

Beladungskinetik von Faserfiltern

-

Beladungskinetik einzelner Filterfasern

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

Der Fakultät für Chemieingenieurwesen und Verfahrenstechnik der
Universität Fridericiana Karlsruhe (TH)

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Ing. Stefan Schollmeier

aus Mannheim

Referent: Prof. Dr. Gerhard Kasper

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. habil. Hermann Nirschl

Tag der mündlichen Prüfung: 05.12.2008

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	10
2. Grundlagen	
2.1 Allgemeines	13
2.1.1 Trenngrad und Druckverlust (Definition)	
2.1.2 Porosität und Packungsdichte	
2.2 Trenngrad und Druckverlust von Tiefenfiltermedien	
2.2.1 Trenngrad und Druckverlust unbeladener Filtermedien	
2.2.2 Trenngrad und Druckverlust beladener Filtermedien	
2.2.3 Trenngrad und Druckverlust von regelmäßigen Faseranordnungen	
2.2.4 Trenngrad und Druckverlust von in Zellen zerlegten Filtermedien	
2.3 Kenngrößen der Abscheidung an Fasern	22
2.3.1 Faserumströmung	
2.3.1.1 Reynoldszahl Re	
2.3.1.2 Strömungsfelder	
2.3.2 Partikelträgheit – Stokeszahl St	
2.3.3 Sperreffektparameter R	
2.4 Abscheidegrad unbeladener Fasern η_0	26
2.4.1 Allgemein	
2.4.2 Auftreffgrad φ	

2.4.3	Haftanteil h	
2.4.4	Experimentelle Bestimmung des Abscheidegrads η_0 unbeladener isolierter Fasern	
2.4.5	Einfluss der Entfernung von Nachbarfasern auf den Abscheidegrad unbeladener einzelner Fasern $\eta_{\alpha,0}$	
2.5	Abscheidegrad beladener Fasern	36
2.5.1	isolierter Fasern η	
2.5.2	einzelner Fasern η_{α}	
	2.5.2.1 Modellrechnungen	
	2.5.2.2 Messungen	
2.6	kritische Abprallgeschwindigkeit	40
2.7	Partikelablagerungsstrukturen an einzelnen Fasern	42
2.7.1	Strukturformen	
2.7.2	Porosität von Partikelagglomeraten	
2.7.3	Änderung des effektiven Faserdurchmessers mit zunehmender Beladung	
2.8	Umströmungswiderstand einzelner Fasern	49
2.8.1	Widerstandsbeiwert unbeladener isolierter Fasern $c_{w,0}$	
2.8.2	Widerstandsbeiwert unbeladener einzelner Fasern $c_{w\alpha,0}$	
3	Messtechnik, numerische Strömungssimulation und Betriebsbedingungen	
3.1	Einzelfaserbestäubungsanlage	53
3.2	Messung des Abscheidegrads unbeladener isolierter Fasern η_0	55
3.3	Messung des Abscheidegrads beladener isolierter Fasern η	56

3.3.1	Charakterisierung des Messsystems	
3.3.2	Messung des Abscheidegrads	
3.4	Messung des Abscheidegrads einzelner Fasern η_α in einer Anordnung parallel eingespannter Fasern	61
3.5	Visualisierung der Partikelablagerungsstrukturen auf Fasern mittels Konfokaler Laser Raster Mikroskopie (KLRM)	63
3.5.1	Konfokale Laser Raster Mikroskopie	
3.5.2	Erfassung der Ablagerungsstrukturen	
3.5.3	Bestimmung des effektiven Faserdurchmessers sowie der Porosität der Ablagerungen	
3.6	Numerische Strömungssimulation	68
3.7	Faser- und Partikelmaterialien sowie Betriebsbedingungen	69
4	Resultate	
4.1	Abscheidegrad unbeladener Fasern	73
4.1.1	Isolierte Fasern: Abscheidegrad η_0 in Abhängigkeit von St - Einfluss des Faserdurchmessers d_F	
4.1.2	η_0 in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit v	
4.1.3	Vergleich mit bestehenden empirischen Gleichungen	
4.1.4	Messung des Abscheidegrades von Fasern unter Einfluss benachbarter, parallel eingespannter Fasern - $\eta_{\alpha,0}$	
4.2	Abscheidegrad beladener isolierter Fasern η	80
4.2.1	Variation der St-Zahl – Variation der Anströmgeschwindigkeit v	
4.2.2	Variation von v - bei anderem Partikeldurchmesser d_p	

- 4.2.3 $\eta(\text{St})$ und $\eta(v)$ - gleich bleibender Faserdurchmesser d_F - unterschiedlicher Partikeldurchmesser d_p
- 4.2.4 $\eta(\text{St})$ und $\eta(v)$ – gleich bleibender d_p – unterschiedlicher d_F
- 4.2.5 Anstieg des relativen Abscheidegrades η/η_0

- 4.3 Modell zur Beschreibung des Abscheidegrades $\eta(M)$ 92
 - 4.3.1 Exponent c
 - 4.3.2 Steigerungsfaktor b
 - 4.3.3 Vergleich des Steigerungsfaktors b mit dem Effizienzsteigerungsfaktor λ

- 4.4 Partikelablagerungsstrukturen auf isolierten Fasern 98
 - 4.4.1 Ablagerungsstrukturen bei unterschiedlicher Anströmgeschwindigkeit v bzw. St-Zahl (gleich bleibendem d_p ; gleich bleibendem d_F); $R=0,08$
 - 4.4.2 Ablagerungsstrukturen bei unterschiedlicher Anströmgeschwindigkeit v (jeweils bei $R=0,04$ und $R=0,16$)
 - 4.4.3 Ablagerungsstrukturen bei gleicher St-Zahl, aber unterschiedlichem R
 - 4.4.4 Vergleich mit den Ablagerungsstrukturen nach Kanaoka et al (1986)
 - 4.4.5 Ablagerungen bei Wechsel von v während der Beaufschlagung
 - 4.4.6 Ablagerungen bei Beaufschlagung mit ISO-Teststaub

4.5	Abprallparameter β	113
4.5.1	Strukturen bei gleich bleibendem β	
4.5.2	Einfluss von β auf $\eta(M) \rightarrow \eta(\beta)$	
4.6	quantitative Analyse der Ablagerungsstrukturen	118
4.6.1	Porosität der Ablagerungsstrukturen	
4.6.2	Effektiver Faserdurchmesser	
4.7	CFD Berechnung des Umströmungswiderstandes von Fasern	122
4.7.1	Einfluss der Randbedingungen	
4.7.1.1	Konstante Einströmgeschwindigkeit	
4.7.1.2	Kopplung von Ein- und Auslass	
4.7.2	Einfluss des Faserabstandes/der Bilanzraumgröße	
4.7.3	Widerstandsbeiwert beladener Fasern c_w	
4.8	Abscheidegrad einzelner Fasern innerhalb einer Reihe von parallel eingespannten Fasern η_α	134
4.8.1	Resultate	
4.8.2	Vergleich mit dem Abscheidegrad an isolierten Fasern η	
4.8.3	Beschreibung von $\eta_\alpha(M)$ mit empirischen Zusammenhängen	
4.8.4	Vergleich mit Daten früherer Arbeiten	
4.9	Trenngrad hochporöser Filtermedien - Vergleich von Modellierung und Experiment	138
4.9.1	Modellierung	
4.9.2	Material und Durchführung der Messungen	
4.9.3	Resultate	

5 Zusammenfassung	143
6 Literatur	147
7 Anhang	151

Symbole

Lateinische Buchstaben

Symbol	Einheit	Bedeutung
A_F	m^2	Faserquerschnittfläche
A_M	m^2	Querschnittfläche des optischen Messvolumens
b	-	Steigerungsfaktor
c	-	Exponent
$C_{N,max}$	$Part/m^3$	maximal zulässige Partikelanzahlkonzentration
d_F	μm	Faserdurchmesser
d_P	μm	Partikeldurchmesser
h	-	Einzelfaserhaftanteil
j	$Part/m^2s$	Partikelstromdichte
L_M	μm	Breite des Messvolumens
m	kg/m^3	Masse aller abgelagerten Partikeln / Filtervolumen
M	$\mu g/mm$	Masse aller abgelagerten Partikeln / Faserlänge
n	-	Anzahl der Messpositionen
N	Part.	Partikelanzahl
R	-	Sperreffektparameter
Re	-	Reynolds-Zahl
St	-	Stokes-Zahl
t	s	Messzeit
T	-	Trenngrad
v	m/s	Anströmgeschwindigkeit
v_x	m/s	Geschw. in Strömungsrichtung

V_c	-	dimensionsloses Volumen aller auf einer Faser abgeschiedenen Partikeln ($=m/\rho_P\alpha$)
V_M	m^3	optisches Messvolumen
y_0	-	Anfangskoordinate

Griechische Symbole

Symbol	Einheit	Bedeutung
α	-	Packungsdichte eines Filtermediums (Faservolumenanteil)
β	-	Abprallwahrscheinlichkeit
ρ_{Fl}	kg/m^3	Fluidichte
ρ_P	kg/m^3	Partikeldichte
Δp	-	Druckverlust an Filtermedien
ε	-	Porosität eines Filtermediums
η	-	Abscheidegrad an einzelnen, isolierten Fasern
η_0	-	Abscheidegrad an unbeladenen einzelnen, isolierten Fasern
η_α	-	Abscheidegrad an einzelnen Fasern
$\eta_{\alpha,0}$	-	Abscheidegrad an unbeladenen einzelnen Fasern
φ	-	Einzelfaserauftreffgrad
λ	m^3/kg	Effizienz-Steigerungsfaktor
Λ	-	dimensionsloser Effizienz-Steigerungsfaktor
μ_{Fl}	kg/ms	dynamische Viskosität

1 Einleitung

Die Abreinigung Staub beladener Gase in Faserfiltern durch *Tiefenfiltration* (auch Speicherfiltration) stellt nicht nur im Bereich der Grundlagenforschung, sondern auch in der technischen Anwendung (contamination control (Reinraumtechnik), Motorzuluftfiltration, Kfz-Innenraumfiltration, Turbo-maschinenzuluftfiltration usw.) ein wichtiges Teilgebiet der Mechanischen Verfahrenstechnik dar. Eingesetzt werden Tiefenfilter im Unterschied zu Oberflächenfiltern bei niedriger Staubkonzentration, aber hoher Anströmgeschwindigkeit. Die *Abscheidung der Staubpartikel* erfolgt bei der Tiefenfiltration im Inneren des Filters, *an dessen einzelnen Fasern*.

Die Kenngrößen eines Tiefenfilters sind *Staubspeicherkapazität* (eingelagerte Partikelmasse bei vorgegebenem Enddruckverlust), *Druckverlust* Δp und *Trenngrad* bzw. Fraktionsabscheidegrad T . Im mikroskopischen Bereich sind *Partikelablagerungsstrukturen* und *Umströmungswiderstand* F_w an den Fasern sowie der *Einzelfaserabscheidegrad* η charakteristisch. Daten dieser mikroskopischen Größen werden in Modellen, welche den Aufbau von Filtermedien berücksichtigen, eingelesen. Diese Modelle ermöglichen dann eine rechnerische Vorhersage des Filtrationsverhaltens eines Filtermediums. Für unbeladene Filtermedien können mit solchen Rechnungen bereits Druckverlust und Trenngrad auf Basis mikroskopischer Daten vorhergesagt werden (Schweers et al., 1994). Durch Untersuchungen an partikelbeladenen Fasern im Rahmen der vorliegenden Arbeit können die Berechnungen des Filtrationsverhaltens auf beladene Filter erweitert werden.

Ziel der Arbeit war die Untersuchung der Abscheidevorgänge an einzelnen, staubbeladenen Filterfasern für unterschiedliche Betriebsbedingungen, wo Trägheitsabscheidung, Sperrereffekt (Interzeption) und gegebenenfalls Abprallen dominieren. Ermittelt wurden Abscheidegrade (Kapitel 4.1-4.3 sowie 4.8), Partikelablagerungen (Kapitel 4.4 bis 4.6) sowie Umströmungswiderstände (Kapitel 4.7).

Zunächst wurde eine aufgrund zahlreicher Vorarbeiten gebotene Bestandsaufnahme vorgenommen und das zum Vergleich mit den Resultaten dieser Arbeit relevante Wissen im Bereich der Einzelfaserabscheidung zusammengefasst. Messtechnik und Auswertemethoden wurden entsprechend der Zielsetzungen modifiziert bzw. neu entwickelt: eingesetzt wurden zur Bestimmung der Abscheidegrade eine optische Partikelmesstechnik (OPC), zur Visualisierung der Partikelablagerungen die Konfokale Laser Raster Mikroskopie (KLRM) sowie zur Berechnung der Umströmungswiderstände ein kommerzieller CFD-Code (Fluent).

Für zahlreiche Betriebsbedingungen im Interzeptions-, Trägheits- und Abprallbereich wurden *Abscheidegrade* beladener Fasern bestimmt. Darüber hinaus wurden auch Messungen an unbeladenen Fasern durchgeführt (Kapitel 4.1). Variiert wurden Anströmgeschwindigkeit v , Partikeldurchmesser d_p und Faserdurchmesser d_f . An gemessene Abscheidegrade beladener Fasern (Kapitel 4.2) wurden dann für die unterschiedlichen Betriebsbedingungen gültige *empirische Ausdrücke angepasst* (Kapitel 4.3). Diese finden in Modellen Anwendung, welche das Filtrationsverhalten beladener Faserfilter vorhersagen (z.B. Kapitel 4.9).

Die Kenntnis der entstehenden *Partikelablagerungen* auf den Fasern ist wichtig zum Verständnis der Vorgänge an den Fasern sowie des Gesamtfilters. Aufgrund dieser Ablagerungen verändern sich die Umströmung der Fasern und damit das Abscheideverhalten nachfolgender Partikeln, sowie die lokale Packungsdichte eines Filtermediums. Diese beeinflusst die Durchströmung des Filtermediums und so das Abscheideverhalten von Partikeln an anderen Fasern, sowie nicht zuletzt die Staubspeicherkapazität. Ansichten beladener Fasern wurden in Längsrichtung sowie im Querschnitt erstellt, diese qualitativ hinsichtlich des *Einfluss von Interzeption, Trägheit und Abprallen analysiert* (Kapitel 4.4) sowie deren *mittlere Porosität* (Kapitel 4.6) ermittelt. Aufnahmen

der Faserquerschnitte wurden zur Berechnung des Strömungsfeldes und -widerstandes der beladenen Fasern genutzt (Kapitel 4.7).

Bisherige Arbeiten (siehe Kapitel Grundlagen) zeigten eine nicht unwesentliche Auswirkung benachbarter Fasern auf die Umströmung und Partikelabscheidung an einzelnen Fasern. Daher wurden neben einzelnen, isolierten (im folgenden „isolierte Fasern“; Kapitel 4.1 – 4.7) Fasern auch solche in Faserarrays (im folgenden „einzelne Fasern“) untersucht. Der Array bestand aus einer Reihe äquidistanter, parallel eingespannter Fasern. Bestimmt wurde für die einzelnen Fasern wie schon für die isolierten Fasern Abscheidegrade unbeladener (Kapitel 4.1.4) sowie beladener (Kapitel 4.8) Fasern. Auch wurden aus den Resultaten empirische Beschreibungen abgeleitet.

Abschließend wurden diese empirischen Beschreibungen des Einzelfaserabscheidegrads in ein schichtweise aufgebautes Filtrationsmodell eingesetzt und damit Trenngrade hochporöser Tiefenfiltermedien rechnerisch vorhergesagt. Vergleichend wurden Trenngradmessungen an hochporösen Metallfasermedien vorgenommen (Kapitel 4.9).

2 Grundlagen

2.1 Allgemeines

2.1.1 Trenngrad und Druckverlust (Definition)

Das Betriebsverhalten von Tiefenfiltermedien wird im makroskopischen Bereich durch die Kenngrößen Druckverlust Δp und Trenngrad T (sowie Gesamtabscheidegrad T_{ges}) beschrieben. Der *Trenngrad bzw. Fraktionsabscheidegrad* T eines Filtermediums quantifiziert die Abscheideeffizienz von Partikeln eines Partikelgrößenintervalls (bei kleinem Intervall vereinfacht ausgedrückt: Partikeln gleicher Größe d_p). Dieser berechnet sich aus dem Anteil im Filter abgeschiedener zu dem Anteil zugegebener Partikeln:

$$T = \frac{c_{\text{ein}}(d_p) - c_{\text{aus}}(d_p)}{c_{\text{ein}}(d_p)} \quad (2-1)$$

Hierbei ist $c_{\text{ein}}(d_p)$ die Konzentration von Partikeln eines Größenintervalls um einen Mittelwert d_p stromaufwärts eines Filtermediums, $c_{\text{aus}}(d_p)$ entsprechend stromabwärts. Der Gesamtabscheidegrad setzt sich aus den Trenngraden aller Partikelgrößenintervalle zusammen:

$$T_{\text{ges},r} = \int_{d_{p,\text{min}}}^{d_{p,\text{max}}} T(d_p) \cdot q_{A,r}(d_p) \cdot dd_p \quad (2-2)$$

Dabei ist $q_{A,r}(d_p)$ die Dichteverteilung des auf ein Filtermedium aufgegebenen Staubs (Index A) mit der Mengenart r ($r=0$: Anzahlverteilung und $r=3$: Massenverteilung; s. u.a. Löffler, 1988). Neben der Abscheidung setzen Faserfiltermedien der Durchströmung einen Widerstand entgegen, der in einem *Druckabfall* Δp resultiert:

$$\Delta p = p_{\text{ein}} - p_{\text{aus}} \quad (2-3)$$

Dabei stellt p_{ein} den Eintrittsdruck in ein Filtermedium, bzw. eine Faserschicht, p_{aus} den Austrittsdruck dar. Ein höherer Druckverlust an einem Filtermedium

entspricht einem höheren Leistungsaufwand, um Aerosolvolumen durch ein Filtermedium zu saugen.

2.1.2 Porosität und Packungsdichte (Definition)

Ein höherer Druckverlust, bei gleichem Volumenstrom, gleicher Dicke des Filtermediums sowie gleichem Faserdurchmesser, resultiert aus einer geringeren Porosität eines Filtermediums. Diese ist definiert als das Verhältnis aus Hohlraumanteil eines Filtermediums zu seinem Gesamtvolumen:

$$\varepsilon = \frac{V_{\text{Hohlraum}}}{V_{\text{gesamt}}} \quad (2-4)$$

Anstatt der Porosität ε wird auch der Begriff der Packungsdichte α eines Filtermediums oft eingesetzt. Diese stellt den Feststoffvolumenanteil dar:

$$\alpha = \frac{V_{\text{Feststoff}}}{V_{\text{gesamt}}} = 1 - \varepsilon \quad (2-5)$$

Aufgrund der Ablagerung von Partikeln an den Fasern ändert sich die Porosität eines Filtermediums, dessen Durchströmung und die (lokale) Abscheidung an den Fasern des Filtermediums. Zunächst, zu Beginn des Filtrationsvorganges, befindet sich ein Filtermedium im unbeladenen Zustand.

2.2 Trenngrad und Druckverlust von Tiefenfiltermedien

2.2.1 Trenngrad und Druckverlust unbeladener Filtermedien

Zum Studium des Filtrationsverhaltens unbeladener Filtermedien wurden zahlreiche Messungen des Druckverlustes sowie des Abscheidegrades an Filtermedien durchgeführt. Dabei wurden die Abhängigkeit des Trenngrades T von Partikelgröße d_p und Anströmgeschwindigkeit v ermittelt. Solche Untersuchungen wurden für unterschiedliche Filtermedien und Betriebs-

bedingungen angestellt. Qualitativ wurden meist typische, unten dargestellte Abhängigkeiten erhalten.

Als veranschaulichendes Beispiel werden hierzu in Abb.2.2-1 die Resultate der Trenngradmessungen von Jodeit (1985) angeführt. Mit zunehmender Partikelgröße d_p (hier mit x bezeichnet) steigt dabei der Fraktionsabscheidegrad T an. Dies erfolgt aufgrund besserer Trägheitsabscheidung großer Partikeln. Solch ein Anstieg des Trenngrades in Abhängigkeit der Partikelgröße $T(x)$ erfolgt bei allen untersuchten Anströmgeschwindigkeiten. Allerdings verschiebt sich der Verlauf von $T(x)$ mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit zu höheren Werten. *Wie große Partikel, so verbessern also auch hohe Anströmgeschwindigkeiten die Trägheitsabscheidung.*

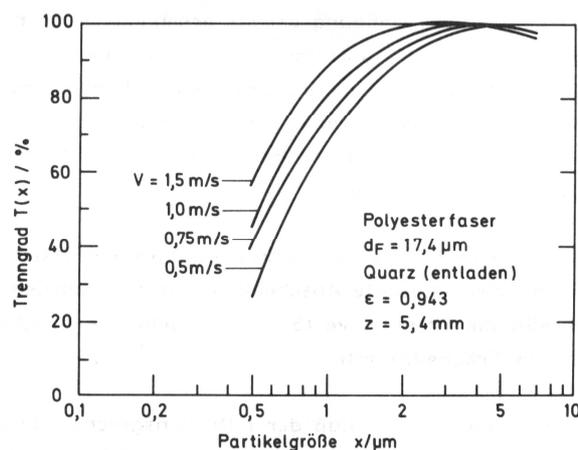


Abb.2.2-1 Einfluss der Partikelgröße x (d_p) auf den Fraktionsabscheidegrad T bei unterschiedlichen Anströmgeschwindigkeiten (Jodeit, 1985).

Ein leichter Abfall von $T(x)$ erfolgt bei großen Partikeldurchmessern x . Dieser Abfall verstärkt sich mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit. *Grund hierfür ist ein einsetzendes Abprallen von Partikeln an den Fasern.* Je nach Betriebsbedingung und ausgewähltem Filtermedium ist dieses *Abprallverhalten bei großen Partikeln und hohen Anströmgeschwindigkeiten* noch deutlicher zu erkennen. Resultate weiterer Messungen von Jodeit (1985, Abb.2.2-2) zeigen einen Abfall des Gesamtabscheidegrads in Abhängigkeit der Filtrationsgeschwindigkeit $T_{\text{ges}}(v)$ bei hohen Filtrationsgeschwindigkeiten aufgrund des

Abprallens von Partikeln an den Fasern des Filtermediums. Dies findet bei einem groben Staub bereits bei niedrigeren Geschwindigkeiten statt als bei einem feinen Staub, da kleine Partikeln erst bei durchschnittlich höheren Geschwindigkeiten an den Fasern abprallen. Aus Abb.2.2-2 lässt sich ablesen, dass *im Mittel 6-mal größere Partikeln bei 4-mal niedrigeren Filtrationsgeschwindigkeiten abprallen.*

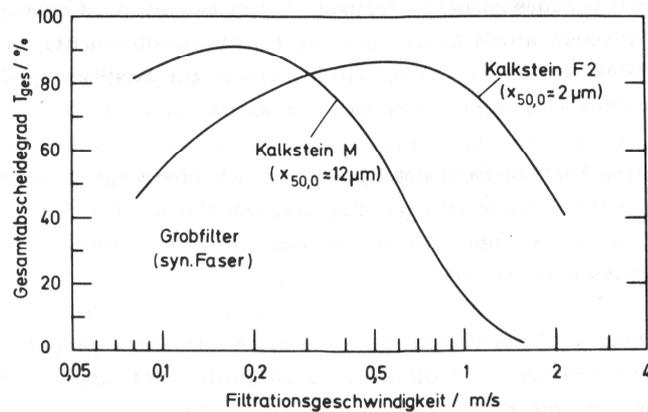


Abb.2.2-2 Gesamtabscheidegrad T_{ges} in Abhängigkeit der Filtrationsgeschwindigkeit v ; bei zwei unterschiedlichen Kalksteinstäuben; Messungen von Jodeit (1985).

Neben Trenngrad und Gesamtabscheidegrad ist der *Druckverlust* Δp eines durchströmten Filtermediums eine wichtige Kenngröße. In Abhängigkeit von der Schichtdicke des Filtermediums z , des Faserdurchmessers d_F und der Anströmgeschwindigkeit v weist der Druckverlust dabei oft einen typischen in Abb.2.2-3 gezeigten Verlauf auf. Ein Anstieg von Δp mit zunehmendem z ist bei allen d_F und v zu erkennen. Höhere v haben bei allen z einen höheren Δp zur Folge. Diese Abhängigkeiten sind typisch für die Durchströmung von Packungen, in deren Kategorie auch die hochporösen Filtermedien fallen. Idealerweise gilt ein linearer Zusammenhang jeweils zwischen Druckverlust und Schichtdicke sowie zwischen Druckverlust und Anströmgeschwindigkeit (bei laminarer Strömung).

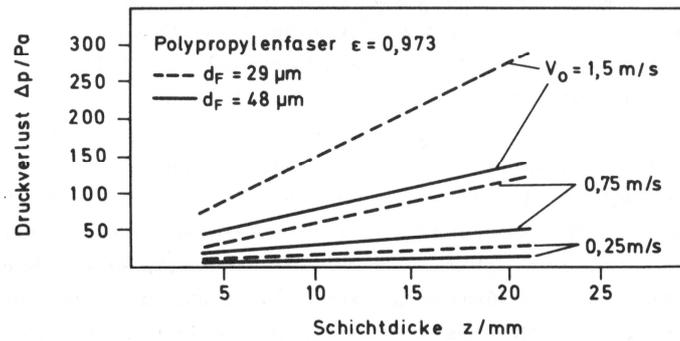


Abb.2.2-3 gemessener Druckverlust Δp in Abhängigkeit der Schichtdicke z ; unbeladene Tiefenfilter (Jodeit, 1985).

Eine Erniedrigung von d_F führt bei gleicher Porosität ϵ des Filtermediums zu einem höheren Δp . Aufgrund der insgesamt größeren Anströmfläche setzen alle dünnen Fasern zusammen der Durchströmung einen höheren Widerstand entgegen als alle dicken Fasern zusammen. Dieser gedankliche Ansatz wird in Modellen zur Vorhersage des Druckverlustes auf der Basis des Umströmungswiderstandes einzelner Fasern F_W genutzt (Widerstandsmodell, Kapitel 2.2-3).

2.2.2 Trenngrad und Druckverlust beladener Filtermedien

Eine Bestimmung von *Trenngrad und Druckverlust* unbeladener Filtermedien ist zur Beurteilung des Filtrationsverhaltens beladener Filtermedien nicht ausreichend. Die Kenngrößen ändern sich *mit zunehmender Beladung erheblich*. Jodeit (1985) erfasste deshalb messtechnisch den Trenngrad unterschiedlicher Filtermedien auch bei unterschiedlichen Beladungszuständen (Abb.2.2-4).

Eine kurze Beladungszeit (5 min) führt zunächst zu einem steilen Anstiegs des Trenngrades T in Abhängigkeit der Partikelgröße d_p . Nach Durchlaufen eines Maximums fällt $T(d_p)$ anschließend aufgrund Abprallens ab. *Mit zunehmender Beladung verschiebt sich der Verlauf von $T(d_p)$ dann hin zu höheren*

Trenngraden T . Eine Abnahme von T wie bei niedriger Beladung ist bei hohen Beladungen nicht mehr zu erkennen.

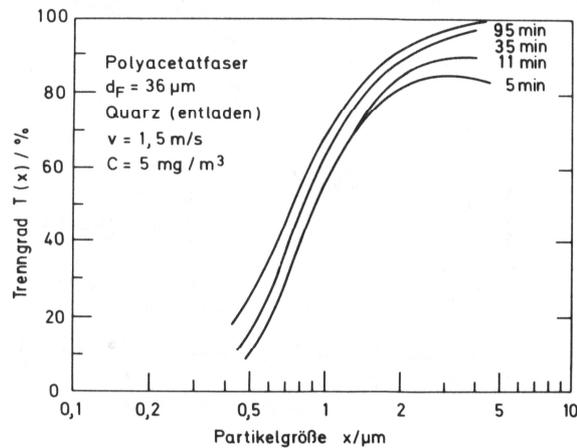


Abb.2.2-4 Trenngrad T in Abhängigkeit der Partikelgröße x (d_p) bei unterschiedlichen Beladungsstufen (Jodeit, 1985).

Das Abprallverhalten ändert sich also mit ansteigender Beladung. Partikeln prallen zunehmend weniger an den Fasern ab, sondern treffen verstärkt auf die Partikelstrukturen auf den Fasern. Dort herrschen andere Bedingungen für ein mögliches Abprallen vor.

Auch der Druckverlust Δp an Faserschichten ändert sich mit zunehmender Bestaubungszeit t . Typische Verläufe von $\Delta p(t)$ sind in Abb.2.2-5 dargestellt. Hierbei wurden die Porosität ϵ der Filtermedien sowie die Staubsorten (entsprechend unterschiedlichem mittlerem Partikeldurchmesser) variiert. In allen Fällen steigt Δp dabei mit zunehmender Zeit t an. *Bei gleicher Staubsorte (Kalkstein) führt feiner Staub zu einem steileren Anstieg von $\Delta p(t)$.* Ein höherer Enddruckverlust stellt sich hierbei sogar bei einer geringeren eingelagerten Masse des feinen Staubes ein. Unterschiedliche Staubsorten bewirken trotz gleichen mittleren Partikeldurchmessers eine erhebliche Änderung des Verlaufes von $\Delta p(t)$.

Die Art und Weise der Einlagerung feinen Staubes führt also zu einem unterschiedlichen Anstieg von $\Delta p(t)$. Nicht zuletzt führen auch unterschiedliche

Filtermedien (verschiedene ε oder d_F) bei gleichem verwendetem Staub zu unterschiedlichem Druckverlustanstieg.

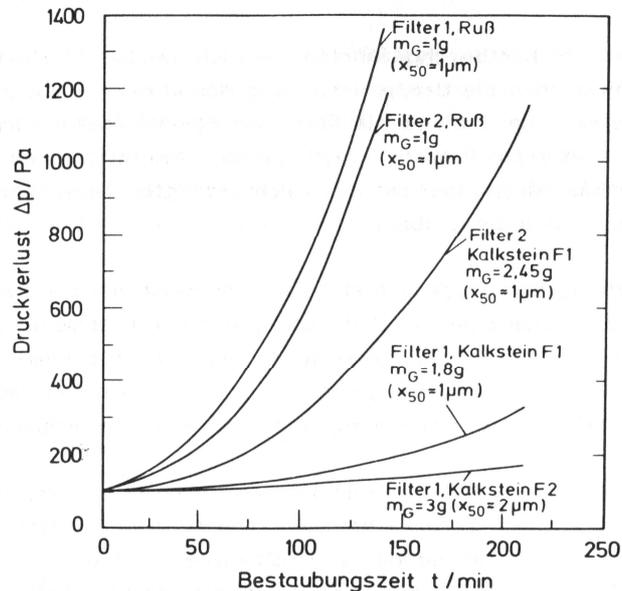


Abb.2.2-5 Druckverlust in Abhängigkeit der Bestäubungszeit $\Delta p(t)$.

Bei hoher Beladung der Medien steigt Δp in Abhängigkeit der eingelagerten Partikelmasse steiler an im Vergleich zu geringer Beladung. Dies zeigte Walsh (1996) experimentell mit Stearinsäurepartikeln für niedrige Anströmgeschwindigkeiten ($v < 0,3$ m/s). Er nahm den Verlauf von Penetration P ($P=1-T$) und Druckverlust in Abhängigkeit der Beladung auf. Der bei allen Betriebsbedingungen gefundene Übergang zwischen einem anfänglich flachen und einem steileren Anstieg wird als „Clogging point“ bezeichnet. Während dieses Beladungsbereiches „verstopfen“ die Zwischenräume zwischen den Fasern und der Aufbau eines Staubkuchens auf dem Filter setzt ein (Oberflächenfiltration).

2.2.3 Trenngrad und Druckverlust von regelmäßigen Faseranordnungen

Bei niedriger Beladung, vor dem Einsetzen des Clogging erfolgt die Einlagerung von Partikeln in einem Filtermedium zunächst durch Abscheidung an einzelnen Fasern. Entsprechend zu Trenngrad und Druckverlust sind *auf mikroskopischer Ebene* dann *Abscheidegrad* η und *Umströmungswiderstand* F_W einzelner Fasern maßgebliche Kenngrößen. Außerdem sind die entstehenden Ablagerungen von Partikeln auf den Fasern von Bedeutung. Diese ändern die lokale Packungsdichte, beeinflussen so die Durchströmung des Filtermediums und damit Druckverlust und Trenngrad. Die mikroskopischen Größen helfen beim Verständnis der Abscheidevorgänge und werden zur Vorhersage des Filtrationsverhaltens eingesetzt.

Diese Nutzung der Einzelfaserdaten zur Vorhersage des Filtrationsverhaltens erfolgt im einfachen Fall im so genannten Widerstandsmodell (s. u.a. Löffler, 1988). Dieses beschreibt die Durchströmung einer Faserschicht unter Annahme monodisperser, senkrecht angeströmter zylindrischer Fasern. Dabei setzt sich der Druckverlust Δp aus dem Strömungswiderstand F_W an allen Fasern zusammen:

$$F_W = \frac{\rho}{2} \cdot v^2 \cdot c_w \cdot d_F \cdot l_F \quad (2-6)$$

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{2}{\pi} \cdot c_w \cdot v^2 \cdot \frac{\rho}{d_F} \cdot \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^2} \quad (2-7)$$

Die verwendeten Parameter charakterisieren einerseits das Filtermedium (Porosität ε , Faserdurchmesser d_F), andererseits das Fluid, welches das Filtermedium durchströmt (Fluiddichte ρ , Strömungsgeschwindigkeit v). Der *Widerstandsbeiwert* c_w an den Fasern muss hierbei ermittelt werden.

Ebenso ergibt sich für ein senkrecht angeströmtes Gitter aus zylindrischen Fasern der Trenngrad aus der Abscheidung entlang der gesamten Faserlänge (s. u.a. Löffler, 1988):

$$T = 1 - \exp\left(\frac{-f}{1-\alpha} \cdot \eta\right) \quad (2-8)$$

$$f = \frac{4 \cdot \alpha \cdot L}{\pi \cdot d_F} \quad (2-9)$$

Dabei ist η der Abscheidegrad an einzelnen Fasern (s. Kapitel 2.4 ff.). Die restlichen Einflussgrößen, zusammengefasst in f , charakterisieren das Filtermedium (L : Länge des Gitters in Durchströmungsrichtung). Die Modelle können schichtweise genutzt werden, um so die unterschiedliche Partikeleinlagerung und die damit einhergehende unterschiedliche Abscheideeffizienz im Filtermedium in Strömungsrichtung zu berücksichtigen. Der Trenngrad des gesamten Mediums, also aller Schichten zusammen, ergibt sich dann aus den zugeströmten Partikeln der ersten Schicht und aller in den einzelnen Schichten eingelagerten Partikeln.

2.2.4 Trenngrad und Druckverlust von in Zellen zerlegten Filtermedien

Im aufwändigeren, aber genaueren Zellenmodell (Schweers et al., 1994b) wird ein Filtermedium in Zellen unterteilt, denen eine Porosität zugeteilt wird. So erlaubt dieses Modell die Berücksichtigung der lokalen Porosität. Diese kann bspw. durch MRI Messungen an Filtermedien ermittelt werden (Lehmann et al., 2003). Der Druckverlust wird durch Lösung eines gekoppelten Gleichungssystems berechnet, welches die Strömungsgeschwindigkeiten und Durchströmungswiderstände der einzelnen Zellen koppelt. Der Trenngrad jeder Zelle berechnet sich aus den von den lokalen Bedingungen abhängigen Abscheidegrad an den Fasern dieser Zelle. Der gesamte Trenngrad ergibt sich durch Summation des Trenngrads aller Zellen.

Auf diese Weise wurde der Trenngrad eines Filtermediums ($\alpha=0,68$ %; Abb.2.2-7, Linien) vorhergesagt und mit Messungen (Datenpunkte) verglichen (Schweers et al. (1994b)). Die Annahme eines homogenen Filters war zur

Vorhersage nicht geeignet (durchgezogene Linien). Deshalb wurde das Modell anschließend mit den Parametern Normalverteilungsbreite der Faserlänge pro Element σ_{IF} (Einfluss auf Anzahl der Verknüpfungen zwischen den Fasern und Abschattung von Fasern), Normalverteilungsbreite der Faserorientierungen σ_ϕ und Normalverteilungsbreite der Faserdurchmesser σ_{DF} angepasst (gestrichelte Linien). Nun stimmen die Resultate der Berechnungen gut mit denjenigen aus den Messungen überein.

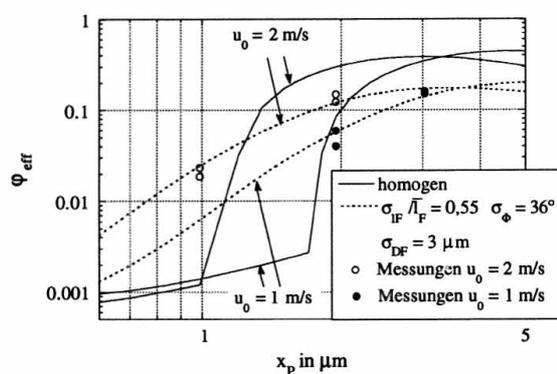


Abb.2.2-7 Vergleich zwischen gemessenem (Datenpunkte) Trenngrad in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers und dem mit dem Zellenmodell berechneten (Linien; Schweers, 1994b).

Die in Kapitel 2.2.3 und 2.2.4 vorgestellten Modelle basieren auf den mikroskopischen Größen, welche das Abscheideverhalten von Partikeln an einzelnen Fasern beschreiben. Diese mikroskopischen Größen werden meist in Abhängigkeit charakteristischer *Kenngrößen* ausgedrückt.

2.3 Kenngrößen der Abscheidung an Fasern

Die Partikelabscheidung an Fasern wird mit folgenden dimensionslosen Größen beschrieben: der *Reynolds-Zahl* Re (das Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften in der Strömung), dem Trägheitsparameter *Stokes-Zahl* St (Widerstandskraft zu Reibung) und dem *Sperreffektparameter* R (Partikelgröße d_P /Faserdurchmesser d_F).

Diffusion, Schwerkraft und Elektrostatik können in der vorliegenden Arbeit aufgrund der eingestellten Betriebsbedingungen sowie anlagentechnischer Vorkehrungen vernachlässigt werden.

2.3.1 Faserumströmung

2.3.1.1 Reynoldszahl Re

Das sich ausbildende Strömungsfeld um einzelne Fasern hängt von den Trägheits- und Zähigkeitskräften in der Strömung ab. Als Kennzahl hierfür dient die *Reynoldszahl Re* :

$$Re = \frac{d_F \cdot v \cdot \rho_{Fl}}{\mu_{Fl}} \quad (2-10)$$

Darin kennzeichnet d_F den Faserdurchmesser als charakteristisches Längenmaß, v die Anströmgeschwindigkeit, μ_{Fl} die dynamische Viskosität und ρ_{Fl} die Dichte des Trägerfluids. In Abhängigkeit der Re -Zahl bilden sich unterschiedliche Strömungsfelder aus.

2.3.1.2 Strömungsfelder

Rechnerische Lösungen der Strömungsfelder um einzelne Fasern ermöglichen die Bestimmung des Auftreffgrades und des Umströmungswiderstandes. Diese werden heutzutage auf Hochleistungsrechnern mittels numerischer Näherungsverfahren berechnet. Ohne solche Rechner mussten früher analytische Lösungen gefunden werden. Die damit erhaltenen Resultate bilden bis heute die Basis zur Vorhersage der Umströmung und Partikelabscheidung an einzelnen Fasern.

Faserumströmungen wurden mit analytisch lösbaren Potentialfunktionen beschrieben. Diese treten als Vereinfachung an die Stelle der Navier-Stokes Strömungsgleichungen. Die Potentialfunktionen sind allerdings jeweils nur für einen begrenzten Re -Zahlenbereich gültig.

Strömungsfelder um „isolierte“ Fasern wurden für $Re > 50$ (Muhr, 1976; mit Grenzschichtnäherung) und $Re < 1$ (Lamb, 1957) berechnet. Dazwischen liegende Re -Zahlen erforderten numerische Lösungen (Suneja et al., 1974). Lösungen für Strömungsfelder von Zylinderreihen gab Miyagi (1958) unter Vernachlässigung der Partikelträgheit an. Durchströmungen von Zylinderfeldern wurden von Happel (1959) und Kuwabara (1959) modellhaft berechnet.

Letzterer stellte das nach ihm benannte *Kuwabara Modell* auf, welches für die bis heute maßgeblichen Berechnungen des Abscheidegrades beladener einzelner Fasern (Kanaoka et al., 1980, Kapitel 2.5.2.1) sowie des Aufbaus von Partikelablagerungsstrukturen auf Fasern (Gradon et al., 1980) herangezogen wurde. In diesem Modell wurde auf Basis einer Potentialströmung das Strömungsfeld (Abb.2.3-1, rechts) sowie das Wirbelfeld (Abb.2.3-1, links) in Zylinderfeldern nachgestellt.

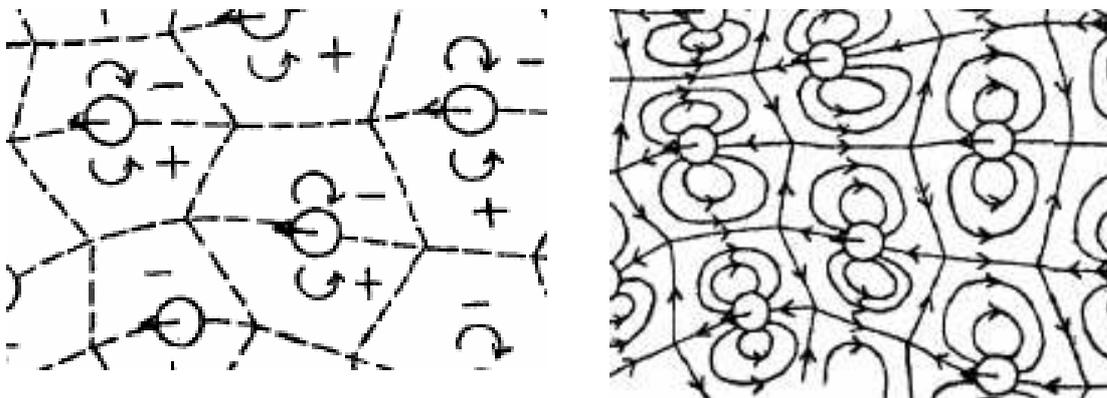


Abb.2.3-1 Kuwabara Ansatz; basierend auf der Vorstellung der Durchströmung eines Zylinderfeldes (Strömungsfeld (rechts) und Wirbelfeld (links)).

In einer Modellzelle wird das Strömungsnahfeld um Fasern bei schleichender Umströmung beschrieben. Dazu wurden die Randbedingungen dieser Zelle festgelegt, nämlich an der Faseroberfläche und auf der äußeren Hülle (Abb.2.3-2). Aus den Randbedingungen der Zelle leitet sich ein hydrodynamischer Faktor H ab, welcher die Strömung in Abhängigkeit der Packungsdichte α charakterisiert:

$$H_{Kuwabara} = -\frac{1}{2} \ln \alpha - \frac{3}{4} + \alpha - \frac{\alpha^2}{4} \quad (2-11)$$

Das Strömungsfeld ist also durch den hydrodynamischen Faktor $H(\alpha)$ und die Re-Zahl festgelegt.

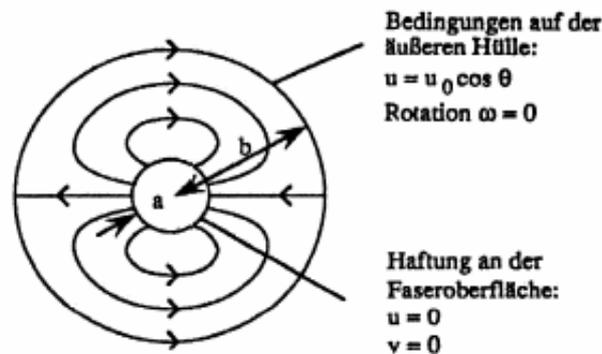


Abb.2.3-2 Kuwabara - Modellzelle; Randbedingungen.

Erst zur Beschreibung des Partikeltransports zur Faser aufgrund von Trägheit werden Partikeleigenschaften wie Durchmesser d_p und Dichte ρ_p benötigt. Für das Auftreffen einer Partikel ist dann die räumliche Ausdehnung der Partikel von Bedeutung.

2.3.2 Partikelträgheit – Stokeszahl St

Eine um eine Faser (idealisiert Zylinder) umgelenkte Strömung hat eine Abweichung der Partikelbahnen von den Stromlinien zur Folge. Aufgrund von Verzögerung der Partikeln (kurze Relaxationszeiten) treffen diese an der Anströmseite auf die Faseroberfläche. Als Maß für diese Trägheit der Partikeln wird die *Stokeszahl* St (z.B. Brown, 1993) herangezogen:

$$St = \frac{\rho_p \cdot d_p^2 \cdot v}{18 \cdot \mu_{Fl} \cdot d_F} \quad (2-12)$$

Doch nicht nur das Auftreffen eines so genannten Massepunktes auf eine Faser ist entscheidend.

2.3.3 Sperreffektparameter R

Partikeln treffen erst aufgrund ihrer räumlichen Ausdehnung bei der Umströmung einer Faser auf deren Oberfläche, obwohl der Partikelschwerpunkt der Stromlinie um die Faser folgen kann. Partikeln berühren bei Unterschreitung eines Abstandes von einem halbem Partikeldurchmesser $d_p/2$ zu einer Faser die Faseroberfläche. Dieser Kontakt wird als *Sperreffekt mit dem Parameter R* bezeichnet:

$$R = \frac{d_p}{d_F} \quad (2-13)$$

Aufgrund von Trägheit und Sperreffekt treffen Partikeln also auf eine Faser auf und werden bei günstigen Haftbedingungen auf dieser abgeschieden.

2.4 Abscheidegrad unbeladener Fasern η_0

2.4.1 Allgemein

Der dimensionslose *Einzelfaser (EF) abscheidegrad* η ist definiert als der Anteil an einer Faser aufgetroffenen und abgeschiedenen Partikeln bezogen auf die Anzahl der Partikeln, welche bei ungestörter Anströmung durch einen Querschnitt mit einer Abmessung der Faserprojektionsfläche im Mittel senkrecht hindurch treten. Nicht alle auf die Faser auftreffende Partikeln bleiben dort auch haften. Deshalb wird zwischen dem Anteil auftreffender (*Auftreffgrad* φ) und abgeschiedener Partikeln (*Haftanteil* h) unterschieden. Der EF-Abscheidegrad η ist das Produkt aus Auftreffgrad φ und Haftanteil h :

$$\eta = \varphi \cdot h \quad (2-14)$$

2.4.2 Auftreffgrad

Der Auftreffgrad φ lässt sich im Falle einer deterministischen (voraus bestimmten) Partikelbahn (keine Brown'sche Bewegung der Partikeln) anhand der Grenzpartikelbahn (Abb.2.4-1) anschaulich zeigen. Der Auftreffgrad stellt das Verhältnis der in der ungestörten Anströmung auf der Anfangskoordinate y_0 liegenden Grenzpartikelbahn dar, auf welcher eine Partikel gerade noch an einer Faser abgeschieden wird (Abb.2.4-1) bezogen auf den Faserdurchmesser d_F :

$$\varphi = \frac{2y_0}{d_F} \quad (2-15)$$

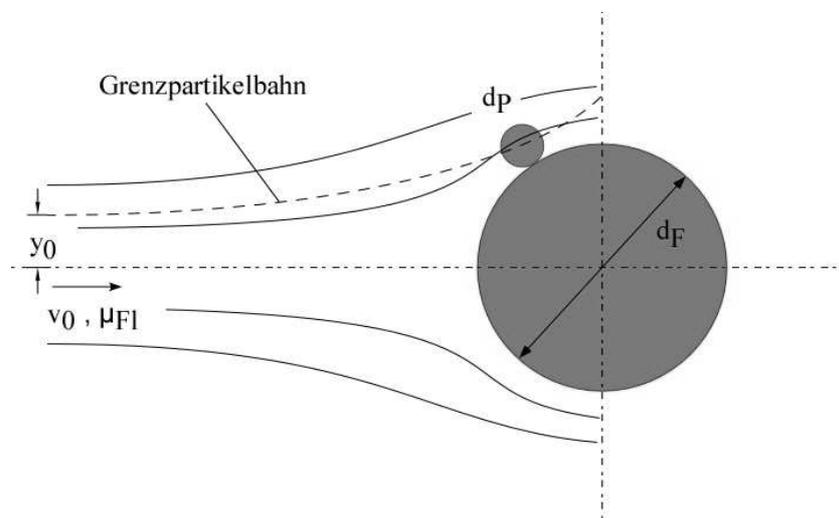


Abb.2.4-1 Modell des senkrecht angeströmten Zylinders

Partikelbahnen und Auftreffgrade wurden für unterschiedliche Bereiche von Re-Zahlen auf der Basis berechneter Strömungsfelder um Fasern ermittelt. Solche Rechnungen wurden sowohl im Trägheitsabscheidebereich als auch im Sperreffektabscheidebereich durchgeführt. Muhr (1976) berechnete Auftreffgrade für $Re > 50$. Im Bereich von $1 < Re < 60$ berechneten Suneja et. al Strömungsfelder sowie den Auftreffgrad und entwickelten eine empirische Formel. Diese wurde von Schweers et al. (1994a) unter Berücksichtigung eigener Resultate angepasst:

$$\varphi_{IR} = \left(\frac{St}{St + 0,8} - \frac{2,56 - \log_{10} Re - 3,2 \cdot R}{10\sqrt{St}} \right) \cdot (1 + R) \quad (2-16)$$

Für $Re < 1$ (zähe Zylinderumströmung) löste Hiller (1981) Potentialströmungsfelder und entwickelte aus den Resultaten eine Näherungsgleichung für den Auftreffgrad φ :

$$\varphi_{IR} = 1,03 + (0,5 \cdot Re - 1,5) \cdot 0,85^{(St+0,5)} \quad (2-17)$$

Später entwickelten Ptak et. al (1990) aus dimensionsanalytischen Überlegungen und Anpassung an Abscheidegradmessungen an Filtermedien folgende empirische Bestimmungsgleichung für φ :

$$\varphi_{IR} = \frac{(2 \cdot St - 0,75 \cdot Re^{-0,2})^2}{(2 \cdot St + 0,4)^2} + R^2 \quad (2-18)$$

In allen Bestimmungsgleichungen werden also die dimensionslosen Kennzahlen verwendet, um den Auftreffgrad in Abhängigkeit der Versuchsbedingungen zu beschreiben. Der Charakter der Gleichungen bleibt jedoch rein empirisch.

2.4.3 Haftanteil h

Da nicht alle auf eine Faser auftreffenden Partikeln auch an dieser haften bleiben (Löffler, 1971) wird der *Anteil haftender zu aufgetroffenen Partikeln als Haftanteil h definiert*. Für diesen wurden Bestimmungsgleichungen einerseits basierend auf theoretischen Überlegungen (Energiebilanz zur Bestimmung der kritischen Abprallgeschwindigkeit von Partikeln auf ebenen Oberflächen, s. Kapitel 2.6) hergeleitet:

$$h_{Hiller} = 1,368 \cdot St^{-1,09} Re^{-0,37} \quad (2-19)$$

Andererseits erhielten Ptak et al. (1990) aus Dimensionsanalyse und Trenngradmessungen an Filtermedien mit unterschiedlichen Partikelmaterialien folgende empirische Gleichung:

$$h_{Ptak/Jaroszczyk} = \frac{190}{(18 \cdot St^2 / R)^{0,68} + 190} \quad (1-20)$$

Auch im Fall des Haftanteils werden die dimensionslosen Kenngrößen herangezogen, um diesen empirisch zu beschreiben. Mögliches Haften von Partikeln nach deren Auftreffen an den unterschiedlichen Stellen einer unbeladenen Faser hängt von den lokalen Bedingungen ab (Geschwindigkeit, Auftreffwinkel, Oberflächenbeschaffenheit). Wie oben vorgestellt können hierfür Beschreibungen näherungsweise mit den vorgestellten empirischen Gleichungen vorgenommen werden, welche auf Resultaten aus Rechnungen und Messungen an Filtermedien basieren.

Hingegen kann experimentell an isolierten Fasern zwar nicht der Haftanteil getrennt vom Auftreffgrad ermittelt werden. Jedoch können für den Grenzfall „isolierte Faser“ in einem „unendlichen Medium“ (Packungsdichte $\alpha \rightarrow 0$) der Abscheidegrad gemessen werden.

2.4.4 experimentelle Bestimmung des Abscheidegrads η_0 unbeladener isolierter Fasern

Abscheidegrade unbeladener isolierter Fasern η_0 im Trägheitsabscheidebereich wurden mit der Methode der Einzelpartikelstreulichtzählung bestimmt. Hierbei wurden bei einer *ersten* experimentellen *Messvariante Partikeln aufgrund ihrer Lichtstreuung einzeln zeitlich nacheinander in optisch definierten Messvolumina stromauf- und stromabwärts einzelner Fasern gezählt*. (Schweers et al., 1994a, s. a. Kapitel 3.1 bis 3.4). Die erhaltenen Resultate zeigen einen Anstieg des Abscheidegrades η_0 (frühere Bezeichnung φ ; Abb.2.4-2) mit zunehmendem Trägheitsparameter St (frühere Bezeichnung Ψ). Bei hohen St -Zahlen verharrt η_0 dann auf konstant hohem Niveau. *Weder unterschiedliche Faserdurchmesser (Edelstahldrähte mit $d_F=30 \mu\text{m}$ und $d_F=40 \mu\text{m}$) noch unterschiedliche Partikeldurchmesser (monodisperse Polystyrolpartikel ($0,99 \mu\text{m} < d_P < 3,3 \mu\text{m}$)) wirkten sich merklich auf den Verlauf $\eta_0(St)$ aus.*

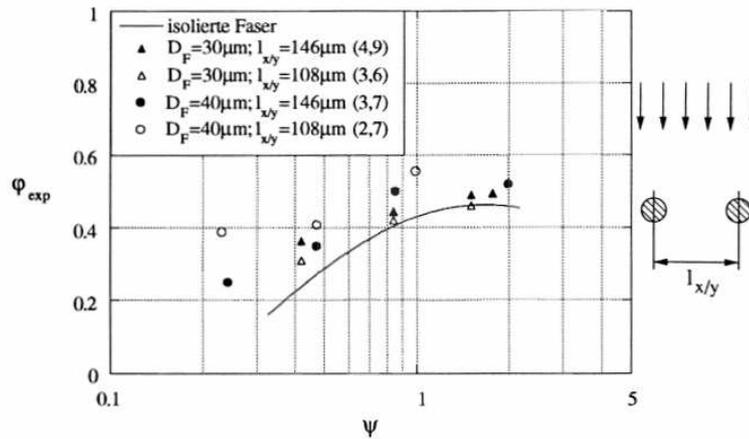


Abb.2.4-2 Abscheidegrad φ (heute: η) einzelner Fasern in Abhängigkeit des Trägheitsparameters Ψ (heute: St-Zahl); Messungen an zwei parallel eingespannten Stahlfasern (Datenpunkte) und an isolierten Fasern (Fit-Kurve); Schweers et al., 1994a.

Die Datenpunkte in Abb.2.4-2 aus Messungen an einer Faser mit benachbarter Faser liegen etwas oberhalb der Resultate aus Messungen an isolierten Fasern (Daten durch Fit-Kurve (Abb.2.4-2) angenähert). Die Strömungsfelder um zwei benachbarte Fasern sind allerdings auch nur geringfügig anders als diejenigen um einzelne, isolierte Fasern. Wesentlich *unterschiedliche Strömungsfelder und Abscheidebedingungen treten erst bei mehreren benachbarten Fasern auf*.

Weitere Messungen nach gleicher Methode wurden mit biologischen Partikeln (Sporen usw.) durchgeführt. Diese ergaben einen *vernachlässigbaren Einfluss des Partikelmaterials* auf $\eta_0(\text{St})$ (Maus et al., 1997).

Die oben genannte *Methode* zur Bestimmung von η_0 wurde dann *modifiziert*, weil diese eine minimale Partikelanzahl stromauf- und abwärts der Fasern zur Minimierung systematischer Fehler bei der Messung erforderte. Diese hohe Anzahl zugegebener und zum Teil abgeschiedener Partikeln wirkten sich jedoch auf η_0 aus. Nur *stromaufwärts einer Faser* wurde nun die *Einzelpartikelstreuungszählung* vorgenommen. Anstatt einer Zählung stromabwärts wurden nach erfolgter Beladung die jeweilige Faser der Anlage entnommen und lasermikroskopische Aufnahmen angefertigt. Im Rahmen einer Bildanalyse

wurden die *abgeschiedenen Partikel ausgezählt*, zu den zugeströmten ins Verhältnis gesetzt und so η_0 bestimmt (s. a. Kapitel 3.2). Die neue Methode ermöglichte eine Messung des Abscheidegrads bei ausreichend niedrigen Beladungen. Aufnahmen der Fasern unmittelbar nach dem Experiment nach der *ursprünglichen Methode zeigten eine nicht unerhebliche Beladung der Fasern (Abb.2.4-3)* verbunden mit einer Bildung von Agglomeraten aus Partikeln. Diese wirkten sich auf Umströmung und Abscheidung aus.

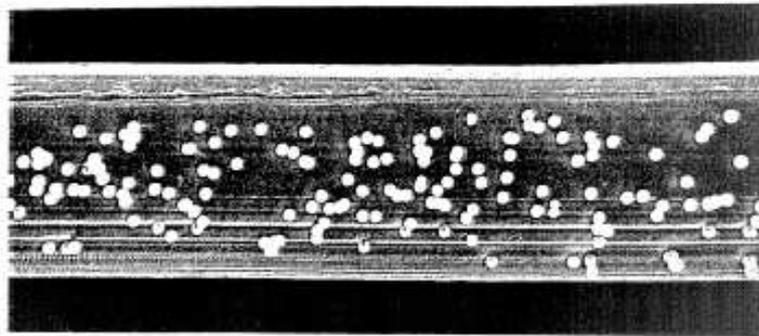


Abb. 2.4-3 Abgelagerte Partikeln auf niedrig beladener isolierter Faser. Die Aufnahme diente zunächst der Auszählung von Partikeln zur Bestimmung des Abscheidegrades unbeladener Fasern η_0 (Schweers et al., 1994a).

Die neue Vorgehensweise ermöglichte Messungen bei sehr niedrigen Beladungen der Fasern (Abb. 2.4-4; Rembor et al., 1999). So konnte die Abscheidung an bereits abgeschiedenen Partikeln (Bildung von Agglomeraten) minimiert werden. Einzelne, nicht agglomerierte Partikeln wurden dann per Bildanalyse ausgezählt und so mit Kenntnis der zugeströmten Partikeln η_0 bestimmt.

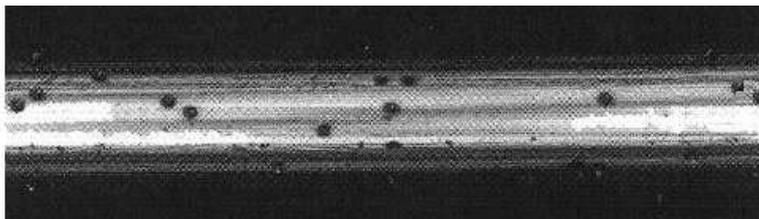


Abb. 2.4-4 KLRM Aufnahme einer unbeladenen einzelnen, isolierten Faser (Rembor et al., 1999).

Die Resultate, welche nach der neuen, verbesserten Methode erhalten wurden zeigt Abb.2.4-5. Wie bei den früheren Messungen (Abb.2.4-2) zeigt sich ein Anstieg von η_0 mit zunehmender St-Zahl. *Nach Erreichen eines Maximalwertes sinkt $\eta_0(St)$ dann ab.* In diesem Bereich *prallen Partikeln zunehmend ab.* Der Verlauf von $\eta_0(St)$ unterscheidet sich in maximal erreichtem η_0 und Einsetzen der Abnahme erheblich von dem Verlauf aus früheren Messungen (Faktor 2-10). Dies ist wie oben erwähnt auf die nicht unerhebliche Bildung von Agglomeraten bei den früheren Messungen zurück zuführen.

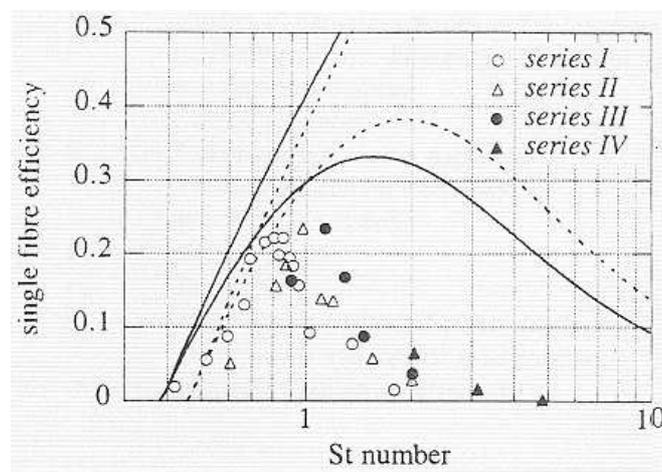


Abb.2.4-5 Abscheidegrad unbeladener isolierter Fasern η_0 in Abhängigkeit der St-Zahl (Rembor et al, 1999).

In nur geringem Maße wirkten sich weiterhin sowohl unterschiedliche Faserdurchmesser ($d_F=20 \mu\text{m}$ (series 2) und $d_F=30 \mu\text{m}$ (restliche series) als auch unterschiedlich große Partikeln bei $d_F=30 \mu\text{m}$ ($d_P=1,8 \mu\text{m}$ (Abb.2.4-5, series 1) und $d_P=2,8 \mu\text{m}$ (series 3)) auf den Abscheidegrad aus.

Den Resultaten wurden Vorhersagen mit den in Kapitel 2.4.2/3 vorgestellten Gleichungen für Auftreffgrad (Schweers et al./Suneja et al.) und Haftanteil (Ptak et al.) gegenübergestellt (durchgezogene Linien). Der vom Auftreffgrad dominierte (kleine St-Zahlen) vorausgesagte Abscheidegrad steigt noch in ähnlichem Maße und bei gleichen St-Zahlen wie die erhaltenen Messwerte an. Vorausgesagte maximale Abscheidegrade liegen dann jedoch über den experimentell ermittelten. Auch der Abfall des Abscheidegrads aufgrund

Abprallens wird erst für höhere St-Zahlen vorausgesagt als bei den Messungen tatsächlich erhalten wurde.

Auf der Basis von Messdaten an Filtermedien stellten Ptak et al. ihre Gleichung zur Berechnung des Haftanteils auf. An den Fasern der Filtermedien abgeprallte Partikel trafen mit reduzierter Geschwindigkeit auf andere Fasern des Filtermediums. Dort wurden diese dann zum Teil abgeschieden. Dies erhöhte den Haftanteil gegenüber dem Fall isolierter Fasern. Der Haftanteil an den Fasern in einem Filtermedium im Vergleich zu isolierten Fasern sinkt deshalb erst bei höheren Anströmgeschwindigkeiten ab. Und mit diesem der Abscheidegrad.

Insgesamt zeigte sich in beiden Messreihen (Schweers et al. und Rembor et al.) nur ein geringer Einfluss des Partikeldurchmessers d_p auf $\eta_0(\text{St})$. Ein Einfluss des Faserdurchmessers d_F auf η_0 konnte aufgrund nur geringfügiger Variation von d_F noch nicht ausreichend festgestellt werden. Nicht nur d_F , sondern auch der Einfluss des Abstandes von Fasern auf die Abscheidung ist von besonderer Bedeutung. In Filtermedien befinden sich immer Einfluss nehmende benachbarte Fasern.

2.4.5 Einfluss der Entfernung von Nachbarfasern auf den Abscheidegrad unbelasteter einzelner Fasern $\eta_{\alpha,0}$

Einzelne, nicht isolierte Fasern befinden sich in Filtermedien in einem *Gewirr aus Nachbarfasern*. Diese weisen *unterschiedliche Abstände* zueinander auf und sind in *unterschiedliche Richtungen orientiert*. Diese Verhältnisse in realen Filtermedien sollen möglichst gut modellhaft angenähert werden. Hierzu wird einerseits aus der Porosität der Filtermedien und dem Durchmesser der Fasern auf einen *mittleren Faserabstand* geschlossen. *Andererseits* sind die *Fasern* aufgrund der Herstellverfahren der Filtermedien *oft recht einheitlich orientiert*. Deshalb kann die schlechtere Abscheidung an den nicht senkrecht zur

Anströmung orientierten Fasern mit Korrekturfunktionen in den Filtrationsmodellen berücksichtigt werden (Schweers et al., 1994b).

So wurden zur Nachstellung realer Verhältnisse als Modellanordnung Reihen aus parallel eingespannten Fasern mit einem festen mittleren Faserabstand für Untersuchungen herangezogen. Emi et al. (1977) untersuchten so im Trägheitsbereich die Abscheidung monodisperser Stearinsäurepartikeln in Modellfiltermedien. Diese waren aufgebaut aus parallel eingespannten Ni-Cr Fasern. Der Einfluss des Faserabstandes, entsprechend unterschiedlicher Porosität, auf den Abscheidegrad wurde dabei festgestellt (Abb.2.4-6): *Bei gleich bleibender Anströmgeschwindigkeit v steigt η_0 mit zunehmender Packungsdichte α (Datenpunkte und berechnete Kurven (durchgezogene Linien)) stets an.* Dies entspricht einem abnehmenden Faserabstand. Bei diesen Untersuchungen wurde allerdings das Interzeptionsverhältnis R von Partikeldurchmesser zu Faserdurchmesser einseitig niedrig gewählt ($d_p=1 \mu\text{m}$ und $d_F=80 \mu\text{m}$).

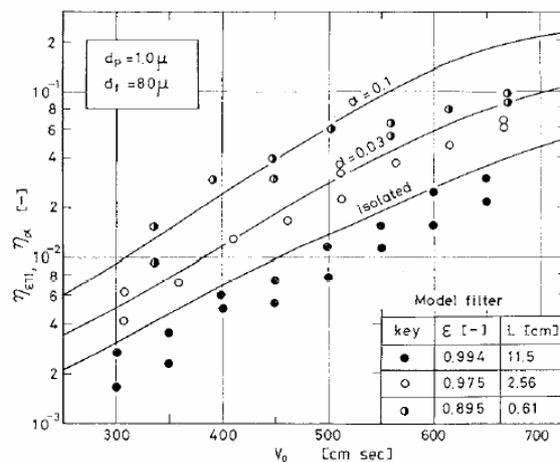


Abb.2.4-6 Einfluss von Anströmgeschwindigkeit v und Nachbarfasern (Packungsdichte α) auf den Abscheidegrad unbeladener einzelner Fasern $\eta_{\alpha,0}$ (Emi et al., 1977).

Auch Kanaoka et al. (1984) nutzten später Modellfiltermedien aus parallel eingespannten Fasern: sie *schalteten mehrere Schichten mit parallel eingespannten Fasern hintereinander* (Abb.2.4-7). Kanaoka et al. variierten im Rahmen der Messungen mit gleich bleibender Anströmgeschwindigkeit, einem

Partikeldurchmesser und einem Faserdurchmesser den Abstand der Fasern in einer Schicht (h_T) sowie den Abstand der Schichten h_L (Abb.2.4-8).

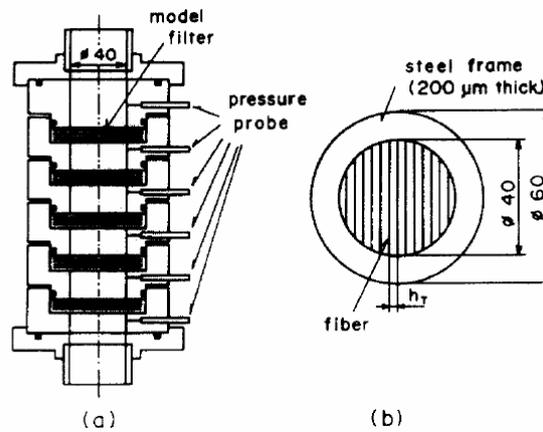


Abb.2.4-7 Modellfiltermedien (Kanaoka et al., 1984)

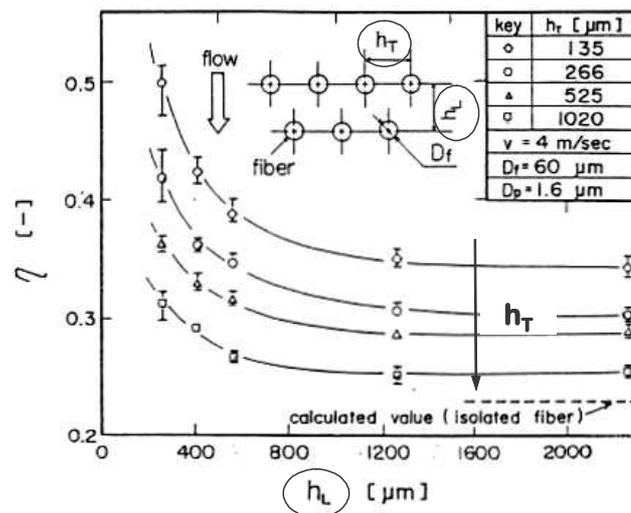


Abb.2.4-8 Einfluss benachbarter senkrecht zur Strömungsrichtung parallel eingespannter Fasern und nacheinander geschalteter Reihen auf den Abscheidegrad η_0 (Kanaoka et al., 1984).

Abnehmender transversaler Abstand h_T (im Diagramm von unten nach oben) führte zu höheren Abscheidegraden. Mit abnehmendem longitudinalem Abstand h_L (im Diagramm von rechts nach links) blieb $\eta_{\alpha,0}$ zunächst gleich, und dies bei allen unterschiedlichen transversalen Abständen h_T . Bei allen h_T führte eine weitere Abnahme von h_L zu einem Anstieg des Abscheidegrades

η . Abscheidegrade für die unbeladene Faser wurden mit einer Näherungsformel aus einer früheren Arbeit berechnet.

Nicht nur im unbeladenen Zustand, auch bei zunehmender Beladung von Fasern wurden Untersuchungen sowohl mit einzelnen, isolierten Fasern, als auch mit einzelnen Fasern unter Nachbarfasereinfluss vorgenommen.

2.5 Abscheidegrad beladener Fasern

2.5.1 isolierter Fasern η

Mit isolierten Fasern wurden experimentelle Untersuchungen zur Partikelabscheidung bereits von Billings (1966) und Barot et al. (1980) durchgeführt. Billings belud die Fasern mit Polystyrolpartikeln ($d_p=1,3 \mu\text{m}$) bei unterschiedlichen Anströmgeschwindigkeiten. Der Abscheidegrad an den Fasern wurde durch Messung der Aerosolkonzentration im Strömungskanal stromaufwärts einer Faser bestimmt sowie durch Auszählung der Partikeln auf der Faser durch Bildanalyse mikroskopischer Aufnahmen. Die so erhaltenen Resultate zeigten bei allen Betriebsbedingungen einen *linearen Anstieg des Abscheidegrades in Abhängigkeit abgelagerter Partikeln pro Faseroberfläche*. Dabei hängt die Steilheit des Anstiegs von den Betriebsbedingungen ab, wobei sich Gesetzmäßigkeiten hierfür jedoch nicht ableiten ließen.

Diese Arbeit stellte einen *Meilenstein* im Bereich der Untersuchungen im Bereich der Einzelfaserabscheidung dar. *Allerdings* waren aufgrund der Messmethode (Auszählen der einzelnen Partikeln auf den Fasern) die Untersuchungen auf *niedrige Beladungsstufen* beschränkt. Darüber hinaus waren die Experimente auf *niedrige Werte der St-Zahl* beschränkt.

Die Ergebnisse der Messungen von *Barot et al.* (1980), nach *gleicher Methode* wie schon zuvor bei Billings, wurden mit dessen Daten verglichen. Auch Ergebnissen aus einem Modellansatz (Tien et al., 1977) wurden sie gegenübergestellt. Gesetzmäßigkeiten, welche die Zunahme des Abscheidegrades bei unterschied-

lichen Betriebsbedingungen beschreiben, konnten daraus allerdings nicht entwickelt werden.

2.5.2 einzelner Fasern η_α

Empirische Zusammenhänge konnten hingegen aufgrund von Messungen sowie Berechnungen des Abscheidegrades beladener einzelner Fasern unter Einfluss benachbarter Fasern η_α hergestellt werden. Hierzu wurden einerseits *Messungen des Trenngrades an Filtermedien* vorgenommen und unter Kenntnis der Filtergeometrie *auf den Einzelfaserabscheidegrad zurückgerechnet* (Kapitel 2.5.2.2; Myojo et al., 1984). Bei dieser Messmethode waren neben den Einflüssen benachbarter Fasern auch *Realfiltereinflüsse* (Faserorientierung, Abschattung usw.) vorhanden.

Andererseits dienten die Messungen als Vergleich zu zuvor angestellten *Berechnungen* des Abscheidegrades beladener einzelner Fasern (Kapitel 2.5.2.1; Kanaoka et al., 1980). Bei diesen Modellierungen grenzte immer ein endlich kleiner Bilanzraum das Strömungsfeld ein und veränderte so das Abscheideverhalten der Partikeln gegenüber Fasern, welche sich in einem unendlichen Medium befinden. In beiden Fällen (Messungen und Rechnungen) lag also aufgrund einer Einengung der Strömung im Vergleich zu derjenigen um isolierte Fasern ein verändertes Abscheideverhalten vor.

2.5.2.1 Modellrechnungen

Berechnet wurde in Kuwabara-Zellen ($\alpha = 0,03$); s. Kapitel 2.3.1.2) jeweils das Strömungsfeld um eine einzelne Faser. Damit konnten Partikelbahnen und Abscheidegrade an den Fasern bestimmt werden. Die Betriebsbedingungen wurden hierbei im Sperreffekt- und Trägheitsabscheidebereich systematisch verändert ($0,05 < R < 0,2$; $0 < St < 1$). *Neuberechnungen des Strömungsfeldes*

wurden nach erfolgter Partikelabscheidung *nicht durchgeführt*. Darüber hinaus wurde auch das *Abprallen* von Partikeln an den Fasern und den Ablagerungsstrukturen *nicht berücksichtigt*.

Der *Anstieg des Abscheidegrades mit zunehmender Partikelbeladung* auf den Fasern konnte jeweils mit einem *linearen Zusammenhang* (Gleichung 2-21) beschrieben werden. Hierbei wurde der Abscheidegrad η_α auf den jeweiligen Abscheidegrad der unbeladenen Faser $\eta_{\alpha,0}$ bezogen. Die Steigung der Zunahme dieses bezogenen Abscheidegrades $\eta_\alpha/\eta_{\alpha,0}$ in Abhängigkeit der abgelagerten Partikelmasse m wurde Effizienzsteigerungsfaktor λ genannt:

$$\frac{\eta_\alpha}{\eta_{\alpha,0}} = 1 + \lambda \cdot m \quad (2-21)$$

Die auf den Fasern abgelagerte Partikelmasse wurde dabei aufgrund der besseren Vergleichbarkeit zu den Abscheidemessungen an Filtern (s. nächstes Kapitel) auf das Filtervolumen bezogen und mit m [kg/m^3] deklariert. Dieser Steigerungsfaktor λ [m^3/kg] fällt mit zunehmendem Abscheidegrad der unbeladenen Fasern $\eta_{\alpha,0}$ ab (Abb.2.5-2).

2.5.2.2 Messungen

Experimentell wurden Einzelfaserabscheidegrade in hinter einander geschalteten 3- und 5 mm dicken *Glasfaserfilterschichten* (*Packungsdichte* $\alpha=0,03$) gemessen, welche mit monodispersen NH_3 , HCl und NH_4Cl Partikeln beaufschlagt wurden. Bestimmt wurde dabei die abgelagerte Partikelmasse in den unterschiedlichen Lagen der Filtermedien sowie in den nachgeschalteten Absolutfiltern (Abb.2.5-1).

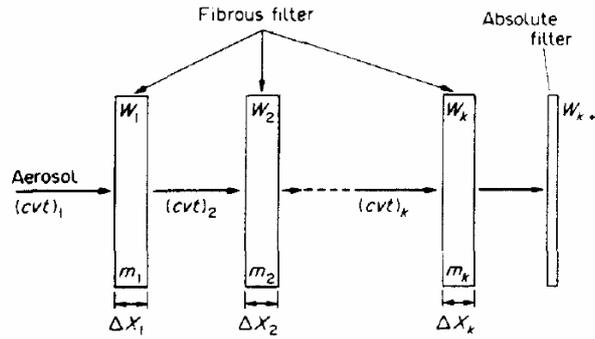


Abb.2.5-1 Messprinzip zur Ermittlung des Abscheidegrades an einzelnen Fasern.

Die jeweiligen Absolutfilter filterten alle noch verbliebenen Partikeln aus dem Aerosolstrom. So war die in allen Filterschichten zusammen abgeschiedene Masse w_i gleich der zugeströmten Partikelmasse (Gleichung 2-22). Daraus wurde mit bekannter Filteranströmfläche A und Schichtdicke ΔX die Einheitsmasse jeder Lage m_i errechnet (Gleichung 2-23).

Der Abscheidegrad eines Filtermediums E_m wurde auf Basis von Gleichung 2-24 durch grafische Ableitung des Verlaufs von m in Abhängigkeit der Konzentration $C \cdot v \cdot t$ ermittelt. Mit E_m wurde dann der Abscheidegrad einzelner Fasern η_α berechnet (Gleichung 2-25).

$$C_i \cdot v \cdot t = \sum_{j=1}^{k+1} \frac{w_j}{A} \quad (2-22)$$

$$m_i = \frac{w_i}{A \cdot \Delta X_i} \quad (2-23)$$

$$m = \frac{1}{\Delta X} \cdot \int_0^{Cvt} E_m \cdot d(Cvt) \quad (2-24)$$

$$\eta_{\alpha m} = -\frac{\pi(1-\alpha_m) \cdot d_F}{4 \cdot \alpha_m \cdot \Delta X} \cdot \ln(1-E_m) \quad (2-25)$$

Diese Resultate wurden mit den Ergebnissen der Modellrechnungen verglichen (Kapitel 2.5.2.1; Kanaoka et al., 1980). Wie im Fall der berechneten Werte sinkt auch der experimentell ermittelte Effizienzsteigerungsfaktor λ exponentiell in Abhängigkeit des Abscheidegrads unbeladener Fasern ab (Abb.2.5-2). Der Verlauf $\lambda(\eta_{\alpha,0})$ liegt für den Fall der Messungen im Vergleich zu den Rechnungen immer unterhalb.

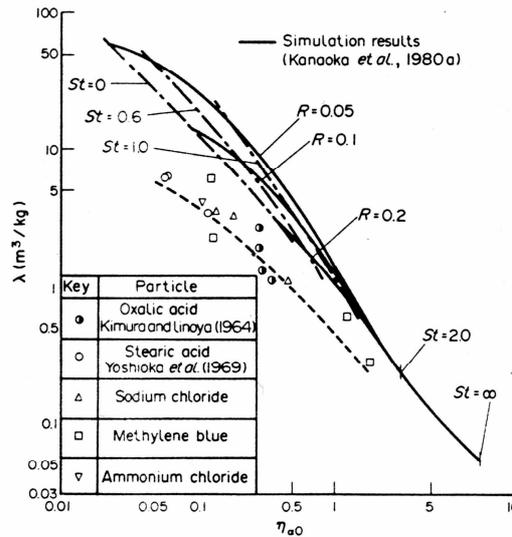


Abb.2.5-2 Effizienzsteigerungsfaktor λ in Abhängigkeit des Abscheidegrades unbeladener einzelner Fasern $\eta_{\alpha,0}$ (Modellierungen (durchgezogene Linien); Messungen (Myojo et al., 1984, gestrichelte Linien)).

In jedem Fall ist der Anstieg des Abscheidegrades auf die entstehenden Partikelablagerungen an den Fasern zurückzuführen. Wie bereits erwähnt, wurden die Modellrechnungen von Kanaoka et al. bei niedrigen St-Zahlen (bis max. $St=1$ (nach Definition in der vorliegenden Arbeit) durchgeführt. Bei höheren St-Zahlen, bzw. höheren Anströmgeschwindigkeiten, bleiben auf eine Faser auftreffende Partikel nicht immer haften, Abprallen gewinnt zunehmend an Bedeutung.

2.6 kritische Abprallgeschwindigkeit

Abprallen an *unbeladenen Fasern* (Kapitel 2.4.3) wird quantitativ durch einen mit empirischen Formeln berechneten *Haftanteil* h ermittelt. Diese Berechnungsvorschrift gilt jedoch nur für unbeladene Fasern.

Im Fall *beladener Fasern* ändern sich aufgrund abgelagerter Partikeln die *lokalen Strömungsverhältnisse* und damit die *lokalen Partikelgeschwindigkeiten*. *Partikeln treffen zunehmend auf Partikeln*. So herrschen bei gleichen Betriebsbedingungen an beladenen Fasern lokal sehr unterschiedliche

Verhältnisse im Vergleich zu unbeladenen Fasern vor. Diese wirken sich auf das Abprallen aus. Das Abscheideverhalten an beladenen Fasern ändert sich gegenüber unbeladenen Fasern sehr stark. Untersuchungen zur Bestimmung des Abprallens von Partikeln an beladenen Fasern sind daher von besonderem Interesse.

Statisch betrachtet wird zwischen der Haftung zwischen zwei Partikeln (idealisiert Kugeln) sowie einer Partikel und einer Oberfläche (Kugel - Platte) unterschieden. Die sich einstellenden van-der-Waals-Bindungskräfte berechnen sich nach folgenden Formeln:

$$F_{H, \text{Kugel - Platte}} = \frac{A}{6 \cdot a^2} \cdot \frac{d}{2} \quad (2-26)$$

$$F_{H, \text{Kugel - Kugel}} = \frac{A}{6 \cdot a^2} \cdot \frac{d}{4} \quad (2-27)$$

Die Haftkraft zwischen Kugel und Platte im Vergleich zum Fall zweier Kugeln steigt mit zunehmender Partikelgröße doppelt so schnell an. Diese Folgerung setzt allerdings eine gleiche Hamakerkonstante A voraus. Einerseits sind im Fall der Partikelabscheidung an unbeladenen und an beladenen Fasern die Geometrien der an der Haftung beteiligten Körper unterschiedlich, andererseits das Material. Dies schlägt sich in den Hamakerkonstanten A nieder. Unter Kenntnis der Geometrien und von A kann die statische Haftkraft abgeschätzt werden. Dies reicht jedoch im vorliegenden Fall der Partikelabscheidung auf Fasern noch nicht aus.

In dem *dynamischen Prozess* der auf die Fasern aufprallenden Partikeln spielen zudem noch die lokalen Partikelgeschwindigkeiten sowie deren jeweilige Richtung eine wichtige Rolle. Zur Annäherung an diese Problematik leitete Hiller (1981) für das Auftreffen von Partikeln auf Oberflächen aus theoretischen Überlegungen eine Energiebilanz her. Diese ermöglichte die Berechnung einer kritischen Haftgeschwindigkeit v_c :

$$v_c = \frac{\sqrt{1 - k_{pl}^2}}{k_{pl}^2} \frac{1}{d_p} \frac{A}{\pi \cdot z_0^2 \sqrt{6\rho_p p_{pl}}} \quad (2-28)$$

In Gleichung (2-28) sind z_0 der Kontaktabstand, ρ_p die Partikeldichte sowie p_{PI} der Fließdruck. Die kritische Haftgeschwindigkeit entscheidet über Haften oder Abprallen der Partikeln: ist die Geschwindigkeit einer Partikel kleiner als die berechnete kritische, dann bleibt die Partikel haften. Ist v größer, dann prallt die Partikel ab. Dabei wird deren kinetische Energie verringert. Die Berechnungsvorschrift (2-29) enthält die Stoßzahl, welche definiert ist als:

$$k_{pl}^2 = \frac{E_{k1} - E_d}{E_{k1}} \quad (2-29)$$

Darin ist E_{k1} die kinetische Energie ankommender Partikeln und E_d die Energie, welche durch plastische Deformation der Partikeln beim Stoß verloren geht. Die Stoßzahl k hängt vom Partikelmaterial ab. Die Partikeln werden je nach Höhe von k in Klassen eingeteilt. Polystyrolpartikeln liegen in der Klasse mit dem höchsten k . Diese verformen sich elastisch. Partikeln mit kleinem k verformen sich plastisch. In dieser Klasse liegen u.a. Wachspartikel. Das Prallplattenmaterial hat hingegen keinen entscheidenden Einfluss auf die Energieverluste (Hiller, 1981). Entscheidend ist die Feinstruktur der Oberfläche. So ist das Abprallverhalten schon bei unbeladenen Fasern lokal sehr unterschiedlich, was sich bei beladenen Fasern (Strukturvielfalt) noch verstärkt.

2.7 Partikelablagerungsstrukturen an einzelnen Fasern

2.7.1 Strukturformen

Partikelablagerungen an einzelnen Filterfasern unterscheiden sich je nach Betriebsbedingung erheblich (siehe unten). Die entstandenen Strukturen wirken sich auf die weitere Abscheideeffizienz, die Änderung der lokalen Packungsdichte in einem Filtermedium und den Druckverlust eines beladenen Filtermediums aus.

In zahlreichen Untersuchungen wurde bereits das Entstehen dendritischer („Bäumchen“-artiger) Ablagerungen beobachtet: Systematisch untersuchte als

erster Billings (1966) experimentell das Entstehen von Partikelablagerungsstrukturen an einzelnen Fasern (Abb.2.7-1). Dabei wurden Ausbildungen von *Dendriten* an den einzelnen Fasern festgestellt. *Diese verbessern den Einzelfaserabscheidegrad erheblich.* Bei höheren Anströmgeschwindigkeiten bilden sich zunehmend kompakte Dendrite heraus (Abb.2.7-1, unten). Die durchgeführten Experimente wurden allerdings nur in einem *engen Bereich niedriger St-Zahlen* durchgeführt.

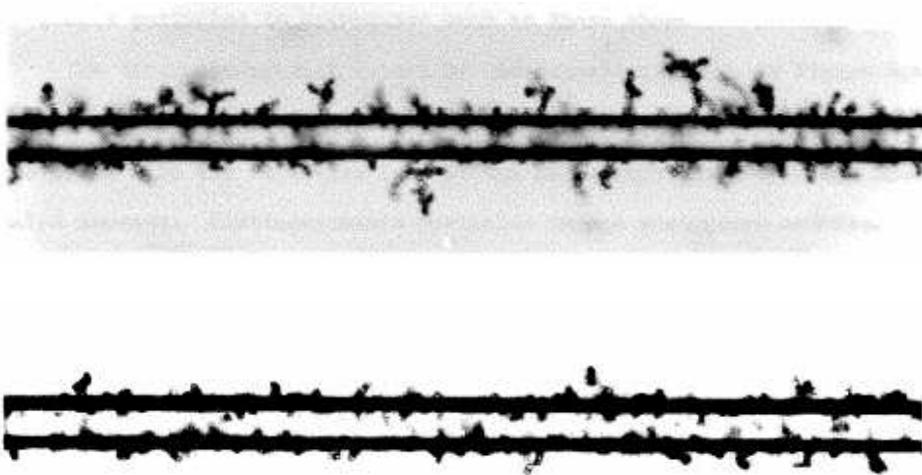


Abb.2.7-1 Partikelablagerungen auf einzelnen Fasern bei niedriger (oben) und bei hoher Anströmgeschwindigkeit (unten); Billings (1966).

Einige der experimentell ermittelten Daten wurden *verglichen* mit Resultaten aus Modellansätzen. In diesen *Simulationen wurde der Wachstumsprozess von Partikeln an einzelnen Fasern berechnet.* Diese basierten auf dem Modell von Kuwabara (1959). Einerseits wurden Ähnlichkeiten zwischen den berechneten Strukturen (Payatakes, 1976) und den experimentell an isolierten Fasern ermittelten (Billings, 1966) festgestellt. Andererseits wurden in Modellierungen ähnliche Strukturen gefunden wie bei Visualisierungen von Fasern in beladenen Filtermedien (Gradon et al., 1980). Die zuletzt genannten erweiterten das Modell von Payatakes in Richtung Trägheitsabscheidung. Dabei wurden zunehmend lineare, dünne Dendrite beobachtet. Rechnungen im Interzeptionsbereich (Sperreffekt) hatten hingegen vermehrt breite Dendrite zum Resultat.

Kanaoka et al. (1980) führten Simulationen zur Bestimmung des Abscheidegrades beladener Fasern $\eta_{\alpha,0}$ durch (s.a. Kapitel 2.5.2.1). Damit einhergehend erhielten sie auch Ablagerungsstrukturen der Partikeln auf den Fasern (Abb.2.7-2). Die sich ablagernden Partikeln wurden nach der Reihenfolge ihrer Ankunft nummeriert.

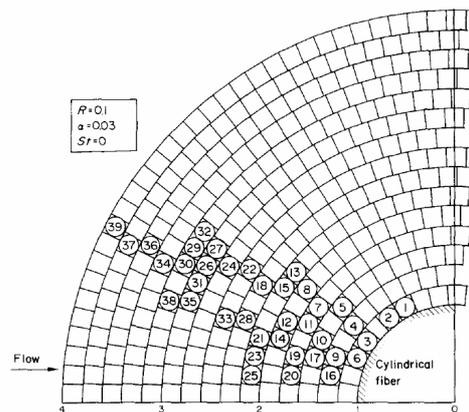


Fig. 6. Typical simulated particle dendrite.

Abb.2.7-2 berechnete Ablagerungsstrukturen nach Kanaoka et al. (1980).

Neu ankommende Partikeln wurden einerseits an bereits auf der Faser abgelagerten Partikeln abgeschieden (Nr.1 und Nr.6). Andererseits wirkten bei fortschreitender Beladung abgeschiedene Partikeln, welche jetzt ein Baustein eines Dendriten darstellten, als zusätzliche Kollektoren. Diese Feststellung deckte sich mit Beobachtungen vorangegangener experimenteller Arbeiten (Billings, 1966; Watson, 1946). Quantitativ waren diese Resultate allerdings noch nicht nutzbar. Im Rahmen dieser frühen Rechnungen wurden ein Abprallen von Partikeln und eine Änderung des Strömungsfeldes nach erfolgter Partikelablagerung nicht berücksichtigt.

Anstatt dessen näherten sich Kanaoka et al. (1986) nun experimentell der Thematik: in einer Reihe von Experimenten fertigten sie REM-Aufnahmen beladener Fasern an. Indem sie einen breiten Bereich an Betriebsbedingungen in Betracht zogen, entwickelten sie ein Schema der Querschnitte von Ablagerungen bei unterschiedlichen St-Zahlen und R-Parametern (Kanaoka, 1986, Abb.2.7-3): *niedrige St-Zahlen* führen demnach zu einem Aufbau

senkrecht zur Strömungsrichtung orientierter Strukturen. Hohe St-Zahlen haben hingegen Ausrichtungen entgegen der Anströmrichtung zur Folge. Hohe Sperr effektparameter ziehen im Bereich aller St-Zahlen lockere Strukturen nach sich. Darüber hinaus bleibt die Orientierung der Ablagerungen bei gleich bleibender St-Zahl trotz Änderung des R Parameters erhalten.

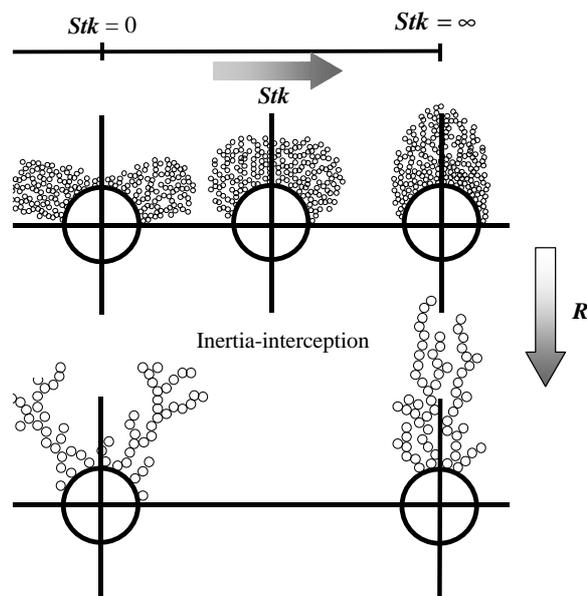


Abb.2.7-3 Schema der Abhängigkeit des Aufbaus von Ablagerungsstrukturen von der St-Zahl und dem R-Parameter (Kanaoka (1986)).

Höhere Rechnerleistung erlaubt heute direkte numerische Simulationen. Diese ersetzen die überholten Ansätze mit Potentialfunktionen zur Berechnung von Strömungsfeldern. So wird eine entscheidend verbesserte Berechnung des realen Strömungsfeldes möglich, eine Berücksichtigung der Änderung des Strömungsfeldes, der Partikelbewegung in der Strömung und des Abprallens. Einige Berechnungen mit der Lattice-Boltzmann Methode berücksichtigten dabei die Änderungen des Strömungsfeldes aufgrund abgeschiedener Partikeln (Filippova et al., 1996; Karadimos et al., 2003; Latz et al., 2003; Przekop et al., 2003).

Die meisten Arbeiten blieben jedoch zweidimensional. Dreidimensionale Rechnungen des Aufbaus von Partikelstrukturen wurden hingegen von Lehmann (2005) durchgeführt. Dabei wurden Änderungen des Strömungsfeldes nach

Abscheidung von Partikeln auf einer Faser mit einbezogen. Außerdem wurde das Abprallen von Partikeln nach der Formel von Hiller (1981, Kapitel 2.6) berücksichtigt. Dabei stellte sich ein Abprallen von Partikeln an Ablagerungen bereits bei niedrigen Anströmgeschwindigkeiten heraus. Diese Partikeln lagerten sich nach dem Abprallen seitlich an den Ablagerungen ab. So bildeten sich Äste seitwärts einer stromaufwärts gerichteten Ablagerungsstruktur (Abb.2.7-4).

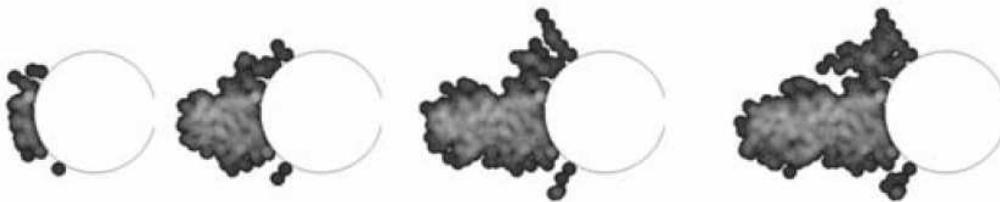


Abb.2.7-4 berechneter Aufbau von Ablagerungsstrukturen (Lehmann, 2005); $d_F=30\ \mu\text{m}$; $d_p=3,1\ \mu\text{m}$; $St=0,5$. Strömung von links nach rechts.

Nicht nur Abprallen, auch *Umklappen von Ablagerungen* wurde bereits beobachtet (Huang et al., 2006). Sie bestaubten bei $v=0,26\ \text{m/s}$ Polystyrolfasern ($d_F=20\ \mu\text{m}$) mit Flugasche sowie keramischen Partikeln ($1,37\ \mu\text{m}<d_p<1,72\ \mu\text{m}$). Visualisiert wurden beladene Fasern mit einer CCD Kamera und damit anschließend die Ablagerungsstrukturen analysiert. Die Änderung der Länge der entstandenen Dendrite wurde im Verlauf der Beladung beobachtet. Dabei wurde ein Umklappen (falling over) von Dendriten festgestellt und schematisch festgehalten (Abb.2.7-5). Ein Ablösen (breakage) konnte hingegen nicht festgestellt werden.

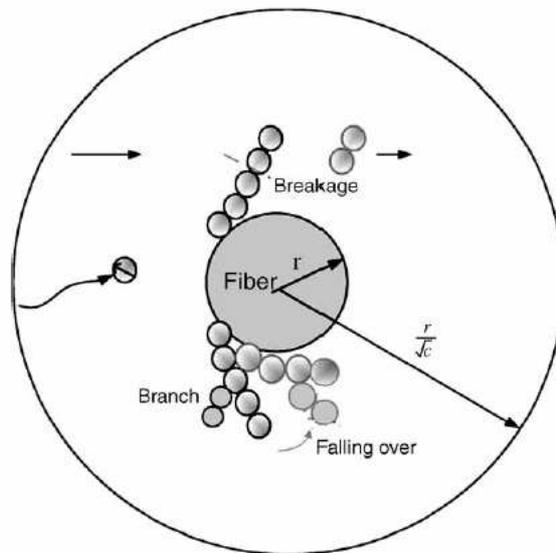


Abb.2.7-5 mögliche Entwicklungen von Partikelablagerungen (Huang et al., 2006).

Dendrite positionieren sich durch das Umklappen auch jenseits eines Winkels von 90° zur Anströmrichtung. Dies wäre durch primäre Ablagerung schwer möglich. Anströmgeschwindigkeit, Trägheit, Sperrereffekt, Abprallen sowie Umklappen können also den Aufbau der Partikelablagerungen beeinflussen.

2.7.2 Porosität von Partikelagglomeraten

Welche Einflussgrößen die Porosität entstandener Ablagerungsstrukturen bestimmen ist von besonderem Interesse, da diese sich auf den Grad der Durchströmung und damit auf den Abscheidegrad an den Fasern auswirkt. Weiterhin ändern sich in Filtermedien aufgrund der Ablagerungen auf den einzelnen Fasern die lokale Durchströmung und damit auch die Abscheidung auf benachbarten Fasern.

Im idealen Fall ist die sich einstellende Porosität bei Vermischung gleich großer Partikeln unabhängig von der Partikelgröße: es entstehen Packungen gleicher Porosität. Je nach räumlicher Anordnung der Partikeln in den Packungen stellt sich eine Porosität von $\epsilon=0,27$ (hexagonal dichteste Packung und kubisch dichteste Packung) und $\epsilon=0,46$ (kubisch primitive Packung) ein. *Im realen Fall*

weichen Porositäten von Packungen deutlich von den idealen ab, da sich zahlreiche zusätzliche Hohlräume in deren Innerem befinden. Dies führt zu höheren Porositäten als im idealen Fall.

Einerseits liegen *Porositäten von Filterkuchen* im Bereich von ca. $\epsilon=0,75$ (Kalkstein, $d_{P,Mittel,V}=3,5 \mu\text{m}$, Schmidt, 1994). Andererseits zeigten sich in *zahlreichen Arbeiten abnehmende Porositäten mit zunehmendem Partikeldurchmesser*: Filterkuchen aus jeweils Natriumfluoreszenzpartikeln und Aluminiumpartikeln weisen eine Porosität von $\epsilon=0,67$ (bei $d_p=0,5 \mu\text{m}$) bis zu $\epsilon=0,42$ (bei $d_p=3 \mu\text{m}$) auf (Calle et al., 2002). Kuchen aus Polystyrol-Latexpartikeln führten zu Porositäten zwischen $\epsilon=0,95$ ($d_p=0,5 \mu\text{m}$) bis zu $\epsilon=0,78$ ($d_p=1 \mu\text{m}$, Song et al., 2006). Auch bei der Flüssigfiltration ergaben sich in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser abnehmende Kuchenporositäten ($\epsilon=0,57$ ($d_p=5 \mu\text{m}$) bis $\epsilon=0,5$ ($d_p=100 \mu\text{m}$), Sorrentino, 2002). Ebenso beim Zentrifugieren (Yu et al., 1997) stellten sich abnehmende Agglomeratporositäten in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers ein: ein Abfall von ca. $\epsilon=0,8$ ($d_p=1 \mu\text{m}$) auf $\epsilon=0,55$ ($d_p=10 \mu\text{m}$) wurde beobachtet. Auch die Sedimentation von Stahl- und Kieselsäurepartikeln (Bohro et al., 1991) hatte abnehmende Porositäten mit zunehmendem Partikeldurchmesser zur Folge (von ca. $\epsilon=0,95$ ($d_p=0,1 \mu\text{m}$) bis auf $\epsilon=0,4$ ($d_p=10 \mu\text{m}$)).

2.7.3 Änderung des effektiven Faserdurchmessers mit zunehmender Beladung

Neben der Porosität von Ablagerungen ist auch deren Ausdehnung von Bedeutung, da sich hieraus ein effektiver Durchmesser ergibt. Dieser wirkt sich auf die nachfolgende Abscheidung und den Umströmungswiderstand aus. Die Messungen mit Modellfiltermedien (Kanaoka et al., 1990), bestehend aus parallel eingespannten Fasern (Kapitel 2.4.5), wurden zur Bestimmung des effektiven Durchmessers beladener Fasern genutzt. Abb.2.7-6 zeigt den Verlauf

des auf den Durchmesser der unbeladenen Faser bezogenen effektiven Durchmessers in Abhängigkeit von der Beladung V_C ($V_C = m/\rho_p \cdot \alpha$). Die Beladung m wurde bereits in Kapitel 2.5.2.1 eingeführt.

Ein näherungsweise linearer Anstieg des bezogenen Faserdurchmessers mit zunehmender Beladung zeigt sich bei allen Bedingungen. Dieser Anstieg ist bei hohen St-Zahlen flacher als bei niedrigen.

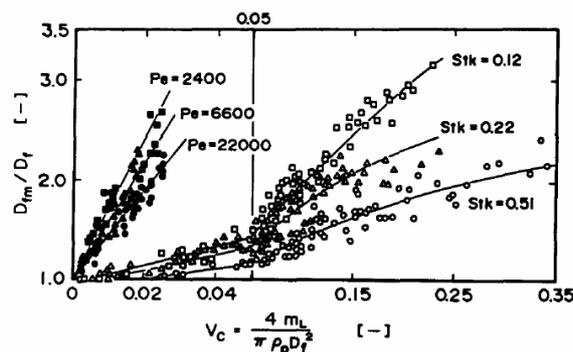


Fig. 5. Relationship between dimensionless effective fiber diameter, D_{fm}/D_f , and dimensionless accumulated particle volume, V_C . ■ ● ▲, diffusion-interception regime; □ ○ △, inertia-interception regime.

Abb.2.7-6 auf den Durchmesser der unbeladenen Faser bezogener effektiver Faserdurchmesser in Abhängigkeit der Volumenbeladung V_C (Kanaoka et al., 1990).

2.8 Umströmungswiderstand einzelner Fasern

Der Widerstandsbeiwert c_W in der Bestimmungsgleichung (2-6) wird je nach Betriebsbedingung bzw. Re-Zahl analytisch ermittelt oder numerisch berechnet. Der c_W -Wert wurde bereits sowohl für einzelne Fasern als auch isolierte Fasern bestimmt.

2.8.1 Widerstandsbeiwert unbeladener isolierter Fasern $c_{W,0}$

Die Entstehung eines für die Umströmung einer *unbeladenen isolierten Faser* typischen Strömungsfeldes setzt ein Fehlen äußerer Störeinflüsse (unendliches Medium) voraus. Widerstandsbeiwerte $c_{W,0}$ wurden für zahlreiche Re-Zahlen

gemessen (Panton, 1984). In doppelt logarithmischer Auftragung zeigen die erhaltenen Ergebnisse (Abb.2.8-1) ein lineares Absinken von $c_{W,0}$ mit steigender Re-Zahl, ähnlich wie bei einer Kugel.

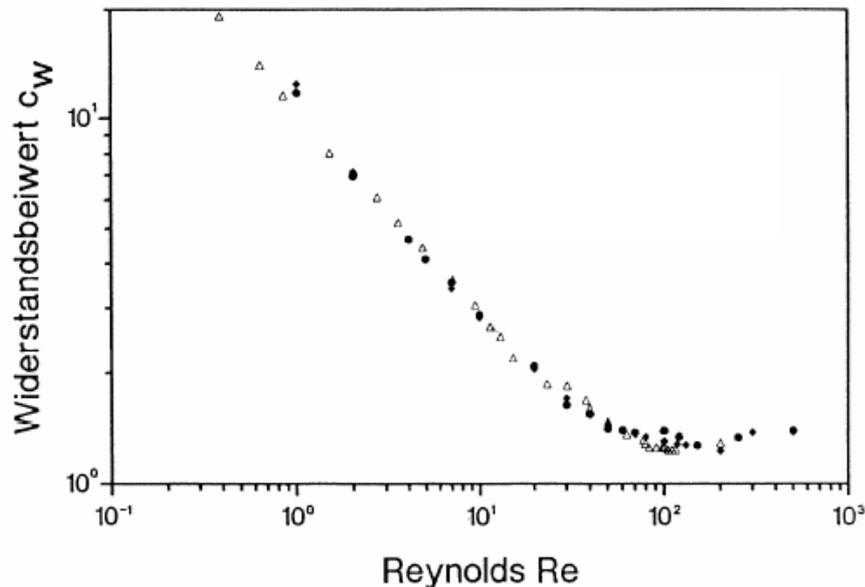


Abb.2.8-1 Widerstandsbeiwert $c_{W,0}$ unbelasteter isolierter Fasern in Abhängigkeit von Re im unendlichen Medium (aus Panton, 1984).

2.8.2 Widerstandsbeiwert unbelasteter einzelner Fasern $c_{W\alpha,0}$

In *Faserfeldern* berechnet sich der Widerstandsbeiwert $c_{W\alpha,0}$ von Fasern mit Kenntnis des hydrodynamischen Faktors (Happel (1959) und Kuwabara (1959)) nach folgender Formel:

$$c_{W,Kuwabara \text{ bzw. Happel}} = \frac{8\pi}{Re \cdot H_{Kuwabara \text{ bzw. Happel}}} \quad (2-30)$$

Für *unterschiedliche Packungsdichten* α , berechneten LeClair et al. (1970) Widerstandsbeiwerte $c_{W\alpha,0}$ für im Raum gleich verteilte Zylinder (Abb.2.8-2). Gelöst wurden hierzu die Navier-Stokes Gleichungen im Bereich $1 < Re < 500$ für die Strömungsfelder um die Fasern. Bei allen eingestellten α fällt $c_{W\alpha,0}$ mit steigender Re-Zahl ab. Höhere Packungsdichten führen zu einer Verschiebung des Verlaufs von $c_{W\alpha,0}(Re)$ zu höheren Werten.

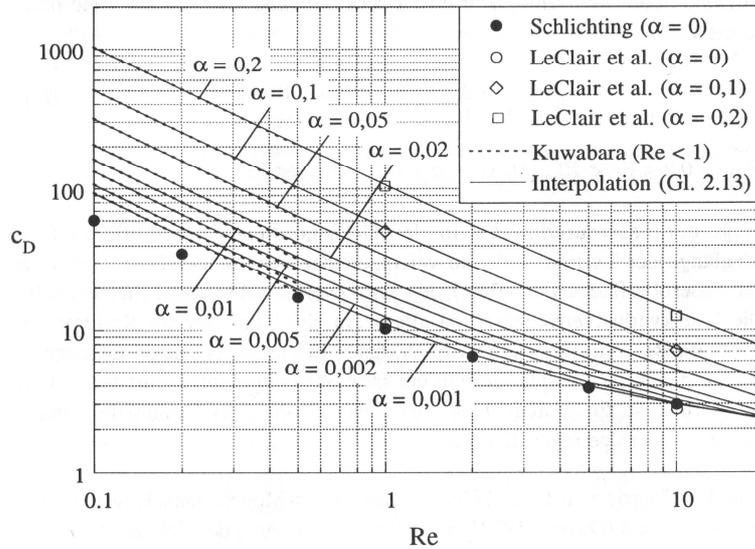


Abb.2.8-2 Widerstandsbeiwert $c_{W\alpha,0}$ (c_D) in Abhängigkeit der Re-Zahl; Scharparameter: Packungsdichte α (LeClair et al., 1970).

Für niedrige Re-Zahlen bestätigte Günter (1998) durch Messung der Auslenkung von Fasern in Feldern aus äquidistanten Fasern die von Happel (1959) und Kuwabara (1959) angegebenen Widerstandsbeiwerte. An Modellfiltern aus hintereinander geschalteten Reihen paralleler Fasern (vergleiche Abb.2.4-7) wurde durch Messung des Druckverlustes der Umströmungswiderstand einzelner Fasern bestimmt (Kanaoka et al., 1990). Bei festem, großem Abstand von Faserreihen zueinander wurde der Abstand der Fasern in Reihen parallel eingespannter Fasern zueinander variiert. Die Resultate zeigen einen Abfall des Widerstandsbeiwertes $c_{W\alpha,0}$ mit steigender Re-Zahl (Abb.2.8-3). Allerdings verschiebt sich $c_{W\alpha,0}(Re)$ mit abnehmendem Faserabstand hin zu höheren Werten. Geringer werdende Faserabstände führen bei gleichgroßer Re-Zahl also zu einer Zunahme des Widerstandsbeiwertes.

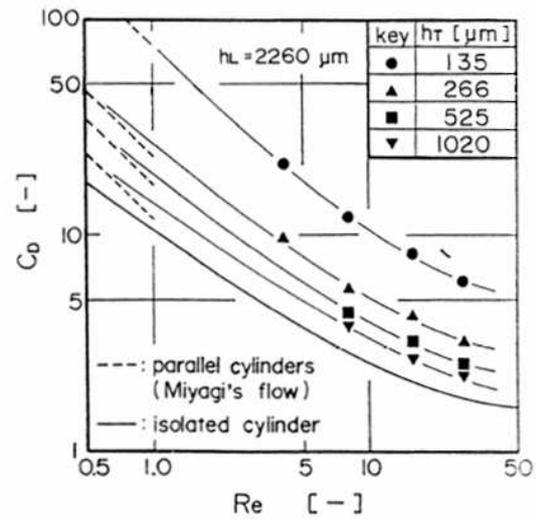


Abb.2.8-3 Einfluss von Nachbarfasern auf den Widerstandsbeiwert $c_{W\alpha,0}$ (C_D) in Abhängigkeit der Re-Zahl; aus Messungen an Modellfiltern (vergleiche Abb.2.4-7).

3 Messtechnik, numerische Strömungssimulation und Betriebsbedingungen

3.1 Einzelfaserbestäubungsanlage

Die Beaufschlagung einzelner Stahlfasern mit monodispersen Polystyrolpartikeln wurde in einer bestehenden Laboranlage durchgeführt (Schweers et al., 1994a, Abb.3.1-1). So wurden Abscheidegrade unbeladener Fasern (Kapitel 3.2) sowie beladener Fasern (Kapitel 3.3/4) ermittelt. Darüber hinaus wurden Ablagerungsstrukturen (Kapitel 3.5) beladener Fasern offline erfasst.

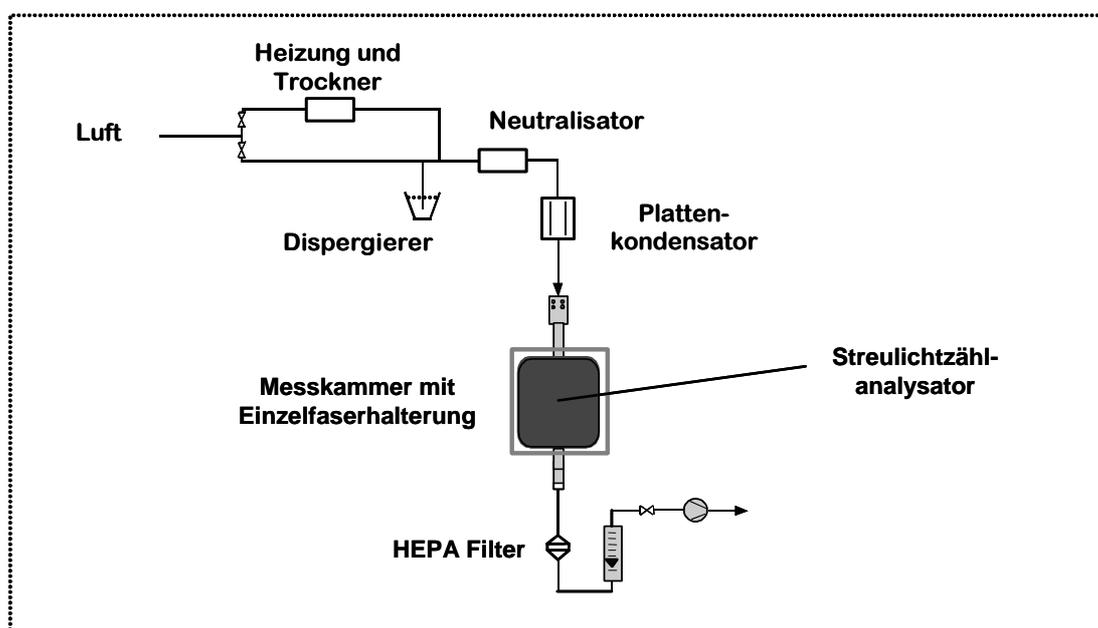


Abb.3.1-1 Anlage zur Bestäubung einzelner Fasern

Zur Beaufschlagung der Fasern werden stromaufwärts Polystyrolpartikeln aus wässriger Suspension dispergiert. Die Partikeln umgebende Wasserhülle wird durch Zugabe eines trockenen Luftstroms verdampft und anschließend neutralisiert (^{85}Kr -Quelle (10 mCi); Abb.3.1-1). Stromabwärts der Faser ermöglicht ein Ventil die Regelung des Volumenstroms. In der Strömung verbleibende Partikeln werden mit einem Absolutfilter (HEPA Filter; nach DIN EN 1822) aus dieser entfernt. Mittelteil dieser Anlage ist eine Messkammer, in welcher die Fasern dem Aerosolstrom ausgesetzt werden. Dort kann die Partikelkonzentration stromauf- und stromabwärts der Fasern mit Einzelpartikelstreulichtzählung (Umhauer, 1983; Abb.3.1-2) gemessen werden.

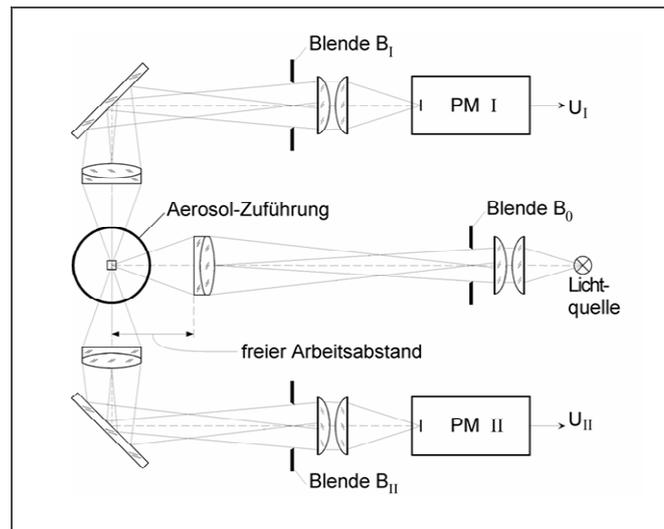


Abb.3.1-2 Prinzip der Streulichtzählanalytoren nach Umhauer (1983).

Diese Messtechnik basiert auf der Streuung von Licht an einzelnen Partikeln in optisch definierten Messvolumina. In einem festgelegten Winkel entstehende *Streusignale* werden auf einen Photomultiplier geleitet. In diesem treffen die Photonen zuerst auf eine Photokathode. Aus deren Oberfläche werden Elektronen herausgeschossen. Nach deren Beschleunigung in einem elektrischen Feld treffen diese Photoelektronen auf weitere Elektroden (Dynoden). Dort führt das Auftreffen jedes Elektrons auf deren Oberfläche zur Freisetzung mehrerer Elektronen. Die Höhe der Spannung am Ende der Verstärkung, welche aus dem Photomultiplier abgeleitet wird, wird in Kalibriermessungen jeweils einer Partikelgröße zugeordnet.

In der vorliegenden Arbeit erfolgten die Messungen in zwei gleich großen, optisch definierten Messvolumina ($100 \mu\text{m}$ (in Strömungsrichtung) \times $300 \mu\text{m}$ (in Faserrichtung) \times $430 \mu\text{m}$ (senkrecht zur Faser)). In diesen wird die Partikelstromdichte j in der Strömung bestimmt. Definiert ist diese als Anzahl von Partikeln N , bezogen auf die Messzeit t und den Querschnitt der Streulichtmessvolumina A_M :

$$j = \frac{N}{t \cdot A_M} \quad (3-1)$$

Die Messvolumina liegen im vorliegenden Fall in Strömungsrichtung $500\ \mu\text{m}$ voneinander entfernt. Die auf einer Halterung befestigten Fasern werden auf halber Strecke zwischen den Messvolumina positioniert. Dort werden sie einer Aerosol-Freilaufströmung zwischen dem Zufuhr- und dem Abfuhrrohr ausgesetzt (Abb.3.1-3). Zeitgleich kann Rechner gestützt die Partikelstromdichte stromauf (vorher)- und stromabwärts (nachher) der Fasern bestimmt werden.

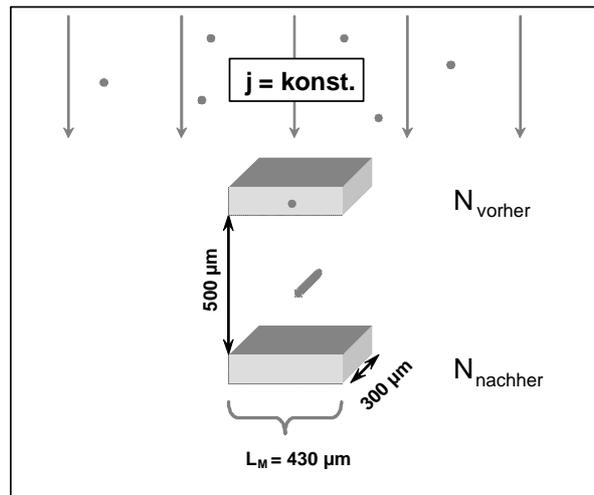


Abb.3.1-3 Anordnung der Streulichtmessvolumina

Die Faserhalterung, und mit ihr die Faser, kann senkrecht zur Strömungsrichtung, senkrecht zur Richtung der Faserachse verfahren werden. Dieser Vorgang erfolgt in Mikrometer genauen Schritten über eine Strecke von $4000\ \mu\text{m}$ ($4\ \text{mm}$).

3.2 Messung des Abscheidegrads unbeladener isolierter Fasern η_0

Der Abscheidegrad von unbeladenen isolierten Fasern wird bestimmt durch Zählung der zugeströmten Partikeln im stromaufwärts (vorher) definierten Messvolumen während der gesamten Beaufschlagungszeit und durch anschließendes Auszählen der abgeschiedenen Partikeln längs einer bekannten Faserlänge. Dazu wird die gering beladene Faser nach erfolgter Beaufschlagung

mit Partikeln mikroskopisch erfasst (Abb.3.2-1). Der Abscheidegrad unbeladener isolierter Fasern η_0 wird dabei folgendermaßen bestimmt:

$$\eta_0 = \frac{\Delta N}{N_{\text{vorher}}} = \frac{1,5 \cdot N_{\text{ausgezählt}} \text{ (auf } 200 \mu\text{m Faserlänge)}}{j_{\text{vorher}} \cdot t \cdot A_{\text{Faseranström}} \text{ (} d_F \cdot L_{F, \text{ im Messvol. (=300 } \mu\text{m)}})} \quad (3-2)$$

Dabei ist ΔN die auf einer Faser mit der Länge $L_F=200 \mu\text{m}$ ausgezählte Partikelanzahl.

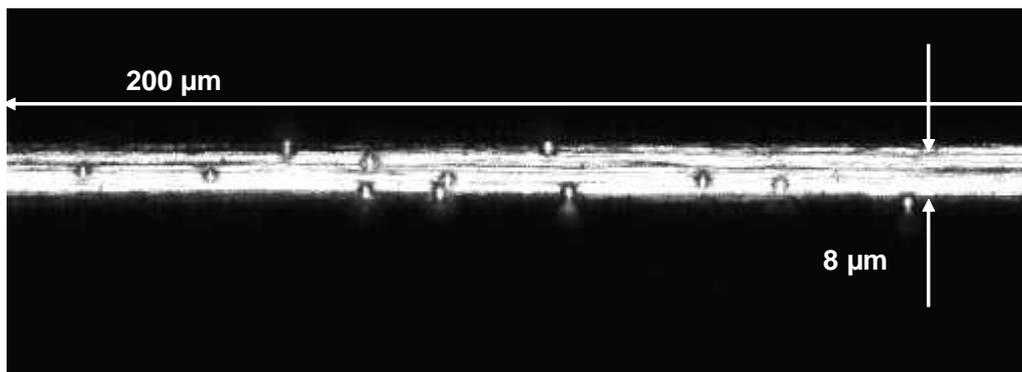


Abb.3.2-1 KLRM- Aufnahme einer niedrig beladenen isolierten Faser ($d_F=8 \mu\text{m}$, $u_0=0,55 \text{ m/s}$, $d_p=2,6 \mu\text{m}$)

Durch Zugabe weniger Partikeln wird eine ausreichend geringe Beladung gewährleistet, um Beladungseinflüsse auszuschließen (s.a. Kapitel 2.4.4). Stellt sich aufgrund sehr guter Abscheidung bei einer Betriebsbedingung eine zu hohe Beladung der Faser ein (Agglomerate von zwei oder mehr Partikeln), so wird in Wiederholungsversuchen die zugegebene Partikelanzahl reduziert. Änderungen des Abscheidegrades aufgrund von Beladung können so annähernd ausgeschlossen werden. Diese Methode wurde bereits erfolgreich von Rembor et al. (1999) mit einzelnen, isolierten Fasern ($d_F = 30 \mu\text{m}$) eingesetzt (s.a. Kapitel 2.4.4).

3.3 Messung des Abscheidegrades beladener isolierter Fasern η

3.3.1 Charakterisierung des Messsystems

Bei Platzierung einer Faser zwischen den Messvolumina (Abb.3.3-1) werden einerseits Partikeln auf der Faser abgeschieden. Andererseits werden Partikeln während der Umströmung der Faser senkrecht zur Strömungsrichtung stark verdrängt (Schweers et al., 1994a). Diese Partikeln werden dann nicht mehr vom stromabwärts zugewandten Messvolumen erfasst. Sie werden jedoch zur Bestimmung des Abscheidegrades benötigt. Sonst würde fälschlicherweise die gesamte Differenz aller in der einzigen mittleren Position (die Faser befindet sich zwischen den Messvolumen, siehe unten) gezählten Partikeln zu den abgeschiedenen gerechnet. Dieser Sachverhalt kann durch Darstellung von Partikelbahnen illustriert werden. Diese resultieren aus numerischen Berechnungen des Strömungsfeldes um einzelne, isolierte Fasern (Abb.3.3-1).

Die Abmessung der Messvolumina genügt also nicht zur Erfassung aller Partikeln, welche für die Bestimmung des Abscheidegrads maßgeblich sind. Hierzu müssten die Messvolumina senkrecht zur Strömungsrichtung verschoben werden. Diese sind jedoch anlagentechnisch fixiert. Deshalb wird die Faserhalterung und mit ihr die Faser verschoben. Dies wird durch die Wahl der Einlauflänge der Strömung ermöglicht. Zwischen Plattenkondensator und Messvolumina ist ein Strömungsgleichrichter geschaltet. Die Länge zwischen diesem und den Messvolumina wurde ausreichend kurz gewählt, so dass sich noch keine laminare Strömung ausgebildet hat, sondern in der Mitte des Rohres überall die gleiche Strömungsgeschwindigkeit vorherrscht.

Die Faser wird im Abstand eines Messvolumens senkrecht zur Strömungsrichtung verfahren und an den jeweiligen Haltepunkten die Partikelstromdichte bestimmt. Überlappungen werden durch genaues Verfahren der Faser vermieden. Dieses Verfahren der Faser wird soweit nach außen fortgeführt bis sich keine Verdrängungswirkung mehr zeigt: Abb.3.3-2 zeigt das stromab- zu

stromaufwärts gezählte Partikelstromdichteverhältnis $j_{\text{nachher}}/j_{\text{vorher}}$ an den unterschiedlichen Messpositionen.

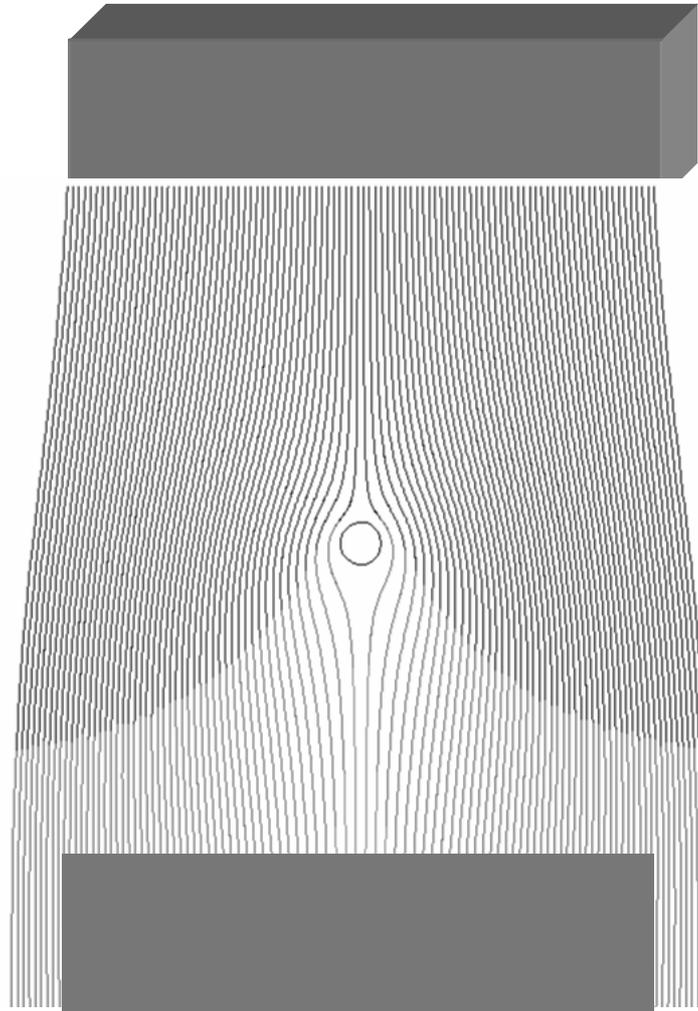


Abb.3.3-1 Partikelbahnen (Fluent-DPM) bei der Umströmung einer Faser (in der Bildmitte, umrandeter Kreis), oben und unten (dunkelgrau) sind die Streulichtmessvolumina skizziert.

An der Stelle, an welcher sich die Faser zwischen den Messvolumina befindet ist das Partikelstromdichteverhältnis niedriger als $j_{\text{nachher}}/j_{\text{vorher}}=1$. Dort liegt eine Abreicherung an Partikeln aufgrund von Abscheidung und Verdrängung der Partikeln vor. An den Positionen, an welchen die Faser nicht zwischen den Messvolumina liegt ist $j_{\text{nachher}}/j_{\text{vorher}}>1$. Dort liegt eine Anreicherung von Partikeln vor. Mit zunehmendem Abstand der Faser von den Messvolumina fällt $j_{\text{nachher}}/j_{\text{vorher}}$ kontinuierlich auf einen Wert von 1 ab. Dort ist das Ende des

Verdrängungsbereiches, es liegt eine ungestörte Strömung vor. Bis zu diesen Haltepunkten muss die Faser also verfahren werden und jeweils die Partikeln gezählt werden, um alle verdrängten Partikeln zu berücksichtigen und die Anzahl abgeschiedener Partikeln korrekt zu bestimmen.

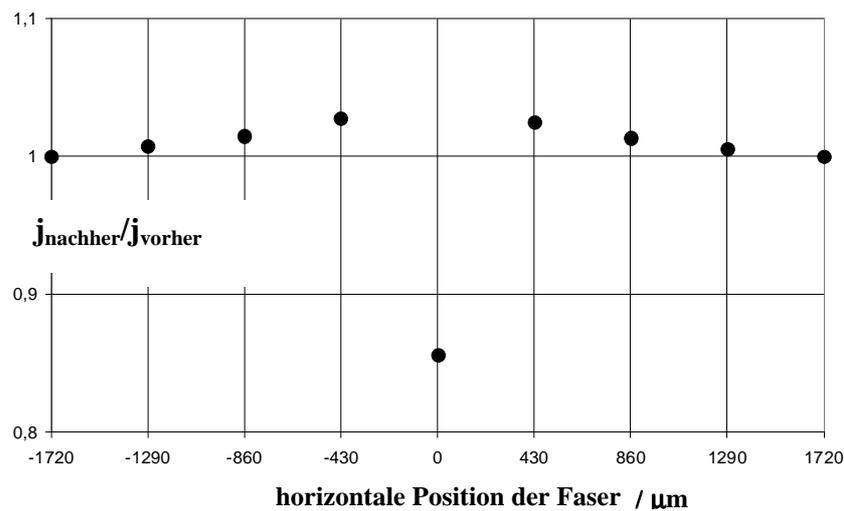


Abb.3.3-2 Verhältnis des Partikelstromdichteverhältnisses $j_{\text{nachher}}/j_{\text{vorher}}$ in Abhängigkeit der Haltepositionen zur Illustration der Verdrängung von Partikeln während der Umströmung von Fasern ($v=3 \text{ m/s}$; $d_p=1,3 \mu\text{m}$).

3.3.2 Messung des Abscheidegrades

Wie oben beschrieben wird zur Bestimmung des Abscheidegrads beladener isolierter Fasern η die Partikelstromdichte senkrecht zur Strömungsrichtung, weit seitwärts der Faser gemessen. So werden alle Partikelstromdichten im maßgeblichen Faseranströmquerschnitt bestimmt. Gemessen wird bis zu derjenigen Faserposition, ab welcher die Verdrängungswirkung vernachlässigbar ist. Hierzu wird die Faser jeweils um die Länge der Messvolumen verfahren und an diesen Stellen eine Teilmessung vorgenommen (Abb.3.3-3). Die Resultate aller Teilmessungen an den einzelnen Positionen werden dann zusammengefasst und damit der Abscheidegrad der Fasern nach folgender Gleichung bestimmt:

$$\eta = \frac{\sum_{i=1}^n j_{i,vorher} - \sum_{i=1}^n j_{i,nachher}}{\sum_{i=1}^n j_{i,vorher} \cdot \frac{d_F}{n \cdot L_M}} \quad (3-3)$$

In dieser Bestimmungsgleichung ist n die Anzahl der Faserpositionen aller jeweiligen Teilmessungen und L_M die Länge der Messvolumen senkrecht zur Faserachsenrichtung.

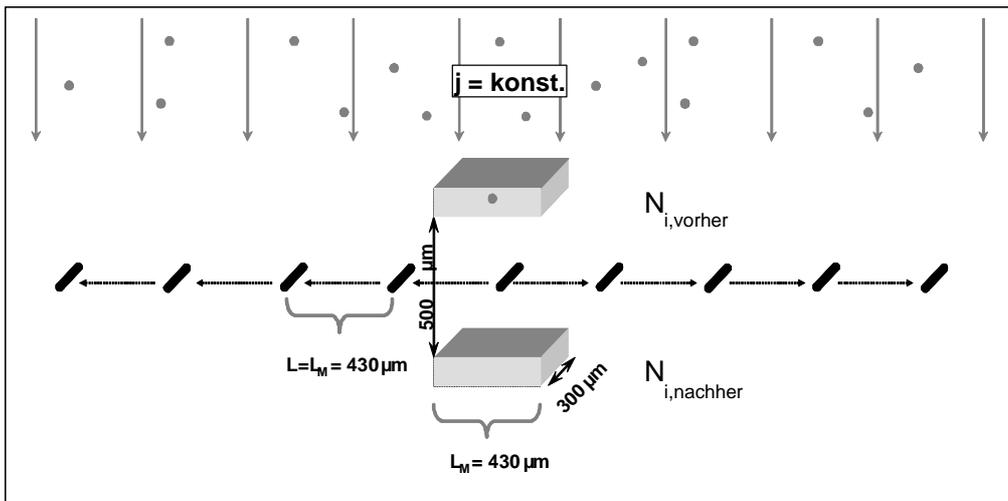


Abb.3.3-3 Prinzip der Messung des Abscheidegrades beladener isolierter Fasern.

Eine Messung des Abscheidegrades setzt sich aus mehreren Einzelmessungen k zusammen, deren Werte gemittelt werden. Zur Illustration der Schwankungsbreite der Messungen wurde an unbeladenen isolierten Fasern bei gleichen Betriebsbedingungen mehrere Messungen des Abscheidegrades vorgenommen und zwar mit jeweils gleicher Partikelanzahl je Teilmessung N_i (Position der Faser). Abb.3.3-4 zeigt die Resultate von jeweils 10 Einzelmessungen η_k bei 4 unterschiedlichen Partikelanzahlen N_i . Die nicht unerhebliche Schwankungsbreite der Messungen nimmt mit steigender Partikelanzahl je Teilmessung N_i ab. Aufgrund dieser Vorversuche wurde zur Ermittlung eines verlässlichen Mittelwertes jede Messung des Abscheidegrades 10- Mal wiederholt. Mit größeren Partikeln wurde aufgrund der schnelleren Massebeladung bei gleicher Anzahl

abgeschiedener Partikeln die Partikelanzahl N_i /Teilmessung i erniedrigt, was die Standardabweichung erhöhte (vgl. Abb.4.2-1 und Abb.4.2-3).

Fortdauernde In-Situ-Messungen führen zu Daten für den Abscheidegrad isolierter Fasern mit zunehmender Beladung η . Die Beladungszunahme während einer Abscheidegradmessung, d.h. die Masse neu abgeschiedener Partikeln, wird berechnet aus der Partikelanzahl auf der Anströmseite während der Beladungszeit sowie dem mittleren Abscheidegrad während des Beladungsschrittes.

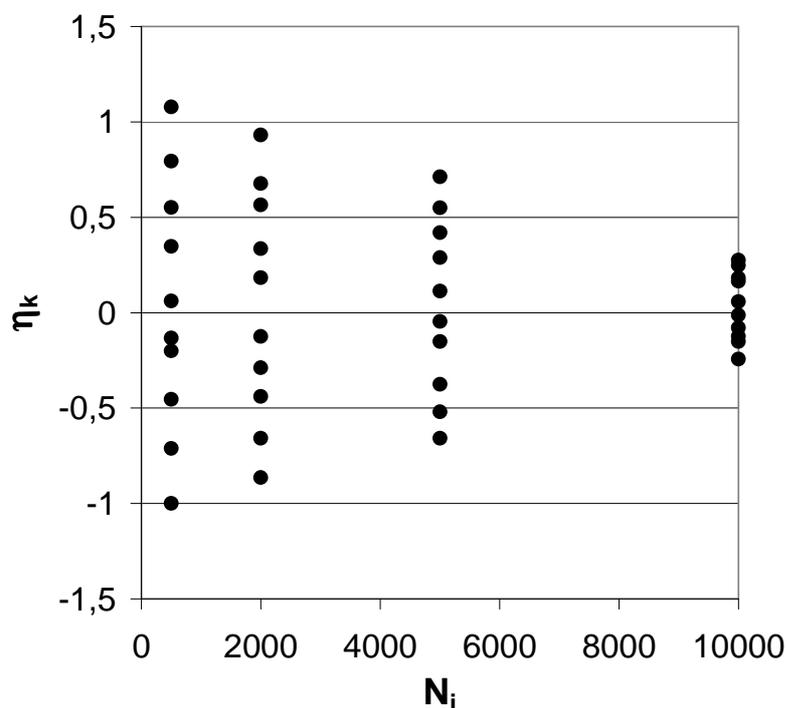


Abb.3.3-4 Einzelmessungen des Abscheidegrades η_k bei unterschiedlicher Partikelanzahl N_i der Teilmessungen i .

3.4 Messung des Abscheidegrads einzelner Fasern η_α in einer Anordnung parallel eingespannter Fasern

Der Einfluss benachbarter Fasern auf die Umströmung und die Abscheidung von Partikeln an einzelnen Fasern wurde idealisiert an Reihen parallel eingespannter Fasern untersucht. Die Einspannung der Fasern erfolgte in den Kreuzungspunkten der Drähte von Stahlfasernetzen. Diese wurden hierzu im Winkel von

45° zugeschnitten (Abb.3.4-1). Die Fasern wurden dann über die durch Zugschnitt entstandenen Kerben gespannt. Maschenweite M sowie Durchmesser der Drähte im Netz d_d bestimmten den Abstand a der einzuspannenden Fasern (Gleichung 3-4 und Abb.3.4-2).

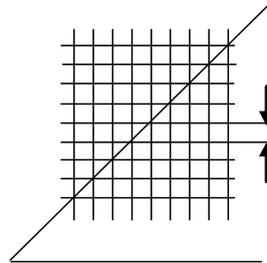


Abb.3.4-1 Zugschnitt der Drahtgitter zur Einspannung von Fasern

$$a = \sqrt{(M + d_d)^2} \quad (3-4)$$

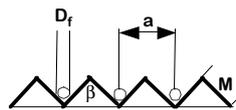


Abb.3.4-2 Prinzip der Fasereinspannung

Die Faserreihen wurden wie die isolierten Fasern zwischen den Messvolumina positioniert. Die Position der Fasern in horizontaler Richtung musste zur Bestimmung des Abscheidegrades einer Faser in einer Reihe bei einem Faserabstand von der Länge eines Messvolumens nicht geändert werden: die Differenz der zeitgleich gemessenen Partikelanzahlen, hergeleitet aus den Partikelstromdichten vorher und nachher, stellt unabhängig von der horizontalen Position der Reihe zu den Messvolumina die an einer Faser abgeschiedene Partikelanzahl dar.

Mit einem Faserabstand entsprechend der Länge eines Messvolumens berechnet sich der Abscheidegrad wie folgt:

$$\eta = \frac{N_{vorher} - N_{nachher}}{N_{vorher} \cdot \frac{d_F}{L_M}} \quad (3-5)$$

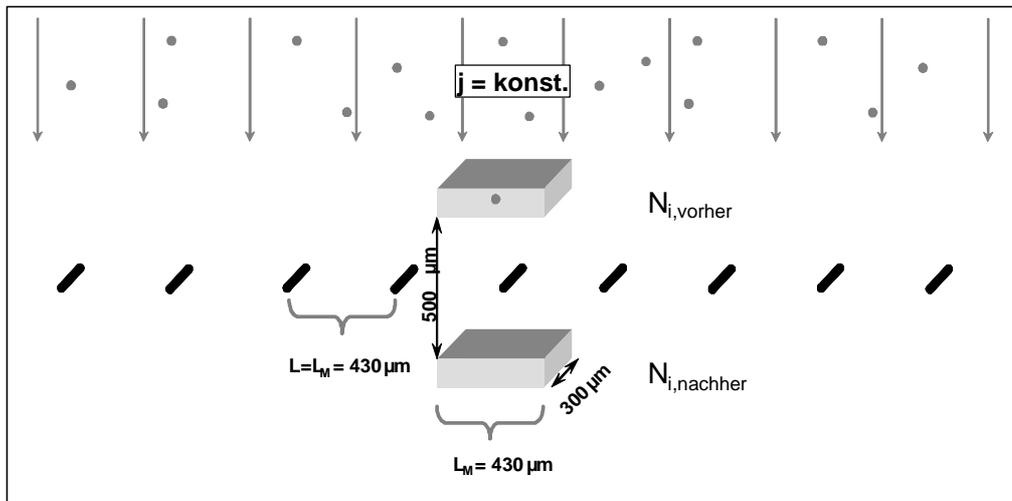


Abb.3.4-3 Schema der Bestimmung des Abscheidegrades von Fasern in Reihen parallel eingespannter Fasern

Man denke sich mehrere hintereinander angeordnete gleiche Faserreihen: der Faservolumenanteil in einem Würfel mit der Kantenlänge gleich der Länge eines Messvolumens entspricht dann der Packungsdichte des Faserfeldes. So kann ein Vergleich mit Abscheidegraden an Fasern in Faserfeldern (Packungsdichte $\alpha=0,004$) vorgenommen werden. Nicht nur der Abscheidegrad einzelner Fasern wurde bestimmt, sondern auch die Strukturen der auf den Fasern abgelagerten Partikeln wurden visualisiert.

3.5 Visualisierung der Partikelablagerungsstrukturen auf Fasern mittels Konfokaler Laser Raster Mikroskopie (KLRM)

3.5.1 KLRM Messprinzip

Das Prinzip (Abb.3.5-1) der Konfokalen Laser Raster Mikroskopie wurde 1955 von Marvin Minsky entwickelt: ein Laserstrahl rastert punktweise ein Objekt ab, wobei dieser in der Fokusebene der zu mikroskopierenden Probe maximal fokussiert ist. Aus diesem Fokus gelangt das Laserlicht durch Reflektion am Objekt durch das gleiche Objektiv wie das Anregungslaserlicht, wird auf eine

Lochblende abgebildet und gelangt von dort auf einen Detektor (meist ein Photomultiplier). Dabei liegen Anregungs- und Detektionsfokus konfokal (übereinander). Da lediglich Licht aus einem Punkt der Probe erhalten wird, ist es notwendig die Probe abzurastern und das Bild anschließend Computer gestützt zusammensetzen. Nur Signale, welche aus der Fokusebene kommen fallen exakt in die Lochblende (pinhole). Signalanteile aus anderen Ebenen, d.h. oberhalb oder unterhalb der Fokusebene werden ausgeblendet. So kommt es zur Aufnahme einer Schicht des Objektes. In dem nach der Lochblende positionierten Photomultiplier wird aus den Signalen Punkt für Punkt ein Schnittbild zusammengesetzt. Durch Aufzeichnung mehrerer Schnitte in verschiedenen Fokusebenen wird eine Schichtung mehrerer Ebenen erhalten. Am Rechner wird daraus eine dreidimensionale Rekonstruktion des abgebildeten Objektes erstellt.

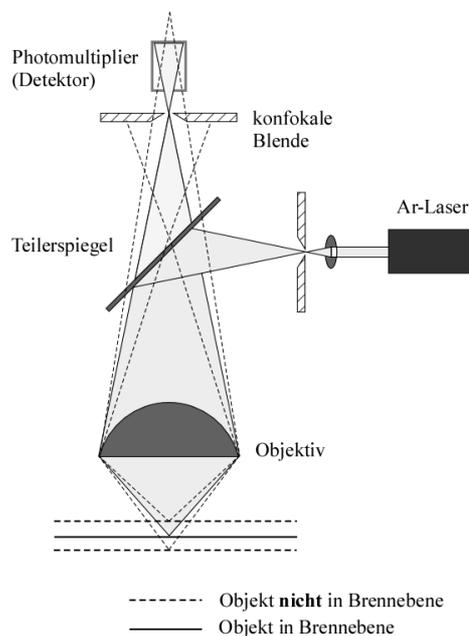


Abb. 3.5-1 Prinzip des Konfokalen Laser Raster Mikroskops

3.5.2 Erfassung der Ablagerungsstrukturen

Die KLRM Technik wurde zur schichtweisen optischen Erfassung von Fasern mit Partikelablagerungsstrukturen eingesetzt. *So wurde eine beladene Faser*

über eine Länge von $200\ \mu\text{m}$ erfasst und Ansichten senkrecht (Abb.3.5-2, rechts, im folgenden Querschnitt genannt) und parallel (Abb.3.5-2, links, im folgenden Längsrichtung genannt) zur Achse erstellt. Die Schrittweite betrug dabei $1\ \mu\text{m}$.

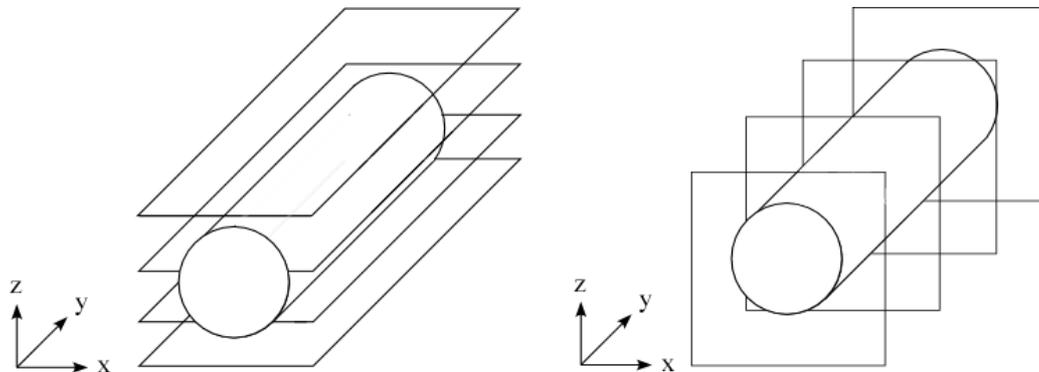


Abb.3.5-2 Vorgehen beim Erstellen von Ansichten in Längsrichtung (links) sowie in im Querschnitt (rechts) mit dem Konfokalen Laser Raster Mikroskop.

Von den beladenen Fasern wurden einerseits *Aufnahmen in Anströmrichtung* erstellt. Zusätzliche *Aufnahmen senkrecht zur Anströmrichtung* andererseits ermöglichten eine bessere Gesamtbeurteilung der Ablagerungen. Zur Erfassung der Ablagerungen in beiden Richtungen wurde die Faser in einer drehbaren Halterung aufgespannt (Abb.3.5-3).

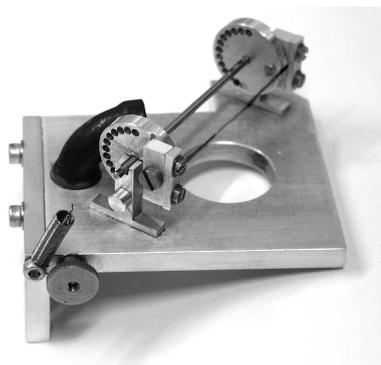


Abb.3.5-3 Faserhalterung mit Bohrungen und Bolzen zur Justierung.

Vor der mikroskopischen Aufnahme wurde die Faser zunächst jeweils in der in Abb.3.5-3 gezeigten Winkelstellung in Längsrichtung und im Querschnitt abgerastert. Danach wurde die Faser um 90° auf der Halterung gedreht, fixiert und die gleichen Aufnahmen in dieser Winkelposition vorgenommen.

Ansichten im Querschnitt zeigen hierbei bei niedrigen Anströmgeschwindigkeiten sehr unterschiedliche dendritische Strukturen (Abb.3.5-4). Diese unterschiedlichen Strukturen mussten durch adäquates Vorgehen bei der Erfassung berücksichtigt werden. Hierzu erfolgte wie erwähnt deren Abrasterung in Fokusebenen im Abstand von 1 μm . Dies ermöglichte eine manuelle Auswahl einer Aufnahme aus Aufnahmen weniger aufeinander folgender Fokusebenen. Diese enthält eine für diesen Abschnitt repräsentative Struktur. Der mittlere Querschnitt der beladenen Fasern wird durch Gewichtung mit der jeweiligen Anzahl der Fokusebenen ermittelt, entsprechend der Länge entlang der Faserachse in μm . Daraus wird die mittlere Porosität der Ablagerungen bestimmt (Kapitel 4.6.1) sowie der Umströmungswiderstand der beladenen Fasern berechnet (Kapitel 4.7). Eine Überlagerung aller einzelnen Ansichten im Querschnitt führt zu einem Gesamtbild (Abb.3.5-5), welches die tatsächliche Orientierung und Größe der lokalen Ablagerungen (Abb.3.5-4, rechts) auch nicht annähernd richtig wiedergeben würde.

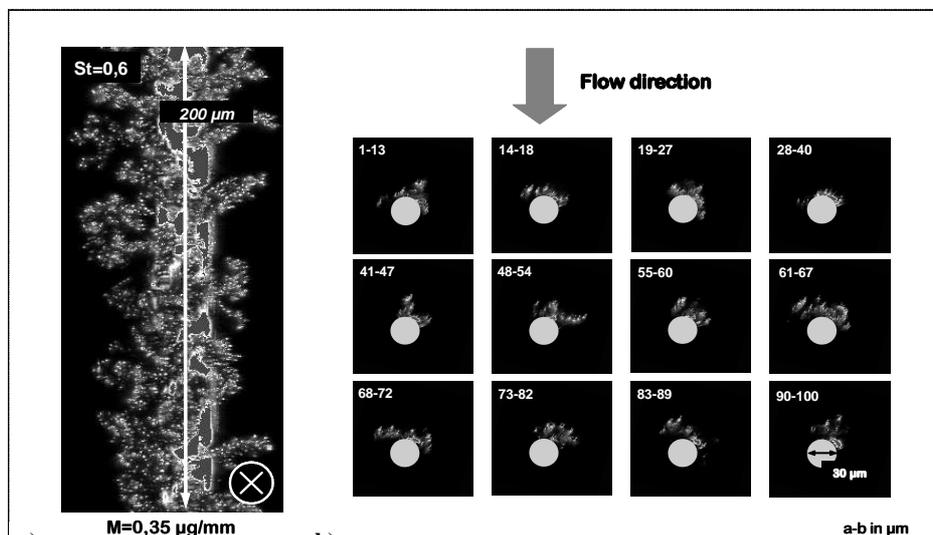


Abb.3.5-4 Partikelablagerungen auf isolierten Fasern: Ansichten in Längsrichtung, in Strömungsrichtung (links) sowie im Querschnitt (rechts); Zahlenwerte geben den Faserabschnitt an, aus welchem die jeweilige Kontur entnommen wurde. Ein Kreis wurde an die jeweilige Position der Faser eingefügt. Bedingungen: $St=0,6$; $Re=2,6$; $R=0,07$; $d_F=30 \mu\text{m}$, $d_p=2,0 \mu\text{m}$, $v=1,39 \text{ m/s}$.

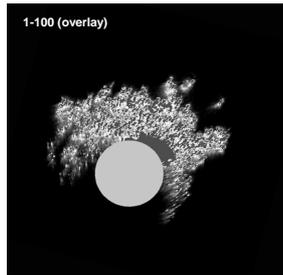


Abb.3.5-5 Überlagerung aller Ansichten in Faserachsenrichtung (Abb.3.5-4, rechts); Abstand der Einzelbilder entlang 100 μm Faserlänge: 1 μm .

3.5.3 Bestimmung des effektiven Faserdurchmessers sowie der Porosität der Ablagerungen

Die Ermittlung eines effektiven Faserdurchmessers einer beladenen Faser wird durch quantitative Analyse der Ansichten in Längsrichtung ermöglicht. Hierzu wird in einem ersten Schritt eine Konturlinie um die Ablagerungen eingezeichnet. Die hiermit festgelegte Anströmfläche der beladenen Faser wird in einem zweiten Schritt durch Quantifizieren der umrandeten Fläche (Software ImageJ) bestimmt.

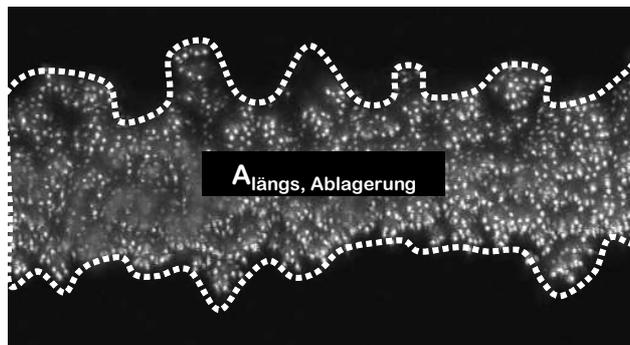


Abb.3.5-6 Bildanalyse zur Bestimmung des effektiven Anströmquerschnittes

Mit bekannter Länge des Faserabschnittes l_F wird der effektive Anströmquerschnitt der Fasern wie folgt berechnet:

$$d_{eff} = \frac{A_{Anström, Faser}}{l_F} \quad (3-6)$$

Die mittlere Porosität $\bar{\epsilon}$ der Ablagerungen wird durch Kenntnis des Volumens aller abgelagerten Partikeln sowie des Volumens der Ablagerungen berechnet:

$$\bar{\epsilon}_{\text{Ablagerung}} = 1 - \frac{V_{\text{aller abgelagerten Partikel}}}{V_{\text{mittel der Ablagerung}}} \quad (3-7)$$

Das Volumen aller abgelagerten Partikeln wird durch Messung des Abscheidegrades ermittelt (Kapitel 4.2). Das Volumen der Ablagerungen (mit Hohlräumen zwischen den Partikeln) wird aus den Ansichten der Fasern im Querschnitt bestimmt. Hierzu werden abschnittsweise typische Ablagerungen aus den Ansichten im Querschnitt ausgewählt. Auf jeder ausgewählten Aufnahme wird die erkennbare Ablagerung mit einer Konturlinie umrahmt. Anschließend wird diese umrissene Fläche der Ablagerung mit einer Bildauswertesoftware (Image J) quantifiziert (Abb.3.5-7).



Abb.3.5-7 Bildanalyse zur Bestimmung der Querschnittsfläche der Ablagerungen und damit deren Volumina.

Die erhaltenen Flächen werden mit der entsprechenden Länge des Faserabschnittes multipliziert, für welchen die repräsentative Struktur stellvertretend steht. Die Volumina der Ablagerungen aller Abschnitte werden in einem letzten Schritt zum Gesamtvolumen der Ablagerung addiert.

3.6 Numerische Strömungssimulation

Zur zwei-dimensionalen Berechnung von Strömungsfeldern um beladene Fasern, und damit des Umströmungswiderstandes, werden die mit dem KLRM erhaltenen Ansichten im Querschnitt herangezogen (Abb.3.6-1, links). Hierzu wird anhand der Aufnahmen mit dem KLRM eine Konturlinie um die Ab-

lagerungen erstellt: Auf den Rand der erkennbaren Ablagerungen werden mit einer Bildverarbeitungssoftware Koordinatenpunkte gesetzt. Ein automatisches Setzen der Koordinaten ist aufgrund der zerklüfteten Visualisierung nicht möglich. Diese werden deshalb manuell festgelegt. An die Stelle der Faser wird ein Kreis gleichen Durchmessers eingefügt. Der Mittelpunkt dieses Kreises wird hierbei als Koordinatenursprung gewählt. Die Koordinaten von Faser und Konturlinie der Ablagerung werden im Rahmen des Preprocessing in das Strömungssimulationsprogramm (CFD Code Fluent, Gittergenerierungstool Gambit) eingelesen. Modelliert wird um den Koordinatenursprung eine Kreislinie sowie aus den Koordinatenpunkten auf der Begrenzung der Ablagerungen eine Konturlinie. Beide Linien werden miteinander zu einer modellhaften beladenen Faser verbunden (Abb.3.6-1, rechts). Um diese wird ein Bilanzraum gelegt, in welchem die Strömung berechnet wird. Dieser muss in Größe und Randbedingung sorgfältig ausgewählt werden (Kapitel 4.7). Außerdem wird dieser durch Erzeugung eines Gitters diskret zerlegt, um dort zur Berechnung des Strömungsfeldes die partiellen Euler Differentialgleichungen numerisch zu lösen. Die unregelmäßige Konturlinie erfordert hierbei die Wahl eines unstrukturierten Gitters (tetraedisch).

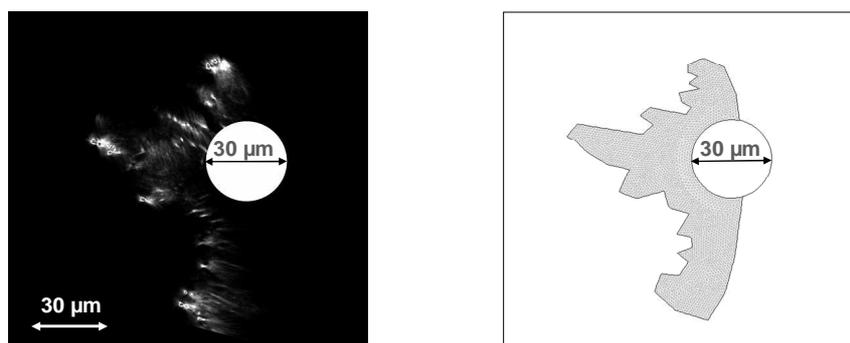


Abb.3.6-1 KLRM Ansicht im Querschnitt mit einem Kreis an der Stelle, wo sich die Faser befindet (links). Auf Basis der KLRM Aufnahme erstellte und in das CFD Programm eingelesene Konturlinie der Ablagerung (rechts).

3.7 Faser- und Partikelmaterialien sowie Betriebsbedingungen

Das Partikelabscheideverhalten (Abscheidegrad und Ablagerungsstrukturen) an einzelnen Fasern sollte über einen breiten Bereich der Trägheitsabscheidung bestimmt werden. Hierzu wurden Partikelgröße und –material, Faserdurchmesser und –material sowie Anströmgeschwindigkeit entsprechend ausgewählt.

Einzusetzende Partikeln sollten einerseits *sphärisch* (kugelförmig) und *monodispers* (jeweils ein Durchmesser mit geringer Standardabweichung) sein, zwecks genauer Definition der Betriebsbedingungen. Andererseits sollten die Partikeln in unterschiedlichen Größen - bis zu einigen μm , zum Abdecken des gesamten Trägheitsabscheidungsbereiches - *kommerziell erhältlich* sein. *Polystyrolpartikeln* ($d_p=1,3; 2,0; 2,6$ und $5,2 \mu\text{m}$) wurden deshalb für die Messungen ausgewählt (Abb.3.7-1). So konnte der Bereich von beginnender Trägheitsabscheidung bis hinein in den Bereich starken Abprallens abgedeckt werden. Mit dem eingesetzten Suspensionszerstäuber konnten Polystyrolpartikeln, welche in wässriger Dispersion geliefert wurden, kontinuierlich mit konstanter Konzentration zugegeben werden.

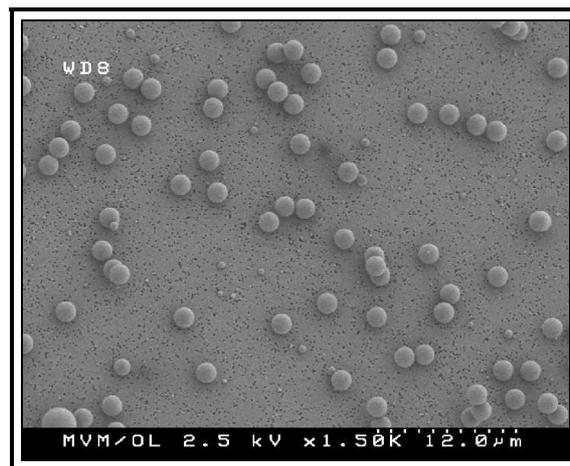


Abb.3.7-1 REM Aufnahme von Polystyrolpartikeln

Die Fasern sollten sich während der Experimente im ungeladenen Zustand befinden. Sie sollten außerdem einen einheitlichen Durchmesser aufweisen und gut handhabbar sein. Fasern aus rostfreiem Stahl wurden deshalb eingesetzt.

Diese sind über die Einspannung (Faserhalterung) geerdet, d.h. zu Beginn gegebenenfalls vorhandene Ladungen können abfließen. So befinden sich die Fasern im gewünschten ungeladenen Zustand. Fasern mit deutlich unterschiedlichem Durchmesser von $d_F = 8 \mu\text{m}$ sowie $d_F = 30 \mu\text{m}$ wurden ausgewählt. Dies ermöglichte ein Feststellen des Einflusses des Faserdurchmessers auf das Abscheideverhalten.

Anströmgeschwindigkeiten zwischen $v=0,7 \text{ m/s}$ und $v=6 \text{ m/s}$ konnten mit der vorhandenen Pumpenleistung durch Einstellen des Volumenstroms erhalten werden. Hierzu wurde die benötigte Flugzeit der Partikeln zwischen den Messvolumina gemessen und bei Bedarf der Volumenstrom nachgeregelt. Zusammen mit dem bekannten Abstand der Messvolumina wurde so auf die Geschwindigkeit der Partikeln geschlossen.

$d_F [\mu\text{m}]$	$d_P [\mu\text{m}]$	R	v [m/s]	Re	St
8	1,3	0,16	1,3	0,7	0,9
			2,1	1,1	1,5
			4,3	2,3	3,0
			5,7	3	4,0
8	2,6	0,32	0,3	0,2	0,9
			0,6	0,3	1,5
			1,1	0,6	3,0
			2,2	1,2	6,0
			3,3	1,8	9,0
30	1,3	0,04	1,5	3	0,3
			3	6	0,6
			4,5	9	0,9
			6	12	1,2
30	2,0	0,06	1,4	2,8	0,6
			2,1	4,2	0,9
			4,6	9,2	2,0

Abb.3.7-2 Betriebsbedingungen, Teil 1.

d_F [μm]	d_P [μm]	R	v [m/s]	Re	St
30	2,6	0,08	0,3	0,18	0,9
			0,6	0,30	1,5
			1,1	0,59	2,5
			2,2	1,18	3,0
30	3,5	0,12	0,5	1	0,6
			0,9	1,8	1,2
			1,9	3,8	2,5
			2,3	4,6	3,0
30	5,2	0,17	0,3	0,6	0,9
			0,6	1,2	2
			1	2	3
			1,3	2,6	4

Abb.3.7-3 Betriebsbedingungen, Teil 2.

4 Resultate

4.1 Abscheidegrad unbeladener Fasern

4.1.1 Isolierte Fasern: Abscheidegrad η_0 in Abhängigkeit von St - Einfluss des Faserdurchmessers d_F

Bereits gemessen worden waren die Abscheidegrade unbeladener isolierter Metallfasern mit Durchmesser $d_F=30 \mu\text{m}$ (s. Abb.2.4-5; Rembor, 1999). Eine vergleichsweise geringe Variation des Faserdurchmessers auf $d_F=20 \mu\text{m}$ führte im Rahmen der damaligen Messungen zu keiner merklichen Auswirkung auf den Abscheidegrad η_0 in Abhängigkeit der St-Zahl. Mit *deutlich dünneren Fasern* ($d_F=8 \mu\text{m}$), mit welchen bei gleichen Bedingungen auch Beladungs-experimente durchgeführt wurden, wurden im Rahmen der *vorliegenden Arbeit* nun Messungen durchgeführt. Variationen der Partikelgröße ($1,8 \mu\text{m} < d_p < 3,3 \mu\text{m}$) im Rahmen der damaligen Messreihe (Rembor; $d_F=30 \mu\text{m}$) hatten nur einen geringen Einfluss auf den Verlauf von $\eta_0(\text{St})$ (Abb.2.4-3, series 1 und series 3). So konnte nun bei den Messungen mit den dünnen Fasern ($d_F=8 \mu\text{m}$) aufgrund des hohen Messaufwandes auf eine Variation des Partikeldurchmessers verzichtet werden. Mit einer Partikelgröße von $d_p=2,6 \mu\text{m}$ wurden Partikeln im mittleren Größenbereich zu den Messungen herangezogen. Der erhaltene Verlauf von $\eta_0(\text{St})$ kann dann auf ähnlich große Partikeln übertragen werden.

Abb.4.1-1 zeigt $\eta_0(\text{St})$ für Fasern mit einem Durchmesser von $d_F=8 \mu\text{m}$ (graue Datenpunkte). Gegenübergestellt sind die Ergebnisse von Rembor ($d_F=30 \mu\text{m}$, schwarze Datenpunkte). In beiden Fällen steigt die Fit-Kurve $\eta_0(\text{St})$ mit zunehmender St-Zahl an. Danach durchläuft diese jeweils ein Maximum, bevor sie abfällt. Dieses Maximum wird mit $d_F=30 \mu\text{m}$ bei niedrigeren St-Zahlen erreicht als bei $d_F=8 \mu\text{m}$. Der maximale Abscheidegrad erreicht in beiden Fällen den gleichen Wert von ca. $\eta_0=0,22$.

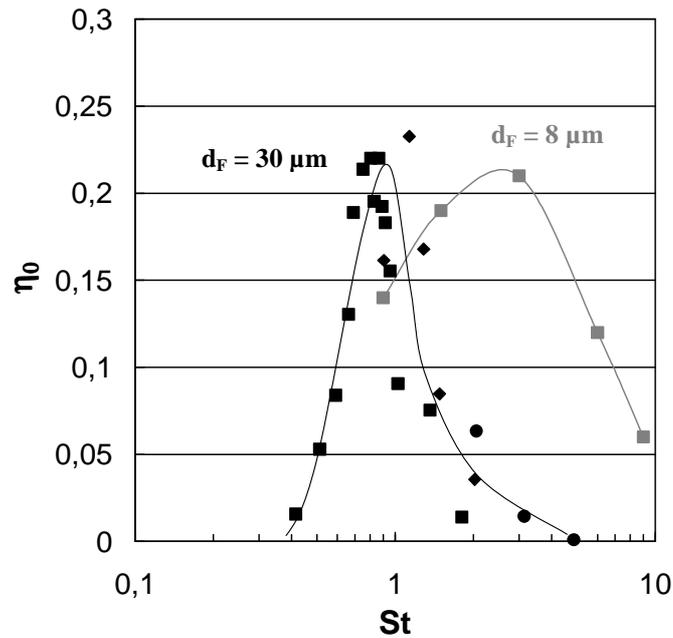


Abb.4.1-1 Abscheidegrad unbelasteter isolierter Fasern η_0 in Abhängigkeit der St-Zahl ($d_F=8 \mu\text{m}$; $d_P=2,6 \mu\text{m}$; graue Datenpunkte); zum Vergleich: Messungen von Rembor et al. (1999; schwarze Datenpunkte; $d_F=30 \mu\text{m}$; unterschiedliche d_P).

Die Fit-Kurve $\eta_0(\text{St})$ ($d_F=8 \mu\text{m}$) führt extrapoliert auf niedrigere St-Zahlen zu einem quantitativ ähnlichen Verlauf wie die Fit-Kurve zu den Daten für einen Faserdurchmesser von $d_F=30 \mu\text{m}$: bei allen verwendeten Faserdurchmessern verläuft $\eta_0(\text{St})$ bei einsetzender Trägheitsabscheidung (niedrige St) also gleich. Bei hohen St-Zahlen bestimmt das Abprall- und nicht mehr das Trägheitsverhalten die Abscheidung der Partikeln. Der sodann einsetzende Abfall von $\eta_0(\text{St})$ erfolgt nicht für alle Faserdurchmesser bei gleicher St-Zahl. Die St-Zahl ist offensichtlich nicht zur Beschreibung dieses Vorganges geeignet. Sie ist ein Maß für die Trägheit der Partikeln während des Zuströmens auf eine Faser und nicht für den anschließenden Vorgang des Auftreffens und Abprallens.

Bei gleicher St-Zahl herrschen an den dünnen Fasern wesentlich niedrigere Anströmgeschwindigkeiten vor als an den dicken Fasern.

4.1.2 η_0 in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit v

Die Anströmgeschwindigkeit v bestimmt nach theoretischen energetischen Betrachtungen (Kapitel 2.6) das Abprallen der Partikeln an den Fasern maßgeblich. Zur Analyse dieses Einflusses wurde die oben gezeigten Abscheidegrade η_0 in Abhängigkeit der Anströmgeschwindigkeit v aufgetragen (Abb.4.1-2).

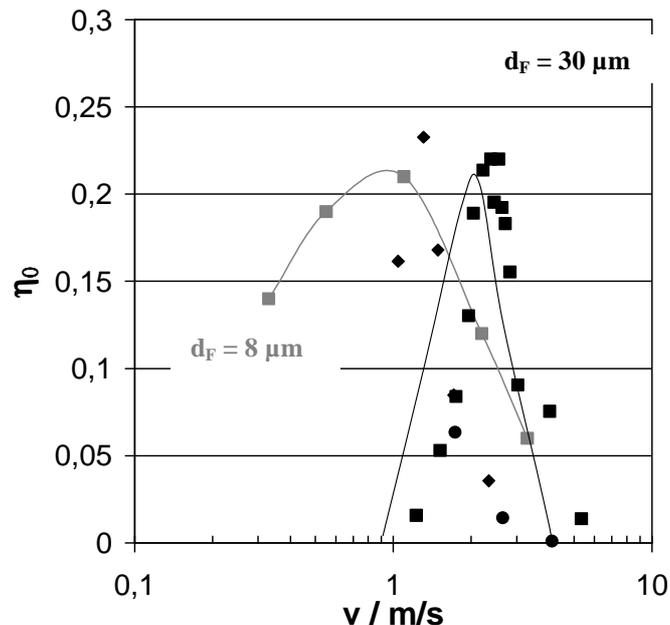


Abb. 4.1-2 Abscheidegrad unbeladener isolierter Fasern η_0 in Abhängigkeit der Anströmgeschwindigkeit v ; Messungen von Rembor et al. ($d_F=30 \mu\text{m}$, schwarze Datenpunkte) sowie eigene Messungen ($d_F=8 \mu\text{m}$; $d_p=2,6 \mu\text{m}$, graue Datenpunkte).

Der qualitative Verlauf der Fit-Kurven $\eta_0(v)$ ist vergleichbar zu dem von $\eta_0(\text{St})$, allerdings nicht die Lage der Kurven zueinander. Erkennbar setzt der Abfall von $\eta_0(v)$ bei hohen Anströmgeschwindigkeiten v für beide Faserdurchmesser ($d_F=8 \mu\text{m}$ und $d_F=30 \mu\text{m}$) bei gleicher v ein. Der Anstieg von $\eta_0(v)$ bei niedrigen v hingegen erfolgt nicht bei gleicher Anströmgeschwindigkeit wie im Fall von $\eta_0(\text{St})$, dort bei gleichen St .

Zusammenfassend kann folgendes festgehalten werden: da die zunächst einsetzende Zunahme von η_0 aufgrund zunehmender Trägheit erfolgt, stellt v allein nicht den geeigneten Parameter zur Beschreibung von η_0 bei den unter-

schiedlichen Betriebsbedingungen dar. In diesem Fall muss die Abhängigkeit $\eta_0(\text{St})$ betrachtet werden (Abb.4.1-1). Dort findet der jeweilige Anstieg der Kurven für unterschiedliche Faserdurchmesser bei ähnlichen St-Zahlen statt. Im Bereich dominierenden Abprallens ist dann die Abhängigkeit $\eta_0(v)$ geeignet, da bei gleichem Partikeldurchmesser die Anströmgeschwindigkeit das Abprallverhalten der Partikeln bestimmt.

4.1.3 Vergleich mit bestehenden empirischen Gleichungen

Zur Vorhersage des Abscheidegrades unbeladener einzelner Fasern existieren bereits mehrere empirische Bestimmungsgleichungen für Auftreffgrad ϕ und Haftanteil h (s. Kapitel 2.4). Durch Multiplikation beider Größen errechnet sich η_0 , welcher den Daten aus Abb.4.1-1 bzw. Abb.4.1-2 gegenübergestellt werden kann. Je nach Re-Zahl werden die passenden Bestimmungsgleichungen herangezogen. Zur Vorhersage des Auftreffgrades ϕ steht im vorliegenden Betriebsbereich ($1 < \text{Re} < 12$) die Gleichung von Schweers et al. (1994a; auf der Basis von Suneja et al. (1974)) zur Verfügung. Gekoppelt werden kann diese mit den Gleichungen für h einerseits von Hiller (1981), andererseits von Ptak et al. (1990; s. Kapitel 2.4).

Gegenübergestellt ist in Abb.4.1-3 der mit den empirischen Gleichungen ermittelte Abscheidegrad an unbeladenen einzelnen Fasern den in dieser Arbeit experimentell erhaltenen Daten: zu sehen ist in allen Fällen ein Anstieg von η_0 bei gleichen St-Zahlen. Etwas steiler erfolgt der Anstieg bei Verwendung des Haftanteils nach Hiller. Sehr unterschiedlich ist hingegen einerseits der maximale Abscheidegrad η_0 sowie andererseits die St-Zahl, ab welcher jeweils ein Absinken von η_0 aufgrund Abprallens einsetzt. Ein maximaler Abscheidegrad von ca. $\eta_0=0,22$ wird im Fall der experimentellen, an isolierten Fasern gewonnenen Daten erreicht. Höhere Maximalwerte werden hingegen bei Verwendung der empirischen Gleichungen erreicht (Hiller: $\eta_0=0,4$ ($d_F=30 \mu\text{m}$))

bzw. $\eta_0=1$ ($d_F=8 \mu\text{m}$) bzw. Ptak et al.: $\eta_0=0,4$ bzw. $\eta_0=0,6$). Ein Absinken von η_0 erfolgt nach den Untersuchungen von Hiller bei beiden Faserdurchmessern schon bei niedrigeren St-Zahlen als bei der Verwendung der Gleichung von Ptak et al.

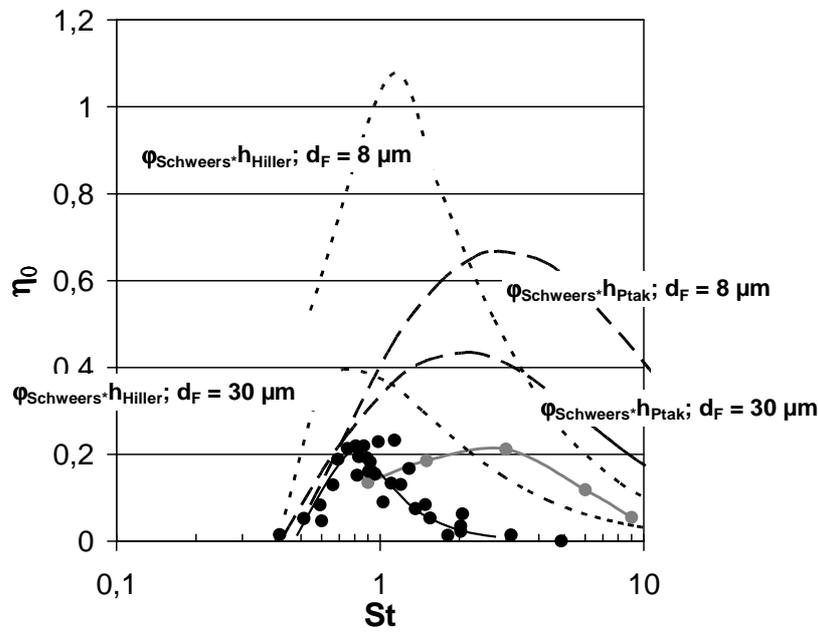


Abb. 4.1-3 Abscheidgrad η_0 in Abhängigkeit der St-Zahl an unbeladenen Fasern; Vergleich der Daten aus Messungen an isolierten Fasern (s.a. Abb.4.1-1; Datenpunkte) mit den nach empirischen Gleichungen berechneten Werten (gestrichelte Linien).

Ein Grund für das Abweichen von späteren experimentellen Daten von denen von Hiller ist dessen Untersuchung des Abprallens von Partikeln an ebenen Platten: bei deren Anströmung werden Strömung und Partikeln hierfür charakteristisch verdrängt. Lokale Partikelgeschwindigkeiten werden stark erniedrigt und Partikeln treffen in unterschiedlichen Winkeln auf die Platte auf. Auch im Fall der Faserumströmung findet dies statt. Allerdings bilden sich im Gegensatz zur Prallplattenanströmung andere Strömungsfelder als auch Partikelbahnen heraus. D.h. gleiche Betriebsbedingungen (v ; d_p) führen bei Platte und Faser nicht zu gleichem Haftanteil.

Im Gegensatz zu den Messungen an isolierten Fasern bestimmten Ptak et al. den Haftanteil durch Messungen an Filtermedien. Mit reduzierter Geschwindigkeit treffen hierbei abgeprallte Partikeln auf stromabwärts befindliche Fasern im Filter. Dort werden diese mit höherer Wahrscheinlichkeit abgeschieden als an der ersten Faser. Der mittlere Haftanteil an den Fasern im Filtermedium erhöht sich so im Vergleich zu den isolierten Fasern.

4.1.4 Messung des Abscheidegrades von Fasern unter Einfluss benachbarter, parallel eingespannter Fasern - $\eta_{\alpha,0}$

Der Abscheidegrad $\eta_{\alpha,0}$ unbeladener Fasern wurde bestimmt, welche sich in Mitten von Reihen parallel eingespannter Fasern befanden. Die Messungen wurden an 30 μm Fasern mit Partikeln der Durchmesser $d_p=1,3 \mu\text{m}$ sowie $d_p=2,6 \mu\text{m}$ durchgeführt. Abb.4.1-4 zeigt $\eta_{\alpha,0}$ in Abhängigkeit der St-Zahl (obere Kurve): $\eta_{\alpha,0}(\text{St})$ steigt bei allen Betriebsbedingungen mit zunehmender St-Zahl zunächst an, und fällt ab mittelgroßen St-Zahlen anschließend ab.

Qualitativ konnte solch ein Verlauf zuvor schon an isolierten Fasern beobachtet werden ($\eta_0(\text{St})$, untere Kurve). Allerdings liegen alle $\eta_{\alpha,0}(\text{St})$ erheblich über $\eta_0(\text{St})$. Ein Abfall von $\eta_{\alpha,0}(\text{St})$ bei hohen St-Zahlen erfolgt wie $\eta_0(\text{St})$ dann aufgrund Abprallens der Partikeln. Die Einengung der Strömung beim Passieren von Faserreihen im Vergleich zur Umströmung isolierter Fasern hat Änderungen lokaler Strömungs- und Partikelgeschwindigkeiten zur Folge. Dies bewirkt eine Verschiebung von $\eta_{\alpha,0}(\text{St})$ gegenüber $\eta_0(\text{St})$ zu höheren Werten.

Die Werte von Schweers et al. (1994a, Abb.2.4-2) liegen zwischen denen an der isolierten und denen an der einzelnen Faser gemessenen: isolierte Fasern wurden in den damaligen Messungen leicht beladen, was zu einer Erhöhung der Abscheidegrade gegenüber denen an der unbeladenen isolierten gemessenen (Rembor et al., 1999) führte.

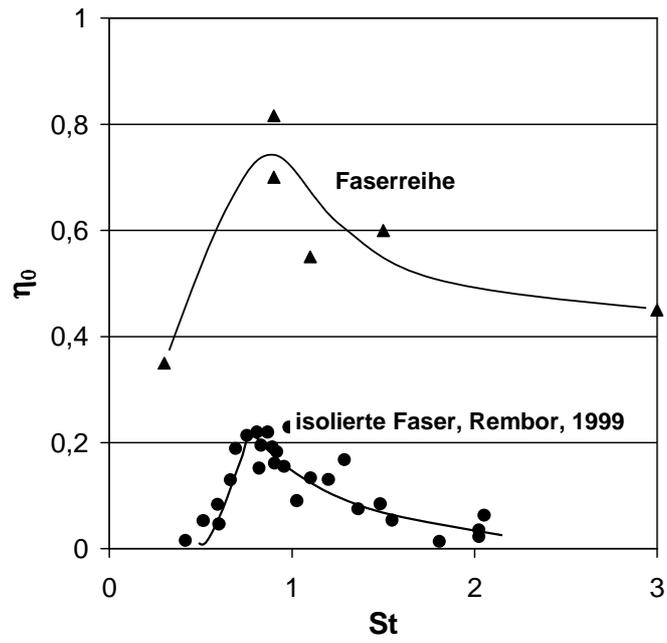


Abb.4.1-4 Vergleich des gemessenen Abscheidegrads an isolierten Fasern η_0 (Rembor, 1999) und eigener Messungen in Faserreihen $\eta_{\alpha,0}$ (obere Kurve, $d_p=2,6 \mu\text{m}$).

4.2 Abscheidegrad beladener isolierter Fasern η

Im vorhergehenden Kapitel wurden die Resultate für den Abscheidegrad unbeladener Fasern η_0 und $\eta_{\alpha,0}$ vorgestellt, sowie dessen Abhängigkeit von den Betriebsparametern diskutiert. Mit zunehmender Partikelbeladung der Fasern ändern sich die lokalen Strömungsverhältnisse in unmittelbarer Umgebung einer Faser erheblich und damit auch der Abscheidegrad an der Faser. Deshalb war es von besonderer Bedeutung den Abscheidegrad beladener einzelner Fasern zu bestimmen.

Kapitel 4.2 beschäftigt sich mit den Abscheidegraden an isolierten Fasern. Diese wurden mit der in Kapitel 3.3 vorgestellten Methode bestimmt. Abscheidegrade einzelner Fasern innerhalb einer Reihe parallel eingespannter Fasern werden in Kapitel 4.8 vorgestellt.

4.2.1 Variation der St-Zahl – Variation der Anströmgeschwindigkeit v

Unterschiedliche Anströmgeschwindigkeiten v wurden eingestellt, wobei Partikeldurchmesser d_p und Faserdurchmesser d_f zunächst unverändert blieben. Daraus resultierten unterschiedliche St-Zahlen. Den Verlauf des Abscheidegrades η mit zunehmender Beladung M (M =abgelagerte Partikelmasse/Faserlänge in $\mu\text{g}/\text{mm}$) zeigt Abb.4.2-1 für $d_p=1,3 \mu\text{m}$ und $d_f=30 \mu\text{m}$. Steil steigt $\eta(M)$ bei allen eingestellten v an, bei höheren M dann flacher.

Für niedrige Beladungen kann der Anstieg von $\eta(M)$ mit linearen Näherungsfunktionen beschrieben werden. Dies wurde hierfür auch in früheren Arbeiten angegeben (Billings (1966) und Barot et al. (1980), Kapitel 2.5.1), allerdings nur für sehr niedrige St-Zahlen. Der anfangs einsetzende steile Anstieg von η ist auf den Einfluss erster abgelagerter Partikeln zurückzuführen. Diese ändern die lokalen Strömungsbedingungen und damit die Partikelbahnen gegenüber denjenigen an unbeladenen Fasern erheblich und wirken selbst als Kollektoren (Billings (1966), Watson (1946)).

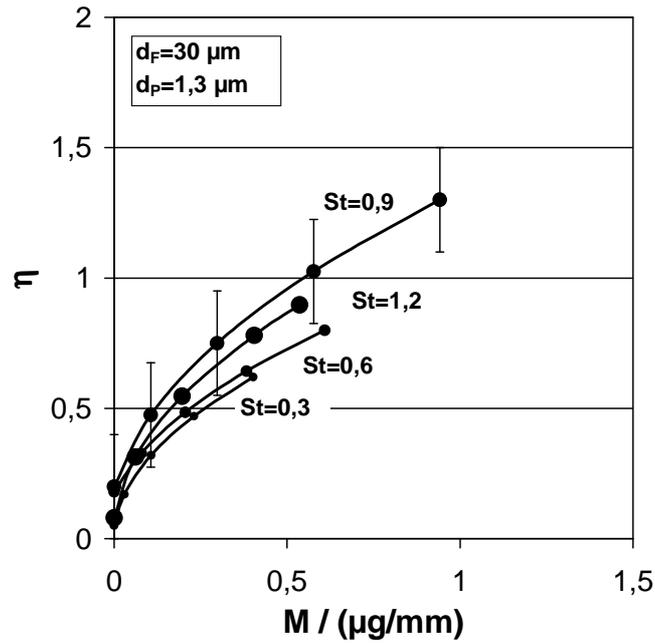


Abb.4.2-1 Einzelfaserabscheidegrad η in Abhängigkeit von M (Masse abgelagerter Partikeln pro Faserlänge; $\mu\text{g}/\text{mm}$); die St -Zahl wurde variiert durch Änderung der Anströmgeschwindigkeit v .

Aufgrund der Umlenkung der Strömung um unbeladene Fasern verändern auch die in der Strömung befindlichen Partikeln trotz Trägheit erheblich ihre Bahn (Abb.4.2-2).

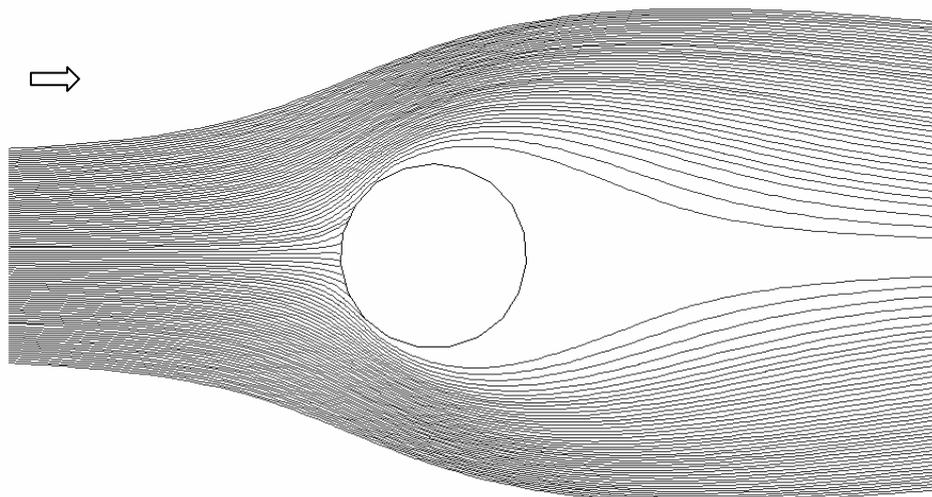


Abb.4.2-2 Partikelbahnen (berechnet) in einem Strömungsfeld um eine isolierte Faser (umrandeter Kreis in der Mitte der Abb.); $d_F = 30 \mu\text{m}$; $d_P = 1,3 \mu\text{m}$; $v = 3 \text{ m/s}$.

Nur wenige der über den Faseranströmquerschnitt verteilten Partikeln treffen überhaupt auf die Faser auf. Dies führt zu einem extrem niedrigen Abscheidegrad η_0 an unbeladenen Fasern (vergleiche Abb.4.1-1). Selbst niedrig beladene Fasern weisen bereits einen erheblich höheren Abscheidegrad η auf (Abb.4.2-1): erste einzelne abgeschiedene Partikeln, welche in die Strömung hineinragen dienen als Kollektor und tragen in erheblichem Maße zu verbesserter Abscheidung bei.

Diese Auswirkung zeigte sich schon auf Aufnahmen wenig beladener, annähernd unbeladener sowie unbeladener Fasern (Billings (1966), Fall 1; Schweers (1994), Fall 2 und Rembor (1999), Fall 3) an welchen Abscheidegrade bestimmt wurden (Kapitel 2.7.1 und Kapitel 2.4.4): im ersten Fall führte die Ausbildung von Dendriten zu einem deutlichen Anstieg des Abscheidegrads, trotz der noch geringen Beladung (s.a. Abb.2.7-1). Im zweiten Fall entstanden zwar nur Partikelagglomerate auf den Fasern, wobei andere Bereiche unbelegt blieben (ohne Partikelablagerung; Abb.2.4-3). Doch schon diese Agglomerate verbesserten die Abscheidung erheblich. Erst im dritten Fall hatte sich der Abscheidegrad im Vergleich zum unbeladenen Zustand nur unwesentlich erhöht. Eine Bildung von Partikelagglomeraten wurde durch sorgfältiges Einstellen nur geringer Beladungen verhindert. Die Partikeln wurden in diesem Fall an der unbeladenen Faser und nicht an abgelagerten Partikeln abgeschieden (Abb.2.4-4).

Weitere sich abscheidende Partikeln führten zur Bildung größerer, aus Partikeln aufgebauter Dendriten (gr. Bäumchen), bzw. zu kompakten Strukturen (s. Kapitel 4.4). Diese größeren Strukturen stellen aufgrund ihrer Ausdehnung eine Zunahme des effektiven Einfangquerschnittes gegenüber kleineren Strukturen dar (s. Kapitel 4.6.2). Die Auswirkung vermehrter Ablagerungen auf den Abscheidegrad η im Vergleich zu geringeren Ablagerungen ist nicht so enorm wie im Fall erster abgelagerter Partikel gegenüber der vollständig unbeladenen

Faser. Bei hohen Beladungen steigt so der Abscheidegrad mit steigender Beladung $\eta(M)$ dann flacher an.

Unterschiedliche Anströmgeschwindigkeiten v führen zu einem deutlich unterschiedlichen Anstieg von $\eta(M)$. Hohe v führen im Vergleich zu niedrigen v zu einem steileren Anstieg von $\eta(M)$ (Abb. 4.2-1). Ein Abflachen von $\eta(M)$ erfolgt jedoch, wenn v einen kritischen Wert übersteigt. Einerseits erfolgt der zunächst steilere aufgrund zunehmender Trägheitsabscheidung (steigende St-Zahl). Andererseits führen niedrige Anströmgeschwindigkeiten v zum Wachstum von Dendriten, welche gegenüber der Faser sehr effiziente Partikelkollektoren darstellen. Allerdings befinden sich in diesem Fall längs der Faserachse viele Hohlräume zwischen den Dendriten. Kompakte Strukturen, welche durchströmt werden, bauen sich hingegen bei mittleren Anströmgeschwindigkeiten auf. In der Strömung befindliche Partikeln können dann nicht so einfach wie im Falle dendritischer Ablagerungen der Struktur ausweichen. Diese bewegen sich auf den Stromlinien in der Strömung, bevor sie in unwesentlichem Abstand von der Ablagerung ihre Richtung relativ zu den Stromlinien leicht ändern. So treffen im Vergleich zu unbeladenen Fasern wesentlich mehr Partikeln auf die Strukturen der beladenen Fasern. So stellt sich bei mittleren v im Vergleich zu niedrigen v in absoluten Werten betrachtet ein steilerer Anstieg von $\eta(M)$ ein. Bei hohen Anströmgeschwindigkeiten prallen dann Partikeln stark an bereits entstandenen Strukturen ab. Sie bleiben nicht an der beladenen Faser haften. Dies führt zu einem Abflachen von $\eta(M)$.

4.2.2 Variation von η - bei anderem Partikeldurchmesser d_p

Auch das Verhalten von $\eta(M)$ unter Verwendung von Partikeln eines anderen Durchmessers ($d_p=2,6 \mu\text{m}$) wurde untersucht, wobei der Faserdurchmesser ($d_F=30 \mu\text{m}$) beibehalten wurde. Ebenfalls wurden in diesem Fall unterschiedliche Anströmgeschwindigkeiten eingestellt, was zu unterschiedlichen St-Zahlen führte. Abb.4.2-3 zeigt die Verläufe von $\eta(M)$.

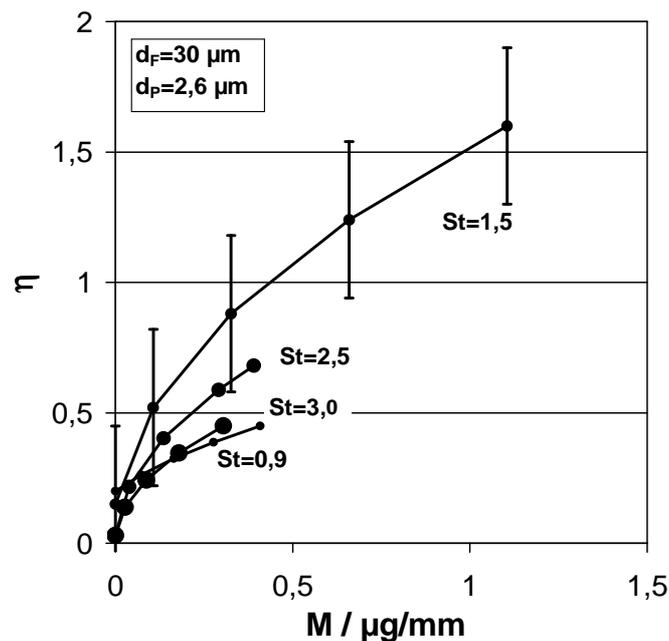


Abb.4.2-3 Einzelfaserabscheidegrad η in Abhängigkeit von M .

Wie bei der Kombination von $d_p=1,3 \mu\text{m}$ und $d_F=30 \mu\text{m}$ folgt bei Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit v , bzw. der St-Zahl, auf einen steilen Anstieg von $\eta(M)$ ein flacher. Einen flacheren Anstieg von $\eta(M)$ zeigen die beiden Messreihen bei $St=2,5$ und $St=3,0$ im Vergleich zu dem Verlauf bei $St=1,5$. Bei den beiden erstgenannten Bedingungen prallen die Partikeln im Vergleich zu der letztgenannten zunehmend stärker an den Strukturen ab. Darüber hinaus setzt ein Abflachen des Anstiegs mit Partikeln des Durchmessers $d_p=2,6 \mu\text{m}$ bereits bei niedrigeren Anströmgeschwindigkeiten ein als bei $d_p=1,3 \mu\text{m}$. Vergleichbare Verläufe von $\eta(M)$ wurden auch bei anderen Kombinationen von Partikel- und Faserdurchmesser gefunden.

4.2.3 $\eta(\text{St})$ und $\eta(v)$ - gleich bleibender Faserdurchmesser d_F – unterschiedlicher Partikeldurchmesser d_P

Um den Anstieg des Abscheidegrades bei unterschiedlichen St-Zahlen zu verdeutlichen wurde alternativ zum Auftrag von $\eta(M)$ in Anlehnung an die Auftragung in Abb.4.1-1 ($\eta_0(\text{St})$) und Abb. 4.1-2 ($\eta_0(v)$) nun auch der Abscheidegrad beladener Fasern in Abhängigkeit der St-Zahl ($\eta(\text{St})$) sowie der Anströmgeschwindigkeit ($\eta(v)$) aufgetragen. Hierbei tritt als veränderlicher Parameter nun die Beladung M auf. Anhand dieser Auftragungen lässt sich deutlich der Einfluss von Partikeldurchmesser d_P und Anströmgeschwindigkeit v auf $\eta(M)$ bei unterschiedlichen St-Zahlen veranschaulichen. Die bei den unterschiedlichen Betriebsbedingungen bei gleicher Beladungsstufe M (μg abgeschiedene Partikelmasse/mm Faserlänge) erhaltenen Abscheidegrade wurden in so genannten Iso-Beladungslinien zusammengefasst. Hierzu wurden die in Abb.4.2-1 und Abb.4.2-3 gezeigten Verläufe von $\eta(M)$ herangezogen: bei jeweils gleichen Beladungen M wurden die jeweils entsprechenden Abscheidegrade bestimmt.

Abb.4.2-4 zeigt die Verläufe von $\eta(\text{St})$ bei unterschiedlichen, jeweils für alle St-Zahlen konstant gehaltenen M . Eingetragen sind als Datenpunkte die Abscheidegrade bei der jeweiligen Beladung M . Hierzu wurden bei jeder Betriebsbedingung immer die gleichen Beladungen ausgewählt. Abscheidegrade bei gleicher Beladung wurden mit Iso-(Beladungs)linien verbunden. Die dargestellten Daten rühren von Messungen her mit zwei unterschiedlichen Partikeldurchmessern ($d_P=1,3 \mu\text{m}$ und $d_P=2,6 \mu\text{m}$) bei konstant gehaltenem Faserdurchmesser ($d_F=30 \mu\text{m}$). Die Iso-Beladungslinien steigen bei allen Beladungsstufen zunächst mit zunehmender St-Zahl an. Mit weiterer Zunahme der St-Zahl folgt jeweils ein Abfall der Iso-Linien. Maximale Abscheidegrade können bei jeder Iso-Beladungslinie klar bei mittleren St-Zahlen erkannt werden.

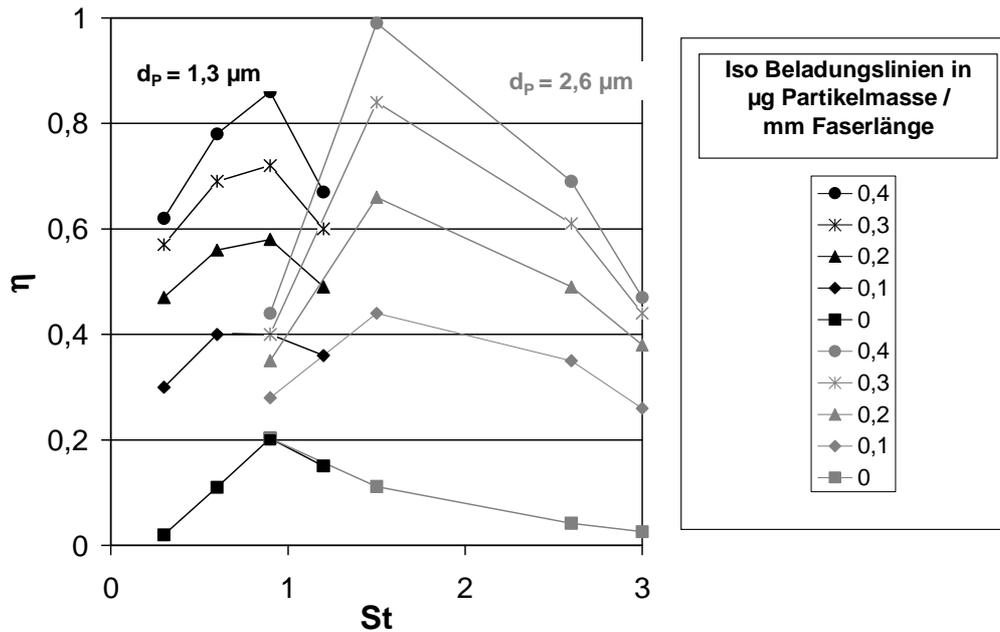


Abb.4.2-4 Abscheidegrad η in Abhängigkeit der St-Zahl; $d_p=1,3 \mu m$ (schwarze Datenpunkte) und $d_p=2,6 \mu m$ (graue Datenpunkte); $d_f=30 \mu m$.

Hierbei stellen sich sowohl bei den kleinen Partikeln als auch bei den großen vergleichbare Verläufe der Iso-Beladungslinien ein: einem Anstieg folgt ein Abfall bei hohen St-Zahlen. Das dazwischen liegende Maximum verlagert sich im Fall großer Partikeln allerdings im Vergleich zu kleinen Partikeln hin zu höheren St-Zahlen. Ein maximaler Abscheidegrad stellt sich also nicht für jede Kombination der Betriebsparameter bei gleicher St-Zahl ein. Somit setzt auch der Abfall von $\eta(St)$ bei unterschiedlichen St-Zahlen ein. Der Abfall von $\eta(St)$ setzt in einem Bereich verstärkten Abprallens von Partikeln an den beladenen Fasern ein. Dies wird bei unbeladenen Fasern wesentlich von der Anströmgeschwindigkeit v bestimmt (Abb.4.1-3). Zur Überprüfung der Übertragbarkeit auf beladene Fasern wurde folglich zur weiteren Analyse der Daten der Verlauf von $\eta(v)$ aufgetragen (Abb.4.2-5).

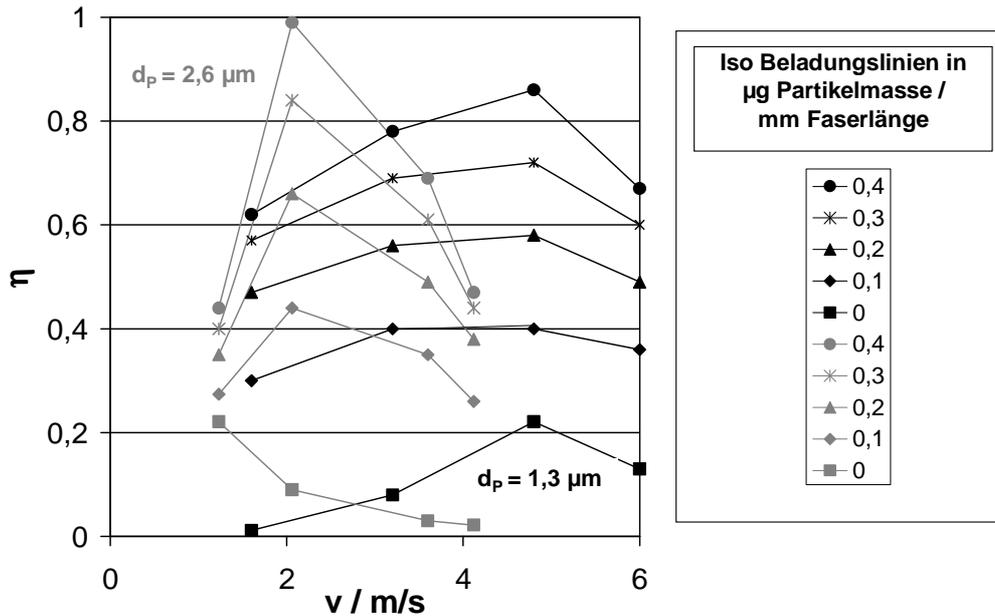


Abb.4.2-5 Abscheidegrad η in Abhängigkeit der Anströmgeschwindigkeit v ; $d_p=1,3 \mu\text{m}$ (schwarze Datenpunkte) und $d_p=2,6 \mu\text{m}$ (graue Datenpunkte); $d_F=30 \mu\text{m}$.

Wie in der vorhergehenden Auftragsung (Abb.4.2-4) zeigt sich auch hier bei allen unterschiedlichen Beladungsstufen M jeweils zunächst ein Anstieg der Iso-Beladungslinien mit zunehmender St-Zahl und anschließend ein Abfall. Im Unterschied zu obiger Auftragsung ($\eta(\text{St})$) erreicht hier der Abscheidegrad im Fall kleiner Partikeln im Vergleich zu großen Partikeln erst bei höheren Anströmgeschwindigkeiten ein Maximum.

Ein maximaler Abscheidegrad stellt sich also nicht bei allen Kombinationen der Betriebsparameter bei gleicher Anströmgeschwindigkeit ein. Also genügt weder mit $\eta(\text{St})$ noch mit $\eta(v)$ eine geschlossene Funktion zur Beschreibung des Abscheidegrades bei den unterschiedlichen Betriebsbedingungen.

4.2.4 $\eta(\text{St})$ und $\eta(v)$ – gleich bleibender d_p – unterschiedlicher d_F

Nicht nur der Einfluss des Partikeldurchmessers auf $\eta(\text{St})$ und $\eta(v)$ wurde untersucht, sondern auch derjenige des Faserdurchmessers. Hierbei wurden zwei unterschiedliche Faserdurchmesser verwendet ($d_F=30 \mu\text{m}$ und $d_F=8 \mu\text{m}$) sowie ein Partikeldurchmesser ($d_p=1,3 \mu\text{m}$). Abb.4.2-6 zeigt $\eta(\text{St})$: beide Faserdurchmesser führen zu einem maximalen η bei mittleren St-Zahlen und dies bei allen Beladungsstufen.

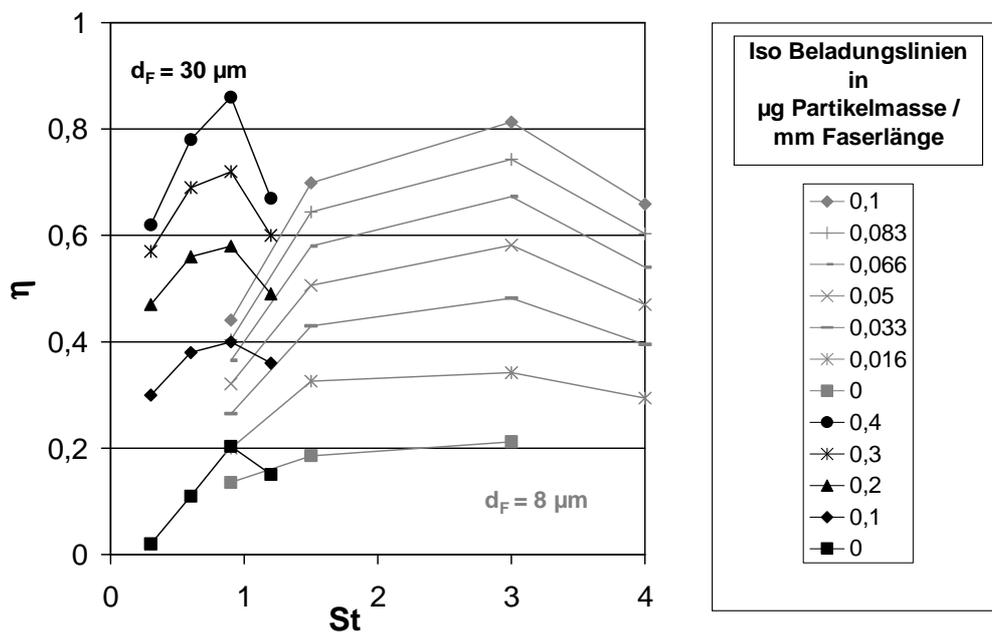


Abb.4.2-6 Abscheidegrad η in Abhängigkeit der St-Zahl; $d_p=1,3 \mu\text{m}$; $d_F=30 \mu\text{m}$ (schwarze Datenpunkte); $d_F=8 \mu\text{m}$ (graue Datenpunkte).

Kleiner werdende Faserdurchmesser sorgen für eine Verschiebung maximaler η hin zu höheren St-Zahlen. D.h. auch bei unterschiedlichen Faserdurchmessern, bei gleich bleibendem Partikeldurchmesser, genügt zur Beschreibung bei den unterschiedlichen Betriebsbedingungen nicht nur ein Verlauf von $\eta(\text{St})$. Wie schon bei unterschiedlichen Partikeldurchmessern (vorhergehendes Kapitel) wurden die Daten im Fall unterschiedlicher Faserdurchmesser als Funktion $\eta(v)$ aufgetragen (Abb.4.2-7).

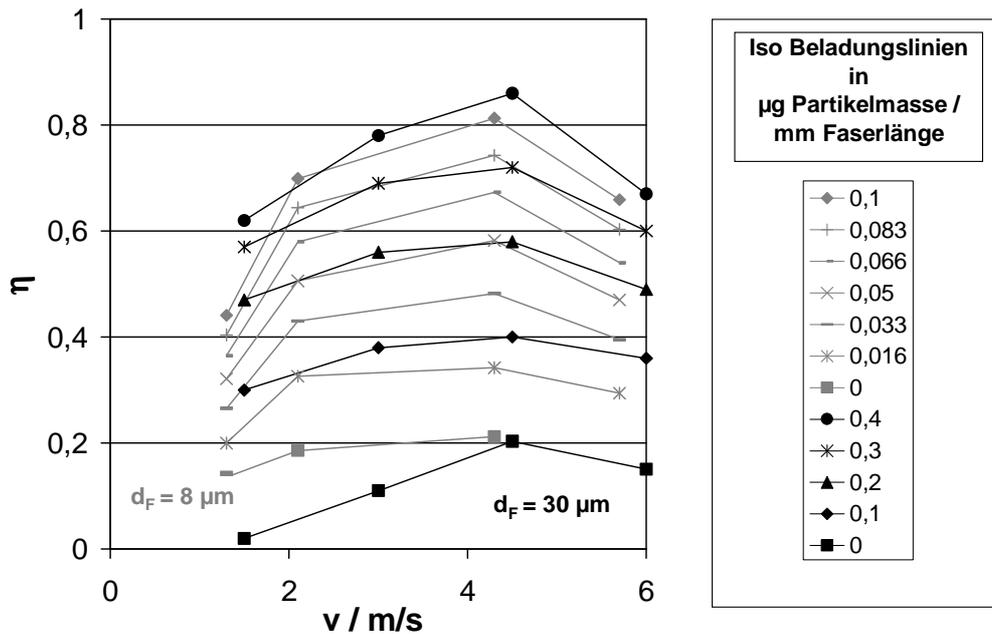


Abb.4.2-7 Abscheidegrad η in Abhängigkeit von v ; $d_p=1,3 \mu\text{m}$; $d_F=30 \mu\text{m}$ (schwarze Datenpunkte); $d_F=8 \mu\text{m}$ (graue Datenpunkte).

In diesem Fall treten die Maxima von η bei beiden Faserdurchmessern bei annähernd gleicher Anströmgeschwindigkeit v auf. Bei Verwendung gleich großer Partikeln genügt also bei unterschiedlichen Faserdurchmessern eine geschlossene Funktion $\eta(v)$.

Eine geeignete Auftragung zum Vergleich von Daten mit unterschiedlichen Partikeldurchmessern wird später in Kapitel 4.5 gezeigt, nachdem die Ablagerungsstrukturen betrachtet wurden.

4.2.5 Anstieg des relativen Abscheidegrades η/η_0

Eine erhebliche Änderung des Abscheidegrades η im Vergleich zum Anfangsabscheidegrad η_0 wird, wie bereits in Kap. 4.2.1 festgestellt, schon aufgrund weniger abgelagerter Partikeln bewirkt. Diese Änderung von η/η_0 kann je nach Betriebsbedingung enorme Ausmaße annehmen.

Den jeweils auf den Abscheidegrad der unbeladenen Faser bezogenen Abscheidegrad η/η_0 zeigt Abb.4.2-8: bei niedrigen St-Zahlen stellt sich ein

steiler Anstieg von $\eta/\eta_0(M)$ ein. Experimente bei höheren St-Zahlen führen hingegen zu einem flachen Anstieg von $\eta/\eta_0(M)$.

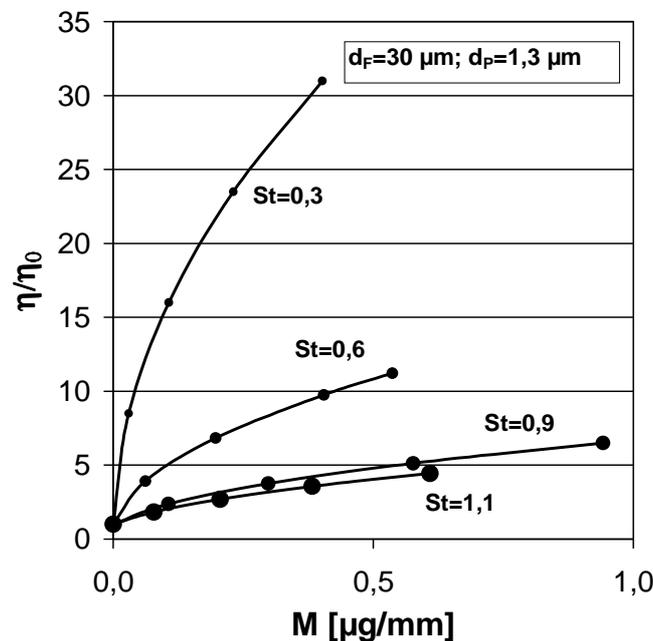


Abb.4.2-8 η/η_0 in Abhängigkeit der Beladung M; $d_P=1,3 \mu\text{m}$; $d_F=30 \mu\text{m}$.

Entsprechend Abb.4.2-4 und Abb.4.2-6 ($\eta(St)$) wurde nun der Anstieg von $\eta/\eta_0(St)$ aufgetragen (Abb.4.2-9). Zu sehen sind die mit zwei unterschiedlichen Partikeldurchmessern erhaltenen Daten: die mit unterschiedlichen Symbolen gekennzeichneten Beladungsstufen haben vor allem bei niedrigen und hohen St-Zahlen zu einer enormen Zunahme des bezogenen Abscheidegrades zur Folge. Bei mittleren St-Zahlen ist die Zunahme von $\eta/\eta_0(M)$ deutlich geringer. Diese Tendenzen zeichnen sich für beide Partikelgrößen bei gleichen St-Zahlen ab. Bei niedrigen St-Zahlen werden aus niedrigen η_0 aufgrund geringer Partikelträgheit an unbeladenen Fasern aufgrund erster Ablagerungen signifikant erhöhte η . Bei hohen St-Zahlen führt starkes Abprallen an unbeladenen Fasern zu niedrigen η_0 . Eine starke Zunahme des Abscheidegrades tritt dann aufgrund abgelagerter Partikel auf. Diese kompensieren offensichtlich das Abprallen an den unbeladenen Teilen der Fasern bzw. bieten eine höhere Haftwahrscheinlichkeit bei einem Auftreffen von Partikeln auf bereits abgelagerte Partikeln.

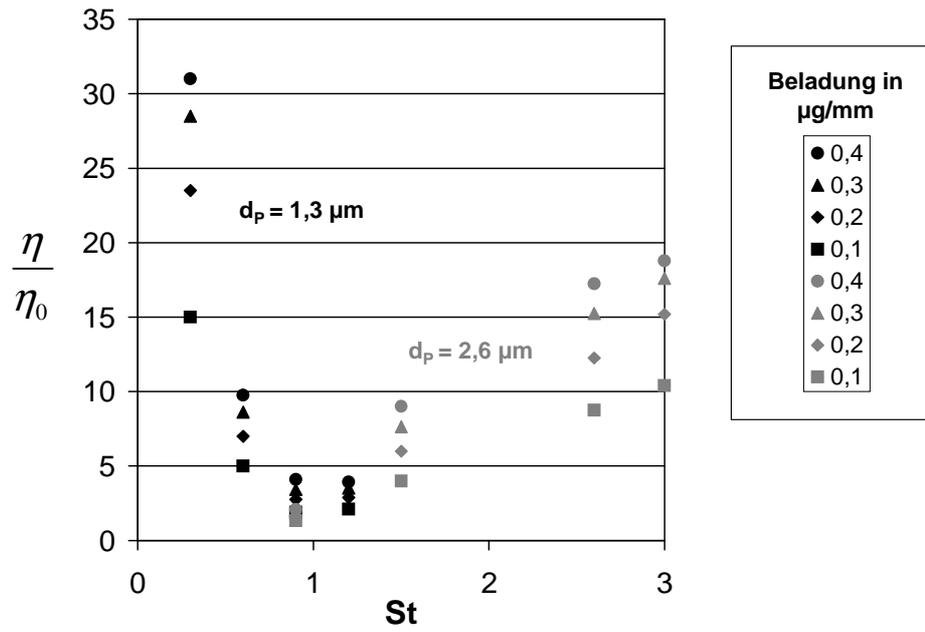


Abb.4.2-9 η/η_0 in Abhängigkeit von der St -Zahl; gleiches Symbol entspricht gleicher Beladungsstufe.

4.3 Modell zur Beschreibung des Abscheidegrades $\eta(M)$

An die Verläufe von $\eta(M)$ (Kapitel 4.2) wurden empirische Funktionen angepasst. Wie bereits in Abb.4.2-1 und Abb.4.2-3 gesehen, steigt $\eta(M)$ bei niedrigen Beladungen M zunächst steil an, flacht dann bei hohen M jedoch zunehmend ab. Mit einem linearen Zusammenhang kann dieser Verlauf von Abscheidegrad mit zunehmender abgelagerter Partikelmasse also nicht beschrieben werden. Es bietet sich an, wie bereits in Abb.4.2-7 und Abb.4.2-8 gesehen, den Abscheidegrad auf den jeweiligen Anfangsabscheidegrad zu beziehen und den Anstieg von η/η_0 mit zunehmender M zu beschreiben. So kann die starke relative Änderung des Abscheidegrads mit steigender Beladung gegenüber dem unbeladenen Zustand quantifiziert werden und dessen Anstieg gegenüber den anderen Betriebsbedingungen noch deutlicher abgegrenzt werden. Bereits Billings (1966) und Kanaoka et al. (1980)/Myojo et al. (1984, vgl. Abb.2.5-2) wählten diese Darstellung.

$((\eta/\eta_0)-1)$ steigt in doppelt logarithmischer Auftragung für alle Betriebsbedingungen linear an (Abb.4.3-1).

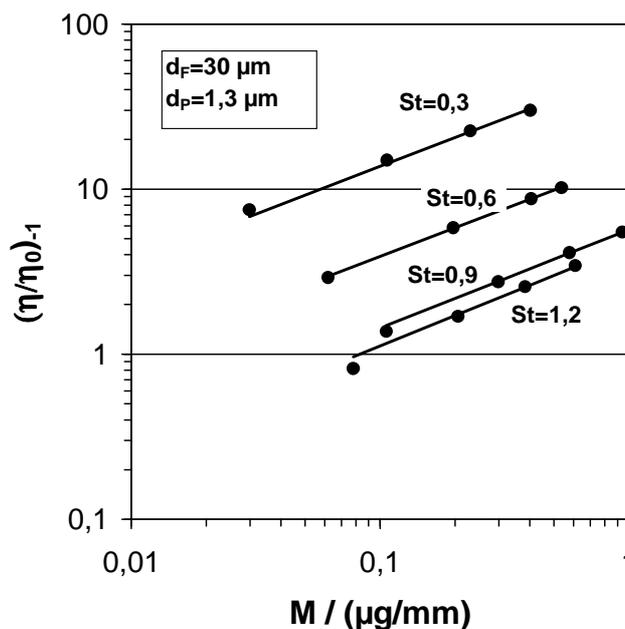


Abb. 4.3-1 Auf den bezogenen Einzelfaserabscheidegrad $(\eta/\eta_0)-1$ angepasste Potenzfunktionen; exemplarisch für $d_F=30 \mu\text{m}$ und $d_P=1,3 \mu\text{m}$; im Bereich $St=0,3$ bis 1,2.

Daraus ergibt sich folgender Ansatz:

$$\frac{\eta}{\eta_0} = 1 + b \cdot M^c \quad (4-1)$$

Der Wert dreier Parameter muss also zur Beschreibung von $\eta/\eta_0(M)$ für alle Betriebsbedingungen bekannt sein: der Abscheidegrad unbeladener isolierter Fasern φ_0 , die Steigung b und der Exponent c .

Der Verlauf des Abscheidegrades unbeladener isolierter Fasern $\eta_0(\text{St})$ bzw. $\eta_0(v)$ für die Faserdurchmesser $d_F=8 \mu\text{m}$ und $d_F=30 \mu\text{m}$ wurde bereits in Kapitel 4.1 diskutiert und kann für das Modell genutzt werden: zu jeder St-Zahl bzw. jeder Geschwindigkeit v kann der Abscheidegrad im Schaubild abgelesen werden. Alternativ können die Verläufe von $\eta_0(\text{St})$ bzw. $\eta_0(v)$ auch mit geschlossenen Funktionen beschrieben werden.

4.3.1 Exponent c

Der Exponent c in Gleichung (4-1) ist ein Maß für die Abweichung des Anstiegs von $\eta/\eta_0(M)$ von der Linearität. Ein Wert von $c=1$ entspricht einem linearen Anstieg von $\eta/\eta_0(M)$. Der Exponent c wurde in jeweils Abhängigkeit der dazugehörigen Parameter St , v und Re aufgetragen. Dabei zeigte sich, dass die Abhängigkeit $c(\text{Re})$ mit einem stetigen Verlauf angenähert werden kann (Abb.4.3-2).

Zunächst fällt c bei kleinen Re -Zahlen mit zunehmender Re -Zahl ab, um dann für hohe Re -Zahlen leicht anzusteigen bzw. bei einem annähernd gleich bleibenden Wert von ca. $c=0,6$ zu verharren. Sehr niedrige Re -Zahlen haben also ein annähernd lineares Verhalten von $\eta/\eta_0(M)$ zur Folge. Dieser Zusammenhang wurde auch von Billings (1966) sowie Kanaoka et al. (1980)/Myojo et al. (1984) gefunden. Beide führten ihre Untersuchungen bei niedrigen St -Zahlen durch (bzw. niedrigen Re -Zahlen; vgl. Kapitel 2).

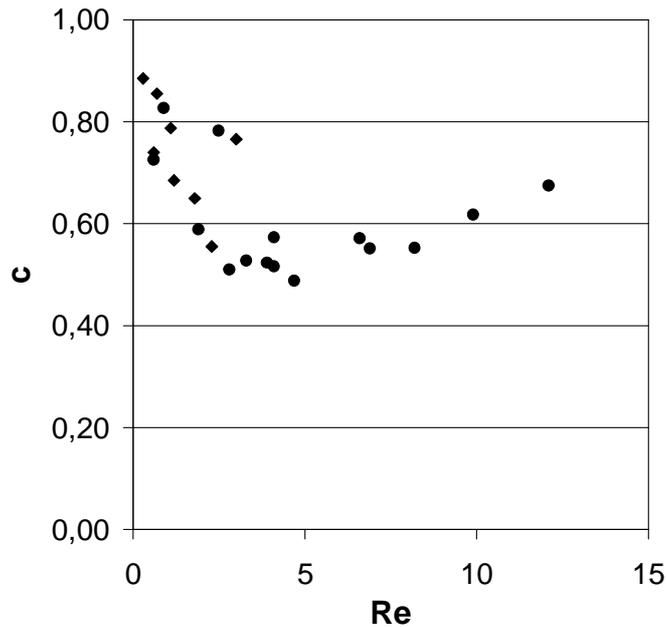


Abb.4.3-2 Exponent c in Abhängigkeit der Re-Zahl; Datenpunkte für vier unterschiedliche Partikeldurchmesser und zwei unterschiedliche Faserdurchmesser.

4.3.2 Steigerungsfaktor b

Auch der Steigerungsfaktor b in Gleichung (4-1) wurde hinsichtlich dessen Abhängigkeit von den unterschiedlichen Betriebsparametern analysiert: ein stetiges Verhalten zeigt sich für b in Abhängigkeit von η_0 (Abb.4.3-3): wie zu sehen fällt $b(\eta_0)$ in der dargestellten doppeltlogarithmischen Auftragung linear ab.

Dies vollzieht sich sowohl bei den dünnen ($d_F=8 \mu\text{m}$) als auch bei den dicken ($d_F=30 \mu\text{m}$) Fasern. Allerdings verschiebt sich $b(\eta_0)$ mit abnehmendem Faserdurchmesser zu höheren Werten. Bei niedrigen η_0 liegt also immer auch eine hohe Steigung b vor. Dies tritt sowohl bei hohen als auch bei niedrigen St-Zahlen auf (Abb.4.1-1). Wie bereits in Abb.4.2-8 gesehen bewirken in diesen Fällen schon wenige abgelagerte Partikel einen steilen Anstieg von $\eta/\eta_0(M)$.

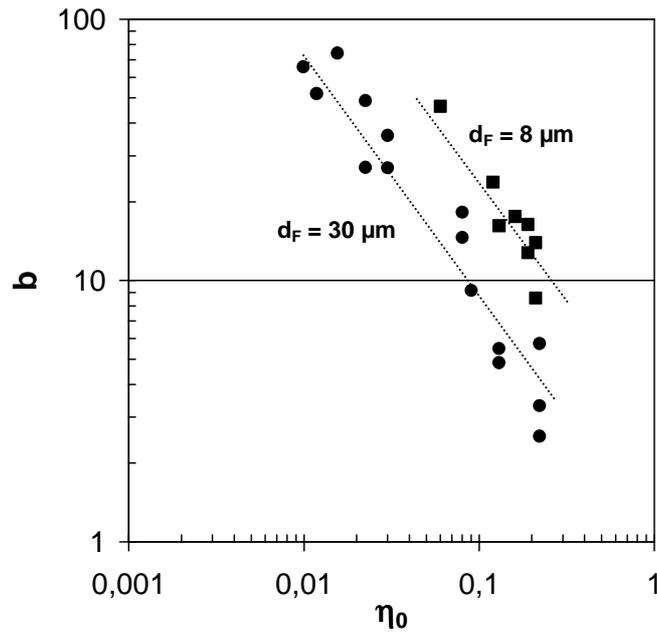


Abb.4.3-3 Steigerungsfaktor b in Abhängigkeit des Abscheidegrads unbeladener isolierter Fasern η_0 ; Datenpunkte für vier unterschiedliche Partikeldurchmesser und zwei unterschiedliche Faserdurchmesser.

4.3.3 Vergleich des Steigerungsfaktors b mit dem Effizienzsteigerungsfaktor λ

Wie oben gesehen konnten die Anstiege $\eta/\eta_0(M)$ mit einem Potenzgesetz beschrieben werden. Mit einem linearen Anstieg wurden hingegen Abscheidegrade $\eta_\alpha/\eta_{\alpha,0}$ in Abhängigkeit der Partikelbeladung m [kg Partikelmasse/ m^3 Filtervolumen] von Kanaoka et al. (1980)/Myojo et al. (1984) angepasst: die Steigung von $\eta_\alpha/\eta_{0\alpha}(m)$ wurde Steigerungsfaktor λ genannt.

Die verwendete Einheit der Beladung M [μg Partikelmasse/mm Faserlänge] in der vorliegenden Arbeit wurde in die Beladung m nach Kanaoka et al./Myojo et al. umgerechnet. Die in dieser Arbeit verwendete Einheit M für die Beladung ist μg abgelagerte Partikelmasse pro mm Faserlänge, die von Kanaoka et al./Myojo et al. verwendete m abgelagertes Partikelvolumen pro Filtervolumen. Zur Umrechnung der Einheiten wird die Partikelmasse durch die Partikeldichte geteilt. Die Faserlänge wird mit dem Faserdurchmesser multipliziert und das

erhaltene Faservolumen zwecks Vergleichbarkeit durch die von Kanaoka et al./Myojo et al. verwendete Packungsdichte von $\alpha=0,03$ geteilt. Alternativ kann auch die Packungsdichte aus m herausgerechnet werden. Beide Vorgehensweisen führen zwecks Durchführung eines Vergleichs zum gleichen Verhältnis der erhaltenen Ergebnisse. Entsprechend der von M in m umgerechneten Werte wurden die jeweiligen b in entsprechende λ umgerechnet und den λ von Kanaoka et al. (1980) und Myojo et al. (1984) gegenübergestellt (Abb. 4.3-4).

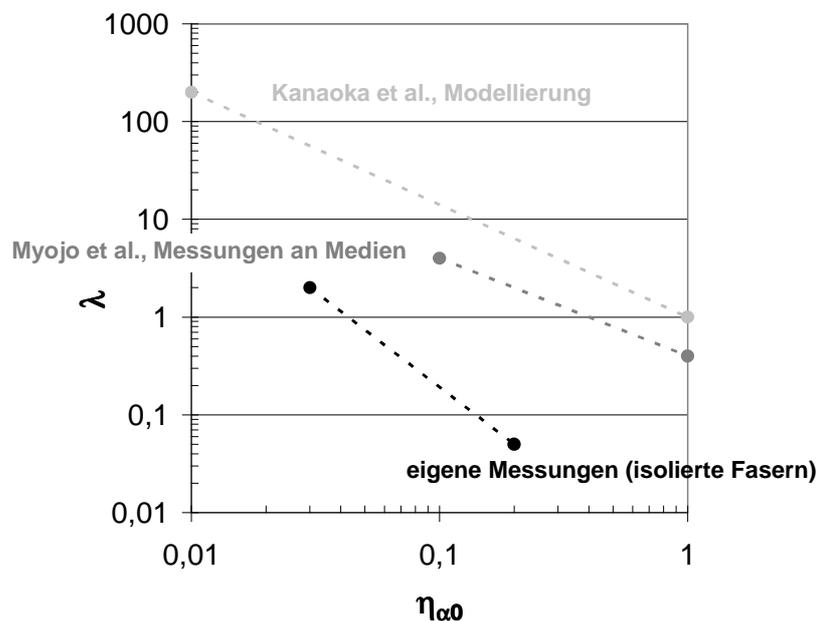


Abb.4.3-4 Effizienzsteigerungsfaktor λ ; Modellrechnungen (hellgraue Linie, Kanaoka et al. (1980)); Filtermessungen (dunkelgraue Linie, Myojo et al. (1984)); eigene Daten (Messungen an isolierten Fasern; schwarze Linie).

Der Verlauf $\lambda(\eta_0)$ der aktuellen Arbeit (schwarze Linie) liegt unterhalb denen von Kanaoka et al. (hellgraue Linie) und Myojo et al. (dunkelgraue Linie), d.h. sowohl dem experimentell erhaltenen als auch dem aus Modellrechnungen. D.h. $\eta(M)$ an isolierten Fasern weist bei gleichem η_0 eine geringere Steigung auf als die von Kanaoka et al./Myojo et al. erhaltenen Ergebnisse. Dies resultiert aus der Einengung der Strömung (frühere Untersuchungen) im Vergleich zu Umströmungen isolierter Fasern sowie daraus resultierenden veränderten Auftreff- und Abscheidegraden aufgrund der geringen Abmessungen der Kuwa-

barazelle (Modellrechnungen) als auch der benachbarten Fasern in den Filtermedien (Experimente).

4.4 Partikelablagerungsstrukturen auf isolierten Fasern

Zur Visualisierung mit Partikeln beladener Fasern wurde die Konfokale Laser Raster Mikroskopie genutzt (Kapitel 3.5). Hierzu wurden isolierte Stahlfasern in der Einzelfaseranlage (Kapitel 3.1) mit Polystyrolpartikeln bestaubt. Im Trägheitsabscheidebereich wurden entsprechend der Messungen des Abscheidegrades Anströmgeschwindigkeit v , Partikeldurchmesser d_p und Faserdurchmesser d_F variiert.

4.4.1 Ablagerungsstrukturen bei unterschiedlicher Anströmgeschwindigkeit v bzw. St-Zahl (gleich bleibendem d_p ; gleich bleibendem d_F); $R=0,08$

Abb.4.4-1, 4.4-3 und 4.4-5 zeigen auf einer Länge von 200 μm die Ansicht beladener Fasern in *Faserlängsrichtung*. Reflektionen des Mikroskop-Laserstrahls an den Fasern erscheinen als größere weiße Bereiche im jeweils mittleren Bereich der Aufnahmen. Beladungsstufen M sind in den Abb. jeweils von oben nach unten ansteigend. Aufnahmen auf der linken Bildseite zeigen jeweils die Ansicht von der Anströmseite, Aufnahmen auf der rechten Seite die Seitenansicht der Fasern.

Abb. 4.4-2, 4.4-4 und 4.4-6 zeigen Strukturen *senkrecht zur Faserachse*, im Folgenden „Querschnitt“, Strömungsrichtung von oben nach unten. Ein grauer Kreis, entsprechend der jeweiligen Abmessung der Faser ($d_F=30 \mu\text{m}$ bzw. $d_F=8 \mu\text{m}$), wurde zur besseren Orientierung in die Aufnahmen eingefügt. Die tatsächliche Position der Faser in der Aufnahme lässt sich in den Abb. sonst nur schwer erkennen (halbkreisrunde Form). Repräsentative Ansichten im Querschnitt wurden zur nachfolgenden Darstellung aus allen einzelnen Aufnahmen einer Beladungsstufe ausgewählt (vgl. Kapitel 3.5.2). Zusätzlich wurden für einige Betriebsbedingungen und Beladungszustände zur besseren Veranschau-

lichung und Beurteilung der Strukturentwicklung längs einer Faser jeweils alle Ansichten in Faserachsenrichtung zu Filmen aneinander gereiht.

Bei den unterschiedlichen Betriebsbedingungen bildeten sich jeweils bei niedriger, mittlerer und hoher Anströmgeschwindigkeit immer gleiche Typen von Ablagerungsstrukturen heraus. Solche typische Strukturen sind beispielhaft in den Abb. 4.4-1 bis 4.4-6 dargestellt. Hierzu werden Strukturen, gemessen bei drei unterschiedlichen Anströmgeschwindigkeiten, bzw. St-Zahlen, präsentiert. Unverändert blieben Partikel- ($d_p=2,6 \mu\text{m}$) und Faserdurchmesser ($d_F=30 \mu\text{m}$).

Abb.4.4-1 und 4.4-2 zeigen bei *niedriger Anströmgeschwindigkeit* entstandene Strukturen. Im Fall niedriger Beladung (Abb.4.4-1, oben) lagern sich Partikeln fast ausschließlich stromaufwärts einer Faser ab (rechts). Aufbauend auf diesen ersten abgelagerten Partikeln entstehen stromaufwärts und seitwärts zur Strömungsrichtung gerichtete Dendriten (Bäumchen; gr. δέντρο – Baum).

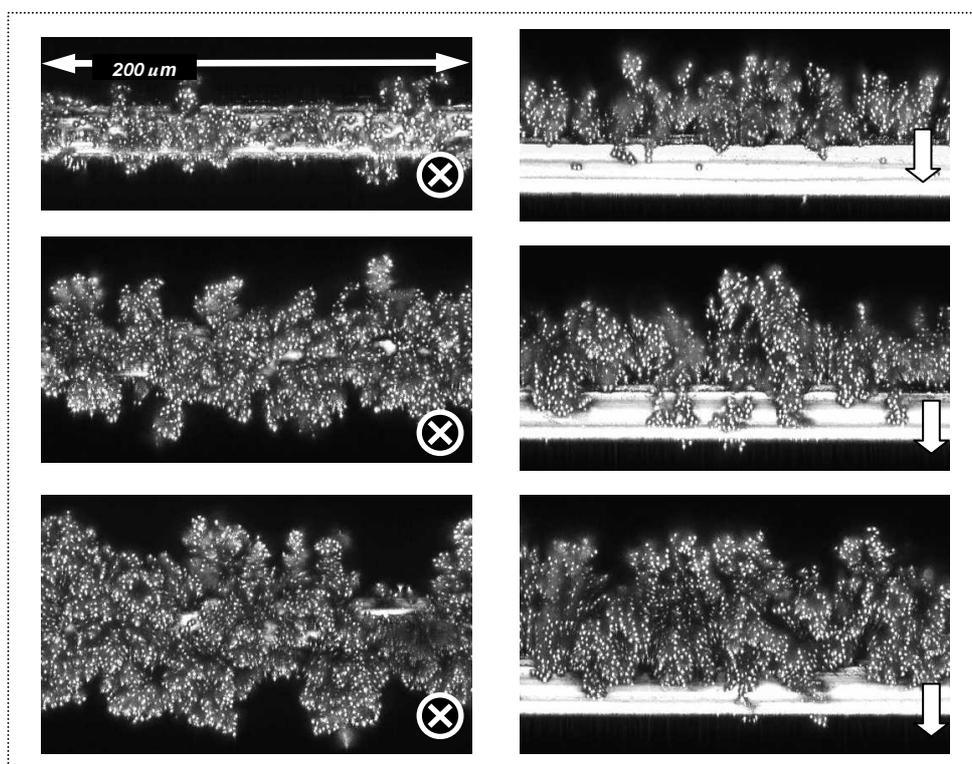


Abb.4.4-1 Ansichten in Längsrichtung: in Strömungsrichtung (links) und senkrecht hierzu (rechts); $v=1,2 \text{ m/s}$, $d_p=2,6 \mu\text{m}$, $d_F=30 \mu\text{m}$, $St=0,9$; $Re=2,5$; $R=0,08$; zunehmende Beladung von oben nach unten; größere weiße Bereiche: Signale an einer Faser reflektierten Laserlichts.

Aufnahmen im Querschnitt (Abb.4.4-2) unterstreichen die unterschiedlichen Orientierungen der vorliegenden dendritischen Ablagerungen.

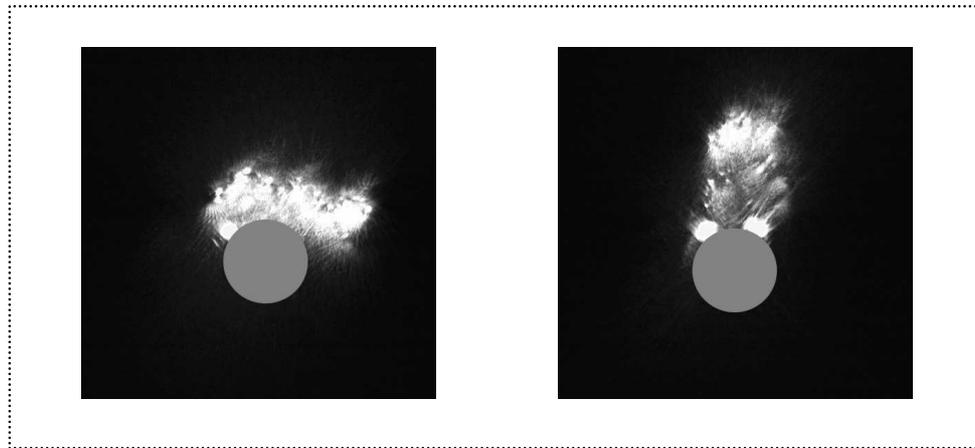


Abb.4.4-2 Ansichten im Querschnitt; $v=1,2$ m/s, $d_p=2,6$ μm , $d_f=30$ μm , $St=0,9$; $Re=2,5$; $R=0,08$; Strömungsrichtung von oben nach unten; zur besseren Orientierung wurde an die Stelle der Faser ein grauer Kreis eingefügt.

Im Fall höherer Beladung (Abb.4.4-1, Mitte) bilden sich auch Ablagerungen in anderen Winkelpositionen relativ zur Strömungsrichtung. Diese Dendriten starten ihr Wachstum auf der Faseroberfläche oder oft auch auf den stromaufwärts entstandenen Strukturen, d.h. auf schon vorhandenen Dendriten, und verlängern diese. Bei hoher Beladung (Abb.4.4-1, unten) werden einige Zwischenräume der Dendriten mit neu ankommenden Partikeln aufgefüllt. Insgesamt bleibt jedoch eine dendritische Struktur erhalten.

Als sehr effektive Kollektoren im Vergleich zur unbeladenen Faser wirken einzelne abgelagerte Partikeln (vgl. Kapitel 4.2) und Dendriten bei niedrigen Anströmgeschwindigkeiten. Dies führt zu einem stetigen Wachstums der Dendriten. Andere Bereiche in unmittelbarer Nähe der Dendriten bleiben dagegen wenig beladen oder unbeladen, die Strukturen wirken lückenhaft. Schon bei niedriger Beladung führen selbst niedrige St -Zahlen aufgrund der Trägheit von Partikeln und Durchströmung der Ablagerungen zu stromaufwärts gerichteten Ablagerungen. In unterschiedlichen Winkeln zur Strömungsrichtung ausgerichtete Strukturen entstehen erst bei fortschreitender Beladung: Partikeln befinden sich beim Zuströmen auf die Faser zufällig verteilt auf unterschied-

lichen Partikelbahnen. Erste entlang einer Faser zufällig verteilt abgeschiedene Partikeln erhöhen lokal den Abscheidegrad. Dies geschieht zusätzlich mit unterschiedlichen Auftreffwinkeln. Auf diesen abgelagerten Partikeln lagern sich weitere Partikeln in unterschiedlichen Positionen ab. So entstehen entlang einer Faser Strukturen mit unterschiedlichen Orientierungen.

Mittlere Anströmgeschwindigkeiten führen zu Ablagerungen wie in Abb. 4.4-3 und Abb.4.4-4 dargestellt: schon niedrige Beladungen führen zu gleichmäßigen Strukturen. Dies wird sowohl in Ansichten in Strömungsrichtung (Abb. 4.4-3, links oben) als auch senkrecht hierzu (Abb.4.4-3, rechts oben) illustriert. Die Strukturen sind nicht mehr unregelmäßig dendritisch und zwischen den Strukturen sind keine leeren Zwischenräume in unregelmäßigen Abständen zu erkennen. Zwar entstehen bei höheren Beladungen einige wenige unregelmäßige Auswüchse (Abb.4.4-3, unten). Insgesamt hat sich jedoch im Unterschied zu niedrigen v ein anderer Strukturtyp herausgebildet.

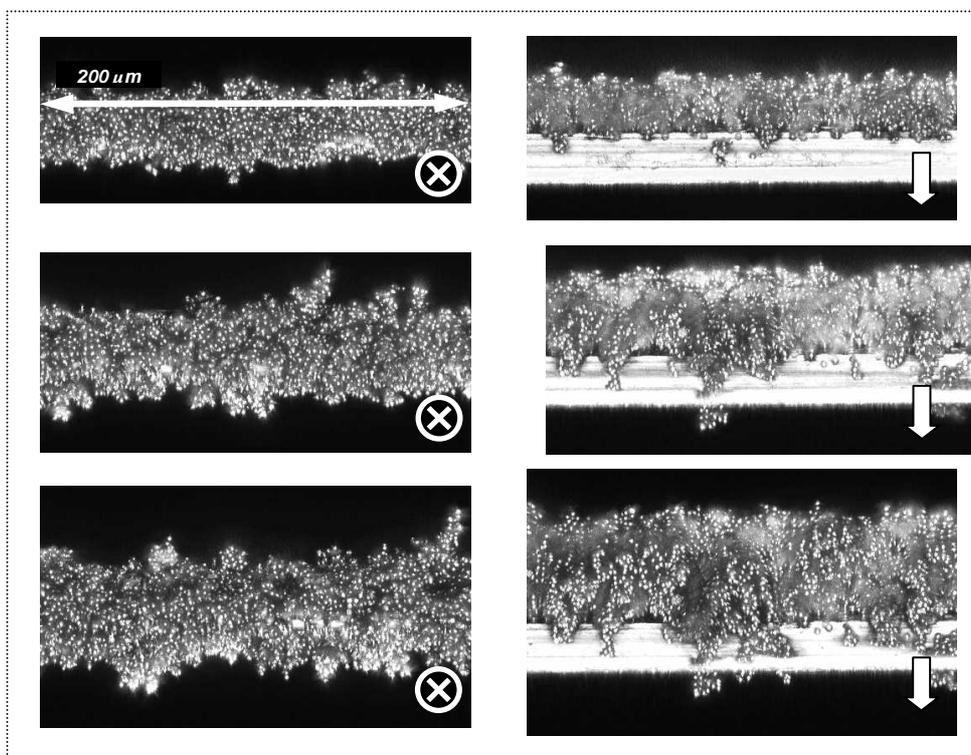


Abb.4.4-3 Ansichten in Längsrichtung; $v=2,1$ m/s, $d_p=2,6$ μm , $d_F=30$ μm , $St=1,5$; $Re=4,2$; $R=0,08$.

Ansichten im Querschnitt unterstreichen den gleichmäßigen Strukturaufbau längs der Fasern. Hierbei sind zwei für mittlere v typische Strukturen zu erkennen (Abb.4.4-4): einerseits stromaufwärts orientierte Strukturen, andererseits stromaufwärts orientierte Strukturen mit zusätzlichen Seitenarmen in Winkelpositionen von etwa 30° - 35° zur Strömungsrichtung (Abb.4.4-4, links).

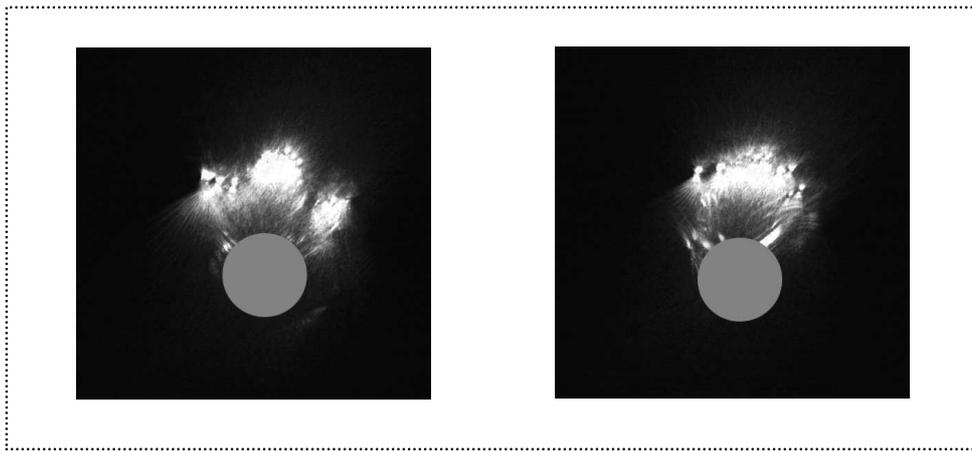


Abb.4.4-4 Ansichten im Querschnitt; $v=2,1$ m/s; $d_p=2,6$ μm ; $d_f=30$ μm ; $St=1,5$; $Re=4,2$; $R=0,08$.

Hohe Anströmgeschwindigkeiten v führen ebenfalls zu gleichmäßigen, kompakten Strukturen längs der Faserachse (Abb.4.4-5 und 4.4-6). Die Seitenarme im Winkelbereich von 30° - 35° , welche für mittlere Geschwindigkeiten typisch sind, treten im Fall hoher v nicht mehr auf. Ansichten im Querschnitt (Abb.4.4-6) zeigen nur geringe Unterschiede zwischen den längs der Faserachse entstandenen Strukturen: alle Strukturen sind stromaufwärts orientiert.

Der Wechsel im Erscheinungsbild der Strukturen bei Zunahme von v , der sich in den Abb.4.4-2, Abb.4.4-4 und 4.4-6, jeweils links, wieder spiegelt ist qualitativ ähnlich den Beobachtungen von Kanaoka et al. (1986, Abb.2.7-3) für zunehmende St -Zahlen. Im Unterschied zur jetzigen Arbeit (Abb.4.4-2 und Abb.4.4-4, jeweils linke und rechte Aufnahme) wurde damals jeweils für niedrige und mittlere St -Zahlen, bzw. Anströmgeschwindigkeiten v , nur ein typischer Strukturtyp angegeben.

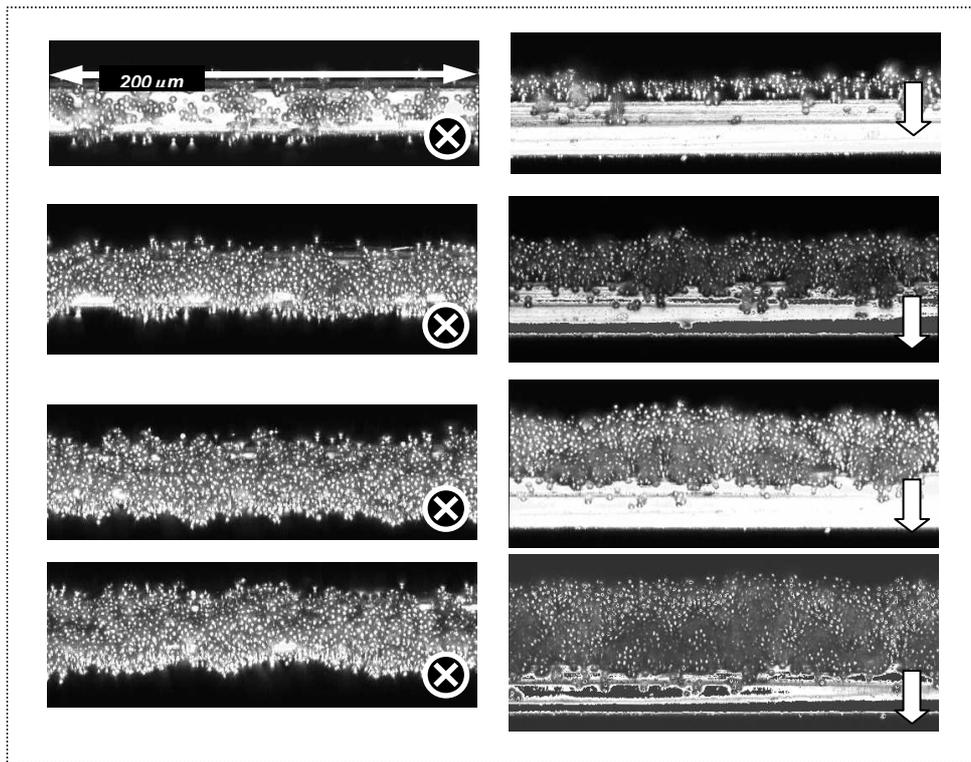


Abb.4.4-5 Ansichten in Längsrichtung; $v=4,1$ m/s; $d_p=2,6$ μm ; $d_F=30$ μm ; $St=3,0$; $Re=8,2$; $R=0,08$.

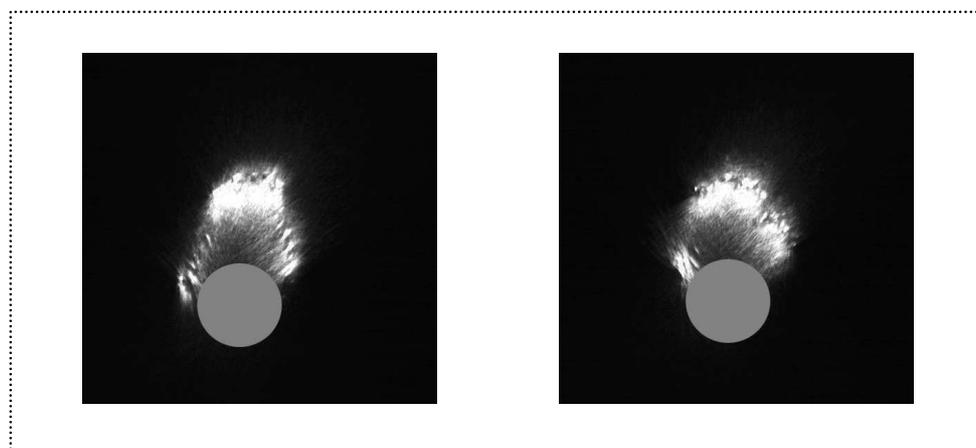


Abb.4.4-6 Ansichten im Querschnitt; $v=4,1$ m/s; $d_p=2,6$ μm ; $d_F=30$ μm ; $St=3,0$; $Re=8,2$; $R=0,08$.

4.4.2 Ablagerungsstrukturen bei unterschiedlicher Anströmgeschwindigkeit v (jeweils bei $R=0,04$ und $R=0,16$)

Nachfolgend werden Ablagerungsstrukturen betrachtet, welche durch Beladung mit kleineren Partikeln ($d_p=1,3$ μm) als im vorhergehenden Abschnitt entstanden

waren. Ausgewählt wurden, wie im letzten Abschnitt, Beladungsstufen bei drei unterschiedlichen Anströmgeschwindigkeiten v . Der Faserdurchmesser betrug unverändert $d_F=30\mu\text{m}$. Daraus resultiert eine Reduzierung des Sperreffektparameters R im Vergleich zum vorhergehenden Fall mit Partikeln des Durchmessers $d_p=2,6\mu\text{m}$. Abb.4.4-7 zeigt die Ansichten in Längsrichtung, Abb.4.4-8 die Ansichten im Querschnitt.

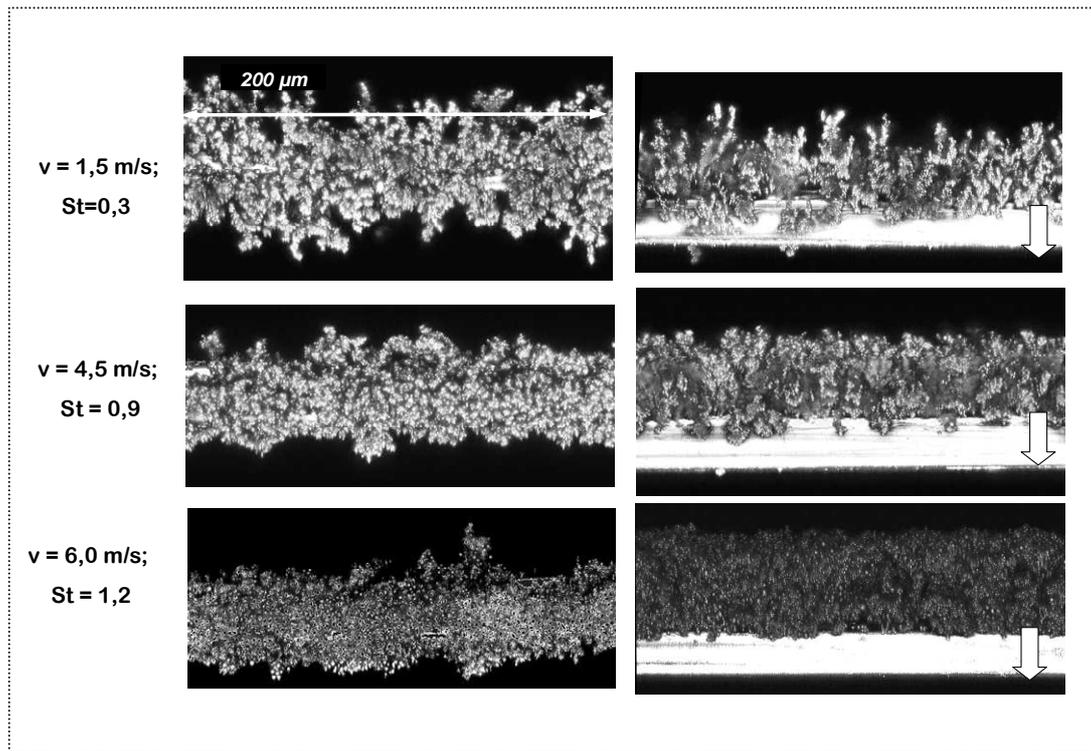


Abb.4.4-7 Ansichten in Längsrichtung; $d_p=1,3\mu\text{m}$; $d_F=30\mu\text{m}$; $R=0,04$.

Je nach eingestellter Anströmgeschwindigkeit v bildeten sich beginnend bei niedrigen Beladungen entweder dendritische (niedrige v) oder kompakte (mittlere und hohe v) Ablagerungen heraus. Repräsentativ sind in Abb.4.4-7 für jede Anströmgeschwindigkeit v jeweils Aufnahmen nur einer Beladungsstufe aufgetragen. Es entstehen die gleichen 3 Strukturtypen wie bei Partikeln des Durchmessers $d_p=2,6\mu\text{m}$ (vorhergehender Abschnitt), allerdings nicht bei den gleichen Anströmgeschwindigkeiten v und auch nicht bei gleichen St-Zahlen. Ansichten im Querschnitt (Abb.4.4-8) unterstreichen die Beobachtungen an den Ansichten in Längsrichtung: niedrige v führen zu unterschiedlich orientierten Strukturen. Mittlere Anströmgeschwindigkeiten v führen zu stromaufwärts

orientierten Ablagerungen mit „Ohren“ bzw. „Armen“ in niedrigen Winkelpositionen zur Strömungsrichtung. Hohe Anströmgeschwindigkeiten v haben hingegen kompakte, stromaufwärts orientierte Strukturen zur Folge.



Abb.4.4-8 Ansichten im Querschnitt; $d_p=1,3 \mu\text{m}$; $d_F=30 \mu\text{m}$; $R=0,04$.

Bei höherem Sperreffektparameter R als bei den bisher gezeigten Resultaten wurden weitere Experimente durchgeführt. Der höhere Sperreffektparameter R wurde in diesem Fall durch Erniedrigen des Faserdurchmessers ($d_F=8 \mu\text{m}$) eingestellt. Wie bei niedrigen R kann in Abhängigkeit der Anströmgeschwindigkeit v deutlich ein Entstehen der bekannten unterschiedlichen Ablagerungstypen beobachtet werden. Abb.4.4-9 und Abb.4.4-10 zeigen die jeweils erhaltenen Strukturen bei unterschiedlichen Anströmgeschwindigkeiten. Niedrige v führten wie bei den Experimenten mit niedrigeren R zu dendritischen, unterschiedlich orientierten Ablagerungen. Dies kann sowohl an den Ansichten in Faserradialrichtung (Abb.4.4-9, oben) als auch denjenigen in Faserachsenrichtung (Abb.4.4-10, links) illustriert werden. Hohe v führten hingegen vergleichbar zu den Experimenten mit niedrigen Sperreffektparametern R zu kompakten, einheitlich orientierten Strukturen (Abb.4.4-9, unten und Abb.4.4-10, rechts).

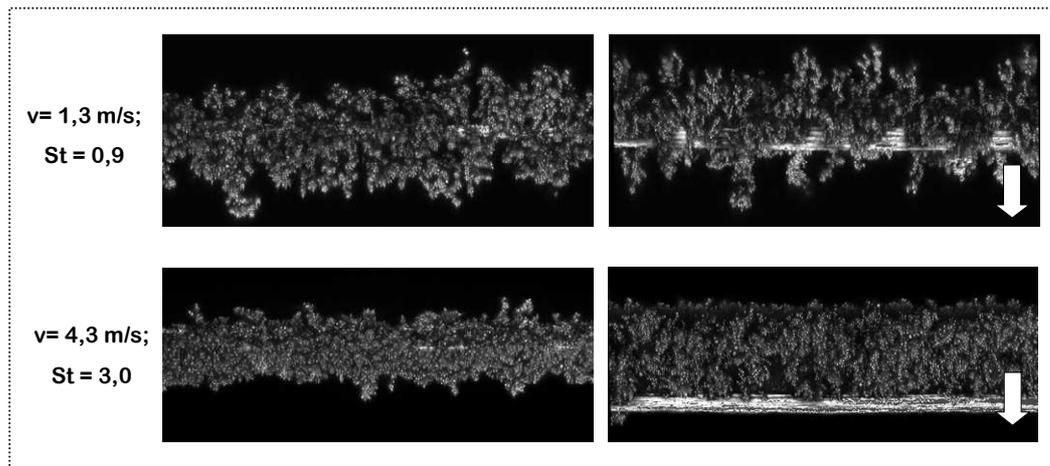


Abb.4.4-9 Ansichten in Längsrichtung; $d_p=1,3 \mu\text{m}$; $d_F=8 \mu\text{m}$; $R=0,16$.

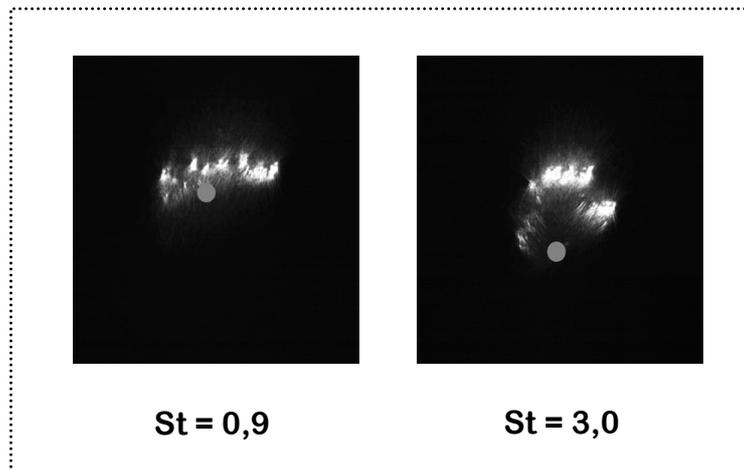


Abb.4.4-10 Ansichten im Querschnitt; $d_p=1,3 \mu\text{m}$; $d_F=8 \mu\text{m}$; $R=0,16$.

Sowohl bei niedrigem als auch bei hohem Sperrreffektparameter R , bzw. Partikeldurchmesser d_p , entstehen also gleiche Typen von Ablagerungsstrukturen: niedrige Anströmgeschwindigkeiten v haben Dendriten zur Folge, hohe v kompakte Strukturen. Unterschiedliche Orientierungen der Strukturen liegen bei niedrigen v vor, stromaufwärts orientierte Strukturen entstehen bei hohen v .

4.4.3 Ablagerungsstrukturen bei gleicher St-Zahl, aber unterschiedlichem R

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden bei vergleichsweise niedrigen St-Zahlen ($St=0,9$; Abb.4.4-11, links) Ablagerungsstrukturen sowohl bei niedrigen (links, oben) als auch hohen (links, unten) Sperreffektparametern R mikroskopisch erfasst. Bei gleich bleibender St-Zahl sind unterschiedliche Sperreffektparameter R verknüpft mit unterschiedlichen Anströmgeschwindigkeiten v . Betriebsbedingungen mit niedrigem R weisen eine hohe Anströmgeschwindigkeit auf (Abb.4.4-11, links, oben). Hierbei entstehen kompakte, einheitliche Strukturen mit in Winkeln zur Strömungsrichtung ausgerichteten Ohren bzw. Armen. Hohe R und niedrige v führen zu dendritischen Strukturen (Abb.4.4-11, links, unten).

Auch bei gleich bleibend hoher St-Zahl ($St=3$) wurde der Einfluss von R auf die entstehenden Strukturen untersucht (Abb.4.4-11; rechts). Dabei sind sowohl die bei niedrigem als auch die bei hohem R -Parameter entstandenen Strukturen jeweils ähnlich zu den bei niedrigen St-Zahlen erhaltenen. Auch im Fall hoher St-Zahlen ändern sich die Strukturen von kompakten, einheitlichen (niedrige R ; hohe v ; Abb.4.4-11, rechts, oben) hin zu dendritischen, uneinheitlichen (hohe R ; niedrige v ; Abb.4.4-11, rechts, unten).

Für alle unterschiedlichen Sperreffektparameter R und St-Zahlen entstehen also in Abhängigkeit der Anströmgeschwindigkeit gleiche Strukturtypen: niedrige v führen zu unterschiedlich orientierten Dendriten, hohe v zu kompakten, stromaufwärts orientierten Strukturen.

4.4.4 Vergleich mit den Ablagerungsstrukturen nach Kanaoka et al. (1986)

Kanaoka et al. (1986, Abb.2.7-3) erhielten hingegen bei allen St-Zahlen für hohe R lockere, dendritische Ablagerungen. Dies stimmt, wie oben gesehen, vor allem für den Fall hoher v nicht mit den Resultaten der vorliegenden Arbeit

überein. Bei niedrigen R beobachteten sie eine Änderung der Strukturen ausgehend von kompakten, in Winkelposition zur Strömungsrichtung orientierten Strukturen (niedrige St -Zahlen) zu stromaufwärts orientierten (hohe St -Zahlen). Außerdem traten bei allen St -Zahlen kompakte Strukturformen auf.

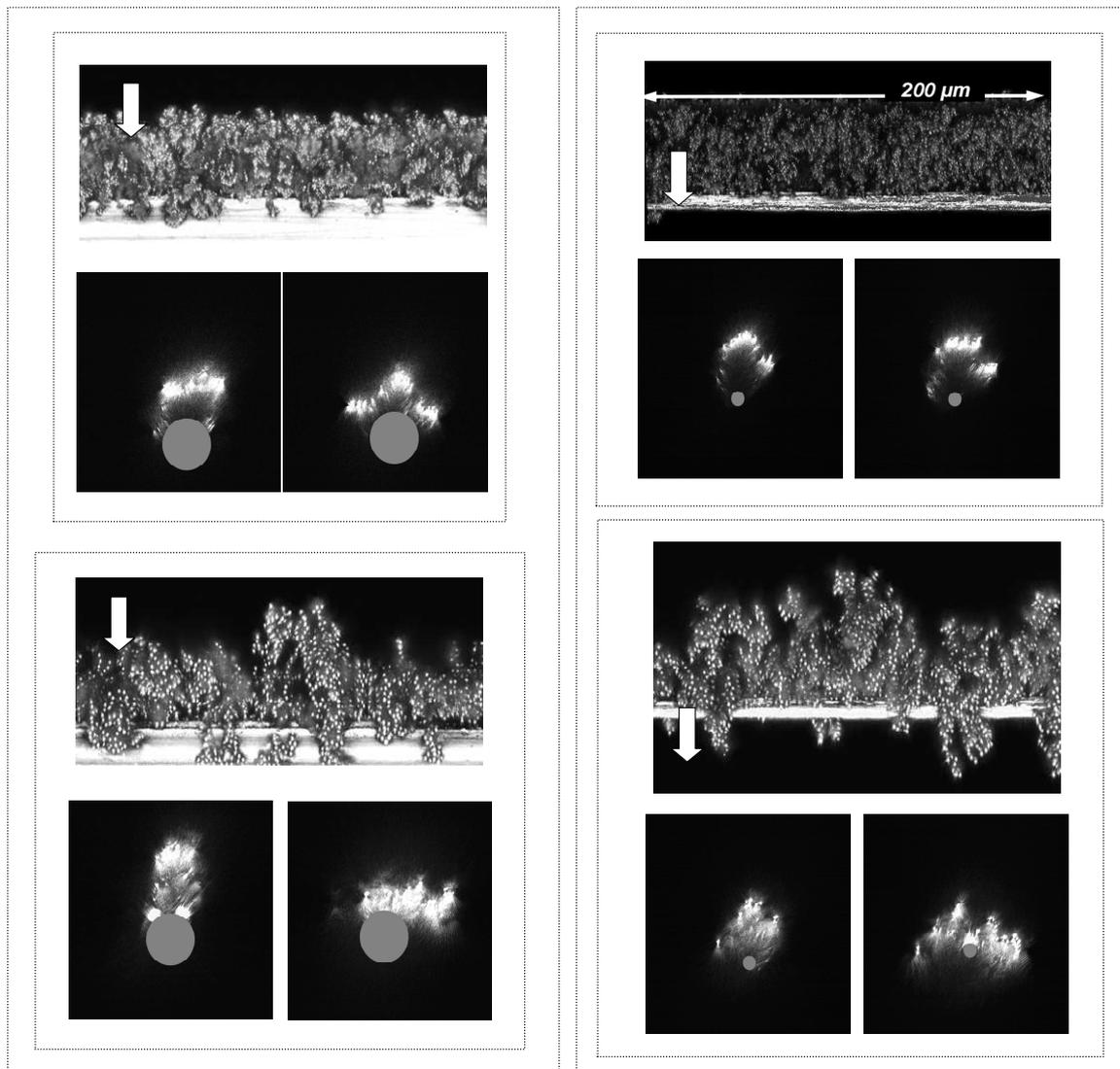


Abb.4.4-11 Ablagerungsstrukturen bei $St=0,9$; $d_F=30 \mu\text{m}$; $d_p=1,3 \mu\text{m}$ (oben, links); $d_p=2,6 \mu\text{m}$ (unten, links) und bei $St=3,0$; $d_F=8 \mu\text{m}$; $d_p=1,3 \mu\text{m}$ (oben, rechts); $d_p=2,6 \mu\text{m}$ (unten, rechts).

Einerseits zeigt das Schema von Kanaoka et al. (1986) die Abhängigkeit der Ablagerungsstrukturen von der St -Zahl. (horizontale Richtung). Andererseits zeigt es in vertikaler Richtung auch den Strukturaufbau in Richtung sich ändernder Sperr effektparameter R , wobei die St -Zahl unverändert bleibt.

Sie gaben für niedrige St-Zahlen bei einer Erhöhung von R folgende Änderung der sich aufbauenden Struktur an: bei gleicher Orientierung (in einer festen Winkelposition zur Anströmrichtung) ändern sich die Strukturen mit steigendem R von kompaktem zu dendritischem Typ. Wie oben gesehen, weisen auch die eigenen Resultate eine verstärkte Dendritenbildung mit steigendem R auf. Hingegen ändern sich Orientierung und Einheitlichkeit grundlegend. Kanaoka et al. sagten bei konstanter hoher St-Zahl für zunehmenden R eine Änderung der Strukturen von kompakt zu dendritisch voraus, wobei die Orientierung der Strukturen in Richtung der Anströmseite erhalten bleibt. Wie schon bei niedrigen St-Zahlen zeigen auch die eigenen Resultate eine Zunahme des dendritischen Charakters der Strukturen mit steigendem R. Allerdings ändert sich die Orientierung der Strukturen ebenfalls deutlich.

Eine *Gliederung* entstehender Strukturen *mit St-Zahl und R-Parameter* ist also nicht möglich. Außerdem stellt die St-Zahl ein Maß für das Trägheitsverhalten von Partikeln bei der Anströmung auf eine unbeladene Faser dar. Partikelstrukturen beladener Fasern werden hingegen nicht unerheblich durchströmt. Dies wirkt sich wesentlich auf die Änderung des Abscheidegrads an beladenen Fasern im Vergleich zu unbeladenen aus. Der Sperreffektparameter R ist definiert als Verhältnis von Partikel- zu Faserdurchmesser. Mit zunehmender Beladung einer Faser werden Partikeln nicht mehr an der Faser abgeschieden. Sodann rückt aufgrund der Partikelabscheidung an den Partikelstrukturen das Verhältnis von ankommender Partikel zu abgeschiedener Partikel, bzw. zur Breite der Dendriten, in den Vordergrund. Hierbei liegen Werte bis $R=1$ (d_p/d_f) vor.

Kanaoka et al. untersuchten allerdings die Entstehung von Ablagerungsstrukturen bei Betriebsbedingungen unterhalb des Bereichs des Abprallens von Partikeln an Fasern und Strukturen. In der vorliegenden Arbeit wurden hingegen etliche Experimente im Bereich des Abprallens von Partikeln an Fasern durchgeführt. Deshalb wird in weiteren Ausführungen (Kapitel 4.5) dem Einfluss des

Abprallens von Partikeln auf entstehende Ablagerungen und Abscheidegrade Beachtung geschenkt.

In Abschnitt 4.4.5 und 4.4.6 soll noch auf die entstehenden Strukturen einerseits bei Beladung der Fasern bei zwischenzeitlichem Wechsel der Anströmgeschwindigkeit v während eines Experiments sowie andererseits auf die Beladung von Fasern mit einem Aerosol mit einer breiten Partikelgrößenverteilung eingegangen werden.

4.4.5 Ablagerungen bei Wechsel von v während der Beaufschlagung

In einem Filtermedium ändern sich während der Beladung mit Partikeln die lokalen Anströmgeschwindigkeiten v . Beispielhaft wurde deshalb während der Beladung einer isolierten Faser die Anströmgeschwindigkeit v erhöht. Abb.4.4-12 (oben) zeigt die bei einer Anströmgeschwindigkeit von $v=1,4$ m/s entstandene Struktur. Im einen Fall wurde bei weiterer Beladung v beibehalten (Abb.4.4-12, links):

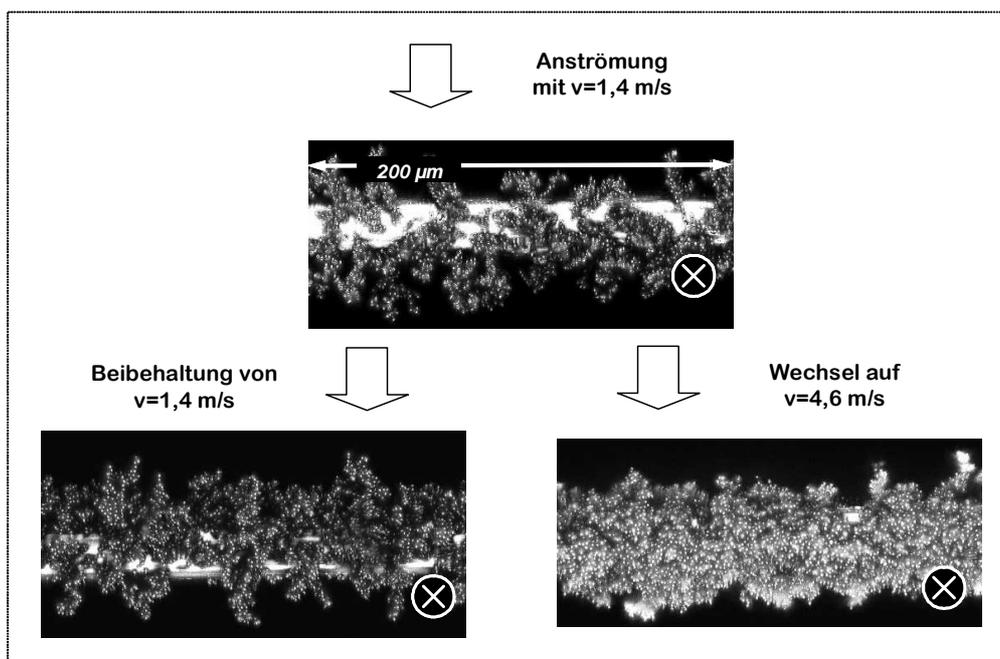


Abb. 4.4-12 Ablagerungsstrukturen bei Wechsel der Anströmgeschwindigkeit während der Beladung; $d_p=2,0 \mu\text{m}$; $d_F=30 \mu\text{m}$.

Wie schon bei niedriger Beladung (oben) entstanden weiterhin entlang der Faser stark uneinheitlich orientierte, dendritische Strukturen. Im anderen Fall führte eine Erhöhung von v nach Erreichen der ersten Beladungsstufe zu einer deutlich unterschiedlichen Ablagerung. Aus der bei niedrigen v entstandenen dendritischen Struktur entwickelte sich nun bei hohen v zunehmend eine einheitliche, kompakte Struktur (Abb.4.4-12, rechts). Abgesehen von einigen kleinen lokalen Unregelmäßigkeiten ist die bei Erhöhung der Geschwindigkeit entstandene Struktur sehr ähnlich derjenigen Struktur, bei der von Beginn an mit der höheren Anströmgeschwindigkeit beladen wurde.

4.4.6 Ablagerungen bei Beaufschlagung mit ISO-Teststaub

Die Beladung von Tiefenfiltern bei Realbedingungen wird häufig mit speziellen Teststäuben wie ISO-Test Staub „fein“ nachgestellt. Dieser Staub besteht aus nicht kugelförmigen Partikeln unterschiedlichen Durchmessers, hauptsächlich aus Siliziumdioxidpartikeln mit einem Partikeldurchmesser zwischen $d_p=0,5 \mu\text{m}$ und $d_p=5 \mu\text{m}$. Mit diesem Staub wurden die isolierten Fasern beaufschlagt und die entstandenen Ablagerungen mikroskopisch erfasst und analysiert. Der Staub wurde für diese Beladungsexperimente mit einem Bürstendosierer zugegeben. In diesem Verfahren wird der Staub mit einem Vollzylinder durch einen Hohlzylinder gepresst und anschließend auf einer Stahlbürste trocken dispergiert.

Abb.4.4-13 zeigt die entstandenen Strukturen bei niedrigen (oben) sowie hohen (unten) Anströmgeschwindigkeiten v . Der Faserdurchmesser blieb unverändert bei $d_f=30 \mu\text{m}$. Wie bei monodispersen Polystyrolpartikeln entstanden bei niedrigen Anströmgeschwindigkeiten ungleichmäßige, dendritische Ablagerungen, bei hohen Anströmgeschwindigkeiten jedoch kompakte, einheitliche Strukturen.

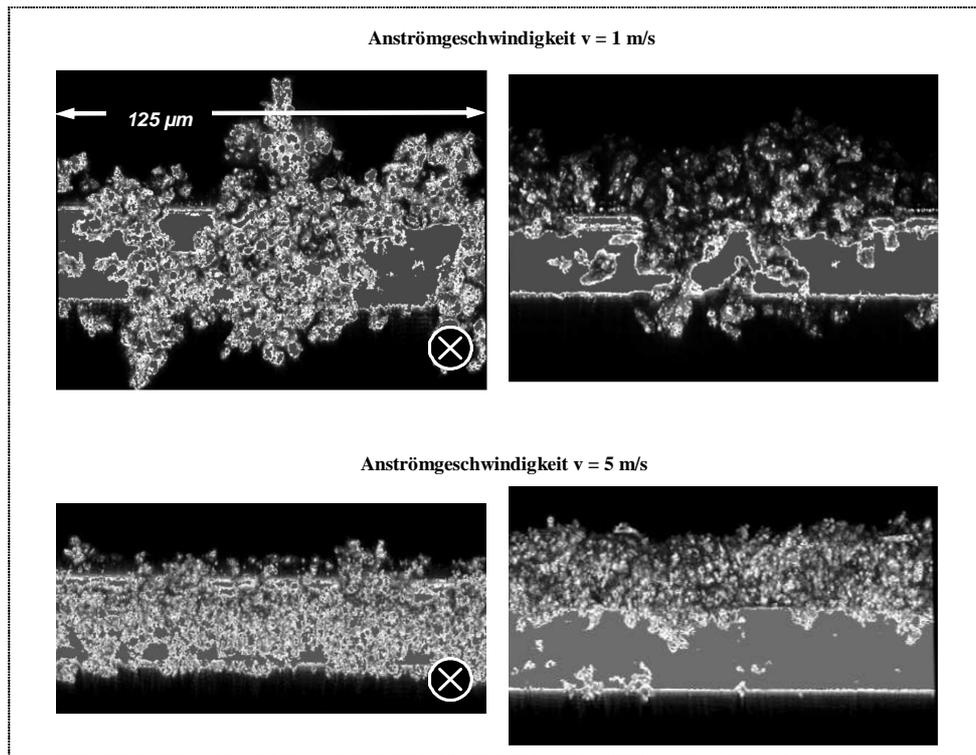


Abb. 4.4-13 Ablagerungsstrukturen bei Beaufschlagung mit ISO-Test-Staub „fein“ bei niedrigen und hohen Anströmgeschwindigkeiten; $d_F=30 \mu\text{m}$.

4.5 Abprallparameter β

4.5.1 Strukturen bei gleich bleibendem β

Die in der vorliegenden Arbeit ermittelten Partikelablagerungsstrukturen lassen sich nicht auf Basis der St-Zahl und des Sperreffektparameters R einteilen (siehe Kapitel 4.4). Mit diesen Parametern wird auch nicht das so wichtige Abprallen berücksichtigt. Ein Abprallen von Partikeln an dem stromaufwärts orientierten Teil von abgelagerten Partikeln auf Fasern zeigte sich in Modellierungen (Lehmann, 2005, Abb.2.7-4): abgeprallte Partikeln trafen seitlich mit reduzierter Geschwindigkeit erneut auf die Struktur und lagerten sich dort ab. Dieser Vorgang setzte bereits bei bemerkenswert niedrigen St-Zahlen bzw. niedrigen Anströmgeschwindigkeiten v ein. So entsteht ein ganz bestimmter, auffallender Strukturtyp: dieser besteht aus stromaufwärts gerichteten sowie zusätzlich in einer leichten Winkelposition (ca. 30°) orientierten Ablagerungen. Ähnliche Strukturen entstanden im Rahmen der Experimente bei mittleren Anströmgeschwindigkeiten (z.B. Abb.4.4-4, links). Abprallen stellt also bereits bei niedrigen bzw. mittleren v einen wichtigen Parameter dar, welcher den Aufbauvorgang von Ablagerungen bestimmt.

An einer Oberfläche setzt das Abprallen von Partikeln ab einer kritischen Geschwindigkeit ein. Dies wurde auf Basis einer Energiebilanz hergeleitet (Kapitel 2.6): die kritische Geschwindigkeit, ab welcher Abprallen einsetzt, ist nach Hiller (1981) umgekehrt proportional zum eingesetzten Partikeldurchmesser. Diese Abhängigkeit setzt eine gleich bleibende Materialpaarung (Partikel/Oberfläche) voraus. Diese Voraussetzung war bei den Experimenten erfüllt: auf eine Oberfläche unbeladener Fasern aus immer gleichem Material (rostfreier Stahl) treffen immer gleiche Partikeln (Polystyrol). Im Fall beladener Fasern treffen dann Partikeln immer auf bereits abgelagerte Partikeln.

Jedoch schon an ebenen Platten führt eine Beaufschlagung mit Partikeln gleichen Durchmessers und gleicher Anströmgeschwindigkeit nicht zu einheit-

lichem Abprallverhalten. Grund hierfür sind lokale Unterschiede in der Oberflächenbeschaffenheit. Auch im Fall unbeladener Fasern beeinflussen diese das Abprallverhalten. Darüber hinaus herrschen im Strömungsfeld um eine Faser in Richtung und Höhe unterschiedliche lokale Geschwindigkeiten der Partikeln vor, unmittelbar bevor diese auf die Faser auftreffen. Dies führt in Abhängigkeit der Betriebsbedingungen zu einem für unbeladene Fasern charakteristischen Anteil abprallender sowie einem Anteil haftender Partikeln (Haftanteil h). Im Fall beladener Fasern kommen zu lokal unterschiedlichen Richtungen der Partikelbewegung sowie Partikelgeschwindigkeiten noch lokal unterschiedliche Strukturformen hinzu: die Ablagerungsstrukturen bieten so lokal in Größe und Orientierung sehr unterschiedliche Haftflächen an. In einem so komplexen System setzt ein Abprallen je nach lokalen Bedingungen bei unterschiedlichen kritischen Geschwindigkeiten ein.

Zur Annäherung an diesen schwierigen Sachverhalt wird angenommen, dass wie im unbeladenen Fall auch bei beladenen Fasern die Anströmgeschwindigkeit als ein Einflussparameter auf das Abprallen angesehen werden kann. Hohe Anströmgeschwindigkeiten führen im Vergleich zu niedrigen im Mittel zu höheren lokalen Partikelgeschwindigkeiten in Fasernähe. Dies erhöht im Mittel auch den Anteil abprallender Partikeln. Aber nicht nur die Anströmgeschwindigkeit v , auch der Partikeldurchmesser d_p wirkt sich sicher auf den Anteil abprallender Partikeln aus: große Partikeln werden im Vergleich zu kleinen Partikeln im Mittel bei niedrigeren lokalen Partikelgeschwindigkeiten abprallen. Definiert wird so zur Berücksichtigung des Abprallens von Partikeln bei der Entstehung von Ablagerungsstrukturen der Abprallparameter β :

$$\beta = v \cdot d_p \quad (4-2)$$

Die Definition wurde auf die in Kapitel 4.4.1 bis 4.4.3 gezeigten Strukturen angewendet, welche bei mittleren Anströmgeschwindigkeiten entstanden waren: diese wiesen, wie bereits erwähnt, jeweils stromaufwärts sowie zusätzlich in

einer Winkelposition zur Anströmrichtung gerichtete Ablagerungen auf. Diese traten bei unterschiedlichen Paarungen von Partikeldurchmesser zu Faserdurchmesser auf, allerdings nicht bei gleicher St-Zahl und auch nicht bei gleicher Anströmgeschwindigkeit v . Strukturen bei gleichem neu eingeführten Abprallparameter β ($= v \cdot d_p$) zeigt Abb.4.5-1. Diese sind in allen Fällen gleich: stromaufwärts orientierte Strukturen mit zusätzlichen „Armen“, bzw. „Ohren“.

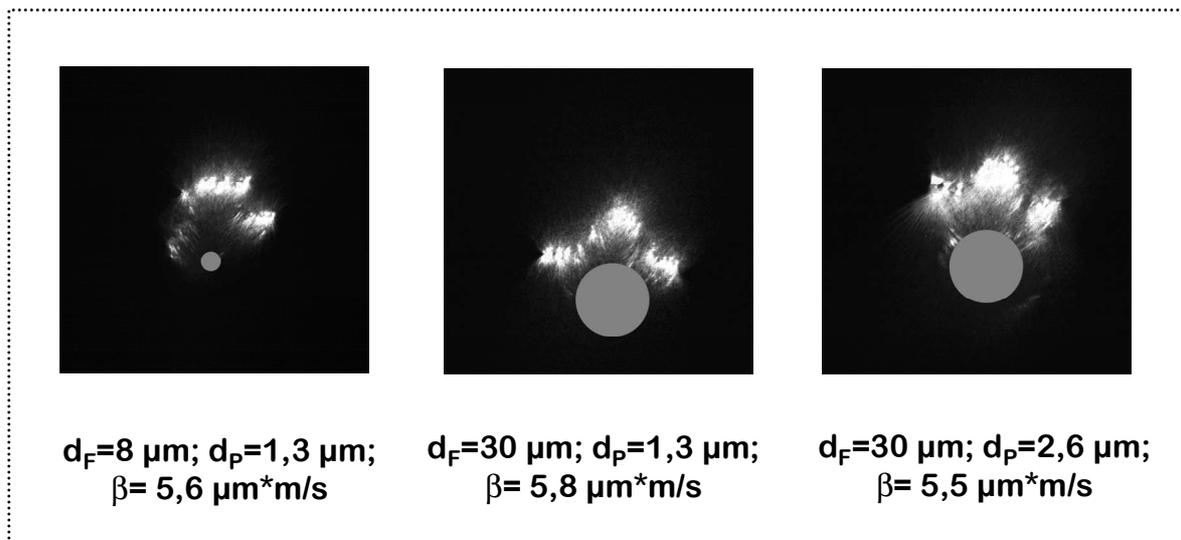


Abb.4.5-1 KLRM Ansichten beladener Fasern im Querschnitt bei gleichem Abprallparameter β .

Dieser Strukturtyp entsteht also immer bei mittleren Anströmgeschwindigkeiten. Die in Kapitel 4.1-4.3 gezeigten Resultate zeigen mit zunehmendem v , was bei konstantem Partikeldurchmesser einer Proportionalität zu zunehmendem β entspricht immer die gleiche Abfolge entstehender Strukturen. So werden wie bei niedrigen v auch bei niedrigeren β dendritische Strukturen entstehen: Partikeln verbleiben häufiger an der Stelle des ursprünglichen Auftreffens. So bilden sich unregelmäßige, verzweigte Strukturen heraus. Bei höheren β , entsprechend höheren v , werden sich einheitliche Strukturen ohne seitliche Arme ausbilden: Abprallen ermöglicht Restrukturierungen lokaler Struktureinheiten, so dass einheitliche, kompakte Ablagerungen entstehen. Der Abprallparameter β kann in den vorliegenden Fällen also als bestimmender Parameter zur Vorhersage des Aufbaus von Ablagerungsstrukturen herangezogen werden.

4.5.2 Einfluss von β auf $\eta(M) \rightarrow \eta(\beta)$

Anhand von $\beta=v \cdot d_p$ kann man versuchen den Typ der entstehenden Ablagerungsstruktur vorherzusagen, der bei einer jeweiligen Betriebsbedingung entsteht. Eng damit verknüpft ist der Abscheidegrad an der jeweiligen Struktur. Deshalb wurde im Folgenden analysiert, ob auch der Abscheidegrad beladener Fasern bei den unterschiedlichen Betriebsbedingungen in Abhängigkeit von β beschrieben werden kann.

In Abhängigkeit der St-Zahl und der Anströmgeschwindigkeit v wurde bereits der Abscheidegrad beladener Fasern betrachtet (Kapitel 4.2.3 und 4.2.4): Abb.4.2-4 bis Abb.4.2-7 zeigen $\eta(St)$ und $\eta(v)$. Parameter in den Diagrammen ist jeweils die Beladung M der Fasern. In Abb.4.2-7 waren Maxima der Iso-Beladungslinien bei gleichen Anströmgeschwindigkeiten v zu erkennen. Dabei wurden alle in Abb.4.2-7 dargestellten Daten bei gleichem Partikeldurchmesser d_p erhalten. In Abb.4.5-2 ist der Abscheidegrad beladener Fasern in Abhängigkeit von β aufgetragen. Die Maxima der Kurven gleicher Beladung liegen unabhängig vom Faserdurchmesser d_f bei gleichem β .

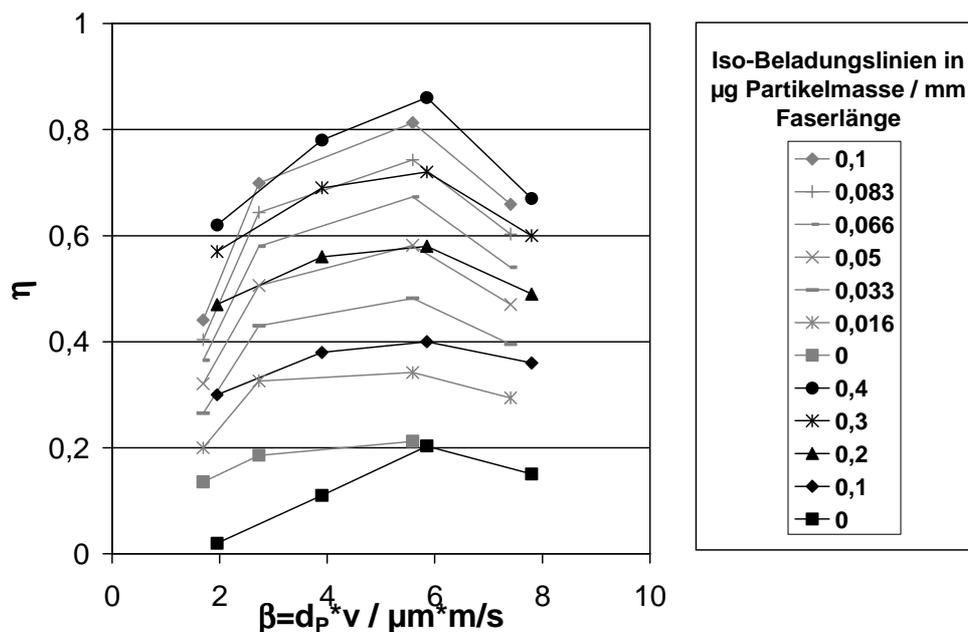


Abb.4.5-2 Abscheidegrad η in Abhängigkeit von $\beta=v \cdot d_p$; $d_p=1,3 \mu\text{m}$; $d_f=30 \mu\text{m}$ (schwarze Datenpunkte); $d_f=8 \mu\text{m}$ (graue Datenpunkte).

Alle v wurden aufgrund des gleichen Partikeldurchmessers d_p mit diesem multipliziert, so dass Abb.4.5-2 qualitativ gleichwertig mit Abb.4.2-7 ist. Für unterschiedliche Faserdurchmesser war also kein anderes Resultat als in Abb.4.5-2 dargestellt zu erwarten.

Nun wurde für den Fall konstanter Faserdurchmesser d_F und unterschiedlicher Partikeldurchmesser d_p der Einfluss des Abprallparameters β auf η analysiert: Abb.4.5-3 zeigt $\eta(\beta)$ für die bereits in Abb.4.2-4 und Abb.4.2-5 dargestellten Daten. Zu erkennen sind in Abb.4.5-3 für beide Partikeldurchmesser maximale Werte des Abscheidegrades bei gleichem β ($=d_p*v$). Die Definition des Abprallparameters β eignet sich also nicht nur zur Beschreibung/Einteilung der Ablagerungsstrukturen. Auch der Verlauf des Abscheidegrads lässt sich für unterschiedliche Betriebsbedingungen einteilen und vorhersagen.

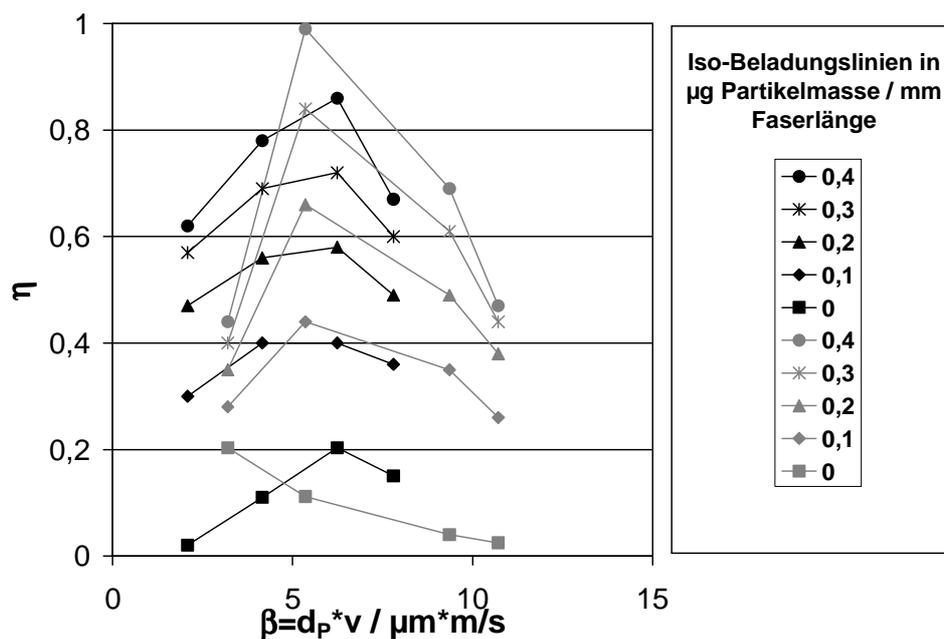


Abb.4.5-3 Abscheidegrad η in Abhängigkeit von $\beta=v*d_p$; $d_p=1,3 \mu\text{m}$ (schwarze Datenpunkte) und $d_p=2,6 \mu\text{m}$ (graue Datenpunkte); $d_F=30 \mu\text{m}$.

4.6 quantitative Analyse der Ablagerungsstrukturen

4.6.1 Porosität der Ablagerungsstrukturen

Die mittlere Porosität der Ablagerungsstrukturen auf isolierten Fasern ε in Abhängigkeit der Beladung M wurde ermittelt wie in Kapitel 3.5.3 beschrieben: das Gesamtvolumen aller abgelagerten Partikeln längs einer Faser wurde jeweils den Daten der Messungen des Abscheidegrads entnommen. Das einhüllende Volumen der Strukturen (mit Hohlräumen) wurde auf Basis der KLRM Aufnahmen ermittelt. Hierzu wurde anhand der Ansichten in Faserachsenrichtung die Querschnittsfläche der Ablagerungen ermittelt (Kapitel 3.5.3). Abb.4.6-1 zeigt die mittlere Porosität ε in Abhängigkeit der Beladung M : einerseits zeigt sich bei allen Partikeldurchmessern ein Abfall der Porosität mit zunehmender Beladung. Bei hohen Beladungen stellt sich dann jeweils eine gleich bleibende Porosität ein, welche bei höheren Beladungsstufen nicht weiter absinkt.

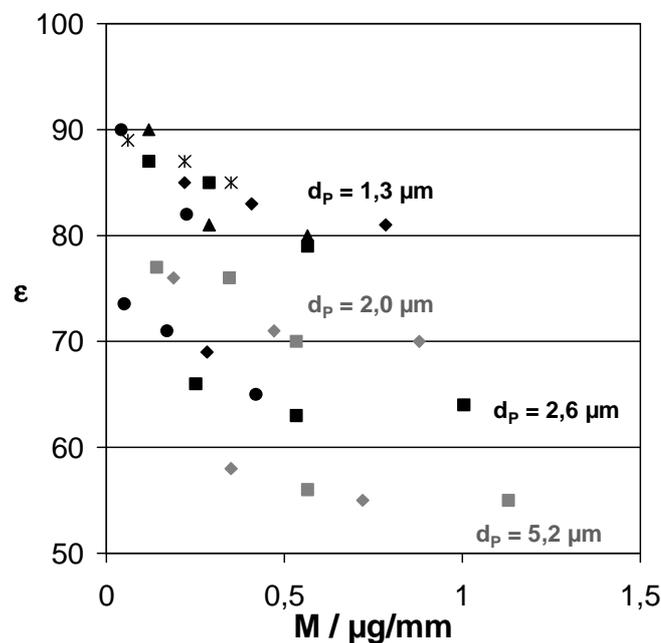


Abb.4.6-1 mittlere Porosität der Ablagerungen ε in Abhängigkeit der Masse abgelagerter Partikeln M ; Variation der Anströmgeschwindigkeit (unterschiedliche Symbole).

Bei niedrigen Beladungen wirken sich im Vergleich zu hohen Beladungen hochporöse Randbereiche der Ablagerungen stärker hinsichtlich einer höheren

mittleren Porosität aus. Andererseits weisen kleine Partikeln sowohl einen höheren Start- als auch einen höheren Endwert im Vergleich zu großen Partikeln auf. Dabei nimmt die Porosität stetig mit zunehmendem Partikeldurchmesser ab. Die sich jeweils bei hoher Beladung einstellende Porosität wurde derjenigen aus früheren Untersuchungen an Filterkuchen und Agglomeraten gegenübergestellt (Kapitel 2.6.2). Alle Datenreihen zeigen ein Absinken der Porosität mit zunehmendem Partikeldurchmesser, außer diejenige von Schmidt (1993). Dort bestand der Filterkuchen allerdings im Gegensatz zu den anderen Arbeiten aus unterschiedlich großen Partikeln. Die Arbeiten von Song et al. (2006) sowie Yu et al. (1997) zeigen ein Absinken der Porosität bei ähnlichen Partikeldurchmessern wie in der vorliegenden Arbeit. Die Daten von Calle et al. (2002) sind deutlich kleineren Porositäten hin verschoben.

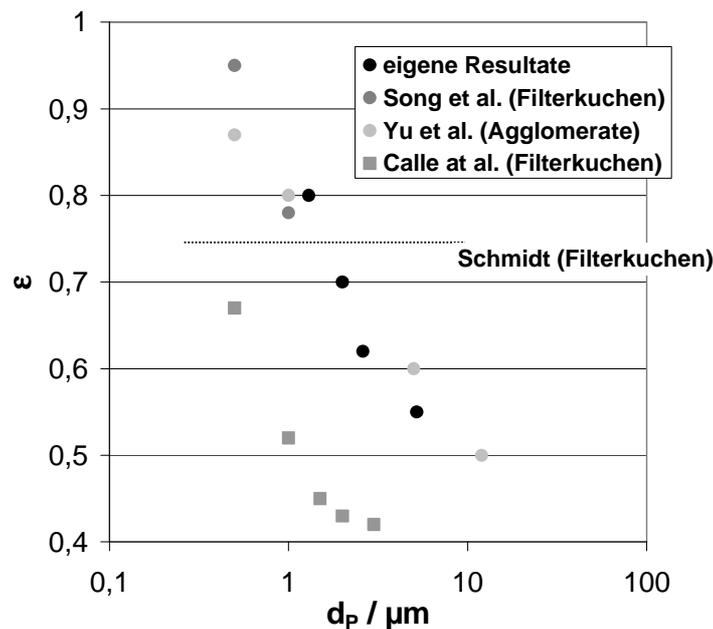


Abb.4.6-2 Porosität in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers; Vergleich mit Werten aus früheren Arbeiten.

4.6.2 Effektiver Faserdurchmesser

Der effektive Faserdurchmesser d_{eff} wurde ebenfalls nach der in Kapitel 3.5.3 beschriebenen Methode auf Basis von KLRM Aufnahmen ermittelt: aus den Ansichten im Querschnitt wurden die Ablagerungsstrukturen vermessen, daraus die effektive Anströmfläche und der effektive Faserdurchmesser ermittelt. Abb.4.6-3 zeigt den jeweils auf die unbeladene Faser bezogenen Faserdurchmesser d_{eff}/d_{F0} als Funktion der Beladung M : bei allen Betriebsbedingungen steigt d_{eff}/d_{F0} näherungsweise linear mit steigendem M an. Kleine St -Zahlen führen zu einem steileren Anstieg von $d_{\text{eff}}/d_{F0}(M)$ als hohe St -Zahlen. Andererseits führen Ablagerungen bestehend aus kleinen Partikeln zu einem etwas steileren Anstieg als solche aus großen Partikeln.

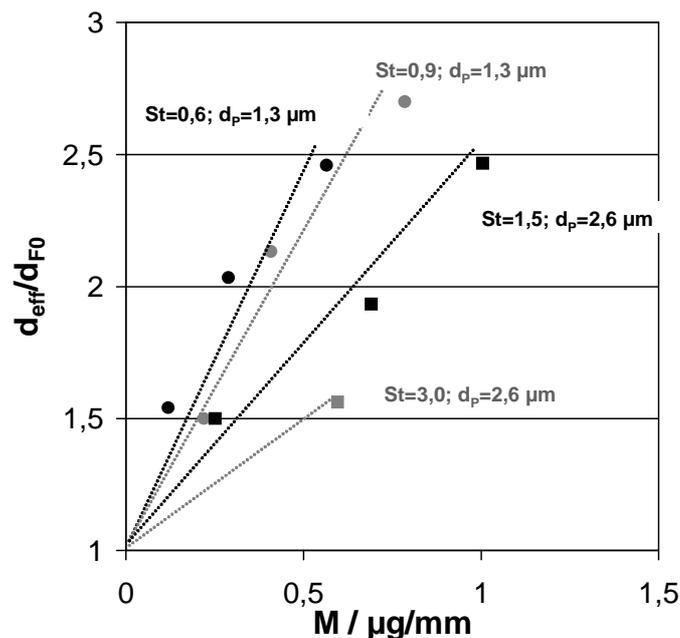


Abb.4.6-3 d_{eff}/d_{F0} in Abhängigkeit der Beladung M .

Auch Kanaoka et al. (1990) stellte bei hohen St -Zahlen im Vergleich zu niedrigen St -Zahlen einen flachen Anstieg von $d_{\text{eff}}/d_{F0}(M)$ fest. Abb.4.6-4 zeigt die Resultate von Kanaoka et al. sowie die eigenen. Hierzu wurde die Beladung V [m^3 abgelagerte Partikel/ m^3 Filtervolumen] in die Beladung M [μg Partikelmasse/ mm Faserlänge] umgerechnet (s.a. Kapitel 2.7.3). Die Resultate der vorliegenden Arbeit zeigen einen flacheren Anstieg im Vergleich zu denen von

Kanaoka et al. (1990). Die eigenen Messungen wurden allerdings auch bei höheren St-Zahlen durchgeführt als diejenigen von Kanaoka et al. D.h. das von Kanaoka et al. festgestellte Abflachen des Anstiegs von d_{eff}/d_{F0} mit Zunahme der St-Zahl setzt sich für höhere St-Zahlen fort.

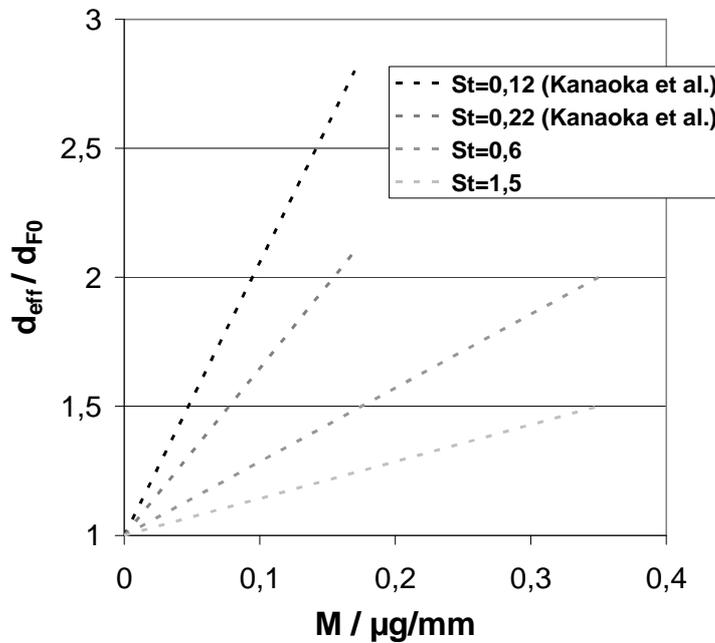


Abb.4.6-4 Durchmesser der auf den der unbeladenen Faser bezogenen Faserdurchmesser beladener Fasern d_{eff}/d_{F0} in Abhängigkeit der Beladung M; Vergleich zwischen eigenen Resultaten und denjenigen Kanaoka's (1990).

4.7 CFD-Berechnung des Umströmungswiderstandes einzelner Fasern

Die Widerstandskraft F_W isolierter unbeladener (Kapitel 4.7.1 – 4.7.2) sowie isolierter beladener Fasern (Kapitel 4.7.3) wurde durch 2-dimensionale numerische Berechnungen (CFD Software Fluent, s. Kapitel 3.6) des Strömungsfeldes bestimmt. Für die beladenen Fasern dienten als Basis die Ansichten im Querschnitt (siehe Kapitel 4.4). Oft wird in der Literatur anstatt der Widerstandskraft F_W der Widerstandsbeiwert c_W als Ergebnis angegeben (Gleichung (1-6)). Zwecks Vergleichs wurden auch die Resultate der vorliegenden Arbeit im Folgenden als c_W aufgetragen.

Zur korrekten Berechnung der Strömungsfelder, bzw. des Widerstandsbeiwerts c_{W0} wurden zunächst Rechnungen für unbeladene, isolierte Fasern durchgeführt und hierbei die Größe des Bilanzraumes, die Feinheit des numerischen Gitters sowie die Randbedingungen des Bilanzraumes (Abb.4.7-1) variiert. Da die Umströmung isolierter Fasern aufgrund fehlender benachbarter Fasern von äußeren Einflüssen ungestört von statten geht, wurden als Vergleich die Werte von Panton (1984) für Faserumströmungen im unendlich ausgedehnten Medium herangezogen.

Die Größe des Bilanzraumes und die Feinheit des Gitters wurden jeweils so lange kontinuierlich erhöht bis c_{W0} gleich bleibende Werte erreichte. Die Kantenlängen L des quadratischen Bilanzraumes wurden zur Nachstellung der Umströmung isolierter Fasern (Kapitel (4.7.1)) bis zu einer Länge von $L=8000 \mu\text{m}$ gewählt. Hierbei ergaben sich für die Anzahl der Zellen des numerischen Gitters Werte von $N_{\text{Zellen}}=5 \times 10^5$ bis 10^6 .

Zwei unterschiedliche Kombinationen von Randbedingungen (Modell 1 und 2) wurden eingestellt und die damit erhaltenen Ergebnisse analysiert (Kapitel 4.7.1.1 und Kapitel 4.7.1.2): Modell 1 setzt eine über den Einströmquerschnitt konstante Einströmgeschwindigkeit an, Modell 2 koppelt die lokalen Geschwindigkeiten am Auslass- mit denen am Einlassquerschnitt. Von Interesse

war, inwieweit sich die c_w -Werte bei großem Bilanzraum (annähernd unendliches Medium) von Modell 1 und Modell 2 voneinander unterscheiden.

Zusätzlich wurde zur Feststellung des Einflusses der Größe des Bilanzraumes, entsprechend eines geringeren Faserabstandes, auf das Strömungsfeld und den Widerstandsbeiwert der Bilanzraum systematisch verkleinert (Kapitel 4.7.2). Basierend auf den Berechnungen an den unbeladenen Fasern wurde ein Modell (ausreichend großer Bilanzraum, Randbedingung) ausgewählt und damit c_w -Werte beladener isolierter Fasern berechnet (Kapitel 4.7.3).

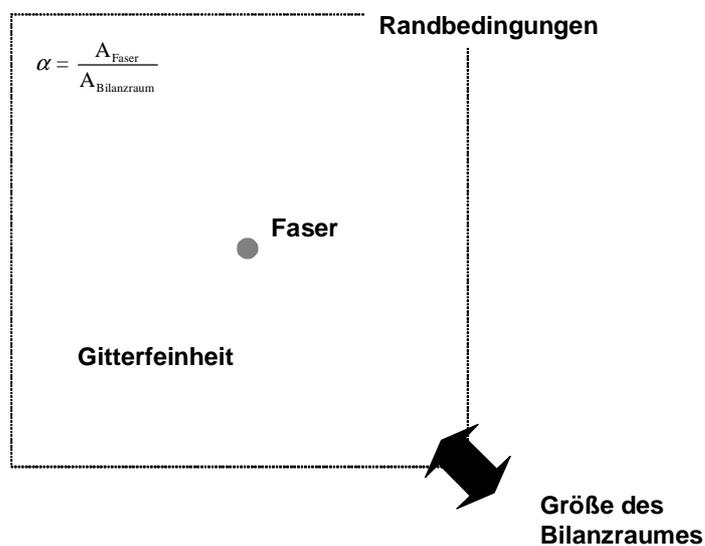


Abb.4.7-1 Einflussfaktoren auf das Strömungsfeld um eine einzelne Faser in einem gleichseitigen, rechteckigen Bilanzraum.

4.7.1 Einfluss der Randbedingungen

4.7.1.1 Konstante Einströmgeschwindigkeit

Erste eingestellte Randbedingungen (Modell 1) setzten eine konstante Einströmgeschwindigkeit über den Einströmquerschnitt an (Abb.4.7-2), an den seitlichen Rändern wurden symmetrische Randbedingungen gewählt, am Auslass „pressure outlet“. Zum Testen der Anwendbarkeit des Modells zur Berechnung der Umströmung isolierter Fasern wurde bei unterschiedlichen Re-Zahlen der Widerstandsbeiwert c_{w0} berechnet und den c_{w0} der Umströmung einzelner

Fasern im unendlichen Medium (Panton, 1984) gegenübergestellt (Abb.4.7-3). Ein quadratischer Bilanzraum wurde mit $L_{\text{Bilanzraum}}=8000 \mu\text{m}$ ausreichend groß gewählt, so dass die Bilanzraumgrenzen das Strömungsfeld um eine Faser nur vernachlässigbar gering beeinflussen. Weitere Vergrößerungen des Bilanzraumes ergaben keine weitere Änderung von c_{w0} (siehe auch Kapitel 4.7.2). Ebenso wurde die Gitterfeinheit so ausgewählt, dass jede weitere Gitterverfeinerung zu keiner Änderung von c_{w0} mehr führte. So sollten sich von außen unbeeinflusste Strömungsfelder vergleichbar in denen in einem unendlichen Medium einstellen.

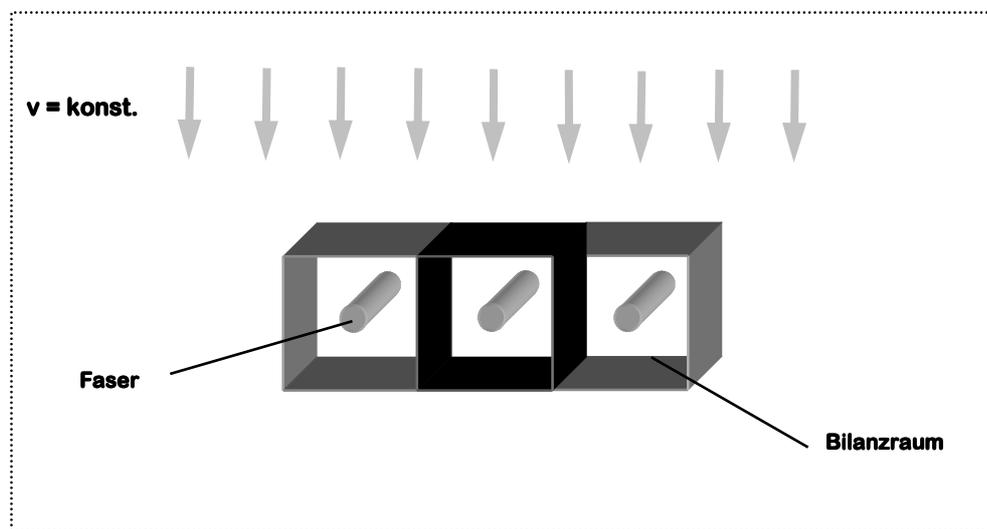


Abb.4.7-2 Modell 1: schematische Darstellung.

Den berechneten Widerstandsbeiwert c_{w0} für den betrachteten Re-Zahlen Bereich von $Re=1$ bis $Re=12$ zeigt Abb.4.7-3: c_{w0} sinkt erwartungsgemäß mit zunehmender Re-Zahl stetig ab. Hierbei liegt eine gute Übereinstimmung mit den Literaturwerten (Panton, 1984) vor.

Die gewählten Randbedingungen gewährleisteten also die Berechnung von c_{w0} , welche bei allen Re-Zahlen sehr ähnlich denen in einem unendlichen Medium erhaltenen sind. Doch auch die erhaltenen Strömungsfelder sollten den Erwartungen entsprechen. Stellvertretend ist das Strömungsfeld für $Re=12$ dargestellt (Abb.4.7-4).

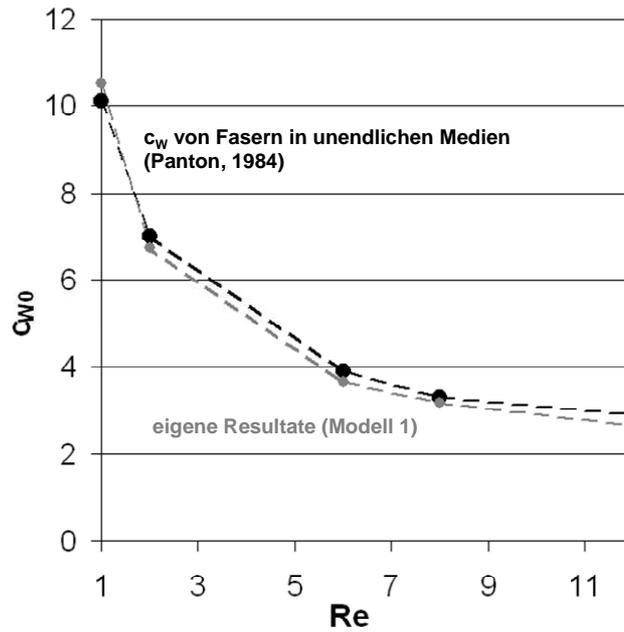


Abb.4.7-3 Widerstandsbeiwert unbelasteter Fasern c_{w0} in Abh. von Re ; Modell 1.

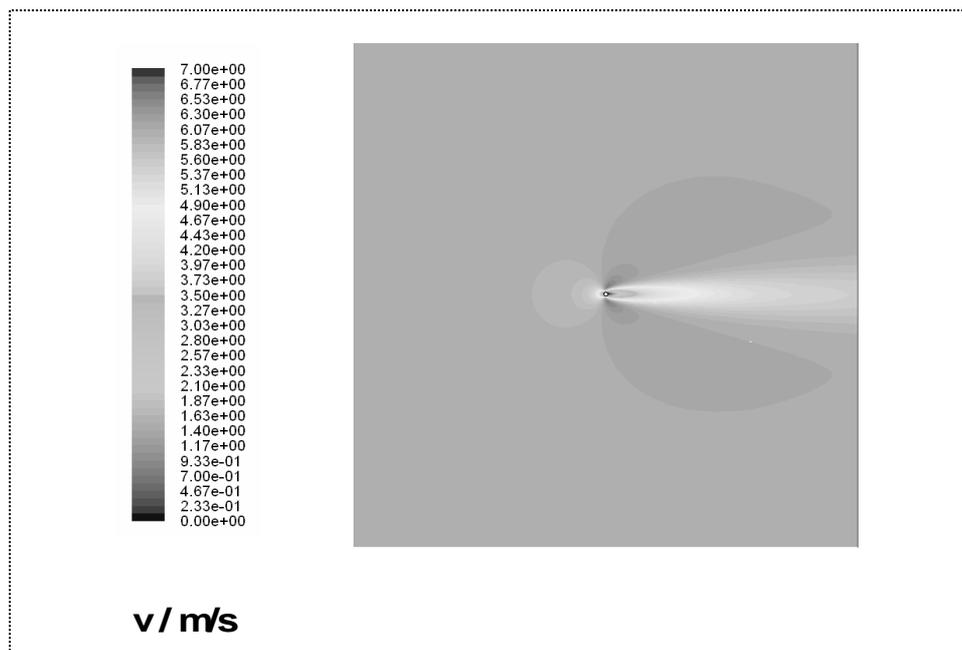


Abb.4.7-4 Modell 1; lokale Strömungsgeschwindigkeiten in Strömungsrichtung v_x im Bilanzraum ($Re=12$).

Zu sehen ist in der Mitte des Bilanzraumes die einzelne, unbeladene kreisförmige Faser. An der Einströmseite (linke Bilanzraumbegrenzung) zeigt sich die eingestellte über den Einströmquerschnitt konstante Einströmgeschwin-

digkeit. Richtung Ausströmseite (rechte Bilanzraumgrenze) zeigt sich auch in vielfachem Abstand von der Faser ein stark ausgeprägtes Nachlaufgebiet.

4.7.1.2 Kopplung von Ein- und Auslass

Zweite ausgewählte Randbedingungen (alle vom Typ „periodic“, Modell 2) führen zu einer Kopplung der lokalen Geschwindigkeiten von Aus- zu Einlassseite (Abb.4.7-5). Bilanzraumgröße und Gitterfeinheit wurden wie bei Modell 1 solange stetig erhöht bis sich gleich bleibende c_{w0} einstellten.

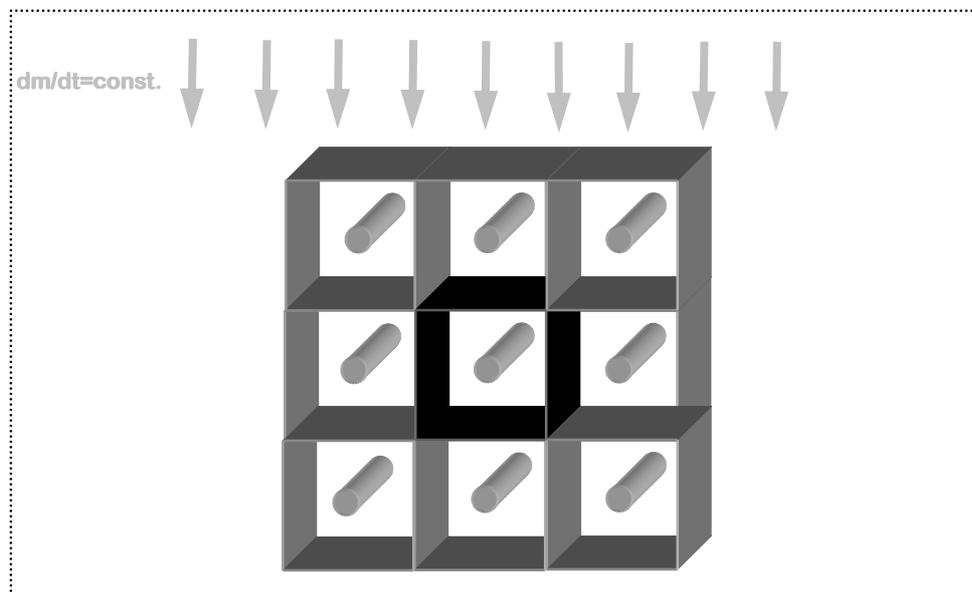


Abb.4.7-5 zweite Randbedingungen: schematische Darstellung.

Die mit Modell 2 erhaltenen Ergebnisse wurden, wie schon bei Modell 1 mit den Werten für die Faserumströmung im unendlichen Medium (Panton, 1984) sowie mit Modell 1 verglichen (Abb. 4.7-6): Modell 2 führt zu einer Verschiebung des gesamten Verlaufs $c_{w0}(Re)$ nach unten.

Darüber hinaus stellen sich Strömungsfelder wie das in Abb.4.7-7 zu sehende ein: verteilt über den Einlassquerschnitt entsteht ein zur Mitte der Strömung symmetrisches Profil nach außen ansteigender Werte von v_x . Dies wird in den äußeren Bereichen der Strömung über die Länge des Bilanzraumes in Strömungsrichtung beibehalten. Dieses Strömungsfeld ist das Resultat der

Kopplung des Ein- mit dem Auslass. Die Überhöhung der Strömungsgeschwindigkeit in den äußeren Bereichen geht einher mit im Vergleich zu Modell 1 niedrigeren lokalen Strömungsgeschwindigkeiten in der Umgebung der Faser. Dies hat niedrigere Widerstandsbeiwerte zur Folge.

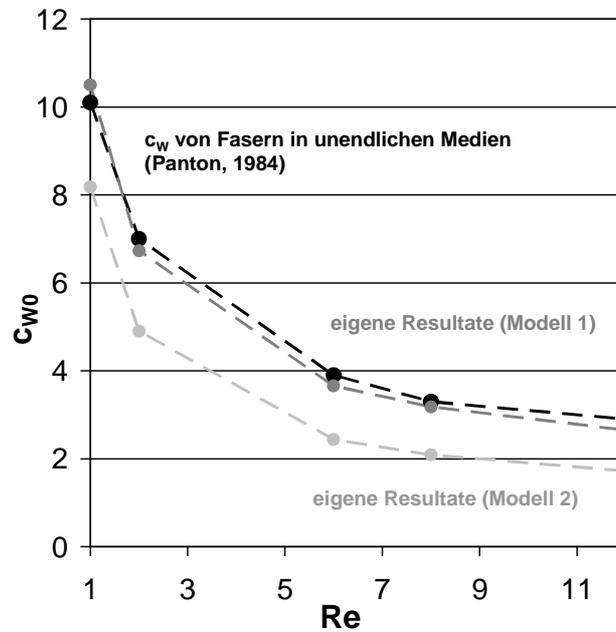


Abb.4.7-6 Widerstandsbeiwert unbeladener Fasern c_{w0} in Abhängigkeit der Re-Zahl.

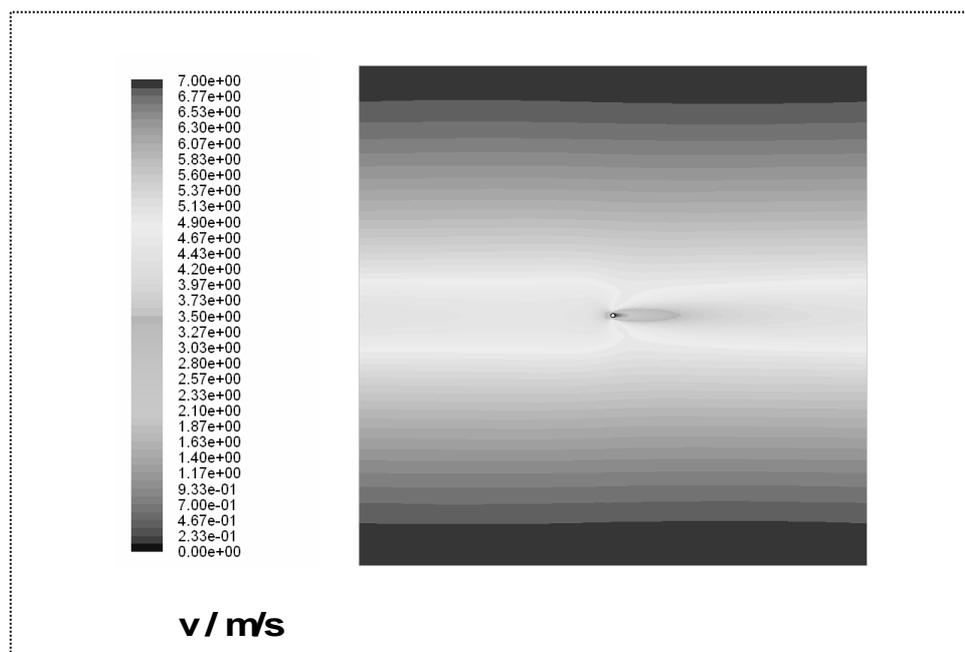


Abb.4.7-7 Modell 2; lokale Strömungsgeschwindigkeiten in Strömungsrichtung v_x im Bilanzraum ($Re=12$).

Modell 2 stellt den Fall einer Umströmung einer in einem regelmäßigen Faserfeld angeordneten Faser dar. Fasern einer in Strömungsrichtung versetzten Reihe sind dabei jeweils hinter den Fasern der anderen Reihen angeordnet (Abb.4.7-5).

Auch bei großem Abstand der Faserreihen, entsprechend der Wahl eines großen Bilanzraumes, bildet sich nicht ein Strömungsfeld wie bei der Umströmung einer einzelnen, isolierten Faser heraus. Dies führt wie oben gesehen zu den deutlich unterschiedlichen Widerstandsbeiwerten. Modell 1 stellt nicht die Bedingungen einer Umströmung einer Faser in einem Filtermedium nach. Herangezogen werden kann Modell 1 zur Berechnung der Faserumströmung passend zu den Experimenten an isolierten Fasern. Modell 2 stellt die Durchströmung eines regelmäßigen Faserfeldes nach. Der Widerstandsbeiwert von Fasern in Faserfeldern wurde auch oft mit Hilfe des Ansatzes von Kuwabara (1959) berechnet. Diese Annahme gilt für schleichende Strömungen in kleinen Bilanzräumen (St Nahfeld).

4.7.2 Einfluss des Faserabstandes / der Bilanzraumgröße

Zur Feststellung des Verhaltens des Widerstandsbeiwertes c_{w0} in Abhängigkeit von der Größe des Bilanzraumes um die Fasern, bzw. des Faserabstandes, wurde dieser für beide Modelle schrittweise verkleinert. Abb.4.7-8 zeigt die berechneten Werte bei konstant gehaltener Anströmgeschwindigkeit von $v=3$ m/s ($Re=6$) im Vergleich mit den nach Kuwabara (Abb.4.7-8). In allen Fällen steigt c_{w0} nach anfänglicher Konstanz mit abnehmendem Faserabstand an (im Diagramm von rechts nach links). Wie bereits bei großem Faserabstand, entsprechend einem großen Bilanzraum, so liegen die Werte aus Modell 2 bei allen Faserabständen unterhalb derjenigen aus Modell 1. Die Werte aus dem Kuwabara Modell liegen unterhalb den Werten aus beiden Modellen.

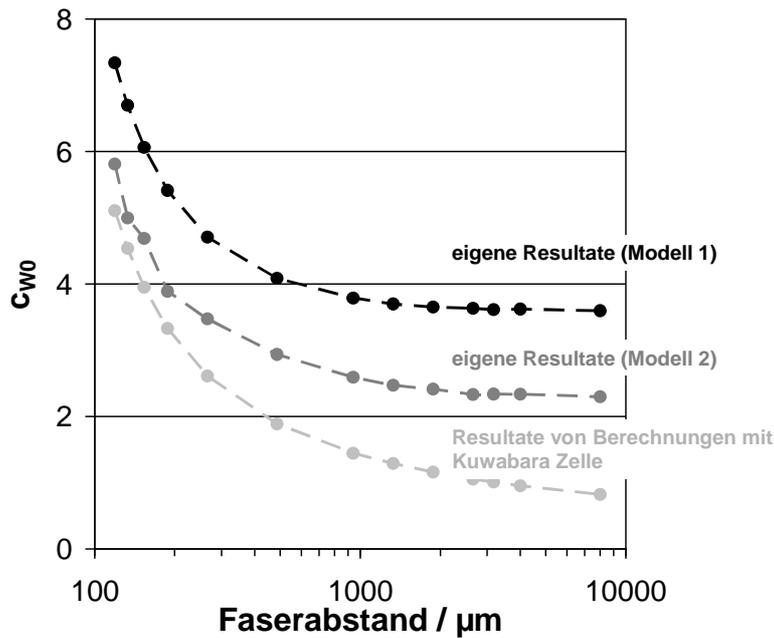


Abb.4.7-8 Widerstandsbeiwert unbelasteter Fasern c_{w0} in Abhängigkeit des Faserabstandes; $v=3$ m/s.

Der Anstieg von c_{w0} aus beiden Modellen bei Abnahme des Faserabstandes lässt sich auf eine Erhöhung lokaler Strömungsgeschwindigkeiten in unmittelbarer Nähe der Fasern zurückführen: Abb.4.7-9 (Modell 1) und Abb.4.7-10 (Modell 2) zeigen die lokalen Geschwindigkeiten in Strömungsrichtung v_x in den jeweiligen berechneten Strömungsfeldern. In der Umgebung der Faser erhöht sich bei beiden Modellen die lokale Strömungsgeschwindigkeit v_x bei abnehmendem Faserabstand (von rechts nach links). Hierbei führt Modell 2 zu niedrigeren lokalen v_x unmittelbar stromaufwärts der Faser im Vergleich zu Modell 1, was niedrigere c_{w0} zur Folge hat. Die Werte aus dem Kuwabara Ansatz nähern sich bei geringem Faserabstand den nach Modell 2 errechneten Werten an. Beide Modelle (Kuwabara und Modell 2) setzen eine Faserumströmung in Faserfeldern an. Kuwabara geht jedoch von einer versetzten Anordnung der Fasern aus. Darüber hinaus kann der Kuwabara Ansatz nur im so genannten Stokes Nahfeld verwendet werden, d.h. bei entsprechend kleinem Bilanzraum. In diesem Fall (geringe Faserabstände) stimmen die Werte mit denen aus Modell 2 recht gut überein.

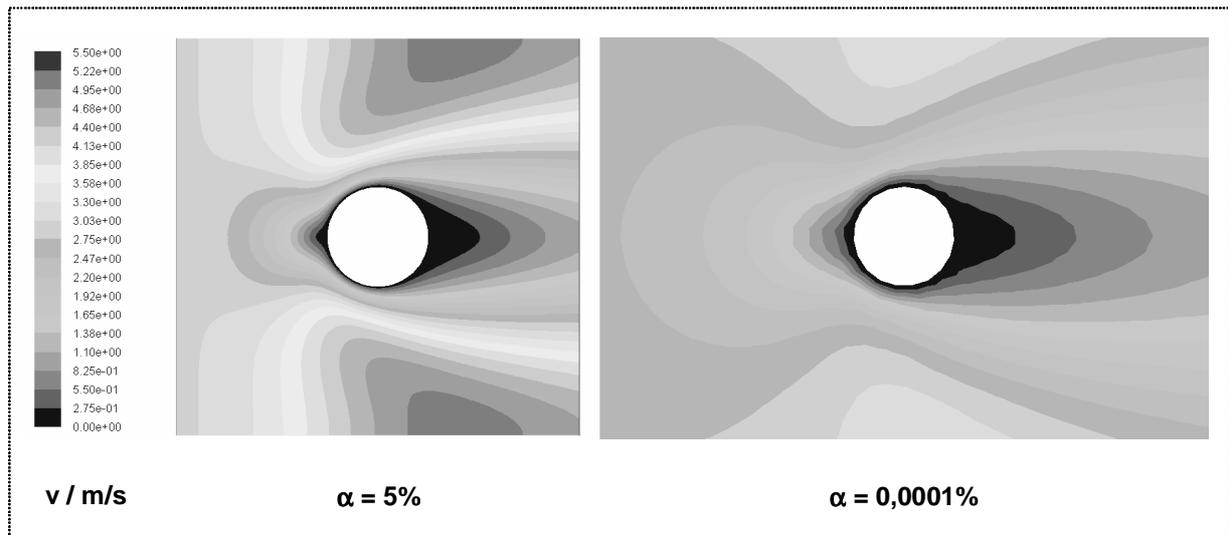


Abb.4.7-9 v_x bei unterschiedlich großem Bilanzraum, bzw. Packungsdichte (Modell 1).

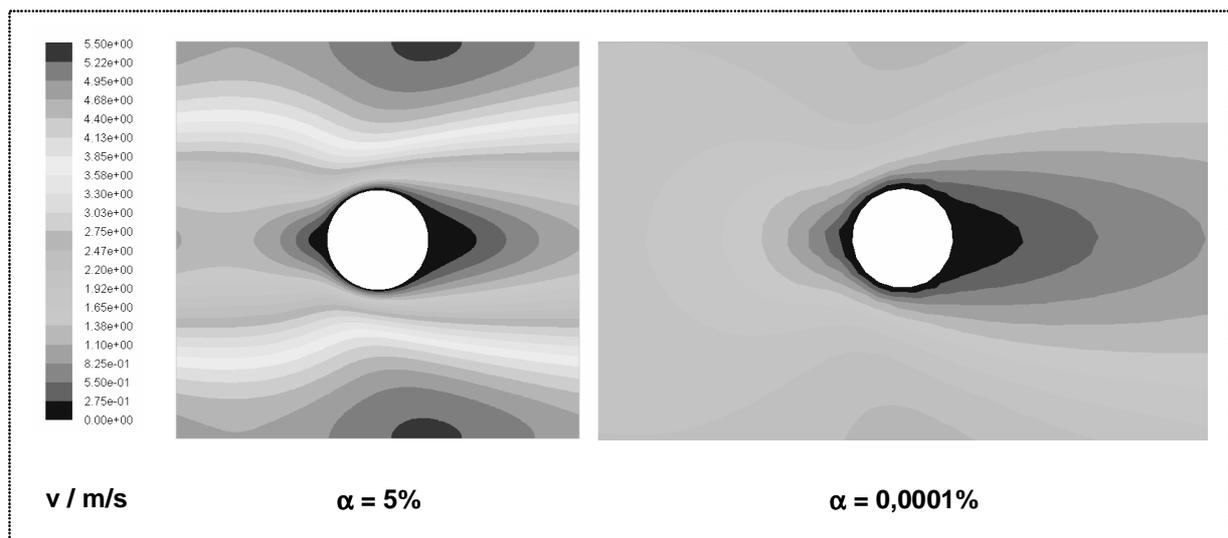


Abb.4.7-10 v_x bei unterschiedlich großem Bilanzraum, bzw. Packungsdichte (Modell 2).

4.7.3 Widerstandsbeiwert beladener Fasern c_w

Aufgrund der in den vorhergehenden Kapiteln gezeigten Resultate wurde Modell 1 zur Berechnung des Widerstandsbeiwertes c_w beladener isolierter Fasern herangezogen. Hierzu wurden die erhaltenen Ablagerungsstrukturen bei den unterschiedlichen Betriebsbedingungen, bei Variation von Partikeldurchmesser, Faserdurchmesser und Anströmgeschwindigkeit, zur Berechnung des Widerstandsbeiwertes c_w herangezogen (siehe auch Kapitel 3.6). Vor allem bei niedrigen Anströmgeschwindigkeiten ergaben sich längs einer isolierten Faser sehr uneinheitliche Ablagerungsstrukturen (Abb.3.5-4). Entsprechend führten Berechnungen des Strömungsfeldes um diese verschiedenen Strukturen zu erheblich unterschiedlichen c_w .

Beispielhaft zeigt Abb. 4.7-11 errechnete c_w -Werte für die verschiedenen typischen in Abb.3.5-4 gezeigten Strukturen sowie einer höheren Beladungsstufe. Je nach Struktur erhält man sehr unterschiedliche c_w (graue Punkte). Zur Mittelung wurden die einzelnen c_w -Werte je nach Länge des Faserabschnitts, für den die jeweilige Struktur stellvertretend steht, gewichtet. Die mittleren Widerstandsbeiwerte (Abb.4.7-11, schwarze Punkte) sind durch die gestrichelte Linie verbunden.

Dieses Vorgehen wurde nun auf die anderen Betriebsbedingungen angewendet: Abb.4.7-12 zeigt die mittleren Widerstandsbeiwerte c_w in Abhängigkeit der Beladung M . Dabei zeigt sich bei höherem Widerstandsbeiwert der unbeladenen Fasern c_{w0} (bei $M=0$) ein steilerer Anstieg von $c_w(M)$. Dieser ist bei gleichem c_{w0} annähernd unabhängig von der eingestellten Betriebsbedingung.

Bezogen auf den jeweiligen Widerstandsbeiwert der unbeladenen Faser c_{w0} steigt der bezogene Widerstandsbeiwert c_w/c_{w0} in Abhängigkeit von der Beladung M für alle Betriebsbedingungen gleich an (Abb. 4.7-13).

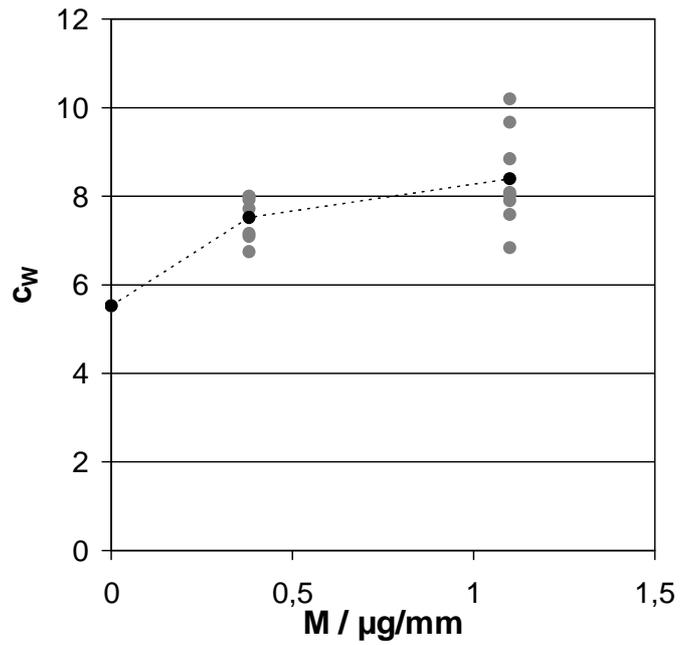


Abb.4.7-11 Widerstandsbeiwert c_w für die unterschiedlichen typischen lokalen Ablagerungsstrukturen in Abhängigkeit der Beladung M ;

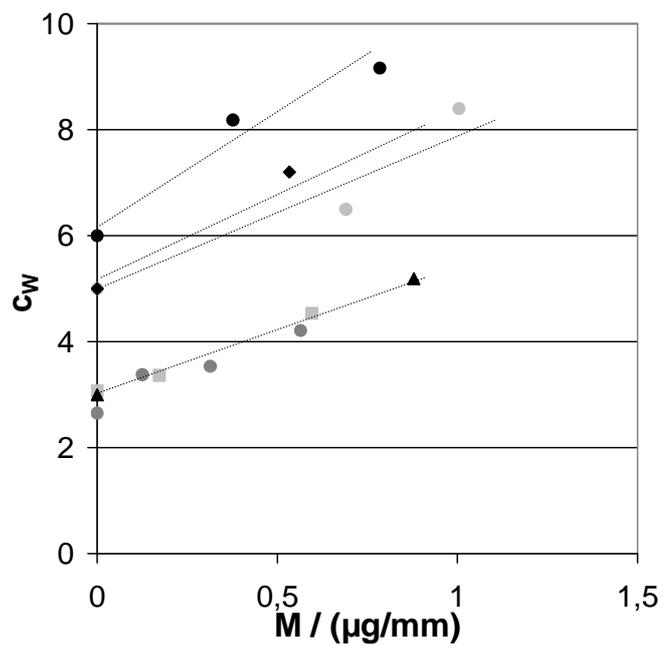


Abb.4.7-12 Widerstandsbeiwert c_w in Abhängigkeit der Beladung M (Symbole: unterschiedliche Partikeldurchmesser und Anströmgeschwindigkeiten).

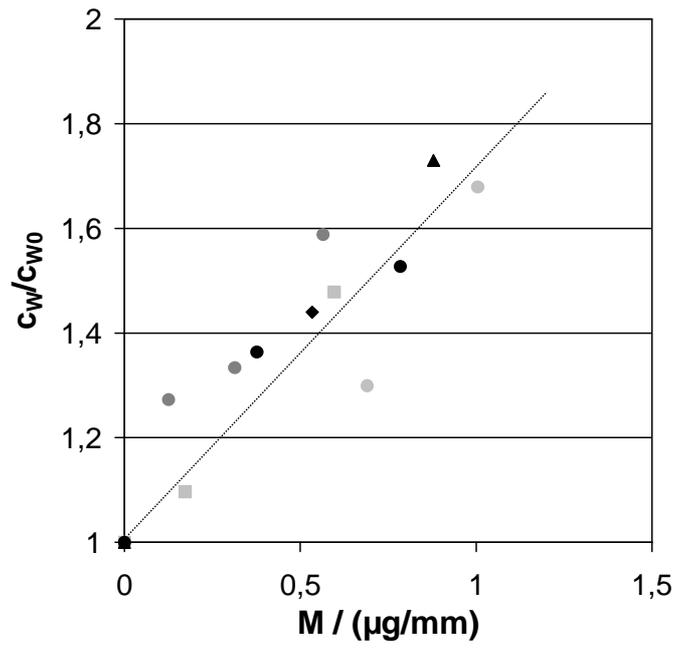


Abb.4.7-13 bezogener Widerstandsbeiwert c_w/c_{w0} in Abhängigkeit der Beladung M .

4.8 Abscheidegrad einzelner Fasern innerhalb einer Reihe von parallel eingespannten Fasern η_α

4.8.1 Resultate

Der Einfluss benachbarter Fasern auf η wurde gemessen an einer parallelen Faserreihe (s.a. Kapitel 3.4) im Abstand von $L=430 \mu\text{m}$. Der Abscheidegrad η_α wurde für die in der Mitte der Reihe befindlichen Faser gemessen. Partikeln mit einem Durchmesser von $d_p=1,3 \mu\text{m}$ sowie $d_p=2,6 \mu\text{m}$ wurden bei den Experimenten eingesetzt, der Faserdurchmesser betrug in allen Fällen $d_f=30 \mu\text{m}$. Die eingestellten Betriebsbedingungen (St- und Re-Zahl sowie R-Parameter) wurden entsprechend den Messungen an den isolierten Fasern ausgewählt. Abb.4.8-1 zeigt die für $d_p=2,6 \mu\text{m}$ erhaltenen Resultate.

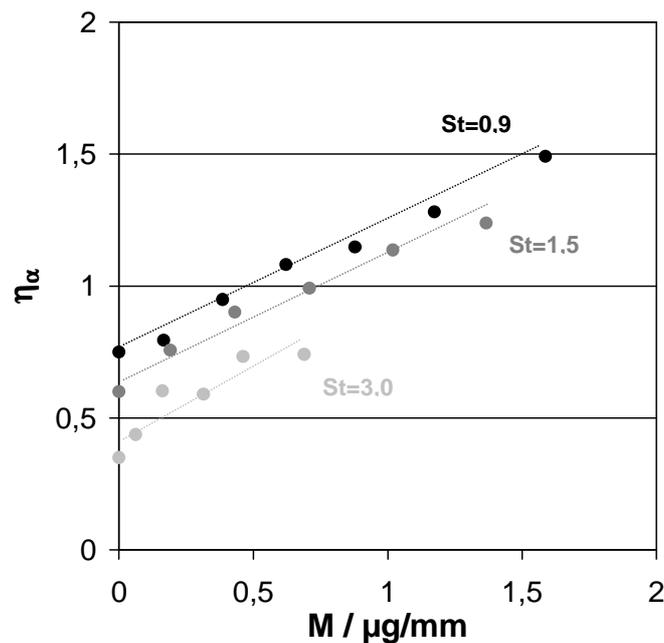


Abb.4.8-1 Abscheidegrad an Fasern in Reihen paralleler Fasern η_α in Abhängigkeit von der Beladung M ; $d_p=2,6 \mu\text{m}$; $d_f=30 \mu\text{m}$; unterschiedliche Anströmgeschwindigkeiten v

Zu erkennen ist für alle Betriebsbedingungen ein linearer Anstieg des Abscheidegrades η_α mit zunehmender Beladung M . Die Steigungen sind annähernd gleich. Unterschiedlich ist jedoch aufgrund der Anfangsabscheidegrade $\eta_{\alpha,0}$ der

relative Anstieg $\eta_\alpha/\eta_{\alpha,0}$. Bei niedrigen $\eta_{\alpha,0}$ ist der Anstieg von $\eta_\alpha/\eta_{\alpha,0}$ am steilsten. Auch Messungen mit $d_p=1,3 \mu\text{m}$ führten jeweils zu einem linearen Anstieg des Abscheidegrads mit zunehmender Beladung (s. Anhang).

4.8.2 Vergleich mit dem Abscheidegrad an isolierten Fasern η

Abscheidegrade an isolierten Fasern η steigen jeweils nach einem Potenzgesetz an (Abb.4.2-1 und Abb.4.2-3), Abscheidegrade an einzelnen Fasern η_α hingegen annähernd linear. Vergleichend sind in Abb.4.8-2 für eine Betriebsbedingung ($St=1,5$; $d_p=2,6 \mu\text{m}$; $d_F=30 \mu\text{m}$) die Resultate aus beiden Fällen gegenüber gestellt: ausgehend von einem niedrigen Abscheidegrad an unbeladenen Fasern (η_0) steigt der Abscheidegrad an isolierten Fasern $\eta(M)$ steiler an.

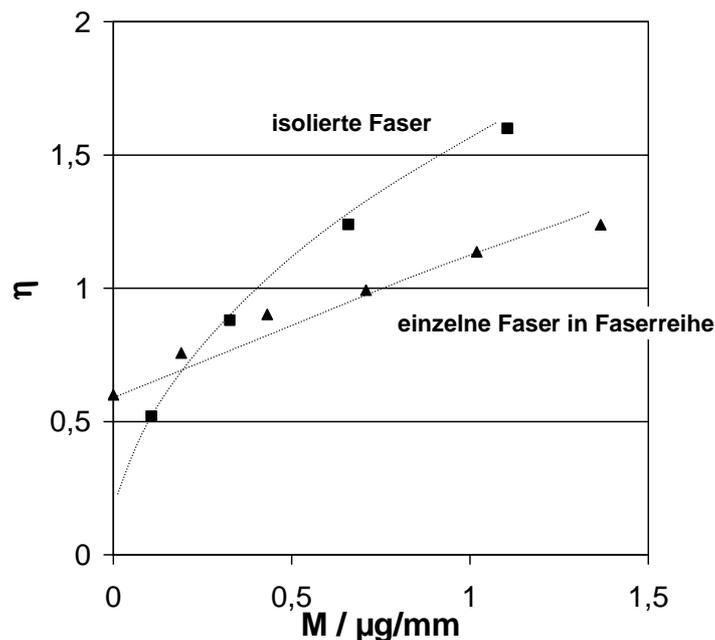


Abb.4.8-2 η und η_α in Abhängigkeit der Beladung M ; $St=1,5$; $d_p=2,6 \mu\text{m}$; $d_F=30 \mu\text{m}$.

Der Abscheidegrad an einzelnen Fasern in Reihen paralleler Fasern η_α weist zwar einen höheren Anfangswert $\eta_{\alpha,0}$ auf, $\eta_\alpha(M)$ steigt dann aber flacher an als $\eta(M)$. So kommt es zu einer Überschneidung des Verlaufs von $\eta(M)$ und $\eta_\alpha(M)$. Zur Analyse der beiden Fälle sind Ansichten der jeweiligen Ablagerungsstrukturen in Faserachsenrichtung dargestellt (Abb.4.8-3): bei

Ablagerungen an isolierten Fasern (links) sind die typischen „Arme“ wesentlich ausgeprägter (s.a. Abb.4.5-1) als bei Fasern im Array (Reihe).

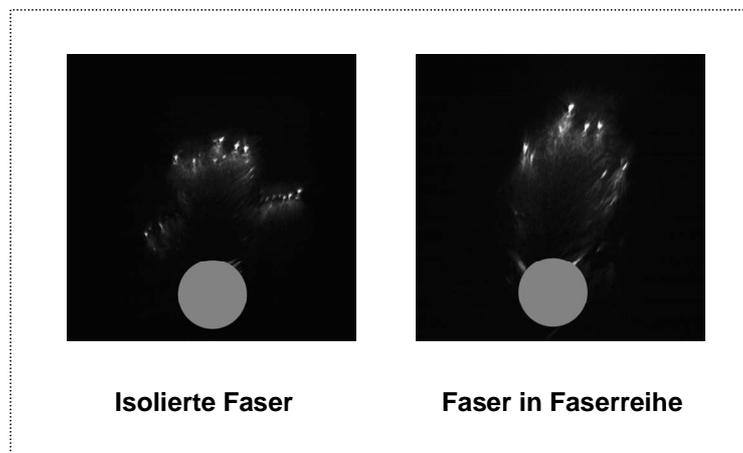


Abb.4.8-3 KLRM Aufnahmen; Ansicht im Querschnitt einer isolierten Faser und einer Faser in einer Faserreihe; $St=1,5$; $d_p=2,6 \mu m$; $d_F=30 \mu m$.

Der Grund für ein selteneres Auftreten der „Arme“ bei den Fasern im Array besteht in der Einengung der Strömung im Vergleich zu isolierten Fasern aufgrund benachbarter Fasern. Dies führt zu höheren lokalen Partikelgeschwindigkeiten auch unmittelbar stromaufwärts der Faser als bei isolierten Fasern (s.a. Abb.4.7-9). Vermutlich kommt es so bei einzelnen Fasern zu einem stärkeren Abprallen ohne erneutes Auftreffen der Partikel mit möglicher Ablagerung.

4.8.3 Beschreibung von $\eta_\alpha(M)$ mit empirischen Zusammenhängen

Wie im Fall isolierter Fasern ($\eta(M)$), so kann auch $\eta_\alpha(M)$ für alle Betriebsbedingungen empirisch beschrieben werden. So wie $\eta_\alpha(M)$ so steigt auch der bezogene Abscheidegrad $\eta_\alpha/\eta_{\alpha,0}(M)$ linear an. Dieser kann anstatt mit einem Potenzgesetz (isolierte Faser) mit einer linearen Funktion beschrieben werden:

$$\frac{\eta_\alpha}{\eta_{\alpha,0}} = 1 + b \cdot M \quad (4-3)$$

Bei allen Messreihen wurde der Steigerungsfaktor b bestimmt und als Funktion von $\eta_{\alpha,0}$ aufgetragen (Abb.4.8-4).

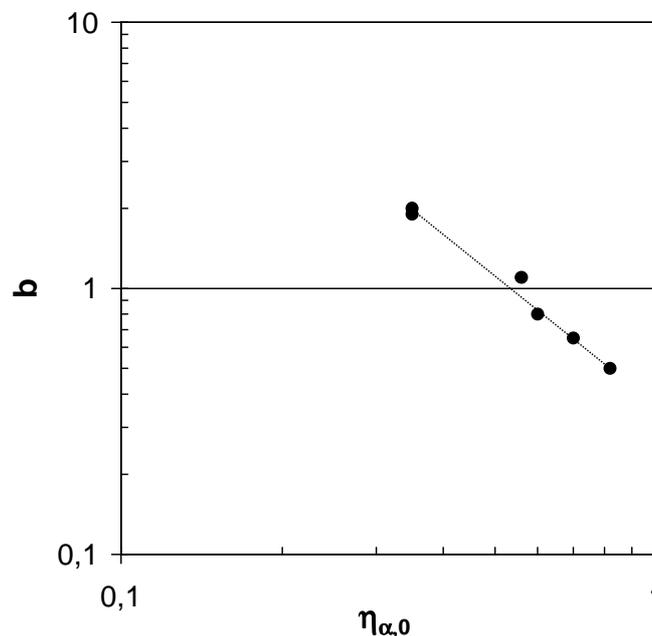


Abb.4.8-4 Steigerungsfaktor b in Abhängigkeit vom Abscheidegrad unbelasteter einzelner Fasern $\eta_{\alpha,0}$.

In der doppeltlogarithmischen Auftragung fällt $b(\eta_{\alpha,0})$ linear ab. D.h. wie bereits bei isolierten Fasern steigt der bezogene Abscheidegrad bei Bedingungen mit niedrigem Abscheidegrad an der entsprechenden unbelasteten Faser steiler an. In diesen Fällen bewirken schon wenige auf den Fasern abgeschiedene Partikeln eine enorme Verbesserung des Abscheidegrades gegenüber dem unbelasteten Zustand.

4.8.4 Vergleich mit den Daten früherer Arbeiten

Die erhaltenen Daten für den Abscheidegrad an einzelnen Fasern wurden den Daten von Kanaoka et al./Myojo et al. gegenübergestellt (Abb.4.8-5). Die Steigungen b wurden wie bereits die Daten für die isolierten Fasern (Kapitel 4.2) in Effizienzsteigerungsfaktoren λ umgerechnet. Der Effizienzsteigerungsfaktor λ für die einzelnen Fasern in Reihen paralleler Fasern liegt für alle Abscheide-

grade unbeladener Fasern $\eta_{\alpha,0}$ unterhalb der Daten von Kanaoka et al./Myojo et al. Sie führten sowohl Modellierungen als auch Messungen mit einer Packungsdichte von $\alpha=3\%$ durch. Die auf ein Faserfeld mit gleichem mittleren Faserabstand umgerechnete Packungsdichte der Fasern in Faserreihen betrug $\alpha=0,4\%$.

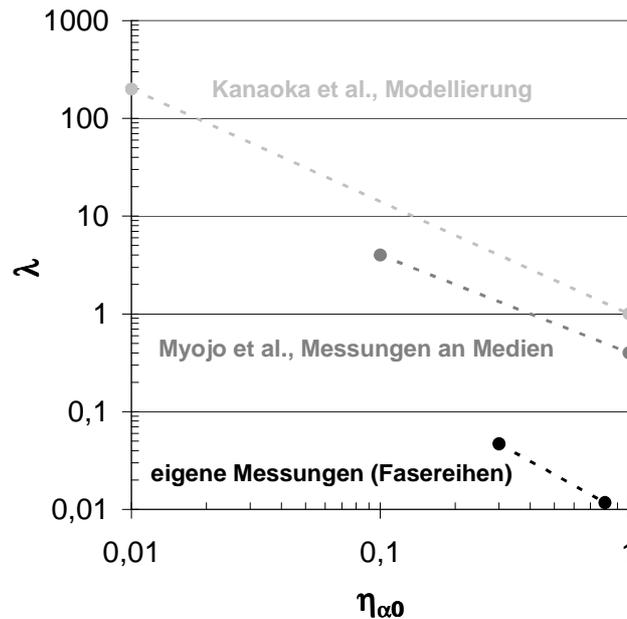


Abb.4.8-5 Effizienzsteigerungsfaktor λ ; Modellierung (Kanaoka et al., 1980); Messungen an Filtermedien (Myojo et al., 1984); Resultate eigener Messungen des Abscheidegrads an einzelnen Fasern in Faserreihen.

Eine Änderung der Packungsdichte bewirkt sowohl eine Änderung von $\eta_{\alpha,0}$ als auch λ : aufgrund der Einengung der Strömung mit abnehmendem Faserabstand (höherer Packungsdichte α) erhöhen sich beide Parameter.

4.9 Trenngrad hochporöser Filtermedien - Vergleich von Modellierung und Experiment

Die Einsetzbarkeit der Daten der Messungen des Abscheidegrads an einzelnen Fasern zur Vorhersage des Filtrationsverhaltens wurde mit einem schichtweise aufgebauten Filtermodell überprüft. Der hiermit errechnete Trenngrad wurde dem an einem hochporösen Metallfaservlies gemessenen gegenüber gestellt.

4.9.1 Modellierung

Das Filtermodell (Abb.4.9-1) berücksichtigt zwar nicht die lokal unterschiedlichen Packungsdichten eines Filtermediums. Einerseits ist es dadurch weniger genau, andererseits werden Ungenauigkeiten bei der Ermittlung oder Annahme lokaler Gegebenheiten vermieden.

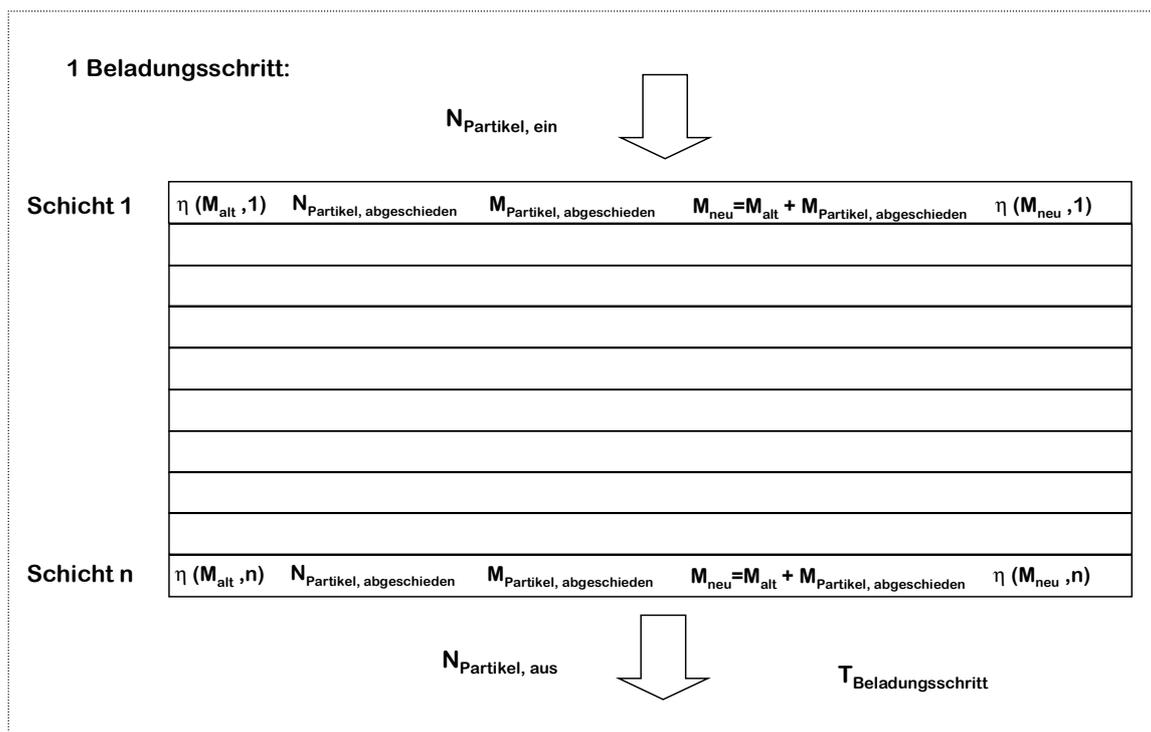


Abb.4.9-1 Filtermodell – Schema.

Die *Gesamtlänge aller Fasern in einer Schicht* wurde mit bekannter mittlerer Packungsdichte α und Faserdurchmesser d_F ermittelt. Hiermit konnte die an allen Fasern einer Schicht gesamte abgelagerte Partikelmasse berechnet werden.

Die Abscheideleistung einer Faser wird durch Kenntnis des Abscheidegrads η bei bekannter Partikelbeladung pro Faserlänge M festgestellt.

Pro Beladungsschritt wurde auf der Einlassseite des Filtermediums eine feste Partikelanzahl pro Filteranströmfläche zugegeben. Schicht für Schicht wurde dann die Masse aller abgeschiedenen Partikeln jeweils auf der Gesamtlänge der Fasern bestimmt (Abb.4.9-1). Damit stand auch die Partikelkonzentration des jeweils in die nächste Schicht eintretenden Partikelstromes fest. Der Abscheidegrad an den Fasern jeder Schicht wurde jeweils entsprechend der Beladung der Fasern M abhängig vom Verlauf von $\eta(M)$ bei der jeweiligen Betriebsbedingung auf den entsprechenden Wert gesetzt. Nach jedem Beladungsschritt wurde der Trenngrad des Filtermediums berechnet, indem alle während des Beladungsschrittes in allen Schichten abgelagerten Partikeln berücksichtigt wurden. Anschließend wurde erneut eine festgelegte Partikelanzahl/Anströmfläche in die erste Schicht zugegeben und die Abscheidung Schicht für Schicht berechnet.

4.9.2 Material und Durchführung der Messungen

Zur Messung des Trenngrades wurde als Modellfiltermedium ein hochporöses Metallfaservlies mit Faserdurchmesser $d_F=22 \mu\text{m}$ verwendet. Die Zunahme des Abscheidegrades an Fasern dieses Durchmessers wurde mit bekanntem $\eta(M)$ für $d_F=30 \mu\text{m}$ und $d_F=8 \mu\text{m}$ auf den dazwischen liegenden Faserdurchmesser interpoliert.

Die Wahl von Edelstahl als Fasermaterial gewährleistet wie bereits bei den Messungen an einzelnen Fasern eine Entladung der Fasern aufgrund von Erdung. Außerdem ist die Packungsdichte des Filtermediums mit $\alpha=0,04 \%$ sehr niedrig (Abb.4.9-2), so dass die Werte für den Abscheidegrad an einzelnen Fasern verwendet werden können.

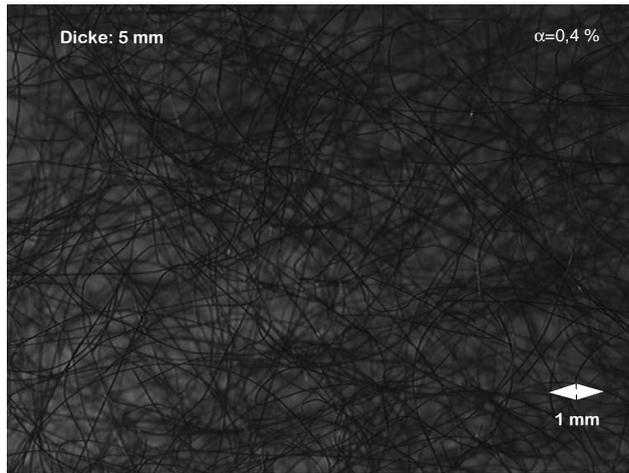


Abb.4.9-2 Filtermaterial; $d_F=22 \mu\text{m}$

4.9.3 Resultate

Einerseits zeigt Abb.4.9-3 den an dem Filtermedium ($d_F=22 \mu\text{m}$) gemessenen Trenngrad (schwarze Datenpunkte). Andererseits sind dem gegenübergestellt die Werte aus zwei Modellrechnungen: einmal mit empirischen Gleichungen für den Abscheidegrad einzelner, isolierter Fasern (dunkelgraue Datenpunkte), ein andermal für den Abscheidegrad einzelner Fasern in Faserreihen (hellgraue Datenpunkte).

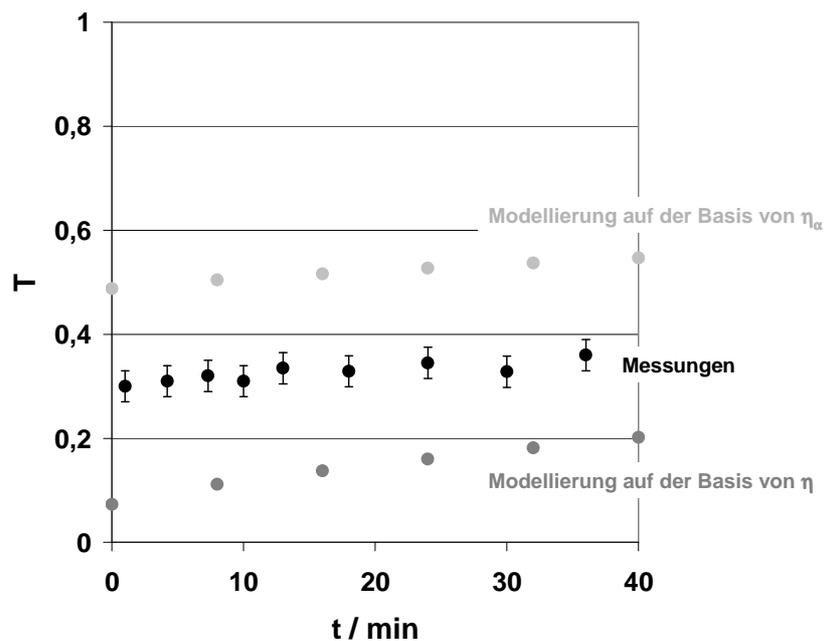


Abb.4.9-3 Trenngrad T in Abhängigkeit der Messzeit t.

Bei allen Messzeiten (Beladungsstufen) liegt der Trenngrad aus den Modellrechnungen auf der Basis der Abscheidegrade isolierter Fasern unterhalb der Messwerte. Anders verhält es sich bei den Resultaten aus der Modellierung auf der Basis der Abscheidegrade einzelner Fasern. Diese liegen oberhalb der Resultate aus den Messungen. Im Fall der isolierten Fasern wurden Nachbarfasereinflüsse nicht berücksichtigt und deshalb ergeben sich in den Rechnungen zu niedrige Trenngrade. Im Filtermedium tragen Fasern im Medium aufgrund Abschattung durch andere Fasern oder nicht senkrechter Ausrichtung der Faserachse zur Anströmung nichts oder weniger zur Abscheidung bei als idealisiert angeordneten Fasern in Faserreihen. Außerdem bilden sich Kanäle im Filtermedium, was in anderen Bereichen des Mediums die pro Zeit zugeströmte Partikelanzahl reduziert und eine mögliche Abscheidung verringert.

5 Zusammenfassung

Abscheidegrade unbeladener Fasern konnten nun auch für wesentlich dünnere Fasern (Faserdurchmesser $d_F=8 \mu\text{m}$) als bisher ($d_F=30 \mu\text{m}$) experimentell ermittelt werden. Eine bewährte Messtechnik konnte dabei erfolgreich zum Einsatz gebracht werden, welche es ermöglicht den Abscheidegrad bei ausreichend niedriger Beladung zu ermitteln. Mit dieser konnte ein Einfluss bereits abgeschiedener Partikeln auf die Abscheidung minimiert werden. Bis zu mittleren St-Zahlen bestimmt die zunehmende Trägheitsabscheidung den Abscheidegrad unbeladener Fasern. Für *hohe St-Zahlen* bestimmt das *Abprallen* der Partikeln an den Fasern den *Abscheidegrad*. Die resultierende Abnahme des Abscheidegrads kann anstatt mit der St-Zahl besser mit der Anströmgeschwindigkeit v beschrieben werden (Kapitel 4.1).

Abprallen ereignet sich auch bei *beladenen einzelnen, isolierten Fasern*. Der Anstieg des Abscheidegrades η mit Beladung ist bei hohen St-Zahlen flacher als bei mittleren St-Zahlen. Zunächst lag ein steilerer Anstieg von $\eta(M)$ aufgrund zunehmender Trägheit vor. Bei allen Betriebsbedingungen *verbessert* sich der *Abscheidegrad* *aufgrund erster abgelagerter Partikel sehr stark*, bei hoher Beladung ändert sich der Abscheidegrad aufgrund weiterer abgelagerter Partikel und zunehmender Abmessung der Ablagerungen dann nur noch schwächer. Bei Betriebsbedingungen mit *hohen Abscheidegraden an unbeladenen Fasern* ist die *relative Änderung des Abscheidegrads am höchsten* (Kapitel 4.2).

Dies kam bei der *empirischen Beschreibung von $\eta(M)$* für alle Betriebsbedingungen zum Einsatz. Der *Steigerungsfaktor b* einer mathematischen Beschreibung mit einem Potenzansatz, welche die Zunahme des auf den Wert an der unbeladenen Faser bezogenen Abscheidegrads beschreibt weist für *niedrige η_0 hohe Werte* auf. Dieser qualitative Zusammenhang wurde auch von Kanaoka für Abscheidegrade an einzelnen Fasern unter Nachbarfasereinfluss festgestellt. Neben quantitativen Unterschieden gegenüber

den eigenen Resultaten *steigen* die in dieser Arbeit ermittelten *Abscheidegrade mit zunehmender Beladung* im Gegensatz zu den Resultaten Kanaoka's *nichtlinear an*. Der nichtlineare Faktor (*Exponent c*) nimmt dabei für fast alle Betriebsbedingungen gleiche Werte von ca. $c=0,6$ an (Kapitel 4.3).

Unterschiedliche Betriebsbedingungen wirken sich jedoch auf Strukturen der *Partikelablagerungen auf den Fasern* aus. *Bestimmend hierfür ist bei konstantem Partikeldurchmesser und konstantem Faserdurchmesser die eingestellte Anströmgeschwindigkeit*. Die Kategorisierung der Entstehung von Ablagerungen mit *St und R* von Kanaoka et al. (1984) ist für die gefundenen Resultate bei weitem *nicht ausreichend* (Kapitel 4.4).

Anwenden lässt sich hingegen ein Konzept von Hiller (1981), was bereits bei Modellrechnungen (Lehmann, 2005) eingesetzt worden war. *Nach dem Abprallen von Partikeln an Ablagerungen stromaufwärts der Fasern lagern sich diese seitlich an den Ablagerungen ab*. Dies geschieht immer bei mittlerem *Abprallparameter $\beta=v*d_p$* . Diese Größe erlaubt auch die Vorhersage bei welcher Betriebsbedingung sich ein maximaler Wert des Abscheidgrades beladener Fasern einstellt (Kapitel 4.5).

Neben dem qualitativen Nutzen der erhaltenen Ablagerungsstrukturen lassen sich die Resultate auch quantitativ verwerten. Sich einstellende mittlere *Porositäten der Ablagerung hängen von der verwendeten Partikelgröße ab*, nicht jedoch von der Anströmgeschwindigkeit. Werte der Porosität sind denen in Filterkuchen sowie bei Fliehkraft- und Sedimentationsprozessen erhaltenen sehr ähnlich (Kapitel 4.6).

Unterschiedlich sind hingegen bereits die Widerstandskräfte unbeladener Fasern in Abhängigkeit der eingestellten Randbedingungen der verwendeten Modellzelle. Mit dem verwendeten, passenden Modellansatz *steigen die auf den Wert der unbeladenen Faser bezogenen Widerstandswerte mit der Beladung im Falle aller Betriebsbedingungen ähnlich linear an* (Kapitel 4.7).

Auch die Gesetzmässigkeit des Anstiegs des *Abscheidegrades an einzelnen Fasern in Reihen paralleler Fasern* von zunehmender Beladung ist für alle Betriebsbedingungen ähnlich. Der Abscheidegrad steigt in diesen Fällen wie bei Kanaoka et al. (1980) linear mit der Beladung an. Der Steigerungsfaktor b fällt mit zunehmendem Abscheidegrad unbeladener Fasern ab (Kapitel 4.8).

Abscheidegrade isolierter sowie einzelner Fasern in Reihen wirken sich auf die Resultate von Modellrechnungen des Trenngrads von hochporösen Filtermedien aus. Die empirischen Beschreibungen der Abscheidegrade isolierter Fasern führen aufgrund der Vernachlässigung von Nachbarfasereinflüssen zu niedrigen Trenngraden. Abscheidegrade von Fasern in Reihen berücksichtigen hingegen nicht die Abschattung und Orientierung der Fasern im Medium sowie die Bildung von Strömungskanälen durch die Medien (Kapitel 4.9).

6 Literatur

- Barot, D.T., Tien, C., Wang, C.-S. (1980). Accumulation of solid particles on single fibers exposed to aerosol flows. *AIChE Journal* 26, 289-292.
- Billings, C. E. (1966). Effects of particle accumulation in aerosol filtration. *PhD, Caltech, USA*.
- Borho, K., Polke, R., Wintermantel, K., Schubert, H., Sommer, K. (1991). Produkteigenschaften und Verfahrenstechnik. *Chemie Ingenieur Technik* 63, 792-808.
- Brown, R.C. (1993). Air Filtration. *Pergamon Press; ISBN 0080412742*
- Callé, S., Thomas, D., Contal, P., Appert-Collin, J.C., Bémer, D. (2002). Effect of particle size on filter pressure drop and its modeling. *Intl. Workshop "Particle loading and kinetics of filtration in fibrous filters"*, Universität Karlsruhe.
- Dahneke, B. (1972). The influence of flattening on the adhesion of particles. *Journal of Colloid and Interface Science* 40, 1-13.
- Emi, H., Okuyama, K., Adachi, M. (1977). The effect of neighboring fibers on the single fiber inertia-interception efficiency of aerosols. *Chemical Engineering Journal of Japan* 10,148-153.
- Filippova, O, Hänel, D. (1996). Numerical simulation of particle deposition in filters. *Journal of Aerosol Science* 27, Suppl. 1, S627-S628.
- Gradon, L., Payatakes, A.C. (1980). Dendritic deposition of aerosol particles in fibrous media by inertial impaction and interception. *Chemical Engineering Science* 35, 1083-1096.
- Günter, C. (1998). Numerische und experimentelle Untersuchungen zur Tiefenfiltration. *Dissertation, Universität Karlsruhe*.
- Happel, J. (1959). Viscous flow relative to arrays of cylinders. *AIChE Journal* 5, 174-177.

- Hiller, R. (1981). Der Einfluss von Partikelstoß und Partikelhaftung auf die Abscheidung in Faserfiltern. *Dissertation, Universität Karlsruhe*.
- Huang, B., Yao Q., Li, S.Q., Zhao, H.L., Song, Q., You, C.F. (2006). Experimental investigation on the particle capture by a single fiber using microscopic image technique. *Powder Technology* 163, 125–133.
- Jodeit, H., Löffler, F. (1986). Eine schnelle Methode zur Bestimmung der Abscheideeigenschaften von Faserfiltern. *Chem. Ing. Tech.* 55, 551-558.
- Jodeit, H. (1985). Untersuchung zur Teilchenabscheidung in technischen Tiefenfiltern. *Dissertation, Universität Karlsruhe*.
- Kanaoka, C., Emi, H., Myojo, T. (1980). Simulation of the growing process of a particle dendrite and evaluation of a single fiber collection efficiency with dust load. *Journal of Aerosol Science* 11, 177-189.
- Kanaoka, C., Emi, H., Deguchi, A. (1984). Effect of inter-fiber distance on collection efficiency on a single fiber in a model filter composed of parallel fibers in a row. *Aerosols (Lui, Pui, Fissan (editors), 563-566*.
- Kanaoka, C., Emi, H., Hiragi, S., Myojo, T. (1986). Morphology of particulate agglomerates on a cylindrical fiber and a collection efficiency of a dust loaded fiber. *2nd International Aerosol Conference*, 674-677.
- Kanaoka, C., Hiragi, S. (1990). Pressure drop of air filter with dust load. *J. Aerosol ScL* 21, 127-137.
- Karadimos, A., Ocone, R. (2003). The effect of the flow field recalculation on fibrous filter loading: a numerical simulation. *Powder Technology* 137, 109-119.
- Kirsch, A.A. (1994). Method of pressure drop rise estimation of a loaded HEPA filter. *Proceedings of the 12th ISCC in Yokohama*.
- Kuwabara, S. (1959). The forces experienced by randomly distributed parallel cylinders or spheres in a viscous flow at low Reynolds numbers. *J. Phys. Japan* 14, 527-532.

- Lamb, H. (1957). Hydrodynamics; 6. Auflage. *Cambridge University Press*; 609-616.
- Latz, A., Wiegmann, A. (2003). Simulation of fluid particle separation in realistic three dimensional fiber structures. *Proceedings Filtech Europa Band 1, Düsseldorf, Filtech Europa 2003, 353-360.*
- LeClair; B.P., Hamielec, A.E. (1970). Viscous flow through particles assemblages at intermediate Re numbers – Steady state solutions for flow through assemblages of cylinders. *Ind. Eng. Chem. Fundam. 9, 608-613.*
- Lehmann, M. J. (2005). Untersuchungen zur Struktur und zur Beladungskinetik von Tiefenfiltern. *Dissertation, Universität Karlsruhe.*
- Lehmann, M.J., Hardy, E., Meyer, J., Kasper, G. (2003). Bestimmung von Faserstruktur und Packungsdichteverteilung in Tiefenfiltermedien mittels MRI. *Chemie Ingenieur Technik 75, 1283-1293.*
- Löffler, F. (1988). Staubabscheiden. *Georg Thieme Verlag, Stuttgart. ISBN 3-13-712201-5.*
- Maus, R., Löffler, F. (1997). Single fiber collection and adhesion efficiency for biological particles. *Part. Part. System. Charact. 14, 250-258.*
- Miyagi, T. (1958). Viscous flow at low Re numbers past an infinite row of equal circular cylinders. *J. Phys. Soc. Japan 13, 493-496.*
- Myojo, T., Kanaoka, C., Emi, H. (1984). Experimental observation of collection efficiency of a dust loaded fiber. *Journal of Aerosol Science 15, 483-489.*
- Muhr, W. (1976). Theoretische und experimentelle Untersuchung der Partikelabscheidung in Faserfiltern durch Feld- und Trägheitskräfte. *Dissertation, Universität Karlsruhe.*
- Panton, R.L. (1984). Incompressible flow. *Wiley interscience publication. Wiley, New York.*

- Payatakes, A.C. (1976). Particle deposition in fibrous media with dendrite like pattern: a preliminary model. *Journal of Aerosol Science* 7, 85 - 100.
- Przekop, R., Moskal, A., Gradon, L. (2003). Lattice-Boltzmann approach for description of the structure of deposited particulate matter in fibrous filters. *Journal of Aerosol Science* 34, 133–147.
- Ptak, T., Jaroszczyk, T. (1990). Theoretical - experimental aerosol filtration model for fibrous filters at intermediate Reynolds numbers. *Proceedings of the 5th World Filtration Congress, Nice*.
- Rembor, H.J., Maus, R., Umhauer, H. (1999). Measurements of single fibre efficiencies at critical values of the Stokes number. *Part. Part. Syst. Charact.* 16, 54-59.
- Schmidt E. (1993). Zur Kompression von auf Filtermedien abgeschiedenen Staubkuchen. *Staub – Reinhaltung der Luft*, 53, 369-376.
- Schweers, E., Löffler, F. (1994a). Experimental Investigation of Particle Collection on Single Fibers of Different Configurations. *Part. Part. Charact.* 11, 275-283.
- Schweers, E., Löffler, F. (1994b). Realistic modelling of the behaviour of fibrous filters through consideration of filter structure. *Powder Technology* 80, 191 -206.
- Song, C.B., Park, H.S., Lee, K.W. (2006). Experimental study of filter clogging with monodisperse PSL particles. *Powder Technology* 163, 152–159.
- Sorrentino, J.A. (2002). Advances in correlating filter cake properties with particle collective characteristics. *Dissertation, Universität Karlsruhe, ISBN 3-8322-0972-7*.
- Suneja, S.K., Lee, C.H. (1974). Aerosol Filtration by fibrous filters at intermediate Reynolds numbers. *Atm. Environment* 8, 1081-1094.

Umhauer, H. (1975). Ermittlung von Partikelgrößenverteilungen in Aerosolströmungen hoher Konzentrationen mit Hilfe einer Streulichtmesseinrichtung. *Chemie Ingenieur Technik* 7, 297-302.

Yu, A.B., Bridgwater, J., Burbidge, A. (1997). On the modelling of the packing of fine particles. *Powder Technology* 92, 185-194.

Walsh, D.C. (1996). Recent advances in the understanding of fibrous filter behaviour under solid particle load. *Filtration & Separation* 33, 501-506.

Watson, J.H.L. (1946). Filmless sample mounting for the electron microscope. *Journal of applied physics* 17, 121-135.

7 Anhang
7.1 Einzelfaserbestäubungsanlage

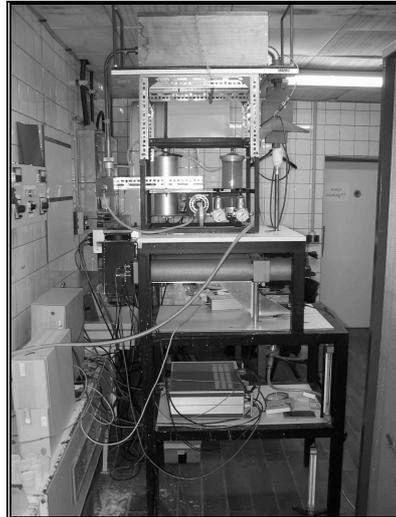


Abb. 7.1-1 Einzelfaserbestäubungsanlage

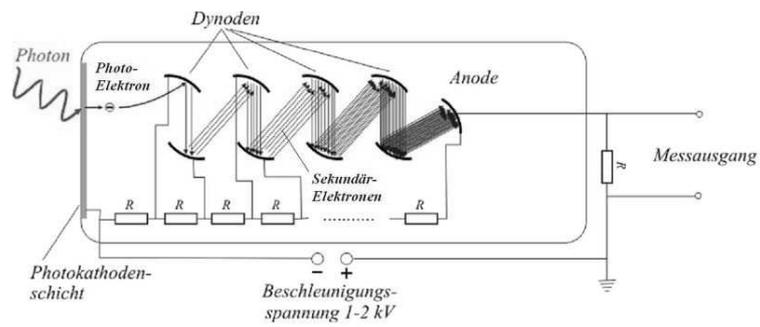


Abb. 7.1-2 Prinzip eines Photomultipliers

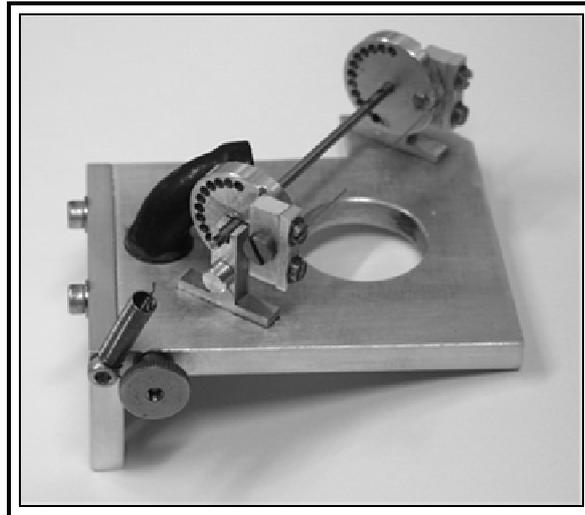


Abb.7.1-3 Faserhalterung

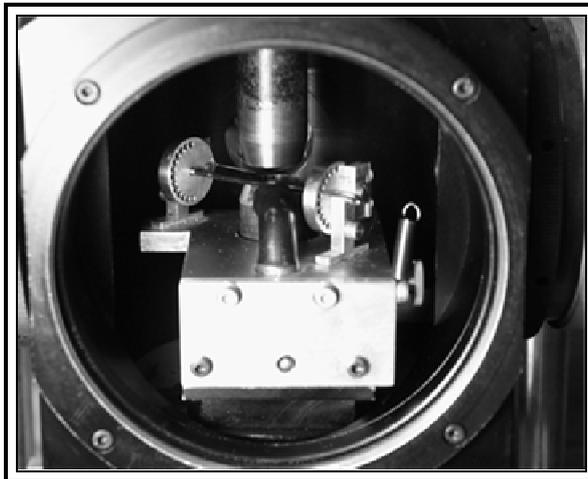


Abb.7.1-4 In die Messkammer eingebaute Faserhalterung

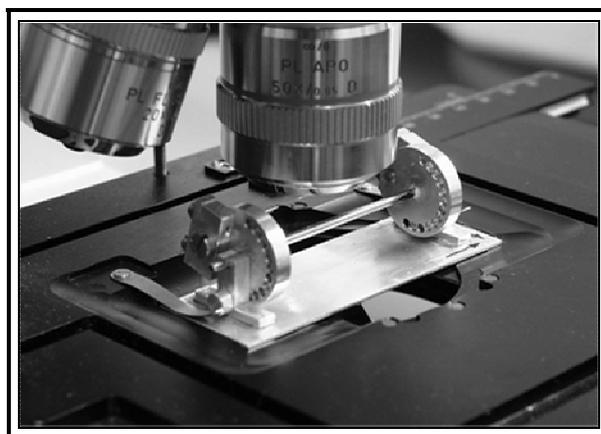


Abb.7.1-5 Halterung mit einer eingespannten Faser zur Analyse mit dem KLRM.

7.2 Ablagerungsstrukturen

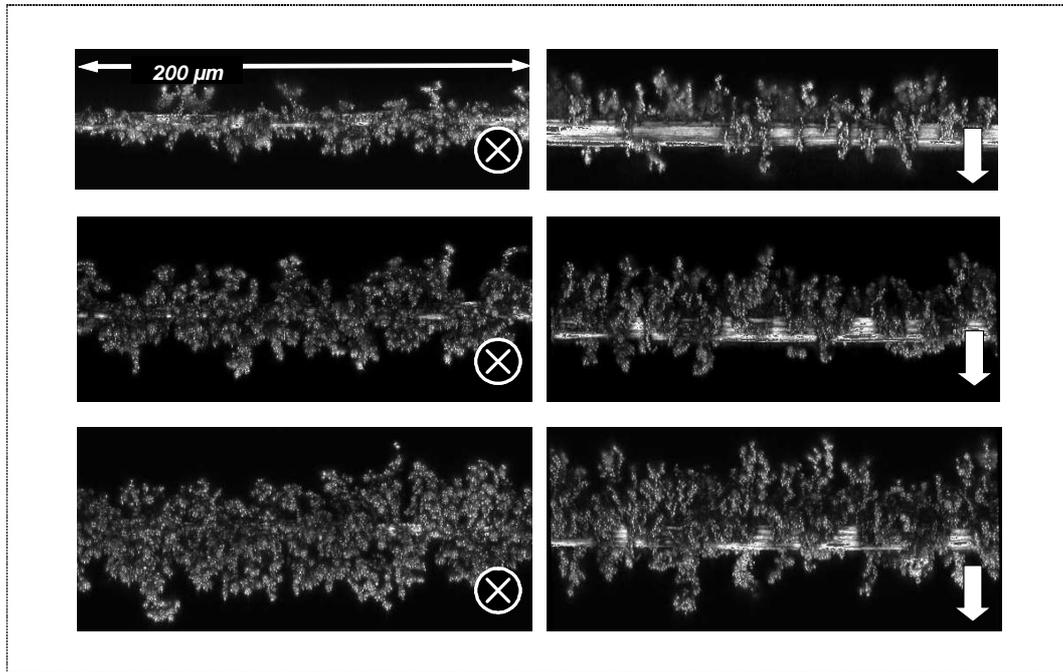


Abb.7.2-1 Ansichten in Faserlängsrichtung; $v=1,3$ m/s; $d_p=1,3$ μm; $d_f=8$ μm; $St=0,9$; $Re=0,7$; $R=0,16$.

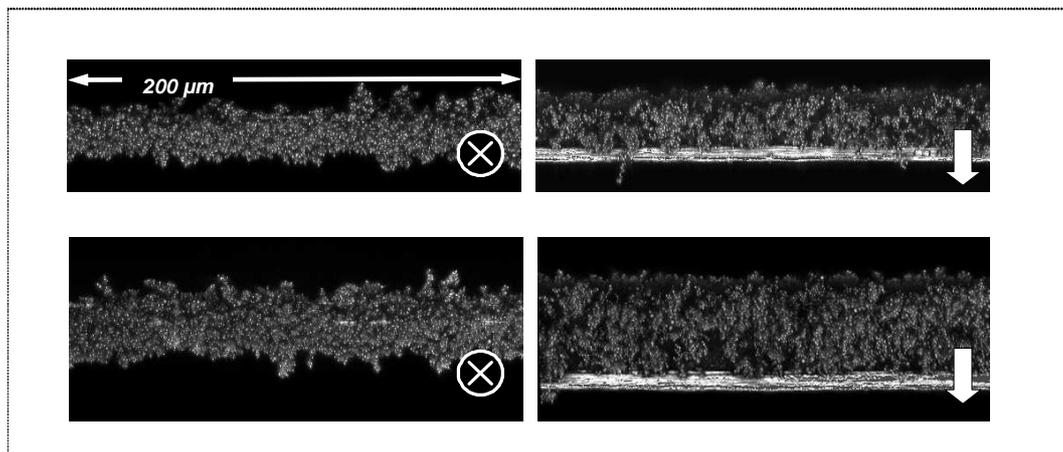


Abb.7.2-2 Ansichten in Faserlängsrichtung; $v=4,3$ m/s; $d_p=1,3$ μm; $d_f=8$ μm; $St=0,9$; $Re=2,6$; $R=0,32$.

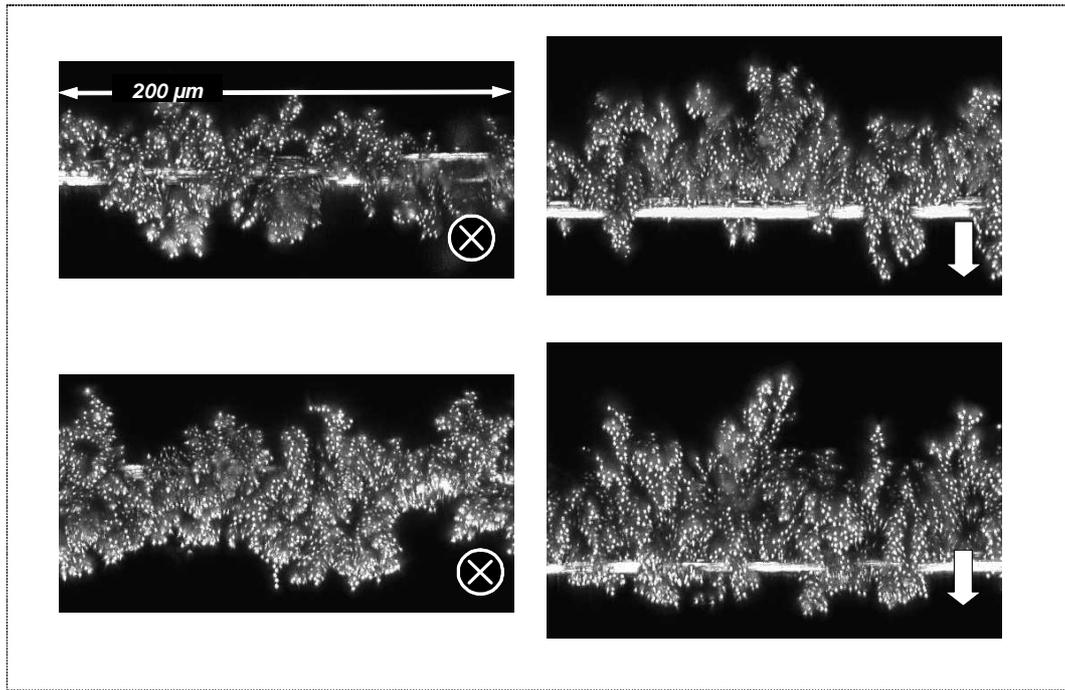


Abb.7.2-3 Ansichten in Faserlängsrichtung; $v=1,1$ m/s; $d_p=2,6$ μm ; $d_f=8$ μm ; $St=3,0$;
 $Re=0,6$; $R=0,34$.

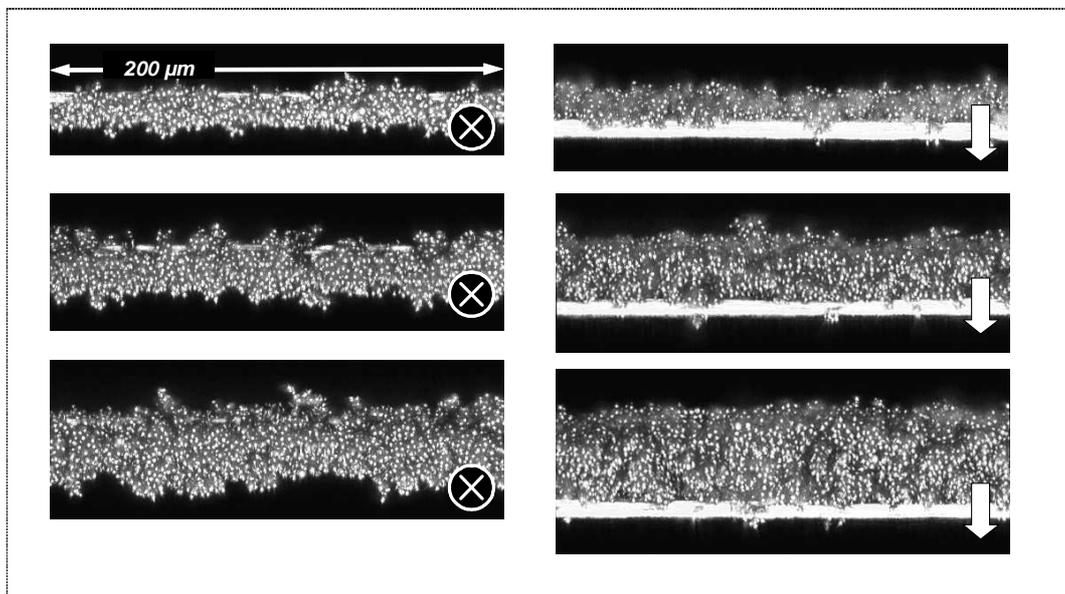


Abb.7.2-4 Ansichten in Faserlängsrichtung; $v=3,3$ m/s; $d_p=2,6$ μm ; $d_f=8$ μm ; $St=9,0$;
 $Re=1,8$; $R=0,34$.

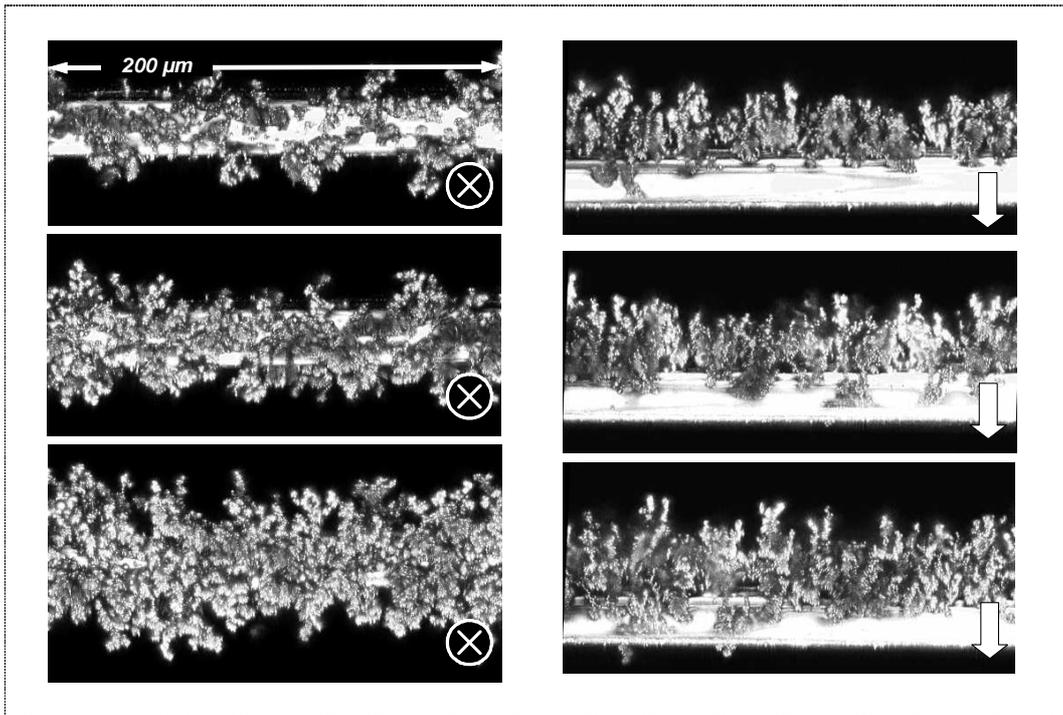


Abb.7.2-5 Ansichten in Faserlängsrichtung; $v=1,5$ m/s; $d_p=1,3$ μ m; $d_f=30$ μ m; $St=0,3$;
 $Re=3,0$; $R=0,04$.

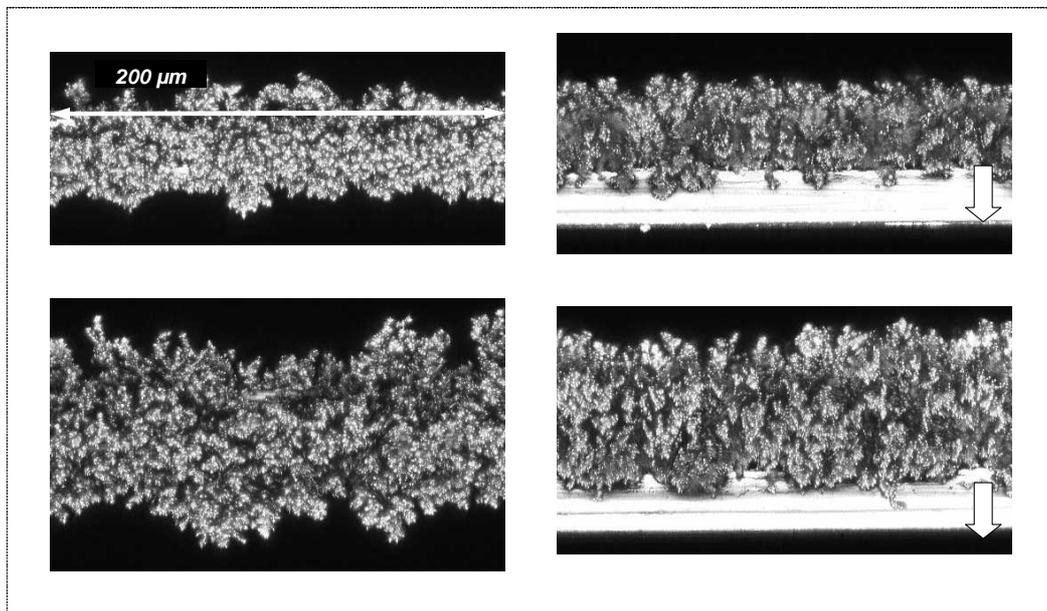


Abb.7.2-6 Ansichten in Faserlängsrichtung; $v=4,5$ m/s; $d_p=1,3$ μ m; $d_f=30$ μ m; $St=0,9$;
 $Re=0,9$; $R=0,04$.

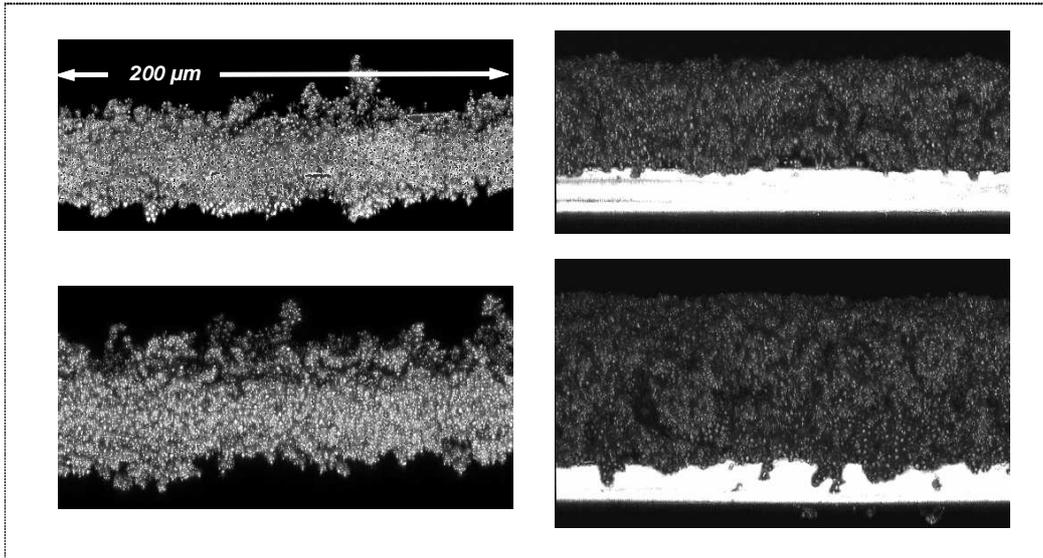


Abb.7.2-7 Ansichten in Faserlängsrichtung; $v=6,0$ m/s; $d_p=1,3$ μm ; $d_f=30$ μm ; $St=1,2$;
 $Re=1,2$; $R=0,04$.