\rho A}{2} \int_0^L \hat{v}^2(x) dx = \frac{\rho AL}{4} \hat{v}_0^2. \quad (\text{A.12})$$

Die gesuchte modale Masse m hat die Geschwindigkeitsamplitude \hat{v}_0 der Stirnfläche und die gleiche maximale kinetische Energie wie der Stab:

$$\frac{1}{2} m \hat{v}_0^2 = \hat{E}_{\text{kin}} \quad (\text{A.13})$$

Daraus folgt mit Gl. (A.12)

$$m = \rho AL/2. \quad (\text{A.14})$$

Mit den Gleichungen (A.10) und (A.14) und der bei einem im Vergleich zur Wellenlänge dünnen Stab gültigen Vereinfachung $c_S = \sqrt{E/\rho}$ [131, S. 16; 199, S. 44] kann die modale Steifigkeit c aus der Resonanzfrequenz und der modalen Masse als

$$c = \omega_1^2 m = \frac{c_S^2 \pi^2 \rho A}{8L} = \frac{\pi^2}{8} \frac{EA}{L} \quad (\text{A.15})$$

berechnet werden. Es gelten also die Zusammenhänge

$$m = \frac{m_0}{2}, \quad c = \frac{\pi^2}{8} c_0 \quad (\text{A.16})$$

zwischen quasistatischer und modaler Masse bzw. Steifigkeit. Ausgehend von der Impedanz des Stabs erhält man auf rechnerisch aufwändigerem Weg dasselbe Ergebnis durch eine Partialbruchreihenentwicklung, wie von Lenk [207, S. 175–180] beschrieben.

Die modale Steifigkeit c ist also 23 % größer als die statische Steifigkeit c_0 . Im quasistatischen Betrieb wird damit bei Verwendung von c anstelle von c_0 die Auslenkung $x_R(t)$ des Aktors bei elektrischer Anregung mit $u(t)$ um 18,7 % unterschätzt, vgl. Gl. (A.6). Mit steigender Frequenz geht die Schwingungsform des Stabs bzw. Aktors kontinuierlich von der quasistatischen zur resonanten über, wodurch der Fehler sinkt.

A.5 Simulationsalgorithmus

Der zur Simulation des Trägheitsmotors verwendete Algorithmus soll eine robuste Simulation mit verlässlichen Ergebnissen bei akzeptablen Rechenzeiten ermöglichen. Eine geringfügige Ungenauigkeit aufgrund der festen Schrittweite und der damit verbundenen unscharfen Nulldurchgangserkennung von $\dot{x}_S(t) - \dot{x}_R(t)$ wird dabei in Kauf genommen. Abb. A.3 zeigt den Algorithmus.

Darin ist t_s die feste Simulationsschrittweite, i_{max} bezeichnet die Anzahl der Simulationsschritte. $x_R = (x_{R,1} \ x_{R,2} \ \dots \ x_{R,i_{\text{max}}})$, v_R , a_R sind die vorgegebenen Vektoren, die

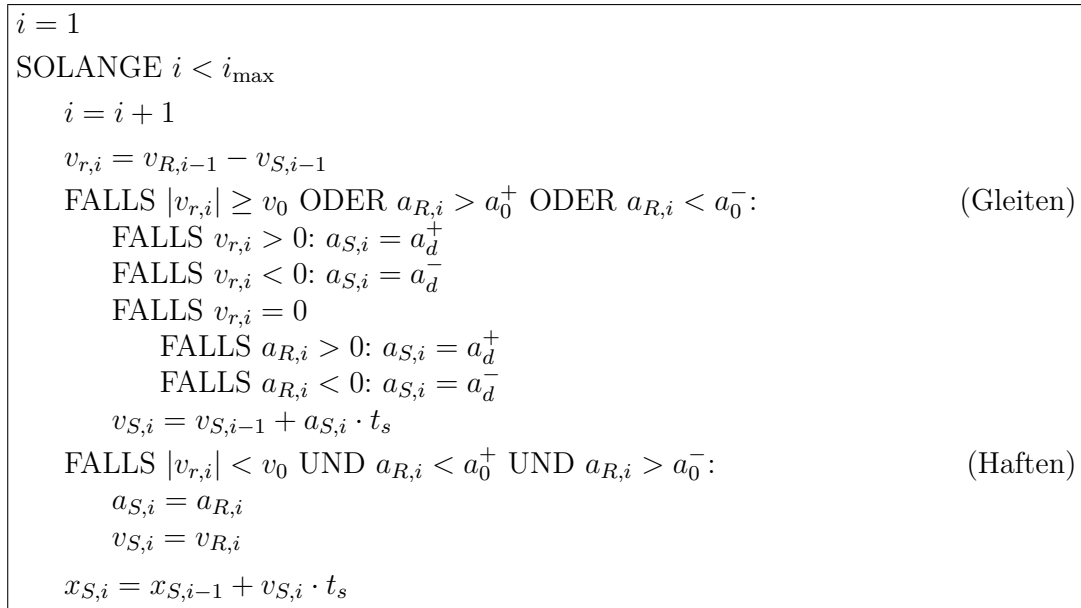


Abbildung A.3: Zur Simulation des Trägheitsmotors verwendeter Algorithmus

Position, Geschwindigkeit und Beschleunigung der Stange über die gesamte zu simulierende Zeit beschreiben. x_S , v_S , a_S beschreiben analog dazu Position, Geschwindigkeit und Beschleunigung des Schlittens. Für alle in dieser Arbeit gezeigten Simulationen wurden die Startwerte auf $x_{S,1} = 0$, $v_{S,1} = 0$, $a_{S,1} = 0$ gesetzt.

v_0 bezeichnet die Relativgeschwindigkeit, unterhalb derer näherungsweise eine Relativgeschwindigkeit null und damit der mögliche Beginn einer Haftphase angenommen wird. Anhand der Simulationsschrittweite und der maximalen relativen Beschleunigung zwischen Stange und Schlitten kann ein Wert für v_0 bestimmt werden, mit dem sicher kein Nulldurchgang der Relativgeschwindigkeit unerkannt bleibt. Dieser Wert ist abhängig vom Anregungssignal. Zu große Werte von v_0 sind kritisch, weil damit bei sinkender Relativgeschwindigkeit die Haftbedingung zu früh als erfüllt angenommen wird. In diesem Fall muss für eine korrekte Simulation die Simulationsschrittweite verkleinert werden. In allen in dieser Arbeit gezeigten Simulationen wurde der Wert $v_0 = 0,1$ mm/s verwendet, welcher sich für den untersuchten Parameterraum als gut geeignet erwiesen hat.

Für Simulationen mit veränderlicher Gegenkraft, insbesondere bei Bewegung des Schlittens gegen eine Feder zur Bestimmung der Stellkraft, werden die charakteristischen Beschleunigungen a_0^+ , a_0^- , a_d^+ , a_d^- gemäß der Gleichungen (3.29) bis (3.32) vor jedem Simulationsschritt neu berechnet. Bei unveränderlicher Gegenkraft genügt die einmalige Berechnung vor Beginn der Simulation.

A.6 Abschätzung der maximalen im Aktor auftretenden Zugspannung

In den Versuchen wird der Aktor mit frequenzbeschränkten Signalen mit $n \leq 4$ bei einer Maximalfrequenz von bis zu 9,25 kHz angeregt. Die Anregungsamplitude wird so gewählt, dass ein Aktorhub von 15 μm erreicht wird. Im Folgenden wird ein ohne Lanczos'sche σ -Faktoren berechnetes Signal betrachtet, da hierbei höhere Beschleunigungen auftreten als mit Lanczos-Faktoren, vgl. z. B. Abb. 4.3 auf Seite 67.

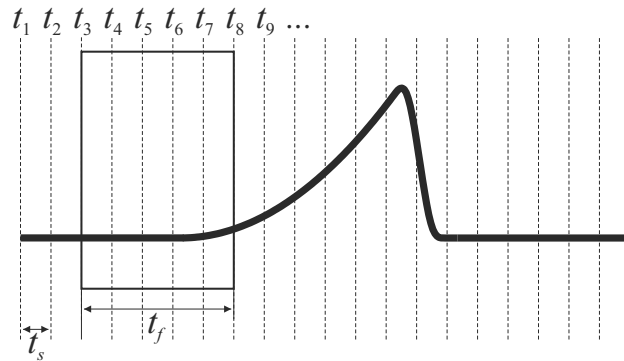


Abbildung A.4: Veranschaulichung des sequentiellen Vorgehens bei der FRBC-basierten Dynamikkompensation für instationäre, nicht-periodische Signale

Die maximale Beschleunigung der Aktorspitze tritt dabei bei $n = 2$ und $f_1 = 4625$ Hz auf und beträgt $12\,693$ m/s², berechnet mit Gl. (4.3). Bei einer Stangenmasse von etwa $m_S = 0,35$ g und einer – deutlich zu hoch identifizierten, da im Bereich der statischen Masse liegenden – modalen Masse des Aktors von $m = 12,33$ g (vgl. Abschnitt 6.3 und Tabelle 6.2) ergibt sich daraus eine maximale Trägheitskraft von $F_{\max} = 161$ N. Hinzu kommt eine maximale Reibkraft von $1,01$ N (vgl. Abschnitt 6.4.3). Bei einem Aktorquerschnitt von 52 mm² (vgl. Abschnitt 6.1.2.4) bedeutet das eine maximale Zugspannung im Aktor von $3,1$ N/mm². Vielschichtaktoren ertragen typischerweise Zugkräfte bis 5 N/mm² ohne Beschädigung. Der Aktor sollte beim Betrieb mit den frequenzbeschränkten Signalen also nicht beschädigt werden.

A.7 Dynamikkompensation anhand des diskreten Übertragungsverhaltens für instationäre, nicht-periodische Signale

Da die Fouriertransformation nur für periodische Signale definiert ist, funktioniert das in Abschnitt 6.2.1 beschriebene FRBC-Verfahren in seiner Grundform nur bei stationären periodischen Sollsignalen $x_{\text{soll}}(t)$. Es kann aber wie im Folgenden beschrieben für instationäre nicht-periodische Signale erweitert werden. Diese Erweiterung ermöglicht auch einen sanften Beginn der Bewegung, wodurch unerwünschte Einschwingeffekte reduziert werden können.

Abb. A.4 veranschaulicht die hierzu genutzte sequentielle Anwendung des FRBC-Verfahrens: Das Sollsignal wird in mehrere Zeitintervalle zerlegt, auf die das FRBC-Verfahren einzeln angewendet wird. Dazu wird jeweils ein Intervall $[t_i, t_i + t_f]$ des Sollsignals betrachtet. Für dieses Intervall wird das FRBC-Verfahren wie in Abschnitt 6.2.1 beschrieben durchgeführt. Die so berechnete Steuerspannung $u(t)$ wird für den Bereich $[t_i, t_{i+1}]$ verwendet, mit $t_{i+1} = t_i + t_s$ und $t_s < t_f$. Anschließend wird die gleiche Berechnung für den Bereich $[t_{i+1}, t_{i+1} + t_f]$ durchgeführt, um $u(t)$ für den Bereich $[t_{i+1}, t_{i+2}]$ zu bestimmen. Mit größerem t_f und kleinerem t_s steigen der Rechenaufwand und die Genauigkeit des Verfahrens.

A.8 Korrelationskoeffizient und Korrelationsfunktion

Der *Korrelationskoeffizient* ist ein (dimensionsloses) Maß für den statistischen Zusammenhang zwischen zwei Variablen [245, S. 65–67; 16, S. 285–288]. Er ist für die Variablen x und y allgemein definiert als

$$\rho_{xy} = \frac{\sigma_{xy}^2}{\sigma_x \sigma_y} \quad (\text{A.17})$$

mit der Kovarianz σ_{xy}^2 der Variablen und den jeweiligen Standardabweichungen σ_x und σ_y [245, S. 67; 16, S. 287]. Für weitere Details zum Korrelationskoeffizienten wird auf die Literatur verwiesen, da seine genaue Definition für diese Arbeit keine Rolle spielt.

Handelt es sich bei den untersuchten Variablen um zeitabhängige Funktionen $x(t)$ und $y(t)$, so beschreibt die *Korrelationsfunktion* die „Abhängigkeit des Korrelationskoeffizienten von der relativen zeitlichen Verschiebung zwischen den beiden Funktionen“ [16, S. 288]. Sie ist damit ein Maß für die *Gleichförmigkeit* und die *Gleichzeitigkeit* von zwei Signalen [110, S. 51]. In der Literatur wird unterschieden zwischen der Kreuzkorrelation zweier Funktionen $x(t) \neq y(t)$ und der Autokorrelation einer Funktion mit sich selbst ($x(t) = y(t)$) [16, S. 289f; 43, S. 71].

Da die Korrelationsfunktion in dieser Arbeit nur für reelle Funktionen berechnet wird, wird zur Vereinfachung in der folgenden Darstellung ebenfalls davon ausgegangen:

$$x(t) \in \mathbb{R}, \quad y(t) \in \mathbb{R}.$$

Anschaulich betrachtet beschreibt die Korrelationsfunktion $K_{xy}(t')$ den Mittelwert des Produkts der um die Zeit t' gegeneinander verschobenen Funktionen. Dieser kann als Integral berechnet werden [16, S. 289; 245, S. 102]:

$$K_{xy}(t') = \overline{x(t) \cdot y(t+t')} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T x(t) \cdot y(t+t') dt. \quad (\text{A.18})$$

In der Literatur findet sich gleichberechtigt die Definition mit $y(t-t')$ anstelle von $y(t+t')$ [110, S. 51–53; 43, S. 71; 319, S. 834]. Gegenüber der hier verwendeten Definition sind in diesem Fall die Werte von $K_{xy}(t')$ und $K_{yx}(t')$ vertauscht [110, S. 53].

Im Fall periodischer Funktionen $x(t)$ und $y(t)$ genügt die Betrachtung einer Periode T_1 [110, S. 51; 67, S. 114]:

$$K_{xy}(t') = \frac{1}{T_1} \int_{-T_1/2}^{T_1/2} x(t) \cdot y(t+t') dt. \quad (\text{A.19})$$

Bei praktischen Anwendungen mit störungsbehafteten Signalen ist dennoch die Integration über mehr als eine Periode sinnvoll, damit sich nicht mit T_1 periodische Störungen weniger stark auf das Ergebnis auswirken.

In vielen Anwendungen liegen wie bei der Anwendung der Kreuzkorrelation in dieser Arbeit zeitdiskrete Signale (= Wertefolgen) $\mathbf{x} = \{x_1, x_2, \dots, x_N\}$ und $\mathbf{y} = \{y_1, y_2, \dots, y_N\}$ der Länge N vor. Unter der Voraussetzung, dass die Signalfolgen periodisch über N hinaus wiederholt werden können, also $x_{i+N} = x_i$ und $y_{i+N} = y_i$ gilt, kann eine auf den vorliegenden Signalen basierende Abschätzung der zyklischen Kreuzkorrelationsfunktion

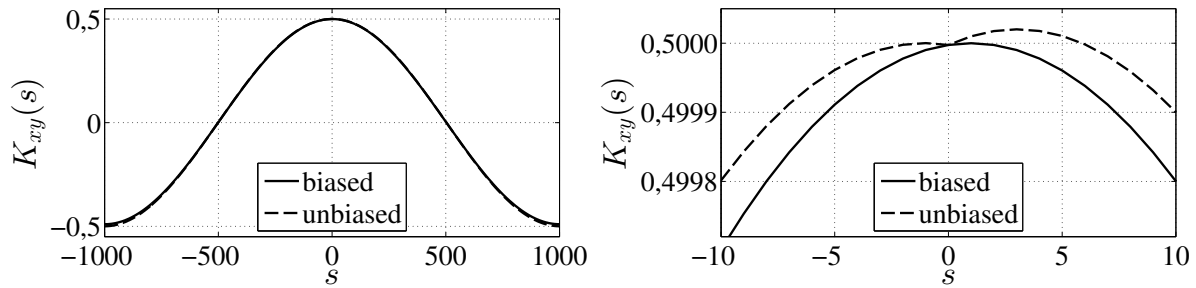


Abbildung A.5: Abschätzung der Kreuzkorrelation eines Sinussignals mit einer um einen Diskretisierungsschritt verschobenen Kopie seiner selbst ($y_i = x_{i+1}$) nach Gl. (A.21) und (A.22). Simuliert wurden 25 Perioden mit 2.000 Diskretisierungspunkten pro Periode, d. h. $N = 50.000$.

analog zu Gl. (A.18) definiert werden als [324; 301, S. 231]:

$$K_{xy,\text{zykl}}(s) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} x_i \cdot y_{i+s}. \quad (\text{A.20})$$

Die Periodizität kann in praktischen Anwendungen oft nicht vorausgesetzt werden. In diesem Fall kann nur über $N - |s|$ Produkte summiert werden [257, S. 539; 324]:

$$K_{xy,\text{unbiased}}(s) = \frac{1}{N - |s|} \sum_{i=0}^{N-|s|-1} x_i \cdot y_{i+s}. \quad (\text{A.21})$$

Diese Definition ist auch als „unbiased correlation estimator“ bekannt [257, S. 539–541; 324]. Eine alternative Abschätzung ist der „biased correlation estimator“ [257, S. 540]:

$$K_{xy,\text{biased}}(s) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-|s|-1} x_i \cdot y_{i+s}. \quad (\text{A.22})$$

Die individuellen Vor- und Nachteile der beiden Abschätzungen sollen hier nicht im Detail erörtert werden. Sie werden beispielsweise von Oppenheim und Schaffer [257, S. 539–541] diskutiert. Bei beiden Abschätzungen finden mit steigendem Betrag $|s|$ zunehmend weniger Elemente von \mathbf{x} und \mathbf{y} Berücksichtigung. Zudem wird $K_{xy,\text{unbiased}}(s)$ sehr groß, wenn $|s|$ in der Größenordnung von N liegt. Für $|s| \ll N$ sind diese beiden Effekte vernachlässigbar. In dieser Arbeit ist dies stets der Fall.

Zu beachten ist außerdem, dass der unstetige Vorfaktor der Summe in $K_{xy,\text{unbiased}}(s)$ bei einigen Signalen dazu führen kann, dass $K_{xy,\text{unbiased}}(s)$ zwei Maxima links und rechts des Maximums von $K_{xy,\text{biased}}(s)$ aufweist. Abb. A.5 zeigt ein Beispiel hierfür. Erkennbar sind die große Ähnlichkeit der Werte beider Abschätzungen besonderes bei kleinem $|s|$, das erwartete Maximum von $K_{xy,\text{biased}}(s)$ bei $s = 1$ und die zwei Maxima von $K_{xy,\text{unbiased}}(s)$ links und rechts davon.

Da in dieser Arbeit insbesondere die Position s_{max} des Maximums der Korrelationsfunktion ausgewertet wird, wird $K_{xy,\text{biased}}(s)$ verwendet, um eindeutige und zweckmäßige Ergebnisse zu erhalten. Die Kreuzkorrelationsfunktion wird hierzu in Matlab mit der Funktion `xcorr`¹ und der Option `'biased'` abgeschätzt.

¹Die Funktion `xcorr` ist Teil der „Signal Processing Toolbox“.

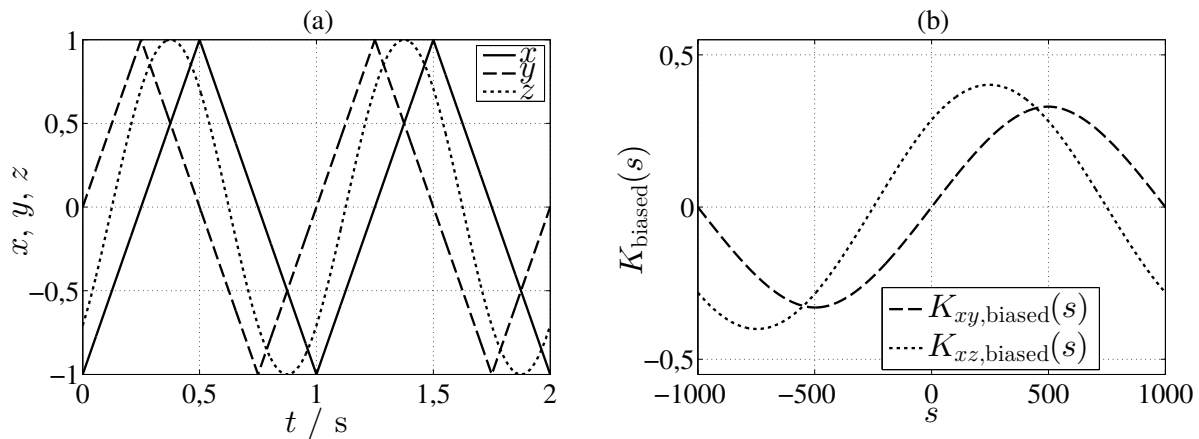


Abbildung A.6: Beispiel zur Bedeutung der Position des Maximums der Kreuzkorrelationsfunktion

Das folgende Beispiel soll die Bedeutung von s_{\max} als Maß für die Phasenverschiebung zwischen zwei Signalen zeigen: Abb. A.6(a) zeigt ein Dreieckssignal $x(t)$ sowie ein diesem um 90° , also eine Viertelperiode, vorauseilendes Dreieckssignal $y(t)$ und ein $x(t)$ um 45° , also eine Achtelperiode, vorauseilendes Sinussignal $z(t)$. Alle Signale haben die in diesem Zusammenhang unbedeutende Periode $T = 1$ s und liegen mit $n_T = 2000$ Diskretisierungspunkten pro Periode vor. Abb. A.6(b) zeigt die Kreuzkorrelationsfunktionen $K_{xy,baised}(s)$ und $K_{xz,baised}(s)$: $K_{xy,baised}(s)$ hat ein Maximum bei $s_{\max} = 500$ Diskretisierungspunkten, also einem Viertel der Periode. $K_{xz,baised}(s)$ hat ein Maximum bei $s_{\max} = 250$ Diskretisierungspunkten, also einem Achtel der Periode. Unabhängig von der Zahl der Diskretisierungspunkte pro Periode und der Form der Signale gibt s_{\max}/n_T die Phasenverschiebung zwischen zwei Signalen an.