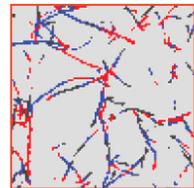
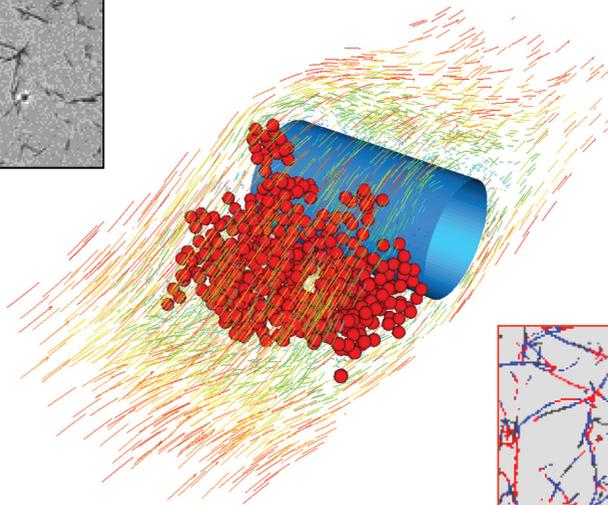
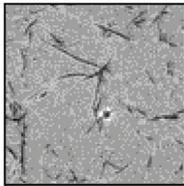


Martin J. Lehmann

# Untersuchungen zur Struktur und zur Beladungskinetik von Tiefenfiltern





Martin J. Lehmann

**Untersuchungen zur Struktur und zur  
Beladungskinetik von Tiefenfiltern**

Die Grafik auf dem Deckblatt zeigt (links) eine MRI Bildebene von 96 x 96 Voxel à  $(59 \mu\text{m})^3$  mit der Signalintensität (inkl. Rauschen) als Grauwerte, (rechts) die entsprechende „extrahierte“ „innere“ Faserstruktur nach Transformation in Packungsdichte und Setzen des Schwellenwerts (Fig. 6.8 in Kap. 6.3.3) und (in der Mitte) die 3D Visualisierung einer umströmten Partikelstruktur aus  $3,135 \mu\text{m}$  Latex-Partikeln (Restitutionskoeffizient = 0,99), die an einer  $30 \mu\text{m}$  Faser bei  $\text{St} = 0,5$  abgetrennt wurde (Fig. 12.1 in Kap. 12.1.1).

# **Untersuchungen zur Struktur und zur Beladungskinetik von Tiefenfiltern**

Martin J. Lehmann



---

universitätsverlag karlsruhe

Dissertation, Universität Karlsruhe (TH)  
Fakultät für Chemieingenieurwesen und Verfahrenstechnik, 2005

### **Impressum**

Universitätsverlag Karlsruhe  
c/o Universitätsbibliothek  
Straße am Forum 2  
D-76131 Karlsruhe  
[www.uvka.de](http://www.uvka.de)



Dieses Werk ist unter folgender Creative Commons-Lizenz  
lizenziert: <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.0/de/>

Universitätsverlag Karlsruhe 2005  
Print on Demand

ISBN 3-937300-61-9

# **Untersuchungen zur Struktur und zur Beladungskinetik von Tiefenfiltern**

**Zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)**

**von der Fakultät für Chemieingenieurwesen und  
Verfahrenstechnik der Universität Fridericiana Karlsruhe  
(Technische Hochschule) genehmigte**

**Dissertation**

von

**Dipl.-Ing. Martin J. Lehmann**

aus Siegburg

Tag des Kolloquiums:  
Referent:  
Korreferent:

11. März 2005  
Prof. Dr. Gerhard Kasper  
Prof. Dr.-Ing. Manfred Piesche





Meinem Großvater Dipl.-Ing. Paul Schauff  
und meiner Frau Nicole

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Mechanische Verfahrenstechnik und Mechanik an der Universität Karlsruhe (TH) in den Jahren 1998 bis 2004. An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die zu ihrem Gelingen beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gebührt meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Gerhard Kasper, der mich wohlwollend unterstützte und mir den wissenschaftlichen Freiraum schuf, der den Reiz dieser Arbeit ausmachte. Er ermöglichte mir auch die zahlreichen Vorträge auf internationalen Konferenzen von Reno in Nevada bis nach Sydney in Australien sowie die besondere Erfahrung der Organisation eines internationalen Workshops in Karlsruhe.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Manfred Piesche danke ich sehr für das Interesse an der Arbeit und die Bereitschaft zur Übernahme des Korreferates. Dank gebührt auch Herrn Prof. Dr. Hans Buggisch, der durch Kooperation die Möglichkeit zur Startfinanzierung der CFD-Simulationen dieser Arbeit gab und mit der Organisation der Forschergruppe 338 die einzigartige Möglichkeit der Anwendung der MRI in den Ingenieurwissenschaften in Karlsruhe schuf.

Bedanken möchte ich mich auch bei all jenen, die aktiv zu den Ergebnissen dieser Arbeit beigetragen haben. Stellvertretend seien hier Thomas Weber (Diplomarbeit) und Ion Mironescu (Internationaler Seminarist) erwähnt, denen beiden das wissenschaftliche Arbeiten am Institut so viel Freude bereitete, dass sie anschließend eine Promotionsstelle in Duisburg bzw. Karlsruhe antraten. Besonderer Dank gilt auch Emilio Oliver-Gonzalez, Joachim Tillich und Edme Hardy für ihre Kreativität und Geduld, die letztlich die MRI Ergebnisse ermöglichten. Sonja Froeschke möchte ich für ihre Bereitschaft danken, an ihrer Versuchsanordnung Bestäubungsexperimente durchzuführen, ohne dass ein Erfolg sicher war. Zu Dank verpflichtet bin ich den Werkstätten am Institut, die mit ihren vielfältigen Möglichkeiten, ihrer großen Erfahrung und der ungewöhnlich unkomplizierten Ausführung meiner Aufträge zum Erfolg dieser Arbeit beitrugen. Beispielhaft sei das Löten des Mainboards erwähnt, das die schnelle Fort-

setzung der Simulationen und die zeitgerechte Fertigstellung eines Vortrags ermöglichte.

Bei allen Kolleginnen und Kollegen am Institut bedanke ich mich für das Arbeitsklima, das in der Art und Weise, wie es am MVM gepflegt wird, sicher nicht als etwas Selbstverständliches erwartet werden kann. Dazu trugen auch die teambildenden Seminare in Sils/CH (Gunnar Hemmer, Andre Heel) und die gemeinschaftliche, erfolgreiche Organisation von Filterkurs und -kolloquium (Detlev Hoff) bei. Bedanken möchte ich mich auch beim ehemaligen Kollegen Prof. Dr.-Ing. Eberhard Schmidt, der mit Ursache dafür ist, dass ich am Institut haften blieb. Besonderer Dank gilt auch Jürgen Hoferer für all seine Hilfe beim Ausdrucken dieser Arbeit.

Für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit danke ich für den MRI Teil der DFG. Beim Land Baden-Württemberg bedanke ich mich für die leider immer weniger vorhandene Möglichkeit einer (halben) Landesstelle, die im Gegensatz zu allen anderen Finanzierungsmöglichkeiten das Vordringen zu neuen Ufern in der Wissenschaft ermöglicht, da ohne den Nachweis von Erfolg Neues ausprobiert werden kann. Möglich geworden ist diese Arbeit aber auch durch die zahlreichen Industriekooperationen. Sie brachten dem Institut Drittmittel und mir die Möglichkeit neuer leistungsfähigerer Computer, aber auch der Bezahlung der nötigen FLUENT Lizenzen. Diese Zusammenarbeiten haben mir große Freude bereitet, da insbesondere das Optimierungsprojekt zusammen mit Herrn Dr.-Ing. Treiber und Kollegen zeigte, wie hilfreich Simulationen und Theorie im industriellen Alltag sein können.

Danken möchte ich auch Dr. Andy Pardue, der mir die Chance eröffnete als Research Engineer in den USA diese Arbeit fortzuführen und in die industrielle Forschung einzubringen. Starbucks möchte ich als gute Lokalität zum Zusammenschreiben wegen des Angebots an Tee und Kaffee und des im Winter in Wisconsin angenehmen Kaminfeuers erwähnen. Für meine Karlsruher Zeit gilt auch Rolf Schätzle (Pedalerie) besonderer Dank für die technische Unterstützung meiner unvergesslichen Radtouren in den Nordschwarzwald, auf denen viele hilfreiche Ideen entstanden.

Herzlichster Dank gilt meiner lieben Frau Nicole, die mich unter Aufgabe eigener Ziele und Wünsche unterstützte und mir die nötigen Freiräume ermöglichte. Danken möchte ich auch meinen Großeltern, Eltern und Freunden für die unterstützende Begleitung während der ganzen Zeit.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Grundlagen zur Druckverlustberechnung von Tiefenfiltern</b>	<b>7</b>
2.1. Widerstandstheorie für Einzelfasern . . . . .	8
2.2. Einfluss der Faseranordnung auf den Druckverlust . . .	9
2.2.1. Exkurs: Experimentelle Untersuchungen in der Literatur zur Faserorientierung . . . . .	9
2.2.2. Ideal regelmäßige Faseranordnung: hydrodynamischer Faktor . . . . .	10
2.2.3. Unregelmäßige Faseranordnung: lokale Packungs- dichte . . . . .	12
2.3. Modellierung des Gesamtdruckverlustes mittels Zellen- modell . . . . .	15
<b>3. Grundlagen zur Partikelabscheidung in Faserfiltern</b>	<b>19</b>
3.1. Allgemeiner Ansatz zum Abscheidegrad . . . . .	20
3.2. Mechanismen zum Auftreffen einer Partikel auf eine Fa- ser . . . . .	20
3.3. Formeln für den Auftreffgrad im Trägheitsbereich . . . .	23
3.4. Grundlagen zur Berechnung der Partikelhaftung . . . .	25
3.4.1. Exkurs: Kritische Geschwindigkeit nach Hiller . .	26
3.4.2. Übersicht: Formeln für Haftanteil . . . . .	29
3.5. Einzelfaserabscheidegrade für ausgewählte Bedingungen	30
<b>I. Ermittlung der lokalen Packungsdichte von Tiefen- filtermedien mittels zerstörungsfreier, quantitativer MRI</b>	<b>35</b>
<b>4. Bisherige Bestimmung der lokalen Packungsdichte</b>	<b>37</b>
4.1. Herkömmliche Bestimmung der integralen, mittleren Pa- ckungsdichte . . . . .	37
4.2. Bisherige Bestimmung der lokalen Packungsdichte . . .	38

4.3. Neuerer Ansatz: Zerstörungsfreie Bestimmung mittels MRI . . . . .	39
<b>5. Grundzüge der Methode des Magnetic Resonance Imaging</b>	<b>41</b>
5.1. Abriss der Grundlagen . . . . .	42
5.2. Grundsätzliches Vorgehen bei der 3D Bildgebung . . . . .	44
<b>6. Ermittlung der lokalen Packungsdichte mittels quantitativer MRI</b>	<b>47</b>
6.1. Geeignete Wahl von Filtermedium und Probenpräparation . . . . .	48
6.2. Einbringen der Probe in den NMR Tomographen . . . . .	49
6.3. Auswertung der MRI Messdaten . . . . .	50
6.3.1. Zuordnung zwischen lokalem MRI Signal und lokaler Faser-Packungsdichte . . . . .	51
6.3.2. Problematik der Artefakte und des Rauschens des MRI Signals . . . . .	53
6.3.3. „Faserstruktur“ nach Setzen eines Schwellenwerts . . . . .	55
6.4. Lokale Packungsdichte berechnet aus der 3D „Faserstruktur“ . . . . .	57
<b>7. Verifizierung der quantitativen MRI Daten</b>	<b>59</b>
7.1. Grundsätzliche Problematik der Verifizierung . . . . .	59
7.2. Exkurs: CFD Implementation des Zellenmodells in FLU-ENT . . . . .	60
7.3. Ermittlung der notwendigen Auflösung für quantitative MRI . . . . .	63
7.3.1. MRI derselben Probe bei verschiedener Auflösung . . . . .	63
7.3.2. Intrinsischer Vergleich verschiedener Auflösungen der gleichen Probe hinsichtlich Packungsdichte- und Geschwindigkeitsverteilung . . . . .	68
7.3.3. Zusammenfassung . . . . .	70
7.4. Ist 3D Faserstruktur hinsichtlich Druckverlust repräsentativ? . . . . .	71
7.4.1. MRI Messung über die gesamte Dicke der Filterprobe . . . . .	72
7.4.2. MRI Auswertung und Quantifizierung . . . . .	73
7.4.3. Simulation des Druckverlustes mit Zellenmodell und Vergleich mit Messungen . . . . .	73
7.4.4. Zusammenfassung . . . . .	78

<b>8. Grundsätzliche Ergebnisse zur Anwendung des Zellenmodells</b>	<b>81</b>
8.1. Wie wichtig ist die Information über die räumliche Anordnung?	81
8.1.1. Generierung zufälliger Anordnung durch Umsortieren	82
8.1.2. Druckverlust in Abhängigkeit der Zellenanordnung	83
8.1.3. Geschwindigkeitsverteilung in Abhängigkeit der Zellenanordnung	85
8.1.4. Zusammenfassung	86
8.2. Einfluss der Zellengröße auf Vorhersagen mit dem Zellenmodell	86
8.2.1. Lokale Packungsdichteverteilung in Abhängigkeit von der Auflösung	87
8.2.2. Druckverlust in Abhängigkeit der Zellengröße	89
8.2.3. Geschwindigkeitsverteilung in Abhängigkeit der Zellengröße	90
8.2.4. Zusammenfassung	92
<b>II. CFD Simulation der Beladungskinetik von Einzelfasern</b>	<b>95</b>
<b>9. Übersicht zum Stand der Beladungskinetik an einzelnen Fasern</b>	<b>97</b>
9.1. Experimentelle Untersuchungen	97
9.1.1. Experimentelle Untersuchungen zur Morphologie	98
9.1.2. Empirische Formeln zur Beladungskinetik	99
9.2. Modellierung des Partikelstrukturaufbaus aus Einzelpartikeln	102
9.2.1. Strukturaufbau ohne Wechselwirkung auf Umströmung	102
9.2.2. Strukturaufbau mit Wechselwirkung auf Umströmung	105
9.3. Zusammenfassung	107
<b>10. Neuer Ansatz zur Simulation der Beladung einzelner Fasern</b>	<b>111</b>
10.1. CFD Simulationen der Strömung mit FLUENT	111
10.1.1. Simulationsgebiet: periodische Zelle	112

10.1.2. Gitter . . . . .	113
10.1.3. Typische Simulationsbedingungen . . . . .	114
10.2. Partikelbahnberechnung mittels Discret Phase Model . . . . .	116
10.3. Eigene Erweiterungen zur Modellierung der Beladungs- kinetik . . . . .	117
10.3.1. Rückwirkung abgeschiedener Partikeln auf die Strömung . . . . .	118
10.3.2. Modellierung des Sperreffekts . . . . .	120
10.3.3. Modellierung des Haftens/Abprallens . . . . .	121
10.3.4. Aufbau einer Partikelstruktur . . . . .	122
10.3.5. Örtlich zufällige Aufgabe der Partikeln . . . . .	123
10.3.6. Automatisierung der Simulationen zur Beladungs- kinetik . . . . .	125
10.3.7. Abscheidegradberechnung für beladene Fasern . . . . .	125
<b>11. Ergebnisse der Simulationen im Vergleich zur Literatur . . . . .</b>	<b>127</b>
11.1. Grundsätzlicher Einfluss der Partikelhaftung . . . . .	127
11.1.1. Morphologie der Partikelstruktur in Abhängig- keit des Restitutionskoeffizienten . . . . .	128
11.1.2. Mittlere Packungsdichte . . . . .	128
11.1.3. Abscheidegrad . . . . .	130
11.1.4. Druckverlust . . . . .	132
11.1.5. Zusammenfassung . . . . .	133
11.2. Vergleich mit Experimenten . . . . .	133
11.3. Vergleich mit anderen Simulationsergebnissen . . . . .	137
11.4. Zusammenfassung . . . . .	139
<b>12. Parametervariation zur Beladungskinetik mit Latex-Partikeln . . . . .</b>	<b>141</b>
12.1. Einfluss der Anströmgeschwindigkeit bzw. Stokeszahl . . . . .	141
12.1.1. Partikelstruktur als Funktion der Anströmgeschwin- digkeit . . . . .	141
12.1.2. Mittlere Packungsdichte als Funktion der Anström- geschwindigkeit . . . . .	145
12.1.3. Abscheidegrad als Funktion der Anströmgeschwin- digkeit . . . . .	146
12.1.4. Druckverlust als Funktion der Anströmgeschwin- digkeit . . . . .	147
12.2. Einfluss des Zufallsgenerators auf Ergebnisse zur Bela- dungskinetik . . . . .	149

12.2.1. Partikelstruktur und mittlere Packungsdichte für unterschiedliche Startwerte des Zufallsgenerators . . . . .	150
12.2.2. Abscheidegrad für verschiedene Startwerte des Zufallsgenerators . . . . .	150
12.2.3. Druckverlust für verschiedene Startwerte des Zufallsgenerators . . . . .	152
12.3. Zusammenfassung . . . . .	153
<b>13. Ergebnisse zur Beladungskinetik für Kalksteinpartikeln</b>	<b>155</b>
13.1. Unterschiede zu Latex-Partikeln . . . . .	155
13.2. Einfluss der Stokeszahl auf die Beladungskinetik . . . . .	156
13.2.1. Partikelstruktur und mittlere Packungsdichte in Abhängigkeit der Stokeszahl . . . . .	156
13.2.2. Abscheidegrad . . . . .	160
13.2.3. Druckverlust . . . . .	162
13.3. Zusammenfassung . . . . .	163
<b>14. Ausblick zum Clogging</b>	<b>165</b>
14.1. Grenzen des Einzelfaseransatzes . . . . .	165
14.2. Beladung einer regelmäßigen dichten Faseranordnung . . . . .	166
 <b>III. Zusammenfassung, Symbolverzeichnis, Literaturverzeichnis</b>	 <b>171</b>
<b>15. Zusammenfassung</b>	<b>173</b>
<b>16. Symbolverzeichnis</b>	<b>177</b>
<b>17. Literaturverzeichnis</b>	<b>181</b>



# 1. Einleitung

Die *Tiefenfiltration* ist für all jene technischen Anwendungen ein klassisches Verfahren zur Abscheidung von Partikeln aus Fluiden, bei welchen die Partikeln nur in mäßiger Konzentration (einige  $\text{mg/m}^3$ ) vorkommen oder der Druckverlust sehr gering sein soll (VDI 3677 Blatt 2). Handelsübliche Tiefenfiltermedien sind aus Wirrfaserstrukturen mit einer Porosität von über 95% aufgebaut. Die hohe Porosität gewährleistet den geringen Druckverlust des durchströmten Filters; umgekehrt haben aber geringe Packungsdichteschwankungen von einigen Prozentpunkten schon erheblichen Einfluss auf den Druckverlust eines unbeladenen Filters (siehe Grundlagen Filtertechnik Kap. 2 und 3). So konnten sowohl Schweers (1993) als auch Mölter und Fissan (1997a) und Brown (1994) zeigen, dass nur unter Berücksichtigung der lokalen Packungsdichteunterschiede im Filtermedium eine sinnvolle Vorhersage des anfänglichen Druckverlustes möglich ist (Kap. 2.2.3). Der Einfluss der fertigungsbedingt lokal unterschiedlichen Packungsdichte überwiegt dabei die Einflüsse anderer Faktoren wie z.B. der Faserorientierung (Kap. 2.2.3). Deshalb wird zur Druckverlustberechnung von unbeladenen faserigen Medien neben dem Faserdurchmesser  $D_F$ , der den Strömungswiderstand einer einzelnen Faser bestimmt (Kap. 2), fast ausschließlich die anfängliche Packungsdichteverteilung als weitere „geometrische“ Einflussgröße verwendet (Kap. 2.3).

Die Bestimmung der lokalen Packungsdichte eines sehr porösen Filtermediums stellt sich daher bis heute als zentrale Aufgabe zur Mediencharakterisierung dar, die bisher jedoch nicht zufriedenstellend gelöst ist. Heute übliche Verfahren (Kap. 4) bedingen die Zerstörung des Filtermediums und werten zudem nur 2D Schnittflächen auf Basis von Raster-Elektronen-Mikroskop (REM) Aufnahmen aus (z.B. Schmidt und Löffler, 1990). Diese Vorgehensweise ist nicht nur sehr aufwendig, sie macht vor allem das Wiederverwenden der Probe für Experimente zum Betriebsverhalten von Filtern unmöglich. Eine Verifizierung von Modellen zur Beladungskinetik anhand einer a priori bekannten Packungsdichteverteilung ist somit unmöglich. Nur zerstörungsfreie Verfahren erlauben es, die lokale Packungsdichteverteilung eines Mediums zu bestimmen, das anschließend in Experimen-

## 1. Einleitung

ten verwendet werden kann.

Die Messmethode des Magnetic Resonance Imaging (MRI) bietet, wie [Rembor \(2001\)](#) erstmals aufzeigte, die Möglichkeit einer zerstörungsfreien Ermittlung der Packungsdichteverteilung eines Tiefenfiltermediums. Andere tomographische Verfahren wie Röntgen- ([Mascio und Fonseca De Arruda, 2001](#)) oder Synchrotron-Tomographie ([Bloch, 2004](#), [Thibault, Cloetens, Bloch und Peyrin, 2004](#)) scheinen grundsätzlich auch geeignet; ihre Anwendung zur Packungsdichtebestimmung bei Tiefenfiltermedien ist jedoch noch nicht so weit entwickelt, da sie bisher nicht wie MRI ([Buggisch, Hardy, Heinen und Tilling, 2004](#)) in einem Forschungsverbund mit Ingenieurwissenschaften eingesetzt wurden.

Die Schwierigkeit all dieser zerstörungsfreien und bildgebenden 3D Verfahren ist die Quantifizierung der Daten. So zeigte [Weber \(2001\)](#) in seiner Diplomarbeit, dass mit der allein auf MRI Messdaten quantifizierten Packungsdichte höhere Druckverluste berechnet werden, als in Experimenten gemessen. Doch welche Datenverarbeitung ist notwendig und vor allem wie können die MRI Messdaten der lokalen Packungsdichte geeignet verifiziert werden?

Um diese Fragen neben anderen zu beantworten, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neues Konzept zur „Bestimmung der lokalen Packungsdichte aufgrund von quantitativen MRI Messungen zur lokalen Faserstruktur“ aufgestellt, das nach den Grundlagen zur Filtertechnik im 2. Teil der Arbeit dargelegt wird. Schlüssel dazu ist die Wahl einer Auflösung der MRI, welche die lokale Identifizierung von einzelnen Fasern erlaubt. Im Idealfall kann dann, basierend auf der quasi binären Information, ob ein Volumenelement mit Fasermaterial gefüllt ist oder leer ist, eine lokale Packungsdichte für beliebig gewählte größere Volumenelemente ausgerechnet werden. Das genaue Vorgehen und die Problematik der Anwendung der MRI auf handelsübliche Filtermedien wird in [Kap. 6](#) ausführlich dargestellt. Die Verifizierung der Ergebnisse zur Packungsdichtebestimmung mit der quantitativen MRI basierend auf der Faserstruktur werden zeigen, dass sinnvolle Ergebnisse erzielt werden, wenn die Auflösung der MRI in der Größenordnung des Faserdurchmessers liegt ([Kap. 7.3](#)). Darüberhinaus wird gezeigt, dass sich mit dieser neuen Methode nun der Druckverlust in guter Übereinstimmung mit Experimenten vorhersagen lässt ([Kap. 7.4](#)).

In dieser Arbeit wird folglich zum ersten Mal eine Methode dargestellt, die zerstörungsfrei und verifizierbar die lokale Packungsdichte einer Filtermedienprobe als 3D Datensatz bestimmt. Die Auswer-

tung eines solchen Datensatzes erlaubt es nun erstmalig, grundsätzliche Fragen der Filtermodellierung zu diskutieren: Wie wichtig ist die 3D Information der räumlichen Anordnung? Kann vereinfachend die Filterprobe durch eine zufällige Anordnung der mit MRI bestimmten Packungsdichteverteilung modelliert werden (Kap. 8.1)? Welche Zellengröße ist für das in der Filtertechnik übliche Zellenmodell (Kap. 2.3) sinnvoll (Kap. 8.2)? Die so gewonnenen Erkenntnisse zur Bestimmung der lokalen Packungsdichteverteilung in einer Filterprobe und zur Einbringung dieser Daten in das zur Simulation von Filtern übliche Zellenmodell sind notwendig für die Modellierung unbeladener Filter.

Doch was geschieht, sobald der Tiefenfilter zur Partikelabscheidung eingesetzt wird und seinem Zweck entsprechend Partikeln aus dem Gasstrom im Innern des Mediums abscheidet? Mit gängigen Formeln für ausgewählte Bedingungen kann nur der Abscheidegrad des unbeladenen Filters bestimmt werden (Kap. 3). Dieser ändert sich aber ebenso wie der Druckverlust fortwährend mit zunehmender Beladung. Eine a priori Vorhersage der Beladungskinetik, sprich der Änderung des Abscheidegrades und des Druckverlustes, ist bis heute nicht möglich. Für die Änderung des Abscheidegrades gibt es zwar einige wenige empirische Formeln, die in aufwendigen experimentellen Arbeiten bestimmt wurden und die eine lineare Abhängigkeit von der an der Faser abgeschiedenen Partikelmasse annehmen (Kap. 9.1.2). Sie gelten jedoch nur für sehr spezielle Fälle.

Wie kritisch jedoch die Beladungskinetik auf unterschiedliche Betriebsbedingungen reagiert, konnten Rembor und Kasper (1999) anhand von KLRM Aufnahmen zur Struktur der abgeschiedenen Partikeln bei gleichen Stokeszahlen für jedoch unterschiedliche Partikelgrößen zeigen. Nach den experimentellen Beobachtungen von Kanaoka (1998) zu Partikelanlagerungen an Einzelfasern sollte bei gleicher Stokeszahl die Form auch gleich sein; die Strukturen dürften sich nur aufgrund der verschiedenen Sperreffektparameter in ihrer Porosität unterscheiden. Dies wurde jedoch in den aufwendigen Experimenten nicht bestätigt. Es scheint folglich weiterer Parameter (Partikelhaftung?) zu bedürfen, um die Beladungskinetik eindeutig zu charakterisieren. Um dies zu klären, ist zuerst ein besseres Verständnis der Mikrophänomene beim Aufbau der Partikelstruktur an der Faser notwendig.

Simulationen bieten einen guten Zugang zum Verständnis der Vorgänge beim Aufbau von Partikelstrukturen, da im Gegensatz zu den sehr aufwendigen und mühevollen Experimenten einzelne Parameter

## 1. Einleitung

einfacher und gezielter variiert werden können. *Conditio sine qua non* ist jedoch die Wahl einer geeigneten Modellierung.

Erste Modelle zum Strukturaufbau berücksichtigten nicht den Einfluss der abgeschiedenen Partikeln auf die Strömung (Kap. 9.2.1). Basierend auf dem anfänglichen Strömungsfeld um die unbeladene Faser führten z.B. [Kanaoka, Emi und Myojo \(1980\)](#) zahlreiche Simulationen zur Änderung des Abscheidegrads aufgrund der Blockade durch schon abgeschiedene Partikeln durch. Sie stellten einen linearen Zusammenhang zwischen der Änderung des Abscheidegrades und der abgeschiedenen Partikelmasse fest. In mit zunehmender Computerleistung möglich gewordenen Lattice-Boltzmann Simulationen konnten [Filippova und Hänel \(1998\)](#) jedoch aufzeigen, dass die Berücksichtigung der Änderung des Strömungsfeldes aufgrund der abgeschiedenen Partikeln die Charakteristik der simulierten Beladungskinetik beeinflusst: Ohne Berücksichtigung der Änderung des Strömungsfeldes steigt der Abscheidegrad stetig an; mit Neuberechnetem Strömungsfeld bleibt er ab einer gewissen Beladung konstant. Der Einfluss der Partikelstruktur auf die Strömung kann daher nicht länger vernachlässigt werden. Darüberhinaus sollte, wie [Konstandopoulos, Kostoglou und Rosner \(1998\)](#) aufzeigten, berücksichtigt werden, dass für größere Stokeszahlen das Haften bzw. Abprallen der Partikeln die Form der Partikelstruktur beeinflusst. Ein Simulationsmodell, das all dies beim Strukturaufbau berücksichtigt, existiert bisher noch nicht.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher ein neues Konzept zur Simulation des Strukturaufbaus aus einzelnen Partikeln durch die Abscheidung an einzelnen Fasern aufgestellt und unter dem CFD Programm FLUENT umgesetzt (Kap. 10). Um die Ergebnisse überprüfen zu können, wurden ähnliche Bedingungen wie bei den Experimenten von [Rembor \(2001\)](#) ausgewählt. Die Simulationen beschränken sich daher ebenfalls auf den Trägheitsbereich, berücksichtigen jedoch erstmals sowohl die Rückwirkung der abgeschiedenen Partikelstruktur auf die Strömung als auch das Haften bzw. Abprallen der Partikeln. Damit die Simulationen zum Aufbau der Partikelstruktur unter FLUENT überhaupt durchgeführt werden konnten, musste das Programm durch eigene C-Routinen ergänzt werden. Diese notwendigen Erweiterungen werden in Kap. 10.3 ausführlich dargestellt und, wo nötig und möglich, anhand von Testsimulationen überprüft.

Diese neuen Möglichkeiten zur Simulation der Beladungskinetik unter Berücksichtigung des Einflusses der Partikelstruktur auf die Strömung sowie des Haftens bzw. Abprallens der Partikeln erlauben es nun, einige grundsätzliche Aspekte zur Modellierung des Struk-

turaufbaus zu diskutieren: Welchen Einfluss hat die Partikelhaftung auf die Form der Partikelstruktur (Kap. 11.1)? Welchen Einfluss hat die Berücksichtigung der Änderung des Strömungsfelds durch abgechiedene Partikeln (Kap. 11.3)?

Die gute qualitative Übereinstimmung zwischen bekannter experimentell beobachteter Form der Partikelstruktur und den Simulationsergebnissen (Kap. 11.2) wird es zudem erlauben, erstmalig die Beladungskinetik von unterschiedlich gut haftenden Latex- und Kalkstein-Partikeln zu untersuchen. Schwerpunktmäßig wird jeweils der Einfluss der Stokeszahl auf die Änderung der Morphologie der Partikelstruktur, des Abscheidegrades sowie des Druckverlustes mit zunehmender Beladung diskutiert.

Diese Simulationen werden alle nur für die Abscheidung an einer einzelnen (isolierten) Faser durchgeführt, da übliche Modellvorstellungen zum Ablauf der Filtration in einem Tiefenfilter davon ausgehen, dass sich anfänglich isolierte Partikelstrukturen an einzelnen Fasern aufbauen, die erst später zu einem Filterkuchen zusammenwachsen und zum Clogging führen. Was innerhalb des Filters am Clogging-Point vor sich geht oder gar welche Mikrophänomene zum Clogging des Filters führen, ist jedoch bis heute unbekannt. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Simulationsmöglichkeiten können nun erstmals dazu eingesetzt werden, um diesen Vorgang näher zu untersuchen. Wie an einem ersten und aus Gründen des Rechenaufwandes immer noch sehr bescheidenen Beispiel für eine einfache Anordnung aus drei Faserreihen gezeigt wird, ließe sich nun mit der nötigen Computerleistung das Zulaufen eines Filters modellieren (Kap. 14). Solch eine genaue Analyse der Vorgänge am Clogging-Point bleibt jedoch weiteren Arbeiten vorbehalten.

In der nachfolgenden Arbeit wird daher der Versuch unternommen, die für die Simulation der Beladungskinetik von Tiefenfiltern benötigten Daten und Modelle zu erhalten. Zum einen ist es notwendig, a priori die lokale Packungsdichte in einer Filterprobe zu kennen, um später Simulation und Experiment für die gleiche Probe überprüfen zu können. Dies wird mit der neu entwickelten und verifizierten Methode zur Bestimmung der lokalen Packungsdichte innerhalb einer Filterprobe, basierend auf der mit quantitativer MRI gemessenen Faserstruktur, nun möglich. Zum anderen ist ein detailliertes Verständnis der Mikrophänomene bei der Beladung einzelner Fasern notwendig, da das in der Filtrationstechnik übliche Zellenmodell auf dem Einzelfaseransatz basiert. Dies wird mit den neu geschaffenen Möglichkeiten zur Simulation der Beladungskinetik unter

## 1. Einleitung

Berücksichtigung des Einflusses der abgeschiedenen Partikelstruktur auf die Strömung sowie des Haftens bzw. Abprallens der auftreffenden Partikeln erstmalig möglich. Um diese Fortschritte entsprechend darzustellen und einzuordnen, werden zunächst ab Kapitel 2 die allgemeinen Grundlagen der Filtertechnik zu Druckverlust- und Abscheidegradberechnung zusammengetragen und später in den jeweiligen Teilen die spezifischen Arbeiten zur bisherigen Strukturbestimmung (Kap. 4) bzw. bisherige experimentelle Untersuchungen und Simulationen zur Beladungskinetik (Kap. 9) diskutiert.

## 2. Grundlagen zur Druckverlustberechnung von Tiefenfiltern

Eine exakte Berechnung der Durchströmung und des daraus resultierenden Druckverlustes eines technisch eingesetzten Tiefenfilters würde die exakte Kenntnis des inhomogenen und komplexen Aufbaus des gesamten Mediums erfordern und wäre selbst mit der zur Zeit verfügbaren Rechenleistung noch nicht möglich. Somit müssen Vereinfachungen getroffen werden, die dennoch eine ausreichend genaue Simulation ermöglichen. Zur Modellierung der Durchströmung des porösen Filtermediums existieren zwei grundsätzlich verschiedene Ansätze: die *Kanaltheorie* und die *Widerstandstheorie*.

Die *Kanaltheorie* geht von der Vorstellung aus, dass die Fasern Poren bzw. Kapillaren bilden, deren Radius von der Packungsdichte abhängt. Für solch ein angenommenes System aus Poren wird nach Poiseuille der Druckverlust berechnet (Clarenburg und Piekaar, 1968, Clarenburg und Schiereck, 1968). Die Anwendung dieses Konzepts auf Tiefenfilter scheint jedoch grundsätzlich problematisch, da bei der geringen Packungsdichte die Fasern geometrisch keine Poren begrenzen oder gar die Wände von Kapillaren bilden. Die *Widerstandstheorie* hingegen ist allgemein anerkannt. Sie geht davon aus, dass der Druckverlust aus der Summe der Strömungswiderstände der einzelnen Filterfasern resultiert.

Im folgenden Kapitel 2.1 wird kurz auf die grundlegenden Gleichungen der Widerstandstheorie am einfachen Beispiel eines homogen aufgebauten Filtermediums eingegangen. Handelsübliche Filtermedien besitzen jedoch sowohl produktionsbedingt als auch zur Optimierung der Beladungskinetik einen inhomogenen Aufbau der Faserstruktur. In der Literatur wird diese Inhomogenität üblicherweise mittels einer Matrix lokaler Packungsdichten beschrieben, da sie sich neben dem Faserdurchmesser als maßgebliche Einflussgröße herauskristallisiert hat (Kap. 2.2.3). Deshalb werden verschiedene Ansätze vorgestellt, um die lokale Faseranordnung mittels der Packungsdichte zu berücksichtigen. Ausgehend von der regelmäßigen Anordnung (Kap. 2.2.2) wird über in 2D zufälligen Anordnungen (Kap. 2.2.3) der Fortschritt zum heutzutage üblichen 3D Zellenmodell (Kap. 2.3) auf-

## 2. Grundlagen zur Druckverlustberechnung von Tiefenfiltern

gezeigt. Kombiniert mit der Theorie zur Abscheidung von Partikeln an Einzelfasern (Kap. 3) erlaubt das 3D Zellenmodell darüber hinaus, die Abscheidung in inhomogenen Filter zu berechnen.

Das Zellenmodell (Kap. 2.3) ist daher der zentrale Ansatz für die Simulation der Beladungskinetik. Um diese letztlich zu simulieren, müssen zuvor sowohl die lokalen Packungsdichten im Filter (Teil I) als auch die Entwicklung von Druckverlust und Abscheidegrad einer Einzelfaser mit zunehmender Beladung (Teil II) bekannt sein. Diesen beiden bisher nur unzureichend bekannten Teilen widmet sich die weitere Arbeit im Anschluss an die nachfolgende Darstellung der Grundlagen zu Druckverlust und Abscheidegrad.

### 2.1. Widerstandstheorie für Einzelfasern

Für die Druckverlustberechnung eines Tiefenfilters wird im einfachsten Fall angenommen, dass alle Fasern den gleichen Durchmesser haben, das Medium homogen aufgebaut ist und die Fasern gleich angeströmt werden. Der Widerstandsbeiwert  $c_D$  ist somit für alle Fasern gleich. Damit ergibt sich als Summe der Widerstandskräfte aller Einzelfasern die Widerstandskraft  $F_D$  des Filtermediums:

$$F_D = \Delta p A = \frac{\rho v^2}{2} c_{D_0} A_{F_0}, \quad (2.1)$$

mit:  $\Delta p$  Druckverlust,  $A$  Anströmquerschnittsfläche des Filters,  $F_D$  Summe der Widerstandskräfte aller Fasern,  $v$  Anströmgeschwindigkeit des Filters,  $\rho$  Dichte der Luft,  $c_{D_0}$  Widerstandsbeiwert einer umströmten Faser,  $A_{F_0}$  Projektionsfläche aller Fasern in Strömungsrichtung. (Der Index 0 kennzeichnet den unbeladenen Zustand des Filters.)

Die angeströmte Projektionsfläche  $A_{F_0}$  der Fasern (Durchmesser  $D_{F_0}$ ) parallel zur Strömung beträgt für monodisperse Fasern:

$$A_{F_0} = D_{F_0} L_{FV_0}. \quad (2.2)$$

Die Gesamtlänge  $L_{FV_0}$  aller Fasern im Volumen wird aus der Packungsdichte  $\alpha_0$  berechnet:

$$L_{FV_0} = \frac{\alpha_0 A z}{\frac{\pi}{4} D_{F_0}^2}, \quad (2.3)$$

wobei  $z$  die Dicke des Filters ist.

## 2.2. Einfluss der Faseranordnung auf den Druckverlust

Nach Einsetzen von 2.2 und 2.3 in 2.1 ergibt sich:

$$\frac{\Delta p}{z} = \frac{\rho v^2}{2} c_{D_0} \frac{\alpha_0}{\frac{\pi}{4} D_{F_0}}. \quad (2.4)$$

Die geometrischen Parameter (Faserdurchmesser  $D_{F_0}$ , Packungsdichte des Filters  $\alpha_0$ , Dicke des Filters  $z$ ) sowie die Anströmgeschwindigkeit sind entweder bekannt oder direkt messbar. Der Widerstandsbeiwert  $c_{D_0}$  jedoch ist keine direkt messbare oder allgemein bekannte Größe. Er hängt von der Art der Umströmung  $f(Re)$  und damit dem Einfluss benachbarter Fasern ab. Üblicherweise wird dieser Einfluss, wie die nachfolgenden Kapitel zeigen werden, durch die Packungsdichte im lokalen Umfeld der Einzelfasern beschrieben.

## 2.2. Einfluss der Faseranordnung auf den Druckverlust

In handelsüblichen Tiefenfiltermedien sind die Fasern keineswegs homogen verteilt und alle Fasern quer zur Anströmung und parallel zueinander ausgerichtet, wie für den einfachen Fall zur Darstellung der Widerstandstheorie angenommen wurde (Kap. 2.1). Zwar sind in realen Filtermedien die Fasern produktionsbedingt vorwiegend quer zur Strömungsrichtung ausgerichtet (Kap. 2.2.1), jedoch liegen sie zufällig in der Ebene quer zur Anströmung und sind häufig zur Optimierung des Filters unterschiedlich dicht angeordnet. Dies wird in den gängigen Ansätzen zur Druckverlustberechnung berücksichtigt: für eine regelmäßige Anordnung mittels eines hydrodynamischen Faktors (Kap. 2.2.2) und für eine unregelmäßige Anordnung mittels der lokalen Packungsdichte (Kap. 2.2.3). Bevor dies dargestellt und diskutiert wird, soll zuvor im nächsten Kapitel anhand von Literaturangaben dargelegt werden, dass davon ausgegangen werden kann, dass üblicherweise die Fasern quer zur Strömung ausgerichtet sind (Kap. 2.2.1).

### 2.2.1. Exkurs: Experimentelle Untersuchungen in der Literatur zur Faserorientierung

Als Maß für die Orientierung der Fasern wurde von Schweers (1993) der Winkel zur Hauptströmungsrichtung bestimmt. Für die untersuchten Tiefenfiltermedien ergaben sich mittlere Winkel zwischen  $62^\circ$  und  $74^\circ$ . Damit bestätigte sich, dass die Fasern produktionsbedingt bevorzugt quer zur Strömung ausgerichtet sind. Die Berücksichtigung

## 2. Grundlagen zur Druckverlustberechnung von Tiefenfiltern

der gemessenen unterschiedlichen Orientierung der Fasern würde den Druckverlust nach Banks (1987) um ungefähr 14% reduzieren. Damit läge der theoretische Druckverlust zwar etwas näher am experimentell gemessenen (ca. 50% geringer), für eine genaue Vorhersage des Druckverlustes müsste jedoch immer noch die lokale Packungsdichteverteilung berücksichtigt werden.

Ähnliche Untersuchungen zur Gewinnung lokaler Daten führten Mölter und Fissan (1997b, 1995a,b,c) an Glasfaserfiltermedien mit vorwiegend geraden Fasern und einer breiten Verteilung des Faserdurchmessers durch. Hier zeigte sich ebenfalls, dass produktionsbedingt die Fasern überwiegend quer zur Strömung ausgerichtet sind.

Vaughan und Brown (1996) untersuchten ebenfalls sehr ausführlich die Faserstruktur von verschiedenen Filtermedien. Sie ermittelten Anstellwinkel der Fasern zur Anströmrichtung von  $73^\circ \pm 12^\circ$ . Damit sind die Fasern wiederum bevorzugt quer zur Anströmung ausgerichtet.

Somit ist festzuhalten, dass bei diesen Tiefenfiltermedien die Fasern zwar werr angeordnet sind, jedoch nur in einer Ebene quer zur Strömungsrichtung, in der sie beliebig verteilt und angeordnet liegen. Dies ist produktionsbedingt. Durch Eindüsen des Fasermaterials in einen Luftstrom bilden sich die einzelnen Fasern. Diese werden durch die Scherwirkung des Luftstroms gestreckt, zugleich mit ihm und aufgrund der Schwerkraft in Richtung eines Trägers transportiert und dort abgelegt. Durch Ablegen mehrerer Fasern übereinander wird ein Filtermedium aufgebaut. Da die Fasern zum Aufbau des Mediums auf einem Träger oder schon abgeschiedenen Fasern abgelegt werden, liegen sie alle in Schichten übereinander und haben folglich eine bevorzugte Ausrichtung, die nach dem Einbau des Filters quer zur Anströmungsrichtung steht. In 2D Schnitten längs der Strömung durch den Filter erscheinen diese Fasern dann alle als quer zur Strömung ausgerichtet, obwohl sie untereinander in beliebigen Winkeln stehen können. Für 2D Modelle erlaubt dies jedoch vereinfachend, die Orientierung der Fasern in Simulationsmodellen vorerst zu vernachlässigen und anzunehmen, dass die Fasern stets quer zur Anströmung angeordnet sind.

### 2.2.2. Ideal regelmäßige Faseranordnung: hydrodynamischer Faktor

Wird angenommen, dass die Fasern alle quer zur Strömungsrichtung und zueinander parallel angeordnet sind, so kann die Strömung ver-

## 2.2. Einfluss der Faseranordnung auf den Druckverlust

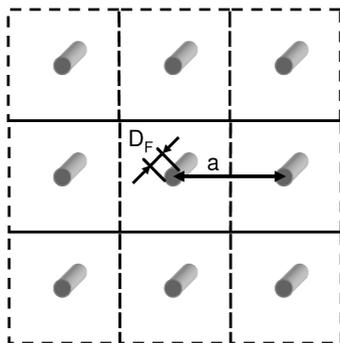


Abb. 2.1.: Schematische Darstellung der regelmäßigen Anordnung von Fasern

Tab. 2.1.: Relativer Abstand zwischen Fasern in regelmäßiger Anordnung für vorgegebene Packungsdichten  $\alpha_0$

$\alpha_0$	0,005	0,01	0,015	0,02	0,05
$a/D_F$	12,5	8,9	7,2	6,3	4,0

einfach als eben betrachtet werden. Die Berechnung des Widerstandsbeiwertes reduziert sich dann auf 2D Strömungsfelder. Aufgrund der geringen Packungsdichte liegen die Abstände zwischen den Fasern üblicherweise beim 4- bis 10-fachen des Faserdurchmessers (Abb. 2.1 und Tab. 2.1). Für die bei Tiefenfiltern üblichen kleinen Reynoldszahlen ( $Re < 50$ ) kann angenommen werden, dass sich für jede einzelne Faser das gleiche typische Strömungsgebiet ausbildet, wenn die Fasern regelmäßig angeordnet sind.

Zur Berechnung des Widerstandsbeiwertes einer einzelnen Faser in einer gleichmäßigen einfachen Anordnung wurden Stromfunktionen für ein ausgewähltes und repräsentatives Gebiet um eine Faser als analytische Gleichungen entwickelt. Eine Übersicht der analytischen Lösungen für kleine Reynoldszahlen ist von [Kirsch und Fuchs \(1967\)](#) zusammengetragen worden. Der Widerstandsbeiwert berechnet sich in allen Fällen nach Gl. 2.5 mit jeweils unterschiedlichem hydrodynamischen Faktor  $H(\alpha)$  als Funktion der Packungsdichte:

$$c_{D_0} = \frac{8\pi}{\text{Re } H(\alpha)}. \quad (2.5)$$

## 2. Grundlagen zur Druckverlustberechnung von Tiefenfiltern

Die Lösung von [Kuwabara \(1959\)](#) stimmt nach [Kirsch und Fuchs \(1967\)](#) mit Experimenten am besten überein. Auch [Rao und Faghri \(1988\)](#) stellten eine gute Übereinstimmung des Modells von Kuwabara mit ihren numerischen Berechnungen fest. Nach [Kuwabara \(1959\)](#) beträgt für  $Re < 1$  der hydrodynamische Faktor:

$$H_{Ku}(\alpha) = -\frac{1}{2} \ln \alpha - \frac{3}{4} + \alpha - \frac{\alpha^2}{4}, \quad (2.6)$$

für  $0,005 < \alpha < 0,2$ ,  $Re < 5$  und  $Kn < 0,001$ .

Für einen erweiterten Re Bereich entwickelte [Schweers \(1993\)](#) durch Interpolation von Literaturdaten folgende Gleichung:

$$c_{D_0} = \frac{8\pi}{ReH_{Ku}} \alpha^{-0,053(\lg(5 Re))^{2,16}}, \quad (2.7)$$

für:  $0,2 < Re < 20$ ;  $0,001 < \alpha_0 < 0,2$ ,  $Kn \ll 1$ .

### 2.2.3. Unregelmäßige Faseranordnung: lokale Packungsdichte

Die bisherigen Gleichungen setzen eine gleichmäßige und regelmäßige Anordnung der Fasern voraus. In handelsüblichen Medien sind die Fasern jedoch unregelmäßig angeordnet, aber nicht rein zufällig im Raum verteilt, da sie i.d.R. bevorzugt quer zur Anströmung ausgerichtet sind ([Abb. 2.2](#) und [Kap. 2.2.1](#)). Die Fasern können daher vereinfacht als unendlich lange Zylinder betrachtet werden, die – im Unterschied zur regelmäßigen Anordnung – in der Schnittebene parallel zur Anströmung zufällig angeordnet sind. So kann die Strömung weiterhin für die 2D Schnittebene berechnet werden.

In [Abb. 2.3](#) zeigt sich deutlich, dass benachbarte Fasern die Strömung wesentlich beeinflussen. Die Strömungsgebiete um einzelne Fasern können bei unregelmäßiger Anordnung auch ineinander übergehen. Dies ist zu berücksichtigen, wenn der Druckverlust von realen Filtermedien berechnet werden soll.

Die Berücksichtigung einer derartig „zufälligen“ Faseranordnung setzt jedoch voraus, dass eine geeignete Größe bestimmt werden kann, welche die „Unordnung“ beschreibt. Die numerischen Simulationen von [Nagel und Buggisch \(1996\)](#), [Günter \(1998\)](#), [Lehmann, Mironescu, Buggisch und Kasper \(2000\)](#) sowie [Mironescu u. a. \(2000\)](#) brachten keine eindeutige geometrische Größe hervor. Andere (s.u.) versuchten erst gar nicht eine Beschreibung der zufälligen Anordnung durch einen neuen Parameter, sondern berücksichtigten die Inhomogenität, indem das Filtermedium als Anordnung kleiner Zellen mit jeweils

## 2.2. Einfluss der Fasernanordnung auf den Druckverlust

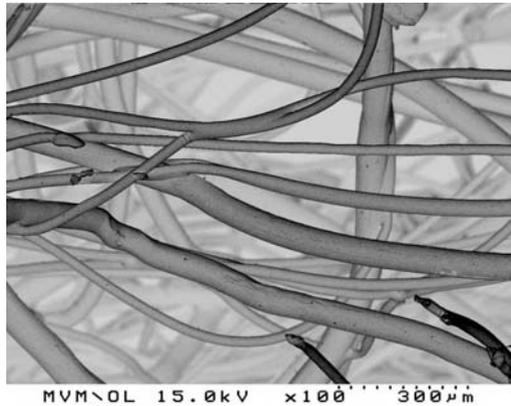


Abb. 2.2.: REM Aufnahme eines Filtermediums: mittlere Packungsdichte ca. 1,5 %, Faserdurchmesser 31  $\mu\text{m}$  (40 %) und 52  $\mu\text{m}$  (60 %)

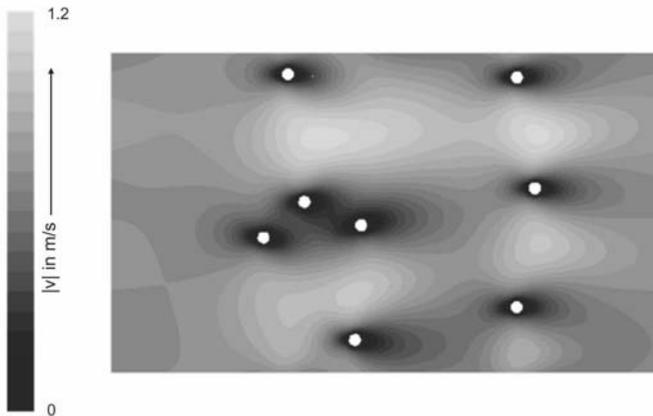


Abb. 2.3.: Mit FLUENT berechneter Geschwindigkeitsbetrag in einer periodischen Zelle mit zufällig angeordneten Fasern ( $D_F = 20 \mu\text{m}$ ) bei  $Re = 1$  und  $\alpha_0 = 0.005$  (Mironescu, Lehmann und Kasper (2000), siehe Text)

## 2. Grundlagen zur Druckverlustberechnung von Tiefenfiltern

homogener Packungsdichte (s. Zellenmodell Kap. 2.3) angenommen wird. Aber wie klein darf die Zelle sein, wie viele Fasern sollte sie enthalten, um die Inhomogenität mittels einer lokalen Packungsdichte ausreichend genau zu berücksichtigen? Im Folgenden sollen zwei Arbeiten diskutiert werden, die für 2D Faseranordnung untersuchen, wie sich anhand von lokaler Größen die Genauigkeit der Druckverlustberechnung verbessern läßt.

Mölter und Fissan (1997a) berechneten numerisch den Druckverlust für eine Poisson-verteilte Faseranordnung. Sie unterteilten dazu – ähnlich wie beim 3D Zellenmodell (Kap. 2.3) – das ebene 2D Strömungsgebiet in gleichgroße kleine Rechtecke. Die Kantenlänge der Elementarzellen wurde so gewählt, dass im Mittel eine Verteilung von einer Faser pro Zelle erwartet werden konnte. Sie variierten anschließend für Simulationen die Kantenlänge der Zellen, indem Zellen zusammengefasst wurden. Für die einzelnen Zellen wurde jeweils eine homogene Anordnung der Fasern angenommen und eine sich daraus ergebende mittlere Packungsdichte in Abhängigkeit der Zellengröße berechnet. Allein die Packungsdichte  $\alpha_{\text{cell}}$ , beschreibt somit die Faseranordnung. Sie konnten feststellen, dass für eine Abweichung beim Druckverlust von weniger als 1 % die Kantenlänge nicht mehr als vervierfacht werden durfte. Wurde die Zelle zu groß gewählt, d.h. die Inhomogenität des Filters nicht ausreichend berücksichtigt, so konnte der Druckverlust nicht mehr in guter Übereinstimmung mit feineren Auflösungen berechnet werden. Dies zeigt die Sensibilität der Druckverlustberechnung auf die lokale Packungsdichte im Filtermedium.

Nicht numerisch, sondern analytisch löste Brown (1994) durch Minimierung des Energieverlustes die Stromfunktion als komplexe Fourier-Reihe für in 2D zufällig angeordnete Fasern. Die unregelmäßige Faseranordnung wird von ihm ebenfalls nur durch eine lokale Packungsdichte beschrieben, die Eingang in seine Stromfunktion findet. Diese Packungsdichte wurde für unterschiedlich groß gewählte Aufteilungen der Faseranordnung berechnet und die berechneten Druckverluste anschließend verglichen. Um nur eine geringe Abweichung im Druckverlust zu haben, durfte auch er das Gebiet zur lokalen Packungsdichteberechnung nicht größer wählen, als dass maximal vier benachbarte Fasern enthalten waren.

Ob die Beschreibung der Wirrfaserstruktur eines Filtermediums mittels der lokalen Packungsdichte ausreichend ist oder ob noch weitere Faktoren, wie z.B. Faserorientierung, berücksichtigt werden müssen, untersuchte Schweers (1993, Schweers und Löffler (1994)) mittels 3D Simulationen mit dem Zellenmodell (2.3). Sie nahm hierfür zufäl-

lige Verteilungen von Packungsdichte, Faserdurchmesser sowie Anströmwinkelverteilung an. Sie kommt zu dem Schluss, dass im Vergleich zum Einfluss der Packungsdichte und des Faserdurchmessers der Effekt der Faserorientierung auf den Druckverlust gering ist. Hinsichtlich der Abscheidung sei der Einfluss der Faserorientierung sogar vernachlässigbar klein. Deshalb wird üblicherweise ein Filtermedium allein durch Faserdurchmesser- und lokale Packungsdichteverteilung beschrieben.

Insgesamt kann festgehalten werden, dass benachbarte Fasern und damit die Faseranordnung Einfluss auf den Druckverlust haben. Diese lokalen Effekte können durch eine lokale Packungsdichte berücksichtigt werden. Das Filtermedium wird daher üblicherweise – wie im folgenden Kapitel 2.3 ausgeführt – als Anordnung von Zellen mit jeweils lokaler Packungsdichte modelliert. Die Zellengröße sollte dabei zumindest für 2D Simulationen so gewählt werden, dass eine Zelle im Mittel maximal vier Fasern enthält.

### 2.3. Modellierung des Gesamtdruckverlustes eines Filters mittels Zellenmodell

Zur realistischen Modellierung von Tiefenfiltern wird, wie eben gezeigt, ein Zellenmodell eingesetzt. Es unterteilt das Filtermedium in kleine Volumenelemente (Zellen), die selbst als homogen betrachtet werden. Durch dieses „Eier-im-Keller-Prinzip“ wird der unbekannte Zustand des inhomogenen Filteraufbaus auf den bekannten Zustand homogener Faseranordnung in den Zellen zurückgeführt. Mit den oben aufgeführten Gleichungen kann dann der Druckverlust in Abhängigkeit der lokalen Packungsdichte berechnet werden.

Erste 2D Versionen dieses Zellenmodells wurden von Lajos (1985) zur Strömungssimulation von inhomogenen Filtermedien erfolgreich umgesetzt. Eine 3D Variante nicht nur zur Berechnung des Druckverlustes sondern auch des Anfangsabschidegrades realer Filtermedien wurde von Schweers (1993) veröffentlicht. Schweers (1993) und Schweers und Löffler (1994) führten zahlreiche Untersuchungen zum Einfluss verschiedener Strukturparameter wie lokale Packungsdichte, Anströmwinkel der Fasern etc. durch, auf die in Kap. 2.2.3 gesondert eingegangen wird, wenn in die neue Methode zur Packungsdichtebestimmung aufgrund der mit quantitativer MRI gemessenen Faserstruktur eingeführt wird. Hier sollen nur die Grundzüge des Zellenmodells aufgezeigt werden.

## 2. Grundlagen zur Druckverlustberechnung von Tiefenfiltern

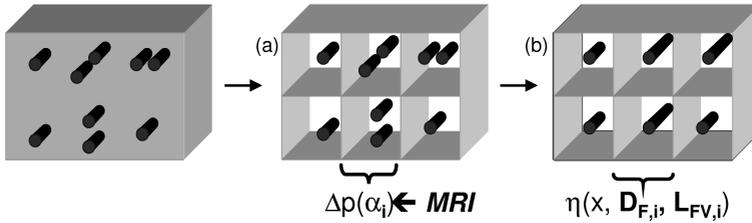


Abb. 2.4.: Konzept des Zellenmodells: Unterteilung des Filters in einzelne Zellen mit (a) lokaler Packungsdichte und (b) mit Einzelfasern äquivalenter Länge

Abb. 2.4 zeigt schematisch das dem Zellenmodell zugrunde liegende Konzept. Das Filtermedium wird nicht als homogene Blackbox modelliert, sondern in einzelne kleinere Zellen aufgeteilt. Für jede Zelle wird eine konstante (lokale) Packungsdichte angenommen. Auch sind Durchmesser, Orientierung etc. der Fasern für jede einzelne Zelle gleich. In benachbarten Zellen können diese lokalen Parameter verschieden sein. So kann durch Vorgabe von Verteilungen die Inhomogenität beschrieben werden (Schweers und Löffler, 1994). Interessanter wäre es jedoch, die wirkliche 3D Matrix der lokalen Packungsdichten einer Filterprobe zu verwenden. Um dies zu ermöglichen, wird in Teil I eine Methode zur zerstörungsfreien Packungsdichtemessung im Filter entwickelt und vorgestellt (Kap. 6).

Trotz des regen Einsatzes des Zellenmodells sind bis heute einige grundsätzliche Punkte unklar, z.B. ist für 3D unbekannt, welche Zellenlänge in Abhängigkeit des Faserdurchmessers sinnvollerweise gewählt werden sollte. Aufgrund der geringen Packungsdichte von wenigen Prozent beträgt der typische Abstand zwischen Fasern das 4- bis 10-fache des Faserdurchmessers (Tab. 2.1). Eine Kantenlänge der Zellen in dieser Größenordnung würde das Filter in einzelne Zellen mit in der Regel einer Faser unterteilen. Nach den 2D Berechnungen können aber Bereiche mit bis zu vier Fasern zusammengefasst werden (Kap. 2.2.3). Somit wäre eine Zellenkantenlänge von 4- bis 10-mal dem Faserdurchmesser „zulässig“. Für 3D Simulationen ist die optimale Kantenlänge jedoch noch nicht bekannt. In der Praxis wird daher bisher die Größe einer Zelle eher durch Vorgaben der Rechenleistung bestimmt (Rembor, 2001). Welche Größe jedoch notwendig ist,

wird nun erstmalig für 3D Simulationen im Rahmen der Ergebnisse der neuen Methode zur Bestimmung der lokalen Packungsdichte diskutiert (Kap. 8.2). Damit kann dann das Zellenmodell sinnvoll eingesetzt werden, solange eine exakte Modellierung der Wirrfaserstruktur nicht notwendig oder technisch noch nicht möglich ist.

Zusätzlich wird, wie in Abb. 2.4 gezeigt, beim Zellenmodell für jede Zelle die Länge einer entsprechenden Einzelfaser ausgerechnet (Gl. 2.3), da insbesondere die Simulation der Partikelabscheidung auf Ansätzen für eine einzelne Faser beruht (Kap. 3). Auf diese Art und Weise ist es möglich, Druckverlust  $\Delta p$  und anfänglichen Trenngrad  $T_0(x)$  eines inhomogenen Filtermediums mit den bekannten Ansätzen für homogene Filter bzw. Einzelfasern zu berechnen (Rembor, 2001, Lajos, 2002, Lehmann, Rembor und Kasper, 2002, Lehmann und Kasper, 2002a). Voraussetzung hierfür ist neben der Kenntnis der Berechnung des Abscheidegrades an Einzelfasern (ausführlich dargestellt in Kapitel 3) die Kenntnis der 3D Matrix der lokalen Packungsdichte im Filtermedium. Wie diese erstmalig zerstörungsfrei bestimmt werden kann, wird in Teil I ausgeführt. Um darüber hinaus die Beladungskinetik eines Filters zu simulieren, muss zusätzlich die Entwicklung von Abscheidegrad und Druckverlust mit zunehmender Beladung bekannt sein. Diesem Thema widmet sich der Teil II dieser Arbeit, in dem ein neuer Ansatz zur Modellierung der Beladungskinetik an Einzelfasern dargestellt wird.



### 3. Grundlagen zur Partikelabscheidung in Faserfiltern

Abgeschieden werden Partikeln im Innern eines un- oder schwach beladenen Tiefenfiltermediums an einzelnen Kollektoren (VDI 3677 Blatt 2), die bei Medien aus Wirrfaservliesen vereinfachend als Zylinder mit einem Faserdurchmesser  $D_F$  angenommen werden. Wie schon bei der Druckverlustberechnung ausgeführt, wird wiederum die Berechnung der Abscheidung eines Filters auf die Abscheidung an einzelnen Fasern zurückgeführt. Ist bekannt, wie sich Partikeln an einer Einzelfaser abscheiden (Kap. 3.1), so ist es selbst für komplizierte Anströmungen des Filters möglich, mit dem Zellenmodell (Kap. 2.3) sinnvolle Anfangsabscheidegrade zu berechnen (Lehmann, Kasper, Brück, Hirth und Treiber, 2003d).

All den in den nachfolgenden Grundlagen dargestellten Formeln ist gemeinsam, dass sie nur für unbeladene Filter gelten. Die Formeln beschreiben daher nur einen sehr kleinen Bruchteil der Standzeit eines Filters, denn sobald Partikeln abgeschieden sind, ändert sich die Strömung und damit auch die Abscheidung im Filter (Kap. 9). Wenn aber die Änderung mit zunehmender Beladung von Einzelfasern bekannt ist, dann ist es möglich, die Filtrationskinetik eines Tiefenfiltermediums bis zum Pre-Clogging vorherzusagen. Denn erst wenn nicht mehr die Partikeln vorwiegend an isolierten Einzelfasern abgeschieden werden, sondern sich Brücken zwischen Faserstrukturen bilden, versagt das Einzelfasermode. Bis zu dieser Grenzbeladung ist es jedoch sinnvoll und hilfreich, von einer Abscheidung an isolierten Einzelfasern im Filtermedium auszugehen und mit dem Ansatz des Zellenmodells die Filtrationskinetik zu berechnen (z.B. Lajos (2002), Lehmann und Kasper (2002a)).

Notwendig hierfür ist ein genaues Verständnis der Beladungskinetik von Einzelfasern. Da bisherige Modelle/Simulationen den Einfluss abgeschiedener Partikeln auf die Strömung in der Regel nicht berücksichtigen (Kap. 9.2), wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue Simulation unter dem CFD Programm FLUENT entwickelt (Kap. 10). Zur Einordnung der Neuerungen und zu ihrem Verständnis sollen zunächst im Nachfolgenden die Grundlagen der Partikelabscheidung

### 3. Grundlagen zur Partikelabscheidung in Faserfiltern

und -haftung dargestellt werden.

#### 3.1. Allgemeiner Ansatz zum Abscheidegrad

Damit Partikeln abgeschieden werden, müssen sie zuerst mit einer Faser in Kontakt kommen (Kap. 3.2) und dann auch zusätzlich haften bleiben (Kap. 3.4). Der Abscheidegrad  $\varphi(d_p)$  ist folglich ein bedingtes Ereignis aus Auftreffgrad  $\eta(d_p)$  und Haftanteil  $h(d_p)$ :

$$\varphi(d_p) = \eta(d_p) h(d_p). \quad (3.1)$$

Zur Berechnung des Auftreffgrads  $\eta(d_p)$  an unbeladenen Einzelfasern existieren zahlreiche Gleichungen, die jeweils nur für bestimmte Parameterkombinationen gültig sind. Sie werden in Kap. 3.3 kurz vorgestellt. Zur Berechnung des Haftanteils  $h$  ist jedoch weniger bekannt. Hier existieren nur für sehr ausgewählte Materialkombinationen und Filtrationsbedingungen Berechnungsformeln. Hierauf wird in Kap. 3.4 eingegangen. Wie wichtig die Berücksichtigung der Partikelhaftung ist, wird sich im Rahmen dieser Arbeit zeigen (Kap. 11.1). Um dies jedoch modellieren zu können, muss ein Kriterium für Haften bzw. Abprallen einer einzelnen auftreffenden Partikel bekannt sein. Daher wird ausführlich die Berechnung der kritischen Haftgeschwindigkeit nach [Hiller \(1981\)](#) wiedergegeben, die Grundlage für die eigenen C-Routinen zur Simulation der Beladungskinetik ist (Kap. 10). Zuvor werden noch kurz verschiedene Mechanismen vorgestellt, die grundsätzlich zum Auftreffen einer gasgetragenen Partikel auf eine Einzelfaser führen können (Kap. 3.2).

#### 3.2. Mechanismen zum Auftreffen einer Partikel auf eine Faser

Gasgetragene Partikeln können aufgrund verschiedener Mechanismen zur Faser transportiert werden bzw. mit der Faser in Kontakt kommen (Abb. 3.1). Die einzelnen Mechanismen werden im Folgenden kurz aufgelistet. Eine detailliertere Darstellung ist z.B. bei [Brown \(1993\)](#) sowie in zahlreichen Lehrbüchern und Texten zur Tiefenfiltration zu finden.

**Sperreffekt** Allein aufgrund ihrer geometrischen Ausdehnung kommt eine an der Faser vorbei strömende Partikel mit ihr oder mit den

### 3.2. Mechanismen zum Auftreffen einer Partikel auf eine Faser

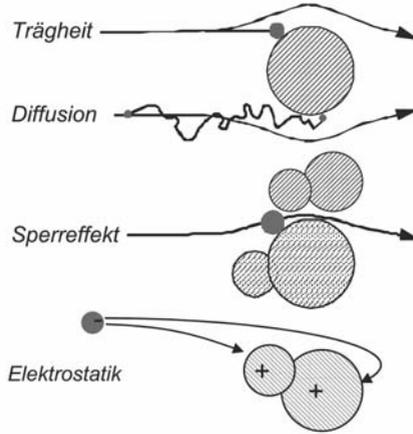


Abb. 3.1.: Abscheidemechanismen schematisch: [Kasper \(2004\)](#)

schon abgeschiedenen Partikeln in Kontakt. Die charakteristische dimensionslose Kennzahl ist der „Sperreffektparameter“  $R$ . Dieser Mechanismus wirkt stets, da die Partikeln eine physikalische Ausdehnung haben. Deshalb berücksichtigt das neu entwickelte CFD-Simulationsmodell (Kap. 10) auch die Abscheidung aufgrund des Sperreffekts.

$$R = \frac{d_p}{D_F} \quad (3.2)$$

**Trägheit** Aufgrund ihrer Trägheit folgt die Partikel nicht der Strömung, sondern wird durch Abweichen von der Stromlinie in Richtung Faser getragen und trifft auf die Faser auf. Charakteristische dimensionslose Kennzahl ist die „Stokeszahl“  $St$ . Dieser Mechanismus ist maßgeblich für Partikeln größer  $1 \mu\text{m}$ . Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Partikelabscheidung ausschließlich im Trägheitsbereich untersucht, da hierzu zahlreiche experimentelle Ergebnisse aus früheren Arbeiten, z.B. [Hiller \(1981\)](#) und [Rembor \(2001\)](#), vorhanden sind.

$$St = \frac{\rho_p d_p^2 C_c v_0}{18\mu D_F} \quad (3.3)$$

### 3. Grundlagen zur Partikelabscheidung in Faserfiltern

mit: Partikelmaterialdichte  $\rho_p$ , und (Knudsen-Weber) Schlupfkorrektur für Partikeln insbesondere kleiner  $1 \mu\text{m}$  ( $\lambda$  freie Weglänge des Gases):

$$C_c = 1 + \frac{\lambda}{d_p} \left[ 2,34 + 1,05 \exp \left( -0,39 \frac{d_p}{\lambda} \right) \right] \quad (3.4)$$

**Diffusion** Aufgrund der Brownschen Bewegung weichen Partikeln von der Stromlinie ab und können daher mit der Faser in Kontakt kommen. Die charakteristische dimensionslose Kennzahl ist die Peclet Zahl  $Pe$ . Dieser Abscheidemechanismus ist maßgeblich für Partikeln kleiner  $1 \mu\text{m}$ . Da im Rahmen dieser Arbeit Partikeln größer  $1 \mu\text{m}$  verwendet wurden, sollte Diffusion keinen entscheidenden Einfluss auf die Partikelabscheidung haben. Dennoch berücksichtigt das neue CFD-Simulationsmodell auch die Partikelabscheidung aufgrund der Brownschen Bewegung.

$$Pe = \frac{D_F v_0}{D} = \frac{D_F v_0}{\frac{kTC_c}{3\pi\eta d_p}} = \frac{3\pi\mu D_F d_p v_0}{kTC_C} \quad (3.5)$$

mit Boltzmannkonstante  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  und absoluter Temperatur  $T$  in K.

**Gravitation** Aufgrund der Gravitationskraft erfahren Partikeln eine Ablenkung von der Stromlinie in Richtung Erdschwere und können deshalb mit der Faser in Kontakt kommen. Die charakteristische dimensionslose Kennzahl  $G$  ist definiert als

$$G = \frac{\rho_p d_p^2 C_c g}{18\mu v_0} \quad (3.6)$$

mit Gravitationskonstante  $g$ . Die Gravitation hat nur bei größeren Partikeln einen merklichen Einfluss auf die Abscheidung, der von der Anordnung des Filters und der Anströmung zur Richtung der Erdschwere abhängt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde Abscheidung aufgrund von Gravitation nicht betrachtet, um richtungs-/einbauunabhängige Erkenntnisse zur Beladungskinetik zu gewinnen.

**Elektrostatik** Je nach Ladung von Partikel bzw. Faser können elektrostatische Kräfte die Partikeln in Richtung Faser ablenken. Die Quantifizierung der elektrostatischen Kräfte ist jedoch relativ

### 3.3. Formeln für den Auftreffgrad im Trägheitsbereich

schwierig, da sowohl die Ladung der Partikel als auch die der Faser bekannt sein muss. Sie erfolgt in der Regel numerisch, z.B. [Jordan \(2001\)](#).

Um wie bei [Rembor \(2001\)](#) gezielt den Einfluss von Trägheit, Sperreffekt zu studieren, wurden im Rahmen dieser Arbeit nur ungeladene Partikeln und ungeladene Fasern betrachtet. Dies entspricht den am Institut üblichen Versuchsbedingungen für die Beladung von Tiefenfiltern: Den Partikeln wird nach der Dispergierung in den Gasstrom eine Boltzmann-Ladungsverteilung mittels einer  $^{85}\text{Kr}$ -Strahlenquelle aufgeprägt. Geladene Partikeln werden anschließend in einem E-Abscheider abgeschieden. Folglich werden die Versuche mit ungeladenen Partikeln durchgeführt. Für Vergleiche mit experimentellen Ergebnissen muss die Abscheidung aufgrund von elektrostatischen Kräften somit nicht berücksichtigt werden. Das CFD-Simulationsmodell enthält daher auch keine Berücksichtigung von geladenen Fasern bzw. Partikeln.

Die Bedeutung dieser einzelnen Mechanismen hängt - wie schon angedeutet - von den eingesetzten Materialien (geladen/ungeladen) und der Partikelgröße ab. Die Diffusion dominiert bei Partikeln kleiner  $1\ \mu\text{m}$ , während die Trägheitsabscheidung für Partikeln größer als  $1\ \mu\text{m}$  maßgeblich ist. Über den gesamten Größenbereich beeinflussen Sperreffekt (und Elektrostatik) die Abscheidung. So ergibt sich die für die Tiefenfiltration typische Trenngradkurve ([Abb. 3.2](#)). Die Lage der Trenngradkurve verschiebt sich mit der Größe der Anströmgeschwindigkeit. Die Reynoldszahl ( $Re$ ) hat somit auch einen entscheidenden Einfluss auf die Partikelabscheidung. Zu beachten ist, dass diese Darstellung das schon von [Wang und Kasper \(1991\)](#) publizierte und kürzlich gemessene Abfallen des Abscheidegrades für Partikeln kleiner  $10\ \text{nm}$  enthält ([Balazy, Podgórski und Gradon, 2004](#), [van Gulijk und Bal, 2004](#)). Für sehr große Partikeln nimmt ebenfalls die Abscheidung wieder ab, da die Partikeln aufgrund ihrer hohen kinetischen Energie beim Aufprall wieder abprallen. Hierauf wird in [Kap. 3.4](#) detaillierter eingegangen. Zuvor werden die üblichen Formeln zur Berechnung des Auftreffgrades im Trägheitsbereich zusammengestellt.

### 3.3. Formeln für den Auftreffgrad im Trägheitsbereich

Der Auftreffgrad hängt vom Strömungsfeld um die Faser und vom Abscheidemechanismus ab ([Kap. 3.2](#)). Deshalb existieren für die un-

### 3. Grundlagen zur Partikelabscheidung in Faserfiltern

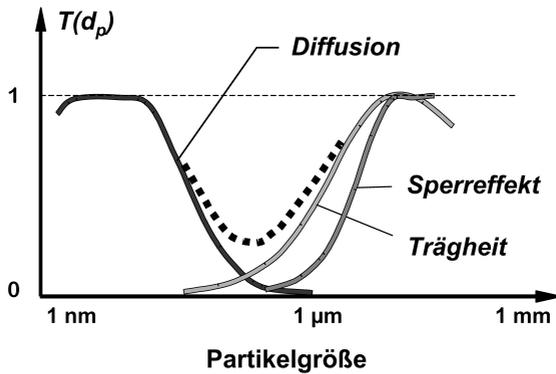


Abb. 3.2.: Typischen Trennkurve  $T(d_p)$  für ein Tiefenfiltermedium aus: [Kasper \(2004\)](#)

terschiedlichen Mechanismen entsprechende Formeln. Da sich diese Arbeit an die experimentellen Arbeiten von [Rembor \(2001\)](#) anlehnt, wird nur die Trägheitsabscheidung (*Inertial*) unter Berücksichtigung des Sperreffekts ( $R$ ) betrachtet. Nur für diesen Bereich sind die relevanten Formeln im Folgenden zusammengestellt. Mit diesen Formeln werden in Kap. 3.5 die Anfangsabscheidegrade für die im Rahmen dieser Arbeit ausgewählten Filtrationsbedingungen berechnet und verglichen. Da sich der Abscheidegrad als Produkt aus Auftreffgrad und Haftwahrscheinlichkeit darstellt, müssen in Kap. 3.4 zuvor noch die Grundlagen und Formeln zur Partikelhaftung kurz diskutiert werden. Hier sind jedoch erst einmal nur die Formeln für den Auftreffgrad im Trägheitsbereich zusammengetragen:

**Suneja und Lee** für  $1 < Re < 60$  aufgrund numerischer Berechnungen ([Suneja und Lee, 1974](#)):

$$\eta_{I+R} = \left( \left( 1 + \frac{1,53 - 0,23 \ln Re + 0,0167 \ln^2 Re}{2 St} \right)^2 + \frac{R}{3 St} \right) (1 + R). \quad (3.7)$$

**Yeh und Liu** für  $Re < 1$  ([Yeh und Liu, 1974](#)) und eine Faseranordnung nach Kuwabara (Kap. 2.2) (Packungsdichte  $\alpha_0$ ):

$$\eta_{I+R} = \frac{St \left( 29,6 - 28\alpha_0^{0,62} \right) R^2 - 27,5 R^{2,8}}{2 \left( -0,5 \ln \alpha_0 - 0,75 + \alpha_0 - 0,25\alpha_0^2 \right)^2} \quad \text{für } R < 0,4, \quad (3.8)$$

### 3.4. Grundlagen zur Berechnung der Partikelhaftung

$$\eta_{I+R} = \frac{2 \text{ St } R^2 - 27,5 R^{2,8}}{2(-0,5 \ln \alpha_0 - 0,75 + \alpha_0 - 0,25 \alpha_0^2)^2} \text{ für } R > 0,4. \quad (3.9)$$

**Hiller** für  $1 < \text{St} < 10$ ,  $0,01 < \text{Re} < 1$  und  $\rho_p = 2700 \text{ kg/m}^3$  (Hiller, 1981):

$$\eta_{I+R} = 1,03 + (0,5 \text{ Re} - 1,5) 0,85 \text{ St} + 0,5. \quad (3.10)$$

**Ptak u. Jaroszczyk** für  $0,4 < \text{Re} < 5,7$ ,  $1 < \text{St} < 120$ ,  $R < 0,4$  und mineralische Stäube (Ptak und Jaroszczyk, 1990):

$$\eta_{I+R} = \frac{(2 \text{ St} - 0,85 \text{ Re}^{-0,2})^2}{(2 \text{ St} + 0,4)^2} + R^2. \quad (3.11)$$

**Schweers** für  $1 < \text{Re} < 60$  und  $\eta_{I+R} > \eta_R$ , aber in Anlehnung an die Diagramme von Suneja und Lee (1974) verbessert für die Gültigkeit bei kleineren Stokeszahlen (Schweers, 1993) :

$$\eta_{I+R} = \left( \frac{\text{St}}{\text{St} + 0,8} - \frac{2,56 - \log_{10} \text{Re} - 3,2 R}{10 \sqrt{\text{St}}} \right) (1 + R). \quad (3.12)$$

### 3.4. Grundlagen zur Berechnung der Partikelhaftung

Partikeln, die auf die Fasern (oder schon abgeschiedene Partikeln) auftreffen, müssen nicht zwangsläufig haften bleiben. Gerade bei größeren Partikeln oder großen Stokeszahlen wird experimentell eine deutliche Abweichung zwischen Auftreffgrad und Trenngrad festgestellt (z.B. Rembor, Maus und Umhauer (1999)). Wird beim Aufprall nicht genug kinetische Energie in plastische Verformung umgewandelt, so kann die kinetische Energie nach dem Stoß größer sein als die Haftenergie und die Partikel prallt wieder ab. Theoretische Überlegungen zur Haftwahrscheinlichkeit  $h(x)$  basieren daher in der Regel auf einer Energiebilanz vor und nach dem Stoß.

Hiller (1981) untersuchte am MVM sehr ausführlich den „Einfluss von Partikelstoß und Partikelhaftung auf die Abscheidung in Faserfiltern“. Seine Gleichung zur kritischen Auftreffgeschwindigkeit sowie die empirischen Parameter für den Restitutionskoeffizienten werden in dem neu entwickelten CFD-Modell (Kap. 10) verwendet. Daher soll

### 3. Grundlagen zur Partikelabscheidung in Faserfiltern

sein Ansatz hier kurz vorgestellt werden. Auf andere Ansätze von z.B. [Ellenbecker, Leith und Price \(1980\)](#) oder [Dahneke \(1995\)](#) wird nur insoweit eingegangen, wie sie für diese Arbeit von Bedeutung sind. In [Kap. 3.4.2](#) sind schliesslich die in der Filtertechnik üblichen Formeln für den Haftanteil zusammengetragen.

#### 3.4.1. Exkurs: Kritische Geschwindigkeit nach Hiller

##### Theorie

Ausgangspunkt ist bei [Hiller und Löffler \(1980\)](#) und [Hiller \(1981\)](#) die Energiebilanz (Gl. 3.13) vor und nach dem Stoß. Hiller nimmt einen quasi statischen Stoß zwischen einer kugelförmigen Partikel und einer ebenen Platte an.

$$E_{\text{kin.1}} + E_{\text{ad.1}} = E_{\text{kin.2}} + E_{\text{ad.2}} + E_{\text{def}} \quad (3.13)$$

Nach dem Stoß kann bei plastischer Verformung neben der Haftenergie  $E_{\text{ad}}$  und der kinetischen Energie  $E_{\text{kin}}$  auch eine erhöhte Haftenergie aufgrund von Deformation  $E_{\text{def}}$  vorhanden sein. Ohne Verformung wäre die Haftenergie vor und nach dem Stoß gleich. Eine kleine Verformung / Abplattung der Oberfläche hat jedoch entscheidenden Einfluss auf die Haftkraft ([Lehmann und Schmidt, 1998](#)). Idealisiert kann die plastische Deformation durch den Aufprall als Abplattung einer kugelförmigen Partikel betrachtet werden ([Abb. 3.3](#)). Die Partikel wird um die Höhe  $h$  gestaucht. Es entsteht eine kreisrunde Fläche von  $\pi a^2$ . Für sehr kleine Flächen gilt  $\pi a^2 \approx \pi d_p h$ . Damit ergibt sich für die nach der Verformung zu überwindende Haftenergie, um die Partikel von dem Minimalabstand  $z_0$  aus ins Unendliche zu entfernen:

$$\Delta E_{\text{ad.def}} = - \int_{z_0}^{\infty} \frac{A}{6\pi z^3} \pi a^2 dz \approx \frac{A}{12z_0^2} d_p h. \quad (3.14)$$

Die für die plastische Deformation notwendige Energie kann mittels des plastischen Fließdrucks berechnet werden:

$$E_{\text{def.pl}} = \int_0^h p_{\text{pl}} \overbrace{\pi d_p h}^{\pi a^2} dh = \frac{1}{2} p_{\text{pl}} \pi d_p h^2. \quad (3.15)$$

Wird angenommen, dass sich beim Stoß die Partikel zwar verformt, jedoch die Haftenergie sich nicht ändert, so gilt für die Energiebilanz:

$$E_{\text{kin.1}} = E_{\text{kin.2}} + E_{\text{def.pl}} = k^2 E_{\text{kin.1}} + E_{\text{def.pl}}; \quad (3.16)$$

### 3.4. Grundlagen zur Berechnung der Partikelhaftung

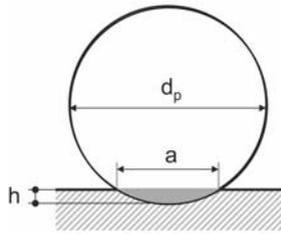


Abb. 3.3.: Deformation einer Partikel aufgrund plastischer Verformung beim Zusammenstoß

$k$  ist der Restitutionskoeffizient.  $(1 - k^2)$  gibt den Anteil der kinetischen Energie an, der durch Deformation dissipiert wird. Wird in Gl. 3.16 die Deformationsenergie Gl. 3.15 eingesetzt, so ergibt sich für die Höhe  $h$  der Abplattung (s. Abb. 3.3):

$$\frac{1}{2} p_{pl} \pi d_p h^2 = (1 - k^2) \underbrace{\frac{\rho_p \pi d_p^3}{12}}_{m_p} v_c^2, \quad (3.17)$$

$$h = d_p v_c \sqrt{1 - k^2} \sqrt{\frac{\rho_p}{6 p_{pl}}}. \quad (3.18)$$

Der Wert für  $k$  kann in Prallexperimenten bei großen Geschwindigkeiten ermittelt werden. Da die Deformationsenergie (Gl. 3.15) proportional zu  $h^2$  und wegen (Gl. 3.18) damit zugleich proportional zu  $v^2$  ist, die Haftenergie (Gl. 3.14) jedoch nur proportional zu  $v$  ist, ist für große Geschwindigkeiten die Haftenergie gegenüber der Prallenergie vernachlässigbar klein. Somit kann aus dem Verhältnis der kinetischen Energien vor und nach dem Stoß der Restitutionskoeffizient  $k$  bestimmt werden.

#### Ergebnis: kritische Haftgeschwindigkeit

Mit den theoretischen Gleichungen kann eine kritische maximale Auftreffgeschwindigkeit  $v_c$  ausgerechnet werden, so dass die Partikel nach dem Stoß gerade noch haften bleibt. Im Fall der Haftung gilt:  $E_{kin,2} = 0$ . Damit ergibt sich:

### 3. Grundlagen zur Partikelabscheidung in Faserfiltern

$$\overbrace{\frac{\rho_p \pi d_p^3}{12} v_c^2}^{E_{\text{kin},1}} = \overbrace{\frac{A}{12 z_0^2} d_p^2 v_c \sqrt{1 - k^2} \sqrt{\frac{\rho_p}{6 p_{\text{pl}}}}}^{\Delta E_{\text{ad,pl}}} + \overbrace{(1 - k^2) \frac{\rho_p \pi d_p^3}{12} v_c^2}^{E_{\text{def,pl}}}, \quad (3.19)$$

$$v_c = \frac{\sqrt{1 - k^2}}{k^2} \frac{1}{d_p} \frac{A}{\pi z_0^2 \sqrt{6 \rho_p p_{\text{pl}}}}. \quad (3.20)$$

#### Empirische Werte für Restitutionskoeffizienten

Die kritische Geschwindigkeit  $v_c$  hängt von dem empirischen Restitutionskoeffizienten  $k$ , den Partikeleigenschaften ( $\rho_p$ ,  $d_p$ ,  $p_{\text{pl}}$ ) und der Hamakerkonstante  $A$  sowie dem minimalen Abstand  $z_0$  zwischen Partikel und Faser ab. Sind diese Werte oder Näherungswerte bekannt, so ist die Berechnung der kritischen Haftgeschwindigkeit möglich. Für jede auftreffende Partikel kann dann entschieden werden, ob sie haften bleibt oder wieder abprallt (Kap. 10.3.3).

Hiller (1981) bestimmte in zahlreichen Prallversuchen bei großer Geschwindigkeit den Restitutionskoeffizienten für verschiedene Partikelmaterialien und Anströmgeschwindigkeiten. Aufgrund der starken Streuung der Werte für den Restitutionskoeffizienten nahm er eine „Klassenbildung“ vor:

**$k < 0,4$**  leicht plastisch verformbare Partikeln mit einer ausgeprägten Feinstruktur und/oder viskosen Oberflächeneigenschaften (z.B. Rußflocken)

**$k = 0,4 \dots 0,6$**  Partikeln mit hoher Rauigkeitsdichte (z.B. Kalkstein, Quarz)

**$k = 0,6 \dots 0,8$**  elastische Partikeln mit einigen Rauigkeiten der Oberfläche bzw. Verschmutzungen (z.B. Glaskugeln)

**$k > 0,9$**  hoch elastische Partikeln (z.B. Latex-Partikeln) – Diese Klasse wurde von Hiller nicht untersucht, sondern von ihm aufgrund älterer Veröffentlichungen von Dahneke (1975) für Partikeln kleiner  $1 \mu\text{m}$  extrapoliert. Die Annahme von  $k > 0.9$  ist, wie in neueren Veröffentlichungen gezeigt (Dahneke, 1995), zutreffend.

### 3.4. Grundlagen zur Berechnung der Partikelhaftung

Darüber hinaus stellte Hiller (1981) bei seinen Stoßzahlmessungen fest, dass das Prallplattenmaterial selbst keinen entscheidenden Einfluss auf die Energieverluste hat. Somit kann davon ausgegangen werden, dass auch das Fasermaterial keinen wesentlichen Einfluss auf die Haftung hat. Entscheidend ist die Feinstruktur der Partikeloberfläche.

#### 3.4.2. Übersicht: Formeln für Haftanteil

In der Filtertechnik wird üblicherweise nicht mit einer kritischen Geschwindigkeit, sondern dem Haftanteil  $h(x)$  gearbeitet, da nicht einzelne Partikeln betrachtet werden, sondern die Abscheidewahrscheinlichkeit für Partikelklassen einer Partikelgrößenverteilung. Für verschiedene Partikelmaterialien und für unterschiedliche Filtrationsbedingungen wurden daher Näherungsgleichungen für die Haftwahrscheinlichkeit  $h(x)$  aufgestellt, die im Folgenden zusammengetragen sind. Zu beachten ist, dass die Vergleiche mit Experimenten stets zusätzlich einen Auftreffgrad (Kap. 3.1) voraussetzen.

##### Hiller

Hiller (1981) entwickelte aufgrund seiner theoretischen Überlegungen und experimentellen Ergebnisse eine Näherungsgleichung (Gl. 3.21) für die Haftwahrscheinlichkeit. Zugrunde gelegt wurden Werte für mineralische Stäube:  $\rho_p = 2,7 \text{ kg/m}^3$ ,  $p_{pl} = 5 \cdot 10^9 \text{ Pa}$  und  $A = 5 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ .

$$h = 1,368 \text{ St}^{-1,09} \text{ Re}^{-0,37}, \quad (3.21)$$

für  $1 < \text{St} < 20$ ,  $0,01 < \text{Re} < 1$ ,  $h > 0,1$ .

##### Rembor

Rembor u. a. (1999) stellten im Rahmen ihrer Abscheidegradmessungen für Latex-Partikeln ( $d_p = 1,7 \dots 3 \mu\text{m}$ ) eine gute Übereinstimmung mit der Formel von Hiller (Gl. 3.21) für  $\text{St} < 0,7$  fest. Für den Bereich  $\text{St} > 0,7$  passte er andere Koeffizienten an und gab einen anderen Gültigkeitsbereich für  $\text{Re}$  an (Rembor, 2001):

$$h = 0,54 \text{ St}^{-2,87} \text{ Re}^{-0,37}, \quad (3.22)$$

für  $0,7 < \text{St} < 5$ ,  $1,4 < \text{Re} < 5$ .

#### Maus und Umhauer

Maus und Umhauer (1997) stellten aufgrund ihrer experimentellen Ergebnisse mit Latex, Kalkstein und biologischen Partikeln folgende Gleichung für den mittleren Haftanteil an Filterfasern auf:

$$h = \frac{1,76 \text{ St}}{1 + \text{St}^2}, \quad (3.23)$$

für  $1 < \text{St} < 50$ ,  $0,5 < \text{Re}_F < 9,2$  und  $R < 0,67$ .

#### Ptak und Jaroszczyk

Ptak und Jaroszczyk (1990) passten ähnlich wie Hiller (1981) die Koeffizienten einer theoretisch entwickelten Gleichung an experimentelle Daten an (Kunststofffaser und mineralischer Staub). Sowohl Maus und Umhauer (1997) als auch Rembor u. a. (1999) stellten eine gute Übereinstimmung ihrer Messergebnisse mit Berechnungen aufgrund dieser Formel fest.

$$h = \frac{190}{(\text{St Re})^{0,68} + 190}, \quad (3.24)$$

für  $1 < \text{St} < 120$ ,  $0,4 < \text{Re}_F < 5,72$  und  $R < 0,4$

## 3.5. Einzelfaserabscheidegrade für in dieser Arbeit gewählte Filtrationsbedingungen

Die Anfangsabscheidegrade an einer Einzelfaser für die im Rahmen dieser Arbeit gewählten Filtrationsbedingungen sind in Tab. 3.1 für Latex- und in Tab. 3.2 für Kalkstein-Partikeln zusammengestellt. Werte, die im Gültigkeitsbereich der jeweiligen Gleichung liegen, sind als „fett“ gekennzeichnet. Zugrunde gelegt wurden für Luft bei 295 K und 101 kPa: Dichte  $1,225 \text{ kg/m}^3$ , Viskosität  $1,79 \cdot 10^{-5} \text{ Pa s}$ , freie Weglänge der Luft  $\lambda = 0,066 \text{ }\mu\text{m}$ .

Die Filtrationsbedingungen für Latex-Partikeln ( $\rho_p = 1050 \text{ kg/m}^3$ ,  $k = 0,99$ ) orientieren sich an denen von Rembor (2001) bzw. Rembor und Kasper (1999), um einen Vergleich von Simulationen mit Experimenten zu ermöglichen. Die Bedingungen für darüber hinaus simulierte Kalksteinpartikeln ( $\rho_p = 2700 \text{ kg/m}^3$ ,  $k = 0,5$ ) wurden so gewählt, dass Partikelgröße und Stokeszahl vergleichbar mit denen für Latex sind. Durch Variation der Geschwindigkeit wurde die Beladungskinetik für Stokeszahlen von 0,5 bis größer 8 simuliert.

### 3.5. Einzelfaserabscheidegrade für ausgewählte Bedingungen

Tab. 3.1.: Daten zur Abscheidung von Latex-Partikeln an Einzelfasern bzw. bei geringer Packungsdichte  $\alpha_0 = 0,02$  ( $D_F = 30 \mu\text{m}$ ). Werte im Gültigkeitsbereich der Formeln sind fett.

$v$ (m/s)	0,46	1,39	4,23	0,92
$d_p$ ( $\mu\text{m}$ )	3,135	1,82	1,072	3,135
St (Gl. 3.3)	0,53	0,50	0,53	0,98
Pe (Gl. 3.5)	1,673 $10^6$	2,800 $10^6$	4,662 $10^6$	3,346 $10^6$
$C_c$ (Gl. 3.4)	1,071	1,123	1,209	1,071
Re	0,945	2,855	8,687	1,889
R	0,105	0,061	0,036	0,105
$h_{\text{Hiller}}$ (Gl. 3.21)	2,8122	1,9740	1,2326	1,1020
$h_{\text{Rembor}}$ (Gl. 3.22)	3,4795	2,6730	1,5154	<b>0,4489</b>
$h_{\text{Maus...}}$ (3.23)	0,7254	0,7043	0,7269	0,8799
$h_{\text{Ptak...}}$ (Gl. 3.24)	0,9321	0,9103	0,8681	0,8544
$\eta_{\text{Schweers}}$ (Gl. 3.12)	9,57%	<b>12,17%</b>	<b>19,72%</b>	<b>39,16%</b>
$\eta_{\text{Hiller}}$ (Gl. 3.10)	16,02%	96,83%	343,61%	59,36%
$\eta_{\text{Suneja...}}$ (Gl. 3.7)	25,47%	<b>24,23%</b>	<b>26,95%</b>	<b>41,80%</b>
$\eta_{\text{Yeh...}}$ (Gl. 3.8)	<b>4,32%</b>	1,48%	0,57%	8,07%
$\eta_{\text{Ptak...}}$ (Gl. 3.11)	7,38%	1,80%	0,33%	6,52%
$\eta_{\text{Schweers}} h_{\text{Ptak}}$	8,92%	11,07%	17,12%	33,46%
$\eta_{\text{Schweers}} h_{\text{Maus}}$	6,94%	8,57%	14,33%	34,46%
$\eta_{\text{Schweers}} h_{\text{Hiller}}$	26,92%	24,01%	24,30%	43,15%
$\eta_{\text{Schweers}} h_{\text{Rembor}}$	33,30%	32,52%	29,88%	<b>17,58%</b>
$\eta_{\text{Suneja}} h_{\text{Rembor}}$	88,63%	64,76%	40,83%	<b>18,76%</b>
sonstige Bedingungen siehe Text				

Es zeigt sich bei beiden Tabellen, dass nur wenige Werte „fett“ dargestellt sind, da nur für sie die gewählten Filtrationsbedingungen im Gültigkeitsbereich der jeweiligen Formel liegen. Da die Gleichung von Yeh und Liu (Gl. 3.8) im Unterschied zu den anderen nur für  $\text{Re} < 1$  gilt, sind diese Werte immer dann gültig, wenn die anderen Formeln nicht angewendet werden dürfen. So kann zumindest der Auftreffgrad für jede Filtrationsbedingung berechnet werden.

Die nach Schweers (Gl. 3.12) und Suneja und Lee (Gl. 3.7) berechneten Werte stimmen wie erwartet relativ gut überein, da Schweers deren Gleichung nur für einen kleineren Gültigkeitsbereich besser anpasste. Jedoch unterscheiden sich diese Auftreffgrade selbst im Gültigkeitsbereich der Formeln zum Teil um den Faktor zwei.

Zur Berechnung des Haftanteils der Latex-Partikeln ist für die ge-

### 3. Grundlagen zur Partikelabscheidung in Faserfiltern

wählten Bedingungen allein die Formel 3.22 nach Rembor gültig. Alle anderen Formeln können nicht angewendet werden. Jedoch scheinen die mit der Formel nach Rembor berechneten Werte für Kalkstein unrealistisch zu sein. Dies ist erklärlich, da diese Formel von Rembor (2001) bei Versuchen mit Latex-Partikeln bzw. Partikelmaterialdichte  $< 1600 \text{ kg/m}^3$  ermittelt wurde. Somit ist nicht zu erwarten, dass sie auch für Kalkstein mit  $\rho_p$  von  $2700 \text{ kg/m}^3$  und anderem Abprallverhalten gilt. Die nach Patak und Jaroszczyk (Gl. 3.24) und Maus (Gl. 3.23) berechneten Werte unterscheiden sich wie erwartet kaum, da schon Maus bei seinen Versuchen eine gute Übereinstimmung mit deren Gleichung feststellte, an die er seine Gleichung dann anpasste. Die Gleichung zum Haftanteil nach Hiller (Gl. 3.21) ist für keine der ausgewählten Bedingungen gültig. Da diese Formel für den Haftanteil nur für sehr eingeschränkte Bedingungen berechnet wurde, lässt dies keinen Rückschluss auf die Gültigkeit der kritischen Geschwindigkeit zu.

Festzuhalten bleibt somit, dass zwar Formeln zur Berechnung von Auftreffgrad und Haftanteil existieren, diese jedoch nur für bestimmte Bedingungen gelten und sich daher für die hier in Anlehnung an die Arbeit von Rembor (2001) gewählten Filtrationsbedingungen entweder nicht anwenden lassen oder sehr unterschiedliche Werte liefern. Damit wird der Bedarf an weiterer, grundlegender Forschung zum Abscheidegrad an unbeladenen und – wie Kap. 9 zeigen wird – insbesondere beladenen Einzelfasern deutlich. Da die Ergebnisse zur Beladungskinetik mit dem neu entwickelten Simulationsmodell (Kap. 10) den dominierenden Einfluss von Haften bzw. Abprallen aufzeigen werden (z.B. Kap. 11.1), ist ebenfalls dringender Forschungsbedarf zum Haften bzw. Abprallen von Partikeln an unbeladenen Einzelfasern und insbesondere abgeschiedenen Partikelstrukturen erforderlich.

Zur Berechnung des anfänglichen Druckverlustes bleibt festzuhalten, dass bis heute eine Berechnung auf Basis der wirklichen Wirrfaserstruktur eines Tiefenfiltermediums nicht möglich ist. Zahlreiche Ansätze versuchen den inhomogenen Aufbau des Filtermediums durch (lokale) Packungsdichten zu beschreiben (Kap. 2.2). Dies scheint sinnvoll zu sein, da – wie in Kap. 2.2.3 referiert wird – der Druckverlust neben dem Faserdurchmesser massgeblich durch die lokale Packungsdichte im Filtermedium beeinflusst wird. Bis heute fehlt jedoch eine geeignete Methode zur (zerstörungsfreien) Messung der lokalen Packungsdichte in einem Filtermedium. Deshalb wird im folgenden Teil I eine neue Methode vorgestellt (Kap. 6), die mittels quantitati-

### 3.5. Einzelfaserabscheidegrade für ausgewählte Bedingungen

ver MRI zerstörungsfrei die Packungsdichte in einer Filterprobe, basierend auf der gemessenen 3D Faserstruktur, bestimmt. Dies wird einen neuen Meilenstein in der Filtertechnik setzen, da dann erstmals der Druckverlust, basierend auf der wirklichen Packungsdichteverteilung im Medium, berechnet werden kann (Kap. 7.4) und grundsätzliche Fragen zur Anwendung des zur Simulation üblichen Zellenmodells (Kap. 2.3) diskutiert werden können (Kap. 8).

### 3. Grundlagen zur Partikelabscheidung in Faserfiltern

Tab. 3.2.: Daten zur Abscheidung von Kalksteinpartikeln an Einzelfasern bzw. bei geringer Packungsdichte  $\alpha_0 = 0,02$  ( $D_F = 30 \mu\text{m}$ ). Werte im Gültigkeitsbereich der Formeln sind fett.

$v$ (m/s)	0,18	0,32	0,72	1,44	2,88
$d_p$ ( $\mu\text{m}$ )	3,135	3,135	3,135	3,135	3,135
St <sup>(Gl. 3.3)</sup>	0,53	0,88	2,12	4,24	8,47
Pe <sup>(Gl. 3.5)</sup>	6,546 $10^6$	1,164 $10^6$	2,618 $10^6$	5,237 $10^6$	1,047 $10^6$
$C_c$ <sup>(Gl. 3.4)</sup>	1,071	1,071	1,071	1,071	1,071
Re	0,370	0,657	1,479	2,957	5,915
R	0,105	0,105	0,105	0,105	0,105
$h_{\text{Hiller}}$ <sup>(Gl. 3.21)</sup>	3,9526	1,8395	0,5223	0,1898	0,0690
$h_{\text{Rembor}}$ <sup>(Gl. 3.22)</sup>	4,8369	0,9139	<b>0,0542</b>	<b>0,0057</b>	0,0006
$h_{\text{Maus...}}$ <sup>(3.23)</sup>	0,7279	0,8727	<b>0,6794</b>	<b>0,3935</b>	<b>0,2049</b>
$h_{\text{Ptak...}}$ <sup>(Gl. 3.24)</sup>	0,9315	0,8723	<b>0,6737</b>	<b>0,4458</b>	0,2386
$\eta_{\text{Schweers}}$ <sup>(Gl. 3.12)</sup>	3,66%	29,45%	<b>64,57%</b>	<b>83,49%</b>	<b>95,41%</b>
$\eta_{\text{Hiller}}$ <sup>(Gl. 3.10)</sup>	-8,25%	9,38%	53,30%	102,01%	136,90%
$\eta_{\text{Suneja...}}$ <sup>(Gl. 3.7)</sup>	22,69%	34,12%	<b>63,28%</b>	<b>83,93%</b>	<b>97,06%</b>
$\eta_{\text{Yeh...}}$ <sup>(Gl. 3.8)</sup>	<b>4,35%</b>	<b>7,22%</b>	17,40%	34,80%	69,60%
$\eta_{\text{Ptak...}}$ <sup>(Gl. 3.11)</sup>	18,29%	1,34%	<b>33,10%</b>	<b>62,48%</b>	81,32%
$\eta_{\text{Schweers}} h_{\text{Ptak}}$	3,41%	25,69%	<b>43,50%</b>	<b>37,22%</b>	22,76%
$\eta_{\text{Schweers}} h_{\text{Maus}}$	2,66%	25,70%	<b>43,87%</b>	<b>32,85%</b>	<b>19,54%</b>
$\eta_{\text{Schweers}} h_{\text{Hiller}}$	14,45%	54,17%	33,72%	15,85%	6,58%
$\eta_{\text{Schweers}} h_{\text{Rembor}}$	17,69%	26,91%	<b>3,50%</b>	<b>0,48%</b>	0,06%
$\eta_{\text{Suneja}} h_{\text{Rembor}}$	-	17,25%	<b>33,72%</b>	<b>33,72%</b>	<b>15,85%</b>
	32,62%				
$\eta_{\text{Suneja}} h_{\text{Ptak}}$	21,13%	31,18%	<b>42,63%</b>	<b>37,41%</b>	23,16%
$\eta_{\text{Suneja}} h_{\text{Maus}}$	16,51%	29,78%	<b>43,00%</b>	<b>33,02%</b>	<b>19,88%</b>
$\eta_{\text{Ptak}} h_{\text{Ptak}}$	17,04%	1,17%	<b>22,30%</b>	<b>27,85%</b>	19,40%
$\eta_{\text{Ptak}} h_{\text{Maus}}$	13,32%	1,17%	<b>22,49%</b>	<b>24,59%</b>	16,66%

sonstige Bedingungen siehe Text

## **Teil I.**

# **Ermittlung der lokalen Packungsdichte von Tiefenfiltermedien mittels zerstörungsfreier, quantitativer MRI**



## 4. Bisherige Bestimmung der lokalen Packungsdichte als charakteristisches Strukturmerkmal

Die Packungsdichte ist der Geometrieparameter, der üblicherweise neben dem Faserdurchmesser zur Beschreibung der inneren Struktur eines Tiefenfilters verwendet wird (Kap. 2.2.3). Ist die Packungsdichteverteilung im Medium bekannt, so wird die Simulation des Filtrationsprozesses mit dem Zellenmodell möglich (Kap. 2.3). Im Folgenden soll kurz dargestellt werden, wie herkömmlicherweise die integrale, mittlere Packungsdichte (Kap. 4.1) und die lokale Packungsdichte (Kap. 4.2) bestimmt wird. Da die bisherige Bestimmung der lokalen Packungsdichte das Filtermedium zerstört und damit Experimente für eine a priori bekannte Packungsdichteverteilung unmöglich macht, wird in Kap. 4.3 der neuere Ansatz von [Rembor \(2001\)](#) dargestellt, der erstmalig verspricht, mittels Magnetic Resonance Imaging (MRI) einer Filtermedienprobe die Packungsdichteverteilung zerstörungsfrei zuzuordnen. Sie wird ausführlich diskutiert, da sie den Anstoß für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Methode, mittels quantitativer MRI der 3D Faserstruktur die Matrix der lokalen Packungsdichten zu ermitteln, gab, die ab Kap. 6 vorgestellt und verifiziert wird.

### 4.1. Herkömmliche Bestimmung der integralen, mittleren Packungsdichte

Die integrale Packungsdichte einer Filterprobe ist mittels Gravimetrie relativ einfach zugänglich. Das Filtermedium wird ausgewogen, um die Masse der Fasern im Filter zu erhalten. Mit der bekannten Dichte des Fasermaterials wird das Volumen der Fasern errechnet. Das Gesamtvolumen der Probe ergibt sich aus Probendurchmesser und Mediendicke. Die Dicke des Filters ist jedoch nicht eindeutig bestimmbar, da einzelne Fasern abstehen. Daher wird die Probe mit einem leichten Gewicht beschwert, um eine Dicke unter definierten Bedingungen festzulegen, z.B. in [Derbal, Lehmann, Schollmeier und](#)

#### 4. Bisherige Bestimmung der lokalen Packungsdichte

Kasper (2002). Die integrale, gravimetrische Packungsdichte  $\bar{\alpha}_{0,\text{grav}}$  errechnet sich dann aus dem Verhältnis Faservolumen zu Probenvolumen. Diese mittlere, integrale Packungsdichte ist wenig aussagekräftig, da sie die lokalen Inhomogenitäten im Filter nicht wiedergibt. Sie ist jedoch als Referenz für andere Messmethoden der Packungsdichte sehr wichtig (Kap. 6.3.3).

### 4.2. Bisherige Bestimmung der lokalen Packungsdichte

Die lokale Packungsdichte im Innern des Filtermediums war bisher nur durch Zerstören der Wirrfaserstruktur zugänglich. Eine Probe des Filtermediums wird dazu mit Polymerharz gefüllt und zerschnitten (Schmidt und Löffler, 1990). Anschließend werden die Schnittebenen abgeschliffen und mit dem Rasterelektronenmikroskop (REM) die Faserquerschnitte und -anteile vermessen. Aus diesen Daten werden dann Faserorientierung (Winkel) und Packungsdichte ermittelt. Da die Auswertung der Schnitte nie die komplette 3D Matrix der lokalen Packungsdichten liefert, wird die lokale Packungsdichte des Tiefenfilters üblicherweise als Verteilung angegeben.

In grundlegenden Arbeiten von Schweers (1993) und Schweers und Löffler (1993, 1994) wurden mit dieser invasiven Methode für verschiedene Filtermedien die Häufigkeitsverteilungen der lokalen Packungsdichte in Abhängigkeit einer gewählten Auflösung ermittelt. Dazu wurde ein kubisches Gitter feiner Auflösung über das Filter gelegt und aus den Daten der Schnittebenen die dreidimensionale Verteilung der Packungsdichte rekonstruiert. Die Packungsdichte für größere Auflösung bzw. größere Kantenlänge der Gitterzellen wurde durch Zusammenfassen von Zellen und arithmetische Mittelung der Packungsdichte berechnet. Dabei wurde festgestellt, dass die *lokale Packungsdichteverteilung durch eine Normalverteilung beschrieben* werden kann; denn bei einer Auftragung der Häufigkeitssummenverteilung im Wahrscheinlichkeitsnetz ergaben sich Geraden.

Auch Vaughan und Brown (1996) untersuchten ausführlich die Faserstruktur von verschiedenen Filtermedien. Zur Beschreibung der Häufigkeitsverteilung der Packungsdichten halten sie die Poisson-Verteilung für geeigneter, da die Anzahl der Fasern pro Volumenelement diskret ist und wegen der geringen Packungsdichte das Vorhandensein von Fasern ein seltenes Ereignis ist.

Festzuhalten ist, dass in allen Arbeiten innerhalb des Filtermedi-

ums lokale Unterschiede in der Packungsdichte festgestellt wurden. Die Verteilung dieser lokalen Packungsdichten scheint einer Zufallsverteilung zu genügen, die häufig als logarithmisch normal verteilt angenommen wird (Rembor, 2001).

### 4.3. Neuerer Ansatz: Zerstörungsfreie Bestimmung mittels MRI

Den detaillierten Untersuchungen zur lokalen Packungsdichte (Kap. 4.2) bzw. Faserorientierung (Kap. 2.2.1) ist gemeinsam, dass die Probe des Filtermediums zerstört wird. Die Faserstruktur wird zerschnitten, um Informationen zu erhalten, und damit wird das Filtermedium für weitere Untersuchungen unbrauchbar. Es ist somit unmöglich, nach der Ermittlung der Packungsdichte anschließend Versuche durchzuführen, um den Einfluss der dann bekannten Struktur zu bestimmen. Die Anwendung der Messmethode Magnetic Resonance Imaging (MRI) (Kap. 6) wird nun erstmals die Möglichkeit eröffnen, Strukturdaten eines Filtermediums vorab zu gewinnen, ohne das Medium zu zerstören.

Rembor (2001) konnte mittels MRI erstmals einer Filterprobe eine Packungsdichteverteilung zuordnen. Da das Fasermaterial der üblichen Filtermedien selbst kaum für Bildgebung auswertbare Signale liefert, benutzte er eine negative/inverse Methode, bei der die Hohlräume des Filtermediums mit Wasser gefüllt wurden, welches ein gut auswertbares Signal liefert. Je nach gewählter Auflösung unterteilte er die Filterprobe in entsprechende Volumenelemente. Für jedes Volumenelement wurde das MRI Messsignal bestimmt. Da die Signalstärke des MRI Messsignals mit dem Wasserinhalt im Volumenelement und damit der Porosität korrespondiert, leitete er aus der Verteilung der Messsignale die Form der Verteilung der Packungsdichte ab. Auf diese Weise konnte er qualitativ die *Packungsdichteverteilung* ermitteln. Anschließend verschob er die Verteilungsfunktion so, dass ihr Mittelwert der mittleren Packungsdichte des Filtermedientyps entsprach. Nur durch diese Zuordnung zum (gravimetrisch bestimmten) Mittelwert des Medientyps konnte er quantitativ sinnvolle Packungsdichten erhalten.

Wie sinnvoll dieses Vorgehen war, konnte Weber (2001) in seiner Diplomarbeit zeigen: Denn werden die MRI Messdaten ohne externe Kalibrierung in Packungsdichten umgewandelt, so ist der berechnete Druckverlust deutlich größer als die Messungen erwarten las-

#### 4. Bisherige Bestimmung der lokalen Packungsdichte

sen. Damit warf er die grundsätzliche Frage auf, wie zuverlässig denn überhaupt die MRI Daten umgewandelt werden können und welche Auflösung dafür notwendig ist. Weiterhin stellt sich die Frage, ob die nach Rembor ermittelten Verteilungsfunktionen der Signalintensitäten überhaupt der Packungsdichteverteilung im Filtermedium entsprechen. Und grundsätzlich ist zu fragen, ob es ausreicht, mit einer Verteilung der lokalen Packungsdichten das Filtermedium zu beschreiben oder ob nicht das volle Leistungsspektrum der MRI verwendet werden sollte und eine 3D Matrix der Packungsdichten notwendig ist.

Festzuhalten ist, dass die zerstörungsfreie Bestimmung der lokalen Packungsdichten mittels MRI bis heute noch keine etablierte Methode ist. Sie wirft zur Zeit noch mehr Fragen auf als sie beantwortet. Deshalb wird in den nachfolgenden Kapiteln dieser Arbeit ein neuer Ansatz zur Anwendung der MRI auf Tiefenfiltermedien vorgestellt (Kap. 6) und insbesondere hinsichtlich Plausibilität getestet (Kap. 7). Zuvor sollen jedoch die Grundzüge der MRI Methode skizziert werden (Kap. 5).

## 5. Grundzüge der Methode des Magnetic Resonance Imaging

Magnetic Resonance Imaging (MRI) ist heute primär eine Messmethode zur Erzeugung von Bildern, die Informationen über die örtliche Materialverteilung auch in nicht transparenten dispersen Systemen enthalten. Beobachtbar sind Materialien, deren Atomkerne ein magnetisches Moment besitzen. Seit Jahren wird MRI in der Medizin eingesetzt und hat sich als diagnostische Standardmethode zur *qualitativen* Beurteilung von Tumoren oder zur Bildgebung von Herz, Gehirn und weichen Organen entwickelt.

Auch in den Ingenieurwissenschaften wird neuerdings zunehmend MRI als Messmethode eingesetzt, z.B. (Gladden, 1995, Agranovski, Braddock, Kristensen, Crozier und Myojo, 2001, NMRPM6, 2002). In Karlsruhe unterstützt die DFG seit 1999 die Forschergruppe 338 „Anwendung der Magnetischen Resonanz zur Aufklärung von Strukturen und Stofftransportprozessen in dispersen Systemen“ im Bereich der Fakultät für Chemieingenieurwesen und Verfahrenstechnik (Buggisch u. a., 2004). Ziel ist es dabei, Methoden zu entwickeln, um insbesondere Strukturen in porösen Systemen und die zeitliche und örtliche Veränderung von Konzentrationen qualitativ sichtbar zu machen und um sie darüber hinaus zu *quantifizieren* (Regier, Guthausen und Schubert, 2002, van Buren und Reimert, 2003, Heinen, Guthausen und Buggisch, 2001).

In diesem Rahmen wird auch die Bestimmung der Struktur von Tiefenfiltern mit MRI gefördert und untersucht (Rembor, 2001, Lehmann, Hardy, Meyer und Kasper, 2003c); denn es liegt auf der Hand, die nicht invasive räumliche Messmethode auf poröse Fasermedien anzuwenden. Schließlich verspricht die MRI die gewünschten Informationen zur Struktur (lokale Packungsdichteverteilung, Faserorientierung) und gleichzeitig eine weitere Verwendung derselben Probe für Filtrationsexperimente. Damit wird es erstmalig möglich, den Einfluss einer a priori bekannten Struktur auf Druckverlust und Trenngrad zu untersuchen. Um die für Tiefenfilter neue Methode der MRI zur Ermittlung der lokalen Packungsdichte (Kap. 6) besser einordnen zu können, sollen kurz die Grundlagen der MRI Messtechnik darge-

legt werden. Neben den recht speziellen Standardwerken (Blümich, 2002, Callaghan, 1995, Kimmich, 1997) ist bei Hornak (2003) eine besonders verständliche und anschauliche Einführung in die Bildgebung mit MRI zu finden.

### 5.1. Abriss der Grundlagen

Atomkerne rotieren um ihre Längsachse und besitzen daher einen Eigendrehimpuls  $P$ , auch (Kern)-Spin genannt. Der Eigendrehimpuls ist gequantelt und nimmt daher nur diskrete Werte an. Bei Atomkernen, die eine ungerade Zahl von Protonen und Neutronen haben (z.B.  $^1\text{H}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{19}\text{F}$ ), ist dieser Eigendrehimpuls von Null verschieden. Hier bewirkt die Rotation der elektrischen Ladung des Kerns ein schwaches magnetisches Dipolmoment. Dieses magnetische Moment des Protons ist über das gyromagnetische Verhältnis  $\gamma$  proportional zu seinem Eigendrehimpuls. Der Wert des gyromagnetischen Verhältnisses  $\gamma$  hängt vom Atomkern ab und kann je nach Kern positiv oder negativ sein. Im (hier betrachteten) Fall des Wasserstoffkerns  $^1\text{H}$  existieren die zwei diskreten Spins  $\frac{1}{2}$  und  $-\frac{1}{2}$  und damit zwei Energieniveaus.

Liegt ein äußeres magnetisches Feld  $B_0$  an, so richten sich die magnetischen Momente  $\mu$  der Kerne entlang der Feldlinien von  $B_0$  aus.  $^1\text{H}$ -Kerne haben zwei Möglichkeiten sich auszurichten: entweder parallel oder anti-parallel. In beiden Fällen sind sie nicht exakt ausgerichtet, sondern präzessieren wie ein Kreisel um die Magnetfeldachse mit einer typischen Frequenz, der so genannten Larmorfrequenz (Gl. 5.1). Die Geschwindigkeit der „Kreiselbewegung“ hängt folglich vom äußeren Magnetfeld ab:

$$\omega = \gamma B_0. \quad (5.1)$$

Die Differenz zwischen den zwei möglichen Energieniveaus – parallel (= energieärmer) und anti-parallel (= energiereicher) – beträgt:

$$\Delta E = \hbar\omega = \hbar\gamma B_0. \quad (5.2)$$

Diese beiden Energieniveaus sind gemäß der Boltzmannverteilung unterschiedlich besetzt. Durch Einstrahlen eines Hochfrequenzpulses mit der Energie  $\Delta E$  kann ein Wechsel/„Umklappen“ zwischen den Energieniveaus bewirkt werden. Dies ist jedoch nur dann möglich, wenn der eingestrahelte HF-Puls und die umzuklappenden Spins die gleiche Frequenz haben und damit in Resonanz sind. (Daher wird das

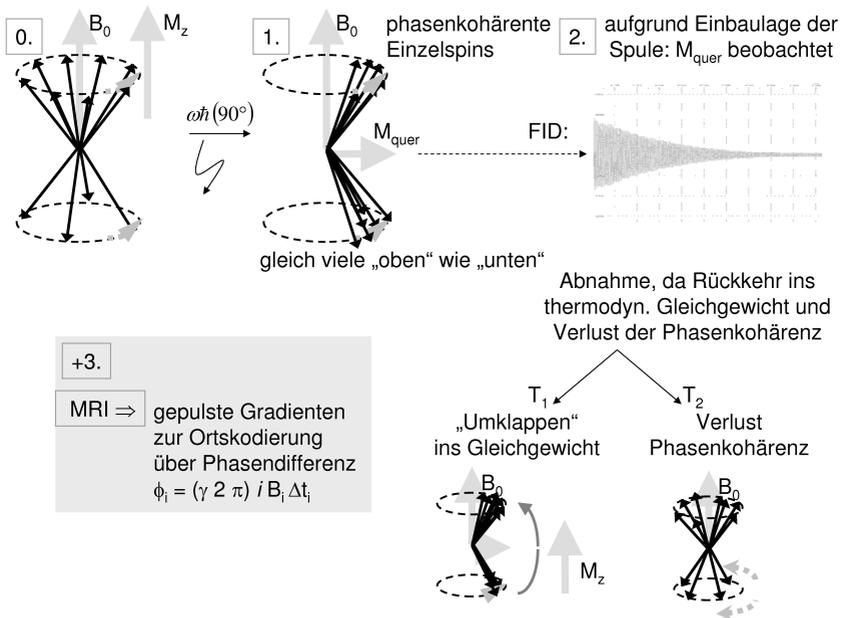


Abb. 5.1.: MRI Prinzip: 0.) Ausrichtung der Spins der Probe durch ein äußeres Magnetfeld, 1.) Änderung ihres Energieniveaus durch Einstrahlen eines HF-Pulses, 2.) Abgreifen des induzierten Stromes der rotierenden Quermagnetisierung, zusätzlich zur 3D Bildgebung: +3.) Kodierung über ortsabhängige Phasendifferenzen

Prinzip auch Nuclear Magnetic Resonance NMR genannt.) Die notwendige Frequenz  $\omega$  hängt von der Stärke des Magnetfeldes ab.

Da sich die Spins im „ungestörten“ Zustand nicht gleichmäßig auf die beiden Energieniveaus verteilen, existiert stets eine resultierende Gesamtmagnetisierung  $M_z$  in Richtung des äußeren  $B_0$ -Feldes. Richtung und Stärke dieser Magnetisierung wird durch Einbringen von Energie über einen Hochfrequenzpuls (spezielle Spule: Birdcage) geändert. Insbesondere durch einen so genannten  $90^\circ$ -Puls wird die Gesamtmagnetisierung senkrecht zu  $B_0$  ausgerichtet, man spricht von einem „Umklappen“ der Spins. Sie besitzen dann nur eine resultierende Magnetisierung, die mit der Larmorfrequenz  $\omega$  in der Ebene senkrecht zum äußeren Magnetfeld  $B_0$  rotiert. Diese Quermagneti-

## 5. Grundzüge der Methode des Magnetic Resonance Imaging

sierung induziert in einer senkrecht zu  $B_0$  plazierten Empfängerspule das Messsignal in Form einer Wechselspannung gleicher Frequenz (Abb. 5.1).

Nach dem Abschalten des Hochfrequenzpulses kehren die Spins aufgrund der Wechselwirkung mit Molekülen der Umgebung ins Gleichgewicht zurück. Nach der Relaxationszeit  $T_1$  63% wird die Gleichgewichtsmagnetisierung wieder erreicht. Zusätzlich verlieren die Spins durch die gegenseitige Beeinflussung ihrer magnetischen Momente die anfängliche Phasenkohärenz. Folglich heben sich die Querkomponenten der Gesamtmagnetisierung mit der Zeit immer mehr gegenseitig auf. Die Zeit bis zum Abfall auf  $1/e$  der anfänglichen Quermagnetisierung wird  $T_2$ -Relaxationszeit genannt. Dadurch nimmt die Signalamplitude des gemessenen Free Induction Decay FID ab.

### 5.2. Grundsätzliches Vorgehen bei der 3D Bildgebung

Zur Gewinnung dreidimensionaler Bilder muss das Messsignal Ortsinformationen enthalten. Im folgenden wird kurz dargestellt, wie dies durch Frequenz und Phasenkodierung erreicht und mittels Fouriertransformation ausgewertet wird:

Das Messsignal FID hängt von der Frequenz  $\omega$  der oszillierenden Quermagnetisierung ab. Um orts aufgelöste Informationen zu erzeugen, muss diese Frequenz charakteristisch für einen Ort im Raum sein. Man erreicht dies, indem während des Auslesens des Messsignals ein konstanter magnetischer Feldgradient  $G_z = \frac{\partial B_0}{\partial z}$  geschaltet wird. Die Larmorfrequenz wird dadurch abhängig vom Ort  $z$  und nur entsprechend liegende Kerne können zum Signal beitragen:

$$\omega(z) = \gamma(B_0 + zG_z). \quad (5.3)$$

Weiterhin rotiert die durch Einbringen eines  $90^\circ$ -Pulses erzeugte Gesamtmagnetisierung senkrecht zu  $B_0$  mit der durch das äußere homogene Feld vorgegebenen Larmorfrequenz. Durch den  $90^\circ$ -Puls sind die Spins anfangs zusätzlich in Phase. Wird kurzzeitig für die Dauer  $\Delta t_x$  ein Gradient  $G_x = \frac{\partial B_0}{\partial x}$  in  $x$ -Richtung geschaltet, so rotieren die Spins danach zwar wieder mit gleicher Frequenz; in der Zeit  $\Delta t_x$  änderte sich jedoch in Abhängigkeit der Ortskoordinate  $x$  ihre Phase:

$$\Delta\phi(x) = 2\pi\gamma G_x x \Delta t_x. \quad (5.4)$$

Wird anschließend während der Zeit  $\Delta t_y$  ein zusätzlicher Gradient in  $y$ -Richtung eingeschaltet, so rotieren die Spins danach zwar auch

## 5.2. Grundsätzliches Vorgehen bei der 3D Bildgebung

wieder mit gleicher Frequenz; sie unterscheiden sich nun jedoch zusätzlich in ihrer Phase in Abhängigkeit der Ortskoordinate  $y$ . Somit ist das Signal der gesamten Probe vollständig ortskodiert.

Diese lokale *Ortsinformation* wird abschließend durch mehrdimensionale Fouriertransformation des FID erhalten. Für jeden Ort wird als Messergebnis der Betrag der Fouriertransformation des FID eingetragen. Die Größe des Betrags ist von der Konzentration der  $^1\text{H}$ -Protonen an diesem Ort abhängig.



## 6. Ermittlung der Matrix der lokalen Packungsdichte mittels quantitativer MRI

Die lokale Packungsdichteverteilung im Tiefenfilter ist neben dem Faserdurchmesser die heutzutage übliche Größe zur Beschreibung des inneren inhomogenen Medienaufbaus (Kap. 2.2.3, 2.2.3). Bisher kann sie mit den herkömmlichen Methoden nur durch Zerstören der Faserstruktur gewonnen werden (Kap. 4). Die Anwendung der Methode des MRI verspricht zwar die zerstörungsfreie qualitative Ermittlung der Verteilung der lokalen Packungsdichten in einer Filterprobe (Rembor, 2001), jedoch war bisher eine Umwandlung der Messdaten in eine 3D Matrix quantitativ sinnvoller lokaler Packungsdichten nicht eindeutig möglich (Kap. 4.3). Deshalb wird im Folgenden eine neue entwickelte Methode vorgestellt, die von der Idee getrieben wurde, auf plausible eindeutige und verifizierbare Weise die 3D Matrix der lokalen Packungsdichten in einer Filterprobe mittels quantitativer MRI zu ermitteln.

Ausgangspunkt ist nicht die Visualisierung der „makroskopisch“ lokalen Packungsdichte sondern die Visualisierung der „mikroskopischen“ Faserstruktur. Dies erfordert die Auswahl eines geeigneten Filtermediums und eine geschickte Probenpräparation (Kap. 6.1) sowie einen entsprechenden Messaufbau (Kap. 6.2), um die eindeutige Zuordnung zwischen MRI Signalintensität und Faseranteil innerhalb eines Voxels (= kleinstes Messvolumen) zu ermöglichen (Kap. 6.3). Werden weiterhin die der MRI Methode immanenten Fehler durch Auswahl eines artefaktfreien Raumes sowie durch geschickt gesetzte Rauschfilter berücksichtigt (Kap. 6.3.2), kann letztlich aus der gemessenen 3D Faserstruktur (Kap. 6.3.3) die lokale 3D Anordnung der Packungsdichte im Filtermedium berechnet werden (Kap. 6.4).

Dies und eine kurze Diskussion dieser Methode wird in den nachfolgenden Kapiteln ausgeführt, bevor dann in gesonderten Kapitel auf die Verifizierung der MRI Daten (Kap. 7) und auf die nun erstmalig möglichen grundsätzlichen Erkenntnisse zur Filtermodellierung mittels Zellenmodell (Kap. 8) eingegangen wird.



Abb. 6.1.: REM Aufnahme des Filtermediums: Packungsdichte ca. 1,7 %, Faserdurchmesser ca. 53  $\mu\text{m}$

## 6.1. Geeignete Wahl von Filtermedium und Probenpräparation

Die Bestimmung der 3D Faserstruktur mittels quantitativer MRI erfordert besondere Aufmerksamkeit bei der Auswahl des Filtermediums. Nur wenn der Faserdurchmesser groß genug gegenüber der Auflösung ist, kann erwartet werden, dass einzelne Fasern sichtbar sind. Um auf der sicheren Seite zu sein, wurde deshalb ein Filtermedium (Abb. 6.1) ausgesucht, dessen Faserdurchmesser (53  $\mu\text{m}$ ) nahezu konstant ist und im Größenbereich der Kantenlänge (59  $\mu\text{m}$ ) des kleinstmöglichen messbaren lokalen Volumens (=Voxel) liegt. In diesem Fall ist, wie angestrebt, zu erwarten, dass der Unterschied zwischen dem Signal von mit Fasern gefüllten Voxeln und Voxeln ohne Fasermaterial gross genug ist.

Für die Messung selbst wird eine zylindrische Probe mit dem Durchmesser von 12 mm aus einer Filtermatte des Filtermediums ausgestanzt. Dabei verklebt der Rand und muss durch vorsichtiges Zupfen wieder aufgelöst werden. Letztendlich hat sich die Struktur am Rand der Filterprobe durch das Herausschneiden leicht verändert. Da jedoch wegen der MRI Artefakte (Kap. 6.3.2) nur ein innerer Bereich sinnvoll ausgewertet werden kann, konnten diese Strukturverände-

rung vernachlässigt werden. In zukünftigen Arbeiten sollten geeignetere Schneidverfahren (z.B. Wasserstrahl, Laserschneiden) angedacht werden. Des Weiteren ist eine Strukturveränderung durch das Füllen mit Wasser möglich. Die Anordnung könnte sich verschieben oder die Fasern könnten quellen. Dies wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht näher untersucht. Im Übrigen zeigt die gute Übereinstimmung der Vorhersagen, basierend auf den quantitativen MRI Daten (Kap. 7.4), dass mögliche Änderungen nur sehr klein sein können.

Die ausgestanzte Filterprobe wird anschließend wie auch bei Rembor (2001) in einem Reagenzglas vollständig mit Wasser gefüllt. Damit die Filterprobe möglichst wenig Luftblasen enthält, wird vorher mit einer Wasserstrahlpumpe „evakuiert“ (Weber, 2001). Zur Reduzierung der Messzeit wird jetzt 2,5 mmol/l *Gd*-DTPA (Schering, Berlin) zugegeben; denn das früher verwendete *CuSO*<sub>4</sub> lagert sich in der Grenzschicht zur Kunststofffaser an und verstärkt so die unerwünschten Suszeptibilitätsartefakte. *Gd* hingegen bleibt gleichmäßig verteilt im Wasser (Voelkel, 2002) und reduziert die  $T_1$  Relaxationszeit, so dass kürzer gepulst werden kann.

## 6.2. Einbringen der Probe in den NMR Tomographen

Für die MRI Messungen stand im Rahmen der DFG-Forschergruppe FOR338 „Anwendung der Magnetischen Resonanz zur Aufklärung von Strukturen und Stofftransportprozessen in dispersen Systemen“ ein Bruker Avance 200 SWB Tomograph mit dem Micro2.5 Gradientensystem zur Verfügung. Die Feldstärke des Magneten beträgt 4,7 T. Verschiedene Resonatoren (Abb. 6.2) sind so auf Haltern montiert, dass zylindrische Proben durch den ganzen Probenkopf (und Magneten) geführt werden können. Die Proben können einen Durchmesser von 5 mm, 15 mm, 25 mm oder 64 mm haben. Da wegen der zu erwartenden Artefakte (Kap. 6.3.2) jedoch 5 mm Proben keinen repräsentativen Ausschnitt des Filtermediums wiedergeben können, wurde als kleinster Probenkopf der mit 15 mm Durchmesser ausgewählt.

Die Auflösung je Raumrichtung ergibt sich aus der Abmessung des gewählten „Field Of View“ (FOV), geteilt durch gewählte Voxelanzahl. In der höchsten üblichen Auflösung wird das FOV in 256 x 256 x 256 Voxel unterteilt. Im kleinsten Probenkopf ( $\varnothing = 15$  mm) entspricht folglich jeder Bildpunkt einem Voxel mit der Kantenlänge von 59  $\mu$ m. Damit ist, wie gewünscht, zu erwarten, dass die Fasern ( $D_F = 53$   $\mu$ m) die entsprechenden Voxel ausreichend gut ausfüllen und folglich ein deut-

## 6. Ermittlung der lokalen Packungsdichte mittels quantitativer MRI



Abb. 6.2.: Vorhandene Probenköpfe für den Bruker SWB 200 MHz Tomograph mit verschiedenen Durchmessern für zylindrische Proben: 64, 25 und 15 mm

licher Signalunterschied zum umgebenden Wasser erkennbar wird.

Zur Halterung der Filterprobe im Probenkopf wird ein Reagenzglas von 15 mm Außen- und 12 mm Innendurchmesser verwendet (Abb. 6.3). Der Boden des Reagenzglases ist mit Harz ausgegossen, um eine ebene Auflagefläche zu erhalten. Zusätzlich wird die Probe noch mit Distanzringen so positioniert, dass ober- und unterhalb Wasser vorhanden ist. In diese Randzone wird die obere und untere Grenze des FOV gelegt, so dass das gesamte Filter im FOV liegt. Das Reagenzglas wird so in den Tomographen hineingeschoben, dass die Filterprobe mittig im Gradientensystem sitzt.

Die Bildgebung der wassergefüllten Hohlraumstruktur wird mit der MRI Sequenz „Rapid Acquisition with Relaxation Enhancement“ in der maximal möglichen isotropen Auflösung ( $256^3$ ) der Messsoftware ParaVision 2.0 durchgeführt. Um Artefakte in  $z$ -Richtung zu vermeiden, wird als ein Ergebnis der Diplomarbeit von [Weber \(2001\)](#) die Leserichtung „H(ead)-F(eet)“ gewählt.

### 6.3. Auswertung der MRI Messdaten

Die Auswertung kann sich nicht nur auf die statistische Auswertung der Verteilungsfunktion der Signalintensitäten beschränken, sondern

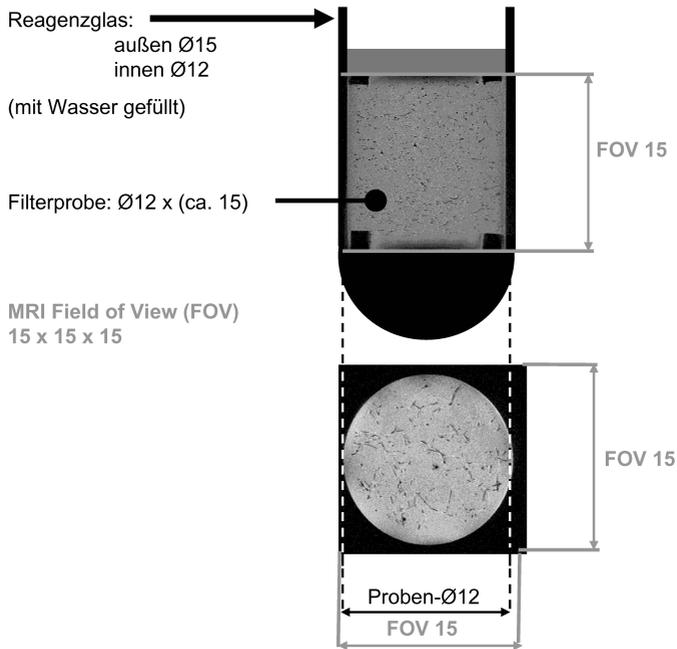


Abb. 6.3.: Anordnung der Probe im Tomographen am Beispiel von Längsschnitt und Querschnitt (Alle Angaben in mm)

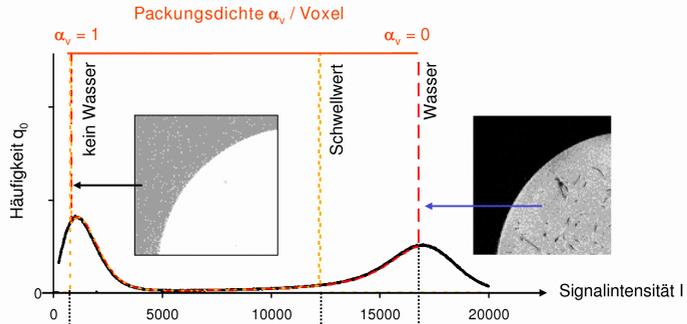
muss jedem Voxel der 3D Matrix eine definierte Faser-Packungsdichte zuordnen (Kap. 6.3.1), um die 3D Faserstruktur zu ermitteln. Wegen des der MRI Methode immanenten Rauschens des Signals (Kap. 6.3.2), muss eine geeignete Rauschunterdrückung, z.B. durch Setzen eines Schwellenwertes (Kap. 6.3.3), gewählt werden, um mittels der zugeordneten Faser-Packungsdichten die 3D Faserstruktur sichtbar zu machen. Auf Basis dieser mit MRI gemessenen Daten wird dann in einem gesondert dargestellten Postprocessing die 3d Matrix der lokalen Packungsdichten im Filtermedium berechnet (Kap. 6.4).

#### 6.3.1. Zuordnung zwischen lokalem MRI Signal und lokaler Faser-Packungsdichte

Zur Kalibrierung der MRI Signalintensitäten wird die Häufigkeitsverteilung aller Signalintensitäten der Probe verwendet (Lehmann u. a., 2003c, Lehmann, Hardy und Kasper, 2003a,b). Abb. 6.4 erläutert, wie

## 6. Ermittlung der lokalen Packungsdichte mittels quantitativer MRI

### 1. Zuordnung der Extrema



### 2. Zuordnung der Werte $\alpha_v$ (Intensität) durch lineare Interpolation



Abb. 6.4.: Zuordnung der Packungsdichte zur MRI Signalintensität (Hinweis: Schritt 3 in Vorgriff auf Kap. 6.3.3)

einer bestimmten MRI Signalintensität der Häufigkeitsverteilung der Wert einer Packungsdichte zugeordnet wird. Da nur die Beträge der MRI Signale berechnet werden, sind alle Intensitäten positiv.

Die Mode bei höherer Signalintensität resultiert aus den Signalen nur mit Wasser gefüllter Voxel. Ihrem Modalwert wird daher die Packungsdichte 0 (= keine Faser) zugewiesen. Alle Voxel, deren Signalintensitäten größer als dieser Modalwert sind, enthalten scheinbar mehr Wasser als vollständig gefüllte. Diesen Signalintensitäten wird daher auch die Packungsdichte Null zugeordnet.

Die Mode bei sehr niedriger Signalintensität resultiert vom Rauschen in den Voxeln, die kein Wasser enthalten. Im wesentlichen sind das Voxel außerhalb der wassergefüllten Zylinderprobe. Da bei der MRI-Messung ein kartesischer 3D Messraum gewählt wird, werden nicht nur Signalintensitäten von Voxeln in der Probe, sondern auch vom Bereich außerhalb erzeugt. Das Signal der Voxel außerhalb der Probe wird sich nicht messbar von völlig mit Fasermaterial gefüllten Voxeln unterscheiden. Daher wird nun diesem Modalwert bei niedriger Signalintensität die Packungsdichte 1 (= vollständig mit Fasermaterial)

terial gefüllt) zugewiesen. Alle Intensitäten kleiner als dieser Modalwert kommen von Voxeln, die scheinbar weniger als kein Wasser enthalten. Daher wird diesen Signalintensitäten ebenfalls die Packungsdichte 1 zugeordnet.

Zwischen den so kalibrierten Extremen wird die Packungsdichte linear interpoliert. Auf diese Weise wird jeder Signalintensität eine Packungsdichte zugeordnet (Abb. 6.4). Damit wird es möglich, jedem Voxel im Raum eine Packungsdichte als Funktion seiner Signalintensität zu zuweisen.

Da in diesem Schritt nur die Verteilungsfunktion ausgewertet wird, geht wie bei Szayna, Zedler und Voelkel (1999b) und Szayna, Zedler und Voelkel (1999a) die eindeutige räumliche Zuordnung und damit die einmalige Dreidimensionalität der MRI Information verloren. Deshalb wird in einem weiteren Schritt jedem Voxel der 3D Matrix aufgrund der oben erstellten Zuordnung die dem Messsignal entsprechende Packungsdichte zugeordnet. Auf diese Weise wird die 3D Matrix der lokalen Faser-Packungsdichten für die gewählte MRI Auflösung erhalten.

#### 6.3.2. Problematik der Artefakte und des Rauschens des MRI Signals

Die in Kap. 6.3.1 ausgeführte Quantifizierung des MRI Signals setzt voraus, dass die gleiche Faser-Packungsdichte stets das gleiche Signal liefert. Dies ist jedoch nur dort der Fall, wo das Magnetfeld räumlich perfekt homogen ist und keine sonstigen Artefakte auftreten. Abb. 6.5 zeigt die bei MRI üblichen Artefakte in Randbereichen der Probe. Folglich ist dort keine eindeutige Zuordnung möglich. Deshalb beschränkt sich die weitere Auswertung auf den artefaktfreien Block von  $96 \times 96 \times 204$  Voxel im Innern der Probe.

Weiterhin bereitet das der Messmethode immanente Rauschen des Signals Probleme. So haben Bereiche zwischen den sichtbaren Fasern, die vollständig mit Wasser gefüllt sind, unterschiedliche Signalintensitäten und scheinen damit allein aufgrund des Rauschens einen gewissen Faseranteil (Grauwerte) zu enthalten (Abb. 6.6).

Diese scheinbar gefüllten Voxel sind die Ursache für einen beträchtlichen Fehler bei der quantitativen Zuordnung der MRI Daten. Dies äußert sich darin, dass die Packungsdichte des Filtermediums scheinbar größer ist als die mittlere, gravimetrische Packungsdichte. Da die lokale Packungsdichte entscheidenden Einfluss auf den Druckverlust hat (Kap. 2.2), bewirken die scheinbar gefüllten Voxel einen höheren

6. Ermittlung der lokalen Packungsdichte mittels quantitativer MRI

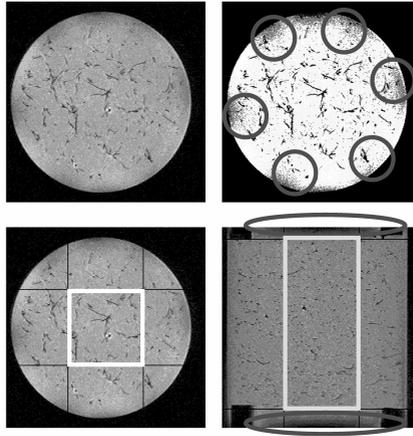


Abb. 6.5.: Messartefakte im Randbereich der untersuchten Filterprobe; zur Auswertung ausgewählter Bereich im Innern von  $5,6 \times 5,6 \times 12,7 \text{ mm}^3$  hellgrau markiert

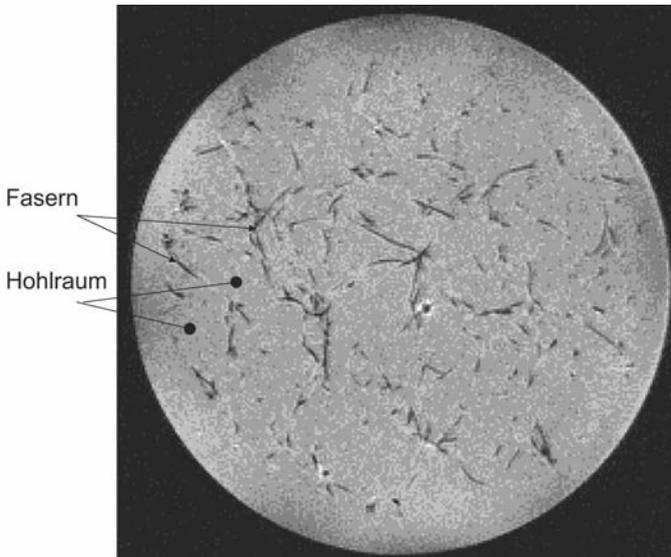


Abb. 6.6.: Rohdaten der MRI Signalintensitäten, dargestellt als Grauwerte, eines Querschnitts durch die Probe von 12 mm Durchmesser mit einer Auflösung von  $(59 \mu\text{m})^3$

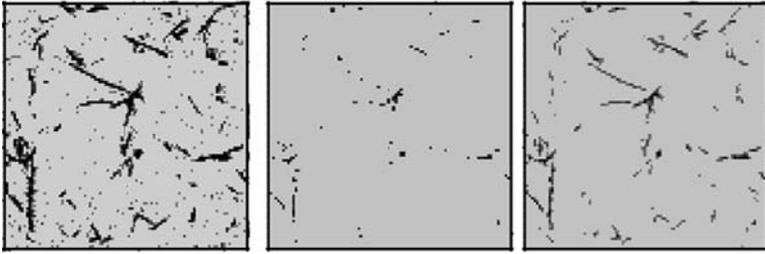


Abb. 6.7.: Bildebene mit  $96 \times 96$  Voxel à  $59 \mu\text{m}$  mit unterschiedlichem „Rauschfilter“/Schwellenwert (v.l.n.r. Schwellenwert von 0, 0,54, 0,27, korrespondierende mittlere Packungsdichte des Filters: 0,046, 0,005, 0,0178)

Druckverlust. Dies erklärt die von [Weber \(2001\)](#) beobachteten höheren Druckverluste der Simulation im Vergleich zum Experiment.

Für eine quantitative Bestimmung der lokalen Packungsdichten ist es daher erforderlich, das Rauschen aus den MRI Daten „herauszufiltern“. Insbesondere das Rauschen im Bereich der „nur“ mit Wasser gefüllten Voxel muss „herausgefiltert“ werden. Da diese Voxel in Wirklichkeit kein Fasermaterial enthalten, wird ihre Packungsdichte bis zu einem Schwellenwert zu Null gesetzt. Erst ab dem zu setzenden Schwellenwert wird dann die aus der Signalintensität bestimmte Packungsdichte dem Voxel zugeordnet. Die zuvor kalibrierten Extreme 0 und 1 werden beim Setzen dieses „Rauschfilters“ nicht verändert.

In [Abb. 6.7](#) sind für dieselbe Bildebene unterschiedliche Schwellenwerte gesetzt (linkes Bild ohne „Rauschfilter“). Im mittleren Bild sind die Fasern nur noch als Bruchstücke zu errahnen, im rechten sind sie hingegen deutlich zu sehen. Es zeigt sich, dass mit dem Setzen des Schwellenwerts auch Informationen über die Faserstruktur verloren gehen können. Damit das Setzen des Schwellenwerts nicht willkürlich oder nur visuell motiviert ist, wird im nächsten Kapitel eine geeignete Vorschrift festgelegt.

### 6.3.3. „Faserstruktur“ nach Setzen eines geeigneten Schwellenwerts

Die Faserstruktur des Filtermediums ist zwar in allen Bildern aus [Abb. 6.7](#) mit bloßem Auge erkennbar, für eine weitere Datenverarbeitung muss jedoch der Faseranteil pro Voxel in Zahlen *quantifiziert*

## 6. Ermittlung der lokalen Packungsdichte mittels quantitativer MRI

werden. Dafür muss das Rauschen durch Setzen eines Schwellenwerts herausgefiltert werden. Doch welcher Schwellenwert ist der richtige?

Die mittlere Packungsdichte des Filters, die aus den lokalen MRI Daten errechnet wird, hängt stark vom Schwellenwert ab. Denn der Schwellenwert entscheidet, ab wann der gemessene Faseranteil eines Voxel gezählt wird. Wenn die wirkliche Faserstruktur extrahiert wird, dann sollte die mittlere Packungsdichte der lokalen MRI Faser-Packungsdichten mit der gravimetrischen, mittleren Packungsdichte übereinstimmen. Die gravimetrische, mittlere Packungsdichte des Filtermediums legt damit den Schwellenwert als Anpassungsparameter fest. In Abb. 6.7 gehört zu den Bildern von links nach rechts eine mittlere MRI Packungsdichte von 0,046, 0,005 und 0,0178. Gravimetrisch wurde eine mittlere Packungsdichte von  $0,017 \pm 8\%$  gemessen. Davon weichen die mittlere Packungsdichte ohne Schwellenwert (links) und diejenige mit großem Schwellenwert (Mitte) deutlich ab. Der Schwellenwert von 0,27 (rechts) führt hingegen zu einer vergleichbaren mittleren Packungsdichte. Daher wurde für diese Messung der Schwellenwert auf 0,27 festgelegt. Damit ergibt sich die in Abb. 6.4 dargestellte Zuordnung der Packungsdichte als Funktion der Signalintensität.

Die auf diese Weise extrahierte „innere Faserstruktur“ ist beim Vergleich des „verrauschten“ mit dem „gefilterten“ Bild deutlich zu erkennen (Abb. 6.8). Diese „gefilterte“ Struktur dürfte der wirklichen Struktur entsprechen, da sie dem optischen Eindruck nach der gemessenen (links) entspricht und darüber hinaus die gleiche mittlere Packungsdichte hat wie das Filtermedium.

Gleichwohl werden auch Voxel geleert, die in Wirklichkeit Fasermaterial enthalten, weil die Faser z.B. nur teilweise durch das Voxel verläuft und deshalb die Faser-Packungsdichte sehr gering ist. Der räumliche Verlauf einer Faser wird folglich nicht exakt wiedergegeben (Abb. 6.9). Der ermittelte lokale Faserverlauf mag somit Sprünge aufweisen, im Mittel stimmt jedoch die Packungsdichte; denn durch das Setzen des Schwellenwertes wird gewährleistet, dass der Faservolumenanteil im Probenvolumen dem aus gravimetrischen Messungen bekannten entspricht. Die Gesamtmasse der Fasern im Filter bleibt folglich erhalten, obwohl gewisse Faservolumenanteile durch Setzen des Rauschfilters verloren gehen bzw. andere Volumenanteile überbewertet werden. Wird nun (Kap. 6.4) nicht der Verlauf der Fasern, sondern die lokale Packungsdichte in größeren Volumenbereichen durch Zusammenfassen von Voxeln ausgewertet, so dürften die absoluten Werte der lokalen Packungsdichte recht gut den tatsächlichen entsprechen. Das Nichtberücksichtigen der lokalen räumlichen Faseraus-

#### 6.4. Lokale Packungsdichte berechnet aus der 3D „Faserstruktur“

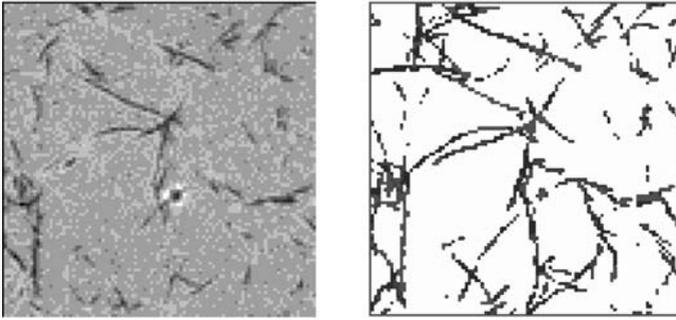


Abb. 6.8.: (Links) MRI Bildebene  $96 \times 96$  Voxel à  $(59 \mu\text{m})^3$  mit Signalintensität als Grauwerte (inkl. Rauschen); (rechts) „extrahierte“ „innere“ Faserstruktur nach Transformation in Packungsdichte und Setzen des Schwellenwerts

richtung hat somit entscheidende Vorteile hinsichtlich der Fehler der Messmethode der quantitativen MRI.

#### 6.4. Lokale Packungsdichte berechnet aus der 3D „Faserstruktur“

Nicht die Faserstruktur, sondern die lokale Packungsdichte ist bei den aktuellen Filtrationsmodellen der wichtigste Eingangsparameter zur Beschreibung der Medienstruktur. Das Zellenmodell sieht dazu vor, das Filtermedium in kleine Zellen, mit einer üblichen Kantenlänge des vier- bis zehnfachem des mittleren Faserdurchmessers zu unterteilen (Kap. 2.3). Für die erweiterte quantitative MRI Methode wurde jedoch eine Voxelgröße in der Größenordnung des Faserdurchmessers gewählt, um die Faserstruktur zu quantifizieren. Daher wird die 3D Matrix der lokalen Packungsdichten für das Zellenmodell durch Zusammenfassen benachbarter Voxel errechnet. Da alle Voxel das gleiche Volumen haben, ergibt sich die lokale Packungsdichte einer Zelle  $\alpha_{i,\text{cell}}$  als arithmetischer Mittelwert der Packungsdichten der entsprechenden zusammengefassten Voxel  $\alpha_{i,\text{voxel}}$ . Wegen der Inhomogenität der lokalen Packungsdichte bzw. der lokalen Faseranordnung hängt der Wert von  $\alpha_{i,\text{cell}}$  von der gewählten Auflösung (Kantenlänge der Einheitszelle) ab. Die Werte der Packungsdichten der Voxel  $\alpha_{i,\text{voxel}}$  und der Zellen  $\alpha_{i,\text{cell}}$  können daher verschieden sein.

## 6. Ermittlung der lokalen Packungsdichte mittels quantitativer MRI

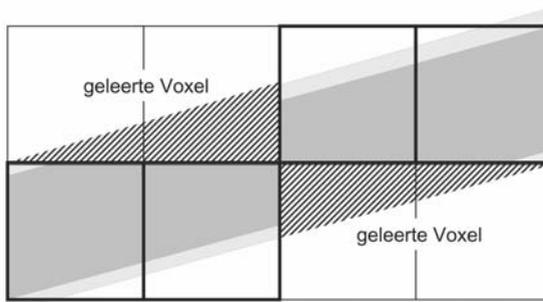


Abb. 6.9.: Leeren von Voxeln durch Setzen eines Schwellenwerts (hier: 50 %) am Beispiel einer schrägen Faser (dunkelgrau). Das Rauschen des Messsignals ist durch die scheinbare Verdickung der Faser (hellgrau) angedeutet.

Durch das Zusammenfassen benachbarter Voxel geht die Information über die lokale Lage der Fasern und darüber, ob eine oder mehrere Fasern in der Zelle liegen, verloren. Bis jetzt ist nicht bekannt, ob dieses Nichtberücksichtigen von lokalen Informationen über die Faserstruktur vertretbar ist, da der Einfluss der lokalen Faserstruktur weder experimentell noch in Simulationen ausreichend untersucht wurde. Simulationen zum Clogging in Faseranordnungen deuten darauf hin, dass solche lokalen Daten zur Faseranordnung für die Vorhersage der Filtrationskinetik in der Nähe des Clogging notwendig sein werden (Lehmann und Kasper, 2002b, 2004). Es hat sich aber gezeigt, dass für die Vorhersage des anfänglichen Druckverlustes Informationen zur lokalen Packungsdichte hinreichend sind (Kap. 2.2.3, 2.2.3).

## 7. Verifizierung der quantitativen MRI Daten

Im vorangehenden Kapitel 6 wurde eine Methode zur zerstörungsfreien Ermittlung der lokalen Packungsdichte im Filtermedium vorgestellt, die auf der quantitativen MRI Messung der 3D Faserstruktur basiert. Nachdem in Kap. 7.1 die grundsätzliche Problematik der Verifizierung der MRI Daten dargelegt und in Kap. 7.2 die programmiertechnische Umsetzung der Simulation von Geschwindigkeitsfeld und Druckverlust auf Basis der MRI Daten aufgezeigt worden ist, kann die eigentliche Verifizierung der MRI Daten erfolgen. Zunächst wird durch intrinsischen Vergleich von Packungsdichteverteilung und Geschwindigkeitsfeld die für die quantitative MRI sinnvolle und notwendige Auflösung bestimmt (Kap. 7.3). Dabei wird auch der Frage nachgegangen, ob eine Quantifizierung der lokalen Packungsdichte ohne den Umweg über die „Faserstruktur“ möglich ist. Es wird sich zeigen, dass eine Auflösung in der Größenordnung des Faserdurchmessers notwendig ist. Anschließend wird für ein Filtermedium durch Vergleich von auf Basis der MRI Messungen einer Probe berechnetem mit für den Medientyp gemessenem Druckverlust überprüft, ob die quantitativen Werte der lokalen Packungsdichte richtig sind und die Filterstruktur für die Druckverlustberechnung genau genug beschrieben ist (Kap. 7.4). Da sich eine gute Übereinstimmung zeigen wird, können abschließend in einem gesonderten Kapitel (Kap. 8) grundsätzliche Fragen zur Anwendung des Zellenmodells diskutiert werden. Zunächst muss jedoch erst einmal gezeigt werden, dass mit der neuen Methode (Kap. 6) sinnvolle und verifizierbare Daten gewonnen werden.

### 7.1. Grundsätzliche Problematik der Verifizierung

Eine *direkte Verifizierung* der mit MRI ermittelten lokalen Packungsdichteverteilung durch Vergleich mit anderen Messmethoden ist nicht möglich. Ein Vergleich mit herkömmlichen Methoden (Kap. 4) ist sehr aufwendig. Darüber hinaus ist fraglich, ob das Einbetten mit Polymerharz (Schmidt und Löffler, 1990) nicht doch die Struktur im Filter verändert. Somit wäre der Vergleich nur bedingt zur Überprüfung geeignet. Einzig zerstörungsfreie tomographische Verfahren erlauben

## 7. Verifizierung der quantitativen MRI Daten

ebenfalls nicht-invasiv Packungsdichten in Medien zu bestimmen. Alternativ zu MRI ist Röntgentomographie (Maschio und Arruda, 2000) denkbar. Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Material ist jedoch mit Röntgentomographie nicht sichtbar (Dittler, 2002). In zukünftigen Arbeiten könnte daher versucht werden, ein Filtermedium zu verwenden, das sowohl für MRI als auch für Röntgentomographie geeignet ist.

Eine *indirekte Überprüfung* der mit MRI gemessenen Packungsdichten ist jedoch möglich, wenn der experimentelle Druckverlust des Filtermediums mit dem auf der Basis der lokalen MRI Packungsdichten berechneten Druckverlust verglichen wird, da der Druckverlust sehr sensibel auf Änderungen der lokalen Packungsdichte reagiert (Kap. 2.2.3, 2.2.3). Noch viel sensitiver auf lokale Strukturveränderungen reagiert die Geschwindigkeitsverteilung im Inneren des Filtermediums, da lokale Änderungen eine andere Strömungsführung bewirken.

Die Verifizierung der MRI Strukturdaten wird letztendlich über den Vergleich von Druckverlust bzw. Geschwindigkeitsverteilung möglich. Der Druckverlust ist experimentell für ein Filtermedium messbar und dient daher zur externen Bewertung der Genauigkeit der quantitativen MRI Daten. Die Geschwindigkeitsverteilung im Filtermedium ist hingegen nur mittels Simulationen zugänglich. Sie ist jedoch empfindlicher im Hinblick auf Strukturänderungen als der Druckverlust. Sie eignet sich daher besonders für intrinsische Tests, ob bei verschiedenen MRI Messungen die gleiche Struktur als Ergebnis ermittelt wurde. Voraussetzung für diese Art der Verifizierung ist die Simulation von Druckverlust bzw. Geschwindigkeitsverteilung mit dem Zellenmodell. Die Simulation mit dem Zellenmodell nimmt somit eine zentrale Brückenfunktion in der Verifizierung der MRI Daten ein. Deshalb wird in einem Exkurs (Kap. 7.2) die gewählte Umsetzung des Zellenmodells unter FLUENT skizziert.

### 7.2. Exkurs: CFD Implementation des Zellenmodells in FLUENT

Die Simulation mit dem „Zellenmodell“ wurde unter FLUENT durchgeführt. Dafür wurde das bisher in C++ (Rembor, 2001) programmierte Modell in dem CFD-Programm mittels *User Defined Functions* UDF und *SCHEME*-Makros neu implementiert (Lehmann und Kasper, 2002a). Dies ermöglichte einen deutlich kürzeren und übersicht-

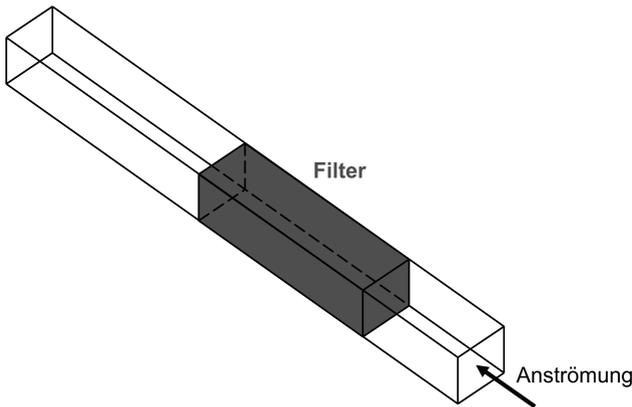


Abb. 7.1.: Geometrie und Randbedingungen für das Simulationsgebiet in FLUENT: Filtervolumen (grau)

licheren Quelltext sowie eine einfachere und flexiblere Visualisierung der Ergebnisse. Vor allem kann durch diese Umsetzung unter FLUENT auch ein Filter in seiner Einbaugeometrie und der damit vorgegebenen Anströmung simuliert werden. Die Integration eines realistischen Filtersimulationsmodells in CFD-Berechnungen von Apparaten wird damit möglich.

Im Folgenden sollen die in der von mir betreuten Diplomarbeit von [Weber \(2001\)](#) und in [Lehmann und Kasper \(2002a\)](#) ausgeführten programmtechnischen Umsetzungen des Zellenmodells unter FLUENT skizziert werden, da diese Simulationen der Schlüssel zur Verifizierung der MRI Daten sind (Kap. 7.1).

Wie üblich wird das Filtermedium durch eine Matrix an Zellen mit jeweils konstanter lokaler Packungsdichte dargestellt. Für die CFD Simulationen wurde das Filtervolumen durch ein regelmäßiges Gitter von z.B.  $24 \times 24 \times 85$  Gitterzellen à  $(234 \mu\text{m})^3$  aufgelöst. Um mögliche Einlaufeffekte, aber insbesondere die ungleichförmige Geschwindigkeitsverteilung hinter dem Filter aufzulösen, wurden ein Einlauf- und Auslassgebiet an das Filtervolumen angefügt (Abb. 7.1).

Als Randbedingung für den Einlass wurde der `velocity inlet`, für den Auslass der `pressure outlet` gewählt. An den übrigen Rändern hat auf den ersten Blick die symmetrische Randbedingung den Vorteil, dass vorhandene Fasern theoretisch fortgesetzt werden. Dies bedingt jedoch eine Regelmäßigkeit, die für das Filtermedium unty-

## 7. Verifizierung der quantitativen MRI Daten

pisch ist. Die translatorisch periodische Randbedingung hat hingegen den Vorteil, dass die Inhomogenität des Filters besser erhalten bleibt. In vergleichenden Simulationen (Weber, 2001) hat sich gezeigt, dass die Strömung bei periodischen Randbedingungen realistischer ist als bei symmetrischen. Daher wurden hier stets `periodic` Bedingungen an den seitlichen Rändern gewählt.

Die 3D Matrix der lokalen Packungsdichten zur Beschreibung des Filtermediums wird, basierend auf den MRI Daten, berechnet. Da die Auflösung der MRI Messung i.d.R. nicht mit der gewählten Auflösung des Zellenmodells übereinstimmt, müssen die lokalen Packungsdichten durch Änderung des Rasters neu berechnet werden. Wegen der lokalen Inhomogenität können sich die Werte der MRI Auflösung von denen der Zellauflösung unterscheiden. Entsprechend der Zellauflösung werden die lokalen Packungsdichten eingelesen und den entsprechenden Gitterzellen zugewiesen.

Der durch die Fasern verursachte zusätzliche Strömungswiderstand in jeder Gitterzelle des Filtermediums wird durch eine programmierte User-Defined-Function mittels einem Quellterm je Raumrichtung beschrieben, der im Prinzip der Volumenkraft  $F^*$  der Strömung auf eine einzelne Faser entspricht. Um jedoch eine richtungsabhängige Volumenkraft zu definieren, müsste die Orientierung der (gedachten) Einzelfaser zur Strömungsrichtung in der Zelle bekannt sein. Da aber sowohl die Anströmung der einzelnen Zellen a priori als auch aufgrund der Messmethode die Orientierung der Fasern nicht bekannt sind, kann die tatsächliche Ausrichtung der Fasern nicht berücksichtigt werden. Da der Einfluss der Faserorientierung auf den Druckverlust gering ist (Kap. 2.2.3), dürfte der Fehler klein sein. So wird für alle drei Raumrichtungen vereinfachend nach Kuwabara (Kap. 2.2) angesetzt:

$$F_i^* = \nabla p_i = \frac{-16\alpha_{0,i}}{D_{F,0}^2 (-0.5 \ln \alpha_{0,i} - 0.75\alpha_{0,i} - 0.25\alpha_{0,i}^2)} \mu v_i \quad (7.1)$$

mit:  $\alpha_{0,i}$  lokale Packungsdichte pro Zelle,  $D_{F,0}$  Faserdurchmesser,  $\mu$  dynamische Viskosität,  $v_i$  lokale Geschwindigkeit in Zelle.

Diese Umsetzung des Zellenmodells unter FLUENT ermöglicht es nun, die für die Verifikation der MRI Daten notwendigen Geschwindigkeitsfelder und Druckverluste zu berechnen. In den nachfolgenden Kapiteln kann mittels dieser Berechnungen die für quantitative MRI notwendige Auflösung bestimmt (Kap. 7.3) und überprüft werden, ob

### 7.3. Ermittlung der notwendigen Auflösung für quantitative MRI

mit den ermittelten quantitativen Werten der lokalen Packungsdichte das Filtermedium hinsichtlich des Druckverlustes richtig beschrieben wird (Kap. 7.4).

## 7.3. Ermittlung der notwendigen Auflösung für quantitative MRI

Die dreidimensionale Faserstruktur eines Filtermediums lässt sich — wie in Kap. 6 beschrieben — mittels MRI bestimmen, wenn der Faserdurchmesser ungefähr der Kantenlänge eines Voxels entspricht. Doch wie groß muss die Auflösung sein? Ist es vielleicht möglich mit einer größeren Auflösung direkt die Packungsdichte zu quantifizieren, ohne sie aus der Faserstruktur durch Zusammenfassen von Voxeln zu errechnen? Können auch Filtermedien mit kleineren Faserdurchmessern als der MRI Auflösung untersucht werden?

Diese Fragen sollen — wie schon auf der FITECH 2003 präsentiert (Lehmann u. a., 2003b) — im Folgenden diskutiert werden. Dazu werden MRI Messungen derselben Probe bei jedoch unterschiedlicher Auflösung hinsichtlich der ermittelten Packungsdichteverteilung und hinsichtlich des mit dem Zellenmodell berechneten Geschwindigkeitsfelds verglichen. Als wahre Daten werden die bei höchster Auflösung in der Größenordnung des Faserdurchmessers ermittelten MRI Daten angenommen. Messungen bei anderen Auflösungen sollten daher ähnliche Daten liefern.

### 7.3.1. MRI derselben Probe bei verschiedener Auflösung

Wie üblich wurde für die MRI Messung ein Filtermedium mit einem Faserdurchmesser von ca.  $54 \mu\text{m}$  ausgewählt (Kap. 6.1). Die Dicke des Filtermediums betrug ca. 15 mm. Gravimetrisch wurde eine Packungsdichte von  $0,017 \pm 8 \%$  gemessen. Aus der Filtermatte wurde eine zylindrische Probe mit 12 mm Durchmesser ausgestanzt, in einem Reagenzglas mit Wasser gefüllt und im Probenkopf positioniert (Kap. 6.2). Um keine Raumrichtung zu bevorzugen, wurde ein isotropes Field of View von 15 mm x 15 mm x 15 mm für den kleinsten Probenkopf gewählt.

Die Anzahl der Voxel je Raumrichtung wurde für verschiedene Messungen variiert. So wurden 3D Daten aufgenommen für isotrope Auflösungen von  $256^3$  Voxel à  $(59 \mu\text{m})^3$ ,  $128^3$  Voxel à  $(117 \mu\text{m})^3$ ,  $64^3$  Voxel à  $(235 \mu\text{m})^3$ ,  $32^3$  Voxel à  $(469 \mu\text{m})^3$  und die maximal mit ParaVision

## 7. Verifizierung der quantitativen MRI Daten

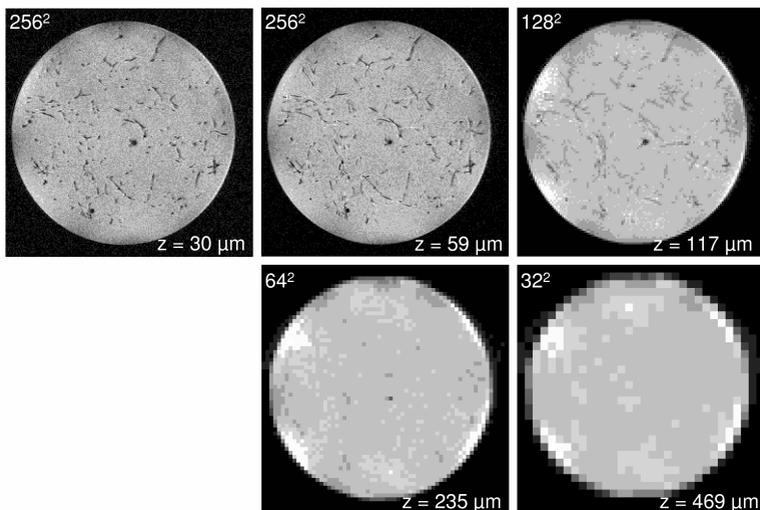


Abb. 7.2.: MRI Bilder der mittleren Schicht des FOV bei unterschiedlicher Auflösung

2.0 mögliche, jedoch an-isotrope Auflösung von 256 x 256 x 512 Voxel à 59 x 59 x 30  $\mu\text{m}^3$ , mit 512 Voxeln in  $z$ -Richtung über der Dicke des Filters.

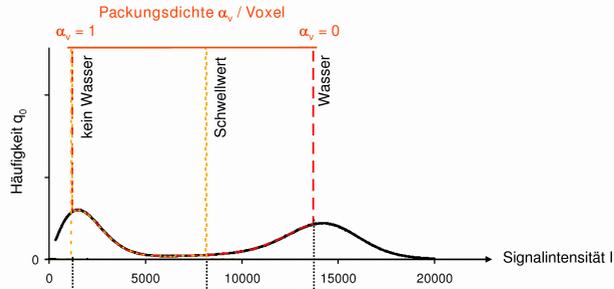
Die Bilder der jeweils mittleren Schicht des FOV sind für die verschiedenen Auflösungen in Abb. 7.2 gezeigt. Zu beachten ist, dass die Schichtdicke  $z$  von der Auflösung abhängt. In der oberen Bildreihe ist visuell eine feine Faserstruktur zu erkennen. Bei den gröberen Auflösungen in der unteren Bildreihe sind nur lokale Bereiche unterschiedlicher Grauwerte ohne erkennbare Struktur unterscheidbar. Hier werden nicht mehr einzelne Fasern aufgelöst, da die Kantenlänge der Voxel deutlich größer als der Faserdurchmesser ist.

Wie zuvor wurden den gemessenen Signalintensitäten eine entsprechende lokale Packungsdichte zugeordnet (Kap. 6). Dies ist in Abb. 7.3 bis 7.7 gezeigt. Der Schwellenwert wurde jedesmal so gesetzt, dass die mittlere Packungsdichte der MRI Daten der gravimetrischen mittleren Packungsdichte des Filtermediums gleicht. Bis zum Schwellenwert wird angenommen, dass die von Null verschiedene Packungsdichte durch das Rauschen des Messsignals und nicht durch wirklichen Faseranteil hervorgerufen wurde.

Mit zunehmender Voxelgröße steigt grundsätzlich die Wahrschein-

## 7.3. Ermittlung der notwendigen Auflösung für quantitative MRI

### 1. Zuordnung der Extrema



### 2. Zuordnung der Werte $\alpha_v$ (Intensität) durch lineare Interpolation

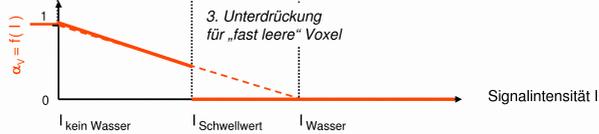
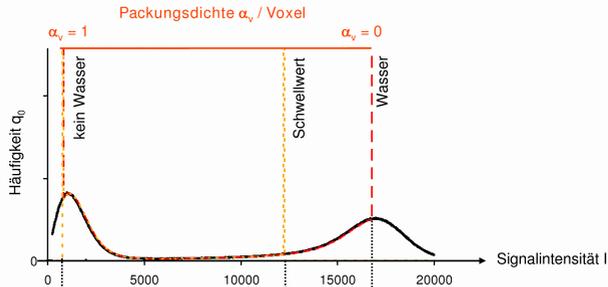


Abb. 7.3.: Zuordnung der Packungsdichten zu MRI Signalintensitäten und Schwellwert für die Auflösung von  $256 \times 256 \times 512$  Voxel

### 1. Zuordnung der Extrema



### 2. Zuordnung der Werte $\alpha_v$ (Intensität) durch lineare Interpolation



Abb. 7.4.: Zuordnung der Packungsdichten zu MRI Signalintensitäten und Schwellwert für die Auflösung von  $256^3$  Voxel

## 7. Verifizierung der quantitativen MRI Daten

1. Zuordnung der Extrema

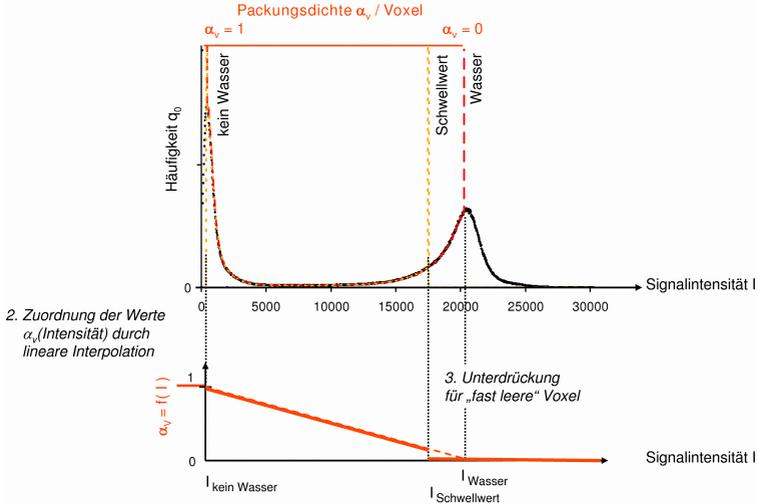


Abb. 7.5.: Zuordnung der Packungsdichten zu MRI Signalintensitäten und Schwellwert für die Auflösung von  $128^3$  Voxel

1. Zuordnung der Extrema

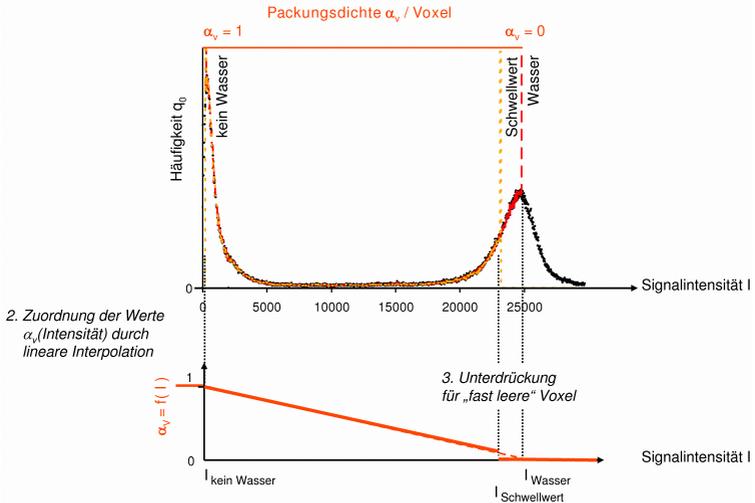


Abb. 7.6.: Zuordnung der Packungsdichten zu MRI Signalintensitäten und Schwellwert für die Auflösung von  $64^3$  Voxel

### 7.3. Ermittlung der notwendigen Auflösung für quantitative MRI

#### 1. Zuordnung der Extrema

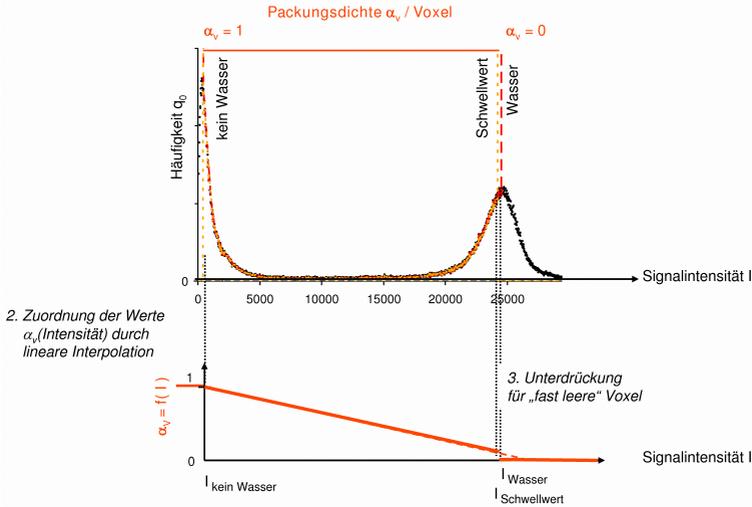


Abb. 7.7.: Zuordnung der Packungsdichten zu MRI Signalintensitäten und Schwellwert für die Auflösung von  $32^3$  Voxel

lichkeit, dass ein Voxel Fasermaterial enthält. Gleichzeitig nimmt für Voxel, die Fasermaterial enthalten, der jeweilige Volumenanteil der Fasern pro Voxel ab. Die Zuordnung der Packungsdichte zur Signalintensität erfolgt daher bis zu immer kleineren Packungsdichten. Der Schwellwert selbst wird kleiner. Das Setzen des Schwellwerts ist aber weiterhin notwendig, um die mittlere Packungsdichte mit der gravimetrischen abzugleichen. Mit zunehmender Voxelgröße wird es jedoch auch wahrscheinlicher, dass Voxel mit kleinen Packungsdichten nicht nur scheinbar aufgrund des Rauschens sondern wirklich Fasermaterial enthalten. Zwischen diesen beiden Möglichkeiten wird jedoch beim Setzen des Schwellwerts nicht unterschieden. Folglich können durch das „Leeren“ von Voxeln auch tatsächliche Strukturinformationen verloren gehen. Ob dies der Fall ist soll durch intrinsischen Vergleich der lokalen Packungsdichte und des berechneten Geschwindigkeitsfeldes geklärt werden.

### 7.3.2. Intrinsischer Vergleich verschiedener Auflösungen der gleichen Probe hinsichtlich Packungsdichte- und Geschwindigkeitsverteilung

Zum Vergleich der verschiedenen Auflösungen wurden alle MRI Daten auf dieselbe Auflösung des FOV von  $32^3$  Voxel à  $(469\mu\text{m})^3$  bezogen. Dazu wurden zuerst die Signalintensitäten des inneren artefaktfreien Bereichs von  $5,6 \times 5,6 \times 12,7 \text{ mm}^3$  in lokale Packungsdichten pro Voxel umgewandelt und anschließend die Auflösung durch Zusammenfassen von Voxeln angepasst.

Die Verteilungsdichten der lokalen Packungsdichte pro Zelle in dem ausgewerteten artefaktfreien Raum von  $5,6 \times 5,6 \times 12,7 \text{ mm}^3$  (Kap. 6.3.2) sind für die verschiedenen Auflösungen in Abb. 7.8 aufgetragen. Die Daten für Voxel à  $(59 \mu\text{m})^3$  und Voxel à  $59 \times 59 \times 30 \mu\text{m}^3$  liegen recht gut übereinander. Die Verteilung für Voxel à  $(117 \mu\text{m})^3$  weicht leicht ab. Eine Verschiebung hin zu kleineren lokalen Packungsdichten ist für Voxel à  $(235 \mu\text{m})^3$  und Voxel à  $(469 \mu\text{m})^3$  festzustellen. Ursache hierfür ist das „Leeren“ von Voxeln, die wohl doch Fasern enthalten. Zumindest legt der Vergleich der Häufigkeitsverteilungen nahe, dass in Abhängigkeit der Auflösung nach der Datenverarbeitung unterschiedlich viele Voxel leer sind, obwohl die mittlere Packungsdichte gleich ist. Ob diese Unterschiede für die Charakterisierung der Filterstruktur relevant sind, soll der Vergleich der Geschwindigkeitsverteilungen im Filter zeigen.

Für einen weitergehenden detaillierteren Vergleich wurde daher die Geschwindigkeitsverteilung im Filter mit dem Zellenmodell berechnet. Da die verschiedenen Auflösungen auch hinsichtlich ihrer Unterschiede in der räumlichen Anordnung verglichen werden sollten, wurde die lokale Packungsdichte nicht zufällig entsprechend der in Abb. 7.8 dargestellten Verteilungsfunktion den Zellen zugeordnet, sondern es diente die ermittelte 3D Matrix der lokalen Packungsdichten als Eingabewert für die Zellen.

Die Verteilung der berechneten Geschwindigkeiten in der Filterprobe (Abb. 7.9) wird zusätzlich durch die räumliche Anordnung der lokalen Packungsdichten bestimmt. Die Anzahldichteverteilungen sind flächennormiert aufgetragen. Die Intervallbreite ist für jede Verteilung anders, da jeweils zweihundert Intervalle zwischen Maximum und Minimum gelegt wurden. Die Anströmgeschwindigkeit des Filters wurde mit 1 m/s gewählt.

Für die MRI Auflösungen von Voxel à  $(59 \mu\text{m})^3$  und Voxel à  $59 \times 59 \times 30 \mu\text{m}^3$  sind wie bei der Packungsdichteverteilung die Kurven sehr

### 7.3. Ermittlung der notwendigen Auflösung für quantitative MRI

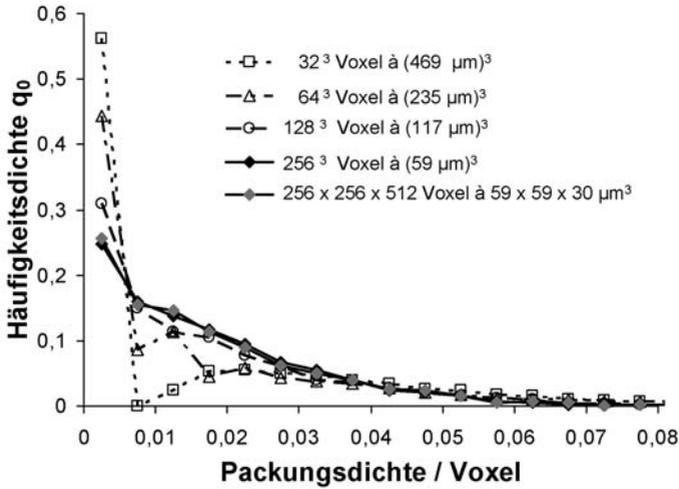


Abb. 7.8.: Anzahldichteverteilung der lokalen Packungsdichten pro Zelle für verschiedene Auflösungen desselben FOV. Ausgewertet wurde nur der artefaktfreie Raum von  $5,6 \times 5,6 \times 12,7 \text{ mm}^3$  im Innern der Probe.

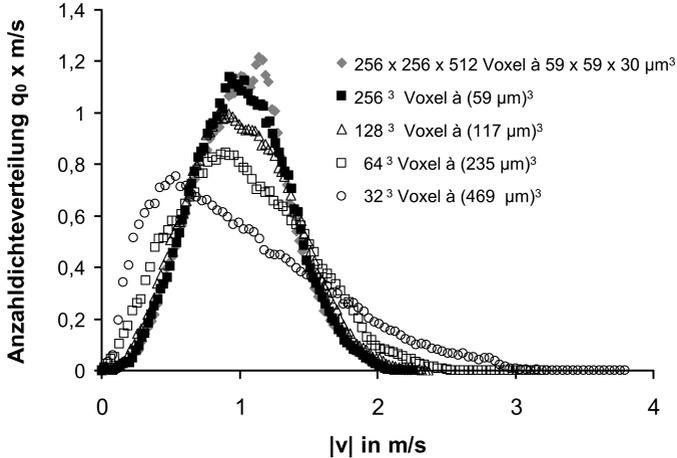


Abb. 7.9.: Flächennormierte Anzahldichteverteilungen des Geschwindigkeitsbetrags pro Zelle für verschiedene Auflösungen des FOV. Ausgewertet wurde nur der artefaktfreie Raum von  $5,6 \times 5,6 \times 12,7 \text{ mm}^3$  im Innern der Probe.

## 7. Verifizierung der quantitativen MRI Daten

ähnlich. Bei diesen beiden Auflösungen sind sowohl die Verteilungsbreite als auch der Modalwert gleich. Die Geschwindigkeitsbeträge streuen gleichförmig um den erwarteten Mittelwert von 1 m/s. Bei der größeren MRI Auflösung von Voxel  $\Delta (117 \mu\text{m})^3$  ist sowohl der Modalwert nach links verschoben als auch die Verteilung breiter.

Deutlich verschiebt sich der Modalwert für die groben Auflösungen von Voxel  $\Delta (235 \mu\text{m})^3$  und Voxel  $\Delta (469 \mu\text{m})^3$  nach links. Die Verteilung wird sehr viel breiter und der Anteil an Geschwindigkeitsbeträgen über 2 m/s nimmt merklich zu. Die Strömung verteilt sich anders im Filter, da nun in Zellen beschleunigt wird, die bei höherer Auflösung noch Fasermaterial enthielten, das nun durch Setzen des Schwellenwerts geleert wurde. Da die mittlere Packungsdichte in allen Fällen gleich ist, müssen zur Erhaltung des Faservolumens die von Null verschiedenen Packungsdichten größere Werte als bei feiner Auflösung annehmen. In Zellen mit einer Packungsdichte ungleich Null wird die Strömung folglich stärker abgebremst. Dies erklärt die Verschiebung hin zu kleineren Modalwerten und die Verbreiterung der Verteilung mit abnehmender Auflösung.

### 7.3.3. Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die lokale Packungsdichte ein und derselben Probe bei verschiedenen Auflösungen bestimmt. Durch Vergleich der Ergebnisse sollte sowohl die für die Methode notwendige Mindestauflösung bestimmt als auch geklärt werden, ob die Packungsdichte nicht direkt quantifiziert werden kann ohne den Umweg der Bestimmung über die Faserstruktur.

Zum Vergleich der verschiedenen Auflösungen wurde jeweils das Geschwindigkeitsfeld mit dem Zellenmodell als auch die Anzahldichteverteilung der lokalen Packungsdichten, basierend auf den quantifizierten MRI Daten, berechnet. Es zeigten sich deutliche Unterschiede in Abhängigkeit der Auflösung des FOV. Ist die optische Auflösung des FOV, d.h. die Kantenlänge der Voxel, in der Größenordnung des Faserdurchmessers, so wird eine plausible Geschwindigkeitsverteilung erhalten. Ist die Kantenlänge der Voxel jedoch deutlich größer als der Faserdurchmesser, so zeigt die Geschwindigkeitsverteilung Artefakte, die aus der Auswertung der Messdaten resultieren.

Ursache für die Artefakte bei geringer Auflösung ist das Rauschen des Messsignals. Selbst eine anders gewählte Rauschunterdrückung dürfte kaum feinere Auflösungen erlauben. Denn bei der Visualisierung der Filterstruktur über ein Negativbild wird der Hohlraum des

#### 7.4. Ist 3D Faserstruktur hinsichtlich Druckverlust repräsentativ?

Filters abgebildet. Das Messsignal müsste daher eigentlich der Porosität zugeordnet werden. Bei einer mittleren Porosität von 98 % gehen jedoch Schwankungen von  $\pm 10$  Prozentpunkte im natürlichen Rauschen von  $> 7$  % der MRI Methode unter (Zick, 2002). Erst deutliche lokale Porositätsunterschiede bei einer Auflösung in der Größenordnung des Faserdurchmessers erlauben - wie hier angewendet - eine geeignete Rauschunterdrückung. Für eine zuverlässige Quantifizierung der lokalen Packungsdichteverteilung in der Filterprobe ist daher eine Auflösung in der Größenordnung des Faserdurchmessers oder kleiner notwendig.

#### 7.4. Ist mittels MRI bestimmte 3D Faserstruktur hinsichtlich Druckverlust repräsentativ für das Filtermedium?

Eine plausible Faserstruktur kann mit MRI gewonnen werden, wenn die MRI Auflösung in der Größenordnung des Faserdurchmessers liegt (Kap. 6). Doch entspricht die gemessene Struktur der wirklichen Faserstruktur im Filter? Ein „direkter“ Vergleich ist aufgrund der Einzigartigkeit der MRI Methode nicht möglich, jedoch bietet sich hier wiederum der „indirekte“ Vergleich über Vorhersagen mit dem Zellenmodell, basierene auf den MRI Messungen, an (Kap. 7.1). Da der Druckverlust eines Filters sehr sensibel auf die lokale Packungsdichteverteilung reagiert (Kap. 2.2.3, 2.2.3), sollten vorhergesagter Druckverlust und gemessener Druckverlust ähnlich sein.

Da der Druckverlust von der Dicke des Filters abhängt, muss die MRI Messung die Struktur der Filterprobe über ihrer gesamten Höhe abbilden. Die in den vorherigen Kapiteln 6 und 7.3 präsentierten Messungen berücksichtigten jedoch für die Quantifizierung die oberen und unteren Bereiche des Filters nicht, da sie durch Artefakte gestört waren (Kap. 6.3.2). Deshalb wurde hier eine andere Messanordnung und ein anderes Filtermedium gewählt.

Im Folgenden werden, wie schon auf dem Ninth World Filtration Congress 2004 präsentiert und diskutiert (Lehmann, Hardy, Meyer und Kasper, 2004b), Schritt für Schritt die notwendigen Anforderungen an die MRI Messungen und die Quantifizierung der Strukturdaten als lokale Packungsdichte sowie die Umsetzung im Zellenmodell und der Vergleich mit experimentellen Druckverlusten ausgeführt. Die einzelnen Daten werden hier besonders ausführlich präsentiert, da sie Basis für weitere Untersuchungen sind und einen kompletten

## 7. Verifizierung der quantitativen MRI Daten

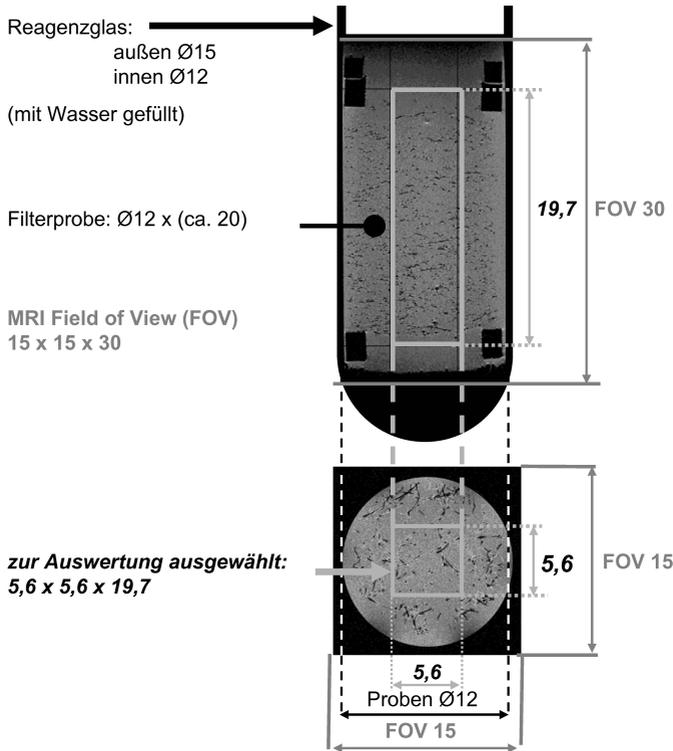


Abb. 7.10.: MRI Messanordnung anhand von Quer- und Längsschnitt durch den Probenraum (Alle Angaben in mm)

Datensatz für ein Filtermedium beinhalten.

### 7.4.1. MRI Messung über die gesamte Dicke der Filterprobe

Diesmal wurde ein etwas dickeres und dichteres Filtermedium aus einer ähnlichen Medienreihe verwendet. Die Fasern haben wiederum einen mittleren Durchmesser von  $54 \mu\text{m}$ . Jedoch beträgt die Dicke des Filters ca. 20 mm und die mittlere Packungsdichte wurde gravimetrisch zu  $0,02 \pm 1,7 \%$  bestimmt. Darüber hinaus weist das Medium einen nicht sichtbaren Gradienten in der Packungsdichte auf.

Wie zuvor wurde die Filterprobe ausgestanzt, in einem Reagenzglas mit Wasser gefüllt und im Probenkopf positioniert (Kap. 6.1, 6.2). Die Dicke von ungefähr 20 mm und die Forderung, das Filter im artefakt-

## 7.4. Ist 3D Faserstruktur hinsichtlich Druckverlust repräsentativ?

freien Raum des Resonators zu positionieren, erforderte ein FOV von 15 mm x 15 mm x 30 mm (Abb. 7.10). Die notwendige Unterteilung in isotrope Voxel mit einer Kantenlänge von 59  $\mu\text{m}$  ergab eine 3D Matrix von 256 x 256 x 512 Voxel.

Diese Messanordnung erlaubte es, ein ungestörtes Gebiet im Innern der Probe auszuwählen, das sich über die gesamte Dicke des Filters erstreckt. Da die oberen und unteren Zonen der Filterprobe nicht durch Artefakte beeinflusst sind, konnten die Schichten bestimmt werden, die erste Fasern enthalten. Aus der Position dieser obersten und untersten Bildebene wurde die tatsächliche Dicke der Probe von 19,7 mm bestimmt. Mit der vorher gewogenen Masse der Probe von 42,1 mg ergibt sich eine gravimetrische, mittlere Packungsdichte der Probe  $\bar{\alpha}_{\text{grav}} = 2,16 \%$ . Dieser Wert liegt im Bereich der gravimetrisch mittleren Packungsdichte derartiger Filtermedien.

### 7.4.2. MRI Auswertung und Quantifizierung

Die MRI Signalintensitäten wurden, wie üblich, in quantitative lokale Packungsdichten pro Voxel umgewandelt (Kap. 6). Wegen der gewählten hohen Auflösung in der Größenordnung des Faserdurchmessers erhält man eine bimodale Verteilung, da die Voxel meistens entweder Fasermaterial enthalten oder leer sind (Abb. 7.11).

Das Ergebnis kann als eine Häufigkeitsdichteverteilung der lokalen Packungsdichten pro Voxel dargestellt werden (Abb. 7.12). Die meisten Voxel (ca. 97 %) sind, wie erwartet, leer, da die Auflösung in der Größenordnung des Faserdurchmessers liegt und die mittlere Packungsdichte nur 2,16 % beträgt. Das Setzen des Schwellenwerts leert alle (scheinbar) gefüllten Voxel mit Packungsdichten kleiner 56,1 % und addiert ihre Anzahl zu den leeren Voxel. Es werden somit nur Faservolumenanteile pro Voxel von größer 56,1 % gewichtet. Der Flächenanteil der gefüllten Voxel beträgt nur 3 %. Ob die räumliche Verteilung dieser wenigen Voxel die wirkliche Struktur des Filters repräsentativ wiedergibt, soll im Folgenden gezeigt werden.

### 7.4.3. Simulation des Druckverlustes mit Zellenmodell und Vergleich mit Messungen

Die hochaufgelösten MRI Daten der lokalen Packungsdichte pro Voxel  $\alpha_{i,\text{voxel}}$  müssen zunächst auf eine für das Zellenmodell (Kap. 2.3) geeignete Auflösung herabgesetzt werden. Dazu werden je Raumrichtung vier benachbarte Voxel der Größe  $(59 \mu\text{m})^3$  zu Zellen der Größe

## 7. Verifizierung der quantitativen MRI Daten

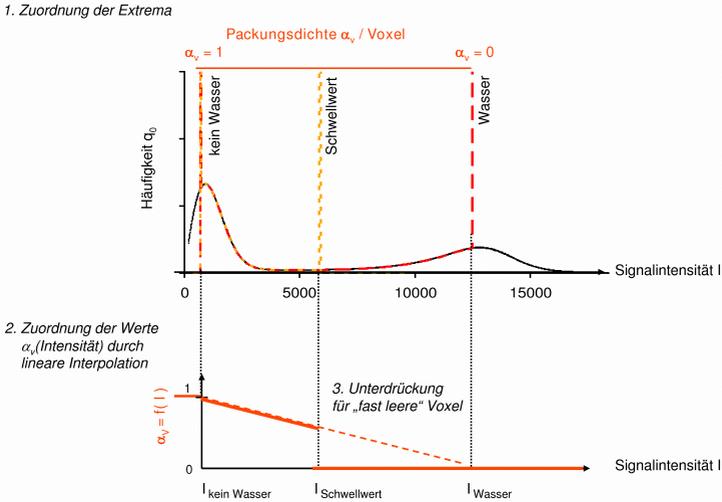


Abb. 7.11.: Zuordnung der Packungsdichten zu MRI Signalintensitäten und Schwellenwert für die Auflösung von 256 x 256 x 512 Voxel

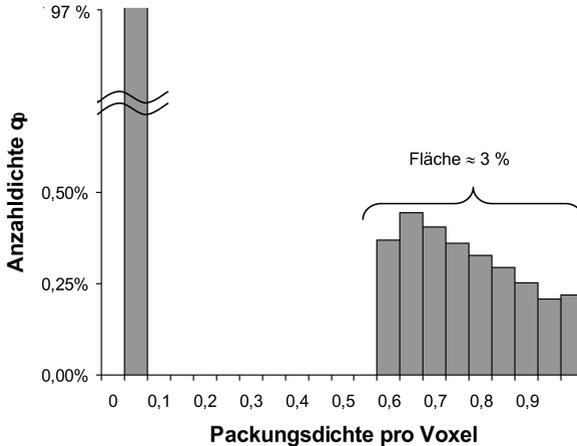


Abb. 7.12.: Anzahldichteverteilung der Packungsdichten pro Voxel nach Setzen des Schwellenwerts zur Rauschunterdrückung; mittlere Packungsdichte entspricht gravimetrischer Messung

#### 7.4. Ist 3D Faserstruktur hinsichtlich Druckverlust repräsentativ?

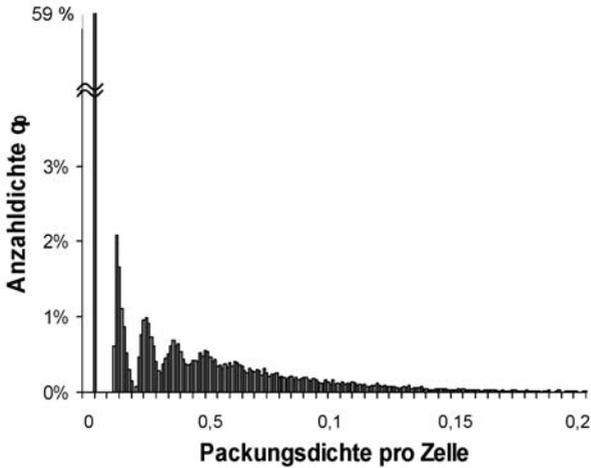


Abb. 7.13.: Anzahldichteverteilung der Packungsdichten pro Zelle nach Reduzierung der Auflösung auf  $(234 \mu\text{m})^3$

$(234 \mu\text{m})^3$  durch arithmetische Mittelung zusammengefasst. Als Ergebnis wird die lokale Packungsdichte pro Zelle  $\alpha_{i,\text{cell}}$  erhalten. Ihre Anzahldichteverteilung ist in Abb. 7.13 dargestellt.

Die Werte der lokalen Packungsdichte pro Zelle sind kleiner als die der Packungsdichte pro Voxel, da wegen der geringen mittleren Packungsdichte gefüllte Voxel mit zahlreichen leeren zusammengefasst werden. Wegen der Inhomogenität des Filtermediums ist die Anzahl der leeren Voxel, die jeweils zur größeren Zelle gehören, verschieden. Dies führt bei der sehr kleinen Skalierung der Packungsdichte pro Zelle zu der wellenförmigen Verteilungsfunktion für gefüllte Zellen. Auffällig ist auch die große Zahl an leeren Zellen. Aus der Häufigkeitsverteilung geht nicht hervor, wie diese leeren Zellen räumlich angeordnet sind. Hierzu wäre eine statistische Funktion der räumlichen Korrelation der lokalen Packungsdichten notwendig wie sie z.B. [Clement und Dunnett \(2004\)](#) vorschlagen. Der aus den MRI Daten errechnete 3D Datensatz an lokalen Zellenpackungsdichten enthält hingegen diese räumliche Information (Abb. 7.14). Dieser vollständige 3D Datensatz der lokalen Zellenpackungsdichten und nicht eine angenäherte Verteilungsfunktion ist der Eingabewert für die CFD Simulation der Strömung im Filtermedium mit dem Zellenmodell unter FLUENT (Kap. 7.2).

## 7. Verifizierung der quantitativen MRI Daten

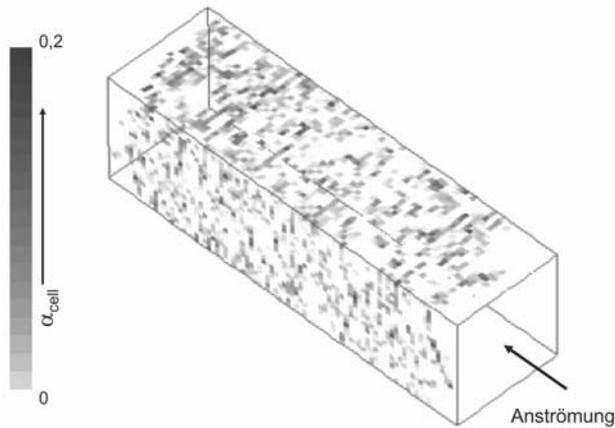


Abb. 7.14.: Lokale Packungsdichten pro Zelle ( $234 \mu\text{m}$ )<sup>3</sup> als Grauwerte. Das dargestellte simulierte Filtervolumen entspricht dem mit MRI ausgeschnittenen Volumen der Filterprobe.

Diese „innere Struktur“ des Filters, dargestellt als lokale Packungsdichte der Zellen (Abb. 7.14), beeinflusst offensichtlich die Geschwindigkeitsverteilung im Filter (Abb. 7.15). Angesetzt wurde hierbei für die Simulationen mit dem Zellenmodell eine Anströmgeschwindigkeit von 1 m/s. In Bereichen geringer Packungsdichte bilden sich streckenweise Strömungskanäle aus, die wiederum von Gebieten höherer Packungsdichte begrenzt sind, in denen die Geschwindigkeit fast Null ist. Hier wird anschaulich, wie die Struktur das Verhalten des Filters festlegt.

Zur Überprüfung, ob die MRI Daten zur Struktur der Filterprobe repräsentativ für das Filtermedium sind, eignet sich die Geschwindigkeitsverteilung im Filter nicht, da sie experimentell nicht zugänglich ist. Der Druckverlust hingegen kann in Experimenten gemessen werden. Da es sich bei dem nachfolgenden Vergleich nur um einen ersten Test handelte, ob die mittels quantitativer MRI ermittelte 3D Matrix der Packungsdichten zur Berechnung des Druckverlustes geeignet ist, wurde der Druckverlust für das Filtermedium mit dem vorhandenen Filterteststand für 50 mm Proben bestimmt. Um für das Filtermedium repräsentative Werte zu erhalten, wurden Mittelwert und Abweichung aus der Druckverlustmessung von 12 verschiedenen Proben von 60 mm Durchmesser bestimmt. Für einen weiteren Vergleich wur-

#### 7.4. Ist 3D Faserstruktur hinsichtlich Druckverlust repräsentativ?

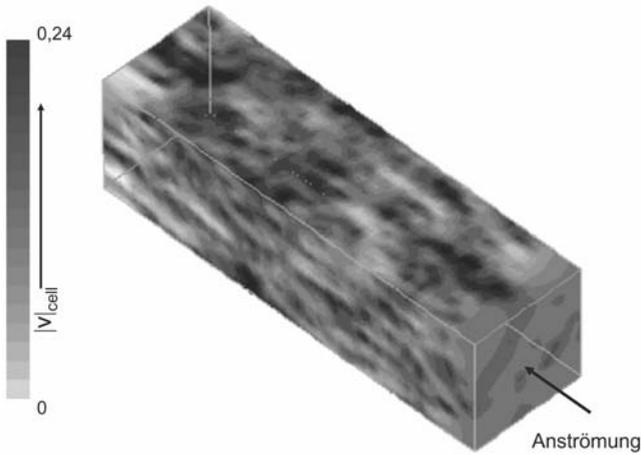


Abb. 7.15.: Lokaler Geschwindigkeitsbetrag pro Zelle dargestellt auf den sichtbaren Oberflächen des simulierten Filtervolumen bei einer Anströmgeschwindigkeit von 1 m/s

Tab. 7.1.: Vergleich der Druckverluste

Messungen*	$\Delta p_{\text{exp.}} =$	$34,1 \pm 1,6 \text{ Pa}$
MRI basiert (Zellenmodell)	$\Delta p_{\text{MRI}} =$	$33,6 \text{ Pa}$
Kuwabara ( $\bar{\alpha}_{\text{grav.,0}} = 0,0216$ )	$\Delta p_{\text{Ku}} =$	$35,6 \text{ Pa}$

\* Mittelwert  $\pm$  Standardabweichung für 12 Filterproben (Durchmesser 50 mm)

de auf Basis der mittleren Packungsdichte mit dem makroskopischen Ansatz nach Kuwabara (Kap. 2) der Druckverlust berechnet. Die Anströmgeschwindigkeit betrug jeweils 1 m/s (Tab. 7.1).

Die gemessenen Druckverluste  $\Delta p_{\text{exp}}$  streuen um einen Mittelwert von  $34,1 \pm 1,6 \text{ Pa}$ , da die „innere Struktur“ der 12 Proben, wie erwartet, nicht ganz identisch ist. Die theoretische Berechnung nach Kuwabara (Kap. 2.2) basiert auf der mittleren gravimetrischen Packungsdichte (0,0216) und berücksichtigt keinen inhomogenen Aufbau des Filtermediums. Der theoretische Druckverlust von  $\Delta p_{\text{Kuwabara}} = 35,1 \text{ Pa}$  liegt an der oberen Grenze der experimentellen Werte. Der simulierte Druckverlust auf Basis der MRI Strukturdaten beträgt  $\Delta p_{\text{MRI}} = 33,6 \text{ Pa}$ .

Der, basieren auf den MRI Daten, ermittelte Druckverlust ist im

## 7. Verifizierung der quantitativen MRI Daten

Vergleich zu den nach Kuwabara geringer. Die ermittelte individuelle 3D Struktur der Filterprobe verursacht aufgrund der streckenweisen Kanalbildung in den leeren Zellen einen geringeren Druckverlust als mit dem makroskopische Ansatz, der nur die mittlerer Packungsdichte berücksichtigt, beschrieben werden kann. Der Unterschied zeigt, dass lokale Inhomogenitäten mit MRI gemessen werden können und Einfluss auf den Druckverlust haben.

Im Vergleich zu den experimentellen Druckverlusten ist der mit Kuwabara berechnete Druckverlust größer, jedoch stimmt er überraschend gut mit den Messungen überein. Da der Filter insbesondere im oberen und unteren Bereich sehr porös aufgebaut ist (Abb. 7.15), ist die mittlere Packungsdichte über dem gesamten Filterprobenvolumen geringer als in dem Kernbereich des Filters. Wegen dieser ungleichen Verteilung im Simulationsgebiet wird deshalb ein niedrigerer Druckverlust mit Kuwabara ausgerechnet, als eigentlich erwartet. Als Nachteil von Kuwabara bleibt jedoch, dass der individuelle Aufbau der einzelnen Probe nicht berücksichtigt wird. Dies ist der wesentliche Unterschied zwischen dem Kuwabara-Ansatz und der hier gewählten Umsetzung des Zellenmodells (Kap. 7.2) mit den MRI Daten als Eingangsgröße.

Der simulierte Druckverlust auf Basis der MRI Strukturdaten berücksichtigt jedoch den individuellen Aufbau der Filterstruktur. Auch er liegt gut im mittleren Bereich der Messdaten. Die mit MRI ermittelte Struktur verursacht damit einen für das Filtermedium repräsentativen Druckverlust. Die mit MRI bestimmten Strukturdaten sind folglich nicht nur plausibel, sondern geben auch die tatsächlichen Eigenschaften des Filtermediums wieder. Darüber hinaus zeigt die gute Übereinstimmung, dass sich die Struktur der Filterprobe sowohl durch das Ausstanzen als auch durch das Füllen mit Wasser nicht wesentlich verändert hat. Die Messmethode der quantitativen MRI ist daher geeignet, zuverlässig die „innere Struktur“ eines Tiefenfiltermediums zu bestimmen, wenn die MRI Auflösung in der Größenordnung des Faserdurchmessers liegt.

### 7.4.4. Zusammenfassung

Nachdem in Kap. 7.3 ermittelt wurde, dass die für quantitative MRI notwendige Auflösung in der Größenordnung des Faserdurchmessers liegen muss, wurde nun überprüft, ob die bestimmten lokalen Packungsdichten eine ausreichend genaue Vorhersage des Druckverlustes ermöglichen. Die in bisherigen MRI Messungen quantifizierten Pa-

#### 7.4. Ist 3D Faserstruktur hinsichtlich Druckverlust repräsentativ?

ckungsdichten hatten nämlich in Simulationen (Weber, 2001) zu große Druckverluste vorhergesagt (Kap. 4.3). Da der Druckverlust von der Dicke des Mediums abhängt, wurde diesmal eine etwas andere Messanordnung und ein anderes Filtermedium ausgewählt, so dass erstmalig das gesamte Filtermedium im artefaktfreien Raum lag.

Es zeigte sich, dass der mit dem Zellenmodell, basierend auf dem mit MRI quantifizierten lokalen Packungsdichten, berechnete Druckverlust in den aus Messungen zu erwartenden Druckverlustbereich fällt. Es ist somit erstmalig möglich, aufgrund der mit MRI bestimmten 3D Matrix der lokalen Packungsdichten sinnvolle Werte für den Druckverlust vorherzusagen. Im Gegensatz zum Ansatz von Kuwabara, der auf der mittleren, makroskopischen Packungsdichte basiert, berücksichtigt dieses Vorgehen die individuelle Struktur der Filterprobe. Wie sehr die lokale Geschwindigkeitsverteilung von der individuellen Anordnung der lokalen Packungsdichten im Filter beeinflusst wird, konnte anhand der bildlichen Darstellung aufgezeigt werden.

Da nun gezeigt wurde, dass quantitativ sinnvolle Werte der lokalen Packungsdichte aufgrund der mit MRI bestimmten lokalen 3D Faserstruktur berechnet werden können, ist es möglich, ungeklärte Fragen zur Anwendung des Zellenmodells zu diskutieren (Kap. 8). So wird in den nachfolgenden Kapiteln den Fragen nachgegangen, ob die Berücksichtigung der gemessenen Anordnung der Packungsdichten notwendig ist oder ob allein die Kenntnis der Verteilungsfunktion ausreicht, um den Druckverlust gut vorherzusagen (Kap. 8.1), und welche Zelengröße sinnvollerweise gewählt werden sollte (Kap. 8.2).



## 8. Grundsätzliche Ergebnisse zur Anwendung des Zellenmodells

Das Zellenmodell wird üblicherweise zur Simulation von Druckverlust und Anfangsabscheidegrad eines Tiefenfilters eingesetzt (Kap. 2.3). Trotzdem sind bis heute noch grundsätzliche Fragen zur Anwendung des Zellenmodells offen, die nun diskutiert werden können. Da erstmalig mittels quantitativer MRI die 3D Matrix der lokalen Packungsdichte im Filtermedium bestimmt werden kann, welche die Struktur des Filters hinsichtlich Druckverlustberechnungen gut wiedergibt (Kap. 7.4), ist es nun erstmalig möglich zu untersuchen, ob die Information der räumlichen 3D Anordnung der lokalen Packungsdichten für die Berechnung notwendig ist oder ob nicht die bloße Kenntnis der Verteilungsfunktion der lokalen Packungsdichten ausreicht. Weiterhin kann in Kap. 8.2 die Frage nach dem Einfluss der Zellengröße auf Vorhersagen mit dem Zellenmodell diskutiert werden.

### 8.1. Wie wichtig ist die Information über die räumliche Anordnung der lokalen Packungsdichten?

Unbeantwortet ist in der Filtertechnik die Frage, ob neben der bloßen Verteilungsfunktion der lokalen Packungsdichten zusätzlich noch die Information über ihre örtliche Anordnung notwendig ist. Für die Filterindustrie wäre es angenehm, wenn sich ein Filter durch eine bloße Verteilungsfunktion ausreichend genau beschreiben ließe. Sowohl die Bestimmung der Häufigkeitsverteilung als auch der Vergleich mit anderen Filtermedien wäre einfacher.

Bisher war es zudem sehr mühsam, die 3D Struktur des Filters zu messen. Deshalb beschreiben bisherige Strukturanalysen das Filtermedium stets mit Verteilungsfunktionen (Kap. 2.2.3). Diese Verteilungsfunktionen sind die Eingabeparameter für die Simulationen mit dem Zellenmodell von z.B. [Schweers und Löffler \(1994\)](#), [Rembor \(2001\)](#).

Mit der neuen Messmethode der quantitativen MRI bleibt grundsätzlich die 3D Struktur des Filters erhalten. Aus ihr kann durch Weiterverarbeitung der Daten eine Verteilungsfunktion gewonnen wer-

den (s. Abb. 7.13). Die ursprünglichen Messdaten beinhalten jedoch die räumliche Anordnung der lokalen Packungsdichten. Diese räumliche Anordnung der lokalen Packungsdichten hat offensichtlich Einfluss auf die berechnete Geschwindigkeitsverteilung im Filter (Abb. 7.15).

Inwiefern die räumliche Anordnung der lokalen Packungsdichten den Druckverlust eines Filters bestimmt, soll im Folgenden eingehend untersucht werden. Als Referenz wird der Druckverlust unter Berücksichtigung der mit MRI gemessenen „inneren“ 3D Struktur mit dem Zellenmodell unter FLUENT berechnet. Anschließend werden Simulationen mit zufälliger Anordnung der in der Häufigkeitsverteilung vorgegebenen lokalen Packungsdichten durchgeführt. Die Druckverluste werden verglichen und der Einfluss der lokalen räumlichen Struktur bewertet.

### 8.1.1. Generierung zufälliger Anordnung durch Umsortieren

Zuerst musste ein Algorithmus aufgestellt werden, der eine Zufallsverteilung der lokalen Packungsdichten im Filter generiert, die der gemessenen Verteilung in der Filterprobe entspricht. Die aus den MRI Messdaten bestimmte Anzahldichteverteilung (Abb. 7.13) lässt sich nur ungenügend durch einen funktionalen Zusammenhang beschreiben. Deshalb kann die zufällige Anordnung nicht mittels einer Zufallsfunktion erzeugt werden. Statt dessen müssen die gemessenen lokalen Packungsdichten durch Umsortieren zufällig angeordnet werden, um die Verteilung beizubehalten.

Zur zufälligen Umsortierung der lokalen Packungsdichten wurde eine UDF-Funktion unter FLUENT programmiert. Die „gemessenen“ lokalen Packungsdichten werden in eine Liste geschrieben. Anschließend werden die Zellen mit Listenelementen durch zufälliges Auswählen ohne Zurücklegen gefüllt. Durch entsprechende Eingabeparameter kann die Umsortierung auf bestimmte Bereiche beschränkt werden.

In Abb. 8.1 sind die verschiedenen Arten der gewählten Umsortierung anhand einer Schnittebene durch die Filterzellen zusammengestellt. Die mit MRI ermittelte räumliche Verteilung der lokalen Packungsdichten zeigt einen sehr geringen Faseranteil am Eintritt und Austritt des Filtermediums (im Bild linker, rechter Rand). Dies wurde berücksichtigt, indem bei der Umsortierung ein Rand von jeweils 10 bzw. 20 Zellen ausgespart wird. — In der Bezeichnung der einzelnen Fälle wird das Aussparen von Randzellen durch die Bezeichnung

## 8.1. Wie wichtig ist die Information über die räumliche Anordnung?

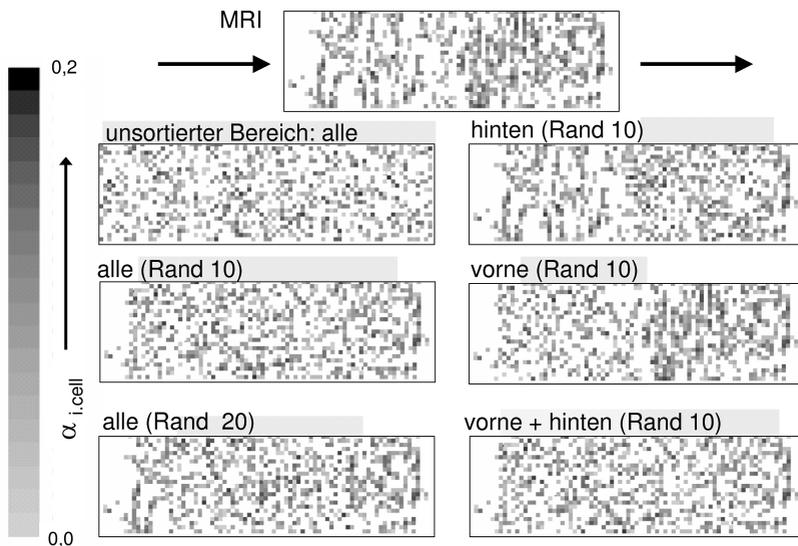


Abb. 8.1.: Örtliche Verteilung der lokalen Packungsdichten am Beispiel einer Schnittfläche durch den Filter: (oben) wie mit MRI bestimmt, (übrige) in dem grau markierten Abschnitt zufällig umsortiert

in Klammern (Rand xx) angegeben. — Zudem scheint über der Filterdicke die Faseranordnung dichter zu werden und man kann zwei Bereiche mit unterschiedlicher mittlerer Packungsdichte unterscheiden. Die Grenze liegt ungefähr in der Mitte der Filterdicke. Um diesen unterschiedlichen lokalen Aufbau nicht durch die Umsortierung zu verschmieren, wurden die Bereiche auch getrennt zufällig umsortiert.

### 8.1.2. Druckverlust in Abhängigkeit der Zellenanordnung

Der Druckverlust einer jeden Anordnung der lokalen Packungsdichten wurde mit dem Zellenmodell, umgesetzt unter FLUENT (Kap. 7.2), berechnet. Für die verschiedenen Arten der Anordnung wurden jeweils zehn Simulationen mit unterschiedlichem Startwert des Zufallsgenerators durchgeführt. Die jeweiligen Druckverluste wurden auf den Druckverlust bezogen, der unter Beibehaltung der mit MRI gemessenen räumlichen Anordnung errechnet wurde. Zusätzlich ist

## 8. Grundsätzliche Ergebnisse zur Anwendung des Zellenmodells

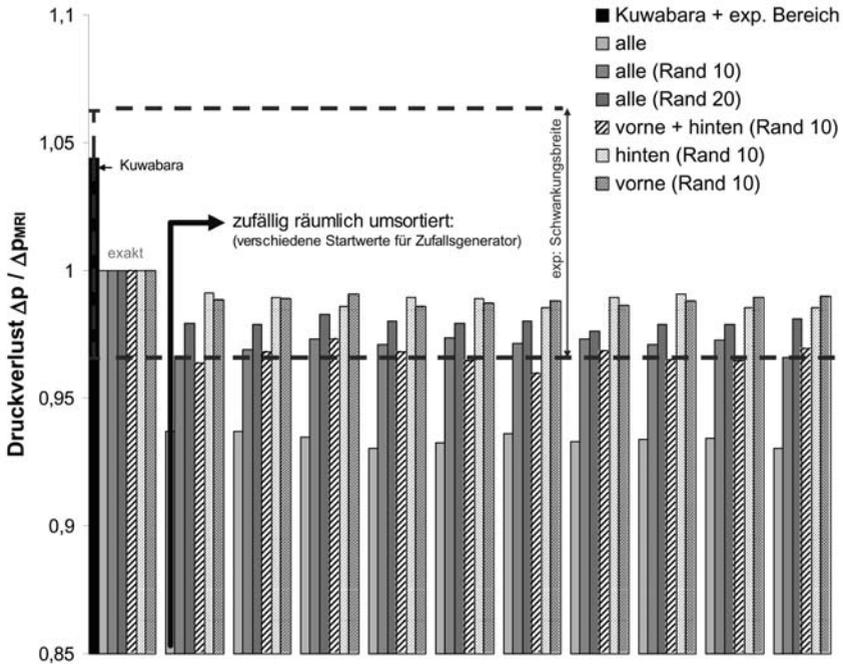


Abb. 8.2.: Berechnete Druckverluste für die mit MRI bestimmte Anordnung lokaler Packungsdichten und abschnittsweise zufällig umsortierte. Zusätzlich sind die experimentelle Schwankungsbreite und der mit Kuwabara basierend auf der mittleren Packungsdichte berechnete Druckverlust eingezeichnet.

noch die experimentelle Schwankungsbreite der Druckverlustmessungen in Abb. 8.2 eingezeichnet.

Der Druckverlust hängt, wie erwartet, von der räumlichen Anordnung der lokalen Packungsdichten ab. Erstaunlich ist, dass alle umsortierten Anordnungen einen geringeren Druckverlust als die gemessene ursprüngliche Anordnung der Filterprobe haben. Je weniger Informationen hinsichtlich der Anordnung der lokalen Packungsdichten erhalten bleiben, desto niedriger ist der Druckverlust. Eine rein zufällige Anordnung der lokalen Packungsdichten senkt folglich den Druckverlust. Er kann sogar aus dem Bereich der Messwerte herausfallen. Die Schwankungen der Druckverluste für unterschiedliche

## 8.1. Wie wichtig ist die Information über die räumliche Anordnung?

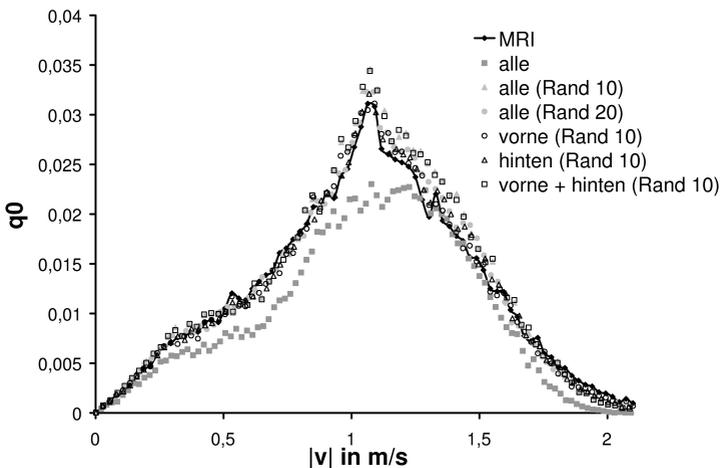


Abb. 8.3.: Anzahldichteverteilung der Geschwindigkeitsbeträge pro Zelle für verschiedene (zufällige) Anordnungen der lokalen Packungsdichten

Startwerte des Zufallsgenerators veranschaulichen dabei die Sensitivität des Druckverlustes auf die räumliche Anordnung.

### 8.1.3. Geschwindigkeitsverteilung in Abhängigkeit der Zellenanordnung

Ursache für die verschiedenen Druckverluste dürfte die unterschiedliche Anordnung der leeren Zellen im Filter sein. Die „innere“ Struktur der ursprünglichen Filterprobe weist grössere Verbände offener Poren auf (8.1). In den umsortierten Bereichen sind die Poren aufgrund der Zufallsverteilung kleiner und gleichmäßiger verteilt.

Diese Umverteilung der lokalen Packungsdichten hat Einfluss auf die Strömungsführung im Innern des Simulationsgebietes. Das Fluid strömt nicht mehr durch eine unregelmäßige inhomogene Faserstruktur, sondern durchströmt eher eine gleichmäßige Schüttung. Die leeren Poren wirken nicht mehr wie abschnittsweise Kanäle, sondern die zufällige Verteilung vergleichmässigt die Strömung über dem Filterquerschnitt. Auf den Versuch einer visuellen Darstellung der unterschiedlichen 3D Strömungen muss im Rahmen der schriftlichen Präsentation verzichtet werden. Jedoch erlaubt die Dichteverteilung der lokalen Geschwindigkeiten eine charakteristische 2D Beschreibung

der Strömung im Simulationsgebiet.

Die flächennormierte Anzahldichteverteilung der Geschwindigkeitsbeträge pro Zelle ist in Abb. 8.3 für verschiedene (zufällige) Umsortierungen aufgetragen. Es wurde jeweils aus einer Serie von 10 Simulationen die Strömung der ersten zufälligen Anordnung nach Setzen des Startwertes des Zufallsgenerators ausgewertet. Die schwarz gefüllten Rauten geben die Geschwindigkeitsverteilung, berechnet auf der 3D MRI Struktur, wieder. Die zufällige Umverteilung bewirkt eine Verschiebung der Verteilung hin zu einer größeren Anzahl mittlerer Geschwindigkeiten zwischen 1 ... 1,5 m/s. Damit verbunden reduziert sich die Anzahl großer Geschwindigkeiten ( $> 1,7$  m/s) und die gemäßigter Geschwindigkeiten (0,4 ... 0,8 m/s). Die Abweichungen von der Verteilung für die gemessene 3D Struktur sind um so größer, je größer die zufällig umsorتيerten Bereiche sind. Damit bestätigt sich die Abhängigkeit der Geschwindigkeit und des Druckverlustes von der „inneren“ lokalen Struktur.

### 8.1.4. Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde untersucht, ob die räumliche Anordnung der lokalen Packungsdichten einen entscheidenden Einfluss auf den Druckverlust hat. Es zeigte sich, dass ,sobald schon kleine Bereiche zufällig umsorتيert werden, sich der Druckverlust ändert. Eine zufällige Umsortierung über größere Bereiche kann den Druckverlust des Filters so verändern, dass er aus der experimentellen Schwankungsbreite herausfällt.

Eine bloße Häufigkeitsverteilung beschreibt folglich die Struktur des Filters nicht hinreichend. Wie sich schon für 2D Simulationen zeigte (Kap. 2.2.3), bestätigt sich auch anhand der 3D Daten einer realen Filterprobe, dass die lokale Struktur zur Berechnung der Strömung und damit des Druckverlustes berücksichtigt werden muss.

## 8.2. Einfluss der Zellengröße auf Vorhersagen mit dem Zellenmodell

Ungeklärt ist bis heute, welcher Auflösungsbereich für eine ausreichend exakte Beschreibung der Struktur des Filters und seiner Filtrationseigenschaften (z.B. Druckverlust) notwendig ist. Allgemein bekannt ist nur, dass Mittelwerte über dem gesamten Filtervolumen nicht für exakte Vorhersagen geeignet sind.

## 8.2. Einfluss der Zellengröße auf Vorhersagen mit dem Zellenmodell

Deshalb unterteilt der Simulationsansatz „Zellenmodell“ das Filtermedium in einzelne Zellen (Kap. 2.3). Über dem von den einzelnen Zellen umschriebenen Volumen werden die lokalen Merkmale des Filtermediums gemittelt. Diese Mittelung ist abhängig von der gewählten Auflösung. Je nach Kantenlänge der Zellen können sich bei inhomogenem Aufbau des Filtermediums die Mittelwerte unterscheiden.

Im vorherigen Kapitel konnte gezeigt werden, dass die Berücksichtigung der räumlichen Verteilung lokaler Packungsdichten für eine sinnvolle Simulation notwendig ist. Die kleinste Kantenlänge der Zelle ist durch den verwendeten Ansatz zur Beschreibung des Strömungswiderstands der Fasern gegeben. So erfordert der Ansatz von Kuwbara ein Strömungsgebiet um die Faser. Die Zelle muss daher deutlich größer als der Faserdurchmesser sein.

Aber wie groß dürfen die Zellen sein? Theoretisch wurde für 2D Zylinderfelder festgestellt, dass für eine genaue Vorhersage des Druckverlustes die lokale Packungsdichte über Bereiche von bis zu vier Fasern gemittelt werden darf (Kap. 2.2.3). Für reale 3D Faseranordnungen ist die optimale Zellengröße jedoch immer noch unbekannt. Bisherige Simulationen orientierten sich bei der Auswahl der Zellengröße eher am Simulationsaufwand (z.B. Rembor (2001)) oder hatten gar nicht die Möglichkeit, 3D Strukturdaten realer Filter zu verwenden.

Im Folgenden soll, basierend auf der mit der quantitativen MRI bestimmten Faserstruktur, der Einfluss verschiedener Auflösungen auf die Vorhersagen mit dem Zellenmodell untersucht werden. Die einzelnen Auflösungen werden zum einen durch die Anzahl der Zellen in x-, y- und z-Richtung, aber auch durch den ganzzahligen Skalierungsfaktor, bezogen auf die Kantenlänge der Voxel der MRI Auflösung, beschrieben. Da der Faserdurchmesser ( $53 \mu\text{m}$ ) ungefähr der Kantenlänge des Voxels ( $59 \mu\text{m}$ ) entspricht, gibt der Skalierungsfaktor das ungefähre Verhältnis von Zellenkantenlänge zu Faserdurchmesser wieder.

### 8.2.1. Lokale Packungsdichteverteilung in Abhängigkeit von der Auflösung

Auf der Basis der in Kap. 7.4.2 ermittelten Faserstruktur kann durch Zusammenfassen von Voxeln die mittlere lokale Packungsdichte pro Zelle in Abhängigkeit der Auflösung errechnet werden. Wegen der räumlich ungleichmäßigen Verteilung der Fasern sind je nach Kantenlänge der Zellen unterschiedliche Werte zu erwarten. Die errechneten Dichteverteilungen der lokalen Zellenpackungsdichten sind für verschiedene Auflösungen in Abb. 8.4 dargestellt. Die Häufigkeiten

## 8. Grundsätzliche Ergebnisse zur Anwendung des Zellenmodells

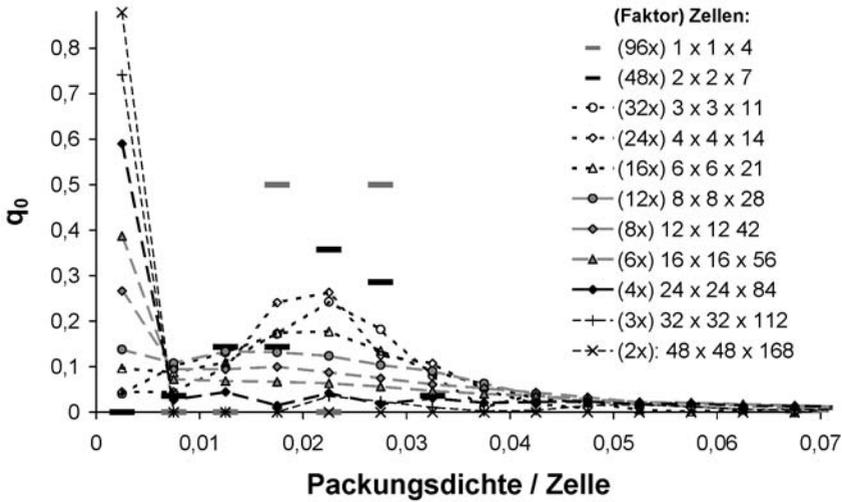


Abb. 8.4.: Dichteverteilung der lokalen Zellenpackungsdichten für unterschiedliche Auflösungen: (Skalierungsfaktor bezogen auf MRI-Auflösungen) Zellen in x-, y-, z-Richtung

sind für jede Klasse über der Mitte der zugrunde liegenden Intervallbreite von 0,005 aufgetragen. Die Striche sollen die Orientierung in der Datenflut verbessern und zusammengehörnde Punkte verbinden.

Auffallend ist die große Anzahl leerer bzw. fast leerer Zellen bei feiner Auflösung (sprich kleiner Zellenkantenlänge) von 2- bis 8-mal der Voxelkantenlänge. Diese Anzahl nimmt mit größerer Kantenlänge stark ab, da immer mehr (fast) leere Zellen kombiniert werden mit Zellen, die Faseranteile enthalten. Für mittlere bis grobe Auflösungen, sprich größere Kantenlängen von 6- bis 32-mal der Voxelkantenlänge, streuen die Packungsdichten um einen Modalwert von ca. 0,02. Dieser Wert entspricht der gravimetrisch bestimmten mittleren Packungsdichte der Filterprobe. Die Zellen dürften damit so groß sein, dass im Mittel jede Zelle fast alle typischen Merkmale des Filtermediums enthält. Lokale Unterschiede werden folglich kaum noch aufgelöst. Noch gröbere Auflösungen bei sehr großen Kantenlängen von 48- und 96-mal der Voxelkantenlänge resultieren in wenigen Zellen mit Werten um die mittlere Packungsdichte. Fast leere oder leere Zellen sind nicht mehr vorhanden.

## 8.2. Einfluss der Zellengröße auf Vorhersagen mit dem Zellenmodell

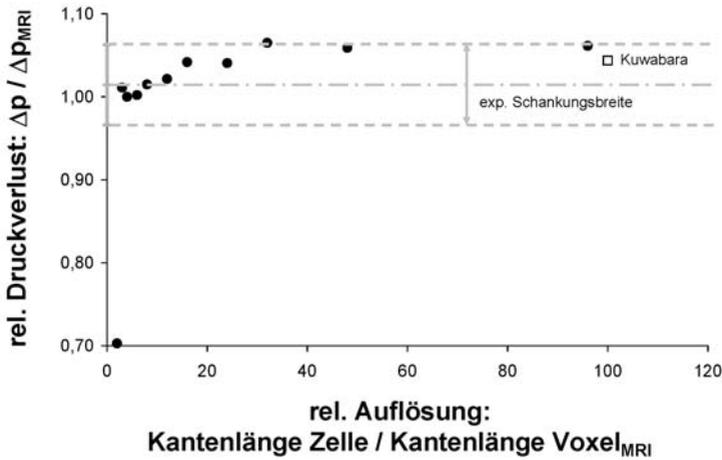


Abb. 8.5.: Berechneter Druckverlust in Abhängigkeit der Auflösung des Zellenmodells, bezogen, wie in vorherigen Kapiteln, auf die Zellengröße (4x) 24 x 24 x 84. Hinweis: Die Kantenlänge eines Voxel ist in der Größenordnung des Faserdurchmessers (Kap. 7.3)

Je nach Auflösung unterscheidet sich die Häufigkeitsverteilung der Packungsdichten im Filtermedium. Während feine Auflösungen noch den Hohlraum (Poren) des Filters auflösen, geben mittlere Auflösungen statistische Schwankungen um eine mittlere Packungsdichte wieder und für grobe Auflösungen weichen die Werte nur leicht vom Mittelwert ab. Doch welche Auflösung ist notwendig, um die Struktureigenschaften des Filters ausreichend genau zu beschreiben?

### 8.2.2. Druckverlust in Abhängigkeit der Zellengröße

Der Druckverlust der Filterprobe wurde mit dem Zellenmodell (Kap. 7.2) berechnet. Für die FLUENT Simulationen wurde ein Gitter von 24 x 24 x 84 Gitterzellen gewählt. Nur für feinere Auflösungen wurden Gitter mit entsprechend mehr Gitterzellen erzeugt. Die berechneten Druckverluste bei einer Anströmung von 1 m/s sind in Abb. 8.5 zusammengetragen. Zusätzlich sind noch die experimentelle Schankungsbreite der Druckverlustmessungen für dieses Filtermedium sowie der nach Kuwabara berechnete Druckverlust, basierend auf der gravimetrischen mittleren Packungsdichte, eingezeichnet.

## 8. Grundsätzliche Ergebnisse zur Anwendung des Zellenmodells

Die berechneten Druckverluste liegen bis auf eine Ausnahme recht gut im Bereich der experimentellen Schwankungsbreite. Für die feinste Auflösung von 2-mal der Kantenlänge eines Voxels ist der Druckverlust deutlich zu klein. Bei dieser Auflösung ist eine Zelle nur etwas mehr als doppelt so groß wie der Faserdurchmesser. Der Ansatz nach Kuwabara für den Druckverlust ist damit nicht zulässig, da das angenommene Gebiet um die Faser zu klein und die Packungsdichte der Zelle zu groß ist. Für so feine Auflösungen müssen andere Ansätze angewendet werden. Daher weicht der Druckverlust, wie erwartet, ab. Diese Auflösung wird im Folgenden nicht mehr betrachtet. Als kleinste Auflösung wird eine Zellkantenlänge von ca. 3-mal dem Faserdurchmesser angenommen.

Der nach Kuwabara, basierend auf der gravimetrischen mittleren Packungsdichte, berechnete Druckverlust ist niedriger als die Druckverluste bei größeren Auflösungen bzw. weniger Zellen (32- bis 96-mal). Dieser leicht erhöhte Druckverlust beruht darauf, dass die Häufigkeitsverteilungen der lokalen Packungsdichte pro Zelle auch Werte größer als der gravimetrische Mittelwert aufweisen (Abb. 8.4).

Für feine Auflösungen von ca. 3- bis 8-mal dem Faserdurchmesser sind die Druckverluste sehr ähnlich. Bei diesen Auflösungen werden noch die lokalen Hohlräume (Poren) im Filter aufgelöst, wie die Dichteverteilung der lokalen Packungsdichten zeigt (Abb. 8.4). Diese räumliche Hohlraumstruktur hat – wie schon in Kap. 8.1 gezeigt – entscheidenden Einfluss auf den Druckverlust. Wird die Hohlraumstruktur nicht mehr aufgelöst, sondern eine Packungsdichteverteilung quasi ohne leere Zellen angenommen, steigt der Druckverlust (Auflösung 12-mal, 24-mal). Ursache hierfür könnte wiederum eine eventuell andersartige Durchströmung des Filters sein. Daher soll die Geschwindigkeitsverteilung genauer betrachtet werden.

### 8.2.3. Geschwindigkeitsverteilung in Abhängigkeit der Zellengröße

Für unterschiedliche Zellengrößen sind in Abb. 8.6 die flächennormierten Anzahldichteverteilungen der lokalen Geschwindigkeitsbeiträge pro Zelle dargestellt. Die Intervallbreite der Verteilung beträgt jeweils ein Hundertstel der Differenz zwischen minimaler und maximaler Geschwindigkeit. Datenpunkte in schwarzer Farbe oder mit schwarzem Rand kennzeichnen Auflösungen, welche die Hohlraumstruktur (Poren) auflösen. Graue Datenpunkte stehen für Auflösungen, die keine oder kaum leere Zellen enthalten.

## 8.2. Einfluss der Zellengröße auf Vorhersagen mit dem Zellenmodell

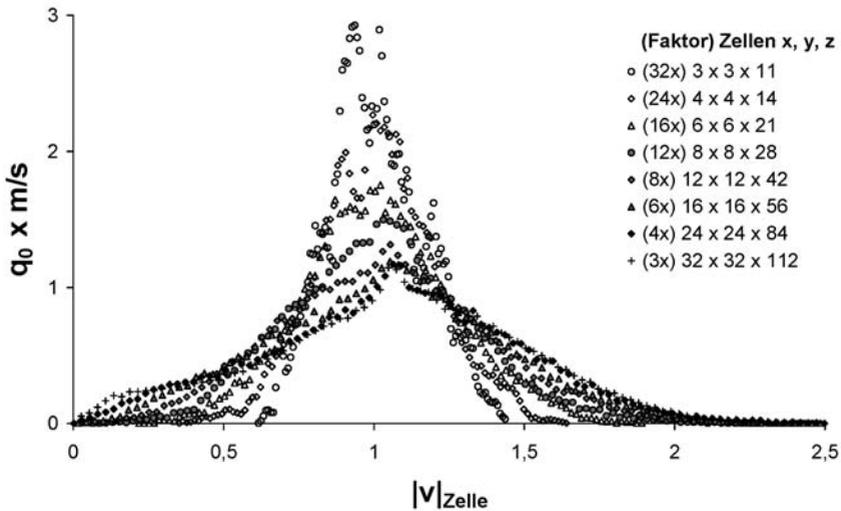


Abb. 8.6.: Dichteverteilung der Häufigkeit der Geschwindigkeitsbeiträge pro Zelle im Filter bei einer Anströmung von 1 m/s

Für feine Auflösungen ist die Verteilung sehr breit. Zahlreiche Werte sind entweder kleiner als 0,5 m/s oder größer als 1,5 m/s. Der Modalwert beträgt ungefähr 1,2 m/s. Wird die Auflösung größer, sprich die Kantenlänge der Zellen größer, so nimmt die Häufigkeit der Geschwindigkeiten an den Rändern ab, die Verteilung wird schmäler und der Modalwert verschiebt sich in Richtung der Anströmgeschwindigkeit von 1 m/s. Die Streuung der Werte selbst bei grober Auflösung von wenigen Zellen hängt von der feinen Gitterauflösung des Simulationsgebiets unter FLUENT ab.

Wenn der durch die Poren dargestellte Hohlraum der Filterstruktur nicht mehr durch leere Zellen aufgelöst wird, ändert sich die Art der Verteilung plötzlich. Die recht breite Verteilung wird zu einer engen Streuung um die Anströmgeschwindigkeit. Da die großen Zellen die Filterstruktur mit volumetrischen Mittelwerten beschreiben, können sich keine Strömungskanäle in den Hohlräumen mehr ausbilden. Die Strömung im Filter wird vergleichmässigt. Der Druckverlust ist dann auch eher dem mit der mittleren Packungsdichte theoretisch berechneten Druckverlust ähnlich. Die Verteilung der Geschwindigkeitsbeiträge im Innern des Filters unterscheidet sich dann deutlich von der bei Auflösung der Hohlraumstruktur (Poren).

## 8. Grundsätzliche Ergebnisse zur Anwendung des Zellenmodells

Solange die Hohlraumstruktur (Poren) durch leere Zellen wiedergegeben wird, unterscheiden sich die Anzahlhäufigkeitsverteilungen der Geschwindigkeiten kaum. Für Zellenkantenlängen von ca. 3- bis 6-mal dem Faserdurchmesser ähneln sich die Verteilungen und der Druckverlust. Bei diesen feinen Auflösungen wird folglich die Struktur sehr ähnlich durch die jeweilige räumliche Packungsdichteverteilung pro Zelle wiedergegeben. Größere Auflösungen resultieren in einer anderen Geschwindigkeitsverteilung und höherem Druckverlust.

### 8.2.4. Zusammenfassung

Die Wahl der geeigneten Größe der Zellen zur Diskretisierung des Filters wurde in diesem Kapitel diskutiert. Es zeigte sich, dass die Zellengröße entscheidenden Einfluss auf den Druckverlust und die Geschwindigkeitsverteilung im Filter hat. Eine zu grobe Auflösung führt zu einer Vergleichmäßigung der lokalen Filterstruktur und damit zu erhöhten Druckverlusten und einer schmalen Geschwindigkeitsverteilung. Nur eine sehr feine Auflösung beschreibt die Filterstruktur realistisch, da sie den Hohlraum (die Poren) durch einzelne leere Zellen abbildet.

Um den für Tiefenfiltermedien typischen großen Hohlraumanteil und die lokale Inhomogenität ausreichend zu berücksichtigen, muss folglich eine recht feine Auflösung gewählt werden. Als geeignet erwiesen sich für das untersuchte Filtermedium Zellenkantenlängen von 3- bis 8-mal dem Faserdurchmesser.

Die Definition der Auflösung als ein Vielfaches des Faserdurchmessers dürfte zwar praktisch, aber nicht unbedingt theoretisch sinnvoll sein, da im Prinzip die Größe eines typischen Hohlraums (Pore) die Auflösung vorgibt. In zukünftigen Arbeiten sollte daher versucht werden, die „Porenverteilung“ im Filtermedium zu untersuchen. Bisher machte aufgrund der 2D Betrachtung der Faserstruktur die Definition einer Pore wenig Sinn. Die Bestimmung der 3D Faserstruktur mittels quantitativer MRI erlaubt nun jedoch typische Ansammlungen von Hohlräumen bzw. Kanälen zu bestimmen. Darüber hinaus zeigte die Modellierung, dass gerade die räumliche Verteilung der leeren Zellen entscheidenden Einfluss auf Strömung und Druckverlust haben. Basierend auf den Ergebnissen der quantitativen MRI eröffnet sich nun eine neue Sichtweise und ein weites Feld zur Filtermodellierung. Da in [Lehmann, Froeschke, Hardy, Meyer, Weber und Kasper \(2004a\)](#) gezeigt wurde, dass mittels MRI auch die zerstörungsfreie Visualisierung der abgeschiedenen Staubmassenverteilung in einem Filter

## *8.2. Einfluss der Zellengröße auf Vorhersagen mit dem Zellenmodell*

möglich ist, können nun anhand von MRI Messungen technischer Filtermedien die Modellierung der Filtrationskinetik optimiert und die Vorgänge im Filter besser verstanden werden.



## **Teil II.**

# **CFD Simulation der Beladungskinetik von Einzelfasern**



## 9. Übersicht zum Stand der Beladungskinetik an einzelnen Fasern

Die Beschreibung der Beladungskinetik von Tiefenfiltern ist immer noch ein unerreichtes Ziel. Im Folgenden soll zusammengetragen werden, was bisher auf diesem Gebiet schon untersucht wurde. Verzichtet wird dabei auf die Arbeiten, die versuchen, das gesamte Filtermedium durch gemittelte makroskopische Größen zu beschreiben, da sich schon in Kapitel 3 für unbeladene Filtermedien gezeigt hat, wie wichtig die Berücksichtigung der lokalen Inhomogenitäten des Mediums ist. Deshalb werden nur Arbeiten vorgestellt, die sich mit der Beladung von einzelnen Filterfasern beschäftigen.

Zuerst wird in Kapitel 9.1.1 auf experimentelle Arbeiten eingegangen, die versuchen, die abgeschiedene Partikelstruktur zu erfassen und zu kategorisieren. In Kapitel 9.1.2 werden empirische Formeln zur Änderung des Abscheidegrades einer Einzelfaser mit zunehmender Beladung vorgestellt. Die bisherigen Modellierungen zum Aufbau von Partikelstrukturen an einzelnen Fasern werden in Kapitel 9.2 zusammengetragen. Diese Arbeiten werden ausführlich diskutiert, da im Rahmen der eigenen Arbeiten ein neuer Ansatz zur Modellierung umgesetzt wurde (Kap. 10).

### 9.1. Experimentelle Untersuchungen

Zum Verständnis der Abscheidung an beladenen Fasern ist die Kenntnis der Partikelstrukturen notwendig. Denn für eine bekannte Partikelstruktur lassen sich, wie z.B. schon von Billings (1966) und kürzlich von Schollmeier, Meyer, Lehmann und Kasper (2004) gezeigt, Abscheidegrad und Strömungswiderstand berechnen. Bevor auf die zahlreichen Ansätze zur Modellierung in dem nachfolgenden Kapitel 9.2 eingegangen wird, sollen erst einmal die experimentellen Erkenntnisse zur Morphologie der Partikelstruktur an Einzelfasern (Kap. 9.1.1) und zur Änderung des Abscheidegrades mit zunehmender Beladung (Kap. 9.1.2) wiedergegeben werden.

## 9. Übersicht zum Stand der Beladungskinetik an einzelnen Fasern

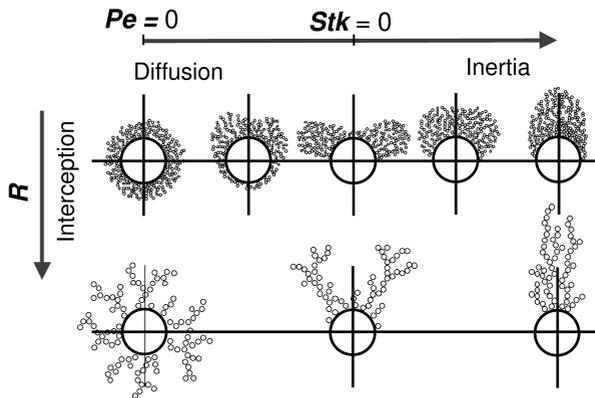


Abb. 9.1.: Schematische Übersicht nach [Kanaoka \(1998\)](#) zur Form der abgeschiedenen Partikelstruktur in Abhängigkeit des Abscheidemechanismus

### 9.1.1. Experimentelle Untersuchungen zur Morphologie

[Kanaoka \(1998\)](#) erstellte erstmals aufgrund experimenteller Beobachtungen eine schematische Übersicht über Form und Aufbau der Partikelstruktur in Abhängigkeit des Abscheidemechanismus (Abb. 9.1). Im Diffusionsbereich verteilen sich die Partikel über die gesamte Faseroberfläche; es entstehen Partikelstrukturen um die Faser herum. Je mehr die Trägheitsabscheidung an Einfluss gewinnt, desto mehr verlagert sich die Partikelstruktur auf die Anströmseite der Fasern. Mit dem Sperrereffektparameter ändert nicht die Form der Partikelstruktur, sondern nur ihre Packungsdichte.

[Boschert \(1998\)](#) und [Rembor und Kasper \(1999\)](#) visualisierten mit dem KLRM Partikelstrukturen an einzelnen Fasern, die sie in der am Institut von [Schweers \(1993\)](#) aufgebauten und von [Rembor \(2001\)](#) modifizierten Einzelfaseranlage mit Latex-Partikeln bestaubten. Die Autoren erstellten entlang einer gewissen Faserlänge verschiedene Aufnahmen des Querschnitts der Partikelstruktur und fügten sie zu einem Bild zusammen. Da nur ein begrenzter Winkelbereich genau genug abgebildet werden kann, müssen Einzelbilder zusammengesetzt werden. Das Gesamtbild der KLRM Aufnahmen zeigt nur die äußere Kontur der Partikelstruktur längs der Faser ohne die Dichte der Partikelstruktur zu wichten (Abb. 9.3). Eine Quantifizierung der Packungsdichte innerhalb der Partikelstruktur ist daher nicht möglich.



Abb. 9.2.: KLRM Aufnahmen von [Rembor \(2001\)](#) von abgeschiedenen Partikelstrukturen an einer 30  $\mu\text{m}$  Faser bei  $St = 0,5$ , jedoch unterschiedlichem Durchmesser der Latexpartikel: (v.l.n.r.) 3,135  $\mu\text{m}$ , 1,2  $\mu$  und 1,072  $\mu\text{m}$

Jedoch kann der Betrachter Bereiche dichter und eher dendritischer Packung unterscheiden und darüber hinaus kann eine Umhüllende der Partikelstruktur abgeleitet werden. Eine Rekonstruktion der 3D Struktur wurde nicht unternommen, da es sich bis heute ([Schollmeier u. a., 2004](#)) als sehr schwierig erwiesen hat, zuverlässige quantitative Informationen über die Morphologie zu gewinnen.

[Rembor und Kasper \(1999\)](#) stellten fest, dass bei gleicher Stokeszahl, jedoch unterschiedlicher Partikelgröße verschiedenartige Strukturen entstehen können (Abb. 9.2), die nicht alleine über den Sperrreffektparameter erklärt werden können. Die Anströmgeschwindigkeit (Partikelhaftung?) scheint ebenfalls Einfluss auf die Form der Partikelstruktur zu haben, die sich nicht über die Stokeszahl allein in Einklang bringen lassen. In aktuellen Arbeiten versuchen [Schollmeier u. a. \(2004\)](#) daher experimentelle Daten zu gewinnen, um grundlegend die verschiedenen Einflüsse auf die Beladungskinetik sichtbar machen zu können. Eine besondere Herausforderung sind dabei die unterschiedliche Beladung längs der Faser (Abb. 9.3) und die daraus resultierende Inhomogenität der Struktur.

### 9.1.2. Empirische Formeln zur Beladungskinetik

Die bisherigen experimentelle Untersuchungen zur Beladungskinetik konzentrierten sich entweder auf die integrale makroskopische Beladungskinetik eines Filtermediums ([Emi, Wang und Tien, 1982](#), [Japuntich, Stenhouse und Liu, 1994](#), [Walsh und Stenhouse, 1997](#), [Rembor und Kasper, 1998](#), [Rembor, 2001](#)) oder die mikroskopische Beladungskinetik des Strukturaufbaus an einzelnen Fasern. Nur auf die Beladung von einzelnen Fasern soll im Folgenden näher eingegangen werden, da dies Gegenstand dieser Arbeit ist. Die Beladungskinetik

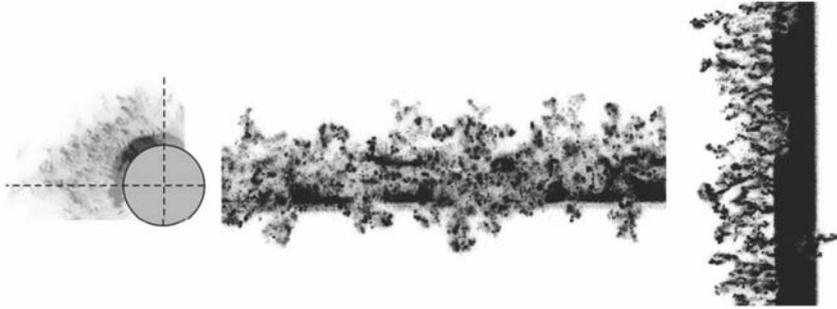


Abb. 9.3.: KLRM Aufnahmen einer beladenen Einzelfaser mit Kalkstein-Partikeln vom Durchmesser  $1,82 \mu\text{m}$  bei  $St = 0,41$  (Schollmeier u. a., 2004)

wird hier in der Regel nur als Änderung des Abscheidegrades mit zunehmender Beladung der Einzelfaser dargestellt, da Messungen zur Druckverluständerung sehr aufwendig sind.

Schon Billings (1966) untersuchte den Einfluss des Aufbaus von Partikelstrukturen auf die Aerosolfiltration. In einer speziellen Halterung belud er einzelne Fasern und beobachtete anschließend die Partikelstrukturen mit dem Lichtmikroskop. In mehreren Aufnahmen mit unterschiedlicher Schärfentiefe versuchte er die 3D Struktur der abgeschiedenen Partikeln zu erfassen und anschließend die Partikeln auszuzählen. Er trug zahlreiche Daten für seine Bedingungen zusammen ( $1,305 \mu\text{m}$  Latex Partikeln,  $D_F$  ca.  $10 \mu\text{m}$ ,  $v$  von  $0,08 \text{ m/s}$  bis zu  $0,58 \text{ m/s}$ ). Zur Beschreibung der Änderung des Abscheidegrades wählte er den Ansatz:

$$\eta(n_{\text{p,quer}}) = \eta_0 + \lambda_n n_{\text{p,quer}}. \quad (9.1)$$

Mit der Anzahl  $n_{\text{p,quer}}$  der Partikeln in einer typischen Querschnittsfläche quer zur Faserlänge beschreibt er den Beladungszustand. Die experimentellen Ergebnisse bestätigten die lineare Abhängigkeit. Für den Koeffizienten  $\lambda_p$  bestimmte er Werte zwischen  $0,8$  und  $2$ , die gut mit seinen Messungen an Filtermedien übereinstimmen.

Weiterhin beobachtete er, dass die Partikelstrukturen stets dendritisch und für größere Geschwindigkeiten kompakter waren. Dies kann nach Abb. 9.1 nicht über die Stokeszahl erklärt werden. Es hängt, wie die eigenen Ergebnisse in Kapitel 12 zeigen werden, von dem Haft- bzw. Abprallverhalten der Partikeln ab.

Auch Myojo, Kanaoka und Emi (1984) kommen aufgrund experimenteller Ergebnisse an dünnen Filterschichten zu dem Ergebnis, dass der Abscheidegrad an einer Einzelfaser konstant mit zunehmender Beladung ansteigt. Diesen linearen Zusammenhang (Gl. 9.2) beziehen sie, wie schon Yoshioka, Emi, Yasunami und Sato (1969), auf die Masse der abgeschiedenen Partikeln eines Einheitsvolumens. Die von Myojo u. a. bestimmten experimentellen Werte für  $\lambda_m$  sind deutlich kleiner als die mittels Simulation berechneten (Näheres zu den Simulationen in Kap. 9.2.1):

$$\eta(m_{p,\text{vol}}) = \eta_0 (1 + \lambda_m m_{p,\text{vol}}). \quad (9.2)$$

Rembor (2001) untersuchte ebenfalls experimentell die Beladungskinetik von Einzelfasern. Für die von ihm gewählten Versuchsbedingungen ( $D_F = 30 \mu\text{m}$ ,  $d_p = 1 \mu\text{m}$ , Latexpartikeln,  $v = 1, 1,5, 2 \text{ m/s}$ ) stellte er einen linearen Zusammenhang zwischen Abscheidegrad und abgeschiedener Masse  $m_{p,\text{length}}$  in  $\mu\text{g}/(\text{mm Faserlänge})$  fest. Er passte an die Messdaten eine Näherungsgleichung (Gl 9.3) für den Abscheidegrad an, die auch den überproportionalen Einfluss der Geschwindigkeit berücksichtigt:

$$\eta = (1,36v^2 - 0,75v + 1,26) m_{p,\text{length}} + 0,1v + 0,01. \quad (9.3)$$

Des Weiteren bestimmte Rembor (2001) die Änderung der Widerstandskraft auf die Strömung für unterschiedliche Beladungszustände. Ausgehend von den KLRM Aufnahmen des Querschnitts der abgeschiedenen Partikelstruktur (Abb. 9.2), wurde mit dem CFD Programm FLUENT die Widerstandskraft in 2D Strömungssimulationen berechnet (Schollmeier, 2000, Rembor, Lehmann und Kasper, 2000). Es wurde vereinfachend angenommen, dass die Partikelstruktur nicht durchströmt wird und daher die Querschnittsfläche in der 2D Simulation als nicht porös modelliert werden kann. Als Ergebnis der Simulationen zeigte sich eine lineare Abhängigkeit der Widerstandskraft zu der abgeschiedenen Partikelmasse. Die Form der Querschnittsfläche hatte bei gleicher Querschnittsfläche nur einen sehr geringen Einfluss auf den Strömungswiderstand.

## 9.2. Modellierung des Partikelstrukturaufbaus aus Einzelpartikeln

Zur Modellierung des Aufbaus von dendritischen Partikelstrukturen existieren frühe Ansätze, die einen Einfluss der abgeschiedenen Partikeln auf die Strömung vernachlässigen (Kap. 9.2.1), und neuere, die mittels Lattice-Boltzmann Ansatz die Rückwirkung der abgeschiedenen Partikeln auf Strömung und Partikelbahn berücksichtigen (Kap. 9.2.2). Für beide Fälle gibt es sowohl 2D als auch 3D Simulationen. Die 3D Simulationen setzen sich verstärkt durch, da sie die wirkliche dendritische Partikelstruktur realistischer wiedergeben können.

Darüber hinaus gibt es mehr oder weniger „makroskopische“ Ansätze, die nicht einzelne Partikeln auflösen, sondern entweder eine a priori Geometrie annehmen und der Partikelstruktur gewisse poröse Eigenschaften zuweisen (z.B. [Juda und Chrosciel \(1970\)](#), [Kirsch \(2001\)](#), [Rembor \(2001\)](#)), oder direkt die Gleichungen für die Abscheidung modifizieren (z.B. [Payatakes und Gradon \(1980\)](#), [Lajos \(2002\)](#)). Diese Ansätze erfordern jedoch die Annahme einer a priori Kenntnis zum Strukturaufbau. Nachfolgend wird nur auf die in der Literatur vorhandenen Modellansätze eingegangen, die ohne solche a priori Annahmen den Aufbau der Partikelstruktur durch Abscheidung einzelner Partikeln simulieren.

### 9.2.1. Strukturaufbau ohne Wechselwirkung auf Umströmung

Die nachfolgenden Simulationen nehmen eine konstante Umströmung der unbeladenen Faser(n) an, die sich mit zunehmender Beladung nicht ändert. Basierend auf dem Strömungsfeld, werden die Partikelbahnen berechnet, wobei die Partikeln an zufälligen Orten ins Simulationsgebiet eintreten. Erste 2D Simulationen von [Tien, Wang und Baro \(1977\)](#) nahmen eine Potentialströmung um die Faser an. [Kanaoka u. a. \(1980\)](#) legten die realistischere Umströmung mit dem Kuwabara-Ansatz (Kap. 2.2) zugrunde und erweiterten das Simulationsgebiet auf 3D. Die Berechnung des Strömungsfeld nach Kuwabara und nachfolgende Monte Carlo Simulationen der Partikeltrajektoren setzten sich als quasi „klassischer“ Ansatz durch, der im Abschnitt über die Simulationen von [Kanaoka et al.](#) eingehend diskutiert wird.

Erweitert wurde der „klassische Ansatz“ mit Abprallen/Haften von [El-Shobokshy, Al-Sanea und Adnan \(1994\)](#) für elektrisch geladene Partikeln von [Kanaoka, Hiragi und Tanthapanichakoo \(2001\)](#). [Oh, Jeon, Jung und Jung \(2002\)](#) verwendeten einen ähnlichen Ansatz wie [Ka-](#)

## 9.2. Modellierung des Partikelstrukturaufbaus aus Einzelpartikeln

naoka u. a. (1980), erwähnen Kuwabara als Literatur jedoch nicht. Ihre 3D Simulationen wurden für unipolar geladene Fasern/Partikeln und zusätzliche Brownsche Bewegung durchgeführt.

Die Simulationen von [Konstandopoulos \(2000\)](#) sind schwer den Simulationen mit oder denen ohne Wechselwirkung zuzuordnen, da sie größtenteils den Einfluss der Partikeln auf die Strömung nicht berücksichtigen. Sie werden daher nach den Simulationen von Kanaoka et al. dargestellt.

### Simulationen von Kanaoka et al.

[Kanaoka u. a. \(1980\)](#) betrachten die Faser als einen Zylinder mit dem dimensionslosen Durchmesser Eins. Zur Berechnung des ebenen Strömungsfelds um den unbeladenen Zylinder legen sie darum einen weiteren Zylinder mit dem Radius der entsprechenden Kuwabarazelle  $\sqrt{\alpha_0}$ . Für jede aufgegebene Partikel berechnen sie die Trajektorien auf Basis des anfänglichen Strömungsfelds nach Kuwabara. Trifft die Trajektorie einer Partikel auf die Faser oder schon abgeschiedene Partikeln, so wird davon ausgegangen, dass die Partikel abgeschieden wird und sich nicht wieder ablöst. Um Wechselwirkungen zwischen Partikeln auszuschließen, führen sie ihre Simulationen so durch, dass stets nur eine Partikel im Strömungszylindervolumen ist.

In zahlreichen Simulationen bestimmten die Autoren für verschiedene Stokeszahlen und Sperrreffektparameter die Beladungskinetik. Den Beladungszustand beschreiben sie mit einer Partikelmasse pro Einheitsvolumen der Kuwabarazelle (Gl. 9.4). Für den Abscheidegrad nehmen sie eine lineare Abhängigkeit zum Beladungszustand an (Gl. 9.5):

$$m_{\text{Ku}} = \frac{2n_p \rho_p \frac{\pi}{6} D_p^3}{\underbrace{f_{L,D_p} D_p \left( \frac{\pi}{4} D_F^2 \right)}_L / \alpha} = \frac{4}{3} n_p \rho_p \frac{R^2}{f_{L,D_p}} \alpha, \quad (9.4)$$

mit: Anteil des Partikeldurchmessers pro Faserlänge  $f_{L,D_p}$ ;

$$\eta(m_{\text{Ku}}) = \eta_0 (1 + \lambda m_{\text{Ku}}). \quad (9.5)$$

Der Parameter  $\lambda$  ist bei dieser Definition nicht unabhängig von der Partikelmaterialdichte und der Packungsdichte der Kuwabarazelle. Um eine wirkliche Masterkurve zu erhalten, müsste der Beladungszustand durch eine dimensionslose Zahl beschrieben werden, da der Abscheidegrad dimensionslos ist.

## 9. Übersicht zum Stand der Beladungskinetik an einzelnen Fasern

Als Ergebnis ihrer Simulationen erhielten sie eine überwiegend lineare Beziehung zwischen Auftreffgrad bei zunehmender Beladung und bezogener abgeschiedener Partikelmasse ( $\rho_p = 1000 \text{ kg/m}^3$ ). Für anfängliche Beladungszustände nimmt der Abscheidegrad zwar unterproportional zu, aber die Datenpunkte lassen sich durch Geraden annähern. Sie bestimmten Steigungen von  $\lambda = 0,05 \text{ m}^3/\text{kg}$  für  $St = \infty$  bis zu  $\lambda = 54 \text{ m}^3/\text{kg}$  für  $St = 0$ .

Ein subtiler Punkt ist die Art und Weise, wie Kanaoka et al. die Zunahme der Beladung modellieren. Dies geschieht nämlich als Kehrwert der Anzahl der aufgegebenen Partikel zwischen zwei Abscheideereignissen. Damit ist der Abscheidegrad jedoch abhängig von der zufälligen Position der aufgegebenen Partikeln gegenüber der schon abgeschiedenen Partikelstruktur. Da diese Partikelstruktur ungleichförmig über die Faserlänge verteilt ist, dürfte der Abscheidegrad nicht einem mittleren Auftreffgrad entsprechen. Zu beachten ist auch, dass insbesondere bei großen Stokeszahlen die Partikeln abprallen können. Vor allem aber dürfte die Änderung des Strömungsfeldes die Partikelbahnen und damit die Abscheidung beeinflussen. Dies wird im Rahmen dieser Arbeit näher untersucht (Kap. 11.2).

Weiterhin untersuchten Kanaoka u. a. (1980) den Einfluss der Faserlänge auf die Beladungskinetik. Ab einer Faserlänge von mehr als dem 10-fachen des Partikeldurchmessers stellten sie kaum noch einen Unterschied für die Steigung  $\lambda$  fest. Daraus kann geschlossen werden, dass eine Mindestlänge der Faser notwendig ist, um Partikelstrukturen zu erhalten, die typisch sind und die, wie aus den experimentellen Beobachtungen von Rembor (2001) und Schollmeier u. a. (2004) bekannt, längs der Faser inhomogen aufgebaut sind. Diese Kenntnis ist wichtig, um ein geeignetes Gebiet für eigene Simulationen auszuwählen (Kap. 10.1.1)!

### Simulationen von Konstandopoulos

Die Simulationen von Konstandopoulos (1991) und Konstandopoulos u. a. (1998) nehmen eine Potentialströmung um die Fasern an, die numerisch mit der Boundary Element Methode berechnet wird. Sie erwähnen, dass der Einfluss der Partikeln auf die Strömung durch Quellterme berücksichtigt werden kann. Obwohl sie die Partikelstruktur nicht aus einzelnen Partikeln aufbauen, sondern sie durch Umhüllende annähern, die in „Schalen“ an die Faser anlagern (Konstandopoulos u. a., 1998), sollen ihre Simulationen hier erwähnt werden, da sie den Einfluss der Partikelhaftung auf die Form der Partikelstruk-

## 9.2. Modellierung des Partikelstrukturaufbaus aus Einzelpartikeln

tur zeigen. Die hierzu durchgeführten Simulationen scheinen nur 2D zu sein.

[Konstandopoulos u. a. \(1998\)](#) variierten Stokeszahl und das Verhältnis von Anströmgeschwindigkeit zu kritischer Haftgeschwindigkeit. Bei kleinen Stokeszahlen wird auf Faserober- und -unterseite noch keine Partikel abgeschieden. Je größer die Stokeszahl, desto mehr Oberfläche der Faserfront belegt die Partikelstruktur. Je größer die Wahrscheinlichkeit, dass die Partikeln abprallen, desto spitzer wird die Partikelstruktur.

Andere Simulationen von [Kostoglou und Konstandopoulos \(2000\)](#) und [Konstandopoulos \(2000\)](#) berücksichtigen keine Rückwirkung der Partikelstruktur auf die Strömung, da sie vereinfachend ansetzen, dass für sehr große Stokeszahlen der Einfluss der Trägheit größer ist als der einer lokalen Geschwindigkeitsänderung. Sie konnten zeigen, dass Haften/Abprallen entscheidenden Einfluss auf die Morphologie der Partikelstruktur hat. Lokale Packungsdichte und Rauigkeit der Struktur hängen entscheidend von dem Verhältnis aus Anströmgeschwindigkeit zu kritischer Haftgeschwindigkeit ab. Deshalb ist es für realistische Modellierungen notwendig, Haften/Abprallen zu berücksichtigen (Kap. 10.3.3).

### 9.2.2. Strukturaufbau mit Wechselwirkung auf Umströmung

Simulationen, die den Einfluss der abgeschiedenen Partikeln auf die Strömung modellieren, beruhen üblicherweise auf dem Lattice-Boltzmann Ansatz. Er ermöglicht es, komplizierte Randbedingungen einfach zu beschreiben, z.B. [Brenner, Zeiser und Durst \(2002\)](#). Beim Lattice-Boltzmann Ansatz wird, vereinfachend formuliert, das Fluid aus einzelnen Knotenpunkten dargestellt. Für jeden Knotenpunkt werden Temperatur, Impuls etc. über eine Zustandsfunktion (z.B. Boltzmann-Verteilung) beschrieben. Zwischen den Knoten werden die Zustände über festgelegte „Gitterstäbe“ ausgetauscht. Eine Wand kann daher z.B. als Reflexion für den Impuls in der Mitte des Gitterstabs modelliert werden. Diese einfache Beschreibung erlaubt es, komplizierte Geometrien ohne großen Aufwand geometrisch darzustellen und während der Simulation zu ändern. Es muss nicht, wie für die klassischen CFD-Simulation, z.B. der durchgängige Verlauf einer Wand durch einzelne verbundene Linien/Flächen vorab vorgegeben werden.

### Filippova und Hänel

Erste 3D Lattice-Boltzmann Simulationen zur Abscheidung von Partikeln an Fasern führten [Filippova und Hänel \(1998\)](#) durch. Sie simulierten eine Anordnung aus zwei senkrechten Fasern mit einer quer dahinter liegenden Faser für  $St = 0,14$  und  $Re = 1$ ,  $d_p = 1 \mu\text{m}$ ,  $D_F = 20 \mu\text{m}$  und einem Faserabstand gleich dem Faserdurchmesser. Berechnungen des Abscheidegrads führten sie sowohl mit als auch ohne Einfluss auf die Strömung durch. Wird angenommen, dass die abgeschiedenen Partikeln keinen Einfluss auf die Strömung haben, so ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen Abscheidegrad und Anzahl abgeschiedener Partikeln, wie ihn auch [Kanaoka u. a. \(1980\)](#) ermittelt haben. Haben die abgeschiedenen Partikeln jedoch Einfluss auf die Umströmung, so stellt sich ein quasi konstanter Abscheidegrad ein. Der Abscheidegrad erreicht ein Maximum und bleibt dann für weitere Beladungsstufen konstant. Für diese Berechnung mit Einfluss der abgeschiedenen Partikeln auf die Strömung erhielten sie eine lineare Beziehung zwischen Druckverlust und Beladung.

### Gradon et al.

Auch [Przekop, Moskal und Gradon \(2002, 2003b\)](#) verwenden das Lattice-Boltzmann Modell zur Simulation der Partikelabscheidung im Diffusionsbereich. Erste 2D Versionen ihres Lattice-Boltzmann Codes erweiterten sie kürzlich auf 3D Simulationsgebiete ([Przekop, Moska, Gradon und Podgorski, 2003a](#)). In ihrem Modell berücksichtigen sie im Unterschied zu [Filippova und Hänel \(1998\)](#) sowohl Abprallen/Haf ten und als auch Resuspendierung. Sie modellieren dies über die Annahme entsprechender Wahrscheinlichkeiten. Bisher sind nur vorläufige Ergebnisse bekannt, die 2D Strukturen an einer einzelnen Faser in einem periodischen Gebiet zeigen.

### Latz und Wiegmann

[Latz und Wiegmann \(2003\)](#) verfolgen ebenfalls den Lattice-Boltzmann Ansatz zur 3D Simulation der Partikelabscheidung in Faseranordnung. Sie können die Durchströmung zufällig angeordneter Mehrfaserstrukturen mit ihrem Programm berechnen. Üblicherweise verwenden sie Gitter von  $128^3$  Knoten. Die Berechnung auf ihrem Parallelrechner dauert nur wenige Minuten. Jedoch ist die Partikelgröße zur Zeit auf Partikeldurchmesser größer oder gleich dem Faserdurchmes-

ser beschränkt. Damit ist dieser Ansatz nicht geeignet, die hier interessierenden Strukturen zu berechnen, da ein Vergleich mit den experimentellen Daten von [Rembor und Kasper \(1999\)](#) nicht möglich ist.

#### Ocone und Karadimos: 2D CFD

[Karadimos und Ocone \(2003\)](#) entwickelten einen eigenen 2D CFD Code zur Simulation des Strukturaufbaus an einzelnen Fasern. Sie modellieren den Einfluss abgeschiedener Partikeln auf die Strömung, indem sie dort, wo Partikeln abgeschieden werden, die Gittereigenschaften ändern: Fluid-Zellen werden zu Wand-Zellen. Auf dem geänderten Gitter wird dann erneut die Strömung berechnet. Als Simulationsgebiet wählten sie eine rechteckige Fläche, in deren Mitte eine einzelne Faser und in deren Ecken jeweils Viertelkreise der Fasern positioniert sind. Durch die Wahl periodischer Randbedingungen konnten sie so die Anordnung einer Faseranordnung modellieren.

Die Ergebnisse der Simulationen von [Karadimos und Ocone \(2003\)](#) zeigen die typischen Artefakte einer 2D Simulation: Die Partikelstrukturen sind extrem langkettig, da die Partikeln sich in der dritten Dimension nicht überlappen können. Weiterhin wird die Strömung zu stark durch die abgeschiedenen Partikeln beeinflusst, da bei einer 2D Simulation die Partikeln nicht als Kugeln, sondern als Zylinder die Strömung beeinflussen. Ein Haften bzw. Abprallen wird in dem publizierten Modell ebenfalls nicht berücksichtigt. Die Möglichkeiten des CFD-Codes von [Karadimos und Ocone \(2003\)](#) bleiben somit weit hinter den zum Zeitpunkt der Veröffentlichung bekannten Lattice-Boltzmann Simulationen, aber auch den CFD-Simulationen von [Lehmann und Kasper \(2001b\)](#), zurück, deren Ergebnisse Gegenstand dieser Arbeit sind.

### 9.3. Zusammenfassung

Zur Beladungskinetik einzelner Fasern bzw. zum Aufbau der Partikelstruktur aus einzelnen Partikeln ist relativ wenig Detailliertes bekannt. Allgemein üblich ist der Ansatz einer linearen Beziehung zwischen der Beladung und dem erhöhten Abscheidegrad einer beladenen Faser, die sowohl in Experimenten als auch mit Simulationen festgestellt werden konnte.

Neuere Simulationen, basierend auf dem Lattice-Boltzmann Modell, zeigen jedoch, dass die Änderung der Umströmung durch die ab-

geschiedenen Partikeln den Abscheidegrad deutlich beeinflusst (Filippova und Hänel, 1998): Nach einem anfänglichen Anstieg ändert sich der Abscheidegrad mit zunehmender Beladung nicht mehr. Weiterhin ist aus 2D Simulationen von Konstandopoulos u. a. (1998) bekannt, dass Haften/Abprallen die Form der Partikelstruktur deutlich bestimmt. Dies deuteten schon experimentelle Ergebnisse von Billings (1966) an, die für höhere Geschwindigkeiten eine kompaktere Struktur beobachteten. Darüber hinaus zeigten 3D Simulationen von Kanaoka u. a. (1980), dass für belastbare Ergebnisse eine 3D Simulation mit einer Mindestlänge der Faser von größer 10-mal dem Partikeldurchmesser gewählt werden muss.

Die Berücksichtigung sowohl der Rückkopplung der abgeschiedenen Partikeln auf die 3D Strömung als auch von Haften/Abprallen der Partikeln ist folglich der Schlüssel für die realistische Simulation der Beladungskinetik. Die sich stets ändernden Randbedingungen an der Partikelstruktur lassen eine analytische Lösung der regierenden Navier-Stokes Gleichungen als nicht erfolgversprechend erscheinen. Zur numerischen Berechnung bieten sich vielmehr die in der Verfahrenstechnik üblichen CFD-Simulationen (Birtigh, Lauschke, Schierholz, Beck, Maul, Gilbert, Wagner und Werninger, 2000, Oertel und Laurien, 1995, Ferziger und Peric, 1997) oder zunehmend Lattice-Boltzmann basierte Ansätze (Kap. 9.2.2) an. Lattice-Boltzmann hat den Vorteil einer sehr flexiblen Modellierung von komplizierten, sich ändernden Wand-Randbedingungen; allerdings erfolgen diese Simulationen auf der Ebene der Gasmoleküle. Diese Ansätze eignen sich daher eher für sehr kleine Partikeln, insbesondere, wenn sie kleiner als die freie Weglänge der Gasmoleküle sind. In dem für diese Arbeit gewählten Bereich der Trägheitsabscheidung jedoch sind die Partikeln deutlich größer als die freie Weglänge der Moleküle, so dass das notwendige Simulationsgebiet schnell zu groß oder die Auflösung zu grob wird. Daher empfiehlt sich ein CFD Programm, das auf der Finiten Volumen Methode beruht und folglich ein gröberes Gitter mit geringerem Speicherbedarf ermöglicht. Dies ist für die in Anlehnung an die experimentellen Arbeiten von Rembor (2001) gewählten 3,135  $\mu\text{m}$  Partikeln möglich, da selbst für den Fall, dass die Partikeln durch mehrere Zellen beschrieben werden, für jede Zelle immer noch die Kontinuumsmechanik angesetzt werden kann.

Mangels einer geeigneten Umsetzung wurden umfangreiche 3D Simulationen zur Beladungskinetik, die sowohl Haften/Abprallen als auch die Wechselwirkung der abgeschiedenen Partikeln auf die Strömung berücksichtigen, bisher nicht durchgeführt. Es ist noch unbe-

kannt, welche Auswirkung unterschiedliche Haftparameter auf die Morphologie von 3D Partikelstrukturen haben. Gänzlich fehlt ein geeigneter Ansatz zur Beschreibung der Partikelstrukturen z.B. durch eine innere Packungsdichte.

Ein Reentrainment, d.h. ein strömungsbedingtes Wiederablösen von Partikeln, bleibt bisher in der Regel unberücksichtigt, da dies die Bestimmung der Festigkeit der Partikelstruktur und der auf sie wirkenden Kräfte voraussetzt. Dies ist mit der vorhandenen Rechnerleistung nicht möglich. Außerdem spielt das Reentrainment für die hier vorgesehene Simulation der anfänglichen Beladungen und insbesondere die im Rahmen dieser Arbeit gewählten geringen Anströmgeschwindigkeiten keine Rolle (Löffler, 1968).



## 10. Neuer Ansatz zur Simulation der Beladungskinetik einzelner Fasern

Die Simulation der Beladungskinetik einzelner Fasern in 3D stellt – wie in den vorstehendem Kapitel 9.2 gezeigt – immer noch eine unge löste Herausforderung dar, weil sowohl Abscheidung als auch Rückwirkung der abgeschiedenen Partikeln auf die Strömung sowie Haf ten bzw. Abprallen modelliert werden müssen. Im Folgenden soll ein neuer Ansatz und seine Umsetzung zur Simulation der Beladungskinetik einzelner Fasern dargelegt werden, der es erlaubt, Partikelstrukturen durch Abscheidung einzelner Partikeln aufzubauen, die in guter Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen stehen (Lehmann u. a., 2000, Lehmann und Kasper, 2001a,b, 2002c, 2003). Deshalb orientieren sich die Simulationsbedingungen an den Arbeiten von Rembor (2001).

Die Umsetzung der Strömungssimulation unter dem kommerziellen CFD Programm FLUENT wird in Kapitel 10.1 dargestellt, die der Partikelbahnberechnung mittels Discret Phase Model ebenfalls unter FLUENT in Kapitel 10.2. Auf die notwendigen eigenen Ergänzungen – User Defined Functions (UDFs) –, um die Beladungskinetik zu simulieren, wird in Kapitel 10.3 eingegangen. Wo nötig und wenn möglich, werden die eigenen Ergänzungen anhand von Testsimulationen überprüft. Auf die Ergebnisse zur Beladungskinetik wird dann in Kapitel 11 grundsätzlich durch Vergleich mit Literatur eingegangen, bevor Parametervariationen zur Beladungskinetik für Latex-Partikeln in Kapitel 12 und für Kalkstein-Partikeln in Kapitel 13 dargestellt und diskutiert werden.

### 10.1. CFD Simulationen der Strömung mit FLUENT

Das kommerzielle CFD Programm FLUENT bot sich insbesondere deshalb an, weil es über einen unstrukturierten Solver, eine recht umfassende Implementierung von Partikelbahnberechnungen und seit Version 5 und insbesondere 5.5 über eine sehr flexible C Programmierschnittstelle, sogenannte User Defined Functions = UDFs, verfügt. Mittels dieser Schnittstelle konnte FLUENT durch eigene C-

Routinen um die notwendigen Features erweitert werden, die für die Modellierung der Beladungskinetik von einzelnen Fasern erforderlich sind (Kap. 10.3).

Zur Umsetzung wurde ein PC unter Windows gewählt, da er im Rahmen der am Institut vorhandenen Möglichkeiten die nötige Flexibilität und Verfügbarkeit für die Entwicklung der eigenen Subroutinen bot. Der Parallelrechner des Rechenzentrums bot keine ernsthafte Alternative, da die effektive Rechenzeit wegen der langen Warteschleife vergleichbar war. Außerdem war damals eine Parallelisierung der User-Defined-Functions unter FLUENT, im Gegensatz zu heute, für den Anwender noch nicht vorgesehen.

Die Schnittstelle User-Defined-Functions ist heute durch zahlreiche Beispielpprogramme auf den Support-Seiten von FLUENT dokumentiert. Als die Entwicklung der C-Routinen angefangen wurde, waren diese Dokumente noch nicht verfügbar. Zahlreiche Funktionen waren damals noch undokumentiert. Vor allem die Makro-Programmierung (Programmiersprache SCHEME) zur Übergabe von Parametern an die C-Funktionen und selbst zahlreiche Funktionen zur Beeinflussung der Partikelbahnberechnungen waren undokumentiert und wurden nicht vom FLUENT Support offiziell unterstützt. Dank der Mithilfe, insbesondere von Herrn [Schütze](#) und Herrn [Mironescu 2000](#), gelang es, das im folgenden vorgestellte Programm in FLUENT zu verwirklichen. Auf die Auswahl des Simulationsgebietes (Kap. 10.1.1), die Gestaltung des Gitters (Kap. 10.1.2) sowie die nötigen Randbedingungen (Kap. 10.1.3) wird im Nachfolgenden eingegangen, bevor in Kapitel 10.2 die Partikelbahnberechnung diskutiert und anschließend die notwendigen eigenen Erweiterungen in Kapitel 10.3 vorgestellt werden.

### 10.1.1. Simulationsgebiet: periodische Zelle

Diese Arbeit beschränkt sich auf die Modellierung der Beladungskinetik einzelner Fasern als Vorstufe für Faseranordnungen und Faserstrukturen von Filterproben. Die Simulation einer isolierten Einzelfaser erfordert einerseits ein sehr großes sie umgebendes Strömungsfeld und andererseits, da das Volumen der abgeschiedenen Partikeln durch einzelne sehr kleine Zellen beschrieben wird (Kap. 10.3.1), eine hohe Auflösung in Fasernähe. Der Tribut hierfür ist ein hoher Speicherbedarf. Deshalb ist die Simulation einer isolierten Einzelfaser nicht sinnvoll. Der Speicherbedarf wäre selbst für moderne Computer sehr groß und die Rechenzeit unverträglich lang.

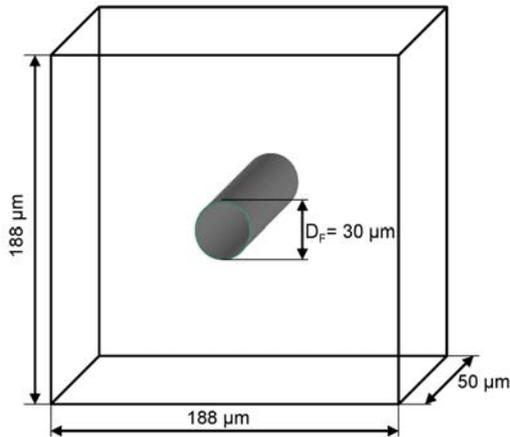


Abb. 10.1.: Schematische Darstellung der periodischen Zelle

Wird nicht die Strömung um eine isolierte Einzelfaser, sondern die um eine einzelne Faser in einer Faseranordnung betrachtet, so kann das Simulationsgebiet ähnlich wie bei Kuwabara auf den sich wiederholenden Teil der periodischen Anordnung beschränkt werden (Abb. 10.1). Das Simulationsgebiet hat damit eine endliche kleinere Größe. Seine Ausmaße hängen von der Packungsdichte und der Art der Faseranordnung ab. FLUENT setzt jedoch voraus, dass die Richtung der periodischen Strömung senkrecht zu den Randflächen verläuft. Außerdem muss das Gitter auf den translatorischen Flächen gleich sein. Dies lässt sich bei einer quer angeströmten Einzelfaser relativ einfach umsetzen. Da anders angeströmte Fasern zusätzliche Kunstgriffe bei der Gittergestaltung erfordern, beschränkt sich diese Arbeit zunächst auf die Simulation der Beladungskinetik von quer angeströmten Einzelfasern. In Anlehnung an die experimentellen Arbeiten von Rembor (2001) wurde eine Faser mit dem gleichen Durchmesser von  $30 \mu\text{m}$  gewählt. Um möglichst nahe an den Grenzfall einer isolierten Einzelfaser heranzukommen, wurde eine Packungsdichte der periodischen Zelle von 0,02 gewählt. Dies bedeutet eine Kantenlänge von  $188 \mu\text{m}$ .

### 10.1.2. Gitter

Als diese Arbeit 1999 begonnen wurde, war der Arbeitsspeicher von normalen PCs noch auf max. 512 MB beschränkt. Dank eines neuen

Computers konnte 2000 der Speicher auf 1 GB erweitert werden. Dies ermöglichte ein feines Gitter, das insbesondere im Bereich der zu erwartenden Partikelstrukturen nachträglich unter FLUENT noch gezielt verfeinert wurde (Abb. 10.2). (Eine „size-function“ zur gezielten feinen Gittererstellung unter Gambit war damals noch nicht verfügbar). Das Gitter selbst wurde nicht ausgiebig getestet, da es hinsichtlich Feinheit feiner war als üblich, die Erstellung feinerer Gitter noch nicht möglich war und der Schwerpunkt auf die Anpassung und Ergänzung von FLUENT zur Simulation der Beladungskinetik gelegt wurde.

Um den Speicherbedarf durch die lokale Verfeinerung unter FLUENT nicht übermäßig zu erhöhen, wurden tri-Zellen gewählt, die mittels der Conformal Methode verfeinert werden konnten. Dies bedingte die Generierung von Dreiecksgittern an den Randflächen quer zur Faser. Damit die 3,135  $\mu\text{m}$  Partikeln als FLUID Zellen modelliert werden konnten (Kap. 10.3.1), wurde eine Kantenlänge von 0,5  $\mu\text{m}$  am Fasenumfang gewählt, die es erlaubt, die Partikeln durch mehrere Zellen darzustellen. Um den Speicherbedarf des Volumengitters so klein wie möglich zu halten, wurde mittels dem Cooper Algorithmus das Gitter der Begrenzungsflächen über das Volumen „verteilt“. Um die Partikelvolumina durch mehrere Zellen längs der Fasern darstellen zu können, wurde eine Schrittweite von 1  $\mu\text{m}$  gewählt.

Anzumerken ist noch, dass erst seit Gambit 2.1 die Gittererstellung relativ zuverlässig verläuft. Bei früheren Versionen war es stets eine Frage des Glücks, bis der Cooper-Algorithmus das Volumengitter erzeugt hatte. Auch aus diesem Grunde wurden nicht viele verschiedene Gitter berechnet, sondern ein feines gutes Gitter als Grundlage für die meisten Berechnungen dieser Arbeit gewählt, das unter FLUENT noch einmal in Fasernähe verfeinert wurde.

### 10.1.3. Typische Simulationsbedingungen

Um überprüfen zu können, ob die Ergebnisse der Simulationen mit denen von Experimenten übereinstimmen, wurden die Randbedingungen so gewählt, dass ein Vergleich mit den experimentellen Arbeiten von Rembor (2001) möglich ist (Tab. 10.1). Für die Simulationen wurde (zunächst) die Partikelgröße von 3,135  $\mu\text{m}$  gewählt, da mit Partikeln dieser Größe in vertretbarer Zeit (bis zu einer Woche) eine Partikelstruktur aufgebaut werden konnte, die ausreichend groß war, um die Beladungskinetik zu untersuchen. Die gewählte Faserlänge in den Simulationen von 50  $\mu\text{m}$  beträgt mehr als das 12fache der gewähl-

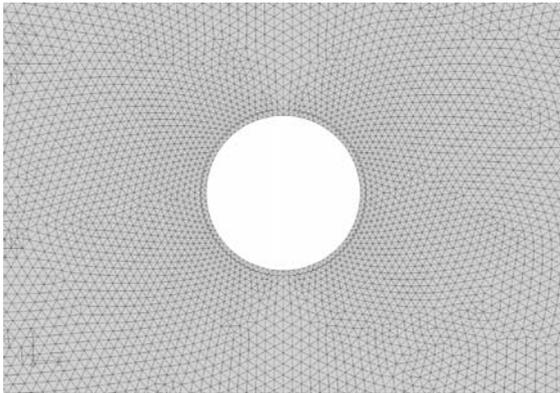


Abb. 10.2.: Gitter in der Nähe der Faser

Tab. 10.1.: Typische Simulationsbedingungen

Faserdurchmesser	30	$\mu\text{m}$
Periodische Zelle		
Packungsdichte	0,02	
Kantenlänge	188	$\mu\text{m}$
Anströmgeschwindigkeit	0,46	m/s
Partikeldurchmesser	3,135	$\mu\text{m}$
St(Latexpartikeln)	0,5	
R	0,1	
Re	0,95	

ten Partikelgröße. Nach [Kanaoka u. a. \(1980\)](#) kann folglich angenommen werden, dass die Länge der Faser keinen Einfluss auf den Strukturaufbau hat, da die Partikelstruktur an einem ausreichend langen Faserstück simuliert wird.

Die Strömung in der periodischen Zelle wird durch den Betrag des Massenstroms und seiner Richtung vorgegeben. Um weiterhin einen Vergleich mit Einzelfaser-Experimenten und -Theorien zu ermöglichen, wurde stets die mittlere Anströmgeschwindigkeit der Faser vorgegeben.

## 10.2. Partikelbahnberechnung mittels Discret Phase Model

Zur Bahnberechnung einzelner Partikeln stellt FLUENT das Discret Phase Model (DPM) zur Verfügung. Eine Voraussetzung des DPM ist, dass das Volumen einer Partikel kleiner als 20 % des Zellenvolumens ist. Dies ist bei den hier durchgeführten Simulationen nicht der Fall, da eine abgeschiedene Partikel durch mehrere Zellen beschrieben wird.

Der geringe Volumenanteil einer Partikel am Zellenvolumen soll gewährleisten, dass die Partikeln nicht interagieren, da das DPM Wechselwirkungen zwischen den Partikeln nicht berücksichtigt. Da bei der Tiefenfiltration die Partikelkonzentration ohnehin gering ist, kann jedoch stets angenommen werden, dass sich die Partikelbahnen untereinander nicht beeinflussen.

Die Annahme des DPM Modells, dass die Partikel vollständig Teil einer einzelnen Zelle ist, vereinfacht weiterhin die Berechnung des Strömungswiderstandes der Partikel. Es muss keine Umströmung der Partikel und ein damit verbundenes Strömungsprofil berechnet werden, sondern es kann die mittlere Zellengeschwindigkeit als mittlere Strömungsgeschwindigkeit in gängige Widerstandsgesetze eingesetzt werden. Da sich in dieser Arbeit die Partikel über mehrere Zellen ausdehnen, sollte das DPM Modell eigentlich nicht zur Partikelbahnberechnung verwendet werden. In Ermangelung einer besseren Alternative wurde dennoch das DPM Modell gewählt, da es gute Gründe dafür gibt, dass die Abweichungen für die gewählten Bedingungen gering sein dürften.

Solange die Partikeln gasgetragen sind, haben sie keine nennenswerte Rückwirkung auf die Strömung, denn in Gasen baut sich das für Flüssigkeiten bekannte Druck- und Geschwindigkeitsfeld im Grenzbereich um die Partikel nicht auf. Die Strömung wird daher kaum durch die vorhandenen Partikeln geändert. Da die Geschwindigkeitsgradienten der laminaren Strömung sehr gering sind, kann davon ausgegangen werden, dass im Längenbereich der Partikelgröße die Unterschiede so gering sind, dass der Fehler vernachlässigbar klein sein dürfte, wenn das DPM Modell nur die Geschwindigkeit in der Zelle des Massenschwerpunkts berücksichtigt. Um dies zu überprüfen, wurden Testsimulationen zur Partikelabscheidung durchgeführt und mit Gleichungen zum Auftreffgrad (Kap. 3.3) verglichen.

FLUENT berechnet die Bahn einer Partikel immer dann neu, wenn eine vorgegebene Schrittweite zurückgelegt wurde oder wenn die Par-

tikel eine Zellengrenze überschreitet. Die Schrittweite ist folglich der Parameter, der Einfluss auf die Genauigkeit der Partikelbahniteration hat. Für unterschiedliche vorgegebene Schrittweiten wurde mit FLUENT 6 der Auftreffgrad von 3,135  $\mu\text{m}$  großen Latex-Partikeln auf eine 30  $\mu\text{m}$  Faser bestimmt. Es wurden jeweils 1000 Partikeln an der Stirnseite der periodischen Zelle zufällig über der Projektionsfläche der Faser verteilt und in die Strömung aufgegeben. Um die Genauigkeit der Partikelbahnberechnungen zu erhöhen, wurde die FLUENT Option `velocity-gradient-correction` eingeschaltet. Weiterhin wurde auch die Abscheidung aufgrund der Partikelausdehnung (Sperreffekt) berücksichtigt, indem eine eigene Routine mittels UDF in FLUENT implementiert wurde (Kap. 10.3.2). Die Ergebnisse wurden mit theoretischen Auftreffgraden verglichen (Tab. 10.2). Der Trend der Mittelwerte für 0,92 ist dem der anderen entgegengesetzt. Zu beachten ist jedoch, dass die Standardabweichung für die Schrittweite 1  $\mu\text{m}$  relativ groß ist und der Mittelwert nur auf fünfmal der Aufgabe von 1000 zufällig verteilten Partikeln beruht. Werden alle Fälle berücksichtigt, so zeigte sich, dass für eine Schrittweite von 0.1  $\mu\text{m}$  der Auftreffgrad jeweils am besten mit der Theorie übereinstimmt und ähnliche Werte annimmt. Damit stand der Verwendung des DPM unter FLUENT nichts mehr im Wege.

### 10.3. Eigene Erweiterungen zur Modellierung der Beladungskinetik mit FLUENT

Die anfänglichen Überlegungen, einen eigenen CFD Code zu schreiben, um die Beladungskinetik einzelner Faser zu simulieren, wurden schnell über Bord geworfen, als FLUENT einfache Schnittstellen einführte, mit denen sowohl die Strömungs- als auch die Partikelbahnberechnung beeinflusst werden können. Im Folgenden sollen die notwendigen eigenen Ergänzungen im Ansatz aufgeführt und diskutiert werden (Lehmann und Kasper, 2001a).

Zunächst wird auf die grundlegenden Erweiterungen eingegangen, die erst die Modellierung der Beladungskinetik unter FLUENT ermöglichten: Effekt abgeschiedener Partikeln auf die Strömung (Kap. 10.3.1), Berücksichtigung des Sperreffektes bei der Abscheidung (Kap. 10.3.2) und Modellierung von Haften bzw. Abprallen (Kap. 10.3.3). Anschließend werden noch die Änderungen besprochen, welche den Ablauf der Simulation der Beladungskinetik unter FLUENT ermöglichen: Aufbau einer Struktur aus abgeschiedenen Partikeln (Kap.

Tab. 10.2.: Einfluss der Schrittweite der Partikelbahnberechnung auf den Auftreffgrad bei einer fünfmaligen Aufgabe von 1000 zufällig verteilten Partikeln

<b>Schrittweite</b> in $\mu\text{m}$	<b>Mittelwert</b> in %	<b>Standardabweichung</b> in %
<i>Geschwindigkeit 0,46 m/s</i>		
6	14,66	0,89
1	6,28	0,62
0,1	5,32	0,84
Theorie	4,32	Yeh und Liu, Gl. 3.8
<i>Geschwindigkeit 0,92 m/s</i>		
6	44,62	1,52
1	36,98	0,90
0,1	38,38	0,57
Theorie	39,16	Schweers, Gl. 3.12
Theorie	41,80	Suneja und Lee, Gl. 3.7
<i>Geschwindigkeit 1,39 m/s</i>		
6	67,88	1,09
1	61,30	2,14
0,1	60,06	1,38
Theorie	55,73	Schweers, Gl. 3.12
Theorie	55,84	Suneja und Lee, Gl. 3.7

10.3.4), örtlich zufällige Aufgabe der Partikeln (Kap. 10.3.5), Automatisierung des Simulationsablaufes (Kap. 10.3.6) sowie Postprocessing zur Abscheidegradberechnung für beladene Fasern (Kap. 10.3.7).

### 10.3.1. Rückwirkung abgeschiedener Partikeln auf die Strömung

Die größte Herausforderung bei der Modellierung der Beladungskinetik ist eine korrekte, aber auch effiziente Berücksichtigung des Einflusses abgeschiedener Partikeln auf die Strömung. Aus diesem Grund verzichten zahlreiche Simulationen (9.2.1) hierauf.

Ein naheliegender Ansatz wäre es, für jede abgeschiedene Partikel das Gitter zu ändern, indem ein neuer Festkörper und damit neue Wandflächen (= Oberflächen der Partikeln) generiert werden. Der Aufwand der Gitterveränderung wäre jedoch sehr groß. Zusätzlich ließe sich nur schwer ein Gitter an den Stellen erstellen, wo sich zwei kugelförmige Partikeln berühren. Diese Art der Berücksichtigung abge-

Tab. 10.3.: Vergleich des Druckverlustes bei der Durchströmung für verschiedene Arten der Darstellung fester Kugeln in einer Schüttung

Viskosität (Partikel) in kg/(s m)	solid	0,1	0,01	0,01	0,001
Geschwindigkeit zu Null gesetzt?	—	nein	nein	ja	ja
rel. Druckverlust in Pa	1	0,91	0,51	1,008	1,005
Viskosität der Luft $1,7895 \cdot 10^{-5}$ kg/(s m)					

schiedener Partikeln schied daher aus.

Eine alternative Möglichkeit der Modellierung disperser tropfenförmiger Systeme zeigt das Volume-of-Fluid Model. Den Tropfen repräsentiert ein Bereich anderer Viskosität und Oberflächenspannung als das umgebende FLUID. Ähnlich kann eine abgeschiedene Partikel modelliert werden. Dazu wird die Viskosität im von der Partikel eingenommenen Bereich geändert und durch Maskierung der entsprechenden Zellen im User-Defined-Memory ortsfest gehalten. Da in der Partikel keine Strömung herrscht, wird vor jeder Iteration die Geschwindigkeit in den maskierten Zellen zu Null gesetzt. So modellierte Partikeln werden wie Festkörper umströmt, wenn eine sehr hohe Viskosität gewählt wird. Dies soll im Folgenden an einer Testkonfiguration aufgezeigt werden. Lassen sich mit diesem Modellansatz sowohl Strömungsprofil als auch Druckverlust genau genug berechnen, so ist gezeigt, dass dieser neue flexible Ansatz geeignet ist, den Einfluss einer sich aufbauenden Partikelstruktur auf die Strömung zu beschreiben.

Als Testkonfiguration wurde eine 3D Anordnung von Kugeln gewählt. Die Kugeln wurden in Referenzfall als Festkörper mit begrenzender Wand als Randbedingung dargestellt (Abb. 10.3). Zum Vergleich wurden die gleichen Volumina in Fluidvolumina umgewandelt und durch Viskositätserhöhung als Festkörper modelliert. Dabei wurden verschiedene Erhöhungen der Viskosität und auch Rechnungen, in denen zusätzlich die Geschwindigkeit zu Null gesetzt wurde, durchgeführt und verglichen.

Die Simulationen zeigten, dass die Viskositätserhöhung allein nicht ausreicht, um den gleichen Druckverlust zu erhalten wie für feste Kugeln (Tab. 10.3). Wird jedoch zusätzlich die Geschwindigkeit vor jeder Iteration zu Null gesetzt, so ergibt sich der gleiche Druckverlust, wie bei einer Simulation, in der die Kugeln als Festkörper dargestellt sind.

Anschaulich und stark vereinfacht wird durch das Setzen der Geschwindigkeit zu Null gewährleistet, dass in dem von der Partikel ein-

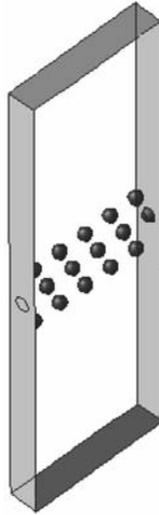


Abb. 10.3.: Testkonfiguration einer durchströmten Anordnung aus drei Reihen kugelförmiger Partikeln ( $3 \mu\text{m}$ )

genommenen Bereich keine Strömung auftritt. Die Erhöhung der Viskosität dämpft den Sprung in den lokalen Geschwindigkeiten inner- und außerhalb der Partikeln und sorgt für den Aufbau des Geschwindigkeitsgradienten in dem Oberflächenbereich der Partikeln. Folglich kann sich um die modellierten Partikeln ein Strömungsfeld aufbauen, das der um feste Partikeln ähnlich ist (Abb. 10.4)

Der geeignete Wert für die Viskosität wurde anhand der durchgeführten Testsimulationen für die 3D Kugelstruktur gewonnen. Für eine Viskosität von  $0.001 \text{ kg}/(\text{m s})$  ergab sich eine Abweichung von  $0,5 \%$  im Druckverlust und ein ähnliches Strömungsfeld. Daher wurden diese Werte für die Modellierung der abgeschiedenen Partikeln verwendet. Da dieser Ansatz gut funktionierte und die Konvergenz unter FLUENT ausreichend schnell und gut war, wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht nach weiteren Möglichkeiten wie Quellen- bzw. Senkentermen gesucht.

### 10.3.2. Modellierung des Sperreffekts

FLUENT berechnet (zunächst) die Partikelbahn für einen Massenpunkt. Es berücksichtigt nicht die effektive Ausdehnung der Parti-

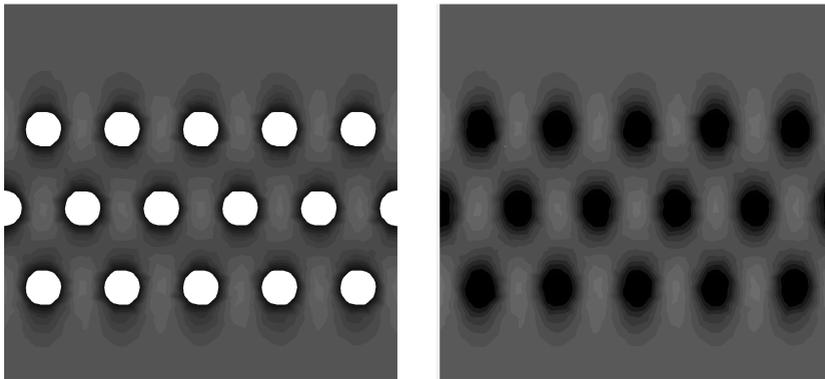


Abb. 10.4.: Konturlinien des Betrag der Geschwindigkeit in der mittleren Schnittebene durch die Kugelanordnung (Abb. 10.3): links Kugeln als Festkörper, rechts als FLUID Zellen modelliert

kel. Der Sperreffekt kann jedoch mit einer zusätzlichen Subroutine in der `DPM_SCALAR_UPDATE` Funktion modelliert werden. Dazu muss der Abstand einer Partikel zur Faser bzw. zu schon abgeschiedenen Partikeln berechnet werden. Da die Orte der abgeschiedenen Partikeln in einer Liste gespeichert werden, kann in einer Schleife der Abstand der noch gasgetragenen Partikel zu Partikeln der Partikelstruktur berechnet werden. Berührt die Partikel eine schon abgeschiedene Partikel oder die Faser, so wird überprüft, ob sie haften bleibt oder abprallt (10.3.3). In der Liste wird zusätzlich die Position der Faser vermerkt, so dass über eine leicht geänderte Abfrage auch überprüft werden kann, ob sich gasgetragene Partikel und Faser berühren.

#### 10.3.3. Modellierung des Haftens/Abprallens

Aus zahlreichen experimentellen Untersuchungen ist bekannt, dass Haften bzw. Abprallen von Partikeln den Abscheidegrad merklich bestimmt (Rembor u. a., 1999, Hiller, 1981). Deshalb wurden theoretische oder empirische Formeln zur Berechnung einer Haftwahrscheinlichkeit entwickelt (3.4.2). Diese Haftwahrscheinlichkeiten sind jedoch für die Modellierung des Haftens bzw. Abprallens von einzelnen Partikeln nicht geeignet: Trifft infolge der berechneten Partikelbahn eine Partikel auf die Faser oder eine schon abgeschiedene Partikel, so soll-

te, um wirklichkeitsnah die Beladungskinetik zu modellieren, über Haften bzw. Abprallen allein auf Grundlage physikalischer Größen, insbesondere des lokalen Auftreffwinkels, und nicht anhand von Wahrscheinlichkeiten entschieden werden.

Hiller (1981) entwickelte eine theoretisch begründete Berechnung einer kritischen Haftgeschwindigkeit, die einen empirischen Restitutionskoeffizienten enthält. Die Herleitung wurde in Kapitel 3.4.1 kurz wiedergegeben. Ist der Restitutionskoeffizient bekannt, so kann die kritische Haftgeschwindigkeit berechnet werden und über Haften bzw. Abprallen entschieden werden: Ist die Aufprallgeschwindigkeit der Partikel kleiner als die kritische Haftgeschwindigkeit, so bleibt die Partikel haften. Ist die Aufprallgeschwindigkeit größer als die kritische Haftgeschwindigkeit, so prallt die Partikel ab, jedoch verringert sich ihre kinetische Energie.

Diese Berechnung der kritischen Haftgeschwindigkeit nach Hiller und der Vergleich mit der Aufprallgeschwindigkeit lässt sich unter FLUENT mittels der UDF `DEFINE_DPM_SCALAR_UPDATE` realisieren. Für jede einzelne Partikel wird nach Gl. 3.20 die kritische Haftgeschwindigkeit berechnet und mit der aktuellen Geschwindigkeitskomponente `P_VEL(p)` der Partikel in Richtung Kontaktfläche verglichen. Ist die lokale Auftreffgeschwindigkeit senkrecht zur Oberfläche größer als die kritische Haftgeschwindigkeit, so prallt die Partikel ab, hat jedoch eine geringere kinetische Energie. Dies wird unter FLUENT umgesetzt, indem der Partikel ein neuer Geschwindigkeitsbetrag unter Berücksichtigung des Restitutionskoeffizienten zugewiesen wird und die Geschwindigkeitskomponente zur Kontaktfläche umgekehrt wird. Bleibt die Partikel jedoch haften, so wird sie der Partikelstruktur hinzugefügt (Kap. 10.3.4). Die Partikelbahnberechnung kann in diesem Fall abgebrochen werden, indem die Partikel „verdampft“. Unter FLUENT 6.1 wird dafür `P_MASS` gleich Null gesetzt. Mittels dieser Implementation unter FLUENT ist es nun möglich, Partikelbahnen zu berechnen, wobei die Partikeln je nach ihren Materialeigenschaften und der lokalen Auftreffgeschwindigkeit an der Faser abprallen bzw. haften bleiben können (Abb. 10.5).

### 10.3.4. Aufbau einer Partikelstruktur

FLUENT selbst bietet keine eigene implementierten Möglichkeiten, eine Struktur aus abgeschiedenen Partikeln aufzubauen. Wird eine Partikel abgeschieden, so ist sie für weitere Berechnungen unter FLUENT verloren. Deshalb werden die Koordinaten der Partikel und wich-

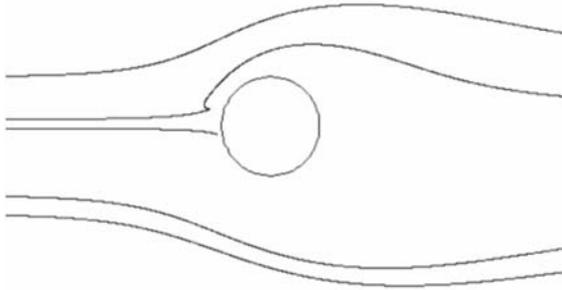


Abb. 10.5.: Beispiel für Partikelbahnen unter Berücksichtigung von Haften bzw. Abprallen mittels der kritischen Geschwindigkeit nach Hiller (Latex-Partikeln, Durchmesser  $3,135 \mu\text{m}$ , Faserdurchmesser  $30 \mu\text{m}$ ,  $St = 0,5$ , Restitutionskoeffizient  $0.9$ )

tige Daten wie Nummer der Kontaktpartikel etc. vor der Abscheidung einer Liste als Element hinzugefügt. Diese Liste enthält als Elemente alle abgeschiedenen Partikeln und, besonders gekennzeichnet, die Koordinaten der einzelnen Fasern des Simulationsgebiets. Die Daten der Listenelemente werden zugleich in eine Datei geschrieben, so dass ein Postprocessing, aber auch ein Wiedereinlesen der Partikelstruktur möglich ist, um abgebrochene FLUENT Simulationen fortzusetzen.

Beim Aufbau der Liste aus abgeschiedenen Partikeln, aber auch bei der Berechnung der Abscheidung, ist zu berücksichtigen, dass für das Simulationsgebiet periodische Randbedingungen gewählt wurden (Kap. 10.3.3). Deshalb muss gezielt überprüft werden, ob eine Partikel auch an der periodischen Fortsetzung der Partikelstruktur abgeschiedenen werden kann. Außerdem muss Sorge getragen werden, dass die Partikeln auch wirklich die periodische Partikelstruktur aufbauen (Abb. 10.6).

#### 10.3.5. Örtlich zufällige Aufgabe der Partikeln

FLUENT bietet verschiedene Möglichkeiten zur Partikelauflage an. Nicht vorhanden ist jedoch die Möglichkeit, Partikeln zufällig verteilt über einer Fläche im 3D Raum aufzugeben. Diese Art der Aufgabe ist jedoch notwendig, um die Verteilung von Partikeln in der Rohgasseite eines Filters zu modellieren. Denn sobald den Orten der Partikelauflage

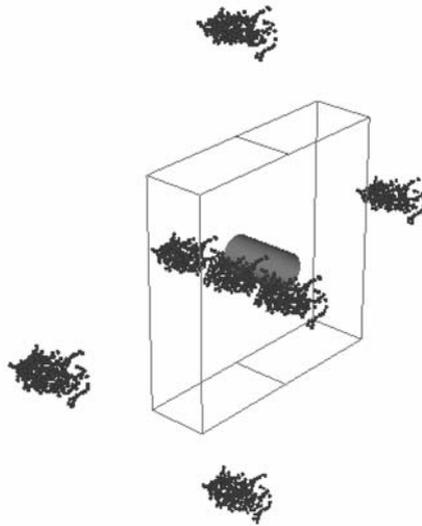


Abb. 10.6.: Partikelstruktur im Simulationsgebiet an der umströmten Einzelfaser und virtuelle Partikelstrukturen, die aufgebaut werden müssen, um die periodischen Randbedingungen zu berücksichtigen

gabe eine Gesetzmäßigkeit zugrunde liegt, wird die Partikelstruktur immer diese Beziehung widerspiegeln. Nur bei einer wirklich zufälligen Aufgabe können Partikelstrukturen erwartet werden, wie sie aus den Experimenten an einer Einzelfaser bekannt sind.

Eine zufällige Aufgabe zu programmieren, erfordert die Verwendung eines Algorithmus, der gewissen Regeln gehorcht aber dennoch zufällige Zahlen erzeugt. Dafür gibt es unterschiedlich gute Zufallsgeneratoren. Soll eine sehr große Anzahl von Ereignissen gleichmäßig über einen Zahlenbereich verteilt erzeugt werden, so empfiehlt sich zur Zeit (Heim, 2001) der Zufallsgenerator von Nishimura und Matsumoto (2002), der hier verwendet wurde.

Unter FLUENT konnte die zufällige Aufgabe der Partikeln mit der UDF Schnittstelle `DEFINE_DPM_INJECTION` programmiert werden, die einer Gruppe von aufgegebenen Partikeln zufällige Ortskoordinaten zuweist. Die notwendigen Koordinaten der Ebene, über der die Partikeln verteilt werden, wurde mittels RP-Variablen festgelegt und an die Funktion übergeben.

Hinweis: Mittels ähnlicher C- und SCHEME-Routinen lässt sich

auch die Aufgabe einer Partikelgrößenverteilung umsetzen (Lehmann u. a., 2003d). In dieser Arbeit wurden jedoch nur jeweils monodisperse Partikeln betrachtet, da die zugrunde liegenden experimentellen Arbeiten von Rembor (2001) ebenfalls nur monodisperse Partikeln verwenden.

#### 10.3.6. Automatisierung der Simulationen zur Beladungskinetik

Die Simulationen zur Beladungskinetik dauerten je nach Computerleistung und gewünschter Anzahl abgeschiedener Partikeln einige Tage bis einige Wochen. Um eine einfache Wiederaufnahme einer Rechnung nach einem Rechnerabsturz, Stromabschaltung etc. zu ermöglichen, aber auch um die Eingabe zu vereinfachen und die Rechenzeit zu verkürzen, wurden Makros in SCHEME erzeugt, die einen automatischen Ablauf der Simulation ermöglichten.

Die programmiertechnischen Feinheiten sind für das Verständnis der Beladungskinetik nicht relevant und können daher in Lehmann und Kasper (2001a) nachgelesen werden: Alle individuellen Parameter einer Simulation wurden in RP-Variablen festgelegt und an die Library der UDF Funktionen übergeben. In mehreren verschachtelten Schleifen wurde festgelegt, wie viele Partikeln aufgegeben werden und wie viele abgeschieden werden müssen, bevor das Strömungsfeld neu berechnet wird, und wie oft das Strömungsfeld neu berechnet werden soll, bevor die Daten als eine Beladungsstufe gespeichert werden.

Aus den Daten einer Beladungsstufe können sowohl Merkmale zur Partikelstruktur als auch die Werte des Druckverlust mit zunehmender Beladung gewonnen werden. Wegen des großen Speicherbedarfs (ca. 200 MB) für einen Beladungszustand, werden fortlaufend wichtige Daten, wie Ort der Abscheidung einer Partikel, in einer log-Datei protokolliert und nur ausgewählte Beladungszustände gesichert.

#### 10.3.7. Abscheidegradberechnung für beladene Fasern

Der Abscheidegrad für eine beladene Faser wird in einem Postprocessing aus den Daten der gespeicherten Beladungsstufen berechnet. Dazu werden 10mal 2000 Partikeln in die Strömung aufgegeben, die zwar an der Partikelstruktur abgeschieden werden können, aber nicht zur Struktur hinzugefügt werden. So kann für eine relativ große Anzahl von Partikeln ein mittlerer Abscheidegrad ermittelt werden. Dieser Abscheidegrad beschreibt den momentanen Abscheidegrad der zugrunde liegenden Partikelstruktur. Der Vorteil dieses momentanen

## *10. Neuer Ansatz zur Simulation der Beladung einzelner Fasern*

Abscheidegrades ist, dass er sich leicht ins Zellenmodell (Kap. 2.3) einbauen lässt; denn er beschreibt genauso wie der Anfangsabscheidegrad die Abscheidewahrscheinlichkeit der nächsten aufgegebenen Partikel.

# 11. Ergebnisse der Simulationen im Vergleich zur Literatur

Die in Kapitel 10.3 entwickelten Methoden zur Modellierung der Beladungskinetik erlauben es erstmals, den Aufbau einer wirklichen 3D Struktur zu simulieren sowie Haften bzw. Abprallen und die Rückwirkung der Partikelstruktur auf die Strömung zu berücksichtigen. Im Vergleich zu bisherigen Simulationen stellt sich die Frage, wie wichtig diese Neuerungen sind und wie gut sie mit der Literatur übereinstimmen.

In Kapitel 11.1 wird zunächst grundsätzlich der Einfluss der Partikelhaftung auf die Partikelstruktur und die Beladungskinetik diskutiert. In Kapitel 11.2 wird gezeigt, dass bei geeigneter Wahl des Restitutionskoeffizienten eine qualitativ gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment hinsichtlich des Querschnitts der Partikelstruktur zu beobachten ist. Weiterhin wird in Kapitel 11.3 gezeigt, dass die Trends der Simulation gut mit den aus anderen Simulationen bekannten Erkenntnissen übereinstimmen. Somit kann in den nachfolgenden Kapiteln anhand von Simulationen die Beladungskinetik von Latex- (Kap. 12) als auch Kalkstein-Partikeln (Kap. 13) eingehend dargestellt und diskutiert werden.

## 11.1. Grundsätzlicher Einfluss der Partikelhaftung auf die Beladungskinetik

Der Restitutionskoeffizient (Kap. 3.4.1, 10.3.3) ist der einzige Parameter in den Simulationen, der aufgrund empirischer Werte gewählt werden muss. Besondere Bedeutung hat der Restitutionskoeffizient für die Modellierung des Haft- bzw. Abprallverhaltens der Partikeln, da er maßgeblich die Umwandlung kinetischer Energie in plastische Energie angibt: Je näher der Restitutionskoeffizient bei eins liegt, desto weniger verformt sich die Partikel plastisch. Durch Vergleich mit experimentellen Daten wird in dem späteren Kapitel 11.2 aufgezeigt, dass bei geeigneter Wahl eine gute Übereinstimmung zwischen simulierter Partikelstruktur und experimenteller Beobachtung erreicht werden kann. Zunächst soll jedoch durch Variation des Restitutions-

## 11. Ergebnisse der Simulationen im Vergleich zur Literatur

koeffizienten grundsätzlich aufgezeigt werden, welchen Einfluss die Haftung auf die Morphologie (Kap. 11.1.1) sowie die mittlere Packungsdichte der Partikelstruktur (Kap. 11.1.2) und die Beladungskinetik, dargestellt als Abscheidegrad (Kap. 11.1.3) und Druckverlust (Kap. 11.1.4), für beladene Fasern hat.

### 11.1.1. Morphologie der Partikelstruktur in Abhängigkeit des Restitutionskoeffizienten

In Abb. 11.1 sind Partikelstrukturen aus 200 Latex-Partikeln mit dem Durchmesser  $3,135 \mu\text{m}$  dargestellt, die durch Abscheidung an einer Faser mit dem Durchmesser von  $30 \mu\text{m}$  bei  $St = 0,5$  entstanden sind. Unterschiedlich ist nur der Restitutionskoeffizient.

Bei kleineren Werten des Restitutionskoeffizienten entsteht eine längliche dendriteartige Struktur. Für  $k = 0,5$  und  $0,7$  sind die Strukturen gleich. Die Auftreffgeschwindigkeit der Partikeln muss daher kleiner sein als die kritische Haftgeschwindigkeit von  $0,082 \text{ m/s}$ . Bei größeren Werten  $k = 0,9, 0,95$  und  $0,99$  bilden sich Formen, die deutlich kürzer und kompakter werden. Nur Partikeln, die in der Gasströmung schon entsprechend abgebremst wurden oder zuvor durch Abprallen an einer schon abgeschiedenen Partikel kinetische Energie verloren haben, können haften bleiben. Die Struktur selbst erscheint auch visuell dichter gepackt.

### 11.1.2. Mittlere Packungsdichte

Um den Einfluss der Partikelhaftung auf die Struktur quantitativ zu vergleichen, wurde in Abb. 11.2 die mittlere Packungsdichte über dem Verhältnis aus Volumen der abgeschiedenen Partikeln zu Volumen der periodischen Zelle aufgetragen und für verschiedene Restitutionskoeffizienten dargestellt. In die Zahlenwerte der x-Achse geht nicht die Ausdehnung und damit nicht das Hohlraumvolumen in der Partikelstruktur ein.

Die Auftragung orientiert sich an der von [Kanaoka u. a. \(1980\)](#), welche über der abgeschiedenen Partikelmasse auftragen. Folglich ist ihre Skala abhängig von der Dichte des Partikelmaterials. Dies erschwert den Vergleich verschiedener Partikelmaterialien; denn um eine Masterkurve zu erhalten, müsste die x-Achse dimensionslos und, wie Abb. 11.2 zeigt, mit mindestens einem weiteren Parameter skaliert werden, damit die Kurven auf eine Masterkurve fallen. Da jedoch

## 11.1. Grundsätzlicher Einfluss der Partikelhaftung

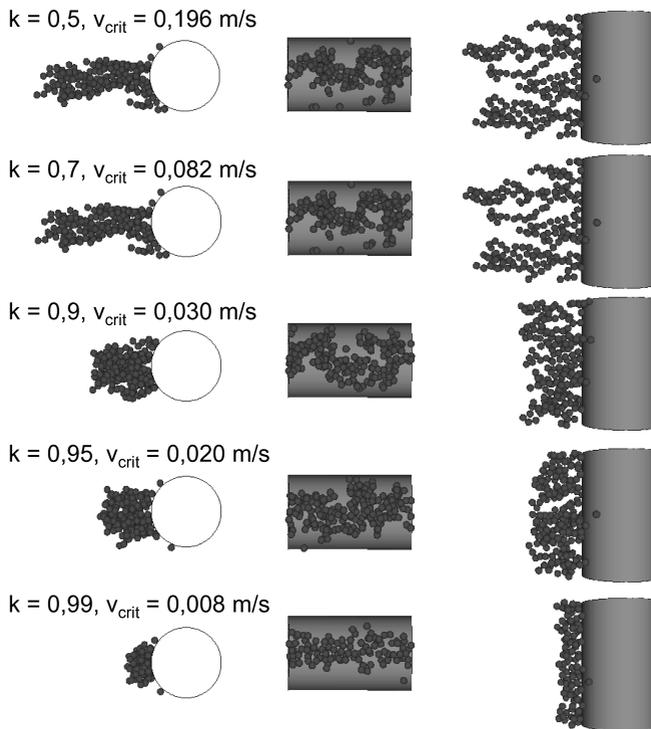


Abb. 11.1.: Einfluss des Restitutionskoeffizienten auf eine abgeschiedene Partikelstruktur:  $D_F = 30 \mu\text{m}$ ,  $d_p = 3,135 \mu\text{m}$ ,  $v = 0,46$  m/s,  $St = 0,5$ ,  $\rho_p = 1050 \text{ kg/m}^3$

bisher zu wenig über die Vorgänge beim und die verschiedenen Einflüsse auf den Strukturaufbau bekannt ist, wurde nicht eine Masterkurve angestrebt, sondern Kurven, welche die individuellen Effekte der einzelnen Parameter aufzeigen.

Die mittlere Packungsdichte der Partikelstruktur repräsentiert mit einem einzigen Zahlenwert die Partikelstruktur. Abb. 11.2 zeigt deutlich den Einfluss der Haftung (Restitutionskoeffizient) auf die mittlere Packungsdichte der Struktur. Wie erwartet, ist für kleinere Werte des Restitutionskoeffizienten die Struktur eher locker und hat daher eine niedrigere Packungsdichte als für höhere Restitutionskoeffizienten, die das Abprallen begünstigen. Wie erwartet (Kap. 11.1.1), ist die mittlere Packungsdichte für  $k = 0,5$  und  $0,7$  gleich. Interessant

## 11. Ergebnisse der Simulationen im Vergleich zur Literatur

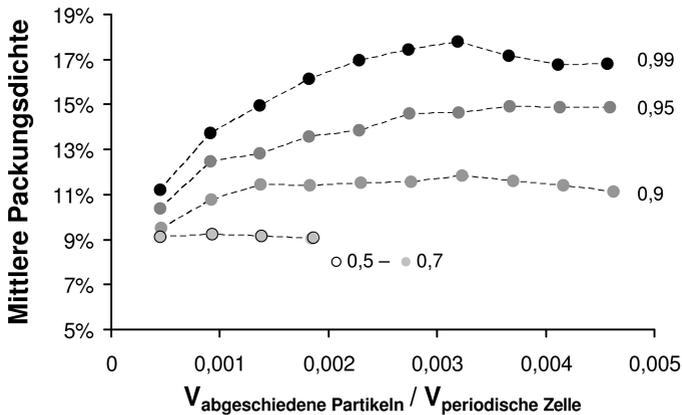


Abb. 11.2.: Mittlere Packungsdichte der abgeschiedenen Partikelstruktur aus  $3,135 \mu\text{m}$  Latex-Partikeln an einer  $30 \mu\text{m}$  Faser bei  $St = 0,5$  für verschiedene Restitutionskoeffizienten

ist, dass für die anderen Fällen  $k = 0,9, 0,95$  und  $0,99$  die mittlere Packungsdichte nach einem anfänglichen Anstieg einen konstanten Wert erreicht. Dieser Wert könnte charakteristisch für die Partikelstruktur sein. Er wird je nach Restitutionskoeffizient mit mehr oder weniger abgeschiedenen Partikeln erreicht. Je kleiner der Restitutionskoeffizient ist, desto früher wird das endgültige Niveau erreicht. Dies dürfte damit zusammenhängen, dass bei kleineren Restitutionskoeffizienten die Struktur früher aus dem Strömungsgebiet herauswächst, das durch die Umströmung der unbeladenen Faser gestört ist. Wenn die Nahstruktur in Fasernähe aufgebaut ist, dann scheint die Struktur ähnlich weiter in die Strömung zu wachsen. Zumindest bleibt die mittlere Packungsdichte konstant. Es könnte angenommen werden, dass die Struktur eine Art Kuchen aufgebaut hat, der in das Fluidvolumen wächst. Unterstützt wird diese Beschreibung dadurch, dass die mittlere Packungsdichte der eines Staubkuchens ähnlich ist (Schmidt, 1998).

### 11.1.3. Abscheidegrad

In Abb 11.3 ist der Abscheidegrad über der Beladung aufgetragen. Die x-Achse ist wieder in den dimensionslosen Einheiten des Verhältnisses aus abgeschiedenem Partikelvolumen zu Zellenvolumen ska-

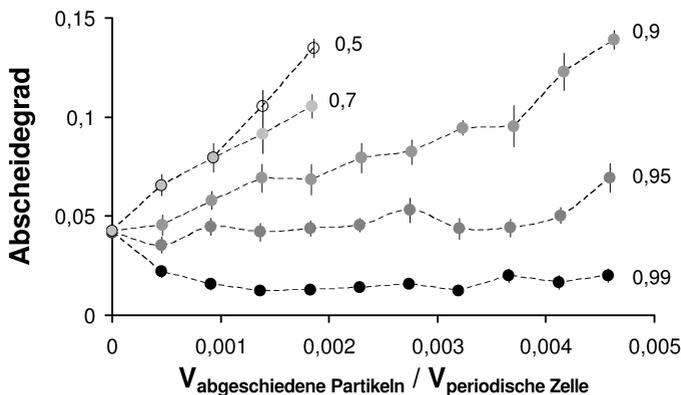


Abb. 11.3.: Abscheidegrad mit zunehmender Beladung für  $3,135 \mu\text{m}$  Latex-Partikeln an einer  $30 \mu\text{m}$  Faser bei  $St = 0,5$ , aber unterschiedlichem Restitutionskoeffizienten. Es wurden jeweils  $10 \times 2000$  Partikeln aufgegeben und der Mittelwert sowie die Standardabweichung für die Abscheidung an einer vorhandenen Partikelstruktur aus der Simulation der Beladungskinetik bestimmt.

liert. Wiederum zeigt sich, dass der Wert des Restitutionskoeffizienten, sprich die Abprallwahrscheinlichkeit, die Charakteristik der Beladungskinetik bestimmt.

Ist der Wert des Restitutionskoeffizienten klein (0,5 bzw. 0,7), so können wegen der geringen Packungsdichte die (nachfolgenden) Partikeln in die dendritische Struktur eindringen. Die Orte für eine mögliche Abscheidung nehmen mit wachsender Struktur zu. Da die kritische Haftgeschwindigkeit wegen des kleinen Restitutionskoeffizienten sehr groß ist, ist der Anstieg des Abscheidegrades mit zunehmender Beladung sehr steil.

Liegt der Wert des Restitutionskoeffizienten nahe bei eins ( $k = 0,99$ ), so können nur Partikeln, die auf entsprechend kleine Geschwindigkeiten abgebremst wurden, beim Aufprall auf die Struktur haften bleiben. Da auch in diesem Fall die Struktur porös ist, wird sie durchströmt und bremst die Partikeln weniger stark ab als die Umströmung der Faser, so dass die Aufprallgeschwindigkeit größer wird, sobald die Struktur aus dem durch die Faser gestörten Bereich in die Strömung hinauswächst. Folglich nimmt der Abscheidegrad ab. Er erreicht einen konstanten Wert.

## 11. Ergebnisse der Simulationen im Vergleich zur Literatur

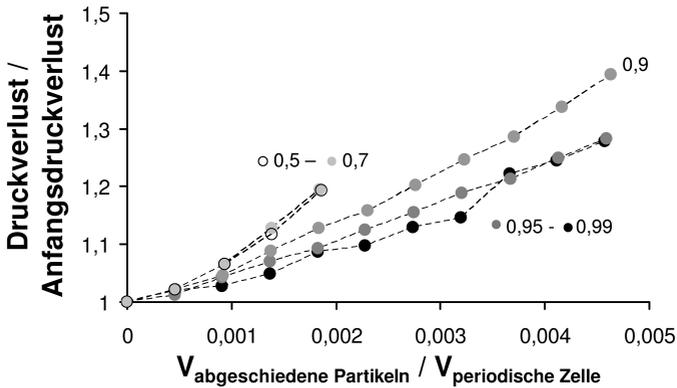


Abb. 11.4.: Entdimensionierter Druckverlust mit zunehmender Beladung für  $3,135 \mu\text{m}$  Latex-Partikeln an einer  $30 \mu\text{m}$  Faser bei  $St = 0,5$  jedoch unterschiedlichem Restitutionskoeffizienten

Im Übergangsbereich der Restitutionskoeffizienten nimmt die Steigung des Abscheidegrads mit größer werdendem Restitutionskoeffizienten ab. Für einen Restitutionskoeffizienten von 0,95 ist der Abscheidegrad nahezu konstant.

### 11.1.4. Druckverlust

In Abb 11.4 ist der Druckverlust in Abhängigkeit des Restitutionskoeffizienten über der dimensionslosen Beladung aus abgeschiedenem Partikelvolumen zu Volumen der periodischen Zelle aufgetragen. In allen Fällen steigt der Druckverlust mit zunehmender Beladung linear an. Ab einer bestimmten Beladung (hier: 50 Partikeln) beginnen sich die Steigungen für verschiedene Restitutionskoeffizienten zu unterscheiden.

Für kleine Werte des Restitutionskoeffizienten ist der Anstieg größer als für Werte näher bei eins. Dies ist zunächst überraschend, da für kleinere Restitutionskoeffizienten eine eher porösere Struktur aufgebaut wird als für größere Werte. Andererseits ragt die Struktur für kleinere Werte bei gleicher Anzahl abgeschiedener Partikeln weiter in das Strömungsfeld hinein. Folglich wächst die Struktur schneller aus dem Bereich heraus, der schon allein aufgrund der Faser gestört ist. Erkennbar wird dies an dem Knick für Restitutionskoeffizienten von

0,5 und 0,7. Bei größeren Werten des Restitutionskoeffizienten stört die kompakte Struktur die schon durch die Faser beeinflusste Strömung nur wenig, da sie kaum in das Strömungsgebiet wächst.

### 11.1.5. Zusammenfassung

Durch Variation des Restitutionskoeffizienten wurden verschiedene Haftwahrscheinlichkeiten der Partikeln bei der Abscheidung modelliert. Es zeigte sich, dass die Partikelhaftung einen entscheidenden Einfluss auf die Form und Struktur der sich aufbauenden Partikelstruktur hat. Für kleine Haftwahrscheinlichkeiten bzw. große Restitutionskoeffizienten entsteht eine kompakte und dicht gepackte Struktur. Für große Haftwahrscheinlichkeiten bzw. kleine Restitutionskoeffizienten baut sich eine stark dendritische, deutlich ausgedehntere und porösere Struktur auf.

Der Abscheidegrad steigt für die stark dendritischen Strukturen linear mit dem Partikelvolumen an. Während hier jede zusätzliche Partikel in der Struktur den Abscheidegrad erhöht, ändert sich der Abscheidegrad für Restitutionskoeffizienten nahe eins nicht oder nimmt sogar leicht ab. Dazwischen liegt ein Übergangsbereich, in dem die Steigung des Abscheidegrades mit der Beladung für größere Restitutionskoeffizienten abnimmt.

Auf den Druckverlust scheint vorwiegend die unterschiedliche Ausdehnung der Partikelstruktur in Abhängigkeit der Haftwahrscheinlichkeit Einfluss zu haben. Es zeigt sich eine lineare Beziehung zwischen Druckverlustanstieg und abgeschlossenem Partikelvolumen, deren Steigung davon abhängt, wie sehr die Struktur aus dem Nahbereich der Faser herausgewachsen ist.

Insgesamt konnte gezeigt werden, dass die Haftung einen kritischen Effekt auf die Beladungskinetik hat. Die Berücksichtigung der Haftung und ihre geeignete Modellierung ist folglich unabdingbar für die Simulation der Beladungskinetik. Daher ist es wichtig, in den nachfolgenden Kapiteln die bisherigen Ergebnisse mit experimentellen Arbeiten (Kap. 11.2) und mit Erkenntnissen aus der Literatur zu vergleichen (Kap. 11.3).

## 11.2. Vergleich mit Experimenten

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen dienen dem Aufbau von Partikelstrukturen an Einzelfasern durch Abschei-

## 11. Ergebnisse der Simulationen im Vergleich zur Literatur

derung von Einzelpartikeln. Die Auflösung liegt deshalb in der Größenordnung der Einzelpartikeln. Experimentell ist der Zugang zu solch feinen Auflösungen im Bereich von einigen  $\mu\text{m}$  nur sehr schwer und dann nur für einen sehr begrenzten Raum möglich. Tomographische Verfahren wie MRI sind in der gewünschten Auflösung noch nicht möglich oder erfordern großen Aufwand (Synchrotron), um verschiedene Beladungsstufen zu untersuchen. Insbesondere dann, wenn zusätzlich die Partikelbewegung und das Haften bzw. Abprallen gemessen werden sollen, sind teure Investitionen in geeignete Verfahren (z.B. Hochgeschwindigkeitskamera) nötig, für die selten Geld da ist.

Quantitativ ist mangels experimenteller Daten zur Zeit kein Vergleich möglich; qualitativ können die Simulationen jedoch mit experimentellen Ergebnissen (Kap. 9.1.1) verglichen werden. Der Vergleich beschränkt sich jedoch auf den 2D Querschnitt der Struktur und nicht auf die 3D Anordnung der Partikeln.

Für den qualitativen Vergleich zwischen Simulationen und den rekonstruierten Querschnitten aus den KLRM Aufnahmen von [Rembor und Kasper \(1999\)](#) ist es jedoch notwendig, ebenfalls 2D Querschnitte der simulierten 3D Struktur zu erzeugen. Da die Positionen der abgesehenen einzelnen Partikeln und ihre Größe bekannt sind, kann das 2D Abbild zusätzlich mit der lokalen Packungsdichte längs der Faser kodiert werden. Um gleichzeitig für spätere Arbeiten eine quantitative Überprüfung anhand der Packungsdichte oder des Querschnitts zu ermöglichen, wurden Querschnitt und lokale Packungsdichte möglichst genau ermittelt. Dazu wurde die Partikelstruktur in ein sehr feines 2D Gitter mit einer Kantenlänge von  $0.25 \mu\text{m}$  eingelesen. Mittels einer UDF wurde die Packungsdichte der einzelnen Zellen berechnet, indem gedachte Zellen längs der Faser, die mit Partikelmaterial gefüllt sind, ins Verhältnis zur Gesamtzahl der gedachten Zellen längs der Faser gesetzt wurden. [Abb. 11.5](#) zeigt den mit der lokalen Packungsdichte als Grauwert dargestellten Querschnitt der aus [Abb. 11.1](#) bekannten Partikelstrukturen für verschiedene Restitutionskoeffizienten. Doch welche Struktur stimmt am besten mit den experimentellen Beobachtungen überein?

Die Ausführungen in Kapitel [11.1](#) haben gezeigt, dass der Restitutionskoeffizient die Form der Partikelstruktur maßgeblich beeinflusst. Doch welcher Wert ist der richtige für Latex-Partikeln im Größenbereich von  $3,135 \mu\text{m}$  und Stokeszahlen von  $0,5$ ? [Hiller \(1981\)](#), der selbst kein Latex-Partikelsystem untersuchte, gibt einen Bereich größer  $0,9$  an und verweist gleichzeitig auf die Arbeiten von [Dahneke \(1975\)](#). Aus den neueren Arbeiten ([Dahneke, 1995](#)) kann ein Wert größer gleich

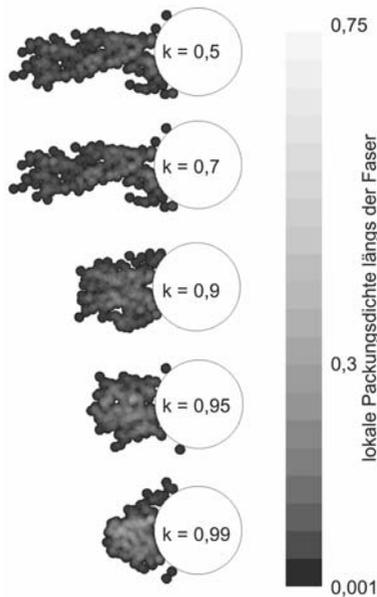


Abb. 11.5.: Querschnitt der Struktur aus 200 Partikeln dargestellt als lokale Packungsdichte längs der Faser für  $3,135 \mu\text{m}$  Latex-Partikeln an einer  $30 \mu\text{m}$  Faser bei  $St = 0,5$  mit unterschiedlichen Restitutionskoeffizienten  $k$

0,95 für Partikeln im Größenbereich von  $3,135 \mu\text{m}$  abgelesen werden. Allerdings gelten diese Werte streng genommen nur für unbeladene Fasern. Unklar ist, ob das Abprallen an abgeschiedenen Partikeln andere Restitutionskoeffizienten erfordert. Der geeignete Wert für das simulierte Latex-Partikelsystem muss folglich durch Vergleich mit KLRM Aufnahmen ermittelt werden.

Als Ergebnis des Vergleichs aller simulierten Beladungszustände mit den KLRM Aufnahmen ergibt sich, dass einzig eine gute qualitative Übereinstimmung in den Querschnitten der Partikelstrukturen für den Restitutionskoeffizienten  $k = 0,99$  besteht. Dies zeigt Abb. 11.6, in der den KLRM Aufnahmen von einer Sequenz experimenteller Beladungszustände entsprechende Bilder der lokalen Packungsdichten basierend auf CFD-Simulationen für den Restitutionskoeffizienten von 0,99 zugeordnet sind. Es zeigt sich ein ähnliches Muster bei der Abscheidung: Zuerst wächst die Partikelstruktur länglich nach vorne,

## 11. Ergebnisse der Simulationen im Vergleich zur Literatur

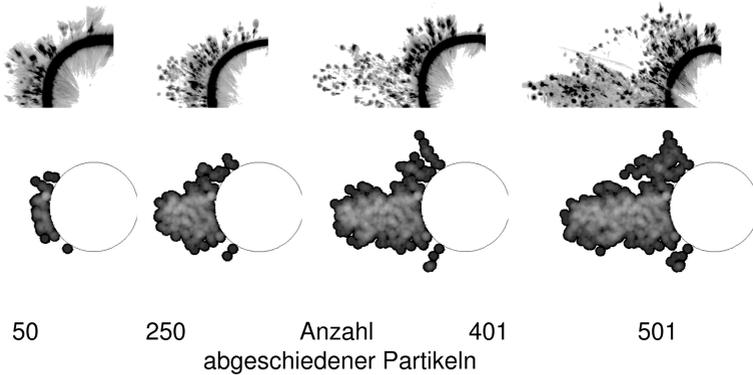


Abb. 11.6.: Vergleich von KLRM Aufnahmen von [Rembor und Kasper \(1999\)](#) und CFD Simulationen mit dem Restitutionskoeffizient 0,99. In beiden Fällen wurden  $3,135 \mu\text{m}$  Latexpartikeln an einer  $30 \mu\text{m}$  Einzelfaser bei  $St = 0,5$  abgeschieden. Den KLRM Bildern wurden ähnliche Beladungszustände aus der simulierten Sequenz zugeordnet.

bis sich immer mehr Partikeln seitlich anlagern. Diese Partikeln sind an der vorderen Struktur abgeprallt und kommen seitlich der Faser erneut in Kontakt mit der Partikelstruktur, wo sie vereinzelte Dendriten bilden.

Für die anderen Werte des Restitutionskoeffizienten ( $k = 0,5, 0,7, 0,9, 0,95$ ) baut sich eine gänzlich andere Partikelstruktur auf (Abb. 11.1). Da der Wert  $k = 0,99$  im nach der Literatur zu erwartenden Bereich liegt, deutet dies darauf hin, dass die Abscheidung an der Faser und an schon abgeschiedenen Partikeln mit dem gleichen Restitutionskoeffizienten modelliert werden kann. Dies steht im Einklang mit der Aussage von [Hiller \(1981\)](#), dass das Fasermaterial keine nennenswerte Auswirkung auf das Abprallverhalten hat. Wie sehr der Restitutionskoeffizient für Latexpartikeln von der Partikelgröße und der Aufprallgeschwindigkeit abhängt, konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht werden, da zu wenig experimentelle und numerische Datenpunkte vorhanden sind. Aufgrund der guten qualitativen Übereinstimmung im Querschnitt der Partikelstruktur zwischen Experiment und Simulation wurde für weitere Simulationen mit Latexpartikeln stets der Wert von 0,99 verwendet.

### 11.3. Vergleich mit anderen Simulationsergebnissen zur Beladungskinetik mit und ohne Neuberechnung der Strömung

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Ansatz zur Modellierung der Beladungskinetik an einzelnen Fasern (Kap. 10) unterscheidet sich in einigen Punkten von früheren wegweisenden Literaturstellen. In Erweiterung zu den damals bahnbrechenden Arbeiten von [Kanaoka u. a. \(1980\)](#), können nun mit den modernen CFD Programmen und der leistungsstarken Computerhardware zusätzlich die Rückwirkung der Partikelstruktur auf die Strömung und die Partikelhaftung modelliert werden. Im Folgenden sollen zuerst die Erkenntnisse von Kanaoka mit eigenen Simulationen nachvollzogen werden. Anschließend sollen die Unterschiede aufgrund der im Rahmen dieser Arbeit gewählten Modellierung diskutiert werden.

[Kanaoka u. a. \(1980\)](#) berücksichtigten keine Rückwirkung der abgeschiedenen Partikeln auf die Strömung. Sie führten alle Partikelbahnberechnungen auf dem anfänglichen Strömungsfeld um eine unbeladene Faser aus und nahmen 100 % Partikelhaftung an. Um die Gemeinsamkeiten und Unterschiede der neuen Simulationen mit ihren Arbeiten aufzuzeigen, wurden daher unter den für diese Arbeit gewählten Bedingungen (Kap. 10.1.3) Simulationen zur Beladung durchgeführt. Jedoch wurde das Strömungsfeld nicht neu berechnet und es wurde zusätzlich angenommen, dass die Partikeln stets haften bleiben.

Der Vergleich der Ergebnisse beschränkt sich auf die Diskussion des Abscheidegrades. Denn eine Änderung des Druckverlustes kann unter Beibehaltung des Strömungsfeldes nicht simuliert werden. Damit ergibt sich sogleich als erster Vorteil des neuen Ansatzes, dass sowohl der Druckverlust als auch der Abscheidegrad für zunehmende Beladung bestimmt werden kann. Die Ergebnisse zum Abscheidegrad sind in Abb 11.7 zusammengetragen.

Die Kurven in Abb. 11.7 zeigen auch, dass die Beladungskinetik sowohl durch die Rückwirkung der Partikelstruktur als auch durch die Partikelhaftung bestimmt wird: Werden sowohl Partikelhaftung als auch die Rückwirkung der abgeschiedenen Partikelstruktur auf die Strömung vernachlässigt, so ergibt sich ein linearer Anstieg des Abscheidegrades mit zunehmender Beladung. Der Verlauf ähnelt den Ergebnissen von [Kanaoka u. a. \(1980\)](#), die unter diesen Bedingungen gewonnen wurden. Nur tragen sie die Daten über einer abgeschiede-

## 11. Ergebnisse der Simulationen im Vergleich zur Literatur

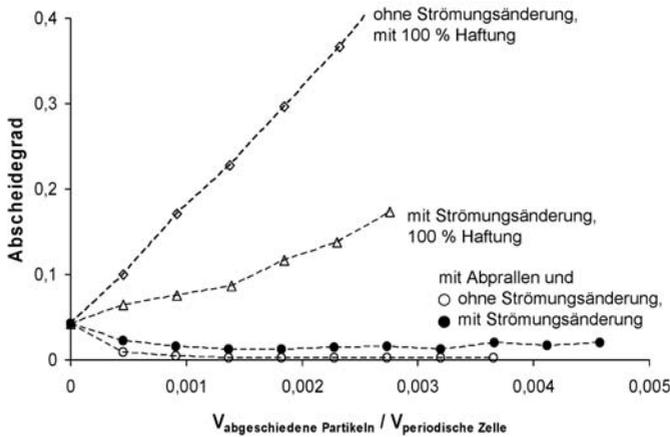


Abb. 11.7.: Vergleich verschiedener Ansätze zur Modellierung der Beladungskinetik von Einzelfasern anhand des Abscheidegrads für  $3,135 \mu\text{m}$  Latex-Partikeln ( $k = 0,99$ ) an einer  $30 \mu\text{m}$  Faser bei  $St = 0,5$

nen Masse auf (Kap. 9.2.1). Ihre x-Achse ist daher anders skaliert. Da jedoch nicht die Materialeigenschaft Dichte, sondern das Partikelvolumen die Luft durch die Anwesenheit der Partikel verdrängt, erscheint die Auftragung über dem entdimensionierten Partikelvolumen sinnvoller. Abgesehen hiervon, zeigen sowohl die Simulationen von Kanaoka et al. als auch die neuen CFD Simulationen, sofern sie eine Rückwirkung auf die Strömung nicht berücksichtigen, die gleiche Charakteristik. Der Abscheidegrad steigt stetig an. Dies stimmt auch mit Simulationen von [Filippova und Hänel \(1998\)](#) überein, die für ihr System einen Anstieg des Abscheidegrades berechneten, wenn die Strömung nicht neu berechnet wird, nachdem einige Partikeln abgeschlossen wurden.

Wird jedoch die Rückwirkung der Partikelstruktur auf die Strömung modelliert, so ändert sich die Beladungskinetik für die simulierten Latex-Partikeln grundlegend. Wie schon in Kapitel 11.1.3 dargestellt, nimmt der Abscheidegrad anfänglich leicht ab und erreicht dann einen konstanten Wert. Das Erreichen eines konstanten Wertes steht in Einklang mit den Simulationen von [Filippova und Hänel \(1998\)](#). Sie stellten fest, dass der Abscheidegrad einen konstanten Wert annimmt, wenn das Strömungsfeld neu berechnet wird, nach-

dem Partikeln abgeschieden wurden.

Der Einfluss der Partikelhaftung auf die abgeschiedene Partikelstruktur wurde bisher nur von [Konstandopoulos u. a. \(1998\)](#) ausführlich für sehr große Stokeszahlen untersucht. Während für die in dieser Arbeit gewählten Bedingungen die Partikelbahn durch die Änderung der Umströmung der Faser und der Partikelstruktur beeinflusst werden kann, so hat bei den sehr großen Stokeszahlen von [Konstandopoulos u. a.](#) die Strömung fast keinen Einfluss auf die Partikelbahn und wurde daher auch vernachlässigt. Ein Vergleich mit Ergebnissen aus der Literatur ist somit nicht möglich.

Um dennoch die Modellierung der Partikelhaftung besser einordnen zu können, wurden zusätzlich zwei akademische Grenzfälle simuliert. Im ersten Fall wurde die Beladung unter Berücksichtigung der Rückkopplung der Partikelstruktur auf das Strömungsfeld, aber ohne Berücksichtigung des Abprallens modelliert: Die Partikeln blieben beim ersten Kontakt mit der Faser oder den schon abgeschiedenen Partikeln haften. Der Verlauf des Abscheidegrades ist ähnlich dem Fall sowohl ohne Strömungsänderung als auch ohne Berücksichtigung der Haftung. Als anderer Grenzfall wurde die Beladung der Faser ohne Berücksichtigung der Rückwirkung der Partikelstruktur auf die Strömung, jedoch mit Modellierung des Haftens bzw. Abprallens simuliert: Da sich das Strömungsfeld nicht ändert, nimmt die Aufprallgeschwindigkeit der auftreffenden Partikeln mit zunehmender Beladung zu. Der Abscheidegrad nimmt ab. Scheinbar wird ein konstanter Wert erreicht, da die nicht sofort abgeschiedene Partikeln solange an der Struktur abprallen bis sie bei erneuten Kontakten haften bleiben. Die Diskussion dieser beiden Grenzfälle zeigt wiederum, dass nur durch geeignete Modellierung sowohl des Haftens bzw. Abprallens als auch der Rückwirkung der abgeschiedenen Partikelstruktur auf die Strömung sinnvolle Ergebnisse erzielt werden können, die, wie in Kapitel 11.2 aufgezeigt, den realen aus Experimenten bekannten Strukturen ähneln.

## 11.4. Zusammenfassung

Die Ergebnisse der Simulationen zur Beladungskinetik mit den erweiterten Funktionen unter FLUENT (Kap. 10.3) stehen in gutem Einklang nicht nur mit den Simulationen sondern auch mit den experimentellen Ergebnissen in der Literatur. So konnte gezeigt werden, dass sich die sowohl von [Kanaoka u. a. \(1980\)](#) als auch von [Filippova](#)

## 11. Ergebnisse der Simulationen im Vergleich zur Literatur

und Hänel (1998) in Simulationen gefundenen Trends des Abscheidegrades nachvollziehen lassen. Der bekannte, lineare Anstieg des Abscheidegrades wird ebenfalls erhalten, wenn eine Rückkopplung der Partikelstruktur auf die Strömung ausgeschlossen wird. Wird die Strömung neu berechnet, aber angenommen, dass die Partikeln stets haften, so kann ebenfalls das Anstreben eines konstanten Abscheidegrades für unterschiedliche Beladungen festgestellt werden. Gute qualitative Übereinstimmung der Partikelstruktur aus Simulation und Experiment sind jedoch nur dann möglich, wenn sowohl die Rückkopplung auf die Strömung als auch das Haften und Abprallen modelliert werden.

Entscheidend für die gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment war die Wahl des richtigen Restitutionskoeffizienten für das gewählte Partikelmaterial. Für Latex ist der Restitutionskoeffizient im Gegensatz zu Kalkstein nicht von Hiller (1981) bestimmt worden. Aber auch aus anderen Quellen ist nur die ungefähre Größenordnung von größer 0,9 oder gar 0,95 bekannt. Durch Vergleich von simulierten Partikelstrukturen und Bildern aus KLRM Aufnahmen des Querschnitts experimentell aufgebauter Strukturen (Rembor, 2001) konnte gezeigt werden, dass für die durchgeführten Simulationen nur für den Restitutionskoeffizienten 0,99, aber nicht 0,5, 0,7, 0,9 oder 0,95 eine qualitative Übereinstimmung vorhanden ist (Kap. 11.2). Der Wert  $k = 0,99$  wird daher in den folgenden Simulationen zum Einfluss der Anströmgeschwindigkeit und der Partikelgröße auf die Beladungskinetik als Restitutionskoeffizient für Latex-Partikeln verwendet.

## 12. Parametervariation zur Beladungskinetik mit Latex-Partikeln

In den experimentellen Untersuchungen (Kap. 9.1.1 und 9.1.2) wurden einige Phänomene beobachtet, die nicht allein über die Stokeszahl erklärt werden können, sondern auf einen zusätzlichen Einfluss der Partikelhaftung hindeuten. Mit den entwickelten Erweiterungen für FLUENT (Kap. 10.3) sind nun detaillierte Simulationen zum besseren Verständnis der Beladung einer Einzelfaser möglich (Kap. 11). Im Folgenden soll untersucht werden, wie die Änderung der Anströmgeschwindigkeit bei sonst gleichen Parametern die Beladungskinetik beeinflusst (Kap. 12.1). Weiterhin soll überprüft werden, ob die erzielten Zahlenwerte für die gewählten Simulationsbedingungen typisch sind oder vom zufälligen Aufbau der Partikelstruktur abhängen (Kap. 12.2).

### 12.1. Einfluss der Anströmgeschwindigkeit bzw. Stokeszahl

Eine Änderung der Anströmgeschwindigkeit beeinflusst sowohl die Haftwahrscheinlichkeit als auch den Auftreffgrad, die im Stokesbereich gegenläufig sind. Wie sich dies auf den Strukturaufbau (Kap. 12.1.1) und die mittlere Packungsdichte der abgeschiedenen Partikelstruktur (Kap. 12.1.2) sowie den Abscheidegrad (Kap. 12.1.3) und den Druckverlust (Kap. 12.1.4) bei zunehmender Beladung auswirkt, wird im Folgenden nicht nur für die bisherige Anströmgeschwindigkeit von 0,46 m/s, sondern auch für 0,92 m/s und 1,39 m/s diskutiert.

#### 12.1.1. Partikelstruktur als Funktion der Anströmgeschwindigkeit

In der Abb. 12.1 ist die Beladung einer 30  $\mu\text{m}$  Einzelfaser mit 3,135  $\mu\text{m}$  Latex-Partikeln ( $k = 0,99$ ) bei einer *Anströmgeschwindigkeit* von 0,46 m/s bzw.  $St = 0,5$  anhand ausgewählter Beladungszustände dargestellt. Diese Abbildungen zeigen die 3D Visualisierungen der Partikelstrukturen mit dem Programm Enight ([www.ensight.com](http://www.ensight.com)), das am Rechenzentrum der Universität Karlsruhe (TH) zur Verfügung stand.

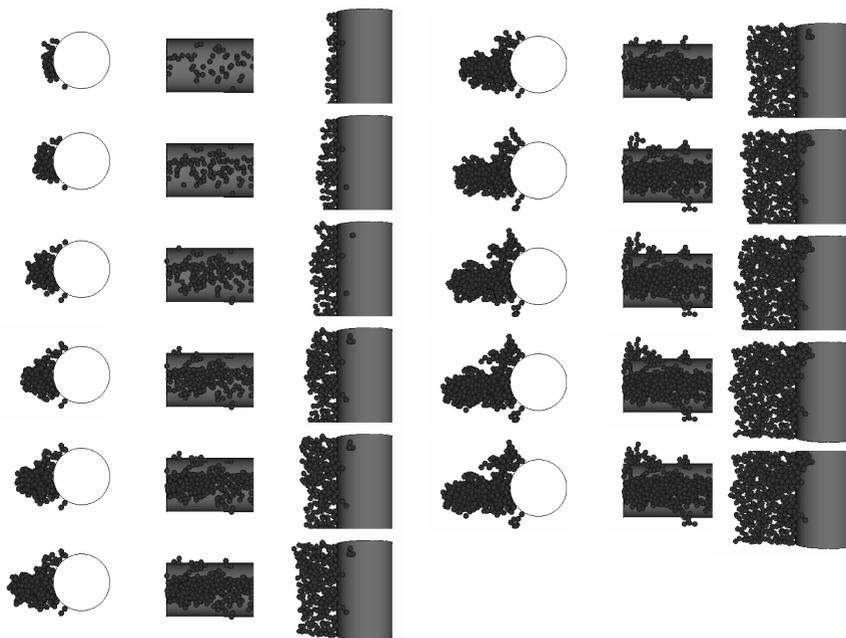


Abb. 12.1.: 3D Visualisierung der abgeschiedenen Partikelstruktur aus  $3,135 \mu\text{m}$  Latex-Partikeln ( $k = 0,99$ ) an einer  $30 \mu\text{m}$  Faser bei  $St = 0,5$

Zuvor wurde in Abb. 11.6 schon die lokale Packungsdichte längs der Faser für ausgewählte Beladungszustände abgebildet, die noch einmal in Abb. 12.2 wiedergegeben sind. Dort wurde gezeigt, dass die Simulationen mit den gewählten Parametern den Querschnitten experimentell aufgebauter Strukturen sehr ähneln.

Die Beladung der Faser gliedert sich in zwei unterschiedliche Phasen. Zuerst wird vor der Faser eine Struktur aufgebaut, die eher länglich entgegen der Anströmung wächst. Ist die Struktur so weit in die Strömung gewachsen, dass die abprallenden Partikeln die Chance haben, durch die geänderte Strömung noch einmal zur Faser zu kommen, so baut sich am oberen bzw. unteren Rand der Faser eine weitere Mode an abgeschiedenen Partikeln auf.

Die Frontansicht offenbart, dass die Partikeln dieser zweiten Mode (Sekundärabscheidung) nur vereinzelt über der Faser verteilt sind. Sie bilden keine in sich verknüpfte Partikelstruktur wie der erste Be-

## 12.1. Einfluss der Anströmgeschwindigkeit bzw. Stokeszahl

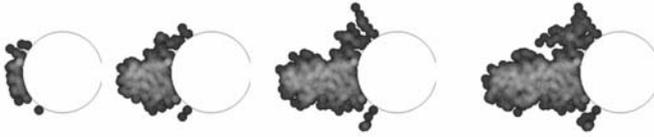


Abb. 12.2.: Lokale Packungsdichten längs der Faser für abgechiedenen Partikelstrukturen aus  $3,135 \mu\text{m}$  Latex-Partikeln an einer  $30 \mu\text{m}$  Faser bei  $St = 0,5$ ; v.l.n.r. Partikelanzahl 50, 250, 400, 501

reich. Mit der Zeit wächst auch die zweite Mode von der Faser weg und füllt den Raum zur ersten Mode mit abgeprallten Partikeln auf. Für die Erklärung der Vorgänge beim Strukturaufbau müssen folglich sowohl Haften/Abprallen als auch ein geändertes Strömungsfeld herangezogen werden.

Wird die *Anströmgeschwindigkeit auf  $0,92 \text{ m/s}$  bzw. die Stokeszahl auf 1 verdoppelt*, so ändert sich der Ablauf des Strukturaufbaus grundlegend. In Abb. 12.3 sind wiederum die 3D Visualisierungen ausgewählter Partikelstrukturen zusammengestellt. In Abb. 12.4 ist zusätzlich die lokale Packungsdichte längs der Faser für eine kleine Auswahl aus Abb. 12.3 dargestellt.

Im Gegensatz zur Abscheidung bei  $St = 0,5$  baut sich nicht sofort eine Partikelstruktur auf, die nach vorne wächst. Da die Auftreffgeschwindigkeit deutlich größer ist, prallen die Partikeln zu stark ab. Nur schon durch die Umlenkung stark abgebremste Partikeln mit einer kleinen Auftreffgeschwindigkeit können haften bleiben. Daher bilden sich anfänglich zwei „Hörner“ oben und unten an der Faser, wo die abprallenden Partikeln eingefangen werden und den Bereich zwischen den „Hörnern“ auffüllen. Anschließend wächst die aufgefüllte Struktur wie ein Kuchen stetig nach außen.

Ähnlich wie bei  $St = 1$  verläuft der Strukturaufbau, wenn eine *Anströmgeschwindigkeit von  $1,39 \text{ m/s}$  bzw.  $St = 1,26$  gewählt wird* (Abb. 12.5). Deshalb ist hierfür nur die lokale Packungsdichte längs der Faser für ausgewählte Strukturen dargestellt. Die Geschwindigkeit von  $1,39 \text{ m/s}$  wurde gewählt, da dieses Geschwindigkeitsfeld für Simulationen bei  $St = 0,5$  mit kleineren Partikeln gedacht war. Jedoch zeigte sich, dass die Beladung der  $50 \mu\text{m}$  langen Faser zu lange dauert und das Gitter nicht fein genug ist, um die Partikeln aufzulösen. Deshalb konnten keine sinnvollen Ergebnisse für kleinere Partikeldurchmesser erzielt werden, die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellt werden

## 12. Parametervariation zur Beladungskinetik mit Latex-Partikeln

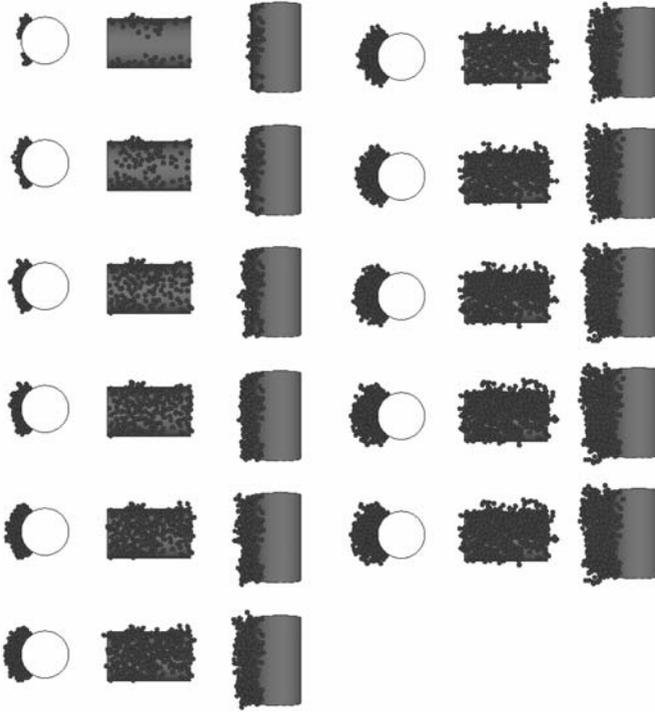


Abb. 12.3.: 3D Visualisierung der abgeschiedene Partikelstruktur aus  $3,135 \mu\text{m}$  Latex-Partikeln ( $k = 0,99$ ) an einer  $30 \mu\text{m}$  Faser bei  $St = 1$  in 50iger Schritten



Abb. 12.4.: Lokale Packungsdichte längs der Faser für abgeschiedene Partikelstrukturen aus  $3,135 \mu\text{m}$  Latex-Partikeln ( $k = 0,99$ ) an einer  $30 \mu\text{m}$  Einzelfaser mit  $50 \mu\text{m}$  Länge bei  $St = 1$ : V.l.n.r. zunehmende Beladung mit 50, 250, 400, 500 abgeschiedenen Partikeln

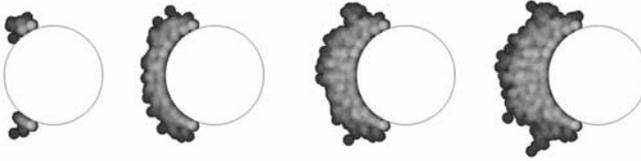


Abb. 12.5.: Lokale Packungsdichte längs der Faser für abgesehiedene Partikelstrukturen aus  $3,135 \mu\text{m}$  Latex-Partikeln ( $k = 0,99$ ) an einer  $30 \mu\text{m}$  Einzelfaser mit  $50 \mu\text{m}$  Länge bei  $St = 1,6$ : V.l.n.r. zunehmende Beladung mit 50, 250, 400 und 500 abgesehiedenen Partikeln

könnten.

Simulationen bei größeren Geschwindigkeiten konnten im Rahmen diese Arbeit nicht durchgeführt werden, da die Partikeln bei den höheren Geschwindigkeiten noch häufiger abprallen und der Strukturaufbau folglich zu lange dauert. Jedoch konnte in Simulationen für weniger leicht abprallende Kalkstein-Partikeln ein größerer Stokesbereich überspannt werden (Kap. 13). Aber schon die Simulationen mit Latex zeigen eindrucksvoll, wie unterschiedlich der Aufbau der Partikelstruktur verlaufen kann.

### 12.1.2. Mittlere Packungsdichte als Funktion der Anströmgeschwindigkeit

Um die jeweilige Partikelstruktur durch einen Zahlenwert zu beschreiben, wurde wiederum ihre mittlere Packungsdichte berechnet. Wie in Kapitel 11.1.2 wurde diese mittlere Packungsdichte über der zunehmenden Beladung dargestellt als das Verhältnis aus abgesehiedenem Partikelvolumen zu Zellenvolumen. Wie schon bei der Diskussion der Partikelstrukturen zeigt sich ein deutlicher Unterschied zwischen  $St = 0,5$  und  $St = 1$ , jedoch kaum zwischen  $St = 1$  und  $St = 1,6$ . Wie erwartet, ist die Struktur bei  $St = 1$  dichter gepackt als bei  $St = 0,5$ , da die Partikeln eher abprallen und sich daher weniger dendritisch einlagern. Bemerkenswert ist, dass in beiden Fällen ein Grenzwert der mittleren Packungsdichte erreicht wird.

## 12. Parametervariation zur Beladungskinetik mit Latex-Partikeln

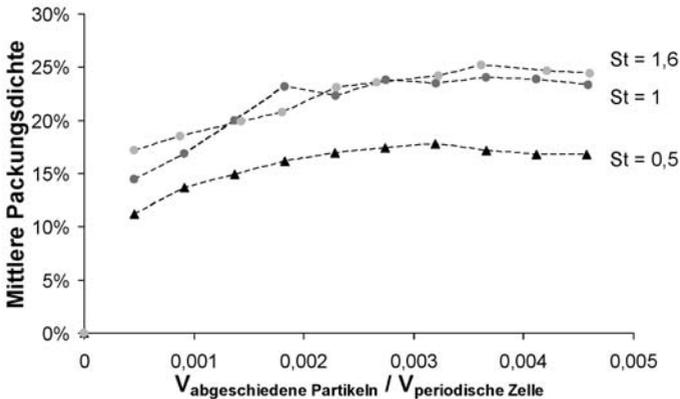


Abb. 12.6.: Vergleich der mittleren Packungsdichte für zunehmende Beladung für  $3,135 \mu\text{m}$  Latex-Partikeln ( $k = 0,99$ ) an einer  $30 \mu\text{m}$  Einzelfaser

### 12.1.3. Abscheidegrad als Funktion der Anströmgeschwindigkeit

In Abb. 12.7 ist der Abscheidegrad als Funktion der Beladung, dargestellt als Verhältnis von abgeschiedenem Partikelvolumen zu Zellenvolumen, aufgetragen. Wie im Folgenden aufgezeigt wird, bestimmen sowohl Abprallverhalten als auch die in Kapitel 12.1.1 diskutierte Form der Partikelstruktur den Verlauf des Abscheidegrades.

Bei einer *Geschwindigkeit* von  $0,46 \text{ m/s}$  bzw. bei  $St = 0,5$  baut sich eine Partikelstruktur auf, die anfänglich nach vorne in die Strömung wächst. Da die poröse Struktur die Strömung nur wenig beeinflusst, treffen die Partikeln mit größeren Geschwindigkeiten auf. Sie prallen eher ab. Folglich sinkt der Abscheidegrad. Ist die Struktur dann so weit gewachsen, dass abprallende Partikeln aufgrund der geänderten Umströmung der Struktur doch wieder mit der Faser in Kontakt kommen können, so baut sich die zweite, anfangs unabhängige Struktur am oberen bzw. unteren Rand der Faser auf. Der Abscheidegrad kann wieder ansteigen, da Partikeln ein zweites Mal eingefangen werden können. Da die Auftreffgeschwindigkeit jedoch weiterhin höher als anfangs ist, verharret der Abscheidegrad auf niedrigem Niveau.

Für die *Geschwindigkeiten* von  $0,92 \text{ m/s}$  und  $1,39 \text{ m/s}$  bzw.  $St = 1$  und  $St = 1,6$  zeigt der Abscheidegrad einen anderen Verlauf. Die Auftreffgeschwindigkeit der Partikeln auf die unbeladene Faser ist per se schon zu hoch, um das Abprallen zu verhindern. Daher ist der

## 12.1. Einfluss der Anströmgeschwindigkeit bzw. Stokeszahl

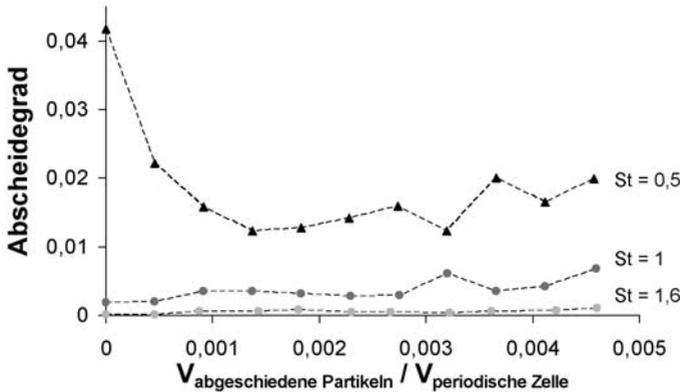


Abb. 12.7.: Abscheidegrad von  $3,135 \mu\text{m}$  Latex-Partikeln ( $k = 0,99$ ) für zunehmende Beladung einer  $30 \mu\text{m}$  Einzelfaser bei verschiedenen Stokeszahlen

Anfangsabscheidegrad kleiner. Erst mit der sich aufbauenden Struktur in Form von „Hörnern“ steigt die Wahrscheinlichkeit etwas an, dass Partikeln eingefangen werden können. Da diese Partikelansätze dichter gepackt sind als bei kleineren Geschwindigkeiten und quer zur Anströmung ausgerichtet sind, wird die Strömung stärker beeinflusst. Partikeln im Bereich zwischen den getrennten Partikelstrukturen können daher besser abgebremst oder gar nach dem Abprallen abgefangen werden. Der Abscheidegrad steigt stetig an.

Die Werte bei hoher Beladung machen es aufgrund ihrer Schwankung schwierig, das Erreichen eines konstanten Abscheidegrades festzustellen. Jedoch kann im Rahmen des in Kapitel 12.2 diskutierten Einflusses der zufälligen Partikelstruktur davon ausgegangen werden, dass im Mittel für die hohen Beladungen jeweils ein konstanter Wert erreicht wird.

### 12.1.4. Druckverlust als Funktion der Anströmgeschwindigkeit

In Abb. 12.8 sind die relativen Druckverluste für verschiedene Beladungszustände aufgetragen. Der Druckverlust wurde durch den Anfangsdruckverlust der unbeladenen Faser bei gleichen Bedingungen geteilt, um die verschiedenen Simulationen besser vergleichen zu können. Die Beladung wurde wieder als Verhältnis von abgechiedenem Partikelvolumen zu Zellenvolumen dargestellt.

## 12. Parametervariation zur Beladungskinetik mit Latex-Partikeln

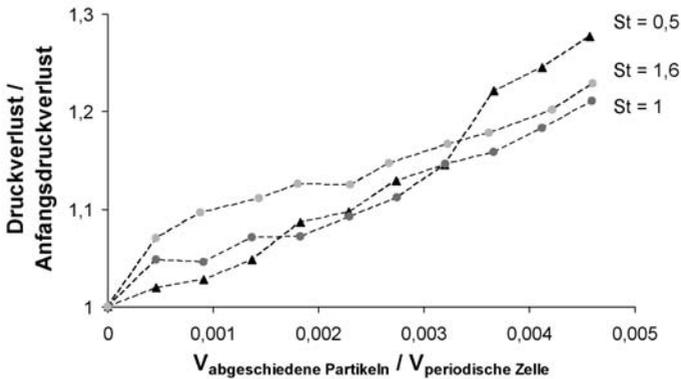


Abb. 12.8.: Druckverlust für zunehmende Beladung einer  $30 \mu\text{m}$  Einzelfaser mit  $3,135 \mu\text{m}$  Latex-Partikeln ( $k = 0,99$ ) bei verschiedenen Stokeszahlen

Für den Verlauf des Druckverlustes mit zunehmender Beladung ist in allen Fällen ein Anstieg zu beobachten, da sich das Zellenvolumen auffüllt. Näherungsweise verläuft der Druckanstieg linear mit der Zunahme des Volumenanteils an abgeschiedenen Partikeln. Abweichungen hiervon können im Einzelnen mit Unterschieden in der Struktur aus abgeschiedenen Partikeln erklärt werden.

Für die *Geschwindigkeit* von  $0,46 \text{ m/s}$  bzw.  $St = 0,5$  zeigt der Druckverlust einen merklichen Anstieg bei höheren Beladungen. Ursache hierfür wird der Aufbau der zweiten Mode der Partikelstruktur sein. Da sich verstärkt Partikeln auch am Rand der Faser abscheiden, wird die Strömung zusätzlich beeinflusst. Darüber hinaus hat eine Änderung der Struktur in Querrichtung einen größeren Einfluss auf den Druckverlust als eine in Längsrichtung.

Für die *Geschwindigkeiten* von  $0,92 \text{ m/s}$  und  $1,39 \text{ m/s}$  bzw.  $St = 1$  und  $St = 1,6$  steigt der Druckverlust anfangs sprunghaft an, bis er sich dann wieder annähert an die Werte bei  $St = 0,5$  und schließlich quasi linear ansteigt. Der erste Anstieg kann durch den Aufbau der zwei getrennten Partikelstrukturen („Hörner“) an der Faser im vorderen oberen und unteren Bereich erklärt werden. Diese Partikelstruktur erhöht den Strömungswiderstand deutlich, da sich die Querausdehnung aus Partikelstruktur und Faser vergrößert. Im Gegensatz zu der anfänglich länglichen Struktur bei  $St = 0,5$  ist die Struktur bei  $St = 1$  und  $1,6$  nicht strömungsgünstiger. Später wächst jedoch auch bei  $St$

= 1 und  $St = 1,6$  eine ähnliche Struktur immer weiter. Daher ändert sich an der grundsätzlichen Art der Umströmung nichts mehr. Nur das freie Strömungsvolumen nimmt ab. Deshalb münden die Kurven der Druckverluste in Geraden.

## 12.2. Einfluss des Zufallsgenerators auf Ergebnisse zur Beladungskinetik

Die experimentell aufgebaute Partikelstruktur enthält stets eine zufällige Komponente, da die gasgetragenen Partikeln zufällig über dem Strömungsquerschnitt verteilt sind. Wird ein Experiment durchgeführt, so wird folglich jedes Mal eine etwas andere Struktur aufgebaut. Wegen der Rückwirkung auf die Strömung wird die Strömung auch lokal anders umgelenkt. Die lokale Partikelstruktur ist folglich für jedes Experiment etwas verschieden. Dennoch hat sie typische Merkmale, die von den Randbedingungen wie Stokeszahl, Sperrfektparameter etc. abhängen. Um die Auswirkung der Zufallskomponente auf den Abscheidegrad bzw. den Druckverlust zu untersuchen, wurden Simulationen mit verschiedenen Startwerten des Zufallsgenerators durchgeführt.

In den Simulationen ist der Aufgabort der Partikeln im Gegensatz zum Experiment festgelegt. Selbst der Algorithmus eines Zufallsgenerators erzeugt jedesmal die gleiche Liste an Aufgaborten, die er durch mathematische Berechnung einer „scheinbar“ zufälligen, jedoch festen Regeln entsprechenden Liste berechnet. Nur wenn der Startwert des Zufallsgenerators geändert wird, fängt der Zufallsgenerator an einer anderen Stelle in der Liste an. Deshalb wurden drei Simulationen mit unterschiedlichen Startwerten des Zufallsgenerators durchgeführt. Auf eine bildliche 3D Darstellung der Form der Partikelstruktur (Lehmann und Kasper, 2001b) soll verzichtet werden, da hier die Auswirkung der Zufallskomponente auf die Zahlenwerte zur Abscheidung (Kap. 12.2.2) und zum Druckverlust (Kap. 12.2.3) diskutiert werden soll. Da stets auch die mittlere Packungsdichte der Partikelstruktur als charakteristisches Maß angegeben wurde, soll zuerst in Kapitel 12.2.1 der Verlauf der mittleren Packungsdichte mit zunehmender Beladung dargestellt werden.

## 12. Parametervariation zur Beladungskinetik mit Latex-Partikeln

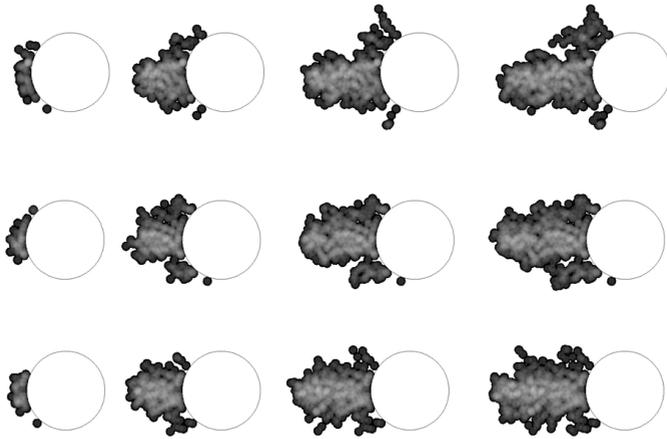


Abb. 12.9.: Lokale Packungsdichte längs der Faser für  $3,135 \mu\text{m}$  Latex-Partikeln ( $k = 0,99$ ) an einer  $30 \mu\text{m}$  Faser bei  $St = 0,5$ , jedoch unterschiedlichen Startwerten des Zufallsgenerators

### 12.2.1. Partikelstruktur und mittlere Packungsdichte für unterschiedliche Startwerte des Zufallsgenerators

Die in Abb. 12.9 dargestellten lokalen Packungsdichten längs der Faser zeigen für die unterschiedlichen Startwerte des Zufallsgenerators recht ähnliche Formen der Partikelstruktur. Sie teilt sich, wie schon in Kapitel 12.1.1 beschrieben, in eine längliche erste Mode und eine spätere zweite Mode mehr quer zur Faser auf. Der Verlauf der mittleren Packungsdichte zeigt mit zunehmender Beladung (Abb. 12.10) den für die Abscheidung von  $3,135 \mu\text{m}$  großen Latex-Partikeln ( $k = 0,99$ ) an einer  $30 \mu\text{m}$  dicken Faser bei  $St = 0,5$  typischen Verlauf. Die leichten Abweichungen in den Zahlenwerten lassen die Zufälligkeit des lokalen Aufbaus der Struktur erkennen, zeigen aber einen gemeinsamen Trend.

### 12.2.2. Abscheidegrad für verschiedene Startwerte des Zufallsgenerators

In Abb. 12.11 ist der Abscheidegrad bei unterschiedlichen Beladungen für drei verschiedene Startwerte des Zufallsgenerators dargestellt. Zusätzlich wurde noch die Standardabweichung als Balken eingetra-

## 12.2. Einfluss des Zufallsgenerators auf Ergebnisse zur Beladungskinetik

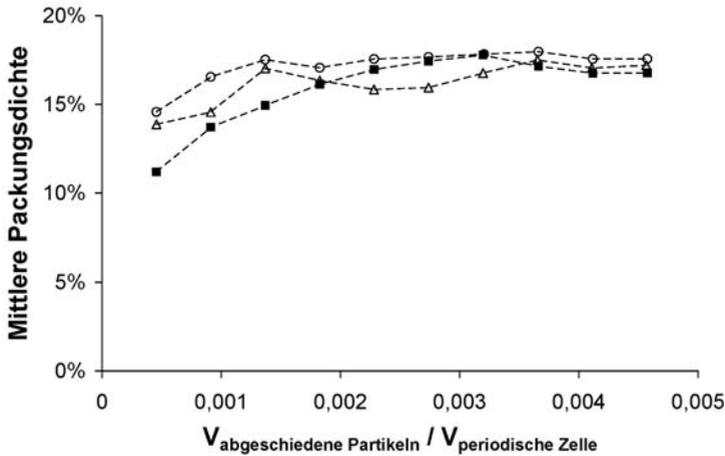


Abb. 12.10.: Mittlere Packungsdichte mit zunehmender Beladung für abgeschiedene Partikelstrukturen aus  $3,135 \mu\text{m}$  Latex-Partikeln ( $k = 0,99$ ) an einer  $30 \mu\text{m}$  Faser bei  $St = 0,5$ , jedoch unterschiedlichem Startwert des Zufallsgenerators für die Partikelauflage

gen, die aufgrund der zehnmaligen Aufgabe von 2000 Partikeln berechnet wurde. Alle Kurven zeigen den in Kapitel 12.1.3 beschriebenen Verlauf. Der Abscheidegrad fällt anfangs stark ab, erreicht ein Minimum und steigt dann langsam an. Für hohe Beladungen scheinen die Werte stark zu streuen. Die Unterschiede sind jedoch nicht nur bei gleicher Beladung für die verschiedenen Startwerte des Zufallsgenerators, sondern auch innerhalb der Datenreihe für einen Startwert zu erkennen. Alle Werte scheinen dabei um einen mittleren Abscheidegrad von ca. 1,5 % zu schwanken. Erst die Zusammenstellung für verschiedene „zufällige“ Strukturen und die Eintragung der Standardabweichung erlauben diese Feststellung.

Die Beobachtung, dass für den hier simulierten Fall der Abscheidegrad für höhere Beladungen quasi konstant ist, hat Auswirkungen auf die Beschreibung der Beladungskinetik durch „empirische“ Gleichungen. Im Gegensatz zu den bisher in der Literatur üblichen Ansätzen eines linearen Anstiegs mit zunehmender Beladung, müsste nun ein Grenzabscheidegrad festgelegt werden, der für höhere Beladungen konstant ist. Die Beladungskinetik könnte dann durch den bekannten Anfangsabscheidegrad und einen Abschwächungsfaktor für

## 12. Parametervariation zur Beladungskinetik mit Latex-Partikeln

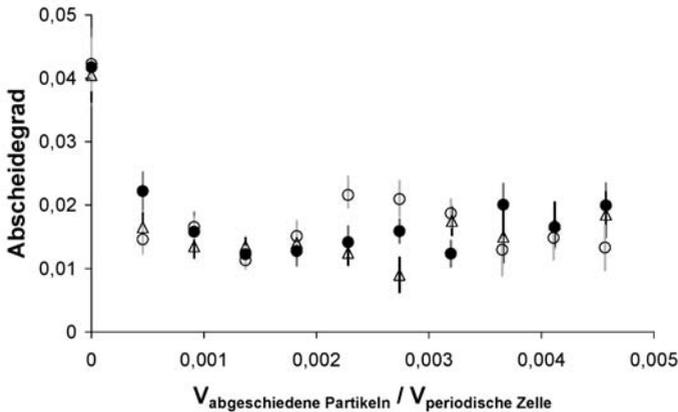


Abb. 12.11.: Auftreffgrad auf abgeschiedene Partikelstrukturen unterschiedlicher Beladung durch Abscheidung von  $3,135 \mu\text{m}$  Latex-Partikeln ( $k = 0,99$ ) an einer  $30 \mu\text{m}$  Faser bei  $St = 0,5$ , jedoch unterschiedlichem Startwert des Zufallsgenerators zur Partikelauflage (10 mal 2000 Partikeln pro Fehlerbalken/Datenpunkt aufgegeben)

beladene Fasern beschrieben werden. Der Abschwächungsfaktor dürfte von dem Haftverhalten der Partikeln abhängen.

### 12.2.3. Druckverlust für verschiedene Startwerte des Zufallsgenerators

Die Druckverluste mit zunehmender Beladung sind in Abb. 12.12 als Datenreihen für die unterschiedlichen Startwerte des Zufallsgenerators aufgetragen. Die Angabe einer Standardabweichung ist im Gegensatz zum Abscheidegrad nicht möglich, da der Druckverlust während des Aufbaus der Struktur in Abhängigkeit der Struktur berechnet wird und nicht über ein Postprocessing wie die Abscheidung bestimmt wird. Auch beim Druckverlust zeigen sich leichte Unterschiede zwischen den mit verschiedenen Startwerten aufgebauten Strukturen. Wiederum werden diese Unterschiede für höhere Beladungen größer. Dennoch kann eine Gerade als Trend in die Daten gelegt werden. Folglich könnte der Anstieg des Druckverlustes durch einen linearen Zusammenhang und einen konstanten Steigerungsfaktor beschrieben werden.

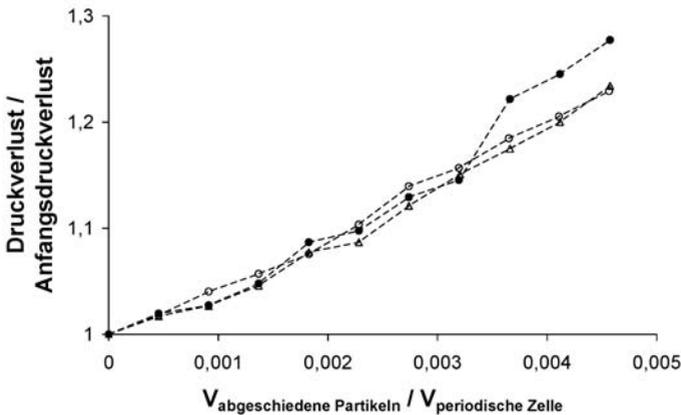


Abb. 12.12.: Druckverlust mit zunehmender Beladung einer  $30 \mu\text{m}$  Faser durch  $3,135 \mu\text{m}$  Latex-Partikeln ( $k = 0,99$ ) für unterschiedliche Startwerte des Zufallsgenerators zur Partikelauflage

### 12.3. Zusammenfassung

Anhand von zahlreichen Simulationsergebnissen zur Beladung einer Einzelfaser von  $30 \mu\text{m}$  Durchmesser mit  $3,135 \mu\text{m}$  Latex-Partikeln wurde der Einfluss der Änderung der Anströmgeschwindigkeit auf die Beladungskinetik und die Zuverlässigkeit der Ergebnisse diskutiert. Zuerst wurde aufgezeigt, dass das sich mit der Anströmgeschwindigkeit ändernde Haftverhalten der Partikeln einen unterschiedlichen Ablauf des Strukturaufbaus und verschiedenartige Formen der Partikelstruktur verursacht. Weiterhin zeigte sich, dass sowohl der Verlauf des Abscheidegrades als auch der des Druckverlustes mit zunehmender Beladung erklärt werden kann, wenn der Ablauf des Strukturaufbaus bekannt ist. Folglich ermöglichen die Simulationen einen grundlegenden Einblick in den Ablauf der Beladung und führen zu einem besseren Verständnis der Beladungskinetik.

Für den ausgewählten Fall der Beladung einer  $30 \mu\text{m}$  Einzelfaser mit  $3,135 \mu\text{m}$  Latex-Partikeln ( $k = 0,99$ ) bei  $St = 0,5$  wurde zusätzlich der Einfluss der Zufälligkeit des Strukturaufbaus auf die Werte für Abscheidegrad und Druckverlust untersucht. Hierfür wurden Partikelstrukturen für drei unterschiedliche Startwerte des Zufallsgenerators aufgebaut. Alle drei Beladungen zeigen sowohl bei der mittleren

Packungsdichte als auch beim Abscheidegrad und beim Druckverlust den gleichen Trend.

Isgesamt wurden vorwiegend Ergebnisse ausgewählter Beladungszustände präsentiert und diskutiert. Es wird dabei deutlich, dass mit den Erweiterungen zu FLUENT nunmehr ein Werkzeug vorliegt, um die Beladungskinetik eingehender zu untersuchen. Eine Theorie zur Beschreibung der Beladungskinetik oder gar eine neue Formel zur Vorhersage von Druckverlust und Abscheidegrad mit zunehmender Beladung konnte jedoch nicht gewonnen werden. Dafür liegen noch zu wenige Ergebnisse vor. Dennoch wurde kurz die Möglichkeit angedeutet, wie aufgrund der vorhandenen wenigen Daten „empirische“ Gleichungen zur Beladungskinetik aufgebaut sein könnten. Der Druckverlust ließe sich, wie erwartet, durch eine lineare Abhängigkeit von abgedehnten Partikelvolumen ausdrücken. Für die Abscheidung von Latexpartikeln bei  $St = 0,5$  müsste jedoch, im Gegensatz zu gängigen Gleichungen in der Literatur (Kap. 9.1.2), ein konstanter Abscheidegrad für höhere Beladungen angenommen werden. Wie die Abhängigkeit des Abscheidegrades und Druckverlustes über einen größeren Stokesbereich aussieht, konnte mit den Latex-Partikeln nicht untersucht werden, da sie zu stark abprallen und der Aufbau der Partikelstruktur zu lange dauert. Deshalb werden im nächsten Kapitel 13 weniger leicht abprallende Kalkstein-Partikeln über einen größeren Stokesbereich untersucht.

## 13. Ergebnisse zur Beladungskinetik für Kalkstein-Partikeln als Funktion der Anströmgeschwindigkeit

In Kapitel 12 zeigte sich, dass für die gewählten Simulationsbedingungen (Kap. 10.1.3) mit Latex-Partikeln der Aufbau der Partikelstruktur sehr lange dauert und dass für größere Stokeszahlen als 1,6 in vertretbarer Simulationszeit von bis zu einer Woche keine auswertbaren Strukturen aufgebaut werden konnten. Zur Abdeckung eines größeren Stokesbereichs mit Simulationen wurde daher ein anderes, besser haftendes Partikelmaterial gesucht.

Im Folgenden wird zuerst dargelegt, warum die Wahl auf Kalkstein-Partikeln fiel (Kap. 13.1). Danach werden Simulationsergebnisse zum Strukturaufbau und zur mittleren Packungsdichte (Kap. 13.2.1), zum Abscheidegrad (Kap. 13.2.2) und zum Druckverlust (Kap. 13.2.3) für einen Stokesbereich von 0,5 bis 8 dargestellt und diskutiert. Dabei zeigen sich zum Teil ähnliche Phänomene wie schon bei den Latex-Partikeln in Kapitel 12.

### 13.1. Unterschiede zu Latex-Partikeln

Kalkstein-Partikeln sind ein in der Filtertechnik häufig verwendeter Teststaub. Hinsichtlich der Modellierung sind Kalkstein-Partikeln jedoch problematisch, da sie nicht wie Latex-Partikeln annähernd kugelförmig sind. Ihre Oberflächenrauigkeit ist jedoch vorteilhaft für ihr Haftverhalten, das deutlich besser als für Latex-Partikeln ist. Deshalb eignen sie sich besser zum Aufbau einer Partikelstruktur. Da Hiller (1981) zahlreiche Untersuchungen zur Bestimmung des Abprallens von Kalkstein-Partikeln durchführte, ist dieses Partikelmaterial ideal für die Simulation mit dem erweiterten FLUENT Ansatz (Kap. 10.3) geeignet: Es liegen für einen größeren Bereich von Partikeldurchmessern von  $1\ \mu$  bis  $9\ \mu\text{m}$  experimentell bestimmte Restitutionskoeffizienten vor. Für  $3\ \mu\text{m}$  große Partikeln gibt Hiller (1981) einen Wert von 0,5 an. Ein weiterer Unterschied von Kalkstein gegenüber Latex ist seine fast 2,7fach höhere Dichte.

### 13. Ergebnisse zur Beladungskinetik für Kalksteinpartikeln

Ein großer Nachteil von Kalkstein ist jedoch, dass zur Zeit keine Experimente mit monodispersen Kalkstein im interessierenden Größenbereich bei den gewählten „Betriebsbedingungen“ vorliegen. In der Regel liegt Kalkstein in einer gewissen Partikelgrößenverteilung vor. Zum Vergleich sollte daher in zukünftigen Arbeiten auch eine Partikelgrößenverteilung in den Simulationen aufgegeben werden, deren Umsetzung unter FLUENT möglich ist (Lehmann u. a., 2003d). Hier stand jedoch die Möglichkeit im Vordergrund, anhand von monodispersen Kalkstein-Partikeln die Beladungskinetik besser zu verstehen und insbesondere durch Vergleich mit Latex-Partikeln Unterschiede bzw. Gemeinsamkeiten zu erkennen. Um neben Dichte und folglich Geschwindigkeit für die gleiche Stokeszahl nicht auch noch den Sperrreffektparameter zu ändern, wurden Kalkstein-Partikeln der gleichen Größe wie zuvor Latex-Partikeln verwendet.

## 13.2. Einfluss der Stokeszahl auf die Beladungskinetik

Im Folgenden wird nun für Kalkstein-Partikeln zu den üblichen Randbedingungen (Kap. 10.1.3) über einen Stokesbereich von 0,5 bis 8 der Strukturaufbau simuliert, die mittlere Packungsdichte (Kap. 13.2.1) und der Abscheidegrade (Kap. 13.2.2) sowie der Druckverlust (Kap. 13.2.3) in Abhängigkeit der Beladung dargestellt und diskutiert.

### 13.2.1. Partikelstruktur und mittlere Packungsdichte in Abhängigkeit der Stokeszahl

Für die gewählte kleinste *Stokeszahl* von 0,5 bzw. die *geringste Anströmgeschwindigkeit* von 0,18 m/s baut sich eine sehr feingliedrige Struktur auf (Abb. 13.1). Über den größten Teil des Frontquerschnitts der Faser wächst eine dendritische Partikelstruktur in die Strömung. Diese Struktur wächst so schnell in die Strömung, dass schon bei einer Beladung von 300 Partikeln die Simulationen abgebrochen werden müssen, da die Partikelstruktur aus dem Simulationsgebiet herauswächst. Die mittlere Packungsdichte (Abb. 13.2) ist während der gesamten Beladung nahezu konstant auf sehr niedrigem Niveau von 10 %. Dies unterstreicht zum einen, dass die Struktur über den gesamten Vorgang ähnlich aufgebaut wird, zum anderen belegt der Zahlenwert den lockeren dendritischen Aufbau der Struktur.

Eine Verdoppelung der *Stokeszahl* auf 1 bzw. der *Geschwindigkeit* auf 0,36 m/s ändert am Verlauf des Strukturaufbaus nichts Wesentli-



Abb. 13.1.: Abgeschiedene Partikelstruktur aus  $3,135 \mu\text{m}$  Kalkstein-Partikeln ( $k = 0,5$ ) an einer  $30 \mu\text{m}$  Faser bei  $St = 0,5$ , dargestellt als lokale Packungsdichte längs der Faser: V.l.n.r. zunehmende Anzahl abgeschiedener Partikeln: 50, 100, 200, 250

ches (Abb. 13.3). Es baut sich wieder eine lockere dendritische Struktur auf, die sehr schnell in Strömungsrichtung wächst. Im Vergleich zu  $St = 0,5$  ist sie etwas kompakter. Dies belegt die etwas höhere mittlere Packungsdichte von über 10 % (Abb. 13.2). Der anfängliche Anstieg der mittleren Packungsdichte deutet darauf hin, dass die ankommenden Partikeln aufgrund der höheren Strömung etwas weiter in die poröse Partikelstruktur hineingetragen werden, bevor sie haften bleiben.

Wird die Simulation für  $St = 2$  bzw. eine Anströmgeschwindigkeit von  $0,72 \text{ m/s}$  durchgeführt, so ändert sich die Struktur grundsätzlich (Abb. 13.4). Die Partikelstruktur ist wesentlich kompakter. In ihrer Form ähnelt sie der für Latex-Partikeln bei  $St = 1$  (Abb. 12.3). Die Partikeln lagern sich über einen größeren Bereich der Stirnfläche der Faser an. Die Struktur zeigt den von Latex bekannten scharfen Abriss am oberen bzw. unteren Rand. Nachdem sich eine Nahstruktur um die Faser aufgebaut hat, folgt ein ähnliches Wachsen entgegen der Strömungsrichtung. Dies spiegelt sich im Verlauf der mittleren Packungsdichte (Abb. 13.2) wider. Sie steigt über einen größeren Bereich an auf eine dann nahezu konstante mittlere Packungsdichte von ca. 14 %. Die Struktur ist somit deutlich dichter gepackt als bei kleineren Stokeszahlen und ähnelt der von Latex-Partikeln für  $St = 0,5$  bekannten Struktur.

Eine nochmalige Verdoppelung der Stokeszahl auf 4 bzw. der Anströmgeschwindigkeit auf  $1,44 \text{ m/s}$  führt zu einem gänzlich anderen Beladungsvorgang (Abb. 13.5). Er ähnelt dem von Latex bei  $St = 1,6$ . Zuerst bilden sich zwei Strukturen am oberen und unteren Rand aus. Die Partikeln, die an der Faserfront auftreffen, scheinen abzuprallen. Sie können jedoch von den zwei „Hörnern“ am Rand eingefangen werden, so dass mit der Zeit die Faserfront auch belegt wird. Dann wächst die Struktur ähnlich weiter. Die mittlere Packungsdichte (Abb. 13.2)

### 13. Ergebnisse zur Beladungskinetik für Kalksteinpartikeln

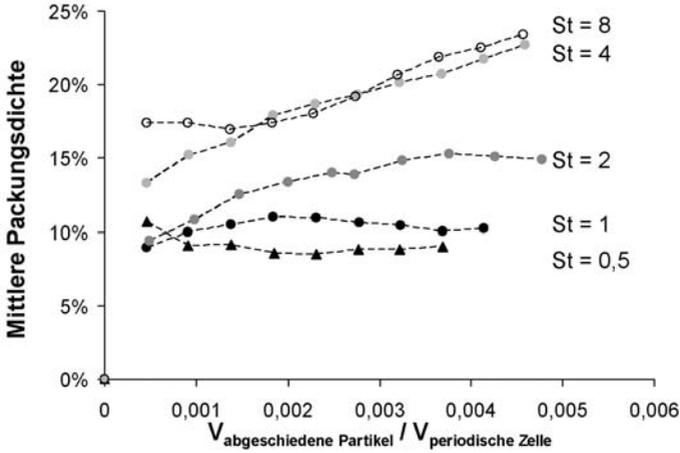


Abb. 13.2.: Mittlere Packungsdichte der abgeschiedenen Partikelstruktur für unterschiedliche Beladungen mit  $3,135 \mu\text{m}$  Kalkstein-Partikeln ( $k = 0,99$ ) an einer  $30 \mu\text{m}$  Faser für verschiedene Stokeszahlen

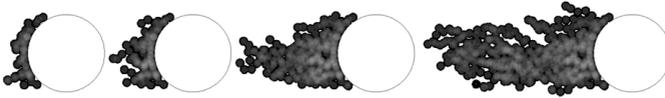


Abb. 13.3.: Abgeschiedene Partikelstruktur aus  $3,135 \mu\text{m}$  Kalkstein-Partikeln ( $k = 0,5$ ) an einer  $30 \mu\text{m}$  Faser bei  $St = 1$ , dargestellt als lokale Packungsdichte längs der Faser: V.l.n.r. zunehmende Anzahl abgeschiedener Partikeln: 50, 100, 250, 450

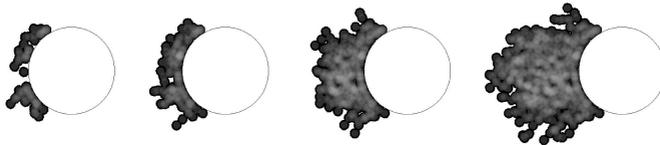


Abb. 13.4.: Abgeschiedene Partikelstruktur aus  $3,135 \mu\text{m}$  Kalkstein-Partikeln ( $k = 0,5$ ) an einer  $30 \mu\text{m}$  Faser bei  $St = 2$ , dargestellt als lokale Packungsdichte längs der Faser: V.l.n.r. zunehmende Anzahl abgeschiedener Partikeln; 50, 100, 250, 500

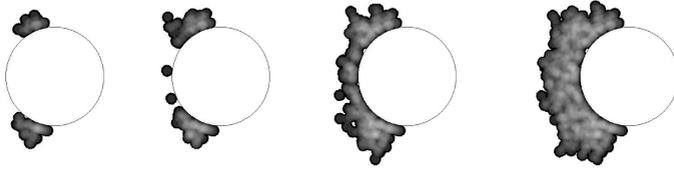


Abb. 13.5.: Abgeschiedene Partikelstruktur aus  $3,135 \mu\text{m}$  Kalkstein-Partikeln ( $k = 0,5$ ) an einer  $30 \mu\text{m}$  Faser bei  $St = 4$  dargestellt als lokale Packungsdichte längs der Faser: V.l.n.r. zunehmende Anzahl abgeschiedener Partikeln: 50, 100, 250, 500

zeigt jedoch über den gesamten simulierten Bereich der Beladung einen konstanten Anstieg. Dies resultiert aus einer lockeren Anfangsstruktur, die in einen dichten „Filterkuchen“ übergeht, dessen Anteil am Strukturvolumen stetig zunimmt. Die mittlere Packungsdichte dürfte einen konstanten Wert erreichen, sobald der Anteil der anfänglichen lockeren Struktur in Fasernähe vernachlässigbar klein wird.

Für die noch einmal verdoppelte *Stokeszahl von 8 bzw. die Anströmgeschwindigkeit von  $2.88 \text{ m/s}$*  zeigt sich gegenüber  $St = 4$  keine grundsätzliche Änderung des Ablaufs des Strukturaufbaus (Abb. 13.6). Aufgrund der höheren Geschwindigkeit ist der erste Ansatz der Struktur noch weiter nach hinten versetzt. Nur Partikeln, die entsprechend spät und abgebremst an die Faser gelangen, haben eine Chance, haften zu bleiben. Deshalb wachsen wieder zuerst zwei „Hörner“ am oberen bzw. unteren Faserrand. Diesmal stehen sie jedoch deutlich mehr quer zur Strömung. Sie fangen immer mehr Partikeln ein und mit der Zeit baut sich auch zwischen ihnen eine Partikelstruktur auf, die wie eine Kuchenfront dann in den Raum wächst. Die mittlere Packungsdichte ist, wie erwartet, etwas höher als bei  $St = 4$  (Abb. 13.2). Ihr Verlauf zeigt aber ebenfalls für höhere Beladungen den konstanten Anstieg. Im Gegensatz zu  $St = 4$  ist für geringe Beladungen die Packungsdichte konstant. Es dauert länger, bis sich zwischen den zwei Hörnern eine Struktur aufbaut. Solange nur die „Hörner“ wachsen, ändert sich die Packungsdichte kaum. Sie verharrt daher anfangs auf einem hohen konstanten Niveau.

### 13. Ergebnisse zur Beladungskinetik für Kalksteinpartikeln

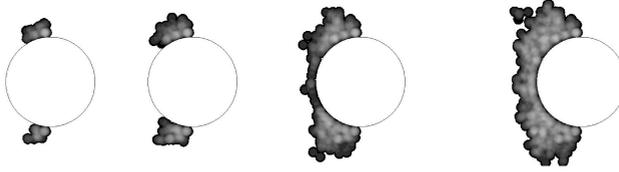


Abb. 13.6.: Abgeschiedene Partikelstruktur aus  $3,135 \mu\text{m}$  Kalkstein-Partikeln ( $k = 0,5$ ) an einer  $30 \mu\text{m}$  Faser bei  $St = 8$ , dargestellt als lokale Packungsdichte längs der Faser: V.l.n.r. zunehmende Anzahl abgeschiedener Partikeln: 50, 100, 250, 500

#### 13.2.2. Abscheidegrad

Die Abscheidegrade sind für verschiedene Stokeszahlen von 0,5 bis 8 in Abb. 13.7 über der Beladung, dargestellt als abgeschiedenes Partikelvolumen zum Volumen der periodischen Zelle, aufgetragen. Die auf den ersten Blick leicht unübersichtliche Kurvenlandschaft soll im Folgenden gelichtet werden, indem insbesondere die Erkenntnisse aus Kapitel 13.2.1 berücksichtigt werden. Die Diskussion der Kurven folgt ebenfalls der Reihenfolge von kleinen Stokeszahlen zu größeren.

Für  $St = 0,5$  bzw. eine Anströmgeschwindigkeit von  $0,18 \text{ m/s}$  ist der Abscheidegrad für niedrigere Beladungen konstant und geht in einen linearen Anstieg für höhere Beladungen über. Hier zeigt sich der Übergang von dem ersten Aufbau einer Nahstruktur an der Faserstirnfläche zu einer lockeren dendritischen Struktur, die schnell in den freien Raum hineinwächst. Anfangs werden die Partikeln durch die Strömung noch um die Faser gelenkt; nur ein geringer Teil der aufgegebenen Partikeln trifft auf die Faser und hat die Chance dort haften zu bleiben. Ist die Struktur in die Strömung hineingewachsen, so beeinflusst diese zwar die Strömung; ihre Packungsdichte ist jedoch sehr gering, so dass die Struktur durchströmt wird. Die Partikeln werden mit der Strömung in die Struktur hineingetragen und nicht mehr um sie herum, wie in Fasernähe. Das Eindringen der Partikeln in die Struktur erhöht die Abscheidung und führt zu einem Anstieg des Abscheidegrades.

Ein ähnlicher Verlauf des Abscheidegrades zeigt sich für  $St = 1$  bzw. eine Anströmgeschwindigkeit von  $0,36 \text{ m/s}$ . Anfangs ist der Abschei-

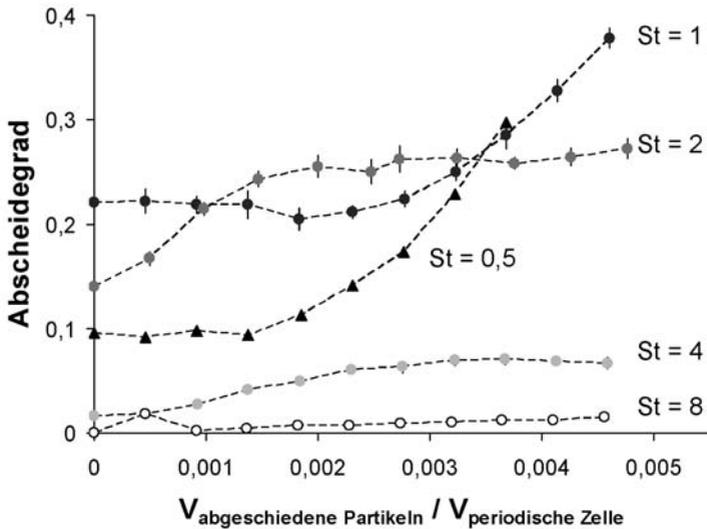


Abb. 13.7.: Abscheidegrad an Partikelstrukturen für zunehmende Beladung einer  $30 \mu\text{m}$  Faser mit  $3,135 \mu\text{m}$  Kalkstein-Partikeln ( $k = 0,5$ ) bei verschiedenen Stokeszahlen

degrad konstant, dann steigt er linear an. Da die Partikelstrukturen ähnlich aussehen, war dieses Verhalten zu erwarten. Der konstante Wert am Anfang ist größer als für  $St = 0,5$ , da die Partikeln der Strömung weniger gut folgen und häufiger auf die Faser auftreffen. Die Beladungskinetik hinsichtlich des Abscheidegrades und des Strukturaufbaus zeigt für die beiden niedrigeren Stokeszahlen von 0,5 und 1 folglich die gleiche Tendenz: für höhere Beladungen kann die Kurve durch eine Gerade beschrieben werden. Dies entspricht den in der Literatur üblichen Ansätzen (Kap. 9.1.2).

Mit der Verdoppelung der *Stokeszahl auf 2 bzw. der Anströmgeschwindigkeit von  $0,72 \text{ m/s}$*  ändert sich der Verlauf des Abscheidegrades wesentlich. Wegen der größeren Stokeszahl werden weniger Partikeln um die Faser herum gelenkt, so dass sich eine dichtere und größere Anfangsstruktur aufbaut. Die zunehmende Größe der Nahstruktur führt zu einem größeren Abscheidegrad bis die Partikelstruktur soweit in die Strömung hineinragt, dass Partikeln verstärkt abprallen und der Abscheidegrad auf einem konstanten Niveau verharrt, da sich keine zweite Partikelmode wie für Latex-Partikeln bei  $St = 0,5$  ausbildet. Der Abscheidegrad kann folglich ab  $St = 2$  nicht mehr durch eine

### 13. Ergebnisse zur Beladungskinetik für Kalksteinpartikeln

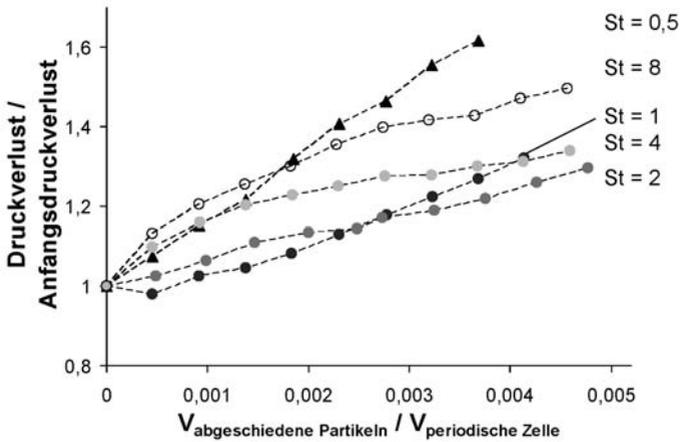


Abb. 13.8.: Druckverlust mit zunehmender Beladung einer  $30 \mu\text{m}$  Faser mit  $3,135 \mu\text{m}$  Kalkstein-Partikeln ( $k = 0,5$ ) bei verschiedenen Stokeszahlen

lineare Beziehung bei höherer Beladung beschrieben werden. Wie bei [Filippova und Hänel \(1998\)](#) stellt sich ein konstanter Grenzabscheidegrad für höhere Beladungen ein.

Für  $St = 4$  bzw. eine Anströmgeschwindigkeit von  $1,44 \text{ m/s}$  und  $St = 8$  bzw. eine Anströmgeschwindigkeit von  $2,88 \text{ m/s}$  ist der Verlauf des Abscheidegrades noch einmal anders und ähnelt dem für Latex bei  $St = 1$  und  $1,6$ . Aufgrund der größeren Geschwindigkeit prallen die Partikeln verstärkt ab. Bis sich die „Hörner“ ausgebildet haben und Partikeln einfangen, ändert sich der Abscheidegrad leicht, um dann konstant zu bleiben.

#### 13.2.3. Druckverlust

Der Verlauf des Druckverlustes mit zunehmender Beladung ist in [Abb. 13.8](#) gezeigt. Für  $St = 0,5, 1$  und  $2$  wächst die Partikelstruktur ähnlich und demzufolge steigt der Druckverlust proportional zum abgeschiedenen Partikelvolumen. Für die größere Stokeszahl ist der Anstieg geringer, da die Struktur kompakter ist und folglich weniger Volumen einnimmt. Die leichte Krümmung bei  $St = 1$  rührt daher, dass der Einfluss der Partikelstruktur erst an Bedeutung gewinnt, sobald die Partikelstruktur aus dem Nahbereich der Faser herauswächst.

Für  $St = 4$  und  $8$  zeigt sich ein umgekehrtes Bild. Mit steigender

Stokeszahl nimmt der Anstieg des Druckverlustes zu. Die Kurven haben auch eine umgekehrte Krümmung: Anfangs ist der Druckverlustanstieg stärker und schwächt sich dann für höhere Beladungen auf einen konstanten Wert ab. Die sich zu Beginn quer zur Strömungsrichtung ausbildenden „Hörner“ erhöhen zunächst den Strömungswiderstand. Die sich später abscheidenden Partikeln im Bereich zwischen diesen „Hörnern“ führen zu einer gleichförmigeren und strömungsgünstigeren Form. Der Druckverlust steigt weiter an, da das freie Volumen reduziert wird, jedoch mit einer geringeren Steigung.

### 13.3. Zusammenfassung

Die Beladungskinetik bei der Abscheidung an Einzelfasern wurde am Beispiel von Kalkstein-Partikeln mit dem Durchmesser  $3,135 \mu\text{m}$  an einer  $30 \mu\text{m}$  Einzelfaser für unterschiedliche Stokeszahlen simuliert. Geändert wurde dabei stets die Anströmgeschwindigkeit.

Insgesamt wird die schon bei den Latex-Partikeln gewonnene Erkenntnis bestätigt, dass für unterschiedliche Stokeszahlen grundsätzlich verschiedene Strukturen erhalten werden können. Für kleinere Stokeszahlen bis 1 ist die Struktur sehr locker und dendritisch aufgebaut. Für größere Stokeszahlen wird die Struktur erst kompakter, dann jedoch gliedert sich für noch höhere Stokeszahlen (vier und acht) der Aufbau in zwei Phasen: Anfangs bilden sich zwei Strukturen eher quer zur Faser aus, zwischen denen dann im zweiten Abschnitt eine Partikelstruktur zusammenwächst, die sich anschließend ähnlich in den Raum fortsetzt.

Hinsichtlich der Änderung des Abscheidegrades mit zunehmender Beladung zeigen sich zwei unterschiedliche Verläufe: Für niedrige Stokeszahlen (0,5 und 1) bzw. kleine Anströmgeschwindigkeiten ist der Abscheidegrad für anfängliche Beladungen konstant und steigt anschließend linear an. Für größere Stokeszahlen (2, 4 und 8) bzw. größere Anströmgeschwindigkeiten steigt der Abscheidegrad anfangs an und verharrt dann auf einem konstanten Wert für höhere Beladungen. Erklärt wird der unterschiedlichen Verlauf wieder mit dem Haft- bzw. Abprallverhalten der Partikeln. In zukünftigen Arbeiten muss diesem Effekt daher mehr Bedeutung beigemessen werden.

Für den Druckverlust bilden sich für zunehmende Beladung je nach Struktur unterschiedliche Verläufe aus. Für dendritische Strukturen bei niedrigen Stokeszahlen steigt der Druckverlust anfangs leicht an, solange die Struktur im durch die Faser gestörten Bereich wächst, um

### 13. Ergebnisse zur Beladungskinetik für Kalksteinpartikeln

dann in einen größeren linearen Anstieg überzugehen. Je kompakter die Struktur, desto kleiner ist der Druckverlustanstieg. Für große Stokeszahlen steigt der Druckverlust anfangs stärker, da sich zunächst Strukturen quer zur Faser ausbilden, um dann für höhere Beladungen weniger stark zu steigen, sobald eine gleichförmige Partikelstruktur an der Faserstirnfläche entstanden ist. Für diesen Bereich sind die Steigungen umso größer je größer die Stokeszahl ist.

Werden die Simulationsergebnisse zum Strukturaufbau und insbesondere die Strukturen für höhere Beladung mit den Erkenntnissen bei [Kanaoka \(1998\)](#) verglichen, so zeigt sich ein widersprüchliches Bild. Kanaoka stellte fest, dass für kleine Stokeszahlen die Struktur eher quer zur Anströmungsrichtung und für größere vorwiegend in Anströmungsrichtung wächst. Dass allein mit der Stokeszahl und dem Sperreffektparameter experimentell ermittelte Formen nicht erklärt werden können, stellten schon [Rembor und Kasper \(1999\)](#) aufgrund ihrer Versuche fest. Wird, wie hier geschehen, bei der Erklärung das Haften bzw. Abprallen berücksichtigt, so ist die in den Simulationen beobachtete Struktur plausibel. Folglich müsste die Haftwahrscheinlichkeit als weiterer Parameter berücksichtigt werden. Bevor jedoch die Aufstellung eines neuen Schemas gewagt werden kann, müssen deutlich mehr Simulationen durchgeführt werden, in denen nicht nur die Anströmgeschwindigkeit geändert wird. Auch muss der Vergleich mit Experimenten gesucht werden. Für eine neue schematische Darstellung der abgeschiedenen Partikelstrukturen wie bei [Kanaoka \(1998\)](#) ist die Datenbasis momentan noch zu gering.

## 14. Ausblick zum Clogging am Beispiel der Beladung einer einfachen dichten Faseranordnung

Grundsätzlich stellt sich bei der Analyse der aufgebauten Partikelstrukturen die Frage, wie geeignet der Einzelfaseransatz zur Beschreibung der Beladung von Faserfiltern ist. Schließlich ändert die Partikelstruktur die Strömung und folglich die Anströmgeschwindigkeit an benachbarten Fasern. Auch können Partikelstrukturen zwischen benachbarten Fasern zusammenwachsen. Daher soll in dem nachfolgenden Kapitel ein kurzer Ausblick auf mögliche zukünftige Simulationen zum Einfluss der Faseranordnung auf das Clogging gewagt werden (Kap. 14.2). Zuvor sollen die Grenzen der auf Einzelfasern beschränkten Simulationen aufgezeigt werden (Kap. 14.1).

### 14.1. Grenzen des Einzelfaseransatzes

Die bisherigen Ausführungen zur Beladungskinetik beschränkten sich stets auf die Abscheidung an einer einzelnen Faser. Diese einzelne Faser wurde in eine periodische Zelle gesteckt, um numerische Simulationen mit der vorhandenen Rechenleistung zu ermöglichen (Kap. 10.1.1). Durch Wahl einer geringen Packungsdichte und durch Aufgabe der Partikeln vor der Faser wurde versucht, möglichst den Fall einer isolierten Einzelfaser zu modellieren, da die Beladungskinetik einer Einzelfaser der Dreh- und Angelpunkt für die übliche Modellierung der Abscheidung eines Filtermediums mit dem Zellenmodell (Kap. 2.3) ist.

In den 3D Aufnahmen mit dem MRI (Kap. 6.3.3) zeigen sich unterschiedliche Faserabstände zwischen den einzelnen Fasern. Die Fasern kommen sich zum Teil sehr nahe oder kreuzen sich, so dass mehrere Fasern in einer Zelle des Zellenmodells liegen. Bekannterweise muss die Inhomogenität in der Faseranordnung für die Berechnung des Druckverlustes berücksichtigt werden (Kap. 2.2 und 2.2.3). Dies geschieht bisher jedoch nur mittels einer lokalen Packungsdichte. Ganz vernachlässigt wird bei den Berechnungen zur Abscheidung

die Information über Faserabstand und -orientierung, da üblicherweise mittels gängiger Formeln (Kap. 3) die Abscheidung wie an einer quer angeströmten äquivalenten Einzelfaser pro Zelle berechnet wird.

Für die anfängliche Beladung zeigen KLRM Aufnahmen von Rembor (2001), dass sich um die räumlich getrennten Fasern einzelne separate Strukturen aufbauen. Somit scheint für die Anfangsphase die Modellierung der Abscheidung an Einzelfasern sinnvoll. Jedoch ist aus experimentellen Arbeiten von Schweers und Löffler (1994) für Anordnungen aus zwei Fasern als auch von Kanaoka, Emi und Atsushi (1984) für Faserarrays bekannt, dass ein Faserabstand von wenigen Faserdurchmessern den Abscheidegrad, bezogen auf die isolierte Einzelfaser, deutlich erhöht. Zudem konnte in Simulationen (Lehmann und Kasper, 2002b) aufgezeigt werden, dass sich für sehr geringe Abstände zwischen den Fasern von wenigen Faserdurchmessern Brücken zwischen den Partikelstrukturen aufbauen. Auch die Vorstellung vom Clogging legt die Annahme nahe, dass sich ein Kuchen zwischen benachbarten Fasern aufbaut. Für die Simulation der Beladung eines Filtermediums dürfte somit die Berücksichtigung einiger Merkmale der Faseranordnung, wie z.B. des Faserabstand, wichtig sein. Dies lässt sich jedoch mit Simulationen zur Beladung einer Einzelfaser nicht untersuchen.

### 14.2. Beladung einer regelmäßigen dichten Faseranordnung

Der Ansatz der Einzelfaser berücksichtigt nicht den möglichen Einfluss von z.B. unterschiedlichen Faserabständen oder gar Kreuzungen, Berührungen von Fasern in einer Zelle. Die neu entwickelten eigenen Methoden zur Simulation der Beladungskinetik (Kap. 10.3) wurden zwar für den Fall einer Einzelfaser konzipiert, jedoch so generell umgesetzt, dass sie auch zur Simulation der Beladung einer Faseranordnung verwendet werden können. So konnte auch die Beladung einer einfachen Mehrfaserstruktur aus drei dicht gepackten Faserreihen simuliert werden (Lehmann und Kasper, 2004).

Um einen Ausblick auf das Clogging zu geben, wurden die Fasern so dicht angeordnet (Abb. 14.1), dass ein Zusammenwachsen der Partikelstrukturen der einzelnen Fasern zu erwarten war. Der Aufbau der Partikelstrukturen wurde sowohl für  $3,135 \mu\text{m}$  Latex- als auch für Kalkstein-Partikeln bei  $St = 0,5$  simuliert. Es zeigte sich jedoch, dass die Beschränkung auf 1,8 GB unter Windows nur ein recht grobes Git-

## 14.2. Beladung einer regelmäßigen dichten Faseranordnung

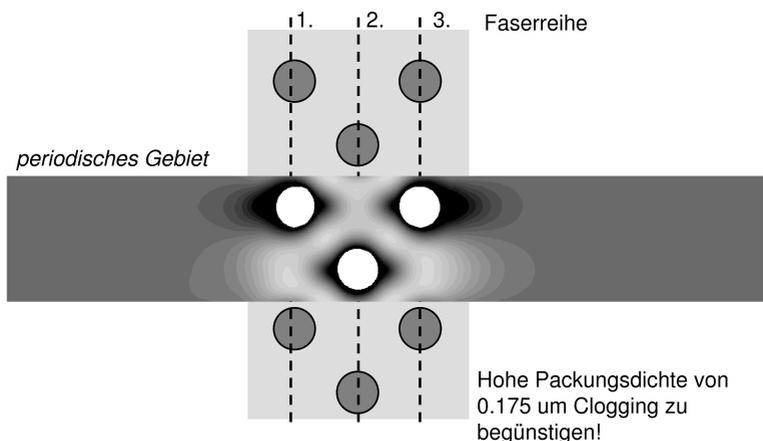


Abb. 14.1.: Geometrie und periodisches Simulationsgebiet zur Beladung einer Anordnung aus drei Faserreihen (Durchmesser  $30\ \mu\text{m}$ ); die Grauwerte entsprechen dem Betrag der Geschwindigkeit (von dunkel gleich Null zu hell gleich maximal)

ter zulässt.

Für die Latex-Partikeln konnte keine Art von Brückenbildung zwischen den Fasern beobachtet werden. Die Partikelstrukturen können als separat betrachtet werden. Sie sind quasi wie an einzelnen Fasern abgeschieden. Es zeigt sich darüber hinaus, dass für die zweite und dritte Faserreihe eine ähnliche Struktur (Abb. 14.2) entsteht. Nur an der ersten Faser werden deutlich mehr Partikeln abgeschieden. Die Darstellung des Geschwindigkeitsprofils für die unbeladenen Fasern in Abb. 14.1 offenbart, dass für die zweite und dritte Reihe eine ähnliche Anströmgeschwindigkeit vorliegt. Sie ist jedoch ungefähr doppelt so groß wie für die erste Faserreihe. Ein ähnliches Ergebnis zeigt der Vergleich der abgeschiedenen Partikelstrukturen mit den Ergebnissen aus Kapitel 12.1.1. Die Form der Partikelstruktur der ersten Faser muss bei kleinerer Stokeszahl entstanden sein als die der hinteren Fasern. Die Partikeln prallen folglich an den hinteren Strukturen leichter ab und werden weiter in den Filter hineingetragen als hier simuliert wurde.

Für Kalkstein-Partikeln ist in Abb. 14.3 die abgeschiedene Partikelstruktur als 3D Visualisierung dargestellt. Da Kalkstein-Partikeln besser haften bleiben, bilden sich andere Partikelstrukturen. Sie sind

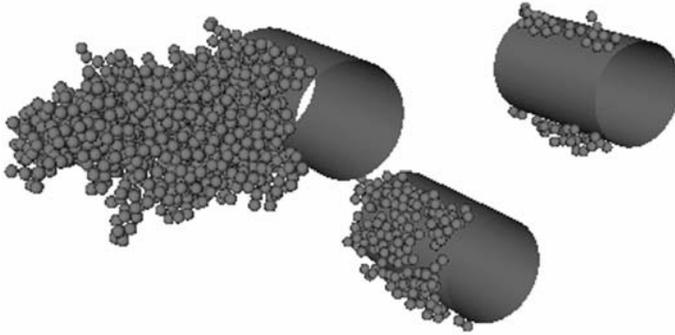


Abb. 14.2.: Abgeschiedene Partikelstruktur aus ca. 1500  $3,135 \mu\text{m}$  Latex-Partikeln ( $k = 0,99$ ) an einer Anordnung aus  $30 \mu\text{m}$  Faser mit einer Packungsdichte von  $17,5 \%$

mehr dendritisch und poröser aufgebaut. Auch ist aus Kapitel 12.1 bekannt, dass die Morphologie für  $St = 0,5$  und  $St = 1$  sehr ähnlich ist. Folglich ist die Struktur an allen Faserreihen grundsätzlich ähnlich aufgebaut. Unterschiedlich ist nur die Anzahl der abgeschiedenen Partikeln. Hier wird der Einfluss der Anordnung der Fasern sichtbar. Gegenüber der ersten Faserreihe ist die Anströmgeschwindigkeit bei der zweiten Faserreihe rund verdoppelt. Deshalb werden hier mehr Partikeln abgeschieden; die Partikelstruktur ist größer. An der dritten Faserreihe sollte die Abscheidung ähnlich wie an der zweiten sein. Jedoch verengt sich mit wachsender Partikelstruktur der Spalt zwischen den Fasern. Nun zeigt sich in der Form der Partikelstruktur an der dritten Faser der Einfluss der zufälligen Partikelanordnung auf den Strukturaufbau. Die anfänglich gleichförmige Umströmung der Faser wird durch die Partikelabscheidung verändert. Da der Zufallsgenerator die Partikeln so aufgegeben hat, dass zuerst Partikeln am unteren Rand von der Faser in der dritten Reihe abgeschieden werden, baut sich dort eine Partikelstruktur auf, die den Spalt zu der vorderen Faser verengt. Folglich wird die Strömung zunehmend nach oben umgelenkt. Abb. 14.4 zeigt das entsprechende Strömungsbild.

In den durchgeführten Simulationen zur Abscheidung von Partikeln an benachbarten Fasern zeigten sich die Grenzen des Einzelfaseransatzes zur Modellierung der Abscheidung in Filtermedien. Dabei scheint das Abprallverhalten des Partikelmaterials weiterhin eine entscheidende Rolle zu spielen. So konnte im Fall der Simulation für

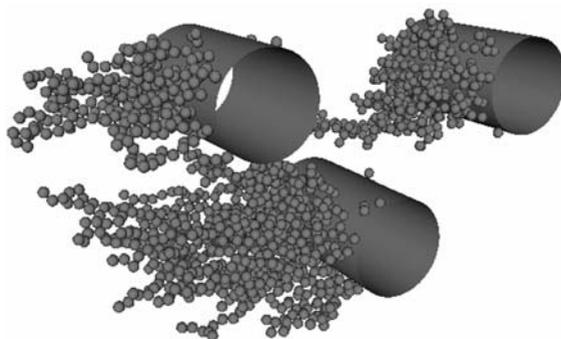


Abb. 14.3.: Abgeschiedene Partikelstruktur aus ca. 1500  $3,135 \mu\text{m}$  Kalkstein-Partikeln ( $k = 0,5$ ) an einer Anordnung aus  $30 \mu\text{m}$  Fasern mit einer Packungsdichte von  $17,5 \%$



Abb. 14.4.: Querschnitt durch das Strömungsfeld einer Anordnung aus drei  $30 \mu\text{m}$  Fasern mit der Packungsdichte  $0,175$ , die mit ca. 1500  $3,135 \mu\text{m}$  Kalkstein-Partikeln ( $k = 0,5$ ) bei  $St = 0,5$  beladen ist

Latex-Partikeln bei gleicher Anzahl abgeschiedener Partikeln weiterhin von einer separaten Abscheidung an den einzelnen Fasern ausgegangen werden, während unter gleichen Bedingungen die Struktur für Kalkstein-Partikeln zu cloggen scheint.

Diese Ergebnisse erlauben jedoch keine allgemein gültigen Aussagen. Im Unterschied zu den Mehrfasersimulationen von [Liu und Wang \(1996, 1997\)](#) lag der Schwerpunkt auch nicht auf der Beschreibung von (anfänglichem) Druckverlust und (anfänglichem) Abscheidegrad, sondern auf der Simulation der Beladung durch Aufbau von Partikelstrukturen an den einzelnen Fasern. Da in diesen Simulationen die neu geschaffenen Methoden sowohl zur Modellierung der Rückwirkung der abgeschiedenen Partikelstruktur auf die Strömung als auch zur Modellierung von Haften bzw. Abprallen verwendet wurden, geben die Ergebnisse einen Ausblick auf zukünftige Arbeiten. Ihnen bleibt es vorbehalten, mit entsprechenden Simulationen die Vorgänge

#### *14. Ausblick zum Clogging*

zu untersuchen, die zum Clogging von Faseranordnungen und letztendlich von Tiefenfiltern führen.

## **Teil III.**

**Zusammenfassung,  
Symbolverzeichnis,  
Literaturverzeichnis**



## 15. Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es zum einen, die Methode des Magnetic Resonance Imaging (MRI) zur Messung der Struktur von Tiefenfiltermedien weiterzuentwickeln, um zerstörungsfrei und erstmalig quantitativ die 3D Matrix der lokalen Packungsdichte als Eingangsgröße für das heute übliche Zellenmodell zu gewinnen; zum anderen sollte eine Modellierung des Aufbaus von Strukturen aus abgeschiedenen Partikeln an einzelnen Fasern entwickelt werden, die sowohl die Rückwirkung der abgeschiedenen Struktur auf die Strömung als auch das Haften bzw. Abprallen der Partikeln berücksichtigt, um erstmalig mit geeigneten Simulationen die Beladungskinetik an Einzelfasern als Änderung der Struktur sowie von Abscheidegrad und Druckverlust mit zunehmender Beladung untersuchen zu können.

Zur zerstörungsfreien quantitativen Bestimmung der 3D Matrix der lokalen Packungsdichte im Filtermedium wurde die im Rahmen der DFG Forschergruppe 338 „Anwendung der Magnetischen Resonanz zur Aufklärung von Strukturen und Stofftransportprozessen in dispersen Systemen“ vorhandene MRI Messtechnik eingesetzt. Wie in früheren Arbeiten wurde eine 12 mm Probe des Filtermediums mit Wasser gefüllt, da es im Gegensatz zum Fasermaterial ein zur Bildgebung auswertbares Signal liefert. Im Unterschied zu früheren Arbeiten wurden Auflösung und Filtermedium so gewählt, dass die Faserstruktur sichtbar gemacht werden konnte. Es zeigte sich, dass eine plausible Faserstruktur nach einer eindeutigen Vorschrift quantifiziert werden kann, wenn das der Messmethode immanente Rauschen des Wassersignals durch Setzen eines Schwellenwertes so „herausgefiltert“ wird, dass die aus den MRI Daten berechnete mittlere Packungsdichte der gemessenen gravimetrischen mittleren Packungsdichte entspricht. Wird durch Zusammenfassen von Voxeln (= kleinstes Messvolumen) die 3D Matrix der lokalen Packungsdichte der (größeren) Zellen des Zellenmodells berechnet, so wird mit dem nun unter FLUENT umgesetzten Zellenmodell erstmals auf Basis quantitativer MRI Daten ein Druckverlust der Filterprobe berechnet, der im Schwankungsbereich der Messungen liegt. Somit ist es nun möglich, zerstörungsfrei die 3D Matrix der lokalen Packungsdichten einer Filterprobe zu quantifizieren.

## 15. Zusammenfassung

In weiteren Untersuchungen zur optimalen Auflösung der MRI Messungen stellte sich leider heraus, dass eine Bestimmung der 3D Matrix der lokalen Packungsdichten nicht bei größeren Auflösungen und nicht allein aufgrund des Wassergehaltes der Voxel, sondern nur mit der hier verwendeten Auswertung über die Bestimmung der Faserstruktur möglich ist. Damit beschränkt sich die zerstörungsfreie Messmethode auf Filtermedien, deren Faserdurchmesser in der Größenordnung der MRI Auflösung liegt.

Die nun vorhandene Kenntnis der 3D Matrix der lokalen Packungsdichte einer Filterprobe erlaubte weitere Untersuchungen zur Simulation von Tiefenfiltern mit dem Zellenmodell. Bisher wurde den Zellen aufgrund einer Verteilungsfunktion die lokale Packungsdichte zugewiesen, ohne eine räumliche Anordnung zu berücksichtigen. Nun konnte eine gemessene Anordnung zufällig und verschiedenartig umsortiert werden, um den Einfluss der räumlichen Anordnung auf den Druckverlust zu untersuchen. Es zeigte sich, dass eine andere räumliche Anordnung als die gemessene die Strömungsverteilung im modellierten Filtermedium wesentlich verändern kann, da das ursprüngliche System aus abschnittswisen Kanälen aufgebrochen wird. Der Unterschied mag für technische Simulationen zum Druckverlust vertretbar sein; um jedoch die Beladungskinetik zu simulieren, dürfte die Änderung des Strömungsfeldes zu groß sein. Weiterhin konnte durch Vergleich von Berechnungen für verschiedene Größen der Zellen, deren Packungsdichte stets aus der gleichen ursprünglichen 3D Matrix der lokalen Packungsdichten ermittelt wurde, gezeigt werden, dass sinnvolle Werte des Druckverlustes dann erhalten werden, wenn die Kantenlänge der Zelle in der Größenordnung des drei- bis achtfachen des Faserdurchmessers liegt.

Zur Simulation der Beladungskinetik von Einzelfasern wurde das kommerzielle CFD Programm FLUENT mittels der Schnittstelle User Defined Functions (UDFs) durch eigene Routinen so erweitert, dass bei der Abscheidung der Sperreffekt, aber auch Haften bzw. Abprallen anhand der kritischen Geschwindigkeit nach Hiller berücksichtigt und eine 3D Struktur aus den abgeschiedenen Einzelpartikeln aufgebaut wird, welche die Strömung beeinflusst. Zur Einordnung der Neuerungen wurde eine Literaturübersicht zu experimentellen Ergebnissen zur Morphologie der Partikelstruktur, zu empirischen Formeln des Abscheidegrades als Funktion der Beladung (z.B. abgeschiedene Partikelmasse) sowie eine ausführliche Diskussion bisheriger Simulationen für Einzelfasern den eigenen Arbeiten vorangestellt. Um einen Vergleich mit experimentellen Ergebnissen zu ermöglichen, be-

schränkten sich die Simulationen auf den Trägheitsbereich und es wurden, wie in früheren Arbeiten von Rembor (2001), Latex-Partikeln mit dem Durchmesser  $3,135 \mu\text{m}$ , ein Einzelfaserdurchmesser von  $30 \mu\text{m}$  sowie Stokeszahlen größer 0,5 gewählt.

Die Simulationen zeigten die aus der Literatur bekannten Trends: Ohne Berücksichtigung von Haften bzw. Abprallen und ohne Rückwirkung der abgeschiedenen Partikeln auf die Strömung ist eine lineare Beziehung zwischen Abscheidegrad und abgeschiedener Partikelmasse zu erkennen; wird die Rückwirkung auf die Strömung modelliert, so bleibt nach einer anfänglichen Änderung der Abscheidegrad konstant. Mangels quantitativer experimenteller Daten beschränkte sich der Vergleich mit Experimenten auf den der Querschnitte der simulierten Partikelstrukturen mit den KLRM Bildern früherer experimenteller Arbeiten zur Beladung einer Einzelfaser. Für den Restitutionskoeffizienten von 0,99 für Latexpartikeln konnte eine qualitativ gute Übereinstimmung der Querschnitte der Partikelstrukturen sowie ein ähnlicher Ablauf der Beladung festgestellt werden. Durch Variation des Startwertes des Zufallsgenerators für die Partikelauflage konnte zudem anhand ähnlicher Ergebnisse der Form, der mittleren Packungsdichte und des Abscheidegrades für zunehmende Beladung belegt werden, dass die jeweiligen Ergebnisse typisch für die gewählten Bedingungen sind.

Zum Einfluss der Stokeszahl auf die Beladungskinetik wurden Parametervariationen der Anströmgeschwindigkeit durchgeführt. Für Latex-Partikeln konnte jedoch nur ein sehr kleiner Bereich abgedeckt werden, da die Partikeln zu stark abprallten und die Simulationen zu lange dauerten. Deshalb wurden mit den besser haftenden Kalkstein-Partikeln für sowohl gleichen Partikel- als auch Faserdurchmesser ebenfalls Simulationen für einen Stokesbereich von 0,5 bis 8 durchgeführt und ausführlich die Änderung von Morphologie, mittlerer Packungsdichte, Abscheidegrad und Druckverlust für zunehmende Beladung diskutiert.

In den durchgeführten Simulationen wurde ein vertieftes Verständnis für die verschiedenen zum Ablauf der Beladung beitragenden Mechanismen und ihrer Wechselwirkungen gewonnen. So zeigte sich z.B. hinsichtlich der Morphologie der Partikelstruktur, dass für kleine Stokeszahlen eine sehr lockere und dendritische Struktur aufgebaut wird. Für größere Stokeszahlen wird die Struktur kompakter, für noch höhere Stokeszahlen gliedert sich der Aufbau in zwei Phasen: Anfangs bilden sich zwei separate Strukturen vorwiegend quer zur Faser aus, zwischen denen dann im zweiten Abschnitt eine Partikelstruktur zu-

## 15. Zusammenfassung

sammenwächst, die sich anschließend ähnlich in den Raum fortsetzt. Diese Ergebnisse widersprechen dem aus der Literatur bekannten Schema für die Form der Partikelstruktur in Abhängigkeit von Stokeszahl und Sperreffektparamter. Sie bestätigen jedoch die schon in anderen Arbeiten geäußerte Vermutung, dass diese Parameter zur Beschreibung der abgeschiedenen Partikelstruktur nicht ausreichen. Wie umfangreiche Simulationen zum Einfluss der Partikelhaftung, modelliert durch den Restitutionskoeffizienten, auf die Morphologie der Partikelstruktur, ihre mittlere Packungsdichte sowie die Änderung von Abscheidegrad und Druckverlust aufzeigten, hat die Partikelhaftung einen wesentlichen Einfluss auf die Beladungskinetik und darf nicht vernachlässigt werden. Für eine neue schematische Darstellung der abgeschiedenen Partikelstrukturen ist die Datenbasis momentan noch zu gering. Dies sowie die Erstellung von Gleichungen zur Beschreibung der Änderung von Druckverlust und Abscheidegrad mit zunehmender Beladung bleibt zukünftigen Arbeiten vorbehalten.

## 16. Symbolverzeichnis

<i>Lateinische Symbole</i>		
$a$	Abstand zwischen Mittelpunkten zweier Fasern	m
$a$	In Kap. 3.4.1: Radius einer angenommenen kreisrunden Abplattung	m
$A$	Anströmfläche des Filters	m <sup>2</sup>
$A_{F_0}$	Projektionsfläche der Fasern in Strömungsrichtung	m <sup>2</sup>
$B_0$	Äußeres magnetisches Feld	T
$c_D$	Widerstandsbeiwert für Druckverlust	
$C_C$	Schlupfkorrektur	
$D_F$	Faserdurchmesser	m
$d_p$	Partikeldurchmesser	m
$E$	Energie	J
$f_{[L.D_p]}$	Faktor aus Partikeldurchmesser pro Faserlänge	1/m
$F^*$	Volumenkraft	N/m <sup>3</sup>
$F_D$	Widerstandskraft	N
$g$	Erdbeschleunigung = 9,81	m/s <sup>2</sup>
$G$	Dimensionslose Kennzahl für Abscheidung durch Gravitation	
$G_z$	Magnetischer Feldgradient	T/m
$h(d_p)$	Haftanteil	
$h$	In Kap. 3.4.1: Höhe einer angenommenen Abplattung	m
$\hbar$	Plancksches Wirkungsquantum = 1,0545727 10 <sup>-34</sup>	Js
$H(\alpha)$	Hydrodynamischer Faktor	
$H_{Ku}$	Hydrodynamischer Faktor nach Kuwabara	
$k$	Restitutionskoeffizient	
$k$	Boltzmannkonstante = 1,38066 10 <sup>-23</sup>	J/K

## 16. Symbolverzeichnis

$L_{F.V}$	Gesamtlänge einer äquivalenten Einzelfaser im Volumen	m
$m_{p.vol}$	Abgeschiedene Partikelmasse pro Einheitsvolumen	kg/m <sup>3</sup>
$m_{p.length}$	Abgeschiedene Partikelmasse pro Faserlänge	kg/m
$M_z$	Magnetisches Moment der Spins in Richtung zu $B_0$	Tm <sup>3</sup>
$M_{quer}$	Magnetisches Moment der Spins in Querrichtung zu $B_0$	Tm <sup>3</sup> -
$n$	Anzahl abgeschiedener Partikeln	
Pe	Peclet-Zahl = $\frac{3\pi\mu D_F d_p v}{kTC_C}$	
$\Delta p$	Druckverlust	Pa
$q_0$	Anzahldichte einer Verteilung	
R	Sperreffektparameter = $d_p/D_F$	
Re	Reynoldszahl = $\frac{\rho D_F v}{\mu}$	
St	Stokeszahl = $\frac{\rho_p d_p^2 C_C v}{18\mu D_F}$	
$t$	Zeit	s
$T$	Temperatur	K
$T(d_p)$	Trenngrad	
$v$	(Anström-)Geschwindigkeit	m/s
$V$	Volumen	m <sup>3</sup>
$z$	Dicke des Filtermediums	m
$z_0$	minimaler Abstand zwischen zwei Partikeln	10 <sup>-10</sup> m
$dz$	Differentieller Abstand	m

### Griechische Symbole

---

$\alpha$	Packungsdichte = 1 - $\epsilon$	
$\gamma$	Gyromagnetisches Verhältnis eines Protons	1 / (T s)
$\epsilon$	Hohlraum	
$\varphi(d_p)$	Abscheidegrad	
$\lambda$	Freie Weglänge in Gasen	m
$\lambda_n$	Steigerungsfaktor bezogen auf $n$	
$\lambda_{m_p}$	Steigerungsfaktor bezogen auf $m_{p.vol}$	m <sup>3</sup> /kg
$\mu$	Dynamische Viskosität	kg / (m s)
$\rho$	Dichte Fluid	kg/m <sup>3</sup>

$\rho_p$	Dichte Partikelmaterial	$\text{kg/m}^3$
$\eta(d_p)$	Auftreffgrad	
$\Phi$	Phasendifferenz von Spins	m
$\omega$	Lamorfrequenz	Hz

*Indices*

---

0	Anfangszustand unbeladener Filter
ad	Haftung
cell	pro Zelle des Zellenmodells
voxel	pro Voxel der MRI Auflösung
def	Deformation
i	Laufvariable für Zellen oder Richtung
I	Trägheitsbereich
kin	kinetisch
R	Sperreffektbereich



## 17. Literaturverzeichnis

- [Agranovski u. a. 2001] AGRANOVSKI, I. E. ; BRADDOCK, R. D. ; KRISTENSEN, N. P. ; CROZIER, S. ; MYOJO, T.: Model for Gas-Liquid Flow through Wet Porous Medium. In: *Chemical Engineering & Technology* 24 (2001), Nr. 11, S. 1151 – 1156
- [Balazy u. a. 2004] BALAZY, Anna ; PODGÓRSKI, Albert ; GRADON, Leon: Filtration of nanosized aerosol particles in fibrous filters. I - experimental results. In: *Abstracts European Aerosol Conference, Budapest, II* (2004), S. S967–S968. – Supplement Journal of Aerosol Science
- [Banks 1987] BANKS, Dallas O.: Stokes Flow Through a System of Parallel Infinite Cylinders with Axes Oriented at an Angle to the Direction of Mean Flow. In: *Particulate Science and Technology* 5 (1987), S. 339–353
- [Billings 1966] BILLINGS, Charles E.: *Effects of particle accumulation in aerosol filtration*. Pasadena, Calif. : California Institute of Technology Pasadena, 1966. – PhD Thesis
- [Birtigh u. a. 2000] BIRTIGH, A. ; LAUSCHKE, G. ; SCHIERHOLZ, W. F. ; BECK, D. ; MAUL, C. ; GILBERT, N. ; WAGNER, H.-G. ; WERNINGER, C. Y.: CFD in Chemical Engineering from an Industrial Standpoint. In: *Chemie Ingenieur Technik* 72 (2000), Nr. 3, S. 175 – 193
- [Blümich 2002] BLÜMICH, Bernhard: *NMR imaging of materials*. Oxford, New York : Clarendon Press, 2002 (Monographs on the physics and chemistry of materials; 57)
- [Bloch 2004] BLOCH, Jean-Francois: Paper structure characterization using X-ray Microtomography. In: *Proceedings of Ninth World Filtration Congress*. New Orleans, La. : American Filtration and Separations Society, 2004. – CD-ROM
- [Boschert 1998] BOSCHERT, Björn: *Strukturanalyse von Partikelanlagerungen an Einzelfasern*, Universität Karlsruhe (TH), Institut MVM, Diplomarbeit, 1998

## 17. Literaturverzeichnis

- [Brenner u. a. 2002] BRENNER, G. ; ZEISER, G. ; DURST, F.: Simulation komplexer fluider Transportvorgänge in der Verfahrenstechnik. In: *Chemie Ingenieur Technik* 74 (2002), Nr. 11, S. 1533 – 1544
- [Brown 1993] BROWN, Richard C.: *Air filtration: an integrated approach to the theory and applications of fibrous filters*. Oxford [u.a.] : Pergamon Press, 1993
- [Brown 1994] BROWN, Richard C.: Theory of Stokes flow at a semi-microscopic level through fibrous filters of nonuniform structure. In: *Staub - Reinhaltung der Luft* 54 (1994), Nr. 2, S. 59–64
- [Buggisch u. a. 2004] BUGGISCH, Hans ; HARDY, Edme H. ; HEINEN, Claudia ; TILLICH, Joachim: Investigation of structure and mass transport processes in disperse systems by nuclear magnetic resonance. In: *Proceedings of the 4th International Conference on Fluid Mechanics*. Dalian, China : Tsinghua University Press & Springer-Verlag (Heidelberg), 2004
- [Callaghan 1995] CALLAGHAN, Paul T.: *Principles of nuclear magnetic resonance microscopy*. Oxford : Clarendon Press, 1995. – Oxford Science Publications
- [Clarenburg und Piekaar 1968] CLARENBURG, L. A. ; PIEKAAR, H. W.: Aerosol Filters - I, Theory of the pressure drop across single component glass fibre filters. In: *Chemical Engineering Science* 23 (1968), S. 765 – 771
- [Clarenburg und Schiereck 1968] CLARENBURG, L. A. ; SCHIERECK, F. C.: Aerosol Filters - II, Theory of the pressure drop across multi component glass fibre filters. In: *Chemical Engineering Science* 23 (1968), S. 773 – 781
- [Clement und Dunnett 2004] CLEMENT, C. F. ; DUNNETT, S. J.: A study of the effect of deposition on fibrous filter efficiency. In: *Abstracts of the European Aerosol Conference, Budapest, II* (2004). – Supplement Journal of Aerosol Science
- [Dahneke 1975] DAHNEKE, Barton: Further measurements of the bouncing of small latex spheres. In: *Journal of Colloid and Interface Science* 51 (1975), Nr. 1, S. 58–65
- [Dahneke 1995] DAHNEKE, Barton: Particle bounce or capture - Search for an adequate theory: I. conservation-of-energy model for

- a simple collision process. In: *Aerosol Science and Technology* 23 (1995), S. 25 – 39
- [Derbal u. a. 2002] DERBAL, Kerum ; LEHMANN, Martin J. ; SCHOLLMEIER, Stefan ; KASPER, Gerhard: Einfluss des Tiefenfilterprobendurchmessers auf den Druckverlust im Filterteststand. In: *Wissenschaftliche Abschlussberichte 37. Internationales Seminar für Forschung und Lehre in Chemieingenieurwesen, Technischer und Physikalischer Chemie*. Universität Karlsruhe (TH), 2002, S. 131 – 140
- [Dittler 2002] DITTLER, Achim: *Röntgen CT an einem Polyester-Faservlies*. Persönliche Mitteilung. 2002
- [El-Shobokshy u. a. 1994] EL-SHOBOKSHY, Mohammad S. ; AL-SANEA, Sami A. ; ADNAN, Abderrahim M.: Computer simulation of monodisperse aerosol collection in fibrous filters. In: *Aerosol Science and Technology* 20 (1994), Nr. 2, S. 149 – 160
- [Ellenbecker u. a. 1980] ELLENBECKER, Michael J. ; LEITH, David ; PRICE, John M.: Impaction and particle bounce at high Stokes numbers. In: *Journal of Air Pollution Control Association* 30 (1980), Nr. 11, S. 1224 – 1227
- [Emi u. a. 1982] EMI, Hitoshi ; WANG, Chiu-sen ; TIEN, Chi: Transient behavior of aerosol filtration in model filters. In: *AIChE Journal* 28 (1982), Nr. 3, S. 397 – 404
- [Ferziger und Peric 1997] FERZIGER, Joel H. ; PERIC, Milovan: *Computational methods for fluid dynamics*. Berlin (u.a.) : Springer, 1997. – 2. print, corrected
- [Filippova und Hänel 1998] FILIPPOVA, Olga ; HÄNEL, Dieter: Numerical simulation of gas-particle flow in filters by lattice Bhatnagar-Gross-Krook Model. In: SPURNY, K. R. (Hrsg.): *Advances in Aerosol Filtration*. Boca Raton, Fla. : Lewis Publisher, 1998, S. 173–192
- [Gladden 1995] GLADDEN, Lynn F.: Applications of nuclear magnetic resonance imaging in particle technology. In: *Particle & Particle Systems Characterization* 12 (1995), Nr. 2, S. 59–67
- [Günter 1998] GÜNTER, Christian: *Numerische und experimentelle Untersuchungen zur Tiefenfiltration*, Universität Karlsruhe (TH),

## 17. Literaturverzeichnis

- Institut MVM, Dissertation, 1998. – zugl. Fortschritt-Berichte VDI Reihe 3 Nr. 539, VDI-Verlag, Düsseldorf
- [Heim 2001] HEIM, Michael: *Einfluss der Struktur von Agglomeraten aus Platin-Nanopartikeln auf ihre Aktivität in der Aerosolkatalyse*, Universität Karlsruhe (TH), Institut MVM, Diplomarbeit, 2001
- [Heinen u. a. 2001] HEINEN, Claudia ; GUTHAUSEN, Gisela ; BUGGISCH, Hans: Determination of the power law exponential from magnetic resonance imaging flow data. In: *Chemie Ingenieur Technik* 73 (2001), Nr. 10, S. 1290 – 1293
- [Hiller 1981] HILLER, Rainer: *Der Einfluß von Partikelstoß und Partikelhaftung auf die Abscheidung in Faserfiltern*, Universität Karlsruhe (TH), Institut MVM, Dissertation, 1981. – Zugl.: Fortschr.-Ber. VDI-Z. Reihe 3 Nr. 61, VDI-Verlag, Düsseldorf
- [Hiller und Löffler 1980] HILLER, Rainer ; LÖFFLER, Friedrich: Influence of Particle Impact and Adhesion on the Collection Efficiency of Fibre Filters. In: *German Chemical Engineering* 3 (1980), S. 372 – 332
- [Hornak 2003] HORNAK, Joseph P.: *The basics of MRI*. URL <http://www.cis.rit.edu/htbooks/mri/inside.htm>. 2003. – URL-Datum 2003-05-27
- [Japuntich u. a. 1994] JAPUNTICH, D. A. ; STENHOUSE, J. I. T. ; LIU, B. Y. H.: Experimental results of solid monodisperse particle clogging of fibrous filters. In: *Journal of Aerosol Science* 25 (1994), Nr. 2, S. 385–394
- [Jordan 2001] JORDAN, Frank: *Untersuchungen zum Partikelabscheideverhalten submikroner Partikeln in Faserfiltern im elektrischen Feld*, Universität Duisburg, Dissertation, 2001. – Elektronisch <http://purl.oclc.org/NET/duett-12032002-180034>
- [Juda und Chrosciel 1970] JUDA, Jan ; CHROSCIEL, Stanislaw: Ein theoretisches Modell der Druckverlusterrhöhung beim Filtrationsvorgang. In: *Staub - Reinhaltung der Luft* 30 (1970), Nr. 5, S. 196 – 198
- [Kanaoka 1998] KANAOKA, Chikao: Performance of an air filter at dust-loaded condition. In: SPURNY, K. R. (Hrsg.): *Advances in Aerosol Filtration*. Boca Raton, FL : Lewis Publisher, 1998, S. 323–335

- [Kanaoka u. a. 1984] KANAOKA, Chikao ; EMI, Hitoshi ; ATSUSHI, Deguchi: Effect of inter-fiber distance on collection efficiency of a single fiber in a model filter composed of parallel fibers in a row. In: *Aerosols* (1984), S. 563–566
- [Kanaoka u. a. 1980] KANAOKA, Chikao ; EMI, Hitoshi ; MYOJO, Toshihiko: Simulation of the growing process of a particle dendrite and evaluation of a single fiber collection efficiency with dust load. In: *Journal of Aerosol Science* 11 (1980), Nr. 4, S. 377–389
- [Kanaoka u. a. 2001] KANAOKA, Chikao ; HIRAGI, S. ; TANTHAPANICHAKOO, W.: Stochastic simulation of the agglomerative deposition process of aerosol particles on an electret fiber. In: *Powder Technology* 118 (2001), Nr. 1-2, S. 97–106
- [Karadimos und Ocone 2003] KARADIMOS, Antonis ; OCONE, Raffaella: The effect of the flow field recalculation on fibrous filter loading: a numerical simulation. In: *Powder Technology* 137 (2003), Nr. 3, S. 109–119
- [Kasper 2004] KASPER, Gerhard: Grundlagen. In: *Kurs und Kolloquium Filtertechnik*, Institut für MVM, Universität Karlsruhe (TH), 2004. – Kursunterlagen
- [Kimmich 1997] KIMMICH, Rainer: *NMR: tomography, diffusometry, relaxometry*. Berlin, Heidelberg : Springer, 1997
- [Kirsch und Fuchs 1967] KIRSCH, A. A. ; FUCHS, N. A.: Studies on fibrous aerosol filters - II. Pressure drops in systems of parallel cylinders. In: *Annals Occupational Hygiene* 10 (1967), S. 23–30
- [Kirsch 2001] KIRSCH, V. A.: Inertial deposition of aerosol particles in a model filter with dust loaded fibers. In: *Proceedings Filtech Europa* Bd. I. Düsseldorf : Filtech Europa, 2001, S. 168–176
- [Konstandopoulos 1991] KONSTANDOPOULOS, A. G.: *Effects of particle inertia on aerosol transport and deposit growth dynamics*. Department of Chemical Engineering, Yale University, 1991. – PhD Thesis
- [Konstandopoulos u. a. 1998] KONSTANDOPOULOS, A. G. ; KOSTOGLOU, M. ; ROSNER, D. E.: Shape evolution of particulate deposits growing on cylinders in cross flow. In: *Proceedings Third World Congress on Particle Technology*. Brighton : Institution of Chemical Engineers, 1998. – CD-ROM

## 17. Literaturverzeichnis

- [Konstandopoulos 2000] KONSTANDOPOULOS, Athanasios G.: Deposit growth dynamics: particle sticking and scattering phenomena. In: *Powder Technology* 109 (2000), Nr. 1-3, S. 262 – 277
- [Kostoglou und Konstandopoulos 2000] KOSTOGLOU, Margaritis ; KONSTANDOPOULOS, Athanasios G.: Particulate deposit shape evolution on cylinders in cross-flow at high stokes numbers. In: *Journal of Aerosol Science* 31 (2000), Nr. 4, S. 427 – 436
- [Kuwabara 1959] KUWABARA, Sinzi: The Forces Experienced by Randomly Distributed Parallel Circular Cylinders or Spheres in a Viscous Flow at Small Reynolds Numbers. In: *Journal of the Physical Society of Japan* 14 (1959), S. 527 – 532
- [Lajos 1985] LAJOS, Tamás: The effect of inhomogeneity on flow in fibrous filters. In: *Staub - Reinhaltung der Luft* 45 (1985), Nr. 1, S. 19 – 23
- [Lajos 2002] LAJOS, Tamás: Models for simulation of lifecycle of filter mats. In: LEHMANN, M. J. (Hrsg.) ; KASPER, G. (Hrsg.): *International Workshop Particle Loading and Kinetics of Filtration in Fibrous Filters*, Universität Karlsruhe, Institut MVM, Juni 2002, S. 3 – 12. – Buch
- [Latz und Wiegmann 2003] LATZ, Arnulf ; WIEGMANN, Andreas: Simulation of fluid particle separation in realistic three dimensional fiber structures. In: *Proceedings Filtech Europa* Bd. I. Düsseldorf : Filtech Europa, 2003, S. 353–360
- [Lehmann u. a. 2004a] LEHMANN, Martin J. ; FROESCHKE, Sonja ; HARDY, Edme H. ; MEYER, Jörg ; WEBER, Alfred P. ; KASPER, Gerhard: Non-invasive 3D MRI measurements of fiber structure and local deposited mass within fibrous filter media. In: *Proceedings International Congress of Particle Technology - PARTEC*. Nürnberg : Nürnberg Messe GmbH, 2004. – CD-ROM
- [Lehmann u. a. 2003a] LEHMANN, Martin J. ; HARDY, Edme H. ; KASPER, Gerhard: Local packing density distribution within a fibrous filter - determination by MRI. In: *Abstracts European Aerosol Conference, Madrid, I* (2003), S. S513–S514. – Supplement Journal of Aerosol Science
- [Lehmann u. a. 2003b] LEHMANN, Martin J. ; HARDY, Edme H. ; KASPER, Gerhard: Measuring the internal fiber distribution within

- filter media by 3D magnetic resonance imaging. In: *Proceedings Filtech Europa* Bd. II. Düsseldorf : Filtech Europa, 2003, S. 10–17
- [Lehmann u. a. 2003c] LEHMANN, Martin J. ; HARDY, Edme H. ; MEYER, Jörg ; KASPER, Gerhard: Bestimmung von Faserstruktur und Packungsdichteverteilung in Tiefenfiltern mittels MRI. In: *Chemie Ingenieur Technik* 75 (2003), Nr. 9, S. 1283–1285
- [Lehmann u. a. 2004b] LEHMANN, Martin J. ; HARDY, Edme H. ; MEYER, Jörg ; KASPER, Gerhard: Fibrous Filters: non-invasive determination of local 3D fiber structure by MRI. In: *Proceedings Ninth World Filtration Congress*. New Orleans, La. : American Filtration and Separations Society, 2004. – CD-ROM
- [Lehmann und Kasper 2001a] LEHMANN, Martin J. ; KASPER, Gerhard: FLUENT Simulation der Partikelabscheidung an umströmten, beladenen Einzelfasern: UDF- und SCM-Programmierung. In: *Proceedings FLUENT Anwendertreffen Bingen*, Fluent Deutschland GmbH, 17.-18. September 2001. – www.fluent.de
- [Lehmann und Kasper 2001b] LEHMANN, Martin J. ; KASPER, Gerhard: Morphology of particulate structures on a dust loaded single fiber: a simulation. In: *Proceedings Filtech Europa* Bd. II. Düsseldorf : Filtech Europa, 2001, S. 575–580
- [Lehmann und Kasper 2002a] LEHMANN, Martin J. ; KASPER, Gerhard: CFD und Magnetic Resonance Imaging (MRI): FLUENT-Simulation der Durchströmung und Beladung von realen, inhomogenen Tiefenfiltern. In: *Proceedings FLUENT Anwendertreffen Frankenthal*, FLUENT Deutschland GmbH, 25.-26. September 2002. – www.fluent.de
- [Lehmann und Kasper 2002b] LEHMANN, Martin J. ; KASPER, Gerhard: Clogging of fibrous media: simulating the influence of fibre spacing on the morphology of particulate deposits. In: *Proceedings Fourth World Congress on Particle Technology*. Sydney, Australien, 2002. – CD-ROM
- [Lehmann und Kasper 2002c] LEHMANN, Martin J. (Hrsg.) ; KASPER, Gerhard (Hrsg.): *International Workshop Particle Loading and Kinetics of Filtration in Fibrous Filters*. Universität Karlsruhe (TH), Karlsruhe : Institut für Mechanische Verfahrenstechnik und Mechanik, 27.-30. Juni 2002

## 17. Literaturverzeichnis

- [Lehmann und Kasper 2003] LEHMANN, Martin J. ; KASPER, Gerhard: Effects of dust loading on flow resistance and collection efficiency of single filter fibers - a CFD simulation. In: *Proceedings 16th Annual Conference*. Reno, Nev. : American Filtration and Separations Society, 2003. – CD-ROM
- [Lehmann und Kasper 2004] LEHMANN, Martin J. ; KASPER, Gerhard: Clogging of fibrous filters: CFD simulation of particulate build-up on single fiber arrangements. In: *Proceedings Ninth World Filtration Congress*. New Orleans, La. : American Filtration and Separations Society, 2004. – CD-ROM
- [Lehmann u. a. 2003d] LEHMANN, Martin J. ; KASPER, Gerhard ; BRÜCK, Rolf ; HIRTH, Peter ; TREIBER, Peter: CFD Simulation of EMITEC's PM-Filter-Catalyst. In: *Proceedings Diesel and Gas Engine Emission Solutions Conference*. Ann Arbor, Mich. : American Filtration and Separations Society, 2003. – CD-ROM
- [Lehmann u. a. 2000] LEHMANN, Martin J. ; MIRONESCU, Ion D. ; BUGGISCH, Hans ; KASPER, Gerhard: Simulation der Filtrationskinetik in Tiefenfiltern. In: *Proceedings FLUENT Anwender-treffen Bingen*. Bingen : FLUENT Deutschland GmbH, 2000. – www.fluent.de
- [Lehmann u. a. 2002] LEHMANN, Martin J. ; REMBOR, Hans-Jörg ; KASPER, Gerhard: Modeling pressure drop and collection efficiency of fibrous filters during loading. In: *Proceedings 15th Annual Conference*. Galveston, TX : American Filtration and Separations Society, 2002. – CD-ROM
- [Lehmann und Schmidt 1998] LEHMANN, Martin J. ; SCHMIDT, Eberhard: Numerische Berechnung von van-der-Waals Haftkräften zwischen beliebig strukturierten Partikeln. In: *Chemie Ingenieur Technik* 70 (1998), Nr. 10, S. 1318 – 1321
- [Löffler 1968] LÖFFLER, Friedrich: Über die Haftung von Staubteilchen an Faser- und Teilchenoberflächen. In: *Staub - Reinhaltung der Luft* 28 (1968), Nr. 11, S. 456–461
- [Liu und Wang 1996] LIU, Zhili G. ; WANG, Pao K.: Numerical investigation of viscous flow fields around multifiber filters. In: *Aerosol Science and Technology* 25 (1996), Nr. 4, S. 375 – 391

- [Liu und Wang 1997] LIU, Zhili G. ; WANG, Pao K.: Pressure drop and interception efficiency of multifiber filters. In: *Aerosol Science and Technology* 26 (1997), Nr. 4, S. 313 – 325
- [Maschio und Fonseca De Arruda 2001] MASCHIO, Célio ; FONSECA DE ARRUDA, Antonio C.: Modeling of the efficiency of fibrous filters through numerical simulation and X-Ray tomography. In: *Advanced Powder Technology* 12 (2001), Nr. 3, S. 311 – 329
- [Maschio und Arruda 2000] MASCHIO, Célio ; ARRUDA, Antonio C F.: Application of X-ray computerized tomography to characterize particle retention within depth filters. In: *Particle & Particle Systems Characterisation* 17 (2000), Nr. 1, S. 28–32
- [Maus und Umhauer 1997] MAUS, Ralf ; UMHAUER, Heinz: Single fibre collection and adhesion efficiency for biological particles. In: *Particle & Particle Systems Characterisation* 14 (1997), Nr. 5, S. 250–256
- [Mironescu u. a. 2000] MIRONESCU, Ion D. ; LEHMANN, Martin J. ; KASPER, Gerhard: 2D CFD-Simulation der periodischen Strömung in zufällig angeordneten Zylinderfeldern als Modell der Tiefenfiltration. In: *Wissenschaftliche Abschlussberichte 35. Internationales Seminar für Forschung und Lehre in Chemieingenieurwesen, Technischer und Physikalischer Chemie*. Universität Karlsruhe (TH), 2000, S. 26–35
- [Mölter und Fissan 1995a] MÖLTER, Wolfgang ; FISSAN, Heinz: Die Filtrationseigenschaften von HEPA-Glasfaser-Filtermedien: Auswirkung der realen Struktur und Aussagekraft integraler Strukturdaten (Teil 1). In: *Staub - Reinhaltung der Luft* 55 (1995), Nr. 11, S. 411–416
- [Mölter und Fissan 1995b] MÖLTER, Wolfgang ; FISSAN, Heinz: Die Filtrationseigenschaften von HEPA-Glasfaser-Filtermedien: Auswirkung der realen Struktur und Aussagekraft integraler Strukturdaten (Teil 2). In: *Staub - Reinhaltung der Luft* 55 (1995), Nr. 12, S. 463–466
- [Mölter und Fissan 1995c] MÖLTER, Wolfgang ; FISSAN, Heinz: Gewinnung innerer Strukturdaten von HEPA-Glasfaserfiltermedien. In: *Staub - Reinhaltung der Luft* 55 (1995), Nr. 10, S. 379–382

## 17. Literaturverzeichnis

- [Mölter und Fissan 1997a] MÖLTER, Wolfgang ; FISSAN, Heinz: Modellierung inhomogener Faservliese. In: *Staub - Reinhaltung der Luft* 57 (1997), Nr. 5, S. 201–205
- [Mölter und Fissan 1997b] MÖLTER, Wolfgang ; FISSAN, Heinz: Structure of a high efficiency glass fiber filter medium. In: *Aerosol Science and Technology* 27 (1997), Nr. 3, S. 447–461
- [Myojo u. a. 1984] MYOJO, Toshihiko ; KANAOKA, Chikao ; EMI, Hitoshi: Experimental observation of collection efficiency of a dust-loaded fiber. In: *Journal of Aerosol Science* 15 (1984), Nr. 4, S. 443–489
- [Nagel und Buggisch 1996] NAGEL, Felix ; BUGGISCH, Hans: Low Reynolds Number Flow Fields in Imperfect Fibre Arrangements. In: *Powder Technology* 86 (1996), Nr. 1, S. 7–20
- [Nishimura und Matsumoto 2002] NISHIMURA, Takuji ; MATSUMOTO, Makoto: *Mersenne Twister pseudorandom number generator with improved initialization scheme.* <http://www.math.sci.hiroshima-u.ac.jp/m-mat/MT/MT2002/emt19937ar.html>. Jan 2002
- [NMRPM6 2002] KIMMICH, Rainer (Hrsg.): *Magnetic Resonance in Porous Media.* September 2002. – <http://www.uni-ulm.de/nmr/mrpm6/conference.htm>
- [Oertel und Laurien 1995] OERTEL, Herbert J. ; LAURIEN, Eckart: *Numerische Strömungsmechanik.* Berlin : Springer, 1995. – Springer Lehrbuch
- [Oh u. a. 2002] OH, Yong-Wha ; JEON, Ki-Joon ; JUNG, An-Ick ; JUNG, Yong-Won: A simulation study on the collection of submicron particles in a unipolar charge fiber. In: *Aerosol Science and Technology* 36 (2002), Nr. 5, S. 573–582
- [Payatakes und Gradon 1980] PAYATAKES, Alkiviades C. ; GRADON, Leon: Dendritic deposition of aerosol particles in fibrous media by inertial impaction and interception. In: *Chemical Engineering Science* 35 (1980), S. 1083–1096
- [Przekop u. a. 2003a] PRZEKOP, Rafal ; MOSKA, Arkadiusz ; GRADON, Leon ; PODGORSKI, Albert: Lattice-Boltzmann approach for

- description of deposited particulate matter in fibrous filters - three-dimensional case. In: *Abstracts European Aerosol Conference, Madrid, II* (2003), S. S515–S516. – Supplement Journal of Aerosol Science
- [Przekop u. a. 2002] PRZEKOP, Rafal ; MOSKAL, Arkadiusz ; GRADON, Leon: Lattice-Boltzmann approach for description of the structure of deposited particle matter in fibrous filters. In: LEHMANN, Martin J. (Hrsg.) ; KASPER, Gerhard (Hrsg.): *Proceedings International workshop Particle Loading and Kinetics of Filtration in Fibrous Filters*. Universität Karlsruhe (TH) : Institut MVM, Juni 2002, S. 79–90. – Buch
- [Przekop u. a. 2003b] PRZEKOP, Rafal ; MOSKAL, Arkadiusz ; GRADON, Leon: Lattice-Boltzmann approach for description of the structure of deposited particulate matter in fibrous filters. In: *Journal of Aerosol Science* 34 (2003), Nr. 2, S. 133–148
- [Ptak und Jaroszczyk 1990] PTAKE, Tadeusz ; JAROSZCZYK, Tadeusz: Theoretical-experimental aerosol filtration model for fibrous filters at intermediate Reynolds numbers. In: *Proceedings Fifth World Filtration Congress*. Nizza : Société Française de Filtration, 1990, S. 566–572
- [Rao und Faghri 1988] RAO, N. ; FAGHRI, M.: Computer modeling of aerosol filtration by fibrous filters. In: *Aerosol Science and Technology* 8 (1988), Nr. 2, S. 133–156
- [Regier u. a. 2002] REGIER, Marc ; GUTHAUSEN, Gisela ; SCHUBERT, Helmar: Untersuchungen zur Mikrowellen-Vakuumtrocknung mittels bildgebender Magnetresonanz. In: *Chemie Ingenieur Technik* 74 (2002), Nr. 11, S. 1636 – 1639
- [Rembor 2001] REMBOR, Hans-Jörg: *Das Verhalten von Tiefenfiltern bei zunehmender Beladung*, Universität Karlsruhe (TH), Institut MVM, Dissertation, 2001. – zugl. Shaker Verlag, Aachen, 2002
- [Rembor und Kasper 1998] REMBOR, Hans-Jörg ; KASPER, Gerhard: Measurements of spatial distribution on deposited particle mass in fibrous filters. In: *Proceedings Fourth European Symposium Separation of Particles from Gases - PARTEC98*, Nürnberg Messe GmbH, 1998, S. 223–232. – Reprints

## 17. Literaturverzeichnis

- [Rembor und Kasper 1999] REMBOR, Hans-Jörg ; KASPER, Gerhard: Morphology of particulate structures on dust loaded single fibers. In: GRADON, Leon (Hrsg.): *Proceedings International workshop: electret filters - production and properties* Universität Warsaw, Poland (Veranst.), 1999. – Reprints
- [Rembor u. a. 2000] REMBOR, Hans-Jörg ; LEHMANN, Martin J. ; KASPER, Gerhard: Untersuchung der Umströmung von staubbeladenen Fasern. In: *Proceedings Palas ATS-Seminar*. Karlsruhe, Oktober 2000. – Reprint
- [Rembor u. a. 1999] REMBOR, Hans-Jörg ; MAUS, Ralf ; UMHAUER, Heinz: Measurements of single fibre efficiencies at critical values of the Stokes number. In: *Particle & Particle Systems Characterisation* 16 (1999), Nr. 2, S. 54 – 59
- [Schmidt 1998] SCHMIDT, Eberhard: *Abscheidung von Partikeln aus Gasen mit Oberflächenfiltern*. Düsseldorf : VDI Verlag, 1998 (Fortschritt-Berichte VDI Reihe 3 Nr. 546)
- [Schmidt und Löffler 1990] SCHMIDT, Eberhard ; LÖFFLER, Friedrich: Preparation of Dust Cakes for Microscopic Examination. In: *Powder Technology* 60 (1990), Nr. 2, S. 173 –177
- [Schollmeier 2000] SCHOLLMEIER, Stefan: *Modellierung des Druckverlustes bestaubter Einzelfasern bei zunehmender Beladung*. Universität Karlsruhe (TH), Institut MVM, 2000. – Seminararbeit
- [Schollmeier u. a. 2004] SCHOLLMEIER, Stefan ; MEYER, Jörg ; LEHMANN, Martin J. ; KASPER, Gerhard: Loading fibrous filters: CFD simulation of pressure drop and collection efficiency based on CLSM visualization of loaded single fibers. In: *Proceedings Ninth World Filtration Congress*. New Orleans, La. : American Filtration and Separations Society, 2004. – CD-ROM
- [Schütze ] SCHÜTZE, Jochen: *Private Mitteilung*. – FLUENT Support
- [Schweers 1993] SCHWEERS, Elke: *Einfluss der Filterstruktur auf das Filtrationsverhalten von Tiefenfiltern*, Universität Karlsruhe, Institut MVM, Dissertation, 1993. – zugl. Fortschritt-Berichte VDI Reihe 3 Nr 340, VDI Verlag, Düsseldorf

- [Schweers und Löffler 1993] SCHWEERS, Elke ; LÖFFLER, Friedrich: Analyse der Struktur Technischer Tiefenfilter. In: *Staub - Reinhaltung der Luft* 53 (1993), Nr. 3, S. 101 – 107
- [Schweers und Löffler 1994] SCHWEERS, Elke ; LÖFFLER, Friedrich: Realistic modeling of the behaviour of fibrous filters through consideration of filter structure. In: *Powder Technology* 80 (1994), Nr. 3, S. 191 – 206
- [Suneja und Lee 1974] SUNEJA, S. K. ; LEE, C. H.: Aerosol filtration by fibrous filters at intermediate Reynolds numbers (LE 100). In: *Atmospheric Environment* 8 (1974), S. 1081–1094
- [Szayna u. a. 1999a] SZAYNA, Malgorzata ; ZEDLER, Lutz ; VOELKEL, Rüdiger: NMR Microscopy and Image Processing for the Characterization of Flexible Polyurethane Foam. In: *Angewandte Chemie International Edition* 38 (1999), S. 2551–2553
- [Szayna u. a. 1999b] SZAYNA, Malgorzata ; ZEDLER, Lutz ; VOELKEL, Rüdiger: NMR-Mikroskopie und Bildverarbeitung zur Charakterisierung von Polyuretan-Weichschaum. In: *Angewandte Chemie* 111 (1999), Nr. 17, S. 2709–2712
- [Thibault u. a. 2004] THIBAUT, Xavie ; CLOETENS, Peter ; BLOCH, Jean-Françis ; PEYRIN, Françoise: Non-woven characterisation using X-ray synchrotron radiation micro-tomography. In: *Proceedings Ninth World Filtration Congress*. New Orleans, La. : American Filtration and Separations Society, 2004. – CD-ROM
- [Tien u. a. 1977] TIEN, Chi ; WANG, Chiu-sen ; BARO, D T: Chain-like formation of particle deposits in fluid-particle separation. In: *Science* 196 (1977), S. 983–985
- [van Buren und Reimert 2003] VAN BUREN, Vincent ; REIMERT, Rainer: Aerosolabscheidung aus Rauchgasen zukünftiger Kraftwerke - Grundlagenuntersuchungen mittels Magnetic Resonance Imaging. In: *Chemie Ingenieur Technik* 75 (2003), Nr. 3, S. 236–239
- [van Gulijk und Bal 2004] VAN GULIJK, C. ; BAL, E. A.: Measurement of aerosol filtration for ultrafine particles. In: *Abstracts European Aerosol Conference, Budapest, II* (2004), S. S979–S980. – Journal of Aerosol Science

## 17. Literaturverzeichnis

- [Vaughan und Brown 1996] VAUGHAN, N. P. ; BROWN, R. C.: Observations of the Microscopic Structure of Fibrous Filters. In: *Filtration & Separation* (1996), Nr. 8, S. 741–748
- [VDI 3677 Blatt 2 2004] *Filternde Abscheider - Tiefenfilter aus Fasern*. Berlin, 2004. – VDI Richtlinie 3677 Blatt 2
- [Voelkel 2002] VOELKEL, Rainer: *Gd vs. CuSO<sub>4</sub> zur Verkürzung von T<sub>1</sub>*. persönliche Mitteilung. 2002
- [Walsh und Stenhouse 1997] WALSH, D. C. ; STENHOUSE, J. I. T.: The effect of particle size, charge and composition on the loading characteristics of an electrically active fibrous filter material. In: *Journal of Aerosol Science* 28 (1997), Nr. 2, S. 307– 322
- [Wang und Kasper 1991] WANG, Hwa-Chi ; KASPER, Gerhard: Filtration efficiency of nanometer-size aerosol particles. In: *Journal of Aerosol Science* 22 (1991), Nr. 1, S. 31–41
- [Weber 2001] WEBER, Thomas: *Simulation des Druckverlustes von Tiefenfiltermedien mit FLUENT, basierend auf mit MRI gemessenen lokalen Porositäten realer Filter und Vergleich mit Druckverlustmessungen*, Universität Karlsruhe (TH), Institut MVM, Diplomarbeit, 2001
- [Yeh und Liu 1974] YEH, H. C. ; LIU, B. Y. H.: Aerosol filtration by fibrous filters. In: *Journal of Aerosol Science* 5 (1974), S. 191 – 217
- [Yoshioka u. a. 1969] YOSHIOKA, N. ; EMI, H. ; YASUNAMI, M. ; SA-TO, H.: In: *Chemical Engineering Tokyo* (1969). – wird von T. Myojo, Ch. Kanaoka and H. Emi zitiert - aber nicht auffindbar
- [Zick 2002] ZICK, Klaus: *Inhomogenität des Birdcage-Resonators*. Persönliche Mitteilung. 2002

# Lebenslauf

## *Persönliche Daten*

Name Martin Johannes Paul Herbert Lehmann  
Anschrift 430 W Main St Apt 409  
Madison, WI 53703  
Vereinigte Staaten von Amerika  
Tel. privat: +1-608-442-9876  
martinj.lehmann@gmx.de  
Geburtsdatum/-ort 14.11.1972, Siegburg  
Familienstand verheiratet  
Staatsangehörigkeit Deutsch

## *Schulausbildung*

1979 - 1983 Evang. Grundschule Viktoriastraße, Troisdorf  
1983 - 1992 Städt. Gymnasium zum Altenforst Troisdorf  
(Abitur 11.6.1992)

## *Studium*

1992 - 1998 Universität Karlsruhe (TH) Chemieingenieurwesen, Fachrichtung Verfahrenstechnik

## *Beruf*

1.1.1998 - 15.4.2004 Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Mechanische Verfahrenstechnik der Universität Karlsruhe (TH)  
seit 16.4.2004 Research Engineer in Stoughton, Wisc., bei Fleetguard Inc., a Division of Cummins Inc.