

Technische Universität München
Lehrstuhl für Mikrotechnik und Medizingerätetechnik
Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Tim C. Lüth

Optimierung der Förderrate einer piezoelektrischen Hochleistungs-Mikropumpe

Markus H.A.M. Herz

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grads eines

Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigten Dissertation.

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Tim C. Lüth
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Karlheinz Bock,
Technische Universität Berlin

Die Dissertation wurde am 22.06.2011 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 30.11.2011 angenommen.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	5
1.1 Anforderungen an die Zirkulationspumpe einer Methanol Brennstoffzelle	5
1.2 Stand der Technik bei Mikro- und Miniaturpumpsystemen.....	7
1.3 Ziel der Arbeit und Lösungskonzept	11
2. Modellierung und Optimierung der Systemkomponenten.....	14
2.1 Modellierung und Optimierung des Piezo-Biegeaktors	14
2.1.1. Grundlagen der Piezoaktorik.....	14
2.1.2. Funktionsweise des Piezo-Biegewandlers.....	19
2.1.3. Analytische Modellierung des Piezo-Biegewandlers	20
2.1.4. Optimierung des Biegewandlers	26
2.1.5. Experimentelle Untersuchung.....	35
2.1.6. Abschätzung der mechanischen Festigkeit der optimierten Aktoren	41
2.1.7. Vergleich zwischen Modell und Aktor der verschweißten Pumpe.....	44
2.1.8. Fazit der Aktoroptimierung	47
2.2 Modellierung und Optimierung der Pumpkammer	48
2.2.1. Dimensionsanalyse der charakteristischen Navier-Stokes Gleichung	48
2.2.2. Analytische Modellierung der reibungsdominierten Strömung.....	52
2.2.3. Analytische Modellierung der trägheitsdominierten Strömung	54
2.2.4. Vergleich des analytischen Modells mit der FEM Simulation	57
2.2.5. Optimierung der Pumpkammertiefe	63
2.3 Modellierung und Optimierung des Silizium Klappenventils.....	63
2.3.1. Analytisches Modell der Ventilklappe	64
2.3.2. Charakterisierung des Ventils mit FEM und Experiment	66
2.3.3. Optimierung der Klappenventile	70
2.3.4. Fazit der Ventilmodellierung	71
2.4 Weitere Komponenten des fluidischen Systems	71
2.4.1. Gasblase in der Pumpkammer	72
2.4.2. Fluidische Leitungen	72
2.4.3. Druckdämpfungselemente.....	76
3. Optimierung der Mikropumpe als Gesamtsystem.....	80
3.1 Optimierung der Schlauchleitungslängen.....	81
3.2 Entkoppelung der fluidischen Peripherie	83

3.3	Optimierung der Pumpkammertiefe	85
3.4	Optimierung der Aktorstefigkeit	87
4.	Entwicklung eines serientauglichen Fertigungsprozesses.....	90
4.1	Fertigung der Silizium Ventile	90
4.2	Fertigungsprozess des Biegeaktors	92
4.3	Ventil- und Aktormontage auf dem gefrästen Grundkörper	94
4.4	Verbesserung der Aktormontage durch Laserstrahlschweißen.....	94
4.5	Fixierung der Siliziumventile durch Heißprägen	97
4.6	Fertigung des Grundkörpers im Spritzguss	98
4.7	Evaluierung der industriell hergestellten Pumpe.....	99
4.8	Erreichte Leistungskennwerte der Double Layer Pumpe	101
5.	Zusammenfassung der erreichten Ergebnisse	103
5.1	Ausblick: Vergleich weiterer Kennwerte der Mikropumpe	104
Anhang	107
A.	Explizite analytische Formeln des Biegeaktors	107
B.	Simulationseinstellungen.....	108
C.	Herleitung der Biegelinie einer Ventilklappe	111
D.	Schlauchkapazität.....	112
E.	Parameter der Netzwerkmodellierung.....	113
F.	Bestimmung der erlaubten Pumpkammerhöhe	113
	Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen.....	114
	Veröffentlichungen	116
	Danksagung.....	117
	Literaturverzeichnis.....	118

1. Einleitung

Um Flüssigkeiten oder Gase kontrolliert zu bewegen, benötigt man eine Form von Pumpe. Von der Luftpumpe für das Fahrrad bis zur künstlichen Blutpumpe als Herzersatz werden Pumpen in den vielfältigsten Anwendungen verwendet. Kennzeichnend ist, dass ein flüssiges oder gasförmiges Medium transportiert, beziehungsweise dosiert wird. Besonders kleine Pumpen werden im allgemeinen Sprachgebrauch als Mikropumpen bezeichnet. Technisch präziser ist die Unterscheidung von Mikro- und Miniaturpumpen. Mikropumpen weisen funktionsbestimmende Abmessungen im Mikrometerbereich auf, sowie Antriebsprinzipien, die -im Gegensatz zu Miniaturpumpen- nur in dieser Größenordnung sinnvoll genutzt werden können.

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Mikropumpe entwickelt, wie sie für den Einsatz als Zirkulationspumpe in tragbaren Mikro-Brennstoffzellensystemen mit einer typischen Ausgangsleistung von 25 bis 35 Watt benötigt wird [1]. Bisher werden Miniaturpumpen für diese Aufgabe eingesetzt. Mikropumpen erreichen die benötigten Förderraten von über 80 ml/min einem Druck von über 15 kPa derzeit bei weitem noch nicht. Durch den Einsatz einer Mikropumpe werden Vorteile in **Baugröße**, **Gewicht** und **Energieverbrauch** des Pumpsystems erwartet.

Dazu wird eine piezoelektrische Mikropumpe mit passiven Klappenventilen speziell für den Einsatz als Hochflusspumpe entwickelt und optimiert. Das Vorgehen gliedert sich nach folgenden Schwerpunkten: Nach einer Darstellung des Stands der Technik und Erläuterung der Aufgabenstellung (Kapitel 1) werden physikalisch basierte Modelle des Pumpenaktors, der Pumpkammerfluidik, der Ventile und der Systemperipherie entwickelt und damit die Komponenten der Pumpe optimiert (Kapitel 2). Mit Hilfe eines Netzwerkansatzes werden die Modelle der Systemkomponenten in ein Kompletmodell der Pumpe übertragen und die Pumpe als Gesamtsystem optimiert (Kapitel 3). Ein serientauglicher Fertigungsprozess wird entwickelt und anhand einer Pilotserie evaluiert. Auf Basis der theoretischen Überlegungen folgt der Aufbau einer optimierten Mikropumpe, sowie deren Charakterisierung und Vergleich mit dem Stand der Technik (Kapitel 4 und 5).

1.1 Anforderungen an die Zirkulationspumpe einer Methanol Brennstoffzelle

Miniaturisierte Methanol Brennstoffzellensysteme liefern netzfern elektrische Energie und werden für verschiedenste Einsatzfelder untersucht, wie beispielsweise zur Energieversorgung von Motorrollern [2], Laptops [3] oder auch als tragbare Energiequelle für militärische Anwendungen [4] [5] (siehe Abbildung 1.1).



Abbildung 1.1. Jenny 25 Watt Brennstoffzelle der SFC AG (Quelle: [4])

In Brennstoffzellen wird durch die chemische Reaktion eines Brennstoffs (meist Wasserstoff) mit Sauerstoff unter galvanischer Trennung der Reaktionspartner elektrischer Strom erzeugt. Der Wasserstoff wird an der Anode ionisiert, gibt Elektronen ab und kann durch eine isolierende Zwischenschicht (den sogenannten Elektrolyten) zur Kathode diffundieren (siehe Abbildung 1.2.). Der Wasserstoff muss an der Anode nicht molekular vorliegen, sondern kann -wie im Falle der Methanol Brennstoffzelle- in einem Gemisch aus Wasser (H_2O) und Methanol (CH_4) bereitgestellt werden. An der Kathode wird Sauerstoff zugeführt, der mit dem Wasserstoff reagiert und abgeführt werden muss, um eine kontinuierliche Reaktion aufrecht zu erhalten.

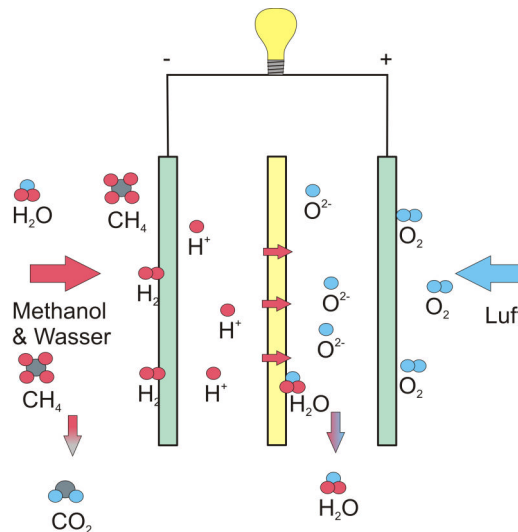


Abbildung 1.2. Chemische Reaktion in einer Methanol Brennstoffzelle

Die kontinuierliche Zuführung des Methanol-Wassergemischs ist notwendig, um das Kohlendioxid (CO_2), das sich bei der Aufspaltung des Methanols bildet, abzuführen und bestmögliche Reaktionsbedingungen zu erzielen. Dazu wird eine Zirkulationspumpe im Anodenkreislauf eingesetzt. Durch Rückführung des Wasserdampfs von der Kathodenseite kann auf eine zusätzliche Versorgung mit Wasser verzichtet werden. Methanol wird dem Kreislauf mit Hilfe einer weiteren Förderpumpe zugeführt.

In dieser Arbeit wird eine Mikropumpe für den Einsatz in portablen Direkt-Methanol-Brennstoffzellen einer Leistungsklasse von 25 bis 35 Watt entwickelt und optimiert. Gegenwärtig werden Miniaturpumpen für diese Aufgabe eingesetzt. Daher stellen kommerziell erhältliche

Miniaturlpumpen den Stand der Technik dar, der von einer Mikropumpe erreicht und übertroffen werden muss. Die Vorteile, die sich aus der Anwendung von Mikropumpen erwartet werden, sind

- eine **Verringerung der Baugröße**,
- des **Gewichts** sowie
- eine **Reduktion des Energiebedarfs**.

Mikropumpen müssen daher mindestens die Leistungsfähigkeit konventionell eingesetzter Miniaturlpumpen erreichen und in mindestens einer der genannten Kriterien eine wesentliche Verbesserung zum Stand der Technik darstellen, um auch in Brennstoffzellen eingesetzt zu werden.

1.2 Stand der Technik bei Mikro- und Miniaturlpumpensystemen

Harald van Lintel [6] und Jan Smits [7] stellten 1988 und 1990 piezoelektrischen Mikropumpen vor, die viel Beachtung fanden und in zahlreichen Publikationen als die ersten Mikropumpen bezeichnet werden [8]. Es finden sich jedoch auch frühere Publikationen, in denen sogar bereits 1975 solche Pumpen untersucht wurden [9], die in der Fachwelt jedoch wenig bekannt sind.

Zur Klassifizierung von Mikropumpen lassen sich diese in mechanische und nicht-mechanische Typen unterteilen: Mechanische Mikropumpen weisen im Gegensatz zu nicht-mechanischen Systemen bewegbare Teile für eine Ventil- und/oder Antriebsfunktion auf. Weiter lassen sich diese Pumpen anhand ihres Antriebs, des Ventilprinzips und der Pumpkammeranordnung unterscheiden (siehe Abbildung 1.3).

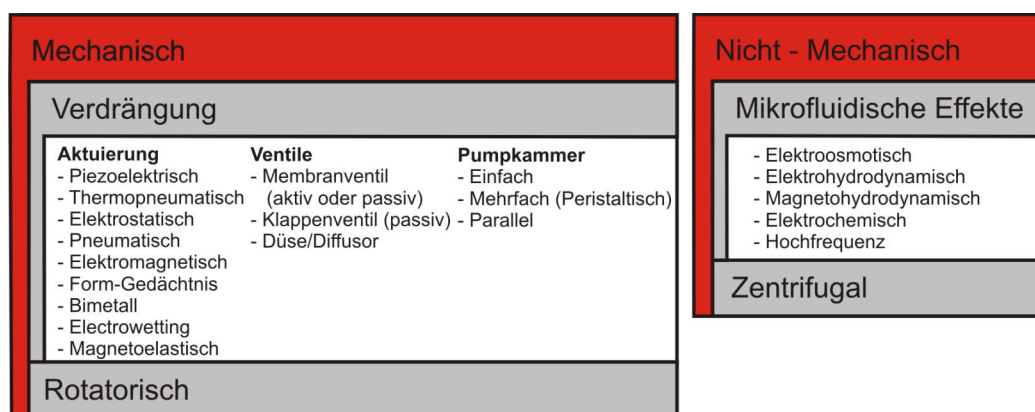


Abbildung 1.3: Klassifizierung bekannter Mikropumpprinzipien

Mechanische Pumpen können gemäß ihrem Antriebsprinzip in Verdränger- und (rotatorische) Strömungspumpen unterteilt werden. Bei erstgenannten wird das Volumen der Pumpkammer verändert um eine Pumpwirkung zu erzielen. Die verhältnismäßig geringen Hübe oszillierender Mikropumpen erlauben den Einsatz einer elastischen Membran um auf das Pumpmedium zu wirken. Dadurch entfällt die Dichtungsproblematik, die bei konventionellen oszillierenden Kolbenpumpen gelöst werden muss. Strömungspumpen weisen keine Ventile und abgeschlossene Pumpkammer auf und führen dem Pumpmedium kontinuierlich Bewegungsenergie zu. Für eine umfassende Zusammenstellung bisher realisierter Mikropumpen wird auf die Publikationen von Woias [10] und Santiago et al. [11] verwiesen. Letztere zeigt im Vergleich der publizierten Leistungsdaten, dass mit piezoelektrischen und elektroosmotischen Mikropumpen bisher die höchste Leistungsdichte erreicht wird. Nach einer kurzen Einführung in die bei Mikropumpen gebräuchliche Terminologie werden deshalb Mikropumpen dieser beiden Gattungen, sowie repräsentative Miniaturlpumpen vorgestellt.

Kennwerte einer Mikropumpe

Die primäre funktionale Anforderung an eine Pumpe ist durch eine **Mindestförderrate** \dot{V} bei einem definierten („worst-case“) **Gegendruck** Δp gegeben. Die **Pumpleistung** P_p , die unter diesen Bedingungen dem Fluidstrom zugeführt wird, lautet:

$$P_p = \dot{V} \cdot \Delta p \quad (1.1)$$

Mikrosystemtechnische Aktoren weisen allgemein eine begrenzte Steifigkeit auf, so dass die Förderrate einer Mikropumpe inhärent vom Gegendruck abhängt, der an der Pumpe anliegt. In der Regel ist dieser Zusammenhang linear [10]. Die **Gegendrucksteifigkeit** (Kennlinie der Förderrate als Funktion des Gegendrucks) wird daher üblicherweise durch die Angabe des **maximal erreichbaren Gegendrucks** p_{max} (bei $\dot{V} = 0$) angegeben. Die Konstanz der Förderrate (**Förderratengenauigkeit**) wird bei Mikropumpen bisher nicht spezifiziert. Temperaturänderungen oder Verschleiß der Ventile können das Förderverhalten deutlich beeinflussen. Ein weiterer Aspekt, der kritisch in Bezug auf die Betriebssicherheit und Förderratengenauigkeit einer Mikropumpe ist, ist die Fähigkeit einer Mikropumpe, auch beim Eintritt einer Luftblase diese aus der Pumpkammer heraus zu fördern (Blasentoleranz). Ein ausreichendes Verdichtungsverhältnis ist dafür ausschlaggebend. Das Verdichtungsverhältnis ε_v hängt vom Hubvolumen V_{hub} , sowie dem Rest- bzw. Totvolumen V_{tot} ab. Aus der volumetrischen Verdichtung lässt sich näherungsweise der Kompressionsdruck abschätzen:

$$\varepsilon_v = \frac{V_{Hub} + V_{tot}}{V_{tot}} \approx \frac{p_1}{p_0} \quad (1.2)$$

Weitere Faktoren, wie Öffnungsdruck und Leckrate der (feuchten) Ventile, Gegendruck im Fluidsystem und schließlich auch die Blasengröße haben jedoch einen zusätzlichen Einfluss auf die Blasentoleranz im Betrieb der Pumpe.

Baugröße und **Energieverbrauch** stellen weitere, wesentliche Kennwerte der Pumpe dar. Aus Anwendersicht interessieren diese Werte vor allem in Verbindung mit einer Ansteuerelektronik. Speziell bei piezoelektrischen Pumpen hängen sie von den spezifischen Anforderungen einer Anwendung ab, deshalb finden sich Angaben dazu üblicherweise nicht in der Fachliteratur.

Piezoelektrische Mikropumpen

Der prinzipielle Aufbau einer piezoelektrischen Mikromembranpumpe ist in Abbildung 1.4 dargestellt. Die Dehnung bzw. Kontraktion eines piezokeramischen Elements wird durch eine passive Trägerschicht gehemmt, wodurch sich der Verbund verkrümmt, und im Vergleich zur direkten Piezoverformung eine deutlich erhöhte Auslenkung erreicht wird. Passive Ventile, die entweder als Klappen oder Membranen ausgeführt sind, geben dem Fluid eine Vorzugsrichtung.

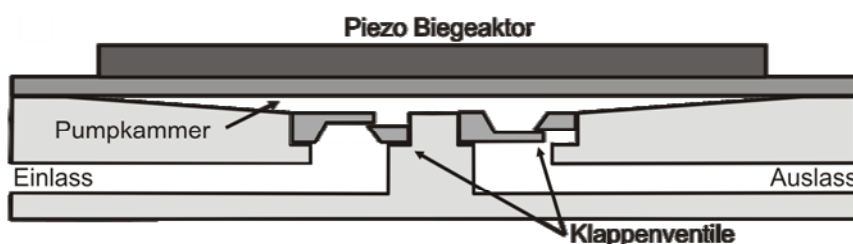


Abbildung 1.4. Aufbau einer piezoelektrischen Mikromembranpumpe

ThinXXs MDP1304 und MDP2205

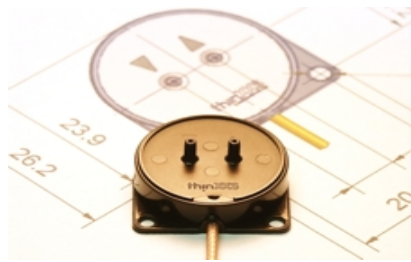


Abbildung 1.5. ThinXXs MDP1304 (Quelle: [12])

Die Pumpe MDP1304 war die erste kommerziell erhältliche Mikropumpe. Die Markteinführung erfolgte 2003 noch unter der Bezeichnung XXS2000 (bis 2004) [12]. Sie weist passive Membranventile aus Kunststofffolien auf und ist vollständig aus COC Topas aufgebaut [13]. Um den Einsatzbereich zu erweitern, folgte im November 2005 ein größeres Model mit der Bezeichnung MDP2205, das einen Durchmesser von 25.4 mm und eine Bauhöhe von 5.2 mm aufweist (MDP1304: 23.1 mm und 3.3 mm). Die maximalen Förderraten ohne Gegendruck betragen jeweils 7 und 9.2 ml/min mit Wasser und 22 und 20 ml/min mit Luft. Die Gegendruckfähigkeit liegt mit Wasser bei 35 und 55 kPa, sowie 10 und 15 kPa mit Luft [14].

Bartels mp5 und mp6

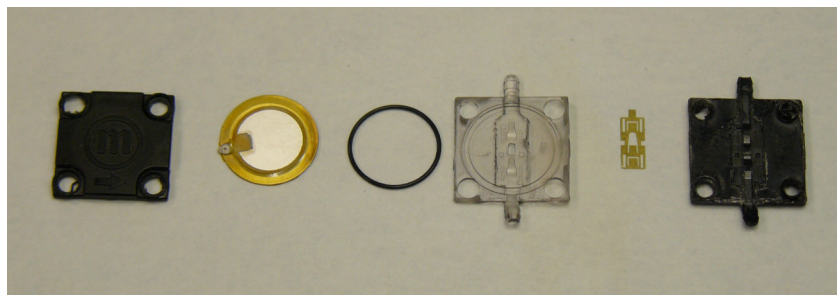


Abbildung 1.6. Komponenten der Bartels mp-5 Mikropumpe

Die Bartels mp5-Mikropumpe ist mit einer Förderrate von 50 nl – 5 ml/min für Wasser und 50 μ l – 15 ml/min für Luft spezifiziert. Der maximale Gegendruck wird mit 50 kPa für Flüssigkeiten (Wasser) und mit 3 kPa für Gase angegeben. Das Gehäuse der Pumpe ist aus Polyamid. Die Pumpe weist zwei passive Klappenventile aus einer Polysulfonmembran mit einer Dicke von 20 μ m auf. Der Piezoaktor ist über einen O-Ring fixiert, der die Pumpkammerkavitat definiert. Die Baugröße der Pumpe betragt 14 x 14 x 3.5 mm. In der mp6 Variante werden zwei Pumpen seriell betrieben. Die maximalen Flussraten betragen 20 ml/min für Luft, und 6 ml/min für Wasser, die Gegendruckfahigkeit 10 kPa und 50 kPa [15].

Debiotech Nanopump (JewelPUMP™)

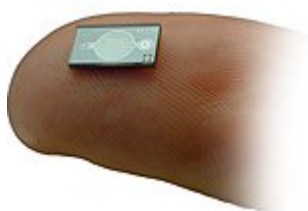


Abbildung 1.7. Debiotech Nanopump (Quelle: [16])

1. Einleitung

Die von Debiotech entwickelte Nanopump basiert auf der von Harald van Lintel entwickelten Mikropumpe [17], und wurde für die Medikamentendosierung optimiert. Förderraten bis zu 100 $\mu\text{l/h}$ können mit einer Genauigkeit von unter ± 10 Prozent mit Flüssigkeit über einen Druckbereich von ± 35 kPa am Einlass und -20 bis +40 kPa am Auslass erreicht werden [18]. Der Pumpchip weist einen integrierten Partikelfilter sowie ein sensorisches Auslassventil auf. Die Anwendung der Pumpe in einem am Körper tragbaren Insulindosiersystem (JewelPUMP™) wurde im Juni 2010 vorgestellt [19].

Silizium Mikropumpe des Fraunhofer EMFT

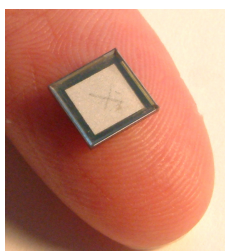


Abbildung 1.8. Silizium Mikropumpe des Fraunhofer EMFT

An der Fraunhofer Einrichtung für modulare Festkörpertechnologien wurde eine piezoelektrische Mikropumpe mit passiven Klappenventilen entwickelt, die Anwendern zur Evaluation angeboten wird. Von dieser Mikropumpe existieren drei Varianten, die für die Flüssigkeits- und Öldosierung, sowie die Luftpolsterpipettierung optimiert wurden. Die Pumpe weist eine Baugröße von 7.0 x 7.0 x 1.1 mm auf, die Leistungsdaten sind in Tabelle 1.1 zusammengefasst.

Typ	Förderrate @ Frequenz	Gegendruck	Medium
Standard	14 ml/min @ 1.8 kHz	15 kPa	Luft
(μP001)	2 ml/min @ 200 Hz	50 kPa	Wasser
High Pressure	2ml/min @ 400 Hz	14 kPa	Luft
(μP004)	750 $\mu\text{l/min}$ @ 200 Hz	120 kPa	Wasser
High Flow	16ml/min @ 1.8 kHz	13 kPa	Luft
(μP003)	2ml/min @ 200 Hz	50 kPa	Wasser

Tabelle 1.1. Leistungsmerkmale der Varianten der Fraunhofer Siliziumpumpe

Elektroosmotische Pumpen: Nanofusion RP3, RP5 und RP7

Beim Kontakt einer Flüssigkeit mit einem Festkörper wandern Ionen im Fluid an die Grenzfläche und bilden eine elektrochemische Doppelschicht mit einer Dicke von wenigen Nanometern. Dieser Effekt wird bei Elektro-Osmotischen (EO) Mikropumpen ausgenutzt: Legt man ein elektrisches Feld parallel zur Oberfläche an, so bewirkt dies eine Kraft auf die spontan polarisierende Grenzschicht (den „Electrical Double Layer“) und aufgrund der Viskosität auch auf den elektrisch neutralen Teil des Fluids. Das Pumpmedium muss polar sein und zum Beispiel durch Kapillareffekte an die poröse Struktur geführt werden. Luftblasen dürfen nicht in das poröse Material eintreten, da sie die Kanäle verstopfen und die Flussraten reduzieren würden. Zudem muss verhindert werden, dass Wasserstoff durch Elektrolyse des Pumpmediums entsteht, oder zumindest über eine Entlüftungsöffnung abgeführt wird. Das japanische Unternehmen Nano Fusion Technologies Inc., Tokio, bietet verschiedene osmotische Mikropumpen zu Evaluationszwecken an [20].

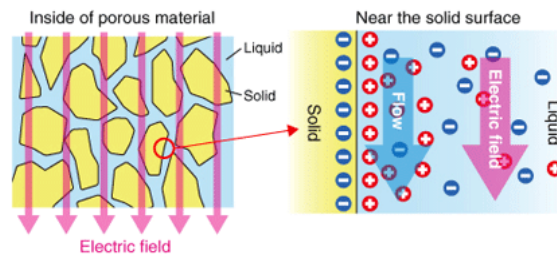


Abbildung 1.9. Funktionsweise einer elektroosmotischen Membran (Quelle: [20])

Die Pumpen arbeiten lautlos und mit einer Aktuierungsspannung von maximal 24 Volt. Förderraten von $190\mu\text{l}/\text{min}$ und ein Gegendruck von 110 kPa werden von der RP5 Pumpe erreicht, weitere Modelle (RP7, RP3) erreichen $100\mu\text{l}/\text{min}$ und 140 kPa, bzw. $10\mu\text{l}/\text{min}$ und 30 kPa.



Abbildung 1.10. Osmotische Mikropumpe RP7 der Nano Fusion Technologies Inc. (Quelle: [20])

Miniaturopumpen: Membranpumpen NF 5 und NF 10 von KNF Neuberger

Die Miniatur-Membranpumpen NF 5 und NF 10 sind für die Kleinmengenförderung ausgelegt und erreichen Förderraten von $50\text{ ml}/\text{min}$ und $120\text{ ml}/\text{min}$ [21]. Die Membran wird durch einen Kolben bewegt, der exzentrisch auf der Motorwelle montiert ist. Membranventile aus EPDM richten den Fluss. Der Gegendruck beträgt bei beiden Pumpen über 300 kPa. Das Bauvolumen der Pumpen beträgt 22.8 cm^3 und 25.4 cm^3 , bei einem Gewicht von 60 g. Die Ansteuerspannung variiert je nach Ausführung zwischen 6 und 28 Volt.



Abbildung 1.11. Flüssigkeits-Membranpumpe NF 5 und NF 10 (Quelle: [21])

1.3 Ziel der Arbeit und Lösungskonzept

Die primäre Anforderung, die an ein Pumpsystem gestellt wird, ist die Erbringung der Förderleistung im Arbeitspunkt, also eine Mindestförderrate \dot{V} bei einem Gegendruck Δp . Für ein Miniatur-Brennstoffzellensystem mit einer Ausgangsleistung von 25 bis 35 Watt liegt der Arbeitspunkt bei

1. Einleitung

etwa 80-130 ml/min und einem Gegendruck von 15 kPa [1]. Diese Förderraten werden von Mikropumpen derzeit bei weitem noch nicht erreicht (siehe Abbildung 1.12). Die höchste Förderrate einer kommerziell erhältlichen Mikropumpe (thinXXs MDP2205) liegt mit 9.2 ml/min ohne Gegendruck weit unter der notwendigen Mindestflussrate. Eine typische Miniaturpumpe (KNF NF 10-DC) erreicht diese Förderrate bei einem Bauvolumen von 25.4 cm³, einem Gewicht von 60 g und einem nominellen Energieverbrauch von 3.4 Watt.

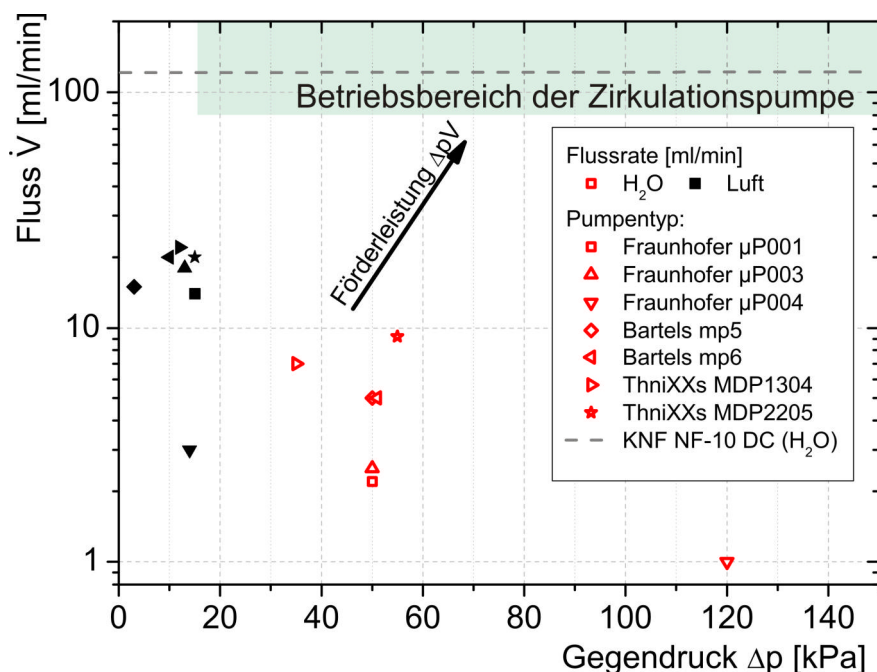


Abbildung 1.12. Leistungskennwerte am Markt erhältlicher Mikropumpen

Ziel dieser Arbeit ist, eine Mikropumpe zu entwickeln, die wesentlich höhere Förderraten erreicht als es mit Mikropumpen bisher möglich ist, und die für den Einsatz als Zirkulationspumpe in Frage kommt. Dazu ist als wesentliche Aufgabe eine Steigerung der Förderrate um einen Faktor 10 zum Stand der Technik notwendig, sowie eine Erhöhung der Drucksteifigkeit, um die geforderten Förderraten auch bei Gegendruck gewährleisten zu können. Piezoelektrische Mikropumpen mit passiven Klappenventilen weisen gegenüber elektroosmotischen Pumpen deutlich höhere Förderraten auf. Für den angestrebten Flussbereich wird dieses Pumpkonzept daher optimiert. Zur Steigerung von Flussrate und Gegendruckfähigkeit lassen sich grundlegende Design-Ziele aus dem Stand der Technik ableiten:

- 1.) Erhöhung des Hubvolumens des Aktors, um bei gleicher Frequenz einen höheren Fluss zu erzielen
- 2.) Erhöhung der Steifigkeit zur Steigerung der Betriebsfrequenz und Reduktion der Gegendruckabhängigkeit
- 3.) Minimierung der Flusswiderstände an den Ventilen und in der Pumpkammer

Um diese Ziele bestmöglich zu erfüllen, werden folgende Randbedingungen für das Pumpendesign vorab festgelegt:

- 1.) Der Piezobiegeaktor wird mit Hilfe einer Trägermembran aus Stahl realisiert. Gegenüber Silizium werden eine höhere mechanische Festigkeit und ein wesentlich günstigerer Preis

erreicht. Aus Kostengründen wäre die Verwendung von Kunststoff ebenfalls denkbar, allerdings liegt die Steifigkeit deutlich unter der von Metall, was die Leistungsfähigkeit des Aktors reduziert. Der maximale Durchmesser der Pumpe wird auf 30 mm festgelegt, da dies eine sinnvolle Baugröße für die Integration einer Mikropumpe in eine Brennstoffzelle darstellt.

- 2.) Es werden Ventile aus Silizium eingesetzt, da aufgrund der hohen Steifigkeit und idealen Elastizität des Materials optimale Voraussetzungen für ein Ventil mit geringem Strömungswiderstand gegeben sind. Dazu werden Ventile, deren Design bereits für die Silizium Mikropumpe optimiert wurden [22], auf eine Größe von 3 x 6 mm skaliert.

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Komponenten der Mikropumpe, der Aktor, die Ventile, die Pumpkammer und der Einfluss der Peripherie getrennt modelliert und wo möglich optimiert. Mit Hilfe der Teilmodelle wird die Pumpe im Anschluss als Gesamtsystem betrachtet, so dass Optima auch bei gegenläufigen Zielen der Komponentenoptimierung gefunden werden können. Dies umfasst folgende spezifische Maßnahmen:

- 1.) Der piezoelektrische Biegeaktor als Antrieb der Mikropumpe wird mit Hilfe eines analytischen Modells beschrieben. Die Evaluierung des Modells findet mit Hilfe der Finiten Elemente Methode (FEM) und einer experimentellen Untersuchung statt. Eine Optimierung des Biegeaktors wird durchgeführt (Kapitel 2.1).
- 2.) Zur Optimierung der Pumpe als Gesamtsystem müssen Modelle der unterschiedlichen Teilsysteme, insbesondere der Pumpkammer entwickelt werden. Dazu wird in Kapitel 2.2 ein analytisches Modell für Reibung und Trägheit entwickelt und mit der FEM Simulation verifiziert.
- 3.) Die Ventile werden analytisch und mit Hilfe der FEM modelliert, sowie experimentell untersucht (Kapitel 2.3).
- 4.) Um die Leistungsfähigkeit der Pumpe in einem fluidischen System zu erhalten, ist es notwendig, dynamische Einflüsse der Peripherie von der Mikropumpe zu entkoppeln. Dazu werden Druckdämpfungselemente untersucht. Zudem werden fluidische Leitungen und Luftblasen modelliert (Kapitel 2.4), da diese für eine Systemsimulation notwendig sind.
- 5.) Die entwickelten Teilmodelle werden zu einem Netzwerkmodell zusammengefasst, und experimentell verifiziert. Mit Hilfe des Modells wird der Einfluss der vorgeschlagenen Optimierungsmaßnahmen in Kapitel 3 untersucht.

Für den Aufbau der Pumpe werden Fertigungsmethoden eingesetzt und entwickelt, die eine serientaugliche Produktion der Pumpe erlauben. Die Evaluierung der Pumpe erfolgt anhand dieser Muster (Kapitel 4).

2. Modellierung und Optimierung der Systemkomponenten

2.1 Modellierung und Optimierung des Piezo-Biegeaktors

In diesem Abschnitt wird nach einer kurzen Einführung in die Piezothorie ein analytisches Modell des Piezo-Biegeaktors vorgestellt, und mit Hilfe der Finiten Elemente Methode und im Experiment evaluiert. Mit Hilfe des Modells erfolgt eine Optimierung des Biegeaktors auf hohes Hubvolumen und Steifigkeit. Dabei werden grundlegende Regeln für das Design piezoelektrischer Aktoren abgeleitet. Die im Betrieb des Aktors auftretenden mechanischen Belastungen werden analytisch und mit FEM untersucht. Die für eine Netzwerksimulation relevanten Parameter des Aktors werden mit Hilfe des analytischen Modells bestimmt.

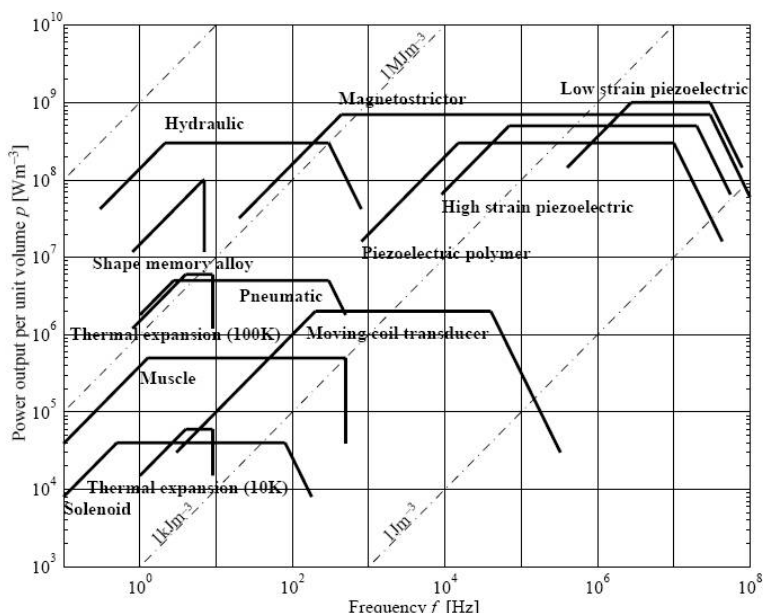


Abbildung 2.1. Vergleich mikrosystemtechnischer Antriebskonzepte (Quelle: [23])

Nach Huber et al. [23] weisen Piezoaktoren die höchste Energiedichte mikromechanischer Antriebe auf. Die Energiedichte bestimmt sich dabei aus Kraft und Hub, sowie der erreichbaren Betriebsfrequenz bezogen auf die Baugröße (siehe Abbildung 2.1). Da diese – im Vergleich zu hydraulischen oder magnetostriktiven Antrieben – ohne zusätzliche externe Krafterzeugung auskommen, sind sie als Antrieb einer Hochleistungsmikropumpe am besten geeignet.

2.1.1. Grundlagen der Piezoaktorik

Der direkte Piezoeffekt (griech.: „piezein“ = drücken) wurde 1880 von den Brüdern Pierre und Jacques Curie an Turmalinkristallen entdeckt. Dabei induziert eine mechanische Belastung dieser Kristalle eine elektrische Spannung. Der indirekte Piezoeffekt, die Verformung des Kristalls unter elektrischer Spannung, wurde ein Jahr später nachgewiesen [24].

Bei Keramiken wurde dieser Effekt 1947 erstmals in Barium-Titanat (BaTiO_3) beobachtet [25], und sieben Jahre später auch bei Blei-Zirkonat-Titanat-Keramiken (PbTiO_3 - PbZrO_3 , abgekürzt PZT) die bis

heute aufgrund ihres ausgeprägten Piezo-Effektes das weitaus größte Einsatzgebiet aller Piezokeramiken aufweisen. Kommerzielle Anwendungen piezoelektrischer Aktoren finden sich beispielsweise in der Präzisionspositionierung [26], bei Tintenstrahldruckern [27] oder Einspritzventilen [28]. Bleifreie Piezokeramiken weisen einen deutlich schwächeren Piezoeffekt von etwa der Hälfte bis zu einem Drittel der PZT-Keramik und eine wesentlich ungünstigere Temperatur- und Alterungsstabilität auf. Eine kommerzielle Anwendung ist derzeit nicht absehbar [29]. PZT Keramiken sind von der europäischen Richtlinie 2002/95/EG (RoHS), die potentielle Gefahrstoffe in elektronischen Geräten bannt, daher ausgenommen. Aufgrund der kristallinen Bindung des Bleis besteht keine Kontaminationsgefahr bei bestimmungsgemäßer Handhabung.

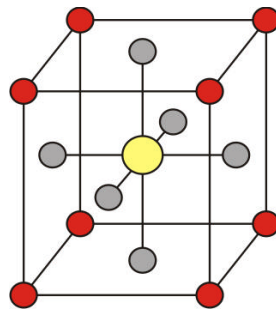


Abbildung 2.2. Perowskit Struktur der PZT

Blei-Zirkonium-Titanat kristallisiert in der Perowskit Kristallstruktur. Diese ist sowohl kubisch raumzentriert mit zentralem Zirkon- oder Titan-Ion (Zr^{4+} bzw. Ti^{4+} , gelb in Abbildung 2.2), als auch kubisch flächenzentriert um ein Oxid-Ion (O^{2-} , grau). An den Würfecken des Kristallgitters befinden sich Blei-Ionen (Pb^{2+} , rot).

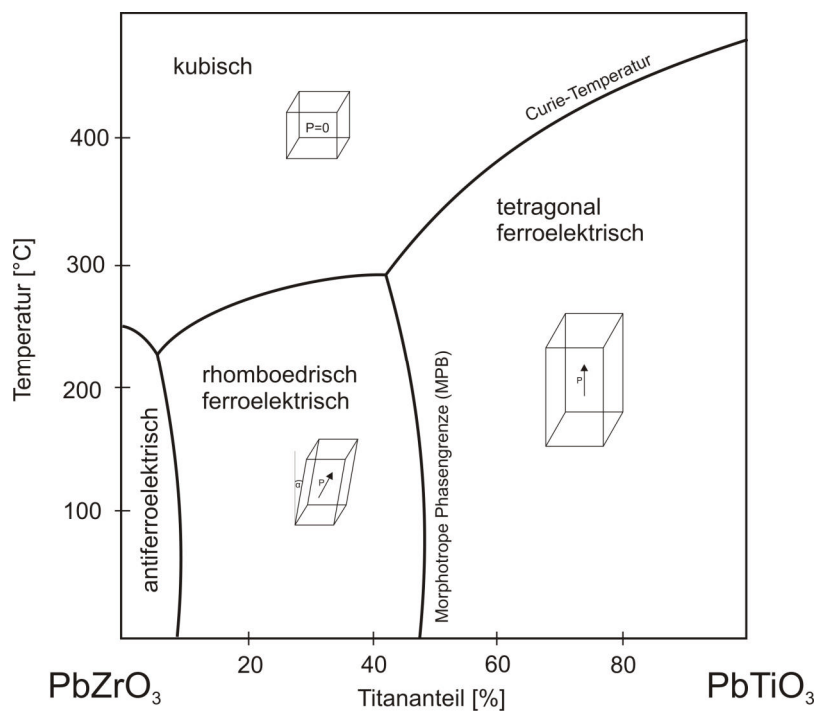


Abbildung 2.3. Kristallstruktur der PZT Keramik in Abhängigkeit der Zusammensetzung und Curie-Temperatur (nach [30])

2. Modellierung und Optimierung der Systemkomponenten

Das PZT Gitter ist nur oberhalb der Curie-Temperatur kubisch (siehe Abbildung 2.3). In diesem Fall ist das Gitter vollständig symmetrisch und weist paraelektrisches Verhalten auf, also kein Dipolmoment. Unterhalb der Curie-Temperatur liegt das Gitter in einer verzerrten (unsymmetrischen) Kristallstruktur vor, das vierfach positiv geladene Titan-Ion wandert hierbei etwas aus seiner zentrierten Lage heraus. Dadurch entsteht ein Dipolmoment, welches je nach Kristallstruktur in Richtung der längsten Raumdiagonalen bzw. in Richtung der längsten Kristallachse zeigt.

Die Curie-Temperatur und die Kristallorientierung unterhalb dieser Temperatur hängen vom Zirkonium/Titan-Verhältnis ab. Mit zunehmender Titan Konzentration steigt die Curie-Temperatur, und die rhomboedrische Kristallausrichtung wandelt sich in eine tetragonal ausgerichtete Struktur. Acht (respektive sechs) Polarisationsausrichtungen sind je nach Kristallstruktur möglich. In der Praxis finden meist Zirkonium/Titan-Verhältnisse von 52/48 Prozent Anwendung, da der Piezoeffekt an der morphotropen Phasengrenze besonders ausgeprägt ist. Bei steigender Curie-Temperatur (respektive Titananteil) sinkt das Piezomodul der Keramik. Im Betrieb sollte die halbe Curie-Temperatur nicht überschritten werden, da der Piezo sonst depolarisiert. Piezoelektrische Keramiken weisen vergleichbare Materialeigenschaften zu herkömmlichen Keramiken auf: Sie sind hart und spröde, chemisch inaktiv und gegenüber Feuchtigkeit und atmosphärischen Einflüssen unempfindlich, solange diese nicht zum Spannungsdurchbruch zwischen den Elektroden des Piezos führen [31].

Durch das Einbringen von Akzeptor- oder Donatoratomen entstehen Hart-, beziehungsweise Weich-Keramiken. Typische Akzeptordotierungen sind Eisen, Mangan, Nickel, das flächenzentriert eingebracht und durch Sauerstoffleerstellen kompensiert wird. Donatordotierungen sind Neodym, Lanthan, Niob oder Wismut, das raumzentriert oder auch an den Ecken des Kristalls platziert und durch zwei- bzw. vierfach negativ ionisierte Leerstellen kompensiert werden. Harte Piezokeramiken können bei höheren Spannungen polarisiert und betrieben werden und weisen aufgrund der höheren Steifigkeit allerdings auch deutlich niedrigere Piezomoduln auf. Aufgrund dieser Eigenschaften werden sie vornehmlich in der Leistungselektronik und aktorischen Hochfrequenzanwendungen (Ultraschall) eingesetzt. Weiche und harte Keramiken sind hysteresebehaftet, wobei dieser Effekt bei letzteren deutlich stärker ausgeprägt ist.

Piezokeramiken sind im Ursprungszustand unipolar, da sich die piezoelektrischen (Dipol-) Eigenschaften der Kristalle ungerichtet sind und sich gegenseitig kompensieren. Trotzdem beeinflussen sich die Dipol-Elemente gegenseitig, und bilden Bereiche ähnlicher Ausrichtung, sogenannte Domänen, auch Weiss'sche Bezirke genannt. Die Polungsrichtung innerhalb der Weiss'schen Bezirke unterscheiden sich entweder um 90° oder 180° (siehe Abbildung 2.4).

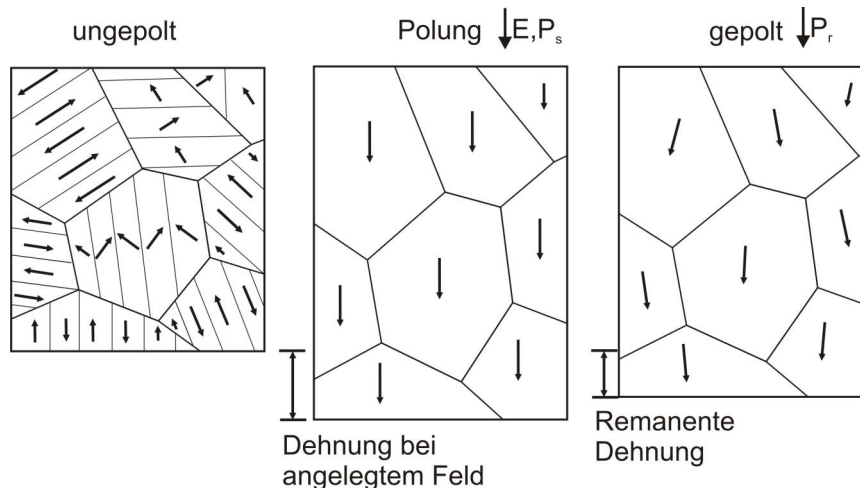


Abbildung 2.4. Ausrichtung der Weiss'schen Bezirke bei Polarisation

Durch Anlegen eines elektrostatischen Feldes von mehreren Kilovolt pro Millimeter bei gleichzeitiger Erwärmung bis knapp an die Curie-Temperatur wird der Piezoeffekt initialisiert. Die Domänen richten sich entlang des elektrischen Feldes aus, bis die maximale Sättigungspolarisation (P_s) erreicht wird. Der Kristall streckt sich dabei in Polungsrichtung. Dehnung und Polarisation verhalten sich dabei ähnlich (siehe Abbildung 2.5). Der Großteil der Domänen behält die Ausrichtung bei Reduktion des Feldes bei, da in den Weiss'schen Bezirken Vorzugsrichtungen der Dipole wirken, reduziert sich jedoch die spontane Sättigungspolarisation, es verbleibt die remanente Polarisation P_r . Eine negative Spannung führt zu einer Kontraktion des Piezos, und einer Depolarisation, die bei Überschreiten der Koerzitiv-Feldstärke E_c zu einer Repolarisierung in Gegenrichtung führt. Um die Polarisation im Betrieb des Piezos nicht zu beeinflussen, ist –abhängig von der eingesetzten Keramik– eine negative Feldstärke von etwa einem Drittel der Koerzitiv-Feldstärke nicht zu überschreiten [31].

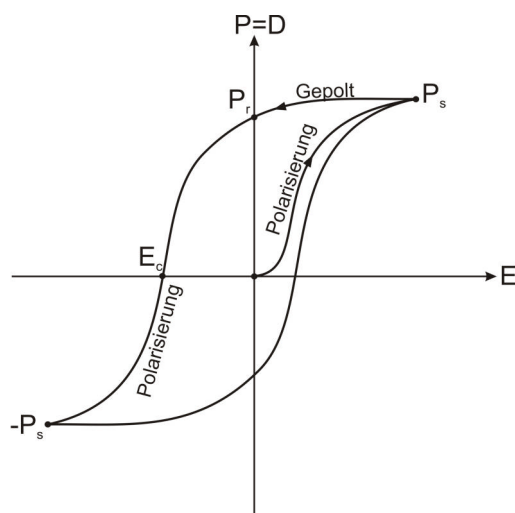


Abbildung 2.5. Polarisation und Dehnung einer Piezokeramik beim Anlegen eines elektrischen Feldes

In der Aktorik wird der indirekte piezoelektrische Effekt genutzt: Das Anlegen eines elektrischen Feldes E bewirkt eine relative Verformung (S oder ε) der Keramik, deren Ausprägung durch das Piezomodul d beschrieben wird. Dabei treten im Piezo mechanische Spannungen T auf, die sich näherungsweise nach dem Hook'schen Gesetz beschreiben lassen und von der mechanischen Steifigkeit s des Piezomaterials bei konstantem elektrischen Feld E oder dielektrischer Verschiebung D abhängt. Ein konstantes elektrisches Feld wird durch Kurzschließen des Piezos ($E=0$), eine konstante dielektrische Verschiebung durch Isolierung der Elektroden gewährleistet und durch einen hochgestellten Index (E oder D) gekennzeichnet:

$$S = s^{E/D} \cdot T + d \cdot E \quad (2.1)$$

Je nach Höhe des induzierten oder angelegten elektrischen Feldes wird zwischen Klein- und Großsignalverhalten des Piezos unterschieden. Aktoren, die in Resonanz angeregt werden, wie beispielsweise Ultraschallschwinger, werden mit geringen elektrischen Feldstärken im Bereich einiger Volt pro Millimeter betrieben. Für Stellelemente, die deutlich unter ihrer Resonanzfrequenz oder statisch betrieben werden, kann zur Erhöhung des Hubes ein deutlich höheres Feld von 1-2 Kilovolt pro Millimeter angelegt werden. Das Piezomodul weist jedoch eine zunehmende, nichtlineare und materialspezifische Abhängigkeit von der angelegten Feldstärke auf, die um einen Faktor von 1.5 bis

2. Modellierung und Optimierung der Systemkomponenten

2 über dem Kleinsignalwert liegt [31]. Hersteller geben meist nur den Kleinsignalwert der Keramik bekannt.

Die Piezokeramik ist aufgrund der Kristallstruktur und der Polarisierung anisotrop, der piezoelektrische Effekt ist somit in allen drei Raumrichtungen unterschiedlich. Die Einstein'sche Summenkonvention (siehe Abbildung 2.6) erleichtert die Darstellung. Wirkrichtung und Ausprägung des elektrischen Felds sowie der mechanischen Dehnungen werden durch Indizes beschrieben:

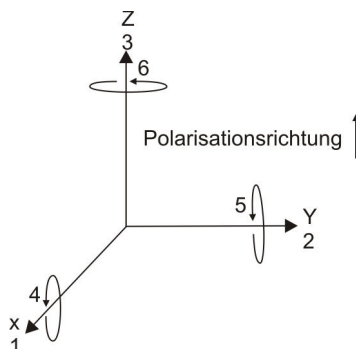


Abbildung 2.6. Indizierung der Koordinatenachsen

Der erste Index stellt dabei die Normale auf die wirkende Fläche, der zweite die Richtung der aufgeprägten oder entstehenden Größe dar: Das Piezomodul d_{31} beschreibt beispielsweise die erzeugte Dehnung in x-Richtung (Index 1) beim Anlegen eines Feldes in z-Richtung (Index 3). Gleiche Indizes werden auf eine Stelle gekürzt. Durch Symmetrieüberlegungen lässt sich die Bestimmungsgleichung des inversen piezoelektrischen Effekts auf sechs Dimensionen vereinfachen [32]:

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{11} & s_{13} & 0 & 0 & 0 \\ s_{13} & s_{13} & s_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2(s_{11} - s_{12}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \tau_{23} \\ \tau_{13} \\ \tau_{12} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 & d_{31} \\ 0 & 0 & d_{31} \\ 0 & 0 & d_{33} \\ 0 & d_{15} & 0 \\ d_{15} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

Die Dehnung eines Piezos wird damit durch drei Piezomoduli d_{31} , d_{33} und d_{15} festgelegt. Während bei Stapelaktoren der d_{33} -Effekt genutzt wird, wird beim Biege wandler nur der d_{31} -Effekt genutzt. Die Kopplungsmatrix lässt sich daher vereinfachen, da nur in 3-Richtung ein elektrisches Feld anliegt, und eine Auslenkung in dieser Raumrichtung nicht gehemmt ist ($\sigma_{33}=0$). Lediglich die Auslenkung in Richtung 1 und 2 sind für einen Biege wandlereffekt von Interesse:

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11}\sigma_{11} + s_{12}\sigma_{22} \\ s_{12}\sigma_{11} + s_{11}\sigma_{22} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} d_{31}E_3 \\ d_{31}E_3 \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

Mit dieser Gleichung kann der Piezoeffekt in die strukturmechanische Beschreibung der Piezoschicht eines Biegeaktors, der im folgenden Kapitel vorgestellt wird, eingefügt werden.

2.1.2. Funktionsweise des Piezo-Biegewandlers

Um eine hohe Förderrate zu erzielen, sollte der Antrieb einer volumetrisch arbeitenden Mikropumpe idealerweise ein hohes Hubvolumen bei größtmöglicher Steifigkeit aufweisen. Die Längenänderung einer Piezokeramik liegt etwa bei einer Promille [33]. Das Hubvolumen, das ein Piezo somit direkt verdrängt, beträgt etwa ein Tausendstel seiner Bauhöhe. Den Längenänderungseffekt direkt zur Volumenverdrängung zu nutzen, ist daher nicht sinnvoll. Eine Übersetzung des Piezohubs ist durch den Aufbau eines Scherkraftwandlers möglich. Für die passive Trägerschicht eines solchen Aktors hat sich im deutschen Sprachgebrauch der Begriff „Membran“ eingebürgert, was vom englischen Begriff „diaphragm“ stammt, technisch jedoch nicht korrekt übersetzt ist: Um den Scherwandlereffekt zu nutzen, ist eine biegegesteife Struktur (Platte) notwendig. Membranen sind definitionsgemäß biegeschlaff, sie können nur Zugspannungen, nicht jedoch Druckkräfte oder Momente übertragen. Biegeschlaffe Strukturen sind daher auch nicht formstabil.

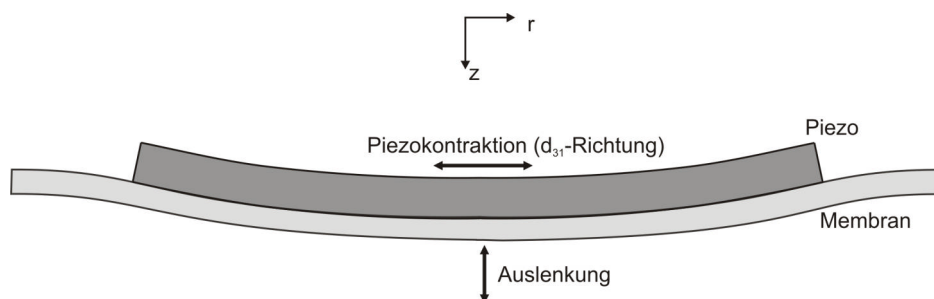


Abbildung 2.7. Radialsymmetrischer Biegeaktor

Die Längenänderung des Piezos senkrecht zur Polarisationsachse wird durch die passive Membran gehemmt. Dadurch wird ein Biegemoment induziert, das den Aktor krümmt. Die Energie, die der Aktor bereitstellen kann, setzt sich aus dem Produkt von Weg und Kraft zusammen. Hub wie auch Hubvolumen lassen sich durch den Scherwandlereffekt im Vergleich zur direkten Piezoauslenkung deutlich steigern, die Steifigkeit des Aktors wird damit jedoch um den gleichen Faktor reduziert. Als hemmende Membran kann ein passives Trägermaterial (Unimorph, bzw. heterogener Bimorph), bzw. eine weitere, konträr gepolte Piezokeramik (klassischer Bimorph) verwendet werden. Typische Materialien bei mikrofluidischen Aktoren sind Silizium, Stahl oder Messing [34]. Piezokeramische Werkstoffe müssen während ihrer Herstellung bei Temperaturen von über 1000 Grad Celsius gesintert werden und können damit nicht direkt auf eine Trägermembran aufgebracht werden. Üblicherweise werden Piezo- und Trägermembran mit hochfesten Strukturklebstoffen, wie zum Beispiel Epoxid-Harzen, verklebt.

2.1.3. Analytische Modellierung des Piezo-Biegewandlers

In diesem Kapitel wird ein analytisches Modell entwickelt, mit dem sich Hub, Hubvolumen und Steifigkeit eines Biegeaktors berechnen und somit optimieren lässt. Verschiedene Ansätze finden sich dazu in der Literatur, die sich in den getroffenen Vereinfachungen, der Aktorkonfiguration sowie im Umfang der variablen Optimierungsparameter unterscheiden [35][36]. Der in dieser Arbeit verwendete Ansatz wurde erstmals von Prasad [37] vorgestellt, und basiert auf der Kirchhoffschen Plattentheorie [38]:

- 1.) Schnittflächen senkrecht zur Membran bleiben stets eben und auch nach der Verformung senkrecht zur Mittelebene (Bernoulli'sche Hypothese)
- 2.) Es treten keine Normalspannungen senkrecht zur Referenzebene auf (Ebener Spannungszustand)
- 3.) Die Plattendicke ist klein gegenüber der Länge
- 4.) Die Auslenkung ist klein gegenüber der Dicke
- 5.) Die Plattendicke ändert sich nicht
- 6.) Scherspannungen sind vernachlässigbar

Für einen generischen Piezo-Biegeaktor sind diese Annahmen bis auf Punkt 4 in guter Näherung erfüllt. Der Gültigkeitsbereich der Lösung und der folgenden Optimierung wird daher durch einen Vergleich mit der FEM Simulation in Kapitel 2.1.4 diskutiert. Betrachtet wird zunächst ein infinitesimales Segment einer axialsymmetrischen Platte. Der ebene Spannungszustand setzt sich aus Normalspannungen in r - und ϑ -Richtung zusammen. Die Normalspannung in z -Richtung sowie Scherspannungen werden vernachlässigt:

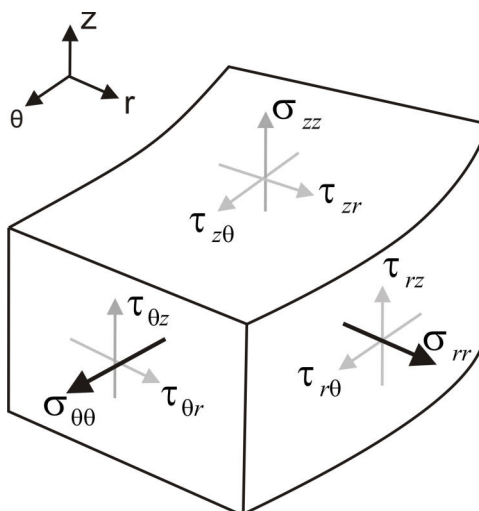


Abbildung 2.8. Spannungen am differenziellen Element

Die Richtung der Flächennormale steht an Position 1, die Wirkrichtung an Position 2 des Index. Die Verformung des Volumenelements lässt sich aus Dehnung ϵ und Krümmung κ um die neutrale Faser

angeben. Die neutrale Faser ist dadurch definiert, dass in ihr keine Biegespannung auftritt. Je weiter der Abstand z zur neutralen Faser ist, desto höher sind die Biegespannungen im Material:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_{rr} \\ \varepsilon_{\theta\theta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{rr}^0 \\ \varepsilon_{\theta\theta}^0 \end{pmatrix} + z \begin{pmatrix} \kappa_r \\ \kappa_\theta \end{pmatrix}, \quad \kappa \approx \frac{1}{R} \text{ Krümmung der Platte} \quad (2.4)$$

Spannung und Dehnung des Volumenelements werden über die Steifigkeitsmatrix Q gekoppelt, in die das E-Modul E und die Poissonzahl ν eingehen. Zugspannungen tragen positives Vorzeichen:

$$\begin{pmatrix} \sigma_{rr} \\ \sigma_{\theta\theta} \end{pmatrix} = [Q] \cdot \begin{pmatrix} \varepsilon_{rr}^0 \\ \varepsilon_{\theta\theta}^0 \end{pmatrix} + z \begin{pmatrix} \kappa_r \\ \kappa_\theta \end{pmatrix} \quad [Q] = \frac{E}{1-\nu^2} \begin{bmatrix} 1 & \nu \\ \nu & 1 \end{bmatrix} \quad (2.5), (2.6)$$

Zu dieser Gleichung wird eine über den Ausdehnungskoeffizienten d_{31} gekoppelte piezoelektrische Längenänderung durch ein elektrisches Feld E_z und beispielsweise auch durch eine thermische Ausdehnung $\alpha_T \Delta T$ addiert:

$$\begin{pmatrix} \sigma_{rr} \\ \sigma_{\theta\theta} \end{pmatrix} = [Q] \cdot \left[\begin{pmatrix} \varepsilon_{rr}^0 \\ \varepsilon_{\theta\theta}^0 \end{pmatrix} + z \begin{pmatrix} \kappa_r \\ \kappa_\theta \end{pmatrix} - E_z \begin{pmatrix} d_{31} \\ d_{31} \end{pmatrix} - \Delta T \begin{pmatrix} \alpha_T \\ \alpha_T \end{pmatrix} \right] \quad (2.7)$$

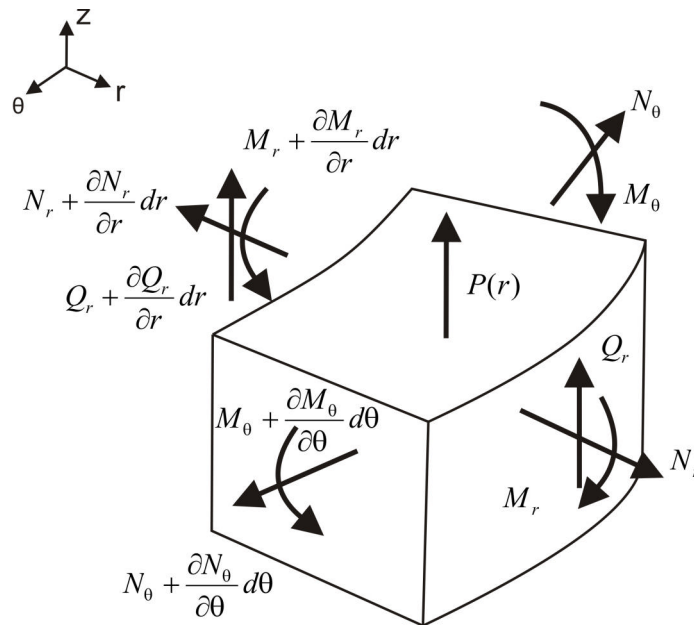


Abbildung 2.9. Schnittkräfte am differenziellen Element

Die Kräfte, die an einem infinitesimalen Volumenelement wirken (Abbildung 2.9) können aufgrund der Radialsymmetrie als Linienkräfte beschrieben werden. Durch Integration über den Querschnitt ergibt sich:

$$N_i = \int_{z_1}^{z_2} \sigma_{ii} dz, \quad M_i = \int_{z_1}^{z_2} \sigma_{ii} z dz, \quad i = r, \theta \quad (2.8), (2.9)$$

In Matrix-Schreibweise lässt sich schreiben:

$$\begin{pmatrix} N_r \\ N_\theta \\ M_r \\ M_\theta \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ B & D \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_{rr}^0 \\ \varepsilon_{\theta\theta}^0 \\ \kappa_r \\ \kappa_\theta \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} N_r^{PT} \\ N_\theta^{PT} \\ M_r^{PT} \\ M_\theta^{PT} \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

Mit der Dehnsteifigkeitsmatrix:

$$A = \int_{z_1}^{z_2} [Q] dz \quad (2.11)$$

der Kopplungsmatrix aus Biege- und Dehnsteifigkeit,

$$B = \int_{z_1}^{z_2} [Q] z dz \quad (2.12)$$

und der Biegesteifigkeitsmatrix:

$$D = \int_{z_1}^{z_2} [Q] z^2 dz \quad (2.13)$$

Die Kopplungsmatrix ist null, wenn externe Kräfte an der neutralen Faser angreifen, und neutrale Faser sowie Referenzebene übereinander liegen. Der Übersichtlichkeit halber werden die Kräfte, die durch Piezoeffekt und Temperatur aufgeprägt sind, getrennt dargestellt und über z integriert:

$$\begin{pmatrix} N_r^{PT} \\ N_\theta^{PT} \\ M_r^{PT} \\ M_\theta^{PT} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \int_{z_1}^{z_2} [Q] \left[\begin{pmatrix} d_{31} \\ d_{31} \end{pmatrix} E_z + \begin{pmatrix} \alpha_T \\ \alpha_T \end{pmatrix} \Delta T \right] dz \\ \int_{z_1}^{z_2} [Q] \left[\begin{pmatrix} d_{31} \\ d_{31} \end{pmatrix} E_z + \begin{pmatrix} \alpha_T \\ \alpha_T \end{pmatrix} \Delta T \right] z dz \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Dehnung und Krümmung am differentiellen Element lassen sich in Ortskoordinaten angeben [38]:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_{rr}^0 \\ \varepsilon_{\theta\theta}^0 \\ \kappa_r \\ \kappa_\theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{du_0}{dr} \\ \frac{u_0}{r} \\ \frac{d\phi}{dr} \\ -\frac{\phi}{r} \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Somit wird Gleichung (2.14) zu:

$$\begin{bmatrix} N_r \\ N_\theta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11} \frac{du_0(r)}{dr} + A_{12} \frac{u_0(r)}{r} - B_{11} \frac{d\theta(r)}{dr} - B_{12} \frac{\theta(r)}{r} \\ A_{12} \frac{du_0(r)}{dr} + A_{11} \frac{u_0(r)}{r} - B_{12} \frac{d\theta(r)}{dr} - B_{11} \frac{\theta(r)}{r} \end{bmatrix} - \begin{pmatrix} N^P \\ N^P \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

$$\begin{bmatrix} M_r \\ M_\theta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_{11} \frac{du_0(r)}{dr} + B_{12} \frac{u_0(r)}{r} - D_{11} \frac{d\theta(r)}{dr} - D_{12} \frac{\theta(r)}{r} \\ B_{12} \frac{du_0(r)}{dr} + B_{11} \frac{u_0(r)}{r} - D_{12} \frac{d\theta(r)}{dr} - D_{11} \frac{\theta(r)}{r} \end{bmatrix} - \begin{pmatrix} M^P \\ M^P \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Am differentiellen Element der druckbeaufschlagten Platte ist das Kräfte- und Momentengleichgewicht (siehe Abbildung 2.9):

$$\frac{dN_r}{dr} + \frac{N_r - N_\theta}{r} = 0, \quad \frac{dM_r}{dr} + \frac{M_r - M_\theta}{r} = -Q_r, \quad Q_r = \frac{\text{Pr}}{2} \quad (2.18), (2.19), (2.20)$$

Mit Hilfe der Elastizitätsbeziehung (Gleichung (2.15)) lässt sich somit die Differentialgleichung der Platte zu:

$$\frac{d^2\theta(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\theta(r)}{dr} - \frac{\theta(r)}{r^2} = \frac{\text{Pr}}{2 \left(D_{11} - \frac{B_{11}^2}{A_{11}} \right)} \quad (2.21)$$

$$\frac{d^2u_0(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du_0(r)}{dr} - \frac{u_0(r)}{r^2} = \frac{\text{Pr} \frac{B_{11}}{A_{11}}}{2 \left(D_{11} - \frac{B_{11}^2}{A_{11}} \right)} \quad (2.22)$$

Die allgemeine Lösung dieser Gleichungen lautet [39]:

$$u_0 = \bar{a}_1 r + \frac{\bar{a}_2}{r} - \frac{\frac{B_{11}}{A_{11}}}{D_{11} - \frac{B_{11}^2}{A_{11}}} \left(\frac{\text{Pr}^3}{16} \right) \quad (2.23)$$

$$\phi = \bar{b}_1 r + \frac{\bar{b}_2}{r} - \frac{1}{D_{11} - \frac{B_{11}^2}{A_{11}}} \left(\frac{\text{Pr}^3}{16} \right) \quad (2.24)$$

Aus der Integration des Krümmungswinkels θ über den Radius erhält man die vertikale Auslenkung der Platte:

$$w = \int dr\phi = b_1 r^2 + b_2 \ln(r) - \frac{1}{D_{11} - \frac{B_{11}^2}{A_{11}}} \left(\frac{\text{Pr}^4}{64} \right) + b_3 \quad (2.25)$$

Aus der Integration über die Biegelinie w ergibt sich das Hubvolumen V :

$$V = \int 2\pi w(r) dr \quad (2.26)$$

2. Modellierung und Optimierung der Systemkomponenten

Die Integrationskonstanten b_1 , b_2 , b_3 ergeben sich aus den Einspann- bzw. Randbedingungen der Platte. Mit dieser Gleichung kann ein isotroper Abschnitt des Biegeaktors beschrieben werden. Um den gesamten Aktor zu beschreiben, muss dieser in homogene Schichten (z -Richtung) und Regionen (r -Richtung) getrennt und über Randbedingungen gekoppelt werden (siehe Abbildung 2.10).

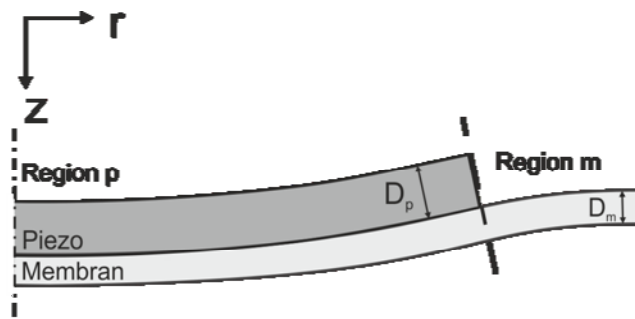


Abbildung 2.10 Trennung in Innen- und Außenbereich

Dabei muss ein eventueller Versatz der neutralen Fasern, bzw. Ebenen, berücksichtigt werden. Werden Zug- bzw. Druckspannungen, wie sie durch die Piezoauslenkung induziert werden, außerhalb der neutralen Ebene eingebracht, so entsteht ein zusätzliches Moment. Dies ist der Fall, wenn ein Versatz zwischen der neutralen Faser des Innen- und Außenbereichs besteht.

Andere Autoren (Pfeiffer [40] und Just et al. [41]) lösten dies durch den gedanklichen Versatz des Außenbereichs auf die neutrale Faser des Innenbereichs. Dadurch wird das resultierende Biegemoment vernachlässigt. Das Moment bewirkt jedoch eine zusätzliche Auslenkung Δh des Aktors. Würde man dieses Moment vernachlässigen, so würden die im Randbereich induzierten Normalspannungen nicht zur Auslenkung beitragen, was den in Abbildung 2.11-A dargestellten Randbedingungen entspricht.

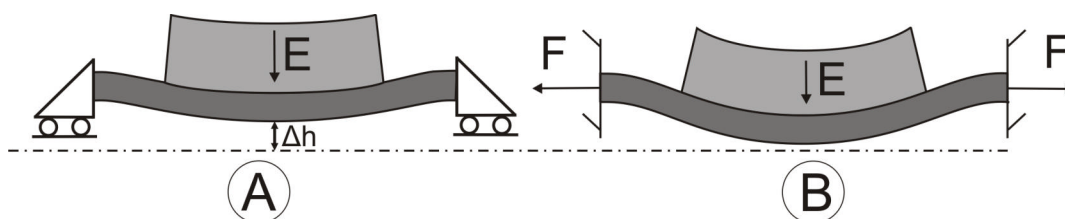


Abbildung 2.11. Erhöhung der Auslenkung durch das induzierte Biegemoment

Durch die Einführung einer Referenzebene lässt sich dieser Versatz berücksichtigen, wodurch die Biegelinie exakter beschrieben wird, wie im späteren Vergleich mit der FEM bestätigt wird. Da die an der Einspannung der Membran wirkenden Kräfte auf die neutrale Faser der Region 2 bezogen werden, wird die Mittellinie des Außenbereichs als Referenzebene definiert.

Für den Verbund aus Piezo und Membran wird eine Ersatzsteifigkeit bezogen auf diese Ebene berechnet. Dazu werden die Steifigkeitsmatrizen der Schichten in Bezug auf die Referenzebene integriert und addiert.

$$[A] = \int_{-\frac{1}{2}D_m}^{\frac{1}{2}D_m} [Q_m] dz + \int_{\frac{1}{2}D_m}^{\frac{1}{2}D_m + D_p} [Q_p] dz \quad (2.27)$$

$$[B] = \int_{-\frac{1}{2}D_m}^{\frac{1}{2}D_m} [Q_m] z dz + \int_{\frac{1}{2}D_m}^{\frac{1}{2}D_m + D_p} [Q_p] z dz \quad (2.28)$$

$$[D] = \int_{-\frac{1}{2}D_m}^{\frac{1}{2}D_m} [Q_m] z^2 dz + \int_{\frac{1}{2}D_m}^{\frac{1}{2}D_m + D_p} [Q_p] z^2 dz \quad (2.29)$$

Somit lässt sich die Biegelinie des Aktors in Abhängigkeit des anliegenden Drucks und der elektrischen Spannung analytisch angeben. Im Anhang A ist die explizite Lösung für einen generischen Biegeaktor aufgeführt. Die elektrische Spannung U , wie auch der Druck p gehen dabei linear und unabhängig voneinander in das Hubvolumen ein, so dass sich die Terme der Hubvolumengleichung auch als elektrisch-volumetrische (C_E) und als Drucksteifigkeits-Kapazität (C_p) schreiben lassen:

$$V_{hub} = \left(\frac{\partial V}{\partial E} \right)_{p=const} \cdot E_z + \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_{E=const} \cdot p = C_E \cdot E_z + C_p \cdot p \quad (2.30)$$

In Abbildung 2.12 ist der Vergleich der analytischen Lösung mit einer linearen FEM Simulation für typische Parameter eines Biegeaktors aufgetragen. Die Simulationsparameter sind in Anhang B.1 aufgeführt.

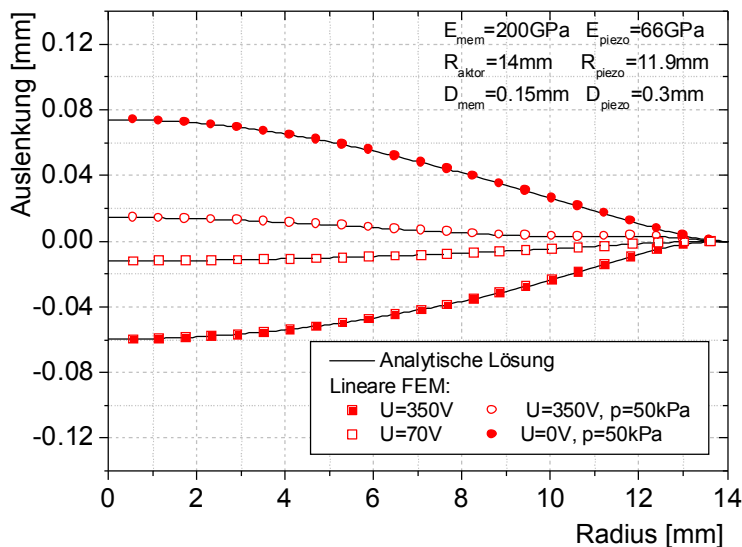


Abbildung 2.12. Vergleich der analytischen Biegelinie mit der linearen FEM Rechnung

Die Abweichung der analytischen Lösung vom linearen FEM Modell beträgt weniger als 1 Prozent, und erlaubt eine analytische Dimensionierung und Optimierung des Biegeaktors, die im folgenden Kapitel durchgeführt wird.

2.1.4. Optimierung des Biegewandlers

Die Leistungsabgabe einer Pumpe ist das Produkt aus Förderrate und dem Fluid aufgeprägten Gegendruck (Gleichung (1.1)). Für den Aktor als Antriebseinheit ergeben sich somit zwei Optimierungsziele: Zum einen soll das **Hubvolumen**, das der Aktor verdrängt, möglichst groß sein, zum anderen sollte der Aktor möglichst **drucksteif** sein.

Für die Piezokeramik bedeutet dies, dass diese nach hohem d_{31} -Koeffizient und Steifigkeit (E-Modul) ausgesucht werden sollte. Mit größerem Hubvolumen steigt nicht nur die potenzielle Flussrate einer Pumpe, auch das Kompressionsverhältnis der Mikropumpe, das aufgrund unvermeidbarer Totvolumina grundsätzlich einen kritischen Design-Parameter darstellt, lässt sich (bei gleichbleibendem Totvolumen) steigern. Dadurch verbessern sich die Blasentoleranz und damit die Betriebssicherheit der Pumpe.

Der Druck, gegen den eine Mikropumpe arbeitet, prägt sich direkt der Membran auf und reduziert linear sowohl Hub als auch Hubvolumen. Druckschwankungen beeinflussen somit prinzipbedingt die Förderrate. Je steifer der Aktor bei gleichem Hub ist, desto höher ist die Flussrate bei Gegendruck. Der Einfluss von Druckschwankungen reduziert sich, und eine Steigerung der maximal erreichbaren Pumpfrequenz wird erzielt, solange diese nicht durch die Strömungsverhältnisse in der Pumpkammer und den Ventilen limitiert ist (siehe Kapitel 2.2 und 2.3).

Eine quasistatische Betrachtung des Aktors ist erlaubt, solange die Anregung deutlich unterhalb der Resonanzfrequenz des Aktors erfolgt und fluidische Reibungs- und Trägheitseffekte vernachlässigt werden können. Auf dieser Basis lässt sich die Optimierung auf ein Ziel reduzieren: Bei gegebenem Außendurchmesser und Gegendruck soll der Aktor das größtmögliche Hubvolumen aufweisen.

Im Folgenden wird zunächst ein Biegeaktor ohne Randbereich betrachtet, da dieser Aktor analytisch optimiert werden kann und sich die wesentlichen funktionalen Zusammenhänge daran veranschaulichen lassen. Im Anschluss erfolgt die Optimierung des generischen Biegeaktors, aus der zunächst ein idealer –analytisch beschreibbarer– Biegeaktor abgeleitet wird. Anhand dieses Vorgehens werden die funktionskritischen Design-Größen des Aktors abgeleitet, so dass mit Hilfe von Fit-Funktionen ein optimaler Aktor für beliebige Materialkombinationen direkt bestimmt werden kann.

Hybrider Bimorph ohne Randbereich

Zunächst wird der in Abbildung 2.13 skizzierte Biegeaktor ohne Randbereich betrachtet. Für Piezo und Membran wird die gleiche Querkontraktionszahl angenommen. Dies ist in guter Näherung erlaubt und vereinfacht die analytischen Terme erheblich, ohne das Ergebnis für die untersuchten Materialien (Piezokeramik $\nu_{\text{Piezo}} = 0.34$ [42] und Stahl $\nu_{\text{Stahl}} = 0.30$ [43]) signifikant zu verändern.

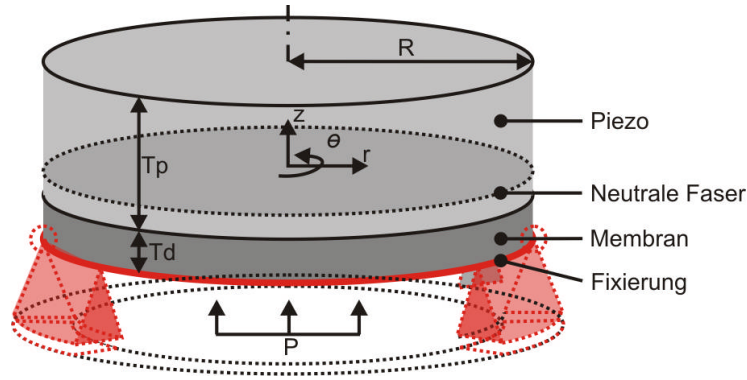


Abbildung 2.13. Aktor ohne freien Randbereich

Setzt man eine Referenzebene auf die neutrale Faser des Verbunds, wird die Koppelmatrix B null, und Biegung und Dehnung voneinander entkoppelt. Die drei Integrationskonstanten werden über Randbedingungen bestimmt:

$$w(R) = 0, \quad M_r(R) = 0, \quad w(0) < \infty \quad (2.31), (2.32), (2.33)$$

Die Biegelinie in Abhängigkeit des Außenradius R , der Piezo- und Membrandicke T_p und T_d , und E -Modul E_d und E_p , dem elektrischen Feld E_z und des Piezoeffizienten d_{31} , sowie der gemeinsamen Querkontraktionszahl ν ergibt sich zu [44]:

$$w = \frac{3}{16}(R^2 - r^2) \frac{16d_{31}E_zT_dT_pE_dE_p(T_d + T_p) - p(T_dE_d + T_dE_p)(1 - \nu)[R^2(5 + \nu) - r^2(1 + \nu)]}{T_d^4E_d^2 + 4T_d^3T_pE_dE_p + 6T_d^2T_p^2E_dE_p + 4T_dT_p^3E_dE_p + T_p^4E_p^2} \quad (2.34)$$

$$V_{Hub} = \pi R^4 \frac{24d_{31}E_zT_dT_pE_dE_p(T_d + T_p) - R^2p_{work}(T_dE_d + T_dE_p)(7 - 6\nu - \nu^2)}{16(T_d^4E_d^2 + 4T_d^3T_pE_dE_p + 6T_d^2T_p^2E_dE_p + 4T_dT_p^3E_dE_p + T_p^4E_p^2)} \quad (2.35)$$

Die Integration über den Radius führt zum Hubvolumen V_{Hub} . Aus Gleichung (2.35) lassen sich die Kapazitätsparameter C_E und C_p bestimmen:

$$C_E = d_{31}\pi R^4 \frac{3T_dT_pE_dE_p(T_d + T_p)}{2(T_d^4E_d^2 + 4T_d^3T_pE_dE_p + 6T_d^2T_p^2E_dE_p + 4T_dT_p^3E_dE_p + T_p^4E_p^2)} \quad (2.36)$$

$$C_p = \pi R^6 \frac{(T_dE_d + T_pE_p)(7 - 6\nu - \nu^2)}{16(T_d^4E_d^2 + 4T_d^3T_pE_dE_p + 6T_d^2T_p^2E_dE_p + 4T_dT_p^3E_dE_p + T_p^4E_p^2)} \quad (2.37)$$

Der Biegeaktor ist damit durch vier Material- (E_d, E_p, d_{31}, E_z) und drei Geometrieparameter (T_d, T_p, R) vollständig beschrieben. Leitet man die Hubvolumengleichung nach der Dicke ab, lässt sich das Maximum, und daraus die „idealen“ Dicken, wie auch das optimale Dickenverhältnis bestimmen:

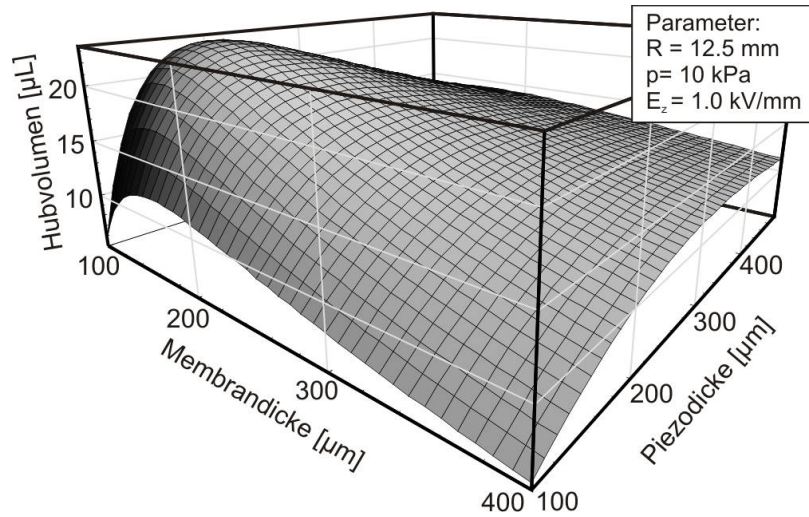


Abbildung 2.14. Globales Maximum des Hubvolumens in Funktion der Piezo- und Membrandicke

$$T_d^{ideal} = \frac{R}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{p_{work}(7-6\nu-\nu^2)}{d_{31}E_zE_d}} \quad (2.38)$$

$$T_p^{ideal} = \frac{R}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{p_{work}(7-6\nu-\nu^2)}{d_{31}E_zE_p}} \quad (2.39)$$

$$\frac{T_p^{ideal}}{T_d^{ideal}} = \sqrt{\frac{E_d}{E_p}} \quad (2.40)$$

Die Beschreibung des Hubvolumens vereinfacht sich damit zu:

$$V_{Hub}^{ideal} = \frac{\pi R^3}{\sqrt{2p_{work}}} \frac{\sqrt{E_dE_p}}{\sqrt{E_d} + \sqrt{E_p}} \sqrt{\frac{(d_{31}E_z)^3}{7-6\nu-\nu^2}} \quad (2.41)$$

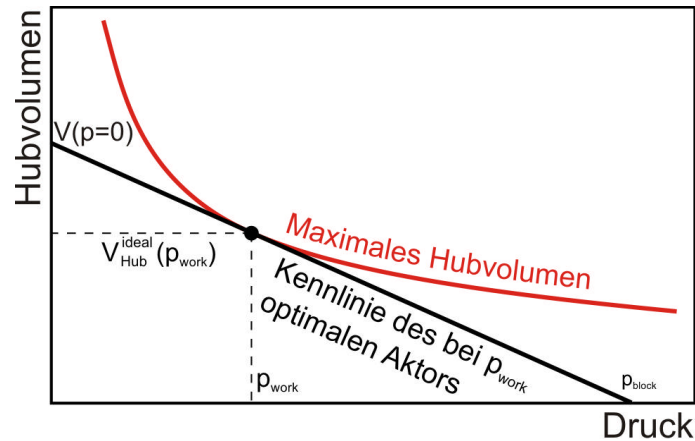


Abbildung 2.15. Ideales Hubvolumen als Funktion des Drucks

In Abbildung 2.15 ist dieser Zusammenhang veranschaulicht: Das theoretisch maximale Hubvolumen wird von der fluidischen Kapazität C_p des spezifischen Aktors im Druck-Arbeitspunkt tangiert. Der Blockierdruck, bei dem das verdrängte Volumen null wird und das Hubvolumen ohne Gegendruck bestimmen sich aus der Ableitung der Hubvolumengleichung (2.41) und trigonometrischer Überlegung:

$$p_{block}(V_{hub} = 0) = 3p_{work} \quad (2.42)$$

$$V_{hub}^{ideal}(p = 0) = \frac{3}{2} V_{hub}^{ideal}(p = p_{work}) \quad (2.43)$$

Mit Gleichung (2.40) lässt sich für einen Druck p_{work} und ein festgelegtes Hubvolumen V_{hub} der kleinstmögliche Radius R angeben der dieses Hubvolumen verdrängen kann. Mit Gleichung (2.38) und (2.39) lassen sich alle notwendigen Größen des Aktors berechnen.

Für einen generischen Biegeaktor mit Randbereich, der im Folgenden betrachtet wird, muss zusätzlich der Piezoradius ermittelt werden, was die analytische Beschreibung des Aktors deutlich komplexer macht.

Hybrider Bimorph mit Randbereich

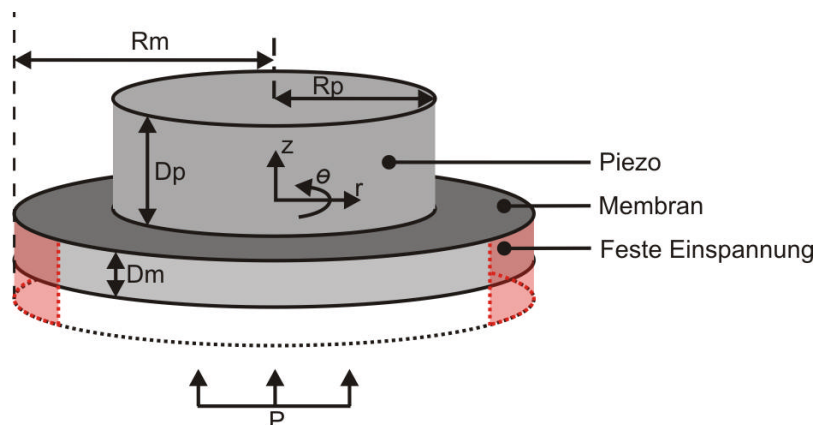


Abbildung 2.16. Generischer Biegeaktor

2. Modellierung und Optimierung der Systemkomponenten

In piezoelektrisch aktuierten Mikropumpen, wie auch in Lautsprechern, Mikrofonen oder Tintenstrahl-Druckköpfen, finden heterogene Bimorph-Aktoren wie in Abbildung 2.16 dargestellt mit flexiblem Randbereich Verwendung [45]. Zur analytischen Modellierung des Aktors muss der innere Verbund- (Region p, siehe Abbildung 2.10) und äußere Membranbereich (Region m) getrennt beschrieben und über Randbedingungen gekoppelt werden. An der Schnittfläche zwischen den beiden Regionen gilt, dass Verschiebungen in r- und z-Richtung sowie deren Ableitung, als auch Schnittkräfte und –momente übertragen werden. Auch an der Einspannstelle der äußeren Region findet keine Verschiebung statt. Auf Basis dieser Randbedingungen lässt sich das Gleichungssystem analytisch lösen. Die Lösung ist deutlich umfangreicher als im Fall des randlosen Biegeaktors (siehe Anhang A). Zur globalen Optimierung des Biegeaktors wird der Membranradius festgelegt, Zielgrößen sind Piezo- und Membrandicke (T_p und T_d), sowie Piezoradius R_p .

Eine Optimierung der Volumenverdrängung führt unter diesen Randbedingungen jedoch dazu, dass der Piezoradius sich dem Membranradius angleicht, und die Membran infinitesimal dünn wird. Die Verformung der Membran durch den Piezo benötigt Kraft, die nicht mehr zur Volumenverdrängung zur Verfügung steht. Aus dieser Schlussfolgerung lässt sich ein Aktor wie in Abbildung 2.17 dargestellt ableiten, der einen Biegewandlereffekt ohne Membran realisiert:

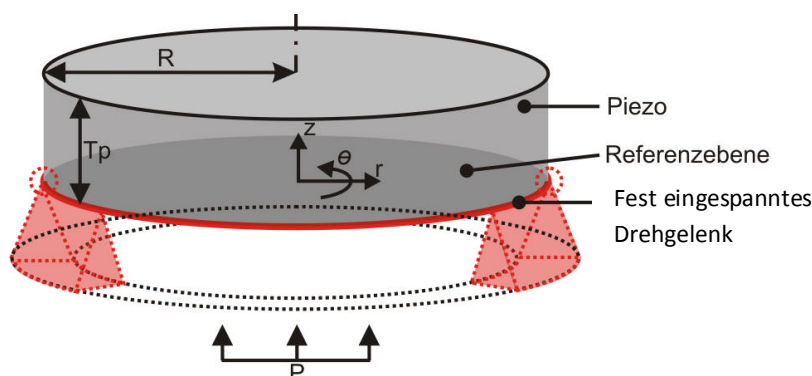


Abbildung 2.17. Theoretisch idealer Aktor

Als piezoelektrischer Biegewandler ist dieser Aktor optimal in Bezug auf das verdrängte Volumen bei Gegendruck. Das maximale Hubvolumen beträgt:

$$V_{theor}^{ideal} = \frac{\pi R^3}{2\sqrt{p}} \frac{\sqrt{E_p (d_{31} E_z)^3}}{\sqrt{5 - 3\nu - 2\nu^2}} \quad (2.44)$$

Die Dicke der Piezokeramik ist:

$$d_{theor}^{ideal} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{p R^2 (5 - 3\nu - 2\nu^2)}{d_{31} E_z E_p}} \quad (2.45)$$

Der Aufbau eines solchen Aktors ist aufgrund des linienförmigen Drehgelenks an der Einspannstelle mikromechanisch nicht realisierbar. Zur theoretischen Betrachtung stellt dieser Aktor jedoch ein wertvolles Hilfsmittel dar, da sich hiermit das maximal verdrängbare Volumen eines Biegeaktors mit gleichem Radius analytisch leicht abschätzen lässt.

Die Leistungsfähigkeit des Piezoaktors in Bezug auf das verdrängbare Volumen bei Gegendruck ist somit durch die minimale Membrandicke, oder das Verhältnis von Piezo- zu Aktordurchmesser

praktisch begrenzt. Bei sehr dünnen Membranen oder hohen Radienverhältnissen können die im Randbereich der Membran oder im Piezo auftretenden mechanischen Spannungen eine kritische Grenze darstellen. Eine Untersuchung dieser Spannungen wird in Kapitel 2.1.6 vorgenommen. Vor einer Optimierung muss daher entweder die minimale Membrandicke, oder das maximale Radienverhältnis festgelegt werden. Diese Parameter sind häufig bereits durch die gewählten Fertigungsschritte vorgegeben. Wird die Membran beispielsweise auf einen Grundkörper geschweißt, so muss die Naht einen Mindestabstand zum Piezo aufweisen, um eine Schädigung durch Temperatureinwirkung zu vermeiden. Abbildung 2.18 verdeutlicht, dass sich mit zunehmendem Radienverhältnis das Hubvolumen dem theoretischen Maximum nähert.

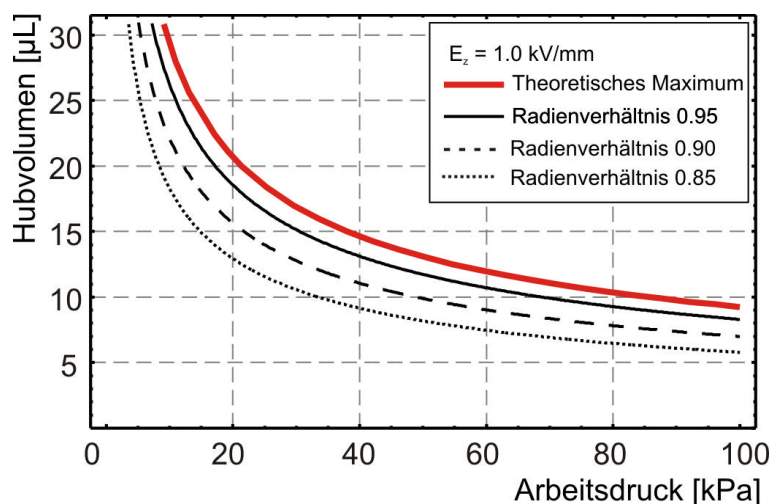


Abbildung 2.18. Hubvolumen als Funktion des Arbeitsdrucks verschiedener Aktorvarianten

Je höher der Arbeitsdruck, desto dicker werden Membran und Piezo, um das maximal mögliche Hubvolumen zu verdrängen. Es zeigt sich im Vergleich der Aktoren, dass das Verhältnis der Dicken von Membran und Piezo jedoch nicht über den Arbeitsdruck variiert und nur von Radienverhältnis und E-Moduln von Membran und Piezo abhängt. Dieser Zusammenhang lässt sich über eine Fit-Funktion aller optimalen Aktoren für den in Tabelle 2.1 angegebenen Definitionsbereich angeben (siehe Abbildung 2.19 und Abbildung 2.20):

$$\frac{T_d}{T_p} = F\left[\frac{R_p}{R_d}, \frac{E_d}{E_p}\right] = 0.12 \left(\left(30.33 - 8.25 \frac{E_d}{E_p} + \left(\frac{E_d}{E_p} \right)^2 \right) + \left(-28.67 + 7.75 \frac{E_d}{E_p} - \left(\frac{E_d}{E_p} \right)^2 \right) \frac{R_p}{R_d} \right) \quad (2.46)$$

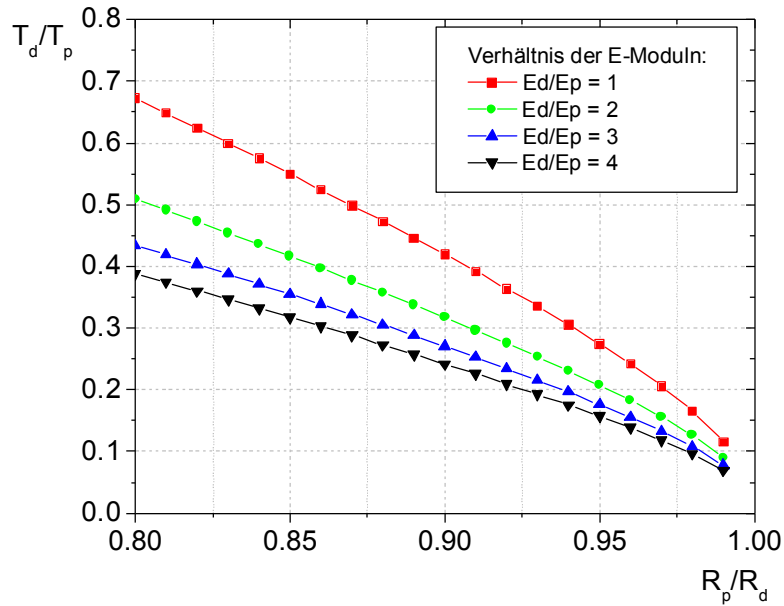


Abbildung 2.19. Ideales Dickenverhältnis eines generischen Biegeaktors

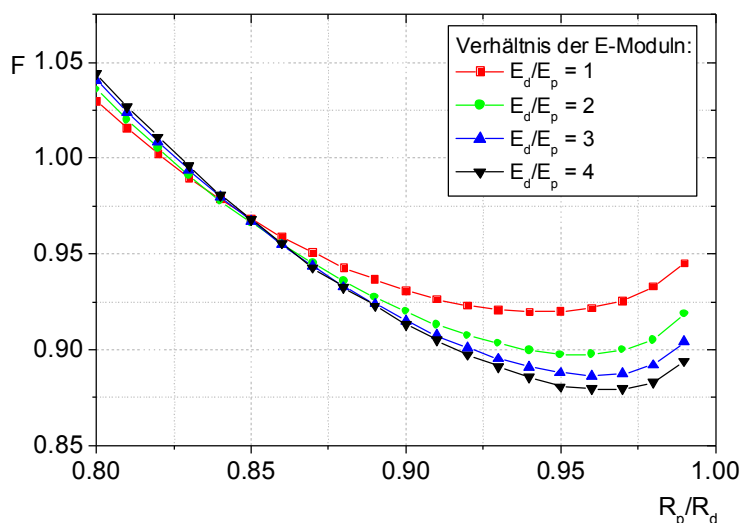
Parameterbereich	
E-Modul Piezo E_p	10 GPa bis 200 GPa
E-Modul Membran E_d	10 GPa bis 800 GPa
Dehnung des Piezos $d_{31}E_z$	1e-5 bis 1e-3
Arbeitsdruck p	1 kPa bis 200 kPa
Piezoradius R_p	1 mm bis 20 mm

Tabelle 2.1. Definitionsbereich der Aktoroptimierung

Auch die ideale Dicke eines Aktors lässt sich durch einen Fit angeben (siehe Abbildung 2.20):

$$d_p^{ideal} = R_p \sqrt{\frac{P_{work}}{d_{31} E_z E_p} F\left[\frac{R_p}{R_d}, \frac{E_d}{E_p}\right]} \quad (2.47)$$

$$d_p^{ideal} = R_p \sqrt{\frac{P_{work}}{d_{31} E_z E_p} \left(\left(-0.23 \frac{E_d}{E_p} - 5.61 \right) + \left(0.83 \frac{E_d}{E_p} + 28.54 \right) \frac{R_p}{R_d} + \left(-0.88 \frac{E_d}{E_p} - 38.61 \right) \left(\frac{R_p}{R_d} \right)^2 + \left(0.28 \frac{E_d}{E_p} + 16.63 \right) \left(\frac{R_p}{R_d} \right)^3 \right)} \quad (2.48)$$

Abbildung 2.20. Fit Funktion F zur Bestimmung der idealen Piezodicke

Auf Basis dieser theoretischen Überlegung lässt sich somit ein Aktor für einen beliebigen Arbeitsdruck ideal auslegen. Für die weitere Betrachtung werden drei Referenzaktoren ausgelegt (Parameter siehe Tabelle 2.2):

- Typ S:** Die Geometrieparameter sind nicht optimiert und bilden daher die Ausgangssituation ab.
- Typ D:** Optimierung auf Basis der vorgestellten Theorie auf den Arbeitsdruck der Zielanwendung (siehe Kapitel 1.1) von 15kPa.
- Typ A:** Optimierung auf einen möglichst hohen Gegendruck. In diesem Fall stellt die maximale Piezodicke die Designgrenze dar. Diese wird auf 600 μ m festgelegt, da diese Dicke durch einen doppellagigen Aufbau spannungsneutral realisiert werden kann. Der Gegendruck, bei dem dieser Aktor optimal ausgelegt ist, beträgt 65kPa. Dieser Aktor weist ein niedrigeres Hubvolumen bei deutlich höherer Steifigkeit auf. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird untersucht, ob sich mit dieser Auslegungsstrategie eine höhere Förderrate erzielen lässt.

Referenzaktoren	R_p	T_d	T_p	R_p/R_d
Typ S	10.625 mm	150 μ m	300 μ m	0.85
Typ D	11.5 mm	100 μ m	300 μ m	0.92
Typ A	11.9 mm	150 μ m	600 μ m	0.95
Allgemeine Parameter				
Membranradius R_d	12.5 mm			
E-Modul Piezo E_p	66 GPa			
E-Modul Membran E_d	200 GPa			
Poisson Zahl ν	0.3			
Piezo-Modul d_{31}	210e-12 C/N			
Großsignalfaktor	1.5			

Tabelle 2.2. Parameter der Referenzaktoren

Gültigkeitsbereich der analytischen Optimierung

Der Gültigkeitsbereich der Kirchhoffschen Plattentheorie ist auf Auslenkungen beschränkt, die klein gegenüber der Plattendicke sind. Bei größeren Auslenkungen tritt ein zusätzlicher Versteifungseffekt aufgrund der Verformung des Materials auf [38]. Dieser Effekt lässt sich durch eine FEM Modellierung unter Berücksichtigung großer Deformationen berücksichtigen. Die Abweichung der Auslenkung zwischen der analytischen Berechnung und einer nichtlinearen FEM Simulation (siehe Abbildung 2.21 und Abbildung 2.22) verdeutlicht den Gültigkeitsbereich der Plattentheorie und damit den Gültigkeitsbereich der linearen Lösung. Die relative Abweichung zwischen linearem und nichtlinearem Modell ist in Abbildung 2.23 dargestellt. Diese hängt etwa linear von der relativen Auslenkung (bezogen auf die Aktordicke) ab. Bei passiver Druckauslenkung bis 5 Prozent der Aktordicke oder aktiver Auslenkung von unter 15 Prozent der Aktordicke liegt der Fehler der analytischen Lösung unter 5 Prozent. Die Auslenkung wird durch die analytische Lösung unterschätzt, da die nichtlineare Versteifung unberücksichtigt bleibt.

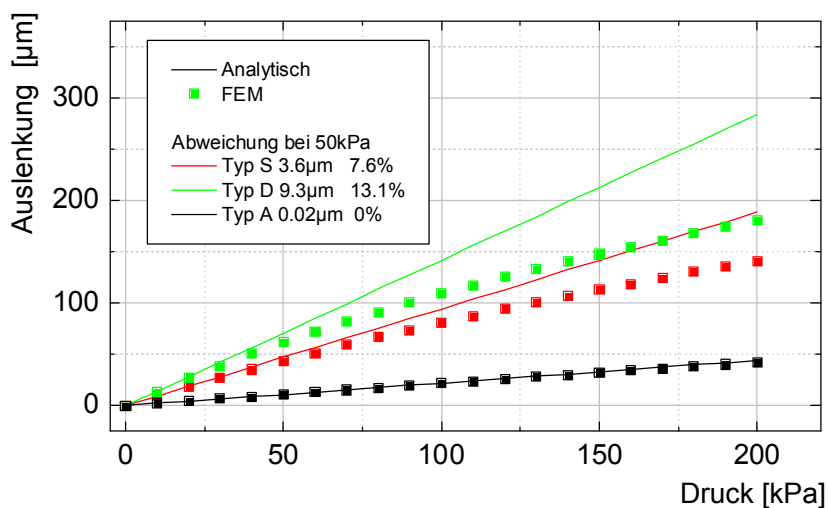


Abbildung 2.21. Drucksteifigkeit der Referenzaktoren

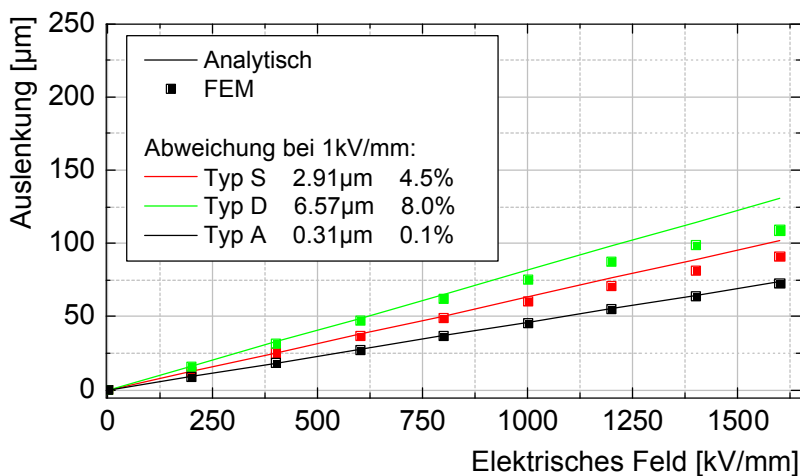


Abbildung 2.22. Auslenkung bei elektrischer Anregung

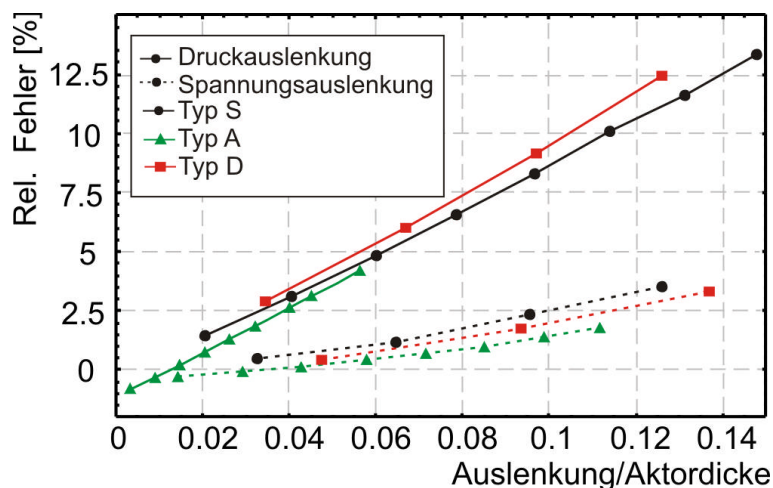


Abbildung 2.23. Relativer Fehler der Auslenkung des analytischen Modells gegenüber der FEM Simulation

Um zu prüfen, ob dieser Effekt die analytische Optimierung beeinflusst, wurden die Referenzaktoren ebenfalls mit Hilfe einer FEM Simulation optimiert. Das resultierende Hubvolumen wurde als Vergleichsgröße gewählt. Mit diesem Vergleich lässt sich somit der Gültigkeitsbereich der analytischen Lösung prüfen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 2.24 dargestellt. Für geringe Arbeitsdrücke unter 10 kPa liefert die lineare Optimierung aufgrund der Vernachlässigung der nichtlinearen Materialeigenschaften deutlich zu hohe Hubvolumina. Für Arbeitsdrücke über 10 kPa bleibt die Abweichung des Hubvolumens bei unter 9 Prozent gegenüber dem Optimum aus der FEM Simulation. Bei geringeren Gegendrücken treten derart hohe Verformungen auf, dass das Kirchhoffsche Modell seine Gültigkeit verliert. Die analytische sowie die FEM Optimierung liefern jedoch selbst in diesem Bereich die gleichen Dickenverhältnisse und bestätigen damit ein wesentliches Ergebnis der analytischen Optimierung.

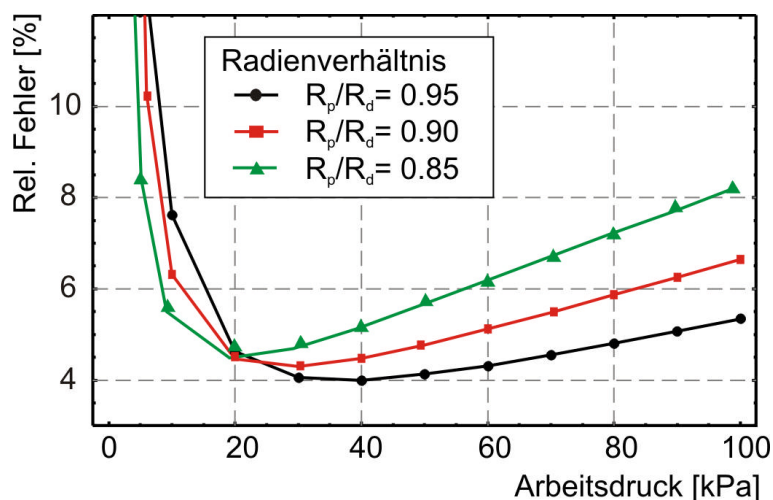


Abbildung 2.24. Relative Abweichung des Hubvolumens der analytisch und durch FEM optimierten Aktoren

2.1.5. Experimentelle Untersuchung

In diesem Kapitel wird das analytische Aktormodell anhand der drei Referenzaktoren durch Messung von Aktorhub und Steifigkeit validiert. Die analytische Modellierung stimmt dabei in guter Näherung mit den experimentellen Ergebnissen überein. Ein starker Einfluss der Einspannbedingungen des Aktors auf dessen Kennwerte wird festgestellt, so dass für den Vergleich zum analytischen Modell

2. Modellierung und Optimierung der Systemkomponenten

diese so steif als möglich ausgeführt sein müssen. Mit Hilfe einer FEM Modellierung wird gezeigt, dass der strukturmechanische Einfluss der Klebeschicht vernachlässigt werden darf.

Einspannung des Biegeaktors

Die Kräfte, die an der Einspannung des Piezoaktors auftreten können, sind – wie in Kapitel 2.1.6 noch gezeigt wird- in der Größenordnung einiger hundert Newton. Eine feste Einspannung ist daher zwingend notwendig, um den Aktor unter den im analytischen Modell definierten Randbedingungen zu betreiben. Der dazu verwendete Prüfstand ist in Abbildung 2.25 skizziert. Abbildung 2.26 zeigt den gemessenen Einfluss der Klemmkräfte auf eine 100 μm dicke Stahlmembran mit einem Durchmesser von 25 mm.

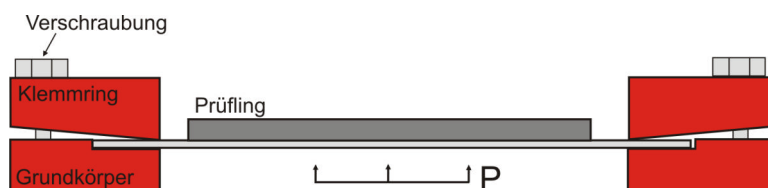


Abbildung 2.25. Versuchsaufbau zur experimentellen Messung der Aktorauslenkung

Durch die Klemmung wird die Membran vorausgelenkt, was zu einer signifikanten Versteifung der Membran führt. Um diesen Effekt zu vermeiden wurden die Membranen daher auf den Grundkörper aufgeklebt, und mit dem Klemmring nur fixiert, um Delamination der Klebung zu vermeiden. Die auf diese Weise vermessenen Stahlfolien zeigen eine sehr gute Korrelation mit dem analytischen und FEM Modell (siehe Abbildung 2.27).

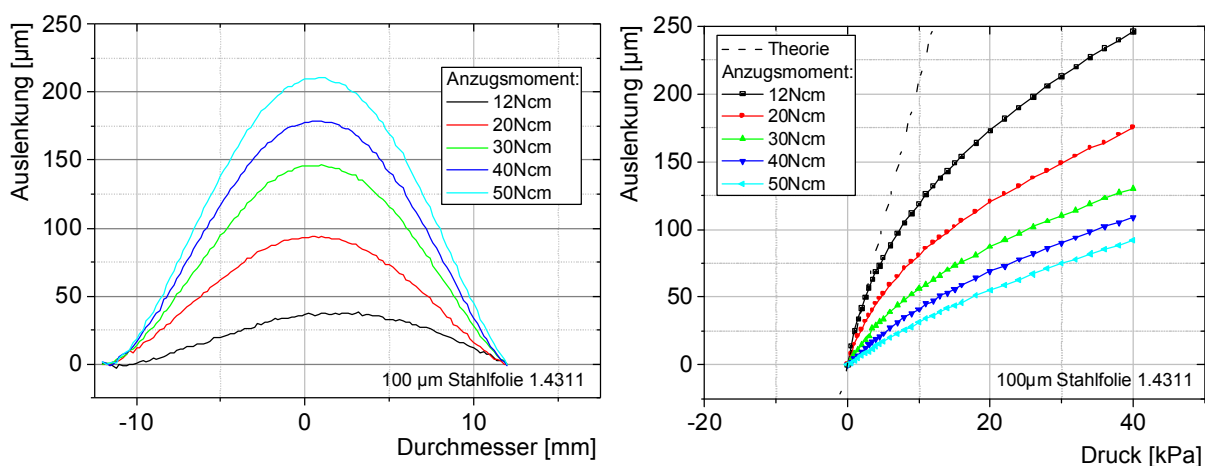


Abbildung 2.26: Auslenkung einer 100 μm Stahlfolie in Abhängigkeit der Klemmkraft

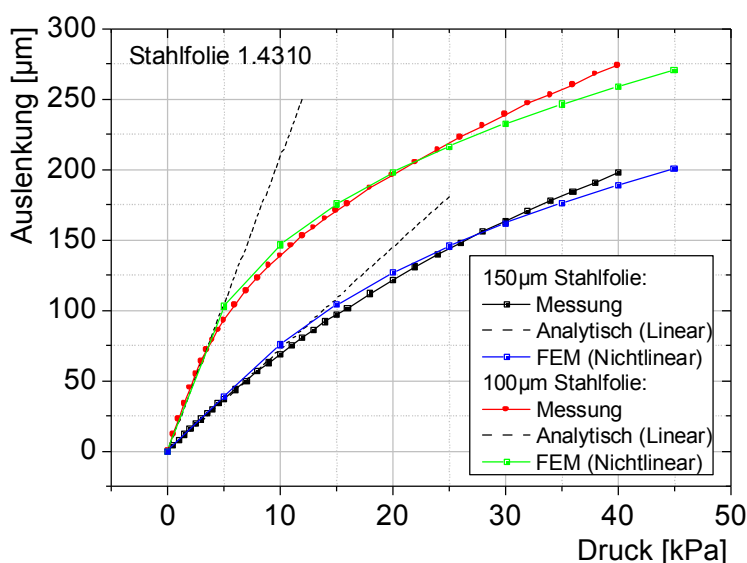


Abbildung 2.27: Auslenkung der aufgeklebten Membranen in Abhängigkeit des Drucks

Die Messung erfolgte auf einem Laserprofilometer der UBM Messtechnik GmbH, Ettlingen. Die Piezokeramiken wurden mit Epoxidharz auf die Stahlfolie aufgeklebt. Der Aufbau der Muster erfolgte dabei mit Hilfe eines pneumatisch angetriebenen Dosiersystems (CADS, AJ Cybertron Gesellschaft f. Laborautomationssysteme mbH, Berlin). Ein warmushärtender Epoxidkleber wurde verwendet (EPOTEK 353 ND, Polytec GmbH, Waldbronn). Die Aushärtung erfolgte bei etwa 60 kPa Druck und einer Temperatur von 85 °C über 1 Stunde. Die verwendeten Membranen wurden als Laserzuschnitt bezogen. Eine symmetrische Wölbung von 300 bis 400 µm entsteht aufgrund der thermischen Einwirkung beim Schneidprozess, stört jedoch beim Kleben des Aktors nicht, da dieser durch den Anpressdruck nivelliert wird. Die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von $15 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ für den Typ 1.4310 Stahl [46] und von $4 \text{ bis } 8 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ für die Keramik senkrecht zur Polungsrichtung [47] bewirken, dass nach der Aushärtung bei 85 °C eine konvexe Verkrümmung von $75 \mu\text{m}$ ($\pm 17 \mu\text{m}$, $n=3$) verbleibt. Eine Vergleichsmessung von Referenzaktoren, die bei Raumtemperatur ausgehärtet wurden, und eine Ebenheit von unter $10 \mu\text{m}$ erreichten, zeigte keinen signifikanten Unterschied in Hub und Steifigkeit. Ebenso ist die Streuung zwischen Aktoren, die mit den gleichen Parametern aufgebaut wurden, äußerst gering, wie aus Abbildung 2.29 ersichtlich ist. Aktoren vom Typ D sind aus zwei $300 \mu\text{m}$ dicken Piezoscheiben aufgebaut (siehe Abbildung 2.28). Damit kann der Aktor trotz höherer Piezodicke mit der gleichen Spannung wie Typ S betrieben werden. Die obere Piezoschicht ist mit einer umkontaktierten Elektrode versehen.

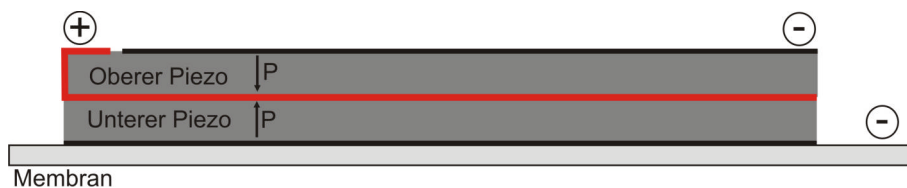


Abbildung 2.28. Schematischer Aufbau eines Double-Layer Aktors mit umkontaktierter Elektrode

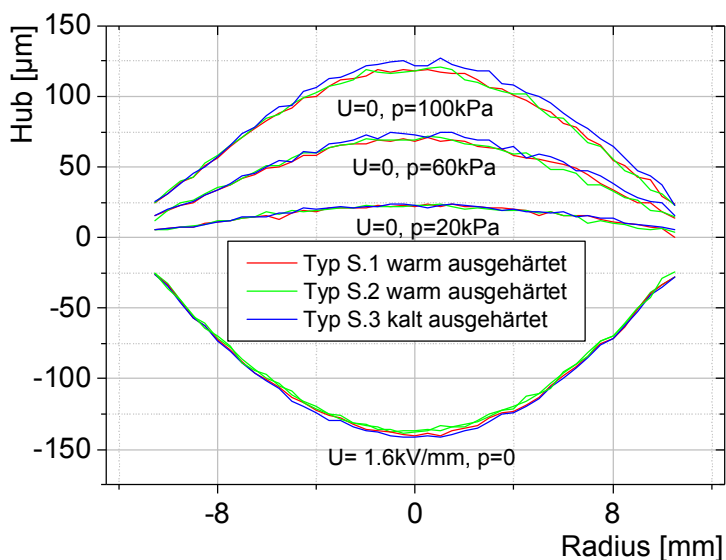


Abbildung 2.29. Experimenteller Vergleich von Hub und Steifigkeit von 3 Typ S Aktoren

Piezoinduzierte Auslenkung

Die Auslenkung der Aktoren im Kleinsignalbereich zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit der analytischen Berechnung, mit einer mittleren Abweichung von 4.8 Prozent ($\sigma = 0.38 \mu\text{m}$, $n=3$). Da der Großsignalwert der Keramik vom Hersteller nicht spezifiziert ist, wurde aus der Hubdifferenz zwischen 1 kV/mm und -0.3 kV/mm ein experimenteller Großsignalfaktor ermittelt. Dieser beträgt im Mittel 1.56 ($\sigma = 0.10$, $n=3$, siehe Abbildung 2.30).

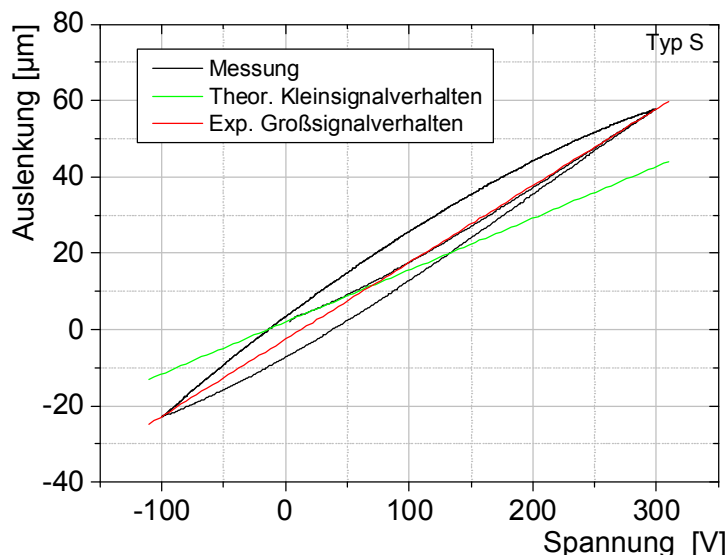


Abbildung 2.30. Hubmessung des Typ S Aktors

Der Vergleich des analytischen Modells mit den experimentellen Ergebnissen, sowie der nichtlinearen FEM Simulation ist in Abbildung 2.31 dargestellt. Für die Berechnung wurde ein konstanter Großsignalfaktor von 1.5 zugrunde gelegt. Da das reale Großsignalverhalten nichtlinear vom angelegten elektrischen Feld abhängt, liegen die experimentell ermittelten Hübe unter einer

Feldstärke von 1.0 kV/mm noch deutlich unter den analytischen und durch FEM berechneten Werten. Bei 1.0 kV/mm beträgt die Abweichung zwischen experimentellem und analytischem Ergebnis je nach Aktortyp -4.1 Prozent bis +9.3 Prozent und bestätigt damit grundlegende Validität des analytischen Modells.

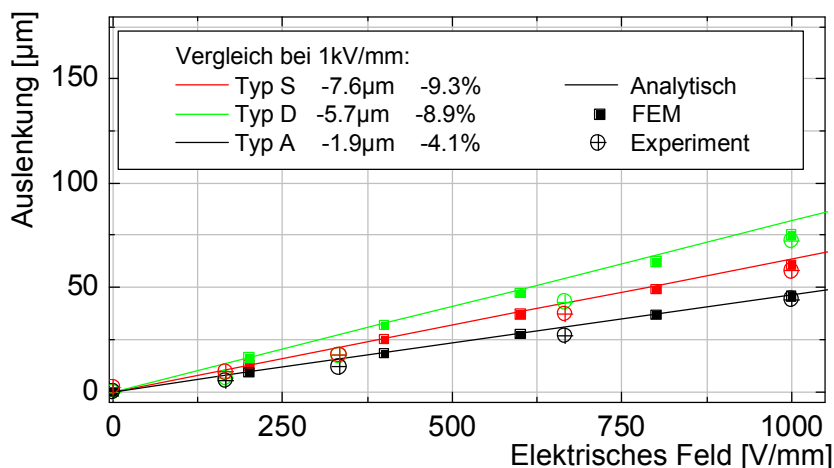


Abbildung 2.31. Vergleich des theoretisch und experimentell ermittelten Aktorhubs der Referenzaktoren

Bestimmung der Drucksteifigkeit

Ferroelastische Effekte der Piezokeramik beeinträchtigen die Drucksteifigkeit einer Piezokeramik [48] und führen zu einem nichtlinearen da hysteresese-behafteten Steifigkeitsverhalten. Deshalb wurde vor Beginn der Auslenkung unter Druckbeaufschlagung ein Feld von 1.0 kV/mm in Polarisationsrichtung angelegt, um die Domänenbereiche des Piezos definiert auszurichten. Die Druckkurve wurde vor der Messung fünf Mal durchlaufen, um eine definierte Nulllage zu erreichen. Die Abweichung zwischen analytischem und experimentellem Ergebnis liegt bei den untersuchten Aktoren bei einem Druck von 50 kPa zwischen -7.4 und +8.3 Prozent. Das analytische Modell ist daher zur Bestimmung der Drucksteifigkeit der Aktoren gut geeignet.

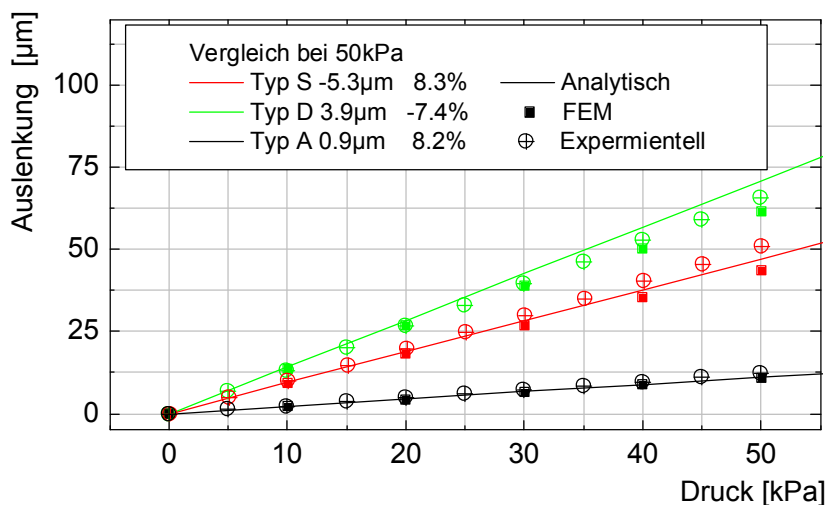


Abbildung 2.32. Vergleich der Drucksteifigkeit der Referenzaktoren

2. Modellierung und Optimierung der Systemkomponenten

	Typ D	Typ S	Typ A
Exp. Abweichung im Kleinsignalbereich (bei 50V)	0.29 μm	0.39 μm	0.25 μm
	5.0 %	4.4 %	5.1 %
Exp. Großsignalfaktor	1.55	1.47	1.67
Hub (1.0kV/mm/-0.3kV/mm)	107 μm	79 μm	65 μm
Gemessene Drucksteifigkeit	64 $\mu\text{m}/50 \text{ kPa}$	48 $\mu\text{m}/50 \text{ kPa}$	12.3 $\mu\text{m}/50 \text{ kPa}$

Tabelle 2.3. Experimentelle Kennwerte der Referenzaktoren

Einfluss der Klebeschicht

Die Klebeschichtdicke lässt sich über das Gewicht des Klebstoffs und der Annahme einer homogenen Klebstoffschicht abschätzen. Für die eingesetzte Klebetechnik wurde ein mittlerer Wert von 8.53 ($\sigma=2.15 \mu\text{m}$, $n=5$) bei einem Gewicht der Klebeschicht zwischen 3.2 und 8.2 mg ermittelt. Im Schlibbild eines Biegeaktors (Abbildung 2.33) mit einem Klebstoffgewicht von 8.2 mg wurde eine maximale Höhe von 12.5 μm gemessen (M205 C Stereomikroskop, Leica, Wetzlar). Hochfeste Epoxid-Kleber weisen ein E-Modul von 1.0 bis 5.0 GPa auf [49].

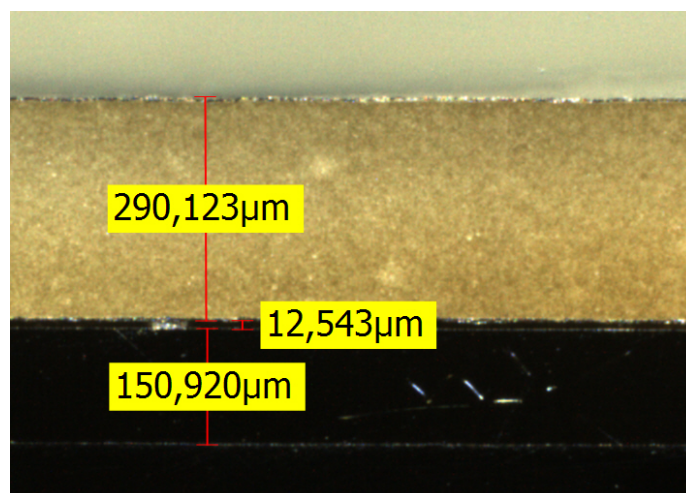


Abbildung 2.33. Schnittansicht der Klebeschicht

Der Einfluss der Variation von E-Modul und Klebeschichtdicke auf Hub und Steifigkeit wurde mit einer FEM Simulation untersucht. Dazu wurde das in Anhang B.2 beschriebene FEM Modell um eine Klebeschicht mit variabler Dicke erweitert. Das Ergebnis ist in Abbildung 2.34 dargestellt. Bei einer Klebeschicht von 20 μm Dicke erhöht sich die Steifigkeit um 6.9 Prozent, der Hub reduziert sich dabei um 1.9 Prozent. Da dieser Einfluss weitgehend unabhängig von der Steifigkeit der Klebeschicht ist, lässt sich der Steifigkeitsgewinn durch den höheren Abstand der Stahlfolie von dem Piezoaktor erklären, der die neutrale Faser des Verbunds verschiebt. Für die analytische Optimierung darf dieser Einfluss vernachlässigt werden, da er bei allen Aktoren etwa gleich ist. Im praktischen Aufbau sollte jedoch eine möglichst dünne Klebeschicht realisiert werden.

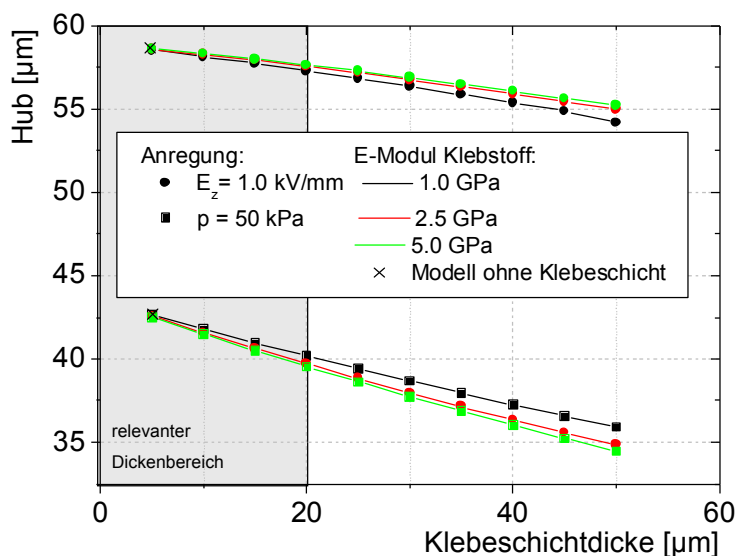


Abbildung 2.34. Einfluss der Klebeschicht auf den Aktorhub

Zur Untersuchung der elektrischen Eigenschaften der Klebeverbindung wurden Piezoaktoren mit umkontaktierter Elektrode aufgeklebt, und Widerstand und Kapazität der Verbindungsschicht mit dem Multimeter vermessen. Nach der Warmaushärtung bei 85 °C ist eine Abnahme der Kapazität von 30 nF um 9.7 Prozent ($\sigma=2.9 \text{ nF}$, $n=5$) messbar, die durch die mechanische Verspannung des Piezos durch die Warmaushärtung der Klebung zu erklären ist. Ein zusätzlicher elektrischer Widerstand der Klebeschicht ist nicht messbar. Eine elektrische Kontaktierung mit Hilfe eines nichtleitenden Klebstoffs ist in der Mikroelektronik üblich [50]. Für die Verbindung von Piezo und Membran kann somit auf leitende Füllstoffe (wie beispielsweise Silber-Nanopartikel) im Klebstoff verzichtet werden, die sich negativ auf Kosten und Komplexität des Klebeprozesses auswirken. Für eine eingehendere Betrachtung wird auf die Arbeiten von Gesang et al. verwiesen [51].

2.1.6. Abschätzung der mechanischen Festigkeit der optimierten Aktoren

Weder Piezo noch Membran dürfen im Betrieb des Aktors versagen. Aufgrund des keramischen Kristallgitters reagieren PZTs empfindlich auf Verformungen, die eine Rissbildung an Fehlstellen im keramischen Gefüge hervorrufen. Dehnungen über 0.1 und Stauchungen von 1 Prozent führen in der Regel zum Bruch der Keramik [52]. Für die verwendeten Keramiken mit einer Elastizität von 66 GPa beträgt damit die maximal erlaubte Zugspannung bei freier Dehnung 66 MPa. Die verwendete Stahlmembran sollte nicht über ihre plastische Verformungsspannung belastet werden. Als Grenzspannung wird die in der Festigkeitslehre gebräuchliche mechanische Elastizitätsgrenze $R_{p0.2}$ angesetzt, bei der eine remanente Dehnung von 0.2 Prozent im Material verbleibt. Unterhalb dieser Spannung gilt der Werkstoff als ideal elastisch. Durch Kaltverfestigung lässt sich die Steifigkeit von Stahlfolien deutlich erhöhen. Bandstahl vom Typ 1.4310 ist beispielsweise je nach Festigkeitsklasse mit einem $R_{p0.2}$ -Wert zwischen 500 und 1600 MPa erhältlich. Im Aufbau der Pumpen wird ein Stahl der Festigkeitsstufe C1500 verwendet, der einen $R_{p0.2}$ -Wert von 1400 – 1600 MPa aufweist [46]. Das in Kapitel 2.1.3 vorgestellte analytische Modell des Biegeaktors erlaubt die Berechnung der Einspannkkräfte und der auftretenden mechanischen Spannungen in Piezo und Membran. Aus den Verschiebungen u und w lassen sich Dehnung ε und Krümmung κ ermitteln und damit direkt die

2. Modellierung und Optimierung der Systemkomponenten

Spannung σ in r- und θ -Richtung angeben. Aufgrund der Linearität lassen sich die mechanischen Spannungen in Membran (σ^m) und Piezo (σ^p), die durch Druck, sowie durch die Auslenkung des Piezoaktors erzeugt werden, einzeln aus der Aktorverformung berechnen und addieren:

$$\begin{pmatrix} \sigma_r^m \\ \sigma_\theta^m \end{pmatrix} = [Q^m] \cdot \left[\begin{pmatrix} \varepsilon_r^0 \\ \varepsilon_\theta^0 \end{pmatrix} + z \begin{pmatrix} \kappa_r \\ \kappa_\theta \end{pmatrix} \right], \quad [Q] = \frac{E}{1-\nu^2} \begin{bmatrix} 1 & \nu \\ \nu & 1 \end{bmatrix} \quad (2.49), (2.50)$$

$$\begin{pmatrix} \sigma_r^p \\ \sigma_\theta^p \end{pmatrix} = [Q^p] \cdot \left[\begin{pmatrix} \varepsilon_r^0 \\ \varepsilon_\theta^0 \end{pmatrix} + z \begin{pmatrix} \kappa_r \\ \kappa_\theta \end{pmatrix} - d_{31} \begin{pmatrix} E_z \\ E_z \end{pmatrix} \right], \quad (\text{für } d_{31} > 0) \quad (2.51)$$

Zur Bestimmung der maximal auftretenden mechanischen Spannung für duktile Werkstoffe dient die von-Mises Vergleichsspannung [43]:

$$\sigma_v = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2 - \sigma_x \sigma_y + 3\tau_{xy}^2} \quad (2.52)$$

In Membran und Piezo treten jedoch keine Scherspannungen senkrecht zur Membranebene auf. Die azimuthalen Spannungen in θ -Richtung sind aufgrund der Symmetrie im Mittelpunkt der Membran gleich der Spannung in radialer Richtung, und nehmen zum Rand hin ab. Daher ist die Normalspannung in r-Richtung maßgeblich für das Bauteilversagen.

Die Belastung des Biegeaktors lässt sich in fünf charakteristische Belastungsfälle unterteilen:

- 1.) Auslenkung nur durch positive Spannung
- 2.) Gegendruck ohne elektrische Spannung
- 3.) Auslenkung durch positive Spannung bei Gegendruck
- 4.) Auslenkung nur durch negative Spannung
- 5.) Auslenkung durch negative Spannung bei Gegendruck

Der Standardaktor (Typ S) mit einer Piezodicke von 300 μm wird entsprechend der Herstellerempfehlung mit -70 und 350 Volt betrieben. Der angesetzte Gegendruck liegt bei 100 kPa, und damit deutlich über dem Blockierdruck des Aktors von 68 kPa, der im Betrieb von der Pumpe nicht überschritten werden kann. Die auftretenden mechanischen Spannungen wurden mit dem analytischen Modell sowie mit einer FEM Simulation (Simulationsparameter siehe Anhang B.3) berechnet. Die Ergebnisse der einzelnen Belastungsfälle sind in Abbildung 2.35 bis Abbildung 2.39 dargestellt. Zugspannungen tragen positives Vorzeichen. Zusätzlich sind die auftretenden Einspannkkräfte angegeben, die sich aus der Integration der Normalspannungen über die Querschnittsfläche an der Einspannung errechnen.

Folgende Aussagen lassen sich aus dem Vergleich der Spannungskurven ableiten:

- 1.) Das analytische Modell zeigt den exakt gleichen Kraftverlauf wie die lineare FEM Simulation. Die nichtlineare FEM führt aufgrund des zusätzlichen Versteifungseffekts zu niedrigeren mechanischen Spannungen. Für die mechanische Auslegung ist dies akzeptabel, da dies einen

positiven Effekt auf die Sicherheit der Abschätzung hat. Das analytische Modell ist somit geeignet, mechanische Spannungen in Membran und Piezo zu bestimmen.

- 2.) Im Piezo sind Zugspannungen kritisch für das Bauteilversagen. Maximale Zugspannungen treten an der freien Elektrode (Piezo Top) durch Druck (Belastungsfall 2) auf und werden durch eine zusätzliche negative Spannungsauslenkung (Belastungsfall 4) nur leicht erhöht. Zur Definition eines Belastungsfalls, der auch unabhängig von den elektrischen Betriebsparametern des Aktors ist, wird daher Belastungsfall 2 gewählt.
- 3.) Die mechanischen Spannungen in der Membran bleiben bei allen Belastungsfällen weit unter der erlaubten Grenzspannung von 1500 MPa und sind damit unkritisch.
- 4.) Die auf die Einspannung wirkenden Kräfte sind bei kombinierter Druck und Spannungsauslenkung maximal (Belastungsfall 3) und erreichen einen Wert von 649.5 Newton. Dies bestätigt die in Kapitel 2.1.5 beschriebene Notwendigkeit einer möglichst steifen Aktorfixierung.

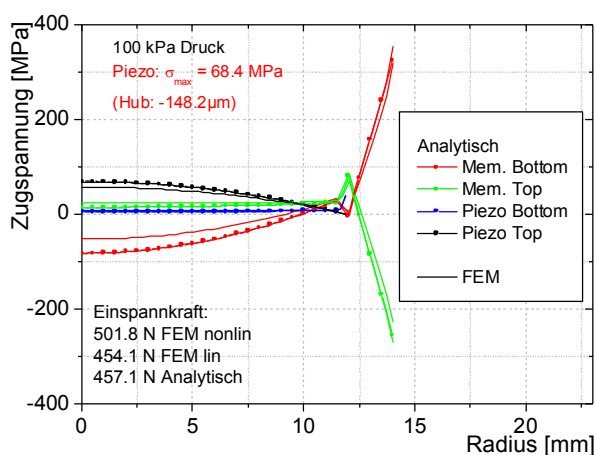


Abbildung 2.35. Belastungsfall 1

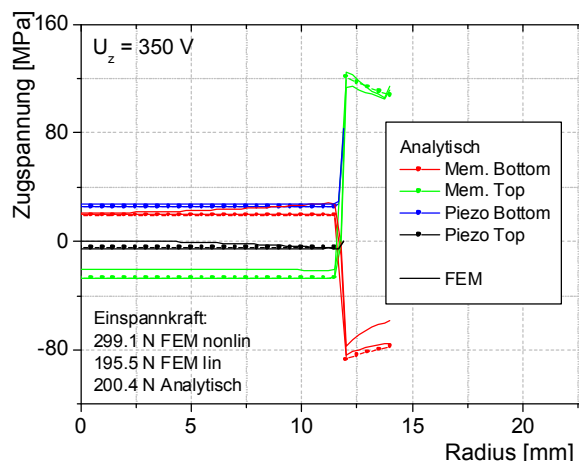


Abbildung 2.36. Belastungsfall 2

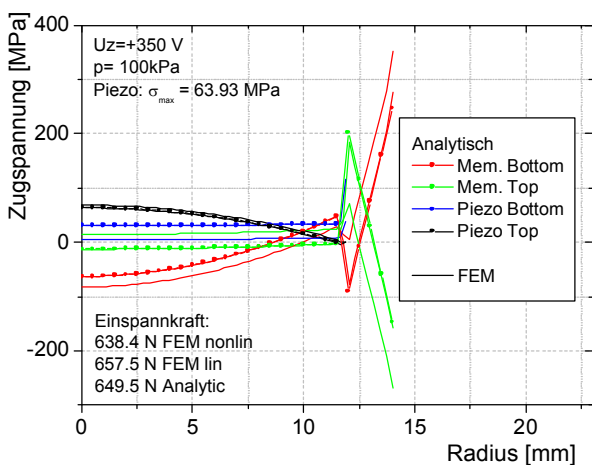


Abbildung 2.37. Belastungsfall 3

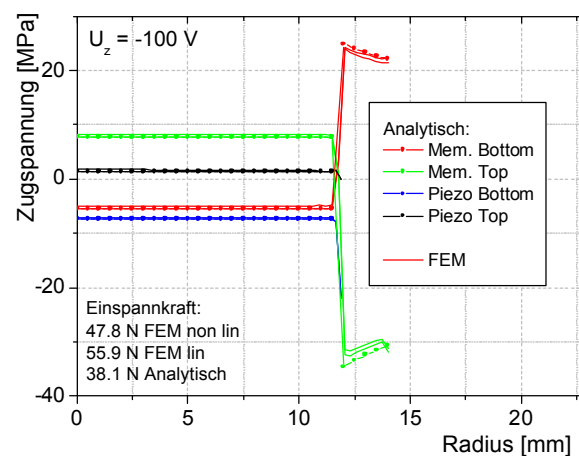


Abbildung 2.38. Belastungsfall 4

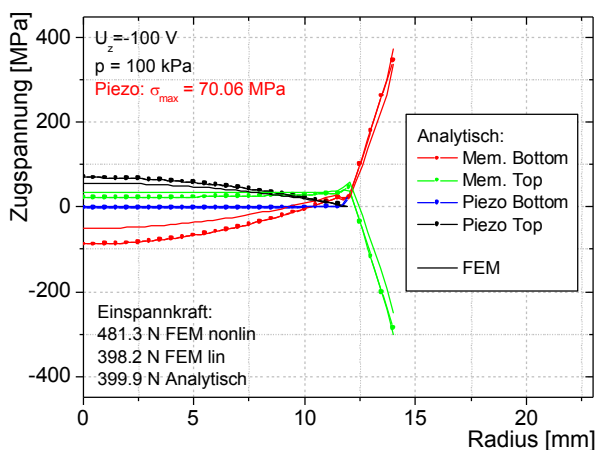


Abbildung 2.39. Belastungsfall 5

Zur grundsätzlichen Beurteilung eines Aktors wird ein Berstdruck definiert, bei dem die Bruchspannung des Piezos von 66 MPa beziehungsweise die $R_{p0,2}$ -Grenze der Membran von 1500 MPa erreicht wird. Das Verhältnis aus Berstdruck und Blockierdruck des Aktors stellt einen Sicherheitsfaktor der Auslegung dar, da ein Aktor nur bis zu seinem Blockierdruck sinnvoll betrieben werden kann.

In Tabelle 2.4 sind die berechneten Spannungen der drei Referenzaktoren zusammengefasst. Ein Bruch der Piezos ist bei keinem der Aktoren zu erwarten, da die Druckgrenze des Piezos über dem erreichbaren Blockierdruck liegt. Die erlaubte Druckbelastung der Membran liegt weit über den im Betrieb der Pumpe auftretenden Drücken.

	Blockierdruck [kPa]	Druckgrenze Piezo [kPa]	Sicherheit	Druckgrenze Membran [kPa]	Sicherheit
Typ S	68.0	96.1	1.4	548.6	8.1
Typ D	61.8	90.6	1.5	495.9	8.0
Typ A	229.4	312.8	1.4	1618.9	7.1

Tabelle 2.4. Vergleichsspannungen und -drücke der Referenzaktoren

Bei jeweils einem Referenzaktor wurde ein Dauertest mit einer Rechteckspannung von 350 V/-70 V bei 100 Hz über 200 h durchgeführt. Bei keinem der Aktoren trat ein Versagen auf.

2.1.7. Vergleich zwischen Modell und Aktor der verschweißten Pumpe

Die bisher vorgestellten experimentellen Ergebnisse der Aktorcharakterisierung bestätigen, dass die analytische Modellierung das Verhalten piezoelektrischer Biegeaktoren gut beschreibt, wenn diese fest und ohne Vorspannung fixiert werden. Dies ist beim Aufbau eines Pumpenaktors nicht ohne weiteres möglich. Eine Verklebung der Aktormembran ist aufgrund der hohen Einspannkraften (siehe vorheriges Kapitel) von einigen hundert Newton, die zudem als Scherbeanspruchung wirken, nicht sinnvoll. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher ein Schweißprozess angewandt (siehe Kapitel 4.4), bei dem die Aktormembran auf einen Zwischenboden aus Stahl geschweißt wird, der wiederum mit einem Grundkörper, der die Ventileinheit beinhaltet, großflächig verklebt wird (siehe Abbildung 2.40).

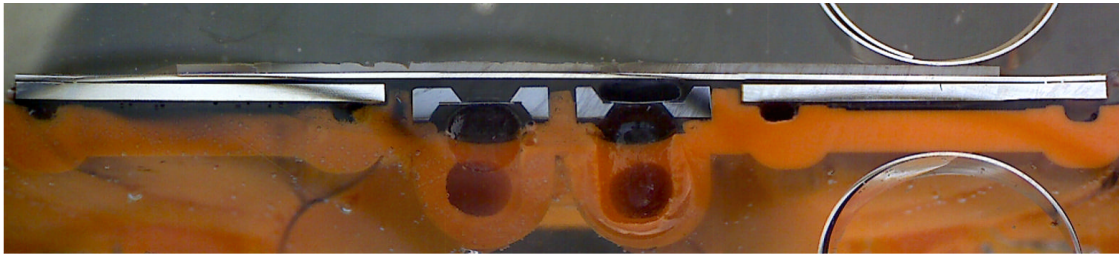


Abbildung 2.40. Schnitt durch eine lasergeschweißte Mikropumpe

Die Einkoppelung des Laserstrahls erfolgt an der Oberfläche der Stahlfolie. Daher ist das Schweißbad, in dem das Material aufgeschmolzen wird, keilförmig (siehe Abbildung 2.41). Nach der Abkühlung verbleiben daher in z-Richtung zunehmende Zugspannungen, die neben einer Vorspannung des Aktors F_{res} auch eine Verkrümmung α_s aufgrund eines resultierenden Moments M_{res} um die neutrale Faser h_{neut} der Stahlfolie bewirkt. Krümmung und Vorspannung sind in hohem Maße von den Schweißparametern abhängig, die Betrag und Verlauf der mechanischen Zugspannungen σ_s bestimmen [53].

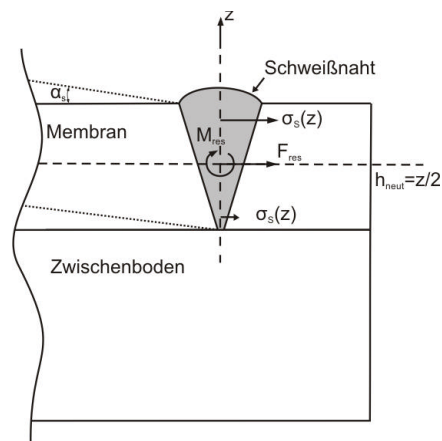


Abbildung 2.41. Resultierende Kräfte und Momente durch Schweißvorgang.

Abbildung 2.42 zeigt den experimentell ermittelten Einfluss bei 3 verschiedenen Aktortypen. Diese entsprechen in der Membran und Piezodicke den im Prüfstand untersuchten Aktoren. Die Radienverhältnisse wurden aufgrund erhältlicher Piezomaterialien und prozesstechnisch notwendigem Abstand zwischen Piezo und Schweißnaht entsprechend angepasst (siehe Tabelle 2.5). Die Messung erfolgte laserprofilometrisch mit einem chromatischen Weißlichtsensor vom Typ CWL-X (FRT, Fries Research & Technology GmbH, Bergisch Gladbach) bei einer Auflösungsgenauigkeit von 100 nm. Der in Tabelle 2.5 angegebene Hub wurde bei dynamischer Anregung mit einer Sinusfrequenz von 10 Hz bestimmt.

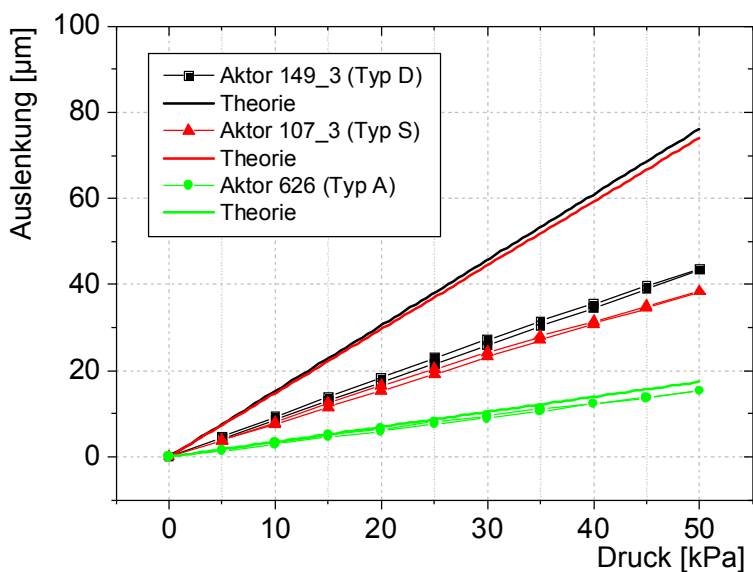


Abbildung 2.42. Drucksteifigkeit verschweißter Aktoren

Nur für einen Aktor vom Typ A, der eine Gesamtdicke von 750 µm aufweist, entspricht der experimentell ermittelte Hub dem analytischen Modell. Zur korrekten Modellierung aller verschweißten Aktortypen müssen daher Fit-Faktoren für die elektrisch induzierte Auslenkung und die Steifigkeit aus der Messung bestimmt werden. Aus der Hubsteifigkeit wird über einen Korrekturfaktor g die volumetrische Steifigkeit bestimmt. Dies ist in guter Näherung möglich, da der Biegelinienverlauf des analytischen Modells mit der tatsächlichen Biegelinie übereinstimmt (siehe Abbildung 2.43).

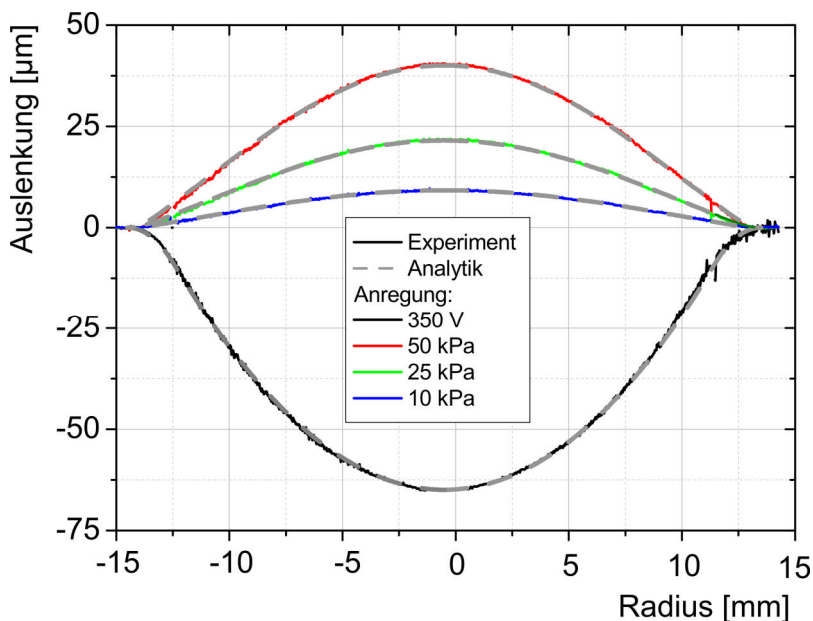


Abbildung 2.43. Vergleich der gemessenen und analytisch ermittelten Biegelinien (Typ S Aktor)

Die Auslenkung aufgrund elektrischer Anregung wird durch einen experimentellen Großsignalfaktor f angegeben. Die wesentlichen Kenngrößen des Aktors, die volumetrische Steifigkeit C_p und der

elektrisch-volumetrische Koppelfaktor C_E werden mit Hilfe dieser Faktoren berechnet (siehe Tabelle 2.5).

Aktortyp	Aktordimensionen				Hub [μm]		Korrekturwerte		Kennwerte	
	d_m [mm]	d_p [mm]	t_m [μm]	t_p [μm]	Analyt. Modell	Experiment	Großsig.-faktor f	Versteif.-faktor g	Vol. Steifigkeit C_p [$\mu\text{l/kPa}$]	Elektr.-vol. Koppelfaktor C_E [$\mu\text{l mm/V}$]
Typ D	25.5	23.8	100	300	75.5	73.3	0.97	0.57	0.1834	0.01287
Typ S	28	23.8	150	300	71.6	73.9	1.03	0.52	0.1927	0.01344
Typ A	27.8	25	150	600	50.6	70.0	1.38	0.88	0.08039	0.01365

Tabelle 2.5. Parameter und experimentelle Ergebnisse verschweißter Pumpaktoren

Der Aktor vom Typ A, der bei einer Membrandicke von 150 μm eine optimale Aktorgeometrie aufweist, zeigt in der experimentellen Charakterisierung eine 2.4-fach höhere volumetrische Steifigkeit im Gegensatz zum Typ S Aktor mit gleicher Membrandicke. Der Hub des optimierten Typ A Aktors liegt dabei nur 5.3% unter dem des Typ S. Für den Aufbau einer Hochleistungsmikropumpe ist der Typ A daher am besten geeignet.

2.1.8. Fazit der Aktoroptimierung

Durch die vorgestellte analytische Modellierung lässt sich erstmals mit einer einfachen Formel das maximal erreichbare Hubvolumen eines Biegeaktors in Abhängigkeit von Radius und Gegendruck bestimmen. Zudem wird gezeigt, dass die idealen Dickenverhältnisse eines Piezo-Biegeaktors lediglich vom Verhältnis von Piezo- und Membranradius sowie der jeweiligen E-Moduli abhängen. Die Optimierung von Piezo-Biegeaktoren unter anwendungsspezifischen Anforderungen vereinfacht sich damit erheblich, da die Leistungsfähigkeit des Aktors durch das maximale Radienverhältnis oder die minimale Membrandicke im Vergleich zum idealen Aktor beschränkt wird. Sind einer dieser Parameter, sowie die verwendeten Materialien festgelegt, lässt sich direkt ein optimales, gegendruckunabhängiges Dickenverhältnis von Piezo und Membran bestimmen. Die optimale Dicke von Membran und Piezo bei einem beliebigen Arbeitsdruck kann mit Hilfe des Modells ebenso bestimmt werden, allerdings ist diese Betrachtung auf Arbeitsdrücke über 10 kPa beschränkt, wie der Vergleich mit der numerischen Optimierung zeigt. Der Arbeitsdruck stellt jedoch lediglich eine Hilfsgröße dar, mit der der Aktor von der Fluidik der Pumpe getrennt betrachtet und optimiert werden kann. Für die Optimierung einer Mikropumpe kann es deshalb sinnvoll sein, den Aktor auf einen höheren Druck auszulegen, als der maximal auftretende Arbeitsdruck, und somit ein niedrigeres Hubvolumen bei einer höheren Betriebsfrequenz zu verdrängen. Mit Hilfe des Netzwerkmodells wird dieser Ansatz in Kapitel 3.4 weiter untersucht.

Durch die analytische Modellierung in Kapitel 2.1.3 wurde gezeigt, dass sich ein Aktor durch seine Steifigkeit (volumetrische Kapazität) C_p und den elektrisch-volumetrischen Koppelfaktor C_E beschreiben lässt. Beide Parameter lassen sich mit dem vorgestellten Modell berechnen und stimmen für ideale Einspannbedingungen gut mit dem Experiment überein. Für verschweißte Aktoren müssen diese Kennwerte durch die experimentell ermittelten Fit-Faktoren für das Großsignalverhalten f und die Steifigkeit g angepasst werden:

$$V_{hub} = C_E \cdot E_z \cdot f + C_p \cdot p \cdot g \quad (2.53)$$

Im Experiment wurde bestätigt, dass der optimierte Aktor (Typ A) für den Einsatz in einer Hochleistungsmikropumpe am besten geeignet ist.

Weiter wurde gezeigt, dass die mechanischen Spannungen in Membran und Piezo mit einem analytischen Modell abgeschätzt werden können. Kritische Belastungsfälle des Aktors wurden ermittelt und erlauben eine Beurteilung der Aktorfestigkeit ohne FEM Simulation. Für die untersuchten Aktoren wird ein Aktorversagen durch Überlastung aufgrund der auftretenden mechanischen Spannungen ausgeschlossen. Im Betrieb der Pumpe kann der Aktor aufgrund von Trägheitseinkoppelung jedoch überschwingen, und somit deutlich höhere Dehnungen erreichen, die zu einem Bauteilversagen führen würden. Im Rahmen der Netzwerkmodellierung wird in Kapitel 3.2 gezeigt, dass dieser Effekt für den stabilen Betrieb der Mikropumpe unerwünscht ist und durch den Einsatz von Druckausgleichselementen vermieden wird.

2.2 Modellierung und Optimierung der Pumpkammer

Der Druckabfall, der in der Pumpkammer entsteht, hängt in hohem Maße von den Dimensionen und Betriebsbedingungen der Pumpe ab und sollte für eine Hochflussoptimierung möglichst niedrig sein. Deshalb wird in diesem Kapitel nach kurzer Einführung in die fluidischen Grundlagen mit Hilfe einer Ähnlichkeitsbetrachtung die Navier-Stokes (NS) Gleichung der Pumpkammer vereinfacht und für trägheitsfreie Strömung unter Berücksichtigung der Aktorbiegeline analytisch gelöst. Der Trägheitseinfluss in der Pumpkammer wird in einem weiteren Ansatz, basierend auf der Kontinuitätsgleichung erweitert, so dass beide Druckverluste in der späteren Netzwerkmodellierung gemeinsam berücksichtigt werden können. Die Evaluation des Modells erfolgt durch den Vergleich mit einer fluidisch-strukturmechanisch gekoppelten FEM Simulation.

2.2.1. Dimensionsanalyse der charakteristischen Navier-Stokes Gleichung

Die Bewegung eines Festkörpers wird durch seine Impulsänderung bestimmt, die durch angreifende Kräfte bewirkt wird. Dieser Zusammenhang ist im zweiten Newton'schen Axiom postuliert [54]:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \sum_i \vec{f}_i \quad (2.54)$$

Auch eine Fluidbewegung lässt sich auf diese Weise beschreiben, wenn das Volumen eines Fluidelements auf einen Massepunkt reduziert wird, der sich entlang einer Teilchenbahn bewegt (Ansatz nach Lagrange). Eine Fluidbewegung, deren Strömungsverhalten nicht genau bekannt ist, lässt sich jedoch einfacher als Kontinuum beschreiben, wozu es in infinitesimale Volumenelemente unterteilt wird (Euler'sche Betrachtungsweise). Der Impuls dieses Volumenelements setzt sich aus der Geschwindigkeitsverteilung innerhalb des Volumens (der Impulsdichte) und der Kräfte, die auf die Oberfläche des Volumenelements wirken, zusammen:

$$\frac{dp_i}{dt} = \int_V \rho \frac{dv_i}{dt} dV = \int_V \rho F_i dV + \oint_{\partial V} \sigma_{ij} e_j dA \quad (2.55)$$

Mit Hilfe des Gauß'schen Integralsatzes lässt sich diese Gleichung differenzieren, und man erhält die NS Gleichung eines inkompressiblen Mediums:

$$\rho \frac{dv_i}{dt} = \rho F_i + \nabla_j \sigma_{ij} \quad (2.56)$$

Als Volumenkraft F_i wirkt die Gewichtskraft. Hydrostatischer Druck und viskose Reibung stellen Oberflächenkräfte dar:

$$\rho \frac{dv_i}{dt} = \rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \nabla_j v_i \right) = \rho F_i - \nabla_i p + \eta \nabla_j \nabla_j v_i \quad (2.57)$$

Zusammen mit der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla_j (\rho v_j) = 0 \quad (2.58)$$

lässt sich der Zustand eines inkompressiblen Mediums allgemein beschreiben. Aufgrund der Ableitung der Geschwindigkeit nach den Ortsrichtungen (der konvektiven Beschleunigung) ist die NS Gleichung in allgemeiner Form nicht lösbar.

Ein Ansatz, um die Navier-Stokes Gleichung vereinfachen zu können, ist durch eine Ähnlichkeitsbetrachtung abzuschätzen, welche Terme das Fluidverhalten maßgeblich beschreiben, und welche vernachlässigt werden dürfen. Dazu werden die Koeffizienten a der NS-Gleichung durch ein Produkt einer charakteristischen Größe a^0 und einer dimensionslosen Variable a' der Größenordnung 1 ausgedrückt:

$$a = a^0 a' \quad (2.59)$$

Auf diese Weise kann die NS-Gleichung dimensionslos gemacht werden. Die Koeffizienten lassen sich dabei zu charakteristischen Kennzahlen umformen:

$$Sr \left(\rho \frac{d}{dt'} v'_i \right) = \frac{1}{Fr^2} (\rho F'_i) - Eu (\nabla'_i p') + \frac{1}{Re} \nabla'_j \nabla'_j v'_i \quad (2.60)$$

$Sr = \frac{r^0}{t^0 v^0}$ Die *Strouhal-Zahl* gibt an, ob Zeitvarianz dominiert und damit auch lokale Beschleunigungsterme das Geschwindigkeitsfeld beeinflussen.

$Fr = \frac{v^0}{\sqrt{F^0 r^0}}$ Die *Froude-Zahl* ist ein Maß für das Verhältnis von kinetischer zu potentieller Energie, und damit für den Einfluss von Gewichtskräften.

$Eu = \frac{p^0}{\rho (v^0)^2}$ Die *Euler-Zahl* beschreibt das Verhältnis von Druck- zu Trägheitskräften.

$Re = \frac{\rho v^0 r^0}{\eta}$ Die *Reynoldszahl* stellt das Verhältnis von Trägheits- und Reibungskräften dar.

Bei makroskopischer Rohrströmung findet bei einem Wert R_{krit} von 1800-2300 ein Umschlag zwischen laminarer und turbulent verwirbelter Strömung statt. Diese Gesetzmäßigkeit gilt auch in mikrofluidischen Dimensionen [55].

Bei hohen Reynoldszahlen und vollständig turbulenter Strömung sind viskose Reibungskräfte sehr viel geringer als die Trägheitskräfte. Die NS-Gleichung vereinfacht sich für diesen Fall zur sogenannten Euler-Gleichung:

$$\rho \frac{dv_i}{dt} = \rho F_i - \nabla_i p \quad (2.61)$$

2. Modellierung und Optimierung der Systemkomponenten

Für inkompressible Fluide, deren Strömung wirbelfrei ($\text{rot}(v_i)=0$, $\text{div}(v_i)=0$) ist, liefert die Integration dieser Gleichung die bekannte Bernoulli Gleichung:

$$\underbrace{\frac{1}{2} \rho \bar{v}^2}_{\substack{\text{Dynamischer} \\ \text{Staudruck}}} + \underbrace{p}_{\substack{\text{Statischer} \\ \text{Druck}}} = p_0 = \text{const.} \quad (2.62)$$

Diese Gleichung berücksichtigt keine Verluste, die durch Reibung im Fluid entstehen. Für konventionelle Fluidelemente (Rohre, Düsen, Diffusoren) werden in der technischen Auslegung diese üblicherweise durch empirische Verlustfaktoren, die auf den dynamischen Staudruck bezogen werden, ausgedrückt [56].

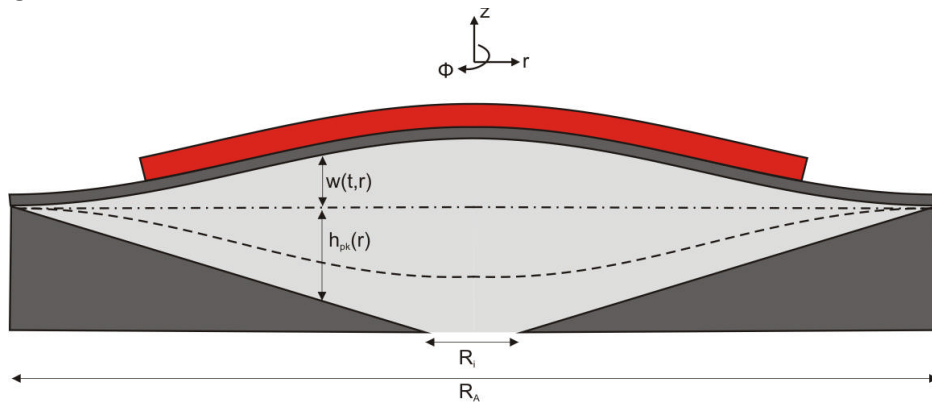


Abbildung 2.44. Radialsymmetrische Pumpkammer

Zur Herleitung der Bewegungsgleichung der Fluidströmung in der Pumpkammer (siehe Abbildung 2.44) wird die NS-Gleichung in Polarkoordinaten verwendet. Unter Vernachlässigung der Gravitation lautet diese [57]:

In r -Richtung:

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \underbrace{\frac{v_\phi}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \phi}}_{=0} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \underbrace{\frac{v_\phi^2}{r}}_{=0} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + v \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \underbrace{\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_r}{\partial \phi^2}}_{=0} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} - \frac{v_r}{r^2} - \underbrace{\frac{2}{r^2} \frac{\partial v_r}{\partial \phi}}_{=0} \right) \quad (2.63)$$

In ϕ -Richtung:

$$\frac{\partial v_\phi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + \frac{v_\phi}{r} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} + v_z \frac{\partial v_\phi}{\partial z} + \frac{v_r v_\phi}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{r \partial \phi} + v \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_\phi}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 v_\phi}{\partial z^2} - \frac{v_\phi}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} \right) \quad (2.64)$$

In z-Richtung:

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + \underbrace{\frac{v_\phi}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \phi}}_{=0} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + v \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \underbrace{\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_z}{\partial \phi^2}}_{=0} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) \quad (2.65)$$

Aufgrund der Radialsymmetrie um die z-Achse werden Geschwindigkeitsterme und –gradienten in ϕ -Richtung zu null, ebenso die gesamte NS-Gleichung in ϕ -Richtung. Der Einfluss der weiteren Terme lässt sich durch eine Dimensionsanalyse in r- und z-Richtung abschätzen. Die unbekannte Größe ist dabei der Druckgradient, auf den alle anderen Terme der NS-Gleichung Einfluss haben. Durch den Größenvergleich der Koeffizienten lässt sich abschätzen, welche Terme deutlich geringeren Einfluss haben als andere, und damit vernachlässigt werden können. Dazu werden charakteristische Größen der Pumpkammer eingeführt (siehe Tabelle 2.6).

Charakteristische Größen der Pumpkammer			
Pumpkammerhöhe	$h^0 = 100 \mu m$	Kinematische Viskosität	$\nu = 10^{-6} \frac{m^2}{s}$
Weglänge	$r^0 = \frac{R_a}{2} = 7 mm$	z-Geschwindigkeit	$v_z^0 = \omega h$
Außenradius	$R_a = 14 mm$	r-Geschwindigkeit	$v_r^0 = \frac{R_a^2 - R_i^2}{2 R_i} \omega$
Innenradius	$R_i = 1.5 mm$	Zeit	$t_0 = \frac{1}{\omega}$

Tabelle 2.6. Charakteristische Größen der Pumpkammer

In r-Richtung lautet die NS-Gleichung damit:

$$\underbrace{\left(\frac{h^0}{\nu} \right)^2 \omega \frac{\partial v_r'}{\partial t'}}_{\text{Re}_z} + \underbrace{\left(\frac{h^0}{r^0} \right)^2 \frac{v_r^0 r^0}{\nu} v_r'}_{k \text{Re}_z} \frac{\partial v_r'}{\partial r'} + \underbrace{\left(\frac{h^0}{\nu} \right)^2 \omega v_z'}_{\text{Re}_z} \frac{\partial v_r'}{\partial z'} = - \left(\frac{p^0 (h^0)^2}{v_r^0 \eta r^0} \right) \frac{\partial p'}{\partial r'} + \underbrace{\left(\frac{h^0}{r^0} \right)^2 \frac{1}{r'}}_k \frac{\partial}{\partial r'} \left(r' \frac{\partial v_r'}{\partial r'} \right) + \frac{\partial^2 v_r'}{\partial z'^2} - \underbrace{\left(\frac{h^0}{r^0} \right)^2 \frac{v_r'}{r'^2}}_k \quad (2.66)$$

Die Faktoren der Beschleunigungsterme entsprechen Reynoldszahlen, deren Größe von der Strömungsgeschwindigkeit in der Pumpkammer abhängt. Zwei der drei Reibungsterme der rechten Seite werden durch einen charakteristischen Formfaktor k (siehe Gleichung (2.66)) beeinflusst. Der dritte Term hat keinen Vorfaktor und somit die Größenordnung eins. In Tabelle 2.7 sind die Faktoren auf Basis typischer Größen einer Mikropumpe zusammengefasst und für unterschiedliche Anregungsfrequenzen des Pumpenaktors dargestellt. Während die beiden Reibungsterme frequenzunabhängig vernachlässigt werden können, müssen die Beschleunigungsterme für Aktuierungsfrequenzen über 1 Hz berücksichtigt werden.

Kennzahlen der Dimensionsanalyse			
Frequenz	0.1 Hz	1 Hz	10 Hz
$Re_z = \frac{(h^0)^2 \omega}{\nu}$	$6.3 \cdot 10^{-4}$	0.063	0.63
$Re_r \cdot k = \left(\frac{h^0}{r^0}\right)^2 \frac{\nu^0 r^0}{\nu}$	0.046	0.46	4.6
$k = \left(\frac{h^0}{r^0}\right)^2 = 4 \left(\frac{h^0}{R_a}\right)^2$	$8.2 \cdot 10^{-4}$	$8.2 \cdot 10^{-4}$	$8.2 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 2.7. Kennzahlen der Dimensionsanalyse in r-Richtung

Die Navier-Stokes Gleichung lautet somit:

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \quad (2.67)$$

Die Nichtlinearität der Beschleunigungsterme erschwert die analytische Lösung der Gleichung beträchtlich. Horsch [44] zeigte, basierend auf einem Ansatz von Ishizawa [58], dass eine störungstheoretische Lösung dieser Gleichung möglich ist, aber nur für niedrige Strömungsgeschwindigkeiten konvergiert. Die Beschreibung der Strömung im Betriebsbereich der Pumpe ist in analytischer Form damit nicht möglich. Druckverluste durch Reibung und Trägheit werden daher im Folgenden getrennt voneinander berechnet. Für die Reibung wird im folgenden Kapitel ein Ansatz vorgestellt, der es erlaubt, die Biegung des Membranaktors zu berücksichtigen. Dies ist notwendig, da die Spalthöhe den maßgeblichen Einfluss auf die viskose Reibung darstellt. Die Trägheit des Fluids wird anschließend mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung aus der Änderung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit und der fluidischen Masse bestimmt.

2.2.2. Analytische Modellierung der reibungsdominierten Strömung

Ohne Beschleunigungsterme vereinfacht sich die Navier-Stokes Gleichung zur sogenannten Stokes-Gleichung:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = \nu \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \quad (2.68)$$

Da der Druckgradient nicht von z abhängt, lässt sich die Gleichung unter Berücksichtigung von no-slip Randbedingungen ($v=0$ an den Grenzflächen $z=0$ und $z=h$) zweimal integrieren:

$$v_r = \frac{z^2 - hz}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (2.69)$$

Der Volumenstrom an der Stelle r wird durch erneute Integration über z bestimmt:

$$\dot{V} = \int_0^h 2\pi r v_r dz = -2\pi r \frac{h^3}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (2.70)$$

Die Spalthöhe in der Pumpkammer ist die Summe aus der Spalthöhe $h_{pk}(r)$ in der Ruhelage und der Aktorauslenkung $w(r,t)$, die vom Radius und der Anregung durch den Piezo abhängt:

$$h(r, t) = h_{pk}(r) + w(r, t) \quad (2.71)$$

Um den Widerstand der Pumpkammer zu bestimmen, muss die Spalthöhe h über r integriert werden. Die Zeitabhängigkeit der Aktorauslenkung lässt sich durch einen Produktansatz von r entkoppeln: Die Biegelinie des Aktors wird als Funktion des verdrängten Hubvolumens V_{hub} und damit proportional zum mittleren Pumpkammerdruck p ausgedrückt.

$$w(r, t) = W(r) \cdot V_{hub}(t), \quad W(r) = \frac{w(r, E_z, p = 0)}{V_{hub}(E_z, p = 0)} \quad (2.72), (2.73)$$

Die Aktorauslenkung $w(r, t)$ lässt sich nun nach der Zeit ableiten. Das vom Aktor verdrängte Volumen ist somit:

$$\dot{V} = \int_r^R 2\pi\tilde{r} \dot{w}(\tilde{r}, t) d\tilde{r} = \dot{V}_{hub}(t) \int_r^R 2\pi\tilde{r} W(\tilde{r}) d\tilde{r} \quad (2.74)$$

Aus der Massenerhaltung folgt:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\frac{12\eta}{r} \frac{\dot{V}_{hub}(t)}{(h_{pk}(r) + W(r)V_{hub}(t))^3} \int_r^R \tilde{r} W(\tilde{r}) d\tilde{r} \quad (2.75)$$

Eine Integration über die Pumpkammerfläche ist aufgrund der dritten Potenz im Nenner nur numerisch möglich. Die Lösung liefert den Druckverlust durch viskose Reibung, als Funktion des verdrängtem Hubvolumens:

$$\Delta p = \dot{V}_{hub}(t) \int_{R_i}^R dr_3 \left(\frac{2r_3}{R^2} \int_{R_i}^{r_3} dr_2 \left(-\frac{12\eta \int_{r_1}^R r_1 W(r_1) dr_1}{r_2 (h_{pk}(r) + W(r)V_{hub}(t))^3} \right) \right) \quad (2.76)$$

In Abbildung 2.45 ist der Druckabfall für eine Pumpe mit Typ D Aktor (siehe Tabelle 2.8) bei einer Sprunganregung aus dem oberen Totpunkt aufgezeigt.

Pumpe Typ D	
Membranradius R_a	12.5 mm
Membrandicke t_m	100 μm
Piezoradius R_p	11.5 mm
Piezodicke t_p	300 μm
Höhe Pumpkammerrand h_a	50 μm
Höhe Pumpkammer h_o	50-300 μm
Pumpkammer Innenradius R_i	1.5 mm

Tabelle 2.8. Parameter der Fluidik Modellierung

Deutlich zu erkennen ist, dass erst bei Pumpkammerhöhen, die geringer sind als der Hub des Aktors, ein signifikanter Druckabfall durch Stoke'sche Reibung entsteht. Der Druckabfall beim Ansaugvorgang ist dabei wesentlich geringer, da sich die Pumpkammerhöhe dabei erhöht. Daher ist für die Betrachtung einer charakteristischen Hubzeit der Ausstoßvorgang maßgeblich. Bei einer

Kammerhöhe von 150 μm und einem entsprechenden Restspalt von 21 μm liegt der Druck beim Ausstoßvorgang nach 5 ms bereits unter 21.8 kPa. Die Restspalthöhe einer Pumpkammer sollte zur Minimierung der Druckverluste deshalb möglichst hoch gewählt werden. Dadurch vergrößert sich jedoch auch das Totvolumen der Mikropumpe, was sich negativ auf die Blasentoleranz auswirkt. Für den untersuchten Referenzaktor ist zu erwarten, dass bei einer Pumpkammerhöhe von über 200 μm der Druckabfall durch Stoke'sche Reibung gegenüber den Verlusten an den Ventilen und der Beschleunigungsarbeit in der Pumpkammer vernachlässigbar gering ist. Die eingehende Untersuchung und Dimensionierung erfolgt mit Hilfe des gesamten Netzwerkmodells der Pumpe in Kapitel 3.3.

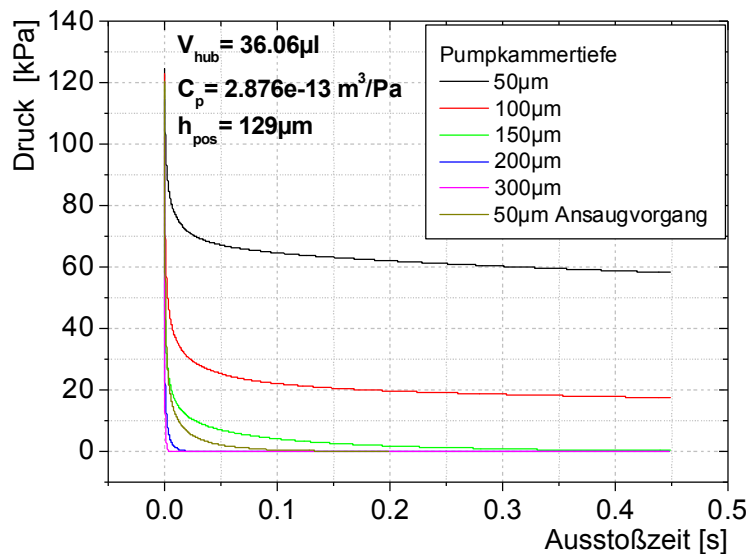


Abbildung 2.45. Druckabfall beim Ausstoßhub durch Reibung in der Pumpkammer

2.2.3. Analytische Modellierung der trägheitsdominierten Strömung

Zur Beschreibung der Trägheitseinflüsse wird ein homogenes Geschwindigkeitsprofil über die z -Koordinate des Pumpkammerspalts angenommen, das der mittleren Strömungsgeschwindigkeit entspricht, die sich aus der Massenerhaltung berechnet. Da die Massenerhaltung über den Querschnitt unabhängig vom Strömungsprofil gilt, wird auf diese Weise der Trägheitseinfluss lediglich im Randbereich über- und in der Mitte der Strömung unterschätzt.

Die NS-Gleichung (Gleichung (2.67)) lautet bei Vernachlässigung der Reibung und Annahme einer konstanten Geschwindigkeit v_r über z :

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (2.77)$$

Integration über r liefert den Druckverlauf über den Radius, zu dem sich der Druck p_i am Einlass als Randbedingung addiert:

$$p(r) = -\rho \int_{R_i}^{R_a} \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) dr + p_i \quad (2.78)$$

Für die Integration der Gleichung muss $v_r(r)$ bekannt sein. Durch die Annahme eines konstanten Pumpkammerspalts (siehe Abbildung 2.46) lässt sich v_r über die Massenerhaltung als Funktion der Aktorauslenkung und damit des Aktorhubs V_{Hub} angeben. Diese Annahmen vernachlässigen zwar die exakte Geschwindigkeitsverteilung im Spalt, ermöglichen jedoch aufgrund der Massenerhaltung die Berücksichtigung der kinetischen Energie, mit der das Fluid in die Pumpkammer ein- und ausströmt.

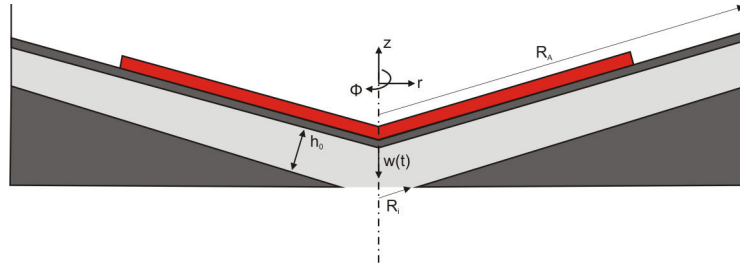


Abbildung 2.46. Pumpkammermodell zur Bestimmung der Trägheit

$$v_r = -\frac{\pi(R_a^2 - r^2)}{2\pi(h_0 + w(t))} \dot{w}(t), \quad w(t) = \frac{V_{Hub}(t)}{\pi R_a^2} \quad (2.79), (2.80)$$

Der mittlere Druck auf den Aktor wird durch Integration über die Pumpkammerfläche bestimmt:

$$\bar{p} = -\frac{\int_{R_i}^{R_a} 2\pi r p(r) dr}{\pi(R_a^2 - R_i^2)} \quad (2.81)$$

Somit lässt sich der Druckverlust als Funktion des Volumenstroms in der Pumpkammer angeben:

$$\bar{p} = \frac{-\rho \dot{V}_{hub}(t)^2 A + 2R_i^2 (h_{pk} \pi R_a^4 + V_{hub}(t)^2 \ddot{V}_{hub}(t)^2) B}{16R_i^2 (R_a^2 - R_i^2) (h_{pk} \pi R_a^4 + V_{hub}(t)^2)^2} + p_i \quad (2.82)$$

$$A = (2R_a^6 - 9R_a^4 R_i^2 + 10R_a^2 R_i^2 - 3R_i^6 + 4R_a^4 R_i^2 \log(\frac{R_a}{R_i})) \quad (2.83)$$

$$B = \left(3R_a^4 - 4R_a^2 R_i^2 + R_i^4 + 4R_a^4 \log(\frac{R_a}{R_i}) \right) \quad (2.84)$$

Strömt das Fluid in die Pumpkammer ein, muss der Eintrag an kinetischer Energie berücksichtigt werden, da dieser auch vom Aktor aufgebracht wird. Bezogen auf das einströmende Volumen bei der Eintrittsgeschwindigkeit v_r ist dies der dynamische Druck des Fluids am Einlass:

$$p_i = \frac{1}{2} \rho v_r^2 = \frac{1}{2} \rho \left(\frac{\dot{V}_{hub}(t)}{2\pi R_i (h_0 + w(t))} \right)^2 = \frac{1}{2} \rho \left(\frac{\dot{V}_{hub}(t)}{2\pi R_i \left(h_0 + \frac{V_{Hub}(t)}{\pi R_a^2} \right)} \right)^2 \quad (2.85)$$

Abbildung 2.47 visualisiert den Verlauf einer Druckschwungung in der Pumpkammer mit der in Tabelle 2.8 spezifizierten Aktorparametern bei sprungförmiger Anregung aus der Ruhelage. Nach

2. Modellierung und Optimierung der Systemkomponenten

Durchschreiten des Totpunkts, bei dem der Trägheitsdruck auf null sinkt, schwingt der Aktor mit abklingender Amplitude nach. Die fluidische Induktivität koppelt dabei an die strukturmechanische Kapazität des Aktors, und schwingt über. Da das Fluid die Pumpkammer verlässt, reduziert sich die Amplitude der Schwingung.

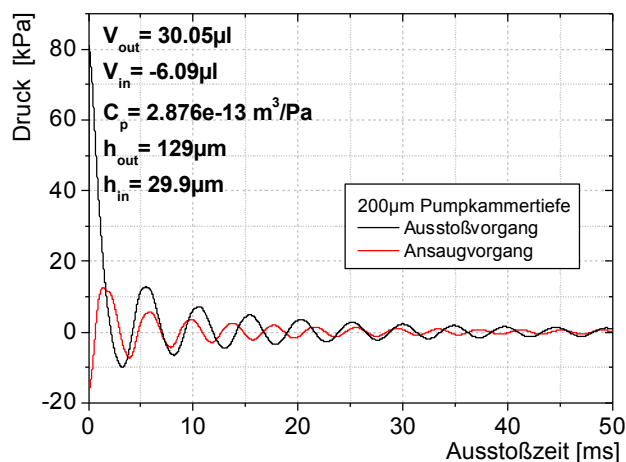


Abbildung 2.47. Vergleich der induktiven Druckschwingung des Ansaug- und Ausstoßvorgangs

In Abbildung 2.48 ist die Abhängigkeit des Druckverlaufs von der Pumpkammertiefe abgebildet. Die Masse des Fluids in der Pumpkammer skaliert dabei linear mit der Kammertiefe. Eine höhere träge Masse führt deshalb zu einer höheren Amplitude. Da das Fluid bei geringerer Pumpkammerhöhe stärker beschleunigt wird, verläuft der Druckabfall bei niedriger Pumpkammerhöhe langsamer. Der untere Totpunkt wird bei 150 µm Kammertiefe nach 3.2 ms erreicht. Da die Trägheitseffekte in der Realität nicht unabhängig von Reibungseinflüssen betrachtet werden können, ist die hier angestellte Betrachtung theoretischer Natur. Zur Validierung des Modells werden Trägheit und Reibungsmodell überlagert, und im folgenden Kapitel mit einer Finiten Elemente Simulation verglichen.

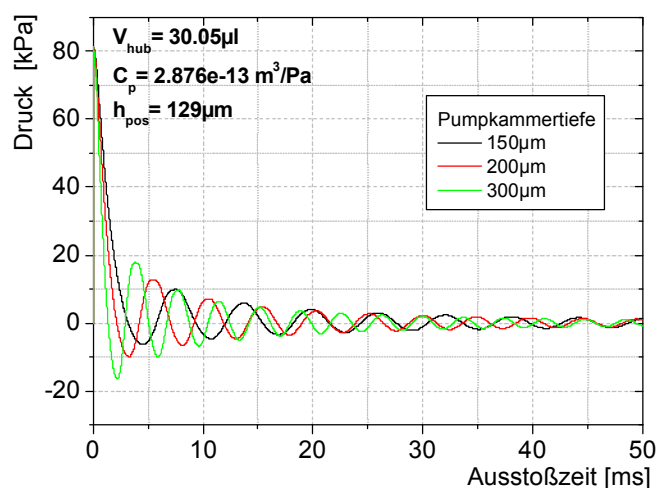


Abbildung 2.48. Druckverlauf beim Ausstoßhub in Abhängigkeit der Pumpkammertiefe

2.2.4. Vergleich des analytischen Modells mit der FEM Simulation

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Schritte, die zur korrekten Modellierung des Ein- und Ausströmvorgangs mit Hilfe einer Finiten Elemente Simulation notwendig sind, vorgestellt, sowie die Ergebnisse der Simulation mit dem analytischen Modell verglichen und diskutiert.

Die Biegelinie $w(r)$ des Aktors bestimmt die Spalthöhe in der Pumpkammer, und damit den resultierenden Druckabfall. Dieser bestimmt wiederum die Auslenkung des Aktors. Daher ist eine Kopplung der strukturellen und fluidischen Domäne zur Modellierung des Pumphubs notwendig. In der Simulationsumgebung Ansys 11.0 (Ansys Inc., USA) werden diese Modelle über einen externen Iterationsalgorithmus (Stagger-Schleife) gekoppelt. Dazu werden die Verschiebungsfelder der strukturellen Simulation an das fluidische Modell übergeben, über das die Reaktionskräfte auf den Aktor bestimmt werden (siehe Abbildung 2.49).

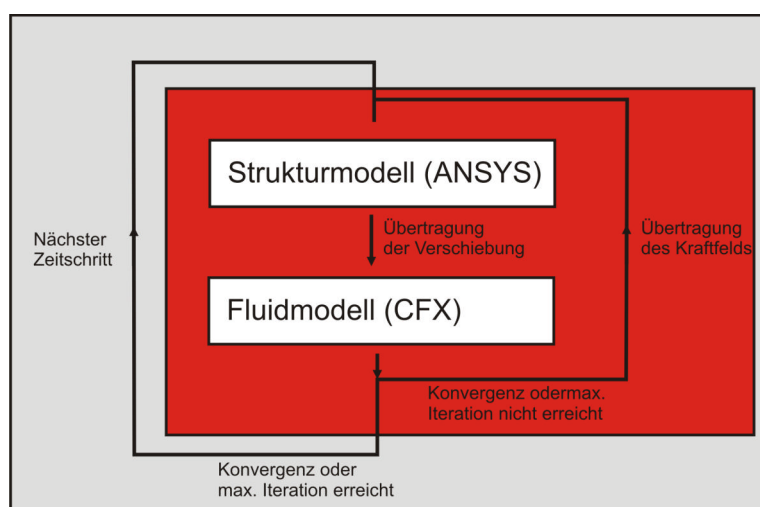


Abbildung 2.49. Lösungsalgorithmus einer gekoppelten FEM Analyse

Die Modelle in den jeweiligen physikalischen Domänen lassen sich mathematisch als Funktionen ($g(\vec{u})$ und $f(\vec{v})$) angeben, und zu einer Funktion F zusammenfassen, und iterativ durch einen Residuenansatz lösen:

$$\vec{u} = f(\vec{v}), \vec{v} = g(\vec{u}) \quad \vec{u} = f(g(\vec{u})) = F(\vec{u}) \quad \vec{F} = F(\vec{u}) - \vec{u} \quad (2.86)$$

Die Nullstellen von \vec{F} können mit Hilfe eines Newton Algorithmus aus der inversen Jacobi-Matrix J^{-1} bestimmt werden. Durch zusätzliche Einführung eines Dämpfungsfaktors α wird die Konvergenz der Gleichung innerhalb eines Zeitschritts n erhöht:

$$\vec{u}^{n+1} = \vec{u}^n - \alpha J^{-1}(\vec{F}, \vec{u}^n) \cdot \vec{F}(\vec{u}^n) \quad (2.87)$$

Im Falle der starken Koppelung des Aktors mit dem inkompressiblen Flüssigkeitsfilm muss dieser Faktor entsprechend klein sein, damit die Lösung konvergiert. Die genauen Simulationseinstellungen sind im Anhang B.4 aufgeführt.

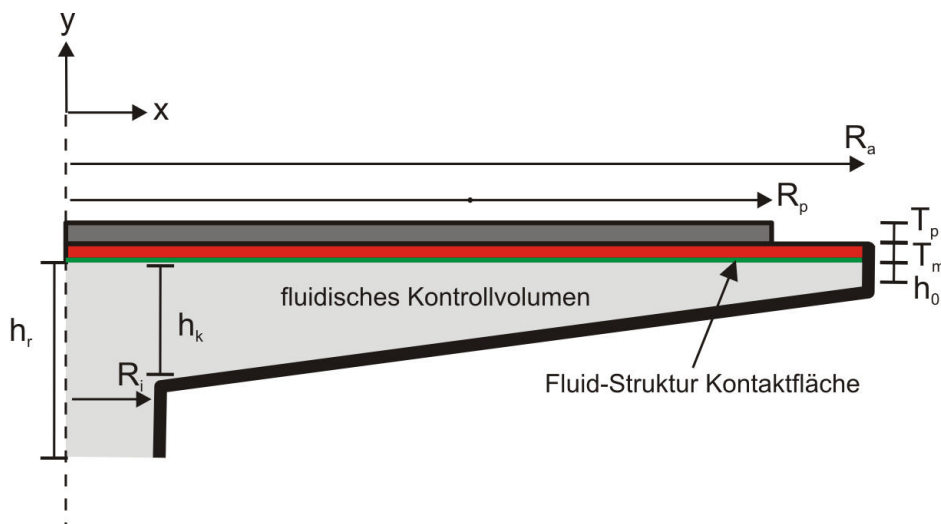


Abbildung 2.50. Pumpkammermodell der FEM Simulation

Das FEM Modell ist in Abbildung 2.50 skizziert und wurde durch Spreizung um die y-Achse mit einem Öffnungswinkel von 4 Grad in ein dreidimensionales Modell überführt. Um die Netzverformung in y-Richtung auf das Fluidvolumen übertragen zu können, muss die Knotenanzahl in dieser Richtung genügend hoch gewählt werden. Bei dem untersuchten Modell mit Pumpkammertiefen zwischen 150 µm und 300 µm wurde dazu eine Vernetzung mit mindestens 16 Knoten gewählt. Die Verteilung der Verschiebungskomponente Γ auf tieferliegende Elementschichten wird in Ansys CFX durch einen Steifigkeitsparameter C festgelegt, der aufgrund der geringen Spalthöhe h in der Pumpkammer von 10 auf einen Wert 1 reduziert werden muss, um das Netz elastisch zu machen und damit eine Faltung der Elemente zu vermeiden:

$$\Gamma = \left(\frac{1}{h}\right)^C \tag{2.88}$$

Trägheitskräfte im Fluid bewirken Verwirbelung der Strömung, Reibungskräfte wirken dämpfend und stabilisierend. Die Reynoldszahl gibt das Verhältnis der beiden Kräfte an. Mit ihr lässt sich somit beurteilen, ob eine Strömung laminar, transient oder turbulent ist. Bei Spaltströmungen gilt wie bei Rohrströmungen, dass ein Strömungsumschlag bei einer Reynoldszahl von etwa 1800-2300 auftritt [55]. Wird ein typisches Hubvolumen von 30 µl bei einer harmonischen Anregung des Aktors mit 100 Hz in der halben Periode ausgestoßen, lässt sich bei einer Spalthöhe von 300 µm am Auslass ($R_r = 1.5\text{ mm}$) eine mittlere Strömungsgeschwindigkeit von etwa 6.4 m/s abschätzen.

$$v = \frac{V_{hub}}{2\pi R_r h} = 6.4 \frac{m}{s} \quad \text{Re} = \frac{vh}{\nu} = 1920 \tag{2.89}$$

Die mittlere Reynoldszahl der Strömung ist 1920 und ist damit bereits bei harmonischer Anregung im Transitionsbereich zu turbulenter Strömung. Zur Modellierung der fluidischen Strömung wird daher ein laminares und ein turbulentes Fluidmodell implementiert und untersucht.

Wahl des Turbulenzmodells

Turbulente Strömungen weisen zufällige Fluktuationen der Geschwindigkeit und des Drucks der Fluidteilchen entlang einer Trajektorie auf, die nur statistisch beschrieben werden können. Der am weitesten verbreitete Ansatz, um turbulente Strömungen zu modellieren, erweitert die Navier-

Stokes Gleichung um einen durch Turbulenz induzierten Schwankungsanteil (Reynolds Averaged Navier-Stokes Solution, RANS), der die Energiedissipation durch Turbulenz approximiert. Dazu wird ein analytisch approximiertes Turbulenzmodell anstelle der expliziten Bewegungsgleichung gelöst [59]. Für hoch turbulente Strömungen wird das sogenannte κ - ϵ Modell verwendet, bei dem die Wirbelviskosität aus der kinetischen Wirbelenergie κ und der Wirbeldiffusionsrate ϵ bestimmt wird. Bei niedrig turbulenten Strömungen ist das κ - ω Modell genauer, das turbulente Verluste aus der Wirbelfrequenz ω bestimmt. Da die Geschwindigkeit eines Fluids zu einer Grenzfläche hin gegen Null abnimmt (siehe Abbildung 2.51), ist das κ - ω Modell zur Beschreibung wandnaher Strömungen am besten geeignet. Beide Modelle werden im Shear Stress Model (SST) kombiniert und abhängig vom Wandabstand gewichtet.

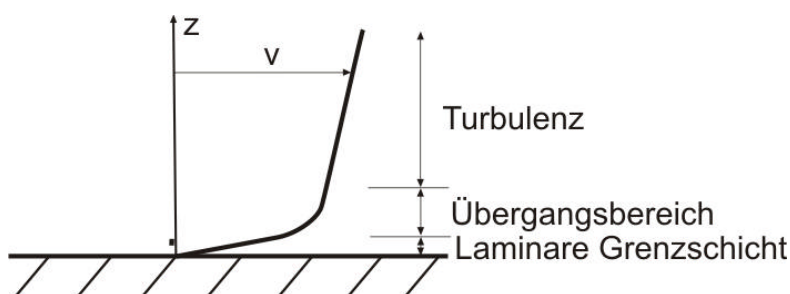


Abbildung 2.51. Aufteilung der Wandströmung in drei Teilbereiche (Grenzschichttheorie)

Festlegung des Vernetzungsabstands

Da Turbulenzen im Wandbereich induziert werden, ist es notwendig, diesen Randbereich entsprechend fein aufzulösen. Zur Abschätzung wird der dimensionslose Wandabstand z^+ eingeführt, der sich aus dem tatsächlichen Abstand z und einer viskosen Längenskala δ_v zusammensetzt, in die neben der Viskosität und Dichte die Wandschubspannung τ_w eingeht [60]:

$$z^+ = \frac{z}{\delta_v} \quad \delta_v = \nu \sqrt{\frac{\rho}{\tau_w}} \quad (2.90), (2.91)$$

Um den Wandbereich im SST-Modell aufzulösen, ist es notwendig, eine Netzebene in der laminaren Unterschicht ($z^+ < 2$) und etwa 5-10 Schichten im Übergangsbereich ($z^+ < 30$) abzubilden. Da die Wandschubspannung nicht a priori berechnet werden kann, muss dieser Wert im Verlauf der Simulation geprüft werden und durch eine entsprechende Netzverfeinerung angepasst werden.

Anstatt den Randbereich im Modell aufzulösen, lässt sich auch eine Wandfunktion verwenden, die den Geschwindigkeitsverlauf im laminaren Sublayer approximiert. Dieses Vorgehen verkürzt die Rechenzeit erheblich, da mit einem größeren Netz gerechnet werden kann.

Im Folgenden werden daher ein laminares Modell, sowie ein SST Modell mit und ohne Wandfunktion bei Anregung mit einer Sinus Schwingung von 100 Hz verglichen. Die Strömung wird zu 4 Zeitpunkten der Aktoranregung betrachtet (siehe Abbildung 2.52). Die Pumpkammertiefe in der Simulation beträgt zunächst 300 μm .

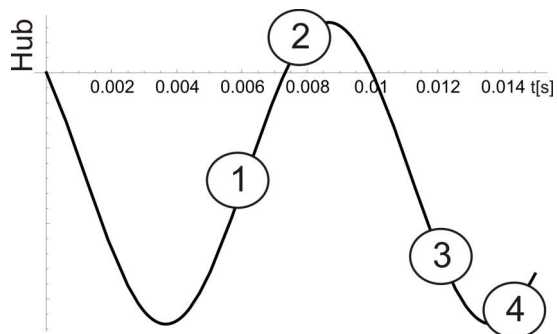


Abbildung 2.52. Betrachtete Zeitpunkte T des Pumpvorgangs

Verwirbelungen entstehen in der Pumpkammer während des Ansaugvorgangs (siehe Abbildung 2.53). In der Spitze werden Strömungsgeschwindigkeiten von 9.8 m/s erreicht. Die mittlere Geschwindigkeit beträgt dabei am Auslassquerschnitt ($R = 1.8 \text{ mm}$) 6.5 m/s und stimmt damit gut mit der analytischen Abschätzung (Gleichung (2.68)) überein.

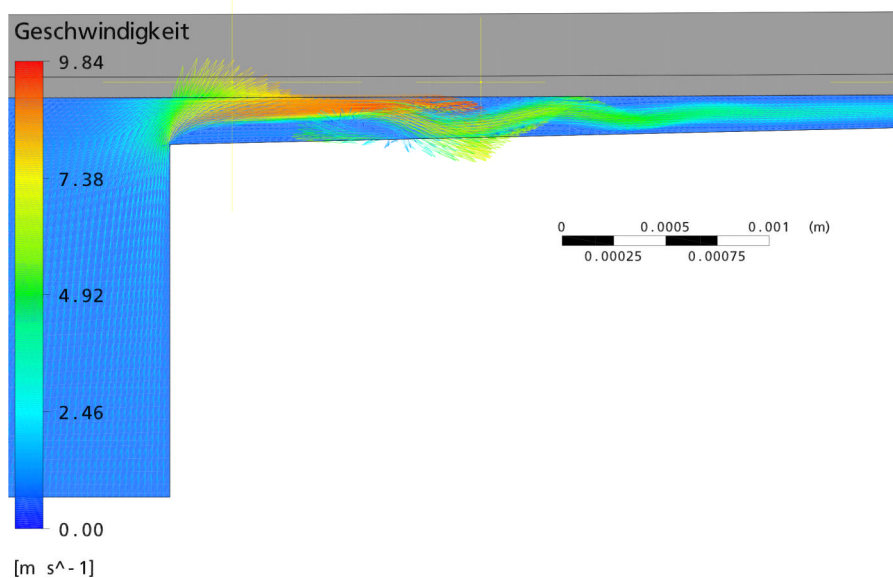


Abbildung 2.53. Strömungsprofil zum Zeitpunkt $T=1$

In Abbildung 2.54 ist der Vergleich der Druckkurven der 3 Modellen sowie der Variation der Netzqualität des SST Modells ohne Wandfunktion dargestellt. Während der Aufwärtsbewegung ($T=1$) betragen die Abweichung des Absolutdrucks zwischen SST Modell ohne Wandfunktion und laminarem Modell bis zu 9.1 Prozent. Die Druckdifferenz des Modells mit Wandfunktion liegt um bis zu 17.3 Prozent unter dem SST Modell. Zu diesem Zeitpunkt $T=1$ sind die Strömungsgeschwindigkeiten am höchsten. Das laminare Modell weist eine höhere effektive Viskosität auf als die turbulenten Modelle, die in höheren Flussgeschwindigkeiten und somit höheren Druckdifferenzen durch Trägheitskräfte resultieren.

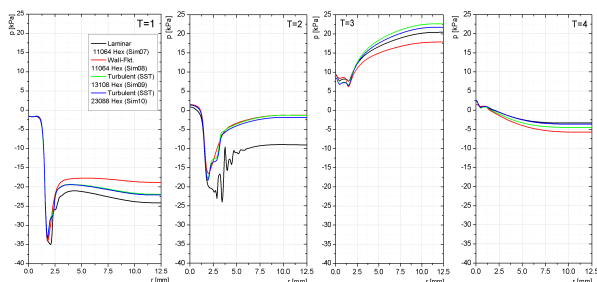


Abbildung 2.54. Druckverlauf bei harmonischer Anregung

Zum Zeitpunkt $T=2$ treten aufgrund der niedrigeren Viskosität des laminaren Modells die stärksten Verwirbelungen auf, die in entsprechenden Druckschwankungen sichtbar werden. In der Ausstoßphase ($T=3$) unterschätzt das Modell mit Wandfunktion erneut die Druckdifferenz um bis zu 18.0 Prozent im Vergleich zum SST Modell. Das laminare Modell unterschätzt den Druck noch um 7.8 Prozent. Kurz nach Erreichen des unteren Totpunkts ($T=4$) sind sich die Modelle aufgrund der niedrigen Strömungsgeschwindigkeit und des daraus resultierenden Drucks von weniger als 6 kPa sehr ähnlich.

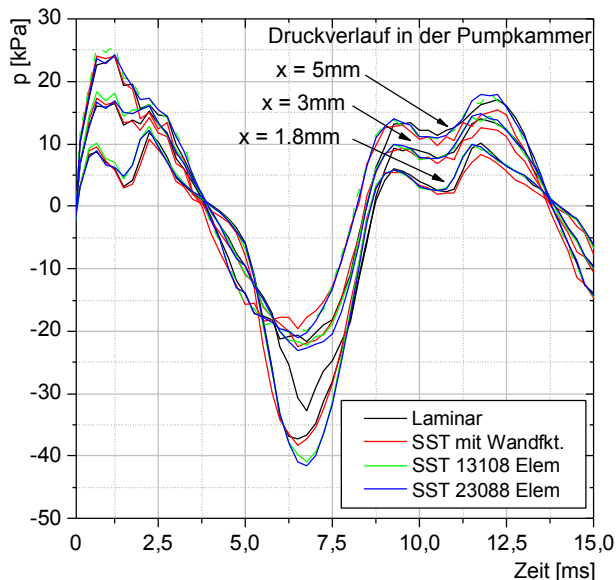


Abbildung 2.55. Druckverlauf an drei Punkten in der Kammer

Abbildung 2.55 zeigt, dass die Unterschiede der Druckverläufe nicht durch eine Phasenverschiebung der Aktorauslenkung verursacht werden. Die Druckkurven bei einem Abstand x von 1.8 mm, 3 mm und 5 mm zur Pumpkammermitte bestätigen, dass der qualitative Verlauf über eine gesamte Periode von allen Modellen ähnlich vorhergesagt wird. Mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit (Zeitpunkt $T = 1$ bei 6 ms und $T = 3$ bei 14 ms) weichen das laminare Modell sowie das Modell mit Wandfunktion am deutlichsten ab. Da der Aktor im Folgenden mit einer Sprungfunktion angeregt

wird, und damit noch höhere Strömungsgeschwindigkeiten auftreten, wird das SST Modell ohne Wandfunktion für die weitere Modellierung verwendet. Die Netzverfeinerung zeigt nur einen geringen Einfluss auf das Ergebnis, und bestätigt den ausreichenden Vernetzungsgrad.

Simulation der Sprunganregung und Vergleich mit dem analytischen Modell

Abbildung 2.56 visualisiert den durch FEM und analytischem Modell bestimmten Verlauf des Aktorhubs während eines Pumpvorgangs mit 100 Hz einer 300 μm tiefen Pumpkammer. Die Ergebnisse zeigen eine qualitativ gute Übereinstimmung und bestätigen die grundlegende Validität des analytischen Modells. Der Ausstoßhub verläuft langsamer als der Ansaughub, da Reibungsverluste zunehmen und die Trägheit beim Ansaughub unterstützend wirkt. Zur Betrachtung der kritischen Zeitkonstanten des Pumpvorgangs wird daher im Folgenden der Ausstoßvorgang weiter untersucht.

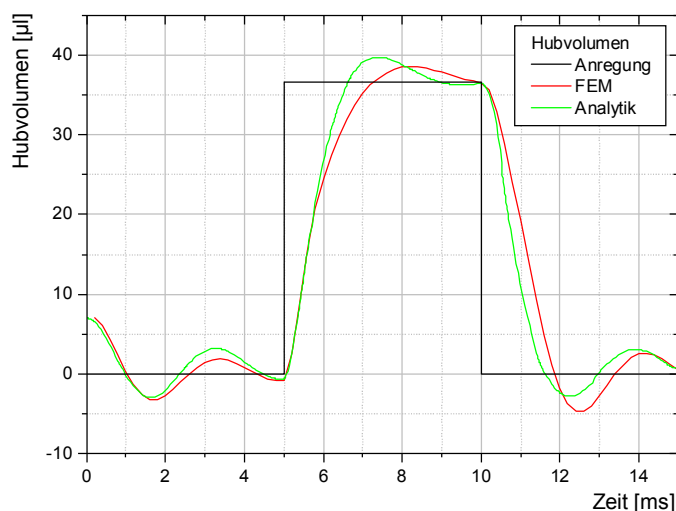


Abbildung 2.56. Vergleich der FEM-Simulation und des analytischen Modells für eine Pumpkammer von 300 μm Höhe

In Abbildung 2.57 ist der Ausstoßvorgang für verschiedene Pumpkammerhöhen dargestellt. Bei 150 μm und 200 μm findet kein Überschwingen statt, hier stimmen die analytischen und FEM Ergebnisse hervorragend überein. Das Überschwingverhalten bei der 300 μm tiefen Pumpkammer wird überschätzt, die Zeitkonstante bis zum Erreichen des unteren Totpunkts wird mit 2.42 ms gegenüber 3.23 ms um 25 Prozent unterschätzt, während das Hubvolumen mit 39.75 μl gegenüber 38.55 μl mit 3.1 Prozent Abweichung leicht überschätzt wird. Aufgrund der geringeren Reibungseinflüsse werden bei der 300 μm tiefen Pumpkammer höhere Beschleunigungen erreicht, die zu einer stärkeren Verwirbelung führen, und vom analytischen Modell nicht mehr exakt vorhergesagt werden können.

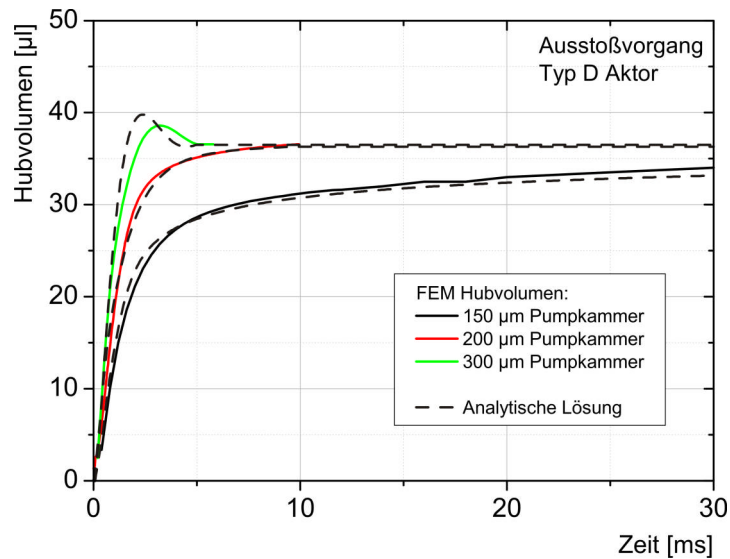


Abbildung 2.57. Vergleich des analytischen Modells und der FEM Simulation für eine Pumpkammerhöhe zwischen 150 μm und 300 μm

Zur Berücksichtigung der Reibungsverluste durch Verwirbelung in der Netzwerksimulation in Kapitel 3 wird daher ein geschwindigkeitsabhängiger Fit-Parameter eingeführt.

2.2.5. Optimierung der Pumpkammertiefe

Ein physikalisch basiertes analytisches Modell wurde vorgestellt, mit dem die Pumpkammerströmung modelliert und in ein Netzwerkmodell integriert werden kann. Dies erfolgte durch die getrennte Bestimmung von Trägheits- und Druckkräften. Der Vergleich mit einer gekoppelt gerechneten FEM Simulation bestätigt die grundlegende Validität des Modells über den untersuchten Pumpkammertiefenbereich.

Die isolierte Betrachtung der Pumpkammerströmung legt die Maximierung der Pumpkammertiefe nahe, da sich hierdurch der Druckverlust durch Reibung in der Pumpkammer und damit die Zeit zum Erreichen der Aktorendlage reduziert, und ein zusätzlicher Überschwingeffekt, bewirkt durch die Trägheit im System, das Ausstoßvolumen erhöht.

2.3 Modellierung und Optimierung des Silizium Klappenventils

Um aus der Aktorbewegung eine Pumpwirkung zu erzeugen, werden Ventile zur Ausrichtung des erzeugten Flusses benötigt. Für die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Mikropumpe werden dazu passive Klappenventile aus Silizium verwendet (siehe Abbildung 2.58, Abmessungen in Tabelle 2.9).

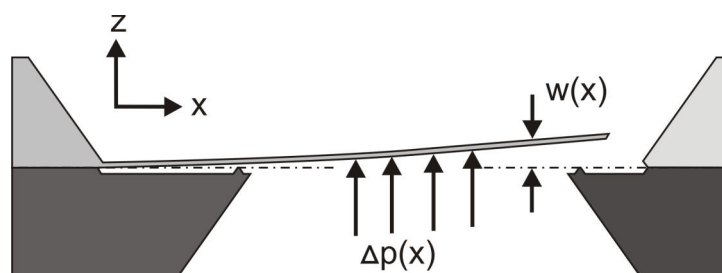


Abbildung 2.58. Geometrie des Silizium Klappenventils

Geometrieparameter der Ventilklappe	
Klappenlänge l_k	2.0 mm
Klappendicke h	20 μm
Klappenbreite b	4.0 mm
Ventilöffnungslänge l_2	1.3 mm
Position der Ventilöffnung l_1	0.6 mm
Ventillippenbreite l_v	6.0 μm

Tabelle 2.9. Parameter des Silizium Klappenventils (Bezeichnung nach Abbildung 2.59)

Der Flusswiderstand eines solchen Ventils ist durch strukturmechanische Eigenschaften der Klappe, sowie den Strömungsbedingungen des umgebenden Fluids bestimmt. Die Auslenkung der Klappe $w(x)$ ist eine Funktion des anliegenden Druckprofils $p(x)$, das wiederum maßgeblich von $w(x)$ abhängt. Eine Entkoppelung der Strukturmechanik von der Fluidodynamik ist daher zur Modellierung der Klappe nicht möglich.

Als fluidisches Netzwerkelement interessieren die fluidische Widerstandskennlinie sowie die Volumenverdrängung durch die Klappenauslenkung (Kapazität). Eingehende Betrachtungen der Strömungseigenschaften eines passiven Klappenventils wurden durch Ulrich et al. [22] vorgestellt. Ein ähnlicher Ansatz wird in dieser Arbeit verfolgt: Ein analytisches Modell zur Beschreibung des Ventilverhaltens wird entwickelt, und mit Finite Elemente Simulation und experimentellen Messungen verglichen. Als schwingfähiges System ist eine statische, bzw. rein druckabhängige Betrachtung der Ventilklappe nur bei hinreichend niedriger Anregungsfrequenz erlaubt. Zur Bestimmung des Gültigkeitsbereichs der analytischen Lösung wird daher mit Hilfe einer transienten FEM Simulation die Eigenresonanz der Klappe bestimmt. Das Ventil wird in Bezug auf seine Leistungsfähigkeit mit anderen publizierten Mikroventilen verglichen. Mögliche Optimierungsmaßnahmen werden diskutiert.

2.3.1. Analytisches Modell der Ventilklappe

Zunächst wird eine Gleichung für den Druckabfall an der Ventilklappe aus der analytischen Biegelinie eines Klappenventils hergeleitet (siehe Abbildung 2.59).

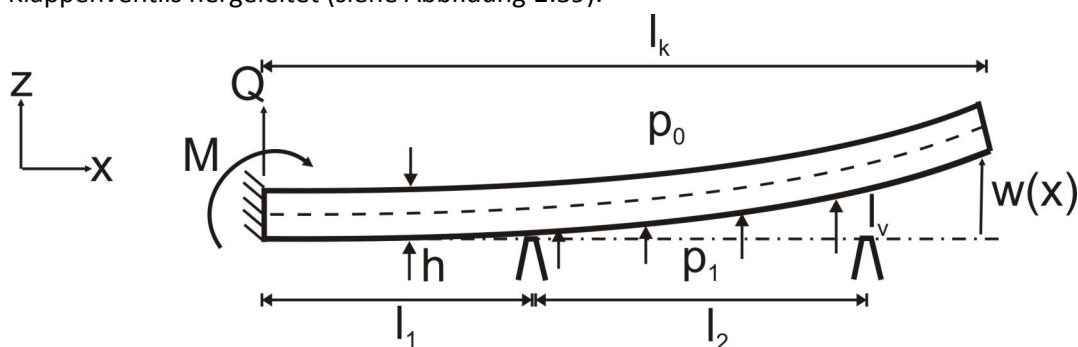


Abbildung 2.59. Schema des vereinfachten Klappenmodells

Zur Beschreibung der Biegelinie der Ventilklappe kann durch Symmetrieüberlegungen ein ebener Spannungszustand nach Kirchhoff angenommen werden, in dem die auftretende Verformung durch die Biegelinie $w(x)$ der Klappe vollständig beschrieben wird. Die zweite Ableitung der Biegelinie, $w''(x)$, die die Krümmung beschreibt, lässt sich durch trigonometrische Überlegungen für kleine Auslenkungen als Funktion der Flächenträgheit I , des Steifigkeitsmoduls E , sowie des Moments in der Schnittfläche $M(x)$ bestimmen [61]:

$$EI \frac{d^2 w}{dx^2} = -M(x) \quad (2.92)$$

Die Biegesteifigkeit ist dabei das Produkt von E-Modul E und Flächenträgheit I , die sich aus Klappendicke h und Breite b berechnet:

$$I = b \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} z^2 dz = \frac{bh^3}{12} \quad (2.93)$$

Für die Ventilklappe wird zunächst angenommen, dass der Druck konzentriert an der Ventillippe abfällt, da hier die weitaus geringste Spalthöhe durchströmt wird. Ein Differenzdruck Δp wirkt damit auf der Länge der Ventilöffnung zwischen x_1 und x_2 , näherungsweise über die gesamte Breite b der Ventilklappe. Mit diesen Randbedingungen kann die Biegelinie $w(x)$ bestimmt werden (Herleitung siehe Anhang C):

$$w(x) = \frac{(p_1 - p_0) b_k}{EI} \left(\frac{1}{24} (\{x - x_1\}^4 - \{x - x_2\}^4) - \frac{1}{6} (x_2 - x_1) x^3 + \frac{1}{4} (x_2^2 - x_1^2) x^2 \right) \quad (2.94)$$

Zur analytischen Modellierung der Strömung an Mikroventilen muss das fluidische Strömungsfeld vereinfacht werden. Ulrich et al. [22] stellte eine Lösung vor, die den Düse/Diffusor Effekt einer geätzten Silizium Ventillippe berücksichtigt, und eine viskose und eine trägheitsbehaftete Spaltströmung überlagert. Das Modell korrelierte sehr gut mit dem Experiment, erforderte jedoch eine aufwendige Ermittlung numerischer Fit-Faktoren für die Wirbelbildung am Diffusor. Goldschmidtböing et al. [62] berichteten über ein aktives Ventil, bei dem eine Membran auf eine runde Ventillippe gepresst wird. Lediglich die viskose Spaltströmung wurde modelliert, Ein- und Ausströmeffekte eines aktiven Ventils wurden aufgrund der niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten ($Re < 30$) vernachlässigt. Doll [63] verwendete empirische Kennzahlen der Makro-Hydraulik, um diese Effekte nachzubilden. Der hier vorgestellte Ansatz beruht auf der Bestimmung der fluidischen Kennwerte für ein analytisches Modell durch eine gekoppelte Fluid-Struktursimulation.

Die im Ventil dominierenden Druckverluste sind durch Beschleunigung des Fluids verursacht, und können somit aus der Bernoulli-Gleichung abgeleitet werden. Ein- und Ausströmeffekte an der Engstelle werden durch einen Vorfaktor α berücksichtigt. Die Geschwindigkeit v_s im Ventilspalt berechnet sich aus der durchströmten Fläche am Ventilspalt A_{Spalt} :

$$\Delta p = \alpha \frac{\rho}{2} v_s^2 \quad v_s = \frac{\dot{V}}{A_{Spalt}} \quad (2.95), (2.96)$$

$$A_s = b(w(x_1) + w(x_2)) + 2 \cdot \int_{x_1}^{x_2} w(x) dx \quad (2.97)$$

Somit lässt sich der Volumenstrom als Funktion des Druckabfalls über die Ventillippe angeben:

$$\dot{V} = \sqrt{\frac{2\Delta p}{\alpha\rho}} A_s = \sqrt{\frac{2\Delta p}{\alpha\rho}} \left(b_s (w(x_1) + w(x_2)) + 2 \cdot \int_{x_1}^{x_2} w(x) dx \right) = \frac{1}{R_v(\Delta p)} \Delta p \quad (2.98)$$

Die fluidische Kapazität C_v des Ventils entspricht der Volumenverdrängung durch die Klappenaufbiegung bei einem Druck p :

$$C_v = \frac{d}{dp} \int_0^l w(x) dx \cdot b \quad (2.99)$$

2.3.2. Charakterisierung des Ventils mit FEM und Experiment

In diesem Abschnitt werden die Strömungsbeiwerte des analytischen Modells mit Hilfe einer fluidisch-strukturmechanisch gekoppelten FEM Analyse ermittelt, und mit dem Experiment verglichen. Ein dreidimensionales Modell einer Ventilhälfte wurde dazu in Ansys aufgesetzt (siehe Abbildung 2.60 und Simulationswerte im Anhang B.5), und die Aufbiegung bei stationärer Druckbeaufschlagung mit Wasser und Luft bestimmt.

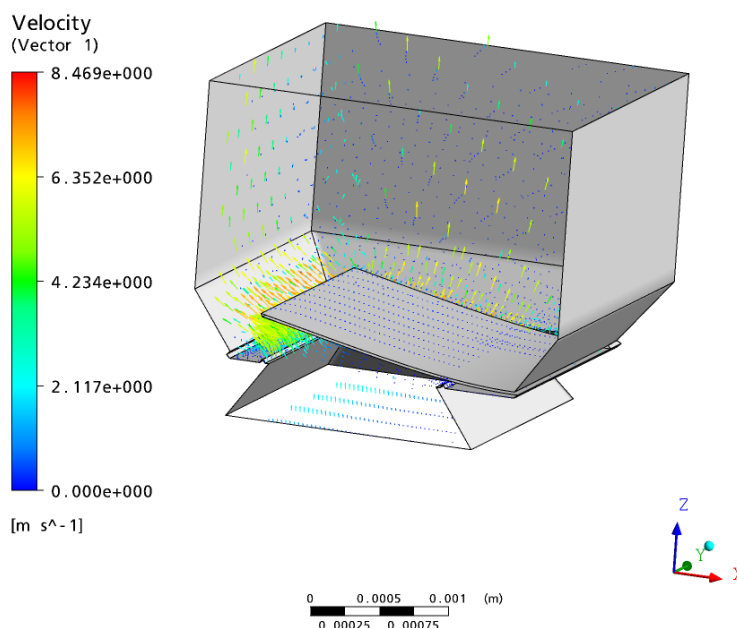


Abbildung 2.60. FEM Modell der Ventillappe (bei 5 kPa Druckaufprägung, Medium H₂O)

Für die experimentelle Untersuchung wurde ein externer Druck aufgeprägt, und der Fluss durch das Ventil mit und ohne Ventillappe bestimmt. Der Messaufbau ist schematisch in Abbildung 2.61 dargestellt. Zur Druckerzeugung wurde ein CPC3000 Druckgeber von Mensor, TX, USA verwendet. Die Messung erfolgte gravimetrisch (MC410S Waage der Sartorius AG, Göttingen). Die Kennlinie wurde bis zu einem Druckabfall von 25 kPa bestimmt, da in diesem Bereich der für den Einsatz in der Mikropumpe relevante Volumenstrom vollständig abgedeckt wird. FEM und Experiment zeigen eine sehr gute Übereinstimmung (siehe Abbildung 1.2.). Der Vorfaktor α wurde dazu mit der Funktion $2+p/10 \text{ kPa}$ an das FEM Ergebnis gefittet.

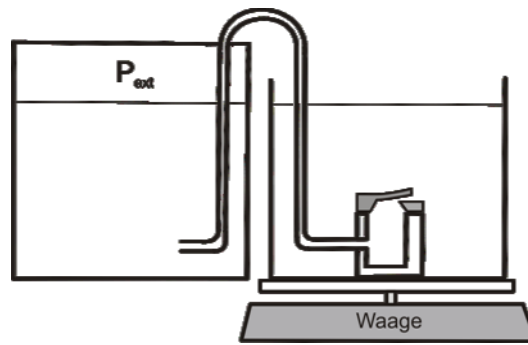


Abbildung 2.61. Messaufbau zur Bestimmung des Ventilwiderstands

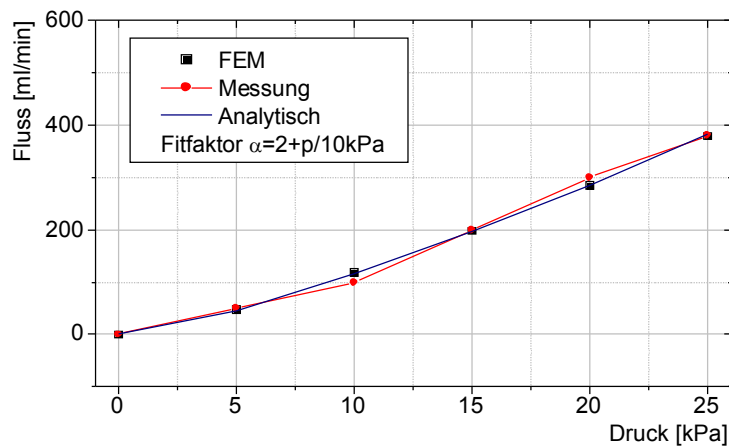


Abbildung 2.62. Gemessener und simulierter Flusswiderstand des Ventils

Die Messung der Klappenaufbiegung ist nur mit Luft möglich und erfolgte laserprofilometrisch und zeigt eine gute Übereinstimmung mit der durch FEM ermittelten Biegelinie, die Abweichung liegt bei 1 kPa bei 6.8 Prozent und 8.7 Prozent bei 3 kPa (siehe Abbildung 2.63). Da die Aufbiegung der Klappe wesentlich größer ist als die Klappendicke von 20.0 μm , treten nichtlineare Versteifungseffekte der Klappe auf (siehe auch Kapitel 2.1.3). Diese Einflüsse lassen sich durch einen konstanten Fit-Faktor β von 0.89 in guter Näherung berücksichtigen.

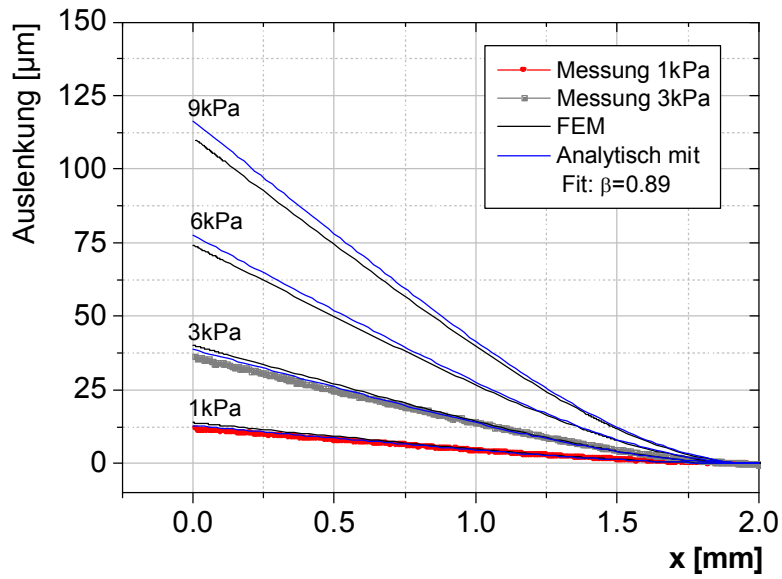


Abbildung 2.63. Gemessene und simulierte Klappenaufbiegung mit Luft

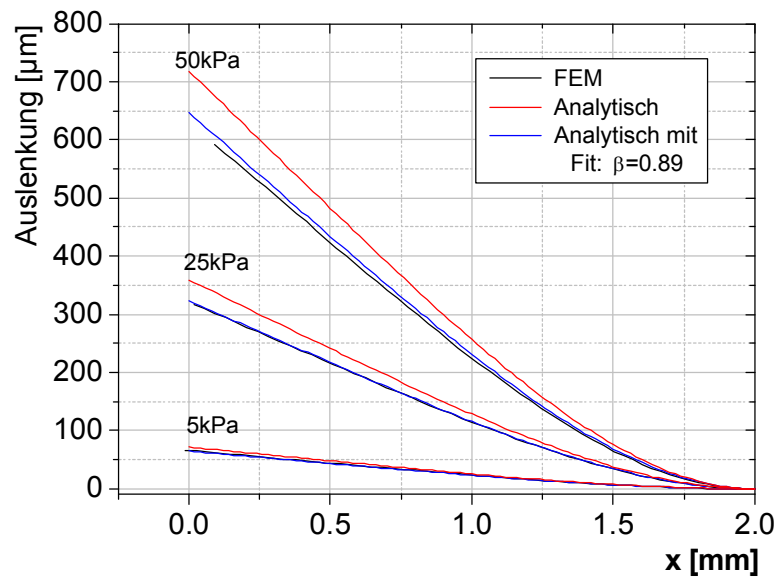


Abbildung 2.64. Simulierte Klappenaufbiegung mit Wasser

Zur Bestimmung der Leckrate wurde das Ventil gegen die Flussrichtung mit Druck beaufschlagt, und die Flussrate hinter dem Ventil gemessen (EL-Flow F-110CHBD-33-V zur Luftmessung, sowie Cori-Flow M14-RAD33-0 zur Wassermessung, beide von Bronkhorst High-Tech BV, Niederlande). Mit Wasser waren keine Leckraten messbar. Dies konnte durch die Beobachtung einer Luftblase in einer Glaskapillare bestätigt werden.

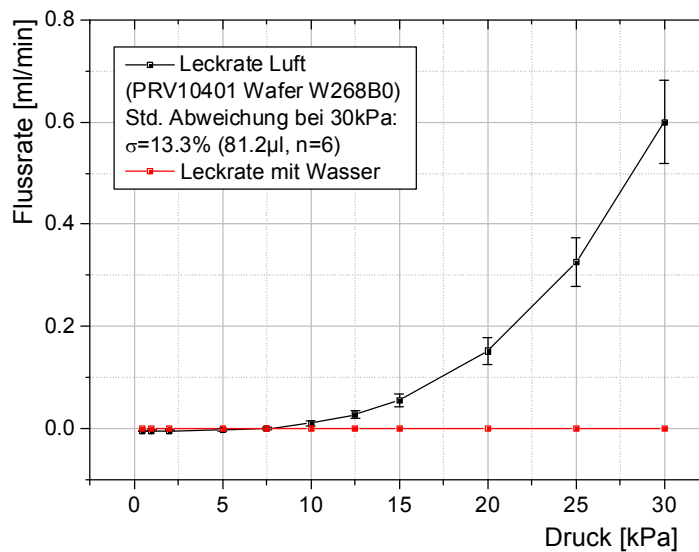


Abbildung 2.65. Leckratenmessung des Ventils

Die Trägheit der Klappe und des umgebenden Mediums, macht das System grundsätzlich schwingfähig, und damit auch zeitvariant. Eine quasi-statische Betrachtung des Ventils ist nur deutlich unterhalb der ersten Eigenfrequenz des Ventils erlaubt. Die Eigenfrequenz einer freien Schwingung der Ventilklappe in Wasser wurde daher mit Hilfe einer gekoppelten FEM Simulation (Einstellungen siehe Anhang B.6) bestimmt. Eine freie Schwingung in Wasser weist dabei eine Eigenfrequenz von 1.0 kHz auf (siehe Abbildung 2.66). Da die Klappe im Betrieb auf der Ventillippe anschlägt, sollte die Anregungsfrequenz deutlich unterhalb der halben Eigenfrequenz liegen. Wie im späteren Verlauf der Arbeit gezeigt wird, bleiben typische Aktuierungsfrequenzen der Mikropumpe unter 250 Hz. Eine quasi-statische Betrachtung des Ventils ist somit erlaubt.

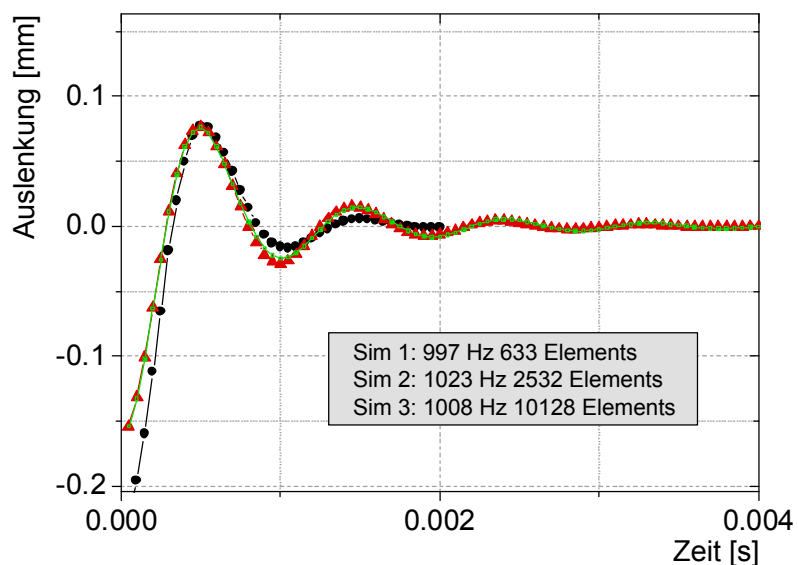


Abbildung 2.66. Eigenschwingung der Ventilklappe in Wasser

Das Öffnungsverhalten des Ventils wird im trockenen wie auch im völlig mit Flüssigkeit benetzten Zustand nur durch die elastische Aufbiegung der Ventilklappe bestimmt. Ein feuchtes Ventil, das mit Luft durchspült wird, weist jedoch aufgrund der Kapillarkräfte der Flüssigkeit im Ventilspalt einen erhöhten Öffnungsdruck auf, da die freie Oberfläche des Flüssigkeitsfilms im Ventilspalt beim Öffnen vergrößert werden muss [64]. Dieser Druck wurde experimentell ermittelt, indem ein Ventil, das zuvor mit Stickstoff gespült wurde ($p = 25 \text{ kPa}$, $t = 5 \text{ s}$) mit einem Wassertropfen auslassseitig befeuchtet wird. Anschließend wird das Ventil erneut mit Stickstoff beaufschlagt und der maximale Druck bestimmt, bei dem das Ventil gerade noch dicht ist. Für das untersuchte Ventil wurde ein mittlerer Öffnungsdruck von 3.08 kPa ermittelt (siehe Tabelle 2.10).

	Mittelwert [kPa]	Std. Abw. [kPa]	Std. Abw. [Prozent]
Ventil v8	3.003	0.135	4.50
Ventil v18	3.245	0.025	7.66
Ventil v24	2.996	0.167	5.59
Gesamt	3.081	0.109	5.92

Tabelle 2.10. Messung des Ventilöffnungsdrucks an drei baugleichen Ventilen (n=5)

2.3.3. Optimierung der Klappenventile

Flusswiderstand in Durchlass und Sperrrichtung sowie Eigenfrequenz in Wasser wurden im vorhergehenden Kapitel für das Silizium Ventil bestimmt. Damit lässt sich ein Ventil bezüglich seiner Leistungsfähigkeit beurteilen. Abbildung 2.67 zeigt einen Vergleich der experimentellen Flusskennwerte des Silizium Ventils mit anderen publizierten passiven Mikroventilen [65], deren Leitwert (Kehrwert des Flusswiderstands) in Flussrichtung um eine Größenordnung unter denen des vorgestellten Silizium Ventils liegen. Die niedrige Leitfähigkeit in Sperrrichtung (Dichtigkeit) wird nur von einem weiteren Silizium Membranventil von Hu [66] erreicht, jedoch bei einem weit höheren Widerstand in Flussrichtung.

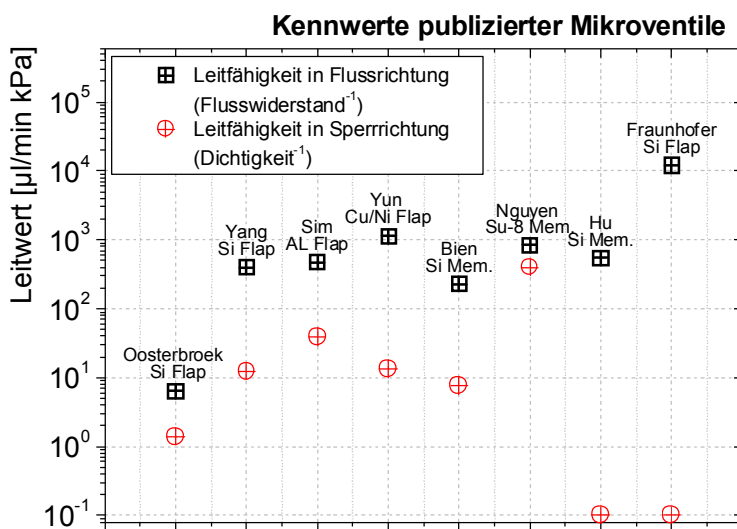


Abbildung 2.67. Kennwerte publizierter Mikroventile (Daten aus [65])

Folgende Maßnahmen wären zur weiteren Reduktion des Strömungswiderstands geeignet:

- Eine Verlängerung der Ventilklappe reduziert den Flusswiderstand, da bei gleichem Druck die Klappe aufgrund der größeren Wirkfläche stärker aufgebogen wird.
- Eine Reduktion der Klappendicke führt ebenfalls zu einer höheren Aufbiegung der Klappe bei gleichem Druck.
- Eine Verbreiterung der Klappe erhöht den Strömungsquerschnitt über der Ventillippe.

Die beiden erstgenannten Maßnahmen erhöhen jedoch die mechanische Belastung der Klappe, da die resultierende Kraft an der Einspannstelle der Klappe zunimmt. Eine Verbreiterung erhöht die Verwindungsempfindlichkeit der Klappe. Eine weitere Erhöhung der Flusskennwerte ist somit unweigerlich mit einer Erhöhung der Bruchgefahr der Ventilklappe verbunden und wird deshalb im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter verfolgt.

2.3.4. Fazit der Ventilmodellierung

Eine analytische Beschreibung des Klappenventils unter Berücksichtigung der Koppelung zwischen Klappenaufbiegung und Flussverhalten wurde vorgestellt. Ein zeitinvarianter Modellierungsansatz wurde durch eine FEM Simulation des Resonanzverhaltens der Klappe in Wasser bestätigt. Der experimentell ermittelte Durchfluss und die Aufbiegung korrelieren sehr gut mit der FEM Simulation. Das analytische Modell kann durch Einführung physikalisch motivierter Fit-Faktoren α und β adaptiert werden. Damit lassen sich die wesentlichen Kenngrößen, der Flusswiderstand R_v und die Ventilverdrängung C_v , die für die Modellierung der Pumpe als System notwendig sind, angeben:

$$\frac{1}{R_v(\Delta p)} = \begin{cases} 0.206 \frac{ml}{\min kPa} \sqrt{\frac{\Delta p}{20kPa + \Delta p}} & \text{für } \Delta p > 0 \\ 0 & \text{für } \Delta p \leq 0 \end{cases} \quad (2.100)$$

$$C_v = \begin{cases} 0.335 \frac{nl}{kPa} & \text{für } \Delta p > 0 \\ 0 & \text{für } \Delta p \leq 0 \end{cases} \quad (2.101)$$

Der Vergleich zu Mikroventilen anderer Gruppen bestätigt die hohe Leistungsfähigkeit des Mikroventils. Da die beabsichtigte Flussratensteigerung der Mikropumpe unweigerlich die mechanische Belastung der Ventile erhöht, wird jedoch von einer weiteren Reduktion des Flusswiderstands im Rahmen dieser Arbeit abgesehen.

2.4 Weitere Komponenten des fluidischen Systems

Die Modellierung einer Mikropumpe mit den bisher vorgestellten Komponenten Aktor, Pumpkammer und Ventil bildet das Systemverhalten nur idealisiert ab, da weitere Komponenten, bzw. Störgrößen, einen bestimmenden Einfluss auf das Pumpverhalten haben können. Im Folgenden werden deshalb Modelle für Luftblasen in der Pumpkammer, die fluidischen Leitungen der Pumpe sowie Druckdämpfungselemente vorgestellt. Diese Komponenten sind notwendig, um die Mikropumpe als Gesamtsystem modellieren und optimieren zu können.

2.4.1. Gasblase in der Pumpkammer

Gasblasen stellen aufgrund der Oberflächenkräfte, die zur Krümmung einer Grenzfläche zwischen flüssigen und gasförmigen Phasen notwendig ist, eine potentielle Störgröße insbesondere in Engstellen mikrofluidischer Systeme dar [64]. Zudem wirken sie aufgrund der Kompressibilität der Luft kapazitiv auf Druckvariationen. Bei schnellen Druckänderungen ohne Wärmeaustausch, wird das Verhalten durch die Adiabatengleichung beschrieben. Das Volumen einer Gasblase im unkomprimierten Zustand (V_0) wird abhängig von Normaldruck (p_0) und Druckdifferenz (Δp), sowie der Adiabate κ komprimiert. Die Volumenänderung (ΔV) für ein ideales Gas ist damit:

$$\Delta V(\Delta p) = \left(\left(\frac{p_0}{\Delta p + p_0} \right)^\frac{1}{\kappa} - 1 \right) V_0 \quad (2.102)$$

Bezogen auf den Differenzdruck ergibt sich die fluidische Kapazität C_{gas} der Gasblase:

$$C_{gas}(\Delta p) = -\frac{\Delta V}{\Delta p} = -\frac{V_0}{\Delta p} \left(\left(\frac{p_0}{\Delta p + p_0} \right)^\frac{1}{\kappa} - 1 \right) \quad (2.103)$$

Theoretisch kann das gesamte Pumpkammervolumen einer Mikropumpe mit Luft gefüllt sein. Tatsächlich hängt der Luftanteil jedoch von Lage und Geometrie der Totvolumina der Pumpkammer ab, da in fluidisch durchströmten Toträumen Luft aus der Pumpe herausgespült werden kann. Eine blasenfreie Befüllung der Pumpe ist zum Beispiel durch vorheriges Spülen mit CO_2 , dass aufgrund seiner Löslichkeit von Wasser anschließend absorbiert wird, möglich [67]. Diese Methode ist allerdings für den praktischen Einsatz einer solchen Pumpe völlig ungeeignet. Zudem kann das Pumpmedium aufgrund von Druck- und Temperaturänderungen in der Pumpkammer ausgasen, so dass Blasen auch im Betrieb der Pumpe entstehen.

Da es nicht möglich ist, die Größe von Luftblasen in der Pumpe zu bestimmen, ist eine experimentelle Evaluation der Luftinflüsse nur qualitativ möglich. Zudem hängt der Einfluss beider Effekte in hohem Maße von den exakten Dimensionen der Mikropumpe, und vor allem der Pumpkammergeometrie ab. Im Rahmen der Netzwerksimulation der gesamten Mikropumpe in Kapitel 3 werden diese Einflüsse daher weiter untersucht.

2.4.2. Fluidische Leitungen

Die fluidischen Leitungen einer Mikropumpe können aufgrund der viskosen Reibung, der Massenträgheit oder auch der Elastizität weicher Schlauchleitungen die dynamische Aktorbewegung signifikant beeinflussen. Daher ist es notwendig, die Zuleitungen zur Pumpkammer in der Systemsimulation zu berücksichtigen. Untersuchungen von Schlauch- und Kanalleitungen sind im Rahmen medizinischer Fragestellungen [68], zur Modellierung hydraulischer Leitungen (Theissen, [69]) wie auch in der Mikrofluidik (Richter [70], Voigt [71]) erarbeitet worden. Analog zu diesen Arbeiten wird ein Netzwerkmodell zur Koppelung des Schlauchs an die Pumpe vorgestellt. Es wird gezeigt, dass im Rahmen der in dieser Arbeit betrachteten Dimension die Trägheit im Schlauch das Systemverhalten maßgeblich bestimmt, und kapazitive Effekte bei steifen Zuleitungen jedoch vernachlässigt werden dürfen.

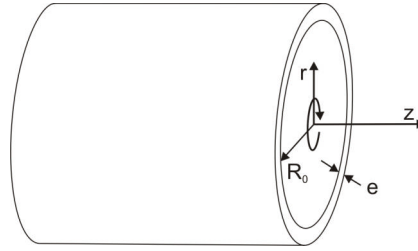


Abbildung 2.68. Schlauchelement

Die Navier-Stokes Gleichung eines Schlauchelements (vgl. Kapitel 2.2.1 , Abbildung 2.68) ist:

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + \underbrace{v_r}_{=0} \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \underbrace{\frac{\partial v_z}{\partial z}}_{=0} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \underbrace{\frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2}}_{=0} \right) \quad (2.104)$$

Setzt man voraus, dass der Durchmesser des Schlauchs konstant bleibt, oder sich nur gering ändert, ist die Geschwindigkeitskomponente v_r vernachlässigbar gering. Da sich Drucksignale mit der Schallgeschwindigkeit des Mediums ($c_{\text{wasser}} = 1484 \text{ m/s}$) ausbreiten, ist der Geschwindigkeitsgradient dv_z/dz bei deutlich niedrigeren Strömungsgeschwindigkeiten ebenso vernachlässigbar. Die NS-Gleichung vereinfacht sich damit zu:

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \right) \quad (2.105)$$

Bei stationären Strömungsbedingungen lässt sich mit Hilfe der Reynoldszahl der Einfluss von Trägheits- zu Reibungskräften auf das Strömungsprofil abschätzen. Für eine Strömung mit konstanter Geschwindigkeit ist bis zu einer Reynoldszahl von 1800-2300 ein laminares, und damit reibungsdominiertes Strömungsprofil ausgeprägt (vgl. Kapitel 2.2.1).

Analog dominieren bei instationären Strömungsvorgängen in Abhängigkeit der Anregungsfrequenz Reibungs- oder Trägheitskräfte. Zur Beurteilung dient die dynamische Reynoldszahl [70], die aus Dichte ρ , dynamischer Viskosität η , Anregungsfrequenz f und dem Schlauchradius R_0 als charakteristische Größe bestimmt wird:

$$\text{Re}_d = \sqrt{\frac{\rho}{\eta} 2\pi f R_0} \quad (2.106)$$

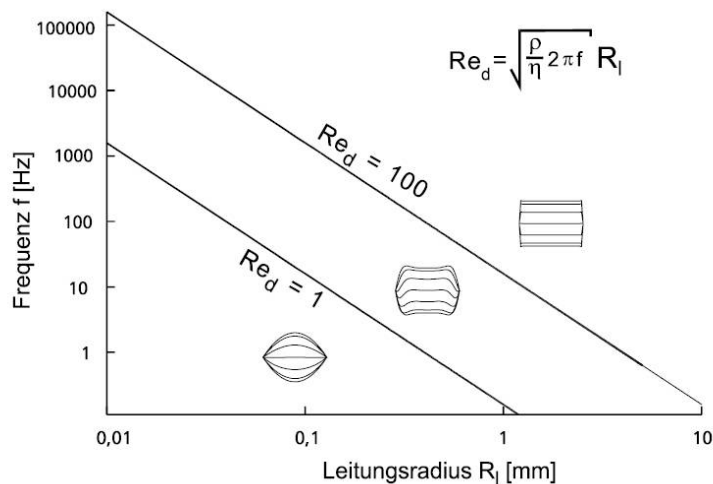


Abbildung 2.69. Strömungsprofil in Abhängigkeit der dynamischen Reynoldszahl (Quelle: [70])

Für niedrige dynamische Reynoldszahlen, und damit für niedrige Anregungsfrequenzen wird das Strömungsprofil durch das Gesetz von Hagen-Poiseuille beschrieben, dass sich aus Gleichung (2.105) durch dreimalige Integration über den Radius ergibt:

$$\Delta p = -\frac{8\eta l}{\pi r^4} \dot{V} \tag{2.107}$$

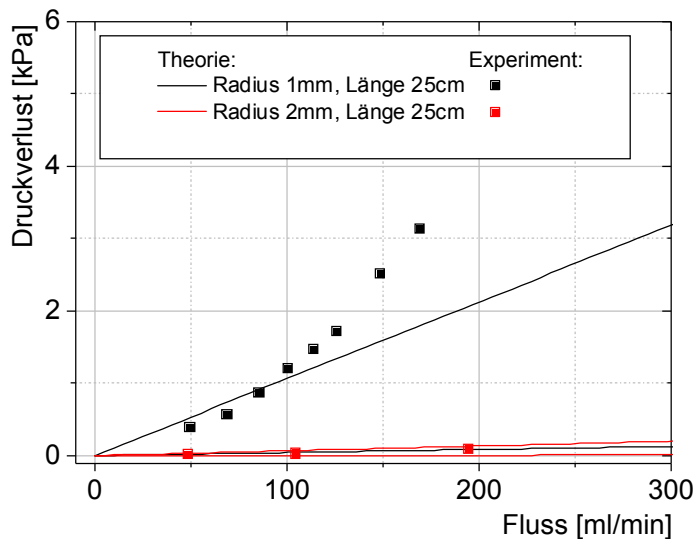


Abbildung 2.70. Druckverlust durch viskose Schlauchreibung

Somit lässt sich der viskose Druckabfall für typische Schlauchlängen und –radien abschätzen (siehe Abbildung 2.70). Für niedrige Reynoldszahlen im Schlauch ($Re = 1060$ bei 100 ml/min) stimmt die Theorie gut mit dem Experiment überein. Bei höheren Re -Zahlen (ab etwa $1800-2300$) wird die Strömung zunehmend turbulent und der Flusswiderstand erhöht sich durch zusätzliche Energiedissipation aufgrund von Verwirbelungen. Da die Schlauchlänge linear in den Flusswiderstand

eingeht, ist der Druckabfall durch viskose Reibung bei kurzen Schlauchstücken von wenigen Zentimetern jedoch in guter Näherung vernachlässigbar.

Treten hohe *dynamische* Reynoldszahlen auf, dominieren Trägheitskräfte und der Einfluss der viskosen Reibung auf das Strömungsprofil reduziert sich. Für diesen Fall lässt sich aus der Navier-Stokes Gleichung der Druckverlust durch Beschleunigung ableiten, der Geschwindigkeitsgradient über z wird Null:

$$\Delta p = -\frac{\rho l}{\pi r^2} \ddot{V} \quad (2.108)$$

Während die Kompressibilität von Wasser selbst bei einem Druck von 100 kPa eine vernachlässigbar geringe Volumenveränderung von 0.48 Prozent verursacht, kann bei der Verwendung weicher Schläuche das Systemverhalten deutlich beeinträchtigt werden. Für ein kurzes Schlauchstück, bei dem eine Druckausdehnung zu einer gleichmäßigen Dehnung und somit Veränderung des Radius führt, lässt sich aus dem Kräftegleichgewicht die resultierende Kompressibilität abschätzen, die indirekt proportional zum E-Modul des Schlauchs E_s ist (Herleitung siehe Anhang D):

$$\kappa_s = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp} = \frac{2R_0}{E_s e} \quad (2.109)$$

Werden starre Schläuche verwendet, dürfen kapazitive Effekte jedoch vernachlässigt werden. Die Grenzfrequenz, ab der ein Schlauch als starr betrachtet werden darf, lässt sich mit Hilfe des Frequenzgangs des Schlauch-Netzwerkmodells (siehe Abbildung 2.71) bestimmen.

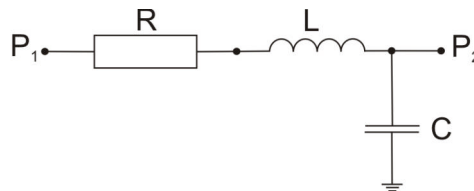


Abbildung 2.71. Vollständiges Netzwerkmodell des Schlauchs

Ist die Eckfrequenz, bei der eine Dämpfung der Druckamplitude um 3dB (Reduktion um 50 Prozent) auftritt, wesentlich höher als die im System auftretenden Druckschwingungen, ist der kapazitive Einfluss des Schlauchsystems in guter Näherung vernachlässigbar. Aus der Netzwerkgleichung, die mit Hilfe von Maschen- und Knotenregel bestimmt wird, lässt sich die Übertragungsfunktion durch LaPlace-Transformation bestimmen (Herleitung in Anhang D):

$$p_1(t) = p_2(t) + RC\dot{p}_2(t) + LC\ddot{p}_2(t) \rightarrow G(s) = \frac{p_2(s)}{p_1(s)} = \frac{1}{1 + RCs + LCs^2} = \frac{1}{1 + \frac{16\eta l^2}{r e E_s} s + \frac{2\rho l^2 r}{e E_s} s^2} \quad (2.110)$$

In Tabelle 2.11 sind die Elastizitäten typischer Schlauchmaterialien aufgeführt. Der resultierende Frequenzgang ist in Abbildung 2.72 dargestellt.

2. Modellierung und Optimierung der Systemkomponenten

	E-Modul [MPa]	Kompressibilität [MPa^{-1}]*
Silikon (PDMS)	0.75-30 [72,73]	0.067-2.7
Polyurethan (PUR)	10-100 [74]	0.02-0.2
Polyethylen (PE)	140-1000 [75]	0.002-0.014
Teflon (PTFE)	350-750 [75]	0.0057
Wasser (bei 20 °C)	2100 [76]	0.00048

* Schlauchstärke gleich Schlauchradius

Tabelle 2.11. Typische Elastizität von Schlauchmaterialien und von Wasser

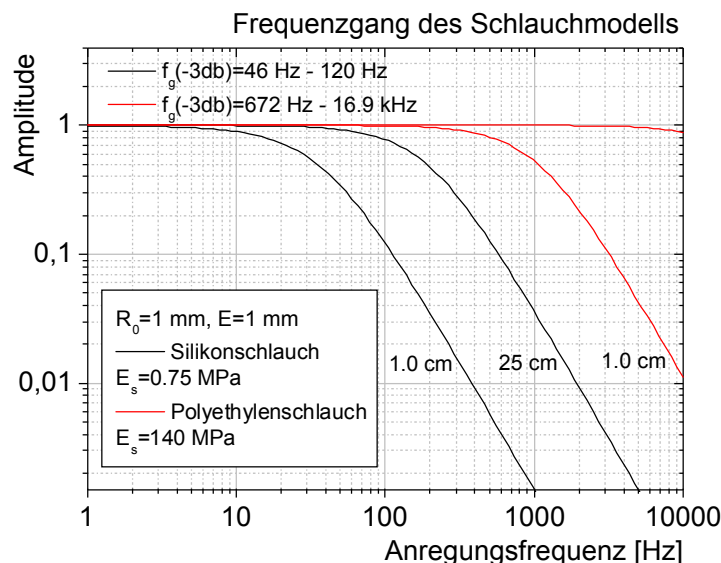


Abbildung 2.72. Frequenzgang des Schlauchmodells bei weichen und harten Schläuchen mit 1.0 cm und 25 cm Länge

Während weiche Schläuche (PDMS, $E_s=0.75 \text{ MPa}$) selbst bei kurzen Schlauchlängen von 1.0 cm eine Eckfrequenz von 46Hz im möglichen Betriebsbereich einer Mikropumpe aufweisen, ist bei steifen Schläuchen (PE, $E_s=140 \text{ MPa}$) selbst bei einer Länge von 25 cm die Eckfrequenz mit 672 Hz noch deutlich außerhalb des Frequenzbereichs der Mikropumpe. Durch die Wahl eines steifen Schlauches wird die Kapazität der Schlauchleitung daher vernachlässigbar gering und beeinträchtigt das Pumpverhalten nicht.

2.4.3. Druckdämpfungselemente

Druckimpuls und Volumenverschiebung des Biegeaktors werden über das Pumpmedium im Fluidsystem übertragen. Während der Biegeaktor aufgrund seiner geringen Masse und vergleichsweise hohen Steifigkeit nahezu trägheitsfrei auf eine Spannungsänderung reagiert, wird das Fluid im System bei einer Bewegungsänderung zwangsläufig beschleunigt oder abgebremst. Nicht nur die fluidische Masse in der Pumpkammer, sondern auch das Fluid in den Zuleitungen erfährt somit bei jedem Pumphub eine Geschwindigkeitsänderung. Die Trägheit des Pumpsystems kann sich somit beträchtlich erhöhen, und die maximal erreichbare Grenzfrequenz einer Mikropumpe limitieren. Dieser Effekt ließe sich zur Leistungssteigerung nutzen, da sich der Hub des Aktors durch ein Überschwingen erhöht. Allerdings werden die Fördereigenschaften damit abhängig von der fluidischen Peripherie, was im Regelfall unerwünscht ist. Eine Abkoppelung der Pumpe von der weiterführenden Fluidik ist jedoch mit Hilfe von Druckausgleichselementen (engl.: Pressure

Smoothing Elements, PSEs) möglich. Dies wurde im Zusammenhang mit Mikropumpen erstmals durch Zengerle et al. [77] beschrieben. Die Entkoppelung ist auch bei Makropumpen zur Dämpfung von Druckstößen üblich. Die erste technische Nutzung dieses Effekts ist altbekannt, und wird Ktesibios zugeschrieben (3. Jahrhundert v. Chr., [78]). Solch ein Element weist eine hohe fluidische Kapazität auf, und dämpft somit Druckpulse im Fluidsystem ab, so dass die Pulsatilität des Volumenstroms reduziert wird. Als Kapazität kann beispielsweise ein geschlossenes Luftvolumen (sog. Windkessel) genutzt werden. Um diese Funktion bei geringem Bauraum zu realisieren, eignet sich der Einsatz einer elastischen Membran. Abbildung 2.73 zeigt den schematischen Aufbau eines solchen Dämpfungselements.

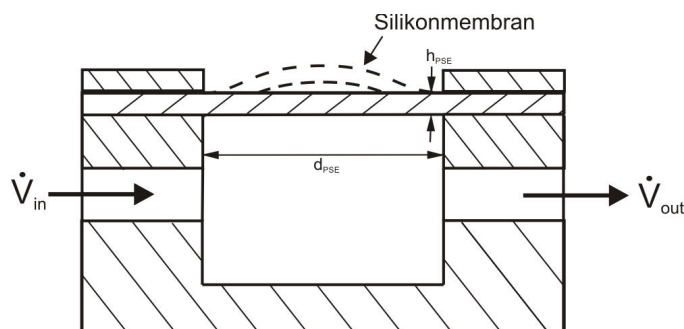


Abbildung 2.73. Druckdämpfungselement

Idealerweise sollte ein weiches Silikon verwendet werden, um eine hohe Kapazität in Bezug auf den Membrandurchmesser und damit die Baugröße des Dämpfungselements zu erreichen. Da die Festigkeitsparameter von Silikon (E-Modul und Querkontraktionszahl) von den Herstellern dieser Materialien üblicherweise nicht angegeben werden, wurde Sylgard 184 verwendet, da dessen Parameter bereits von anderen Autoren eingehend untersucht wurden [79]. Abbildung 2.74 zeigt die laserprofilometrisch gemessene und berechnete Auslenkung einer 600 μm dicken Membran bei Druckbeaufschlagung.

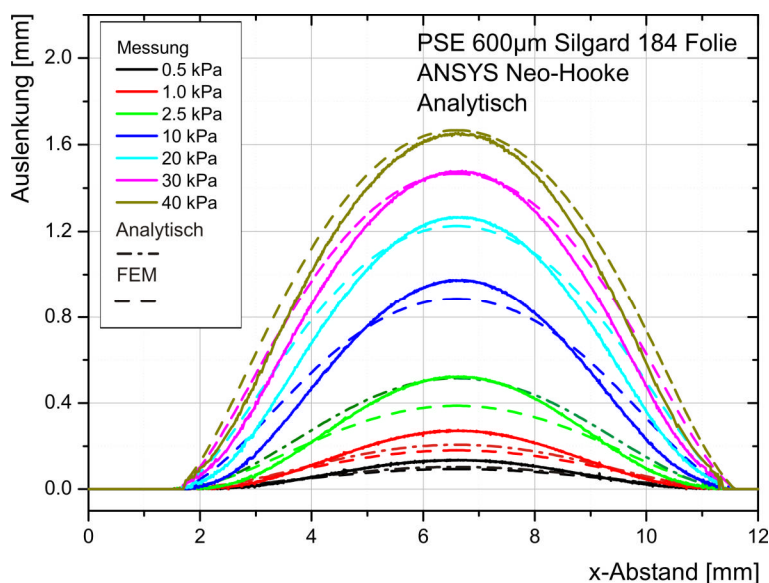


Abbildung 2.74. Biegelinie der PSE Membran

2. Modellierung und Optimierung der Systemkomponenten

Die Modellierung der Auslenkung erfolgte analytisch und mit FEM, da für Auslenkungen im Bereich der Membrandicke die Verhärtung aufgrund nichtlinearer Materialeigenschaften berücksichtigt werden muss. Dazu wurde das Silikon als neo-Hookesches Material simuliert, das durch Schubmodul G und Inkompressibilitätsfaktor d charakterisiert wird [80]. Diese Werte lassen sich mit Hilfe der linearen Elastizitätstheorie aus E-Modul E und Poissonzahl ν bestimmen [81]:

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (2.111)$$

$$d = \frac{2}{\kappa} = \frac{6(1-2\nu)}{E} \quad (2.112)$$

Dieser Ansatz wurde bereits von anderen Autoren (Quake et. al [82]) verwendet und zeigt für Auslenkungen deutlich über der Membrandicke eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment (Simulationsparameter siehe Anhang B.7). Bei geringen Auslenkungen ist ein lineares Modell nach Timoshenko [38] zur Beschreibung des Membranverhaltens besser geeignet:

$$w_{Mem}(r) = \frac{3p(1-\nu^2)}{16Eh^3} (R^2 - r^2)^2 \quad (2.113)$$

Mit Gleichung (2.113) lässt sich der Einfluss von Dicke h , Radius R und E-Modul E auf die erreichbare Auslenkung direkt abschätzen. Aus der gemessenen Auslenkung lässt sich durch Integration Hubvolumen und damit die Kapazität C_{mem} der Membran bestimmen:

$$V = \int_0^R 2\pi r w(r, \Delta p) dr = 7.93 \sqrt{\Delta p} \mu l kPa^{-\frac{1}{2}} \quad (2.114)$$

$$C_{Mem} = \frac{dV}{dp} = 3.97 \frac{1}{\sqrt{\Delta p}} \mu l kPa^{-\frac{1}{2}} \quad (2.115)$$

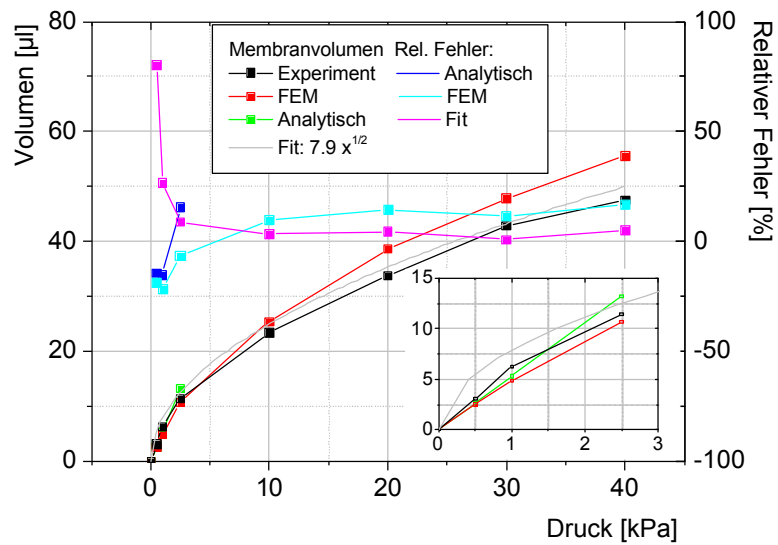


Abbildung 2.75. Volumenverdrängung des Dämpfungselements

Abbildung 2.75 zeigt die experimentell und theoretisch ermittelte Kapazität. Für geringe Drücke bis 2.5 kPa hat das lineare Modell einen Fehler von maximal 15.6 Prozent. Über den im Pumpbetrieb auftretenden Druckbereich nimmt das nichtlineare Verhalten zu, das durch die FEM Modellierung mit einem Fehler von weniger als 17.6 Prozent ausreichend genau beschrieben wird. Zur Integration der PSEs in das Netzwerkmodell wird daher eine quadratische Fit-Funktion verwendet, deren Fehler im Vergleich zum Experiment ab 2.5 kPa weniger als 8.9 Prozent beträgt und unter 2.5 kPa durch ein lineares Modell ergänzt wird. Somit lässt sich das PSE in eine Netzwerksimulation integrieren. Die dynamische Betrachtung erfolgt in Kapitel 3.2.

3. Optimierung der Mikropumpe als Gesamtsystem

Mit Hilfe der bisher entwickelten Modelle der Pumpenkomponenten lässt sich eine Mikropumpe als Gesamtsystem simulieren. In diesem Kapitel werden die Teilsysteme in ein Netzwerkmodell überführt und mit dem Experiment verglichen. Im Anschluss wird der Einfluss der wesentlichen Konstruktionsgrößen auf das Förderverhalten der Mikropumpe diskutiert, und Optimierungsmaßnahmen werden abgeleitet.

Um die vorgestellten Teilmodelle in ihrer vollen (nichtlinearen) Komplexität zu berücksichtigen, wurde mit Hilfe des Softwarepakets Simplorer 6.0 (Ansys Inc., USA), das auf der Modellierungssprache VHDL-AMS (very high speed hardware description language for analog and mixed signals applications) aufbaut, ein Netzwerkmodell der Mikropumpe aufgesetzt. Folgende vereinfachende Annahmen wurden dazu getroffen:

- 1.) Aktor und Pumpkammer werden über einen Netzwerkknoten und damit über einen mittleren Pumpkammerdruck p_{quer} gekoppelt. Die Druckverteilung in der Pumpkammer, und deren Einfluss auf die Biegelinie des Aktors wird dabei vernachlässigt. Die Steifigkeit wird den experimentellen Ergebnissen der Aktorcharakterisierung (Kapitel 2.1.7) angepasst.
- 2.) Gasblasen werden als ortsfeste Kapazitäten betrachtet, die nicht durch das Strömungsverhalten in der Pumpkammer beeinflusst werden und den Druck am Auslass der Pumpe p_i spüren.
- 3.) Die kinetische Energie, eines in das Modell eintretenden Fluids \dot{V}_{in} am Einlassquerschnitt A_{in} wird in Form eines Bernoulli-Terms berücksichtigt, da die Beschleunigungsenergie auch von der Pumpe aufgebracht werden muss:

$$p_{in} = p_0 + \frac{1}{2} \rho v^2 = p_0 + \frac{1}{2} \rho \left(\frac{\dot{V}_{in}}{A_{in}} \right)^2 \quad (3.1)$$

- 4.) Die in Kapitel 2.2 festgestellten Abweichungen zwischen der analytischen und FEM Modellierung der Pumpkammerströmung entstehen aufgrund von Verwirbelungen der Pumpkammerströmung. Daher wird ein zusätzlicher Reibungsterm eingeführt, dessen charakteristische Geschwindigkeit die Spaltströmung am Auslass der Pumpkammer ist, und einen Fit-Parameter α für Reibungsverluste darstellt, die im Netzwerkmodell nicht berücksichtigt werden:

$$p_b = a \frac{1}{2} \rho \left(\frac{\dot{V}_{pkout}}{A_{Ri}} \right)^2 \text{ mit } A_{Ri} = 2\pi R_i h_{Ri, hub}(t) \quad (3.2)$$

Die Parameter der simulierten Pumpe sind im Anhang E aufgeführt. Abbildung 3.1 zeigt das schematische Netzwerkmodell.

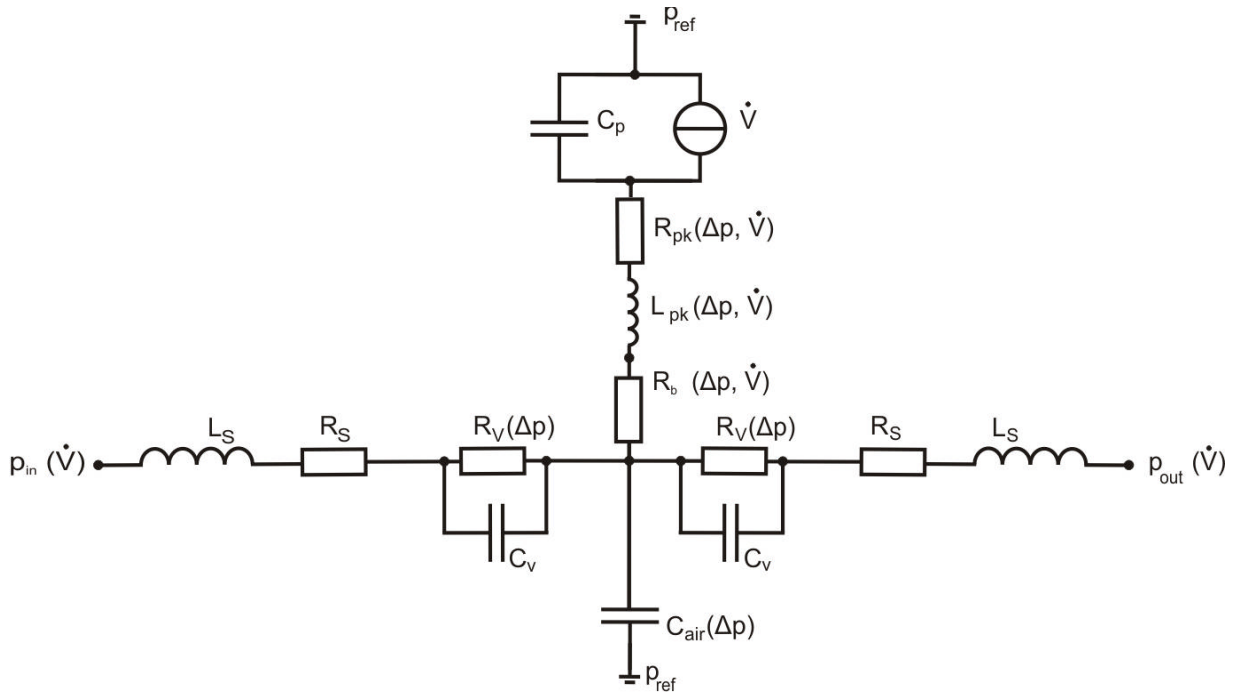


Abbildung 3.1. Netzwerkmodell der gesamten Pumpe

Zum Vergleich des Modells mit dem Experiment wurde eine Pumpe zunächst über steife Zuleitungen von 55 mm Länge an ein Reservoir angeschlossen. Die Sprungantwort des Aktors wurde laserprofilometrisch gemessen und mit der simulierten Aktorbewegung verglichen. Durch die Anpassung des Reibungsbeiwerts ($a=60$) wird eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment erreicht (siehe Abbildung 3.2).

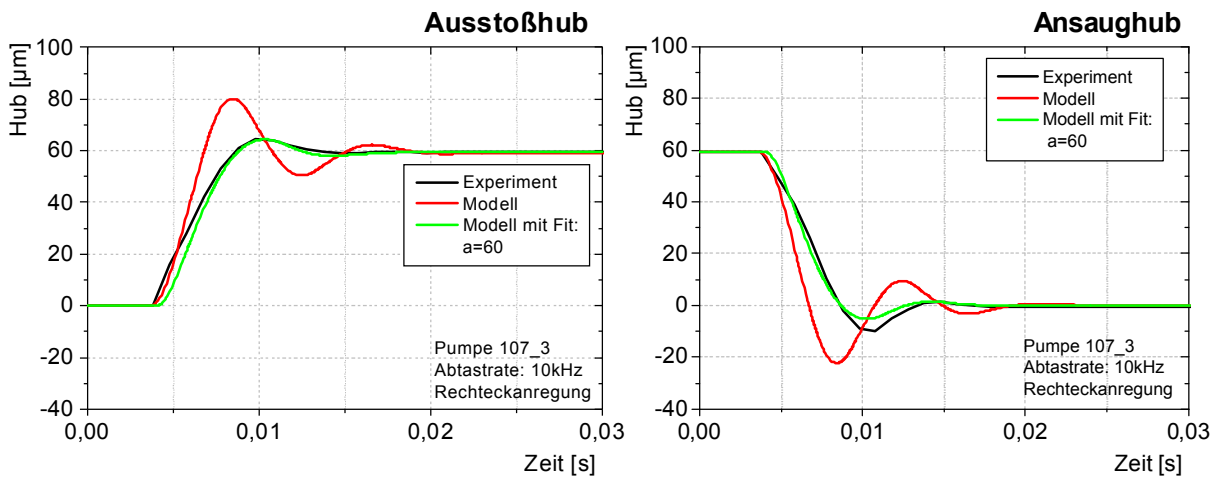


Abbildung 3.2. Simulierte und gemessene Auslenkung beim Ausstoß- und Ansaugvorgang

Somit wird es möglich, den Einfluss von Störgrößen (Luftblasen) sowie konstruktive Änderungen der Pumpe mit dem Modell zu untersuchen.

3.1 Optimierung der Schlauchleitungslängen

Die Zuleitungen der Mikropumpe haben trägheitsbedingt einen hohen Einfluss auf die Aktorbewegung. Während der Einfluss der Reibung auf die Aktorbewegung vernachlässigbar ist,

3. Optimierung der Mikropumpe als Gesamtsystem

bestimmt die Inertanz des Schlauchs die Zeitkonstante des Ausstoßes wie auch das Überschwingverhalten des Aktors. Abbildung 3.3 zeigt den gemessenen und simulierten Verlauf der Aktorbewegung bei Variation der Schlauchlängen. Das Modell weist eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten auf.

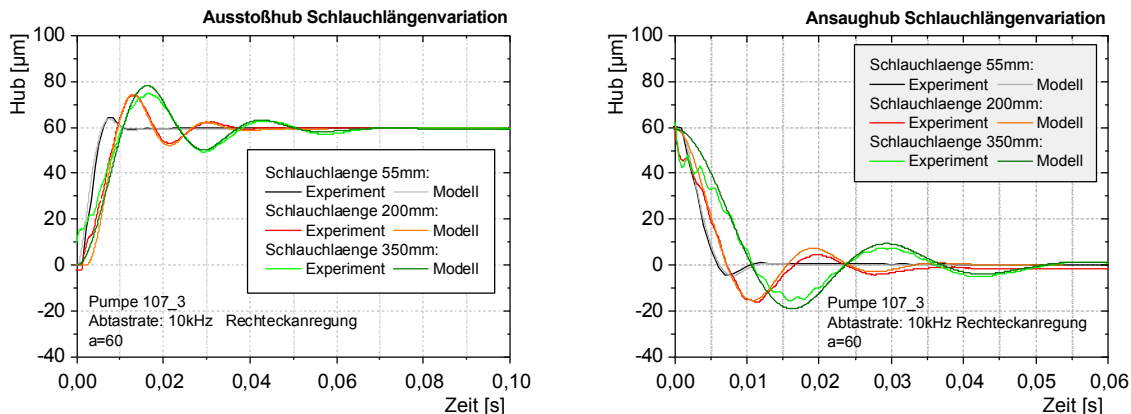


Abbildung 3.3. Einfluss der Schlauchlänge auf die Aktorauslenkung

Eine Erhöhung der Induktivität (Verlängerung des Schlauchs) führt zu einer größeren Zeitkonstante der Aktorschwingung, die sich positiv auf den Hub und damit auch auf die Förderrate auswirkt. Durch das stärkere Nachschwingen entsteht ein Zusatzpumpeffekt. Dieses Ergebnis bestätigt sich auch in Flussmessungen, wie in Abbildung 3.4 zu sehen ist. Auch hier stimmen die simulierten Förderraten gut mit den gemessenen Werten überein. Lediglich der Zusatzpumpeffekt durch Überschwingen wird bei Frequenzen bis etwa 20 Hz überschätzt.

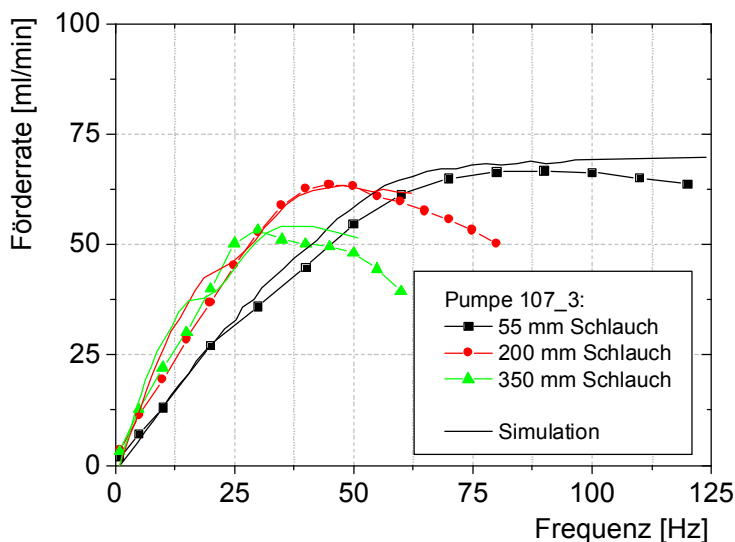


Abbildung 3.4. Förderrate als Funktion der Frequenz

Zwei Optimierungsmöglichkeiten zur Steigerung der Förderrate einer Mikropumpe lassen sich aus diesem Ergebnis ableiten:

- 1.) Eine Erhöhung der Induktivität führt zu einem stärkeren Überschwingen des Aktors, und damit zu einem höheren Fluss bei gleicher Frequenz. Die erreichbare Grenzfrequenz wird durch ein stärkeres Überschwingen reduziert. Es erhöhen sich dabei jedoch die mechanischen Spannungen, die am Aktor auftreten und zu einem Bruchversagen führen können.
- 2.) Eine Reduktion der Trägheit führt zu einem schnelleren Erreichen der Aktorendlage und damit zu einer höheren erreichbaren Grenzfrequenz.

Die vorangegangene Messung zeigt, dass die zweite Maßnahme bei sonst gleichen Pumpparametern zu einer höheren Förderrate führt. Vorteil dieser Variante ist, dass die mechanische Belastung des Aktors im zulässigen Betriebsbereich (siehe Kapitel 2.1.6) bleibt. Nachteilig ist zu nennen, dass die Betriebsfrequenz des Piezoaktors steigt, und damit auch dessen elektrischer Energiebedarf.

Da die Zuleitungen einer Mikropumpe in einer realen Anwendung nicht beliebig reduziert oder durch die eingesetzte Pumpe spezifiziert werden dürfen, ist es notwendig, eine Entkoppelung der trägen Fluidmasse im System von der Mikropumpe zu erreichen. Dies wird im nächsten Kapitel durch den Einsatz von Druckdämpfungselementen an einer Pumpe untersucht.

3.2 Entkoppelung der fluidischen Peripherie

Druckwellen, die dem Fluid aufgeprägt werden, übertragen sich bei inkompressiblen Medien mit Schallgeschwindigkeit und führen zu einer Beschleunigung des Fluids. Um die fluidische Masse, die bei jedem Pumphub beschleunigt und abgebremst werden muss, möglichst gering zu halten, empfiehlt es sich daher, Druckdämpfungselemente (auch Pressure smoothing elements/PSE-Elemente genannt) nahe der Pumpe zu platzieren, um die von der Pumpe erzeugten Druckstöße nicht an die fluidische Peripherie zu übertragen. Die in Kapitel 2.4.3 untersuchten PSE Elemente wurden dazu verwendet, und an die Pumpe angeschlossen. Konstruktionsbedingt ergab sich ein Mindestabstand von 55 mm zu den Ventilen, bei einem Durchmesser der fluidischen Leitung von 2.0 mm. An das PSE Element wurde ein weiterer Schlauch von 20 cm Länge angeschlossen. Abbildung 3.5 zeigt den simulierten und gemessenen Aktorhub mit und ohne PSE Element. Die Induktivität des Schlauchstücks lässt sich mit dem PSE von der Pumpe nahezu vollständig entkoppeln. Ein vergleichsweise leichtes Nachschwingen der trägen Masse im System wird von der Simulation vorhergesagt, und zeigt sich qualitativ auch in der Messung.

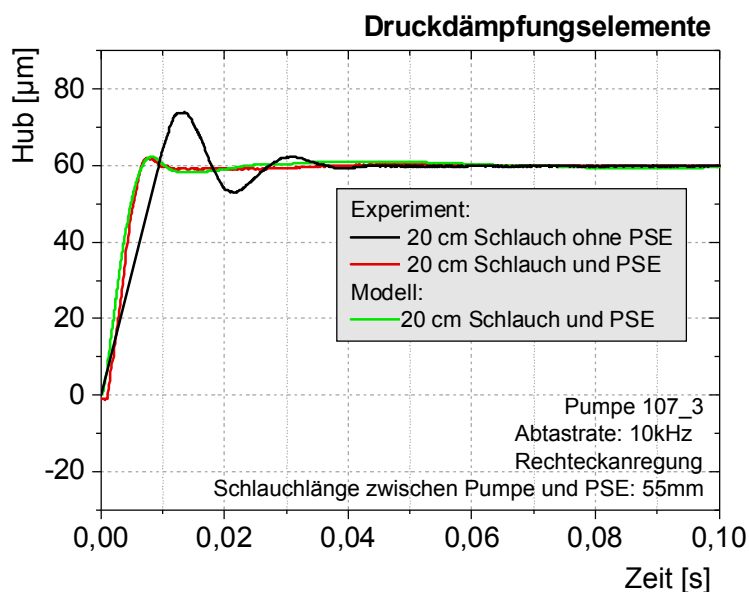


Abbildung 3.5. Aktorauslenkung mit Dämpfungselement

Somit ist es möglich, die Induktivität des Pumpsystems ohne Rücksicht auf die Randbedingungen einer späteren Anwendung (wie zum Beispiel Schlauchlängen und auch –durchmesser) zu minimieren. Je geringer die fluidische Masse zwischen PSE und Pumpkammer, desto schneller kann das Hubvolumen angesaugt und ausgestoßen werden. Dies wurde experimentell untersucht, indem PSE Elemente direkt unter den Ventilen einer Pumpe in den Pumpkammerboden integriert wurden (siehe Abbildung 3.6).

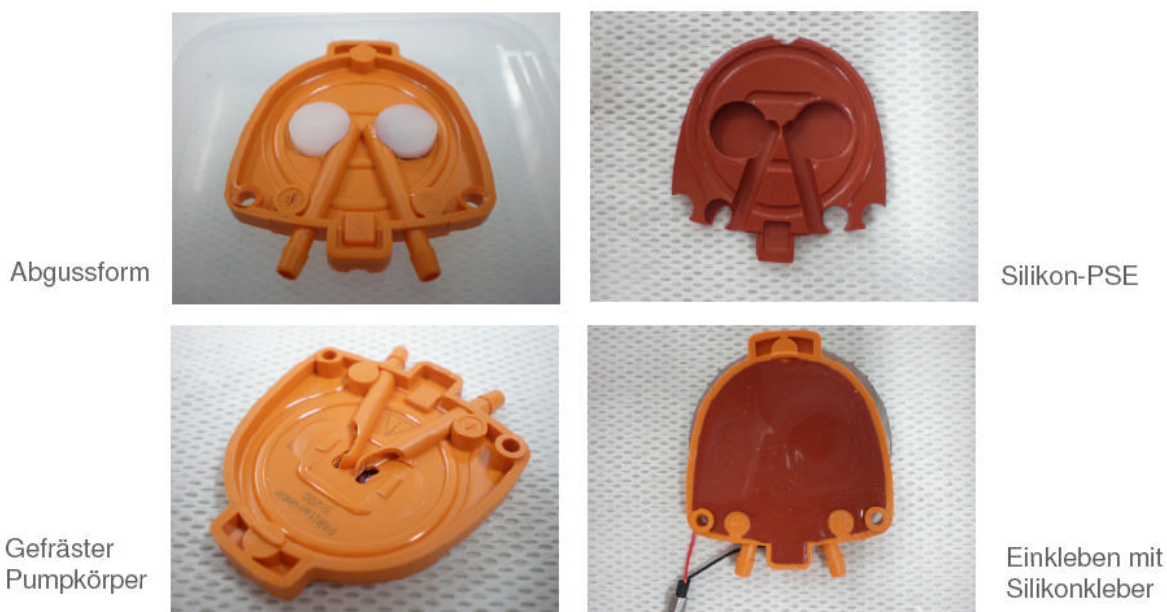


Abbildung 3.6. Arbeitsschritte zur Integration der PSEs in den Pumpkammerboden

Durch diese Maßnahme konnte jedoch keine nennenswerte Flussratensteigerung erzielt werden. Die -theoretisch mögliche- Erhöhung der Grenzfrequenz bringt keinen Nettogewinn an Förderrate, da sich auch das Überschwingen des Aktors reduziert.

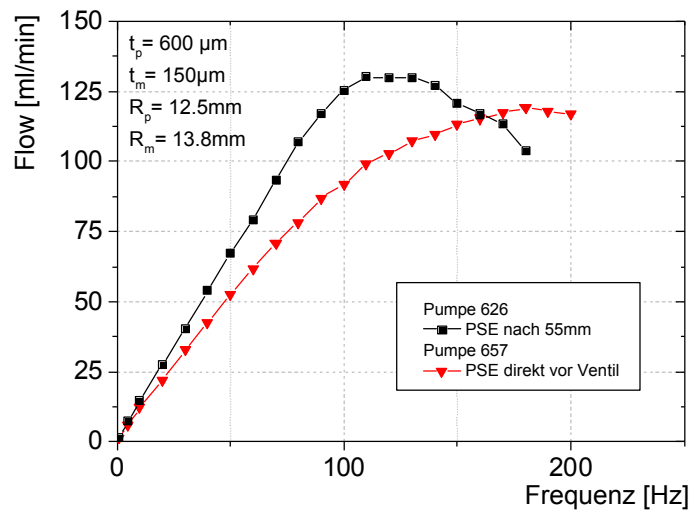


Abbildung 3.7. Flussratenvergleich mit integrierten Druckdämpfungselementen (PSEs)

3.3 Optimierung der Pumpkammertiefe

Die Reibungsverluste im Pumpkammerspalt skalieren mit der dritten Potenz der Kammertiefe (Kapitel 2.2.2). Daher bewirkt eine Erhöhung der Pumpkammertiefe eine Reduktion der Reibung. Durch die Minimierung des Reibungseinflusses wird zudem das Überschwingverhalten begünstigt (siehe Abbildung 3.8). Dadurch lässt sich eine höhere Förderrate erzielen.

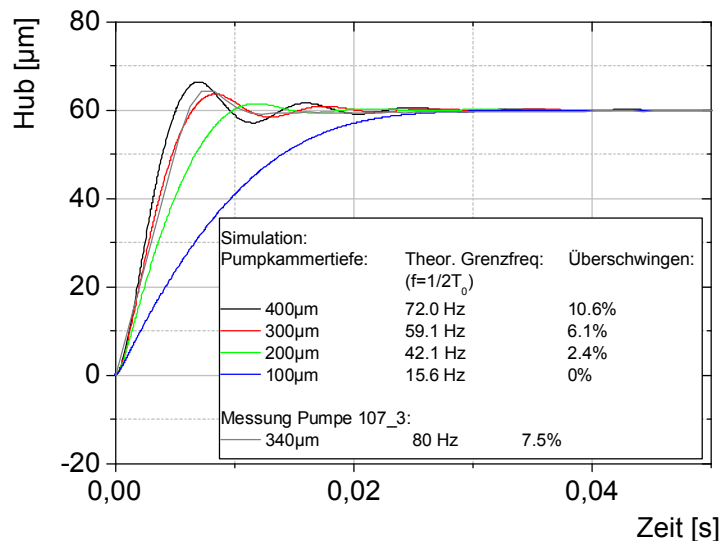


Abbildung 3.8. Einfluss der Pumpkammertiefe auf die Aktorauslenkung (Typ S Aktor)

Für die Betriebssicherheit der Pumpe ist jedoch ein Mindestkompressionsverhältnis notwendig, um Blasentoleranz zu gewährleisten. Tritt Luft in die Kammer der Mikropumpe, wirkt diese als zusätzliche Kapazität. Der Aktordruck, der an den Ventilen anliegt, reduziert sich dadurch. Im ungünstigsten Fall tritt während dem Betrieb der Pumpe so viel Luft in die Kammer, dass das gesamte Volumen ausgefüllt wird. In diesem Fall muss der Aktor den am Auslass anliegenden Gegendruck sowie den Öffnungsdruck der feuchten Ventile aufbringen (15.0 kPa und 3.08 kPa, siehe

3. Optimierung der Mikropumpe als Gesamtsystem

Kapitel 2.4.1 und Kapitel 2.3.2). Das notwendige Verdichtungsverhältnis ε_V lässt sich aus Gleichung (1.1) und (2.102) bestimmen:

$$\varepsilon_V = \left(\frac{p_0}{p_0 - \Delta p} \right)^{\frac{1}{\kappa}} - 1 = \left(\frac{p_0}{p_0 - (p_{vent} + p_{back})} \right)^{\frac{1}{\kappa}} - 1 = \left(\frac{101.3kPa}{101.3kPa - (3.08kPa + 15.0kPa)} \right)^{\frac{1}{1.4}} - 1 = 0.090 \quad (3.3)$$

Das Worst-Case Verdichtungsverhältnis beschränkt die Pumpkammertiefe einer *blasentoleranten* Mikropumpe. Die maximale Pumpkammertiefe, die sich auf Basis dieser Überlegung für die untersuchte Mikropumpe mit einem Aktor vom Typ S ergibt, liegt bei 377 μm . Die Berechnung ist im Anhang F aufgeführt. Im Experiment bestätigt sich die qualitative Flussratenabhängigkeit bis zu einer Pumpkammertiefe (siehe Abbildung 3.9) von 340 μm . Eine weitere Erhöhung führt zu keiner Steigerung der Flussrate.

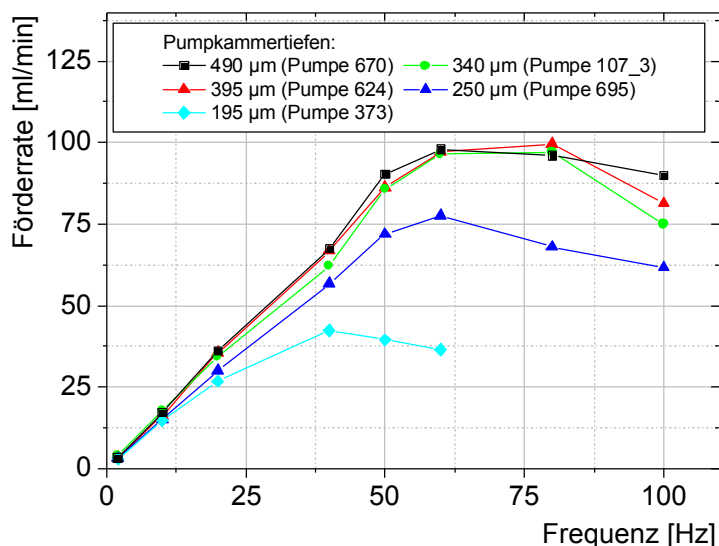


Abbildung 3.9. Gemessene Förderrate in Abhängigkeit von Frequenz und Pumpkammertiefe (Typ S Aktor)

Durch ein ausreichendes Verdichtungsverhältnis wird gewährleistet, dass die Pumpe beim Eintritt einer Luftblase nicht aufhört zu pumpen. Trotzdem kann es passieren, dass Luft im Totvolumen der Pumpkammer verbleibt und als zusätzliche Kapazität das Pumpverhalten beeinflusst. Dies hängt vor allem von den Strömungsbedingungen in der Kammer ab. Wird das gesamte Totvolumen durchspült, können sich keine Blasen in der Pumpkammer festsetzen und die Förderkennlinie wird bei Blasendurchtritt nicht beeinflusst. Eine Abschätzung mit Hilfe der Simulation zeigt, dass Blasen mit einem Volumen von 10 μl die Ausstoßzeit von 7 ms auf maximal 11 ms verlängern würden. Im Versuch stößt die Pumpe Luftblasen jedoch innerhalb weniger Hübe wieder aus, der Aktor findet immer zu seiner ursprünglichen Schwingungsform zurück (siehe Abbildung 3.10).

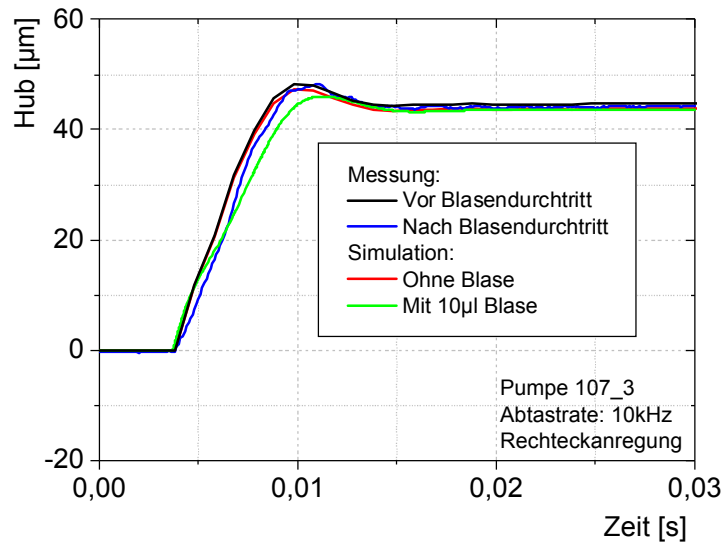


Abbildung 3.10. Blasendurchtritt in der Pumpkammer bei 15 kPa Gegendruck und einer Pumpkammertiefe von 340 µm

Für die untersuchte Pumpe bestätigt sich, dass Luftblasen bis zu einem Druck von 15 kPa aus der Pumpe herausgefördert werden.

3.4 Optimierung der Aktorsteifigkeit

Die Steifigkeit des Aktors beeinflusst die erreichbare Förderrate in zwei wesentlichen Aspekten:

- Die maximal erreichbare Förderrate wird neben dem Hubvolumen des Aktors von der minimal erreichbaren Zeitkonstante von Ansaug- und Ausstoßhub bestimmt. Je steifer der Aktor, desto niedriger kann diese Zeitkonstante werden.
- Bei Gegendruck reduziert sich die Auslenkung des Aktors, und damit auch das umgesetzte Hubvolumen über den gesamten Frequenzbereich.

Mit der in Kapitel 2.1 vorgestellten Optimierung lässt sich für einen konstanten Gegendruck und Durchmesser der Aktor finden, der das höchste statische Hubvolumen aufweist. Im dynamischen Pumpbetrieb treten jedoch aufgrund von Trägheit und Reibung in der Pumpkammer zusätzliche dynamische Drücke auf, so dass die Annahme eines konstanten Arbeitsdrucks nicht mehr gültig ist. Die Randbedingungen der Aktoroptimierung sind im Pumpbetrieb daher nicht erfüllt. Daher kann es durchaus sinnvoll sein, den Aktor auf einen höheren Gegendruck auszulegen, um effektiv eine höhere Förderrate zu erzielen. Das Aktormodell besagt, dass sich durch solch eine Maßnahme zwangsläufig das Hubvolumen reduziert, da der Aktor nicht mehr ideal ausgelegt ist. Diese Hubvolumenreduktion kann jedoch durch die höhere Pumpfrequenz kompensiert werden. Bei dieser Überlegung darf jedoch nicht vernachlässigt werden, dass das Kompressionsverhältnis der Pumpe das erlaubte Totvolumen und somit die Pumpkammertiefe festlegt. Dies bedeutet, dass eine Reduktion des Hubvolumens auch eine Reduktion der Pumpkammertiefe erfordert, um die Betriebssicherheit der Pumpe (Blasentoleranz) zu gewährleisten. Damit steigen die Reibungsverluste an. Dies hat wiederum einen negativen Effekt auf die erreichbare Grenzfrequenz. Mit Hilfe des

3. Optimierung der Mikropumpe als Gesamtsystem

Netzwerkmodell lässt sich abschätzen, inwieweit eine Versteifung des Aktors die Förderrate erhöhen kann, oder ob Reibungseinflüsse diesen Effekt kompensieren.

Für diese Simulation wird das Verdichtungsverhältnis ε_v von 0.090 beibehalten, genauso das Radien- (R_p/R_m) und Dickenverhältnis (T_p/T_m) des Aktors von 0.9 und 3, da diese unabhängig vom Gegendruck ein Optimum darstellen. Nur die absolute Dicke von Membran (T_d) und Piezo (T_p) werden verändert. Die Membrandicke wird zwischen 75 μm und 300 μm variiert, was einem optimalen Arbeitsdruck des Aktors von 10 kPa bis 150 kPa entspricht.

Zur Abschätzung der erreichbaren Flussraten wird aus der Zeit, die bis zum Erreichen des Hubmaximums benötigt wird, die Grenzfrequenz des linearen Förderbereichs bestimmt und mit dem Hubvolumen multipliziert:

$$\dot{V} = V_{hub} f_g = V_{hub} \frac{1}{2 T_{hub}} \quad (3.4)$$

Abbildung 3.11 visualisiert den Zusammenhang. Hub- und damit auch die Pumpkammerhöhe reduzieren sich. Die Pumpkammerhöhe der simulierten Pumpe mit konischer Pumpkammer reduziert sich dabei von 404 μm auf 180 μm . In dieser Größenordnung spielen die Reibungsverluste eine untergeordnete Rolle (siehe Kapitel 2.2). Aus Sicht der Optimierung führt damit die Erhöhung der Aktorsteifigkeit im untersuchten Parameterraum immer zu einer Erhöhung der Flussrate.

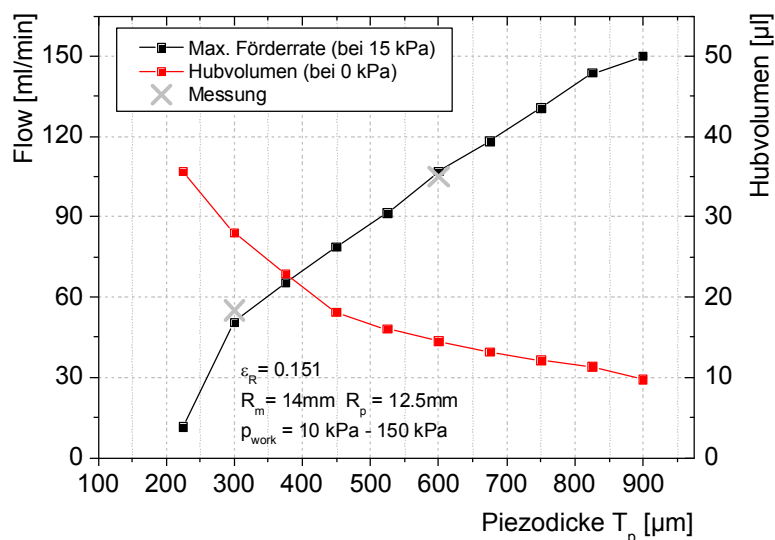


Abbildung 3.11. Förderrate und Hubvolumen in Abhängigkeit der Piezodieke (Aktorsteifigkeit)

In der praktischen Auslegung ist die Dicke des Piezoaktors jedoch begrenzt, da sich mit zunehmender Dicke auch die Antriebsspannung (bei konstanter Feldstärke) erhöht, und damit zwangsläufig auch die Baugröße und der Energiebedarf der Elektronik zur Erzeugung des Spannungssignals. Auch die Erhöhung der Antriebsfrequenz erhöht den Energiebedarf. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Spannungsdifferenz, die der Mikropumpe zur Verfügung gestellt wird, auf maximal 500 Volt begrenzt, da Transistoren, die diesen Spannungspegel noch schalten können, in MOSFET Bauweise verfügbar sind und einen akzeptablen Kompromiss aus Baugröße und Verlustleistung bieten [83]. Transistoren, die eine höhere Spannung schalten können sind nur in erheblich größerer Bauform erhältlich, und nicht für den Aufbau einer miniaturisierten Steuerelektronik geeignet. Für den

Piezoaktor ergibt sich damit bei einer Feldstärke von 1.5 kV/mm eine maximale Schichtdicke von etwa 300 μm . Durch einen doppelagigen Aufbau kann die Dicke spannungsneutral auf 600 μm erhöht werden. Eine weitere Erhöhung der Schichtdicke wäre nur durch einen mehrlagigen Schichtaufbau der Piezoaktorik realisierbar, der im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht untersucht wird.

4. Entwicklung eines serientauglichen Fertigungsprozesses

Neben der Optimierung der Konstruktionsparameter wurden im Rahmen dieser Arbeit Fertigungstechnologien entwickelt, die zum Ziel hatten, die Pumpe mit präzisen Fertigungsmaßen, dauerhaft haltbar und durch serientaugliche Prozesse zu realisieren. Mit dem ursprünglich konzipierten, und in Abbildung 4.1 dargestellten Fertigungsprozess wurden erste Funktionsmuster der Pumpe aufgebaut. Dabei zeigten sich Schwachstellen sowohl in der Funktion als auch im Fertigungsprozess. Zusammen mit dem Industriepartner PARIttec GmbH, Gräfelfing, wurde daher ein neuer Aufbau mit verbesserten Fertigungsmethoden realisiert.

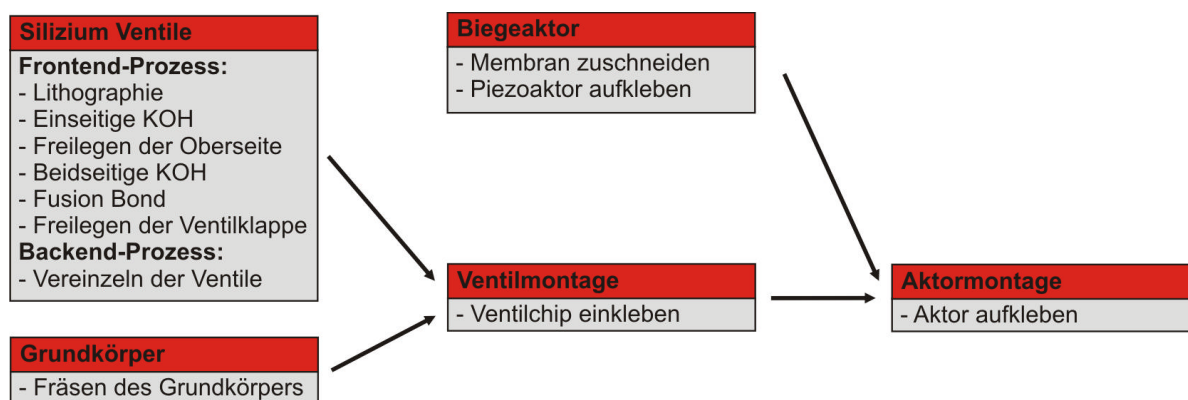


Abbildung 4.1. Ursprünglicher Prozessablauf der Pumpenfertigung

Die einzelnen Prozessschritte und deren Optimierung werden im Folgenden erläutert und evaluiert. Leistungsfähigkeit und Fertigungsqualität der entwickelten Pumpe werden an einer Pilotserie demonstriert.

4.1 Fertigung der Silizium Ventile

Die Ventile sind aus zwei Komponenten, der Klappe und der Dichtlippe aufgebaut. Auf dem Wafer werden die Ventilstrukturen abwechselnd in Fluss- und Sperrichtung und symmetrisch zur Mittellinie des Wafers angeordnet (siehe Abbildung 4.2). Auf diese Weise lassen sich die Ventile aus zwei gleichförmig geätzten Ventilwafern aufbauen. Somit werden nur zwei Lithographie-Masken benötigt.

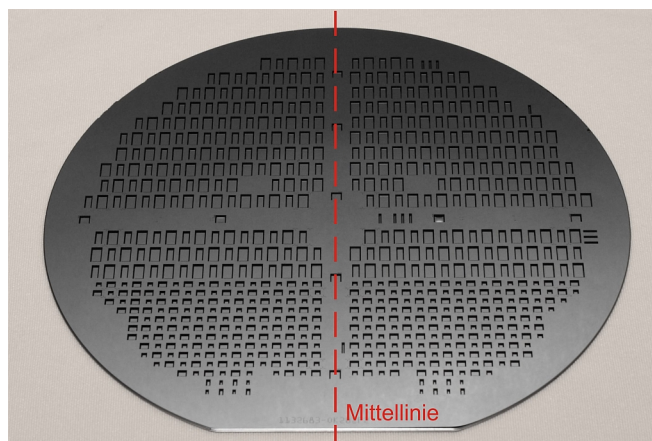


Abbildung 4.2. 6 Zoll Wafer mit je 343 3.0 mm x 6.0 mm und 1.0 mm x 1.5 mm Ventilen

Der Silizium Wafer wird zunächst mit einer Siliziumnitridschicht maskiert (Si_3N_4). Die native Siliziumoxidschicht (SiO_2) dient dabei als Haftvermittler (siehe Abbildung 4.4, A). Mit Hilfe einer zweiseitigen Fototechnik wird auf der Vorderseite die Geometrie der Ventilklappe und Dichtlippe, auf der Rückseite die des Ein- und Auslassumpfes der Ventile übertragen. Dazu wird Fotolack aufgebracht, der anschließend mit Hilfe einer Lithografie-Maske belichtet wird. In einem anschließenden Plasmaätzprozess wird das Siliziumnitrid selektiv entfernt. Dadurch entsteht die Maske für den anschließenden KOH-Ätzvorgang (B). Das Siliziumnitrid der Vorderseite wird nur etwa zu zwei Dritteln weggeätzt, um in einem ersten KOH-Ätzschritt nur die Rückseite zu ätzen, da hier tiefer geätzt werden muss (C). Dabei wird auf $50\ \mu\text{m}$ geätzt, was der doppelten Ventilklappendicke zuzüglich einer Überätzungsreserve von $10\ \mu\text{m}$ entspricht. In einem weiteren Plasmaätzschritt wird die Vorderseite des Wafers strukturiert (D), so dass in einem zweiten KOH-Ätzvorgang die Ventilkappen erzeugt und die gewünschte Ventilklappendicke von $20\ \mu\text{m}$ erreicht wird (E). Der Wafer wird dabei beidseitig um $5\ \mu\text{m}$ überätzt, um sicherzustellen, dass auch bei schwankenden Dicken und Ätzraten ein vollständiger Durchbruch zwischen Vorder- und Rückseite erreicht wird. Zur Vorbereitung des Bonds wird anschließend das verbleibende Siliziumnitrid vollständig entfernt (F), und die Vorderseiten von zwei Wafern durch $150\ \text{nm}$ Feuchtoxid und eine Hydrophilisierung (G) für den Fusionbond vorbereitet. Die Ventilklappe, die bei diesem Prozess an der Dichtlippe anbondet, wird anschließend mittels HF-Dampf wieder gelöst (I). Schließlich werden die Ventile mit der Wafersäge vereinzelt. In der ersten Serie wurden beide Ventile auf einem Chip platziert. Da in der Pumpe ein Querleck entsteht, wenn der Steg zwischen Ein- und Auslasspfad nicht vollständig abgedichtet wird, wurden ab der zweiten Serie die Ventile mit größerem Abstand auf dem Wafer angeordnet und einzeln ausgesägt.

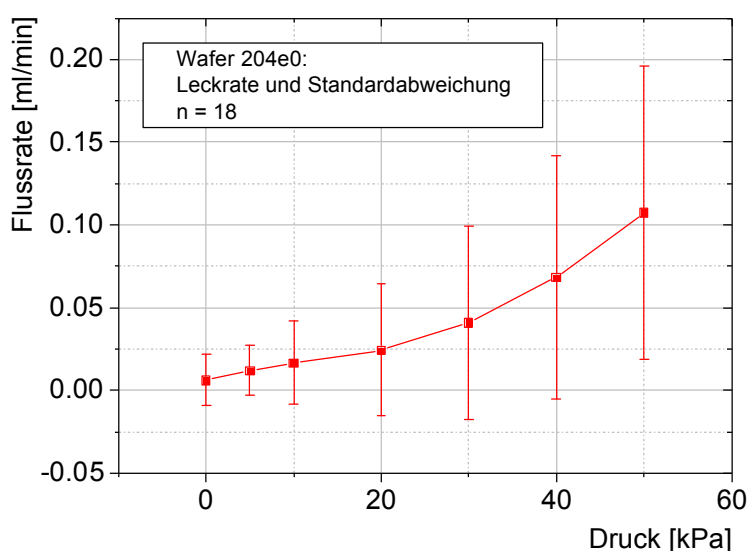


Abbildung 4.3. Leckratenmessung an einem Los von 18 Ventilen

Die Qualitätskontrolle der Ventile erfolgte durch Messung des Öffnungsverhaltens (des Flusses bei steigendem Druck) und der Leckrate, wozu das Ventil in einen Klemmadapter eingesetzt wurde. Dieser Test kann bei einer Serienfertigung auf Waferlevel durchgeführt werden. Bei zahlreichen Ventilen wurde anfangs ein deutlicher Öffnungsdruck gemessen, der durch ein Anhaften der Ventile an der Ventillippe (sogenanntes Initialsticking) verursacht wird. Eine Verlängerung der HF-Ätzdauer auf jeweils 90 min. pro Seite löste dieses Problem. Trotz der längeren Ätzdauer trat keine signifikante Erhöhung der Leckrate auf. Eine repräsentative Leckratenmessung über ein Los von 18 Ventilen ist in

4. Entwicklung eines serientauglichen Fertigungsprozesses

Abbildung 4.3 dargestellt. Dazu wurde das Ventil mit Hilfe eines Druckgebers (CPC 3000, Mensor Corporation, USA) schrittweise belastet, und mit einem Flusssensor (EL-FLOW F-110C, Bronkhorst High-Tech, Niederlande) die Flussrate hinter dem Ventil gemessen. Die relativ hohe Standardabweichung der Leckrate (82.4% bei 50 kPa) ist darauf zurückzuführen, dass geringste Verschmutzungen am Ventil zu einer Erhöhung und damit Streuung der Leckrate führen. Für die Qualitätsprüfung der Ventile reicht es jedoch, wenn ein erlaubter Grenzwert (0.30 ml/min bei 50 kPa) unterschritten wird.

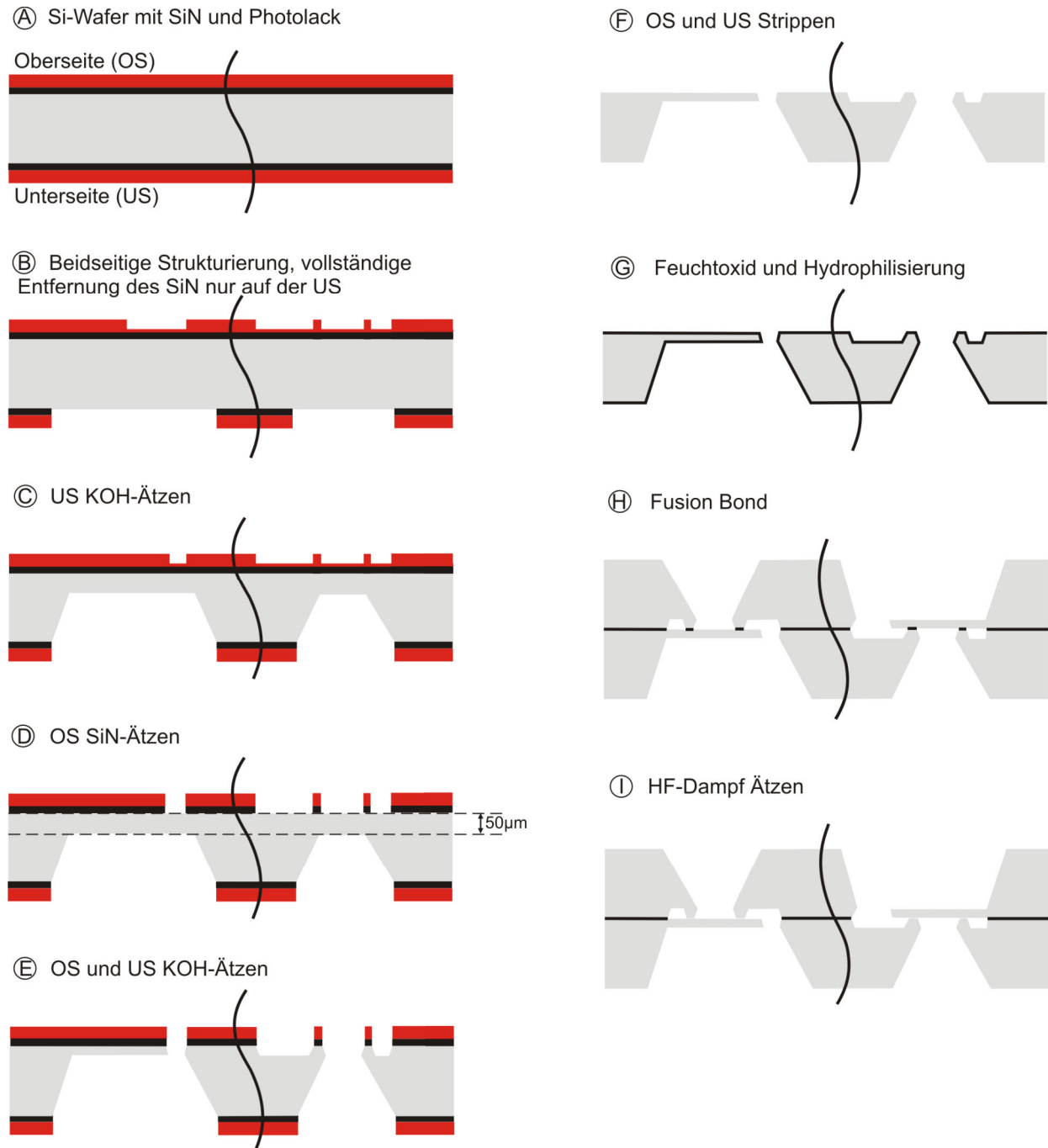


Abbildung 4.4. Prozess-Flow der Ventilherstellung

4.2 Fertigungsprozess des Biegeaktors

Um einen möglichst hohen Hub der Aktoren bei geringer Streuung zu erreichen ist es erforderlich, den Piezoaktor exakt zentriert und mit minimaler Klebeschichtdicke zu fixieren. Der in Kapitel 2.1.5

beschriebene Fertigungsprozess wurde für eine Serienfertigung weiter optimiert. Das pneumatische Dosiersystem wurde dazu durch ein volumetrisches ersetzt (I&J-7300 Dosiertisch mit Schneckendosierventil TS-5000DMP, Vieweg GmbH, Kranzberg), um eine konstante Dosierung trotz Änderung der Viskosität während der Topfzeit zu erreichen. Die Prozesskontrolle erfolgt nach Anpressen des Piezoelements durch eine optische Kontrolle des ausgetretenen Klebstoffs.

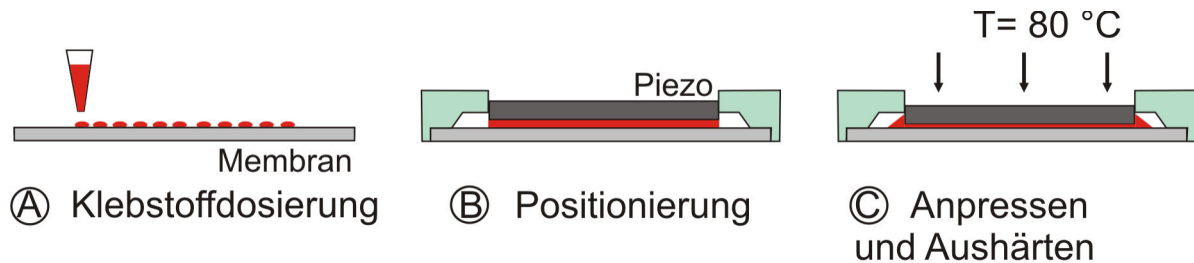


Abbildung 4.5. Prozess-Flow Aktormontage

Mit Hilfe einer Klemmvorrichtung, die während der Aushärtung den Aktor fixiert, wurde der Verzug im Serienprozess auf $50\text{ }\mu\text{m}$ ($\sigma = \pm 16\text{ }\mu\text{m}$, $n=4$) reduziert.

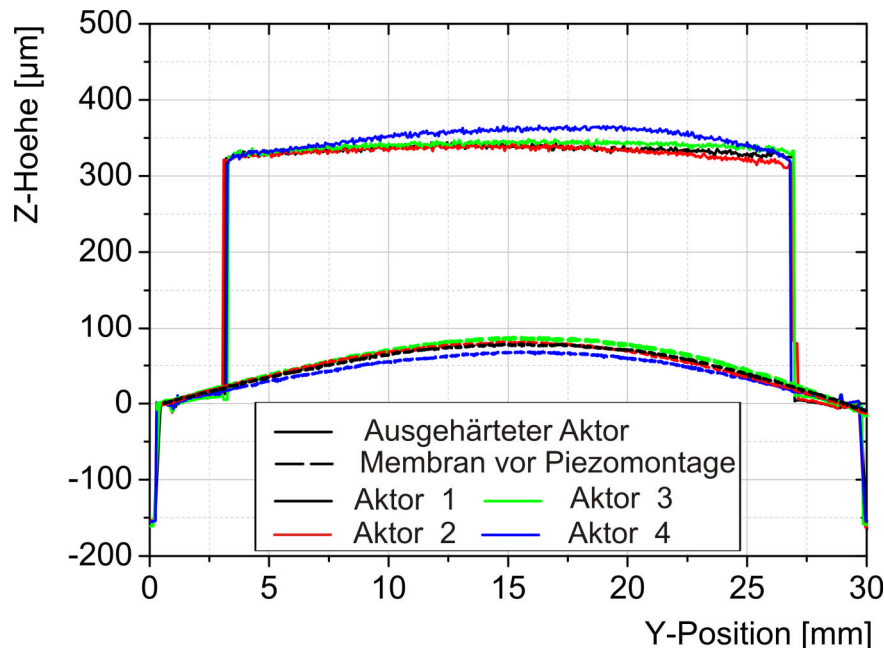


Abbildung 4.6. Vergleich der Membrankrümmung an vier Membranen vor und nach der Piezomontage und Warmaushärtung

Dieser liegt in der Größenordnung der Membrankrümmung vor der Montage, die bei den untersuchten Membranen $76\text{ }\mu\text{m}$ ($\sigma = \pm 12\text{ }\mu\text{m}$, $n=4$) betrug (siehe Abbildung 4.6). Für den Aufbau der Pumpe ist diese Verkrümmung tolerierbar, da sie zur Pumpkammerkavität beiträgt.

Für den Aufbau von Double Layer Aktoren wurden zwei Piezokeramiken in einem Schritt auf die Membran geklebt, wobei der obere Piezo mit einer umkontaktierten Elektrode versehen ist. Im Dauerbetrieb erwies sich diese Lösung jedoch als ungeeignet, da die an der Kante aufgetragene Kupferschicht innerhalb weniger Betriebsstunden durchbrannte. Durch eine Aussparung am oberen Piezo und eine direkte Kontaktierung der Zwischenschicht wurde dieses Problem dauerhaft behoben.

4.3 Ventil- und Aktormontage auf dem gefrästen Grundkörper

Der Aufbau erster Muster erfolgte mit gefrästen Pumpkörpern aus Metall, auf die der Silizium Ventilchip sowie der Biegeaktor geklebt wurden (siehe Abbildung 4.7).

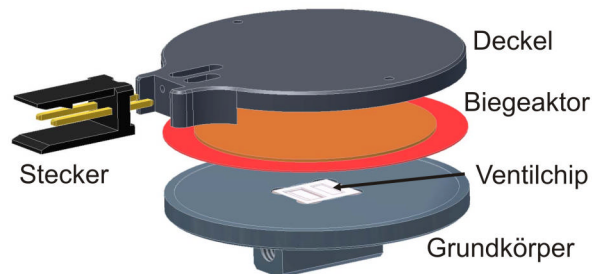


Abbildung 4.7. Schematischer Aufbau der Pumpe (Serie 1)

Die Pumpkammer wurde, um das Totvolumen zu minimieren, mit einer Tiefe von $140.0\ \mu\text{m}$ kegelförmig ausgelegt. Der Kleberand des Aktors ist $1.0\ \text{mm}$ breit, zwischen den Ventilen beträgt die Stegbreite $450\ \mu\text{m}$. Die Klebstoffdosierung erfolgte pneumatisch über eine Dosierspritze, der Grundkörper wurde mit Hilfe eines NC-Positioniertisches bewegt (CADS, AJ Cybertron Gesellschaft f. Laborautomationssysteme mbH, Berlin). Zur Minimierung des Totvolumens wurden die durch den Fräsprozess herstellungsbedingten Aussparungen manuell mit Klebstoff ausgefüllt.

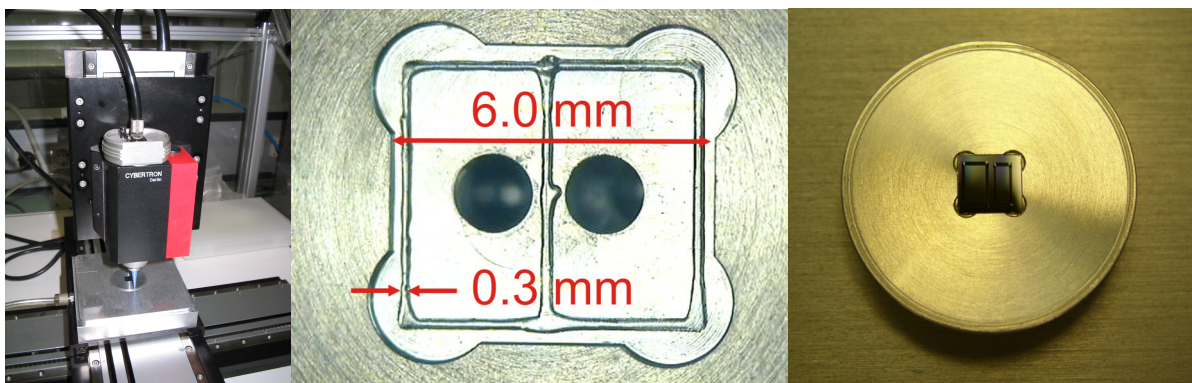


Abbildung 4.8. Automatisierter Klebstoffauftrag (links). Klebstoffauftrag am Ventil (mitte) und zur Aktormontage (rechts)

Die Klebung zwischen Aktor und Grundkörper erwies sich als nicht dauerhaft, nach wenigen Betriebsstunden traten Undichtigkeiten auf. Bei diesen Pumpen wurde eine Piezokeramik von $300\ \mu\text{m}$ Dicke und $23.8\ \text{mm}$ Durchmesser auf eine Stahlmembran mit $150\ \mu\text{m}$ Dicke verklebt. Der Radius der Pumpkammer beträgt $28.0\ \text{mm}$, das Radienverhältnis damit 0.85 . Dieser Aktor entspricht damit etwa dem Typ S Aktor, für den allein durch die Piezoauslenkung beim Druckhub in Kapitel 2.1.6 eine auf die Klebung wirkende Scherkraft von bis zu $650\ \text{Newton}$ ermittelt wurde. Über den gesamten Pumhub erfolgt somit eine Wechselbelastung, die das vorzeitige Versagen der Pumpen erklärt.

4.4 Verbesserung der Aktormontage durch Laserstrahlschweißen

Um den Aktor dauerhaft haltbar mit dem Pumpkörper zu verbinden, wurde der in Abbildung 4.9 dargestellte Montageprozess realisiert [84]: Dazu wird ein Zwischenboden aus einer $500\ \mu\text{m}$ dicken Stahlfolie eingebracht (A), auf den der Biegeaktor geschweißt wird (B). Anschließend wird dieser

durch den thermischen Wärmeeintrag des defokussierten Lasers verwölbt (C), wodurch die Pumpkammerkavität entsteht.

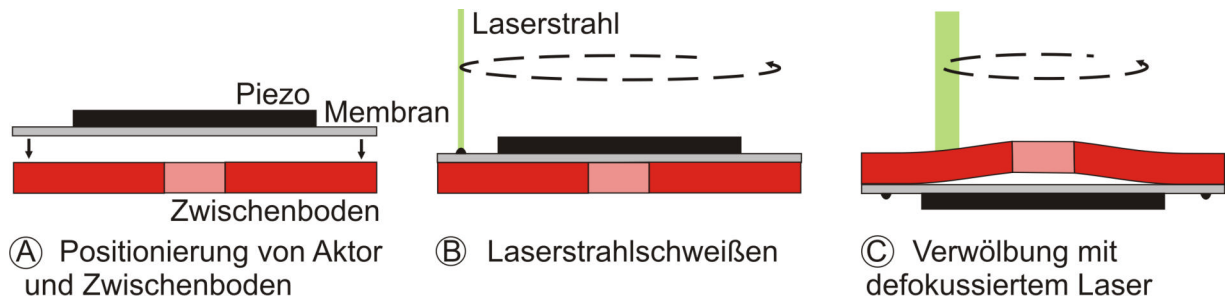


Abbildung 4.9. Montageprozess der Pumpkammer

Zur einfacheren Handhabung und Justage wurde eine Charge von jeweils vier Aktormembranen (und Pumpkammerböden) in einem Montagestreifen zusammengefasst und aus einer Stahlfolie durch Ätzen hergestellt (siehe Abbildung 4.10).

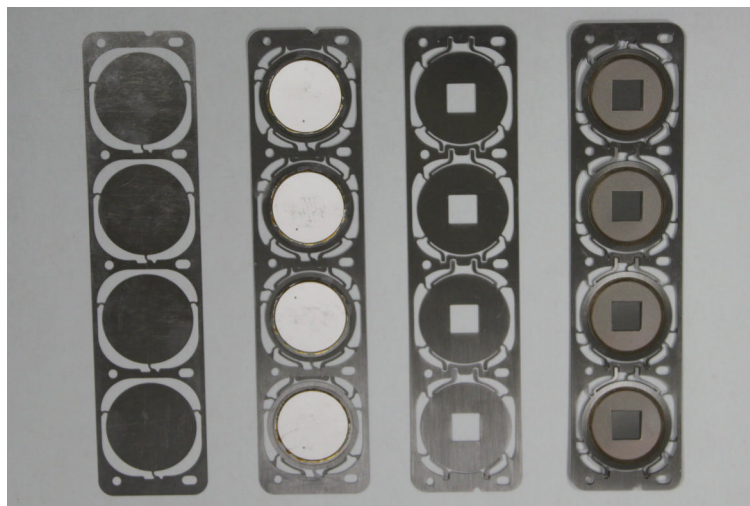


Abbildung 4.10. Montagestreifen der Membran (links), mit aufgeklebtem Piezo (2. von links), Zwischenboden (2. von rechts), sowie mit fertig verschweißter und aufgebogener Pumpkammereinheit (rechts)

Nach dem Aufkleben der Piezos wurden die Chargen mit einem wassergekühlten Faserlaser der Firma SPI Lasers, Großbritannien, mit einer Wellenlänge von 1075 nm geschweißt und verformt. Der Schweißvorgang erfolgte bei einer Laserleistung von 165 Watt. Damit keine Undichtigkeit der Schweißnaht auftritt, ist ein spaltfreies Anpressen der Aktormembran unbedingt erforderlich. Dies wurde mit Hilfe einer umlaufenden Klemmvorrichtung erreicht (siehe Abbildung 4.11). Undichtigkeiten im Dauerbetrieb traten bei den geschweißten Pumpen nicht mehr auf.

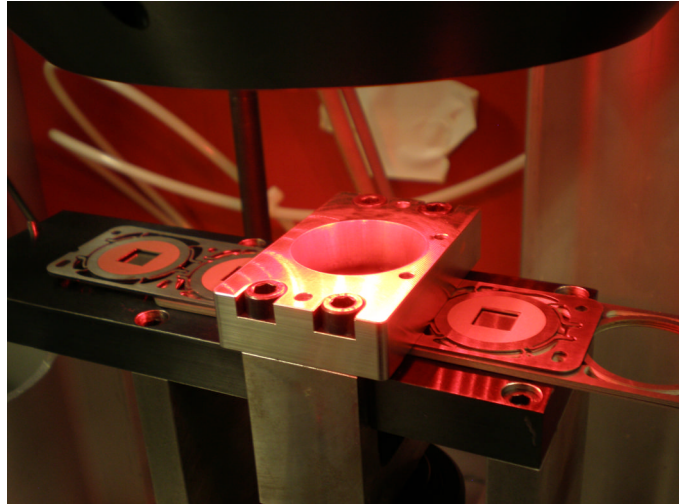


Abbildung 4.11. Klemmvorrichtung zur Fixierung von Aktor und Pumpkammer

Zum Biegen der Pumpkammer wurde der Laser defokussiert und Schweißringe mit unterschiedlichen Radien aufgebracht. Über die Anzahl der Schweißringe und den Energieeintrag des Lasers lässt sich die Tiefe der Pumpkammer variieren. Da der Aktor jedoch beim Schweißprozess bereits vorgespannt und damit verformt wird (siehe Kapitel 2.1.7), entsteht auch ohne Wölbungsprozess eine Kavität. Die minimale Pumpkammertiefe, die ohne Biegen realisiert werden konnte, betrug $180\ \mu\text{m}$ bei dem Aktor vom Typ S und einer Piezodicke von $300\ \mu\text{m}$, sowie $139\ \mu\text{m}$ bei einem Typ A Aktor mit $600\ \mu\text{m}$ dickem Piezo. Die maximale Pumpkammertiefe, die mit drei Schweißringen erzeugt wurde, lag bei $420\ \mu\text{m}$ (Typ S). Die Ausprägung der Pumpkammer ist bei diesem Prozess kegelförmig, was in Bezug auf möglichst niedriges Totvolumen erwünscht ist (siehe Abbildung 4.12). Dies entspricht näherungsweise der Biegelinie des Aktors.

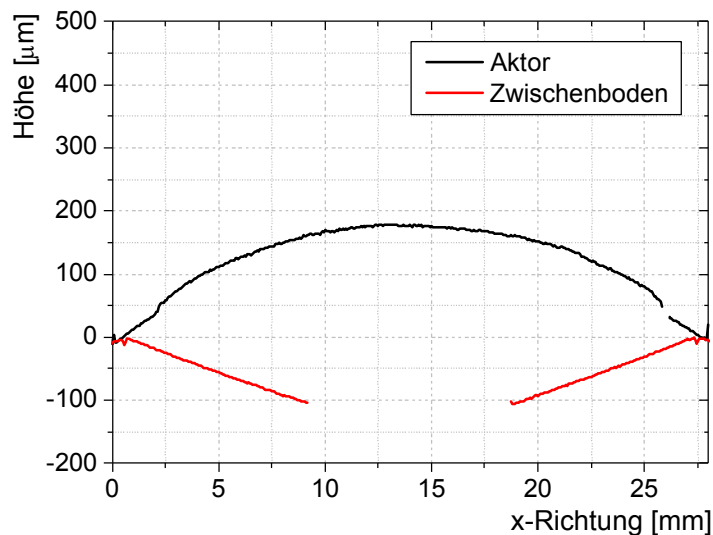


Abbildung 4.12. Profilmessung einer $250\ \mu\text{m}$ tiefen, mit einem Schweißring gebogenen Pumpkammer

Für eine Massenfertigung ist der entwickelte Prozess sehr gut geeignet, da die Prozesszeit pro Pumpe weniger als eine Sekunde beträgt, und die Reproduzierbarkeit im gleichen Fertigungsdurchlauf außerordentlich hoch ist. So wurden bei einem Los von 55 gleichförmig aufgebauten Pumpen mit einer typischen Pumpkammerhöhe von $336.7\ \mu\text{m}$ eine Standardabweichung von $10.5\ \mu\text{m}$ (3.1 Prozent) erreicht. Eine Höhe von $235.5\ \mu\text{m}$ konnte bei einem weiteren Los von 132 Pumpen mit

einer Standardabweichung von $14.7 \mu\text{m}$ (6.2 Prozent) erreicht werden. Eine exakte Pumpkammerhöhe muss beim Prozessstart durch Iteration eingestellt werden, da kleinste Schwankungen der Laserleistung, die bereits durch fortschreitende Betriebsdauer auftreten, eine Veränderung der Pumpkammertiefe bewirken. Eine mögliche Lösung stellt eine Inline-Vermessung der Pumpkammertiefe während des Schweißprozesses dar, die die kontinuierliche Anpassung der Laserleistung ermöglicht.

4.5 Fixierung der Siliziumventile durch Heißprägen

Das Einkleben der Ventile in den Grundkörper weist einige Nachteile auf. Neben der präzisen Positionierung und Dosierung des Klebstoffes, die prozesstechnisch schwer umzusetzen ist, wurde beobachtet, dass Ausgasungen des Klebstoffes zum Anhaften der Ventile führen. Zudem wird eine möglichst große Kontaktfläche benötigt, die sich negativ auf Baugröße und Kosten des Ventils auswirkt. Daher wurde ein alternatives Fertigungsverfahren entwickelt, bei dem Einzelventile von $3.0 \times 6.0 \text{ mm}$ Größe in einen Kunststoff-Grundkörper heiß eingeprägt werden [85].

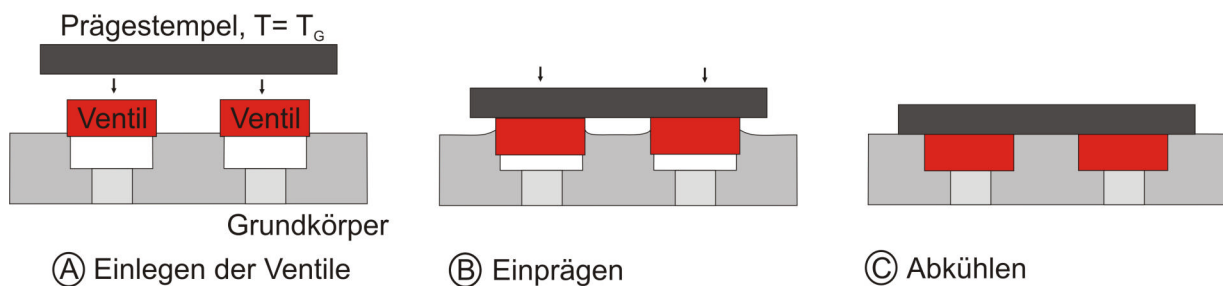


Abbildung 4.13. Einprägen der Silizium Ventile in einen Kunststoff Grundkörper

Über einen beheizten Prägestempel werden die Ventile auf die Glasübergangstemperatur des verwendeten Kunststoffs erhitzt, und mit einer definierten Kraft in den Kunststoff eingepresst (siehe Abbildung 4.13). Der Kunststoff wird über die Kontaktfläche zum Ventil erhitzt, und weicht aus. Durch den Stempel wird am Ende des Prägevorgangs die Ebenheit des Ventilsitzes wieder hergestellt. Da der thermische Ausdehnungskoeffizient von Silizium mit $2.5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [86] deutlich unter dem von Kunststoffen mit etwa $50 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ liegt, verbleibt nach dem Abkühlen eine remanente Spannung im Kunststoff, die den Ventilchip klemmt und abdichtet. Je höher der Ausdehnungskoeffizient und die Steifigkeit (E-Modul) des Kunststoffs sind, desto größer ist auch die Klemmkraft. Ein weiterer, wichtiger Faktor zur Auswahl eines geeigneten Kunststoffs ist die Glasübergangstemperatur T_g , da diese den Temperatureinsatzbereich des Systems limitiert. Daher wurden unterschiedliche Kunststoffe getestet.

Parameter	PMMA	PC	PES	PPS-GF	PEI	COC
T_g [°C]	99	148	225	90	215	136
E-Modul bei RT [N/mm ²]	3200	2350	2700	14000	3590	3100
Ausdehnungskoeff. [$10^{-6} \cdot \text{K}^{-1}$]	80	70	50	50	50	60
Dichte [kg/m ³]	1190	1200	1370	1580	1260	1020

Tabelle 4.1. Eigenschaften der untersuchten Kunststoffe [87]

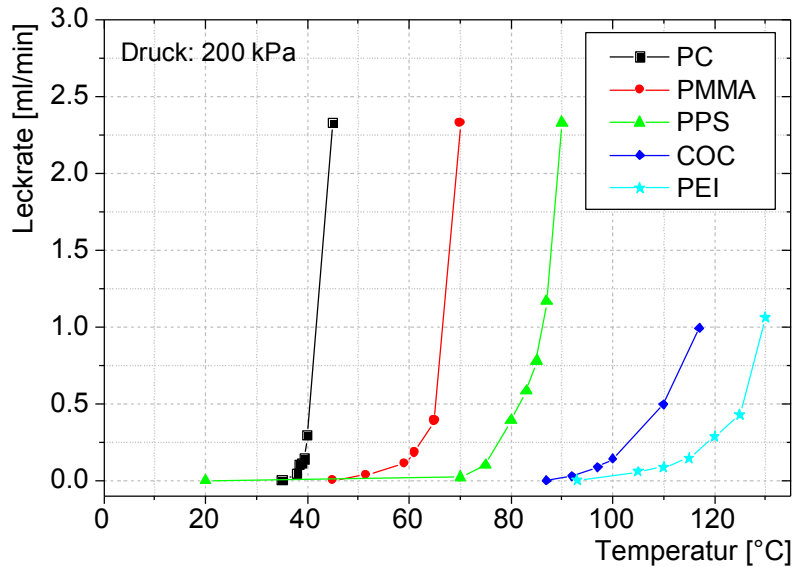


Abbildung 4.14. Test der Dichtigkeit von Siliziumchips in unterschiedlichen Kunststoffen

Bei Raumtemperatur konnte mit allen Kunststoffen ein dichter Sitz erreicht werden. Die Dichtigkeit wurde an einem Dummy-Siliziumchip ohne Ventilklappe bis 200 kPa getestet. Anschließend wurde die Flussrate unter Erwärmung der Ventileinheit gemessen (siehe Abbildung 4.14). Polyetherimid (PEI) zeigte dabei die höchste Dichtigkeit. Erst bei einer Temperatur von 90° C wurde die Verbindung undicht. PEI zeichnet sich zudem durch eine hervorragende chemische Beständigkeit, unter anderem gegen Methanol aus, und wurde daher als Material für den Grundkörper ausgewählt.

4.6 Fertigung des Grundkörpers im Spritzguss

Für eine Massenfertigung liegt es nahe, den Grundkörper als Spritzgussteil auszuführen. Dies wurde im Rahmen der Pumpenentwicklung durch die RKT GmbH, Roding, durchgeführt. Die Ventilaufnahme wurde erhöht, so dass sie mit dem Zwischenboden aus Metall bündig abschließt und somit kein weiteres Totvolumen innerhalb der Pumpkammer erzeugt wird.

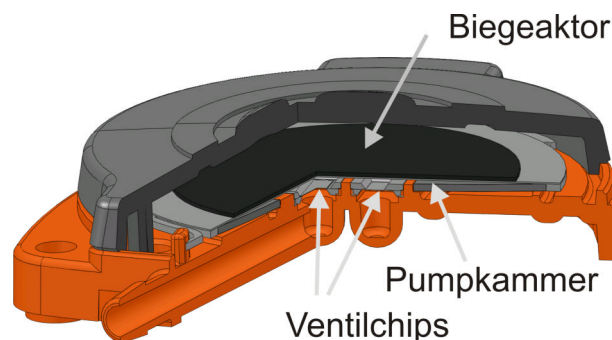


Abbildung 4.15. Endgültiger Aufbau mit Zwischenboden aus Stahl

Die Klebung zwischen Metallpumpkammer und Kunststoff kann aufgrund der unterschiedlichen Materialien nicht vermieden werden. Diese ist fertigungstechnisch jedoch vergleichsweise einfach zu realisieren, da eine Klebefläche von 6.0 cm² zur Verfügung steht. Die Maße des Kunststoffkörpers inklusive des Deckels betragen 40x50x8 mm. Abbildung 4.16 zeigt den schematischen Aufbau, der in

einer Pilotserie von über 200 Mikropumpen realisiert wurde. Das Bauvolumen der Pumpe beträgt 12.29 cm^3 , das Gewicht der gesamten Pumpe 12.6 g .

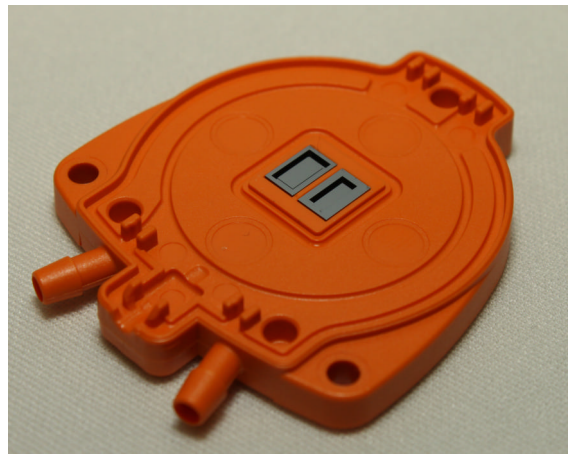


Abbildung 4.16. Spritzguss-Grundkörper aus Polyetherimid mit eingepägten Silizium Ventilchips

4.7 Evaluierung der industriell hergestellten Pumpe

Durch die im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Optimierungsmaßnahmen konnte die Streuung gleichförmig aufgebauter Pumpen erheblich reduziert werden. Die Kennwerte, die bei einem serienmäßig aufgebauten Los von 15 Pumpen erreicht wurden, sind in Tabelle 4.2 aufgeführt.

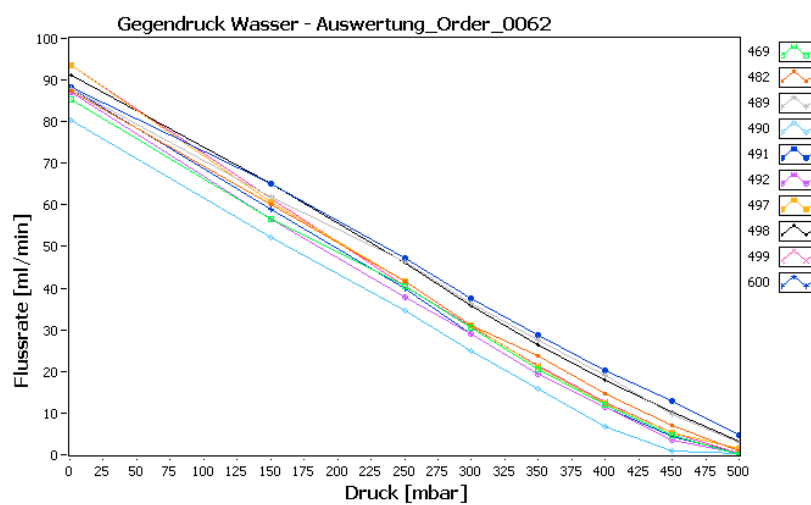


Abbildung 4.17. Messung des Gegendrucks mit Wasser von 10 gleichförmig aufgebauten Mikropumpen

4. Entwicklung eines serientauglichen Fertigungsprozesses

Aufbau von 10 Typ S Pumpen		Kennwerte	Mittelwert	Std. Abw.	
Piezodicke	300 µm	Pumpkammerhöhe	356.4 µm	5.12 µm	1.44 %
Piezoradius	11.9 mm	Aktorhub	51.46 µm	1.48 µm	2.89 %
Membrandicke	150 µm	Flow H ₂ O 20 Hz	36.64 ml/min	1.42 ml/min	3.89 %
Membranradius	13.25 mm	Flow H ₂ O 40 Hz	59.19 ml/min	2.13 ml/min	3.60 %
Größe Ventilchip	3.0x6.0 mm	Flow H ₂ O 55 Hz, 5 kPa	88.23 ml/min	3.90 ml/min	4.42 %
Ansteuerspannung	-70/350V	Flow H ₂ O 55 Hz, 15 kPa	59.86 ml/min	4.01 ml/min	6.70 %
		Flow Luft 200 Hz	137.6 ml/min	5.65 ml/min	4.11 %
		Flow Luft 200 Hz, 2 kPa	32.11 ml/min	7.48 ml/min	23.3 %
		Leckrate 30kPa	1.718 ml/min	0.411 ml/min	24.0 %

Tabelle 4.2. Streuung der Kennwerte innerhalb eines Fertigungslos

Die geringe Streuung von Pumpkammertiefe und Aktorhub innerhalb eines Fertigungslos von lediglich 1.44 beziehungsweise 2.89 Prozent führt zu einer maximalen Abweichung von 6.70 Prozent bei Flussmessungen mit Wasser. Dieses Ergebnis belegt die Qualität der entwickelten Fertigungsschritte im Hinblick auf einen definierten Aufbau der Pumpe. Lediglich die Fördereigenschaften der Pumpe mit Luft, die durch die Leckrate und Förderrate bei Gegendruck charakterisiert werden, weisen eine deutlich höhere Abweichung von bis zu 24.0 Prozent auf. Eine hohe Variabilität der Leckrate wurde bereits bei der Charakterisierung der Einzelventile beobachtet (siehe Kapitel 4.1), und erklärt die vergleichsweise hohen Schwankungen beim Fördern von Luft bei Gegendruck. Im Betrieb mit Wasser ist dieser Effekt aufgrund der höheren Viskosität und damit des geringeren Leckstroms allerdings nicht von Bedeutung.

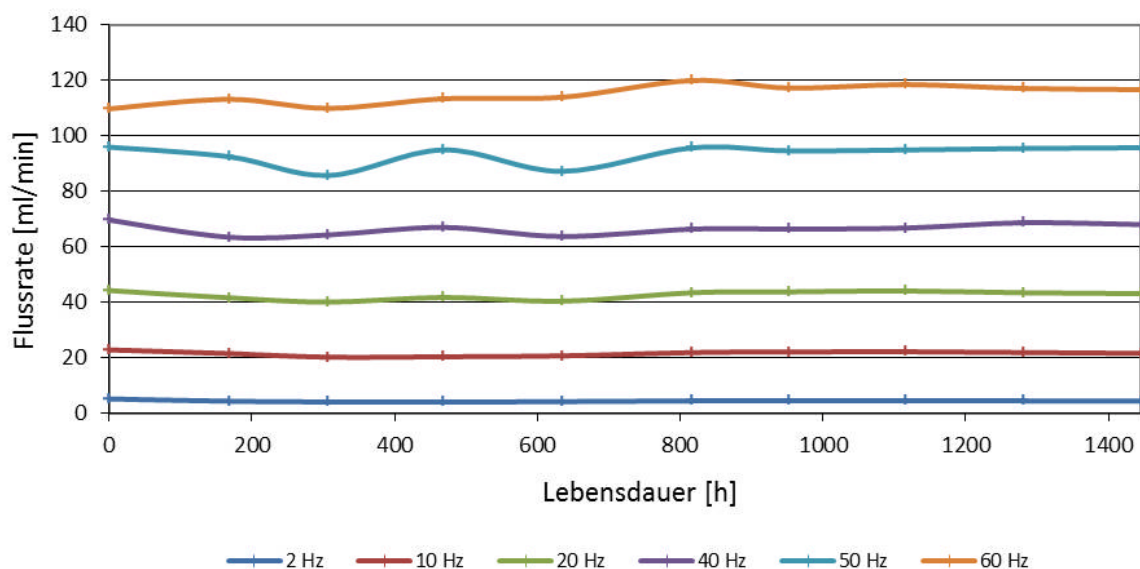


Abbildung 4.18. Messung der Flussrate einer Mikropumpe über eine Dauer von über 1400 Betriebsstunden (Quelle: [88])

In ersten Lebensdauertests einzelner Mikropumpen wurde eine mittlere Abweichung der Flussrate über eine Dauer von 1400 Betriebsstunden von 6.7 Prozent [88] ermittelt, was die grundlegende Dauerhaltbarkeit der Mikropumpen bestätigt.

4.8 Erreichte Leistungskennwerte der Double Layer Pumpe

Auf Basis der in dieser Arbeit entwickelten Optimierungsmaßnahmen wurde ein Muster der Hochflusspumpe mit den in Tabelle 4.3 spezifizierten Konstruktionsgrößen aufgebaut:

Design Pumpe B2		Design Double Layer Pumpe 626	
Piezodicke	300 μm	Piezodicke	2x300 μm
Piezoradius	11.9 mm	Piezoradius	12.5 mm
Membrandicke	150 μm	Membrandicke	150 μm
Membranradius	14 mm	Membranradius	13.9 mm
Pumpkammerhöhe	140 μm	Pumpkammerhöhe	248 μm
Größe Ventilchip	6.0x6.0 mm	Größe Ventilchip	3.0x6.0 mm
Ansteuerspannung	-70/350V	Ansteuerspannung	-70/350V

Tabelle 4.3. Konstruktionsgrößen der ursprünglichen und optimierten Mikropumpe

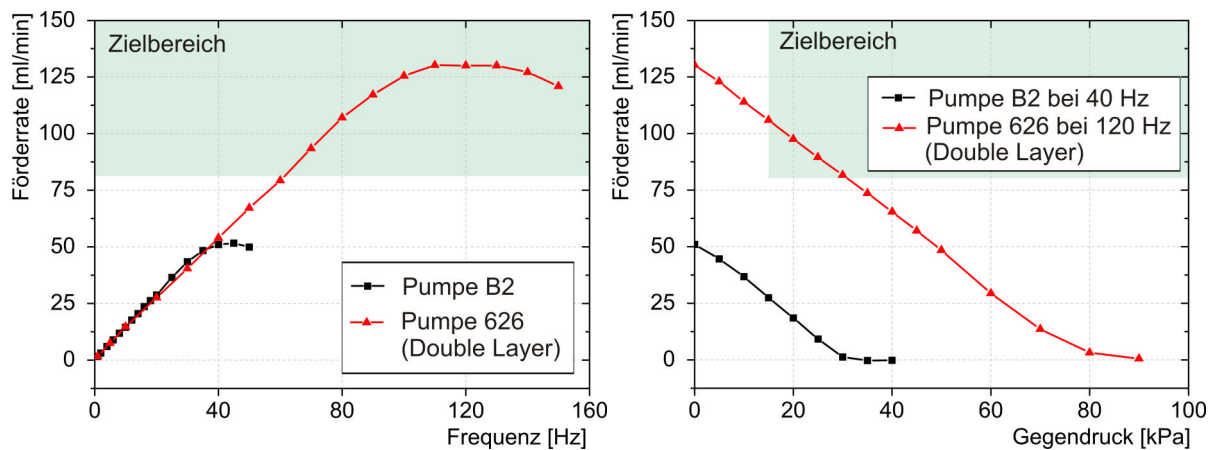


Abbildung 4.19. Erreichte Steigerung der Förderate und Gegendruckfähigkeit der optimierten Hochleistungsmikropumpe

Abbildung 4.19 zeigt die Steigerung von Förderate und Gegendruckfähigkeit, die auf Basis der in dieser Arbeit durchgeführten Optimierung erreicht wurde. Der für eine Anwendung in einer Brennstoffzelle festgelegte Zielbereich von über 80 ml/min bei 15 kPa wird dadurch erreicht. Die Förderate ohne Gegendruck beträgt 130.2 ml/min. Bei einem Gegendruck von 15 kPa, somit im Arbeitspunkt der Brennstoffzelle, liegt die Förderate mit 107.4 ml/min um einen Faktor von 3.5 höher als zu Beginn der Arbeit. Die maximale Gegendruckfähigkeit der Pumpe wurde von 32 kPa auf 85 kPa gesteigert. Mit Luft betrug die maximale Förderate 159.7 ml/min, der Gegendruck 25.2 kPa.

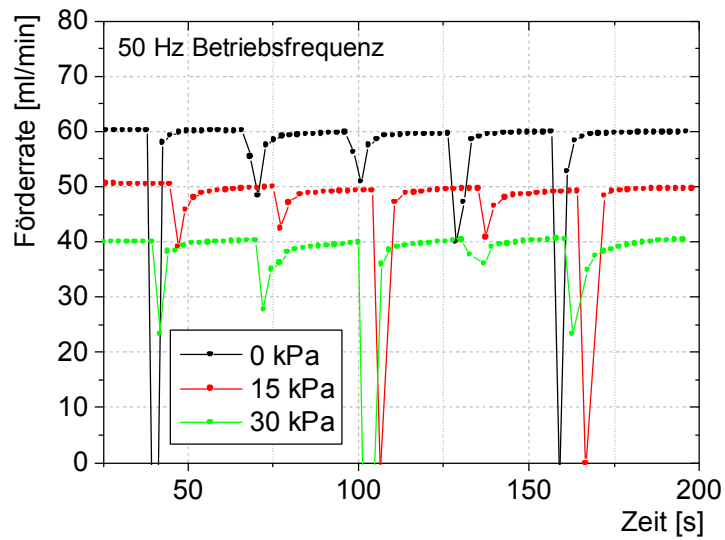


Abbildung 4.20. Flussrate bei Blasendurchtritt

Wie in Kapitel 3.3 eingehend untersucht, ist ein blasentolerantes Pumpverhalten bis zu einem Druck von 15 kPa aufgrund der theoretischen Überlegungen zu erwarten. Da im Betrieb der Pumpe auch bei Blaseneintritt Flüssigkeit in der Pumpkammer verbleibt, liegt der tatsächliche Gegendruck, bei dem die Pumpe nach einem Blasendurchtritt wieder zu ihrer ursprünglichen Pumprate zurück findet, höher. Im Experiment zeigt die Pumpe selbst bis zu einem Gegendruck von 30 kPa blasentolerantes Verhalten (siehe Abbildung 4.20, Flussmessung mit mini Cori-Flow M14, Bronkhorst Cori-Tech, Niederlande). Eine weitere, wesentliche Voraussetzung für den Einsatz als Zirkulationspumpe in einer Miniaturbrennstoffzelle wurde somit erreicht.

5. Zusammenfassung der erreichten Ergebnisse

Ziel der Arbeit war, eine Mikropumpe zu entwickeln, deren Förderleistung den Einsatz als Zirkulationspumpe in einer Miniatur-Brennstoffzelle erlaubt. Dies wurde in folgenden Schritten realisiert:

- 1.) **Optimierung des Piezobiegeaktors:** Generische Optimierungsregeln für Piezobiegeaktoren wurden analytisch gefunden, und mit FEM und Experiment verifiziert. Unter den realen Randbedingungen der Anwendung in einer Brennstoffzelle (Festlegung von Aktordurchmesser und maximaler elektrischer Spannung) wurde ein optimaler Aktor ausgelegt. Die Charakterisierung erfolgte im experimentellen Aufbau und in der Mikropumpe.
- 2.) **Optimierung der Pumpkammer:** Ein analytisches Modell zur Beschreibung der Pumpkammerströmung wurde entwickelt. Mit diesem Modell konnte gezeigt werden, dass sich die Förderrate der Pumpe durch Maximierung der Pumpkammertiefe erhöhen lässt. Das Modell wurde durch eine FEM Simulation verifiziert.
- 3.) **Modellierung der Silizium Ventile:** Die Strömung um das Klappenventil wurde mit einer FEM Simulation modelliert und zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Mit Hilfe einer dynamischen FEM Simulation wurde belegt, dass eine vereinfachte analytische Modellierung unter quasi-statischen Bedingungen erlaubt ist. Die Silizium Ventile weisen herausragende Eigenschaften im Vergleich zu anderen Mikroventilen auf.
- 4.) **Optimierung der Mikropumpe als Gesamtsystem:** Mit Hilfe der entwickelten Teilmodelle wurde die Mikropumpe als Gesamtsystem modelliert und optimiert. Die Trägheit der fluidischen Masse in den Schlauchleitungen bestimmt dabei maßgeblich die Fördercharakteristik der Pumpe. Durch die Anwendung von Druckausgleichselementen konnte dieser Einfluss wirksam von der Pumpe getrennt werden. Eine optimale Pumpkammertiefe wurde festgelegt, da Förderleistung und Blasentoleranz entgegengesetzte Optimierungsziele darstellen. Weiter konnte gezeigt werden, dass eine Erhöhung der Aktorsteifigkeit immer zu einer Erhöhung der Förderrate führt, und somit die erlaubte Piezodicke die praktische Optimierungsgrenze für den Aktor darstellt.
- 5.) **Optimierung der Fertigungsprozesse:** Massenfertigungstaugliche Fertigungsprozesse wurden zur Montage der Pumpe etabliert und optimiert. Ein Laserschweißprozess und ein Prägeschritt zur Montage der Ventile wurden entwickelt, um kritische Klebeschritte zu substituieren. Die Streuung der fluidischen Kennwerte innerhalb eines Loses konnte dadurch auf weniger als 6.7 Prozent reduziert werden. Die grundlegende Dauerhaltbarkeit der Pumpe wurde erfolgreich nachgewiesen.

Die entwickelte Mikropumpe weist eine Förderrate von 130.2 ml/min bei 120 Hz und sprunghöförmiger Anregungsspannung von 350/-70 Volt auf. Die Gegendruckfähigkeit wurde mit 85 kPa gemessen. Bis zu einem Gegendruck von 30 kPa wurde blasentolerantes Verhalten beobachtet. Die Baugröße der Pumpe beträgt 12.29 cm³.

5.1 Ausblick: Vergleich weiterer Kennwerte der Mikropumpe

Mit der in dieser Arbeit entwickelten Mikropumpe werden neue Anwendungen für Mikropumpen möglich, die bisher aufgrund zu geringer Förderleistung (Gleichung (1.1)) nicht adressiert werden konnten. Diese lässt sich bei linearer Gegendruckabhängigkeit (vgl. Abbildung 4.19) als Funktion der maximalen Flussrate \dot{V}_{max} , dem Blockierdruck p_{max} und dem Gegendruck Δp angeben:

$$P_p = \left(1 - \frac{\Delta p}{p_{max}}\right) \cdot \Delta p \cdot \dot{V}_{max} \tag{5.1}$$

Abbildung 5.1 verdeutlicht die erreichte Leistungssteigerung: Im Rahmen dieser Arbeit konnte erstmals in einem Gegendruckbereich bis 10 kPa mit einer Mikropumpe die fluidische Leistung einer konventionellen Miniaturpumpe erreicht werden.

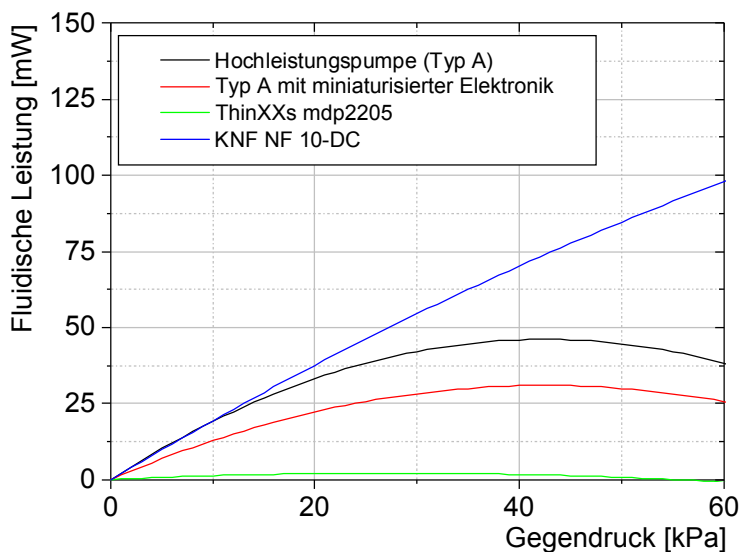


Abbildung 5.1. Erreichte fluidische Leistung der Hochleistungsmikropumpe

Um eine Miniaturpumpe zu ersetzen, müssen jedoch weitere Vorteile gegenüber solch einer Pumpe bestehen. Für miniaturisierte Brennstoffzellen ist der Einsatz einer Mikropumpe aufgrund eines geringeren Platz-, Gewichts und/oder Energiebedarfs von Vorteil. Das Bauvolumen der entwickelten Pumpe liegt bei nur 48.4 Prozent einer vergleichbaren Miniaturpumpe (siehe Kapitel 1.2). Da die Mikropumpe im Gegensatz zu einer durch einen Elektromotor angetriebenen Pumpe eine wesentlich höhere Ansteuerspannung, sowie ein frequenzmoduliertes Ansteuersignal benötigt, ist eine komplexe Treiberelektronik notwendig, die dem Bauvolumen hinzugerechnet werden muss. Im Rahmen der Entwicklung der Hochleistungsmikropumpe wurde durch Söllner [83] eine Elektronik

aufgebaut, die auf eine geringe Baugröße und Energiebedarf optimiert wurde (siehe Abbildung 5.2). Zusammen mit Elektronik entspricht das Bauvolumen des Pumpsystems jedoch etwa dem der Miniaturpumpe, und stellt damit keinen Brutto-Vorteil gegenüber der Miniaturpumpe dar.

Die Spulen, die zur Erzeugung der Hochspannung benötigt werden, stellen die größten Bauelemente dar. Es wäre zu prüfen ob zum Beispiel durch den Einsatz eines Multilayer-Aktorelements die Ansteuerspannung reduziert werden kann, ohne die Leistungsfähigkeit der Pumpe zu reduzieren. Die Kosten eines solchen Multilayers müssen für einen Einsatz in einer kommerziellen Brennstoffzelle jedoch um mindestens eine Größenordnung gesenkt werden.

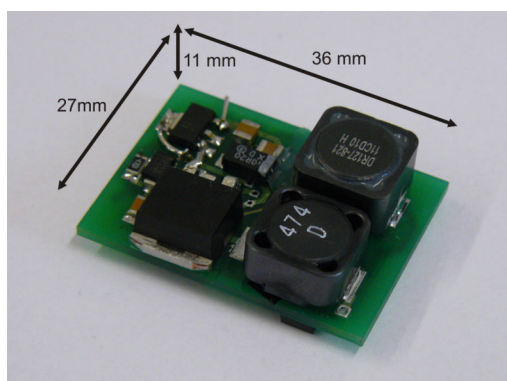


Abbildung 5.2. Miniaturisierte Treiberelektronik

Die Eingangsleistung der Elektronik wurde im Betriebspunkt von 120 Hz mit 925.4 mW für den Typ A Aktor (Double Layer), und 582.0 mW für den Typ S (Single Layer) gemessen (R&S RTO1014 Oszilloskop, Rhode & Schwarz, München). Da die Elektronik auf die Betriebsparameter der Typ S Mikropumpe ausgelegt wurde, kann die negative Ansteuerflanke von -70 Volt beim Double Layer, der eine doppelt so hohe Kapazität aufweist, nicht vollständig aufgebaut werden. Die gemessene Flussrate liegt daher um 32.8 Prozent unter der, die mit einer Laborspannungsquelle erreicht wird (siehe Abbildung 5.3).

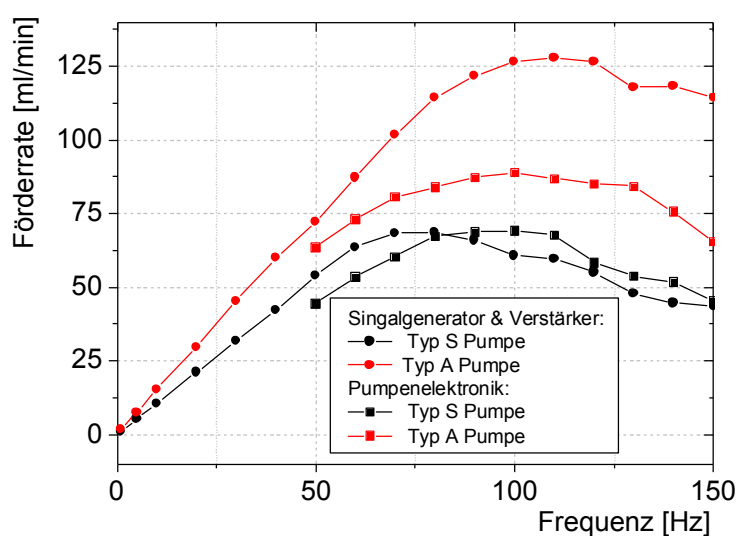


Abbildung 5.3. Messung der Förderrate mit miniaturisierter Treiberelektronik

5. Zusammenfassung der erreichten Ergebnisse

Eine Anpassung der Elektronik auf den Typ A Aktor wäre möglich, ohne die Baugröße oder den Energiebedarf wesentlich zu verändern. Dieser liegt bei 27.2 Prozent des im Datenblatt der Miniaturpumpe spezifizierten Werts und bestätigt das Potential einer piezoelektrisch angetriebenen Hochleistungs-Pumpe. Entwicklungsbedarf besteht bei der Geräuschreduzierung, da das implementierte Schaltungskonzept eine steile Signalfanke bedingt, die ein deutlich hörbares Betriebsgeräusch erzeugt. Zur Weiterentwicklung der Elektronik müsste daher untersucht werden, wie sich das Ansteuersignal verändern lässt, ohne die Förderrate zu reduzieren. Ein Ansatz wäre die Erhöhung der Amplitude bei gleichzeitiger Reduktion der Flankensteilheit.

	Hochleistungsmikropumpe	Miniaturpumpe KNF NF 10-DC [89]	Mikropumpe thinXXs mdp2205, Elektronik edp0504 [12]
Max. Förderrate	87.4 - 130.2 ml/min	120 ml/min	9.2 ml/min
Gegendrucksteifigkeit	1.69 ml/min kPa	0.366 ml/min kPa	0.167 ml/min kPa
Rel. Gegendrucksteifigkeit	1.3 %/kPa	0.31 %/kPa	1.81 %/kPa
Baugröße Pumpe (gehäust)	12.29 cm ³	25.4 cm ³	4.6 cm ³
Baugröße Elektronik	11.67 cm ³		20.6 cm ³
Gewicht Pumpe	12.6 g	60g	3 g
Gewicht Elektronik	13.4 g (ungehäust)		33 g (gehäust)
Energieverbrauch	0.925 W (@ 120 Hz)	3.4 W	0.25 W

Tabelle 5.1 Vergleich der erreichten Leistungskennwerte

Eine weitere Möglichkeit um hohe Flussraten mit einer Mikropumpe zu erreichen, die im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht wurde, wäre die gezielte Nutzung des Überschwingeffekts des Aktors zur Steigerung der Flussrate. Eine gezielte Erhöhung der Induktivität und Reduktion des Flusswiderstands würde zu einer größeren Schwingungsamplitude des Aktors führen. Dazu ließe sich zum Beispiel die Trägheit der fluidischen Masse in den Zuleitungen nutzen. Um den Ventilwiderstand zu reduzieren, könnten die Ventile vergrößert werden, um so bei gleichen Druckverhältnissen einen größeren Strömungsquerschnitt zu erreichen. Aus Kostengründen müsste dazu ein anderes Material als Silizium verwendet werden. Die Konstanz der Förderrate stellt bei solch einer Pumpe eine kritische Größe dar, da das System stark abhängig von Störgrößen wie zum Beispiel Luftblasen wird.

Anhang

A. Explizite analytische Formeln des Biegeaktors

Hubvolumen:

$V_{\text{hub}} =$

$$\begin{aligned}
 & - (\pi (1 + \nu) (48 d_{31} D_m^3 D_p E_{33} E_m^4 E_p R_m^4 (R_m - R_p) R_p^2 (R_m + R_p) + \\
 & 4 D_m^8 E_m^3 R_m^4 (48 d_{31} D_p^2 E_{33} E_p^2 (R_m - R_p) R_p^2 (R_m + R_p) + E_m (12 d_{31} D_p^2 E_{33} E_p (R_m - R_p) R_p^2 (R_m + R_p) + p R_m^6 (-1 + \nu))) + \\
 & D_p^8 E_p^4 p (R_m - R_p)^5 (R_m + R_p)^5 (-1 + \nu) (1 + \nu)^2 + 4 D_m D_p^7 E_m E_p^3 p (R_m - R_p)^4 (R_m + R_p)^4 (-1 + \nu) (1 + \nu) \\
 & (-R_p^2 (1 + \nu) + R_m^2 (3 + \nu)) + 2 D_m^2 D_p^6 E_m E_p^2 p (R_m - R_p)^4 (R_m + R_p)^4 (-1 + \nu) (1 + \nu) \\
 & (16 E_m R_m^2 + 3 E_p (-R_p^2 (1 + \nu) + R_m^2 (3 + \nu))) + \\
 & 2 D_m^7 D_p E_m^3 E_p R_m^4 (240 d_{31} D_p^2 E_{33} E_p (R_m - R_p) R_p^2 (R_m + R_p) + \\
 & p (-1 + \nu) (-13 R_m^4 R_p^2 (1 + \nu) + 18 R_m^2 R_p^4 (1 + \nu) + 4 R_m^6 (3 + \nu) - 3 R_p^6 (5 + 3 \nu))) + \\
 & D_m^3 D_p^5 E_m E_p^2 p (R_m - R_p)^2 (R_m + R_p)^2 (-1 + \nu) (1 + \nu) \\
 & (96 E_m R_m^2 (R_m - R_p)^2 (R_m + R_p)^2 + E_p (-3 R_p^6 (1 + \nu) + 4 R_m^6 (3 + \nu) + 4 R_m^2 R_p^4 (5 + 3 \nu) - 2 R_m^4 R_p^2 (11 + 6 \nu))) + \\
 & D_m^4 D_p^4 E_m^2 E_p^2 R_m^2 (R_m - R_p) (R_m + R_p) \\
 & (48 d_{31} D_p^2 E_{33} E_p R_m^2 R_p^2 + \\
 & p (-1 + \nu) (-R_p^6 (1 + \nu) (131 + 3 \nu) + 2 R_m^2 R_p^4 (197 + 3 \nu (66 + \nu)) - 4 R_m^4 R_p^2 (96 + \nu (98 + \nu)) + R_m^6 (141 + \nu (138 + \nu)))) + \\
 & 4 D_m^5 D_p^3 E_m^2 E_p R_m^2 (R_m - R_p) (R_m + R_p) \\
 & (3 E_p (4 d_{31} D_p^2 E_{33} E_p R_m^2 R_p^2 + p (8 R_m^6 - 21 R_m^4 R_p^2 + 21 R_m^2 R_p^4 - 7 R_p^6) (-1 + \nu^2)) + \\
 & 2 E_m R_m^2 (24 d_{31} D_p^2 E_{33} E_p R_p^2 + p (-1 + \nu) (R_m^4 (3 + \nu) - R_m^2 R_p^2 (1 + 3 \nu) + R_p^4 (5 + 3 \nu)))) + \\
 & 4 D_m^6 D_p^2 E_m^2 E_p R_m^2 (R_m - R_p) (R_m + R_p) \\
 & (2 E_p p (4 R_m^6 - 9 R_m^4 R_p^2 + 9 R_m^2 R_p^4 - 3 R_p^6) (-1 + \nu^2) + \\
 & 3 E_m R_m^2 (40 d_{31} D_p^2 E_{33} E_p R_p^2 + p (-1 + \nu) (R_m^4 (3 + \nu) - R_m^2 R_p^2 (1 + 3 \nu) + R_p^4 (5 + 3 \nu)))))) / \\
 & (16 D_m^3 E_m (D_m^4 E_m^2 + 2 D_m D_p (2 D_m^2 + 3 D_m D_p + 2 D_p^2) E_m E_p + D_p^4 E_p^2) \\
 & (4 D_m^4 E_m^2 R_m^4 + 8 D_m^3 D_p E_m E_p R_m^2 (R_m - R_p) (R_m + R_p) (1 + \nu) + 12 D_m^2 D_p^2 E_m E_p R_m^2 (R_m - R_p) (R_m + R_p) (1 + \nu) + \\
 & 8 D_m D_p^3 E_m E_p R_m^2 (R_m - R_p) (R_m + R_p) (1 + \nu) + D_p^4 E_p^2 (R_m - R_p)^2 (R_m + R_p)^2 (1 + \nu)^2)
 \end{aligned}$$

Fluidische Aktorkapazität:

$C_p =$

$$\begin{aligned}
 & - (\pi (1 + \nu) (4 D_m^8 E_m^4 R_m^{10} (-1 + \nu) + D_p^8 E_p^4 (R_m - R_p)^5 (R_m + R_p)^5 (-1 + \nu) (1 + \nu)^2 + \\
 & 4 D_m D_p^7 E_m E_p^3 (R_m - R_p)^4 (R_m + R_p)^4 (-1 + \nu) (1 + \nu) (-R_p^2 (1 + \nu) + R_m^2 (3 + \nu)) + \\
 & 2 D_m^7 D_p E_m^3 E_p R_m^4 (-1 + \nu) (-13 R_m^4 R_p^2 (1 + \nu) + 18 R_m^2 R_p^4 (1 + \nu) + 4 R_m^6 (3 + \nu) - 3 R_p^6 (5 + 3 \nu)) + \\
 & 2 D_m^2 D_p^6 E_m E_p^2 (R_m - R_p)^4 (R_m + R_p)^4 (-1 + \nu) (1 + \nu) (16 E_m R_m^2 + 3 E_p (-R_p^2 (1 + \nu) + R_m^2 (3 + \nu))) + \\
 & D_m^4 D_p^4 E_m^2 E_p^2 R_m^2 (R_m - R_p) (R_m + R_p) (-1 + \nu) \\
 & (-R_p^6 (1 + \nu) (131 + 3 \nu) + 2 R_m^2 R_p^4 (197 + 3 \nu (66 + \nu)) - 4 R_m^4 R_p^2 (96 + \nu (98 + \nu)) + R_m^6 (141 + \nu (138 + \nu))) + \\
 & 4 D_m^5 D_p^3 E_m^2 E_p R_m^2 (R_m - R_p) (R_m + R_p) \\
 & (3 E_p (8 R_m^6 - 21 R_m^4 R_p^2 + 21 R_m^2 R_p^4 - 7 R_p^6) (-1 + \nu^2) + 2 E_m R_m^2 (-1 + \nu) (R_m^4 (3 + \nu) - R_m^2 R_p^2 (1 + 3 \nu) + R_p^4 (5 + 3 \nu))) + \\
 & 4 D_m^6 D_p^2 E_m^2 E_p R_m^2 (R_m - R_p) (R_m + R_p) \\
 & (2 E_p (4 R_m^6 - 9 R_m^4 R_p^2 + 9 R_m^2 R_p^4 - 3 R_p^6) (-1 + \nu^2) + 3 E_m R_m^2 (-1 + \nu) (R_m^4 (3 + \nu) - R_m^2 R_p^2 (1 + 3 \nu) + R_p^4 (5 + 3 \nu))) + \\
 & D_m^3 D_p^5 E_m E_p^2 (R_m - R_p)^2 (R_m + R_p)^2 (-1 + \nu) (1 + \nu) \\
 & (96 E_m R_m^2 (R_m - R_p)^2 (R_m + R_p)^2 + E_p (-3 R_p^6 (1 + \nu) + 4 R_m^6 (3 + \nu) + 4 R_m^2 R_p^4 (5 + 3 \nu) - 2 R_m^4 R_p^2 (11 + 6 \nu)))))) / \\
 & (16 D_m^3 E_m (D_m^4 E_m^2 + 2 D_m D_p (2 D_m^2 + 3 D_m D_p + 2 D_p^2) E_m E_p + D_p^4 E_p^2) \\
 & (4 D_m^4 E_m^2 R_m^4 + 8 D_m^3 D_p E_m E_p R_m^2 (R_m - R_p) (R_m + R_p) (1 + \nu) + 12 D_m^2 D_p^2 E_m E_p R_m^2 (R_m - R_p) (R_m + R_p) (1 + \nu) + \\
 & 8 D_m D_p^3 E_m E_p R_m^2 (R_m - R_p) (R_m + R_p) (1 + \nu) + D_p^4 E_p^2 (R_m - R_p)^2 (R_m + R_p)^2 (1 + \nu)^2)
 \end{aligned}$$

Elektrischer Koppelkoeffizient:

$$C_e = \frac{- (\pi (48 d_{31} D_m^3 D_p E_m^4 E_p R_m^4 (R_m - R_p) R_p^2 (R_m + R_p) + 480 d_{31} D_m^7 D_p^3 E_m^3 E_p^2 R_m^4 (R_m - R_p) R_p^2 (R_m + R_p) + 480 d_{31} D_m^6 D_p^4 E_m^3 E_p^2 R_m^4 (R_m - R_p) R_p^2 (R_m + R_p) + 48 d_{31} D_m^4 D_p^6 E_m^2 E_p^3 R_m^4 (R_m - R_p) R_p^2 (R_m + R_p) + 4 D_m^5 D_p^3 E_m^2 E_p R_m^2 (R_m - R_p) (R_m + R_p) (48 d_{31} D_p^2 E_m E_p R_m^2 R_p^2 + 12 d_{31} D_p^2 E_p^2 R_m^2 R_p^2) + 4 D_m^8 E_m^3 R_m^4 (12 d_{31} D_p^2 E_m E_p (R_m - R_p) R_p^2 (R_m + R_p) + 48 d_{31} D_p^2 E_p^2 (R_m - R_p) R_p^2 (R_m + R_p))) (1 + \nu)) / (16 D_m^3 E_m (D_m^4 E_m^2 + 2 D_m D_p (2 D_m^2 + 3 D_m D_p + 2 D_p^2) E_m E_p + D_p^4 E_p^2) (4 D_m^4 E_m^2 R_m^4 + 8 D_m^3 D_p E_m E_p R_m^2 (R_m - R_p) (R_m + R_p) (1 + \nu) + 12 D_m^2 D_p^2 E_m E_p R_m^2 (R_m - R_p) (R_m + R_p) (1 + \nu) + 8 D_m D_p^3 E_m E_p R_m^2 (R_m - R_p) (R_m + R_p) (1 + \nu) + D_p^4 E_p^2 (R_m - R_p)^2 (R_m + R_p)^2 (1 + \nu)^2))$$

B. Simulationseinstellungen

Die Simulationen wurden mit Ansys 11.0 Workbench (Ansys Inc., USA) durchgeführt. Die piezoelektrische Verformung wurde als thermische Last aufgebracht.

B.1 Biegelinie des Aktors

Symmetrie	Axialsymmetrisches 2D Modell
Materialverhalten	Linear
Elemente	1545 PLANE 183
Knotenanzahl	5032
Piezo-Modul d_{31}	$-210 \cdot 10^{-12} \text{ C/N}$
Aktorradius R_m	14.0 mm
Peizoradius R_p	11.9 mm
Membrandicke T_d	0.15 mm
Piezodicke T_p	0.30 mm
Elektrisches Feld E_z	1.167 kV/mm
Großsignalfaktor	1.5
Modellname	HP_MILKO_SIMPLE

B.2 Einfluss der Klebeschicht

Erweiterung des Modells zur Simulation des Biegeaktors um eine Klebeschicht mit variabler Dicke.

Ebenen in der Klebeschicht	3
Materialverformung	Nichtlinear
Elemente	2860 PLANE 183
Knotenanzahl	9105
Piezo-Modul d_{31}	$-210 \cdot 10^{-12} \text{ C/N}$
Aktorradius R_m	12.5 mm
Piezoradius R_p	10.625 mm
Membrandicke T_d	0.15 mm
Piezodicke T_p	0.30 mm
Elektrisches Feld E_z	1.167 kV/mm
Großsignalfaktor	1.5
Modellname	HP_Pumpe_MILKO_Klebeschicht

B.3 Mechanische Spannungen im Aktor

Materialverformung	Linear und Nichtlinear
Knotenanzahl	5032
Piezo-Modul d_{31}	$-210 \cdot 10^{-12} \text{ C/N}$
Aktorradius R_m	12.5 mm
Piezoradius R_p	10.625 mm
Membrandicke T_d	0.15 mm
Piezodicke T_p	0.30 mm
Elektrisches Feld E_z	1.167 kV/mm
Großsignalfaktor	1.5

B.4 Strömung in der Pumpkammer

Strukturmechanisches Modell	
Symmetrie	Axialsymmetrisches 3D Modell Öffnungswinkel 4°
Materialverformung	Nichtlinear
Elemente	99 PLANE 186
Knotenanzahl	1129
Piezo-Modul d_{31}	$-210 \cdot 10^{-12} \text{ C/N}$
Piezoelektrische Verformung als thermische Last aufgeprägt	
Aktorradius R_m	14.0 mm
Piezoradius R_p	11.9 mm
Membrandicke T_d	0.10 mm
Piezodicke T_p	0.30 mm
Elektrisches Feld E_z	1.167 kV/mm
Großsignalfaktor	1.5
Modellname	Aktor

Fluidisches Modell	
Software	CFX
Symmetrie	Axialsymmetrisches 3D Modell Öffnungswinkel 4°
Knoten	Variabel 18714 - 35610
Elemente	HEXA_8
Knotenanzahl	Variabel 11064 - 23088
Turbulenzmodell	Variabel (SST Low Reynolds, SST Wall Fkt.)
Relaxationskonstante	0.1 - 0.4
Netzsteifigkeit	1
Pumpkammerhöhe	Variabel 0.15 mm – 0.30 mm
Modellname	PK_Flow

B.5 Druckabfall an der Ventilklappe

Strukturmechanisches Modell	
Symmetrie	Halbes Ventil
Materialverformung	Nichtlinear
Elemente	225 SOLID 186
Knotenanzahl	1728
E-Modul Klappe	169 GPa
Querkontraktionszahl ν	0.3
Modellname	3Dventil

Fluidisches Modell	
Knoten	719.172
Elemente	688182 Hexaeder
Turbulenzmodell	SST Low Reynolds
Relaxationskonstante	0.8
Konvergenzkriterium	10^{-4} RMS
Netzsteifigkeit	1
Modellname	Valve_Water

B.6 Ventilklassenschwingung

Strukturmechanisches Modell	
Symmetrie	Quasi 3D (Schnitt der Ventilklappe durch die Auslenkungsebene)
Materialverformung	Nichtlinear
Elemente	162 SOLID 186
Knotenanzahl	1272
Modellname	Ventil_v2

Fluidisches Modell	
Knoten	10350
Elemente	10128 Hexaeder
Turbulenzmodell	Laminar
Relaxationskonstante	0.2
Konvergenzkriterium	10^{-4} RMS
Netzsteifigkeit	1
Modellname	Ventil_newtry_finet

B.7 Silikonmembran

Strukturmechanisches Modell	
Symmetrie	2D Axialsymmetrisch
Materialverformung	Nichtlinear
Material	Neo-Hooke
E-Modul	2.60 GPa
Querkontraktionszahl	0.45
Elemente	315 PLANE183
Knotenanzahl	1082
Modellname	PSE_1.1

C. Herleitung der Biegelinie einer Ventilklappe

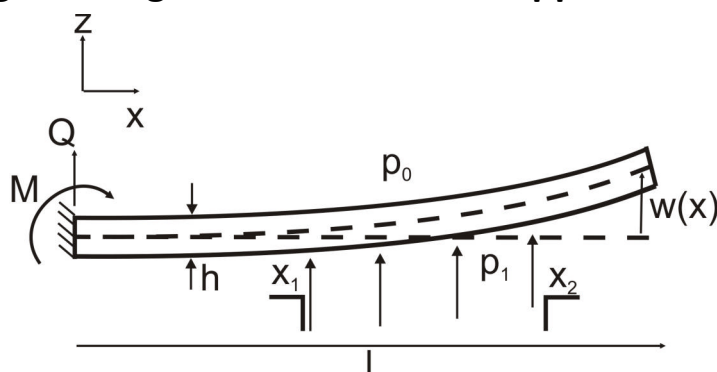


Abbildung C.1. Schematisches Modell der Ventilklappe der Breite b

Die Notation folgt aus Abbildung C.1. Mit Hilfe der Klammer-Funktion [90] lassen sich Kräfte, die nur abschnittsweise wirken, in die Gesamtgleichung des Biegebalken aufnehmen. Diese ist folgendermaßen definiert:

$$\{x-a\}^p \begin{cases} (x-a)^p & \text{für } x-a > 0 \\ 0 & \text{für } x-a \leq 0 \end{cases}$$

Die Biegelinie $w(x)$ wird durch vierfache Integration der Biegegleichung ermittelt. Das Produkt aus vierter Ableitung der Biegelinie, E-Modul E und Flächenträgheit I entspricht dem Verlauf der Flächenlast $q(x)$, die dritte den Querkraften $Q(x)$, die zweite dem Momentenverlauf $M(x)$. Die erste Ableitung beschreibt die Krümmung des Balkens:

$$EIw(x)^{IV} = (p_1 - p_0)b \left(\{x-x_1\}^0 - \{x-x_2\}^0 \right) = q(x)$$

$$EIw(x)^{III} = (p_1 - p_0)b \left(\{x-x_1\}^1 - \{x-x_2\}^1 \right) + C_1 = -Q(x)$$

$$EIw(x)^{II} = \frac{1}{2}(p_1 - p_0)b \left(\{x-x_1\}^2 - \{x-x_2\}^2 \right) + C_1x + C_2 = -M(x)$$

$$EIw(x)^I = \frac{1}{6}(p_1 - p_0)b \left(\{x-x_1\}^3 - \{x-x_2\}^3 \right) + \frac{1}{2}C_1x^2 + C_2x + C_3$$

$$EIw(x) = \frac{1}{24}(p_1 - p_0)b \left(\{x - x_1\}^4 - \{x - x_2\}^4 \right) + \frac{1}{6}C_1x^3 + \frac{1}{2}C_2x^2 + C_3x + C_4$$

Die Randbedingungen der fest eingespannten Ventilklappe erlauben die Bestimmung der vier Integrationskonstanten C_i :

$$w(0) = 0 \quad \longrightarrow \quad C_4 = 0$$

$$w'(0) = 0 \quad \longrightarrow \quad C_3 = 0$$

$$EIw''(0) = -M(0) \quad \longrightarrow \quad C_2 = -\frac{(p_1 - p_0)b}{2}(x_2^2 - x_1^2)$$

$$EIw'''(0) = -Q(0) \quad \longrightarrow \quad C_1 = -(p_1 - p_0)b(x_2 - x_1)$$

Die Biegelinie lautet somit:

$$w(x) = \frac{(p_1 - p_0)b}{EI} \left(\frac{1}{24}(\{x - x_1\}^4 - \{x - x_2\}^4) - \frac{1}{6}(x_2 - x_1)x^3 + \frac{1}{4}(x_2^2 - x_1^2)x^2 \right)$$

D. Schlauchkapazität

Die Volumenveränderung ΔV des Schlauchs bei Druckbeaufschlagung Δp ist eine Funktion des Radius R_0 , der Radienzunahme Δr und der Schlauchlänge l :

$$\Delta V = 2\pi R_0 \Delta r l$$

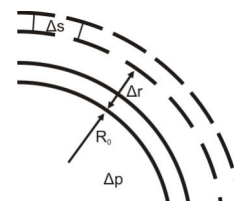


Abbildung D.1. Schlauchdehnung

Die Schlauchdehnung Δs lässt sich als Funktion der Radienzunahme angeben und unter Annahme linearer Steifigkeit (E-Modul E) über ein Kräftegleichgewicht am Schlauch der Dicke e als Funktion des Drucks angeben:

$$\Delta s = 2\pi (R_0 + \Delta r) - 2\pi R_0 = 2\pi \Delta r$$

$$\frac{\Delta s}{2\pi R_0} = \frac{F_s}{E e l} = \frac{\Delta p R_0 l}{E e l}$$

$$\Delta r = \frac{R_0^2}{E e} \Delta p$$

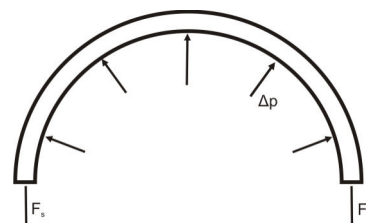


Abbildung D.2. Resultierende Kraft aus Druckunterschied

Die Kompressibilität des Schlauchs K_s , die die relative Volumenänderung in Abhängigkeit des Drucks beschreibt, beträgt damit:

$$K_s = \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial p} = \frac{1}{\pi R_0^2 l} \frac{2\pi R_0 \Delta r l}{\Delta p} = \frac{2}{R_0 \Delta p} \frac{R_0^2}{e E} \Delta p = \frac{2 R_0}{e E}$$

E. Parameter der Netzwerkmodellierung

Parameter Netzwerkmodell: Pumpe 107_3	
Kammerdurchmesser d_k	27.9 mm
Membrandicke T_m	150 μm
Piezodicke T_p	300 μm
Piezodurchmesser d_p	23.8 mm
Piezomodul d_{31}	$210 \cdot 10^{-12} \text{ C/N}$
Spannung	350/-70 Volt
Exp. Großsignalfaktor f	1.03
Versteifungsfaktor g	0.52
Pumpkammertiefe h_{pk}	340 μm
Zuleitungslänge l_{sch}	55 mm
Durchmesser d_{sch}	2.0 mm
Medium	Wasser
Ventilparameter	Siehe Kapitel 2.3

F. Bestimmung der erlaubten Pumpkammerhöhe

Das Pumpkammervolumen V_{pk} ist die Summe aus dem positiven Hubvolumen V_{hubpos} , und dem Totvolumen V_{tot} , das für den Typ S Aktor (auf Basis der Messung in Kapitel 2.1.7) bei einem Arbeitsdruck von 15 kPa und einem Verdichtungsverhältnis von 0.090 bestimmt:

$$V_{hub} = C_E \cdot \frac{U}{t_{piezo}} - C_p \cdot \Delta p = 0.01344 \frac{\mu\text{mm}}{V} \cdot \frac{420 V}{0.3 \text{ mm}} - 0.1927 \frac{\mu\text{l}}{\text{kPa}} \cdot 15 \text{ kPa} = 15.92 \mu\text{l}$$

$$V_{pk} = V_{hubpos} + V_{tot} = V_{hub}(350V) + \frac{V_{hub}}{\epsilon_V} = 12.79 \mu\text{l} + \frac{15.92 \mu\text{l}}{0.090} = 118.22 \mu\text{l}$$

Das idealisierte Pumpkammervolumen V_{pki} setzt sich aus einem Kegelstumpfvolumen V_{stumpf} und den Ventilsümpfen V_{sumpf} zusammen:

$$V_{sumpf} + V_{stumpf} = V_{pki} = V_{pk}$$

$$V_{stumpf} = \frac{1}{3} \pi h_{pk} (R_a^2 + R_a R_i + R_i^2)$$

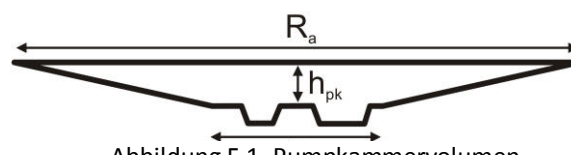


Abbildung F.1. Pumpkammervolumen

$$V_{sumpf} = V_{einlass} + V_{auslass} = 2.78 \mu\text{l} + 5.23 \mu\text{l} = 8.01 \mu\text{l}$$

Die Pumpkammerhöhe, bis zu der die Pumpe bei 15 kPa Gegendruck blasentolerant ist, beträgt damit:

$$h_{pk} = \frac{3 (118.22 \mu\text{l} - 8.01 \mu\text{l})}{\pi ((14 \text{ mm})^2 + 14 \text{ mm} \cdot 4.5 \text{ mm} + (4.5 \text{ mm})^2)} = 376.9 \mu\text{m}$$

Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen

Abkürzung	Größe	Einheit
a	Reibbeiwert	
A_s	Durchströmte Querschnittsfläche am Ventil	mm^2
b_k	Klappenbreite	mm
C_E	Elektrisch-volumetrische Koppelkonstante	$\mu\text{lmm/V}$
C_{gas}	Kapazität einer Gasblase	$\mu\text{l/kPa}$
C_p	Volumetrische Kapazität	$\mu\text{l/kPa}$
C_v	Ventilkapazität	$\mu\text{l/kPa}$
D	Dielektrische Verschiebung	V/m
d	Inkompressibilitätsfaktor	
d_{ij}	Piezomodul	mm/V
D_m	Plattendicke	μm
E_c	Koerzitivfeldstärke	V/mm
E_i	E-Modul	GPa
E_z	Elektrisches Feld	V/mm
f	Großsignalfaktor	
f_g	Grenzfrequenz	Hz
g	Korrekturfaktor der vol. Steifigkeit	
G	Schubmodul	GPa
h_k	Klappendicke	μm
h_{ref}	Referenzebene	μm
l_1	Position der Ventilöffnung	mm
l_2	Länge der Ventilöffnung	mm
l_k	Klappenlänge	mm
l_v	Ventillippenbreite	μm
M_i	Linienmoment	Nm/mm
n	Anzahl der Versuche	
N_i	Linienkraft	N/mm
P	Polarisation	C/m^2
p_{block}	Blockierdruck	kPa
p_i	Druck	kPa
P_p	Fluidische Leistung	W
p_{work}	Arbeitsdruck	kPa
Q	Steifigkeit	N/mm
R_m	Membranradius	mm
R_p	Piezoradius	mm
S, ε	Relative Verformung	
s^i	Piezosteifigkeit	N/mm
T	Mechanische Spannung	N/mm^2
T_d	Membrandicke	μm
T_p	Piezodicke	μm

Abkürzung	Größe	Einheit
v	Geschwindigkeit	m/s
V_{Hub}	Hubvolumen	μl
\dot{V}	Volumenstrom	ml/min
V_{tot}	Totvolumen	μl
$w(r)$	Biegelinie	μm
α_T	Wärmeausdehnung	$1/^\circ\text{C}$
γ	Adiabatenkoeffizient	
Δp	Druckdifferenz	kPa
ΔT	Temperaturunterschied	$^\circ\text{C}$
ε_R	Kompressionsverhältnis	
η	Dynamische Viskosität	mPas
κ_i	Krümmung	
ν	Poisson-Zahl	
ρ	Dichte	kg/m^3
σ	Standardabweichung	
σ_{ij}	Zugspannung	N/mm^2
τ_{ij}	Scherspannung	N/mm^2
ω	Winkelgeschwindigkeit	s^{-1}

Veröffentlichungen

Herz, M., Horsch, D., Wachutka, G., Lueth, T., Richter, M., Design of ideal circular bending actuators for high performance micropumps, Sensors and Actuators A: Physical, Volume 163, Issue 1, September 2010, pp. 231-239

Herz, M., Wackerle, M., Bucher, M., Horsch, D., Lass, J., Lang, M., Richter, M., A Novel High Performance Micropump for Medical Applications, Actuator 2008, 11th International Conference on New Actuators, Bremen, 9-11 June 2008, pp. 823- 826

Herz, M., Horsch, D., Richter, M., Lueth, T. , Modellierung, Optimierung und experimentelle Verifizierung piezoelektrischer Biegeaktoren für Mikropumpen, Proceedings, Mikrosystemtechnik-Kongress 2009, Berlin, 12.-14. Oktober 2010, S.274-277

Herz, M., Horsch, D., Storch, R., Wackerle, M., Lueth, T., Richter, M., Modeling, Fabrication and Characterization of a High-Performance Micropump, 210 IEEE 23rd International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS), Hong Kong, 24-28 Jan. 2010, pp. 1083 - 1086

Herz, M., Kibler, S., Söllner, M., Scheufele, B., Lueth, T., Richter, M., Entwicklung einer energieeffizienten piezoelektrischen Hochfluss-Mikropumpe für Methanol-Brennstoffzellen, Mikrosystemtechnik-Kongress 2011,10.-12. Oktober 2011, Darmstadt

Danksagung

Ich danke Martin Richter für die Möglichkeit, im Rahmen meiner Tätigkeit in der Fraunhofer Einrichtung für Modulare Festkörpertechnologien diese Arbeit anzufertigen. Meinen Kollegen Martin Wackerle und Sebastian Kibler, sowie speziell meinem Diplomanden David Horsch danke ich für die konstruktive Zusammenarbeit und die anregenden Diskussionen während dieser Zeit. Professor Tim Lüth und Professor Karlheinz Bock gilt mein besonderer Dank für die Betreuung der Arbeit.

Literaturverzeichnis

- [1] Preissner, M., Micropumps for Applications in Portable Fuel Cells, Microdosing Seminar, Fraunhofer IZM Munich, October 2006
- [2] Apanel, G., Johnson, E., Direct methanol fuel cells – ready to go commercial?, Fuel Cells Bulletin, Volume 11, pp. 12-17 , 2004
- [3] Dillon, R., Srinivasan, S. , Aricò, A. S., Antonucci, V., International activities in DMFC R&D: status of technologies and potential applications, Journal of Power Sources Volume 127 (1-2), pp. 112-126, 2004
- [4] <http://www.sfc.com/en/man-portable-technology-jenny.html> , aufgerufen am 07.12.2010
- [5] <http://www.sfc.com/en/wpp-man-portable.html> , aufgerufen am 07.12.2010
- [6] van Lintel, H.T.G. , van De Pol, F.C.M. , Bouwstra, S., A piezoelectric micropump based on micromachining of silicon, Sensors and Actuators, Volume 15 (2), pp. 153-167, 1988
- [7] Smits, J., Piezoelectric micropump with three valves working peristaltically, Sensors and Actuators A: Physical, Volume 21 (1-3), pp. 203-206, 1990
- [8] Amirouche, F. , Zhou, Y., Johnson, T., Current micropump technologies and their biomedical applications, Microsystem Technologies, Volume 15 (5), pp. 647-666, 2009
- [9] Thomas, L.J. , Bessman, S.P., Prototype for an implantable micropump powered by piezoelectric disc benders, Trans. Am. Soc. Artif. Organs, Volume 21, pp. 516-520, 1975
- [10] Woias, P., Micropumps—past, progress and future prospects, Sensors and Actuators B. Volume 105 (1), 28-38, 2005
- [11] Laser, D. J., Santiago, J. G., Topical Review: A review of micropumps, Journal of Micromechanics and Microengineering, Volume 14 (6), pp. R35-R64, 2004
- [12] http://www.thinxs.de/products/index_products.html, aufgerufen am 15.06.2009
- [13] Döpfer, J., Untersuchungen zur Auslegung und Fertigung von Mikropumpen, Dissertation, VDI Fortschrittsberichte, Reihe 1, Nr. 287, VDI Verlag Düsseldorf, 1997
- [14] <http://www.thinxs.de/main/produkte/micropumps.html>, aufgerufen am 15.06.2009
- [15] <http://www.bartels-mikrotechnik.de/index.php/mp5.html>, aufgerufen am 15.06.2009
- [16] <http://www.debiotech.com/>, aufgerufen am 15.06.2009
- [17] Maillefer, D., Gamper, S., Frehner, B., Balmer, P., van Lintel, H., Renaud, P., A high-performance silicon micropump for disposable drug delivery systems, The 14th IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS 2001), pp. 413-417, 2001
- [18] Maillefer, D. van Lintel, H. Rey-Mermet, G. Hirschi, R., A high-performance silicon micropump for an implantable drug delivery system, The 12th IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS 99), 1999
- [19] <http://www.jewelpump.com/>, aufgerufen am 07.12.2010
- [20] <http://www.nft-eop.co.jp/en/index.html>, aufgerufen am 21.01.2010
- [21] http://www.knf.de/fileadmin/user_upload/PDF/DE/OEM/Membranfluessigkeitspumpen/Fluessigkeitspumpen/D_511_10.pdf, aufgerufen am 14.12.2010

- [22] Ulrich, J., Zengerle, R., Static and dynamic flow simulation of a KOH-etched microvalve using the finite-element method, *Sensors and Actuators A*, 53, 1-3, pp. 379-385, 1996
- [23] JE Huber, NA Fleck, MF Ashby The selection of mechanical actuators based on performance indices, *Proceedings: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, Vol. 453, No. 1965, pp. 2185-2205, 1997
- [24] Cady, W.G., *Piezoelectricity*, McGraw-Hill, New York, 1946
- [25] Cherry, W.L. , Adler, R., Piezoelectric effect in polycrystalline barium titanate, *Physical Review*, Volume 72 (10), pp. 981-982, 1947
- [26] *Piezo Nano Positioning* , PI Physik Instrumente GmbH & Co. KG, Karlsruhe, 2009
- [27] Le, H.P., Progress and trends in ink-jet printing technology, *Journal of Imaging Science and Technology*, Volume 42 (1), pp. 49-62, 1998
- [28] Van Basshuysen, R., Spicher, U., *Ottomotoren mit Direkteinspritzung*, Vieweg +Teubner Verlag, Wiesbaden, 2008
- [29] Shrout, T.R., Zhang, S.R., Lead-free piezoelectric ceramics: Alternatives for PZT?, *Journal of Electroceramics*, Volume 19 (1), pp. 113-126, 2006
- [30] Gautschi , G., *Piezoelectric sensorics*, Springer Verlag, Berlin, 2002
- [31] Ruschmeyer, K., *Piezokeramik: Grundlagen, Werkstoffe, Applikationen*, Expert-Verlag, Renningen-Malmsheim, 1995
- [32] Newnham , R.E., *Properties of materials: anisotropy, symmetry, structure*, Oxford University Press, UK, 2005
- [33] Kamlah, M., Ferroelectric and ferroelastic piezoceramics-modeling of electromechanical hysteresis phenomena, *Continuum Mechanics and Thermodynamics*, Volume 13(4), pp. 219-268, 2001
- [34] Smits, J.G., Dalke, S.I., The constituent equations of piezoelectric bimorphs, *IEEE Ultrasonics Symposium* 1989, 1989
- [35] Dong, S., Uchino, K., Li, L., Viehland, D., Analytical solutions for the transverse deflection of a piezoelectric circular axisymmetric unimorph actuator, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Volume 54(6), pp. 1240–1249, 2007
- [36] Cui, Q., Liu, C., Zha, X.F., Modeling and numerical analysis of a circular piezoelectric actuator for valveless micropumps, *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, Volume 19(10), pp. 1195–1205, 2008
- [37] Papila, M., Sheplak, M., Cattafesta, L.N., Optimization of clamped circular piezoelectric composite actuators, *Sensors & Actuators: A. Physical*, 147, 1, 310-323, 2008,
- [38] Timoshenko, S.P., Woinowsky-Krieger, S., *Theory of plates and shells*, London, 1940
- [39] Prasad, S.A.N., Two-Port Electroacoustic Model of a Piezoelectric Composite Circular Plate, *Diploma Thesis*, University of Florida, USA, 2002
- [40] Pfeiffer, G., *Piezoelektrische Lineare Stellantriebe*, Wissenschaftliche Schriftenreihe der Technischen Hochschule Karl-Marx-Stadt, 1982
- [41] Just, E. Pustan, D. Woias, P. IMTEK, A membrane actuator based on piezo-polymer-composite technology, *Digest of Technical Papers Transducers 2005*, pp.753-756, Volume 1, 2005
- [42] <http://www.piceramic.de/deutsch/site/piezo.html>, aufgerufen am 14.12.2010
- [43] Niemann, G., *Maschinenelemente 1*, Springer Verlag, Berlin, 2001

- [44] Horsch, D., Untersuchung des struktur- und fluidmechanischen Verhaltens einer piezoelektrisch angetriebenen Mikromembranpumpe, Diplomarbeit, Technische Universität München, 2009
- [45] Horowitz, S., Nishida, T., Cattafesta, L. , Sheplak, M., A Micromachined Piezoelectric Microphone for Aeroacoustics Applications, Journal of the Acoustical Society of America, Volume 122 (6), pp. 3428-3436, 2007
- [46] <http://www.burde-metall.at/4310.htm> , aufgerufen am 14.12.2010
- [47] http://www.piceramic.de/deutsch/site/piezo_002.html, aufgerufen am 14.12.2010
- [48] Schäufele, A., Ferroelastische Eigenschaften von Blei-Zirkonat-Titanat-Keramiken, Fortschritt-Berichte VDI Reihe 5, Nr. 445, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1996
- [49] Epo-tek 353ND Technical Datasheet, Polytec PT GmbH, Waldbronn, June 2010
- [50] Habenicht, G., Kleben: Grundlagen, Technologien, Anwendungen, Springer Verlag, Berlin, 2009
- [51] Gesang, T., Schäfer, H., Hennemann, O.-D., Bauer, A., Bonrholdt, O., Harder, T., Elektrisch leitfähiges Kontaktieren von Fine-Pitch-Bauelementen mit nichtgefüllten Klebstoffen, Schweißen und Schneiden 49, S. 877, 1997
- [52] Denzler, M., Lebensdauer und Zuverlässigkeit dynamisch betriebener piezokeramischer Biegeaktoren, Dissertation, Cuvillier Verlag Göttingen, 2004
- [53] Olowinsky, A., Laserstrahlmikroumformen – neues Justageverfahren in der Mikrotechnik, Dissertation, RWTH Aachen, 2003
- [54] Stephani, H., Kluge, G., Theoretische Mechanik, Spektrum Akademischer Verlag, Berlin, 1995
- [55] K. V. Sharp, R. J. Adrian , Transition from laminar to turbulent flow in liquid filled microtubes, Experiments in Fluids 36, pp. 741–747, 2004
- [56] Truckenbrodt, E., Fluidmechanik, Springer Verlag Berlin, 1996
- [57] Siekmann, H.E., Thamsen, P.U., Strömungslehre Grundlagen, Springer Verlag Berlin, 2008
- [58] Ishizawa, S., The Unsteady Laminar Flow Between Two Parallel Disks with Arbitrary Varying Gap Width, Bulletin of the Japan Society of Mechanical Engineers, Volume 9 (35), pp. 533-550
- [59] Ansys CFX Solver Theory Guide, Release 11.0, Ansys Inc., Canonsburg, PA, USA, 2006
- [60] Ansys CFX Fluids Analysis Guide, Release 10.0, Ansys Inc., Canonsburg, PA, USA, 2005
- [61] Magnus, K. Müller, H.H. Grundlagen der Technischen Mechanik, Teubner Stuttgart, 1990
- [62] Goldschmidtböing, F., Doll, A., Heinrichs, M., Woias, P., Schrag, H-J., Hopt, U.T., A generic analytical model for micro-diaphragm pumps with active valves, J. Micromech. Microeng., Volume 15 (4) , pp. 673-683, 2005
- [63] Doll, A., Entwicklung einer Hochleistungsmikropumpe für eine Schließmuskelprothese, Dissertation, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2007
- [64] Richter, M., Linnemann, R., Woias, P., Robust Design of gas and liquid micropumps, Sensors and Actuators A: Physical, Volume 68 (1-3), pp. 480-486, 1998
- [65] Kwang W. O., Chong H.A. , A review of microvalves, Journal of Micromechanics and Microengineering, Volume 16 (5), pp. R13-R39, 2006
- [66] Hu M., Du H., Ling S.F., Fu Y., Chen Q., Chow L. and Li B., A silicon-on-insulator based micro check valve, Journal of Micromechanics and Microengineering, Volume 14 (3), pp. 382-387, 2004

- [67] Zengerle, R., Leitner, M., Kluge, S., Richter, A., Carbon dioxide priming of micro liquid systems, The 8th IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS 95), 1995
- [68] David N. K., Blood Flow in Arteries, Annual Review of Fluid Mechanics Volume 29, pp. 399-434, 1997
- [69] Theissen, H., Die Berücksichtigung instationärer Rohrströmung bei der Simulation hydraulischer Anlagen, Dissertation, RWTH Aachen, 1985
- [70] Richter, M., Modellierung und experimentelle Charakterisierung von Mikrofluidsystemen und deren Komponenten, Dissertation, Universität der Bundeswehr München, 1998
- [71] Voigt, P., Compact Modeling of Microsystems, Dissertation, Technische Universität München, 2001
- [72] Lötters, J.C., Olthuis, W., Veltink, P.H., Bergveld, P., The mechanical properties of the rubber elastic polymer polydimethylsiloxane for sensor applications, Journal of Micromechanics and Microengineering, Volume 7 (3), pp. 145–147, 1997
- [73] Materials and coatings for medical devices: cardiovascular , ASME International, OH, USA, 2009
- [74] Uhlig, K., Polyurethan-Taschenbuch, Carl Hanser Verlag, München, 2006
- [75] Böge, A., Vieweg Handbuch Maschinenbau, GWV Fachverlage GmbH, 2007
- [76] Sigloch, H., Technische Fluidmechanik, Springer Verlag Berlin, 2009
- [77] R. Zengerle and M. Richter, Simulation of microfluid systems, Journal of Micromechanics and Microengineering, Volume 4, pp. 192-204, 1994
- [78] Feldhaus, F.M., Die Maschine im Leben der Völker, Birkhäuser Verlag, Basel, Schweiz, 1954
- [79] Schneider, F., Fellner, T., Wilde, J., Wallrabe, U., Mechanical properties of silicones for MEMS, Journal of Micromechanics and Microengineering, Volume 18 (6), 2008
- [80] Ansys Structural Analysis Guide, Release 10.0, Ansys Inc., Canonsburg, PA, USA, 2005
- [81] Demtröder, W., Experimentalphysik 1: Mechanik und Wärme, Springer Verlag Berlin, 2006
- [82] Studer, V., Hang, G., Pandolfi, A., Ortiz, M., Anderson, W. F., Quake S..R., Scaling properties of a low-actuation pressure microfluidic valve, Journal of Applied Physics, Volume 95 (1), 2004
- [83] Söllner, M., Effiziente Treiberschaltung für eine piezoelektrisch angetriebene Mikromembranpumpe, Masterarbeit, Technische Universität München, 2010
- [84] Lass, J., PARIttec GmbH, Pumpenkammer und Verfahren zur Herstellung der Kammern, EP2072819, 19.12.2008
- [85] Jurishka, R., Lass, J., PARIttec GmbH , Verfahren zur Verbindung zweier Komponenten, EP2303551A2, 28.05.2009
- [86] Ballas, R.G., Pfeifer, G., Werthschützky, R., Elektromechanische Systeme der Mikrotechnik und Mechatronik, Springer Berlin, 2009
- [87] www.campusplastics.com, aufgerufen am 12.03.2008
- [88] Adolf, M., Konzipierung und Erstellung eines Lebensdauermissplatzes für Mikropumpen, Bachelorarbeit, Hochschule München, 2010
- [89] http://www.knf.de/fileadmin/user_upload/PDF/DE/OEM/Membranfluessigkeitspumpen/Fluessigkeitspumpen/D_511_10.pdf, aufgerufen am 02.03.2011
- [90] Magnus, K. , Müller, H.H., Grundlagen der technischen Mechanik, Teubner Verlag, Stuttgart, 1990