



Johannes Steininger, BSc.

Charakterisierung und Modellierung von Abreinigungsmechanismen in der Schlauchfilterreinigung

MASTERARBEIT

zur Erlangung des akademischen Grades

Diplom-Ingenieur

Masterstudium Verfahrenstechnik

eingereicht an der

Technischen Universität Graz

Betreuer

Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Gernot Krammer

Institut für Prozess- und Partikeltechnik

EIDESSTATTLICHE ERKLÄRUNG

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel nicht benutzt, und die den benutzten Quellen wörtlich und inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe. Das in TUGRAZonline hochgeladene Textdokument ist mit der vorliegenden Masterarbeit identisch.

Datum

Unterschrift

Danksagung

Als Erstes möchte ich meinem Betreuer Prof. Gernot Krammer danken. Die Betreuung von Prof. Krammer war wahrscheinlich die Beste, die ich bis jetzt je erfahren habe. Er hatte immer ein offenes Ohr für meine Ideen und gab mir viel Gestaltungsspielraum. Andererseits war es ihm ein wichtiges Anliegen, dass ich von Woche zu Woche meine Arbeit vorantreibe und motivierte mich gegen Ende hin noch weitere Anstrengungen zu unternehmen, um dieser Arbeit den letzten Schliff zu geben.

Ich danke der Firma ANDRITZ Energy & Environment GmbH, durch deren Kooperation diese Diplomarbeit überhaupt erst zustande gekommen ist. Mein Dank gilt auch Herrn Dipl.-Ing. Dr. Harald Reissner, der immer ein offenes Ohr für mich hatte und mir letztendlich auch diese Diplomarbeit ermöglichte. Herrn Dipl.-Ing. Martin Koller möchte ich dafür danken, dass er sich stets Zeit für mich nahm und mir immer zur Seite stand, wenn ich ein Anliegen hatte. Auch Herrn Dipl.-Ing. Heinrich Bsteh, der sich immer bemühte mich mit Daten, Erkenntnissen und Literatur aus der Firma zu versorgen, möchte ich meinen Dank aussprechen.

Ich bedanke mich bei Frau Mag. Christine Janusch für das äußerst kompetente Korrekturlesen.

Schlussendlich möchte ich meinen Eltern für die liebevolle Unterstützung in der Zeit meiner Ausbildung danken, die diese Arbeit erst möglich machte.

Zusammenfassung

Schlauchfilter werden eingesetzt, um Partikel aus einem Trägergas zu entfernen. Sie finden vor allem dort Verwendung, wo höchste Abscheidungsraten benötigt werden. Dabei ist der Trend zu beobachten, dass die Filterschläuche immer länger werden und heute bereits schon in 10 bzw. 12 m Länge ausgeführt werden. Die optimale Abreinigung immer länger werdender Filterschläuche ist daher von großem Interesse.

Die Abreinigung von Schlauchfiltern mit dem Pulse-Jet-Verfahren ist ein komplexer Vorgang. Ein Druckluftpuls wird vom Drucklufttank über ein Blasrohr in den jeweiligen Filterschlauch eingeleitet. Dabei bläht sich der Schlauch auf, sodass der Filterkuchen vom Filtertuch abplatzt. Literaturrecherchen zeigen, dass vor allem der maximale Abreinigungsdruck p_{max} und die Druckanstiegsgeschwindigkeit $\frac{dp}{dt}$ ausschlaggebend für die Abreinigung des Filterschlauchs sind. Die Druckluftmenge spielt bei der Abreinigung nur eine untergeordnete Rolle.

Für ein besseres Verständnis der Abreinigung ist die Beschreibung des Abreinigungsdrucks über die gesamte Schlauchlänge essentiell. BINNIG et al. [24] liefern ein Modell, das die Druckeinbringung im Filterschlaucheintritt über dimensionslose Kennzahlen beschreibt, in Abhängigkeit von Betriebsparametern und geometrischen Größen. Das Modell von TSAI et al. [21] kann den durch die Druckeinbringung resultierenden Druckverlauf im Schlauch simulieren. Beide Modelle sind durch Versuchsdaten [17] der Firma ANDRITZ Energy & Environment und Literaturdaten [22] validiert.

Der Überdruck im Schlauch sorgt dafür, dass das Filtertuch nach außen beschleunigt. ALLEN et al. [13] liefern ein Modell, das eine Filtertuchbeschleunigung in Abhängigkeit des Drucks berechnet. Diese Filtertuchbeschleunigung kann herangezogen werden, um die resultierenden Kräfte, die auf den Filterkuchen wirken, zu berechnen. Welche Kräfte benötigt werden, um Staub vom Filtertuch abzulösen, wird hier nicht behandelt, sondern es werden nur grobe Richtwerte, nämlich ein notwendiger maximaler Druck von zumindest 300 bis 400 Pa, zitiert.

Mit den hier vorgestellten Modellen ([24], [21]) und Literaturdaten ([6]) sind jedoch Aussagen bezüglich des Abreinigungsverhaltens zu machen. Simulationen der ANDRITZ Filteranlagen zeigen, dass demnach 8 m lange Schläuche ausreichend gut abgereinigt werden. Es kommt jedoch zu Problemen bei 10 und 12 m langen Schläuchen, wenn der Tankdruck bei 5 bar oder geringer gehalten wird. Mittels des Konzepts von BINNIG et al. [24] wird ein Vorschlag präsentiert, wie man lediglich durch Veränderung der Geometrien der Filteranlage, wie zum Beispiel die Vergrößerung des Düsendurchmessers und die Vergrößerung des Schlauchdurchmessers, auch 10 und 12 m lange Schläuche zufriedenstellend abreinigen kann.

Abstract

Bag filters are used to remove particles from gas streams, especially when highest cleaning efficiencies are needed. Over the years a trend can be observed that the length of filter bags tends to become longer and today some of them are already manufactured in lengths of 10 to 12 m lengths. The optimal cleaning of these bags is of great interest.

The cleaning of bag filters with the pulse-jet method is a complex process. Pressurized air is led from the pressure tank through a blow pipe to the filter bag. The bag expands so that the dust cake is cleaned off the filter. In literature the maximum cleaning pressure p_{max} and the pressure gradient $\frac{dp}{dt}$ are reported to be the major driving forces behind the cleaning process. The amount of pressurized air plays a minor role in the cleaning process.

For a better understanding of the cleaning process the prediction of the cleaning pressure over the whole bag length is essential. BINNIG et al. [24] deliver a model based upon dimensionless numbers that simulates the pressure insertion in the bag inlet area in dependence of process parameters and geometric parameters. The model of TSAI et al. [21] is capable of simulating the resulting pressure distribution within the bag. Both models are validated through experimental data [17] from ANDRITZ Energy & Environment and literature [22].

The cleaning pressure within the bag is responsible for the acceleration of the filter cloth outwards. ALLEN et al. [13] deliver a model that calculates the filter cloth acceleration in dependence of the cleaning pressure. This filter cloth acceleration is used to calculate the resulting force acting on the filter cake. The needed force to clean the dust from the filter is not discussed in this work. Only reference values, like a pressure along the bag of 300 to 400 Pa, are cited.

It is possible to make predictions with respect to the cleaning behavior based upon the presented models ([24], [21]) and literature data ([6]). Simulations of the ANDRITZ filter plants show that 8 m long bag filters can be cleaned easily. Problems may arise with 10 and 12 m long filter bags as long when the tank pressure is below 5 bars. By means of BINNIG et al.'s [24] model new filter plant geometries, such as an increase of nozzle diameter and bag diameter respectively, are proposed where 10 and 12 m long bags can be cleaned efficiently without altering process parameters.

Inhaltsverzeichnis

1.	Problemstellung bei der Abreinigung von Schlauchfiltern	1
2.	Schlauchfilter und das Pulse-Jet-Reinigungsverfahren	2
2.1.	Prinzipieller Aufbau	2
2.2.	Abscheidemechanismus	3
2.3.	Druckverlust	4
2.4.	Pulse-Jet-Abreinigung	5
3.	Abreinigungsmechanismen und Einflussgrößen	6
3.1.	Untersuchungen von SIMON et al. [12]	7
3.1.1.	Düsendurchmesser und Düsenabstand	10
3.1.2.	Filtrationsgeschwindigkeit und Staubbelastung	12
3.1.3.	Tankdruck	12
3.1.4.	Ventilöffnungszeit	13
3.2.	Zusammenfassung	15
4.	Darstellung des ANDRITZ-Teststands und bisherige Versuchsergebnisse	16
4.1.	Prinzipieller Versuchsaufbau	16
4.2.	Bisherige Ergebnisse	17
4.2.1.	Tankdruck	17
4.2.2.	Ventilöffnungszeit	18
4.2.3.	Düsenabstand zum Schlauch	19
4.2.4.	Position des Filterschlauchs am Blasrohr	19
4.2.5.	Luftdurchlässigkeit	20
5.	Abschätzung der Druckluftmenge	21
6.	Berechnung des axialen Druckverlaufs im Filterschlauch	28
6.1.	Modellierung	28
6.2.	Anfangswert und Randbedingungen	30
6.3.	Nähere Betrachtung der Differentialgleichung	30
6.4.	Vergleich mit Messdaten aus der Literatur	34
6.5.	Vergleich mit ANDRITZ-Teststand Messdaten	39
6.6.	Abhängigkeit des Reibungsfaktors	42
6.7.	Anwendbarkeit des Modells	42

7.	Dimensionsanalyse der Filterabreinigung	44
7.1.	Grundlagen.....	44
7.2.	Datenregression	45
7.2.1.	Gemittelter Schlauchdruck.....	45
7.2.2.	Regression der Druckdaten im Schlauch Eintrittsbereich	47
7.2.3.	Blasrohrposition.....	48
7.3.	Beurteilung zugrunde liegender Annahmen.....	49
7.3.1.	Filterpermeabilität.....	49
7.3.2.	Düsenabstand.....	49
7.3.3.	Ventilöffnungszeit.....	50
7.4.	Anwendbarkeit der Korrelation.....	50
8.	Berechnung der Filtertuchbeschleunigung.....	51
8.1.	Grundlagen und Modellierung.....	51
8.2.	Berechnungen.....	56
8.3.	Anwendung auf die ANDRITZ-Teststand Messdaten.....	58
8.4.	Limitierungen.....	60
8.5.	Optimierungsmöglichkeiten des Schlauchfilters.....	61
9.	Kohäsions- und Adhäsionskräfte Modelle für den Filterkuchen.....	62
10.	Fallstudien	72
10.1.	Analyse des Abreinigungsverhaltens des ANDRITZ Teststands.....	72
10.1.1.	Vorgehensweise	72
10.1.2.	Ergebnisse.....	73
10.2.	Regression des Längeneinflusses.....	77
10.3.	Optimierung des Schlauchfilters	79
10.4.	Einfluss der Ventilöffnungszeit auf den Abreinigungsdruck.....	83
10.5.	Nähere Analyse der Abreinigungsgrenzwerte	86
11.	Zusammenfassende Diskussion und Schlussfolgerung.....	88
12.	Ausblick.....	90
	Abkürzungsverzeichnis	92
	Symbolverzeichnis	93
	Literatur.....	99

1. Problemstellung bei der Abreinigung von Schlauchfiltern

Schlauchfilter werden in industriellen Prozessen eingesetzt, um Partikel aus einem Trägergas zu entfernen. Sie werden vor allem dort eingesetzt, wo besonders hohe Staubabscheideraten benötigt werden. Durch striktere Auflagen neuer Emissionsgesetze kommen jetzt auch in Kohlekraftwerken immer mehr Schlauchfilter zum Einsatz [1]. Dabei gilt es, die Flugasche aus sehr großen Rauchgasmengen abzuscheiden. Eine effiziente Filterbetriebsweise lässt sich in einem oft experimentell bestimmten oder auf Erfahrungen basierenden engen Betriebsbereich realisieren, der durch die sogenannte spezifische Ausströmgeschwindigkeit, d.h. das Verhältnis der Rauchgasmenge zur Filterfläche, bestimmt ist. Hohe Rauchgasmengen erfordern demnach große Filterflächen, die möglichst kompakt, aber strömungstechnisch vorteilhaft, in einem Filterapparat unterzubringen sind. Dabei ist der Trend zu beobachten, dass die Filterschläuche immer länger werden und heute bereits schon in 10 bzw. 12 m Länge ausgeführt werden [2], [3].

Die optimale Abreinigung immer länger werdender Filterschläuche ist von großem Interesse [9]: Unvollständig gereinigte Filterschläuche erhöhen den Druckverlust über die Schlauchfilteranlage und damit den Energieverbrauch [4]. Zu dem erhöht sich das Risiko, dass die Filteranlage bei unzureichender Abreinigung in einen instabilen Betriebszustand fällt, bei der der Druckverlust trotz Abreinigung unaufhörlich steigt, bis es zu einer außerplanmäßigen Abschaltung kommt.

Als gängigstes Abreinigungsverfahren hat sich das Pulse-Jet-Verfahren etabliert [5]. Beim Pulse-Jet-Verfahren wird aus einem Drucklufttank über ein Verteilerrohr ein Druckstoß in den jeweiligen Filterschlauch gepulst. Dieser Druckstoß dauert nur einige zehntel Sekunden, reicht jedoch aus, damit sich der Filterschlauch aufbläht und der Filterkuchen, der sich auf der Oberfläche gebildet hat, abfällt [6]. Die Auslegung des Filters basiert heute noch immer vorwiegend auf Erfahrungswerten und kaum auf wissenschaftlich fundierten Erkenntnissen.

Ziel dieser Diplomarbeit ist es, die Abreinigungsmechanismen von Schlauchfiltern besser zu verstehen. So werden verschiedenste Modelle behandelt, die das Abreinigungsverhalten vorhersagen könnten. Diese werden mit dem von der Firma ANDRITZ Energy & Environment GmbH zur Verfügung gestellten Teststand überprüft. Schlussendlich soll mit dem dabei gewonnenen Wissen ein einfaches Werkzeug entwickelt werden, das der Auslegung und Optimierung von Schlauchfilteranlagen dient.

2. Schlauchfilter und das Pulse-Jet-Reinigungsverfahren

Die folgende Beschreibung des Puls-Jet-Reinigungsverfahrens basiert auf den Erkenntnissen von J. SIEVERT [6].

2.1. Prinzipieller Aufbau

In Abbildung 2-1 ist das Prinzip des Schlauchfilters dargestellt: Staubbeladenes Rohgas strömt in das Filtergehäuse ein und durchdringt den üblicherweise aus Fasern aufgebauten Filterschlauch. Durch verschiedene Abscheidemechanismen tritt das gereinigte Gas auf die Reingasseite, während der Staub als Filterkuchen auf dem Schlauch zurückbleibt. Damit die Filterschläuche nicht kollabieren, sind sie auf einen Drahtstützkorb gezogen.

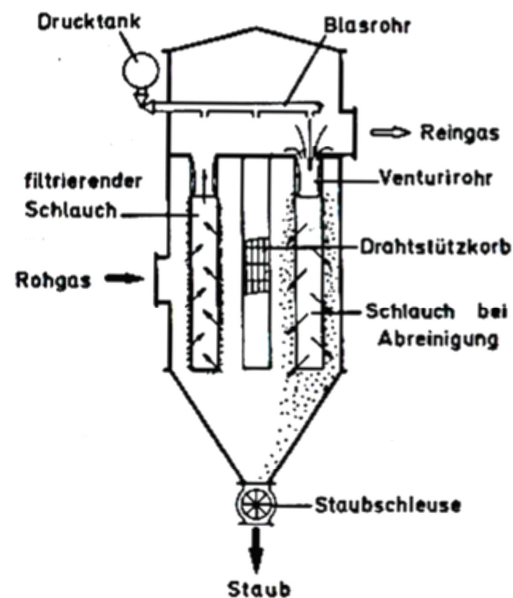


Abbildung 2-1: Skizze einer Schlauchfilteranlage mit Pulse-Jet-Reinigung [6]

Bei der Pulse-Jet-Abreinigung wird ein Druckpuls ($\sim 0,3$ s) vom Drucktank über ein Verteilerrohr in einen Filterschlauch eingebracht. Dadurch baut sich im Inneren des Filterschlauchs ein Überdruck auf, der zum einen die Strömung im Schlauch umkehrt und zum anderen das Filtertuch aufbläht, sodass Staubpartikel bzw. Staubschichten abgeworfen werden. Die genauen Vorgänge, die sich bei der Abreinigung abspielen, sind komplex und werden im Kapitel 3 genauer behandelt. Die Häufigkeit der Abreinigung wird einerseits vom Zustand des Rohgases (z.B. Durchsatz, Staubbelastung, physikalische und chemische Eigenschaften der Staubpartikel) und andererseits von der Betriebsweise der Filteranlage bestimmt. So können Abreinigungen alle paar Minuten oder sogar alle halben Stunden stattfinden. Wie oft abgereinigt wird, hängt von verschiedenen Faktoren ab, wie zum Beispiel von den physikalisch - chemischen Eigenschaften des Staubs sowie der

Partikelkonzentration im Rohgas oder der Filtrationsgeschwindigkeit. Ein großer Vorteil der Pulse-Jet-Abreinigung ist, dass sie sehr schnell abläuft, wodurch eine periodische Abreinigung einen ansonsten kontinuierlichen Gesamtprozess nur unmaßgeblich beeinflusst. Weiters können einzelne Schläuche abgereinigt werden, sodass der gesamte Filter nicht aus dem Filtrationsprozess genommen werden muss. Diese Art der Betriebsweise nennt man „on-line“ Abreinigung und ist die übliche Betriebsweise bei der Pulse-Jet-Reinigung.

Im Gegensatz zur „on-line“ Reinigung muss bei der „off-line“ Reinigung die Filterkammer aus dem Rohgasstrom genommen werden. Das ist gängig bei anderen Abreinigungsverfahren (z.B. Rütteln, Niederdruckspülen), kann aber auch bei der Pulse-Jet Reinigung vorkommen, wenn der Staub nur sehr langsam sedimentiert. Bei sehr niedrigen Sedimentationsgeschwindigkeiten kann es zu einer Wiedieranlagerung des Staubs kommen und macht somit die Puls-Jet-Abreinigung ineffektiv.

2.2. Abscheidemechanismus

Die Staubabscheidung geschieht bei der Durchströmung des Filterschlauchs mit Rohgas, wobei der Staub im und vor allem am Schlauch zurückgehalten wird. Filterschläuche sind meist nicht gewebte Stoffe, sondern genadelte Filze oder Vliese, die aus Kunststofffasern (z.B. PE; PP, PTFE) bestehen. Die Filtertücher sind in ihrer Struktur porös und ähneln einer Fasermatte [7], [8].

Die Partikelabscheidung geschieht über zwei Abscheidemechanismen: Zuerst lagert sich der Staub im Inneren, also an den Fasern, des Filtermediums ab. Dann, mit zunehmender Filtrationszeit, bilden sich immer größere Staubschichten an der äußeren Oberfläche des Filtertuchs. Dadurch verlagert sich die Abscheidung vom Filtertuch zu den äußeren Staubschichten. Nun übernimmt der Filterkuchen die Abscheidung des Staubs.

Mit dicker werdendem Filterkuchen wird die Partikelkonzentration im Reingasstrom kleiner, da die Filterwirkung des Kuchens zunimmt. Jedoch erhöht sich dadurch zwangsläufig auch der Differenzdruck über die Filteranlage. Wie sehr sich die Abreinigung verbessert, wird in Abbildung 2-2 ersichtlich. Dabei ist der Partikeltrenngrad über den Partikeldurchmesser bei verschiedenen Staubbeladungen aufgetragen. Je kleiner der Partikeldurchmesser, desto schlechter kann dieses Partikel abgeschieden werden. Filtertücher mit sehr geringer Staubbeladung weisen deshalb schlechte Trenngrade im Submikronbereich auf. Je größer die Staubbeladung des Filtertuchs, desto besser wird diese Trennleistung in diesem Bereich. Bei 95 g/m² zeigt sich ein sehr hoher Trenngrad über den gesamten Staubkorngrößenbereich.

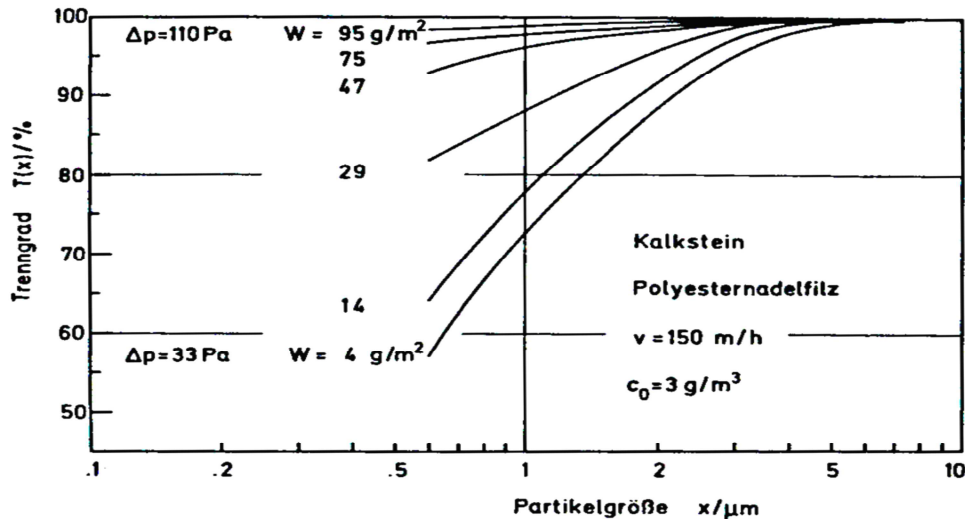


Abbildung 2-2: Trenngrad bei verschiedenen Staubbelastungen des Filtertuchs [6]

2.3. Druckverlust

Eine wirtschaftlich und prozesstechnisch wichtige Größe ist der Druckverlust über die Filteranlage. Ein hoher Druckverlust ist gleichbedeutend mit Energiekosten. Weiters ist die Betriebssicherheit ein wichtiges Kriterium: So können schlecht abgereinigte Schläuche zu Betriebsstörungen der Filteranlage führen. Abbildung 2-3 veranschaulicht den Differenzdruckverlauf während des Filtrationsbetriebs. Der Druckverlust Δp steigt an, bis er bei einem Maximaldruck oder nach einer festgelegten Zeit automatisch abgereinigt wird. Nach dem Abreinigen fällt der Druckverlust ab auf Δp_r , erreicht jedoch nicht den Ursprungswert Δp_0 , da sich Staub in das Filtertuch eingelagert hat und damit den Druckverlust erhöht. Mit fortschreitender Filtrationsdauer steigt der Druckverlust wegen des wachsenden Filterkuchens und wird dann wieder nach einer gewissen Zeit oder einem gewissen Maximaldruck abgereinigt.

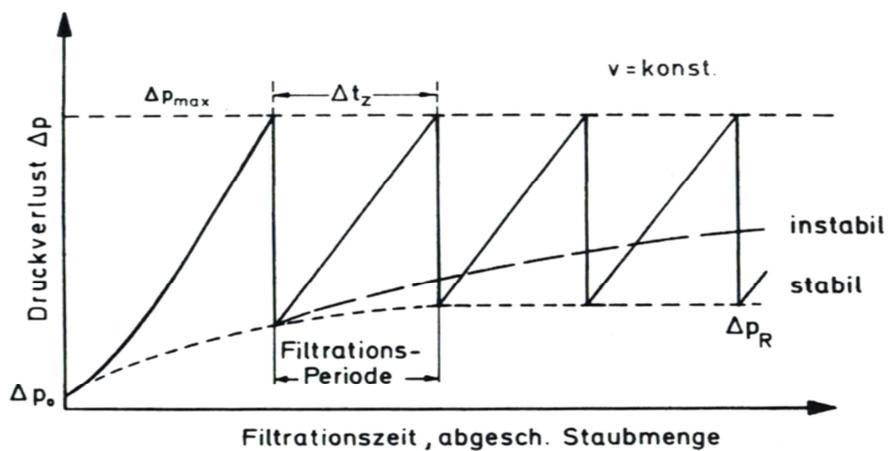


Abbildung 2-3: Zeitliche Darstellung des Druckverlusts [6]

Unzureichende Abreinigung kann dazu führen, dass der Filter aus einem stabilen in einen instabilen Betrieb fällt. Dabei steigt Δp_r nach jedem Reinigungszyklus. Dadurch erhöht sich zum einen der Energieverbrauch, zum anderen kann es in Ausnahmefällen zur kompletten Verstopfung der Anlage kommen und damit zu einem Betriebsausfall. Deshalb sollte der Restdruck Δp_r niedrig und jedenfalls konstant gehalten werden.

2.4. Pulse-Jet-Abreinigung

Wenn der Maximaldruck im Filter erreicht wird, kommt es zur Abreinigung. Dabei wird ein Druckluftpuls von kurzer Dauer ($\approx 0,3$ s) in die Filterschläuche eingeleitet. Durch den dadurch induzierten Überdruck wird die Strömungsrichtung umgekehrt und das Filtertuch wölbt sich schlagartig nach außen. Abbildung 2-4 veranschaulicht, was während der Abreinigung passiert. Durch das Aufblähen des Schlauchs beschleunigt das Filtertuch von innen nach außen und reißt damit den Staub vom Filtertuch. Der Übergang von einer konkaven zu einer konvexen Stellung wird auch Girlandeneffekt genannt. Nachdem der Überdruck wieder abgebaut ist, fällt das Filtertuch wieder auf den Stützkorb zurück und die Strömung geht wieder in Richtung von der Roh- auf die Reingasseite.

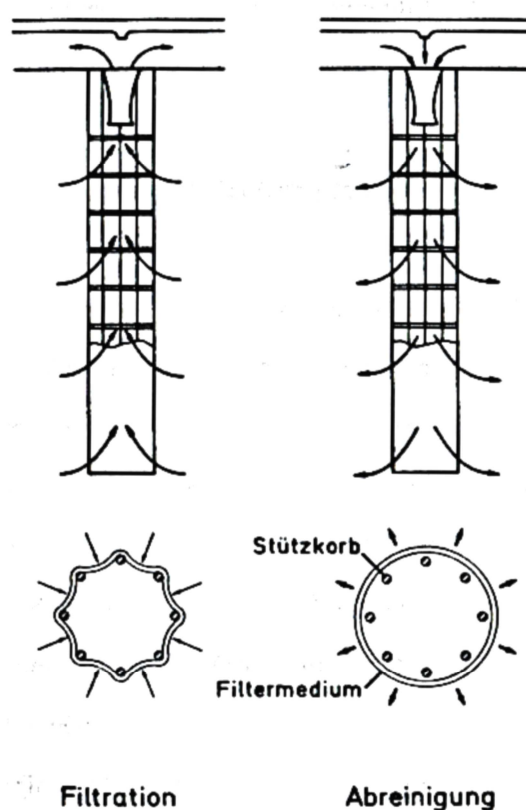


Abbildung 2-4: Schlauch in Filtrations- und Abreinigungsstellung [6]

3. Abreinigungsmechanismen und Einflussgrößen

SIEVERT [6] stellt folgende Modellvorstellung vor: Durch den rapiden Druckaufbau im Schlauch kommt es zu großen Beschleunigungskräften, während das Filtertuch von der konkaven in die konvexe Stellung schnellt. Das Filtertuch wird nach Erreichen der maximalen Ausdehnung über die Tuchsteifigkeit abgebremst. Durch die resultierenden Trägheitskräfte wird der angelagerte Staub vom Filtertuch geschleudert. Das wird von einer Vielzahl von Autoren als Hauptmechanismus der Pulse-Jet-Abreinigung genannt [9], [10], [11].

Der Druckluftmenge wird nur eine untergeordnete Bedeutung beigemessen. Versuche haben gezeigt, dass für eine Partikelablösung vom Filtertuch relativ hohe Strömungsgeschwindigkeiten notwendig sind, d.h. hohe Gasdurchsätze. Derartige Spülluftgeschwindigkeiten werden bei der Pulse-Jet-Reinigung nicht erreicht. Weitere Untersuchungen [9] haben gezeigt, dass die Erhöhung der Spülluftmenge einen geringen Einfluss auf die Abreinigung hat. Somit wird der Abreinigungseffekt aufgrund von Spülluft vernachlässigt.

LÖFFLER [2] teilt die Abreinigung eines Schlauchfilters in drei Phasen ein:

1. Spontanes Aufblähen des Filterschlauchs durch den Druckluftanstieg $\frac{dp}{dt}$
2. Erreichen eines Maximaldrucks im Schlauch p_{max}
3. Durchdringen des Filtermediums mit Druckluft – auch Haltephase $\int_{t_1}^{t_2} \Delta p dt$ genannt

Wie oben erwähnt, spielt die dritte Phase, also das Durchdringen des Filtermediums mit Druckluft, eine untergeordnete Rolle. Damit bleiben der Druckanstieg $\frac{dp}{dt}$ und der maximale Druck p_{max} die ausschlaggebenden Abreinigungsgrößen. Sie bestimmen den Impuls, mit der das Filtertuch von der konkaven in die konvexe Stellung geschleudert wird.

SIMON et al. [12] untersuchen den Einfluss von Betriebsparametern, z.B. Tankdruck, und geometrischen Größen, z.B. Düsengröße, auf die oben genannten Abreinigungsparameter $\frac{dp}{dt}$ und p_{max} . In den folgenden Unterkapiteln werden ihre Ergebnisse zusammengefasst.

3.1. Untersuchungen von SIMON et al. [12]

In diesem Unterkapitel werden die Untersuchungen der Filterabreinigungsmechanismen von SIMON et al. [12] behandelt.

Abbildung 3-1 zeigt Messungen von Druck sowie Druckluftgeschwindigkeiten in axialer und radialer Richtung im Filterschlauch während einer Pulse-Jet Reinigung. Während der Abreinigung herrscht am Eintrittsbereich des Schlauchs ein Unterdruck und das Gas der Rohgasseite wird hier angesogen (vgl. Skizze rechts außen). Die Axialgeschwindigkeit nimmt über die Filterschlauchlänge ab, bis sie am Schlauchende zu Null wird, weil hier die Abschlussblende weiteres Durchströmen verhindert. Die Druckluft tritt gegen Ende hin bevorzugt radial aus, wodurch der Druck in diesem Bereich ansteigt. Neue Filtermedien haben einen signifikant kleineren Abreinigungsdruck, weil sich kein Staub in ihren Poren angelagert hat und deshalb die Luftdurchlässigkeit vergleichsweise höher ist als bei alten Schläuchen.

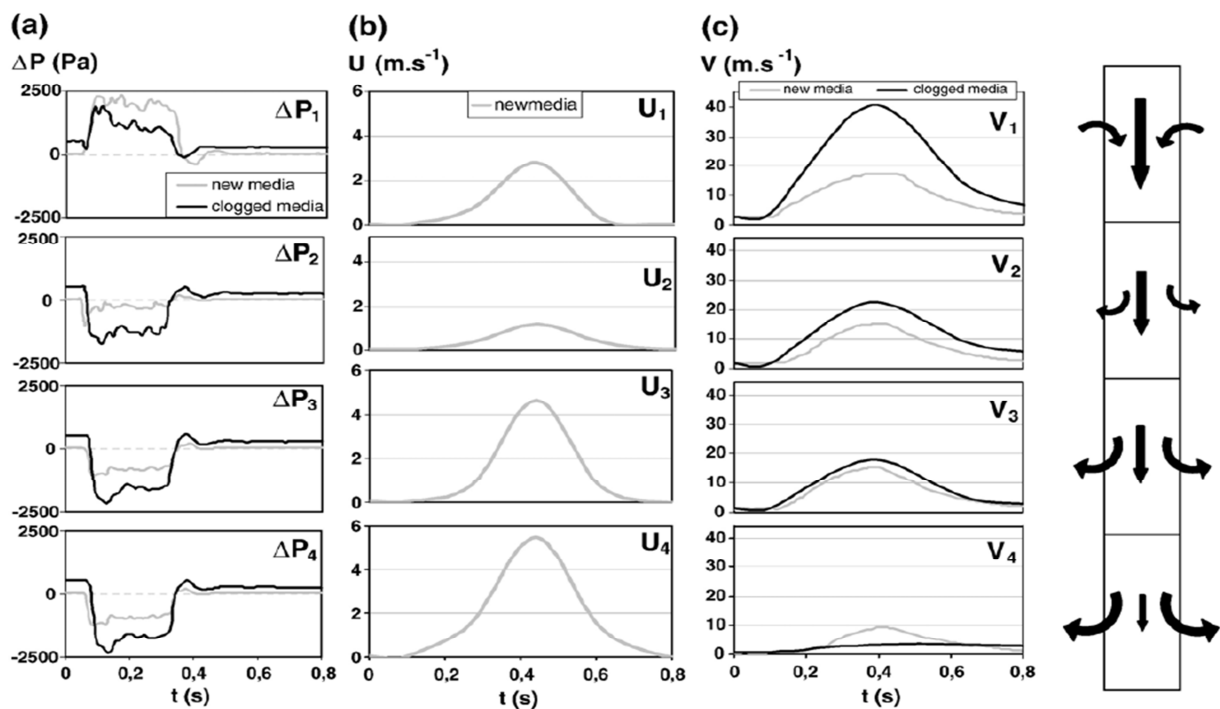


Abbildung 3-1: Messung Abreinigungsdrucks (a), Radialgeschwindigkeit u (b) und Axialgeschwindigkeit v (c) von neuem (grau) und altem (schwarz) Filterschlauch an verschiedenen Positionen im Schlauch [12]

Benützte Filtertücher erfahren über die ganze Schlauchlänge eine starke Filtertuchbeschleunigung, während neue Filtertücher nur im Eintrittsbereich Beschleunigungskräfte erfahren (vgl. Abb. 3-2). Deswegen sind neue Filterschläuche schwieriger abzureinigen, da die Filtertuchbeschleunigung, die den Filterkuchen abwirft, über große Teile des Filterschlauchs fast nicht existent ist. Eine interessante Beobachtung ist, dass das Filtertuch zuerst eine zentripetale Beschleunigung, gefolgt von einer zentrifugalen Beschleunigung, erfährt (vgl. Abb. 3-2).

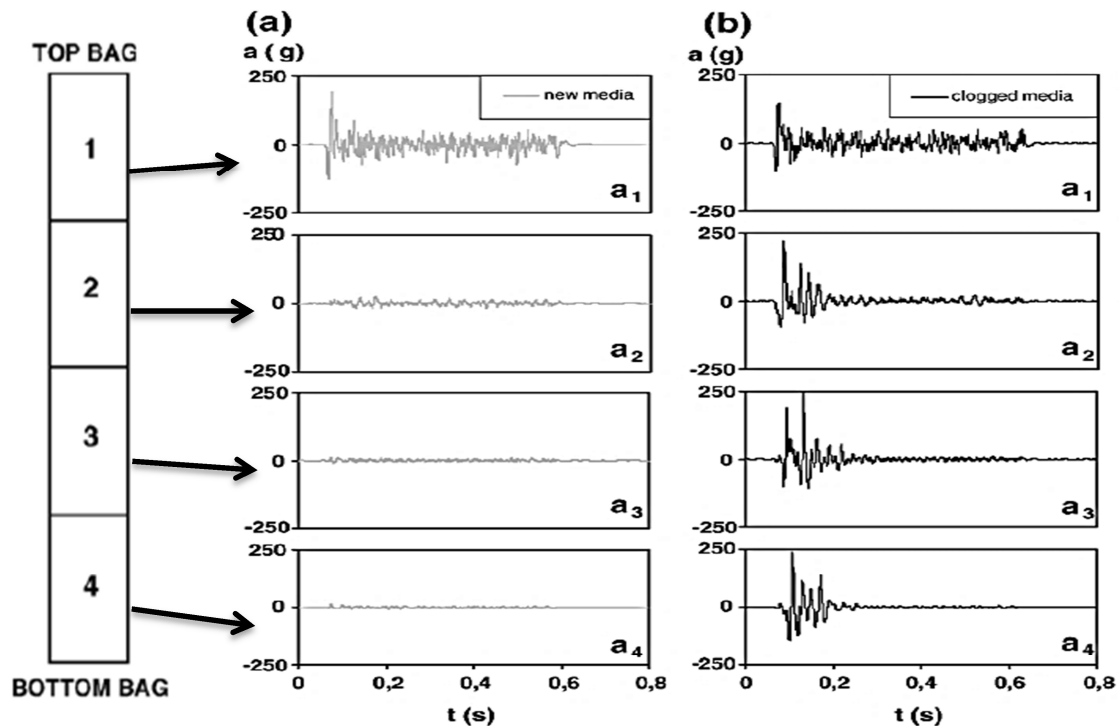


Abbildung 3-2: Filtertuchbeschleunigung (in x-Fachen von g) eines neuen (a) und gebrauchten (b) Filterschlauchs über dessen Länge [12]

Die hier angegebenen Beschleunigungen ($a(g)$) am Filtertuch sind als Vielfaches der Erdbeschleunigung angegeben. Alle weiteren Beschleunigungsangaben in dieser Arbeit werden in dieser Form angegeben.

Abbildung 3-3 veranschaulicht, wie Beschleunigungskräfte den Staub vom Filtertuch entfernen. Ausgangspunkt ist der Gleichgewichtszustand 1: Hier haftet der Staub noch am Filtertuch an, bevor die Druckwelle ankommt. In der Bewegungsphase 2 wölbt sich das Filtertuch nach innen, dabei sind die Beschleunigungskräfte schon ausreichend groß, sodass hier schon Staub vom Filtertuch abfällt. Zum Schluss, in der Bewegungsphase 3, wölbt sich das Filtertuch nach außen, sodass der restliche Staub weggeschleudert wird.

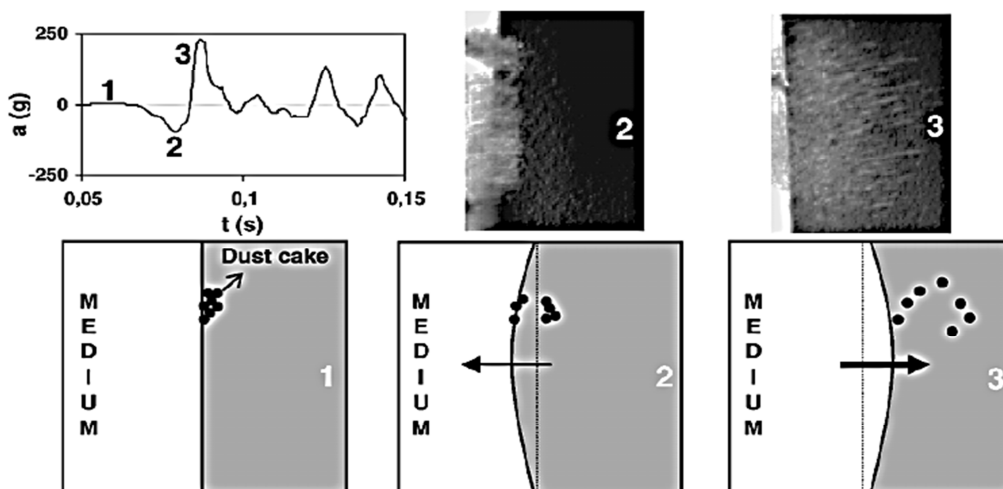


Abbildung 3-3: Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen des Filtertuchs während der Abreinigung [12]

Die Beobachtung, dass sich das Filtertuch zuerst nach innen wölbt, bevor es nach außen geschleudert wird, ist neu und wurde erst mit den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen sichtbar. Dieses Phänomen wurde bis jetzt nur von SIMON et al. [12] beobachtet und steht im Widerspruch zu bisherigen Vorstellungen [13], [14], [15].

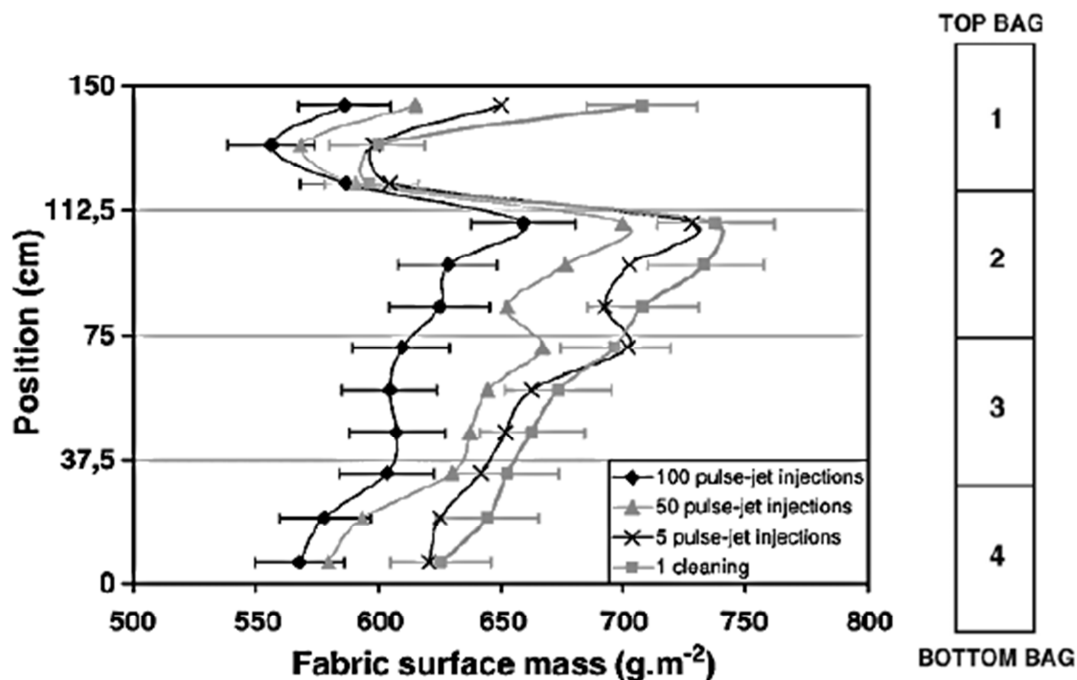


Abbildung 3-4: Spezifisches Filtertuchgewicht über die Schlauchlänge nach unterschiedlichen Abreinigungszyklen [12]

Abbildung 3-4 zeigt das abgereinigte Filtertuchflächengewicht nach verschiedenen Reinigungszyklen. Im Eintrittsbereich des Filterschlauchs (Sektion 1) ist das Flächengewicht am geringsten. Diese Abreinigung wird nicht durch den Druck verursacht, da in diesem Bereich ein Unterdruck herrscht und Luft von der Rohgasseite in den Schlauch gesogen wird (vgl. Abb. 3-1). Viel mehr sind es die hohen und lang anhaltenden Beschleunigungskräfte in der Nähe des Düsenaustritts, die dafür verantwortlich sind, dass der Filterkuchen abgereinigt wird (vgl. Abb. 3-2 a1). Nach dem Eintrittsbereich (Sektion 2) steigt das Filtertuchflächengewicht und hat in der Sektion 2 sein Maximum. Vergleicht man das mit dem korrespondierenden Abreinigungsdruck, so zeigt sich, dass zwar hier ein Überdruck herrscht, dieser aber in absoluten Werten in der Sektion 2 am geringsten ausgeprägt ist. Deshalb ist die Abreinigung aufgrund des geringen Abreinigungsüberdrucks weniger effektiv. Gegen Ende des Schlauchs (Sektion 4) sinkt das Flächengewicht, weil ein höherer Überdruck herrscht (vgl. Abb. 3-1).

Es zeigt sich, dass am Anfang des Filterschlauchs die Beschleunigungskräfte, hervorgerufen durch den plötzlichen Druckanstieg $\frac{dp}{dt}$ in der Nähe der Düsenaustritts, maßgeblich für die Abreinigung sind, während gegen Ende des Filterschlauchs der maximale Abreinigungsdruck p_{max} die Hauptrolle spielt.

Nach der Diskussion des prinzipiellen Abreinigungsverganges wird der Einfluss von Systemparametern genauer betrachtet.

3.1.1. Düsendurchmesser und Düsenabstand

Der Düsendurchmesser beeinflusst den maximalen Abreinigungsdruck und die Filtertuchbeschleunigung im Schlauch.

In Versuchsreihen von SIMON et al. zeigte sich, dass der maximale Überdruck am Ende des Schlauches mit zunehmendem Düsendurchmesser steigt. Die Düse mit 5 mm Durchmesser erwies sich als zu klein, um genügend Druckluft in den Schlauch einzubringen, damit sich ein entsprechender Druck aufbauen könnte. Die Düsendurchmesser 10 und 15 mm erzielten einen ähnlich hohe Druck gegen Ende des Schlauchs. Die 10 mm Düse führt zu einer erhöhten Sogwirkung im Eintrittsbereich, wodurch es zu einer längeren Druckhaltephase über die Schlauchlänge kommt. Die Filtertuchbeschleunigung im Eintrittsbereich steigt über den Düsendurchmesser an (vgl. Abb. 3-5 rechte Spalte).

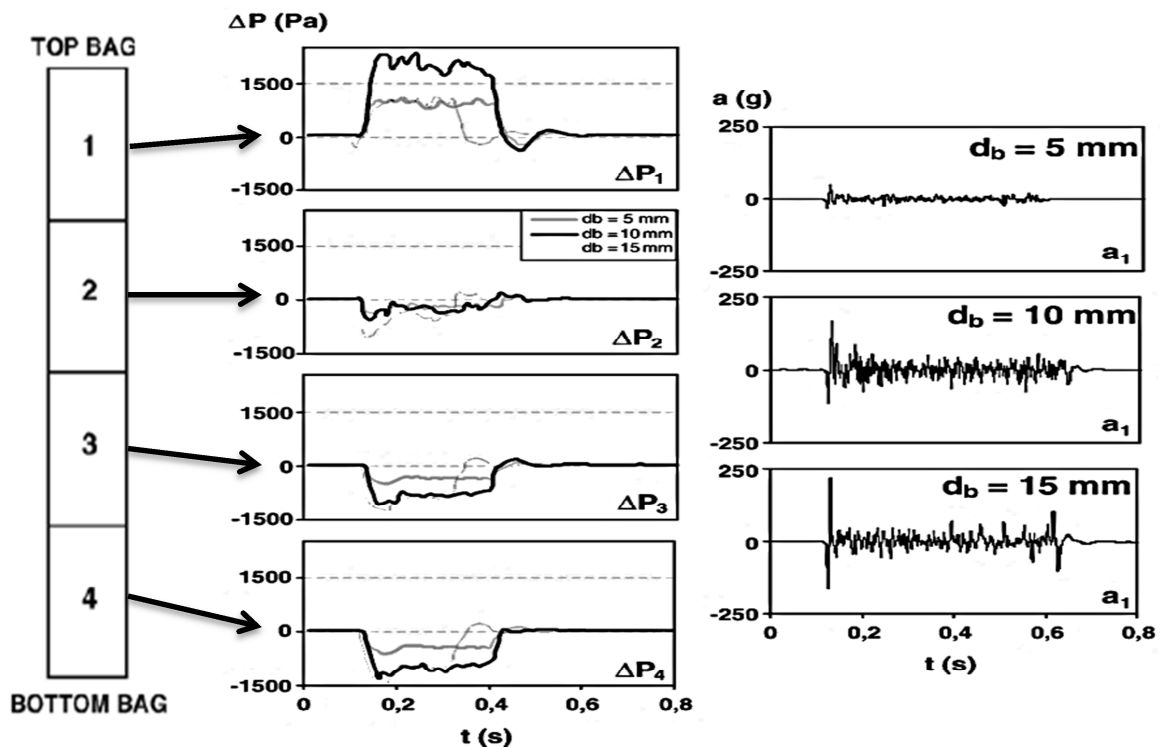


Abbildung 3-5: Einfluss des Düsendurchmessers $d_{Düse}$ (in Bild d_b) auf Abreinigungsdruck über die Schlauchlänge und Filtertuchbeschleunigung am Eintritt (a) [12]

Es soll darauf hingewiesen werden, dass bei der Abreinigung die Druckluftmenge gegenüber dem maximalen Abreinigungsdruck p_{max} und dem Druckanstieg $\frac{dp}{dt}$ eine untergeordnete Rolle spielt. Trotzdem braucht man eine Mindestmenge an Druckluft, damit sich ein genügend hoher Druck im Schlauch ausbildet. Erhöht man die Spülluftmenge darüber hinaus, verbessert das kaum die Abreinigungseffizienz.

SIMON et al. haben in ihrer Versuchskonfiguration 3 Düsenabstände getestet:

- Position 1 mit 8 cm Abstand zwischen Düse und Schlaucheintritt
- Position 2 mit einem Düsenaufsatz, direkt auf den Schlaucheintritt aufsetzend
- Position 3 mit einem Düsenaufsatz, der 17 cm in den Schlauch hineinragt

Abbildung 3-6a zeigt den Abreinigungsdruck über die Schlauchlänge bei den verschiedenen Düsenpositionen. Die Sogwirkung im Eintrittsbereich des Schlauchs steigt, je tiefer die Düse in den Schlauch hineinragt. Das wiederum ist kontraproduktiv, da bei der Abreinigung aufgewirbelter Staub sich hier sofort wieder ansetzt. Diese Situation sollte unbedingt vermieden werden. Deshalb ist eine Düsenanordnung außerhalb des Filterschlauchs zu verwenden.

Abbildung 3-6 b, c offenbaren, dass höhere Beschleunigungskräfte im zweiten Viertel des Schlauchs auftreten. Das wiederum ist plausibel, da sich die Düse im Schlauch selbst befindet und die Beschleunigungskräfte in deren Nähe am stärksten sind.

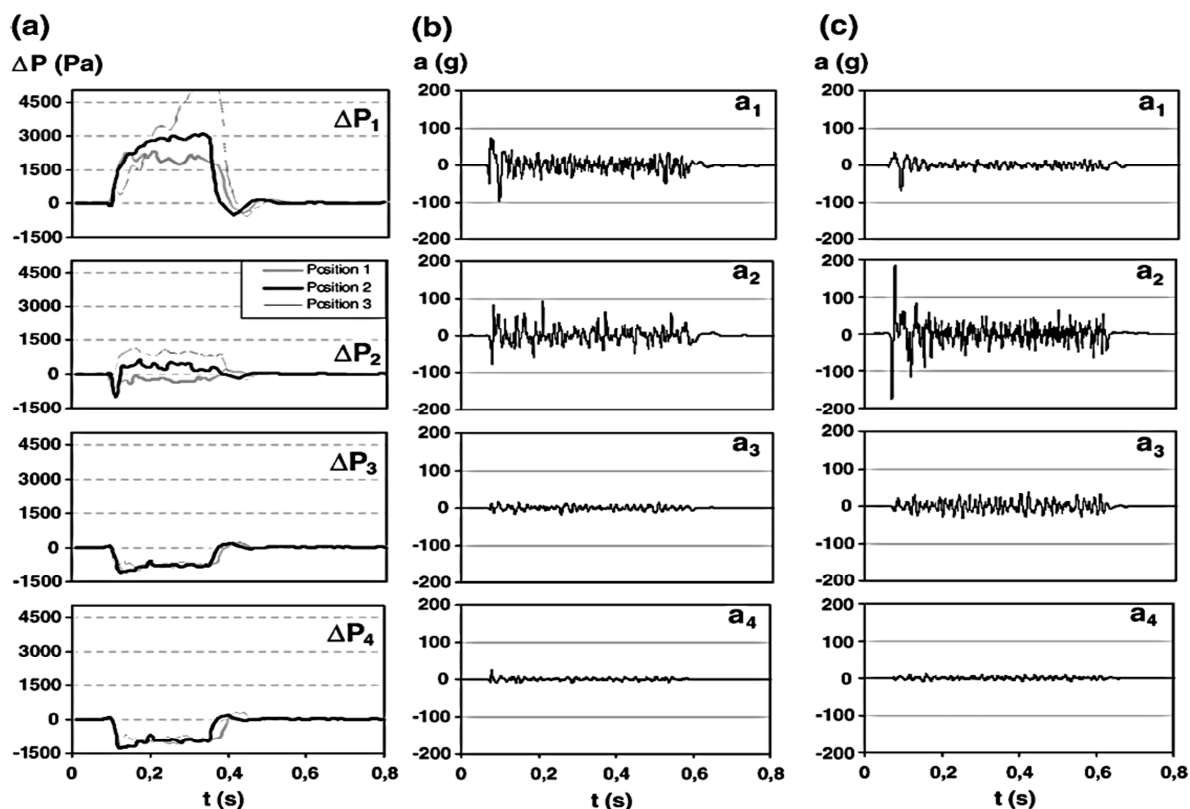


Abbildung 3-6: Einfluss der Düsenposition auf Abreinigungsdruck (a) sowie Beschleunigungsprofile bei Pos. 2 (b) und Pos. 3 (c) bei einem neuen Schlauch über die Schlauchlänge (Indizes: 1 = Filtereintritt, 4 = Boden) [12]

Somit erhöht ein größerer Düsendurchmesser die Filtertuchbeschleunigung im Eintrittsbereich und begünstigt dadurch dort die Abreinigung, jedoch verringert sich damit der Maximaldruck am Ende des Schlauchs. Ein Düsenaustritt im Schlauch mag die Beschleunigungskräfte in dessen Nähe erhöhen, jedoch zum Preis einer erhöhten Sogwirkung im Eintrittsbereich.

Für einen optimalen Abreinigungsverfahren des gesamten Schlauches ist hier ein Optimum zu finden. So zeigt QUIAN et al. [16], dass es für einen Düsendurchmesser eine optimale Distanz gibt, bei der

der Druck im Filterschlauch über die gesamte Länge ein Maximum annimmt. Außerdem ist zu beobachten, dass bei kleiner werdendem Düsendurchmesser, die Distanz zwischen Düsen und Schlaucheintritt größer werden muss, um den Maximaldruck zu erreichen. Der Grund dafür liegt in der Reduktion der Düsenquerschnittsfläche und der damit einhergehenden Austrittsgeschwindigkeitserhöhung.

Ähnlich wie bei den Versuchen von SIMON et al. ergibt sich bei QUIAN bei einem Düsendurchmesser von 11 mm der höchste gemittelte Druck im Schlauch.

3.1.2. Filtrationsgeschwindigkeit und Staubbelastung

Die Filtrationsgeschwindigkeit hat wenig Einfluss auf die Filtertuchbeschleunigung oder den Abreinigungsdruck. Jedoch hat die Filtrationsgeschwindigkeit einen Einfluss auf das Ablösen des Filterkuchens vom Filtertuch: Ist die Filtrationsgeschwindigkeit hoch, so kann sich der abgeworfene Staub sofort wieder am Filtertuch ansetzen, und somit wird die Effektivität der Abreinigung verringert und der Druckverlust über die Filteranlage steigt erneut rasch an.

Die Staubbelastung hat ebenso einen geringen Einfluss auf den Abreinigungsdruck und die Filtertuchbeschleunigung.

3.1.3. Tankdruck

Eine Erhöhung des Tankdrucks bringt eine Erhöhung des Abreinigungsdrucks über die gesamte Schlauchlänge, wie in Abbildung 3-7a dargestellt. Die Beschleunigungskräfte steigen ebenfalls mit höherem Tankdruck.

Die Erhöhung des Tankdrucks führt zu besseren Abreinigungsbedingungen, jedoch erhöht sich dadurch der Energieverbrauch des Druckluftkompressors und erhöht den Filtertuchverschleiß. Der Tankdruck sollte sorgfältig nach folgendem Prinzip gewählt sein: So hoch wie nötig, so gering wie möglich (vgl. 3-7 b bis d).

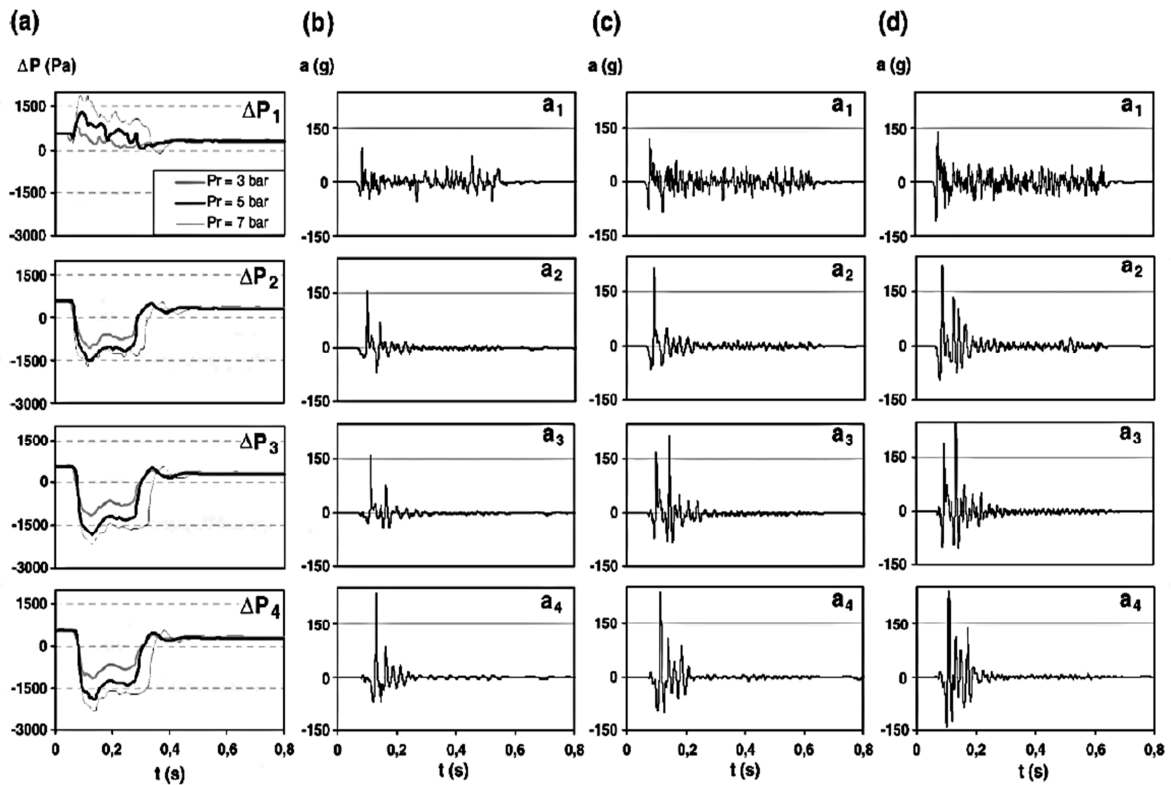


Abbildung 3-7: Darstellung der Druckprofile bei unterschiedlichem Tankdruck p_t (in Bild p_r) und Darstellung der Beschleunigungsprofile bei 3 (b), 5 (c) und 7 (d) bar. (Indizes: 1 = Filtereintritt, 4 = Boden) [12]

3.1.4. Ventilöffnungszeit

Wie schon in der Einleitung dieses Kapitels erwähnt, hat SIEVERT [6] der Druckluftmenge eine untergeordnete Rolle in der Abreinigung zugeschrieben, was sich hier bestätigt. Die Ventilöffnungszeit erhöht die Haltephase $\int_{t_1}^{t_2} \Delta p dt$ des Drucks im Schlauch, ändert jedoch nicht die Beschleunigungskräfte oder den maximalen Druck. Die Haltephase $\int_{t_1}^{t_2} \Delta p dt$, also die Fläche unter der Druckkurve, ist proportional zur Luftdruckmenge, die in den Schlauch gepulst bzw. eingesogen wird. Somit ändert die Ventilöffnungszeit kaum etwas an der Abreinigung, außer sie wird zu klein gewählt. Dann würde zu wenig Luft in den Schlauch eingebracht werden, woraufhin es zu keinem ausreichend starken Druckaufbau kommen würde. Wie SIMON et al. zeigen, können aber Ventilöffnungszeiten so klein wie 100 ms bedenkenlos eingestellt werden (vgl. Abb. 3-8).

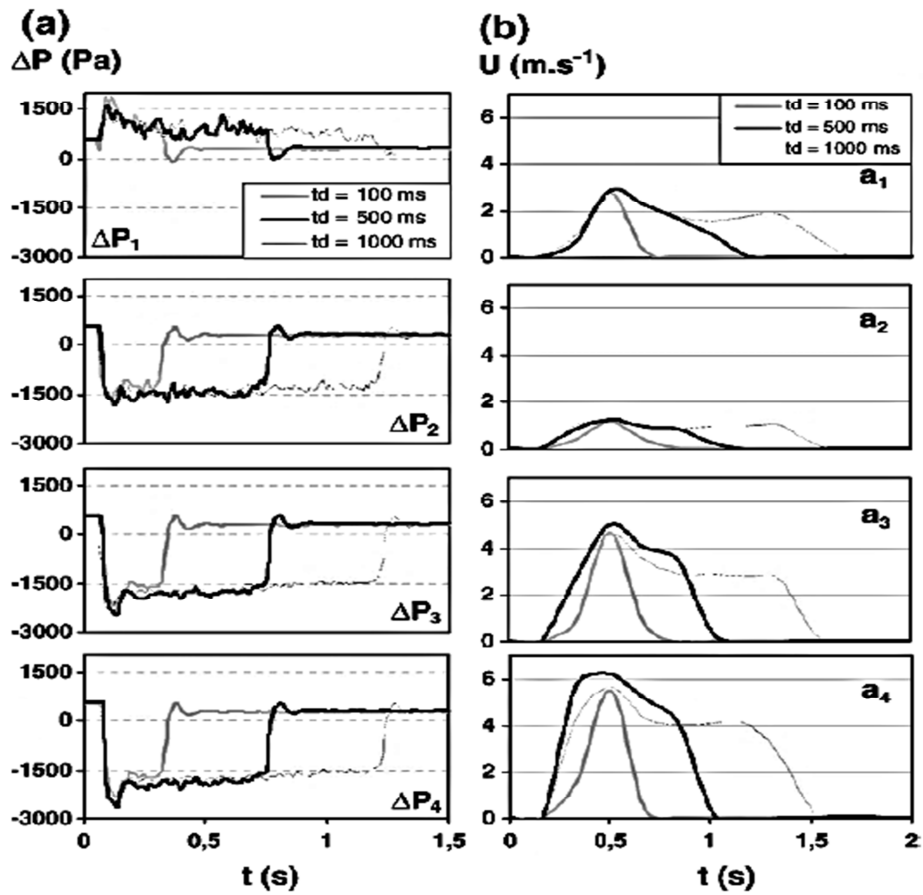


Abbildung 3-8: Einfluss der Ventilöffnungszeit t_v (in Bild t_d) auf Abreinigungsdruck (a) und Axialgeschwindigkeit (b). (Indizes: 1 = Filtereintritt, 4 = Boden). [12]

3.2. Zusammenfassung

Zusammenfassend lässt sich die Schlauchfilterabreinigung auf zwei Hauptgrößen zurückführen:

1. Filtertuchbeschleunigung aufgrund des Druckgradienten $\frac{dp}{dt} = a$
2. Ausbilden eines Maximaldrucks Δp_{max} über den gesamten Schlauch

Die Haltephase $\int_{t_1}^{t_2} \Delta p dt$, also die Druckluftmenge, spielt nur eine untergeordnete Rolle.

Für eine optimale Abreinigung empfiehlt es sich also, Δp_{max} und $\frac{dp}{dt}$ so hoch wie möglich einzustellen.

Tabelle 3-1 fasst nochmal den Einfluss der verschiedenen Abreinigungsparameter aus der Studie von SIMON et al. zusammen. Dabei zeigt sich, dass der Tankdruck sowie Düsendurchmesser die maximale Filtertuchbeschleunigung maßgeblich beeinflussen. Die Düsenposition bewirkt lokal im Düsenaustrittsbereich eine Erhöhung der Filtertuchbeschleunigung, jedoch nicht über die gesamte Filterlänge. Die Filtrationsgeschwindigkeit sowie die Filterkuchenbeladung haben kaum einen Einfluss auf die Filtertuchbeschleunigung. Die Ventilöffnungszeit ändert kaum die maximale Filtertuchbeschleunigung, erhöht jedoch die Gegenstromgeschwindigkeit. Die Gegenstromgeschwindigkeit U_d ist jene Gasgeschwindigkeit, die sich während der Abreinigung, auf Grund der Druckumkehrung im Filterschlauch, einstellt.

Tabelle 3-1: Zusammenfassung der Einflussgrößen auf die Abreinigungsparameter [12]

Art	Änderung des Parameters	Änderung Beschleunigung a_{max}	Änderung Gegenstrom- geschwindigkeit U_d
Düsendurchmesser	↑	↑	↑
Düsenposition	Versch. Pos. nach SIMON et al. vgl. S. 16	→	↓
Tankdruck	↑	↑	↑
Ventilöffnungszeit	↑	→	↑
Filtrations- geschwindigkeit	↑	→	↓
Staubbeladung	↑	→	→

Vielversprechende Stellschrauben für die Optimierung der Abreinigung einer Filteranlage liegen im Tankdruck, sowie einem optimalen Verhältnis von Blasrohrdüsendurchmesser und Entfernung des Schlauches vom Blasrohr.

4. Darstellung des ANDRITZ-Teststands und bisherige Versuchsergebnisse

Dieses Kapitel fußt auf der Vorarbeit und den Erkenntnissen der Bachelorarbeit von SCHÖNHOFER [17].

4.1. Prinzipieller Versuchsaufbau

Es folgt die Darstellung des ANDRITZ Versuchsstands für die Druckmessung im Filterschlauch.

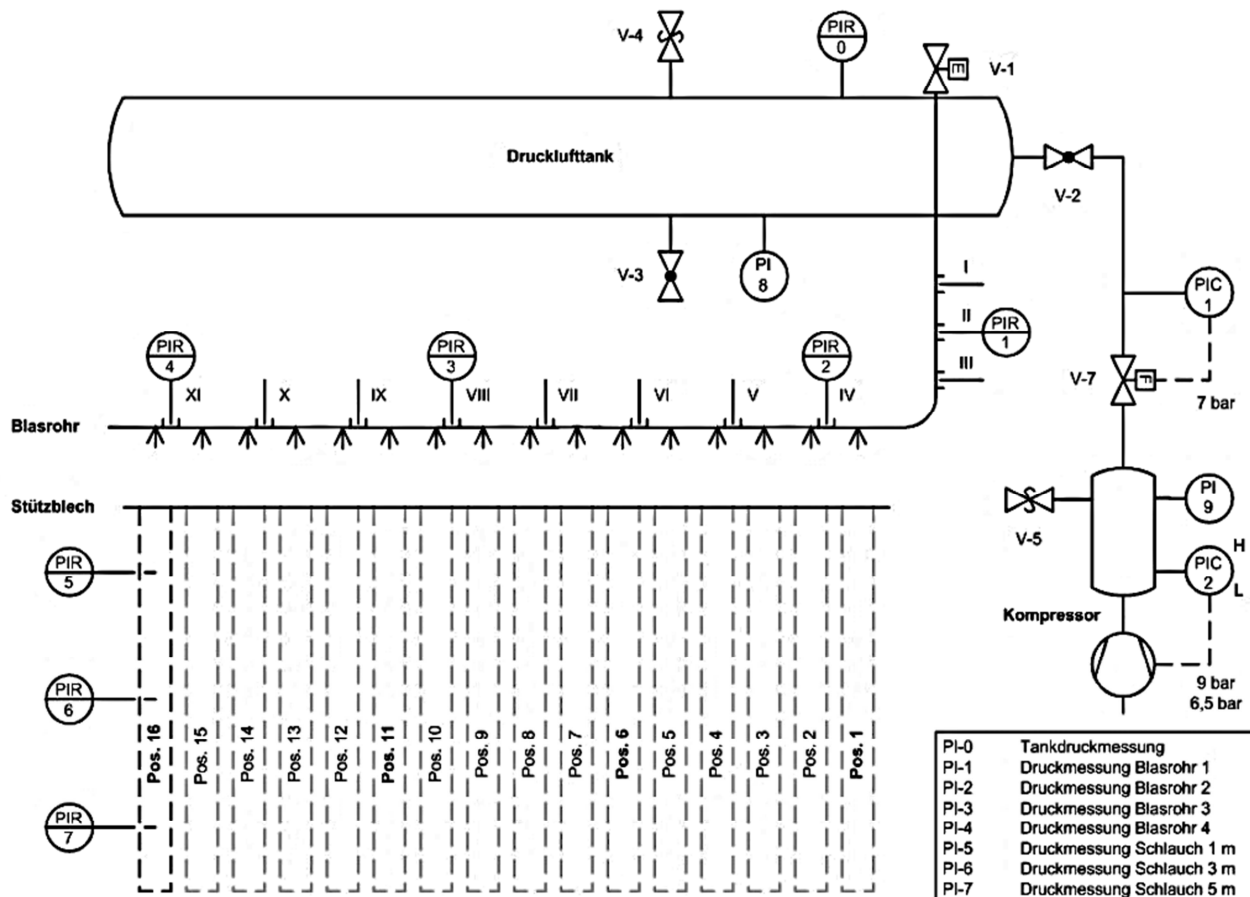


Abbildung 4-1: RI-Plan des ANDRITZ-Teststands [17]

Es wird auf die prinzipielle Funktionsweise eingegangen. Ein Merkmal des Versuchsstands ist, dass die Filterschläuche horizontal gelagert sind, während in Anlagen die Schläuche vertikal angeordnet sind.

Der Drucklufttank wird vom Kompressor gespeist. Die Überwachung von dessen Innendruck passiert mit der Druckmesssonde PIR 0. Der Druckluftzufluss zum Tank wird über den Kugelhahn V-2 geöffnet und geschlossen. Die gespeicherte Druckluft kann entweder über das Doppelmembranventil mit Magnetspule V-1 abblasen werden, oder über den Kugelhahn V-3. Vom Ventil V-1 gelangt die

Druckluft ins Blasrohr. Im Blasrohr befinden sich 16 Lochdüsen, durch die die Druckluft austreten kann. Die Düsen von Pos. 1 bis Pos. 7 haben einen Durchmesser von 13mm, die Düsen von Pos. 8 bis Pos. 16 haben einen Durchmesser von 15mm und sind jeweils in einem Abstand von 220 mm in das Blasrohr gebohrt worden. Über die Länge des Rohrkrümmers und Blasrohrs wird der Druck mit den Messsonden PIR 1-4 aufgezeichnet. Über die Lochdüse tritt die Druckluft in den Filterschlauch ein. Dieser ist auf einem modular aufgebauten Stützkorb aufgebracht und auf Böcken horizontal gelagert. Über die Filterschlauchlänge sind die Messsonden PIR 5-7 angebracht.

Die Aufzeichnung der Messdaten der Drucksensoren, sowie die Ansteuerung der Ventile geschieht über eine SPS (Speicherprogrammierbare Steuerung). Dabei wurde die Programmierung mit dem Programm test.con von der Firma GANTNER verwirklicht. Die Daten werden lokal auf einem USB-Stick gespeichert und können ebenso über eine TCP/IP Verbindung ausgelesen werden. Die Rohdaten werden als csv-Dateien (comma separated values) gespeichert und später über eine Excel-Makro-Routine ausgewertet.

Der Teststand wurde kalibriert, einer Messfehleranalyse unterzogen und auf Reproduzierbarkeit geprüft.

4.2. Bisherige Ergebnisse

In der Arbeit von SCHÖNHOFER wurden drei 6 m lange Schläuche mit unterschiedlichen Luftdurchlässigkeiten vermessen, nämlich TYP 1 mit $\alpha = 9$, TYP 2 mit $\alpha = 3$ und TYP 3 mit $\alpha = 34 \frac{l}{min \cdot dm^2}$. Dabei wurden Parameter wie Tankdruck p_t , Ventilöffnungszeit t_v , Düsenabstand δ und Filterpermeabilität α variiert. Im nachfolgenden Teil wird kurz auf die bisherigen Ergebnisse eingegangen. Alle Druckangaben sind als Überdruck zu verstehen. Man bezieht sich also immer auf den absoluten Druck vermindert um den barometrischen Tagesluftdruck.

4.2.1. Tankdruck

Mit steigendem Tankdruck p_t steigt auch der maximale Abreinigungsdruck im Schlauch. Dabei sind die Messsensoren PIR 5/6/7 bei 1/3/5 m platziert. Bei den Untersuchungen SIMON et al. konnte ebenso ein Anstieg des Abreinigungsdrucks bei steigendem Tankdruck festgestellt werden (vgl. Abb.3-7).

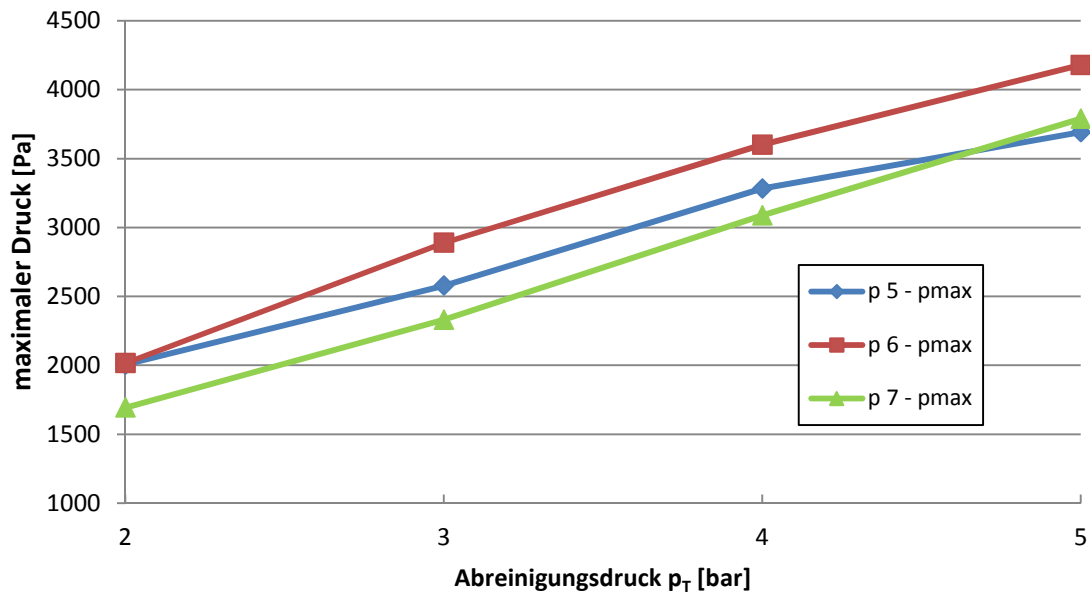


Abbildung 4-2: Maximaler Abreinigungsdruck im Schlauch über den Tankdruck des TYP 1, Pos. 16, $\delta = 160$ mm, $t_v=120$ ms [17]

Eigenartig erscheint in dieser Abbildung, dass der Druckmesser PIR-5, bei höherem Tankdruck, einen Druck kleiner als den von PIR 6 und dann PIR 7 aufweist. Es hat sich gezeigt, dass sich je nach Luftdurchlässigkeit des Filters ein anderes Druckprofil im Schlauch ausbildet (siehe dazu Kapitel 6.5). Die Druckverläufe von Abbildung 4-2 sind wohl dadurch zu erklären, dass bei höherem Tankdruck die Sogwirkung im Eintrittsbereich größer ist und sich dadurch der Maximaldruck erst weiter unten im Schlauch vollständig entwickelt (vgl. Kapitel 3.1 sowie Abb. 3-1).

4.2.2. Ventilöffnungszeit

Die Ventilöffnungszeit t_v wurde zwischen 80 und 180 ms variiert, jedoch ohne signifikanten Einfluss auf den maximalen Abreinigungsdruck p_{max} oder die Druckanstiegsgeschwindigkeit $\frac{dp}{dt}$.

Auch SIMON et al. [12] zeigen, dass die Ventilöffnungszeit den maximalen Abreinigungsdruck p_{max} und die Druckanstiegsgeschwindigkeit $\frac{dp}{dt}$ nicht beeinflusst (vgl. Abb. 3-8).

4.2.3. Düsenabstand zum Schlauch

Der Abstand Lochdüse zum Filterschlaucheintritt δ wurde zwischen 130 und 190 mm variiert, jedoch ohne signifikanten Einfluss auf den maximalen Abreinigungsdruck.

Wahrscheinlich ist hier die Distanz zu klein, um einen signifikanten Einfluss zu erkennen. QUIAN et al. [16] konnten den Einfluss erst bei Distanzen von 300 bis 500 mm finden.

4.2.4. Position des Filterschlauchs am Blasrohr

Abbildung 4-3 zeigt einen signifikanten Einfluss der Position am Blasrohr auf den maximalen Abreinigungsdruck. Von Position 1 (Anfang vom Blasrohr) bis zu Position 16 (Ende vom Blasrohr) kommt es fast zu einer Druckverdoppelung.

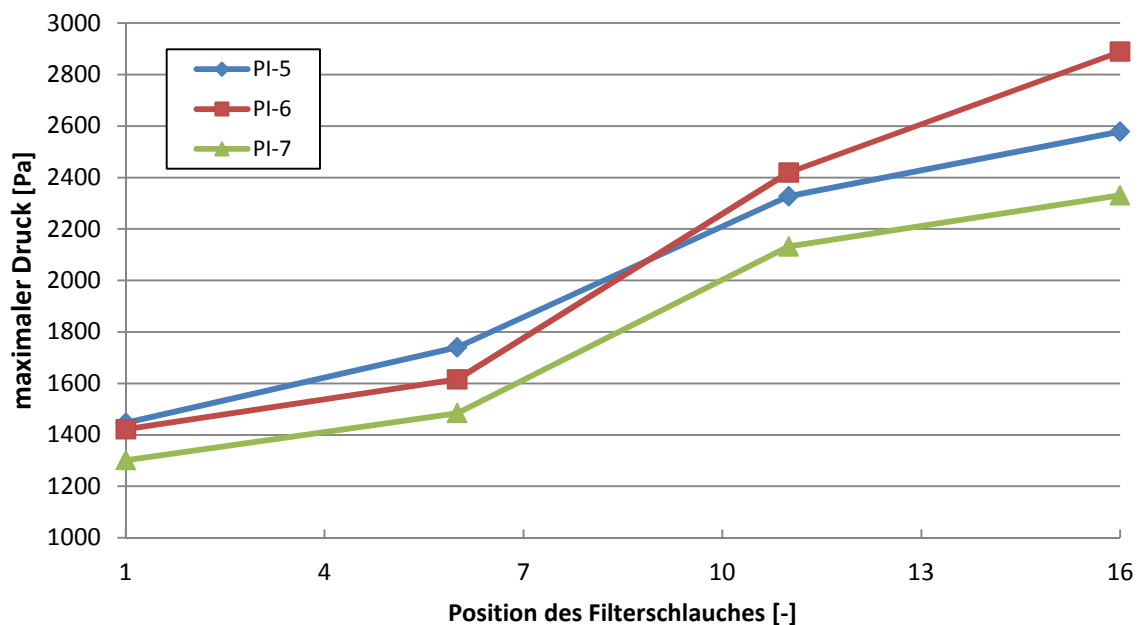


Abbildung 4-3: Maximaler Abreinigungsdruck über die verschiedenen Schlauchpositionen. TYP 1, $p_t=3$ bar, $t_v=120$ ms, $\delta = 160$ mm [17]

4.2.5. Luftdurchlässigkeit

Die Luftdurchlässigkeit α hat einen signifikanten Einfluss auf den Abreinigungsdruck. Je niedriger die Luftdurchlässigkeit (TYP 2 = $3 \frac{l}{min \cdot dm^2}$) desto höher der Druck (TYP 3 = $34 \frac{l}{min \cdot dm^2}$).

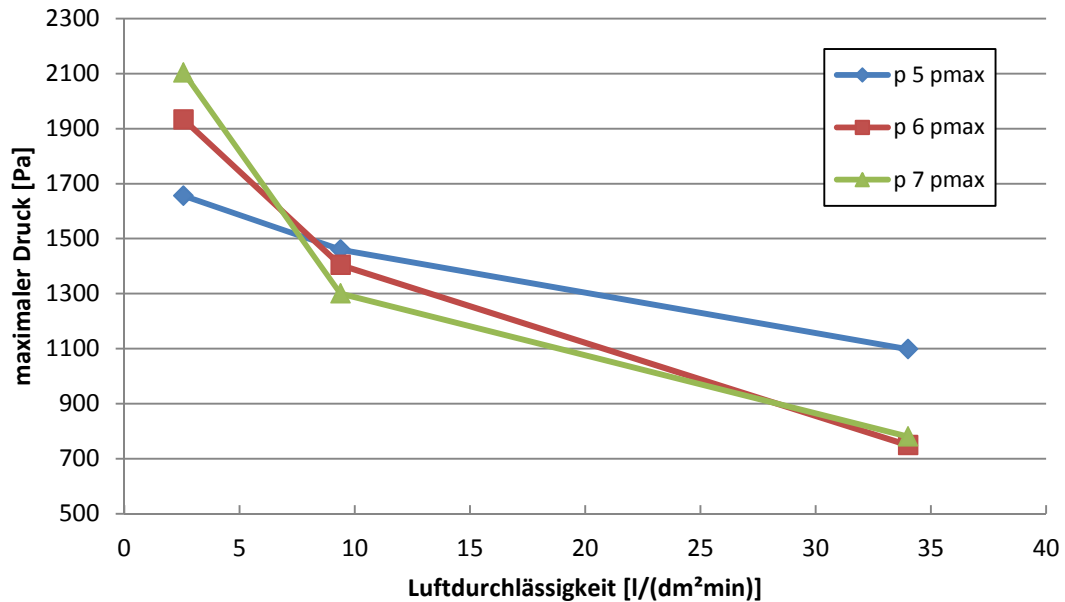


Abbildung 4-4: Maximaler Abreinigungsdruck über die Luftdurchlässigkeit α . $p_t=3$ bar, $t_v=120$ ms, $\delta = 160$ mm [17]

Ähnliches lässt sich zwischen alten und neuen Filtermedien in der Studie von SIMON et al. zeigen (vgl. Abb. 3-1).

Insgesamt decken sich die Ergebnisse von SCHÖNHOFER mit denen von SIMON et al.. Es zeigt sich, dass bei den Teststandversuchen der maximale Abreinigungsdruck im Schlauch nur durch Manipulation des Tankdrucks und der Filterpermeabilität signifikant geändert werden kann. Somit sind die Stellschrauben für eine Optimierung der Filterabreinigung sehr begrenzt.

5. Abschätzung der Druckluftmenge

Wie in Kapitel 3 beschrieben, sind der maximale Druck p_{max} und der Druckanstieg $\frac{dp}{dt}$ im Schlauch entscheidende Größen für die Abreinigung. Deshalb wird in diesem Kapitel eine vereinfachte Berechnung vorgestellt, um zu bestimmen wieviel und wie schnell Druckluft eingeleitet wird. Alle Berechnungsergebnisse finden sich am Ende des Kapitels in Tabelle 5-1 und 5-2.

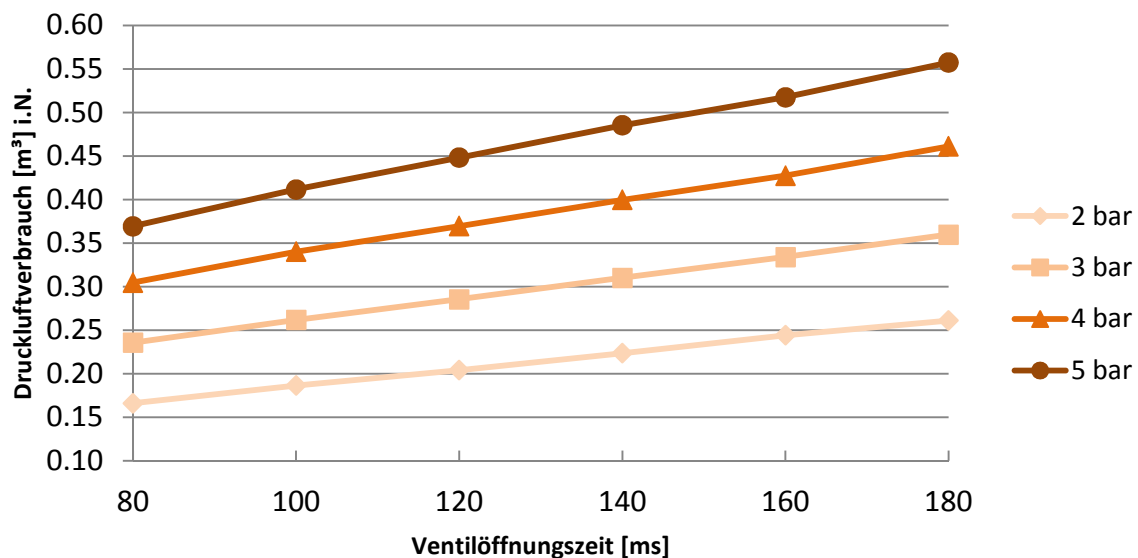


Abbildung 5-1: Darstellung des Druckluftverbrauchs über die Ventilöffnungszeit bei unterschiedlichem Tankdruck. [17]

Abbildung 5-1 veranschaulicht den Druckluftverbrauch während einer Pulse-Jet-Reinigung. Für die folgenden Berechnungen werden die Referenzfälle der größtmöglichen (kurz: max.) und kleinstmöglichen (kurz: min.) Druckluftmenge gewählt. Der Maximalfall bezieht sich bei dem in Abbildung 5-1 zu sehenden Messpunkt bei 180 ms und 5 bar Tankdruck, bei dem $\Delta V_{Tank} = 0.55 \text{ m}^3$ i.N. Druckluft verbraucht wurde. Der Minimalfall bezieht sich bei dem in Abbildung 5-1 zu sehenden Messpunkt bei 80 ms und 2 bar Tankdruck, bei dem $\Delta V_{Tank} = 0.166 \text{ m}^3$ i.N. Druckluft verbraucht wurde.

Teilt man die maximale und minimale Druckluftmenge aliquot auf alle 16 Düsenlöcher (Gl. 5-1) auf, so würde auf jeden Filterschlauch $V_{0,max} = 0,034375 \text{ m}^3$ i.N. entfallen bzw. $V_{0,min} = 0,010375 \text{ m}^3$ i.N..

$$V_0 = \frac{\Delta V_{Tank}}{n_{Düsen}} \quad (5-1)$$

Nach den experimentellen Ergebnissen stellt dies eine grobe Vereinfachung dar, wie die ausgeprägte Druckverteilung in Abbildung 4-3 zeigt.

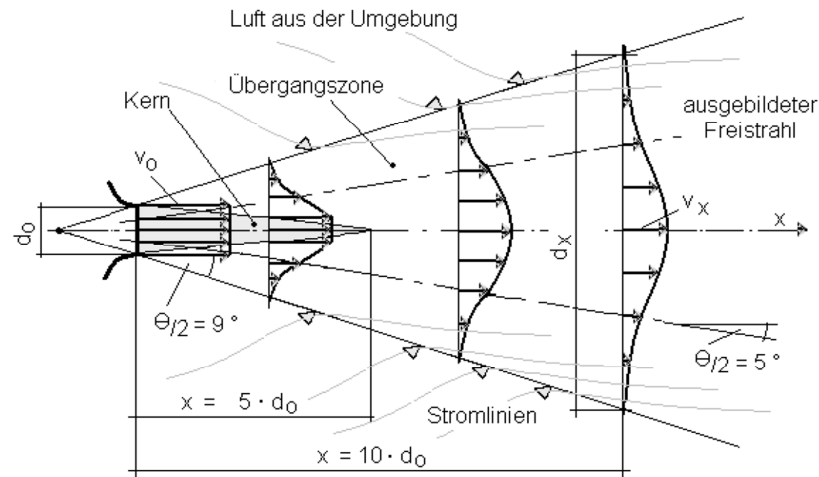


Abbildung 5-2: Darstellung eines axialsymmetrischen Freistrahls [18]

Beim Einleiten in den Schlauch tritt die Druckluft bzw. Primärluft aus der Lochdüse vereinfacht in Form eines axialsymmetrischen Freistrahls aus und reißt Sekundärluft mit (siehe Abb. 5-2). Wieviel Luft tatsächlich mitgerissen wird, kann am Teststand nicht gemessen werden, jedoch gibt es von FONDSE et al. [19] umfangreiche Messungen, die Aufschluss darüber geben.

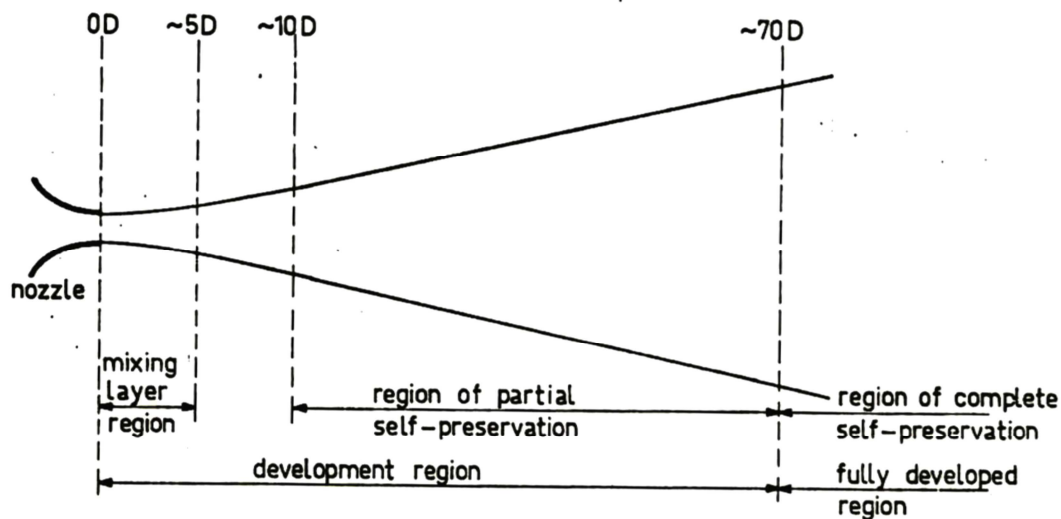


Abbildung 5-3: Freistrahlgeme nach FONDSE et al. [19]

FONDSE et al. teilen den Freistrah, wie in Abbildung 5-3 ersichtlich, in 3 Regionen ein, die in einem Vielfachen des Düsendurchmessers angegeben sind. Für jede Region haben sie Gleichungen und Korrelationen, um die Menge an Sekundärluft zu quantifizieren. Der ANDRITZ-Teststand weist Düsendurchmesser zwischen 13 und 15 mm auf und einen Düsenabstand zwischen 130 bis 190 mm. Das entspricht grob dem 9- bis 13- Fachen des Düsendurchmessers. Somit befindet sich der Teststand knapp in der Region der partiellen Selbsterhaltung ($\sim 10-70 d_{Düse}$ – „region of partial self-preservation“). Deshalb werden die Gleichungssätze für diese Region gewählt.

Die Sekundärluftmenge wird über die sogenannte Entrainment-Rate E_R gegeben, die wie folgt definiert ist:

$$E_R = \frac{d \frac{\dot{m}_z}{\dot{m}_0}}{d \frac{z}{d_{Düse}}} = \frac{d \frac{V_z}{V_0}}{d \frac{z}{d_{Düse}}} \quad (5-2)$$

Dabei ist V_0 die Luftmenge beim Düsenaustritt, V_z ist die Gesamtluftmenge nach der Distanz z und $d_{Düse}$ ist der Düsendurchmesser. Für die Umrechnung von Masse auf Volumen wird vorausgesetzt, dass die Gasdichte ρ_{Gas} und Ventilöffnungszeit t_v konstant sind.

Im Bereich der partiellen Selbsterhaltung nimmt die Entrainment-Rate E_R einen konstanten Wert an. Dieser Wert kann sich leicht ändern, wenn zum Beispiel der Freistrah in ein stilles, laminares oder turbulentes Strömungsfeld eintritt. Für den Fall einer stillen Austrittsregion, der dem Zustand des ANDRITZ-Testsands entspricht, hat FONDSE aus seinen Versuchen eine Entrainment Rate von $E_R = 0.25$ ermittelt. Tabelle 5-1 und 5-2 stellen dar, wie viel Luft je nach Düsenabstand insgesamt eingeblasen wird.

Je nach Abstand und Düsendurchmesser wird grob das 1.2 bis 2.6-Fache an Sekundärluft mitgezogen und somit erreicht den Schlauch das 2.2 bis 3.6-Fache an Luft. Vergleichsweise hat LÖFFLER [5] die Sekundärluftmenge mit dem 2-Fachen der Primärluftmenge quantifiziert, somit sind die Berechnungen für die Testanlage in einem plausiblen Bereich.

Ein interessanter Aspekt ist die Gasgeschwindigkeit, mit der die Druckluft in den Schlauch eingeleitet wird. Für die erste grobe Abschätzung wird das gesamte Luftvolumen V_z durch die Schlaucheintrittsfläche und die Verweilzeit t_{VZ} dividiert, um eine mittlere Gasgeschwindigkeit zu berechnen (Gl.5-3).

$$v = \frac{V_z}{A_{Eintritt} \cdot t_{VZ}} \quad (5-3)$$

Die Verweilzeit wird durch Druckmessungen des TYP 2 Schlauchs ermittelt. (vgl. Abb. 5-4a/b)

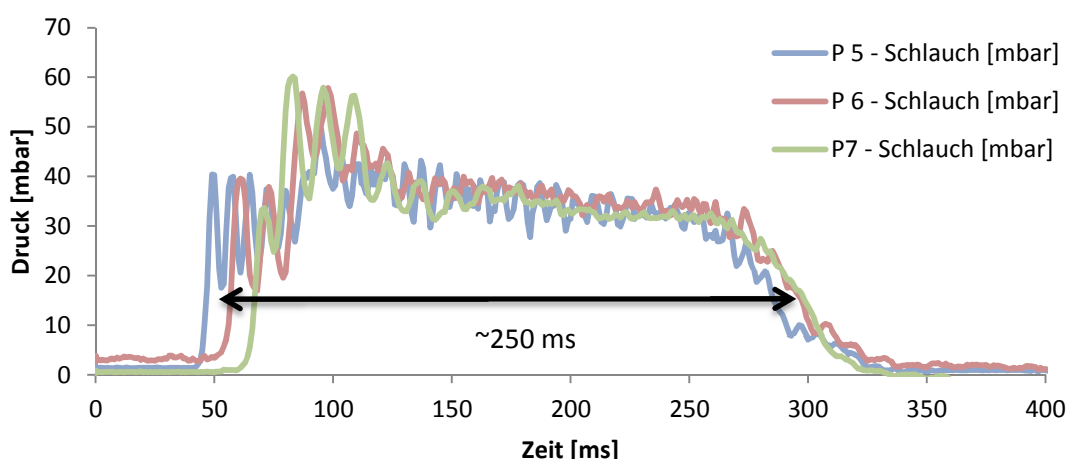


Abbildung 5-4a: Abschätzung der Verweilzeit t_{VZ} durch die Druckverläufe im Filterschlauch des TYP 2 bei $\delta = 190$ mm, $p_t = 5$ bar und $t_v = 180$ ms [17]

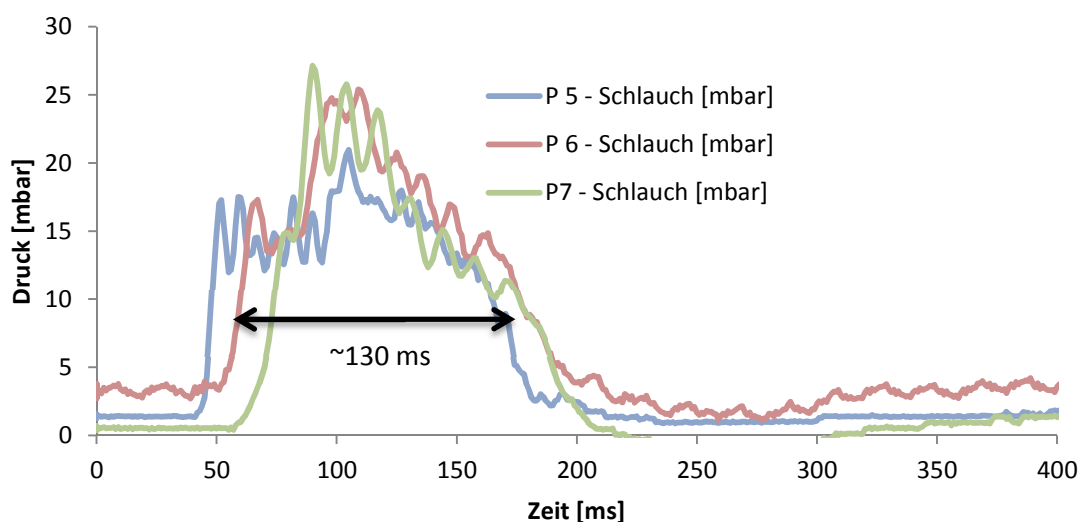


Abbildung 5-4b: Abschätzung der Verweilzeit t_{VZ} durch die Druckverläufe im Filterschlauch des TYP 2 bei $\delta = 190$ mm, $p_t = 2$ bar und $t_v = 80$ ms [17]

Die Messungen zeigen bei den Referenzpunkten eine Verweilzeit t_{VZ} von ungefähr $t_{VZ,min} = 130$ bzw. $t_{VZ,max} = 250$ ms (vgl. Abb. 5-4a/b). Die Messungen von TYP 2 sind repräsentativ für die Schläuche TYP 1 und TYP 3. Der Düsenabstand δ hat keinen signifikanten Einfluss auf die Verweilzeit im Schlauch.

Bei einem inneren Schlauchinnendurchmesser von 150 mm ergeben sich axiale Eintrittsgeschwindigkeiten zwischen 10 bis 30 $\frac{m}{s}$ (vgl. Tabelle 5-1/2). Es muss jedoch darauf hingewiesen werden, dass es sich um eine mittlere Gasgeschwindigkeit handelt. Die tatsächliche

Gasgeschwindigkeit wird je nach Ort und Zeit stark von dieser mittleren Gasgeschwindigkeit abweichen. Jedoch zeigt SIMON et al. ähnlich hohe Axialgeschwindigkeiten (vgl. 3-1c).

Beim Eintritt in den Filterschlauch kommt es nicht nur zu einer axialen Geschwindigkeit, sondern zu einer radialen Komponente, die durch den gasdurchlässigen Filterschlauch möglich wird. Für spätere Modellierungen ist es sinnvoll zu wissen, was für ein Strömungsregime in den Poren herrscht. So kann je nach Strömungsregime der Zusammenhang zwischen Druckverlust und Geschwindigkeit linear bis hin zu quadratisch sein. Die bisher getesteten Filterschläuche des ANDRITZ Teststands sind 6 m lang und haben einen Innendurchmesser von 150 mm. Daraus resultiert eine Filtertuchfläche von $A_{media} = 2.845 \text{ m}^2$.

So berechnen sich die flächenbezogenen Gasgeschwindigkeiten wie folgt:

$$v_{fläche} = \frac{V_z}{A_{media} \cdot t_{VZ}} \quad (5-4)$$

Filtertücher aus PP oder PE haben Porendurchmesser zwischen 50 und 150 μm [20]. Mit der kinematischen Viskosität bei Umgebungsbedingungen kann die Poren-Reynoldszahl wie folgt berechnet werden.

$$Re_{pore} = \frac{v_{fläche} \cdot d_{pore}}{\nu} \quad (5-5)$$

Per Definition liegt eine schleichende Strömung vor, wenn die Reynoldszahl kleiner gleich 1 ist [8]. In diesem Bereich kann eine Stoke'sche Strömung angenommen werden und es können Gesetzmäßigkeiten wie das Gesetz von Darcy angewendet werden.

Die 50 μm großen Poren erfüllen das Reynoldskriterium für jeweils den Maximal- bzw. Minimalfall (vgl. Tab. 5-1/2). Die 150 μm großen Poren überschreiten das Reynoldskriterium im Maximalfall (vgl. Tab. 5-1). Versuche haben jedoch gezeigt, dass das Darcy's Gesetz bis zu einem Bereich von $Re=10$ noch gültig sein kann [26]. Somit wird in den Filterporen weiterhin eine Stoke'sche Strömung angenommen.

Der wohl wichtigste Aspekt in der Abreinigung von Schlauchfiltern ist der Abreinigungsdruck, der im Schlauch herrscht. Vor der Abreinigung herrscht Umgebungsdruck im Schlauch. Während der Abreinigung wird zusätzlich Luft, wie oben berechnet, eingeblasen und erhöht damit den Druck. Über das ideale Gasgesetz (Gl. 5-6) kann der daraus resultierende Überdruck berechnet werden.

$$p_{Schlauch} = \frac{\overbrace{\rho_{Gas} \cdot V_z}^m \cdot R_m \cdot T_{Gas}}{V_{Schlauch}} \quad (5-6)$$

Vergleicht man die Ergebnisse der Druckberechnungen aus den Tabellen 5-1/2 mit den Messungen der Abbildung 4-2 aus Kapitel 4, so zeigt sich, dass die Berechnungen den Druck massiv

überschätzen. Gründe dafür liegen auf der Hand: Der Filterschlauch ist gasdurchlässig, Luft kann durch das Filtertuch ausströmen.

Da der Vorgang transient ist, liefert diese vereinfachte Betrachtung keinen Aufschluss über den maximal vorliegenden Druck im Schlauch, der für den Abreinigungsvorgang relevant ist. Im nächsten Kapitel wird daher der Vorgang im Schlauch eindimensional (axialsymmetrisch) mit permeabler Wandbedingung und transient modelliert um die ANDRITZ Testanlagenergebnisse zu simulieren.

Tabelle 5-1: Berechnungen des Referenzpunkts „Max“. Bei der Berechnung wurde ein Düsendurchmesser von 13 mm verwendet.

Düsenabstand [mm]	V_0	Gesamtluftmenge V_z [m ³] i.N.	$\frac{V_z}{V_0}$	$\frac{V_{sec}}{V_0}$	v [m/s]	$v_{fläche}$ [m/s]	$Re_{150\mu m}$	$Re_{50\mu m}$	$p_{Schlauch}$ [bar]
130	0,034375	0,085937	2,500	1,500	19,45	0,1208	1,18	0,39	0,81
160	0,034375	0,105769	3,076	2,076	23,94	0,1487	1,45	0,48	1,00
190	0,034375	0,125600	3,653	2,653	28,43	0,1765	1,72	0,57	1,19

Tabelle 5-2: Berechnungen des Referenzpunkts „Min“. Bei der Berechnung wurde ein Düsendurchmesser von 15 mm verwendet.

Düsenabstand [mm]	V_0	Gesamtluftmenge V_z [m ³] i.N.	$\frac{V_z}{V_0}$	$\frac{V_{sec}}{V_0}$	v [m/s]	$v_{fläche}$ [m/s]	$Re_{150\mu m}$	$Re_{50\mu m}$	$p_{Schlauch}$ [bar]
130	0,010375	0,022479	2,166	1,166	9,78	0,0607	0,59	0,19	0,21
160	0,010375	0,027666	2,666	1,666	12,04	0,0748	0,73	0,24	0,26
190	0,010375	0,032854	3,166	2,166	14,30	0,0888	0,86	0,28	0,31

6. Berechnung des axialen Druckverlaufs im Filterschlauch

Die Druckverteilung im Filterschlauch hat für dessen Abreinigung eine große Bedeutung (vgl. Kap. 3). Daher ist eine Vorhersage der Druckverteilung über die Schlauchlänge von großem Interesse. TSAI et al. [21] modellieren die Druckverteilung über die Schlauchfilterlänge. Dabei bedient er sich einfacher Modellvorstellungen und stellt dafür eine partielle Differentialgleichung auf, die die Druckverteilung beschreibt. Seine Berechnungen zeigen gute Übereinstimmungen mit seinen experimentellen Daten. Deshalb wird TSAIs Modell verwendet, um die Druckverteilung des ANDRITZ-Teststands zu simulieren.

In diesem Kapitel wird zuerst auf die Modellierung nach TSAI eingegangen und danach auf die Berechnung der Druckverläufe an Hand von Messdaten. Zuerst werden die Messdaten von [22] herangezogen, dann die Messdaten von SCHÖNHOFER [17]. SCHÖNHOFER konnte nur 6 m lange Schläuche vermessen, während in [22] die Ergebnisse von bis zu 12 m langen Schläuchen dargestellt werden. Im Verlauf des Kapitels wird sich zeigen, dass je nach Schlauchlänge Modellparameter variiert werden müssen, um die experimentellen Ergebnisse adäquat beschreiben zu können. Die aus dem Kapitel gewonnenen Erkenntnisse werden in Kapitel 10 verwendet, um Fallbeispiele zu rechnen.

6.1. Modellierung

Der Ausgangspunkt der Modellierung ist in Abbildung 6-1 dargestellt:

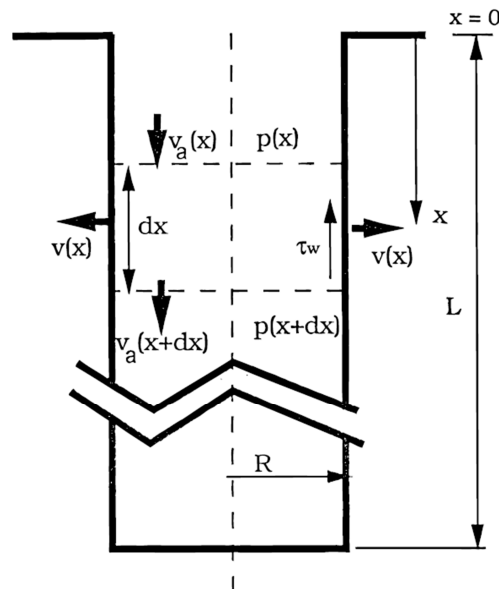


Abbildung 6-1: Darstellung der Modellvorstellung von TSAI [21]

Eine Eintrittsgeschwindigkeit $v_a(x)$ mit korrespondierendem Druck $p(x)$ strömt in den Filterschlauch ein. Über das infinitesimal kleine Längenelement dx strömt ein Teil $v(x)$ radial ab. Zudem wirkt die Wandreibung τ_w gegen die Strömungsgeschwindigkeit $v_a(x)$. Nach dem

Längenelement dx hat sich die Gasgeschwindigkeit auf $v_a(x + dx)$ geändert, sowie der Druck auf $p(x + dx)$

Die integrale Kontinuitätsgleichung kann wie folgt angesetzt werden:

$$\rho \cdot v(x) \cdot 2\pi \cdot R \cdot dx = -\rho \cdot \int_0^R [v_a(x + dx, r) - v_a(x, r)] \cdot 2\pi \cdot r \cdot dr \quad (6-1)$$

Daraus ergibt sich die Radialgeschwindigkeit $v(x)$:

$$v(x) = -\frac{R}{2} \frac{dv_a(x)}{dx} \quad (6-2)$$

Die integrale Impulserhaltungsgleichung in axialer, d.h. x-Richtung, lautet wie folgt:

$$\begin{aligned} \rho \cdot \pi \cdot R^2 \cdot dx \cdot \frac{\partial v_a}{\partial t} + \pi \cdot R^2 \cdot \beta^2 \cdot \rho \cdot [v_a^2(x + dx) - v_a^2(x)] \\ = [p(x) - p(x + dx)] \cdot \pi \cdot R^2 - \tau_w \cdot 2\pi \cdot R \cdot dx \end{aligned} \quad (6-3)$$

Der Druck kann über das Gesetz von Darcy beschrieben werden:

$$\frac{d(p(x))}{dx} = \frac{d}{dx}(k \cdot v(x)) \quad (6-4)$$

Die Wandreibung t_w kann wie folgt angesetzt werden:

$$\tau_w = \frac{f}{8} \cdot \rho_{Gas} \cdot v_a^2 \quad (6-5)$$

Setzt man die Gleichungen 6-1 bis 6-5 zusammen, so ergibt sich folgende Gleichung:

$$\frac{\partial v_a}{\partial t} = \frac{k \cdot R}{2 \cdot \rho_{Gas}} \frac{\partial^2 v_a}{\partial x^2} - 2 \cdot \beta^2 \cdot v_a \frac{\partial v_a}{\partial x} - \frac{f}{4 \cdot R} v_a^2 \quad (6-6)$$

Es handelt sich um eine nicht lineare, partielle Differentialgleichung zweiter Ordnung. Diese wird mit dem PDEPE-Solver von MATLAB© gelöst. Um eine eindeutige Lösung zu finden, braucht man eine Anfangsbedingung und zwei Randwertbedingungen.

6.2. Anfangswert und Randbedingungen

Leider hat TSAI es verabsäumt, in seiner Arbeit genauer auf die Anfangswerte und Randbedingungen einzugehen, somit werden diese wie folgt angenommen:

- Als Anfangswert wird angenommen, dass beim Zeitpunkt $t=0$ die Geschwindigkeit v_a über die gesamte Schlauchlänge L gleich Null ist. Somit gilt $v_{a,0}(x, 0) = 0$.

Für die Randbedingungen werden folgende Annahmen getroffen:

- Am Eintrittsrand $x = 0$ wird angenommen, dass über die gesamte Zeit t das Geschwindigkeitsprofil des Druckstoßes gegeben ist: $v_a(0, t) = v_{a,Druckstoß}(t)$.
- Am Ende des Filterschlauchs $x = L$ wird angenommen, dass die Geschwindigkeit v_a gleich Null ist: $v_a(L, t) = 0$.

Mit diesen Bedingungen kann die partielle Differentialgleichung in MATLAB© mit dem PDEPE-Solver gelöst werden.

6.3. Nähere Betrachtung der Differentialgleichung

Für ein besseres Verständnis wird nun auf die Lösungsdarstellung der partiellen Differentialgleichung eingegangen. Dafür wurde eine Simulation durchgeführt, die in etwa der Größenordnung der Messdaten bzw. Literaturwerte entspricht.

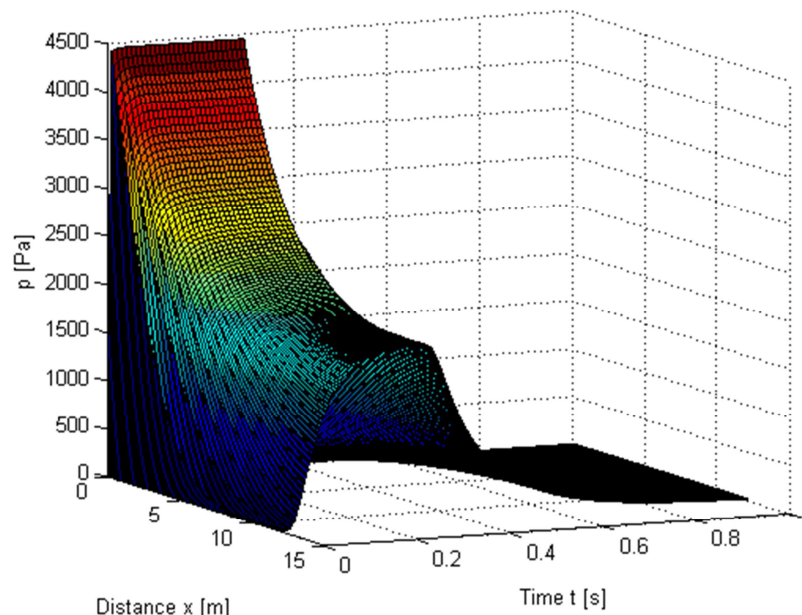


Abbildung 6-2: Dreidimensionale Lösungsdarstellung der Differentialgleichung 6-6 bei einer modellierten Ventilöffnungszeit $t_{v,m}$ von 0.3s, einem Eintrittsdruck von 4500 Pa für einen 12 m langen Schlauch

Abbildung 6-2 zeigt den prinzipiellen Lösungsverlauf der partiellen Differentialgleichung (Gl. 6-6). Dabei zeigt die farbliche Kennzeichnung die relative Intensität des Drucks (rot- in Relation hoher

Druck, blau – in Relation niedriger Druck). Die Lösungsoberfläche des Drucks ist durch eine zeitliche (Time t [s]) und örtliche (Distance x [m]) Koordinate aufgespannt.

Wie im Unterkapitel 6.2 erwähnt, wird an der Stelle $x = 0$ der zeitliche Druckstoß als Randbedingung herangezogen. Dieser wird in MATLAB® über eine zeitliche Stufenfunktion modelliert, ersichtlich an der konstanten Druckspitze bei $x = 0$ in Abbildung 6-2. Die Ventilöffnungszeit t_v wird in diesem Modell mit $t_{v,m}$ bezeichnet, um gegebenenfalls Disparitäten zwischen realer und simulierter Ventilöffnungszeit aufzuzeigen.

Nach der Darstellung der Lösung wird nun auf die einzelnen Terme der Differentialgleichung eingegangen.

$$\frac{\partial v_a}{\partial t} = \frac{k \cdot R}{2 \cdot \rho_{Gas}} \frac{\partial^2 v_a}{\partial x^2} - 2 \cdot \beta^2 \cdot v_a \frac{\partial v_a}{\partial x} - \frac{f}{4 \cdot R} v_a^2 \quad (6-7)$$

Die zeitliche Änderung der Gasgeschwindigkeit wird durch drei Terme beschrieben:

- 1.) Der diffusive Term $\frac{\partial^2 v_a}{\partial x^2}$: Dieser beschreibt die Permeation der Luft durch den Filterschlauch.
- 2.) Der konvektive Term $v_a \frac{\partial v_a}{\partial x}$: Dieser beschreibt die konvektive Beschleunigung des Gases in axialer Richtung. Dabei ist β ein Korrekturfaktor und gibt damit dem Term eine entsprechende Gewichtung.
- 3.) Der Reibungsterm $\frac{f}{4R} v_a^2$: Dieser beschreibt die Reibungseffekte, die das Gas erfährt, wenn es den Schlauch durchströmt.

Im folgenden Abschnitt werden die Auswirkungen der einzelnen Terme betrachtet. Die Lösungsdarstellung wird auf Längen- und Druckachse vereinfacht, die Zeitachse stellt den Parameter dar.

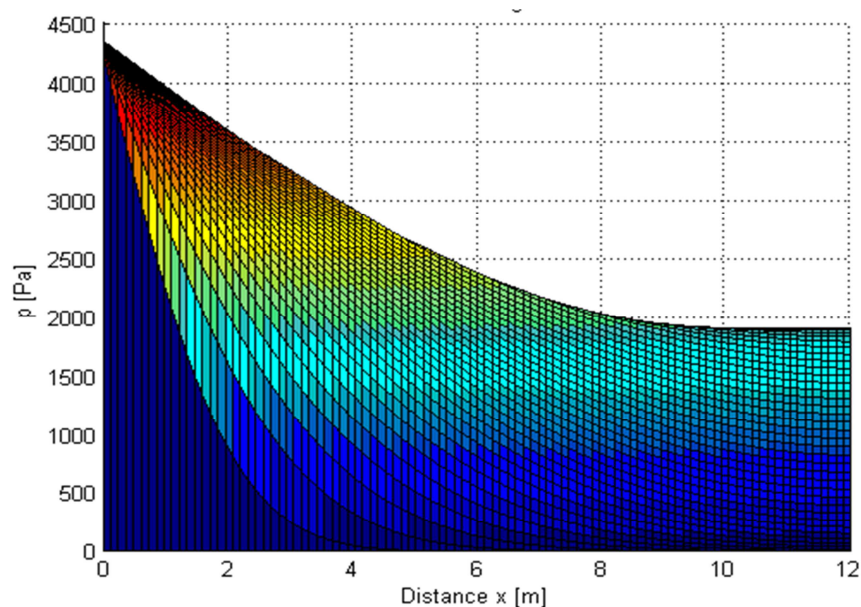


Abbildung 6-3: Darstellung des Maximaldruckverlaufs über die Schlauchlänge bei $t_{v,m}=0.3s$ und rein diffusivem Transport

Abbildung 6-3 zeigt den Druckverlauf bei rein diffusivem Transport. Konvektive Beschleunigung und Wandreibung sind vernachlässigt. Der Druck wird über die Randbedingung $v_a(0, t)$ auferlegt und ist so gewählt, dass er ungefähr der Größenordnung der Messdaten bzw. Literaturdaten entspricht.

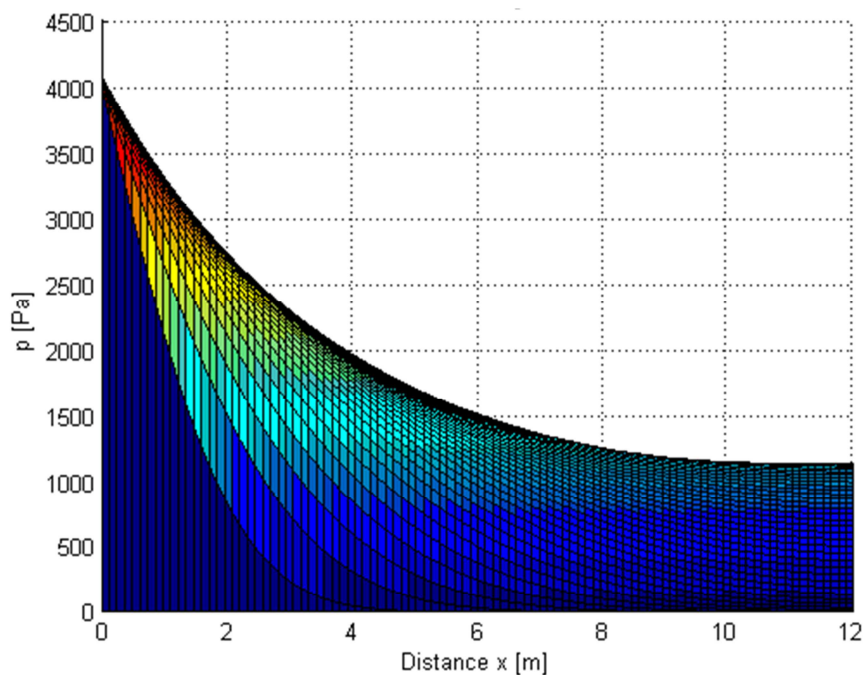


Abbildung 6-4: Darstellung des Maximaldruckverlaufs über die Schlauchlänge bei diffusivem Transport und geringer Wandreibung bei $t_{v,m}=0.3s$

Abbildung 6-4 zeigt den Druckverlauf bei diffusivem Transport mit Wandreibung. Eine Wandreibung von schon 0.01 senkt bei dieser Simulation den Maximaldruck gegen Ende des Schlauches um rund 800 Pa.

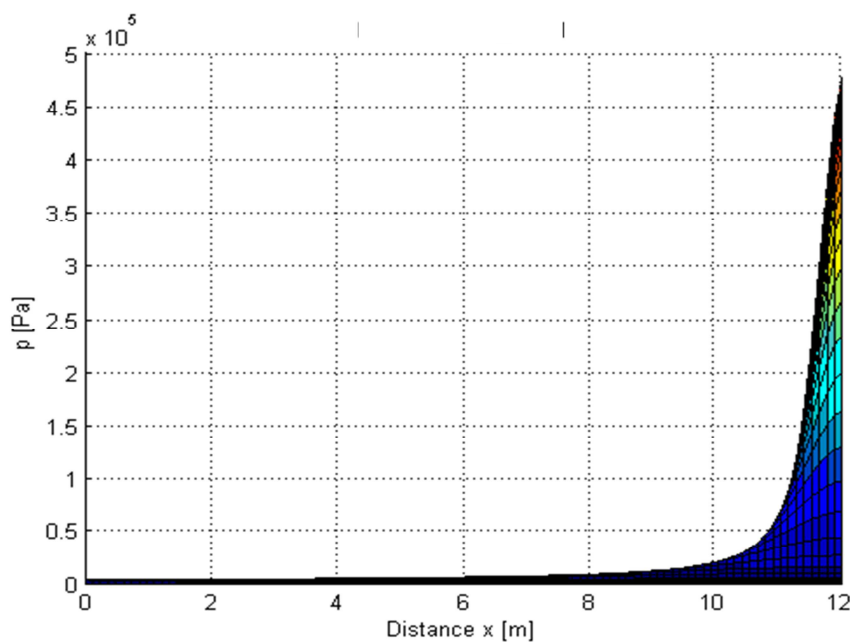


Abbildung 6-5a: Darstellung des Maximaldruckverlaufs über die Schlauchlänge bei diffusivem Transport, geringer Wandreibung und konvektiver Beschleunigung bei $t_{v,m}=0.3s$

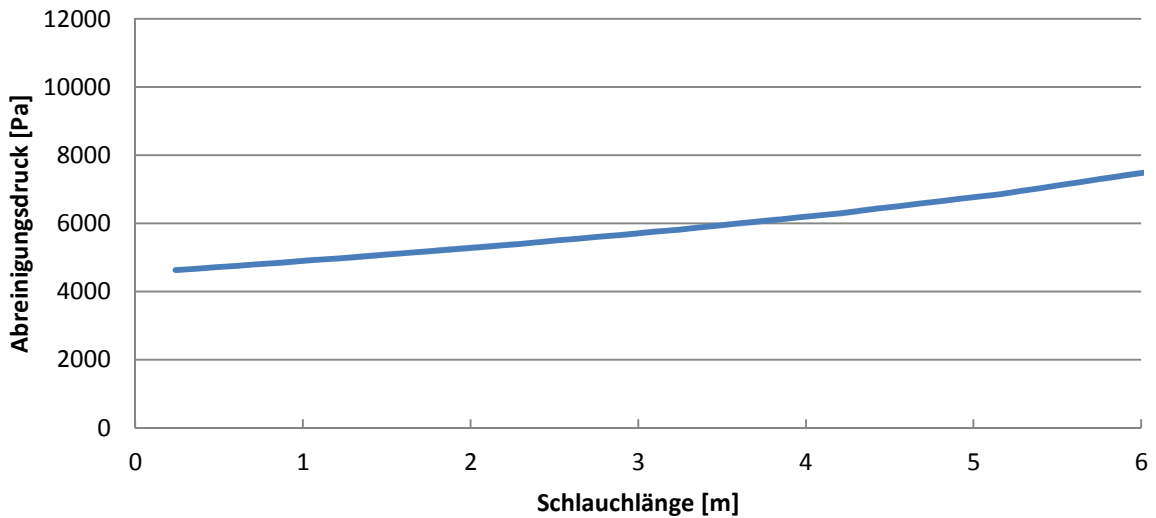


Abbildung 6-5b: Detailausschnitt der Abbildung 6-5a

Eine Eigenart der Differentialgleichung zeigt sich in Abbildung 6-5a. Hier steigt der Druck immens gegen Ende der Schlauchs an. Der Detailausschnitt (Abb. 6-5 b) zeigt, dass der Druck nicht konstant bleibt, sondern der Länge nach steigt. Anscheinend sorgt die konvektive Beschleunigung dafür, dass das Gas ungebremst bis an das Ende des Schlauches gelangt und dann wegen Randbedingung $v_a(L, t) = 0$ abgebremst wird und somit den hohen Druck gegen Ende hin erzeugt.

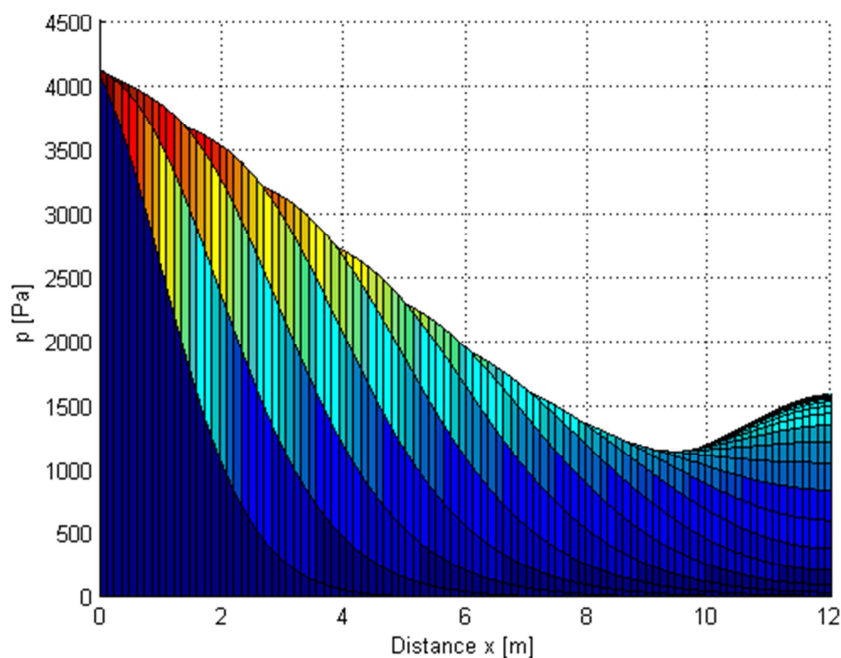


Abbildung 6-6: Darstellung des Maximaldruckverlaufs über die Schlauchlänge bei diffusivem Transport, hoher Wandreibung und konvektiver Beschleunigung bei $t_{v,m}=0.3s$.

Erhöht man die Wandreibung von 0.01 auf 0.15, ergibt sich Abbildung 6-6. TSAI hat in seiner Arbeit einen Wandreibungsfaktor von 0.22 verwendet, um seine experimentellen Daten nachbilden zu können. Diese Eigenheit wird im Kapitel 6.6 weiter erörtert.

6.4. Vergleich mit Messdaten aus der Literatur

In der Literatur [22] findet man Messungen des Abreinigungsdrucks von 4 bis 12 m langen Schläuchen. Diese Datensätze werden herangezogen, um sie mit Simulationen nach dem Modell von TSAI zu vergleichen.

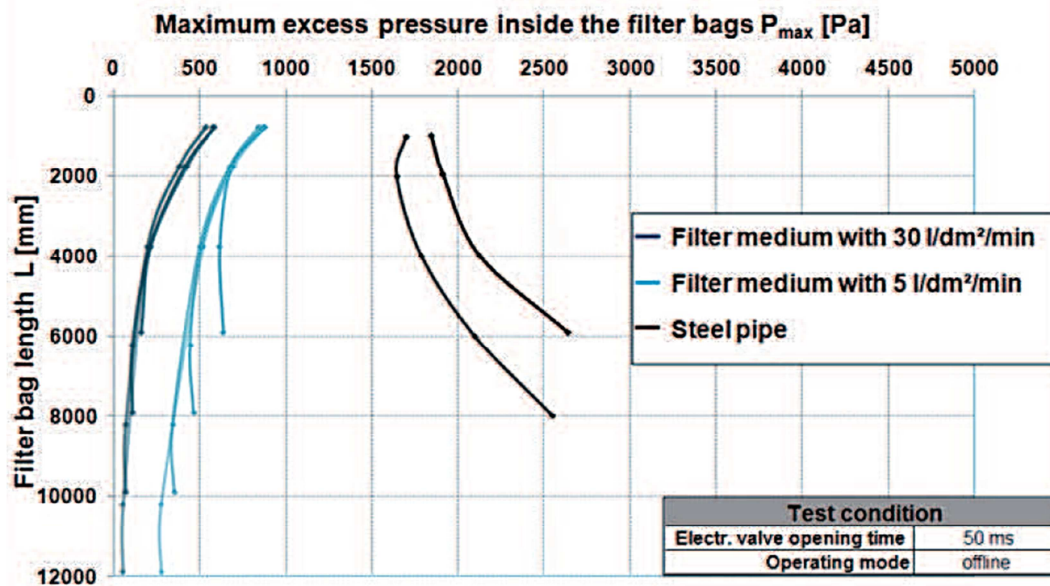


Abbildung 6-7: Maximaldruck über Filterlänge bei verschiedenen Luftdurchlässigkeiten [22]

Abbildung 6-7 gibt ein grobes Verständnis dafür, wie sich der Druck in einem Filterschlauch ausbildet: Je höher die Luftdurchlässigkeit, desto geringer der maximale Abreinigungsdruck (vgl. hellblaue und dunkelblaue Kurven). Je länger der Filterschlauch ist, desto geringer wird der maximale Abreinigungsdruck über die Schlauchlänge.

Ein Sonderfall ist das Stahlrohr (vgl. schwarze Kurven): Dabei steigt der Druck über die Länge des Filterschlauchs an. Bei der 8 m langen Stahlröhre stellt sich bei 2 m ein Druckminimum ein, das wahrscheinlich durch eine unvollständig ausgebildete Einlaufströmung zustande kommt. Abbildung 6-7 zeigt damit zwei Grenzfälle, wie sich der Druckverlauf über die Filterschlauchlänge entwickeln kann.

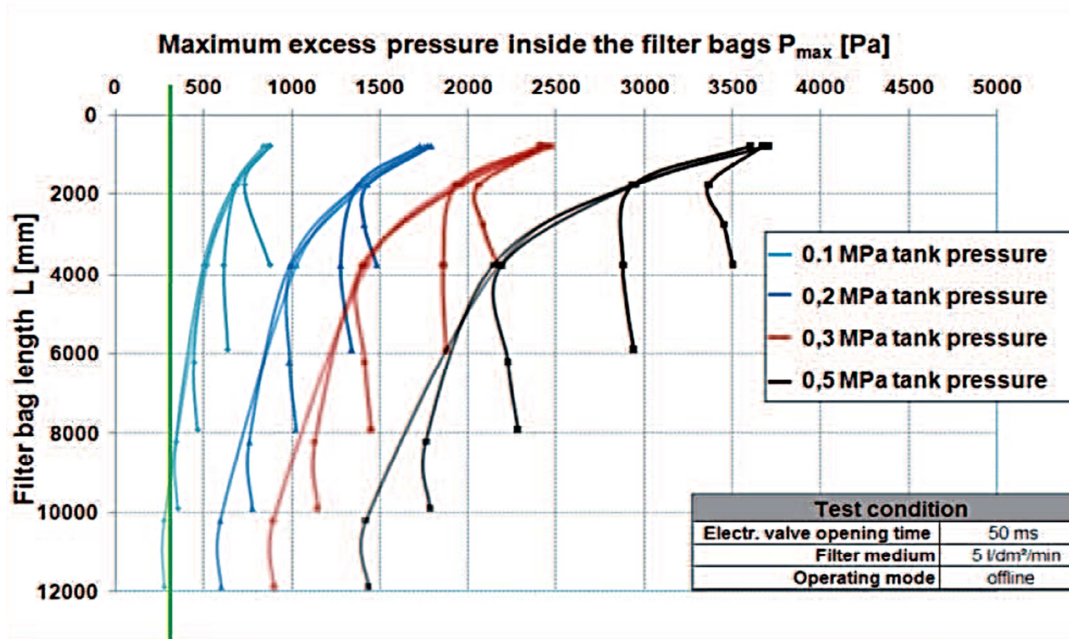


Abbildung 6-8: Darstellung der Druckverläufe bei verschiedenen Längen und Abreinigungsdrücken. Die senkrechte grüne Linie stellt einen Abreinigungsgrenzwert nach SIEVERT [6] dar. [22]

Abbildung 6-8 zeigt eine detailliertere Darstellung der Druckverläufe über die Schlauchlänge mit variierendem Tankdruck. Die grüne Linie stellt den minimalen Abreinigungsdruck dar, der von Sievert [6] vorgeschlagen wird. Es zeigt sich: Je höher der Tankdruck, desto höher ist auch der Abreinigungsdruck und der Druckverlust über die Schlauchlänge. Bei 5 bar Tankdruck (vgl. Abb. 6-8 schwarze Kurve) sieht man einen beinahe exponentiellen Abfall des Drucks über die Schlauchlänge.

Bemerkenswert ist auch, dass bei den 4 m langen Schläuchen (vgl. Abb. 6-8) der maximale Druck gegen Ende hin wieder signifikant steigt. Somit zeigt sich eine Mischform von den in Abbildung 6-7 besprochenen Extrema. Dieser Trend ist bei den 6, 8 und 10 m langen Schläuchen nur in abgeschwächter Form zu erkennen. Bei den 12 m langen Schläuchen zeigt sich auch ein geringer Druckanstieg gegen Ende hin, jedoch kommt dieser vermutlich durch den Kurvenfit zustande.

Mit der TSAI Routine werden die experimentellen Daten aus Abbildung 6-8 nachgerechnet. Als simulierte Ventilöffnungszeit $t_{v,m}$ wird die 50 ms Ventilöffnungszeit aus den Versuchen übernommen. Die Luftdurchlässigkeit α von $5 \frac{l}{min \cdot dm^2}$ entspricht einem Permeationswiderstand k von $24000 \frac{Pa \cdot s}{m}$. Nachdem auch TSAI den Wandreibungsfaktor f benutzt hat, um seine Datenpunkte anzupassen, wird auch hier der Koeffizient f benutzt, um die Daten der 12 m langen Schläuche anzupassen. Sind diese angepasst, wird sukzessive eine kürzere Schlauchlänge simuliert, ohne dabei den Koeffizienten f zu ändern. Es werden deshalb die längeren Schläuche angepasst, weil bei späteren Berechnungen darauf der Fokus liegt.

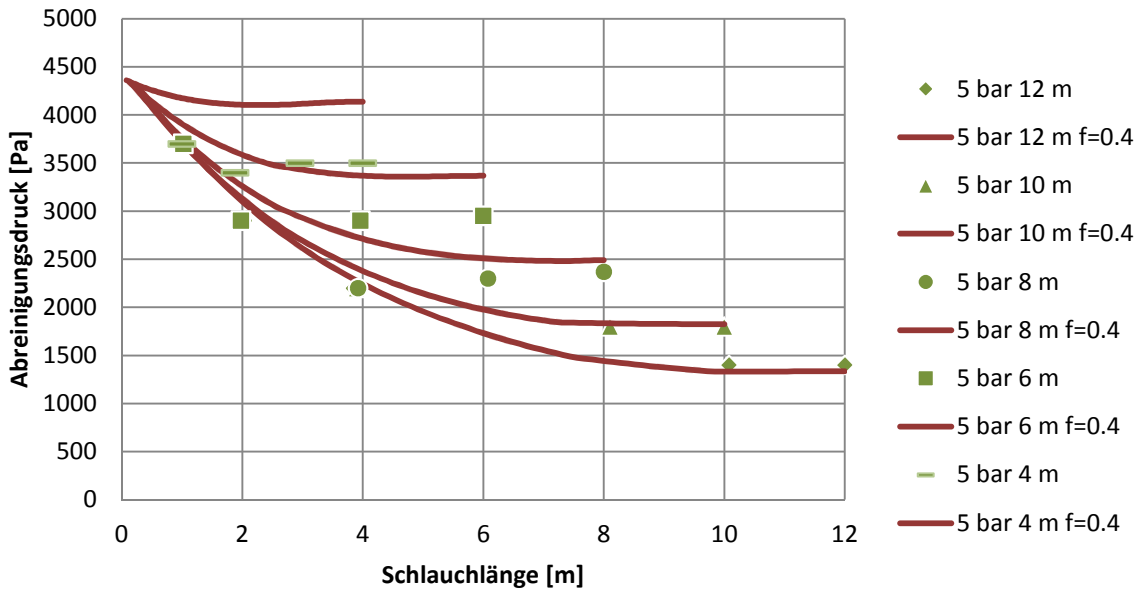


Abbildung 6-9: Darstellung der Datenpunkte [22] bei p_t 5 bar, $\alpha = 5 \frac{l}{\text{min} \cdot \text{dm}^2}$ und der TSAI Druckverläufe bei $f = 0,4$

Die berechneten Druckverläufe der 10 und 12 m langen Schläuche zeigen bei einem Reibungsfaktor f von 0,4 gute Übereinstimmungen mit den experimentellen Daten. Die des 8 m langen Schlauchs zeigen auch gut Übereinstimmungen, jedoch kann das Druckminimum bei 4 m nicht abgebildet werden. Die der 4 und 6 m langen Schläuche stimmen nicht mehr gut mit den experimentellen Daten überein. Die Abweichungen betragen rund 15 %.

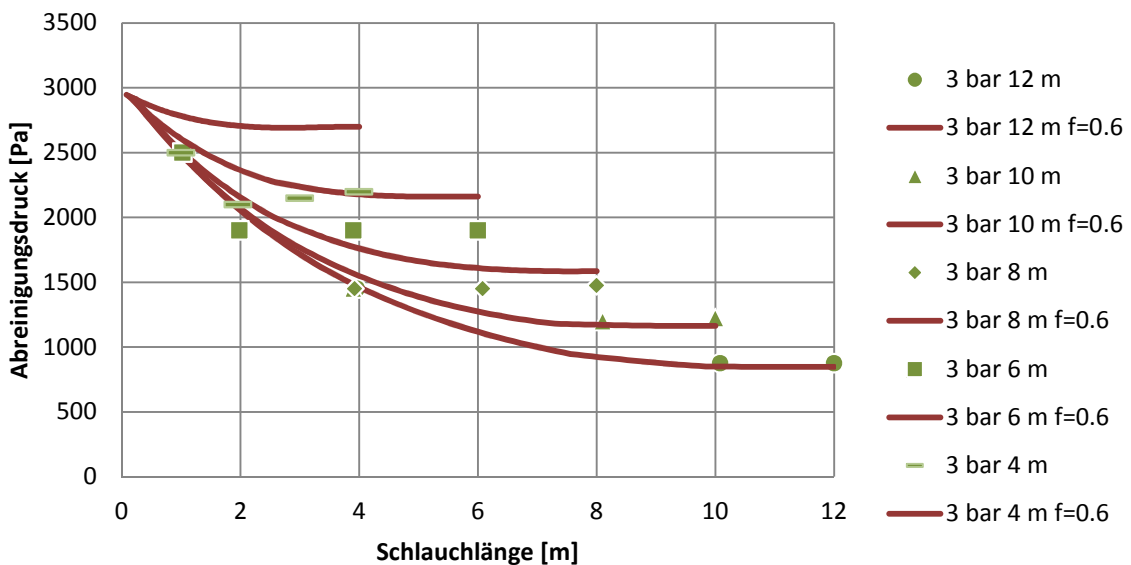


Abbildung 6-10: Darstellung der Datenpunkte [22] bei p_t 3 bar, $\alpha = 5 \frac{l}{\text{min} \cdot \text{dm}^2}$ und der TSAI Druckverläufe bei $f = 0,6$

Um die Datenpunkte bei 3 bar Tankdruck anzupassen, muss der Reibungsfaktor auf 0,6 erhöht werden. Die Berechnungen der 10 und 12 m langen Schläuche zeigen gute Übereinstimmungen mit den experimentellen Daten. Die des 8 m langen Schlauchs vermag das Druckminimum bei 4 m nicht

zu fassen. Die der 4 und 6 m langen Schläuche zeigen signifikante Abweichungen zu den experimentellen Daten.

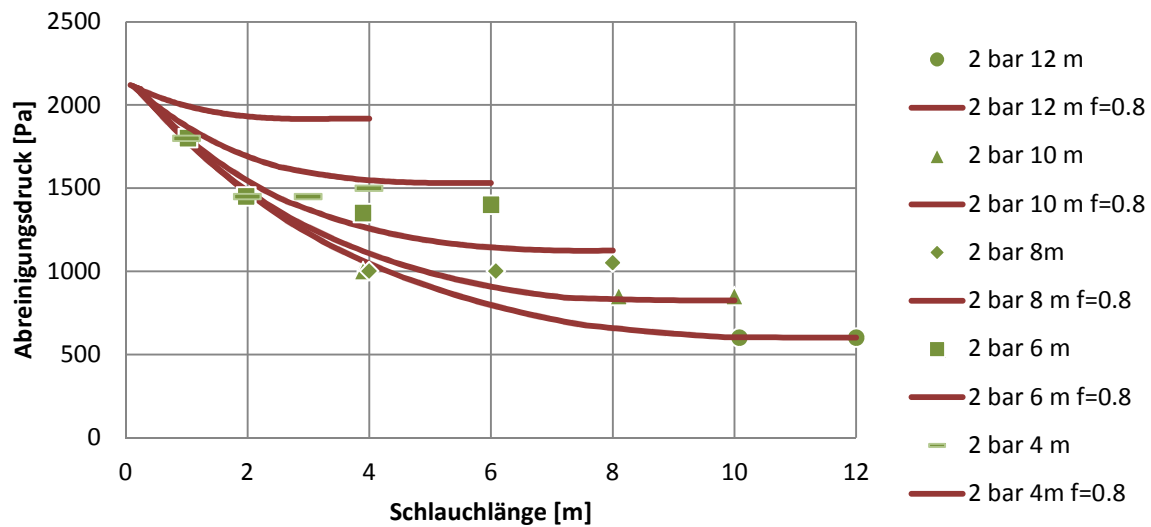


Abbildung 6-11: Darstellung der Datenpunkte [22] bei p_t 2 bar, $\alpha = 5 \frac{l}{min \cdot dm^2}$ und der TSAI Druckverläufe bei $f = 0,8$

Um die Datenpunkte bei 2 bar Tankdruck anzupassen, muss der Reibungsfaktor auf 0,8 erhöht werden. Die Berechnungen der 10 und 12 m langen Schläuche zeigen gute Übereinstimmungen mit den experimentellen Daten. Die des 8 m langen Schlauchs vermag das Druckminimum bei 4 m nicht zu fassen und tendenziell scheinen die Messpunkte nicht so gut getroffen zu sein, wie in Abbildung 6-9 und 6-10. Die der 4 und 6 m langen Schläuche zeigen signifikante Abweichungen zu den experimentellen Daten. Die des 4 m langen Schlauchs zeigt besonders hohe Abweichungen.

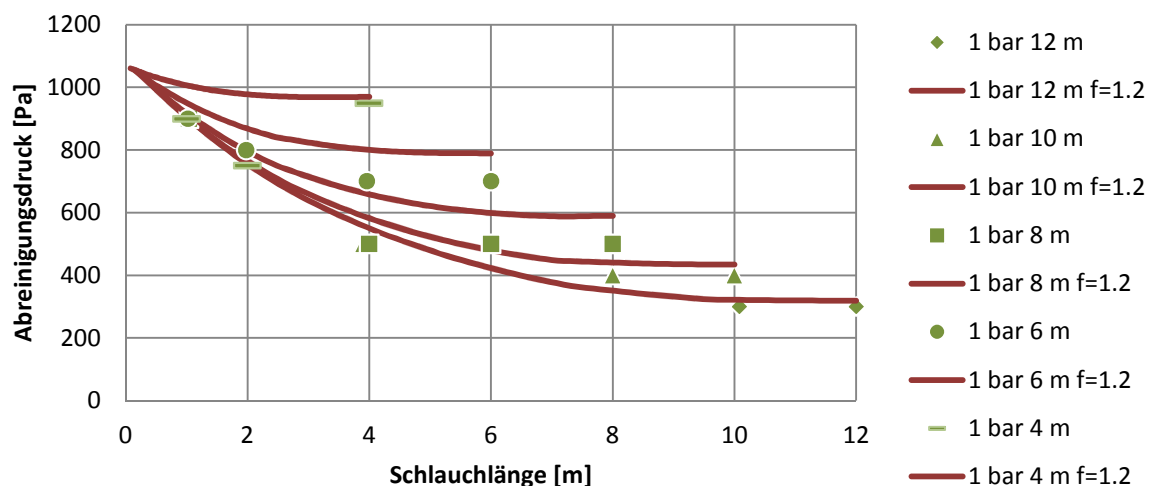


Abbildung 6-12: Darstellung der Datenpunkte [22] bei p_t 1 bar, $\alpha = 5 \frac{l}{min \cdot dm^2}$ und der TSAI Druckverläufe bei $f = 1,2$

Um die Datenpunkte bei 2 bar Tankdruck anzupassen, muss der Reibungsfaktor auf 1,2 erhöht werden. Die Berechnung des 12 m langen Schlauchs zeigt gute Übereinstimmungen mit den

experimentellen Daten. Auch die des 10 m langen Schlauchs zeigt nur geringe Abweichungen zu den experimentellen Daten. Bei der Berechnung des 8 m langen Schlauchs hingegen zeigen sich signifikante Abweichungen zu den experimentellen Daten. Ebenso sind bei den 4 und 6 m langen Schläuche signifikante Abweichungen zu den experimentellen Daten erkennbar. Die des 4 m langen Schlauchs trifft den Messpunkt am Ende des Schlauchs, kann aber das Druckminimum bei 2 m nicht simulieren.

Wie in Abbildung 6-7 zu sehen, wurde auch ein Schlauch mit einer Luftdurchlässigkeit α von $30 \frac{l}{min \cdot dm^2}$ vermessen. Zum Vergleich wird dieser auch mit der TSAI-Routine nachgerechnet. Die simulierte Ventilöffnungszeit $t_{v,m}$ bleibt bei 50 ms, der Permeationswiderstand k beträgt $4000 \frac{Pa \cdot s}{m}$.

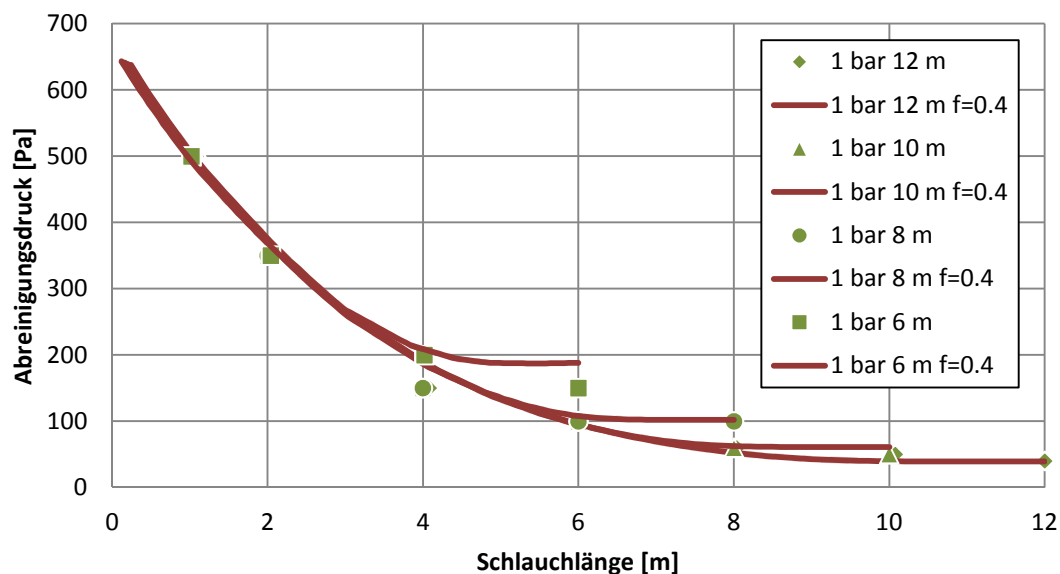


Abbildung 6-13: Darstellung der Datenpunkte [22] bei p_t 1 bar, $\alpha = 30 \frac{l}{min \cdot dm^2}$ und der TSAI Druckverläufe bei $f = 0,4$

Abbildung 6-13 zeigt eine hohe Übereinstimmung der berechneten Druckverläufe mit den experimentellen Daten der 8, 10 und 12 m langen Schläuche. Die Berechnung des 6 m langen Schlauchs zeigt signifikante Abweichungen. Bemerkenswert ist, dass hier ein Reibungsfaktor f von 0,4 bei einem Tankdruck von 1 bar ausreicht.

6.5. Vergleich mit ANDRITZ-Teststand Messdaten

SCHÖNHOFER [17] hat drei Filterschlauchpermeabilitäten vermessen. Der TYP2 hat die niedrigste Luftdurchlässigkeit (und damit den höchsten Durchdringungswiderstand) mit $\alpha = 3 \frac{l}{min \cdot dm^2}$, gefolgt von TYP 1 mit $\alpha = 9 \frac{l}{min \cdot dm^2}$. Der TYP 3 weist die höchste Luftdurchlässigkeit mit $\alpha = 34 \frac{l}{min \cdot dm^2}$ auf. Abbildung 6-14 bis 6-16 zeigen die Druckverläufe der jeweiligen Filterschlauchtypen bei unterschiedlichem Abreinigungsdruck.

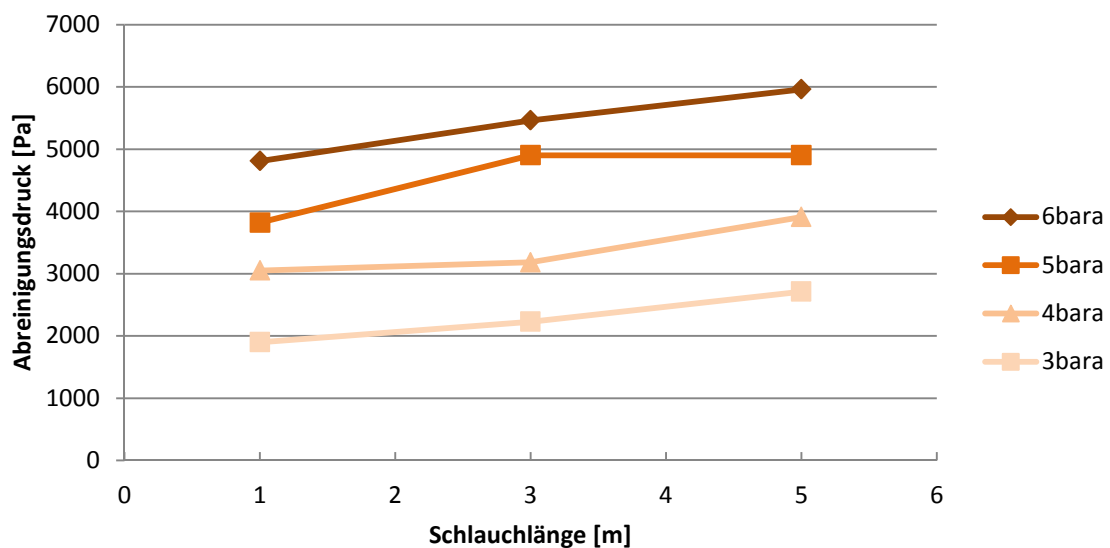


Abbildung 6-14: Darstellung des Druckverlaufs über die Filterlänge bei unterschiedlichem Tankdruck des TYP 2 bei einer Ventilöffnungszeit von $t_v=180$ ms. [17]

TYP 2 weist einen Druckanstieg über die Länge des Filterschlauchs auf. Das resultiert wahrscheinlich aus dem hohen Durchdringungswiderstand, sodass der TYP 2 im Verhalten ähnlich wie ein dichtes Stahlrohr fungiert (vgl. Abbildung 6-7).

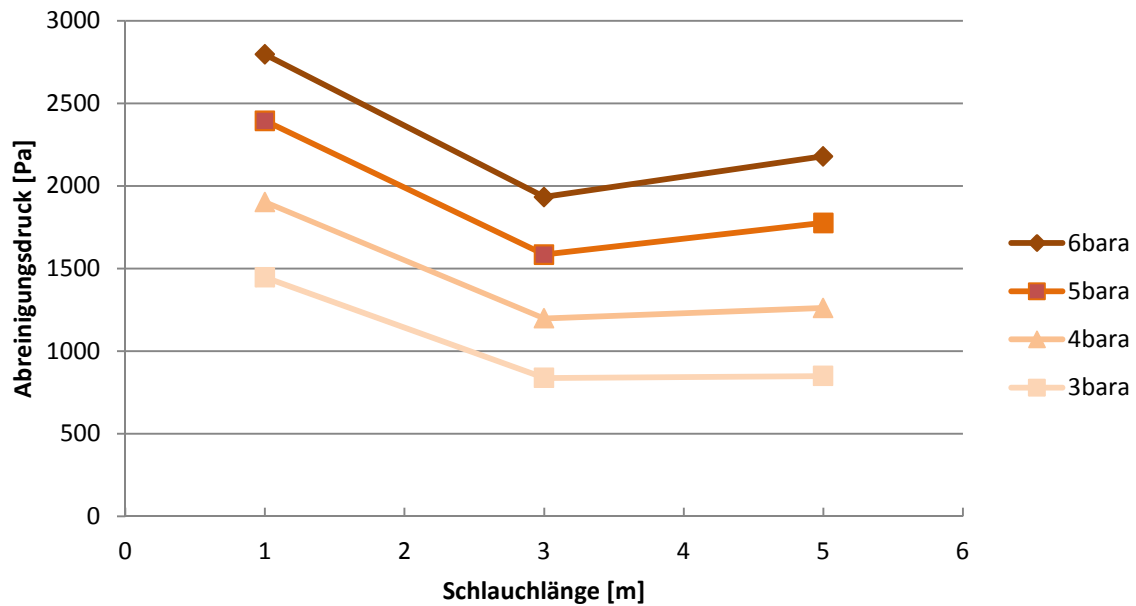


Abbildung 6-15: Darstellung des Druckverlaufs über die Filterlänge bei unterschiedlichem Tankdruck des TYP 3 bei einer Ventilöffnungszeit von $t_v=180$ ms. [17]

Beim TYP 3 sinkt der Druck, weist jedoch ein Druckminimum in der Mitte des Schlauches auf. Vergleichbares sieht man in Abbildung 6-8, wo bei immer kürzer werdender Schlauchlänge (z.B. 4 m) der Druck gegen Ende wieder steigt und sich in der Mitte ein Minimum ausbildet.

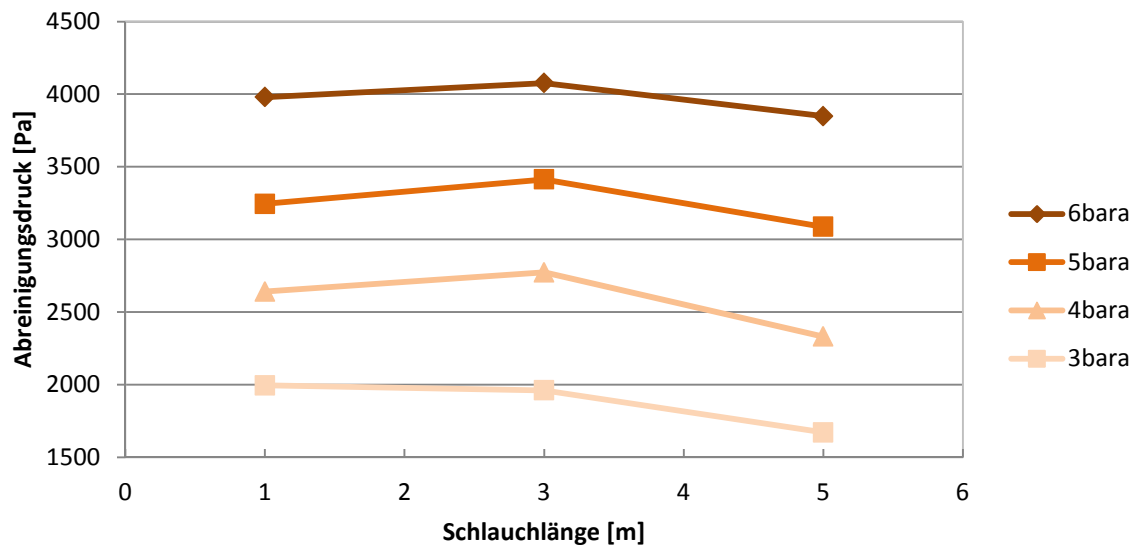


Abbildung 6-16: Darstellung des Druckverlaufs über die Filterlänge bei unterschiedlichem Tankdruck des TYP 1 bei einer Ventilöffnungszeit von $t_v=180$ ms. [17]

TYP 1 weist ein Druckmaximum in der Mitte des Schlauches auf. Somit lässt TYP 1 im Gegensatz zu TYP 2, TYP 3 eine neue Art des Druckverlaufs erkennen.

Die oben dargestellten Druckverläufe werden mit der TSAI-Routine berechnet. Dabei lauten die Permeationswiderstände für die Filtertypen wie folgt: TYP 2 $k = 40000 \frac{\text{Pa}\cdot\text{s}}{\text{m}}$, TYP 1 $k = 13333 \frac{\text{Pa}\cdot\text{s}}{\text{m}}$ und TYP 3 mit $k = 3529 \frac{\text{Pa}\cdot\text{s}}{\text{m}}$. Die simulierte Ventilöffnungszeit $t_{v,m}$ beträgt 180 ms.

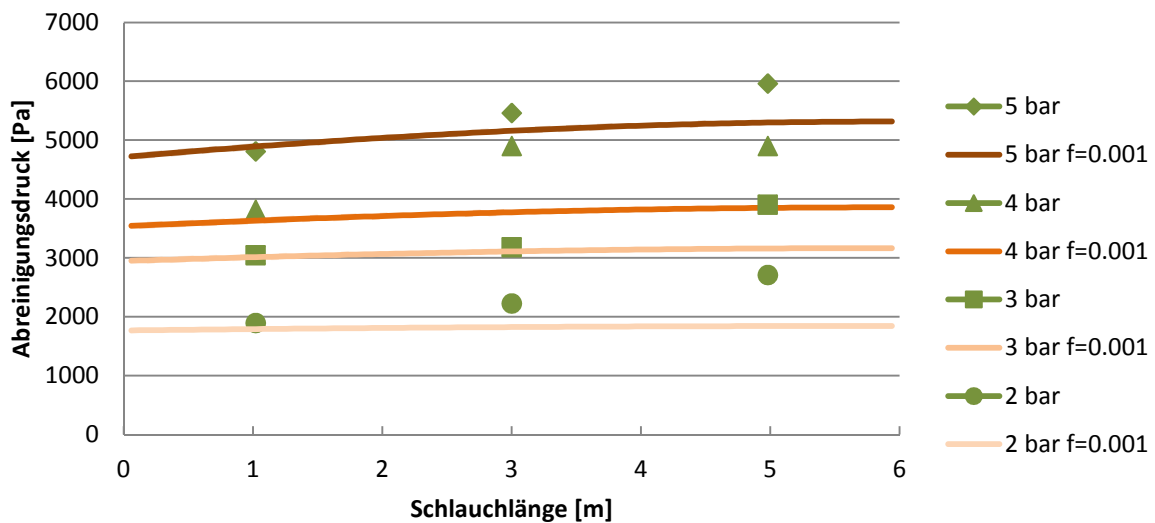


Abbildung 6-17: Darstellung der TYP 2 Datenpunkte und der TSAI Druckverläufe bei $f = 0,001$

In Abbildung 6-17 ist zu sehen, dass der Druckverlauf nach der TSAI Routine bei hohem Permeationswiderstand k und niedrigem Reibungsfaktor f steigt. Jedoch zeigen sich signifikante Abweichungen zu den experimentellen Daten. Ein weiteres Herabsenken des Reibungsfaktors f hat keine Erhöhung des Druckverlaufs zur Folge.

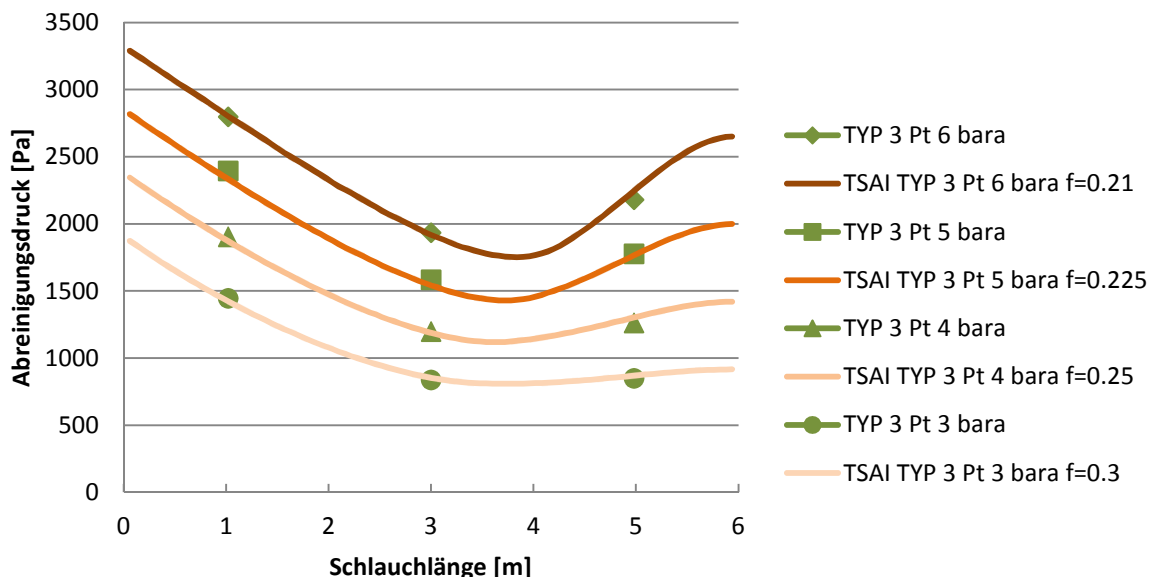


Abbildung 6-18: Darstellung der TYP 3 Datenpunkte und der TSAI Druckverläufe

Die Druckverläufe in Abbildung 6-18 wurden an die Messpunkte angepasst, dabei steigt der Reibungsfaktor f mit fallendem Tankdruck p_t .

Der Druckverlauf des TYP 1 aus Abbildung 6-16 kann nicht simuliert werden, da sich kein Druckmaximum in der Mitte des Schlauchs simulieren lässt.

6.6. Abhängigkeit des Reibungsfaktors

Wie oben dargestellt, hat die Wahl des Reibungsfaktors f einen großen Einfluss auf die berechneten Druckverläufe.

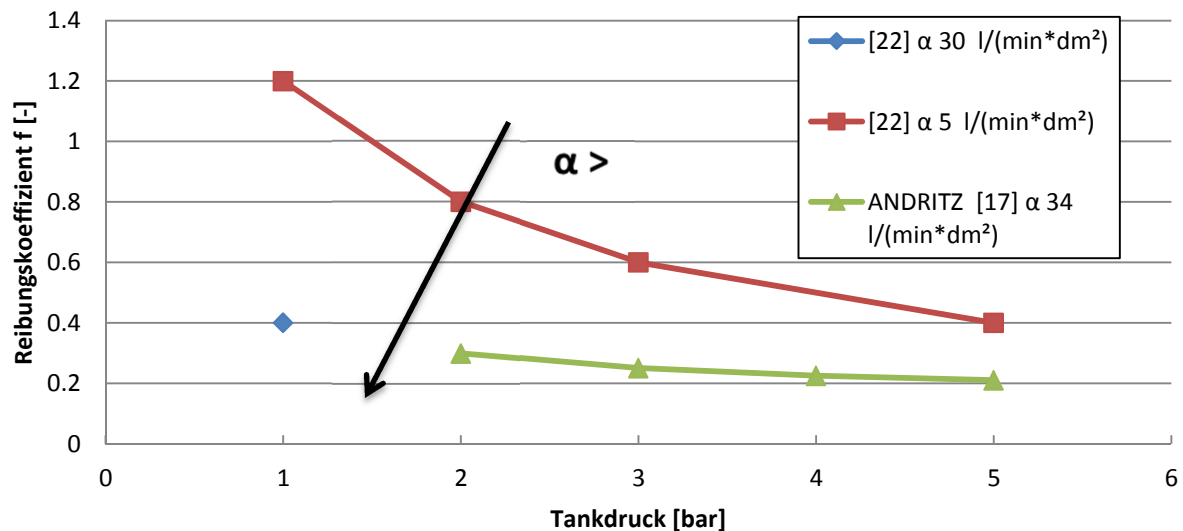


Abbildung 6-19: Darstellung des Reibungsfaktors f über den Tankdruck aus den Simulationen der experimentellen Daten von [22] und ANDRITZ [17]

Abbildung 6-19 zeigt, welcher Reibungsfaktor die Druckverläufe am besten an die experimentellen Daten angleicht. Es zeigt sich, dass der Reibungsfaktor mit steigender Luftdurchlässigkeit geringer wird.

6.7. Anwendbarkeit des Modells

Wie oben gezeigt, kann die TSAI-Routine den Druckverlauf von langen Schläuchen und hoch permeablen Schläuchen gut vorhersagen.

Jedoch hat die Routine auch Unzulänglichkeiten:

- Der Reibungsfaktor f muss an die experimentellen Daten angepasst werden.
- Druckverläufe der 4 und 6 langen Schläuche können nicht ausreichend gut simuliert werden, zumindest bei konstantem Reibungsfaktor (vgl. Kapitel 6.4.).
- Die Druckverläufe der Schläuche des TYP 1 können nicht simuliert werden und jene des TYP 2 zeigen große Abweichungen (vgl. Kapitel 6.5).

Dem Anschein nach werden nicht alle Druckeinflüsse durch das Modell erfasst. Eine mögliche Fehlerquelle liegt wohl in der Modellannahme, dass sich das Gas inkompressibel verhält ($\rho = \text{konst.}$). Vergleicht man die Druckdaten des TYP 2 (Abb. 6-14) mit denen des Stahlrohrs (Abb. 6-7), so zeigt sich ein Druckanstieg. Dieser kann durch kompressible Gasdynamik vorhergesagt werden [23]. Zwar kann TSAI einen Druckanstieg simulieren (vgl. Abb. 6-17), jedoch kommt dieser wohl vom Gleichungsterm der konvektiven Beschleunigung (vgl. Abb. 6-5). Es kann sein, dass aufgrund der langen Schlauchlänge kompressible Strömungseffekte keine dominante Rolle mehr spielen. Wahrscheinlich sind deswegen die Datensätze von [22] simulierbar.

TSAI hat in seiner Publikation einen Reibungsfaktor f von 0.22 bei einem Filterwiderstand k von $864 \frac{\text{Pa}\cdot\text{s}}{\text{m}}$ verwendet. Das entspricht einer Luftdurchlässigkeit α von $138 \frac{\text{l}}{\text{min}\cdot\text{dm}^2}$. TSAI hat damit sein Modell an hoch permeablen Schläuchen validiert, was auch erklären würde, warum der TYP 3 simulierbar ist.

7. Dimensionsanalyse der Filterabreinigung

7.1. Grundlagen

Ausgangspunkt der Überlegungen ist die Arbeit von BINNIG et al. [24], in dem für die Abreinigungsparameter eines Pulse-Jet-Filters eine Dimensionsanalyse durchgeführt wird. Dabei ist die Zielgröße der maximale Abreinigungsdifferenzdruck in Abhängigkeit vom Tankdruck, der Filterpermeabilität, des Filtervolumens, der Filteroberfläche und des Düsendurchmessers. Die Vorhersage des Abreinigungsdrucks im Filterschlauch ist nicht nur entscheidend für dessen Abreinigung, sondern liefert auch wichtige Informationen für die TSAI-Routine aus Kapitel 6.

In Vorversuchen hat BINNIG gezeigt, dass die Ventilöffnungszeit t_v einen zu vernachlässigen den Einfluss auf den maximalen Abreinigungsdruck im Filterschlauch hat. Es sollte jedoch angemerkt werden, dass bei zu kleinen Ventilöffnungszeiten die nötige Luftmenge nicht mehr erbracht werden kann und somit der maximale Abreinigungsdruck absinkt. Die Versuche des ANDRITZ-Teststands zeigen keine wesentliche Änderung des maximalen Abreinigungsdrucks in einem Bereich von 80-180 ms Ventilöffnungszeit.

Folgende dimensionslose Größen werden eingeführt:

$$\pi_1 = \frac{\Delta p_{reg,max}}{\Delta p_{crit}} \quad \pi_2 = \frac{p_T}{p_U} \quad \pi_3 = \frac{p_T}{\Delta p_{crit}} \quad \pi_4 = \frac{A_{media}}{d_{Düse}^2} \quad \pi_5 = \frac{V_{clean}}{A_{media}^{3/2}} \quad (7-1)$$

Dabei ist:

$$\Delta p_{crit} = \frac{v_{crit}}{B_{media}} \quad (7-2)$$

$\Delta p_{reg,max}$ ist der maximale Abreinigungsdifferenzdruck, p_{Tank} ist der absolute Tankdruck, p_U ist der Umgebungsdruck, v_{crit} ist die kritische Austrittsgeschwindigkeit (=Schallgeschwindigkeit), B_{media} ist die Permeabilität des Filtermediums definiert als $\frac{v}{\Delta p}$, A_{media} ist die Filtertuchoberfläche, V_{clean} ist das Reingasvolumen innerhalb des Schlauches.

Aus den dimensionslosen Größen kann eine Stammfunktion gebildet werden:

$$F(\pi_1, \pi_2, \pi_3, \pi_4, \pi_5) = 0 \quad (7-3)$$

Sowie eine explizite Funktion:

$$\pi_1 = \hat{A} \cdot \pi_2^a \cdot \pi_3^b \cdot \pi_4^c \cdot \pi_5^d \quad (7-4)$$

Beziehungsweise:

$$\left(\frac{\Delta p_{reg}}{\Delta p_{crit}}\right) = \hat{A} \cdot \left(\frac{P_T}{P_0}\right)^a \cdot \left(\frac{P_T}{\Delta p_{crit}}\right)^b \cdot \left(\frac{A_{media}}{d_{nozzle}^2}\right)^c \cdot \left(\frac{V_{clean}}{A_{media}^2}\right)^d \quad (7-5)$$

Der Vorteil einer dimensionslosen Beschreibung des Filterstands liegt in der Skalierbarkeit der Parameter, so kann ein Scale-Up bzw. eine Redimensionierung sehr einfach gestaltet werden. Außerdem kann die explizite Funktion herangezogen werden, um verschiedene Filteranlagen miteinander zu vergleichen.

Binnig hat den Koeffizienten A und die Exponenten a, b, c, d nicht bestimmt, sondern er hat die einzelnen π -Größen konstant gelassen, jedoch Zähler und Nenner in Relation verändert.

Binnigs Versuchsaufbau entspricht dem VDI 3926 Teststand, der sich deutlich von der Blasrohrkonfiguration des ANDRITZ-Teststands unterscheidet. Jedoch kommen die Einflussparameter des VDI-Teststands auch beim ANDRITZ-Teststand vor, sodass angenommen wird, dass diese dimensionslosen Kenngrößen auch hier anwendbar sind.

7.2. Datenregression

Es müssen der Koeffizient A und die Exponenten a, b, c, d für die oben genannte explizite Funktion (Gl. 7-5) bestimmt werden. Dafür werden die Daten der Arbeit von SCHÖNHOFER [17] herangezogen. Dabei wird der Abreinigungsdifferenzdruck über die Schlauchfilterlänge gemessen und gleichzeitig Tankdruck, Filterpermeabilität und Düsenabstand variiert. Reingasvolumen und Filteroberfläche sind konstant gehalten.

Für praktische Anwendungen ist der durchschnittliche Abreinigungsdruck über die gesamte Schlauchlänge von Interesse, deshalb wird ein Durchschnittswert der unterschiedlichen Druckwerte aus den Messsonden P 5 bis 7 gebildet.

Für die TSAI-Routine ist der Druck im Schlaucheintritt von Interesse, deshalb wird eine Regression nur mit den Druckdaten der Messsonde P 5 durchgeführt.

7.2.1. Gemittelter Schlauchdruck

Anhand der Datensets kann der Einfluss des Tankdrucks und der Filterpermeabilität bestimmt werden. Dabei wird ein gemittelter Maximaldruck aus den Drucksensoren P 5 bis P 7 gebildet und für Δp_{reg} verwendet. Die explizite Funktion wird für die Auswertung auf folgende Schreibweise umgeändert:

$$\pi_1 = \hat{D} \cdot \pi_2^a \cdot \pi_3^b \quad (7-6)$$

Beziehungsweise:

$$\left(\frac{\Delta p_{reg}}{\Delta p_{crit}} \right) = \hat{D} \cdot \left(\frac{P_T}{P_0} \right)^a \cdot \left(\frac{P_T}{\Delta p_{crit}} \right)^b \quad (7-7)$$

Um die Exponenten a und b zu bestimmen, wird eine Datenregression über die geringsten relativen Fehlerquadrate durchgeführt. Die Zielfunktion für jeden Datenpunkt lautet:

$$R_{rel}^2 = \left(\frac{\pi_1 - \hat{D} \cdot \pi_2^a \cdot \pi_3^b}{\pi_1} \right)^2 \quad (7-8)$$

Die Summe der relativen Fehlerquadrate aller Messpunkte ist die Zielgröße in Abhängigkeit der Parameter D, a und b. Mit dem Excel-Solver-Tool (Non-Linear-Solver) wird die Zielgröße minimiert und die Exponenten a und b sind damit berechnet.

Als Erstes werden Daten bei gleicher Düsen-Filter-Distanz, sowie gleicher Ventilöffnungszeit, jedoch bei unterschiedlicher Permeabilität und unterschiedlichem Tankdruck herangezogen. Die durchschnittlichen relativen Fehler nach der Regression betragen 6.24 % mit einer Maximalabweichung von 11.79 %. Die dazu korrespondierenden Koeffizienten lauten wie folgt:

Tabelle 7-1: Ergebnisse der Datenregression bei gleicher Düsen-Filter-Distanz und gleicher Ventilöffnungszeit

\hat{D}	a	b
0,0014	0,4495	0,6834

Anschließend werden Daten mit gleicher Ventilöffnungszeit, aber unterschiedlichen Düsenabständen, unterschiedlichen Permeabilitäten und unterschiedlichem Tankdruck herangezogen. Die durchschnittlichen relativen Fehler nach der Regression betragen 6.5% mit einer Maximalabweichung von 15.1%. Die dazu korrespondierenden Koeffizienten lauten wie folgt:

Tabelle 7-2: Ergebnisse der Datenregression bei unterschiedlicher Düsen-Filter-Distanz und gleicher Ventilöffnungszeit

\hat{D}	a	b
0,0015	0,4416	0,6942

Es ist zu erkennen, dass die Exponenten der beiden Datensets (vgl. Tabelle 7-1 und 7-2) nur marginal voneinander abweichen, somit hat der vermessene Düsenabstand kaum einen Einfluss auf das Ergebnis.

Um die Ergebnisse auf Konsistenz zu prüfen, werden einzelne Regressionen, bei gleichem Tankdruck, jedoch verschiedenen Filterpermeabilitäten durchgeführt. Somit ändert sich die Zielfunktion folgendermaßen:

$$R_{rel}^2 = \left(\frac{\pi_1 - \hat{E} \cdot \pi_3^b}{\pi_1} \right)^2 \quad (7-9)$$

Dadurch kann der Exponent b alleinig bestimmt werden, da die Filterpermeabilität in π_3 ihren Eingang findet.

Tabelle 7-3: Ergebnisse der Datenregression bei gleichem Tankdruck, jedoch unterschiedlichen Filterpermeabilitäten

Tankdruck [bar abs.]	Exponent b
3	0,6939
4	0,6889
5	0,7002
6	0,6940

Die einzelnen Ergebnisse des Exponenten b weichen nur gering von der Datenregression der Tabelle 7-2 ab, somit sind die einzelnen Ergebnisse untereinander konsistent und untermauern damit das Konzept der dimensionslosen Kenngrößen.

Die Einzelregression für den Exponenten a muss anders durchgeführt werden als die Einzelregression des Exponenten b. Das kommt daher, weil der Tankdruck p_t sowohl in π_2 als auch in π_3 vorkommt (vgl. Gl. 7-7). Deshalb wird eine Regression über die Gleichung 7-8 durchgeführt, jedoch wird dabei der Exponent b mit 0.6942 vorgegeben und konstant gehalten. Dadurch ergeben sich die Ergebnisse aus Tabelle 7-4.

Tabelle 7-4: Ergebnisse der Datenregression bei unterschiedlichem Tankdruck, jedoch gleicher Filterpermeabilität.

Filtertyp [-]	\hat{D}	a
TYP 1	0,0018	0,3616
TYP 2	0,0014	0,4453
TYP 3	0,0013	0,4532

Es zeigt sich, dass lediglich die Ergebnisse des TYP 1 von den Ergebnissen der Multiparameterregression etwas abweichen. Das kann wohl daher kommen, dass eine andere lokale Lösung für diese Regression gefunden wurde. Sonst weichen die Ergebnisse des TYP 2 und TYP 3 von den Ergebnissen der Multiparameterregression nur geringfügig ab.

Eine weitere Datenregression mit unterschiedlichen Ventilöffnungszeiten wird nicht durchgeführt, da sowohl BINNIG [24] als auch SCHÖNHOFER [17] zum Schluss kommen, dass diese keinen signifikanten Einfluss auf den maximalen Abreindruck haben.

7.2.2. Regression der Druckdaten im Schlauchintrittsbereich

Die Vorgehensweise bleibt gleich wie in Abschnitt 7.2.1., jedoch wird kein Mittelwert der Drucksensoren gebildet, sondern nur die Maximaldruckdaten der Messung P5 bei 1 m Schlauchlänge werden herangezogen. Auf Einzelregressionen wird verzichtet.

Tabelle 7-5: Ergebnisse der Datenregression der Druckmessung P5

\hat{D}	a	b
0,0026	0,2877	0,8333

Die Ergebnisse von Tabelle 7-5 weisen eine durchschnittliche relative Abweichung von 5.7%, sowie eine Maximalabweichung von 15.9% aus. Wie zu erwarten war ändern sich hier die Werte des Vorfaktors und der Exponenten, da nun ein anderer Druck als Basis verwendet wird.

7.2.3. Blasrohrposition

Wie aus Kapitel 4 bekannt, hat die Schlauchposition am Blasrohr einen Einfluss auf den Abreinigungsdruck (vgl. Abb. 4-3). Dieser Einfluss wird mit der Korrelation von BINNIG nicht erfasst, ist jedoch wichtig. Alle Auswertungen aus 7.2.1. und 7.2.2. beziehen sich auf die Lochposition 16 am Ende des Blasrohres (vgl. Abb.4-1).

Mit dem Wissen, dass sich generell die Situation für die Abreinigung an Position 1 am schwierigsten darstellt, mag es vielleicht für die praktische Anwendung zielführend sein, die Situation an jener Position abzubilden und dafür zu sorgen, dass Parameter eingestellt sind, die eine problemlose Abreinigung zulassen. Damit wäre sichergestellt, dass die Abreinigung auch im restlichen Filter zufriedenstellend funktionieren wird.

Deshalb wurde für die Position 1 eine Datenregression für den gemittelten Schlauchdruck und den Druck der P5-Messung durchgeführt.

Tabelle 7-6: Ergebnisse der Datenregression des gemittelten Schlauchdrucks

\hat{D}	a	b
0,00053	0,7436	0,6812

Tabelle 7-7: Ergebnisse der Datenregression der Druckmessung P5

\hat{D}	a	b
0,00084	0,6345	0,7908

Sieht man sich die Tabellen 7-6 und 7-7 an und vergleicht sie mit den Werten aus den Tabellen 7-2 und 7-5, so ist ersichtlich, dass sich der Exponent a und der Faktor \hat{D} signifikant geändert haben. Das erklärt sich wiederum durch den niedrigeren Abreinigungsdruck der Position 1. Der Exponent b weicht nur geringfügig von den vorher bestimmten Werten ab. Somit bleibt der Einfluss der Filterpermeabilität gleich, was wiederum das Konzept der dimensionslosen Größen untermauert.

7.3. Beurteilung zugrunde liegender Annahmen

7.3.1. Filterpermeabilität

Die Permeabilität der Filterschläuche lässt sich folgendermaßen bestimmen: Die von Herstellern angegebene Luftdurchlässigkeit α [$\frac{l}{min \cdot dm^2}$] wird genormt bei 200 Pa Druckdifferenz gemessen [25]. Somit lautet die Permeabilität B_{media} :

$$B_{media} = \frac{\alpha}{\Delta p_v} \quad (7-11)$$

Bei der Bestimmung der Permeabilität wird ein linearer Zusammenhang zwischen Luftdurchlässigkeit, Druckverlust und Permeabilität angenommen.

Um den linearen Zusammenhang zu rechtfertigen, muss eine Porenreynoldszahl von unter 1 vorliegen [26]. In Kapitel 5 wurden Porenreynoldszahlen berechnet, wobei bei 150 μm großen Poren Porenreynoldszahlen von über 1 vorliegen. Es konnte jedoch experimentell gezeigt werden, dass der lineare Zusammenhang bis zu einer Porenreynoldszahl kleiner gleich 10 gerechtfertigt ist [26]. Somit ist der lineare Zusammenhang zwischen Luftdurchlässigkeit, Druckverlust und Permeabilität gerechtfertigt.

7.3.2. Düsenabstand

In der Arbeit von SCHÖNHOFER [17] wird der Düsen-Filterabstand zwischen 130 und 190 mm variiert, mit insignifikanten Auswirkungen auf den maximalen Abreinigungsdruck. Das wird wiederum in den Regressionsauswertungen bestätigt.



Abbildung 7-1: Darstellung des Düsen-Schlauchabstands δ [17]

7.3.3. Ventilöffnungszeit

Eine weitere Datenregression mit unterschiedlichen Ventilöffnungszeiten wird nicht durchgeführt, da sowohl BINNIG [24] als auch SCHÖNHOFER [17] zum Schluss gekommen sind, dass diese keinen signifikanten Einfluss auf den maximalen Abreinigungsdruck hat.

7.4. Anwendbarkeit der Korrelation

Das Konzept der dimensionslosen Kenngrößen ist für die Problemstellung anwendbar und liefert Ergebnisse mit geringen Abweichungen zu den Messdaten. So kann der Einfluss des Tankdrucks und der Filterpermeabilität auf den Abreinigungsdruck erfasst werden. Der Einfluss der Filterlänge oder des Blasrohrdüsendurchmessers kann nicht erfasst werden, da die experimentellen Daten dazu fehlen.

8. Berechnung der Filtertuchbeschleunigung

8.1. Grundlagen und Modellierung

In den Kapiteln 6 und 7 wurde der durch den Druckimpuls erzielte Abreinigungsdruck behandelt. Der induzierte Abreinigungsdruckstoß sorgt dafür, dass der Filterschlauch aufgebläht und damit der Staub vom Filtertuch weggeschleudert wird. Die Filtertuchbeschleunigung und die daraus resultierenden Kräfte auf den Filterkuchen werden in diesem Kapitel behandelt.

ALLEN et al. [13] stellen ein einfaches mechanistisches Modell vor, welches die Beschleunigungskräfte am Filtertuch beschreibt. Dabei teilen sie die Bewegung des Filtertuchs in vier Phasen ein:

I.) Zusammengezogener Zustand vor Druckwelle, Anfangsphase

Die Druckwelle ist noch nicht angekommen. Außerhalb des Schlauchs herrscht ein höherer Druck (p_1) als innerhalb des Schlauchs (p_0) vor. Das Filtertuch ist dicht an den Filterkorb gedrückt.

II.) Ankommen der Druckwelle, Start der Filtertuchbewegung

Die Druckwelle hat sich im Filterschlauch soweit ausgebreitet, sodass innerhalb als auch außerhalb des Schlauchs der gleiche Druck (p_1) herrscht.

III.) Expansion des Filterschlauchs, Abheben vom Filterkorb

Der Druck (p) steigt im Schlauch weiter an, sodass das Filtertuch vom Stützkorb abhebt.

IV.) Maximale Expansion, Endphase

Die maximale Auslenkung des Filtertuchs ist erreicht, nun wirkt die Tuchsteifigkeit gegen die Expansionsbewegung. Der Staub wird vom Filtertuch wegkatapultiert.

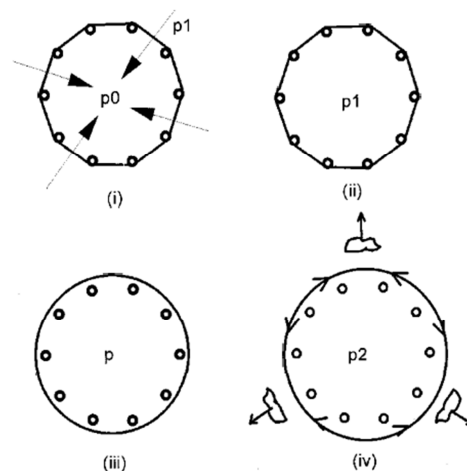


Abbildung 8-1: Darstellung der Bewegungsphasen [13]

Es kann angenommen werden, dass die Druckkraft allein für die Filtertuchbewegung verantwortlich ist und somit kann man Newtons zweites Gesetz anwenden:

$$m \cdot \ddot{x} = \sum F \quad (8-1)$$

Daraus folgt:

$$(m + M) \cdot \frac{d^2 r}{dt^2} = p(t) - p_1 \quad (8-2)$$

Dabei ist m das flächenbezogene Filtertuchgewicht und M das flächenbezogene Filterkuchengewicht.

$$p(t) = (p_2 - p_1) \cdot \frac{t}{\hat{T}} + p_1 \quad (8-3)$$

Gleichung 8-3 beschreibt den zeitlichen Druckanstieg im Schlauch. Verbindet man Gleichung 8-2 und 8-3 miteinander, so ergibt sich Gleichung 8-4:

$$(m + M) \cdot \frac{d^2 r}{dt^2} = (p_2 - p_1) \cdot \frac{t}{\hat{T}} \quad (8-4)$$

Durch zeitliche Integration erhält man die Gleichung 8-5:

$$(m + M) \cdot \frac{dr}{dt} = \frac{1}{2} \cdot (p_2 - p_1) \cdot \frac{t^2}{\hat{T}} \quad (8-5)$$

Da zum Zeitpunkt Null keine Geschwindigkeit vorliegt, entfällt die Integrationskonstante.

Durch Trennung der Variablen, Integration und Einsetzen der Randbedingung erhält man Gleichung 8-6:

$$(m + M) \cdot r = \frac{1}{6} \cdot (p_2 - p_1) \cdot \frac{t^3}{\hat{T}} + R_0 \cdot (m + M) \quad (8-6)$$

Durch Vereinfachungen gelangt man zu Gleichung 8-7:

$$(m + M) \cdot (R_1 - R_0) = \frac{1}{6} \cdot (p_2 - p_1) \cdot \frac{T_1^3}{\hat{T}} \quad (8-7)$$

Dabei beschreibt T_1 die Zeit bis zur maximalen Expansion (Phase III), ohne Entschleunigungsphase durch die Filtertuchsteifigkeit (Phase IV). Da die Phase IV sehr schnell verläuft, kann T_1 als Gesamtzeit \hat{T} für alle 4 Phasen angenähert werden. Damit ergibt sich folgende Gleichung für die Zeit:

$$\hat{T} = \sqrt{\frac{6 \cdot (M + m) \cdot (R_1 - R_0)}{p_2 - p_1}} \quad (8-8)$$

Gleichung 8-8 gibt in Abhängigkeit von Masse, Radius und Druck die Expansionszeit \hat{T} wieder.

In der Phase IV der Filtertuchexpansion wirkt die Filtertuchsteifigkeit gegen die aufgeprägte Druckbeschleunigung. Durch Einführen der Filtertuchsteifigkeit in Gleichung 8-2 kann die Bewegungsgleichung wie folgt erweitert werden:

$$(m + M) \cdot \frac{d^2 r}{dt^2} + K \cdot (r - R_1) = p(t) - p_1 \quad (8-9)$$

Somit ergibt sich eine gewöhnliche Differentialgleichung, die wie folgt gelöst wird:

$$r = R_1 + \bar{A} \cdot \cos(\omega \cdot t) + \bar{B} \sin(\omega \cdot t) + \frac{(p_2 - p_1) \cdot t}{K \cdot \hat{T}} \quad (8-10)$$

Der Parameter ω ist wie folgt definiert:

$$\omega^2 = \frac{K}{m + M} \quad (8-11)$$

Dabei handelt es sich um den Oszillationsfaktor des Filtertuchs, der in Rad pro Sekunde gegeben ist. K ist die Filtertuchsteifigkeit, die aus folgender Beziehung zu berechnen ist:

$$K = B_1 \cdot \pi^4 \cdot \left[\frac{1}{L_1^4} + \frac{1}{L_2^4} \right] \quad (8-12)$$

Wobei:

$$B_1 = \frac{E \cdot h^3}{12 \cdot (1 - \nu_{pos}^2)} \quad (8-13)$$

B_1 wird auch als reziproke Plattenbiegesteifigkeit bezeichnet.

Die Längen L_1 und L_2 beschreiben die Filtertuchkrümmungsbreite und -höhe (siehe Abb. 8-2b). E ist das Elastizitätsmodul des Filtertuchs, welches durch Zugversuche bestimmt werden kann bzw. aus Herstellerdatenblättern ersichtlich ist. Der Parameter h ist die Filtertuchdicke und ν_{pos} ist die Poissonzahl.

Zur Bestimmung der Filtertuchbeschleunigung muss der anfängliche Radius R_0 abgeschätzt werden. Dieser hängt von der Wölbung des Filtertuchs in den Drahtkäfig ab (siehe Abb. 8-2a). Je größer der Filtertuchumfang c_f , desto größer die Wölbungslänge s ($s = \frac{c_f}{n_{Streben}}$) und desto kleiner ist R_0 .

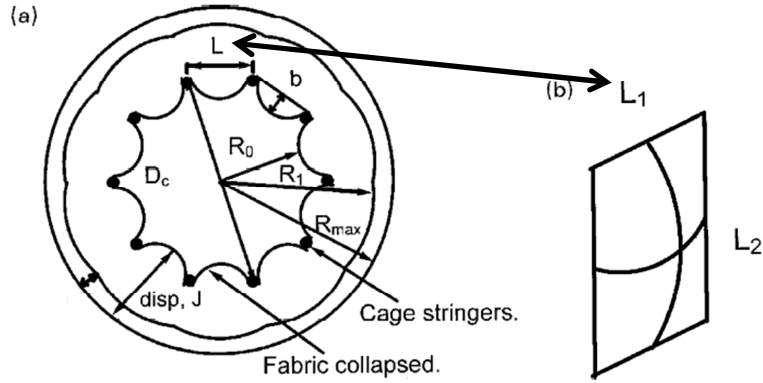


Abbildung 8-2: a) Darstellung der Radien R_0 und R_1 b) Darstellung Filtertuchwölbungshöhe und -breite. L der Darstellung a) entspricht L_1 von Darstellung b) [13].

Wenn die Wölbungshöhe b sowie Wölbungslänge s bekannt sind, können über die Gleichungen 8-14 und 8-15 L_1 sowie R_0 berechnet werden. Die Größe L_2 wird nicht für diese Berechnungen herangezogen, da L_2 aufgrund der Käfigkonstruktion wesentlich größer ist als L_1 und damit einen zu vernachlässigenden Einfluss auf die Filtertuchbeschleunigung hat (siehe Gleichung 8-12).

$$s = L_1 \left[1 + 0,667 \cdot \left[\frac{2 \cdot b}{L_1} \right]^2 \right] \quad (8-14)$$

$$\left[\frac{d_k}{2} \right]^2 = [R_0 + b]^2 + \left[\frac{L_1}{2} \right]^2 \quad (8-15)$$

A und B sind Konstanten, die aus folgenden Randbedingungen berechnet werden können:

$$\bar{A} \cdot \cos(\omega \cdot t) + \bar{B} \cdot \sin(\omega \cdot t) + \frac{p_2 - p_1}{K \cdot \hat{T}} = 0 \quad (8-16)$$

$$-\omega \cdot \bar{A} \cdot \sin(\omega \cdot t) + \omega \cdot \bar{B} \cdot \cos(\omega \cdot t) + \frac{p_2 - p_1}{K \cdot \hat{T}} = V_{iii} \quad (8-17)$$

Gleichung 8-16 ergibt sich aus der Randbedingung, dass zum Zeitpunkt T der Radius R_1 erreicht ist.

Gleichung 8-17 ergibt sich aus der Randbedingung, dass zum Zeitpunkt \hat{T} das Filtertuch die Geschwindigkeit V_{iii} besitzt, also jene Geschwindigkeit, die am Ende der Phase III herrscht.

ALLEN hat durch Einsetzen der Randbedingungen für A und B folgende Beziehungen ermittelt:

$$\bar{A} = \frac{1}{\omega \cdot \hat{T}} \cdot \frac{p_2 - p_1}{m + M} \cdot \frac{\hat{T}^2}{2} \quad (8-18)$$

$$\bar{B} = \frac{1}{\omega \cdot \hat{T}} \cdot \frac{p_2 - p_1}{m + M} \cdot \frac{1}{\omega^2} \quad (8-19)$$

Setzt man 8-18 und 8-19 in 8-10 ein, so kann man die Filtertuchbewegung, wie in Abbildung 8-3 zu sehen, darstellen.

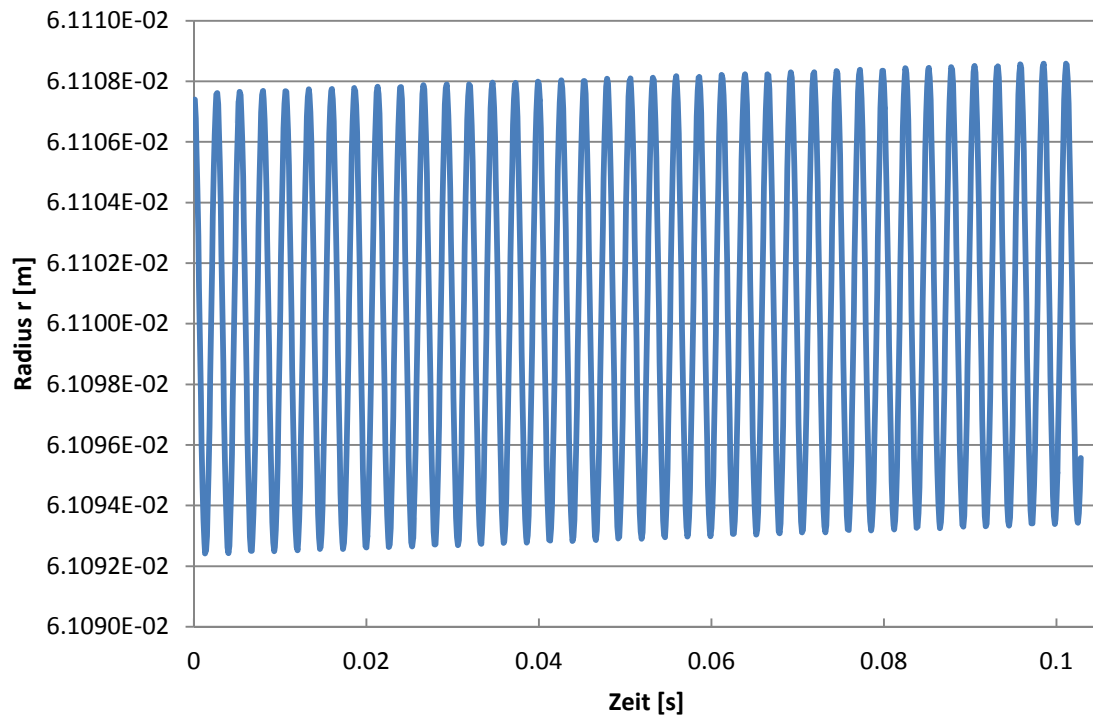


Abbildung 8-3: Darstellung der Filtertuchbewegung der Gleichung 8-9

Das Filtertuch oszilliert in der Bewegungsphase IV um den Radius R_1 . In diesem Beispiel wurden fiktive Systemwerte herangezogen. R_1 wurde mit 0,0611 m gewählt.

Durch zweifaches Ableiten der Gleichung 8-10 nach der Zeit kann die maximale Beschleunigung berechnet werden:

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\omega^2 \cdot [\bar{A} \cdot \cos(\omega \cdot t) + \bar{B} \cdot \sin(\omega \cdot t)] \quad (8-20)$$

$$a = \omega^2 \cdot [\bar{A}^2 + \bar{B}^2]^{1/2} \quad (8-21)$$

$$a = \frac{\omega}{\hat{T}} \cdot \frac{p_2 - p_1}{m + M} \cdot \sqrt{\frac{\hat{T}^4}{4} + \frac{1}{\omega^2}} \quad (8-22)$$

Die Gleichung 8-20 würde einen Kurvenverlauf, ähnlich Abbildung 8-3, haben, jedoch wird nach der maximalen Beschleunigung gefragt, diese ist in Gleichung 8-21 bzw. 8-22 dargestellt.

8.2. Berechnungen

Zur Validierung benutzt ALLEN einen Filterteststand, der dem ANDRITZ-Teststand sehr ähnlich ist. ALLEN zeigt in seiner Arbeit sehr gute Übereinstimmungen des Modells mit seinen Messdaten. Alle Beschleunigungsangaben sind als Vielfaches der Erdbeschleunigung zu verstehen.

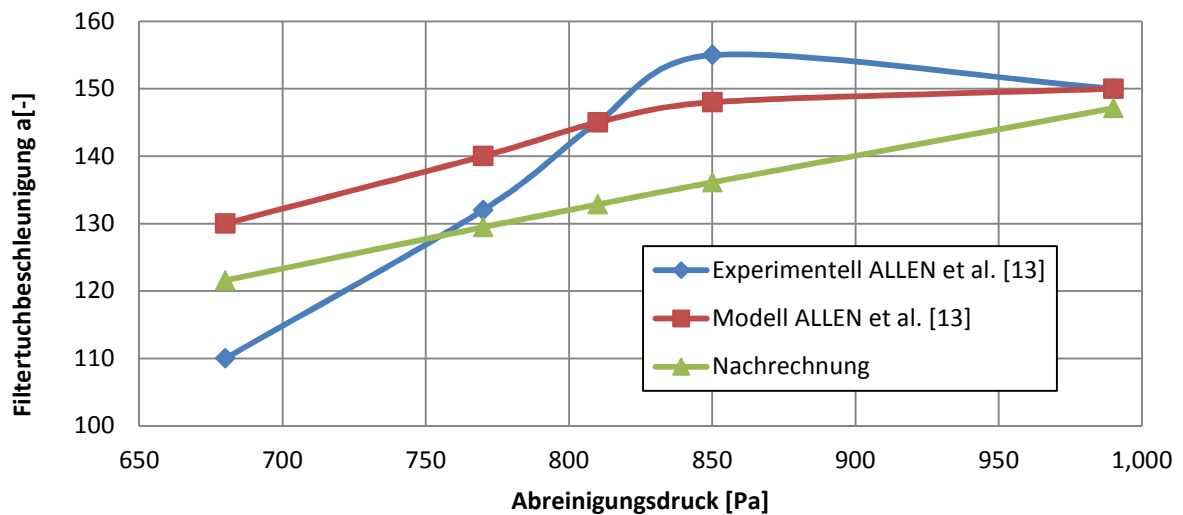


Abbildung 8-4: Vergleich der nachgerechneten Datensätze zu den experimentellen Daten von ALLEN et al. [13]

Die ALLEN Routine kann einfach in Excel implementiert werden. Das Reproduzieren von ALLENS Ergebnissen erweist sich jedoch, wegen unzureichender Parameterangaben in seinem Paper, als schwierig. Somit müssen folgende Parameter abgeschätzt werden. Die Resultate der Nachrechnung finden sich in Abb. 8-4.

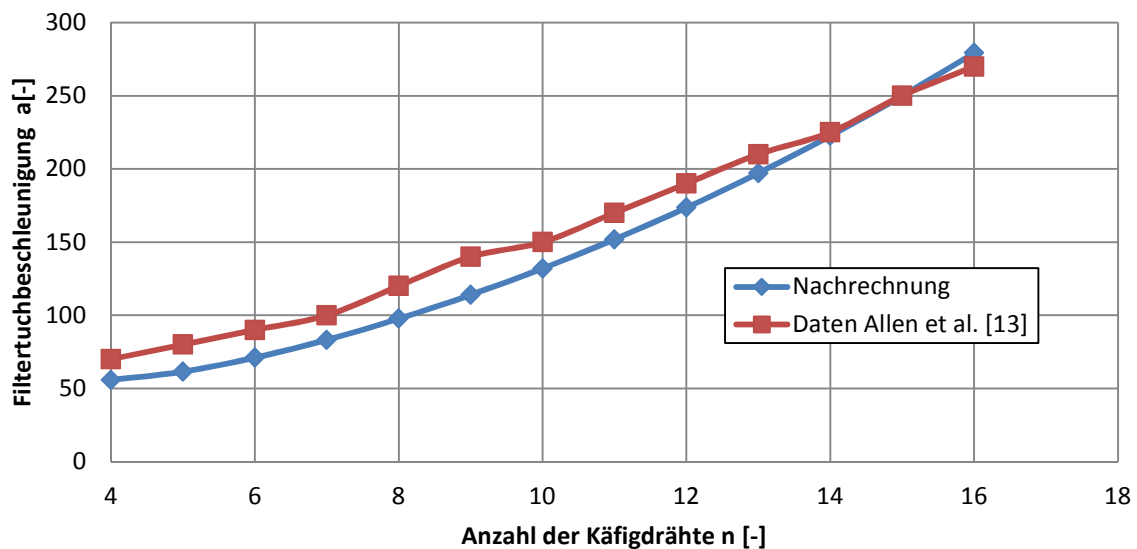


Abbildung 8-5: Vergleich ALLEN et al.'s Ergebnisse zu Nachrechnung in Abhängigkeit der Anzahl der Käfigdrähte

Die Ergebnisse von ALLEN können einigermaßen reproduziert werden. Die qualitativen Änderungen über Druck oder Anzahl der Käfigdrähte stimmen gut mit seinen Ergebnissen überein. Die relative Maximalabweichung zu ALLENs experimentellen Daten beträgt 12%. Die Excel-Routine wird deswegen für weitere Berechnungen herangezogen.

Nun wird die ALLEN-Routine herangezogen, um die Filterbeschleunigungskräfte des ANDRITZ-Teststands zu berechnen.

Dabei werden folgende Annahmen getroffen:

- Es liegt die gleiche Filtersteifigkeit vor wie in der Publikation von ALLEN.
- Das Filtertuch liegt lose am Stützkorb auf und es gibt keine Einwölbung.
- Es liegt eine Filterkuchenmasse von $0,3 \text{ kg/m}^2$ vor.

Daraus ergibt sich die Abbildung 8-6:

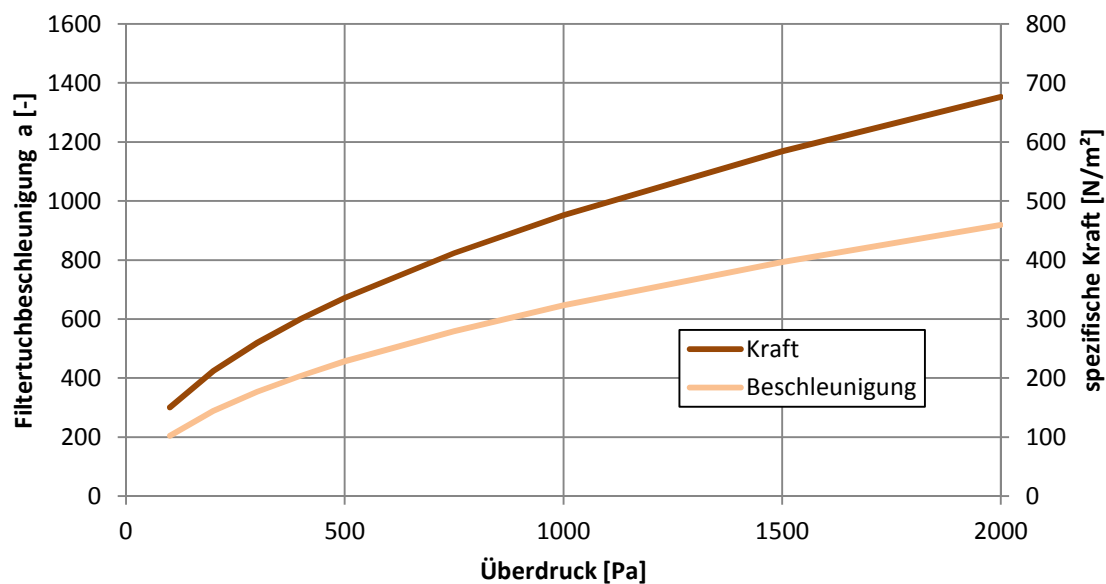


Abbildung 8-6: Filtertuchbeschleunigung und auf Staub wirkende Fliehkraft der ANDRITZ-Teststand-Konfiguration

Es zeigt sich, dass das Filtertuch hohe Beschleunigungen erfährt, auch bei niedrigem Abreinigungsdruck. Die daraus resultierenden Fliehkkräfte, die auf den Staub wirken, hängen von der Staubbelastung am Filtertuch ab. Bei $0,3 \text{ kg/m}^2$ Filterkuchenbelastung zeigt sich, dass die Fliehkraft (N/m^2) mehr als halb so groß ist wie der Abreinigungsdruck ($\text{Pa} = \text{N/m}^2$). Somit wird hier mehr als die Hälfte der Druckenergie in mechanische Energie umgewandelt.

8.3. Anwendung auf die ANDRITZ-Teststand Messdaten

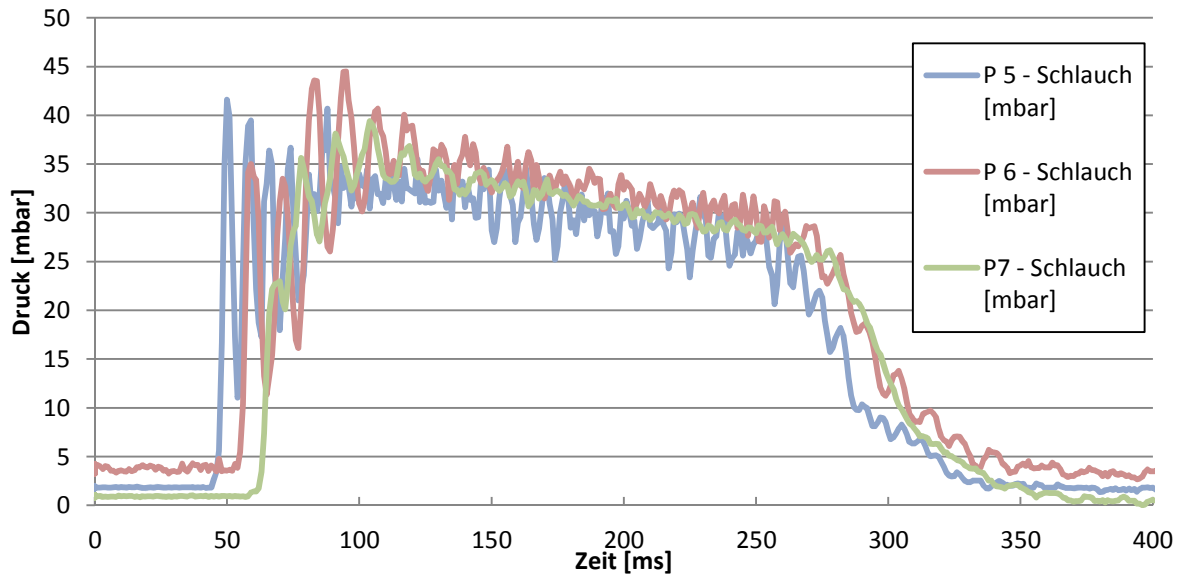


Abbildung 8-7: Darstellung des zeitlichen Druckverlaufs bei 1 m (P5), 3 m (P6) und 5 m (P7) bei $p_t=6\text{bar}$ $t_v=180\text{ms}$ $\delta=190\text{mm}$ TYP 1 [17]

Abbildung 8-7 stellt einen typischen, zeitlichen Druckverlauf während einer Abreinigung dar. Nach Öffnen des Ventils strömt die Druckluft zeitlich versetzt in den Filterschlauch ein und erreicht zuerst die Messorte P5, P6 und dann P7. In diesen ersten Millisekunden nach dem Erreichen der Druckwelle schwingt der Druck stark auf und ab, danach werden die Schwankungen kleiner und bleiben stabil, bis der Druck nach Schließen des Tankventils wieder abfällt.

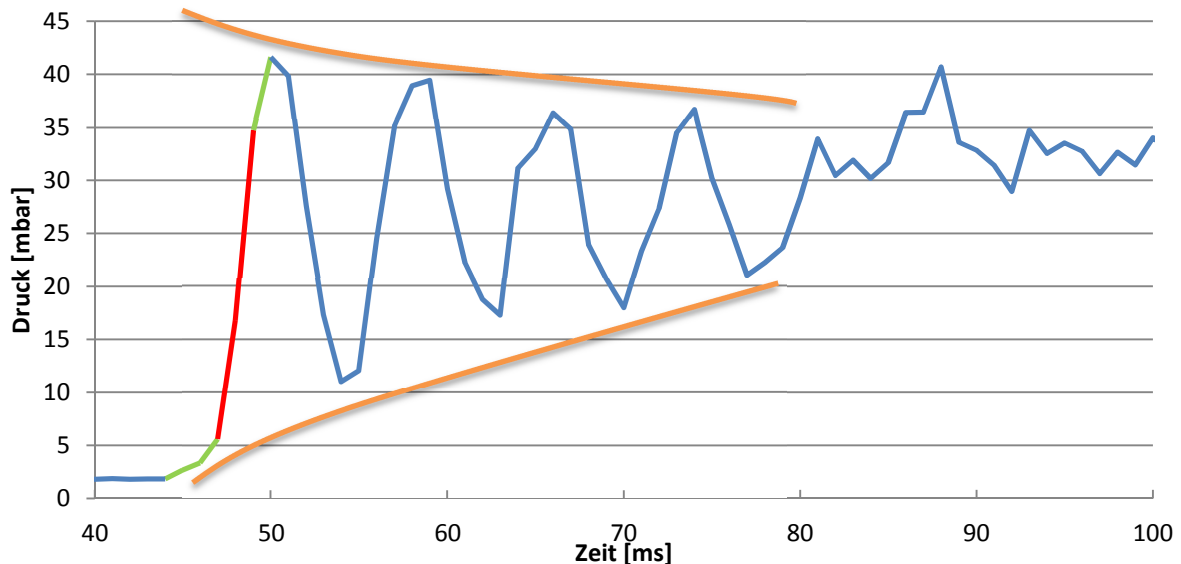


Abbildung 8-8: Detaildarstellung des zeitlichen Druckverlaufs bei 1 m (P5) bei $p_t=6\text{bar}$ $t_v=180\text{ms}$ $\delta=190\text{mm}$ TYP 1 [17]

Abbildung 8-8 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt der anfänglichen Druckoszillationen. Die Vermutung liegt nahe, dass diese starken Oszillationen am Anfang des Druckimpulses durch die

Oszillationen des Filtertuchs hervorgerufen werden. Um das zu bestätigen, wird der Druckverlauf von Abbildung 8-8 herangezogen und mit den Gleichungen von ALLEN nachgerechnet.

Als Erstes wird die Filtertuchexpansionszeit \hat{T} aus Gleichung 8-8 berechnet. Dafür wird die Druckdifferenz des ersten Peaks herangezogen (Abb. 8-8 – grüne Linie), diese ist rund 40 mbar. Als Masse wird nur das Filtertuchflächengewicht von, laut Herstellerangaben, 0,61 kg/m² gewählt. Als Radius R_0 wird angenommen, dass das Filtertuch entspannt auf dem Stützkäfig aufliegt. Dieser hat einen Radius von 0,0725 m und wird deshalb mit R_0 gleichgesetzt. R_1 wird aus dem Filtertuchdurchmesser berechnet und beträgt 0,075m. Mit den Annahmen lässt sich eine Expansionszeit \hat{T} von 0,00151 s, also 1,51 ms, berechnen (vgl. Tab. 8-1). Dies stimmt nicht ganz mit dem Druckverlauf überein, denn die zeitliche Differenz bis zum ersten Peak beträgt 6 ms. Nimmt man den steilsten Abschnitt des Peaks (Abb. 8-8 – rote Linie), so würde sich eine Druckdifferenz von rund 30 mbar ergeben, was einer Expansionszeit \hat{T} von 1,74 ms gleichkommen würde (vgl. Tab. 8-1). Das wiederum kommt den experimentellen Daten näher, da die zeitliche Differenz des steilen roten Abschnitts rund 2 ms beträgt.

Tabelle 8-1: Mit Gleichung 8-8 berechnete Filtertuchexpansionszeiten anhand der Druckdifferenzen von Abbildung 8-7

Bereich	Druckdifferenz [Pa]	Filtertuchexpansionszeit \hat{T} [ms]
Grüne Kurve	4000	1,51
Rote Kurve	3000	1,74

Sieht man sich die ersten 8 Druckpeaks an (vgl. Abb. 8-8), so wird man feststellen, dass eine gleichbleibende Periodizität gegeben ist. Tatsächlich beträgt die Schwingungsdauer im Schnitt 4 ms. Man könnte vermuten, dass sich dahinter der Frequenzfaktor ω (vgl. Gl. 8-11) verbirgt, der ein Maß für die Filtertuchoszillationen ist. Das nachzurechnen ist schwierig, da die Filtertuchsteifigkeiten bei den Filterschläuchen des ANDRITZ-Teststands nicht bekannt sind. Nimmt man trotzdem an, dass die Linsenbreite L_1 gleich der Stützkäfigbreite von 0,02519 m ist und das Elastizitätsmodul dem von ALLENS Publikation entspricht (15000 kPa), so erhält man einen Frequenzfaktor ω von $1904 \frac{Rad}{s}$. Das entspricht einer Schwingungsdauer von 0,001649 s, also 1,649 ms. Man müsste die Filtersteifigkeit auf (2551 kPa) herabsetzen, um eine Periodendauer von 4 ms zu bekommen. Das zu überprüfen ist zum jetzigen Zeitpunkt nicht möglich.

Tabelle 8-2: Berechnete Frequenzfaktoren und Schwingungsdauer bei verschiedenen Filtersteifigkeiten

E-Modul [kPa]	ω [rad/s]	Schwingungsdauer = $\frac{\pi}{\omega}$ [ms]
15000	1904,19	1,649
10000	1554,77	2,020
5000	1099,38	2,857
2551	785,39	4,000

Die Problematik der ALLEN-Routine liegt darin, dass alle Parameter genauestens bekannt sein müssen. Kleinste Abweichungen können schon große Unterschiede in den Ergebnissen hervorrufen.

Außerdem werden hier nur Drucksignale im Schlauch als Datenquelle herangezogen, jedoch keine direkte Messung der Beschleunigungskräfte am Filtertuch selbst. Somit ist eine Validierung mit den derzeit vorhandenen Daten nicht möglich.

Abbildung 8-8 zeigt auch, dass die Druckspitzen nicht nur oszillieren, sondern auch mit der Zeit kleiner werden (orange Flanken). Das deutet darauf hin, dass der Druck eine Dämpfung erfährt. Somit könnte es sein, dass am Filtertuch nicht nur Steifigkeitskräfte wirken, sondern auch Dämpfungskräfte. So müsste der Kräfteansatz von Gleichung 8-9 noch um ein Dämpfungsglied erweitert werden. Das führt zu einer anderen expliziten Funktion und womöglich auch zu einer anderen Filtertuchoszillationszeit. Das könnte auch die oben beschriebenen Unterschiede zwischen gemessener und berechneter Oszillationszeit erklären.

Auszuschließen ist, dass eine Druckreflexion für die Druckoszillation verantwortlich ist. Abbildung 8-7 zeigt, dass die Oszillation der P5-Messung schon vor dem ersten Druckanstieg der P7-Messung beginnt. Somit oszilliert der Druck schon bevor, es überhaupt zu einer Druckreflexion kommen kann.

8.4. Limitierungen

Sieht man sich die mathematische Lösung von Gleichung 8-22 genauer an, so wird man Einschränkungen für den Parameter L_1 finden.

Für ein besseres Verständnis kann Gleichung 8-22 in drei Teile aufgeschlüsselt werden:

$$a = \hat{\alpha} \cdot \hat{\beta} \cdot \hat{\gamma} \quad (8-23)$$

$$\hat{\alpha} = \frac{\omega}{T}, \quad \hat{\beta} = \frac{p_2 - p_1}{m + M}, \quad \hat{\gamma} = \sqrt{\frac{T^4}{4} + \frac{1}{\omega^2}} \quad (8-24)$$

α und γ sind von der Linsenbreite L_1 abhängig, während β konstant bleibt. Stellt man α und γ sowie deren Produkt $\alpha \cdot \gamma$ in Abhängigkeit von L_1 dar, so zeigen sich folgende Verläufe, wie in Abbildung 8-9 ersichtlich.

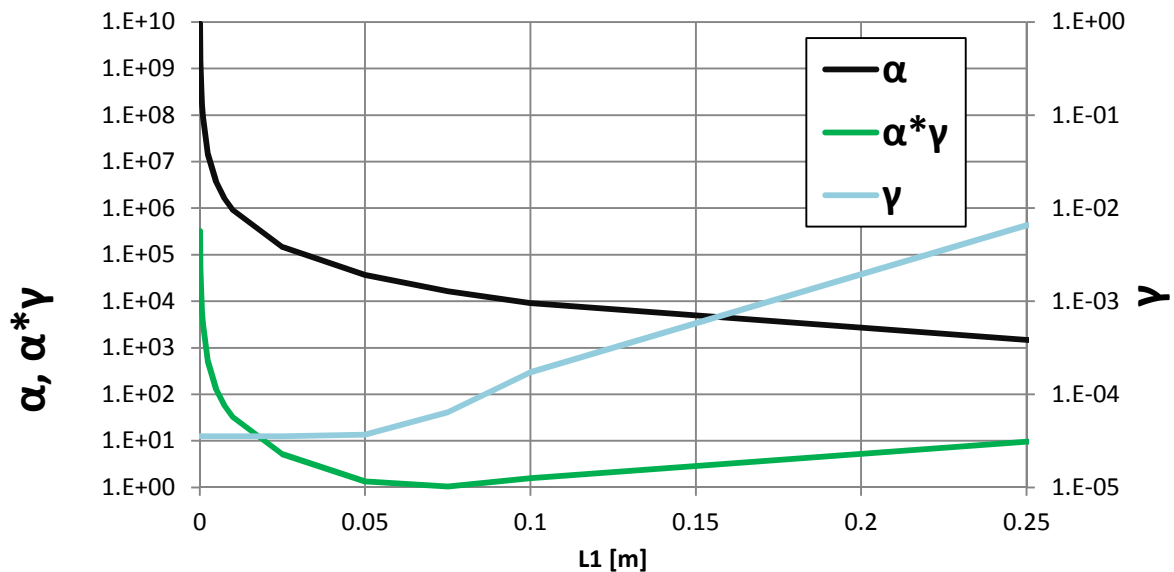


Abbildung 8-9: Darstellung der Größen α und γ sowie deren Produkt $\alpha \cdot \gamma$

Es zeigt sich, dass die Gleichung 8-22 ein lokales Minimum aufweist. Die Beschleunigung nähert sich mit immer kleiner werdendem L_1 asymptotisch der Unendlichkeit an, während bei stetig größer werdendem L_1 die Beschleunigung auch wiederum steigt.

Es mag zwar einleuchtend sein, dass die Beschleunigung am Filtertuch mit kleiner werdender Linsenbreite steigt, jedoch kann man in der Realität diese Linsenbreite nicht beliebig klein gestalten. Das Problem kommt wahrscheinlich aus der zugrunde liegenden Modellannahme der Filtersteifigkeit K . Diese stammt ursprünglich aus der Theorie der dünnen Platten (Kirchhoff'sche Plattentheorie). Diese wiederum geht davon aus, dass die Filtertuchdicke h im Vergleich zur Linsenbreiten L_1 und L_2 vernachlässigbar klein ist. Bei immer kleiner werdendem L_1 versagt schlichtweg dieses Modell.

Dass die Filtertuchbeschleunigung bei größer werdender Linsenbreite steigt, ist auch nicht plausibel, da in der Realität bei größer werdender Linsenbreite das Filtertuch lascher anliegt und noch geringere Beschleunigungskräfte generiert.

8.5. Optimierungsmöglichkeiten des Schlauchfilters

Neben der Erhöhung des Abreinigungsdrucks bietet es sich an, den Schlauchfilter an sich zu optimieren, um die Filtertuchbeschleunigung zu steigern. Wie oben beschrieben, führt eine Reduktion der Linsenbreite L_1 zu einer wesentlichen Erhöhung der Filtertuchbeschleunigung. Alternativ kann man das Filtertuch steifer machen, sprich den E-Modul oder die Filtertuchdicke erhöhen.

Beide Maßnahmen haben allerdings Limits: Zunehmend steifere Filtermedien führen ultimativ zu starren Filterelementen, die jedoch nicht nach dem Prinzip des Kuchenabwurfs durch Beschleunigungskräfte abgereinigt werden, sondern durch Abblasen. Da der Strömungswiderstand durch den Filterschlauch proportional zur Filtertuchdicke ist, sind für den Betrieb dickere Schläuche nachteilig.

9. Kohäsions- und Adhäsionskräftemodelle für den Filterkuchen

Nach eingehender Befassung mit dem maximalen Abreinigungsdruck und den daraus resultierenden Beschleunigungskräften am Filtertuch, liegt nun das Augenmerk auf den nötigen Kräften zum Abreinigen des Filtertuchs. Dabei unterscheidet man zwischen adhäsiven und kohäsiven Kräften. Adhäsive Kräfte sind jene Kräfte, die für das Anhaften des Staubes am Filtertuch verantwortlich sind. Kohäsive Kräfte sind jene Kräfte, die für das Anhaften der Partikel untereinander verantwortlich sind. Kohäsive und adhäsive Kräfte hängen von der Beschaffenheit des Filterkuchens und dessen Wechselwirkung mit dem Filtermedium ab.

Bis dato konnte kein Modell entwickelt werden, welches das Ablöseverhalten des Filterkuchens vom Filtertuch adäquat ab-initio beschreibt, deshalb stützten sich die meisten Erkenntnisse auf Versuchsdaten.

SIEVERT [6] führte zahlreiche Versuche bei verschiedenen Abreinigungsbedingungen, sowie verschiedenen Kombinationen von Stäuben und Filtermedien durch. Es zeigt sich, dass über den gesamten Filterschlauch ein Überdruck von 300 – 400 Pa herrschen muss, damit es zu einer vollständigen Abreinigung kommt. Dabei handelt es sich um einen groben Richtwert, der über die adhäsiven und kohäsiven Kräfte wenig verrät.

ALLEN et al. [13] formulieren wie folgt die Bedingung zur Abreinigung des Filtertuchs: Sind die Beschleunigungskräfte, die auf den Filterkuchen wirken, größer als dessen Adhäsionskräfte. So löst sich der Staub vom Filter ab.

$$a_{\text{Filtertuch}} \cdot M_{\text{Filterkuchen}} > F_{\text{Adhäsion}} \quad (9-1)$$

Die Beschleunigungskräfte aus Gleichung 9-1 sind durch die Erkenntnisse der vorangegangenen Kapitel beschreibbar. Anders sieht es mit den Adhäsionskräften aus.

KOCH et al. [27] geben an, dass eine Zugspannung im Filterkuchen herrschen muss, die entweder größer als die Kohäsionskräfte oder größer als die Adhäsionskräfte sein muss, damit es zu einer Abreinigung des Filterkuchens kommt. In der Praxis hinterlässt ein Filterkuchen nach der Abreinigung immer noch einen dünnen Film aus Staub am Filtertuch, womit bei der Abreinigung kohäsive Kräfte zumindest partiell einen Einfluss haben.

Durch den Vergleich von Daten aus Beschleunigungsversuchen konnte KOCH zeigen, dass die Beschleunigung, die man braucht, um 50% des Staubes vom Filter abzulösen, über die Staubbeladungsmenge am Filtertuch annähernd gleich bleibt. Anders sieht es bei der Ablösekraft aus, die man braucht, um 50% des Filterkuchens abzulösen. Hier steigt die nötige Kraft mit dem Filterkuchenflächengewicht. Die Zunahme kann man sich dadurch erklären, dass ein immer dicker werdender Filterkuchen immer mehr kompaktiert wird, was wiederum die Porosität verringert und damit die kohäsiven Kräfte erhöht.

In KOCHs Publikation werden auch erste Modellierungsansätze behandelt. So wird die Kräftegleichung von MORRIS [11] behandelt, die die nötige Abreinigungskraft ins Verhältnis zur Filterkuchenbeladung setzt.

$$\sigma_{Diss} = k_a \cdot \tau \cdot W + \sigma_a \quad (9-2)$$

Dabei ist σ_{Diss} , die Abreinigungsspannung, abhängig von der Konstante k_a , der Scherkraft τ , der Kuchenbeladung W und der Adhäsionskraft σ_a . Diese Gleichung ist einer der ersten Versuche, Adhäsionskräfte mit Kohäsionskräften in Relation zueinander zu setzen.

Auch die Größe der Staubpartikel spielt eine Rolle bei der nötigen Abreinigungskraft. So zeigt sich, dass die nötige Kraft stark abnimmt, je größer die Partikel werden. KOCH führt zur Beschreibung die Kraftgleichung von RUMPF an.

$$\sigma_{Diss} = \pi \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \frac{\gamma}{d_p} \quad (9-3)$$

Dabei hängt die nötige Abreinigungskraft σ_{Diss} von der Porosität ε des Filterkuchens, von der freien Oberflächenenergie des Partikels γ und vom Partikeldurchmesser d_p ab. Gleichung 9-3 impliziert, dass nicht die Dicke des Filterkuchens einen Einfluss auf die Abreinigungskraft hat, sondern vielmehr die schon genannte Porosität des Filterkuchens.

SMID et al. [28] arbeiten in ihrer Publikation bisherige Erkenntnisse über das Ablöseverhalten von Filtern auf und präsentieren einen Ansatz aus der Bodenmechanik, der die nötigen Abreinigungskräfte beschreibt. Ihre Modellannahmen basieren auf Keramikfiltern, welche im Abreinigungsverhalten anders als Filtertücher sind. Dennoch wird auf dieses Modell verwiesen, da die hier getroffenen Modellannahmen eventuell auch auf Schlauchfilter umgelegt werden können.

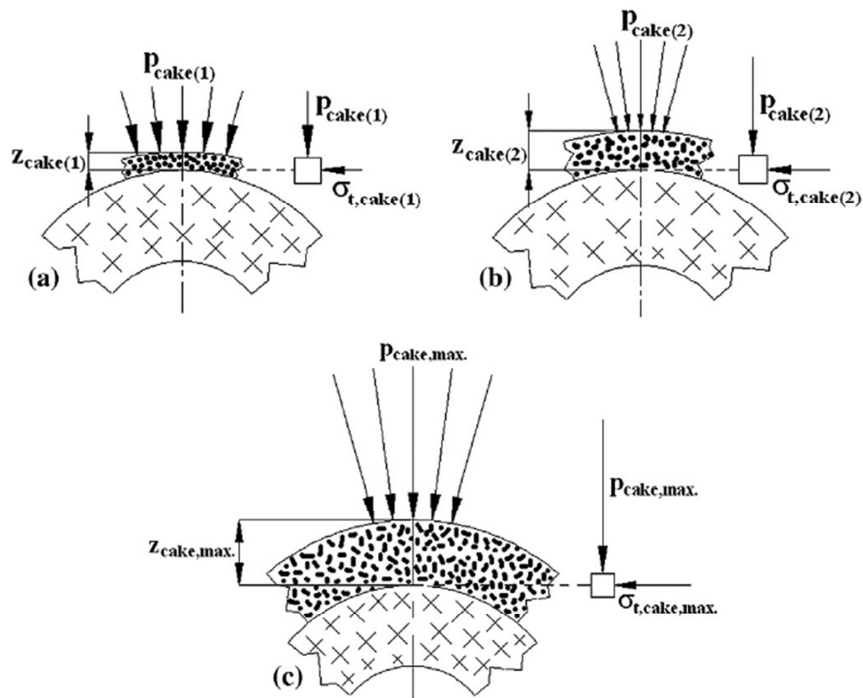


Abbildung 9-1: Darstellung des Aufbaus des Filterkuchens mit korrespondierenden Kräftegleichgewichten. Dabei zeigt (a) und (b) das Kräftegleichgewicht bei noch wachsender Staubschicht, während (c) das Kräftegleichgewicht kurz vor der Abreinigung zeigt [28]

Abbildung 9-1 zeigt den schematischen Aufbau eines Filterkuchens, den unterschiedlich wirkenden Druck bzw. die jeweiligen Spannungen. Der Filterkuchen wächst in der Dicke z_{cake} , und erhöht damit den Druckverlust p_{cake} über den Filter und die korrespondierende Tangentialkraft $\sigma_{t,cake}$.

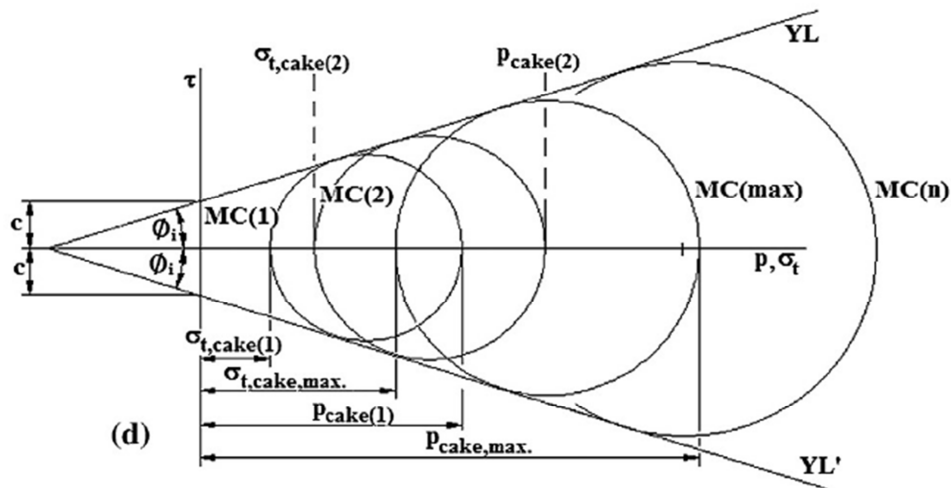


Abbildung 9-2: Darstellung der Filterkuchenkräfte aus Abb. 9-1 im Mohr'schen Spannungskreis [28]

Die Kräfte aus Abbildung 9-1 werden in Abbildung 9-2 in den Mohr'schen Spannungskreis transformiert. Mit größer werdender Filterkuchendicke wird dadurch auch der korrespondierende Spannungskreis größer. YL und YL' sind die Tangenten an den Spannungskreisen, θ_i ist der Schüttwinkel des Staubes und c ist die Kohäsionskraft des Staubes.

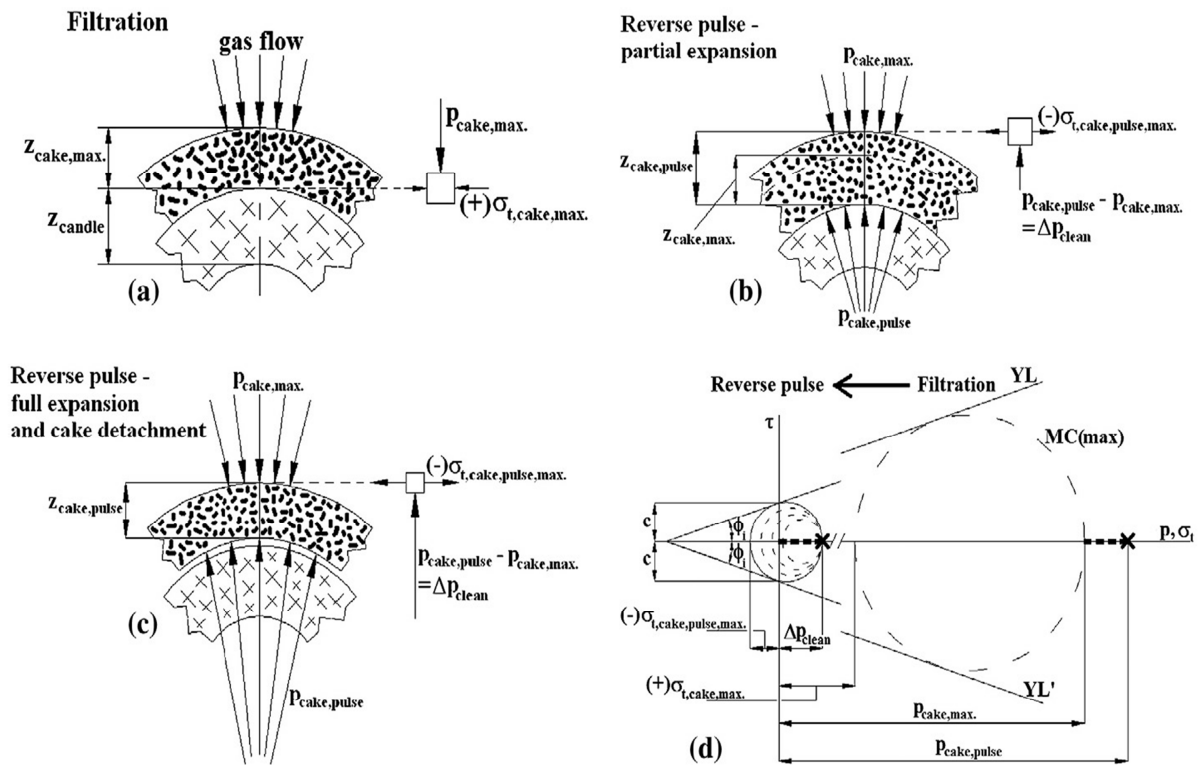


Abbildung 9-3: Darstellung der Abreinigung des Filterkuchens mit den entsprechenden Kräftegleichgewichten. (a) Kräftegleichgewicht in der Filtrationsphase. (b) Kräftegleichgewicht partieller Lockerung bei der Abreinigung. (c) Kräftegleichgewicht bei voller Kuchenexpansion bei der Abreinigung. (d) Korrespondierende Kräftegleichgewichte im Mohr'schen Spannungskreis [28]

Abbildung 9-3 zeigt, was bei der Abreinigung vom Filtermedium passiert. Dabei bildet sich ein Filterkuchen mit einer Höhe $z_{cake,max}$ und dem Druck $p_{cake,max}$ aus (vgl. Abb. 9-3a). In der Abreinigungsphase lockert und löst sich der Filterkuchen vom Filter, bildet aber noch keine Risse (vgl. Abb. 9-3a,c). Im Mohr'schen Spannungskreis (vgl. Abb. 9-3 d) zeigt sich, dass zuerst der Druckverlust des Filterkuchens $p_{cake,max}$ überwunden werden muss. Die Druckdifferenz Δp_{clean} , also die Differenz zwischen $p_{cake,pulse}$ und $p_{cake,max}$, sorgt dafür, dass die Zugspannung $(-)\sigma_{t,cake,pulse,max}$ (vgl. 9-3 b) im Filterkuchen entsteht, die zu einer plastischen Verformung führt.

Diese Verformung führt früher oder später zur Rissbildung im Filterkuchen. Das wäre dann der Fall, wenn die Kraft $(-)\sigma_{t,cake,pulse}$ durch Erreichen des Drucks $p_{cake,crack}$ auf Null fällt. Abbildung 9-4 veranschaulicht den dazu korrespondierenden Mohr'schen Spannungskreis.

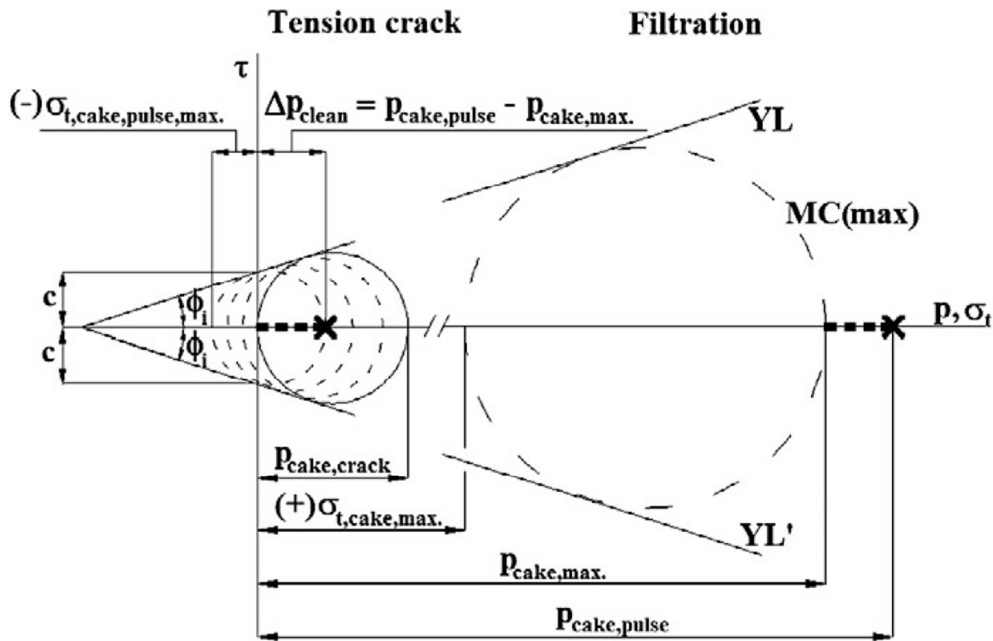


Abbildung 9-4: Mohr'scher Spannungskreis: Rissbildung durch den Druck $p_{cake,crack}$ [28]

Durch Beziehungen aus dem Mohr'schen Spannungskreis kann Gleichung 9-4 hergeleitet werden:

$$p_{cake,crack} = 2 \cdot c \cdot \tan\left(45^\circ + \frac{\theta_i}{2}\right) \quad (9-4)$$

Diese beschreibt, welcher Druck angewendet werden muss, damit die Spannungskräfte $(-)\sigma_{t,cake,pulse}$ im Kuchen gleich Null sind und somit Risse im Filterkuchen entstehen. Dabei hängt $p_{cake,crack}$ von Staubeigenschaften, also der Kohäsivität c , und dem inneren Schüttwinkel θ_i ab. Somit kann der Mindestdruck zur Abreinigung folgendermaßen angesetzt werden:

$$p_{cake,pulse,min} = p_{cake,max} + p_{cake,crack} = p_{cake,max} + 2 \cdot c \cdot \tan\left(45^\circ + \frac{\theta_i}{2}\right) \quad (9-4)$$

SMID hat sein Modell nur anhand von Literaturwerten validiert und konnte eine gute Übereinstimmung finden, jedoch ist diese Art der Validierung dürftig. Bei Anwendung von SMID's Modell müssten nur die Kohäsivität und der Schüttwinkel des Staubes bekannt sein (beide durch Laborversuche quantifizierbar) und man könnte den nötigen Druck zum Abreinigen berechnen.

FERER und SMITH [29] haben ein zweidimensionales Rechenmodell entwickelt, das die Adhäsions- und Kohäsionskräfte von Filterkuchen an Keramikfiltern beschreibt. Dabei wird, wie in Abbildung 9-5 dargestellt, der Filterkuchen in einzelne Blöcke unterteilt. Die Blöcke haften mit der adhäsiven Kraft am Filtertuch und mit den kohäsiven Kräften aneinander fest. Dabei wirkt eine Ablösespannung σ rechtwinklig auf den Block und versetzt ihn um die Distanz ε . Die aufgebrauchte Spannung wird von den adhäsiven und kohäsiven Kräften im Gleichgewicht gehalten.

$$\sigma = k_{i,j}^a \varepsilon_{i,j} - \{k_{i-1,j}^c (\varepsilon_{i-2,j} - \varepsilon_{i,j}) + k_{i+1,j}^c (\varepsilon_{i+2,j} - \varepsilon_{i,j}) + k_{i,j-1}^c (\varepsilon_{i,j-2} - \varepsilon_{i,j}) + k_{i,j+1}^c (\varepsilon_{i,j+2} - \varepsilon_{i,j})\} \quad (9-5)$$

Dabei ist k^a , die adhäsive Kraft, gegeben als $k^a = \frac{1}{2}$ und k^c , die kohäsive Kraft, gegeben als $k^c = \frac{T}{2}$, wobei T ein „Dicke“-Parameter ist. Dabei darf man T nicht mit der tatsächlichen Kuchendicke verwechseln, da er ein Maß für die Kompaktierung ist.

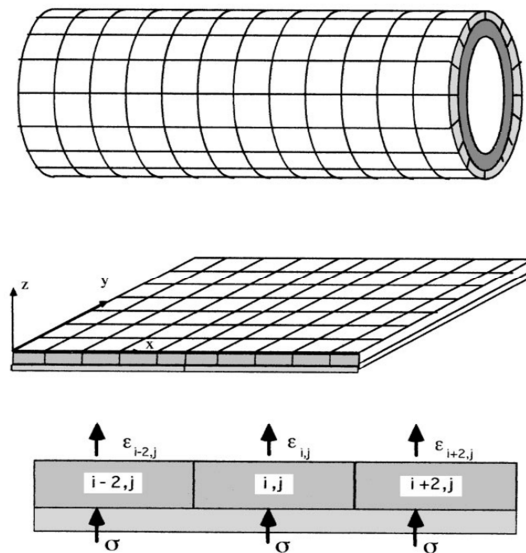


Abbildung 9-5: Modelldarstellung von FERER und SMITH [29]

Die adhäsive Bindung bricht auf, wenn $k_{i,j}^a \varepsilon_{i,j}$ größer dem festgelegten Grenzwert $S_{i,j}^a = \frac{1}{2}$ ist. Eine kohäsive Bindung bricht auf, wenn $k_{i,j+1}^c (\varepsilon_{i,j} - \varepsilon_{i,j+2})$ größer dem festgelegten Grenzwert $S_{i,j}^c = \frac{T}{2}$ ist. Die Werte der Konstanten $k_{i,j}^a$ und $k_{i,j}^c$ fußen auf Vorarbeiten aus der Modellierung von quasi-statischen Dehnungsbrüchen.

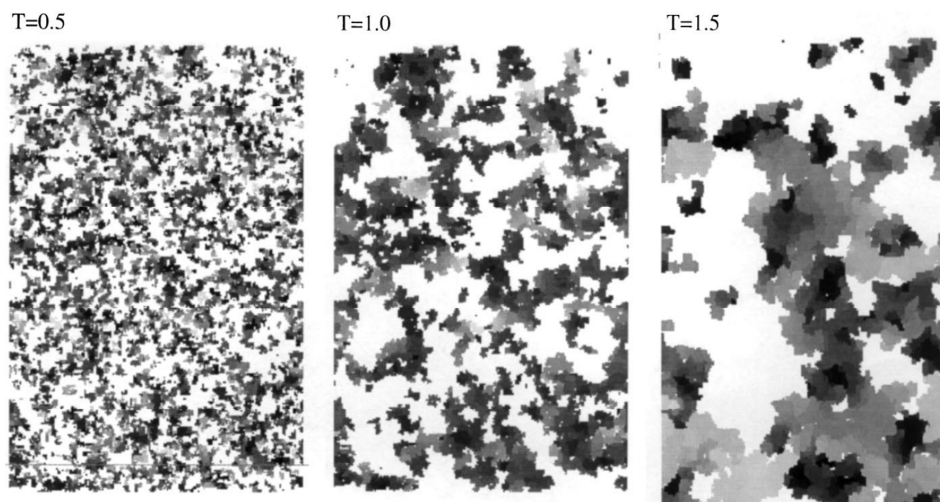


Abbildung 9-6: Darstellung der abgereinigten Flächen (schwarz sofort abgereinigt, grau kurz danach und weiß unabgereinigt) über Variation des Dickeparameters T [29]

Abbildung 9-6 zeigt, was für einen Einfluss der „Dicke“-Parameter T und damit die kohäsiven Kräfte auf die Abreinigung haben. Mit steigendem T werden die abgereinigten Bereiche größer.

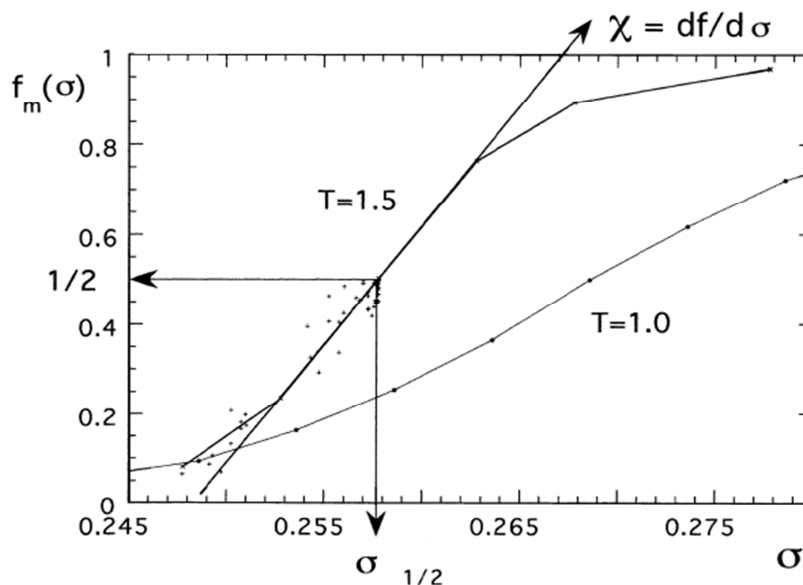


Abbildung 9-7: Darstellung der Abreinigungskurve bei $T = 1$ und $T = 1.5$ [29]

Abbildung 9-7 stellt die simulierten Abreinigungskurven dar. Auf der Ordinate sind der Abreinigungsgrad $f_m(\sigma) = \frac{m_{abgereinigt}}{m_{Gesamt}}$ und auf der Abszisse die Abreinigungsspannung σ dargestellt. Dabei ist $\sigma_{1/2}$ jene Spannung, bei der 50% der Staubmasse vom Filter abgereinigt wird. Der Parameter $\chi = df/d\sigma$ ist die Tangente der Kurve bei $\sigma_{1/2}$. Die Größen $\sigma_{1/2}$ und χ charakterisieren die Abreinigungskurve und sind deshalb ein Maß für die Abreinigungseffektivität.

Es zeigt sich, dass bei größer werdendem T die Abreinigungsspannung $\sigma_{1/2}$ kleiner und χ größer wird. Das bedeutet jedoch nicht, dass bei steigender Filterdicke bzw. Kohäsionskraft die nötige Abreinigungskraft kleiner wird. Diese steigt weiterhin (vgl. Ergebnisse v. KOCH [14]), jedoch wird die Abreinigungskurve mit steigendem T steiler. Das heißt, dass der Filterkuchen schlagartiger und in größeren Mengen abgereinigt wird (vgl. Abb. 9-6).

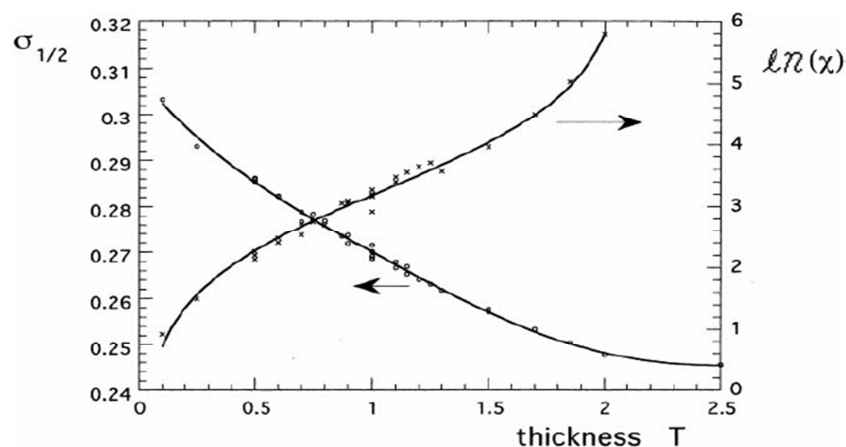


Abbildung 9-8: Darstellung von $\sigma_{1/2}$ und χ über den Dickeparameter T [29]

Abbildung 9-8 zeigt, wie ein größer werdender Parameter T die Abreinigungskurve immer steiler werden lässt (größer werdendes $\ln(\chi)$). Dabei sind hier Daten von Simulationen mit variierender Systemgröße und variierendem T aufgetragen. Mit Systemgröße ist die Anzahl der Rechenblöcke aus Abbildung 9-5 gemeint. Dabei konnte gezeigt werden, dass die Anzahl der Rechenblöcke keinen signifikanten Einfluss auf das berechnete Abreinigungsverhalten hat.

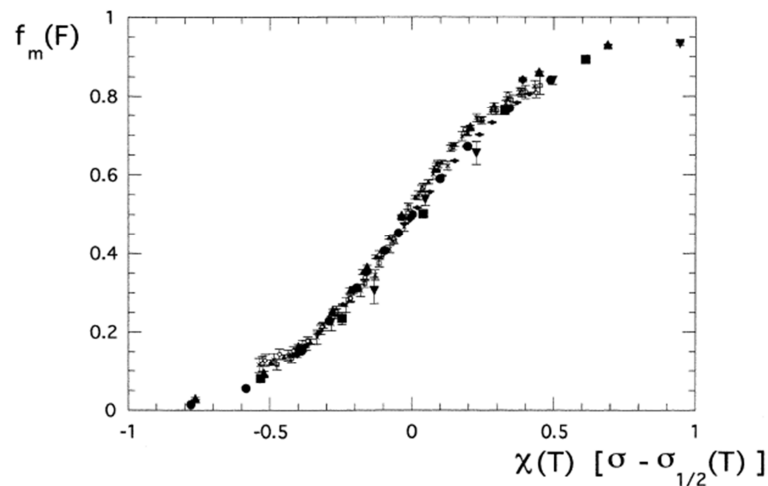


Abbildung 9-9: Zusammenfallen der unterschiedlichen Simulationsergebnisse auf eine universelle Abreinigungskurve. [29]

In Abbildung 9-9 werden die Simulationsergebnisse modifiziert. So wird $\sigma_{1/2}$ von den Abszissenwerten abgezogen, wodurch die eigentlichen $\sigma_{1/2}$ Werte bei Null liegen. Durch Multiplikation mit χ werden die Ergebnisse in die Horizontale gespreizt, sodass die Steigung bei $\sigma_{1/2}$ gleich 1 ist.

Abbildung 9-9 zeigt, dass sich die Modellergebnisse auf eine universelle Abreinigungskurve transformieren lassen, somit ist das modellierte Abreinigungsverhalten immer gleich. Diese Transformation haben FERER und SMITH auch auf tatsächliche Versuchsdaten angewendet, welche in Abbildung 9-10 zu sehen sind.

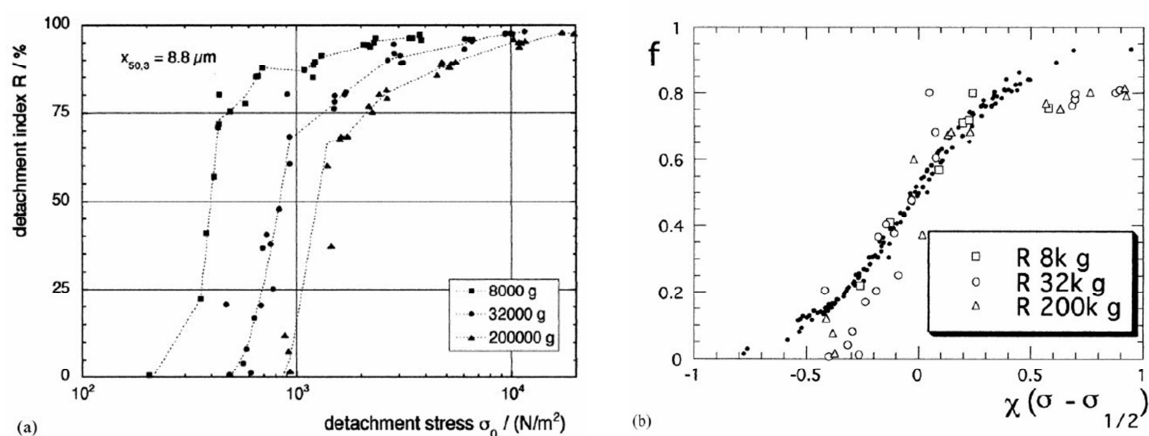


Abbildung 9-10: Darstellung der Abreinigungskurven(a), sowie deren Transformation (b) in eine universelle Abreinigungskurve. Dabei wurden die Proben in einer Zentrifuge kompaktiert bei 8000, 32 000 und 200 000 g [29]

Es zeigt sich, dass auch Versuchsdaten näherungsweise auf eine universelle Kurve transformiert werden können.

Eine Stärke des Modells ist, dass man die durchschnittlichen kohäsiven und adhäsiven Kräfte berechnen kann. Es müssen einzig die Simulationsergebnisse an die experimentellen Daten über einen Skalierungsfaktor angepasst werden.

$$\sigma_{1/2}^{exp} = \lambda \sigma_{\frac{1}{2}} \quad (9-6)$$

Der Skalierungsfaktor λ lässt sich aus Gleichung 9-6 berechnen.

$$S_{a,e} = \frac{\lambda}{0,5} \quad (9-7)$$

$$S_{c,e} = T \frac{\lambda}{0,5} \quad (9-8)$$

Aus Gleichung 9-7 und 9-8 lassen sich die adhäsiven und kohäsiven Kräfte direkt berechnen.

Tabelle 9-1: Berechnung der Adhäsionskräfte, Kohäsionskräfte und des Dickeparameters bei verschiedenen Kompaktierungen und Korngrößen [29].

Kompaktierung, Korngröße, Versuchsreihe	$\sigma_{1/2}^{exp}$ [N/m ²]	T [-]	$S_{a,e}$ [N/m ²]	$S_{c,e}$ [N/m ²]
8000 g 8,8 µm (a)	398	0,45	693	311
32000 g 8,8 µm (a)	858	0,15	1436	215
200000 g 8,8 µm (a)	1422	0,19	2393	454
200000 g 8,8 µm (a)	1440	0,23	2432	559
200000 g 1,5 µm (b)	11736	0,45	20446	9200
32000 g 8,8 µm (b)	842	0,25	1427	356
32000 g 1,5 µm (b)	2577	0,90	4719	4247

Tabelle 9-1 zeigt die Berechnungsergebnisse zu den experimentellen Daten. Dabei stammen die experimentellen Daten aus zwei Versuchsreihen (a, b). Deshalb gibt es kleine Unterschiede von $\sigma_{1/2}^{exp}$ bei gleicher Kompaktierung und Korngröße.

Kleinere Partikeldurchmesser und stärkere Kompaktierung führen zu größeren adhäsiven Kräften $S_{a,e}$. Außerdem führen kleinere Partikeldurchmesser auch zu einem Anstieg des Dickeparameters T und somit zu einem Anstieg der kohäsiven Kräfte. Problematisch scheint, dass der Dickeparameter T nicht mit der Kompaktierung steigt. FERER und SMITH erklären dieses Phänomen dadurch, dass die Filterkuchendicke mit der Kompaktierung kleiner wird, jedoch im gleichen Maße, wie die kohäsiven Bindungen zueinander gestärkt werden, wodurch der Dickeparameter T annähernd konstant bleibt.

Vergleicht man die adhäsiven Kräfte $S_{a,e}$ mit der Abreinigungsspannung $\sigma_{1/2}^{exp}$, so zeigt sich, dass schon weniger als die Hälfte der adhäsiven Kraft ausreicht, um signifikante Mengen an Staub

abzureinigen. Das könnte bedeuten, dass schon eine geringere Kraft ausreicht, um den Filterschlauch ausreichend abzureinigen.

FERER und SMITH geben Einblick in die potentielle Abreinigungsmechanik des Filterkuchens. Dabei zeigt sich, dass das Abreinigungsverhalten an sich immer gleich bleibt. Die aus Vorarbeiten der Bruchmechanik stammende Modellierung der Adhäsions- und Kohäsionskräfte mit $k^a = \frac{1}{2}$ und $k^c = \frac{T}{2}$ zeigt gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Somit konnte ein weiterer Einblick in das Wechselspiel von Adhäsions- und Kohäsionskräften im Filterkuchen gewonnen werden.

10. Fallstudien

10.1. Analyse des Abreinigungsverhaltens des ANDRITZ Teststands

Der Teststand aus Kapitel 4 ist ein Nachbau von bereits bestehenden Abreinigungssystemen in den von der Firma ANDRITZ gebauten Schlauchfilteranlagen. Die Firma ANDRITZ benutzt derzeit Schlauchlängen von bis zu 8 m, hat jedoch Interesse, bis zu 12 m lange Schläuche zu verwenden. Mit den Modellpaketen von BINNIG (Kapitel 7) und TSAI (Kapitel 6) wird das Abreinigungsverhalten von diesen Schläuchen simuliert.

10.1.1. Vorgehensweise

Die Abreinigung hängt vom Druck ab, welcher sich im Verlauf des Schlauches ausbildet. Dieser Druckverlauf hängt wiederum von folgenden Parametern ab:

- Schlauchlänge
- Luftdurchlässigkeit α des Schlauchs
- Tankdruck p_t
- Position am Blasrohr

Laut Angaben der Firma ANDRITZ beträgt die Luftdurchlässigkeit α kurz vor der Abreinigung 10 bis $20 \frac{l}{min \cdot dm^2}$. Hier soll festgehalten sein, dass sich die Luftdurchlässigkeit während des Abreinigungsvorgangs ändert. Aufgrund der fehlenden Daten zur Beschreibung dieses dynamischen Vorgangs wird die Luftdurchlässigkeit in erster Näherung konstant gehalten.

Es werden Simulationen für folgende Parameter durchgeführt:

- Schlauchlänge: 8, 10 und 12 m
- Luftdurchlässigkeit α : 10 und $20 \frac{l}{min \cdot dm^2}$
- Tankdruck p_t : 2,3,4 und 5 bar (Überdruck)
- Blasrohrposition: 1 und 16

Dabei wird wie folgt vorgegangen: Die Druckeinbringung in den Schlauch (bei 1 m) wird mittels der BINNIG-Korrelation berechnet. Dabei werden die Exponenten und Koeffizienten der P5-Messdatenregressionen aus Tabelle 7-5 und 7-7 verwendet. Der berechnete Druck bei 1 m wird herangezogen, um den Druckverlauf bei den verschiedenen Schlauchlängen mittels der TSAI-Routine zu berechnen. Dabei wird der Reibungsfaktor f für die jeweilige Permeabilität und Tankdruck aus Abbildung 6-19 interpoliert. Als simulierte Ventilöffnungszeit $t_{v,m}$ wird 180 ms verwendet.

Das Abreinigungskriterium wird wie folgt definiert: Ist der Druck im Schlauch über dessen gesamte Länge größer oder gleich eines gesetzten Grenzwerts, kann von einer ausreichenden Abreinigung ausgegangen werden.

Für die Analyse wird der Grenzwert wie folgt definiert:

- 1.) Zum Abreinigen muss über die gesamte Schlauchlänge ein Überdruck von 500 Pa herrschen. SIEVERT schlägt in seinen Untersuchungen [6] einen ähnlich hohen Druck von 300-400 Pa vor.
- 2.) Der Druck im Schlauch muss den Differenzdruck des Filters überwinden. Im Auslegungsfall der Firma ANDRITZ beträgt der Differenzdruck über die Filteranlage maximal 1200 Pa. Laut ANDRITZ verringert sich der Differenzdruck am Filter selbst aufgrund von Umlenkungsblechen und anderen Einbauten auf rund 600 Pa. Solch ein Wert wird auch bei den Literaturdaten angenommen [22].

Somit muss über der gesamten Schlauchlänge ein Überdruck von 1100 Pa herrschen, damit dieser ausreichend abgereinigt wird.

10.1.2. Ergebnisse

10.1.2.1. Schlauchlänge 8 m

Abbildungen 10-1 bis 10-4 zeigen die berechneten Druckverläufe bei den unterschiedlichen Blasrohrpositionen und Luftdurchlässigkeiten.

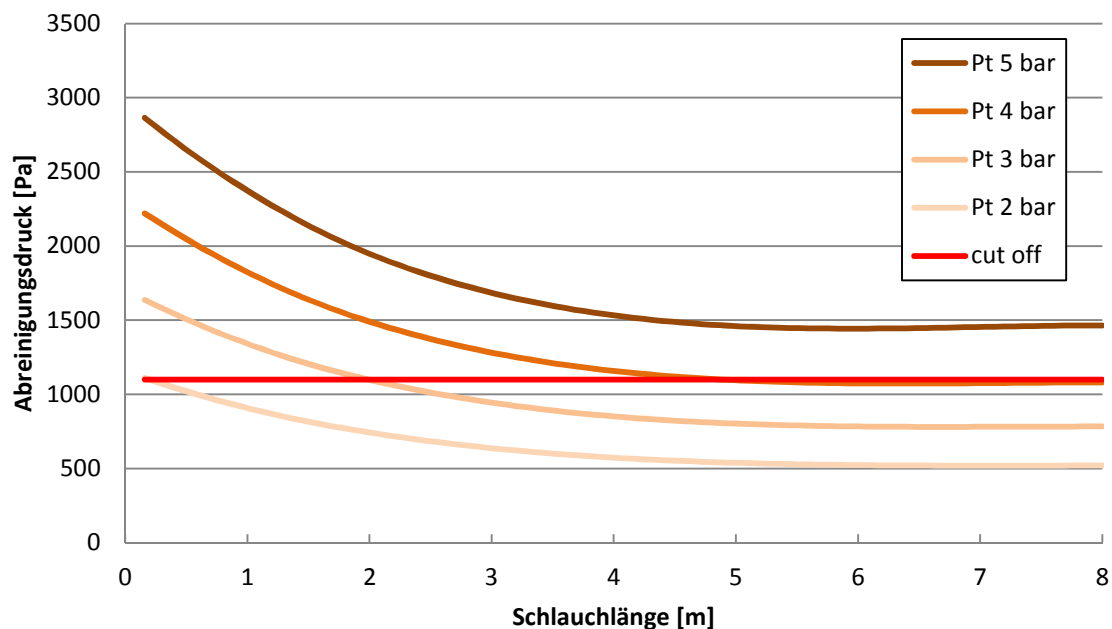


Abbildung 10-1: Ergebnisse Blasrohrposition 1, Luftdurchlässigkeit $\alpha = 10 \frac{l}{min \cdot dm^2}$

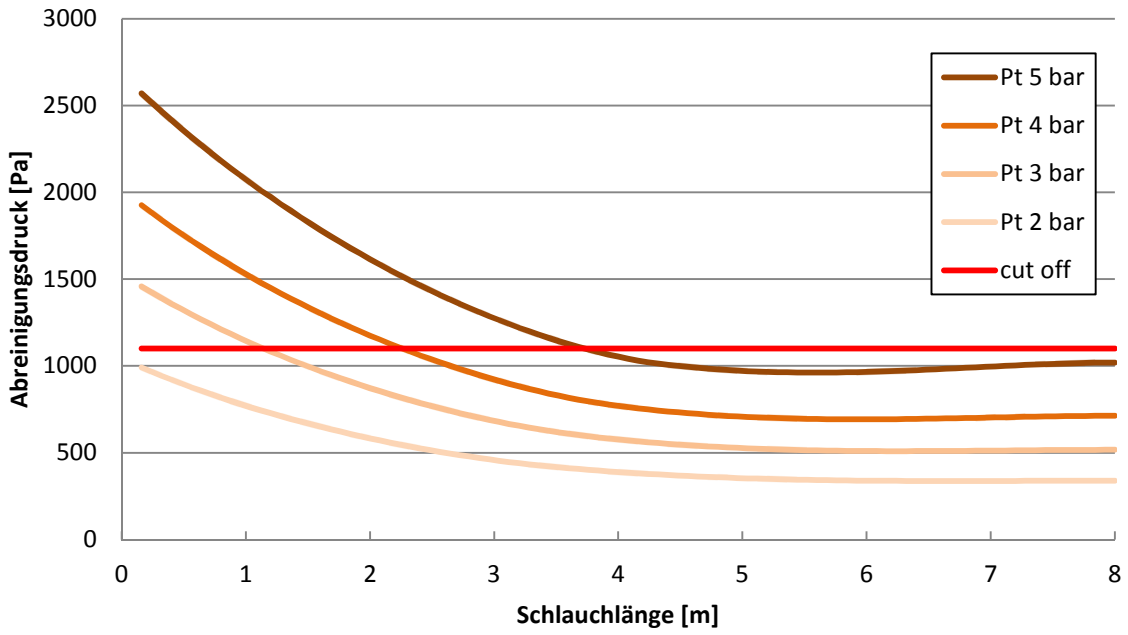


Abbildung 10-2: Ergebnisse Blasrohrposition 1, Luftdurchlässigkeit $\alpha = 20 \frac{l}{min \cdot dm^2}$

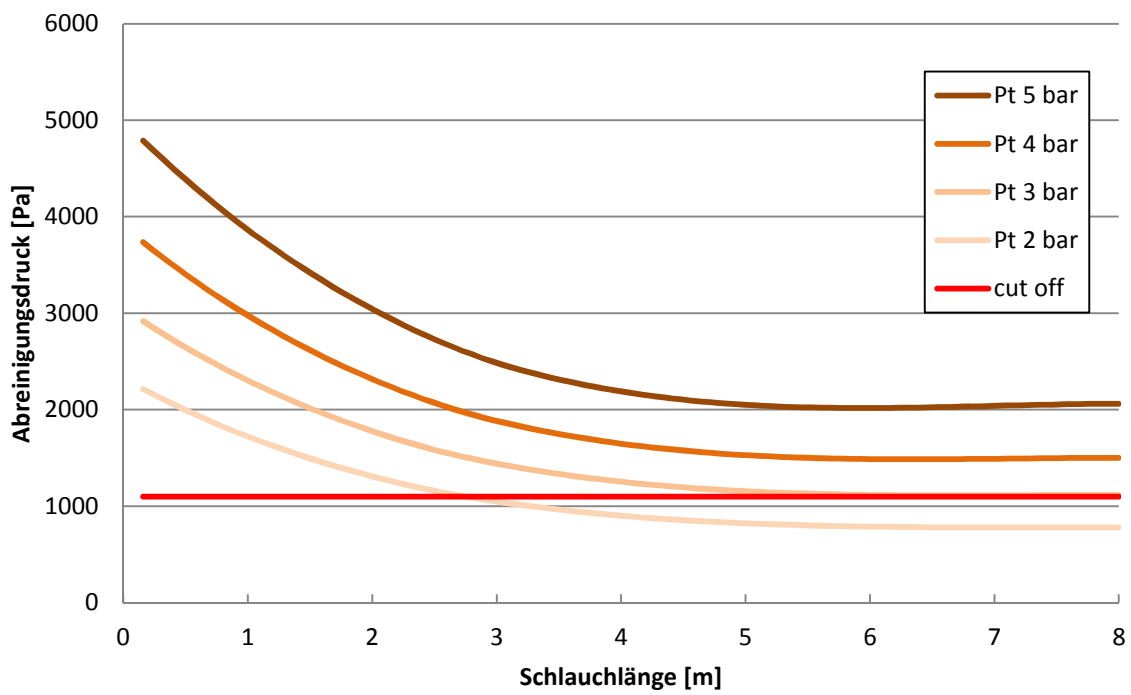


Abbildung 10-3: Ergebnisse Blasrohrposition 16, Luftdurchlässigkeit $\alpha = 10 \frac{l}{min \cdot dm^2}$

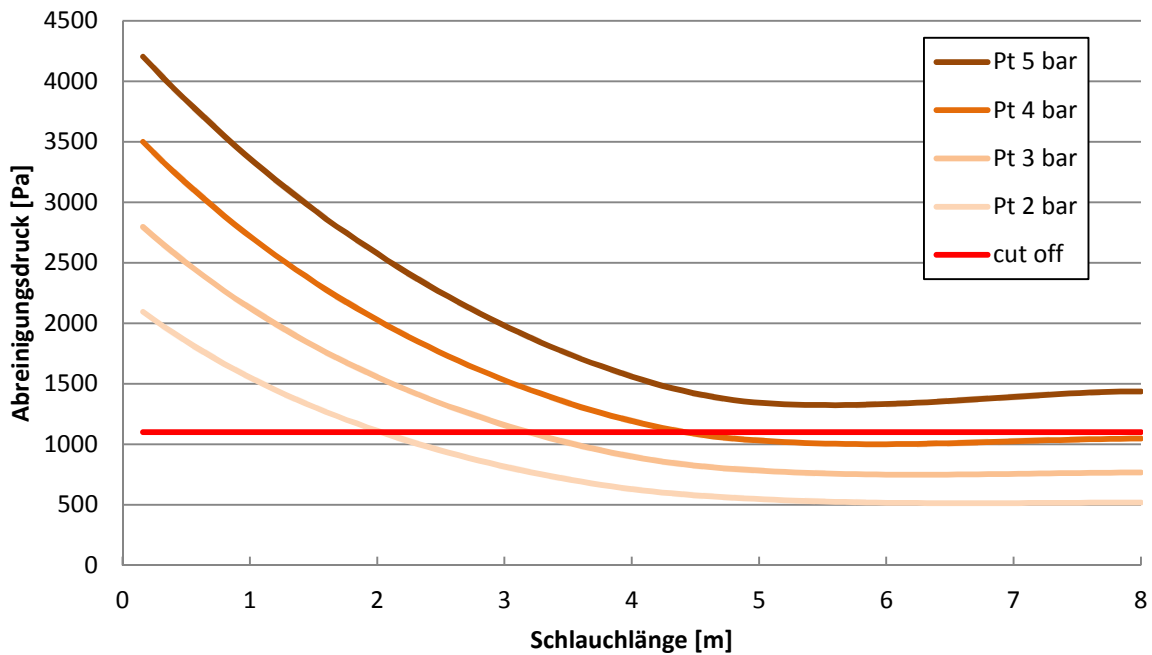


Abbildung 10-4: Ergebnisse Blasrohrposition 16, Luftdurchlässigkeit $\alpha = 20 \frac{l}{min \cdot dm^2}$

Der Abreinigungsgrenzwert von 1100 Pa wird überall erreicht, bis auf Blasrohrposition 1 bei einer Luftdurchlässigkeit von $20 \frac{l}{min \cdot dm^2}$ (vgl. Abb. 10-2).

Der Filter könnte somit problemlos bei $10 \frac{l}{min \cdot dm^2}$ und einem Tankdruck größer 4,1 bar abgereinigt werden.

Die Firma ANDRITZ betreibt einen vergleichbaren Filter erfolgreich mit einem Tankdruck p_t von 4,5 bar, was wiederum die Simulationen durchaus bestätigen (vgl. Abb. 10-1 und 10-3).

10.1.2.2. Schlauchlängen 10 und 12 m

Abbildung 10-5 zeigt die berechneten Druckverläufe der Blasrohrposition 1 bei einer Schlauchlänge von 10 m. Der Grenzwert von 1100 Pa wird um wenige Pascal beim maximalen Tankdruck von 5 bar unterschritten. Blasrohrposition 16 erreicht diesen Grenzwert bei 5 bar Tankdruck ohne Probleme. Laut oben genannter Definition werden die Filterschläuche im Bereich der Position 1 nicht ausreichend abgereinigt. Somit kann man davon ausgehen, dass es im Bereich der Position 1 zu Problemen kommt.

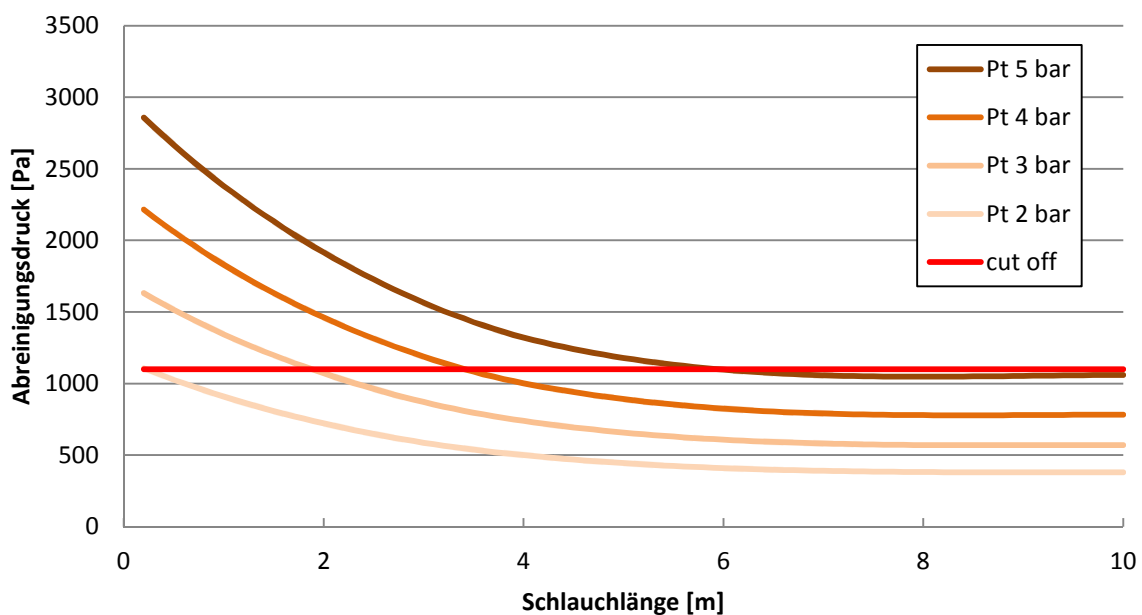


Abbildung 10-5: Ergebnisse Blasrohrposition 1, Luftdurchlässigkeit $\alpha = 10 \frac{l}{min \cdot dm^2}$ und Schlauchlänge 10 m

Abbildung 10-6 zeigt die berechneten Druckverläufe der Blasrohrposition 16 bei 12 m. Hier kann der Grenzwert von 1100 Pa nie erreicht werden. Da Blasrohrposition 1 einen niedrigeren Abreinigungsdruck aufweist als Position 16, kann davon ausgegangen werden, dass 12 m lange Schläuche über die gesamte Blasrohrlänge nicht ausreichend abgereinigt werden können.

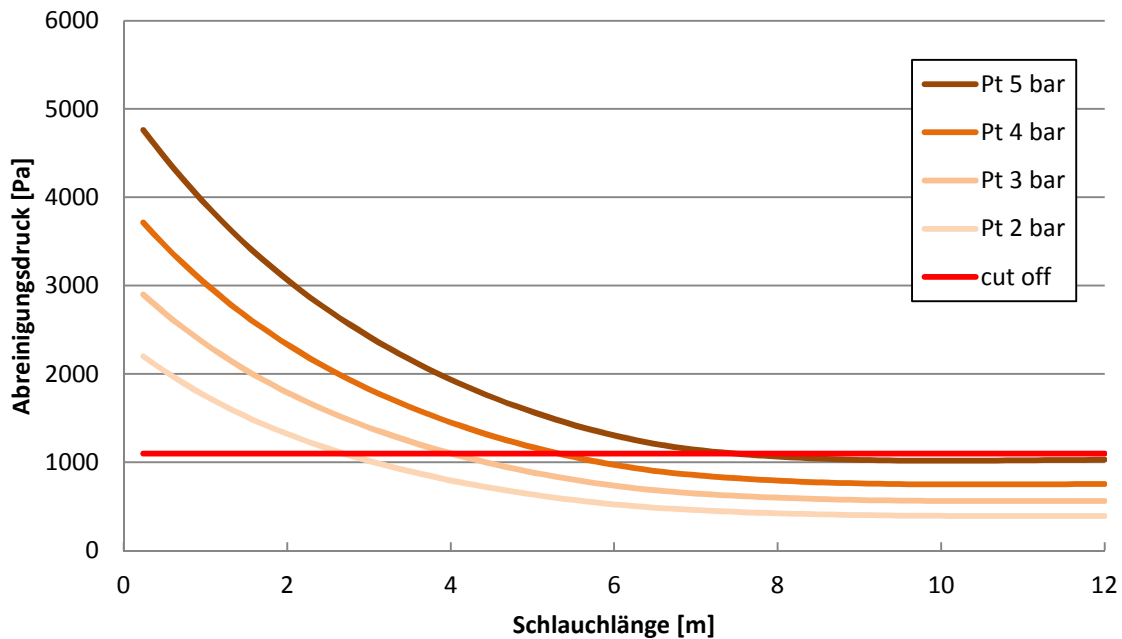


Abbildung 10-6: Ergebnisse Blasrohrposition 16, Luftdurchlässigkeit $\alpha = 10 \frac{l}{\text{min} \cdot \text{dm}^2}$ und Schlauchlänge 12m

10.2. Regression des Längeneinflusses

Im Abschnitt 10.1 sind die Druckverläufe verschiedener Schlauchlängen simuliert worden. Diese Datensätze können nun herangezogen werden, um das Konzept der dimensionslosen Kenngrößen nach BINNIG et al. (Kapitel 7) zu erweitern. Nun können die Exponenten bestimmt werden, die den Längeneinfluss der Filterschläuche charakterisieren. Die Regressionsfunktion kann wie folgt erweitert werden:

$$R_{rel}^2 = \left(\frac{\pi_1 - \hat{F} \cdot \pi_2^a \cdot \pi_3^b \cdot \pi_4^c \cdot \pi_5^d}{\pi_1} \right)^2 \quad (10-1)$$

Die Ergebnisse dieser Regressionen finden sich in Tabelle 10-1.

Da in der Korrelation nach Binnig der Einfluss der Blasrohrposition keine Berücksichtigung findet, wird die Korrelation für die jeweiligen Extrempositionen, nämlich Position 16 und Position 1, separat durchgeführt.

Tabelle 10-1: Ergebnisse der Regressionen des Längeneinflusses

#	Regression	D	a	b	c	d	Rel. Abw.
1	Pos 16	0,7862	0,5861	0,6516	0,0190	1,8075	1,65%
2	Pos 16, exp. Schönhofer	0,0015	0,4416	0,6942	-	-	6,50%
3	Post 16, mit a und b Schönhofer	1,0808	<u>0,4416</u>	<u>0,6942</u>	0,0193	1,8146	2,63%
4	Pos 16, wenn c=0 gesetzt	0,8305	0,5850	0,6516	<u>0</u>	1,7737	1,65%
5	Pos 1	0,2622	0,8692	0,5592	0,0187	1,7970	1,28%
6	Pos 1, exp. Schönhofer	0,0005	0,7436	0,6812	-	-	4,88%
7	Pos 1, mit a und b Schönhofer	0,3995	<u>0,7436</u>	<u>0,6812</u>	0,0191	1,8000	4,20%
8	Pos 1, wenn c=0 gesetzt	0,2663	0,8695	0,5591	<u>0</u>	1,7550	1,28%

Sieht man sich die Ergebnisse der Regression bei Blasrohrposition 16 an (#1) und vergleicht sie mit der Regression der Datensätze von SCHÖNHOFER (#2), so wird man feststellen, dass die Exponenten b sehr nahe beieinanderliegen. Die Exponenten a weichen signifikant voneinander ab. Der Exponent c ist vergleichsweise klein.

Vergleicht man die Regression der Blasrohrposition 1 (#5) mit der Regression der SCHÖNHOFER Daten (#6), so zeigen sich signifikante Unterschiede sowohl für a als auch für b. Der Exponent c ist wieder vergleichsweise klein.

Bemerkenswert ist, dass die relativen Abweichungen der simulierten Datensätzen kleiner sind, als die der experimentellen Datensätze.

Bei den Regressionen #4 und #8 wurde der Exponent c auf 0 gesetzt, um zu überprüfen, was für eine Auswirkung dieser auf die Regressionsergebnisse hat. Es zeigt sich, dass der Exponent d leicht sinkt, jedoch die relativen Abweichungen konstant bleiben. Ein Exponent der Größe Null bedeutet einen π -Wert gleich 1. Das bedeutet, dass diese Größe keinen Einfluss auf die Zielgröße π_1 hat. Das mag daher kommen, dass in den Simulationen der Düsendurchmesser nicht geändert werden konnte, welcher in π_4 seinen Eingang findet.

Es wirkt problematisch, dass die Exponenten a und b nicht ident mit jenen aus den Regressionen der SCHÖNHOFER-Datensätze sind. Grund dafür könnte sein, dass die Regression für die simulierten Datensätze ein lokales Optimum gefunden hat. Deshalb wurden Regressionen durchgeführt (#3 und #7), bei denen die Exponenten a und b aus den Regressionen der SCHÖNHOFER-Datensätze stammen. Es zeigt sich, dass die relativen Abweichungen nur minimal steigen und sich die Exponenten c und d kaum verändern. Daraus kann man schließen, dass die experimentellen und simulierten Datensätze zueinander konsistent sind. Zum einen untermauert das die Aussagekraft der simulierten Ergebnisse, zum anderen ist damit der Längeneinfluss in der BINNIG Korrelation charakterisierbar.

10.3. Optimierung des Schlauchfilters

Nachdem die Koeffizienten und Exponenten der expliziten Funktion nach BINNIG (Gl. 7-4/5) bestimmt sind, kann nun anhand der Gleichung eine Optimierung des Schlauchfilters durchgeführt werden:

$$\frac{\Delta p_{reg}}{\Delta p_{crit}} = 0,8305 \cdot \left(\frac{P_T}{P_0}\right)^{0,5850} \cdot \left(\frac{P_T}{\Delta p_{crit}}\right)^{0,6516} \cdot \left(\frac{V_{clean}}{A_{media}^2}\right)^{1,7737} \quad (10-2)$$

In Gleichung 10-2 fließen der Koeffizient und die Exponenten der Regression #4 aus Abschnitt 10.2 ein. Nachdem der Exponent c sehr klein ist, wurde er in der Regression #4 vernachlässigt. Das wiederum hat den Vorteil, dass die dimensionslose Größe π_4 auch vernachlässigt werden kann. Somit kann der Abreinigungsdruck im Schlauch von drei π Größen beschrieben werden.

Es soll nun dargestellt werden, was für einen Einfluss die Gleichungsparameter der Gleichung 10-2 auf den Abreinigungsdruck haben.

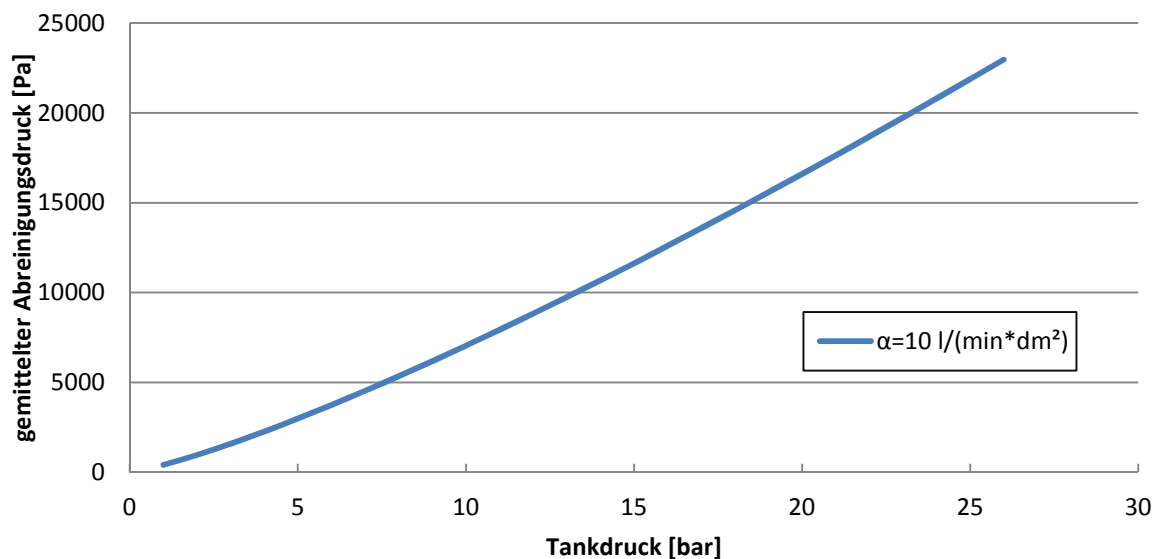


Abbildung 10-7: Darstellung des nach Gleichung 10-2 berechneten Abreinigungsdrucks über dem Tankdruck bei einer Luftdurchlässigkeit α von $10 \frac{l}{min \cdot dm^2}$

Wie zu erwarten steigt der Abreinigungsdruck mit dem Tankdruck (vgl. Abb. 10-7). Dabei stellt sich ein annähernd linearer Zusammenhang dar.

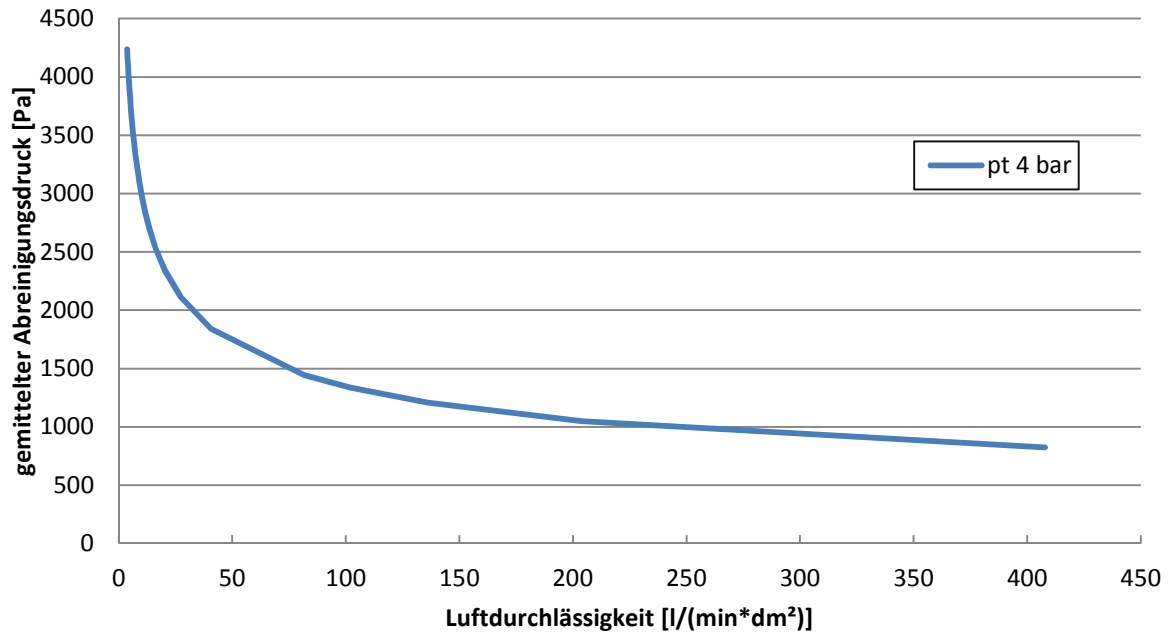


Abbildung 10-8: Darstellung des nach Gleichung 10-2 berechneten Abreinigungsdrucks über die Luftdurchlässigkeit α bei einem Tankdruck p_t von 4 bar

Abbildung 10-8 zeigt, wie der Abreinigungsdruck mit fallender Luftdurchlässigkeit steigt. Bemerkenswert ist der beinahe exponentielle Anstieg des Abreinigungsdrucks bei kleiner werdender Luftdurchlässigkeit.

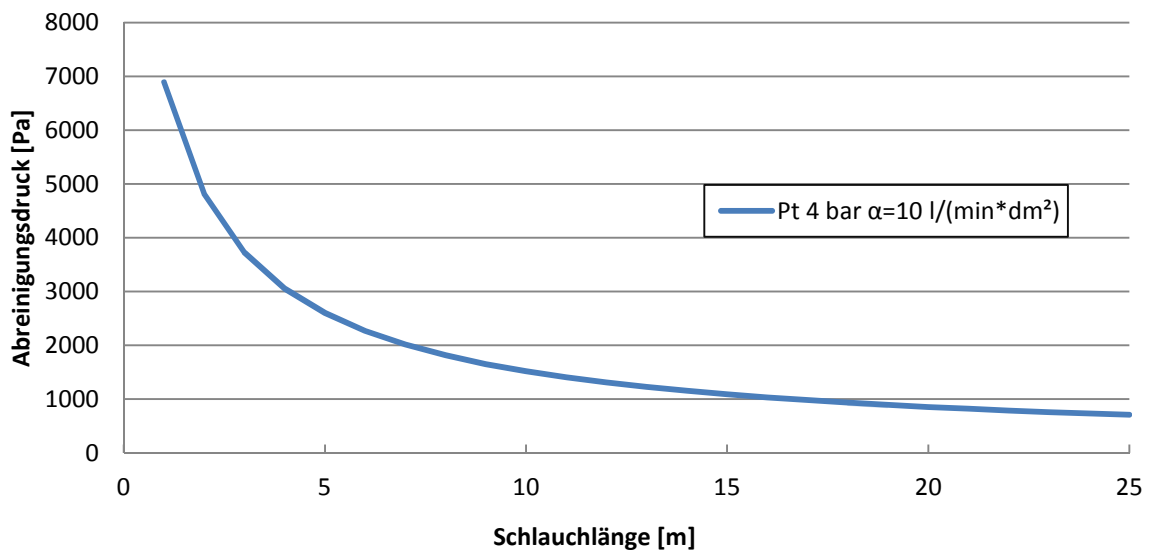


Abbildung 10-9: Darstellung des nach Gleichung 10-2 berechneten Abreinigungsdrucks über die Schlauchlänge l bei einem Tankdruck p_t von 4 bar und einer Luftdurchlässigkeit α von $10 \frac{l}{min \cdot dm^2}$.

Wie zu erwarten fällt der Abreinigungsdruck mit der Schlauchlänge (vgl. Abb. 10-9). Es zeigt sich ein beinahe exponentieller Abfall des Abreinigungsdrucks, ähnlich wie bei den Messdaten aus der Literatur (vgl. Abb. 6-8).

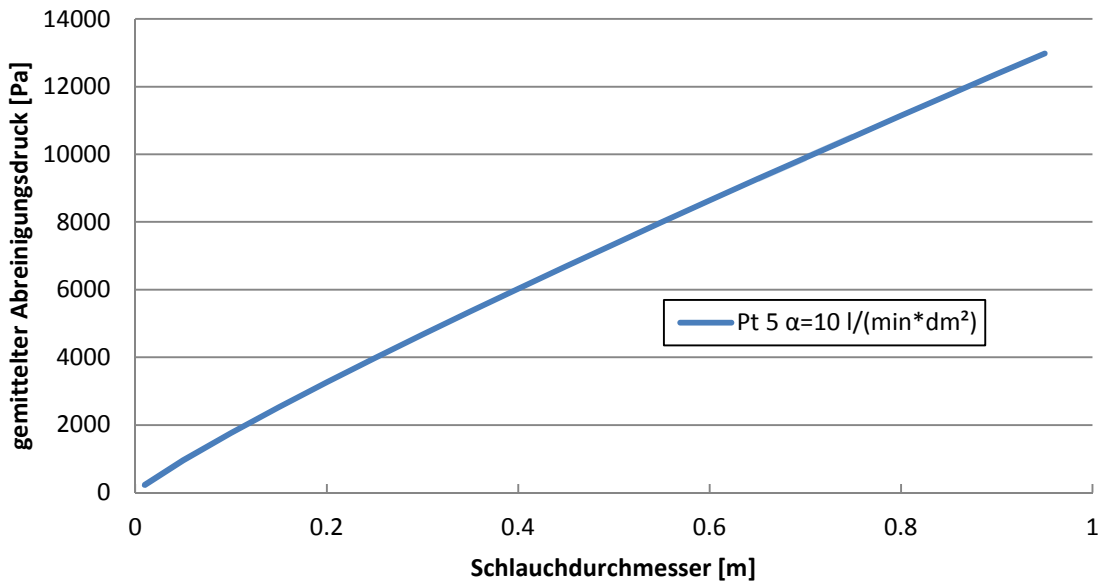


Abbildung 10-10: Darstellung des nach Gleichung 10-2 berechneten Abreinigungsdrucks über den Schlauchdurchmesser d bei einem Tankdruck p_t von 5 bar

Abbildung 10-10 zeigt, wie der Abreinigungsdruck über den Schlauchdurchmesser steigt. Das scheint unphysikalisch und lässt sich phänomenologisch nicht erklären.

Es wird nun ergründet, warum der Abreinigungsdruck mit dem Schlauchdurchmesser d steigt.

Die Einflussgrößen V_{clean} und A_{media} hängen von der Schlauchlänge l sowie dem Schlauchdurchmesser d ab. Gleichung 10-3 zeigt π_5 in Abhängigkeit von d und l :

$$\pi_5 = \frac{V_{clean}}{A_{media}^{3/2}} = \frac{\frac{d^2 \cdot \pi \cdot l}{4}}{(d \cdot \pi \cdot l)^{3/2}} = \frac{1}{4 \cdot \sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{d}{l}} \quad (10-3)$$

Gleichung 10-3 zeigt, dass π_5 mit steigendem Schlauchdurchmesser d größer wird. Nachdem der Abreinigungsdruck direkt proportional zu π_5 ist, muss der Abreinigungsdruck mit dem Schlauchdurchmesser d steigen. Somit lässt sich das Problem aufgrund der Definition von π_5 erklären.

BINNIG et al. haben ihr Modell validiert, indem sie die Schlauchlänge erhöht haben, aber Verhältnisse von π_4 und π_5 konstant gelassen haben, um denselben Abreinigungsdruck im Schlauch zu bekommen. Die Größe π_4 versteht sich als das Verhältnis von Filteroberfläche zu Düsenquerschnittsfläche. Da sich mit steigender Schlauchlänge die Filteroberfläche vergrößert, muss der Düsendurchmesser d_{Nozzle} vergrößert werden.

Gleichung 10-2 vernachlässigt π_4 weil die Regression der Daten aus Abschnitt 10.1 gezeigt hat, dass dieser Parameter keinen Einfluss hat. Grund dafür sind fehlende Datensätze mit variierendem

Düsendurchmesser d_{Nozzle} . Der Einfluss des Düsendurchmessers konnte nicht bestimmt werden, da dafür die experimentellen Daten fehlen. Zwar ändert sich der Düsendurchmesser über die Blasrohrlänge, jedoch wird dieser überlagert vom Einfluss der Blasrohrposition auf den Abreinigungsdruck. Somit müssten Versuche an der gleichen Blasrohrposition gemacht werden, jedoch mit unterschiedlichen Düsendurchmessern. Das ist am ANDRITZ-Teststand derzeit nicht möglich.

Damit spielt π_4 , eine wichtige Rolle beim Skalieren des Druckimpulses im Filterschlauch. So könnte bei entsprechendem Exponenten die Größe π_4 dem Druckanstieg durch den größer werdenden Schlauchdurchmesser entgegenwirken. Wegen der fehlenden Größe π_4 kann keine Optimierung des Abreinigungsdrucks anhand von Gleichung 10-2 durchgeführt werden.

Will man das Modell trotzdem benutzen, so müssen die Größen π_4 und π_5 , wie beim Validierungsvorgang von BINNIG et al., konstant gelassen werden. Gleichung 10-3 zeigt, dass π_5 konstant ist, wenn das Verhältnis von Schlauchdurchmesser zu Schlauchlänge konstant bleibt. Der Düsendurchmesser kann bei konstantem π_4 wie folgt skaliert werden:

$$d_{Düse} = \sqrt{\frac{d \cdot \pi \cdot l}{\pi_4}} \quad (10-4)$$

Der oben beschriebene Skalierungsansatz wird nun herangezogen, um ein Scale-Up der Filtergeometrien durchzuführen.

Tabelle 10-2: Skalierte Filterschlauchabmessungen bei unterschiedlichen Schlauchlängen, sowie das Oberflächen- zu Volumsverhältnis A/V

#	Schlauchlänge [m]	Schlauchdurchmesser [m]	Düsendurchmesser [m]	A/V [m ² /m ³]
1	8	0,15	0,0150	26,666
2	10	0,1875	0,0187	21,333
3	12	0,225	0,0225	17,777
4	8	0,15	0,0150	26,666
5	10	0,15	0,0167	26,666
6	12	0,15	0,0183	26,666

Tabelle 10-2 zeigt die Scale-Up-Berechnungen für den Teststandfilter. Die Erhöhung des Schlauchdurchmessers beeinflusst jedoch das Oberflächen- zu Volumsverhältnis des Schlauchs negativ (vgl. #1-3). Das wiederum ist bei der Auslegung der gesamten Filteranlage unvorteilhaft, da man versucht, möglichst viel Filterfläche bei möglichst wenig Filtervolumen zu haben.

Damit das Oberflächen- zu Volumsverhältnis konstant bleibt, muss der Schlauchdurchmesser bei steigender Schlauchlänge konstant gehalten werden (vgl. #4-6). Dabei steigt der Düsendurchmesser im Vergleich nur mehr leicht an. Laut Korrelation würde π_4 hier konstant bleiben, jedoch π_5 würde

kleiner werden, was wiederum bedeutet, dass der Abreinigungsdruck im Schlauch kleiner werden würde.

10.4. Einfluss der Ventilöffnungszeit auf den Abreinigungsdruck

Wie aus Kapitel 3 bekannt ist, spielt die Druckluftmenge und damit die Ventilöffnungszeit eine untergeordnete Rolle bei der Abreinigung der Filterschläuche. Um Energiekosten zu sparen, wäre es legitim die Ventilöffnungszeit so kurz wie möglich anzusetzen, jedoch kann die Ventilöffnungszeit nicht beliebig klein gewählt werden, da sich sonst nicht genug Druck im Schlauch aufbauen würde. Die Versuche von SCHÖNHOFER (Kapitel 4) zeigen, dass eine Ventilöffnungszeit so kurz wie 80 ms keinen signifikanten Einfluss auf den Abreinigungsdruck im Schlauch hat.

Das Modell von TSAI bietet die Möglichkeit, noch kürzere Ventilöffnungszeiten zu simulieren. Als Ausgangspunkt werden die Simulationen aus Abschnitt 10.1 herangezogen. Dabei wird die simulierte Ventilöffnungszeit bei zwei verschiedenen Tankdrücken und zwei Filterpermeabilitäten variiert. Die Ergebnisse finden sich in Abbildung 10-11 und 10-12.

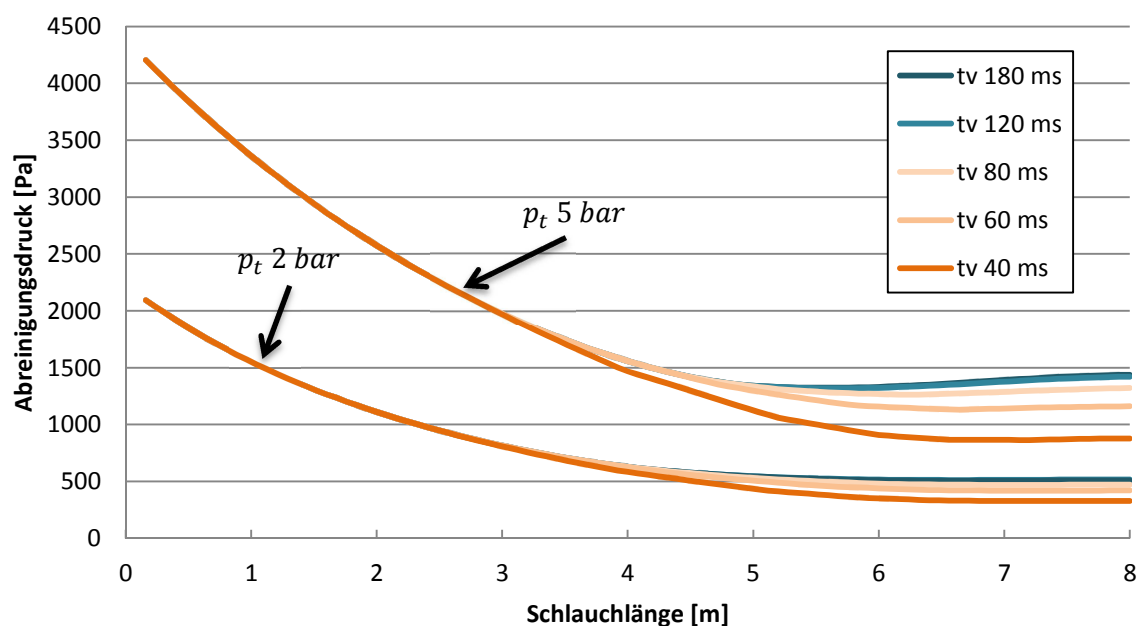


Abbildung 10-11: Variation der Ventilöffnungszeit bei einer Luftdurchlässigkeit $\alpha = 20 \frac{l}{min \cdot dm^2}$ und den Tankdruckwerten p_t von 5 und 2 bar.

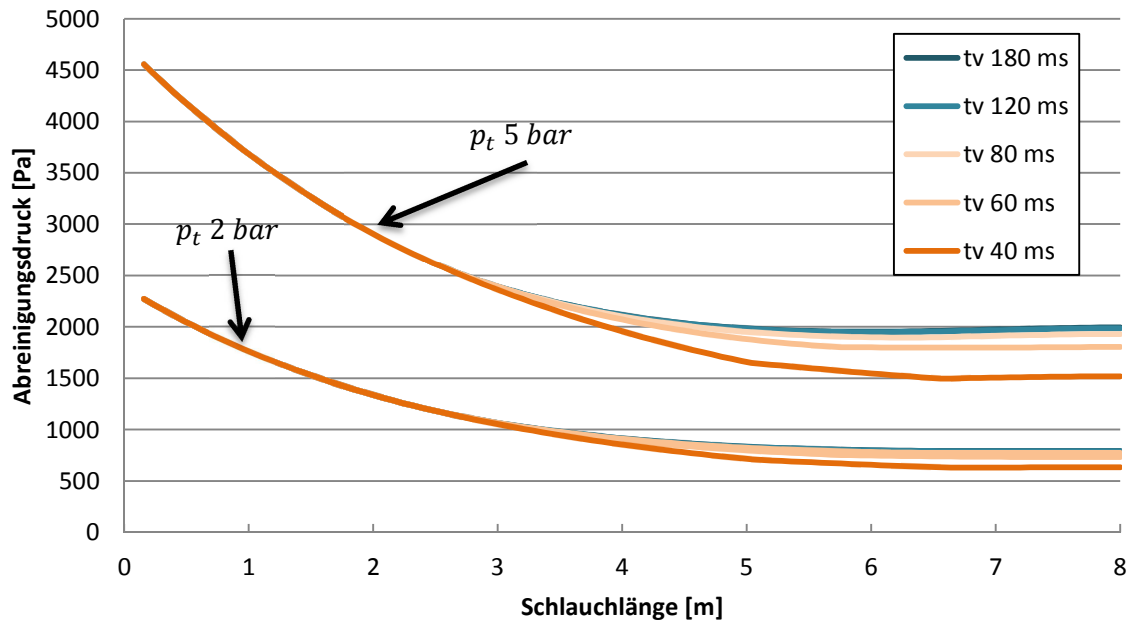


Abbildung 10-12: Variation der Ventilöffnungszeit bei einer Luftdurchlässigkeit $\alpha = 10 \frac{l}{\text{min} \cdot \text{dm}^2}$ und den Tankdruckwerten p_t von 5 und 2 bar.

Abbildung 10-11 und 10-12 zeigen die Druckverläufe bei den Tankdruckwerten p_t 2 und 5 bar bei simulierten Ventilöffnungszeiten zwischen 40 und 180 ms. Es zeigt sich, dass je permeabler der Schlauch ist und je höher der Abreinigungsdruck ist, desto größer ist der Einfluss der Ventilöffnungszeit. Signifikante Druckabfälle sind meist bei 40 und 60 ms zu erkennen. Bei 80 ms kommt es zu geringen Druckabfällen. Diese Erkenntnisse sind wiederum konsistent mit den Versuchen von SCHÖNHOFER.

Somit kann eine Ventilöffnungszeit von 80 ms als unterer Grenzwert angesehen werden, bei dem es zu keinem signifikanten Abfall des Abreinigungsdrucks kommt.

Die Ventilöffnungszeit hat zudem einen Einfluss auf den Energieverbrauch der Druckluftabreinigung.

Abbildung 10-13 zeigt den durch Tankdruck und Ventilöffnungszeit resultierenden Energieverbrauch. Zur Berechnung wurde die verbrauchte Druckluftmenge mit der entstandenen Druckdifferenz im Drucklufttank berechnet ($E \approx \Delta p_t \cdot \Delta V$).

So zeigt sich zum Beispiel, dass eine Abreinigung mit einem Tankdruck von 4 bar und einer Ventilöffnungszeit von grob 120 ms energetisch äquivalent wäre zu einem Tankdruck von 5 bar und 80 ms Ventilöffnungszeit. Somit könnte man die Abreinigung auch bei 5 bar und 80 ms stattfinden lassen, mit dem Vorteil, dass der Filterschlauch bei einem höheren Tankdruck noch besser abgereinigt wäre.

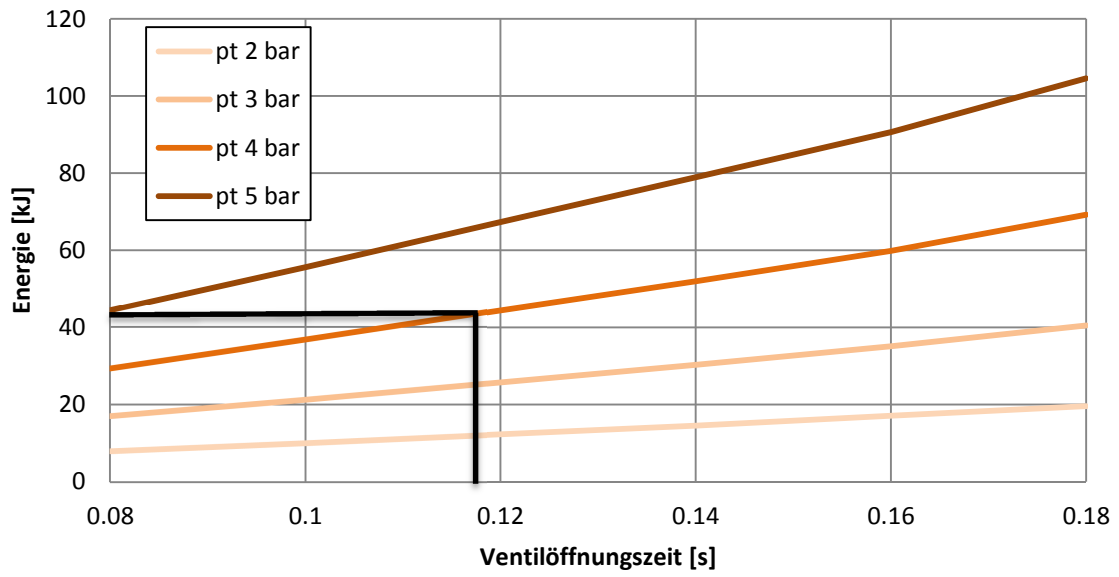


Abbildung 10-13: Darstellung des Energieverbrauchs über die Ventilöffnungszeit bei unterschiedlichem Tankdruck

10.5. Nähere Analyse der Abreinigungsgrenzwerte

Laut SIEVERT [6] braucht es 300-400 Pa über die gesamte Schlauchlänge, damit der Staub vom Filtertuch abgereinigt wird. Diesen Grenzwert hat SIEVERT aus Versuchen ermittelt, bei denen rund 90 % des Filterkuchens abgereinigt worden ist.

Es stellt sich die Frage, welche Beschleunigungskräfte dadurch am Filtertuch erzeugt werden. Deshalb wird die Berechnung der Filtertuchbeschleunigung nach ALLEN herangezogen (Kapitel 8), um diese Frage zu klären.

Als geometrischen Parameter werden die Abmessungen des ANDRITZ-Filters herangezogen (vgl. Annahmen aus Abschnitt 8.2).

Abbildung 10-14 zeigt, dass die Filtertuchbeschleunigung (als Vielfaches der Erdbeschleunigung) mit zunehmender Staubbiladung des Filtertuchs abnimmt.

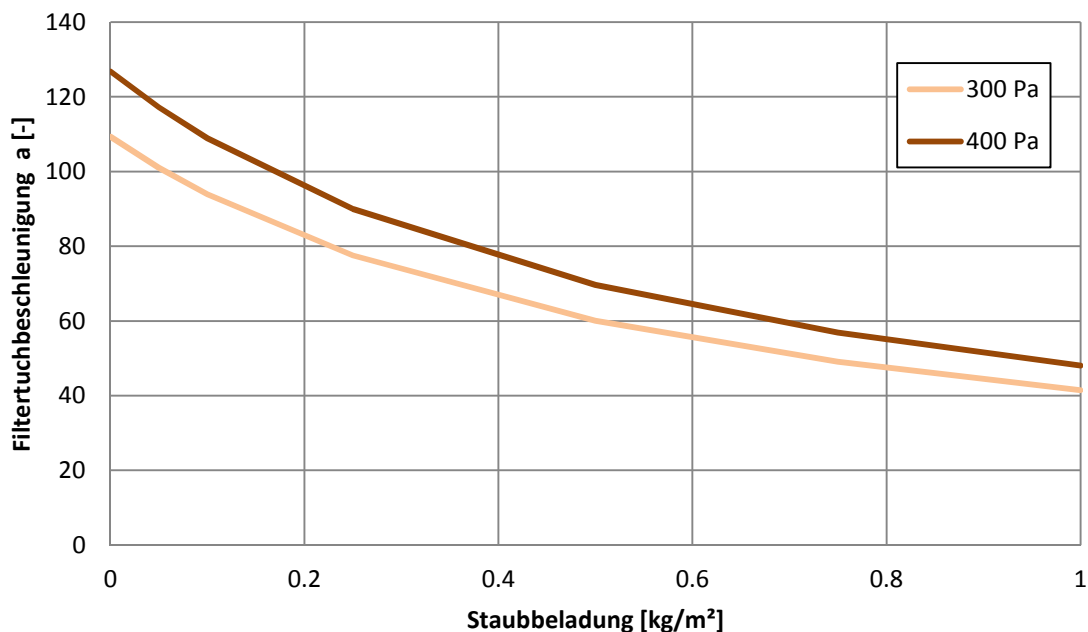


Abbildung 10-14: Berechnete Filtertuchbeschleunigungen bei 300 und 400 Pa Differenzdruck über die Staubbiladung am Filtertuch

Abbildung 10-15 zeigt, dass die spezifische Kraft (bezogen auf Filtertuchfläche), die auf den Filterkuchen wirkt, über die Staubbiladung stark zunimmt.

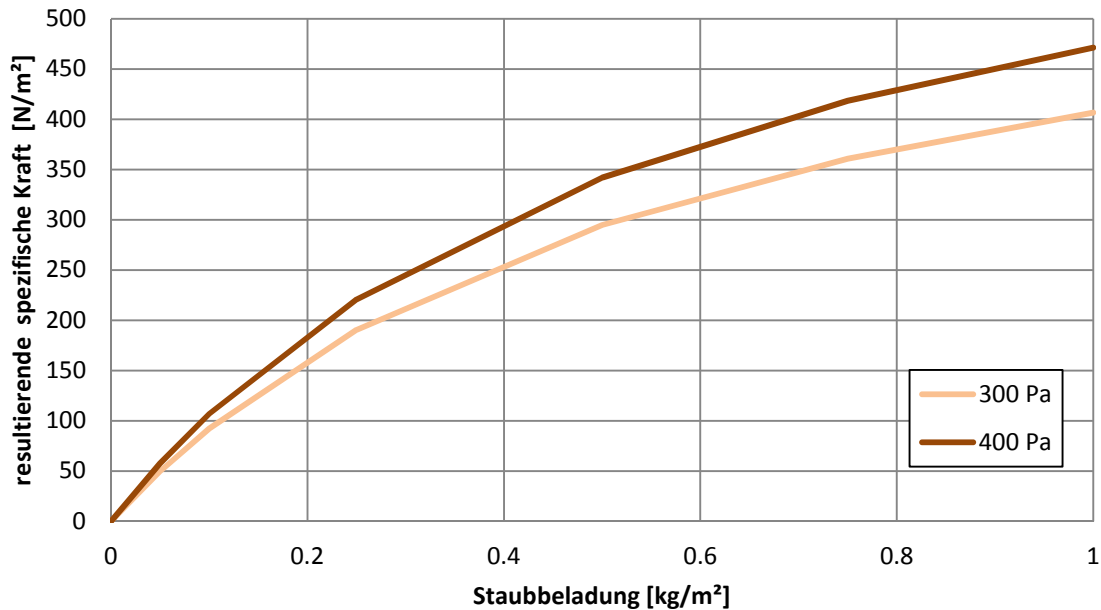


Abbildung 10-15: Resultierende Kraft auf den Filterkuchen bei 300 und 400 Pa Differenzdruck über die Staubbelastung am Filtertuch

Die Ausgangsstaubbelastung von SIEVERTs Experimenten beträgt rund 0.25 kg/m^2 . So würde auf den Filterkuchen, durch die Filtertuchbeschleunigung, eine spezifische Kraft von 190 bzw. 210 N/m^2 wirken.

SIEVERT hat in seinen Experimenten Kalksteinpulver verwendet. Kalksteinpulver besitzt laut Messungen ([30], [31]) einen inneren Reibungswinkel θ_i von $34,6^\circ$ und eine Kohäsionskraft c von 490 Pa . Mit diesen Werten kann man unter der Verwendung der Gleichung 9-4 von SMID die nötige Kraft berechnen, damit es zu Spannungsrissen im Filterkuchen kommt und damit letztendlich zur Abreinigung des Filterkuchens vom Filtertuch. Laut der Berechnung beträgt der Abreinigungsdruck $p_{cake,crack}$ 1866 Pa . Damit beträgt $p_{cake,crack}$ mehr als das 9-Fache der vorhin berechneten Ablösekraft.

Es zeigen sich damit keine Übereinstimmung zwischen den Modellen von SMID und ALLEN. Das Modell von ALLEN et al. wurde durch Versuche validiert, während das Modell von SMID et al. nur punktuell durch Literaturdaten validiert wurde. Zudem basiert das Modell von SMID auf der Keramikfiltertechnologie, die sich im Abreinigungsverhalten deutlich von dem der Schlauchfilter unterscheidet. KOCH et al. [27] haben gezeigt, dass starre Filtermedien, wie z.B. Keramikfilter, ein Vielfaches der Abreinigungskraft im Vergleich zu Schlauchfiltern benötigen, um vollständig abzureinigen. Das zeigt sich wiederum hier in den Berechnungsergebnissen von SMID und ALLEN.

11. Zusammenfassende Diskussion und Schlussfolgerung

Die Haupteinflussgrößen für die Abreinigung der Filterschläuche sind der zeitliche Druckanstieg $\frac{dp}{dt}$ und der maximale Abreinigungsdruck p_{\max} . Die Druckluftmenge spielt bei der Abreinigung eine untergeordnete Rolle. Experimente [17] und Simulation (vgl. Kapitel 10.4) zeigen, dass Ventilöffnungszeiten größer gleich 80 ms keinen signifikanten Einfluss auf den Abreinigungsdruck im Schlauch haben. Bei Ventilöffnungszeiten kleiner als 80 ms kommt es hingegen zu einer signifikanten Verringerung des Abreinigungsdrucks.

Der Abreinigungsdrucks spielt eine große Rolle bei der Abreinigung des Filterschlauchs und dessen Vorhersagbarkeit ist von großem Interesse. Berechnungsmethoden die auf einer über den Schlauch gemittelten Kontinuität basieren (Null-Dimensionales Modell), wie in Kapitel 5 gezeigt, können die Druckverteilung im Filterschlauch nicht beschreiben. Mittels der Modellpakete von BINNIG [24] (Dimensionsanalyse) und TSAI [21] (1-Dimensionales Modell) lässt sich die Druckeinbringung und der daraus resultierende Druckverlauf simulieren. Simulationen einer Filteranlage der Firma ANDRITZ zeigen, dass 8 m lange Schläuche laut Definition abgereinigt werden können. Diese Simulationen werden von einer bereits in Betrieb genommenen Filteranlage bestätigt. Laut den Simulationen wird es zu Problemen bei der Abreinigung von 10 und 12 m langen Schläuchen kommen. Die 10 m langen Schläuche werden im Bereich der Blasrohrposition 1, d.h. jene Position, die am nächsten vom Drucktank zuströmender Druckluft liegt, ungenügend abgereinigt werden. Die 12 m langen Schläuche können nicht einmal an der Blasrohrposition 16, d.h. jene Position, die am Ende des Blasrohres und damit am weitesten von der Druckluftversorgung liegt, ausreichend abgereinigt werden.

Ein Problem der TSAI-Routine besteht in der Wahl des Reibungsfaktors f . Der Reibungsfaktor wird hier als (einziger) Fitparameter verwendet und nicht unabhängig bestimmt. Jene aus drei Validierungsdatensätzen ermittelten Reibungsfaktoren werden in ein Diagramm als Funktion von Tankdruck und Luftdurchlässigkeit dargestellt (vgl. Abb. 6-19). Eine Interpolation und in Grenzen wohl auch Extrapolation scheint möglich, allerdings bedarf es mehrerer Datensätze, um die Gültigkeit zu bestätigen. Die Qualität der Vorhersage wäre deutlich verbessert, wenn der Reibungsfaktor nicht als (freier) Fitparameter verwendet werden müsste, sondern die Vorgänge durch ein komplexeres Modell realitätsnäher abgebildet werden könnten. Trotzdem scheint die hier getroffene Wahl der Reibungsfaktoren plausible Ergebnisse zu liefern. So sind die simulierten Druckverläufe der ANDRITZ-Anlage (vgl. Kapitel 10.1.2) in einer ähnlichen Größenordnung wie die Druckverläufe der Literaturdaten [22]. Außerdem zeigen die Regressionsergebnisse, dass die simulierten und experimentellen Datensätze zueinander konsistent sind (vgl. Kapitel 10.2).

Die BINNIG-Korrelation kann über die Regression der Simulationsdaten den Längeneinfluss auf den Abreinigungsdruck simulieren. Optimierungen des Abreinigungsdrucks über die resultierende explizite Funktion sind jedoch nicht möglich, da nicht alle Einflüsse erfasst sind. Der Abreinigungsdruck steigt laut dieser Funktion mit dem Schlauchdurchmesser, was nicht plausibel ist. Es hat sich herausgestellt, dass der Einfluss der Größe π_4 bedeutend ist und wahrscheinlich dem steigenden Abreinigungsdruck mit größer werdendem Schlauchdurchmesser entgegenwirkt. Der Exponent der Größe π_4 kann derzeit nicht bestimmt werden, somit kann keine Optimierung der Schlauchgeometrie durchgeführt werden.

In Hinblick auf die 10 und 12 m langen Schläuche, die schlecht bis gar nicht abgereinigt werden können, kann man die BINNIG-Korrelation anwenden, um den Abreinigungsimpuls zu skalieren. Hauptproblem dabei ist, dass der Schlauchdurchmesser proportional steigt, wodurch das Filterflächen-zu-Filtervolumen-Verhältnis kleiner wird, was bei der Auslegung nicht erwünscht ist.

Die Auswirkungen der Ventilöffnungszeit auf den Abreinigungsdruck im Schlauch können mit der TSAI-Routine berechnet werden und werden von experimentellen Untersuchungen SCHÖNHOFERs [17] bestätigt. Damit kann ein unteres Limit für die Ventilöffnungszeit (und damit einhergehend der Druckluftmenge) quantifiziert werden. Durch überschlagsmäßige Berechnungen des benötigten Energieeinsatzes zeigt sich, dass eine Abreinigung bei niedrigem Druck, aber längerer Ventilöffnungszeit mehr Energie verbraucht als eine Abreinigung bei höherem Druck, aber kürzerer Ventilöffnungszeit.

ALLEN et al. [13] ermöglichen eine Beschreibung der Filtertuchbeschleunigung, die aus dem Druck im Filterschlauch resultiert. Über die Filtertuchbeschleunigung kann eine resultierende Kraft auf den Filterkuchen berechnet werden. Die Validierung dieses Konzepts ist am ANDRITZ-Teststand derzeit nicht möglich. Vergleiche mit Druckmessdaten zeigen Diskrepanzen und legen nahe, dass nicht alle Wirkmechanismen von der Routine beschrieben werden.

SIEVERT [6] gibt einen Richtwert von 300-400 Pa Überdruck im Schlauch an, der nötig ist, damit es zu einer vollständigen Abreinigung kommt. Simulationen zeigen, dass dadurch eine Kraft von rund 200 N/m² am Filterkuchen wirken muss, damit dieser abgereinigt wird. Vergleiche mit SMID et al.'s [28] Modell zeigen, dass SMID's Ergebnisse um ein Vielfaches zu groß sind. Das wiederum war zu erwarten, da SMID's Modell für Keramikfilter ausgelegt ist. Starre Medien, wie z.B. Keramikfilter, brauchen laut KOCH et al. [27] ein Vielfaches der Abreinigungskraft von Schlauchfiltern, da ihnen ein anderer Abreinigungsmechanismus zu Grunde liegt. Der Abreinigungsmechanismus für Schlauchfilter wird von SMID's Modell nicht erfasst, somit ist die Beschreibung des Abreinigungsverhaltens von Schlauchfiltern mit SMID's Modell unzulässig.

Es gibt zahlreiche Ansätze, wie man die kohäsiven und adhäsiven Filterkuchenkräfte berechnen kann. Trotzdem gibt es nach wie vor kein Modell, das die Abreinigung am Filtertuch komplett, und damit auch ab-initio prädiktiv, abbilden kann, da die partikeltechnische Beschreibung des Filterkuchens nach wie vor kompliziert ist. Damit müssen die nötigen Abreinigungskräfte nach wie vor experimentell bestimmt werden.

12. Ausblick

Um die Modelle von TSAI et al. [21] und BINNIG et al. [24] auf ihre Anwendbarkeit zu überprüfen, empfiehlt es sich, weitere Versuche mit längeren Filterschläuchen am ANDRITZ-Teststand durchzuführen. Sollte es grobe Abweichungen zu den simulierten Druckverläufen geben, so sollte der Reibungsfaktor f angepasst werden. Wenn auch dies nicht zielführend ist, sind die dem TSAI Modell zugrunde liegenden Annahmen zu prüfen und gegebenenfalls der Modellansatz, vielleicht hinsichtlich eines kompressiblen Gasdynamikansatzes, zu verändern.

Nach wie vor hat die TSAI-Routine Probleme, kurze und nieder permeable Schläuche zu beschreiben. Das mag daran liegen, dass die Modellannahmen auf inkompressiblem Gasverhalten fußen. Das Modell müsste um einen kompressiblen Gasansatz erweitert werden, um diese Unzulänglichkeiten auszumerzen.

Der Einfluss der Blasrohrposition hat eine große Auswirkung auf das Abreinigungsverhalten der Filterschläuche. Eine Vergleichmäßigung dieses Einflusses wäre empfehlenswert. Bisher fasst das Modell von BINNIG diesen Einfluss nicht. Die Erweiterung des Modells um eine Blasrohrpositionskenngroße wäre ein nächster Schritt.

Weiters müsste der Einfluss des Blasrohrdüsendurchmessers bestimmt werden, damit der Exponent von π_4 bestimmt werden kann. Erst wenn dieser bekannt ist, kann eine Optimierung der Schlauchfiltergeometrien durchgeführt werden, um den Abreinigungsdruck im Schlauch zu maximieren.

Der Vergleich mit Druckmessdaten (Kapitel 8.3) hat die Vermutung nahe gelegt, dass dem Gleichungsansatz des ALLEN et al. [13] Modells ein Dämpfungsglied fehlt. Eine Weiterentwicklung des Modells könnte weitere Optimierungsmöglichkeiten der Filtertuchbeschleunigung aufweisen. Das ist deshalb interessant, da die Filtertuchbeschleunigung der grundlegende Mechanismus für die Filterabreinigung ist. So könnte die Gleichung 8-9, wie in Gleichung 13-1 dargestellt, erweitert werden.

$$(m + M) \cdot \frac{d^2r}{dt^2} + \hat{D} \cdot \frac{dr}{dt} + K \cdot (r - R_1) = p(t) - p_1 \quad (13-1)$$

Dabei handelt es sich hier um eine gewöhnliche lineare Differentialgleichung zweiter Ordnung. Um Gleichung 13-1 zu validieren, müsste jedoch der ANDRITZ-Versuchsstand mit Beschleunigungsmesssonden erweitert werden.

Die richtige Beschreibung der nötigen Abreinigungskräfte ist nach wie vor ein großes Problem. SMID et al. [28] liefern einen Ansatz, der für flexible Filtermedien ungeeignet ist. Vielleicht gelingt es, diesen Ansatz auf Schlauchfilter zu erweitern. Der Vorteil, messbare Stoffgrößen zu verwenden, um eine Abreinigungskraft zu berechnen, ist nach wie vor von großem Interesse. Eine weitere Möglichkeit, um die Abreinigungskräfte zu beschreiben, wäre es, den Filterkuchen an Hand der „Discrete Element Method“ (DEM) zu simulieren.

Abkürzungsverzeichnis

PE	Polyethylen (Kunststoff)
PP	Polypropylen (Kunststoff)
PTFE	Polytetrafluorethylen (Kunststoff)
vgl.	Vergleiche
Abb.	Abbildung
TCP/IP	Transmission Control Protocol / Internet Protocol
csv.	Comma separated values
i.N.	Bezogen auf „in Norm“ bei $p_N = 1,01325 \text{ bar}$ $T_N = 273,15 \text{ K}$
E-Modul	Elastizitätsmodul
Rel. Abw.	Relative Abweichung

Symbolverzeichnis

a, b, c, d	[-]	Exponenten der Korrelation [24]
$\hat{A}, \hat{D}, \hat{E}, \hat{F}$	[-]	Vorfaktoren der Korrelation [24]
\bar{A}, \bar{B}	[m]	Integrationskonstanten
a	$\left[\frac{m}{s^2}\right]$	Filtertuchbeschleunigung
$a(g)$	[-]	Normierte Filtertuchbeschleunigung (Zum Verständnis $a = \frac{a^* \left[\frac{m}{s^2}\right]}{9,81 \left[\frac{m}{s^2}\right]}$)
a_{max}	$\left[\frac{m}{s^2}\right]$	maximale Beschleunigung des Filtertuchs
$A_{Eintritt}$	$[m^2]$	Eintrittsquerschnittsfläche
A_{media}	$[m^2]$	Filteroberfläche
b	[m]	Filtertuchwölbungshöhe
B_1	$[N \cdot m]$	Filtertuchbiegesteifigkeit
B_{media}	$\left[\frac{m}{Pa \cdot s}\right]$	Filtertuchpermeabilität
c	$\left[\frac{N}{m^2}\right]$	Kohäsivität des Filterkuchens
c_f	[m]	Schlauchfilterumfang
c_0	$\left[\frac{g}{m^3}\right]$	Staubkonzentration der Rohgasseite
d	[m]	Filterdurchmesser
$d_{Düse}$	[m]	Austrittsdüsendurchmesser
d_k	[m]	Filterkäfigdurchmesser
d_p	[m]	Partikeldurchmesser
d_{pore}	[m]	Filtertuchporendurchmesser
\hat{D}	$\left[\frac{N \cdot s}{m^3}\right]$	Dämpfungskonstante
E	$\left[\frac{N}{m^2}\right]$	Elastizitätsmodul des Filtertuchs – kurz E-Modul
E_R	[-]	Entrainment-Rate nach FONDSE et al.[6]
f	[-]	Reibungsfaktor der Wandreibung τ_w
$f_m(\sigma)$	[-]	Abreinigungsfunktion

$F_{Adhäsion}$	$\left[\frac{N}{m^2}\right]$	Adhäsionskräfte des Filterkuchens pro Filterfläche
h	$[m]$	Filtertuchdicke
i, j	$[-]$	Indizes der Rechenblöcke [29]
k	$\left[\frac{Pa \cdot s}{m}\right]$	Permeationswiderstand
k_a	$\left[\frac{m^2}{kg}\right]$	experimentell zu bestimmende Konstante
$k_{i,j}^a$	$\left[\frac{N}{m^3}\right]$	Adhäsionskräftekonstante
$k_{i,j}^c$	$\left[\frac{N}{m^3}\right]$	Kohäsionskräftekonstante
K	$\left[\frac{N}{m^3}\right]$	Filtertuchsteifigkeit
L	$[m]$	Schlauchlänge
L_1	$[m]$	Wölbungsbreite
L_2	$[m]$	Wölbungshöhe
m	$\left[\frac{kg}{m^2}\right]$	spezifische Filterkuchenmasse
$m_{abgereinigt}$	$[kg]$	abgereinigte Filterkuchenmasse
m_{Gesamt}	$[kg]$	gesamte Filterkuchenmasse
\dot{m}_0	$\left[\frac{kg}{s}\right]$	Massenstrom beim Düsenaustritt
\dot{m}_z	$\left[\frac{kg}{s}\right]$	Massenstrom nach der Länge z
M	$\left[\frac{kg}{m^2}\right]$	spezifische Filtertuchmasse
$n_{Düsen}$	$[-]$	Anzahl der Düsen auf dem Blasrohr
$n_{streben}$	$[-]$	Anzahl der Streben des Filterkäfigs
$p(x)$	$[Pa]$	Druck im Schlauch an der Position x
$p(x + dx)$	$[Pa]$	Druck im Schlauch an der Position $x + dx$
p_0	$[Pa]$	anfänglicher Druck im Schlauchfilter vor dem Druckimpuls
p_1	$[Pa]$	Anliegender Druck am Schlauch bzw. Druck im Schlauchfilter der Phase II
p_2	$[Pa]$	Maximaler Druck im Schlauch durch Abreinigungspuls

Δp	[Pa]	Differenzdruck über den Filter in Kapitel 2, Über- / Unterdruck im Filterschlauch in Abbildungen des Kapitel 3
Δp_0	[Pa]	Ursprünglicher Differenzdruck vor Staubbeladung
p_{cake}	[Pa]	auf den Filterkuchen wirkender Filtrationsdruck
$p_{cake,pulse}$	[Pa]	Abreinigungsdruck
$p_{cake,crack}$	[Pa]	Druck, bei dem Spannungsrisse am Filterkuchen entstehen
$p_{cake,pulse,min}$	[Pa]	Minimaler Druck zum Abreinigen des Filterkuchens
Δp_{clean}	[Pa]	Differenzdruck zwischen $p_{cake,pulse}$ und p_{cake}
Δp_{crit}	[bar]	Kritischer Abreinigungsdruck
p_{max}	[Pa]	Maximaler Überdruck im Filterschlauch Nur in Abb. 2-2 als maximaler Filterdifferenzdruck zu verstehen
p_N	[bar]	Normdruck (hier: 1,01325 [bar])
$\Delta p_{reg,max}$	[bar]	maximal messbarer Abreinigungsüberdruck
Δp_r	[Pa]	Druckdifferenz nach der Abreinigung
$p_{Schlauch}$	[bar]	Druck der beim Einblasen der Druckluft herrschen würde
p_t	[bar]	Tankdruck
p_U	[bar]	Umgebungsdruck
Δp_v	[Pa]	angelegter Differenzdruck laut Norm [25]
$\frac{dp}{dt}$	$[\frac{Pa}{s}]$	Druckanstiegsgeschwindigkeit im Filterschlauch
$\int_{t_1}^{t_2} \Delta p dt$	[Pa · s]	Druckhaltephase im Filterschlauch
r	[m]	Laufvariable des Filterradius
R	[m]	Radius des Filterschlauchs
R_m	$[\frac{J}{kg \cdot K}]$	spezifische Gaskonstante der Luft (hier 287 $\frac{J}{kg \cdot K}$)
R_1	[m]	Maximaler Schlauchradius im aufgeblähten Zustand
R_0	[m]	Schlauchradius im eingewölbten Zustand
R_{rel}^2	[-]	Relative Fehlerquadrate
s	[m]	Länge der Filtertuchwölbung

$S_{a,e}$	$[\frac{N}{m^2}]$	gemittelte Adhäsionskraft aus experimentellen Daten
$S_{c,e}$	$[\frac{N}{m^2}]$	gemittelte Kohäsionskraft aus experimentellen Daten
$S_{i,j}^a$	$[\frac{N}{m^2}]$	Abreinigungsgrenzwert der Adhäsionskraft
$S_{i,j}^c$	$[\frac{N}{m^2}]$	Abreinigungsgrenzwert der Kohäsionskraft
t	[s]	Versuchszeitdauer
t_1, t_2	[ms]	Anfangszeitpunkt und Endzeitpunkt der Druckhaltephase im Schlauch
t_v	[ms]	Ventilöffnungszeit des Drucktanks
$t_{v,m}$	[s]	simulierte Ventilöffnungszeit des Drucktanks
t_{VZ}	[s]	Druckverweilzeit im Schlauch
t_z	[min]	Zeit zwischen den Abreinigungen
T	[-]	Dickeparameter
T_{Gas}	[K]	Umgebungstemperatur beim Ausblasen
\hat{T}	[s]	Zeit, die zum maximalen Druckanstieg im Filterschlauch benötigt wird
$T(x)$	[%]	Trenngrad
T_1	[s]	Zeit zum Erreichen der Expansionsphase III
T_N	[K]	Normtemperatur (hier 273,15 [K])
u	$[\frac{m}{s}]$	Radialgeschwindigkeit im Filterschlauch
U_d	$[\frac{m}{s}]$	Gegenstromgasgeschwindigkeit aufgrund der Abreinigung
v	$[\frac{m}{s}]$	Axialgeschwindigkeit der Druckluft im Filterschlauch
$v(x)$	$[\frac{m}{s}]$	Radialgeschwindigkeit an der Stelle x
$v_a(x)$	$[\frac{m}{s}]$	Axialgeschwindigkeit im Schlauch an der Position x
$v_a(x + dx)$	$[\frac{m}{s}]$	Axialgeschwindigkeit im Schlauch an der Position $x + dx$
v_{crit}	$[\frac{m}{s}]$	kritische Geschwindigkeit, hier: Schallgeschwindigkeit
$v_{fläche}$	$[\frac{m}{s}]$	Gasgeschwindigkeit bezogen auf die Schlauchfilteroberfläche

V_{clean}	$[m^3]$	Reingasvolumen des Filters
V_{iii}	$[\frac{m}{s}]$	Filtertuchgeschwindigkeit Ende Phase III
ΔV_{Tank}	$[m^3]$	Verbrauchtes Druckluftvolumen in der Norm bei der Abreinigung
V_0	$[m^3]$	Gasvolumen am Düsenaustritt
$\frac{V_{sec}}{V_0}$	$[-]$	Sekundärluftverhältnis
$V_{Schlauch}$	$[m^3]$	Volumen des Schlauchfilters
V_Z	$[m^3]$	Gasvolumen nach der Länge z
W	$[\frac{kg}{m^2}]$	Staubbelastung am Filtertuch pro Filterfläche
z	$[mm]$	Distanz zwischen Düsenaustritt und aktueller Position
z_{cake}	$[m]$	Filterkuchendicke
α	$[\frac{l}{min \cdot dm^2}]$	Luftdurchlässigkeit des Filtertuchs
β	$[-]$	Korrekturfaktor für Nicht-Idealitäten der Strömung [21]
γ	$[\frac{J}{m^2}]$	freie Oberflächenenergie
δ	$[mm]$	Abstand der Blasrohrdüse zum Eintritt des Schlauchfilters
ε	$[-]$	Porosität
$\varepsilon_{i,j}$	$[m]$	Verschiebungslänge der Rechenblöcke [29]
θ_i	$[^\circ]$	innerer Schüttwinkel des Filterkuchens
ν	$[\frac{m^2}{s}]$	kinematische Viskosität
ν_{pos}	$[-]$	Poissionzahl (hier: 0,25)
λ	$[-]$	Skalierungsfaktor zum Umrechnen zwischen experimentellen und simulierten Daten
ρ_{Gas}	$[\frac{kg}{m^3}]$	Dichte der Druckluft
σ_{Diss}	$[\frac{N}{m^2}]$	Nötige Kraft zum Ablösen des Filterkuchens pro Filterfläche

$(-)\sigma_{t,cake}$	$\left[\frac{N}{m^2}\right]$	Tangentialkraft am Filterkuchen, negatives Vorzeichen bedeutet Zugkraft
$(+)\sigma_{t,cake}$	$\left[\frac{N}{m^2}\right]$	Tangentialkraft am Filterkuchen, positives Vorzeichen bedeutet Druckkraft
σ	$\left[\frac{N}{m^2}\right]$	Applizierte Spannung im Rechenmodell [29]
$\sigma_{1/2}$	$\left[\frac{N}{m^2}\right]$	Spannung, bei der 50% des Filterkuchens abgereinigt werden
$\sigma_{1/2}^{exp}$	$\left[\frac{N}{m^2}\right]$	Spannung, bei der 50% des Filterkuchens abgereinigt werden experimentell
σ_a	$\left[\frac{N}{m^2}\right]$	Adhäsionskraft des Staubes am Filtertuch pro Filterfläche
τ_w	$\left[\frac{kg}{s^2 \cdot m}\right]$	Wandreibung
τ	$\left[\frac{N}{m^2}\right]$	Scherspannung des Filterkuchens
χ	$\left[\frac{m^2}{N}\right]$	Steigung der Abreinigungsfunktion $f_m(\sigma)$
ω	$\left[\frac{Rad}{s}\right]$	Oszillation des Filtertuchs

$Re_{pore} = \frac{v_{fläche} \cdot d_{pore}}{v}$	Reynoldszahl der Filtertuchporen
$\pi_1 = \frac{\Delta p_{reg,max}}{\Delta p_{crit}}$	Verhältnis von Abreinigungsdruck zu kritischem Druck
$\pi_2 = \frac{p_t}{p_u}$	Verhältnis von Tankdruck zu Umgebungsdruck
$\pi_3 = \frac{p_t}{\Delta p_{crit}}$	Verhältnis Tankdruck zu kritischem Druck
$\pi_4 = \frac{A_{media}}{d_{Düse}^2}$	Verhältnis Filteroberfläche zu Düsenquerschnittsfläche
$\pi_5 = \frac{V_{clean}}{A_{media}^{3/2}}$	Verhältnis Filtervolumen zu Filteroberfläche

Literatur

- [1] EU Kommission (2010) „Richtlinie 2010/75/EU des Europäischen Parlaments und des Rates vom 24. November 2010 über Industrieemissionen (integrierte Verminderung der Umweltverschmutzung)“ Amtsblatt der Europäischen Union, L 334/17, [Online] Webseite: <http://eur-lex.europa.eu/legal-content/DE/TXT/PDF/?uri=CELEX:32010L0075&from=DE> [Stand 23.02.15]
- [2] Forschungsbeitrag FLSMIDTH im ZKG Magazin (2011) „Weniger Emissionen und Betriebskosten mit 10 m langen Schlauchfiltern“, [Online] Webseite: <http://www.flsmidth.com/~media/Brochures/Brochures%20for%20Air%20Pollution%20Control/10mlongfilterbagtechnologycutsemissionsandreducesoperatingcostsZKG092011.ashx> [Stand: 23.02.15]
- [3] SCHROOTEN, T., KÖGEL, A. und KLEIN, G.-M.(2014) „Industrielle Entstaubung durch Schlauchfilter – Die Evolution der Jet-Pulse Schlauchfiltertechnologie“, [Online] Webseite: <http://www.chemie.de/whitepaper/126300/industrielle-entstaubung-durch-schlauchfilter.html> [Stand: 23.02.15]
- [4] KLEIN G.-M., SCHROOTEN T., NEUHAUS T., KRÄBS R. (2009) „Energieeffiziente Jet-Pulse-Entstaubungsanlagen“, Gefahrstoffe – Reinhaltung der Luft, 69 Nr. 5, pp 199 – 204.
- [5] LÖFFLER, F., DIETRICH, H. und FLATT, W. (1988) „Dust collection with bag filters and envelope filters“, VIEWEG, Braunschweig / Wiesbaden
- [6] SIEVERT, J. (1988) „Physikalische Vorgänge bei der Regenerierung des Filtermediums in Schlauchfiltern mit Druckstoßabreinigung“ Fortschrittberichte VDI, Reihe 3, Nr. 161, Düsseldorf
- [7] LÖFFLER, F. (1980) “Die Abscheidung von Partikel aus Gasen in Faserfiltern”, Chem.-Ing.-Tech, 52 Nr.4, pp 312-323
- [8] DIETRICH, H. (1978) “Eigenschaften und Eignung von Faserstoffen für Filter”, Zement-Kalk-Gips, 31-7, pp 349-354
- [9] DENNIS, R. und WILDER, J. (1975) „Fabric filter cleaning studies“, US Environmental Protection Agency Report, No. EPA-650/2-75-009, Washington, DC, USA
- [10] ELLENBECKER, M.J. und LEITH, D. (1981) „Dust removal from non-woven fabrics – cleaning methods need to be improved“, Filtration & Separation, 18 – 4, pp 316-320
- [11] MORRIS, K., ALLEN, R.W.K. und CLIFT, R. (1987) „Adhesion of cakes to filter media“, Filtration & Separation, 24 – 1, pp 41-45
- [12] SIMON, X. et al. (2007) „Experimental study of pulse-jet cleaning of bag filters supported by rigid rings“, Powder Technology, Vol. 172, pp 67-81
- [13] ALLEN, R. W. K., GOYDER, H. G. D. und MORRIS, K. (1999) “Modelling media movement during cleaning of Pulse-Jet fabric filters”, Trans iChemE, Vol. 77, Part A, pp 223 - 230

- [14] DENNIS, R., WILDER, J.E., HARMON, D.L., (1981) "Predicting pressure loss for pulse jet filters", Journal of Air Pollution Control Association, Vol. 31 (9), pp 987-992
- [15] MORRIS, W.J. (1984) „Cleaning mechanisms in pulse jet fabric filters“, Filtration and Separation, Vol. 21(1), pp 50-54
- [16] QUIAN, Y. et al. (2014) „The optimized relationship between jet distance and nozzle diameter of a pulse-jet cartridge filter“, Powder Technology, Vol. 266, pp 191-195
- [17] SCHÖNHOFER, M. (2014) "Pulse-Jet-Abreinigung in Schlauchfilteranlagen“, Bakkalaureats-Arbeit, Montanuniversität Leoben
- [18] Online Artikel Wikipedia (2014) „Freistrah“, [Online] Webseite: <http://de.wikipedia.org/wiki/Freistrah> [Stand: 23.02.15]
- [19] FONDSE, H., LEIJDENS, H. und OOMS, G. (1983) „On the influence of the exit conditions on the entrainment rate in the developed region of a free, round turbulent jet“, Laboratory for Aero- and Hydromechanics, Delft University of Technology
- [20] Firma POREX (2014) "Materialien für Schlauchfilter“, [Online] Webseite: <http://www.porex.com/de/technologies/materials/porous-plastics/pe/> [Stand: 13.1.2015]
- [21] TSAI, C.-J. und LU, H.-C. (1996) „Numerical and Experimental Study of Cleaning Process of a Pulse-Jet Fabric Filtration System“ Environment Science Technology, Vol. 30, No. 11, pp 3243-3249
- [22] BAI, P. et al. (2011) „Optimized cleaning systems industrial baghouse filters“, International Conference and Exhibition for Filtration and Separation Technology "FILTECH", Proceedings, Vol. 2, Wiesbaden Deutschland 22.-24. März 2011
- [23] ZIEREP, J. (1991) „Theoretische Gasdynamik“, G. Braun, 4. Auflage, Karlsruhe, Deutschland
- [24] BINNIG, J. et al. (2011) „Dimensional analysis of the cleaning pulse intensity in a surface filter test rig“, Powder Technology, Vol. 211, pp 275-279
- [25] DIN EN ISO 9237:1995-12 „Textiles - Determination of permeability of fabrics to air (ISO 9237:1995)“
- [26] BAER, J. (1979) "Hydraulics of groundwater", McGraw-Hill, New York
- [27] KOCH, D., SEVILLE, J. und CLIFT, R. (1996) "Dust cake detachment from gas filters", Powder Technology, Vol. 86, pp 21-29
- [28] SMID, J., CHYOU, Y.-P. und HSIAU, S.-S. (2010) "An approximate theory for stresses in dust cake of ceramic candle filters", Powder Technology, Vol. 203, pp 288-297
- [29] FERER, M.V. und SMITH, D. H. (2000) "Filter cake removal efficiency: comparison of modeling results with experiment", Chemical Engineering Science, Vol. 55, pp 5003 – 5011
- [30] HAACK, A. (2008) "Dämpfungsverhalten ultrafeiner, kohäsiver Pulver beim langsamen, reibungsbehafteten Fließen“, Dissertation, Otto-von-Guericke-Universität, Magdeburg

[31] GROSMANN, L. und THOMAS, J. (2006) „Fließ- und Kompressionseigenschaften von kohäsiven Schüttgütern im Mitteldruckbereich“, Schüttgut, Vol. 12, Nr. 4, pp 240-251