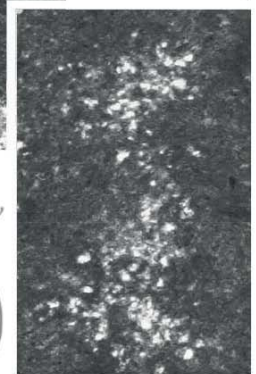
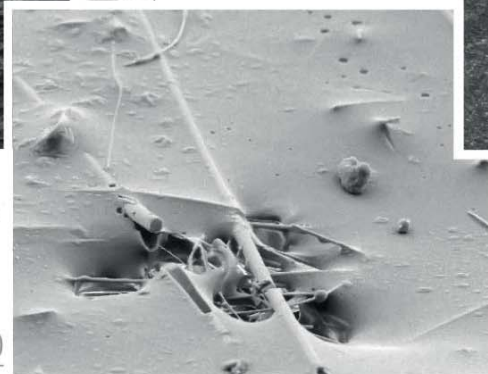
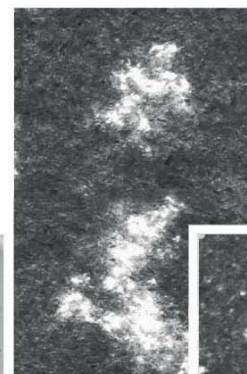
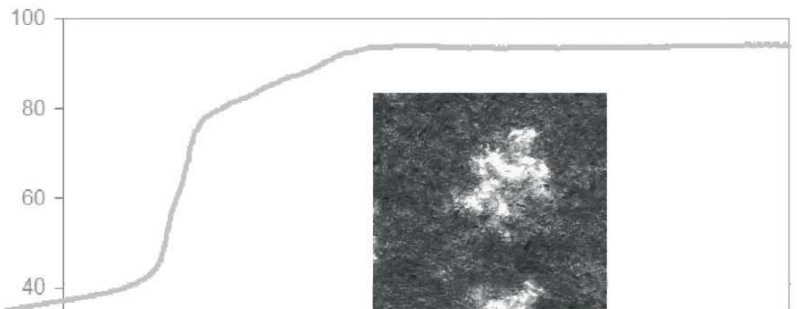
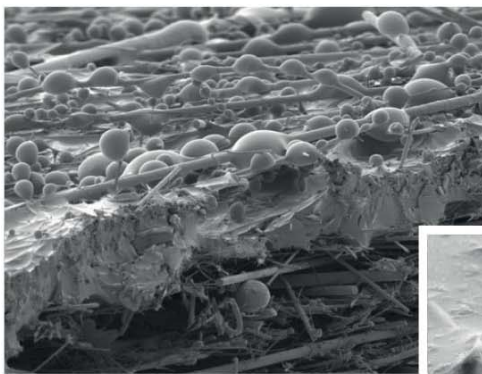


Daniel Kampa

Filtration von Ölnebel



$$\frac{t}{\tau_W} = -\frac{z}{z_k} + \frac{z_0}{z_k} - \log\left(\frac{z}{z_k} - \dots\right)$$

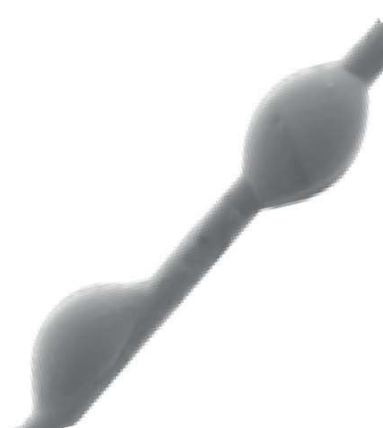
$$\frac{\partial [w(x, S(x, t))S(x, t)]}{\partial x} + \frac{\partial S(x)}{\partial t}$$

$$= \frac{1}{(1 - \alpha_0)\rho_{\text{Öl}}y'z'} \int dd_p \mu(d_p)\Phi(d_p) \frac{\partial \dot{n}(0, d_p)}{\partial d_p} e^{-\Phi(d_p)x} - \frac{1}{\tau_W} S_k \left(1 - \frac{S_k}{S(x, t)}\right)$$

$$S(x) = \frac{1}{\rho_{\text{Öl}}(1 - \alpha_0)y'z'w(x)} \times \int dd_p \mu(d_p) \frac{\partial \dot{n}(0, d_p)}{\partial d_p} \left[\left(\frac{\Phi(d_p)\tau w(x)}{2} \right) \right]$$

$$\hat{w}(r) = w$$

$$T\left(w^{-1} \frac{\partial}{\partial x}\right) \frac{\partial}{\partial t}$$





Filtration von Ölnebel





Filtration von Ölnebel

zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN
(Dr.-Ing.)

der Fakultät für Chemieingenieurwesen und Verfahrenstechnik
des
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)
genehmigte

DISSERTATION

von
Daniel Kampa
aus Nürnberg

Referent:	Prof. Dr. Gerhard Kasper
Koreferent:	Prof. Dr.-Ing. Matthias Kind
Tag der mündlichen Prüfung:	11. Juli 2014



Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2014

Zugl.: Karlsruhe (KIT), Univ., Diss., 2014

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2014

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2014

Gedruckt auf umweltfreundlichem, säurefreiem Papier aus nachhaltiger Forstwirtschaft.

ISBN 978-3-95404-841-0

eISBN 978-3-7369-4841-9





Inhaltsverzeichnis

1	Motivation und Überblick	1
1.1	Motivation, Zielsetzung und Strategie der Arbeit . . .	1
1.2	Überblick über bisherige Untersuchungen	4
2	Experimentelle Vorgehensweise	9
2.1	Wahl der Versuchsbedingungen	10
2.2	Aufbau der Versuchsanlage	13
2.2.1	Zusammenspiel der Komponenten	13
2.2.2	Erzeugung von Ölnebel	14
2.2.3	Steuerung der Versuchsanlage	20
2.2.4	Aquisition der Messdaten	21
2.2.5	Messung von Tröpfchengrößenverteilungen im Aerosol	23
2.2.6	Verminderung des Ölwandfilmes	25
2.2.7	Filterkammer und Filterhalterung	27
2.2.8	Online Wägung der Filterkammer	29
2.3	Eingesetzte Materialien	34
2.4	Durchführung der Versuche	36
2.5	Vorsättigung	37



3	Abscheidung und Wiedereintrag von Öltröpfchen	43
3.1	Abscheidemechanismen	44
3.2	Ölverteilung an einzelnen Fasern	45
3.3	Re-Entrainment	48
4	Ölverteilung in Strömungsrichtung	51
4.1	Sättigung als Maß für die Ölverteilung	52
4.2	Öleintrag durch Abscheidung	53
4.3	Bilanzmodell	56
4.4	Koaleszenzmodell	68
4.5	Zeitliche Entwicklung des Sättigungsprofils	72
5	Öltransport im Kanal-Film-Modell	81
5.1	Formulierung des Kanal-Film-Modells	82
5.2	Filter ohne innere Grenzfläche	84
5.3	Filter mit innerer Grenzfläche	94
5.4	Öltransport in Ölkanälen	100
5.5	Öltransport durch Grenzflächen	114
6	Zusammenfassung und Ausblick	127
A	Partikelgrößenabhängige Darstellung	131
	Literaturverzeichnis	135





1

Motivation und Überblick

1.1 Motivation, Zielsetzung und Strategie der Arbeit

Ölnebel, also Aerosole mit Öltröpfchen auf submikroner Größenskala, treten in zahlreichen Anwendungen auf und sind dort in der Regel unerwünscht. Ein prominentes Anwendungsbeispiel ist die Kurbelgehäuseentlüftung bei Verbrennungsmotoren [Krause95]. In der automotiven Kurbelgehäuseentlüftung werden große Tropfen meist durch Impaktion an Prallplatten oder durch Zentrifugalabscheider vorabgeschieden, während die verbleibenden kleinen Tröpfchen mit Hilfe von Zyklonen aus dem Gasstrom entfernt werden [Durst02, Sauter01]. Bei Schwerlastmotoren hingegen kommen filternde Abscheider wie Betten oder Wirrwarrvliese, welche aus synthetischen oder metallischen Fasern bestehen, zum Einsatz. Vergleichbar grob strukturierte Abscheider dienen auch der Abscheidung von Kühlschmierstoffen bei spanenden Bearbeitungsverfahren [Leith96b, Piacitelli01].

Ein weiterer Anwendungsbereich der Ölnebelabscheidung ist der der ölgeschmierten Schraubenkompressoren, welcher der Motivation die-

ser Arbeit zugrunde liegt. In die Schrauben zur Luftverdichtung wird etwa 5 kg Öl pro kg Luft zum Kühlen, zum Dichten des Volumens zwischen den Schrauben und zur Schmierung eingespritzt. Infolge der bei der Rotation der Schrauben auftretenden Scherkräfte wird dieses Öl in feinste Tröpfchen dispergiert. Typischerweise wird nach einer Vorabscheidung durch eine zyklonartige Einströmung oder durch ein Prallblech der Ölgehalt auf etwa 1-10 g Öl pro Normkubikmeter Ansaugluft reduziert. Hieran schließt sich meist ein zweistufiges Filtersystem an, welches die Ölkonzentration um etwa drei Größenordnungen je Filterstufe reduziert. Das erste Filter befindet sich im Druckbehälter des Kompressors. Nach dem Kühler des Verdichters kann sich noch ein weiteres, dem Kompressor nachgeschaltetes Filter zur Ölnebelabscheidung anschließen. Als jeweilige Filter werden vorwiegend auf ein zylindrisches Lochblech gewickelte Elemente aus mehreren Lagen Glasfaserpapier eingesetzt [Belforte12]. Es können für Öl benetzbare oder nicht-benetzbare Glasfasermedien oder Kombinationen davon zum Einsatz kommen. Diese Glasfasermedien sind ungefähr ein bis zwei Größenordnungen feiner strukturiert als die bei der Kurbelgehäuseentlüftung oder bei der Kühlschmierstoffabscheidung verwendeten Medien (Abb. 1.1). Daraus resultiert eine höhere Abscheidewirkung der Glasfaserpapiere, welche allerdings auch mit einem höheren Durchströmungswiderstand einhergeht. Dieser ist mit einem höheren Druckverlust und somit höheren Betriebskosten verbunden. Generell sind die Hersteller solcher Filterelemente bestrebt, bei einer geforderten Abscheidelei-

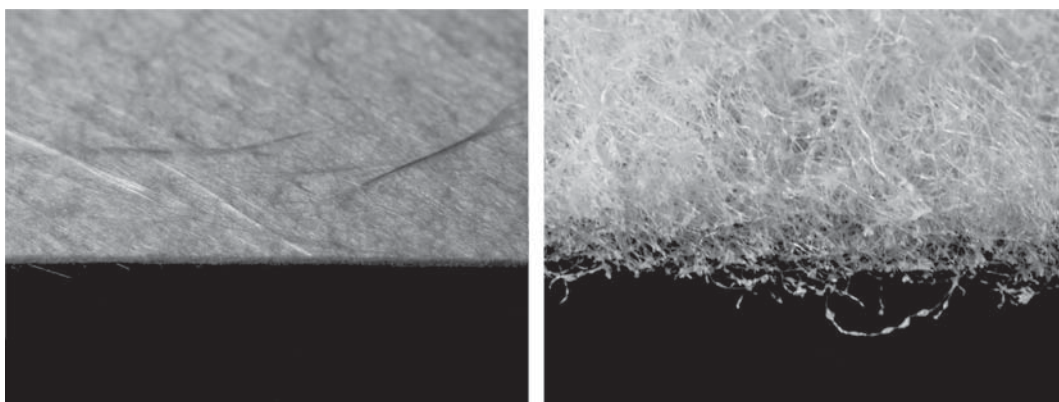


Abbildung 1.1: Schnitt eines Glasfasermediums (Dicke 0,5 mm, links) und eines offenen Vlieses (Dicke 5 mm, rechts). Die Schnittkante ist jeweils 1,2 cm lang.



stung den Druckverlust, also die Kosten, so niedrig wie möglich zu halten. Zu einer Optimierung des Druckverlustes bedarf es jedoch des Verständnisses, welche Vorgänge sich im Inneren dieser mehrlagigen Filter abspielen und wie sich diese auf den Druckverlust auswirken. Dies ist die zentrale Fragestellung dieser Arbeit.

Da sich Ölnebelfilter nach einer kurzen Beladungsphase für die meiste Zeit ihres Betriebes in einem stationären Zustand befinden, handelt die Arbeit von der Beschreibung der Transportvorgänge und der das Filter charakterisierenden Messgrößen, wie dem Druckverlust, in diesem stationären Zustand. Es stellt sich jedoch heraus, dass die Transportvorgänge über die Beladungsphase zugänglich gemacht werden können. Hieraus können dann auch Rückschlüsse auf deren Zusammenspiel im stationären Zustand abgeleitet werden.

Das Auftreten verschiedener physikalischer Effekte auf makroskopischer Skala sowie die unterschiedlichen Systemantworten von benetzbaren und nicht-benetzbaren Medien erfordern die Entwicklung eines stark experimentell gestützten Modells. Um den Einfluss des Filtergehäuses zu eliminieren und um sich nur der Vorgänge innerhalb der Filtermedien selber zu widmen, werden die experimentellen Untersuchungen statt an ganzen Elementen [Mölter-Siemens12] an flachen, einzeln konfigurierbaren Filterlagenpaketen durchgeführt.

Die Beschreibung der experimentellen Messtechnik findet in Kap. 2 statt. Hier wird außerdem auf die Frage nach geeigneten Betriebsbedingungen für die Untersuchungen dieser Arbeit eingegangen, da bei kompressorischen Anwendungen typischerweise 8 bar absolut und 80 °C vorherrschen. Kap. 3 beschäftigt sich mit Phänomenen, bei welchen das Öl in Tropfenform vorliegt. In Kap. 4 werden zwei Modelle eingeführt, welche die über eine Filterlage gemittelte Ölverteilung in Strömungsrichtung ratenbasiert beschreiben. Hier finden sich auch Überlegungen zu den Zeitskalen der Prozesse. Auf den Zusammenhang zwischen Ölverteilung und Druckverlust wird in Kap. 5 eingegangen. Diesem liegt die zentrale Errungenschaft dieser Arbeit, das Kanal-



Film-Modell, zugrunde. Mittels dieses semiquantitativen mechanistischen Modells lässt sich der stationäre Druckverlust von Filterlagenkombinationen vorhersagen.

1.2 Überblick über bisherige Untersuchungen

Für unbeladene Luftfilter ist eine Vielzahl an Untersuchungen bekannt [Brown93, Davies73]. Die daraus resultierenden Kenntnisse hinsichtlich Druckverlust und Abscheidegrad können unabhängig davon, ob die abzuscheidenden Partikel fest oder flüssig sind, auf das Filter angewendet werden. Sobald jedoch eine Abscheidung und die damit verbundene Ansammlung abgeschiedener Partikel im Filterinneren stattfindet, unterscheiden sich die Verhaltensweisen der Filter grundlegend.

Bei der Staubabscheidung wurde die Beladungscharakteristik einschlägig untersucht [Hinds97, Stenhouse92]. Die Staubpartikeln verbleiben weitestgehend am Abscheideort und bilden mit zunehmender Beladung kompakte oder dendritenartige Strukturen aus [Kanaoka80, Kasper09, Kasper10, Payatakes76], welche bei noch weiterer Beladung zum Verstopfen des Filters und zu anschließender Kuchenbildung führen [Walsh96a].

Öltröpfchen hingegen koaleszieren zu großen Tropfen [Briscoe91, Eggers99, Rein93, Yarin06]. Das koaleszierte Öl wird unter dem Einfluss der Strömungskräfte und der Gravitation durch das Filter transportiert. Dieser Transport hängt von vielen Eigenschaften wie Medienstruktur, Grenzflächenspannungen, Kontaktwinkel sowie Viskosität ab und ist infolge seiner Komplexität kaum verstanden. Die Transportphänomene beeinflussen jedoch entscheidend den Druckverlust, die Abscheidung und die Sättigung. Zur Ergründung der Transportphänomene können Untersuchungen von Teilaspekten hilfreich sein.

In porösen, undurchströmten Systemen [Dullien91, Schubert82], einschließlich Filtermaterialien [Gillespie59, Marmur97] und Faserarrays [Lukas06, Princen69] war die Flüssigkeitsverteilung Gegenstand von Untersuchungen, welche sich infolge der Kapillarität einstellt. Für das durchströmte Filter finden sich zwei Herangehensweisen.

Bei der einen wird versucht, die komplexen Zusammenhänge zunächst an Einzelfasern zu verstehen. Hierbei werden an erster Stelle die Kräfte und die daraus resultierenden Tropfenformen abhängig von den Grenzflächeneigenschaften beschrieben [Carroll76, McHale01, Neimark99, Quere99, Shin04, Wagner90]. Die auftretenden Kräfte bei der Bewegung einzelner Tropfen entlang der Faser wurden in Abhängigkeit von der Strömung bestimmt [Dawar06, Dawar08, Mullins05, Mullins06a], oder auf direktem Wege mit dem Rasterkraftmikroskop [Mead-Hunter10] gemessen. Diese Beobachtungen lassen sich anwenden, um den Druckverlust von Faserarrays [Kirsch78] zu beschreiben, oder sie dienen als Eingangsgrößen für die numerische Simulation mikroskopischer Filterausschnitte [King11].

Bei der anderen Herangehensweise wird versucht, die Phänomene ausgehend vom Verhalten des ganzen Filters zu ergründen. Hinsichtlich des Druckverlustanstieges mit zunehmender Ölbeladung hat sich für benetzbare Filter eine Beschreibung in vier Phasen etabliert [Contal04]:

- Abscheidung einzelner Tröpfchen. Geringer Anstieg des Druckverlustes bis zu einem Knick [Walsh96b] und geringe Abnahme des Abscheidegrades.
- Koaleszieren von Tropfen und deren Transport durch Strömung und Kapillarität. Weiterer Anstieg des Druckverlustes und starker Abfall des Abscheidegrades.
- Bildung eines Films auf der Oberfläche. Sprung im Druckverlust und Anstieg im Abscheidegrad.
- Drainage des Öls und stationärer Zustand.



Auch wenn diese Beobachtungen als weitgehend bestätigt gelten [Charvet08, Frising05b], werden diese im Rahmen dieser Arbeit in Details revidiert und um wesentliche Aspekte erweitert. Neben dem Druckverlust wurde in der Literatur auch die Ölverteilung im Filter untersucht. Obwohl diese in Strömungsrichtung nicht gleichmäßig ist [Andan08, Raynor00], was ein Indiz für das Auftreten verschiedener Phänomene ist, existieren kapillarbasierte Ansätze zur Beschreibung der mittleren Sättigung [Liew85, Mead-Hunter11, Mullins07a].

Wie eingangs beschrieben, kommen neben den hier verwendeten Glasfasermedien auch ähnlich strukturierte, allerdings weit gröbere Medien oder Drahtgestricke vor. Anleihen aus solchen Studien können nur begrenzt übernommen werden, da bei diesen die Kapillarkräfte geringer sind und die Schwerkraft eine entscheidende Rolle spielt [Boudy00, Bürkholz70, El-Dessouky00, Laminger11b]. In die Klasse der gröber strukturierten Abscheider reihen sich auch Untersuchungen an Füllkörperkolonnen ein [Ellman90, Gianetto92, Nguyen05], welche jedoch häufig auf die Bestimmung der dynamischen und statischen Sättigung abzielen [Spechina77, Stein00].

Ein weiteres eng mit der Ölnebelfiltration verwandtes Gebiet ist die Flüssig-Flüssig-Separation, beispielsweise von Wasser-Öl-Gemischen durch Faserfilter oder Schüttungen. Hierzu wurden in den letzten Siebzigern eine Vielzahl an Studien durchgeführt [Davies69, Hazelett69, Spielmann72a, Sherony71a, Sherony71b, Spielmann72b, Spielmann70, Rosenfeld74, Vinson70]. In diesen wurden sowohl Korrelationen für Abscheidegrad und Sättigung als auch Vorstellungen zum Transport der koaleszierten Flüssigkeit entwickelt. Der Ansatz von koaleszierten und in Strömungsrichtung transportierten Tropfen [Rosenfeld73] sowie von durch Kapillarkräfte getriebenem Transport in einzelnen Poren [Spielmann77] ist dort vertreten. Bei der Flüssig-Flüssig-Trennung herrscht kaum ein Dichteunterschied zwischen Trägerfluid und Partikeln, während dieser bei der Ölnebelfiltration drei Größenordnungen ausmacht. Ferner werden bei der Ölnebelfiltration ein bis zwei Größenordnungen höhere Geschwindigkeiten eingesetzt. Somit können, ver-

bunden mit der Uneinigkeit in den vorhandenen Vorstellungen der Tröpfchenabscheidung aus Flüssigkeiten, keine Resultate der erwähnten Untersuchungen auf die in dieser Arbeit vorherrschenden Bedingungen übernommen werden.

Zur Beschreibung der Ausbreitung von Flüssigkeit in von Luft durchströmten Porenräumen existieren Ansätze auf Mikro- und Makroebene. Die Mikroebene kann im Rahmen der Perkolationstheorie modelliert werden [Essam80], welche häufig zur Beschreibung der Gangliondynamik, also unter anderem Bewegung, Zusammenstoß, Koaleszenz, Auseinanderbrechen, Stranden und Remobilisierung, verwendet wird [Avraam95, Payatakes84]. Hierauf ließen sich quasi-ab-initio Simulationen der Zweiphasenströmung stützen, welche sehr rechenzeitaufwändig sind und deren Übereinstimmung mit realen Transportraten dahingestellt sei, weil nicht alle Realeffekte beschreibbar sind [Dietrich05]. Für die volumengemittelte, makroskopische Beschreibung dient in der Regel das Darcysche Gesetz [Darcy56] als Grundlage für ein gekoppeltes Gleichungssystem. Hierbei sind nicht nur die phänomenologischen Permeabilitäten sondern sogar auch die Form der Gleichungen Diskussionsgegenstand [Rothman90]. Schlussendlich gilt es jede Simulation mit Experimenten zu vergleichen, weshalb in dieser Arbeit experimentelle Untersuchungen an erster Stelle angesiedelt wurden.

Zur Beobachtung des Flüssigkeitstransportes im Porenraum des Filtermediums lägen tomographische Methoden nahe [Agranovski03, Charvet11, Hoferer06, Nguyen05]. Hierbei ist jedoch zu bedenken, dass dynamische Phänomene nur bei deren in-situ-Anwendung zugänglich gemacht werden können, da sich durch eine Strömungsabschaltung das Öl innerhalb von Sekunden umverteilt [Frising05a]. Die notwendige Zeitauflösung gekoppelt mit entsprechenden Anforderungen an die Ortsauflösung sind rein technisch zurzeit nicht realisierbar. Deswegen wurden die Transportphänomene durch Beobachtungen auf Mikro- und Makroebene unter Zuhilfenahme der Messgrößen von Sättigung, Abscheidegrad und Druckverlust ergründet.





2

Experimentelle Vorgehensweise

In diesem Kapitel werden die experimentellen Methoden und Vorgehensweisen erläutert. Vorab jedoch werden Überlegungen zur geeigneten Wahl der Betriebsbedingungen angestellt (Abschn. 2.1). Diese bilden den Ausgangspunkt für die Entwicklung des Messsystems. Nach einer Übersicht über den experimentellen Aufbau (Abschn. 2.2.1) wird auf die einzelnen Komponenten im Detail eingegangen. Diese umfassen die Erzeugung von Ölnebel (Abschn. 2.2.2), die Anlagensteuerung (Abschn. 2.2.3) und die Messwerterfassung (Abschn. 2.2.4), einschließlich der Messung von Tröpfchengrößenverteilungen (Abschn. 2.2.5). Besonderes Augenmerk bei Ölnebelversuchen liegt auch auf dem Ölwannefilm (Abschn. 2.2.6). An diesen Punkt knüpft die Beschreibung des Aufbaus der Filterkammer (Abschn. 2.2.7) sowie deren Onlinewägung (Abschn. 2.2.8) an. Nach einer Erläuterung der verwendeten Materialien (Abschn. 2.3) werden die notwendigen Schritte zur Durchführung der Versuche beschrieben (Abschn. 2.4). Die experimentelle Methode der Vorsättigung (Abschn. 2.5) rundet dieses Kapitel ab.

2.1 Wahl der Versuchsbedingungen

Druckniveau

In der typischen Anwendung beim Schraubenkompressor werden die in dieser Arbeit untersuchten Ölnebelfilter nach dem Verdichten der Luft eingesetzt. Der Betriebsdruck liegt daher üblicherweise bei etwa 8 bar absolut. Das Durchführen der Experimente bei Umgebungsdruck würde die Messtechnik erheblich vereinfachen. Daher soll untersucht werden, inwiefern sich Aussagen zum Druckverlust bei atmosphärischen Bedingungen auf Überdruck übertragen lassen und umgekehrt. Dazu wurde eine eigene Reihe an Voruntersuchungen durchgeführt, indem ein trockenes Filter mit konstanten Geschwindigkeiten bei Absolutdrücken von 0,5 bis 8 bar durchströmt und der Druckverlust aufgenommen wurde.

Experimentell waren hierzu zwei Versuchsanordnungen nötig, eine für Absolutdrücke zwischen 2 und 8 bar und eine für 0,5 und 1 bar. Für die hohen Drücke gelangt Luft aus dem Druckluftnetz über einen Feindruckregler in einen Tank. Mit dem Feindruckregler lässt sich der Systemdruck im Tank regeln. Dies ist der Druck vor dem Filter, welches sich an den Tank anschließt. Nach dem Filter strömt die Luft über eine Drossel und einen Gasflussmesser in die Umgebung. Die Drossel dient der Einstellung der mittleren Anströmgeschwindigkeit des Filters, welche aus dem Gasfluss errechnet wurde. Als Filterhalterung wurde eine Sintermetallplatte eingesetzt. Für atmosphärischen Druck und Unterdruck kann nicht im Druck- sondern muss im Saugbetrieb gearbeitet werden. Deshalb befindet sich vor dem Tank der Gasflussmesser gefolgt von einer Drossel. Hinter dem Filter ist eine regelbare Pumpe angeordnet.

Es zeigt sich, dass der für eine feste Anströmgeschwindigkeit gemessene Druckverlust einer Filterlage vom Betriebsdruck abhängt (Abb. 2.1). Bei Drücken größer 3 bar verhält sich die Luft wie ein strömen-

des Kontinuum, während darunter die molekulare Unterstruktur des Gases zunehmend zum Tragen kommt. Dies hat zur Folge, dass das Gas nicht mehr wie bei der Kontinuumsströmung an der Faser haftet, sondern vorbeigleitet. Dieser Schlupf der Gasmoleküle zeigt sich im Druckverlust durch dessen Abhängigkeit von der Knudsen-Zahl. Diese ist der Quotient aus mittlerer freier Weglänge der Gasmoleküle und halbem Faserdurchmesser und somit proportional zum Systemdruck.

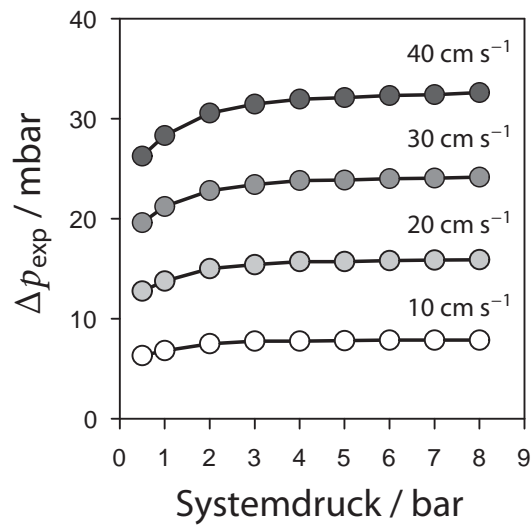


Abbildung 2.1: Druckverlust Δp_{exp} einer trockenen Filterlage in Abhängigkeit vom Systemdruck für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten.

Diese Betriebsdruckabhängigkeit des Druckverlustes eines Filters soll nun mit dem Pich-Modell [Pich66] verglichen werden. Bei diesem wird der Druckverlust eines Modellfilters aus dem Druckverlust paralleler Einzelfasern bestimmt wurde. Letzter wurde aus dem Widerstandsmodell [Chen55] abgeleitet, welchem das Kuwabara-Strömungsfeld senkrecht angeströmter Zylinder [Kuwabara59] zugrunde liegt. Somit hängt der Druckverlust Δp , welcher über die Viskosität der Luft μ_{Luft} , die Anströmgeschwindigkeit v_0 , die Filterlänge in Strömungsrichtung x' und den Faserdurchmesser d_f entdimensioniert wurde nur von der Packungsdichte α und der Knudsen-Zahl Kn ab,

$$\frac{\Delta p_{\text{Pich}} d_f^2}{\mu_{\text{Luft}} v_0 x'} = \frac{32\alpha (1 + 1,996\text{Kn})}{-\log \alpha + 2\alpha - 0,5\alpha^2 - 1,5 + 1,996\text{Kn} (-\log \alpha + 0,5\alpha^2 - 0,5)}.$$

Wenn gefordert wird, dass die experimentellen Daten mit dem Modell übereinstimmen, also der Quotient aus gemessenem Druckverlust Δp_{exp} und berechneten Druckverlust Δp_{Pich} eins ist (Abb. 2.2), dann

kann aus der Anpassung des Modells an die Daten der mittlere Faserdurchmesser bestimmt werden. Die Anpassung liefert einen Wert von $1,4 \mu\text{m}$. Da der reale mittlere Faserdurchmesser nicht bekannt ist und dessen Bestimmung nicht zielführend war (Abschn. 2.3, 2.5), wurde die sich auf experimentelle Befunde stützende empirische Abschätzung [Davies73] herangezogen,

$$\frac{\Delta p d_f^2}{\mu_{\text{Luft}} v_0 x'} = 64\alpha^{1,5} (1 + 56\alpha^3). \quad (2.1)$$

Der hierdurch bestimmte Faserdurchmesser ist $0,28 \mu\text{m}$ (Abschn. 2.3). Die Abweichung zum aus der Anpassung des Pich-Modells bestimmter Wert wird, angesichts dessen, dass in die Berechnung [Pich66] keinerlei Realeffekte, wie verteilte Faserdurchmesser oder Medieninhomogenitäten einfließen, für gut empfunden.

Der Einfluss des Faserdurchmessers im Pich-Modell ist lediglich äquivalent zu einer Skalierung, $\Delta p_{\text{Pich}} \propto d_f^{-2}$. Der Verlauf des Druckverlustes für verschiedene Systemdrücke hingegen entspringt der Theorie. Da der Quotient aus gemessenem und berechneten Druckverlust für alle Drücke identisch ist, beide Kurven also im gesamten Druckbereich übereinander liegen, kann gefolgert werden, dass das Pich-Modell den Druckeinfluss korrekt beschreibt.

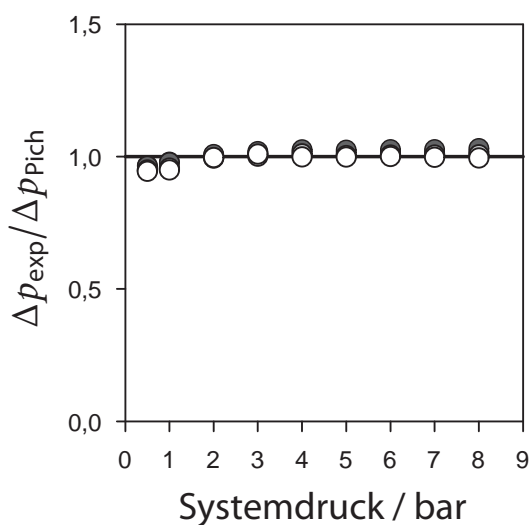


Abbildung 2.2: Quotient aus gemessenem Druckverlust Δp_{exp} und nach dem Pich-Modell bestimmten Druckverlust Δp_{Pich} für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten (Farbcode wie in Abb. 2.1). Das Modell wurde über den Faserdurchmesser an die Messdaten angepasst.

Dies wiederum eröffnet die Möglichkeit, Druckverlustwerte zwischen verschiedenen Druckniveaus umzurechnen. Somit ist es nicht notwendig Experimente zur Untersuchung von Ölnebelfiltern, welche üblicherweise bei 8 bar arbeiten, auch bei 8 bar durchzuführen, sondern es genügt, bei Umgebungsdruck zu arbeiten.

Temperaturniveau

Ein weiterer Aspekt bei der Wahl der Betriebsbedingungen ist das Temperaturniveau. Bei der adiabatischen Verdichtung des Gases im Kompressor erhöht sich dessen Temperatur. Ein Teil der Temperaturerhöhung wird durch die Öleinspritzung kompensiert, sodass bei 8 bar Absolutdruck typischerweise 80 °C herrschen. In dem ersten Filter nach dem Vorabscheider herrscht diese erhöhte Temperatur. Die zweite Filtrationsstufe arbeitet nach dem Kühler des Kompressors, also bei Umgebungstemperatur. Da sich der Temperatureinfluss, abgesehen vom Sättigungsdampfdruck, in erster Linie in der Veränderung der Ölviskosität widerspiegelt, wurde bei den durchgeführten Versuchen auf variable oder erhöhte Temperaturen verzichtet und stattdessen die Viskosität durch Verwendung unterschiedlicher Öle variiert. Da die Temperatur der für die Experimente eingesetzten Druckluft konstant 20 °C ist und sich der Versuchsaufbau in einer Räumlichkeit mit ganzjährig annähernd derselben Temperatur wie die Druckluft befindet, konnte auf eine Temperierung verzichtet werden.

2.2 Aufbau der Versuchsanlage

2.2.1 Zusammenspiel der Komponenten

Anhand der Übersicht über den experimentellen Aufbau (Abb. 2.3) wird dessen Funktionsweise erläutert. Druckluft wird zum Betrieb des Zerstäubers benötigt, mit welchem der Ölnebel erzeugt wird. Je nach erforderlicher Konzentration muss noch trockene, partikelfreie Luft beigemischt werden. Die Beimischung erfolgt in einer Mischkammer,

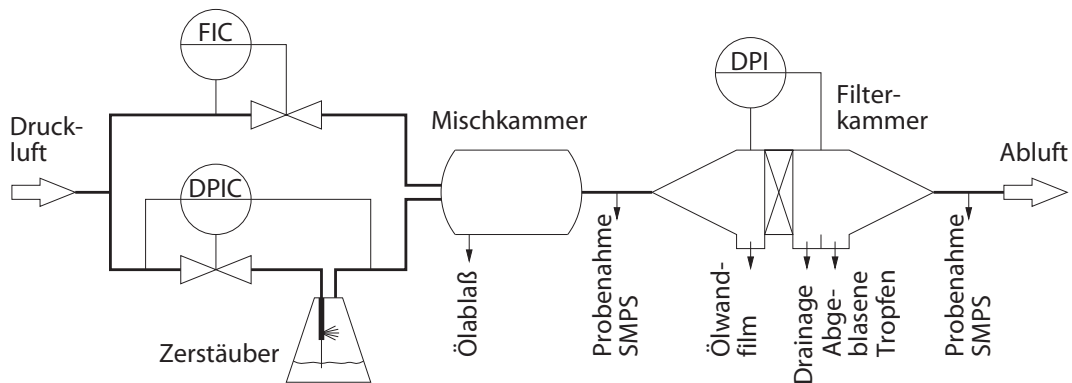


Abbildung 2.3: Schematische Übersicht über den experimentellen Aufbau.

um die Generierung von Ölwanne zu vermeiden. Anschließend gelangt das Aerosol zu dem in der Filterkammer befindlichen Testfilter, bevor das Reingas die Anlage verlässt. Der Differenzdruck über dem Filter kann aufgezeichnet werden, genauso wie auf der Roh- und Reingasseite die Tröpfchengrößenverteilung mit einem SMPS aufgenommen werden kann. An der Unterseite der Filterkammer gibt es Abflüsse, um gravimetrisch die Ölmassenströme Ölwanne, Drainage und Abgeblasene Tropfen zu erfassen.

2.2.2 Erzeugung von Ölnebel

Die Erzeugung von Ölnebel als Testaerosol kann auf Kondensation, Dispersion und Zerstäubung basieren [Kerker75].

Erzeugung von Ölnebel basierend auf Kondensation

Ein typisches Gerät, welches auf der Kondensation beruht, ist der Sinclair-LaMer-Generator [Muir67, Sinclair49, Swift67]. Bei diesem wird zunächst mit einem Zerstäuber Aerosol aus einer Salzlösung erzeugt, welchem in einem nachgeschalteten Absorptionstrockner das Wasser entzogen wird. Die entstanden Salzkristalle dienen als Kern für die heterogene Kondensation von Öldampf, welcher durch Verdampfen erzeugt und dem Salzaerosol beigemischt wird. Weitere auf Kondensation basierende Aerosolgeneratoren sind der Rapaport-Weinstock-

Generator [Liu66, Rapaport55], der Fallfilmgenerator [Nicolao70, Nicolaon71] oder das Partikelwachssystem [Rebours92]. All diese Geräte produzieren ein weitestgehend monodisperses Aerosol.

Erzeugung von Ölnebel basierend auf Dispersion

Die Dispersion machen sich Generatoren zunutze, bei welchen Öl auf rotierende Bauteile aufgebracht wird [Hewitt93]. Das in der Rotationsachse aufgebrachte Öl wird durch die Zentrifugalbeschleunigung nach außen zu einer Abrisskante transportiert, an welcher, je nach Apparat, eine gleichförmige [Walton49, Whitby65] oder polydisperse [Ryley59] Tropfenverteilung entsteht. Das hierdurch erzeugte Tropfenspektrum liegt typischerweise jenseits von $10\ \mu\text{m}$, ist also relativ groß.

Erzeugung von Ölnebel basierend auf Zerstäubung

Zur Messung des Fraktionsabscheidegrades von Filtern empfiehlt sich jedoch die Verwendung einer breiten Partikelgrößenverteilung, wie diese Zerstäuber [Lefebvre89, Walzel90] liefern, damit in allen Größenklassen genügend Partikel vorliegen, um eine gute Statistik zu erhalten. Ein weiteres Argument für den Einsatz von Zerstäubern ist, dass deren Partikelgrößenverteilung der von Kompressoren sehr ähnlich ist [Moens08]. Hinzu kommt, dass sich pneumatische Zerstäuber, auch Zweistoffdüsen genannt, durch eine einfache Bedienung bedingt durch deren schlichte Bauweise [Mercer68] auszeichnen. Der hier eingesetzte Collision-Zerstäuber [Collison35, Gussman84, May73] ist ein Druckluftzerstäuber. Er wird mit Druckluft betrieben, welche nach der Eng-

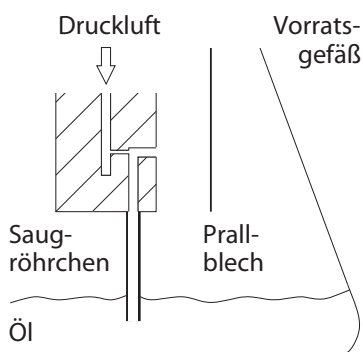


Abbildung 2.4: Prinzipskizze des eingesetzten Collision-Zerstäubers (nicht maßstabsgetreu). Der durch die Beschleunigung in der Engstelle auftretende Unterdruck saugt Öl an, welches dispergiert wird. Das grobe Aerosol wird am Prallblech abgeschieden und das feine entweicht nach oben.

stelle entspannt und beschleunigt wird (Abb. 2.4). Der dadurch entstandene Unterdruck saugt das Öl über ein Steigröhrchen aus dem Vorratsgefäß an. In der Düse wird das Öl durch die Scherkräfte der Zweiphasenströmung in kleine Tropfen dispergiert. Die Kelvin-Helmholtz-Instabilität [von Helmholtz68, Kelvin71], also das Wachstum instabiler Oberflächenwellen, wird als Ursache für den Strahlzerfall angesehen [Ranz56, Reitz82, Wu86]. Der größte Teil, des verdüsten Öls, mehr als 99% [May73], impaktiert auf dem der Düse gegenüberliegenden Prallblech und fließt in das Vorratsgefäß zurück. Statt einem Prallblech [Whitby65] kann auch ein nachgeschalteter Zyklon [Sheehan09] zur Abscheidung großer Tropfen eingesetzt werden. Die feinen Tropfen werden über einen Auslass an der Oberseite der Zerstäubereinheit mit der Zerstäubungsluft ausgetragen. Das Vorratsgefäß ist konisch gestaltet, um zu vermeiden, dass sich der Füllstand bei Betrieb signifikant ändert und um bei langen Betriebsdauern (mehreren Wochen) stabilen Betrieb zu gewährleisten.

Tröpfchengrößenverteilung und Aerosolkonzentration des Zerstäubers

Eine typische vom Zerstäuber erzeugte Partikelgrößenverteilung ähnelt der logarithmischen Normalverteilung (Abb. 2.5). Die logarithmische Normalverteilung selbst wird jedoch häufig wegen des statistischen Charakters und in Ermangelung detaillierter Kenntnisse angewandt. Abweichungen gibt es hier bei Partikelgrößen ab mehreren Mikrometern. Dies tritt bei Verwendung der Rosin-Ramler-Verteilung, welche zur Beschreibung von Stäuben verwendet wird, nicht auf [Rosin32, Rosin33]. Diese ist zwar empirisch [Mugele51], wird jedoch auch häufig herangezogen [Lefebvre89]. Aus den physikalischen Grundlagen, dem Strahlzerfall durch innere Turbulenz [Ohnesorge36, Haenlein31, Rayleigh80, Weber31], wird durch statistische und dimensionsanalytische Betrachtungen die Troesch-Verteilung [Troesch54, Troesch94] hergeleitet. Bei dieser wird die Partikelgrößenverteilung dn/dd_p des Zerstäubers mit der Tröpfchengröße d_p , durch

$$\frac{dn}{dd_p} = \lambda \cdot \exp\left\{-\frac{\tilde{\beta}}{d_p}\right\} \frac{1}{d_p^3}$$

mit der empirischen Konstante $\tilde{\beta}$ beschrieben. Der Austauschfaktor $\tilde{\beta}$ spielt hier eine ähnliche Rolle, wie die inverse Temperatur in der statistischen Physik. $\tilde{\beta} \rightarrow \infty$ entspricht der kleinstmöglichen, $\tilde{\beta} \rightarrow 0$ der größtmöglichen Energie des Systems. Da die Proportionalitätskonstante λ der Normierung zu genügen hat, besitzt die Troesch-Verteilung (Abb. 2.5) lediglich einen einzigen freien Parameter. Die logarithmische Normalverteilung hingegen weist zwei Anpassungsparameter auf.

Nach der Bernoulli-Gleichung korreliert nicht der Druck vor dem Zerstäuber, sondern die Druckdifferenz über dem Zerstäuber mit der erzeugten Ölnebelkonzentration. Dies wurde in Experimenten, bei welchen der Zerstäuber bei verschiedenen Differenzdrücken auf verschiedenen Druckniveaus betrieben wurde, bestätigt. Der über dem Zer-

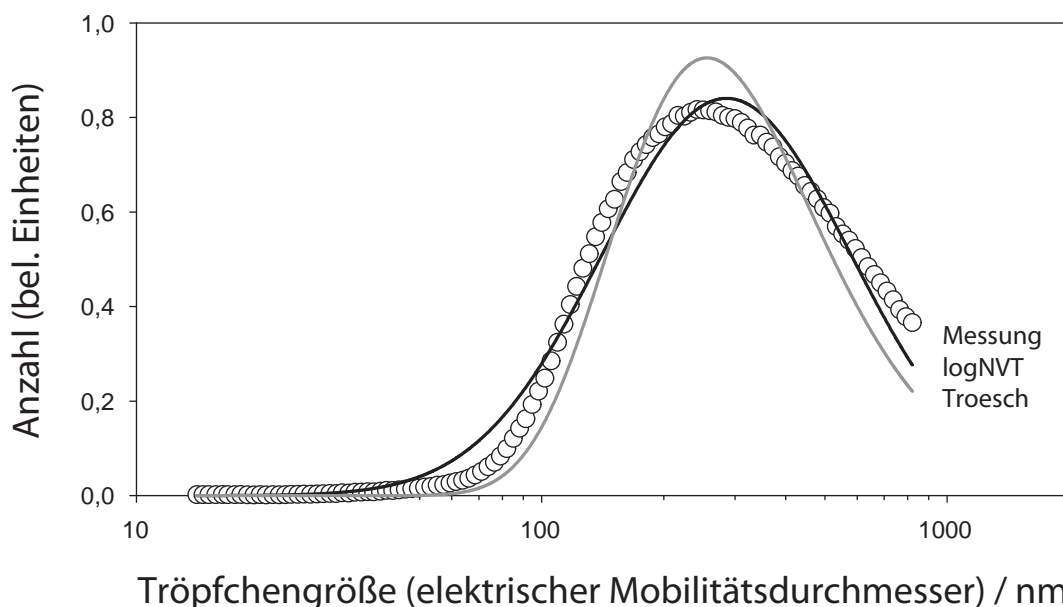


Abbildung 2.5: Gemessene Tröpfchengrößenverteilung bei 1,0 bar Differenzdruck über dem Zerstäuber in beliebigen Einheiten (Keise) verglichen mit den Anpassungsfunktionen Logarithmische Normalverteilung (schwarz) und Troesch-Verteilung (grau).

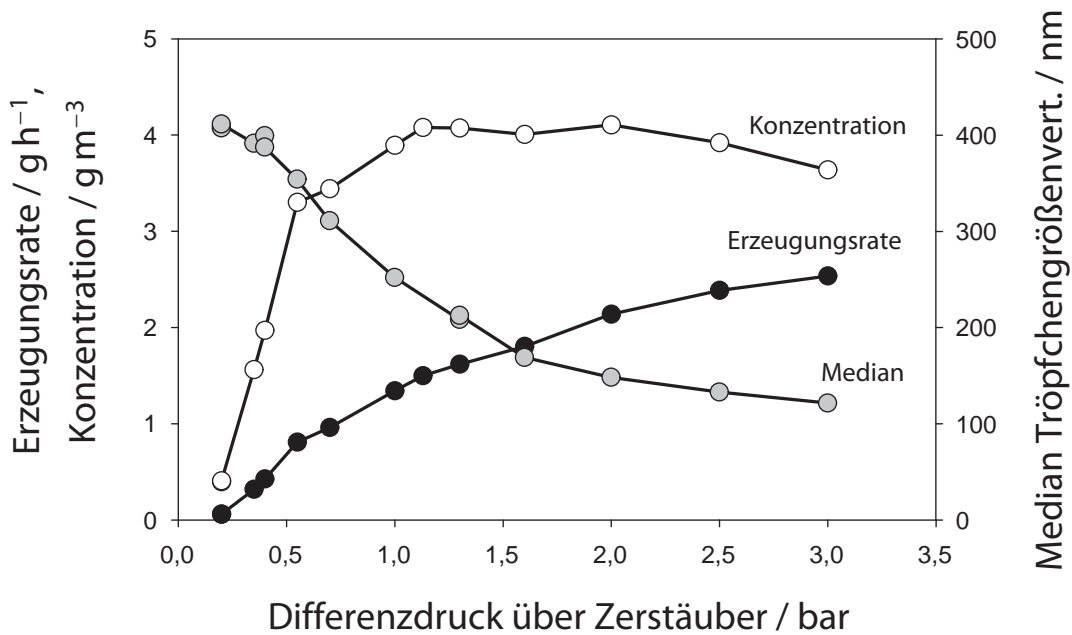


Abbildung 2.6: Erzeugungsrate (schwarz) und Konzentration (weiß) des erzeugten Tröpfchenaerosols sowie Median der Tröpfchengrößenverteilung (grau) in Abhängigkeit vom über dem Zerstäuber anliegenden Differenzdruck.

stäuber angelegte Differenzdruck beeinflusst die Lage der Verteilung, beschrieben durch den Median. Mit steigendem Differenzdruck über dem Zerstäuber steigt die Geschwindigkeit der Strömung in der Düse und somit die Scherkräfte. Dies führt zu einer Verschiebung der Tröpfchengrößenverteilung zu kleineren Partikeln. Die pro Zeit generierte Ölmenge nimmt mit steigendem Differenzdruck über dem Zerstäuber zu, da durch die höhere Geschwindigkeit der Unterdruck nach der Engstelle steigt. Dadurch wird mehr Öl über das Steigröhrchen angesaugt. Mit steigendem Differenzdruck geht auch eine Erhöhung des Volumenstromes durch den Zerstäuber einher. Die Konzentration, also generierte Ölmenge pro Luftvolumen, bleibt dadurch ab etwa 1 bar annähernd konstant (Abb. 2.6).

Die Bestimmung der vom Zerstäuber pro Zeit generierten Ölmenge kann auf zweierlei Arten erfolgen. Einerseits kann ein Filter bestehend aus einer ausreichenden Zahl hocheffizienter Lagen und einem Vlies, welcher der Vermeidung des Re-Entrainments (Abschn. 3.3) dient, mit Aerosol beladen werden. Die Drainagerate entspricht dann der Rate an aufgegebenem Öl. Andererseits kann auch ein Filterlagenpaket für ei-

ne kurze Zeit mit Öl beladen werden. Während dieser Zeit darf das Öl nicht bis an die Rückwand gelangen. Die Massenzunahme des Filters entspricht dann der in dieser Zeit aufgegebenen Ölmenge.

Verdampfung von Öltröpfchen

Die Verdampfung von Öltröpfchen im Aerosol kann über die Kelvin-Kleichung [Thomson71] abgeschätzt wird. Mit dem Dampfdruck des eingesetzten Öls (Abschn. 2.3) von $< 5 \cdot 10^{-6}$ bar bei 20°C lässt sich eine obere Schranke von $< 0,7$ nm für die kritische Tröpfchengröße angeben. Alle Tröpfchen kleiner der kritischen Tropfengröße verdampfen und alle Tröpfchen größer dieser sind stabil oder wachsen durch heterogene Kondensation. Alle vom Zerstäuber generierten Tröpfchen (Abb. 2.5) verdampfen somit nicht, solange diese gasgetragen sind. Sobald sich die Öltröpfchen an den Fasern abscheiden, herrschen jedoch nennenswerte Relativgeschwindigkeiten zwischen Öl und Luft, welche die Verdampfung begünstigen. Dennoch wurde die Verdampfung als insignifikant angesehen [Nagel07]. Hierzu im Widerspruch stehen Studien [Leith96a, McAneny95, Raynor99], welche angeben, nennenswerte Ölverdampfung zu messen. Die dort gemessenen Ölverluste scheinen jedoch auf Re-Entrainment, also Sekundäraerosolerzeugung im Filter einschließlich dem Mitriss bereits abgeschiedenen Öls (Abschn. 3.3), zurückzuführen zu sein. Des Weiteren sind auch Studien bekannt, in welchen die Verdampfung semi-volativer Substanzen, welche hier nicht eingesetzt werden, untersucht wird [Sutter10]. Da somit in dieser Arbeit die Verdampfung nicht berücksichtigt werden muss, wurde bei der Versuchsanlage keine Dampfsättigung des Luftstromes implementiert.

2.2.3 Steuerung der Versuchsanlage

Über eine Software können die gewünschte Aerosolkonzentration und Filteranströmgeschwindigkeit vorgegeben werden. Die Software kommuniziert mit einem Mikrokontroller, welcher Druckregler, -sensoren und Gasflussregler ausliest und Steuerwerte vorgibt. Das Prinzip der Steuerung beruht darauf, dass ein Teilstrom durch den Zerstäuber geht und darüber die pro Zeit gelieferte Ölmenge festgelegt wird während der andere Teilstrom den für die erforderliche Anströmgeschwindigkeit benötigten zusätzlichen Volumenstrom liefert. Es können also Konzentration und Volumenstrom bzw. Anströmgeschwindigkeit unabhängig gewählt werden.

Ausgehend von der gewünschten Aerosolkonzentration wird die notwendige Erzeugungsrate an Öl berechnet und aus dieser über die Eichkurve (Abb. 2.6) der notwendige Differenzdruck über dem Zerstäuber ermittelt. Dieser wird durch ein elektropneumatisches Druckregelventil (ITV 1030, SMC Pneumatik GmbH) vor dem Zerstäuber eingestellt (Abb. 2.3). Auf Basis dieses Differenzdruckes über dem Zerstäuber wird über eine weitere Eichkurve der Volumenstrom durch den Zerstäuber bestimmt. Die Differenz zwischen dem sich aus der Anströmgeschwindigkeit ergebenden nötigen Luftdurchsatz durch den Filter und dem Volumenstrom durch den Zerstäuber wird von einem Gasflussregler (MKS 1579A, MKS Instruments Deutschland GmbH) geliefert. In die Berechnung des Volumenstroms aus der Anströmgeschwindigkeit gehen ebenfalls die durch einen Sensor ausgelesene aktuelle Temperatur sowie der direkt vor dem Filter herrschende Druck ein. Letzter wird aus dem Umgebungsdruck, gemessen mit der hauseigenen Wetterstation, und der Druckdifferenz zwischen Umgebung und Druck vor dem Filter errechnet. Somit kann über die Gleichung des idealen Gases der benötigte Luftmassendurchsatz des Gasflussreglers bestimmt werden. Es wird hiermit auch der Tatsache Rechnung getragen, dass ein über dem Filter ansteigender Druckverlust eine Erhöhung des Druckniveaus vor dem Filter nach sich zieht, was eine Erhöhung des Luftmassen-

stromes erfordert, um die Konstanz der Anströmgeschwindigkeit, also der Geschwindigkeit vor dem Filter, zu gewährleisten.

2.2.4 Aquisition der Messdaten

Online Bestimmung von Filterdruckverlust und Drainage

Die Differenzdruckaufnahme erfolgt über direkt vor und direkt nach dem Filter angebrachte Messstellen. Weil die an den Messstellen durchströmte Fläche gleich der Anströmfläche des Filters ist, wird gewährleistet, dass der dynamische Druck der Druckmessstellen dem des Filters entspricht. Dies ist essentiell, da an der anströmseitigen Messstelle auch der statische Druck, welcher für die Berechnung der Strömungsgeschwindigkeit benötigt wird (Abschn. 2.2.3), bestimmt wird. Ferner verfälscht durch diese Positionierung auch ein eventueller Druckverlust von Leitungssystemen die Messung nicht. Als Druckaufnehmer wird ein piezoresistiver Sensor (26PCCFA6D, Honeywell Inc.) mit Verstärkerschaltung eingesetzt.

Die Messung der Öldrainage erfolgt über Leitungen, welche in einem sich auf einer Waage (GF-300, A&D Instruments Ltd.) befindlichen Gefäß münden. Das ganze System ist innerhalb eines Druckbehälters angebracht, damit das Druckniveau der Waage dem Druckniveau am Anfang des Drainageschlauchs in der Filterkammer entspricht. Hierdurch wird vermieden, dass Luftströmungen auf die Waage gelangen, die das Wäageergebnis verfälschen würden.

Die Waagen sowie der Differenzdruckaufnehmer werden über eine Datenerfassungssoftware mit integriertem Zeitgeber ausgelesen und direkt auf der Festplatte des Rechners gespeichert.

Bestimmung der Sättigung und Ölverteilung im Filter

In dieser Arbeit werden, wie in der Industrie üblich, Filter bestehend aus mehreren Lagen eingesetzt. Die entwickelten Modelle basieren hin-

gegen auf der Beschreibung des Filters als ein einziges dickeres Medium. Durch die Vielzahl an Lagen wird jedoch eine erhöhte räumliche Auflösung hinsichtlich der Sättigung gewonnen. Um zu gewährleisten, dass sich das Lagenpaket auch wie ein zusammenhängendes Kontinuum verhält, muss sichergestellt werden, dass keine Spalte zwischen den Einzellagen vorhanden sind. Eventuelle Spalte könnten den Öltransport behindern und zu Artefakten in der Ölverteilung, dem Transport und folglich auch dem Druckverlust führen.

Die Absenz von Spalten wurde in einem speziellen Experiment gezeigt. Hierbei wurden acht neue Filterlagen mit einem Gewicht belastet, welches in etwa dem mittleren Druckverlust im stationären Zustand entspricht. Dann wurde das beschwerte Lagenpaket in Acrylharz eingegossen. Nach der Aushärtung wurden Proben ausgeschnitten, poliert und im Elektronenmikroskop untersucht. Mit dem Sekundärelektronendetektor wurde ein Querschnittsbild über das eingegossene Lagenpaket erhalten. Da dieser Detektor sehr sensitiv auf Materialunterschiede reagiert, ist ein hoher Kontrast zwischen dem den Hohlraum ausfüllenden Harz (grau) und den Querschnittsflächen der Fasern (weiß) zu sehen (Abb. 2.7). Es konnten keine Spalte zwischen den einzelnen Lagen festgemacht werden. Daher ist es gerechtfertigt, das Lagenpaket

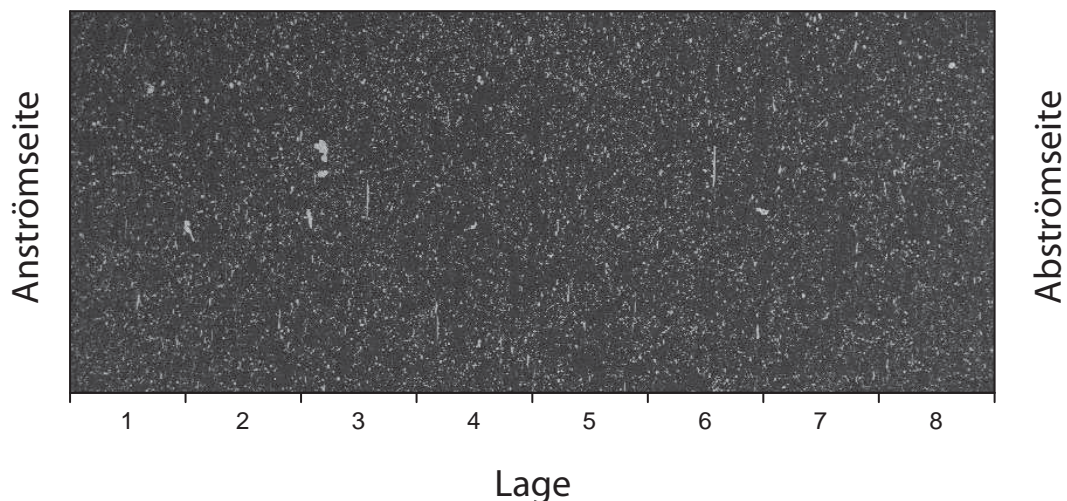


Abbildung 2.7: Rasterelektronenmikroskopaufnahme eines Schnitts von acht in Harz (grau) eingegossenen Filterlagen repräsentiert durch die Faserquerschnitte (weiß), welche mit einem Gewicht, welches dem mittleren Druckverlust in der Filtration entspricht, belasteten wurden.

als zusammenhängende Faseranordnung bei der Durchströmung mit Öl zu betrachten.

Die Sättigung S ist als Anteil des mit Öl gefüllten Filterhohlraumes definiert,

$$S = \frac{V_{\text{Öl}}}{V_{\text{Filter}} - V_{\text{Fasern}}}$$

wobei V_{Filter} das Volumen der Filters, V_{Fasern} das Volumen der Fasern und $V_{\text{Öl}}$ das Volumen des Öls bezeichnet. Zur Bestimmung der mittleren Sättigung einer Filterlage wird diese zunächst im unbeladenen Zustand ausgewogen und daraus das Flächengewicht errechnet. Dies ist für jede Lage nötig, da das Flächengewicht von Lage zu Lage stark variiert. Nach Beenden des Filtrationsversuches wird das Gewicht der gesättigten Lage bestimmt. Vorher werden die durch die Einspannung ungesättigten Ränder abgeschnitten, um eine Verfälschung der Sättigung hin zu niedrigeren Werten zu vermeiden. Der Fehler bei Belassen der Filterränder konnte in exploratorischen Experimenten zu $(30 \pm 5)\%$ bestimmt werden. Anschließend werden die Kantenlängen auf 0,1 mm genau vermessen. Mit dem Flächengewicht des unbeölten Filters, der angenommenen Dichte von Glas ($2,5 \text{ g cm}^{-3}$), der Dichte von Öl ($0,875 \text{ g cm}^{-3}$, Abschn. 2.3) und der einmalig bestimmten mittleren Dicke einer Filterlage (Tabelle 2.1) kann die Sättigung als Anteil des mit Öl gefüllten Filterhohlraumes mit einer Genauigkeit von etwa 2% bestimmt werden (Abschn. 4.1, 2.4).

2.2.5 Messung von Tröpfchengrößenverteilungen im Aerosol

Zur Bestimmung des Fraktionsabscheidegrades müssen die Tröpfchengrößenverteilungen vor und nach dem Filter gemessen werden. Die Entnahme eines Probeaerosolstroms geschieht über Probenahmestellen. In diesen wird der Hauptaerosolstrom vom Leitungsdurchmesser

1 cm auf 6 cm aufgeweitet. In der Aufweitung befindet sich eine Haken-sonde, deren Abmessungen für $0,3 \text{ m s}^{-1}$ isokinetisch ausgelegt sind. Bei Nicht-Isokinetizität, also Geschwindigkeiten verschieden $0,3 \text{ m s}^{-1}$, fällt der Fehler wegen kleinen Stokes-Zahlen gering aus. Obendrein tritt dieser bei Roh- und Reingas gleichermaßen auf und eliminiert sich daher bei der Bestimmung der Trennkurve.

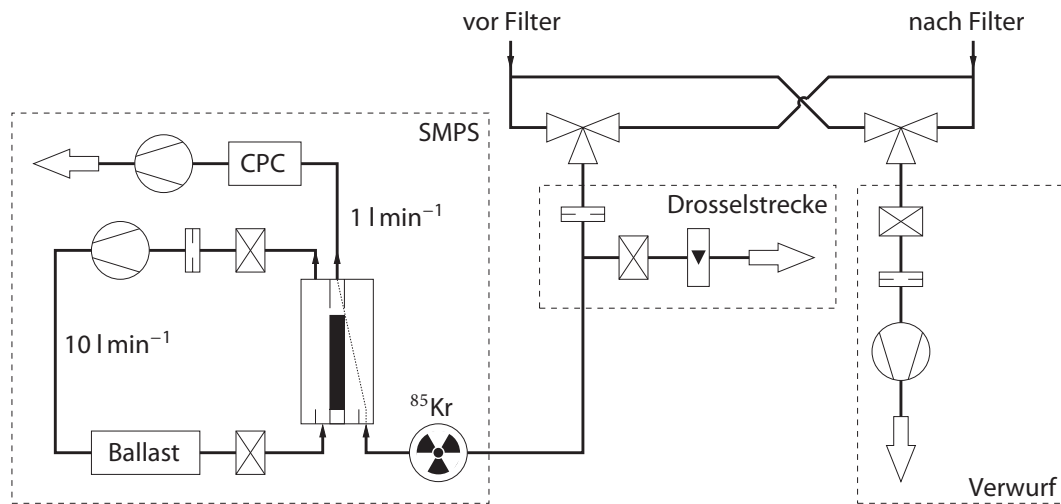


Abbildung 2.8: Aufbau der Probenahme für SMPS-Messungen. Zur Gewährleistung der Konstanz der Volumenströme vor und nach dem Filter wird der nicht gemessene Teilstrom verworfen. Die Drosselstrecke dient zur Reduktion auf atmosphärisches Druckniveau.

Auf der Roh- und Reingasseite des Filters wird gleichermaßen Aerosol über die Hakensonden entnommen (Abb. 2.8). Erfolgt die Messung des Aerosolstromes vor dem Filter, wird der Probestrom nach dem Filter verworfen und umgekehrt. Hierdurch wird sichergestellt, dass bei der Messung der Rohgasverteilung die Filteranströmgeschwindigkeit konstant bleibt und somit die Ölverteilung und der Druckverlust nicht beeinflusst werden. Der zu messende Aerosolstrom wird zunächst mittels einer aus einer Blende bestehenden Drosselstrecke auf atmosphärisches Druckniveau gebracht. Dabei wird ein etwas größerer Teilstrom aus dem System entspannt als für die Messung der Größenverteilung benötigt wird. Der überschüssige Anteil wird über ein Filter gereinigt und entweicht in die Umgebung. Dabei wird das Entweichen überschüssiger Luft durch die visuelle Beobachtung mittels eines Schwebekörperdurchflussmessers sichergestellt. Somit kann der Probenahme-

strom mit dem elektrischen Mobilitätsspektrometer (SMPS, scanning mobility particle sizer) gemessen werden [Heim11, Kousaka85, Liu74b].

Das Tröpfchenaerosol wird eingangs mit einem ^{85}Kr -Strahler (Aktivität 25 MBq) neutralisiert [Liu74a]. Das somit Boltzmann-ladungsverteilte Aerosol [Fuchs63, Hoppel86, Wiedensoler88] wird im elektrischen Feld des Differentiellen Mobilitätsanalysators (DMA, Hauke Vienna Long, [Winkelmayr91]) klassiert [Flagan98, Liu75] und die Konzentration der jeweiligen Fraktion mit einem Kondensationskernzähler (CPC, TSI 3010) bestimmt [Agarwal80, McMurry00]. Durch Variation der Hochspannung am DMA werden Partikel verschiedener Mobilitätsklassen und somit Partikelgrößen detektiert. Der Messbereich des hier eingesetzten Systems erstreckt sich von 14 nm bis 835 nm.

Auf eine Erweiterung des Messbereichs zu größeren Partikeln durch den Einsatz eines Optischen Partikelzählers [Borho70, Maus96, Umhauer83] wurde verzichtet, da die Tropfen der oberen Messgrenze des SMPS bei einer typischen Filterlage fast vollständig abgeschieden werden (Abb. 2.14) und somit für die Trennkurve keinerlei Zusatzinformation gewonnen werden kann. Ferner belegen sich die Fenster des Optischen Partikelzählers bereits nach kürzester Betriebsdauer mit durch Diffusion abgeschiedenem Öl. Dadurch kann keine verlässliche oder kontinuierliche Messung gewährleistet werden.

2.2.6 Verminderung des Ölwandfilmes

Bei Versuchen mit Ölnebel tritt häufig ein Ölwandfilm auf. Dabei handelt es sich um Öl, welches sich an den Leitungswänden abgeschieden hat und als Flüssigkeitsfilm durch die Strömungskräfte in den Leitungen transportiert wird. Dieser Wandfilm kann an Kanten, welche beispielsweise bei der Verbindung zweier Anlagenbauteile auftreten, wieder redispergiert werden. Die Tröpfchengrößenverteilung dieses Sekundäraerosols unterscheidet sich in der Regel von der des durch den Zerstäuber gelieferten Primäraerosols und führt daher zu unerwünsch-



ten Überlagerungen. Nicht redispergiertes Wandfilmöl gelangt als kontinuierliche Flüssigphase in die Filterkammer. Dort kann es, bei benetzbaren Medien, durch die Kapillarkwirkung vom Filter eingesaugt werden und somit Messwerte von Sättigung und Druckverlust verfälschen. Um diesen Wandfilm zu vermeiden, wurde eine Reihe von Maßnahmen ergriffen.

Zunächst wird der hoch konzentrierte Ölnebel des Zerstäubers mit der Verdünnungsluft des Gasflussreglers in einer Mischkammer (Durchmesser 12 cm, Länge 30 cm) gemischt. Hier wird der Wandfilm der vom Zerstäuber kommenden Zuleitung unterbrochen. Ferner wird, verglichen mit der Mischung beider Luftströme in einem T-Stück, ein erneuter Niederschlag von Ölnebel durch Impaktion und Turbulenzen weitgehend vermieden.

Zur Abschälung des Wandfilmes in der die Mischkammer verlassenden Leitung wurde exploratorisch eine Wandfilmfalle eingesetzt. Diese bestand aus einem von einem kleinen Teilstrom durchströmten Ringspalt, durch welchen das Öl ausgetragen werden soll. Diese Maßnahme war jedoch nicht ausreichend um Wandfilm im nachgelagerten Teil der Anlage zu vermeiden.

Damit der nun in die Filterkammer transportierte Wandfilm nicht an das Filter gelangt, wurde daher ein Sumpf direkt vor dem Filter eingesetzt. Dieser Sumpf befindet sich an einem Querschnitt, welcher dem des Filters entspricht. Durch diese von der Rohrleitung ausgehende Querschnittserweiterung sinkt die Strömungsgeschwindigkeit und somit die Wandschubspannung. Dies hat einen langsameren Transport in Strömungsrichtung zur Folge. Da hierdurch dann die Schwerkraft dominiert, befindet sich der Wandfilm am Boden der Filterkammer und kann somit über den Sumpf durch einen Schlauch in ein Auffanggefäß ablaufen. Infolgedessen erreicht das Wandfilmöl das Filter nicht.

2.2.7 Filterkammer und Filterhalterung

Filterkammer

Die Filterkammer besteht aus zwei Hälften. Diese werden durch einen Schraubring zusammengehalten. Jede Hälfte bietet einen Übergang für die Strömung von der Rohrleitung der Zu- beziehungsweise Abluft bis zur Filterlagenhalterung. Da die Filter rechteckigen Querschnitts sind, haben die Filterkammerhälften die Form eines Pyramidenstumpfes. Für die vorliegenden Strömungsverhältnisse würde ein Öffnungswinkel von 14° bis 18° [Polzin40] die Turbulenz minimieren. Da dies sehr große Bauteile nach sich ziehen würde, welche die Handhabung erschweren würden, wurde von dem optimalen Diffusorwinkel abgewichen und 32° gewählt. Auf den Seitenwänden der Filterkammer sind Sichtfenster angebracht, welche der visuellen Kontrolle der Vorgänge am Filter dienen (Abb. 2.9 links). An der Unterseite der Filterkammer befinden sich Ableitungen (Abb. 2.3, innere Drainage Abb. 4.7) für

- den Ölwandfilm vor dem Filter (Abschn. 2.2.6),
- die innere Drainage (Abschn. 4.3),
- die Drainage an der Rückwand des Filters und
- abgeblasene große Tropfen (Abschn. 3.3).

Diese Ölströme werden gravimetrisch erfasst. Der Druckverlust über dem Filter wird durch zwei Messsonden in der Filterkammer, vor und nach dem Filter bestimmt (Abschn. 2.2.4).

Filterhalterung

Die Filterlagen werden auf ein Lochblech gelegt, wie in handelsüblichen Filterelementen zum Einsatz kommt. Dieses Lochblech ist in einen rechteckigen Klemmrahmen geklebt (Abb. 2.9) und dient als Stütze für das Filter, welches ansonsten infolge des Druckunterschiedes zwischen An- und Abströmseite reißen würde. Das Filter wird mittels

einer Halterung, welche an den Ecken mit dem Klemmrahmen verschraubt wird, an seinen Rändern fixiert. Die durchströmbare Fläche ist quadratisch mit der Seitenlänge 8 cm. Der Klemmrahmen mit dem fixierten Filter wird mit zwei Flachdichtungen gegen die beiden Hälften der Filterkammer gepresst.

Die Spalte zwischen der anstömseitigen Filterkammerhälfte, sowie zwischen dem Klemmrahmen und den Filterlagen führen zum Auftreten einer Leckageströmung (Abb. 2.10). Dieser Leckagestrom kann nicht durch festeres Anziehen der die Halterung fixierenden Schrauben verhindert werden. Ein festeres Anziehen würde zu einer Ausbeulung der Filterlagen führen, was mit einem Abstand zwischen einzelnen Lagen verbunden wäre (Abschn. 2.2.4). Ferner kann das festere Anziehen

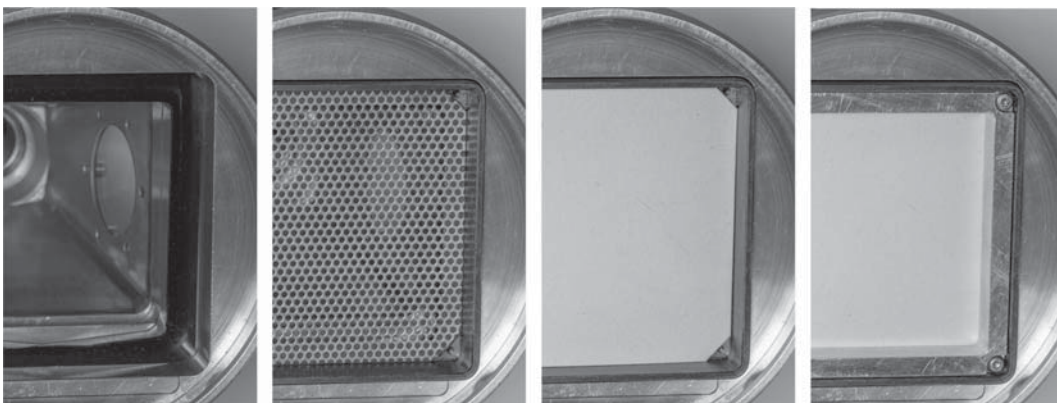


Abbildung 2.9: Blick in Strömungsrichtung in die Filterkammer (links). In den Rahmen mit Lochblech (Mitte links) werden die Filterlagen gelegt (Mitte rechts) und mit einem Klemmrahmen fixiert (rechts). Die durchströmte Fläche ist quadratisch mit 8 cm Seitenlänge.

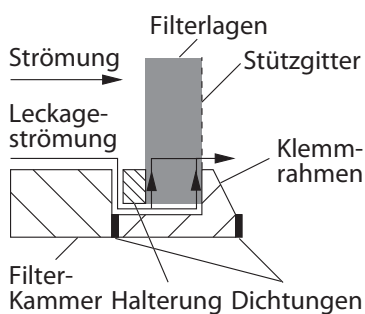


Abbildung 2.10: Prinzipskizze der Filterlagenmontage mit auftretenden Strömungen (nicht maßstabsgetreu). Die vor dem Stützgitter befindlichen Filterlagen werden in den Klemmrahmen eingelegt und mit der Halterung fixiert. Dieser Klemmrahmen wird mittels zweier Flachdichtungen gegen die Filterkammerhälften gedichtet. Neben der regulären Strömung dient eine gewollte Leckageströmung der Vermeidung des Ölaustrags aus den Filterlagen.

auch ein Reißen der Filterlagen an der Kante des Klemmrahmens nach sich ziehen. Auch der Einsatz einer Dichtung zwischen Klemmrahmen und Halterung führt zu erheblichen Nachteilen. Hierbei stellt sich im anströmseitigen Bereich des Filters eine Strömung ein, welche vom Filterinneren in Richtung Klemmrahmen zeigt. Diese führt dort zu einem Austrag von Öl aus den Filterlagen. Dieses Öl scheidet sich auf dem Rahmen ab und verfälscht somit die Sättigung. Im abströmseitigen Bereich des Filters zeigt die Strömung in Richtung des Filterinneren. Die gewollte Leckageströmung sorgt also dafür, dass im an- sowie im abströmseitigen Bereich die Strömung vom Klemmrahmen zum Filterinneren zeigt. Infolgedessen wird durch das Auftreten dieser sehr geringen Leckageströmung das Öl in den Filterlagen gehalten.

2.2.8 Online Wägung der Filterkammer

Für Filtrationsversuche mit veränderlichen Betriebsbedingungen kann neben Drainage und Druckverlust der zeitliche Verlauf der Sättigung das Spektrum an Messgrößen erweitern. Eine online Bestimmung der Sättigung ist gravimetrisch über eine online Wägung der Filterkammer möglich. Die Filterkammer wurde hierbei an einem Arm einer luftgelagerten Wippe befestigt, während sich auf der gegenüberliegenden Seite ein Ausgleichsgewicht befindet. Ein Luftlager wurde gewählt, da die in Vorversuchen zum Versuchsaufbau eingesetzten mechanischen Lager aufgrund ihrer Reibung eine starke Beeinflussung des Filterkammergewichts zeigten. Die Filterkammer ist auf Höhe der Filterlagen über einen Nylonfaden an einer Waage aufgehängt. Die Zu- und Ableitungen des Gasstromes werden über einen flexiblen Schlauch mit dem ortsfesten Teil der Anlage verbunden. Dieser flexible Schlauch geht direkt durch die Lagerachse, sodass, selbst wenn eine Kraft übertragen werden würde, der dazugehörige Hebelarm verschwindet und schlussendlich das an der Waage registrierte Drehmoment null ist. Daher gibt es keine Einflüsse der Zu- und Ableitungen des Gasstromes auf das Kammergewicht. Die aus flexiblen Silikonschläuchen bestehenden Ableitungen für die Drainageströme hingegen führen zu den di-

rekt unter der Filterkammer befindlichen Waagebehältern. Diese Positionierung ist erforderlich, um durch das Gefälle der Schläuche einen zügigen Abfluss des Öls zu gewährleisten.

Um bei der bestehenden Filtergröße einen Sättigungsunterschied von 5% bei einer Filterlage erfassen zu können, ist eine Auflösung des Wägesystems von einigen zehn Milligramm erforderlich.

Zunächst wurde der Einfluss der Drainageschläuche auf das Kammergewicht anhand dreier Versuche untersucht.

- Luftdurchströmung der Filterkammer mit abgeschlossenen Drainageleitungen. Wegen der Durchströmung des Filters stellt sich ein Druckverlust über diesem ein. Infolgedessen steigt das Druckniveau vor dem Filter. Dies zieht eine Zunahme an Luftmasse vor dem Filter nach sich, was sich wiederum in der Erhöhung des Kammergewichts, hier um wenige zehn Milligramm, widerspiegelt. Hierbei stimmt die theoretische Abschätzung mit den experimentellen Beobachtungen gut überein.
- Luftdurchströmung der Filterkammer mit angeschlossenen Drainageleitungen. Das Gewicht der Filterkammer sinkt wegen den sich aufblähenden und demzufolge starrer werdenden Silikonschläuchen um etwa ein Gramm ab. Der zeitliche Verlauf dieses Wägesignals ist nicht reproduzierbar. Daher ist eine Herausrechnung dieses Effekts basierend auf einer Leermessung nicht möglich. Die Torsion der Schläuche beim Befestigen zu Versuchsbeginn spielt hierbei eine nicht unwesentliche Rolle.
- Ölnebidurchströmung der Filterkammer mit angeschlossenen Drainageleitungen. Das Kammergewicht nimmt infolge der Abscheidung des Öls im Filter linear zu. Das Wägesignal zeigt die Überlagerung beider Effekte.

Der Einfluss der Drainageschläuche auf die Kammerwägung ließe sich im Rahmen einer Neukonstruktion beheben. Hierbei müssten die Wäagebehälter für die Drainage und den Vorkammerabfluss am Wippenarm der Filterkammer befestigt werden. Die Drainageschläuche könnten somit durch starre Rohre ersetzt werden. Die Versorgungs- und Signalleitungen der aufgehängten Wäagebehälter könnten über den Drehpunkt des Lagers an den starren Anlagenteil geführt werden.

Einen weiteren Einfluss auf das Kammergewicht hat der Ölwandfilm. Beim Anfahren eines neuen Versuches wird das Leitungssystem zu Beginn durch Erzeugung von Wandfilm (Abschn. 2.2.6) in einen Zustand stationärer Einölung gebracht. Zusätzlich lagert sich Öl in der Kleinflanschschelle vor der Filterkammer an. Um Ölanlagerungen in der Filterkammer zu verringern, wurden sämtliche Kanten mit Füllstoff abgerundet und ausgeglichen. Zur Veranschaulichung dieser Vorgänge wurde die zeitliche Entwicklung der Wägesignale aufgezeichnet (Abb. 2.11).

Während der Beladung nimmt das Kammergewicht linear mit $1,88 \text{ g h}^{-1}$ zu und der Druckverlust steigt infolge der steigenden Ölmenge im Filter an. Der Effekt der sich aufblähenden Schläuche wurde unterdrückt, indem die Kammergewichtskurve so verschoben wurden, dass dessen lineare Extrapolation durch den Ursprung geht (Abb. 2.11 im Einsatz). Ab 3,3 h sind die Filterlagen vollständig beladen, der Druckverlust steigt nicht weiter an und die Drainage setzt ein. Diese hat bis Versuchsende eine unveränderte Rate von $1,58 - 1,59 \text{ g h}^{-1}$. Ab 3,3 h steigt das Kammergewicht weiter linear, aber nur noch mit $0,366 \text{ g h}^{-1}$ an. Von 7,3 h bis Versuchsende bleibt das Kammergewicht konstant. Ab 8,1 h ist auf der Waage des Vorkammerabflusses der Beginn eines linearen Anstiegs mit $0,361 \text{ g h}^{-1}$ zu verzeichnen. In der Zeit zwischen 7,3 h und 8,1 h hat sich der Schlauch zwischen dem Sumpf für den Vorkammerabfluss und dem Behälter auf der Waage in den Zustand stationärer Einölung begeben, sodass das Öl, welches bereits bei 7,3 h abzufließen beginnt, erst 0,8 h später registriert wird. Die Summe aus allen drei Wägesignalen steigt konstant und entspricht der kumulati-

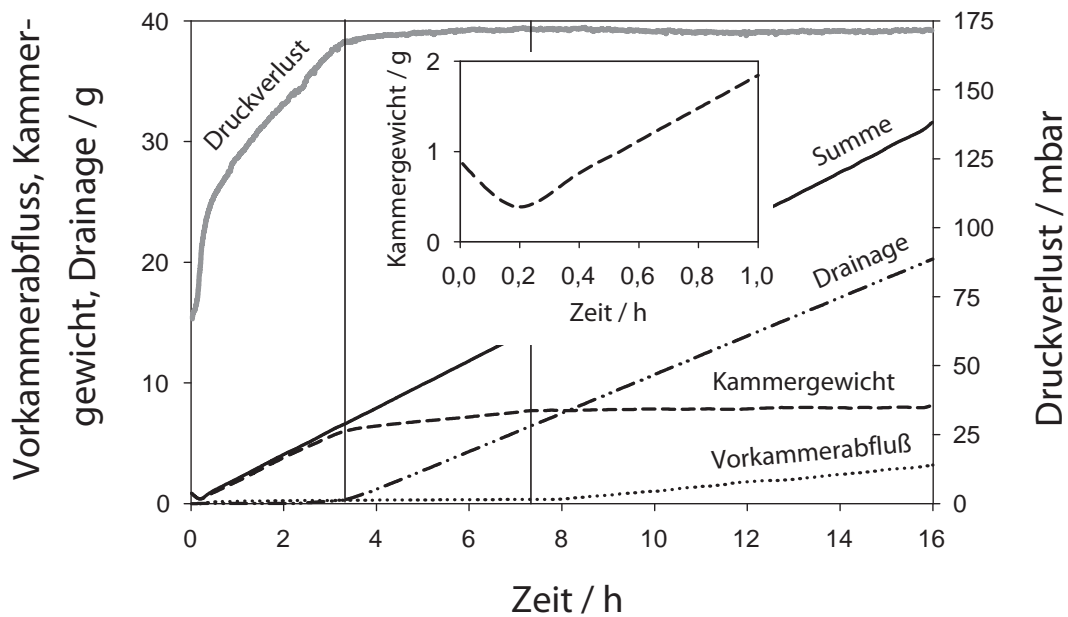


Abbildung 2.11: Zeitliche Entwicklung der gravimetrischen Messgrößen des Wägesystems (schwarz), Vorkammerabfluss (gepunktet), Kammergewicht (gestrichelt), Drainage (gestrichelpunktet) sowie deren Summe (durchgezogen). Die Extrapolation des Kammergewichts während der Beladung verläuft durch den Ursprung (Einsatz). Anhand des Druckverlustes (grau) lässt sich die Beladungsphase des Filters vom stationären Zustand unterscheiden. 10 Lagen nicht-benetzbares Medium bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

ven Ölanlieferung. Dies zeigt, dass durch die drei Waagen alle auftretenden Ölströme und Ölanlagerungen erfasst werden.

Bisher noch nicht interpretiert wurde der Anstieg des Kammergewichts zwischen 3,3 h und 7,3 h. Dieser Anstieg scheint durch Ölwandfilm bedingt zu sein, welcher das System einölt, denn die Steigung des Kammergewichts in diesem Bereich von $3,64 \text{ g h}^{-1}$ entspricht der des Vorkammerabflusses, wo der Ölwandfilm endabgeschieden wird, nachdem das Leitungssystem in einen Zustand konstanter Einölung gebracht wurde. Würde sich jedoch das Öl in diesem Zeitbereich in der Zuleitung zur Filterkammer ansammeln, dann wäre der Anstieg wegen des zunehmenden Hebelarmes nichtlinear. Infolgedessen muss sich das Öl an einem festen Ort ansammeln. Aus der Gleichheit der Steigungen des Wägesignals zwischen 3,3 h und 7,2 h sowie des Vorkammerabflusses ab 8,1 h ist zu folgern, dass der Ort nahe der Filterkammeraufhängung liegen muss. Hierfür kommen nur die Kleinflansch-

schelle vor der Filterkammer, sowie die Filterkammer selbst infrage. Insgesamt wird zwischen 3,3 h und 7,2 h eine Ölmasse von 1,6 g angesammelt. Die Masse des Öls in der Schelle wurde in unabhängigen Versuchen bei selben Bedingungen zu $1,7 \text{ g} \pm 0,2 \text{ g}$ bestimmt. Somit kann schlussgefolgert werden, dass der Anstieg des Kammergewichts zwischen 3,3 h und 7,2 h auf die Ansammlung von Öl in der Kleinflanschschelle zurückzuführen ist.

Ein weiterer Aspekt ist, dass der Wandfilm und die Ölsammlung stark von den Betriebsbedingungen, also von Konzentration und von Luftstrom, abhängig sind. Die Anlieferungsrate des Wandfilms sowie die Dauer, ab wann sich das System im Zustand konstanter Einölung befindet, müssten für sämtliche Betriebsbedingungen verlässlich bestimmt werden, um daraus mit den vorhandenen Wägesignalen rechnerisch das reale Kammergewicht und hieraus schlussendlich die Sättigung zu errechnen. Prinzipiell lassen sich die Wandfilmparameter zwar bestimmen, jedoch nicht mit der erforderlichen Verlässlichkeit um daraus das absolute Kammergewicht mit der geforderten Genauigkeit zu ermitteln. Vor diesem Hintergrund wurde von der Bestimmung der Wandfilmparameter sowie der Aufhängung der Wägebehälter abgesehen.

Eine online Bestimmung der Sättigung über die Wägung der Filterkammer ist insofern nicht möglich. Als weitere nicht-invasive Methoden böten sich bildgebende Verfahren, wie die Magnetresonanz an. Hierbei ist jedoch das Verhältnis aus Ortsauflösung und Zeit zur Bestimmung eines Bildes nicht ausreichend. Abschließend kämen nur noch konduktometrische Verfahren, beruhend auf der Messung der elektrischen Leitfähigkeit in Betracht [Wei91]. Diese beruhen auf dem linearen Zusammenhang zwischen dem elektrischen Widerstand der trockenen und der gesättigten Probe [Archie42]. Die Proportionalitätskonstante ist systemabhängig und experimentell zu bestimmen [Patnode50, de Witte50]. Im Rahmen dieser Arbeit kam nur die invasive gravimetrische Bestimmung der Sättigung der Einzellagen nach Versuchsende zum Einsatz.

2.3 Eingesetzte Materialien

Öle und Filter gelten als Verbrauchsmaterialien der Versuchsdurchführung. Als Öl wird (außer in Teilen von Abschn. 5.4), ausschließlich ein Multikomponentenmineralöl (Roto Inject Fluid, Atlas Copco Airpower N.V.) eingesetzt. Die nach der Biegeschwinger-Methode (Densito 30 PX, Mettler-Toledo Intl. Inc.) für verschiedene Temperaturen bestimmte Dichte (Abb. 2.12) konnte bei den vorherrschenden Versuchsbedingungen als konstant $0,875 \text{ g cm}^{-3}$ angesehen werden. Die Oberflächenspannung, bestimmt nach der Plattenmethode (Digital-Tensiometer K10, KRÜSS GmbH) beträgt $29,8 (\pm 0,5) \text{ mN m}^{-1}$ bei 20 °C und die mit dem Höppler-Viskosimeter (Kugelfallviskosimeter Typ B, Gebrüder Haake K.G.) bestimmte Viskosität $122,2 (\pm 0,2) \text{ mPa s}$ bei 20 °C .

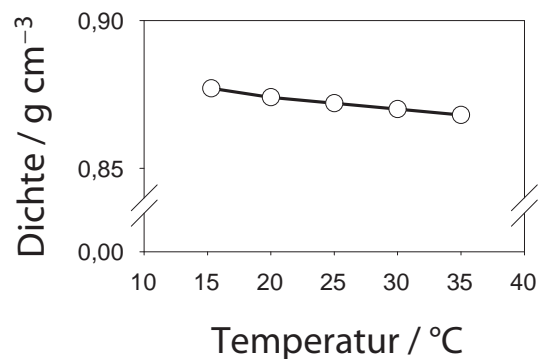


Abbildung 2.12: Mittels Biegeschwingermethode bestimmte Dichte des eingesetzten Öls für verschiedene Temperaturen.

Als Filtermedien werden Mikroglasfasermedien (Hollingsworth & Vose) eingesetzt [Purchas02]. Der beim Produktionsprozess in der Mische zugegebene Acrylat-Binder hat beim fertigen Medium meistens einen Massenanteil von etwa 5%. Die Zusammenfassung typischer Filterparameter (Tabelle 2.1) zeigt die mittels Messschieber bestimmte Dicke der Filterpapiere. Aufgeführt ist ebenso die Packungsdichte, welche über die Dicke und das gravimetrisch bestimmte Flächengewicht mit der Dichte von Glas (Mittelwert $2,5 \text{ g cm}^{-3}$) errechnet wurde. Infolge der Kompaktheit der Filterpapiere wurde diese gravimetrische Methode anderen auf Kapillarität beruhenden Verfahren [Herman06] oder dem Einsatz eines Pyknometers vorgezogen. Aus Messungen des Druckverlustes des unbeladenen Mediums wurde der mittlere Faserdurchmesser bestimmt [Davies73] (Gl. 2.1). Die genaue Faserdurchmesserverteilung wird jedoch vom Hersteller als streng zu hütendes

	B_1	B_2	B_3	B_4	B_5	N_1	N_2	N_3	N_4	N_5
Dicke / mm	0,52	0,59	0,64	0,52	0,52	0,67	0,80	0,43	0,51	0,50
Packungsdichte	0,05	0,05	0,06	0,06	0,07	0,04	0,05	0,06	0,05	0,06
Faserdurchmesser / μm	2,1	1,4	0,77	0,55	0,28	0,73	0,78	0,57	0,45	0,4
Gas-, Öldurchbruch / mbar	12	18	32	47	82	15	21	28	33	41
Nicht-Benetzbarkeit	0	0	0	0	0	4	5	6	4	5

Tabelle 2.1: Dicke, gravimetrisch bestimmte Packungsdichte, aus dem leeren Druckverlust bestimmter mittlerer Faserdurchmesser, sowie kapillarer Ein- und Austrittsdruckverlust und Nicht-Benetzbarkeit nach ISO 14419 für die eingesetzten benetzbaren B und nicht-benetzbaren N Filtermedien.

Geheimnis betrachtet und eine Bestimmung derer durch die Auswertung von Rasterelektronenmikroskopiebildern war wenig Erfolg versprechend. Grund hierfür beinhalten das schwer zu quantifizierende Aspekt-Verhältnis. Ferner ist bei den nicht-benetzbaren Medien der Grad der Nicht-Benetzbarkeit angegeben [ISO 14419].

Benetzbare Filtermedien werden durch den Buchstaben B gekennzeichnet, nicht-benetzbare durch N . Der untere Index zählt die Medien nach steigendem kapillaren Austrittsdruckverlust bei benetzbaren sowie Eintrittsdruckverlust bei nicht-benetzbaren Medien durch. Der obere Index zeigt die Anzahl gleichartiger hintereinander folgender Lagen bei einem mehrlagigen Filter an. Beispielsweise besteht das Filter $B_1^7 N_2^3$ aus sieben Lagen von dem größten benetzbaren Filtermedium, gefolgt von drei Lagen des nicht-benetzbaren Mediums mit dem zweitkleinsten kapillaren Eintrittsdruckverlust.

Der kapillare Öl- und Gasdurchbruch (Kap. 5) wurde mit einem statischen Drucknutschenexperiment bestimmt. Zur Bestimmung des Öldurchbruchs wurde das nicht-benetzbare Filtermedium auf ein Stützgitter gelegt, dann ein Ölpolster von etwa 1 cm Höhe aufgegossen und anschließend Druck von oben aufgegeben. Während der Druck kontinuierlich erhöht wurde, wurde von unten beobachtet, ab welchem Differenzdruck das Öl in das Medium eintritt und folglich Öltropfen durch das Stützgitter durchtreten. Um den Gasdurchbruch zu ermitteln wurde das mit Öl getränkte benetzbare Filtermedium auf ein Stütz-

gitter gelegt, dann ein weiteres Stützgitter darüber positioniert und ebenfalls mit Öl aufgegossen. Nun wurde der Druck von unten erhöht und beobachtet, ab welcher Druckdifferenz Luftblasen durch das Medium durchgedrückt werden und oben austreten. Der Öl- und Gasdurchbruch ergibt sich aus den entsprechenden Differenzdrücken unter Berücksichtigung des hydrostatischen Druckes des jeweiligen Ölpolsters.

2.4 Durchführung der Versuche

Ein typischer Versuchsablauf lässt sich in folgende Schritte gliedern. Je nach Versuchsziel sind nicht alle Schritte von Nöten.

- Betrieb der Anlage mit den später verwendeten Betriebsbedingungen im Leerlauf. Dies ist erforderlich, damit die Anlage in einen Zustand stationärer Beölung gelangt (Abschn. 2.2.6, 2.2.8). Wie die experimentelle Praxis zeigt, kann sonst die das Filter erreichende Aerosolkonzentration nennenswert abweichen.
- Wiegen jeder einzelnen trockenen Filterlage.
- Einbauen des Filters. Die einzelnen Filterlagen werden in der im kommerziellen Filter üblichen Orientierung (Maschinenrichtung der Papiere senkrecht zur Schwerkraft) in den Klemmrahmen gelegt, die Halterung mit konstantem Drehmoment angezogen und in die Filterkammer eingebaut.
- Start der Messwerterfassung.
- Zunächst wird das Filter kurz mit reiner Luft durchströmt, so dass der Druckverlust zu Beginn dem des unbeladenen Mediums entspricht, dann Zuschalten von Ölnebel. Zur Sicherheit wird die Kalibrierung der Zerstäuber regelmäßig überprüft.
- Entlüften der Wägebühler kurz vor Versuchsende. Im Betrieb baut sich, aufgrund des Druckabfalls über dem Filter ein Über-

druck im, vor allem anströmseitigen Wägebälter auf. Dieser Überdruck muss vor Strömungsabschaltung entweichen, da sich dieser sonst über die Ölleitungen abbauen würde. Die Folge davon wäre, dass Öl aus dem Druckbehälter in die Filterkammer mitgerissen werden würde und hierbei das Filter bespritzen würde.

- Abschalten des Aerosolstromes.
- Ausbau des Filterklemmrahmens.
- Fotografieren der einzelnen Lagen. Zur Bestimmung der Ölverteilung in einer Lage (Kap. 4) wird diese auf ein Leuchtpult gelegt. Da der Brechungsindex von Öl [Lide08] mit 1,46 gleich dem des Fasermaterials Glas ist, scheint das Licht des Leuchtpults nur durch die ölgesättigten Bereiche. Diese sind hell während die trockenen Bereiche dunkel bleiben.
- Bestimmung der Sättigung (Abschn. 2.2.4).
- Reinigung des Filterlagenhalters. Hierbei wird vermieden, dass Öl des letzten Versuches im folgenden Versuch in die neu eingelegten Lagen gelangt. Die Anlage, insbesondere die Filterkammer, darf keinesfalls gereinigt werden, damit die Dauern bis zur Einstellung eines stationären Wandfilmes möglichst kurz gehalten wird.

2.5 Vorsättigung

Während das Filter mit Ölnebel beladen wird, erreicht dieses nach einiger Zeit einen stationären Zustand. Die Stationarität wurde an dem Druckverlustsignal festgemacht, da dieses die sensitivste online messbare Größe ist. In Normen wird bereits ein mit 1% pro Stunde steigender Druckverlust als konstant angesehen [ISO 12500], was für eine wissenschaftliche Arbeitsweise nicht ausreichend ist. Je nach Aerosolkonzentration, verwendetem Medium und Zahl der Filterlagen kann

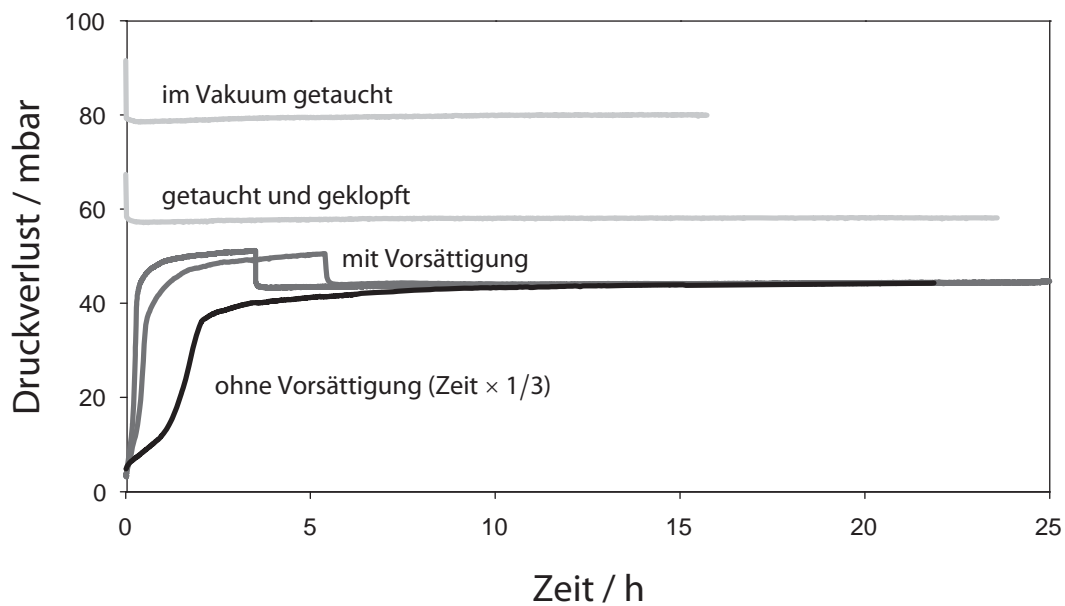


Abbildung 2.13: Druckverlust bei normaler Filtration (schwarz, Zeit mit $1/3$ skaliert), Vorsättigung (dunkelgrau) und Tauchen (hellgrau). N_3^1 bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$, Vorsättigungskonzentration $0,2 \text{ g m}^{-3}$ und Endkonzentration $0,02 \text{ g m}^{-3}$ (Trennkurven Abb. 2.14).

es mehrere Tage bis Wochen dauern, bis der Druckverlust stationär ist. Da solche Versuchsdauern nicht praktikabel sind, wurden mehrere Methoden getestet, um schneller in den stationären Zustand zu gelangen. Diese wurden mit einem Standardversuch ohne beschleunigtes Erreichen der Stationarität verglichen.

- Das Filter wird in ein Ölbad eingetaucht. Das vollständig gesättigte Medium wird dann in die Filtrationsanlage eingebaut. Bei anschließender Aerosoldurchströmung wird ein Teil des Öls ausgeblasen. Bei nicht-benetzbaren Filtern kann das Medium durch Klopfen teilweise gesättigt oder durch Tauchen im Vakuum vollständig gesättigt werden.
- Das Filter wird durch eine anfänglich hohe Aerosolkonzentration im Filtrationsexperiment vorgesättigt [Kampa08]. Anschließend wird die Konzentration auf den gewünschten Wert heruntergeschaltet. Hierbei darf die Strömung nicht unterbrochen werden, da dies eine sofortige irreversible Ölumverteilung zur Folge hätte [Frising05a].

Durch Vorsättigung wird derselbe Enddruckverlust erreicht, wie bei normaler Filtration, während bei Tauchen der Druckverlust höher ist (Abb. 2.13). Dieses Verhalten kann mit Hilfe von Inhomogenitäten der Filterstruktur [Hoferer09] begründet werden. In fein strukturierten Bereichen kann das Öl, welches dort beim Tauchen hineingelangt, infolge der im Vergleich zu grob strukturierten Bereichen kleineren Kapillarradien und somit stärkeren Kapillarkräfte, nicht ausgeblasen werden. Diese Bereiche können daher nicht mehr von Luft durchströmt werden, was einen höheren Druckverlust zu Folge hat. Daneben führt die Nicht-Verfügbarkeit der feinen Fasern auch zu einer Abnahme des Abscheidegrades für Diffusion [Kirsch68] sowie Impaktion [Yeh74] (Abb. 2.14, Abschn. 3.1). Bei Vorsättigung hingegen unterscheidet sich der Trenngrad nicht von dem durch normale Filtration. Grobstrukturierte Vliese, bei welchen Bereiche kleinerer Kapillarradien nicht auftreten, erreichen durch Tauchen denselben Endzustand wie bei normaler Filtration [Laminger11a].

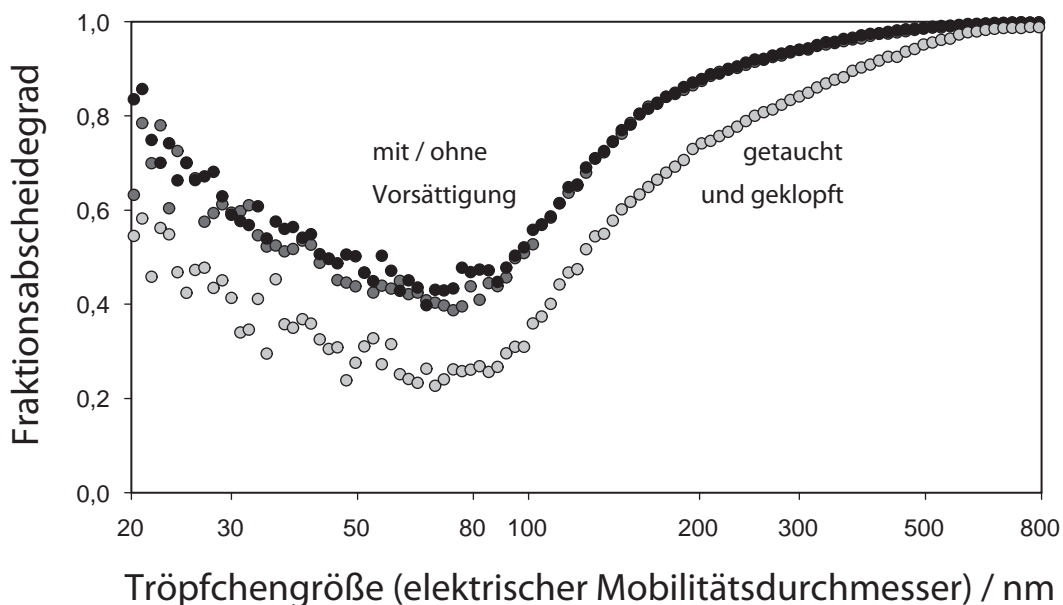


Abbildung 2.14: Fraktionsabscheidegrad bei normaler Filtration (schwarz), Vorsättigung (dunkelgrau) und Tauchen (hellgrau), N_3^1 bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$, Vorsättigungskonzentration $0,2 \text{ g m}^{-3}$ und Endkonzentration $0,02 \text{ g m}^{-3}$ (Druckverlustkurven Abb. 2.13).

Bei typischen Endkonzentrationen haben sich in der Praxis etwa zehnmal so hohe Vorsättigungskonzentrationen bewährt, es können jedoch alle mit dem eingesetzten Zerstäuber erreichbaren Konzentrationen zur Vorsättigung verwendet werden. Je geringer der Konzentrationsunterschied zwischen Vorsättigungskonzentration und Endkonzentration ist, desto länger dauert die Vorsättigung. Kurz nach Erreichen des stationären Zustandes mit der Vorsättigungskonzentration wird auf die Endkonzentration umgeschaltet. Generell ist die Prozedur unabhängig von der Benetzbarkeit des Mediums. Infolge der durch die Vorsättigung [Kampa08] bedeutenden Zeitersparnis bei gleichzeitigem Erreichen desselben Endzustandes wie bei normaler Filtration, erfreut sich diese Methode bereits breiter Anwendung [Bredin12, Laminger10, Mead-Hunter13].

Um eine Abschätzung der Zeitskala für den Transport des Öls im Filtrationsbetrieb vor allem in kaum durchströmte Bereiche zu erhalten, kann der Öltransport mit einem klassischen kapillaren Steigversuch verglichen werden. Dazu wird ein Filtermedium mit seiner Unterseite mit einem hinreichend großen Ölreservoir in Kontakt gebracht. Das Steigverhalten in der porösen Filtermatrix kann durch die Washburn-Gleichung mit einem äquivalenten Kapillarradius beschrieben werden (Abschn. 4.3). Die Zeitskala für das anfängliche Steigen der Flüssigkeit kann aus den experimentellen Daten zu Größenordnung 1 s (Abb. 2.15 im Einsatz) bestimmt werden. Die Steighöhe der Flüssigkeit stimmt jedoch auf größerer Zeitskala (Abb. 2.15) nicht mit den Erwartungen aus der klassischen Theorie überein. Die Ursache dafür ist, dass bei großen Zeiten, also bei geringer treibender Kraft, die aufsteigende Kontaktlinie an Defekten gepinnt, also festgehalten wird. Defekte sind beispielsweise Faserkreuzungen oder Rauigkeiten, welche durch das Bindermaterial entstehen (Abb. 5.30). Aus der theoretischen Beschreibung dieses Phänomens [Ertas94, Schäffer99] konnte keine Abschätzung für die Zeitskala abgeleitet werden¹. Die in Untersuchungen an Kugelschüt-

¹Der pinning-depinning-Phasenübergang mit der Geschwindigkeit als Ordnungsparameter kann mit quantenfeldtheoretischen Überlegungen im Rahmen der Renormierungsgruppentheorie erfasst werden.

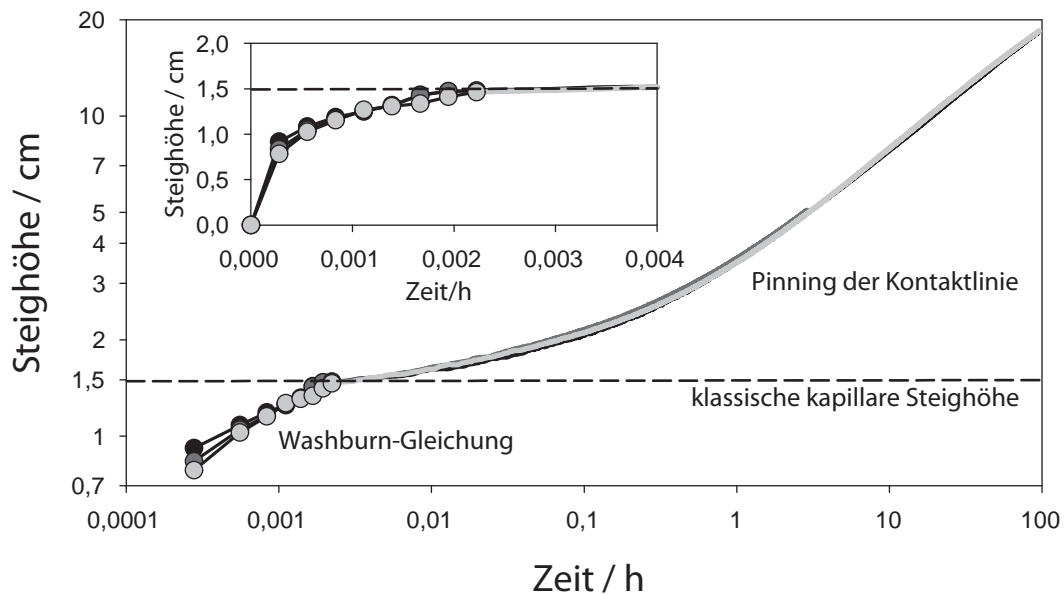


Abbildung 2.15: Aufsteigen des Öls in B_5 (3 Versuche). Bei kleinen Zeiten (bis etwa 0,004 Stunden) dominiert das klassische aus den Druckverhältnissen resultierende Steigverhalten, wiedergegeben durch die Washburn-Gleichung (im Einsatz auf linearer Skala). Bei größeren Zeiten (ab etwa 0,004 Stunden) ist das Steigverhalten durch den pinning-depinning-Phasenübergang beherrscht.

tungen beobachtete Nicht-Universalität [Delker96], also ein von Versuch zu Versuch anderes Verhalten bei großen Zeiten, konnte experimentell nicht bestätigt werden. Ein und derselbe Versuch ist reproduzierbar und das Steigverhalten mehrerer Experimente ist identisch (Abb. 2.14). Die Zeitdauern für das Erreichen der maximalen kapillaren Steighöhe lagen je nach Medium bei bis zu einem halben Jahr. Hierbei ist jedoch zu berücksichtigen, dass im kapillaren Steigexperiment die treibenden Kräfte mit zunehmender Zeit abnehmen, während dies in der Filtration nicht der Fall ist. Somit konnte erklärt werden, weshalb manche Medien bei geringen Konzentrationen ein Kriechen des Druckverlustes zeigen. Bei durch hohe Konzentrationen vorgesättigte Medien ist dies nicht der Fall. Es konnte bislang keine Korrelation dieses Verhaltens mit Medienparametern gefunden werden, auf Basis dessen eine Vorhersage über ein Kriechen des Druckverlustes möglich gewesen wäre. Erschwerend kam hinzu, dass beispielsweise Aussagen über die Faserdurchmesser- und Porositätsverteilung nicht erschlossen werden konnten (Abschn. 2.3).





3

Abscheidung und Wiedereintrag von Öltröpfchen

In diesem Kapitel werden die tröpfchen- und die tropfenbasierten Aspekte bei der Ölnebel filtration beleuchtet. Dazu gehören zunächst die Abscheidung des Tröpfchenaerosols an den Filterfasern (Abschn. 3.1), gefolgt von den Erscheinungsformen des koaleszierten Öls im Filter wie beispielsweise Filme und große Tropfen (Abschn. 3.2). Ein weiterer durch den Dispersitätszustand der Ölphase bestimmter Vorgang ist die Erzeugung eines Sekundäraerosols an der Filterrückwand, das Re-Entrainment (Abschn. 3.3).

3.1 Abscheidemechanismen

Das Anfangsverhalten bei der Beladung eines Ölnebelfilters unterscheidet sich nicht wesentlich von dem von Staubfiltern. Die Abscheidung erster Öltröpfchen auf unbeladene Fasern kann mit der bei Staubfiltern etablierten Filtertheorie [Brown93, Davies73] beschrieben werden. Bei der idealisierten Berechnung der Abscheidung von Partikeln in einem Faserfilter wird zunächst vom Einzelfaserabscheidegrad ausgegangen [Löffler88]. Dieser ist der auf den geometrischen Faserquerschnitt bezogene Einfangquerschnitt der Faser. Ausgehend davon, dass alle Öltröpfchen, welche die Faser treffen auch haften bleiben [Agranovski03, Müller12, Sher13], also das Abprallen [Kasper10, Rembor99] vernachlässigbar ist, dienen folgende Auftreffmechanismen der Tröpfchenabscheidung [Brown93, Hoferer11]:

- Diffusion
- Impaktion
- Sperreffekt

Bei der Diffusion weicht die Partikel aufgrund der Brownschen Molekularbewegung von der Strömungslinie ab und trifft auf die Faser. Bei der Impaktion wird die Abweichung von der um die Faser führenden Stromlinie durch die Trägheit verursacht. Der Sperreffekt beschreibt das Tangieren der Faser infolge der räumlichen Ausdehnung der Partikel. Der Sperreffekt geht, da massebehaftete Partikeln grundsätzlich eine räumliche Ausdehnung besitzen, mit den zuvor genannten Mechanismen einher. Er tritt, wie die Impaktion, bei großen Partikeln zunehmend in Erscheinung. Kleine Partikel sind von der Diffusion dominiert. Vom Einzelfaserabscheidegrad ausgehend kann auf die die Abscheidung des gesamten Filters charakterisierende Trennkurve, auch Fraktionsabscheidegrad oder Trenngrad genannt, hochgerechnet werden (Abschn. 4.2). Der Fraktionsabscheidegrad bezeichnet den im Filter abgeschiedenen Anteil abhängig von der Partikelgröße. Typische Kurven (Abb. 2.14) zeigen links den Diffusionsast, welcher zu kleinen

Partikeln hin zunimmt und rechts den Ast in dem Sperreffekt und Trägheitsabscheidung vorherrschen. Das Minimum stellt die am häufigsten penetrierende Partikelgröße (MPPS, most penetrating particle size) dar. Der mit der Rohgaspartikelgrößenverteilung gemittelte Trenngrad wird Gesamtabscheidegrad genannt und das Verhältnis von Rein- zu Rohgaskonzentration heißt Penetration. Diese ist die Differenz des Abscheidegrades zu eins.

Für das gesättigte Filter wird häufig eine Abnahme des Gesamtabscheidegrades gegenüber dem unbeladenen Filter beobachtet [Davies73, Frising05b, Mohrmann70, Payet92, Raynor00]. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass die koaleszierten Tropfen einen Teil der Faser blockieren und somit die für die Abscheidung verfügbare Faserlänge abnimmt. Eine Abscheidung auf den koaleszierten Tropfen findet auch statt, jedoch mit infolge des großen Kollektordurchmessers stark verminderter Abscheideleistung. Als Gegenpol hierzu sind auch Untersuchungen bekannt, welche eine Zunahme des Abscheidegrades mit der Beladung beobachten [Agranovski03, Conder89, Liew85]. Die Aussagen über eine Abnahme oder einen Anstieg des Abscheidegrades sind nicht nur von der Partikelgrößenverteilung abhängig, sondern auch von der Anzahl der Filterlagen, wie später im Rahmen der Diskussion des zeitlichen Verlaufs des Abscheidegrades mit zunehmender Beladung gezeigt wird (Abschn. 5.5).

3.2 Ölverteilung an einzelnen Fasern

Durch die Abscheidung des Primäraerosols wird die unbeladene benetzbare Faser zunächst vollständig benetzt. Es bildet sich ein dünner Film mit wenigen Nanometern Dicke aus [Brochard86, Mullins06b]. Durch die Abscheidung weiterer Tropfen nimmt die Ölmenge an der Faser zu. Dies zieht ein Aufbrechen des homogenen und zylindrischen Films infolge der Plateau-Rayleigh-Instabilität [Plateau73, Rayleigh80] in einzelne Tropfen nach sich. Diese sind nach wie vor durch den dün-

nen Film verbunden. Weitere vorwiegend im Film, also an den dünnen Faserquerschnitten abgeschiedene Tropfen werden im Film in die Tropfen transportiert, die dadurch weiter anwachsen.

Die Ursache für dieses Verhalten liegt in den Grenzflächen begründet. Eine zentrale Größe ist hierbei der Kontaktwinkel. Dieser lässt sich über die klassische Young-Gleichung [Young05]

$$\gamma_{LV} \cos \theta = \gamma_{SV} - \gamma_{SL} = \gamma_{LV} + S$$

mit der Ausbreitungsfähigkeit $S = \gamma_{SV} - \gamma_{SL} - \gamma_{LV}$ veranschaulichen. Die Young-Gleichung beschreibt das Gleichgewicht aus der Resultierenden der Grenzflächenspannungen γ_{SV} zwischen Faser und Gas sowie γ_{SL} zwischen Faser und Tropfen und aus der mit dem Kontaktwinkel θ [Bröckel90, Carroll76, Wagner90] beschriebenen Projektion der Grenzflächenspannung zwischen Tropfen und Luft γ_{LV} (Abb. 3.1) auf die Faserrichtung.

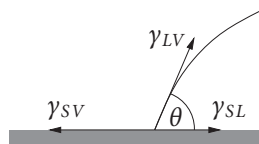


Abbildung 3.1: Kontaktwinkel θ und zugehörige Grenzflächenspannungen γ_{SV} zwischen Faser und Gas, γ_{SL} zwischen Faser und Tropfen sowie γ_{LV} zwischen Tropfen und Gas.

Auf einer Ebene bildet sich für $S < 0$ ein Tropfen mit dem zugehörigen Gleichgewichtskontaktwinkel aus. Für $S \geq 0$ bildet sich ein Film mit dem Kontaktwinkel 0 aus, die Young-Gleichung ist hier nicht definiert. Für die Ebene ist auch der Umkehrschluss, ein Kontaktwinkel von 0 impliziert die Ausbildung eines Films, zulässig [Dash77, Sullivan81]. Dies gilt jedoch nicht für die Faser. Hier können sehr wohl Tropfen mit einem Kontaktwinkel von 0 existieren [Carroll76, McHale97, Roe75]. Denn bei gekrümmten Oberflächen liefert ein Gleichgewicht der konkurrierenden Kräfte

- Ausbreitungsfähigkeit: Ausbreitung des Films [Good75]
- Van-der-Waals Kraft: Kompression des Films [London30, Lyklema65]

dass die Ausbreitungsfähigkeit einen kritischen Wert nicht unterschreiten darf, dass sich ein Film ausbildet [Brochard86, Brochard-Wyart90]. Der Effekt der Krümmung des Films wurde nicht betrachtet, da dieser bei dünnen Filmen vernachlässigbar ist. Diese sind, wie die Ebene, nur durch van-der-Waals Kräfte stabilisiert.

Die Tropfen hingegen weisen auf benetzbaren Fasern eine fassförmige Konformation auf, welche analytisch berechnet werden kann [Bondarenko48, Carroll76]. Das Tropfenprofil besitzt hierbei einen Wendepunkt. Dieser rührt daher, dass die Minimierung des Laplace-Druckes

$$\Delta p = \gamma_{LV} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

nur dadurch geschehen kann, dass die beiden Hauptkrümmungsradien R_1 und R_2 entgegengesetzte Vorzeichen annehmen. Da beim Scheitel beide Hauptkrümmungsradien positiv sind, muss folglich ein Wendepunkt existieren [McHale01].

Die Young-Gleichung würde implizieren, dass der Kontaktwinkel unabhängig von der Tropfengröße ist. In Experimenten wurde jedoch Gegenteiliges beobachtet [Amirfazli03, Gaydos87, Good79, Li90] und dies durch die modifizierte Young-Gleichung

$$\gamma_{LV} \cos \theta = \gamma_{SV} - \gamma_{SL} - \frac{\sigma}{R}$$

mit der Linienspannung σ und dem Radius der Kontaktlinie R zum Ausdruck gebracht.

Die modifizierte sowie die nicht modifizierte Young-Gleichung können beide als Grenzfall einer verallgemeinerten Gleichung nicht-extensiver Thermodynamik gesehen werden [Lettelier07]. Hiernach ergibt sich für

- glatte Oberflächen: θ abhängig vom Tropfenvolumen,

- raue Oberflächen: θ unabhängig vom Tropfenvolumen.

Ferner lässt sich hieraus auch die phänomenologische Einbeziehung der Oberflächenrauigkeit durch die Wenzel-Gleichung [Wenzel37] ableiten. Diese Betrachtungen gelten allerdings nur für Gleichgewichtskontaktwinkel, also wenn die Tropfen ruhen. Der Gleichgewichtskontaktwinkel kann auch aus den dynamischen Randwinkeln, also Rückzugs- und Vorrückrandwinkeln bestimmt werden [Tadmor04].

Die Tropfenform ist alleinig durch den Kontaktwinkel bestimmt, welcher wiederum vom Tropfenvolumen abhängt. Neben der axisymmetrischen, fassförmigen Konformation tritt bei nicht-benetzbaren Fasern und somit größeren Kontaktwinkeln, auch eine asymmetrische, muschelförmige Konformation auf. Der bei Vergrößerung des Kontaktwinkels auftretende Übergang von fassförmigen zu muschelförmigen Tropfen (roll-up transition) wurde experimentell [Adam37, Lorenceau04], theoretisch [Carroll86] und simulativ [McHale01] untersucht. Somit finden sich in einem Filter bestehend aus nicht-benetzbaren Fasern sowohl fass- als auch muschelförmige Tropfen. Neben einzelnen koaleszierten Tropfen treten im realen Filter an Faserkreuzungen und zwischen benachbarten Fasern auch Flüssigkeitsbrücken und Filme auf. Darüber hinaus gibt es im Inneren des Filters auch vollständig gesättigte Bereiche, welche viele Fasern umspannen (Kap. 5).

3.3 Re-Entrainment

Selbst wenn das Öl in Form des Primäraerosols bereits abgeschieden wurde, besteht im Filter die Möglichkeit, dass aus dem abgeschiedenen Öl unter dem Einfluss der Gasströmung Sekundäraerosol generiert wird, welches in die Reingasseite des Filters gelangt. Das Aerosol im Reingas setzt sich demnach aus der direkten Penetration und dem Sekundäraerosol zusammen, welches Re-Entrainment genannt wird. Ursachen für Re-Entrainment können den Mitriss von Tropfen von

der Rückwand nicht-benetzbarer Medien (Abb. 5.6) sowie das Platzen von Blasen im die Rückseite benetzbarer Medien bedeckenden Ölfilm (Abb. 5.8) beinhalten. Für das Auftreten von Re-Entrainment bei Ölnebelfiltern finden sich einige Hinweise in der Literatur [Con-tal04, Payet92, Raynor00], teilweise wird auch Re-Entrainment als Verdampfung missverstanden [McAneny95, Raynor99]. Auch für Drahtgestricke [Calvert74] und Kolonnen [Chilton52, Souders34, York63] wurden diesbezügliche Untersuchungen angestellt.

Das Phänomen wird ähnlich zu Meerwassersprühnebel [Blanchard88, Günther03, Newitt54] vermutet, weil die Elementarprozesse wie Platzen von Blasen, Zerfall von Filamenten und Abriß von Flüssigkeit, in beiden Fällen identisch sind. Beim Meerwassersprühnebel erstreckt sich das Spektrum der Tropfen von 80 nm [Cipriano81] bis 300 μm [Resch86]. Es treten zusätzlich auch Tropfen mehrerer 100 μm bis Millimeter auf wie aus eigenen Beobachtungen bekannt ist. Das Re-Entrainment bei Ölnebelfiltern ist aktueller Gegenstand der Forschung [Kampa10, Wurster11] da bislang keine systematischen Untersuchungen zu dessen Ursachen, Tropfengrößenspektrum oder Zeitverhalten bekannt sind.





4

Ölverteilung in Strömungsrichtung

In diesem Kapitel werden zwei kinetische Modelle vorgestellt, welche die Sättigung, also die Momentaufnahme der über eine Filterlage gemittelten Ölverteilung in Strömungsrichtung beschreiben (Abschn. 4.1). Beiden liegt die Abscheidung nach der klassischen Filtertheorie zugrunde (Abschn. 4.2). Das Bilanzmodell betrachtet die Ölmassenströme wie Öleintrag durch Abscheidung und Drainage im Inneren des Filtermediums, aus welchen sich durch Bilanz die Sättigung ergibt (Abschn. 4.3). Das Koaleszenzmodell beschreibt das Anwachsen von Öltröpfen durch Abscheidung und deren Transport ab dem Erreichen einer Mindestmasse (Abschn. 4.4). Ein Vergleich der Modelle mit experimentell beobachteten, zeitabhängigen Sättigungsprofilen (Abschn. 4.5) rundet dieses Kapitel ab.



4.1 Sättigung als Maß für die Ölverteilung

Ein Maß für die Ölverteilung ist die Sättigung S . Diese ist als Anteil des mit Öl gefüllten Filterhohlraumes definiert,

$$S = \frac{V_{\text{Öl}}}{V_{\text{Filter}} - V_{\text{Fasern}}}, \quad (4.1)$$

wobei V_{Filter} das Volumen eines bestimmten Filterbereichs, V_{Fasern} das Volumen der Fasern in diesem Bereich und $V_{\text{Öl}}$ das Volumen des darin befindlichen Öls bezeichnet. Die Sättigung kann daher Werte zwischen 0 im Falle des unbeölten Filters und 1 im Falle des vollständig gesättigten Filters annehmen. Typischerweise liegt die Sättigung für die hier verwendeten Glasfasermedien zwischen 0,1 und 0,5. Filter bestehend aus mehreren Lagen können als Kontinuum betrachtet werden (Abschn. 2.2.4). Somit kann aus der Messung der Sättigung einer jeden Lage ein Sättigungsprofil des Filters in Strömungsrichtung bestimmt werden.

Eindimensionalität des Problems

Als Erstes gilt es zu rechtfertigen, dass in der bisher beschriebenen, eindimensionalen Betrachtung des Sättigungsprofils, also nur in Strömungsrichtung, die Physik vollständig enthalten ist. Da das System invariant gegenüber Translationen in der zur Schwerkraft und zur Strömung senkrechten Richtung ist, hängt die Sättigung nicht von dieser Symmetriedimension ab. Es verbleibt somit nur noch zu zeigen, dass das Sättigungsprofil nicht von der Schwerkraftrichtung abhängt.

Das Drainagemodell beinhaltet eine gravitativ induzierte Drainage innerhalb einer Filterlage. Bei Experimenten mit Wassertropfen an Stahlfasern wurde beobachtet, dass die momentane Drainagegeschwindigkeit einen Wert von etwa 6 mm s^{-1} an nimmt. Daher ist die Zeitskala für das Drainieren der Tropfen kurz verglichen mit der Zeitskala für den Öltransport in Strömungsrichtung. Dieser spielt sich in der

Größenordnung von Stunden ab. Folglich kommen drainierende Tropfen unmittelbar nachdem sie zu drainieren begonnen haben am unteren Rand des Filters an und verlassen dieses dort. Daher wird also für die Sättigung kein Symmetriebruch in Schwerkrafrichtung erwartet.

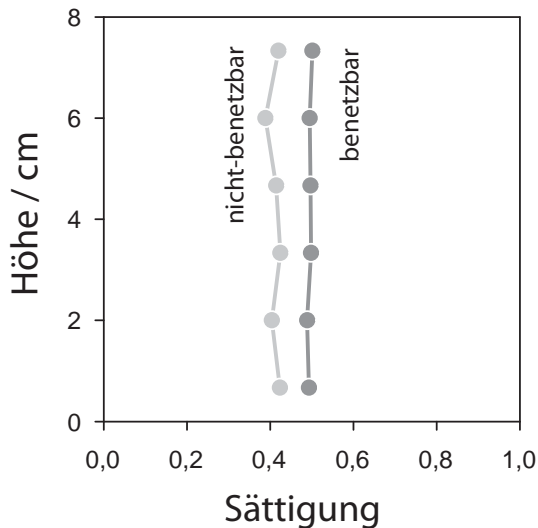


Abbildung 4.1: Vertikal aufgelöste Sättigung einer Filterlage. Diese zeigt sich unabhängig von der vertikalen Position. B_4^1 und N_4^1 bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

Neben dieser Begründung gibt es eine experimentelle Evidenz für die Konstanz der Sättigung in Schwerkrafrichtung. Hierzu wurde ein einlagiges Filter bis zum stationären Zustand betrieben. Nach Abschaltung der Strömung wurde die Lage in horizontale Streifen geschnitten und die jeweilige Sättigung bestimmt. In dieser höhenaufgelösten Messung spiegelt sich keine Abhängigkeit von der Schwerkrafrichtung wieder (Abb. 4.1), was auch in anderen Untersuchungen bestätigt wurde [Raynor00], allerdings im Gegensatz zu Vermutungen bei vergleichbaren Medien [Charvet10] steht. Bei weit gröber strukturierten Medien tritt tatsächlich eine Höhenabhängigkeit der Ölverteilung auf [Laminger11b].

Bei weit gröber strukturierten Medien tritt tatsächlich eine Höhenabhängigkeit der Ölverteilung auf [Laminger11b].

4.2 Öleintrag durch Abscheidung

Für ein gegebenes Filter hängt die pro Filterlage und Zeit abgeschiedene Ölmasse von der Lage der Partikelgrößenverteilung im Aufgabegut relativ zur Trennkurve ab (Abschn. 3.1). Da der in Abhängigkeit von der Filtertiefe abgeschiedene Ölmassenstrom einen starken Einfluss auf die Ölverteilung im Filter hat, gilt es diese möglichst exakt

zu bestimmen. Dazu ist Kenntnis der Partikelgrößenverteilung und der Trennkurve nötig. Infolgedessen läge es nahe, die Abscheidung partikelgrößen aufgelöst und abhängig von der Position im Filter zu betrachten. Jedoch handelt es sich hierbei um an sich wohl bekannte Phänomene. Zu deren Beschreibung wird auf den Anhang verwiesen (Anhang). Stattdessen wird in diesem Kapitel von einem sich aus einer mittleren Partikelgröße zusammensetzenden Ölmassenstrom ausgegangen.

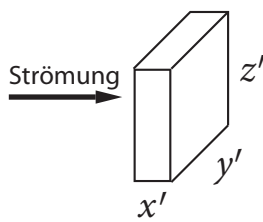


Abbildung 4.2: Geometriedimensionen x' , y' und z' des in x -Richtung durchströmten Filters.

Das Filter der Dimensionen x' , y' und z' in x -, y - und z -Richtung (Abb. 4.2) wird in x -Richtung durchströmt. Es bezeichnet $\dot{m}_G(x)$ den Ölmassenstrom in der Gasphase, welche die Stelle x durchquert. Der zwischen x and $x + dx$ abgeschiedene Anteil kann nach der Filtertheorie [Brown93, Löffler88] als

$$d\dot{m}_G(x)/\dot{m}_G(x) = -\Phi dx \quad \text{mit} \quad \Phi = \frac{4}{\pi} \frac{\alpha_0}{1 - \alpha} \frac{\varphi}{d_f} \quad (4.2)$$

geschrieben werden. α_0 ist der Faseranteil, welcher ein Maß für die gesamte im trockenen Filter für die Abscheidung zur Verfügung stehenden Länge an Faser ist und

$$1 - \alpha(S(x)) = (1 - \alpha_0)(1 - S(x)) \quad (4.3)$$

ist der sättigungsabhängige Hohlraumanteil [Kasper02]. Φ bezeichnet den Filterkoeffizienten, φ den partikelgrößenabhängigen Einzelfaserabscheidegrad und d_f den Faserdurchmesser. Der Faserdurchmesser ist als Mittelwert zu sehen, da die Faserdurchmesserverteilung weder

bekannt, noch exakt bestimmbar ist (Abschnitt 2.3) und selbst deren Berücksichtigung [Charvet10, Frising03, Podgorski09] keinen Mehrwert beitragen würde. Schlussendlich führt obige Betrachtung zu einer exponentiellen Abnahme des Ölmassenstromes in der Gasphase des Filters mit der Filtertiefe x ,

$$\dot{m}_G(x) = \dot{m}_G(0) e^{-\Phi x}. \quad (4.4)$$

Die Größe $\exp\{-\Phi x\}$ bezeichnet den Anteil des an der Stelle x in der Gasphase noch vorhandenen Ölmassenstromes, die Penetration. Die Penetration wird experimentell bestimmt, um die durchgeführten Modellrechnungen mit experimentellen Daten zu vergleichen. In einer partikelgrößen aufgelösten Betrachtung ist dies die Differenz des Fraktionsabscheidegrads zu eins.

Die pro Zeit aus dem Aerosol abgeschiedene Ölmasse, also Senke im Aerosolmassenstrom, gelangt nun in die Flüssigphase des Filters, dient dort also als Quelle. Aus der Abnahme des Ölmassenstromes in der Gasphase (Gl. 4.4) schreibt sich die Zunahme Massenstromes in der Flüssigphase durch Abscheidung in dx als

$$\frac{d\dot{m}_A}{dx} dx = -\frac{d\dot{m}_G}{dx} dx = \Phi \dot{m}_G(0) e^{-\Phi x} dx. \quad (4.5)$$

Änderungen der Abscheidung während der Beladung (Abschn. 3.1, 5.5) werden hier nicht berücksichtigt. Weil die Sättigung nur über eine Lage integriert bestimmt werden kann (Abschn. 2.4, 4.5) und die Änderung der Abscheidung weitestgehend in der ersten Filterlage von statten geht, können diese Effekte experimentell nicht aufgelöst werden.

4.3 Bilanzmodell

In diesem Modell wird der Quellstrom durch Aerosolabscheidung mit dem Senkenstrom der inneren Drainage bilanziert. Die mittlere Transportgeschwindigkeit des Öls in Strömungsrichtung ist infolge der Koaleszenz ortsabhängig (Abschn. 4.5). Sobald das Öl an der Filterrückwand angelangt ist, drainiert dieses dort infolge der Schwerkraft (Abschn. 5.2).

Senkenstrom innerer Drainage

Für die gravitativ induzierte innere Drainage kann das Filter als Kapillarsystem beschrieben werden, da die mikroskopischen Prozesse einer sich an einer festen Oberfläche bewegendem Flüssig-Gas-Grenzfläche im Porenraum des Filters und in einer Kapillare vergleichbar sind. Daher wird als Modellvorstellung eine Kapillare der Länge L gewählt. In z -Richtung, also in der Vertikalen, seien z'/L dieser Kapillaren verteilt. Das Füllen der Modellkapillare geschieht durch die Abscheidung von Öl (Abschn. 4.2). Wenn diese Kapillare mit Öl gefüllt wird, drainiert daraus das Öl, sofern die Füllhöhe an Öl $z(t)$ höher als die kapillare Steighöhe z_k ist. Der treibenden Druckdifferenz zwischen hydrostatischem Druck und Kapillardruck steht der durch das Darcy-Gesetz mit der Viskosität μ und der Permeabilität in z -Richtung P_z beschriebene Widerstand der Ölströmung entgegen,

$$\rho_{\text{Öl}} g z_k - \rho_{\text{Öl}} g z = \frac{\mu}{P_z} z u_z, \quad (4.6)$$

wobei g die Ortsbeschleunigung und $\rho_{\text{Öl}}$ die Dichte von Öl sind. Zur Beschreibung des Auslaufens aus der Kapillare kann die Strömungsgeschwindigkeit des Öls in vertikaler Richtung u_z durch die zeitliche Änderung des Flüssigkeitsspiegels ersetzt werden, $u_z = dz/dt$. Integration ergibt die Washburn-Gleichung [Lucas18, Washburn21],

$$\frac{t}{\tau_W} = -\frac{z}{z_k} + \frac{z_0}{z_k} - \log\left(\frac{z}{z_k} - 1\right) + \log\left(\frac{z_0}{z_k} - 1\right). \quad (4.7)$$

Darin bezeichnet $\tau_W = \mu z_k / (P_z \rho_{\text{Öl}} g)$ die Washburn-Zeitkonstante und z_0 die Füllhöhe der Kapillare zur Zeit $t = 0$. Diese Washburn-Gleichung ist nur auf das Anfangssteigverhalten mit großen treibenden Druckdifferenzen anwendbar (Abschn. 2.5). Bei kleinen Druckdifferenzen und insbesondere in porösen Strukturen ist das globale Verhalten durch den pinning-depinning-Phasenübergang geprägt, beziehungsweise ist die Äquivalenz zur Kapillaren nicht gegeben. Wird die Washburngleichung dennoch fälschlicherweise auf den Bereich großer Zeiten angewendet [Mullins07b] führt dies zu signifikanten Abweichungen, auch wenn dies im ingenieurmäßigen Bereich sowie der Textilbranche sehr wohl verbreitet ist [Hodgson88, Hollies57, Tavisto08].

Trotz dieser Einschränkungen soll die Washburn-Gleichung hier, der Einfachheit in der Handhabung wegen, verwendet werden. Mit der mikroskopischen Sättigung $S(z(t)) = z(t)/L$, welche der Füllhöhe $z(t)$ jeder Kapillare entspricht, ergibt sich die makroskopische Drainage pro Zeit und Fläche

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \dot{m}_D}{\partial x \partial y} &= -(1 - \alpha_0) \rho_{\text{Öl}} \frac{z'}{L} u_z = \\ &= (1 - \alpha_0) \rho_{\text{Öl}} \frac{z'}{\tau_W} \frac{z_k}{L} \left(1 - \frac{z_k}{L} \frac{1}{S(x)}\right) = \\ &= (1 - \alpha_0) \rho_{\text{Öl}} \frac{z'}{\tau_W} S_k \left(1 - \frac{S_k}{S(x)}\right). \end{aligned}$$

Wird diese über die y -Richtung integriert, so folgt für den drainierenden Ölmassenstrom

$$\frac{d\dot{m}_D}{dx} = \int_0^{y'} dy \frac{\partial^2 \dot{m}_D}{\partial x \partial y} = (1 - \alpha_0) \rho_{\text{Öl}} \frac{y' z'}{\tau_W} S_k \left(1 - \frac{S_k}{S(x)} \right). \quad (4.8)$$

Bei der Herleitung wurde das Druckgleichgewicht (Gl. 4.6) verwendet. Im stationären Zustand, ist zwar $dz/dt = 0$, aber dennoch strömt Öl durch die Kapillare, $u_z \neq 0$. Die von null verschiedene kapillare Steighöhe, also die Vorstellung, dass die Modellkapillaren nie vollständig auslaufen, entspricht einer Grundsättigung $S_k = z_k/L$ von Öl im Filter. Diese rührt von Öl her, welches in Zwickeln oder Bereichen erhöhter Kapillarkräfte festgehalten wird und nicht drainierfähig ist. Dieses Rückhaltevermögen ist aus der Entfeuchtung von Haufwerken [Schubert82] bekannt oder als tritt als statische Sättigung bei Schüttungen in Kolonnen [Stein00] auf. Im Bild einzelner Tropfen würde dies einem Schwellwert entsprechen, ab welchem der Transport einsetzt [Dawar08, Mullins11].

Die Drainagerate ist also sättigungsabhängig. Sie steigt in dem Maße, wie die Sättigung zunimmt. Bei der Herleitung wurde berücksichtigt, dass im Gleichgewicht der zeitliche Mittelwert eines einzigen mikroskopischen Prozesses, in diesem Fall einer Einzelmodellkapillare, dem Ensemblemittelwert aller Mikroprozesse entspricht. Der Ensemblemittelwert wird über die Symmetriedimensionen y und z gebildet, weil das System nur bezüglich einer Variation in diesen invariant ist (Gleichgewichtsbedingung). Anders ausgedrückt, sind die treibenden Kräfte nur von der x -Koordinate abhängig. Die Gleichsetzung der Mittelwerte im Gleichgewichtszustand ist ein grundlegendes Postulat der statistischen Mechanik, welches gemeinhin als Ergodenhypothese bekannt ist [Farquhar64, ter Haar55]. Zusammen mit der Skaleninvarianz der Sättigung rechtfertigt dies die Verwendung von $S(z(t)) = S(x)$.

Von der Seite der Medieneigenschaften aus betrachtet, kann keine innere Drainage stattfinden, sofern die kapillare Steighöhe größer als die Höhe einer Modellkapillare ist, $z_k > L$. Im anderen Fall, $z_k < L$, findet

nur dann innere Drainage statt, wenn zusätzlich die Flüssigkeitshöhe über der kapillaren Steighöhe ist, $z > z_k$. Die Drainage findet jedoch auf einer hinreichend kleinen Zeitskala statt, sodass dies keine Abhängigkeit der Sättigung von der Filterhöhe nach sich zieht (Abschn. 4.1). Grundsätzlich ist dieses Phänomen immer mit einem Transport in Strömungsrichtung überlagert.

Bilanzierung der Flüssigphase des Öls

Die in der Flüssigphase einer infinitesimalen Filterschicht befindliche Ölmasse wird nun bilanziert. Hierbei treten der Quellstrom durch die Ölabscheidung sowie der Senkenstrom der inneren Drainage auf. Das gesamte in der Flüssigphase des Filters befindliche Öl bewege sich mit der mittleren Geschwindigkeit $w(x, S(x, t))$ in Richtung der Luftströmung. Auf die im Filter vorherrschenden Geschwindigkeiten, deren Verteilung sowie den damit einher gehenden Anteil des transportierten Öls wird an anderer Stelle eingegangen (Abschn. 4.5, 5.4).

Eine Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit v_0 zieht eine Erhöhung der Geschwindigkeit der Luftströmung im Medium nach sich, auch wenn der Effekt wegen der damit verbundenen Änderung der Sättigung nicht notwendig linear ist. Trotzdem nimmt der Druckverlust und somit des treibende Druckgefälle für den Öltransport zu. Da bei typischen Faserreynoldszahlen von $\ll 1$ die Strömung laminar ist, kann die plausible Annahme vertreten werden, dass die Transportgeschwindigkeit des Öls proportional zur Luftgeschwindigkeit im Medium, also

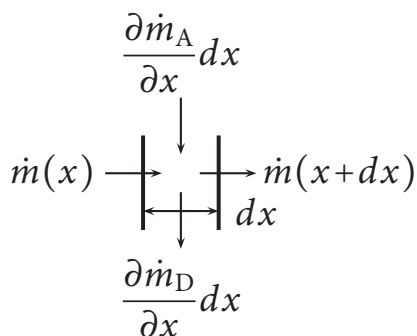


Abbildung 4.3: Bilanz der Ölmasse in der Flüssigphase des Filters um ein infinitesimale Filterlage dx mit der Quelle des durch Abscheidung eingetragenen Ölmassestromes $(\partial \dot{m}_A / \partial x) dx$ und Senke des drainierenden Ölmassestromes $(\partial \dot{m}_D / \partial x) dx$.

dem Quotient aus Anströmgeschwindigkeit und Hohlraumanteil (Gl. 4.3) ist,

$$w(x, S(x, t)) \propto \frac{v_0}{1 - \alpha(S(x, t))} = \frac{v_0}{(1 - \alpha_0)(1 - S(x, t))}. \quad (4.9)$$

Aus ihrer Definition (Gl. 4.1) kann die Sättigung über den in x -Richtung durch das Filter tretenden Ölmassenstrom $\dot{m}(x)$ mit der Ölgeschwindigkeit in Beziehung gesetzt werden,

$$S(x) = \frac{\dot{m}(x) dx}{(1 - \alpha_0) \rho_{\text{Öl}} dx y' z' w(x)}. \quad (4.10)$$

Zunächst werde die Ölmasse dm in einer infinitesimalen Filterschicht dx betrachtet (Abb. 4.3). Zur Zeit t befindet sich zwischen x und $x + dx$ die aus der Sättigung (Gl. 4.10) bestimmte Masse

$$(dm(t))_x = \rho(1 - \alpha_0) y' z' S(x, t) dx,$$

während sich zur Zeit $t + dt$ zwischen x und $x + dx$ die Masse

$$(dm(t + dt))_x = \rho(1 - \alpha_0) y' z' S(x, t + dt) dx$$

befindet. Hieraus ergibt sich die zeitliche Änderung der Ölmasse bei x ,

$$\frac{\partial}{\partial t} dm(x, t) = \rho(1 - \alpha_0) y' z' \frac{\partial S(x, t)}{\partial t} dx.$$

Diese muss aber gleich der Summe der zu- und abfließenden Ströme sein. Die in die infinitesimale Filterlage zufließende Masse bestimmt sich aus der durch den Lagenquerschnitt bei x in dt zufließenden Mas-

se und dem durch Abscheidung in die Flüssigphase gelangenden Öl in dt ,

$$(dm(x))_t = -\rho(1 - \alpha_0)y'z'w(x, S(x, t))S(x, t)dt + \frac{\partial \dot{m}_A}{\partial x} dx dt.$$

Analog schreibt sich die aus der infinitesimalen Filterlage abfließende Ölmasse durch den Ölstrom, welcher die Rückseite der Lage bei $x + dx$ in dt verlässt und die in dt drainierende Masse,

$$(dm(x + dx))_t = -\rho(1 - \alpha_0)y'z'w(x + dx, S(x + dx, t)) \times S(x + dx, t)dt + \frac{\partial \dot{m}_D}{\partial x} dx dt.$$

Es wurde hierbei davon ausgegangen, dass die mittlere Transportgeschwindigkeit zeitlich konstant ist, also zwischen t und $t + dt$ keine Änderung erfährt, sehr wohl aber zwischen x und $x + dx$. Somit ergibt sich die lokale Änderung der Ölmasse in dt zu

$$\frac{\partial}{\partial x} dm(x, t) = -\rho(1 - \alpha_0)y'z' \frac{\partial [w(x, S(x, t))S(x, t)]}{\partial x} dt - \frac{\partial \dot{m}_A}{\partial x} dx dt + \frac{\partial \dot{m}_D}{\partial x} dx dt.$$

Durch die Vertauschbarkeit der zweiten partiellen Ableitungen lässt sich die Bilanz

$$\frac{\partial [w(x, S(x, t))S(x, t)]}{\partial x} + \frac{\partial S(x)}{\partial t} = \frac{1}{(1 - \alpha_0)\rho_{\text{Öl}}y'z'} \left(\frac{\partial \dot{m}_A}{\partial x} - \frac{\partial \dot{m}_D}{\partial x} \right)$$

aufstellen. Mit den Quell- und Senkenströmen (Gln. 4.5, 4.8) lautet schließlich die Differentialgleichung für die Sättigung



$$\begin{aligned} \frac{\partial [w(x, S(x, t))S(x, t)]}{\partial x} + \frac{\partial S(x)}{\partial t} &= \\ &= \frac{1}{(1 - \alpha_0)\rho_{\text{Öl}}\gamma'z'} \Phi \dot{m}_G(0) e^{-\Phi x} - \frac{1}{\tau_W} S_k \left(1 - \frac{S_k}{S(x, t)} \right). \end{aligned} \quad (4.11)$$

Diese partielle, nichtlineare Differentialgleichung 1. Ordnung weist jedoch zwei Unbekannte auf, die Sättigung und die Geschwindigkeit. Daher wird zunächst die Vereinfachung vorgenommen, die Geschwindigkeit des Öls in Strömungsrichtung sei näherungsweise konstant. Im weiteren Verlauf der Diskussion (Abschn. 4.4, 4.5) wird gezeigt, dass dies nicht der Fall ist, und welche Lösungsansätze dann möglich sind.

Lösungsmethoden für konstante Ölgeschwindigkeit

Für konstante, also von Ort und Sättigung unabhängige Öltransportgeschwindigkeiten kann ein numerischer Weg zur Lösung der Differentialgleichung (Gl. 4.11) einzuschlagen werden. Hierzu ist es dienlich, die partielle Differentialgleichung durch die orthogonale Transformation,

$$\begin{pmatrix} w^{-1}x \\ t \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} w^{-1}\xi \\ \tau \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} w^{-1}x \\ t \end{pmatrix}, \quad (4.12)$$

mit

$$T = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \alpha = \frac{\pi}{4},$$

wobei für die Ableitungen gilt

$$\begin{pmatrix} w^{-1} \frac{\partial}{\partial \xi} \\ \frac{\partial}{\partial \tau} \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} w^{-1} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial t} \end{pmatrix},$$

auf eine gewöhnliche Differentialgleichung zu transformieren. Diese Transformation entspricht einer Drehung des $w^{-1}x-t$ -Koordinatensystems auf das $w^{-1}\xi-\tau$ -Koordinatensystem. In diesem Koordinatensystem zeigt der Differentialoperator in Richtung der $w^{-1}\xi$ -Koordinatenachse. Diese dann gewöhnliche Differentialgleichung kann in Abhängigkeit des Parameters τ gelöst werden. Schließlich wird durch die Rückdrehung die Lösung für x und t erhalten.

Ferner kann, ebenso für konstante Geschwindigkeiten, durch eine Approximation innerhalb des Drainageterms eine analytische Lösung gefunden werden. Da die Asymptotik der Washburn-Gleichung (Gl. 4.7) für $t \rightarrow 0$ und $t \rightarrow \infty$ nur durch die Logarithmusterme bestimmt ist, liegt es nahe, diese bei der Approximationsfunktion beizubehalten. Um das Dynamikverhalten wiederzugeben, werden die Logarithmusterme mit dem anzupassenden Krümmungsfaktor f multipliziert. Somit ergibt sich statt der Washburn-Gleichung eine einfache Exponentialfunktion,

$$\frac{1}{f} \frac{t}{\tau_W} = -\log\left(\frac{z}{z_k} - 1\right) + \log\left(\frac{z_0}{z_k} - 1\right), \quad (4.13)$$

mit welcher sich die Drainage (Gl. 4.8) schreibt

$$\frac{d\dot{m}_D}{dx} = (1 - \alpha_0) \rho_{\text{Öl}} \frac{y' z'}{\tau_W} \frac{1}{f} (S(x) - S_k).$$

Die Drainage ist also proportional zur Sättigung abzüglich der Grund-sättigung. Die experimentellen Werte des Drainageverhaltens für ein mit Öl getränktes grob strukturiertes Vlies (Abb. 4.4) stimmen mit der Approximation der Washburn-Gleichung (Gl. 4.13) gut überein. Die Abweichung der Washburn-Gleichung zu den Datenpunkten ist darin begründet, dass eine Anpassung der Washburn-Gleichung an das globale Steig- beziehungsweise Drainierverhalten physikalisch nicht sinnvoll ist, wie bereits erwähnt.

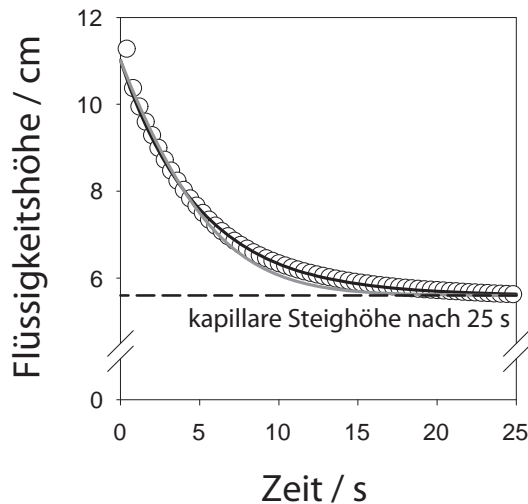


Abbildung 4.4: Drainageverhalten eines zuvor mit Öl getränkten grob strukturierten Vlieses (Kreise) verglichen mit der Washburn-Gleichung (grau durchgezogen) und der durch eine Exponentialfunktion (schwarz durchgezogen) approximierten Drainage.

Durch die Verwendung der Exponentialfunktion zur Beschreibung der Drainage lässt sich, mit der Randbedingung $S(0) = 0$ und der Vereinfachung $S_k = 0$, unter Benutzung der Heaviside-Funktion Θ eine analytische Lösung der Differentialgleichung (Gl. 4.11) angeben,

$$\begin{aligned}
 S(x, t) = & \frac{1}{(1 - \alpha_0) \rho_{\text{Öl}} y' z' w} \frac{\Phi}{\Phi - \frac{1}{w \tau_W}} \dot{m}_G(0) \\
 & \times \left[\exp \left\{ - \left(\Phi - \frac{1}{w \tau_W} \right) (x - wt) \Theta(x - wt) \right\} \right. \\
 & \left. \cdot \exp \left\{ - \frac{1}{w \tau_W} x \Theta(x) \right\} - \exp \left\{ - \Phi x \Theta(x) \right\} \right].
 \end{aligned}$$

Die Porportionalität der Drainagerate zur Sättigung wurde auch bei Simulationen der Ölverteilung in grob strukturierten Medien bei der Kühlschmierstoffabscheidung verwendet [Laminger11b], jedoch konnte die Begründung mit der angegebenen Quelle nicht nachvollzogen werden.

Evidenzen für innere Drainage

In der Literatur finden sich einige Hinweise zum Auftreten innerer Drainage, wenngleich keine erschöpfende Abhandlung zu diesem Thema bekannt ist. Vom Standpunkt einer einzelnen Faser aus führt die

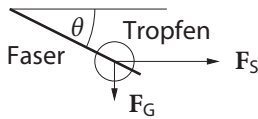


Abbildung 4.5: Strömungskraft F_S und Schwerkraft F_G an einem Tropfen, welcher an einer um θ gegenüber der Horizontalen geneigten Faser drainiert.

Frage nach dem Auftreten innerer Drainage zu dem Faserneigungswinkel gegenüber der Horizontalen, welcher den Drainagefluss maximiert. Zu dessen Bestimmung wird eine Bilanz aus Stokesscher Widerstandskraft F_S und Schwerkraft F_G betrachtet (Abb. 4.5).

Experimente mit Wasseraerosol, $7 \mu\text{m}$ Faserdurchmesser und Durchmesser der koaleszierten Tropfen in der Größenordnung von $0,5 \text{ mm}$ liefern bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 1 m s^{-1} einen optimalen Faserneigungswinkel von $\theta = 88^\circ$ [Mullins04]. Für Ölnebelfilter typische Werte, $0,5 \mu\text{m}$ Faserdurchmesser, Durchmesser der koaleszierten Tropfen von $30 \mu\text{m}$ und Strömungsgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ liefern hingegen einen optimalen Faserneigungswinkel von $\theta = 1^\circ$. Aus Untersuchungen mit durch unterschiedliche Verfahren selbst hergestellten Medien mit unterschiedlichen Faserneigungswinkeln [Bharadwaj08] können keine verwertbaren Aussagen gewonnen werden. In Untersuchungen mit in Richtung der Schwerkraft durchströmten Filtern [Charvet10] wird die unbegründete und in dieser Arbeit widerlegte Behauptung (Abschn. 4.1) aufgestellt, dass bei horizontal durchströmten Filtern ein Symmetriebruch der Ölverteilung in Schwerkraftrichtung aufgrund innerer Drainage vorliege.

Infolge dieser nicht eindeutigen Beweislage vonseiten der Literatur, sowie der von Bereichen der praktischen Anwendung vertretenen Ansicht, dass innere Drainage auftritt, wurden Experimente durchgeführt. In der üblicherweise eingesetzten Filterhalterung (Abschn. 2.2.7) kann das nach unten drainierende Öl messtechnisch nicht zugänglich gemacht werden. Aus diesem Grund wurde zur Messung der inneren Drainage ein neuer Filterklemmrahmen konstruiert. Bei diesem kann das Lagenpaket durch einen am unteren Rand befindlichen Keil in einen vorderen und einen hinteren Teil aufgetrennt werden (Abb. 4.6). Bei diesem Keil ist die Rückseite verschlossen, die Anströmseite be-

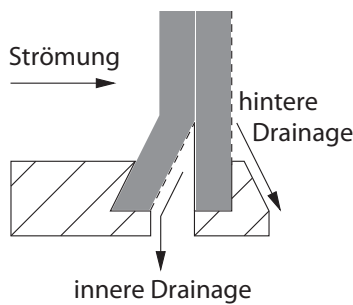


Abbildung 4.6: Prinzipskizze zur Messung innerer Drainage (nicht maßstabsgetreu). Die Luftströmung wird durch den Keil zwischen den Medien aufgeteilt. Mit dem durch den Keil strömenden Anteil wird die innere Drainage der vor dem Keil befindlichen Lagen zu einer Waage transportiert, während die innere Drainage der nach dem Keil befindlichen Lagen, zusammen mit dem rückseitig abfließenden Öl, hinter dem Filter registriert wird.

steht aus einem Lochblech, und der Boden ist offen. Somit kann Öl, welches im vorderen Teil des Lagenpaketes nach unten drainiert, durch den Keil über einen Sumpf der Filterkammer in ein sich auf einer Waage befindliches Auffanggefäß gelangen, um gravimetrisch erfasst zu werden. Um sicherzustellen, dass der Transport nicht durch die Luftströmung beeinflusst wird, wurde Luft mit einer geregelten Pumpe über den Keil abgesaugt. Die Pumpe wurde so eingestellt, dass an der Stelle des Keils die Strömungsgeschwindigkeiten durch den Keil sowie durch den restlichen Teil des Filters gleich sind. Die Strömung ist somit durch alle Bereiche des Filters horizontal und ein strömungsbedingter Ölaus- oder -eintrag bei der inneren Drainage kann vermieden werden. Neben Glasfasermedien wurden auch offene, grob strukturierte Vliese verwendet. Bei diesen wurde zusätzlich die Unterseite des Mediums über einen kapillaren Leiter mit dem Auffanggefäß in Verbindung gebracht. Der kapillare Leiter bestand aus einem Streifen des eingesetzten Mediums. Dieser sorgt für einen Abfluss des Öls aus dem Filter, weil hierbei die kapillare Steighöhe von etwa 5 cm aus dem Filter in das Drainagegefäß verlagert wurde. Bei Glasfasermedien konnte wegen der zu großen kapillaren Steighöhe kein kapillarer Leiter eingesetzt werden.

Die Versuche mit den in dieser Arbeit untersuchten Glasfasermedien führten nicht zur Detektion innerer Drainage. Lediglich bei groben Vliesen, welche bei industriellen Ölnebelfiltern nach der letzten Glasfaserlage als Drainagemedium zum Einsatz kommen, oder auch bei der Abscheidung von Kühlschmierstoffen Verwendung finden (Abb. 1.1), konnte innere Drainage beobachtet werden. Analog zur Berech-

nung eines Sichters mit Gutzugabe über den gesamten Querschnitt kann aus den Geometriedimensionen der Drainagelage, also der Dicke in Strömungsrichtung x'_D sowie der Höhe z' in Schwerkraftrichtung und den treibenden Kräften, also Schwerkraft und die durch das Stokesche Gesetz beschriebene Widerstandskraft, die Geschwindigkeitsabhängigkeit der relativen inneren Drainage bestimmt werden. Dieser Anteil der inneren Drainage D_i zur gesamten Drainage D ,

$$\frac{D_i}{D} = \Theta(w_0 - w) + \Theta(w - w_0) \frac{w_0}{w}, \quad \text{mit} \quad w_0 = \frac{x'_D d_c^2 \rho g}{z' 18\mu} \quad (4.14)$$

und dem Radius des koaleszierten Tropfens d_c zeigt in Übereinstimmung mit Versuchen annähernd den erwarteten Abfall (Abb. 4.7) proportional zum Kehrwert der Geschwindigkeit. Aus dem Fitparameter w_0 ergibt sich bei bekannten Größen ($x'_D = 0,5$ cm) ein Durchmesser der koaleszierten Tropfen von 0,11 mm. Bei den wesentlich feiner strukturierten Glasfasermedien wurden Größen der koaleszierten Tropfen von maximal 30 μm beobachtet. Vor dem Hintergrund, dass der Flüssigkeitstransport in noch größeren Ölbereichen stattfindet (Abschn. 5.2) und dass das für die Versuche zur inneren Drainage verwendet Material gröber strukturiert war, ist das Ergebnis überraschend zufrieden stellend, insbesondere weil das zugrunde liegende Modell auf einfachsten Annahmen basiert.

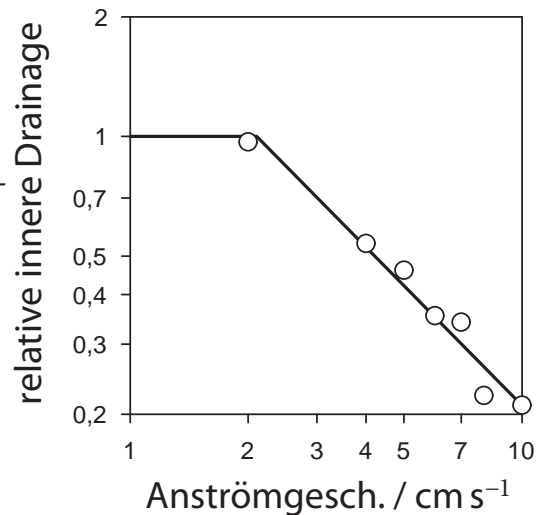


Abbildung 4.7: Relative innere Drainage, also Anteil der inneren Drainage zur gesamten Drainage und Anpassung der Erwartung (Gl. 4.14). Offenes Vlies beladen mit $0,2 \text{ kg h}^{-1} \text{ m}^{-2}$.



4.4 Koaleszenzmodell

Da die innere Drainage für die in dieser Arbeit eingesetzten Medien irrelevant ist, kann aus der Anpassung des Bilanzmodells an ein stationäres Sättigungsprofil eine lokale Verteilung der Ölgeschwindigkeit im Medium gewonnen werden (Abschn. 4.5). Diese zeigt ein durch die Koaleszenz bedingtes langes Verweilen des Öls direkt nach dessen Abscheidung in der ersten Lage. Dies ist nötig, da die abgeschiedenen Tröpfchen zunächst so klein sind, dass die Strömungskräfte nicht ausreichen, um diese entlang der Faser zu transportieren. Erst dadurch, dass mehrere abgeschiedene Tröpfchen zu großen Tropfen koaleszieren, kann ein Transport des Öls erfolgen.

Im Koaleszenzmodell wird daher der Koaleszenzprozess modellhaft beschrieben und daraus ein Sättigungsprofil hergeleitet. Der Beschreibung liegt das Äquivalentbild von einer durch das ganze Filter reichenden und parallel zur Strömungsrichtung ausgerichteten Faser zugrunde. Diese beschreibt modellhaft den Transportweg des Öls. Das Aerosol wird gemäß der klassischen Filtertheorie (Abschn. 4.2) abgeschieden. Die Abscheidung selbst beruht auf senkrechten Fasern, das Koaleszenzmodell jedoch beschreibt nur den Öltransport im Filter in Strömungsrichtung. Die Art und Weise wie das Öl in das Filter gelangt ist nicht Gegenstand des Koaleszenzmodells, sondern der Filtertheorie, welche nur als ortsabhängige Quelle in das Koaleszenzmodell eingeht. Die abgeschiedene Ölmasse verharrt zunächst am Abscheideort und wächst durch Abscheidung bis zum Erreichen einer bestimmten Mindestmasse an, ab welcher der Öltransport in Strömungsrichtung einsetzt. Diese Mindestmasse entspricht der Tropfengröße, ab welcher die Strömungskräfte gegenüber den Adhäsionskräften überwiegen. Das transportierte Öl sammelt auf dem Weg in Strömungsrichtung durch das Filter das auf dem Weg liegende, zuvor ruhende Öl ein.

Da die Wachstumsrate an der Anströmseite des Filters am größten ist (Gl. 4.4), erreichen die sich bei $x = 0$ befindlichen Tropfen als erste die für den Transport erforderliche Mindestmasse und werden als erste

in Strömungsrichtung durch das Filter transportiert. Dies geschehe jeweils im zeitlichen Abstand der Periodendauer τ . Daher genügt es zur Berechnung des stationären Sättigungsprofils nur eine Periode zu betrachten. Die Sättigung am festen Ort x ,

$$S(x) = \frac{1}{(1 - \alpha_0)\rho_{\text{Öl}}y'z'} \frac{(d\langle m_V(x) \rangle_\tau + d\langle m_T(x) \rangle_\tau)}{dx} \quad (4.15)$$

ergibt sich aus dem Zeitmittel der Ölverteilung. Dieser Mittelwert besteht aus zwei Anteilen,

- dem während der Periodendauer τ im Mittel in $[x, x + dx]$ verweilenden Öl $d\langle m_V(x) \rangle_\tau$ und
- dem in τ im Mittel mit der Transportgeschwindigkeit w durch $[x, x + dx]$ durchtransportierten Öl $d\langle m_T(x) \rangle_\tau$.

Zunächst werde der Beitrag des im Inneren des Filters verweilenden Öls zur Sättigung bestimmt. Sei an einer beliebigen Position $x \neq 0$ der Durchtransport des koaleszierten Tropfens, und die damit erfolgte Abräumung des Öls, zur Zeit $t = 0$ erfolgt, dann ist zu $t = 0$ das zwischen x und $x + dx$ verweilende Öl an einer Faser $dm_V = 0$. Die Zunahme der verweilenden Ölmasse zwischen x und $x + dx$ entspricht der Zunahme an Öl in der Flüssigphase in dx (Gl. 4.5),

$$\frac{dm_V(x, t)}{dx} dx = \Phi \dot{m}_G(0) e^{-\Phi x} dx \cdot t.$$

Diese nimmt infolge der konstanten Anlieferung linear mit der Zeit zu (Abb. 4.8), sofern die Änderung des Gesamtabscheidegrades mit zunehmender Beladung vernachlässigt werden kann.

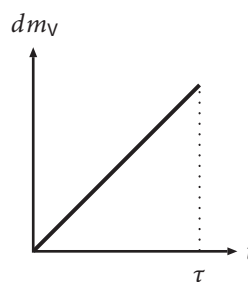


Abbildung 4.8: Verweilende Ölmasse dm_V zwischen x und $x + dx$ im Laufe der Zeit t .

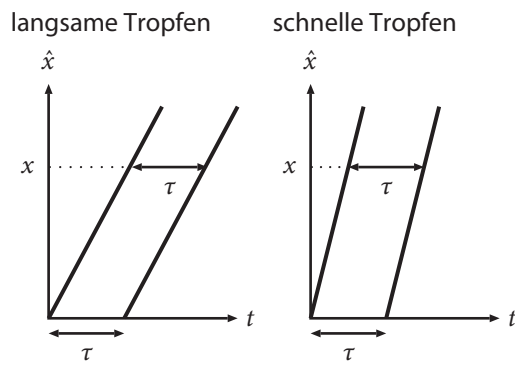


Abbildung 4.9: Veranschaulichung der Unabhängigkeit von $m_T(x)$ von der Geschwindigkeit des koaleszierten Tropfens im Medium (Gl. 4.17). Für eine geringe (links) und hohe Tropfengeschwindigkeit (rechts) hat der an der Stelle \hat{x} verweilende Tropfen dieselbe Zeit τ um zu wachsen, bis er vom nächsten Tropfen abgeräumt wird.

Das zwischen x und $x + dx$ verweilende Öl liefert also im zeitlichen Mittel der Periodendauer den Beitrag

$$d\langle m_V(x) \rangle_\tau = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau dt \frac{dm_V}{dx} dx = \frac{\tau}{2} \Phi \dot{m}_G(0) e^{-\Phi x} dx. \quad (4.16)$$

Neben dem im Inneren des Filters verweilenden Öl liefert der Durchtransport des koaleszierten Tropfens den weiteren Anteil zur Sättigung. Der Tropfentransport beginne also bei $x = 0$ und geschehe jeweils im zeitlichen Abstand der Periodendauer τ . An der Stelle $x \neq 0$ erreicht der durchtransportierte Tropfen durch Aufsammeln des abgeschiedenen Öls (Gl. 4.5) die Gesamtmasse

$$m_T(x) = \int_0^\tau dt \int_0^x d\hat{x} \Phi \dot{m}_G(0) e^{-\Phi(d_p)\hat{x}}. \quad (4.17)$$

Zu den $m_T(x)$ beschreibenden Parametern sei Folgendes bemerkt:

- Die Tropfengeschwindigkeit geht nicht in $m_T(x)$ ein, da der dem betrachteten Tropfen vorangegangene Tropfen genau dieselbe Geschwindigkeit hatte und daher das Öl an jeder Stelle \hat{x} die selbe Zeit zum Anwachsen hat (Abb. 4.9).
- Die Minimalmasse, die der Tropfen erreicht, bis er transportiert wird, geht nicht ein, da einerseits die Masse selbst berücksichtigt

wird, indem die untere Grenze der \hat{x} -Integration $x = 0$ ist und andererseits das Kriterium, ab welchem der Transport einsetzt, durch die Angabe der Periodendauer τ bereits eindeutig festgelegt ist. Die Periodendauer und die Minimalmasse sind natürlich voneinander abhängig.

- $m_T(x)$ ist unabhängig von dem das Filter erreichenden Ölmassestrom, und somit unabhängig von der Ölanlieferungsrate \dot{m}_G , auch wenn diese als Formelzeichen erscheint. Denn eine Veränderung der ankommenden Ölmasse zieht eine Anpassung der Periodendauer τ nach sich.

Während τ befindet sich die Masse der durchtransportierten Tropfen nur für die Dauer dx/w im Intervall zwischen x und $x + dx$. Somit ergibt sich die in τ durchschnittliche Masse infolge der durchtransportierten Tropfen

$$d\langle m_T(x) \rangle_\tau = m_T \frac{dx/w}{\tau} = \frac{1}{w} \dot{m}_G (1 - e^{-\Phi(d_p)x}) dx. \quad (4.18)$$

Beide Effekte, das Verweilen des Öls (Gl. 4.16) und dessen Durchtransport (Gl. 4.18) tragen zur Sättigung bei (Gl. 4.15),

$$S(x) = \frac{1}{\rho_{\text{Öl}}(1 - \alpha_0)y'z'w} \dot{m}_G \left[\left(\frac{\Phi \tau w}{2} - 1 \right) e^{-\Phi x} + 1 \right]. \quad (4.19)$$

Die während des Durchlaufens der großen Tropfen durch $[x, x + dx]$ akkumulierte Masse wurde doppelt gezählt. Diese ist aber wegen der infinitesimalen Intervallbreite dx und der daraus resultierenden Durchlaufzeit dx/w des koaleszierten Tropfens von der Ordnung d^2 und daher nicht hinsichtlich des Doppeltzählens zu korrigieren.

Für die Sättigung gelten folgende Limite

- $\lim_{x \rightarrow \infty} S(x) = \frac{1}{\rho_{\text{Öl}}(1 - \alpha_0)y'z'w} \dot{m}_G(0).$

Dies ist näherungsweise auf der Abströmseite der Fall, sofern die Abscheidung weitestgehend bereits erfolgt ist. In diesem Grenzfall rührt die Sättigung lediglich aus dem Durchtransport der ankommenden Ölmasse mit der Transportgeschwindigkeit w her. Abscheidung und Koaleszenz wirken sich nicht auf die Sättigung aus. Diese treten nur an der Anströmseite des Filters auf.

$$\bullet \lim_{x \rightarrow 0} S(x) = \frac{\tau}{2\rho_{\text{Öl}}(1 - \alpha_0)y'z'} \Phi \dot{m}_G(0).$$

Die Sättigung auf der Anströmseite kann analog zum Grenzwert der Sättigung auf der Abströmseite interpretiert werden, nur dass die dortige Transportgeschwindigkeit w_0 durch den Quotienten aus Abscheidelänge und halber Verweilzeit der koaleszierenden Tropfen,

$$w_0 = \frac{2}{\tau\Phi}$$

gegeben ist. Daher ist für $w_0 > w$, also anströmseitig eine schnellere durchschnittliche Transportgeschwindigkeit, das Sättigungsprofil steigend und rechtsgekrümmt, im Falle $w_0 < w$ fallend und linksgekrümmt.

Somit können für sehr ineffiziente Medien die Sättigungsprofile steigend sein. Bei Glasfasermedien als typische Vertreter hocheffizienter Strukturen wurden nur exponentiell abfallende Sättigungsprofile beobachtet.

4.5 Zeitliche Entwicklung des Sättigungsprofils

Durch einen Vergleich zwischen den entwickelten Modellen mit experimentellen Resultaten lassen sich einerseits Informationen über den Öltransport gewinnen und andererseits auch die Grenzen der Modelle aufzeigen. Hierzu wurden die Sättigungsprofile von B_4^{10} und N_4^{10} für Beladungsdauern von Vielfachen einer halben Stunde ermittelt (Abb. 4.10

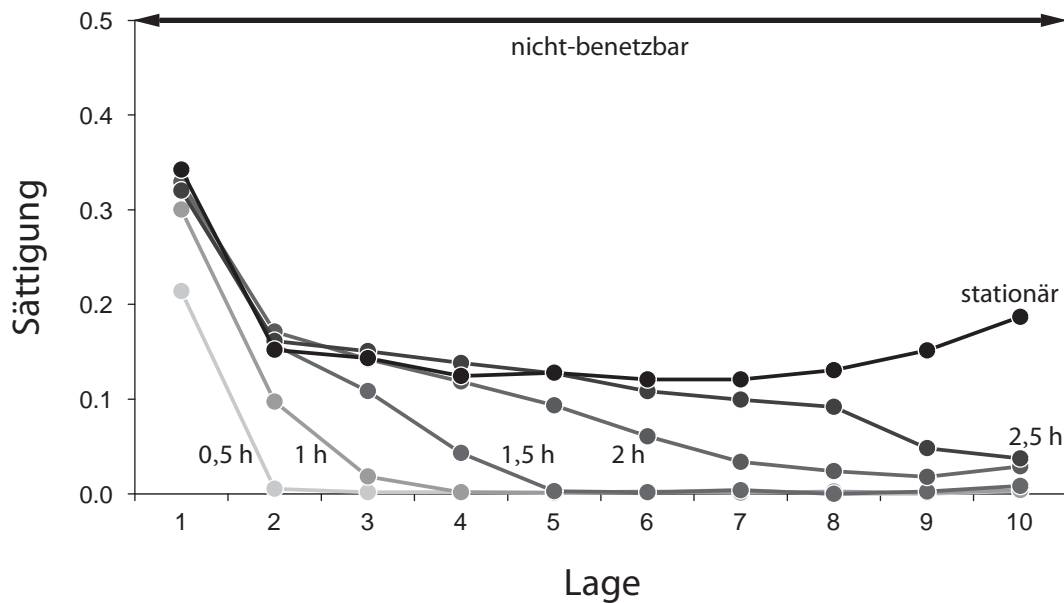


Abbildung 4.10: Sättigungsprofile eines zehnlagigen nicht-benetzbaren Filters in Abhängigkeit von der Zeit. N_4^{10} bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

und 4.11). Wegen der Ölumverteilung nach Strömungsabschaltung [Frising05a] und der Notwendigkeit des Abschneidens der Ränder einer Filterlage zur Bestimmung der Sättigung (Abschn. 2.2.4) wurde für jedes Profil ein eigener Versuch gefahren.

Bei beiden Profilen nimmt während der ersten halben Stunde weitestgehend nur die Sättigung in der ersten Lage zu, da vorwiegend dort das Aerosol abgeschieden wird und ebenfalls dort die Tropfen koaleszieren. Dies hat auch zur Folge, dass die Sättigung der ersten Lage relativ zu den anderen Lagen mit zunehmender Zeit hoch bleibt. Dies ist in Übereinstimmung mit Experimenten zur Ölabscheidung aus Wasser mit vergleichbaren Filtern [Bitten71, Spielmann77]. Nach einer Stunde wird bereits Öl in die zweite Lage transportiert. Mit zunehmender Beladung gelangt das Öl in weiter abströmseitig liegende Filterlagen. Die vorderen Lagen hingegen haben ihre Endsättigung, also die Sättigung welche sie im stationären Zustand einnehmen, bereits zuvor erreicht. Die anströmseitige Spitze des Sättigungsprofils bildet einen Keil aus, welcher in Strömungsrichtung durch das Filter fortschreitet und mit zunehmender Beladungsdauer flacher wird. Dies ist auf die lokal unter-

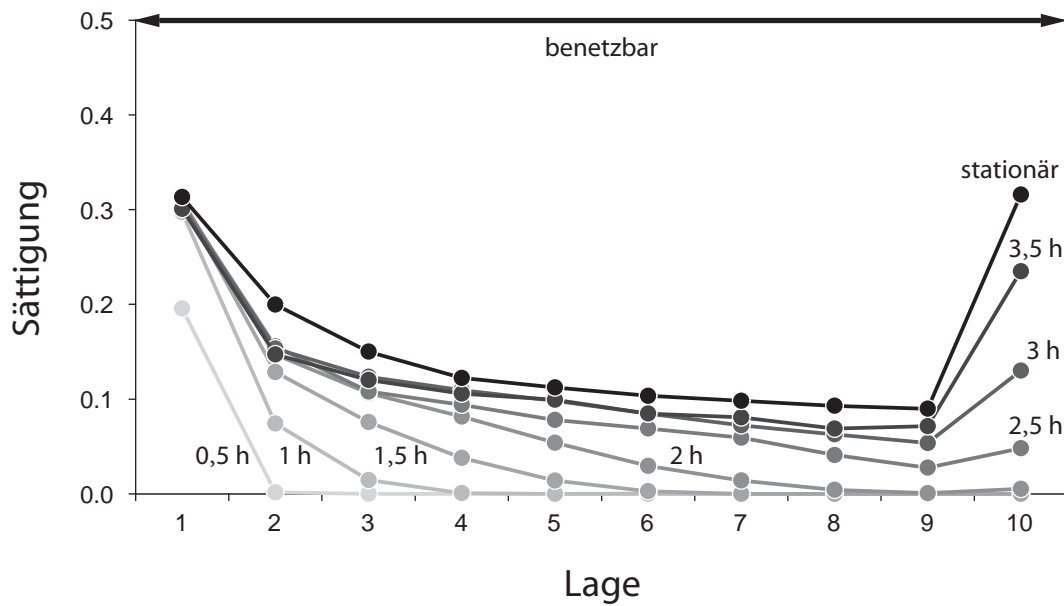


Abbildung 4.11: Sättigungsprofile eines zehnlagigen benetzbaren Filters in Abhängigkeit von der Zeit. B_4^{10} bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

schiedlichen Transportgeschwindigkeiten, bedingt durch die Medieninhomogenitäten zurückzuführen, welche zu einem Dispersionseffekt führen (Abschn. 5.5).

Die zeitliche Entwicklung der Sättigungsprofile ist für benetzbare und nicht-benetzbare Medien ähnlich. Durch die bessere Benetzbarkeit ist der sich nach vorne schiebende Keil bei benetzbaren Medien flacher als bei nicht-benetzbaren Medien. Die erhöhte Sättigung gegen Ende des Filters ist im Falle nicht-benetzbarer Medien auf eine Anstauung des Öls vor den Stegen des Haltegitters zurückzuführen. Dies ist besonders gut nach Ende des Versuchs ersichtlich, da nach dem Ausbau ein Abdruck des Gitters in Form eines dünnen Films auf der abströmseitigen Filteroberfläche erkennbar ist. Im Falle des benetzbaren Mediums bildet sich auf der Rückseite der letzten Lage ein Film aus, welcher diese fast vollständig bedeckt (Abb. 5.8). Dieser Film dient dazu, das nach hinten transportierte Öl an der Filterrückseite nach unten zu drainieren. Nach Abschaltung der Strömung wird dieser Film durch Kapillarkräfte eingesaugt, was zu einem durch dieses Artefakt

künstlich erhöhten Messwert der Sättigung führt. Bei nicht-benetzbaren Medien findet die Drainage hingegen durch das Abfließen einzelner Tropfen an der Rückwand statt (Abb. 5.6).

Bei vergleichbaren Bedingungen wurde in der Literatur ein ähnliches Sättigungsprofil gefunden [Andan08]. Ferner sind analoge Untersuchungen zur Verteilung der abgeschiedenen Phase aus dem Bereich der Flüssig-Flüssig-Trennung bekannt. Bei Faserabscheidern [Bitten71] sowie Packungen [Spielmann77] wurden ähnliche Profile beobachtet. Bei geringerem Abscheidegrad der Filterlagen kann sich der Peak der ersten Lage auch über mehrere Lagen erstrecken, oder gar fehlen [Con- tal04, Richardson52].

Auch wenn das Filterlagenpaket als ein Kontinuum anzusehen ist (Abschn. 2.2.4), wurde und wird auch im Folgenden zur begrifflichen Erleichterung der Diskussion dennoch von einzelnen Lagen gesprochen.

Geschwindigkeitsverteilung aus Modellen

An die experimentell bestimmten stationären Sättigungsprofile (Abbn. 4.10, 4.11) können die nach dem Bilanz- sowie das Koaleszenzmodell vorhergesagten Sättigungsprofile angepasst werden. Hieraus kann in beiden Fällen die lokale Öltransportgeschwindigkeit bestimmt werden.

Bei den eingesetzten feinen Glasfasermedien war die Schlussfolgerung des Vergleichs zwischen den Untersuchungen zur inneren Drainage und dem Bilanzmodell, dass keine innere Drainage auftritt. Die Differentialgleichung der Sättigung (Gl. 4.11) vereinfacht sich bei Stationarität und mit dem Wegfall der inneren Drainage immens,

$$\frac{d[w(x, S(x))S(x)]}{dx} = \frac{1}{(1 - \alpha_0)\rho_{\text{Öl}}y'z'}\Phi\dot{m}_G(0)e^{-\Phi x}. \quad (4.20)$$

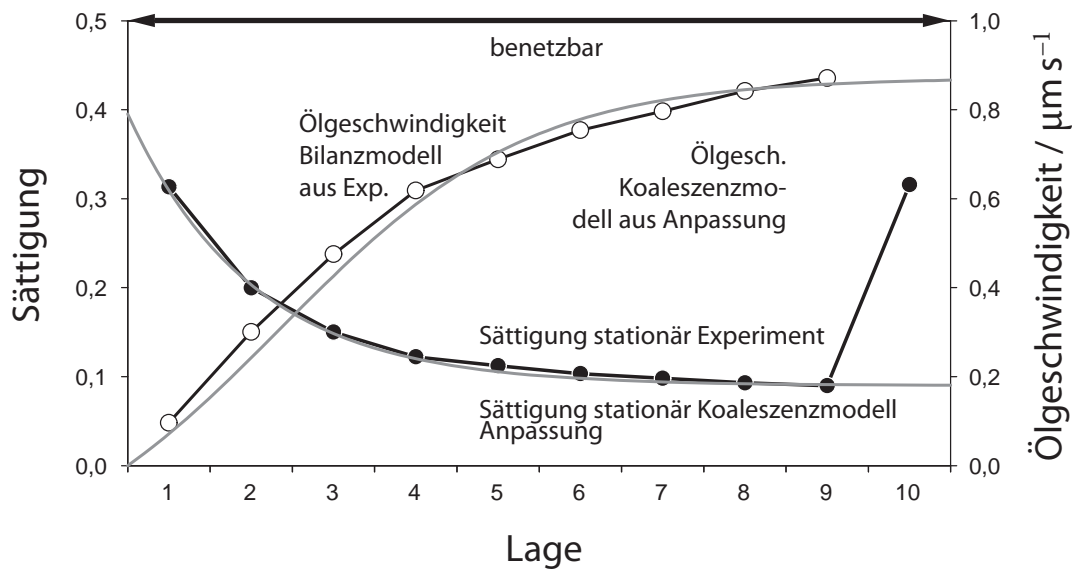


Abbildung 4.12: Stationäres Sättigungsprofil eines zehnlagigen benetzbaren Filters (schwarze Punkte) und daraus mit dem Bilanzmodell berechnete mittlere Geschwindigkeit pro Filterlage (weiße Kreise). Anpassung des Koaleszenzmodells an das experimentelle Sättigungsprofil und daraus bestimmte mittlere Geschwindigkeit (jeweils grau durchgezogen). B_4^{10} bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$. Gesamtmassenabscheidegrad einer Lage $>97\%$.

Diese Vereinfachung erst eröffnet die Möglichkeit, ein ortsabhängiges Geschwindigkeitsprofil $w(x)$ zu berücksichtigen. Der Verlauf dieser ortsabhängigen Ölgeschwindigkeit wird aus der Anpassung des nach dem Bilanzmodell vorhergesagten Sättigungsprofils (Gl. 4.20) an die experimentellen Datenpunkte bestimmt (Abb. 4.12).

An der Anströmseite nimmt die Ölgeschwindigkeit sehr kleine Werte an, die Verweilzeiten sind also wegen der benötigten Zeit um zu großen Tropfen zu koaleszieren sehr groß. Von der Mitte des Filters bis zur Abströmseite fällt die Sättigung schwach ab. Hier findet fast nur Transport statt und die mittlere Geschwindigkeit wird daher zunehmend konstant.

Das Koaleszenzmodell berücksichtigt im Gegensatz zum Bilanzmodell die anströmseitig längere Verweilzeit und gibt daher schon eine Form des Sättigungsprofils vor. Diese kann an das experimentell bestimmte Sättigungsprofil angepasst werden. Aus dem abströmseitigen Limes kann die Transportgeschwindigkeit zu $w = 0,87 \text{ µm s}^{-1}$ bestimmt wer-

den. Die Dynamik des Abfalls wird durch den Filterkoeffizienten beziehungsweise den Gesamtabscheidegrad wiedergegeben. Mit dem SMPS lässt sich experimentell der Gesamtmassenabscheidegrad einer einzelnen Lage zu $>97\%$ bestimmen. Die Änderung der Partikelgrößenverteilung sowie der Einfluss unterschiedlichen Ölgehaltes auf die Filterlagen wurden nicht berücksichtigt. Aus der Anpassung des Sättigungsprofils an die Sättigungsdaten ergibt sich ein Gesamtmassenabscheidegrad von 48% . Dies liegt daran, dass beim Koaleszenzmodell die Vorstellung von einer langen, sich von der Anströmseite bis zur Abströmseite erstreckenden Faser zugrunde liegt. Beim realen Medium gibt es auch Fasern oder Transportwege, welche beispielsweise im Inneren der ersten Lage beginnen. Somit kommen also zu den Koaleszenzorten mit maximaler verweilender Ölmasse an der Anströmseite des Filters noch weitere im Inneren des Filters hinzu. Das in der Tiefe verweilende Öl wird also mit dem Koaleszenzmodell unterschätzt. Um dennoch eine Übereinstimmung mit den realen Sättigungsdaten zu erzielen, ergibt die Anpassung einen vermeintlich geringeren Abscheidegrad und somit eine größere Abscheidelänge. Diese führt bildlich gesprochen zu einer Streckung des Sättigungsprofils, um dem realen Verhalten Rechnung zu tragen, dass nicht alle Transportwege direkt an der Anströmseite beginnen.

Dies erklärt auch, weshalb in vergangenen Untersuchungen, bei welchen ohne physikalische Begründung ein exponentiell abfallendes Sättigungsprofil angenommen wurde [Austin79], der Abfall statt mit dem Filterkoeffizient mit einem größeren Exponenten beschrieben werden muss.

Das Koaleszenzmodell liefert einen weiteren Parameter, die Verweilzeit τ der koaleszierenden Tropfen. Hier ist jedoch zu berücksichtigen, dass im realen Filter statt einem Transportweg N parallele Transportwege existieren. Mathematisch geschieht dies durch die Transformation $\tau \mapsto N\tau$ im Sättigungsprofil des Koaleszenzmodells (Gl. 4.19). Hieraus resultiert, dass pro Koaleszenzort eine geringere Ölmenge pro Zeit abgeschieden wird, wie wenn alles Öl, welches das Filter erreicht,

an einer einzelnen Faser koaleszieren würde. Bei einer anzunehmenden Tropfengröße von 30 μm bevor der Transport des Tropfens einsetzt, ergibt sich eine Verweilzeit von 0,5 s und eine plausible Anzahl von Transportwegen oder Koaleszenzorten, resultierend in einer realistischen Flächendichte.

Dadurch dass nun alle Parameter des Sättigungsprofils im Koaleszenzmodell bestimmt worden sind, ist eine Berechnung der ortsabhängigen mittleren Geschwindigkeit $w(x)$ auf Basis des Koaleszenzmodells möglich,

$$w(x) = w \frac{d\langle m_T(x) \rangle_\tau}{d\langle m_T(x) \rangle_\tau + d\langle m_V(x) \rangle_\tau} = w \left(1 + \frac{w\Phi\tau}{2} \frac{1}{e^{\Phi x} - 1} \right)^{-1}. \quad (4.21)$$

Es zeigt sich (Abb. 4.12), dass die mittlere Transportgeschwindigkeit anströmseitig gegen null strebt, da dort der Anteil des transportierten Öls am gesamten, also an der Summe aus verweilendem und transportiertem Öl, verschwindend wird. In Strömungsrichtung steigt die Geschwindigkeit, da die Masse des verweilenden Öls ab-, und die Masse des transportierten Öls zunimmt. Je mehr sich das Öl im Filter der Abströmseite nähert, desto weniger verweilendes Öl ist vorhanden. Somit nimmt das transportierte Öl auch nicht weiter zu. Die Sättigung wird hier nur durch transportiertes Öl ausgemacht, was eine konstante ortsabhängige Geschwindigkeit nach sich zieht. Deren Verlauf nach dem Bilanz- und dem Koaleszenzmodell ist gleich.

Aus dem den stationären Zustand beschreibenden Koaleszenzmodell konnten also analytische Formen der Sättigungskurve im stationären Zustand und der orts- und sättigungsabhängigen Geschwindigkeit des Öls bestimmt werden. Im Gegensatz zu dem Koaleszenzmodell weist das Bilanzmodell eine explizite Zeitabhängigkeit auf. Daher kann mit dem Geschwindigkeitsprofil, sofern der Einfluss der Sättigung herausgerechnet wird (Gl. 4.9), die Differentialgleichung der Sättigung im Bilanzmodell gelöst werden, um die Zeitabhängigkeit der Sättigung zu

erhalten und mit den experimentellen Daten zu vergleichen. Da analytische Methoden hier wenig versprechen, wären folgende approximative Lösungswege denkbar:

- Annahme einer lokal konstanten Geschwindigkeit und Bestimmung einer abschnittswisen Lösung über die orthogonale Transformation (Gl. 4.12).
- Transformation der ortsabhängigen Geschwindigkeit auf eine dazu äquivalente Senke mit konstanter Geschwindigkeit und anschließend Lösung über Methode der Charakteristiken, Methode der Greenschen Funktionen oder numerisch.
- Schrittweise numerische Simulation der Transportprozesse.

Im folgenden Kapitel (Kap. 5) wird der Öltransport auf eine andere, sich an mikroskopischen experimentellen Befunden orientierende Art beschrieben. Diese basiert auf dem Transport des Öls in Form von langsam und kontinuierlich strömenden Kanälen. Bei der Entwicklung des Koaleszenzmodells hingegen wurde die Vorstellung von schnellen periodisch durch das Filter propagierenden Öltropfen zugrunde gelegt, die physikalischen Aussagen wurden jedoch erst nach Zeitmittelung der Elementarprozesse abgeleitet. Der entscheidende Vorteil des im Folgenden diskutierten Kanal-Film-Modells liegt in dessen Beschreibung von externen, sowie internen Grenzflächen des Filters. Die bisherigen Betrachtungen sind nicht obsolet, sondern dienen als Ergänzung in Teilaspekten.





5

Öltransport im Kanal-Film-Modell

Nachdem im vorangegangenen Kapitel die makroskopische, über eine Lage integrierte Ölverteilung in Form des Sättigungsprofils bereits beschrieben wurde, wird in diesem Kapitel auf die Ölverteilung innerhalb einer Filterlage eingegangen. Hierbei stellt sich heraus, dass eine starke Korrelation zwischen der Ölverteilung und dem Druckverlust besteht. Diese wird anhand eines deduktiv eingeführten, mechanistischen Modells beschrieben (Abschn. 5.1). Zunächst wird das Modell auf die qualitative Beschreibung von Filtern mit nur einem Medientyp angewendet (Abschn. 5.2) und anschließend werden Filter bestehend aus Medienkombinationen betrachtet (Abschn. 5.3). Darauf folgt, für feste Anströmgeschwindigkeit, die semi-quantitative Analyse der im Medium auftretenden Ölkanäle (Abschn. 5.4) sowie der an Grenzflächen vorkommenden Ölfilme (Abschn. 5.5).

5.1 Formulierung des Kanal-Film-Modells

Vorbemerkungen

Nach der Abscheidung an den Filterfasern verliert das Öl seine Tröpfchenidentität und auch große koaleszierte Tropfen werden unmittelbar in Flüssigkeitsbereiche transportiert, in welchen der weitere Transport von statten geht. Das Öl im Porenraum des Filters kann als Flüssigkeit im Kapillarsystem beschrieben werden. Das Öl nimmt die Erscheinungsformen Kanal und Film an, der Öltransport wird durch das in diesem Kapitel erläuterte Kanal-Film-Modell beschrieben. Dieses Modell geht auf den Zusammenhang zwischen Ölverteilung und Druckverlust ein. Die auf unterschiedliche Phänomene zurückzuführenden Anteile des stationären Druckverlustes können durch die Analyse von dessen zeitlichem Anstieg während der Beladung identifiziert werden.

Der Druckverlust durch die Ölbeladung wird experimentell als Druckverlust der Luftströmung gemessen. Dieser ist mit dem Druckverlust der Ölströmung an jeder Position in Strömungsrichtung identisch, ansonsten würde der auftretende Druckgradient solange einen Queraustausch hervorrufen bis sich ein Gleichgewicht eingestellt hat. Bei gleicher Position in Strömungsrichtung herrscht zwar im Öl durch den Kapillardruck ein anderes Druckniveau als im Gas, dieses wirkt sich jedoch nicht auf die Differenz aus. Beide Fluide, Luft und Öl, werden also von derselben Druckdifferenz durch das Medium gefördert.

Bei der Interpretation des zeitlichen Verlaufs des Druckverlustes kann man sich die zeitliche Entwicklung der Sättigungsprofile (Abschn. 4.5) zu Nutze machen. Diese zeigt, dass das Öl näherungsweise erst in die folgende Lage transportiert ist, wenn die vorangegangene Lage ihre stationäre Sättigung erreicht hat. Dies ist für nicht-benetzbare Medien eher zutreffend als für benetzbare. Da die experimentellen Bedingungen, also Anströmgeschwindigkeit und Ölkonzentration, über lange Zeiten sehr stabil sind, kann mit der Idealisierung einer von vorne nach hinten fortschreitenden Ölfront die Zeitachse des zeitlichen

Druckverlustes bis auf eine Skalentransformation gleich der Position dieser idealisierten Ölfront gesetzt werden. Diese Hilfe beim Deuten der Druckverlustsignale ist allerdings nur in dem Zeitraum möglich, in welchem der Druckverlust nicht stationär ist, also vor Eintritt der Drainage.

Modellformulierung

Der Druckverlust, der über einer Zahl an Filterlagen oder über einer Grenzfläche abfällt, also der Überdruck zu Beginn des betrachteten Bereichs bezogen auf das Druckniveau am Ende des Bereichs, ist nach dem Kanal-Film-Modell erforderlich, um die gegebene Menge an Öl pro Zeit durch die betrachtete Zahl an Filterlagen oder durch die Grenzfläche zu fördern beziehungsweise zu transportieren. Das Öl arrangiert sich als Folge so, dass die zum Transport erforderliche Druckdifferenz erreicht wird. Im Medieninneren treten weitestgehend durchgängige, sich von vorne nach hinten durchziehende Bereiche, Ölkanäle, auf. An den Grenzflächen zwischen verschiedenen Filtermedien, sowie an der Vorder- und der Rückseite des Filters können Ölfilme auftreten. Es gibt also zwei mit dem Transport in Verbindung zu bringende Erscheinungsformen des Öls.

- Kanal im Inneren des Mediums. Der viskose Öltransport durch das Filter erfolgt in Kanälen, also bildlich Ölzylinder, welche sich durch die Faserstruktur schieben. In der Kanalbildungsphase ist die Länge des Kanals proportional zur Dauer der Beladung. Infolge der Homogenität in Strömungsrichtung ist pro Filterlänge ein konstanter Differenzdruck zum Transport erforderlich, was zu einem linearen Anstieg im zeitlichen Verlauf des Druckverlustes führt.
- Film an einer Grenzfläche. Beim Eintritt des Öls in ein nicht-benetzbares Medium ist ein Eintrittsdruckverlust erforderlich, beim Austritt aus einem benetzbaren Medium ein Austrittsdruckverlust. Um die jeweilige Druckdifferenz zu erzielen, verschließt das Öl fast vollständig die durchströmte Fläche, indem es einen

Film an der Grenzfläche ausbildet. Dieser damit verbundene hohe Druckanstieg, bezogen auf die kurze Ausdehnung der Grenzfläche, spiegelt sich als Sprung im zeitlichen Verlauf des Druckverlustes wieder.

Abschlußbemerkungen

Entgegen der häufig anzutreffenden Interpretation, dass sich aus beispielsweise Medien- und Betriebsparametern die Sättigung ergebe, welche den Druckverlust hervorruft, wird hier der Kausalitätspfeil umgedreht. Damit das Öl durch das Filter gefördert werden kann, ist Differenzdruck erforderlich. Um diesen zu erreichen, stellt sich die lokale Sättigung dementsprechend ein.

5.2 Filter ohne innere Grenzfläche

Ölkanäle im Inneren einer Filterlage

Zunächst werden Filter betrachtet, welche aus nur einer Medienart bestehen. Von diesen wurde die Ölverteilung in x -Richtung, also der Strömungsrichtung, bereits diskutiert (Abschn. 4.5). Die latera-

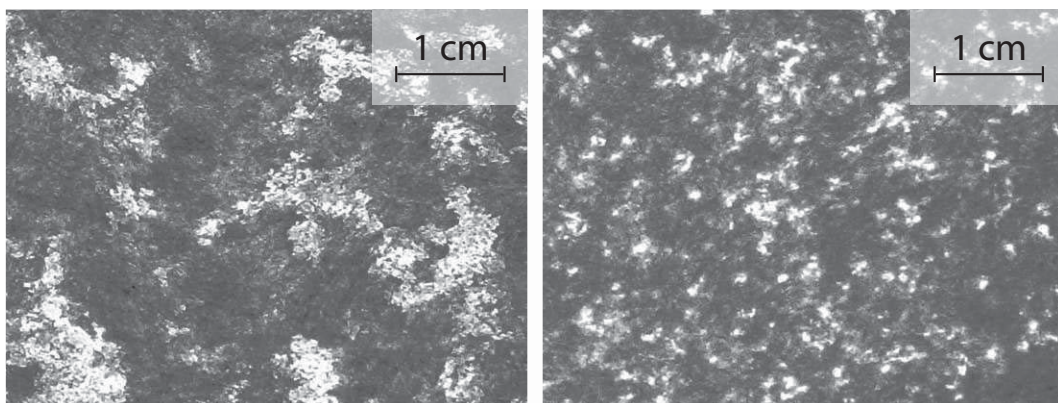


Abbildung 5.1: Typisches Kanalmuster in nicht-benetzbaren Medien (links) und benetzbaren Medien (rechts). Durch die Hintergrundbeleuchtung erscheinen die Kanalquerschnitte hell, während das ungesättigte Filter dunkel bleibt. Die Kanäle in nicht-benetzbaren Medien sind größer als die in benetzbaren Medien.

le Verteilung des Öls in der y - z -Ebene, also in innerhalb einer Lage, kann fotografisch visualisiert werden. Dazu werden einzelne Filterlagen gegen einen hell erleuchteten Hintergrund fotografiert. Dadurch erscheinen die ölgefüllten Bereiche transparent, das nicht-ölsättigte Medium bleibt hingegen dunkel (Abschn. 2.4). Es zeigt sich (Abb. 5.1), dass die Medien über die ganze Filterlage verteilt, mit Öl gesättigte Bereiche aufweisen. Dies sind die Querschnitte der Ölkanäle. Zwischen benetzba-

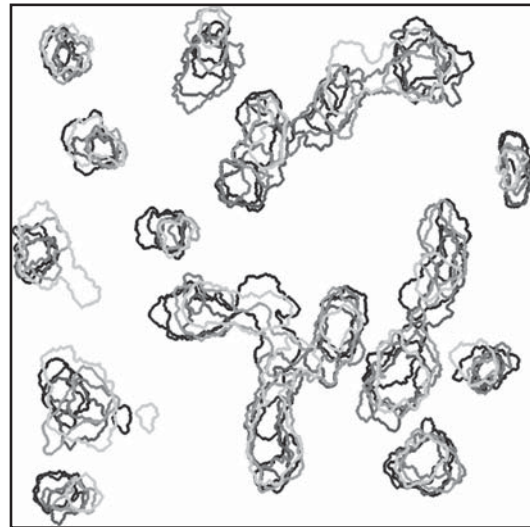


Abbildung 5.2: Umriss der ölgesättigten Bereiche in den Lagen vier bis neun eines zehnlagigen nicht-benetzba- ren Filters. Das Bild zeigt einen Ausschnitt von $7\text{ cm} \times 7\text{ cm}$. N_1^{10} bei Anströmgeschwindigkeit $0,3\text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3\text{ g m}^{-3}$.

ren und nicht-benetzba- ren Medien gibt es jedoch signifikante Unterschiede in Bezug auf die Form und die Größe der Kanäle. Während diese bei benetzba- ren Medien einen annähernd kreisrunden Querschnitt haben, sind diese bei nicht-benetzba- ren Medien verzweigt geformt. Hinzu kommt, dass die Kanäle im nicht-benetzba- ren Medium wesentlich größer sind (Kanalgröße und -abstand in der Größenordnung $0,5\text{-}1\text{ cm}$) als im benetzba- ren Medium (Kanalgröße und -abstand in der Größenordnung $1\text{-}2\text{ mm}$).

Die Stellen, an welchen in einer Lage die Kanalquerschnitte zu sehen sind, sind mit den Stellen in den vorangegangenen und den folgenden Lagen fast deckungsgleich (Abb. 5.2). Dies unterstützt die Behauptung, dass die in den Lagen zu sehenden Ölbereiche Querschnitte von sich in Strömungsrichtung durchziehenden ölgesättigten Kanälen sind, in welchen der Öltransport bewerkstelligt wird.

Die Entstehung der Ölkanäle kann sich folgendermaßen vorgestellt werden. Selbst wenn die Fasern weitestgehend homogen im Medium verteilt sind, gibt es Bereiche mit geringerer Permeabilität als andere.

Dies könnte auf eine lokal größere Anzahl feinerer Fasern, höherer Packungsdichte oder auf die Blockierung durch Bindermaterial zurückzuführen sein. Zu Beginn der Filtration strömt die Luft zuerst durch die Bereiche hoher Permeabilität. Infolgedessen wird dort auch ein Großteil der Tropfen abgeschieden. Die koaleszierten Tropfen werden zunächst mit der Strömung in diesen Bereichen nach hinten transportiert und bilden beim Zusammentreffen von mehr und mehr Tropfen Kanäle aus. Folglich sind die Bereiche hoher Permeabilität mit Öl blockiert, sodass das Gas nun durch die Bereiche geringer Permeabilität strömt.

Die Ölkanäle bilden sich etwa gegen Ende der ersten Lage eines mehrlagigen Filters und setzen sich bis zur letzten Lage fort. Würden diese bereits zu Beginn der ersten Lage neben dem ungesättigten Filterhohlraum bestehen, dann würde die Luft durch die ungesättigten Bereiche neben den Kanälen strömen und das Aerosol würde sich dort abscheiden. Folglich wären diese Bereiche mit Öl gesättigt. Daher ist das an der Reingasseite der ersten Lage befindliche Öl fast homogen verteilt. Dies zeigt sich auch beim Betrachten der Filterlagen. Die erste Lage zeigt auf der Anströmseite einen vom Öl herrührenden Gelbstich, welcher weiter hinten nicht zu sehen ist.

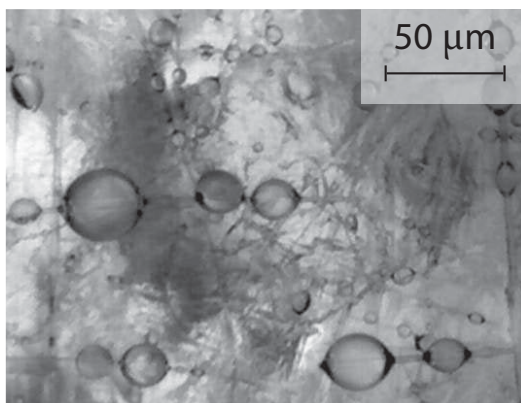


Abbildung 5.3: Koaleszierte Tropfen auf der Anströmseite der ersten Lage. N_4^{10} bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

Auch unter dem Mikroskop lassen sich die gemachten Aussagen bestätigen. Auf der Vorderseite der ersten Lage zeigen sich große koaleszierte Tropfen (Abb. 5.3). Diese werden in stromabwärts angeordneten Lagen nicht oder kaum aufgefunden, was auch im Einklang mit anderen Beobachtungen steht [Raynor00]. In den hinteren Lagen befinden sich im sonst ungesättigten Porenraum die vollständig gesättigten

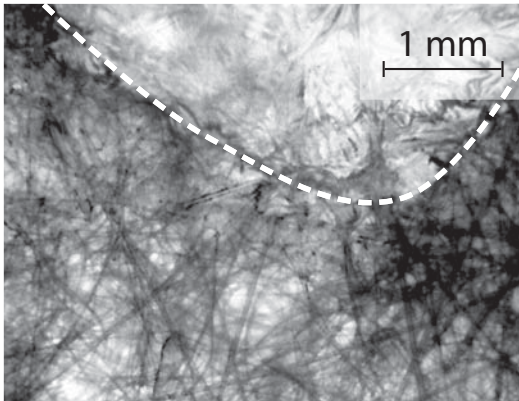


Abbildung 5.4: Schnitt durch einen Ölkanal in der vierten Lage (heller Bereich oberhalb der gestrichelten Linie). Dieser ist vollständig gesättigt, während sich in den angrenzenden Bereichen kein Öl befindet. N_4^{10} bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

Ölkanäle. Bei nicht-benetzbaren Medien prägt die höhere Oberflächenenergie das Erscheinungsbild entscheidend mit. Zum einen führt die höhere Oberflächenenergie in nicht-benetzbaren Medien zu größeren Kanälen. Zum anderen sind die Kanäle im nicht-benetzbaren Medium im Vergleich zu denen im benetzbaren Medium stärker gegenüber dem ungesättigten Bereich abgegrenzt. Bei benetzbaren Medien ist der Übergang deutlich gradueller.

Zeitlicher Anstieg des Druckverlustes

Um das Öl durch die Kanäle zu fördern bedarf es einer Druckdifferenz, welche sich als Druckverlust über dem Filter auswirkt. Für nicht-benetzbare Medien steigt der Druckverlust zu Beginn der Beladungsphase sprunghaft an (Abb. 5.5, bis etwa 0,5 h). Dies liegt daran, dass das Öl auf der Vorderseite solange einen Film aufbaut bis der erforderliche Eintrittsdruckverlust erreicht ist, um die Flüssigkeit in das nicht-benetzbare Medium hineinzutreiben. Der Eintrittsdruckverlust entspricht dem sprunghaften Anstieg im Druckverlustsignal und ist unabhängig von der Zahl der nachfolgenden Filterlagen. Dies wird auch aus Kausalitätsgründen erwartet, denn solange sich das Öl in der ersten Lage befindet, besteht keine Fernwirkung zu eventuell folgenden weiteren Lagen.

Die weitere Entwicklung des Druckverlustes ist durch den Kanaltransport geprägt (Abb. 5.5, etwa 0,5 h bis 3,5 h). Im Laufe der Zeit nimmt die Länge des Kanals zu. Deswegen wird auch eine zunehmend größere

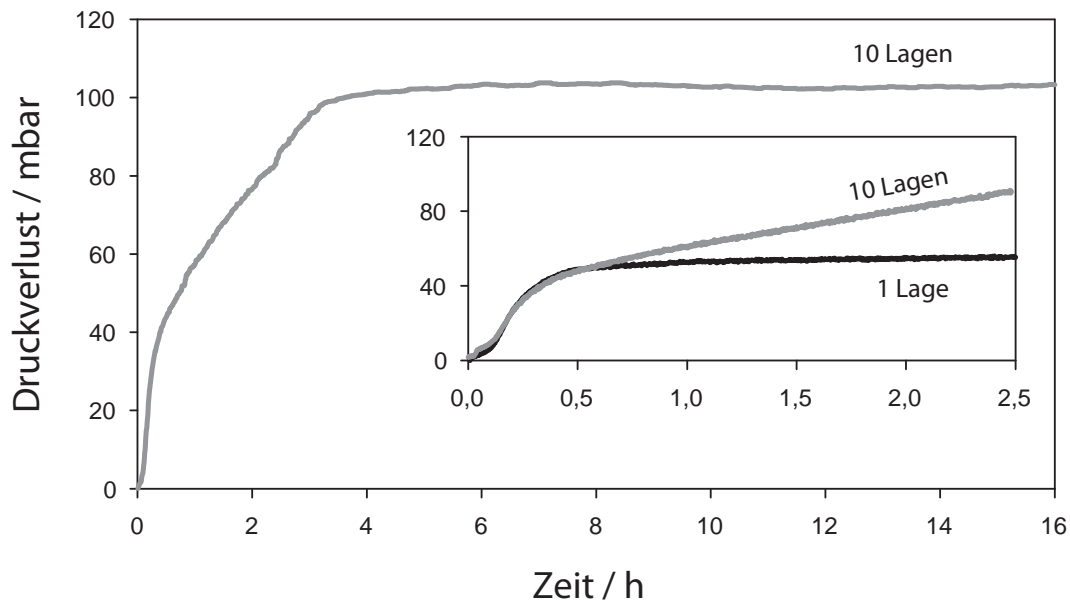


Abbildung 5.5: Druckverlust abzüglich des Druckverlustes für das unbeladene Medium für ein ein- und ein zehnlagiges nicht-benetzbares Filter. N_4^1 und N_4^{10} bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

Druckdifferenz benötigt, um das Öl in den Kanälen durch das Medium zu fördern.

Sobald die Ölkanäle am Ende des Filters angelangt sind, läuft das Öl aus diesen heraus. Hierbei wird zunächst am Kanalende ein Tropfen aufgefüllt bis dieser so groß ist, dass er infolge der Schwerkraft drainiert. Die drei linken Bilder (Abb. 5.6) zeigen das Drainieren und Anwachsen von Tropfen im Abstand von jeweils zwei Minuten. Nach einer halben Stunde (Abb. 5.6 rechts) sind die Tropfen bereits abgelaufen, während eine Ölspur verbleibt. Es wurde beobachtet, dass die Tropfen immer an denselben Stellen entstehen, was die Vorstellung von Kanälen unterstützt, welche bis zur Filterrückseite reichen.

Diese Beobachtungen sind auch im Einklang mit der Literatur. Bei Untersuchungen zur Abscheidung von Öltröpfchen aus Wasser benetzt zunächst das Trägerfluid den Abscheider, sodass dieser dann für die getragerten Öltröpfchen unbenetzbar ist. Daher sind solche Experimente mit dem hier diskutierten Fall nicht-benetzbarer Medien vergleichbar. Bei dieser Flüssig-Flüssig-Trennung wurde auch, wie hier, das Austreten des Öls an immer denselben, festen Stellen abströmseitig beobach-

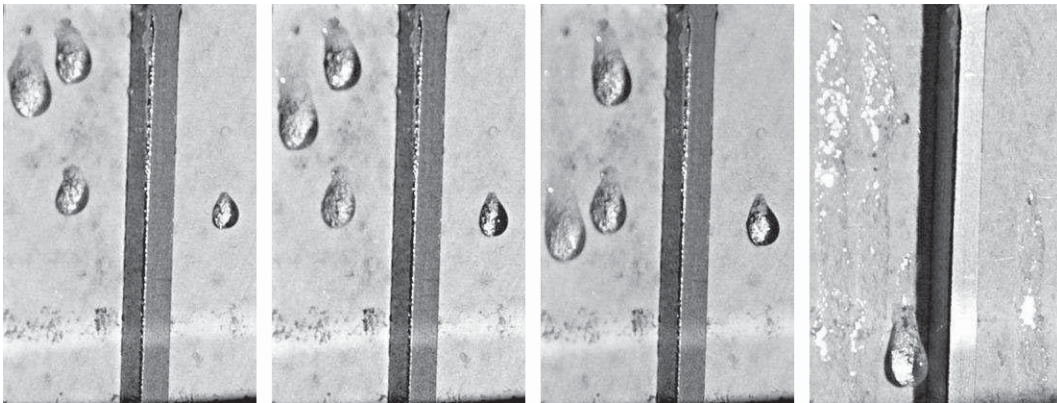


Abbildung 5.6: Drainage an der Rückwand eines nicht-benetzbaren Mediums. Um den Drainageprozess zu beobachten, wurde ein spezielles offenes Gitter mit Stabdicke 3 mm gewählt. Damit das Medium nicht reißt, musste eine sehr geringe Anströmgeschwindigkeit gewählt werden. Die drei linken Bilder zeigen im Abstand von 2 min das Drainieren eines Tropfens. Das rechte Bild nach 30 min zeigt mit anderer Beleuchtung die verbleibende Ölspur. N_2^1 bei Anströmgeschwindigkeit $0,03 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

tet [Hazelett72, Hazelett69, Spielmann72a] was ebenso für bevorzugte, feste Öltransportwege, also Kanäle, spricht. Im Rahmen dieser Untersuchungen zur Abscheidung von Öl aus Wasser ist auch eine ähnliche Vorstellung von Kanälen, bekannt [Spielmann70, Spielmann72b, Spielmann77] auch wenn diese kritisiert [Rosenfeld73] und nicht allgemein anerkannt wird [Rosenfeld74, Sherony71a].

Bei benetzbaren Medien ist der zeitliche Verlauf des Druckverlustes umgekehrt. Hier findet zuerst der lineare Anstieg infolge des Kanaltransportes statt und anschließend der Sprung (Abb. 5.7). Im Bereich des linearen Anstiegs taucht bei 0,7 h ein kleiner Knick auf. Das ist in etwa der Zeitpunkt, bei dem das Öl von der ersten zur zweiten Lage transportiert wird. Dieser Knick beschreibt den Beginn des Flüssigkeitstransportes [Walsh96b], also den Zeitpunkt bei dem sich das Öl dort befindet, wo die Kanäle anfangen. Dieser Knick kann auch in anderen Daten gefunden werden [Contal04]. Da die Kanallänge für ein einlagiges, verglichen mit einem zehnlagigen Filter, kürzer ist, ist auch die für den Durchtransport des Öls erforderliche Druckdifferenz geringer.

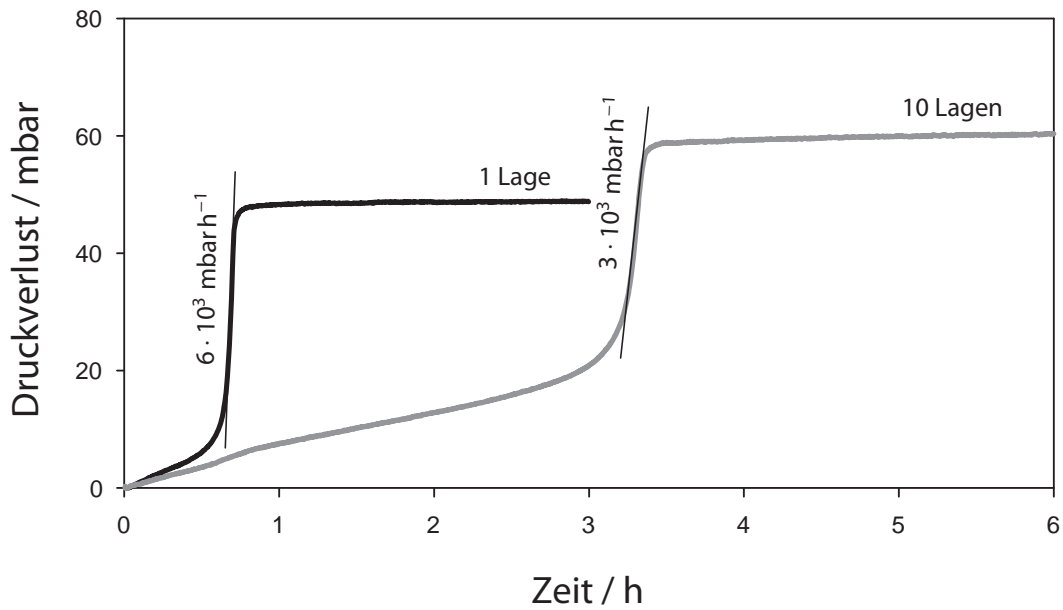


Abbildung 5.7: Druckverlust abzüglich des Druckverlustes für das unbeladene Medium für ein ein- und ein zehnlagiges benetzbares Filter. B_4^1 und B_4^{10} bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

Für das Öl gibt es im benetzbaren Medium keine auf kapillare Effekte zurückzuführende Barriere beim Eintritt, jedoch wird beachtliche Energie in Form von Druckverlust benötigt, um das Öl aus dem Medium herauszudrücken. Um diesen Differenzdruck zu erzeugen, verschließt sich fast die ganze Rückwand des Filters mit einem Film (Abb. 5.8). In diesem Film wird auch das von den Kanälen antransportierte Öl drainiert. Für eine und zehn Lagen ist der Austrittsdruckverlust gleich, da dieser mit den Medieneigenschaften wie beispielsweise äquivalentem Porenradius, korreliert. Die Steilheit des Sprunges ist jedoch

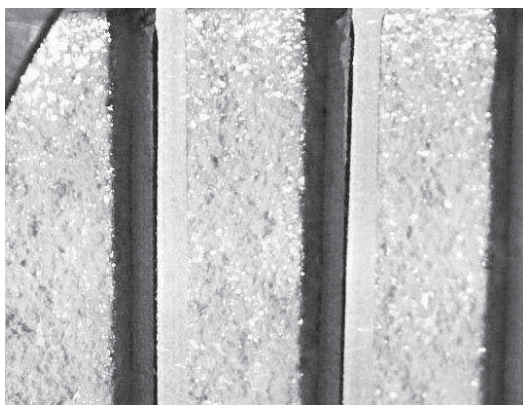


Abbildung 5.8: Drainage an der Rückwand eines benetzbaren Mediums. Um den Drainageprozess zu beobachten, wurde ein spezielles offenes Gitter mit Stabdicke 3 mm gewählt. Damit das Medium nicht reißt, musste eine sehr geringe Anströmgeschwindigkeit gewählt werden. Die Beleuchtung hebt den die Rückwand bedeckenden Film hervor. B_5^1 bei Anströmgeschwindigkeit $0,03 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

nicht gleich. Dies liegt daran, dass für eine einzige Lage die Ölkanäle fast zeitgleich am Ende dieser Lage ankommen, während für zehn Lagen größere Zeitintervalle zwischen Fronten der einzelnen Kanäle liegen. Auf diesen Aspekt der Kanalfrontdispersion wird an anderer Stelle genauer eingegangen (Abschn. 5.5).

Ölverteilung an den Grenzflächen des Filters

Zur Visualisierung des Öls an den äußeren Grenzflächen während des Filtrationsbetriebs wurde eine eigene experimentelle Methodik entwickelt. Dies war erforderlich, da das Abschalten der Strömung, welches nötig ist, um das Medium auszubauen und zu untersuchen, eine Ölverteilung nach sich zieht. Der Film an der Rückseite benetzbarer Filterlagen wird beispielsweise durch die Kapillarität eingesaugt, sobald die Gasströmung nachlässt.

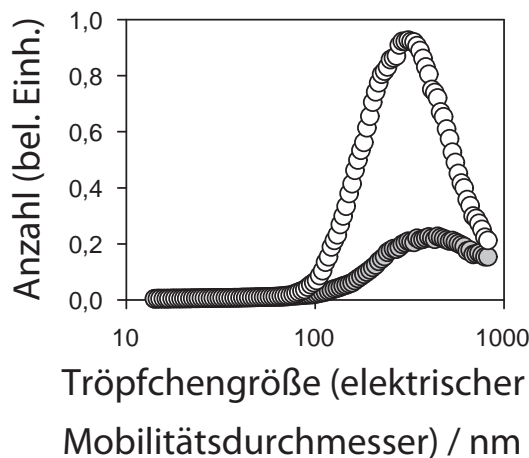


Abbildung 5.9: Tröpfchengrößenverteilung von bei 0,5 bar zerstäubtem Öl (weiß) und Monomer (grau).

Anstelle von Öl wurde für diese ausgewählten Untersuchungen ein Monomer mit ähnlichen Eigenschaften eingesetzt (NOA 61, Norland Products Inc., Viskosität 0,3 Pa s). Zerstäubt liefert dieses eine sehr ähnliche Partikelgrößenverteilung wie das in der Regel eingesetzte Öl (Abb. 5.9). Im Gegensatz zum Öl weist das Monomer jedoch eine hohe Volatilität auf. Betreibt man die bestehende Anlage (Kap. 2) mit

Monomer statt mit Öl, so steigt der Druckverlust des Filters nie an, da die Tröpfchen unmittelbar nach deren Abscheidung an den Fasern durch die nun in Erscheinung tretenden Relativgeschwindigkeiten zwischen Tröpfchen und Gas und dem damit verbundenen besseren Stoffübergang, sehr schnell in die Gasphase übergehen. Dieser Effekt kann jedoch genutzt werden, indem die Anlage im Kreis-

lauf betrieben wird. Die Wärmeerzeugung der Kreislaufpumpe wurde durch eine entsprechende Kühlung kompensiert, sodass sich das System im thermischen Gleichgewicht befand. Beim Kreislaufbetrieb wird die Luft durch das anfängliche Verdampfen der Tropfen im Filter dampfgesättigt. Sobald die Sättigung der Luft erreicht ist, verdampfen die Tröpfchen nicht mehr, Flüssigkeit sammelt sich im Filter an und der Druckverlust steigt dementsprechend. Auf diese Weise wurde bei benetzbaren und nicht-benetzbaren Medien sowohl der stationäre Zustand als auch die Anfangsphase der Beladung untersucht. Nach Erreichen des Endes der Versuchsdauer wurde die interessierende Grenzfläche mit einer UV-Lampe beleuchtet während das Aerosol durch das Filter strömt. Durch das UV-Licht wird eine Polymerisation in Gang gesetzt, bei welcher das Monomer innerhalb von Sekunden aushärtet. Somit konnte beispielsweise der Film an der Rückwand benetzbarer Medien stabilisiert werden, bevor dieser durch die Strömungsabschaltung eingesaugt worden wäre. Obendrein hat das Polymer, also das ausgehärtete Monomer, gegenüber dem Öl den Vorteil, dass es sich im Rasterelektronenmikroskop untersuchen lässt. Bei Öl wäre dies nur bedingt, beispielsweise im Kryo-SEM oder ESEM möglich.

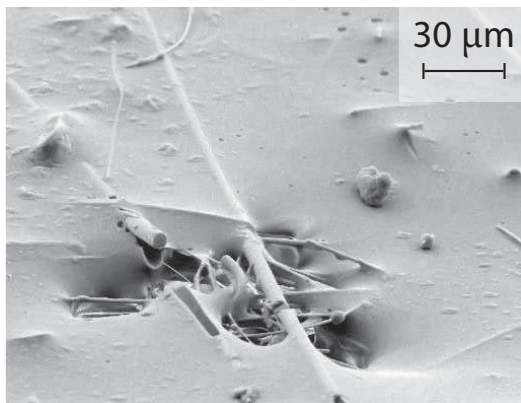


Abbildung 5.10: Stationärer Film an der Rückwand eines benetzbaren Mediums mit Loch für Gasdurchtritt. Durch UV-Licht während Durchströmung polymerisiertes Monomer.

Bei der Analyse der Proben im Rasterelektronenmikroskop zeigt sich, dass bei benetzbaren Medien die Rückwand durch einen Ölfilm fast vollständig bedeckt ist. An vereinzelten Stellen befinden sich Löcher, durch welche der Gastrom strömen kann (Abb. 5.10).

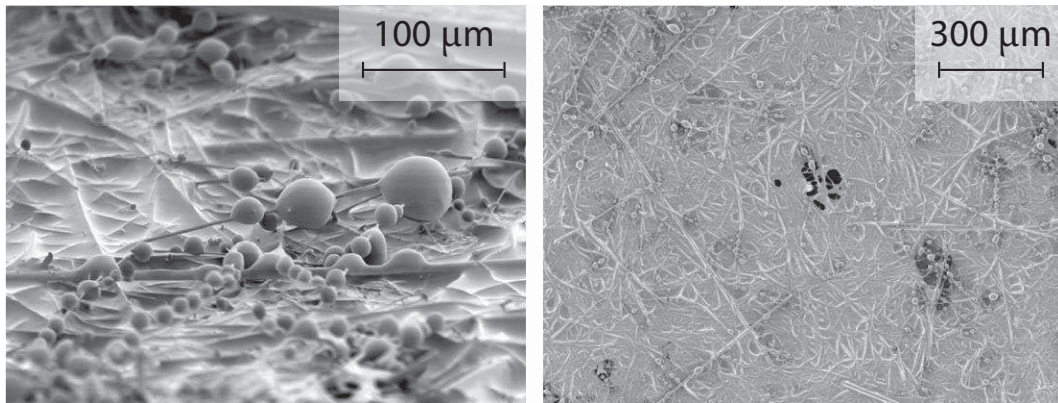


Abbildung 5.11: Stationärer Film mit koaleszierten Tropfen an der Frontseite eines nicht-benetzbaren Mediums, sowie Löcher zum Gasdurchtritt. Durch UV-Licht während Durchströmung polymerisiertes Monomer.

Bei nicht-benetzbaren Medien entsteht der Film an der Vorderseite. Dies verändert auch die Abscheidvorgänge. Neben der Impaktion bei der Einströmung in die Löcher, dienen die hervorstehenden Fasernenden als Kollektoren. Dort koaleszieren die Tröpfchen (Abb. 5.11) und werden unmittelbar in den Film transportiert. Dieser Film bedeckt die vordere Lage bis auf wenige Löcher, welche zum Luftdurchtritt notwendig sind. In Strömungsrichtung hinter dem Film beginnen die Ölkanäle, in welchen der Transport des Öls durch das Filter von statten geht. Dennoch finden sich auch nach dem Film vereinzelt Tropfen (Abb. 5.12). Diese rühren wahrscheinlich von einem Zeitpunkt vor Ausbildung des Filmes her, bei welchem die Abscheidung des Aerosols in der Tiefe, wie nach der Filtertheorie vorhergesagt, stattfindet. So-

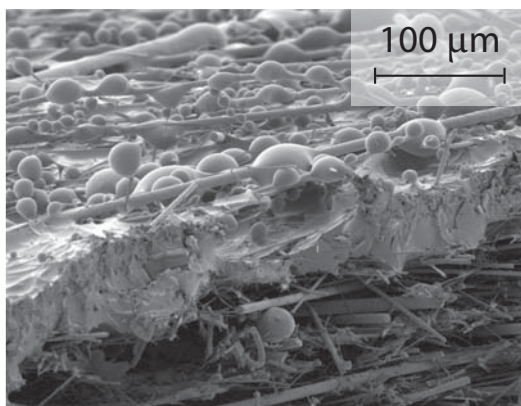


Abbildung 5.12: Anschnitt eines stationären Films mit koaleszierten Tropfen an der Frontseite eines nicht-benetzbaren Mediums. Durch UV-Licht während Durchströmung polymerisiertes Monomer.

bald die koaleszierten Tropfen der obersten Fasern die für den Transport erforderliche Mindestgröße erreichen, setzen sich diese in Bewegung, können allerdings, da der Differenzdruck nicht ausreicht den Eintrittsdruckverlust zu überwinden, zunächst nicht in das Filter gelangen. Stattdessen bauen diese den Film vor dem Medium auf, um eine Druckdifferenz zu generieren, damit der Eintrittsdruckverlust überwunden werden kann.

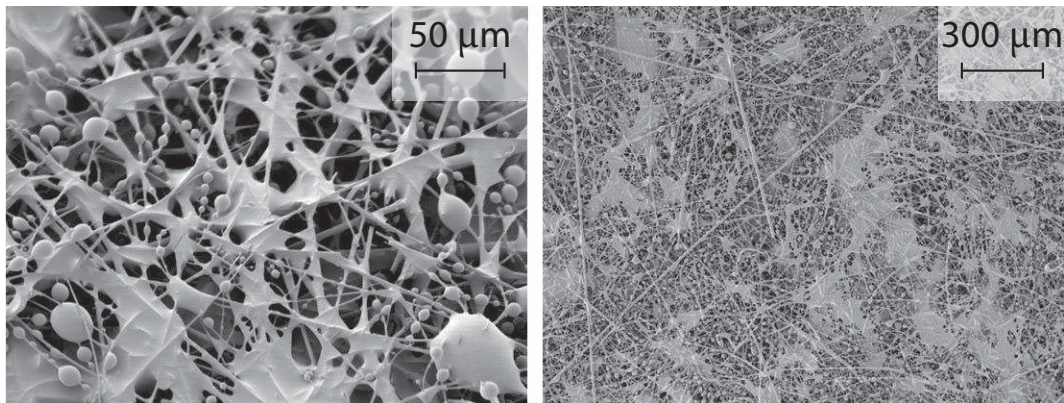


Abbildung 5.13: Stationärer Betrieb mit koaleszierten Tropfen und Flüssigkeitsbrücken an der Frontseite eines benetzbaren Mediums. Durch UV-Licht während Durchströmung polymerisiertes Monomer.

Die Anströmseite von benetzbaren Medien ist vergleichsweise wenig mit Flüssigkeit bedeckt (Abb. 5.13). Hier kann sich das Aerosol auch im stationären Betrieb in der Tiefe abscheiden.

5.3 Filter mit innerer Grenzfläche

Nach der Beschreibung externer Grenzflächen kommt unweigerlich die Frage auf, wie sich das Filter bei inneren Grenzflächen verhält. Während der Übergang an der Grenzfläche vom nicht-benetzbaren Medium zum benetzbaren keinen Differenzdruck erfordert, ist dies bei der umgekehrten Reihenfolge schon der Fall. Bei dieser muss zunächst der Austrittsdruckverlust aus dem benetzbaren und anschließend der Eintrittsdruckverlust in das nicht-benetzbare Medium aufgebracht wer-

den. Um den entsprechenden Differenzdruck zu erzeugen, wird erwartet, dass sich auch hier ein Film zwischen den Lagen ausbildet. Genauer gesagt entsteht der Film in den letzten Faserschichten der benetzbaren Filterlage, da es keinen Spalt zwischen den Lagen gibt.

Um eine Umverteilung des Öls durch Strömungsabschaltung zu vermeiden, ist eine experimentelle Bestätigung nur online möglich. Ein Fixieren der Flüssigkeitsverteilung durch UV-Aushärtung scheidet aber aus, da infolge des Brechungsindexunterschiedes zwischen der Filterfaser und der Luft im ungesättigten Filterhohlraum das Licht nicht in die Lagengrenzschicht eindringen kann.

Also muss die Art der Ölverteilung auf argumentative Art in Erfahrung gebracht werden. Es gibt zwei Möglichkeiten der Ölverteilung, welche einen Druckanstieg nach sich ziehen. Dies sind einerseits die Auffächerung der Kanäle in viele kleine Kanäle und andererseits das, zumindest teilweise, Verschließen der durchströmten Fläche durch die Ausbildung eines Ölfilms.

Zunächst wird gezeigt, dass eine Auffächerung nicht stattfindet. Wenn sich die Auffächerung auf einer verschwindenden Länge abspielt, wäre dies zur Filmbildung äquivalent. Also muss sich die Auffächerung auf einer nicht verschwindenden Länge zutragen. Typische Änderungen der Kanalstruktur in benetzbaren Medien tragen sich auf der Größenordnung von einzelnen Lagen zu. Also müsste die Grenzfläche auf die propagierenden Ölkanäle, welche beispielsweise momentan eine Lage vor der Grenzfläche sind, einen Einfluss in der Art ausüben, dass eine Auffächerung der Ölkanäle stattfindet. Dies ist jedoch im Widerspruch zur Kausalität.

Ferner können Beobachtungen die Behauptung, dass ein Film an der Grenzfläche ist, weiter untermauern. Die Betrachtung der letzten benetzbaren Lage zeigt, dass auf deren Anströmseite kein Öl zwischen den Kanälen ist. Auf der Abströmseite hingegen, also vor der nicht-

benetzbaren Lage, ist zwischen den Kanälen in einer dünnen Schicht das Medium vollständig ölgesättigt.

Des Weiteren ist dieser Film zwischen den Lagen auch erforderlich, um einen Übergang zwischen den beiden recht unterschiedlichen Kanalstrukturen im benetzbaren und nicht-benetzbaren Medium zu schaffen. Innerhalb einer Medienart setzen sich die Kanäle weitestgehend von einer Lage in die darauf folgende fort. Beim Übergang zwischen benetzbar und nicht-benetzbar müssen sich viel kleine Kanäle (Kanalgröße und -abstand in der Größenordnung 1-2 mm) in wenigen großen Kanälen (Kanalgröße und -abstand in der Größenordnung 0,5-1 cm) fortsetzen. Hierbei liegen viele Kanäle des benetzbaren Mediums direkt gegenüber von ungesättigten Stellen des nicht-benetzbaren Mediums (Abb. 5.14). Dies spricht gegen eine unmittelbare Fortsetzung der Ölkanäle. Da im Kanal jedoch Transport stattfindet, muss das Öl aus dem Kanal im benetzbaren Medium in einen Kanal im nicht-benetzbaren Medium weitergeleitet werden. Weil sich beide Kanäle nicht notwendigerweise direkt gegenüber von einander befinden, übernimmt der Film als eine Art Brücke die Aufgabe der Ölumverteilung.

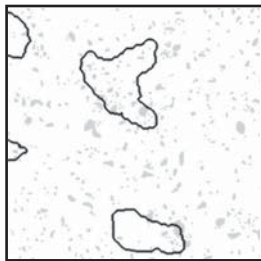


Abbildung 5.14: Ölkanäle der Rückseite einer benetzbaren Filterlage (grau gefüllt) und Ölkanäle der Vorderseite einer direkt folgenden nicht-benetzbaren Lage (schwarz umrandet). Das Bild zeigt einen Ausschnitt von 1 cm × 1 cm. $B_4^3N_3^3$ bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

Abschließend sei hierzu bemerkt, dass bei dem umgekehrten Fall, also dem Übergang zwischen nicht-benetzbar und benetzbar, kein Film an der innen liegenden Grenzfläche existiert und infolgedessen auch keine Ölumverteilung stattfinden kann. Dies kann deutlich gezeigt werden, da die Kanäle in dem benetzbaren Medium, welches sich direkt im Anschluss an das nicht-benetzbare Medium befindet, nur an Stellen vorhanden sind, welche vis-a-vis von Kanälen des nicht-benetzbaren Mediums liegen (Abb. 5.15). Nach einigen Lagen fächern sich die Ka-

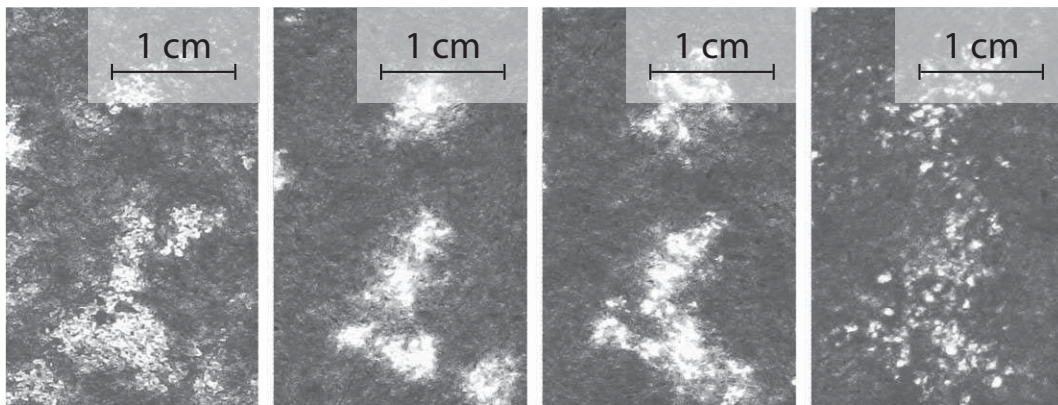


Abbildung 5.15: Ausbildung atypischer Kanalstrukturen in benetzbaren Medien (rechte 3 Bilder) wenn diese nach einem nicht-benetzbaren Medium (links) folgen. $N_4^5 B_4^5$ bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

näle auf und werden zunehmend ihrer im benetzbaren Medium typischen Struktur ähnlicher (Abb. 5.1)

Zerlegung des Druckverlusts in Komponenten

In den weiteren Untersuchungen sollen Eigenschaften der Kanäle sowie der Filme untersucht und auf ihre Übereinstimmung bezüglich der Erwartungen vom Kanal-Film-Modell her überprüft werden. Es ist daher angebracht, sich ein für die Untersuchungen möglichst ideales System zu schaffen. Ideal heißt, dass die zu untersuchenden Parameter möglichst leicht und vor allem unverfälscht zugänglich sind und hierbei auch ein Augenmerk auf die Versuchsdauer gelegt werden muss.

Vom Standpunkt der Ökonomie bei der Versuchsdurchführung aus gesehen, liegt es nahe, statt einem Filter bestehend aus nur einer Medienart, ein Filter bestehend aus einer Kombination benetzbarer und nicht-benetzbarer Medien einzusetzen. Bei der Auswahl einer geeigneten Kombination ist darauf zu achten, dass für die jeweiligen Medien Kanal und Film in klar identifizierbarer Form auftreten. Die Kombination nicht-benetzbar gefolgt von benetzbar hat gegenüber der umgekehrten Anordnung den Vorteil, dass die Sprünge an Anfang und Ende auftreten und somit der Ein- und der Austrittsdruckverlust getrennt ablesbar sind. Die Kehrseite der Medaille ist jedoch, dass der Sprung an den äußeren Grenzflächen durch externe Effekte beeinflusst wird. An der

Rückseite ist dies das Stützgitter, welches mit seiner Struktur und dem Bedeckungsgrad einen Einfluss auf den Film und den Austrittsdruckverlust ausübt. An der Frontseite kommt es zu einer Überlagerung der Filmbildung mit der Aerosolabscheidung. Der Grad dieser Einflüsse ist nicht bekannt. Ein letztes Argument gegen die Kombination nicht-benetzbar gefolgt von benetzbar ist die Ausbildung einer atypischen Kanalstruktur im benetzbaren Bereich, wie gerade erwähnt. Dies verhindert dort eine von der jeweiligen Lage unabhängige Analyse von Kanalanzahl oder Querschnittsfläche.

Diese Argumente führen dazu, die Kombination benetzbar gefolgt von nicht-benetzbar einzusetzen. Auch hier wird in den ersten Lagen eine Interaktion zwischen dem Kanal und der Abscheidung stattfinden. Daher muss die Zahl der benetzbaren Lagen hinreichend groß gewählt werden (Abschn. 5.4). Jedoch wird mit dem Einsatz dieser Medienpaarung auch der Nachteil erkaufte, dass der Sprung aus zwei Teilen besteht, welche erst noch separiert werden müssen. Hierfür wurde eine graphische Prozedur entwickelt (Abb. 5.16).

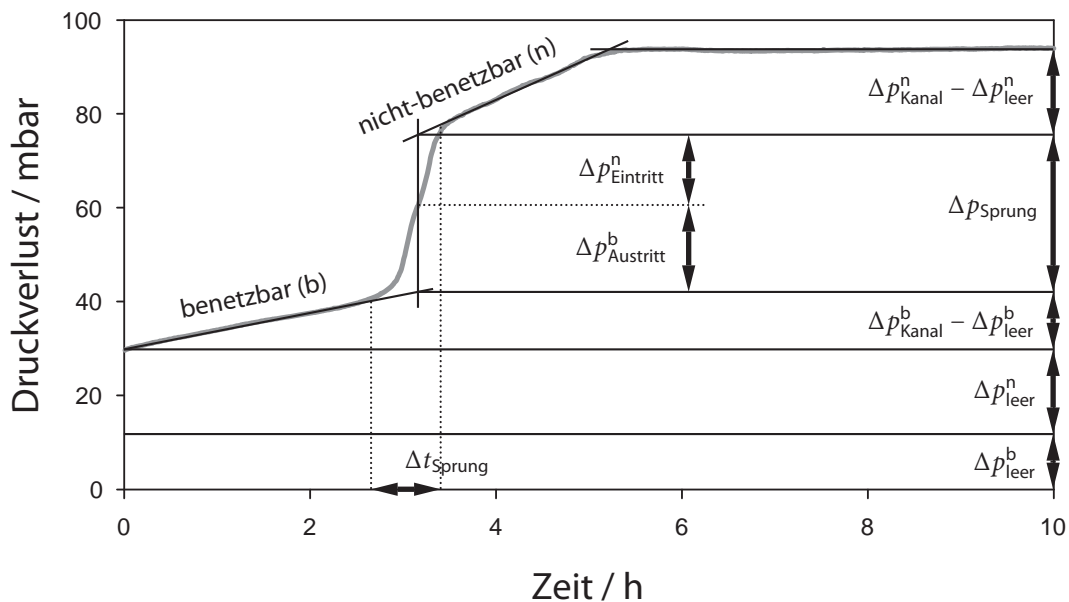


Abbildung 5.16: Zerlegung des Druckverlustsignals von benetzbar gefolgt von nicht-benetzbar in seine Komponenten Δp_{Sprung} , bestehend aus $\Delta p_{\text{Eintritt}}^n$ und $\Delta p_{\text{Austritt}}^b$ und $\Delta p_{\text{Kanal}}^i$ für benetzbar ($i = b$) und nicht-benetzbar ($i = n$). Hierzu ist in separaten Messungen der Druckverlust des unbelasteten Bereichs Δp_{leer}^b für hier B_4^3 sowie Δp_{leer}^n für hier N_4^3 zu bestimmen. Δt_{Sprung} bezeichnet die Sprungzeit. $B_4^3 N_4^3$ bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

Zur analytischen Auswertung der Daten ist es erforderlich, numerische Werte für die einzelnen Druckverlustkomponenten zu haben. Um diese zu erhalten, wird das gemessene Druckverlustsignal graphisch zerlegt (Abb. 5.16). Hierbei wird von dem kleinen Knick im Sprung, welcher die Anteile Aus- und Eintrittsdruckverlust trennt, ausgegangen und eine vertikale Linie durch diesen gelegt. Deren Schnittpunkte mit den Tangenten an die Kanalbereiche werden auf die Ordinate projiziert. Der gesamte Sprung Δp_{Sprung} bestehend aus Aus- und Eintrittsdruckverlust kann hierbei direkt abgelesen werden. Um den Druckverlust der Kanäle, $\Delta p_{\text{Kanal}}^i$ im benetzbaren ($i = b$) sowie nicht-benetzbaren Bereich ($i = n$) zu bestimmen muss zu dem aus separaten Messungen bekannten Druckverlust des trockenen Mediumbereichs Δp_{leer}^i der Anstieg durch die Ölbeladung $\Delta p_{\text{Kanal}}^i - \Delta p_{\text{leer}}^i$ addiert werden.

Weitere innere Grenzflächen mit einem Sprung im Druckverlust

Das Kanal-Film-Modell sagt aus, dass ein Sprung im Druckverlust immer dann auftritt, wenn ein kapillarer Ein- oder Austrittsdruckverlust erforderlich ist, um das Öl über eine Grenzfläche zu transportieren. Neben den bereits diskutierten Grenzflächen können weitere innere Grenzflächen infrage kommen, auch wenn hierauf im Rahmen dieser Arbeit kein Fokus gelegt wurde. Dies wären zunächst Übergänge zwischen Filtermedien unterschiedlicher Porenweite, also die Übergänge von einem feinen benetzbaren zu einem groben benetzbaren sowie von einem groben nicht-benetzbaren zu einem feinen nicht-benetzbaren Medium. Es liegt nahe, dass in diesen Fällen ein Sprung an der inneren Grenzfläche auftritt, welcher der Differenz der Ein- beziehungsweise Austrittsdrücke der Medien entspricht. Entsprechend kann auch für das Auftreten eines Druckverlustsprunges an der Grenzfläche zweier strukturmäßig gleicher Medien, aber mit unterschiedlicher Nicht-Benetzbarkeit argumentiert werden. An einer Grenzfläche zu einem

Medium mit stärkerer Nicht-Benetzbarkeit wird ein Sprung erwartet, andersherum nicht.

5.4 Öltransport in Ölkanälen

In diesem Abschnitt werden die aus dem Kanal-Film-Modell folgenden Kernaussagen in Bezug auf die Ölkanäle näher beleuchtet. Diese beinhalten die Abhängigkeit der Kanäle hinsichtlich Struktur und Druckverlust von der Kanallänge, von der Menge an pro Zeit durchzutransportierendem Öl und von der Viskosität.

Veränderliche Lagenzahl

Bei allen Untersuchungen wurde die Medienkombination benetzbar gefolgt von nicht-benetzbar eingesetzt (Abschn. 5.3). Zunächst wurde die Anzahl benetzbarer Lagen bei drei nicht-benetzbaren Lagen variiert. Die Sättigungsprofile von diesem Versuch unterschiedlicher Lagenzahl wurden so dargestellt (Abb. 5.17), dass die letzten drei nicht-

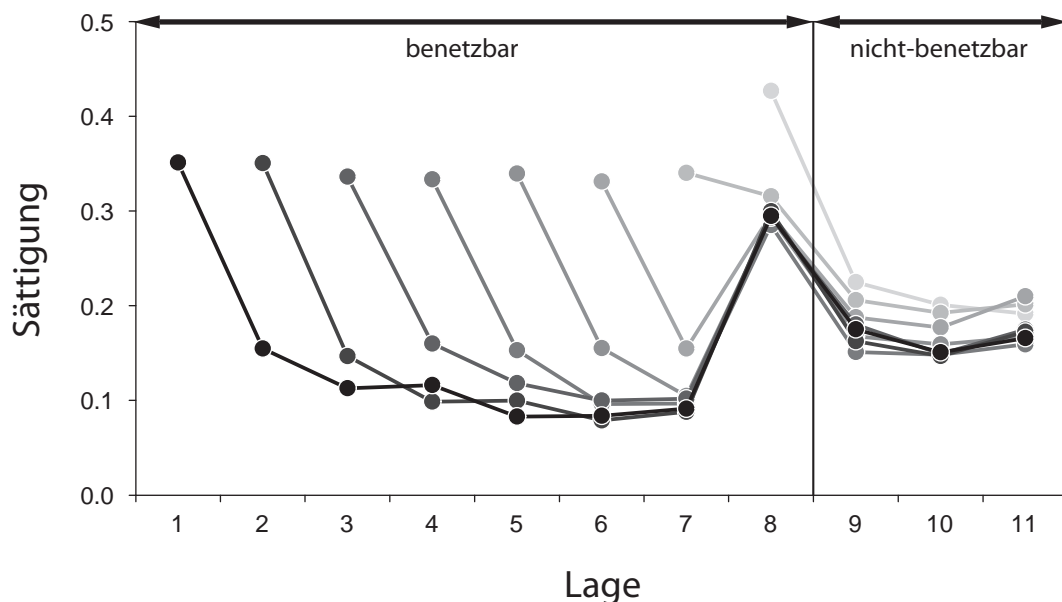


Abbildung 5.17: Sättigungsprofile mit veränderlicher Zahl benetzbarer Lagen gefolgt von drei nicht-benetzbaren Lagen. $B_4^n N_4^3$ bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

benetzbaren Lagen immer als Lage 9 bis 11 bezeichnet werden. Dadurch liegt die Grenzfläche für alle Profile an derselben Stelle, zwischen Lage 8 und 9. Die vorderste benetzbare Lage besitzt daher je nach Anzahl benetzbarer Lagen immer eine unterschiedliche Lagenummer, beispielsweise Lagenummer 6 bei $N_4^3 B_4^3$. Die Sättigung dieser ersten Lage ist infolge der Abscheidung und Koaleszenz weitaus höher als die der folgenden. Dieser Einfluss dehnt sich auch noch geringfügig in die zweite Lage aus. Denkbar wäre in dieser zweiten Lage auch noch ein Einfluss der Konsolidierung von Kanälen. Alle weiteren Kanallagen weisen eine vergleichsweise geringe Sättigung auf. Infolge der Grenzfläche zwischen dem benetzbaren und nicht-benetzbaren Bereich befindet sich in der letzten benetzbaren Lage der Film, mittels welchem der Differenzdruck generiert wird um den Aus- und Eintrittsdruckverlust zu überwinden. Dies führt zu der erhöhten Sättigung in der letzten benetzbaren Lage. Bei dem Experiment mit nur zwei benetzbaren Lagen ist der Effekt der höheren Sättigung der zweiten Lage mit dem Film in dieser Lage überlagert, was zu einer geringfügig höheren Sättigung der letzten benetzbaren Lage im Vergleich zu den Experimenten mit mehr als zwei Lagen führt. Bei nur einer benetzbaren Lage ist dieser Effekt besonders ausgeprägt. Im Bereich der nicht-benetzbaren Medien ist die Sättigung weitestgehend konstant.

Nun sollen die Erwartungen des Kanal-Film-Modells bezüglich des Kanaldruckverlustes im benetzbaren Bereich mit diesen Versuchen verglichen werden. Hierbei wurde der Druckverlust der zuletzt hinzugefügten Kanallage, also bei n Kanallagen der gesamte Druckverlust des Kanals von n Lagen abzüglich des Druckverlustes von $n - 1$ Lagen angegeben. Im Gegensatz zu einem mittleren Druckverlust pro Kanallage ermöglicht dies die Hervorhebung des Einflusses dieser spezifischen Lage. Die beiden vorderen benetzbaren Lagen (Abb. 5.18) weisen, wie erwähnt, infolge von Abscheidung und Koaleszenz einen höheren Druckverlust auf. Der Druckverlust aller weiteren Kanallagen ist annähernd konstant.

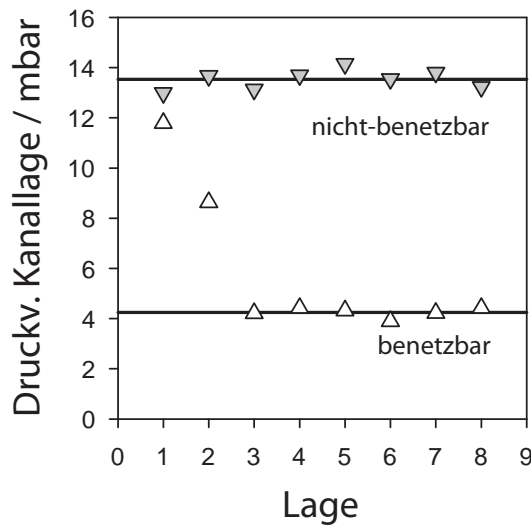


Abbildung 5.18: Druckverlust der selektierten Kanallage bei benetzbaren Medien (weiße Spitzen, konstante Anpassungsfunktion) und bei nicht-benetzbaren Medien (graue Keile, konstante Anpassungsfunktion). $B_4^n N_4^3$ für benetzbar und $B_4^3 N_4^n$ für nicht-benetzbar bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

Um den Druckverlust pro Kanallage im nicht-benetzbaren Bereich zu bestimmen, wurde eine weitere Serie an Experimenten durchgeführt. Hier wurde die Zahl benetzbarer Lagen festgehalten und die Anzahl der stromabwärts liegenden, nicht-benetzbaren Lagen verändert. Hieraus ergibt sich, dass der Druckverlust pro Lage für alle Lagenzahlen konstant ist (Abb. 5.18). Dies wurde auch erwartet, da Abscheidungseffekte im stromaufwärts liegenden benetzbaren Medium stattfinden, der Film an der Grenzfläche vor dem nicht-benetzbaren Bereich liegt und somit das nicht-benetzbare Medium nicht beeinflusst. Schlussendlich findet auch bei der Drainage keine Beeinflussung des Mediums statt, da das Öl lediglich aus den Kanälen herausfließt.

Somit werden die Erwartungen des Kanal-Film-Modells, also dass der Kanaldruckverlust proportional zur Kanallänge ist, für benetzbare und nicht-benetzbare Medien bestätigt.

Der bezüglich der Abscheidungsartefakte bereinigte Kanaldruckverlust des anströmseitigen benetzbaren Mediums muss also über die eben beschriebene Differenzbildung aus Kanaldruckverlusten unterschiedlicher Lagenzahl bestimmt werden. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird dies, um den Zeitaufwand der Experimente in Grenzen zu halten, nicht gemacht. Stattdessen wird der Druckverlust pro Kanallage aus dem Gesamtdruckverlust des Kanals dividiert durch die Lagenzahl bestimmt. Daraus können dann aber keine quantitativen Aussagen gewonnen wer-

den, allerdings genügt dies zur semi-quantitativen Modellvalidierung. Bei beispielsweise sieben anströmseitigen benetzbaren Lagen liefert der als Mittelwert aus dem Gesamtkanaldruckverlust berechnete Druckverlust pro Kanallage 6 mbar, während die Kanallage im Medieninneren nur 4,3 mbar aufweist (Abb. 5.18).

Veränderliche Ölkonzentration

Nach dem Kanal-Film-Modell gibt es zwei mögliche Reaktionen des Filters auf eine Erhöhung der pro Zeit durchzutransportierenden Ölmenge bei fester Anströmgeschwindigkeit. Die erste sieht eine Erhöhung der mittleren Ölgeschwindigkeit in einem Kanal vor, die zweite eine Erhöhung der gesamten Kanalquerschnittsfläche, was einerseits durch Vergrößerung der Kanäle oder andererseits durch die Inbetriebnahme zusätzlicher Kanäle geschehen kann. Diese beiden Möglichkeiten, Erhöhung von mittlerer Öltransportgeschwindigkeit oder gesamter Kanalquerschnittsfläche sind jedoch nicht unabhängig. Wenn beispielsweise die mittlere Ölgeschwindigkeit in einem Kanal erhöht wird, dann müsste auch der Differenzdruck über dem Kanal erhöht werden, um pro Zeit mehr Öl durch das Filter fördern zu können. Dies ist jedoch mit einer Erhöhung des Druckverlustes der Luftströmung pro Kanallänge gleichbedeutend. Werde nun die plausible Annahme zugrunde gelegt, dass der Kanaldurchmesser durch die Viskosität und die

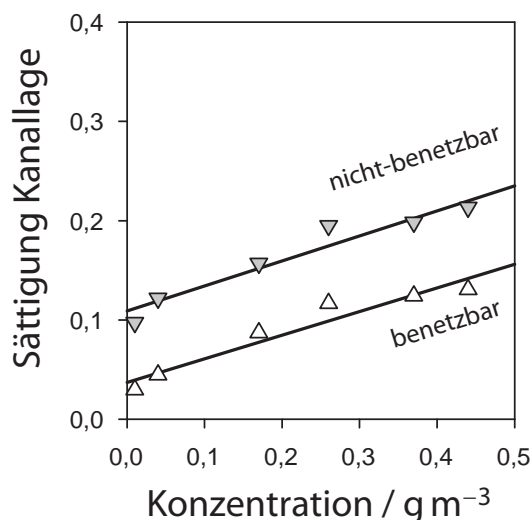


Abbildung 5.19: Sättigung der Kanallage abhängig von der Konzentration für benetzbaren Medien (Lage 4, weiße Spitzen, lineare Anpassungsfunktion) sowie für nicht-benetzbaren Medien (Lage 8, graue Keile, lineare Anpassungsfunktion). $B_4^7 N_4^3$ bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$.

Größen der mikroskopischen Grenzflächenphänomene, allen voran der Kontaktwinkel und die Oberflächenspannung fest bestimmt wird, dann kann eine Druckverlusterhöhung nur durch die Aktivierung zusätzlicher paralleler Kanäle entstehen. Diese sorgen auch, neben der erhöhten Transportgeschwindigkeit, für eine erhöhte Förderrate an Öl durch das Filter.

Durch die Aktivierung zusätzlicher paralleler Ölkanäle kann für übliche Bedingungen die geförderte Ölmenge stärker gesteigert werden, als durch eine reine Erhöhung des Druckverlustes. Um beispielsweise die Ölförderrate zu verdoppeln muss bei den im Kanalbereich üblichen Sättigungen von 0,05 bis 0,1 die Sättigung auf 0,1 bis 0,2 erhöht werden, während diese Sättigungserhöhung nach einer einfachen Abschätzung über die Geschwindigkeitserhöhung nur eine Druckverlusterhöhung von sechs bis 13 Prozent nach sich zieht. Infolgedessen wird erwartet, dass bei einer Erhöhung der durchzutransportierenden Ölmenge der Druckverlust des Kanalbereichs nur in geringem Maße ansteigt, sich die Sättigung aber durch die größere Zahl der parallelen Kanäle nennenswert erhöht.

Die Erwartungen, welche sich aus dem Kanal-Film-Modell ergeben, wurden mit Experimenten verglichen. Bei fester Anströmgeschwindigkeit sind eine Erhöhung der Ölanlieferungsrate und eine Erhöhung der Konzentration gleichbedeutend. Die bei steigender Konzentration vorausgesagte geringe Erhöhung des Druckverlustes des Kanalbereiches sowie die starke Zunahme der Sättigung konnten gezeigt werden (Abb.

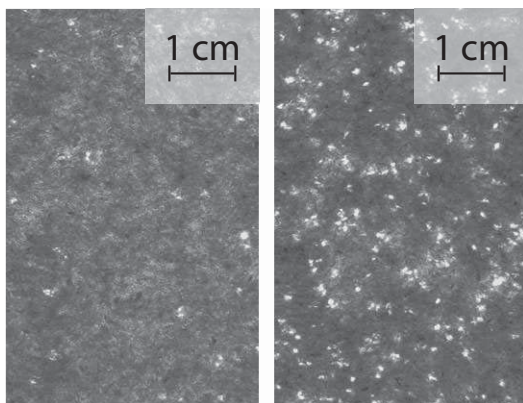


Abbildung 5.20: Struktur der Kanäle im benetzbaren Medium bei $0,01 \text{ g m}^{-3}$ und bei $0,44 \text{ g m}^{-3}$ (Lage 4). $B_4^7 N_4^3$ bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$.

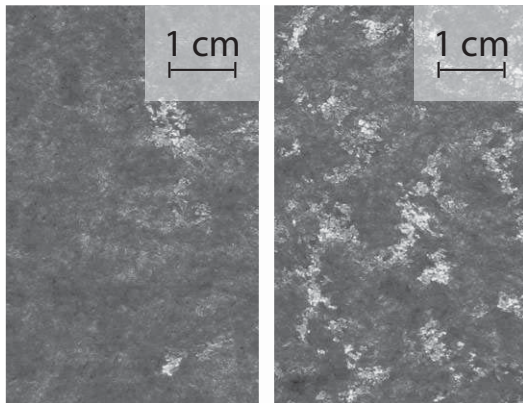


Abbildung 5.21: Struktur der Kanäle im nicht-benetzbaren Medium bei $0,01 \text{ g m}^{-3}$ und bei $0,44 \text{ g m}^{-3}$ (Lage 8). $B_4^7 N_4^3$ bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$.

5.19 und 5.22). Bei der geringsten und größten Konzentration zeigen Fotos der Kanallagen (Abb. 5.20 und 5.21), dass sich die Größe der Kanäle nicht ändert sondern lediglich deren Anzahl.

Auch am Sättigungsprofil (Abb. 5.23) ist zu sehen, dass sich die Profile mit steigender Konzentration nach oben verschieben. Manche Untersuchungen in der Literatur bestätigen dies [Bitten71], andere beobachten jedoch keinen Einfluss der Ölkonzentration [Contal04]. Die einzige Ausnahme hierbei bildet die Lage vor der Grenzfläche, bei welcher der Einfluss der Ölanlieferungsrate auf die Sättigung geringer ausfällt. Dies liegt daran, dass die Sättigung ein Mittelwert von der Sättigung des Kanalbereichs in dieser Lage und dem Öl des Filmes ist. Da aber der Sprung als reines Kapillardruckphänomen angesehen wird und somit der Film unabhängig von dem durchzutransportierenden Öl ist

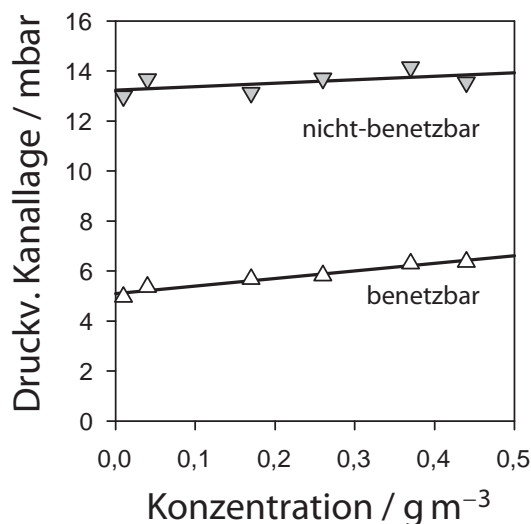


Abbildung 5.22: Druckverlust pro Kanallage in Abhängigkeit von der Konzentration bei benetzbaren Medien (weiße Spitzen, lineare Anpassungsfunktion) sowie bei nicht-benetzbaren Medien (graue Keile, lineare Anpassungsfunktion). $B_4^7 N_4^3$ bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$

(Abschn. 5.5) ändert sich bei veränderlicher Konzentration nur der Kanalanteil der Sättigung, was die geringere Sättigungszunahme in dieser Lage erklärt.

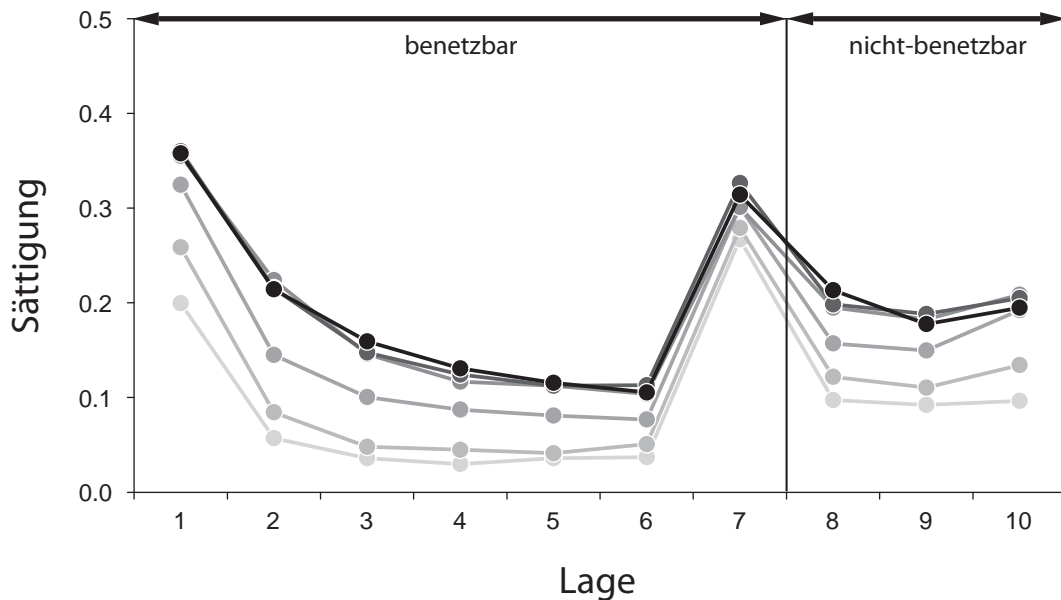


Abbildung 5.23: Sättigungsprofile bei veränderlicher Ölkonzentration zwischen $0,01 \text{ g m}^{-3}$ (hellgrau) und $0,44 \text{ g m}^{-3}$ (schwarz). $B_4^7 N_4^3$ bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$.

Veränderliche Ölviskosität

Da die Kanäle den Transport bewerkstelligen und die Viskosität der Stoffparameter ist, welcher den Transport charakterisiert, wurde dessen Einfluss auf die Ölkanäle untersucht. Hierzu wurden vier verschiedene Öle eingesetzt, welche annähernd die selbe Oberflächenspannung haben, aber bei Raumtemperatur einen Viskositätsbereich von 29 bis 193 mPa s^{-1} abdecken. Zur Gewährleistung einer konstanten Aerosolkonzentration wurde der Zerstäuber für jede Ölsorte kalibriert. Neben dem Einsatz unterschiedlicher Öle mit unterschiedlichen Viskositäten gäbe es auch die Möglichkeit, dasselbe Öl bei verschiedenen Temperaturen zu betreiben, da die Viskosität stark temperaturabhängig ist. Hierbei müsste jedoch apparativ sichergestellt werden, dass im ganzen Aerosol und im ganzen öldurchströmten Bereich keine Temperaturgradienten auftreten. Da dies im Vergleich zur Verwendung unterschied-

licher Öle einen weit höheren apparativen Aufwand bedeutet, wurde dieser Ansatz nicht weiter verfolgt.

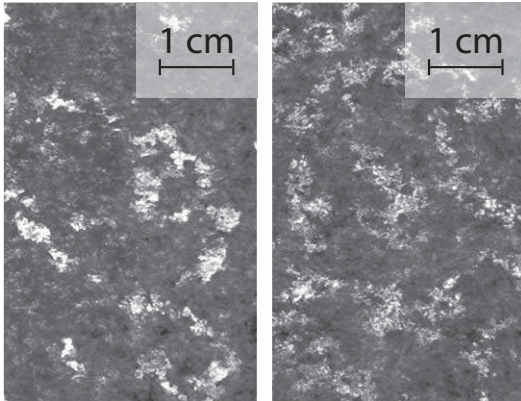


Abbildung 5.24: Kanalstruktur im nicht-benetzbaren Medium für niedrige Viskositäten (links, $29 \cdot 10^{-3}$ Pa s) und für hohe Viskositäten (rechts, $192 \cdot 10^{-3}$ Pa s). $B_4^7N_4^3$ bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

Bei nicht-benetzbaren Medien nimmt der Druckverlust des Kanalbereichs mit steigender Viskosität zu (Abb. 5.25). Es wird also ein höherer Differenzdruck benötigt, um ein zäheres Öl bei gleicher Transportrate durch das Filter zu fördern. Hierfür werden auch mehr Ölkanäle etwa gleichen Kanalquerschnitts benötigt (Abb. 5.24) und deshalb eine höhere Sättigung (Abb. 5.25). Auch bei der Abscheidung von Öltröpfchen aus Wasser mittels Glaskugelschüttungen, welche nach der Benetzung mit Wasser ölabweisend wirken, wurde eine höhere Sättigung bei höherer Viskosität beobachtet [Spielmann77].

Dieses Verhalten nicht-benetzbarer Medien steht auch im Einklang mit dem Darcyschen Gesetz, wonach eine zunehmend größere Druck-

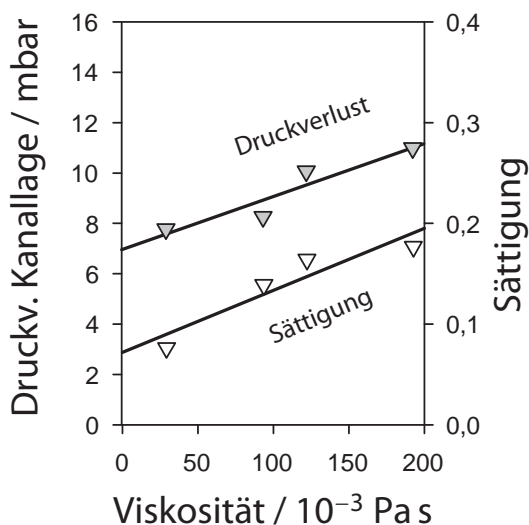


Abbildung 5.25: Druckverlust (graue Keile, lineare Anpassungsfunktion) und Sättigung (weiße Keile, lineare Anpassungsfunktion) im nicht-benetzbaren Medium. $B_4^7N_4^3$ bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

differenz benötigt wird, um viskoseres Öl durch das Filter zu fördern. Um diese höhere Druckdifferenz zu erzielen, verteilt sich das Öl nach dem Kanal-Film-Modell anders, was in diesem Fall durch mehrere parallele Kanäle realisiert wird. Ein weiterer äquivalenter Weg zu argumentieren wäre, dass nach dem Darcyschen Gesetz bei konstantem Druckverlust weniger Öl bei steigender Viskosität durch einen Kanal gepumpt werden kann. Deswegen müssen, um die konstante Transportrate zu erhalten, weitere parallele Kanäle in Betrieb genommen werden.

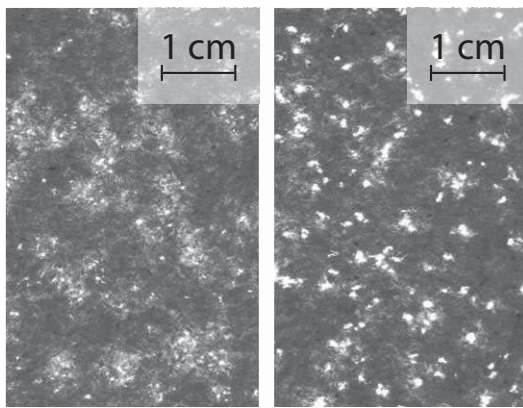


Abbildung 5.26: Kanalstruktur im benetzbaren Medium für niedrige Viskositäten (links, $29 \cdot 10^{-3}$ Pa s) und für hohe Viskositäten (rechts, $192 \cdot 10^{-3}$ Pa s). $B_4^7 N_4^3$ bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

Die Antwort der Kanäle auf eine Viskositätserhöhung in benetzbaren Medien ist anders. Dort herrschen bei geringen Viskositäten viele kleine Kanäle vor, während bei hohen Viskositäten der Öltransport von wenigen großen bewerkstelligt wird (Abb. 5.26). Es stellt sich heraus, dass die Summe der Querschnittsflächen aller Kanäle, welche proportional zu Sättigung ist, konstant ist (Abb. 5.27). Auch der Druckverlust ist konstant.

Ölgeschwindigkeiten und Strömungsprofil im Ölkanal

Aus dem Bilanz- und Koaleszenzmodell ist bereits die Verteilung der mittleren Geschwindigkeit des Öls in Strömungsrichtung bekannt (Abschn. 4.5). Es stellt sich nun die Frage, wie die Geschwindigkeitsverteilung innerhalb eines in x -Richtung durchströmten Ölkanals aussieht. In, der Symmetrie angepassten Zylinderkoordinaten, (r, φ, x) , liefert die Kontinuitätsgleichung bei stationärer, ausgebildeter Strömung, dass die Radialkomponente der Ölströmung verschwindet. Somit vereinfacht sich die Navier-Stokes-Gleichung auf die x -Komponente der Geschwindigkeit, also w ,

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} w(r) - \frac{\mu(1-\alpha)}{P_x} w(r). \quad (5.1)$$

Der letzte Term beschreibt die Darcy-Impulssenkung infolge des Widerstandes des im Kanal strömenden Öls gegenüber den Fasern, P_x ist die Permeabilität in Strömungsrichtung. Die durch die Luftströmung an der Kanalwand angreifenden Scherkräfte sind äquivalent zu einer Randbedingung und müssen daher nicht explizit berücksichtigt werden. Die Lösung der Gleichung beschreibt eine Druck-Schlepp-Strömung.

Mit $W = \mu(1-\alpha)/P_x$ und den Transformation

$$w(r) \mapsto \hat{w}(r) = w(r) + \frac{1}{W} \frac{\partial p}{\partial x} \quad \text{und} \quad r \mapsto \rho = \sqrt{\frac{W}{\mu}} r$$

geht die Navier-Stokes-Gleichung (Gl. 5.1) über in die modifizierte Besselsche Differentialgleichung nullter Ordnung,

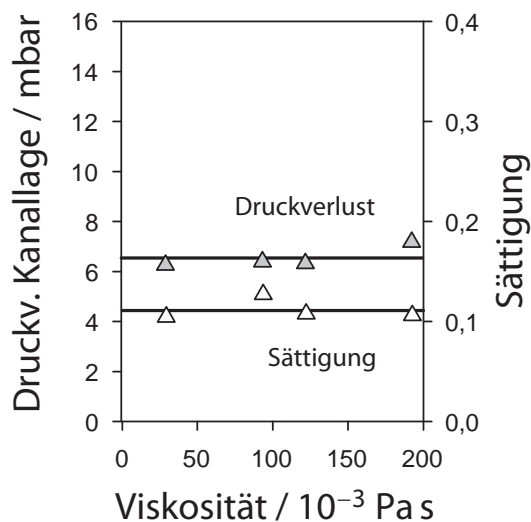


Abbildung 5.27: Druckverlust (graue Spitzen, konstante Anpassungsfunktion) und Sättigung (weiße Spitzen, konstante Anpassungsfunktion) im benetzbaren Medium für unterschiedliche Viskositäten. $B_4^7 N_4^3$ bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

$$0 = \left[\frac{d^2}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} - 1 \right] \hat{w}(\rho),$$

mit der Superposition der modifizierten Besselfunktionen nullter Ordnung, I_0 und K_0 als Lösung,

$$\hat{w}(\rho) = C_1 I_0(\rho) + C_2 K_0(\rho).$$

Die Anpassungskonstante C_2 ist null, da $K_0(0)$ singularär ist und die Strömungsgeschwindigkeit im Kanal nicht divergieren kann. Zur Bestimmung von C_1 werden die experimentellen Parameter benötigt. Der Druckverlust pro Kanallänge, $-\partial p/\partial x > 0$, ist aus der Analyse der Druckanstiegskurven direkt zugänglich. Die Permeabilität P_x kann aus der Durchströmung des Filters mit Luft oder mit Öl bestimmt werden. Wenn diese aus der Öldurchströmung mittels der Drucknutsche bestimmt wird, dann muss die graduelle Kompression des Mediums infolge des an der Nutsche angelegten Druckdifferenz berücksichtigt werden. Zur Bestimmung der Kompression wurde das Medium durch Belasten mit Gewichten, welche ausgewählten Druckdifferenzen entsprechen, komprimiert. Auf diese Weise konnte die Abhängigkeit der Packungsdichte vor anliegenden Druckdifferenz ermittelt werden. Für die Packungsdichteabhängigkeit wurde der Molerussche Ansatz verwendet [Molerus71] und über die Filterdicke integriert. Daraus können die Nichtpackungseigenschaften der Permeabilität isoliert werden. Für B_4 konnte auf diese Weise die Permeabilität zu $P_x = 0,27 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$ bestimmt werden.

Mit diesen Parametern folgt, dass $\hat{w}(\rho)$ über fast über den ganzen Kanalquerschnitt Null ist und somit das Strömungsprofil $w(r)$ konstant $1/W \partial p/\partial x$ ist. Lediglich in dem wenige Mikrometer breiten Randbereich gleicht sich das Strömungsprofil auf den durch die Randbedingung vorgegebenen Wert an. Wie eine physikalisch sinnvolle Randbedingung gewählt werden kann ist nicht klar, da die Geschwindigkeit

am Rand nicht gemessen oder visualisiert werden kann. Da die Randschicht, sofern diese überhaupt existiert, infolge ihrer geringen Abmessungen kaum zum Transport beiträgt, wird diese auch nicht weiter berücksichtigt. Dieses Profil wurde auch durch eine finite-Volumen Simulation (Fluent, Ansys Inc.) bestätigt. Das in den Kanälen strömende Öl genügt somit, abgesehen von der eventuellen wenige Mikrometer dicken Randschicht, dem klassischen Darcyschen Gesetz mit einem Kolbenprofil. Der Druckverlust des Kanals wird also zum Durchpumpen des Öls benötigt. Der Einfluss von Scherkräften ist, sofern dieser überhaupt vorhanden, marginal.

Eine Visualisierung des Öltransportes auf Kanalebene wurde durch den Einsatz von gefärbtem Öl erzielt. Hierzu wurden ein benetzbares und ein nicht-benetzbares Filtermedium mit ungefärbtem Öl in den stationären Zustand gebracht. Anschließend wurde auf einen Zerstäuber, in welchem sich mit Farbstoff (Sudan Red 7B, Sigma-Aldrich Co. LLC.) gefärbtes Öl befindet, umgeschaltet. Die erste Lage des benetzbaren Mediums (Abb. 5.28) zeigt an allen Stellen Farbe, an denen das Aerosol abgeschieden wird. An den Stirnflächen von Ölkanälen, welche bis an die Anströmseite reichen, ist keine Farbe zu sehen, da diese Stelle wegen vollständiger Sättigung nicht durchströmt wird. In der zweiten Lage finden sich gefärbte Stellen am Rand von Kanälen, da gefärbte

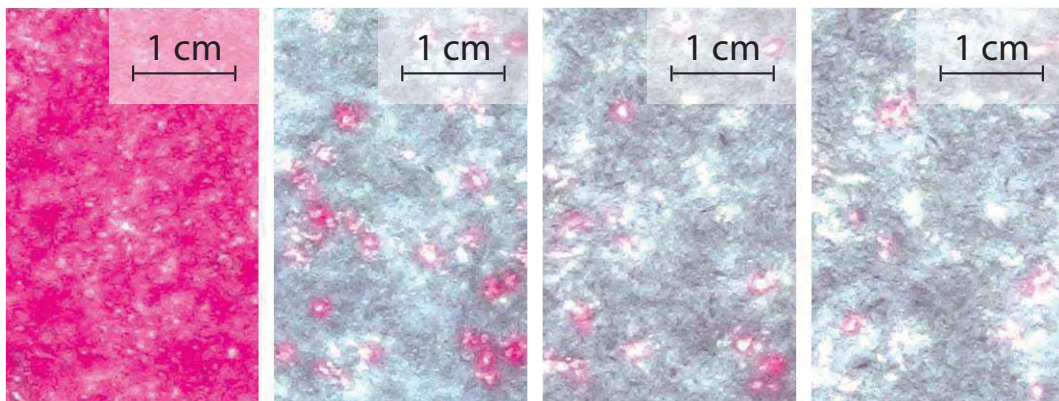


Abbildung 5.28: Nach Erreichen des stationären Zustandes Farbzugabe für 15 min. Erste und folgende Lagen in Durchströmungsreihenfolge von links nach rechts. B_4^{10} bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

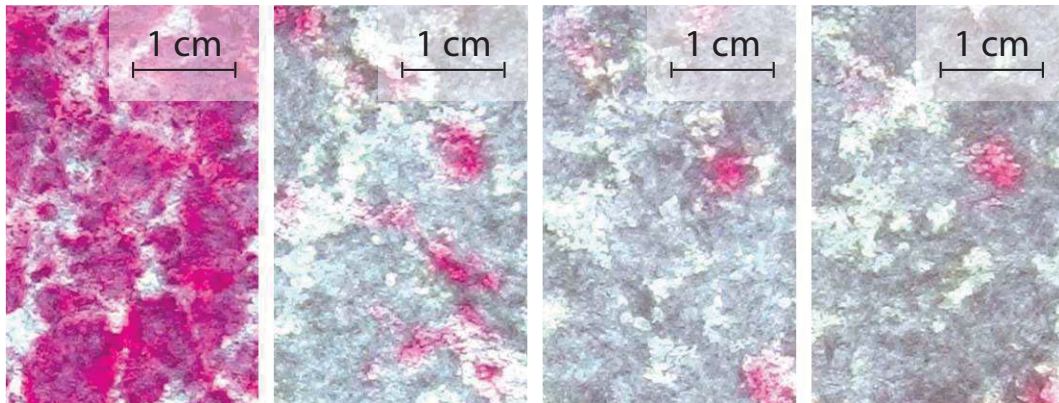


Abbildung 5.29: Nach Erreichen des stationären Zustandes Farbzugabe für 15 min. Erste und folgende Lagen in Durchströmungsreihenfolge von links nach rechts. N_4^{10} bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

koaleszierte Tropfen zunächst dorthin gelangen und dann in Folge des Druckgradienten über dem Kanalbereich in Strömungsrichtung transportiert werden. Bei nicht-benetzbaren Medien (Abb. 5.29) ergibt sich ein ähnliches Bild der ersten Lage, wenngleich die Strukturen größer sind. Während sich in den folgenden Lagen bei benetzbaren Medien das gefärbte Öl ringförmig um den Kanal angeordnet hat, ist dies im nicht-benetzbaren Porenraum nicht der Fall. Hier lagert sich das neu ankommende Öl an einzelnen Stellen am Rand von Kanälen an oder erschließt neue Kanäle.

Aus den Experimenten mit gefärbtem Öl ist ersichtlich, dass das Öl lokal unterschiedliche Geschwindigkeiten aufweist. Ungefärbtes Öl am Anfang der ersten Lage hat sich während der viertelstündigen Zugabe gefärbten Öls nicht fortbewegt. Gefärbtes Öl in der letzten Lage hingegen kennzeichnet Stellen, bis zu welchen das Öl innerhalb dieser Zeit von der ersten Lage transportiert wurde. Da sich in der nicht gezeigten fünften Lage kein gefärbtes Öl mehr befindet, kann hieraus mit der Lagedicke von $0,5 \text{ mm}$ (Tab. 2.1) eine maximale Transportgeschwindigkeit für das im Porenraum transportierte Öl abgeschätzt werden.

Diese Geschwindigkeit wird mit aus vier weiteren Methoden bestimmten Geschwindigkeiten verglichen. Bei den ersten vier Methoden liegt immer dasselbe Experiment zu Grunde (B_4^{10} , Anströmgeschwindigkeit

$0,3 \text{ m s}^{-1}$, Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$), bei der letzten ein dazu vergleichbares Experiment ($B_4^7 N_4^3$, Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$, Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$).

- Durch Zugabe von gefärbtem Öl gelangt dieses in 15 min bis in die vierte Lage. Das entspricht einer maximale Transportgeschwindigkeit von $2,2 \text{ } \mu\text{m s}^{-1}$.
- Die Spitze zweier nichtstationärer Sättigungsprofile (Abb. 4.11) wandert vom Profil bei 1,5 h Beladung bis zum Profil bei 2 h Beladung etwa 2 Lagen. Hieraus ergibt sich eine Geschwindigkeit von $0,56 \text{ } \mu\text{m s}^{-1}$.
- Bei einem Sprung innerhalb des Filters kann aus der Zeit bis zum Erreichen der Sprungmitte und der Lagenzahl die Geschwindigkeit zu $0,23 \text{ } \mu\text{m s}^{-1}$ abgeschätzt werden (Abschn. 5.5, Abb. 5.36).
- Aus den Überlegungen im Rahmen des Bilanz- und des Koaleszenzmodells (Abb. 4.12) resultiert eine Geschwindigkeit von $0,87 \text{ } \mu\text{m s}^{-1}$.
- Aus dem Druckverlust pro Kanallage von 4,25 mbar und der Permeabilität von $0,27 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$ folgt mit dem oben für die Kanallströmung legitimierten Darcyschen Gesetz eine Geschwindigkeit von $1,9 \text{ } \mu\text{m s}^{-1}$.

Die Geschwindigkeiten lassen sich in zwei verschiedene Klassen einordnen. In die Klasse der erstmaligen Propagation des Öls durch das Filter fallen die aus dem zeitlichen Verlauf der Sättigung sowie die aus der Sprungmitte bestimmte Geschwindigkeit. Diese nehmen die geringsten Werte an. Dies kann auf Verluste an Öl infolge von Fasersrauhigkeiten durch das Bindermaterial zurückzuführen sein [Carroll84] (Abb. 5.30), welche bei der erstmaligen Propagation auftreten, während sich Verlust- und Aufsammlungsrate bei weiteren Durchtransporten decken. Die weiteren Durchtransporte beschreiben die Klasse des stationären Betriebes. In diese fallen die anderen drei Geschwindigkeiten. Das durch die Färbung während des bereits stati-

onären Betriebs sichtbar gemachte neue ankommende Öl hingegen propagiert schneller durch das Filter. Dies liegt daran, dass nicht alles Öl im Filter transportiert wird. Es gibt Kanäle, die verwaist sind, welche die langsamer fließen als der Mittelwert und es gibt auch Kanäle, welche schneller voranschreiten (Abschn. 5.5). Die aus dem Bilanz- und dem Koaleszenzmodell, sowie aus dem Darcyschen Gesetz bestimmten Geschwindigkeiten hingegen beschreiben Mittelwerte.

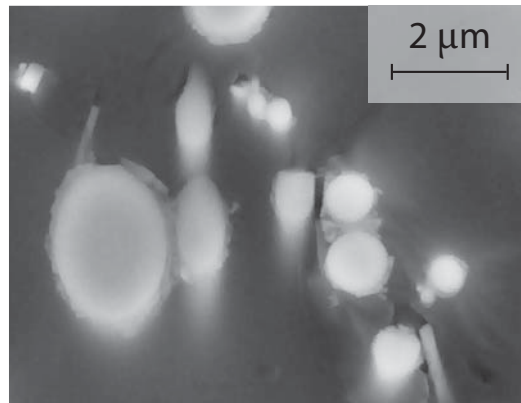


Abbildung 5.30: Bindermaterial am Rand der Fasern (weiß) sorgt für Rauigkeit. In Harz eingegossenes, geschnittenes und poliertes Medium (Abschn. 2.2.4).

5.5 Öltransport durch Grenzflächen

In diesem Abschnitt werden die Vorhersagen des Kanal-Film-Modells bezüglich des Films und des damit verbundenen Sprungs im Druckverlust validiert. Hierzu zählen dessen Abhängigkeit von den Medieneigenschaften sowie der Ölanlieferungsrate. Der Einfluss letzterer auf den Sprung wurde bereits erwähnt (Abschn. 5.4). Die Abhängigkeit des Sprungs von der Oberflächenspannung konnte nicht untersucht werden, da Versuche diese unabhängig von anderen Stoffwerten zu variieren erfolglos blieben.

Veränderliche Medieneigenschaften

Nach dem Kanal-Film-Modell ist der Sprung ein Kapillarphänomen. Daher sollte dieser auch vorrangig von den Medieneigenschaften wie Kontaktwinkel und Porenradius abhängen. Letzter liegt in Filtermedien als verteilte Größe vor. Die Übertragung dieser mikroskopischen Kenngrößen auf ein makroskopisches reales System ist leicht mit Fehlern behaftet. Daher wurden hier die makroskopischen Kenngrößen,

Öldurchbruch bei nicht-benetzbaren Medien, sowie Gasdurchbruch bei benetzbaren Medien verwendet. Diese Durchbrüche konnten mit einfachen, verlässlichen Verfahren bestimmt werden (Abschn. 2.3).

Die zur Verfügung stehenden fünf benetzbaren und fünf nicht-benetzbaren Medien decken einen weiten Bereich des Öl-, sowie Gasdurchbruchs ab. Für den eingesetzten Filteraufbau von benetzbar anströmseitig und nicht-benetzbar abströmseitig gibt es also 25 verschiedene Medienpaarungen. Für all diese wurde der Sprung bestehend aus der Summe von Aus- und Eintrittsdruckverlust bestimmt.

Das Ziel ist, die einzelnen Komponenten des Sprunges, also Aus- und Eintrittsdruckverlust mit den entsprechenden kapillaren Größen Öl- und Gasdurchbruch in Beziehung zu setzen. Dazu muss der Sprung in seine Bestandteile aufgetrennt werden. Dies geschieht, indem ein Gleichungssystem mit einer Gleichung je Medienpaarung der Art

$$\begin{aligned} \text{Druckverlustsprung der Medienpaarung } ij &= \\ &= \text{Austrittsdruckverlust des benetzbaren Mediums } i \\ &+ \text{Eintrittsdruckverlust des nicht-benetzbaren Mediums } j \end{aligned}$$

aufgestellt wird. Je größer i beziehungsweise j ist, desto größer ist der Ein- beziehungsweise Austrittsdruckverlust (Abschn. 2.3). Der Druckverlustsprung ist die Messgröße, welche das Experiment liefert. Die insgesamt fünf Aus- und fünf Eintrittsdruckverluste sind die gesuchten Größen.

Experimentell stellt sich heraus, dass je größer der Betrag der Differenz der Indizes i und j , $|i - j|$, ist, desto größer ist im Durchschnitt die Abweichung von der Lösung des Gleichungssystems. Paarungen, die sehr große Unterschiede im Betrag des Ein- und Austrittsdruckverlustes aufweisen, scheinen sich also deutlich stärker wechselseitig zu beeinflussen, sodass eine einfache additive Überlagerung nicht mehr zur quantitativen Beschreibung ausreicht. Infolgedessen wurden je nach

Datenanalyse Messwerte verworfen, welche eine gewisse Indexdifferenz $|i - j|$ überschreiten.

Um nun die Ein- und Austrittsdruckverluste über das Gleichungssystem zu bestimmen, wurden nur Messwerte mit $|i - j| < 2$ berücksichtigt. Die Lösung dieses Gleichungssystems aus 13 Gleichungen ist nicht eindeutig, sie ist nur bis auf eine additive Konstante bestimmt. Denn für eine gegebene Lösung kann eine weitere bestimmt werden, indem zu allen Eintrittsdruckverlusten eine Konstante addiert wird und die selbe Konstante von allen Austrittsdruckverlusten subtrahiert wird. Um diese Konstante zu bestimmen, werden die Ein- und Austrittsdruckverluste einer Lösung gegen die entsprechenden Öl- und Gasdurchbrüche aufgetragen. Durch Minimierung der Summe der Korrelationskoeffizienten einer linearen Anpassung beider Datensätze wird die optimale Konstante der Lösung gefunden.

Wie bereits erwähnt, können die Ein- und Austrittsdruckverluste bei entsprechend gut ausgeprägtem Knick in der Sprungmitte auch direkt abgelesen werden. Häufig ist der Knick nicht so gut ausgeprägt, weshalb der Lösungsweg über das Gleichungssystem gewählt werden musste. Die aus der Optimierung der Anpassung bestimmte Konstante liefert Ein- und Austrittsdruckverluste, welche mit denen, bei welchen ein Knick die Sprungbestandteile deutlich trennt, sehr gut übereinstimmen.

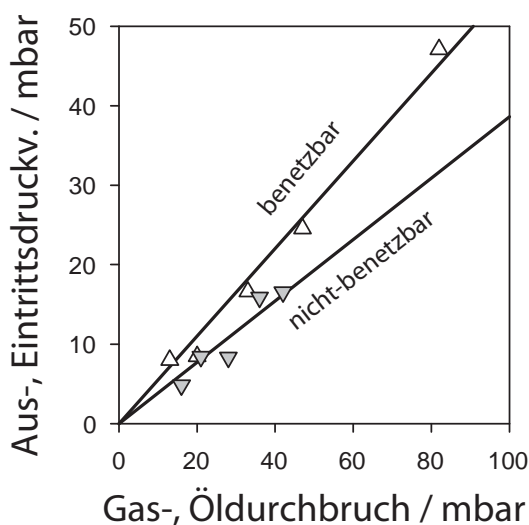


Abbildung 5.31: Beziehung zwischen dem Eintrittsdruckverlust und Öldurchbruch (graue Keile, lineare Anpassungsfunktion) sowie Austrittsdruckverlust und Gasdurchbruch des entsprechenden Mediums (weiße Spitzen, lineare Anpassungsfunktion). $B_i^7 N_j^3$ mit $|i - j| < 2$ bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

Diese Datenanalyse zeigt, dass die Korrelation zwischen Drucksprüngen aus der Filtration mit den entsprechenden Durchbrüchen, welche die Kapillareigenschaften der Medien beschreiben, sehr gut ist (Abb. 5.31). Der Sprung ist also auf Kapillarphänomene zurückzuführen. Dies zu zeigen war ein entscheidender Schritt in der Modellvalidierung.

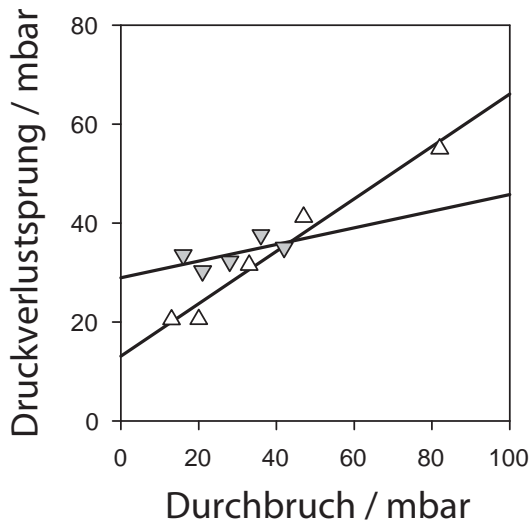


Abbildung 5.32: Mittelwert des Druckverlustsprunges über alle Kombinationen mit festem benetzbares Medium in Abhängigkeit von dem Gasdurchbruch des Mediums (weiße Spitzen, lineare Anpassungsfunktion), sowie Mittelwert des Druckverlustsprunges über alle Kombinationen mit festem nicht-benetzbares Medium in Abhängigkeit von dem Öldurchbruch des Mediums (graue Keile, lineare Anpassungsfunktion). Die extremen Kombinationen $B_1^7 N_5^3$ und $B_5^7 N_1^3$ wurden durch deren Erwartungswerte ersetzt. $B_i^7 N_j^3$ mit $|i - j| < 4$ bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

bares Medium eine horizontale Gerade ergeben. Da die experimentellen Daten stark verrauscht sind, werden die auf diese Weise für die einzelnen nicht-benetzbares Medien erhaltenen Geraden alle gemittelt. Unter dem Mittelwert von Funktionen wird deren Summenfunktion, multipliziert mit dem Kehrwert der Anzahl an Summanden, verstan-

Um nun explizit zu zeigen, dass der Sprung von jeder der einzelnen Komponenten, sei es auf Seiten der benetzbares oder der nicht-benetzbares Medien, abhängt, wird als Ergänzung noch ein Beweis geliefert. Die Führung erfolgt nur für die benetzbares Komponente. Exemplarisch wird also die Abhängigkeit des Sprunges vom Austrittsdruckverlust gezeigt. Hierzu wird angenommen, der Sprung hänge nicht vom Austrittsdruckverlust ab. Dann müsste der Sprung für jede Kombination aus einem beliebigen benetzbares Medium gefolgt von einem festen nicht-benetzbares Medium gleich sein. Das heißt also, wenn der Sprung einer jeden Kombination gegenüber dem jeweiligen Gasdurchbruch aufgetragen würde, müsste sich für ein festes nicht-benetz-

den. Diese Mittelwertbildung ist nur ein Mittel der Datenaufbereitung und nicht der Beweisführung. Da nun die Messdaten (Abb. 5.32) keine horizontale Gerade ergeben, wurde die Annahme zum Widerspruch geführt. Daraus folgt die Behauptung. Für den Eintrittsdruckverlust in das nicht-benetzbare Medium kann analog argumentiert werden. Auch in diesem Fall belegen die Daten, dass der Sprung vom Eintrittsdruckverlust abhängt.

Diese Experimente liefern auch Schlussfolgerungen für die Ölkanäle. Im Wesentlichen können zwei Aussagen gemacht werden. Für ein festes benetzbares Medium, an welches sich beliebige nicht-benetzbare Medien anschließen, zeigt der Druckverlust des Kanals im benetzbaren Medium über dem das nicht-benetzbare Medien charakterisierenden Eintrittsdruckverlust aufgetragen eine horizontale Gerade (Abb. 5.33). Die Kurve unterliegt, zur Minimierung experimentell bedingten Rauschens, dem selben Mittelungsverfahren wie oben beschrieben. Das heißt also, dass der Differenzdruck, welcher benötigt wird, um das Öl durch das benetzbare Medium zu fördern, unabhängig von dem Eintrittsdruckverlust des darauf folgenden nicht-benetzbaren Mediums ist. Diese Aussage würde auch aus Kausalitätsgründen erwartet werden. Analog zeigt sich auch, dass der Druckverlust des Kanals im nicht-benetzbaren Medium un-

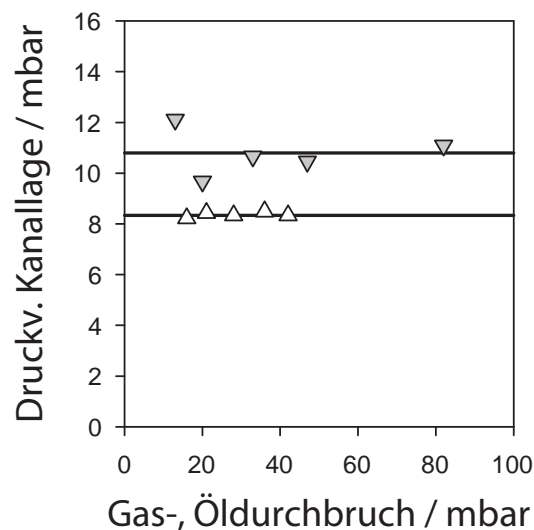


Abbildung 5.33: Mittelwert des Druckverlustes pro benetzbare Kanallage über alle Kombinationen mit festem nicht-benetzbar Medium in Abhängigkeit von dem Öldurchbruch des nicht-benetzbar Mediums (weiße Spitzen, konstante Anpassungsfunktion), sowie Mittelwert des Druckverlustes pro nicht-benetzbar Kanallage über alle Kombinationen mit festem benetzbar Medium in Abhängigkeit von dem Gasdurchbruch des benetzbar Mediums (graue Keile, konstante Anpassungsfunktion). Die extremen Kombinationen $B_1^7 N_5^3$ und $B_5^7 N_1^3$ wurden durch deren Erwartungswerte ersetzt. $B_i^7 N_j^3$ mit $|i - j| < 4$ bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

abhängig von dem Austrittsdruckverlust des zuvor kommenden benetzbaren Mediums ist.

Die andere Aussage betrifft die Abhängigkeit des Druckverlustes der Ölkanäle von den Öl- und Gasdurchbrüchen des selben Mediums, also die Frage, ob der zum Transport des Öls in den Kanälen notwendige Druck von den kapillaren Medieneigenschaften, welche durch Öl- und Gasdurchbruch repräsentiert werden, abhängt. Die Antwort kann aus selbigem Diagramm (Abb. 5.33) erhalten werden, da die konstante Funktion invariant unter der Skalentransformation der Abszisse ist. Der Kanaldruckverlust eines Mediums, sei es benetzbar oder nicht-benetzbar, ist unabhängig von seinen kapillaren Eigenschaften.

Veränderliche Ölkonzentration

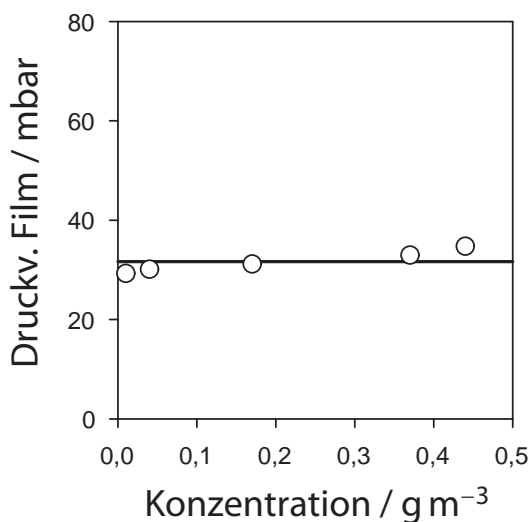


Abbildung 5.34: Druckverlust des Filmes, also Druckverlustsprung, abhängig von der Konzentration (konstante Anpassungsfunktion). $N_4^7 B_4^3$ bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$.

Nach dem Film-Kanal-Modell hängt die benötigte Druckdifferenz, um das Öl über eine Grenzfläche zu transportieren, nur von der Kapillarität ab, nicht jedoch von der zu transportierenden Ölmenge. Um dies zu verifizieren, wird auf bereits beschriebene Experimente (Abschn. 5.4) zurückgegriffen. Bei diesen wurden Filter bestehend aus benetzbaren gefolgt von nicht-benetzbaren Medien bei fester Anströmgeschwindigkeit mit unterschiedlichen Ölkonzentrationen beaufschlagt. Der Sprung, bestehend

aus Aus- und Eintrittsdruckverlust zeigt sich hierbei, wie erwartet, als weitestgehend unabhängig von der Ölkonzentration (Abb. 5.34). Auch verändert sich bei Variation der beaufschlagten Ölmenge die Sättigung in der benetzbaren Lage vor dem Sprung nicht so stark wie die voran-

gehenden Kanallagen. Dass sich diese dennoch ändert liegt daran, dass sich die Sättigung dieser Lage aus dem Film, welcher konstant ist, und den veränderlichen Ölkanälen, welche bis zum Film reichen, zusammensetzt. Wenn sich aus den Messdaten (Abb. 5.34) dennoch ein leichter Anstieg vermuten ließe, dann könnte dies auf die nicht vollständige Trennung der Druckverlustbeiträge von Kanal und Film in der Datenanalyse zurückzuführen sein.

Filmdicke

Aus den Sättigungswerten bei veränderlicher Ölkonzentration kann auch die Dicke des inneren Filmes abgeschätzt werden. Hierzu wird angenommen, der Film selbst hat eine Sättigung von eins, die abgeschätzte Filmdicke ist somit eine untere Schranke. Die Sättigung der letzten benetzbaren Lage ist dann ein Mittelwert aus der Sättigung des Films und des Kanals. Wird als Kanalsättigung der Wert der vorletzten benetzbaren Lage verwendet, kann die Dicke des Films

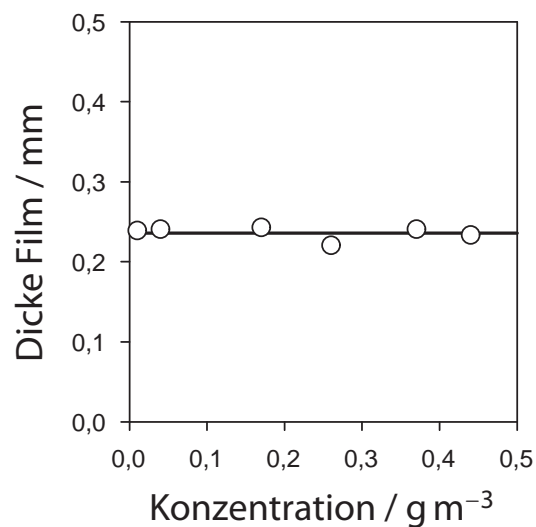


Abbildung 5.35: Dicke des Filmes abhängig von der Konzentration (konstante Anpassungsfunktion). $B_4^7 N_4^3$ bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$.

zu größer als 0,24 mm angegeben werden (Abb. 5.35). Die Unabhängigkeit der Filmdicke von der Ölkonzentration ist ein weiteres Indiz dafür, dass der Übergang nur durch den Aus- und Eintrittsdruckverlust, also Medienparameter bestimmt wird. Für den Film an der Rückwand kann die Dicke analog zu größer als 0,27 mm abgeschätzt werden (Abb. 4.11). Aus der Literatur sind zwar Modelle zu in Schwerkrafttrichtung drainierenden Filmen bekannt [Braun02, Naire01], diese erfordern jedoch die experimentell bestimmte Filmdicke als Eingangsgröße.

Sprungdauer

Als Sprungdauer wird die Zeitspanne von dem Zeitpunkt, bei welchem der Druckverlust beginnt, sich vom linearen Verlauf des Kanals im benetzbaren Medium abzuheben, bis zu dem Zeitpunkt, bei welchem sich der Druckverlust hinreichend nahe an den Druckverlust des Kanals im nicht-benetzbaren Medium angenähert hat, bezeichnet (Abb. 5.16). Wenn sich das Öl in allen Kanälen mit identischer Geschwindigkeit bewegen würde, würden alle Kanäle zeitgleich die innere Grenzfläche erreichen, innerhalb von vernachlässigbar kurzer Zeit den Film aufbauen und sich, da dann sofort der Aus- und Eintrittsdruckverlust erreicht sind, unmittelbar im nicht-benetzbaren Medium fortsetzen. In diesem Fall wäre die Sprungdauer vernachlässigbar klein. Die in Realität endliche Sprungdauer beschreibt also die Zeit vom Erreichen der Grenzfläche des ersten Kanals bis zum Durchtritt des letzten Kanals durch diese.

Wenn für alle Zeiten die Position der Kanalfront in Strömungsrichtung bekannt wäre, dann könnte aus der räumlichen Verteilung der Kanalfronten in Abhängigkeit der Zeit ein Mittelwert und daraus eine mittlere Geschwindigkeit sowie eine Breite dieser Verteilung bestimmt werden. Diese Werte lassen sich jedoch auch auf experimentelle Weise ermitteln. Hierzu soll das Experiment mit der veränderlichen Zahl benetzbarer Lagen gefolgt von drei nicht-benetzbaren Lagen herangezogen werden (Abschn. 5.4). Aus dem Zeitpunkt der Sprungmitte und der von der

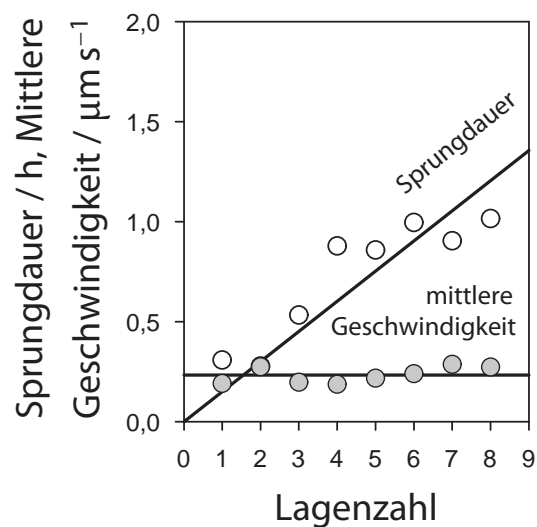


Abbildung 5.36: Sprungdauer, also Breite der Kanalfrontverteilung (weiß, lineare Anpassungsfunktion) und aus der Sprungmitte bestimmte mittlere Geschwindigkeit (grau, lineare Anpassungsfunktion). $B_4^7 N_4^3$ bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

Kanalfront durchquerten Lagenzahl kann die mittlere Geschwindigkeit der Kanalfrontverteilung bestimmt werden (Abb. 5.36). Diese ist für konstante Betriebsbedingungen konstant und nimmt den aus der Anpassung erhaltenen Wert $0,23 \mu\text{m s}^{-1}$ an. Dieser Wert wurde bereits im Zusammenhang mit weiteren Geschwindigkeiten diskutiert (Abschn. 5.4). In der Breite jedoch nimmt die Kanalfrontverteilung mit zunehmender Propagationsdauer, welche wegen der konstanten mittleren Geschwindigkeit proportional zur Lagenzahl ist, zu. Sie zerfließt also beispielsweise ähnlich einem Lichtpuls in einem dispersiven Medium. Die Dispersion der Kanalfront beruht auf dem durch stochastische Inhomogenitäten bedingten realen Charakter des Mediums.

Die mittlere Geschwindigkeit hängt allerdings von der Ölkonzentration ab. Für die Experimente mit sieben benetzbaren Lagen gefolgt von drei nicht-benetzbaren Lagen, bei veränderlicher Ölkonzentration (Abschn. 5.4) und somit pro Zeit veränderlicher durchzutransportierender Ölmenge, nimmt die mittlere Geschwindigkeit der Kanalfront linear zu (Abb. 5.37). Neben der bereits erwähnten Erhöhung der Kanalzahl ist die Erhöhung der Öltransportgeschwindigkeit ein weiterer Mechanismus, um einen höheren Öldurchsatz durch das Filter zu erzielen. Die Zeit, welche das Öl benötigt, um bis zur Grenzfläche fortzuschreiten, nimmt somit mit zunehmender Konzentration ab. Ebenso nimmt auch die Sprungdauer proportional zu einer Normalhyper-

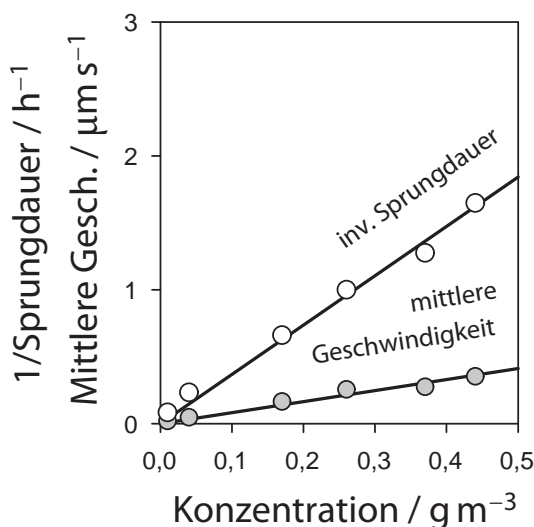


Abbildung 5.37: Inverse Sprungdauer (weiß, lineare Anpassungsfunktion) und aus der Sprungmitte bestimmte mittlere Geschwindigkeit (grau, lineare Anpassungsfunktion). $B_4^7 N_4^3$ bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$.

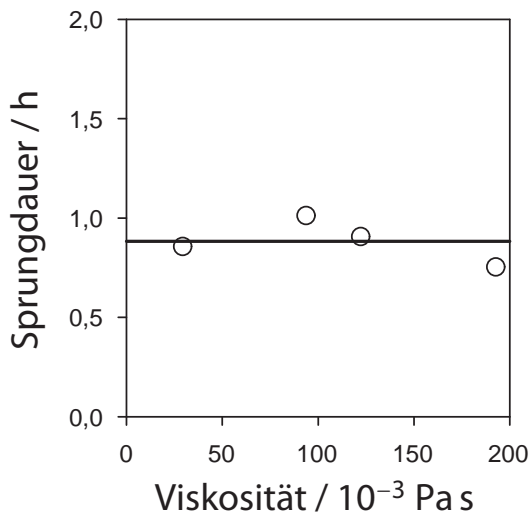


Abbildung 5.38: Sprungdauer bei veränderlicher Viskosität (lineare Anpassungsfunktion). $B_4^7N_4^3$ bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

bel ab. Im Grenzfall verschwindender Konzentration wird die zeitliche Breite der Verteilung der Kanalfronten beliebig groß. Dieses Verhalten lässt die Schlussfolgerung zu, dass die Dispersion der Kanalfront ein zeitliches und nicht ein räumliches Phänomen ist.

Von der Viskosität, bei ansonsten unveränderten Eigenschaften des Öls, zeigt sich die Dispersion und somit die Sprungdauer unabhängig, obwohl sich die Verteilung im Falle niedriger Viskositäten aus vielen kleinen Kanälen zusammensetzt, während bei hohen Viskositäten wenige große Kanäle zu Öltransport beitragen.

Einfluss des Filmes auf die Penetration

Der Film an den Grenzflächen, welcher sich ausbildet um einen Sprung im Druckverlust zu erzielen, beeinflusst auch die Penetration. Dies wird am Beispiel benetzbarer Filter gezeigt. Hierzu wurde ein zehnlagiges Filter mit Ölnebel beladen und mit dem entsprechenden einlagigen Filter verglichen. Zur Erhöhung der zeitlichen Auflösung wurde nicht tröpfchengrößenaufgelöst gemessen sondern die zur Penetration proportionale Reingaskonzentration direkt mit dem Kondensationskernzähler aufgenommen.

Der starke Anstieg der Penetration in der ersten Minute hat sich als messtechnisches Misch- und Verdünnungsproblem herausgestellt und

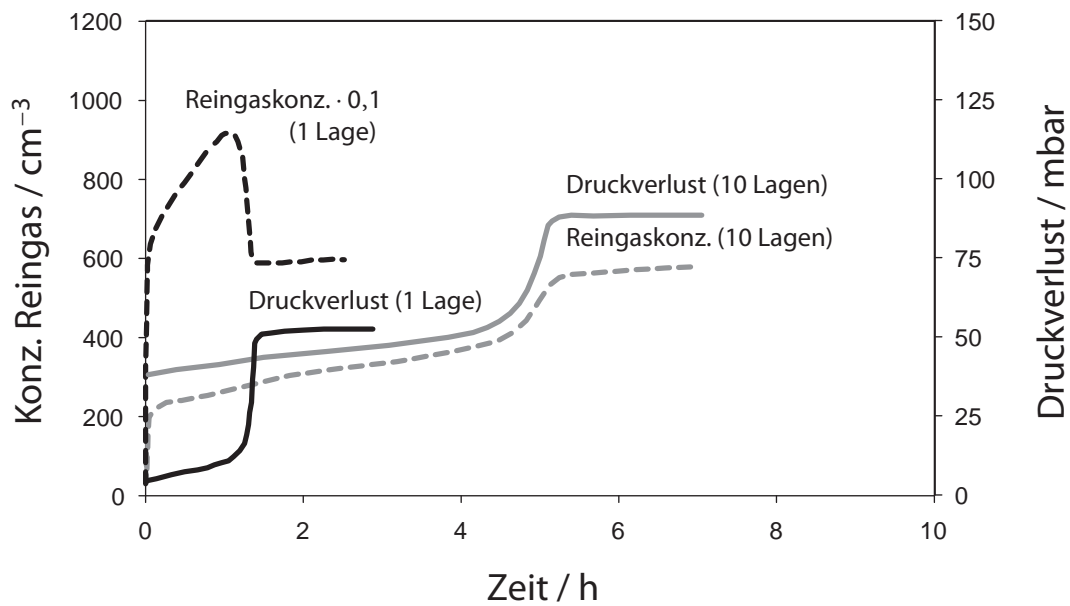


Abbildung 5.39: Druckverlust (durchgezogene Line) und Reingaskonzentration, welche proportional zu Penetration ist (gestrichelte Linie) für eine Lage (schwarz) und 10 Lagen (grau) benetzbaren Mediums. Die Reingaskonzentration für eine Lage ist mit 0,1 skaliert. B_4^{10} bei Anströmgeschwindigkeit $0,3 \text{ m s}^{-1}$ und Konzentration $0,3 \text{ g m}^{-3}$.

besitzt keine physikalische Relevanz. Bei einem einlagigen benetzbaren Filter (Abb. 5.39) steigt die Penetration zunächst an, da durch die abgeschiedenen und koaleszierten Tropfen die effektive, zur Abscheidung zur Verfügung stehende Faserlänge, abnimmt. Sobald der Druckverlust an der Abströmseite infolge des Aufbaus des Filmes ansteigt, nimmt die Penetration in demselben Maße ab. Dies liegt daran, dass die Geschwindigkeit im abströmseitigen Bereich der Filterlage infolge der verringerten durchströmbaren Fläche stark zunimmt und somit Impaktion und Sperreffekt stark ansteigen. Da hier die gesamte Penetration gemessen wird und die Partikelgrößenverteilung auf dem ansteigenden Ast der Trennkurve liegt (Abbn. 2.5, 2.14) ist dieser Effekt besonders ausgeprägt. Bei zehn Lagen erhöht sich zu Beginn die Penetration, wie auch bei einer Lage. Sobald sich jedoch der Film an der Rückwand aufbaut, steigt die Penetration bei dem zehnlagigen Filter an. Bei dem einlagigen Filter wurde stattdessen ein Abfall aufgezeichnet. Dies liegt daran, dass bei zehn Lagen der Effekt der Geschwindig-



keitserhöhung irrelevant ist, da in der letzten Lage kaum Aerosol vorhanden ist und der Einfluss des Filmes auf die Geschwindigkeit nicht bis in die vorderen Lagen reicht. Dies erklärt, weshalb kein nennenswerter Abfall der Penetration stattfindet, nicht aber das Auftreten des Anstiegs. Dieser wird durch Re-Entrainment verursacht. Messungen mit einem bei gleichen Bedingungen gesättigten Filter, bei welchem der Ölnebel bei aufrechterhaltener Luftströmung abgeschaltet wurde, haben Re-Entrainment in diesem Konzentrationsbereich nachweisen können. Bei einer Einzellage tritt auch Re-Entrainment auf, jedoch wird dieser Effekt durch die weit stärkere Penetrationsabnahme wegen der Geschwindigkeitserhöhung überkompensiert.





6

Zusammenfassung und Ausblick

Mit dieser Arbeit wurden die bei der Filtration von Ölnebel auftretenden Transportphänomene analysiert und deren Zusammenhang zum Druckverlust hergestellt.

Die Herangehensweise hierzu war von Experimenten gestützt. Daher wurden, in Anbetracht der typischen kompressorischen Anwendung, zunächst geeignete Bedingungen für die durchgeführten Untersuchungen ermittelt. Der Einfluss des Systemdruckes auf den Druckverlust des Filters kann rechnerisch beschrieben werden. Der Einfluss der Temperatur kann durch die Verwendung unterschiedlich viskoser Öle nachgestellt werden. Infolgedessen konnte das Messsystem bei atmosphärischem Druck und bei Raumtemperatur betrieben werden, was die Versuchsdurchführung erleichterte. Neben der Entwicklung der Anlagensteuerung zur Konstanthaltung der Betriebsbedingungen Anströmgeschwindigkeit und Ölkonzentration, kam auch der Auswahl, Erprobung und Verbesserung der Anlagenkomponenten eine entscheidende Rolle zu. Hierbei sind die Zerstäubung von Öl, die Maßnahmen zur Ölwandfilmminimierung, die Filterkammer inklusive Filterlagen-

halterung sowie die Wägung der Filterkammer zu nennen. Mit diesem Messsystem konnten verlässliche Daten für die Entwicklung theoretischer Modelle bereitgestellt werden.

Die Transportraten der Ölströme in der Flüssigphase des Filters, also Öleintrag durch Abscheidung, Öltransport in Strömungsrichtung und gravitativ induzierte Drainage im Medieninneren werden durch das hier entwickelte Bilanzmodell beschrieben, welches auf einer Bilanz dieser Ströme beruht. Für grob strukturierte Medien konnte die innere Drainage quantifiziert werden. Bei feinen, typischerweise in dieser Arbeit eingesetzten Medien, wurde deren Absenz bestätigt. Die durch die Koaleszenz bedingte Verteilung der Öltransportgeschwindigkeit in Strömungsrichtung wurde mit dem in dieser Arbeit aufgestellten Koaleszenzmodell bestimmt. Hierzu trugen auch zeitabhängige Messungen des Sättigungsprofils in Strömungsrichtung bei.

Zur Beschreibung des Zusammenhangs zwischen dem Druckverlust des Filters und den Transportprozessen des Öls wurde das Kanal-Film-Modell formuliert. Dieser Öltransport durch den Porenraum des Filters geschieht in kanalartigen Ölbereichen, welche sich in Strömungsrichtung fortsetzen. Um das Öl in diesen Ölkanälen durch die Porenstruktur des Filtermediums zu fördern ist ein pro Länge konstanter Differenzdruck erforderlich. Während der Beladung spiegelt sich dies, infolge der zeitlich zunehmenden Kanallänge, als konstante Steigung im Druckverlustsignal wieder. Um das Öl in ein nicht-benetzbares Medium hineinzutransportieren ist der Eintrittsdruckverlust erforderlich, welcher sich, da die Ölfront weitestgehend instantan die Grenzfläche erreicht, als Sprung im zeitlichen Druckverlustanstieg über dem Filter widerspiegelt. Dasselbe gilt für den Austrittsdruckverlust aus benetzbaren Medien. Erreicht werden die Ein- und Austrittsdrücke durch die Ausbildung eines fast vollständig geschlossenen Filmes an der jeweiligen Grenzfläche.

Im Zuge der Validierungs- und Evaluierungsstrategie dieses mechanistischen Modells wurden zunächst, teils unter Entwicklung speziel-

ler Techniken, die Kanäle im Medieninneren sowie die Filme an den auftretenden Grenzflächen visualisiert. Eine entscheidende Aufgabe war auch der Vergleich experimenteller Daten mit der Modellvorhersage in Bezug auf zentrale Einflussgrößen des Kanal- und des Filmbereichs. Für den Kanalbereich wurde der Einfluss der Kanallänge, der Ölkonzentration sowie der Viskosität durch das Modell erklärt. Für den Bereich des Films, welcher durch den Ein- beziehungsweise Austrittsdruckverlust hervorgerufen wird, zeigt sich, in Übereinstimmung mit der Erwartung, dass die Druckverlustkomponenten mit den die Kapillarität beschreibenden Größen, Öl- und Gasdurchbruch linear korrelieren.

Das Kanal-Film-Modell erklärt die Zusammensetzung des stationären Druckverlustes der Luftströmung, also der Druckdifferenz, welche zur Förderung des Öls im Filter erforderlich ist. Basierend auf diesem baukastenartigen Prinzip der während der Beladungsphase bestimmten einzelnen Komponenten ergibt sich auch eine Vorhersagemöglichkeit des stationären Druckverlustes anderer Medienkombinationen.

Die bisherigen Untersuchungen beschränkten sich auf eine konstante Anströmgeschwindigkeit. In weiteren Untersuchungen könnten die Auswirkungen veränderlicher Geschwindigkeit auf Druckverlust und Sättigung vor dem Hintergrund des Kanal-Film-Modells untersucht werden. In Voruntersuchungen wurden hysteretische Effekte der Messgrößen beobachtet. Von besonderem Interesse wäre auch der kapillare Grenzfall minimaler Geschwindigkeit.





A

Partikelgrößenabhängige Darstellung

Die bei der Beschreibung von Bilanz- und Koaleszenzmodell übergangene Darstellung in Abhängigkeit von der Partikelgröße wird hier anhand ausgewählter Gleichungen nachgeholt. Um die Zuordnung zu erleichtern, wird der Teil hinter dem Punkt der ursprünglich fortlaufenden Gleichungsnummerierung beibehalten. Der Teil vor dem Punkt, also die Kapitelnummer 4, wird durch A ersetzt.

Mit der Rate an Tröpfchen im Aerosol $(\partial \dot{n}(x, d_p) / \partial d_p) dd_p$ schreibt sich der zwischen x and $x + dx$ abgeschiedene Anteil (Gl. 4.2) als

$$\left(\frac{\partial^2 \dot{n}(x, d_p)}{\partial d_p \partial x} dd_p dx \right) / \left(\frac{\partial \dot{n}(x, d_p)}{\partial d_p} dd_p \right) = -\Phi(d_p) dx$$

mit $\Phi(d_p) = \frac{4}{\pi} \frac{\alpha_0}{1 - \alpha} \frac{\varphi(d_p)}{d_f}$. (A.2)

Mit der Masse eines Tröpfchens von $\mu(d_p) = \frac{\pi}{6} \rho_{\text{Öl}} d_p^3$ lautet der durch Abscheidung in die Flüssigphase gelangte Massenstrom (Gl. 4.5)



$$\frac{\partial \dot{m}_A}{\partial x} dx = \int dd_p \mu(d_p) \Phi(d_p) \frac{\partial \dot{n}(0, d_p)}{\partial d_p} e^{-\Phi(d_p)x} dx. \quad (\text{A.5})$$

Bei dem Bilanzmodell wird die Differentialgleichung der Sättigung (Gl. 4.11) wegen unveränderter Drainage zu

$$\begin{aligned} \frac{\partial [w(x, S(x, t))S(x, t)]}{\partial x} + \frac{\partial S(x)}{\partial t} &= \\ &= \frac{1}{(1 - \alpha_0)\rho_{\text{Öl}}y'z'} \int dd_p \mu(d_p) \Phi(d_p) \frac{\partial \dot{n}(0, d_p)}{\partial d_p} e^{-\Phi(d_p)x} \\ &\quad - \frac{1}{\tau_W} S_k \left(1 - \frac{S_k}{S(x, t)}\right). \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Die Sättigung im Koaleszenzmodell hingegen (Gl. 4.19) lautet

$$\begin{aligned} S(x) &= \frac{1}{\rho_{\text{Öl}}(1 - \alpha_0)y'z'w(x)} \\ &\times \int dd_p \mu(d_p) \frac{\partial \dot{n}(0, d_p)}{\partial d_p} \left[\left(\frac{\Phi(d_p)\tau w(x)}{2} - 1 \right) e^{-\Phi(d_p)x} + 1 \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

Mit dem Quellstrom durch Abscheidung (Gl. A.2) kann die mittlere Transportgeschwindigkeit des Öls im Koaleszenzmodell (Gl. 4.21) durch

$$\begin{aligned} w(x) &= w \left(1 + \frac{wN\tau}{2} \left[\int dd_p \mu(d_p) \Phi(d_p) \frac{\partial c(0, d_p)}{\partial d_p} e^{-\Phi(d_p)x} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. / \int dd_p \mu(d_p) \frac{\partial c(0, d_p)}{\partial d_p} (1 - e^{-\Phi(d_p)x}) \right] \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

ausgedrückt werden.







Literaturverzeichnis

- [Adam37] N. K. Adam: *Detergent Action and its Relation to Wetting and Emulsification*. J. Soc. Dyers Colour. **53**, 121–129 (1937).
- [Agarwal80] J. K. Agarwal und G. J. Sem: *Continuous flow, single-particle-counting condensation nucleus counter*. J. Aerosol Sci. **11**, 343–357 (1980). (Zitiert auf Seite 25)
- [Agranovski03] I. E. Agranovski, R. D. Braddock, S. Crozier, A. Whittaker, S. Minty und T. Myojo: *Study of wet porous filtration*. Sep. Purif. Technol. **30**, 129–137 (2003). (Zitiert auf Seiten 7, 44 und 45)
- [Amirfazli03] A. Amirfazli, A. Keshavatz, L. Zhang und A. W. Neumann: *Determination of line tension for systems near wetting*. J. Colloid Interface Sci. **265**, 152–160 (2003). (Zitiert auf Seite 47)
- [Andan08] S. Andan, S. I. Hariharan und G. G. Chase: *Modeling of Saturation in Coalescence Filtration*. In: *AFS 2008 Annual Conference, Valley Forge* (2008). (Zitiert auf Seiten 6 und 75)
- [Archie42] G. E. Archie: *The Electrical Resistivity Log as an Aid in Determining some Reservoir Characteristics*.



LITERATURVERZEICHNIS

- Trans. Am. Ind. Mining Met. Engrs. **146**, 54–62 (1942). (Zitiert auf Seite 33)
- [Austin79] D. G. Austin: *Coalescence of Secondary Dispersions*. Dissertation, University of Aston in Birmingham (1979). (Zitiert auf Seite 77)
- [Avraam95] D. G. Avraam und A. C. Payatakes: *Generalized Relative Permeability Coefficients during Steady-State Two-Phase Flow in Porous Media, and Correlation with the Flow Mechanisms*. Transp. Porous Media **20**, 135–168 (1995). (Zitiert auf Seite 7)
- [Belforte12] G. Belforte, T. Raparelli und A. Trivalla: *Testing of Glass Fiber Coalescing Filters*. Exp. Techn. Seiten 1–12 (2012). (Zitiert auf Seite 2)
- [Bharadwaj08] R. Bharadwaj, A. Patel, S. Chokdeepanich und G. G. Chase: *Oriented Fiber Filter Media*. J. Engin. Fibers Fabrics, Special Issue 2008 – Filtration, 29–34 (2008). (Zitiert auf Seite 65)
- [Bitten71] J. F. Bitten und E. G. Fochtman: *Water Distribution in Fibre-Bed Coalescers*. J. Colloid Interface Sci. **37**, 312–317 (1971). (Zitiert auf Seiten 73, 75 und 105)
- [Blanchard88] D. C. Blanchard und L. D. Syzdek: *Film Drop Production as a Function of Bubble Size*. J. Geophys. Res. **93**, 3649–3654 (1988). (Zitiert auf Seite 49)
- [Bondarenko48] V. S. Bondarenko: [*Titel unbekannt*]. Trudy Groznensk. Neft. Inst. **4**, 195–[Letzte Seite unbekannt] (1948). (Zitiert auf Seite 47)
- [Borho70] K. Borho: *Ein Streulichtmeßgerät für hohe Staubkonzentrationen*. Staub - Reinhalt. Luft **30**, 479–483 (1970). (Zitiert auf Seite 25)



LITERATURVERZEICHNIS

- [Boundy00] M. Boundy, D. Leith, D. Hands, M. Gressel und G. E. Burroughs: *Performance of Industrial Mist Collectors of Time*. Appl. Occup. Environmental Hyg. **15**, 928–935 (2000). (Zitiert auf Seite 6)
- [Braun02] R. J. Braun, S. A. Snow und S. Naire: *Models for gravitationally-driven free-film drainage*. J. Eng. Math. **43**, 281–314 (2002). (Zitiert auf Seite 120)
- [Bredin12] A. Bredin und B. J. Mullins: *Influence of flow-interruption on filter performance during the filtration of liquid aerosols by fibrous filters*. Sep. Purif. Technol. **90**, 53–63 (2012). (Zitiert auf Seite 40)
- [Briscoe91] B. J. Briscoe, K. P. Galvin, P. F. Luckham und A. M. Saeid: *Droplet coalescence on fibres*. Colloids Surf. **56**, 301–312 (1991). (Zitiert auf Seite 4)
- [Bürkholz70] A. Bürkholz: *Tropfenabscheidung an Drahtfiltern*. Chem. Ing. Techn. **42**, 1314–1321 (1970). (Zitiert auf Seite 6)
- [Brochard-Wyart90] F. Brochard-Wyart, J.-M. de Gennes und D. Quéré: *Theory of the dynamics of the spreading of liquids on fibres*. J. Phys. France **51**, 293–306 (1990). (Zitiert auf Seite 47)
- [Brochard86] F. Brochard: *Spreading of liquid drops on thin cylinders: The „manchon/droplet“ transition*. J. Chem. Phys. **84**, 4664–4672 (1986). (Zitiert auf Seiten 45 und 47)
- [Bröckel90] U. Bröckel und F. Löffler: *A technique for Measuring Contact Angles at Particles*. Part. Part. Syst. Charact. **8**, 215–221 (1990). (Zitiert auf Seite 46)
- [Brown93] R. C. Brown: *Air Filtration* (Pergamon Press, New York, 1993). (Zitiert auf Seiten 4, 44 und 54)



LITERATURVERZEICHNIS

- [Calvert74] S. Calvert, L. J. Indrakumur und Y. Shuichow: *Entrainment Separators for Scrubbers*. J. Air Pollut. Control Assoc. **24**, 971–975 (1974). (Zitiert auf Seite 49)
- [Carroll76] B. J. Carroll: *The Accurate Measurement of Contact Angle, Phase Contact Areas, Drop Volume, and Laplace Excess Pressure in Drop-on-Fibre Systems*. J. Colloid Interface Sci. **57**, 488–495 (1976). (Zitiert auf Seiten 5, 46 und 47)
- [Carroll84] B. J. Carroll: *The equilibrium of liquid drops on smooth and rough circular cylinders*. J. Colloid Interface Sci. **97**, 195–200 (1984). (Zitiert auf Seite 113)
- [Carroll86] B. J. Carroll: *Equilibrium Conformations of Liquid Drops on Thin Cylinders under Forces of Capillarity. A Theory for the Roll-up Process*. Langmuir **2**, 248–250 (1986). (Zitiert auf Seite 48)
- [Charvet08] A. Charvet, Y. Gonthier, A. Bernis und E. Gonze: *Filtration of liquid aerosols with a horizontal fibrous filter*. Chem. Eng. Res. Design **86**, 569–576 (2008). (Zitiert auf Seite 6)
- [Charvet10] A. Charvet, Y. Gonthier, E. Gonze und A. Bernis: *Experimental and modelled efficiencies during the filtration of a liquid aerosol with a fibrous medium*. Chem. Eng. Sci. **65**, 1875–1886 (2010). (Zitiert auf Seiten 53, 55 und 65)
- [Charvet11] A. Charvet, S. R. Du Roscoat, M. Peralba, J. F. Bloch und Y. Gonthier: *Contribution of synchrotron X-ray holotomography to the understanding of liquid distribution in a medium during liquid aerosol filtration*. Chem. Eng. Sci. **66**, 624–631 (2011). (Zitiert auf Seite 7)



LITERATURVERZEICHNIS

- [Chen55] C. Y. Chen: *Filtration of Aerosols By Fibrous Media*. Chem. Rev. **55**, 595–623 (1955). (Zitiert auf Seite 11)
- [Chilton52] H. Chilton: *Elimination of carryover from packed towers with special reference to natural draught water cooling towers*. Trans. Inst. Chem. Eng. **30**, 237–250 (1952). (Zitiert auf Seite 49)
- [Cipriano81] R. J. Cipriano und D. C. Blanchard: *Bubble and aerosol spectra produced by a laboratory 'breaking wave'*. J. Geophys. Res. **86**, 8085–8092 (1981). (Zitiert auf Seite 49)
- [Collison35] W. E. Collison: *Inhalation Therapy Technique* (Heinemann, London, 1935). (Zitiert auf Seite 15)
- [Conder89] J. R. Conder und T. P. Liew: *Fine Mist Filtration by Wet Filters - II: Efficiency of Fibrous Filters*. J. Aerosol Sci. **20**, 45–57 (1989). (Zitiert auf Seite 45)
- [Contal04] P. Contal, J. Simao, D. Thomas, T. Frising, S. Calle, J. C. Appert-Collin und D. Bemer: *Clogging of fibre filters by submicron droplets. Phenomena and influence of operating conditions*. J. Aerosol Sci. **35**, 263–278 (2004). (Zitiert auf Seiten 5, 49, 75, 89 und 105)
- [Darcy56] H. Darcy: *Les Fontaines Publiques de la Ville de Dijon* (Dalmont, Paris, 1856). (Zitiert auf Seite 7)
- [Dash77] J. G. Dash: *Clustering and percolation transitions in helium and other thin films*. Phys. Rev. B **15**, 3136–3146 (1977). (Zitiert auf Seite 46)
- [Davies69] G. A. Davies und G. V. Jeffreys: *Coalescence of Droplets in Packings - Factors affecting the Separation of Droplet Dispersions*. Filt. Sep. **6**, 349–354 (1969). (Zitiert auf Seite 6)



LITERATURVERZEICHNIS

- [Davies73] C. N. Davies: *Air Filtration* (Academic Press, London, 1973). (Zitiert auf Seiten 4, 12, 34, 44 und 45)
- [Dawar06] S. Dawar, H. M. Li, J. Dobson und G. G. Chase: *Drag correlation of drop motion on fibers*. *Drying Technol.* **24**, 1283–1288 (2006). (Zitiert auf Seite 5)
- [Dawar08] S. Dawar und G. G. Chase: *Drag Correlation for Axial motion of Drops on Fibers*. *Sep. Purif. Technol.* **60**, 6–13 (2008). (Zitiert auf Seiten 5 und 58)
- [Delker96] T. Delker, D. B. Pengra und P. Wong: *Interface Pinning and the Dynamics of Capillary Rise in Porous Media*. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2902–2905 (1996). (Zitiert auf Seite 41)
- [Dietrich05] P. Dietrich, R. Helmig, M. Sauter, H. Hötzl, J. Köngeter und G. Teutsch: *Flow and Transport in Fractured Porous Media* (Springer, Berlin, 2005). (Zitiert auf Seite 7)
- [Dullien91] F. A. L. Dullien: *Porous Media* (Academic Press Inc., San Diego, 1991). (Zitiert auf Seite 5)
- [Durst02] M. Durst, G.-M. Klein und M. Moser: *Automotive Filtration* (Verlag Moderne Industrie, Landsberg/Lech, 2002). (Zitiert auf Seite 1)
- [Eggers99] J. Eggers, J. R. Lister und H. A. Stone: *Coalescence of liquid drops*. *J. Fluid Mech.* **401**, 293–310 (1999). (Zitiert auf Seite 4)
- [El-Dessouky00] H. T. El-Dessouky, I. M. Alatiqi, H. M. Ettouney und N. S. Al-Deffeeri: *Performance of wire mesh mist eliminator*. *Chem. Eng. Proc.* **39**, 129–139 (2000). (Zitiert auf Seite 6)
- [Ellman90] M. J. Ellman, N. Midoux, G. Wild, A. Laurent und J. C. Charpentier: *A new, improved liquid hold-up*



LITERATURVERZEICHNIS

- correlation for trickle-bed reactors*. Chem. Eng. Sci. **45**, 1677–1684 (1990). (Zitiert auf Seite 6)
- [Ertas94] D. Ertas und M. Kardar: *Critical Dynamics of Contact Line Pinning*. Phys. Rev. E **49**, R2532–R2535 (1994). (Zitiert auf Seite 40)
- [Essam80] J. W. Essam: *Percolation theory*. Rep. Prog. Phys. **43**, 833–912 (1980). (Zitiert auf Seite 7)
- [Farquhar64] I. E. Farquhar: *Ergodic theory in statistical mechanics* (Interscience Publ., London, 1964). (Zitiert auf Seite 58)
- [Flagan98] R. C. Flagan: *History of Electrical Aerosol Measurements*. Aerosol Sci. Technol. **28**, 301–380 (1998). (Zitiert auf Seite 25)
- [Frising03] T. Frising, D. Thomas, P. Contal, D. Bemer und D. Leclerc: *Influence of Filter Fibre Size Distribution on Filter Efficiency Calculations*. Trans. Inst. Chem. Eng. **81**, 1179–1184 (2003). (Zitiert auf Seite 55)
- [Frising05a] T. Frising, D. Thomas, J.-C. Appert-Collin, S. Callé-Chazelet und P. Contal: *Influence of Liquid Aerosol Stop-And-Go on the Performance of Fibrous Filters*. Filtration **5**, 289–294 (2005). (Zitiert auf Seiten 7, 38 und 73)
- [Frising05b] T. Frising, D. Thomas, D. Bemer und P. Contal: *Clogging of fibrous filters by liquid aerosol particles: Experimental and phenomenological modelling study*. Chem. Eng. Sci. **60**, 2751–2762 (2005). (Zitiert auf Seiten 6 und 45)
- [Fuchs63] N. A. Fuchs: *On the stationary charge distribution on aerosol particles in a bipolar ionic atmosphere*.



LITERATURVERZEICHNIS

- Pure Appl. Geophys. **56**, 185–193 (1963). (Zitiert auf Seite 25)
- [Gaydos87] J. Gaydos und A. W. Neumann: *The dependence of contact angles on drop size and line tension*. J. Colloid Interface Sci. **120**, 76–86 (1987). (Zitiert auf Seite 47)
- [Gianetto92] A. Gianetto und V. Specchia: *Trickle-bed reactors: state of art and perspectives*. Chem. Eng. Sci. **47**, 3197–3213 (1992). (Zitiert auf Seite 6)
- [Gillespie59] T. Gillespie: *The capillary rise of a liquid in a vertical strip of filter paper*. J. Colloid Sci. **14**, 123–130 (1959). (Zitiert auf Seite 5)
- [Good75] R. J. Good: *Spreading pressure and contact angle*. J. Colloid Interface Sci. **52**, 308–313 (1975). (Zitiert auf Seite 46)
- [Good79] R. J. Good und M. N. Koo: *The effect of drop size on contact angle*. J. Colloid Interface Sci. **71**, 283–292 (1979). (Zitiert auf Seite 47)
- [Günther03] A. Günther, S. Wälchi und P. R. von Rohr: *Droplet Production from Disintegrating Bubbles at Water Surfaces. Single vs. Multiple Bubbles*. Int. J. Multiphase Flow **29**, 795–811 (2003). (Zitiert auf Seite 49)
- [Gussman84] R. A. Gussman: *Note on the particle size output of Collision nebulizers*. Am. Ind. Hyg. Assoc. J. **45**, B8–B12 (1984). (Zitiert auf Seite 15)
- [ter Haar55] D. ter Haar: *Foundations of Statistical Mechanics*. Rev. Mod. Phys. **27**, 289–338 (1955). (Zitiert auf Seite 58)

LITERATURVERZEICHNIS

- [Haenlein31] A. Haenlein: *Über den Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles*. Forsch. Ingenieurwes. **2**, 139–149 (1931). (Zitiert auf Seite 16)
- [Hazelett69] R. N. Hazelett: *Fibrous Bed Coalescence of Water. Steps in the Coalescence Process*. Ind. Eng. Chem, Fundam. **8**, 625–632 (1969). (Zitiert auf Seiten 6 und 89)
- [Hazelett72] R. N. Hazelett und H. W. Carhart: *Removal Of Water From Fuel Using a Fibrous Bed*. Filtr. Sepr. **9**, 456–465 (1972). (Zitiert auf Seite 89)
- [Heim11] M. Heim: *Die elektrische Mobilitätsmesstechnik und ihre Anwendung im Partikelgrößenbereich unter 20 Nanometern*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (2011). (Zitiert auf Seite 25)
- [von Helmholtz68] H. von Helmholtz: *On discontinuous movements of fluids*. Philos. Mag. **36**, 337–346 (1868). (Zitiert auf Seite 16)
- [Herman06] P. K. Herman, M. J. Lehmann und Y. K. Velu: *Predicting Initial Pressure Drop of Fibrous Filter Media - Typical Models and Recent Improvements*. J. Text. Apparel. **5**, 1–15 (2006). (Zitiert auf Seite 34)
- [Hewitt93] A. J. Hewitt: *Droplet size spectra produced by air-assisted atomizers*. J. Aerosol Sci. **24**, 155–162 (1993). (Zitiert auf Seite 15)
- [Hinds97] W. C. Hinds und N. P. kadrichu: *The Effect of Dust Loading on Penetration and Resistance of Glass Fiber Filters*. Aerosol Sci. Technol. **27**, 162–173 (1997). (Zitiert auf Seite 4)
- [Hodgson88] K. T. Hodgson und Berg J. C.: *The effect of surfactants on wicking flow in fiber networks*. J. Colloid Interface Sci. **121**, 22–31 (1988). (Zitiert auf Seite 57)



LITERATURVERZEICHNIS

- [Hoferer06] J. Hoferer, M. J. Lehmann, E. H. Hardy, J. Meyer und G. Kasper: *Highly resolved determination of structure and particle deposition in fibrous filters by MRI*. Chem. Eng. Technol. **29**, 816–819 (2006). (Zitiert auf Seite 7)
- [Hoferer09] J. Hoferer, L. M. Hoffmann, J. Goebbels, G. Last, W. Weil und G. Kasper: *econstruction algorithms for the internal packing density distribution of fibrous filter media based on tomography data*. Filtration **9**, 147–154 (2009). (Zitiert auf Seite 39)
- [Hoferer11] J. Hoferer: *Einzelfaser-basierte Modellansätze zur beschreibung der Filtrationskinetik von Tiefenfiltern*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (2011). (Zitiert auf Seite 44)
- [Hollies57] N. R. S. Hollies, M. M. Kaessinger, B. S. Watson und H. Bogaty: *Water Transport Mechanisms in Textile Materials: Part II: Capillary-Type Penetration in Yarns and Fabrics*. Textile Res. J. **27**, 8–13 (1957). (Zitiert auf Seite 57)
- [Hoppel86] W. A. Hoppel und G. M. Frick: *Ion—Aerosol Attachment Coefficients and the Steady-State Charge Distribution on Aerosols in a Bipolar Ion Environment*. Aerosol Sci. Technol. **5**, 1–12 (1986). (Zitiert auf Seite 25)
- [ISO 12500] ISO 12500, (2007): *Filters for compressed air — Test methods —*. (Zitiert auf Seite 37)
- [ISO 14419] ISO 14419, (1998): *Textiles — Oil repellency — Hydrocarbon resistance test*. (Zitiert auf Seite 35)
- [Kampa08] D. Kampa, J. Meyer, B. J. Mullins und G. Kasper: *Methoden zum schnelleren Erreichen des stationären Zustandes von Ölnebelfiltern*. In: *Kolloqui-*



LITERATURVERZEICHNIS

- um Filbertechnik, Karlsruhe* (2008). (Zitiert auf Seiten 38 und 40)
- [Kampa10] D. Kampa, J. Meyer, B. J. Mullins und G. Kasper: *Large Drop Re-Entrainment form an Oil-Mist Filter*. In: *Filtech, Wiesbaden* (2010). (Zitiert auf Seite 49)
- [Kanaoka80] C. Kanaoka, H. Emi und T. Myojo: *Simulation of the Growing Process of a Particle Dendrite and Evaluation of a Single Fiber Collection Efficiency with Dust Load*. *J. Aerosol Sci.* **11**, 377–389 (1980). (Zitiert auf Seite 4)
- [Kasper02] G. Kasper, H. Rembor und M. J. Lehmann: *The Single-Fibre Based Approach to modeling filtration kinetics - Possibilities and Limits*. In: M. J. Lehmann und G. Kasper (Herausgeber), *Particle Loading and Kinetics of Filtration in Fibrous Filters*, Seiten 27–36 (2002). (Zitiert auf Seite 54)
- [Kasper09] G. Kasper, S. Schollmeier, J. Meyer und J. Hoferer: *The collection efficiency of a particle-loaded single filter fiber*. *J. Aerosol Sci.* **40**, 993–1009 (2009). (Zitiert auf Seite 4)
- [Kasper10] G. Kasper, S. Schollmeier und J. Meyer: *Structure and density of deposits formed on filter fibers by inertial particle deposition and bounce*. *J. Aerosol Sci.* **41**, 1167–1182 (2010). (Zitiert auf Seiten 4 und 44)
- [Kelvin71] L. Kelvin: *Hydrokinetic solutions and observations*. *Philos. Mag.* **42**, 362–377 (1871). (Zitiert auf Seite 16)
- [Kerker75] M. Kerker: *Laboratory generation of Aerosols*. *Adv. Colloid Interface Sci.* **5**, 105–172 (1975). (Zitiert auf Seite 14)



LITERATURVERZEICHNIS

- [King11] A. J. C. King und B. J. Mullins: *A new computational fluid dynamics solver to simulate capture, coalescence and drainage in coalescing filters*. In: *AFS 2011 Annual Conference, Louisville* (2011). (Zitiert auf Seite 5)
- [Kirsch68] A. A. Kirsch und N. A. Fuchs: *Studies of fibrous filters. III. Diffusional deposition of aerosols in fibrous filters*. *Ann. Occup. Hyg.* **11**, 299–304 (1968). (Zitiert auf Seite 39)
- [Kirsch78] A. A. Kirsch: *Increase of Pressure Drop in a Model Filter During Mist Filtration*. *J. Colloid Interf. Sci.* **64**, 120–125 (1978). (Zitiert auf Seite 5)
- [Kousaka85] Y. Kousaka, K. Okuyama und M. Adachi: *Determination of Particle Size Distribution of Ultra-Fine Aerosols Using a Differential Mobility Analyzer*. *Aerosol Sci. Technol.* **4**, 209–225 (1985). (Zitiert auf Seite 25)
- [Krause95] W. Krause: *Ölabscheidung in der Kurbelgehäuseentlüftung*. Dissertation, Universität Kaiserslautern (1995). (Zitiert auf Seite 1)
- [Kuwabara59] S. Kuwabara: *The forces experienced by randomly distributed parallel circular cylinders or spheres in a viscous flow at small Reynolds numbers*. *J. Phys. Soc. Japan* **14**, 527–532 (1959). (Zitiert auf Seite 11)
- [Laminger10] T. Laminger und W. Höflinger: *Standardisierte Tests von Kühlschmierstoff-Nebelabscheidern*. *Gefahrstoffe - Reinh. Luft* **70**, 223–230 (2010). (Zitiert auf Seite 40)
- [Laminger11a] T. Laminger: *Entwicklung einer Methode zur standardisierten Bewertung von filternden Kühl-*



LITERATURVERZEICHNIS

- schmierstoff-Nebelabscheidern*. Dissertation, Technische Universität Wien (2011). (Zitiert auf Seite 39)
- [Laminger11b] T. Laminger und W. Höflinger: *Modeling of liquid and air transport processes within a filtering mist separator*. In: *AFS 2011 Annual Conference, Louisville* (2011). (Zitiert auf Seiten 6, 53 und 64)
- [Lefebvre89] A. H. Lefebvre: *Atomization and Sprays* (Taylor & Francis Inc., New York, 1989). (Zitiert auf Seiten 15 und 16)
- [Leith96a] D. Leith, F. A. Leith und M. G. Boundy: *Laboratory Measurements of Oil Mist Concentrations Using Filters and an Electrostatic Precipitator*. *Am. Ind. Hyg. Assoc. J.* **57**, 1137–1141 (1996). (Zitiert auf Seite 19)
- [Leith96b] D. Leith, P. C. Raynor, M. G. Boundy und S. J. Copper: *Performance of Industrial Equipment to Collect Coolant Mist*. *Am. Ind. Hyg. Assoc. J.* **57**, 1142–1148 (1996). (Zitiert auf Seite 1)
- [Lettelier07] A. Lettelier, P. Mayaffre und M. Turmine: *Drop size effect on contact angle explained by nonextensive thermodynamics. Young's equation revisited*. *J. Colloid Interf. Sci.* **314**, 604–614 (2007). (Zitiert auf Seite 47)
- [Li90] D. Li und A. W. Neumann: *Determination of line tension from the drop size dependence of contact angles*. *Colloids Surf. A* **43**, 195–206 (1990). (Zitiert auf Seite 47)
- [Lide08] D. R. Lide: *CRC Handbook of Chemistry and Physics* (Taylor & Francis Inc., New York, 2007-2008). (Zitiert auf Seite 37)
- [Liew85] T. P. Liew und J. R. Conder: *Fine Mist Filtration by Wet Filters - I: Liquid Saturation and Flow Resi-*



LITERATURVERZEICHNIS

- stance of Fibrous Filters*. J. Aerosol Sci. **16**, 497–509 (1985). (Zitiert auf Seiten 6 und 45)
- [Liu66] B. Y. H. Liu, K. T. Whitby und Yu H. H. S.: *A Condensation Aerosol Generator for Producing Monodispersed Aerosols in the Size Range, 0.036 μ to 1.3 μ* . J. Recherches Atmosphérique **3**, 397–406 (1966). (Zitiert auf Seite 15)
- [Liu74a] B. Y. H. Liu und D. Y. H. Pui: *Electrical Neutralisation of Aerosols*. J. Aerosol Sci. **5**, 465–472 (1974). (Zitiert auf Seite 25)
- [Liu74b] B. Y. H. Liu, K. T. Whitby und D. Y. H. Pui: *A Portable Electrical Analyzer for Size Distribution Measurement of Submicron Aerosols*. J. Air Poll. Control Assoc. **24**, 1067–1072 (1974). (Zitiert auf Seite 25)
- [Liu75] B. Y. H. Liu und D. Y. H. Pui: *On the Performance of the Electrical Aerosol Analyzer*. J. Aerosol Sci. **6**, 249–264 (1975). (Zitiert auf Seite 25)
- [Löffler88] F. Löffler: *Staubabscheiden* (Georg Thieme Verlag, Stuttgart, 1988). (Zitiert auf Seiten 44 und 54)
- [London30] F. London: *Zur Theorie und Systematik der Molekularkräfte*. Z. Physik **63**, 245–279 (1930). (Zitiert auf Seite 46)
- [Lorenceanu04] E. Lorenceanu, C. Clanet und D. Quere: *Capturing drops with a thin fibre*. J. Colloid Interf. Sci. **279**, 192–197 (2004).
- [Lucas18] R. Lucas: *Über das Zeitgesetz des kapillaren Aufstiegs von Flüssigkeiten*. Kolloid-Z. **23**, 15–22 (1918). (Zitiert auf Seite 56)



LITERATURVERZEICHNIS

- [Lukas06] D. Lukas, J. Chaloupek, E. Kostakova, N. Pan und I. Martinkova: *Morphological transitions of capillary rise in a bundle of two and three solid parallel cylinders*. *Physica A*. **371**, 226–246 (2006). (Zitiert auf Seite 5)
- [Lyklema65] J. Lyklema und K. J. Mysels: *A Study of Double Layer Repulsion and van der Waals Attraction in Soap Films*. *J. Amer. Chem. Soc.* **87**, 2539–2546 (1965). (Zitiert auf Seite 46)
- [Marmur97] A. Marmur und R.D. Cohen: *Characterization of porous media by the kinetics of liquid penetration: the vertical capillaries model*. *J. Colloid Interf. Sci.* **189**, 299–304 (1997). (Zitiert auf Seite 5)
- [Maus96] R. Maus und H. Umhauer: *Determination of the Fractional Efficiencies of Fibrous Filter Media By Optical In Situ Measurements*. *Aerosol Sci. Technol.* **24**, 161–173 (1996). (Zitiert auf Seite 25)
- [May73] K. R. May: *The Collison nebulizer: description, performance and application*. *J. Aerosol Sci.* **4**, 235–243 (1973). (Zitiert auf Seiten 15 und 16)
- [McAneny95] J. J. McAneny: *Volatilization of Mineral Oil Mist Collected on Sampling Filters*. *Appl. Occup. Env. Hyg.* **10**, 783–787 (1995). (Zitiert auf Seiten 19 und 49)
- [McHale97] G. McHale, N. A. Käb, M. I. Newton und S. M. Rowan: *Wetting of a High-Energy Fibre Surface*. *J. Colloid Int. Sci.* **186**, 453–461 (1997). (Zitiert auf Seite 46)
- [McHale01] G. McHale, M. I. Newton und B. J. Carroll: *The Shape and Stability of Small Drops an Fibres*. *Oil Gas Sci. Technol.* **56**, 47–54 (2001). (Zitiert auf Seiten 5, 47 und 48)



LITERATURVERZEICHNIS

- [McMurry00] P. H. McMurry: *The History of Condensation Nucleus Counters*. *Aerosol Sci. Technol.* **33**, 297–322 (2000). (Zitiert auf Seite 25)
- [Mead-Hunter10] R. Mead-Hunter, B. Mullins, T. Becker und R. D. Braddock: *Evaluation of the force required to move a coalesced liquid droplet along a fiber*. *Langmuir* **27**, 227–232 (2010). (Zitiert auf Seite 5)
- [Mead-Hunter11] R. Mead-Hunter, B. Mullins, D. Kampa und G. Kasper: *Saturation in Coalescing Filters-Capillary Based Model*. In: *AFS 2009 Annual Conference, Bloomington* (2011). (Zitiert auf Seite 6)
- [Mead-Hunter13] R. Mead-Hunter, R. D. Braddock, D. Kampa, N. Merkel, G. Kasper und B. J. Mullins: *The relationship between pressure drop and Liquid Saturation in Oil-Mist Filters - Predicting Filter Saturation Using a Capillary Based Modell*. *Sep. Purif. Technol.* **104**, 121–129 (2013). (Zitiert auf Seite 40)
- [Mercer68] T. T Mercer, M. I. Tillery und N. Y. Chow: *Operating characteristics of some compressed-air nebulizers*. *Am. Ind. Hyg. Ass.* **29**, 66–78 (1968). (Zitiert auf Seite 15)
- [Moens08] M. Moens, (Atlas Copco Airpower N.V.): *pers. Mitteilung* (2008). (Zitiert auf Seite 15)
- [Mohrmann70] H. Mohrmann: *Beladung von Faserfiltern mit Aerosolen aus flüssigen Partikeln*. *Staub - Reinh. Luft* **30**, 317–321 (1970). (Zitiert auf Seite 45)
- [Molerus71] O. Molerus, M. H. Pahl und H. Rumpf: *Die Porositätsfunktion in empirischen Gleichungen für den Durchströmungswiderstand im Bereich $Re \leq 1$* . *Chem. Ing. Technik* **43**, 376–378 (1971). (Zitiert auf Seite 110)



LITERATURVERZEICHNIS

- [Mölter-Siemens12] W. Mölter-Siemens, G. Lauber, A. Kerßenboom, J. Lindermann, H. Finger und St. Haep: *Separation of ultrafine droplets with multi-layer fibroid filter media using the example of compressed air filtration*. Filt. Sep. Int. Ed. Seiten 56–60 (2012). (Zitiert auf Seite 3)
- [Mugele51] R. A. Mugele und H. D. Evans: *Droplet size distribution in sprays*. Ind. Eng. Chem. **43**, 1317–1324 (1951). (Zitiert auf Seite 16)
- [Muir67] D. C. F. Muir und C. N. Davies: *The Deposition of 0.5 μ Diameter Aerosols in the Lungs of Man*. Ann. Occup. Hyg. **10**, 161–174 (1967). (Zitiert auf Seite 14)
- [Müller12] T. K. Müller, J. Meyer und G. Kasper: *The influence of particle rebound on the collection process on single fibers*. In: *11th World Filtration Congress, Graz* (2012). (Zitiert auf Seite 44)
- [Mullins04] B. J. Mullins, I. E. Agranovski, R. D. Braddock und C. M. Ho: *Effect of fiber orientation on fiber wetting processes*. J. Colloid Interface Sci. **269**, 449–458 (2004). (Zitiert auf Seite 65)
- [Mullins05] B. J. Mullins, R. D. Braddock, I. E. Agranovski, R. A. Cropp und R. A. O’Leary: *Observation and modelling of clamshell droplets on vertical fibres, subjected to gravitational and drag forces*. J. Colloid Interface Sci. **284**, 245–254 (2005). (Zitiert auf Seite 5)
- [Mullins06a] B. J. Mullins, R. D. Braddock, I. E. Agranovski und R. A. Cropp: *Observation and modelling of barrel droplets on vertical fibres subjected to gravitational and drag forces*. J. Colloid Interface Sci. **300**, 704–712 (2006). (Zitiert auf Seite 5)



LITERATURVERZEICHNIS

- [Mullins06b] B. J. Mullins und G. Kasper: *Comment on: „Clogging of fibrous filters by liquid aerosol particles: Experimental and phenomenological modelling study“ by Frising et al.* Chem. Eng. Sci. **61**, 6223–6227 (2006). (Zitiert auf Seite 45)
- [Mullins07a] B. J. Mullins, R. D. Braddock und G. Kasper: *Capillarity in fibrous filter media: Relationship to filter properties.* Chem. Eng. Sci. **62**, 6191–6198 (2007). (Zitiert auf Seite 6)
- [Mullins07b] B. J. Mullins, A. Pfrang, R. D. Braddock, T. Schimmel und G. Kasper: *Detachment of liquid droplets from fibres - Experimental and theoretical evaluation of detachment force due to interfacial tension effects.* J. Colloid Interface Sci. **312**, 333–340 (2007). (Zitiert auf Seite 57)
- [Mullins11] B. J. Mullins, R. Mead-Hunter, G. Kasper und A. J. C. King: *Measurement And Modeling Of The Force Required To Move Coalesced Oil Droplets Along Oleophilic And Oleophobic Fibres.* In: *AFS 2011 Annual Conference, Louisville* (2011). (Zitiert auf Seite 58)
- [Nagel07] D. Nagel, R. Stockmann und K. Schaber: *Berechnung der Verdunstungseinflüsse auf die Aerosolmesstechnik auf die Bewertung von Kühlschmierstoffabscheidern.* Gefahrstoffe - Reinh. Luft **67**, 297–303 (2007). (Zitiert auf Seite 19)
- [Naire01] S. Naire, R. J. Braun und S. A. Snow: *An insoluble surfactant model for a vertical draining free film with a variable surface viscosity.* Phys. Fluids **13**, 2492–2502 (2001). (Zitiert auf Seite 120)
- [Neimark99] A. V. Neimark: *Thermodynamic equilibrium stability of liquid films and droplets on fibers.* J. Adhesi-

- on Sci. Technol. **13**, 1137–1154 (1999). (Zitiert auf Seite 5)
- [Newitt54] D. M. Newitt, N. Dombrowski und F. H. Knelman: *The Mechanism of Drop Formation from Gas pr Vapour Bubbles*. Trans. Instn. Chem. Engrs. **32**, 244–261 (1954). (Zitiert auf Seite 49)
- [Nguyen05] N. L. Nguyen, V. van Buren, A. von Granier, E. H. Hardy und A. Reimert: *Application of Magnetic Resonance Imaging (MRI) for investigation of fluid dynamics in trickle bed reactors and of droplet separation kinetics in packed beds*. Chem. Eng. Sci. **60**, 6289–6297 (2005). (Zitiert auf Seiten 6 und 7)
- [Nicolaon70] G. Nicolaon, D. D. Cooke, M. Kerker und E. Matijević: *A new liquid aerosol generator*. J. Colloid Interface Sci. **34**, 534–544 (1970). (Zitiert auf Seite 15)
- [Nicolaon71] G. Nicolaon, D. D. Cooke, E. J. Davis, M. Kerker und E. Matijević: *A new liquid aerosol generator: II. The effect of reheating and studies on the condensation zone*. J. Colloid Interface Sci. **35**, 490–501 (1971). (Zitiert auf Seite 15)
- [Ohnesorge36] W. V. Ohnesorge: *Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen*. Z. angew. Math. Mech. **16**, 355–358 (1936). (Zitiert auf Seite 16)
- [Patnode50] H. W. Patnode und M. R. J. Wyllie: *The Presence of Conductive Solids in Reservoir Rocks as a Factor in Electric Log Interpretation*. Petroleum Transactions, AIME **189**, 47–52 (1950). (Zitiert auf Seite 33)
- [Payatakes76] A. C. Payatakes und C. Tien: *Particle Deposition in Fibrous Media with Dendritic Pattern: A preliminary*



LITERATURVERZEICHNIS

- ry model*. J. Aerosol Sci. 7, 85–100 (1976). (Zitiert auf Seite 4)
- [Payatakes84] A. C. Payatakes und M. M. Dias: *Immiscible Microdisplacement and Ganglion Dynamics in Porous Media*. Rev. Chem. Eng. 2, 85–174 (1984). (Zitiert auf Seite 7)
- [Payet92] S. Payet, D. Boulaud, G. Madelaine und A. Renoux: *Penetration and Pressure-Drop of a Hepa Filter During Loading with Submicron Liquid Particles*. J. Aerosol Sci. 23, 723–735 (1992). (Zitiert auf Seiten 45 und 49)
- [Piacitelli01] G. M. Piacitelli, W. K. Sieber, D. M. O'Brien, R. T. Hughes, R. A. Glaser und J. D. Catalano: *Metalworking Fluid Exposures in Small Machine Shops: An Overview*. Am. Ind. Hyg. Assoc. 62, 356–370 (2001). (Zitiert auf Seite 1)
- [Pich66] J. Pich: *Pressure Drop of Fibrous Filters at Small Knudsen Numbers*. Ann. Occup. Hyg. 9, 23–27 (1966). (Zitiert auf Seiten 11 und 12)
- [Plateau73] J. Plateau: *Statique Expérimentale et Theorique des Liquids soumis aux seules Forces Moléculaires* (Gauthier-Villars, Paris, 1873). (Zitiert auf Seite 45)
- [Podgorski09] A. Podgorski: *Estimation of the upper limit of aerosol nanoparticles penetration through inhomogeneous fibrous filters*. J. Nanopart. Res. 11, 197–207 (2009). (Zitiert auf Seite 55)
- [Polzin40] J. Polzin: *Strömungsuntersuchungen an einem ebenen Diffusor*. Ing. Archiv 11, 361–385 (1940). (Zitiert auf Seite 27)



LITERATURVERZEICHNIS

- [Princen69] H. M. Princen: *Capillary Phenomena in Assemblies of Parallel Cylinders, Part II. Capillary Rise in Systems with More Than Two Cylinders*. J. Colloid Interface Sci. **30**, 359–371 (1969). (Zitiert auf Seite 5)
- [Purchas02] D. B. Purchas und K. Sutherland: *Handbook of Filter Media* (Elsevier Science Ltd., Kidlington, 2002). (Zitiert auf Seite 34)
- [Quere99] D. Quere: *Fluid Coating on a Fiber*. Annu. Rev. Fluid Mech. **31**, 347–384 (1999). (Zitiert auf Seite 5)
- [Ranz56] W. E. Ranz: *On Sprays and Spraying* (University Park, Pennsylvania, 1956). (Zitiert auf Seite 16)
- [Rapaport55] E. Rapaport und S. E. Weinstock: *A Generator for Homogeneous Aerosols*. Cell. Molecular Life Sci. **11**, 363–364 (1955). (Zitiert auf Seite 15)
- [Rayleigh80] Lord F. R. S. Rayleigh: *On the stability, or Instability, of certain Fluid Motions*. Proc. Math. Soc. London **11**, 57–70 (1880). (Zitiert auf Seiten 16 und 45)
- [Raynor99] P. C. Raynor und D. Leith: *Evaporation of Accumulated Multicomponent Liquids from Fibrous Filters*. Ann. Occup. Hyg. **43**, 181–192 (1999). (Zitiert auf Seiten 19 und 49)
- [Raynor00] P. C. Raynor und D. Leith: *The influence of accumulated liquid on fibrous filter performance*. J. Aerosol Sci. **31**, 19–34 (2000). (Zitiert auf Seiten 6, 45, 49, 53 und 86)
- [Rebours92] A. Rebours, D. Bouland und A. Renoux: *Production of monodispersed aerosol by evaporation and condensation of vapor under control process*. J. Aerosol Sci. **23**, 189–192 (1992). (Zitiert auf Seite 15)



LITERATURVERZEICHNIS

- [Rein93] M. Rein: *Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces*. Fluid Dynam. Res. **12**, 61–93 (1993). (Zitiert auf Seite 4)
- [Reitz82] R. D. Reitz und F. V. Bracco: *Mechanism of Atomization of a Liquid Jet*. Phys. Fluid **25**, 1730–1742 (1982). (Zitiert auf Seite 16)
- [Rembor99] H.-J. Rembor, R. Maus und H. Umhauer: *Measurements of Single Fibre Efficiencies at Critical Values of the Stokes Number*. Part. Sys. Charact. **16**, 54–59 (1999). (Zitiert auf Seite 44)
- [Resch86] F. J. Resch, J. S. Darrozes und G. M. Afeti: *Marine liquid aerosol production from bursting bubbles*. J. Geophys. Res. **91**, 1019–1029 (1986). (Zitiert auf Seite 49)
- [Richardson52] J. G. Richardson, J. K. Kerver, J. A. Hafford und J. S. Osboa: *Laboratory Determination of Relative Permeability*. Petroleum Trans., AIME **195**, 187–312 (1952). (Zitiert auf Seite 75)
- [Roe75] R. J. Roe: *Wetting of fine wires and fibres by a liquid film*. J. Colloid Int. Sci. **50**, 70–79 (1975). (Zitiert auf Seite 46)
- [Rosenfeld73] J. I. Rosenfeld: *Forces and Coalescence Phenomena in Fibrous Bed*. Dissertation, Illinois Institute of Technology (1973). (Zitiert auf Seiten 6 und 89)
- [Rosenfeld74] J. I. Rosenfeld und D. T. Wasan: *Coalescence of drops in a liquid-liquid dispersion by passage through a fibrous bed*. Can. J. Chem. Eng. **52**, 3–10 (1974). (Zitiert auf Seiten 6 und 89)



LITERATURVERZEICHNIS

- [Rosin32] P. Rosin, E. Rammler und W. Intelmann: *Grundlagen and Grenzen der Zyklonentstaubung*. Z. Ver. Dent. Ing. **76**, 433–437 (1932). (Zitiert auf Seite 16)
- [Rosin33] P. Rosin und E. Rammler: *The laws Governing the Finess of Powdered Coal*. J. Inst. Fuel **7**, 29–36 (1933). (Zitiert auf Seite 16)
- [Rothman90] D. H. Rothman: *Macroscopic laws for immiscible two-phase flow in porous media: Results from numerical experiments*. J. Geophys. Res. **95**, 8663–8674 (1990). (Zitiert auf Seite 7)
- [Ryley59] D. J. Ryley: *Analysis of a polydisperse aqueous spray from a high-speed spinning disk atomizer*. Brit. J. Appl. Phys. **10**, 180–186 (1959). (Zitiert auf Seite 15)
- [Sauter01] H. L. Sauter, P. Trautmann und M. Abendschein: *Messung und Abscheidung von Ölnebel-aerosolen aus der Kurbelgehäuseentlüftung bei Verbrennungsmotoren. Teil 2: Konzepte zur Abscheidung von Öltröpfchen bei der Kurbelgehäuseentlüftung*. MTZ Motortechn. Z. **62**, 80–83 (2001). (Zitiert auf Seite 1)
- [Schäffer99] E. Schäffer und P. Wong: *Contact line dynamics near the pinning threshold: A capillary rise and fall experiment*. Phys. Rev. E **61**, 5257–5277 (1999). (Zitiert auf Seite 40)
- [Schubert82] H. Schubert: *Kapillarität in porösen Feststoffsystemen* (Springer, Berlin, 1982). (Zitiert auf Seiten 5 und 58)
- [Sheehan09] M. J. Sheehan, T. M. Peters, L. Cena, P. T. O’Shaughnessy und R. A. Gussman: *Generation of Nanoparticles with a Nebulizer-Cyclone System*. Aerosol Sci. Technol. **43**, 1091–1098 (2009). (Zitiert auf Seite 16)



LITERATURVERZEICHNIS

- [Sher13] E. Sher, L. F. Haim und I. Sher: *Off-centered impact of water droplets on a horizontal wire*. Int. J. Multiphase Flow **54**, 55–60 (2013). (Zitiert auf Seite 44)
- [Sherony71a] R. F. Sherony und R. C. Kintner: *Coalescence of an emulsion in a fibrous bed: Part I. Theory*. Can. J. Chem. Eng. **49**, 314–320 (1971). (Zitiert auf Seiten 6 und 89)
- [Sherony71b] R. F. Sherony und R. C. Kintner: *Coalescence of an emulsion in a fibrous bed: Part II. Experimental*. Can. J. Chem. Eng. **49**, 321–325 (1971). (Zitiert auf Seite 6)
- [Shin04] C. Shin und G. G. Chase: *The effect of wettability on drop attachment to glass rods*. J. Colloid Interface Sci. **272**, 186–190 (2004). (Zitiert auf Seite 5)
- [Sinclair49] D. Sinclair und V. K. La Mer: *Light Scattering as a Measure of Particle Size in Aerosols. The Production of Monodisperse Aerosols*. Chem. Rev. **44**, 245–267 (1949). (Zitiert auf Seite 14)
- [Souders34] M. Souders und G. G. Brown: *Design of Fractionating Columns*. Ind. Eng. Chem. **26**, 98–103 (1934). (Zitiert auf Seite 49)
- [Spechina77] V. Spechina und G. Baldi: *Pressure Drop and Liquid Holdup for Twophase Concurrent Flow in Packed Beds*. Chem. Eng. Sci. **30**, 515–523 (1977). (Zitiert auf Seite 6)
- [Spielmann70] L. A. Spielmann und S. L. Goren: *Progress in Induced Coalescence and a New Theoretical Framework for Coalescence by Porous Media*. Ind. Eng. Chem. **62**, 10–24 (1970). (Zitiert auf Seiten 6 und 89)



LITERATURVERZEICHNIS

- [Spielmann72a] L. A. Spielmann und S. L. Goren: *Experiments in Coalescence by Flow through Fibrous Mats*. Ind. Eng. Chem. Fundam. **11**, 73–83 (1972). (Zitiert auf Seiten 6 und 89)
- [Spielmann72b] L. A. Spielmann und S. L. Goren: *Theory of Coalescence by Flow through Porous Media*. Ind. Eng. Chem. Fundam. **11**, 66–72 (1972). (Zitiert auf Seiten 6 und 89)
- [Spielmann77] L. A. Spielmann und S. Yeang-Pu: *Coalescence of Oil-in-Water Suspensions by Flow through Porous Media*. Ind. Eng. Chem. Fundam. **16**, 272–282 (1977). (Zitiert auf Seiten 6, 73, 75, 89 und 107)
- [Stein00] W. A. Stein: *Der statische Flüssigkeitsanteil in Packungskolonnen*. Forsch. Ing. **66**, 129–137 (2000). (Zitiert auf Seiten 6 und 58)
- [Stenhouse92] J. Stenhouse, D. Japuntich und B. Liu: *The Behavior of Fibrous Filters in the Initial Stages of Filter Loading*. J. Aerosol Sci. **23**, 761–764 (1992). (Zitiert auf Seite 4)
- [Sullivan81] D. E. Sullivan: *Surface tension and contact angle of a liquid-solid interface*. J. Chem. Phys. **74**, 2604–2615 (1981). (Zitiert auf Seite 46)
- [Sutter10] B. Sutter, D. Bemer, J.-C. Appert-Collin, D. Thomas und N. Midoux: *Evaporation of Liquid Semi-Volatile Aerosols Collected on Fibrous Filters*. Aerosol Sci. Technol. **44**, 395–404 (2010). (Zitiert auf Seite 19)
- [Swift67] D. L. Swift: *A Study of the Size and Monodispersity of Aerosols Produced in a Sinclair-La Mer Generator*. Ann. Occup. Hyg. **10**, 337–348 (1967). (Zitiert auf Seite 14)



LITERATURVERZEICHNIS

- [Tadmor04] R. Tadmor: *Line Energy and the Relation between Advancing, Receding, and Young Contact Angles*. *Langmuir* **20**, 7659–7664 (2004). (Zitiert auf Seite 48)
- [Tavisto08] M. Tavisto, R. Kuisma, A. Pasila und M. Hautala: *Wetting and wicking of fibre plant straw fractions*. *Ind. Crops Products* **18**, 25–35 (2008). (Zitiert auf Seite 57)
- [Thomson71] W. Thomson: *On the equilibrium of vapour at a curved surface of liquid*. *Phil. Mag.* **42**, 448–452 (1871). (Zitiert auf Seite 19)
- [Troesch54] H. A. Troesch: *Die Zerstäubung von Flüssigkeiten*. *Chem. Eng. Techn.* **26**, 311–320 (1954). (Zitiert auf Seite 16)
- [Troesch94] H. A. Troesch: *Durchschnittliche, mittlere und andere charakteristische Tropfendurchmesser von Tropfenspektren zerstäubter Flüssigkeiten*. *Z. angew. Math. Phys.* **45**, 336–344 (1994). (Zitiert auf Seite 16)
- [Umhauer83] H. Umhauer: *Particle Size Distribution Analysis by Scattered Light Measurements using an Optically Defined Measuring Volume*. *J. Aerosol Sci.* **14**, 765–770 (1983). (Zitiert auf Seite 25)
- [Vinson70] C. G. Vinson und S. W. Churchill: *Removal of drops from liquid-liquid dispersions upon flow through screens*. *Chem. Eng. J.* **1**, 110–119 (1970). (Zitiert auf Seite 6)
- [Wagner90] H. D. Wagner: *Spreading of liquid droplets on cylindrical surfaces: Accurate determination of contact angle*. *J. Appl. Phys.* **67**, 1352–1355 (1990). (Zitiert auf Seiten 5 und 46)



LITERATURVERZEICHNIS

- [Walsh96a] D. Walsh: *Recent Advances in the Understanding of Fibrous Filter Behavior under Solid Particle Load*. *Filt. Sep.* **33**, 501–506 (1996). (Zitiert auf Seite 4)
- [Walsh96b] D. Walsh, J. I. T. Stenhouse, K. L. Scurrah und A. Graef: *The effect of solid and liquid aerosol particle loading on fibrous filter material performance*. *J. Aerosol Sci.* **27**, 617–618 (1996). (Zitiert auf Seiten 5 und 89)
- [Walton49] W. H. Walton und W. C. Prewett: *The Production of Sprays and Mists of Uniform Drop Size by Means of Spinning Disc Type Sprayers*. *Proc. Phys. Soc. B* **62**, 341–350 (1949). (Zitiert auf Seite 15)
- [Walzel90] P. Walzel: *Zerstäuben von Flüssigkeiten*. *Chem. Ing. Techn.* **62**, 983–994 (1990). (Zitiert auf Seite 15)
- [Washburn21] E. W. Washburn: *The Dynamics of Capillary Flow*. *Phys. Rev.* **17**, 273–283 (1921). (Zitiert auf Seite 56)
- [Weber31] C. Weber: *Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles*. *Z. angew. Math. Mech.* **11**, 136–154 (1931). (Zitiert auf Seite 16)
- [Wei91] J. Z. Wei und O. B. Lile: *Influence of Wettability on Two- and Four-Electrode Resistivity Measurements on Berea Sandstone Plugs*. *SPE Form. Eval.* **6**, 470–476 (1991). (Zitiert auf Seite 33)
- [Wenzel37] R. N. Wenzel: *Resistance of solid surfaces to wetting by water*. *Ind. Eng. Chem.* **28**, 988–994 (1937). (Zitiert auf Seite 48)
- [Whitby65] K. T. Whitby, D. A. Lundgren und C. M. Peterson: *Homogeneous Aerosol Generators*. *Int. J. Air Wat. Poll.* **9**, 263–277 (1965). (Zitiert auf Seiten 15 und 16)



LITERATURVERZEICHNIS

- [Wiedensoler88] A. Wiedensoler: *An Approximation of the Bipolar Charge Distribution for Particles in the Submicron Size Range*. *J. Aerosol. Sci.* **19**, 387–389 (1988). (Zitiert auf Seite 25)
- [Winkelmayr91] W. Winkelmayr, G. P. Reischl, A. O. Lindner und A. Berner: *A new electromobility spectrometer for the measurement of aerosol size distributions in the size range from 1 to 1000 nm*. *J. Aerosol. Sci.* **22**, 289–296 (1991). (Zitiert auf Seite 25)
- [de Witte50] L. de Witte: *Relations between Resistivities and Fluid Contents*. *Oil Gas J.* **24**, 120–132 (1950). (Zitiert auf Seite 33)
- [Wu86] K.-J. Wu, R. D. Reitz und F. V. Bracco: *Measurements of Drop Size at the Spray Edge Near the Nozzle in Atomizing Liquid Jets*. *Phys. Fluids* **25** 4, 941–951 (1986). (Zitiert auf Seite 16)
- [Wurster11] S. Wurster, D. Kampa, J. Meyer, B. J. Mullins und G. Kasper: *First measurements of Large Drop Re-Entrainment form an Oil-Mist Filter*. In: *World Filtration Congress, Graz* (2011). (Zitiert auf Seite 49)
- [Yarin06] A. L. Yarin, G. G. Chase, W. Liu, S. V. Doiphode und D. H. Reneker: *Liquid drop growth on a fiber*. *AIChE J.* **52**, 217–227 (2006). (Zitiert auf Seite 4)
- [Yeh74] H. C. Yeh und B. Y. H. Liu: *Aerosol Filtration by Fibrous Filters*. *J. Aerosol Sci.* **5**, 191–204 (1974). (Zitiert auf Seite 39)
- [York63] O. H. York und E. W. Poppele: *Wire mesh mist eliminators*. *Chem. Eng. Prog.* **59**, 45–50 (1963). (Zitiert auf Seite 49)



LITERATURVERZEICHNIS

- [Young05] T. Young: *An Essay on the Cohesion of Fluids*. Philos. Trans. R. Soc. London **95**, 65–87 (1805). (Zitiert auf Seite 46)





Danksagung

Zweifellos bereitet jede wissenschaftliche Arbeit Höhen und Tiefen. Durch diese musste ich nicht alleine hindurchgehen. Viele haben mich dabei begleitet und somit zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Einige möchte ich an dieser Stelle erwähnen.

Bei meinem Doktorvater Prof. Dr. Gerhard Kasper bedanke ich mich für das entgegengebrachte Vertrauen, sein reges und stetiges Interesse an dieser Arbeit, sowie die Möglichkeiten zur freien Entfaltung bei meiner Forschung.

Prof. Dr.-Ing. Matthias Kind danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Meine erste Anlaufstelle bei Problemen und Erfolgen war Dr. Jörg Meyer. Ihm danke ich für sein offenes Ohr und jeden guten Rat.

Meinem Diplomanden Jens Buzengeiger, dessen Messungen einen entscheidenden Teil zu dieser Arbeit beigetragen haben, danke ich für sein unermüdliches Engagement im Labor.

Meinem Studienarbeiter und späteren Bürokollegen Stefan Wurster danke ich für die angenehme Büroatmosphäre und seine kleinen Gefälligkeiten, die mir stets eine große Hilfe waren.



Bei der Umsetzung meiner Projekte und Vorstellungen war mir die tatkräftige Unterstützung durch die Techniker, die Werkstätten und das Optiklabor eine große Hilfe. Auch das Sekretariat, die Verwaltung, das Fotolabor und die Partikelmesstechnik standen mir stets zur Seite.

Meinen Kooperationspartnern von Atlas Copco Airpower N.V. sowie von MANN+HUMMEL GmbH danke ich für den einen oder anderen Tipp von Seiten der praktische Anwendung.

Meinen weiteren nicht namentlich genannten Kolleginnen und Kollegen danke ich für die angenehme Atmosphäre am Institut für Mechanische Verfahrenstechnik und Mechanik und die mir entgegengebrachte Hilfsbereitschaft.