

**Modelluntersuchungen zur Bestimmung des
Volumenstroms in systemisch-pulmonalen
arteriellen Shunts**
gefördert von der
Hans und Gertie Fischer Stiftung

Prof. Dr.-Ing. F. Peters
Universität Essen
Strömungslehre
Schützenbahn 70
45127 Essen

Dipl.-Ing. P. Vennemann
Universität Essen
Strömungslehre
Schützenbahn 70
45127 Essen

Dr.-Ing. F. Schneider
Wilo AG
Nortkirchenstraße 100
44263 Dortmund

Dr. med. M. Montag
Klinik für Radiologie
und Neuroradiologie
Alfried-Krupp-Straße 21
45117 Essen

Januar 2002

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Versuchsstand	4
2.1	Medizinische Grundlagen	4
2.1.1	Blut	4
2.1.2	Herz	9
2.1.3	Gefäßsystem	11
2.2	Konstruktion	15
2.2.1	Herzmodell	15
2.2.2	Gefäßsystem	17
2.2.3	Steuerung	19
2.3	Funktionsprüfung	21
2.3.1	Datenerfassung	21
2.3.2	Messungen	23
2.4	Modell-Shunts	25
3	Volumenstrommessung	30
3.1	Stand der Forschung	30
3.1.1	Optische Ortsfilter-Anemometrie	31
3.1.2	Particle Image Velocimetry (PIV)	31
3.1.3	Scalar Image Velocimetry (SIV) and Molekular Tagging Velocimetry (MTV)	32
3.1.4	Laser-Doppler Anemometrie	32
3.1.5	Korrelationsmethoden	32
3.2	Faseroptische Ortsfilteranemometrie	32
3.2.1	Messprinzip	32
3.2.2	Verwendetes Gerät	35
3.2.3	Anwendung auf Kapillarströmungen	36
3.3	Volumenstrombestimmung aus Differenzdruckmessungen	43
3.4	Volumenstrommessung mittels injizierter Luftblasen	44
3.4.1	Idee	44

3.4.2	Realisierung	46
3.5	Farbversuch	48
4	Rechnerische Abschätzung des Volumenstromes	50
4.1	Berechnungsprogramm	51
4.1.1	Randbedingungen	51
4.1.2	Berechnung	52
4.1.3	Programmierung	55
4.1.4	Programmbedienung	56
4.2	Fehlerabschätzung	60
5	Zusammenfassung	63
A	Newton'sche und nicht-Newton'sche Fluide	65
B	Volumenstrommessung bei pulsierendem Druck	67

Kapitel 1

Einleitung

Von Prof. Dr. rer. nat. W. Merzkirch und Prof. Dr.-Ing. F. Peters (Strömungslehre, Universität Essen) wurde gemeinsam mit Dr. med. M. Montag (Klinik für Radiologie und Neuroradiologie, Alfried Krupp Krankenhaus Essen) bei der Hans und Gertie Fischer Stiftung das im Titel benannte Forschungsvorhaben beantragt. In diesem abschließenden Bericht werden die gegen Ende des Jahres 2000 aufgenommenen Arbeiten dokumentiert sowie die Ergebnisse vorgestellt.

Einleitend wird das im Antrag des Forschungsvorhabens ausführlich beschriebene Forschungsthema kurz zusammengefasst. In Kapitel 2 folgt die Beschreibung des Versuchsstands, wobei auch die notwendigen medizinischen Grundlagen dargestellt sind. Der letzte Teil dieses Kapitels beschäftigt sich mit der Herstellung geeigneter Shunt-Modelle, deren Durchströmung Hauptgegenstand der Untersuchungen sind. Kapitel 3 stellt verschiedene Methoden der Volumenstrommessung vor. Der Fokus liegt dabei auf der faseroptischen Ortsfilteranemometrie, die gute Ergebnisse bei geringem finanziellem und technischem Aufwand erhoffen lässt. Aus den Erfahrungen der Modelluntersuchungen folgt die Entwicklung eines einfachen PC-Programms, welches als Hilfestellung zur Abschätzung des Volumenstroms durch systemisch-pulmonale arterielle Shunts (SPAS) verstanden werden soll. Dazu muss die individuelle Geometrie der gesamten Bronchialarterie einer angiographischen Darstellung entnehmbar sein.

Der menschliche Blutkreislauf wird von zwei in Reihe geschalteten Pumpen angetrieben (Abbildung 1.1). Das linke Herz treibt das Blut mit hohem Druck durch den systemischen Kreislaufabschnitt wo es in den Kapillaren des lebenden Gewebes dem Stoffwechsel zur Verfügung steht. Von dort gelangt das Blut bei ständigem Druckabfall über die systemischen Venen zum rechten Herzen. Das rechte Herz pumpt das Blut bei geringer Druckerhöhung über die Pulmonalarterien durch die funktionellen Lungengefäße, in denen das Blut Kohlendioxid an die Atemluft abgibt und Sauerstoff aus dieser aufnimmt.

Auch das Lungengewebe muss mit arteriellem¹ Blut versorgt werden. Deshalb

¹Venöses Blut ist sauerstoffarm, arterielles sauerstoffreich. Hingegen bezieht sich die Bezeichnung

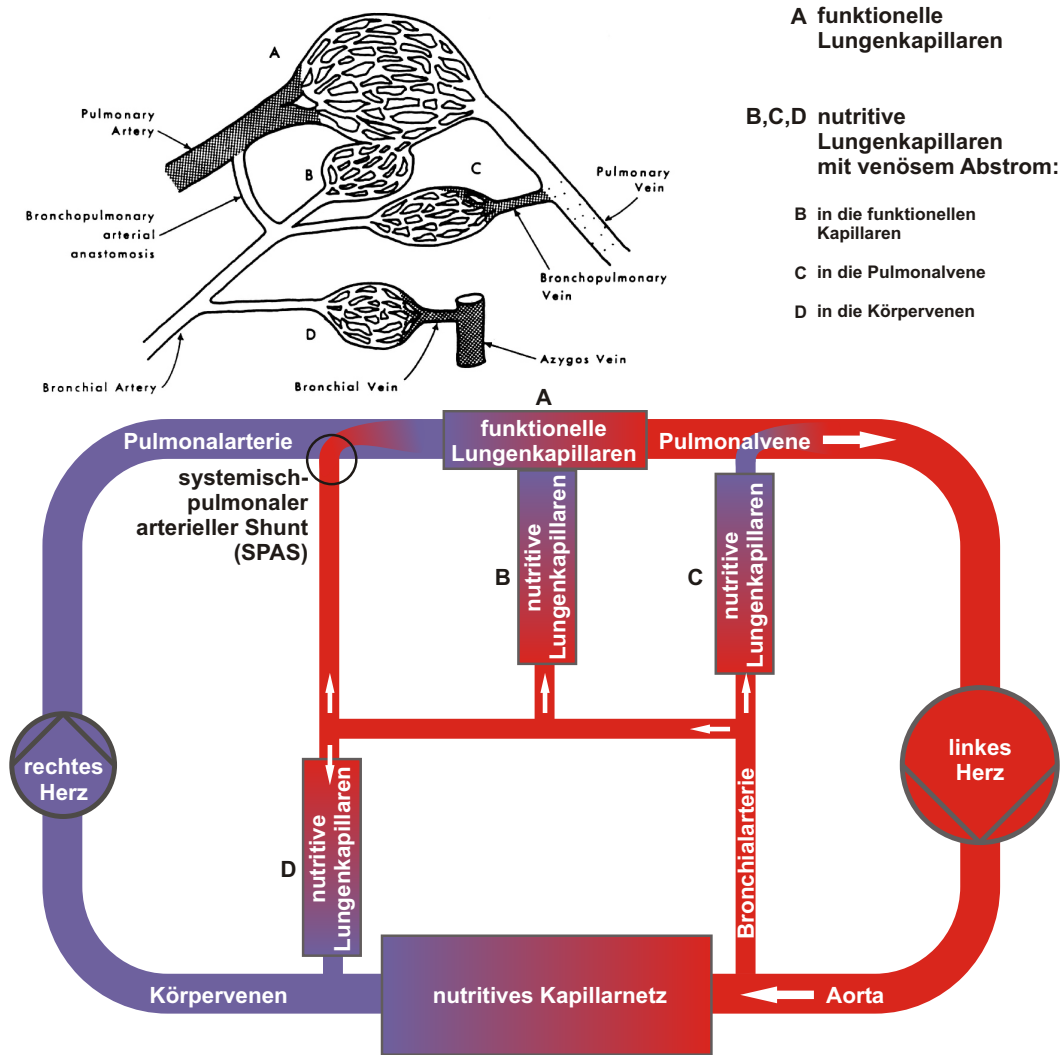


Abb. 1.1: Aus dem anatomischen Schema der Lungengefäße nach Murray (oben links) [30] wird das Flusschema des Blutkreislaufs abgeleitet (unten). Man kann drei normale Varianten des venösen Abstroms unterscheiden. Eine Verbindung der Bronchial- und der Pulmonalarterie ohne zwischengeschaltete Kapillaren bezeichnet man als systemisch-pulmonalen arteriellen Shunt (SPAS).

ist die Lunge zusätzlich zu den funktionellen Blutgefäßen mit nutritiven Blutgefäßen durchsetzt. Diese gehören zum Körperwiderstand, sie sind in Abbildung 1.1 aber gesondert, parallel zum übrigen Körperwiderstand gezeichnet. Etwa ein bis zwei Prozent des gesamten Volumenstroms wird zur Versorgung der Lunge benötigt. Eine Besonderheit der nutritiven Lungengefäße ist, dass sie das Blut nicht ausschließlich über die Bronchialvenen zum rechten Herzen führen, sondern auch an die Pulmonalvenen Anschluss finden die das Blut zum linken Herzen leiten. Eine dritte Möglichkeit besteht in der Verbindung beider Kreislaufteile auf kapillarer Ebene.

Zwischen den Bronchialarterien und den Pulmonalarterien existieren Verbindungen, welche in Normalfall verschlossen sind, sich aber im Falle funktioneller Defizite der Lunge irreversibel öffnen können. Eine solche Verbindung ohne zwischengeschaltete Kapillargefäße wird in der Medizin systemisch-pulmonaler arterieller Shunt (SPAS) genannt. Der Volumenstrom durch einen Shunt kann aufgrund des großen Druckgefälles und seines geringen Strömungswiderstands erheblich sein. Die Bronchialarterien passen sich dem erhöhten Volumenstrom durch Kaliberzunahme an. Die Bronchialarterien verlaufen in den Wänden der Luftwege, wo sie in der dilatierten Form leicht verletzbar sind, was zu gefährlichem Bluthusten führen kann.

Der Behandlung von Shunts, zum Beispiel ihrem Verschluss, geht eine Abschätzung des Gefährdungspotenzials voraus. Die maßgebliche Größe ist dabei der Volumenstrom durch den Shunt. Da dieser, wie im Antrag begründet, aus der angiographischen Darstellung quantitativ nicht bestimmbar ist und auch durch andere Methoden beim Menschen nur mit nicht vertretbarem Untersuchungsrisiko gemessen werden kann, werden im Rahmen dieses Forschungsprojekts vergleichende Messungen an Modellgefäßen durchgeführt. Dabei kommt ein Versuchstand zum Einsatz, mit dessen Hilfe sich ein dem menschlichen Blutkreislauf sehr ähnlicher, pulsender Flüssigkeitsstrom erzeugen lässt. Die verwendeten Modellgefäße können aufgrund der sehr individuell gestalteten Bronchialarterien des Menschen kein allgemeingültiges Abbild der Realität sein. Vielmehr werden an stark abstrahierten Modellen grundsätzliche Eigenschaften der Shunt-Strömung untersucht, wobei die gewonnenen Erkenntnisse Rückschlüsse auf die tatsächlichen Zustände im Körper eines Patienten zulassen.

von Venen und Arterien nicht auf die Beschaffenheit des Blutes, sondern auf seine Fließrichtung. Arterien führen das Blut vom Herzen fort, Venen führen es zum Herzen hin.

Kapitel 2

Versuchsstand

Der Versuchsstand muss den im Folgenden aufgelisteten Anforderungen genügen.

- Druckverlauf über der Zeit $p(t)$ in der Aorta bzw. in den Bronchialarterien
- Pulswellengeschwindigkeit u_0
- Schlagvolumen V
- Herzfrequenz f
- Fließverhalten des Blutes

Die Konstruktion erfolgt auf Basis der im ersten Teil dieses Kapitels zusammengetragenen medizinischen Grundlagen. Das Kapitel schließt mit einer Funktionsprüfung der Anlage sowie einer kurzen Beschreibung der Modellshunts.

2.1 Medizinische Grundlagen

2.1.1 Blut

Die Hauptfunktion des Blutes ist der Transport von Sauerstoff und Kohlendioxid aber auch von Wärme, Nährstoffen, Hormonen, Vitaminen, Enzymen und anderen, für den Stoffwechsel notwendigen Substanzen. Blut ist strömungsmechanisch ein 2-Phasen-System, im Wesentlichen bestehend aus gelblichem Plasma, roten Blutzellen (Erythrozyten), weißen Blutzellen (Leukozyten) und Blutplättchen (Thrombozyten). Der Anteil der Blutzellen am Blutvolumen wird Hämatokrit genannt und weitgehend durch die roten Blutkörperchen bestimmt. Der Hämatokrit beträgt beim gesunden Menschen im Mittel etwa 45 %; bei Frauen etwas weniger, bei Männern etwas mehr [52].

Blutplasma besteht zu 90 % aus Wasser, zu etwa 9 % aus organischen Bestandteilen (insbesondere Proteinen) und aus anorganischen Bestandteilen. Für strömungsmechanische Betrachtungen ist die dynamische Viskosität von vorrangiger Bedeutung. Sie

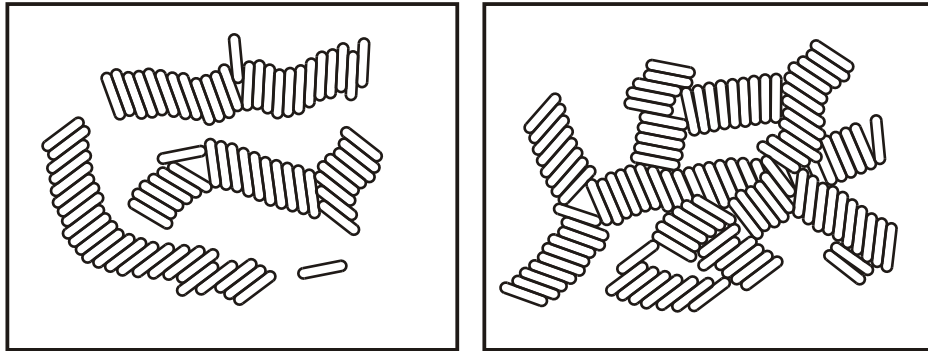


Abb. 2.1: Erythrozyten-Agglomerate: links Geldrollen, rechts dreidimensionales Netzwerk.

wird für das Plasma mit $1,2 \cdot 10^{-3} \text{ Pas}^1$ bei 37°C angegeben [51]. Das entspricht der dynamischen Viskosität von Wasser bei etwa 13°C . Im Normalfall zeigt Plasma Newtonsches Verhalten (siehe Anhang A).

Die Viskosität des Vollblutes wird stark durch die besonderen Eigenschaften der Erythrozyten beeinflusst. Die scheibenförmigen, bikonkaven Zellen neigen bei geringen Scherraten zur Bildung von Agglomeraten. Man unterscheidet so genannte Geldrollen und größere, dreidimensionale Strukturen (Abbildung 2.1).

Die Agglomerate behindern die Strömung des von ihnen eingeschlossenen Plasmas. Als Folge kommt es zu einer scheinbaren Hämatokrienerhöhung; die Viskosität steigt. Bei erhöhten Scherraten liegen die Erythrozyten als einzelne Zellen im Plasma vor - das ist in den Kapillaren immer der Fall. Bei hohen Scherraten beginnt die äußere Membran der Zellen um die eingeschlossene Hämoglobinlösung zu rotieren. Die Erythrozyten werden schlanker und richten sich entlang der Stromlinien aus. Die Störung des Strömungsfeldes nimmt ab, die scheinbare Viskosität des Blutes fällt. Dieses nicht-Newton'sche Verhalten ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Die scheinbare Viskosität strebt bei hohen Scherraten gegen einen konstanten Wert von etwa $5 \cdot 10^{-3} \text{ Pas}$ [51]. Nach Busse [7] „[...] liegt bei schneller Strömung und normalem Hämatokrit die Viskosität des Blutes bei etwa $3 \cdot 10^{-3} - 4 \cdot 10^{-3} \text{ Pas}$ [...]“.

Cokelet [13] bestätigt in Abbildung 2.3 den linearen Verlauf des Reibungsgesetzes bei hohen Scherraten.

Eine weitere, nicht-Newton'sche Eigenschaft des Blutes ist seine Viskoelastizität. Das bedeutet, ein Teil der im Scherexperiment (Anhang A) vom Blut aufgenommenen Energie wird nicht irreversibel in Wärme umgewandelt, sondern in Form einer reversiblen, elastischen Verformung gespeichert. Nach Walitza [51] wird viskoelastisches Verhalten bei oszillierender Belastung beobachtet. Abbildung 2.4 zeigt die viskose Komponente η' und die elastische Komponente η'' der komplexen Viskosität in

¹ $1 \text{ Pas} = 1 \frac{\text{N}\cdot\text{s}}{\text{m}^2} = 1 \frac{\text{kg}}{\text{m}\cdot\text{s}}$

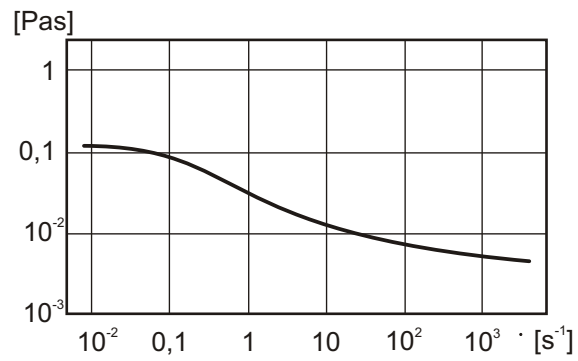


Abb. 2.2: Scheinbare Viskosität von normalem, menschlichem Blut in Abhängigkeit der Scher-
rate bei 23 °C [51].

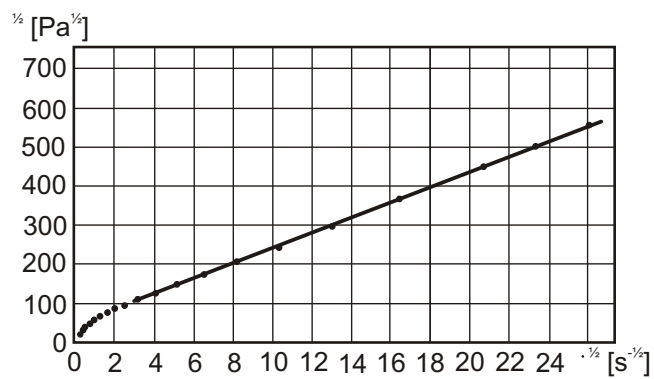


Abb. 2.3: Reibungsgesetz für Blut bei 47,6 % Hämatokrit und 25 °C [13].

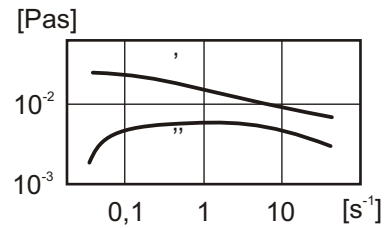


Abb. 2.4: Komplexe Viskositätskomponenten für normales Blut bei einem Hämatokrit von 50 % bei 23 °C in Abhängigkeit der Frequenz der oszillierenden Belastung [51].

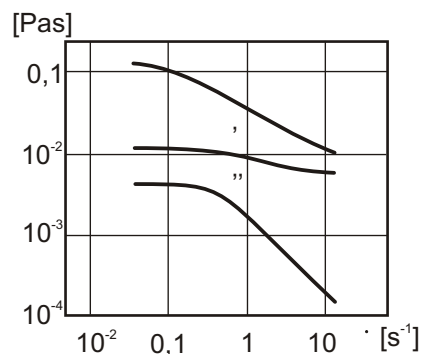


Abb. 2.5: Komplexe Viskositätskomponenten für normales Blut bei einem Hämatokrit von 45 % bei 23 °C in Abhängigkeit der Scherrate; oszillierende Belastung bei 2 Hz [51].

Abhängigkeit der Belastungsfrequenz ω .

Die elastische Viskositätskomponente η'' ist im Bereich der menschlichen Kreislauffrequenz besonders ausgeprägt. Bei kleinen bzw. großen Frequenzen verschwindet der elastische Anteil und η' nimmt die Werte der bereits vorgestellten, stationären Fließkurve aus Abbildung 2.2 an. In Abbildung 2.5 sind die viskose und die elastische Viskositätskomponente bei oszillierender Belastung von 2 Hz in Abhängigkeit der Scherrate aufgetragen. Die scheinbare Viskosität η setzt sich aus diesen beiden Komponenten zusammen.

Die elastische, reversible Energiespeicherung hat ihre Hauptursache in der Verformung von Agglomeraten. Daher verschwindet die elastische Komponente bei der Zerstörung dieser Strukturen im Bereich hoher Scherraten. Die viskose Komponente η' der komplexen Viskosität nähert sich der scheinbaren Viskosität η an. Der Einfluss der elastischen Zellmembranen der Erythrozyten auf die Viskoelastizität ist vernachlässigbar [11].

Charm und Kurland [10] schätzen die Scherraten des menschlichen Blutkreislaufes zwischen Werten von 100 s^{-1} in der großen Vena cava und 8000 s^{-1} in den Arteriolen (siehe Tabelle 2.1).

Gefäß	Geschwindigkeit [m/s]	Durchmesser [mm]	Scherrate [s ⁻¹]
Aorta	0,4	25,0	155
Arterie	0,45	4,0	900
Arteriolen	0,05	0,05	8000
Kapillare	0,001	0,008	1000
Venole	0,002	0,02	800
Vene	0,1	5,0	160
Vena cava	0,38	30,0	100

Tabelle 2.1: Anhaltswerte für Geschwindigkeiten, Durchmesser und Scherraten des menschlichen Blutkreislaufs [10].

Die Durchmesser der zu untersuchenden Fistelmodelle liegen ihrer Größenordnung nach zwischen den Arterien und den Arteriolen. Da die Lungenfisteln zwischen Bronchial- und Pulmonalarterien verlaufen, wird in den Fisteln ein höherer Druckgradient als in den Arterien oder in den Arteriolen erwartet. Auf Grund der Angaben in Tabelle 2.1 wird angenommen, dass die Größenordnung der in den Fisteln auftretenden Scherraten nicht kleiner als 10^3 s^{-1} ist. Unter diesen Bedingungen kann das Fließverhalten des Blutes in guter Näherung bei konstanter Viskosität von etwa $5 \cdot 10^{-3} \text{ Pas}$ und Vernachlässigung der Viskoelastizität mit einem Newton'schen Fluid simuliert werden. Im Bereich der Verzweigung von Bronchialarterie und Fistel kann auf Grund von lokal verminderten Geschwindigkeiten (Totwassergebiete) ein gewisser Einfluss der nicht-Newton'schen Eigenschaften des Blutes nicht ausgeschlossen werden. Allerdings wird der Verzweigungswinkel zwischen Bronchialarterie und Fistel und dessen Ausformung einen weitaus größeren Einfluss auf die Strömungsverhältnisse innerhalb der Verzweigung haben als die Abweichung der Eigenschaften eines Newton'schen Modellfluides von der realen Flüssigkeit. Wegen der großen Variationsbreite der natürlich auftretenden Verzweigungsformen muss dieser Einfluss im Modell unberücksichtigt bleiben.

In Blutgefäßen mit weniger als $300 \mu\text{m}$ Durchmesser wird die Axialmigration der Erythrozyten, der so genannte Fahraeus-Lindquist-Effekt beobachtet. Die Erythrozyten wandern durch Rotationsbewegungen bei gleichzeitiger Verformung von der Randzone, in der hohe Scherraten herrschen, in Richtung Gefäßachse. Auf der entstehenden, zellarmen Randschicht gleitet die zentrale Zellsäule. Auf Grund dieses Effektes sinkt die scheinbare Viskosität mit abnehmendem Gefäßdurchmessern kontinuierlich auf nahezu Plasmaviskosität ab. Unter etwa $5 \mu\text{m}$ Gefäßdurchmesser ist keine weitere Verformung der Erythrozyten möglich, sodass die scheinbare Viskosität wieder steil ansteigt [7]. Der Durchmesser der zu untersuchenden Modellfisteln wird nicht weniger als etwa $500 \mu\text{m}$ betragen.

2.1.2 Herz

Das Blut kann die im vorausgegangenen Kapitel beschriebenen Transportaufgaben nur erfüllen, wenn es durch den Körper zirkuliert. Abbildung 1.1 macht deutlich, dass es sich bei dem Herzen um zwei in Reihe geschaltete Pumporgane handelt. Der rechte Ventrikel nimmt venöses Blut vom Körper auf und pumpt es mit niedrigem Druck durch die funktionalen Lungengefäße zum linken Vorhof. Der linke Ventrikel drückt das arterielle Blut mit hohem Druck durch die vielen parallelen Kreisläufe des Körpers zurück in den rechten Vorhof.

Die Pumpwirkung beruht auf der zyklischen Kontraktion und Erschlaffung des Herzmuskels. Herzklappen an den Ein- und Ausgängen der Ventrikel wandeln diese Bewegung in einen gerichteten Blutstrom um. Die Druckverläufe in den Ventrikeln und den sich anschließenden großen Gefäßen sind in Abbildung 2.6 über der Zeit aufgetragen. Zu Beginn der Kontraktion (Systole) führen die wegen der Inkompressibilität des Blutes steil ansteigenden Ventrikeldrücke sofort zum Verschluss der Atrioventrikularklappen zwischen Ventrikeln und Vorhöfen. Auf Grund der steigenden Muskelspannung verformen sich die Ventrikel bei Annäherung an eine Kugel (Anspannungsphase) bis die Ventrikeldrücke über die Drücke in den anschließenden Gefäßen Aorta und Truncus Pulmonalis steigen. Die Arterienklappen öffnen sich. In der sich anschließenden Austreibungsphase verdrängen die sich zusammenziehenden Ventrikel das Blut bei weiterem Druckanstieg und pressen es in die Arterien. Gegen Ende der Systole nimmt der Druck in den Ventrikeln wieder ab. Während der Entspannungsphase erschlafft die Herzmuskulatur und die Ventrikeldrücke fallen rasch (Diastole). Die scharfe Kerbe in der Aorten-Druckkurve in Abbildung 2.6 markiert das Schließen der Aortenklappe. Sie liegt zum Schnittpunkt der Druckkurven (Absinken des Ventrikeldruckes unter den systolischen Aortendruck) zeitlich leicht versetzt (in der Abbildung weiter rechts). Die Verzögerung rührt von der Trägheit der während der Austreibungsphase beschleunigten Blutmasse her, welche noch kurze Zeit entgegen des herrschenden Druckgefälles weiterfließt. Dann schließen die Arterienklappen und bei Unterschreitung der Vorhofdrücke öffnen die Atrioventrikularklappen. Nach der Füllungsphase beginnt der Zyklus erneut [5].

In Ruhe dauert die Anspannungsphase beim linken Ventrikel etwa 60 ms, die Austreibungsphase 200 ms und die Entspannungsphase etwa 80 ms. An- und Entspannungsphase sind wegen der geringeren systolischen Drücke im Lungenkreislauf für das rechte Herz etwas kürzer als für das linke Herz. Austreibungs- und Entspannungsphase sind entsprechend länger. Die Zeitversetzungen sind mit etwa 10 - 30 ms allerdings gering. Die Dauer der Füllungsphase richtet sich nach der Herzfrequenz. Bei körperlicher Anstrengung steigt die Herzfrequenz fast ausschließlich auf Kosten der Füllungsphase.

Die Aorten- und die Pulmonalklappe bestehen aus je drei halbmondförmigen Taschen (daher die Bezeichnung Semilunarklappen). Bei geschlossener Klappe liegen die

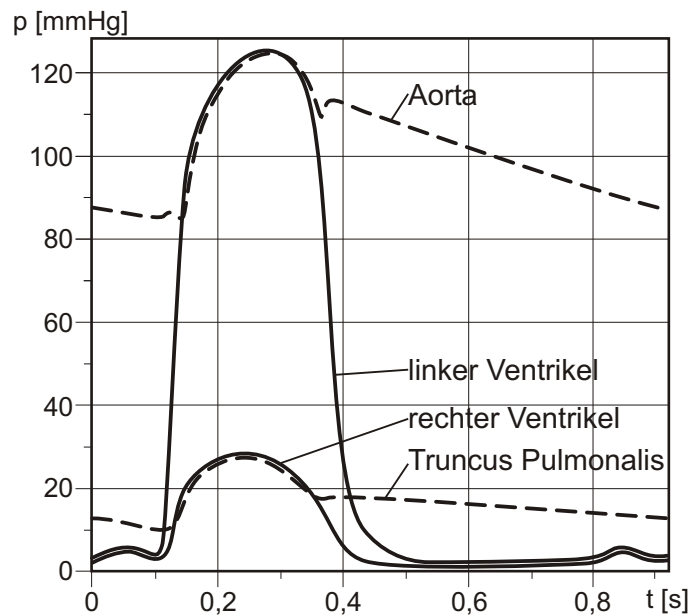


Abb. 2.6: Druckverläufe in rechtem und linkem Ventrikel sowie in Truncus Pulmonalis und Aorta während eines Herzzyklus [5].

Kanten der Taschen aneinander, sodass sich drei Beutel bilden. In der Draufsicht bilden die Kanten einer geschlossenen Klappe einen aus drei Strahlen bestehenden Stern. Der rasche diastolische Verschluss der Arterienklappen bei minimalem Rückstrom wird durch das Stellen der Klappen erreicht: Die Taschenränder nähern sich schon vor dem Ende der Austreibungsphase einander an. Nach Antoni [5] wird das Stellen der Klappen mit dem Bernoulli-Effekt erklärt. Danach nähern sich die Klappenränder im Blutstrom einander und zwar um so mehr, je größer die Strömungsgeschwindigkeit ist. Der maximale Volumenstrom wird allerdings nach Busse [7] bereits vor Ablauf des ersten Drittels und nicht erst gegen Ende der Systole erreicht. Wahrscheinlicher lässt sich das Stellen der Klappen mit Wirbelbildung hinter den Klappen erklären.

Die Atrioventrikularklappen bestehen aus großen, häutigen Segeln. Diese Segel werden durch Sehnen daran gehindert, während der Systole in die Vorhöfe zu klappen. Im Gegensatz zum Arterienquerschnitt variiert die Fläche der zu verschließenden Öffnung zwischen Ventrikeln und Vorhöfen während des Pumpzyklus deutlich, sodass sich die Segel der Atrioventrikularklappen breit übereinanderlegen, um jederzeit einen dichten Verschluss zu garantieren. Wie bereits weiter oben beschrieben, nähert sich die Form des Herzens während der Systole einer Kugelgestalt. Dabei verschiebt sich die Ebene der Atrioventrikularklappen in Richtung der Herzspitze und dehnt die erschlafften - weil leeren - Vorhöfe, sodass Blut aus den Venen in die Vorhöfe gesaugt wird. Gegen Ende der Austreibungsphase sind die Vorhöfe bereits prall mit Blut ge-

füllt. Während der Diastole erschlafft die Herzmuskulatur und die Ventilebene kehrt in die Ausgangslage zurück. Dabei öffnen sich die großen Atrioventrikularklappen und stülpen sich gewissermaßen über das Blutvolumen der Vorhöfe hinweg. So wird eine zügige Füllung der Ventrikel, besonders bei hohen Schlagfrequenzen garantiert [5].

Ein durchschnittliches, menschliches Herz wirft je Ventrikel während der Austreibungsphase von seinem enddiastolischen Ventrikelvolumen von etwa 140 ml ungefähr 90 ml Schlagvolumen aus. Jeweils ca. 50 ml Restvolumen verbleiben in den Ventrikeln.

2.1.3 Gefäßsystem

Die Blutgefäße des menschlichen Körpers sind zu einem, bereits aus Abbildung 1.1 bekannten, Kreislaufsystem zusammengeschlossen. Entlang dieses Kreislaufs lassen sich die Gefäßtypen Arterien, Arteriolen, Kapillaren, Venolen und Venen klassifizieren (Abbildung 2.7). Der linke Ventrikel treibt das Blut in die Aorta. Der Blutstrom wird auf die Arterien verteilt, welche zu den verschiedenen Organgebieten des Körpers führen. Dort verzweigen sich die Arterien immer weiter bis zu den kleinsten arteriellen Gefäßen, den Arteriolen, aus denen unter weiterer Aufzweigung ein den Körper dicht durchdringendes Kapillarnetz hervorgeht. Über die dünnen Kapillarwandungen findet der Stoffaustausch zwischen Blut und der jeweiligen Umgebung statt. Die Kapillaren vereinigen sich zu den Venolen, die wiederum zu den Venen, deren Anzahl sich durch weitere Vereinigung bis auf zwei große Gefäße reduziert, die schließlich in den rechten Vorhof münden [7].

Das Lungengefäßsystem ist prinzipiell genau so aufgebaut: Der rechte Ventrikel drückt das Blut in den Truncus Pulmonalis, welche sich zu Lungenarterien, Arteriolen und den feinen Kapillaren aufzweigt. Dort findet der Stoffaustausch mit der Atemluft statt. Die Kapillaren vereinigen sich auf ähnliche Weise zu vier großen, in den linken Vorhof mündende Lungenvenen. Eine Besonderheit des Lungenkreislaufes ist, dass ein Teil des Blutes aus den nutritiven Lungengefäßen die Lunge nicht über die Bronchialvenen des Körperkreislaufes, sondern über die Pulmonalvenen verlässt [7].

Bemerkenswert ist die Veränderung des Gesamtströmungsquerschnittes entlang des Kreislaufs. Er liegt hinter dem linken Ventrikel bei etwa 4 cm^2 und steigt entlang der Aorta und der Arterien bei Abnahme der Einzelquerschnitte nur leicht an. Im Bereich der Arteriolen und Kapillaren vervielfacht sich der Gesamtströmungsquerschnitt etwa um den Faktor 800. Das Querschnittsmaximum von etwa 3000 cm^2 wird allerdings nicht in den Kapillaren mit ihren vielen Verzweigungen, sondern auf Grund der größeren Durchmesser kurz danach in den postkapillaren Venolen erreicht. Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit fällt dabei in gleichem Maße von größenordnungsmäßig 20 cm/s auf $0,03 \text{ cm/s}$. In der Lunge erreicht der Gesamtströmungsquerschnitt mit über 4000 cm^2 sein absolutes Maximum [7].

Die Strömungswiderstände in Arterien und Venen sind trotz der hohen Strömungsgeschwindigkeiten vergleichsweise gering. Die Arteriolen haben mit 45 - 50 % den

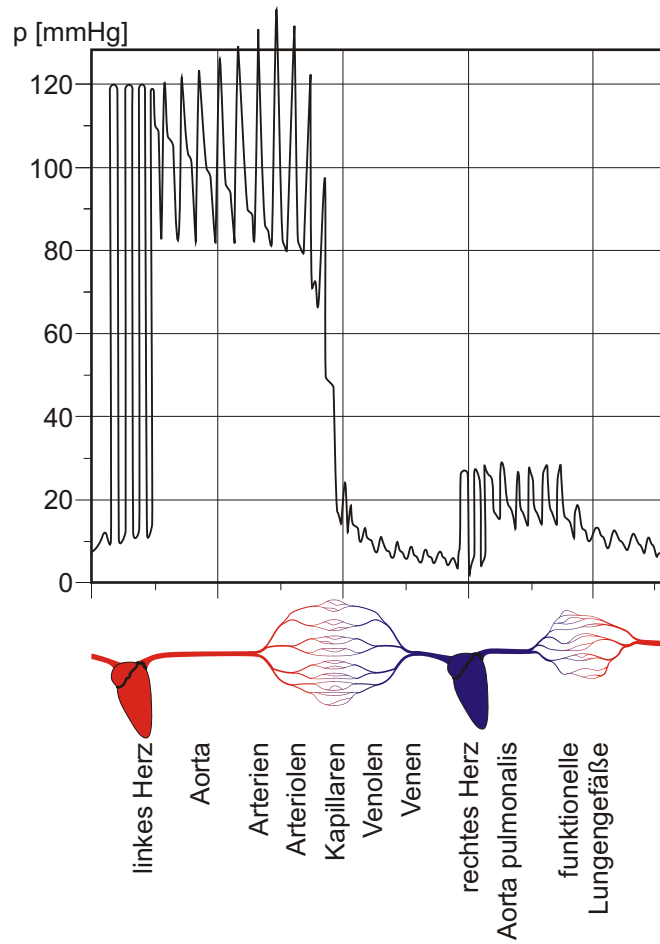


Abb. 2.7: Blutdruck und Blutgefäßsystem des Menschen [7].

weitaus größten Anteil am Gesamtströmungswiderstand; die Kapillaren sind mit 25 - 30 % beteiligt [7].

Die üblichen Blutdrücke für einen körperlich ruhenden Erwachsenen gehen aus Abbildung 2.7 hervor. Der systolische Blutdruck beträgt etwa 120 mmHg (16 kPa), der diastolische etwa 80 mmHg (10 kPa). Entlang der Aorta nimmt der mittlere Blutdruck nur um 5 - 7 mmHg (0,7 - 0,9 kPa) ab. Besonders in den Arteriolen und Kapillaren fällt er dann auf 15 - 20 mmHg (2 - 2,7 kPa) in den Venolen und erreicht beim liegenden Menschen im rechten Vorhof ein Minimum von 3 - 5 mmHg (0,4 - 0,7 kPa). Im Truncus Pulmonalis beträgt der systolische Druck etwa 20 - 25 mmHg (2,7 - 3,3 kPa) und der diastolische etwa 9 - 12 mmHg (1,2 - 1,6 kPa). Das ergibt einen mittleren Druck von etwa 14 mmHg (1,9 kPa). In den Lungenkapillaren herrscht beim liegenden, ruhenden Menschen ein mittlerer Druck von ca. 7 mmHg (0,9 kPa), im linken Vorhof von ca. 6 mmHg (0,8 kPa) [7].

Das Niederdrucksystem, also die Körpervenen, das rechte Herz, die Lungengefäße und das linke Herz während der Diastole, enthalten 85 % des gesamten Blutvolumens. Venen sind wesentlich dehnbarer als Arterien [7].

Aus der im vorausgehenden Kapitel beschriebenen Funktionsweise des Herzens geht ein nicht-kontinuierlicher, rhythmischer Blutausschuss hervor. Der Volumenstrom hinter den Ventrikeln erreicht während der Austreibungsphase Spitzenwerte von 50 - 60 ml/s, fällt dann steil ab und wird am Ende der Systole sogar kurzzeitig negativ (Rückstrom) [7].

Den während der Austreibungsphase in die Aorta gepressten Fluidteilchen wird durch den stoßartigen Pumpvorgang ein Impuls verliehen. Dieser bewegt sich mit sehr viel höherer Geschwindigkeit als das Blut in Form einer Druckpulswelle durch das Gefäßsystem. Zum Verständnis der Geschwindigkeit der Pulswelle stelle man sich einen Gasstrom vor. Die Gasmoleküle müssen zur Impulsübertragung vom Druck abhängige Wegstrecken zurücklegen, wozu sie eine auch von der mittleren Molekül-Geschwindigkeit (Temperatur) abhängige Zeit benötigen. In inkompressiblen Fluiden werden diese Weglängen zu Null. Die Geschwindigkeit der Impulsübertragung geht gegen unendlich. Befindet sich das inkompressible Fluid allerdings - wie in dieser Arbeit - in einem elastischen Schlauch, können die Fluidelemente den Impuls bei Aufweitung des Schlauches unter Druckerhöhung für kurze Zeit behalten, also beschleunigt und wieder abgebremst werden, wozu Zeit benötigt wird. Mit zunehmender Elastizität nimmt die Pulswellengeschwindigkeit ab. Die Geschwindigkeit der Pulswellen beträgt in der Aorta 4 bis 5 m/s. Auf Grund abnehmender Gefäßdehnbarkeit steigt die Geschwindigkeit auf bis zu 10 m/s in den herzferneren Beinarterien an. Die Pulswelle kann als Druck-, Strom-, und Querschnittspuls gemessen werden. Im Folgenden wird ihre Eigenschaft als Druckpuls näher betrachtet.

Da das Blut eher gleichmäßig aus den arteriellen Gefäßen abströmt, aber stark diskontinuierlich hinein gepumpt wird, muss ständig eine gewisse Menge Blutes bei moderaten Druckschwankungen im elastisch erweiterten Adervolumen zwischengespei-

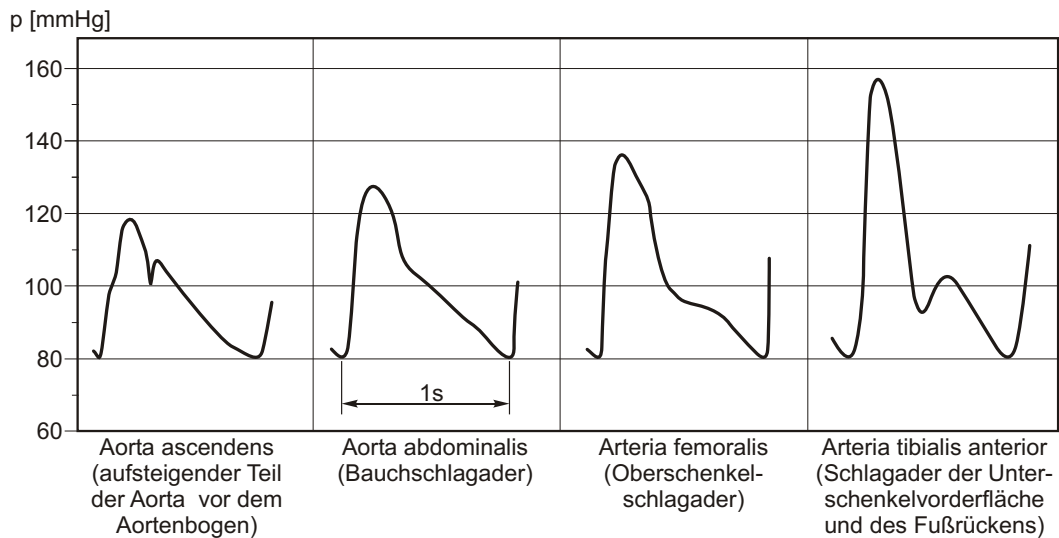


Abb. 2.8: Druckpulsform entlang des menschlichen, arteriellen Hauptstranges [7].

chert und wieder abgegeben werden. Die Druckpulsquelle ist die Front dieser Druckerhöhung vom diastolischen über den systolischen auf den endsystolischen Druck. Zwischen den Pulswellen verhält sich der Druck nahezu monoton fallend. Die Pulswelle wird an allen un stetigen Stellen, wie zum Beispiel Abzweigen reflektiert, wobei sich die reflektierten Wellen gegenseitig und mit nachfolgenden Wellen überlagern. Es kann gezeigt werden, dass die Form der Pulswelle als Superposition sehr vieler in den Adern hin- und herlaufender, langsam abklingender Pulse verstanden werden.

In Abbildung 2.8 ist die Veränderung der Druckpulsform entlang des arteriellen Hauptstranges des Menschen dargestellt. Die Aufsteilung des Druckpulses lässt sich folgendermaßen erklären: Die Pulsfront läuft mit einer bestimmten Geschwindigkeit in dem elastischen, kaum gespannten Gefäß. Die Druckfront spannt das Gefäß, dessen Elastizität mit steigender Spannung sinkt. Die nachfolgende, fallende Flanke des Druckpulses läuft in diesem gespannten Teil des Gefäßes. Auf Grund der geringeren Gefäß-Elastizität ist ihre Geschwindigkeit höher als die der Pulsfront. Da die im Puls gespeicherte Energie dadurch aber nicht verloren geht, muss der Druckpuls bei abnehmender Länge an Höhe zunehmen.

Die Reynoldszahl $Re = d_i \cdot \bar{v} \cdot \rho / \eta$ gibt Auskunft über die Strömungsform, also ob laminare oder turbulente Strömung erwartet werden kann. Bei Werten über etwa 4000 kann in steifen, geraden Rohren von turbulenter, unter 2300 von laminarer Strömung ausgegangen werden. Der kritische Wert von 2300 wird beim gesunden Menschen nur im Herzen und während der Austreibungsphase in den großen Arterien überschritten. In allen anderen Teilen des Blutkreislaufsystems kann die Strömung als laminar, aber auf Grund der vielen Abzweigungen, der elastischen Dehnbarkeit und der pulsierenden

Strömung als nicht ausgebildet² angenommen werden [7].

2.2 Konstruktion

2.2.1 Herzmodell

Das gebräuchlichste, oszillierend arbeitende Konstruktionsprinzip für Pumpen ist das der Kolbenmaschine. Der Volumenstrom einer solchen Pumpe ist sinusförmig. Die positive Sinushalbwellen entspricht dem Ausschleiben und die negative Sinushalbwellen dem Ansaugen von Volumen. Ein dem menschlichen Herzen angepassten Volumenauswurf erreicht man, indem zum Beispiel die üblicherweise starre Koppel zwischen Kurbelwelle und Pleuelstange durch eine angepasste Bahnkurve ersetzt wird. Hadland [20] verwendet dazu eine Scheibe, in die eine Nut gefräst ist, welche dem Volumenauswurf des Ventrikels über dem Winkel entspricht. In der Nut wird ein mit der Pleuelstange verbundener Kulissenstein geführt. Wenn die Herzfrequenz verändert werden soll, muss die Scheibe gewechselt werden, da der Volumenstrom über dem Winkel bei veränderter Frequenz nicht konstant ist. Die Veränderung der Pulsdauer erfolgt nämlich fast ausschließlich auf Kosten der Diastole, während die Dauer der Systole nahezu unverändert bleibt. Dieser Antrieb simuliert die in der Realität auftretende Änderung des Volumenstromes über der Zeit sehr gut. Die Herstellung vieler Scheiben für verschiedenen Frequenzen und Pulsformen ist jedoch aufwändig.

In der vorliegenden Arbeit wird die Konstruktion einer einfachen, pneumatisch betriebenen Membranpumpe gewählt (Abbildung 2.9). Über einen variabel einstellbaren Zu- und Abluftstrom wird die Einstellung beliebiger Druckpulsfunktionen ermöglicht. Um die Funktionstüchtigkeit der Pumpe überprüfen zu können und um ein ungestörtes Studium der Druckpulsformen zu ermöglichen, wird die Pumpe zunächst in einen einfachen Kreislauf integriert (Abbildung 2.10). Da sich der Gesamtblutvolumenstrom auf zwei Pulmonalarterien aufteilt, reicht es, die Pumpe für den halben Volumenstrom eines ausgewachsenen, menschlichen Herzens auszuliegen.

Durch Entfernen oder Hinzufügen von Ringen in den Pumpenkörper, kann das Schlagvolumen in Schritten von etwa 15 ml - auch über den Auslegungspunkt hinaus - variiert werden. Die ausgeführte Konstruktion ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Lochbleche gewährleisten zum einen eine gleichmäßige Beaufschlagung mit Druckluft und verhindern zum anderen, dass die Membran zu stark gedehnt wird und reißt.

Um die Membranbewegung in einen gerichteten Fluidstrom umzuwandeln, wird ein einfaches Herzklappen-Modell konstruiert. Es besteht aus einer dünnen, mehrfach gelochten Aluminiumplatte und einer kreuzweise eingeschnittenen Gummischeibe. Die beiden Komponenten werden derart übereinander gelegt, dass die Schlitze der

²Eine Strömung ist ausgebildet, wenn sich ihr Geschwindigkeitsprofil in Strömungsrichtung nicht mehr ändert.

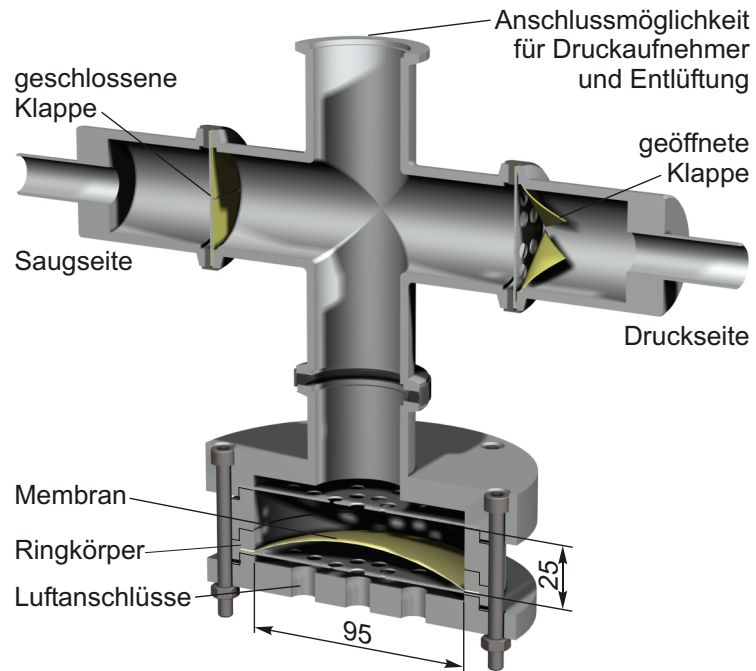


Abb. 2.9: Schnittdarstellung des Membrangehäuses und der angeschlossenen Herzklappenmodelle.

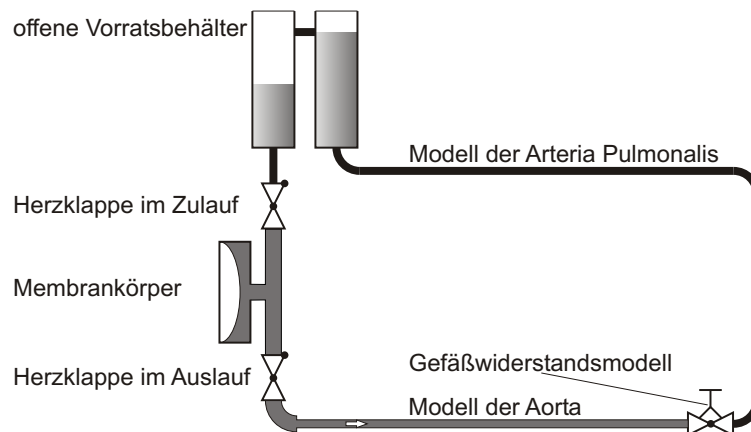


Abb. 2.10: Einfacher Modellkreislauf mit integrierter Membranpumpe und Modellarterien.

Gummischeibe auf den Stegen zwischen den Bohrungen der Aluminiumplatte zum Liegen kommen. Höherer Druck auf der Seite der Gummiplatte drückt das Material auf die Bohrungen und verschließt die Klappe. Druck von der anderen Seite hebt die Gummilappen von den Bohrungen ab, das Ventil gibt den Weg frei.

Um vorhandene Bauteile verwenden zu können, werden alle Komponenten mit ISO-K Kleinflanschen DN 40 nach DIN 28403 versehen. Membrankörper, Klappenmodelle und für den Anschluss an das Gefäßsystem geeignete Übergänge können an ein Rohrkreuz aus der Vakuumtechnik geflanscht werden. Der verbleibende Stutzen ermöglicht den Anschluss eines Druckaufnehmers und eines Entlüftungsventils.

2.2.2 Gefäßsystem

Bei der Auswahl eines geeigneten Schlauches als Blutgefäß-Modell müssen Durchmesser und elastische Weitbarkeit berücksichtigt werden. Materialstärke und Elastizität werden genau so gewählt, dass die Pulswellengeschwindigkeit im menschlichen Körper und im Modell übereinstimmen. Als Referenz wird zunächst die sich dem linken Ventrikel anschließende Aorta gewählt. Im Folgenden wird wie bei Peters [35] gezeigt, wie die Pulswellengeschwindigkeit für verschiedene Schläuche berechnet werden kann.

Blut kann wie Wasser bei den relevanten Drücken als inkompressibel betrachtet werden. Im Falle des Blutkreislaufs wird die Pulswellengeschwindigkeit daher kaum vom Elastizitätsmodul des Fluides, sondern fast ausschließlich von der elastischen Weitbarkeit der Adern (bzw. des Schlauches) bestimmt. Der Berechnung der Pulswellengeschwindigkeit liegt Abbildung 2.11 zugrunde. Die graue Fläche stellt einen Kontrollraum dar, welcher sich am Anfang der Pulswelle befindet. Ob sich das Kontrollvolumen von links nach rechts über ein ruhendes Fluid bewegt, oder ob das Fluid von rechts nach links durch einen ortsfesten Kontrollraum fließt, spielt bei der theoretischen Betrachtung keine Rolle. Der Kontrollraum ändert sein Volumen nicht; er enthält immer die gleiche Masse Fluid.

Die Geschwindigkeit der Schlauchwelle ist sehr viel größer als die Strömungsgeschwindigkeit des Fluides. Die Berechnung erfolgt daher vereinfacht bei ruhendem Fluid. Bei konstanter Dichte gilt:

$$u_0 \cdot A_0 = u_1 \cdot A_1 \quad (2.1)$$

Bei kurzen Strecken wirkt sich die Dissipation kaum aus. Die zeitliche Änderung des Impulses ist gerade gleich der Summe aller auf den Kontrollraum einwirkenden Kräfte. In einem achsensymmetrischen Kontrollraum heben sich alle radial wirkenden Kräfte auf. Läuft die Welle senkrecht zum Gravitationsfeld so kann auch die Schwerkraft unberücksichtigt bleiben. In Abbildung 2.11 sind die verbleibenden Kräfte eingetragen. Ihre Summe ist bei konstantem Impuls gleich Null:

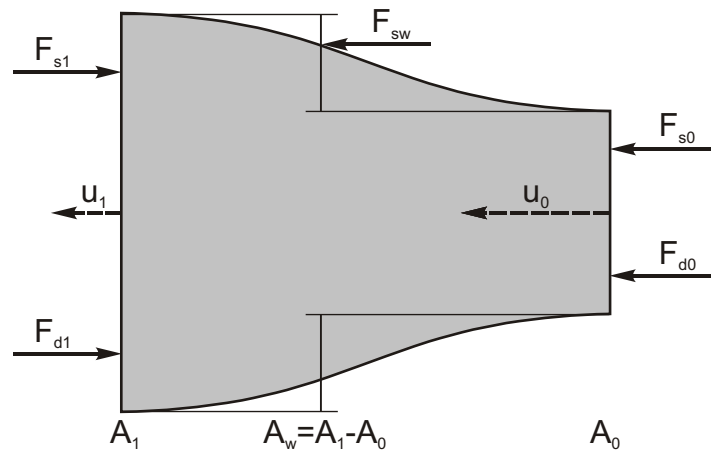


Abb. 2.11: Kontrollraum zur Berechnung der Pulswellengeschwindigkeit. Die mit s indizierten Kräfte resultieren aus dem Blutdruck, die mit d indizierten Kräfte aus der kinetischen Energie des strömenden Fluides. A_0 bezeichnet den diastolischen, A_1 den systolischen Querschnitt. Die Fläche A_w ist die vertikale Projektion der Schlauchwand.

$$F_{s1} + F_{d1} = F_{sw} + F_{s0} + F_{d0} \quad (2.2)$$

Die Kräfte werden mit Hilfe der messbaren Drücke sowie der gesuchten Pulswellengeschwindigkeit u_0 ausgedrückt:

$$p_1 \cdot A_1 + u_1^2 \cdot \rho \cdot A_1 = p_1 \cdot (A_1 - A_0) + p_0 \cdot A_0 + u_0^2 \cdot \rho \cdot A_0 \quad (2.3)$$

Die Geschwindigkeit u_1 wird durch Einsetzen der Kontinuitätsgleichung (2.1) eliminiert. Für verschiedene Modellschläuche können Kalibrierkurven (Durchmesser über Druck) aufgenommen werden, aus denen das Querschnittsverhältnis $A_0/A_1 = (d_0/d_1)^2$ bei den medizinisch vorgegebenen Drücken p_0 (diastolisch) und p_1 (systolisch) hervorgeht. Mit der folgenden, durch Umstellen aus Gleichung 2.3 gewonnenen Gleichung kann die theoretische Pulswellengeschwindigkeit für verschiedene elastische Schläuche bestimmt werden.

$$u_0 = \sqrt{\frac{p_0 - p_1}{\rho \cdot \left(\left(\frac{d_0}{d_1} \right)^2 - 1 \right)}} \quad (2.4)$$

Gleichung 2.4 gibt die Pulswellengeschwindigkeit relativ zur Strömungsgeschwindigkeit an. Sie entspricht prinzipiell der Gleichung für die Schallgeschwindigkeit in Gasen.

Eine geforderte Pulsgeschwindigkeit von etwa 5 m/s verlangt einen sehr elastischen Schlauch als Modell-Gefäß. Es kann gezeigt werden, dass sich Rennradschläuche ausgezeichnet als Modellaorta eignen [49]. Mit Hilfe von Gleichung 2.4 wird ein Fabrikat der Firma Maxxis ausgewählt.

Die für den Einbau der Lungenfisteln nicht notwendigen, funktionellen Gefäße sowie das rechte Herz werden nicht detailliert nachgebildet. Der Gesamtwiderstand dieser Kreislaufbestandteile wird zusammengefasst und durch einen Einzelwiderstand ersetzt. Dabei muss der Widerstand so ausgewählt werden, dass der geforderte Volumenstrom von $\dot{V} = 45 \text{ ml/s}$ bei dem vorgeschriebenen Druckabfall von im Mittel 13 kPa in den Hauptbronchialarterien auf 1,9 kPa im Truncus Pulmonalis eingehalten wird.

Als Einzelwiderstand eignet sich zum Beispiel eine einfache Blende. Die Berechnung des Blendendurchmessers ist mit einer erheblichen Unsicherheit behaftet. Ein nachregulierbarer Widerstand - wie zum Beispiel ein Ventil - ist deshalb besonders bei Änderung der Viskosität eine günstigere Alternative. Die Ventilauswahl wird nach DIN EN 60534-2-1 durchgeführt.

Auch die funktionalen Lungengefäße fehlen im Modell. Ihr Widerstand ist für die Untersuchung der Lungenfisteln unerheblich. Der Mitteldruck in der Pulmonalarterie wird mit Hilfe eines vertikal verschiebbaren Behälters durch Variieren der Wassersäule über der Pulmonalarterie eingestellt. Aus Abbildung 2.12 geht hervor, welche Kreislaufabschnitte durch welche Modellkomponenten ersetzt werden.

2.2.3 Steuerung

Zum Betrieb der Membranpumpe ist eine Steuerung des Zu- und des Abluftstromes notwendig. Im einfachsten Fall wird einer der Luftanschlüsse im Deckel des Membrangehäuses (Abbildung 2.9) an ein Druckluftsystem angeschlossen (die verbleibenden Anschlüsse sind verschlossen). In die Druckluft-Zuleitung wird ein Drei-Wege-Magnetventil eingebaut, welches den Luftweg periodisch öffnet und schließt. Als Ventilsteuerung kann ein Rechteck-Signalgenerator dienen. Bei geöffnetem Ventil strömt Druckluft ins Membrangehäuse und spannt die Membran. Bei geschlossenem Ventil wird die Druckluftzufuhr gesperrt und die Luft aus dem Membrangehäuse über den dritten Ventil-Weg an die Umgebung abgegeben. Ein Druckminderer reduziert den Druck des Druckluftsystems auf den Betriebsdruck der Membranpumpe. Ein Vorlagebehälter dämpft Luftdruckschwankungen.

Übliche Magnetventile öffnen und schließen sehr rasch, sodass die Membran plötzlich gespannt und fast ebenso plötzlich wieder entlastet wird. Das führt zu Überschwingungen zu Beginn und nach dem Druckpuls. Handelsübliche, motorgetriebene Ventile arbeiten im Vergleich zum menschlichen Herzen zu langsam.

Zur Optimierung der Pulsform wird der Luftzu- und Luftabstrom auf mehrere, gedrosselte Magnetventile aufgeteilt. Schaltdauer und Schaltzeitpunkt müssen, um viele

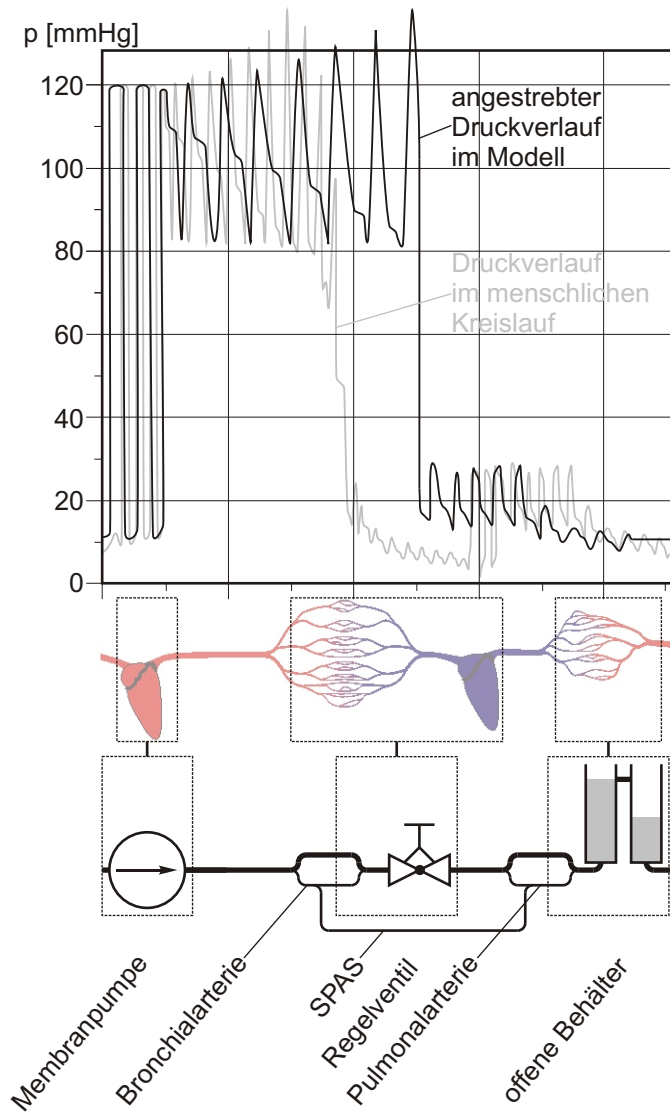


Abb. 2.12: Gegenüberstellung von Kreislaufmodell und menschlichem Blutkreislauf.

Pulsformen und Frequenzen einstellen zu können, für jedes Ventil frei wählbar sein. In dieser Arbeit werden acht Magnetventile vom Typ MFH-3-M5 der Firma Festo gewählt. Zunächst werden vier dieser Ventile zum Spannen und vier zum Entlasten der Membran eingesetzt. Jedem Magnetventil ist ein fein regulierbares Nadelventil mit Mikrometerhandrad der Firma Hoke nachgeschaltet. (Ein Schema dieser Konfiguration ist in Abbildung 2.14 dargestellt.) Die Mikrometerhandräder sind mit Skalen versehen, sodass die Ventilstellungen reproduzierbar sind. Die Berechnung der K_v -Werte zur Ventilauslegung erfolgte nach DIN EN 60534-2-1 für kompressible Fluide. Der Luftvolumenstrom wird nicht auf vier Ventile aufgeteilt. Statt dessen wird jedes einzelne Ventil für den vollen Luftstrom ausgelegt, der innerhalb der 60 ms dauernden Anspannungsphase in den Membrankörper strömen soll. Auf diese Weise ist man bei abweichenden Ventil-Schaltungen keinen Einschränkungen unterworfen. Daraus ergibt sich ein Durchflusskoeffizient von 0,4. Das gewählte Dosierventil 2331G6B/MM erreicht diesen Wert nach Herstellerangaben nach etwa vier Handradumdrehungen.

Zur Steuerung der Magnetventile wird ein PC-Programm geschrieben, das über die parallele Schnittstelle eine Relaiskarte schaltet, an welche die acht Magnetventile der Membranpumpe angeschlossen sind. Abbildung 2.13 zeigt die Dialogfelder der Anwendung. Eine detaillierte Beschreibung der Programmierung und Bedienung gibt Vennemann [49].

2.3 Funktionsprüfung

2.3.1 Datenerfassung

Das Fließverhalten wird durch die gewählte Modellflüssigkeit festgelegt und während der Messungen nicht überwacht. Die Herzfrequenz wird im Ventilsteuerprogramm eingestellt und muss ebenfalls nicht überwacht werden. An die Genauigkeit des Schlagvolumens werden keine besonderen Ansprüche gestellt. Es genügt, eine Skala an dem transparenten Behälter anzubringen, an dem die Saugseite der Pumpe angeschlossen ist. Die Verbindung zwischen den Behältern kann für einige Schläge verschlossen werden, sodass der Kreislauf kurzzeitig unterbrochen ist. Aus der Anzahl der Schläge und der Volumenabnahme im Behälter während dieser Zeit wird das Schlagvolumen ausreichend genau ermittelt. Das während dieser Zeit ausgestoßene Volumen wird während der Messung in dem anderen Behälter zwischengespeichert.

Besonderes Interesse gilt den zeitabhängigen Druckverläufen in den Arterien und der Pulswellengeschwindigkeit. Zu diesem Zweck werden drei Differenzdrucktransmitter in den Kreislauf eingebaut. Ein Differenzdrucktransmitter wird an die Flüssigkeitsseite der Herzpumpe angeschlossen. Er dient der Überwachung der Pumpensteuerung. Veränderungen im Steuerprogramm oder an den Drosselventilen des Druckluftweges machen sich an dieser Stelle am deutlichsten bemerkbar. Die beiden anderen

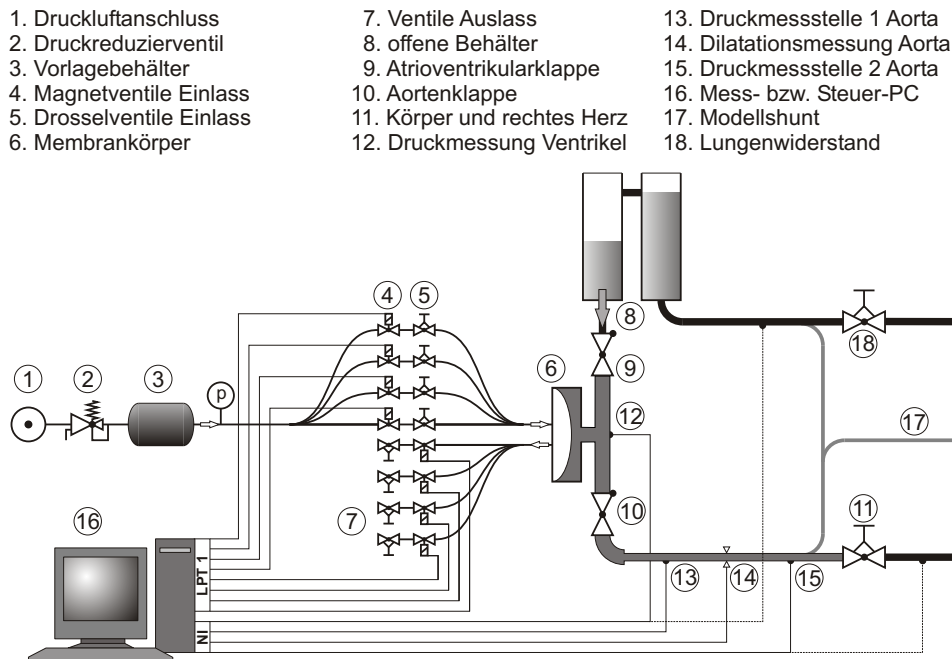


Abb. 2.14: Schaltplan des Modellkreislaufs.

Geräte werden in einem bestimmten Abstand voneinander an die Modell-Aorta angeschlossen. So kann erstens die Veränderung des Druckpulses von der ersten bis zur zweiten Messstelle beobachtet werden, zweitens kann bei simultaner Datenaufnahme die Laufzeit der Druckpulse von der ersten zur zweiten Messstelle abgelesen werden. Bei bekanntem Abstand der Messstellen voneinander, kann die Pulsgeschwindigkeit ermittelt werden.

Die Differenzdrucktransmitter werden über eine Messkarte der Firma National Instruments an einem PC angeschlossen. Das Programm LabView derselben Firma stellt eine graphische Entwicklungsumgebung zur Verfügung, welche besonders geeignet ist, Programme zur Datenaufnahme und Weiterverarbeitung zu entwickeln.

2.3.2 Messungen

Zur Übersicht sind in Bild 2.14 die wesentlichen Elemente des letztlich realisierten Versuchsaufbaus schematisch dargestellt. Um die Druckpulse möglichst ungestört beobachten zu können, sind die Abzweige der Bronchial- und der Pulmonalarterien sowie die Shunt-Modelle noch nicht in den Kreislauf integriert. Der notwendige Platz für verschiedene Gefäßsysteme ist vorgesehen.

Da während der Experimentierphase das Modellfluid wegen Umbauten häufig abgelassen werden muss, wird zunächst mit reinem Wasser gearbeitet. Die Viskosität

einer Wasser-Glyzerin Mischung ist auf $5 \cdot 10^{-3}$ Pas einstellbar.

Bei den zu simulierenden Drücken und einer Pumpfrequenz von 60 s^{-1} fördert die Membranpumpe etwa 35 bis 40 ml Wasser pro Schlag.

Während der insgesamt 60 ms dauernden Anspannungsphase sorgen die ersten drei Ventile für einen zügigen Druckanstieg ohne Überschwingungen. In der 200 ms langen Austreibungsphase sind alle vier Einlassventile geöffnet. Während der 90 ms langen Entspannungsphase werden der Reihe nach die vier Auslassventile geöffnet. Die Einlassventile werden nicht direkt am Ende der Austreibungsphase, sondern erst nach und nach während der Entspannungsphase geschlossen. Dadurch lässt sich ein sanfter Übergang der einzelnen Phasen ohne Stöße und Überschwingungen erreichen. Die vier Einlassdrosselventile sind dabei 4,5 Handradumdrehungen und die Auslassventile jeweils eine Handradumdrehung weit geöffnet. Die Einlassventile sind weiter geöffnet als die Auslassventile, da die einströmende Luft Arbeit an der Membran verrichten muss, während die Membran an die ausströmende Luft Arbeit abgibt. Der Überdruck im Vorlagebehälter beträgt 25 kPa. Bei Erhöhung des Druckes im Vorlagebehälter müssen die Einlassventile gedrosselt werden.

Die grüne Kurve in Abbildung 2.15 zeigt beispielhaft einen in der Modellaorta bei einer Schlauchlänge von 900 mm nach 550 mm Lauflänge aufgezeichneten Druckpuls. Ein Vergleich mit Abbildung 2.6 ergibt, dass die Druckpulse in den herznahen Blutgefäßen sehr gut im Modell simuliert werden. Bei zunehmender Schlauchlänge steigt der enddiastolische Druck aufgrund der zunehmenden Speicherkapazität des Schlauches an. Aus der zeitlichen Differenz der Pulswellenfronten und dem Abstand der Messstellen von 0,4 m ergeben sich Pulswellengeschwindigkeiten von etwa 12 m/s.

Im gesunden, menschlichen Körper erreicht die Pulswellengeschwindigkeit in der Arteria tibialis anterior (siehe Abbildung 2.8) Geschwindigkeiten von 9 - 10 m/s. Auch in der Aorta steigt die Pulswellengeschwindigkeit mit zunehmendem Alter und auch mit zunehmendem Blutdruck auf 10 - 12 m/s an. Bei Arterienverkalkung ist die Geschwindigkeitszunahme noch größer [7]. Die erhöhte Pulswellengeschwindigkeit von 12 m/s im Modell wird daher akzeptiert.

Umfassende Untersuchungen der Einflüsse von Schlauchlänge und Lauflänge des Pulses werden von Vennemann [49] vorgenommen. In der Arbeit wird mit Hilfe eines einfachen, mathematischen Modells des Druckpulses und dem Vergleich mit gemessenen Ergebnissen gezeigt, dass sich charakteristische Veränderungen der Pulsform durch die Superposition des von der Pumpe kommenden Pulses mit dem am Schlauchende reflektierten Puls erklären lassen. Dabei überlagert sich der vom Herzen kommende Druckpuls mit seiner eigenen Reflexion, da die Wellenlänge des Pulses aufgrund der hohen Pulsgeschwindigkeit sehr viel größer als die Schlauchlänge ist. Aus den Ergebnissen kann abgeleitet werden, dass sich insbesondere die flach abfallende Flanke des Druckpulses aus der Überlagerung hin und herlaufender, abklingender Druckwellen zusammensetzt.

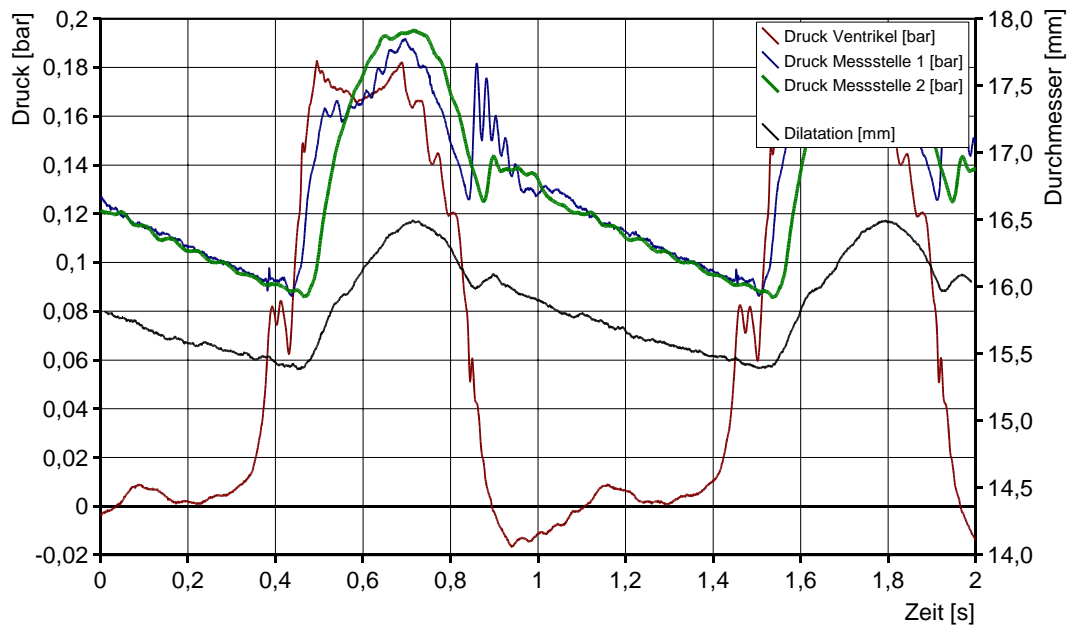


Abb. 2.15: Druckpulse bei 900 mm Schlauchlänge.

2.4 Modell-Shunts

Shunt-Modelle sollten nicht nur der Größe nach realen Shunts entsprechen, sie müssen auch der jeweiligen Messmethode angepasst sein. Optische Messmethoden verlangen in der Regel lichtdurchlässige Rohrwandungen. Oft wird der Volumenstrom über den Umweg einer Geschwindigkeitsmessung bestimmt. In diesem Fall muss der Kanalquerschnitt konstant und möglichst exakt bestimmbar sein, da ein Fehler bei der Durchmesserbestimmung d quadratischen Einfluss auf den Volumenstrom \dot{V} ausübt (Gleichung 2.5 mit der mittleren Geschwindigkeit \bar{w}).

$$\dot{V} = \frac{d^2 \cdot \pi}{4} \cdot \bar{w} \quad (2.5)$$

Um den aus der Lichtbrechung an gewölbten Oberflächen folgenden Schwierigkeiten auszuweichen, sind Kanäle mit quadratischem Strömungsquerschnitt oft vorteilhaft. Bei der erwarteten laminaren Strömung hat die Form des Rohrquerschnittes (kreisförmig oder quadratisch) nur untergeordneten Einfluss auf den Volumenstrom. Gleichung 2.6 gibt den Volumenstrom \dot{V} durch ein Rohr mit kreisförmigem Querschnitt bei vorgegebenem Differenzdruck an. Gleichung 2.7 stellt den gleichen Zusammenhang für Rohre mit rechteckigem Strömungsquerschnitt dar [45]. In den Gleichungen entspricht Δp der vorgegebenen Druckdifferenz über dem Röhrchen, η ist die dynamische Viskosität der Flüssigkeit, l die Rohrlänge und A die Fläche des

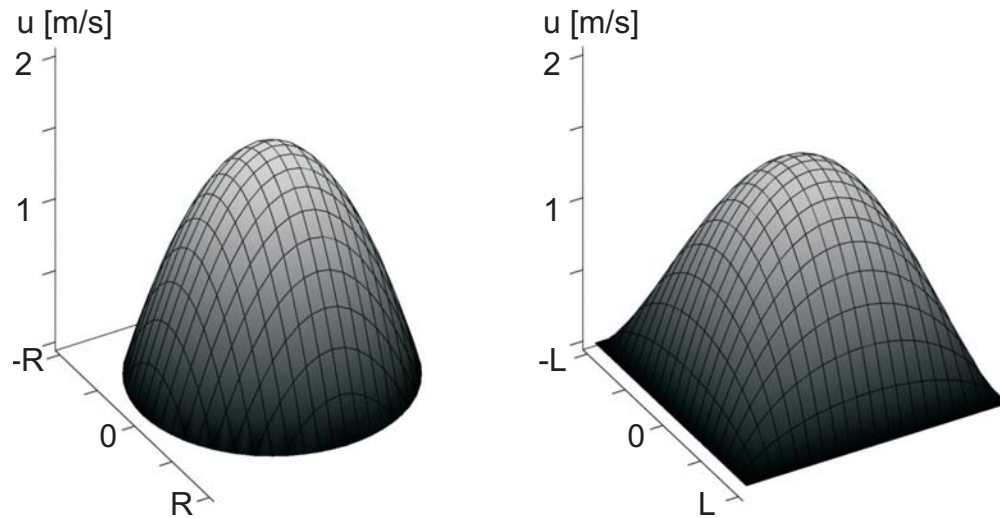


Abb. 2.16: Geschwindigkeitsverteilung bei ausgebildeter, laminarer Strömung durch Rohre mit kreisförmigen und quadratischen Querschnitten von jeweils 1 mm^2 . Druckabfall über dem Rohr: 10 kPa ; dynamische Viskosität: $5 \cdot 10^{-3} \text{ Pas}$; Rohrlänge: 10 cm

Strömungsquerschnittes. Die beiden Gleichungen unterscheiden sich bei identischen Randbedingungen wie Rohrlänge, Viskosität, Druckabfall und Strömungsquerschnitt um den konstanten Wert von knapp 12 % zuungunsten des quadratischen Strömungsquerschnittes. Abbildung 2.16 zeigt die zugehörigen Strömungsprofile.

$$\dot{V} = \frac{\Delta p A^2}{8 \pi \eta l} \quad (2.6)$$

$$\dot{V} = \frac{\Delta p A^2}{4 \eta l} \cdot \left(\frac{1}{3} - \frac{64}{\pi^5} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tanh\left(\frac{\pi}{2} \cdot (2n-1)\right)}{(2n-1)^5} \right) \quad (2.7)$$

Ferner müssen die Modell-Gefäße über verschiedene Anschlussmöglichkeiten verfügen, über die das Modell mit dem Kreislauf verbunden werden kann. Je nach Versuchsanordnung sind besondere Adapter für die Druckmessung oder die Injektion von Indikatoren wie Farbstoff oder Luftblasen vorzusehen. Alle zusätzlichen Anschlüsse verändern die Rohrgeometrie und behindern die Entstehung einer ausgebildeten Strömung.

Abbildung 2.17 zeigt die Ausführung eines rechteckigen Kanals. Dabei wird eine Platte aus beliebigem Material zwischen zwei 16 mm starke Acrylglasplatten gepresst. In die Platte können gerade, verzweigte und gekrümmte Konturen geschnitten werden, die den Kanal formen. Die Kanalbreite ist variabel; die Kanalhöhe ist durch die Plattendicke vorgegeben. Die Acrylglasplatten ermöglichen den optischen Zugang zur

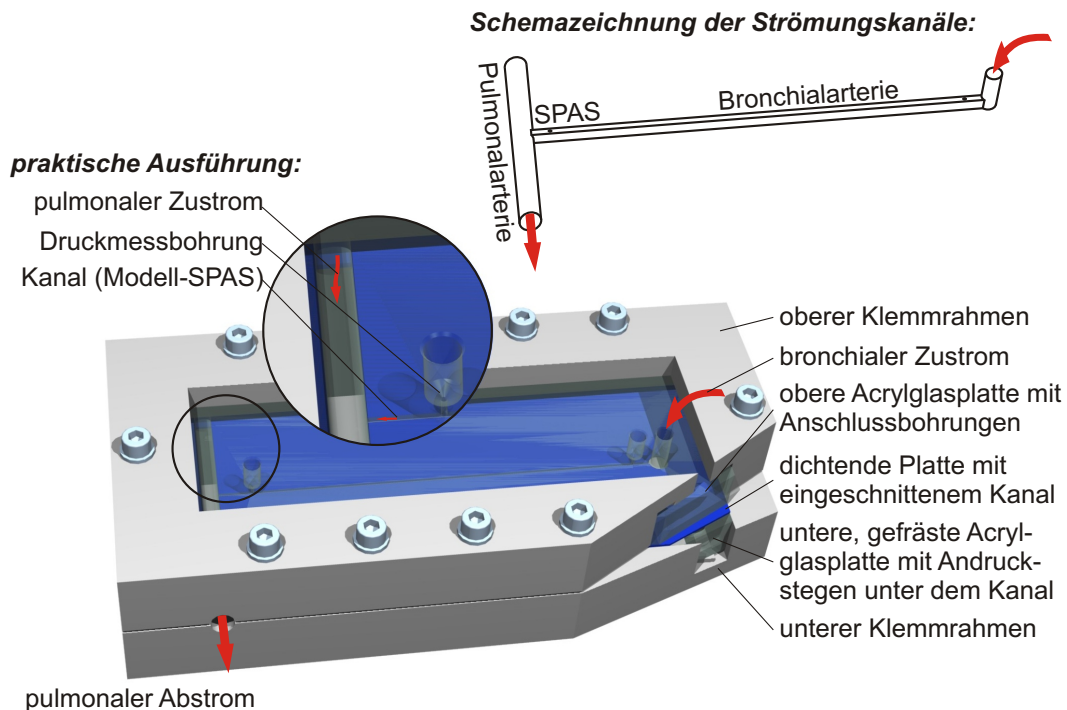


Abb. 2.17: Angeschnittene Darstellung des Rechteckkanals.

Strömung. Der pulmonale Zu- und Abstrom erfolgt über eine Bohrung, welche genau zwischen den beiden Platten durchgeführt ist. Dieser ovale Strömungsquerschnitt hat eine Breite von 6 mm und eine Höhe von 6 mm zuzüglich der Kanalplattenstärke. Bevor die Konstruktion verschraubt wird, können in diese Öffnung weiche Anschlussschläuche aus Kunststoff eingesteckt werden. Zur Erhöhung des Anpressdrucks, der die Kanäle gegen die Umgebung abdichtet, ist die untere Acrylglasplatte derart ausgefräst, dass sich nur im Bereich der Kanäle Stege befinden. Die obere Acrylglasplatte ist mit verschiedenen Bohrungen versehen, um beispielsweise Druckmessungen durchführen zu können. Zur Formung der Kanäle wurden verschiedene Materialien getestet. Eine lasergeschnittene, plane Platte aus nicht rostendem Stahl dichtet nicht gegen das Plexiglas. Eine PTFE-Platte dichtet zwar sehr gut, verformt sich aber mit der Zeit so stark, dass die Kanalgeometrie sehr unregelmäßig wird. Ein Millimeter dickes, festes Papierdichtungsmaterial ist geeignet.

Für die Messung der Geschwindigkeit mittels injizierter Luftblasen (Kapitel 3.4) und die Geschwindigkeitsbestimmung aus dem Differenzdruck (Kapitel 3.3) sind keine rechteckigen Kanäle notwendig. Bei den Differenzdruckmessungen können auch undurchsichtige Gefäße verwendet werden, jedoch muss ein bekanntes Strömungsprofil wie zum Beispiel nach Abbildung 2.16 vorausgesetzt werden. Zum Vergleich wurden

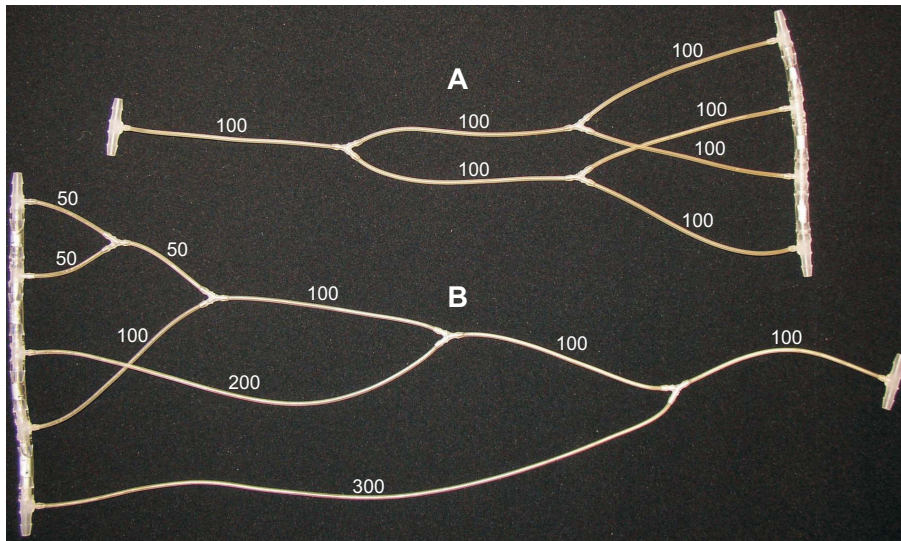


Abb. 2.18: Photographie der verwendeten Kunststoff-Testnetzwerke. Der Schlauchinnendurchmesser beträgt 1,08 mm. Die Schlauchlängen können der Abbildung entnommen werden.

daher Netzwerke aus Kunststoffschläuchen und Verbindern aus PP zusammengestellt (Abbildung 2.18). Um den Einfluss der scharkantigen Verbinder zu vermeiden, wurde zusätzlich ein Netzwerk aus Glasröhrchen angefertigt (Abbildung 2.19).

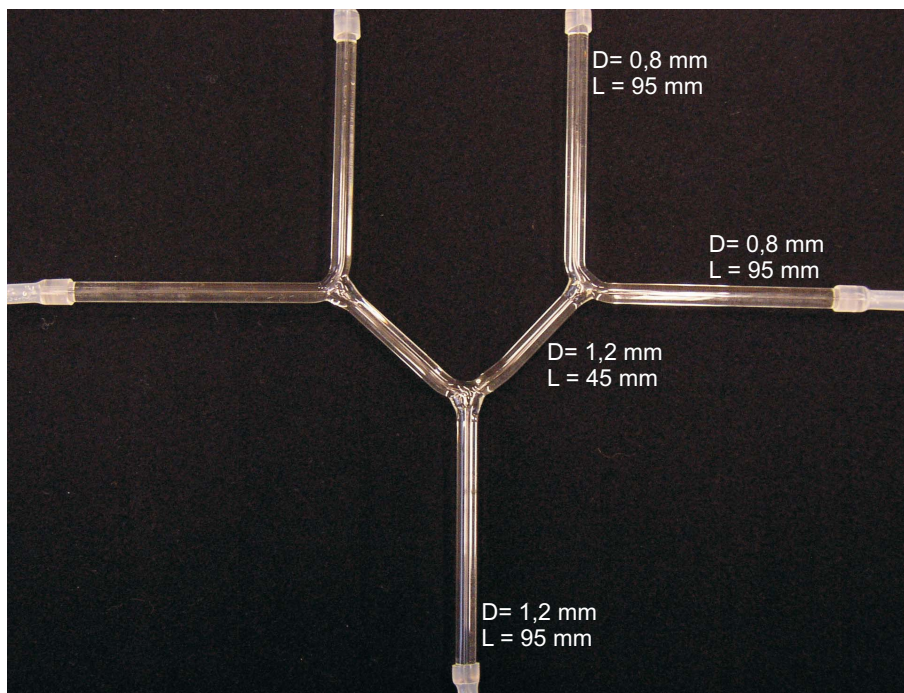


Abb. 2.19: Photographie des verwendeten Glasnetzwerkes. Innendurchmesser und Längen können der Abbildung entnommen werden. Der Außendurchmesser der dickwandigen Röhrchen beträgt 7 mm. Der Innendurchmesser ist an den Verzweigungen stark erweitert.

Kapitel 3

Volumenstrommessung

3.1 Stand der Forschung

In der großen Zahl der Veröffentlichungen im Bereich der Kapillarströmungen treten zwei Forschungsschwerpunkte besonders hervor. Ein Teil untersucht die Gültigkeit der Navier-Stokes-Gleichungen [23, 33, 34, 39, 40, 50, 55]. Der größere Teil der Arbeiten beschäftigt sich mit der Entwicklung optischer Messverfahren, die auf Mikroströmungen anwendbar sind.

In den oben aufgelisteten Veröffentlichungen wird das Verhalten der Strömung, insbesondere das Verhalten des Reibungsfaktors¹ über der Reynolds-Zahl untersucht. Es wird in der Regel der Volumenstrom und der Druckabfall im Strömungskanal aufgenommen. In vielen Untersuchungen weist das Verhalten des Reibungsfaktors in Abhängigkeit der Kanalgeometrie vom traditionellen Moody Diagramm ab. Diese Abweichungen werden oft als ein früherer Umschlag vom laminaren zum turbulenten Strömungszustand interpretiert. Die Messergebnisse, welche in den Artikeln wiedergegeben werden, weisen jedoch keinen einheitlichen Trend auf. Einen guten Überblick über den Stand der Untersuchungen wird von Xu et al. [55] gegeben, in deren Artikel eine numerische Simulation zu voll entwickelten turbulenten Flüssigkeitsströmungen in Mikro-Kapillaren vorgestellt wird.

Im Gegensatz zu den Untersuchungen zur Überprüfung der Navier-Stokes-Gleichungen, die für Reynolds-Zahlen bis ca. 5000 durchgeführt wurden, beschränkt man sich bei der Entwicklung optischer Messverfahren auf die Untersuchung von rein laminaren Strömungen bei $Re \ll 1$, wo man vom Poiseuille-Profil ausgehen kann (Abbildung 2.16). Im Folgenden soll ein Überblick über einige der verwendeten optischen Geschwindigkeitsmessmethoden gegeben werden. Ein Überblick über drei der optischen Verfahren mit Mikroauflösung (Scalar Image Velocimetry (SIV), Laser Doppler Anemometrie (LDA) und Particle Image Velocimetry (PIV)) wird von Meinhart et al.

¹friction factor

[26] gegeben.

3.1.1 Optische Ortsfilter-Anemometrie

² Die optische Ortsfilter-Anemometrie wurde schon vor 2 Jahrzehnten auf Mikroströmungen angewendet. Entwickelt wurde diese Methode zur Untersuchung von Kapillarströmungen in der Medizin. Federführend bei diesen Untersuchungen waren Aizu et al. [1, 2, 3, 4]. Im Gegensatz zum hier verwendeten faseroptischen Ortsfilter-Anemometer verwendeten Aizu et al. ein reelles Gitter. Das Anemometer wurde zudem im Reflexionsbetrieb betrieben, sodass die Fluidgeschwindigkeit punktuell ausgemessen werden konnte.

3.1.2 Particle Image Velocimetry (PIV)

Die Particle Image Velocimetry wird seit ca. 10 Jahren auf Mikroströmungen angewendet. Neben den Artikeln von Meinhart und Co-Autoren [26, 27, 28, 29], sind die Artikel von Santiago [43], Koutsiaris [22], Ovrzyn [32] und Sugii [46] zu nennen. Inzwischen sind Mikro-PIV-Systeme kommerziell erhältlich.

Der Haupt-Unterschied von Mikro-PIV-Systemen zum herkömmlichen PIV-Systemen besteht in dem fehlenden Laserlichtschnitt. Vielmehr wird das Messvolumen diffus aus Richtung der Kamera beleuchtet. Damit die Kamera nur das Streulicht der Partikel und nicht das Streulicht der Umgebung registriert, werden fluorisierende Partikel benutzt, deren emittiertes Licht eine andere Wellenlänge aufweist als der beleuchtende Laser und so mittels Filter von diesem getrennt werden kann. Ein Problem der Mikro-PIV besteht darin, dass man die Tiefenauflösung nun nicht mehr durch die Beleuchtung (scharf begrenzte Lichtebeine) sondern über die Tiefenschärfe des verwendeten Objektivs steuern muss. Partikel, die sich ausserhalb der Fokusebene des Objektivs befinden sorgen für störende Hintergrundbeleuchtung. Das Signal-Rausch-Verhältnis ist somit sehr viel schlechter als bei üblichen PIV-Aufnahmen. Bei der Mikro-PIV hat man zusätzlich mit der geringen Partikelmenge im Messvolumen umzugehen. Dieses Problem umgeht Meinhart, indem er die Kreuzkorrelationsfunktionen mehrerer Bilder mittelt und dann den Korrelationspeak der Ensemble-gemittelten-Kreuzkorrelationsfunktion ermittelt.

Ovrzyn [32] weicht mit seinem Versuchsaufbau vom Standardaufbau ab. Er verwendet die Mie-Streuung, um die Position der Partikel im Messvolumen zu detektieren, und bezeichnet seine Messmethode mit „Coherent Forward Scattering Particle Image Velocimetry (CFSPIV)“.

²Anemometrie: (griech.) Messung von Strömungsgeschwindigkeiten

3.1.3 Scalar Image Velocimetry (SIV) and Molekular Tagging Velocimetry (MTV)

Bei der Scalar Image Velocimetry werden die Geschwindigkeitsvektorfelder anhand von Bildern passiver, skalarer Größen und der Inversion der Transportgleichung für passive Skalare bestimmt [26]. Zur Scalar Image Velocimetry zählt die Molekular Tagging Velocimetry. Bei dieser Technik erregt man strömungsmarkierende Moleküle durch ein Gitter von UV Strahlen zum phosphoreszieren. Zwei CCD-Kameras nehmen Bilder der phosphoreszierenden Gitterlinien mit einem kurzen Zeitverzug zwischen den Bildern auf. Die lokalen Geschwindigkeitsvektoren werden ermittelt, indem die Gitterlinien der beiden Bilder miteinander korreliert werden. Maynes und Webb [24] beschreiben in ihrem Artikel die Anwendung dieses Verfahrens auf eine Rohrströmung mit einem Innendurchmesser von $705 \mu\text{m}$.

3.1.4 Laser-Doppler Anemometrie

Die Laser-Doppler Anemometrie ist ein Standardmessverfahren in der Strömungstechnik. Das Messvolumen ist in der Regel wenige Millimeter groß. Mit Hilfe von Linsen sehr kurzer Brennweiten lässt sich das Messvolumen auf wenige μm verkleinern [26]. Durch das kleine Messvolumen stellt sich auch beim LDA das Problem ein, dass sich pro Zeiteinheit nur wenige Partikel durch das Messvolumen bewegen. Zudem steigt die Messunsicherheit bei kleinen Volumina, da die Anzahl der Streifen des Interferenzmusters mit sinkender Messvolumengröße abnimmt.

3.1.5 Korrelationsmethoden

Zur Messung der Strömungsgeschwindigkeiten werden verschiedene Korrelationsmethoden angewendet. Tsukada et al. [47] stellt zum Beispiel eine Bildkorrelationsmethode vor, mittels derer Blutströmungen ausgemessen werden können. Die Blutströmung wird dabei zu zwei Zeitpunkten von einer Kamera aufgenommen. Die Geschwindigkeit des Blutes wird ähnlich wie bei der PIV durch die Verschiebung des Bildmusters, welches durch die Blutzellen erzeugt wird, mittels einer Korrelation ermittelt.

3.2 Faseroptische Ortsfilteranemometrie

3.2.1 Messprinzip

Auf Basis verschiedener Veröffentlichungen [36, 37, 38] scheint die faseroptische Ortsfilteranemometrie ein vielversprechendes Verfahren zur Messung von Strömungsgeschwindigkeiten in kleinen Kanälen zu sein. In diesem Kapitel wird die Messmethode detailliert vorgestellt.

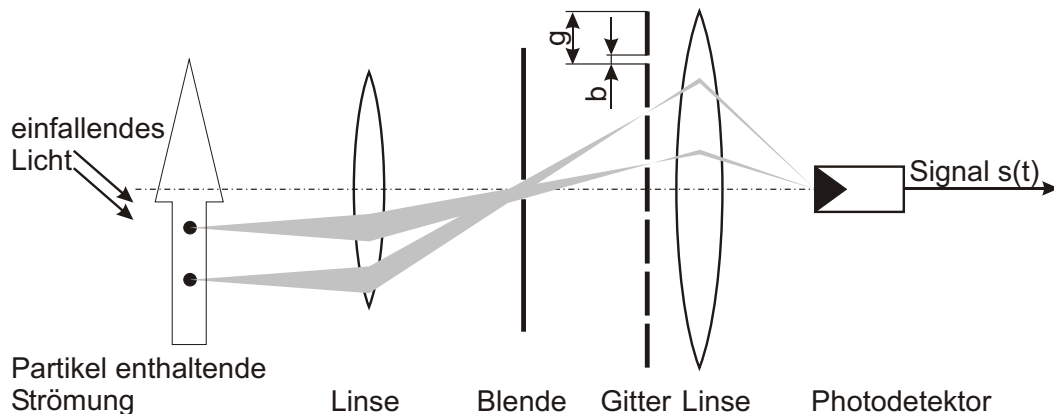


Abb. 3.1: Optischer Aufbau des Ortsfilter-Verfahrens: Abbildungsoptik, telezentrische Blende, Gitter, Feldlinse und Photoempfänger.

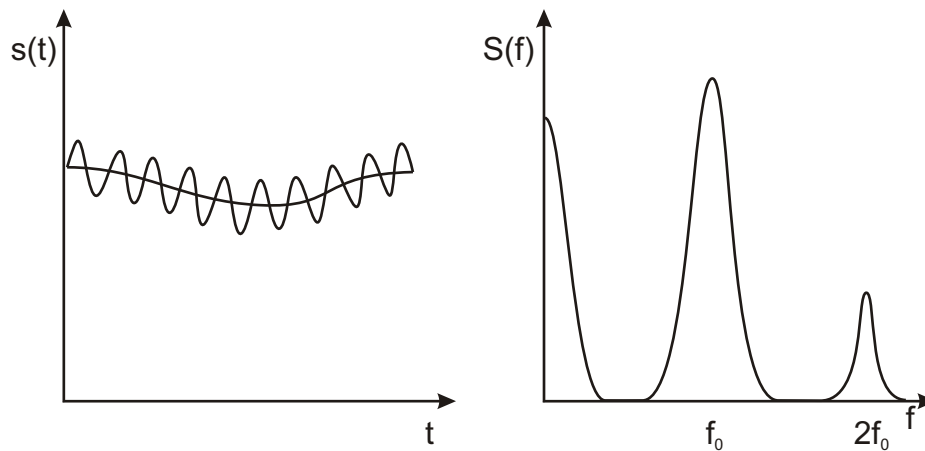
Ein sich bewegendes Objekt, z.B. ein Partikel, welches sich in einer Strömung befindet, wird auf ein Gitter abgebildet. Die Messinformation, d.h. die Geschwindigkeit des Partikels, folgt aus der Relativbewegung zwischen Bild und Gitter [36].

Abbildung 3.1 zeigt den prinzipiellen, optischen Aufbau eines Ortsfilter-Anemometers. Das sich mit der Geschwindigkeit u bewegende Partikel wird über eine Optik (1. Linse) auf ein Gitter abgebildet. Die Linse am Bildort hinter dem Gitter führt das das Gitter passierende Licht einem Photoempfänger zu. Die Blende hinter der ersten Linse dient der Erzeugung eines objektseitig telezentrischen Strahlengangs. Das bedeutet, dass nur Strahlen durch diese Linse gelangen, die vor der Linse parallel zur Linsenachse verlaufen (achsenparallele Strahlen werden hinter einer Linse zu Brennpunktstrahlen). Die Parallelprojektion der Partikel erzwingt man, damit der Abstand des Partikels zum Messgitter keinen Einfluss hat. Bewegt sich das Bild des Partikels über das Gitter, so tritt an dem Photoempfänger das in Abbildung 3.2 dargestellte, modulierte Signal auf. Die niederfrequenten Schwankungen des Signals entstehen aufgrund von geringen Leistungsänderungen der Beleuchtung oder durch Streulicht aus der Umgebung, welches Schwankungen unterliegt. Der sinusähnliche Wechselanteil mit der Frequenz entsteht aufgrund der sich am Gitter vorbeibewegenden Partikelabbildung.

Die Frequenz f_0 stellt die der Objektgeschwindigkeit u proportionale Messgröße dar (Gleichung 3.1). M ist der Abbildungsmaßstab und g die Gitterkonstante.

$$u = \frac{f_0 \cdot g}{M} \quad (3.1)$$

Das Gitter wirkt als Ortsfrequenzfilter, d.h. es filtert aus dem Ortsfrequenzspektrum der Objektfunktion des Partikels eine Ortsfrequenz heraus, nämlich die der Gitterkon-

Abb. 3.2: Schematisch dargestellter Signalverlauf $s(t)$.

stanten entsprechenden Ortsfrequenz ($m_0 = M/g$). Durch die Bewegung des Partikels wird die herausgefilterte Ortsfrequenz m_0 als Zeitfrequenz f_0 wahrgenommen (Gleichung 3.2).

$$f_0 = m_0 \cdot u \quad (3.2)$$

Das Ergebnis der Ortsfrequenzfilterung ist im Zeitbereich ein kontinuierliches Signalspektrum mit einem Frequenzmaximum bei f_0 , dessen Lage durch die Gitterkonstante bestimmt wird [36].

Die Gitterkonstante ist so zu wählen, dass das Ortsfrequenzspektrum des Objekts bei der Ortsfrequenz des Gitters einen möglichst großen Anteil besitzt. Zur Unterdrückung des niederfrequenten Signalanteils eignet sich ein Differenzgitter mit zwei Photoempfängern, das aus zwei Einfachgittern besteht, die um eine halbe Gitterkonstante gegeneinander versetzt sind. Beide Photoempfänger empfangen gleichzeitig die geringen Schwankungen der Beleuchtung und des Umgebungslichtes, die Partikelabbildungen empfangen die Photoempfänger allerdings zu unterschiedlichen Zeitpunkten. Durch die Subtraktion der beiden Signale lassen sich die niederfrequenten Schwankungen und der Gleichanteil des Signals entfernen.

Je nach Beleuchtung, wird das Partikel als Schatten (Absorptionsbetrieb) oder als Streulichtabbildung (Reflexionsbetrieb) auf den Photodetektor abgebildet. Abbildung 3.1 zeigt einen Versuchsaufbau im Reflexionsbetrieb während Abbildung 3.3 den Absorptionsbetrieb verdeutlicht.

In Abbildung 3.3 ist der Ortsfilter aus fiberoptischen Lichtleitfasern aufgebaut. Die Art des eingesetzten Ortsfilters bildet das hauptsächliche Unterscheidungsmerkmal der in der Literatur beschriebenen Varianten des Ortsfilterverfahrens. Verwendung

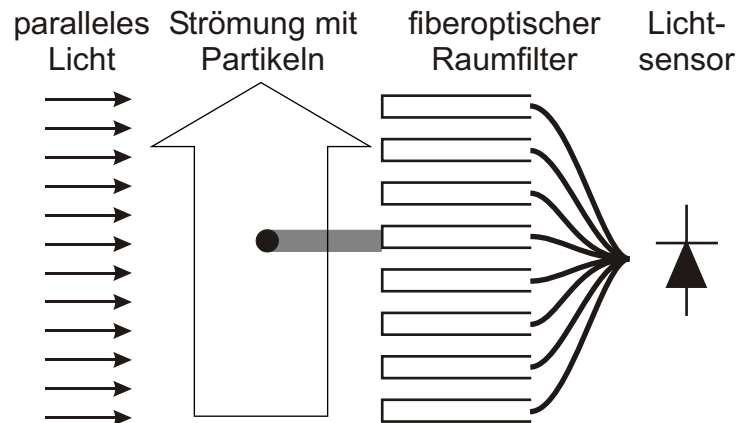


Abb. 3.3: Messprinzip des fiberoptischen Ortsfilter-Anemometers im Absorptionsbetrieb.

finden mechanische Spaltgitter, Prismengitter, Photodiodenanordnungen, Flüssigkristallanordnungen, CCD-Sensorzeilen und Lichtleitfasergitter [36].

Das Beleuchtungssystem in Abbildung 3.3 generiert einen parallelen Lichtstrahl. Das Schattenbild eines jeden Partikels fällt auf den fiberoptischen Ortsfilter und erzeugt so Intensitätsunterschiede des auf den Ortsfilter fallenden Lichts. Indem die Partikel während ihres Weges längs der Gitterachse einzelne Fasern teilweise oder ganz abdecken, entsteht das Signal $s(t)$. Aufgrund der Parallelprojektion ist die Geschwindigkeit des Schattenbildes gleich der Geschwindigkeit des Partikels. Der Durchmesser d_p der Partikel sollte kleiner oder gleich der halben Gitterkonstanten g sein, d.h. $g/d_p \leq 0,5$.

Weiterführende Informationen bieten Aizu et al. [1, 3, 4], Ator, J.T. [6], Green et al. [18], Hayashi et al. [21], Hädrich [19] und Petrak [36, 37, 38].

3.2.2 Verwendetes Gerät

Das Ortsfilter-Anemometer, welches für die Durchflussmessung in den Modell-Shunts verwendet wird, ist ein faseroptisches Ortsfilter-Anemometer der Firma SIVUS GmbH Chemnitz (Sonde PVD-6 12/00). Der Ortsfilter ist als Differenzgitter ausgeführt, welches aus zwei um die halbe Gitterkonstante g versetzten Einzelgitter aus je 7 Lichtwellenleitern hergestellt ist [38]. In dem Sensor ist keine Abbildungsoptik integriert. Er erfüllt nur die Funktionen der Erfassung und Weiterleitung des auf die Eintrittsflächen der Lichtleiterfasern fallenden Intensitätsmusters. Die Lichtwellenleiter haben einen Kerndurchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einen Manteldurchmesser von $125 \mu\text{m}$. Das Differenzgitter hat somit eine Gesamtlänge von $1,75\text{mm}$ und eine Gitterkonstante von $g = 250 \mu\text{m}$. Die technischen Daten des Messsystems sind in Tabelle 3.1 zu entnehmen.

Messbereich	$u = 0,006 \dots 15 \text{ m/s}; f_0 = 25 \text{ Hz} \dots 60 \text{ kHz}$
Gitterkonstante	$g = 250 \mu\text{m}$
Maximal-Amplitude	$\pm 3,0 V_{SS}$ bzw. $2,2 V_{eff}$
Grundrauschen	30 mV_{eff} (ohne Beleuchtung) 50 mV_{eff} (max. Beleuchtung)
Stromversorgung	+6...+28V bei max. 50 mA Gleichstrom
Lichtquelle	kollimierte Laserdiode Wellenlänge: 650 nm (rot) Intensität: 0...2,5 mW optische Lichtleistung
Abmessungen	Gehäuse (L x B x H): 65 x 50 x 40 mm Sondenrohr: L = 260 mm, D = 8 mm Lichtstift: L = 140 mm, D = 10 mm
Betriebstemperatur	-10...+60 °C
Transport-/Lagertemperatur	-40...+85 °C

Tabelle 3.1: Technische Daten des faseroptischen Ortsfilter-Anemometers PVD-6 der Firma SIVUS.

3.2.3 Anwendung auf Kapillarströmungen

Besonders die bereits erwähnten Veröffentlichungen von Petrak et al. [36, 37, 38] hatten große Hoffnungen geweckt, das in Kapitel 3.2.2 vorgestellte Gerät eigne sich gut zur Messung von Volumenströmen in Kanälen unter 1 Millimeter Durchmesser. In den folgenden Unterkapiteln werden die Schwierigkeiten erläutert, die bei der Geschwindigkeitsmessung in Shunt-Modellen mittels des beschriebenen Ortsfilters auftreten. Die Summe der Schwierigkeiten lässt die Aussage zu, dass mit dem verwendeten Gerät die mittlere Geschwindigkeit in kleinen Kanälen nicht ausreichend genau ermittelt werden kann. Zum Verständnis sind einige Überlegungen bezüglich des Messvolumens, der Datenauswertung und der Interpretation der Messsignale notwendig.

Messvolumen

Das Messprinzip der Ortsfiltermesstechnik erlaubt sehr kleine Messvolumina. Aizu et al. [1, 3, 4] haben mittels der Ortsfiltermesstechnik im Reflexionsbetrieb das laminare Geschwindigkeitsprofil in einer Glaskapillaren mit einem Innendurchmesser von 700 μm vermessen.

Der Sensor des käuflich erworbenen faseroptischen Ortsfilteranemometers ist bezüglich Lichtquellenleistung und Signalverstärkung für den Absorptionsbetrieb (Abbildung 3.3 ausgelegt). Ein Arbeiten im Absorptionsbetrieb bedeutet aber, dass die Tiefeninformation, d.h. die Aussage, wo sich das Teilchen im Messvolumen befindet, verloren geht. Das Messvolumen des Sensors dehnt sich also auf die gesamte Tiefe der

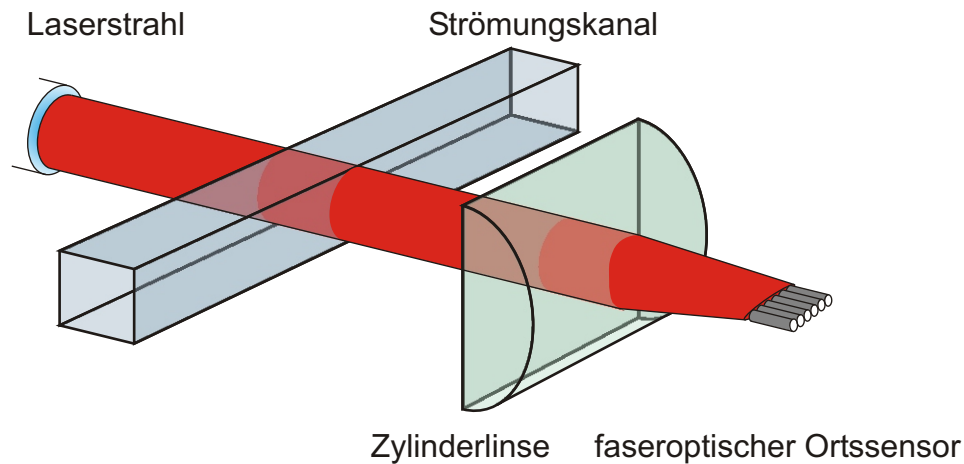


Abb. 3.4: Messvolumen zur Geschwindigkeitsmessung in Kapillarkanälen mit dem faseroptischen Ortsfilter-Anemometer.

Messkammer aus. Der faseroptische Ortsfilter hat durch seine Bauart eine rechteckige Form. Das Gitter, welches die Lichtwellenleiter bilden, hat einer Höhe von $100 \mu\text{m}$ (Kerndurchmesser der Lichtleitfaser) und eine Länge von $1,75 \text{ mm}$ (2×7 Lichtleitfasern mit einem Manteldurchmesser von $125 \mu\text{m}$ nebeneinander). Um ein den gesamten Kanal erfassendes Messvolumen auf den Sensor abzubilden, muss man in Strömungsrichtung und quer dazu unterschiedliche Abbildungsoptiken verwenden.

Um Aussagen über die Durchflussgeschwindigkeit \bar{u} (Gleichung 3.3) bei unbekanntem Geschwindigkeitsprofil zu erhalten, soll die Geschwindigkeitsdichteverteilung $f(u)$ über dem gesamten Kanalquerschnitt herangezogen werden. Um den gesamten Kanalquerschnitt mit der Sonde zu vermessen, muss die Kanalhöhe über eine Optik (Zylinderlinse) verkleinert auf dem Sensor abgebildet werden (Abbildung 3.4).

$$\bar{u} = \frac{\dot{V}}{A} = \frac{1}{A} \iint_A u dA \quad (3.3)$$

In Gleichung 3.3 ist \dot{V} der Volumenstrom und A die durchströmte Fläche.

Detektionsalgorithmen

Die Frequenzbestimmung erfolgt beim faseroptischen Ortsfilter-Anemometer in der Regel über das Amplitudenspektrum, gewonnen aus einer FFT³, oder über das Leis- tedichtespektrum. Wendet man diese Methoden zur Frequenzbestimmung an, hat man keine Kriterien zur Verfügung, um zu bestimmen, wieviel Teilchen sich in der Messzeit

³fast fourier transformation

durch das Messvolumen bewegt haben. Das heißt, es findet keine Unterscheidung zwischen Einzel- und Mehrteilchenmessung statt. Unter Einzelteilchenmessung versteht man, dass möglichst jedes Teilchen, welches sich durch das Messvolumen bewegt, registriert und dessen Geschwindigkeit getrennt von den anderen Teilchen ausgewertet wird. Bei der Mehrteilchenmessung werden mehrere Teilchen in der Messzeit registriert, wobei sie nicht mehr einzeln im Signal zu identifizieren sind. Das bedeutet, dass auch die gemessene Geschwindigkeit dieser Gesamtheit an Teilchen zugeordnet wird und nicht dem einzelnen Teilchen. Eine Mehrteilchenmessung hat bei der Verwendung des faseroptischen Ortsfilters als „Punktsensor“ gegenüber der Einzelteilchenmessung keine Nachteile. Das Messvolumen ist in dem Falle so klein, dass nur eine geringe Varianz in den Geschwindigkeiten der Teilchen vorliegt. Das bedeutet, dass die Frequenzen der Teilchen sich auch kaum unterscheiden. Ein Überlappen der Burstsignale der Teilchen hat kaum eine Auswirkungen auf die Frequenzbestimmung.

Im Fall, dass sich das Messvolumen über den kompletten Querschnitt eines Kanal erstreckt, variieren die örtlichen Geschwindigkeiten der Partikel enorm. Dies bedeutet, dass ein Mehrteilchenbetrieb nicht mehr in Frage kommt, weil die Zuordnung der über die FFT bestimmten Frequenz nicht mehr eindeutig ist. Die FFT eines Messsignales liefert in der Regel eine Frequenz, die einen absoluten maximalen Amplitudenwert hat. Diese Frequenz wird verwendet, um die Geschwindigkeit der Teilchen zu bestimmen. Da man im Mehrteilchenbetrieb das Messsignal durch mehrere Teilchen erzeugt wurde, stellt sich die Frage, wie die Frequenz mit der maximalen Amplitude mit den verschiedenen Geschwindigkeiten der Teilchen zusammenhängt.

Eine Addition von periodischen, unendlichen Signalen unterschiedlicher Frequenzen liefert ein Frequenzspektrum, welches alle diese Frequenzen enthält (Abbildung 3.5 oben). Der Amplitudenwert jeder Frequenz wird durch die Amplitude des jeweiligen periodischen unendlichen Signales bestimmt. Die Aussage liesse den Schluss zu, dass man mittels der FFT die Geschwindigkeit des Teilchens misst, welches die größte Amplitude im Zeitsignal aufweist. Dieser Schluss gilt jedoch nicht, wenn man zeitdiskrete und vorallem zeitlich begrenzte Signale vorliegen hat. Durch die zeitliche Begrenzung der Signale wird der Amplitudenwert im Frequenzbereich durch die Aufzeichnungsdauer mitbestimmt [8]. Begründet ist diese Tatsache in Faltungsoperationen, die bei diskreten Fouriertransformationen durchgeführt werden. Der Amplitudenbetrag $A/2$, den man bei einer kontinuierlichen FFT für die dominante Frequenz erhält, wird mit der Aufzeichnungsdauer des Signals T_0 multipliziert und durch die Abtastzeit T geteilt.

Die Anzahl der Schwingungen, die ein jedes Teilchen erzeugt, wenn es sich am Gitter des Sensors vorbeibewegt, ist konstant. Die Dauer der jeweiligen Schwingung ist jedoch durch die Geschwindigkeit des Teilchens bestimmt. Je langsamer das Teilchen ist, desto geringer ist die Frequenz der Schwingung und desto länger ist der Burst. Je länger die Aufzeichnungsdauer ist, desto größer wird der Amplitudenwert im Frequenzspektrum (Abbildung 3.5 mitte). Ein von einem Teilchen erzeugter Burst kleine-

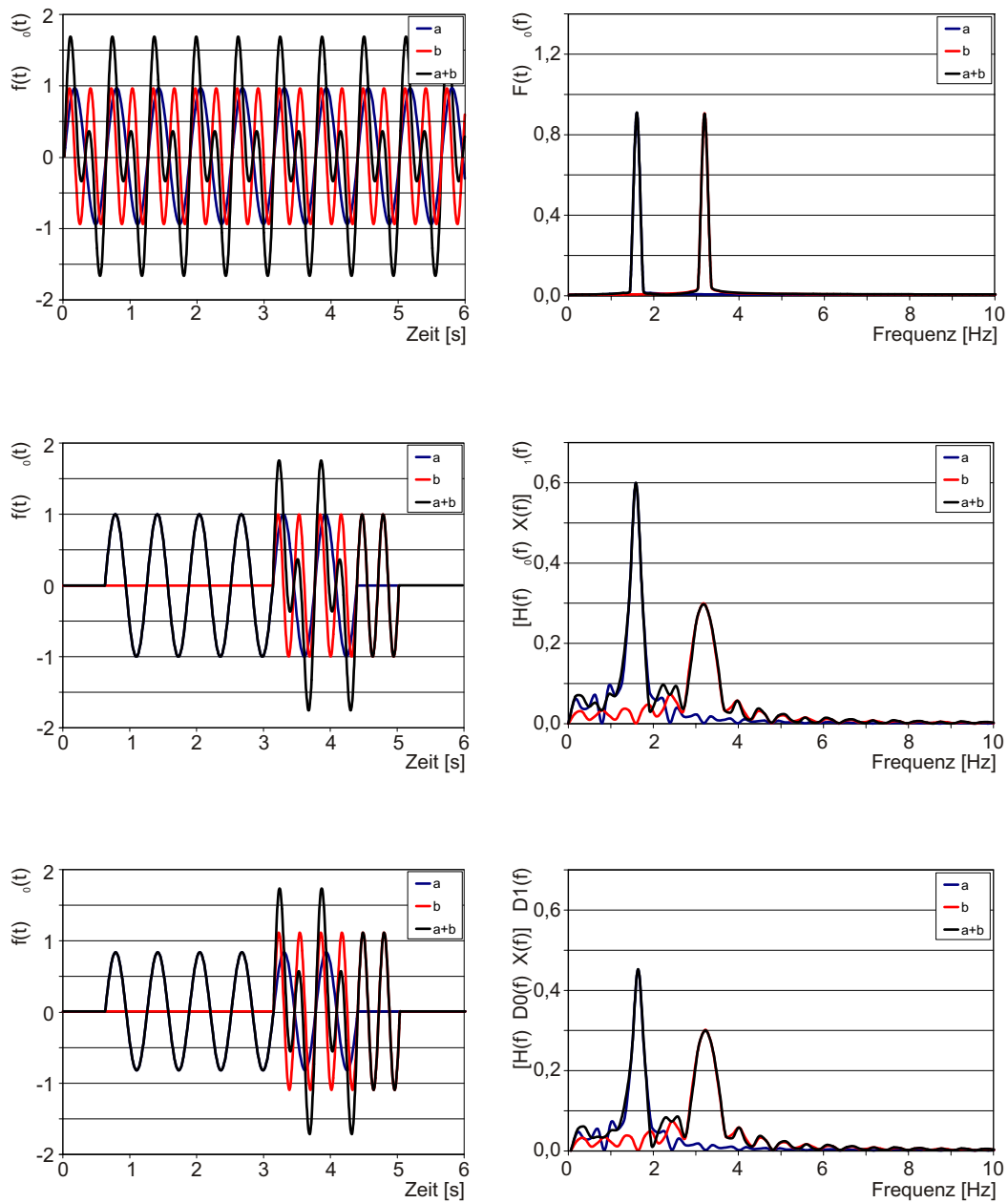


Abb. 3.5: Frequenzspektren. *oben*: Drei diskrete Sinussignale (Abtastzeit $T = 2\pi/500$ [s]; $f_a = \sin(10 \cdot \omega \cdot t)$; $f_b = \sin(20 \cdot \omega \cdot t)$; $f_{a+b} = f_a + f_b$) *mitte*: Drei diskrete, zeitbegrenzte Sinussignale (Abtastzeit $T = 2 \cdot \pi/500$ [s]; $f_a = \sin(10 \cdot \omega \cdot t)$ für $0, 2\pi \leq t \leq 1, 4\pi$ und sonst $f_a = 0$; $f_b = \sin(20 \cdot \omega \cdot t)$ für $\pi \leq t \leq 1, 6\pi$ und sonst $f_b = 0$, $f_{a+b} = f_a + f_b$) *unten*: Drei diskrete, zeitbegrenzte Sinussignale (Abtastzeit $T = 2 \cdot \pi/500$ [s]; $f_a = 0, 75 \cdot \sin(10 \cdot \omega \cdot t)$ für $0, 2\pi \leq t \leq 1, 4\pi$ und sonst $f_a = 0$; $f_b = \sin(20 \cdot \omega \cdot t)$ für $\pi \leq t \leq 1, 6\pi$ und sonst $f_b = 0$, $f_{a+b} = f_a + f_b$)

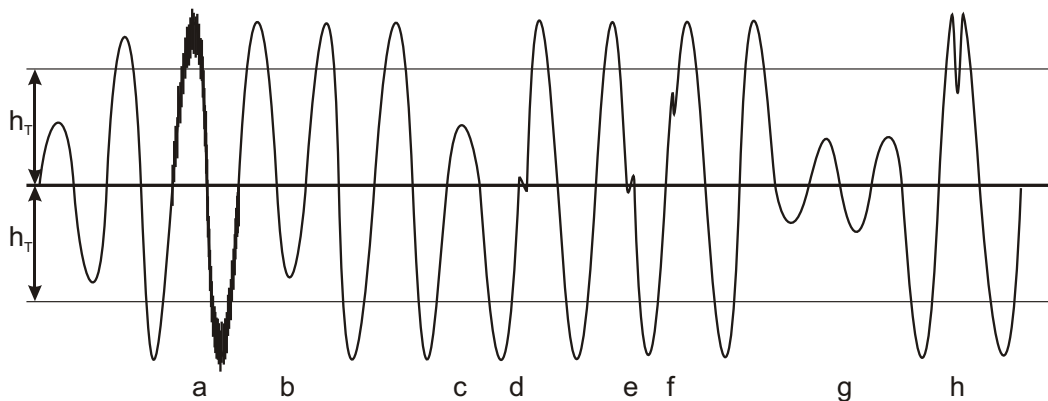


Abb. 3.6: Störstellen innerhalb eines Burst-Signals. a) verrauschter Signalverlauf b,c) gestörter Signalverlauf nach unten oder oben d,e) mehrfacher Nulldurchgang f) Richtungsumkehrung in eigentlich monoton steigenden oder fallenden Signalabschnitten g) Phasensprünge h) mehrfaches Überschreiten der Triggerschwelle

rer Amplitude aber längerer Dauer kann eine größere Amplitude im Frequenzbereich zur Folge haben, als ein Burst größerer Amplitude aber kürzerer Dauer (Abbildung 3.5 unten).

Aufgrund dieser Tatsachen wird deutlich, dass durch die Frequenzauswertung mittels FFT im Mehrteilchenbetrieb für den Fall von großen Geschwindigkeitsunterschieden, die langsameren Teilchen stärker bei der Auswertung gewichtet werden. Aus diesem Grund wird im Falle der hier vorliegenden Untersuchung der Mikrokanalströmung, in dessen Rahmen der gesamte Kanalquerschnitt das Messvolumen bildet, der Einzelteilchenbetrieb bevorzugt.

Für die Signalauswertung wird auch im Fall des Einzelteilchenbetriebes nicht die FFT verwendet, sondern es wird über eine Nullstellendetektion die Frequenz ermittelt. Das hat zwei Gründe: Zum einen wird ein Algorithmus zur Detektion fehlerhafter Burstsignale (Abbildung 3.6) nach Ruck [41] verwendet, der als Fehlerkriterium die Abweichung der Periodenlängen innerhalb des Bursts heranzieht. Das bedeutet, die Periodenlängen des Bursts sind schon bestimmt und können somit auch für die Frequenzbestimmung herangezogen werden. Zum anderen ist die Aufzeichnungsdauer des Messsignals im Allgemeinen sehr kurz, da möglichst nur ein Burst registriert werden soll. Eine kurze Messzeit bedeutet aber auch, dass die Frequenzauflösung, die bestimmt wird durch $\Delta f = 1/\text{Messzeit}$, sehr schlecht ist.

Der Auswertalgorithmus muss so ausgelegt werden, dass Signale mit extremen Störstellen erkannt und von der weiteren Verarbeitung ausgeschlossen werden. Die Ausschlusskriterien müssen allerdings ausreichend Spiel lassen, um leicht verrauschte Signale akzeptieren zu können. Eine Rauschüberlagerung bedeutet nicht sofort, dass die Nullstellendetektion notwendigerweise falsch durchgeführt wird.

Das hier verwendete Signalauswerteverfahren arbeitet auf der Basis eines Periodenlängenvergleichs. Dem Verfahren liegt die Idee zugrunde, dass sich sämtliche zu unterdrückende Störeinflüsse letztlich in einer Veränderung der Periodenlängen, d.h. der Zeitdauer zwischen den Nullstellen des Bursts äußern müssen, wenn sie nicht von untergeordneter Bedeutung für die Frequenzbestimmung sind (z.B. geringe Rauschüberlagerung).

Detektierte und wahre Geschwindigkeiten

Wendet man das faseroptische Ortsfilter-Anemometer auf den gesamten Kanalquerschnitt an, so hat man einen Flächensensor vorliegen. Üblicherweise findet bei Flächensensoren während einer Messung eine Integration über das Geschwindigkeitsprofil des Strömungsquerschnittes statt, d.h. man erhält mittels einer Messung die Durchflussgeschwindigkeit \bar{u} . Im Fall des faseroptischen Ortsfilter-Anemometers liefert eine Messung nicht die Durchflussgeschwindigkeit, sondern den Mittelwert der Geschwindigkeitsdichteverteilung $f(u)$, die durch viele hintereinander durchgeführte Messungen zu bestimmen ist. Das bedeutet, dass dieser Sensor nur für stationäre oder sich periodisch wiederholende Strömungen geeignet ist. Dieser Zusammenhang soll im Folgenden näher erläutert werden.

Aufgrund der Schubspannungsgesetze und der Haftbedingung an der Wand ergibt sich bei durchströmten Körpern (z.B. Rohr, Kanal) eine Geschwindigkeitsverteilung, die im laminaren Fall einen parabolischen Charakter annimmt. Die typischen Geschwindigkeitsprofile sind aus Abbildung 2.16 bekannt.

Die Geschwindigkeitsdichtefunktion $f(u(y,z))$ gibt die Häufigkeiten der einzelnen über den Kanalquerschnitt auftretenden Geschwindigkeiten an. Sie ist abhängig von Geschwindigkeitsprofil $u(y,z)$ und von der Verteilung der Teilchen über der Querschnittsfläche $f(y,z)$. Die folgende Beziehung gibt den Zusammenhang der Größen wieder:

$$|f(u(y,z))| = \left| f(y,z) \cdot \frac{1}{d^2u(y,z)/dydz} \right| \quad (3.4)$$

Die Geschwindigkeitsdichtefunktion ist häufig unsymmetrisch, d.h. der Medianwert der Verteilung ist in der Regel ungleich dem Mittelwert der Verteilung. Für den Fall, dass über den Strömungsquerschnitt die Teilchen gleichverteilt sind, sich also an jedem Ort des Querschnittes gleich viele Teilchen aufhalten, repräsentiert der Mittelwert der Geschwindigkeitsdichtefunktion die Durchflussgeschwindigkeit. Der Mittelwert aller Messwerte entspricht dem Mittelwert der Geschwindigkeitsdichtefunktion, so dass der Mittelwert der Messwerte der Durchflussgeschwindigkeit entspricht. In der Praxis kommt es jedoch vor, dass man keine Gleichverteilung der Teilchen über dem Strömungsquerschnitt vorliegen hat. In den Randbereichen, wo ein starker Geschwindigkeitsgradient auftritt, halten sich weniger Teilchen auf (dazu mehr im nächs-

ten Kapitel). In diesem Fall entspricht der Mittelwert der Messwerte nicht mehr der Durchflussgeschwindigkeit. Die Geschwindigkeitsdichtefunktion muss zum Rand hin interpoliert werden. Bei unbekanntem Strömungsprofilen ist es jedoch unklar, mittels welcher Interpolationsvorschrift dies durchzuführen ist.

Desweiteren muss in Betracht gezogen werden, dass man durch das Setzen von Triggerschwellen, die man benötigt, um einzelne Bursts voneinander zu separieren, eine Selektion bezüglich der Partikel vornimmt.

Partikelverteilung im Strömungsfeld

Bei der Wahl der Partikel zur Geschwindigkeitsmessung in Kanälen und Rohren wird in der Regel ihr Trägheitsverhalten in Hauptströmungsrichtung abgeschätzt, um sicher zu gehen, dass sie der Strömung gut folgen. Die Partikel erfahren allerdings auch Impulse quer zur Hauptströmungsrichtung. Auf die Partikel wirkt im Randbereich eine Art von Auftriebskraft, die zur einer Bewegung der Partikel in Richtung der Kanalmitte führt. Diese Kraft entsteht durch den Geschwindigkeitsgradienten du/dy [42]. Sie erklärt sich durch die in einer Scherströmung vorhandenen Druckdifferenzen zwischen der Ober- und Unterseite der Partikel. Die Richtung der „Auftriebskraft“ zeigt in Richtung des Geschwindigkeitsgradienten, so dass die Partikel sich quer zu den Stromlinien bewegen. Es gibt also grundsätzlich zwei Gründe dafür, dass sich die Partikelgeschwindigkeit in einer Kanal- bzw. Rohrströmung ungleich der Strömungsgeschwindigkeit ist: Zum einen hat man eine Geschwindigkeitsabweichung aufgrund der Trägheit der Partikel und zum anderen aufgrund der „Auftriebskraft“ durch den Geschwindigkeitsgradienten im Geschwindigkeitsfeld.

Die „Auftriebskraft“ hat aber noch einen zusätzlichen Effekt, der im Falle unseres faseroptischen Ortsfrequenzfilters zu Problemen führt. Aufgrund des Transportes von Partikeln im Randbereich des Kanals befinden sich dort weniger bis gar keine Partikel [14]. Für den Fall, dass wir den Ortsfilter auf den gesamten Strömungsbereich anwenden, hat das zur Folge, dass wir die kleinen Geschwindigkeiten nicht messen und sich somit die Geschwindigkeitshäufigkeitsverteilung verändert und der Mittelwert der Verteilung nicht mehr unserer Durchflussgeschwindigkeit entspricht.

Fazit

Das verwendete Ortsfilteranemometer erlaubt aufgrund seiner Konstruktion nur den Betrieb nach dem Absorptionsprinzip, nicht nach dem wesentlich komplizierteren Reflexionsprinzip. Deshalb findet immer eine Integration der Messwerte über das gesamte Messvolumen statt. Daran ändert prinzipiell auch eine Fokussierung der Beleuchtung auf einen Punkt bei langer Brennweite nichts, da in diesem Fall immer noch das gesamte Strömungsfeld entlang einer Linie erfasst wird. Die langsamen Partikel aus den Randbereichen des Strömungsfeldes werden durch ihre längere Verweildauer im

Messvolumen bei Anwendung der FFT überbewertet. Durch starke Geschwindigkeitsgradienten werden die Partikel aus den Randbereichen der Strömung in die Rohrmitte verdrängt, wodurch die detektierte Geschwindigkeit von der mittleren Geschwindigkeit abweicht. Der Fehler ist nur schwer einschätzbar, da die genaue Verteilung der Partikel unbekannt ist.

Im Einzelteilchenbetrieb kann das Zeitfenster der Messung kaum an die Strömungsbedingungen angepasst werden. Durch die starken Geschwindigkeitsgradienten im Strömungsfeld und die pulsierende Strömung sind die auftretenden Geschwindigkeiten extrem unterschiedlich. Sollen zum Beispiel die langsamen Geschwindigkeiten erfasst werden, kommen während der notwendigerweise langen Messzeit zu viele schnelle Teilchen mit zur Auswertung.

3.3 Volumenstrombestimmung aus Differenzdruckmessungen

Mit Hilfe der Gleichungen 2.6 und 2.7 lässt sich der Volumenstrom durch ein Rohr bei bekanntem Druckabfall berechnen. Die Gleichungen gelten allerdings nur bei konstanter, ausgebildeter, laminarer Strömung. Uchida [48] zeigt, dass man bei laminarer, pulsierender Strömung keinen Fehler macht, wenn man mit dem zeitlich gemittelten Druckabfall rechnet! Daraus folgt Gleichung 3.5 für pulsierende, laminare Strömung in kreisrunden Rohren. Siehe dazu auch Gleichung B.9. Der gemessene Druckpuls kann eventuell mathematisch durch eine Fourier-Reihe angenähert werden (Gleichung B.6 und B.7). Für diesen Fall sind im Anhang B die wichtigsten Beziehungen zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung, der mittleren Geschwindigkeit und des Volumenstroms hergeleitet. Diese Experimente eignen sich auch zur Überprüfung der Annahme, dass mit dem mittleren Druckabfall gerechnet werden kann.

$$\dot{V} = \frac{\pi R^4}{8\eta} \overline{\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)} \quad (3.5)$$

Vor und hinter den Modellnetzwerken (Abbildungen 2.18 und 2.19) befinden sich während der Experimente in der Zu- und in der Abstromleitung Piezo-Drucktransmitter der Firma „ENDEVCO“. Ein PC zeichnet die über eine Messkarte der Marke „National Instruments“ aufgenommenen Drucksignale auf. Damit ist der während der Experimente herrschende, zeitlich gemittelte Druckabfall über dem Netzwerk bekannt. In Kapitel 4.1 wird ein PC-Programm vorgestellt, mit welchem sich der Volumenstrom durch nahezu beliebige Netzwerke auf Basis des gemittelten Druckabfalls berechnen lässt. Im Unterkapitel 4.2 werden die experimentellen und errechneten Ergebnisse miteinander verglichen.

3.4 Volumenstrommessung mittels injizierter Luftblasen

Alternativ zu der Volumenstrommessung mittels Druckmessungen wird nach einer weiteren, einfachen Messmethode gesucht. Nach dem Verdrängungsprinzip arbeitende Geräte, Turbinenradvolumenzähler und Messblenden verursachen zu hohe Druckverluste. Schwebekörperdurchflussmesser lassen sich bei pulsender Strömung nicht ablesen. Andere Geräte lassen sich nur schwer genügend verkleinern, wie zum Beispiel Messdüsen, Venturi-Rohre und Prandtl-Sonden. Laser-Doppler-Anemometer, Ultraschall- oder induktive Strömungsmesser erscheinen im Rahmen dieses Projektes zu aufwändig, so dass eine einfachere Messeinrichtung hergestellt wird.

3.4.1 Idee

Befindet sich in einem Röhrchen eine Luftblase, welche gerade so groß ist, dass sie am gesamten Umfang anliegt, so wirkt die Blase wie ein reibungsarmer Kolben, der von der Strömung durch das Rohr geschoben wird. Die Strömung in dem Rohr ist bei Anwesenheit einer solchen Luftblase wenigstens lokal eine Kolbenströmung. In dem Röhrchen befinden sich, in einem definierten Abstand voneinander, zwei Kontrollpunkte, an denen die passierende Luftblase detektiert werden kann. Der Volumenstrom ergibt sich aus dem Verhältnis des Volumens zwischen den beiden Kontrollpunkten und der Zeit, die die Blase für diesen Weg benötigt (Gleichung 3.6).

$$\dot{V} = \frac{L \cdot D^2 \cdot \pi}{4 \cdot t} \quad (3.6)$$

Darin ist L der Abstand zwischen den beiden Kontrollpunkten, D der Rohrdurchmesser und t die Zeit. Dabei wird angenommen, dass die Luftblase am Umfang des Röhrchens dicht abschließt, das heißt, es tritt nur vernachlässigbar wenig Wasser zwischen Blase und Rohrwand hindurch. Die Länge der Luftblasen ist relativ zum Abstand der Kontrollpunkte vernachlässigbar klein.

Es sollte sich immer mindestens eine Luftblase im Röhrchen befinden, um die Strömungsform nicht zu verändern. Darüberhinaus müssen die Blasen weiter stromabwärts wieder aus der Leitung entfernt werden können.

Durch den pulsenden Charakter der Strömung entsteht eine nicht zu vernachlässigende Messunsicherheit. Diese Größe hängt von der Intensität der Pulse ab, die in folgende Bereiche eingeteilt werden kann:

- Die Geschwindigkeit wird nie Null oder negativ. Das heißt, die Flüssigkeit fließt periodisch langsamer oder schneller werdend in eine Richtung.
- Die Geschwindigkeit nimmt zyklisch den Wert Null an, wird aber nie negativ. Die Strömung kommt also zwischen den Pulsen zum Stillstand.

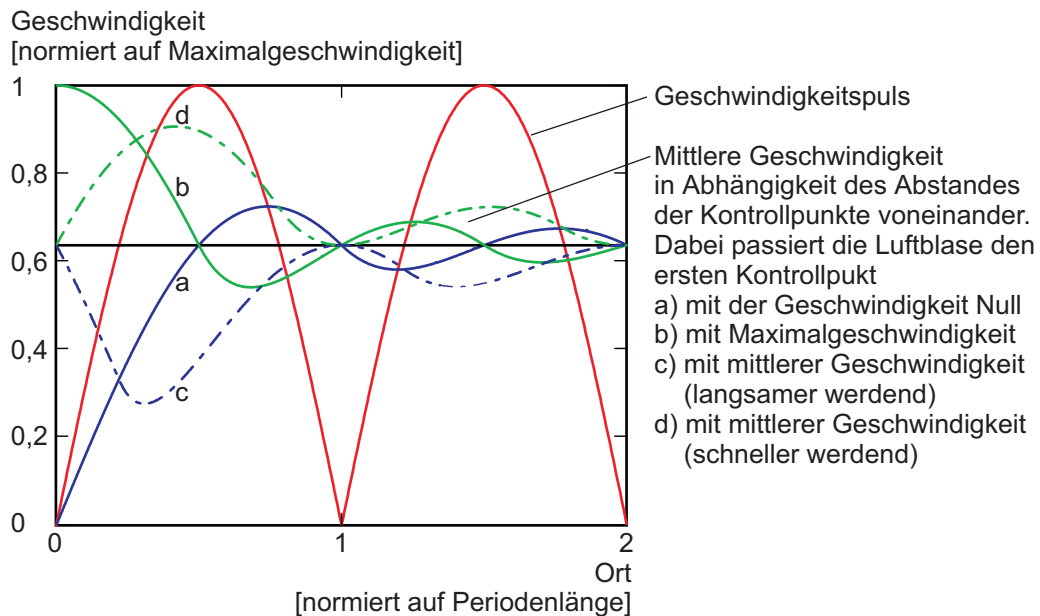


Abb. 3.7: Einfluss der Phasenverschiebung des Geschwindigkeitspulses am ersten Kontrollpunkt auf das Messergebnis.

- Die Geschwindigkeit wechselt ihre Richtung. Das bedeutet, zwischen den Pulsen kommt es zu Rückströmung.

Da der zweite Fall die Bedingungen des aktuellen Experiments am Besten beschreibt, soll dieser näher betrachtet werden. Die Messunsicherheit hängt auch von der Form des Pulsverlaufes ab, der hier näherungsweise sinusförmig angenommen wird.

Die rote Kurve in Abbildung 3.7 zeigt den idealisierten Geschwindigkeitsverlauf einer Luftblase, welche sich durch ein dünnes Röhrchen bewegt. Der zurückgelegte Weg wird in Pulslängen gemessen. Die Geschwindigkeit ist auf die maximale Geschwindigkeit der Blase normiert. Befinden sich die beiden Kontrollpunkte unmittelbar nebeneinander, misst man die momentane Geschwindigkeit der Blase. Wird der Abstand der Kontrollpunkte voneinander erhöht, so wird die Durchschnittsgeschwindigkeit bestimmt, welche die Luftblase zwischen den beiden Kontrollpunkten hat. Die Durchschnittsgeschwindigkeit, welche die Messeinrichtung feststellt, kann in Abhängigkeit des Kontrollpunktabstandes nach Gleichung 3.7 vorausberechnet werden.

$$\bar{v}(x, \alpha, p) = \frac{1}{x} \cdot \int_0^x \sqrt{(\sin(p \cdot t + \alpha))^2} dt \quad (3.7)$$

Darin ist x der Kontrollpunktabstand, p bestimmt die Periodenlänge, α ist die Phasenverschiebung am ersten Kontrollpunkt und t die Zeit. In Abbildung 3.7 ist der

Verlauf des Mittelwertes über x für mehrere Phasenwinkel α aufgetragen. Bei einer Phasenverschiebung von $\pi - \arcsin(2/\pi)$ ergibt sich der ungünstigste Verlauf mit den größten Abweichungen gegenüber des wahren Mittelwertes von $2/\pi = 0,637$ (Kurve c in Abbildung 3.7). Dabei bewegt sich die langsamer werdende Luftblase gerade mit Durchschnittsgeschwindigkeit an dem ersten Kontrollpunkt vorbei. Die Maximalabweichungen dieser Kurve nehmen mit zunehmendem Abstand der Kontrollpunkte schnell ab. Schon ab einem Abstand von 5,5 Phasenlängen bleibt der maximale Fehler unter 5 %. Ist eine Maximalabweichung von unter 3 % notwendig, müssen die Kontrollpunkte schon mit einem Abstand von mindestens 59 Periodenlängen montiert werden. Eine höhere Genauigkeit erfordert daher eine wesentlich längere Messdauer. In einigen Fällen ist die Periodenlänge bekannt, so dass der Kontrollpunktabstand als ganzzahliges Vielfaches der Periodenlänge gewählt werden kann. In diesem Fall ist das Messergebnis von der Phasenlage unbeeinflusst.

Wenn angenommen wird, dass die Phasenlage am ersten Kontrollpunkt rein zufällig ist, kann die Standardabweichung der Messergebnisse berechnet werden. In Abbildung 3.8 ist die Messergebnisverteilung für einen gleichmäßig zufälligen Phasenwinkel gezeigt. Zusätzlich wird die Phasenlänge gleichmäßig zufällig um $\pm 25\%$ variiert. Die Standardabweichung ergibt sich bei einem Kontrollpunktabstand von 5,5 mittleren Phasenlängen für den gesamten Bereich zu 6,9 %. Bei einem Kontrollpunktabstand von 59 Phasenlängen ergibt sich eine Standardabweichung von 0,6 %. Trotz der unsymmetrischen Messwertverteilung entspricht das arithmetische Mittel aller Messungen genau dem Mittelwert der Geschwindigkeit. Dabei muss beachtet werden, dass Phasenverschiebung und Phasenlänge während einer Messreihe in der Regel nicht zufällig sind! Es handelt sich um einen systematischen Fehler, die Standardabweichung soll bei den obigen Betrachtungen die Güte des Fehlers verdeutlichen. Die Phasenlänge wird wahrscheinlich um einen etwa konstanten Wert vom Auslegungswert abweichen, so dass das Messergebnis konstant schlechter oder konstant besser sein wird, als berechnet. Der Phasenwinkel kann sich auch bei jeder Messung um einen konstanten Betrag verschieben, was zu periodisch wechselnd größeren und kleineren Abweichungen führen wird (Schwebung).

3.4.2 Realisierung

In einem ersten Versuch befinden sich an jedem Kontrollpunkt zwei elektrische Kontakte. Wenn die Blasen an den Kontakten vorbeistreichen, ändert sich der elektrische Widerstand zwischen den Kontakten. Die Blasen können daher über eine Widerstandsmessung dedektiert werden. Für Messung und Aufzeichnung wird ein am Versuchsaufbau vorhandener PC mit einer Messkarte des Herstellers „National Instruments“ verwendet. Mit der grafischen Programmierumgebung „Lab View“ desselben Herstellers, wurde ein geeignetes PC-Programm zusammengestellt. Die über die Zeit aufgezeichneten Spannungssignale der beiden Kontrollpunkte werden gegeneinander verschoben

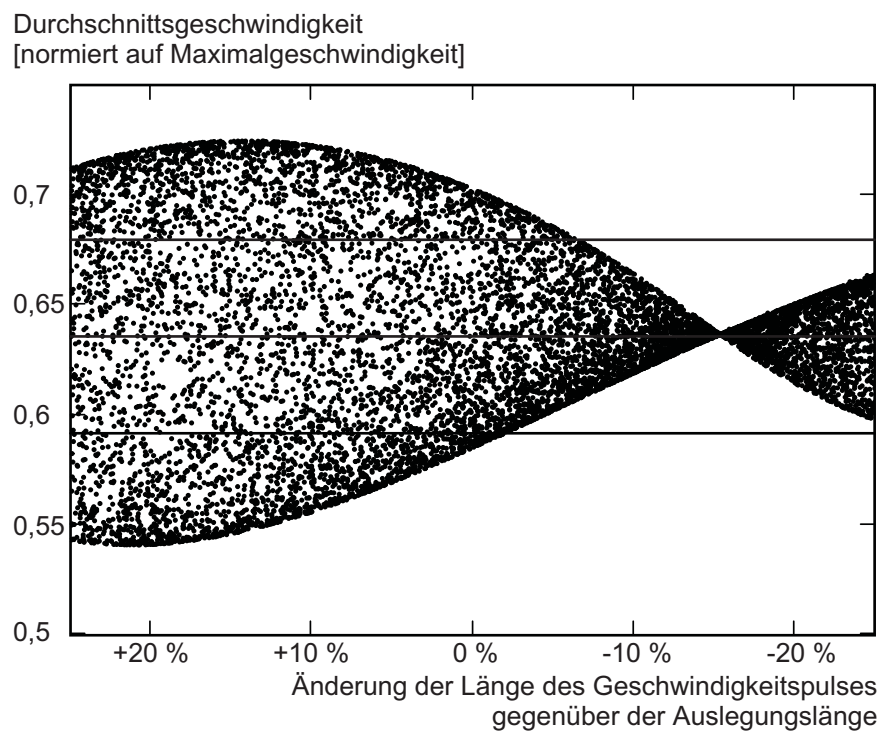


Abb. 3.8: Theoretische Messergebnisverteilung und Standardabweichung für einen Kontrollpunktabstand von 5,5 Phasenlängen für einen gleichmäßig zufälligen Phasenwinkel und eine gleichmäßige Schwankung der Phasenlänge um $\pm 25\%$.

und miteinander verglichen (korreliert). Die Zeit, welche die Luftblase für die Strecke zwischen den Kontrollpunkten benötigt, ergibt sich aus der Verschiebung, bei der die Signale mit der größten Ähnlichkeit übereinander liegen. Diese Art der Auswertung ist unempfindlich gegen gelegentlich ausgestoßene Doppelblasen oder Blasengruppen.

Die Messungen werden an einem Wasserkreislauf durchgeführt, in dem sich ein offener Behälter befindet. Die Luft wird in diesem Behälter an die Umgebung abgegeben.

Durch Auslitern wurde das Messverfahren überprüft. Die Abweichungen waren nicht größer als berechnet.

Wenn die Luftblasen in dem Röhrchen sichtbar sind, kann die Länge L zwischen zwei aufeinanderfolgenden Blasen gemessen werden. In diesem Fall reicht ein Kontrollpunkt aus, um die Zeit zu bestimmen, welche zwischen dem Vorbeistreichen der beiden Blasen vergeht. Der Volumenstrom ergibt sich wieder nach Gleichung 3.6.

Bisher wird die Messmethode nicht zur Messung im Netzwerk, aber zur Regelung von Teilvolumenströmen der Versuchsanlage verwendet. Ein Student ist im Rahmen einer Studienarbeit mit der Aufgabe betraut, die Messmethode zu verfeinern. Dabei werden statt elektrischer Kontakte Photowiderstände an den Kontrollpunkten eingesetzt. Insbesondere soll die Genauigkeit der Messung bei kurzen Messstrecken erhöht werden.

3.5 Farbversuch

Shunts fallen in angiographischen Bildserien durch ein „flatterndes Kontrastfähnchen“ in der Pulmonalarterie auf. Das Blut fließt offensichtlich nicht ausschließlich antegrad in die Pulmonalarterie, sondern auch kurzzeitig gegen die vorherrschende Strömungsrichtung. Am Abzweig des Shunts von der Bronchialarterie wird der Strompuls in zwei Gefäße unterschiedlicher Länge geleitet. Wenn sich Shunt und Pulmonalarterie vereinigen, treffen die Pulse phasenverschoben aufeinander. Qualitativ lässt sich dieser Effekt in Experimenten zeigen, in denen die Strömung analog zur Angiographie angefärbt und der Einstrom des Modellshunts in die Pulmonalarterie mit einer Videokamera beobachtet wird.

Die Bilderserie in Abbildung 3.9 zeigt die Mündung des Modellshunts in die Pulmonalarterie. Das Fluid in der Pulmonalarterie strömt von links nach rechts. Die ersten vier Bilder zeigen den Strompuls wie er aus dem Modellshunt in die Pulmonalarterie eintritt. Zu dieser Zeit hat der Puls die Mündungsstelle über die Pulmonalarterie noch nicht erreicht; das austretende Fluid verteilt sich in beide Richtungen, also auch gegen die vorherrschende Strömungsrichtung. In den folgenden sechs Bildern überlagert sich der zeitlich hintere Teil des vom Shunt kommenden Pulses mit dem über die Pulmonalarterie eintreffenden Strompuls. In den letzten sechs Bildern kommt der Fluss durch den Shunt zum Stillstand, während er in der Pulmonalarterie sein Maximum erreicht

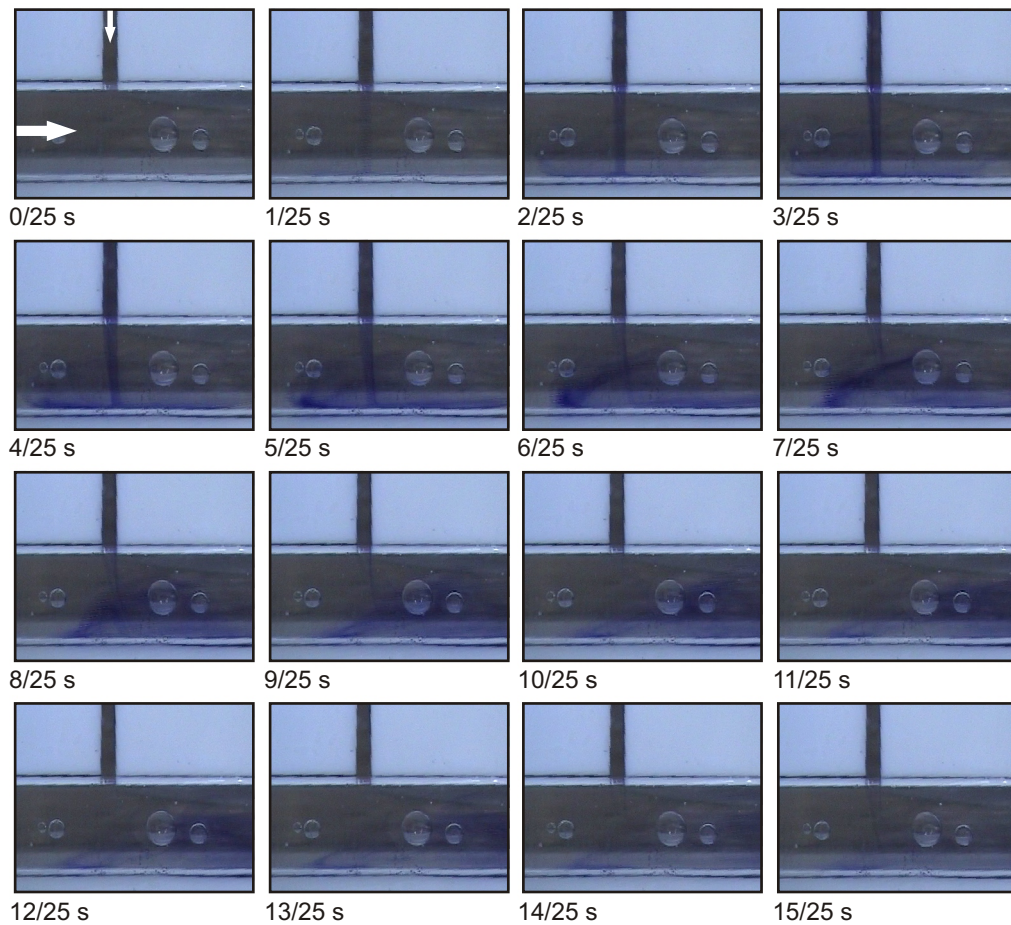


Abb. 3.9: Mündung des Shunt-Modells in die Pulmonalarterie. Die pulsierende Strömung wird im Shunt mit blauer Tinte angefärbt. Das Fluid in der Pulmonalarterie strömt von links nach rechts. Bei den hellen Kreisen handelt es sich um festgesetzte Luftbläschen.

und die ausgetretene Flüssigkeit forträgt. Die Stärke der Rückströmung wird natürlich durch den Lauflängenunterschied festgelegt, er unterbleibt gänzlich, wenn die Pulse phasengleich an der Mündungsstelle eintreffen. Die Ähnlichkeit des Farbversuchs und der angiographischen Aufnahmen zeigt, dass die Phasenverschiebung im Modell und im menschlichen Kreislauf vergleichbar sind.

Kapitel 4

Rechnerische Abschätzung des Volumenstromes

Der Fluss durch einen Shunt wird zum einen durch seine Geometrie und zum anderen durch seine Anordnung in der verzweigten Bronchialarterie beeinflusst. Die Messungen der vorrausgehenden Kapitel zeigen, dass die Lage des Shunts und der Verzweigungsgrad den Volumenstrom durch den Shunt maßgeblich bestimmen können. Genaue Messungen an Shunt-Modellen verraten zwar viel über das Verhalten der Strömung im Allgemeinen, lassen aber keine Folgerungen zum Volumenstrom durch diagnostizierte Shunts zu. Um hierzu eine Aussage treffen zu können, muss mindestens die gesamte Bronchialarterie als Netzwerk betrachtet werden. Aus der systematischen Auswertung einer großen Zahl von Angiographien folgt, dass es aufgrund der enormen Variationsbreite keinen Sinn macht, die Bronchialarterien zu klassifizieren. Experimentelle Untersuchungen von Netzwerken sind somit zwecklos, da die Ergebnisse des Experiments für das eine untersuchte Netzwerk gelten und sich nicht auf Praxisfälle übertragen lassen.

Um dennoch eine Entscheidungshilfe bei der Abschätzung des Volumenstromes zu erhalten, wird ein Computerprogramm entwickelt, mit dem es möglich ist, individuelle Bronchialarterien als Netzwerk nachzubilden. Das Programm ist derart gestaltet, dass alle zur Berechnung notwendigen Daten einer angiographischen Aufnahme entnommen werden können. Dazu sind Vereinfachungen und Annahmen nötig, welche in dem folgenden Unterkapitel dokumentiert sind. Das Programm soll nicht als exakte Simulation verstanden werden. Vielmehr dient es als Entscheidungshilfe bei der Abschätzung eines Volumenstromes dessen Größenordnung zunächst nicht einmal feststeht.

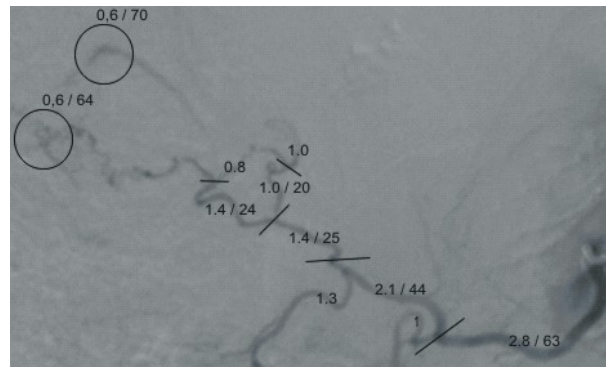


Abb. 4.1: Angiographie einer Bronchialarterie mit zwei Shunts. Die Shunts sind zur besseren Erkennung eingekreist. Die Bemaßung folgt dem Muster Durchmesser [mm] / Länge [mm]. Dabei muss berücksichtigt werden, dass es sich bei der Aufnahme um die Projektion einer dreidimensionalen Bronchialarterie handelt. Während die Durchmesser gut bestimmt werden können, ergeben sich bei den Längen Unsicherheiten.

4.1 Berechnungsprogramm

4.1.1 Randbedingungen

Mit Kontrastmittel für die Röntgentechnik sichtbar gemachte Blutgefäße können, wie in Abbildung 4.1 gezeigt, vermessen werden. Bestimmbar sind:

- Durchmesser und projizierte Länge verschiedener Aderabschnitte
- Anfangsdurchmesser gesunder Abzweige
- Durchmesser und Länge von Adern, welche an die Pulmonalarterie Anschluss finden (Shunts, in der Angiographie eingekreist).

Da die Aufnahmen als Bildsequenz vorliegen, können die Größen in verschiedenen Bildern, also jeweils dort wo sie am leichtesten bestimmbar sind, gemessen werden. So wurde hier die Länge der oberen Fistel in einer anderen Aufnahme bestimmt.

Das Studium einer großen Zahl von Angiographien zeigt, dass Shunts verschiedenster Durchmesser an nahezu beliebiger Stelle der verzweigten Bronchialarterie auftreten. Ein Berechnungsprogramm kann daher nicht auf experimentell verifizierten Standardfällen aufgebaut werden, sondern muss die Modellierung nahezu beliebiger Adersysteme zulassen. Daraus folgt die Idee der Gefäßnachbildung mit „Gefäßbausteinen“ wie es in diesem Programm durchgeführt wurde.

4.1.2 Berechnung

Rohrnetze können analog zu elektrischen Netzwerken berechnet werden. Dabei entspricht die Druckdifferenz der Spannung und der Volumenstrom der elektrischen Stromstärke. Der Widerstand in einem Rohrnetz hat die Dimension Druck/ Volumenstrom [Pas/m^3].

Die Kirchhoffschen Gesetze (Knotenpunkt- und Maschengleichungen) eignen sich gut zur Berechnung von Netzwerken. Die Gleichungen können für ein statisches System schnell aufgestellt und gelöst werden. Die Programmierung der Gleichungsentwicklung für beliebige Fälle führt aber auf ein fehleranfälliges System von verwickelten Matrixoperationen.

Einfacher ist die Berechnung des Gesamtwiderstands der gesamten Bronchialarterie. Aus dem bekannten Druckabfall über diesem Ersatzwiderstand folgt der Gesamtvolumenstrom. Dieser wird an jeder Verzweigung entsprechend der Gesamtwiderstände der einzelnen Zweige aufgeteilt (Stromteilerregel).

Der Ersatzwiderstand ist nur bestimmbar, wenn sich das Widerstandsnetzwerk zwischen zwei maximal verschiedenen Druckniveaus befindet (passive Netzwerke). Das Gefäßsystem befindet sich aber zwischen drei verschiedenen Druckniveaus p :

$$p_{\text{Venen}} < p_{\text{Pulmonalarterie}} < p_{\text{Bronchialarterie}} \quad (4.1)$$

Das Gefäßsystem muss daher auf ein äquivalentes System mit nur zwei verschiedenen Druckniveaus reduziert werden.

Reduzierung auf zwei Druckniveaus

Der Widerstand der gesunden Abzweige kann – wie in Abbildung 4.2 aufgezeichnet – in einen, dem Druckabfall über dem rechten Herzen entsprechenden Teil und einen Rest R'_{Abzweig} aufgeteilt werden (Gleichung 4.2). Durch den Widerstand R'_{Abzweig} strömt das gleiche Volumen wie durch R_{Abzweig} , wenn er gedanklich statt an das Druckniveau der Venen an das Druckniveau der Pulmonalarterien angeschlossen wird. Da in der Berechnung des Widerstands R'_{Abzweig} der Volumenstrom vorkommt, ist eine iterative Berechnung notwendig.

$$R'_{\text{Abzweig}} = R_{\text{Abzweig}} - \frac{\Delta p}{\dot{V}_{\text{Abzweig}}} \quad (4.2)$$

Grundlagen der Widerstandsberechnung

Für Aderstücke und Shunts ergibt sich der Widerstand aus der Rohrreibung bei laminarer Strömung für hydraulisch glatte Rohre (Gleichung 4.3).

$$\frac{\Delta p}{\dot{V}} = \frac{128 \eta l}{d^4 \pi} \quad (4.3)$$

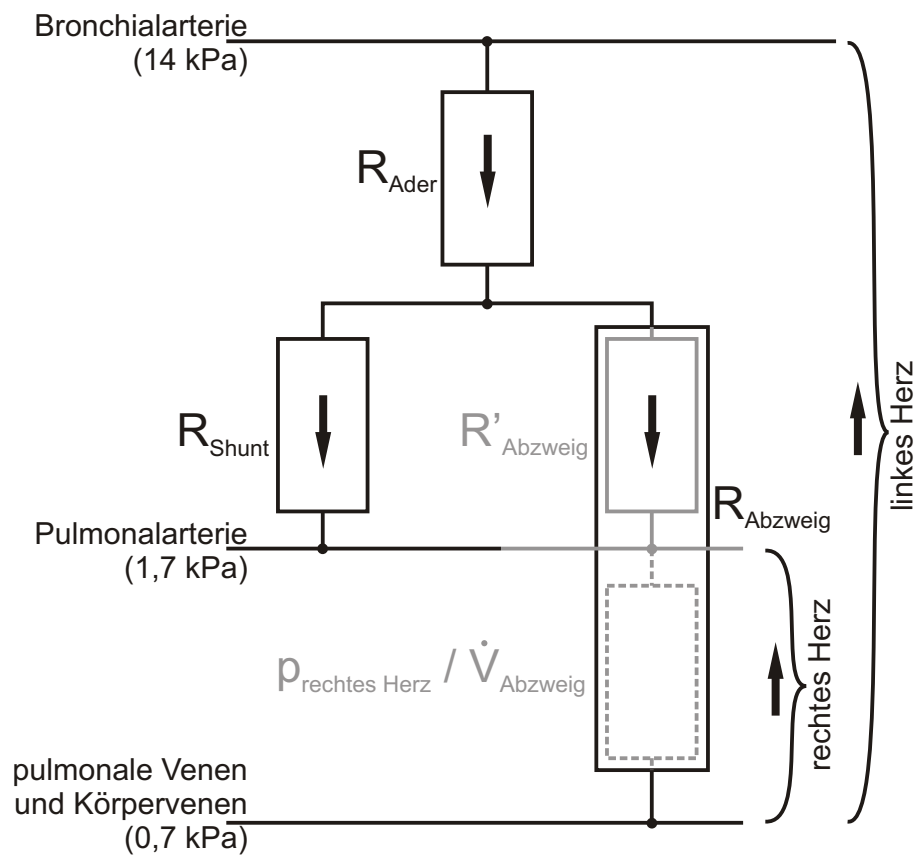


Abb. 4.2: Reduzierung auf ein passives Netzwerk.

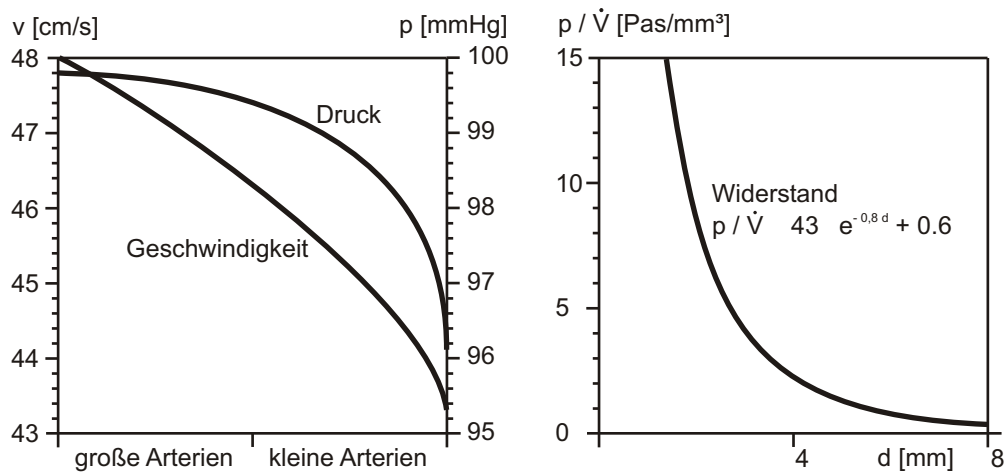


Abb. 4.3: Abschätzung des Volumenstromes durch gesunde Blutgefäßzweige auf Basis ihres Anfangsdurchmessers.

Die vollständige Geometrie gesunder Abzweige ist nicht bestimmbar. Der Volumenstrom muss in Abhängigkeit des Durchmessers mit Hilfe von Literaturangaben abgeschätzt werden. Das linke Diagramm basiert auf Angaben von Charm und Kurland [10]. Aus diesen Werten wird das rechte Diagramm berechnet und eine angepasste Exponentialfunktion als Schätzformel gewonnen.

Einzelwiderstände

Für die Einzelwiderstände Aderstück, Shunt und Abzweig ergeben sich die Beziehungen 4.4 bis 4.6.

$$R_{Ader} = \frac{128\eta l}{d^4 \pi} \quad (4.4)$$

$$R_{Shunt} = \frac{128\eta l}{d^4 \pi} + \frac{\zeta_{Auslauf} \rho \dot{V}^4}{\pi^2 d^4} \quad (4.5)$$

$$R_{Abzweig} = 43 \cdot e^{0.8 \cdot d} + 0.6 - \frac{\Delta p_{rechtes Herz}}{\dot{V}} \quad (4.6)$$

Nach Verzweigungen muss für Aderstücke eine Widerstandszahl ζ für die Druckminderung der Verzweigung berücksichtigt werden. Dazu wird Gleichung 4.4 analog zu Gleichung 4.5 erweitert. Bei Gleichung 4.6 handelt es sich um eine angepasste Größengleichung. Der Durchmesser muss in Millimeter, der Volumenstrom in mm^3/s eingesetzt werden. Der Widerstand ergibt sich dann in Pas/mm^3 .

4.1.3 Programmierung

Der Ersatzwiderstand lässt sich sehr einfach mit Hilfe einer rekursiven Programmstruktur berechnen. Diese Struktur wird mit den Koordinaten i und j des ersten Modellelements aufgerufen. Solange sich das Modell weiter verzweigt, ruft sich die Funktion $R_{i,j}$ immer wieder selbst auf, wobei die Koordinaten i und j der verzweigten Struktur entsprechend angepasst werden. Wird das durch einen gesunden Abzweig oder einen Shunt gekennzeichnete Ende eines Abzweigs erreicht, terminiert die Funktion und gibt den entsprechenden Wert für den Widerstand zurück. Damit kann die jeweils aufrufende Funktion ebenfalls terminieren, bis schließlich nach Beendigung der zuerst aufgerufenen Funktion der Gesamtwiderstand feststeht. Zusammenhang 4.7 zeigt den grundsätzlichen Aufbau der Funktion.

$$R_{i,j} = \begin{cases} R_{Ader} + \left(\frac{1}{R_{i,j-1}} + \frac{1}{R_{i+1,j-1}} \right)^{-1} & \text{falls Verzweigung} \\ \dots & \\ R_{Shunt} & \text{falls Shunt} \\ R_{Abzweig} & \text{falls Abzweig} \end{cases} \quad (4.7)$$

Der Volumenstrom wird mit einer ähnlichen, ebenfalls rekursiven Struktur berechnet. Beide Funktionen werden innerhalb einer Schleife aufgerufen, welche die iterative Bestimmung von Widerstand und Volumenstrom zulässt.

Diesem Absatz folgt ein Auszug des Java-Quelltextes. Er entspricht der in Beziehung 4.7 gezeigten Struktur. Zwei Schrägstriche (`//`) leiten Kommentare ein, drei Punkte (`...`) symbolisieren, dass Quelltext fortgelassen wurde. Die rekursive Funktion hat den Namen `berechneR`. Ihr werden die Koordinaten i und j eines Gefäßbauelementes übergeben. In der Matrix `status[][]` ist das vom Benutzer erstellte Gefäßmodell in Form von Kennzahlen von 0 bis 6 gespeichert. Dabei steht 0 für ein leeres Feld, 1 für eine schräg nach unten führende Ader, 2 für einen schräg nach unten zeigenden Shunt und so weiter. Im Falle `[i][j] == 1` handelt es sich also um einen nach unten führenden Aderabschnitt. Die Behandlung dieses Falles (`case 1:`) ist unten exemplarisch abgedruckt. Dabei muss zwischen der weiteren Verzweigung, der Weiterführung der Ader nach oben und der Weiterführung nach unten unterschieden werden. In allen drei Fällen ruft sich die Funktion `berechneR` mindestens einmal selbst für das jeweils nächste Gefäßbauelement auf. Im Falle eines Shunts (`case 2:`) oder eines gesunden Abzweigs (`case 3:`) werden Funktionen aufgerufen mit deren Hilfe sich der Widerstand dieser Elemente berechnen lässt. In diesem Fall gibt die Funktion den entsprechenden Wert in der `return`-Anweisung an die aufrufende Funktion zurück und wird beendet.

```
private double berechneR(int i, int j) {
    ...
    switch(status[i][j]) {
        case 1:
            if...
```

```

// Verzweigung
else if(status[i][j-1] >= 4 &&
        status[i][j-1] <= 6 &&
        status[i+1][j-1] >= 1 &&
        status[i+1][j-1] <= 3) {
    widerstand[i][j] = rRohr(i,j) + 1 /
    (1 / berechneR(i,j-1) +
    1 / berechneR(i+1,j-1)) + rVerzweigung;
    break;
}
// nach oben
else if (status[i][j-1] >= 4 &&
        status[i][j-1] <= 6) {
    widerstand[i][j] = rRohr(i,j) +
    berechneR(i,j-1);
    break;
}
// nach unten
else if (status[i+1][j-1] >= 1 &&
        status[i+1][j-1] <= 3) {
    widerstand[i][j] = rRohr(i,j) +
    berechneR(i+1,j-1);
    break;
}
...
case 2:
    widerstand[i][j] =
    rShunt(i,j) + rAuslauf;
    break;
case 3:
    widerstand[i][j] =
    rBaum(i,j) - rAequivalent;
    break;
...
}
return(widerstand[i][j]);
}

```

4.1.4 Programmbedienung

Starten des Programms

Das Programm wurde in der Programmiersprache Java geschrieben. Diese, von der Fima Sun entwickelte Sprache ermöglicht die Entwicklung plattformunabhängiger

Software. Das Programm SPAS kann daher innerhalb jedes gängigen Betriebssystems ausgeführt werden.

Die Unabhängigkeit von der Art des Betriebssystems wird erreicht, indem der Programmcode nicht binär, sondern als interpretierbarer Byte-Code bereitgestellt wird. Dieser Byte-Code muss vor seiner Ausführung von einer plattformspezifischen Laufzeitumgebung interpretiert werden. Bevor das Programm SPAS ausgeführt werden kann, muss deshalb geprüft werden, ob eine Java-Laufzeitumgebung¹ auf dem System vorhanden ist. Auf den Webseiten der Firma Sun (<http://java.sun.com/getjava/>) kann die aktuelle Java-Laufzeitumgebung für folgende Betriebssysteme kostenlos heruntergeladen werden:

- Windows XP, 2000, Me, NT, 98
- Solaris Operating Environment
- Linux auf Intel kompatibler Hardware
- Apple Mac OS X und Classic (8 und 9)

Apple Mac OS X wird bereits mit einer integrierten Java-Laufzeitumgebung ausgeliefert, für Apple Mac OS Classic 8 und 9 steht leider nur eine etwas ältere Version zur Verfügung. Weitere Informationen stellt Apple auf den folgenden Internet-Seiten zur Verfügung: <http://www.apple.com/java/>.

Sofern die Java-Laufzeitumgebung vorhanden ist, kann das Programmarchiv mit dem Dateinamen SPAS_1_0.jar wie jedes andere Programm – zum Beispiel durch Doppelklick auf den Dateinamen – gestartet werden. Eine Installation ist nicht notwendig, das gesamte Programmverzeichnis SPAS sollte allerdings zuvor von der CD auf die Festplatte kopiert worden sein.

Benutzeroberfläche

Nach dem Programmstart erscheint die in Abbildung 4.4 dargestellte Benutzeroberfläche. Der größte Teil der Oberfläche dient der Nachbildung einer Bronchialarterie mit Abzweigen und Shunts. Im rechten Fensterbereich sind Funktionstasten und Einstellungsmöglichkeiten untergebracht.

Bei der Modellbildung wird versucht, die aus der fotografischen Aufnahme einer Bronchialarterie gewinnbaren Informationen in ein Rechnermodell zu übertragen. Dazu müssen, wie in Abbildung 4.1 gezeigt ist, die Durchmesser und Längen aller Aderabschnitte, die Anfangsdurchmesser der gesunden Abzweige und die Durchmesser und Längen der Shunts bestimmt werden.

¹engl. Java-Runtime-Environment, JRE

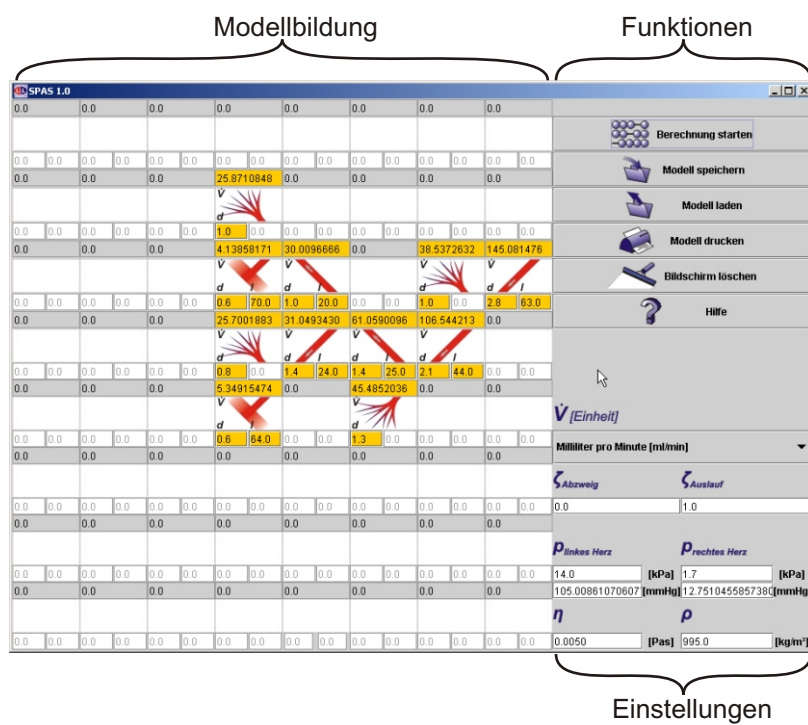


Abb. 4.4: Grafische Benutzeroberfläche.

25.8710848	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
\dot{V}									
d									
1.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
4.13858171	30.0096666	0.0				38.5372632	145.081476		
\dot{V}	\dot{V}					\dot{V}	\dot{V}		
d	d					d	d		
0.6	70.0	1.0	20.0	0.0	0.0	1.0	0.0	2.8	63.0
25.7001883	31.0493430	61.0590096				106.544213	0.0		
\dot{V}	\dot{V}	\dot{V}	\dot{V}			\dot{V}	\dot{V}		
d	d	d	d			d	d		
0.8	0.0	1.4	24.0	1.4	25.0	2.1	44.0	0.0	0.0
5.34915474	0.0			45.4852036	0.0	0.0	0.0		
\dot{V}				\dot{V}					
d				d					
0.6	64.0	0.0	0.0	1.3	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0

Abb. 4.5: Gefäßmodell.

Abbildung 4.5 zeigt das aus Abbildung 4.1 hervorgehende Rechnermodell. Indem mit der Maus wiederholt auf die Symbolflächen im Modellbereich geklickt wird, kann das entsprechende Symbol für ein Aderstück, einen gesunden Abzweig oder einen Shunt ausgewählt werden. Unter dem ausgewählten Symbol wird die Geometrie der gewählten Komponente festgelegt. Dabei wird links der mittlere Durchmesser und rechts die Länge angegeben. Wurde ein gesunder Abzweig gewählt, so kann keine Länge bestimmt werden, das entsprechende Feld bleibt deaktiviert. Alle Maße müssen in Millimeter [mm] angegeben werden. Wenn die Funktionstaste „Berechnung starten“ gedrückt wird, ermittelt das Programm die Volumenströme und zeigt die Ergebnisse über jedem Gefäßsymbol an. Die Berechnung ist gegenüber Durchmesseränderungen sehr empfindlich. Die Durchmesser müssen daher sehr sorgfältig bestimmt werden. Wenn bei der Durchmesserbestimmung Unsicherheiten auftreten, bietet es sich an, zwei Modelle zu erstellen, wobei das eine Modell mit den Minimalwerten der Durchmesser und das zweite mit den Maximalwerten erstellt wird. Man erhält Ober- und Untergrenzen für den Volumenstrom.

Das Modell darf an einem beliebigen Punkt des Modellbereichs beginnen. Das Programm durchsucht den Modellbereich automatisch von oben rechts nach unten links. Befinden sich beispielsweise zwei Gefäßbäume in einem Fenster, so wird das System berechnet, dessen Anfang sich erstens weiter rechts, und zweitens weiter oben im Fenster befindet. Das andere Modell bleibt unberücksichtigt. Falls das Modell oben oder unten im Fenster mit einem Aderstück anstößt, aber noch nicht vollständig ist, so

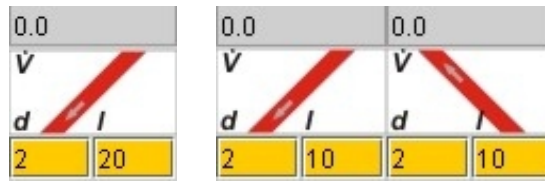


Abb. 4.6: Äquivalente Aderabschnitte.

kann die Baurichtung mit einem zweiten Aderstück umgelenkt werden. Dazu wird die Länge des Aderstückes einfach auf beide Symbole aufgeteilt. Da „Krümmungen“ bei der Berechnung des Widerstandes nicht berücksichtigt werden, sind die beiden Aderstücke in Abbildung 4.6 äquivalent.

Das Programm enthält eine Online-Hilfe, in der alle Funktionen detailliert dokumentiert sind.

4.2 Fehlerabschätzung

Inwieweit den Ergebnissen des PC-Programms vertraut werden darf, lässt sich gut experimentell prüfen. Da sich der Volumenstrom *in vivo* nicht feststellen lässt, werden verschiedene Testnetzwerke erstellt. Dabei handelt es sich nicht um komplizierte Modelle von Bronchialarterien, sondern lediglich um einfache Netzwerke dessen Abmessungen in der gleichen Größenordnung liegen wie Bronchialarterien. Die Versuche werden mit Wasser bei variierbaren, pulsierenden Drücken vor und hinter dem Netzwerk durchgeführt, so dass eine Überprüfung des PC-Programms für einen weiten Reynoldszahlbereich möglich ist. Die Reynoldszahl ist die wichtigste, dimensionslose Kennzahl der Strömungsmechanik und ein geeignetes Maß für den Einfluss der Zähigkeit (Gleichung 4.8).

$$Re = \frac{\bar{u} \cdot D \cdot \rho}{\eta} \quad (4.8)$$

Darin ist \bar{u} die mittlere Geschwindigkeit, D ein charakteristisches Geometriemaß (in diesem Fall der Rohrrinnendurchmesser), ρ ist die Dichte des Fluides und η seine dynamische Viskosität. Die auf die mittlere Geschwindigkeit bezogene Reynoldszahl liegt bei kleinen Arterien von 0,1 mm Durchmesser bei etwa 10. Sie steigt über 200 bei 2 mm Durchmesser bis auf etwa 800 bei 8 mm Durchmesser. Diese Werte sind großen Schwankungen unterworfen. Die Experimente werden im relevanten Reynoldszahlbereich durchgeführt, so dass die Randbedingungen im Experiment und in der menschlichen Bronchialarterie strömungsmechanisch ähnlich sind. Damit ist die folgende Schlussfolgerung zulässig: Wenn das PC-Programm die Experimente korrekt

modellieren kann, so kann es auch den Volumenstrom durch die menschlichen Bronchialarterien mit vergleichbarer Genauigkeit berechnen.

Die Experimente werden, wie bereits in Kapitel 2.4 beschrieben, mit drei verschiedenen Netzwerken durchgeführt: Bei Netzwerk A handelt es sich um einen symmetrisch verzweigten Schlauch von 1,08 mm Innendurchmesser (Abbildung 2.18, oben). Aus dem gleichen Material ist das unsymmetrische Netzwerk B aufgebaut (Abbildung 2.18, unten). Die scharfkantigen Schlauchverbinder stellen einen zusätzlichen Strömungswiderstand dar. Dieser Einfluss wird in dem aus Glas gefertigten Netzwerk C (Abbildung 2.19) vermieden. In dem verzweigten Glasrohr sind zwei verschiedene Durchmesser miteinander kombiniert.

Die Messergebnisse können in Abbildung 4.7 mit den berechneten Werten verglichen werden. Die bei der Berechnung gewählten Widerstandszahlen ζ stammen aus der Literatur [15]. Die Widerstandszahl $\zeta = 0,55$ gilt für symmetrische Verzweigungen bei einem Winkel von 30° zwischen den Verzweigungen und gleichbleibendem Durchmesser.

Bei den vermessenen Schlauchnetzwerken werden vom Berechnungsprogramm konstant etwa 10 % erhöhte Werte ermittelt. Die Abweichung rührt wahrscheinlich von den zusätzlichen Strömungswiderständen, die von den Enden der Schlauchverbinder verursacht werden. Diese Annahme wird von den Experimenten mit dem Glasnetzwerk bestätigt. Hier weichen Experiment und Berechnung nur noch etwa 3 % voneinander ab. An den Abzweigen innerhalb des Glasnetzwerkes sind die Innendurchmesser strömungsmechanisch günstig erweitert, weshalb die Widerstandszahl der Abzweige nicht berücksichtigt wird.

Das Berechnungsprogramm gestattet bei der Modellierung der Bronchialarterien auch die Auswahl gesunder Abzweige. Der Volumenstrom durch diese Abzweige in Abhängigkeit des Anfangsdurchmessers ist aus Literaturangaben [10] abgeleitet und kann experimentell nicht überprüft werden.

Eine weitaus größere Fehlerquelle besteht in der Durchmesserbestimmung anhand von Angiographien. Bereits im vorausgehenden Unterkapitel wurde auf die Empfindlichkeit der Berechnung bei Durchmesseränderungen hingewiesen. Der Durchmesser geht mit der vierten Potenz in die Berechnung des Volumenstromes ein (zum Beispiel Gleichung 4.3). Kleinste Durchmesseränderungen führen daher zu großen Änderungen des Volumenstromes. Es wird daher dringend empfohlen bei der Berechnung der Volumenströme mindestens zwei Modelle anzufertigen: Eines mit den feststellbaren Mindestmaßen und ein weiteres mit den maximal möglichen Durchmessern. Als Ergebnis erhält man obere und untere Grenzen für die Volumenströme. Darüberhinaus gewinnt man ein Gefühl für den starken Einfluss des Durchmessers.

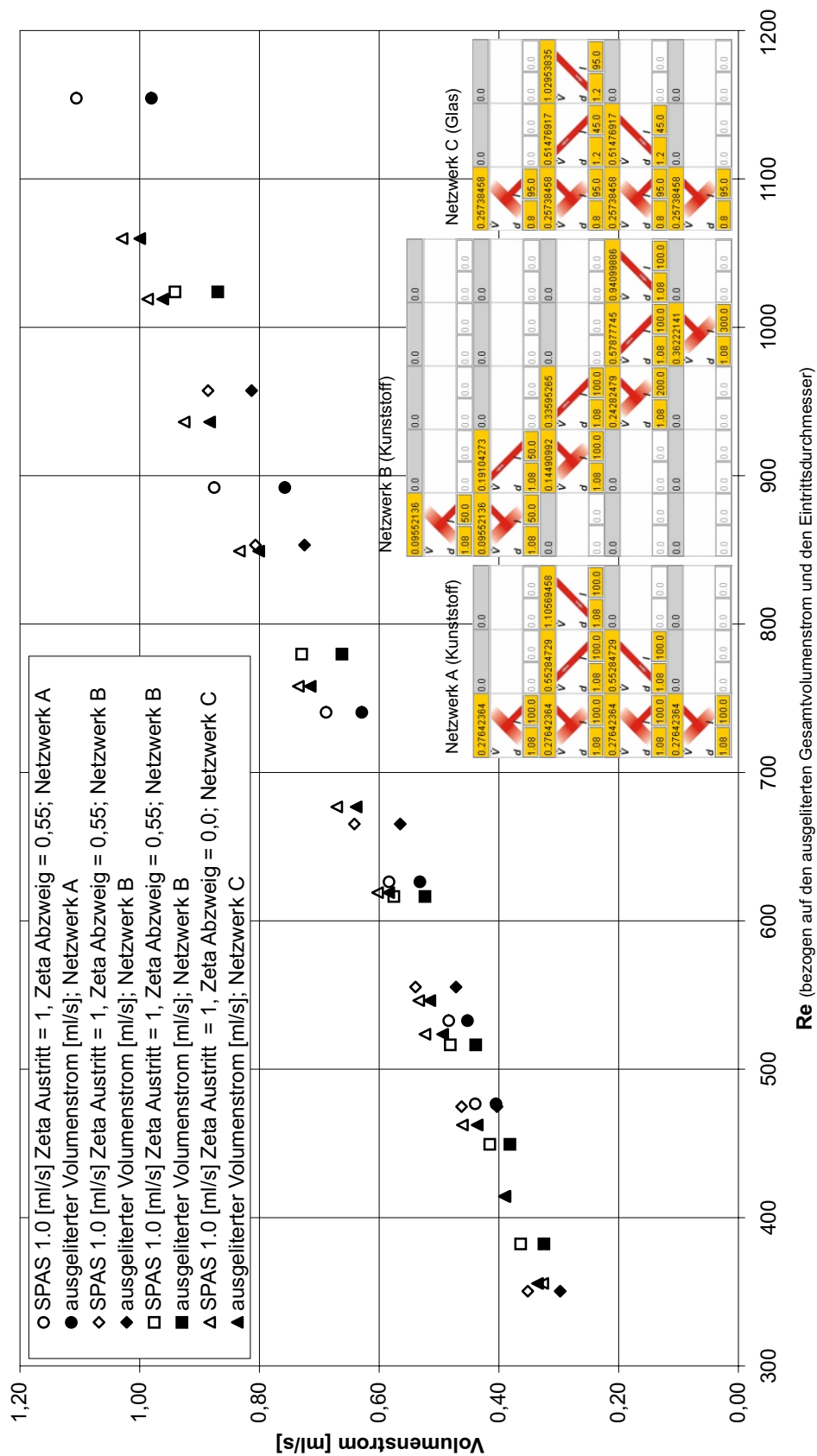


Abb. 4.7: Vergleich der Messergebnisse (gefüllte Symbole) mit den vom PC-Programm berechneten Werten (nicht gefüllte Symbole).

Kapitel 5

Zusammenfassung

Systemisch-pulmonale arterielle Shunts (SPAS) können mittels der Angiographie diagnostiziert werden. Das Gefährdungspotenzial hängt stark vom Volumenstrom durch den Shunt ab. Der Volumenstrom ist anhand einer angiographischen Aufnahme zunächst nicht abschätzbar. Messungen am Patienten sind nicht möglich.

Im Rahmen dieser Arbeit sollen Möglichkeiten der Abschätzung des Volumenstromes durch SPAS gefunden werden. Dazu wird die Strömung durch Modell-Shunts zunächst experimentell untersucht. Es wird eine Versuchsanlage konstruiert, welche in der Lage ist, einen pulsierenden Fluidstrom nach Art des menschlichen Blutkreislaufs zu produzieren. Dabei wird besonderer Wert auf die Nachbildung des Druckpulses gelegt. In dieses Kreislaufmodell können Modelle von Shunts eingebaut und der Volumenstrom gemessen werden. Dazu werden mehrere Verfahren angewendet, wobei die Hauptanstrengung auf die vielversprechende Ortsfilteranemometrie verwendet wird. Das Verfahren wird detailliert beschrieben. Aufgrund messsystembedingter Unsicherheiten wird der Volumenstrom alternativ mit Hilfe des Druckabfalls über dem Shunt bestimmt. Bei einer weiteren Messmethode wird ein kleines Luftbläschen in das Shunt Modell injiziert, welches wie ein reibungsarmer Kolben durch das Gefäß gleitet. Aus der Geschwindigkeit des Bläschens lässt sich der Volumenstrom ableiten.

Aus theoretischen Betrachtungen und Messungen in geraden und verzweigten Kanälen wird abgeleitet, dass das pulsierende Druckgefälle bei laminarer, ausgebildeter Strömung rechnerisch durch ein konstantes Druckgefälle ersetzt werden kann. Der Volumenstrom wird korrekt ermittelt, wenn statt des oszillierenden das mittlere, über den Druckpuls zeitlich gemittelte Druckgefälle angenommen wird.

Nicht nur die Shunt-Geometrie, sondern auch der Verzweigungsgrad der Bronchialarterie und die Anordnung des Shunts beeinflussen den Fluss durch den Shunt erheblich. Es zeigt sich, dass zur Abschätzung des Volumenstroms nicht nur der isolierte Shunt sondern mindestens die gesamte Bronchialarterie betrachtet werden muss. Das Studium einer Vielzahl von Angiographien zeigt allerdings eine enorme Variationsbreite, sodass es nicht möglich ist, eine Klassifizierung vorzunehmen. Folglich kön-

nen experimentell gewonnene Daten, welche nur für das vermessene Netzwerk gelten, nicht auf beliebige Konfigurationen übertragen werden.

Um als Mediziner dennoch eine Entscheidungshilfe zu erhalten, wird ein Berechnungsprogramm entwickelt, mit dem jede aus einer angiographischen Aufnahme bekannte Geometrie individuell als Rechnermodell nachgebildet werden kann. Die zur Berechnung notwendigen Vereinfachungen und Annahmen, wie auch die Arbeitsweise des Programms sind in dieser Arbeit detailliert dokumentiert.

Der Vergleich mit Experimenten (Abbildung 4.7) zeigt, dass der Volumenstrom mit einer akzeptierbaren Unsicherheit abgeschätzt werden kann und bei aller gebotenen Vorsicht eine Entscheidungshilfe bietet. An dieser Stelle sei wiederholt darauf hingewiesen, dass die weitaus größten Abweichungen aus der unsicheren Durchmesserbestimmung anhand von Angiographien stammen. Es wird daher dringend empfohlen bei der Berechnung der Volumenströme mindestens zwei Modelle anzufertigen: Eines mit den Mindestdurchmessern und ein weiteres mit den maximal zu erwartenden Durchmessern. Als Ergebnis erhält man obere und untere Grenzen für die Volumenströme. Darüberhinaus gewinnt man ein Gefühl für den starken Einfluss des Durchmessers.

Anhang A

Newton'sche und nicht-Newton'sche Fluide

Zwischen einer festen Grundplatte und einer dazu parallelen, bewegten Platte mit dem Abstand h befindet sich ein Fluid (Abbildung A.1). Wenn die ebene Ausdehnung der Platte wesentlich größer als der Pattenabstand h ist, stellt sich aufgrund der Haftung zwischen dem Fluid und den Platten eine lineare Geschwindigkeitsverteilung ein (Couette-Strömung). Die minimale Geschwindigkeit ist Null, die maximale Geschwindigkeit ist gleich der Plattengeschwindigkeit w . Zur Bewegung der Platte ist bei der Plattenfläche A eine bestimmte Kraft F notwendig, welche im Fluid die Schubspannung $\tau = F/A$ erzeugt. Bei kleinem Scherwinkel γ gilt¹ $\gamma = a/h$. Bei festen Körpern ist die Schubspannung proportional zum Scherwinkel. Bei Flüssigkeiten ist die Schubspannung proportional zur zeitlichen Änderung des Scherwinkels. Für die zeitliche Änderung des Scherwinkels, der Scherrate $\dot{\gamma}$ gilt $\dot{\gamma} = da/(h \cdot dt)$. da/dt entspricht bei konstanter Kraft F der Plattengeschwindigkeit w . Damit folgt:

$$\dot{\gamma} = \frac{w}{h} \quad (\text{A.1})$$

Der Zusammenhang zwischen Schubspannung und Scherrate wird Reibungsgesetz genannt. Aus Dimensionsgründen ist der Parameter η [Pas], die Scherviskosität notwendig:

$$\tau = \eta \cdot \dot{\gamma} \quad (\text{A.2})$$

Ein Fluid mit nicht-linearem Reibungsgesetz, das heißt mit von der Scherrate abhängiger Scherviskosität, ist ein nicht-Newton'sches Fluid. Bei einem Fluid mit einem linearen Reibungsgesetz, also mit von der Scherrate unabhängiger Scherviskosität handelt es sich in der Regel um ein Newton'sches Fluid. Diese Definition reicht in den meisten Fällen aus. Spurk [45] weist aber darauf hin, dass auch nicht-Newton'sche

¹Der Tangens eines Winkels strebt gegen den Wert des Winkels, wenn dieser gegen Null geht.

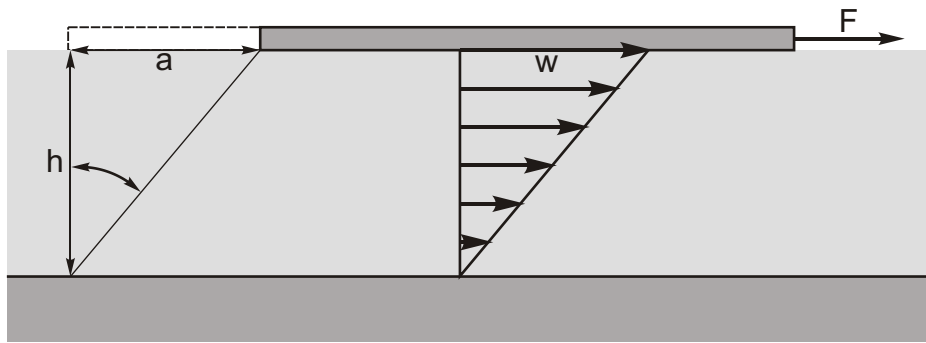


Abb. A.1: Couette-Strömung

Fluide existieren, welche bei dem beschriebenen, einfachen Spannungszustand einen linearen Zusammenhang zwischen Schubspannung τ und Scherrate $\dot{\gamma}$ zeigen.

Anhang B

Volumenstrommessung in Kanälen mit steifen Wänden bei pulsierendem Druck

Wenn während der Systole Blut vom Herzen ausgetrieben wird, dann steigt der Druck in der Aorta und anderen großen Arterien an. Während der Diastole sinkt er wieder ab. Verbunden mit dem Druckanstieg bewegen sich die Wandungen der Aorta und der Arterien nach außen. Aufgrund ihrer Elastizität bewegen sie sich dann sofort wieder nach innen. Dieser Prozeß tritt während jedes Herzzyklus auf. Auch das Blut fließt in einer pulsierenden Weise als Antwort auf den pulsierenden Druck.

Die periodische Pulsation des Druckes und der Geschwindigkeit bei Blutströmungen verläuft nicht rein sinusförmig. Sie lässt sich allerdings durch eine Fourierreihe annähern. Beispiele für eine solche Annäherung werden von Womersly [54], Caro et al. [9] und McDonald [25] gegeben. In Anlehnung an Caro et al., McDonald und Nichols et al. [31] lässt sich der Funktionsverlauf der Geschwindigkeitswelle in Blutgefäßen durch eine Fourier-Reihe mit drei Harmonischen annähern ($\omega = 2\pi/T$ und $T =$ Periodendauer der gesamten Schwingung):

$$u = A_0 + A_1 \cos(\omega t + \theta_1) + A_2 \cos(2\omega t + \theta_2) \dots \\ + A_3 \cos(3\omega t + \theta_3) + A_4 \cos(4\omega t + \theta_4) \quad (\text{B.1})$$

mit

$$A_0 = 10 \text{ cm/s}, A_1 = 24 \text{ cm/s},$$

$$A_2 = 23,3 \text{ cm/s}, A_3 = 11,2 \text{ cm/s}, A_4 = 3,4 \text{ cm/s}$$

$$\theta_1 = -1,01 \text{ rad}, \theta_2 = -2,46 \text{ rad}, \theta_3 = -2,16 \text{ rad}, \theta_4 = -0,75 \text{ rad}$$

Abbildung B.1 zeigt den mit Gleichung B.1 berechneten zeitlichen Geschwindigkeitsverlauf. Für den Fall großer Blutgefäße, bei denen der Womersly Parameter α

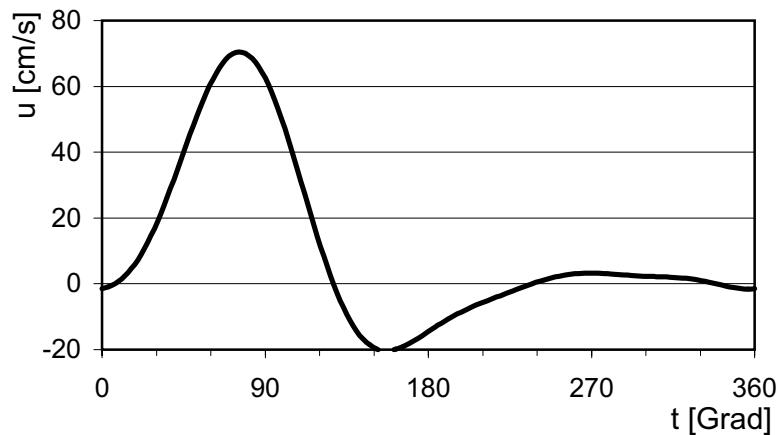


Abb. B.1: Mit Fourierreihe simulierter Geschwindigkeitsverlauf in einer Arterie.

(Gleichung B.2) mit dem Radius des Gefäßes R , der kinematischen Viskosität ν und $k = \sqrt{\omega/\nu}$ größer als 1 ist, lässt sich der Volumenstrom \dot{V} direkt aus dem oszillierenden Druckverlauf \tilde{p} ermitteln (Gleichung B.3) [9].

$$\alpha = R \cdot \sqrt{\frac{\omega}{\nu}} = R \cdot k \quad (\text{B.2})$$

$$\dot{V} = \frac{A}{\rho c} \cdot \tilde{p} \quad (\text{B.3})$$

In Gleichung B.3 ist A die Querschnittsfläche des Gefäßes, ρ die Dichte des Fluides und c die Wellengeschwindigkeit.

Für den Fall eines starren Rohres kann man Gleichung B.3 nicht zur Bestimmung des Volumenstromes anwenden, da keine Druckwelle, sondern nur ein pulsierender Druck vorliegt. Liegt eine laminare, pulsierende Rohrströmung vor, so ergibt sich der zeitlich gemittelte Volumenstrom aus dem stationären Druckgradienten [48].

Das Thema „pulsierende Rohrströmung“ wird u.a. in den Artikeln und Büchern von Sexl [44], Womersly [54], Uchida [48], White [53] und Constantinescu [12] behandelt.

Im Folgenden wird kurz auf die Herleitung der wichtigsten Beziehungen zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung, der mittleren Geschwindigkeit und des Volumenstromes im Falle der laminaren, ausgebildeten, pulsierenden Rohrströmung eingegangen. Es wird Bezug genommen auf die oben angegebenen Artikel.

Die nichtstationäre laminare Strömung eines inkompressiblen Fluids durch ein gerades Rohr mit kreisförmigen Querschnitt wird beschrieben durch die Kontinuitätsgleichung (Gleichung B.4, in Zylinderkoordinaten) und die Navier-Stokes Gleichung (Gleichung B.5, in Zylinderkoordinaten).

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (\text{B.4})$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \cdot \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (\text{B.5})$$

Darin ist r der Rohrradius, x die Koordinate in Strömungsrichtung und u die Geschwindigkeitskomponente in x -Richtung.

Aufgrund der Kontinuitätsgleichung ist der Druckgradient im Falle der pulsierenden Strömung nur eine Funktion der Zeit t und kann durch eine Fourier-Reihe in folgender Form ausgedrückt werden:

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_{cn} \cos(n\omega t) + \sum_{n=1}^{\infty} a_{sn} \sin(n\omega t) \quad (\text{B.6})$$

In komplexer Form wird daraus Gleichung B.7.

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n e^{in\omega t} \quad (\text{B.7})$$

Es gilt $a_n = a_{cn} - i a_{sn}$, wobei es sich bei a_{cn} und a_{sn} um Konstanten handelt, die die Amplituden der elementaren Pulsaktionen repräsentieren.

Mit diesem Ansatz erhält man als Lösung für die Navier-Stokes Gleichung Gleichung B.8 (Lösungsweg nach Uchida [48]).

$$u = \frac{a_0}{4\nu} (a^2 - r^2) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{ia_n}{n\omega} \cdot \left(1 - \frac{J_0 \cdot (kri^{\frac{2}{3}})}{J_0 \cdot (kRi^{\frac{2}{3}})} \right) \cdot e^{in\omega t} \quad (\text{B.8})$$

J_0 ist die Besselfunktion 0. Ordnung.

Der mittlere Volumenstrom \dot{V} , welcher in x -Richtung abgeführt wird, ergibt sich aus Gleichung B.9.

$$\dot{V} = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_0^{2\pi} dt \int_0^R 2\pi u r dr = \frac{\pi R^4 a_0}{8\nu} = \frac{\pi R^4}{8\eta} \cdot \overline{\left(-\frac{\partial p}{\partial x} \right)} \quad (\text{B.9})$$

$\overline{-\partial p / \partial x} = \rho a_0$ repräsentiert den zeitlich gemittelten Druckgradienten. Wie schon oben erwähnt entspricht der zeitlich gemittelte Volumenstrom einer pulsierenden Strömung dem Volumenstrom, den man bei einer stationären, Poiseuille-Strömung erhält, deren Druckgradient dem zeitlich gemittelten Druckgradienten der pulsierenden Strömung entspricht. Die Durchflussgeschwindigkeit \bar{u}_b definiert durch $\bar{u}_b = \dot{V} / (\pi R^2)$ wird somit mit Gleichung B.10 berechnet.

$$\bar{u}_b = \frac{R^2 a_0}{8\nu} = \frac{R^2}{8\eta} \cdot \overline{\left(-\frac{\partial p}{\partial x}\right)} \quad (\text{B.10})$$

Nimmt man die Durchflussgeschwindigkeit \bar{u}_b als Bezugsgeschwindigkeit, so erhält man als dimensionslose Geschwindigkeit den folgenden Ausdruck:

$$\frac{u}{\bar{u}_b} = \frac{u_{\text{gleich}}}{\bar{u}_b} + \frac{u_{\text{wechsel}}}{\bar{u}_b} \quad (\text{B.11})$$

mit den Quotienten

$$\frac{u_{\text{gleich}}}{\bar{u}_b} = 2 \cdot \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)$$

$$\begin{aligned} \frac{u_{\text{wechsel}}}{\bar{u}_b} = & \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_{cn}}{a_0} \cdot \left(\frac{8 \cdot B}{(k \cdot R)^2} \cos(n\omega t) + \frac{8(1-A)}{(k \cdot R)^2} \sin(n\omega t) \right) \dots \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_{sn}}{a_0} \cdot \left(\frac{8 \cdot B}{(k \cdot R)^2} \sin(n\omega t) - \frac{8(1-A)}{(k \cdot R)^2} \cos(n\omega t) \right) \end{aligned}$$

darin ist

$$A = \frac{\text{ber}(kR) \cdot \text{ber}(kr) + \text{bei}(kR) \cdot \text{bei}(kr)}{\text{ber}^2(kR) + \text{bei}^2(kR)}$$

und

$$B = \frac{\text{bei}(kR) \cdot \text{ber}(kr) - \text{ber}(kR) \cdot \text{bei}(kr)}{\text{ber}^2(kR) + \text{bei}^2(kR)}$$

ber und *bei* werden Thomson oder Kelvin Funktionen genannt und treten im Zusammenhang mit Bessel Funktionen auf. Es besteht der folgende Zusammenhang zwischen *ber*, *bei* und den Besselfunktionen [17]:

$$\text{ber}_n(z) + i \cdot \text{bei}_n(z) = J_n \cdot \left(z \cdot e^{\frac{3}{4}\pi i} \right) \quad (\text{B.12})$$

$$\text{ber}_n(z) - i \cdot \text{bei}_n(z) = J_n \cdot \left(z \cdot e^{-\frac{3}{4}\pi i} \right) \quad (\text{B.13})$$

mit z als Argument und $n \in \mathbb{N}$

Die Funktionen *ber* und *bei* lassen sich durch eine Reihenentwicklung ausdrücken [17]:

$$\text{ber}(z) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n \cdot z^{4n}}{2^{4n} \cdot ((2n)!)^2} \quad (\text{B.14})$$

$$\text{ber}(z) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n \cdot z^{4n+2}}{2^{4n+2} \cdot ((2n+1)!)^2} \quad (\text{B.15})$$

Die Beziehungen B.14 und B.15 lassen sich unter der Bedingung $|\arg(z)| < \pi/4$ asymptotisch annähern durch:

$$ber(z) = \frac{e^{\beta(z)}}{\sqrt{2\pi z}} \cdot \cos(y(z)) \quad (\text{B.16})$$

$$bei(z) = \frac{e^{\beta(z)}}{\sqrt{2\pi z}} \cdot \sin(y(z)) \quad (\text{B.17})$$

mit

$$\beta(z) \approx \frac{z}{\sqrt{(2)}} + \frac{1}{8z\sqrt{2}} - \frac{25}{384 \cdot z^3 \cdot \sqrt{2}} - \frac{13}{128 \cdot z^4} - \dots$$

$$\gamma(z) \approx \frac{z}{\sqrt{2}} - \frac{\pi}{8} - \frac{1}{8 \cdot z \cdot \sqrt{2}} - \frac{1}{16 \cdot z^2} + \dots$$

Anhand von Gleichung B.11 lässt sich bei bekanntem Verlauf des Druckgradienten der entsprechende Verlauf der Geschwindigkeiten ermitteln. Der periodische Teil der Geschwindigkeitsverteilung ist charakterisiert durch den Womersly Parameter α (siehe Gleichung B.2). Bei $\alpha \ll 1$, d.h. langsam pulsierendem, hochviskosen Fluid, nähert sich $ber(k \cdot R) \rightarrow 1$ und $bei(k \cdot R) \rightarrow 0$, so dass Gleichung B.11 sich vereinfacht zu Gleichung B.18.

$$\begin{aligned} \frac{u}{\bar{u}_b} &= 2 \cdot \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) \cdot \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_{cn}}{a_0} \cdot \cos(n\omega t) + \sum_{n=1}^{\infty} \cdot \sin(n\omega t)\right) \\ &= 2 \cdot \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) \cdot \frac{1}{a_0} \cdot \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}\right) \end{aligned} \quad (\text{B.18})$$

Gleichung B.18 sagt aus, dass die Geschwindigkeitsverteilung durch eine Parabel gegeben ist – wie im Fall der stationären Poiseuille Strömung – die Amplitude jedoch periodisch in Phase mit dem Druckgradienten variieren.

Bei niedrig viskosem, schnell pulsierendem Fluid, d.h. im Fall $\alpha \rightarrow \infty$, muss eine Fallunterscheidung durchgeführt werden. Es wird zwischen der Bewegung in der Nähe der Rohrmitte und in der Nähe der Rohrwand unterschieden. Für $\alpha > 10$ macht Uchida [48] die Annahmen, dass in der Nähe der Rohrmitte $k \cdot R \rightarrow \infty$ und $k \cdot r \rightarrow 0$ gilt und in der Nähe der Rohrwand $k \cdot R \rightarrow \infty$ und $k \cdot r \rightarrow \infty$ gilt. Kombiniert man die daraus jeweils resultierenden Geschwindigkeitsverteilungen, erhält man als Lösung für die dimensionslose Geschwindigkeit u/\bar{u}_b :

$$\frac{u}{\bar{u}_b} = \frac{u_{\text{gleich}}}{\bar{u}_b} + \frac{u_{\text{wechsel}}}{\bar{u}_b} \quad (\text{B.19})$$

mit

$$\frac{u_{\text{gleich}}}{\bar{u}_b} = 2 \cdot \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right)$$

und

$$\frac{u_{\text{wechsel}}}{\bar{u}_b} = \frac{a_{cn}}{a_0} \cdot \left(\frac{8B}{(kR)^2} \cdot \cos(n\omega t) + \frac{8(1-A)}{(kR)^2} \cdot \sin(n\omega t) \right)$$

Bei schneller Pulsation liegt das Maximum der Geschwindigkeitsverteilung nicht mehr auf der Rohrachse sondern tritt in der Nähe der Wand auf. Zudem pulsiert die Geschwindigkeit nicht mehr in gleicher Phase mit dem Druck sondern es tritt eine Phasenverschiebung zwischen Druck und Geschwindigkeit auf.

In der Praxis ist der Zusammenhang zwischen dem instationären Volumenstrom – und damit der instationären, querschnittsgemittelten Geschwindigkeit u_b (Gleichung B.20) – und dem Druckgradienten bedeutend (Gleichung B.21).

$$u_b = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi u r dr \quad (\text{B.20})$$

$$\begin{aligned} \frac{u_b}{u} = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_{cn}}{a_0} \cdot \frac{8}{(kR)^2} \cdot \left(\frac{2D}{kR} \cdot \cos(n\omega t) + \left(1 - \frac{2C}{kR} \right) \cdot \sin(n\omega t) \right) \dots \\ + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_{sn}}{a_0} \cdot \frac{8}{(kR)^2} \cdot \left(\frac{2D}{kR} \cdot \sin(n\omega t) + \left(1 - \frac{2C}{kR} \right) \cdot \cos(n\omega t) \right) \quad (\text{B.21}) \end{aligned}$$

mit

$$C = \frac{\text{ber}(kR) \cdot \text{bei}'(kr) + \text{bei}(kR) \cdot \text{ber}'(kr)}{\text{ber}^2(kR) + \text{bei}^2(kR)}$$

und

$$D = \frac{\text{ber}(kR) \cdot \text{ber}'(kr) - \text{bei}(kR) \cdot \text{bei}'(kr)}{\text{ber}^2(kR) + \text{bei}^2(kR)}$$

darin ist

$$\text{ber}'(kR) = \frac{d(\text{ber}(kR))}{d(kR)} \quad \text{und} \quad \text{bei}'(kR) = \frac{d(\text{bei}(kR))}{d(kR)}$$

Werte zu den Koeffizienten der Gleichung B.21 und Beispielsrechnungen werden von Uchida [48] angegeben. Uchida geht in seiner Veröffentlichung nicht nur auf das Verhalten des Volumenstromes und der Geschwindigkeiten ein, sondern untersucht auch das Verhalten der Wandschubspannung, des Kräftegleichgewichts, der totalen Arbeit und der Energiedissipation.

Für die Volumenstrommessung folgt aus den beschriebenen Zusammenhängen, dass dieser sich direkt aus dem Zeitverlauf des Druckgradienten $\partial p / \partial x$ bestimmen lässt.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Blutkreislaufschema mit SPAS	2
2.1	Erythrozyten-Agglomerate	5
2.2	Viskosität von Blut	6
2.3	Reibungsgesetz für Blut	6
2.4	Viskositätskomponenten von Blut bei oszillierender Belastung	7
2.5	Viskositätskomponenten von Blut in Abhängigkeit der Scherrate	7
2.6	Druckpulse im Herzen und den angeschlossenen Gefäßen	10
2.7	Blutdruck im menschlichen Kreislauf	12
2.8	Druckpulsänderung entlang des arteriellen Hauptstranges	14
2.9	Schnittdarstellung der Membranpumpe	16
2.10	einfacher Modellkreislauf	16
2.11	zur Berechnung der Pulsgeschwindigkeit	18
2.12	Vergleich des Kreislaufmodells und des menschlichen Blutkreislaufs	20
2.13	Dialogfenster des Ventilsteuerprogrammes	22
2.14	Schaltplan des Modellkreislaufs	23
2.15	gemessener Druckpuls im Modellkreislauf	25
2.16	Geschwindigkeitsprofile in kreisrunden und quadratischen Rohren	26
2.17	ausgeführter Rechteckkanal	27
2.18	Photographie von Schlauchnetzwerken	28
2.19	Photographie von Glasnetzwerken	29
3.1	allgemeiner Aufbau eines Ortsfilteranemometers	33
3.2	typisches Signal eines Ortsfilteranemometers	34
3.3	Ortsfilteranemometer im Absorptionsbetrieb	35
3.4	Messvolumen bei der Ortsfilteranemometrie	37
3.5	Beispiele zur FFT	39
3.6	Störstellen in Frequenzsignalverläufen	40
3.7	zur Messunsicherheit bei pulsender Strömung; Luftbläschenverfahren	45
3.8	Ein Beispiel zur Messunsicherheit beim Luftbläschenverfahren	47
3.9	Farbversuch	49

4.1	Angiographie einer Bronchialarterie	51
4.2	Reduzierung auf ein passives Netzwerk	53
4.3	Durchmesserabhängiger Volumenstrom durch gesunde Blutgefäße . .	54
4.4	Grafische Benutzeroberfläche SPAS 1.0	58
4.5	Gefäßmodell in SPAS 1.0	59
4.6	Äquivalente Aderabschnitte in SPAS 1.0	60
4.7	Vergleich von Mess- und Rechenergebnissen in künstlichen Netzwerken	62
A.1	Couette-Strömung	66
B.1	Geschwindigkeitspuls als Fourierreihe	68

Literaturverzeichnis

- [1] Aizu, Y.; Ushizaka, T.; Asakura, T.; *Measurements of flow velocity in a microscopic region using a transmission grating: elimination of directional ambiguity*; Applied Optics, Vol. 24 (5), S. 636-640; 1985
- [2] Aizu, Y.; Ushizaka, T.; Asakura, T.; *Measurements of flow velocity in a microscopic region using a transmission grating: a differential type*; Applied Optics, Vol. 24 (5), S. 627-635; 1985
- [3] Aizu, Y.; Ushizaka, T.; Asakura, T.; Koyama, T.; *Measurements of flow velocity in a microscope region using a transmission grating: a practical velocimeter*; Applied Optics, Vol. 25 (1), S. 31-38; 1986
- [4] Aizu, Y.; Asakura, T.; *Principles and Development of spatial Filtering Velocimetry*; Applied Physics B, Vol. 43, S. 209-224; 1987
- [5] Antoni, H.; *Mechanik der Herzaktion*; In: R. F. Schmidt, G. Thews, F. Lang (Hrsg.); *Physiologie des Menschen*; Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York; 28. Auflage 2000
- [6] Ator, J. T.; *Image Velocity Sensing by Optical Correlation*; Applied Optics, Vol. 5, No. 8, S. 1325-1331; 1966
- [7] Busse, R.; *Gefäßsystem und Kreislaufregulation*; In: R. F. Schmidt, G. Thews, F. Lang (Hrsg.); *Physiologie des Menschen*; Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York; 28. Auflage 2000
- [8] Brigham, E. O.; *FFT - Schnelle Fourier-Transformation*; Oldenbourg Verlag; 1985
- [9] Caro, C. G.; Pedly, T. J.; Schroter, R. C.; Seed, W. A.; *The mechanics of the circulation*; Oxford University press; 1978
- [10] Charm, S. E.; Kurland, G. S.; *Blood Flow and Microcirculation*; Wiley New York; 1974

- [11] Chmiel, H.; Walitza, E.; *Biologische Fluide*; In: W. M. Kulicke (Hrsg.); *Fließverhalten von Stoffen und Stoffgemischen*; Hüthig & Wepf Verlag Basel, Heidelberg, New York; 1986
- [12] Constantinescu, V.N.; *Laminar Viscous flow* Springer Verlag; 1995
- [13] Cokelet, G. R.; *Erythrocyte mechanics and blood flow*; Kroc Foundation Series, Vol. 13; Liss New York; 1980
- [14] Cox, R. G.; Mason, S. G.; *Suspended particles in fluid flow through tubes*; Rev. Fluid Mech., Vol. 3, S. 291-318; 1971
- [15] Eck, B.; *Technische Strömungslehre*; Springer-Verlag; 8. Auflage 1981
- [16] Gersten, K.; *Einführung in die Strömungsmechanik*; Vieweg; 6. Auflage 1991
- [17] Gradshteyn, I. S.; Ryzhik, I. M.; *Table of integrals, series, and products*; Academic Press; 1988
- [18] Green, R. G.; Horbury, N. M.; Abdul Rahim, R.; Dicking, F. J.; Naylor, B. D.; Pridmore, T. P.; *Optical fibre sensor for process tomography*; Meas. Sci. Technol., Vol. 6, S. 1699-1704, 1995
- [19] Hädrich, T.; *Ortfiltertechnik im Mehrteilchenbetrieb*; Bericht der SIVUS GmbH, Institut an der Techn. Universität Chemnitz; März 2001
- [20] Hadland, P. H.; *Experimentelle Untersuchung des Einflusses eines Aneurysmas auf den Wirkungsgrad der linken Herzkammer anhand eines strömungsmechanischen Modells*; Dissertation; Universität Essen; Strömungslehre; 1995
- [21] Hayashi, A.; Kitagawa, Y.; *Image velocity sensing using an optical fiber array*; Applied Optics, Vol. 21, No. 8, S. 1394-1399, 1982
- [22] Koutsiaris, A. G.; Mathioulakis, D. S.; Tsangaris, S.; *Microscope PIV for velocity-field measurement of particle suspensions flowing inside glass capillaries*; Meas. Sci. Technol., Vol. 10, S. 1037-1046; 1999
- [23] Mala, M. Gh.; Li, D.; *Flow characteristics of water in microtubes*; International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 20, S. 142-148; 1999
- [24] Maynes, D.; Webb, A. R.; *Velocity profile characterization in sub-millimeter diameter tubes using molecular tagging velocimetry*; Experiments in Fluids, Vol. 32, S. 3-15; 2002
- [25] McDonald, D. A.; *Blood Flow in Arteries*; Edward Arnold; 1974

- [26] Meinhart, C. D.; Wereley, S. T.; Santiago, J. G.; *Micron-Resolution Velocimetry Techniques* In: Ronald J. Adrian (Hrsg.) *Developments in Laser Techniques and Applications*, S. 57-70; Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1997
- [27] Meinhart, C. D.; Wereley, S. T.; Santiago, J. G.; *PIV measurements of a micro-channel flow*; Experiments in Fluids, Vol. 27, S. 414-419; 1999
- [28] Meinhart, C. D.; Wereley, S. T.; Gray, M. H. B.; *Volume illumination for two-dimensional particle image velocimetry*; Meas. Sci. Technol., Vol. 11, S. 809-814; 2000
- [29] Meinhart, C. D.; Zhang, H.; *The flow structure inside a microfabricated inkjet printhead*; Journal of Microelectronic Systems, Vol. 9, No. 1, S. 67-75; 2000
- [30] Murray, J. F.; *The Normal Lung* S. 42; W. B. Saunders; 2. Auflage 1986
- [31] Nichols, W. W.; O'Rourke, M. F.; *McDonald's Blood flow in Arteries - Theoretical, experimental and clinical principles*; Edward Arnold Verlag; 1998
- [32] Ovryn, B.; *Three-dimensional forward scattering particle image velocimetry applied to a microscopic field-of-view*; Experiments in Fluids (Supplement), S. 175-184; 2000
- [33] Peng, X. F.; Peterson, G. P.; Wang, B. X.; *Heat transfer characteristics of water flowing through microchannels*; Experimental Heat Transfer, Vol. 7, S. 265-283; 1994
- [34] Peng, X. F.; Peterson, G. P.; *The effect of thermofluid and geometrical parameters on convection of liquids through rectangular micronchannels* Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 38, No. 4, S. 755-758; 1995
- [35] Peters, F.; *Gasdynamik*; Vorlesungsskript; Universität Essen; Strömungslehre; Sommersemester 2001
- [36] Petrak, D.; Przybilla, E.; Astalosch, F.; Kämpfe, L.; Hädrich, T.; *Faseroptische Ortsfilter-Anemometrie - ein lokales Messverfahren für Mehrphasenströmungen*; Technisches Messen (tm), Vol. 56, No. 2, S. 72-83, 1989
- [37] Petrak, D.; Köhler, M.; Rosenfeld, K.; Przybilla, E.; Dietrich, S.; *Fibreoptical spatial filter velocimeter for measurement of local liquid velocity*; Flow Meas. Instrum., Vol. 7, No. 3 / 4, S. 231-236; 1996
- [38] Petrak, D.; Mahr, P.; *Kalibrierung des faseroptischen Ortsfilter-Einpunkt-Durchflussgebers*; Technisches Messen (tm), Vol. 67, No. 11, S. 474-478; 2000

- [39] Pfahler, J.; Harley, J.; Bau, H.; *Liquid and gas transport in small channels*; Microstructures, Sensors and Actuators, ASME, DSC-Vol. 19, S. 149-157; 1990
- [40] Pfahler, J.; Harley, J.; Bau, H.; *Gas and liquid flow in small channels*; Micromechanical sensors, Actuators, and Systems, ASME, DSC-Vol. 32, S. 49-60; 1991
- [41] Ruck, B.; *Laser-Doppler-Anemometrie*; AT-Verlag GmbH Stuttgart; 1987
- [42] Saffman, P. G.; *The lift on a small sphere in a slow shear flow*; J. Fluid Mech., Vol. 22, part 2, S. 385-400; 1965
- [43] Santiago, J. G.; Wereley, S. T.; Meinhart, C. D.; Beebe, D. J.; Adrian, R. J.; *A particle image velocimetry system for microfluidics*; Experiments in Fluids, Vol. 25, S. 316-319; 1998
- [44] Sexl, T.; *Über den von E.G. Richardson entdeckten „Annulareffekt“*; Zeitschrift für Physik, Vol. 61, S. 349-362; 1930
- [45] Spurk, Joseph H.; *Strömungslehre Einführung in die Theorie der Strömungen* Springer; 4. Auflage 1996
- [46] Sugii, Y.; Okamoto, K.; Nishio, S.; Nakano, A.; *Evaluation of velocity measurement in micro tube by highly accurate PIV technique* In Proc.: 4th Int. Symposium on Particle Image Velocimetry, PIV'01 Paper 1160; 2001
- [47] Tsukada, K.; Minamitani, H.; Sekizuka, E.; Oshio, C.; *Image correlation method for measuring blood flow velocity in microcirculation: correlation „window“ simulation and in vivo image analysis*; Physiol. Meas., Vol. 21, S. 459-471; 2000
- [48] Uchida, S.; *The pulsating viscous flow superposed on the steady laminar motion of incompressible fluid in a circular pipe*; ZAMP, Vol. 7, S. 403-423; 1956
- [49] Vennemann, P.; *Erzeugung eines pulsierenden Fluidstromes zur experimentellen Untersuchung von Lungenfisteln*; Studienarbeit; Strömungslehre, Universität Essen; 2002
- [50] Wang, B. X.; Peng, X. F.; *Experimental investigation on liquid forced-convection heat transfer through microchannels*; Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 37 (Suppl. 1), S. 73-82; 1994
- [51] Walitza, E.; *Zum nicht-newtonschen Fließverhalten von Blut und einigen damit verbundenen Konsequenzen für laminare Strömungen*; Dissertation; Universität Stuttgart; 1990

- [52] Weiss, Ch.; Jelkmann, W.; *Funktionen des Blutes*; In: R. F. Schmidt, G. Thews, F. Lang (Hrsg.); *Physiologie des Menschen*; Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York; 28. Auflage 2000
- [53] White, F. M.; *Viscous fluid flow*; McGraw-Hill, Inc.; 1991
- [54] Womersley, J. R.; *Method for the calculation of velocity, Rate of flow and viscous drag in arteries when the pressure gradient is known*; J. Physiol., Vol. 127, S. 555-563; 1955
- [55] Xu, D.; Ng, T. Y.; Pan, L. S.; Lam, K. Y.; Li, H.; *Numerical simulations of fully developed turbulent liquid flows in micro tubes*; Journal of Micromechanics and Microengineering, Vol. 11, S. 175-180; 2001

Index

- Agglomerate, 5, 7
- Agglomeration, 5
- Angiographie, 3, 50, 51, 63
- Anspannungsphase, 9, 24
- Aorta, 8–10, 24
 - Modell, 17, 19
- Aortenklappe, 9
- Apple, 57
- Arteria tibialis, 24
- Arterien, 3, 8, 11
- Arterienklappen, 9, 10
- Arterienverkalkung, 24
- Arteriolen, 8, 11
- Atrioventrikularklappen, 9, 10
- Austreibungsphase, 9, 24
- Axialmigration, 8

- Benutzeroberfläche, 58
- Berechnungsprogramm, 51, 64
- Bernoulli-Effekt, 10
- Blende, 19
- Blut, 4
- Blutdruck, 13
- Blutgefäße, 11, 12
- Blutkreislauf, 1, 2, 11
- Blutplasma, 4
- Bronchialarterie, 3, 50, 51
- Bronchialvene, 3, 11

- Couette-Strömung, 65

- Diastole, 9, 13, 15
- Differenzdruckmessungen, 43
- Differenzdrucktransmitter, 21
- Differenzgitter, 35

- Druckpuls, 9, 10, 13, 14, 63
 - Form, 14, 24
 - Fourierreihe, 67
 - Geschwindigkeit, 13, 17–19, 21, 24
 - im Modell, 24, 25
 - Superposition, 24
- Durchmesser, 57
 - Messunsicherheit, 59

- Einzelteilchenmessung, 40
- ENDEVCO, 43
- Entspannungsphase, 9, 24
- Erythrozyten, 4, 5

- Fahraeus-Lindquist-Effekt, 8
- Farbversuch, 48, 49
- FFT, 39
- Fischer Stiftung, 1
- Fistel, *siehe* SPAS
- Fourier-Reihe, 43
- Füllungsphase, 9

- Gefäßsystem, 11
 - Modell, 28, 29
- Gefäßsystem
 - Rechermodell, 57
 - Strömungsgeschwindigkeit, 11
 - Strömungsquerschnitt, 11
 - Widerstand, 11
- Geldrollen, 5

- Hagen-Poiseuille, 26
- Herz, 9, 10
- Herzfrequenz, 9
- Herzklappen, 9, 10

- Modell, 15
- Stellen, 10
- Ventilebene, 10
- Herzmodell, 15
 - Kolbenmaschine, 15
 - Membranpumpe, 15, 16
 - Steuerung, 19, 21
- Herzzyklus, 10, 13
- Hämatokrit, 4
- Hämoglobin, 5
- Impulsgleichung, 18
- Java, 56
- Kapillare, 8
- Kapillaren, 11
- Kirchhoffsche Gesetze, 52
- Kleinflansche, 17
- Kolbenströmung, 44
- Kontinuitätsgleichung, 17, 18
- Korrelationsmethoden, 32
- Kreislauf, *siehe* Blutkreislauf
- Kreislaufmodell, 20
- LabView, 23, 46
- Laser Doppler Anemometer, 44
- Laser Doppler Anemometrie, 30, 32
- Laufzeitumgebung, 57
- Leistedichtespektrum, 37
- Leukozyten, 4
- Linux, 57
- Luftblasen, 27
- Lungenfistel, *siehe* SPAS
- Lungengefäße, 11
 - funktionelle, 1
 - nutritive, 3
- Mac OS, 57
- Mehrteilchenmessung, 40
- Messblenden, 44
- Messdüsen, 44
- Messkarte, 23
- Mie-Streuung, 31
- Modellbereich, 58
- Moody-Diagramm, 30
- National Instruments, 23, 43, 46
- Navier-Stokes-Gleichung, 30
- Newtonsches Fluid, 5, 8, 65
- Ortsfilteranemometrie, 31, 32
 - Abbildungsoptik, 37
 - Absorptionsbetrieb, 35, 36
 - Absorptionsprinzip, 34
 - Detektionsalgorithmen, 37
 - Einzelteilchenmessung, 38, 40
 - Geschwindigkeitsdichteverteilung, 41
 - gestörte Signale, 40
 - Gitter, 35
 - Mehrteilchenbetrieb, 38
 - Mehrteilchenmessung, 38, 40
 - Messvolumen, 37
 - Partikelverteilung, 42
 - Reflexionsbetrieb, 33, 34, 36
 - Signalverlauf, 34
- Ortsfrequenzspektrum, 34
- Particle Image Velocimetry, 30, 31
- Photowiderstand, 48
- Piezo-Drucktransmitter, 43
- Plasma, *siehe* Blutplasma
- Prandtl-Sonde, 44
- Prismengitter, 35
- Pulmonalarterie, 1, 3, 48
 - Modell, 19
- Pulmonalklappe, 9
- Pulmonalvene, 11
- Pulswelle, *siehe* Druckpuls
- Rechnermodell, 64
- Rechteckkanal, 26, 27
- Restvolumen, 11
- Reynoldszahl, 14, 30
- Rückstrom, 49

- Scalar Image Velocimetry, 30, 32
- Scalar Tagging Velocimetry, 32
- Schallgeschwindigkeit, 18
- Scherexperiment, 5
- Schergeschwindigkeit, *siehe* Scherrate
- Scherrate, 5, 7, 8, 65
- Schlagvolumen, 11
- Schwebekörperdurchflussmesser, 44
- Schwebung, 46
- Semilunarklappen, 9
- Shunt, *siehe* SPAS
- Signalverlauf
 - Störungen, 40
- SIVUS GmbH, 35
- Solaris, 57
- Spaltgitter, 35
- SPAS, 2, 3, 63
 - Modell, 25
- Standardabweichung, 46, 47
- Stoffwechsel, 4
- Stromteilerregel, 52
- Strömung
 - Geschwindigkeitsprofil, 26, 30
 - turbulent, 14
 - Umschlag, 30
- Sun, 57
- Systole, 9, 13, 15

- Totwassergebiet, 8
- Trombozyten, 4
- Truncus Pulmonalis, 9, 10, 13
- Turbinenradvolumenzähler, 44

- Vena cava, 8
- Venen, 3, 8, 11
- Venole, 8
- Venolen, 11
- Ventilauslegung, 19, 21
- Ventilsteuerprogramm, 22
- Ventrikel, 9
- Venturi-Rohr, 44
- Versuchsstand
 - Anforderungen, 4
- Verzweigungsgrad, 50
- Viskoelastizität, 5
- Viskosität
 - Blut, 5–8
 - Glyzerin, 23
 - komplexe, 5, 7
 - Plasma, 4
 - scheinbare, 6, 7
- Vorhöfe, 9
- Vorlagebehälter, 19

- Widerstandsmessung, 46
- Widerstandszahl, 54
- Windows, 57
- Womersly-Parameter, 67

- Zeta-Wert, *siehe* Widerstandszahl