

Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität München

**Effiziente Erzeugung von Strömungen
durch integrierte, bionische Mikrofluidaktoren**

Regine Behlert

Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität München

Effiziente Erzeugung von Strömungen durch integrierte, bionische Mikrofluidaktoren

Regine Behlert

Vollständiger Ausdruck der von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades einer

Doktorin der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Ralf Brederlow
Prüfende der Dissertation: 1. Prof. Dr. rer. nat. Gabriele Schrag
2. Prof. Dr. rer. nat. Christoph Kutter

Die Dissertation wurde am 14.06.2021 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik am 30.01.2022 angenommen.

Kurzfassung

Die Steuerung von fluidischen Mikroströmungen gewinnt für verschiedene zukunftsweisende Anwendungsbereiche wie chipintegrierte Kühlmechanismen und miniaturisierte diagnostische Produkte zunehmend an Bedeutung. Gegenwärtig werden gasförmige oder flüssige mikrofluidische Strömungen hauptsächlich durch externe Pumpen angetrieben. In den letzten Jahren wurden viele integrierbare Ansätze für die Förderung von Fluiden im mikrotechnischen Maßstab vorgestellt, von denen sich aufgrund verschiedener Herausforderungen bisher nur wenige auf dem Markt etablieren konnten. Einige der Aktoren sind von der Natur inspiriert, aber keiner von ihnen nutzt die am weitesten verbreitete Methode zur Impulsübertragung von einer beweglichen Struktur auf eine Flüssigkeit: Undulation im Stil der Fischbewegung.

In dieser Arbeit wird dieses Konzept in ein mikroelektromechanisches System übertragen. Aus dem natürlichen Vorbild wird ein abstrahiertes Bewegungsmuster sowie ein geeignetes Design im Sub-Millimeter-Bereich abgeleitet. Das Potential dieser leistungsstarken Methode wird verdeutlicht, indem anhand beispielhafter Prototypen und Simulationen die zugrunde liegenden physikalischen Konzepte untersucht werden, die zu einem effizienten Fluidfluss führen. Der vorgestellte Aktor in Form einer Schwanzflosse wird von einem piezoelektrischen Bimorph-Konzept angetrieben, um eine wellenartige Bewegung zu erzeugen. Es ergaben sich vielversprechend hohe Flussraten pro verwendeter Chipfläche und gute Effizienzen. Eine vielschichtige Auswertemethodik wird entwickelt und angewandt, um die erzeugten Strömungs- und Druckverteilungen detailliert zu interpretieren. Es wird aufgezeigt, wie Energieverschwendung beim Betrieb in druckbasierten Strömungsregimen vermieden wird und stattdessen die für Undulation typischen wirbelbehafteten Strömungen erzeugt werden können. Die Methoden ermöglichen eine schnelle und kostengünstige Korrektur der Schwachstellen der vorgestellten Prototypen, um so die Vorteile des biologischen Vorbilds bei zukünftigen Bauteilen voll ausspielen zu können.

Die Ergebnisse zeigen, dass die Anpassung dieses Konzepts an eine explizite Anwendung ein breites Spektrum von Möglichkeiten bietet, z.B. den Einsatz in Lab-on-a-Chip-Systemen mit flexiblen piezoelektrischen Polymeren. Gängige Ausfallmechanismen von Mikropumpen und Mikrokanälen, wie Verstopfung durch Partikel, Geräuschentwicklung oder Funktionsstörungen aufgrund von Blasen sind durch das vorgestellte Aktorkonzept nahezu ausgeschlossen. Die gefertigten Prototypen stellen einen Ausgangspunkt dar, der die Entwicklung neuer Materialverbände, Größen und Betriebspunkte ermöglicht und den Weg für unzählige neue und in der Industrie erforderte Bauteilvarianten ebnet. Die Natur beweist das enorme Potential dieses am weitesten verbreiteten Fortbewegungskonzepts, da es sowohl bei den kleinsten als auch bei den größten Wasserorganismen und sogar beim Insektenflug beobachtet werden kann.

Abstract

The control of fluidic microflows is becoming increasingly important for various future-oriented areas of application such as chip-integrated cooling mechanisms and miniaturized diagnostic products. At present, gaseous or liquid microfluidic flows are mainly driven by external pumps. In recent years, many integrable approaches have been presented, of which only a few have been able to establish themselves on the market due to various challenges. Some of the actuators are inspired by nature, but none of them use the most common method of transferring momentum from a moving structure to a liquid: undulation in the style of fish locomotion.

In this work this concept is transferred to a microelectromechanical system. An abstracted movement pattern and a suitable design in the sub-millimeter range are derived from the natural model. The potential of this powerful method is illustrated by examining the underlying physical concepts that lead to an efficient fluid flow using exemplary prototypes and simulations. The presented actuator in the form of a fish's tail fin is driven by a piezoelectric bimorph concept in order to establish a wave-like movement. Promisingly high flow rates per chip area were calculated and measured, while maintaining good efficiencies. A complex evaluation method is derived and applied to interpret the simulated flow and pressure distributions in detail. It is shown how waste of energy is avoided when operating in pressure-based flow regimes and how vortical flows typical for undulation can be generated instead. The methodology is capable of pointing out the weak points of the prototypes and reveals how to correct them quickly and inexpensively so that the advantages of the biological model can be fully exploited in future components.

The results show that adapting this concept to an explicit application offers a wide range of possibilities, e.g. use in lab-on-a-chip systems with flexible piezoelectric polymers. Common failure mechanisms of micropumps and microchannels, such as clogging by particles, noise or malfunctions due to bubbles, are unlikely to occur in this concept. The manufactured prototypes constitute a starting point enabling the development of new material composites, sizes and operating points for the demonstrated bionical actuator concept and pave the way for countless new component variants required in industry. Nature proves the enormous potential of this most widespread concept of locomotion, as it can be observed in both the smallest and largest aquatic organisms and even in insect flight.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation und Einordnung der Arbeit	1
1.1	Wärmemanagement in der Mikrosystemtechnik	1
1.2	Anforderungen an den mikrofluidischen Aktor	4
1.3	Aufbau der Arbeit	5
2	Biologisches Vorbild - Undulation	7
2.1	Fortbewegungsmechanismen in Wasser	7
2.1.1	Wirbellose Organismen	7
2.1.2	Fische und Wale	8
2.1.3	Physikalische Grundlagen aquatischer Fortbewegung	10
2.2	Fortbewegungsmechanismen in Luft	15
2.2.1	Stationärer Flug	16
2.2.2	Instationärer Flug	17
2.3	Erkenntnisse zur technischen Umsetzung von Undulation	20
3	Aufbau und Antriebskonzept des Mikrowedlers	23
3.1	Wahl des Antriebskonzepts	23
3.2	Technologische Realisierung des piezoelektrischen Bimorph-Antriebs	26
3.3	Ableitung konkreter Designparameter	29
4	Klassifizierung von Mikrowedlerströmungen	39
4.1	Fluidische Simulationen	41
4.1.1	Modellierung der Fluiddomäne	42
4.1.2	Rechengitter	49
4.1.3	Finite-Volumen-Methode	50
4.1.4	PISO-SIMPLE Algorithmus	52
4.1.5	Umsetzung der Modellierung in OpenFOAM	54
4.2	Methodik zur Analyse der Strömungsprofile	55
4.2.1	Berechnung des Massenflusses im Mikrokanal	56
4.2.2	Wirbelcharakterisierung mittels Wavelet-Transformation	57
4.2.3	Berechnung der Leistungsdichte an der Fluid-Struktur-Grenzfläche	63
5	Fluidische Bewertung verschiedener Bewegungsmuster	69
5.1	Einordnung harmonischer Undulationen	69
5.1.1	Einfluss von Frequenz und Amplitude	69
5.1.2	Einfluss der Undulationswellenlänge	72
5.1.3	Einfluss der Trajektorien	75

5.2	Einordnung von Schwingungen mit lokalem Phasenversatz	76
5.2.1	Einfluss des direkten Impulsübertrags in Richtung des Mikrokanals	78
5.2.2	Einfluss der Vortizität am Mikrowedler	81
5.3	Einordnung resonanter Schwingungen	83
5.4	Zusammenfassende Beobachtungen	84
6	Strukturmechanische Messungen	87
6.1	Statische Messungen	87
6.2	Dynamische Messungen	91
6.3	Zusammenfassende Beobachtungen	94
7	Simulationen basierend auf Biegungen realer Bauteile	97
7.1	Biegungen unter mechanischer Vorspannung	97
7.1.1	Einfluss von Frequenz und Amplitude der elektrischen Spannung . .	97
7.1.2	Einfluss des elektrischen Phasenversatzes der Eingangssignale	102
7.2	Biegungen ohne mechanische Vorspannung	105
7.3	Fluidische Einordnung der Ergebnisse und fortführende Simulationen . . .	107
7.4	Erkenntnisse zur technischen Realisierbarkeit	111
8	Messung erzeugter Strömungsprofile	113
8.1	PIV-Messmethode und Aufbau	113
8.2	Grenzen und Möglichkeiten der Messmethode	115
8.3	Messergebnisse	115
9	Potentiale des Mikrowedlers	119
9.1	Bewertung der Anforderungen und alternative Anwendungen	119
9.2	Ausblick	123
10	Zusammenfassung	127
A	Biologisches Vorbild	137
B	Prozessabfolge und Maskenlayouts	139
C	Fluidische Simulationen	145
D	Messdaten	149

1 Motivation und Einordnung der Arbeit

Bei der Entwicklung von Prozessoren stellen Entwicklungsingenieure in den letzten Jahren vermehrt fest, dass vor allem das Kühlen der Chips immer herausfordernder wird [1]. Sowohl die Gesamtleistungen als auch die lokalen Leistungsdichten steigen stetig und so ist die Einhaltung kritischer Temperaturen, besonders an sogenannten Hot Spots, von essentieller Bedeutung. Führende Hersteller von Grafikkarten (Graphical Processing Units GPU), wie beispielsweise AMD, erarbeiten deswegen komplexe Steuerungsalgorithmen, um sicherzustellen, dass Maximaltemperaturen von 110 °C lokal nicht dauerhaft überschritten werden [2]. Wird auf dem Chip dennoch dieser Wert erreicht, reagieren moderne GPUs mit einer temporären Reduzierung der Taktfrequenz und elektrischen Spannung, was zu einem spürbaren Leistungsabfall führt und damit zu einem nennenswerten Wettbewerbsnachteil der GPU im stark umkämpften Gaming-Markt. Statt die Leistung gezielt zu drosseln, ist es wünschenswerter, neuartige Kühlungsmechanismen zu entwickeln und die Wärme von Hot Spots direkt abzuführen. Im folgenden Kapitel werden gängige Konzepte an konkreten Beispielen aufgeführt. Sie zeigen, welche enormen Leistungssprünge in den letzten Jahrzehnten bereits realisiert wurden, zeigen aber auch die Grenzen des aktuellen Stands der Technik auf. Es bedarf besserer und integrierter Kühlungssysteme, die immer mehr Leistung abführen und dabei einen noch kleinen Bauraum einnehmen.

1.1 Wärmemanagement in der Mikrosystemtechnik

Die gängigste Lösung zur Chipkühlung im Consumer-Bereich stellt noch immer dar, ausreichend große Kühlkörper möglichst nah bei den Prozessoren zu montieren und die Zwischenmaterialien so dünn und wärmeleitend wie möglich zu gestalten. Chu et al. verallgemeinert diesen Ansatz in [1], indem er feststellt, dass grundsätzlich zwei Mechanismen zur Kühlung beitragen: die **Wärmeleitung** durch die an die Hot Spots angrenzenden Materialschichten und die fluidseitige **Konvektion** an heißen Oberflächen.

In den 80ern übernahm zunächst IBM die Vorreiterrolle bei der Optimierung der Wärmeleitung vom Chip hin zum Gehäuse und den externen Kühlvorrichtungen. Die thermisch optimierten Module beinhalteten Chips, die in gut wärmeleitendem Helium gekapselt und über gefederte Kolben mechanisch kontaktiert wurden [3], [4]. Der hohe Anpressdruck und die gute Wärmeleitfähigkeit des Heliums stellten sicher, dass ausreichend Leistung (bis zu 2 kW pro Modul bei 50 °C) vom Chip zum Gehäuse transportiert und dann über mit Wasser gekühlte Cold Plates ganz aus dem System entfernt werden konnte. Dieser Grundmechanismus wurde in den folgenden Jahren optimiert, indem Öle und verbesserte Geometrien verwendet wurden. Der komplexe und teure Aufbau konnte bald durch einfache Platten und Wärmeleitpaste ersetzt werden, da die technologischen Fortschritte im Herstellungs-

prozess, vor allem bezüglich der Oberflächenrauigkeit und der Schichtdicken, dies zuließen. Auch heute noch wird auf diese bewährte Methode zurückgegriffen.

Weitaus größeres Optimierungspotential findet sich bei den Möglichkeiten, die Wärme vom Gehäuse des Prozessors abzuführen. Der bereits genannte gängigste Aufbau sind passend skalierte **Kühlkörper**, deren Kühlrippen mit Luft durchströmt werden und die über Wärmeleitpaste mit dem Chipgehäuse verbunden sind. Die erwärmte Luft kann dann an die Umwelt abgegeben werden oder wird wiederum selbst aktiv gekühlt und dem System zurückgeführt. Die Durchströmung des Kühlkörpers kann passiv durch natürliche Konvektion oder aktiv mit Lüftern gestaltet werden. Am meisten verbreitet sind **rotatorische Lüfter**, es kommen allerdings auch andere Lösungen zum Einsatz. Sogenannte **Cantilever Fans** nutzen verschiedene Antriebstechniken, um plattenartige Strukturen resonant in Bewegung zu versetzen und so Luft gezielt zwischen den Kühlrippen zu bewegen. Diese Methode wird meist makroskopisch, seltener auch mikroskopisch angewandt [5, 6, 7]. Solche einfachen, wenn auch aktiv umströmten, Kühlkörper sind oft nicht ausreichend für moderne Prozessoren, weswegen vor allem im Bereich des High Power Computings (HPC) andere Mechanismen eingesetzt werden.

Erste Hochleistungscomputer wie der Cray-1 von 1976 verbrauchten 115 kW und wurden über zirkulierendes Wasser mit einer Temperatur von 21 °C auf maximal 54 °C gehalten (**Water Cooling**). Schon beim Nachfolgemodell Cray-2 reichte dieser Kühlmechanismus nicht mehr aus, weswegen die Entwickler auf aufwändigere Methoden setzten. Das gesamte Gehäuse des Computers wurde mit nicht leitfähigem Fluorinert gefüllt, das stetig abgepumpt und in einem externen Wärmetauscher wieder abgekühlt wurde (**Immersion Cooling**) [8]. Im Hochleistungscomputer CRAY X1, der 2003 erstmals in Betrieb genommen wurde, wird sogenanntes **Spray Cooling** eingesetzt [9]. Dabei wird ein Fluid in möglichst kleinen Tröpfchen auf eine heiße Oberfläche aufgebracht und die Wärme entweder ein- oder zweiphasig durch Verdampfung abgeführt. Ein weiteres etabliertes Konzept ist **Jet Impingement** [10], bei dem ein Flüssigkeitsstrahl direkt auf die heiße Chip-Oberfläche geleitet wird. Der hohe Massenfluss und die hervorragende Durchmischung des Fluids an der heißen Oberfläche sorgen für hohe Wärmeflüsse.

Diese Kühlmechanismen stehen exemplarisch für die enorme Komplexität und die hohen Kosten, die für effiziente Kühlung in Kauf genommen werden. Ein anderer, meist kostengünstigerer Ansatz ist es, **Mikrokanäle** in eine wärmeleitend mit dem Chip verbundene Platte einzubauen und ein geeignetes Fluid durch die Kanäle zu pumpen. Vorreiter dieser Technologie war IBM in Kooperation mit der ETH Zürich. Für den 2010 in Betrieb genommenen Supercomputer Aquasar [11] wurden die in Abbildung 1.1 gezeigten IBM QS22 und HS22 Bladeserver mit von Mikrokanälen durchzogenen Kupferplatten kontaktiert [12]. Zur Kühlung wurde Warmwasser mit Vorlauftemperaturen von 60 °C [13] und nur geringfügig höheren Nachlauftemperaturen verwendet. Die aus dem System entfernte Wärme wurde wiederum genutzt, um Gebäude der ETH Zürich zu beheizen. Auch 8 Jahre später wurde dieses Konzept von IBM noch immer für den Bau des aktuellen Hochleistungsrechners Super MUC NG favorisiert und als wichtiger Schritt hin zu „grünen Rechenzentren“ mit geringem CO₂-Fußabdruck gefeiert.

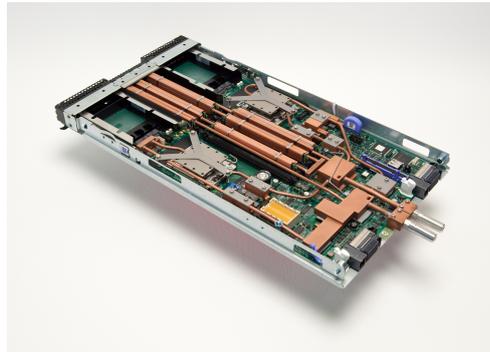


Abbildung 1.1: Warmwassergekühlte Bladeserver HS22 aus [14].

Um ein Fluid durch derartige Mikrokanäle zu befördern, stehen verschiedene Antriebsmechanismen zur Verfügung [15]. Neben makroskopischen Pumpen, die mit einem Wärmetauscher und dem Mikrokanalsystem in Reihe geschaltet werden [16], sind **klassische Mikromembranpumpen** besonders weit verbreitet [17], [18]. Das Volumen einer Pumpkammer wird über piezoelektrisch angetriebene Membranen zyklisch vergrößert und verringert. Über zwei passive Ventile wird die Flussrichtung bestimmt. Dieses Konzept ist bereits seit Jahren etabliert. Es können hohe Flussraten und ein sehr hoher Gegendruck erzielt werden. Problematisch hingegen sind Blasen und Verunreinigungen im Fluid, die oftmals zu irreversiblen Schäden an der Pumpe führen.

Bei **peristaltischen Pumpen** wird, wie bei den Mikromembranpumpen, gezielt lokal das Volumen des Mikrokanals verringert. Allerdings verzichtet dieses Konzept auf explizite Pumpkammern, da es direkt in die Wände der Mikrokanäle integriert werden kann, wo dann eine wellenartige Bewegung der Wände eine Strömung induziert. Als Antriebsmechanismus wurden zahlreiche Varianten publiziert, wie bspw. piezoelektrische [19], elektrostatische [20] oder optische Antriebe [21]. Blasenbildung und Dysfunktion durch zu große Partikel sind bei diesem Antriebskonzept weniger problematisch. Die möglichen Flussraten und Gegendrucke sind im Vergleich zur klassischen Mikromembranpumpe allerdings geringer [22].

Diesen beiden Konzepten, Fluide in Mikrokanälen anzutreiben, ist gemein, dass mechanisch bewegliche Teile genutzt werden, um kinetische Energie auf das Fluid zu übertragen. Andere Konzepte sehen vor, die Bewegungsenergie direkt in das Kühlmedium einzubringen. Beim **Ionic Wind** werden Ionen in der Gasphase zwischen zwei Elektroden beschleunigt. Durch Kollision mit neutralen Atomen werden Impulse auch auf die umgebende Luft übertragen und es entsteht eine gerichtete Strömung. Diese Methode der Kühlung wird bereits kommerziell vertrieben [23]. **Electrowetting**, bei dem die Oberflächenspannung von Flüssigkeiten mittels elektrischer Felder eingestellt werden kann, wird genutzt, um gezielt Mikrokanäle mit Flüssigkeit zu fluten und wieder zu entleeren [24]. **Elektroosmose** nutzt den Effekt, dass auch elektrisch neutrale Flüssigkeiten nahe Oberflächen eine Ladungstrennung aufzeigen. Wird dann ein elektrisches Feld in Wandrichtung aufgebracht, kann eine gerichtete Strömung erzeugt werden [25].

Grundsätzlich stehen bereits zahlreiche Methoden zur Kühlen von Chips, auch integrierbar und mit geringem Flächenfußabdruck, zur Verfügung. Doch trotz zum Teil Jahrzehnte andauernder Entwicklung und Optimierung konnte sich noch kein Konzept dominierend am Markt durchsetzen. Die Lösungen sind zu teuer in der Anschaffung oder im Betrieb, zu groß oder zu ineffizient. In dieser Arbeit wird ein neuartiger Ansatz verfolgt, der alle Anforderungen an einen Mikroaktor zur Kühlung erfüllt. Dazu wird im nächsten Abschnitt zunächst konkreter auf die Spezifikationen eingegangen und basierend darauf in Kapitel 3 der innovative Aktor vorgestellt.

1.2 Anforderungen an den mikrofluidischen Aktor

In dieser Arbeit wird das Grundkonzept, Fluid durch Mikrokanäle zu befördern, aufgegriffen. Allerdings sollen, im Gegensatz zu den bisher etablierten Konzepten, fluidische Aktoren direkt auf Chiplevel integriert werden. Die erzeugte Strömung im Mikrokanal soll nicht laminar sein, also turbulent oder mit Wirbeln behaftet, um einen besseren Wärmeübergang von Kanalwand auf das Fluid zu ermöglichen. Das erhitzte Fluid soll dann vom Chip wegtransportiert und die Wärme bspw. in externen Wärmetauschern abgegeben werden. Grundlage für den Aktor soll ein sich biegendes mikroelektromechanisches System (MEMS) sein, das durch mechanische Auslenkung Fluid in Bewegung versetzt. Da der Aktor auf Chip-Level integrierbar sein soll, ist seine Größe auf einige hundert Mikrometer je Seitenlänge beschränkt. CMOS-Kompatibilität soll sicherstellen, dass der Herstellungsprozess der Aktoren mit denen von Prozessoren kompatibel ist.

Die **Anforderungen** an den fluidischen Mikroaktor sind

- Effizienz und hohe Flussraten,
- Integrierbarkeit auf Chipebene,
- CMOS-Kompatibilität,
- Variabilität der Fluidwahl (gasförmig oder flüssig, elektrisch neutral, kostengünstig, ungiftig und mit ausreichender Wärmekapazität),
- Durchmischung des Fluids nahe der Kanalwände,
- Aktuierung der mechanischen Elemente unter- oder oberhalb der Hörschwelle und
- Widerstandsfähigkeit.

Das Konzept des MEMS ist demnach so angelegt, dass die zwei von Chu et al. in [1] benannten Ansätze zum Kühlen direkt in einem Aktor vereint werden: minimierte Wärmeleitung aufgrund von Integration und Konvektion mittels einer erzwungenen Fluidströmung. Bereits beim Chipentwurf kann der Aktor an kritischen Stellen des Prozessors eingeplant werden, so dass die Wärmeleitung im Material aufgrund des geringen Abstands auf ein Minimum reduziert werden kann. Auch unnötige Übergänge zwischen Materialien, die bisher mit Ölen oder Wärmeleitpasten gefüllt wurden, werden so vermieden. Damit können die erhöhten Leistungsdichten der Hot Spots von bis zu 300 W/cm^2 (im Vergleich zu durchschnittlichen 100 W/cm^2 einer CPU) gezielter verteilt werden [26]. Gleichzeitig kann die Wärme direkt vom Chip weg, hin zur Umgebung oder zu makroskopi-

schen Wärmetauschern geführt werden, wodurch der externe Anteil des Kühlmechanismus gewährleistet wird.

Statt wie anfangs beschrieben Leistung unnötigerweise zu drosseln, um die Wärme gar nicht erst entstehen zu lassen, kann sie so effizienter in ein geeignetes Kühlmittel aufgenommen und abtransportiert werden, wodurch Langlebigkeit, Zuverlässigkeit und Genauigkeit von Prozessoren im erheblichen Ausmaß begünstigt werden.

1.3 Aufbau der Arbeit

Der Fokus dieser Arbeit liegt auf der Entwicklung des mikrofluidischen Aktors selbst. Zunächst werden in Kapitel 2 die in der Natur dominierenden Konzepte zur Impulsübertragung von Festkörpern auf Fluide durch mechanische Bewegung näher beleuchtet. Daraus wird ein abstrahiertes Bewegungsmodell abgeleitet und in ein technisch realisierbares Design überführt. Mittels strukturmechanischer Simulationen und prozessbedingter Restriktionen wird im Anschluss in Kapitel 3 der Designraum (Maße, Ansteuerungsparameter, etc.) festgelegt. In Kapitel 4.1 wird beschrieben, wie beliebige Aktorbewegungen fluidisch simuliert werden können, um so Druck- und Geschwindigkeitsfelder im Kanal zu berechnen. In Kapitel 5 werden diese Simulationen genutzt, um gezielt Parameterstudien durchzuführen. So wird der Einfluss verschiedener Größen ermittelt und ein Grundverständnis für die physikalischen Zusammenhänge erlangt. In Kapitel 6 werden reale Prototypen statisch und dynamisch charakterisiert und das Design auf Funktionalität überprüft. Die erreichten Biegungen werden im Anschluss in Kapitel 7 auf Basis der zuvor gewonnenen Methoden und Erkenntnisse bewertet. Abschließend werden in Kapitel 8 die simulierten Geschwindigkeiten mittels der vielversprechenden Methode der Particle-Image-Velocimetry bewertet. Zuletzt wird in Kapitel 9 beleuchtet, welche zahlreichen weiteren Anwendungsfelder sich neben der integrierten Kühlung von Chips ergeben.

2 Biologisches Vorbild - Undulation

Auch in der Natur werden Fluide von zahlreichen Organismen in Bewegung versetzt, beziehungsweise der Impulsübertrag von festen Körpern auf Fluide wird zur Fortbewegung genutzt. Dabei fällt auf, dass kaum ein Lebewesen auf die beschriebenen und technisch etablierten Methoden zurückgreift, sondern grundlegend andere Mechanismen eingesetzt werden. Das folgende Kapitel gibt einen Überblick über die dominierenden Fortbewegungsmethoden, die sich im Laufe von drei Milliarden Jahren der Evolution durchgesetzt haben. Besonderer Fokus liegt auf denjenigen Mechanismen, die konkret auf Geschwindigkeit und Effizienz optimiert wurden. Sie dienen als Grundlage, um Erkenntnisse zum technisch nutzbaren Impulsübertrag abzuleiten.

2.1 Fortbewegungsmechanismen in Wasser

2.1.1 Wirbellose Organismen

In den 50er Jahren begannen Wissenschaftler wie Hancock und Gray [27] die Fortbewegung von Mikroorganismen detaillierter zu untersuchen. Ihre Ergebnisse wurden in den 70er Jahren von Lighthill aufgegriffen und zur bis heute viel beachteten Theorie der schlanken Körper (*Elongated-Body Theory*) ausgebaut [28]. Sie beobachteten bei den wirbellosen Organismen drei grundlegende Mechanismen zur Fortbewegung [29].

Zilien sind lange, dünne Zellausstülpungen, die aktiv ausgelenkt werden können. Einfache Zellen oder Spermien können sich bewegen, indem eine einzelne Zilie wellenartig oder helixförmig angetrieben wird. Andere Organismen verfügen über dichte Anordnungen zahlreicher Zilien auf ihrer Oberfläche, die aufeinander abgestimmt, komplexe wellenartige Bewegung erzeugen, obwohl die einzelne Zilie selbst nur einfachste Deformationen ausführen kann. Beispiele sind Mastigophora und Protozoa, wie in Abbildung 2.1 (a) schematisch dargestellt. Dieses Funktionsprinzip findet nicht nur bei der Fortbewegung Anwendung, sondern auch, um Fluide und darin befindliche Festkörper in Kanälen anzutreiben, beispielsweise beim Transport von Eiern im weiblichen Eileiter.

Beim **Strahlantrieb** (*Jet Propulsion*), wie er beispielsweise bei Quallen und Tintenfischen zu finden ist, saugt das Tier Fluid in eine Kammer ein und stößt es anschließend durch Kontraktion schnell wieder aus (siehe Abbildung 2.1 (b)). Der entstehende Strahl überträgt einen Impuls auf das Tier und es bewegt sich vorwärts.

Die bei weitem dominierendste Fortbewegungsart ist die sogenannte **Undulation** (Abbildung 2.1 (c)). Dabei läuft eine transversale Welle entlang des Körpers. Dieser Fortbewegungsmechanismus ist vor allem bei Fischen zu beobachten und wird in Kapitel 2.1.2 genauer erläutert.

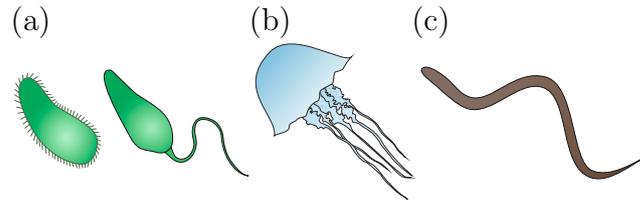


Abbildung 2.1: Fortbewegungsmechanismen bei wirbellosen Organismen: (a) Zilien, (b) Strahltrieb und (c) Undulation.

Um Strömungsvorgänge im Allgemeinen und Schwimmvorgänge im Speziellen zu klassifizieren wird die **Reynoldszahl** als das Verhältnis aus Trägheits- und Reibungskräften definiert.

$$Re = \frac{Ul}{\nu} = \frac{2UA}{\nu} \quad (2.1)$$

U beschreibt die Geschwindigkeit des Fluids, bzw. des Organismus, l eine charakteristische Länge und ν die kinematische Viskosität des Fluids. Bei der Wahl von l hat sich in der Literatur aufgrund der Heterogenität der Probleme kein einheitlicher Standard etabliert. Lighthill verwendet die Länge des Fisches, wohingegen Triantafyllou in [30] die doppelte Amplitude $2A$ einsetzt. Letzteres scheint intuitiver, da in der Literatur bei der Berechnung von Strömungswiderständen meist die Fläche herangezogen wird, die senkrecht zur Fluidströmung steht. Auch in dieser Arbeit wird diese Definition der Reynoldszahl verwendet. Die Fortbewegung mittels Zilien kann ausschließlich bei kleinen Reynoldszahlen beobachtet werden, also meist bei kleinen Organismen in Wasser. Hierbei dominieren die oberflächenabhängigen Reibungskräfte im viskosen Fluid. Im Gegensatz dazu bedingt der Strahltrieb große Reynoldszahlen, da die Fluidmassen mit hoher Geschwindigkeit ausgestoßen werden müssen, um ihre Wirkung zu erzielen. Einzig bei der Undulation kann das ganze Spektrum an Reynoldszahlen in der Natur beobachtet werden (siehe Tabelle 2.1).

Tabelle 2.1: Reynoldszahlen verschiedener aquatischer Lebewesen nach [31].

Organismus	Re
Bakterium	1e-5
Wirbellose Larve	1e-1 bis 1e+1
Kleine Fische	1e+3
Thunfisch	1e+5
Blauwal	1e+6

2.1.2 Fische und Wale

Undulation ist besonders bei Fischen und Walen die am häufigsten beobachtete Fortbewegungsart. Es haben sich zahlreiche Unterarten herauskristallisiert. Lighthill unterscheidet in [29] nur zwischen anguilli- und carangiformer Undulation, während sich heutzutage eine differenziertere Klassifikation nach Breder etabliert hat [32]. Er unterscheidet zunächst

nach „*Body and/or Caudal Fin Locomotion*“ (BCF) und „*Median and/or Pectoral Fin Locomotion*“ (MPF) (Flossenbezeichnungen siehe Abbildung 2.2).

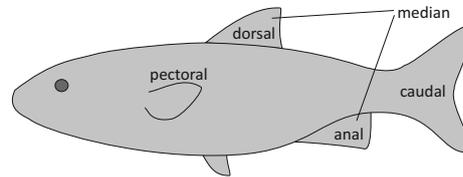


Abbildung 2.2: Flossenbezeichnungen beim Fisch nach [33].

MPF wird nur von etwa 15 % der Fischfamilien genutzt [33]. Dabei fällt auf, dass diese Tiere oft auf Manövrierbarkeit spezialisiert sind oder die Fortbewegung an sich eine eher untergeordnete Rolle im Überlebenskampf spielt (z.B. wenn Tarnung oder ein bedrohliches Äußeres als Abschreckung wichtiger sind).

Tiere, die auf effiziente Fortbewegung auf langen Strecken, schnelle Beschleunigung oder hohe Spitzengeschwindigkeiten spezialisiert sind, nutzen hingegen den Antrieb mittels **BCF**. Die genauere Klassifizierung benennt anguilliforme, subcarangiforme, carangiforme, thunniforme und ostraciiforme Fortbewegung, die sich vor allem im Verhältnis der Wellenlänge zur Fischlänge und ortsabhängiger Amplitude und Phase der Schwingung unterscheiden (siehe Abbildung 2.3) [32].

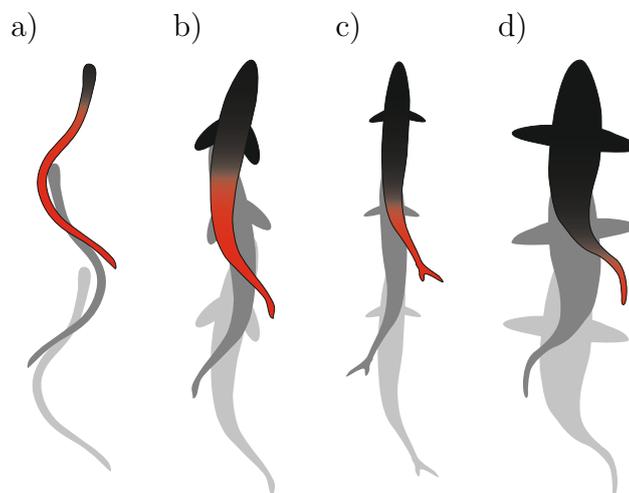


Abbildung 2.3: Vier undulatorische Schwimmmodi von Fischen mit BCF-Fortbewegung im Zeitraffer: (a) anguilliform, (b) subcarangiform, (c) carangiform und (d) thunniform. Der zur Fortbewegung beitragende Teil des Körpers ist rot markiert (adaptiert von [33]).

Bei der **anguilliformen** Undulation trägt der ganze Körper des Fisches zur Fortbewegung bei, wobei die Amplitude über die Länge des Fisches nicht oder nur leicht ansteigt. Die Wellenlänge der Undulation ist kürzer als die Länge des Fisches. Kontinuierliche dorsale und anale Flossen erzeugen eine über die gesamte Länge des Fisches konstante Spannweite, während sich der eigentliche Körper nach hinten stetig verjüngt. Prominenteste Vertreter dieses Modus sind Aale.

Bei der **carangiformen** Undulation bewegt sich nur der hintere, sehr flexible Teil des Fisches wellenartig, während der Kopf fast keine Bewegungen senkrecht zur Schwimmrichtung ausführt. Zu keinem Zeitpunkt ist eine komplette Wellenlänge sichtbar und die Amplitude steigt stark in Richtung Schwanzflosse an. In der Natur haben sich Amplituden von circa 20 % der Länge des Fisches etabliert, wobei die Undulationskreisfrequenz ω mit $\frac{\omega l}{U} = 10$ abgeschätzt werden kann [29]. l ist die Länge des Fisches und U dessen Schwimmgeschwindigkeit in Vorwärtsrichtung. Beispiele für dieses häufig anzutreffende Schwimmverhalten sind Makrelen.

Bei der **thunniformen** Undulation werden laterale Bewegungen fast ausschließlich mit der fast starren Schwanzflosse ausgeführt und damit 90 % des Vorschubs erzeugt [33]. Der grundsätzliche Charakter der Bewegung ist trotzdem wellenartig, wenn auch nur ein Bruchteil einer ganzen Wellenlänge am Fischkörper präsent ist. Bekannte Vertreter sind neben den namensgebenden Thunfischen, manche Haie und die meisten Wale.

Die **ostraciiforme** Fortbewegung zeigt keinen Wellencharakter, sondern beschreibt eine rein oszillatorische Bewegung der relativ steifen Schwanzflosse mit maximaler Amplitude am hinteren Ende. Vertreter dieser Bewegungsart sind beispielsweise Kofferrische.

Die fünfte Fortbewegungsart, die **subcarangiforme** Undulation, beschreibt den fließenden Übergang zwischen anguilliformer und rein carangiformer Undulation und wird beispielsweise von Lachsen ausgeführt.

2.1.3 Physikalische Grundlagen aquatischer Fortbewegung

Die zugrundeliegenden Mechanismen zur Fortbewegung können zunächst in **resistive und reaktive** Fortbewegung untergliedert werden. Je kleiner die Reynoldszahl, desto stärker dominieren die Zähigkeitskräfte des Fluids gegenüber den Trägheitskräften, was vor allem bei Mikroorganismen, also Fortbewegung mittels Zilien, zu beobachten ist (**resistive Fortbewegung**) [27]. Diese Organismen schwimmen, indem sie den Reibungswiderstand im Fluid in Vorschub umwandeln. Ihre Zilie bewegt sich derart, dass die Widerstandskomponente senkrecht zur Zilienoberfläche größer ist, als die tangential dazu (meist Faktor 1,5 bis 2) [34]. Die undulatorische oder helixförmige Auslenkung ist stark ausgeprägt, so dass die Zilie über einen Großteil ihrer Länge senkrecht zur Fortbewegungsrichtung orientiert ist und so Vorschub generiert. Die Effizienz dieses Antriebs ist naturgemäß sehr gering und liegt zwischen 1 und 3 %. Da Trägheitskräfte eine untergeordnete Rolle spielen, können sämtliche Zeitabhängigkeiten vernachlässigt werden. Das Fluid reagiert instantan auf die Verschiebung der Fluid-Organismus-Grenzfläche und die Vorgänge sind reversibel. Kehrt das Lebewesen die Bewegung um, bewegt es sich entgegengesetzt, beendet es die Bewegung, kommt es sofort zur Ruhe.

Diese Fortbewegungsform wurde als „*Resistive Force Theory*“ 1955 von Hancock und Gray erstmals quantitativ beschrieben und experimentell an zahlreichen Organismen validiert [27]. Sie trifft allerdings nicht auf höhere Reynoldszahlbereiche zu, weswegen Light-hill 1960 mit der „*Elongated Body Theory*“ [28] und 1971 mit der verfeinerten „*Large-*

„*Amplitude Elongated Body Theory*“ [35] erstmals **reaktive Fortbewegungen** quantitativ beschrieb. Der Impulsübertrag vom Fisch auf das umgebende Fluid geschieht nun nicht mehr primär über Reibungs-, sondern über Trägheitskräfte.

Führt ein Fisch eine wellenartige Bewegung aus, wie in Abbildung 2.4 skizziert, so wird an jedem Ort des Fischkörpers eine Kraft F_R auf das Wasser übertragen. Je stärker der Fischkörper, beziehungsweise die Flosse gebogen wird, sich also ein hoher Anstellwinkel des Körpers gegenüber der Schwimmrichtung ausbildet, desto größer fällt der Anteil der Kraft F_T aus, der direkt in Schwimmrichtung orientiert ist. In Abbildung 2.4 sind die Kraftzerlegungen für zwei exemplarische Orte eines schematischen Fisches dargestellt. Am hinteren Ende wird deutlich mehr Schub für die Schwimmbewegung erzeugt, als im Kopfbereich.

Die Kräfte F_L senkrecht zur Schwimmrichtung können nicht zum Antrieb genutzt werden und tragen sowohl zum Energieverlust als auch zur Instabilität des Fisches durch seitliche Stöße bei. Der Fisch neigt zum Schlingern, wenn diese Kräfte überhand nehmen. Die Fluidelemente, die von der Bewegung des Fisches beschleunigt werden, werden **virtuelle Masse** genannt und hängen quadratisch von der ortsabhängigen Spannweite des Fisches ab [33].

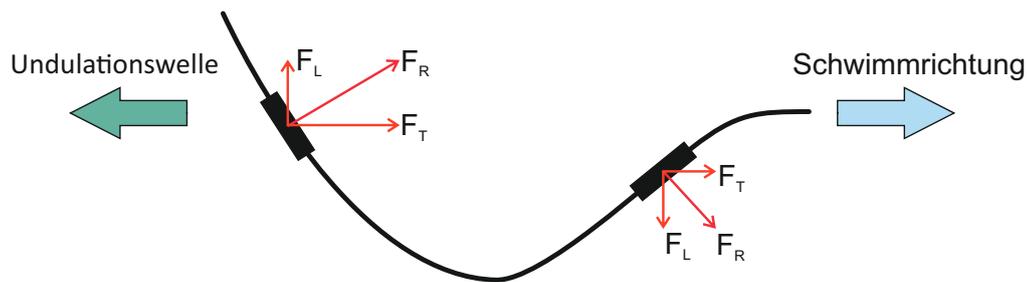


Abbildung 2.4: Fortbewegung nach dem Prinzip der virtuellen Masse anhand der schematischen Draufsicht auf einen Fisch. Je nach Anstellwinkel des Fischkörpers, wird die auf das Wasser übertragene Kraft F_R in verschieden stark ausgeprägte Schubkräfte F_T und ungünstige Seitenkräfte F_L zerlegt (nach [33]).

Basierend auf dieser Theorie können morphologische Besonderheiten einiger Arten besser verstanden werden. Fische die anguilliform (aalförmig) schwimmen, verfügen stets über Körper, deren Spannweite sich in Richtung Schwanzflosse kaum ändert. Die auftretenden lateralen Kräfte, die zu seitlichen Abweichungen von der bevorzugten Schwimmrichtung führen würden, können ausgeglichen werden, da die Undulationswellenlänge kleiner ist als die Länge des Fisches, was zur Folge hat, dass zu jedem Zeitpunkt mehrere Wellentäler und -berge entlang des Fischkörpers auftreten. Bei carangiformen Schwimmern stellt genau das allerdings ein Problem dar. Die größten Kräfte treten im hinteren Drittel des Fisches auf, was zu einer harmonischen lateralen Krafteinwirkung führt. Um die Stabilität auf der gewünschten Schwimmbahn zu gewährleisten, haben solche Fische oft große Spannweiten im vorderen Bereich des Körpers ausgebildet und können so den Rückstoß der Schwanzflosse durch den fluidischen Widerstand des Körpers ausgleichen. Zusätzlich verfügen alle carangiformen Schwimmer über eine zum Teil drastische Verjüngung des Körpers vor der

Schwanzflosse. An dieser Stelle ist der Anstieg der Amplitude und damit der Reibungsverlust am stärksten, wohingegen der Hauptteil des Vorschubs dahinter, an der Schwanzflosse selbst, generiert wird.

Die mit circa 30 m/s schnellsten bisher erfassten Fische haben dieses Merkmal besonders stark ausgeprägt und verfügen über einen sogenannten „Lunate Tail“- eine halbmond- bis V-förmige Schwanzflosse [36]. Ihre Morphologie ist derart auf Geschwindigkeit optimiert, dass ihr Schwimmvorgang nicht mehr nur mit dem Prinzip der virtuellen Massen erklärt werden kann. Hier dominieren wirbelbehaftete Vorgänge den Schwimmvorgang.

Lighthill erklärt in [29] die Entstehung einer **Wirbelstraße** hinter dem Fisch. Die Bewegung der Schwanzflosse erzeugt an den äußeren Wendepunkten Wirbel, die in das zurückbleibende Fluid abgeworfen werden. Die Superposition dieser Wirbel ergibt eine starke axiale Strahlströmung, die den Fisch effizient nach vorne bewegt (siehe Abbildung 2.5). In größerer Entfernung erzeugen die Wirbel eine entgegengesetzte Strömung in Richtung des schwimmenden Fisches. Diese wird beispielsweise in Fischschulen genutzt, um Energie zu sparen. Im Gegensatz zu Lighthill, der die Entstehung der Wirbelstraße ausschließlich anhand der Vorgänge an der Schwanzflosse herleitet, weisen neuere Untersuchungen darauf hin, dass der ganze Körper zu deren Entstehung beiträgt. Müller et al. beobachten in [37] ein sich entlang des Fisches aufbauendes Gebiet an Vortizität, das sich schließlich von der Schwanzflosse ablöst und so diskrete Wirbel erzeugt.

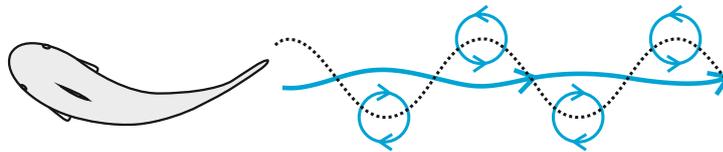


Abbildung 2.5: Wirbelstraße eines schwimmenden Fisches mit axialer Strahlströmung.

Die paarweise Anordnung von gegensinnigen Wirbeln erinnert an **Kármánsche Wirbelstraßen**, wie sie hinter laminar umströmten Objekten auftreten. Einzig die Orientierung der einzelnen Wirbel ist genau entgegengesetzt, so auch die Wirkung: Während bei der klassischen Kármánschen Wirbelstraße der Fluidfluss in Summe verlangsamt wird, weil aufgrund von Reibung Energie dissipiert wird, sorgt die inverse Kármánsche Wirbelstraße bei konstanter Schwimmgeschwindigkeit dafür, dass sich Reibungsverluste und Vorschub genau ausgleichen. Beschleunigt der Fisch, überwiegt der Vorschub gegenüber den Reibungskräften [38].

Triantafyllou [30] übertrug die bekannten Konzepte der Kármánschen Wirbelstraße 1993 erstmals auf Fische und schwingende Tragflächen. Die wichtigste Kennzahl ist dabei die Strouhal-Zahl Sr . Sie beschreibt dimensionslos, mit welcher Frequenz f sich Wirbel hinter einem fluidischen Widerstand der charakteristischen Länge L ablösen, wenn er von einem Fluid mit Geschwindigkeit U umströmt wird.

$$Sr = \frac{fL}{U} \quad (2.2)$$

Übertragen auf die inverse Kármánsche Wirbelstraße bestimmt die Strouhal-Zahl das Verhältnis aus Schlagfrequenz f multipliziert mit der doppelten Amplitude A (annähernd gleich dem Durchmesser der Wirbelstraße) und erzeugter Schwimgeschwindigkeit U .

$$\text{Sr} = \frac{2fA}{U} \quad (2.3)$$

Bei harmonisch um einen Drehpunkt oszillierenden Tragflächen konnten drei grundlegende Strömungszustände beobachtet werden:

1. reibungsdominierte Strömungen bei niedrigen Frequenzen,
2. inverse Kármánsche Wirbelstraße mit verstärkender Wirkung bei mittleren Frequenzen und
3. druckdominierte Strömungen (*piston-like mode*) des Fluids bei hohen Frequenzen.

Zustand 1 und 3 sind verbunden mit keinem oder wenig Vorschub und hohen Energieverlusten. Lediglich bei Zustand 2 kann die Strömung effizient verstärkt werden. Triantafyllous Modelle sagen voraus, dass im Bereich von $\text{Sr} = 0,3$ Wirbelstraßen mit optimalem Vorschub generiert werden. Diese Hypothese wird untermauert durch zahlreiche Messungen anderer Forschergruppen (bspw. [39] und in [30] referenzierte) und ist in Abbildung 2.6 zusammengefasst.

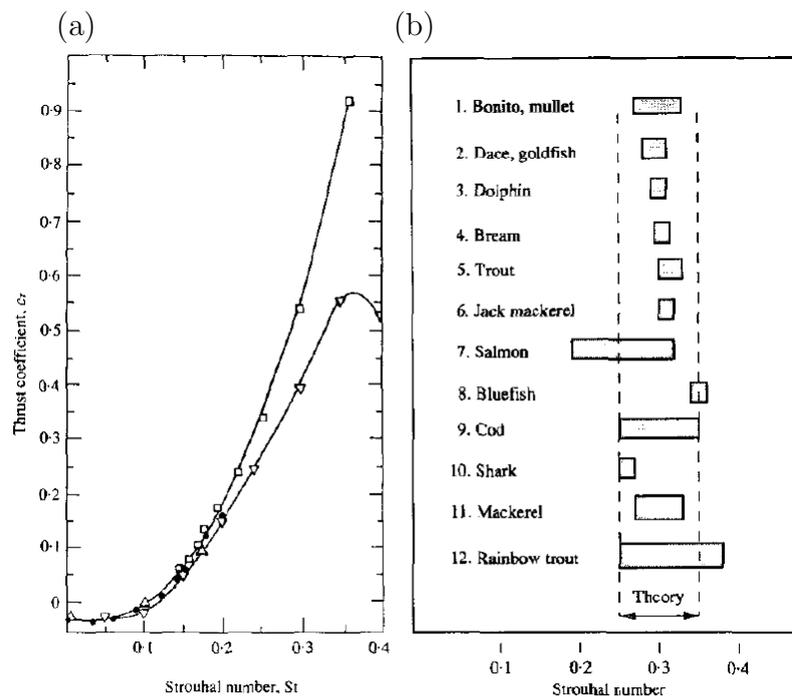


Abbildung 2.6: (a) Vorschubsbeiwert (Thrust Coefficient) von Flügelprofilen mit unterschiedlichen Oszillationsparametern: Optimale Vorschübe sind wie von Triantafyllou prognostiziert bei $\text{Sr} \approx 0,35$ zu erkennen. Der Vorschubsbeiwert ist definiert als $c_T = \frac{T}{\rho V^2 A}$, wobei T den Schub, V die Vorwärtsgeschwindigkeit und A die umströmte Fläche beschreiben. (b) Strouhal-Zahlen verschiedener aquatischer Lebewesen (entnommen aus [30]).

In neueren Untersuchungen wird diese Aussage noch weiter spezifiziert. Eloy et al. führt in [38] dazu die Lighthill-Zahl Li ein, die das Verhältnis aus Reibungsverlusten und Vorschub berechnet. S beschreibt dabei die umströmte Gesamtfläche des Tieres, C_d dessen Widerstandsbeiwert und h die Spannweite der Schwanzflosse. Kleine Lebewesen haben tendenziell höhere Lighthill-Zahlen als größere.

$$Li = \frac{S}{h^2} C_d \quad (2.4)$$

Als Kriterium für die Qualität des Schwimmvorgangs nutzt Eloy die Froude-Effizienz, die das Verhältnis aus für den Vorschub nutzbarer Energie und gesamten Energieeinsatz bildet. Abweichungen von 10 % vom Optimum der Froude-Effizienz werden von Eloy als akzeptabel eingestuft. Abbildung 2.7 zeigt die Ergebnisse seiner Berechnungen in Kombination mit zahlreichen Messwerten anderer Forschergruppen. Er verfeinert Triantafyllous Ergebnis dahingehend, dass kleinere Lebewesen größere Sr -Werte für optimalen Schub aufweisen.

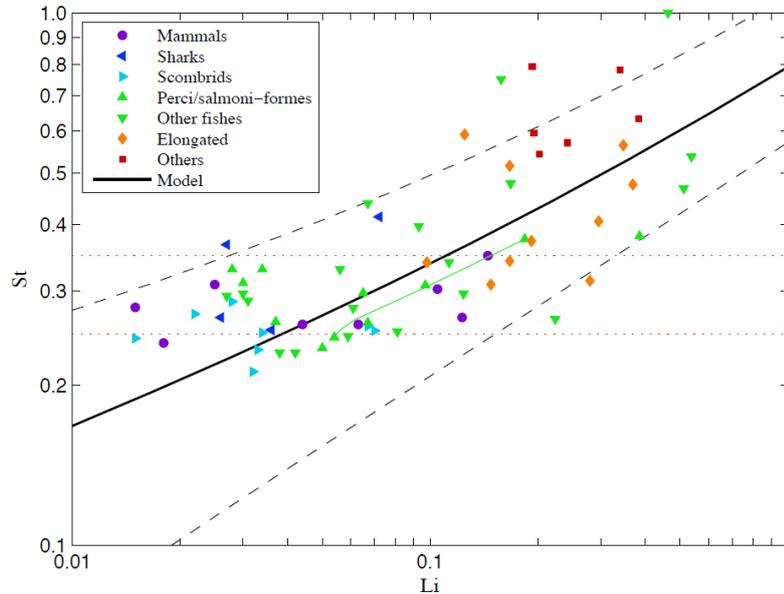


Abbildung 2.7: Modellrechnung und Messungen zum Zusammenhang zwischen Größe und Stromlinienförmigkeit eines Tieres (Li) und Kinematik dessen Schwanzflosse (St bzw. Sr) (entnommen aus [38]).

Lighthills Methoden der virtuellen Masse und der Wirbelstraße sind vor allem für anguilli- und carangiforme Schwimmer gültig. Sie sind allerdings nur begrenzt auf thunniforme Schwimmer übertragbar, da deren stark angepasste Morphologie (Einschnürung vor der Schwanzflosse und halbmond- bzw. V-förmige Schwanzflosse) die Voraussetzungen der schlanken und gestreckten Körper nicht erfüllen. Magnuson geht in [40] genauer auf das Funktionsprinzip und die entwickelten Berechnungsmodelle für diesen Schwimmmodus ein. Da er dem Mechanismen in Luft, also dem Vogel- und Insektenflug, stark ähnelt, soll an dieser Stelle auf Kapitel 2.2.2 verwiesen werden.

Allgemein lässt sich festhalten, dass die grundlegenden Bewegungsmuster der verschiedenen Fisch- und Walarten in den letzten Jahrzehnten ausführlich dokumentiert und klassifiziert wurden. Für die beschriebenen Schwimmmodi stehen Berechnungsmodelle verschiedener Komplexität zur Verfügung, um Vorschub und Effizienz abzuschätzen. Messungen an echten Tieren stellen auch heute noch eine enorme Herausforderung dar, trotzdem konnten verschiedene Autorentams die etablierten Modelle verifizieren. In den letzten Jahren gelangen aufgrund von verbesserter Messtechnik und leistungsstarken Simulatoren weitere Durchbrüche. So konnte erst 2008 das Graysche Paradoxon geklärt werden, das Forscher über Jahrzehnte beschäftigt hat [41]. Gray hatte vorausgesagt, dass die Muskelkraft eines Delfins zehnmal stärker sein müsste, um die gemessenen Spitzengeschwindigkeiten von 10 m/s zu erreichen. Heute ist dank der Strömungsanalyse mittels kleinster Luftbläschen nahe der Haut klar, dass die Tiere enorm viel mehr muskuläre Kraft aufbringen können, als angenommen wurde. Andere Feinheiten sind allerdings noch immer ungeklärt: Beispielsweise wird von Ming et al. in [42] aktuell untersucht, welchen Einfluss die Elastizität des Fischgewebes auf den Schwimmvorgang hat - eine Größe, die nur schwierig messtechnisch zu erfassen und herausfordernd zu simulieren ist. Die Komplexität und technische Relevanz dieser Forschungsmaterie manifestiert sich in folgendem Zitat von Ming et al.:

„It turns out that fish propulsion is far more complex than originally thought, and presumably similarly difficult to reproduce artificially.“

Nichtsdestotrotz wurden nicht nur beim Verständnis der Fortbewegung von Fischen enorme Erfolge erzielt. Auch die technische Nachbildung dieser Konzepte gelingt immer besser. Prominentester Vertreter ist der Robotuna [43], der, geformt wie ein realistischer Thunfisch, mit einer schwingenden Schwanzflosse ausgestattet ist und dessen hinterer Körperbereich carangiforme Schwimmbewegungen emulieren kann. Mit diesem Roboter kann bereits eine Effizienz von 91 % erreicht werden.

2.2 Fortbewegungsmechanismen in Luft

Lebewesen in Wasser verfügen meist über eine dem Wasser sehr ähnliche Dichte, so dass ihre Körper- und Flossenformen und die dazugehörige Kinematik hauptsächlich Vorschub generieren müssen. Eine prominente Ausnahme bilden Haie, die zusätzlich zur Fortbewegung auch Auftrieb erzeugen, um nicht unterzugehen, und deswegen kontinuierlich schwimmen. Ihre Fortbewegungsart ist daher eher mit dem Vogelflug zu vergleichen, denn in Luft spielt die Hubkraft eine elementare Rolle. Auch beim Flug können, analog zur Fortbewegung im Wasser, unterschiedliche Mechanismen beobachtet werden, je nachdem in welchem Reynoldszahlbereich sich ein Tier fortbewegt. Bei größeren Reynoldszahlen wird eher von stationärem Flug gesprochen, wohingegen bei kleineren Reynoldszahlen instationäre Effekte gezielt eingesetzt werden, um die zunehmenden Reibungskräfte auszugleichen [44].

2.2.1 Stationärer Flug

Vor allem größere Lebewesen wie die meisten Vögel, aber auch größere Insekten wie die Honigbiene nutzen Effekte, die für den stationären Flug charakteristisch sind. Jedes unter dem Anstellwinkel α_{ae} angeströmte Profil erzeugt zweierlei Kräfte, die in Abbildung 2.8 (a) veranschaulicht sind: eine Widerstandskraft F_W parallel zur Anströmung und eine Auftriebskraft F_A senkrecht dazu. Je nach Anstellwinkel α_{ae} , der die Verkipfung des Flügels gegenüber der Anströmung beschreibt, bilden sich diese Kräfte unterschiedlich stark aus. Neben der Ausrichtung des Flügels trägt auch dessen Form maßgeblich zu dem Verhältnis dieser beiden Kenngrößen bei: Stromlinienförmige Profile verringern den fluidischen Widerstand, wohingegen gewölbte Profile, wie sie bei Flugzeugen weit verbreitet sind, den Auftrieb stark erhöhen.

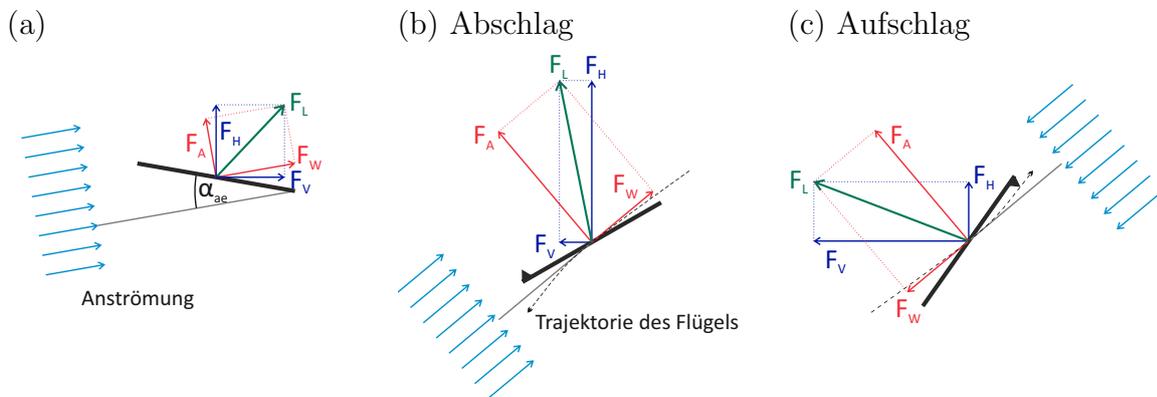


Abbildung 2.8: (a) Aerodynamische Kräfte F_W und F_A mit resultierender Kraft F_L und dadurch erzeugtem Hub F_H und Schub (bzw. je nach Richtung gegebenenfalls auch Widerstand) F_V eines unter dem aerodynamischen Winkel α_{ae} angeströmten Profils. (b,c) Kraftkomponenten während des Ab- und Aufschlags einer Honigbiene: Beide Phasen tragen sowohl zum Hub als auch zum Vorschub des Tieres bei. Die morphologische Oberseite ist durch das Dreieck an der Flügelvorderkante markiert (nach [44]).

Beim Flugzeug wird die Schubkraft zur Überwindung der Widerstandskraft (und zur Beschleunigung) primär über Turbinen erzeugt. Die daraus resultierende Anströmung der Tragflächen generiert den Auftrieb, der nötig ist, um das Gewicht der Maschine auszugleichen. Vögel und Insekten müssen auf eine komplexe **Flügelkinematik** zurückgreifen, da Vorschub und Auftrieb nicht wie beim Flugzeug getrennt voneinander erzeugt werden können. Ihre Flügel verfügen über Drehgelenke, die neben einem translatorischen Anteil der Bewegung, dem Ab- und Aufschlag, auch Drehungen entlang der Längsachse der Flügel ausführen können. Nur so können sie auf die stationären Effekte der Flugkraftherzeugung zurückgreifen. Nachtigall analysiert in [44] am Beispiel der schwarzen Stubenfliege eine repräsentative Schlagperiode (siehe Anhang A.1). Die Flügel werden über ein am Rumpf befindliches Drehgelenk von hinten oben nach vorne unten auf- und abgeschlagen. Eine gegenphasige Drehschwingung (Phasenversatz etwa 90°) sorgt dafür, dass der Flügel an den oberen und unteren Umkehrpunkten schnell gedreht wird, so dass während der Ab- und Aufschlagsphasen ein nahezu konstanter Anstellwinkel etabliert werden kann. Während des

Abschlags wird die morphologische Unterseite des ebenen Flügels mit $\alpha_{ae} = 20^\circ$ angeströmt, wohingegen während des Aufschlags die Oberseite mit $\alpha_{ae} = 30^\circ$ angeströmt wird. Diese langen Phasen konstanter Strömungsbedingungen werden zur Erzeugung von Auftrieb und im gleichförmigen Geradeausflug zur Überwindung der Widerstandskraft genutzt. In Abbildung 2.8 (b,c) sind zwei exemplarische Momente während dieser beiden Phasen, inklusive der auftretenden Kraftkomponenten, dargestellt. Die sich ergebende Resultierende F_L kann dann wiederum in Hub F_H und Vorschub F_V zerlegt werden.

Um die Flugeffizienz zu bewerten, ist der vom Anstellwinkel abhängige Quotient aus Auftriebs- und Widerstandsbeiwert essentiell. Abbildung 2.9 zeigt, wie gut moderne (asymmetrische und gewölbte) Flugzeugflügel für den Auftrieb bei geringstem Widerstand optimiert wurden. Insektenflügel hingegen sind meist eben, um Auf- und Abschlag gleichermaßen zur Krafterzeugung zu nutzen, weswegen die Auftriebsbeiwerte geringer ausfallen als beim technischen Äquivalent. Außerdem steigt bei kleineren Lebewesen mit fallenden Reynoldszahlen tendenziell der Reibungsanteil und damit der Widerstandsbeiwert an. In Summe führt dies zu geringeren Wirkungsgraden beim stationären Flug, je kleiner die Tiere werden, weswegen diese zusätzlich auf andere Mechanismen zurückgreifen müssen.

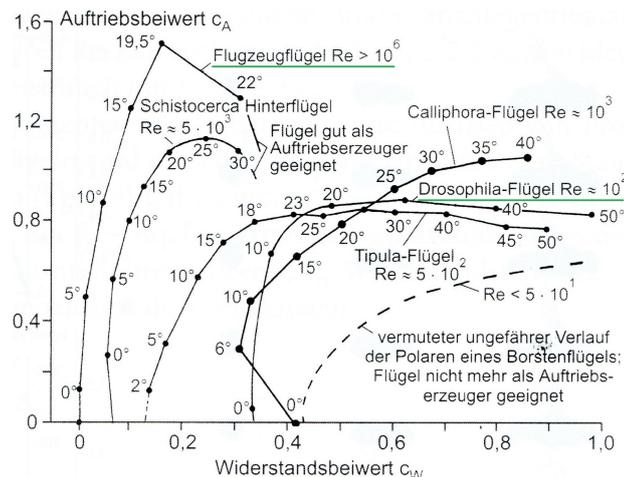


Abbildung 2.9: Charakterisierung von technischen Flügelprofilen und verschiedenen Lebewesen: Der Widerstandsbeiwert $c_W = \frac{2F_W}{\rho v^2 A}$ und Auftriebsbeiwert $c_A = \frac{2F_A}{\rho v^2 A}$, wobei ρ die Luftdichte, A die Flügelfläche und v die Strömungsgeschwindigkeit beschreiben, erlauben Vergleiche verschiedener Flügel unabhängig von deren Fläche (entnommen aus [44]).

2.2.2 Instationärer Flug

Ähnlich wie bei Fischen können hinter fliegenden Insekten und Vögeln **Wirbelstraßen** beobachtet werden. Nachtigall abstrahiert in [44] deren Entstehung, indem er die Flügelbewegung in zwei grundlegende Funktionalitäten unterteilt: einen translatorischen Anteil während des Auf- und Abschlags und einen rotatorischen Anteil an den Umkehrpunkten, wo die Flügel jeweils für die anschließende translatorische Phase um ihre Längsachse rotieren und so passend ausgerichtet werden.

Abbildung 2.10 zeigt in sechs Schritten die abstrahierte Bewegung eines Flügelprofils und die korrespondierenden Wirbel während einer Oszillationsperiode.

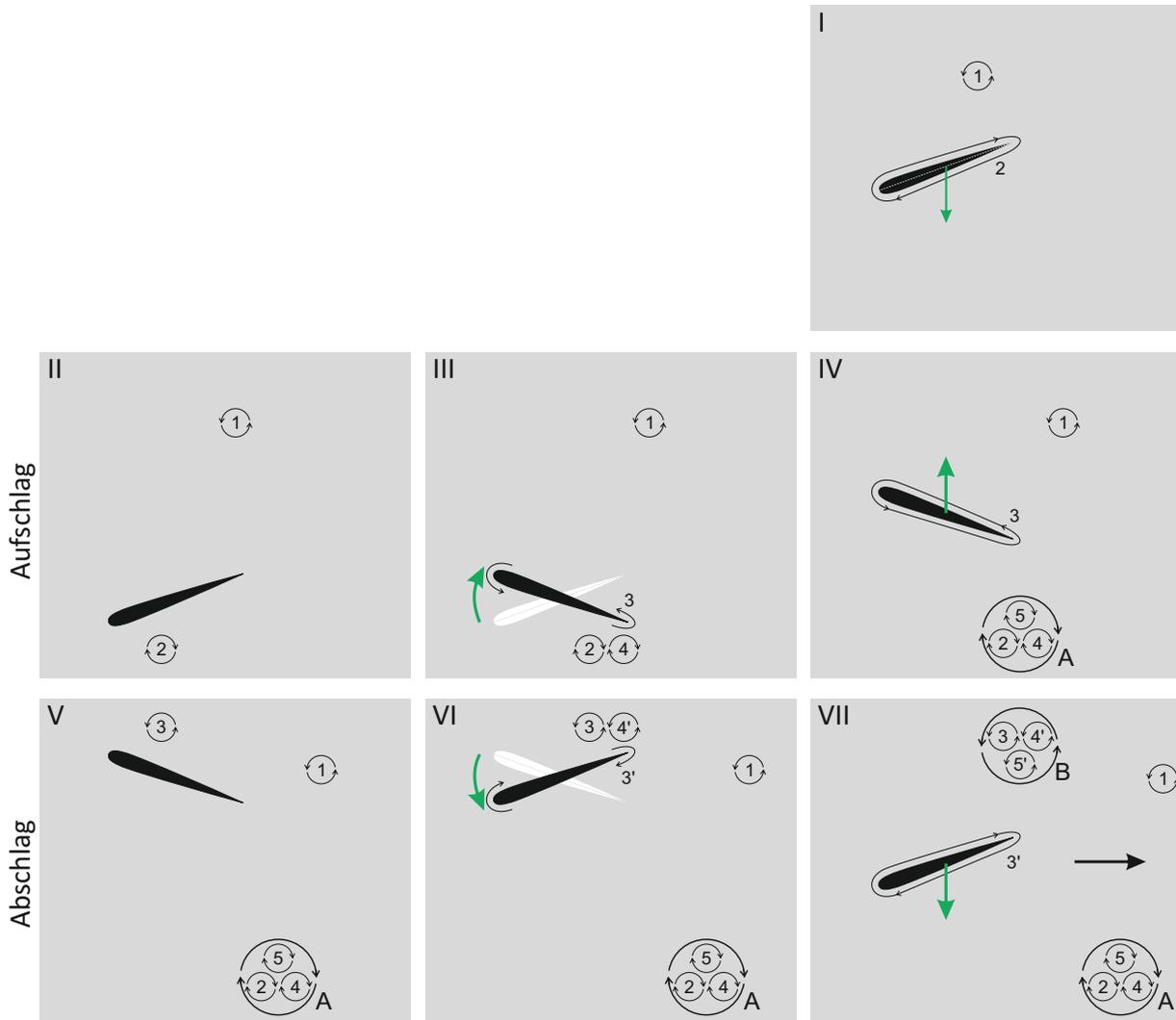


Abbildung 2.10: Entstehung einer Wirbelstraße nach Nachtigall: Alternierende translatorische und rotatorische Phasen erzeugen während des Auf- und Abschlags Wirbelpakete, deren Superposition eine ausgeprägte Strahlströmung erzeugt (nach [44]).

Bewegt sich ein Flügel aus der Ruhe abwärts, so entsteht analog zur Flugzeugtragfläche eine an den Flügel gebundene Zirkulationsströmung (2) und ein an der Ausgangsposition verbleibender gegensinniger Startwirbel (1) gemäß des Drehimpulserhaltungssatzes (Schritt I). Diese gebundene Zirkulation (2) haftet bis zum unteren Umkehrpunkt (II) am Flügel und wird dort aufgrund ihrer Massenträgheit abgeworfen und formiert einen diskreten Wirbel. Der Flügel dreht sich nun schnell (III), wodurch erneut eine Zirkulation um das Profil (3) und ein gegensinniger Wirbel (4) im Fluid entstehen. Die darauffolgende Aufwärtsbewegung des Flügels (IV), mit passend eingestelltem Anstellwinkel, verstärkt die

Zirkulation (3) und hinterlässt wiederum einen Anfahrwirbel (5) am unteren Umkehrpunkt. Der abgelöste Wirbel (2), der Wirbel (4) aus der Rotationsbewegung und der Anfahrwirbel (5) verschmelzen aufgrund ihrer gleichen Orientierung zu einem starken Wirbel (A) am unteren Umkehrpunkt. Am oberen Umkehrpunkt angekommen (V), wirft der Flügel aufgrund des abrupten Abstoppens wiederum die gebundene Zirkulation (3) ins umgebende Fluid ab. Die darauffolgende Rotation (VI) erzeugt erneut die gebundene Zirkulation (3') und den Ausgleichswirbel (4'). Beim beginnenden Abschlag (VII=I) wird die Zirkulation (3') durch geeignete Anströmung wiederum verstärkt und der neu entstandene Anfahrwirbel (5') verbindet sich mit dem Wirbel (4') aus der oberen Rotation und dem abgeworfenen Wirbel (3') zu Wirbel (B). Während sich das Tier so durch die Luft bewegt, hinterlässt es Wirbelpaare (A) und (B), deren Überlagerung analog zur Fischfortbewegung eine starke Strahlströmung erzeugt. Neben den Hub- und Vorschubkomponenten, die sich während der translatorischen Phasen aus den stationären Flugmechanismen ergeben, wird der zusätzliche Impuls aus der Strahlströmung der Wirbelstraße für Hub und Fortbewegung genutzt.

Zusätzlich zur Generation von Strahlströmungen innerhalb von Wirbelsystemen werden beim Insektenflug noch weitere Mechanismen zur Krafterzeugung ausgenutzt. Der wichtigste ist die Erzeugung eines **Vorderkantenwirbels** (*Leading Edge Vortex*) in Abbildung 2.11 bei Anstellwinkeln ab circa 9° [45]. Das strömende Fluid löst sich beim Auftreffen auf den Flügel nach oben ab, schmiegt sich aber im Gegensatz zum Strömungsabriss wieder an die Flügeloberfläche an, bevor die Hinterkante erreicht wird. Der dabei entstehende Vorderkantenwirbel erzeugt eine Sogwirkung senkrecht zur Flügelfläche, die zwar die Widerstandskraft erhöht, aber auch zum Hub beiträgt.

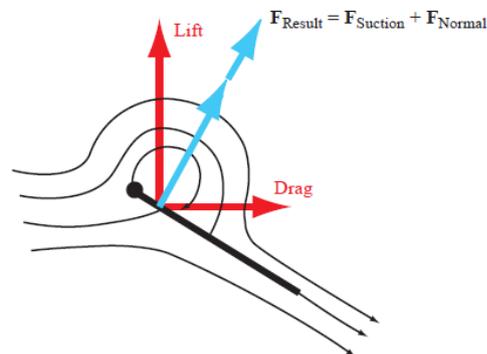


Abbildung 2.11: Erhöhung der resultierenden Kraft durch die Sogwirkung eines Vorderkantenwirbels (entnommen aus [45]).

Eine weitere, eng verwandte Methode zur Auftriebserzeugung ist die des **kurzfristigen Überziehens** (*Dynamic Stall*). Dabei wird der Anstellwinkel des Flügels schlagartig derart erhöht, dass sich ein starker Vorderkantenwirbel aufbaut. Würde der Flügel weiter unter diesem Winkel angeströmt, würde sich der Vorderkantenwirbel analog zur Kármánschen Wirbelstraße ablösen und es käme zu einem Strömungsabriss und damit kompletten Verlust der Auftriebskraft. Wird der Anstellwinkel aber schnell genug wieder reduziert (bei *Drosophila* im Bereich von 0,1 ms [44]), so dass der zuvor schnell wachsende Vorderkantenwirbel

wieder schrumpfen kann, profitiert das Tier von einer kurzzeitig stark erhöhten Auftriebskraft. Nachtigall beschreibt in [44] diesen Vorgang beispielhaft für den Landeanflug des Eissturmvogels zu seinen Nistplätzen in Steilhängen.

Mit der Methode des **Clap and Fling** (Abbildung 2.12), wie sie erstmals von Weis-Fogh für die Erzwespen in [46] beschrieben wurde, lassen sich ebenfalls hohe Auftriebe erzeugen. Das Tier bewegt seine Flügel derart weit nach oben, dass die Vorderkanten am oberen Umkehrpunkt aufeinander treffen. Die zwischen den Flügeln befindliche Luft wird nun nach unten herausgepresst, indem sich von der Vorderkante beginnend die Flügel zunehmend zusammenschließen. Der so erzeugte Luftstrahl generiert einen aufwärtsgerichteten Impuls auf das Tier (Clap-Bewegung). Im Anschluss werden die Flügel um ihre Hinterkante gedreht, so dass sich die Vorderkanten wieder voneinander lösen und Luft in den Zwischenraum der Flügel eingesaugt wird. Durch die schnelle Umströmung der Vorderkanten unter einem ausreichend hohen Winkel entsteht wiederum ein Vorderkantenwirbel, der ähnlich dem zuvor beschriebenen Dynamic-Stall-Effekt, eine Sogwirkung und damit Hub erzeugt (Fling-Bewegung). Aufgrund der hohen mechanischen Belastung der Flügel beim Aufeinanderprallen eignet sich dieses Konzept nur wenig zur technischen Nutzung.

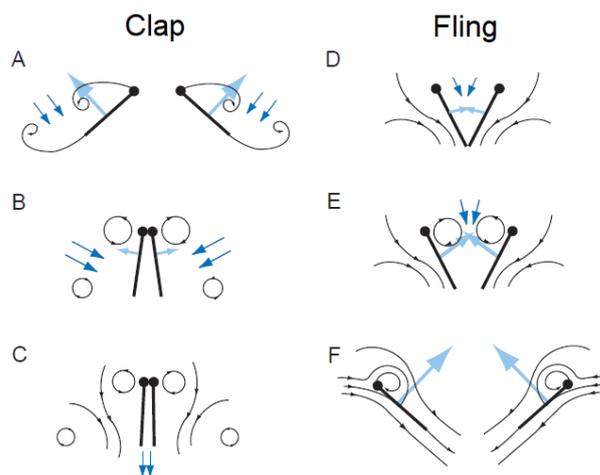


Abbildung 2.12: Veranschaulichung der zwei Phasen des Clap-and-Fling-Mechanismus, wie sie bspw. bei Schmetterlingen zu beobachten sind (entnommen aus [45]).

2.3 Erkenntnisse zur technischen Umsetzung von Undulation

Generell zeichnet sich ab, dass Insekten und Vögel im Gegensatz zu Fischen und Walen ein noch größeres Spektrum an Morphologien und Bewegungsabläufen entwickelt haben und auch die zugrundeliegenden fluidischen Mechanismen stärker variieren (siehe Tabelle 2.2). Im grundlegenden Bewegungsablauf gibt es aber durchaus Parallelen, wie sie vor allem Nachtigall in seinem abstrahierten Bewegungsablauf aus translatorischer und rotatorischer

Bewegungsabfolge verdeutlicht hat [44]: Flossen oder Flügel oszillieren zwischen zwei Umkehrpunkten und werden dabei so angewinkelt, dass sich eine für den Vorschub und/oder Auftrieb günstige Umströmung ergibt. Dabei findet ein Impulsübertrag über Effekte der virtuellen Masse und/oder der Generierung von strömungsverstärkenden Wirbelpaaren statt.

Tabelle 2.2: Überblick über fluidkrafterzeugende Mechanismen in Wasser und Luft und deren Gemeinsamkeiten. Vergleichbare Konzepte in Luft und Wasser sind farblich markiert.

Wasser	Luft
<ul style="list-style-type: none"> • Resistiv • Reaktiv <ul style="list-style-type: none"> – Virtuelle Masse – Wirbelstraße – Halbmond-Flosse 	<ul style="list-style-type: none"> • Stationär • Instationär <ul style="list-style-type: none"> – Wirbelstraße – Leading Edge Vortex – Dynamic Stall – Clap and Fling

Dieses undulatorische Konzept findet Anwendung in Wasser und in Luft und ist in allen Größenskalen - vom Einzeller bis zum größten Säugetier der Welt, dem Blauwal - zu beobachten. Die Frequenzen und Amplituden unterliegen den physiologischen und metabolischen Grenzen der Tiere. Die Bandbreite an Größen und Geschwindigkeiten wird in Abbildung 2.13 verdeutlicht. Gezeigt ist eine Auswahl an Größen-Frequenz-Korrelationen, wie sie in der Natur anzutreffen sind. Es gelang bei Fischen einen grundlegenden Zusammenhang über die Strouhalzahl nachzuweisen ($Sr \approx 0,3$), wohingegen die Reynoldszahl nicht ausschlaggebend für die Anwendung der Undulation ist.

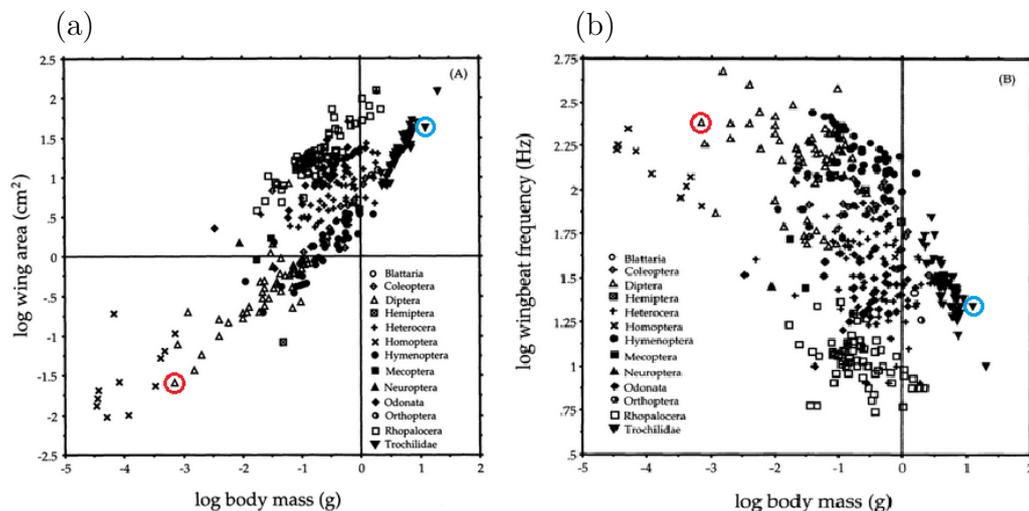


Abbildung 2.13: Zusammenhang zwischen (a) Flügelfläche und Körpermasse sowie (b) Schlagfrequenz und Körpermasse. Als Orientierung zur angestrebten Frequenz und Größe eines mikrofluidischen Aktors in Luft dient der beispielhafte Messwert der Diptera (rot): Mit einer Masse von 0,8 mg verfügt das Tier über Flügel der Größe 2 mm² und schlägt mit der Frequenz von 250 Hz. Ein Kolibri (blau) hingegen wiegt circa 11 g, hat 40 cm² große Flügel und schlägt mit einer Frequenz von 25 Hz. Grundsätzlich gilt, je kleiner die Flügel, desto höher die Schlagfrequenz (entnommen aus [47]).

Die Morphologie ist je nach ökologischer Nische des Tieres meist auch an andere Gegebenheiten aus der Umwelt angepasst (Tarnung, Abschreckung, Mimikry, etc.) oder wurde auf andere Merkmale statt der effizienten Fortbewegung, wie beispielsweise Manövrierbarkeit, hin optimiert. Die Bandbreite an morphologischen und kinematischen Varianten ist beim Insekten- und Vogelflug weitaus höher und die experimentelle Erfassung der Kinematik ist noch herausfordernder als bei Fischen, weswegen sich die Betrachtung von Fortbewegung in Wasser als Grundlage für die Entwicklung eines mikrofluidischen Aktors als lohnenswerter herausstellt. Dabei fällt auf, dass die Lebewesen, die sich am schnellsten und am effizientesten fortbewegen, carangiforme bis thunniforme Schwimmer mit starren, stark ausgeprägten halbmondförmigen Flossen sind. Aus den Erkenntnissen, die durch die Beobachtung der Natur gewonnen werden können, wird im Folgenden das Design des mikrofluidischen Aktors hergeleitet.

3 Aufbau und Antriebskonzept des Mikrowedlers

Basierend auf den Recherchen aus Kapitel 2 kann nun genau festgelegt werden, wie der mikrofluidische Aktor gestaltet werden muss. Nachdem zunächst ein Antriebskonzept ausgewählt wird, das die Bewegung eines carangiform schwimmenden Fisches bestmöglich nachbildet, werden im Anschluss Schichtdicken, Maße und Elektrodengeometrien entworfen und berechnet - Grundlage für den sogenannten Mikrowedler.

3.1 Wahl des Antriebskonzepts

Der Aktor muss in der Lage sein, fortlaufende Wellen ausreichend genau nachzuahmen. Die Undulationswellenlänge λ ist dabei größer als die Länge des Fisches l und die ortsabhängige Amplitude der Auslenkung steigt in Richtung des hinteren Endes des Aktors an. Die Vorderkante des Bauteils, die dem Rumpf des Fisches entspricht, schwingt nur geringfügig mit gleicher Frequenz mit. Das laterale Design ist ebenfalls an das natürliche Vorbild der Schwanzflosse angelehnt.

Der Mikrowedler besteht aus einer dünnen Platte, die horizontal in einem Mikrokanal eingespannt wird. Der Mikrowedler soll mittels eines geeigneten Antriebs ortsabhängig in beide Richtungen gebogen werden können. Frequenz und Amplitude der Schwingung sollen über das Design, aber auch über die elektrische Ansteuerung, einzustellen sein, um den Aktor je nach Anwendung an entsprechenden Arbeitspunkten betreiben zu können. So ist sichergestellt, dass beispielsweise die Strouhal-Zahl oder die genaue orts- und zeitabhängige Form der Biegung auch im Betrieb noch justiert werden können. Zur Auswahl stehen die in der Mikrosystemtechnik gängigen Antriebsmechanismen, die im Folgenden näher auf ihre jeweiligen, für diese Problemstellung relevanten Vor- und Nachteile untersucht werden.

- elektrostatischer Antrieb,
- elektromagnetischer Antrieb,
- thermischer Antrieb,
- Formgedächtnislegierungen,
- piezoelektrischer Antrieb,
- u.v.m.

Beim **elektrostatischen Antrieb** (Abbildung 3.1) wird ein elektrisch leitfähiger Mikrowedler auf Masse gelegt und in den oberen und unteren Kanalwänden Gegenelektroden platziert. Je nachdem, welche Elektrode mit einem elektrischen Potential beaufschlagt wird, wird der Mikrowedler aufgrund der elektrostatischen Anziehungskraft in die entsprechende Richtung ausgelenkt. Grundsätzlich sind mit diesem Aufbau große Biegungen in beide

Richtungen möglich. Dabei ist es jedoch schwierig, Krümmungen unterschiedlichen Vorzeichens in unmittelbarer Nähe, wie für die Undulation unabdingbar, aufzubauen, da sich die Streufelder der gegenüberliegenden Elektroden stark beeinflussen. Außerdem sind enorm hohe elektrische Spannungen nötig, um nennenswerte Auslenkungen zu erzeugen und es besteht die Gefahr von Pull-ins. Ähnliches gilt für elektromagnetische Antriebe.

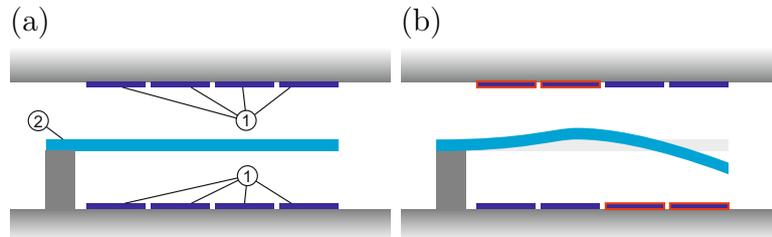


Abbildung 3.1: Elektrostatishes Antriebskonzept: (a) An den Kanalwänden aufgebrachte Elektroden ① lenken den leitfähigen Mikrowedler ② in die gewünschte Richtung aus. (b) Durch gezielte Aktivierung verschiedener Elektroden (rot) ist es prinzipiell möglich, ortsabhängige Biegungen zu erzeugen.

Thermische Antriebe (Abbildung 3.2) verfügen im Allgemeinen über zwei Schichten verschiedenen Materials (Bimorph), die unterschiedliche Wärmeausdehnungskoeffizienten haben. Wird dieser Materialverbund durch elektrothermische Verlustleistung erhitzt, so krümmt er sich in eine Richtung. Es können hohe Amplituden erzeugt werden, wobei die Wahl der Schwingungsfrequenzen nach oben hin begrenzt ist. Typische Antwortzeiten von thermischen Aktoren erlauben maximale Frequenzen im niedrigen Kilohertz-Bereich [48]. Ebenfalls problematisch ist, dass ein homogener Schichtaufbau nur Krümmungen in eine Richtung erlaubt, weil sich das Material nur ausdehnen, nicht aber zusammenziehen kann. Um bidirektionale Krümmungen zu erzeugen, können zusätzlich Segmente mit inverser Schichtabfolge eingebracht werden (siehe Abbildung 3.2 (b)). Je nach gewünschter Krümmungsrichtung werden dann die entsprechenden Segmente einzeln angesteuert. Dabei muss ein ausreichend großer Abstand zu den benachbarten Segmenten eingehalten oder eine zusätzliche isolierende Barriere eingebaut werden, um unerwünschte Biegung auszuschließen. Eine weitere Möglichkeit ist, das Material mechanisch in eine Richtung so weit vorzuspannen, wie es sich im Betrieb maximal krümmen soll (Abbildung 3.2 (c)). Durch Ansteuerung des thermischen Bimorphs kann diese Krümmung dann nivelliert oder umgekehrt werden. Nachteil dieser Lösung ist, dass das Bauteil schon in Ruhe enormen mechanischen Spannungen ausgesetzt ist. Darüber hinaus ist es für Anwendungen zur chipintegrierten Kühlung grundsätzlich ungünstig, wenn zusätzlich thermische Energie in den Fluidfluss eingebracht wird.

Formgedächtnislegierungen (*Shape Memory Alloy*, SMA, Abbildung 3.3) können durch zyklische Erwärmung und Abkühlung sprunghafte Formänderungen ausführen, indem ihre Kristallstruktur zwischen zwei Phasen wechselt. Auch hier stellt sich die Problematik, dass damit grundsätzlich nur Krümmungen in eine Richtung erzeugt werden können. Um undulatorische Bewegungsmuster zu generieren, muss auf prädeformierte Mikrowedler zurückgegriffen werden, analog zu den thermischen Bimorphen. Da der Mechanismus auf

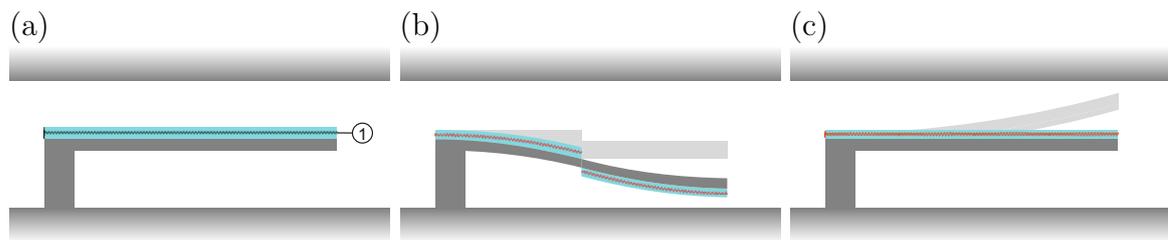


Abbildung 3.2: Thermisches Antriebskonzept: (a) Bimorpher Schichtstapel aus zwei Materialien unterschiedlicher Ausdehnungskoeffizienten. Durch eingebrachte Heizmäander ① kann der Mikrowedler in eine Richtung ausgelenkt werden. (b) Segmentierung oder (c) Vorspannung ermöglichen bidirektionale Krümmungen. Geheizte Segmente sind mit rot eingefärbtem Heizmäander dargestellt.

Erwärmung basiert, unterliegt auch dieser Antrieb den oben genannten Limitierungen bei der Wahl der Aktuierungsfrequenz. Ein Vorteil ist, dass die Bewegung sehr schnell ausgeführt werden kann und große Kräfte wirken. Allerdings kennt das System ausschließlich zwei Zustände. Eine variable Einstellung der Amplitude oder der Geschwindigkeit, mit der eine Krümmung aufgebaut wird, ist durch die Wahl der Ansteuerungsparameter nicht zu realisieren.

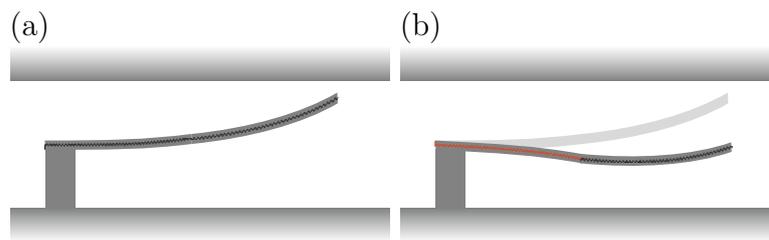


Abbildung 3.3: Antriebskonzept mittels Formgedächtnislegierungen: (a) Ausgelenktes Bauteil im Ausgangszustand. (b) Der Mikrowedler wechselt durch segmentierte Erhitzung (roter Heizmäander) und Abkühlung lokal zwischen zwei vordefinierten Materialzuständen.

Beim **piezoelektrischen Antrieb** wird ebenfalls das Prinzip eines Bimorphs ausgenutzt: Ein piezoelektrisches Material wird mit einem elektrischen Feld belegt und dehnt sich aus beziehungsweise schrumpft, je nach Ausrichtung der Polarisation und des elektrischen Feldes. Durch den Verbund mit einem passiven Material von angepasster Dicke biegt sich das Bauteil (siehe Abbildung 3.4). Je nach Wahl des Ansteuerungssignals können Krümmungen in beide Richtungen erzeugt werden. Das dafür notwendige elektrische Feld liegt nur über der Schichtdicke des piezoelektrischen Materials an, nicht über der gesamten Kanalhöhe, weswegen die Auswirkungen von Streufeldern eine untergeordnete Rolle spielen. Wird der Aktor in verschiedene Bereiche, mit voneinander getrennten Elektrodenpaaren, untergliedert, so können bei geeigneter Ansteuerung Krümmungen verschiedener Stärke und verschiedener Richtung zur gleichen Zeit in unmittelbarer Nähe zueinander realisiert werden (siehe Abbildung 3.4 (b)). Diese Art von Antrieb kann mit einer großen Bandbreite an Frequenzen angetrieben werden. Problematisch ist, dass sich piezoelektrische Antriebe in der Regel nur für Anwendungen mit großen Kräften, aber geringen Stellwegen eignen.

Um dem zu entgehen, werden Aktoren als Stapel aufgebaut oder sehr biegeweich mittels Dünnschichttechnologie hergestellt.

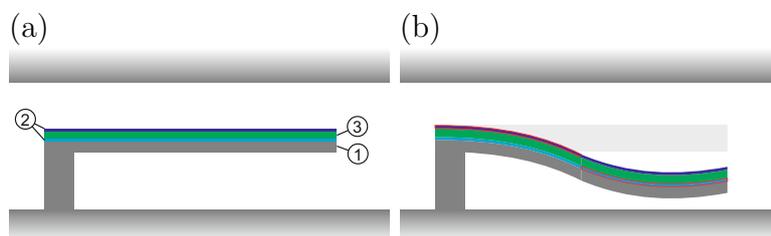


Abbildung 3.4: Piezoelektrischer, bimorpher Antriebsmechanismus: (a) Materialverbund im Ausgangszustand aus passiver Schicht ① und elektrisch durch Elektroden ② angeregter piezoelektrischer Schicht ③. (b) Bidirektionale Krümmung durch elektrische Umpolung (hohes elektrisches Potential bei roter Markierung) in Kombination mit Segmentierung ermöglichen ortsabhängige Krümmungen mit schnellen Antwortzeiten.

Die beschriebenen Eigenschaften der einzelnen Antriebsarten sind in Tabelle 3.1 den Anforderungen an den Mikrowedler gegenübergestellt. Jede der hier aufgelisteten Anforderungen stellt ein notwendig zu erfüllendes Kriterium dar. Daraus ergibt sich, dass einzig der piezoelektrische Bimorph-Antrieb im Dünnschichtverfahren mit segmentierten Elektrodenbereichen in der Lage ist, eine wellenartige Bewegung nach Vorbild von carangiform schwimmenden Fischen auszuführen.

Tabelle 3.1: Anforderungen an den Antrieb des Mikrowedlers.

Anforderungen	Elektrostatistisch	Thermisch	SMA	Piezoelektrisch
Hohe Amplituden möglich?	+	+	+	±
Bidirektionale Krümmung möglich?	+	±	±	+
Lokale Änderung der Krümmung möglich?	-	±	±	+
Frequenzbandbreite hoch?	+	-	-	+
Energieeffizienz gut?	+	-	-	+
Antrieb mit niedrigen elektrischen Spannungen möglich?	-	+	+	±
Geringer zusätzlicher Wärmeeintrag möglich?	+	-	-	+

3.2 Technologische Realisierung des piezoelektrischen Bimorph-Antriebs

Es existiert eine Vielzahl an piezoelektrischen Materialien und Herstellungsverfahren. Die benötigte Dünnschichttechnologie und sich daraus ergebende hohe Stellwege werden an-

hand eines resonanten Biegeaktors von Hampl in [49] vorgestellt. Dieser Prozess kommt mit einigen Anpassungen für den in dieser Arbeit vorgestellten Mikrowedder zur Anwendung. Als piezoelektrisches Material wird Aluminiumnitrid (AlN) gewählt, das zwar über eine relativ geringe elektromechanische Kopplung verfügt, aber durch zahlreiche andere Vorteile, wie in Tabelle 3.2 erläutert, besticht. Vor allem die Herstellung mittels Magnetron-Sputtern bewirkt, dass die aufgetragene AlN-Schicht bereits polarisiert ist, es folglich keinem weiteren Prozessschritt bei sehr hohen Temperaturen bedarf, um die piezoelektrischen Eigenschaften auszubilden. Außerdem kann AlN problemlos in den Herstellungsprozess von Prozessoren eingebunden werden (CMOS-Kompatibilität) und eröffnet durch seine Biokompatibilität ein weites Spektrum an zusätzlichen Anwendungsoptionen.

Tabelle 3.2: Vorteile von AlN als Werkstoff für MEMS (nach [49],[50]).

Mechanische Stabilität	Der keramische Werkstoff erlaubt Oszillationen bei hohen Frequenzen und hohen Amplituden im Dauerbetrieb.
Hohe Durchbruchfeldstärke	$E_{DB} > 1\text{MV/cm}$ Hohe elektrische Felder ermöglichen große Krümmungen.
Hohe Curie-Temperatur	$T_C > 1000\text{C}$ Auch bei Anwendungen im Hochtemperaturbereich oder zur Kühlung behält das Material seine piezoelektrischen Eigenschaften.
Geringe Permittivität	$\epsilon = 9, 14$ Es können auch mit relativ geringen Ladungsverschiebungen hohe elektrische Felder im Material generiert werden.
Bleifreiheit	Im Gegensatz zum häufig verwendeten Blei-Zirkonat-Titanat (PZT), das über höhere elektromechanische Kopplung verfügt, kann bei der Verwendung von AlN auf Blei verzichtet werden.
CMOS-Kompatibilität	Alle Prozesse, die zur Herstellung und Strukturierung des AlNs notwendig sind, lassen sich mit den gängigen CMOS-Prozessschritten vereinbaren.
Hohe chemische Stabilität	Außer bei stark alkalischen Lösungen geht AlN unter Betriebsbedingungen keine Reaktionen mit umgebenden Stoffen ein.
Biokompatibilität	Der Einsatz in der Medizintechnik ist möglich.
Strukturierbarkeit	Die laterale Strukturierung (nass- sowie trockenchemisch) des Materials unterliegt keinen nennenswerten Restriktionen.
Polarisierte Dünnschichtabscheidung	Schon ab circa 50 nm Schichtdicke baut sich durch reaktives Magnetron-Sputtern eine bereits polarisierte Wurtzit-Struktur mit piezoelektrischen Eigenschaften aus. Mit Schichtdicken von wenigen Hundert Mikrometern können Aktorkonzepte umgesetzt werden.
Bipolarer Betrieb	Bis zu einem gewissen Grad erträgt AlN alternierende elektrische Felder, ohne nennenswerte Degradierung.

Für den Mikrowedler wird ein **Schichtverbund** aus AlN und Silizium (Si) verwendet (siehe Abbildung 3.5). Das AlN wird in Elektroden aus Molybdän (Mo) und Aluminium (Al) eingebettet. Die Polarisationsrichtung, die sich beim Herstellungsprozess ergibt, steht senkrecht zur Waferoberfläche und ist damit parallel bzw. antiparallel zum elektrischen Feld ausgerichtet. Für die Biegung des Materialverbunds wird der d_{31} -Effekt genutzt, das heißt die Dehnung oder Stauchung verläuft senkrecht zur Polarisationsrichtung entlang der Wedlerlängsachse. Der stärker elektromechanisch gekoppelte d_{33} -Effekt, der zur Dehnung in Richtung des elektrischen Feldes führt, bleibt technisch ungenutzt.

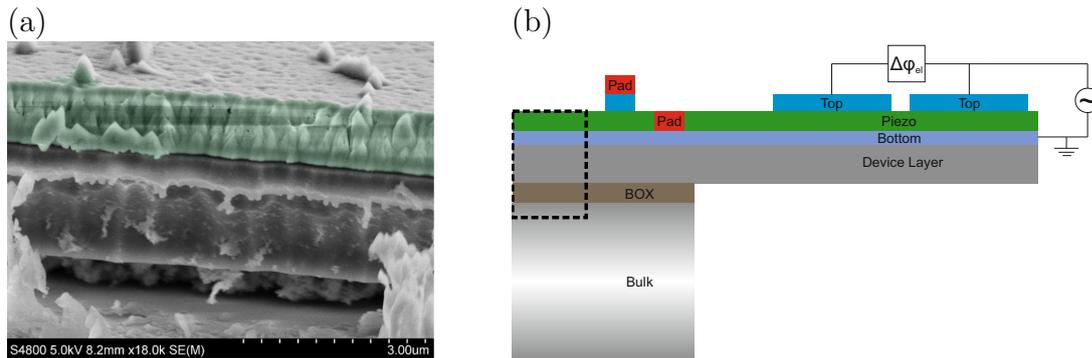


Abbildung 3.5: (a) REM-Aufnahme des Si-Mo-AlN-Verbunds auf dem mit Oxid beschichteten Silizium-Wafer mit erkennbaren c-Säulen des AlNs (grün eingefärbt) (b) Aufbau des Mikrowedlers und Bondrahmens gemäß der im Anhang B dargestellten Prozessierung mit prinzipiellem Antriebskonzept. Der in (a) erfasste Schichtstapel ist gestrichelt markiert.

Um die **undulatorische Bewegung** zu ermöglichen, wird die obere Elektrode (im Folgenden Top-Elektrode genannt) in zwei Bereiche unterteilt (siehe Abbildung 3.5 (b)), die getrennt voneinander angesteuert werden können, während die durchgängige, eingebettete untere Elektrode (Bottom-Elektrode) mit der elektrischen Masse verbunden wird. Der vordere Teil der Top-Elektrode wird mit einem harmonischen Signal beaufschlagt, das analog zu Kapitel 2.2.2 für die Auf- und Abbewegung sorgt (translatorischer Anteil der Bewegung). Der hintere Teil wird mit einem phasenversetzten Signal gleicher Frequenz und ähnlicher Amplitude angesteuert und winkelt die Spitze des Mikrowedlers während der Auf- und Abbewegung an (rotatorischer Anteil der Bewegung).

Um Prototypen des Mikrowedlers herzustellen, wurden im Zuge dieser Arbeit zwei Prozessierungsdurchläufe mit jeweils mehreren Prozessvarianten an der TU Ilmenau in Auftrag gegeben. Im Folgenden wird der Herstellungsprozess von Wafer 5 des zweiten Prozessdurchlaufs genauer erläutert, mit dessen Prototypen die besten Ergebnisse erzielt werden konnten. Tabelle 3.3 gibt einen Überblick über weitere Varianten der verwendeten Schichtdicken.

Die **technologische Prozessierung** der Mikrowedler basiert auf kommerziell erhältlichen *Silicon-on-Insulator* (SOI) Wafern, wie sie vor allem zur Herstellung von MOSFETs und IGBTs genutzt werden und ist in Abbildung 3.5 (b) illustriert. Dabei wird eine dünne Schicht monokristallines Silizium (*Device-Layer*, DL) auf vergrabenes Oxid (*Burried Oxide*, BOX) aufgebracht. Das darunterliegende Träger-Silizium (*Bulk*) dient ausschließlich Zwecken der mechanischen Stabilität und bildet die Einbettung für die untere Kanalhälfte, in

Tabelle 3.3: Schichtdicken prozessierter Silicon-on-Insulator-Wafer (SOI).

Wafer-Nr.	Device Layer DL	Oxid BOX	Träger-Wafer Bulk	Metallisierung Mo	piezoel. Schicht AlN
1	500 nm	2 μm	400 μm	150 nm	400 nm
2					
3	2 μm	1 μm	500 μm	150 nm	1 μm
4					
5					
6					

der der Mikrowedler aufgehängt wird. Zunächst werden Mo als Bottom-Elektrode und AlN als Piezo-Material mittels Magnetron-Sputtern aufgebracht. Durch dieses Verfahren wird das AlN automatisch polarisiert und erhält damit seine piezoelektrischen Eigenschaften. Es muss nicht, wie viele andere piezoelektrische Materialien, aufwändig im Nachhinein mit hohen Temperaturen und Magnetfeldern behandelt werden. Im nächsten Schritt wird Siliziumdioxid (SiO_2) per chemischer Gasphasenabscheidung (*Chemical Vapour Deposition*, CVD) aufgedampft. Das SiO_2 wird nach dem ersten Lithografie-Schritt durch reaktives Ionenätzen (*Reactive Ion Etching*, RIE) strukturiert und dient nun als Maske für den Kaliumhydroxid-Ätzprozess (KOH) des AlNs. Nach Entfernung des Lackes und des SiO_2 wird mittels der zweiten Lithografie das Mo und das DL-Si geätzt. Mit der dritten und vierten Lithografie wird mit Lift-off-Verfahren das Al der Top-Elektrode und der Kontakt-Pads per physikalischer Gasphasenabscheidung (*Physical Vapour Deposition*, PVD) aufgebracht und strukturiert. Im Anschluss wird die nun fertiggestellte Oberseite mit Lack geschützt und die Rückseite des Wafers mit Al besputtert. Diese Schicht wird mit der letzten Lithografie strukturiert und dient wiederum als Hartmaske für den Ätzprozess des Bulk-Siliziums auf der Rückseite. Dieser Prozess stoppt auf dem BOX-Layer, der zuletzt mit Fluorwasserstoff-Dampf (HF) vorsichtig entfernt werden muss. Der ausführliche Prozess ist in Anhang B genauer spezifiziert und visualisiert.

3.3 Ableitung konkreter Designparameter

Die prinzipielle Eignung des Antriebskonzepts wurde anhand von strukturmechanisch-piezoelektrisch gekoppelten Simulationen mit dem Finite-Elemente-Simulator von COMSOL Multiphysics überprüft. Mittels dieser Simulationen konnte gezeigt werden, dass für Frequenzen unterhalb der Resonanzfrequenz ein geometrischer Phasenversatz φ_{geom} zwischen Mitte und Spitze des Mikrowedlers erzeugt werden kann [51]. Je kleiner die Anregungsfrequenz gewählt wird, desto größer fällt φ_{geom} aus und nähert sich im quasistatischen Betrieb dem Wert des elektrischen Phasenversatzes φ_{el} an, mit dem die beiden Top-Elektroden angesteuert werden. Mit Hilfe dieser Modelle, analytischer Betrachtungen und technologischer Restriktionen werden nun Bereiche verschiedener geometrische Parameter und deren Grenzen definiert.

Zunächst soll untersucht werden, welches **Dickenverhältnis** zwischen passiver DL- und aktiver Piezo-Schicht zu größtmöglichen Auslenkungen in vertikaler y -Richtung führt. Steel wählt in [52] zur Lösung dieses Problems einen analytischen Ansatz. Untersucht werden dünne Platten, die sich quasistatisch (bis circa 100 Hz) auslenken können. Die Berechnungen gelten für kleine Auslenkungen, unter Vernachlässigung von Spannungen in z -Richtung (2D-Ansatz) und unter der Annahme, dass die zwei Schichten perfekt miteinander verbunden sind. Er berechnet die piezoelektrische und elastische Energiedichte in Abhängigkeit der lokalen Dehnung und Krümmung sowie der Geometrie- und Materialparameter. Über den Ansatz der Energieminimierung können damit Auslenkungen in horizontaler x - und (für diese Arbeit relevanter) vertikaler y -Richtung berechnet werden (siehe Abbildung 3.6).

$$\begin{aligned}\Delta y &= \frac{3kr^2(1+r)}{1+k^2r^4+2k(2r+3r^2+2r^3)} \frac{l^2}{h_{passiv}} d_{31} E \\ r &= \frac{h_{passiv}}{h_{piezo}} \\ k &= \frac{E_{passiv}}{E_{piezo}}\end{aligned}\tag{3.1}$$

r und k beschreiben die Quotienten der Schichtdicken h_{passiv} und h_{piezo} beziehungsweise der E-Module E_{passiv} und E_{piezo} des passiven (hier Si) und des aktiven piezoelektrischen Materials (hier AlN). l ist die Länge des Aktors, d_{31} die koppelnde piezoelektrische Konstante und E das elektrische Feld, das über der piezoelektrischen Schicht anliegt.

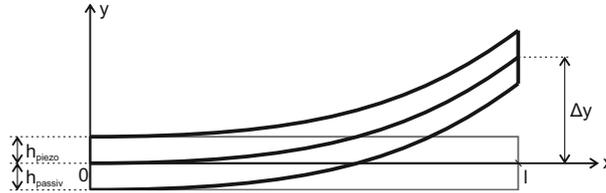


Abbildung 3.6: Koordinatensystem und Schichtdicken zur Berechnung der statischen Auslenkung des piezoelektrischen Bimorphs nach [52].

Durch Nullstellenbestimmung von $\frac{d(\Delta y)}{dr}$ ergibt sich, dass das Maximum der Auslenkung ausschließlich vom Verhältnis der E-Moduli k und dem Verhältnis der Schichtdicken r abhängt. Für $k = 0,5$, wie im Falle Si/AlN, erhält man als optimales Schichtdickenverhältnis $r_0 = 1 + \sqrt{3}$ beziehungsweise $h_{AlN} \approx 0,38h_{Si}$ (schwarze Kurve in Abbildung 3.7). Des Weiteren ergibt sich aus den Berechnungen, dass deutlich höhere Auslenkungen erreicht werden, wenn der Schichtverbund sehr dünn ist, da dann die Biegesteifigkeit minimal ist. Für vorhandene Silizium-Schichtdicken von 2 μm und 0,5 μm ergeben sich damit optimale AlN-Schichtdicken von 760 nm und 190 nm. Erfahrungen bei der Herstellung piezoelektrischer Dünnschichten mit AlN ergeben allerdings, dass die Schicht erst nach einigen Hundert Nanometern eine geordnete Wurtzit-Struktur mit stark ausgeprägten c-Säulen (und damit die piezoelektrischen Eigenschaften) ausbaut (siehe Abbildung 3.5 (a)). Es empfiehlt sich daher, die für die Prototypen ausgewählte Dicke etwas über dem analytisch ermittelten Wert festzulegen.

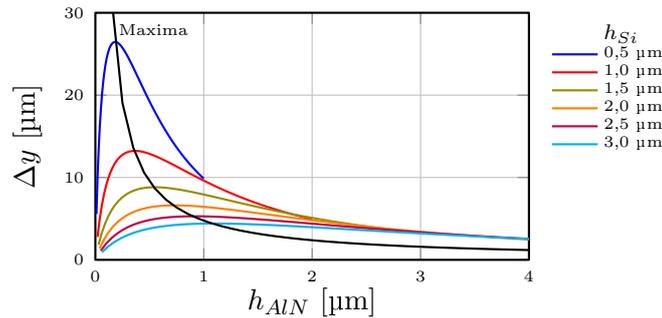


Abbildung 3.7: Maximale quasistatische Auslenkungen von 700 μm langen Aktoren für verschiedene Schichtdickenverhältnisse bei einer elektrischen Feldstärke von 20 MV/m = 20V/ μm .

Zusammengefasst ergibt sich:

- Die Dicke der AlN-Schicht beträgt idealerweise etwas mehr als 36 % der Dicke der Si-Schicht.
- Dünnere Mikrowedler erzeugen größere quasistatische Auslenkungen als dickere.
- Für die Prozessierung werden Schichtverbünde von 2 $\mu\text{m}/1 \mu\text{m}$ und 500 nm/400 nm (h_{Si}/h_{AlN}) gewählt.

Ein verbreitetes Problem bei der Herstellung piezoelektrischer Dünnschichten mit AlN stellt die laterale **mechanische Schichtspannung** σ_x und σ_z in der vom Aktor angespannten x - z -Ebene dar, die sich während des Sputter-Prozesses aufbaut. Aus dem ersten Prozessdurchlauf ist bekannt, dass diese Spannung in Kombination mit der Verspannung der DL-Schicht zu großen Problemen im vorletzten Herstellungsschritt (der Entfernung der BOX-Schicht) führt. Je dünner die BOX-Schicht während des Ätzprozesses mit HF-Dampf wird, desto stärker verbiegt sich der zwischen den Kanalwänden eingehängte, verspannte Mikrowedler in diesem Bereich. Wird ein kritischer Wert überschritten, kommt es zu Rissen, die in der Regel zum Totalausfall des Prototypens führen (siehe Abbildungen 3.8 (a) und 3.9). Außerdem resultieren hohe Schichtspannungen auch außerhalb der Einspannung in Problemen, da sich der Mikrowedler in y -Richtung stark tellerförmig nach oben verbiegt, wodurch es nicht mehr möglich ist, die gewünschte Bewegungsart aufzuprägen (z.B. lokal negative Krümmungen auszubilden). Dieses Problem wird in Kapitel 7 ausführlich diskutiert.

Um den inneren Zustand des Bauteils genau zu charakterisieren, werden neben den Verspannungen des AlNs auch die Werte der anderen Schichten benötigt. Zu den Spannungswerten der DL-Schicht können die Hersteller keine Angaben machen. Auch die Werte der Elektroden-Schichten können nicht lokal bestimmt werden. Für das AlN hingegen leitet Mehner in [53] im Detail her, wie die Schichtspannung der AlN-Schicht gezielt auf Wafer-Level eingestellt werden kann. Besonders gravierenden Einfluss auf die Vorauslenkung des Mikrowedlers hat dabei nicht nur die messtechnisch erfassbare homogene Schichtspannung, sondern vielmehr der superponierte Schichtspannungsgradient. Dieser wirkt wie ein inhärenter Bimorph im Schichtverbund und sorgt für zusätzliche De-

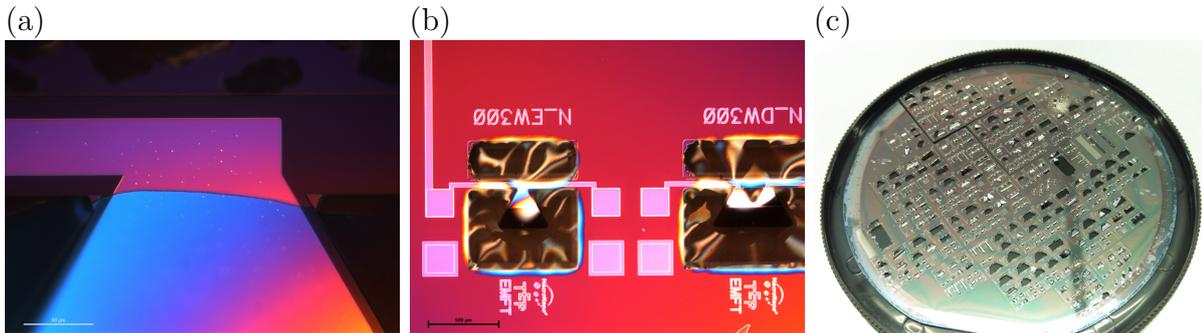


Abbildung 3.8: (a) Bruch eines Mikrowedlers an der Einspannung. (b) Stark deformierte BOX-Schicht vor dem finalen Freistellen der Aktoren. (c) Exemplarischer Wafer aus Prozessierung 1 mit hoher Ausfallquote.

formation in y -Richtung. Je nach Vorzeichen kann dieser Gradient genutzt werden, um die Verbiegung durch die homogene Schichtspannung teilweise auszugleichen. Um diesen Effekt besser einschätzen zu können, werden strukturmechanische Simulationen mit COMSOL Multiphysics erstellt. Dabei werden Schichten aus AlN und Si ohne Elektroden modelliert und dem AlN eine homogene Schichtspannung σ_m in x - und z -Richtung aufgeprägt, die von einem Schichtspannungsgradienten σ_{grad} überlagert wird (siehe Vergrößerung in Abbildung 3.9). Die ortsabhängige, resultierende Spannung ergibt sich damit zu $\sigma_x = \sigma_z = \sigma_m + \sigma_{grad}(h_{AlN}/2 - y)$.

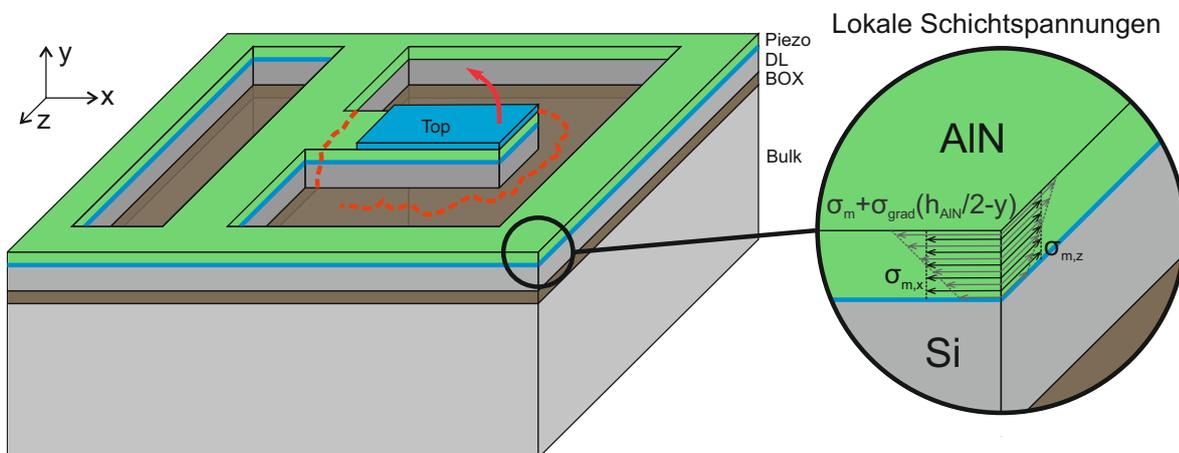


Abbildung 3.9: Schichtspannungen σ_x und σ_z der piezoelektrischen Schicht aus AlN im Schichtverbund vor dem letzten Prozessschritt (Ätzung der BOX-Schicht). Die mechanische Verspannung zieht das Bauteil nach oben, was zu Rissen in der BOX-Schicht und dem Bauteil führen kann (rote gestrichelte Linien).

Abbildung 3.10 zeigt, dass sich die Mikrowedler aufgrund dieser Vorspannung grundsätzlich parabelförmig deformieren. Durch die Reduktion der mittleren Spannung und der Erhöhung des Schichtspannungsgradienten kann nachweislich die unerwünschte Auslenkung durch prozessbedingte Vorspannung reduziert werden. Bei Wafer 5 ist es am besten gelungen, die mittlere Vorspannung zu minimieren (vgl. Tabelle 3.4). Aussagen zur

erwarteten Deformation können aufgrund des unbekanntenen Spannungsgradienten und des unbekanntenen Einfluss der DL-Schicht und der Elektrodenschichten trotzdem nicht getroffen werden. Sogenannte Wafer-Bow-Messungen zwischen einzelnen Prozessschritten erlauben zwar Rückschlüsse auf diese Werte, allerdings geht deren Ortsabhängigkeit mit dieser Messmethode verloren. Außerdem verändern sich die Schichtspannung während der Prozessierung, vor allem bei Prozessschritten mit erhöhten Temperaturen, so dass die Messwerte keine eindeutige Berechnung beziehungsweise Zuordnung der Werte erlauben.

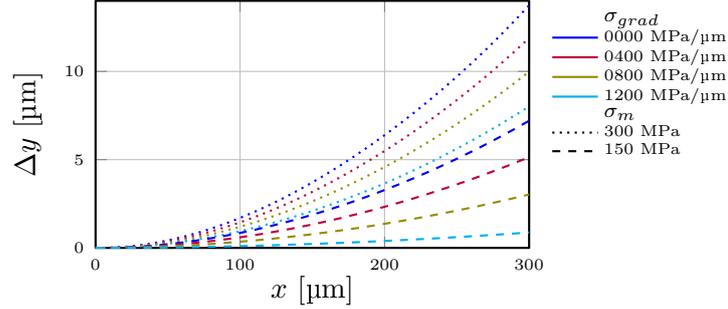


Abbildung 3.10: 2D-Simulationen von Auslenkungen spannungsbehafteter Mikrowedler für zwei verschiedene mittlere Schichtspannungen von 150 MPa und 300 MPa und Schichtspannungsgradienten zwischen 0 und 1200 MPa/ μm . Bereits 300 μm lange Aktoren erreichen nennenswerte Auslenkungen an der Spitze ($h_{Si} = 2 \mu\text{m}$, $h_{AlN} = 1 \mu\text{m}$).

Tabelle 3.4: Exemplarische gemittelte Schichtspannung der AlN-Schicht durch Wafer-Bow-Messungen.

Nr.	σ_x [MPa]	σ_z [MPa]
3	393	380
4	255	254
5	153	149

Wird der Mikrowedler am Ende des Prozesses freigestellt, führt dies, wie in Abbildung 3.9 illustriert, zu hohen Kräften in y -Richtung und möglichem Bruch. Aus diesem Grund wirken die lateralen Schichtspannungen limitierend für die Länge l (und damit auch die Breite b) des Mikrowedlers. Die Auslenkung an der Spitze ist proportional zu l^2 , was für die gegebenen Schichtdicken schnell zu unerwünschten Vorauslenkungen im dreistelligen Mikrometerbereich führt. Wird die Breite b_{einsp} zu groß gewählt, kommt es vermehrt zu dem beschriebenen Ausfallmechanismus durch Rissbildung im Bereich der Einspannung.

Zusammengefasst ergibt sich:

- Eine konkrete Längenrestriktion mittels der Analyse der Schichtspannungen ist nicht möglich, weil wichtige Parameter messtechnisch nicht erfasst werden können. Deswegen werden Prototypen mit Längen zwischen 500 μm und 1700 μm gefertigt.
- Die Berechnung der optimalen Breite der Einspannung, basierend auf der Analyse der Schichtspannungen, ist ebenfalls nicht möglich. Es werden verschiedene Varianten der Einspannung entworfen.

Für den Betrieb des Aktors ist es erstrebenswert, die Anregungsfrequenz so zu wählen, dass sie vom menschlichen Gehör nicht, oder nur schwer wahrgenommen werden kann. Dementsprechend ist es notwendig, die erwartete **Resonanzfrequenz** f_{res} der Mikrowedler abzuschätzen, denn nur wenn ein Betrieb weit unterhalb f_{res} sichergestellt werden kann, kann auch der undulatorische Charakter der Bewegung erzeugt werden.

Unter Vernachlässigung von Dämpfungseffekten wurden Resonanzfrequenzen in dreidimensionalen Simulationen für verschiedene Varianten im angestrebten Designraum berechnet. Analog zur Balkentheorie ergibt sich $f_{res} \sim \frac{1}{l^2}$. Bei kürzeren Mikrowedlern liegen auch Frequenzen weit unterhalb f_{res} außerhalb des für Menschen hörbaren Bereichs (vgl. $0,5f_{res}$ in Abbildung 3.11). Für längere Aktoren muss später im Entwicklungsprozess darauf geachtet werden, dass kritische Schallpegel nicht erreicht oder Anregungsfrequenzen gezielt an den Rand des hörbaren Bereichs gelegt werden.

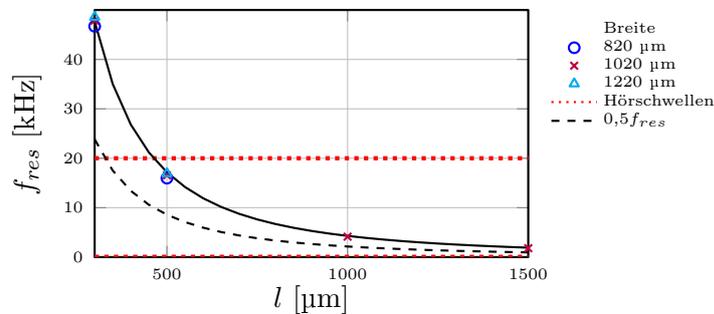


Abbildung 3.11: Simulierte Resonanzfrequenzen von 3D-Mikrowedlern verschiedener Breiten b und Längen l .

Zusammengefasst ergibt sich:

- Die Anregungsfrequenz muss weit unterhalb der Resonanzfrequenz gewählt werden, um im quasistatischen Betrieb undulatorische Bewegungsformen etablieren zu können.
- Je nach konkretem Design ist die Hörschwelle des Menschen mit in die Wahl der passenden Anregungsfrequenz einzubeziehen.

Aus den beschriebenen Restriktionen und Anforderungen ergibt sich ein konkretes Design in verschiedenen Ausführungen. Das **Grunddesign des Mikrowedlers** ist 700 µm lang und an der Spitze circa 1000 µm breit. Es verfügt über zwei flächige jeweils 250 µm lange Top-Elektroden (siehe ① und ② Abbildung 3.12), die jeweils im mittleren und hinteren Bereich des Bauteils aufgebracht sind und über separate Pads auf dem Chip kontaktiert werden können. Die Gesamtdicke beträgt je nach Substratwafer circa 3 µm bzw. 1 µm. Aus Stabilitätsgründen wird die Aufhängung des Wedlers durch Bulk-Silizium ③ verstärkt. Dieser sogenannte Steg ist in der Mitte teilweise offen, um eine beidseitige Umströmung des mittleren Aktorbereichs zu ermöglichen. Zwischen den Enden des Steges ist als stabilisierendes, passives Volumen Silizium der DL-Schicht ④ eingespannt, um die Spannungsspitzen des mechanisch stark beanspruchten AlNs an dieser Stelle zu reduzieren. Anhand von fluidischen Simulationen, auf die in Kapitel 7 eingegangen wird, hat sich außerdem ergeben, dass diese zusätzliche unausgelenkte Fläche sich positiv auf den Massenfluss auswirkt.

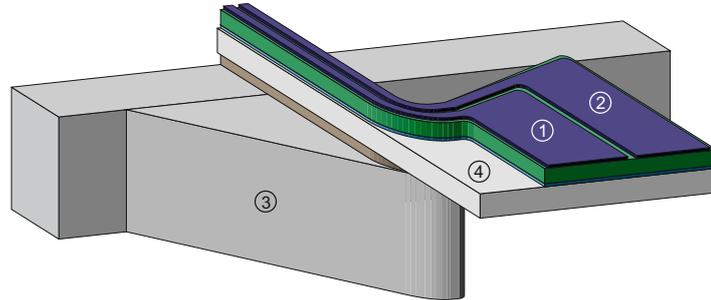


Abbildung 3.12: Skizze eines halben Mikrowedlers: Das AlN (grün) ist eingebettet in zwei Top-Elektroden und eine Bottom-Elektrode (blau) und ist fest verbunden mit dem passiven Si (grau). Der Steg ragt beim Grunddesign partiell in den Kanal hinein.

Aus Kapitel 2 geht hervor, dass die effizientesten Fische und Wale halbmondförmige Schwanzflossen an extrem schmalen Flossenansätzen entwickelt haben. Diese exakte Form als MEMS zu adaptieren ist nicht empfehlenswert, vor allem wegen der starken Beanspruchung der Struktur durch mechanische Vorspannungen. Dies zeigte sich auch im ersten Prozessdurchlauf, bei dem Mikrowedler mit stärkerer Flossenausprägung und schmalere Einspannungen hergestellt wurden. Es ergab sich eine Ausfallquote von circa 90 % im vorletzten Fertigungsschritt, weswegen im Design des zweiten, hier vorgestellten Prozessdurchlaufs das deutlich stabilere Layout aus Abbildung 3.13 bevorzugt wurde.

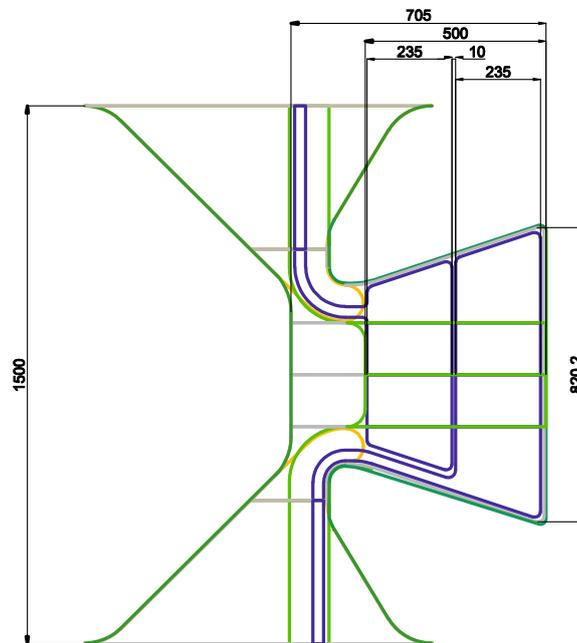


Abbildung 3.13: Bemaßtes Layout des Mikrowedlers im Grunddesign mit einer schmalen Breite von 820 μm .

Neben diesem Standarddesign wurden zahlreiche weitere Varianten bei der Erstellung der Lithografie-Masken berücksichtigt. Neben drei verschiedenen Breiten und vier Längen des Mikrowedlers wurde vor allem die Form der Elektroden variiert.

- Statt flächiger Elektroden wurden nur kleine Bereiche des Mikrowedlers mit den beiden Top-Elektroden bedeckt. Zwischen den Elektrodenbereichen kann das AlN entfernt werden, was nicht nur zu einer Verringerung der Biegesteifigkeit führt, sondern auch zur Reduktion der mechanischen Verspannung (Abbildung 3.14 (a)).
- Ein weiterer Ansatz die mechanische Spannung zu reduzieren und geschickt zu verteilen ist in der mäanderförmigen Top-Elektrode umgesetzt. Zwischen den Schlaufen der Top-Elektroden wird wiederum das AlN entfernt. Die Krümmung, die im Bereich der Top-Elektroden durch das piezoelektrische Material eingebracht wird, gleicht sich so in den dazwischenliegenden Bereichen wieder aus (Abbildung 3.14 (b)).
- Um weitere Ansteuerungskonzepte zu ermöglichen, werden Mikrowedler mit drei Top-Elektroden und balkenförmige Prototypen mit bis zu acht Elektroden hergestellt. Damit können fortlaufende Wellen aufgeprägt werden, statt auf das auf Translation und Rotation reduzierte Bewegungsmuster von Nachtigall zurückzugreifen (Anhang B.1).

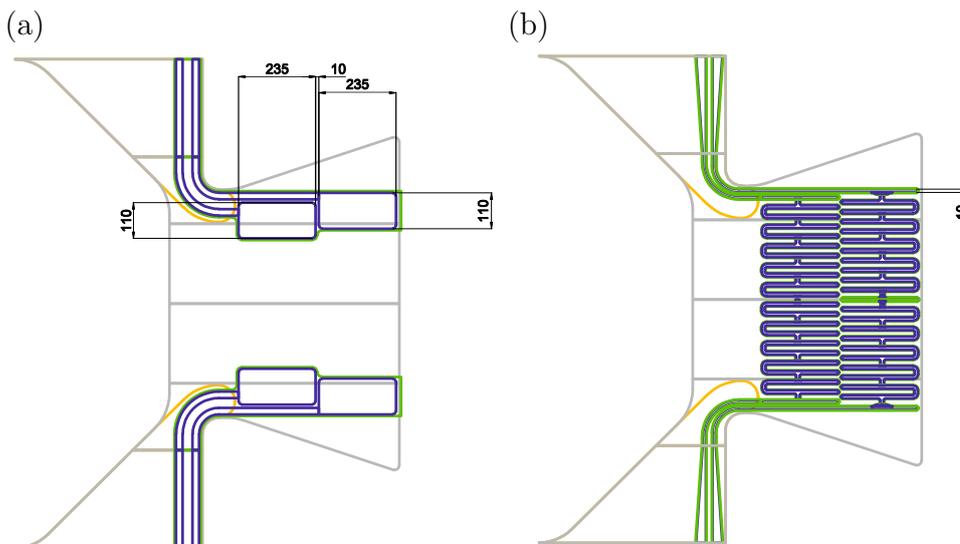


Abbildung 3.14: Mikrowedlerdesigns mit (a) verkleinerten und (b) mäanderförmigen Top-Elektroden, um die eingebrachte Schichtspannung zu reduzieren.

Wie erwähnt, wird auch die exakte Ausführung des Steges variiert, da hier gemäß der Erfahrungen aus dem ersten Prozessdurchlauf, die Ursache für den häufigsten Ausfallmechanismus während der Herstellung liegt.

- Statt Stegen, die in der Kanalmitte eine weite Öffnung für den Fluidfluss freilassen, verfügen einige Mikrowedler über geschlossene Stege. Das Bulk-Silizium zieht sich von einer Kanalseite hin zur anderen.
- Bei anderen Mikrowedlern werden die Kanalwände eben gefertigt, so dass das Bauteil ausschließlich an den wenige Mikrometer dünnen DL- und Piezo-Schichten aufgehängt wird.

Pro Wafer werden 20 Chips à 1 x 2 cm mit insgesamt 492 Bauteilen hergestellt. Die Maskenlayouts der Chips sind in Anhang B.1 dargestellt. Von den prozessierten sechs Wafern erbrachte Wafer 5 die besten Resultate. Abbildung 3.15 zeigt in (a) und (b) zwei verschiedene 500 μm lange Mikrowedler von Wafer 1, basierend auf einem Schichtverbund von lediglich 1 μm Dicke. Im Vergleich dazu ist der 700 μm lange und 3 μm dicke in (c) dargestellte Mikrowedler kaum vorausgelenkt.

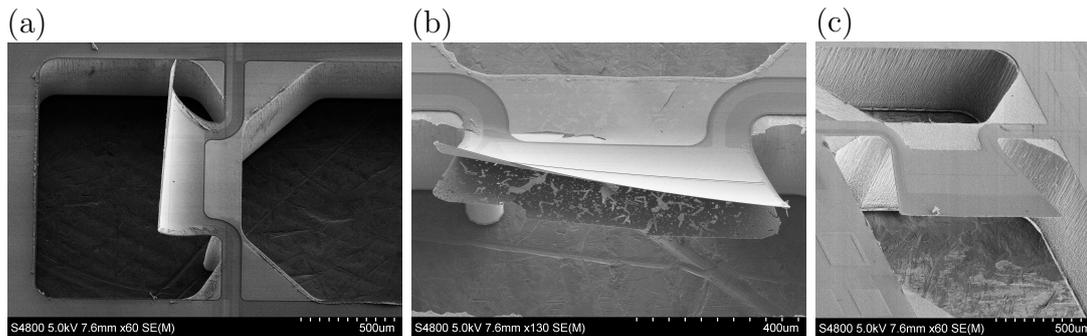


Abbildung 3.15: REM-Aufnahmen verschiedener Mikrowedler. (a) und (b) mit Gesamtschichtdicken von 1 μm (Wafer 1) und (c) mit reduzierter Schichtspannung und einer Gesamtdicke von 3 μm (Wafer 5). In Abbildung (b) zeigt sich eine parasitäre, zusätzliche Schicht unterhalb des Mikroflößenbereichs, die durch den finalen Ätzvorgang nicht entfernt werden konnte.

Anhand strukturmechanischer Simulationen und Erfahrungen aus dem Herstellungsprozess wurden hiermit ein fundiertes Grunddesign und einige vielversprechende Designvarianten entwickelt. Die Untersuchungen ergaben konkrete Abmessungen, Schichtdicken und Elektrodenaufteilungen, sowie deren elektrische Ansteuerung. Auf dieser Grundlage wird im folgenden Kapitel die Fluidströmung, die mit diesem Aktor erzeugt werden kann, fluidisch simuliert.

4 Klassifizierung von Mikrowedlerströmungen

Im letzten Kapitel wurde ein konkreter Designvorschlag entwickelt. In diesem Kapitel wird die Methodik erläutert, mit der Mikrowedlerströmungen klassifiziert werden. Diese Methodik und der zugrundeliegende sequentielle Ablauf an Einzelanalysen ermöglichen ein tiefes physikalisches Verständnis des jeweiligen dominierenden Mechanismus zur Fluidflussgeneration. Sie ist in Abbildung 4.1 in einer Übersicht inklusive Bezügen zu konkreten Kapiteln dargestellt. Dazu wird zunächst in Abschnitt 4.1 auf die fluidischen Simulationen und deren implementierte Modelle eingegangen. Neben den geometrischen Randbedingungen, die sich aus dem Designvorschlag ergeben, wird dazu die zeit- und ortsabhängige Auslenkung $d(x, t)$ des Mikrowedlers vorgegeben. $d(x, t)$ kann auf verschiedene Arten festgelegt werden: mittels strukturmechanisch-piezoelektrisch gekoppelter Simulationen im Sinne eines virtuellen Prototypings, über analytische Annahmen als Gedankenexperiment oder über Messungen des kinematischen Verhaltens realer Bauteile. Die Berechnungen liefern transiente Druck- und Geschwindigkeitsverteilungen, die in Abschnitt 4.2 detailliert untersucht werden. Besonders die Analyse der generierten Wirbel mittels Wavelet-Transformation und die Leistungsbilanz an der Oberfläche des Aktors liefern tiefgreifende Erkenntnisse zu den Schubmechanismen des Mikrowedlers im aktuellen Betriebszustand. Die Ergebnisse decken somit weiteres Optimierungspotential auf und erlauben systematische Untersuchungen verschiedener Bauteile, Biegelinien und Antriebskonzepte.

In Kapitel 5 werden mit diesem Vorgehen ideale, dem natürlichen Vorbild nachempfundene Biegungen untersucht. Im Anschluss wird die für die technische Realisierung abstrahierte Form der Undulation, die mit dem 2-Elektroden-Design des Mikrowedlers umgesetzt werden kann, bewertet. Das damit erzeugte Verständnis zur Wirkungsweise der Undulation wird daraufhin in Kapitel 6 genutzt, um reale Bauteile undulatorisch anzusteuern und schließlich in Kapitel 7 die Wirksamkeit dieser Prototypen einzuordnen.

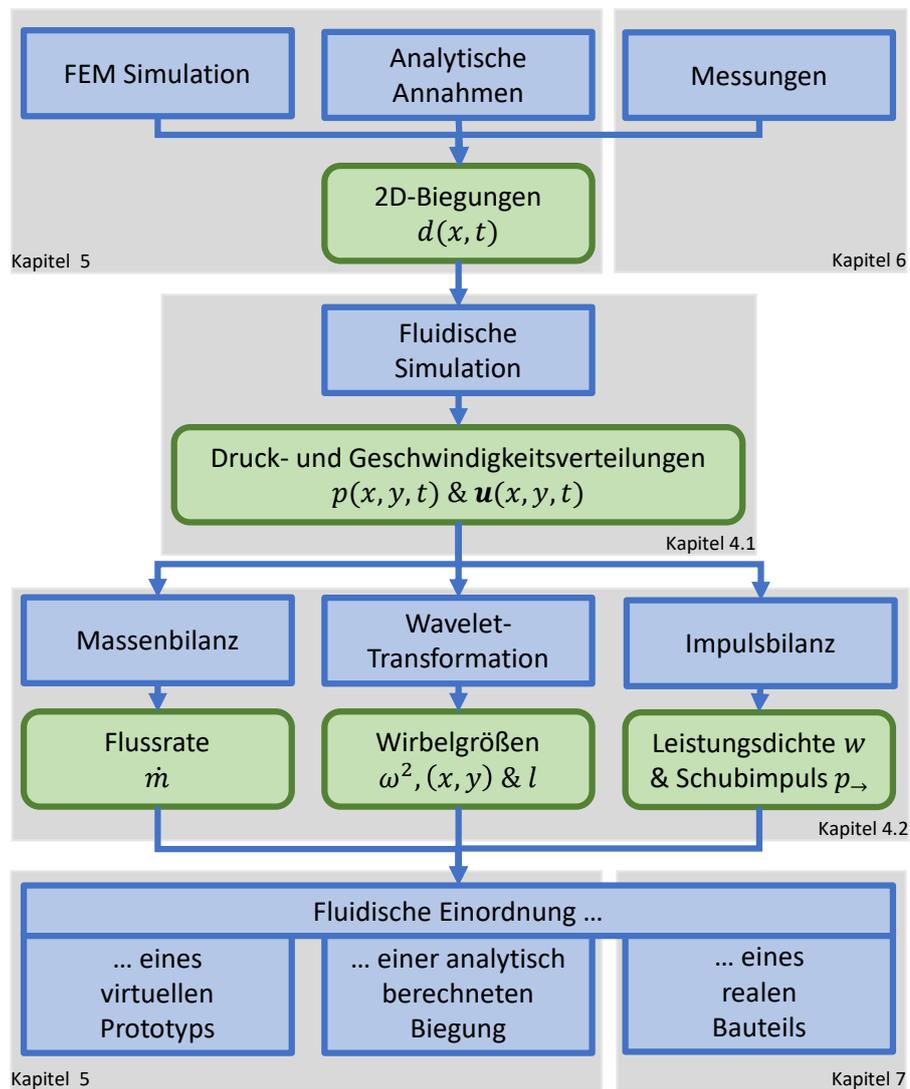


Abbildung 4.1: Ablaufplan zur Analyse von Mikrowedlern. Zunächst werden Biegungen ermittelt oder festgelegt, die im Anschluss in fluidische Simulationen implementiert werden. Die resultierenden Druck- und Geschwindigkeitsfelder werden mit einer Massen- und Impulsbilanz im Kanal, beziehungsweise an der Oberfläche des Aktors untersucht. Eine Wavelet-Transformation des zweidimensionalen Geschwindigkeitsfeldes ermöglicht eine genaue Bewertung der entstandenen Wirbelstrukturen in Größe, Energiegehalt und Position. Die Ergebnisse der Auswertemethodik sind Grundlage für eine Einordnung der Fluidströmung und erlauben Untersuchungen hinsichtlich Effektivität und Effizienz eines geplanten oder realisierten Mikrowedlers.

4.1 Fluidische Simulationen

Um nun einen Betriebspunkt eines Bauteils zu untersuchen wird, bei bekannten kinematischen Verhalten, zunächst eine fluidische Simulation durchgeführt (*Computational Fluid Dynamics*, CFD). Auf eine Berechnung des voll gekoppelten Systems, also der Kopplung von Strukturmechanik, Piezoelektrik und Fluidik, wird in dieser Arbeit verzichtet, da die dafür erforderlichen Rechenzeiten den akzeptablen Rahmen überschreiten. Stattdessen wird die zeitabhängige Biegelinie des Bauteils als in der Fluiddomäne bewegliche Wand implementiert. Eine Rückwirkung vom Fluid auf die Bewegung des Aktors wird nicht mit einbezogen, weswegen es nicht möglich ist, die zu erwartenden Amplituden des Mikrowedlers prädiktiv zu berechnen. Stattdessen werden Fluidströme die sich aus konkreten Bewegungsabläufen des Mikrowedlers ergeben gezielt analysiert.

Der Lösungsprozess des fluidischen Problems kann, wie in Abbildung 4.2 dargestellt, grundsätzlich in einzelne Schritte zerlegt werden [54]:

1. die Beschreibung der physikalischen Domäne und der physikalischen Effekte, die betrachtet werden sollen (Kapitel 4.1.1),
2. die Zerlegung des zu betrachtenden Gebiets in ein Rechengitter mit beweglichen Rändern (Kapitel 4.1.2),
3. die Formulierung der Transport- und Erhaltungsgleichungen in diskretisierter Form (Kapitel 4.1.3) und
4. die Berechnung des Problems mit einem geeigneten Löser (Kapitel 4.1.4).

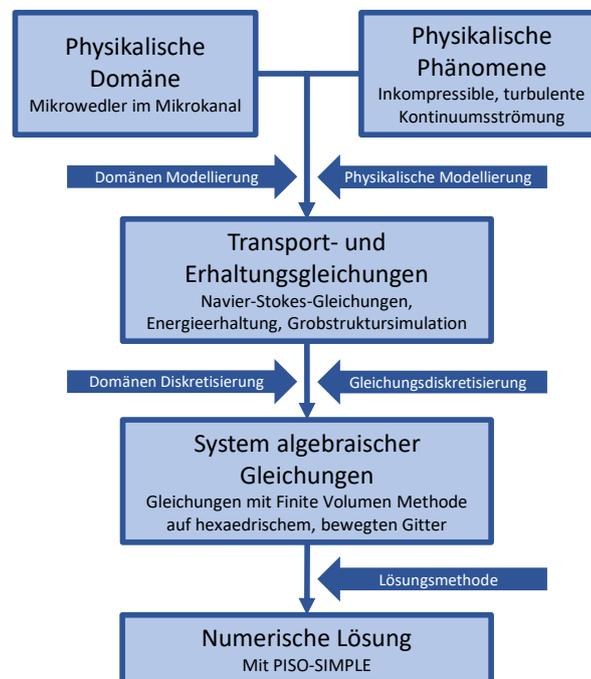


Abbildung 4.2: Lösungsprozess von CFD-Problemen nach [54] adaptiert für die Anwendung auf den Mikrowedler.

Als Simulationssoftware wurde OpenFOAM (*Open Source Field Operation and Manipulation*) gewählt. Das auf C++ basierende Softwarepaket stellt zahlreiche etablierte Lösungsverfahren für die Kontinuumsmechanik im Allgemeinen und CFD-Anwendungen im Speziellen zur Verfügung. In einzelnen sogenannten *Dictionaries* werden Materialeigenschaften, Diskretisierungsmethoden, Gittereigenschaften, etc. separat festgelegt [55]. Für die Charakterisierung des vom Mikrowedler induzierten Strömungsfelds wurde eine bestehende Vorlage (*wingMotion*) speziell auf die gegebenen Rahmenbedingungen angepasst.

4.1.1 Modellierung der Fluidomäne

4.1.1.1 Randbedingungen des Mikrowedlers und Mikrokanals

Um die durch die Bewegung des Mikrowedlers erzeugte Strömung zu untersuchen, wird ein zwei-dimensionaler Mikrokanal der Länge 3,15 mm und der Höhe 1,6 mm betrachtet (siehe Abbildung 4.3). An den oberen und unteren Wänden wird eine no-slip-Randbedingung implementiert, die besagt, dass sowohl tangential als auch normale Fluidgeschwindigkeitskomponenten an der Wand Null betragen.

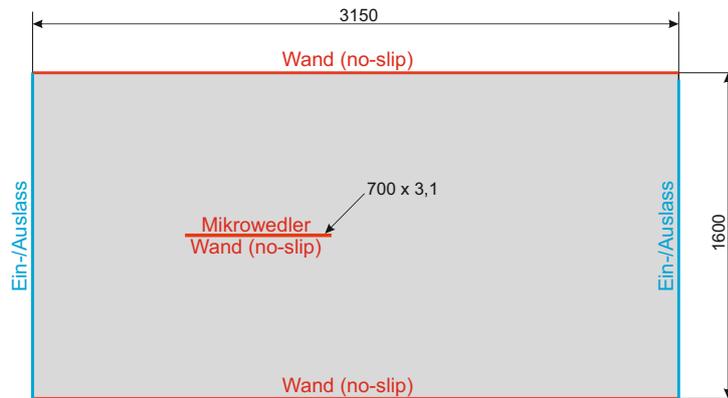


Abbildung 4.3: Maßstabsgetreue Skizze des Mikrokanals und des Mikrowedlers (Maße in μm) mit Randbedingungen.

Am linken und rechten Rand werden Ein- und Auslass als offene Ränder definiert, die je nach Strömungsrichtung ihre Bedeutung wechseln können. Bewirkt der Mikrowedler wie gewünscht eine Strömung nach rechts, so wird am rechten Rand eine *zeroGradient* Randbedingung für den Druck definiert. Für den linken Rand wird in diesem Fall die Geschwindigkeit aus den benachbarten Zellzentren auf den Rand extrapoliert und dort als fester Wert vorgegeben. Strömt das Fluid aufgrund der Mikrowedler-Bewegung in entgegengesetzter Richtung nach links, so tauschen die Ränder ihre Bedeutung. Damit kann modelliert werden, dass allein der Aktor die induzierte Strömung bestimmt, nicht von außen vorgegebene Strömungszustände [56], selbst wenn es zu Rückflüssen aufgrund der Aktorbewegung kommt. Wie in Kapitel 4.1.2 begründet, wird für die zweidimensionale Simulation ein sehr

dünnes dreidimensionales Rechengebiet definiert, dessen vordere und hintere Ebene mit Symmetriebedingungen belegt werden.

Der Mikrowedler der Länge 700 μm und Dicke 3,1 μm wird als aus Wänden bestehendes Rechteck modelliert und im vorderen Drittel des Mikrokanals positioniert. Die Grenzen zwischen Fluid und Struktur (*Fluid-Structure-Interfaces*, FSI) werden wiederum mit no-slip-Randbedingungen belegt und können sich mit der Zeit bewegen, um so Impulse auf das Fluid zu übertragen.

4.1.1.2 Einordnung der Fluidströmung

Zunächst erfolgt eine Klassifizierung der Strömung basierend auf dimensionslosen Kennzahlen, um die zugrundeliegenden physikalischen Verhältnisse korrekt zu erfassen. Anderson unterscheidet in [57] grundsätzlich zwischen drei Kriterien zur Klassifizierung einer Fluidströmung:

Kontinuumsströmung oder Molekularströmung Die Knudsen Zahl Kn beschreibt das Verhältnis aus mittlerer freier Weglänge λ eines Fluidpartikels und einer charakteristischen Abmessung der zu berechnenden Geometrie l , in diesem Fall der Kanalhöhe. Für Luft ergibt sich

$$\text{Kn} = \frac{\lambda}{l} = \frac{68 \text{ nm}}{1,6 \text{ mm}} = 4,2 \text{ e-}5. \quad (4.1)$$

Damit erfüllt die Knudsen-Zahl deutlich das Kriterium $\text{Kn} \leq 0,01$ für eine Kontinuumsströmung [58].

Reibungsfreie oder viskose Strömungen Zur Beurteilung des Einflusses der Reibung dient die Reynolds-Zahl aus Gleichung (2.1). Bei angenommenen Amplituden von $A = 50 \mu\text{m}$ ergeben sich mit dem Grenzwert für reibungsfreie Strömungen $\text{Re} \gg 1$ Fluidgeschwindigkeiten von

$$U \gg \frac{1 \cdot 14,9\text{e-}6 \text{ m}^2/\text{s}}{2 \cdot 50 \mu\text{m}} = 0,149 \text{ m/s}. \quad (4.2)$$

Dieses Kriterium kann nicht zuverlässig eingehalten werden, da vor allem an den oberen und unteren Umschlagpunkten kleinere Geschwindigkeiten zu erwarten sind. Zur Berechnung der Strömung werden in dieser Arbeit deswegen reibungsbehaftete Modelle gewählt.

Kompressible oder inkompressible Strömungen Die Einordnung der Kompressibilität gelingt mit der Mach-Zahl Ma , die das Verhältnis aus lokaler Fluidgeschwindigkeit v und Schallgeschwindigkeit c bildet.

$$\text{Ma} = \frac{v}{c} \approx \frac{2\pi f A}{c} \quad (4.3)$$

Bei Werten von $Ma \leq 0,3$ können Kompressionseffekte in der Regel vernachlässigt werden. Selbst bei hohen angenommenen Amplituden von $A = 50 \mu\text{m}$ können Frequenzen bis

$$f \leq \frac{0,3 \cdot 340 \text{ m/s}}{2\pi \cdot 50 \mu\text{m}} = 325 \text{ kHz} \quad (4.4)$$

erreicht werden, weswegen auf inkompressible Berechnungsmethoden zurückgegriffen werden kann [59], [54] (vgl. Abbildung 3.11). Der Mikrowedler erzeugt demnach eine inkompressible, reibungsbehaftete Kontinuumsströmung.

4.1.1.3 Erhaltungsgleichungen

Zur Beschreibung von Problemen in der Kontinuumsmechanik kann generell zwischen zwei Betrachtungsweisen unterschieden werden. Bei der Eulerschen Darstellung werden Feldgrößen in Abhängigkeit eines ortsfesten Raumes ausgedrückt, wohingegen sie bei der Lagrangeschen Darstellung in Bezug auf Fluidelemente formuliert werden. Für die Fluidik eignet sich die Eulersche Darstellung besser, da Randbedingungen in der Regel an festen Begrenzungen formuliert werden. Die materielle (auch substantielle) zeitliche Ableitung einer Feldgröße ϕ , wenn der Betrachter einem Fluidteilchen folgt, ergibt sich in Eulerscher Darstellung dann zu

$$\dot{\phi} = \underbrace{\frac{d\phi}{dt}}_{\text{substantielle Ableitung}} = \underbrace{\frac{\partial\phi}{\partial t}}_{\text{lokale Ableitung}} + \underbrace{(\text{grad } \phi)\mathbf{u}}_{\text{konvektive Ableitung}} \quad (4.5)$$

Die lokale Ableitung beschreibt die zeitliche Änderung von ϕ an einem festen Ort, wohingegen die konvektive Ableitung die zeitliche Änderung aufgrund der Strömung enthält.

Um Strömungen zu charakterisieren, werden in der Fluidik Erhaltungsgleichungen ausgewertet: die Erhaltung der Masse, auch Kontinuitätsgleichung genannt, die Erhaltung des Impulses, zusammen mit der Massenerhaltung bekannt als Navier-Stokes-Gleichungen und die Erhaltung der Energie, die dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik entspricht. Die folgenden Kapitel liefern dazu einen kurzen Überblick. Detaillierte Herleitungen finden sich in [57], [60], [61] und [62].

Massenerhaltung Der Satz der Massenerhaltung sagt aus, dass sich die Masse in einem Volumenelement nur durch Zu- und Abflüsse über dessen Rand ändern kann. Die allgemeine differentielle Formulierung dieser Aussage lautet

$$\boxed{\frac{\partial\rho}{\partial t} + \text{div}(\rho\mathbf{u}) = 0,} \quad (4.6)$$

wobei ρ die Dichte des Fluids und \mathbf{u} den Geschwindigkeitsvektor darstellt. Für inkompressible Strömungen kann $\dot{\rho} = 0$ gesetzt werden und die Kontinuitätsgleichung vereinfacht sich zu $\text{div } \mathbf{u} = 0$.

Impulserhaltung Newtons zweites Axiom formuliert, dass die Impulsänderung eines Körpers der Summe der an ihn angreifenden Kräfte entspricht [61]. In differentieller Form ergibt sich daraus

$$\underbrace{\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt}}_{\text{zeitliche Impulsänderung}} = \underbrace{\operatorname{div} \mathbf{t}}_{\text{Oberflächenkräfte}} + \underbrace{\rho \mathbf{f}}_{\text{Volumenkräfte}}, \quad (4.7)$$

wobei \mathbf{f} die direkt auf das Volumenelement wirkenden Kräfte, wie beispielsweise die Gravitation, und \mathbf{t} den Cauchyschen Spannungstensor, der am Rand des Volumenelements angreift, beschreibt. Bei der Betrachtung viskoser Fluide wird \mathbf{t} aufgeteilt in einen isotropen Drucktensor $-p\mathbf{I}$ und einen symmetrischen Reibungstensor \mathbf{t}^R , der die Normal- und Schubspannungen beschreibt.

$$\mathbf{t} = -p\mathbf{I} + \mathbf{t}^R \quad (4.8)$$

\mathbf{I} bezeichnet die Einheitsmatrix. Die Impulsbilanz ergibt sich damit zu

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\operatorname{grad} \mathbf{u}) \mathbf{u} \right) = -\operatorname{grad} p + \operatorname{div} \mathbf{t}^R + \rho \mathbf{f}. \quad (4.9)$$

Der Term $\operatorname{div} \mathbf{t}^R$ kann je nach Strömungsart unterschiedlich formuliert werden. Für linear viskose Fluide, sogenannte Newtonsche Fluide, gilt

$$\mathbf{t}^R = \underbrace{\zeta(\operatorname{div} \mathbf{u})\mathbf{I}}_{\text{Volumenänderung}} + \underbrace{2\eta\mathbf{E}}_{\text{Gestaltsänderung}} \quad (4.10)$$

mit $\mathbf{E} = \frac{1}{2}(\operatorname{grad} \mathbf{u} + \operatorname{grad} \mathbf{u}^T) - \frac{1}{3}(\operatorname{div} \mathbf{u})\mathbf{I}$,

wobei \mathbf{E} der Distorsionstensor, ζ die Volumenzähigkeit und η die Scherviskosität beschreibt. Eingesetzt in die Impulsbilanz ergeben sich damit die **Navier-Stokes-Gleichungen** für kompressible Fluide. Wenn, wie für Luft und Wasser möglich, die Volumenzähigkeit ζ vernachlässigt werden kann sowie die Scherviskosität η konstant ist, vereinfacht sich die Impulsbilanz für dichtebeständige Fluide zu

$$\boxed{\frac{d\mathbf{u}}{dt} = \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\operatorname{grad} \mathbf{u}) \mathbf{u} \right) = -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p + \frac{\eta}{\rho} \Delta \mathbf{u} + \mathbf{f}.} \quad (4.11)$$

Der Faktor $\frac{\eta}{\rho}$ beschreibt die kinematische Viskosität ν . Die Navier-Stokes-Gleichungen in Index-Schreibweise lauten demnach

$$\frac{du_i}{dt} = \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} \right) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}. \quad (4.12)$$

Energieerhaltung Der erste Hauptsatz der Thermodynamik besagt, dass sich der Energieinhalt eines Volumenelements verändert, wenn einem System eine Wärmemenge

Q_W zu- oder abgeführt oder Arbeit W daran verrichtet wird [60]. Diese Energie E setzt sich zusammen aus potentieller, kinetischer und innerer Energie.

$$dE = d\left(\underbrace{\rho e}_{\text{innere Energie}} + \underbrace{\frac{1}{2}\rho u^2}_{\text{kinetische Energie}} - \underbrace{\rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{r}}_{\text{potentielle Energie}}\right) = \underbrace{dQ_W}_{\text{Wärme}} + \underbrace{dW}_{\text{verrichtete Arbeit}} \quad (4.13)$$

\mathbf{r} beschreibt den Ortsvektor, e die Dichte der inneren Energie und \mathbf{g} die Gravitationskonstante. Diese Grundgleichung wird für Strömungen in [60] umgeformt, indem

- sie nach der Zeit abgeleitet,
- das Fourierschen Gesetz für die Wärmestromdichte $\mathbf{q} = -k\nabla T$ angewandt (k ist die Wärmeleitfähigkeit) und
- die an den Grenzflächen des Volumenelements verrichtete Arbeit als Funktion des Spannungszustands ausgedrückt wird

und ergibt dann

$$\rho \frac{de}{dt} = \text{div}(k\nabla T) + t_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}. \quad (4.14)$$

Durch Zerlegung von \mathbf{t} analog zu (4.8) kann die Energieerhaltung auch unter Verwendung der gebräuchlicheren Enthalpie $h = e + \frac{p}{\rho}$ ausgedrückt werden. Der Term, der die viskose Reibung erfasst, wird als Dissipation $\Phi = \mathbf{t}_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ substituiert und es ergibt sich

$$\boxed{\rho \frac{dh}{dt} = \frac{dp}{dt} + \text{div}(k\nabla T) + \Phi.} \quad (4.15)$$

4.1.1.4 Turbulenzmodelle

Neben den reibungsbehafteten Vorgängen bei geringeren Fluidgeschwindigkeiten müssen die zur Charakterisierung des Mikrowedlers gewählten Modelle auch in der Lage sein, hohe Fluidgeschwindigkeiten und damit gegebenenfalls auftretende Turbulenzen abzubilden. Vor allem an der Spitze des Mikrowedlers können, je nach Wahl der Amplitude und gewählter Frequenz, starke Umströmungen an spitzen Ecken erzeugt werden - Bereiche, in denen sich bevorzugt Turbulenzen bilden.

Eine turbulente Strömung ist grundsätzlich gekennzeichnet durch stochastisch schwankende Druck- und Geschwindigkeitsfelder [63]. Sie enthält Wirbelelemente eines kontinuierlichen und begrenzten Spektrums, die ineinander verschachtelt ein chaotisch wirkendes Strömungsfeld ergeben. Diese sind nicht mit den Wirbeln der bei der Undulation erzeugten Wirbelstraße zu verwechseln. Im Englischen wird der Unterschied zwischen turbulenten, wirbelbehafteten Strukturen, sogenannten *eddies*, und gewöhnlichen Wirbeln, den *vortices*, deutlich [62].

Um Turbulenzen numerisch zu erfassen, stehen verschiedene Methoden zur Auswahl. Die am meisten verbreiteten sind

- direkte numerische Simulation (DNS),
- Grobstruktursimulation (LES) und
- Reynolds-gemittelte-Navier-Stokes-Gleichungen (RANS),

wobei zwar der Rechenaufwand hin zu letzterem erheblich sinkt, aber auch die Genauigkeit, mit der der Fluidstrom abgebildet wird abnimmt [62]. Im Folgenden werden diese Methoden kurz beschrieben und hinsichtlich der Anwendbarkeit auf die Berechnung der Mikrowedder-Strömung bewertet.

Direkte numerische Simulation (DNS) Bei der DNS werden die Navier-Stokes-Gleichungen, in denen die zugrundeliegende Physik für Turbulenzen komplett enthalten ist, ohne Vereinfachungen auf dem gesamten Gebiet gelöst. Dabei muss das Simulationsgebiet in jeder der drei Raumrichtungen ausreichend groß sein, um auch die größten Wirbel einer Turbulenz abbilden zu können, gleichzeitig muss das Rechengitter fein genug sein, um die dissipativen Vorgänge abzubilden, also die Umwandlung von kinetischer in innere Energie. Auch die Zeitschrittweite muss dafür entsprechend klein gewählt werden.

Der damit einhergehende Rechenaufwand erfordert in der Regel die Anwendung von Hochleistungsrechnern. Ende 2019 stellte ein Forscherteam die bis dahin größte DNS Turbulenz-Simulation am Super-MUC NG vor. Mit bis zu einer Trillion Gitterpunkten und 23 TB an Daten pro Zeitschritt wurde in 45 Millionen CPU-Stunden die Geburt von Sternen untersucht [64]. Für einfache Strömungen mit moderaten Reynoldszahlen sind DNS heutzutage auch auf Arbeitsplatzrechnern möglich [62]. Sie liefern jedoch meist eine Informationsfülle, die für die Anwendung in den Ingenieurwissenschaften nicht zwingend erforderlich ist, weswegen für die meisten Probleme vereinfachende Annahmen getroffen werden, um effizienter zu Ergebnissen zu gelangen.

Grobstruktursimulation (*Large-Eddy-Simulation*, LES) Die LES greift darauf zurück, dass die Erhaltungsgrößen mehrheitlich von den großskaligen Wirbeln transportiert werden. Effekte kleinerer Wirbel werden gezielt herausgefiltert und unter vereinfachenden Annahmen als Teilmodelle implementiert. Die Vorgänge der dominierenden Wirbelstrukturen, die von größerem ingenieurstechnischem Interesse sind, werden hingegen mit den Navier-Stokes-Gleichungen genau berechnet [62]. Die Filterung der Geschwindigkeit erfolgt mit

$$\bar{u}(x) = \int G(x, x') u(x') dx'. \quad (4.16)$$

Dabei bezeichnet $G(x, x')$ den Filterkern, beispielsweise eine Gauß-Verteilung.

Inkompressible Kontinuitätsgleichung und Impulsbilanz ergeben sich damit zu

$$\frac{\partial(\rho\bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial(\rho\bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\overline{u_i u_j})}{\partial x_j} = -\frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\underbrace{\mu \left(\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\bar{u}_j}{\partial x_i} \right)}_{\bar{\tau}_{ij}} \right]. \quad (4.18)$$

Die unbekannte Größe $\overline{u_i u_j}$, die nicht identisch mit $\bar{u}_i \bar{u}_j$ ist, wird in eine Kleinskalen-Reynolds-Spannung $\tau_{ij}^S = -\rho(\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j)$ umgerechnet und dann mit sogenannten Subgrid-Scale Turbulenz-Modellen (SGS-Modellen) modelliert. Das am häufigsten verwendete SGS-Modell ist das von Smagorinsky. Er modelliert τ_{ij} mit Hilfe der Wirbelviskosität μ_t . Sie hängt ab von der Dichte ρ , dem Filterlängenmaß Δ , dem Betrag der Deformationsrate \bar{S} und dem noch unbekanntem Modellparameter C_S .

$$\mu_t = C_S^2 \rho \Delta^2 |\bar{S}| \quad (4.19)$$

Die sinnvolle Bestimmung von C_S ist schwierig, da der Parameter nicht nur problemabhängig, sondern auch ortsabhängig ist. Eine gängige Methode die Ortsabhängigkeit zu implementieren ist die Einführung der Van-Driest-Dämpfung. C_S und damit die Wirbelviskosität μ_t werden dabei in Abhängigkeit der Nähe zu Wänden ausgedrückt.

Die Berechnung der Druck- und Geschwindigkeitsfelder kann bei der LES somit basierend auf den gängigen Navier-Stokes-Gleichungen vorgenommen werden. Diese enthalten lediglich einen zusätzlichen Term für die untergeordneten Effekte kleinskaliger Wirbelstrukturen, der mit stark vereinfachten, aber validierten Modellen bestimmt wird.

Reynolds gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen (*Reynolds Averaged Navier-Stokes Equation*, RANS) Sollen Fluidströme mittels RANS berechnet werden, so wird jede Variable zunächst über die Summe ihres Mittelwerts und einer zeitabhängigen Fluktuation ausgedrückt. Für instationäre Probleme werden dazu ausreichend große Ensemble mit N Fluid-Elementen definiert und diese Summe für jede Variable ϕ gebildet.

$$\phi(x_i, t) = \bar{\phi}(x_i) + \phi'(x_i, t) \quad (4.20)$$

$$\text{mit } \bar{\phi}(x_i, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \phi_n(x_i, t) \quad (4.21)$$

Eingesetzt in die allgemeingültigen Navier-Stokes-Gleichungen ergeben sich dann die Reynolds-gemittelten RANS-Gleichungen

$$\frac{\partial(\rho\bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (4.22)$$

$$\frac{\partial(\rho\bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho\bar{u}_i \bar{u}_j + \rho\overline{u_i' u_j'} \right) = -\frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\underbrace{\mu \left(\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\bar{u}_j}{\partial x_i} \right)}_{\bar{\tau}_{ij}} \right], \quad (4.23)$$

die dem Gleichungssatz der LES-Methode stark ähneln. Neben den Mittelwerten enthält die Impulsbilanz den mittleren viskosen Spannungstensor $\bar{\tau}_{ij}$ und die Terme der Reynolds-Spannungen $\overline{\rho u'_i u'_j}$. Letztere führen dazu, dass es mehr Unbekannte als Gleichungen gibt, weswegen man, um das Gleichungssystem zu schließen, weitere Approximationen, sogenannte Turbulenzmodelle, anwenden muss. Prominenteste Vertreter sind das k - ε -Modell oder das Spalart-Allmaras-Modell [63].

In dieser Arbeit werden LES-Modelle verwendet, die in Kapitel 4.1.5 genauer spezifiziert werden. Dieser Ansatz stellt den optimalen Kompromiss zwischen Rechenzeit und ausreichend genauer Berechnung des fluidischen Problems dar, da er besonders dafür geeignet ist, großskalige Wirbelstrukturen genau zu erfassen. Trotzdem werden Reibungs- und Turbulenzeffekte in oberflächennahen Gebieten ausreichend genau mit validierten Modellen abgebildet.

4.1.2 Rechengitter

Die Navier-Stokes-Gleichungen auf LES-Basis werden auf einem sogenannten nichtversetzten Gitter berechnet. Das heißt, alle Variablen werden auf demselben Gitter berechnet. Bei der Methode der Finiten Volumen (FVM, siehe Kapitel 4.1.3) werden Kontrollvolumina definiert, in deren Zentrum P alle Gleichungen exakt gelöst werden. Die simple Struktur des Mikrokanals erlaubt die Verwendung eines einfachen strukturierten Gitters bestehend aus Hexaedern. In zweidimensionaler Darstellung wird in dieser Arbeit vereinfacht die Nomenklatur mit Himmelsrichtungen verwendet (siehe Abbildung 4.4). Die Indizes für den rechten, „östlichen“ Rand S der Zelle mit Volumen V werden mit Index e und die „östlich“ benachbarte Zelle mit Index E gekennzeichnet.

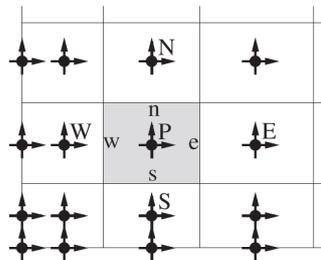


Abbildung 4.4: Indexdefinition von nichtversetzten Gittern nach [62].

Zunächst wird der Kanal als Quader der gewünschten Länge (x -Richtung), Höhe (y -Richtung) und Tiefe (z -Richtung) definiert. Die Tiefe wird mit $5\ \mu\text{m}$ in der Größenordnung der späteren Gitterelemente gewählt, da ein pseudo-2D-Fluss berechnet werden soll. Die Anzahl der hexaedrischen Zellen pro Kante wird so gewählt, dass die mittlere Zellgröße ebenfalls $5\ \mu\text{m}$ beträgt. In z -Richtung wird so lediglich eine Zelle platziert. Die Zellen sind über den gesamten Kanal zunächst gleichförmig verteilt. Um die Vorgänge in der Nähe der Fluid-Struktur-Grenzfläche des Aktors möglichst hochaufgelöst zu erfassen wird hier eine Netzverfeinerung vorgenommen. Mit der in OpenFOAM implementierten *snappyHexMesh*

Methode wird dazu der quaderförmige Mikrowedler in der Mitte des Kanals platziert. An Positionen, an denen die neu entstandene Grenze zwischen Struktur und Fluid eine zuvor definierte Zelle schneidet, wird diese durch mehrere, kleinere hexaedrische Zellelemente ersetzt. Unter den neu entstandenen Zellen werden wiederum einige von der Fluid-Struktur-Grenze geschnitten, und erneut durch mehrere kleinere Zellen substituiert. Dieser iterative Vorgang wird so oft wiederholt, bis ein definiertes Kriterium, wie die minimale Zellgröße oder die maximale Anzahl an Iterationen, erreicht ist. Das Rechengitter in direkter Umgebung dieser lokalen Netzverfeinerung wird sukzessive angepasst. Ein beispielhaftes Gitter ist in Abbildung 4.5 (a) gezeigt.

Da sich der Rand des zu berechnenden Fluids durch die Auslenkung des Mikrowedlers kontinuierlich bewegt, wird das Rechenetz entsprechend mitverformt. OpenFOAM nutzt dazu eine Laplace-Gleichung mit eingebautem Netzdiffusionsparameter, der reziprok vom quadratischen Abstand abhängt [65]. Die Netzverformung wird ausreichend weit in das umliegende Netz hineingezogen. Die Zellen, die direkt an die Fluid-Struktur-Grenze angrenzen, bleiben verhältnismäßig formtreu, wie in Abbildung 4.5 (b) bei maximaler Auslenkung der Mikrowedlerspitze zu erkennen ist. Damit ist OpenFOAM gegenüber vielen anderen auch kommerziellen Produkten im Vorteil, da auch große Stellwege von Aktoren simuliert werden können, ohne dass es zu problematischen Zellverformungen oder gar invertierten Zellen kommt.

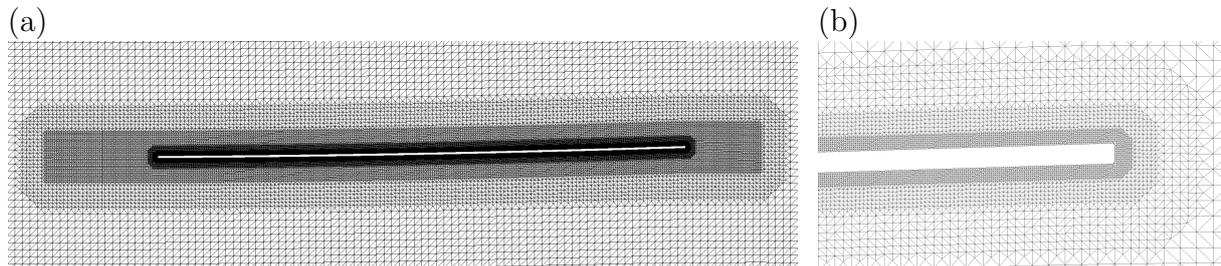


Abbildung 4.5: Zweidimensionale Ansicht des hexaedrischen Rechengitters für (a) das Gebiet um den ausgelenkten Mikrowedler und (b) detailliert an der Spitze des Mikrowedlers mit geteilten hexaedrischen Netzverfeinerungen.

4.1.3 Finite-Volumen-Methode

Um die in den Abschnitten 4.1.1.3 und 4.1.1.4 erläuterten Gleichungen zu diskretisieren, können drei verschiedene Verfahren verwendet werden:

- die Finite-Differenzen-Methode (FDM),
- die Finite-Elemente-Methode (FEM) und
- die Finite-Volumen-Methode (FVM).

Für Probleme der CFD wird typischerweise auf Algorithmen der FVM zurückgegriffen [62]. Das Rechengebiet wird bei der FVM durch das Rechengitter in eine endliche Anzahl

an Kontrollvolumina (KV) zerlegt. Es definiert die Ränder der KV mit darin enthaltenen Rechenpunkten, folglich nicht die Rechenpunkte selbst. Diese liegen in der Regel im Schwerpunkt der KV.

Diskretisierung des generischen Erhaltungssatzes Wenn das Geschwindigkeitsfeld und die Materialeigenschaften einer Strömung bekannt sind, kann für jedes KV ein generischer Erhaltungssatz für die Variable ϕ als ein System aus linearen algebraischen Gleichungen formuliert werden. In integraler bzw. differentieller Form lauten sie

$$\underbrace{\int_S \rho \phi \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \, dS}_{\text{Konvektion}} = \underbrace{\int_S \Gamma \nabla \phi \cdot \mathbf{n} \, dS}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{\int_V q_\phi \, dV}_{\text{Quellterm}}, \quad (4.24)$$

$$\frac{\partial(\rho u_j \phi)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) + q_\phi. \quad (4.25)$$

Sie gelten sowohl für das KV selbst als auch durch Summation für das gesamte Rechengebiet. Um die algebraischen Gleichungen zu erhalten, werden alle Oberflächen- und Volumenintegrale aus (4.24) numerisch approximiert.

Zunächst werden die konvektiven und diffusiven Flussterme $f_{konv} = \rho \phi \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}$ und $f_{diff} = \Gamma \nabla \phi \cdot \mathbf{n}$ in ihre einzelnen Bestandteile auf den k Seiten des Randes S des KVs zerlegt.

$$\int_S f \, dS = \sum_k \int_{S_k} f \, dS \quad (4.26)$$

Die Flussdichte f der Größe ϕ ist auf dem Rand des KV nicht bekannt, weswegen sie zuerst auf S über eine gewisse Anzahl an Integrationspunkten mittels Quadraturformeln approximiert werden muss. Die Variablenwerte in den Integrationspunkten müssen wiederum, unter Verwendung der Werte im Zentrum des KV und dessen Nachbarn, approximiert werden. Für beide Näherungen stehen verschieden komplexe Methoden zur Verfügung. Im einfachsten Fall wird ein Integrationspunkt je Seite (die sogenannte Mittelpunktsregel) und die Aufwind-Interpolation zwischen zwei KV gewählt. Beispielhaft für den rechten bzw. „östlichen“ Rand einer Zelle ergibt sich

$$F_e = \int_{S_e} f \, dS = \bar{f}_e S_e \approx f_e S_e, \quad (4.27)$$

$$\phi_e = \begin{cases} \phi_P & \text{falls } (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n})_e > 0 \\ \phi_E & \text{falls } (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n})_e < 0. \end{cases} \quad (4.28)$$

Zur Approximation des Volumenintegrals in Gleichung (4.24) kann im einfachsten Falle der Zentrumswert über das Volumen des KV integriert werden.

$$\int_V q_\phi \, dV = \bar{q} \Delta V \approx q_P \Delta V \quad (4.29)$$

Um Genauigkeiten höherer Ordnung zu erlangen, können mehrere Funktionswerte im KV durch Interpolation und den Einsatz von Formfunktionen ermittelt werden.

Räumliche Diskretisierung der Navier-Stokes-Gleichungen Anders als im vorigen Abschnitt angenommen, ist bei der Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen die Geschwindigkeit nicht vorab bekannt, weswegen die Approximation der Flussdichte f unter Verwendung der Geschwindigkeit \mathbf{v} nicht wie beschrieben möglich ist. Es wird dann von einem nicht-linearen, gekoppelten Problem gesprochen, in dem der konvektive und diffusive Transport von Erhaltungsgrößen gemeinsam mit den Strömungsparametern berechnet werden muss [62]. Die Impulsbilanz für inkompressible Strömungen wurde in Gleichung (4.12) hergeleitet zu

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \underbrace{\mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}}_{\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}}. \quad (4.30)$$

Der konvektive Term $\frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j}$ kann, wie beim generischen Erhaltungssatz beschrieben, diskretisiert werden, indem in der generischen Erhaltungsgleichung (4.25) $\phi = u_i$ substituiert wird. Der viskose Term der Impulserhaltung $\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}$ entspricht mit seiner zweifachen Ortsableitung der Struktur des diffusiven Terms im generischen Ansatz und kann ebenso einfach diskretisiert werden. Der Druckterm $\frac{\partial p}{\partial x_i}$ kann entweder als Quellterm oder als Oberflächenkraft modelliert werden. Letztere Variante ist üblich und erhält den konservativen Charakter des Diskretisierungsalgorithmus.

4.1.4 PISO-SIMPLE Algorithmus

Im vorigen Kapitel wurde umrissen, wie die Navier-Stokes-Gleichungen mittels FVM räumlich diskretisiert werden können. Die Simulationen in dieser Arbeit verwenden zur Lösung in der Zeit den weit verbreiteten PISO-SIMPLE-Algorithmus (Pressure-Implicit with Splitting of Operators), basierend auf dem 1972 von Caretto publizierte SIMPLE-Algorithmus (Semi-implicit Method for Pressure Linked Equations) [66]. Letzterer wird im Folgenden zunächst für inkompressible Fluide detaillierter erläutert [67].

Ein grundlegendes Problem bei der Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen ist, dass es bei der Berechnung inkompressibler Strömungen zu hohen (unphysikalischen) Druckschwankungen kommen kann [62], wenn Geschwindigkeit und Druck auf demselben Satz von Gitterpunkten berechnet werden. Da zur Bestimmung des Druckes keine separate Gleichung vorliegt, müssen verbesserte Geschwindigkeits-Druck-Korrelationen erarbeitet werden, um dieses Problem zu beheben. Der PISO-Algorithmus löst dieses Problem mit einer anfänglichen Schätzung des Druckfeldes, wie in den folgenden sechs Schritten deutlich wird:

1. Schätzung eines Druckfeldes Als ersten Schritt wird eine Druckfeldschätzung p^* vorgenommen, gekennzeichnet durch den hochgestellten Stern *, die später korrigiert wird.

2. Iterative Lösung der impliziten Impulsgleichungen Mit dieser Schätzung p^* wird die linearisierte Impulsgleichung gelöst. Beim SIMPLE Algorithmus kommt dabei das implizite Euler-Verfahren zum Einsatz, bei dem die zu berechnende Geschwindigkeit eines Rechenpunktes $u_{i,P}^{n+1}$ zu einem Zeitpunkt $n+1$ von Größen desselben Zeitpunktes abhängt. Implizite Methoden werden in der Regel für CFD-Anwendungen bevorzugt, da sie meist besser konvergieren und es nur geringe Anforderungen an die Zeitschrittweite gibt.

$$A_P^{u_i} u_{i,P}^{n+1} + \sum_l A_l^{u_i} u_{i,l}^{n+1} = Q_{u_i}^{n+1} - \left(\frac{\delta p^{n+1}}{\delta x_i} \right)_P \quad (4.31)$$

Die räumliche Diskretisierung ist durch $\frac{\delta}{\delta x}$ markiert, A_P und A_l sind dimensionslose Koeffizienten, die mit $u_{i,P}^{n+1} = A u_{i,P}^n$ die Lösung zum Zeitpunkt $n+1$ mit der bereits bekannten Lösung zum Zeitpunkt n verknüpfen und Material- und Simulationsparameter enthalten.

Die Geschwindigkeit $u_{i,P}^{n+1}$ setzt sich aus den Flüssen der $l = E, W, N, S, \dots$ benachbarten Zellen entsprechend der räumlichen Diskretisierungsmethode, den Quelltermen $Q_{u_i}^{n+1}$ (inklusive konvektiven und diffusiven Anteilen) und dem Druckterm zusammen. Diese implizite, gekoppelte und nichtlineare Gleichung wird nun in m Iterationsschritten mit dem geschätzten Druckfeld gelöst und man erhält die vorläufige Lösung $u_{i,P}^{m*}$.

3. Lösung der Druckkorrekturgleichung Um nun auch die Kontinuitätsgleichung zu erfüllen, kann im einfachsten Falle durch Divergenz-Bildung der Impulsbilanz und Einsetzen der Kontinuitätsgleichung eine Poisson-Gleichung für den Druck hergeleitet werden. Ein effizienteres Vorgehen stellt die Verwendung von Druckkorrekturtermen dar, wie sie im SIMPLE-Algorithmus Anwendung finden. Die Geschwindigkeiten $u_{i,P}^m$ und Drücke p_P^m zu einem Iterationsschritt m werden mit kleinen Korrekturtermen $u'_{i,P}$ und p'_P beaufschlagt.

$$u_{i,P}^m = u_{i,P}^{m*} + u'_{i,P} \quad (4.32)$$

$$p_P^m = p_P^{m-1} + p'_P \quad (4.33)$$

Der Wert $u_{i,P}^{m*}$ stellt dabei die beschriebene vorab-geschätzte Lösung dar. p_P^{m-1} ist der Druck aus dem vorherigen Iterationsschritt. Werden diese korrigierten Größen in die Impulsbilanz eingesetzt und von der Impulsbilanz ohne enthaltene Korrekturanteile subtrahiert, so erhält man eine **Kopplungsgleichung** für die Korrektur der Geschwindigkeit $u'_{i,P}$ und den Druck p'_P .

$$u'_{i,P} = \tilde{u}'_{i,P} - \frac{1}{A_P^{u_i}} \left(\frac{\delta p'}{\delta x_i} \right)_P \quad (4.34)$$

Die Größe $\tilde{u}'_{i,P} = -\frac{\sum_l A_l^{u_i} u'_{i,l}}{A_P^{u_i}}$ beschreibt die Korrektur des Quasigeschwindigkeitsfelds ohne Druckeffekte.

Wird die korrigierte Geschwindigkeit $u_{i,P}^m$ nach Gleichung (4.32) in die Kontinuitätsgleichung eingesetzt und der Term der aufaddierten Geschwindigkeitskorrektur $u'_{i,P}$ aus

Gleichung (4.34) in diese Beziehung eingesetzt, so erhält man eine **Druckkorrekturgleichung**

$$\frac{\delta}{\delta x_i} \left[\frac{\rho}{A_P^{u_i}} \left(\frac{\delta p'}{\delta x_i} \right) \right]_P = \left[\frac{\delta(\rho u_i^{m*})}{\delta x_i} \right]_P + \left[\frac{\delta(\rho \tilde{u}'_i)}{\delta x_i} \right]_P, \quad (4.35)$$

mit der die Druckkorrektur p'_P iterativ berechnet wird.

4. Korrektur der Druck- und Geschwindigkeitsverteilungen Nun können Druck entsprechend $p_P = p_P^* + p'_P$ und Geschwindigkeiten $u_{i,P}^m$ unter Verwendung der Kopplungsgleichung (4.34) korrigiert werden und die Druckschätzung für den nächsten Iterationsschritt mit $p_P^* = p_P$ aktualisiert werden.

5. Lösung der Energieerhaltungsgleichung An dieser Stelle werden Temperaturen basierend auf der Energieerhaltung und unter Verwendung der korrigierten Drücke und Geschwindigkeiten berechnet.

6. Iteration (ab Schritt 2.) bis Erreichen des Konvergenzkriteriums Dieses Verfahren wird für jeden Zeitschritt iterativ wiederholt, bis ein Konvergenzkriterium erfüllt ist.

1986 erweiterte Issa den SIMPLE-Algorithmus zum PISO-SIMPLE-Algorithmus [68], indem analog zu Gleichung (4.35) (mindestens) ein weiterer Druckkorrektur-Schritt eingeführt wurde. PISO-SIMPLE eignet sich besonders für instationäre Probleme und ist meist effizienter als sein Vorgänger.

4.1.5 Umsetzung der Modellierung in OpenFOAM

Zur Berechnung des vom Mikrowedler induzierten Geschwindigkeits- und Druckfeldes wird in dieser Arbeit auf turbulente Modelle zurückgegriffen. Obwohl der Strömungstyp anhand der Mach-Zahl als inkompressibel identifiziert wurde, wird für die Simulation ein kompressibles Fluid gewählt. So können je nach Bedarf auch hochfrequente Anwendungen abgedeckt werden. Außerdem konvergieren Lösungsalgorithmen, die auf kompressiblen Gleichungen beruhen, in der Regel stabiler. Alle Materialeigenschaften (außer der Dichte) bleiben konstant und sind mit typischen Werten bei Raumtemperatur und -druck belegt. Als Fluid wird Luft gewählt [69].

Da es bei der Analyse der Strömungsfelder vor allem um die entstandenen Wirbel und die Effekte an der Fluid-Struktur-Grenzfläche geht, wurde für die Simulation ein LES-Modell mit Smagorinsky und van-Driest-Dämpfung gewählt. Die entsprechenden Parameter wurden von bewährten OpenFOAM-Tutorials übernommen. Diese Gleichungen sind mit moderatem Rechenaufwand in der Lage, große Wirbelstrukturen, seien es turbulente *eddies* oder laminare *vortices*, sowie Wandeffekte aufgrund von Viskosität abzubilden.

OpenFOAM bietet zur Berechnung solcher transienter, turbulenter und kompressibler Strömungen den Lösungsalgorithmus *rhoPimpleDyMFoam* an (*rho* → kompressibel, *Pimple* → PISO-SIMPLE-Algorithmus, *DyM* → bewegliches Rechengitter). Die Zeitableitungen werden mit dem beschriebenen impliziten Euler-Verfahren erster Ordnung berechnet.

Zur räumlichen Diskretisierung werden Gradienten und Divergenzen generell mit dem von OpenFOAM favorisierten linearen Gauss-Verfahren berechnet, indem die Werte in der Mitte der KV-Ränder aus den benachbarten Zentrumswerten des KVs interpoliert werden.

Tabelle C.1 liefert einen Überblick über die wichtigsten *Dictionary*- und *Property*-Dateien der Simulationen, die in dieser Arbeit verwendet wurden.

4.2 Methodik zur Analyse der Strömungsprofile

Nachdem im vorangegangenen Abschnitt detailliert die Methoden und Modelle vorgestellt wurden, die für die fluidischen Simulationen des Mikrowedlers im Mikrokanal eingesetzt werden, wird im Folgenden erläutert, wie die berechneten Strömungsprofile ausgewertet werden, um eine fundierte fluidische Bewertung vornehmen zu können. Zunächst wird erläutert, wie der mittlere Massenfluss aus den Simulationen ermittelt wird. Im Anschluss wird mittels λ_2 -Methode und der sogenannten Wavelet-Transformation die Intensität, Größe und Position der erzeugten Wirbel bestimmt, um so die Existenz und Ausprägung einer undulatorisch erzeugten Wirbelstraße zu überprüfen. Abschließend wird genauer untersucht, welche Kräfte an der Oberfläche des Aktors auftreten und welche mechanischen Leistungen dabei erbracht werden.

Um die Auswertemethodik zu erläutern, wird beispielhaft die Simulation eines Mikrowedlers analysiert, der bei 3514 Hz um $\pm 15 \mu\text{m}$ ausgelenkt wird. Die Kinematik wird in diesem Beispiel beschrieben durch harmonische Schwingungen mit der lokalen Amplitude $A(x)$ und der lokalen Phase $\varphi_{geom}(x)$ aus Gleichung (4.36). Um den undulatorischen Charakter der Auslenkung zu generieren, schwingt das hintere Ende der Mitte des Mikrowedlers um die Phase $\Delta\varphi_{geom} = \varphi_{geom}(l) - \varphi_{geom}(\frac{l}{2}) = \frac{1}{2}\pi$ nach. Es handelt sich um eine analytisch definierte Biegung des Aktors. Stellvertretend dafür können an dieser Stelle, gemäß Abbildung 4.1 auch andere Gleichungen, Ergebnisse strukturmechanischer Simulationen oder Messungen der Auslenkung betrachtet werden.

Die resultierende Bewegung ist in Abbildung 4.6 für den Aufschlag und beginnenden Abschlag veranschaulicht. Der zeitliche Verlauf der ortsabhängigen Auslenkung ist über die Schattierung der Linien gekennzeichnet, beginnend bei einem Zeitpunkt t_1 in hellgrau, über sukzessive dunkler werdendes Grau für die auf t_1 folgenden Zeitschritte bis zur schwarzen Linie bei t_2 . In den folgenden Kapiteln wird diese Darstellungsform der Zeit oft verwendet, wenn Orts- und Zeitangaben in einem Diagramm dargestellt werden sollen, beispielsweise bei transienten Linienkräften oder Trajektorien.

$$\begin{aligned}
 A(x) &= \frac{A_0}{l^2} x^2 \\
 \varphi_{geom,n}(x) &= \begin{cases} 0 & x \leq \frac{l}{2} \\ \frac{n}{8}\pi(\frac{2}{l}x - 1)^2 & x > \frac{l}{2} \text{ mit } n = 4 \end{cases} \\
 d(x, t) &= A(x) \cdot \sin(2\pi ft - \varphi_{geom,n}(x))
 \end{aligned} \tag{4.36}$$

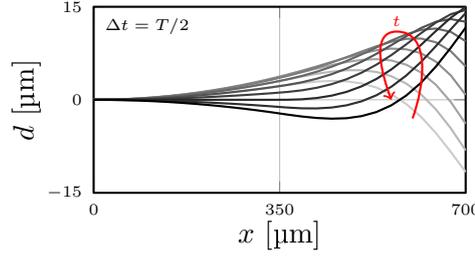


Abbildung 4.6: Auslenkung des Mikrowedlers für $A_0 = 15 \mu\text{m}$ und $\Delta\varphi_{geom} = \frac{1}{2}\pi$ nach Gleichungen (4.36). Der zeitliche Verlauf einer halben Schwingungsperiode ist als Farbübergang von Grau nach Schwarz kodiert, um so den undulatorischen Charakter der Bewegung zu verdeutlichen.

4.2.1 Berechnung des Massenflusses im Mikrokanal

Zur Bewertung der Effektivität einer Mikrowedler-Bewegung ist die Flussrate von zentraler Bedeutung. Um diese zu bestimmen, müssen die Geschwindigkeitswerte über der Kanalhöhe am Auslass des Strömungsgebiets erfasst werden. OpenFOAM bietet die Möglichkeit, diese Daten über sogenannte Probes für die gesamte Simulationsdauer auszulesen. Zur Berechnung des mittleren Massenflusses \bar{m} wird die Geschwindigkeitskomponente $u_x(y, t)$ über die Kanalhöhe h und eine Oszillationsperiode T gemittelt und ergibt die mittlere Geschwindigkeit $\bar{u}_x(n)$ nach n Schwingungsperioden. Über die Dichte des Fluids und die Kanalabmessungen ergibt sich dementsprechend der mittlere Massenfluss \bar{m} in einem Kanal der Breite b .

$$\bar{u}_x(n) = \frac{1}{T} \int_{nT}^{(n+1)T} \left(\frac{1}{h} \int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} u_x(y, t) dy \right) dt \quad (4.37)$$

$$\bar{m}(n) = \rho h b \bar{u}_x(n) \quad (4.38)$$

Die Simulationen beinhalten zur Verbesserung der Konvergenz einen erzwungenen Einschwingvorgang, so dass die volle Amplitude der Auslenkung erst nach 15 Zyklen erreicht wird. In Abbildung 4.7 ist zu erkennen, dass die Strömung deutlich mehr Zeit benötigt, um einen stationären Zustand zu erreichen. Damit verschiedene Simulationen verglichen werden können, wird ein Stationaritätskriterium definiert, um unnötig lange Rechenzeiten zu vermeiden. Dazu wird eine Analogie aus der Elektrizitätslehre genutzt: der Ladevorgang einer Kapazität. Wird ein RC-Glied mit einer elektrischen Spannung U_0 beaufschlagt, so ergibt sich an der Kapazität der zeitliche Spannungsverlauf von $U(t) = U_0(1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$, der dem Geschwindigkeitsverlauf $\bar{u}_x(n)$ aus Abbildung 4.7 stark ähnelt. Es gilt als Konsens, dass nach einer Zeitspanne von $t = 5\tau$ die Kapazität als voll geladen gilt. Die fluidische Zeitkonstante ist im Gegensatz zur elektrischen unbekannt. Sie wird ermittelt, indem die Fluidgeschwindigkeit am Auslass nach der Oszillationsperiode n abgeleitet (siehe Gleichung (4.40))

und dafür eine Fit-Funktion nach dem Muster $ae^{-\frac{n}{b}}$ berechnet wird.

$$u_x(n) = u_{x,0} \left(1 - e^{-\frac{n}{\tau}}\right) \quad (4.39)$$

$$\frac{du_x}{dn} = \frac{u_{x,0}}{\tau} e^{-\frac{n}{\tau}} = ae^{-\frac{n}{b}} \quad (4.40)$$

Als Kriterium für das Erreichen eines stationären Zustandes ergibt sich dann $n_{stat} = 5\tau_n = 5b$ bei einer mittleren Maximalgeschwindigkeit von $u_{x,0} \approx a \cdot b$. Erst wenn eine Simulation die Zyklenzahl n_{stat} überschritten hat, kann der Massenfluss als stationär angenommen und mit anderen Simulationen verglichen werden.

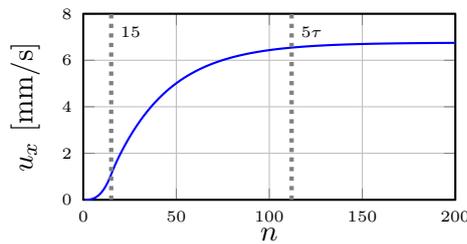


Abbildung 4.7: Örtlich und zeitlich gemittelter Geschwindigkeitsverlauf am Auslass des simulierten Mikrokanals nach 200 Oszillationen.

Der Massenfluss, auf den in den folgenden Kapiteln Bezug genommen wird, bezieht sich stets auf Zyklenzahlen, die das $5\tau_n$ -Kriterium überschreiten. Als Kanaltiefe (in z -Richtung) werden zunächst, basierend auf dem dreidimensionalen Simulationsgebiet in OpenFOAM, $5 \mu\text{m}$ angenommen. Reale Bauteile haben Maße in z -Richtung von mindestens $1000 \pm 200 \mu\text{m}$, weswegen der zu erwartende Massenfluss um etwa zwei Größenordnungen höher ist, als hier angegeben.

4.2.2 Wirbelcharakterisierung mittels Wavelet-Transformation und λ_2 -Kriterium

Die Berechnung des Massenflusses aus dem vorigen Abschnitt ist ein wichtiges Maß für die Funktionalität und Anwendbarkeit eines Bauteils. Allerdings kann mit dieser Größe kein physikalisches Verständnis zur Wirkungsweise der Undulation erzeugt werden. Da gemäß dem natürlichen Vorbild der Generation von Wirbeln eine besondere Bedeutung zur Erzeugung einer Mikroströmung zugeschrieben wird, ist im Folgenden erläutert, wie die simulierten oder gemessenen Geschwindigkeitsfelder auf solche Wirbelstrukturen hin untersucht werden. Das Geschwindigkeitsfeld wirbelbehafteter Strömungen beinhaltet rotatorische Anteile, die in der Wirbeldichte, bzw. der Vortizität $\boldsymbol{\omega} = \text{rot } \boldsymbol{u}$ erfasst werden. Die Vortizität ist in viskosen Fluiden nicht nur bei klassischen Wirbeln oder Turbulenzen erhöht, sondern auch in Regionen mit Schereffekten, wie beispielsweise in der Nähe von Wänden. Bei Letzterem handelt es sich nicht um echte Wirbel, allerdings neigen viele etablierte Methoden zur Wirbeldetektion dazu, Schereffekte auch als solche zu erfassen.

Der hier verwendete Algorithmus muss beide Phänomene sicher voneinander unterscheiden können und in der Lage sein, detektierte Wirbel in Position, Größe und Stärke zu charakterisieren.

Wirbel in linear viskosen Fluiden nehmen idealerweise die Form von Lamb-Oseen-Wirbeln nach Gleichung (4.41) an, deren Tangentialgeschwindigkeit u_φ im Zentrum des Wirbels Null beträgt, nach außen hin zunächst stetig ansteigt und dann wiederum abnimmt (siehe Abbildung 4.8 (a)). Sie lassen sich beschreiben mit dem Zusammenhang

$$u_\varphi = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left(1 - e^{-\frac{r^2}{4\nu t}} \right) \quad (4.41)$$

und stellen die Überlagerung eines Festkörperwirbels (im Zentrum) und eines Potentialwirbels (in der Peripherie) dar. Zur Bestimmung des Kerndurchmessers r_0 des Wirbels wird der Radius der maximalen Umfangsgeschwindigkeit herangezogen. Γ beschreibt die Zirkulation des Wirbels und kann als dessen Stärke interpretiert werden. ν beschreibt die dynamische Viskosität des Fluids. Die Vortizität ω eines solchen Wirbels ergibt sich in Zylinderkoordinaten zu

$$\omega = \frac{\Gamma}{4\pi\nu t} e^{-\frac{r^2}{4\nu t}} \quad (4.42)$$

und ist in Abbildung 4.8 (b) als zeitlicher Verlauf dargestellt.

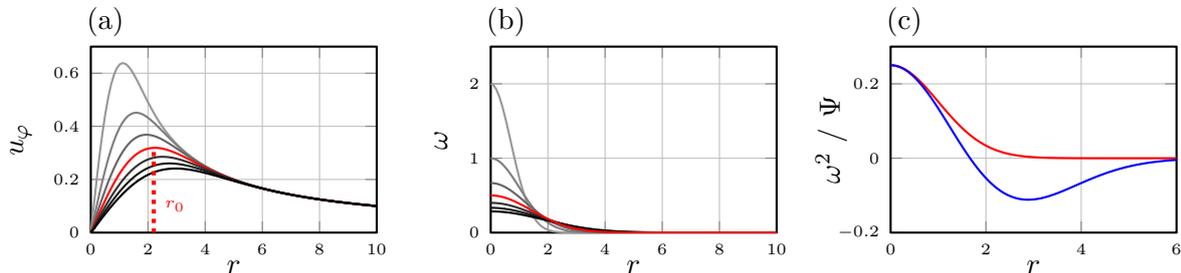


Abbildung 4.8: (a) Exemplarische Umfangsgeschwindigkeit und (b) Vortizität eines idealen Lamb-Oseen-Wirbels, wie er in viskosen Flüssigkeiten auftritt. Der Übergang von Grau zu Schwarz markiert den zeitlichen Verlauf des Wirbels. Für den in (a) und (b) rot markierten Zeitschritt ist in (a) der Kerndurchmesser r_0 gekennzeichnet. (c) Zum rot markierten Zeitschritt zugehörige Enstrophie und ein beispielhaftes, passend dazu skaliertes Maar-Wavelet (blau).

Ziel ist es, diese für viskose Wirbel typischen Gauss-förmigen Glocken in komplexen Strömungsgebieten zu detektieren. Farbe adaptierte dazu in [70] den aus der Signalverarbeitung bekannten Algorithmus der Wavelet-Transformation. Die Transformation wird auf die sogenannte Enstrophie ω^2 , also die quadrierte Vortizität ω , angewendet, um sowohl rechts- als auch linksdrehende Wirbel gleichermaßen zu erkennen und das Signal-Rausch-Verhältnis zu erhöhen [71]. Es wird ein sogenanntes Mutter-Wavelet gewählt, das der zu detektierenden Form möglichst ähnlich sieht, aber gleichzeitig alle Anforderungen an Mutter-Wavelets erfüllt. Mathematisch fundierte Ausführungen dazu sind in [70] zu finden. Zur Wirbel-Detektion wird das Maar-Wavelet gewählt, auch bekannt als „Mexican

Hat“, da es die Grundform der Lamb-Oseen-Wirbel gut erfasst (siehe Abbildung 4.8 (c)). Seine räumliche Struktur wird beschrieben mit

$$\Psi(\mathbf{x}) = (1 - \mathbf{x}^2)e^{-\frac{\mathbf{x}^2}{2}}. \quad (4.43)$$

Dieses Mutter-Wavelet wird innerhalb des berechneten Enstrophiefeldes systematisch verschoben (Position des Wirbels \mathbf{x}') und im Falle dieser Arbeit isotrop verzerrt (Größe des Wirbels l), um einen Basis-Satz an Wavelets zu generieren, der den Raum der erwarteten Wirbelstrukturen ausreichend genau abbildet.

$$\Psi_{l,\mathbf{x}'}(\mathbf{x}) = \frac{1}{l} \Psi\left(\frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}'}{l}\right) \quad (4.44)$$

Durch Faltung dieser Wavelet-Familie mit dem Originalsignal (der Enstrophie) wird für jede Position \mathbf{x}' und jede Wirbelgröße l ein Koeffizient ermittelt.

$$\langle \Psi_{l,\mathbf{x}'} | \omega^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \omega^2(\mathbf{x}) \Psi_{l,\mathbf{x}'}(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \quad (4.45)$$

Zunächst wird für jede Koordinate überprüft, ob im Vergleich zu den benachbarten Positionen über mehrere Größen l hinweg erhöhte Transformations-Koeffizienten berechnet wurden. Für die so ermittelten Koordinaten wird im Anschluss ausgewertet, bei welcher Größe l der Koeffizient $\langle \Psi_{l,\mathbf{x}'} | \omega^2 \rangle$ maximal ist. Damit steht fest, an welcher Stelle, welcher „Mexican Hat“ das Strömungsfeld am besten nachbildet, und es werden die entsprechenden Kennwerte als Charakteristika für den Wirbel übernommen.

Anders als bei der Fourier-Transformation ist dieser Algorithmus in der Lage, Signale sowohl im Ort als auch in der Zeit aufzulösen, da die zugrundeliegende Funktion, im Gegensatz zu den trigonometrischen Funktionen der Fourier-Transformation, lokal begrenzt ist. Es ist nicht das Ziel, wie sonst oft üblich, das Originalsignal durch einen Satz geeigneter Basisfunktionen nachzubilden, vielmehr wird die Wavelet-Transformation zur Mustererkennung verwendet. Ist eine wirbelartige Struktur detektiert, so kann sie hier mittels der Wavelet-Parameter genau klassifiziert werden.

Schram überprüft diesen Algorithmus an künstlich erzeugten Daten ausführlich in [71] und stellt heraus, dass die Wavelet-Transformation allein noch nicht in der Lage ist, Wirbel von Schereffekten zu unterscheiden. Die Enstrophie-Struktur von Scherungen ähnelt unter Umständen dem Mutter-Wavelet zu stark und es kommt zu Fehldetektionen. Um dies zu vermeiden, muss der Wavelet-Transformation ein geeignetes Wirbelkriterium vorgeschaltet werden. In der Literatur werden zahlreiche Methoden vorgeschlagen. Jeong et al. vergleicht in [72] die bis dahin gängigen Wirbeldetektionsmethoden Δ -Kriterium, Q -Kriterium und $|\omega|$ -Kriterium mit dem von ihm vorgeschlagenen und noch heute favorisierten λ_2 -Kriterium. Er beweist anhand einiger repräsentativer Beispielströmungen die Überlegenheit des λ_2 -Kriteriums, indem er basierend auf der Suche nach einem für Wirbel typischen Druck-Minimum, Viskositäts- und instationäre Dehnungseffekte ausschließt.

Dazu wird wie folgt vorgegangen. Um ein lokales Druckminimum zu finden, muss die Hesse-Matrix des Druckes $\frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_j}$ ausgewertet werden. Sie soll derart dargestellt werden, dass die Einflüsse der zwei unerwünschten Effekte auf den Druck, resultierend aus Viskosität und instationärer Dehnung, nicht mehr enthalten sind. Dazu wird zunächst der Gradient der Navier-Stokes-Gleichung (4.12) gebildet, wobei Volumenkräfte \mathbf{f} , wie beispielsweise die Gravitation, vernachlässigt werden.

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{du_i}{dt} \right)}_{\textcircled{1}} = -\frac{1}{\rho} \underbrace{\frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_j}}_{\textcircled{2}} + \nu \underbrace{\frac{\partial^3 u_i}{\partial x_j \partial x_k \partial x_k}}_{\textcircled{3}} \quad (4.46)$$

Die enthaltene Hesse-Matrix $\textcircled{2}$ hängt ab vom Gradienten der Beschleunigung $\textcircled{1}$ und einem Viskositätsterm $\textcircled{3}$. Zerlegt man nun zunächst den Gradienten der Geschwindigkeit $\nabla \mathbf{u}$ in seinen symmetrischen Teil $S_{ij} = \frac{1}{2}(\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i)$ und seinen antisymmetrischen Teil $\Omega_{ij} = \frac{1}{2}(\partial u_i / \partial x_j - \partial u_j / \partial x_i)$, so ergeben sich für $\textcircled{1}$ und $\textcircled{3}$ wiederum die Zerlegungen

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{du_i}{dt} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} u_j \right) = \underbrace{\frac{dS_{ij}}{dt} + \Omega_{ik} \Omega_{kj} + S_{ik} S_{kj}}_{\text{symmetrisch}} + \underbrace{\frac{d\Omega_{ij}}{dt} + \Omega_{ik} S_{kj} + S_{ik} \Omega_{kj}}_{\text{antisymmetrisch}}, \quad (4.47)$$

$$\nu \frac{\partial^3 u_i}{\partial x_j \partial x_k \partial x_k} = \nu \underbrace{\frac{\partial^2 S_{ij}}{\partial x_k \partial x_k}}_{\text{symmetrisch}} + \nu \underbrace{\frac{\partial^2 \Omega_{ij}}{\partial x_k \partial x_k}}_{\text{antisymmetrisch}}. \quad (4.48)$$

Da die Hesse-Matrix des Druckes ausschließlich symmetrische Anteile aufweist, müssen sich die antisymmetrischen Anteile aus Gleichung (4.47) und (4.48) genau ausgleichen. Somit ergibt sich der symmetrische Anteil der Navier-Stokes-Gleichung (4.46) zu

$$\frac{dS_{ij}}{dt} - \nu \frac{\partial^2 S_{ij}}{\partial x_k \partial x_k} + \Omega_{ik} \Omega_{kj} + S_{ik} S_{kj} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_j}. \quad (4.49)$$

Die ersten beiden Terme repräsentieren den Einfluss von instationärer Dehnung und Viskositäts-effekten auf den Druck. Diese werden explizit vernachlässigt und es ergibt sich

$$\Omega_{ik} \Omega_{kj} + S_{ik} S_{kj} = \mathbf{S}^2 + \mathbf{\Omega}^2 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_j}. \quad (4.50)$$

Ein lokales Druckminimum erfordert, dass zwei Eigenwerte der Hesse-Matrix positiv sind. Im Umkehrschluss müssen mindestens zwei Eigenwerte λ_i der hergeleiteten Matrix $\mathbf{S}^2 + \mathbf{\Omega}^2$ negativ sein. Werden alle drei Eigenwerte der Größe nach sortiert, so muss der zweite Eigenwert negativ sein - Namensgeber für das Kriterium: $\lambda_2 < 0$. Um die Sensitivität der Methode einzustellen, ist es üblich, empirisch ermittelte Schwellenwerte einzusetzen. In dieser Arbeit wurde der in der Literatur übliche Wert $\lambda_2 < -0,4$ verwendet und an Testdaten validiert [73]. Basierend auf diesem Kriterium werden Regionen markiert, in denen grundsätzlich Wirbel auftreten. Die nachgeschaltete Wavelet-Transformation quantifiziert Position, Größe und Stärke des Wirbels für jeden einzelnen Zeitschritt genau.

Beispielhaft wird das Geschwindigkeitsfeld des „spätesten“, folglich schwarz dargestellten Zeitpunkts beim beginnenden Abschlag aus Abbildung 4.6 genauer analysiert. Es ist in Abbildung 4.9 gezeigt. Der dominante Wirbel an der Spitze des Mikrowedlers ist intuitiv zu erkennen und soll vom Algorithmus genauer charakterisiert werden. Dazu wird zunächst die Enstrophie berechnet und das λ_2 -Kriterium angewendet (siehe Abbildung 4.10 (a-b)). Es ergeben sich drei potentielle Wirbelbereiche am vorderen und hinteren Ende des Bauteils sowie in dessen Mitte. In diesen Bereichen werden die Ergebnisse der Wavelet-Transformation ausgewertet. An einigen Stellen werden über einen großen Skalenbereich l hinweg lokale Maxima in den Koeffizienten beobachtet, folglich Wirbel detektiert. Positionen, die sehr dicht aneinander liegen, werden als eine Wirbelstruktur zusammengefasst. Der Drehsinn wird mittels der in dieser Region berechneten Vortizität festgelegt und ist in Abbildung 4.10 (c) durch Kreise (Uhrzeigersinn) und Quadrate (entgegen dem Uhrzeigersinn) markiert. Für die gefundenen Positionen wird anschließend die Skalierung l extrahiert, für die die Wavelet-Koeffizienten an dieser Stelle maximal werden. Das dementsprechend positionierte und skalierte Wavelet wird als das für diese Struktur charakteristische ausgewählt und bestimmt die Parameter des Wirbels: Seine Größe ist proportional zu l (genauere Herleitung siehe [71]) und der Energieinhalt skaliert mit dem Koeffizienten $\langle \Psi_{l,\mathbf{x}'} | \omega^2 \rangle$.

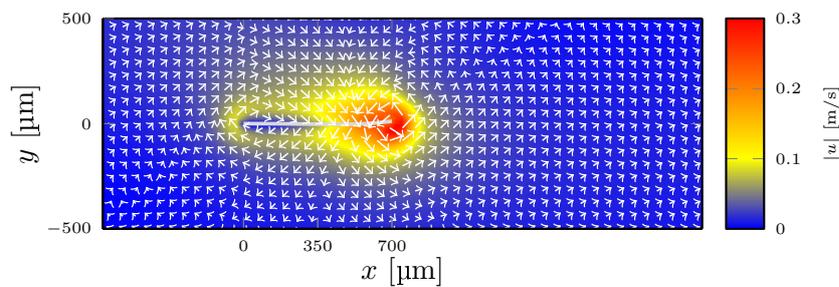


Abbildung 4.9: Betrag der Fluidgeschwindigkeit im Kanal (Konturen) mit zweidimensionaler Richtungsangabe (Pfeile) während der Abwärtsbewegung des Mikrowedlers.

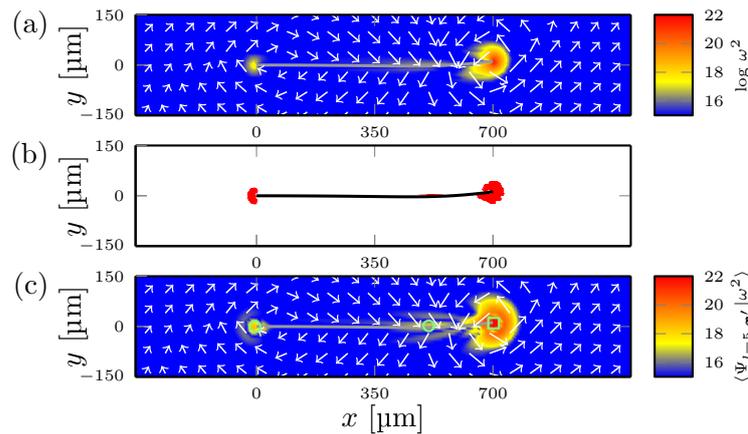


Abbildung 4.10: (a) Enstrophieverteilung, (b) mittels λ_2 -Kriterium ermittelte, potentielle Wirbelbereiche und (c) Wavelet-Transformation für eine beispielhafte Skalierung bei $l = 5$. Detektierte Wirbelzentren sind an der ortsfesten Einspannung mit Drehsinn im Uhrzeigersinn als Kreis und an der Spitze des Mikrowedlers entgegen dem Uhrzeigersinn als Quadrat markiert.

Diese Analyse wird für jeden Zeitschritt ausgeführt. Die einzelnen Wirbel, die je Zeitschritt erkannt werden, sind einander noch nicht zugeordnet. Um eine detektierte Struktur auch über mehrere Zeitschritte hinweg als einen konkreten Wirbel zu erkennen, wird für jedes Wirbelzentrum eine auf der aktuellen Position und der lokalen Geschwindigkeit basierende Prognose erstellt, wo der Wirbel zum nächsten Zeitpunkt sein wird. Wird dann dort wiederum ein Wirbel detektiert, so bekommt er dasselbe Label, wie der Wirbel aus dem vorherigen Zeitschritt [74]. Am Ende der Auswertung aller Zeitschritte wird in einer Häufigkeitsverteilung ausgewertet, welche Wirbel über mehrere Zeitschritte hinweg stabil bleiben (siehe Abbildung 4.11). Diese Wirbel sind für diese Arbeit von primärem Interesse. Für die beispielhafte Simulation des undulierenden Mikrowedlers sind Wirbel 15 und 16 dominierend und werden näher betrachtet. Für die Wirbel 1, 2, 32 und 33 werden ebenfalls erhöhte Häufigkeiten berechnet. Bei näherer Betrachtung bilden Wirbel 1 und 32 das Analogon zu Wirbel 16, beziehungsweise Wirbel 2 und Wirbel 33 das Analogon zu Wirbel 15 und werden statt während des Aufschlags mit entgegengesetztem Drehsinn während des Abschlags gebildet. Durch die Auswertung jeweils einer Schwingungsperiode, werden diese Wirbel lediglich zeitlich getrennt und deswegen vom Algorithmus einander nicht zugeordnet. Im Folgenden werden solche Wirbel mit der beispielhaften Nomenklatur (1+32) beschrieben.

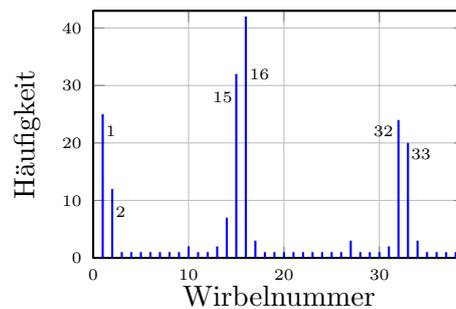


Abbildung 4.11: Häufigkeit der zwischen den Zeitschritten korrelierten Wirbel. Wirbel 1, 2, 15, 16, 32 und 33 haben die längste Lebensdauer.

Abbildung 4.12 zeigt den Zeitverlauf aller detektierten Wirbel mit ihren Wavelet-Koeffizienten sowie deren entsprechende Größe. Der im Detail beleuchtete Zeitschritt zu Beginn der Abwärtsbewegung ist in Abbildung 4.12 markiert und zeigt, dass Wirbel 15 und 16 in diesem Moment den größten Energiegehalt haben. Ihre Trajektorien sind in Abbildung 4.13 dargestellt und es ist ersichtlich, dass der Algorithmus tatsächlich diejenigen Strukturen lokalisiert, die der menschliche Betrachter intuitiv als Wirbel erkennen kann. Aus den Analysen geht hervor, dass sich der für die Generierung einer Netto-Fluidströmung relevante Wirbel 16 während der Aufwärtsbewegung stetig verstärkt und in dem im Detail beleuchteten Moment gerade sein Maximum erreicht hat. Während der sich anschließenden Abwärtsbewegung verliert er wieder an Stärke. Die Größe bleibt während dieses Vorgangs relativ stabil, bis der Wirbel nicht mehr als solcher erkannt wird. Wirbel 15 an der Einspannung des Mikrowedlers ist ähnlich groß, aber deutlich energieärmer. Er bleibt während seiner kompletten Lebensdauer an der gleichen Stelle und wechselt bei Auf- und Abschlag lediglich seinen Drehsinn. Die Wirbel, die in der Mitte des Mikrowedlers detektiert werden, sind schwächer und kurzlebig. Wirbel 16 und der vom Ende der Oszillationsperiode durchtrennte Wirbel (1+32) bilden ein Wirbelpaar. Bei passender Wahl der Antriebsparameter ist es möglich, komplette Wirbelstraßen mit langlebigen Wirbelpaaren zu simulieren (beispielsweise in [65]).

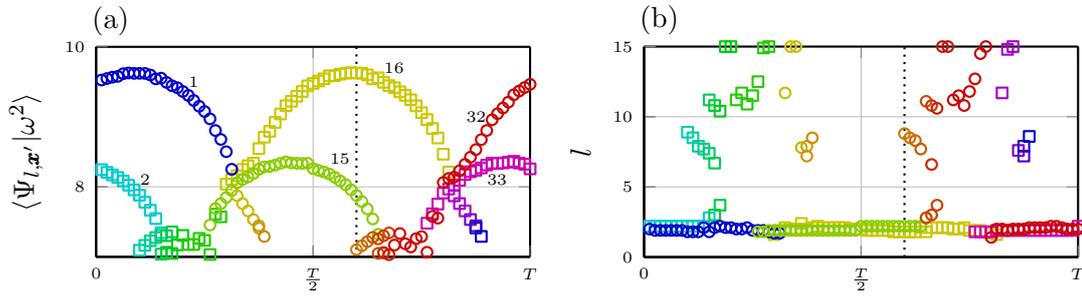


Abbildung 4.12: (a) Energiegehalt ($\sim \max \langle \Psi_{l,x'} | \omega^2 \rangle_l$) und (b) dazugehörige Skalierung ($\sim l_{max}$) der detektierten Wirbelstrukturen, aufgetragen über eine Schwingungsperiode T . Ein Wirbel ist jeweils durch eine Farbe gekennzeichnet. Wirbel 1 und 32 sowie Wirbel 2 und 33 entsprechen der identischen Struktur und gehen in der nächsten Oszillationsperiode ineinander über. Der Drehsinn ist durch Kreise (mit dem Uhrzeigersinn, *clockwise*, CW) und Quadrate (entgegen dem Uhrzeigersinn, *counter clockwise*, CCW) markiert. Der in den vorangegangenen Abbildungen im Detail beleuchtete Zeitschritt ist gestrichelt markiert.

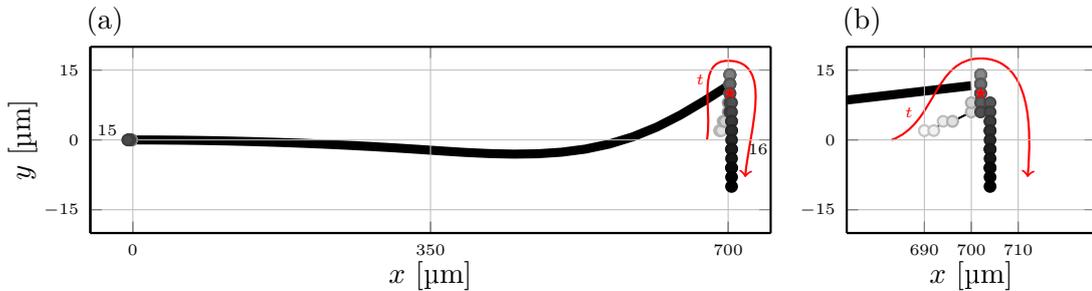


Abbildung 4.13: (a) Trajektorie der dominierenden Wirbel 15 und 16 über deren kompletter Lebensdauer und Auslenkung des Mikrowedlers zum zuvor im Detail betrachteten Zeitpunkt, bei beginnendem Abschlag. Wirbel 15 an der Einspannung bleibt ortsfest, wohingegen Wirbel 16 während der Aufwärtsbewegung generiert und im Anschluss während der Abwärtsbewegung mit der Mikrowedlerspitze mitgezogen wird. Die zur dargestellten Auslenkung zugehörige Position des Wirbels ist mit einem roten Stern markiert und der zeitliche Verlauf wie üblich über die Schattierung kodiert. Die Trajektorie ist in (b) mit höherer Ortsauflösung dargestellt.

4.2.3 Berechnung der Leistungsdichte an der Fluid-Struktur-Grenzfläche

Neben der Charakterisierung des Nettoflusses und der am Bauteil entstehenden Wirbel ist es auch von großem Interesse, die fluidischen Vorgänge an der Fluid-Struktur-Grenzfläche, das heißt der Oberfläche des Mikrowedlers, besser zu verstehen. Die Analyse der auftretenden Kräfte und die Identifikation von Bereichen und Zeitfenstern, in denen Leistungsspitzen oder Energieeinsparungen auftreten, erlaubt es, die natürliche Dominanz der undulatorischen Fortbewegungsmuster bei Fischen nachzuvollziehen und verschiedene Bauteildesigns und Antriebsarten hinsichtlich ihrer Effizienz zu bewerten. Im Folgenden wird erklärt, welche Arten von Oberflächenkräften auf den Mikrowedler wirken und welchen Beitrag sie zur gesamten Energieübertragung leisten.

Die auftretenden Oberflächenkräfte \mathbf{F}_{FSI} können gemäß Gleichung (4.8) in Druck- und Reibungskräfte unterteilt werden, indem die lokalen Drücke und mechanischen Spannungen über die Mikrowedlerfläche A integriert werden.

$$\mathbf{F}_{FSI} = \mathbf{F}_p + \mathbf{F}_{tR} = \int_A (-p\mathbf{I} + \mathbf{t}^R) \cdot \mathbf{n} dA \quad (4.51)$$

Die **Druckkraftdichten** $-p\mathbf{I} \cdot \mathbf{n} dA$ sind, aufsummiert für Ober- und Unterseite des Bauteils, exemplarisch für die ausgewählten Zeitschritte in Abbildung 4.14 gezeigt. Die Werte sind wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben, auf die Ausdehnung des Simulationsgebietes in z -Richtung ($5 \mu\text{m}$) normiert. Um die Ergebnisse auf fabrizierte Bauteile zu übertragen, kann das Ergebnis entsprechend mit einem Faktor von näherungsweise 200 skaliert werden. Über die gesamte Oszillationsperiode dominieren die Kräfte in y -Richtung (vertikal). Bewegt sich der Mikrowedler aufwärts, wie durch die Graustufen in Abbildung 4.14 dargestellt, so wirkt der Druck zunächst in negative y -Richtung auf das Bauteil. Nähert sich der Mikrowedler dem oberen Umkehrpunkt, so kehrt sich die Richtung um, was zu positiven Vorzeichen führt. Der undulatorische, also schlingelnde Charakter der Bewegung führt dazu, dass die Kraftübertragung in x -Richtung stets negativ ist und mit steigender Auslenkung und erhöhter Biegung betragsmäßig zunimmt - das Fluid „drückt“ nach links. Die zweidimensionale Druckverteilung des in Abbildung 4.14 spätesten Zeitpunktes, beim beginnenden Abschlag, ist exemplarisch in Abbildung 4.15 gezeigt.

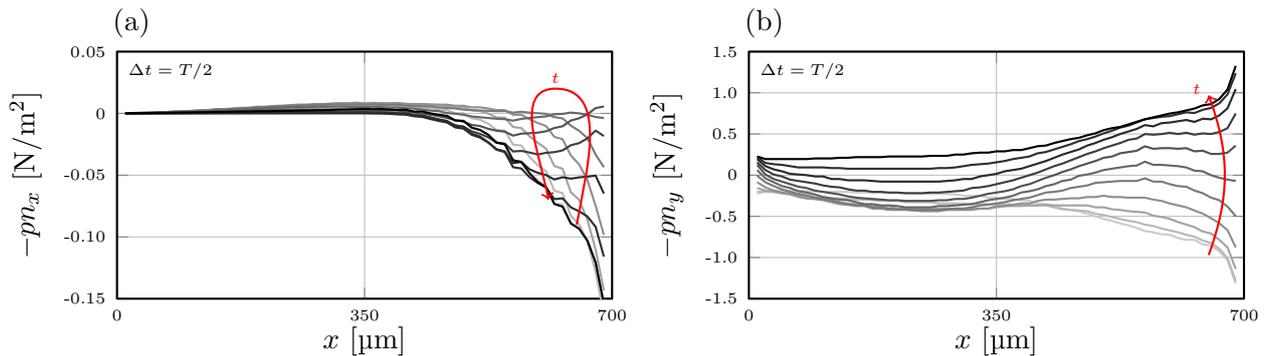


Abbildung 4.14: Zwischen Ober- und Unterseite aufsummierte Druckkraftdichten in x - und y -Richtung für die in Abbildung 4.6 dargestellten Zeitschritte. Die zweidimensionale Druckverteilung für den letzten dargestellten Zeitschritt ist in Abbildung 4.15 dargestellt.

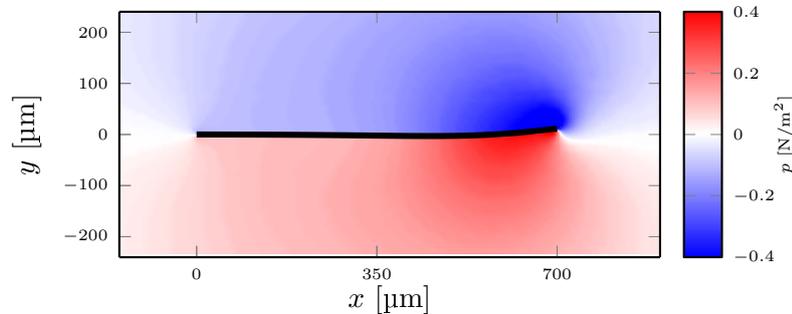


Abbildung 4.15: Druckverteilung während der Abwärtsbewegung. Der Mikrowedler bewegt sich gegen den Überdruck.

Die **reibungsbefaheten Kraftanteile** ergeben sich im zweidimensionalen Fall mit $\mathbf{u} = (u \ v \ 0)^T$ nach Gleichung (4.10) zu

$$\mathbf{t}^R \cdot \mathbf{n} = \begin{pmatrix} f_{t_x^R} \\ f_{t_y^R} \\ 0 \end{pmatrix} = \nu \begin{pmatrix} \frac{4}{3} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} & 0 \\ \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} & -\frac{2}{3} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{4}{3} \frac{\partial v}{\partial y} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} n_x \\ n_y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.52)$$

und sind in den Abbildungen 4.16 aufgetragen. Die Kraftbeiträge, die sich aufgrund von Reibungseffekten in y -Richtung ausbilden, sind zu vernachlässigen. Die Effekte in x -Richtung ergeben sich vor allem aus der undulatorischen Bewegungsart. Das sich abrollende Ende des Mikrowedlers erzeugt eine nennenswerte tangentielle Kraftkomponente mit entsprechend hohem Anteil in x -Richtung. Die x -Komponente der Reibungskraftdichte an der Unterseite des Aktors beim beginnenden Abschlag ist in Abbildung (a) als die dunkelste blaue Schattierungen dargestellt und verdeutlicht, dass an der Unterseite der Spitze, wo das Fluid mit großem Anstellwinkel vom Mikrowedler durchschnitten wird, $f_{t_{R,x}}$ maximal ist (grüne Markierung in 4.16 (a)). Der Mikrowedler „schlängelt“ sich durch das Fluid.

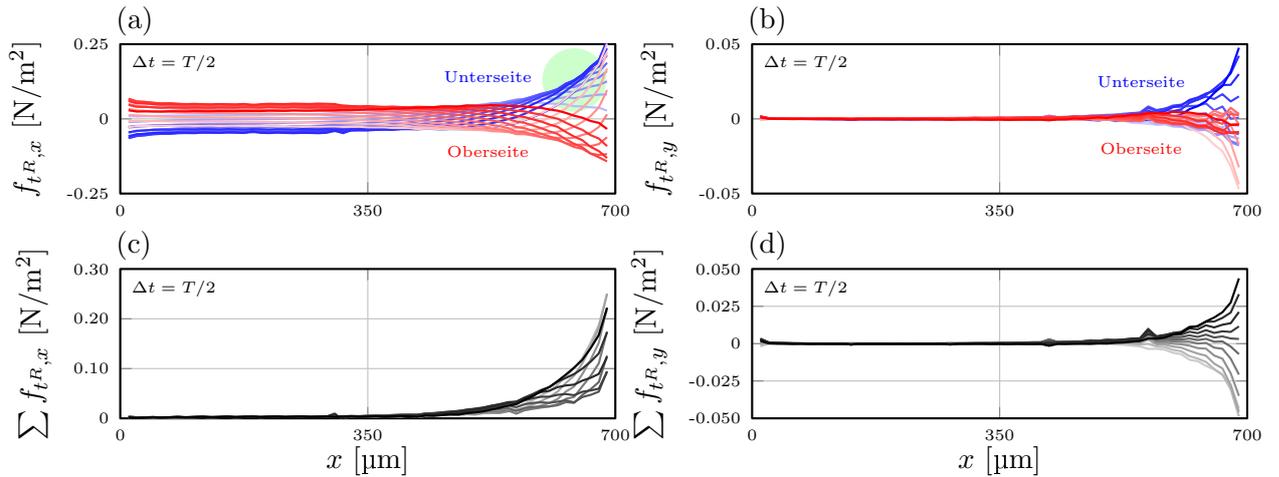


Abbildung 4.16: (a-b) Kraftdichten auf Ober- und Unterseite des Mikrowedlers basierend auf dem Reibungstensor \mathbf{t}^R in x - und y -Richtung für die in Abbildung 4.6 dargestellten Zeitschritte und (c-d) daraus resultierende aufsummierte Kraftdichten.

Zur Bewertung der Effizienz des Energieübertrags vom Mikrowedler auf das Fluid sind die abgegebene Leistung $P(t)$ und die Leistungsdichte $w(t)$ von besonderer Bedeutung. Sie berechnen sich nach Gleichung (4.53) und (4.54) anhand der an der Fluid-Struktur-Grenzfläche auftretenden Kraftdichten und der jeweiligen Geschwindigkeit des Mikrowedlers und sind für die Beispielsimulation in Abbildung 4.17 und 4.18 dargestellt. Bereiche und Zeiten, in denen die Leistungsdichte positiv ist, bedeuten eine Energierückgewinnung vom Fluid: Die Kraftübertragung hat dasselbe Vorzeichen wie die erzwungene Bewegung des Bauteils, es wird vom Fluid in die gewünschte

Richtung gedrückt, anstatt dagegen zu arbeiten.

$$P_W(t) = \int_A \underbrace{(-p\mathbf{I} + \mathbf{t}^R)}_{w(t)} \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}_{FSI} dA \quad (4.53)$$

$$\bar{P}_W = \frac{1}{T} \int_T P_W(t) dt \quad (4.54)$$

Mit der beschriebenen Methodik werden für jede Simulation die in Tabelle 4.1 zusammengefassten Parameter bestimmt. Auf dieser Grundlage werden erdachte, simulierte oder von Prototypen erzeugte Strömungen quantitativ charakterisiert und Vergleiche beziehungsweise Bewertungen verschiedener Konzepte und Ansteuerungen vorgenommen. Diese Kenngrößen ermöglichen zudem ein vertieftes physikalisches Verständnis der fluidischen Vorgänge bei undulierenden Aktoren und Lebewesen.

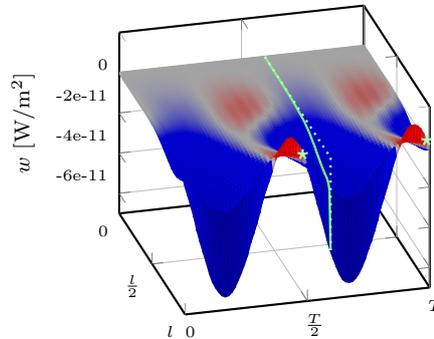


Abbildung 4.17: Leistungsdichte über Länge des Mikrowedlers für eine Oszillationsperiode. Positive Leistungen (rot) bedeuten, dass das Fluid Arbeit am Mikrowedler verrichtet. Das Bauteil wird in diesem Falle mittig und kurz vor den maximalen Auslenkungen (grüner Stern) auch an der Spitze vom Fluid in die gewünschte Richtung gedrückt. Der im Detail betrachtete Zeitschritt aus den vorangegangenen Abbildungen ist grün markiert.

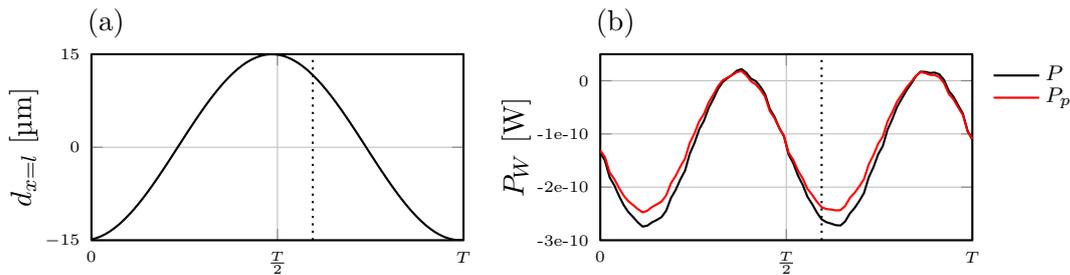


Abbildung 4.18: Zur in (a) dargestellten Auslenkung zugehörige Leistungsüberträge vom Fluid auf den Mikrowedler in (b). Die Leistungsanteile P_p , die sich aus Druckkräften ergeben, dominieren klar. Positive Werte entsprechen einer Energierückgewinnung. Der zuvor im Detail betrachtete Zeitschritt zu Beginn des Abschlags ist gestrichelt markiert.

Tabelle 4.1: Charakteristische Parameter der beispielhaften Undulation bei $f = 3514$ Hz und Auslenkungen von ± 15 μm nach Gleichung (4.36) für eine Bauteilbreite $b = 1000$ μm .

Parameter	Beschreibung/Formel	Wert
\bar{u}_x	Mittlere Geschwindigkeit am Auslass	6,7 mm/s
\bar{m}	Mittlerer Massenfluss am Auslass	1,5e-8 kg/s
$\log \langle \Psi_{l,x'} \omega^2 \rangle_{max}$	Maximaler Wavelet-Transformations-Koeffizient der Hinterkantenwirbel (proportional zum Energiegehalt)	9,6
ω^2	Maximale Enstrophie der Hinterkantenwirbel	4,0e9 1/s ²
l_{max}	Mittlere Skalierung der Hinterkantenwirbel (proportional zur Größe)	2,1
Δt_{vort}	Lebensdauer der Hinterkantenwirbel	0,51T
\bar{P}_W	Mittlere, fluidische Leistung am Mikrowedler	2,6e-8 W
$\gamma = \frac{\bar{m}}{ \bar{P}_W }$	Effizienzmaß	0,56 kg/J

5 Fluidische Bewertung verschiedener Bewegungsmuster

Bevor in den Kapiteln 6 und 7 prozessierte Prototypen bewertet werden, dient das folgende Kapitel dazu, allgemeine Zusammenhänge und Wirkungsweisen der Undulation heraus zu stellen. Zunächst werden ideale Undulationen nach dem natürlichen Vorbild der Fortbewegung von Fischen untersucht, insbesondere die Bedeutung von Auslenkungen, Anregungsfrequenzen und Undulationswellenlängen, also der Ausprägung der Undulation. Im Anschluss werden analytisch formulierte Biegelinien mit Phasenversatz im hinteren Bereich des Aktors analysiert, analog zum Beispiel aus Abschnitt 4.1. So wird die Bewegung des in Kapitel 3 festgelegten Grunddesigns mit zwei Top-Elektroden nachgebildet. Zuletzt wird eine undulatorische Biegung und eine resonante Schwingung bei ansonsten gleichen Schwingungsparametern verglichen, um das Potential des in dieser Arbeit gewählten Ansatzes für effizienten Fluidtransport zu untersuchen.

5.1 Einordnung harmonischer Undulationen

Zu Beginn werden ideale Undulationen basierend auf fortlaufenden Wellen betrachtet. Die Auslenkung d kann für diese Bewegung beschrieben werden durch

$$d(x, t) = \frac{A_0}{l^2} x^2 \sin\left(2\pi f t - \frac{2}{l} x\right), \quad (5.1)$$

wobei das Verhältnis von Undulationswellenlänge zur Länge des Bauteils $\frac{\lambda}{l} = \pi$ beträgt. Die maximalen Amplituden wurden zwischen 2 μm und 14 μm und die Oszillationsfrequenzen zwischen 2008 Hz und 5020 Hz variiert. Diese Werte basieren auf den später in Kapitel 7 gemessenen Frequenzen eines repräsentativen Bauteils, welches dort näher beleuchtet wird.

5.1.1 Einfluss von Frequenz und Amplitude

Die Simulationsergebnisse bei variierenden Auslenkungsamplituden und Anregungsfrequenzen sind in den Abbildung 5.1 dargestellt. Aufgetragen sind in (a-b) die berechneten Massenflüsse \bar{m} und in (c-d) die mittleren Leistungen an der Bauteiloberfläche \bar{P}_W . Für beide Größen gilt, dass sie mit steigender Auslenkung und bei steigender Frequenz jeweils parabolisch ansteigen.

Die Betrachtung der Effizienz $\gamma = \frac{\bar{m}}{|\bar{P}_W|}$ zeigt, dass mit steigender Frequenz, weniger Masse pro an der Oberfläche des Aktors aufgewendeter mechanischer Energie transportiert werden kann. Die Amplitude der Auslenkung hingegen hat keinen nennenswerten Einfluss auf die Effizienz (siehe Abbildung 5.2). Diese Beobachtung ist besonders interessant, da vor allem die Auslenkung als Parameter zur Flussgeneration bei möglichst geringem Energieeinsatz in den Fokus rückt.

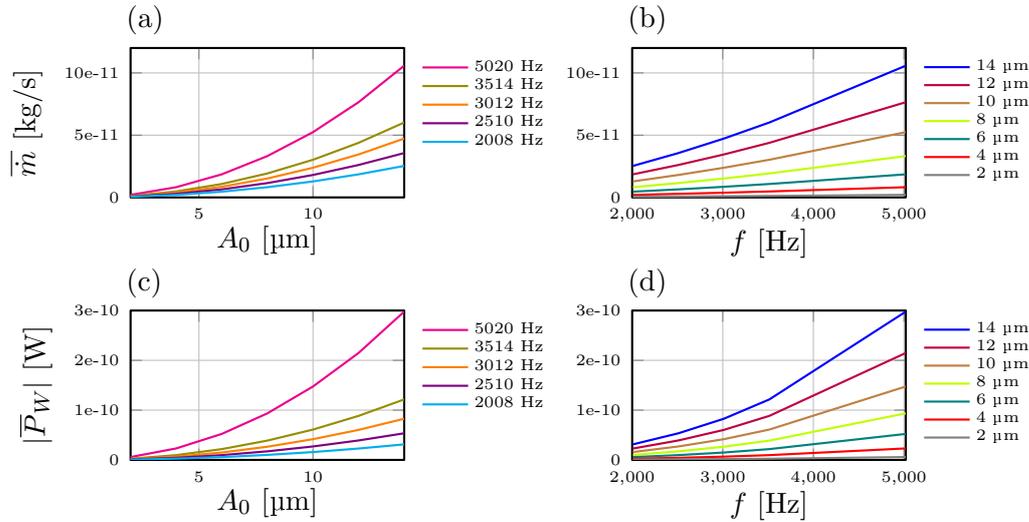


Abbildung 5.1: (a,b) Massenfluss \bar{m} in Abhängigkeit der Amplitude der Auslenkung A_0 und der Schwingungsfrequenz f . (c,d) An das Fluid abgegebene Leistung $|\bar{P}_W|$ in Abhängigkeit der Amplitude der Auslenkung A_0 und der Schwingungsfrequenz f .

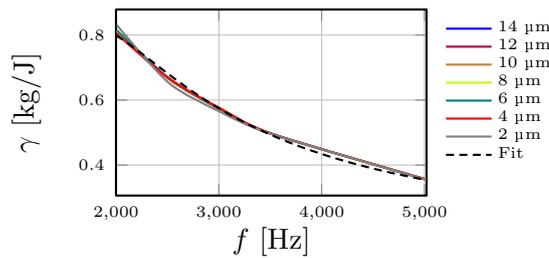


Abbildung 5.2: Effizienz γ in Abhängigkeit der Amplitude der Auslenkung A_0 und der Schwingungsfrequenz f .

Um die Ursache für diesen Zusammenhang zu finden, wird zunächst die orts- und zeitabhängige Leistungsdichte w näher beleuchtet. Abbildung 5.3 zeigt exemplarisch die Verteilungen für die Auslenkungs-/Frequenz-Konstellationen $2 \mu\text{m}/2008 \text{ Hz}$, $2 \mu\text{m}/5020 \text{ Hz}$ und $14 \mu\text{m}/5020 \text{ Hz}$ im direkten Vergleich. Die Leistungsdichten unterscheiden sich lediglich in den absoluten Werten, nicht aber im grundlegenden Charakter. Es wird jeweils verhältnismäßig vergleichbar viel Energie zurückgewonnen und abgegeben, weswegen w kein Indiz liefert, warum einzig die Frequenz die Effizienz beeinflusst.

Die genaue Analyse der generierten Wirbel zeigt zunächst Offensichtliches (siehe Abbildung 5.4). Mit steigender Amplitude oder steigender Frequenz, folglich steigender Geschwindigkeit an der Spitze des Mikrowedlers, nimmt der Spitzenwert der Wirbelenstrophie ω^2 und damit deren Energiegehalt zu. Interessant ist nun der beobachtete Zusammenhang, dass ein Wirbelpaar einer konkreten Stärke einen größeren Massenfluss erzeugt, wenn es bei höheren Amplituden und gleichzeitig niedrigeren Frequenzen erzeugt wurde. Die Erklärung liegt in den Positionen der einzelnen Wirbel: Liegen die Wirbel sehr dicht beieinander, so löschen sie sich zum Teil gegenseitig aus, wohingegen ein größerer Abstand eine breitere mittige Strahlströmung erlaubt. Größere Amplitu-

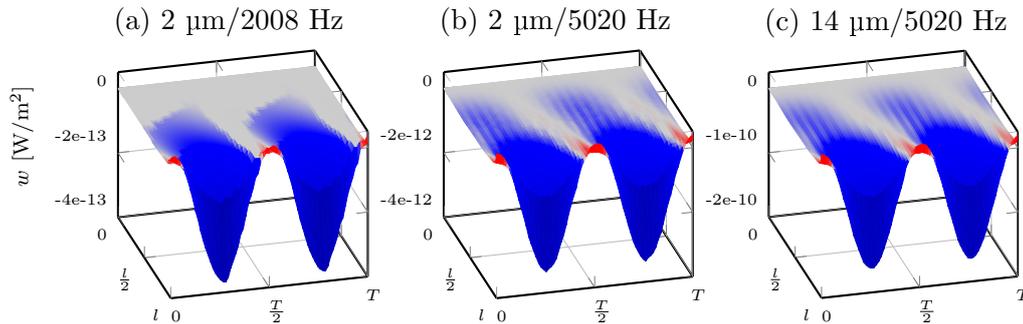


Abbildung 5.3: Leistungsdichten für drei verschiedene Schwingungsszenarien. (a) 2 μm bei 2008 Hz, (b) 2 μm bei 5020 Hz und (c) 14 μm bei 5020 Hz.

den führen folglich zu tendenziell größeren Massenflüssen. Dieser Zusammenhang erklärt, warum die Effizienz stärker mit steigender Frequenz abnimmt, aber nicht mit steigender Amplitude. Der erhöhte Energiebedarf kann bei hohen Amplituden durch diesen Mechanismus ausgeglichen werden, was zu nahezu konstanten Effizienzen führt.

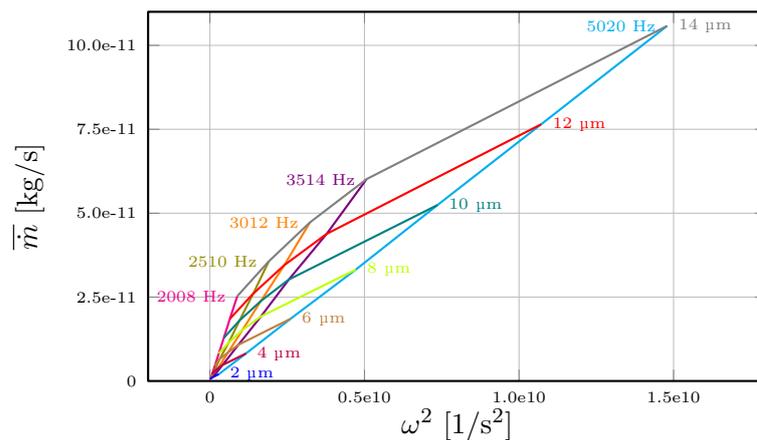


Abbildung 5.4: Massenfluss \bar{m} aufgetragen gegen die Enstrophie ω^2 der dazugehörigen Wirbel für verschiedene Amplituden und Frequenzen. Kurven gleicher Frequenz bilden einen linearen Verlauf beginnend im Koordinatenursprung aus. Kurven konstanter Amplitude ähneln mit steigender Frequenz einer Wurzelfunktion.

Im Gegensatz zur erzeugten maximalen Enstrophie der Wirbel hängen ihre geometrische Größe, ihre Position und ihre relative Lebensdauer nicht von den Amplituden der Auslenkung und den Anregungsfrequenzen ab.

Zusammengefasst gilt:

- Hohe Auslenkungamplituden A_0 , hohe Frequenzen f und hohe Geschwindigkeiten an der Wedlerspitze $2\pi A_0 f$ erzeugen grundsätzlich hohe Massenflüsse \bar{m} .
- Die Effizienz sinkt mit steigender Frequenz f , wohingegen die Amplitude A_0 keinen Einfluss hat.

5.1.2 Einfluss der Undulationswellenlänge

Im Folgenden wird für die Amplituden $5\ \mu\text{m}$ und $15\ \mu\text{m}$ sowie die Anregungsfrequenzen $2008\ \text{Hz}$ und $3514\ \text{Hz}$ detailliert analysiert, welchen Einfluss das Verhältnis aus Undulationswellenlänge λ und Bauteillänge l auf die Kenngrößen mittlerer Massenfluss \bar{m} , abgegebene mittlere Leistung \bar{P}_W , Effizienz γ und maximale Enstrophie ω^2 hat. Um dem Verhältnis $\frac{\lambda}{l}$ eine anschaulichere Bedeutung zu geben, wird das Undulationskriterium

$$\Delta_{d,d'} = \left. \frac{t_{\max(d')} - t_{\max(d)}}{T} \right|_{x=l} \quad (5.2)$$

verwendet. Es beschreibt, wie groß der zeitliche Versatz zwischen maximaler Auslenkung $\max(d_{x=l})$ und maximaler Biegung der Spitze des Mikrowedlers $\max(d'_{x=l})$ ist. Ist dieser Quotient 0, so ist das Bauteil an den oberen und unteren Umkehrpunkten jeweils maximal angewinkelt, wie beispielsweise bei resonanten Schwingungen. Werte zwischen 0 und 0,25 zeigen einen undulatorischen Charakter der Bewegung an. Der Grenzwert von 0,25 bedeutet, maximale Biegung beim Nulldurchgang der Bauteilspitze.

Abbildung 5.5 zeigt die zeitlichen Verläufe der Aufwärtsbewegung für $\frac{\lambda}{l} = 1$ bzw. 2 und den Zusammenhang zwischen $\frac{\lambda}{l}$ und dem Undulationskriterium $\Delta_{d,d'}$. Je kürzer die Wellenlänge, desto „schlängelnder“ ist die Bewegung und desto größer ist der undulatorische Charakter der Bewegung.

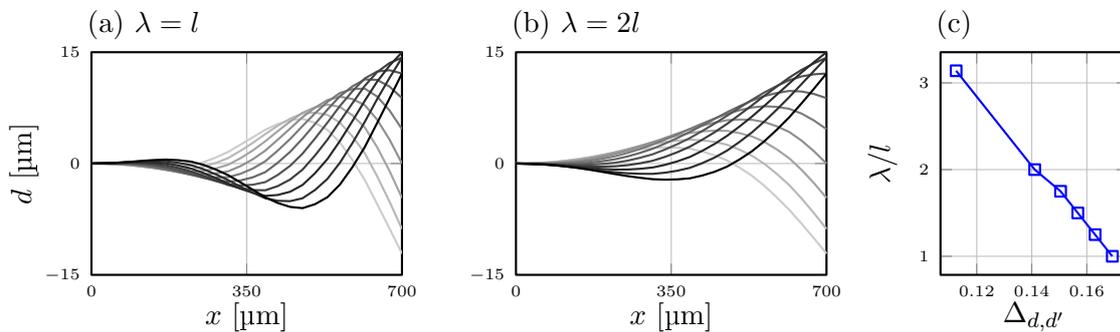


Abbildung 5.5: Auslenkung des Mikrowedlers in Abhängigkeit von Zeit und Ort für (a) $\lambda = l$ und (b) $\lambda = 2l$ für eine halbe Schwingungsperiode während des Aufschlags. Der Zeitverlauf ist dunkler werdend farblich kodiert. (c) Der Undulationsparameter $\Delta_{d,d'}$ nach Gleichung (5.2) nimmt für größere Wellenlängen ab.

Abbildung 5.6 zeigt die Ergebnisse der Massenfluss- und Leistungsanalyse. Für mittlere Undulationen $3 \leq \frac{\lambda}{l} \leq 2$ bleibt \bar{m} zunächst konstant und nimmt dann mit zunehmender Undulation ab. Die Effizienz verhält sich invers dazu: Mit zunehmender Undulation nimmt die transportierte Masse je aufgebrachtener Energieeinheit zunächst zu, stagniert aber für Werte $\frac{\lambda}{l} < 1,25$. Daraus ergibt sich, dass die Bereiche $\frac{\lambda}{l} < 1,25$ und $\frac{\lambda}{l} > 2$ nicht gezielt angesteuert werden sollten, da sie entweder geringere Flussraten bei gleicher Effizienz oder gleiche Flussraten bei geringerer Effizienz erzeugen. Dieses Resultat deckt sich mit den Beobachtungen aus der Natur. Effiziente Schwimmer nach dem carangiformen Schwimm-Modus zeigen ebenfalls Wellenlängenverhältnisse $1,25 < \frac{\lambda}{l} < 2$.

Die betragsmäßig geringere Leistungsabgabe bei stärkerer Undulation wird durch die Leistungsdichtenverteilung in Abbildung 5.7 erklärt. Gezeigt sind analog zu Abbildung 5.5 die Werte für Anregung mit 15 μm bei 3514 Hz wiederum bei $\frac{\lambda}{l} = 1$ und $\frac{\lambda}{l} = 2$. An der Spitze des Bauteils treten für ersteren Fall mit stärker ausgeprägter Undulation deutlich geringere Kräfte in Schwingungsrichtung auf, als bei schwächerer Undulation, wohingegen die Energierückgewinne in der Mitte des Mikrowedlers vergleichbare Größenordnungen, Bereiche und Zeitspannen einnehmen.

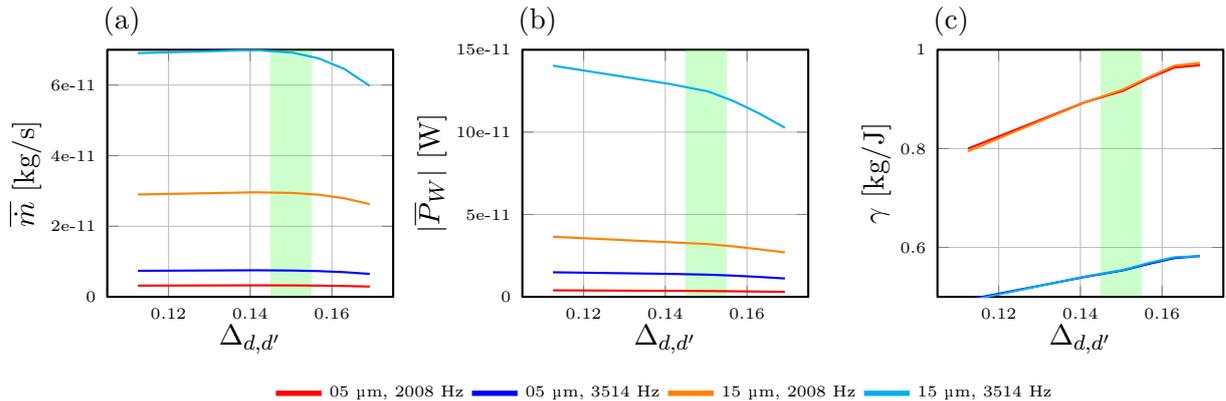


Abbildung 5.6: (a) Massenfluss \bar{m} , (b) übertragene Leistung $|\bar{P}_W|$ und (c) Effizienz γ für verschiedene Undulationsgrade. Der technisch interessante Bereich findet sich bei möglichst hohen Massenflüssen bei gleichzeitig hoher Effizienz im Bereich $\Delta_{d,d'} \approx 0,15$ also $\lambda \approx 1,75$.

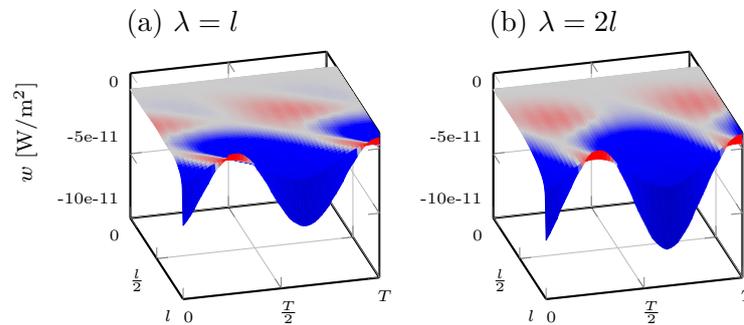


Abbildung 5.7: Leistungsdichten w für Auslenkungen und Anregungsfrequenzen von 15 μm und 3514 Hz bei Wellenlängen von (a) $\lambda = l$ und (b) $\lambda = 2l$. Die rot gefärbten Areale markieren Bereiche und Zeitspannen, in denen Energie vom Fluid zurückgewonnen werden kann, während die blauen Bereiche Arbeit gegen das Fluid bedeuten.

Abbildung 5.8 zeigt die Enstrophien der durch verschiedene Undulationen erzeugten Wirbel: je stärker die Undulation, desto geringer die Enstrophien, wobei für schwach ausgeprägte Undulationen die Intensität nahezu konstant ist. Damit korreliert das Verhalten der Wirbel direkt mit dem erzeugten Massenfluss.

Abbildung 5.9 zeigt die detaillierte Analyse der generierten Wirbel der beiden Vergleichssimulationen bei 15 μm /3514 Hz und $\frac{\lambda}{l} = 1$ bzw. 2. Die Darstellung beinhaltet alle vom Algorithmus identifizierten Wirbel, dargestellt als graue Kreuze. Wirbel von Interesse sind farblich markiert, wobei auch für folgende Abbildungen dieser Art gilt, dass Wirbelstrukturen an der Hinterkante blau und Wirbel im Bereich der Einspannung rot dargestellt sind. Der Drehsinn ist in der Legende

markiert: Kreise entsprechen dem Uhrzeigersinn (*clockwise*, CW) und Quadrate dem Drehsinn entgegen dem Uhrzeigersinn (*counter clockwise*, CCW).

Die Hinterkantenwirbel bei stärkerer Undulation in (a) sind schwächer ausgebildet, unterscheiden sich aber nicht in der Lebensdauer. Auch die ermittelte Größe und Trajektorie sind gleich. Die Wirbel, die an der Einspannung des Mikrowedlers auftreten, zeigen allerdings signifikante Unterschiede: Bei der ineffizienteren Bewegungsart, der schwächeren Undulation in (b), sind diese deutlich größer und bestehen länger, als bei stärker ausgeprägter Undulation. Energiereiche Vorderkantenwirbel sind nicht erwünscht und dissipieren unnötig Energie, die nicht für den Nettofluss im Mikrokanal genutzt werden kann.

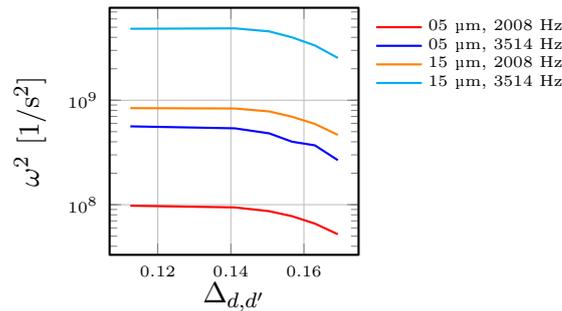


Abbildung 5.8: Maximale Enstrophiewerte der größten detektierten Hinterkantenwirbel für verschiedene Undulationsgrade, Amplituden der Auslenkung und Frequenzen.

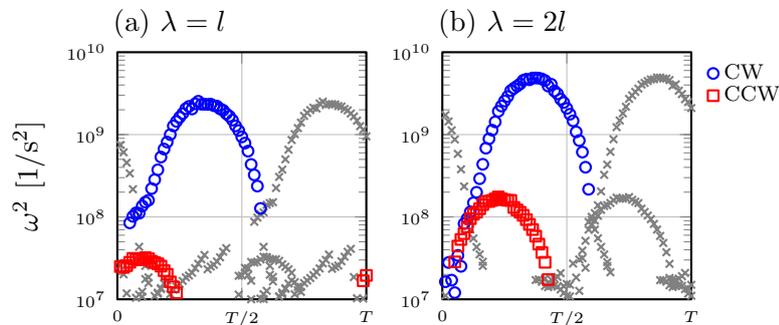


Abbildung 5.9: Enstrophiewerte aller detektierten Wirbelstrukturen während einer Schwingungsperiode für Undulationen mit Auslenkungen und Frequenzen von 15 μm und 3514 Hz bei (a) $\lambda = l$ und (b) $\lambda = 2l$. Der starke Hinterkantenwirbel dreht im Uhrzeigersinn (CW), während der dazugehörige schwächere Vorderkantenwirbel in entgegengesetzter Richtung dreht (CCW).

Zusammengefasst gilt:

- Starke Undulationen erzeugen tendenziell schwächere Wirbel und damit geringere Massenflüsse, geben aber weniger Leistung an das Fluid ab und erzeugen kleinere Vorderkantenwirbel und damit höhere Effizienzen.
- Als technisch sinnvoll erweist sich der Bereich $1,25 < \frac{\lambda}{l} < 2$, da dem Widerspruch zwischen hoher Flussrate und geringem Energieverbrauch am besten begegnet werden kann.
- Diese Ergebnisse decken sich mit Beobachtungen aus der Natur.

5.1.3 Einfluss der Trajektorien

Bei den Erläuterungen zur Wavelet-Transformation ist in Abbildung 4.13 eine repräsentative Trajektorie eines Wirbels mit Drehsinn entgegen dem Uhrzeigersinn (CCW) gezeigt. Die zugrundeliegende Biegung entspricht keiner fortlaufenden Welle, sondern einer Biegung mit aufgeprägten lokalen Phasenversatz zwischen Mitte und Ende des Bauteils wie sie im nächsten Abschnitt detailliert untersucht wird. Die Trajektorien sind aber nahezu identisch mit den von fortlaufenden Wellen erzeugten und werden an dieser Stelle genauer beleuchtet.

Während der Aufwärtsbewegung des Mikrowedlers bremsst das Bauteil nach Überschreiten von $y = 0$ langsam ab. Die zuvor beschleunigten, am Bauteil anhaftenden Fluidmassen an der Unterseite beginnen aufgrund ihrer Massenträgheit bereits vor dem oberen Umkehrpunkt die Mikrowedlerspitze zu umströmen. Sie bilden so einen anfänglich schwachen Wirbel entgegen dem Uhrzeigersinn (CCW), den oberen Wirbel der Wirbelstraße. Mit beginnender Abwärtsbewegung verstärkt sich dieser Wirbel, da das Bauteil aktiv gegen die erzeugte Druckerhöhung an der Unterseite arbeitet. Der Wirbel wächst so lange an, wie das Bauteil an der Spitze beschleunigt. Beim Unterschreiten der Grenze $y = 0$ beginnt das Bauteil wiederum zu entschleunigen und der Wirbel verliert sukzessive an Stärke. Der nächste Wirbel, mit Drehsinn im Uhrzeigersinn, beginnt sich zu formieren. Die Wirbel lösen sich nicht vom Bauteil ab und existieren ausschließlich nacheinander und nicht zeitgleich nebeneinander, um eine stabile Strahlströmung zu generieren. Damit entspricht die Wirbelgeneration nicht dem angestrebten biologischen Vorbild, wie in Abbildung 2.5 oder 2.10 illustriert und in anderen Publikationen untersucht.

Beispielsweise werden von Choi et al. in [75] resonante Plattenschwingungen anhand von fluidischen Simulationen und Particle-Image-Velocimetry-Messungen (PIV) ausführlich charakterisiert und anschließend wie in dieser Arbeit mit Wavelet-Transformation untersucht. Choi erkennt dabei vier Phasen der Wirbelgeneration: Initiierung, Entwicklung, Ablösung und Ausbreitung. Phase 1 und 2 können auch auf die hier untersuchten Wirbel übertragen werden, deutliche Unterschiede sind jedoch in Phase 3 und 4 und vor allem in der Position der Wirbel zu finden, wie in Abbildung 5.10 ersichtlich ist. Der CW-Wirbel der schwingenden Platte entsteht im Moment der unteren Richtungsumkehr und verbleibt auf dieser Höhe, ohne weiter an die Spitze der schwingenden Platte gebunden zu sein. Die Strahlströmung zwischen diesem CW-Wirbel und dem ebenfalls noch sichtbaren, entgegen dem Uhrzeigersinn drehenden CCW-Wirbel kann so deutlich stärker etabliert werden, als in dem vom Mikrowedler erzeugten Wirbelgebilde, gezeigt in (b). Der entsprechende CW-Wirbel wird kurz vor der unteren Richtungsumkehr gebildet und dann mit der Bauteilspitze aufwärts gezogen.

Die Ursache für das abweichende Verhalten der Aktoren liegt in den unterschiedlichen fluidischen Bereichen, in denen sie agieren. Tabelle 5.1 zeigt den Vergleich zweier beispielhafter Simulationen. Choi benutzt dabei eine Reynolds-Zahl-Definition, die von der in dieser Arbeit verwendeten abweicht. Statt Gleichung (2.1) nach [30] wird $Re_{Choi} = \frac{2\pi A_0^2 f}{\nu}$ verwendet. Der Mikrowedler mit seiner deutlich kleineren Reynolds-Zahl unterliegt demnach vielfach stärkeren viskosen Einflüssen, wohingegen bei der resonanten, makroskopischen Plattenschwingung die inertialen Kräfte dominieren. Die generierten Wirbel „kleben“ am Bauteil, statt im umgebenden Fluid zu verharren. Trotzdem können die vom Mikrowedler bei kleinen Reynoldszahlen generierten Wirbel den Charakter einer Strahlströmung entwickeln, da die Wirbel ihren größten Energiegehalt jeweils an den richtigen Positionen innehaben.

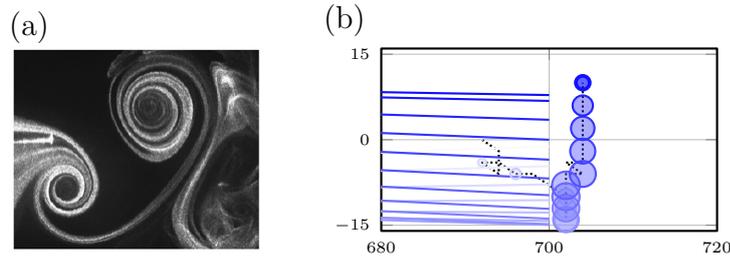


Abbildung 5.10: (a) Rauchfluss-Messung einer resonant schwingenden makroskopischen Platte aus [75]. Der CW-Wirbel verbleibt am unteren Umkehrpunkt. (b) Simulierte Trajektorie eines undulatorisch erzeugten CW-Wirbels bei 3514 Hz und der Auslenkungsamplitude von 15 µm. Die zeitliche Auslenkung der Mikrowedlerspitze ist dunkler werdend farblich kodiert und zeigt den endenden Abschlag und anschließenden Aufschlag. Die Stärke des jeweils dazugehörigen Wirbels ist logarithmisch skaliert als Größe des Punktes repräsentiert.

Tabelle 5.1: Fluidische Einordnung des Mikrowedler im Vergleich mit Choi in [75].

	Mikrowedler	Platte
l	700 µm	31 mm
A_0	15 µm	1,36 mm
f	3514 Hz	180 Hz
$v_{x=l}$	0,33 m/s	1,54 m/s
Re	0,33	146

Zusammengefasst gilt:

- Es werden Wirbel mit gewünschtem Drehsinn an den richtigen Positionen gebildet. Die Strukturen lösen sich aber nicht vom Bauteil ab.
- Der Einfluss der Wirbel wird in den Anregungsbereichen der Mikrowedler nicht die dominierende Rolle spielen, wie in der Natur beobachtet.

5.2 Einordnung von Schwingungen mit lokalem Phasenversatz

Fortlaufende Wellen, wie im vorigen Abschnitt analysiert, sind nur durch starke Segmentierung der Top-Elektroden des Mikrowedlers technisch zu realisieren. Um komplizierte Designs und eine aufwändige Ansteuerungselektronik zu vermeiden, werden im Folgenden Bewegungsabläufe betrachtet, die sich analog zu Gleichung (4.36) verhalten: Die vordere Hälfte schwingt in Phase und die hintere Hälfte ist mit einem linear ansteigenden Phasenversatz variablen Anstiegs belegt. Die Amplitude steigt auf der gesamten Länge quadratisch. Abbildung 5.11 zeigt halbe Oszillationsperioden während des Aufschlags für $n = 0, 3, 6, 8$ bzw. $\varphi_{geom} = 0, \frac{3}{8}\pi, \frac{6}{8}\pi, \pi$. Ersterer Fall ist eine Näherung für resonante Schwingungen und wird in Kapitel 5.3 detailliert beleuchtet. Beim Fall $n = 8$ schwingt das Ende mit einem Phasenversatz von $\Delta\varphi_{geom,n=8} = \pi$ nach: Erreicht die Spitze des Mikrowedlers die maximale Auslenkung in positiver y -Richtung, so ist die Mitte des

Bauteils bereits am unteren Umkehrpunkt angekommen. Für $\varphi_{geom} > \frac{5}{8}\pi$ liefert das Undulationskriterium aus Gleichung (5.2) näherungsweise konstante Werte (siehe Abbildung 5.11 (e)), da der zeitliche Versatz zwischen maximaler Krümmung und maximaler Auslenkung kaum noch zunimmt. Aufgrund dieser fehlenden Eineindeutigkeit wird das Undulationskriterium bei den folgenden Analysen nicht zur Auswertung herangezogen. Tendenziell gilt für $\varphi_{geom} \leq \frac{5}{8}\pi$: Je größer der Phasenversatz, desto stärker ist die Undulation ausgeprägt.

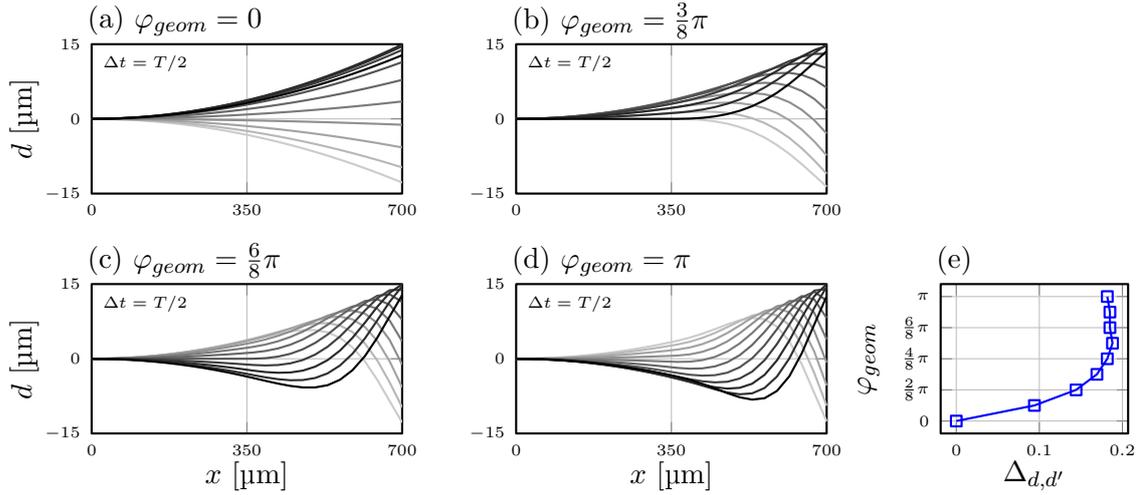


Abbildung 5.11: (a-d) Transiente Biegungen während des Aufschlags für verschiedene geometrische Phasenversätze φ_{geom} zwischen Mitte und Spitze des Mikrowedlers und (e) resultierender Undulationsparameter $\Delta_{d,d'}$.

Die Analyse von Massenflüssen \bar{m} , Leistungsabgabe \bar{P}_W und Effizienz γ in Abbildung 5.12 zeigt, dass für $\varphi_{geom} = \frac{3}{8}\pi$ optimale Flussraten erzeugt werden, die Effizienz allerdings für höhere Phasendifferenzen deutlich zunimmt und bei $\varphi_{geom} = \frac{6}{8}\pi$ ihr Maximum erreicht, weswegen dieser Bereich technisch besonders interessant ist.

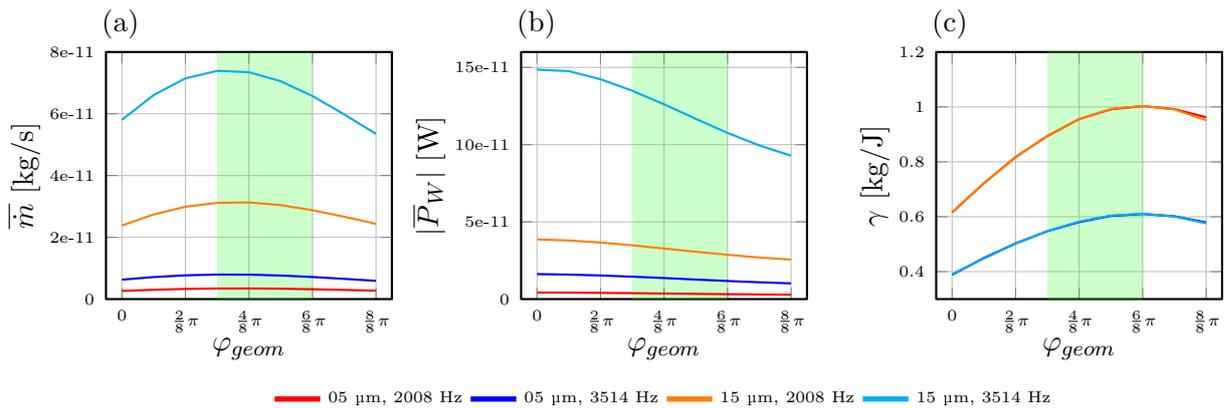


Abbildung 5.12: (a) Massenfluss \bar{m} , (b) übertragene Leistung $|\bar{P}_W|$ und (c) Effizienz γ für Schwingungen verschiedener Phasenversätze φ_{geom} . Die grün markierten Bereiche stellen den besten Kompromiss zwischen hohen Flussraten und tendenziell geringem Energieverbrauch je transportierte Masse dar.

Die benötigte Leistung, um die aufgeprägte Bewegung im Fluid durchzuführen, sinkt betragsmäßig mit steigenden φ_{geom} (siehe Abbildung 5.12 (b)). Für die vier geometrische Phasenversätze $\varphi_{geom} = 0, \frac{3}{8}\pi, \frac{6}{8}\pi, \pi$ sind in Abbildung 5.13 die Leistungsdichten w mit gleicher Skalierung aufgetragen. Die phasengleiche Bewegung in (a) erzeugt die stärksten Leistungsspitzen am hinteren Ende des Bauteils, bei vergleichsweise geringer Energierückgewinnung. Mit steigendem Phasenversatz nimmt diese Spitzenleistung sukzessive ab: Das Bauteil drückt aufgrund des undulatorischen Charakters nicht mehr so stark in y -Richtung gegen das Fluid. Die positiven Leistungsdichten in der Mitte des Mikrowedlers nehmen dabei deutlich zu, was bedeutet, dass das Bauteil vom Fluid selbst in die gewünschte Richtung gedrückt wird und Energierückgewinnung stattfindet.

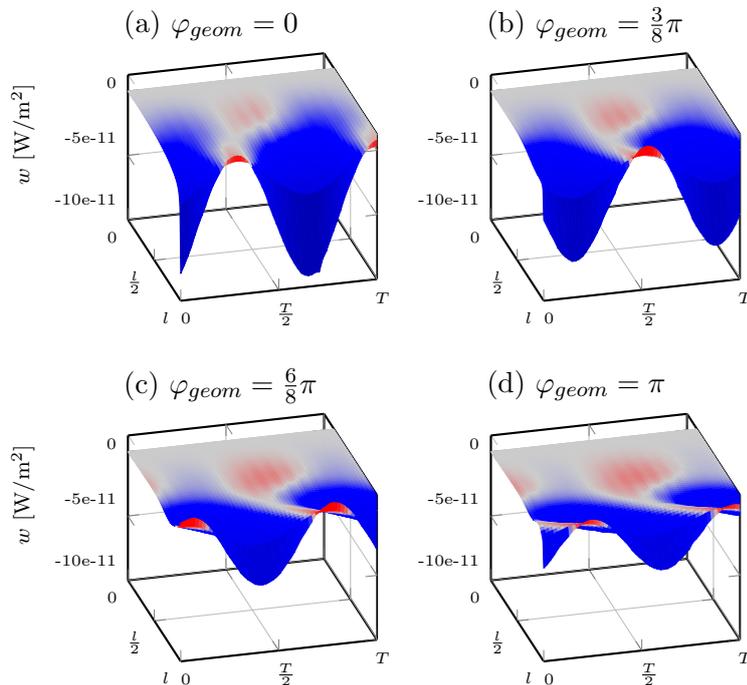


Abbildung 5.13: Leistungsdichten w für Auslenkungen und Anregungsfrequenzen von $15 \mu\text{m}$ und 3514 Hz bei verschiedenen geometrischen Phasenversätzen zwischen Mitte und Hinterkante des Mikrowedlers.

Die Massenflüsse verhalten sich für kleine φ_{geom} nicht proportional zu den Wirbelstärken, die in Abbildung 5.14 als maximale Enstrophien ω^2 aufgetragen sind. Stattdessen wird ein weiterer Effekt zur Nettofluss-Generierung beobachtet, der im folgenden Abschnitt detailliert erläutert wird.

5.2.1 Einfluss des direkten Impulsübertrags in Richtung des Mikrokanals

Anders als vermutet, kann für die Strömungsprofile bei variiertem geometrischen Phasenversatz kein eindeutiger Zusammenhang zu den generierten Hinterkantenwirbeln hergestellt werden. Die Ursache dafür wird in einem Effekt vermutet, der die wirbelinduzierte Flussanregung überlagert.

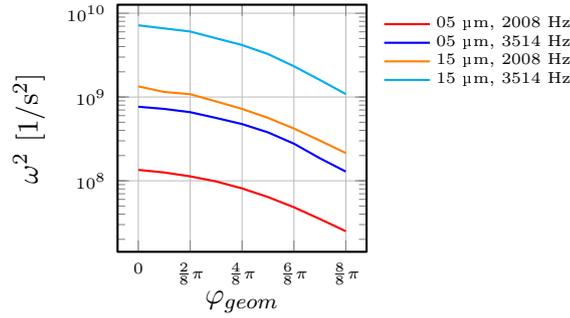


Abbildung 5.14: Maximale Enstrophien ω^2 für Schwingungen verschiedener Phasenversätze φ_{geom} . Amplituden der Auslenkung und Frequenzen.

Mit steigender undulatorischer Krümmung der hinteren Mikrowedlerhälfte, nimmt auch der Anteil des direkt in x -Richtung übertragenen Impulses zu, was der gewünschten Strömung im Mikrokanal entspricht. Dieser „schaufelnde“ Bewegungscharakter trägt damit direkt zur Erhöhung der Flussrate bei und ist in Abbildung 5.15 für die Aufwärtsbewegung zweier Schwingungen illustriert.

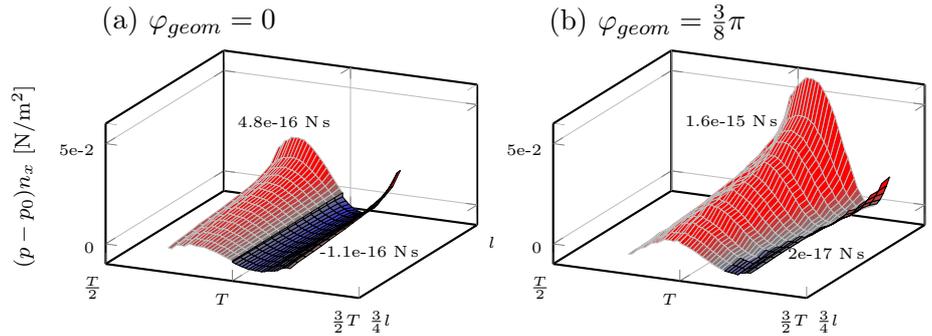


Abbildung 5.15: x -Komponente von Über- bzw. Unterdruck auf der (angeströmten) Oberseite für jeweils eine vollständige Aufwärtsbewegung des hinteren Mikrowedlerbereichs für (a) resonanzartige Bewegung bei $\varphi_{geom} = 0$ und (b) undulatorische Bewegung $\varphi_{geom} = \frac{3}{8}\pi$. Auf dem weißen Gitter gilt für die Komponente der Oberflächennormalen $n_x > 0$, was bei Überdruck einen „schaufelnden/schiebenden“ Impulsübertrag bedeutet. Auf dem schwarzen Gitter gilt $n_x < 0$, die Oberseite ist nach oben gebogen und zeigt in negative x -Richtung. Überdruck und damit negative Werte von $(p - p_0)n_x$ bedeuten, dass ein unerwünschter Rückstoß von Fluidelementen stattfindet. Die als Zahlenwert eingetragene Zeit- und Ortsintegration ergibt den gesamten Impuls p_{\rightarrow} in positiver x -Richtung bzw. p_{\leftarrow} als Rückstoß.

Dargestellt ist die lokale und zeitabhängige Differenz zwischen dem Druck an der Oberseite des Bauelements und dem Umgebungsdruck $p - p_0$, multipliziert mit dem x -Anteil der Oberflächennormalen n_x der Oberseite. Abbildung 5.15 zeigt je Diagramm zwei verschiedenfarbige Gitter für diese druckbasierte Impulsdichte. Das weiße Gitter markiert Zeiten und Orte, an denen der Aktor während der dargestellten Aufwärtsbewegung nach unten gekrümmt ist. Positive Werte bedeuten dann, dass ein Überdruck an der Oberseite herrscht und der Aktor direkt zum gewünschten Impulstransport beiträgt. Negative Werte treten bei den Simulationen kaum auf und würden bedeuten, dass der Mikrowedler eine Sogwirkung auf das Fluid erzeugt. Dieser Effekt ist unerwünscht, da er eine Strömung entgegen der gewünschten Richtung begünstigt. Die

Impulsdichten, die mit einem schwarzen Gitter hinterlegt sind, markieren Zeiten und Orte, bei denen der Aktor während der Aufwärtsbewegung nach oben gekrümmt ist. Die x -Komponente der Oberflächennormalen nimmt dann negative Werte an, so dass positive Werte nun einem Unterdruck an der Oberseite des Bauteils entsprechen. Diese Sogwirkung kann durchaus erwünscht sein, da sie den Fluss in Kanalrichtung begünstigt. Negative Werte hingegen entsprechen einem unerwünschtem Rückstoß von Fluidelementen. Integriert man diese Werte über Ort und Zeit, so erhält man den druckbasierten x -Impuls des Bauteils auf das Fluid während des Aufschlags, getrennt in Schubimpuls p_{\rightarrow} und Rückstoß p_{\leftarrow} in Abbildung 5.16.

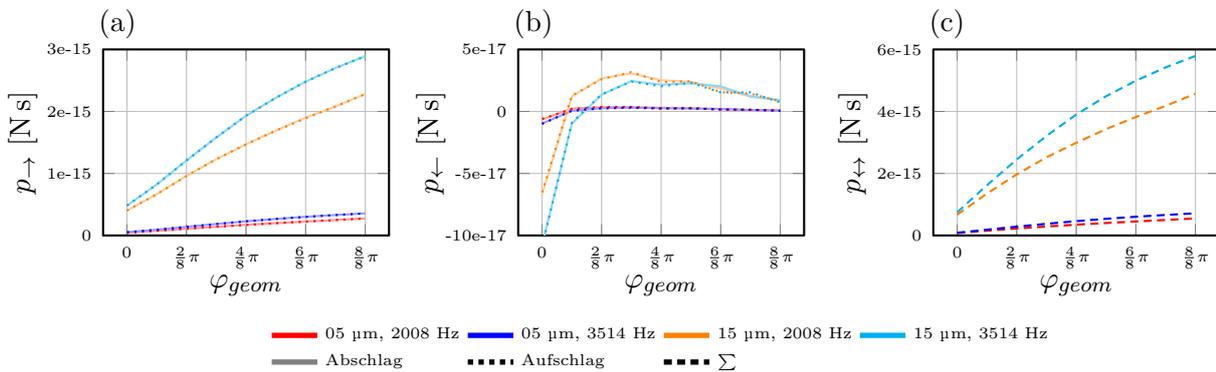


Abbildung 5.16: (a) Gewünschter Impuls in positiver x -Richtung p_{\rightarrow} und (b) Rückstöße in negativer x -Richtung p_{\leftarrow} . Die dem Aufschlag zugehörigen Werte sind mit blauen durchgezogenen Linien markiert, während die dem Abschlag zugehörigen Werte gestrichelt dargestellt sind. Auf- und Abschlag erzeugen identische Impulse in positiver und negativer x -Richtung aufgrund der Symmetrie der Bewegung. Undulatorische Bewegungen für $\varphi_{geom} > \frac{1}{8}\pi$ erzeugen quasi keine Rückstöße, sondern es herrscht überwiegend Unterdruck an der nach hinten gewandten, angeströmten Oberfläche. Größere Biegungen im hinteren Drittel des Mikrowedlers erzeugen deutlich stärkeren direkten x -Impuls. (c) Aufsummierte p_{\leftarrow} und p_{\rightarrow} für eine gesamte Oszillationsperiode.

Mit steigendem φ_{geom} steigt der Einfluss der direkt in x -Richtung übertragenen, druckbasierten Impulse p_{\rightarrow} für alle Frequenzen und Auslenkungsamplituden gleichmäßig an (siehe Abbildung 5.16 (a)). Neben diesem positiven „schaufelnden“ Einfluss fällt der Rückstoß p_{\leftarrow} in (b) deutlich geringer aus und nimmt für $\varphi_{geom} > \frac{3}{8}\pi$ sogar positive Werte an, was einem Unterdruck an der rückwärtsgewandten Oberseite während des Aufschlags entspricht.

Zusammen mit den generierten Wirbeln erklärt dieser Effekt qualitativ den Verlauf des Massenflusses in Abhängigkeit von φ_{geom} . Bei $\varphi_{geom} = 0$ werden sehr starke Wirbel generiert, wohingegen in Summe wenig direkter Impulsübertrag bei tendenziell höheren Rückstoßkräften auftritt. Bei $\varphi_{geom} = \frac{3}{8}\pi$ werden die Rückstoßkräfte überwiegend eliminiert und der Einfluss des direkten Impulsübertrags in x -Richtung nimmt sukzessive zu, wobei die Wirbel schwächer werden: Der Massenfluss steigt bis dahin zunächst an. Für $\varphi_{geom} > \frac{6}{8}\pi$ ist zu beobachten, dass der Einfluss des Rückstoßes konstant niedrig (also vernachlässigbar) bleibt, der direkte Impulsübertrag zwar steigt, aber die Wirbelstärke weiter stark abnimmt: Der Massenfluss sinkt wieder.

5.2.2 Einfluss der Vortizität am Mikrowedler

Sfakiotakis betont 1999 in [33], dass der genaue Mechanismus zur Generation der Wirbelstraße noch immer nicht genau geklärt ist. Lighthill nimmt schon früh in [35] an, dass Wirbelpaare ausschließlich von der Schwanzflosse erzeugt werden. Zahlreiche Experimente zu oszillierenden Tragflächen bestätigen klar, dass die undulatorische Bewegung einer Schwanzflosse ausreicht, um eine inverse Kármánsche Wirbelstraße zu generieren (beispielsweise in [30] und [39]). Neuere Untersuchungen weisen aber darauf hin, dass auch der Körper der undulierenden Tiere eine entscheidende Rolle bei der Entstehung beziehungsweise der Verstärkung der Wirbelstraße spielt [37]. Bei carangi- und subcarangi-formen Schwimmern wird bereits mittig an den Seiten des Fisches gezielt Vortizität aufgebaut, indem Über- und Unterdruckbereiche Zirkulationen erzeugen. Diese wandern aufgrund der Vorwärtsbewegung entlang des Körpers abwärts und verstärken die durch die Schwanzflosse generierten Wirbel zusätzlich. Dieser Effekt kann bei der Betrachtung der Trajektorien bei unterschiedlich stark ausgeprägten Undulationen auch beim Mikrowedler in Abbildung 5.17 beobachtet werden. Die Abbildung zeigt für zwei simulierte Szenarien alle detektierten Wirbel über eine Periodendauer in (a-b) und (d-e), markiert als graue Kreuze. Bei der modenförmigen Schwingung ohne Phasenversatz zeigt sich in (c), dass keine Wirbelbereiche in der Mitte des Aktors identifiziert werden. Bei der undulatorischen Bewegung in (f) hingegen treten diese sowohl beim Auf- als auch beim Abschlag auf. Die Trajektorie der mittigen Wirbelstruktur während des Abschlags ist in Abbildung (f) farblich markiert. Die Schattierung kodiert den zeitlichen Verlauf des Wirbelzentrums und korreliert mit den zugehörigen Graustufen der Biegelinien des Aktors. Damit bestätigt sich die zur Zeit vorherrschende Meinung, dass die Effizienz der undulatorisch schwimmenden Tiere ein Zusammenspiel aus Körper und Schwanzflosse darstellt.

Zusammengefasst gilt:

- Massenfluss und Effizienz haben ihre Optima bei jeweils verschiedenem geometrischen Phasenversatz. Bei $\varphi_{geom} = \frac{3}{8}\pi$ wird die höchste Flussrate generiert, wohingegen bei $\varphi_{geom} = \frac{6}{8}\pi$ die höchste Effizienz erzeugt werden kann.
- Die Intensität der erzeugten Wirbel nimmt mit steigendem Phasenversatz ab, wohingegen der direkte Impulsübertrag stetig zunimmt. Die Ursache für das nichtlineare Verhalten des Massenflusses liegt in der Überlagerung beider Effekte.
- Bei stark ausgeprägter Undulation wirken geringere Kräfte auf das Fluid und es kann vor allem in der Mitte des Mikrowedlers Energie zurückgewonnen werden, was zu nennenswerten Energieeinsparungen führt.
- Es können Effekte zur am Körper entlang fließenden Vortizität aus der Literatur bestätigt werden.

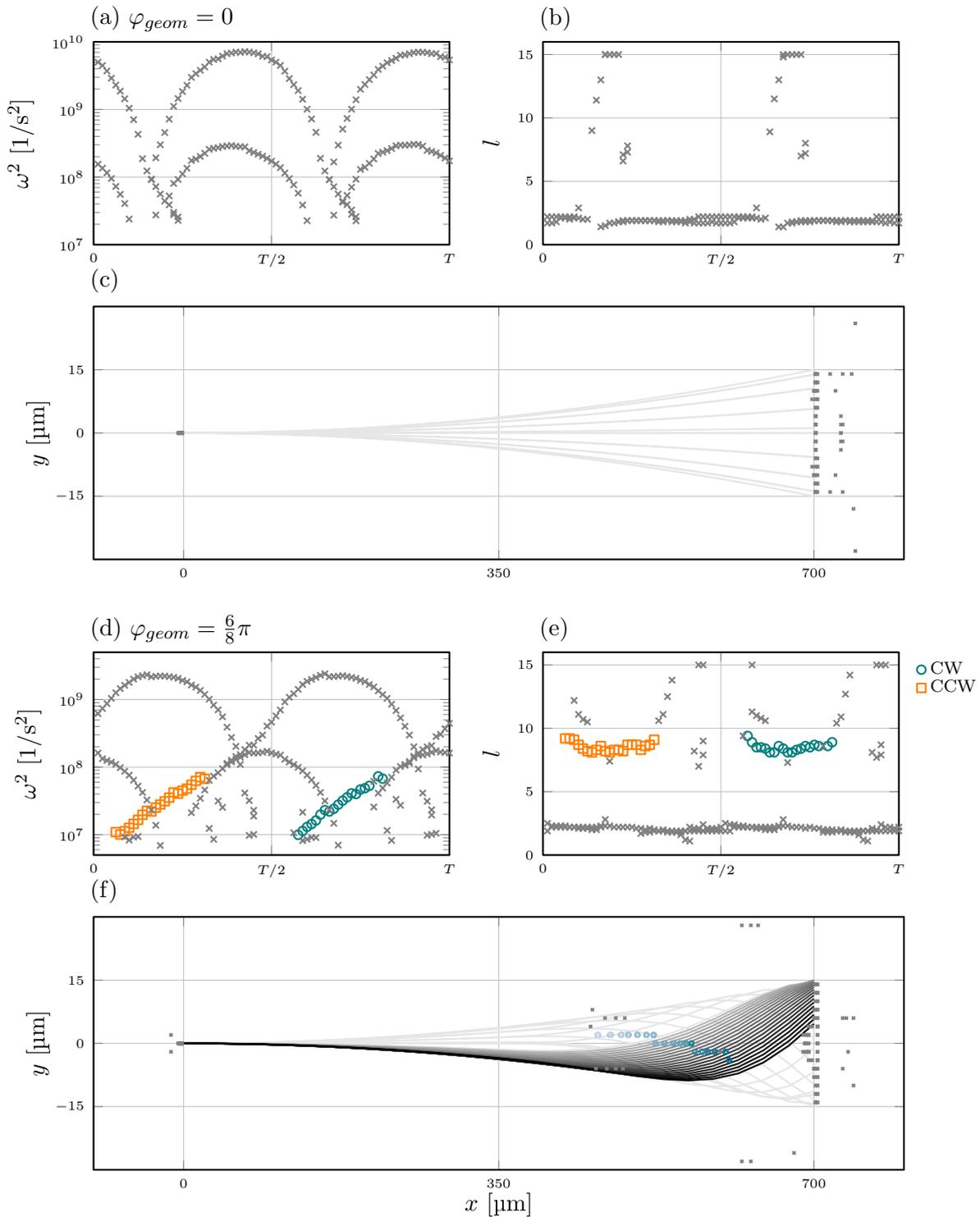


Abbildung 5.17: (a,d) Enstrophie, (b,e) Skalierung der gefundenen Wirbelstrukturen und (c,f) dazugehörige Positionen. Bei modenförmigen Auslenkungen (a-c) tritt keine Vortizität entlang des Bauteils auf. Bei geeigneter undulatorischer Auslenkung (d-f) werden neben den bekannten Vorder- und Hinterkantenwirbeln zusätzlich größere Wirbelstrukturen in der Mitte des Bauteils detektiert, die mit der wellenartigen Bewegung des Bauteils sukzessive in Richtung Hinterkante transportiert werden.

5.3 Einordnung resonanter Schwingungen

Die Erkenntnis, dass sich Undulation im Vergleich zu einer technisch einfacher zu realisierenden resonanten Schwingung fluidisch lohnt, kann schon aus den vorigen Abschnitten gezogen, soll aber an dieser Stelle explizit betrachtet werden. Tabelle 5.2 listet konkrete Kennzahlen einer resonanten Schwingung, angenähert durch einen parabolischen Biegungsverlauf, und einer Undulation durch fortlaufende harmonische Schwingungen gleicher Frequenz und Auslenkungsamplitude auf. Die Undulationswellenlänge beträgt $\lambda = 2l$. Es ergibt sich für die Undulation ein um circa 20 % höherer Massenfluss bei circa 15 % niedrigerer Leistungsaufnahme, was zu einer erhöhten Effizienz führt.

Tabelle 5.2: Vergleich von Undulation ($\frac{\lambda}{l} = 2$) und Resonanz bei maximalen Auslenkungen von 15 μm und einer Ansteuerungsfrequenz von 3514 Hz.

	Resonanz	Undulation
\bar{m} [kg/s]	5,8e-11	7,0e-11
$ \bar{P}_W $ [W]	1,5e-10	1,3e-10
γ	0,39	0,5
ω^2 [1/s ²]	7,2e9	4,9e9
p_{\rightarrow} [N s]	4,8e-16	1,5e-15
p_{\leftarrow} [N s]	-1,1e-16	4,2e-17

Die Ursache für den erhöhten undulatorischen Massenfluss liegt nicht in der Generierung stärkerer Wirbel am hinteren Ende des Bauteils (siehe Abbildung 5.18). Die energiereicheren Wirbel werden aufgrund des höheren Druckunterschieds an der Bauteilspitze bei der resonanten Schwingung erzeugt. Die Stärken der Wirbel an der Einspannung sind, bezogen auf die Hinterkantenwirbel, mit 41 % bei der Resonanz und 36 % bei der Undulation in beiden Fällen vergleichbar. Stattdessen dominiert an dieser Stelle, wie aus Tabelle 5.2 ersichtlich, der direkte Impulsübertrag in positiver als auch negativer x -Richtung als treibende Kraft: Die undulatorische Schwingung „schaufelt“ deutlich mehr Fluid in Richtung der Kanalachse. Bei der resonanten Schwingung findet ein nennenswerter Rückstoß des Fluids statt, wohingegen p_{\leftarrow} bei der Undulation sogar positive Werte annimmt. Es entsteht eine zwar gering ausgeprägte, aber trotzdem vorteilhafte Sogwirkung auf der rückwärtsgewandten Seite des Bauteils, die sich positiv auf den Nettofluss auswirkt.

Abbildung 5.19 zeigt detailliert die Leistungsdichte von resonanter und undulatorischer Bewegung und verdeutlicht nochmals die höhere Effizienz der Undulation: Es wird in Abbildung (b) weniger Leistung auf das Fluid übertragen, aber trotzdem werden vor allem in der Mitte des Bauelements Energieanteile wieder zurückgewonnen.

Zusammengefasst gilt:

- Bei konstanter Amplitude und Frequenz liefert die Undulation höhere Massenflüsse bei höherer Effizienz.
- Resonante Biegungen erzeugen stärkere Wirbel gleicher Größe und Lebensdauer.
- Der direkte Impulsübertrag in positiver wie negativer x -Richtung ist der für den Massenfluss dominierende Einflussfaktor. Undulierende Bauteile transportieren mehr Fluid in die gewünschte Richtung und erzeugen geringeren bis invertierten Rückstoß.

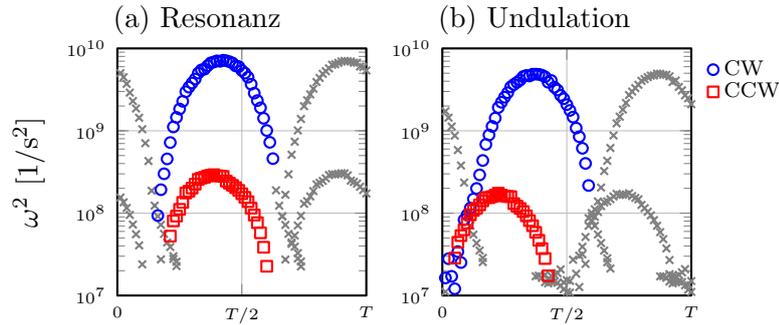


Abbildung 5.18: Vergleich der Enstrophiewerte zwischen (a) resonanter und (b) undulatorischer Bewegung bei Auslenkungen von $15 \mu\text{m}$ und einer Schwingungsfrequenz von 3514 Hz .

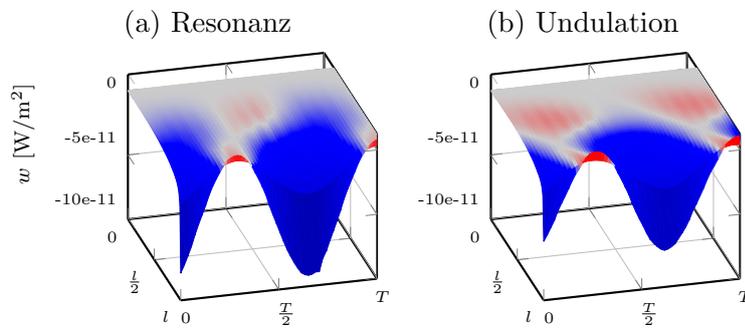


Abbildung 5.19: Vergleich der Leistungsdichten zwischen (a) resonanter und (b) undulatorischer Bewegung bei Auslenkungen von $15 \mu\text{m}$ und einer Schwingungsfrequenz von 3514 Hz . Die Areale der Energierückgewinnung sind bei undulatorischer Bewegung deutlich stärker ausgeprägt, wobei zusätzlich die Spitzenlasten an der Spitze des Mikroweddlers geringer sind.

5.4 Zusammenfassende Beobachtungen

Die Untersuchungen der idealen Undulationen anhand fortlaufender Wellen und der abstrahierten Ausprägungen der Undulation legen die grundsätzlichen Zusammenhänge der Bewegungsparameter offen. Für alle Simulationen zeigt sich die eindeutige Relation, dass die Flussrate \bar{m} mit steigender Auslenkungsamplitude und Frequenz zunimmt. Die transportierte Masse je aufgewendeter mechanischer Energie γ hingegen hängt nicht von der Auslenkungsamplitude selbst ab, sinkt aber mit steigender Frequenz. Alle Bewegungsformen in diesem Auslenkungs- und Frequenzbereich erzeugen Wirbel, die an der Hinterkante des Aktors mitbewegt werden, sich aber nicht ablösen. Ihr Energiegehalt korreliert mit der Auslenkungsamplitude und Frequenz und es lässt sich kein eindeutiger Zusammenhang zwischen Flussrate \bar{m} und Wirbelenstrophie ω^2 herstellen. Stattdessen wurde festgestellt, dass der Effekt des direkten Schubimpulses in Kanalrichtung p_{\rightarrow} für weite Bereiche der untersuchten Arbeitspunkte von hoher Bedeutung ist. Schubkräfte und Wirbelbildung überlagern einander.

Basierend auf dieser Erkenntnis wurden sowohl für fortlaufende Wellen, als auch für die abstrahierte Form der Undulation mittels eines geometrischen Phasenversatzes, Bewegungsformen

identifiziert, die einen Kompromiss zwischen hoher Flussrate und verhältnismäßig niedrigem Energieeinsatz darstellen. Die Undulationswellenlängen bei fortlaufenden Wellen sollten demnach zwischen 1,25 und 2-facher Länge des Aktors betragen. Die Biegungen mit geometrischem Phasenversatz zeigen im Bereich zwischen $\frac{3}{8}\pi$ und $\frac{6}{8}\pi$ beste Performanz.

Das Potential des Mikrowedlers wird vor allem durch den Vergleich einer Undulation mit einer modenförmigen Schwingung deutlich, wenn Anregungsfrequenz und Auslenkungsamplitude konstant sind. Die undulatorische Bewegung erzeugt eine höhere Flussrate bei höherer Effizienz. Im folgenden wird untersucht, inwieweit sich diese Erkenntnisse auf reale Bauteile übertragen lassen.

6 Strukturmechanische Messungen

Nachdem bisher hypothetische Biegungen untersucht wurden, wird in diesem Kapitel die Grundlage für die Analyse realer Bauteile gelegt. Die prozessierten Bauteile werden mittels verschiedener Messmethoden charakterisiert, um im Anschluss in Kapitel 7 wiederum anhand fluidischer Simulationen und Auswertungen bewertet zu werden. Zunächst erfolgte eine stichprobenartige Sichtung der 5 erfolgreich prozessierten Wafer anhand von Lichtmikroskopie. In Abbildung 6.1 ist zu erkennen, dass die Auslenkungen aufgrund von mechanischen Vorspannungen bei Wafer 1 und 3 so stark sind, dass das Licht nicht von der Struktur in das Objektiv zurückgeworfen werden kann (vgl. REM-Aufnahmen Abbildung 3.15). Bei Wafer 3 ist vermehrt zu beobachten, dass eine dünne Schicht unterhalb des Siliziums nicht vollständig entfernt wurde (auch zu sehen in Abbildung 3.15 (b)). Wafer 5 hingegen zeigt über die gesamte Waferfläche hinweg gute Ergebnisse in Bezug auf prozessbedingte Vorauslenkung und Sauberkeit der Kanten und Schichten. Auffällig ist hier, dass in einigen Bereichen des Mikrowedlers der Fotolack auf der Oberseite nicht vollständig entfernt werden konnte, weswegen sich diese Bauteile aufgrund von zu geringer Reflektivität zum Teil nicht für die weitere optische Charakterisierung eignen (Abbildung 6.1 (d-f)).

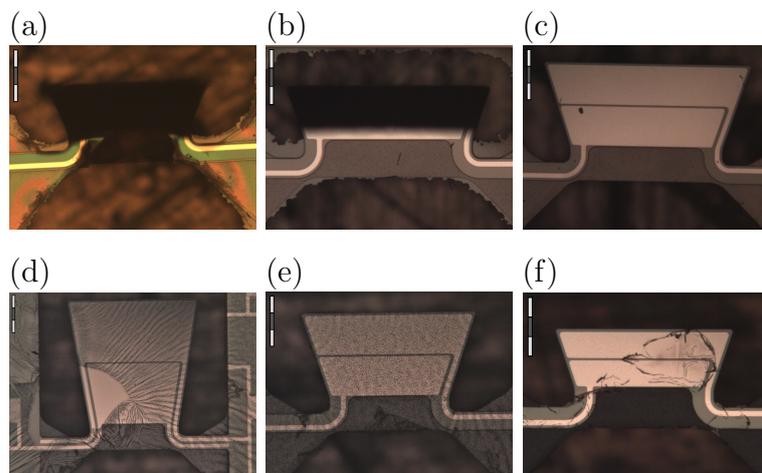


Abbildung 6.1: Aufnahmen aus dem Lichtmikroskop beispielhafter Bauteile mit 100 μm -Skala. (a) Mikrowedler auf Wafer 1 mit starker Auslenkung aufgrund mechanischer Vorspannung. (b) Stark ausgelenktes Bauteil von Wafer 3 mit Rückständen vom SiO_2 an den Kanten. (c) Erfolgreich prozessierter Mikrowedler auf Wafer 5. (d-f) Verschiedene Designs mit Lackrückständen auf Wafer 5.

6.1 Statische Messungen

Um die Topografie der Bauteile aufgrund von mechanischen Vorspannungen quantitativ zu erfassen, werden die Proben mit einem Weißlichtinterferometer (WLI) untersucht. Bei dieser Mess-

methode werden die Bauteile mit breitbandigem Licht beleuchtet. Das von der Oberfläche reflektierte Licht wird mit einem Referenzstrahl überlagert, wodurch ein höhenabhängiges Interferenzmuster generiert wird. Damit lassen sich vertikale Abmessungen der Struktur bis in den Sub-Mikrometerbereich auflösen.

Zur Übersicht sind die Auslenkungen einiger Mikrowedler im Anhang in Tabelle D.1 zusammengefasst. Wafer 1 konnte aufgrund der extrem starken Verkrümmungen nicht im Weißlichtinterferometer vermessen werden. Wie auch bei der Lichtmikroskopie kann kein Licht von der extrem ausgelenkten Spitze in das Objektiv zurückgelangen. Die Ursache wird in den Schichtdicken und damit einhergehenden Schichtspannungen und Schichtspannungsgradienten vermutet. Der Spannungsgradient der nur 500 nm dicken AlN-Schicht von Wafer 1 ist erfahrungsgemäß deutlich höher, als der der 1000 nm dicken Schichten von Wafer 3 bis 6, was zu extremen Biegungen führt. Außerdem kann die dünnere daruntergelegene Si-Schicht von Wafer 1 der Verspannung des AlNs schlechter entgegenwirken, als bei den dickeren Bauteilen.

Die statischen Auslenkungswerte von Wafer 4 liegen deutlich oberhalb der Werte von Wafer 5 und 6. Die Ursache hierfür ist unklar, da die genaue Spannungsverteilung der einzelnen Schichten messtechnisch nicht erfasst werden kann. Mögliche Ursachen sind verändertes Wachstum des AlNs oder ein unbekannter Einfluss der BOX-Schicht, die bei Wafer 4 um 1 μm dicker ist, als bei Wafer 5 und 6. Die folgenden Untersuchungen konzentrieren sich auf Wafer 5, aufgrund der geringeren Vorauslenkung und sauberen Fertigung mit wenig optisch sichtbaren Fertigungsartefakten.

Abbildung 6.2 zeigt ein Bauteil von 700 μm Länge und 1020 μm Breite nach dem Design in Abbildung 3.13. Die Färbung der Messung zeigt deutlich, dass die mechanische Vorspannung des Schichtverbundes sowohl in x - als auch in z -Richtung wirkt, was zu maximalen Auslenkungen in y -Richtung an den äußeren Spitzen des Bauteils führt. Aufgrund von Inhomogenitäten in der Spannungsverteilung ist die statische Auslenkung nicht symmetrisch, sondern das Bauteil biegt sich am linken Ende höher als am rechten. Zwischen den Einspannungen wurde ein 200 μm langer und 2 μm dicker Bereich aus passivem Silizium beim Ätzprozess ausgespart. Zum einen wird so mechanischen Spannungsspitzen und damit Rissen an dieser Stelle vorgebeugt. Zum Anderen bringt dieser nicht aktivierte und damit weniger schwingende Bereich fluidische Vorteile mit sich, die in Kapitel 7 näher erläutert werden. Das Silizium biegt sich zwischen den Einspannpunkten leicht nach unten, um die Deformation des freistehenden Bereichs des Mikrowedlers auszugleichen. Das gezeigte Bauteil verfügt über zwei Top-Elektroden, wie an der schmalen Vertiefung bei $x \approx 450 \mu\text{m}$ zu erkennen ist (roter Pfeil in Abbildung 6.2).

Um der starken Vorspannung des AlNs und der daraus resultierenden Auslenkung des Schichtverbundes entgegenzuwirken, wurden bei einigen Bauteilen mäanderförmige Top-Elektroden auf den Mikrowedler aufgebracht. Die Lücken zwischen den Elektrodensträngen bestehen ausschließlich aus verhältnismäßig spannungsarmen Silizium des SOI-Wafers und sorgen für lokale Relaxation des Bauteils entlang der z -Achse. Abbildung 6.3 zeigt beispielhafte WLI-Messungen eines Mikrowedlers in Grunddesign (a) und der Designvariante mit mäanderförmigen Elektroden (b) bei gleicher Skalierung. Schnittdaten zu diesen Messungen zeigt Abbildung 6.4. Es ist zu erkennen, dass das Bauteil mit Standard-Elektroden deutlich stärker und asymmetrischer in y -Richtung deformiert ist, wohingegen bei der verbesserten Variante entlang der z -Achse kaum Deformationen an der Spitze des Bauteils zu beobachten sind. Die Krümmung entlang der x -Achse ist auch beim Bauteil mit mäanderförmigen Elektroden zwangsläufig vorhanden, da Relaxationsbereiche in Richtung der gewünschten Biegung kontraproduktiv für den Betrieb des Bauteils sind.

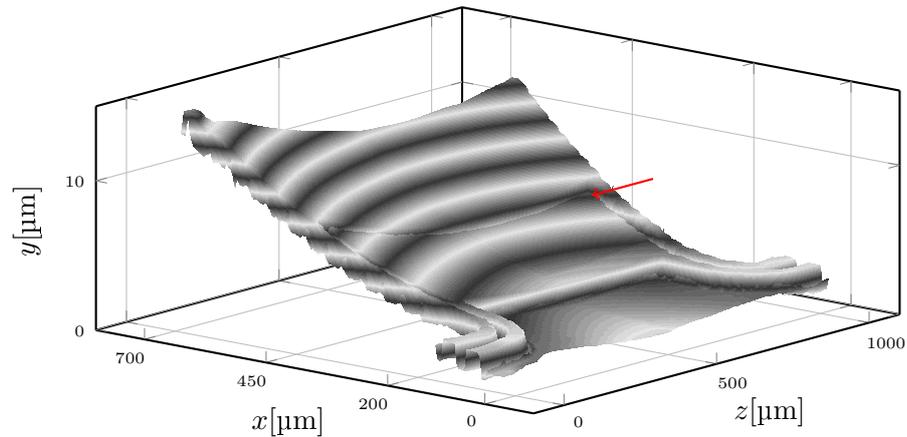


Abbildung 6.2: Weißlichtinterferometeraufnahme eines 700 μm langen und circa 1000 μm breiten Mikrowedlers mit zwei je 250 μm langen Top-Elektroden, die phasenversetzt angesteuert werden können. Im Bereich $0 < x < 200 \mu\text{m}$ wurde lediglich das 2 μm dicke Silizium des Mikrowedler-Schichtverbundes zwischen den Einspannungen aus Bulk-Silizium stehen gelassen, um so mechanische Spannungsspitzen in dieser Region zu vermeiden.

WLI-Messungen von elektrostatisch angeregten Bauteilen mit zwei gleichmäßigen Top-Elektroden verschiedener Längen und Breiten zeigen, dass das piezoelektrische Material sich im Bereich von -100 V bis $+100 \text{ V}$ linear verhält und kaum remanente Verformung bei anschließender Reduktion der Spannung auf 0 V behält [76]. Damit erfüllt das AlN die wichtige Anforderung der bidirektionalen Ansteuerung, also der Krümmung in beide Richtungen.

Die im Experiment erzeugten Auslenkungen sind deutlich geringer, als die vom analytischen Modell prognostizierten Auslenkungen (siehe Gleichung (3.1)). Die Ursache liegt vor allem in dem piezoelektrischen Koeffizienten d_{31} , der bei Dünnschichtverfahren geringer ausfällt, als bei makroskopischen Schichtdicken. Der Vergleich von WLI-Messungen bei angelegter elektrischer Gleichspannung und strukturmechanisch, piezoelektrisch gekoppelten FEM-Simulationen ermöglicht die Parameterextraktion von d_{31} . An exemplarischen Bauteilen mit einer Schichtdicke des AlNs von $1 \mu\text{m}$ aus dem ersten Prozessdurchlauf wurde eine im Mittel um circa 20 % verringerte piezoelektrische Kopplung ermittelt. Genauere Untersuchungen dazu sind in [51] publiziert. Die zusätzliche starke und messtechnisch nicht erfassbare mechanische Verspannung des Schichtverbundes verhindert eine genauere Analyse des statischen Auslenkungsverhaltens der Aktoren.

Während der Untersuchungen traten bei einigen wenigen Bauelementen Kurzschlüsse zwischen Top- und Bottom-Elektrode auf, was auf elektrisch leitfähige Pfade innerhalb der AlN-Schicht zurückzuführen ist. An Korngrenzen des piezoelektrischen Materials können sich metallische Pfade bilden, die bei zu hohem Stromfluss irreversible Schäden an den Elektroden hervorrufen.

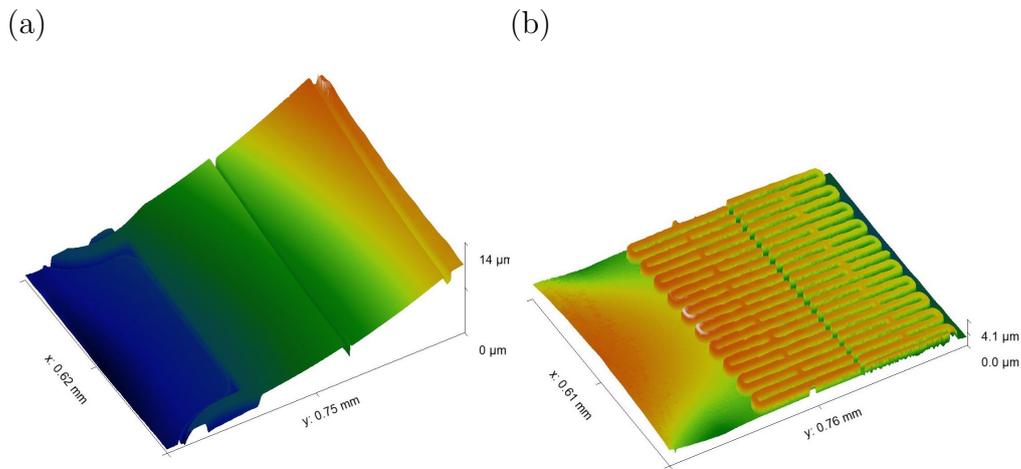


Abbildung 6.3: Höhenprofil von WLI-Aufnahmen des mittleren Bereichs von 700 μm langen Bauteilen gleicher Breite. Die Krümmung des Standard-Designs in (a) ist deutlich größer, als bei der auf minimale Auslenkung hin optimierten Variante mit mäanderförmigen Top-Elektroden in (b).

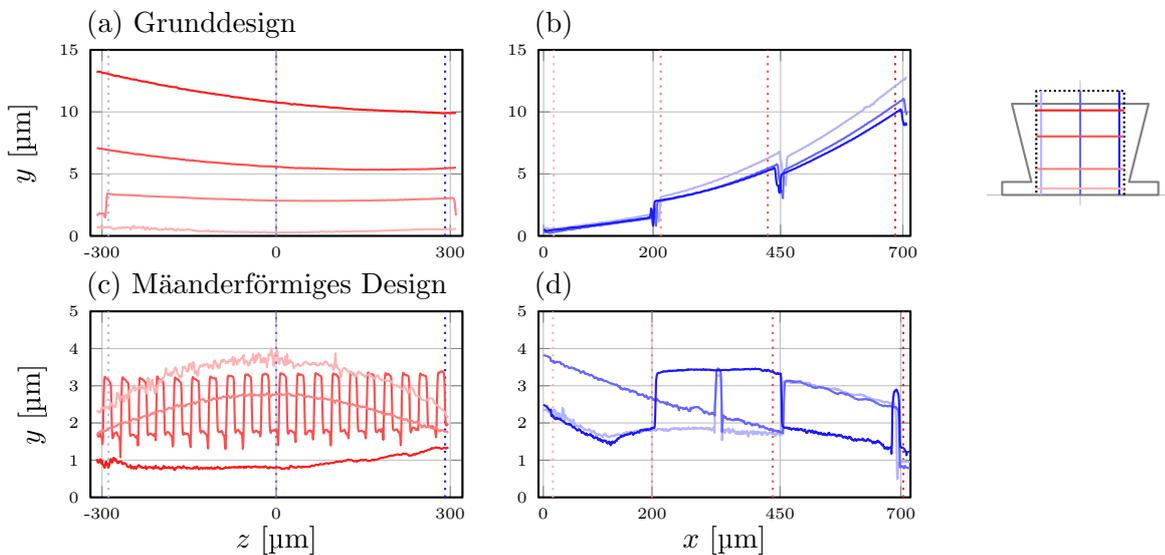


Abbildung 6.4: (a,c) Vier Schnitte parallel zur z -Achse und (b,d) drei Schnitte parallel zur x -Achse durch die Bauteile aus Abbildung 6.3. Das Bauteil mit mäanderförmigen Top-Elektroden in (c,d) biegt sich im Gegensatz zum Grunddesign in (a,b) nach unten, wohingegen die Einspannstelle nach oben hin gekrümmt ist. Die hintere Kante ist wie gewünscht nahezu flach, aber die Einspannstellen unterliegen bei $x \approx 130 \mu\text{m}$ starken lokalen Dehnungen, was am Knick des Materials in (d) zu erkennen ist.

6.2 Dynamische Messungen

Nach der elektrostatischen Analyse der Bauteile werden die elektrodynamischen Eigenschaften mittels Laser-Doppler-Vibrometrie (LDV) untersucht. Dabei wird ein Laserstrahl auf die schwingende Oberfläche des Bauteils gerichtet. Der reflektierte Strahl wird wiederum mit einem Referenzstrahl überlagert und, basierend auf dem Doppler-Effekt die vertikale Geschwindigkeit der Probe ermittelt. Mittels Integration über der Zeit kann die Auslenkung des Bauteils berechnet werden. Ist die zu analysierende Bewegung harmonisch, kann mit dieser Messmethode auch ein Flächenscan durchgeführt und so die gesamte Bewegung in y -Richtung phasentreu im Nanometer-Bereich analysiert werden.

Am Beispiel des Bauteils aus Abbildung 6.2 wird im Folgenden das dynamische Verhalten näher beleuchtet. Die Resonanzfrequenz dieses Mikrowedlers liegt bei 5020 Hz und es können Auslenkungen im zweistelligen Mikrometerbereich (siehe Tabelle D.2) erzeugt werden. Bei einer Anregung mit 75 V an der vorderen und um $\frac{\pi}{2}$ phasenversetzten 75 V an der hinteren Elektrode bei $0,7f_{res} = 3514$ Hz ist in Abbildung 6.5 die orts- und zeitabhängige Auslenkung für den Aufschlag und den Abschlag gezeigt (a-b). Es ist gut zu erkennen, dass durch die Aufteilung der Elektroden und die Wahl der Ansteuerung ein undulatorischer Charakter der Bewegung realisiert werden kann. Problematisch ist, dass zu dieser dynamischen Auslenkung noch die statische Auslenkung aufgrund mechanischer Vorspannung hinzukommt (d-e). Diese ist derart stark ausgeprägt, dass die durch den piezoelektrischen Antrieb aufgebrachten Kräfte nicht ausreichen, um das Bauteil gleichermaßen in beide Richtungen zu krümmen.

Dieses grundlegende Verhalten konnte bei zahlreichen anderen Bauteilen dieser Art und auch anderen Designvarianten beobachtet werden. Tabelle D.3 im Anhang zeigt das statische und dynamische Verhalten drei weiterer exemplarischer Bauteile. Zeile (a) zeigt einen 500 μm langen und 1020 μm breiten Mikrowedler mit mäanderförmigen Top-Elektroden, mit im rein dynamischen Bereich sehr guter Undulation. Zum Vergleich sind in Zeile (b) die Messdaten eines schmaleren, aber gleich langen Mikrowedlers mit Standard-Top-Elektroden gezeigt.

Die detaillierte Analyse des Bauteils aus Abbildung 6.2 zeigt höherfrequente Schwingungen im Einspannungsbereich (siehe Abbildung 6.5 (c) bzw. (b) bei $x = 0$). Dies ist ein unerwünschter Effekt, der bei anderen Bauteilen deutlich stärkere Ausprägungen annimmt. Die Bewegung des mittleren und hinteren Endes des Mikrowedlers ist hingegen wie gewünscht sinusförmig und leicht phasenversetzt.

Wird die Anregungsfrequenz variiert, so verhalten sich Amplitude der Auslenkung und die Biegeform mit Ausnahme von $f = 0,5f_{res}$ wie basierend auf strukturmechanisch, piezoelektrisch gekoppelten Simulationen erwartet (siehe Abbildung 6.6). Die Auslenkungsamplitude steigt mit höheren Frequenzen bis zum Erreichen der Resonanzfrequenz f_{res} stark an. Allerdings nimmt damit auch der Einfluss der ersten Mode gegenüber der gewünschten undulatorischen Biegung zu, weswegen die Ausprägung der Undulation nach dem in Gleichung (5.2) definierten Kriterium sinkt (Abbildung 6.6 (b)). Der Undulationsgrad $\Delta_{d,d'}$ kann durch Erhöhung der elektrischen Spannung an der hinteren Top-Elektrode tendenziell leicht verbessert werden, weil ein stärkeres Anwinkeln der Mikrowedlerspitze ermöglicht wird.

Weiterhin wurde beobachtet, dass die erzeugte Bewegung im Bereich um $0,5f_{res} = 2510$ Hz grundlegend vom prognostizierten Verhalten abweicht. Statt einer sinusförmigen Schwingung in

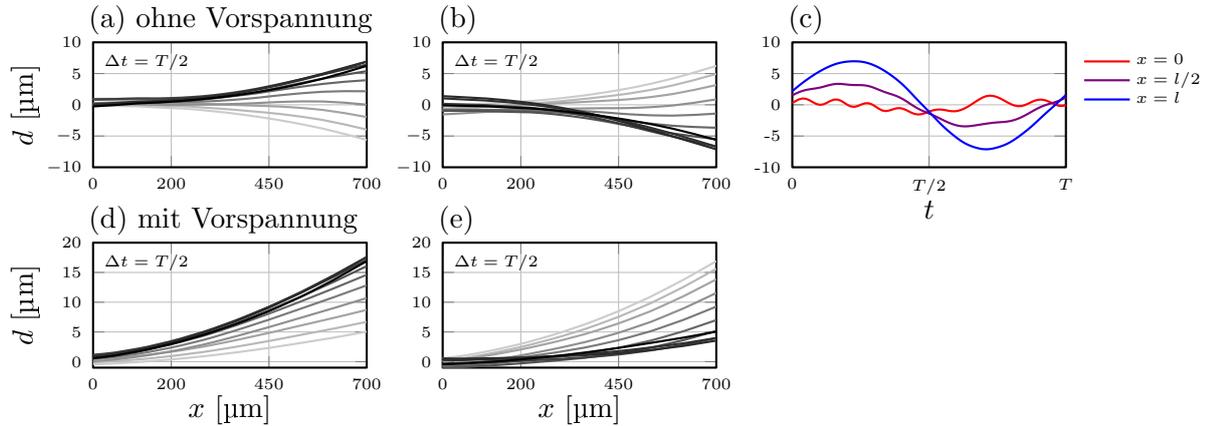


Abbildung 6.5: (a-b) Ortsabhängige Biegungen entlang der x -Achse in der Mitte des Mikrowedlers aus Abbildung 6.2 ohne mechanische Vorspannung. Der zeitliche Verlauf jeweils einer halben Schwingungsperiode ist als Farbübergang von Grau nach Schwarz markiert. Die Anregung erfolgte mit um $\frac{\pi}{2}$ phasenversetzten 75 V an beiden Elektroden bei $0,7f_{res} = 3514$ Hz. Sowohl der Aufschlag in (a) als auch der Abschlag in (b) zeigen undulatorischen Charakter. (d-e) Dynamische Biegungen superponiert mit der statischen Auslenkung. Beim Aufschlag in (d) ist keine Undulation erkennbar und beim Abschlag in (e) nur teilweise, da das „Abklappen“ am unteren Umkehrpunkt nicht wie gewünscht ausgeprägt ist. Im Zeitverlauf (c) dieser Messung ist der geometrische Phasenversatz zwischen Mitte und Ende des Mikrowedlers gut zu erkennen.

der Frequenz der elektrischen Anregung ist eine asymmetrische Frequenzverdopplung der Schwingung zu beobachten. Die Bewegung setzt sich während einer Periode T aus zwei vollständigen Oszillationen verschiedener Amplituden zusammen (siehe Abbildungen 6.7 (c)). Die Ursache dafür wird in der Verspannung der Einspannstelle vermutet, da dieses Phänomen bei fest eingespannten Bauteilen, bei denen das Bulk-Silizium den kompletten Mikrokanal überspannt, kaum auftritt, bei steglosen Bauteilen, bei denen das Bulk-Silizium nicht in den Kanal hineinragt, dafür umso stärker (siehe Abbildung D.2 im Anhang). Die Eigenschwingung des vorderen Teils beeinflusst die Schwingung des Gesamtsystems demnach sehr stark. Die Ursache, dass dieser Effekt ausschließlich bei $0,5f_{res}$ auftritt, wurde in dieser Arbeit nicht näher untersucht.

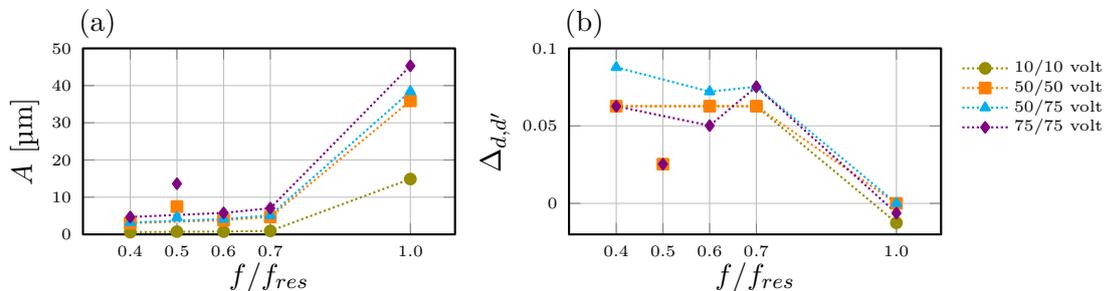


Abbildung 6.6: (a) Auslenkungen und (b) Undulationsgrad bei Anregung mit verschiedenen elektrischen Spannungen und Frequenzen bei $\varphi_{el} = \frac{\pi}{2}$. Die Werte für $0,5f_{res}$ entsprechen nicht dem prognostizierten Verhalten und sind von der gepunkteten Verbindungslinie entkoppelt.

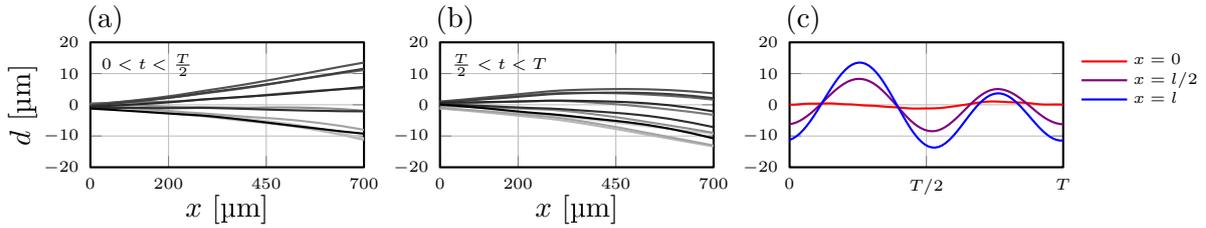


Abbildung 6.7: Zeit- und ortsabhängige Auslenkung der (a) ersten und (b) zweiten Hälfte der Periodendauer des Anregungssignals bei halber Resonanzfrequenz ohne mechanische Vorspannung. (c) Auslenkungen der Einspannung, Mitte und Hinterkante des Mikrowedlers für eine Schwingungsperiode mit sichtbarer Frequenzverdopplung.

Um die optimale Biegung und dementsprechend die beste Ansteuerungsart zu extrahieren, wurde im Folgenden der Phasenversatz des elektrischen Anregungssignals zwischen vorderer und hinterer Top-Elektrode zwischen $\varphi_{el} = 0$ und π variiert. Am Beispiel des in Abbildung 6.2 dargestellten Bauteils sind in den Abbildungen 6.8 die Messergebnisse illustriert. Bei $\varphi_{el} = 0$ wird auf der gesamten Länge des Bauteils eine gleichförmige, parabolische Biegung, ähnlich der ersten Mode, angeregt. Bei $\varphi_{el} = \frac{\pi}{2}$ wird, wie bereits bekannt, eine Undulation erzeugt. Bei $\varphi_{el} = \pi$ schwingt das hintere Ende gegenläufig zum vorderen Teil. Während sich der vordere Teil nach unten krümmt, wird im hinteren Teil eine Krümmung nach oben generiert und umgekehrt. Das hintere Ende hat daher über die gesamte Periodendauer einen Anstieg von nahezu Null und es kann sich keine undulatorische Bewegung etablieren.

Die Auswertung der erzeugten Amplituden in Abbildung 6.9 (a) zeigt, dass die Auslenkungsamplitude A mit steigendem φ_{el} leicht abnimmt, da das „Abknicken“ der Mikrowedlerspitze gefördert wird. Mit steigendem φ_{el} nimmt der Grad an Undulation nach dem Kriterium von 5.2 zunächst wie erwartet zu. Die Werte für $\varphi_{el} = \frac{7}{8}\pi, \pi$ überschätzen die beobachtete Undulation, da das Kriterium auf diese Art der Bewegung nicht mehr anwendbar ist. Das Undulationskriterium berechnet die auf die Periodendauer T bezogene Zeitdifferenz zwischen maximaler Auslenkung und maximaler Biegung der Spitze des Mikrowedlers. Wenn die Biegung wie beschrieben kaum von Null abweicht, muss die Bewertung der Undulation per Augenmaß erfolgen.

Die Amplituden bei 2510 Hz sind aufgrund der Anomalie bei halber Resonanzfrequenz deutlich höher im Vergleich zu den anderen beiden Frequenzen und durch kein Modell prognostiziert. Die Bestimmung des Undulationsgrades gelingt in diesem Fall auch für größere φ_{el} , er bleibt auf konstantem, relativ niedrigem Niveau.

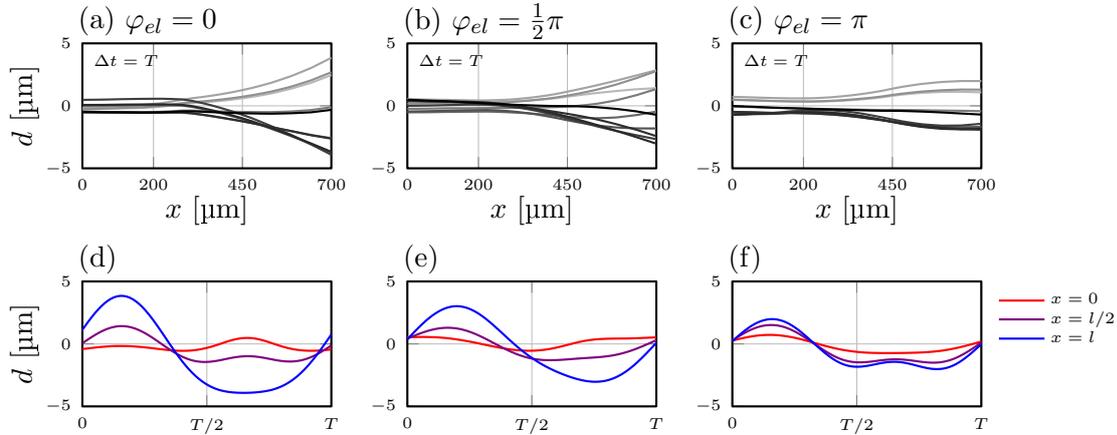


Abbildung 6.8: Orts- und zeitabhängige Biegungen bei Anregung mit je 50 V an den Elektroden und einem elektrischen Phasenversatz von $\varphi_{el} = 0, \frac{1}{2}\pi, \pi$ bei $f = 2008$ Hz für eine gesamte Periodendauer (Auf- und Abschlag in einem Diagramm). Die mechanische Vorspannung ist nicht dargestellt. Eine Undulation kann ausschließlich bei $\varphi_{el} = \frac{1}{2}\pi$ in (b) bzw. (e) etabliert werden.

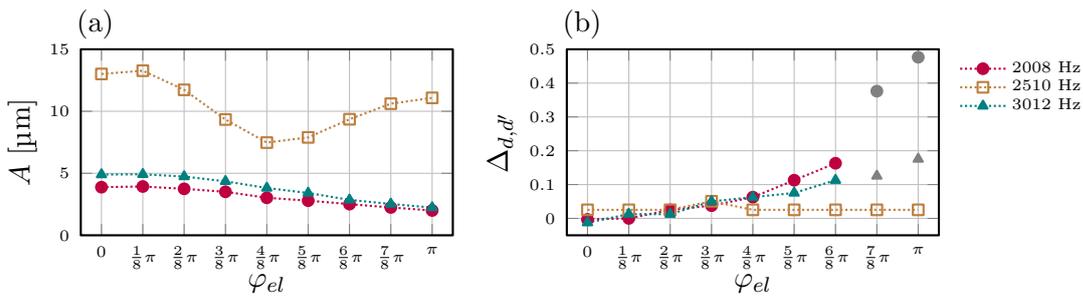


Abbildung 6.9: (a) Maximale Amplituden an der Spitze des Mikrowedlers und (b) Undulationsgrad bei verschiedenen elektrischem Phasenversatz und Anregungsfrequenzen für den Abschlag. Für den Aufschlag etabliert sich aufgrund der mechanischen Vorauslenkung kein undulatorisches Verhalten. Die Kurve von 2510 Hz weicht vom erwarteten Verhalten des Mikrowedlers ab.

6.3 Zusammenfassende Beobachtungen

Die vorgestellten statischen und dynamischen Messungen dieser Prototypen liefern ein umfassendes Bild der bereits realisierten Erfolge, legen aber auch Verbesserungspotential für zukünftige Designs und Herstellungsprozesse offen. Das hier gewählte AlN in Dünnschichten verhält sich den Untersuchungen zufolge wie erwartet. Es ist möglich, den Aktor linear in beide Richtungen auszulenken, es bleibt kaum remanente Verformung zurück und erste Tests weisen auf eine hohe Stabilität der elektromechanischen Eigenschaften hin.

Für das im Detail untersuchte Grunddesign von $700 \mu\text{m}$ Länge und circa $3 \mu\text{m}$ Dicke mit zwei Top-Elektroden, die phasenversetzt angesteuert werden können, ergeben sich folgende Beobachtungen:

- Der **undulatorische Charakter** der transienten Auslenkung kann bei vielen Bauteilen mit geeigneter elektrischer Ansteuerung erzeugt werden.

- Das Undulationskriterium $\Delta_{d,d'}$ aus Gleichung (5.2) ist nur bedingt auf die realen Biegungen des Mikrowedlers übertragbar, da die mechanische Vorspannung und die daraus resultierenden Unsymmetrien sowohl im Zeit- als auch im Ortsraum zu starken Abweichungen vom erwarteten Verhalten führen. Trotzdem ist die Undulation meist deutlich genug ausgeprägt, dass ein Phasenversatz zwischen Mitte und Hinterkante des Mikrowedlers erkennbar ist und eine Beurteilung der Undulationsqualität per Augenmaß erfolgen kann.
- Es können auch im nicht-resonanten Betrieb bei der Wahl von ausreichend hohen elektrischen Spannungen **Auslenkungen im Mikrometerbereich** erzeugt werden (siehe Tabelle D.2), was für die Erzeugung ausreichend hoher Flussraten von besonderer Bedeutung ist.
- Die mechanische Vorspannung des vorliegenden Prozesses und die daraus resultierende Dehnung erzeugen hohe meist **asymmetrische Auslenkungen** in vertikaler y -Richtung. Diese Deformation überlagert die erzeugte Schwingung derart, dass keine Undulation im angestrebten Sinne erzeugt werden kann. Meist ist nur während des Abschlags ein „Abknicken“ der Spitze des Mikrowedlers zu erzeugen.
- Aufgrund der starken Verspannung der Bauteile kann vor allem in der Mitte meist **keine rein sinusförmige Auslenkung** erzeugt werden. Sowohl im Zeit- als auch im Ortsraum kommt es zu Verzerrungen.
- Die **mechanische Vorspannung variiert** von Wafer zu Wafer und auch auf Wafer- und Chip-Level nennenswert (siehe Tabelle D.1).
- Der **Bereich der Einspannung** unterliegt besonders in z -Richtung hohen Druckkräften, da die lateralen Kräfte dort vom stabilisierenden Bulk-Silizium aufgenommen werden müssen. Dieser Bereich schwingt zum Teil stark mit und erzeugt ein von den Prognosen abweichendes Verhalten bei halber Resonanzfrequenz.
- Die **Ausführung der Einspannung** hat enormen Einfluss auf das Bauteilverhalten. Je weniger Bulk-Silizium in den Kanal hineingeführt wird, desto stärker schwingt der Bereich mit. Allerdings dient ein größerer Abstand der Fixierung am Bulk-Silizium der Reduktion von lokalen Spannungsspitzen (siehe Tabelle D.2).
- Gelegentlich erwies sich die AlN-Schicht als elektrisch undicht und es kam zum Ausfall der Mikrowedler durch **Kurzschlüsse**.

Die Auswirkungen dieser Beobachtungen auf den Betrieb der Aktoren und den erzeugten Fluidfluss werden im folgenden Kapitel 7 näher untersucht.

Die Messungen der Design-Variante mit mäanderförmigen Top-Elektroden ergeben vielversprechende Beobachtungen.

- Die **Krümmung entlang der x - und vor allem der z -Achse** konnte bei den meisten Bauteilen deutlich reduziert werden. Im Bereich der Einspannung krümmt sich ein solches Bauteil eher nach unten und an der Spitze minimal nach oben.
- Es können durch geeignete Ansteuerung sowohl der **undulatorische Charakter als auch hohe Amplituden** im Mikrometerbereich erzeugt werden (siehe Tabelle D.2).
- Es treten starke lokale **Deformationen an den Einspannungen** auf, die tendenziell zum Bruch des Bauteils führen können.

Es wurden weitere Designvarianten hergestellt, die zum Teil mit den vorhandenen Messapparaturen aufgrund ihrer lateralen Ausdehnung und den damit einhergehenden starken Auslenkungen

(sei es aufgrund mechanischer Vorspannung oder elektrischer Anregung) nicht charakterisiert werden konnten. Grundsätzlich geben Beobachtungen Anlass zu der Annahme, dass auch Bauteile von 1000 μm und länger Undulationen und entsprechend der Prognosen höhere Auslenkungen erzeugen können.

Durch die Kenntnis über die statische Vorauslenkung aufgrund der mechanischen Vorspannung und über das dynamische Verhalten für verschiedene Ansteuerungskonzepte, kann im folgenden Kapitel eine ausführliche fluidische Bewertung dieser Prototypen vorgenommen werden.

7 Simulationen basierend auf Biegungen realer Bauteile

7.1 Biegungen unter mechanischer Vorspannung

Gemäß dem in Abbildung 4.1 gezeigten Ablauf einer Strömungsanalyse kann basierend auf den Ergebnissen des vorigen Kapitels der rechte Strang der Abbildung verfolgt werden. Konkrete zweidimensionale Biegungen $d(x, t)$, gemessen auf der mittleren Achse der Mikrowedler, werden in fluidische Simulationen implementiert und im Anschluss mit den aus Kapitel 4.2 bekannten Methoden ausgewertet. Als Grundlage dieser Analysen wird das repräsentative Bauteil aus Abbildung 6.2 gewählt und verschieden angesteuert. Es zeigte in den Untersuchungen eine akzeptable Vorauslenkung aufgrund mechanischer Verspannungen und ein gutes undulatorisches Verhalten. Andere Bauteile zeigten prinzipiell ein vergleichbares Bewegungsmuster, meist aber mit deutlichen Abweichungen in der Resonanzfrequenz. Für die Auswertungen werden wiederum Massenfluss \bar{m} , Leistungsübertrag am Mikrowedler \bar{P}_W , Effizienz γ , Wirbelparameter und der direkte Impulsübertrag p_{\rightarrow} bestimmt und verglichen. Die Ansteuerungsparameter, die dabei variiert werden, sind die elektrischen Spannungen an vorderer und hinterer Elektrode U_1/U_2 , deren elektrischer Phasenversatz φ_{el} und die Anregungsfrequenz f (siehe Tabelle 7.1).

7.1.1 Einfluss von Frequenz und Amplitude der elektrischen Spannung

Im ersten Teil dieser Analyse werden Spannungen und Frequenz gemäß Tabelle 7.1 variiert, um deren Einfluss auf Massenfluss \bar{m} und Effizienz γ zu berechnen. Der elektrische Phasenversatz φ_{el} bleibt zunächst konstant bei $\frac{4}{8}\pi$. Bei allen Ergebnissen zeigt sich, dass die Ergebnisse bei halber Resonanzfrequenz aufgrund der in Abschnitt 6.2 diskutierten Anomalie im Bewegungsmuster stark von den Tendenzen der anderen Frequenzen abweichen. Deswegen werden diese Werte in den Diagrammen separat dargestellt und nicht detailliert diskutiert.

Tabelle 7.1: Ansteuerungsparameter Frequenz, Spannungen und elektrischer Phasenversatz der durchgeführten fluidischen Simulationen bei $f_{res} = 5020$ Hz.

	10/10V	50/50V	50/75V	75/75V	50/0V
$0.4f_{res}$	$\frac{4}{8}\pi$	$[0, \frac{1}{8}\pi, \dots, \pi]$	$\frac{4}{8}\pi$	$\frac{4}{8}\pi$	-
$0.5f_{res}$	$\frac{4}{8}\pi$	$[0, \frac{1}{8}\pi, \dots, \pi]$	$\frac{4}{8}\pi$	$\frac{4}{8}\pi$	-
$0.6f_{res}$	$\frac{4}{8}\pi$	$[0, \frac{1}{8}\pi, \dots, \pi]$	$\frac{4}{8}\pi$	$\frac{4}{8}\pi$	-
$0.7f_{res}$	$\frac{4}{8}\pi$	$\frac{4}{8}\pi$	$\frac{4}{8}\pi$	$\frac{4}{8}\pi$	-
$1,0f_{res}$	$\frac{4}{8}\pi$	$\frac{4}{8}\pi$	$\frac{4}{8}\pi$	$\frac{4}{8}\pi$	$\frac{0}{8}\pi$

Auch in dieser Studie bestätigt sich die Erkenntnis aus Kapitel 5, dass mit steigender Frequenz f und entsprechend steigender Amplitude A für alle Spannungskombinationen auch der Massenfluss \bar{m} steigt und im Gegenzug die Effizienz γ sinkt (siehe Abbildung 7.1). Zu der allgemeinen Frequenzabhängigkeit der Effizienz kommt noch hinzu, dass in der Nähe der Resonanz die Ausprägung der

Undulation abnimmt und zunehmend die erste Mode die Biegung dominiert. Die Bewertung des Undulationsgrades kann, wie im vorigen Kapitel erläutert, nicht allein mit dem Kriterium aus Gleichung (5.2) erfolgen, da es für reale und damit nicht harmonische Auslenkungen nicht gut funktioniert. Per Augenmaß wird dennoch deutlich, für welche Biegungen eine gute Undulation vorliegt (vgl. Abbildungen 6.5, und im Anhang Abbildung D.1 und Tabelle D.3). Für Frequenzen oberhalb von $0,6f_{res}$ bestätigt sich die in den analytischen Studien gefundene Unabhängigkeit der Effizienz γ von der Auslenkungsamplitude A . Wird die Undulation durch Erhöhung der elektrischen Spannung an der hinteren Elektrode auf 75 V statt einer Ansteuerung mit 50 V verstärkt, hat das kaum Einfluss auf die Flussrate oder die Leistungsabgabe.

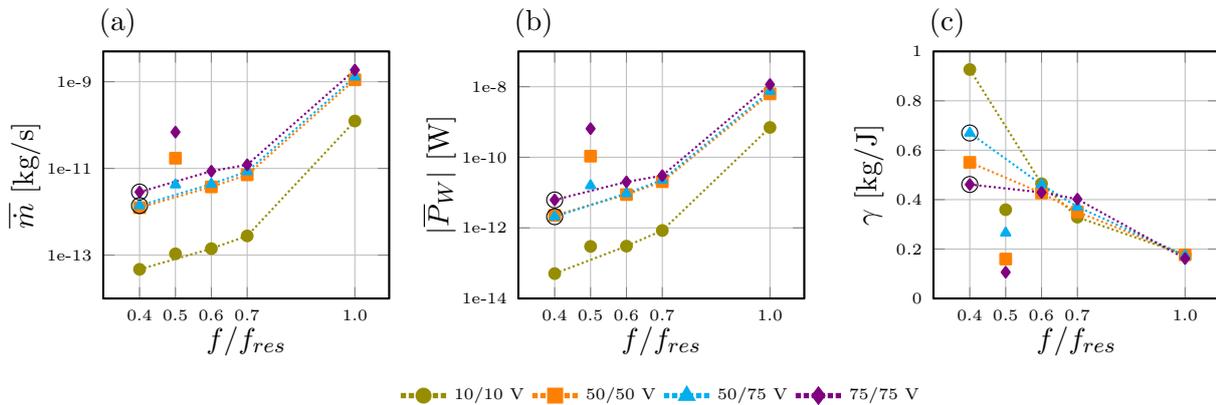


Abbildung 7.1: (a) Massenfluss \bar{m} , (b) abgegebene Leistung an der Fluid-Struktur-Grenzfläche $|\bar{P}_W|$ und (c) Effizienz γ für verschiedene elektrische Steuerspannungen an den Top-Elektroden. Die Werte bei halber Resonanzfrequenz weichen vom regulären Verhalten ab. Die im Folgenden im Detail beleuchteten Simulationen bei Anregung mit $f = 0,4f_{res} = 2008$ Hz sind mit schwarzen Kreisen markiert.

Das Verhalten bei $f = 0,4f_{res}$ bildet hierbei eine Ausnahme und wird im Folgenden näher betrachtet. Die Effizienzen weichen für die verschiedenen Paarungen der angelegten Spannung stark voneinander ab. Die zeit- und ortsabhängigen Biegungen für die Simulationen mit Anregungsspannungen U_1/U_2 von 50/75 V und 75/75 V sind in Abbildung 7.2 gezeigt. Während die Schwingung für ersteren Fall an der Einspannung nur gering ausgeprägt ist und sich am hinteren Ende eine sinusförmige Oszillation ausbildet, ist bei letzterem Fall eine stärkere Schwingung sowohl an der Einspannung als auch am hinteren Ende zu beobachten. Das Signal an der Spitze des Mikrowedlers ist bei der Ansteuerung mit 75/75 V stark deformiert. Vor allem in der zweiten Hälfte der Periode entschleunigt der Mikrowedler beim Abschlag deutlich und verharrt nahezu am unteren Umkehrpunkt, bevor der Aufschlag beginnt (siehe blaue Markierung in Abbildung 7.2 (f) für $x = l$).

Dieses Verhalten wirkt sich deutlich auf den Leistungsübertrag des Mikrowedlers auf das Fluid aus (siehe Abbildung 7.3). Im direkten Vergleich zeigen sich im Fall der Ansteuerung mit 75/75 V höhere Verluste an der Einspannung und aufgrund der höheren Amplitude auch höhere Leistungsdichten an der Spitze des Bauteils. Während der Zeitspanne $\frac{1}{2}T < t < \frac{3}{4}T$, dem unteren Umkehrpunkt der Bauteilspitze, findet nahezu kein Leistungsaustausch zwischen Fluid und Festkörper statt.

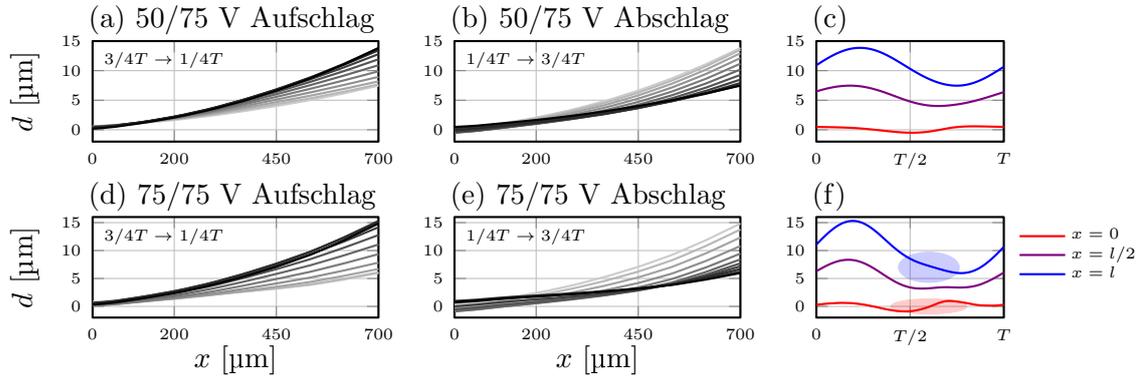


Abbildung 7.2: (a-c) Auslenkung bei Ansteuerung mit $0,4f_{res} = 2008$ Hz, 50/75 V und (d-f) 75/75 V an den Top-Elektroden bei einem elektrischen Phasenversatz von $\frac{4}{8}\pi$. Die Schwingung, die durch 75/75 V erzeugt wird unterliegt deutlich stärkeren Vibrationen im Einspannungsbereich, vor allem während des Abschlags in (e) bei $x = 0$, auch zu erkennen in (f) für die Kurve $x = 0$. Die Auslenkung von Mitte und Hinterkante des Mikrowedlers nehmen statt einem gewünschten sinusförmigen Verlauf vor allem beim Abschlag eine verzerrte Sinusform an. Die Hinterkante des Bauteils entschleunigt zum Ende des Abschlags deutlich (blaue Schattierung) und die Einspannung vibriert während dieser Zeitspanne nennenswert (rote Schattierung).

Das asymmetrische Verhalten der Schwingung hat besonders starken Einfluss auf die Wirbelgeneration. Abbildung 7.4 zeigt für beide im Detail untersuchte Ansteuerungsszenarien jeweils die detektierten Wirbel einer Oszillationsperiode (graue Kreuze). Die Abbildungen (a) und (b) zeigen grundsätzlich dieselbe Simulation, folglich dieselben detektierten Wirbel-Strukturen, allerdings sind in (a) in rot und magenta die Wirbel an der Einspannung farblich hervorgehoben, während in (b) die Hinterkantenwirbel in blau und cyan markiert sind. Analog dazu sind in den Diagrammen (c) und (f) die Vorder- und Hinterkantenwirbel der zweiten Ansteuerungsvariante aufgetragen und markiert. Bei der Ansteuerung mit 50/75 V, die deutlich sinusförmigere Auslenkungen des Mikrowedlers generiert, zeigt sich in Abbildung (b) prinzipiell das gewohnte Muster. Es bilden sich zwei starke Hinterkantenwirbel an der Spitze des Mikrowedlers, die

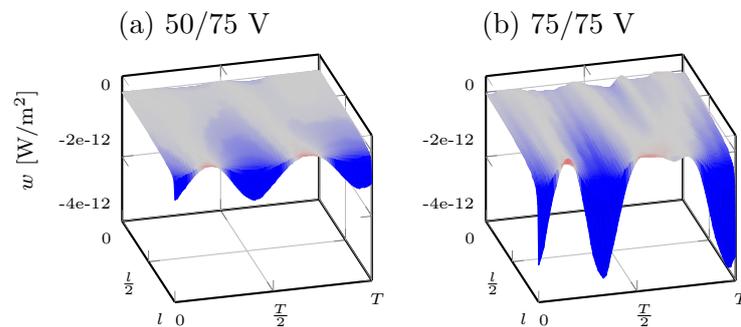


Abbildung 7.3: Leistungsdichten der Ansteuerungsvarianten (a) 50/75 V und (b) 75/75 V aufgetragen über die Länge des Aktors und eine Oszillationsperiode bei gleicher Skalierung. Die hohen Amplituden bei größerer Spannung bewirken deutlich höhere Leistungsdichten an der Spitze des Mikrowedlers.

den Netto-Fluidfluss fördern. Gleichzeitig bilden sich deutlich kleinere Konterwirbel an der Einspannung (siehe (a)). Da die Einspannung entgegen des in Kapitel 5 simulierten Idealfalles leicht mitschwingt, wird ein zusätzlicher dritter Vorderkantenwirbel erzeugt, der aber deutlich geringere Enstrophie-Werte erreicht, als seine vorangegangenen Vorderkantenwirbel. Die Vorderkantenwirbel bilden sich im hier betrachteten Realfall nicht mehr phasengleich mit den entsprechenden Hinterkantenwirbeln aus, sondern entstehen in Phase zur Vibration der Einspannung selbst. Sie sind folglich nicht nur „passives“ Resultat der Drehimpulserhaltung des simulierten Volumens, sondern werden aktiv durch Fluid-Struktur-Interaktion erzeugt.

Abbildung 7.4 (c-d) zeigt das entsprechende Szenario für eine Ansteuerung mit 75/75 V. Auch hier entstehen zwei dominante Hinterkantenwirbel an der Spitze des Mikrowedlers. Allerdings sind diese Wirbel nicht über die gesamte Periodendauer T präsent. Während der Phase $\frac{1}{2}T < t < \frac{3}{4}T$, in der die Spitze des Bauteils kaum bewegt wird, trägt kein starker Wirbel zum gewünschten Netto-Fluidfluss bei. Stattdessen wird ein weiterer, deutlich schwächerer Wirbel an der Hinterkante erzeugt, der als Konterwirbel des zeitgleichen Vorderkantenwirbels interpretiert werden kann. Im Vergleich zur Simulation bei 50/75 V schwingt die Einspannung in dieser Simulation mit deutlich größeren Amplituden bei doppelter Anregungsfrequenz. Dementsprechend sind vier Vorderkantenwirbel vorhanden (siehe (c)) und nicht nur in absoluten Werten, sondern auch im Verhältnis zu den Hinterkantenwirbeln stärker ausgeprägt.

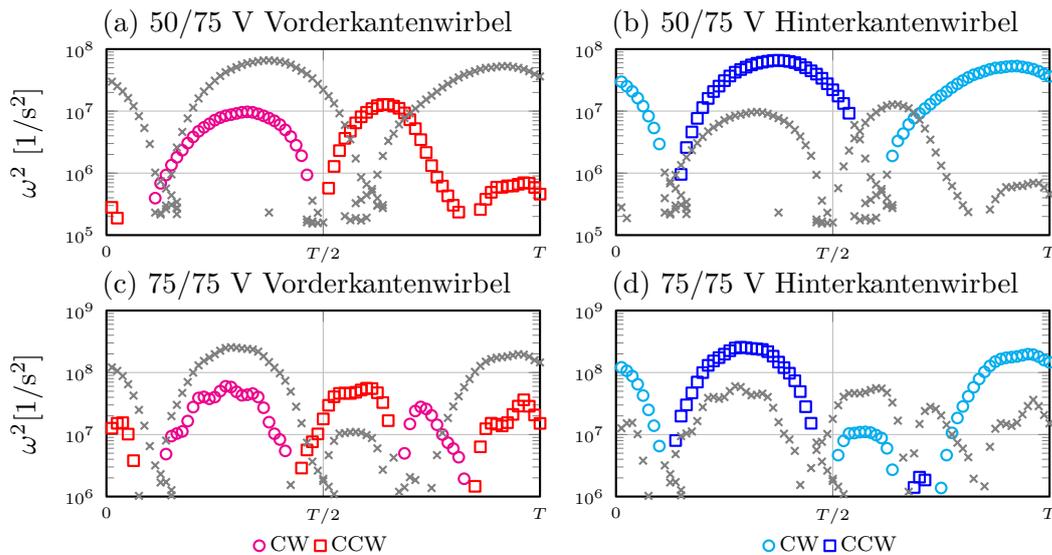


Abbildung 7.4: (a,c) Enstrophiewerte der Vorderkantenwirbel (rot und magenta) und (b,d) Hinterkantenwirbel (blau und cyan) für eine Periodendauer bei den zwei Ansteuerungsvarianten 50/75 V und 75/75 V. Wirbel im Uhrzeigersinn (CW) sind wie üblich mit Kreisen aufgetragen, Wirbel entgegen dem Uhrzeigersinn (CCW) mit Quadraten.

Bei der Analyse des Impulsübertrags p_{\rightarrow} in gewünschter x -Richtung entlang der Kanalachse und entsprechend nachteiligem Rückstoß p_{\leftarrow} muss bei realen Biegelinien in Ab- und Aufschlag unterschieden werden, da die Bewegung, vor allem durch die mechanische Vorspannung, sehr unsymmetrisch ausgeprägt ist. Tabelle 7.2 fasst die Ergebnisse der beiden im Detail diskutierten Ansteuerungsarten zusammen. Während des Aufschlags wird in beiden Fällen kein Nettofluss, sondern ausschließlich rückwärtsgerichtete Strömung induziert. Die Ursache liegt in der starken Biegung

nach oben. Zu keiner Zeit kann während des Aufschlags eine nach unten gerichtete Krümmung erzeugt werden und so auch kein Fluid in gewünschter positiver x -Richtung geschoben werden. Im Gegenzug wird beim darauffolgenden Abschlag keinerlei Rückstoß erzeugt, da wiederum der Mikrowedler ununterbrochen nach oben gewölbt bleibt und so ausschließlich Vorschub generiert. Diese Beobachtung ist bei beiden im Detail betrachteten Simulationen grundsätzlich identisch und unterscheidet sich lediglich in den absoluten Werten. Das Fluid erfährt bei Ansteuerung mit höherer Spannung und entsprechend höheren Amplituden stärkeren direkten Impulsübertrag, aber auch stärkeren Rückstoß.

Abbildung 7.5 zeigt die Ergebnisse für den direkten Impulsübertrag und Rückstoß, jeweils für Auf- und Abschlag für alle elektrischen Spannungskombinationen und Anregungsfrequenzen. Die Kurven korrelieren stark mit dem Massenfluss \bar{m} und unterstreichen, dass die übertragenen Kräfte in Resonanz stark zunehmen.

Tabelle 7.2: Impulse der Beispielsimulationen im Vergleich für Auf- und Abschlag.

	p_{\rightarrow} [N s]		p_{\leftarrow} [N s]		p_{\leftrightarrow} [N s]	
	50/75 V	75/75 V	50/75 V	75/75 V	50/75 V	75/75 V
Aufschlag	0	0	-8,7e-17	-1,4e-16	6,3e-17	1,0e-16
Abschlag	1,5e-16	2,4e-16	0	0		

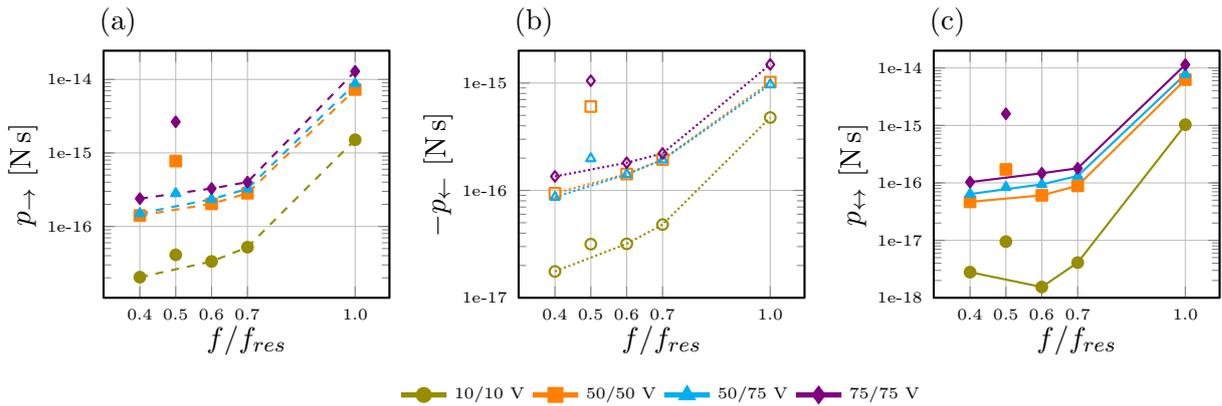


Abbildung 7.5: (a) Vergleich von direktem Impulsübertrag in x -Richtung basierend auf Druckkräften und (b) entsprechendem Rückstoß für Ansteuerung mit verschiedenen Frequenzen und Spannungen bei elektrischem Phasenversatz von $\varphi = \frac{4}{8}\pi$. (c) Differenz beider Werte.

Zusammengefasst gilt:

- Auch die realen Bauteile zeigen eine dominierende Abhängigkeit des Massenflusses \bar{m} von der Anregungsfrequenz f und dementsprechend der Amplitude A .
- Die Effizienz sinkt, nahezu unabhängig von der Steuerspannung, bei steigenden f und gleichzeitig abnehmendem undulatorischen Charakter der Bewegung wie prognostiziert.
- Für niedrige Frequenzen überwiegen parasitäre Einflüsse der verzerrten Verbiegung.
- Die Schwingungen an der Einspannung haben nennenswerten Einfluss auf aufgewendete Leistung und Wirbelgeneration.
- Es ist von besonderer Bedeutung, dass die Hinterkante des Bauteils möglichst sinusförmig ausgelenkt wird, da sonst die vorteilhaften Hinterkantenwirbel nicht über die gesamte Periodendauer zum Nettofluss beitragen können.

7.1.2 Einfluss des elektrischen Phasenversatzes der Eingangssignale

Im Folgenden wird der Einfluss des elektrischen Phasenversatzes an den Elektroden näher beleuchtet. Aus Abbildung 6.9 ist bereits bekannt, dass die Amplitude mit steigendem φ_{el} leicht sinkt und der Undulationsgrad vorerst ansteigt und dann nicht mehr quantitativ erfasst werden kann. Der Massenfluss \bar{m} ist für Ansteuerungen mit geringem Phasenversatz, also parabolischer Auslenkung, höher und erreicht sein Maximum bei $\frac{1}{8}\pi$ (siehe Abbildung 7.6). Die Effizienz γ hingegen ist bei $\frac{3}{8}\pi$ bis $\frac{4}{8}\pi$ am größten, wodurch der Bereich $\frac{1}{8}\pi < \varphi_{el} < \frac{4}{8}\pi$ technisch besonders interessant ist. Je nach momentaner Systemanforderung kann eingestellt werden, ob das Bauteil besonders hohe Flüsse erzeugen oder besonders energiesparend arbeiten soll.

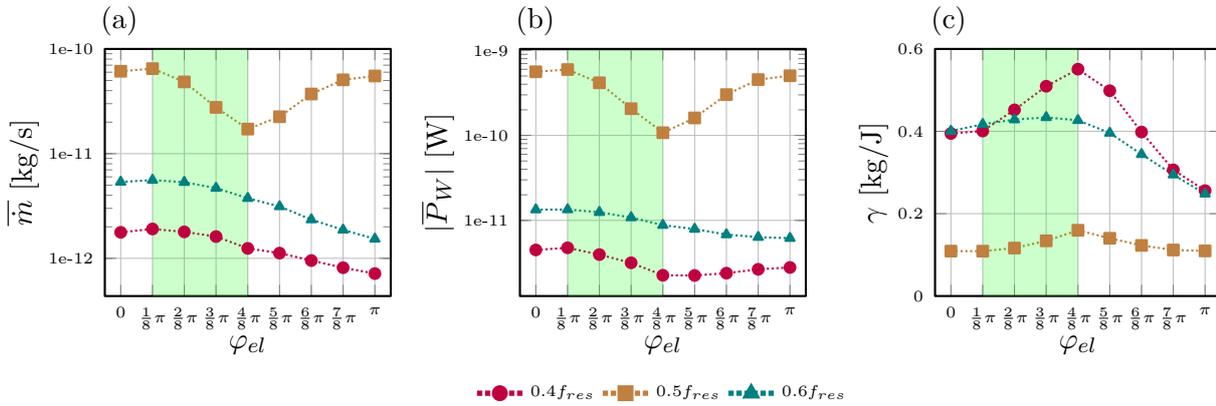


Abbildung 7.6: (a) Massenfluss \bar{m} , (b) übertragene Leistung $|\bar{P}_W|$ und (c) Effizienz γ für Ansteuerung mit verschiedenen elektrischem Phasenversatz ϕ_{el} und Frequenzen. Die Maxima von Massenfluss und Effizienzen grenzen den technisch sinnvollen Bereich ein (grüne Markierung).

Um genauer zu untersuchen, warum der Massenfluss bei $\varphi_{el} = \frac{1}{8}\pi$ am größten ist und warum das Bauteil bei $\varphi_{el} = \frac{4}{8}\pi$ am effizientesten arbeitet, werden für die Frequenz $0,4f_{res} = 2008$ Hz die Leistungsabgabe, Wirbelgenerierung und Impulsübertragung detaillierter analysiert. Die zeit- und ortsabhängigen Auslenkungen sind für beide Simulationen in Abbildung 7.7 dargestellt. Beide Bewegungen sind stark verzerrt, besonders am hinteren Ende des Mikrowedlers ist die Bewegung um den unteren Umkehrpunkt nicht harmonisch. Für $\frac{1}{8}\pi$ verharrt das Bauteil nahezu am unteren Umkehrpunkt, während die Einspannung besonders stark vibriert. Die Schwingungen bei $x = 0$ sind für die Ansteuerung mit $\frac{4}{8}\pi$ sichtlich geringer ausgeprägt. Im direkten Vergleich der Auslenkungen wird deutlich, dass ausschließlich bei $\varphi_{el} = \frac{4}{8}\pi$ ein geometrischer Phasenversatz zwischen der Mitte des Bauteils und dessen Ende messbar ist (Markierungen in Abbildung 7.7 (c) und (f)).

Die unterschiedlichen Amplituden beider Simulationen, die Unsymmetrien der Bewegungen und verschieden stark ausgeprägte Undulation führen zu den bereits bekannten Beobachtungen in der Leistungsabgabe: Bei höheren Amplituden sowohl an der Spitze des Bauteils als auch an der Einspannung wird mehr Leistung vom Mikrowedler aufgewendet (siehe Abbildung 7.8). Während der Zeitdauer $\frac{T}{2} < t < \frac{3}{4}T$ wird nahezu keine Leistung abgegeben. Es findet aufgrund der gering ausgeprägten Undulation in beiden Fällen kaum Energierückgewinnung statt.

Die Analyse der generierten Wirbel bestätigt die Beobachtungen bei unterschiedlichen Ansteuerungsspannungen aus dem vorigen Abschnitt. Bei der undulatorischen Bewegung entstehen zwei klare Hinterkantenwirbel (siehe Abbildung 7.9 (c-d)). Lediglich die Anfangsphase des unteren

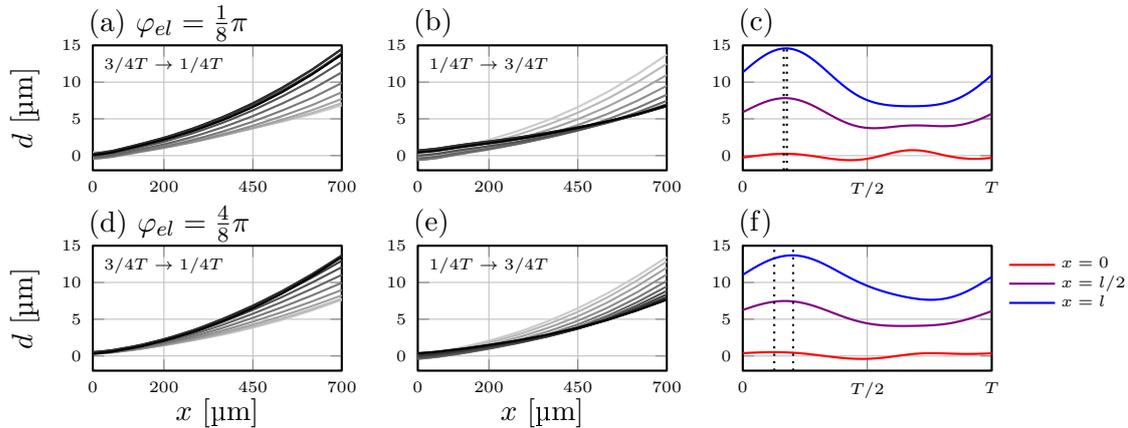


Abbildung 7.7: Vergleich von (a-c) nahezu phasengleicher und (d-f) undulatorischer Ansteuerung. Bei ersterer Ansteuerungsart (a-c) sind höhere Ausschläge der Mikrowedlerspitze zu beobachten. Das Signal weicht vor allem in der zweiten Periodenhälfte stark vom harmonischen Ideal ab. Bei zweiterer Ansteuerungsart (d-f) sind die Auslenkungen sowohl an der Spitze als auch an der Einspannung geringer ausgeprägt. Der geometrische Phasenversatz ist besonders am oberen Umkehrpunkt in (f) gut zu erkennen (siehe Markierungen).

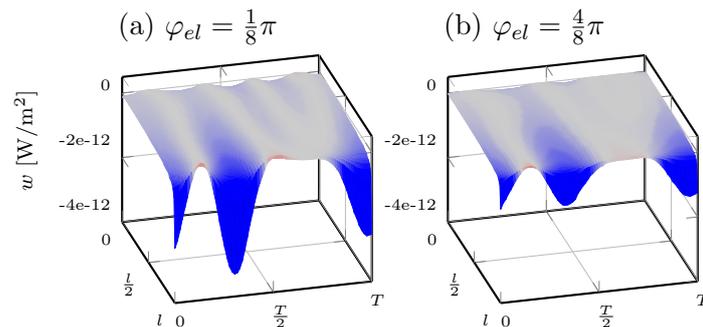


Abbildung 7.8: Leistungsdichten für (a) $\varphi_{el} = \frac{1}{8}\pi$ und (b) $\varphi_{el} = \frac{4}{8}\pi$ (b).

Wirbels weicht vom in Kapitel 5 prognostizierten Verhalten ab. Die dazugehörigen Vorderkantenwirbel sind wiederum stark von der Schwingung der Einspannung beeinflusst und sind vor allem in der zweiten Hälfte der Schwingungsperiode nicht in Phase mit den Hinterkantenwirbeln.

Das Verhalten der Bewegung bei $\varphi = \frac{1}{8}\pi$ weicht auch grundsätzlich von dem angestrebten Wirbelmuster ab und gleicht der Analyse im vorigen Abschnitt bei Anregung mit 75/75 V. Es werden zwar zwei starke Hinterkantenwirbel generiert, allerdings kommt im Zeitraum des unteren Umkehrpunktes ein weiterer Hinterkantenwirbel hinzu, der aus dem nur leicht phasenverschobenen, etwas stärkeren Vorderkantenwirbel resultiert. Dieser entsteht aufgrund der starken Vibration an der Einspannung. Damit verliert das erzeugte Wirbelgebilde an der Hinterkante des Bauteils seine angestrebte Symmetrie und es kann sich schlechter eine Axialströmung aufbauen. Hinzu kommt, dass sich aufgrund der Schwingung an der Einspannung mit doppelter Anregungsfrequenz vier Vorderkantenwirbel bilden und generell deutlich mehr kleinere unzusammenhängende Wirbelpakete generiert werden. Diese können nicht für den angestrebten Fluidfluss genutzt werden, sondern dissipieren unnötig Energie.

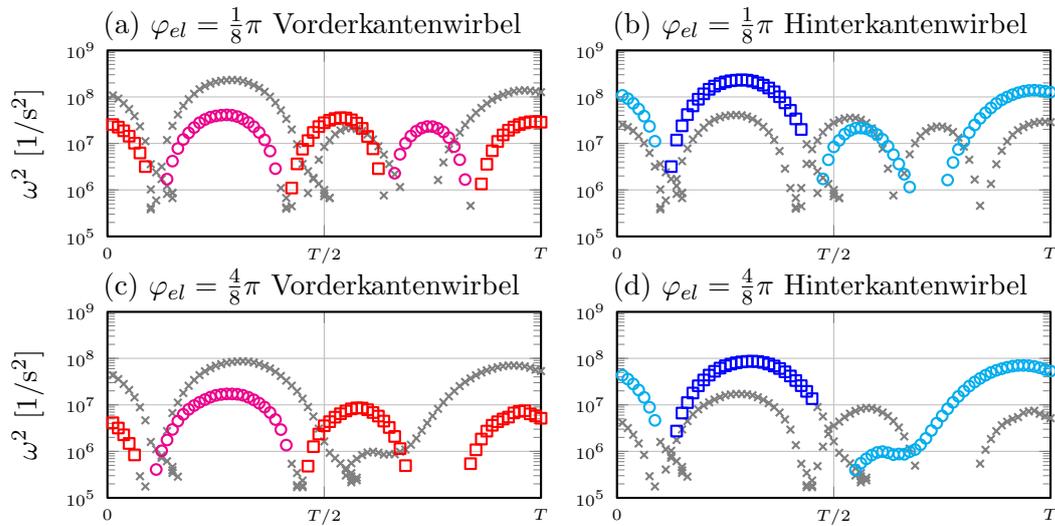


Abbildung 7.9: Vorder- und Hinterkantenwirbel bei Anregung mit 50 V an beiden Elektroden und $0.4f_{res}$ bei verschiedenem elektrischen Phasenversatz. Die Wirbel der modenförmigen Anregung in (a-b) sind stärker ausgeprägt als bei undulatorischer Bewegung in (c-d). Statt idealerweise zwei Vorderkantenwirbel treten vier auf, was wiederum zu einem zusätzlichen Hinterkantenwirbel führt.

Direkter Impulsübertrag und entgegengesetzter Rückstoß in positiver bzw. negativer x -Richtung aus Abbildung 7.10 zeigen höhere Werte bei Ansteuerung mit geringem Phasenversatz. Ersterer korreliert wiederum stark mit dem Massenfluss und zeigt sich erneut, neben der Amplitude, als maßgeblicher Einflussfaktor auf den angestrebten Fluidfluss.

Zusammengefasst gilt:

- Je nach gewünschter Zielgröße kann das System über den elektrischen Phasenversatz während des Einsatzes gezielt eingestellt werden.
- Bei Anregung mit $\varphi = \frac{1}{8}\pi$ maximiert sich der Massenfluss, wohingegen bei Undulation mit $\varphi = \frac{4}{8}\pi$ die Effizienz günstiger ist.
- Die Verzerrung der Bewegung hat starken negativen Einfluss auf die erzeugten Wirbel an Vorder- und Hinterkante.
- Der Anteil des direkten Impulsübertrages korreliert mit dem erzeugten Massenfluss und stellt damit für dieses Bauteil und diese Ansteuerungsarten den maßgeblichen Anteil an der Nettoflussgenerierung dar.

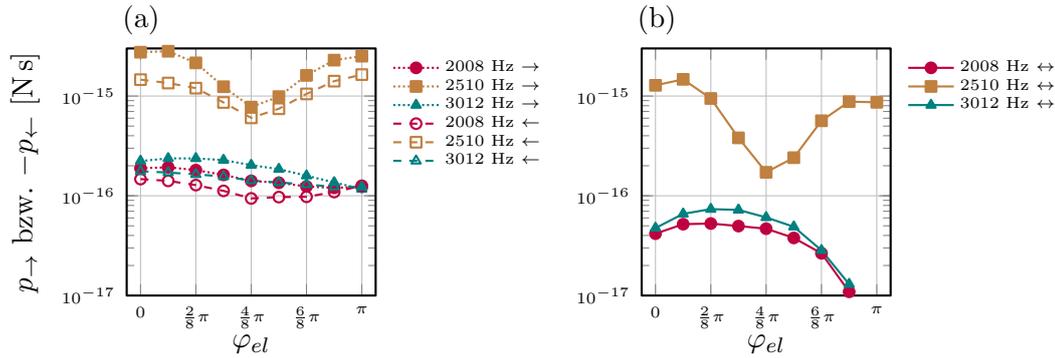


Abbildung 7.10: (a) Vergleich von direktem Impulsübertrag während des Aufschlags (gepunktet) und Rückstoßes während des Aufschlags (gestrichelt) für Ansteuerung mit verschiedenen Frequenzen und elektrischem Phasenversatz bei 50 V an beiden Elektroden. Die mechanische Vorspannung und resultierende Deformation bewirken, dass es beim Aufschlag keinen direkten Impulsübertrag und beim Aufschlag keinen Rückstoß gibt. (b) Die Differenz beider Werte zeigt den über Oberseite und Unterseite aufintegrierten Netto-Impuls einer Oszillationsperiode.

7.2 Biegungen ohne mechanische Vorspannung

Aus dem vorigen Abschnitt ist ersichtlich, dass die realen Bauteile kaum in der Lage sind, die erwarteten Vorteile der Undulation zu nutzen. Der Fluidfluss wird nicht primär von einer generierten Wirbelstraße erzeugt. Vielmehr dominiert der direkte Impulsübertrag in x -Richtung als zugrundeliegender Mechanismus. Im folgenden Abschnitt soll der Einfluss der mechanischen Vorspannung auf die fluidischen Verhältnisse untersucht werden, indem die gemessenen Auslenkungen ohne mechanische Vorauslenkung in OpenFOAM implementiert werden. Die Biegungen weisen so ein deutlich sichtbarereres undulatorisches Verhalten über die gesamte Schwingungsperiode auf (siehe beispielsweise Abbildung 6.5 (a-b)). Damit unterscheidet sich das Verhalten von den realen Auslenkungen dahingehend, dass nicht nur während des Aufschlags eine undulatorische Krümmung des hinteren Bauteilendes erzeugt wird, sondern auch während des Aufschlags. Diese Überlegungen sind ein reines Gedankenexperiment, da die statische Vorspannung des Bauteils auch dessen dynamisches Verhalten beeinflusst, besonders bei den beobachteten Unsymmetrien im Zeitverlauf. Trotzdem geben die Analysen Einblicke in das Potential der Undulation von Mikroweldern.

Der ermittelte Undulationsgrad ohne mechanische Vorspannung ist identisch mit den Ergebnissen aus Kapitel 7.1. Im Gegensatz zur vorhergehenden Studie gilt er aber sowohl für die Maxima von Krümmung und Auslenkung (gemäß Gleichung (5.2)) als auch für die Minima. Die ermittelten Massenflüsse \bar{m} , Leistungen \bar{P}_W und Effizienzen γ unterscheiden sich kaum von den unter Vorspannung ermittelten Werten (siehe Abbildung 7.11 und C.1). Die generierten Hinterkantenwirbel sind ebenfalls nicht wesentlich von der Vorauslenkung der Bauteile beeinflusst (siehe Abbildung 7.12). Dieses Erkenntnis ist überraschend, da das in dieser Studie betrachtete Verhalten dem natürlichen Vorbild deutlich näher kommt, als die Biegungen unter Vorspannungen. Trotzdem etablieren sich keine stärkeren oder langlebigeren Wirbel, sondern sogar leicht schwächere. Die Vorderkantenwirbel verhalten sich wie erwartet identisch, da die Schwingung der Einspannung kaum vorausgelenkt und dementsprechend nicht davon beeinflusst wird.

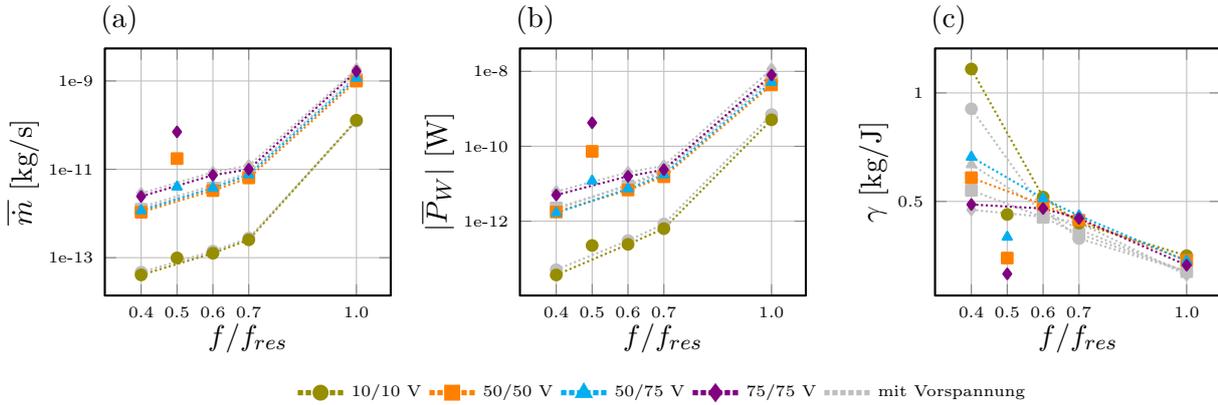


Abbildung 7.11: (a) Massenfluss \bar{m} , (b) Leistung $|\bar{P}_W|$ und (c) Effizienz γ der Simulationen von gemessenen Biegungen ohne Vorauslenkung im Vergleich zu Simulationen mit Vorauslenkung (grau).

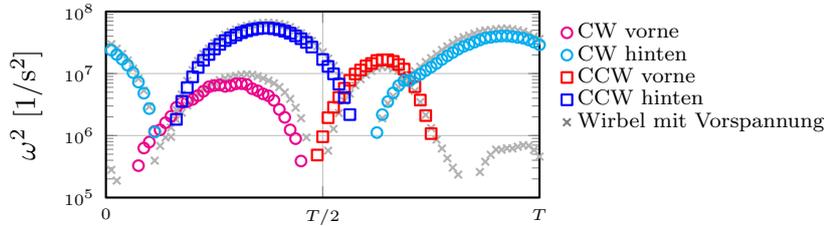


Abbildung 7.12: Enstrophiewerte der Vorderkantenwirbel (rot und magenta) und Hinterkantenwirbel (blau und cyan) für eine gesamte Periodendauer ohne mechanische Vorspannung im Vergleich mit Werten unter Vorspannung (grau) bei Ansteuerung mit 50/75 V. Die ausführlichen Werte sind in Anhang in Abbildung C.2 dargestellt.

Der Vergleich der direkt in x -Richtung übertragenen Impulse p_{\rightarrow} und p_{\leftarrow} ist in Abbildung 7.13 gezeigt. Die Schübe in positive x -Richtung p_{\rightarrow} sind während des Abschlags mit Vorspannung höher als ohne Vorspannung, was aber kompensiert wird, indem bei letzterem auch der Aufschlag zum Vorschub des Fluids genutzt werden kann (gepunktete Linien in (a)). Die rückwärts wirkenden Impulse p_{\leftarrow} sind ebenfalls bei der vorgespannten Variante deutlich höher. Doch auch hier gilt, dass in der Studie ohne mechanische Vorauslenkung die gesamte Schwingungsperiode zum Rückstoß beiträgt, also auch der Abschlag (gestrichelte Linie in (b)). Die Addition aller Impulse während Auf- und Abschlag in (c) zeigen, dass bei der nicht vorausgelenkten Variante meist minimal höhere Kräfte übertragen werden. In Kombination mit den etwas schwächer ausgeprägten Wirbeln führt dies in Summe zu niedrigeren Flussraten \bar{m} bei geringfügig erhöhter Effizienz γ . Die Unterschiede zwischen beiden Studien fallen aber marginal aus.

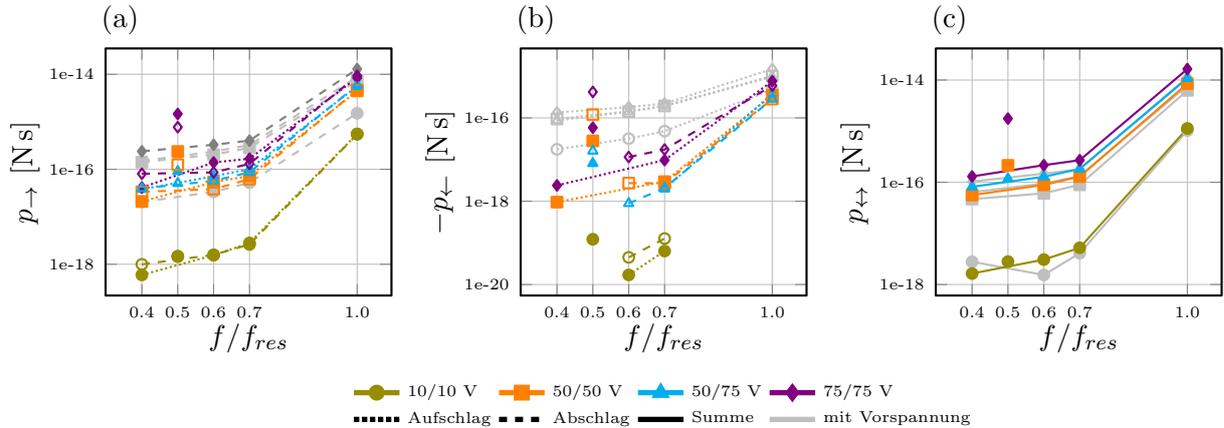


Abbildung 7.13: (a) Impulsübertrag in positive x -Richtung p_{\rightarrow} , (b) in negative x -Richtung p_{\leftarrow} und (c) der über den Auf- und Abschlag summierte Impuls in beide Richtungen p_{\leftrightarrow} im Vergleich zu den Werten mit mechanischer Vorspannung (grau). Im Falle bidirektionaler Biegungen treten Schub und Rückstoß jeweils für Auf- und Abschlag auf. Aufgrund der logarithmischen Skala werden negative Werte in (b) ignoriert. Sie liegen im Bereich $-1e-20$ Ns und sind damit vernachlässigbar.

7.3 Fluidische Einordnung der Ergebnisse und fortführende Simulationen

Die Ergebnisse der beiden zuletzt diskutierten Studien werfen die Frage auf, warum kaum Unterschiede zwischen undulatorischen Biegungen mit Krümmungen in beiden Richtungen und dem vorgespannten Pendant auftreten. Entgegen der Erwartung wird bei den unvorspannten Bewegungen keine verbesserte Wirbelgeneration oder eine günstigere Druckverteilung beobachtet. Vielmehr wird die Flussrate bei beiden Bewegungsmustern vom direkten, druckbasierten Impulsübertrag dominiert. Die Bauteile agieren folglich im resistiven, statt reaktiven Bereich (vgl. Kapitel 2) und die undulatorische Bewegungscharakteristik hat kaum Einfluss. Die Strouhal-Zahlen Sr , die sich aus den Simulationen mit real gemessenen Auslenkungsamplituden ergeben, sind in Abbildung 7.14 als gepunktete Linien aufgetragen. Sie liegen für die undulatorisch angeregten Arbeitspunkte ($f < 0,7f_{res}$) im Bereich von 100, statt den angestrebten 0,3–0,7. Einzig die Sr der resonanten Biegungen nähern sich diesem Bereich an. Die undulatorisch erzeugten Flussraten sind aber deutlich zu klein, um die Vorteile der Undulation effektiv auszuspielen.

Die Auswertungen der Sr der künstlich erzeugten Undulationen mit fortlaufenden Wellen aus Kapitel 5 sind ebenfalls in Abbildung 7.14 als durchgezogene Linien dargestellt. Sie liegen wiederum deutlich zu hoch, zeigen aber interessante Tendenzen: Eine Erhöhung der Anregungsfrequenz und der Amplitude der Auslenkung verschiebt den Arbeitsbereich des Aktors in Richtung des natürlich Vorbilds. Aus diesem Grund wurden weitere Simulationen mit deutlich höheren Amplituden und Frequenzen durchgeführt. Diese sind mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Prototypen nicht realisierbar, sondern bedürfen weiterer Anpassungen, die in Kapitel 9 erläutert werden.

Die simulierten Undulationen mit fortlaufenden Wellen folgen Gleichung (5.1) bei $\lambda/l = 2$ und $A_0 = 50 \mu\text{m}$ für Frequenzen bis 50 kHz und des Weiteren für Amplituden von $A_0 = 50\text{--}150 \mu\text{m}$

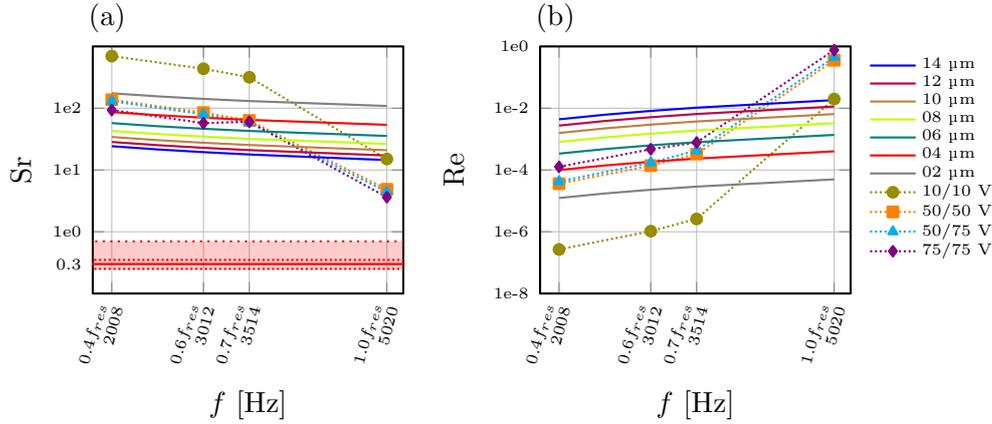


Abbildung 7.14: (a) Strouhal-Zahl nach Gleichung (2.3) und (b) Reynolds-Zahl nach Gleichung (2.1) aufgetragen für die nicht mechanisch vorgespannten simulierten Mikrowedler mit undulatorischer Ansteuerung aus Kapitel 7.2 (gepunktete Linien) und analytisch formulierte Biegungen mit fortlaufenden Wellen aus Kapitel 5.1 (durchgezogene Linien) im Vergleich mit dem rot markierten, angestrebten Bereich von $Sr \approx 0.3 \pm 0.5$ mit der Erweiterung bis 0.7 für kleine Lebewesen in (a).

bei $f = 20$ kHz. Die Ergebnisse bei geringen Frequenzen bestätigen die bisherigen Erkenntnisse: Der Nettofluss ist primär durch direkten Impulsübertragung, statt durch undulatorisch generierte Wirbelpaare zu erklären. Bei höheren Frequenzen weichen die generierten Geschwindigkeits- und Druckverteilungen allerdings von den bisherigen Mustern ab, was im Folgenden anhand der Simulation bei $f = 20$ kHz und $A_0 = 50 \mu m$ näher gezeigt wird. Die Stärken und Größen aller detektierten Wirbel, sowie deren Trajektorien für zwei Oszillationsperioden sind in Abbildung 7.15 als graue Kreuze gezeigt. Es entstehen wie üblich die dunkelblau und in diesem Fall blaugrün markierten, gebundenen Hinterkantenwirbel während des Auf- und Abschlags, allerdings werden zusätzlich zum Ende der Lebensdauer eines Hinterkantenwirbels gleichsinnige Wirbel mit langsam sinkender Stärke und steigender Größe detektiert, die in hellblau und hellerem blaugrün hervorgehoben sind. Diese entstehen losgelöst von der Hinterkante am unteren beziehungsweise oberen Umkehrpunkt der Bauteilspitze. Ihr Drehsinn ist derart, dass die jeweiligen Wirbelpaare eine inverse Kármánsche Wirbelstraße bilden und wie in Abbildung 7.15 (c) zu erkennen, sich mit der generierten Nettoströmung sukzessive vom Mikrowedler entfernen - der für die Undulation gewünschte Effekt.

Abbildung 7.16 zeigt die Auslenkung der Mikrowedlerspitze inklusive der dazugehörigen Positionen und Stärken eines exemplarischen Hinterkantenwirbels für eine Periodendauer im Detail. Zunächst entsteht während des letzten Drittels des Abschlags ($t \approx 0.1T$ in Abbildung 7.15) ein zunächst schwacher Hinterkantenwirbel mit Drehsinn im Uhrzeigersinn (hellblau bei Position $(x, y) = (700, 0)$). Mit Erreichen des unteren Umkehrpunktes und beginnenden Aufschlag verstärkt sich dieser Wirbel und haftet weiter an der Mikrowedlerspitze an (Farbübergang zu dunklerem Blau und größer werdende Kreis-Markierungen). Im Gegensatz zu den Wirbeln der realen Bauteile ist die Geschwindigkeit der Hinterkante allerdings hoch genug, um einen Wirbel gleichen Drehsinns am unteren Umkehrpunkt im umgebenden Fluid zu hinterlassen, analog zu Chois Rauchfadenmessung in (a). Dieser wird von der Wavelet-Analyse nicht sofort als einzel-

ner Wirbel erkannt, da er noch zu nah an dem stärker ausgeprägten Hinterkantenwirbel liegt. Erst wenn die Mikrowedlerspitze in der Nähe des oberen Umkehrpunktes ist ($t \approx 0.6T$ in Abbildung 7.15), wird auch dieser Wirbel als diskretes Gebilde erkannt und für einen Zeitschritt beide Wirbelanteile separat bei den Positionen $(x, y) = (700, 35)$ und $(x, y) = (740, -45)$ detektiert (beide dunkelblau in Abbildung 7.16). Beim beginnenden Abschlag hat sich der gebundene Hinterkantenwirbel bereits völlig aufgelöst und wurde durch einen (hier nicht dargestellten) Wirbel mit Drehsinn entgegen dem Uhrzeigersinn (CCW) ersetzt. Der abgelöste Wirbel, nun in dunkler werdendem Cyan dargestellt, wird von der umgebenden Nettoströmung in positive x -Richtung transportiert und bildet so ein Element der Wirbelstraße. Zusammen mit dem entgegengesetzten Wirbelpaket in blaugrün und hellerem blaugrün entspricht die Wirbelgeneration dem von Choi in [75] gemessenen und berechneten Verhalten und es bildet sich die gewünschte, stabile Wirbelstraße mit starker Axialströmung aus.

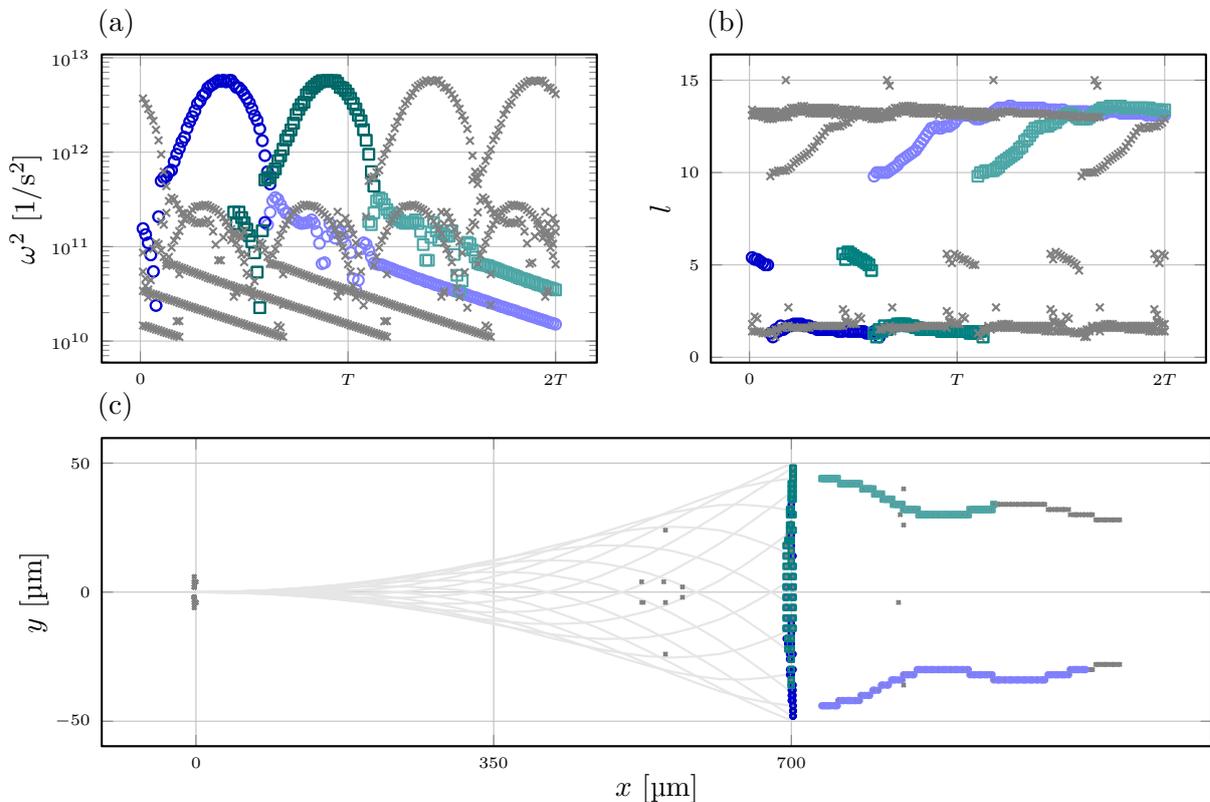


Abbildung 7.15: (a) Wirbelstärke ω^2 , (b) Wirbelgröße l und (c) Trajektorie bei Anregungsfrequenz von 20 kHz bei Auslenkungsamplituden von 50 μm . Das während des Aufschlag generierte Wirbelpaar ist blau dargestellt, wobei der Hinterkantenwirbel wie üblich dunkelblau und der dazugehörige abgelöste Wirbel der Wirbelstraße hellblau markiert ist. Das Wirbelpaar des Abschlages ist analog dazu in blaugrünen Schattierungen hervorgehoben.

Massenfluss \bar{m} , übertragene Leistung \bar{P}_W und Effizienz γ aus Abbildung 7.17 folgen auch für hohe Amplituden und Frequenzen den bekannten Mustern. Höhere Frequenzen führen zu höheren Massenflüssen \bar{m} und niedrigeren Sr (siehe Abbildung C.3 im Anhang), aber zu niedrigeren Effizienzen γ . Die Erhöhung der Auslenkungsamplituden hingegen führt ebenfalls zu größeren \bar{m} und

niedrigeren Sr , aber bei nahezu gleichbleibender Effizienz γ . Bei der Planung zukünftiger Prototypen muss der Fokus demzufolge vor allem auf hohen Auslenkungen liegen. Führt man sich ein vergleichbares Beispiel aus der Natur vor Augen, wie die *Drosophila Melanogaster* (Fruchtfliegen) mit Größen zwischen 2 und 3 mm, so bestätigt sich dieses Erkenntnis. Die Rotation der Flügel um über 90° resultiert in Amplituden im Millimeterbereich, bei Frequenzen um 200 Hz (siehe grüne Markierung in Abbildung C.3).

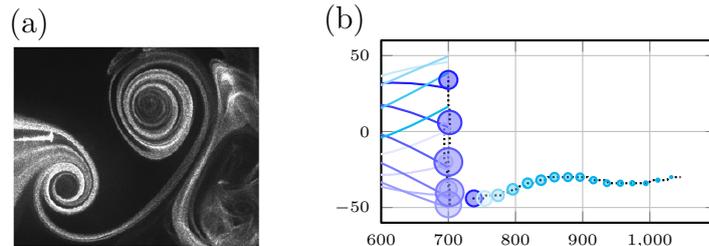


Abbildung 7.16: Verhalten des abgelösten Hinterkantenwirbels als Vergleich zum gebundenen Hinterkantenwirbel in Abbildung 5.10 bei anderer Ansteuerung des Mikrowedlers. (a) Rauchflussmessung aus [75] (b) Trajektorie des gebundenen Hinterkantenwirbels (Blau-Schattierungen) und des dazugehörigen abgelösten Wirbels am unteren Umkehrpunkt (Cyan-Schattierungen). Der zeitliche Verlauf des Wirbelzentrums ist über die Schattierung gekennzeichnet, die Enstrophie über die skalierte Größe der Kreise. Die zum jeweiligen Wirbel zeitlich zugeordnete Biegung der Mikrowedlerspitze ist mit der jeweils selben Farbe markiert und beginnt beim Abschlag (Hellblau), wird weitergeführt bis zum oberen Umkehrpunkt (dunkelblau) und setzt sich mit dem beginnenden Abschlag fort (helles Cyan). Die Biegungen sind aufgrund der Übersichtlichkeit nur für eine Oszillationsperiode eingezeichnet.

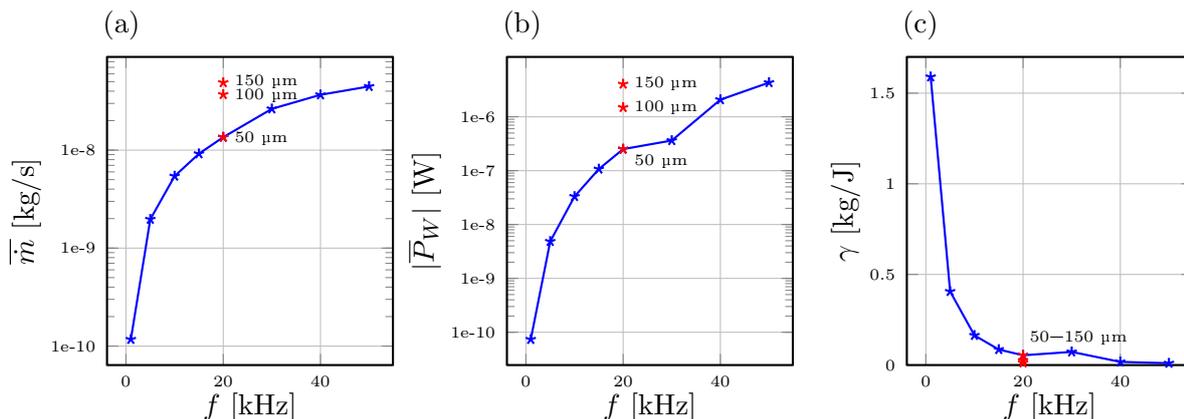


Abbildung 7.17: (a) Massenfluss \dot{m} , (b) übertragene Leistung $|\overline{P}_W|$ und (c) Effizienz γ für höhere Auslenkungsamplituden bei $f = 20$ kHz (rot) und höhere Frequenzen bei $A = 50$ μm . Während die Flussrate für höhere Amplituden gesteigert werden kann, sinkt die Effizienz dabei nur minimal.

7.4 Erkenntnisse zur technischen Realisierbarkeit von undulatorischen Aktoren

Die Kombination aus statischen und dynamischen Messungen des beispielhaften Bauteils zeigt, dass sich aufgrund der Deformation basierend auf mechanischer Vorspannung **keine Undulation im Sinne des natürlichen Vorbildes** ausprägt. Trotzdem kann auch bei den hier analysierten, vorgespannten Bauteilen beobachtet werden, dass bei **undulatorischer Ansteuerung höhere Effizienzen** erreicht werden (Abbildung 5.7). Gelingt es, die mechanische Vorspannung zu reduzieren, ist der piezoelektrische Antrieb basierend auf AlN durchaus in der Lage, deutliche bidirektionale Biegungen aufzubauen und so eine klassische Undulation des Bauteils zu bewirken (Abbildung 6.5 (a-c)). Mit den realisierbaren Amplituden und Frequenzen und damit Geschwindigkeiten arbeitet der Mikrowedler im **Übergangsbereich zwischen reaktiver und resistiver Schubgeneration**. Es wurde nachgewiesen, dass in weiten Bereichen des möglichen Arbeitsbereiches der direkte Impulsübertrag vom Festkörper auf das Fluid in gewünschter Kanalrichtung als Antriebsmechanismus dominiert (Abbildungen 7.1 mit 7.5 (c)). Die Wirkung der generierten Wirbel darf dennoch nicht vernachlässigt werden und kann zusätzlich zur Erhöhung des Nettoflusses beitragen (Abbildung 5.12 erklärt mit Abbildungen 5.14 und 5.16 (c)). Allerdings wurde beobachtet, dass die erreichten fluidischen Bereiche aufgrund der geometrischen Abmessungen und möglichen Geschwindigkeiten nicht zur gewünschten Bildung einer stabilen Wirbelstraße ausreichen. Stattdessen überwiegen die viskosen Kräfte derart, dass der Wirbel an der Hinterkante des Bauteils mitgezogen wird, statt aufgrund der inertialen Kräfte direkt im umgebenden Fluid zu verharren bzw. abgeworfen zu werden (Abbildung 5.10). Beispielhafte Simulationen zeigen, dass mit deutlich höheren Frequenzen oder Amplituden auch in dieser geometrischen Größenordnung Undulation prinzipiell erzeugt werden kann. Design und Materialauswahl der derzeitigen Mikrowedler können diese Bauteilgeschwindigkeiten allerdings noch nicht leisten.

Anhand von Simulationen basierend auf den gemessenen Biegungen kann bestätigt werden, dass **Amplitude und Frequenz** dominierend sind für die Erzeugung von **Massenfluss**. Die frequenzabhängige Form und Art der Biegung, also Ausprägung und **Qualität der Undulation**, hat vor allem enormen Einfluss auf die **Effizienz**. Es gilt: Je näher die Frequenz an der Resonanzfrequenz, desto größer ist der Massenfluss, wobei aber die Effizienz mit sinkendem undulatorischen Einfluss ebenfalls sinkt (Abbildung 7.1). Mit der Phase der elektrischen Anregungssignale kann zusätzlich eingestellt werden, welche der beiden Zielgrößen optimiert werden soll: Die jeweiligen Maxima befinden sich bei $\frac{1}{8}\pi$ für den Massenfluss und $\frac{4}{8}\pi$ für die Effizienz (Abbildung 7.6).

Es lässt sich weiterhin ableiten, dass für die von diesen Bauteilen erzeugten Biegungen die **Vorauslenkung** keinen nennenswerten Einfluss auf Flussrate oder Effizienz hat (Abbildung 7.11). Wenn Bauteile hergestellt werden können, die die angestrebten fluidischen Bereiche erreichen, ist dennoch anzunehmen, dass sie sich negativ auswirkt. Zwar kann die Vorauslenkung der Mikrowedler für Kühlanwendungen von Vorteil sein (siehe Abschnitt 9.1), dennoch hat die starke **mechanische Vorspannung** enormen Einfluss auf das **dynamische Verhalten** der Bauteile. Die Schwingungen weichen zum Teil enorm vom harmonischen Idealfall ab, was sich negativ auf die Zielgrößen Fluidfluss und Effizienz auswirkt. Auch die unvorteilhaften Vibrationen der Einspannung und die Anomalie bei halber Resonanzfrequenz, die zu stark verminderter Effizienz führt, sind auf die mechanische Vorspannung zurückzuführen. Außerdem führt sie zu zahlreichen Ausfällen während des Herstellungsprozesses und zum Teil auch während des Betriebs.

8 Messung erzeugter Strömungsprofile

Im vorigen Kapitel wurden, basierend auf fluidischen Simulationen mit implementierten gemessenen Auslenkungen des Mikrowedlers, zahlreiche Analysen der Strömungsprofile vorgenommen. So konnte ein umfassendes Verständnis der zugrundeliegenden physikalischen Phänomene erzeugt werden, die zum Fluidtransport beitragen. Im folgenden Kapitel wird überprüft, inwieweit die fluidischen Simulationen in der Lage sind, die realen Strömungsverhältnisse ausreichend genau abzubilden. Dazu wurde die Methode der Particle-Image-Velocimetry (PIV) genutzt, die im folgenden Abschnitt näher erläutert wird, bevor im Anschluss konkrete Messungen verschiedener Arbeitspunkte des im Detail betrachteten Mikrowedlers vorgestellt werden.

8.1 PIV-Messmethode und Aufbau

Mit der Methode der Particle-Image-Velocimetry besteht die Möglichkeit, auch in Mikroskalen nahezu nichtinvasiv, zweidimensionale Geschwindigkeitsfelder zu bestimmen. Dabei wird ein Aerosol aus Wasser und Glycerin, das sogenannte Seeding, mit mittleren Partikelgrößen von $1\ \mu\text{m}$ erzeugt und in eine vollständig geschlossene, eigens für die Vermessung von Mikrowedlern angefertigte Messkammer geleitet. Die vertikale x - y -Ebene wird mit gepulstem Laserlicht beleuchtet und im Abstand weniger Mikrosekunden fotografiert (Abbildung 8.1). Die Aerosoltröpfchen beider Bilder lassen sich einander zuordnen, so dass über die Positionsänderung $\Delta x = \mathbf{x}' - \mathbf{x}$ während der Zeitdauer $\Delta t = t' - t$ die momentane Geschwindigkeit in dieser Ebene berechnet werden kann. Über die Mittelung von circa 500 Messungen entstehen Geschwindigkeitsverteilungen wie beispielsweise in Abbildung 8.3 zu sehen.

Die für PIV-Messungen geeigneten Bauteile wurden am Rand speziell präparierter Chips positioniert (siehe Abbildung 8.1). Die Mikrowedlerfläche steht über dem Chiprand hinaus, um seitliche Kameraaufnahmen und eine Beleuchtung der vertikalen x - y -Ebene hinter der Mikrowedlerspitze zu ermöglichen. Die elektrische Kontaktierung der drei Elektroden erfolgte über Bonddrähte und nach hinten geleitete Litzen, um den Fluidfluss nicht zu beeinflussen.

Analog zu den fluidischen Simulationen sollen Messungen bei 40 %, 50 % ... 100 % der Resonanzfrequenz f_{res} durchgeführt werden. Bisher wurden Resonanzfrequenzen mit der in Kapitel 6.2 beschriebenen Methode der Laser-Doppler-Vibrometrie bestimmt, indem die Maxima der Geschwindigkeit im Frequenzraum ermittelt wurden. Eine derartige Messung ist nicht möglich, wenn sich das Bauteil in einer mit Aerosol gefluteten Kammer befindet, weswegen stattdessen auf frequenzabhängige Messungen der komplexen elektrischen Impedanz Z zurückgegriffen wird. Mit einem mobilen LCR-Meter werden der Betrag $|Z|$ und Phase φ_Z bestimmt. Eine Messung mit ausreichend hoher Auflösung zeigt in Resonanz Ausschläge sowohl im Verlauf von $|Z|$ als auch Maxima in φ_Z [77]. Bei dem zur PIV-Messung verwendeten Aufbau sind die parasitären Einflüsse relativ hoch. Kabellängen und -positionen wurden nicht minimiert beziehungsweise optimiert und es befinden sich zahlreiche Steck-, Löt- und Bondverbindungen auf der Strecke zwischen Messobjekt und LCR-Meter. Es dominiert zwar das kapazitive Verhalten im $|Z|$ -Verlauf, allerdings sind keine Maxima zu erkennen. Bei der Phase φ_Z hingegen befinden sich an Stellen der Resonanzen

deutliche Maxima (siehe Abbildung 8.2), weswegen sich die Methode trotzdem für den mobilen und optisch nicht zugänglichen Einsatz eignet.

Die Resonanzfrequenz f_{res} wurde direkt vor und zur Kontrolle direkt nach der PIV-Messung ermittelt, um Einflüsse von Temperatur, Luftdruck und Aerosol zu berücksichtigen und um sicherzustellen, dass für die PIV-Messung die möglichst exakte Resonanz mit maximalen Auslenkungsamplituden angeregt wird.

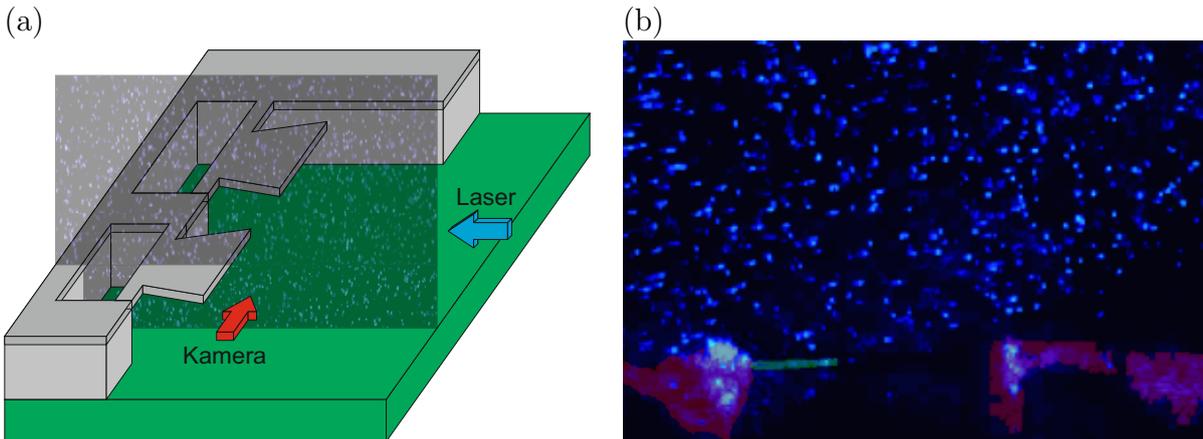


Abbildung 8.1: (a) Schematischer Messaufbau mit freistehenden Mikrowedlern und auf PCB (grün) aufgeklebten Chip (grau). Die Kamera fotografiert Bilder der ausgeleuchteten x - y -Ebene in der Mittelebene der Mikrobauteile. (b) Beispielhafte Einzelaufnahme der Aerosol-Partikel in der Umgebung des Mikrowedlers bei Vorversuchen. Der Aktor befindet sich unten links im Bild (grün eingefärbt). Er ist in diesem Fall komplett im Chip eingebettet. Vor allem in der Nähe der Chipkanten und Bonddrähte sind störende optische Einflüsse in Form von Reflexionen zu erkennen (rot eingefärbt), die bei späteren Analysen händisch entfernt werden.

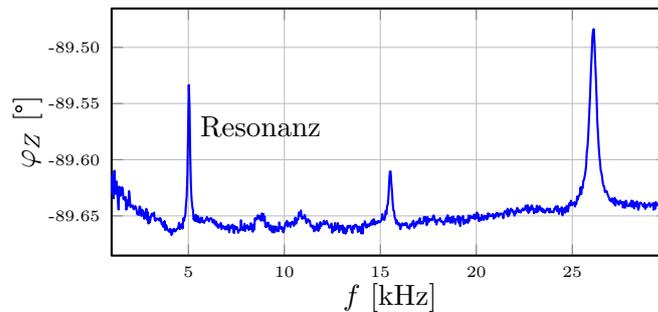


Abbildung 8.2: Messung der Phase der komplexen Impedanz Z zur Bestimmung der Resonanz des Mikrowedlers aufgrund von Biegung mit Hilfe eines mobilen LCR-Meters.

8.2 Grenzen und Möglichkeiten der Messmethode

In Vortests wurde statt eines Wasser-Glycerin-Gemischs ein ölbasiertes Seeding verwendet. Die Partikel setzten sich bereits nach wenigen Minuten nachhaltig auf dem Mikrobauteil ab und erhöhten dessen Masse derart, dass die Schwingungsamplituden und damit die entstehenden Flussraten stark reduziert wurden. Dieses Verhalten wurde bei dem hier verwendeten Wasser-Glycerin-Gemisch nicht beobachtet. Zur Kontrolle wurde eine PIV-Messung in Resonanz zu Beginn der Messreihe mit frischem Seeding durchgeführt und eine mit identischen Ansteuerungsparametern am Ende der Messreihe nach circa 45 min. Beide Messreihen sind in Abbildung 8.4 (b) aufgetragen (durchgezogene Linien unterschiedlicher Helligkeit) und werden dort ausführlicher diskutiert. Auch die Resonanzfrequenz war im Vergleich zum Beginn der Messung weder verschoben, noch hat sich die Güte der Schwingung nennenswert verringert. Die Resonanzfrequenz stimmte des Weiteren zumeist mit den vorab im Laser-Doppler-Vibrometer ermittelten Werten überein, weswegen der Einfluss des Seedings, aufgrund von veränderter Dichte und Viskosität, als vernachlässigbar angenommen werden kann.

Nachdem die Messkammer mit Seeding geflutet wird, muss eine gewisse Zeit abgewartet werden, damit das Gemisch zur Ruhe kommt und keine inertialen Effekte die Geschwindigkeitsmessung verfälschen. Während der Messungen wurden allerdings nach Einschalten des Lasers trotzdem zum Teil erhebliche parasitäre Flussraten beobachtet. Diese sind auf thermische Konvektion von der durch den Laser erhitzten Kammer-Rückwand zurückzuführen und beispielhaft im Anhang in Abbildung D.3 für eine Anregung mit $0,9f_{res}$ gezeigt.

Grundsätzlich ist dieser Aufbau in der Lage, durch phasentreue Bildauslösung konkrete Momente der Schwingung zeitabhängig und trotzdem gemittelt zu erfassen, wie es Choi in [75] durchgeführt hat. Damit ist es auch möglich, die entstehenden Wirbel mit den Ergebnissen der Wavelet-Transformation zu vergleichen. Dies wurde in dieser Arbeit nicht umgesetzt.

8.3 Messergebnisse

In Abbildung 8.3 sind zwei beispielhafte Messungen des in dieser Arbeit intensiv analysierten Bauteils gezeigt. Der Mikrowedler befindet sich am unteren Rand und seine oszillierende Hinterkante ist etwa im Koordinatenursprung positioniert. In (a) wird der Mikrowedler mit $0,7f_{res}$ bei einer Elektrodenspannung von jeweils 50 V an beiden Top-Elektroden und einem elektrischen Phasenversatz von $\varphi_{el} = \frac{\pi}{2}$, also undulatorisch, angeregt. In Bild (b) ist der Fluidfluss in Resonanz bei ansonsten identischen Anregungsparametern gezeigt. Grundsätzlich ist wie gewünscht in beiden Messungen ein deutlicher, durch den Mikrowedler aufgeprägter Fluidfluss in positive x -Richtung zu erkennen. Die Fluidgeschwindigkeiten dieser Messungen und die dazugehörigen Simulationen sind in Tabelle 8.1 zusammengetragen. $u_{x,max}$ und $u_{axial,1mm}$ sind dabei zeitgemittelte Geschwindigkeiten, die in 1 mm Entfernung der Mikrowedlerspitze im Strömungsfeld gemessen (siehe Markierung in 8.3) beziehungsweise mittig im simulierten Kanalausgang ausgelesen werden. \bar{u}_x und $\bar{u}_{axial,1mm}$ sind räumliche Mittelwerte über die simulierte Kanalhöhe beziehungsweise über eine äquivalente Breite senkrecht zur gemessenen Axialströmung. Die Werte liegen vor allem für die räumlichen Mittelungen sehr nah beieinander.

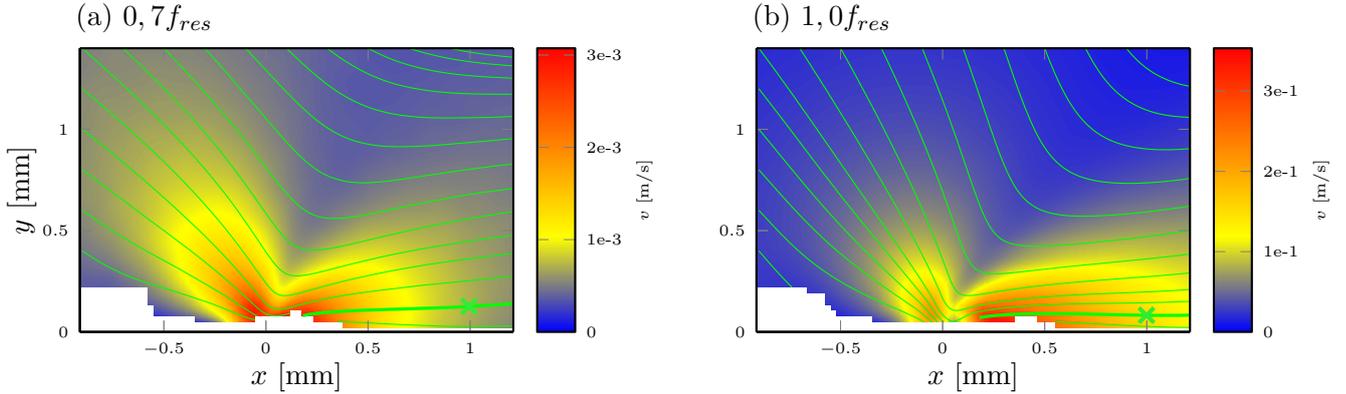


Abbildung 8.3: (a) Gemittelte Geschwindigkeitsverteilungen bei $0,7f_{res} = 3520$ Hz und (b) $f_{res} = 5020$ Hz. Messpunkte am unteren Bildrand sind durch die Einflüsse von Bonddrähten und Chipkanten verrauscht und wurden ausgeschlossen. Geschwindigkeitsverteilungen bei weiteren Frequenzen sind im Anhang in Abbildung D.5 dargestellt.

Tabelle 8.1: Vergleich gemessener und simulierter Fluidgeschwindigkeiten bei Anregung mit 50 V und $\Delta\varphi_{el} = \frac{\pi}{2}$ in mm/s.

	f [Hz]	Simulation		Messung	
		$u_{x,max}$	$u_{axial,1mm}$	\bar{u}_x	$\bar{u}_{axial,1mm}$
Undulation	3514	1,2	0,7	0,66	0,59
Resonanz	5020	186	150	87	83

In Abbildung 8.4 sind die Geschwindigkeiten in der Mitte der generierten Axialströmungen gegen den Abstand zu der Mikrowedlerspitze aufgetragen. Dabei wurden zwei exemplarische Bauteile mit verschiedenen Frequenzen zwischen $0,4f_{res}$ und f_{res} mit wiederum 50 V und einem elektrischen Phasenversatz von $\varphi_{el} = \frac{\pi}{2}$ angeregt. Das Bauteil in Abbildung 8.4 (b) hat dasselbe Design wie das in dieser Arbeit im Detail analysierte aus Abbildung (a), allerdings ohne in den Kanal hineingeführtes Bulk-Silizium (stegfreie Variante). Der Einspannungsbereich schwingt folglich stark mit. Die erreichten Geschwindigkeitswerte sind, wie auch von den Simulationen prognostiziert, etwas geringer als bei der stabileren Standardvariante und der Effekt bei halber Resonanzfrequenz ist deutlicher ausgeprägt.

Für das Standardbauteil wurde, basierend auf dem Wert $\bar{u}_{axial,1mm}$, der auf 5 μm Bauteiltiefe normierte Massenfluss \bar{m} in Abbildung 8.5 im Vergleich zu den simulierten Werten aufgetragen. Die Flussraten stimmen sehr gut überein und die Anomalie bei halber Resonanzfrequenz wurde auch bei den PIV-Messungen beobachtet. Bei $f = 0,4f_{res}$ konnte die Axialströmung nicht voll erfasst werden (siehe Abbildung D.5 (a) im Anhang), weswegen die ermittelte Flussrate größere Ungenauigkeiten mit sich bringt. Beim Vergleich zwischen Simulation und Messung ist zu beachten, dass sich die Randbedingungen zum Teil stark unterscheiden. Im Gegensatz zum simulierten Pendant befindet sich der Mikrowedler nicht in einem Mikrokanal, sondern schwingt am hinteren Ende im freien Halbraum, nach unten begrenzt durch die Platine. In negativer x -Richtung, aus der die Luft angesaugt wird, sind nur einige Hundert Mikrometer Kanal freigestellt, weswegen die angesaugte Luft im Experiment eher von oben, statt von links einströmt.

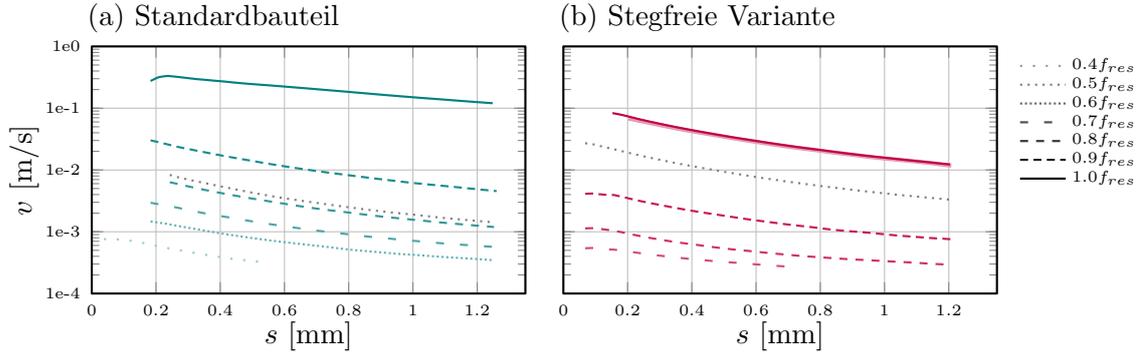


Abbildung 8.4: Gemessene Geschwindigkeiten entlang einer Strömungslinie in der Mitte der entstandenen Strahlströmung für zwei exemplarische Bauteile bei Ansteuerung mit 50 V. In Abbildung D.4 im Anhang sind Vergleichswerte bei einer Ansteuerung mit 100 V dargestellt. Bei $s \approx 0$ befindet sich die Spitze des Bauteils. Die fast deckungsgleichen, durchgezogenen Linien verschiedener Helligkeit in (b) sind jeweils zu Beginn und zum Ende der Messreihe erfasst worden, um driftendes Verhalten aufgrund des Seedings auszuschließen.

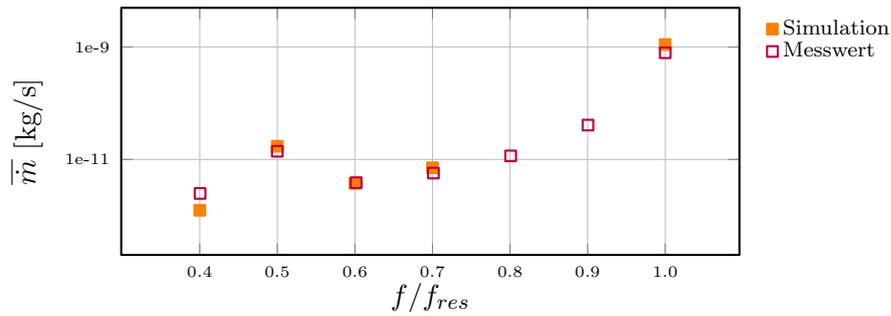


Abbildung 8.5: Simulierte und gemessene Flussraten bei Anregung mit 50 V bei $\varphi_{el} = \frac{\pi}{2}$ an den Topelektroden und verschiedenen Frequenzen. Die Werte zeigen sehr gute Übereinstimmung.

Zusammengefasst gilt:

- Die Ergebnisse der PIV-Messungen stimmen im Rahmen der Messgenauigkeit sehr gut mit den simulierten Werten überein und liegen nur leicht unterhalb der theoretischen Geschwindigkeiten im simulierten Kanal. Abweichungen lassen sich vor allem mit verschiedenen Randbedingungen begründen.
- Mikrowedler der hier verwendeten Größenordnung lassen sich bei den vorkommenden Bauteil- und Fluidgeschwindigkeiten prinzipiell sehr gut mit der Methode der PIV charakterisieren. Es sind zahlreiche weitere Messungen mit großem potentiellen Erkenntnisgewinn denkbar.
- Der Messaufbau bietet weiteres Optimierungspotential, um störende Einflüsse aus thermischer Konvektion und Reflexionen an Bonddrähten, Chipkanten etc. zu minimieren.

9 Potentiale des Mikrowedlers

9.1 Bewertung der Anforderungen und alternative Anwendungen

Nachdem der Mikrowedler mit Hilfe von Simulationen und ausführlichen strukturmechanisch wie fluidischen Messungen charakterisiert wurde, wird im Folgenden genauer bewertet, ob die in Kapitel 1.2 definierten Anforderungen erfüllt werden konnten.

Hohe Flussraten Das wichtigste Ziel ist es, ausreichend hohe Flussraten zu generieren. Je nach Anwendungsfall werden unterschiedliche Wertebereiche angestrebt. Zunächst soll bewertet werden, inwieweit die erzeugten Luftgeschwindigkeiten und Massen- bzw. Volumenströme (bspw. in Tabelle 9.1) zur **chipintegrierten Kühlung** dienen können.

Tabelle 9.1: Beispielhafte gemessene und simulierte Flussraten bei Kanalabmessungen von $1 \times 1,6$ mm.

	Undulation	Resonanz
\bar{m}	1e-11 kg/s	1e-9 kg/s
\bar{V}	100 $\mu\text{l}/\text{min}$	10 ml/min
\bar{u}_x	1 mm/s	0,1 m/s

Garimella liefert in [78] einen Überblick über benötigte Pumpraten und verschiedene integrierte Pumpkonzepte. Er betrachtet sowohl single-phase als auch für diese Arbeit irrelevante two-phase Kühlung und betont zunächst die geringe Eignung externer Pumpen. Diese können zwar sehr hohe Flussraten generieren, wie beispielsweise Tuckermann in [79] mit $50 \text{ kg/s/m}^2 = 3010 \text{ l/min/m}^2$ normiert auf den Kanalquerschnitt mit Wasser, benötigen aber viel Bauraum, sind meist teuer und laut. Der Mikrowedler liefert $1e-3 \text{ kg/s/m}^2$ in Resonanz mit Luft bei einer Kanalgröße von $1 \times 1,6$ mm, was 6250 l/min/m^2 entspricht. Zudem kann er auf Chiplevel integriert werden. Der Flächenverbrauch des Aktors beträgt dabei nahezu 0, da er direkt im Kanal eingebaut wird.

Vergleicht man den Mikrowedler mit anderen direkt im Kanal integrierbaren Pumpkonzepten wird sein Potential deutlich. Garimella benennt in [78] ein besonders vielversprechendes Pumpkonzept, das durch seinen geringen Flächenverbrauch und besonders gute Integrierbarkeit heraussticht, sogenannte *flexural plates* [80]. Die Kanalwände bestehen aus dünnen Platten mit interdigitalen Elektroden auf einer piezoelektrischen Schicht. Diese Anordnung ist in der Lage sogenannte Lamb-Wellen zu erzeugen. Bei solchen Schwingungen treten Auslenkungen sowohl senkrecht, als auch parallel zur Platte auf. Diese mechanische Anregungen, nicht zu verwechseln mit peristaltischen Pumpen, erzeugt akustische Wellen im umgebenden Fluid, was zu einer gerichteten Strömung nahe der Oberfläche des Aktors führt. Normiert auf die lateral verbrauchte Chipfläche kann ein solcher Aktor $10,67 \mu\text{l}/\text{min}/\text{mm}^2$ befördern. Der Mikrowedler erreicht hingegen schon jetzt ohne weitere Optimierungen in Resonanz den Bereich $10 \text{ ml}/\text{min}/\text{mm}^2$ bei einer lateralen Bauteilgröße von $\approx 1 \times 1 \text{ mm}^2$. Allerdings wird bei den Untersuchungen dieser

Arbeit Luft befördert, die sich nur schlecht zur Kühlung eignet (siehe Wärmeleiteigenschaften, -übergangskoeffizienten und -kapazitäten in Tabelle 9.2).

Tabelle 9.2: Vergleich Materialeigenschaften von Luft, Wasser bei Raumtemperatur.

Eigenschaft		Luft	Wasser
Wärmekapazität	[kJ/(kg K)]	1,005	4,184
Thermische Leitfähigkeit	[W/(m K)]	0,0262	0,5562
Wärmeübergangskoeffizient bei erzwungener Konvektion bei $v = 1$ m/s [81]	[W/(m ² K)]	14	2680

Diese Annahme wird durch thermisch gekoppelte Simulationen bestätigt. Bei 50 K erhöhter Wandtemperatur erreicht die mittige Kanalterperatur bei undulatorischer Ansteuerung mit $0,7f_{res}$ und 50 V nach circa 2 mm Kanallänge eine Erhöhung um 48 K. Damit reduziert sich der Wandwärmestrom ab dieser Länge auf $\dot{q}(x) \approx 0$ und der Fluidstrom kann nicht mehr zum Abtransport von Wärme genutzt werden. Auch bei resonanter Ansteuerung reicht der Fluidstrom mit Luft nicht aus, um genügend Wärme abzutransportieren. Hier erreicht die Fluidtemperatur nach 5 mm eine mittige Temperaturerhöhung des Fluids um 48 K. Bessere Ergebnisse sind - auch mit Luft - bei den theoretischen undulatorischen Biegungen mit hoher Amplitude und hoher Frequenz möglich. Der Fluidfluss ist dann ausreichend hoch, um die von der Wand aufgenommene Wärme schnell abzutransportieren. Bei Undulationen mit 20 kHz und Auslenkungsamplituden von 50 μm wird nach 5 mm Kanallänge eine Temperaturerhöhung von lediglich 3,3 K berechnet.

Zusammengefasst ergibt sich, dass die Flussraten der aktuellen Prototypen nicht für die Anwendung als Kühlung ausreichen. Grundsätzlich ist ein solcher Einsatz aber denkbar, wenn weitere Anpassungen und Optimierungen am Bauteil vorgenommen werden, um höhere Amplituden und Frequenzen zu erreichen.

Neben der chipintegrierten Kühlung eröffnet sich aufgrund der erzielten Ergebnisse für den Mikrowedler ein weiteres aktuell stark wachsendes Anwendungsfeld: dezentrale Diagnostik mittels Microchips, sogenannte **Lab-on-a-Chip** (LOC) Lösungen beziehungsweise Micro-Total-Analysis-Systeme (μTAS). Diese haben das Ziel, die Probenaufbereitung und die Diagnose zahlreicher Krankheiten auch ohne aufwändige Laborgerätschaften und unter schwierigen Umgebungsbedingungen zu ermöglichen. Vor allem in Dritte-Welt-Ländern fehlt es an zuverlässiger Strom- und Wasserversorgung, weswegen komplexe Laborausrüstung nicht betrieben werden kann. LOC Lösungen können diese Lücke schon heute füllen und ermöglichen kostengünstige und einfach zu bedienende Produkte zur Detektion von beispielsweise Syphilis und Gonorrhoe. Forscher arbeiten weltweit an weiteren Lösungen, um in Zukunft ein noch größeres Spektrum an Krankheiten abzudecken [82].

Viele dieser Systeme basieren auf Flüssigkeiten wie Urin, Blut oder Speichel, die auf verschiedene Weise aufbereitet werden müssen. Mit einem auf entsprechende Flüssigkeitseigenschaften angepassten Mikrowedler sind zahlreiche Anwendungsfelder denkbar. Ein konkretes Beispiel ist ein hydrodynamischer Filter von Yamada [83] zur Erhöhung der Konzentration von Partikeln in einem Fluid sowie gleichzeitiger Partikelklassifikation nach Größe. Dabei wird ein Kanal mit Durchmessern im Bereich von 0,5 mm mit einem partikelbehafteten Fluid durchströmt. Senkrecht dazu sind weitere Kanäle angeschlossen, an deren Enden eine Sogwirkung variabler Stärke erzeugt wird, um dem Hauptkanal gewisse wandnahe Fluidmengen zu entziehen. Bei geringen

Fluidgeschwindigkeiten in den Nebenkanälen verbleiben nahezu alle Partikel im Hauptkanal und es wird lediglich Flüssigkeit abgesaugt - die Konzentration erhöht sich. Durch weitere Erhöhung der Fluidgeschwindigkeiten in den Nebenkanälen kann sogar eine Sortierung nach Größe erfolgen: Bei mittleren Geschwindigkeiten werden zunächst kleinere Partikel herausgefiltert und bei höheren größere. Die benötigten Flussraten von etwa 1 $\mu\text{l}/\text{min}$ liegen im Bereich der Fluidgeschwindigkeiten des Mikrowedlers. Ein besonderer Vorteil bei dem Einsatz eines Mikrowedlers bei Filteranwendungen ist, dass das Konzept ohne Ventile und aufeinanderprallende Festkörper auskommt. Enthaltene Moleküle werden nicht mechanisch belastet oder gar zerstört oder verstopfen fluidische Engpässe. Außerdem ist die Fluidgeschwindigkeit problemlos während des Betriebs sowohl über die elektrische Spannung als auch über die Frequenz einzustellen.

Weitere Beispiele für potentielle Anwendungsbereiche des Mikrowedlers sind die hydrodynamische Fokussierung [84], die gezielte Durchmischung von zusammengeführten Fluidströmen, weitere Filtermechanismen [85] und vieles mehr. Der Mikrowedler ist hingegen nicht geeignet, um definierte Volumina, beispielsweise für chemische Reaktionen, zu befördern. Er eignet sich ebenfalls nicht für schrittweisen Transport von Fluidpaketen und widersteht keinem Gegendruck. Damit ist das Bauteil bei der Anwendung auf LOCs nicht als Alternative zu chipintegrierten Mikropumpen zu verstehen, sondern vielmehr als die bessere Lösung zur Flussgeneration in Spezialfällen.

Hohe Effizienz In dieser Arbeit wurde der Effizienzbegriff für den erzeugten Massenfluss je mechanischer Energieeinheit verwendet. Er steht nicht für einen Wirkungsgrad. Um zuverlässige Aussagen dazu zu liefern, müssen Effekte wie elektrische und piezoelektrische Verluste u.v.m. mit einbezogen werden, was Bestandteil zukünftiger Untersuchungen sein muss. Da der Mikrowedler im Wesentlichen aus einer Kapazität besteht und AlN als sehr verlustarmes Piezo-Material gilt, ist ein guter Wirkungsgrad zu erwarten.

Integrierbarkeit auf Chipebene und CMOS-Kompatibilität Die Entwicklung des Mikrowedlers war von Anfang an auf die problemlose Integrierbarkeit auf Chipebene und CMOS-Kompatibilität ausgerichtet, weswegen diese Anforderung erfüllt ist. Der hier vorgestellte Herstellungsprozess basiert auf SOI-Wafern, wie sie auch zur Herstellung von IGBTs und LEDs verwendet werden. Über Klebe- und Bondvorgänge kann das Bauteil entweder an fertig prozessierte Chips angebracht oder direkt neben den Strukturen auf gleicher Ebene eingeplant werden.

Flexible Fluidwahl In dieser Arbeit wurde sowohl bei den Messungen als auch bei den Simulationen ausschließlich Luft als Betriebsmedium untersucht. Da das Prinzip der Undulation in der Natur zumeist in Wasser beobachtet werden kann, ist davon auszugehen, dass mit einer Anpassung des Designs und der Ansteuerungsparameter problemlos auf einen Betrieb mit Flüssigkeiten umgestellt werden kann.

Die Anpassung der fluidischen Simulationen in OpenFOAM erfolgt, indem die zugrundeliegenden Modelle substituiert (ideales Gas hin zu inkompressibler Flüssigkeit) und die notwendigen Materialparameter implementiert werden.

Durchmischung Das dem Bauteil zugrundeliegende Prinzip der Undulation beinhaltet verhältnismäßig großskalige Wirbelstrukturen, die gezielt im Fluid generiert werden. Damit erfolgt automatisch eine gute Durchmischung des Fluids. Diese kann genutzt werden, um Wärmeübergangskoeffizienten an den Kanalwänden zu erhöhen oder um bei LOC-Anwendungen Chemikalien miteinander zu vermischen und Reaktionen zu begünstigen. Bisher werden chipintegrierte Mixer meist mittels turbulent umströmter fluidischer Widerstände realisiert, was mit einem starken

Druckverlust und dementsprechend hoher Pumpleistung einhergeht. Hier kann der Mikrowedler eine gute Alternative darstellen.

Bei den aktuellen, stark mechanisch vorgespannten Bauteilen ist die erzeugte Hauptströmungsrichtung in der Nähe der Hinterkante leicht nach oben gerichtet, was zum Zwecke der Chip-integrierten Kühlung von Hot Spots sogar von Vorteil sein kann. Ähnlich dem Mechanismus des Jet Impingements aus Kapitel 1 kann das Fluid an der heißen Oberfläche optimal durchmischt werden und weist noch höhere Wärmeübergangskoeffizienten auf.

Hörschwelle Die Anforderung, einen Betrieb außerhalb des hörbaren Frequenzbereiches anzustreben, konnte nicht eingehalten werden. Stattdessen muss beim Betrieb gegebenenfalls darauf geachtet werden, dass die erzeugten Pegel niedrig genug bleiben, um nicht als störend empfunden zu werden.

Hitzerobustheit Mit der Kombination aus Si und aufgesputtertem AlN basiert der Mikrowedler grundsätzlich auf einem sehr hitzebeständigen Materialverbund. Es wurden bisher noch keine Messungen mit erhöhter Temperatur durchgeführt, um den Einfluss auf Amplitude und Resonanzfrequenz oder Alterungseffekte zu untersuchen.

Weitere Vorteile Gegenüber den häufig verwendeten Pumpkammer-basierten Aktoren zur Fluidbeförderung hat der Mikrowedler den entscheidenden Vorteil, dass auch größere Partikel nicht zum Verstopfen des Aktors führen. Außerdem ist beim Betrieb mit Flüssigkeiten nicht damit zu rechnen, dass das Auftreten von Luftblasen zur Dysfunktion des Aktors führt. Ebenso kann das Auftreten von Kavitation beim Betrieb mit Flüssigkeiten ausgeschlossen werden, da die zu erwartenden Geschwindigkeiten an der Bauteilspitze unterhalb des Grenzwertes von 14 m/s liegen. Da keine mechanischen Teile aufeinandertreffen, ist der Geräuschpegel des Bauteils vergleichsweise gering. Es besteht keine Gefahr von unerwünschten Pull-in-Effekten oder Sticking wie bei zahlreichen elektrostatischen Antrieben.

Der Mikrowedler in seiner konkreten Ausführung in dieser Arbeit verfügt außerdem über alle Vorteile, die sich aus der Verwendung von AlN als piezoelektrischen Antrieb ergeben (Tabelle 3.1 und 3.2).

Je nach erforderlicher Flussrate beziehungsweise dem gewünschten Energieverbrauch kann der Arbeitspunkt über die Wahl der Anregungsfrequenz und der elektrischen Spannung (inklusive elektrischem Phasenversatz) gezielt eingestellt werden.

Nachteile Der Mikrowedler überträgt zwar sehr effizient Schubkräfte auf ein Fluid, allerdings eignet er sich nicht dazu, Druckgradienten zu erzeugen, da er Rückflüsse ober- und unterhalb sowie rechts und links vom Aktor nicht unterdrücken kann. Deswegen kommt er für zahlreiche Anwendungen, bei denen heutzutage auf Mikropumpen zurückgegriffen wird, nicht in Frage. Außerdem kann mit dem Mikrowedler keine definierte Volumeneinheit transportiert werden, wie bei zahlreichen LOC-Anwendungen erforderlich (bspw. [86]). Einseitig eingespannte, mechanische Elemente führen oftmals zu Problemen bei der Robustheit gegen hohe mechanische Impulse, da diese schnell zum Bruch des Bauteils führen können. Je kürzer der Mikrowedler, desto stabiler ist er.

Fazit Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass der Mikrowedler die essentiellen an ihn gestellten Anforderungen erfüllen kann. Er ist kein Ersatz für eine klassische Mikropumpe, bietet aber zahlreiche Ansatzpunkte, bei denen durch gezielte Design- und Ansteuerungsanpassung ein Einsatz zur Fluidbeförderung sinnvoll ist.

9.2 Ausblick

Zahlreiche denkbare Anwendungen erfordern höhere Flussraten, als mit den aktuellen Prototypen erzeugt werden können. Dafür sind, wie mit den Wirbelstraßen-Simulationen in Abschnitt 7.4 gezeigt, höhere Amplituden bei möglichst hohen Frequenzen, besonders im undulatorischen Betrieb, notwendig, was nur mit einer starken Reduktion der mechanischen Vorspannung des AINs und damit längeren Bauteilen oder mit einem Materialwechsel möglich ist. In der Literatur werden zahlreiche andere piezoelektrische Werkstoffe diskutiert, die die gestellten Anforderungen zum Großteil erfüllen. Weicht man von der CMOS-Kompatibilität ab, um beispielsweise die Anwendungen im LOC-Bereich zu priorisieren, eröffnen sich zahlreiche weitere Möglichkeiten vor allem im Bereich der piezoelektrischen Polymere. Dabei sind Schichtverbünde mit geringer Dicke, hoher Flexibilität und guter piezoelektrischer Kopplung in 31-Richtung besonders geeignet. Außerdem ist es von Vorteil, wenn der Herstellungsprozess mit gängigen Methoden realisiert werden kann. Tabelle 9.3 liefert einen Überblick über alternative Piezo-Materialien und deren Vor- und Nachteile.

Tabelle 9.3: Vergleich verschiedener piezoelektrischer Materialien [87].

Piezoelektrisches Material	Eigenschaften
PVDF und PVDF-TrFE	sehr hohe d_{31} (bis 20 pC/N), als Folie und aufgetragene Schicht kommerziell und vorgepolt erhältlich (Dicken im Mikrometer-Bereich) Spin-Coating möglich (Dicken bis 1 μm) nasschemische Strukturierung möglich
Parylene-C	sehr geringe d_{33} Werte (≈ 2 pC/N) hohe Biokompatibilität physikalische Gasphasenabscheidung (PVD) möglich
Polyimide	hohe Temperaturbeständigkeit nicht weit verbreitet
ZnO-SU-8 Komposit	mittlere d_{31} (≈ 5 pC/N) UV-Lithografie möglich hohe Flexibilität Spin-Coating möglich (Dicken ≈ 3 μm) Polung erforderlich
PZT	sehr hohe d_{31} (bis 210 pC/N) Dicken im höheren Mikrometerbereich meist Klebeverbindung mit Trägerschicht notwendig bleihaltig

Die quasistatischen Näherungen nach Gleichung (3.1) ermöglichen eine tendenzielle Einordnung der alternativen Piezo-Materialien in Kombination mit geeigneten Trägermaterialien. In Abbildung 9.1 sind diejenigen Kombinationen aufgetragen, die als Dünnschichtverbund möglich sind.

Der Komposit-Werkstoff aus piezoelektrischen ZnO-Nanopartikeln, die in SU-8-Schichten (Fotolack) eingebettet sind, zeigt in Kombination mit einfachem SU-8 als passive Schicht hohe statische Auslenkungen aufgrund guter piezoelektrischer Kopplung bei gleichzeitig sehr hoher Flexibilität

und Schichtdicken im niedrigen Mikrometerbereich. Das Material kann per Spin-Coating Verfahren als Dünnschicht hergestellt und mittels UV-Lithografie problemlos strukturiert werden. Prashanti stellt in [88] einen Biegebalken zum Energy-Harvesting basierend auf diesem Schichtverbund vor. Mit einer Dicke von $2,8 \mu\text{m}$ liegt dieses Bauteil bereits im angestrebten Wertebereich. Die vorgestellten Untersuchungen beziehen sich allerdings noch auf eine Bauteillänge von $250 \mu\text{m}$. Bei diesem Material wird keine mechanische Vorspannung im Material beobachtet, weswegen die Bauteile im Gegensatz zu den auf AlN basierenden Prototypen problemlos länger prozessiert werden können. Für die statische Auslenkung gilt $\Delta y \sim l^2$, weswegen schon bei Bauteilmaßen von $1,4 \text{ mm}$ die Auslenkung im Vergleich zu den in Abbildung 9.1 dargestellten Werten vervierfacht werden kann. Aufgrund der Materialwahl eignet sich dieser Aktor vor allem für LOC-Anwendungen.

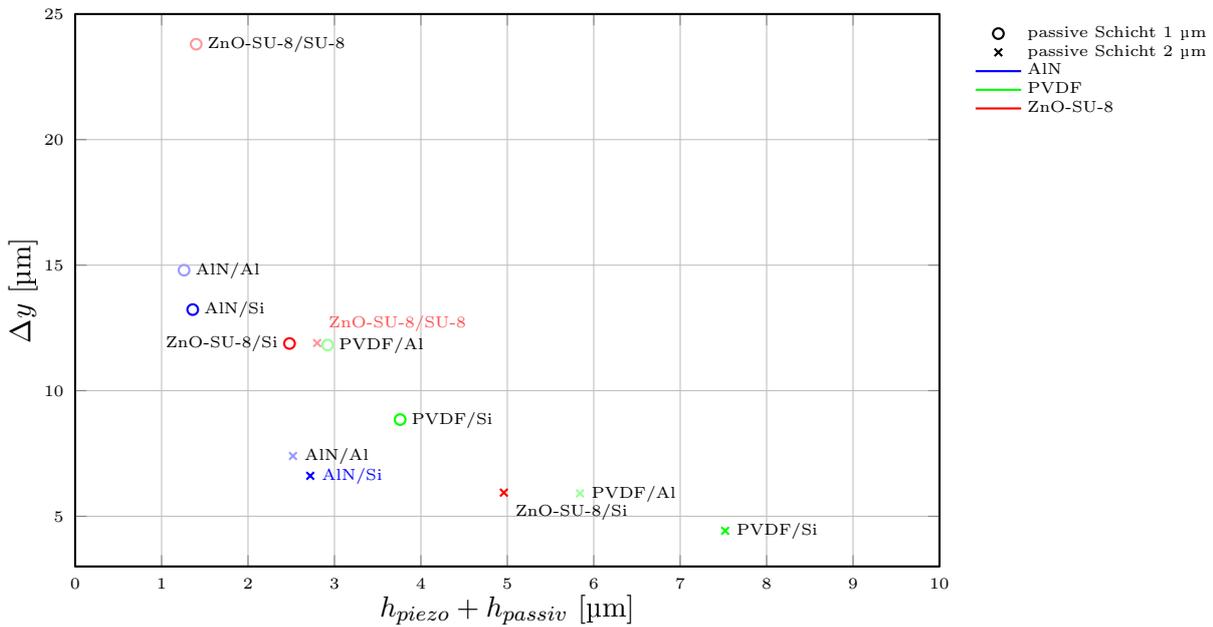


Abbildung 9.1: Theoretische, maximale Auslenkungen von alternativen piezoelektrischen Bimorphen nach Gleichung (3.1) für verschiedene Dünnschicht-Materialien und jeweils zwei Dicken. Das AlN/Si mit einer passiven Schichtdicke von $2 \mu\text{m}$ (blaue Schrift) entspricht etwa dem gefertigten Schichtverbund. Besonders die ZnO-SU-8/SU-8 Variante (rote Schrift) erweist sich als vielversprechend.

Generell zeigen diese Übersichtsrechnungen, dass ein Materialwechsel, je nach angestrebter Anwendung des Mikrowedlers und entsprechend angepassten Anforderungen, große Vorteile gegenüber der hier vorgeschlagenen auf AlN basierenden Lösung mit sich bringen kann. Bei der Weiterführung des Projekts liegt in der Entscheidung über die Werkstoff-Kombination und die geometrischen Abmaße des Bauteils das größte Potential zur Verbesserung der Performanz des Aktors. Des Weiteren müssen die nächsten Projektschritte konkrete Gedanken zur Systemintegration enthalten, beispielsweise wie der Mikrowedler in einen Mikrokanal eingebettet wird, wie dessen Abdichtung funktionieren kann und wie die elektrische Kontaktierung erfolgt. Bei einem Wechsel auf den Transport von Flüssigkeiten statt Gasen sind die beiden zuletzt genannten Aspekte von besonderer Bedeutung.

Um die zugrundeliegenden Mechanismen beim Fluidtransport noch genauer zu verstehen und die Ergebnisse dieser Arbeit zu verifizieren, sind weitere ausführliche Messungen mit der PIV-

Methode anzustreben. Phasentreue Messungen erlauben es, statt gemittelter Geschwindigkeitswerte wie in dieser Arbeit auch zeitaufgelöste Messwerte zu analysieren und so die Wirbelentstehung und -ablösung im Detail zu beobachten. Mit IR-PIV (Infrarot-Particle-Image-Velocimetry) können diese Messungen auch in bereits geschlossenen Silizium-Kanälen vorgenommen und so das Bauteilverhalten unter realen Betriebsbedingungen im Detail erfasst werden [78].

Ein weiterer Arbeitspunkt, der wertvolle Aussagen liefern kann, ist die Realisierung vollgekoppelter Simulationen. Die Berechnung des strukturmechanischen, piezoelektrischen und fluidischen Verhaltens könnte in einer einzigen Simulation erfolgen. Der in dieser Arbeit verwendete Zwischenschritt, dass die zeit- und ortsabhängigen Auslenkungen in rein fluidische Simulationen eingepflegt werden, würde damit entfallen. Stattdessen können erreichbare Amplituden und Undulationsgrade vorhergesagt werden, wodurch virtuelles Prototyping, ohne teure und zeitaufwändige Prozessierung von Prototypen, möglich wird.

10 Zusammenfassung

Dem zu Beginn dieser Arbeit formulierten Problem der steigenden Anforderung an chip-integrierte Kühlungen wurde in dieser Arbeit mit einem neuen Konzept zur effizienten Fluidbeförderung begegnet, dem sogenannten Mikrowedler. Dieser neuartige, fluidische Mikroaktor, überträgt basierend auf seiner mechanischen Auslenkung Impulse auf ein umgebendes Fluid und induziert damit eine gerichtete Strömung. Als zugrundeliegendes Konzept wurde die aus der Natur adaptierte Methode der **Undulation** gewählt. Sie kann sowohl in Luft bei kleinen Insekten als auch in Wasser bei Lebewesen jeder Größenordnung beobachtet werden und basiert auf harmonischen Schwingungen von Flügeln oder Flossen. Die Anstellwinkel der Extremitäten sind dabei so angepasst, dass gezielt Wirbelpaare im umgebenden Fluid generiert werden, die eine stark ausgeprägte axiale Strömung hinter beziehungsweise unter dem Tier etablieren. Statt die komplexe Flügelkinematik von Insekten nachzuahmen, bildet der Mikrowedler eine abstrahierte Form der Fisch-Fortbewegung ab, genauer gesagt der sehr effizienten Schwimmethode des carangiformen Schwimmens. Dabei bewegt sich der hintere Teil des Fisches gemäß einer fortlaufenden Welle mit zur Schwanzflosse hin steigender Amplitude.

Eine vereinfachte Form dieser fortlaufenden Welle wird mit **piezoelektrisch** angetriebenen großflächigen **Dünnschicht-Biegebalken** realisiert. Basierend auf dem d_{31} -Effekt werden dem Mikrowedler gezielt lokal verteilte Krümmungen aufgeprägt. Strukturmechanisch-Piezoelektrisch gekoppelte FEM-Simulationen zeigen, dass bereits Aufbauten mit zwei harmonisch, aber phasenversetzt angesteuerten Elektrodenpaaren ausreichen, um einen undulatorischen Charakter der Bewegung zu etablieren, wenn die Anregungsfrequenz deutlich unterhalb der Resonanzfrequenz des Bauteils bleibt. Als Materialkombination für den Mikrowedler wurde 1 μm dickes AlN auf 2 μm dickem Si aufgetragen. Die Schichtdicken und lateralen Maße wurden mit Hilfe statischer Überschlagsrechnungen, weiterer FEM-Simulationen und Erfahrungen aus einer ersten Prozessierung von Prototypen festgelegt. Das im Detail charakterisierte Bauelement, das neben vielen weiteren Varianten hergestellt wurde, ist 700 μm lang und an der Hinterkante 1020 μm breit. Die Gesamtdicke des Aktors beträgt lediglich $\approx 3,1 \mu\text{m}$.

Die **Herstellung der Prototypen** basiert auf kommerziell erhältlichen SOI-Wafern, auf die mittels eines komplexen Sputter-Prozesses piezoelektrisches AlN aufgebracht wird. Die größte Schwierigkeit bei der Prozessierung liegt in der Kontrolle und Minimierung der mechanischen Schichtspannungen dieser Schicht. Mit fünf Lithografieschritten werden im Anschluss alle notwendigen Schichten erstellt und strukturiert. Resultat sind freistehende Mikrowedler, die in der unteren Kanalhälfte aufgehängt und elektrisch über Al-Pads kontaktiert sind.

Die fertigen Prototypen wurden unter Anwendung zahlreicher **Messmethoden** charakterisiert. Vor allem mittels Weißlicht-Interferometrie und Laser-Doppler-Vibrometrie wurde zunächst das statische und dynamische Verhalten erfasst, indem spannungs-, frequenz- und phasenabhängige Messungen durchgeführt wurden. Die ermittelten orts- und zeitabhängigen Biegungen wurden im Anschluss als Randbedingung in **fluidische Simulationen** implementiert und so die zu erwartenden Druck- und Geschwindigkeitsfelder ermittelt. Die ermittelten Flussraten konnten mittels PIV-Messungen eines konkreten Bauteils verifiziert werden.

Die berechneten Werte wurden im Anschluss als Grundlage für ausführliche **Analysen** herangezogen. Der sich ergebende Massenfluss und die aufgebrachte Leistung an der Fluid-Struktur-Grenzfläche sowie die direkt in gewünschte Flussrichtung übertragenen Impulse liefern tiefe Einblicke in die strömungserzeugenden Prozesse. Anhand von Wavelet-Transformation gelang eine detaillierte Charakterisierung der im Fluid generierten Wirbel, wodurch eine fundierte Bewertung der erzeugten Strömung vorgenommen werden konnte.

Zunächst wurden anhand von analytisch formulierten Biegungen **Parameterstudien** zu Frequenz, Amplitude und Phase verschiedener Undulationstypen vorgenommen, um so ein tiefes physikalisch fundiertes Verständnis für die Vorgänge zur Strömungsgenerierung zu erlangen. Es zeigte sich, dass für Luft und Mikrowedler von 700 μm Länge gilt: Je höher die Amplitude und je höher die Frequenz, desto schneller fließt das Fluid im Mikrokanal. Mit steigender Frequenz sinkt allerdings die transportierte Masse je aufgewandter Energiemenge. Das Bauteil agiert ineffizienter. Die höchsten Effizienzen ergeben sich für Undulationen, die nahe am in der Natur beobachteten Vorbild liegen. Bei einfachen fortlaufenden Wellen mit quadratisch ansteigender Amplitude erweisen sich Undulationswellenlängen im Bereich von 125 bis 200 % der Bauteillänge als am geeignetsten. Bei Schwingungen mit ab der Bauteilmitte linear ansteigender Schwingungsphase sind Phasendifferenzen von $\approx \frac{\pi}{2}$ am effizientesten. Wirbel lösen sich für die für den Mikrowedler erwarteten Frequenz- und Amplitudenbereiche nicht ab. Vielmehr haften die erzeugten Wirbel an der Hinterkante des Bauteils und tragen nur wenig zur Erhöhung der Flussrate bei. Bei den untersuchten Arbeitspunkten erweist sich der direkt in x -Richtung gerichtete Impulsübertrag bei gleichzeitiger Minimierung der Rückstoßkräfte als dominierend für die Flussgeneration. Damit zeigt sich, dass der Mikrowedler in dieser Realisierung eher im Bereich der resistiven als in der reaktiven Schubgeneration agiert. Simulationen mit deutlich erhöhten Frequenzen und Amplituden zeigen, dass die Vorteile der Undulation für höhere Bauteilgeschwindigkeiten durchaus erreicht werden können.

Die **Simulation der gemessenen zeitabhängigen Biegungen** eines exemplarischen Mikrowedlers stützen die in den vorangegangenen Parameterstudien ermittelten Erkenntnisse. Die realen Auslenkungen und erreichbaren Frequenzen sind noch nicht ausreichend, um stabile Wirbelpaare im Fluid abzulösen und so das natürliche Vorbild der Fisch-Lokomotion zu emulieren. Obwohl gezeigt wurde, dass und warum sich Undulation energetisch lohnt, so wurde auch begründet, warum mit der gewählten, CMOS-kompatiblen Materialkombination meist zu kleine Flussraten erzeugt werden. Die quasistatische Auslenkung dieses Bimorphs ist zu gering ausgeprägt und es wird eine sehr starke Frequenzabhängigkeit der Amplitude beobachtet. Dennoch ist der Mikrowedler im Stande, für viele Applikationen sehr gut geeignete Flussraten zu generieren. Ein besonderer Vorteil des Aktors ist, dass sogar während des laufenden Betriebs durch geeignete Ansteuerung eingestellt werden kann, ob im aktuellen Betriebszustand ein hoher Massenfluss oder ein effizienter Betrieb zu priorisieren ist.

Durch genauere Spezifikation des angestrebten Anwendungsbereiches kann in zukünftigen Arbeiten eine fundierte Entscheidung für eine neue Materialkombination getroffen werden. Ziel ist es, die quasistatische Amplitude möglichst stark zu erhöhen und die Variabilität der Anregungsfrequenz beizubehalten. Außerdem ist zu erwarten, dass bei einem Wechsel des Betriebsmediums von Luft auf Wasser oder andere Flüssigkeiten ein undulatorischer Effekt schon bei geringeren Bauteilgeschwindigkeiten eintritt und technisch nutzbar wird. Damit kann erreicht werden, dass der Mikrowedler sein volles Potential als energiesparender, integrierbarer fluidischer Aktor nutzen

kann und einen hohen, gut durchmischten Massenfluss je benötigtem Bauraum generiert, ohne durch Partikel oder in Flüssigkeiten eingebettete Gasbläschen beschädigt zu werden.

Das von der Natur abgeleitete Design und die entwickelte Methodik liefern die Grundlage für kostengünstiges und schnelles virtuelles Prototyping neuer Mikrowedler-Varianten. Neue Forschungsfelder, wie die beispielhaft in Abschnitt 9.1 erläuterten Lab-on-a-Chip-Anwendungen, können damit leicht erschlossen werden, ohne dass zu Beginn große Investitionen vorgenommen werden müssen. Der Mikrowedler basierend auf AlN-Dünnschichten ist dabei der erste, vielversprechende Schritt hin zu einer Vielzahl neuer Akteure in einem Forschungsfeld mit stark wachsenden Anwendungen und Ansprüchen.

Literatur

- [1] R. C. CHU u. a. „Review of Cooling Technologies for Computer Products“. In: *IEEE Transactions on Device and Material Reliability* 4.4 (2004) (siehe S. 1, 4).
- [2] M. CHANDRASEKHAR. *AMD Radeon Community Update: More Control Over GPU Power and Performance, Enhanced Thermal Monitoring, Maximized Performance*. Dez. 2019. URL: <https://community.amd.com/community/gaming/blog/2019/08/12/amd-radeon-community-update-more-control-over-gpu-power-and-performance-enhanced-thermal-monitoring-maximized-performance> (siehe S. 1).
- [3] M. SAINI und R. WEBB. „Heat Rejection Limits of Aircooled Plane Fin Heat Sinks for Computer Cooling Components and Packaging Technologies“. In: *IEEE Transactions on Packaging Technologies* 26.1 (Juni 2003), S. 71–79 (siehe S. 1).
- [4] S. KAKAC u. a. *Cooling of Electronic Systems*. S. 71-95. Springer, 1994 (siehe S. 1).
- [5] M. KIMBER u. a. „Pressure and Flow Rate Performance of Piezoelectric Fans“. In: *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies*. Bd. 32. 4. Dez. 2009 (siehe S. 2).
- [6] R. J. LINDERMAN, O. NILSEN und V. M. BRIGHT. „The Resonant Micro Fan Gas Pump for Active Breathing Microchannels“. In: *The 12th International Conference on Solid State Sensors, Actuators and Microsystems*. Juni 2003 (siehe S. 2).
- [7] T. LIU u. a. „Notes on Vibration Design for Piezoelectric Cooling Fan“. In: *International Journal of Mechanical and Mechatronics Engineering* 7.2 (2013) (siehe S. 2).
- [8] M. D. HILL, N. P. JOUPPI und G. S. SOHI. *Readings in Computer Architecture*. Gulf Professional Publishing, 2000 (siehe S. 2).
- [9] J. KIM. „Spray Cooling Heat Transfer: The State of the Art“. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 28 (2007), S. 753–767 (siehe S. 2).
- [10] K. MARZEC und A. KUCABA-PIETAL. „Heat Transfer Characteristic of an Impingement Cooling System with Different Nozzle Geometry“. In: *Journal of Physics* (2014) (siehe S. 2).
- [11] M. MÄRKI. *Wasser marsch für Aquasar*. Mai 2010. URL: https://www.ethlife.ethz.ch/archive_articles/100507_aquasar_mm/ (siehe S. 2).
- [12] A. SRIDHAR, M. SABRY und D. ATIENZA. „System-Level Thermal-Aware Design of 3D Multiprocessors with Inter-Tier Liquid Cooling“. In: *17th International Workshop on Thermal Investigations of ICs and Systems (THERMINIC)*. Sep. 2011 (siehe S. 2).
- [13] *Made in IBM Labs: IBM Hot Water-Cooled Supercomputer Goes Live at ETH Zurich*. Juli 2010. URL: <https://www-03.ibm.com/press/us/en/pressrelease/32049.wss> (siehe S. 2).

- [14] *Warmwasserkühlung*. Dez. 2010. URL: https://www.lrz.de/presse/ereignisse/2010-12-13_supermuc-vertrag/warmwasserkuehlung/ (siehe S. 3).
- [15] D. J. LASER und J. G. SANTIAGO. „A Review of Micropumps“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 14.6 (2004), R35–R64 (siehe S. 3).
- [16] G. UPADHYA u. a. „Micro-Scale Liquid Cooling System for High Heat Flux Processor Cooling Applications“. In: *IEEE Semiconductor Thermal Measurement And Management Symposium*. 2006 (siehe S. 3).
- [17] M. HERZ u. a. „Design of Ideal Circular Bending Actuators for High Performance Micropumps“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* (2010) (siehe S. 3).
- [18] A. ASTLE u. a. „Theoretical and Experimental Performance of a High Frequency Gas Micropump“. In: *Sensors and Actuators A* 134 (2007), S. 245–256 (siehe S. 3).
- [19] H. AFRASIAB, M. MOVAHHEDY und A. ASSEMPOUR. „Proposal of a New Design for Valveless Micropumps“. In: *Transactions B: Mechanical Engineering* (2011) (siehe S. 3).
- [20] A. BESHARATIAN u. a. „A Scalable, Modular, Multi-Stage, Peristaltic, Electrostatic Gas Micro-Pump“. In: *IEEE 25th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS)*. 2012 (siehe S. 3).
- [21] E. YAMATSUTA, S. BEH und K. MORISHIMA. „Living Peristaltic Micro Conveyor Tube of Optogenetically controllable Bioactuator“. In: *18th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems (TRANSDUCERS)*. Juni 2015 (siehe S. 3).
- [22] M. SEIDL. „Mitarbeiterseminar“. Dez. 2016 (siehe S. 3).
- [23] M. BADRAN und M. MOUSSA. „On The Design of an Electrohydrodynamic Ion-drag Micropump“. In: *Proceedings of the 2004 International Conference on MEMS, NANO and Smart Systems* (2004) (siehe S. 3).
- [24] J. KEDZIERSKI u. a. „Microhydraulic Electrowetting Actuators“. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* (2016) (siehe S. 3).
- [25] M. AL-RJOUB u. a. „Assessment of an Active-Cooling Micro-Channel Heat Sink Device, Using Electro-Osmotic Flow“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* (2011) (siehe S. 3).
- [26] I. MUDAWAR. „Assesment of High-Heat-Flux Thermal Management Schemes“. In: *The Seventh Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems (ITERM)* (2000) (siehe S. 4).
- [27] J. GRAY und G. HANCOCK. „The Propulsion of Sea-Urchin Spermatozoa“. In: *Journal of Experimental Biology* 32 (1955), S. 802–814 (siehe S. 7, 10).
- [28] J. LIGHTHILL. „Note on the Swimming of Slender Fish“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 9 (1960), S. 305–317 (siehe S. 7, 10).
- [29] J. LIGHTHILL. *Mathematical Biofluidynamics*. 1975 (siehe S. 7–8, 10, 12).

- [30] G. TRIANTAFYLLOU, M. TRIANTAFYLLOU und M. GROSENBAUGH. „Optimal Thrust Development in Oscillating Foils with Application to Fish Propulsion“. In: *Journal of Fluids and Structures* 7 (1993), S. 205–224 (siehe S. 8, 12–13, 75, 81).
- [31] R. GODOY-DIANA und B. THIRIA. „On the Diverse Roles of Fluid Dynamic Drag in Animal Swimming and Flying“. In: *Journal of the Royal Society Interface* 15 (2018) (siehe S. 8).
- [32] C. M. BREDER. „The Locomotion of Fishes“. In: *Zoologica* 4 (1926), S. 159–256 (siehe S. 8–9).
- [33] M. SFAKIOTAKIS u. a. „Review of Fish Swimming Modes for Aquatic Locomotion“. In: *IEEE Journal of Oceanic Engineering* 24.2 (Apr. 1999), S. 237–252 (siehe S. 9–11, 81).
- [34] J. GUASTO, R. RUSCONI und R. STOCKER. „Fluid Mechanics of Planktonic Microorganisms“. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 44 (2012), S. 273–400 (siehe S. 10).
- [35] J. LIGHTHILL. „Large-Amplitude Elongated-Body Theory of Fish Locomotion“. In: *Proceedings of the Royal Society London* 179 (1971), S. 125–138 (siehe S. 11, 81).
- [36] *We finally know how fish swim so fast*. Emerging Technology from the arXiv. Dez. 2018. URL: <https://www.technologyreview.com/2018/12/18/138543/we-finally-know-how-fish-swim-so-fast/> (siehe S. 12).
- [37] U. K. MUELLER u. a. „Fish Foot Prints: Morphology and Energetics of the Wake Behind Continuously Swimming Mullet (Chelon Labrosus Risso)“. In: *Journal of Experimental Biology* 200 (1997), S. 2893–2906 (siehe S. 12, 81).
- [38] C. ELOY. „Optimal Strouhal Number for Swimming Animals“. In: *Journal of Fluids and Structures* 30 (Feb. 2011) (siehe S. 12, 14).
- [39] M. KOCHESFAHANI. „Vortical Patterns in the Wake of an Oscillating Airfoil“. In: *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal* 27.9 (Sep. 1989), S. 1200–1205 (siehe S. 13, 81).
- [40] J. MAGNUSON. „Locomotion by Scombrid Fishes: Hydromechanics, Morphology and Behavior“. In: *Fish Physiology Vol. VII Locomotion* (1978), S. 293–313 (siehe S. 14).
- [41] J. LUBBADEH. „Kräftige Schwanzflosse macht Delfine zu Top-Schwimmern“. In: *Spiegel* (Nov. 2008). URL: <https://www.spiegel.de/wissenschaft/natur/biomechanik-raetsel-geloest-kraeftige-schwanzflosse-macht-delfine-zu-top-schwimmern-a-592587.html> (siehe S. 15).
- [42] T. MING u. a. „How Fish Power Swimming: A 3D Computational Fluid Dynamics Study“. In: *arXiv: Fluid Dynamics* (2018) (siehe S. 15).
- [43] G. PEDRO, A. SULEMAN und N. DJILALI. *Second MIT Conference on Computational Fluid and Solid Mechanics*. Hrsg. von K. BATHE. S. 1083. Elsevier Science Ltd., 2003 (siehe S. 15).

- [44] W. NACHTIGALL. *Insektenflug: Konstruktionsmorphologie, Biomechanik, Flugverhalten*. 2003 (siehe S. 15–21, 137).
- [45] S. SANE. „The Aerodynamics of Insect Flight“. In: *Journal of Experimental Biology* 206 (2003), S. 4191–4208 (siehe S. 19–20).
- [46] T. WEIS-FOGH. „Quick Estimates of Flight Fitness in Hovering Animals, Including Novel Mechanisms for Lift Production“. In: *Journal of Experimental Biology* 59 (1973), S. 169–230 (siehe S. 20).
- [47] R. DUDLEY. *The Biomechanics of Insect Flight: Form, Function, Evolution*. Princeton University Press, 2002 (siehe S. 21).
- [48] R. HICKEY u. a. „Time and Frequency Response of Two-Arm Micromachined Thermal Actuators“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 1 (2003), S. 40–46 (siehe S. 24).
- [49] S. HAMPL und M. HOFFMANN. „Piezoelectric AlN-Bimorph as Low-Frequent, Resonant Micro-Actuators with Large Travel Range“. In: *Mikrosystemtechnik Kongress* (2013) (siehe S. 27).
- [50] H. MEHNER. „Prozessierung AlN-Dünnschicht-Bimorphe“. interne Kommunikation. 2014-2018 (siehe S. 27).
- [51] R. BEHLERT u. a. „Design, Modeling, and Characterization of a Bionically Inspired Integrated Micro-Flapper for Cooling and Venting Applications“. In: *Proceedings Euroensors 2017* (2017) (siehe S. 29, 89).
- [52] M. STEEL, F. HARRISON und P. HARPER. „The Piezoelectric Bimorph: An Experimental and Theoretical Study of its Quasistatic Response“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 11.6 (1978) (siehe S. 30).
- [53] H. MEHNER, S. LEOPOLD und M. HOFFMANN. „Variation of the Intrinsic Stress Gradient in Thin Aluminum Nitride Films“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 23.9 (2013) (siehe S. 31).
- [54] F. MOUKALLED, L. MANGANI und M. DARWISH. *The Finite Volume Method in Computational Fluid Dynamics, An Advanced Introduction with OpenFOAM and Matlab*. Hrsg. von A. THESS und R. MOTEAU. Bd. 113. Springer-Verlag Berlin-Heidelberg, 2016 (siehe S. 41, 44).
- [55] *The Open Source CFD Toolbox*. URL: <https://www.openfoam.com/> (siehe S. 42).
- [56] *OpenFOAM: User Guide v2006, Pressure-inlet outlet velocity*. URL: <https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/doc/guide-bcs-outlet-pressure-inlet-outlet.html> (siehe S. 42).
- [57] J. ANDERSON. *Fundamentals of Aerodynamics*. Hrsg. von L. BEAMESDERFER und E. CASTELLANO. McGraw-Hill, Inc., 1991 (siehe S. 43–44).
- [58] H. HIERSIG. *Lexikon Ingenieurwissen Grundlagen*. 1995 (siehe S. 43).

- [59] M. KLAAS. *Strömungsmessverfahren I*. Vorlesungsunterlagen. 2019. URL: <https://www.aia.rwth-aachen.de/vluebfiles/materials/7/link/script.pdf> (siehe S. 44).
- [60] F. WHITE. *Viscous Fluid Flow*. McGraw-Hill, Inc, 1991 (siehe S. 44, 46).
- [61] K. HUTTER. *Fluid- und Thermodynamik, Eine Einführung*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2003 (siehe S. 44–45).
- [62] J. FERZIGER und M. PERIC. *Numerische Strömungsmechanik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008 (siehe S. 44, 46–47, 49–50, 52).
- [63] R. SCHWARZE. *CFD-Modellierung, Grundlagen und Anwendungen bei Strömungsprozessen*. Springer Vieweg, 2013 (siehe S. 46, 49).
- [64] O. PECKHAM. *Researchers Visualize the Largest Turbulence Simulation Ever*. Okt. 2019. URL: <https://www.hpcwire.com/2019/10/30/researchers-visualize-the-largest-turbulence-simulation-ever/> (siehe S. 47).
- [65] M. GEHRING. *Design- und Optimierungsstudien für einen Piezoelektrischen Biobioschen Mikrowedler Mittels Gekoppelter Finiter-Element-Simulation*. Masterarbeit, TU München. Juli 2016 (siehe S. 50, 62).
- [66] L. S. CARETTO u. a. „Two Calculation Procedures for Steady, Three-Dimensional Flows with Recirculation“. In: *Proceedings of third International Conference Numerical Methods in Fluid Dynamics* (1972) (siehe S. 52).
- [67] U. BUNGE. *Der SIMPLE-Algorithmus*. Okt. 2003. URL: http://www.cfd.tu-berlin.de/Vorlesungen/fvm_skript/node85.html (siehe S. 52).
- [68] R. I. ISSA. „Solution of Implicitly Discretized Fluid Flow Equations by Operator-Splitting“. In: *Journal of Computational Physics* 62.1 (Jan. 1986), S. 40–65 (siehe S. 54).
- [69] C. GREENSHIELDS. *OpenFOAM v6 User Guide: 7.1 Thermophysical models*. User Guide. Juli 2018. URL: cfddirect.com/openfoam/user-guide/v6-thermophysical/ (siehe S. 54).
- [70] M. FARGE. „Wavelet Transforms and their Applications to Turbulence“. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 24 (1992), S. 395–457 (siehe S. 58).
- [71] C. SCHRAM, P. RAMBAUD und M. L. RIETHMULLER. „Wavelet Based Eddy Structure Eduction from a Backward Facing Stepflow Investigated Using Particle Image Velocimetry“. In: *Experiments in Fluids* 36 (2004), S. 233–245 (siehe S. 58–59, 61).
- [72] J. JEONG und F. HUSSAIN. „On the Identification of a Vortex“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 285 (1995), S. 69–94 (siehe S. 59).
- [73] Q. CHEN u. a. „Comparison of Vortex Identification Criteria for Planar Velocity Fields in Wall Turbulence“. In: *Physics of Fluids* 27.8 (2015) (siehe S. 60).

- [74] H. STEFANITSCH. „Wirbeldetektion und -analyse in Zweidimensionalen Geschwindigkeitsfeldern Mittels Wavelet-Transformation“. Magisterarb. TU München, Lehrstuhl für Technische Elektrophysik, 2018 (siehe S. 62).
- [75] M. CHOI, C. CIERPKA und Y. KIM. „Vortex Formation by a Vibrating Cantilever“. In: *Journal of Fluids and Structures* 31 (2012), S. 67–78 (siehe S. 75–76, 109–110, 115).
- [76] H. SCHRALLHAMMER. *Optische Charakterisierung von Mikrowedlern*. Techn. Ber. TU München, Lehrstuhl für Technische Elektrophysik, 2018 (siehe S. 89).
- [77] WANG. „Determination of Young’s Modulus of the Reduced Layer of a Piezoelectric RAINBOW Actuator“. In: *Journal of Applied Physics* 83 (1998), S. 5358–5363 (siehe S. 113).
- [78] S. GARIMELLA, V. SINGHAL und D. LIU. „On-Chip Thermal Management With Microchannel Heat Sinks and Integrated Micropumps“. In: *Proceedings of the IEEE* 94.8 (Aug. 2006), S. 1534–1548 (siehe S. 119, 125).
- [79] D. TUCKERMAN und R. PEASE. „High-Performance Heat Sinking for VLSI“. In: *IEEE Electron Devices Letters* (1981) (siehe S. 119).
- [80] N. NGUYEN und R. WHITE. „Design and Optimization of an Ultrasonic Flexural Plate Wave Micropump Using Numerical Simulation“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 77.3 (Nov. 1999), S. 229–236 (siehe S. 119).
- [81] *Formelsammlung und Berechnungsprogramme Maschinen- und Anlagenbau*. Apr. 2021. URL: https://www.schweizer-fn.de/stoff/wuebergang_fluessigkeit/wuebergang_fluessigkeit.php (siehe S. 120).
- [82] P. YAGER u. a. „Microfluidic Diagnostic Technologies for Global Public Health“. In: *Nature* 442 (Juli 2006) (siehe S. 120).
- [83] M. YAMADA und M. SEKI. „Hydrodynamic Filtration for On-Chip Particle Concentration and Classification Utilizing Microfluidics“. In: *Lab Chip* 5 (2005), S. 1233–1239 (siehe S. 120).
- [84] G. LEE u. a. „The Hydrodynamic Focusing Effect Inside Rectangular Microchannels“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* (2006) (siehe S. 121).
- [85] A. HATCH, E. GARCIA und P. YAGER. „Diffusion-Based Analysis of Molecular Interactions in Microfluidic Devices“. In: *Proceedings of the IEEE* 92.1 (Jan. 2004), S. 126–139 (siehe S. 121).
- [86] B. SUNG u. a. „A Disposable On-Chip Microvalve and Pump for Programmable Microfluidics“. In: *Lab Chip* 18 (2018), S. 1310–1319 (siehe S. 122).
- [87] K. RAMADAN, D. SAMEOTO und S. EVOY. „A Review of Piezoelectric Polymers as Functional Materials for Electromechanical Transducers“. In: *Smart Materials and Structures* 23 (2014) (siehe S. 123).
- [88] K. PRASHANTHI u. a. „Vibrational Energy Harvesting Using Photo-Patternable Piezoelectric Nanocomposite Cantilevers“. In: *Nano Energy* (2013) (siehe S. 124).

A Biologisches Vorbild

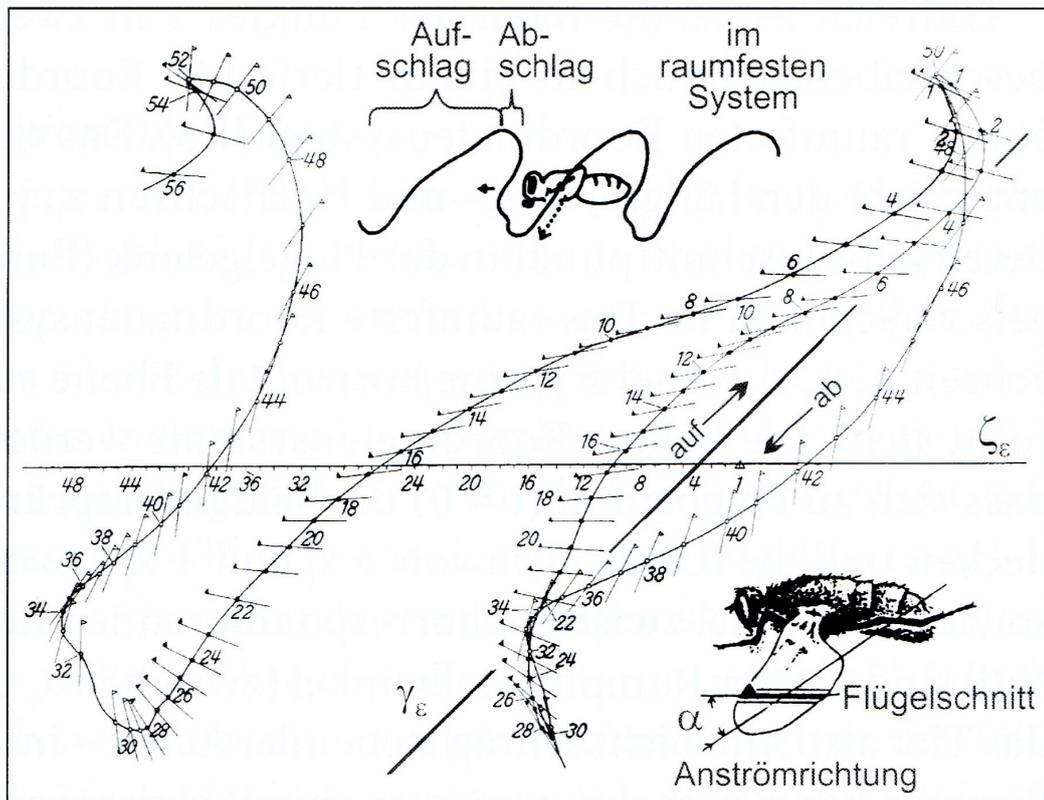
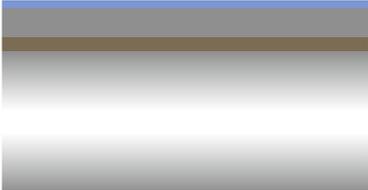
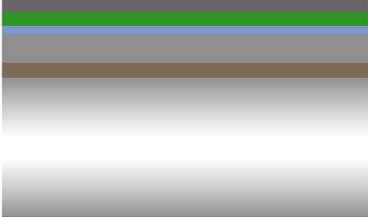


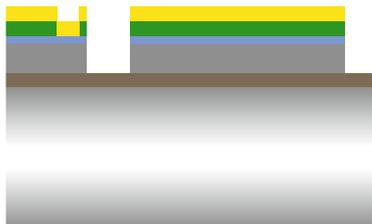
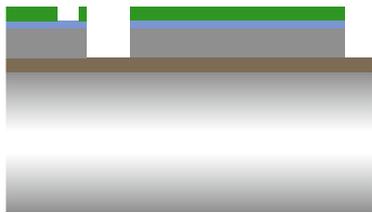
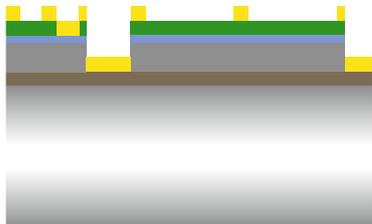
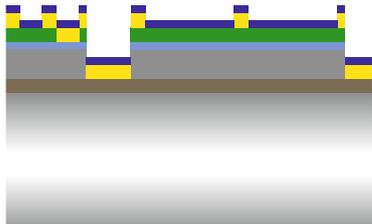
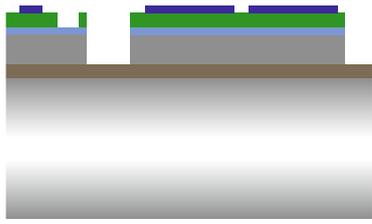
Abbildung A.1: Flügelstellung und -position während des Auf- und Abschlags einer Honigbiene im bienen- und raumfesten Koordinatensystem. Die korrespondierenden Zeitschritte beider Darstellungsarten sind nummeriert. Die physiologische Oberseite und Vorderkante des Flügelquerschnitts sind mit einem kleinen Dreieck markiert (entnommen aus [44]).

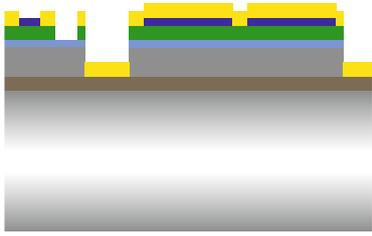
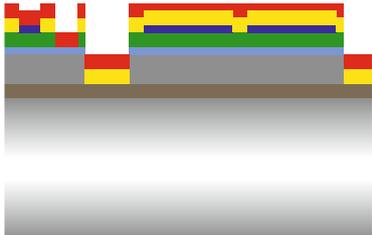
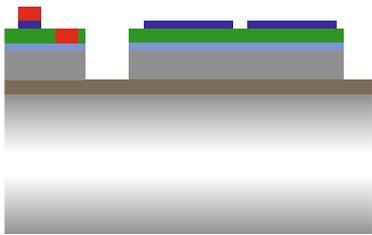
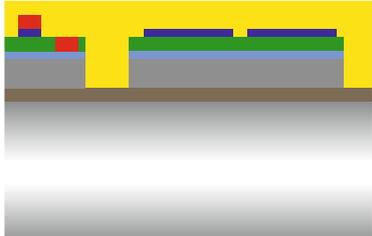
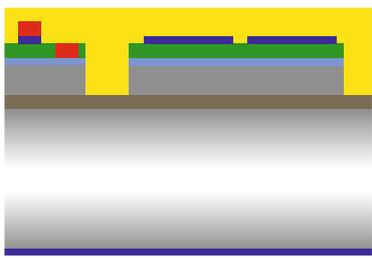
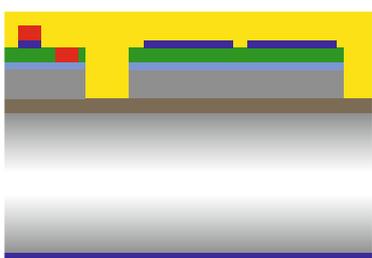
B Prozessabfolge und Maskenlayouts

Tabelle B.1: Prozessierungsschritte und Schichtdicken am Beispiel von Wafer 5.

Prozessschritt	Schicht	Dicke	
	<div style="display: flex; justify-content: space-around;"> <div style="text-align: center;"> ■ Si ■ AlN </div> <div style="text-align: center;"> ■ SiO₂ (BOX) ■ SiO₂ </div> <div style="text-align: center;"> ■ Mo ■ Lack </div> <div style="text-align: center;"> ■ Al (Pad) ■ Al </div> </div>		
SOI-Wafer		521 μm 1 μm BOX 2 μm DL	
Sputtern	+Mo (Bottom)	150 nm	
Magnetron-Sputtern	+AlN (Piezo)	1054 nm	
CVD	+SiO ₂	1200 nm	

Prozessschritt	Schicht	Dicke	
Lithografie 1 zur AlN-Strukturierung			
RIE	-SiO ₂		
Lackentfernung			
Ätzprozess (mit KOH)	-AlN (Piezo)		
Ätzprozess (Buffered Oxide Etch, BOE)	-SiO ₂		
Lithografie 2 zur DL-Strukturierung			

Prozessschritt	Schicht	Dicke	
Nasschemischer Ätzprozess	-Mo (Bottom)		
Deep Silicon Etch- (DSiE-) Prozess	-Si (DL)		
Lackentfernung			
Lithografie 3 zur Top-Elektroden-Strukturierung			
PVD	+ Al (Top)	100 nm	
Nasschemischer Lift-Off	-Al (Top)		

Prozessschritt	Schicht	Dicke	
Lithografie 4 zur Pad-Strukturierung			
PVD	+Al (Pad)	800 nm	
Nasschemischer Lift-off	-Al (Pad)		
Schutzlack Oberseite			
Rückseitiges Sputtern	+ Al	150 nm	
Lithografie 5 zur Bulk-Strukturierung	-Al (Top)		

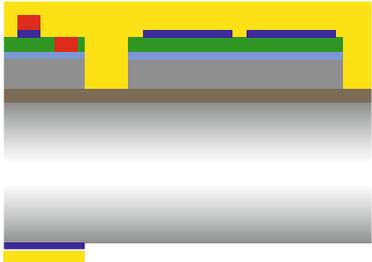
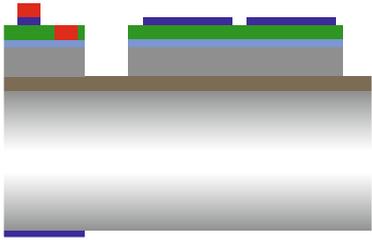
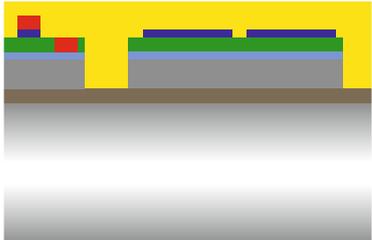
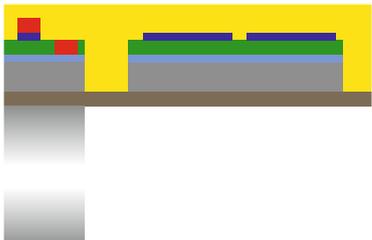
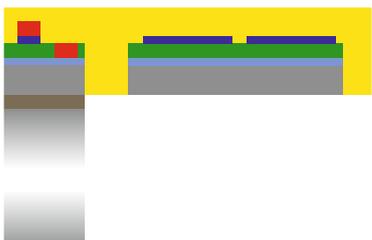
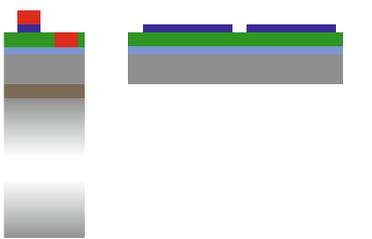
Prozessschritt	Schicht	Dicke	
Nasschemischer Ätzprozess	- Al		
Lackentfernung			
Schutzlack Oberseite			
Plasma-Ätzprozess Rückseite	- Si (Bulk)		
Ätzprozess (HF-Dampf)	- SiO ₂ (BOX)		
Lackentfernung			



Abbildung B.1: Übereinander dargestellte Masken der zwei 1 x 2 cm großen Chip-Varianten mit zahlreichen Mikrowedler-Ausführungen. Die Bauteile sind in Spalten A-F und Zeilen 1-5 angeordnet und über Pads (rot) direkt am Bauteil oder am unteren Chiprand elektrisch zu kontaktieren. Für die PIV-Messungen wurde der äußere Chiprand der Bauteile A5, B5 und E5, sowie F5 (oben links und rechts) entfernt. Das rückseitig geätzte Bulk-Silizium (gelb) ist meist deckungsgleich mit der piezoelektrischen AlN-Schicht (grün) und dem Si des Device Layers (grau). Im Bereich des Mikrowedlers ist anhand der Überlappung dieser Schichten zu unterscheiden, ob es sich um eine Variante mit durchgängigem Steg, Standard-Steg oder gänzlich ohne Befestigung aus Bulk-Si handelt. Die Ausführung der Top-Elektroden, Leiterbahnen und Beschriftungen sind blau dargestellt. Alle Maße sind in μm angegeben.

C Fluidische Simulationen

Simulationsparameter in OpenFOAM

Tabelle C.1: Überblick über wichtige Dictionaries und Materialeigenschaften in OpenFOAM.

Dictionary/Properties	Funktion und wichtige Parameter
controlDict	Definition der Zeitparameter, Lösungsalgorithmen, Genauigkeiten etc.
blockMeshDict	Definition der KV und der Ränder des Simulationsgebiets
dynamicMeshDict	Definition der beweglichen Ränder des Rechengitters und Bestimmung der dazugehörigen Bewegungsgleichungen
snappyHexMeshDict	Definition der Netzverfeinerung
thermophysicalProperties	Definition der Eigenschaften des Fluids type hePsiThermo mixture pureMixture equationOfState perfectGas molWeight 28.9 g/mol Cp 1004.9 kJ/(kg K) mu 1.845e-05 Pa/s Pr 0.707
transportProperties	Definition der Eigenschaften des Fluids transportModel Newtonian; nu 1.568e-05 m ² /s;
turbulenceProperties	Definition der Turbulenzberechnung simulationType LES; LESMoel Smagorinsky;

Weiterführende Ergebnisse von Simulationen basierend auf gemessenen Biegungen

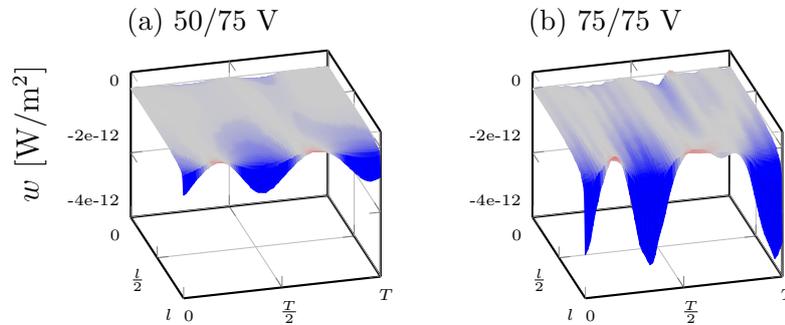


Abbildung C.1: Übertragene Leistungsdichten bei Ansteuerungen mit (a) 50/75 V und (b) 75/75 V bei $\varphi_{el} = \frac{\pi}{2}$ und $f = 2008$ Hz ohne mechanische Vorspannung.

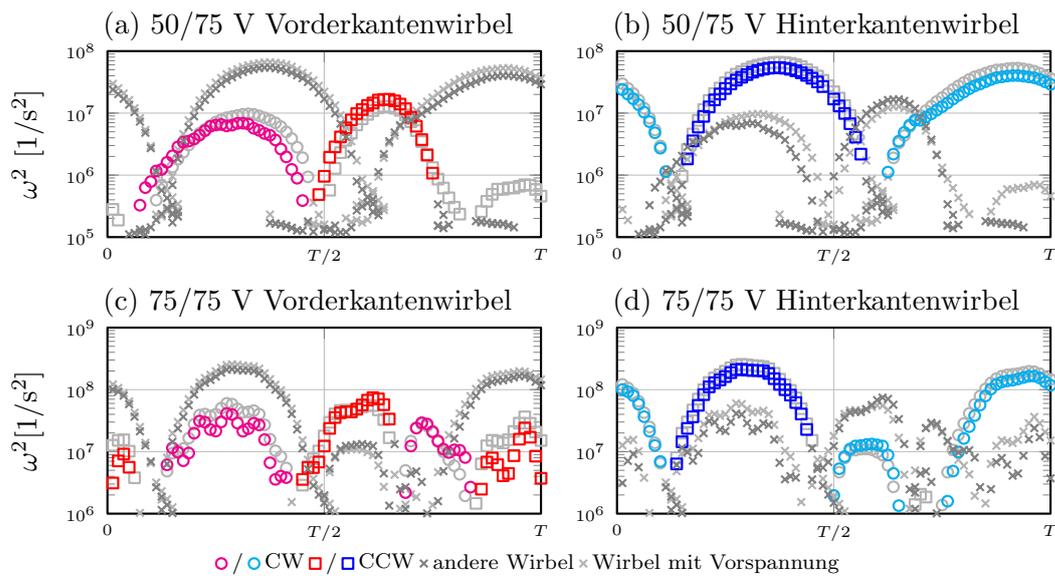


Abbildung C.2: Enstrophiewerte der (a,c) Vorderkantenwirbel und (b,d) Hinterkantenwirbel für eine gesamte Periodendauer ohne mechanische Vorspannung im Vergleich mit Werten unter Vorspannung (grau) für Ansteuerungen mit (a-b) 50/75 V und (c-d) 75/75 V.

Fluidische Kennzahlen

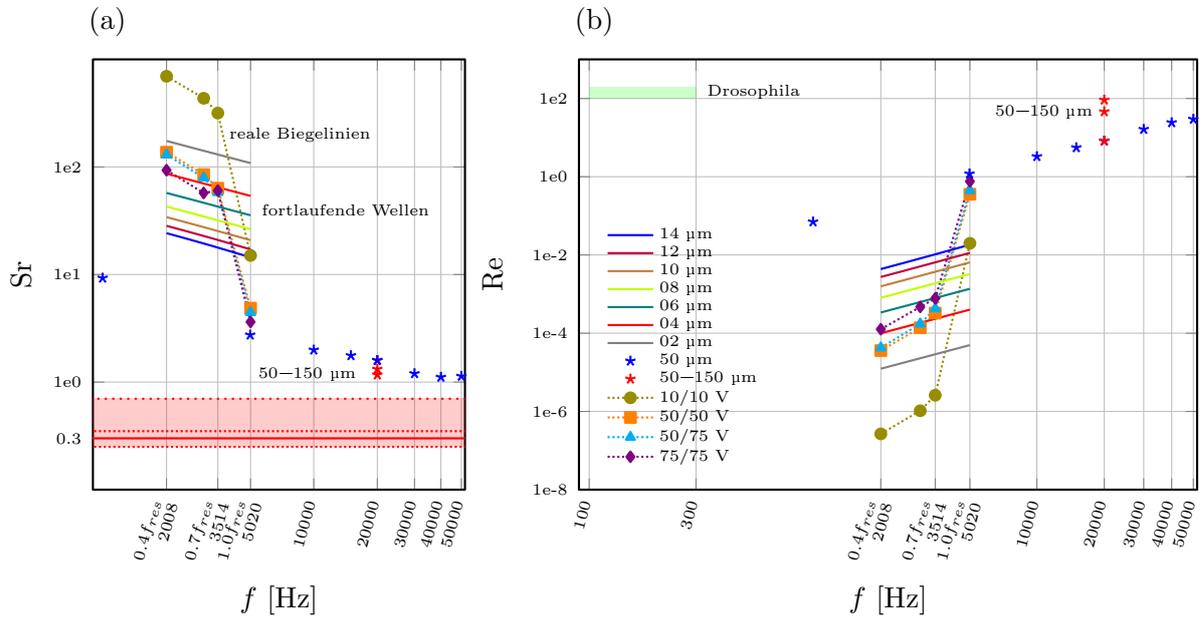


Abbildung C.3: (a) Strouhal-Zahl nach Gleichung (2.3) und (b) Reynolds-Zahl nach Gleichung (2.1) der analytischen und gemessenen Biegungen im Vergleich zu Undulationen mit deutlich höheren Bauteilgeschwindigkeiten. Eine Erhöhung von Frequenz und Auslenkungsamplitude führt zu deutlich niedrigeren Sr , die sich dem von der Natur vorgegebenen rot markierten Idealbereich annähern. Die Reynoldszahlen steigen dabei deutlich, was den sinkenden Einfluss reibungsbehafteter Vorgänge unterstreicht.

D Messdaten

Weißlichtinterferometer

WLI-Messungen der statischen Auslenkungen aufgrund von mechanischer Vorspannung und daraus resultierender Dehnung (ohne elektrostatische Aktuierung). Gemessen wurde am hinteren Ende des Mikrowedlers, mittig. Die Vermessung von Wafer 1 war aufgrund zu starker Deformation nicht möglich.

Tabelle D.1: WLI-Messungen der statischen Auslenkungen aufgrund von mechanischer Vorspannung.

Wafer	Länge [μm]	Auslenkung [μm]	Wafer	Länge [μm]	Auslenkung [μm]
4	300	33.70	5	500	6.37
4	300	33.30	5	500	6.43
4	300	31.00	5	500	10.84
4	300	33.00			
4	500	31.00	6	300	3.83
4	500	40.40	6	300	3.35
4	500	40.20	6	300	2.86
4	500	61.00	6	300	3.68
			6	300	3.47
5	300	3.60	6	300	2.74
5	300	2.89	6	300	4.76
5	300	3.79	6	300	4.66
5	300	1.87	6	300	4.19
5	300	5.85	6	300	4.20
5	300	6.24	6	300	4.66
5	300	6.80	6	300	4.33
5	300	6.36	6	500	7.45
5	300	3.20	6	500	5.08
5	300	3.12	6	500	5.37
5	300	3.59	6	500	9.82
5	300	3.90	6	500	12.37
5	500	4.60	6	500	11.86
5	500	4.53	6	500	10.98
5	500	6.58	6	500	13.32

Laser-Doppler-Vibrometer

Tabelle D.2: Auslenkungen verschiedener Bauteile bei Anregung mit 50 V in Resonanz und Undulation ($\varphi = \frac{\pi}{2}$, $f = 0,7f_{res}$). Das in dieser Arbeit detailliert untersuchte Bauteil ist fett markiert.

Bezeichnung	l [μm]	b [μm]	Variante	f_{res} [Hz]	$A_{res,50}$ [μm]	$A_{res,75}$ [μm]	$A_{und,50}$ [μm]	$A_{und,75}$ [μm]
W5 C4-2 E5	500	1220	steglos	3620	20,07	25,13	2,51	5,69
W5 C6-2 A5	500	1020		4930	45,88	55,69	5,42	7,88
W5 C6-2 B5	500	1220		5020	33,19	44,06	4,62	6,88
W5 C6-2 F5	300	1020		11680	18,91	31,27	1,80	2,66
W6 C5-4 B4	300	1020	Mäander	19410	15,90	18,88	1,12	1,68
W6 C5-4 B5	500	1020	Mäander	9200	20,17	77,95	3,38	5,18
W6 C5-4 C1	500	1020	Mäander,steglos	3690	23,10	25,88	4,17	6,16
W6 C7-1 A5	500	1020		7750	1,10	1,66	1,68	2,51
W6 C7-1 F5	300	1020		21400	19,70	26,72	1,49	2,22

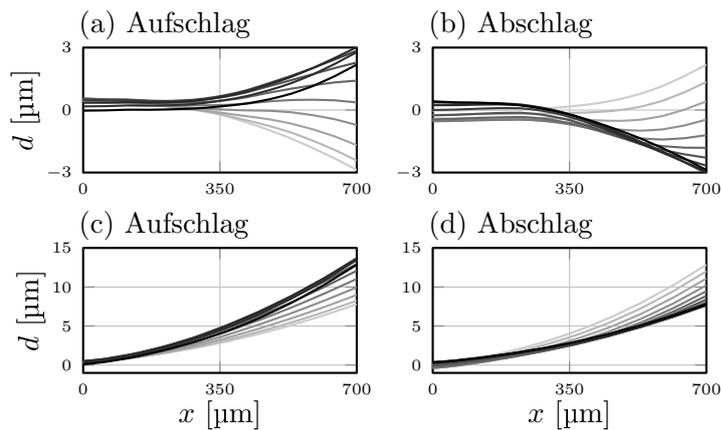


Abbildung D.1: Dynamisches Verhalten vom detailliert betrachteten Bauteil aus Abbildung 6.2 bei Anregung mit 2008 Hz und um $\frac{\pi}{2}$ phasenversetzten 50 V an beiden Elektroden. Im Vergleich mit der Anregung mit 75 V bei $0,7f_{res}$ aus Abbildung 6.5 zeigt sich bei dieser Ansteuerung im rein Dynamischen (a-b) eine deutlichere Undulation, trotz geringerer elektrischer Spannung. Bei Überlagerung mit der statischen Auslenkung (c-d) zeigt sich jedoch, dass die geringeren Amplituden bei kleineren Anregungsfrequenzen zum Verlust des undulatorischen Charakters führen.

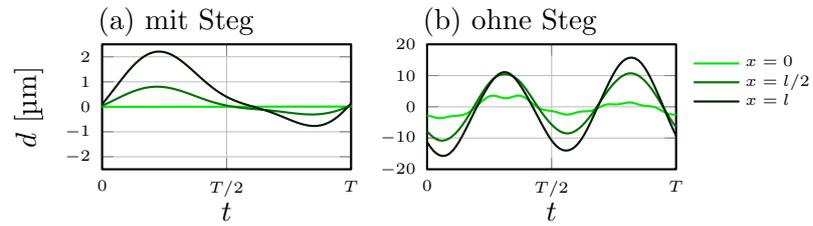
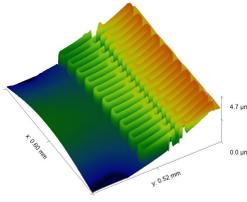
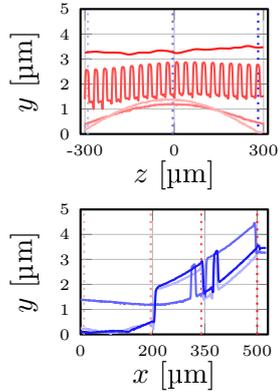
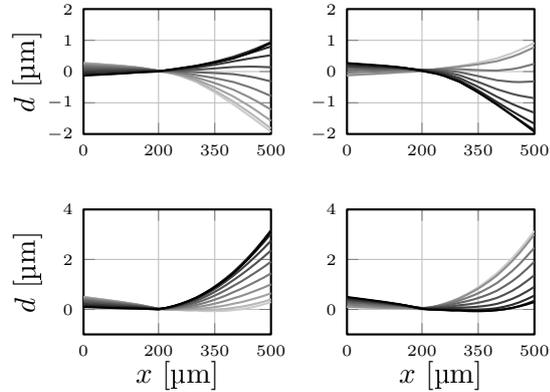
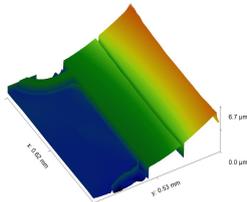
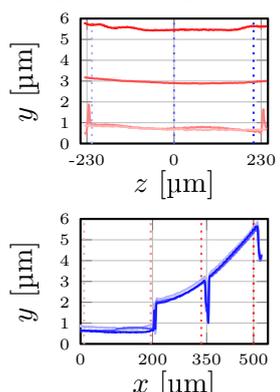
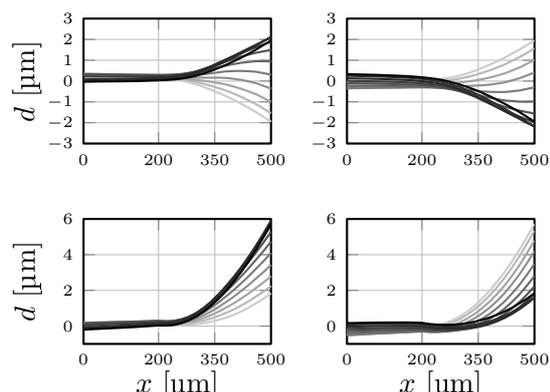
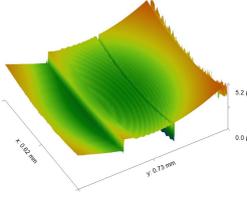
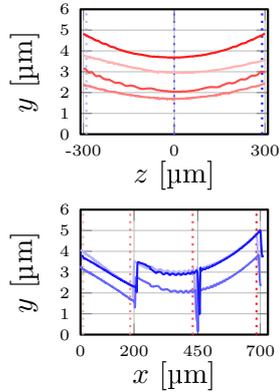
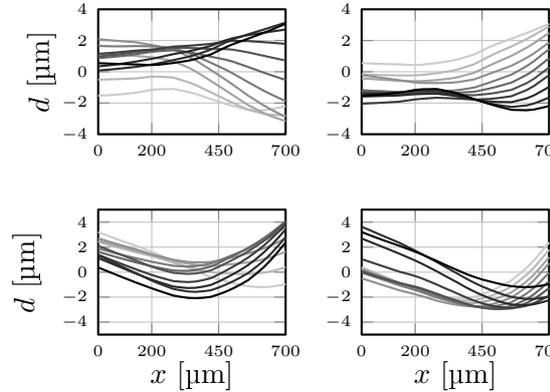


Abbildung D.2: Beispielhafte Messungen von Bauteilen mit unterschiedlicher Einspannung bei halber Resonanzfrequenz. (a) Stabile Variante mit Bulk-Silizium, das die gesamte Kanalbreite überspannt und (b) Variante gänzlich ohne in den Mikrokanal hineingeführtes Bulk-Silizium. Der Effekt der Frequenzverdopplung tritt bei Letzterem besonders stark auf.

Tabelle D.3: Statisches und elektrodynamisches Verhalten dreier exemplarischer Mikrowedler.

WLI	WLI Schnittkurven	LDV
<p>(a) W6 C5-4 B4</p> 	<p>500 μm x 1020 μm</p> 	<p>Mäanderförmige Elektroden</p> 
<p>Hohe statische Auslenkungen im Einspannungsbereich, relativ gleichförmige Auslenkung im freistehenden Bereich, sehr gute Undulationscharakteristik im rein dynamischen Bereich, aber nicht ausreichend, um statische Auslenkung auszugleichen</p>		
<p>(b) W6 C7-1 F5</p> 	<p>500 μm x 820 μm</p> 	
<p>Geringe statische Auslenkungen im Einspannungsbereich, relativ gleichförmige Auslenkung im freistehenden Bereich aufgrund geringerer Breite im Vergleich zu Bauteil aus Zeile (a), sehr gute Undulationscharakteristik im rein dynamischen Bereich, aber nicht ausreichend, um statische Auslenkung auszugleichen</p>		
<p>(c) W5 C4-2 E5</p> 	<p>700 μm x 1220 μm</p> 	<p>ohne Einspannung im Kanal</p> 
<p>Starke Auslenkungen sowohl im Einspannungsbereich als auch im freistehenden Bereich aufgrund fehlender Stabilität durch in den Kanal verlängerten Steg aus Bulk-Si, geringe Undulationscharakteristik am hinteren Ende des Bauteils, extrem starke Schwingungen im Einspannungsbereich.</p>		

Particle-Image-Velocimetry

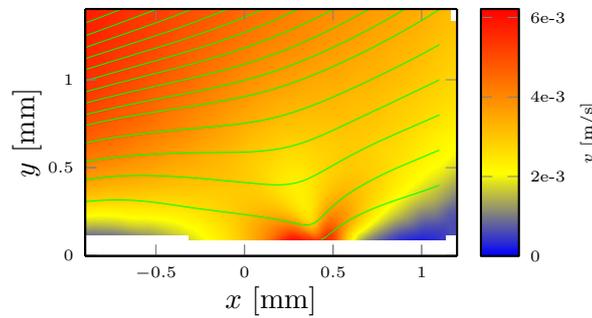


Abbildung D.3: Verfälschung der Mikrowedler-induzierten Strömung durch thermische Konvektion an der vom Laser erhitzten Rückwand der Messkammer. Die Strömung ist in der oberen linken Ecke am stärksten. Das Bauteil wird mit $0,9f_{res}$ betrieben.

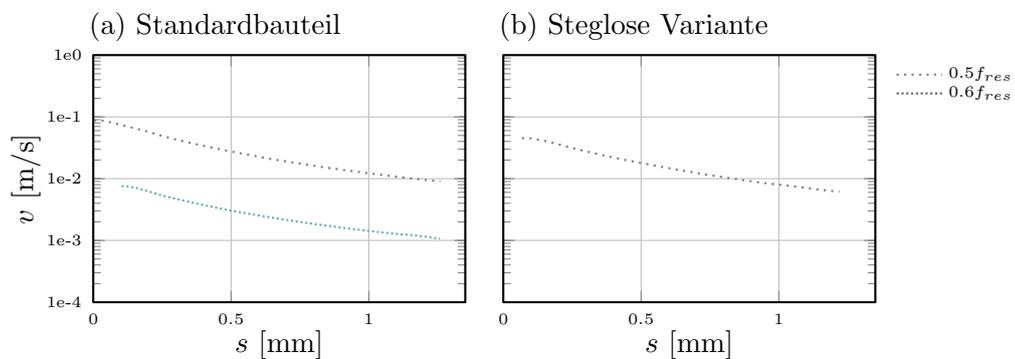


Abbildung D.4: Geschwindigkeiten entlang einer Strömungslinie in der Mitte der entstandenen Strahlströmung für zwei exemplarische Bauteile für Ansteuerungen mit 100 V.

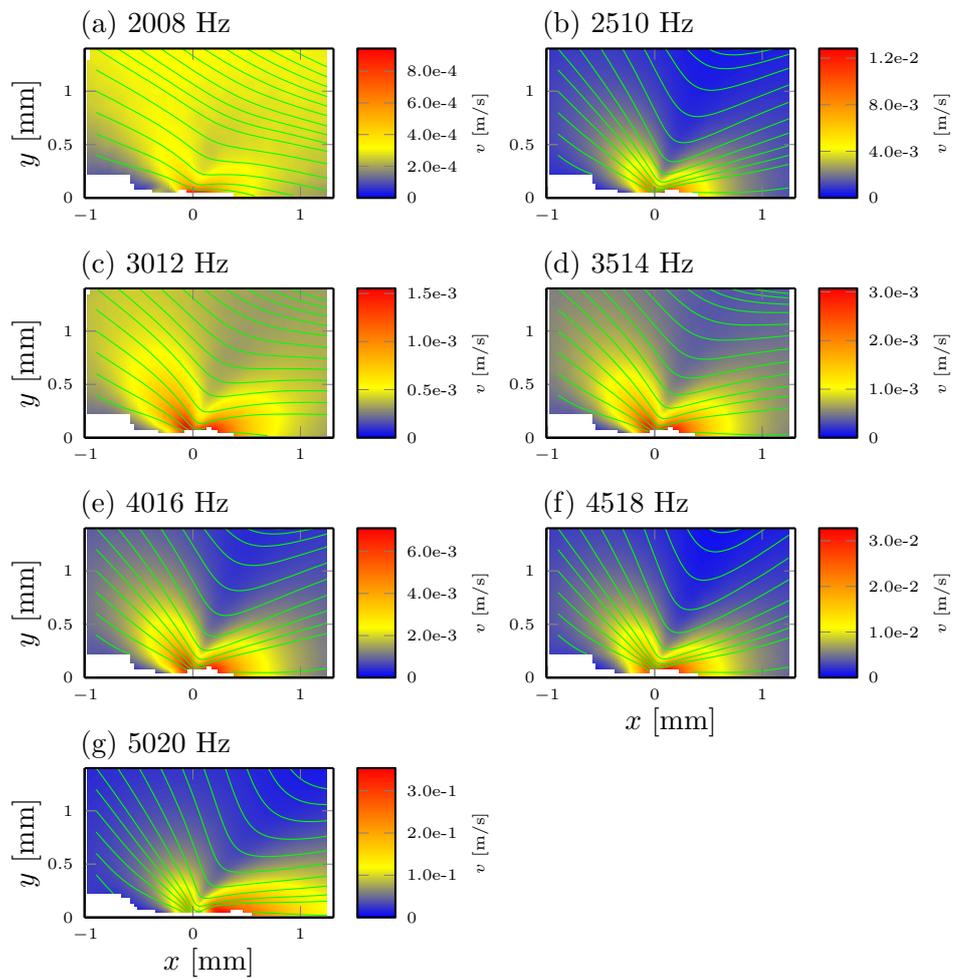


Abbildung D.5: Frequenzabhängige PIV-Messungen des detailliert betrachteten Mikrowedlers. Mit steigender Frequenz nimmt auch die induzierte Fluidgeschwindigkeit stark zu. Der Effekt der erhöhten Fluidgeschwindigkeit durch Frequenzverdopplung bei halber Resonanzfrequenz wird messtechnisch in (b) bestätigt.

Eigene Publikationen

1. R. Behlert, T. Künzig und G. Schrag, „Long-term investigations of RF-MEMS switches on failure mechanisms induced by dielectric charging“ In: 2014 Symposium on Design, Test, Integration and Packaging of MEMS/MOEMS (DTIP), 2014.
2. R. Behlert, T. Künzig, G. Schrag und G. Wachutka, „Theoretical and experimental investigations on failure mechanisms occurring during long-term cycling of electrostatic actuators“ In: 2014 15th International Conference on Thermal, Mechanical and Multi-Physics Simulation and Experiments in Microelectronics and Microsystems (EuroSimE), 2014.
3. R. Behlert, G. Schrag, G. Wachutka, R. Wieland und C. Kutter „Design of an integrated piezoelectric micro-flapper based on bionic principles“ In: 2016 Symposium on Design, Test, Integration und Packaging of MEMS/MOEMS (DTIP), 2016.
4. R. Behlert, M. Gehring, H. Mehner, R. Wieland und G. Schrag, „Design, Modeling and Characterization of a Bionically Inspired Integrated Micro-Flapper for Cooling and Venting Applications“ In: Proceedings of Eurosensors, 2017.
5. R. Behlert, M. Gehring, H. Mehner, R. Wieland und G. Schrag, „Entwicklung eines bionisch inspirierten, mikromechanischen Biegewandlers für effizienten fluidischen Massentransport“ In: Mikrosystemtechnik Kongress, 2017.
6. R. Behlert, G. Schrag und G. Wachutka, „Efficient fluid transport by a bionically inspired micro-flapper: fluidic investigations using fully coupled finite element simulation“ In: SPIE Microtechnologies, 2017.
7. R. Behlert und G. Schrag, „Evaluation of a Bionical Piezoelectric Micro-Flapper for Enhanced Fluid Flow Applying Numerical Simulations and Wavelet Transforms“ In: 2019 Symposium on Design, Test, Integration and Packaging of MEMS/MOEMS (DTIP), 2019.
8. W. Hölzl, R. Behlert, M. Gehring und G. Schrag, „Enhanced Fluid Flow by Wavelike Excitation of a Micromechanical Bending Actuator“ In: 2019 20th International Conference on Thermal, Mechanical and Multi-Physics Simulation and Experiments in Microelectronics and Microsystems (EuroSimE), 2019.
9. R. Behlert und G. Schrag, „Inspired by Nature: Efficient Piezoelectric MEMS Actuator Based on Wavelike Excitation“ In: 2019 20th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators u. a., 2019.
10. S. Essing, R. Behlert, W. Hölzl und G. Schrag, „Evaluation of the Electrode Design of an Integrated Bionic Microflapper for Improved Fluid Flow“ In: 2020 Symposium on Design, Test, Integration and Packaging of MEMS/MOEMS (DTIP), 2020.

Danksagung

Mein Dank gilt Prof. Gerhard Wachutka, der mir das spannende Promotionsthema angeboten und während meiner Zeit am Lehrstuhl für herausragende Arbeitsbedingungen gesorgt hat. Außerdem danke ich meiner Doktormutter Prof. Gabriele Schrag für die intensive Betreuung als Leiterin der MEMS-Gruppe und die zahlreichen Gespräche und Diskussionen, die maßgeblich zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben. Besonders bereichernd empfand ich die Möglichkeit, mein Thema auf zahlreichen internationalen Konferenzen vorzustellen und damit viele interessante Kollegen von anderen Universitäten und Instituten kennenlernen zu können.

Weiterer besonderer Dank gilt Prof. Christoph Kutter für die Idee zum Promotionsthema, die zahlreichen Diskussionen und die Finanzierung der Prototypen im Rahmen einer Forschungsoperation zwischen TU München und dem Fraunhofer EMFT sowie für das Zweitgutachten der Dissertation. Vielen Dank an Prof. Ralf Brederlow für die Übernahme des Vorsitzes des Promotionsverfahrens.

Ich danke Robert Wieland vom EMFT für die Unterstützung und Beratung auch vor Ort an der TU Ilmenau während der Planung und Realisierung der Prototypen. Dank geht im besonderen Maße an Dr. Hannes Mehner und Lutz Müller unter der Leitung von Prof. Martin Hoffmann der TU Ilmenau für die Prozessierung der Prototypen am ZMN und die hervorragende Beratung beim Designprozess. Ich danke Dr. Thomas Fuchs von der Universität der Bundeswehr für die gemeinsame Planung, Durchführung und Nachbereitung der fluidischen Messungen.

Im Laufe der Jahre als wissenschaftliche Mitarbeiterin am TEP betreute ich zahlreiche Studenten, von denen besonders Matthias Gehring und Harald Stefanitsch mit hervorragenden Arbeiten zum Erfolg des Mikrowedler-Projektes beigetragen haben.

Die Zeit am Lehrstuhl empfand ich fachlich und persönlich als sehr bereichernd, weil ich mit tollen Kollegen zusammenarbeiten durfte: Allen voran vielen Dank Johannes Manz für sechs Jahre gemeinsame Bürozeit, in denen viel diskutiert, aber eben soviel gelacht wurde. Danke Vanessa Basler für unzählige Stunden der gemeinsamen Praktikumsbetreuung, Prüfungsorganisation und Studenteninterviews. Danke Stefan Schaub für die geduldige Unterstützung bei der Realisierung von Messaufbauten und Behebung von Computerproblemen. Danke dem ganzen Team für eine unvergleichliche Arbeitsatmosphäre, wunderbare Kaffee- und Mittagspausen, Spieleabende und spannende Kicker-Runden.

Zuletzt gilt mein Dank meiner Familie, die mir immer den Rücken stärkt und mich auf jede erdenkliche Art und Weise unterstützt. Vielen Dank Mutti für die Korrekturen der finalen Arbeit und danke Marco dafür, alle Hochs und Tiefs einer Promotion mit mir durchgestanden zu haben. Dein Engagement und der Blickwinkel von außen haben mir an zahlreichen Stellen neue Denkanstöße gegeben und oft viel Zeit gespart.