

*Grundlagen der mechanischen Schwebstoff-Filtrierung**

Von HANS R. DINKELACKER**

Luwa AG, Zürich

Summary

Mechanical filtration of suspended matter is the designation that is applied to a process, wherein a stream of gas carrying suspended matter (dust, smoke, mist, or aerosol spray) is made to pass through a porous substance (filtration medium) in such a manner as to cause the suspended particles to attach themselves and adhere to the filtration medium, thus becoming separated from the gas which, now freed from the particles, passes on through the filter. The distinguishing characteristics of a suspended matter filter are the degree of separation achieved, and the amount of resistance offered to the passage

of the gas stream. Separation of the suspended particles is achieved, depending on the size of the particles, either by diffusion, screening, interception, or inertia, by electrostatic forces, or else by a combination of these effects. The actual degree of separation can only be defined in a meaningful manner when considered in conjunction with the velocity of the gas, the degree of concentration of the suspended matter and its composition, the size of particles involved, and the dust load deposited on the filter. The drop in pressure due to the resistance of the filter depends mainly on the gas velocity, and on the amount of dust that has accumulated on the filtration medium. The suitability of a filter is determined, amongst other things, by such factors as the area of filtration surface, the amount of space required for its accommodation, its reliability and resistance to changes in temperature and to chemical attack.

* Vorgetragen am 2. Schweizerischen Treffen für Chemie, anlässlich der 4. ILMAC im September 1968 in Basel.

**Adresse des Autors: Luwa AG, Anemonenstrasse 40, CH-8047 Zürich.

“Useful life” is the term used to describe the life period of a filter under certain pre-determined conditions (gas velocity, concentration of the dust load and its composition) until the moment when a definite final resistance value is reached. This latter is greatly affected by the gas velocity, the concentration of the dust load and its composition, as well as by the quality of the pre-filters used. By employing single or multi-stage pre-filters, the useful life of suspended matter filters may in certain cases be extended several times. The optimum combination of filters bears a very close relationship to the initial cost and the operating costs, the gas velocity as it passes through the individual filtration stages, the available fan-capacity, and also to the prevailing dust load conditions. Where larger plant types are concerned, it should be well worth while to make these relationships the subject of a serious study.

Inhaltsverzeichnis

- 1 Einleitung
 - 1.1 Allgemeines
 - 1.2 Einteilung
 - 1.3 Luftfilter
 - 1.3.1 Definitionen
 - 1.3.1.1 Mechanische Schwebstoff-Filtrierung
 - 1.3.1.2 Schwebstoff
 - 1.3.2 Einteilung
 - 1.3.2.1 Einteilung nach Abscheideleistung
 - 1.3.2.2 Einteilung nach Filteraufbau und Material
 - 1.3.2.3 Einteilung nach Anwendung
- 2 Filtertheorie
 - 2.1 Abscheidegrad der Einzelfaser
 - 2.1.1 Strömungsbild
 - 2.1.2 Sperreffekt
 - 2.1.3 Trägheitseffekt
 - 2.1.4 Diffusionseffekt
 - 2.1.5 Absetzeffekt
 - 2.1.6 Elektrostatische Effekte
 - 2.1.7 Gesamtabscheidegrad
 - 2.2 Abscheidegrad des Faserfilters
 - 2.2.1 Beziehung zwischen Abscheidegrad der Einzelfaser und Faserfilter
 - 2.2.2 Einfluß der benachbarten Faser
 - 2.2.3 Gesamtabscheidegrad
 - 2.3 Haftkräfte
 - 2.4 Filterdruckverlust
 - 2.4.1 Reine Filter
 - 2.4.1.1 Rohrtheorie an mit Zähigkeit behafteter Strömung
 - 2.4.2 Wirkung der Staubbelastung
 - 2.5 Filterkriterien und Filterstandzeit
- 3 Schlußbetrachtung

1 Einleitung

1.1 Allgemeines

In dieser Arbeit wird versucht, einen Überblick über die zur Zeit vorhandenen Grundlagen der mechanischen Schwebstoff-Filtertechnik zu geben. Die Unterlagen stammen vor allem aus einem recht übersichtlichen Bericht des American Petroleum Institute [1.1] und einigen neueren Untersuchungen (siehe Literaturverzeichnis). Diese Zusammenfassung erhebt keinen Anspruch auf Vollständigkeit. Sie soll aber immerhin dem für die Auswahl von Luftfiltern Verantwortlichen das Werk-

zeug für eine zweckmäßige Gestaltung der Anlage geben. Die Herleitung der in den folgenden Abschnitten gegebenen Zusammenhänge sind nur skizziert, können aber mit Hilfe der Literaturhinweise jederzeit nachgeschlagen werden.

1.2 Einteilung

Einrichtungen, die zur Entfernung von Verunreinigungen aus Gasen verwendet werden, nennt man allgemein Gasreiniger. Die Gasreiniger können sinngemäß in Luftfilter, Gasabsorptionsfilter und Entstauber eingeteilt werden.

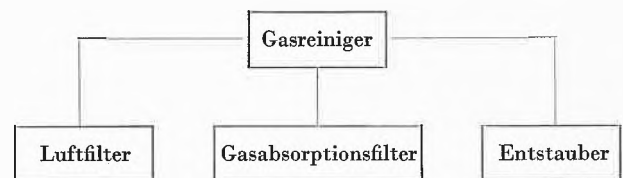


Abb. 1.2.1. Einteilung Gasreiniger

Luftfilter sind Einrichtungen zur Abscheidung fester und flüssiger Verunreinigungen mit geringer Konzentration aus Gasen, im allgemeinen weniger als 20 mg/m^3 . Insbesondere sind es Einrichtungen zur Reinigung atmosphärischer Luft von Schwebstoffen in lüftungstechnischen Anlagen.

Gasabsorptionsfilter bestehen aus Zellen, die mit Absorbentien, wie z. B. Aktivkohle, gefüllt sind, die zur Abscheidung gasförmiger Verunreinigungen dienen.

Entstauber sind Einrichtungen zur Abscheidung von Stäuben höherer Konzentration aus Gasen, insbesondere zur Reinigung stark verschmutzter industrieller Abluft, häufig mit Vorrichtungen zur Wiedergewinnung des Staubes versehen, z. B. Zyklone, Schlauchfilter usw.

1.3 Luftfilter

1.3.1 Definitionen

1.3.1.1 Mechanische Schwebstoff-Filtrierung

In Anlehnung an die in Abschnitt 1.2 gegebene großzügige Definition soll nun der Filtrierungsvorgang bei Luftfiltern genauer beschrieben werden. Mechanische Schwebstoff-Filtrierung nennt man deshalb denjenigen Vorgang, bei dem ein mit Schwebstoff beladener Gasstrom ein Filtermedium auf solche Art durchströmt, daß die Teilchen auf das Filtermedium übergreifen und haften bleiben und dadurch vom Gas getrennt werden, während das von den Teilchen befreite Gas das Filter passiert. Durch die zunehmende Akkumulierung der Teilchen im Filtermedium wird unweigerlich die Porosität des Mediums verkleinert und kommt schließlich zu einem Wert, wo der Druckverlust so stark ansteigt, daß das Filter ersetzt oder, sofern dies möglich und wünschenswert ist, gereinigt werden muß.

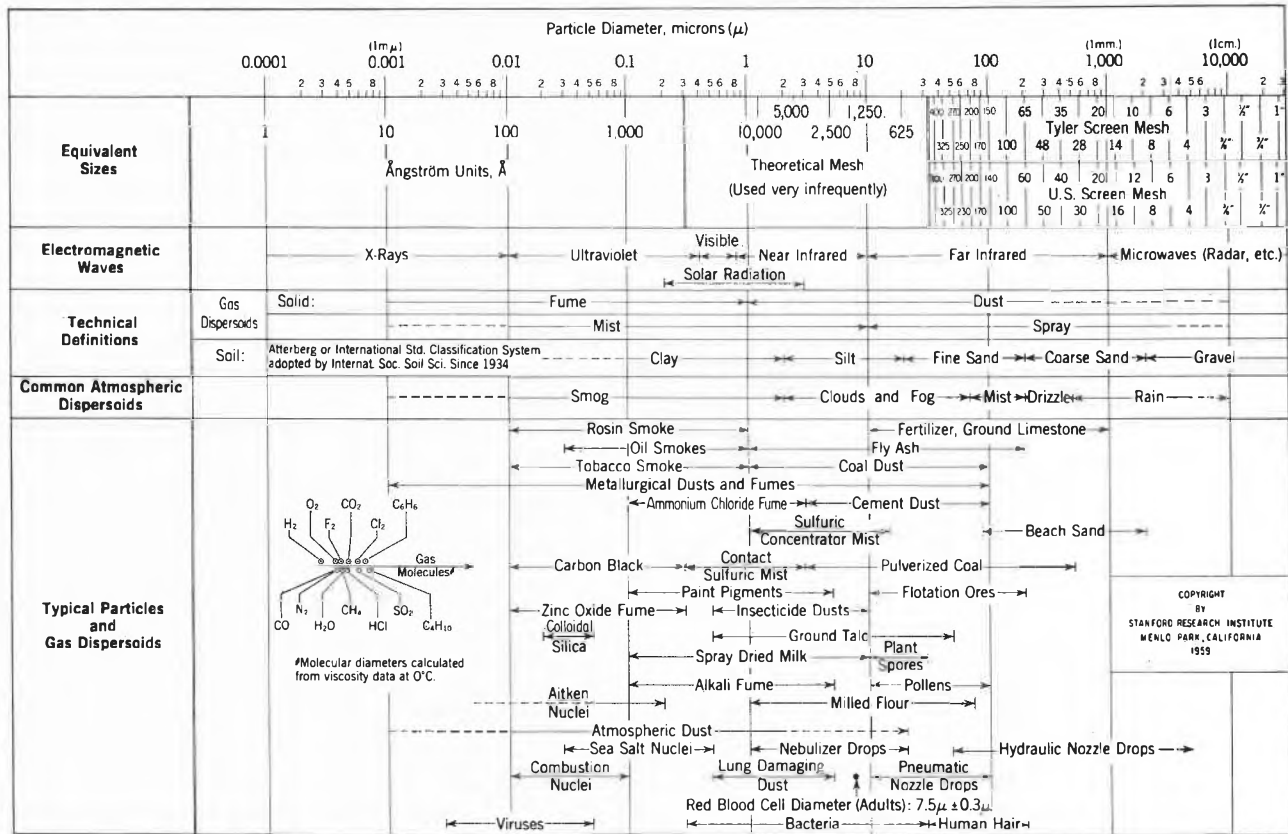


Abb. 1.3.1. Charakteristische Teilchen- und Aerodispersoidgrößen

1.3.1.2 Schwebstoff

Es würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen, wenn näher auf die atmosphärischen und künstlichen Verunreinigungen eingegangen werden müßte. Erlauben Sie mir deshalb, Schwebstoffe etwas vage als atmosphärische Verunreinigungen, die sich nur sehr langsam ab-

setzen, zu bezeichnen. Schwebstoffe setzen sich aus Fein- und Kolloidstaub, Nebel und Rauch zusammen, deren Teilchendurchmesser sich im Bereich von etwa 0,01 bis 10 μm bewegen.

Abb. 1.3.1 zeigt einen Überblick über die wichtigsten Arten der Luftverunreinigungen in Abhängigkeit des Korndurchmessers. So hat z. B. Tabakrauch Teilchen im

Ort	Konzentration mg/m ³		Zeit
	min.	max.	
Ländliche Gegenden			0,04
New York	0,044	0,642	0,198
Philadelphia	0,029	1,011	0,227
Los Angeles	0,089	0,372	0,238
Washington	0,041	0,439	0,140
London City			0,06
			0,19
London Greenwich 1			0,39
			0,69
London Westminster			0,14
			0,25
Sheffield 14			0,25
			0,46
Paris, Laboratoire d'Hygiène			0,10
			0,30
Pretoria (Südafrika)			0,11
			0,20
Oslo			0,07
			0,35

Abb. 1.3.2. Schwebstoffkonzentration verschiedener Städte

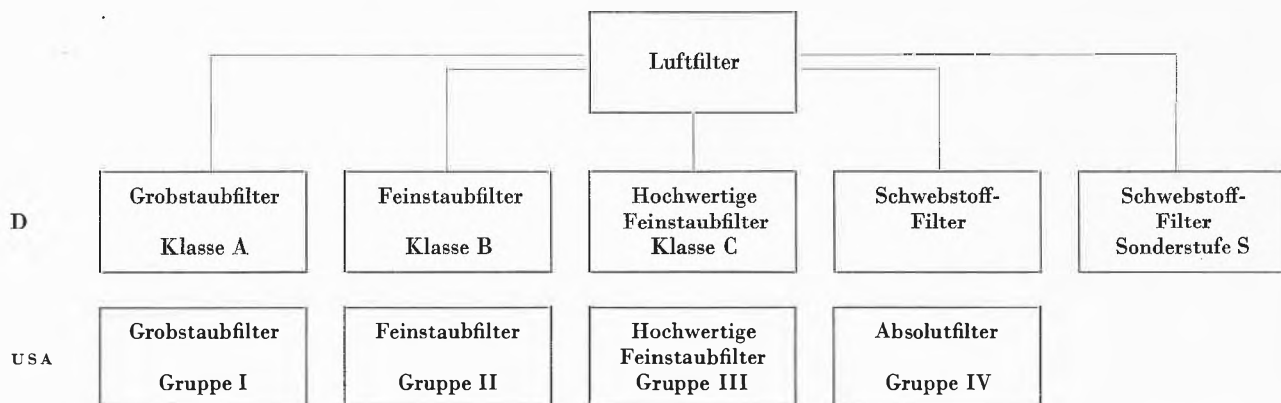


Abb. 1.3.3. Einteilung Luftfilter

Bereich von etwa 0,01 bis 0,4 μm , atmosphärischer Staub 0,01 bis etwa 10 μm , lungengängiger Staub < 10 μm , Pollen 10 bis 100 μm , Smog 0,01 bis 2 μm , Nebel 5 bis 100 μm , Regen 100 bis 5000 μm , Bakterien 0,3 bis 30 μm , Viren 0,003 bis 0,05 μm , Gasmoleküle < etwa 0,005 μm .

Abb. 1.3.2 gibt einen Überblick über die Schwebstoffkonzentrationen in verschiedenen Großstädten. Währenddem ländliche Gegenden über das Jahr gemittelte Konzentrationen von etwa 0,04 mg/m^3 aufweisen, steigen diese Werte in Städten bis auf einige Zehntel mg/m^3 . Mittlere Konzentrationen von einigen mg/m^3 sind wohl nur in der Nähe von Emissionszentren zu finden.

1.3.2 Einteilung

Luftfilter können nach verschiedenen Gesichtspunkten eingeteilt werden, so z.B. nach Abscheideleistung, Abscheidemechanismus, Verwendungszweck, Befestigungsart, Reinigungsart oder in stationäre und bewegliche Luftfilter. Am häufigsten wird sicher zuerst die Einteilung nach Abscheideleistung verlangt. Es soll deshalb kurz darauf eingegangen werden.

1.3.2.1 Einteilung nach Abscheideleistung

Die Luftfilter werden mit wenigen Ausnahmen im allgemeinen in 4 bis 6 Güteklassen eingeteilt, wobei über die Abgrenzung der einzelnen Klassen keine einheitliche Auffassung herrscht. In Deutschland wird unterschieden zwischen Grobstaubfilter Klasse A, Feinstaubfilter Klasse B, hochwertige Feinstaubfilter Klasse C, Schwebstoff-Filter und Schwebstoff-Filter der Sonderstufe S. In den USA unterscheidet man Grobstaubfilter Gruppe 1, Feinstaubfilter Gruppe 2, hochwertige Feinstaubfilter Gruppe 3 und Absolutfilter Gruppe IV. Abb. 1.3.4 gibt einen Überblick über die genannten Filtereinteilungen. Für die Gruppen 1 und 2 bzw. Klasse A, B und C kann der Abscheidegrad noch gravimetrisch definiert werden. Ein Filter mit z.B. 80% gravimetrischem Abscheidegrad läßt also 20 Gewichts-% des in der Rohluft vorhandenen Staubes durch. Die Gruppe 3 und die Absolutfilter bzw. die Schwebstoff-Filter und die Schwebstoff-

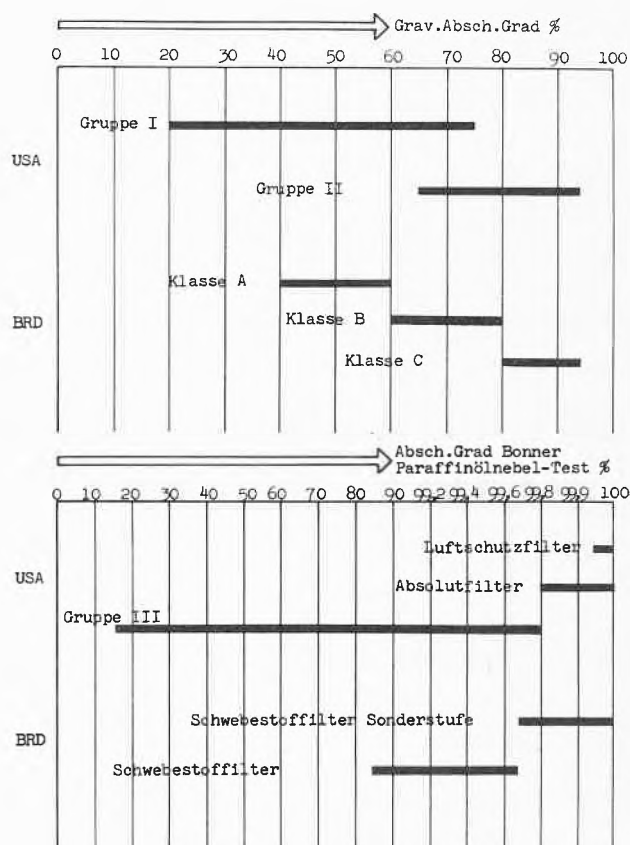


Abb. 1.3.4. Luftfiltereinteilung nach Abscheidegrad

Filter der Sonderstufe S geben gravimetrische Abscheidegrade gegen 100% und können deshalb nicht auf diese Weise geprüft werden. Die Prüfung dieser Filtertypen geschieht mit Hilfe eines Aerosols mit Teilchen in der Größenordnung von 0,3 Mikron. Der in Abb. 1.3.4 angegebene Abscheidegrad bezieht sich auf Teilchen dieser Größenordnung. Selbstverständlich müssen für eine Filtereinteilung, wie sie eben kurz skizziert wurde, genau definierte Prüfmethode zugrunde liegen. Auf diese näher einzugehen, wurde den Rahmen dieser Arbeit sprengen.

Die Elektrofilter gehören grundsätzlich auch zur Gruppe Luftfilter. Sie werden jedoch in allen Ländern als eine Klasse für sich betrachtet und sollen deshalb in diesem Zusammenhang nicht näher besprochen werden.

1.3.2.2 Einteilung nach Filteraufbau und Material

Luftfilter werden heute in einer Vielfalt bezüglich Anordnung und Filtermaterial hergestellt. Man unterscheidet zwischen stationären und beweglichen

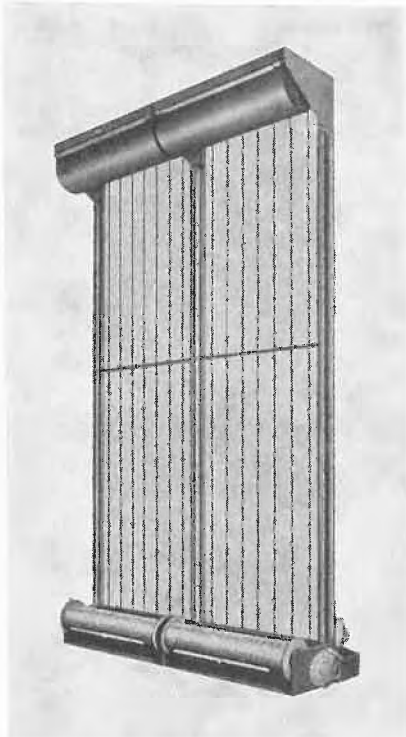


Abb. 1.3.5. Rollbandfilter

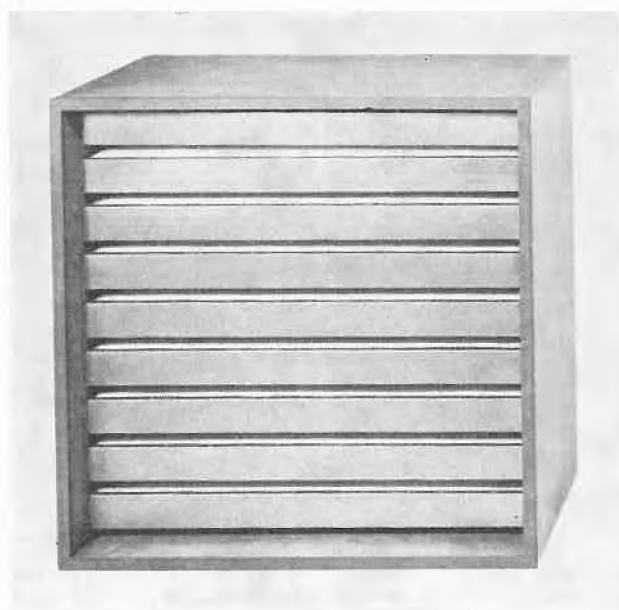


Abb. 1.3.6. Normzelle

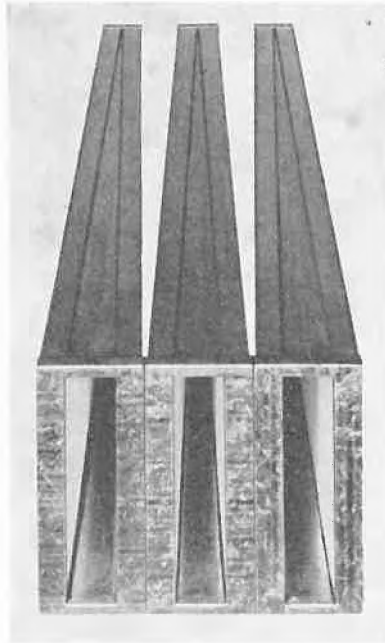


Abb. 1.3.7. PB-Zelle

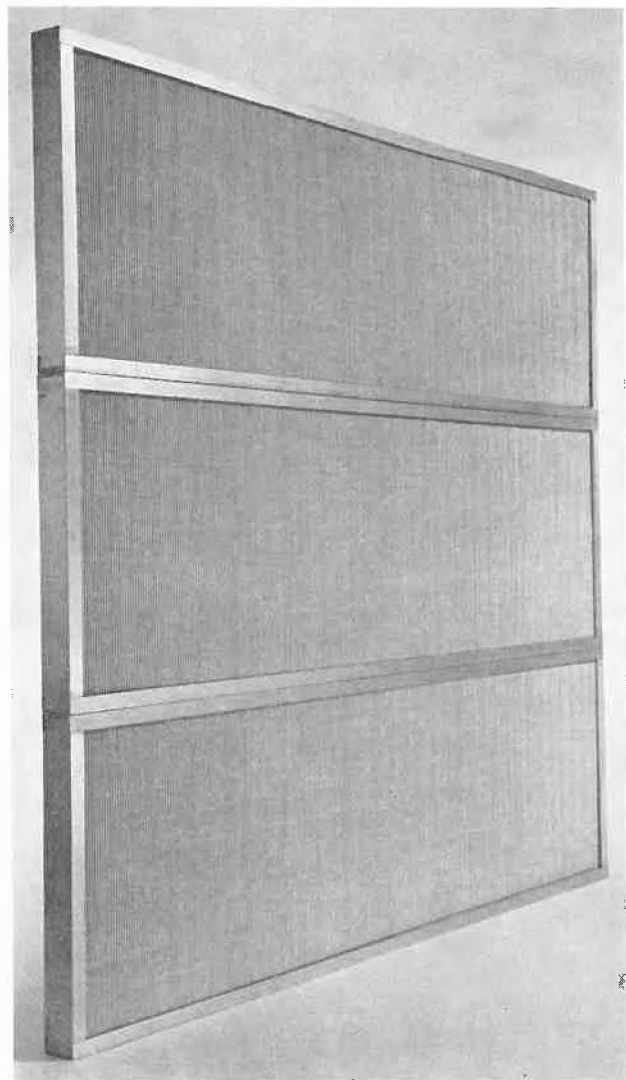


Abb. 1.3.8. Plattenfilter

Luftfiltertypen. Zu den stationären Luftfiltern gehören solche in Sackanordnung, in Rahmen oder Gehäusen, usw. Rollbandfilter werden zu den beweglichen Filtertypen gerechnet (Abb. 1.3.5). Abb. 1.3.6 zeigt z. B. ein Filterelement in Form der sogenannten Normzelle mit den Abmessungen $610 \times 610 \times 292$ mm. In einem Rahmen aus Sperrholz oder Metall ist in druckverlustarmer Weise eine möglichst große Filterfläche eingebaut. Abb. 1.3.7 zeigt ein weiteres Element in V-förmiger Anordnung, Abb. 1.3.8 ein Plattenfilter und Abb. 1.3.9 ein solches in zylindrischer Bauart. Die Sackkonstruktion geht aus Abb. 1.3.10 und die Wandanordnung aus Abb. 1.3.11 hervor. Diese angeführten Zellenformen erheben in keiner Weise den Anspruch auf Vollständigkeit. Sie stellen lediglich – soweit dies im Rahmen dieser Arbeit möglich ist – einige typische Beispiele dar.

Das wichtigste Element in einem Filter ist das eigentliche Filtermedium. Es kann z. B. aus Fasern von Wolle, Metall, Asbest, Cellulose, Glas, Keramik, Nylon, Orlon

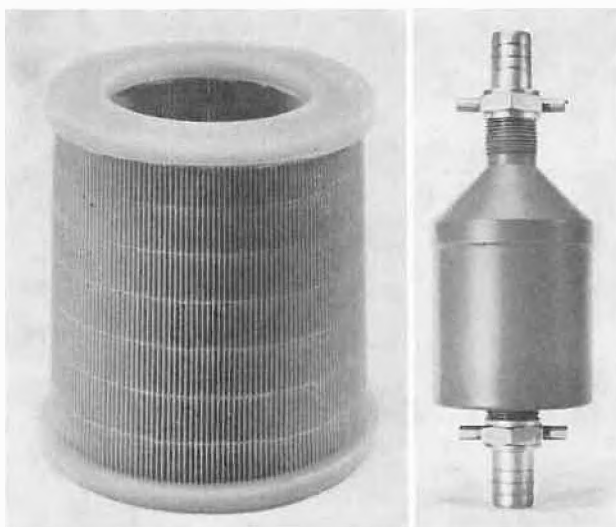


Abb. 1.3.9. Zylinderfilter J

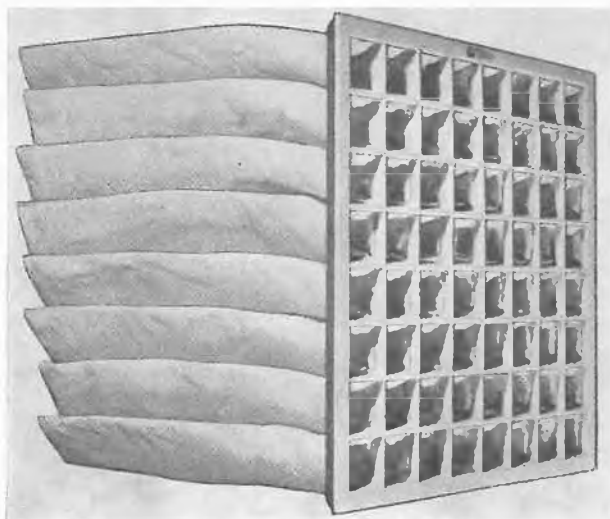


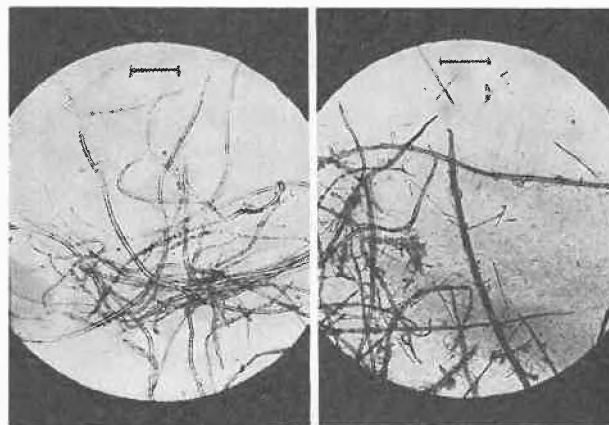
Abb. 1.3.10. Sackfilter



Abb. 1.3.11. Vorfilterwandanordnung

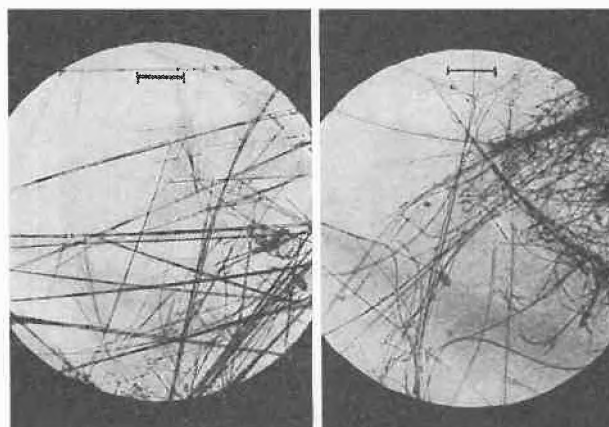
oder anderen synthetischen Polymeren bestehen, die entweder trocken oder mit Hilfe eines Binders zusammengehalten werden. Fasern, die mit einem zähflüssigen Öl benetzt werden, geben allgemein eine erhöhte Haftfähigkeit der Staubteilchen.

Abb. 1.3.12 zeigt Mikroschnitte durch hochqualifizierte Filterpapiere. Der Faserdurchmesser liegt im Bereich von $1 \mu\text{m}$ und kleiner.



1. Reine Cellulose

2. Cellulose und Asbest



3. Reiner Asbest

4. Mikroglasfasern

Abb. 1.3.12. Schnitt durch verschiedene Filtermedien (Teilstrich = 1 mm)

1.3.2.3 Einteilung nach Anwendung

Die Vorteile der Luftfilter sind u. a. in dem Umstand zu suchen, daß sie in der Lage sind, sehr kleine Teilchen mit einem sehr hohen Abscheidegrad aus einem Gas abzuscheiden. Sie werden also dort verwendet, wo ein kleiner Verunreinigungspegel eines Gases gewünscht wird, und speziell dort, wo Teilchen im Bereich von 10 Mikron bis hinunter zu $1/10$ Mikron und kleiner abgetrennt werden müssen.

Das Material oder der Filtertyp, der für eine bestimmte Anwendung eingesetzt werden soll, muß unter den folgenden Gesichtspunkten sorgfältig ausgewählt werden: Temperatur, Feuchtigkeitsgehalt des Gasstromes, Schwebstoffteilchendurchmesser und Art der Verunreinigung, Korrosion und Abrasionseffekte, gewünschter Abscheidegrad, betriebswirtschaftliche Aspekte, mit eingeschlossen Platzbedarf, Lebensdauer des Filters, Arbeitsaufwand für die Auswechslung, usw.

Die folgenden Beispiele zeigen einige Anwendungsbereiche, wo Luftfilter mit Erfolg eingesetzt wurden.

1. Nukleartechnik: Zu- und Abluft für Klimaanlage von Reaktorgebäuden, Hot-Labors, Isotopenlabors.
2. Chemische Industrie: Zuluft zur Herstellung von Pharmazeutika, Antibiotika, Seren, Vitaminen, Abfüllstationen für Ampullen.
3. Chemiefaserindustrie: Filtrierung der Blasluft.
4. Chemisch-technische Betriebe: Zuluft zur Herstellung von Film- und Folienmaterial, Tonbändern.
5. Betriebe für Feinmechanik, Präzisions- und Uhrenindustrie, elektrotechnische Industrie: Zuluft zur Herstellung von Zifferblättern, Präzisionsinstrumenten, Photoapparaten, Photometern, Mikroskopen, Fabrikation, Montage und Prüfung von Halbleitern, Vakuumröhren, Fernschröhren.
6. Wissenschaftliche Industrie, Laboratorien: Zu- und Abluft für Bakterienkulturen, Pilzzucht, Tierzucht für wissenschaftliche Zwecke.
7. Wasserversorgung: Zuluft zur Trinkwasseraufbereitung und für Reservoirs.
8. Nahrungs- und Genußmittelindustrie: Zuluft für Brauereien, Getränkeherstellung, Gärungsprozesse, Herstellung von Milch-, Ei- und Eiscrèmpulver, Konditoreihilfsstoffe, Trocknungstürme.
9. Datenverarbeitungsanlagen: Haupt- und Maschinenluft.
10. Tabakindustrie: Zuluft zur Herstellung von Zigaretten.
11. Elektrizitätsindustrie: Zuluft für Hochspannungslaboratorien, Kühlgaskreislauf für Umformer, Kühlluft für Generatoren, Phasenschieber, Walzwerkmotoren, Steuerungsschränke, automatische Telefonzentralen, Zuluft zu Aufnahmestudios für Television und Radio.
12. Krankenhäuser, Universitätskliniken, Kliniken für allergische Krankheiten: Zu- und Abluft von Operationsräumen, Geburtsstationen, Laboratorien.

13. Maschinenindustrie: Zuluft zu Schleifmaschinen, insbesondere hochpräzise Zahnradschleifmaschinen.
14. Museen, Archive usw.: Zuluft für Museen, Verkaufsläden, Archive, zum Schutze von Ausstellungsgütern, empfindlichen Waren, Dokumenten usw.

2 Filtertheorie

Eine umfassende Theorie der Wirkungsweise von Luftfiltern muß sich mit den Mechanismen und dem Wirkungsgrad der Teilchenabscheidung, der Lebensdauer des Filtermediums und dem Druckverlust des Filters befassen. Jede dieser Fragen soll in den nachfolgenden Abschnitten nacheinander betrachtet werden. Es zeigt sich, daß das Verhalten des wirklichen Filters oft wesentlich komplexerer Natur ist, als dies aus der Filtertheorie am vereinfachten Modell hervorgeht. Die Filtertheorie gibt immerhin recht klare Vorstellungen über die Abscheidemechanismen und die dafür verantwortlichen Kenngrößen.

Wenn ein Teilchen vom Gasstrom zurückgehalten werden soll, so ist es vorerst notwendig, daß es auf die Oberfläche eines Abscheideelementes – wie z. B. die Faser eines Luftfilters – trifft und darauf haften bleibt, bis das Filter entweder ausgewechselt oder gereinigt wird. Die Filtertheorie muß sich deshalb zuerst mit der Wechselwirkung zwischen den einzelnen Aerosolteilchen und der einzelnen Filterfaser befassen. Erst dann kann sie auf die zusammengesetzte Wirkung aller Elemente, die das Filtermedium ausmachen, eingehen.

Die grundsätzlichen Mechanismen, die das Zurückhalten der Aerosolteilchen an der Filterfaser bewirken, sind: Siebeffekt, Trägheitseffekt, Diffusionseffekt, Sperreffekt, Absetzeffekt, elektrostatischer Effekt und thermischer Effekt.

Der Teilchenabscheidung durch Siebeffekt kommt für Schwebstoff-Filter keine große Bedeutung zu, da der Raum zwischen den einzelnen Filterfasern meist viel größer als das abgeschiedene Teilchen ist. Wenn das nicht der Fall wäre, würde die Verstopfung und somit der Druckverlust des Filtermediums außergewöhnlich rasch zunehmen.

Ebenso spielt der elektrostatische und thermische Effekt bei den Luftfiltern meistens eine untergeordnete Rolle. Abscheidung durch elektrostatischen Effekt würde dann geschehen, wenn entweder Filterelement oder Teilchen oder beide zusammen eine statische Ladung aufweisen würden. Diese Kräfte können entweder eine direkte Anziehung bewirken, wenn sowohl Teilchen wie Filter geladen sind, oder eine induzierte, wenn nur eines der beiden geladen ist. Solche Ladungen sind im allgemeinen nicht vorhanden oder wirken, sofern sie bei der Filterherstellung eingeführt wurden, nur beschränkte Zeit.

Eine Abscheidung durch thermische Effekte entsteht dann, wenn ein Temperaturgradient zwischen dem Gasstrom und der Filteroberfläche vorhanden ist. Solche Temperaturgefälle existieren aber bei handelsüblichen

Luftfiltern nicht und haben wohl zur Zeit noch keine industrielle Anwendung gefunden.

Ebenso tritt der Absetzeffekt, d.h. die Abscheidung durch Absetzen der Teilchen infolge ihres Gewichtes, kaum in Erscheinung.

Abscheidung durch Sperreffekt geschieht dann, wenn die Stromlinie, auf der sich das Teilchen bewegt, im Abstand vom halben Teilchendurchmesser an der Faser vorbeigeht. Wenn das Teilchen eine sehr kleine Masse, auch bei endlicher Abmessung, aufweist, wird seine Flugbahn mit der Stromlinie identisch sein.

Der Trägheitseffekt kommt zur Wirkung, wenn die Masse der Teilchen groß genug ist, daß sie der stark gebogenen Stromlinie vor dem Faserelement nicht mehr folgen kann. Wenn die Stromlinie nahe genug am Faserelement vorbeigeht, so wird das Teilchen auf diese aufreffen.

Der Diffusionseffekt ist eine Folge der Brownschen Bewegung der Moleküle und kommt nur bei sehr kleinen Teilchen zur Auswirkung. Die Brownsche Bewegung der Moleküle bewirkt ein Diffundieren des Teilchens gegen die Faseroberfläche. Es kommt zur Abscheidung, sofern das Teilchen genügend nahe und genügend lang in der Nähe der Faser verbleibt.

All diese Mechanismen sind im allgemeinen bei einem gegebenen Filtermaterial nicht gleich stark wirksam. Meistens kommen zwei oder drei zur Anwendung.

Bei jeder Filteranwendung ist es daher notwendig, sich diese Abscheideeffekte vor Augen zu führen, um das Filter möglichst vorteilhaft einzusetzen. Welcher Mechanismus im Einzelfall richtig ist, wird durch Faktoren wie Abmessung und Dichte der Teilchen, Abmessung und Beschaffenheit des Filterelementes, Gasgeschwindigkeit und Art der Strömung, Temperatur und Beschaffenheit des Gases, Existenz eines elektrischen Feldes usw. bestimmt.

Jeder Mechanismus wird durch eine dimensionslose Kenngröße charakterisiert, die in bezug auf das einzelne Aerosolteilchen und die einzelne Filterfaser berechnet werden kann. Im gegebenen Fall kann nun aufgrund der Größe dieser Kennzahl die Wichtigkeit jedes Mechanismus auf den Abscheidegrad ermittelt werden. Diese Kennzahlen werden in den folgenden Abschnitten näher diskutiert.

2.1 Abscheidegrad der Einzelfaser

In der Theorie wird das ideale Aerosolteilchen immer als eine Kugel betrachtet. Nehmen wir an, daß jedes dieser Teilchen, das mit einem Filterelement zusammentrifft, darauf haften bleibt und deshalb als gesammelt oder abgeschieden betrachtet werden kann. Der Abscheidegrad am Einzelement ist nach Gl. (2.1.1) definiert.

$$\eta_E \equiv \frac{b}{D_F} = \frac{\text{Strömquerschnitt, in welchem Teilchen zurückgehalten werden}}{\text{Querschnitt des Filterelementes, projiziert in Strömungsrichtung}} \quad (2.1.1)$$

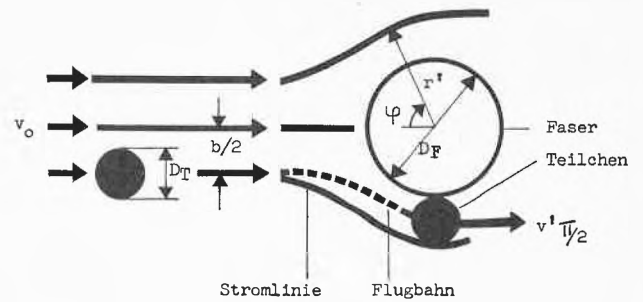


Abb. 2.1.1. Abscheidegrad der Einzelfaser

In Abb.2.1.1 ist $b/2$ dargestellt als der Abstand von der Mittelstromlinie des Teilchens, das die Oberfläche der Faser mit Durchmesser D_F gerade noch berührt. Der Wert von b und der daraus resultierende Abscheidegrad η_E an der Einzelfaser muß unter der Wirkung des Einzelabscheidemechanismus und für die verschiedenen Kombinationen der Mechanismen, die u. U. gleichzeitig wirken, betrachtet werden.

Wenn ein Teilchen bei einem Abscheidemechanismus innerhalb der Distanz $D_T/2$ des Elementes $\varphi = \pi/2$ gesammelt wird, so kann der Abscheidegrad auch durch Gl. (2.1.2) als Verhältnis der Gasströme definiert werden.

$$\eta_E \equiv \frac{Q}{v_0 \frac{D_F}{2}}, \quad (2.1.2)$$

mit:

$$Q = \int \frac{D_F + D_T}{2} v'_{\pi/2} dr'. \quad (2.1.3)$$

In dieser Gleichung bedeutet Q den Volumenstrom pro Längeneinheit des Faserzylinders im Raum zwischen dem Abstand $D_T/2$ von der Oberfläche bei $\varphi = \pi/2$. Q wird durch das Geschwindigkeitsprofil $v'_{\pi/2}$ bei $\varphi = \pi/2$ entsprechend Gl. (2.1.3) gefunden.

2.1.1 Strömungsbild

Für die Entwicklung der Abscheidegradtheorie ist es notwendig, sich das Strömungsbild Abb.2.1.2, wie es sich in der Umgebung einer Einzelfaser, einem Einzelfaserzylinder zeigt, vor Augen zu führen. Vom Abscheidegradmechanismus her gesehen interessiert vor allem das Gebiet vor und relativ nahe dem Faserzylinder. Es werden grundsätzlich zwei vereinfachte Strömungsbeschreibungen angewendet:

1. die ideale, sogenannte Potentialströmung ($Re = \infty$) und
2. die mit Zähigkeit behaftete reale Strömung ($Re = \text{klein}$).

Für beide Fälle sind die Entwicklung von Gleichungen für die Stromlinien bzw. die dazugehörigen Geschwindigkeitskomponenten verschiedentlich und unter mehr oder weniger vereinfachten Annahmen bestimmt worden.

Die Näherung von LAMB und CHEN [2.1] nach Gl. (2.1.4), die Zähigkeitseffekte, die z. B. zu Wirbeln auf der Zylinderrückseite führen, berücksichtigt, gehört zu der oft verwendeten Beschreibung dieser Vorgänge.

$$v_r = \frac{v_0}{2(2,002 - \ln Re)} \left(1 - \frac{D_F^2}{4r'^2} - 2 \ln \frac{2r'}{D_F} \right) \cos \varphi, \tag{2.1.4}$$

$$v_\varphi = \frac{v_0}{2(2,002 - \ln Re)} \left(1 - \frac{D_F^2}{4r'^2} + 2 \ln \frac{2r'}{D_F} \right) \sin \varphi,$$

mit:

$$Re \equiv \frac{D_F v_0 \rho}{\mu}. \tag{2.1.5}$$

Sie soll deshalb im weiteren als Beispiel dienen. Die Stromlinien sind nach Abb. 2.1.2 durch die Geschwindigkeitsvektoren der Gasteilchen, die sich auf der Stromlinie bewegen, bzw. durch deren Komponenten v_r und v_φ

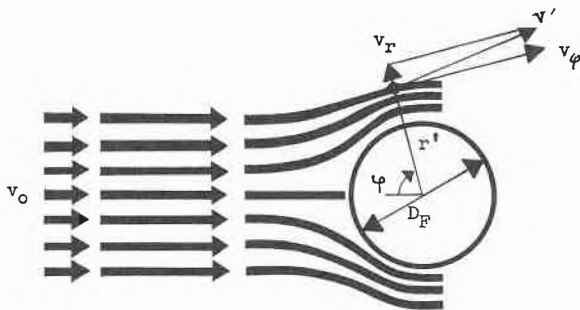


Abb. 2.1.2. Geschwindigkeitskomponenten der Stromlinien in der Nähe eines Faserzylinders

in Polarkoordinaten bezüglich des Zylindermittelpunktes dargestellt. Die Reynolds-Zahl Re ist mit der ungestörten Gasgeschwindigkeit v_0 stromaufwärts und dem Durchmesser des Faserzylinders D_F gebildet. Es ist leicht zu erkennen, daß die Geschwindigkeitskomponenten in $Re = 2,002$ unendlich werden und der Anwendungsbereich somit begrenzt ist. Die Tatsache, daß die Reynolds-Zahl Re in dieser Gleichung erscheint, zeigt an, daß das Geschwindigkeitsprofil nicht nur eine Funktion des Ortes allein ist, sondern auch mit der Strömungsart, so wie sie durch die Reynolds-Zahl charakterisiert wird, verbunden ist.

2.1.2 Sperreffekt

Teilchen mit endlichen Abmessungen D_T (Abb. 2.1.3), aber vernachlässigbarer Masse, gelangen an den Zylinder, sofern die Stromlinien, auf denen sie sich bewegen, innerhalb des Abstandes $D_T/2$ am Zylinder vorbeistreichen. Es ist deshalb nicht verwunderlich, wenn der sogenannte Sperreffektparameter Sp als das Ver-

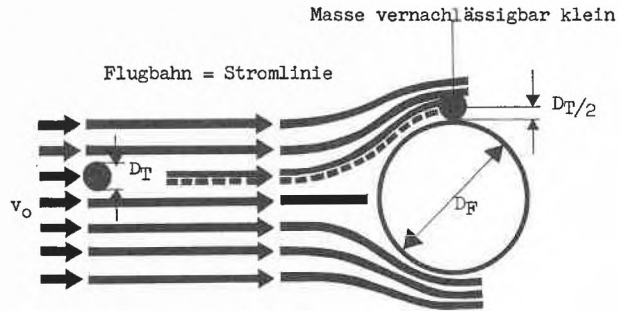


Abb. 2.1.3. Abscheidung durch Sperreffekt an der Einzelfaser

hältnis des Teilchendurchmessers zum Faserdurchmesser definiert ist.

$$Sp \equiv \frac{D_T}{D_F}. \tag{2.1.6}$$

Setzen wir die von LAMB und CHEN gefundenen Ansätze für die Geschwindigkeitskomponenten der Stromlinie in die Abscheidegraddefinition von Abschnitt 1.2.1, unter Berücksichtigung der Definition des Sperreffektparameters, so ergibt sich der Abscheidegrad an der Einzelfaser bei alleiniger Wirkung des Sperreffektes in der mit Zähigkeit behafteten Strömung zu dem in Gl. (2.1.7) angegebenen Wert.

$$\eta_{E_{Sp}} = A \left[2(1 + Re) \ln(1 + Sp) - \frac{Sp(2 + Sp)}{(1 + Sp)} \right], \tag{2.1.7}$$

mit:

$$A \equiv \frac{1}{2(2,002 - \ln Re)}. \tag{2.1.8}$$

Auch diese Gleichung wird ungültig für $\ln Re = 2,002$ und ist deshalb nur für Werte $Re < 1$ zu verwenden.

Erwähnenswert ist unter diesem Abschnitt noch die von FRIEDLANDER [2.2] gefundene äußerst einfache Form Gl. (2.1.9) des Abscheidegrades.

$$\eta_{E_{Sp}} = 1,25 A Sp^{1,82}, \tag{2.1.9}$$

gültig für: $5 \cdot 10^{-2} < Re < 1$.

Diese Gleichung läßt sich in doppellogarithmischer Darstellung als Gerade einzeichnen und hat einen Gültigkeitsbereich für die Reynolds-Zahl von $5 \cdot 10^{-2}$ bis 1.

2.1.3 Trägheitseffekt

Der Trägheitseffekt beruht darauf, daß schwere Teilchen infolge ihrer Trägheit der Bewegung des strömenden Gases (Stromlinien) bei einer Richtungsänderung nicht mehr folgen können und, wie Abb. 2.1.4 zeigt, auf die Oberfläche des Faserzylinders prallen. Grundlegende Untersuchungen über diesen Effekt sind schon seit 1931 von vielen Forschern [2.3, 2.4, 2.5, 2.6, 2.7, 2.8] gemacht worden. Setzt man voraus, daß das Stokesche

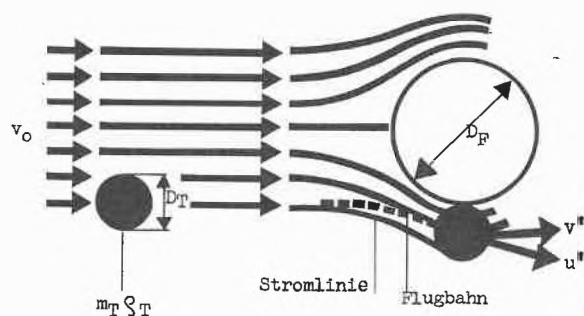


Abb. 2.1.4. Abscheidung durch Trägheitseffekt an der Einzelfaser

Gesetz angewendet werden kann und daß das einzelne Teilchen einen fast ausdehnungslosen, aber nicht masselosen Punkt darstellt, dann kann man für diese Teilchen die Gl. (2.1.10) des Kräftegleichgewichtes aufstellen.

$$m_T \frac{d\vec{v}'}{dt'} = \frac{\vec{u}' - \vec{v}'}{Z}, \quad (2.1.10)$$

mit:

$$Z \equiv \frac{Cu}{3\pi\mu D_T}, \quad (2.1.11)$$

$$Cu \equiv 1 + \frac{2\lambda}{D_T} \left[1,23 + 0,41 \exp\left(\frac{-0,44 D_T}{\lambda}\right) \right], \quad (2.1.12)$$

gültig für: $0,1 < \frac{2\lambda}{D_T} < 134$.

In dieser bekannten Beziehung steht links die Bewegungskraft des Teilchens, rechts die Stokesche Reibungskraft. \vec{u} bedeutet die vektorielle Gasgeschwindigkeit, \vec{v} diejenige der Teilchengeschwindigkeit. Cu ist der sogenannte Cuningham-Korrekturfaktor für Teilchen in der Größenordnung der freien Weglänge der Gasmoleküle. Er ist bekanntlich etwa proportional der mittleren freien Weglänge λ und umgekehrt proportional dem Teilchendurchmesser D_T .

Unter Einführung von v_0 und D_F kann nun Gl. (2.1.10) in die dimensionslose Form Gl. (2.1.13) geführt werden.

$$T_r \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{u} - \vec{v}. \quad (2.1.13)$$

$$T_r \equiv \frac{m_T Z v_0}{D_F} = \frac{Cu m_T v_0}{3\pi\mu D_F D_T} = \frac{Cu v_0 \rho_T D_T^2}{18\mu D_F}. \quad (2.1.14)$$

$$\vec{u} \equiv \frac{u'}{v_0} \quad \vec{v} \equiv \frac{v'}{v_0}. \quad (2.1.15)$$

Der dimensionslose Parameter T_r wird als Trägheitsparameter bezeichnet und kann, wie Gl. (2.1.14) zeigt, in verschiedenen Formen angeschrieben werden.

T_r bedeutet das Distanzverhältnis, d.h. der Abstand, bei dem bei gegebener Gasgeschwindigkeit v_0 ein Teilchen in das ruhende Gas durchgeht im Verhältnis zum

Faserdurchmesser D_F . Es ist auch das Verhältnis der Kräfte, die notwendig sind, um ein Teilchen anzuhalten, das ursprünglich mit einer Geschwindigkeit v_0 im Abstand $D_F/2$ gewandt ist, zum Strömungswiderstand eines Teilchens mit der Geschwindigkeit v_0 .

Durch die analytische Lösung der Gl. (2.1.14) erhält man nun die Teilchenbahnen, wie sie sich unter alleiniger Berücksichtigung der Trägheitskräfte im Strömungsbild (Abb. 2.1.4) ergeben.

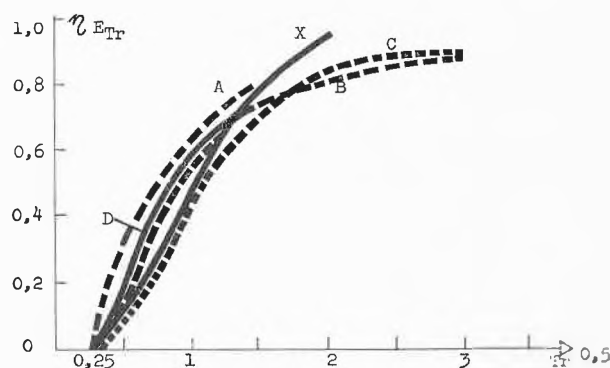
Innerhalb der Breite b treffen diese Teilchenbahnen gerade noch auf den Zylinder, während die am Abstand $> b/2$ beidseits von der Strömungsschse fliegenden Teilchen nicht mehr abgefangen werden.

Der Abscheidegrad $\eta_{E_{Tr}}$ wird nach dem in Abschnitt 2.1 Gesagten als das Verhältnis b zu D_F definiert und kann allgemein ausgedrückt werden durch die Funktion

$$\eta_{E_{Tr}} = \eta_{E_{Tr}}(Re, Tr). \quad (2.1.16)$$

Diese Lösung muß in Wirklichkeit jedoch durch mühsame, schrittweise Näherung gefunden werden. Unter der vereinfachten Annahme der Potentialströmung fällt die Abhängigkeit der Reynolds-Zahl Re weg. Abb. 2.1.5 zeigt Lösungen, die mit Hilfe dieser vereinfachten Annahme gefunden wurden.

Die meisten dieser Lösungen zeigen einen Wert Tr_{min} , bei dem $Tr^{1/2}$ etwa 0,25 wird. Dieser Wert bedeutet, daß es offenbar einen minimalen Teilchendurchmesser geben muß, bei dem gerade noch eine Abscheidung durch Trägheit erfolgt.



Theoretisch:

- A ALBRECHT
- B LANGMUIR und BLODGETT
- C LANGDAHL und HERRMANN
- D STAIRMAND

Experimentell:

- X WONG, RANZ und JOHNSTONE

Abb. 2.1.5. Abscheidung durch Trägheitseffekt an der Einzelfaser

2.1.4 Diffusionseffekt

Sehr kleine Teilchen werden oft viel stärker abgeschieden, als dies aufgrund des Trägheitsmechanismus erwartet werden könnte. Dies hängt mit der Wirkung

der Brownschen Bewegung zusammen. Das Bombardement der kleinen Teilchen durch die Moleküle bewirkt, daß die Teilchen sich in eine wilde, wahllose Bewegung setzen, ähnlich derjenigen der Brownschen Bewegung. Sie haben die Tendenz, in Richtung kleinerer Aerosolkonzentrationen, d. h. in Richtung Faseroberfläche, zu wandern bzw. zu diffundieren.

Es würde den Rahmen dieser Betrachtung sprengen, wenn die ungeheure Vielzahl der Veröffentlichungen, die die Berechnung des Diffusionseffektes zum Gegenstand haben, dargestellt werden müßte. Es soll deshalb nur auf die wohl anerkannteste Arbeit von FRIEDLANDER und LAMB [2.9] eingegangen werden. FRIEDLANDER hat sich diesem Problem vom Standpunkt der Grenzschichttheorie her genähert und definiert eine Gasschicht der Dicke b' entlang dem Zylinderumfang, in welcher der Gradient der Aerosolkonzentration Null wird und die Konzentration dieselbe wie im Hauptstrom bleibt. Weiter nimmt er an, daß die Diffusion in Umfangsrichtung, verglichen mit derjenigen in Radialrichtung, vernachlässigbar sei. Unter dieser Voraussetzung kommt er schließlich zu der in Gl. (2.1.17) dargestellten bekannten Beziehung der Diffusion in stationären Strömungen in Polarkoordinatendarstellung.

$$v_r' \frac{\partial C'}{\partial r'} + v_\varphi' \frac{\partial C'}{r' \partial \varphi} = D_i \left(\frac{\partial^2 C'}{\partial r'^2} + \frac{1}{r'} \frac{\partial C'}{\partial r'} + \frac{\partial^2 C'}{r'^2 \partial \varphi^2} \right), \quad (2.1.17)$$

mit:

$$D_i \equiv \frac{Cu k t}{3\pi\mu D_T} \quad (\text{Diffusionszahl}), \quad (2.1.18)$$

$$Cu \equiv 1 + \frac{2\lambda}{D_T} \left[1,23 + 0,41 \exp\left(\frac{-0,44 D_T}{\lambda}\right) \right], \quad (2.1.12)$$

$$k \equiv 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ erg/}^\circ\text{k} \quad (\text{Boltzmann-Konstante}),$$

$$t \equiv \frac{t' v_0}{D_F}. \quad (2.1.19)$$

Berücksichtigt man, daß $r' \gg D_F/2$ ist, so kann die Gl. (2.1.17) auf die folgende in Gl. (2.1.20) dargestellte dimensionslose Form gebracht werden.

$$v_r \frac{\partial C}{\partial r} + v_\varphi \frac{\partial C}{\partial \varphi} = \frac{2}{Pe} \frac{\partial^2 C}{\partial r^2}, \quad (2.1.20)$$

mit:

$$Pe \equiv \frac{v_0 D_F}{D_i}, \quad (2.1.21)$$

$$v_r \equiv \frac{v_r'}{v_0}, \quad v_\varphi \equiv \frac{v_\varphi'}{v_0}, \quad C \equiv \frac{C'}{C_0}. \quad (2.1.22)$$

v_r und v_φ sind auf die ungestörte Geschwindigkeit v_0 bezogene dimensionslose Geschwindigkeitskomponenten, C ist auf die Gesamtkonzentration C_0 und r auf den Faseradius $D_F/2$ bezogen. Mit Hilfe der Geschwindigkeitsverteilung im Strömungsfeld von LAMB, Gl. (2.1.4),

und durch Integration erhält FRIEDLANDER für die Abscheidung von sehr kleinen Schwebstoffteilchen durch den Diffusionseffekt die in Gl. (2.1.13) dargestellte Lösung.

$$\eta_{ED_i} \sim \frac{[f(Re) \cdot Pe]^{1/2}}{Pe}. \quad (2.1.23)$$

Der Abscheidegrad wird also im wesentlichen nur von der Peclet-Zahl Pe abhängen, und zwar so, daß zunehmende Peclet-Zahl abnehmenden Abscheidegrad ergibt.

2.1.5 Absetzeffekt

Teilchen, die im Gasstrom über ein Filterelement fließen, haben infolge der Schwerkraft die Tendenz, sich abwärts zu bewegen und in eine Freifallbewegung überzugehen. Für kleinere Teilchen kann diese Freifallgeschwindigkeit etwa mit Hilfe des Stokeschen Gesetzes als

$$v_f \sim m_T g Z, \quad (2.1.24)$$

mit:

$$m_T = \text{Teilchenmasse},$$

$$g = 9,81 \text{ m/s}^2,$$

$$Z \equiv \frac{Cu}{3\pi\mu D_T} \quad (2.1.11)$$

abgeschätzt werden. Die Zahl der Teilchen, die so abgeschieden werden, ist proportional der Konzentration, der Zeit während des freien Falls und der vertikalen Projektion des Filterelementquerschnittes. Der Abscheidegrad η_{EA} könnte etwa definiert werden als Zahl der gesammelten Teilchen, geteilt durch das Produkt von Konzentration, Gasgeschwindigkeit und Projektion in Strömungsrichtung vom Querschnitt des Filterelementes.

$$\eta_{EA} \equiv \frac{C_0 (m_T g Z) D_T}{C_0 v_0 D_T} = \left(\frac{g D_F}{v_0^2} \right) \left(\frac{1}{Sp} \right) \equiv Ab, \quad (2.1.25)$$

mit:

$$Ab = \text{Absetzeffekt-kennzahl},$$

$$Sp = \text{Sperreffekt-kennzahl}.$$

Die Wichtigkeit dieses Mechanismus wird direkt durch die Größe der Absetzkennzahl Ab charakterisiert. Die Berücksichtigung des Absetzeffektes kann im allgemeinen bei Abscheidegradbetrachtung von Faserfiltern vernachlässigt werden.

2.1.6 Elektrostatische Effekte

Wenn die Aerosolteilchen oder die Faser oder beide zusammen eine elektrostatische Ladung erzeugen, so beeinflusst eine zusätzliche Kraft die Bewegungsrichtung der Aerosolteilchen. Wie Abb. 2.1.6 zeigt, können durch diesen Effekt Teilchen von der Abscheidung erfaßt werden, deren Bahn ursprünglich auf einer sehr abgelegenen Stromlinie lag und weder durch Trägheit noch durch Diffusion oder Sperreffekt abgeschieden würden.

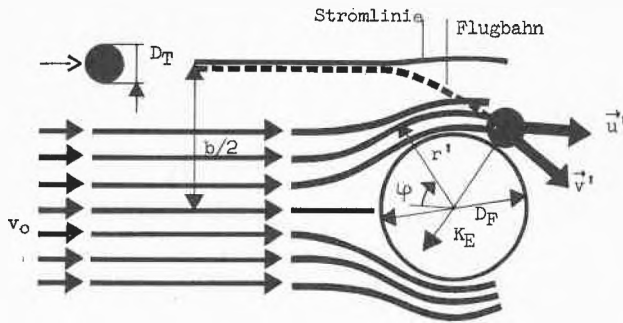


Abb. 2.1.6. Abscheidung durch elektrostatische Kräfte an der Einzel-faser

Unter der Annahme, daß als einzige externe Kraft die elektrostatische Kraft auf das Teilchen einwirkt, wird das Kräftegleichgewicht durch den Ansatz nach Gl. (2.1.26) erfüllt.

$$\vec{K}_E = \frac{\vec{u}' - \vec{v}'}{Z} \quad (2.1.26)$$

Dieser Ansatz führt zu einer Differentialgleichung, die – in Polarkoordinaten ausgedrückt – in Gl. (2.1.27) dargestellt ist.

$$\begin{aligned} \frac{dr'}{dt'} &= v_r + \frac{Cu K_{E_r}}{3\pi\mu D_T}, \\ r' \frac{d\varphi}{dt'} &= v_\varphi + \frac{Cu K_{E_\varphi}}{3\pi\mu D_T}. \end{aligned} \quad (2.1.27)$$

Die Lösung dieser Gleichung, die Trägheits-, Diffusions-, Gravitations- und Turbulenzeffekte vernachlässigt, führt zur Gleichung der Teilchenbahnen, von denen dann $b/2$ und η gefunden werden können. Selbstverständlich verlangt diese Lösung Angaben über die Strömungsverhältnisse und die elektrostatischen Kräfte. Wie aus Abb. 2.1.6 hervorgeht, kann u. U. der Abscheidegrad wesentlich größer als 1 werden.

KRAEMER und JOHNSTONE [2.10] haben die Theorie der elektrostatischen Kräfte analysiert und sind zu fünf Wirkungen gekommen, die die gesamte elektrostatische Kraft ausmachen. Es zeigt sich aber, daß für die elektrostatischen Kräfte in Zusammenhang mit Faserfiltern vor allem die Kräfte K_I und die Coulombsche Kraft K_C von Wichtigkeit sind. Auf die anderen Kräfte soll in diesem Zusammenhang nicht mehr eingegangen werden. Unterlagen darüber sind in der Literatur zu finden.

K_I ist die Kraft zwischen der Ladung am Faserkollector und seinem Bild (induzierte Ladung) am ungeladenen Teilchen.

Die Coulombsche Kraft K_C ist die elektrostatische Kraft zwischen dem geladenen Teilchen und dem geladenen Faserkollector. Unter Berücksichtigung dieser Kräfte hat die Lösung der Differentialgleichung (2.1.27) zu dem charakteristischen Parameter E_I und E_C geführt.

$$E_I = \frac{2Cu(\epsilon_1 - \epsilon_2)Q_F D_T^2}{18\mu\epsilon_0 D_F v_0} = \frac{K_I Z}{v_0}, \quad (2.1.28)$$

$$E_C = \frac{Cu Q_F Q_T}{3\pi\mu\epsilon_0 D_T v_0} = \frac{K_C Z}{v_0}, \quad (2.1.29)$$

mit:

$$\begin{aligned} \epsilon_1, \epsilon_2 &= \text{Dielektrizitätskonstante des Teilchens bzw. des Gases,} \\ \epsilon_0 &= 8,85 \cdot 10^{-21} \text{ Coulomb}^2/\text{dyn} \cdot \text{cm}^2, \\ Q_F &= \text{elektrostatische Ladung Faser,} \\ Q_T &= \text{elektrostatische Ladung Teilchen.} \end{aligned}$$

KRAEMER und JOHNSTONE geben unter der Voraussetzung, daß jede der beiden Kräfte allein wirkt, eine angenäherte Berechnung des Abscheidegrades. Die Resultate sind in Gleichungen (2.1.30) und (2.1.31) dargestellt.

Alleinige Wirkung von K_I :

$$\eta_{E_{E_I}} \approx \left(\frac{3}{4} E_I\right)^{0,33}. \quad (2.1.30)$$

Alleinige Wirkung von K_C :

$$\eta_{E_{E_C}} \approx -\pi E_C. \quad (2.1.31)$$

Es ist bemerkenswert, daß Q_F immer positiv ist, da die Kraft K_I immer eine Anziehungskraft ist. Die Kraft K_C kann jedoch auch eine abstoßende Kraft sein, wenn Q_F und Q_T von gleichem Vorzeichen sind. In diesem Fall stellt der Abscheidegrad eine Abnahme des Wirkungsgrades dar, da E_C positiv ist. Die Versuche von KRAEMER und JOHNSTONE ergaben mit Ausnahme des Gebietes mit sehr kleinen Abscheidegraden eine recht gute Übereinstimmung von Theorie und Experiment.

2.1.7 Gesamtabscheidegrad

Wenn alle vorangehend behandelten Abscheideeffekte gleichzeitig berücksichtigt werden müßten, so würde die allgemeine Bewegungsdifferentialgleichung folgendermaßen lauten:

$$m_T \frac{d\vec{v}'}{dt'} = \frac{\vec{u}' - \vec{v}'}{Z} + \vec{K}_{\text{tot}}, \quad (2.1.23)$$

mit:

$$\vec{K}_{\text{tot}} \equiv \vec{m}_T g + \vec{K}(t') + \vec{K}_I + \vec{K}_C + \dots \quad (2.1.33)$$

$\vec{K}(t')$ = Kraft infolge Molekularbombardement,

\vec{K}_I = Kraft zwischen Ladung Faserkollector und Bild,

\vec{K}_C = Coulombsche Kraft.

Diese Gleichung ist nichts anderes als die aus Abschnitt Abscheidung durch Trägheitseffekt bekannte Bewegungsgleichung, modifiziert mit dem Ausdruck K_{tot} , dem Faktor der Summe aller externen Kräfte, die auf das Teilchen wirken. Im Ausdruck K_{tot} bedeutet $K(t')$ die zeitabhängige Kraft des Molekularbombardements der Brownschen Bewegung, K_I die elektrostatische Anzie-

hungskraft, K_C die Coulombsche Kraft zwischen Teilchen und Kollektor, entsprechend der Größe beider Ladungen. Unter der Annahme eines bestimmten Stromlinienbildes würde die Lösung dieser Gleichung die Flugbahn des Staubteilchens ergeben. Eine analytische Lösung dieser Gleichung ist aber zweifellos nicht möglich. Selbst eine angenäherte Lösung würde äußerst langwierig und nur mit Hilfe von Computern zu realisieren sein. Von der vorangehenden Analyse geht jedoch hervor, daß der Gesamtabscheidegrad an der Einzelfaser von den in Gl. (2.1.34) dargestellten voneinander unabhängigen Parametern abhängig ist.

$$\eta_{E_{tot}} = f \left(Re, Sp, Tr, \frac{1}{Pe}, Ab, E_I, E_C \dots \right), \quad (2.1.34)$$

mit:

- $Re \equiv \frac{D_F v_0 \rho}{\mu}$ Reynolds-Kennzahl,
- $Sp \equiv \frac{D_T}{D_F}$ Sperreffekt-Kennzahl,
- $Tr \equiv \frac{Cu m_T v_0}{3 \pi \mu D_F D_T}$ Trägheitseffekt-Kennzahl,
- $Pe \equiv \frac{v_0 D_F}{D_i}$ Peclet-Kennzahl,
- $Ab \equiv \left(\frac{g D_F}{v_0^2} \right) \left(\frac{1}{Sp} \right)$ Absetzeffekt-Kennzahl,
- $E_I \equiv \frac{2 Cu (\epsilon_1 - \epsilon_2) Q_F D_T^2}{18 \mu \epsilon_0 D_F v_0}$ Elektrostatische Effekt-Kennzahl
- $E_C \equiv \frac{Cu Q_F Q_T}{3 \pi \mu \epsilon_0 D_T v_0}$

Mit Ausnahme der Peclet-Kennzahl Pe bringt jede Vergrößerung der weiteren Parameter eine Vergrößerung des Abscheidegrades.

Abscheidemechanismus	D_T -Bereich [in μm]
Sperreffekt	> 1
Trägheitseffekt	> 1
Diffusionseffekt	< 0,01 bis 0,5
Absetzeffekt	> 1
Elektrostatischer Effekt	< 0,01 bis 5
Siebeffekt	> Filterporen

Abb. 2.1.7. Wirkungsbereich der Abscheidemechanismen (Faustwerte von SILVERMAN)

Es ist leicht zu erkennen, daß diese Werte wohl sehr einfach, leider aber nicht sehr exakt sind, da als einzige Variable der Teilchendurchmesser berücksichtigt wird.

Verschiedene Spezialfälle von Kombinationen von zwei oder drei Abscheideeffekten sind bereits studiert und mehr oder weniger angenähert worden. Abb.2.1.8 gibt einen Überblick über die bereits vorhandenen Lösungen und die bei diesen Lösungen wichtigen Parameter.

Wenn – was wohl meistens bei der Abscheidung von Staubteilchen an Faserfiltern zutrifft – die elektrostatischen Effekte vernachlässigt werden, so ist die allgemeinste Lösung unseres Abscheideproblems als eine Kombination von Sperr-, Trägheits- und Diffusionseffekt darzustellen. CHEN [2.1] empfiehlt die Lösung durch einfache Addition der Einzeleffekte. DAVIES [2.4] nimmt an, daß anstelle der Kennzahl Sp die kombinierte Kennzahl $\left(Sp + \frac{1}{Pe} \right)$ in die entsprechende Abscheidegleichung bei alleiniger Berücksichtigung des Sperreffektes verwendet werden soll. Wesentlich überzeugender wirkt der Vorschlag von FRIEDLANDER [2.2], der von Gl. (2.1.23) ausgeht und unter bestimmten Bedingungen diese Gleichung in die modifizierte Form der Diffusionsgleichung, wie sie in Abschnitt 2.1.4 beschrieben worden ist, transformieren kann.

Mechanismen	Wichtige Kennzahlen	Theorie
1. Sperreffekt und Trägheitseffekt	$\eta_E = \eta_E (Sp, Tr, Re)$	WONG, RANZ und JOHNSTONE; LANGMUIR
2. Sperreffekt und Diffusionseffekt	$\eta_E = \eta_E \left(Sp, \frac{1}{Pe}, Re \right)$	LANGMUIR, FRIEDLANDER
3. Trägheitseffekt und Diffusionseffekt	$\eta_E = \eta_E \left(Tr, \frac{1}{Pe}, Re \right)$	STAIRMAND, CHEN, DAVIES
4. Sperreffekt und Trägheitseffekt und Diffusionseffekt	$\eta_E = \eta_E \left(Sp, Tr, \frac{1}{Pe}, Re \right)$	TORGESON, CHEN, FRIEDLANDER, DAVIES
5. Elektrostatischer Effekt und Diffusionseffekt und Sperreffekt	$\eta_E = \eta_E \left(E_I, E_C, \frac{1}{Pe}, Sp, Re \right)$	RANZ und WONG, GILLESPIE KRAEMER und JOHNSTONE

Abb. 2.1.8. Kombinationen von Abscheidegradtheorien an der Einzelfaser

In Wirklichkeit ist es jedoch äußerst selten, daß alle Effekte gleichzeitig in der gleichen Größenordnung wirksam sind. Meistens sind es zwei oder drei. SILVERMAN [2.11] gibt einfache Faustwerte zur Beurteilung der Wichtigkeit der einzelnen Abscheideeffekte auf Basis der Teilchendurchmesser.

2.2 Abscheidegrad der Faserfilter

Prinzipiell läßt sich der Abscheidegrad des Faserfilters durch eine einfache Summation der Faserabscheidegrade der Einzelfasern unter Berücksichtigung der besonderen Rückwirkungen der Nachbarfasern ableiten.

2.2.1 Beziehung zwischen Abscheidegrad der Einzelfaser und Faserfilter

Der Gesamtabscheidegrad eines Filters ist als das Verhältnis der Abnahme der Aerosolkonzentration zur Eingangskonzentration bekannt.

$$\eta \equiv \frac{C_1 - C_2}{C_1} = 1 - \frac{C_2}{C_1}, \quad (2.2.1)$$

mit:

$$P \equiv \frac{C_2}{C_1}, \quad (2.2.2)$$

oder:

$$D_F \equiv \frac{1}{1 - \eta} = \frac{1}{P} = \frac{C_1}{C_2}, \quad (2.2.3)$$

η = Abscheidegrad,
 P = Durchlässigkeit, Penetration,
 D_F = Dekontaminationsfaktor,
 C_1, C_2 = Aerosolkonzentration Roh- bzw. Reingas.

Um dieses Verhältnis zu berechnen, wird ein vereinfachtes Modell für die Filteranordnung gemacht. Es wird angenommen, daß das Filter aus gleichmäßigen Fasern mit konstanten Abmessungen quer zur Strömungsrichtung besteht, die homogen angeordnet sind und eine Packungsdichte β aufweisen. Im Distanzelement, d.h. in Strömungsrichtung, sind pro Querschnitteinheit $\frac{\beta dh}{\pi/4 D_F^2}$ Fasern enthalten. Theoretisch enthält jede Faser pro Zeiteinheit $b v_0 C$ oder $\eta_E D_F v_0 C$ Teilchen des gegebenen Durchmessers D_T . Bezeichnen wir V als den Volumenstrom pro Flächeneinheit des Filters, so ergibt sich Gl. (2.2.4), die die Summe aller zurückgehaltenen Teilchen über das Streckenelement dh und pro Zeiteinheit darstellt.

$$-VdC = (\eta_E D_F v_0 C) \left(\frac{4\beta}{\pi D_F^2} \right) dh. \quad (2.2.4)$$

Mit der Beziehung

$$v_0 = \frac{V}{1 - \beta} \quad (2.2.5)$$

erhält man durch Integration das Absorptionsgesetz in der in Gl. (2.2.6) oder Gl. (2.2.7) angegebenen Form.

$$\ln \frac{C_2}{C_1} = - \frac{4 \eta_E \beta h}{\pi (1 - \beta) D_F}, \quad (2.2.6)$$

oder:

$$\eta = 1 - e^{-\eta_E S}, \quad (2.2.7)$$

mit:

$$S \equiv \frac{4}{\pi} \left(\frac{h}{D_F} \right) \left(\frac{\beta}{1 - \beta} \right) = \frac{4}{\pi} \frac{G_F}{\varphi F D_F}, \quad (2.2.8)$$

v_0 = Gasgeschwindigkeit in ungestörtem Zustand,
 β = Packungsdichte (Faservolumen/Filtervolumen),
 V = Gasvolumenstrom/Filterflächeneinheit,
 η_E = Abscheidegrad Einzelfaser,
 η = Abscheidegrad Faserfilter,
 φ_F = Faserdichte,
 D_F = Faserdurchmesser,
 h = Filterdicke,
 C_1, C_2 = Aerosolkonzentration Roh- bzw. Reingas,
 S = Ausfüllungsgrad,
 G_F = Fasergewicht/Filterflächeneinheit.

Würden wir nun η_E als Abscheidegrad der Einzelfaser durch die verschiedenen Effekte, wie sie in den vorangehenden Abschnitten behandelt worden sind, einsetzen, so dürfte das Resultat nicht restlos befriedigen, da die Annahmen für die oben angeführte Ableitung der Absorptionsgleichung doch sehr vereinfacht ist. Es müßten u. a. die Nichtparallelität der Fasern, die im allgemeinen wahllos durcheinanderliegen, die Wirkung der Faserenden, die Wirkung der ungenügenden Durchmischung des Aerosols zwischen den Faserschichten, usw. berücksichtigt werden. Anstelle des theoretischen Faserabscheidegrades müßte ein effektiver Faserabscheidegrad $\eta_{E_{\text{eff}}}$ eingesetzt werden. $\eta_{E_{\text{eff}}}$ wird durch das Experiment bestimmt, und zwar in der Weise, daß, ausgehend von der Filterabscheideleistung des gesamten Filters, mit Hilfe von Gl. (2.2.3) auf $\eta_{E_{\text{eff}}}$ zurückgerechnet wird.

Lösungen, die die Heterogenität des Modells berücksichtigen, sind u. a. von CHEN [2.1] durchgeführt worden.

2.2.2 Einfluß der benachbarten Faser

Die Anwesenheit der Nachbarfaser bewirkt eine Erhöhung des Abscheidegrades η_E der Einzelfaser. Die mittlere Geschwindigkeit im Faserfilter ist höher als die Oberflächengeschwindigkeit der Einzelfaser. Auch das Strömungsprofil, wie es von der Einzelfaser her bekannt ist, wird verzerrt. Die Wirkung dieser Einflüsse sind sicher auf die verschiedenen Abscheideeffekte verschieden und hängen in erster Näherung von der Packungsdichte und der Reynoldsen Zahl Re ab. Über den Einfluß dieser Größen herrscht noch wenig Klarheit. Einerseits zeigte CHEN [2.1] experimentell, daß der Abscheidegrad um den Faktor $1 + 4,5 \cdot \beta$ für $\beta < 0,10$ wächst, und zwar unabhängig von Teilchen- und Faserdurchmesser und der Gasgeschwindigkeit. Andererseits fand WONG [2.12] keinen Einfluß im β -Bereich von 0,045 bis 0,098 bei hoher Gasgeschwindigkeit. Auch DAVIES und LANGMUIR [2.4] versuchten Methoden auf der Basis des Druckverlustes für die Beurteilung des β -Einflusses zu gewinnen. Diese Methoden führten aber zu keiner Überbestimmung der von CHEN und WONG gegebenen Ansätze.

2.2.3 Gesamtabscheidegrad

Müssen bei einem Filter entweder die Durchlässigkeit (Penetration) P , der Gesamtabscheidegrad η oder der wirkliche Abscheidegrad der Einzelfaser $\eta_{E_{\text{eff}}}$ bestimmt werden, so ist es wichtig, sich an die begrenzten Einwirkungsbereiche der verschiedenen Abscheideeffekte zu erinnern und nur die entsprechend wichtigen Parameter Re, Pe, Sp usw. in Betracht zu ziehen. Eine solche Betrachtung wird die Abscheideleistung der Filter auf Größen wie Gasgeschwindigkeit, Durchmesser der Aerosolteilchen, Dichte der Aerosolteilchen, Faserdurchmesser und Packungsdichte zurückführen. Eine anschauliche Darstellung der qualitativen Zusammenhänge gibt Abb. 2.2.1. Dieses Diagramm nach RAMSKILL und AN-

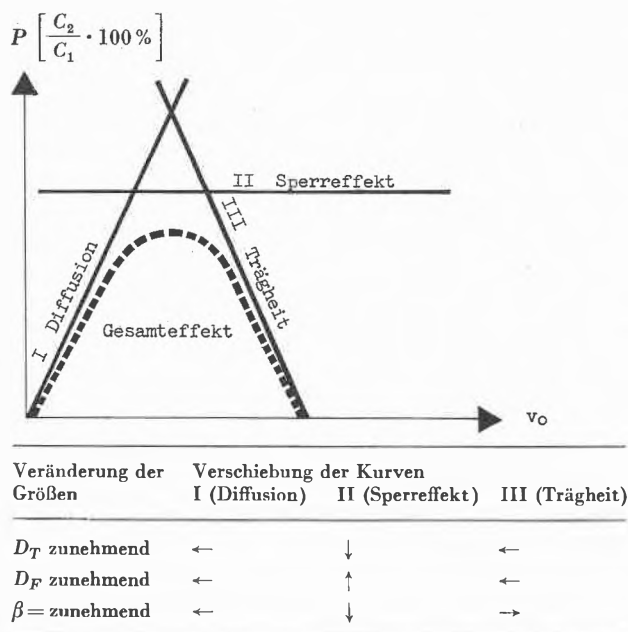


Abb. 2.2.1. Wirkung der Abscheidemechanismen auf die Filterpenetration

DERSON stellt den Zusammenhang zwischen der Penetration und Gasgeschwindigkeit dar und zeigt die Einflußgebiete von Trägheits-, Sperr- und Diffusionseffekt. Die gestrichelte Linie ist als Superposition der genannten drei Effekte zu verstehen und stellt dementsprechend die zusammengesetzte Wirkung dar, die etwa in einem Versuch erwartet werden kann. Arbeitet ein Filter mit kleiner Gasgeschwindigkeit und mit kleinen Teilchen, so geht daraus hervor, daß mit zunehmender Gasgeschwindigkeit die Penetration zu, d. h. der Abscheidegrad abnimmt; auf der anderen Seite zeigt sich, daß der Betrieb mit großen, dichten Teilchen bei großer Geschwindigkeit eine Abnahme der Penetration mit zunehmender Geschwindigkeit zur Folge hat. Aus diesem Bild können deshalb die praktisch wichtigen Folgerungen gezogen werden:

1. Für gegebene Teilchendurchmesser und Teilchendichte gibt es eine Geschwindigkeit, bei der der Abscheidegrad minimal wird.
2. Bei gegebenem Gasvolumenstrom durch einen gegebenen Filter gibt es eine bestimmte Teilchengröße des Aerosols, die besonders schwierig abzuscheiden ist, d. h. einen minimalen Abscheidegrad.
3. Im allgemeinen gilt: Je feiner und dichter eine Filterpackung, desto besser der Filterabscheidegrad.

Diese Aussagen sich durch viele Experimente [2.8, 2.12, 2.13, 2.14, 2.15] erhärtet worden.

Wenn elektrostatische Ladungen vorhanden sind, so sinkt die Durchlässigkeit mit zunehmender Ladungsstärke sowohl der Aerosolteilchen wie auch der Faser. Vom quantitativen Standpunkt aus sind verschiedene Anstrengungen unternommen worden, um Methoden zu geben, die entweder die Bestimmung der Durchlässigkeit oder des effektiven Faserabscheidegrades $\eta_{E_{\text{eff}}}$ erlauben.

Es sei dazu auf die folgenden Literaturstellen [2.16, 2.17, 2.18, 2.19, 2.20] verwiesen.

Als die heute durch verschiedene Verfasser [1.1] experimentell am gesichertsten gilt die Methode von FRIEDLANDER, die zu folgender Abscheidegradrelation führt:

$$\eta = \frac{6 \gamma^{3/2}}{\gamma^{1/2} D_F^{1/2} D_T^{3/2} v_0^{1/2}} + \frac{3 D_T^2 v_0^{1/2}}{v_0^{3/2} D_F^{3/2}}, \quad (2.2.9)$$

mit $\gamma \equiv kT/3\pi\mu$, $v = \mu/\rho$.

Wie aus Gl. (2.2.9) hervorgeht, hängt der Abscheidegrad η von der Gasgeschwindigkeit v_0 , von der Dichte ρ und Zähigkeit des Gases μ , d. h. vom Gaszustand, vom Faserdurchmesser D_F und Teilchendurchmesser D_T ab. Der Abscheidegrad zeigt für den Teilchendurchmesser D_T einen Minimalwert. Gl. (2.2.10) gibt die Abhängigkeit $D_{T_{\text{min}}}$ von der Gasgeschwindigkeit v_0 , Gaszustand und Faserdurchmesser D_F .

$$D_{T_{\text{min}}} = 0,855 \frac{\gamma^{1/4} v_0^{1/8} D_F^{3/8}}{v_0^{3/8}}, \quad (2.2.10)$$

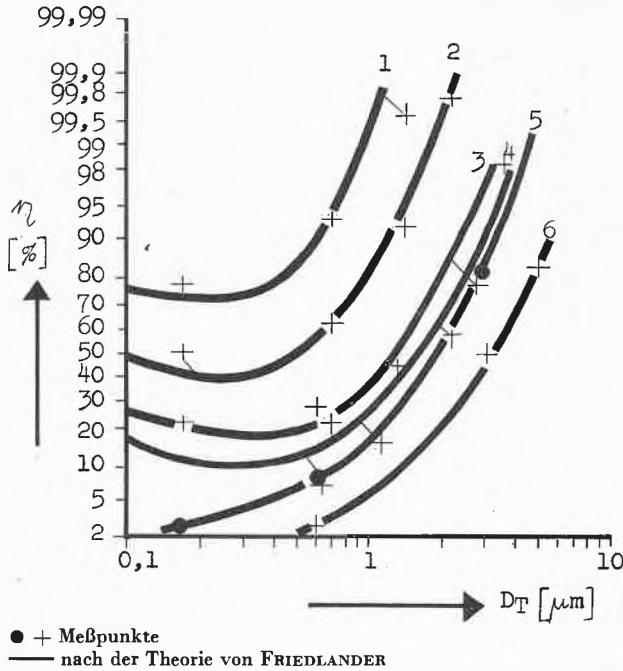
D_F = Faserdurchmesser,
 D_T = Teilchendurchmesser,
 v_0 = Gasgeschwindigkeit in ungestörtem Zustand,
 k = Boltzmann-Konstante,
 T = absolute Temperatur des Gases,
 ρ = Dichte des Gases,
 μ = Zähigkeit des Gases.

Daß der Ansatz von FRIEDLANDER recht gut mit gemessenen Werten übereinstimmt, geht aus Abb. 2.2.2 hervor. Dies gilt besonders für lockere Kunststoff-Fasfilter mit monodispersen Faserdurchmessern < 1 Mikron, mit Aerosolteilchen $< 0,5$ Mikron und Anströmgeschwindigkeit von 100 bis 200 cm/sec. Selbstverständlich gelten diese Resultate nur für die unverschmutzten, reinen Filter [2.21].

2.3 Haftkräfte

Die gesamte vorangegangene Betrachtungsweise basiert auf der Annahme, daß jedes Teilchen, das die Faser gerade noch berührt, auf ihr haften bleibt und abgetrennt wird. Es erhebt sich nun die Frage, ob und unter welchen Bedingungen diese Annahme richtig ist oder ob Teilchen unter bestimmten Bedingungen die Faseroberfläche wieder verlassen und wieder in den Gasstrom eintreten. Leider sind auf diesem Gebiet nur spärliche Untersuchungen gemacht worden, so daß wir uns mit einigen quantitativen Hinweisen begnügen müssen.

GILLESPIE [2.17] studierte diese Frage in einer Serie von speziellen Untersuchungen mit Hilfe von Paraffinwachs und Lycopodiumpulverteilchen an einen einzelnen Stahldraht unter verschiedenen Bedingungen. Er fand, daß wirkliche und theoretische Abscheidung bei kleiner Gasgeschwindigkeit gute Übereinstimmung ergeben. Mit zunehmender Geschwindigkeit zeigt sich vorerst jedoch ein deutliches Absinken der wirklichen gegenüber der theoretischen Abscheidung, um dann mit weiter zunehmender Geschwindigkeit wieder besser übereinzuz-



	S	D_F [μm]	v_0 [m/s]
1 Glass C	25,2	1,06	0,13
2 B	15	1,69	0,13
3 A	14	4,16	0,13
4 10 μ	14,5	8,82	0,21
5 Fine Foam	16,2	36,7	0,61
6 Coarse Foam	4,2	211	1,78

Abb. 2.2.2. Vergleich von Meßwerten mit Theorie von FRIEDLANDER

stimmen. Die größte Abweichung zwischen Theorie und Versuch betrug etwa Faktor 2. Wenn Ablagerungen einem sauberen Luftstrom ausgesetzt werden, so ergibt sich deutlich eine Abnahme der abgelagerten Menge mit zunehmender Versuchszeit. Ein mit Silicon behandelter Draht zeigte in allen Geschwindigkeitsbereichen eine Abscheidung, die etwa der berechneten theoretischen entsprach. Es wurde auch festgestellt, daß gewisse Aerosolteilchen unter bestimmten Umständen aufgeladen wurden. Es sind diese aufgeladenen Teilchen ersetzt worden, und der Abscheidegrad sank beträchtlich. Zu ähnlichen Resultaten kamen RAMSKILL und ANDERSON [2.13].

LÖFFLER [2.23] hat in einer neueren Arbeit das Haftungsproblem von der theoretischen Seite her in Angriff genommen. Er fand, daß vor allem die Van-der-Waals-Kräfte und Kapillarkräfte für die Haftung in Frage kommen, wobei sie einzeln oder gleichzeitig wirksam sein können. Van-der-Waals-Kräfte beruhen auf der Anziehung von Dipolen, während die Kapillarkräfte durch Flüssigkeitsbrücken zwischen den Haftpartnern zustande kommen und wesentlich von der Luftfeuchtigkeit abhängen. Die elektrostatischen Kräfte können dagegen im allgemeinen vernachlässigt werden. LÖFFLER fand, daß es hauptsächlich darauf ankomme, den Teilchen beim ersten Kontakt mit der Faser genügend Haftung

anzubieten. Dies kann bei noch unbestäubten Fasern bekanntlich durch geeignete Benetzungsmittel erreicht werden.

Theoretische Überlegungen führen zur Definition des Schlupfkoeffizienten α . α ist definiert als

$$\alpha \equiv \frac{\text{Anzahl Kontakte ohne Haftung}}{\text{Anzahl anfallende Teilchen}} \quad (2.3.1)$$

Gl. (2.3.2) zeigt die Abhängigkeit des Schlupfkoeffizienten von der Gasgeschwindigkeit, der Adhäsionsenergie pro Kontaktflächeneinheit ϵ_A , einer komplexen Funktion F_φ , abhängig vom Auftreffort, von der Packungsdichte des Faser- und Teilchendurchmessers und f als einem Anteil der Kontakte, der bezüglich der Gasgeschwindigkeit immer stattfindet.

$$\alpha \equiv (1-f) \left[1 - \frac{3\pi \epsilon_A D_T \sigma}{F_\varphi} \left(\frac{1}{v_0} + \frac{v_0}{v_{\max}^2} \right) \right] \quad (2.3.2)$$

mit:

- α Schlupfkoeffizient,
- ϵ_A Adhäsionsenergie/Kontaktfläche,
- D_T Teilchendurchmesser,
- F_φ $F_\varphi(\varphi, D_F, D_T, \beta \dots)$,
- v_0 Gasgeschwindigkeit in ungestörtem Zustand,
- $v_{\max} = v_0$ für $\alpha = \alpha_{\max}$,
- f Anteil Kontakte, der bei Variation von v_0 immer stattfindet,
- σ Adhäsions-Multiplikationsfaktor.

Darstellung α in Abhängigkeit der Gasgeschwindigkeit v_0 zeigt eine maximale Schlüpfung bei $v_0 = v_{\max}$. Mit größer werdendem Teilchendurchmesser nimmt die Haftkraft zu oder die Schlüpfung ab.

2.4 Filterdruckverlust

Der Filterdruckverlust, verursacht durch den Reibungswiderstand der Strömung durch das Filterbett, ist ein wichtiger Faktor bei der Auswahl und dem Betrieb von Filtern. Er bedeutet einen Energieverlust, der durch Einsatz von Gebläse oder Ventilator wieder wettgemacht werden muß. Gebläse oder Ventilator verursachen aber sowohl Investitions- wie auch Betriebskosten. Durch den Betrieb von Filtern wird mit zunehmender Betriebszeit Staub eingelagert, wobei sich der Widerstand erhöht. Es ist deshalb nicht nur wichtig, den Druckverlust im reinen Filter zu kennen. Ebenso wichtig – wenn nicht wichtiger – sind Kenntnisse über die zeitliche Druckverlustzunahme während der Betriebszeit. Der am Ende dieser Betriebszeit vorhandene Druckverlust trägt je nach Druckverlust des restlichen Ventilationssystems u. U. wesentlich zur Größe des Gebläses oder Ventilators bei. Die Theorie des Druckverlustes soll deshalb unter den beiden Gesichtspunkten «Druckverlust im Neuzustand» und «Druckverlustzunahme während der Belastungszeit» betrachtet werden.

2.4.1 Reine Filter

Die bis zur Zeit durchgeführten theoretischen Arbeiten beziehen sich fast ausnahmslos auf das reine Fil-

ter, d. h. auf die Anfangsphase, während der das Filter nur so wenig Staub gesammelt hat, daß die Wirksamkeit der Abscheidung wohl im Gasstrom festgestellt werden konnte, daß aber der Druckverlust im Filter unverändert geblieben ist. Die Grundannahme, daß Filter gewöhnlich im Gebiet der mit Zähigkeit behafteten Strömung ($Re < 1$) wirken, ist experimentell sichergestellt. Das Gesetz von D'ARCY, angewendet auf den Druckverlust über Faserfilter, sagt aus, daß dieser proportional zu

1. der Mattendicke h ,
2. der Gasgeschwindigkeit v und
3. der Zähigkeit des Gases μ ist.

Diese Gesetzmäßigkeit ist natürlich dieselbe wie diejenige der mit Zähigkeit behandelten Strömung im Rohr, wie sie durch das Gesetz von POISEUILLE verkörpert ist. Ausgehend von diesen Annahmen sind theoretische Arbeiten auf zwei verschiedenen Wegen durchgeführt worden: Rohrtheorie und Schlepptheorie.

In den seltenen Fällen, wo die Strömung in das Gebiet mit einer Reynolds-Zahl > 1 geht (turbulente Strömung), muß dem Druckverlustansatz ein Glied mit V^2 hinzugefügt werden, das den Druckverlust für Turbulenzeffekte charakterisiert.

$$\Delta p_F = a V^2 + b V. \quad (2.4.1)$$

RAINARD [2.24] fand diesen Ansatz für Gewebe unter bestimmten Bedingungen. Die gutbekannte Gleichung von ERGUN [2.25] für Packungen hat denselben Aufbau und ist eine Erweiterung der bekannten Konzeny-Carman-Gleichung (2.4.2).

2.4.1.1 Rohrtheorie an mit Zähigkeit behafteter Strömung

Die klassische Abwandlung von D'ARCY'S Gleichung bei Anwendung auf Packungen im allgemeinen (Faserfilter eingeschlossen) für die mit Zähigkeit behaftete Strömung ist die Konzeny-Carman-Gleichung (2.4.2) für laminare Strömung:

$$\Delta p_F = K_1 \mu V h S_0^2 \frac{\beta^2}{(1-\beta)^3}, \quad (2.4.2)$$

Gültigkeitsbereich:

$$\beta > 0,12, \text{ homogenes Filtermaterial, } Re < 1,$$

mit:

- μ Zähigkeit,
- V Gasvolumenstrom/Filterflächeneinheit,
- h Filterdicke,
- S_0 spezifische Filteroberfläche:
Filteroberfläche/Filtervolumeneinheit,
- β Packungsdichte,

$$K_1 = \frac{K_2}{K_3} \text{ Anordnungsfaktor,} \quad (2.4.3)$$

- K_2 Formfaktor ($K_2 = 3$ für Glasfasern),
- K_3 Richtungsfaktor ($K_3 =$ Strömung parallel Fasern,
 $K_3 = 0,5$ Strömung senkrecht Fasern).

Sie enthält das Konzept der hydraulischen Radien der Porenräume zwischen den Teilchen, die die Packung ausmachen (Faser), als die charakteristische Dimension der Kanäle. Sie sagt aus, daß der Druckverlust nicht nur proportional der Zähigkeit, der Gasgeschwindigkeit und der Filtertiefe ist, sondern auch noch von der Oberfläche pro Filtervolumenelement und Packungsdichte abhängig ist. SULLIVAN und HERTEL [2.26] fanden, daß K_1 eigentlich durch $K_2 : K_3$ ersetzt werden sollte, wobei K_2 für alle geometrisch ähnlichen Kanäle die gleichen Werte hat. Für Glasfaserfilter wurde der Wert 3,0 gefunden. K_3 ist ein Orientierungsfaktor und hat den Wert 1 für Strömung parallel zu Fasern, 0,5 für Strömung senkrecht zur Faser. BRINKMAN [2.27] zeigte, daß für $\beta < 0,12$ K_3 nicht mehr konstant ist. Somit ist dieser Ansatz für viele Faserfilter mit β im Bereich von 0,02 bis 0,10 unbrauchbar. Um zu einem besseren Ansatz zu kommen, müßte anstelle der obenerwähnten Gleichung, die den Druckverlust in einem Kanal verkörpert, ein Ansatz gefunden werden, der Effekte der Nachbarfaser analog dem Abscheidegrad berücksichtigt. LANGMUIR [2.28] hat Nachbarfasereffekte in der Weise berücksichtigt, daß er Lösungen angab, die die Kombination von Strömung parallel zur Achse der Faser und solche senkrecht dazu zuläßt. Sein modifiziertes Gesetz von D'ARCY ist Gl. (2.4.4).

$$\Delta p_F = 16 \frac{K_4 \mu V h}{D_F^2} B \Phi, \quad (2.4.4)$$

mit:

$$\frac{1}{\Phi} = 2\beta - \ln \beta - \frac{\beta^2}{2} - \frac{3}{2}, \quad (2.4.5)$$

- B Faseranordnungsfaktor,
- β Packungsdichte,
- μ Zähigkeit,
- V Gasvolumenstrom/Filterflächeneinheit,
- h Filterdicke,
- D_F Faserdurchmesser,
- K_4 Konstante.

B – meistens in der Größenordnung von 1 – ist ein Faktor, der die Anordnung der Fasern berücksichtigt. Φ ist eine Funktion von β nach Gl. (2.4.5).

Es wurde verschiedentlich schon festgestellt, daß die Reynolds-Zahl Re beim Durchströmen des Gases durch das Faserfilter stark schwankt; d. h. man befindet sich bei Berechnungen mit der Formel von KONZENY-CARMAN eventuell im Mischbereich laminarer und turbulenter Strömungen. In solchen Fällen ist die Konstante noch zusätzlich eine Funktion der Reynolds-Zahl. Diese Abhängigkeit erscheint wichtig, weil sie besonders durch Veränderungen am Filter beeinflusst werden kann, so z. B. durch die Packungsdichte. DAVIES [2.4] schreibt deshalb, daß die Gleichung von KONZENY-CARMAN nur für verhältnismäßig dichte Filter gelten kann. Außerdem ist sie nur anwendbar, wenn die einfachen Voraussetzungen ihrer Ableitung dem praktischen Filtersystem entsprechen. Diese Voraussetzungen waren bekanntlich: gleichartiges Filtermaterial, Fasern gleicher Länge und gleicher Dicke, konstante Filterdichte. Wie man allein aus

der Veränderung der Reynolds-Zahl erkennt, sind solche Verhältnisse nur schwer realisierbar. Letztlich muß doch nur durch das Experiment die Rechnung nachgeprüft und auf den jeweils vorliegenden Fall abgestimmt werden.

2.4.2 Wirkung der Staubbelastung

Wird ein Faserfilter mit staubhaltiger Luft beaufschlagt, so wird in zunehmendem Maße die Leitfähigkeit des Filters für den Gasstrom verkleinert, wobei der Druckverlust meistens zu steigen beginnt. Die Druckzunahme hängt nun sehr stark von der Art und Weise, wie sich der Staub einlagert, ab. Bei einem einfachen Sieb werden die Poren relativ bald verschmutzt, und es bildet sich eine Staubschicht, die den Druckverlust sehr rasch ansteigen läßt. In einer Filterpackung, d. h. in einem in Strömungsrichtung mehrschichtigen Faserfilter, entstehen zwischen den Fasern große Zwischenräume, in welchen sich größere Staubmengen ablagern können, bevor das Filter sich zu verstopfen und der Druckverlust merklich zu steigen beginnt.

Die Vielzahl von Möglichkeiten, wie sich Teilchen in Faserfiltern akkumulieren und ablagern können, ist bei ROWLEY und JORDAN [2.29] illustriert. Durch Druckverlustmessungen über die Filterdicke konnte die Zone der maximalen Staubakkumulation festgestellt werden. In einigen Fällen war diese Akkumulation auf der Filtereintrittsseite, in einigen Fällen im Filter innen und in anderen Fällen mehr im Gebiet der Filteraustrittsseite zu finden. Wiederum andere Filter zeigen eine ziemlich gleichmäßige Staubverteilung in Strömungsrichtung.

Die Art und Weise, wie sich ein solcher «Staubkuchen» auf einem Filter ablagert, ist sorgfältig durch STEPHAN [2.30] studiert worden. Er benutzte eigens für diesen Zweck entwickelte Instrumente zum örtlichen Messen von Luftgeschwindigkeit und Kuchenstärke. Es zeigte sich, daß Kuchenstärke und Leitfähigkeit – über die Filteroberfläche betrachtet – sowohl örtlich wie zeitlich sehr unterschiedlich sind. Das Konzept einer mittleren Filtergeschwindigkeit, einer mittleren Kuchenstärke oder einer mittleren Kuchenleitfähigkeit ist deshalb sehr irreführend. Werte, die die wirklichen Gegebenheiten charakterisieren, hängen deshalb nicht nur von der Kuchenverteilung auf der Filteroberfläche ab, sondern auch von der Reinigungsart, von der Kornfraktion des zu filternden Staubes und anderen Faktoren mehr.

Die zur Verfügung stehende Theorie über die Abhängigkeit des Druckverlustes mit zunehmender Belastung berücksichtigt diese eben angeführten Unregelmäßigkeiten nicht. Sie basiert auf der Annahme, daß die Staubakkumulation der Ablagerung gleichmäßig vor sich geht und keine Änderungen, wie sie die Filtration mit sich bringt, auftreten.

Versuchsdaten zeigen, daß im Fall der gleichmäßigen Kuchenbildung auf der Filteroberfläche die Zunahme des Widerstandes direkt proportional zur Standzeit oder

zum Gesamtgewicht der Ablagerung ist. Im Fall, wo die Staubablagerung im Filterinnern vor sich geht, wächst der Druckverlust anfänglich nur langsam – fast linear mit der Zeit –, dann immer schneller, bis das Filter ausgewechselt wird. Für den ersten Fall sind verschiedene Druckverlustansätze bekannt, für den zweiten Fall dagegen nur ein einzelner.

Der Gesamtdruckverlust eines mit Staub belasteten Filters kann in jedem Zeitpunkt als Summe aus Druckabfall des reinen Filters Δp_F und eines zusätzlichen Druckabfalles entsprechend dem im Filter akkumulierten Staub Δp_S dargestellt werden.

$$\Delta p = \Delta p_F + \Delta p_S. \quad (2.4.6)$$

Nach LANGMUIR:

$$\Delta p_F = 16 \frac{K_1 \mu V h}{D_F^2} B \Phi. \quad (2.4.7)$$

Für Δp_F kann der Ansatz aus Gl. (2.4.4) aus dem vorangehenden Abschnitt verwendet werden. Für Δp_S fand WILLIAMS [2.31] auf der Basis der Konzeny-Carman-Gleichung (2.4.2), bezogen auf die Schicht des gesammelten Staubes, die in Gl. (2.4.8) angesetzte Formel.

$$\Delta p_S = K_1 \mu V h_s S_{0_s}^2 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3}, \quad (2.4.8)$$

mit:

h_s dicke Staubschicht,
 ε Porosität des bestaubten Filters,
 S_{0_s} spezifische Filteroberfläche des bestaubten Filters,
 D_F Faserdurchmesser,
 K_1 Anordnungsfaktor, wie Gl. (1.4.5),
 V Gasvolumenstrom/Flächeneinheit,
 μ Zähigkeit,
 B Faseranordnungsfaktor,
 Φ $\Phi(\beta)$, nach Gl. (2.4.5).

h_s ist die Dicke der Staubschicht mit einer Porosität ε und zurecht gemacht für Teilchen, die eine Oberfläche pro Volumeneinheit von S_{0_s} haben. Unter der Annahme eines konstanten Aerosolvolumenstromes von gleichmäßiger gravimetrisch gemessener Konzentration C , wird h_s den Wert von Gl. (2.4.9)

$$h_s = \frac{VCt'}{\rho_T(1-\varepsilon)} \quad (2.4.9)$$

annehmen und der Ansatz für Δp_S somit in der Form von Gl. (2.4.10) erscheinen.

$$\Delta p_S = \frac{K_1 \mu S_{0_s}^2 V^2}{\rho_T} \frac{C(1-\varepsilon)t'}{\varepsilon^3}, \quad (2.4.10)$$

mit:

K_1 Anordnungsfaktor, nach Gl. (2.4.3),
 μ Zähigkeit,
 S_{0_s} spezifische Filteroberfläche der abgeschiedenen Staubteilchen,
 V Gasvolumenstrom/Filterflächeneinheit,
 C Aerosolkonzentration,
 ε Porosität der Schicht des abgeschiedenen Staubes,
 t' Zeit,
 ρ_T Teilchendichte.

Δp nimmt also linear mit der Zeit zu und verändert sich quadratisch mit der Gasmenge, sofern Δp_F proportional v ist. Δp_S ist umgekehrt proportional zum Quadrat der Teilchendurchmesser, sofern S_{0_s} proportional $1/D_T$ ist. Ein mit halber Gasmenge beaufschlagtes Filter besitzt also vierfache Lebensdauer.

Infolge der großen Schwierigkeit, ε und S_{0_s} zu messen, konnte der experimentelle Nachweis der Gl. (2.4.10) nur auf die Wirkung von C , V , t' und begrenzt erfolgen. WILLIAMS faßte alle Koeffizienten, ausgenommen C , V und t' , in einen Gesamtwiderstandskoeffizienten. Es wurde gefunden, daß dieser mit der Natur und dem Durchmesser der Teilchen zusammenhängt. Hochtemperaturversuche von SNYDER und PRING [2.32] zeigten die Proportionalität von Δp_S zu μ . Sie fanden auch, daß sich die Staubsammlung im Filter nicht in Form einer gleichmäßigen Staubschicht, wie WILLIAMS angenommen hat, vollzieht, und daß möglicherweise die Staubteilchen während der zunehmenden Belastung gelegentlich sich etwas verschieben.

Der von THOMAS [2.33] abgeleitete Ansatz Gl. (2.4.11)

$$t' = \frac{\ln \frac{\Delta p}{\Delta p_F}}{K_6 C V^{0.5}}, \quad (2.4.11)$$

oder:

$$\Delta p = \Delta p_F e^{K_6 C V^{0.5} t'}, \quad (2.4.12)$$

mit:

Δp Druckverlust des bestaubten Filters,
 Δp_F Druckverlust des reinen Filters,
 K_6 Filterkonstante,
 C Aerosolkonzentration,
 V Gasvolumenstrom/Filterflächeneinheit,
 t' Zeit,

weist keine theoretische Grundlage auf und ist aufgrund von Versuchen rein empirisch gefunden worden. Gl. (2.4.12) unterscheidet sich dadurch von den früheren Ansätzen, daß Δp_S nicht direkt proportional zur Zeit t' ist. Dieser Ansatz kommt zweifellos dem zeitlichen Verhalten der den Filterkuchen bestimmenden Größen unter Berücksichtigung ihres zeitlichen Wechsels entgegen. Diese Darstellungsart kann auch in Beziehung zur heterogenen Natur eines natürlichen Aerosols sein.

2.5 Filterkriterien und Filterstandzeit

Ein gelegentlich verwendetes Kriterium für die Eigenschaft eines Filters ist die in Gl. (2.5.1) dargestellte Gütezahl GZ_F .

$$GZ_F = \frac{-\ln \left(\frac{C_2}{C_1} \right)}{\Delta p}, \quad (2.5.1)$$

oder für ein reines Filter:

$$GZ_{FR} = \frac{\eta_{\text{eff}} D_F}{\mu V} \frac{\ln K_5 \beta - 0.5}{K_4}, \quad (2.5.2)$$

mit:

Δp Druckverlust des bestaubten Filters,
 C_1, C_2 Aerosolkonzentration Roh- bzw. Reingas
 η_{eff} wirklicher Abscheidegrad des Faserfilters,
 D_F Faserdurchmesser
 β Packungsdichte,
 μ Zähigkeit,
 V Volumenstrom/Filterflächeneinheit,
 K_4, K_5 Filterkonstante.

Je größer GZ_F ist, um so wirksamer wird pro Druckverlusteinheit Staub im Filter abgeschieden. Für ein reines Filter kann GZ_{FR} unter Verwendung von Gl. (2.4.2) in der Form von Gl. (2.5.2) angeschrieben werden. Berücksichtigt man den Zusammenhang zwischen η und η_{eff} (siehe Abschnitt 2.2.2), so kann aus dieser Gleichung folgende Schlußfolgerung gezogen werden:

Für konstante Werte von D_F , D_T und V : je tiefer der Wert von β ist, um so höher wird die Gütekennziffer GZ_{FR} .

Für konstante D_T , v und β : bei kleinen Geschwindigkeiten ist der Diffusionseffekt wichtig. Je größer der Faserdurchmesser D_F , um so höhere Werte ergeben sich für GZ_{FR} .

Bei hohen Geschwindigkeiten wird der Trägheitseffekt wichtig, und die Gütekennziffer GZ_{FR} ist im wesentlichen unabhängig vom Faserdurchmesser D_F . Bei mittleren Geschwindigkeiten tritt der Sperrereffekt in den Vordergrund, und es zeigt sich: Je kleiner der Faserdurchmesser ist, um so größer wird die Gütekennziffer GZ_{FR} .

Für konstante D_F , D_T und η_{eff} : Die Gütekennziffer GZ_{FR} fällt vorerst, bleibt dann etwa konstant und nimmt schließlich mit zunehmendem Volumenstrom zu.

Für konstante D_F , V und μ : Für große Werte von V nimmt GZ_{FR} mit zunehmendem Teilchendurchmesser D_T zu. Für mittlere Werte von v bleibt GZ_{FR} angenähert konstant. Für hohe Werte von V nimmt GZ_{FR} mit abnehmendem Teilchendurchmesser D_T zu.

Dies sind wirklich keine quantitativ theoretischen Methoden, die uns erlauben würden, die Standzeit oder etwa die optimale Einsatzzeit eines Faserfilters vorauszusagen. Die Versuche von ROWLEY und JORDAN [2.3.4] zeigen z. B., daß η_{eff} über längere Zeit konstant bleibt, auch nachdem der Druckabfall Δp bereits zu steigen begonnen hat. Wenn der Druckverlust stärker zunimmt als die Durchlässigkeit, dann beginnt die Gütezahl rasch zu fallen. An diesem Punkt wäre eine gewisse optimale Lebensdauer erreicht, bei der das Filter ausgewechselt werden müßte. Dieser Punkt kann jedoch nur durch Versuche unter Betriebsbedingungen bestimmt werden.

3 Schlußbetrachtung

Die in den vorangegangenen Abschnitten dargelegten Grundlagen sind mit Hilfe eines vereinfachten Filtermodells durchgeführt worden. Trotzdem zeigt sich eine durchaus brauchbare Übereinstimmung von Theorie und Experiment bei der Behandlung von Abscheidegrad und

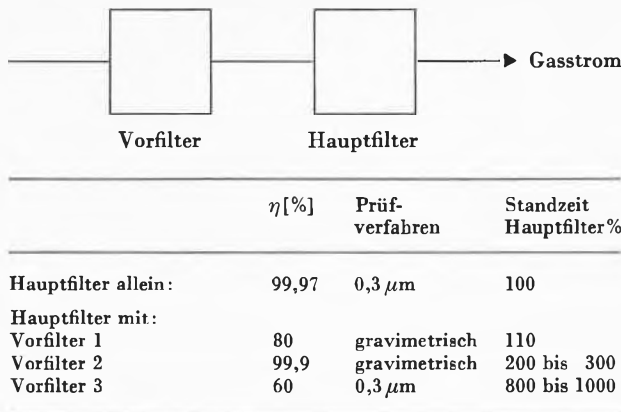


Abb. 3.1. Einfluß des Vorfilters auf die Standzeit des Hauptfilters

Druckverlust beim reinen Filter. Geht es dagegen um die Bestimmung der Lebensdauer eines Filters, so sind wir infolge der heterogenen Natur der meisten Gasverunreinigungen und dem entsprechend komplexen Staubaufbau im Filter auf Versuche oder Erfahrungswerte angewiesen. Die Lebensdauer oder Standzeit eines Filters wird wesentlich durch Gasgeschwindigkeit und -zustand, Schwebstoffkonzentration, Zusammensetzung, Leistung des Vorfilters und zulässigen Enddruckverlust beeinflusst. Sie bestimmt wesentlich die Betriebskosten. Sie zu kennen, ist daher ebenso wichtig wie die Kenntnis der Anschaffungskosten. Wenn es auch nicht möglich ist, in jedem Fall die Standzeit richtig zu bestimmen, so liegen bei den verschiedenen Filtertypen und Materialien doch viele Erfahrungs- und Versuchswerte vor.

So kann z. B. die Abhängigkeit «Druckanstieg durch Verschmutzung des Filters proportional Luftstrom pro Filterfläche im Quadrat» unter sonst gleichen Bedingungen als experimentell einigermaßen gesichert gelten.

Weiter zeigt Abb. 3.1, daß eine merkliche Standzeitverlängerung eines Hauptfilters nur dann erreicht wird, wenn der Abscheidegrad des Vorfilters nicht wesentlich unter demjenigen des Hauptfilters liegt. Vorfilter 1 mit nur 80% gravimetrischem Abscheidegrad bringt für einen Hauptfilter mit 99,97% Abscheidegrad für 0,3 μm Teilchen praktisch keine Standzeitverlängerung. Hingegen

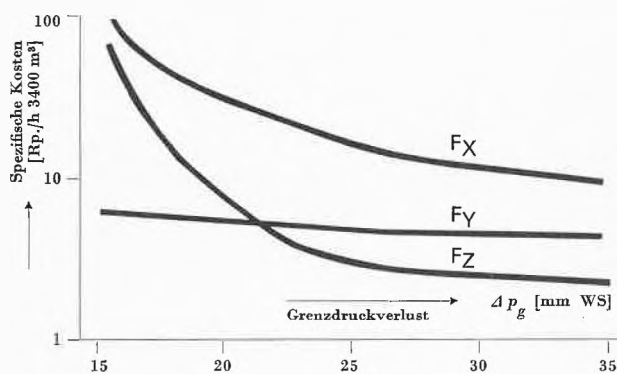


Abb. 3.2. Einfluß Grenzdrukverlust auf spezifische Filterkosten

zeigt Vorfilter 3 mit einem Abscheidegrad für 0,3- μm -Teilchen von 60% eine Standzeitverlängerung des Hauptfilters von 800 bis 1000%.

Abschließend soll in einem weiteren Beispiel der Einfluß des End- oder Grenzdrukverlustes auf die spezifischen Filterkosten gezeigt werden (Abb. 3.2). Unter spezifischen Kosten versteht man die Kosten – Anschaffung und Betriebskosten – pro Stunde pro z. B. 3400 m³ filtriertes Gas. Es werden 3 Filter F_X , F_Y und F_Z mit gleichem Abscheidegrad miteinander verglichen. Es zeigt sich nun, daß je nach gewähltem Grenzdrukverlust das Filter F_Y oder F_Z die tiefsten Werte aufweist. Das Filter F_X weist in jedem Fall den teuersten Betrieb auf.

Literaturverzeichnis

- 1.1 *Engineering Report; Removal of Particulate Matter from Gaseous Wastes*, American Petroleum Institute, 1961.
- 2.1 CHEN, *Chem. Rev.* 55 (1955) 595–623.
- 2.2 FRIEDLANDER, *Amer. Ing. Chem. Eng. J.* 3 (1957) 43.
- 2.3 ALBRECHT, *Physik. Z.* 32 (1931) 48.
- 2.4 DAVIES, *Proc. Inst. Mech. Eng.* (London) 1952, 1B185.
- 2.5 LANDAHL und HERRMANN, *J. Colloid Sci.* 4 (1949) 103–36.
- 2.6 LANGMUIR und BLODGETT, *Report No. R.L.225*, General Electric Research Laboratory, Schenectady (N. Y.) 1944.
- 2.7 SELL, *Forsch. Gebiete Ingenieurwes. Forschungsheft* 22 (August 1931) 347–51.
- 2.8 STAIRMAND, *Trans. Inst. Chem. Eng.* (London) 28 (1950) 130.
- 2.9 LAMB, *Hydrodynamik*, 6. Ausgabe, S.614, Cambridge University Press, London 1932.
- 2.10 KRAEMER und JOHNSTONE, *Ind. Eng. Chem.* 47 (1955) 2426–34.
- 2.11 SILVERMAN, *Air Repair* 4 (Februar 1955) 189.
- 2.12 WANG und RANG, *J. Appl. Physics* 26 (1955) 244–9, 27 (1956) 161–9.
- 2.13 RAMSKILL und ANDERSON, *J. Colloid Sci.* 6 (1951) 416–28.
- 2.14 THOMAS und YODER, *USA Energy Comm. TID 7513*, Pt. 1 (1956) 107–13.
- 2.15 HUMPHREY und GADEN, *Ing. Eng. Chem.* 47 (1955) 924–30.
- 2.16 THOMAS, *Inst. Heat. Ventil. Eng.* 20 (May 1952) 35–69.
- 2.17 GILLESPIE, *J. Colloid Sci.* 10 (1955) 299–313.
- 2.18 SILVERMAN, CONNERS und ANDERSON, *Ind. Eng. Chem.* 47 (1952) 277–83.
- 2.19 GOYER, GRUEN und LA MER, *J. Physic. Chem.* 58 (1954) 137–42.
- 2.20 WHITBY, *ASHRAE J.* 1965 (September) 56–64.
- 2.21 HASENCLEVER, *Staub-Reinhalt. Luft* 26 (Juli 1966) 289–98.
- 2.22 GILLESPIE, *J. Colloid Sci.* 10 (1955) 266–80.
- 2.23 LÖFFLER, *Dissertation* 1965, TH Karlsruhe.
- 2.24 REINHARD, *Textile Res. J.* 17 (1947) 167.
- 2.25 ERGUN, *Chem. Eng. Progr.* 48 (1952) 89–94.
- 2.26 SULLIVAN und HERTEL, *Advances Colloid Sci.* I (1942) 37.
- 2.27 BRINKMAN, *Appl. Sci. Res. A1* (1949) 27.
- 2.28 LANGMUIR, *U. S. Office Sci. Res. Development No. 865, Part 4* (Oktober 1942).
- 2.29 ROWLEY und JORDAN, *Heat. Pip. Air Condition.* 21 (Dezember 1949) 105–13.
- 2.30 STEPHAN, WABL und HERRICK, *Paper Presented at the Animal Meeting of the American Industrial Hygien Association* (April 1959).
- 2.31 WILLIAMS, HATCH und GREENBURG, *Heat. Pip. Air Condition.* 12 (April 1940) 259–63.
- 2.32 SNYDER und PRING, *Ind. Eng. Chem.* 47 (1955) 960–5.
- 2.33 THOMAS, *J. Inst. Heat. Ventil. Eng.* 20 (Mai 1952) 35–69.
- 2.34 ROWLEY und JORDAN, *Trans. Amer. Soc. Heat. Ventil. Eng.* 44 (1938) 415–38.