

**Experimentelle
Untersuchungen eines
diskontinuierlichen
Freistrahls in Folge einer
Hohlladungseinwirkung
bei einer Beförderung
von Kernbrennstoffen**

**Experimentelle
Untersuchungen eines
diskontinuierlichen
Freistrahls in Folge einer
Hohlladungseinwirkung
bei einer Beförderung
von Kernbrennstoffen**

Ole Gerber
Wenzel Brücher
Stefan Schierbaum

August 2023

Anmerkung:

Das diesem Bericht zugrunde liegende Forschungsvorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Umwelt, Naturschutz, nukleare Sicherheit und Verbraucherschutz (BMUV) unter dem Förderkennzeichen 4718R01630 durchgeführt.

Die Verantwortung für den Inhalt dieser Veröffentlichung liegt bei der GRS.

Der Bericht gibt die Auffassung und Meinung der GRS wieder und muss nicht mit der Meinung des BMUV übereinstimmen.

Deskriptoren

Ausbreitung, Ausströmen, Beförderung, Freisetzung, Freistrahler, panzerbrechende Waffen, Partikel, SEWD, Sicherung, Transport- und Lagerbehälter

Kurzfassung

Im Rahmen der Betrachtung von möglichen Risikoszenarien bei der Beförderung von Kernbrennstoffen wurde in diesem Vorhaben ein instationärer partikelbeladener Gas-Freistrahler experimentell untersucht. Dazu wurden gemeinsam mit dem Lehrstuhl für Fluidmechanik der Fakultät für Bio- und Chemieingenieurwesen in den Laboren der TU Dortmund Messaufbauten errichtet und unter Variation der Versuchsparameter Versuche durchgeführt.

Es wurden insgesamt über 300 Einzelversuche mit fünf Variationen der Versuchsparameter unter Verwendung von verschiedenen Messtechniken, welche sowohl eine quantitative als auch eine qualitative Auswertung zulassen, durchgeführt. Mit den Ergebnissen lassen sich Aussagen zum Ausströmverhalten, dem Geschwindigkeitsfeld und dem Einfluss der Partikel auf einen instationären partikelbeladenen Freistrahler treffen.

In diesem Bericht wird gezeigt, dass die Versuche nachvollziehbar und reproduzierbar umgesetzt werden konnten. Es werden analytische Modelle aufgeführt, welche auf Grundlage der experimentellen Daten entwickelt wurden und mit denen sich die zeitabhängige und partikelgrößenabhängige Ausbreitung des Freistrahlers berechnen lässt. Außerdem werden die Effekte von Parametervariationen sowie die Wirkung einer im Ausbreitungsgebiet befindlichen Lochblende eingeordnet. Darüber hinaus wird eine Übersicht über die Messergebnisse gegeben, die eine Optimierung und Validierung von numerischen Modellen in Folgevorhaben ermöglicht.

Abstract

As part of the assessment of possible risk scenarios in the transport of nuclear fuels, a transient particle-laden gas free jet was investigated experimentally in this project. For this purpose, measurement set-ups were set up in the laboratories of the TU Dortmund University together with the Chair of Fluid Mechanics of the Faculty of Bio- and Chemical Engineering and experiments were carried out under variation of the test parameters.

A total of more than 300 individual tests were carried out with five variations of the test parameters using different measuring techniques that allow both a quantitative and a qualitative evaluation. The results allow statements to be made on the outflow behaviour, the velocity field, and the influence of the particles on a transient particle-laden free jet.

In this report, it is shown that the experiments could be implemented in a comprehensive and reproducible manner. Analytical models are presented, which were developed on the basis of the experimental data and with which the time-dependent and particle size-dependent propagation of the free jet can be calculated. In addition, the effects of parameter variations and the effect of a pinhole located in the propagation area are classified. Furthermore, an overview of the measurement results is given, which enables an optimisation and validation of nuclear models in follow-up projects.

Inhaltsverzeichnis

	Kurzfassung.....	I
	Abstract.....	II
1	Einleitung	1
2	Stand von Wissenschaft und Technik.....	5
2.1	Teilprozesse vor der Freisetzung aus dem Behälter	9
2.1.1	Einwirkung der Hohlladung	9
2.1.2	Primäre Freisetzung	13
2.1.3	Druckaufbau	17
2.1.4	Mögliche Randbedingungen	28
2.2	Freisetzung aus dem Behälter	31
2.2.1	Strömung durch den Einschusskanal.....	31
2.2.2	Partikelfreisetzung	38
2.2.3	Freistrahel	39
2.2.4	Wechselwirkung.....	50
3	Experimente	53
3.1	Messgrößen und Randbedingungen.....	53
3.2	Versuchsmatrix.....	56
3.3	Versuchsaufbau.....	57
3.3.1	Kessel.....	59
3.3.2	Messinstrumente	63
3.3.3	Partikel	69
3.3.4	Lochblende	71
3.4	Versuchsdurchführung.....	72
4	Messergebnisse.....	73
4.1	Kessel-Daten	74
4.2	Schlierenverfahren.....	76

4.3	LDA-Daten.....	78
4.4	PDA-Daten	78
4.4.1	Methodik.....	78
4.4.2	Freistrah-Geschwindigkeit.....	83
4.4.3	Partikelgrößenverteilung	86
4.5	Hochgeschwindigkeitskamera.....	90
5	Auswertung Ausströmverhalten.....	93
5.1	Ausströmen von Helium ohne Partikel	93
5.2	Partikelbeschleunigung.....	98
5.3	Impuls und kinetische Energie an der Öffnung.....	104
6	Auswertung Geschwindigkeitsfeld.....	109
6.1	Vorgehensweise	109
6.2	Gas-Freistrah.....	112
6.2.1	Zeitabhängigkeit	113
6.2.2	Axiale Verteilung.....	115
6.2.3	Radiale Verteilung	118
6.2.4	Kombination.....	121
6.3	Referenzversuch.....	123
6.3.1	Zeitabhängigkeit	125
6.3.2	Axiale Verteilung.....	128
6.3.3	Radiale Verteilung	130
6.3.4	Kombination.....	132
6.4	Variation der Dosierung	133
6.4.1	Zeitabhängigkeit	135
6.4.2	Geschwindigkeitsfeld-Parameter	137
6.5	Variation der Dichte der Partikel	140
6.5.1	Zeitabhängigkeit	142
6.5.2	Geschwindigkeitsfeld-Parameter	144
6.6	Variation mit einer Lochblende.....	148
6.6.1	Zeitabhängigkeit	149

6.6.2	Geschwindigkeitsfeld-Parameter	151
6.6.3	Auswertung von Highspeed-Aufnahmen.....	154
7	Auswertung der Partikelgrößenverteilung.....	157
7.1	Partikelgrößenverteilung	157
7.2	Abhängigkeiten der Partikelgrößenverteilung.....	162
8	Auswertung der Wirkung einer Lochblende	169
8.1	Vorgehen.....	169
8.2	Geschwindigkeit	170
8.3	Partikelgrößenverteilung	172
8.4	Geschwindigkeitsfeld-Parameter	174
8.5	Impuls und kinetische Energie	179
9	Schlussfolgerung und Bewertung.....	181
9.1	Einordnung der Messdaten und Modellanwendung	181
9.2	Betrachtung von Unsicherheiten	185
9.3	Vorschläge zur Nutzung der Ergebnisse und zu weiteren Untersuchungen	189
9.3.1	Nutzung der Ergebnisse in weiteren Untersuchungen	189
9.3.2	Untersuchung nicht betrachteter Teilprozesse	190
10	Zusammenfassung	193
	Literaturverzeichnis.....	195
	Abbildungsverzeichnis.....	201
	Tabellenverzeichnis.....	213
	Abkürzungsverzeichnis.....	215

1 Einleitung

Die Hauptziele des deutschen Sicherungssystems für Nukleartransporte und kerntechnische Anlagen sind der Schutz des Kernbrennstoffs vor Freisetzung und Entwendung. Rechtsgrundlage des deutschen Sicherungssystems hierfür ist das Atomgesetz (AtG), in dem es in § 4 Abs. 2 für die Beförderung von Kernbrennstoffen heißt: "Eine Genehmigung ist zu erteilen, wenn [...] der erforderliche Schutz gegen Störmaßnahmen oder sonstige Einwirkungen Dritter gewährleistet ist". Um diesen Schutz zu gewährleisten, werden in § 42 AtG drei Schutzziele definiert, deren Einhaltung der Genehmigungsinhaber sicherstellen muss: den Schutz vor einer Freisetzung von Kernbrennstoffen, den Schutz vor einer Entwendung zum Zwecke der Freisetzung und den Schutz vor einer Entwendung zur Herstellung einer kritischen Anordnung.

Um den Schutz vor einer Freisetzung und der missbräuchlichen Nutzung der ionisierenden Strahlung von Kernbrennstoffen oder ihrer Folgeprodukte in erheblichen Mengen vor Ort (kurz: erhebliche Freisetzung) gewährleisten zu können, muss geprüft werden, ob es bei einer Einwirkung auf die für Kernbrennstoffe verwendeten Transport- und Lagerbehälter (TLB) zu einer solchen Freisetzung kommen könnte.

Unabhängig von den konkreten Vorgaben des kerntechnischen Regelwerks gemäß § 44 AtG für eine solche Prüfung im Rahmen der Genehmigung von Kernbrennstofftransporten ist es von großem Interesse, unter welchen Annahmen und bei welchen Szenarien eine erhebliche Freisetzung zu erwarten ist. Daher müssen sowohl etablierte als auch neue Waffengattungen und Werkzeuge und deren Wirkungsweise verstanden und deren Auswirkungen möglichst quantifizierbar gemacht werden. Um die Integrität von dickwandigen TLB zu verletzen und somit die Freisetzung von radioaktiven Stoffen aus TLB zu bewirken, kommen beispielsweise panzerbrechende Waffen unter Verwendung des Hohlladungsprinzips in Frage.

Bei der Einwirkung einer panzerbrechenden Waffe auf einen TLB handelt es sich um hochdynamische Prozesse. Um diese Prozesse so zu verstehen und quantifizierbar zu machen, dass mögliche radiologische Konsequenzen einer Freisetzung daraus abgeleitet werden können, wurden bereits teilweise experimentelle Daten erhoben. Es sind jedoch weitere Experimente notwendig, um darauf aufbauend analytische und numerische Modelle erstellen zu können.

Ein elementarer Prozess, den es bei der Einwirkung einer panzerbrechenden zu verstehen gilt, ist das mögliche Ausströmen des durch die Einwirkung mit radioaktiven Partikeln beladenen Füllgases aus dem durch die panzerbrechende Waffe beschädigten TLB in die offene Umgebung. Die radioaktiven Partikel wurden dabei durch die teilweise Zerstörung des Inventars erzeugt und das Behältergas kann durch die Wärmefreisetzung in Folge der Einwirkung einen Überdruck gegenüber der Umgebung erreichen, welcher zu einem Ausströmprozess führt. Ein solcher Ausströmprozess durch ein relativ kleines Loch, wie es bei einer panzerbrechenden Waffe erzeugt wird, in die Umgebung, kann durch das physikalische Phänomen eines Freistrahls beschrieben werden.

Die Physik eines stationären Gas-Freistrahls ist in der Literatur bekannt, jedoch handelt es sich bei dem oben beschriebenen Phänomen um einen instationären partikelbeladenen Freistrahls. Der Abbau des Überdrucks erfolgt sehr schnell und die Partikel können einen großen Anteil an der Energie und an dem Impuls des Freistrahls haben. Für einen solchen Freistrahls lassen sich in der Literatur keine physikalischen Modelle oder gar experimentelle Daten finden. Um ein numerisches Modell für die Durchführung einer Simulation zur Beschreibung eines instationären partikelbeladenen Freistrahls zu erstellen, ist es daher zunächst einmal notwendig durch Experimente die notwendigen experimentellen Grundlagen zur späteren Optimierung und Validierung eines solchen Modells zu schaffen. Die Schaffung einer solchen experimentellen Grundlage und ein prinzipielles Verständnis der Eigenschaften eines instationären partikelbeladenen Freistrahls sind die Ziele dieses Vorhabens.

Um ein möglichst tiefes Verständnis der physikalischen Prozesse und der entscheidenden Einflussparameter auf die Bildung und Ausbreitung eines partikelbeladenen Freistrahls zu erlangen, müssen die Messinstrumentierung sowie die Variation der Parameter genau auf diese Parameter abgestimmt sein. Dies ist, neben der Durchführung der Experimente, welche am Lehrstuhl für Fluidmechanik an der TU Dortmund durchgeführt wurden, und der anschließenden Auswertung und Einordnung der Experimente, eine der Hauptaufgaben in diesem Vorhaben.

Im Folgenden werden in Abschnitt 2 zunächst die wissenschaftlichen und technischen Grundlagen für die Versuche dargelegt. Dabei behandelt der erste Teil dieses Abschnitts die physikalischen Teilprozesse vor der Freisetzung aus dem Behälter und der zweite Teil des Abschnitts die Teilprozesse während und nach der Freisetzung aus dem Behälter. In Abschnitt 3 wird anschließend dargelegt, welche Messgrößen und Pa-

rametervariationen in Hinblick auf die Zielsetzung des Vorhabens relevant sind und mit welchem Aufbau und Vorgehen diese gemessen wurden. In Abschnitt 4 wird eine Übersicht zu den Messergebnissen gegeben und näher erläutert, wie diese für die weitere Auswertung und Analyse verwendet werden sollten. In den nachfolgenden Abschnitten wird dann eine solche Auswertung und Analyse der Ergebnisse vorgenommen. Ziel ist es Abhängigkeiten und analytische Modellansätze zu finden, um den Freistrahls möglichst gut beschreiben zu können und eine Grundlage für zukünftige numerische Modelle zu schaffen. In Abschnitt 5 wird dafür das Ausströmverhalten des Freistrahls näher betrachtet, in Abschnitt 6 das Geschwindigkeitsfeld des Freistrahls, in Abschnitt 7 der Einfluss der Partikelgrößenverteilung auf den Freistrahls und in Abschnitt 8 der Einfluss einer Lochblende auf die Ausbreitung eines Freistrahls. In Abschnitt 9 werden die wesentlichen Ergebnisse der Auswertung zusammengefasst und hinsichtlich des erzielten Erkenntnisgewinns und ihrer Nutzbarkeit bewertet. Außerdem werden offene Fragestellungen benannt und Vorschläge zu möglichen weiteren Forschungsschritten gemacht.

2 Stand von Wissenschaft und Technik

Das Ziel des Vorhabens ist es ein tieferes Verständnis der Physik des Ausströmens aus einem Transport- und Lagerbehälter für Kernbrennstoffe, in den ein Hohlladungsstachel eingedrungen ist, sowie der Bildung eines mit Partikeln beladenen instationären Gas-Freistrahls im Zuge des Ausströmvorgangs zu erlangen. Hierzu wird zunächst der relevante Stand von Wissenschaft und Technik bezüglich Methoden, Vorgehensweisen und Ergebnissen aufbereitet.

Zur Untersuchung der durch die Einwirkung einer Hohlladung hervorgerufenen Freisetzung gab es bereits verschiedene deutsche Forschungsvorhaben die zum Teil mit internationaler Beteiligung durchgeführt wurden:

- SR 2082 „Experimentelle Bestimmung der Freisetzung von UO₂ aus einem Transportbehälter für abgebrannte Brennelemente nach Hohlladungsbeschuss“ /PRE 94/
Zur Ermittlung der radiologischen Folgen nach der Einwirkung mit einer Hohlladung auf einen mit bestrahlten Brennelementen beladenen Transportbehälter wurden experimentelle Untersuchungen zur Bestimmung der Masse freigesetzten radioaktiven Staubes, vor allem der lungengängigen Partikelfraktion mit schwach radioaktivem Inventar, durchgeführt.
- SR 2370, SR 2461, SR 2546 „Bestimmung von Quelltermen infolge SEWD im Rahmen internationaler Zusammenarbeit“ /GRS 03/, /GRS 05/, /GRS 08/
Gewinnung experimenteller Daten zur Freisetzung aus Transport- und Lagerbehältern für bestrahlte Brennelemente nach einer Hohlladungseinwirkung. Neben dem Freisetzungsverhalten abgebrannten Brennstoffs standen hierbei die Bestimmung lungengängiger Freisetzungsanteile und die Umlagerung von leicht flüchtigen Bestandteilen in den lungengängigen Bereich im Fokus.
- SR 2458 „Freisetzung aus verglasten Abfällen nach SEWD“ /GRS 06/
Beschuss von inaktiven Glassimulaten zur Generierung eines experimentellen Datensatzes zur Berechnung der Freisetzung aus verglasten hochradioaktiven Abfällen in Transport- und Lagerbehältern in Folge einer Hohlladungseinwirkung. Untersuchung des Zerstellungs- und Freisetzungsverhaltens unterschiedlicher Materialien und Konfigurationen.

- SR 2613 „Verbesserung der Quelltermittlung für die Einwirkung panzerbrechender Waffen auf Transport- und Lagerbehälter mit abgebrannten Brennelementen“ /GRS 12/

Untersuchung des Bildungs- und Freisetzungprozesses luftgetragener Partikel in Folge der Einwirkung einer panzerbrechenden Waffe auf Transport- und Lagerbehälter mit den Untersuchungs-Schwerpunkten Einfluss der Freisetzungsrandbedingungen und der Geometrie des Inventars sowie der Entwicklung und Anwendung von Modellansätzen zum Freisetzungsprozess.

Die Inhalte der genannten Forschungsberichte unterliegen überwiegend dem Geheimschutz, da sie Informationen enthalten, die potenziellen Tätern einen wesentlichen Kenntnisgewinn ermöglichen und können daher in diesem Bericht nicht im Detail wiedergegeben werden. Die folgende zusammenfassende Darstellung des Standes von Wissenschaft und Technik beschränkt sich daher auf Angaben, die zum grundlegenden Verständnis der Zerstörungs- und Freisetzungsprozesse erforderlich sind. Konkrete quantitative Angaben zur Auswirkung einzelner Szenarien oder zur Wirkung spezifischer Schutzmaßnahmen sind hingegen als Verschlussachen zu behandeln, soweit sie nicht bereits offen dokumentiert wurden.

Um den Zusammenhang der in den genannten Forschungsvorhaben behandelten Untersuchungsgegenstände und erzielten Ergebnisse mit den Inhalten des in diesem Bericht behandelten Forschungsvorhabens zu veranschaulichen, werden in Abb. 2.1 und Abb. 2.2 die wesentlichen Teilprozesse der Einwirkung einer Hohlladung bis zur letztendlich relevanten Freisetzung in Form eines Freistrahls schematisch dargestellt und im folgenden Text kurz erläutert.

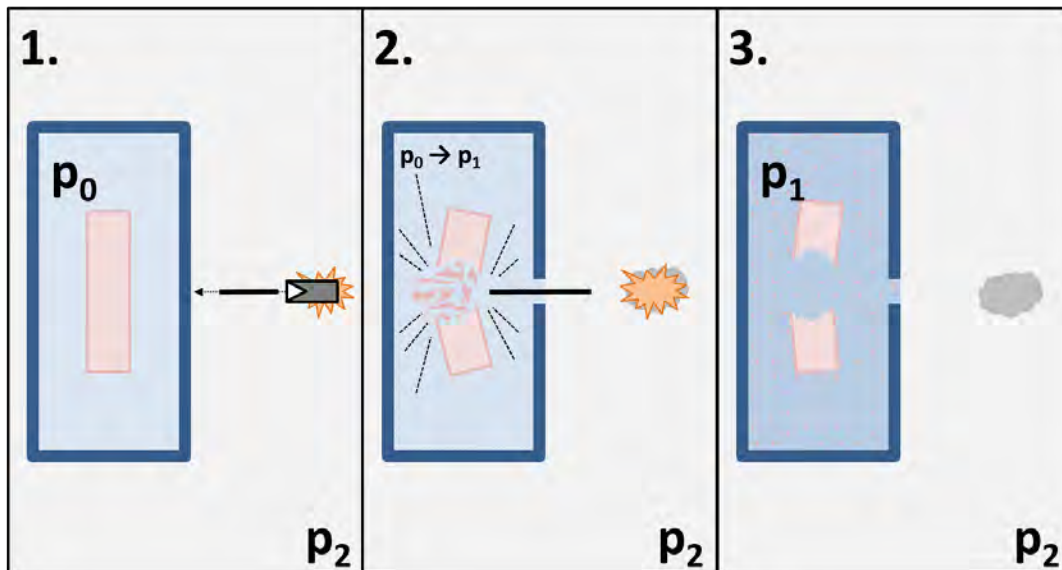


Abb. 2.1 Teilprozesse vor der Freisetzung aus dem Behälter: 1. Zündung der Hohl-
ladung, 2. Zerstörung der Behälterwand und des Inventars, 3. Druckerhö-
hung im Behälter

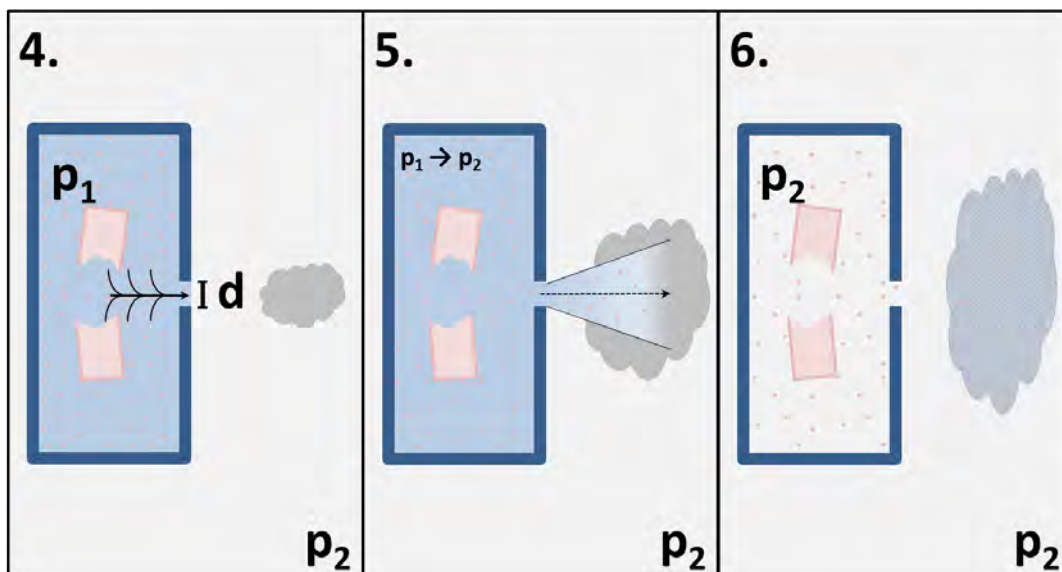


Abb. 2.2 Teilprozesse bei der Freisetzung aus dem Behälter: 1. Druckabbau durch
Ausströmen, 2. Bildung eines Freistrahls, 3. Durchmischung der Freiset-
zung

In Abb. 2.1 werden die Teilprozesse von der Einwirkung mit einer Hohl-
ladung auf einen Behälter bis zum Zustand eines Behälters mit Öffnung und erhöhtem Druck dargestellt.
Dabei verteilen sich die wesentlichen Ereignisse folgendermaßen auf die Teilprozesse:

1. Zündung der Hohlladung: Der Hohlladungsgefechtsskopf wird automatisch vor dem Transport und Lagerbehälter gezündet, wodurch sich ein Metallstachel bildet, der mit hoher Geschwindigkeit (mehrere km/s) auf die Behälterwand trifft.
2. Zerstörung der Behälterwand und des Inventars: Abhängig von der Leistungsfähigkeit der Hohlladung durchdringt der Stachel die Behälterwand und zerstört Teile des Behälterinventars, wodurch innerhalb des Behälters partikelförmige Bestandteile des Inventars verteilt werden (primäre Freisetzung).
3. Druckerhöhung im Behälter: Durch die Wechselwirkung des Hohlladungsstachels mit dem Inventar wird bei der primären Freisetzung Wärme auf die Behälteratmosphäre übertragen, so dass der Innendruck von p_0 auf p_1 ansteigt.

In Abb. 2.2 werden die Teilprozesse vom Zustand eines Behälters mit Öffnung und erhöhtem Druck bis zum Zustand eines Behälters mit Öffnung im Druckgleichgewicht mit der Atmosphäre dargestellt. Dabei verteilen sich die wesentlichen Ereignisse folgendermaßen auf die Teilprozesse:

4. Druckabbau durch Ausströmen: Im Fall eines Überdrucks im Behälter gegenüber der Umgebung ($p_1 > p_2$) strömt das Behältergas zusammen mit darin verteilten Partikeln der primären Freisetzung durch die Öffnung aus dem Behälter.
5. Bildung eines Freistrahls: Das ausströmende Behältergas bildet zusammen mit den vom Gas mitgerissenen Partikeln einen Freistrah, der mit Fortschreiten des Druckausgleichs zwischen Behälter und Umgebung an Stärke verliert und daher als instationär bezeichnet wird.
6. Durchmischung der Freisetzung: Der Freistrah mit freigesetztem Behältergas sowie mitgeführten Partikeln vermischt sich mit den heißen Explosionsgasen der Hohlladung.

Die Untersuchung der Teilprozesse 1 bis 3 war Hauptgegenstand der anfangs genannten Forschungsprojekte. Der Teilprozess 4 (Druckabbau durch Ausströmen) wurde bei den bisherigen Forschungsvorhaben lediglich hinsichtlich des Druckverlaufs und der integralen Messung der Massenfreisetzung erfasst. Da die weiteren Betrachtungen auf diesen Teilprozessen aufbauen, werden im Folgenden die hierbei relevanten Aspekte auf Grundlage bereits durchgeführter Vorhaben und dem allgemeinen Stand von Wissenschaft und Technik beschrieben. Dabei sind insbesondere die primäre Freisetzung beziehungsweise die daraus resultierende Partikelgrößenverteilung sowie der Druckaufbau im Behälter relevant.

Die Teilprozesse 4 (Druckabbau durch Ausströmen) und 5 (Bildung eines Freistrahls) sind Gegenstand der in diesem Vorhaben durchgeführten Experimente. Als Ausgangssituation wird dabei ein Behälter mit erhöhtem Druck und einer Öffnung angenommen. Innerhalb des Behälters befindet sich eine Mischung aus freigesetzten Partikeln und dem Behältergas, welche durch die Öffnung aufgrund des Druckunterschieds als Zweiphasenströmung entweicht und einen Freistrahls ausbildet. Vor dem Behälter können zusätzlich Wechselwirkungseffekte mit Turbulenzen und thermischen Prozessen in Folge der Zündung der Hohlladung stattfinden (Teilprozess 6), welche nicht Gegenstand dieses Vorhabens sind. Die Ergebnisse dieses Vorhabens sollen aber dazu beitragen, diesen letzten Teilprozess vor der eigentlichen atmosphärischen Ausbreitung der freigesetzten radioaktiven Stoffe besser beschreiben zu können.

Im Folgenden werden in Abschnitt 2.1 zunächst die Grundlagen, auf denen das Vorhaben und der Freisetzungprozess aufbauen, beschrieben. Anschließend werden in Abschnitt 2.2 die Aspekte, die Gegenstand der Versuche sind beziehungsweise welche durch die Versuche beschrieben werden sollen, erläutert.

2.1 Teilprozesse vor der Freisetzung aus dem Behälter

In diesem Abschnitt werden die grundlegenden Vorgänge beschrieben, welche die im Vorhaben betrachtete Ausgangssituation eines Behälters mit Öffnung, erhöhtem Druck des Behältergases und darin verteilten Partikeln der primären Freisetzung bedingen. Aus den bereits durchgeführten Untersuchungen zu den vorherigen Teilprozessen lassen sich Größenordnungen von grundlegenden Parametern wie der Öffnungsgröße, der Partikelgrößenverteilung, der Partikelmasse und dem Anfangsdruck ableiten. Diese Parameter bilden die Grundlage für die Definition generischer Versuchsrandbedingungen dieses Vorhabens.

2.1.1 Einwirkung der Hohlladung

Der im Rahmen dieses Vorhabens untersuchte Vorgang basiert auf der Einwirkung einer Hohlladung auf einen Behälter. Im Folgenden werden die grundlegenden Eigenschaften einer Hohlladung kurz umrissen und die entscheidenden Parameter einer Einwirkung auf einen Transportbehälter beschrieben. Für den weiteren Prozess sind dabei insbesondere die Eindringtiefe sowie die Dimensionen des Einschussloches relevant.

Wie in Abb. 2.3 gezeigt, besteht eine Hohlladung aus einer kegelförmigen Metalleinlage (z. B. Kupfer) mit einer nach vorne gerichteten Öffnung, die mit Sprengstoff umgeben ist. Der Zünder sitzt an der Rückseite der Ladung. Wird die Ladung gezündet, so bildet sich im umhüllenden Sprengstoff eine von hinten nach vorn laufende Detonationsfront und die dabei gebildeten gasförmigen Reaktionsprodukte rufen von der Spitze des Metallkegels ausgehend eine Konvergenz der Metalleinlage in der Symmetrieachse des Kegels hervor. Hierdurch entsteht eine Art Stachel aus Metall, welcher mit sehr hoher Geschwindigkeit von mehreren Kilometern pro Sekunde nach vorne beschleunigt wird.

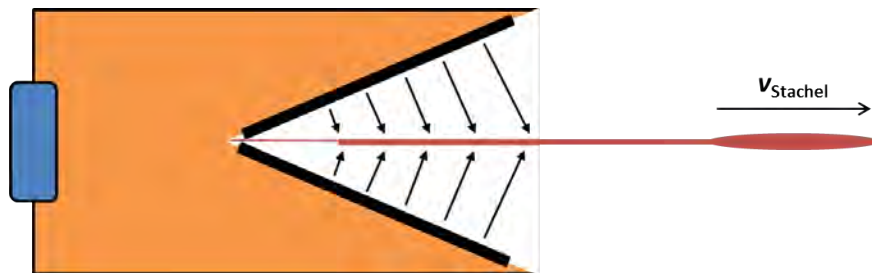


Abb. 2.3 Prinzip Skizze der Bildung des Metall-Stachels bei der Detonation einer Hohlladung mit Metalleinlage

Die Spitze dieses Stachels bewegt sich mit sehr hoher Geschwindigkeit (7 – 10 km/s). Die Geschwindigkeit im Stachel nimmt nach hinten auf etwa 1 - 2 km/s ab /ZUK 98/, wodurch die Länge des Stachels über die Zeit größer wird. Die Masse dieses Stachels beträgt etwa 20 % der Metalleinlage /WAL 89/. Die restliche Masse der Auskleidung formt sich zum sogenannten "Stößel" oder "Bolzen" (engl.: slug), der sich mit wesentlich geringerer Geschwindigkeit vorwärtsbewegt und nicht zur Zerstörung massiver Barrieren beiträgt. Die kinetische Energie des Hohlladungsstachels liegt im Bereich von 10 – 20 % der Detonationsenergie der verwendeten Sprengladungen /WAL 89/.

Durch die andauernde Streckung des Stachels nehmen die Wirkdauer und die Fokussierung der Einwirkung auf ein Zielobjekt bei einer Vergrößerung des Abstandes zunächst zu. Dies wirkt sich auf die Eindringtiefe aus (siehe Abb. 2.4). Gegenüber einer direkt auf das Zielobjekt aufgelegten Hohlladung (Abstand = 0) führt eine Vergrößerung des Abstandes zu einer Längung des Stachels bis zum Auftreffen auf das Ziel und damit zu einer größeren Eindringtiefe. Bei einem zu großen Abstand führt die fortgesetzte Längung des Stachels jedoch zu einem Partikulieren des Stachels und einem zunehmenden Defokussieren der entstehenden Partikel aus der zentralen Achse des Stachels. Dadurch verteilt sich die Energie der Bestandteile des Stachels auf eine größere

Fläche des Zielobjekts und die Eindringtiefe nimmt ab. Demnach gibt es eine Entfernung, bei der eine möglichst maximale Längung des Stachels bei einer möglichst minimalen Defokussierung vorliegt und eine maximale Eindringtiefe realisiert werden kann. Die maximale Eindringtiefe wird bei Präzisionshohlladungen bei einem Abstand erreicht, welcher etwa dem sechsfachen Kaliber der Ladung entspricht. Bei einfacheren Hohlladungen sind die Abstände in der Regel kleiner /WAL 89/. Die Abstandsabhängigkeit der Eindringtiefe ist in Abb. 2.4 beispielhaft dargestellt.

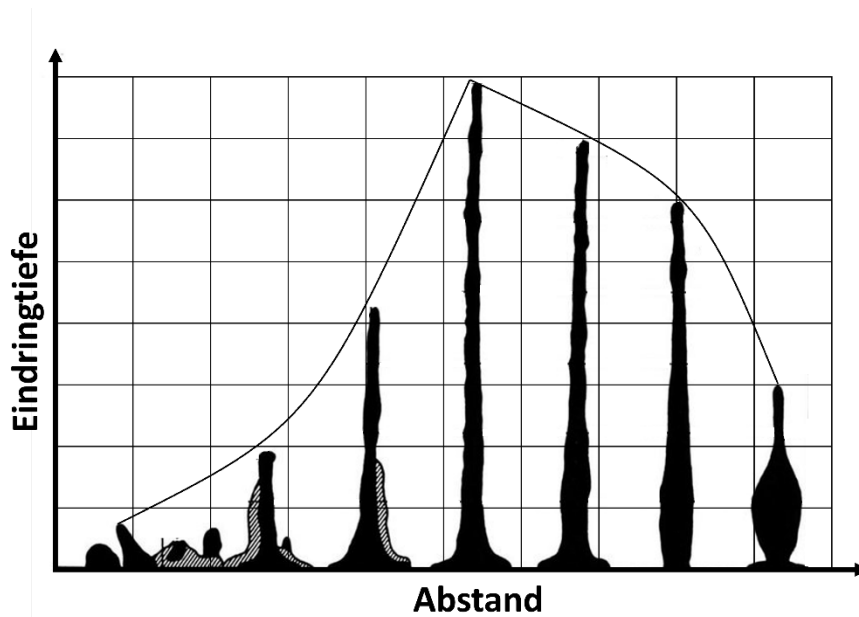


Abb. 2.4 Schematische Darstellung der Wirkung einer Hohlladung in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Ladung und Ziel (basierend auf /HEL 78/)

Obwohl der Durchmesser eines Hohlladungsstachels nur wenige Prozent des Ladedurchmessers beträgt und somit im Bereich weniger Millimeter liegt, ist der geschaffene Krater wesentlich größer. Für Panzerstahl wird typischerweise ein Lochdurchmesser erzielt, der dem 0,1 – 0,3-fachen des Kalibers entspricht /HEL 78/ und damit in der Regel im Bereich weniger Zentimeter liegt. In weicherem Material vergrößert sich der Durchmesser.

Bei einer durchschnittlichen Strahlgeschwindigkeit um 4 km/s liegt der dynamische Druck beim Aufprall auf ein Hindernis in der Größenordnung von 70 GPa /WAL 89/. Bei diesem Druck verhalten sich Festkörper wie Flüssigkeiten, so dass der Metallstachel nach Gesetzmäßigkeiten der Hydrodynamik das Hindernis wie eine Flüssigkeit durchdringt (siehe Abb. 2.5).

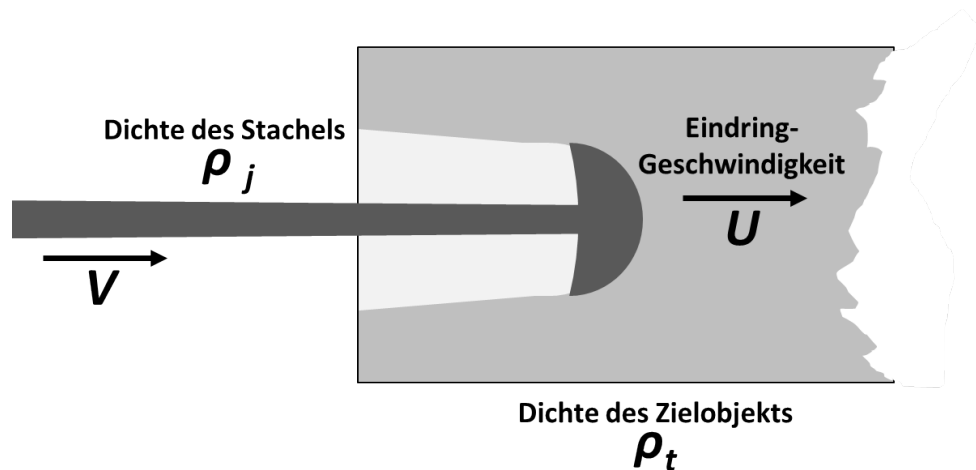


Abb. 2.5 Schematische Darstellung des Eindringens eines Hohlladungs-Stachels in ein Zielobjekt

Die Eindringtiefe P eines Hohlladungsstachels ist daher in erster Näherung (Annahme einer inkompressiblen reibungsfreien Strömung) allein abhängig vom Verhältnis der Dichten des Stachels ρ_j und des Zielobjekts ρ_t /WAL 89/.

$$P \sim \sqrt{\rho_j / \rho_t} \quad (2.1)$$

Mit diesem Ansatz lässt sich der Widerstand unterschiedlicher Zielmaterialien bereits gut vergleichen. Ein weiterer Faktor, der die Eindringtiefe und den Lochdurchmesser (s. o.) beeinflusst ist die Streckgrenze des Zielmaterials.

Während des Eindringvorgangs in das erste Zielobjekt wird der Hohlladungsstachel bei der Wechselwirkung mit dem Zielmaterial kontinuierlich „verbraucht“. Ist die Materialstärke des ersten Zielobjekts (z. B. Behälterwand) geringer als die Eindringtiefe P , so kann der verbliebene hintere Teil des Hohlladungsstachels an weiteren Objekten (z. B. Behälterinventar) weiteren Schaden verursachen (siehe folgender Abschnitt 2.1.2). Bei solchen gestaffelten Zielobjekten aus verschiedenen Materialien sowie bei Lücken zwischen den Einzelobjekten ergibt sich eine zusätzliche Reduktion der Eindringtiefe.

In den bisherigen Forschungsvorhaben zur Untersuchung der Hohlladungswirkung auf Behälter mit Kernbrennstoffen konnte mit den oben genannten einfachen Zusammenhängen, einem analytischen Penetrationsmodell von /WIJ 05/, experimentellen Daten zum Einfluss von Lücken (Schotteneffekt) und Kenndaten von Hohlladungen die ge-

messenen Eindringtiefen in verschiedene gestaffelte Abfolgen von Zielobjekten gut und die Lochgrößen zufriedenstellend wiedergegeben werden /GRS 12/. Typische Größenordnungen der Parameter dieses Teilprozesses für das in diesem Vorhaben behandelte Szenario werden in Abschnitt 2.1.4 genannt.

2.1.2 Primäre Freisetzung

Für eine Bewertung der radiologischen Konsequenzen einer Einwirkung mit Hohlladung sind das im Behälter zerstörte und das davon aus dem Behälter freigesetzte radioaktive Material entscheidend. Die Menge des im Behälter zerstörten Materials resultiert aus der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Einwirkung durch die Hohlladung. Der zerstörte Anteil an radioaktivem Material und dessen Eigenschaften hängen wiederum vom jeweiligen Inventar ab. Die Gesamtmenge an radioaktiven Partikeln, welche innerhalb des Behälters freigesetzt werden, bildet die Primäre Freisetzung.

In Abb. 2.6 ist exemplarisch die Zerstörung eines Glaszylinders durch den Stachel einer kleinen Hohlladung dargestellt. Zu sehen ist eine Folge von Röntgenblitz-Aufnahmen, die durch zeitlich gestaffelte Mehrfachbelichtung des Filmmaterials vertikal versetzt in einem Bild zusammengefasst ist. Von oben nach unten betrachtet ist zunächst der von rechts kommende Hohlladungsstachel erkennbar, der im mittleren Teilbild den Glaszylinder durchdrungen hat. Während der bei der Wechselwirkung mit dem Glaszylinder nicht verbrauchte Teil des Stachels weiterfliegt, setzt sich der Bruchprozess durch die induzierten Verformungen und Schockwellen im Glaszylinder fort. Bei der Zerstörung gebildete Partikel bewegen sich mit hoher Geschwindigkeit vorzugsweise in Schussrichtung.

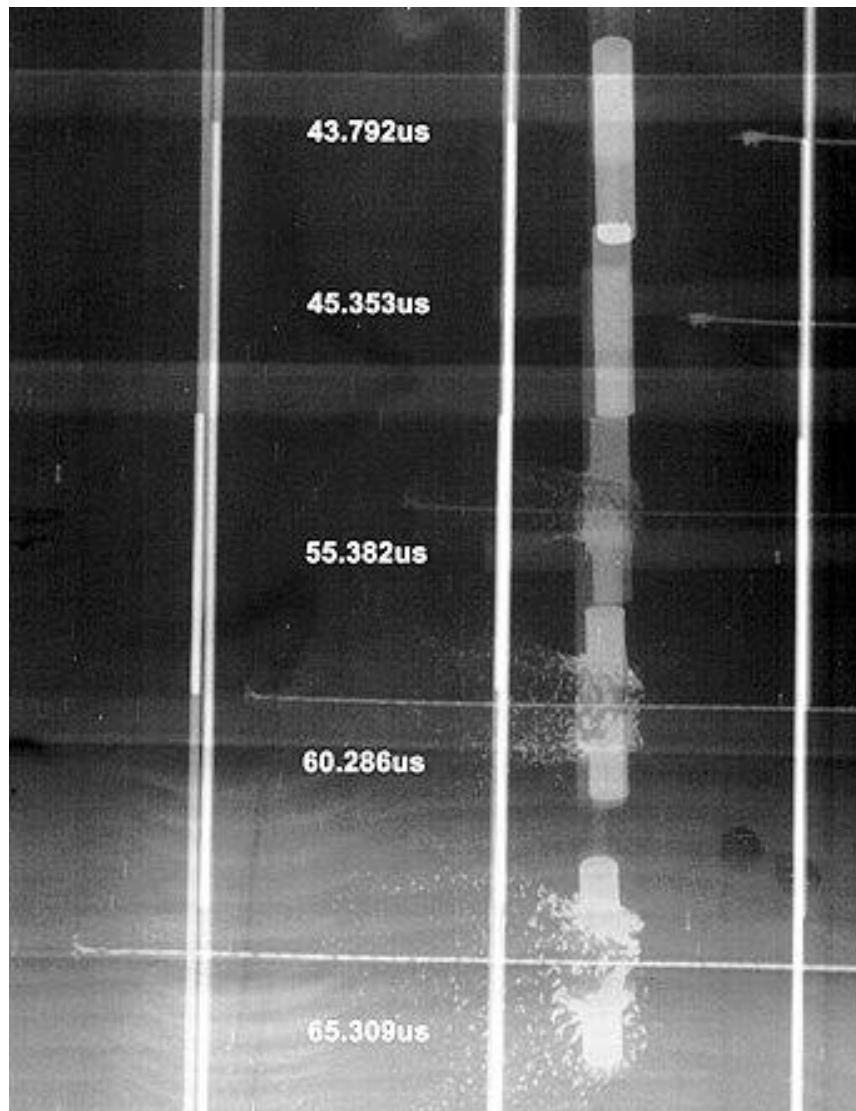


Abb. 2.6 Röntgenblitz-Aufnahmen der Zerstörung eines Glaszylinders durch das Auftreffen eines Hohlladungsstachels (von rechts kommend), vertikal versetzte Überlagerung von fünf zeitlich gestaffelten Belichtungen (von oben nach unten) /GRS 08/

Die bei der Zerstörung gebildeten Partikel überdecken ein weites Größenspektrum, welches im unteren Bereich bis zu lungengängigen Partikeln reicht. Diese sind für eine mögliche Inkorporation radioaktiver Partikel durch Inhalation relevant.

Als lungengängig werden Partikel bezeichnet, die einen aerodynamischen Durchmesser (aerodynamic equivalent diameter, AED) kleiner als $10\ \mu\text{m}$ besitzen. Unterhalb dieses Durchmessers steigt der Anteil von eingeatmeten Partikeln, die bis in die Alveolen (Lungenbläschen) gelangen, mit kleinerem Durchmesser stetig an /HIN 82/.

Ein Partikel mit einem aerodynamischen Durchmesser x_{AE} von 10 μm verhält sich aerodynamisch wie ein sphärischer Körper mit einem geometrischen Durchmesser von 10 μm und einer Einheitsdichte von $\rho_0 = 1 \text{ g/cm}^3$. Unter Vernachlässigung der geometrischen Abweichung eines Partikels von einer sphärischen Form lässt sich sein aerodynamischer Durchmesser aus dem geometrischen Durchmesser x_{geo} , der Einheitsdichte ρ_0 und seiner Dichte ρ_p folgendermaßen ableiten /HIN 82/:

$$x_{ae} = x_{geo} \cdot \sqrt{\rho_p / \rho_0} \quad (2.2)$$

Der Massenanteil lungengängiger Partikel der primären Freisetzung bezogen auf den vom Hohlladungstachel zerstörten Bereich des Inventars liegt in der Größenordnung von wenigen Prozent /GRS 08/, /SNL 07/.

Die Partikelgrößenverteilung bezogen auf die Partikelmasse zeigt für eine mechanische Einwirkung auf sprödbrechendes Material bei doppelt logarithmischer Darstellung in kumulativer Form typischerweise einen linearen Verlauf mit Steigung von etwa 1. In Abb. 2.7 ist dieser Zusammenhang für Daten aus Aufprallexperimenten bei hohen Geschwindigkeiten dargestellt. Dabei ist die kumulative Verteilung der Partikelmasse Q_3 in Abhängigkeit vom aerodynamischen Durchmesser x_{ae} mit der Masse $m_{100} = Q_3(x_{ae} \leq 100 \mu\text{m})$ normiert. So lässt sich leicht ablesen, dass das Verhältnis m_{100} / m_{100} bei so erzeugten Partikelgrößenverteilungen typischerweise etwa 1/10 beträgt.

Die verwendete Nomenklatur Q_n bezeichnet im Folgenden kumulative Verteilungen der differentiellen Verteilungen q_n . Der Index $n = 0, 1, 2$ oder 3 bezeichnet die Dimension des Partikels, auf die sich die Verteilung bezieht ($0 = \text{Anzahl}$, $1 = \text{Durchmesser}$, $2 = \text{Fläche}$ und $3 = \text{Volumen bzw. Masse}$).

Der in Abb. 2.7 dargestellte grundsätzliche Verlauf der kumulativen Größenverteilung (Form und Steigung) zeigte sich nicht nur bei vielen Untersuchungen mit Hohlladungsbeschuss sondern auch beim Aufprall von sprödbrechendem Material nach einer Beschleunigung mit Luftdruckkanonen oder bei Fallversuchen /NOL 06/. Auch die absoluten größenabhängigen Freisetzungsmassen bei Beaufschlagung von unterschiedlichen Materialien mit gleicher Einwirkung sind vergleichbar /GRS 08/, unterscheiden sich jedoch abhängig von der Umhüllung der Inventare /GRS 06/. Unterschiede ergeben sich bei der Hohlladungseinwirkung auf Inventare mit leichter flüchtigen Bestandteilen, die zu einer Umlagerung dieser Bestandteile innerhalb der Partikelgrößenverteilung führen

/GRS 08/, /SNL 07/. Dieser Effekt ist für die Fragestellungen in diesem Projekt jedoch nicht relevant.

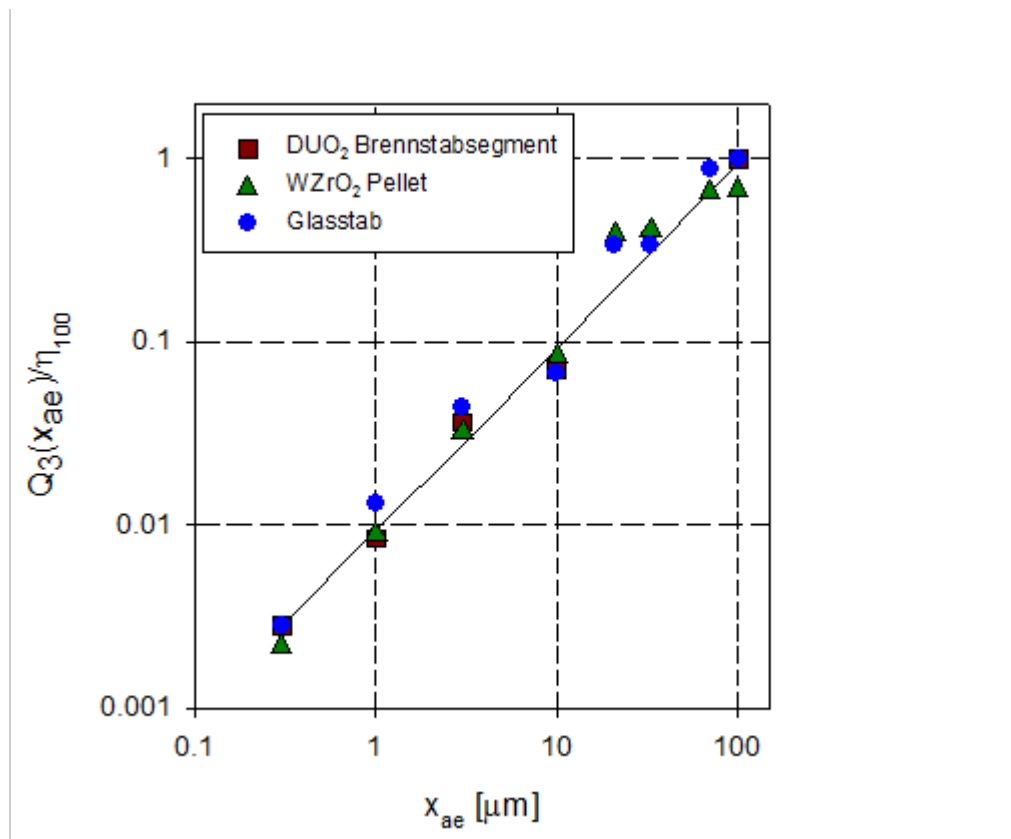


Abb. 2.7 Kumulative Größenverteilung der bei der Impaktion sprödbrechender Materialien generierten luftgetragenen Fragmente /GRS 08/

Die Sinkgeschwindigkeit v_s eines sphärischen Partikels mit Dichte ρ_p und Durchmesser x_{geo} in einem Gas mit dynamischer Viskosität η lässt sich bei Erdbeschleunigung g in erster Näherung durch das Stokes'sche Gesetz beschreiben.

$$v_s = \frac{\rho_p g x_{geo}^2}{18 \eta} \quad (2.3)$$

Für Standardbedingungen in Luft ergeben sich daraus etwa 3 mm/s für einen aerodynamischen Durchmesser von 10 μm und 0,25 m/s bei 100 μm . Der druckabhängige Cunningham-Korrekturfaktor für die Sinkgeschwindigkeit hat in diesem Partikelgrößenbereich nur einen geringen Einfluss /HIN 82/. Der Unterschied der dynamischen Viskosität von Luft und Helium (dem typischen Füllgas von Transport- und Lagerbehältern für Kernbrennstoffe) liegt im Bereich von 10 %, so dass die Ablagerung von lungen-

gängigen Partikeln durch Sedimentation in einem Transport- und Lagerbehälter mit wenigen Kubikmetern Inhalt erst im Zeitbereich von Minuten einen wesentlichen Einfluss auf die Konzentration in der Behälteratmosphäre haben kann und nur bei größeren Partikeln die Sedimentation auch bei kürzeren Zeiträumen eine Rolle spielen kann.

Neben der Schädigung des Behälters und des Inventars, kommt es durch die Einwirkung des Hohlladungstachels auch noch zu weiteren physikalischen Effekten, wie beispielsweise einem Druckaufbau. Sofern der Druckaufbau zu einem Überdruck gegenüber der Umgebung führt, hat dieser einen entscheidenden Anteil am Freisetzungsprozess. Hierbei spielt die Dynamik der durch die Einwirkung des Hohlladungstachels gebildeten Partikel eine große Rolle, weshalb die zugehörigen Partikel-Effekte gemeinsam mit dem Druckaufbau im folgenden Abschnitt 2.1.3 beschrieben werden. Typische Größenordnungen der Parameter dieses Teilprozesses für das in diesem Vorhaben behandelte Szenario werden in Abschnitt 2.1.4 genannt.

2.1.3 Druckaufbau

Während der Zerstörung des Inventars und der anschließenden Verteilung der Trümmer und luftgetragenen Partikel wird ein Teil der eingetragenen Energie in Wärme umgewandelt. Dies führt zu einer Erwärmung des Füllgases im Behälterinnenraum und einer entsprechenden Druckerhöhung.

Der Druckaufbau wurde vor allem in den Versuchen der Vorhaben SR 2458 „Freisetzung aus verglasten Abfällen nach SEWD“ /GRS 06/ und SR 2613 „Verbesserung der Quelltermittlung für die Einwirkung panzerbrechender Waffen auf Transport- und Lagerbehälter mit abgebrannten Brennelementen

/GRS 12/ untersucht. In den Versuchsreihen der beiden Projekte wurden zeitabhängige Druck- und Temperaturdaten des Füllgases während des Beschusses von Versuchsbehältern aufgezeichnet. Auf Grundlage dieser Daten wurde mithilfe der thermischen Zustandsgleichung idealer Gase und einer analytischen Gleichung für Rohrströmungen ein einfaches Modell für den Verlauf des Ausströmvorgangs aufgestellt (siehe Abschnitt 2.2.1).

Im Folgenden werden die zugrunde liegenden physikalischen Prozesse und das bisher aus den Experimenten gewonnene Verständnis zur Bedeutung der einzelnen Prozesse zusammengefasst.

Kinetische Energie und Wärme

Der Prozess des Druckaufbaus wird durch den in den Behälter eingedrungenen Stachel und die durch den Stachel herausgelösten Partikel bedingt. Die kinetische Energie des Stachels wird zu einem großen Anteil durch Verformung des Behälters und des Inventars in Form von Wärme an das Behälterinventar und die bei der Verformung entstehenden Partikel übertragen. Zusätzlich erhalten die bei der Zerstörung gebildeten Partikel einen Teil der kinetischen Energie des Stachels. Die kinetische Energie und thermische Energie der beschleunigten und erhitzten Partikel wird durch verschiedene Wechselwirkungen umgewandelt und abgebaut. Der größte Teil dieser Wechselwirkungen sorgt dabei für eine Erhöhung der Temperatur des Behälters beziehungsweise der Behälteratmosphäre.

Wird einem Gas mit einer spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Volumen c_v , einem Volumen V und einer Dichte ρ die Wärmemenge ΔE zugeführt, so kommt es zu einer Temperaturerhöhung von:

$$\Delta T = \frac{\Delta E}{c_v \cdot \rho \cdot V} \quad (2.4)$$

Mit der thermischen Zustandsgleichung für ideale Gase in der Formulierung mit spezifischer Gaskonstante des Behältergases R_s kann der zugehörige Druck p abgeleitet werden:

$$p = \rho \cdot R_s \cdot T \quad (2.5)$$

Ein Beispiel für beschleunigte glühende Partikel bei einem Hohlladungsbeschuss ist in Abb. 2.8 dargestellt. Bei den durchgeführten Versuchen konnte im Fall einer nicht inertisierten Behälteratmosphäre ein Einfluss von Oxidation von z. B. metallischen Partikeln (exotherme Reaktion) als Beitrag zu den beobachteten Leuchterscheinungen nicht ausgeschlossen werden. Bei Transport- und Lagerbehältern für Kernbrennstoffe ist dieser Beitrag aufgrund des üblichen Füllgases Helium ausgeschlossen.

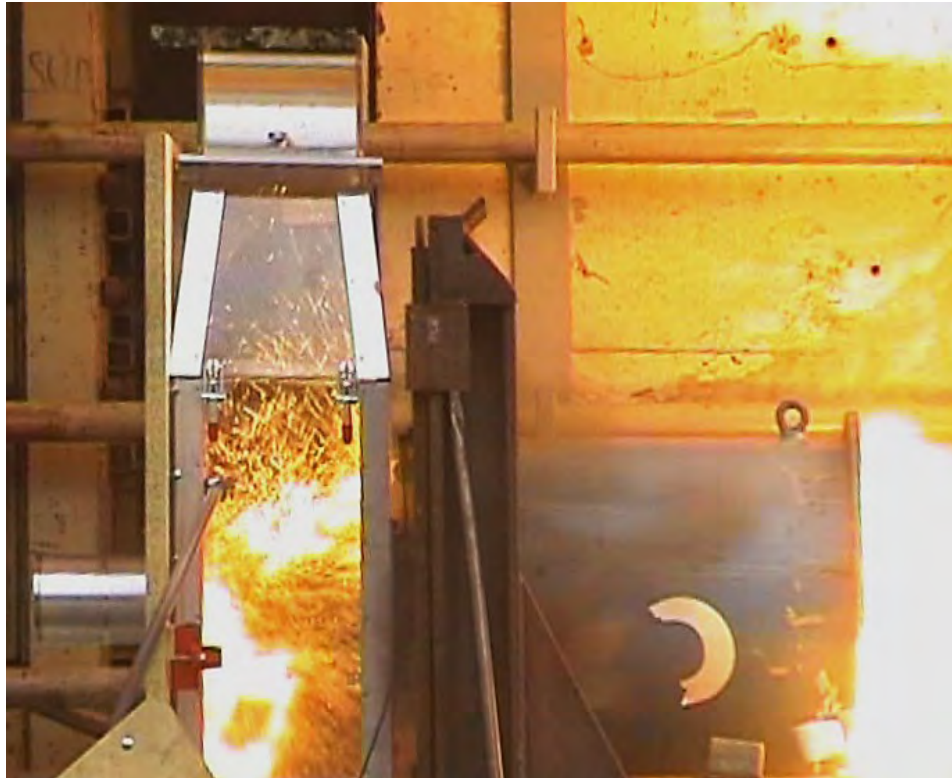


Abb. 2.8 Leuchterscheinungen in einer Aerosolkammer bei HL-Beschuss einer kleinen Materialprobe von rechts nach links /GRS 05/

Die energetisch relevanten Prozesse, bei denen die Partikel ihre kinetische und thermische Energie abgeben, sind:

- Strömungswiderstand
- Kollisionen (z. B. mit Wänden und anderen Partikeln)
- Wärmeübertragung
 - Wärmestrahlung
 - Konvektion
 - Wärmeleitung

Strömungswiderstand

Festkörpern, welche sich durch ein Fluid bewegen, wirkt eine der Bewegung entgegengesetzte Kraft entgegen. Diese Strömungswiderstandskraft ist abhängig von der Geschwindigkeit und den geometrischen Abmessungen des Festkörpers, in diesem Fall des Partikels, sowie von der Dichte und Viskosität des Fluids. Unter Verwendung des Strömungswiderstandskoeffizienten c_W (deutsche Bezeichnung) beziehungsweise c_d (internationale Bezeichnung) lässt sich über die Dichte ρ des Fluids sowie der Ge-

schwindigkeit v und der in eine Ebene senkrecht zur Flugachse projizierten Fläche A des Partikels die Kraft F_d berechnen:

$$F_d = c_d A \frac{1}{2} \rho v^2 \quad (2.6)$$

Der Strömungswiderstandskoeffizient ist von der Form des Partikels und der Reynolds-Zahl abhängig, welche im Abschnitt 2.2.1 näher beschrieben wird. Bei einem glatten runden Körper gilt im teils turbulenten Bereich für Reynolds-Zahlen bis etwa $2 \cdot 10^5$ nach /FLA 88/ ein Wert von $c_d \approx 0,44$. Darüber erfolgt ein Abfallen (Drag Crisis) auf einen Wert von ca. 0,1. Bei einer rauen Oberfläche verschiebt sich die Grenze zum vollständig turbulenten Bereich zu etwas niedrigeren Reynolds-Zahlen (siehe schematische Darstellung in Abb. 2.9).

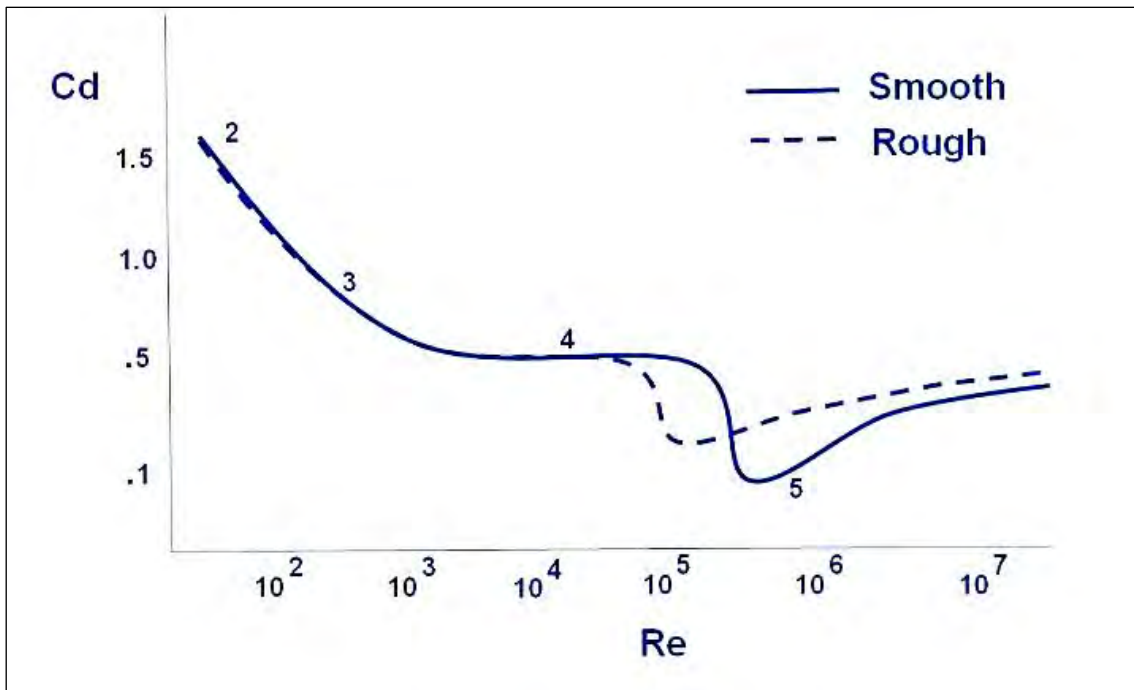


Abb. 2.9 Prinzipieller Verlauf des Strömungswiderstandskoeffizient einer Kugel in Luft in Abhängigkeit von der Rauigkeit und der Reynolds-Zahl für die Bereiche laminar (Stokes) (2), Übergang (3), teils turbulent (4) und vollständig turbulent (5) /NAS 21/

Aus Röntgenblitz-Aufnahmen der Einwirkung eines Hohlladungsstachels auf sprödbrechendes Material ist bekannt, dass die dabei gebildeten Partikel anfänglich eine ähnliche Geschwindigkeit wie der Hohlladungsstachel von mehreren km/s haben. Im Beispiel in Abb. 2.6 sind in der Nähe der Stachel-Spitze einzelne Partikel mit fast gleicher

Geschwindigkeit und näher am zerstörten Glaszylinder ein Partikelbereich mit etwa der Hälfte dieser Geschwindigkeit erkennbar.

Durch die zeitliche Integration der Geschwindigkeit von Partikeln mit obiger Formel für die Strömungswiderstandskraft F_d , unter Berücksichtigung des von der Reynolds-Zahl abhängigen Strömungswiderstandskoeffizienten c_d , lässt sich zeigen, dass einzelne lungengängige Partikel ($AED < 10 \mu\text{m}$) mit einer Anfangsgeschwindigkeit von mehreren km/s in Luft eine Reichweite in der Größenordnung von 10 cm haben und Partikel mit einem AED von $50 \mu\text{m}$ eine Reichweite in der Größenordnung von 1 m. Auch hier gelten für Helium ähnliche Verhältnisse wie für Luft (vgl. Abschnitt 2.1.2). Für kleine Partikel ($AED \approx 10 \mu\text{m}$) ist daher die Wahrscheinlichkeit groß, dass sie einen großen Teil ihrer kinetischen Energie beim Abbremsen in Wärmeenergie umwandeln, bevor sie auf Hindernisse im Behälter treffen.

Die maximale zusätzliche Temperaturerhöhung ΔT eines durch den Hohlladungsstachel beschleunigten Partikels durch Umwandlung seiner kinetischen Energie beim vollständigen Abbremsen lässt sich unter Vernachlässigung von Wärmeverlusten über Strahlung und Konvektion mit der spezifischen Wärme des Materials c_p wie folgt berechnen:

$$\Delta T = \frac{v^2}{2 c_p} \quad (2.7)$$

Bei Urandioxid ($c_p > 235 \text{ J}/(\text{kg K})$) ergibt sich hieraus bei Annahme einer anfänglichen Partikelgeschwindigkeit von 1 km/s eine maximale theoretische Temperaturerhöhung des Materials während des Abbremsens im Bereich um 2000 K. Tatsächlich ist davon auszugehen, dass ein großer Anteil der freiwerdenden Wärmeenergie bereits während des Abbremsens parallel durch Konvektion und Strahlung an die Umgebung abgegeben werden (siehe nächster Unterabschnitt), so dass sich das Partikel nicht ganz so stark erhitzt. Dennoch ist ein Aufglühen kleiner Partikel bereits bei dieser Ausgangsgeschwindigkeit nicht unwahrscheinlich.

Eine weitere Einschränkung der vereinfachten Energiebetrachtung liegt bei einer hohen Anzahldichte von Partikeln im Gas vor, bei der ein größerer integraler Impulsübertrag auf das Gas stattfindet, so dass dort die Bremswirkung auf das Partikel gegenüber obiger Einzelbetrachtung bei ruhendem Gas abgeschwächt sein kann.

In Abb. 2.10 sind Bilder einer Hochgeschwindigkeitskamera zusammengestellt, die die Ausbreitung von Partikeln durch den HL-Beschuss einer Bleiglasplatte dokumentieren. Der vordere heiße Bereich der Partikelwolke mit schnellen Partikeln leuchtet hell, während der hintere Bereich dunkel bleibt.

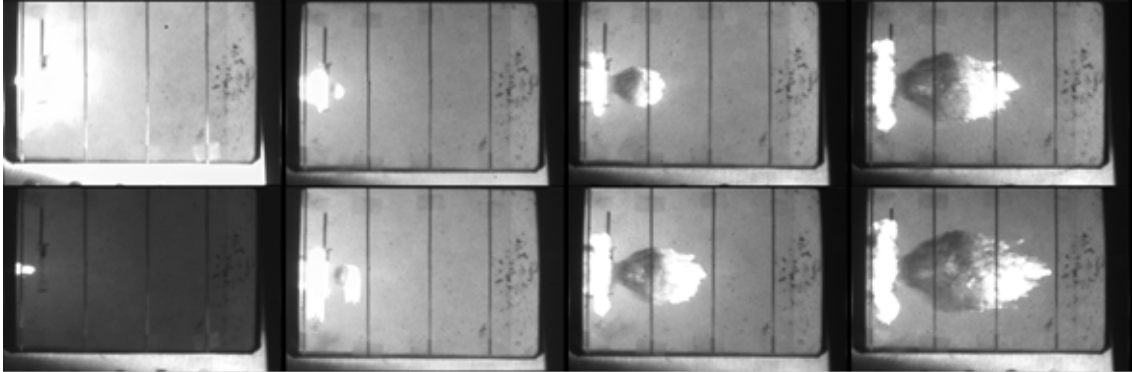


Abb. 2.10 Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Zerstörung einer Bleiglasplatte durch das Auftreffen eines Hohlladungstachels (von links) /GRS 03/

Wärmeübertragung

Eine Wärmeübertragung kann in der Form von Wärmeleitung, Konvektion und Wärmestrahlung zwischen Partikeln, Atmosphäre und Wand stattfinden. Dabei sind bei dem hier betrachteten Szenario die dominierenden Prozesse die Wärmestrahlung und der konvektive Wärmeübertrag der Partikel auf die Behälteratmosphäre, da diese aufgrund ihres großen Verhältnisses von Oberfläche zu Volumen und ihrer Geschwindigkeit, und der damit verbundenen turbulenten Umgebung, ihre Wärme in kurzer Zeit an die Atmosphäre abgeben können. Die kleinen Partikel sind daher die primäre Quelle für den Temperatur- und Druckanstieg im Behälter.

Konvektion

Konvektion ist in diesem Zusammenhang ein Wärmetransport, welcher bei der Relativbewegung von Materie gegenüber einem Gas auftritt. Der auftretende Wärmestrom \dot{Q} über eine Fläche A ist proportional zur Temperaturdifferenz ΔT zwischen den beiden Systemen und vom konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten α , der von den Stoffeigenschaften des Gases sowie der Relativgeschwindigkeit und der Turbulenz abhängt.

$$\dot{Q} = \alpha \cdot A \cdot \Delta T \quad (2.8)$$

Wärmestrahlung

Die Wärmestrahlung eines Partikels steigt mit zunehmender Temperatur stark an, da diese mit der vierten Potenz zur Strahlung beiträgt. Die Formel zur Berechnung der Wärmestrahlung beinhaltet den Emissionsgrad ϵ , die Stefan-Boltzmann-Konstante σ ($5,6 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$) und die Oberfläche des Körpers A . Der Emissionsgrad ist abhängig vom Material des Partikels, wobei $\epsilon = 1$ einem idealen Schwarzen Körper entsprechen würde.

$$\dot{Q} = \epsilon \sigma A \cdot \Delta T^4 \quad (2.9)$$

Wärmeleitung

Wärmestrahlung und Konvektion führen auch zu einer Wärmeübertragung auf innere Oberflächen im Behälter. Ein Teil der Wärme wird durch Wärmetransport innerhalb eines Mediums in tiefere Schichten verlagert. Der Wärmestrom \dot{Q} der hierdurch auftritt, ist abhängig von der Temperaturdifferenz ΔT innerhalb des Mediums oder zwischen den Körpern, der Wärmeleitfähigkeit λ des Stoffes sowie Fläche A und Länge L , entlang denen der Wärmetransport stattfindet.

$$\dot{Q} = \lambda \cdot \frac{A}{L} \cdot \Delta T \quad (2.10)$$

Die Wärmeleitfähigkeit des überwiegend metallischen Behälterkörpers sowie der Korbstruktur für das radioaktive Inventar und die volumenbezogene Wärmekapazität sind um mehrere Größenordnungen höher als beim Füllgas Helium. Diese Strukturen sind daher eine effektive Wärmesenke.

Energieübertragung durch Kollisionen

Die Kollision von Partikeln untereinander ist von untergeordneter Bedeutung, da größere Geschwindigkeitsunterschiede auf Grund der Abbremsung in der Behälteratmosphäre nur zwischen Partikeln sehr unterschiedlicher Größe auftreten. In solchen Fällen tragen die großen Partikel den deutlich höheren Impuls und Energieanteil, so dass die Kollision zwischen Partikeln energetisch unbedeutend ist gegenüber dem Aufprall auf festen Strukturen.

Bei einer Kollision mit der Wand ist der Verlust an kinetischer Energie durch die große Masse der Wand und der Geschwindigkeit der Partikel um einiges größer als bei Partikel-Partikel Kollisionen. Besonders bei erhitzten metallischen Partikeln ist durch die reduzierte Festigkeit der Stoß eher plastisch als elastisch, wodurch ein Großteil der kinetischen Energie der Partikel beim Auftreffen auf die Wand abgegeben wird. Bei härteren Partikeln wird eher eine weitere Fragmentierung bei der Kollision beobachtet, so dass sich die ursprüngliche Partikelgrößenverteilung verändert. Nach der Kollision mit einer Wand haben die Partikel einen großen Teil ihrer Energie verloren.

Temperatur- und Druckverlauf

Die Hauptquellen für experimentelle Daten zum Druckaufbau aufgrund von Hohlladungsbeschuss sind die beiden Vorhaben /GRS 06/ und /GRS 12/.

In /GRS 06/ wurde eine Versuchsreihe zur Freisetzung aus verglasten Abfällen durchgeführt, bei dem der Druck- und Temperaturverlauf innerhalb der Behälteratmosphäre gemessen wurde. Als Haupteinflussfaktoren auf den anfänglichen Druckanstieg, der die treibende Kraft für den Ausströmprozess (siehe Abschnitt 2.2.1) darstellt, wurden das freie Behältervolumen, die Oberflächen im Behälterinnenraum und die Masse der in das freie Behältervolumen freigesetzten kleinen Partikel identifiziert.

Es ergaben sich keine signifikanten Unterschiede in der Effektivität der Energieübertragung bei unterschiedlichen Füllgasen (Luft, Helium). In Abb. 2.11 ist der Druckverlauf im Versuchsbehälter schematisch für zwei verschiedene Ausgangsdrücke dargestellt (Innendruck = angenommener Umgebungsdruck von 1000 hPa und Innendruck = 800 hPa, also Unterdruck). Der im Beispiel gewählte Unterdruck entspricht dem typischen bei der Beförderung von Kernbrennstoffen garantierten maximalen Innendruck im Behälter.

Abhängig vom Innendruck führt der anfängliche schnelle Druckanstieg (typischerweise innerhalb von wenigen Millisekunden) zu einem unterschiedlich hohen Überdruck gegenüber der freien Atmosphäre. Oberflächen nehmen Wärme auf und verkürzen die mittlere Weglänge von Partikeltrajektorien in der Behälteratmosphäre. Sie wirken daher abschwächend auf den anfänglichen Druckaufbau und beeinflussen auch den weiteren Verlauf des Drucks während des Ausströmens (siehe unten). Der anfängliche kurzzeitige Druckaufbau im Behälter ist nach Auswertung der Versuche in /GRS 06/ näherungsweise proportional zur freigesetzten Masse kleiner Partikel.

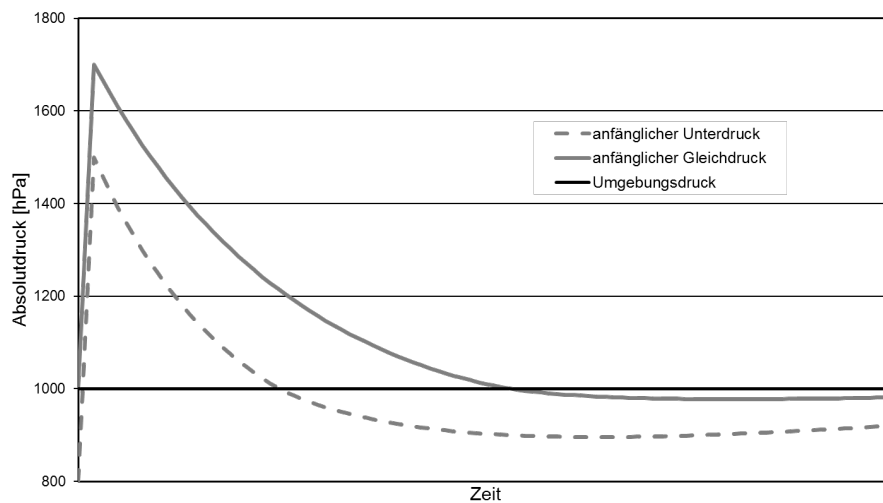


Abb. 2.11 Schematischer Zeitverlauf des Behälterinnendruckes eines Versuchsbehälters nach der Beschädigung des Inventars durch einen Hohlladungsstachel in Abhängigkeit vom Ausgangsdruck

Neben der Druckdifferenz bestimmen der Durchmesser und die Länge des Schusskanals die Geschwindigkeit, mit der das Gas durch Ausströmen den Druckgradienten abbaut (siehe Abschnitt 2.2.1). Mit dem Ausströmen nimmt die Druckdifferenz kontinuierlich ab (siehe Abb. 2.11), wodurch sich die Ausströmgeschwindigkeit verlangsamt. Die adiabatische Expansion des Gases in Folge des Ausströmens durch die Öffnung reduziert die Gastemperatur, was als Joule-Thomson Effekt /BAR 18/ bezeichnet wird. Außerdem führt der Temperaturunterschied zwischen den thermisch trägeren und daher kühleren inneren Oberflächen und der durch die Einwirkung aufgeheizten Behälteratmosphäre zu einer zusätzlichen Abkühlung der Behälteratmosphäre, wodurch der Druck im Behälter während des Ausströmvorgangs und auch danach zusätzlich reduziert wird. Dies führt schließlich zu einem Absinken des Innendruckes unter den Umgebungsdruck und damit zu einer Umkehr der Strömungsrichtung. Bei diesen Effekten sind jedoch die Zeitskalen zu beachten in denen diese ablaufen.

In Abb. 2.11 ist erkennbar, dass bei anfänglichem Unterdruck im Behälter und dem dadurch bedingten geringeren Überdruck nach Hohlladungseinwirkung der folgende Druckausgleich früher erfolgt als bei einem Behälter mit anfänglichem Umgebungsdruck. Bei dem Behälter mit anfänglichem Unterdruck ist die Phase der Strömungsumkehr ausgeprägter. Dies lässt sich so erklären, dass zu den verschiedenen Zeitpunkten des ersten Druckausgleichs der Temperatúrausgleich zwischen den inneren Oberflä-

chen und Behälteratmosphäre unterschiedlich weit fortgeschritten ist und außerdem der adiabatische Beitrag zur Abkühlung der Behälteratmosphäre durch die Expansion (Ausströmen) bei einem höheren Überdruck größer ist als bei dem Behälter mit geringerem Überdruck.

Bei den schematischen Zeitverläufen in Abb. 2.11 ist zu beachten, dass sich diese an Versuchen mit Modellbehältern orientieren, bei denen nicht alle Randbedingungen realer mit Inventar beladener TLB abgebildet werden konnten. Die Wände des Versuchsbehälters bestanden überwiegend aus Stahlbeton statt aus Stahl oder Kugelgraphitguss. Außerdem sind in der Realität deutlich mehr Oberflächen im Behälterinnenraum vorhanden, die beispielsweise eine zusätzliche Kühlung des Behältergases sowie eine stärkere Abbremsung und Ablagerung von Partikeln verursachen. Aus diesem Grund ist die Amplitude der beispielhaft dargestellten Druckverläufe nicht repräsentativ.

Bei geringer anfänglicher Druckerhöhung kann der Behälterinnendruck unter dem Umgebungsdruck bleiben und ein Ausströmen findet nicht statt. In diesem Fall findet dennoch eine geringe Freisetzung der im Inneren gebildeten Partikel statt, die typischerweise ein bis zwei Größenordnungen niedriger als die Freisetzung beim Ausströmen ist /GRS 08/, /GRS 12/. Es wird davon ausgegangen, dass es sich hierbei um Partikel handelt, die beim Zerstörungsprozess des Inventars in Richtung der Öffnung beschleunigt werden.

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Teilprozesse zur Wärmeabgabe schneller heißer Partikel an das umgebende Gas laufen auch ähnlich außerhalb des Behälters während der Perforation der Behälterwand durch den Hohlladungsstachel ab. Dies wurde im Rahmen des Vorhabens in /GRS 12/ näher untersucht. Auf die mögliche Relevanz dieses Effekts für den Freisetzungsprozess wird in Abschnitt 2.2.4 eingegangen. Bei der alleinigen Betrachtung des TLB kann er zunächst vernachlässigt werden.

Integrales Modell

Im Rahmen des Vorhabens /GRS 06/ wurde auf Grundlage der in diesem Abschnitt genannten Modellansätze zum Wärmeübertrag, der Zustandsgleichung für ideale Gase (2.5) und einem analytischen Ansatz zum druckabhängigen Ausströmvorgang (siehe Abschnitt 2.2.1) ein vereinfachtes integrales, also nicht räumlich aufgelöstes, Behäl-

termodell entwickelt, um die gemessenen Temperatur- und Druckverläufe aus /GRS 06/ nachzuvollziehen und Sensitivitätsstudien durchführen zu können.

Da die Abkühlung der Behälteratmosphäre über Konvektion und Wärmestrahlung mit deutlich unterschiedlichen Exponenten von der Temperaturdifferenz zwischen Behältergas und Behälteroberfläche abhängt, konnten die zunächst unbekanntesten integralen Parameter effektiv wirksame Oberfläche A und effektiver konvektiver Wärmeübergangskoeffizient α ohne spezielle Messung näherungsweise iterativ aus dem Modellvergleich mit gemessenen Temperatur- und Druckverläufen verschiedener Versuche abgeschätzt werden.

Nach dieser iterativen Angleichung des Modells an die Messreihen in /GRS 06/ konnte für den Versuchsbehälter gefolgert werden, dass der Einfluss auf den Druckabfall durch die Abkühlung der Behälteratmosphäre an der inneren Behälteroberfläche und durch den Ausströmvorgang in derselben Größenordnung liegen.

Aufgrund der integralen Vorgehensweise des Modells, das einzelne Strukturen, die räumliche Verteilung von Zustandsgrößen und die zugehörigen Detailprozesse nicht auflöst, sind Übertragungsrechnungen auf reale Behälterkonfigurationen mit großen Unsicherheiten behaftet. Eine Verbesserung der Übertragung der Versuchsdaten durch die Anwendung dreidimensionaler Strömungsmodelle (Computational Fluid Dynamics - CFD) ist grundsätzlich denkbar, eine geeignete Validierung würde jedoch detailliertere Messdaten zu den Einflussgrößen und Teilprozessen erfordern.

Einzelne Modellansätze zur Beschreibung der Prozesse zum Druckaufbau lassen sich bereits aus den in diesem Abschnitt dargestellten Erkenntnissen ableiten. Für die Entwicklung eines quantitativ belastbaren Modells zur Prognose des Energieeintrags $\square E$ in die Behälteratmosphäre in Folge einer Freisetzung durch Hohlladungseinwirkung beliebiger Kombinationen aus Behälter und Inventar sind den bisherigen Versuchsprogrammen gesammelten Daten und Erkenntnisse jedoch nicht ausreichend. Zu diesem Themenkomplex ist daher zurzeit nur eine konservative Übertragung von Versuchsdaten möglich.

Auch im Rahmen dieses Vorhabens muss daher zum Thema Druckaufbau auf die verfügbaren experimentellen Daten und das bestehende Grundverständnis zu den Einzelprozessen zurückgegriffen werden, um das Spektrum der Eingangsdaten für die in die-

sem Vorhaben behandelten Teilprozesse einzugrenzen und daraus geeignete Versuchsrandbedingungen auszuwählen (siehe folgender Abschnitt 2.1.4).

2.1.4 Mögliche Randbedingungen

Die in den vorherigen Abschnitten 2.1.1 bis 2.1.3 beschriebenen Teilprozesse 1 bis 3 bestimmen die Randbedingungen für die folgenden Teilprozesse der Freisetzung aus dem Behälter und der Verteilung der freigesetzten Partikel außerhalb des Behälters. Zur weiteren Veranschaulichung der in diesem Abschnitt 2 beschriebenen Teilprozesse sowie zum Verständnis der schließlich für die Durchführung der Experimente gewählten Randbedingungen werden in diesem Abschnitt typische Größenordnungen zu den bestimmenden Parametern für das Szenario einer Hohlloadung-Einwirkung auf Transport- und Lagerbehälter mit Kernbrennstoffen zusammengestellt.

Behälter

Bei Kernbrennstoffen mit hohem Aktivitätsinventar und daher mit hohem Gefahrenpotenzial handelt es sich im Wesentlichen um bestrahlte Brennelemente und verglaste Abfälle aus der Wiederaufbereitung bestrahlter Brennelemente. Für solche hochaktiven Kernbrennstoffe bestehen im Bereich der Transportsicherheit, unter anderem, hohe Anforderungen an die Widerstandsfähigkeit der Verpackung gegen Unfälle und an die Abschirmung der vom radioaktiven Inventar ausgehenden ionisierenden Strahlung. Verwendet werden daher massive dickwandige Behälter, die überwiegend aus Gusseisen oder Stahl bestehen.

In Deutschland eingesetzte Transport- und Lagerbehälter für bestrahlte Brennelemente aus Leistungsreaktoren und für in Edelstahlhüllen gekapselte Glaskokillen haben bereits unbeladen eine Masse von > 100 t, eine Wandstärke von etwa 0,4 m und ein Fassungsvermögen von etwa > 7 m³. Das Volumen wird abhängig vom radioaktiven Inventar und den zusätzlichen inneren Strukturen zur Fixierung, Wärmeabfuhr und Abschirmung zum Teil deutlich reduziert, so dass das verbleibende freie Volumen bis auf wenige Kubikmeter reduziert werden kann. Behälter für Forschungsreaktor-Brennelemente sind kleiner, haben eine etwas geringere Wandstärke und ein kleineres freies Volumen. Ausreichende Leistungsdaten der einwirkenden Waffe vorausgesetzt, bestimmt die Wandstärken die Länge des Ausströmkanals.

Hohlladungen

Bei panzerbrechenden Waffen unter Verwendung des Hohlladungsprinzips gibt es eine Vielzahl an Modellen und Varianten. Die Hohlladungen sind dabei in fast allen Fällen Teil eines Gefechtskopfes, welcher aus größerer Distanz auf das Ziel abgefeuert werden kann. Wie genau sich dieser Prozess des Abfeuerns gestaltet, hängt von der genauen Waffengattung ab. So lassen sich die Panzerabwehrwaffen mit Hohlladungsprinzip grob in Panzerabwehrhandwaffen und Panzerabwehrlenkwaffen, welche vom Boden oder Fahrzeugen aus abgefeuert werden, einteilen. Die genauen technischen Details dieser Waffensysteme sind jedoch weder Gegenstand dieses Vorhabens noch für die weiteren Betrachtungen relevant. Die relevanten Parameter mit Bezug zur Hohlladung bei der Konzeption des Versuchs liegen im möglichen Schadensbild durch den Hohlladungsstachel, welcher nur vom Gefechtskopf abhängt.

Die grundlegenden Prozesse bei der Einwirkung einer Hohlladung sind in Abschnitt 2.1.1 aufgeführt. Die für die Versuchskonzeption entscheidenden Parameter mit Bezug zum Schadensbild sind der mögliche Lochdurchmesser sowie die mögliche Eindringtiefe einer Hohlladung.

Die Durchschlagsleistungen von Panzerabwehrwaffen liegen je nach Waffentyp zwischen 300 bis über 1000 mm RHA. Dabei steht RHA (rolled homogeneous armour) für die fiktive Dicke einer Panzerung aus Panzerstahl, welche durchschlagen werden könnte. Für eine Umrechnung von Stahläquivalenten in RHA wird angenommen, dass das Penetrationsvermögen in normalem Stahl (C60) /WAL 89/ aufgrund dessen geringerer Festigkeit 20 % höher ist als in Panzerstahl. Es kann demnach davon ausgegangen werden, dass mit diesem Waffentyp in den meisten Transport- und Lagerbehältern für Kernbrennstoffe ein Loch bis zum Behälterinnenraum erzeugt werden kann, aus dem heraus anschließend ein Ausströmprozess stattfinden kann.

Die Lochdurchmesser beim Eindringen eines Hohlladungsstachels sind vom Waffentyp abhängig, aber auch von den Materialeigenschaften des Ziels. Bei typischen Kalibern von Hohlladungen zwischen 60 und 150 mm liegen typische Lochdurchmesser in Stahl und Gusseisen entsprechend der in Abschnitt 2.1.1 genannten Abhängigkeit vom Kaliber im niedrigen Zentimeterbereich. Es ist an dieser Stelle anzumerken, dass, wie in Abschnitt 2.1.1 bereits dargestellt, der Lochdurchmesser nicht über die gesamte Länge konstant ist, sondern entlang eines homogenen Materials mit zunehmender Tiefe abnimmt. Darüber hinaus entstehen unter realen Bedingungen Unebenheiten und eine

Wandrauigkeit, welche Auswirkungen auf das Ausströmen haben können. Für die Konzeption eines Versuchsaufbaus, welcher auch eine Grundlage für numerische Untersuchungen darstellen soll, ist es jedoch zulässig eine Öffnung mit stetigem Durchmesser und glatter Wand anzunehmen, welche einen konstanten mittleren Durchmesser von wenigen Zentimetern hat.

Primäre Freisetzung

Da die Konzentration der im Behälter freigesetzten luftgetragenen Partikel abhängig von den Randbedingungen stark variieren kann, wird im Folgenden lediglich eine plausible Größenordnung zur Orientierung für die Festlegung der Versuchsrandbedingungen abgeschätzt. Der nach Durchdringung der Behälterwand verbliebene Anteil des Hohlladungsstachels kann je nach Leistungsdaten und Behälterinventar mehr als 10 g lungengängige Partikel im Behälter erzeugen. Gemäß Abschnitt 2.1.2 ist die primäre Freisetzungsmasse im Behälter bis $AED \leq 100 \mu\text{m}$ etwa um den Faktor 10 höher. Mit zusätzlicher Betrachtung der Partikelgröße über $100 \mu\text{m}$ AED nimmt der Beitrag zur primär freigesetzten Gesamtmasse zwar weiter zu, allerdings nimmt die Bedeutung dieser Partikel für den Freisetzungsprozess aus dem Behälter aufgrund der anwachsenden Sedimentationsgeschwindigkeit und weiterer hydrodynamischer Effekte deutlich ab. Auch der Anteil der Fraktion $10 - 100 \mu\text{m}$ AED an den luftgetragenen Partikeln nimmt auf dem Weg aus dem Behälter heraus ab (siehe Ende von Abschnitt 2.1.2).

Wenn von 100 g Partikeln mit $AED < 100 \mu\text{m}$ in einem Behälter mit 1 m^3 freiem Volumen ausgegangen wird, ergibt sich für diesen Größenbereich eine plausible anfängliche mittlere Partikelbeladung des Behältergases in der Größenordnung von $\beta = 0,1 \text{ g/l}$. Bei kleineren Behältern, größeren Freisetzungsmassen oder inhomogener Verteilung erhöht sich der Wert entsprechend. Die mittlere Dichte der Partikel variiert je nach beiträgendem Material (Glas, Uranoxid, Hüllmaterial, Tragkorbstruktur etc.) zwischen etwa $2,5$ und 11 g/cm^3 .

Behälterdruck

Im Normalfall sind Transport- und Lagerbehälter mit Helium gefüllt und der Fülldruck im Behälterschacht ist so eingestellt, dass während des Transports und der Lagerung ein deutlicher Unterdruck gegenüber der Umgebung gewährleistet ist (z. B. /BFE 17/).

Die experimentellen Grundlagen für eine belastbare Zuordnung des Druckanstiegs durch eine Hohlladungseinwirkung bei unterschiedlichen Konfigurationen aus Waffe, Behälter und Inventar ist bisher noch eingeschränkt (siehe Abschnitt 2.1.3). Nach bisherigem Kenntnisstand ist für ungünstige Kombinationen aus Einwirkung, Inventar und freiem Volumen ein kurzzeitiger Druckanstieg im Bereich einer Verdopplung des Innendrucks nicht auszuschließen /PRE 94/. Typischerweise ist jedoch von niedrigeren Amplituden des anfänglichen Druckanstiegs auszugehen /GRS 06/, /GRS 12/. Der zugehörige kurzzeitige Anstieg der mittleren Gastemperatur, welcher diesen Druckanstieg hervorruft, folgt näherungsweise aus der Zustandsgleichung für ideale Gase (2.4).

2.2 Freisetzung aus dem Behälter

Im vorhergehenden Abschnitt 2.1 wurden der Stand von Wissenschaft und Technik für die Vorgänge und Teilprozesse zusammengefasst, aus welchen sich grundlegende Parameter wie die Öffnungsgröße, die Partikelgrößenverteilung, die Partikelmenge und der Anfangsdruck ergeben. Aufbauend auf diesen Grundlagen, wird ein Behälter mit Öffnung, erhöhtem Druck und einer Zweiphasenströmung aus freigesetzten Partikeln und Behältergas betrachtet. Aus der Öffnung dieses Behälters tritt die Zweiphasenströmung aus, bildet einen Freistrahler und ist abhängig von den Randbedingungen weiteren Wechselwirkungen mit der Umgebung ausgesetzt. Für diese Teilprozesse, welche im Rahmen des Vorhabens näher untersucht werden, wird im Folgenden der relevante Stand von Wissenschaft und Technik aufgeführt.

2.2.1 Strömung durch den Einschusskanal

Betrachtungen zum Ausströmen wurden bereits in den Überlegungen zum Druckaufbau miteinbezogen, da der Ausströmvorgang neben der Abkühlung der Behälteratmosphäre der Haupteinflussfaktor auf den Druckverlauf ist. Eine einfache empirische Ausströmformel wurde in /GRS 06/ eingeführt. Vergleiche der Messdaten mit Ausströmsimulationen zeigten in /GRS 06/ bei bekanntem Maximaldruck und iterativ gewonnenen Modellparametern eine gute Übereinstimmung mit Versuchsdaten unterschiedlicher Anfangs- und Randbedingungen. Dieses Modell wurde anschließend in /GRS 18/ für den Anwendungsbereich weiter verbessert. In den nachfolgenden Abschnitten werden hauptsächlich Informationen aus dem Buch „Wutz – Handbuch Vakuumtechnik“ /JOU 03/ wiedergegeben.

Strömungsformen

Bei Strömungsvorgängen liegen in Abhängigkeit vom Gasdruck und Kanalquerschnitt verschiedene Strömungsformen vor. Die Strömungsform lässt sich über die Knudsen-Zahl Kn bestimmen, welche das Verhältnis von mittlerer freier Weglänge \bar{l} der Gasteilchen zwischen zwei Teilchen-Teilchen-Stößen und Kanalquerschnitt d angibt. Mit dem Verhältnis der mittleren freien Weglänge zur Viskosität η lässt sich die Knudsen-Zahl auch über die mittlere thermische Geschwindigkeit von Luft \bar{c} und dem Gasdruck p bestimmen.

$$Kn = \frac{\bar{l}}{d} = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{\bar{c} \cdot \eta}{p \cdot d} \quad (2.11)$$

Gemäß /JOU 03/ handelt es sich bei einer Knudsen-Zahl von unter 0,01 um eine viskose Strömung, bei einer Knudsen-Zahl über 0,5 um eine molekulare Strömung und bei einer Zahl dazwischen um eine Knudsen-Strömung.

Bei dem im Rahmen dieses Vorhabens zu betrachtenden typischen Randbedingungen (siehe Abschnitt 2.1.4) sind von Knudsen-Zahlen unter 0,01 auszugehen. Somit würde es sich bei der Strömung aus dem Behälter durch den Einschusskanal um eine viskose Strömung handeln.

Bei viskosen Strömungen wird abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit und der Länge des Kanals zwischen drei weiteren Strömungsformen unterschieden:

1. Einlaufströmung/Gasdynamische Strömung: Diese gilt für kürzere Kanäle, bevor sich eine laminare oder turbulente Strömung einstellen kann. Das Gas wird aus dem Ruhezustand auf eine endliche Strömungsgeschwindigkeit beschleunigt. Die Beschleunigung geht einher mit einem Druckabfall und einer Abkühlung des Gases. Entlang des Kanals nimmt die Geschwindigkeit zu und Druck sowie Temperatur sinken. Reibungseffekte sind aufgrund der kurzen Kanallänge vernachlässigbar.
2. Laminare Strömung: Eine laminare Strömung kann sich abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit nach einer gewissen Einlaufstrecke einstellen. Die Strömungsgeschwindigkeit nimmt bei laminaren Strömungen zur Wand hin ab und es stellt sich ein parabolisches Geschwindigkeitsprofil über den Kanalquerschnitt ein.

3. Turbulente Strömung: Eine turbulente Strömung kann sich abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit nach einer gewissen Einlauflänge einstellen. Bei turbulenten Strömungen ist die Strömungsgeschwindigkeit hoch und dadurch auch die geschwindigkeitsabhängigen Reibungskräfte. Ein Volumenelement, das mit höherer Geschwindigkeit in einigem Abstand von der Rohrwand strömt, wird durch die Abbremsung der langsam strömenden wandnahen Schicht zur Wand hin abgelenkt. Die ablenkenden Kräfte nehmen mit der Reibung und daher mit der Geschwindigkeit zu, während die richtungsbewahrenden Trägheitskräfte unabhängig von der Geschwindigkeit sind. Somit wird bei genügend großer Geschwindigkeit die Ablenkung dominierend und in der Strömung entstehen Turbulenzen und Wirbel. Es stellt sich ein hyperbolisches Geschwindigkeitsprofil über den Kanalquerschnitt ein.

Zwischen turbulenter und laminarer Strömung kann mit der Reynolds-Zahl unterschieden werden. Die Reynolds-Zahl gibt das Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften an und ist damit ein Maß für das Turbulenzverhalten eines Körpers. Mit der Dichte ρ , der Strömungsgeschwindigkeit v , der charakteristischen Länge des Körpers d , der dynamischen Viskosität η und der kinematischen Viskosität ζ , ergibt sich:

$$Re = \frac{\rho \cdot v \cdot d}{\eta} = \frac{v \cdot d}{\zeta} \quad (2.12)$$

Im Gegensatz zur Reynolds-Zahl für umströmte Körper mit Durchmesser d , die in Abschnitt 2.1.3 zur Charakterisierung des Abbremsverhaltens von Partikeln genutzt wird, wird bei der Rohrströmung der Rohrdurchmesser als charakteristische Länge in der Definition der Reynolds-Zahl herangezogen. Gemäß /JOU 03/ wurden bei quantitativen Untersuchungen für Reynolds-Zahlen kleiner als 2300 ein laminares und für Reynolds-Zahlen größer als 4000 ein turbulentes Strömungsverhalten nachgewiesen.

Bei dem im Rahmen dieses Vorhabens zu betrachtenden typischen Randbedingungen (siehe Abschnitt 2.1.4) ist von Reynolds-Zahlen größer als 104 auszugehen. Somit würde sich unter der Voraussetzung eines langen Rohres eine turbulente Strömung ausbilden.

Turbulente und laminare Strömungsformen bilden sich erst nach einer gewissen Einlauflänge nach dem Eintritt des Gases in den Kanal. Die Einlauflänge ist damit die Strecke, auf der eine Einlaufströmung beziehungsweise gasdynamische Strömung vor-

liegt. Dabei unterscheidet sich die Einlauf­länge bei turbulenten und laminaren Strömungen und hängt auch von anderen Effekten wie der Geometrie des Kanals ab. Gemäß /WAG 12/ kann die Einlauf­länge L für ein turbulent durchströmtes Rohr über nachfolgende Gleichung bestimmt werden:

$$L = 0,52 \cdot d \cdot Re^{0,12} \quad (2.13)$$

Bei dem im Rahmen dieses Vorhabens zu betrachtenden typischen Randbedingungen (siehe Abschnitt 2.1.4) ist mit Einlauf­längen zu rechnen, welche größer als die Länge des eingesetzten Rohrstücks sind. Somit kann die Strömungsform innerhalb des Rohrstocks als reine Einlaufströmung angenommen werden, die gemäß /JOU 03/ eine Form der gasdynamischen Strömung ist.

Strömungsgeschwindigkeit

Unter der Annahme eines kurzes Rohrstücks, was in diesem Vorhaben umgesetzt ist, kann gemäß /JOU 03/ die Strömungsgeschwindigkeit v in Abhängigkeit von dem Massenstrom q_m , der Querschnittsfläche A sowie der Dichte ρ bestimmt werden:

$$q_m = \frac{dm}{dt} = \rho \cdot v \cdot A \quad (2.14)$$

Die Wechselwirkung des Gases mit der Wand kann bei kurzen Rohrstücken gemäß /JOU 03/ vernachlässigt werden.

Die Geschwindigkeit an der Austrittsöffnung v ergibt sich über einen Vergleich der Energie im Behälterinneren mit der Energie an der Austrittsöffnung. Dabei ist die Wärmekapazität des Gases relevant, welche in den Isotropenexponenten/ Adiabatenexponenten κ eingeht. Dieser gibt das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazität eines Gases bei konstantem Druck c_p und bei konstantem Volumen c_v an und beeinflusst das Strömungsverhalten gasdynamischer Strömungen. Ein Gas mit kleiner Wärmekapazität kühlt sich bei Expansion schneller ab als ein Gas mit großer Wärmekapazität. Die Abkühlung wirkt sich auf Volumen und Teilchengeschwindigkeit und damit auch auf das Strömungsverhalten aus. Unter der Annahme, dass das Gas im Behälter sich nahezu in Ruhe ($v_1 = 0$) befindet, ergibt sich die Austrittsgeschwindigkeit v_2 gemäß /JOU 03/ mit:

$$v_2 = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \cdot \frac{p_1}{\rho_1} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right]} \quad (2.15)$$

Nach Umformungen ergibt sich damit für den Massenstrom:

$$q_m = A \cdot \sqrt{2 \cdot p_1 \cdot \rho_1} \cdot \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1+\kappa}{\kappa}} \right]} \quad (2.16)$$

Der Massenstrom ist bei konstanter Dichte und konstantem Druck innerhalb des Behälters direkt proportional zu dem hinteren Teil der Gleichung, welcher auch als Durchflussfunktion Ψ definiert ist.

$$\Psi\left(\frac{p_2}{p_1}\right) = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1+\kappa}{\kappa}} \right]} \quad (2.17)$$

Der Massenstrom lässt sich mit der Zustandsgleichung für ideale Gase und der Definition der mittleren thermischen Geschwindigkeit zum pV-Durchfluss umformen.

$$\begin{aligned} q_{pV, \text{Einlauf}} &= q_m \cdot \frac{\bar{c}_1^2 \cdot \pi}{8} = A \cdot \sqrt{2 \cdot p_1 \cdot \rho_1} \cdot \frac{\bar{c}_1^2 \cdot \pi}{8} \cdot \Psi\left(\frac{p_2}{p_1}\right) \\ &= A \cdot \sqrt{2 \cdot p_1 \cdot \rho_1} \cdot \frac{\bar{c}_1 \cdot \pi}{8} \cdot \sqrt{\frac{8 \cdot p_1}{\pi \cdot \rho_1}} \cdot \Psi\left(\frac{p_2}{p_1}\right) \\ &= A \cdot \sqrt{\frac{\pi}{4}} \cdot p_1 \cdot \bar{c}_1 \cdot \Psi\left(\frac{p_2}{p_1}\right) \end{aligned} \quad (2.18)$$

Bei der Einströmung in ein Rohr handelt es sich gemäß /JOU 03/ um eine abrupte Querschnittsänderung, so dass eine Art Einschnürung des Gasstroms entsteht. Demnach ist die Querschnittsfläche A mit einem Vorfaktor zu versehen. Gemäß /BEA 07/ kann dieser Vorfaktor in Abhängigkeit der Druckdifferenz $\frac{p_1}{p_2}$ bestimmt werden (siehe Formel (2.20)).

Druckverluste

Die zuvor betrachteten Massenströme gelten unter idealisierten Bedingungen. So wurde angenommen, dass beim Einströmen in den Kanal an den Rändern keine Verluste entstehen. Außerdem wurden keine Reibungsverluste innerhalb des Kanals mit einbezogen. Das Gas strömt mit einer konstanten spezifischen Wärme adiabatisch und isentrop aus einem Behälter in die Umgebung.

Innerhalb eines realen Kanals treten insbesondere beim Eintritt und anschließenden Einlauf sowie innerhalb des Kanals durch Reibungseffekte Verluste und Druckänderungen auf. Diese Verluste werden durch Druckverlustbeiwerte beschrieben, welche über den Druckverlust Δp , die Dichte ρ und die Geschwindigkeit des Gases v folgendermaßen definiert sind:

$$C = \frac{\Delta p}{\frac{\rho}{2} \cdot v^2} \quad (2.19)$$

Eintritt

Der Druckverlust beim Eintritt in den Kanal hängt von der Öffnung selbst ab. So muss zwischen ausgerundeten, abgeschrägten und scharfkantigen Einläufen unterschieden werden. Bei perfekt abgerundeten und geformten Kanten treten praktisch keine Verluste auf, während bei realen Einläufen mit Druckverlusten gerechnet werden muss. Die Druckverluste lassen sich für eine bestimmte Geometrie aufwändig berechnen, können aber auch über einfache numerische Gleichungen abgeschätzt werden.

Der Druckverlustbeiwert, welcher durch einen scharfkantigen Einlauf entsteht, lässt sich unter Einbeziehung der Druckverhältnisse nach /BEA 07/ näherungsweise abschätzen.

$$C_d = 0,8414 - 0,1002 \left(\frac{p_2}{p_1} \right) + 0,8415 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^2 - \dots \quad (2.20)$$

Einlauf

Im Einlaufgebiet geht das Strömungsprofil über in die nach der Einlauflänge voll ausgebildete Strömungsform (laminar oder turbulent). Während dieser Umformung sind die Druckverluste erheblich höher als im Gebiet der voll ausgebildeten Strömung.

Bei dem in diesem Vorhaben betrachteten Szenario sind die Dimensionen des Kanals in einer Größenordnung, in der sich noch keine Strömungsform voll ausgebildet hat. Dadurch wird bei der Berechnung des Ausströmprozesses durchgängig von einer Einlaufströmung ausgegangen. Die auftretenden Effekte im Einlaufgebiet müssen in diesem Fall also nicht noch zusätzlich betrachtet werden.

Reibungseffekte

Die Reibungseffekte, welche in Druckverlusten resultieren, sind in der Berechnung des Ausströmens mit einbezogen. Jedoch wurde bei diesem Prozess von einem glatten Rohr ausgegangen. In Realität liegt jedoch meist eine gewisse Rauigkeit der Rohroberfläche vor, die die Reibungseffekte beeinflusst. Die Rohrreibungszahl λ bestimmt sich über den Rohrdurchmesser d und die absolute Rauheit k . Bei einem absolut glatten Rohr wäre die absolute Rauheit 0 und bei stark verkrusteten Rohren liegt sie bei ungefähr 2 – 4.

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \log_{10} \left(\frac{k}{3,71 \cdot d} \right) \quad (2.21)$$

Über die Rohrreibungszahl lässt sich mit dem Rohrdurchmesser d , der Rohrlänge L , der Dichte des Gases ρ und der Geschwindigkeit v der Druckverlust entlang des Rohrs berechnen.

$$\Delta p = \lambda \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{\rho \cdot v^2}{2} \quad (2.22)$$

Für die in Abb. 2.11 dargestellten beispielhaften Druckverläufe in einem Versuchsbehälter mit unterschiedlichem Ausgangsdruck ergeben sich im Gesamtmodell aus der Energiebilanz gemäß Abschnitt 2.1.3 und dem obigen Modellansatz zur Beschreibung der Rohrströmung die Geschwindigkeitsverläufe in Abb. 2.12. Die gekoppelten Differential- und Zustandsgleichungen des Gesamtmodells für die Rohrströmung und die

Behälteratmosphäre wurden hierfür wie in /GRS 06/ und /GRS 18/ mit dem expliziten Euler-Verfahren unter Einhaltung stabiler Zeitschritte zeitlich integriert.

Der in Abschnitt 2.1.3 erläuterte fortschreitende Druckabfall nach einem Druckausgleich führt in Abb. 2.12 zu einer Umkehr der Strömungsrichtung, welcher bei anfänglichem Unterdruck stärker ausfällt als bei anfänglichem Gleichdruck. Die maximale Strömungsgeschwindigkeit bleibt jeweils unterhalb der Schallgeschwindigkeit des ausströmenden Gases.

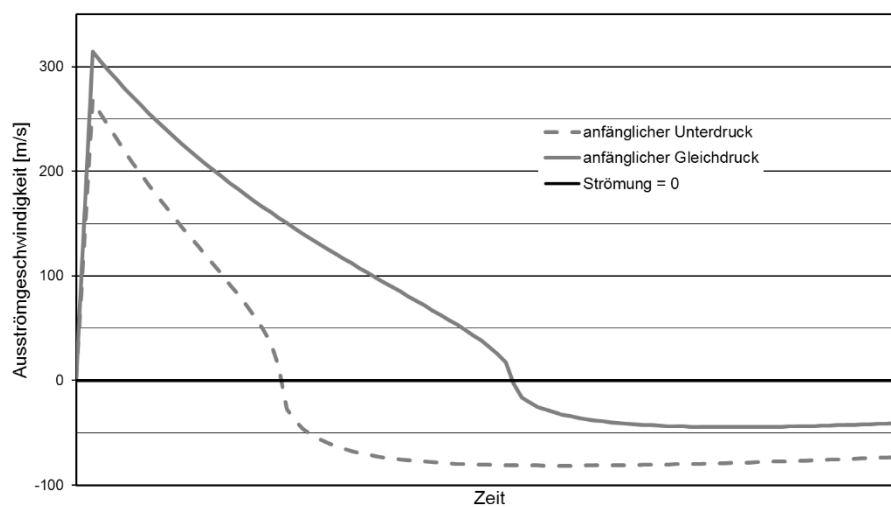


Abb. 2.12 Schematischer Zeitverlauf der über den Querschnitt des Einschusskanals gemittelten Strömungsgeschwindigkeit aus einem Versuchsbehälter mit Druckerhöhung durch Hohlladungsbeschuss in Abhängigkeit vom Ausgangsdruck (Simulation)

2.2.2 Partikelfreisetzung

Bei den deutsch-französischen Experimenten mit einem verkürzten CASTOR-IIa-Behälter /PRE 94/ wurde die Freisetzung der Partikel mit AED kleiner als $100 \mu\text{m}$ beim Hohlladungsbeschuss eines realskaligen CASTOR-Behälters, gefüllt mit Brennstabsegmenten aus angereichertem Uranoxid, gemessen. Die aus dem Behälter freigesetzte Fraktion (sekundäre Freisetzung) wurde einer detaillierten aerodynamischen Größenklassierung im Bereich zwischen $0,1$ und $100 \mu\text{m}$ unterzogen.

Die nach Beschuss aus dem Transportbehälter über den Einschusskanal in die Umgebung abgegebene Urandioxidmasse lag im Bereich von 1 g. Die mittlere in Abb. 2.13 dargestellte Größenverteilung zeigt gegenüber einer Größenverteilung innerhalb eines Behälters (vgl. Beispiel in Abb. 2.7 aus /GRS 03/) den Effekt der partikelgrößenabhängigen Rückhaltung von Partikeln durch Ablagerungsmechanismen beim Transport des im Behälterinneren gebildeten Aerosols durch den ca. 40 cm langen Kanal nach außen /GRS 03/. Größere Partikel werden im Vergleich zu kleineren Partikeln nicht in gleichem Maße aus dem Behälter freigesetzt. Dieser Rückhalteeffekt wurde auch bei anderen Experimenten zum Hohlladungsbeschuss beobachtet /GRS 06/. Die Effekte, welche eine Auswirkung auf die Ausbreitung eines Freistrahls hat, wird in Abschnitt 2.2.3.4 näher betrachtet.

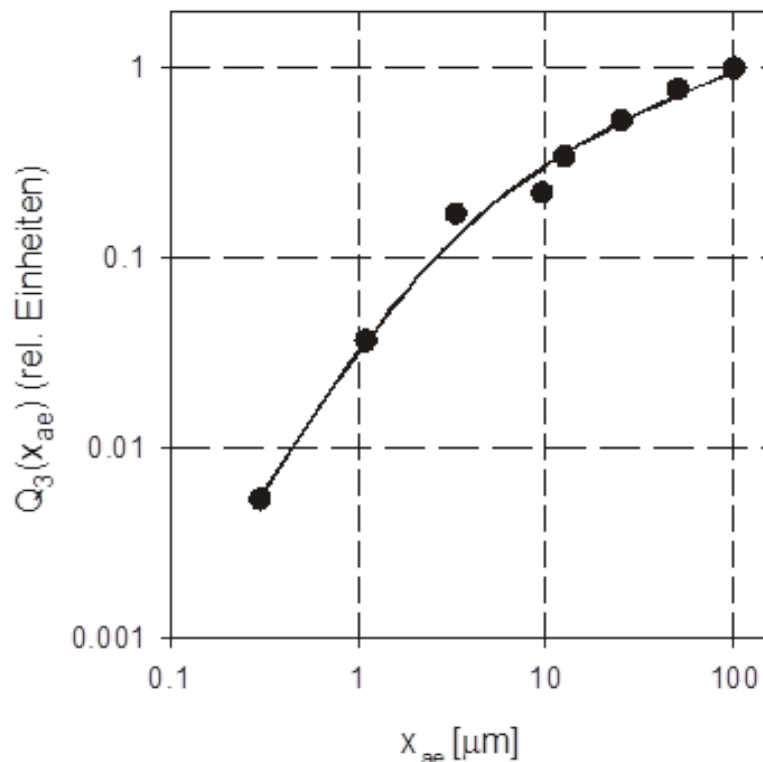


Abb. 2.13 Mit m100 normierte kumulative Massengrößenverteilung der aus einem verkürzten CASTOR-IIa-Behälter nach Hohlladungsbeschuss freigesetzten UO₂-Partikel, gemittelt über drei Versuche /GRS 03/

2.2.3 Freistrah

Nachdem aufgrund des Druckaufbaus im Behälter das Füllgas durch den Einschusskanal entweicht, kann sich außerhalb des Behälters ein Freistrah bilden. Ein Freistrah ist ein Strahl, welcher aus einer Austrittsöffnung mit hoher Geschwindigkeit in einen

Raum ohne begrenzende Wände strömt. Ansätze zur Beschreibung und Berechnung eines Freistrahls lassen sich in der Literatur finden, wie beispielsweise in /TRI 13/, /KRA 75/ und /GER 15/.

Betrachtungen in der Literatur behandeln überwiegend den stationären Freistrah. Teilweise sind Ansätze für die Beschreibung eines partikelbeladenen stationären Freistrahls zu finden /PIC 11/. Es konnten jedoch keine weiterführenden Ansätze zu möglicherweise auftretenden Effekten bei einem kurzen diskontinuierlichen Ausströmen eines partikelbeladenen Gases, wie es bei einem Behälter mit abnehmendem Druck gegeben ist, ermittelt werden.

Im Folgenden werden zunächst einige grundlegende Definitionen im Zusammenhang mit dem Freistrah aufgeführt. Anschließend wird die Geschwindigkeit näher betrachtet, der Einfluss der Temperatur und dann der Einfluss einer Partikelbeladung auf einen Freistrah.

2.2.3.1 Definitionen

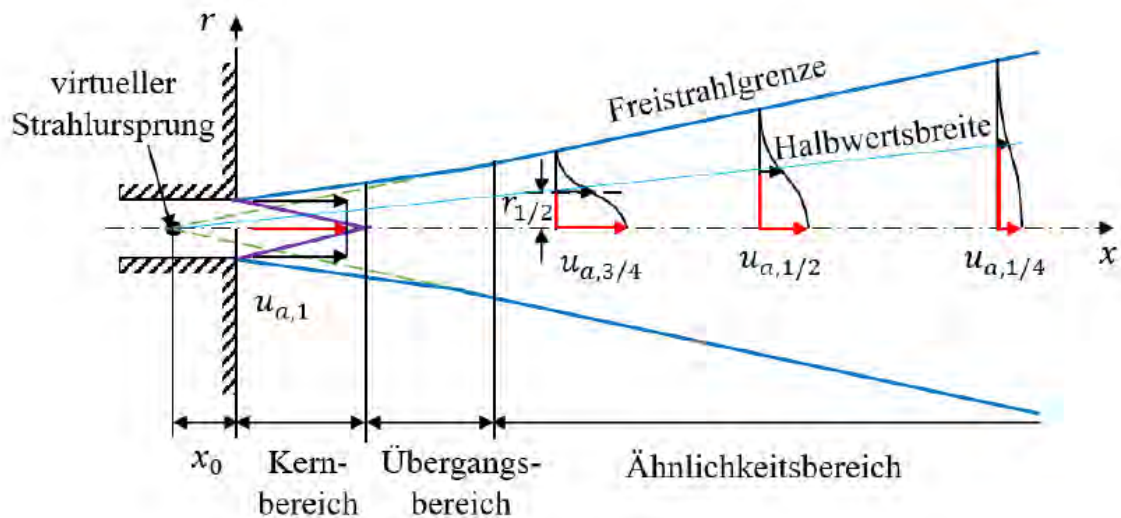


Abb. 2.14 Definitionsskizze eines stationären, rotationssymmetrischen Freistrahls
/RAJ 76/ /GER 15/

Die Geschwindigkeit eines Freistrahls und der freie Raum, in den dieser einströmt, haben entsprechend große Dimensionen, so dass die Strahlausbreitung weder durch Hindernisse noch durch Raumbegrenzungen beeinflusst wird. Durch Reibungswirkungen an den Rändern des Freistrahls zwischen dem Gas des Freistrahls und dem der Atmosphäre kommt es zu einer Durchmischung mit der Atmosphärenluft, wodurch der

Massenstrom ortsabhängig in Ausströmrichtung zunimmt und sich das quer zur Strahlachse bildende Geschwindigkeitsprofil ausbreitet.

In radialer Richtung kann ein Freistrahler durch eine freie Strahlgrenze bzw. Trennungsschicht von der ruhenden Atmosphäre abgegrenzt werden. Um eine solche Grenze zu definieren, muss zunächst ein Kriterium für eine solche Grenze festgelegt werden. Üblicherweise werden hier beispielsweise eine bestimmte Geschwindigkeit oder eine relative Reduzierung der Geschwindigkeit auf beispielsweise 1 % der maximalen Geschwindigkeit /SCL 06/ als Kriterien verwendet. Eine solche Grenze ist beispielhaft in Abb. 2.14 eingezeichnet.

Entlang der Strahlachse lässt sich der Freistrahler gemäß /SCH 18/ typischerweise in vier Strahlbereiche einteilen, in denen unterschiedliche Prozesse dominieren und die durch unterschiedliche Modelle beschrieben werden können.

1. Kernbereich: Ausgehend von der Öffnung bildet sich ein zulaufender Kegel innerhalb dem die Geschwindigkeit des Freistrahlers konstant der Austrittsgeschwindigkeit v_0 entspricht. Am Rand des Strahlkerns mischt sich der Freistrahler zunehmend mit der Umgebungsluft, was zu einem Übergangsbereich führt. Dieser Bereich liegt gemäß /MIL 10/ zwischen $0 \leq x/d_R \leq 6$.
2. Übergangsbereich: Innerhalb eines kurzen Bereichs löst der Rand sich komplett auf, so dass die Umgebungsluft in den Freistrahler mit aufgenommen wird. Die Größe dieses Bereichs wird unterschiedlich angegeben und kann in den meisten Fällen auch vernachlässigt werden.
3. Ähnlichkeitsbereich: Im Ähnlichkeitsbereich, welcher für die meisten Betrachtungen entscheidend ist, liegt ein voll ausgebildeter selbständlicher Freistrahler vor. Die Geschwindigkeit entlang der Strahlachse nimmt kontinuierlich ab. Nach /MIL 10/ ist ab $x/d_R \geq 25$ der Ähnlichkeitsbereich voll ausgebildet, da eine selbständige Strömung vorliegt. Anderen Definitionen zufolge kann gemäß /MAR 15/ bereits ab etwa $x/d_R \geq 15$ oder gemäß /RIE 08/, in Abhängigkeit von der Mischzahl des Freistrahlers, ab etwa $x/d_R \geq 7$ (bei einer Mischzahl von 0.15) von einem Ähnlichkeitsbereich ausgegangen werden. Im weiteren Verlauf wird zunächst $x/d_R \geq 10$ als Beginn des Ähnlichkeitsbereiches verwendet, was im Verlaufe der Auswertung noch entsprechend eingeordnet wird.

4. Diffuser Strahlbereich: Am Ende des Ähnlichkeitsbereiches wird die Geschwindigkeit betragsmäßig vernachlässigbar klein. Ab hier kann von einem Ende des Freistrahls gesprochen werden. Wo sich dieses Ende befindet, hängt von den Umgebungsbedingungen und sowie der genauen Definition ab.

Bei dem Prozess, welcher in diesem Vorhaben betrachtet wird, strömt der Strahl, welcher hauptsächlich aus Luft oder Helium besteht, aus einem runden Kanal mit turbulenter Strömung hinaus. Wenn der Strahl dieselbe Dichte wie das Medium hat, in das dieser hineinströmt, so wird dieser als ein offener Freistrahls bezeichnet. Wenn dies nicht der Fall ist, so muss die Strömung gemäß /THR 53/ mit einem Dichtefaktor β skaliert werden, der sich über das Verhältnis der Dichte des Freistrahls-Gases ρ_F und der Dichte der Atmosphäre ρ_A ergibt.

$$\beta = \sqrt{\frac{\rho_F}{\rho_A}} \quad (2.23)$$

Die Form der Öffnung, in der der Ursprung des Freistrahls liegt, ist für die spätere Ausbreitung ein wichtiger Faktor. In diesem Vorhaben werden ein runder Kanal und damit auch ein runder Freistrahls betrachtet. Die charakteristische Länge eines solchen Freistrahls ist damit der Durchmesser d des Kanals. Bei Berechnungen, in denen das austretende Gas und die Umgebung eine unterschiedliche Dichte besitzen, wird ein effektiver Düsendurchmesser d_e verwendet, der mit der zuvor aufgeführten Beziehung den realen Düsendurchmesser d_r skaliert /THR 53/.

$$d_e = d_r \cdot \beta \quad (2.24)$$

Die Durchmischung des Freistrahls mit der Umgebung wird durch die Mischzahl m charakterisiert. Die Länge des Bereichs bis zum Beginn des Ähnlichkeitsbereichs, manchmal auch Kernlänge x_K genannt, hängt von dieser Durchmischung, den dabei auftretenden Turbulenzen sowie dem Durchmesser der Öffnung, ab.

Der Proportionalitätsfaktor zwischen dem Durchmesser der Öffnung d und der Kernlänge x_K ist diese Mischzahl m . Bei runden Freistrahlen ist die Mischzahl etwa $m = 0,15$ /RIE 08/.

$$m = \frac{d}{x_K} \quad (2.25)$$

Als die inverse Größe der Mischzahl kann die Abbaukonstante K_1 , welche oft in der Literatur benutzt wird, ebenfalls verwendet werden. Die typischen Literaturwerte für die Abbaukonstante liegen dementsprechend bei etwa 6,5.

$$K_1 = \frac{1}{m} = \frac{x_K}{d} \quad (2.26)$$

Die Kernlänge x_K für das beispielhafte Szenario eines runden stationären Luft-Freistrahls, welcher aus einem Loch mit wenigen Zentimetern Durchmesser austritt, liegt damit in der Größenordnung von etwa 10 cm.

Bei einem offenen Freistrahle wird das Strömungsbild vorwiegend durch das Verhältnis von Trägheitskräften und Reibungskräften, also der Reynolds-Zahl, bestimmt. Bei Freistrahlen mit einer laminaren Strömung an der Öffnung können im Vergleich zu turbulenten Strömungen bis zu dreimal größere Reichweiten erreicht werden. Bei einem Kanaldurchmesser von wenigen Zentimetern und einer Geschwindigkeit in der Größenordnung von 100 m/s ergibt sich für Luft damit eine Reynolds-Zahl in einer Größenordnung von etwa 105. Damit kann für das in diesem Vorhaben betrachtete Szenario von einem turbulenten Freistrahle ausgegangen werden, die auch als turbulente freie Scherströmung bezeichnet wird.

Die Mach-Zahl ist eine weitere wichtige Größe bei der Betrachtung von Freistrahlen. Ist die Strömungsgeschwindigkeit kleiner als die Schallgeschwindigkeit des Gases, so wird dies als Unterschallbereich bezeichnet.

$$Ma = \frac{v_{Strömung}}{v_{Schall}} \quad (2.27)$$

Bei dem im Rahmen dieses Vorhabens zu betrachtenden typischen Randbedingungen (siehe Abschnitt 2.1.4) sind Größenordnungen zu erwarten, bei denen die Mach-

Zahlen im Unterschallbereich liegt, jedoch die Kompressibilität des Gases berücksichtigt werden muss.

2.2.3.2 Geschwindigkeit

Axiale Geschwindigkeitsverteilung

Die Geschwindigkeit des Freistrahls lässt sich gemäß /SCH 18/ auf der Strahlachse über die Entfernung zum Ursprung x , die Initialgeschwindigkeit v_0 und einen vom jeweiligen Strahlenbereich abhängigen Exponenten n mit folgender Funktion darstellen:

$$v(x) \sim v_0 \cdot \left(\frac{1}{x}\right)^n \quad (2.28)$$

Der Exponent n ist dabei für die 4 im vorherigen Unterabschnitten aufgeführten Strahlenbereiche gegeben mit (1): $n = 0$, (2): $n = f(x)$, (3): $n = \text{const.}$, (4): $n = g(x)$. Die Werte und Funktionen sind abhängig von verschiedenen Parametern und lassen sich meist nur experimentell ermitteln. Für einen runden Freistrahle, wie er aufgrund der näherungsweise runden Kanalöffnung vorliegt, kann für den Ähnlichkeitsbereich (3) zu meist der Exponent $n = 1$ verwendet werden. Der Verlauf der Geschwindigkeit in diesem Bereich hat demnach einen hyperbolischen Verlauf, wie beispielhaft in der folgenden Abb. 2.15 dargestellt ist.

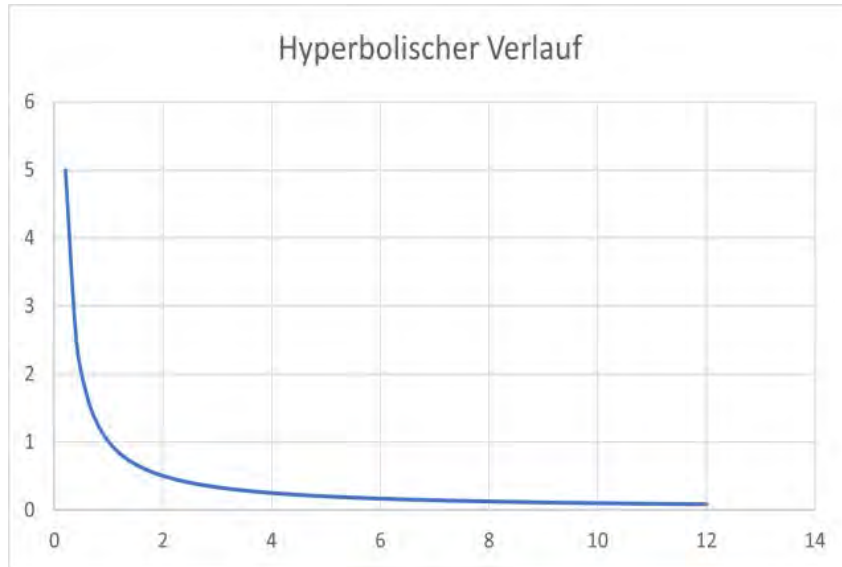


Abb. 2.15 Beispielhafte Darstellung einer hyperbolischen Verteilung der Geschwindigkeit, wie er in der axialen Ausbreitungsrichtung des Freistrahls im Ähnlichkeitsbereich angenommen werden kann

Die Geschwindigkeit für den Ähnlichkeitsbereich lässt sich für den isothermen runden offenen Freistrahlgrenz gemäß /REG 59/ über folgendes Verhältnis vereinfacht berechnen:

$$v(x) = v_0 \frac{d}{m \cdot x} \quad (2.29)$$

In Abb. 2.14 ist eine Freistrahlgrenze eingezeichnet, welche bei einer radialen Geschwindigkeitsabnahme zur Strahlachse von 1% liegt. In dieser Grafik ist ebenfalls zu sehen, dass bei einer Fortführung der Freistrahlgrenzen in den Kernbereich hinein, ein virtueller Strahlursprung x_0 hinter der eigentlichen Düsenöffnung definiert werden kann. Dieser ist für die Berechnung der Geschwindigkeit des Freistrahls im Ähnlichkeitsbereich der eigentlich anzunehmende Strahlursprung, weshalb gemäß /SCL 06/ die Formel (2.29) angepasst werden muss zu:

$$v(x) = v_0 \cdot \frac{d}{m \cdot (x - x_0)} \quad (2.30)$$

Die obigen Formeln beziehen sich auf einen Luft-Freistrahlgrenz mit einer vergleichbaren Dichte wie das Medium der Umgebung. Sollte der Freistrahlgrenz aus einem anderen Gas bestehen, so muss wie zuvor bereits erläutert der in Formel (2.23) aufgeführte Korrekturfaktor β für den Düsendurchmesser verwendet werden, um einen effektiven Düsen-

durchmesser zu erhalten. Damit lässt sich die axiale Geschwindigkeit des Freistrahls im Ähnlichkeitsbereich berechnen über /THR 53/:

$$v(x) = v_0 \cdot \frac{d_e}{m \cdot (x - x_0)} = v_0 \cdot \frac{d_r \cdot \beta}{m \cdot (x - x_0)} \quad (2.31)$$

Unter Verwendung der in der Literatur öfter benutzten und im vorherigen Unterabschnitt eingeführten Kennzahl K_1 , welche als Abbaukonstante bezeichnet wird, ergibt sich für die positionsabhängige Geschwindigkeit eines stationären Gas-Freistrahls im Ähnlichkeitsbereich des Freistrahls entlang der x-Achse die Funktion:

$$v(x) = v_0 \cdot K_1 \cdot \frac{d_e}{(x - x_0)} \quad (2.32)$$

Die maximale Reichweite x_{max} eines Freistrahls kann bei Vernachlässigung des virtuellen Strahlursprungs x_0 , welcher sich in der Regel im geringen Zentimeterbereich befindet, mit einer Grenzgeschwindigkeit v_G berechnet werden, unterhalb der sich der Freistrahls nicht länger signifikant von den Strömungsvorgängen der Atmosphäre unterscheidet.

Bei den im Rahmen dieses Vorhabens zu betrachtenden typischen Randbedingungen (siehe Abschnitt 2.1.4) mit einem runden Freistrahls, welcher aus einem Loch mit einem Durchmesser von wenigen Zentimetern austritt, und einer Grenzgeschwindigkeit von beispielsweise $v_G = 1 \text{ m/s}$, kann eine von der Austrittsgeschwindigkeit des Freistrahls abhängige Reichweite x_{max} berechnet werden.

$$x_{max} = \frac{v_0 \cdot d}{v_G \cdot m} = \frac{v_0 \cdot 0,01 \text{ m}}{1 \text{ m/s} \cdot 0,15} \sim 0,07 \text{ s} \cdot v_0 \quad (2.33)$$

Radiale Geschwindigkeitsverteilung

Die Verteilung der Geschwindigkeit des Freistrahls orthogonal zur Strahlachse, also die radiale Geschwindigkeitsverteilung, lässt sich gemäß /KRA 75/ im Ähnlichkeitsbereich über die Entfernung zum Ursprung x , die Entfernung zur Strahlachse z und die axiale Geschwindigkeit v_{axial} mit einer Gauß'schen Verteilungsfunktion darstellen:

$$v(x, z) \sim v_{axial} \cdot \exp\left(-\left(\frac{z}{x}\right)^2\right) \quad (2.34)$$

Die Verteilung der Geschwindigkeit orthogonal zur Strahlachse in diesem Bereich ist beispielhaft in der folgenden Abb. 2.15 dargestellt.

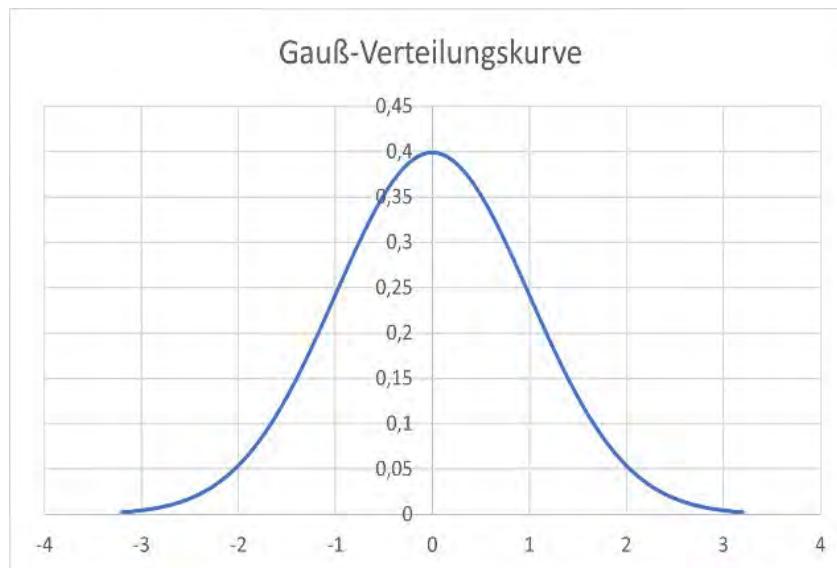


Abb. 2.16 Beispielhafte Darstellung der Verteilung der Geschwindigkeit in Form einer Gauß-Verteilungskurve, wie sie orthogonal zur Strahlachse des Freistrahls im Ähnlichkeitsbereich angenommen werden kann

Die axiale Verteilung der Geschwindigkeit v_{axial} des Freistrahls kann über die Gleichung (2.32) berechnet werden. Kombiniert kann die axiale und radiale Geschwindigkeitsverteilung gemäß /KRA 75/ berechnet werden über:

$$\begin{aligned} v(x, z) &= v_{axial} \cdot \exp\left(-A \cdot \left(\frac{z}{x - x_0}\right)^2\right) \\ &= v_0 \cdot K_1 \cdot \frac{d_e}{(x - x_0)} \cdot \exp\left(-A \cdot \left(\frac{z}{x - x_0}\right)^2\right) \end{aligned} \quad (2.35)$$

Aus dieser Formel lässt sich eine Halbwertsbreite, also der Entfernung entlang der z-Achse, bei der die Geschwindigkeit halbiert ist, bestimmen.

$$z_{1/2} = (x - x_0) \cdot \sqrt{\frac{\ln(0,5)}{-A}} \quad (2.36)$$

Aus der Halbwertsbreite lässt sich die in der Literatur öfter benutzte Kennzahl K_2 , welche als Streurate bezeichnet wird, ableiten:

$$K_2 = \frac{z_{1/2}}{(x - x_0)} = \sqrt{\frac{\ln(0,5)}{-A}} \quad (2.37)$$

Eingesetzt in die Formel (2.35) führt die zu:

$$\frac{v(x, z)}{v_{max}} = \frac{1}{2} \cdot \exp\left(K_2^{-2} \cdot \left(\frac{z}{x - x_0}\right)^2\right) \quad (2.38)$$

2.2.3.3 Temperatureinfluss

Bei der Ausbreitung eines Freistrahls kann die Temperaturdifferenz zwischen dem Freistrah und der ihn umgebenden Atmosphäre Auswirkungen auf das Strömungsverhalten haben. Ist die Temperaturdifferenz relativ gering, so wird der Freistrah als ein isothermer und ansonsten als ein anisotheimer Freistrah bezeichnet. Im anisotheimeren Fall spielt die Auftriebskraft eine entscheidende Größe in der Berechnung des Strömungsverhaltens. Die Relevanz dieses Effekts lässt sich durch die Archimedes-Zahl Ar abschätzen, die eine Art Verhältnis von Auftriebskraft und Trägheitskraft angibt. Abhängig ist diese von der charakteristischen Länge, welche in diesem Fall der Durchmesser am Austritt d ist, der Temperaturdifferenz zwischen Freistrah und Atmosphäre ΔT , der Fallbeschleunigung g , der Geschwindigkeit des Freistrah v_0 und dem isobaren Ausdehnungskoeffizienten γ /REG 70/.

$$Ar = \frac{\gamma \cdot g \cdot d \cdot \Delta T}{v_0^2} \quad (2.39)$$

Bei einem anisotheimeren Freistrah muss der Effekt des Auftriebs durch die Archimedes-Zahl außerdem auch in die Berechnung der Geschwindigkeit einbezogen werden /REG 70/.

$$v(x) = v_0 \cdot \left(\frac{x_0}{x} \pm \sqrt{\frac{Ar}{m} \cdot \left(1 + \ln \frac{2x}{x_0} \right)} \right) \quad (2.40)$$

$$= v_0 \cdot \frac{d}{m \cdot x} \pm v_0 \cdot \sqrt{\frac{Ar}{m} \cdot \left(1 + \ln \frac{2x \cdot m}{d} \right)}$$

Für einen fiktiven Luft-Freistrah, welcher aus einem Kanal mit wenigen Zentimetern Durchmesser mit einer Geschwindigkeit in der Größenordnung von 100 m/s und eine Temperaturdifferenz zur Atmosphäre von wenigen Kelvin austritt, ergibt sich beispielsweise eine Archimedes-Zahl von etwa:

$$Ar = \frac{\gamma \cdot g \cdot d \cdot \Delta T}{v_0^2} = \frac{(3,674 \cdot 10^{-3} K^{-1}) \cdot (9,81 \frac{m}{s^2}) \cdot (0,01 m) \cdot (10 K)}{(100 \frac{m}{s})^2} \sim 10^{-8} \quad (2.41)$$

Bei kleinen Archimedes-Zahlen, welche unter 10⁻² liegen, kann gemäß /REG 70/ der Auftrieb als Effekt vernachlässigt werden. Dies ist bei diesem Beispiel der Fall. Erst bei deutlich geringeren Geschwindigkeiten oder größeren Temperaturunterschieden würde die Archimedes-Zahl in einen relevanten Bereich gelangen.

2.2.3.4 Partikelbeladung

Bei einem partikelbeladenen Freistrah kommt es zu Wechselwirkungen zwischen der Fluidphase und der Partikelphase, welche Auswirkungen auf die Ausbildung und Ausbreitung des Freistrahls haben. Eine der charakteristischen Größen hierbei ist die Massenbeladung X als Verhältnis der Massenströme von Partikeln und Fluid.

$$X = \frac{\dot{m}_P}{\dot{m}_F} \quad (2.42)$$

Mit dieser Massenbeladung ändert sich gemäß /PIC 11/ die Geschwindigkeit des Freistrahls auf der Strahlachse zu:

$$v(x) = \sqrt{1 + X} \cdot v_0 \cdot K \cdot \frac{d_e}{(x - x_0)} \quad (2.43)$$

2.2.4 Wechselwirkung

Der sich theoretisch außerhalb des Behälters bildende Freistrahls kann sich aufgrund weiterer Einflüsse tatsächlich nicht frei entwickeln. Im Folgenden werden die beiden wesentlichen Wechselwirkungen beschrieben, die den Freistrahls und damit die Ausbreitung der freigesetzten radioaktiven Stoffe zusätzlich beeinflussen können.

2.2.4.1 Transporthülle

Transportbehälter für Kernbrennstoffe werden in der Regel nicht ohne eine weitere Umhüllung befördert. Hierbei kann es sich beispielsweise um eine Wetterschutzhaube, einen Container oder eine Plane handeln. Sofern es sich nicht um eine schwache Hülle handelt, die durch die Detonation der Hohlladung großflächig zerstört wird, ist durch die Einwirkung des von der Hohlladung gebildeten Stachels von der Bildung einer lokalen Öffnung in der Transporthülle mit vergleichbaren Ausmaßen wie in der Behälterwand auszugehen. In diesen Fällen wird der Freistrahls überwiegend von der Transporthülle zurückgehalten und außerhalb der Transporthülle bildet sich ein Freistrahls aus dem durch die Öffnung austretenden Teilstrom des ursprünglichen Freistrahls.

Was mit dem zunächst zurückgehaltenen Anteil des Freistrahls geschieht, hängt stark vom genauen Aufbau der Transportkonfiguration ab (vorhandenen Öffnungen, zusätzliche Rückhaltevorrichtungen, Relevanz eines Druckaufbaus unter der Transporthülle gemäß Abschnitt 2.1.4 etc.). Da diese Prozesse nicht direkt mit dem Thema Freistrahlsausbildung zu tun haben, werden sie in diesem Projekt nicht weiter betrachtet.

Von besonderem Interesse ist in diesem Vorhaben, ob sich der verbleibende, durch die Einschuss-Öffnung in der Transporthülle gegenüber dem unbeeinflussten Freistrahls reduzierte Freistrahls vereinfacht aus einem Ausschnitt des ungestörten Freistrahls an der Position der Öffnung ableiten lässt und inwieweit ein solcher vereinfachter Ansatz auch für einen partikelbeladenen Freistrahls möglich ist. Da zu dieser Fragestellung keine entsprechenden Untersuchungen bekannt sind, ist der Aspekt der Wirkung einer Lochblende auf den Freistrahls auch Gegenstand des Versuchsprogramms.

2.2.4.2 Explosionswolke

Bei der Detonation der Hohlladung entsteht eine Druckwelle, es kommt dabei und bei der Nachverbrennung der nicht bei der Detonation umgesetzten Anteile zu einer Wärmefreisetzung und durch unvollständige Verbrennungsprozesse bildet sich eine Ruß-

wolke. Als Resultat kommt es innerhalb des betroffenen Luftbereichs zu Durchmischungsvorgängen durch die Detonation, durch Auftriebseffekte und die Nachverbrennung. Bei einem Austritt des Freistrahls aus dem Behälter durch die Einschussöffnung kommt es zu Wechselwirkungen zwischen dem Freistrahls und den genannten Durchmischungsvorgängen um den Detonationsort. Solche komplexen turbulenten Wechselwirkungen können am besten durch numerische Modelle (CFD) realistisch abgebildet werden.

Für die Durchmischung und Ausbreitung von Luftbeimengungen in der Nähe des Detonationsortes ist in erster Näherung die Dimension der sich bildenden Rußwolke ein geeigneter Maßstab, um die Konzentration von den in diesen Raumbereich eindringenden luftgetragenen radioaktiven Stoffen und die damit verbundene potenzielle Inkorporation durch Inhalation an relevanten Aufpunkten abschätzen zu können. In der Vergangenheit wurden durch die GRS Versuche durchgeführt, welche eine Abschätzung der Dimensionen einer solchen Rußwolke für bestimmte Zeitpunkte ermöglicht.

3 Experimente

In diesem Vorhaben soll ein tieferes Verständnis der Physik des Ausströmens aus einem Transport- und Lagerbehälter, in den ein Hohlladungsstachel eingedrungen ist, sowie der Bildung eines mit Partikeln beladenen instationären Freistrahls im Zuge des Ausströmvorgangs erlangt werden. Darüber hinaus soll eine Grundlage an experimentellen Daten geschaffen werden, mit denen sich analytische und numerische Modelle erstellen und justieren lassen. Daher ist es, neben der Erfassung der räumlichen und zeitlichen Dimensionen des Freistrahls, wichtig den Einfluss einzelner Parameter auf das Verhalten des Freistrahls näher zu untersuchen und diese in einer statistisch signifikanten Datenmenge zu erfassen.

Bei der Konzeption des Versuchsaufbaus und den Möglichkeiten der Messtechnik wurde in diesem Vorhaben der Lehrstuhl für Fluidmechanik der Fakultät für Bio- und Chemieingenieurwesen an der TU Dortmund mit eingebunden. In den Laboren der TU Dortmund wurden von Mitarbeitern dieses Lehrstuhls, mit denen laufend Änderungen und Verbesserungen am Aufbau und an den Messungen besprochen wurden, auch die Experimente durchgeführt. Eine detailliertere Darstellung des Messaufbaus und der konkreten Vorgehensweise während der Durchführung der Versuche ist in dem Bericht der TU Dortmund /TUD 22/ zu finden, welcher diesem Bericht als Anhang beigelegt ist.

3.1 Messgrößen und Randbedingungen

Innerhalb eines einzelnen experimentellen Vorhabens wie diesem können zwar nicht alle Aspekte eines komplexen physikalischen Prozesses zur Gänze untersucht und erfasst werden, jedoch kann der Zielsetzung trotzdem entsprochen werden, indem eine sorgsame Konzeption des Versuchsaufbaus und Auswahl der relevanten Messgrößen erfolgt. In diesem Vorhaben steht dabei insbesondere die Schaffung einer experimentellen Grundlage für weiterführende numerische Berechnungen im Fokus.

Bei der Auswahl der Messgrößen muss zunächst unterschieden werden zwischen den Messgrößen, welche generell interessant sind und den Messgrößen welche absolut notwendig sind. Außerdem muss unterschieden werden zwischen den Messgrößen, die sich tatsächlich erfassen lassen, und jenen, welche innerhalb des potenziellen Versuchsaufbaus nur sehr schwer oder eventuell gar nicht messbar sind.

Zur Beschreibung eines klassischen Gas-Freistrahls sind, wie in Abschnitt 2.2.3 näher erläutert, neben den Eigenschaften des Gases die Austritts-Geschwindigkeit und deren zeitlicher Verlauf entscheidende Parameter. Da sowohl die räumliche Verteilung als auch die zeitliche Entwicklung der Freistrahls-Geschwindigkeit von Relevanz sind, handelt es sich um ein zeitabhängiges Geschwindigkeitsfeld, das es zu erfassen gilt.

Bei der Beschreibung eines partikelbeladenen Freistrahls kommen, wie in Abschnitt 2.2.3 bereits näher erläutert, einige andere entscheidende Parameter hinzu. Der Massenstrom der beiden Phasen des Freistrahls ist ebenso relevant wie die Partikelgrößenverteilung sowie die Dichte und Rundheit der Partikel. Als Teil des Freistrahls ist in diesem Fall zusätzlich das zeitabhängige Geschwindigkeitsfeld der Partikel zu erfassen. Dabei sind insbesondere auch die Partikelgrößenabhängigkeit des Geschwindigkeitsfeldes sowie die räumliche und zeitliche Verteilung der Partikelgrößen von Interesse.

Neben den oben aufgeführten Aspekten wäre die Erfassung des zeitabhängigen Partikelkonzentrationsfeldes, also die räumliche Verteilung und zeitliche Entwicklung der absoluten Anzahl von Partikeln mit bekannter Partikelgröße, generell interessant. Hier ergibt sich jedoch die Herausforderung, dass der zu untersuchende Freistrahls eine hohe Beladung, also eine sehr große Anzahl an Partikeln, sowie eine sehr hohe Geschwindigkeit knapp unter der Schallgeschwindigkeit hat. Dies führt dazu, dass eine sehr große Anzahl an Partikeln bzw. Datenpunkten pro Zeitabschnitt im Messvolumen sind. Bei einer theoretischen Messung aller Partikel ist daher mit sehr hohen Datenraten zu rechnen. Dazu kommt, dass es sich bei der Ausbreitung des Freistrahls um einen stark turbulenten und nicht stationären Vorgang handelt. Selbst bei einer störungsfreien Messung des Freistrahls wäre aus diesen Gründen eine gleichzeitige Erfassung aller genannten Messgrößen technisch nicht umzusetzen. Auf der Grundlage von theoretischen Betrachtungen lassen sich jedoch durch die Kombination von gemessenen Größen wie der Beladung und der Ausdehnung des Freistrahls, der Partikelgrößenverteilung sowie des Geschwindigkeitsfeldes Aussagen über die Verteilung der Partikelkonzentration treffen.

Um den Ausströmprozess beschreiben zu können, sind neben den Eigenschaften und Dimensionen des Messaufbaus und des Gases, die Temperatur und der Druck die entscheidenden Messgrößen, welche zu bestimmen sind.

Insgesamt sind daher neben den generellen Eigenschaften und Dimensionen des Messaufbaus und der Materialeigenschaften des Gases und der Partikel folgende Messgrößen relevant:

- Zeit- und Ortsabhängig
 - Partikelanzahl
 - Geschwindigkeit der einzelnen Partikel
 - Partikelgröße(n)
- Zeitabhängig
 - Druck
 - Temperatur

Die anderen Größen, welche eine Relevanz bei der Betrachtung des Freistrahls haben, können aus diesen einzelnen Messgrößen berechnet werden. So kann die Partikelgrößenverteilung durch das Aufsummieren der Anzahl an Partikeln einer Partikelgrößenklasse innerhalb eines bestimmten Volumens und Zeitintervalls bestimmt werden. Das zeit- und partikelgrößenabhängige Geschwindigkeitsfeld kann durch Kombination der vier oben aufgeführten Aspekte bestimmt werden. Die räumlichen Dimensionen beziehungsweise die Reichweite eines Freistrahls kann dann wiederum auf Basis des Geschwindigkeitsfeldes bestimmt werden.

Bei den räumlichen Dimensionen des Freistrahls müsste für eine Definition der Weite und der Ränder des Freistrahls bestimmte Kriterien etabliert werden. Üblicherweise wird hier eine relative Reduzierung der Geschwindigkeit auf 1 % der maximalen Geschwindigkeit als Kriterium verwendet. Für den Anwendungsbereich der Untersuchungen wird jedoch als Untergrenze eine Freistrahlgeschwindigkeit von 1 m/s gewählt, die den Übergang zu sehr niedrigen Windverhältnissen charakterisiert und daher ein geeigneteres Kriterium zur Definition der Ausdehnung des Freistrahls darstellt. Um Messergebnisse zu verwenden, welche sich mit Literaturdaten vergleichen lassen, werden im Rahmen der Auswertung vor allem die in Abschnitt 2.2.3 bereits eingeführten Werte der Halbwertsbreite bzw. Streurate und der Abbaukonstante verwendet. Aus diesen Werten lassen sich die Dimensionen des Freistrahls ableiten, so dass ein Öffnungswinkel und eine Reichweite definiert werden können.

3.2 Versuchsmatrix

Die entscheidenden Messgrößen zur Beschreibung des Freistrahls wurden im vorherigen Unterabschnitt aufgeführt. Für jede mögliche Variation der Versuchsparameter müssen demnach, neben den generellen Eigenschaften und Dimensionen des Messaufbaus, des Gases und der Partikel, der Druck und die Temperatur im Versuchskessel, welcher den Behälter repräsentiert, gemessen werden. Außerdem muss an den örtlich und räumlich bekannten Messpunkten die Größe und Geschwindigkeit der Partikel bestimmt werden.

Da in diesem Vorhaben die bestehenden Kenntnislücken im Bezug zu einem partikelbeladenen Freistrahls gefüllt werden sollen, steht ebendiese Beladung mit Partikeln im Vordergrund der Betrachtungen. Um einen instationären partikelbeladenen Freistrahls auch dann mittels eines analytischen oder numerischen Modells zuverlässig beschreiben zu können, wenn dieser zum Experiment abweichende Eingangsparameter hat, sind Variationen der relevantesten Eingangsparameter notwendig. Neben dem Vergleich zwischen einem reinen Gas-Freistrahls und einem mit Partikeln beladenen Freistrahls wurden dabei der Massenanteil der partikulären Phase an der Mehrphasenströmung, was auch als die Beladung des Freistrahls mit Partikeln bezeichnet wird, sowie die Dichte der Partikel ρ als zu variierende Parameter identifiziert. Um den Effekt einer Variation möglichst gut erfassen zu können sollte immer nur ein einzelner Parameter variiert werden und die anderen Parameter möglichst konstant gehalten werden.

Wie in der Einleitung in Abschnitt 1 aufgeführt, soll in diesem Vorhaben das mögliche Ausströmen eines mit Partikeln beladenen Gases aus einem durch eine panzerbrechende Waffe beschädigten TLB in die offene Umgebung besser verstanden werden. Bei einer Anwendung der hieraus resultierenden Erkenntnisse in der Realität ist jedoch zu beachten, dass oft keine offene Umgebung vorliegt, sondern Objekte den Ausströmprozess und die Bildung des Freistrahls beeinflussen können. Ein mögliches Szenario ist dabei eine vor dem TLB befindliche Hülle, welche ebenfalls durch die panzerbrechende Waffe beschädigt wurde und dementsprechend ein Loch aufweist. Wie sich ein Freistrahls verhält, der auf ein solches Objekt trifft und mit welcher Geschwindigkeit und Partikelverteilung ein Ausströmen aus dem Loch dieses Objektes erfolgt, ist interessant für die Übertragbarkeit der Erkenntnisse des Vorhabens auf reale Szenarien. Daher wird neben den Variationen der Dichte der Partikel ρ und der Beladung eine zusätzliche Variation des Messaufbaus durchgeführt. Dabei wird eine Lochblende vor der Rohröffnung in die Achse des Ausströmvorgangs platziert.

Damit ergeben sich insgesamt fünf verschiedene Versuchsreihen. Zunächst die Versuche, bei denen der Gas-Freistrahler vermessen wird. Anschließend werden Partikel in das Behältergas dosiert, so dass ein partikelbeladener Freistrahler beobachtet werden kann (Referenzversuche). Mit einem solchen partikelbeladenen Freistrahler wird dann in einer Versuchsreihe die Dichte der Partikel ρ variiert, in einer Versuchsreihe die Beladung variiert und in einer Versuchsreihe eine Lochblende in die Strahlachse platziert. In der folgenden Tab. 3.1 sind die fünf genannten und durchgeführten Versuchsreihen mit den variierten Parametern aufgeführt. Die Wahl der Parameter orientiert sich an den in Abschnitt 2.1.4 genannten möglichen Größenbereichen der Parameter und der technischen Umsetzbarkeit. Alle Versuche wurden mit einem anfänglichen Fülldruck von etwa 1,5 bar durchgeführt. Die Anfangstemperatur des Gases ergab sich aus der Labortemperatur und dem Verlauf des Befüllvorgangs.

Tab. 3.1 Übersicht über die fünf Versuchsreihen mit den Variationen der Parameter. In Klammern sind die im Zuge der Auswertung ermittelten, von der Planung abweichenden Parameterwerte angegeben.

Bezeichnung	Gas	Dichte ρ [kg/m ³]	Beladung [g/l]	Lochblende
Ohne Partikel (Helium)	He	-	-	-
Normal (Partikel)	He	2500	0,1	-
Beladung	He	2500	0,3	-
Dichte	He	4000	0,1 (0,25)	-
Lochblende	He	2500	0,1 (0,14)	in 300 mm Abstand

3.3 Versuchsaufbau

Wie in den beiden vorherigen Abschnitten aufgeführt und erläutert, sollten als Messgrößen neben den generellen Eigenschaften und Dimensionen des Messaufbaus, des Gases und der Partikel, der Druck und die Temperatur im Kessel sowie an den örtlich und räumlich bekannten Messpunkten die Größe und Geschwindigkeit der Partikel bestimmt werden. Es sollte ein reiner Gas-Freistrahler und ein partikelbeladener Freistrahler vermessen werden und es sollte eine Parametervariation hinsichtlich der Dichte der Partikel ρ und der Partikelbeladung des Freistrahlers durchgeführt werden. Darüber hin-

aus war eine Versuchsreihe mit einer in der Strahlachse platzierten Lochblende geplant.

Zur Durchführung von Versuchen, bei denen diese Messwerte bestimmt werden können und eine Variation der aufgeführten Parameter umgesetzt werden kann, ist eine entsprechende Instrumentierung notwendig.

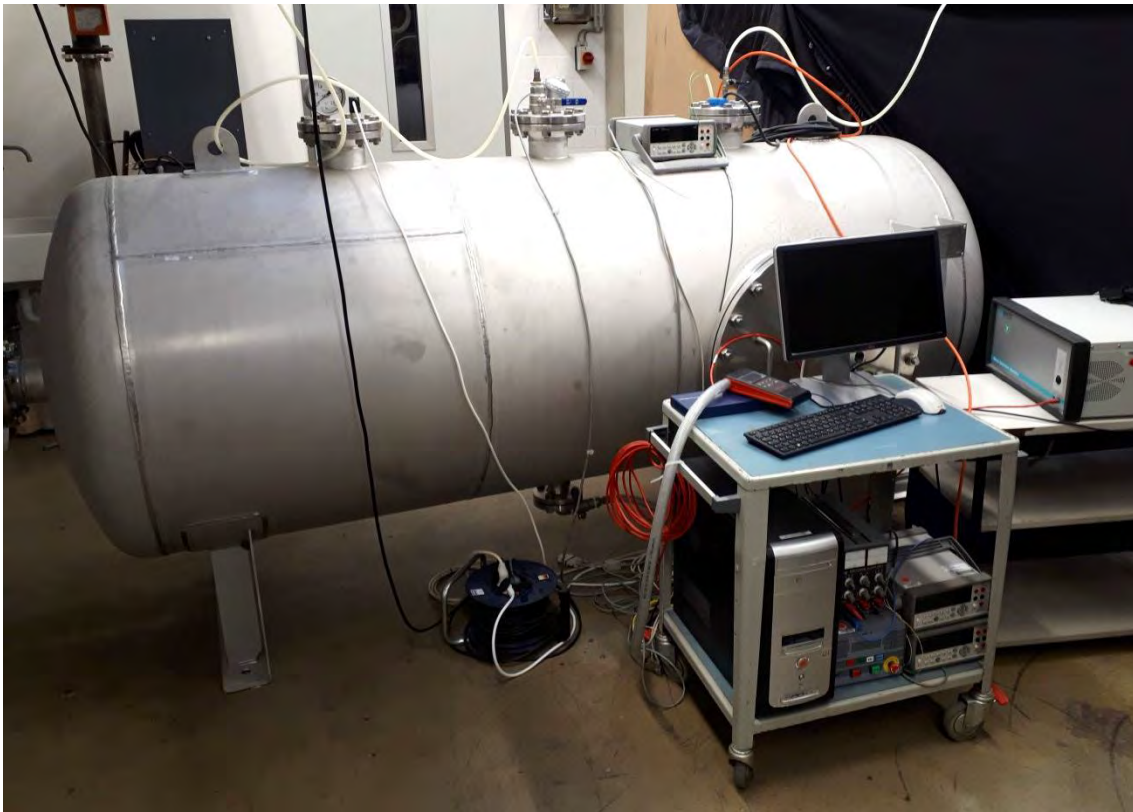


Abb. 3.1 Aufbau des Versuchstandes rund um den aufgebauten Kessel mit den Verkabelungen für die Sensoren sowie den Computern und technischen Messsystemen, welche nicht im Messbereich selbst liegen

Der Grundaufbau der aus diesen Anforderungen entwickelten Versuche besteht aus einem Kessel, dessen Dimensionierung sich an den in Abschnitt 2.1.4 aufgeführten typischen Randbedingungen orientieren. In diesem Kessel befindet sich unter Überdruck das typische Behältergas Helium, in das nach Bedarf Partikel dosiert werden können. Ausströmen kann das Gas aus einem, entsprechend den zuvor schon einbezogenen Überlegungen aus Abschnitt 2.1.4, langen Rohr, welches sich nahezu instantan öffnen lässt. Außerhalb des Behälters erfolgt die Vermessung des Freistrahls hinsichtlich Geschwindigkeit und Größe der Partikel an bestimmten Messpunkten. Dieser Grundaufbau ist in den Abb. 3.1 und Abb. 3.2 dargestellt.

In den folgenden Unterabschnitten sind die wichtigsten Aufbauten und Messinstrumente aufgeführt. Darüber hinaus ist eine detaillierte Darstellung der Instrumentierung in dem Bericht der TU Dortmund /TUD 22/ zu finden, welcher diesem Bericht als Anhang beigefügt ist.

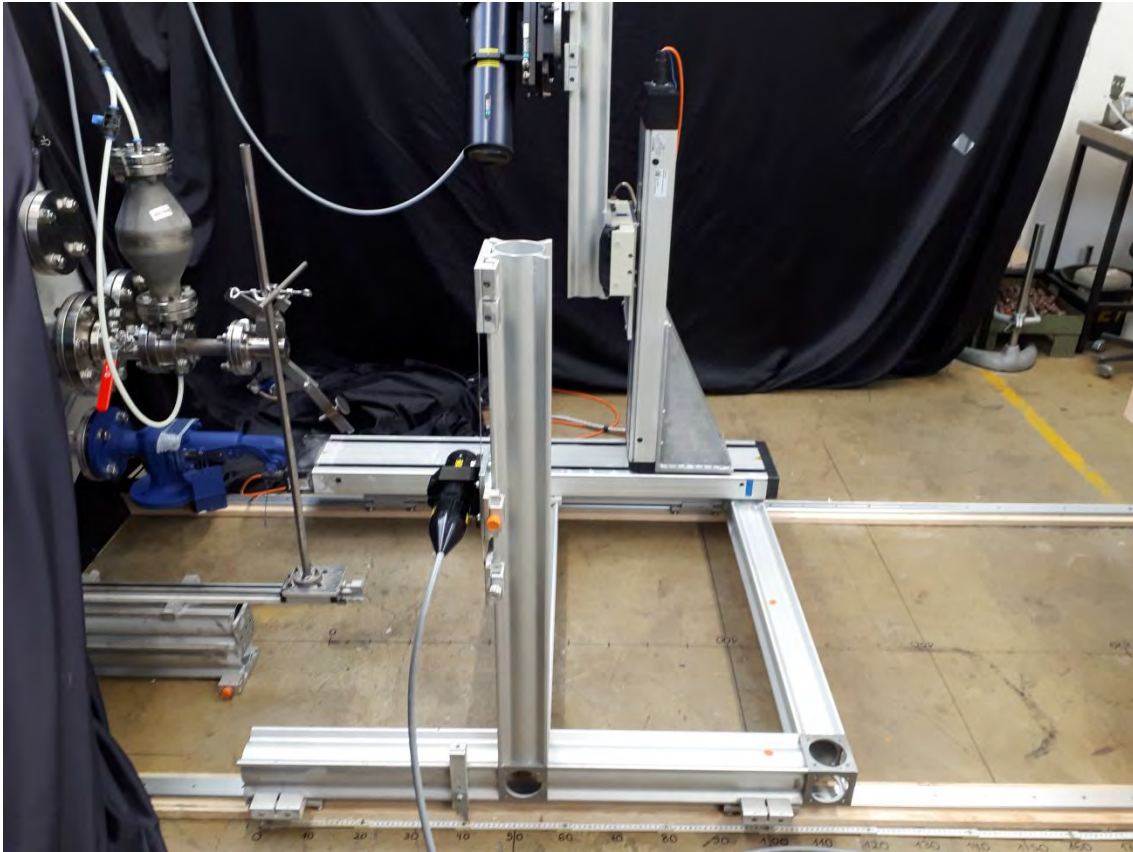


Abb. 3.2 Aufbau des Versuchstandes im Messbereich mit dem Auslassrohr, der Dosiervorrichtung, dem Öffnungsmechanismus und dem Phasen-Doppler-Anemometer

3.3.1 Kessel

Da in diesem Vorhaben das Ausströmen aus einem Transport- und Lagerbehälter untersucht werden soll, bildet der Kessel den wichtigsten Teil des Versuchsaufbaus. Bei der Dimensionierung wurde sich an den in Abschnitt 2.1.4 aufgeführten typischen Randbedingungen orientiert.

In Abb. 3.3 ist der Kessel schematisch dargestellt und die wichtigsten Komponenten mit Abkürzungen versehen. Der Kessel (E-2) ist ein aus Edelstahl gefertigter Druckkessel mit einem Volumen von 2,085 m³ und einem ausgelegten Betriebsdruck von maximal 3 bar. Gefüllt wird der Kessel mit einer 50 L Helium-4.6-Druckgasflasche

(E-1), welches sich über ein Ventil regulieren lässt. Im oberen Teil des Kessels befinden sich die Zugänge für die Messtechnik, wie dem Helium-Sensor, dem Temperaturmessgerät und dem Druckmessgerät. In der Zeichnung in Abb. 3.3 ist der das Auslassrohr und das System zur Partikeldosierung auf der rechten Seite zu erkennen. Neben dem 400 mm langen Rohr und dem Öffnungsmechanismus befindet sich dort der Behälter zur Partikeldosierung (E-3).

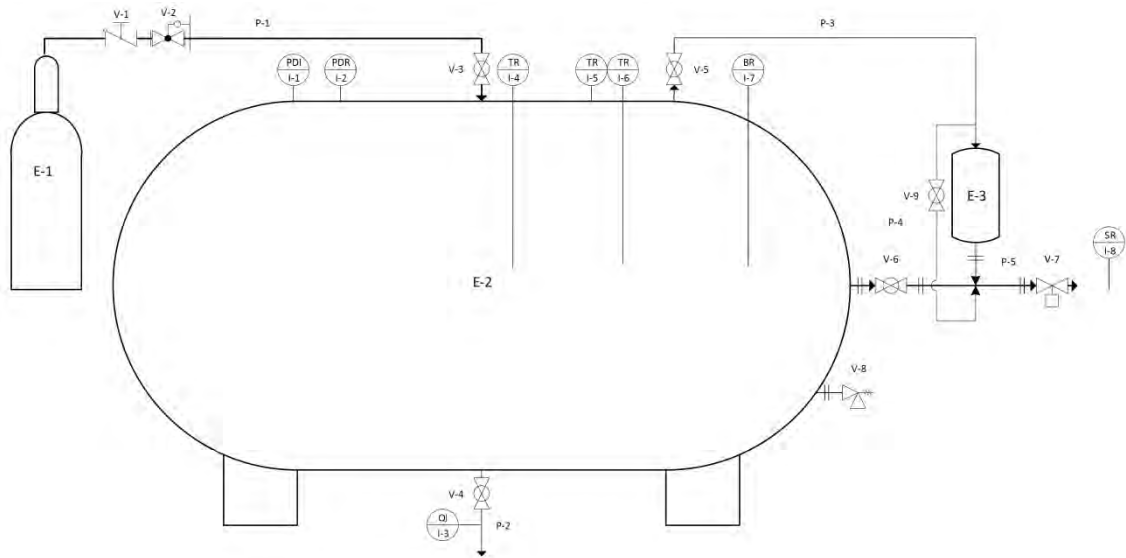


Abb. 3.3 Technische Zeichnung des Kessels mit den die wichtigsten Komponenten und Abkürzungen /TUD 22/

Der Auslass des Kessels befindet sich am Ende des 400 mm langen Rohres, welches einen Innendurchmesser von 25 mm hat, in Form eines Kugelhahns. Da bei den Messungen auch die ersten Sekundenbruchteile eine hohe Relevanz besitzen, muss eine möglichst schlagartige Öffnung dieses Kugelhahns realisiert werden können. Dazu wurde an der TU Dortmund ein Öffnungsmechanismus konstruiert, welcher reproduzierbar innerhalb von 34 ± 1 ms eine vollständige Öffnung des Rohres umsetzen kann. Die Öffnung des Rohres erfolgt dabei ferngesteuert. Dieser Öffnungsmechanismus ist in der folgenden Abb. 3.4 dargestellt.

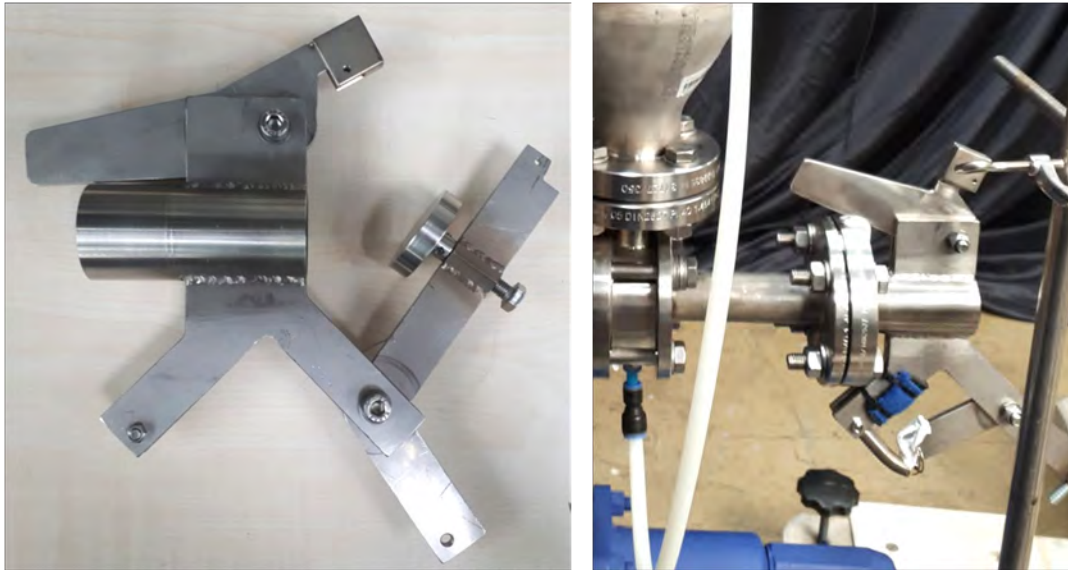


Abb. 3.4 Bilder des an der TU Dortmund konstruierten Öffnungsmechanismus

Um auch Versuche mit einem partikelbeladenen Freistrahlführen zu können, ist am Rohr beziehungsweise über dem Rohr eine Partikeldosierung montiert, welche an der TU Dortmund angefertigt wurde. In Abb. Abb. 3.5 ist der entsprechende Aufbau aufgeführt. Die Dosiervorrichtung, welche im Detail in Abb. 3.6 gezeigt ist, besteht aus einem ringförmigen Auslass mit 16 Bohrungen, aus denen die Partikel innerhalb des Rohres in den Gasstrom eintreten können. Der auf dieser Vorrichtung montierte Partikelbehälter ist mit dem Kesselinnendruck verbunden. Dadurch, dass diese beiden Bereiche gekoppelt sind, kann eine über den Ausströmvorgang konstante und reproduzierbare Beladung gewährleistet werden.



Abb. 3.5 Übersichtszzeichnung des montierten Auslassrohrs mit Dosiervorrichtung und Befestigungen

Wie in Abb. 3.5 zu sehen ist, wurde alle Befestigungen mit Flanschen vorgenommen, so dass möglichst gasdichte Verbindungen bestehen. Für eine manuelle Flutung und aus Sicherheitsgründen wurde ein Kugelhahn am Auslass montiert. Dahinter ist dann der Dosierring als Bestandteil des Rohres (siehe Abb. 3.6) mit einer Entfernung von 165 mm zum Kesselvolumen angebracht. Dahinter folgt das Rohrstück und schließlich der von der TU Dortmund konstruierte Öffnungsmechanismus.

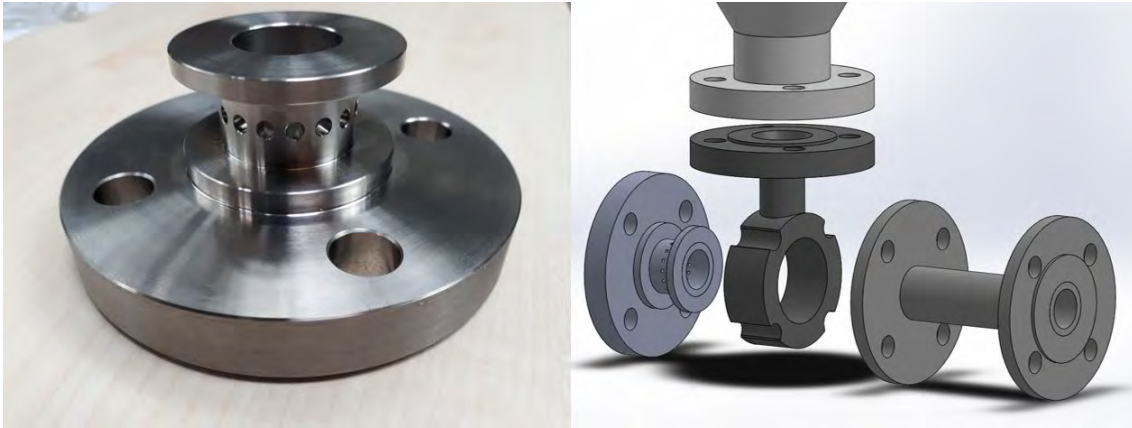


Abb. 3.6 Bild sowie technische Zeichnung des Dosierrings, mit dem Partikel in das Auslassrohr hineingegeben werden können /TUD 22/

3.3.2 Messinstrumente

Um die in Abschnitt 3.1 identifizierten Messgrößen zu erfassen, werden unterschiedliche Messinstrumente benötigt. Die entscheidenden Messtechniken sind dabei das Laser-Doppler-Anemometer (LDA), welches in Abschnitt 3.3.2.2 erläutert wird, und insbesondere das Phasen-Doppler-Anemometer (PDA), welches in Abschnitt 3.3.2.3 erläutert wird. Mit dem PDA lassen sich alle für die spätere Auswertung als entscheidend identifizierten Messgrößen ermitteln.

Um eine qualitative Erfassung des Freistrahls zu realisieren, werden außerdem noch das Schlierenverfahren sowie eine bildliche Erfassung mit einer Hochgeschwindigkeitskamera herangezogen. Das Schlierenverfahren ist in Abschnitt 3.3.2.1 näher erläutert.

Die verwendete Hochgeschwindigkeitskamera ist vom Typ „Motion Pro Y8“ des Herstellers Imaging Solutions GmbH und verfügt über einen Arbeitsspeicher von 8 GB und kann abhängig von der Bildgröße bis zu 80.000 Bilder pro Sekunde aufnehmen. Diese Kamera wird neben der bildlichen Erfassung des Freistrahls auch im Rahmen des Schlierenverfahrens verwendet.

3.3.2.1 Schlierenverfahren

Das Schlierenverfahren ist ein berührungsloses optisches Messverfahren, bei der örtliche Variationen des Brechungsindex aufgrund von Dichteunterschieden abgebildet werden. Für die meisten Gase, wie etwa Luft und Helium, besteht ein linearer Zusam-

menhang zwischen der Dichte und dem Brechungsindex. Wenn parallele Lichtstrahlen durch unterschiedliche Gase verlaufen, erhalten diese gemäß dem Fermat'schen Prinzip daher durch den unterschiedlichen Brechungsindex einen Gangunterschied. Dieser Umstand wird beim Schlierenverfahren ausgenutzt.

Beim Schlierenverfahren wird das Messvolumen mit parallelen Lichtstrahlen bestrahlt. Wenn eine heterogene Dichteverteilung im Messvolumen vorliegt, so erhalten die verschiedenen Lichtstrahlen einen vom Brechungsindex abhängigen Gangunterschied zueinander. Dieser Gangunterschied kann auf einem Schirm dargestellt werden. Um die Auflösung und Empfindlichkeit der Messung zu erhöhen kann eine Kante oder eine Spaltblende vor dem Schirm angebracht werden. So können die Strahlen, welche durch bestimmte Dichtegradienten verlaufen, auf dem Schirm gefiltert werden, was den Kontrast und die Auflösung deutlich erhöhen. In diesem Vorhaben wurde ein Schlierenverfahren in einer Z-Anordnung verwendet, wie es schematisch in Abb. 3.7 dargestellt ist. Mit diesem Aufbau soll realisiert werden, dass die von der Lampe emittierten Lichtstrahlen möglichst parallel durch das Messvolumen laufen und sich so die Dichtegradienten möglichst gut bestimmen lassen können.

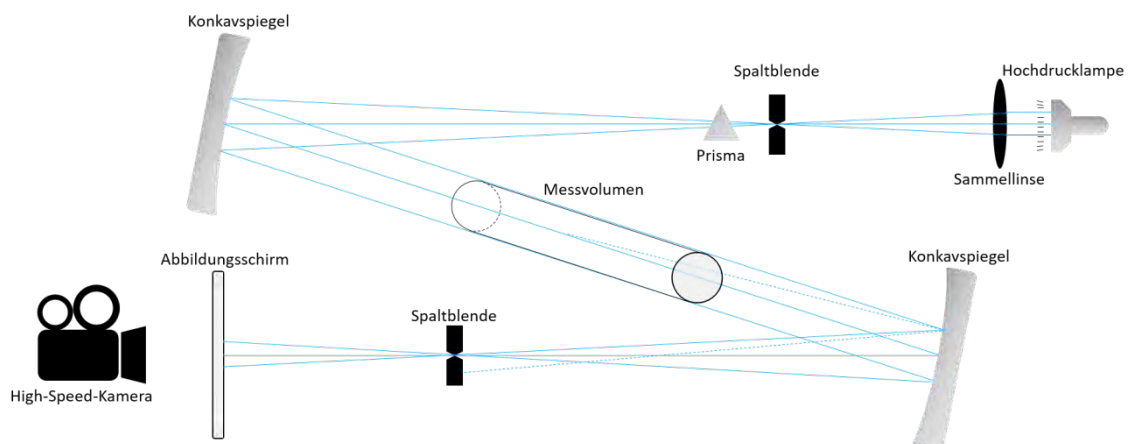


Abb. 3.7 Schematische Darstellung des Aufbaus beim Schlierenverfahren in einer Z-Anordnung, wie sie für die Versuche verwendet wurde /TUD 22/

Wie in Abb. 3.7 schematisch und in Abb. 3.8 als Fotografie dargestellt, werden mit einer Hochdrucklampe in horizontaler Richtung Lichtstrahlen emittiert, welche anschließend eine Sammellinse, eine Spaltblende sowie ein Prisma, mit dem das Licht in verschiedenen Wellenlängen aufgeteilt wird, durchlaufen. Da der Brechungsindex des Lichts wellenlängenabhängig ist, kann hierdurch die Auflösung verbessert werden. Das Messvolumen befindet sich zwischen den beiden Konkavspiegeln. Vom zweiten Konkavspiegel verlaufen die Lichtstrahlen erneut durch eine Spaltblende und schließlich

auf einen transparenten Abbildungsschirm, auf dem diese mit einer Hochgeschwindigkeitskamera erfasst werden.

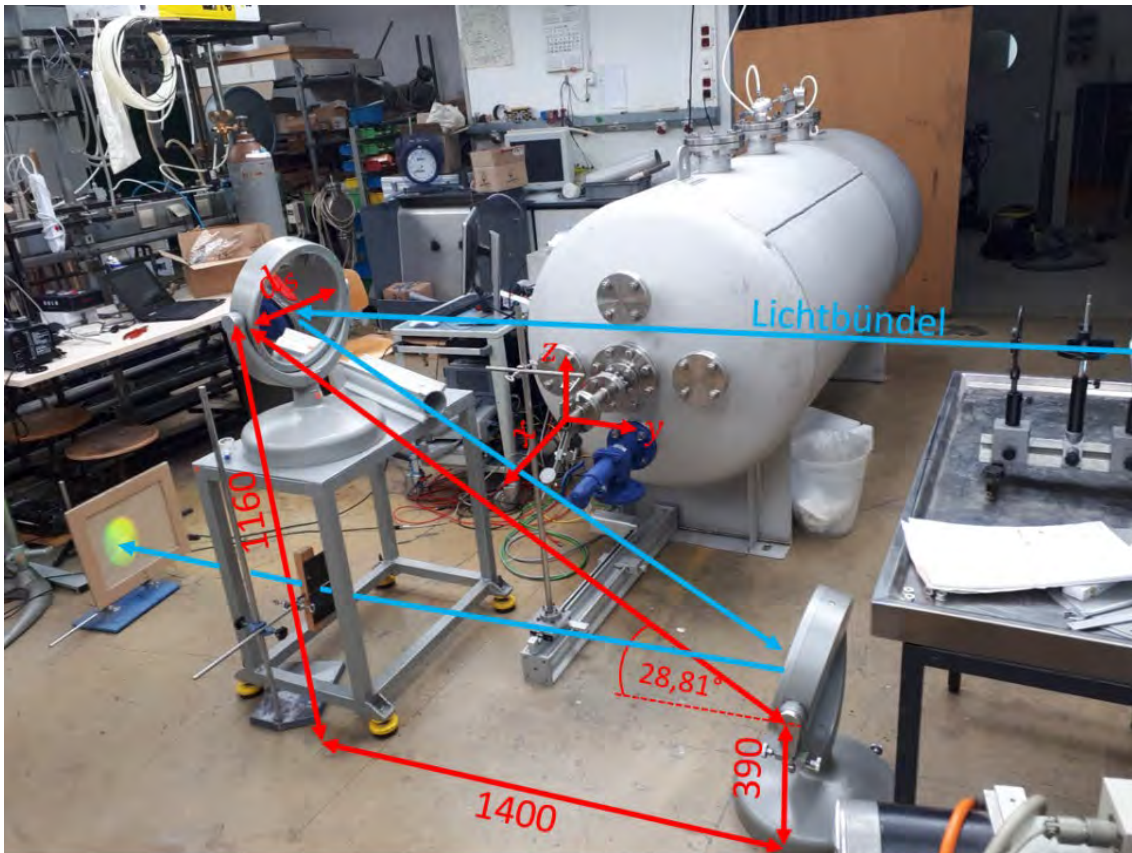


Abb. 3.8 Bild des Aufbaus der Schlierenoptik in der Anordnung mit dem Verlauf des Lichtbündels sowie den für die spätere Berechnung relevanten Winkeln /TUD 22/

3.3.2.2 Laser-Doppler-Anemometer (LDA)

Mit einem LDA können mittels eines berührungslosen optischen Messverfahrens die Geschwindigkeitskomponenten einer Fluidströmung gemessen werden. Um die Geschwindigkeit messen zu können, sind Streupartikel notwendig. Bei der optischen Messung der Partikel lässt sich über den Dopplereffekt mit der Änderung der Frequenz des am Partikel reflektierten Lichts dessen relative Geschwindigkeit bestimmen. Schematisch ist dieses Verfahren in Abb. 3.9 dargestellt.

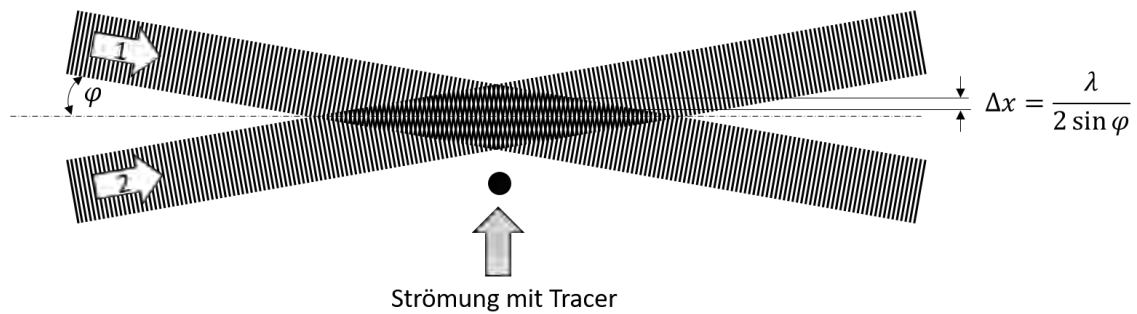


Abb. 3.9 Schematische Darstellung des Interferenzstreifenmusters beim LDA-Verfahren /TUD 22/

Die optische Messung wird mit einem monochromatischen Laser, also einem Laser welcher nur Licht einer bestimmten Wellenlänge aussendet, durchgeführt. Der Strahl des Lasers wird nach dem sogenannten Kreuzstrahlprinzip mit einem Strahlteiler in zwei Partialstrahlen aufgeteilt. Die beiden resultierenden Strahlen werden wiederum mit einer mit einer Konvexlinse gekreuzt, so dass ein Messpunkt beziehungsweise Messvolumen entsteht. Bei der Bewegung eines Partikels durch das Messvolumen ändert sich die Frequenz des Laserstrahls auf Grund des Dopplereffekts in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit dieses Partikel. Die Ausgangsfrequenz des Laserstrahls, welche bekannt ist, kann mit der detektierten Frequenz in Relation gesetzt werden, wodurch die Geschwindigkeit der Partikel ermittelt werden kann. Um die relativ kleine Verschiebung der Frequenz messen zu können, wird das zuvor erwähnte Kreuzstrahlprinzip angewandt, bei dem zwei in unterschiedliche Richtung verlaufende Partialstrahlen verwendet werden. Durch dieses Prinzip entsteht ein klareres und besser aufgelöstes Interferenzmuster im Messvolumen, welches mit Hilfe eines Photodetektors registriert und durch eine Spektralanalyse ausgewertet werden kann.

Die Ausdehnung des Messvolumens liegt typischerweise in einem Bereich von einigen Zehntelmillimetern bis zu einem Millimeter Durchmesser. Bei Partikeln im Mikrometer-Bereich, welche aufgrund ihres Folgeverhaltens der Strömung in Zeit und Raum relativ ideal folgen, kann die Fluidströmung sehr gut beschrieben werden. In Abb. 3.10 ist der in diesem Vorhaben verwendete Aufbau des LDAs dargestellt.

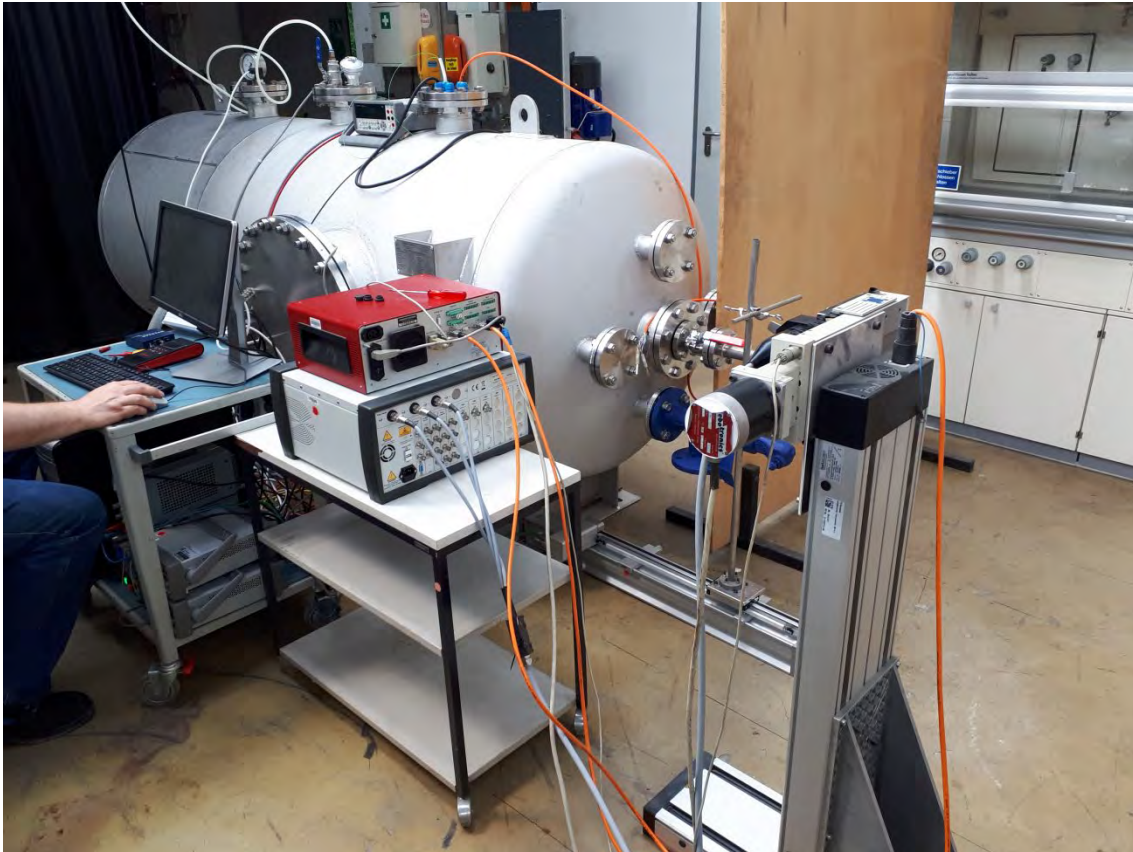


Abb. 3.10 Bild vom Aufbau der Laser-Doppler-Anemometers vor dem Auslassrohr des Kessels /TUD 22/

3.3.2.3 Phasen-Doppler-Anemometer (PDA)

Mit einem PDA können mittels eines berührungslosen optischen Messverfahrens die Geschwindigkeitskomponenten und der Durchmesser von kugelförmigen Partikeln innerhalb einer Fluidströmung gemessen werden. Um die Geschwindigkeit messen zu können, sind Streupartikel notwendig. Die Messung der Geschwindigkeit erfolgt genau wie im vorherigen Abschnitt beschriebenen LDA Verfahren über die Änderung der Frequenz des am Partikel reflektierten Laserlichts. Die Ermittlung des Durchmessers der Partikel erfolgt über die Messung einer Phasenverschiebung. Das dafür zugrunde liegende Prinzip ist schematisch in Abb. 3.11 dargestellt.

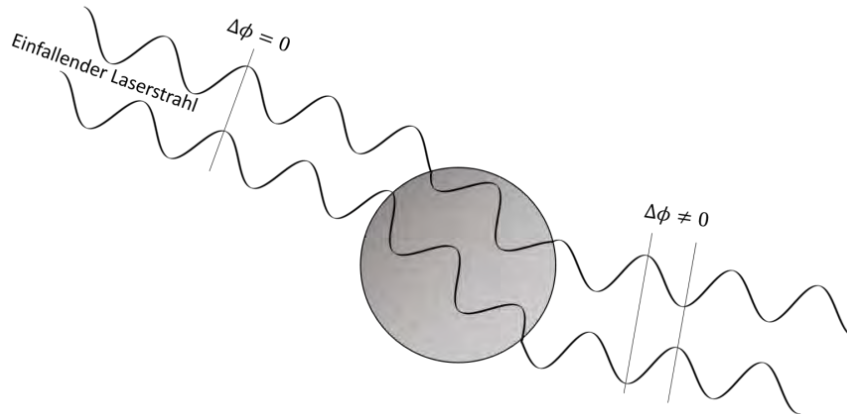


Abb. 3.11 Vereinfachte Darstellung der Phasenverschiebung bei der Lichtbeugung erster Ordnung /TUD 22/

Genau wie beim LDA wird beim PDA ein monochromatischer Laserstrahl in zwei Partialstrahlen aufgeteilt und in einem Messvolumen gekreuzt. Der Unterschied besteht darin, dass die Interferenz der beiden Partialstrahlen nicht nur mit einem Photodetektor, sondern mit mehreren gemessen wird. Bei den von den beiden Detektoren gemessenen Frequenzen, welche zur Ermittlung der Geschwindigkeit verwendet wird, besteht bei einer solchen Messung kein Unterschied, jedoch ist eine Phasenverschiebung messbar. Diese Phasenverschiebung entsteht durch die sich unterscheidenden Weglängen durch den Tracer, wodurch der Durchmesser kugelförmiger, für diesen Frequenzbereich transparenter Partikel bestimmt werden kann.

Die potenziell messbaren Partikeldurchmesser liegen im Mikrometer- bis Millimeter-Bereich. In Abb. 3.12 ist der in diesem Vorhaben verwendete Aufbau des PDAs dargestellt.

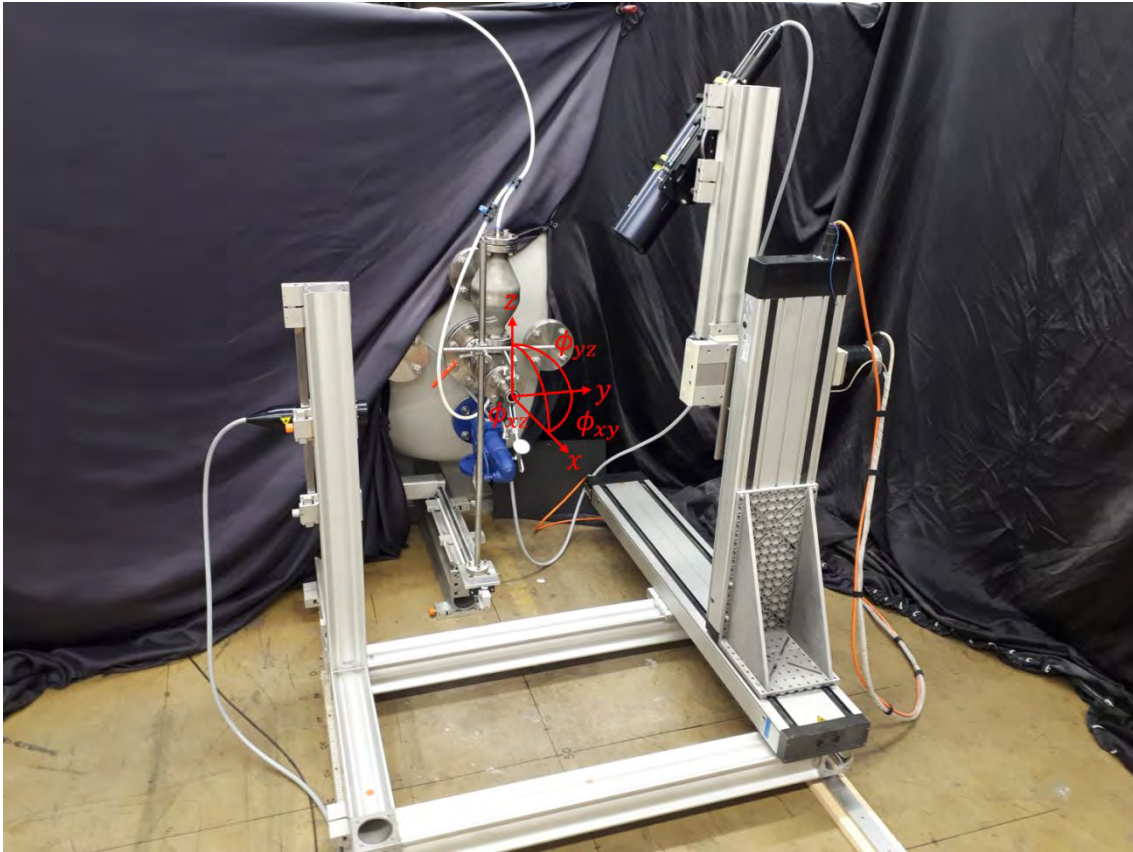


Abb. 3.12 Aufbau des PDA vor dem Auslassrohr des Kessels und einem skizzierten kartesischen Koordinatensystem, welches für die Messungen verwendet wurde /TUD 22/

3.3.3 Partikel

Für die Verwendung des vorgesehenen Messinstruments ist es wichtig, dass die verwendeten Partikel möglichst rund und transparent sind. Die physikalischen Hintergründe der Messungen mit dem PDA sind im Abschnitt 3.3.2.3 beschrieben.

Wie im Abschnitt 3.2 zur Versuchsmatrix bereits aufgeführt, ist eine der zu untersuchenden Messgrößen die Dichte der Partikel. Daher werden insgesamt zwei verschiedene Partikelsorten verwendet. Für die Versuche mit der Variation der Dichte der Partikel im Vergleich zum Referenzversuch wird eine Partikelsorte mit einer Dichte ρ von etwa 4000 kg/m^3 verwendet, während bei allen anderen Versuchen eine Partikelsorte mit einer Dichte ρ von etwa 2500 kg/m^3 verwendet wird.

Die Partikelgrößenverteilung wurde mit einem Mastersizer 3000 von Malvern Panalytical Ltd vermessen. Der Mastersizer 3000 funktioniert mit dem Prinzip der Laserbeu-

gungs-Partikelanalyse. Bei einer solchen Partikelanalyse werden dispergierte Partikelproben durch einen Laserstrahl geleitet. Durch die Partikel wird das Laserlicht abhängig von deren Größen gebeugt und die Intensitäten des Beugungsmusters lassen sich mit Sensoren erfassen.

Die standardmäßig eingesetzten Partikel sind transparente Glaskugeln aus Kalk-Natron-Glas des Typs „SiLibeads Solid Micro Glass Beads“ der Firma Sigmund Lindner GmbH verwendet worden, welche in einem geometrischen Partikelgrößenintervall von $10 \mu\text{m} \leq d_P \leq 110 \mu\text{m}$ liegen. Die Dichte dieser Partikel liegt bei etwa $\rho_P = 2500 \text{ kg/m}^3$, der Brechungsindex bei $n_P = 1,52$ und die Rundheit der Partikel wird vom Hersteller mit $> 85 \%$ angegeben. Die Partikelgrößenverteilung ist in der folgenden Abb. 3.13 dargestellt. Dabei ist zu beachten, dass hier bereits eine Umrechnung der geometrischen Partikeldurchmesser in AED durchgeführt wurde, welcher in Abschnitt 2.1.2 eingeführt wurde.

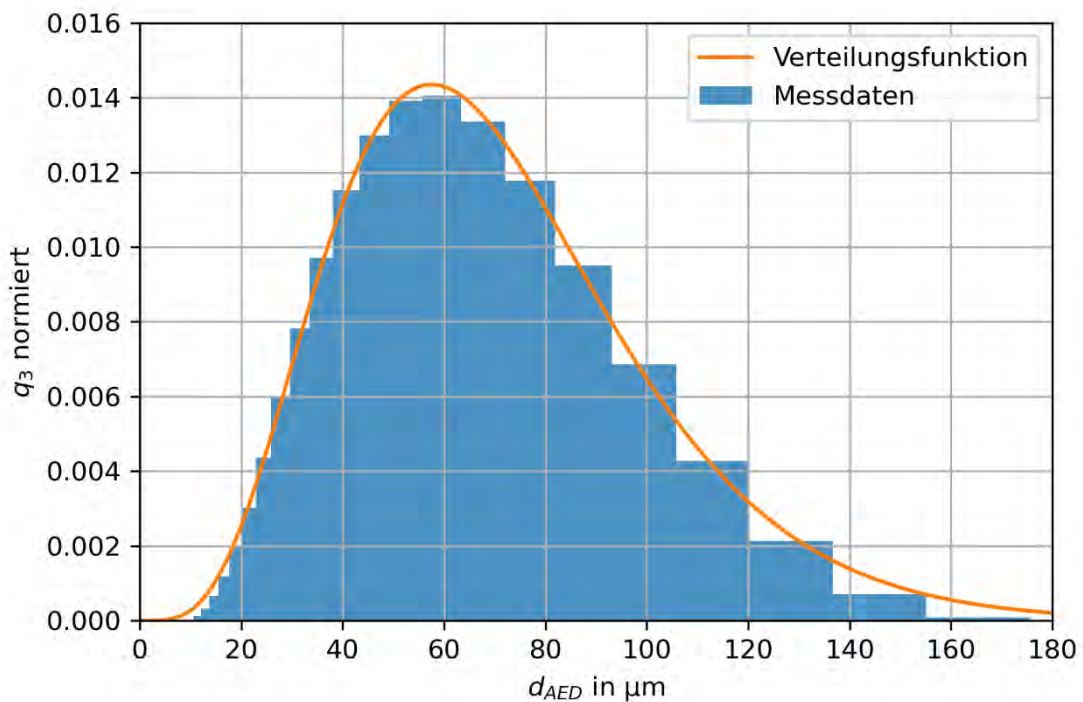


Abb. 3.13 Normierte Massenverteilung q_3 der „SiLibeads Solid Micro Glass Beads“ Partikel gemessen mit einem Mastersizer 3000© von ‚Malvern Panalytical Ltd‘

Die für die Variation der Dichte der Partikel eingesetzten Partikel sind transparente Glaskugeln aus Barium-Titanat-Glas des Typs „SiLiBeads SOLID Micro Glass Beads High Index 1,9“ der Firma Sigmund Lindner GmbH mit einer Dichte von $\rho_P = 4000-$

4400 kg/m³, einem Brechungsindex von $n_P = 1,90$ sowie einer Rundheit von $> 0,85 \%$ verwendet worden. Die Partikelgrößenverteilung wurde mit einem Mastersizer 3000 von Malvern Panalytical Ltd vermessen. Die Ergebnisse in der Form des AED sind in der folgenden Abb. 3.13 dargestellt.

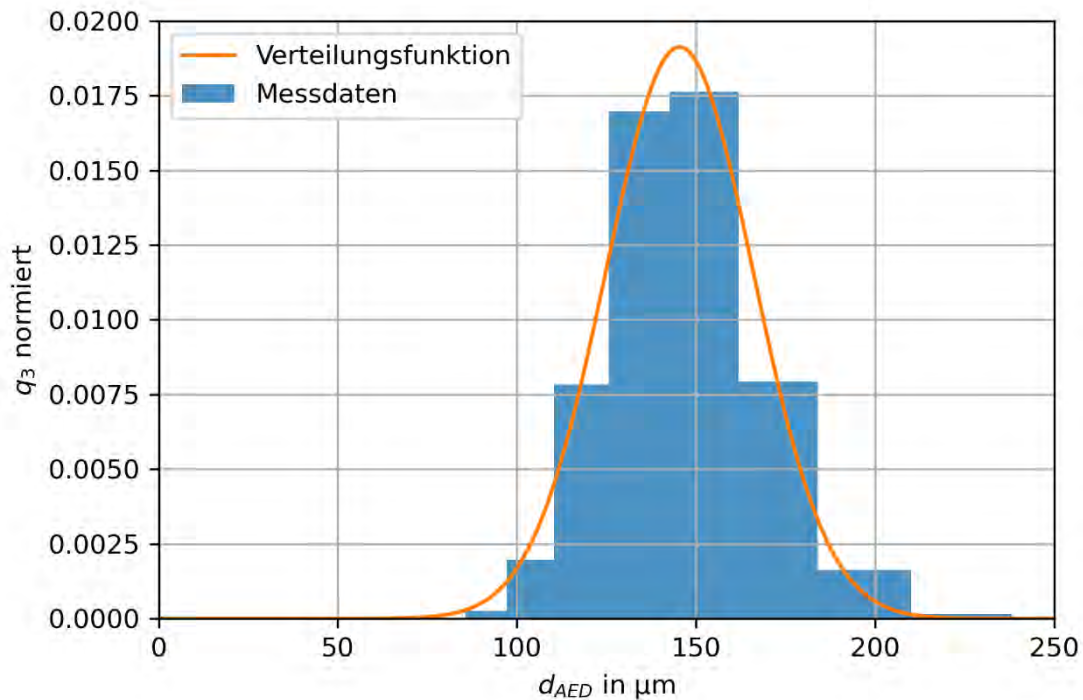


Abb. 3.14 Normierte Massenverteilung der „SiLiBeads SOLID Micro Glass Beads High Index 1,9“ Partikel gemessen mit einem Mastersizer 3000©

Eine über diese Betrachtungen hinausgehende Untersuchung der Partikeleigenschaften in dem Bericht der TU Dortmund /TUD 22/ zu finden, welcher diesem Bericht als Anhang beigefügt ist.

Um auch bei Versuchen ohne Partikelbeladung mit LDA oder PDA Messungen der Geschwindigkeit durchführen zu können, wurde in diesem Fall eine Nebelmaschine im Kessel installiert, die sehr kleine Partikel erzeugt, welche ein nahezu ideales Folgevermögen besitzen und die Strömung nicht messbar beeinflussen.

3.3.4 Lochblende

Wie im Abschnitt 3.2 zur Versuchsmatrix bereits aufgeführt, ist eine der zu untersuchenden Variationen die Vermessung des Freistrahls mit einer in die Strahlachse platzierten Lochblende. Der hierfür verwendete Aufbau ist in der Abb. 3.15 dargestellt.

Bei der verwendeten Lochblende handelt es sich um eine 5 mm dicke quadratische Aluminiumplatte mit einer Länge der Außenkanten von 600 mm und einem zentralen großen Loch mit 30 mm Durchmesser. Die Lochblende wird über mehrere Gewindestangen mit einem Abstand von 300 mm zum Auslassrohr fixiert. Die exakte Ausrichtung des Mittelpunkts der Lochblende zum Auslassrohr wurde dabei mit einem Kreuzlinienlaser überprüft und konnte mithilfe der Gewindestangen mit einer Toleranz von unter einem Millimeter eingestellt werden.

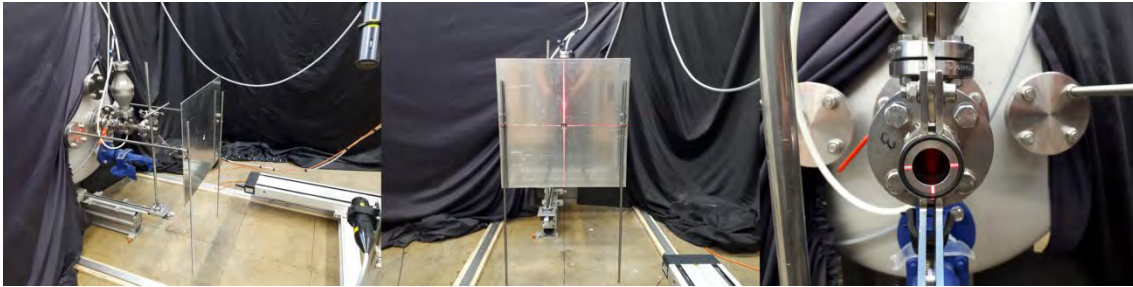


Abb. 3.15 Versuchsaufbau der im Ausbreitungsgebiet befindlichen Lochblende sowie dem Kreuzlaser, welcher für die Justierung verwendet wurde /TUD 22/

3.4 Versuchsdurchführung

Die Versuche wurden in den Laboren der TU Dortmund von Mitarbeitern des Lehrstuhls für Fluidmechanik durchgeführt. Eine detailliertere Darstellung der Durchführung der Versuche ist in dem Bericht der TU Dortmund /TUD 22/ zu finden, welcher diesem Bericht als Anhang beigefügt ist.

Im folgenden Abschnitt 4 ist eine Übersicht der Messergebnisse gegeben. Die Messpositionen und eine kurze Zusammenfassung der stattgefundenen Messungen ist darüber hinaus in den Unterabschnitten von Abschnitt 6 zu finden.

4 Messergebnisse

Wie im vorherigen Abschnitt 2.2.4 bereits aufgeführt, sind die neben den generellen Eigenschaften und Dimensionen des Messaufbaus, des Gases und der Partikel die entscheidenden Messgrößen:

- zeitabhängig
 - Druck
 - Temperatur
- zeit- und ortsabhängig
 - Geschwindigkeit
 - Partikelgröße

Die ersten beiden physikalischen Größen, Druck und Temperatur, werden, wie in Abschnitt 3.3.1 dargelegt, in den Versuchen mit unterschiedlichsten Sensoren und Messgeräten innerhalb des Kessels ermittelt. Die hierbei gemessenen Werte sind vor allem zur Überprüfung der Qualität und Reproduzierbarkeit der einzelnen Versuchsreihen nützlich. In Abschnitt 4.1 sind die im Kessel ermittelten Daten, Druck und Temperatur, dargestellt.

Die Ortsabhängigkeit der übrigen Messungen ist beim LDA und PDA begrenzt auf die Messpunkte entlang des Freistrahls, welche in Wiederholungsversuchen mit unveränderten Parametern nacheinander mit der Messapparatur bestückt wurden. Das Schlieren-Verfahren dient vor allem einer qualitativen Beschreibung des Freistrahls sowie einer Visualisierung der Dimensionen des Freistrahls. Die Ergebnisse dieser Versuche sind in Abschnitt 4.2 dargelegt. Bei den Messungen mit dem LDA wurde die Geschwindigkeit eines Freistrahls ohne Partikel ermittelt. Diese Versuche waren eine Vorbereitung für die darauffolgenden PDA-Messungen. Die Ergebnisse dieser Versuche sind in Abschnitt 4.3 dargelegt. Die Messgrößen Geschwindigkeit und Partikelgröße eines partikelbeladenen Freistrahls unter Variation verschiedener Parameter wurden im Rahmen dieses Vorhabens vorrangig mit dem PDA-Verfahren gemessen. Die Ergebnisse dieser Versuche, welche die Hauptgrundlage für die darauffolgende Auswertung und Analyse der Ergebnisse bilden, sind in Abschnitt 4.4 dargelegt. Eine qualitative Erfassung des Freistrahls hat während der PDA-Messungen darüber hinaus mit einer Hochgeschwindigkeitskamera stattgefunden. Die Ergebnisse dieser Aufnahmen sind in Abschnitt 4.5 aufgeführt.

Da die Ergebnisse der PDA-Messungen zur Analyse und Modellbildung verwendet werden, werden diese im vorliegenden Bericht genauer betrachtet und deren Auswertung detailliert dargelegt. In Tab. 4.1 ist die Anzahl der Versuche mit einer PDA-Messung für die in Abschnitt 3.2 dargelegten fünf Variationen aufgeführt. Darüber hinaus ist die Anzahl der unterschiedlichen Messpositionen aufgeführt. Es ist außerdem noch eine sechste Variation aufgeführt, da zusätzlich noch Versuche ohne Partikelbeladung mit Luft als Behältergas und feinem Nebel durchgeführt wurden. Die hierfür vorliegenden Messergebnisse wurden in der Auswertung nicht näher betrachtet, könnten aber in weiterführenden Vorhaben miteinbezogen werden.

Tab. 4.1 Überblick über die durchgeführten Versuche mit einer PDA-Messung und deren relevanten Parametern

Variation	Anzahl Versuche	Anzahl Messpositionen
Ohne Partikel (Helium)	62	46
Partikel	76	33
Dosierung	39	30
Lochblende	36	27
Dichte	34	31
Ohne Partikel (Luft)	52	47

Die folgenden Unterabschnitte geben eine Übersicht über die ermittelten Messdaten und eine Einordnung, wie diese in die Auswertung der Versuche mit einfließen. Eine Auswertung der Ergebnisse und eine Einordnung in theoretische Überlegungen erfolgt in den darauffolgenden Abschnitten 5 bis Abschnitt 8.

4.1 Kessel-Daten

Während der Versuche wurden im Kessel durch verschiedene Sensoren, welche in Abschnitt 3.3.1 beschrieben werden, Messungen durchgeführt. Die entscheidenden Messwerte sind dabei der Druck und die Temperatur. Im Folgenden sind beide Messwerte eines Versuchs zeitabhängig für den relevanten Zeitabschnitt aufgeführt.

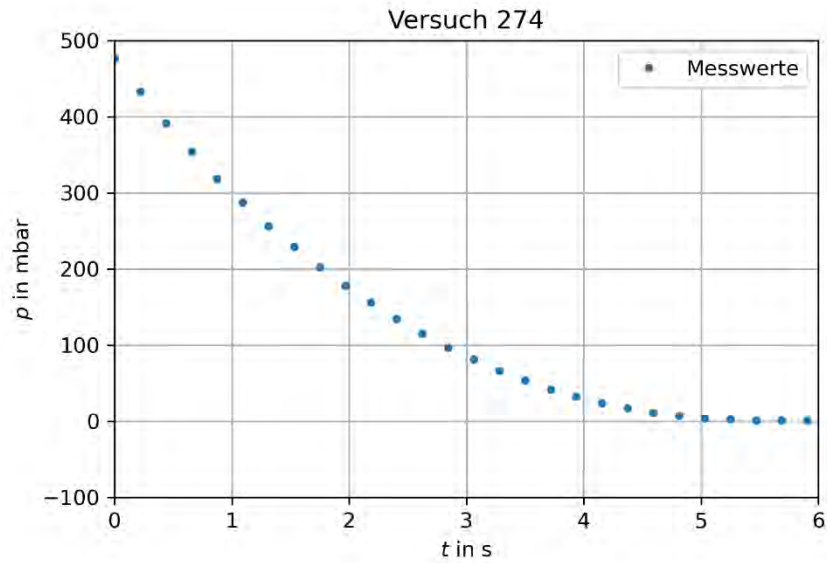


Abb. 4.1 Beispielhafte Darstellung des im Kessel gemessenen zeitabhängigen Druckverlaufs beim Versuch 274

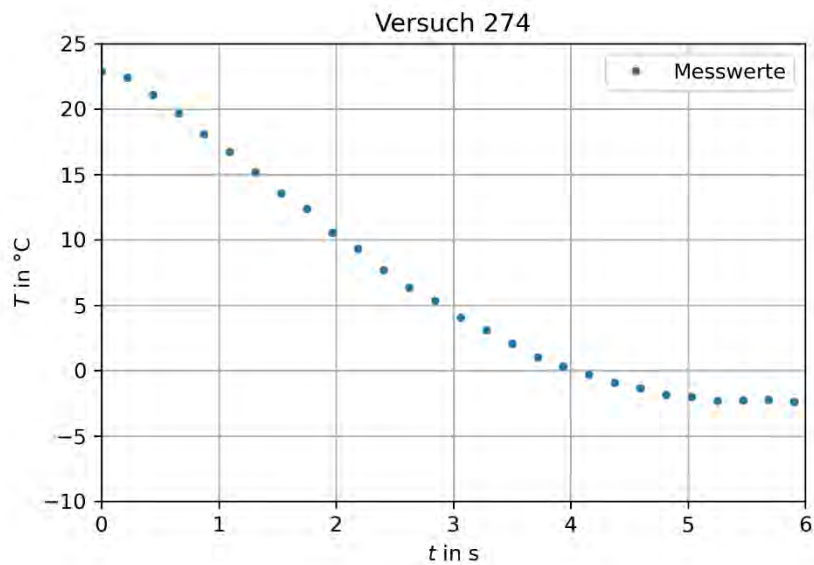


Abb. 4.2 Beispielhafte Darstellung des im Kessel gemessenen zeitabhängigen Temperaturverlaufs beim Versuch 274

Das Messen der Temperatur hat sich schwierig gestaltet, da zum einen die Trägheit der Messung bei einem nur wenige Sekunden dauernden Prozess eine Herausforderung darstellt und zum anderen bei der Temperaturmessung zwischen der Temperatur des Gases und der des umgebenden Kessels unterschieden werden muss. Für die spätere Modellierung des Freistrahls sind diese Effekte sowie generell der Tempera-

turverlauf nicht weiter entscheidend, jedoch wird im späteren Abschnitt 5 auf diese Umstände nochmal Bezug genommen.

4.2 Schlierenverfahren

Der Gas-Freistrahler wurde mit dem in Abschnitt 3.3.2.1 beschriebenen Schlierenverfahren vermessen. Mit dem Schlierenverfahren sollten die Dimensionen des erzeugten Freistrahls qualitativ abgeschätzt werden. Die Messungen wurden dabei ohne Partikel durchgeführt.

Aufgenommen wurden die Einzelbilder, wie in Abschnitt 3.3.2.1 erläutert, mit einer Hochgeschwindigkeitskamera. Um eine qualitative Auswertung vornehmen zu können, ist eine Bearbeitung der aufgenommenen Bilder notwendig. Die vorgenommenen Schritte sind in Abb. 4.3 schematisch dargestellt und werden in dem Bericht der TU Dortmund /TUD 22/, welcher diesem Bericht als Anhang beigefügt ist, ausführlicher dargelegt. Die Bilder werden aufsummiert und gemittelt, damit die Strahlkonturen trotz der stark turbulenten Prozesse erfasst werden können. Anschließend muss noch ein Drehen und Skalieren der Bilder vorgenommen werden, um die geometrischen Verzerrungen der Messbilder auszugleichen.

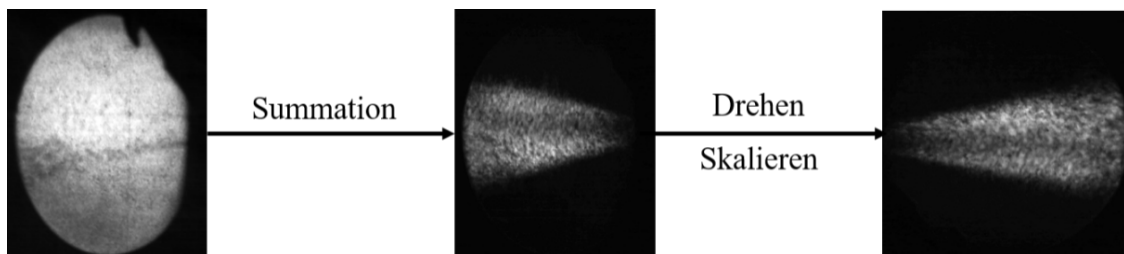


Abb. 4.3 Prozess der Bearbeitung der Schlieren-Aufnahmen zur weiteren Verwendung. Links das Bild einer Einzelaufnahme, daneben das Bild nach der Summation mehrere Einzelbilder und daneben das Bild nach einer geometrischen Anpassung /TUD 22/

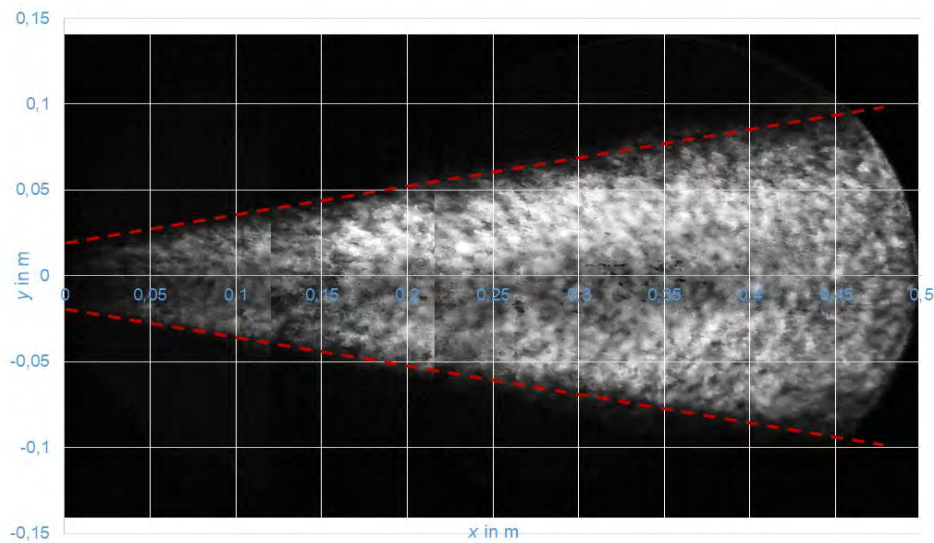


Abb. 4.4 Bearbeitetes Bild aus dem Schlierenverfahren bestehend aus drei Messungen. Mit einer rot gestrichelten Linie ist die qualitativ abgeschätzte „Grenze“ des Freistrahls abgebildet /TUD 22/

Mit den Aufnahmen des Schlierenverfahrens lassen sich die geometrischen Eigenschaften des Freistrahls, insbesondere dessen Breite und Ausbreitungswinkel, qualitativ abschätzen. Ein solches Vorgehen ist in der Abb. 4.4 dargestellt. Dort verlaufen die abgeschätzten Grenzen des Freistrahls etwa linear mit einem Winkel von ungefähr 9° zur Strahlachse.

Darüber hinaus konnte in den Versuchen mit dem Schlierenverfahren festgestellt werden, dass starke Turbulenzen vorliegen. Dies ist auch der Grafik Abb. 4.4 zu entnehmen, wo trotz einer Mittelung und Aufsummierung der Bilder Wellen und ein generelles Rauschen zu erkennen sind. Dies bedeutet, dass die Geschwindigkeit an einem bestimmten Punkt stark schwankt und sich erst durch eine Messung über einen größeren Zeitraum und in Verbindung mit Messungen an anderen Messpunkten ein Modell vom Freistrahls bilden lässt. Diese starken Schwankungen sind darüber hinaus, wie in Abschnitt 3.1 bereits angedeutet, einer der Gründe dafür, dass eine zeitabhängige Konzentrationsmessung an einem bestimmten räumlich kleinen Messpunkt nicht zielführend durchgeführt werden kann.

4.3 LDA-Daten

Das LDA-Verfahren ist in Abschnitt 3.3.2.2 beschrieben. Die LDA-Daten werden für die weitere Auswertung nicht herangezogen, da sie mit den PDA-Daten nicht ausreichend gut vergleichbar sind. Für einen Vergleich der unterschiedlichen Variationen ist es vorzuziehen PDA-Daten untereinander zu vergleichen, um systematische Unsicherheiten zwischen den Messinstrumenten und der Datenverarbeitung zu minimieren. Das LDA-Verfahren wurde nur am Anfang des Vorhabens im Rahmen der Vermessung eines Freistrahls ohne Partikel verwendet.

4.4 PDA-Daten

Das PDA-Verfahren ist in Abschnitt 3.3.2.3 näher beschrieben. Die mit dieser Methode gewonnenen Messdaten sind die Grundlage für die in diesem Vorhaben durchgeführte Auswertung und Analyse eines Freistrahls. Als Rohdaten werden einzelne Partikel erfasst, für die folgende Werte abgespeichert werden:

- Ankunftszeit
- Transit-Zeit
- Geschwindigkeit
- Phasen 1 und 2
- Durchmesser

Die Transit-Zeit und die gemessenen Phasen (siehe Abschnitt 3.3.2.3 für nähere Erläuterungen der Messweise) sind erfasste Primärdaten deren Information in der Geschwindigkeit und dem Durchmesser mit eingehen. Die im Weiteren verwendeten Daten sind daher die Ankunftszeit, die Geschwindigkeit und der Durchmesser des Partikels. Für die Auswertung ist zusätzlich der genaue Messpunkt noch relevant. Da das Messvolumen beim PDA-Verfahren ausreichend klein ist, kann dieser als ein diskreter Punkt mit einer kartesischen Koordinate beschrieben werden.

4.4.1 Methodik

Bevor in den folgenden Unterabschnitten näher erläutert wird, wie die ermittelten Messwerte des PDAs, die Geschwindigkeit der Partikel und die Partikelgrößenverteilung

lung, aussehen, werden in diesem Unterabschnitt zunächst einige generelle Anmerkungen zur Verwendung der Messdaten aufgeführt.

4.4.1.1 Auswahl der relevanten Daten

Wie in Tab. 4.1 aufgeführt, wurde eine große Anzahl an Versuchen durchgeführt. Allerdings können nicht alle Versuche verwendet werden, da bei manchen während der Durchführung bereits Fehler beobachtet wurde oder anschließend Fehler bei den Daten festgestellt wurde. Bevor der Datensatz des Versuchs in der Auswertung verwendet wird, muss daher eine Prüfung der Daten sowie ein Abgleich des Versuchs mit den Versuchsprotokollen der TU Dortmund erfolgen. Bei der Überprüfung der Daten gibt es eine Reihe von Aspekten, die dazu führen, dass die Daten des Versuchs nicht weiterverwendet werden können. Eine zu geringe Datenmenge oder ein Verlauf bzw. eine Verteilung der physikalischen Größen, welche weder den physikalischen Erwartungen noch den Beobachtungen aus den sonstigen Versuchen entspricht, stellen Kriterien dar, welche eine genauere Prüfung notwendig machen. Bei der Auswahl der zu verwendenden Versuche ist jedoch darauf zu achten, dass nach möglichst objektiven Kriterien ausgewählt wird, damit dies zu keinem Bestätigungsfehler (Confirmation bias) führt.

In den folgenden Abb. 4.5 und Abb. 4.6 sind Beispiele für Versuchsdaten aufgezeigt, welche nicht weiterverwendet werden. In der oberen Reihe der Grafik sind Beispiele von Partikelverteilungen abgebildet, bei denen zu erkennen ist, dass keine Ähnlichkeit zu einer kontinuierlichen Gamma- oder Gauß-Verteilung vorliegt und die Anzahl und Größe der Partikel stark von den zu erwartenden und ansonsten zu beobachtenden Größen abweichen. In der unteren Reihe der Grafik sind Beispiele von zeitabhängigen Geschwindigkeitsmessungen abgebildet, bei denen Verlauf oder Datenmenge nicht den Ansprüchen an die Messungen entsprechen.

In der Tab. 4.2 ist die Gesamtzahl an durchgeführten Versuchen für jede Variation sowie die Gesamtzahl an Versuchen, welche für die spätere Auswertung verwendet werden, aufgeführt.

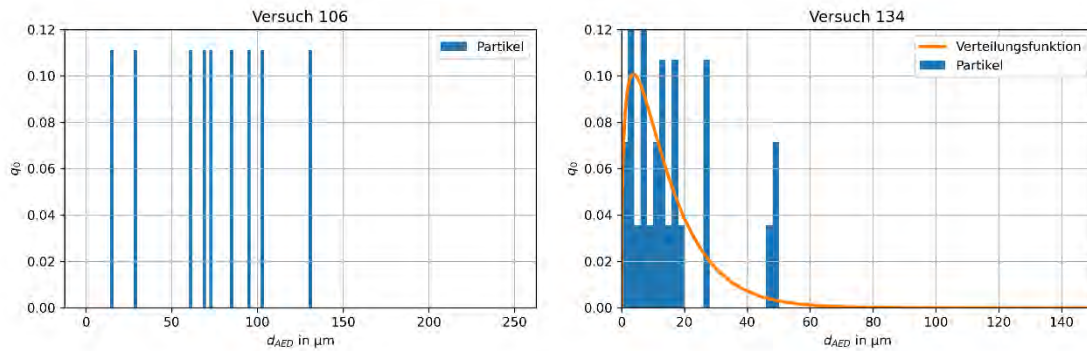


Abb. 4.5 Normierte Histogramme der Partikeldurchmesser von beispielhaften Messergebnissen, welche nicht weiterverwendet wurden, da entweder die Datenmenge zu gering war oder die gemessene Verteilung zu stark vom Erwartungswert abwich

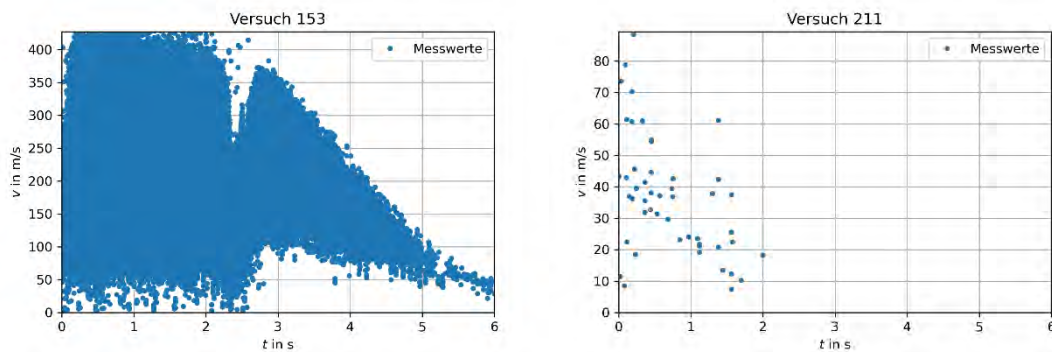


Abb. 4.6 Gemittelter und diskreter Geschwindigkeitsverlauf von beispielhaften Messergebnissen, welche nicht weiterverwendet wurden, da entweder die Datenmenge zu gering war oder der gemessene Verlauf zu stark vom theoretischen Modell abwich

Tab. 4.2 Überblick über die Anzahl an verwendeten Versuchen an der Gesamtzahl der durchgeführten Versuche mit einer PDA Messung.

Variation	Anzahl Versuche	Anzahl Positionen	Anzahl verwendete Versuche
Ohne Partikel (Helium)	62	46	59
Partikel	76	33	39
Dosierung	39	30	31
Lochblende	36	27	29
Dichte	34	31	31
Ohne Partikel (Luft)	52	47	52

4.4.1.2 Mittelung der Daten

Bei den von LDA und PDA gemessenen Daten handelt sich um stark turbulente und instationäre Vorgänge mit sehr großen Datenraten. Gerade für eine visuelle Darstellung der Ergebnisse aber auch für eine physikalische Beschreibung innerhalb eines vereinfachten Modells ist daher ein Mitteln der Daten notwendig.

Bei der Mittelung der Daten müssen jedoch stets die physikalischen Randbedingungen in die Überlegungen miteinbezogen werden. So ist bei einem Gas-Freistrahls in erster Näherung an einem zeitlich und räumlich bestimmten Messpunkt die Geschwindigkeit konstant. Eine beobachtete Schwankung um diesen Wert herum, kann daher als statistische Streuung betrachtet werden, welche durch eine Mittelung oder das Fitten eines physikalischen Modells ausgeglichen werden kann. Bei der Betrachtung eines partikelbeladenen Freistrahls wird dieser Umstand jedoch komplexer, da die Geschwindigkeit der Partikel ab einer bestimmten Partikelgröße von ebendieser Größe abhängt. Bei der Bildung eines Mittelwertes über alle Partikelgrößen würde je nach Partikelverteilung demnach die physikalische Aussagekraft der Messgröße Geschwindigkeit verloren gehen. Für kleine Partikel mit einem besonders guten Folgevermögen ist eine Gleichsetzung mit der Gasgeschwindigkeit des Freistrahls zulässig. Bei Verwendung ausreichend kleiner Partikelgrößen-Intervalle ist eine solche Vorgehensweise auch zur Beschreibung der Geschwindigkeit größerer Partikel sinnvoll.

Eine Mittelung der Daten ist für die weitere Auswertung insbesondere deshalb relevant, da für die Erstellung eines experimentellen analytischen Modells eine Eindeutigkeit der zugrundeliegenden Funktionen anzustreben ist. Einem zeitlichen und räumlich bestimmten Punkt soll demnach ein konkreter Wert zugewiesen werden können.

In der folgenden Abb. 4.8 ist beispielhaft die Vorgehensweise bei der Mittelung der Geschwindigkeits-Messdaten aufgezeigt. Dazu sind Messdaten aus dem Versuch 146 verwendet worden, welcher einer der Versuche aus der Referenz-Messreihe ist. In allen vier Grafiken ist auf der x-Achse jeweils die Zeit in Sekunden und auf der y-Achse die Geschwindigkeit in Metern pro Sekunde dargestellt. In der ersten Grafik oben links ist zunächst einmal ein zweidimensionales Histogramm der Messdaten aufgezeigt, bei der die Farbe die relative Verteilung der Messpunkte angibt. In der rechts danebenliegenden Grafik ist eine Mittelung und ein beispielhafter Fit all dieser Messpunkte aufgezeigt. Wie zuvor schon erläutert, ist eine Mittelung und ein Fit in diesem Fall physikalisch nicht weiter von Interesse, da ein partikelbeladener Freistrahls vorliegt und die

Geschwindigkeit eine Partikelgrößenabhängigkeit besitzt. Durch diese Grafik wird jedoch beispielhaft das systematische Vorgehen veranschaulicht. In der Grafik unten links wurden die Messdaten für die Partikel, welche bis zu 10 μm AED groß sind, farblich hervorgehoben. Für dieses Partikelgrößen-Intervall ist eine Mittelung physikalisch begründet, da diese Partikel zum einen ein sehr hohes Folgevermögen aufweisen, also die Eigenschaft sich annähernd wie die Gas-Strömung zu verhalten, und zum anderen das Partikelgrößen-Intervall klein genug ist, so dass die Partikel sich sehr ähnlich verhalten. Die Mittelung der Messdaten ist hierbei nur über diese Partikelgrößen erfolgt. Im Bild unten rechts sind wiederum alle erhobenen Messpunkte gleichfarbig dargestellt und darüber sind Mittelungen der Messdaten für vier verschiedene Messintervalle dargestellt. Es lässt sich erkennen, dass an dieser Messposition die Geschwindigkeiten der größeren Partikel stets niedriger sind als die der kleinen Partikel.

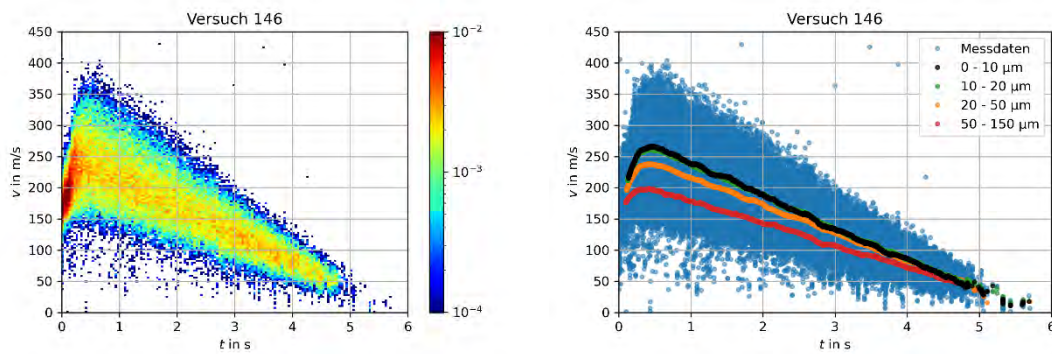


Abb. 4.7 Beispielhafte Darstellung für die Mittelung der Daten. Links sind die Rohdaten als zweidimensionales Histogramm abgebildet und rechts eine Mittelung dieser Daten für bestimmte Partikelgrößen-Intervalle

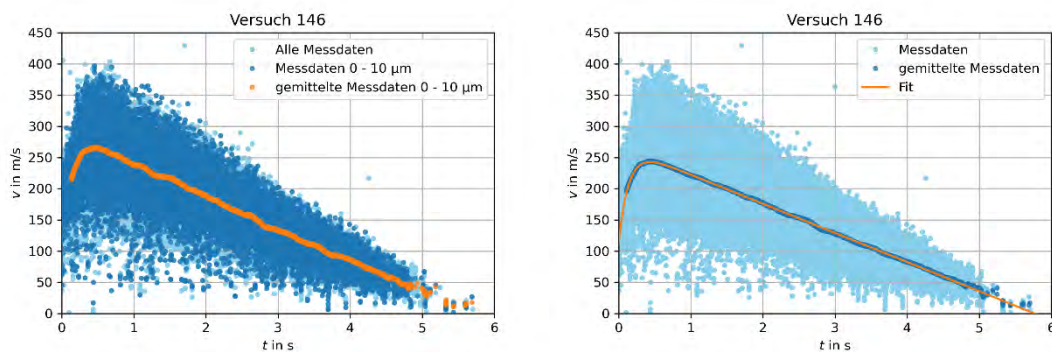


Abb. 4.8 Beispielhafte Darstellung für die Mittelung der Daten. Links sind die Daten für die Partikel bis 10 μm hervorgehoben sowie eine Mittelung aufgeführt. Rechts sind nur die Partikel bis 10 μm sowie eine Mittelung und ein Fit dieser Daten aufgeführt

4.4.1.3 Schneiden der Daten

Die Daten wurden zumeist sowohl vor dem eigentlich zu beobachtenden Vorgang als auch nach dem eigentlich relevanten Vorgang aufgenommen, weswegen einige Effekte beobachtet wurden, welche nicht Gegenstand dieses Vorhabens sind.

Bei den Druck- und Temperaturdaten, welche beide denselben Zeitstempel besitzen und daher zusammen betrachtet werden können, markiert das Abfallen vom Maximum den Beginn und das Minimum der Werte das Ende der relevanten Messdaten.

Die PDA-Daten beginnen mit der Messung des ersten Partikels, so dass kein Startpunkt definiert werden muss. Bei manchen Versuchen hat das PDA noch einige Sekunden nach Abschluss des ursprünglichen Ausströmvorgangs Daten aufgenommen, so dass auch noch Partikel beobachtet wurden, welche mit dem zu beobachtenden Prozess des Freistrahls nichts zu tun haben. Einige Partikel gelangen durch Ablenkung der Strömung an Objekten im Labor oder sonstigen Turbulenzen nach einiger Zeit wieder zum Messpunkt zurück und andere Partikel werden bei der anschließenden Entlüftung des Kessels herausgetragen. Allerdings lassen sich diese Effekte in den meisten Fällen relativ klar zeitlich voneinander trennen, so dass ein Abschneiden der Daten keine größere Herausforderung darstellt. Wenn sich die Anzahl an Partikeln ausreichend verkleinert hat, die mittlere Geschwindigkeit der Partikel gegen Null absinkt und der durchschnittliche Ausström-Zeitraum für die jeweilige Variation verstrichen ist, werden die restlichen Daten abgeschnitten.

4.4.2 Freistrahlgeschwindigkeit

Um die Ausbreitung des Freistrahls zu beschreiben, ist die Geschwindigkeit die wichtigste Messgröße. Die Geschwindigkeit wird beim PDA-Verfahren für jedes Partikel einzeln gemessen. Um auch bei Versuchen ohne Partikelbeladung mit PDA Messungen der Geschwindigkeit durchführen zu können, wurde in diesen Fällen eine Nebelmaschine im Kessel installiert, die sehr kleine Partikel (sogenannte Tracer) erzeugt, welche ein nahezu ideales Folgevermögen besitzen und die Strömung nicht messbar beeinflussen. Es kann bei diesen Versuchen daher von einem Freistrahlgas ohne Partikel gesprochen werden, obwohl kleinste Nebel-Partikel vorhanden sind. Die Geschwindigkeit der Nebel-Partikel kann daher der Gasgeschwindigkeit des Freistrahls gleichgesetzt werden. In der folgenden Abb. 4.9 ist die Geschwindigkeit des Gas-Freistrahls an einem Messpunkt beispielhaft dargestellt.

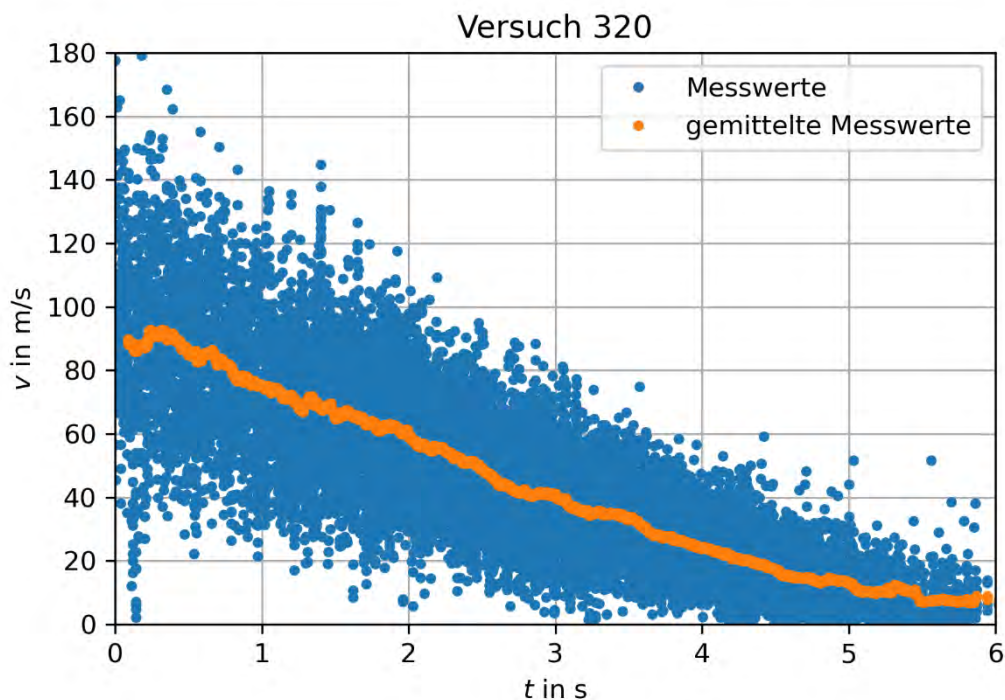


Abb. 4.9 Zeitabhängige Geschwindigkeit der im Versuch 320 gemessenen Partikel sowie eine Mittelung dieser Daten. Bei dem vorliegenden Versuch handelt es sich um einen Gas-Freistrahls an der Position (500,0) mm

Bei der Messung des partikelbeladenen Freistrahls liegt eine Partikelgrößenverteilung innerhalb des Freistrahls vor. Manche Partikel haben aufgrund der Größe (sehr kleiner AED) ein nahezu perfektes Folgevermögen, so dass deren Geschwindigkeitsfeld sich annähernd wie das Geschwindigkeitsfeld des Gases im Freistrahls verhält. Bei allen anderen Partikeln liegt eine Partikelgrößenabhängigkeit der Geschwindigkeit vor. In der folgenden Abb. 4.10 ist die Geschwindigkeit des Gas-Freistrahls an einem Messpunkt beispielhaft dargestellt, wobei alle Messwerte übereinandergelegt wurden und die Farbcodierung die relative Verteilung der Anzahl an Messwerten an diesem Punkt angibt.

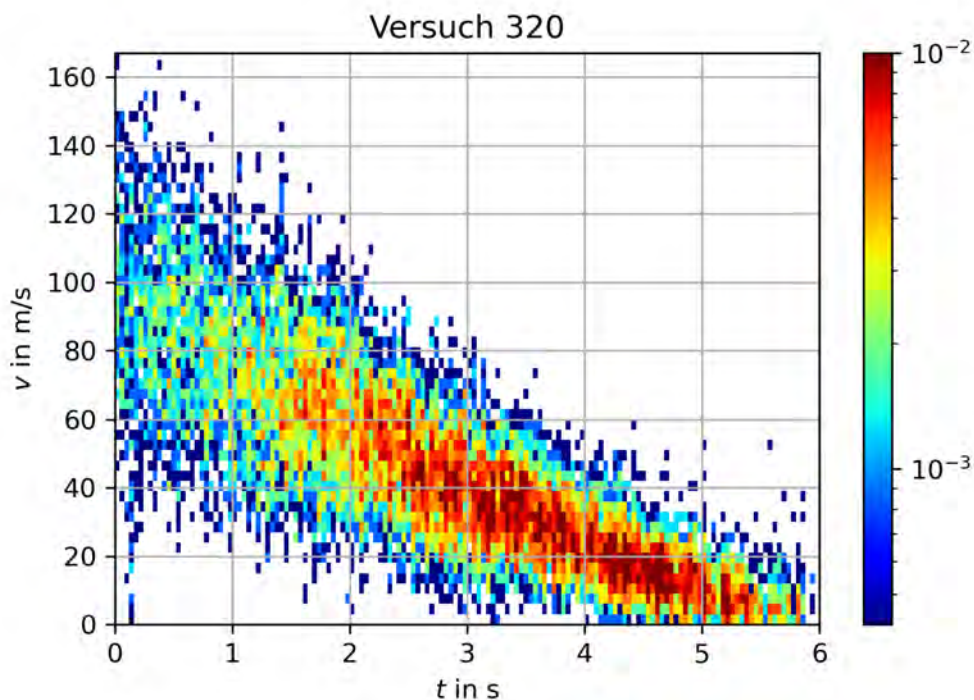


Abb. 4.10 Zeitabhängige Geschwindigkeit der im Versuch 320 gemessenen Partikel als zweidimensionales Histogramm mit Angabe der relativen Verteilung der Anzahl. Bei dem vorliegenden Versuch handelt es sich um einen Gas-Freistrahls an der Position (500,0) mm

Eine Einschränkung bei der Verwendung des PDA-Messgerätes ist dessen oberes Limit bei der Geschwindigkeit, welches bei $v_{\text{Limit}} = 433 \text{ m/s}$ liegt. Insbesondere bei Versuchen mit einem reinen Gas-Freistrahls, bei denen die zu erwartende anfängliche Geschwindigkeit höher liegt als bei einem partikelbeladenen Freistrahls, muss dieser Messeffekt bei der Auswertung der Messdaten berücksichtigt werden. In der folgenden Abb. 4.11 (links) sind die gemessenen Geschwindigkeiten bei der Messung eines Gas-Freistrahls aufgeführt. Es lässt sich klar erkennen, dass oberhalb von 433 m/s keine Messpunkte liegen. In diesem konkreten Fall betrifft dies Messungen, welche vor etwa $t = 2 \text{ s}$ liegen. Dort sind sehr wenige Messpunkte aufgenommen, was darauf beruht, dass ein Großteil der Partikel in diesem Zeitraum am Messpunkt eine Geschwindigkeit über dem Limit haben und somit nicht detektiert werden können. Mögliche weitere Messeffekte sind im Bericht der TU Dortmund /TUD 22/ zu finden, welcher diesem Bericht als Anhang beigefügt ist. Die dort beschriebenen Effekte können für die im Rahmen dieses Berichts getroffenen Auswertungsschritte vernachlässigt werden, sollten aber bei weiterführenden Auswertungen oder zukünftigen Überlegungen bedacht werden.

Der Verlauf der Gas-Geschwindigkeit ist bei allen Versuchen, bei denen keine Einschränkung der Messungen vorlag und bei denen die anfänglichen Geschwindigkeiten demnach bei unter 433 m/s lagen, näherungsweise linear. Aufgrund der theoretischen Beschreibung des Gas-Freistrahls und der sonstigen experimentellen Ergebnisse wird die Annahme getroffen, dass dies auch bei Messungen mit Geschwindigkeiten über 433 m/s der Fall sein sollte. Daher wird für die folgenden Betrachtungen die Annahme getroffen, dass der zeitliche Verlauf der Geschwindigkeit auch hier linear ist. Für die anfänglichen Zeitabschnitte, bei denen, aufgrund des Geschwindigkeitslimits bei der PDA-Messung, keine oder zu wenig Messpunkte vorliegen, kann demnach eine lineare Extrapolation auf Basis der vorliegenden Messdaten außerhalb dieses anfänglichen Zeitabschnitts vorgenommen werden. Wie in Abb. 4.11 (rechts) dargestellt ist, kann mit dieser Methode eine anfängliche Geschwindigkeit abgeschätzt werden. Wie beispielsweise der Messverlauf Abb. 4.8 zeigt, kann es bei diesem Vorgehen zu einer leichten Überschätzung des tatsächlichen anfänglichen Maximums kommen.

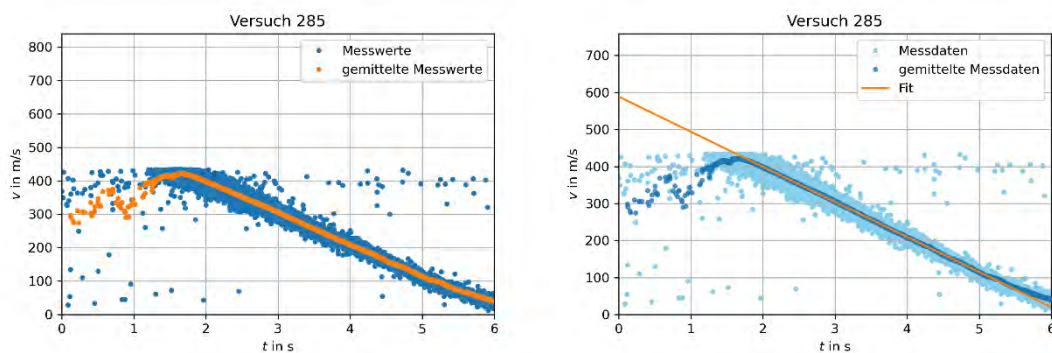


Abb. 4.11 Beispielhafte Messung, bei denen das Geschwindigkeitslimit bei der PDA-Messung erkennbar ist. Rechts ist eine Extrapolation der Messdaten für $t < 2$ s vorgenommen worden

4.4.3 Partikelgrößenverteilung

Da ein partikelbeladener Freistrahls betrachtet werden soll, sind die Partikelgrößen und die Partikelgrößenverteilung neben der Geschwindigkeit die wichtigsten Messergebnisse. In Abschnitt 2.1.2 wurde die Partikelgrößenverteilung bereits eingeführt und die Ursprungsverteilungen der verwendeten Partikel gezeigt.

Die Größe des Partikels bzw. dessen Durchmesser wird beim PDA-Verfahren für jedes Partikel einzeln gemessen. Eine Verteilung ergibt sich durch eine Aufsummierung der Anzahl aller Partikel in einer bestimmten Größenklasse. Eine gemessene Partikelgrö-

ßenverteilung ist beispielhaft in der folgenden Abb. 4.12 aufgeführt. Dabei handelt es sich bei den verwendeten Größen um die beim PDA-Verfahren gemessenen geometrischen Durchmesser. Der AED, welcher in der weiteren Auswertung von Relevanz ist, und bereits in Abschnitt 2.1.2 eingeführt wurde, ergibt sich aus dem Verhältnis der Dichten des Partikelmaterials sowie vom Referenzmaterial Wasser.

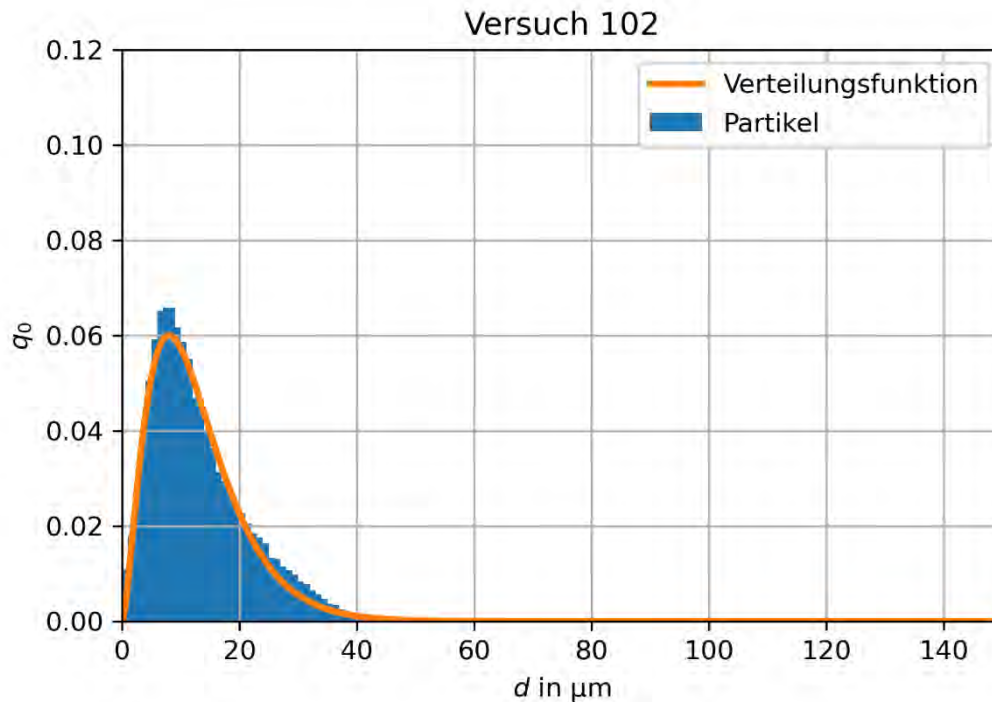


Abb. 4.12 Histogramm mit der normierten Anzahl der Partikel abhängig vom Durchmesser in Mikrometern sowie eine dazugehörige Verteilungsfunktion für den Versuch 102. Bei dem vorliegenden Versuch handelt es sich um einen der Referenzversuche an der Position (250,0) mm

Die entsprechende Verteilung bezogen auf den AED ist verschoben. Die in diesem Beispiel verwendeten Partikel haben, wie in Abschnitt 3.3.3 dokumentiert, eine Dichte von etwa 2500 kg/m^3 . Der AED wird daher gemäß der Formel (2.2) durch die Multiplikation des geometrischen Durchmessers mit der Wurzel aus 2,5 berechnet. Im Folgenden ist die dazugehörige Verteilung aufgeführt, bei der sich eine solche Verschiebung auch erkennen lässt.

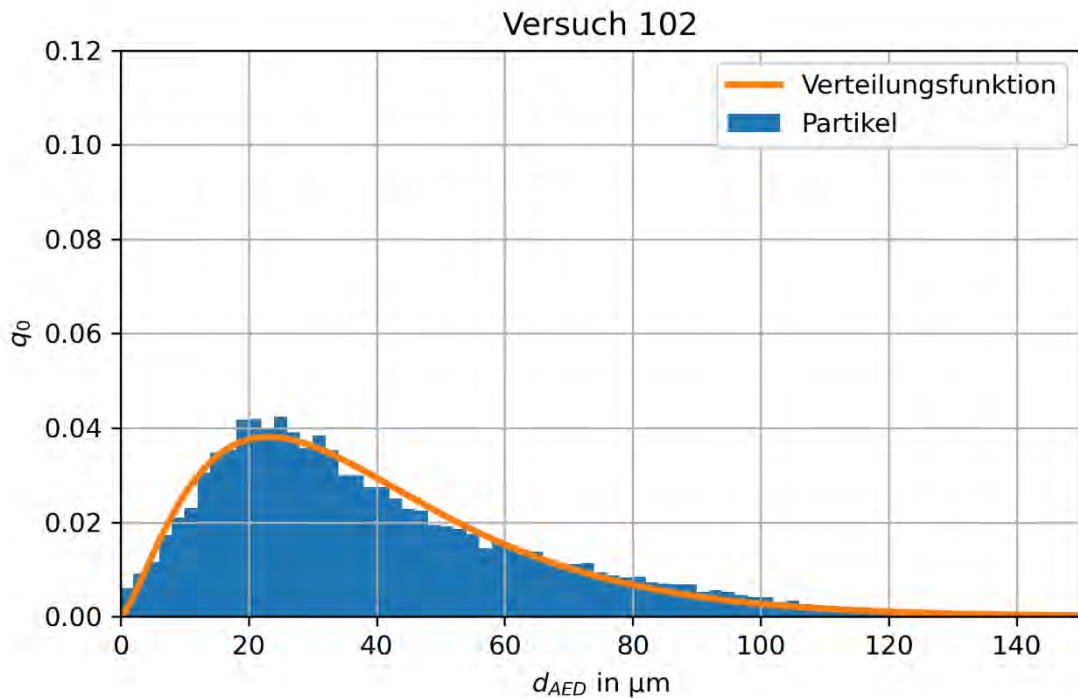


Abb. 4.13 Histogramm mit der normierten Anzahl der Partikel abhängig vom AED in Mikrometern sowie eine dazugehörige Verteilungsfunktion für den Versuch 102. Bei dem vorliegenden Versuch handelt es sich um einen der Referenzversuche an der Position (250,0) mm

Die beiden aufgeführten Histogramme geben jeweils die normierte Summenverteilung an, also die auf die Gesamtzahl normierte Anzahl der Partikel für die einzelnen Größenintervalle. Bei den in Abschnitt 2.1.2 aufgeführten Ursprungsverteilungen wurde die Volumenverteilung verwendet. Es wurde daher der Anteil der Partikelgröße am Gesamtvolumen angegeben. Diese Volumenverteilung ist äquivalent zu einer Massenverteilung, da die Dichte der in einem Einzelversuch vermessenen Partikel konstant ist. Im Weiteren wird insbesondere beim Vergleich zwischen der mit dem PDA ermittelten Partikelgrößenverteilung und der Ursprungsverteilung eine solche Volumen- beziehungsweise Massenverteilung verwendet. Eine solche ist beispielhaft in der folgenden Grafik dargestellt.

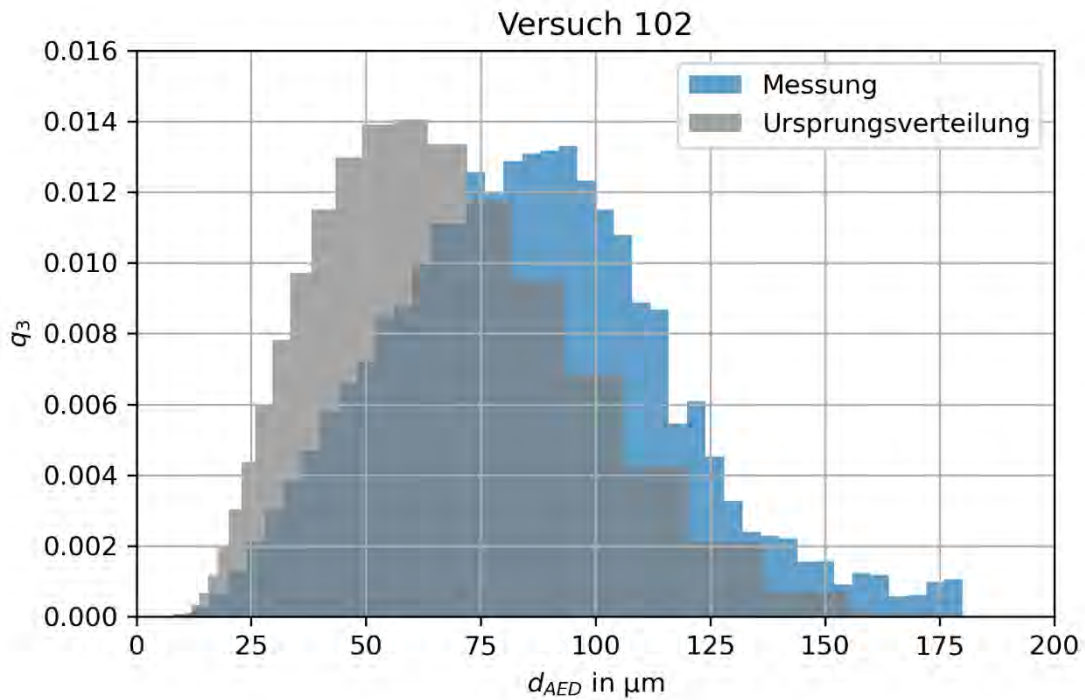


Abb. 4.14 Histogramme mit der normierten Anzahl der Partikel abhängig vom AED in Mikrometern für den Versuch 102 sowie der dazugehörigen Ursprungsverteilung. Bei dem vorliegenden Versuch handelt es sich um einen der Referenzversuche an der Position (250,0) mm

Da den Partikeldaten auch jeweils ein Mess-Zeitpunkt zugeordnet ist, kann die Partikelgrößenverteilung auch zeitabhängig betrachtet werden. In der folgenden Grafik ist eine gemessene zeitabhängige Partikelgrößenverteilung beispielhafte aufgeführt.

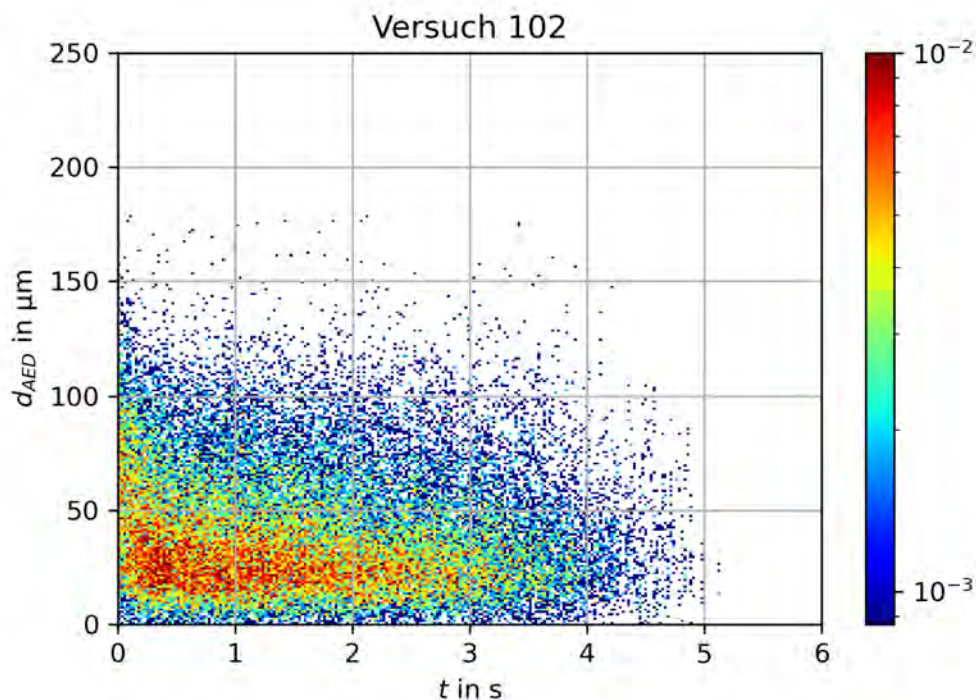


Abb. 4.15 Zweidimensionales Histogramm mit der normierten Anzahl der Partikel abhängig vom Messzeitpunkt und AED in Mikrometern für den Versuch 102. Bei dem vorliegenden Versuch handelt es sich um einen der Referenzversuche an der Position (250,0) mm

Im Rahmen dieses Berichtes werden die Partikelgrößen stets als AED angegeben und betrachtet. Sollte sich eine spezifische Betrachtung auf den geometrischen Durchmesser beziehen, so ist dies an der entsprechenden Stelle konkret vermerkt.

4.5 Hochgeschwindigkeitskamera

Die Hochgeschwindigkeitskamera wurde zum einen beim Schlierenverfahren eingesetzt und zum anderen wurde die Kamera auch bei der Aufnahme von Versuchen mit einer PDA-Messung verwendet. Von jeder Parametervariation sollte mindestens eine Aufnahme vorliegen, so dass eine qualitative Erfassung und Bewertung der Versuchsreihe auf Basis der vorliegenden Bildsequenzen und Einzelbilder durchgeführt werden kann.

In Abb. 4.16 ist die normale Messung des partikelbeladenen Freistrahls für einen Zeitpunkt beispielhaft dargestellt, in Abb. 4.17 für die Parametervariation der Dosierung, in

Abb. 4.18 für Messungen mit Lochblende aus verschiedener Perspektive und in Abb. 4.19 für die Parametervariation der Dichte der Partikel.

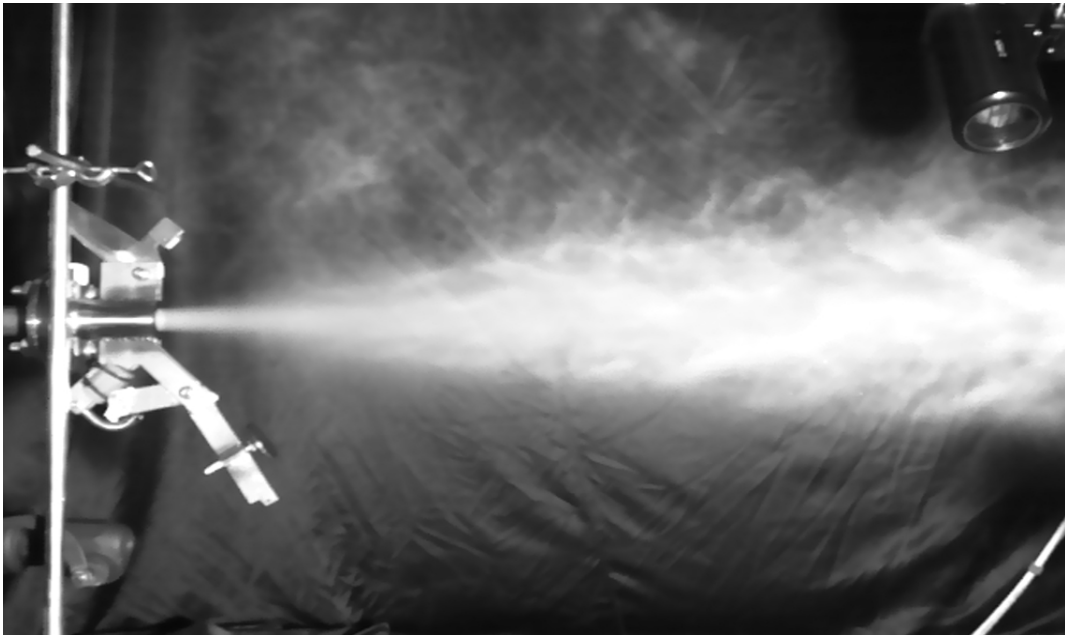


Abb. 4.16 Hochgeschwindigkeitsaufnahme des Versuchs 148, einem der Referenzversuche, bei einer Aufnahmezeit von 3000 Hz und einer Belichtungszeit von 333 μ s

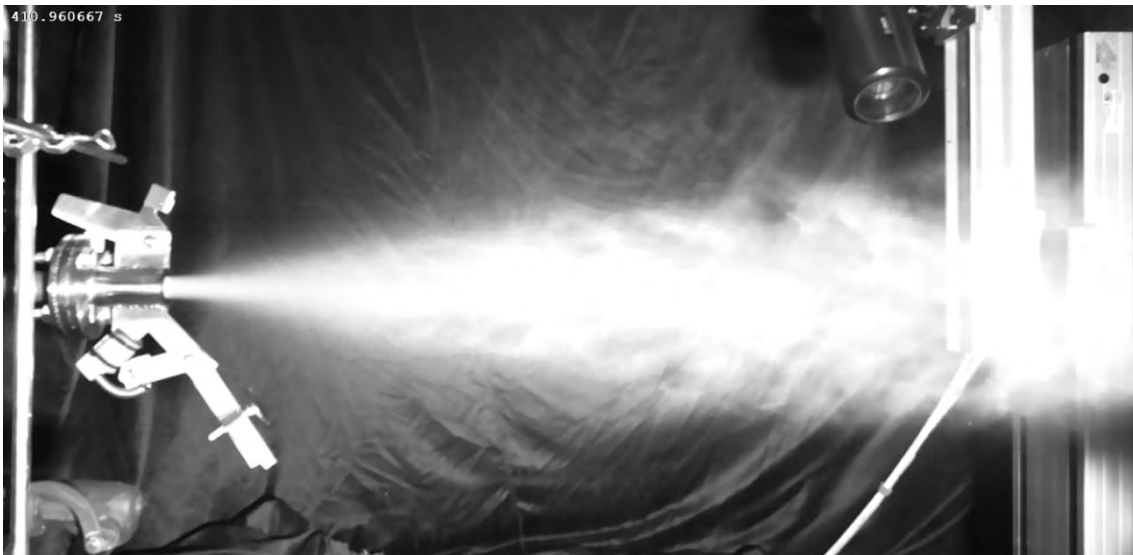


Abb. 4.17 Hochgeschwindigkeitsaufnahme des Versuchs 169, einem Versuch mit Variation der Dosierung im Vergleich zum Referenzversuch, bei einer Aufnahmezeit von 3000 Hz und einer Belichtungszeit von 333 μ s

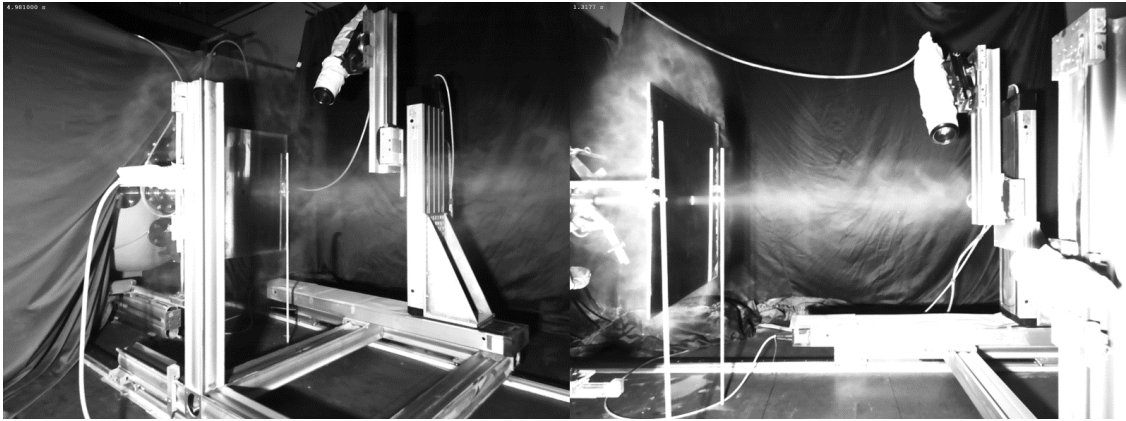


Abb. 4.18 Hochgeschwindigkeitsaufnahme der Versuche 201 und Versuch 221, die unter Verwendung einer Lochblende in der Strahlachse des Freistrahls durchgeführt wurden, bei einer Aufnahmezeit von 1000 Hz bzw. 2000 Hz und einer Belichtungszeit von 998 μ s bzw. 498 μ s



Abb. 4.19 Hochgeschwindigkeitsaufnahme des Versuchs 240, einem Versuch mit Variation der Dichte der Partikel im Vergleich zum Referenzversuch, bei einer Aufnahmezeit von 3000 Hz und einer Belichtungszeit von 333 μ s

5 Auswertung Ausströmverhalten

Im Rahmen dieses Vorhabens liegt ein besonderer Fokus der Auswertung der Messdaten auf dem Ausströmverhalten aus dem Behälter und dem Geschwindigkeitsfeld des Freistrahls. Diese Auswertungen dienen einer prinzipiellen Beschreibung des Freistrahls, um einerseits das Verständnis für die Vorgänge zu verbessern und andererseits Daten-sätze zur Validierung und Optimierung numerischen Berechnungen zu generieren.

In diesem Abschnitt 5 wird daher das Ausströmverhalten des Freistrahls näher untersucht, indem zunächst das Ausströmen von Helium ohne Partikel, dann die Partikelbeschleunigung bei partikelbeladenen Strömungen und schließlich der Impuls und die kinetische Energie an der Öffnung betrachtet werden. In den anschließenden Abschnitten 6 bis 8 werden das Geschwindigkeitsfeld des Freistrahls für die unterschiedlichen Parametervariationen der Versuchsreihen, die Partikelgrößenverteilung und die Wirkung der Lochblende auf den Freistrahls näher betrachtet.

5.1 Ausströmen von Helium ohne Partikel

Das in Abschnitt 2.2.1 beschriebene analytische Ausströmmodell (Einlaufströmung bzw. Gasdynamische Strömung) wurde auf die Anfangs- und Randbedingungen der Versuche zum Gasfreistrahls angewendet, um den Grad der Übereinstimmung zwischen Messungen und Simulation zu prüfen, aufgetretene Diskrepanzen genauer zu untersuchen und zusätzliche Kenngrößen für die weiteren Analysen der Versuchsdaten zu gewinnen. Die Gültigkeit des in der Simulation gewählten Strömungsregimes wird am Ende dieses Abschnitts geprüft.

Exemplarisch wurde der Versuch 274 untersucht (Messung in Strahlachse, Entfernung $x = 25 \text{ mm}$). Die aus den Versuchsdaten und Wettermeldungen abgelesenen bzw. abgeschätzten Anfangsbedingungen (1 = Kessel, 2 = Labor) zum Ende des Befüllvorgangs sind:

- $p_1 = 1507 \text{ hPa}$, $p_2 = 1010 \text{ hPa}$ ($\Delta p = 497 \text{ hPa}$)
- $T_1 = 21,0 \text{ °C}$, $T_2 = 23,0 \text{ °C}$

Als Umgebungstemperatur wurde die Kesseltemperatur vor dem Befüllvorgang verwendet, da zu diesem Zeitpunkt ein weitgehender Ausgleich zwischen der Kesseltemperatur und der umgebenden Labortemperatur angenommen werden kann. Der Außendruck wurde aus Druckmeldungen umliegender Wetterstationen des Deutschen Wetterdienstes auf den Laborstandort interpoliert und höhenkorrigiert.

Da die Messdaten des Versuchs 274 nur 25 mm von der Öffnung entfernt erfasst wurden, kann von einer näherungsweise Vergleichbarkeit des gemessenen und des simulierten Zeitverlaufs der Ausströmgeschwindigkeit ausgegangen werden. Der direkte Vergleich wird allerdings dadurch eingeschränkt, dass die anfängliche Ausströmgeschwindigkeit oberhalb des Messbereichs des PDA lag (siehe dazu die Erläuterungen in Abschnitt 4.4.2), so dass zu Beginn kein direkter Vergleich zwischen gemessenen und simulierten Geschwindigkeitsdaten möglich ist und auch der Startzeitpunkt des Ausströmens in den gemessenen Geschwindigkeitsdaten nur abgeschätzt werden kann. Dieser Umstand liegt auch bei den anderen öfFnungsnahen Messungen zum Gasfreistrahlf vor.

Der in Abb. 5.1 zusammen mit den Messdaten dargestellte Zeitverlauf der Ausströmgeschwindigkeit passt unter Berücksichtigung vorgenannter Unsicherheiten sowohl hinsichtlich Dauer als auch Amplitude qualitativ mit den Messdaten überein, weicht jedoch in der Form des Verlaufs etwas von den Messdaten ab. Beim in Abb. 5.2 dargestellten Verlauf des simulierten Behälterinnendrucks ist die zufriedenstellende Übereinstimmung mit den Messdaten klarer zu erkennen, da in den gemessenen Druckdaten der Startzeitpunkt des Ausströmens eindeutig erkennbar ist und für den gesamten Verlauf belastbare Messdaten vorliegen.

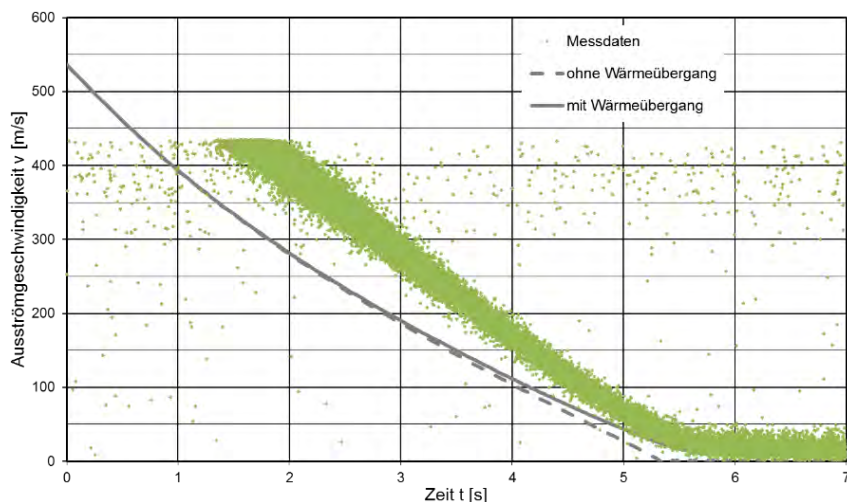


Abb. 5.1 Zeitverlauf der Strömungsgeschwindigkeit aus dem Versuchsbehälter bei Gas-Ausströmen, Messdaten von Versuch 274 ($x = 25$ mm) und Simulation mit bzw. ohne Wärmeübergang zwischen Füllgas und Behälterwand

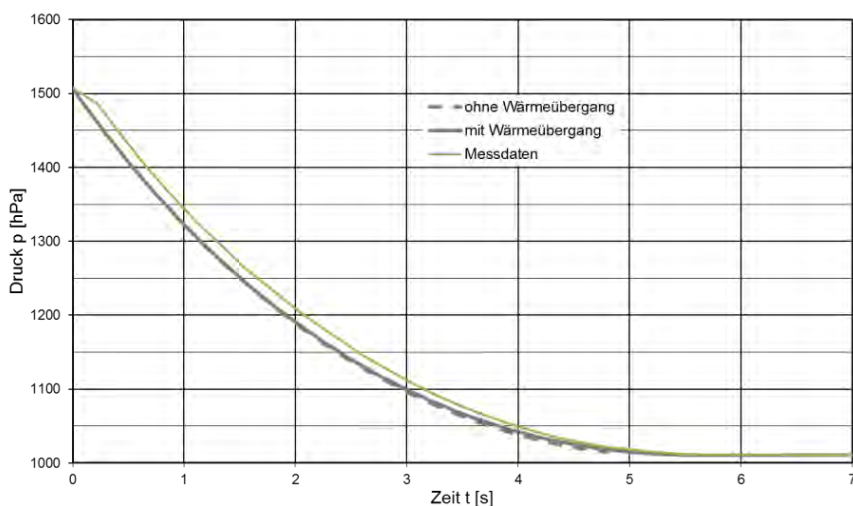


Abb. 5.2 Zeitverlauf des Behälterdrucks bei Gas-Ausströmen, Messdaten von Versuch 274 und Simulation mit bzw. ohne Wärmeübergang zwischen Füllgas und Behälterwand

Die anfängliche Ausströmgeschwindigkeit der Simulation von ca. 535 m/s ist etwa vergleichbar bzw. liegt etwas niedriger als die beiden aus den Messdaten bei $x = 25$ mm linear auf $t = 0$ s extrapolierten Wert von etwa 610 m/s (Versuch 274) und etwa 550 m/s (Versuch 283), wie in Abb. 5.3 dargestellt. Hierbei ist zu berücksichtigen, dass die lineare Extrapolation der Messdaten die tatsächliche Maximalgeschwindigkeit eher überschätzt (vgl. Abschnitt 4.4.2).

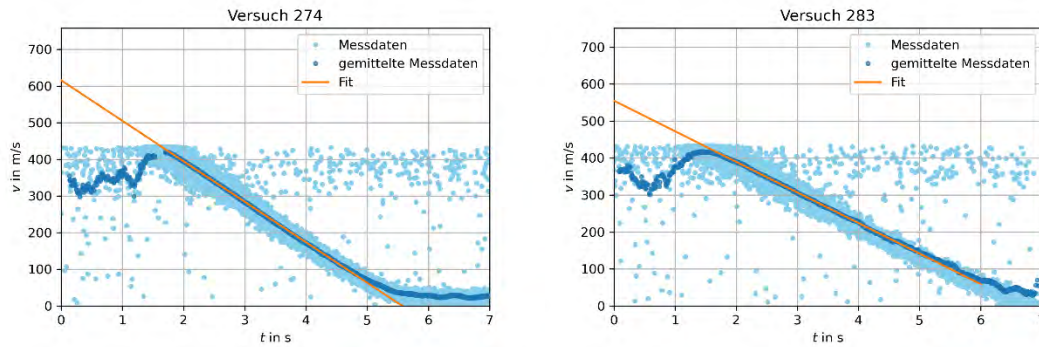


Abb. 5.3 Zeitabhängige Geschwindigkeit, die gemittelten Werte der Messdaten sowie eine daraus abgeleitete lineare Fit-Funktion für die Position $(x,z) = (25,0)$ mm von zwei verschiedenen Einzelversuchen

Durch die Ergänzung eines Wärmeübergangs zwischen Behälterwand und Füllgas kann der in Abb. 5.1 und Abb. 5.3 (links) erkennbare Übergang des anfänglichen Abfalls der gemessenen Ausströmgeschwindigkeit zu einem schwachen, annähernd konstanten Ausströmen qualitativ nachvollzogen werden. (siehe nachfolgende Erläuterungen zu Abb. 5.4).

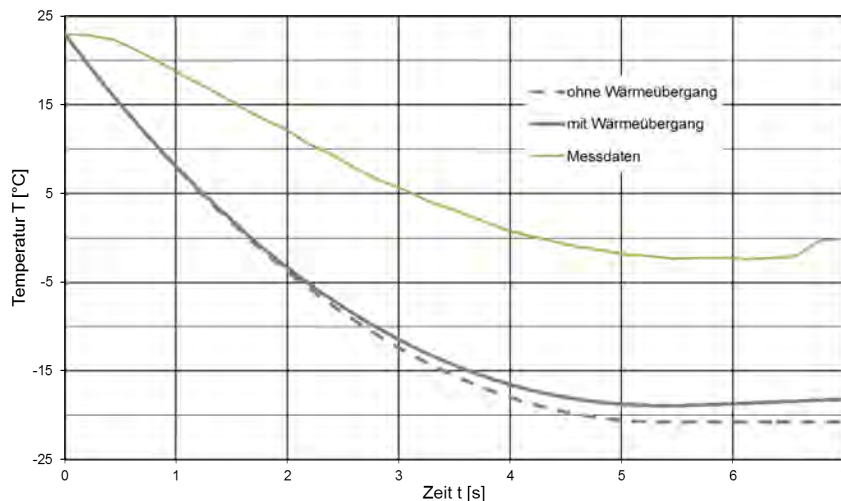


Abb. 5.4 Zeitverlauf der Gastemperatur bei Gas-Ausströmen, Messdaten Versuch 274 und Simulation mit bzw. ohne Wärmeübergang zwischen Füllgas und Behälterwand

Der gemessenen und simulierte Zeitverlauf der Füllgas-Temperatur ist in Abb. 5.4 dargestellt. Während die Simulation (ohne Wärmeübergang) den erwarteten Temperaturabfall bei adiabatischer Expansion durch Druckausgleich auf ca. -21 °C zeigt, ist der

Temperaturrückgang der Messung mit dem Ni-Cr-Sensor deutlich schwächer. Der erwartete adiabatische Temperaturabfall durch Expansion (also ohne Wärmeübergang) lässt sich berechnen über

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{R/c_p} \quad (5.1)$$

Bei einatomigen Gasen wie Helium beträgt der Adiabatenkoeffizient $\kappa = c_p/c_V = 5/3$ und demnach $R/c_p = 1 - 1/\kappa = 2/5$. Diese hohe Abweichung zwischen Messung und erwarteter Abkühlung lässt sich nur durch einen Strahlungsfehler bei der Temperaturmessung erklären, der durch eine fehlende Abschirmung und eine fehlende kontinuierliche Ventilation des Sensors hervorgerufen wird. Die Temperaturmessung wird durch das Fehlen dieser Maßnahmen stark von der inneren Oberflächentemperatur des Versuchsbehälters statt vom Füllgas geprägt und ist daher während des Ausströmvorgangs nicht belastbar. Da der anfängliche Befüllvorgang deutlich langsamer abläuft, so dass sich dabei ein weitgehendes thermisches Gleichgewicht zwischen Behälterwand und Füllgas einstellen kann, sind die gemessenen Temperaturdaten vor Beginn des Ausströmvorgangs hingegen ausreichend belastbar.

Mit vereinfachter Berücksichtigung abgeschätzter konstanter Wärmeübergangskoeffizienten für den konvektiven Wärmeübergang und die Wärmestrahlung zwischen der Behälterwand und dem durch die Expansion abgekühltem Helium (Joule-Thomson-Effekt) konnte im Modell zum Ende des Ausströmens das beobachtete Gleichgewicht zwischen Druckanstieg durch Erwärmung und Druckabfall durch Ausströmen qualitativ reproduziert werden (siehe Abb. 5.4). Der simulierte Temperaturabfall fällt zwar etwas geringer aus als bei Vernachlässigung dieses Effektes, bleibt aber weiter deutlich von den offensichtlich fehlerhaften Temperatur-Messwerten entfernt.

Insgesamt unterscheidet sich der Verlauf des in den Versuchsreihen realisierten Ausströmvorgangs von dem in Abschnitt 2.2.1 (Abb. 2.12) als typisch dargestellten Verlauf in Folge der Einwirkung einer panzerbrechenden Waffe insofern, als dass bei den Experimenten nach dem anfänglichen Ausströmen keine Strömungsumkehr erfolgt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass in den Versuchsreihen der anfängliche Überdruck durch ein langsames Befüllen aus einer Gasflasche erfolgte, statt durch eine plötzliche Wärmefreisetzung im Behälter, wie dies beim Beschussszenario der Fall ist. Hierdurch wird in den Versuchsreihen nach annäherndem Druckausgleich in der zweiten Phase des Strömungsvorgangs kontinuierlich Wärme von der inneren Oberfläche des Behäl-

ters an das Füllgas abgegeben (Erwärmung des Füllgases und schwaches Fortdauern des Ausströmens), statt wie beim Beschussszenario Wärme von dem durch die Freisetzung heißer Partikel erhitzen Füllgas an die Behälteroberfläche übertragen (Abkühlung des Füllgases und Strömungsumkehr).

Die Reynoldszahl (Re) der simulierten Rohrströmung liegt in der anfänglichen Ausströmphase (bis 5 s) in der Größenordnung 10^4 bis 10^5 , die Knudsen-Zahl liegt zwischen $4,7 \cdot 10^{-6}$ und $6,5 \cdot 10^{-6}$. Gemäß Abschnitt 2.2.1 handelt es sich bei diesen Zahlenbereichen theoretisch um eine viskose und turbulente Strömung, die jedoch auf Grund der Länge des Rohrs noch nicht vollständig ausgebildet ist und daher mit den verwendeten Modellgleichungen korrekt als Einlaufströmung simuliert wird.

Gemäß Simulation kommt es beim Ausströmvorgang integral zu einer Freisetzung von etwa 7,6 kJ kinetischer Energie und einem integralen Impuls von etwa 40 kg m/s mit dem Heliumgasstrahl in die umgebende Luft. Ein Vergleich dieser Werte mit Messdaten der Versuchsreihen ohne Lochblende erfolgt in Abschnitt 5.3.

5.2 Partikelbeschleunigung

Gemäß Abschnitt 2.1.3 ist die Beschleunigung der Partikel durch die Gasströmung im Rohr abhängig von der Partikelgröße und der Dichte der Partikel. Um abzuschätzen, welche Partikel bei den Experimenten beim Austritt aus dem Rohr bereits etwa die Gasgeschwindigkeit erreicht haben und welche Beschleunigungsstrecke für größere Partikel hierzu erforderlich wäre, wird die theoretische Beschleunigung von sphärischen Einzelpartikeln durch numerische zeitliche Integration von Formel (2.6) berechnet. Hierbei wird die Abhängigkeit $c_d(Re)$ in Abb. 2.9 in Anlehnung an Ansätze von /FLA 88/ und /HIN 82/ approximiert (siehe Formel (5.2) und Abb. 5.5). Mit diesem Vorgehen konnten auch Abbremsdistanzen von sphärischen Partikeln in ruhender Luft aus /HIN 82/ für einen Reynoldszahlen-Bereich bis 400 gut reproduziert werden.

$$\begin{aligned}
 c_d &= 24/Re & Re < 0,1 \\
 c_d &= 24/Re (1 + 0,15 Re^{0,687}) & 0,1 < Re < 1000 \\
 c_d &= 0,44 & 1000 < Re < 100.000
 \end{aligned}
 \tag{5.2}$$

In obigen Gleichungen ist die Reynoldszahl ähnlich zur Anwendung für die Charakterisierung einer Rohrströmung (siehe Formel (2.12)) definiert, wobei in diesem Fall der geometrische Partikeldurchmesser x_{geo} statt des Rohrdurchmessers d die charakteristische Längenskala darstellt.

$$Re = \frac{\rho \cdot v \cdot x_{geo}}{\eta} \quad (5.3)$$

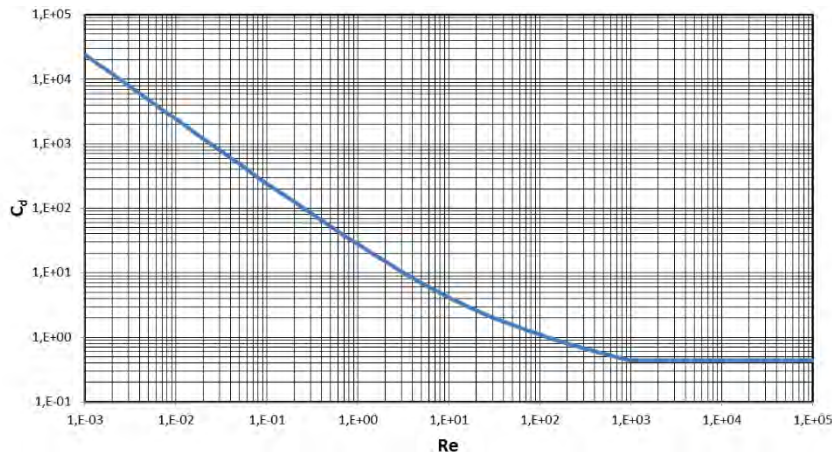


Abb. 5.5 Strömungswiderstandskoeffizient C_d einer Kugel in Abhängigkeit von der Reynoldszahl Re (vereinfachter Verlauf in Anlehnung an /FLA 88/ und /HIN 82/)

Es werden zwei Strömungsgeschwindigkeiten im Rohr betrachtet: 550 m/s als typische Anfangsgeschwindigkeit für den Helium-Freistrahler der Experimente und 300 m/s als typische Anfangsgeschwindigkeit für die Referenzversuche mit Partikelbelegung (siehe Abschnitt 6.3). Es wird von adiabatisch expandiertem und abgekühltem Helium ausgegangen (siehe. Abschnitt 5.1). In dem untersuchten Partikelgrößenbereich bis 200 μm AED reicht die Reynoldszahl bis etwa 1000.

Als Beschleunigungsstrecke zur Abschätzung der Partikelgeschwindigkeit am Rohrende wird der Rohrabschnitt zwischen Einspeisung und Rohrende betrachtet (ca. 23 cm). Als zweite Größe wird die theoretisch erforderliche Beschleunigungsstrecke berechnet, bis zu der ein Partikel etwa 95 % der Strömungsgeschwindigkeit erreicht hat.

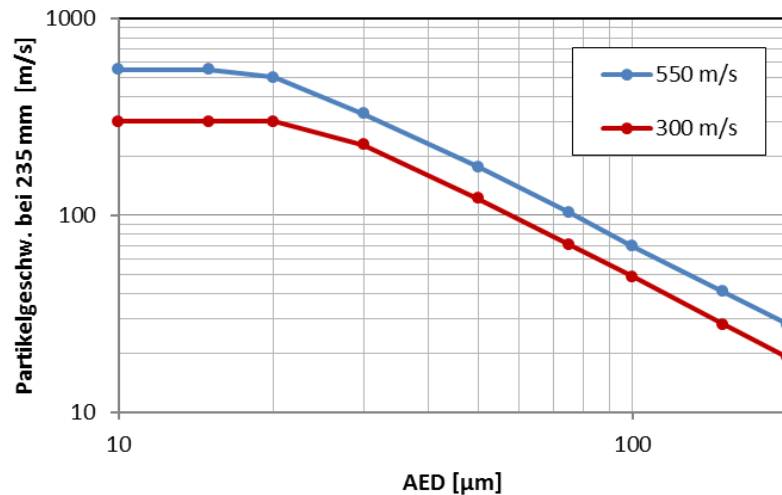


Abb. 5.6 Berechnete Geschwindigkeit von Einzelpartikeln ($\rho = 2,5 \text{ g/cm}^3$) an der Austrittsöffnung in Abhängigkeit vom AED und der Strömungsgeschwindigkeit (300 m/s bzw. 550 m/s)

Nach den Berechnungen (siehe Abb. 5.6) würden Partikel mit der im Referenzfall der Experimente eingesetzten Dichte von $2,5 \text{ g/cm}^3$ und AED bis etwa $20 \mu\text{m}$ an der Austrittsöffnung des Rohrs bereits eine Ausströmgeschwindigkeit von 300 m/s erreicht haben. Größere Partikel des in den Versuchen eingesetzten Partikelspektrums würden danach zum Teil deutlich geringere Anfangsgeschwindigkeiten an der Austrittsöffnung haben.

In Abb. 5.7 sind Messdaten der Partikelgeschwindigkeit an der Austrittsöffnung für den Referenzfall des partikelbeladenen Freistrahls im Zeitverlauf dargestellt. Nach einer kurzen Anstiegsphase nach Öffnen des Rohrs erreichen die Partikel des lungengängigen Bereichs ($0\text{-}10 \mu\text{m}$ AED) etwa 300 m/s. Bei noch feinerer aufgelöster Auswertung dieses Größenbereichs zeigt sich, dass dies für alle in diesem Intervall enthaltenen Partikelgrößen gilt. Demzufolge bewegen sich an der Rohröffnung bereits alle Partikel bis $10 \mu\text{m}$ AED im Mittel mit der Gasgeschwindigkeit in Strahlachse, was zur vorher beschriebenen Berechnung passt.

Die beiden Partikelbereiche 20 bis $50 \mu\text{m}$ und 50 bis $150 \mu\text{m}$ AED zeigen den in den Berechnungen prognostizierten Abfall der am Austritt erreichten Partikelgeschwindigkeit mit zunehmendem Durchmesser. Bei genauerer Betrachtung zeigt sich aber, dass die gemessenen Austrittsgeschwindigkeiten von den Berechnungen unterschätzt werden.

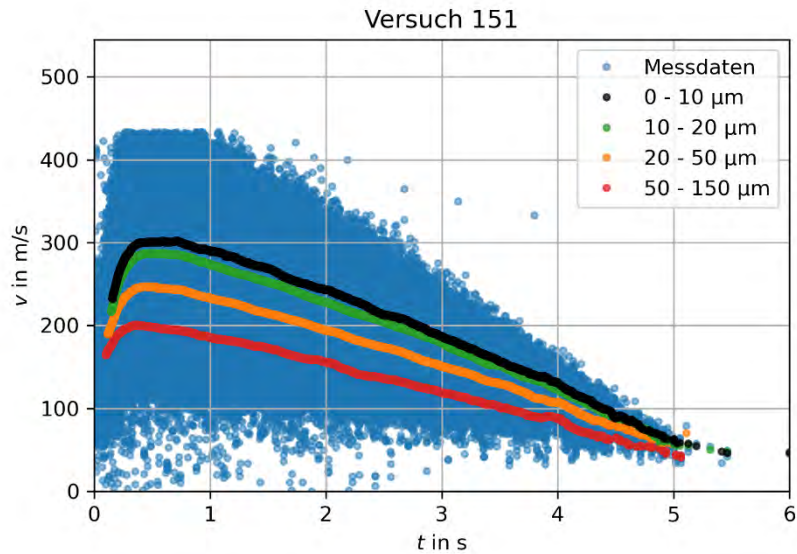


Abb. 5.7 Gemessene zeitabhängige Partikelgeschwindigkeiten in Strahlachse an der Austrittsöffnung ($x = 5 \text{ mm}$) beim Referenzfall kombiniert mit gemittelten Zeitverläufen für vier verschiedene Partikelgrößen-Intervalle (AED)

Die berechneten Beschleunigungsstrecken bis zum Erreichen von 95 % der Strömungsgeschwindigkeit in Abb. 5.8 zeigen, dass beispielsweise Partikel mit AED von $20 \text{ }\mu\text{m}$ bei 300 m/s hierfür etwa $0,2 \text{ m}$ benötigen würden, was zum Rechenergebnis der Anfangsgeschwindigkeit an der Rohröffnung passt. Für Partikel mit $30 \text{ }\mu\text{m}$ AED erhöht sich die berechnete Beschleunigungsstrecke auf etwa $0,3 \text{ m}$, bei $100 \mu\text{m}$ AED auf etwa $2,2 \text{ m}$.

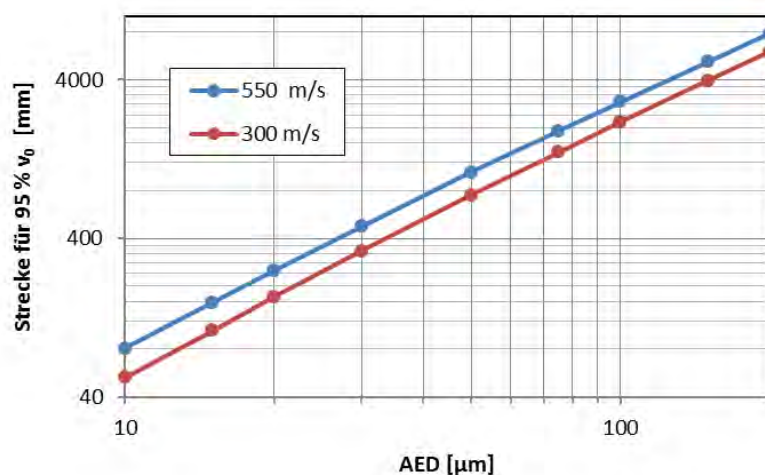


Abb. 5.8 Berechnete Beschleunigungsstrecke von Einzelpartikeln ($\rho = 2,5 \text{ g/cm}^3$) bis zum Erreichen von 95 % der Strömungsgeschwindigkeit

Beim Vergleich dieser Berechnung mit den Messdaten in Abb. 5.9 zeigt sich wie bei den Berechnungen der Geschwindigkeiten, dass die Größenabhängigkeit der Partikelbeschleunigung qualitativ zu den Messdaten passt, jedoch die berechnete Beschleunigung der Partikel hinter den Messwerten zurückbleibt.

Als Konsequenz der von der Partikelgröße abhängigen Beschleunigung und Verzögerung ist in den Messdaten in Abb. 5.9 erkennbar, dass größere Partikel zunächst langsamer sind als die etwa der Gasgeschwindigkeit folgenden lungengängigen Partikel. Ab einer Entfernung von etwa 0,25 m vor der Öffnung dreht sich dieses Verhältnis jedoch wieder um. Während die lungengängigen Partikel mit der abnehmenden Gasgeschwindigkeit bei 0,25 m bereits deutlich gegenüber der Austrittsgeschwindigkeit abgebremst werden, hat die Geschwindigkeit der Partikel im Größenbereich 50-150 μm AED gegenüber der Austrittsgeschwindigkeit erwartungsgemäß auf dem Weg zu dieser Entfernung weiter zugenommen. In Entfernungen über 0,25 m führt schließlich auch in diesem Partikelgrößenbereich eine Umkehr der Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Gas und Partikel zu einer Abbremsung. Aufgrund der größeren Trägheit der größeren Partikel ist die Abnahme der Partikelgeschwindigkeit mit der Entfernung geringer als beispielsweise für die lungengängigen Partikel.

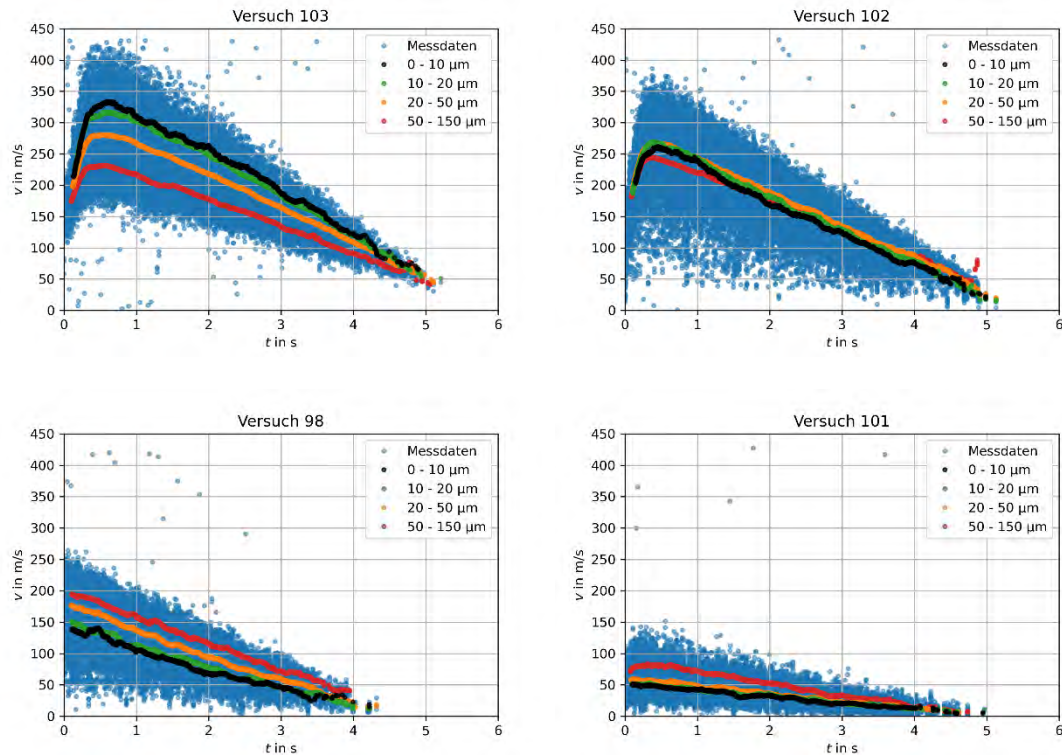


Abb. 5.9 Gemessene zeitabhängige Partikelgeschwindigkeit in Strahlachse beim Referenzfall an den Positionen $x = 0,1 \text{ m}$, $0,25 \text{ m}$, $0,4 \text{ m}$ und $0,9 \text{ m}$ (von links oben nach rechts unten) kombiniert mit gemittelten Zeitverläufen für vier Partikelgrößen-Intervalle (AED)

Mögliche Erklärungen für die Abweichungen zwischen dem vereinfachten Rechenansatz und den Messdaten sind zum einen die Methode der vom Gasdruck gesteuerten Partikeleinspeisung, die zu einer in der Berechnung unberücksichtigten Vorbeschleunigung der Partikel führen kann und der bei dicht beladenen Mehrphasenströmungen von der vereinfachten Betrachtung von Einzelpartikeln abweichenden Impulsübertrag.

Zudem ändern sich die Randbedingungen für die Berechnung der Beschleunigungsstrecken mit dem Austritt der Strömung aus der Rohröffnung gegenüber den im Rohr verwendeten Parametern. Die Gasgeschwindigkeit in der Strahlachse nimmt durch den turbulenten Impulsaustausch mit der ruhenden Umgebungsluft ab, der Anteil der Luft am Gasmisch nimmt zu und die Temperatur nähert sich den Umgebungsbedingungen.

5.3 Impuls und kinetische Energie an der Öffnung

In diesem Abschnitt werden öffnungsnaher Versuchsdaten der einzelnen Versuchsreihen mit Partikelbeladung vereinfacht ausgewertet, um die Randbedingung des Freistrahls an der Öffnung mit denen des Gasfreistrahls zu vergleichen. Hierbei wird eine über den gesamten Ausströmvorgang integrierte Auswertung vorgenommen. Die hierbei betrachteten Experimente mit öffnungsnaher Messung auf der Strahlachse ($z = 0$) sind:

- Gas-Freistrahls: Versuch 274 (Simulationsdaten aus Abschnitt 5.1)
- Referenz: Versuch 151 ($x = 5$ mm)
- Dosierung: Versuch 185 ($x = 5$ mm)
- Dichte: Versuch 236: ($x = 25$ mm)

Beim Gas-Freistrahls wird auf die Simulationsdaten zurückgegriffen, da die Messdaten insbesondere aufgrund der anfänglichen Überschreitung des Messbereichs des PDA nicht über den gesamten Ausströmzeitraum belastbar sind.

Die aus dem Druckbehälter freigesetzte Masse des Heliums beträgt demnach 0,109 kg (Simulation für Versuch 274 ohne Wärmeübergang). Es kann in guter Näherung angenommen werden, dass dies auch der Helium-Freisetzungsmasse der Versuche mit Partikelbeladung entspricht. Die freigesetzte Partikelmasse für die übrigen genannten Versuche können dem Bericht der TU Dortmund /TUD 22/ entnommen werden, welcher diesem Bericht als Anhang beigefügt ist.

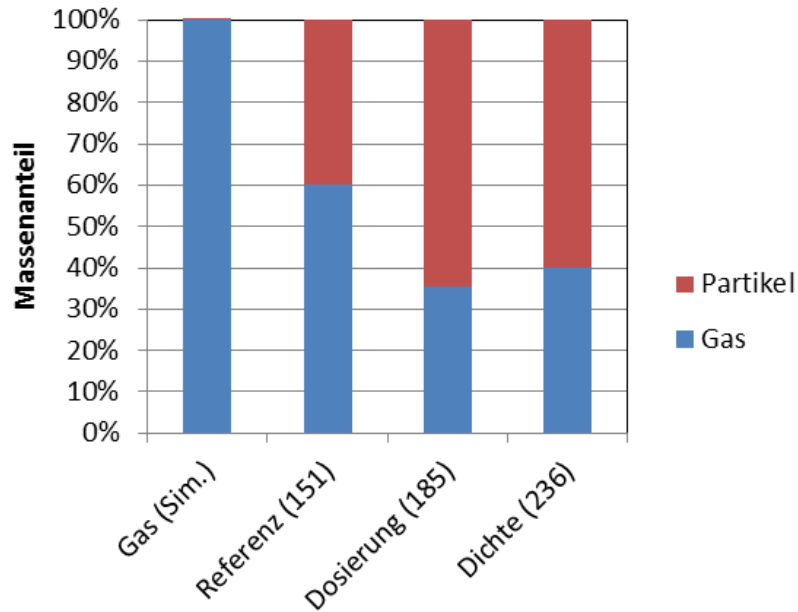


Abb. 5.10 Über den Ausströmvorgang integrierte freigesetzten Massenanteile von Helium und Partikeln für die verschiedenen Messreihen ohne Blende (ausgewählte Versuche mit öffnungsnaher LDA-Messung, Versuchsnummern in Klammern)

Beim Versuch 151 der Referenzmessreihe ist nach Abb. 5.10 der Massenanteil der Partikel kleiner als die ausgeströmte Heliummasse, während bei den Versuchen 185 (Dosierung) und 236 (Dichte) die Verhältnisse etwa umgekehrt sind.

Zur Bestimmung des Helium-Gesamtimpulses der Versuche 151, 185 und 236 wurden die Auswertungen der PDA-Daten nach Partikelgrößenintervallen genutzt. Nach den Untersuchungen im vorherigen Abschnitt kann davon ausgegangen werden, dass die Partikel im lungengängigen Bereich an der Austrittsöffnung der Gasgeschwindigkeit entsprechen. Bei der Versuchsreihe Dichte zeigt sich, dass die im eingesetzten Pulver nur in sehr geringem Anteil enthaltenen lungengängigen Partikel an der Rohröffnung eine bimodale Geschwindigkeitsverteilung aufweisen. Ein Teil tritt mit etwa der Geschwindigkeit der großen Partikel aus (anfänglich um 150 m/s). Diese kleinen Partikel werden möglicherweise von den hinsichtlich Anzahl und Masse dominierenden großen Partikeln, welche an der Austrittsöffnung noch deutlich langsamer als die Gasphase sind, von der schnelleren Gasströmung „abgeschirmt“. Der andere Anteil der kleinen Partikel zeigt eine etwa doppelt so hohe Geschwindigkeit (anfänglich um 350 m/s). Diese höhere Geschwindigkeit wird als Gasgeschwindigkeit interpretiert.

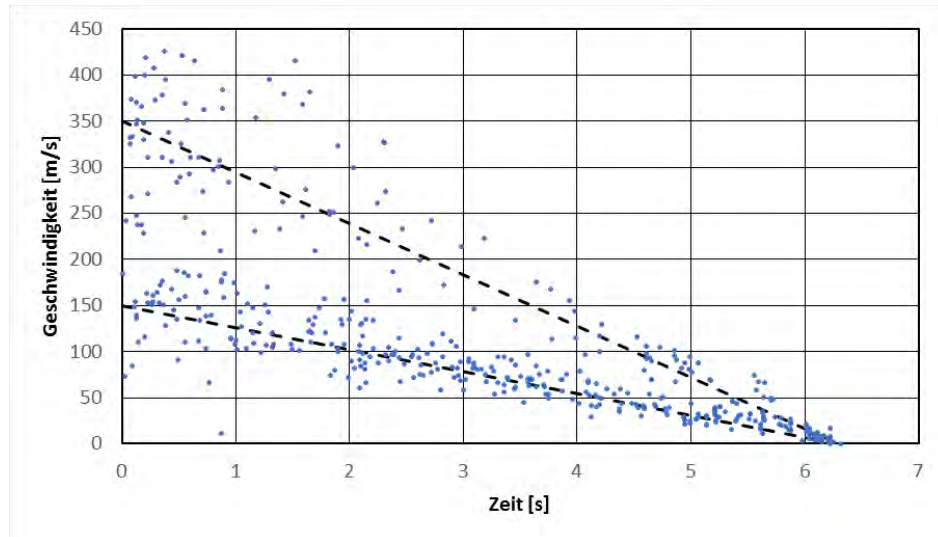


Abb. 5.11 Geschwindigkeitsdaten der Partikel $\leq 20 \mu\text{m}$ AED von Versuch 236 (Dichte) mit genäherten mittleren Zeitverläufen (gestrichelt) der Partikel mit Gasgeschwindigkeit (oben) und der Partikel mit mittlerer Geschwindigkeit großer Partikel (unten)

Der zeitliche Verlauf der Gasgeschwindigkeit wird mit den aus den Experimenten punktuell bestimmten Gasgeschwindigkeiten und Ausströmdauern als linear mit konstantem Gradienten (Versuchsreihen Referenz und Dichte) oder zunächst als konstant und anschließend linear abnehmend (Versuchsreihe Dosierung) approximiert. Die bei der Versuchsreihe Dosierung enthaltene Unsicherheit der gewählten Vorgehensweise wird in Abschnitt 6.4 näher diskutiert. Analog wird mit dem zugehörigen Massenfluss des Heliums verfahren. Aus diesen vereinfachten Verläufen und dem simulierten Verlauf zum Gasfreistrahler werden durch zeitliche Integration Gesamtimpuls und kinetische Energie des austretenden Heliums berechnet.

Die Berechnung von Gesamtimpuls und kinetischer Energie der Partikelphase der Zweiphasenströmung wird aus den PDA-Daten abgeleitet. Hierbei wird vereinfacht angenommen, dass die in einem kleinen Teilvolumen der austretenden Strömung vom PDA erfassten Partikel Daten (Geschwindigkeit und Durchmesser), repräsentativ für den Gesamtstrom sind und sich mit der ebenfalls erfassten, insgesamt im jeweiligen Versuch eingespeisten Partikelmasse auf den Gesamtstrom umskalieren lassen.

In den Abb. 5.12 sind die auf diese Weise vereinfacht berechneten Daten zum Impuls und der kinetischen Energie des aus dem Rohr freigesetzten Massenstroms dargestellt. Die Beiträge der beiden Phasen Helium und Partikel gelten nur für den öffnungs-

nahen Bereich. Sie verändern sich für andere Entfernungen von der Öffnung durch die fortdauernde Wechselwirkung beider Phasen miteinander und durch die Wechselwirkung mit der umgebenden Luft.

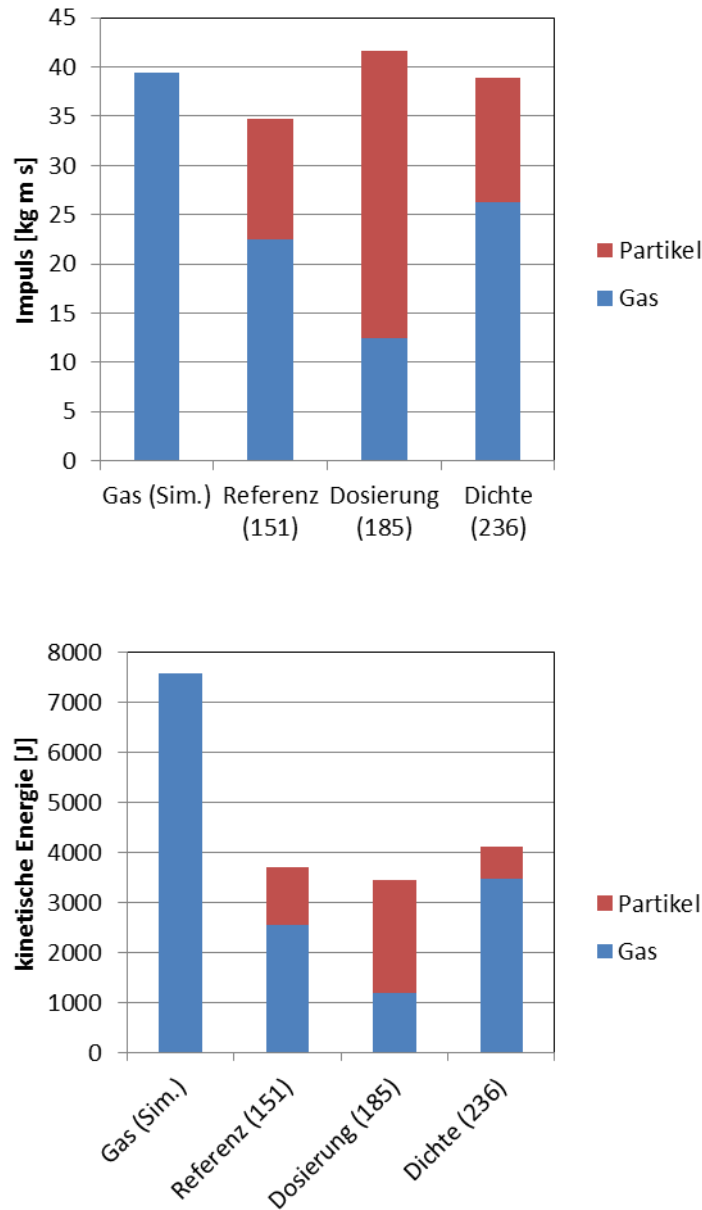


Abb. 5.12 Über den Ausströmvorgang integrierte Beiträge von Helium und Partikeln zum Gesamtimpuls und der kinetischen Energie an der Öffnung für die verschiedenen Messreihen ohne Blende (ausgewählte Versuche mit öffnungsnaher PDA-Messung, Versuchsnummern in Klammern)

Der Vergleich der vereinfacht bestimmten Impulsdaten in Abb. 5.12 zeigt vergleichbare Gesamtimpulse bei allen Versuchsreihen. Lediglich die Verteilung der Impulsbeiträge

von Gas und Partikeln variiert je nach beigemischter Partikelmasse und Grad der Partikelbeschleunigung. Letzteres ist beim Vergleich von Versuch 185 (Dosierung) und 236 (Dichte) erkennbar. Obwohl in der Versuchsreihe Dichte etwa der gleiche Massenbeitrag der Partikel wie bei der Versuchsreihe Dosierung besteht, ist der Impuls der Partikel bei Versuch 236 (Dichte) deutlich geringer. Dies ist möglicherweise auf die bei der Versuchsreihe Dichte zu größeren Durchmessern verschobene Partikelgrößenverteilung und die bei gleichem Durchmesser aufgrund der Dichte trägeren Partikel zurückzuführen (siehe Abschnitt 7.2). Bei der Interpretation der Auswertungen ist allerdings die höhere Unsicherheit bei der Versuchsreihe Dosierung zu berücksichtigen.

Die kinetische Energie des Gasfreistrahls liegt nach dieser vereinfachten Berechnung, anders als der Impuls, im Vergleich zu den Werten der Messreihen mit Partikeln deutlich höher, was auf die quadratisch in die kinetische Energie eingehende, beim Freistrahls ohne Partikel deutlich höhere Geschwindigkeit zurückzuführen ist.

6 Auswertung Geschwindigkeitsfeld

Die in Abschnitt 4 vorgestellten Messwerte geben für eine bestimmte Position innerhalb des Freistrahls eine zeitabhängige Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Partikelgröße an. Für die einzelnen Positionen lassen sich diese Messdaten daher direkt auswerten, sodass sich eine zeitabhängige Geschwindigkeit für diesen Messpunkt darstellen lässt. Um den Freistrahls als mehrdimensionales Objekt zu beschreiben, müssen die Daten der einzelnen Messpositionen jedoch verknüpft werden. Dafür werden die in Abschnitt 2.2.3 beschriebenen theoretischen Grundlagen eines Freistrahls mit den experimentell gewonnenen Messdaten kombiniert. Ziel ist es den instationären Freistrahls zeitabhängig bezüglich der Parameter Partikelgröße und Geschwindigkeit beschreiben zu können. Um dies umsetzen zu können, muss ein experimentelles Modell gefunden werden, mit dem sich die Geschwindigkeit v abhängig von der Zeit t , dem Ort (x,z) und der Partikelgröße d berechnen lässt.

6.1 Vorgehensweise

Bei der Modellierung des Geschwindigkeitsfeldes werden Symmetrien ausgenutzt. Wie in Abschnitt 2.2.4 bereits beschrieben und in Abb. 6.1 schematisch dargestellt, wird der Freistrahls in der xz -Ebene vermessen. Da die Rohröffnung rund ist, kann der Freistrahls als rotationssymmetrisch angenommen werden. Wenn die xz -Ebene des Freistrahls bekannt ist, kann daher das gesamte Volumen des Freistrahls beschrieben werden. Gravitationseffekte und Auftriebseffekte, welche vor allem entlang der z -Achse theoretischen einen Einfluss haben könnten, können, wie bereits in Abschnitt 2.2.3.2 diskutiert, bei den hier durchgeführten Betrachtungen zunächst vernachlässigt werden. Auch der potenzielle Einfluss sedimentierender Partikel ist vernachlässigbar, da die Sedimentationsgeschwindigkeit der in den Versuchen verwendeten Partikel nach Abschnitt 2.1.2 mindestens 2 bis 3 Größenordnungen unter der Austrittsgeschwindigkeit liegt.

In Abschnitt 9.2 werden potenzielle statistische und systematische Unsicherheiten bei der Versuchskonzeption sowie bei der Auswertung und Analyse der Messdaten nochmal genauer diskutiert. Durch die Beschränkung auf eine Ebene wird aus einer 3-dimensionalen Betrachtung eine 2-dimensionale Betrachtung gemacht, was die Anzahl an Messungen sowie die Komplexität der durchzuführenden Rechnungen deutlich reduziert.

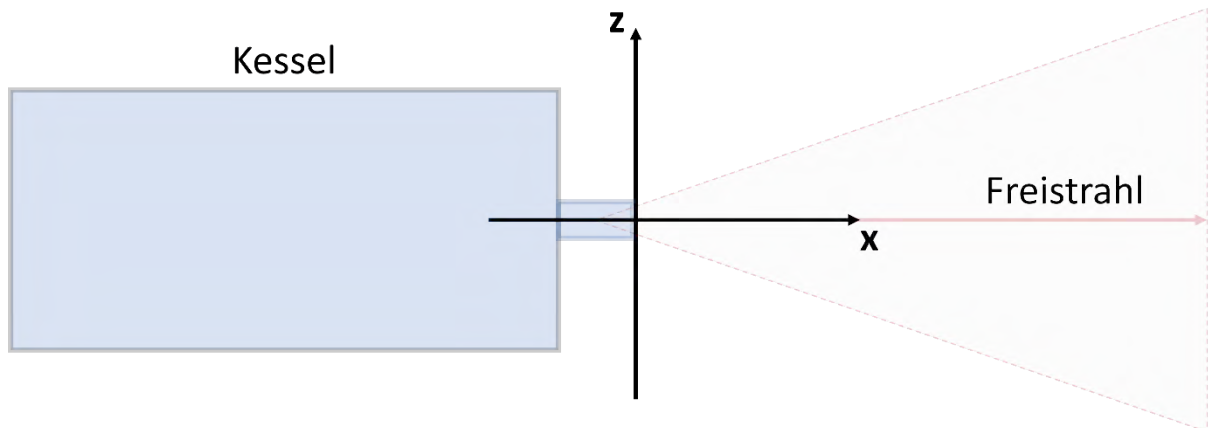


Abb. 6.1 Schematische Darstellung des verwendeten Koordinatensystems bei den durchgeführten Messungen

Wie in Abschnitt 2.2.3 dargelegt, kann bei einem stationären Freistrah die positionsabhängige Geschwindigkeit im Ähnlichkeitsbereich entlang der x-Achse mittels eines hyperbolischen Verlaufs und entlang der z-Achse mittels einer Gauß-Verteilungskurve beschrieben werden. Diese beiden Arten von Verläufen sind exemplarisch in Abb. 6.2 dargestellt. Die Geschwindigkeit des Freistrahls wird zunächst separat entlang der x-Achse sowie der z-Achse betrachtet.

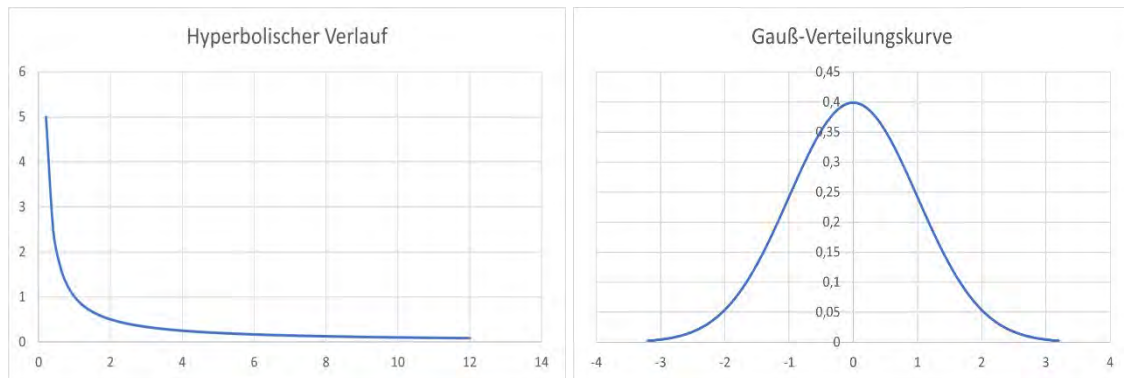


Abb. 6.2 Beispielhafte Darstellung eines hyperbolischen Verlaufs (links) sowie einer Gauß-Verteilungskurve (rechts)

Für ein systematisches Vorgehen wird zunächst einmal der Gas-Freistrah untersucht, bevor in einem weiteren Schritt der partikelbeladene Freistrah (Referenzversuch) betrachtet wird. In weiterführenden Schritten werden dann auch die Ergebnisse aus den Experimenten, bei denen die Versuchsparameter des partikelbeladenen Freistrahls variiert wurden, hinzugezogen.

Für den Gas-Freistrahler und den Referenzversuch wird ein Geschwindigkeitsfeld mit den experimentellen Daten auf Basis der theoretischen Grundlagen modelliert. Die einzelnen Schritte erfolgen dabei separat für die axiale und die radiale Verteilung des Geschwindigkeitsfeldes. Das Gesamtverfahren ist dabei für beide Variationen vergleichbar und erfolgt folgendermaßen:

1. Darstellung und Fitten der zeitabhängigen Geschwindigkeit $v(t)$ an den einzelnen Messpunkten (x,z)
2. Unterteilung des Messzeitraums in Zeitintervalle und Vergleich des Verlaufs mit bestehenden Modellen für den Freistrahler
 - Darstellung und Fitten einer positionsabhängigen Geschwindigkeit $v(x)$ für ein bestimmtes Zeitintervall (hyperbolisch)
 - Darstellung und Fitten einer positionsabhängigen Geschwindigkeit $v(z)$ für ein bestimmtes Zeitintervall (Gauß)
3. Darstellung und Fitten der Funktionen für die einzelnen Zeitintervalle, so dass zeit- und positionsabhängige Geschwindigkeiten $v(x,t)$ und $v(z,t)$ bestimmt werden können
4. Bei den partikelbeladene Freistrahler-Experimenten erfolgt eine partikelgrößenabhängige Betrachtung für die lungengängigen Partikel, so dass die Geschwindigkeiten $v(x,t,d \leq 10 \mu\text{m})$ und $v(z,t,d \leq 10 \mu\text{m})$ bestimmt werden können

Zum Schluss können die Geschwindigkeitsfelder für die beiden Variationen verglichen werden, so dass eine qualitative Aussage zum Einfluss dieser Faktoren getroffen werden kann. Die Geschwindigkeiten bei den anderen Variationen können anschließend ebenfalls qualitativ dargestellt und verglichen werden.

Mit dieser Vorgehensweise sollen die Ergebnisse der Versuche zusammengefasst und übersichtlich dargestellt werden. Die Fit-Modelle orientieren sich demnach an dem tatsächlich beobachteten experimentellen Verlauf der Daten. Der Anspruch dieser Vorgehensweise besteht nicht darin ein physikalisch allgemein geltendes Modell zu schaffen, sondern darin ein möglichst kompaktes experimentelles Modell zu schaffen, dessen Eigenschaften sich später mit weitergehenden numerischen und theoretischen Betrachtungen vergleichen lassen. Darüber hinaus können diese experimentellen Modelle Tendenzen, Größenordnungen und Einblicke in die physikalischen Zusammenhänge

liefern, welche eine deutlich verbesserte Beschreibung eines instationären partikelbeladenen Freistrahls ermöglichen.

- Bei den partikelgrößenabhängigen Freistrahls-Variationen erfolgt die Auswertung stets für die Partikel mit einem AED bis $10\ \mu\text{m}$, da diese in dem vorliegenden Vorhaben im Fokus stehen. Sollten andere Partikelgrößen-Intervalle betrachtet worden sein, so ist dies an der entsprechenden Stelle immer vermerkt. Die einzige Ausnahme stellt hierbei die Versuchsreihe mit der Variation der Dicht der Partikel im Vergleich zum Referenzversuch dar, da dort die Partikelgrößenverteilung deutlich verschoben war im Vergleich zu den anderen Variationen.

6.2 Gas-Freistrahls

Die verwendeten Messmethoden sind in Abschnitt 2.2.4 und die Messergebnisse für die Geschwindigkeit des Freistrahls sind in Abschnitt 4.4 näher dargelegt. Es wurden insgesamt 59 Messungen an 46 verschiedenen Messpositionen durchgeführt, welche für die weitere Auswertung verwendet werden können. Diese Messpositionen sind schematisch in der folgenden Abb. 6.3 dargestellt.

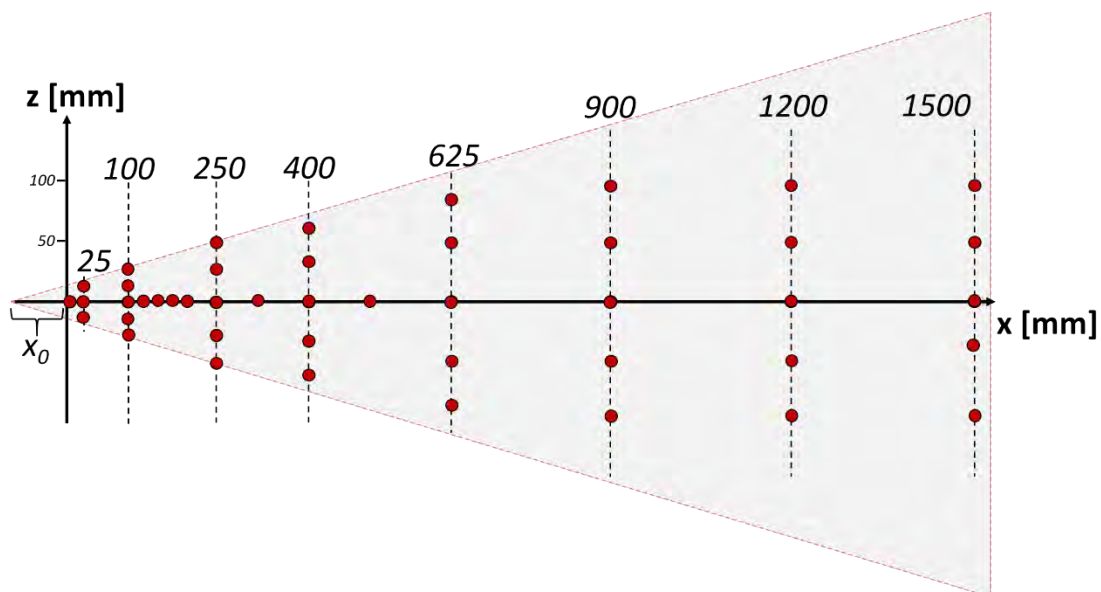


Abb. 6.3 Schematische Darstellung der Messpositionen bei der Vermessung des Gas-Freistrahls

Beim Gas-Freistrahls sind die gemessenen Partikeldurchmesser nicht weiter von Relevanz, da es sich hierbei lediglich um kleine Partikel mit nahezu perfektem Folgevermögen handelt, welche keinen weitergehenden Einfluss auf die Ausbreitung und das Ge-

schwindigkeitsfeld haben. In der folgenden Abb. 6.4 ist die gemessene Geschwindigkeit beim Gas-Freistrahls beispielhaft für die Position (325,0) mm dargestellt, was dem Versuch 319 entspricht.

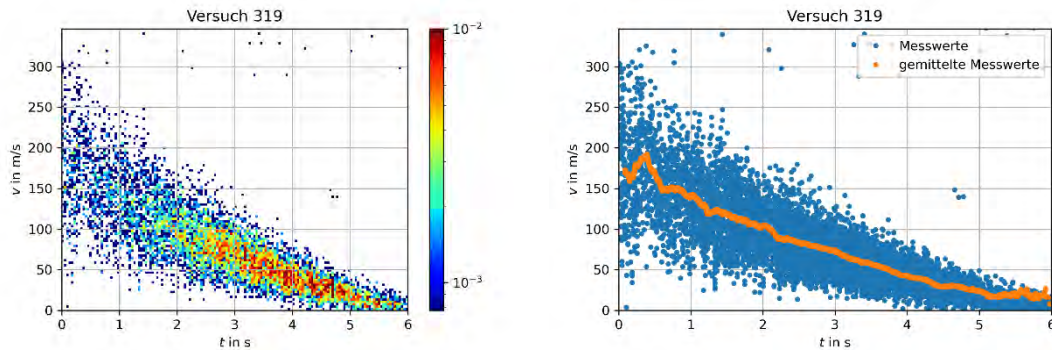


Abb. 6.4 Zeitabhängige Geschwindigkeit des Versuchs 319, als Beispiel für eine Gas-Freistrahls-Messung, in einer Darstellung als zweidimensionales Histogramm (links) und als einfacher Verlauf mit einer Mittelung der Messdaten (rechts)

Die beobachteten Geschwindigkeiten des Gas-Freistrahls verlaufen in der Regel nahezu linear mit stärkeren Schwankungen zu Beginn des Ausströmprozesses. Die Ausströmdauer beträgt meist zwischen fünf und sechs Sekunden.

6.2.1 Zeitabhängigkeit

Die aufgenommenen Messdaten sind jeweils an einer bestimmten Messposition (x,z) aufgenommen worden. Jeder einzelne Messpunkt wiederum besteht aus dem Zeitpunkt t und der Geschwindigkeit v eines erfassten Partikels. Aus der Summe aller Messpunkte lässt sich demnach die zeitabhängige Geschwindigkeit des Freistrahls an dieser Messposition bestimmen. Um in einem nächsten Schritt alle Messpositionen miteinander zu verbinden und somit ein zweidimensionales Geschwindigkeitsfeld zu bekommen, wird für jede Messposition eine Funktion gefittet, welche die zeitabhängige Geschwindigkeit an dieser Messposition beschreibt.

Für die zeitabhängige Geschwindigkeit des Gas-Freistrahls kann bei den vorgenommenen Messungen für das Zeitintervall $t = [0;6]$ s eine lineare Funktion angenommen werden.

$$v(t) = m \cdot t + v_0 \tag{6.1}$$

In der folgenden Abb. 6.5 ist dieses Vorgehen beispielhaft für die Positionen $(x,z) = (625,0)$ mm und $(x,z) = (1200,0)$ mm dargestellt. Dabei sind in Hellblau die Messdaten und in Dunkelblau eine Mittelung dieser Messdaten dargestellt. Die orange Linie zeigt den entsprechenden Fit an. Ein solches Vorgehen ist für alle in Abb. 6.3 dargestellten Messpositionen erfolgt.

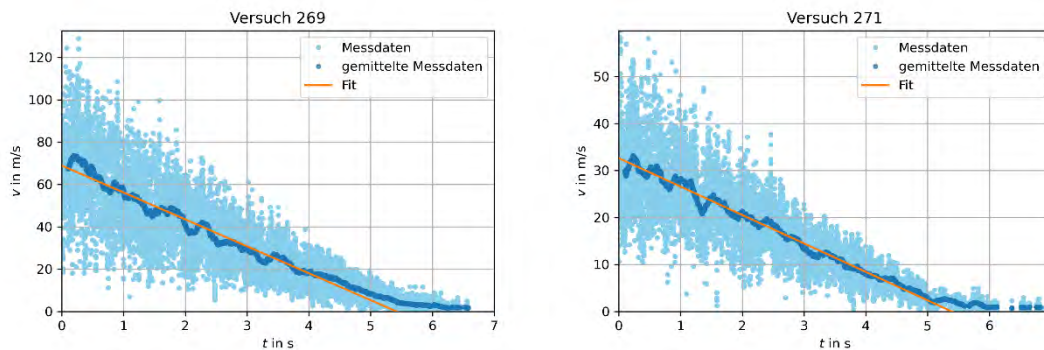


Abb. 6.5 Ausgewählte Beispiele für die gemessene zeitabhängige Geschwindigkeit, die gemittelten Werte dieser Messdaten sowie eine daraus abgeleitete Fit-Funktion

Eine Annahme, auf welche das weitere Vorgehen basiert, ist, dass für einen infinitesimal kleinen Zeitabschnitt ein instationärer Freistrahls als ein stationärer Freistrahls betrachtet werden kann, und für einen ausreichend kleinen Zeitabschnitt, diese Annahme immer noch gilt. Mit dieser Annahme kann im Folgenden für einzelne Zeitabschnitte, welche ausreichend klein sind, der instationäre Freistrahls positionsabhängig betrachtet und anschließend auf Basis theoretischer Modelle für einen stationären Freistrahls modelliert werden.

Mit den Fit-Funktionen aller auf der x-Achse liegenden Messpositionen aus Abb. 6.3 lässt sich ein Modell für die axiale Verteilung des Geschwindigkeitsfeldes des Freistrahls bestimmen. Dazu werden die einzelnen Fit-Funktionen der Messpositionen verwendet, mit denen sich für jeden Zeitpunkt die Geschwindigkeit des Gas-Freistrahls an dieser Position berechnen lässt.

Um die radiale Verteilung des Geschwindigkeitsfeldes bestimmen zu können, werden jeweils an einer x-Position Messpunkte an orthogonal zur x-Achse liegenden Messpositionen betrachtet, also Messpositionen mit dem gleichen x-Wert und unterschiedlichen z-Werten. In Abb. 6.3 sind die sieben x-Werte, welche mehr als fünf Messpositionen

aufweisen und zur Auswertung der radialen Verteilung herangezogen werden, mit einer gestrichelten Linie versehen.

6.2.2 Axiale Verteilung

Wie in Abschnitt 2.2.3 aufgeführt, kann die positionsabhängige Geschwindigkeit eines stationären Gas-Freistrahls im Ähnlichkeitsbereich des Freistrahls entlang der x-Achse durch eine hyperbolische Funktion beschrieben werden:

$$v(x) = v_0 \cdot K_1 \cdot \frac{d_e}{(x - x_0)} \quad (6.2)$$

Hierbei ist v_0 die Austrittsgeschwindigkeit an der Rohröffnung, K_1 die Abbaukonstante des Freistrahls, d_e der effektive Rohrdurchmesser und x_0 der virtuelle Strahlursprung. Wie in Formeln (2.23) und (2.24) bereits eingeführt, ergibt sich der effektive Rohrdurchmesser aus dem realen Rohrdurchmesser d_r sowie dem Verhältnis der Dichten von Freistrahls und Umgebung beziehungsweise dem umgekehrten Verhältnis deren spezifischen Gaskonstanten R_S . Wenn für den Freistrahls Helium und für die Umgebung Luft angenommen wird, ergibt sich der effektive Rohrdurchmesser zu:

$$d_e = d_r \cdot \left(\frac{R_{S, \text{Luft}}}{R_{S, \text{Helium}}} \right)^{1/2} = 2,5 \text{ cm} \cdot \left(\frac{287 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}}{2076 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}} \right)^{1/2} = 0,93 \text{ cm} \quad (6.3)$$

Für eine bessere Vergleichbarkeit zwischen den unterschiedlichen Messpositionen kann die Geschwindigkeit mit der maximalen gemessenen Geschwindigkeit unmittelbar vor der Rohröffnung (5 mm), welche als Austrittsgeschwindigkeit v_0 angenommen wird, normiert werden:

$$\frac{v(x)}{v_0} = K_1 \cdot \frac{d_e}{(x - x_0)} \quad (6.4)$$

In der folgenden Abb. 6.6 sind beispielhaft für das Zeitintervall $t = (1,9; 2,0]$ s die normierten Geschwindigkeiten für die acht Messpositionen aufgetragen (blaue Punkte). Im Ähnlichkeitsbereich des Freistrahls, welcher in Abschnitt 2.2.3 eingeführt wurde und ab etwa 0,25 m beginnt, kann eine Funktion durch den oben aufgeführten hyperbolischen Verlauf gefittet werden. Aus der Fit-Funktion ergeben sich die Abbaukonstante K_1 so-

wie der virtuelle Strahlursprung x_0 . Die berechneten Geschwindigkeitsverläufe sind im Folgenden immer für 0,1 Sekunden lange Zeitintervalle berechnet worden, da sich innerhalb eines solchen Zeitintervalls der Freistrahл näherungsweise stationär verhält. Zur Vereinfachung der Schreibweise und der Betrachtung, wird fortan jedoch von Zeitpunkten und nicht mehr von Zeitintervallen gesprochen. So wird das Zeitintervall $t = (1,9;2,0]$ s beispielsweise als $t = 2$ s definiert.

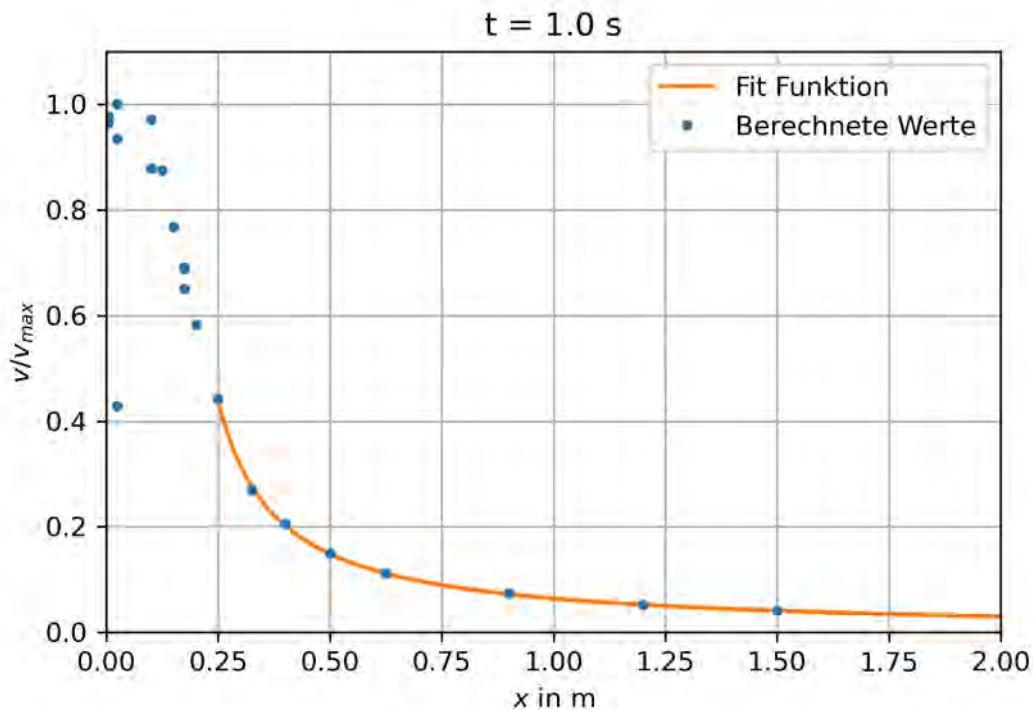


Abb. 6.6 Die auf die Austrittsgeschwindigkeit normierte axiale Geschwindigkeitsverteilung des Gas-Freistrahls berechnet für den Zeitpunkt $t = 1$ s

Um eine besser vergleichbare Darstellung zu bekommen, aus der sich mit der Steigung und dem y-Achsenabschnitt die Fit-Parameter ablesen lassen, wird im Folgenden eine inverse Darstellung in der Form einer Geraden gewählt:

$$\frac{v_0}{v(x)} = \frac{x}{K_1 \cdot d_e} - \frac{x_0}{K_1 \cdot d_e} \quad (6.5)$$

$$\frac{v_0}{v\left(\frac{x}{d_e}\right)} = \frac{1}{K_1} \cdot \left(\frac{x}{d_e}\right) - \frac{x_0}{K_1 \cdot d_e} \quad (6.6)$$

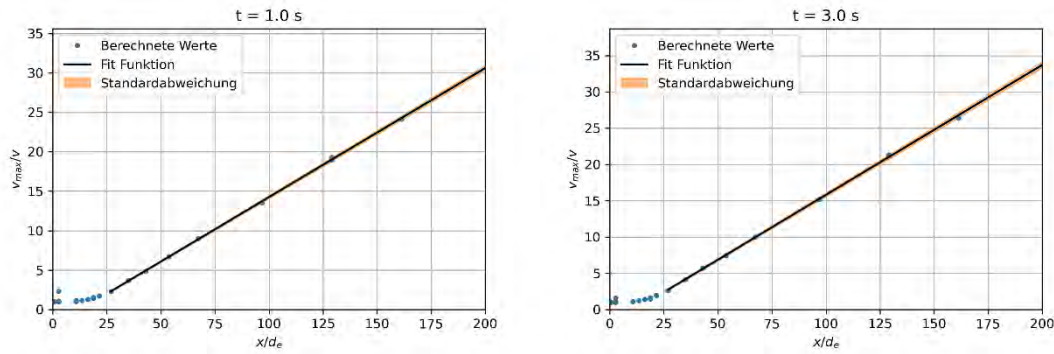


Abb. 6.7 Die inverse und auf die Austrittsgeschwindigkeit normierte axiale Geschwindigkeitsverteilung des Gas-Freistrahls in Abhängigkeit vom mit dem effektiven Rohrdurchmesser normierten Abstand, berechnet für $t = 1,0$ s (links) und $t = 3,0$ s (rechts) mit dem dazugehörigen Fit

Mit diesem Vorgehen lassen sich für beliebige Zeitintervalle die Abbaukonstante K_1 und der virtuelle Strahlursprung x_0 bestimmen. Beide Parameter sind zeitabhängig. In Abb. 6.8 sind die Parameter, welche für die jeweiligen Zeitintervalle bestimmt wurden, in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Für beide Parameter lässt sich eine Fit-Funktion mit einem Geraden- und einem Exponentialfunktions-Anteil finden:

$$P(t) = a \cdot (1 - e^{b \cdot t}) + c \cdot t + d \quad (6.7)$$

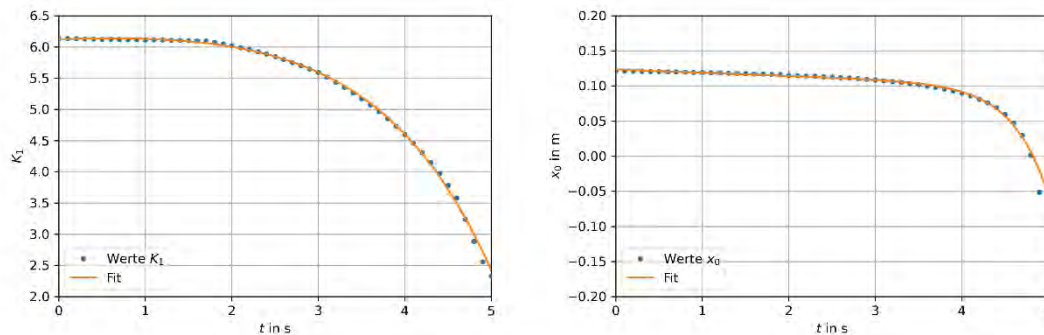


Abb. 6.8 Die bestimmten Abbaukonstanten K_1 (links) und der virtuellen Strahlursprünge x_0 (rechts) des Gas-Freistrahls, aufgetragen in Blau in Abhängigkeit von der Zeit. In Orange ist die Fit-Funktion für die beiden Parameter aufgetragen

Wenn alle oben aufgeführten Betrachtungen miteinander kombiniert werden, kann eine positions- und zeitabhängige Geschwindigkeit bestimmt werden über:

$$v(x, t) = v_0 \cdot K_1(t) \cdot \frac{d_e}{(x - x_0(t))} \quad (6.8)$$

$$v(x, t) = v_0 \cdot (a_{K_1} \cdot (1 - e^{b_{K_1} \cdot t}) + c_{K_1} \cdot t + d_{K_1}) \cdot \frac{d_e}{(x - (a_{x_0} \cdot (1 - e^{b_{x_0} \cdot t}) + c_{x_0} \cdot t + d_{x_0}))} \quad (6.9)$$

Dabei kann der effektive Rohrdurchmesser d_e mit der Formel (6.3) berechnet werden und die Austrittsgeschwindigkeit kann entweder ebenfalls berechnet oder den Messdaten entnommen werden. Die jeweils vier Fit-Parameter a bis d für die Abbaukonstante K_1 und dem virtuellen Strahlursprung x_0 können mit einem Daten-Fit mit Ansatz gemäß Formel (6.7) bestimmt werden.

6.2.3 Radiale Verteilung

Wie in Abschnitt 2.2.3 aufgeführt, kann die positionsabhängige Geschwindigkeit eines stationären Gas-Freistrahls im Ähnlichkeitsbereich des Freistrahls orthogonal zur x -Achse durch eine Gauß-Verteilungskurve der folgenden Form beschrieben werden:

$$v(z) = v_{max} \cdot \exp\left(-A \cdot \left(\frac{z}{x - x_0}\right)^2\right) \quad (6.10)$$

Für die weitere Auswertung der radialen Verteilung wird der Wert x_0 , welcher den virtuellen Strahlursprung angibt, vernachlässigt. Dadurch werden mit der Variablen A alle Effekte abgebildet und die Auswertung vereinfacht:

$$v(z) = v_{max} \cdot \exp\left(-A \cdot \left(\frac{z}{x}\right)^2\right) \quad (6.11)$$

Hierbei ist v_{max} das Geschwindigkeitsmaximum, x die entsprechende x -Position und A die Streukonstante. In der folgenden Abb. 6.9 sind beispielhaft die für die Position $x = 250$ mm und den Zeitpunkt $t = 1$ s bestimmten Geschwindigkeiten sowie die Fit-Funktion auf Basis der Formel (6.11) dargestellt. Dieser Vorgang wurde für alle sieben in Abb. 6.3 dargestellten x -Positionen sowie im Zeitintervall $[0;5]$ s für 51 äquidistante Zeitpunkte durchgeführt.

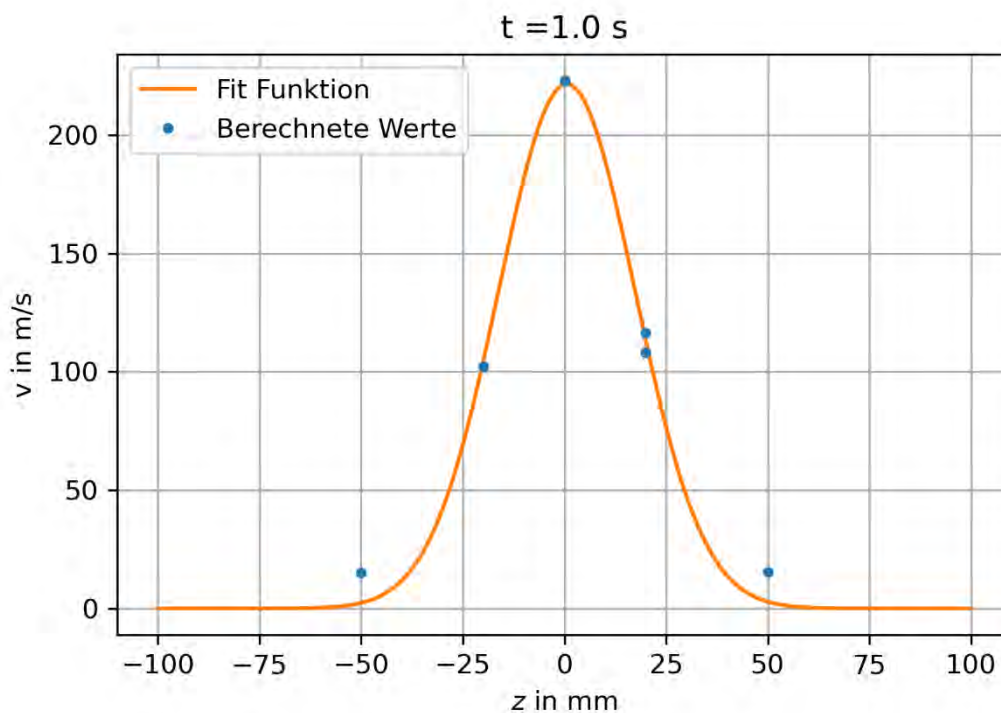


Abb. 6.9 Berechnete Geschwindigkeiten des Gas-Freistrahls für die Position $x = 250$ mm zum Zeitpunkt $t = 1,0$ s sowie die mit einer Gauß-Verteilungskurve bestimmte Fit-Funktion

Die Halbwertsbreite $z_{1/2}$ ist eine charakteristische Größe einer solchen Verteilung und gibt an, wie groß der Abstand entlang der x -Achse zu dem Punkt ist, an dem die Geschwindigkeit auf die Hälfte des Maximums abgesunken ist. Eine solche Halbwertsbreite kann auf Grundlage der Formel (6.11) bestimmt werden über:

$$z_{1/2} = x \cdot \sqrt{\frac{\ln(0,5)}{-A}} \quad (6.12)$$

Für den Fit in Abb. 6.9 ergibt sich hierbei eine Halbwertsbreite von $z_{1/2} = 12,2$ mm.

Die in Formel (6.11) angegebene Funktion lässt sich in einer besser vergleichbaren Form darstellen, indem die Geschwindigkeit mit der maximalen Geschwindigkeit v_{max} normiert wird

$$\frac{v(z)}{v_{max}} = \exp\left(-A \cdot \left(\frac{z}{x}\right)^2\right) \quad (6.13)$$

Wenn eine solche normierte Darstellung verwendet wird, kann die als Streurrate K_2 bezeichnete Kennzahl des Freistrahls über den verwendeten Wurzel-Term aus Formel (6.12) bestimmt werden.

$$K_2 = \sqrt{\frac{\ln(0,5)}{-A}} \quad (6.14)$$

Für den exemplarisch aufgeführten Fall, welcher in Abb. 6.9 dargestellt ist, ergibt sich dabei eine Streurrate von $K_2 = 0,08$. Um die Vergleichbarkeit der Darstellungsform noch weiter zu verbessern, könnte bei der Funktion (6.13) der Abstand z mit der x -Komponente $(x - x_0)$ normiert werden (Abb. 6.10).

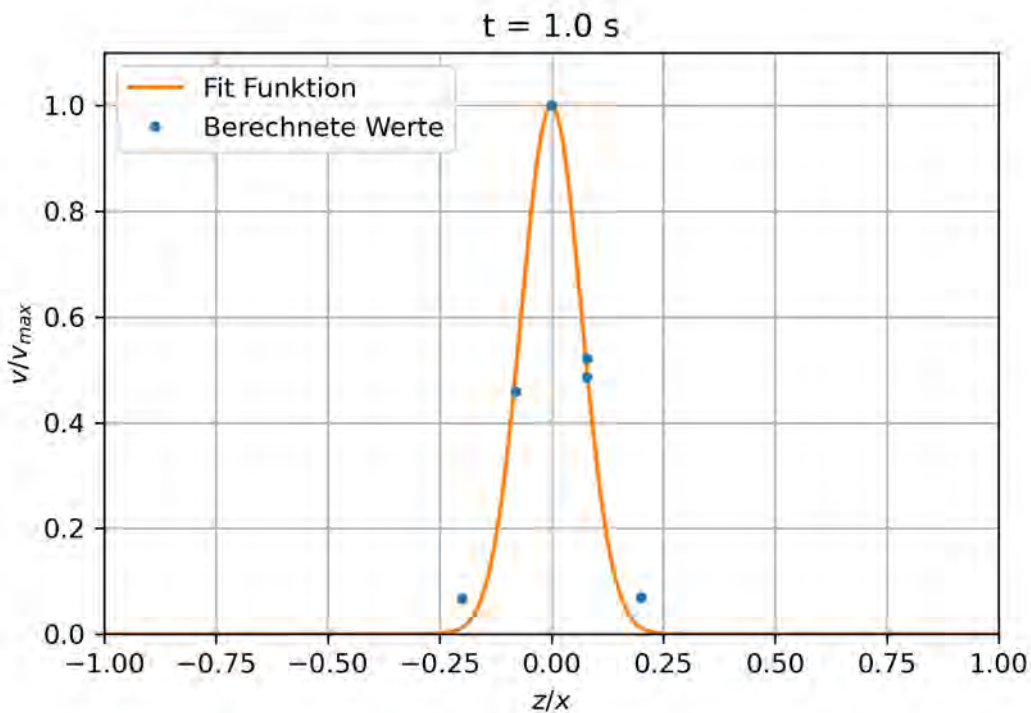


Abb. 6.10 Normierte Darstellung der berechneten Geschwindigkeiten des Gas-Freistrahls für die Position $x = 250$ mm zum Zeitpunkt $t = 1,0$ s sowie die mit einer Gauß-Verteilungskurve bestimmte Fit-Funktion

Um die Zeitabhängigkeit des Freistrahls zu bestimmen, wird im Folgenden die für die radiale Verteilung entscheidende Kennzahl in Form der Streurrate K_2 betrachtet. In Abb. 6.11 ist die Streurrate für sieben verschiedene x -Positionen zeitabhängig dargestellt.

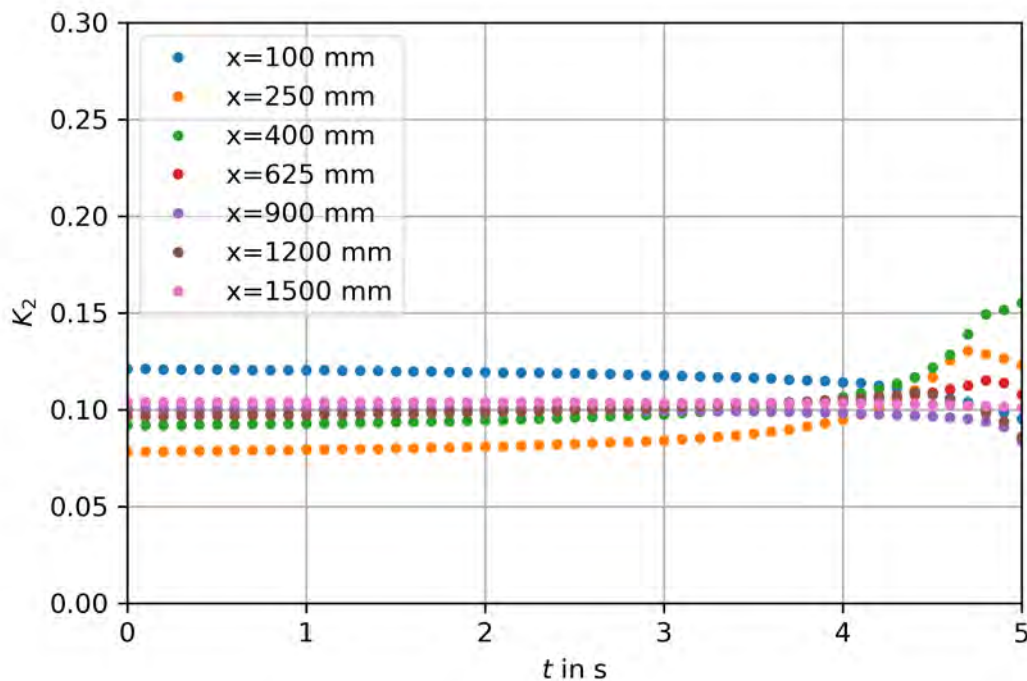


Abb. 6.11 Für den Gas-Freistrahler bestimmte Streurrate K_2 für die sieben verschiedenen x -Positionen aufgetragen in Abhängigkeit von der Zeit

Wie in Abb. 6.11 zu erkennen ist, verläuft die Streurrate relativ konstant über die Zeit. Für Zeiten größer als vier Sekunden kommt es jedoch zu stärkeren Schwankungen, was daran liegt, dass die angewendeten Fit-Modelle, wie sie beispielsweise in Abb. 6.5 dargestellt sind, in diesem Bereich nicht mehr so gut funktionieren. Bei Betrachtung der Streurrate abhängig von der x -Positionen, kann festgestellt werden, dass die Werte nahe an der Öffnung, nämlich $x = 100$ mm und $x = 250$ mm, am stärksten von den restlichen Werten abweichen. Ein plausibler Erklärungsansatz für diesen Umstand wäre, dass für diese Distanzen der Ähnlichkeitsbereich des Freistrahls noch nicht ganz ausgebildet ist und die zugrunde liegenden Modelle daher noch nicht vollumfänglich angewendet werden können. Die restlichen Werte liegen für die anfänglichen vier Sekunden alle rund um den Wert von ungefähr 0,1 nah beieinander.

6.2.4 Kombination

Mit der zeitabhängigen Abbaukonstante, dem zeitabhängigen virtuellen Strahlursprung und der zeitabhängigen Streurrate kann der Freistrahler für jeden Zeitpunkt beschrieben werden. Dazu werden die Formeln für die radiale und der axialen Verteilung kombiniert:

$$v(x, z) = v_0 \cdot K_1(t) \cdot \frac{d_e}{(x - x_0(t))} \cdot \exp\left(-A(t) \cdot \left(\frac{z}{x}\right)^2\right) \quad (6.15)$$

In der folgenden Abb. 6.12 ist der Gas-Freistrahel beispielhaft für den Zeitpunkt $t = 2,5$ s dargestellt. Farblich ist die mit der Austrittsgeschwindigkeit v_0 normierte Geschwindigkeit dargestellt. Die Farbskala ist dabei logarithmisch. Mit einer schwarzen Linie ist mit einem vereinfachten Ansatz die 1 %-Grenze des Freistrahls angegeben, welche wie zuvor bereits aufgeführt in der Literatur oft als Definition für die Freistrahlgrenze verwendet wird. Die Annahme für diesen vereinfachten Ansatz ist, dass diese Grenze mit einem konstanten Raumwinkel verläuft. Die Reichweite in Strahlachse ist in diesem Beispiel etwa 5,5 m.

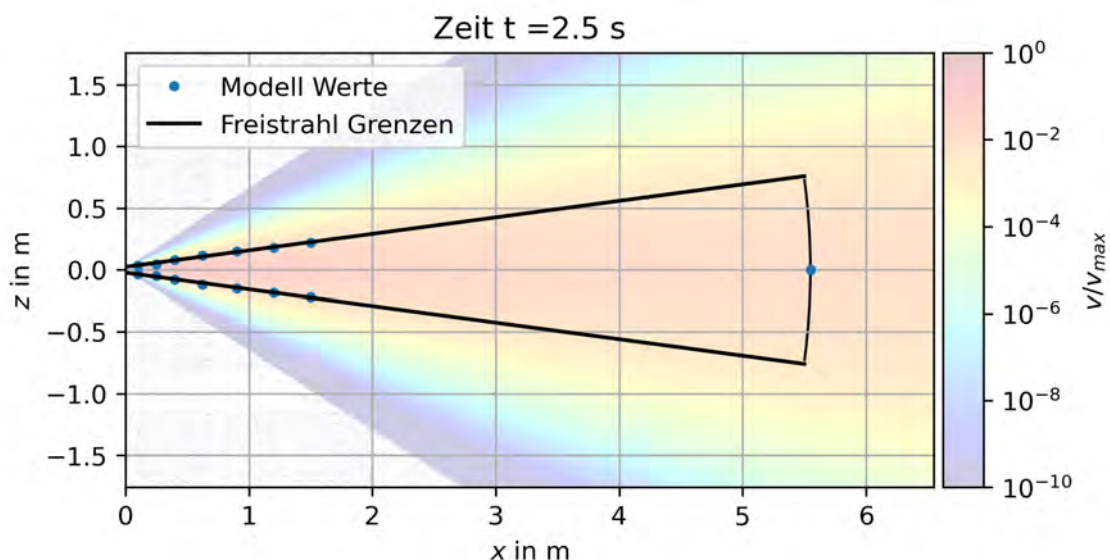


Abb. 6.12 Schematische Darstellung der Grenzen des Gas-Freistrahls sowie dem Geschwindigkeitsfeld des Gas-Freistrahls, berechnet aus den zuvor aufgeführten Modellen für $t = 2,5$ s

Bei dieser Darstellung gilt es zu beachten, dass eine Normierung auf die Austrittsgeschwindigkeit stattgefunden hat und die Grenze als ein relativer Anteil an dieser dargestellt wird. So würde beispielsweise bei einer Austrittsgeschwindigkeit von 300 m/s die Grenze bei 3 m/s liegen. Die Austrittsgeschwindigkeit selbst ist wiederum, wie im Abschnitt zur Zeitabhängigkeit aufgeführt, ebenfalls zeitabhängig. Demnach ändert sich in dieser Darstellung der absolute Wert der Freistrahlgrenze mit der Zeit. Mit dem berechneten analytischen Modell, auf dem diese Darstellung beruht, können Grenzen des Freistrahls aber auch für andere Definitionen der Reichweite berechnet werden.

6.3 Referenzversuch

Die verwendeten Messmethoden sind in Abschnitt 2.2.4 und die Messergebnisse für die Geschwindigkeit des Freistrahls sind in Abschnitt 4.4 näher dargelegt. Es wurden insgesamt 39 Messungen an 33 verschiedenen Messpositionen durchgeführt, welche für die weitere Auswertung verwendet werden können. Diese Messpositionen sind schematisch in der folgenden Abb. 6.13 dargestellt.

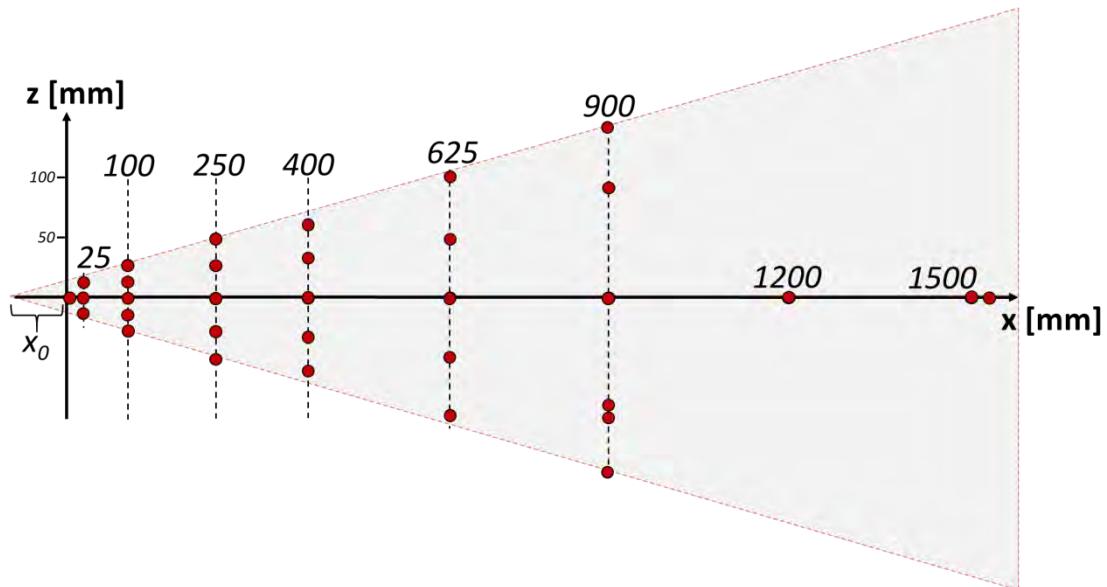


Abb. 6.13 Schematische Darstellung der Messpositionen bei der Vermessung des Referenzversuchs

In der folgenden Abb. 6.14 ist die gemessene Geschwindigkeit bei dem in dieser Versuchsreihe vermessenen Freistrahls beispielhaft für die Position (100,0) mm dargestellt, was dem Versuch 103 entspricht, als Beispiel für die Messung eines partikelbeladenen Freistrahls unter den Referenzbedingungen.

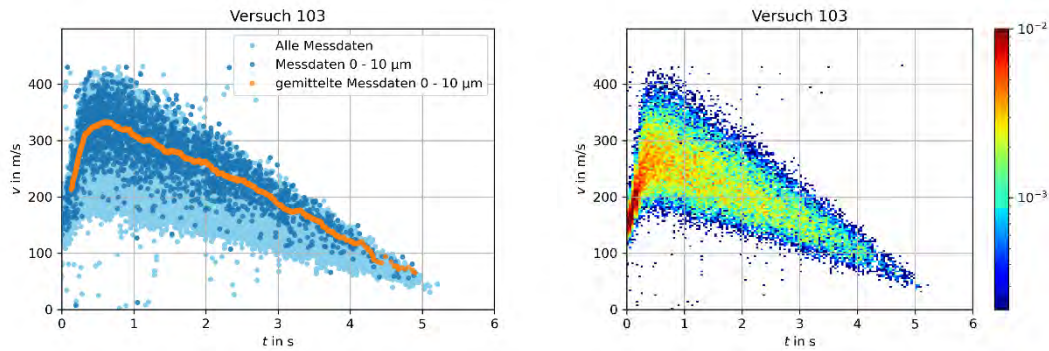


Abb. 6.14 Zeitabhängige Geschwindigkeit des Versuchs 103 als einfacher Verlauf mit hervorgehobenen Daten für die Partikel bis 10 μm sowie einer Mittelung dieser Daten (links) und in einer Darstellung als zweidimensionales Histogramm (rechts)

Die beobachteten Geschwindigkeiten der Referenzversuche steigen zumeist in der ersten halben Sekunde leicht an, bevor sie ab ihrem Peak nahezu linear abnehmen. Bei Messpositionen mit größerer Distanz zur Öffnung wird diese anfängliche Steigung kleiner und verschwindet schließlich komplett, so dass nur noch eine lineare Abnahme zu beobachten ist. Die Ausströmdauer beträgt meist ungefähr fünf Sekunden.

Beim Referenzversuch mit dem partikelbeladenen Freistrahler sind im Gegensatz zum Gas-Freistrahler auch die Partikeldurchmesser von Relevanz. In der folgenden Grafik ist die gemessene Partikelgrößenverteilung beispielhaft für die Position (100,0) mm (Versuch 103) dargestellt. Als Verteilungsfunktion wurde eine Gamma-Verteilung angenommen.

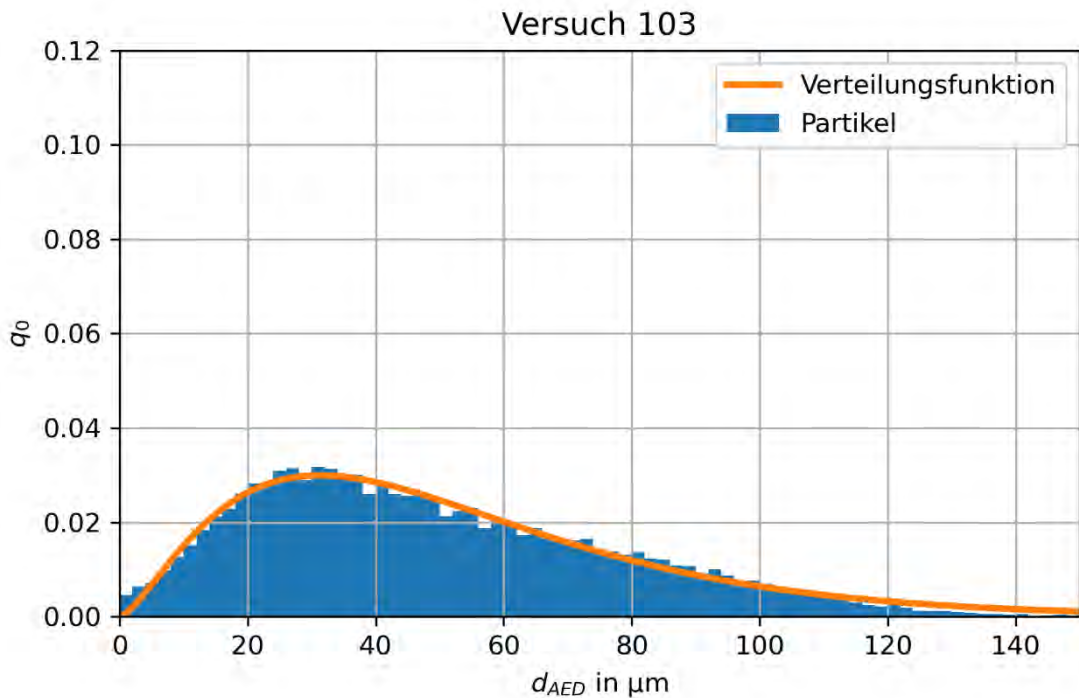


Abb. 6.15 Histogramm mit der normierten Anzahl der Partikel abhängig vom AED in Mikrometern sowie eine dazugehörige Verteilungsfunktion für den Versuch 103. Bei dem vorliegenden Versuch handelt es sich um einen der Referenzversuche an der Position (100,0) mm

6.3.1 Zeitabhängigkeit

Wie auch zuvor beim Gas-Freistrahler sind die aufgenommenen Messdaten jeweils an einer bestimmten Messposition (x,z) aufgenommen worden. Jeder einzelne Messpunkt wiederum besteht aus dem Zeitpunkt t , der Geschwindigkeit v und dem Durchmesser d eines erfassten Partikels. Aus der Summe aller Messpunkte lässt sich demnach die zeitabhängige Geschwindigkeit des Freistrahls an dieser Messposition bestimmen. Um in einem nächsten Schritt alle Messpositionen miteinander zu verbinden und somit ein zweidimensionales Geschwindigkeitsfeld zu bekommen, wird für jede Messposition eine Funktion gefittet, welche die zeitabhängige Geschwindigkeit an dieser Messposition beschreibt.

Im Unterschied zum Gas-Freistrahler ist beim partikelbeladenen Freistrahler zusätzlich die Partikelgröße ein entscheidender Faktor. Der Effekt, den die Partikelgröße auf die Geschwindigkeit hat, lässt sich deutlich erkennen, wenn für verschiedene Größenintervalle die gemittelte Geschwindigkeit verglichen wird. Die Partikelgrößen sind, wie im Ab-

schnitt 4.4.3 eingeführt, stets im AED angegeben. In der folgenden Abb. 6.16 ist für die Position $(x,z) = (25,0)$ mm die Geschwindigkeit für vier verschiedenen Partikelgrößen-Intervalle aufgezeigt.

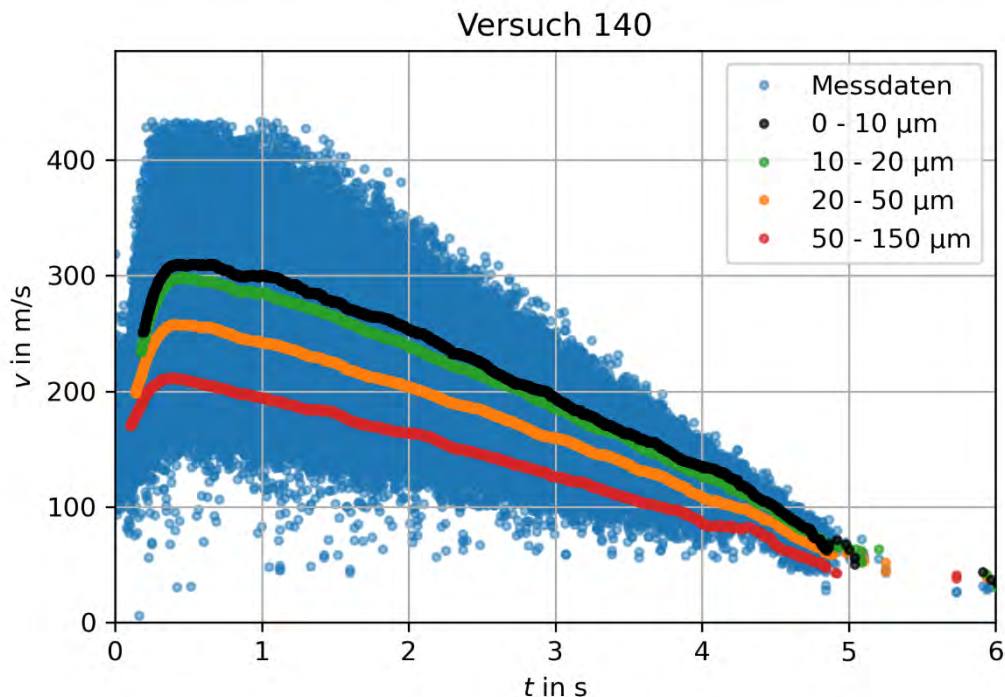


Abb. 6.16 Messdaten aller gemessenen Partikel an der Position $(x,z) = (25,0)$ mm sowie die gemittelten partikelgrößenabhängigen Geschwindigkeiten für vier verschiedene Partikelgrößen-Intervalle beim Referenzversuch 140

Es ist zu sehen, dass zu Beginn der Unterschied in der Geschwindigkeit zwischen den kleinsten und den größten Partikelintervallen bei ungefähr 100 m/s liegt. Die Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Partikelgröße muss daher in den folgenden Betrachtungen miteinbezogen werden. Die Auswertung wird in Abhängigkeit von der Partikelgröße vorgenommen, was durch eine Sortierung der Messdaten in Partikelgrößen-Intervalle umgesetzt wird. Im Folgenden liegt der Fokus auf den lungengängigen Partikeln, welche bis 10 μm groß sind. Die folgenden Auswertungsschritte werden daher für dieses Partikelgrößen-Intervall gezeigt. An Stellen, wo dies von Relevanz ist, erfolgt dann jedoch ein Vergleich mit anderen Partikelgrößen-Intervallen oder ein Vergleich mit einer integralen Auswertung über das gesamte Spektrum der Partikelgrößen. Aus diesen Vergleichen lässt sich ableiten, wie sich bestimmte Parameter in Abhängigkeit von der Partikelgröße verhalten.

Für die zeitabhängige Geschwindigkeit des Partikel-Freistrahls muss beim Fitten zwischen den Messpositionen unterschiedlicher Entfernungsbereiche zur Rohröffnung unterschieden werden. Bei den Messpositionen, welche mindestens 400 mm von der Rohröffnung entfernt liegen, kann im Zeitintervall $t = [0;5]$ s eine lineare Funktion angenommen werden.

$$v(t) = m \cdot t + v_0 \quad (6.16)$$

Bei Messpositionen, welche näher als 400 mm von der Rohröffnung entfernt liegen, muss für das Zeitintervall $t = [0;5]$ s die lineare Funktion mit einer exponentiellen Funktion kombiniert werden, um die anfänglichen Geschwindigkeitszunahme zu erfassen.

$$v(t) = a \cdot (1 - e^{b \cdot t}) + m \cdot t + c \quad (6.17)$$

In der folgenden Abb. 6.17 ist dieses Vorgehen beispielhaft für die Position $(x,z) = (25,0)$ mm dargestellt. Dabei sind in der linken Abbildung in Hellblau alle Messdaten, in Dunkelblau die Messdaten für die Partikel bis $10 \mu\text{m}$ sowie in Orange die Mittelung dieser Messdaten dargestellt. In der rechten Abbildung sind die Messdaten für die Partikel bis $10 \mu\text{m}$, mit deren Mittelung und einem entsprechenden Fit aufgeführt.

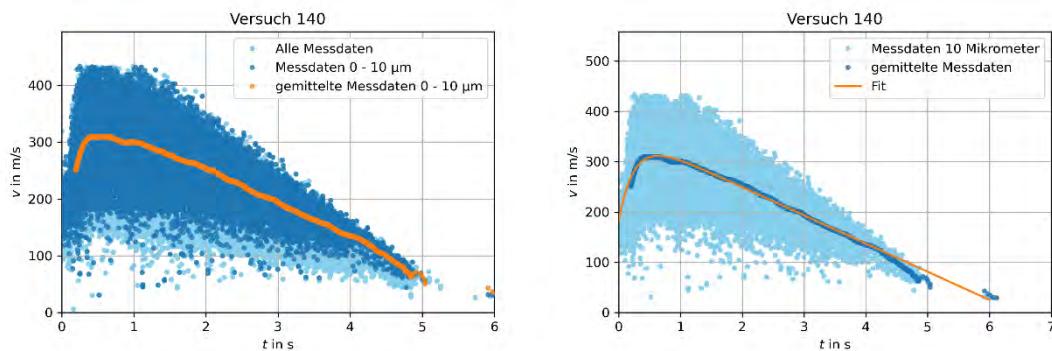


Abb. 6.17 Zeitabhängige Geschwindigkeit, die gemittelten Werte der Messdaten für Partikel bis $10 \mu\text{m}$ sowie eine daraus abgeleitete Fit-Funktion für die Position $(x,z) = (25,0)$ mm beim Referenzversuch 140

Wie bereits beim Gas-Freistrahler wird nun die oben erläuterte Annahme genutzt, dass für einen ausreichend kleinen Zeitabschnitt ein instationärer Freistrahler als ein stationärer Freistrahler betrachtet werden kann.

Mit den Fit-Funktionen aller auf der x-Achse liegenden Messpositionen aus Abb. 6.13 lässt sich ein Modell für die axiale Verteilung des Geschwindigkeitsfeldes des partikelbeladenen Freistrahls bestimmen. Dazu werden die einzelnen Fit-Funktionen der Messpositionen verwendet, mit denen sich für jeden Zeitpunkt die Geschwindigkeit des Gas-Freistrahls an dieser Position berechnen lässt.

Um die radiale Verteilung des Geschwindigkeitsfeldes bestimmen zu können, werden jeweils an einer x-Position Messpunkte an orthogonal zur x-Achse liegenden Messpositionen betrachtet, also Messpositionen mit dem gleichen x-Wert und unterschiedlichen z-Werten. In Abb. 6.13 sind diese fünf x-Werte, welche mehr als fünf Messpositionen aufweisen und zur Auswertung der radialen Verteilung herangezogen werden, mit einer gestrichelten Linie versehen.

6.3.2 Axiale Verteilung

Wie in Abschnitt 2.2.3 aufgeführt kann die positionsabhängige Geschwindigkeit eines partikelbeladenen Freistrahls im Ähnlichkeitsbereich des Freistrahls entlang der x-Achse durch eine hyperbolische Funktion beschrieben werden. Die Funktion ist dabei wie die des Gas-Freistrahls, jedoch mit einem zusätzlichen Faktor, in dem das Massenbeladungsverhältnis X eingeht:

$$v(x) = v_0 \cdot (K \cdot \sqrt{1 + X}) \cdot \frac{d_e}{(x - x_0)} \quad (6.18)$$

Da innerhalb einer Versuchsreihe die Massenbeladung näherungsweise konstant bleibt und vermutlich keine Zeitabhängigkeit der Massenbeladung vorliegt, wird das Massenbeladungsverhältnis zur Modellierung des Freistrahls als konstanter Faktor in die Abbaukonstante integriert, so dass auch hier von einer Abbaukonstante K_1 gesprochen werden kann:

$$v(x) = v_0 \cdot K_1 \cdot \frac{d_e}{(x - x_0)} \quad (6.19)$$

Bei Angaben zu der Abbaukonstante ist daher darauf zu achten, auf welchen Freistrahls bzw. welche Komponente des Freistrahls sich die Abbaukonstante bezieht. Mit der obigen Formel kann die Darstellung der Fit-Funktion, wie beim Gas-Freistrahls, durch eine Geraden-Funktion erfolgen:

$$\frac{v_0}{v\left(\frac{x}{d_e}\right)} = \frac{1}{K_1} \cdot \left(\frac{x}{d_e}\right) - \frac{x_0}{K_1 \cdot d_e} \quad (6.20)$$

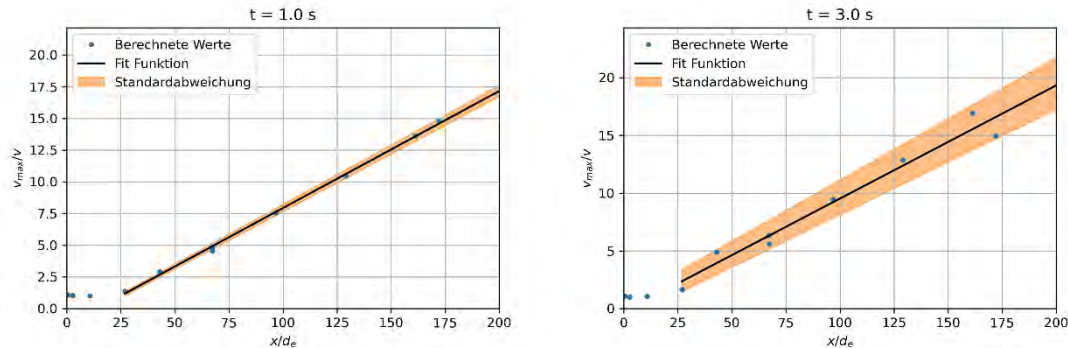


Abb. 6.18 Die inverse und auf die Austrittsgeschwindigkeit normierte axiale Geschwindigkeitsverteilung der Referenzversuche in Abhängigkeit vom mit dem effektiven Rohrdurchmesser normierten Abstand, berechnet für $t = 1,0$ s (links) und $t = 3,0$ s (rechts) mit dem dazugehörigen Fit

Mit diesem Vorgehen lassen sich für beliebige Zeitintervalle die Abbaukonstante K_1 und der virtuelle Strahlursprung x_0 bestimmen. In Abb. 6.19 sind die Parameter, welche für 0,1 Sekunden lange Zeitintervalle bestimmt wurden, in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Um die Abhängigkeit von der Partikelgröße darzustellen, werden hier die beiden Parameter mit den Parametern aus einer integralen Auswertung über das gesamte Partikelgrößen-Spektrum verglichen.

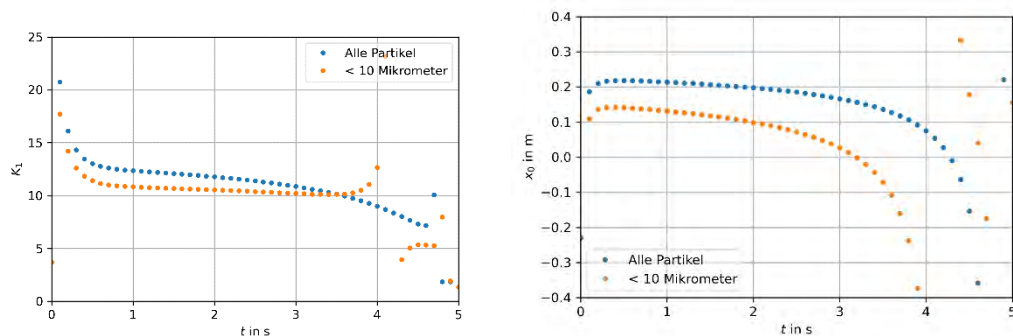


Abb. 6.19 Die bestimmten Abbaukonstanten K_1 (links) und der virtuellen Strahlursprünge x_0 (rechts) der Referenzversuche, aufgetragen in Abhängigkeit von der Zeit für zwei verschiedene Partikelgrößen-Intervalle

Es lässt sich erkennen, dass zum Anfang sowie zum Ende stärkere Schwankungen der beiden Parameter beobachtet werden können, was darauf zurückzuführen ist, dass die angewendeten Fit-Modelle hier nicht vollumfänglich funktionieren. Die Abbaukonstante ist ansonsten relativ konstant, bis sie gegen Ende absinkt und der Wert des Strahlursprungs nimmt, wie bereits beim Gas Freistrahler beobachtet, mit der Zeit exponentiell ab. Die Werte, für die die Partikel, welche bis 10 μm groß sind, liegen stets unter denen für alle Partikelgrößen kombiniert.

6.3.3 Radiale Verteilung

Die radiale Verteilung kann genau wie beim Gas-Freistrahler bestimmt werden. Nur die Abhängigkeit von der Partikelgröße muss, wie bereits bei der axialen Verteilung, mitbeachtet werden. So ist die im Folgenden dargestellte Grafik für Partikel bis 10 μm erstellt worden.

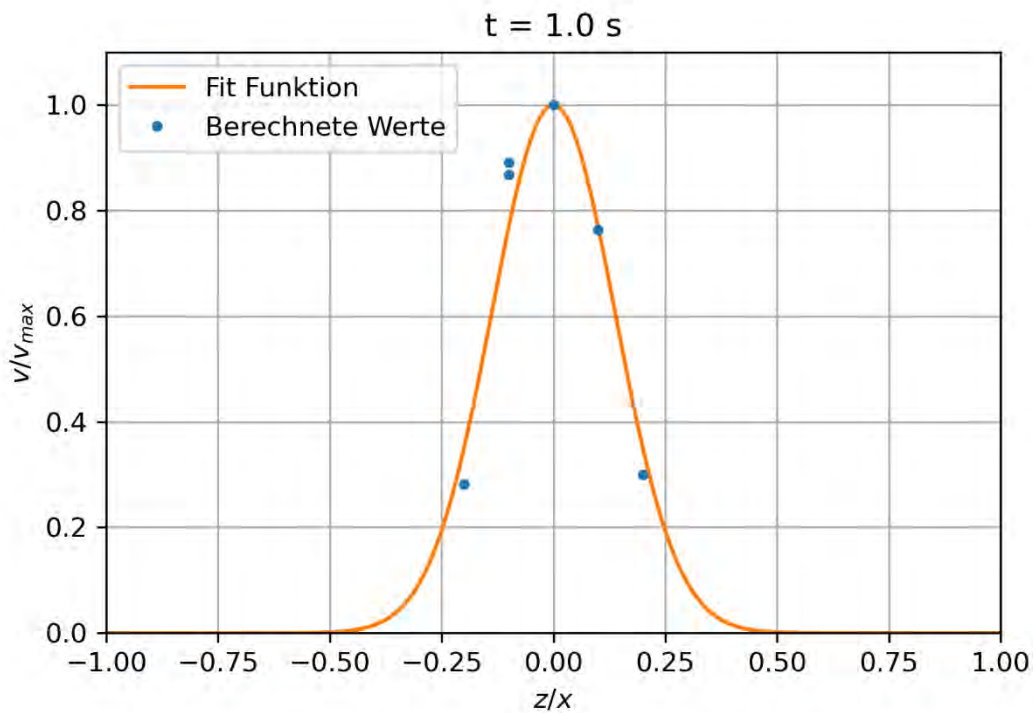


Abb. 6.20 Normierte Darstellung der berechneten Geschwindigkeiten der Partikel bis 10 μm AED für die Position $x = 100$ mm zum Zeitpunkt $t = 1,0$ s sowie die mit einer Gauß-Verteilungskurve bestimmte Fit-Funktion (Referenzversuche)

Die radiale Verteilung kann wieder mit einer Gauß-Verteilungskurve gefittet werden, so dass anschließend die Streuraten K_2 als Parameter, welcher die Breite der Verteilung beschreibt, ermittelt werden kann.

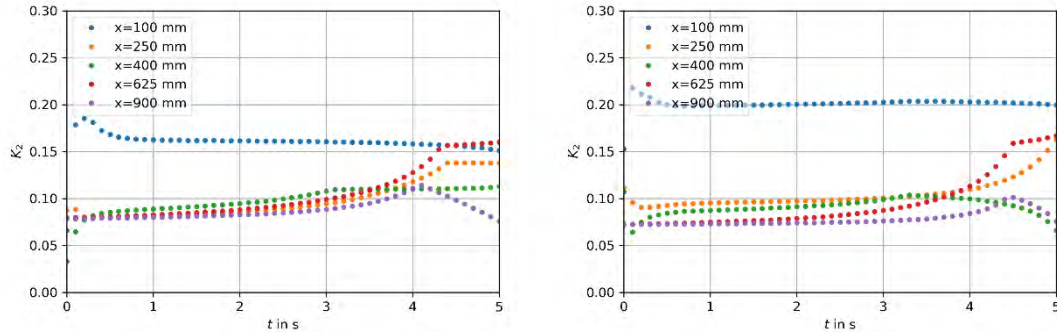


Abb. 6.21 Die bestimmten Streuraten K_2 der Referenzversuche für die fünf verschiedenen x -Positionen aufgetragen in Abhängigkeit von der Zeit. Links ist die Streuraten für Partikel bis $10\ \mu\text{m}$ und rechts integral für alle Partikel aufgetragen

Der Verlauf der Streuraten ist vergleichbar zu denen des Gas-Freistrahls. Wie in Abb. 6.19 zu erkennen ist, verläuft die Streuraten relativ konstant über die Zeit. Für Zeiten größer als vier Sekunden kommt es wieder zu stärkeren Schwankungen, was daran liegt, dass die angewendeten Fit-Modelle in diesem Bereich aufgrund der vorliegenden Messdaten nicht mehr so gut funktionieren. Bei Betrachtung der Streuraten abhängig von den x -Positionen, kann auch hier wieder festgestellt werden, dass die Werte der Position ($x = 100\ \text{mm}$), welche am nächsten an der Öffnung liegt, am stärksten von den restlichen Werten abweichen. Ein plausibler Erklärungsansatz für diesen Umstand ist, dass für diese Distanzen der Ähnlichkeitsbereich des Freistrahls noch nicht ganz ausgebildet ist und die zugrunde liegenden Modelle daher noch nicht vollumfänglich angewendet werden können. Die restlichen Werte liegen für die anfänglichen vier Sekunden alle knapp um und unter dem Wert von ungefähr $0,1$ und damit knapp unter dem des Gas-Freistrahls.

Beim Vergleich zwischen den kleinen Partikeln und dem integralen Ansatz kann festgestellt werden, dass die Streuraten in ungefähr demselben Bereich liegen. Anfänglich ist die Streuraten der kleinen Partikel ein wenig geringer, was sich über die Zeit jedoch ausgleicht. Es konnte demnach keine starke Partikelabhängigkeit bei der Streuraten festgestellt werden.

6.3.4 Kombination

Wie bereits beim Gas-Freistrahler lässt sich mit den ermittelten Parametern eine kombinierte Darstellung des Freistrahls umsetzen. Mit der zeitabhängigen Abbaukonstante, dem zeitabhängigen virtuellen Strahlursprung und der zeitabhängigen Streurrate kann der Freistrahler für jeden Zeitpunkt beschrieben werden.

In der folgenden Abb. 6.22 ist der partikelbeladene Freistrahler beispielhaft für den Zeitpunkt $t = 2,5$ s dargestellt. Farblich ist die mit der Austrittsgeschwindigkeit v_0 normierte Geschwindigkeit dargestellt. Die Farbskala ist dabei logarithmisch. Mit einer schwarzen Linie ist mit einem vereinfachten Ansatz die 1 %-Grenze des Freistrahls angegeben, welche wie zuvor bereits aufgeführt in der Literatur oft als Definition für die Freistrahlergrenze verwendet wird. Die Reichweite ist in diesem Beispiel etwa 9,5 m.

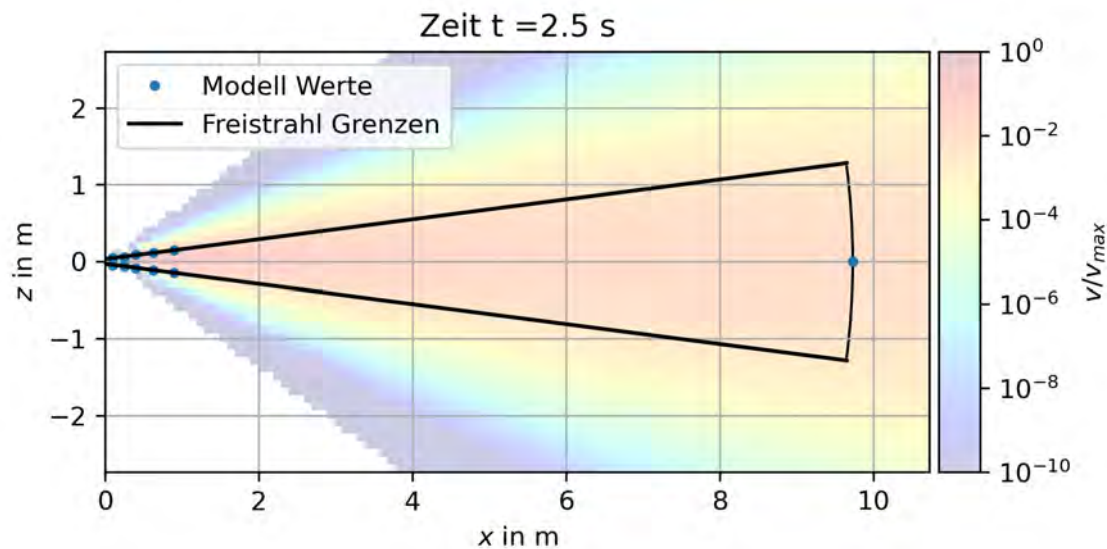


Abb. 6.22 Schematische Darstellung der Grenzen des Freistrahls sowie dem Geschwindigkeitsfeld des Freistrahls, berechnet aus den zuvor aufgeführten Modellen

Im Vergleich zum Gas-Freistrahler sind die Abbaukonstante und damit auch die Reichweite des partikelbeladenen Freistrahls größer als die des Gas-Freistrahls, während die Streuraten ungefähr gleich groß sind. Bei der Betrachtung von größeren Partikeln nimmt die Abbaukonstante noch weiter zu, so dass sich entsprechend auch die Reichweite erhöht. Diese Beobachtung ist kompatibel mit der Diskussion der Partikelbeschleunigung anhand einzelner Versuche dieser Versuchsreihe in Abschnitt 5.2.

Es sind die Besonderheiten dieser Darstellungsform zu beachten, welche in Abschnitt 6.2.4 aufgeführt wurden.

6.4 Variation der Dosierung

Die verwendeten Messmethoden sind in Abschnitt 2.2.4 und die Messergebnisse für die Geschwindigkeit des Freistrahls sind in Abschnitt 4.4 näher dargelegt. Es wurden insgesamt 31 Messungen an 30 verschiedenen Messpositionen durchgeführt, welche für die weitere Auswertung verwendet werden können. Diese Messpositionen sind schematisch in der folgenden Abb. 6.23 dargestellt.

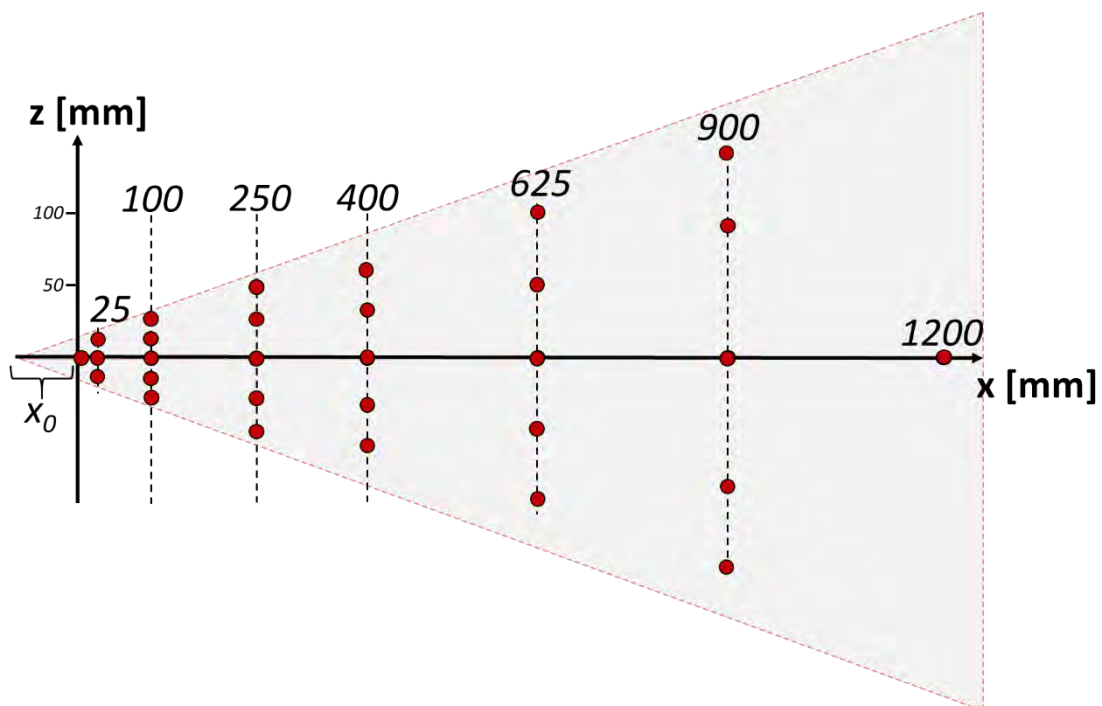


Abb. 6.23 Schematische Darstellung der Messpositionen bei der Vermessung der Versuche mit der Variation der Dosierung

In der folgenden Abb. 6.24 ist die gemessene Geschwindigkeit bei dem in dieser Versuchsreihe vermessenen Freistrahls beispielhaft für die Position (900,0) mm dargestellt, was dem Versuch 160 entspricht, als Beispiel für die Messung eines partikelbeladenen Freistrahls unter Variation der Dosierung.

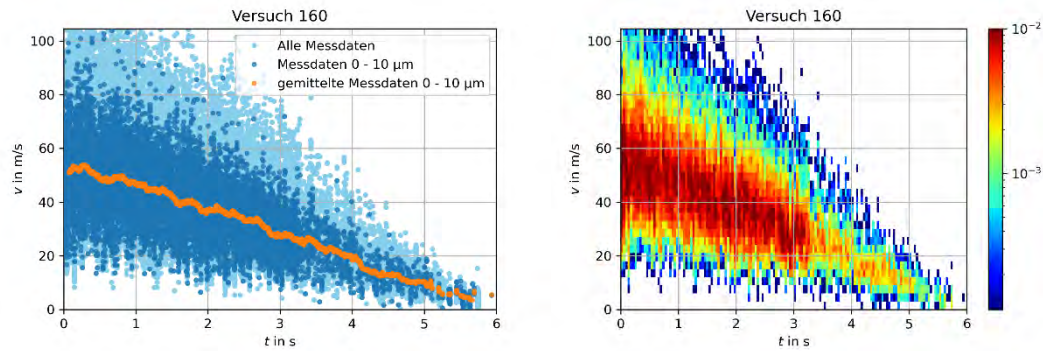


Abb. 6.24 Zeitabhängige Geschwindigkeit des Versuchs 160 (Position (900,0) mm, Variation der Dosierung) als einfacher Verlauf mit hervorgehobenen Daten für die Partikel bis 10 µm sowie einer Mittelung dieser Daten (links) und in einer Darstellung als zweidimensionales Histogramm (rechts)

Die beobachteten Geschwindigkeiten des Freistrahls unter Variation der Dosierung im Vergleich zur Referenzmessung verlaufen sehr unterschiedlich. Geschwindigkeitsmessungen an Positionen, welche mindestens 625 mm von der Rohröffnung entfernt liegen, verlaufen vergleichbar zu den Referenzmessungen, während bei den meisten Messungen eine anfänglich relativ konstante Geschwindigkeitskomponente beobachtet wird (siehe z. B. Abb. 6.26). Die Ausströmdauer beträgt meist zwischen fünf und sechs Sekunden.

In der folgenden Abb. 6.25 ist die gemessene Partikelgrößenverteilung beispielhaft für die Position (900,0) mm bzw. Versuch 160 dargestellt. Als Verteilungsfunktion wurde eine Gamma-Verteilung angenommen.

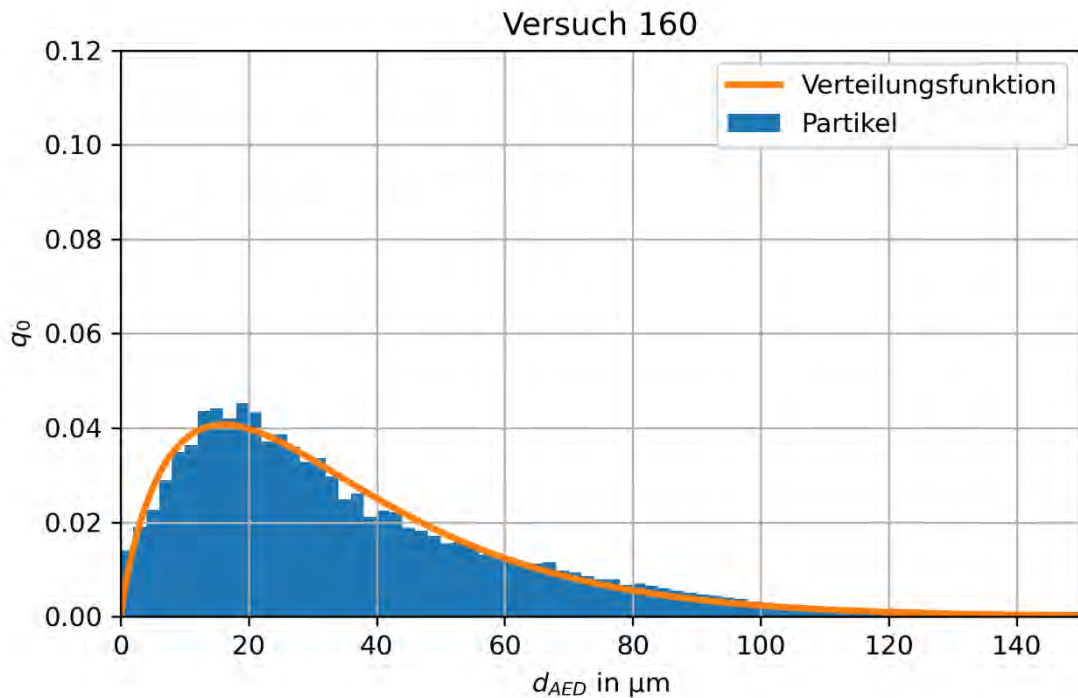


Abb. 6.25 Histogramm mit der normierten Anzahl der Partikel abhängig vom AED in Mikrometern sowie eine dazugehörige Verteilungsfunktion für den Versuch 160, welcher mit Variation der Dosierung an der Position (900,0) mm durchgeführt wurde

6.4.1 Zeitabhängigkeit

Das generelle Vorgehen entspricht dem des Referenzversuchs. So wird zunächst wieder ein zeitabhängiger Fit der Geschwindigkeit für alle Messpositionen durchgeführt, welche anschließend dazu verwendet wird die axiale und die radiale Verteilung des Geschwindigkeitsfeldes zu bestimmen.

Für die zeitabhängige Geschwindigkeit des Partikel-Freistrahls mit Dosierungs-Variation muss beim Fitten zwischen den Messpositionen und deren Entfernung zur Rohröffnung unterschieden werden. Bei den Messpositionen, welche mindestens 625 mm von der Rohröffnung entfernt liegen, kann im Zeitintervall $t = [0;5]$ s eine lineare Funktion angenommen werden.

$$v(t) = m \cdot t + v_0 \tag{6.21}$$

Bei Messpositionen, welche näher als 625 mm von der Rohröffnung entfernt liegen, muss für das Zeitintervall $t = [0;5]$ s die lineare Funktion mit einer exponentiellen Funktion, für die anfänglichen Geschwindigkeitszunahme, und einer Gauß-Funktion, für das mittige Maximum, kombiniert werden:

$$v(t) = a \cdot \exp\left(\frac{-(t - b)^2}{2 \cdot c^2}\right) + d \cdot (1 - \exp(f \cdot t)) + m \cdot t \quad (6.22)$$

In der folgenden Abb. 6.26 ist dieses Vorgehen beispielhaft für die Position $(x,z) = (25,10)$ mm dargestellt. Dabei sind in der linken Abbildung in Hellblau alle Messdaten, in Dunkelblau die Messdaten für die Partikel bis 10 μm sowie in Orange die Mittelung dieser Messdaten dargestellt. In der rechten Abbildung sind die Messdaten für die Partikel bis 10 μm , mit deren Mittelung und einem entsprechenden Fit aufgeführt.

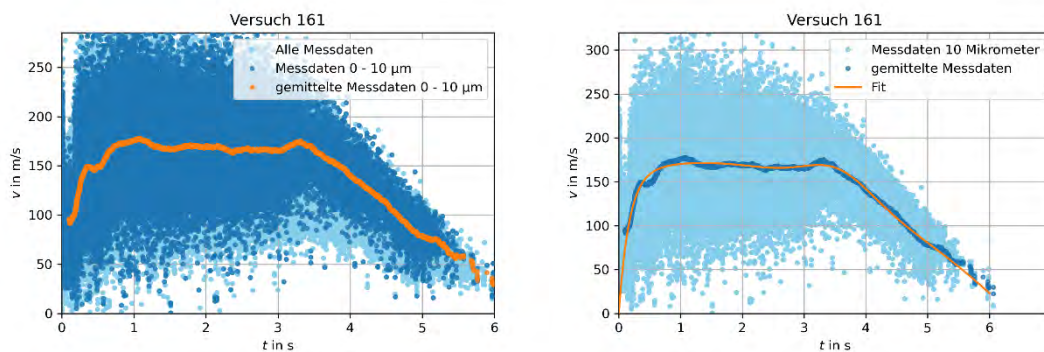


Abb. 6.26 Zeitabhängige Geschwindigkeit, die gemittelten Werte der Messdaten für Partikel bis 10 μm sowie eine daraus abgeleitete Fit-Funktion für die Position $(x,z) = (25,10)$ mm für den Versuch 161 mit Variation der Dosierung

Bei dieser Versuchsreihe ist insbesondere der anfängliche Verlauf der Geschwindigkeiten, welche wie die in Abb. 6.26 aussehen, mit den sonstigen Versuchen nicht zu vergleichen. Eine Prüfung der zugehörigen Druckverläufe im Kessel zeigt, dass das Ausströmen des Heliums auch bei den Versuchen mit einer Variation der Dosierung gleichmäßig verläuft. Die beobachteten Verläufe der Geschwindigkeitsdaten der Partikel hängen nach Einschätzung der TU Dortmund /TUD 22/ (siehe Anhang) wahrscheinlich mit Schwierigkeiten bei der Einspeisung der sehr hohen Partikelbeladung zusammen. Eine physikalische Interpretation der Ergebnisse, insbesondere eine pauschale Gleichsetzung der Geschwindigkeit des Gas-Anteils des Freistrahls mit den gemessenen PDA-Daten kleiner Partikel ist daher mit größeren Unsicherheiten behaftet und die fol-

genden Ergebnisse der Modellierung sind in einem entsprechenden Kontext einzuordnen.

Mit den Fit-Funktionen aller auf der x-Achse liegenden Messpositionen aus Abb. 6.23 lässt sich ein Modell für die axiale Verteilung des Geschwindigkeitsfeldes des partikelbeladenen Freistrahls bestimmen. Dazu werden die einzelnen Fit-Funktionen der Messpositionen verwendet, mit denen für jeden Zeitpunkt die Geschwindigkeit des Gas-Freistrahls an dieser Position abgeschätzt wird.

Um die radiale Verteilung des Geschwindigkeitsfeldes bestimmen zu können, werden jeweils an einer x-Position Messpunkte an orthogonal zur x-Achse liegenden Messpositionen betrachtet, also Messpositionen mit dem gleichen x-Wert und unterschiedlichen z-Werten. In Abb. 6.23 sind diese fünf x-Werte, welche mehr als fünf Messpositionen aufweisen, mit einer gestrichelten Linie versehen.

6.4.2 Geschwindigkeitsfeld-Parameter

Die axiale Verteilung der Geschwindigkeit kann äquivalent wie die in Abschnitt 6.3.2 beschriebene Geschwindigkeitsverteilung des Referenzversuchs mit einem hyperbolischen Ansatz gefittet werden, welcher sich auch als Gerade darstellen lässt. So sehen die Ergebnisse auch qualitativ vergleichbar zu den Berechnungen im Referenzversuch aus:

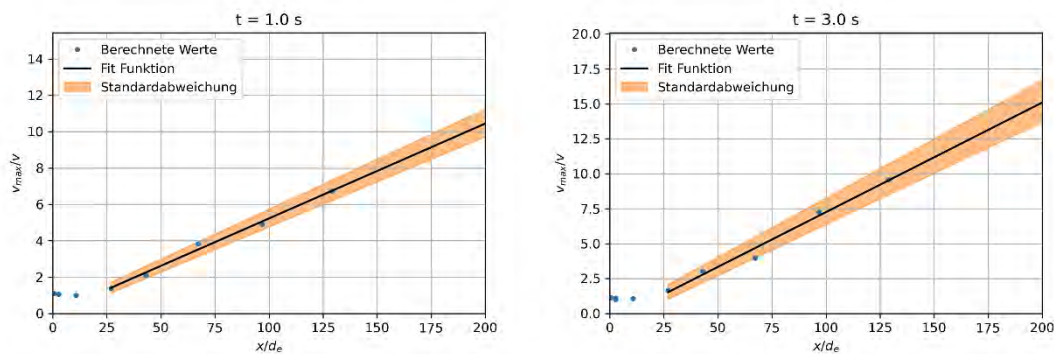


Abb. 6.27 Die inverse und auf die Austrittsgeschwindigkeit normierte axiale Geschwindigkeitsverteilung des Gas-Freistrahls bei Variation der Dosierung in Abhängigkeit vom mit dem effektiven Rohrdurchmesser normierten Abstand, berechnet für $t = 1,0$ s (links) und $t = 3,0$ s (rechts) mit dem dazugehörigen Fit

Mit diesem Vorgehen lassen sich für beliebige Zeitintervalle die Abbaukonstante K_1 und der virtuelle Strahlursprung x_0 bestimmen. In der folgenden Abbildung sind die so berechneten Werte dargestellt. Um die Abhängigkeit von der Partikelgröße darzustellen, werden hier die beiden Parameter mit den Parametern aus einer integralen Auswertung über das gesamte Partikelgrößen-Spektrum verglichen.

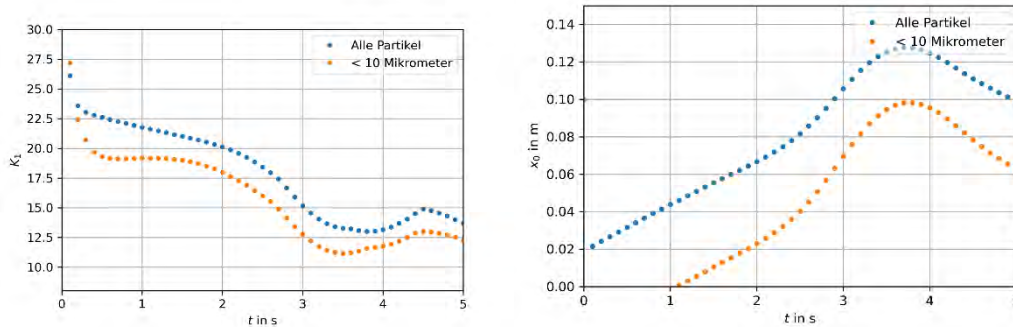


Abb. 6.28 Die bestimmten Abbaukonstanten K_1 (links) und der virtuellen Strahlursprünge x_0 (rechts) aufgetragen in blau in Abhängigkeit von der Zeit für zwei verschiedene Partikelgrößen Intervalle

Es lässt sich erkennen, dass die Abbaukonstante über die Zeit abnimmt, jedoch einige Schwankungen aufweist, was auf den zu Beginn des Ausströmens unüblichen Zeitverlauf der Geschwindigkeit zurückzuführen ist. Der Strahlursprung nimmt in dieser Versuchsreihe zunächst zu, bis er schließlich leicht abnimmt. Ab etwa 3 Sekunden nähern sich die Werte von K_1 und x_0 dem Wertebereich der des Referenzversuchs an. Die Werte, für die die Partikel, welche bis zu $10\ \mu\text{m}$ sind, liegen stets unter denen für alle Partikelgrößen kombiniert berechneten Werten. Dies konnte beim Referenzversuch ebenfalls beobachtet werden.

Die radiale Geschwindigkeitsverteilung kann äquivalent wie der in Abschnitt 6.3.3 beschriebene Geschwindigkeitsverlauf des Referenzversuchs gefittet werden, so dass die Ergebnisse auch qualitativ vergleichbar aussehen.

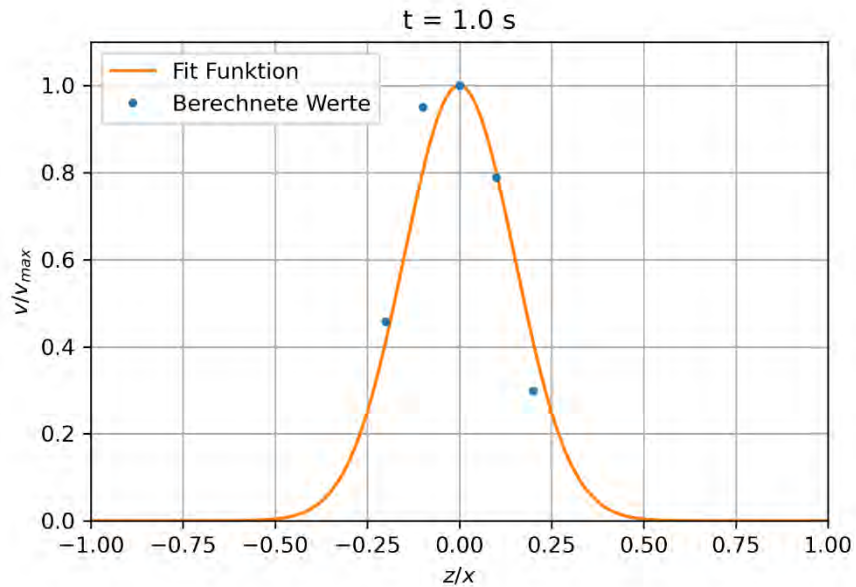


Abb. 6.29 Normierte Darstellung der berechneten Geschwindigkeiten für die Position $x = 100 \text{ mm}$ zum Zeitpunkt $t = 1,0 \text{ s}$ sowie die mit einer Gauß-Verteilungskurve bestimmte Fit-Funktion, bei Variation der Dosierung

Die radiale Verteilung kann wieder mit einer Gauß-Verteilungskurve gefittet werden, so dass anschließend die Streurrate K_2 als Parameter, welcher die Breite der Verteilung beschreibt, ermittelt werden kann.

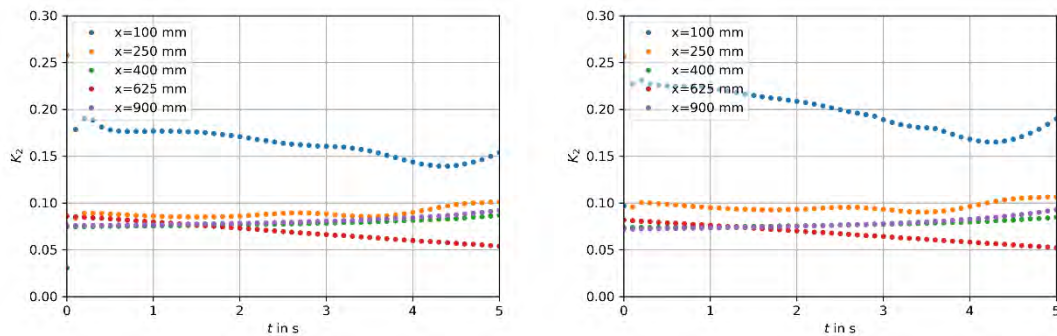


Abb. 6.30 Die bestimmten Streuraten K_2 für die fünf verschiedenen x -Positionen aufgetragen in Abhängigkeit von der Zeit. Links ist die Streurrate für Partikel bis $10 \mu\text{m}$ und rechts integral für alle Partikel aufgetragen

Der Verlauf der Streuraten ist vergleichbar zu denen des Referenzversuches. Die Streuraten verlaufen relativ konstant über die Zeit. Lediglich für die Position $x = 100 \text{ mm}$ ist das Modell anscheinend nicht anwendbar. Die Werte liegen knapp um beziehungsweise unter dem Wert von $0,1$ und sind damit etwas geringer als beim Gas-

Freistrah und dem Referenzversuch. Da diese Werte jedoch trotzdem sehr nah an den zuvor ermittelten Streuraten liegen, kann davon ausgegangen werden, dass die Dosierung keinen größeren Einfluss auf die Streurate des Freistrahls hat. Beim Vergleich zwischen den kleinen Partikeln und dem integralen Ansatz kann festgestellt werden, dass auch hier die Streuraten in ungefähr demselben Größenbereich liegen. Es wurde demnach keine starke Partikelabhängigkeit bei der Streurrate in dieser Versuchsreihe festgestellt.

6.5 Variation der Dichte der Partikel

Die verwendeten Messmethoden sind in Abschnitt 2.2.4 und die Messergebnisse für die Geschwindigkeit des Freistrahls sind in Abschnitt 4.4 näher dargelegt. Es wurden insgesamt 31 Messungen an 31 verschiedenen Messpositionen durchgeführt, welche für die weitere Auswertung verwendet werden können. Diese Messpositionen sind schematisch in der folgenden Abb. 6.31 dargestellt.

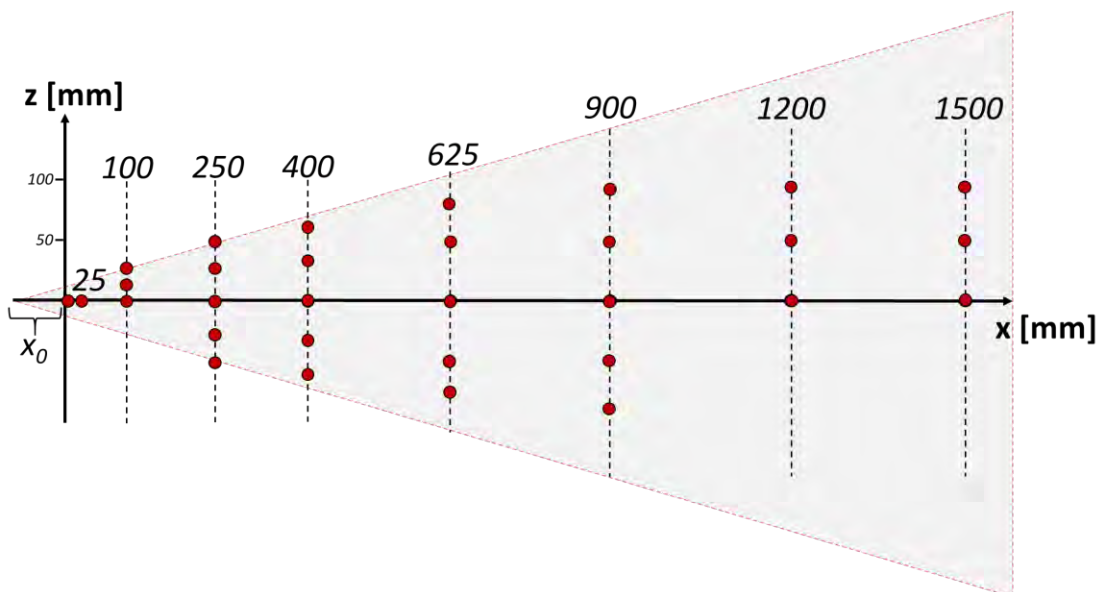


Abb. 6.31 Schematische Darstellung der Messpositionen bei der Vermessung der Versuche mit der Variation der Partikeldichte

In der folgenden Abb. 6.32 ist die gemessene Geschwindigkeit bei dem in dieser Versuchsreihe vermessenen Freistrahls beispielhaft für die Position (100,0) mm dargestellt, was dem Versuch 235 entspricht, als Beispiel für die Messung eines partikelbeladenen Freistrahls unter Variation der Dichte der Partikel.

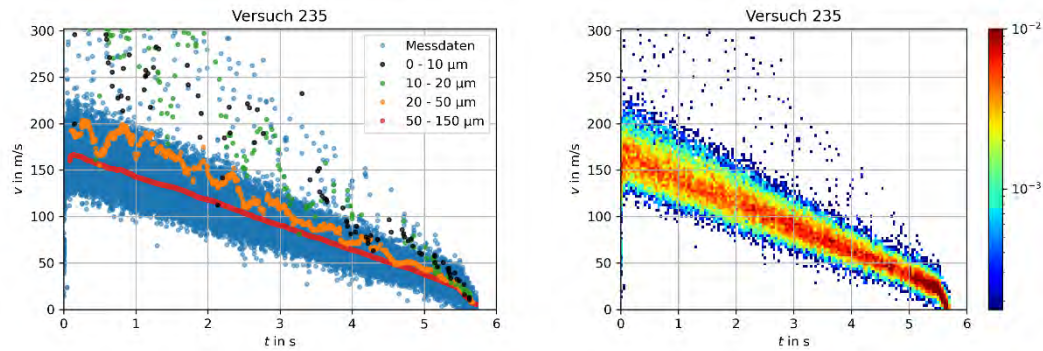


Abb. 6.32 Zeitabhängige Geschwindigkeit des Versuchs 235 (Variation der Dichte der Partikel) mit einer Mittelung der Daten für verschiedene Partikelgrößen Intervalle (links) und in einer Darstellung als zweidimensionales Histogramm (rechts)

Die beobachteten Geschwindigkeiten des Freistrahls unter Variation der Partikeldichte im Vergleich zur Referenzmessung steigen teilweise kurzzeitig leicht an, bevor sie ab ihrem Peak nahezu linear abnehmend verlaufen. Bei den meisten Messpositionen ist diese anfängliche Steigung vernachlässigbar klein oder komplett verschwunden, so dass nur noch eine lineare Abnahme zu beobachten ist. Die Ausströmdauer beträgt meist zwischen fünf und sechs Sekunden.

In der folgenden Abb. 6.33 ist die gemessene Partikelgrößenverteilung beispielhaft für die Position (100,0) mm bzw. Versuch 235 dargestellt. Als Verteilungsfunktion wurde eine Gauß-Verteilung angenommen.

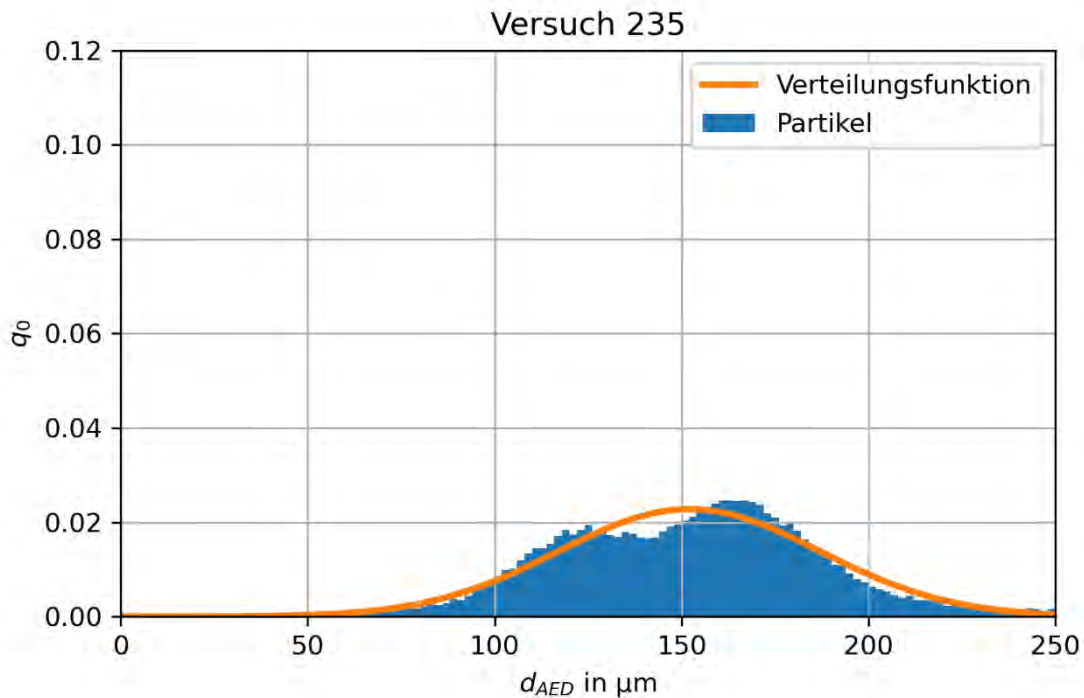


Abb. 6.33 Histogramm mit der normierten Anzahl der Partikel abhängig vom AED in Mikrometern sowie eine dazugehörige Verteilungsfunktion für den Versuch 235, welcher an der Position (100,0) mm durchgeführt wurde

Wie in diesem Histogramm zu erkennen ist, werden nur sehr wenige Partikel mit einem AED kleiner als 50 Mikrometer gemessen.

6.5.1 Zeitabhängigkeit

Das generelle Vorgehen entspricht dem des Referenzversuchs. So wird zunächst wieder ein zeitabhängiger Fit der Geschwindigkeit für alle Messpositionen durchgeführt, welche anschließend dazu verwendet wird die axiale und die radiale Verteilung des Geschwindigkeitsfeldes zu bestimmen.

Für die zeitabhängige Geschwindigkeit des Partikel-Freistrahls mit Variation der Dichte der Partikel muss beim Fitten zwischen den einzelnen Messungen unterschieden werden, da manche Messungen eine anfängliche Geschwindigkeitszunahme aufweisen, weswegen diese eine exponentielle Komponente in der Fit-Funktion enthalten haben müssen.

$$v(t) = a \cdot (1 - e^{b \cdot t}) + m \cdot t + c \quad (6.23)$$

Bei den meisten Messpositionen ist diese anfängliche Geschwindigkeitszunahme jedoch nicht signifikant festzustellen, weshalb der Ansatz einer linearen Funktion im Zeitintervall $t = [0;5]$ s genügt.

$$v(t) = m \cdot t + v_0 \quad (6.24)$$

Im Folgenden ist dieses Vorgehen beispielhaft für die Positionen $(x,z) = (25,0)$ mm und $(x,z) = (900,0)$ mm dargestellt. Dabei sind in Hellblau alle Messdaten und in Dunkelblau eine Mittelung dieser Messdaten dargestellt. Die orangene Linie zeigt den entsprechenden Fit an.

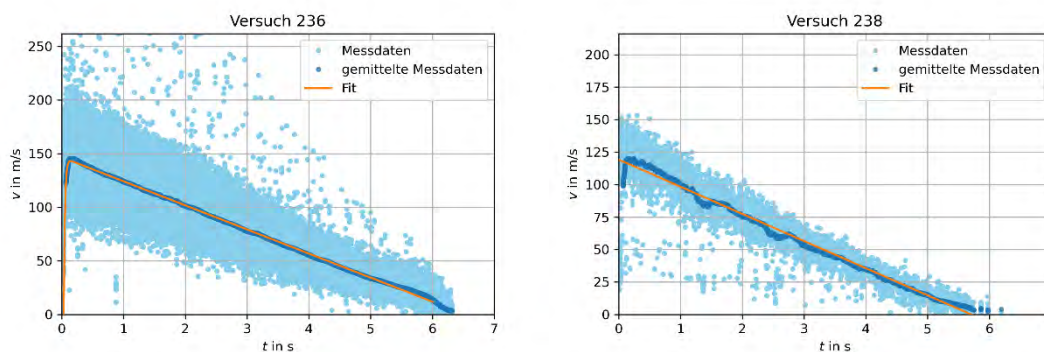


Abb. 6.34 Zeitabhängige Geschwindigkeit, die gemittelten Werte der Messdaten aller Partikelgrößen für sowie eine daraus abgeleitete Fit-Funktion für die Positionen $(x,z) = (25,0)$ mm und $(x,z) = (900,0)$ mm (Variation der Partikeldichte)

Mit den Fit-Funktionen aller auf der x-Achse liegenden Messpositionen aus Abb. 6.31 lässt sich ein Modell für die axiale Verteilung des Geschwindigkeitsfeldes des partikelbeladenen Freistrahls bestimmen. Dazu werden die einzelnen Fit-Funktionen der Messpositionen verwendet, mit denen sich für jeden Zeitpunkt die Geschwindigkeit des Gas-Freistrahls an dieser Position berechnen lässt.

Um die radiale Verteilung des Geschwindigkeitsfeldes bestimmen zu können, werden jeweils an einer x-Position Messpunkte an orthogonal zur x-Achse liegenden Messpositionen betrachtet, also Messpositionen mit dem gleichen x-Wert und unterschiedlichen z-Werten. In Abb. 6.31 sind die verwendeten fünf x-Werte (100-900 mm) mit einer gestrichelten Linie versehen.

6.5.2 Geschwindigkeitsfeld-Parameter

Die axiale Geschwindigkeitsverteilung kann äquivalent wie der in Abschnitt 6.3.2 beschriebene Geschwindigkeitsverlauf des Referenzversuchs mit einem hyperbolischen Ansatz gefittet werden, welcher sich auch als Gerade darstellen lässt. So sehen die Ergebnisse auch qualitativ vergleichbar zu den Berechnungen im Referenzversuch aus:

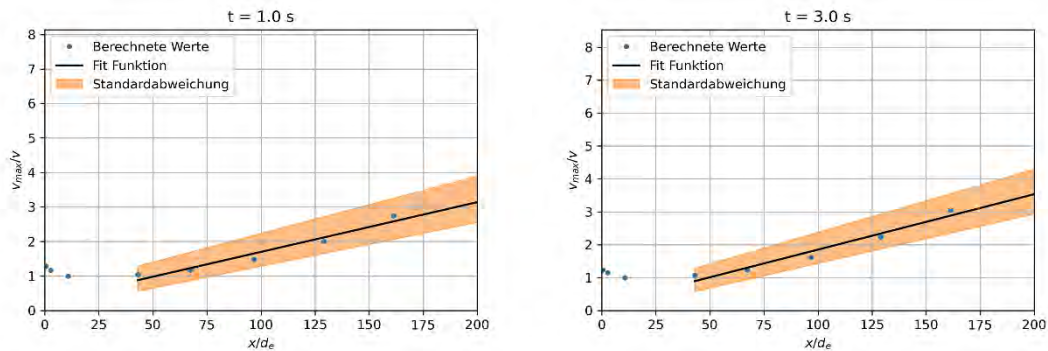


Abb. 6.35 Die inverse und auf die Austrittsgeschwindigkeit normierte axiale Geschwindigkeitsverteilung des Gas-Freistrahls bei einer Variation der Dichte der Partikel in Abhängigkeit vom mit dem effektiven Rohrdurchmesser normierten Abstand, berechnet für $t = 1,0$ s (links) und $t = 3,0$ s (rechts) mit dem dazugehörigen Fit

Mit diesem Vorgehen lassen sich für beliebige Zeitintervalle die Abbaukonstante K_1 und der virtuelle Strahlursprung x_0 bestimmen. In der folgenden Abbildung sind die so berechneten Werte dargestellt. Um die Abhängigkeit von der Partikelgröße darzustellen, werden hier die beiden Parameter mit den Parametern aus einer integralen Auswertung über das gesamte Partikelgrößen-Spektrum verglichen.

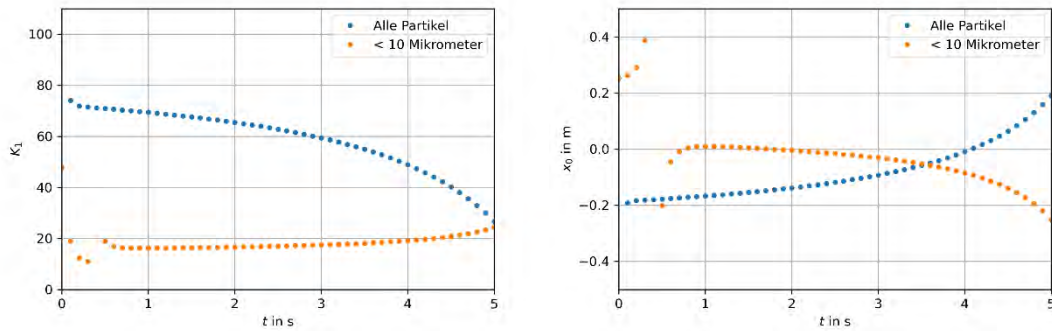


Abb. 6.36 Die bestimmten Abbaukonstanten K_1 (links) und der virtuellen Strahlursprünge x_0 (rechts) bei einer Variation der Dichte der Partikel aufgetragen in blau in Abhängigkeit von der Zeit für zwei verschiedene Partikelgrößen Intervalle

Es lässt sich erkennen, dass die Abbaukonstante über die Zeit abnimmt und der Strahlursprung über die Zeit zunimmt. Der hier ebenfalls abgebildete Verlauf der beiden Parameter für Partikel, welche bis zu $10 \mu\text{m}$ groß sind, verläuft im Vergleich zu den integralen Werten anders. Aufgrund der sehr geringen Zahl an gemessenen Partikeln in dieser Größenordnung besitzen die hier erhaltenen Werte jedoch nur eine eingeschränkte Aussagekraft.

Die radiale Geschwindigkeitsverteilung kann äquivalent wie der in Abschnitt 6.3.3 beschriebene Geschwindigkeitsverlauf des Referenzversuchs gefittet werden, so dass die Ergebnisse auch vergleichbar aussehen.

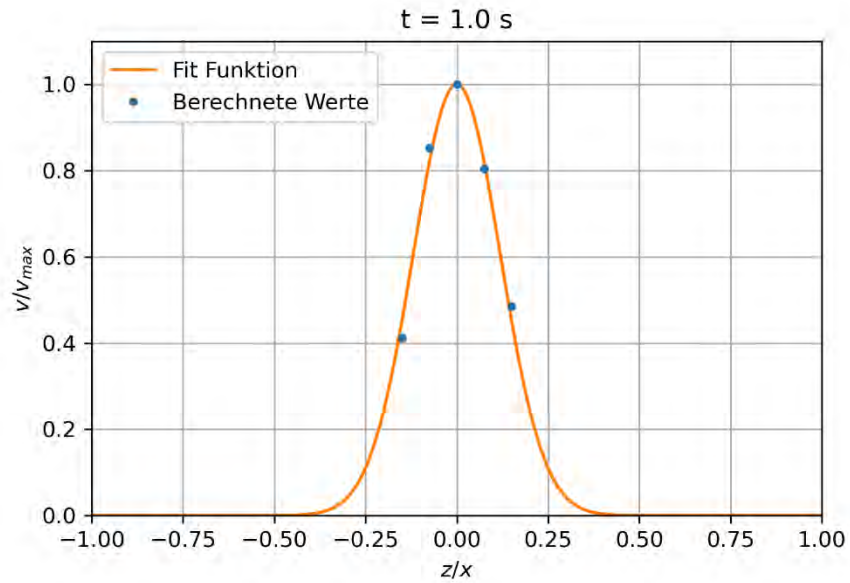


Abb. 6.37 Normierte Darstellung der berechneten Geschwindigkeiten für die Position $x = 400$ mm zum Zeitpunkt $t = 1,0$ s sowie die mit einer Gauß-Verteilungskurve bestimmte Fit-Funktion (Variation der Dichte der Partikel)

Die radiale Verteilung kann wieder mit einer Gauß-Verteilungskurve gefittet werden, so dass anschließend die Streurate K_2 als Parameter, welcher die Breite der Verteilung beschreibt, ermittelt werden kann.

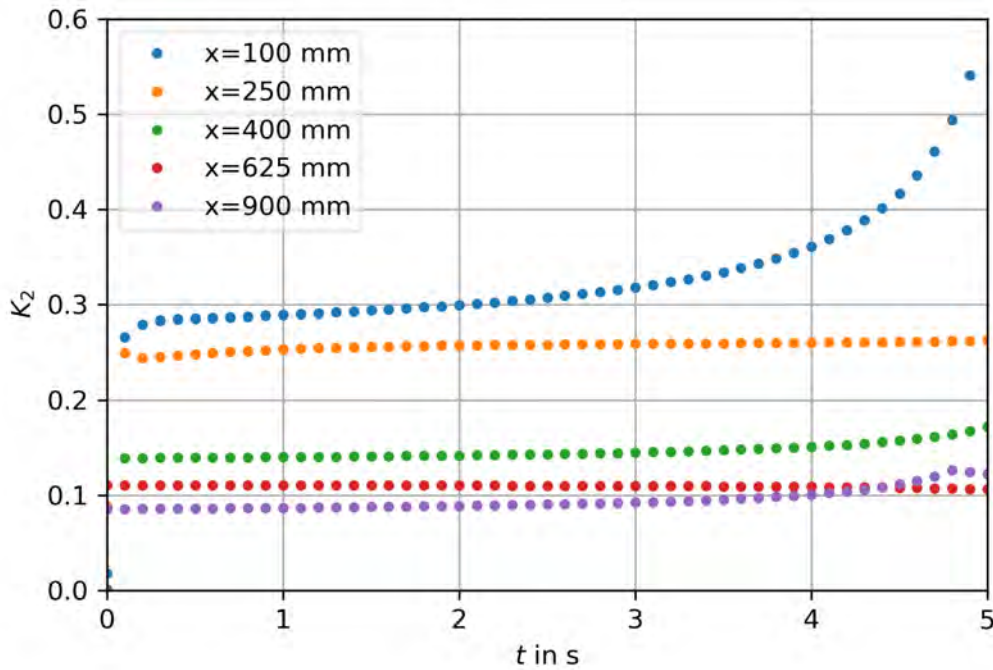


Abb. 6.38 Die bestimmten Streuraten K_2 für die fünf verschiedenen x -Positionen bei einer Variation der Dichte der Partikel aufgetragen in Abhängigkeit von der Zeit

Der Verlauf der Streuraten ist vergleichbar zu denen des Referenzversuches. Die Streuraten verlaufen relativ konstant über die Zeit. Lediglich für die Position nahe an der Öffnung, $x = 100$ mm und $x = 250$ mm, ist das Modell anscheinend nicht anwendbar. Die sonstigen Werte liegen um den Wert von 0,1 und sind damit vergleichbar zu den bisher ermittelten Streuraten. Die Dichte der Partikel hat daher vermutlich keinen größeren Einfluss auf die Streuraten des Freistrahls.

6.6 Variation mit einer Lochblende

Die verwendeten Messmethoden sind in Abschnitt 2.2.4 und die Messergebnisse für die Geschwindigkeit des Freistrahls sind in Abschnitt 4.4 näher dargelegt. Es wurden insgesamt 29 Messungen an 27 verschiedenen Messpositionen durchgeführt, welche für die weitere Auswertung verwendet werden können. Diese Messpositionen sind schematisch in der folgenden Abb. 6.39 dargestellt.

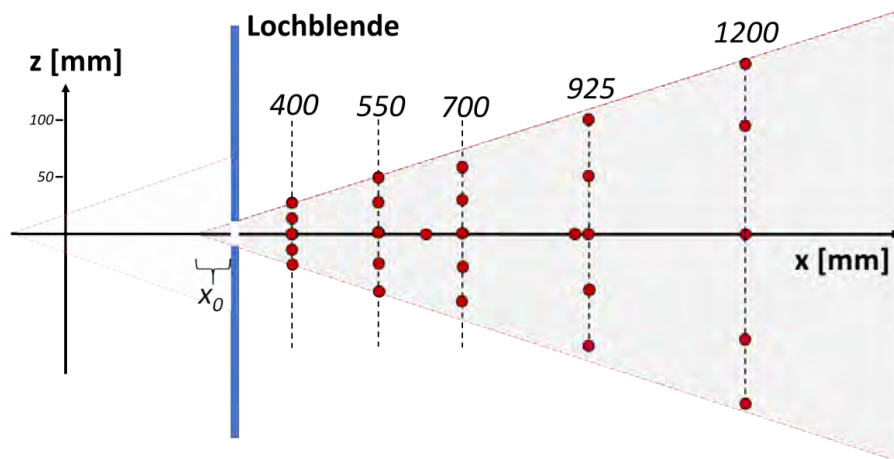


Abb. 6.39 Schematische Darstellung der Messpositionen bei der Vermessung der Versuche mit einer Lochblende an der Position 300 mm

In der folgenden Abb. 6.40 ist die gemessene Geschwindigkeit bei dem in dieser Versuchsreihe vermessenen Freistrahls beispielhaft für die Position (400,0) mm dargestellt, was dem Versuch 193 entspricht, als Beispiel für die Messung eines partikelbeladenen Freistrahls unter Variation mit einer Lochblende.

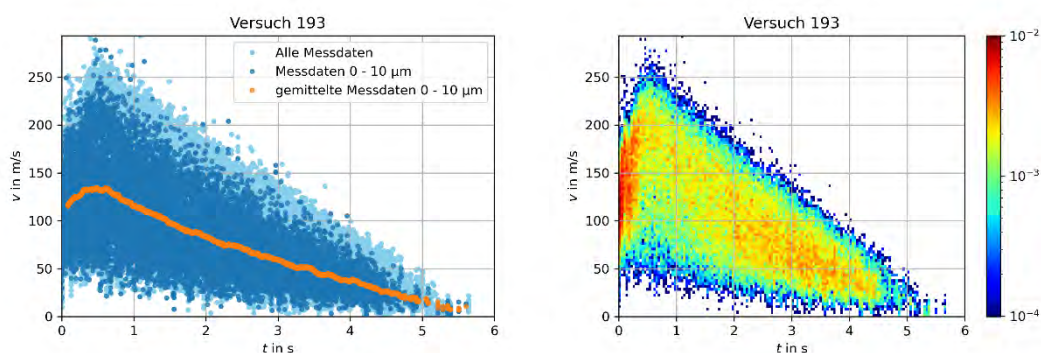


Abb. 6.40 Zeitabhängige Geschwindigkeit des Versuchs 193 mit einer Lochblende als einfacher Verlauf mit hervorgehobenen Daten für die Partikel bis 10 μm sowie einer Mittelung dieser Daten (links) und in einer Darstellung als zweidimensionales Histogramm (rechts)

Die beobachteten Geschwindigkeiten des Freistrahls unter Variation mit einer Lochblende im Vergleich zur Referenzmessung steigen zumeist in der ersten halben Sekunde leicht an, bevor sie ab ihrem Peak nahezu linear verlaufen. Bei Messpositionen mit größerer Distanz zur Öffnung wird diese anfängliche Steigung kleiner und verschwindet irgendwann komplett, so dass nur noch eine lineare Abnahme zu beobachten ist. Die Ausströmdauer beträgt meist ungefähr fünf Sekunden.

In der folgenden Abb. 6.41 ist die gemessene Partikelgrößenverteilung beispielhaft für die Position (400,0) mm bzw. Versuch 193 dargestellt. Als Verteilungsfunktion wurde eine Gamma-Verteilung angenommen.

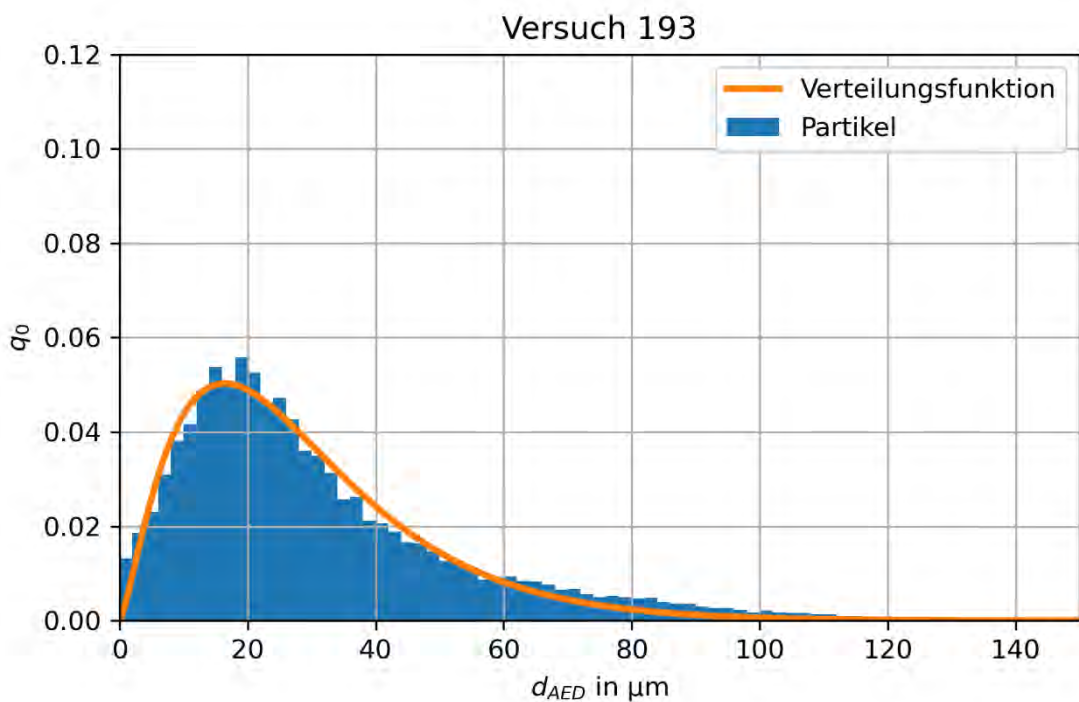


Abb. 6.41 Histogramm mit der normierten Anzahl der Partikel abhängig vom AED in Mikrometern bei Versuchen mit einer Lochblende sowie eine dazugehörige Verteilungsfunktion für den Versuch 193, welcher an der Position (400,0) mm durchgeführt wurde

6.6.1 Zeitabhängigkeit

Das generelle Vorgehen entspricht dem des Referenzversuchs. So wird zunächst wieder ein zeitabhängiger Fit der Geschwindigkeit für alle Messpositionen durchgeführt, welche anschließend dazu verwendet wird die axiale und die radiale Verteilung des Geschwindigkeitsfeldes zu bestimmen.

Für die zeitabhängige Geschwindigkeit des Partikel-Freistrahls mit einer Lochblende muss beim Fitten zwischen den Messpositionen und deren Entfernung zur Rohröffnung unterschieden werden. Bei den Messpositionen, welche mindestens 700 mm von der Rohröffnung entfernt liegen, kann im Zeitintervall $t = [0;5]$ s eine lineare Funktion angenommen werden.

$$v(t) = m \cdot t + v_0 \quad (6.25)$$

Bei Messpositionen, welche näher als 700 mm von der Rohröffnung entfernt liegen, muss für das Zeitintervall $t = [0;5]$ s die lineare Funktion mit einer exponentiellen Funktion kombiniert werden, um die anfänglichen Geschwindigkeitszunahme zu erfassen.

$$v(t) = a \cdot (1 - e^{b \cdot t}) + m \cdot t + c \quad (6.26)$$

Im Folgenden ist dieses Vorgehen beispielhaft für die Position $(x,z) = (550,0)$ mm dargestellt. Dabei sind in der linken Abbildung in Hellblau alle Messdaten, in Dunkelblau die Messdaten für die Partikel bis $10 \mu\text{m}$ sowie in Orange die Mittelung dieser Messdaten dargestellt. In der rechten Abbildung sind die Messdaten für die Partikel bis $10 \mu\text{m}$, mit deren Mittelung und einem entsprechenden Fit aufgeführt.

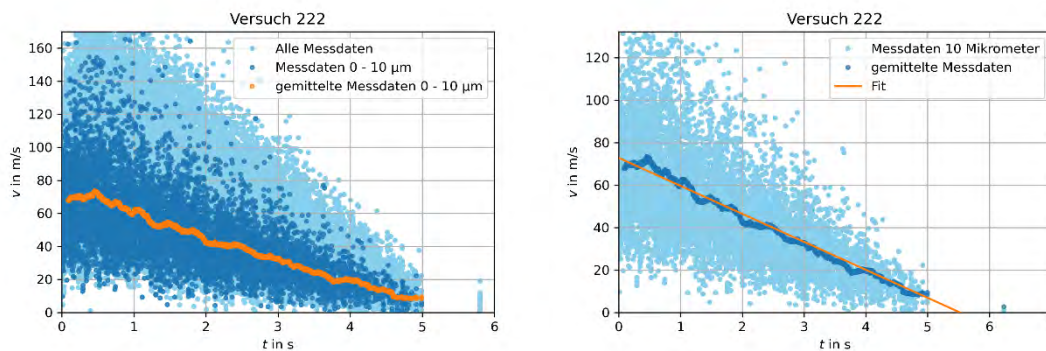


Abb. 6.42 Zeitabhängige Geschwindigkeit, die gemittelten Werte der Messdaten für Partikel bis $10 \mu\text{m}$ sowie eine daraus abgeleitete Fit-Funktion für die Position $(x,z) = (550,0)$ mm für Versuch 222 mit Lochblende

Mit den Fit-Funktionen aller auf der x-Achse liegenden Messpositionen aus Abb. 6.39 lässt sich ein Modell für die axiale Verteilung des Geschwindigkeitsfeldes des partikelbeladenen Freistrahls bestimmen. Dazu werden die einzelnen Fit-Funktionen der Messpositionen verwendet, mit denen sich für jeden Zeitpunkt die Geschwindigkeit des Gas-Freistrahls an dieser Position berechnen lässt.

Um die radiale Verteilung des Geschwindigkeitsfeldes bestimmen zu können, werden jeweils an einer x-Position Messpunkte an orthogonal zur x-Achse liegenden Messpositionen betrachtet, also Messpositionen mit dem gleichen x-Wert und unterschiedlichen z-Werten. In Abb. 6.39 sind diese fünf x-Werte, welche mehr als fünf Messpositionen aufweisen, mit einer gestrichelten Linie versehen.

6.6.2 Geschwindigkeitsfeld-Parameter

Ein Unterschied bei der Berechnung der Geschwindigkeit mit Formel (6.20), welche es bei der Lochblende zu beachten gilt, ist der effektive Lochdurchmesser, welcher mit Formel (6.3) bestimmt wurde. Da der geometrische Lochdurchmesser nicht 2,5 cm, sondern 3 cm groß ist, verändert sich entsprechend der Formel (6.3) auch der effektive Lochdurchmesser:

$$d_e = 3 \text{ cm} \cdot \left(\frac{287 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}}{2076 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}} \right)^{1/2} = 1,12 \text{ cm} \quad (6.27)$$

Die axiale Geschwindigkeitsverteilung kann äquivalent wie die in Abschnitt 6.3.2 beschriebene Geschwindigkeitsverteilung des Referenzversuchs mit einem hyperbolischen Ansatz gefittet werden, welcher sich auch als Gerade darstellen lässt. So sehen die Ergebnisse auch vergleichbar zu den Berechnungen im Referenzversuch aus.

Um den virtuellen Strahlursprung und den Verlauf der Geschwindigkeiten in eine vergleichbare Form wie bei den vorherigen Versuchen zu bekommen, wird im Folgenden der Ursprung in die Öffnung der Lochblende verlegt, was der Position (300,0) mm in dem ansonsten angewendeten Koordinatensystem entspricht.

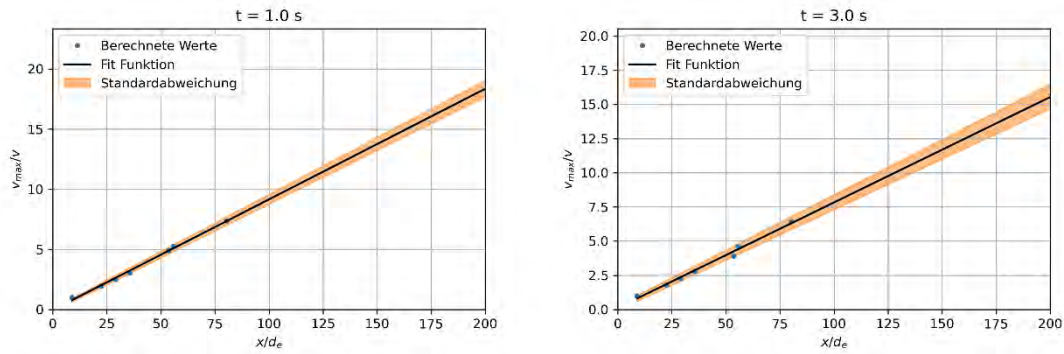


Abb. 6.43 Die inverse und auf die Austrittsgeschwindigkeit normierte axiale Geschwindigkeitsverteilung des Gas-Freistrahls hinter einer Lochblende in Abhängigkeit vom mit dem effektiven Rohrdurchmesser normierten Abstand, berechnet für $t = 1,0$ s (links) und $t = 3,0$ s (rechts) mit dem dazugehörigen Fit

Mit diesem Vorgehen lassen sich für beliebige Zeitintervalle die Abbaukonstante K_1 und der virtuelle Strahlursprung x_0 bestimmen. In der folgenden Abbildung sind die so berechneten Werte dargestellt. Um die Abhängigkeit von der Partikelgröße darzustellen, werden hier die beiden Parameter mit den Parametern aus einer integralen Auswertung über das gesamte Partikelgrößen-Spektrum verglichen.

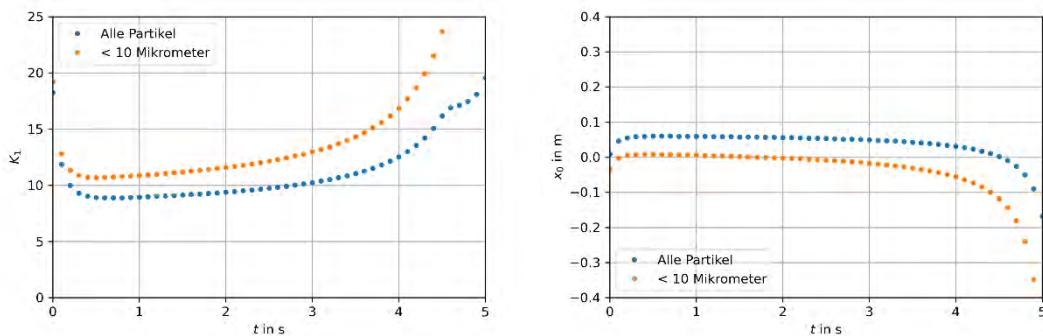


Abb. 6.44 Die bestimmten Abbaukonstanten K_1 (links) und die virtuellen Strahlursprünge x_0 (rechts) aufgetragen in blau in Abhängigkeit von der Zeit für zwei verschiedene Partikelgrößen Intervalle für einen Freistrahls hinter einer Lochblende

Es lässt sich erkennen, dass beide Werte, insbesondere für das integrale Partikelgrößen-Intervall, zunächst relativ konstant über die Zeit verlaufen, bevor gegen Ende die Abbaukonstante zunimmt und der virtuelle Strahlursprung stark abnimmt. Ein plausibler Erklärungsansatz für diesen Umstand ist, dass für diese Distanzen der Ähnlichkeitsbe-

reich des Freistrahls noch nicht ganz ausgebildet ist und die zugrunde liegenden Modelle daher noch nicht vollumfänglich angewendet werden können. Weitere Effekte, welche insbesondere die Abbaukonstante beeinflussen, könnte im Rahmen von Folgevorhaben mit numerischen Berechnungen näher untersucht werden.

Die radiale Geschwindigkeitsverteilung kann äquivalent wie der in Abschnitt 6.3.3 beschriebene Geschwindigkeitsverlauf des Referenzversuchs gefittet werden, so dass die Ergebnisse beider Versuchsreihen miteinander verglichen werden können.

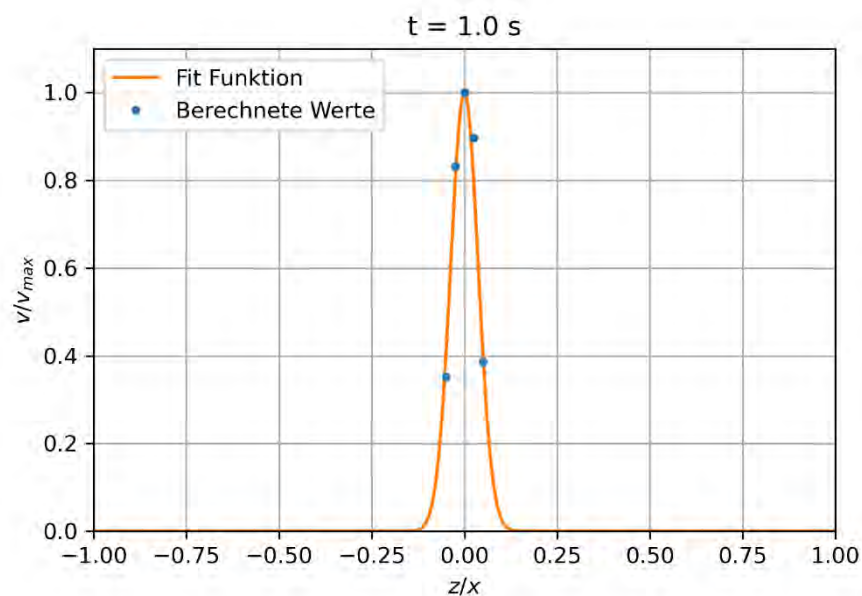


Abb. 6.45 Normierte Darstellung der berechneten Geschwindigkeiten für die Position $x = 400$ mm zum Zeitpunkt $t = 1,0$ s sowie die mit einer Gauß-Verteilungskurve bestimmte Fit-Funktion

Die radiale Verteilung kann wieder mit einer Gauß-Verteilungskurve gefittet werden, so dass anschließend die Streurate $K2$ als Parameter, welcher die Breite der Verteilung beschreibt, ermittelt werden kann.

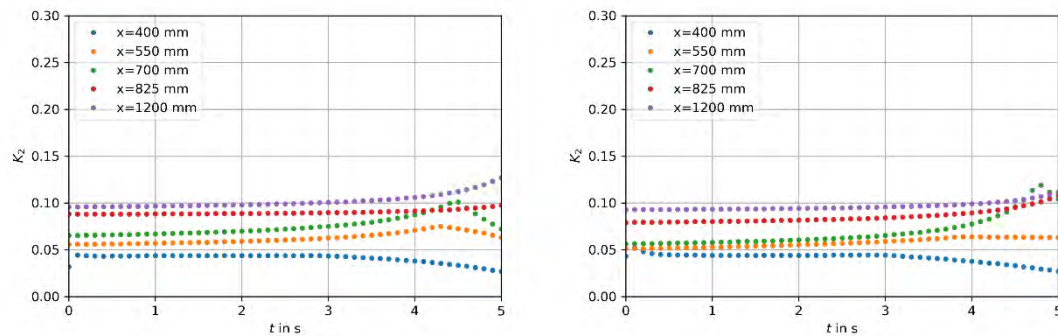


Abb. 6.46 Die bestimmten Streuraten K_2 für die fünf verschiedenen x -Positionen aufgetragen in Abhängigkeit von der Zeit. Links ist die Streuraten für Partikel bis $10\ \mu\text{m}$ und rechts integral für alle Partikel aufgetragen

Der zeitliche Verlauf der Streuraten ist ebenso konstant wie beim Referenzversuch, jedoch liegen die Werte bei Positionen nahe an der Lochblende deutlich niedriger und die positionsabhängige Streuung der Werte ist signifikanter ausgeprägt. Die Streuraten werden durch die Lochblende also anscheinend nah am Austritt des Freistrahls verkleinert und der Freistrahls dadurch schmaler. Beim Vergleich zwischen den kleinen Partikeln und dem integralen Ansatz kann festgestellt werden, dass die Streuraten in ungefähr demselben Größenbereich liegen. Es wurde demnach keine starke Partikelabhängigkeit bei der Streuraten in dieser Versuchsreihe festgestellt.

6.6.3 Auswertung von Highspeed-Aufnahmen

Die parallel erstellten Highspeed-Aufnahmen der Versuche wurden bei der Auswertung in erster Linie für nachträgliche Plausibilitätsprüfungen z. B. zu den Klärungen möglicher Ursachen für auffällige Messdaten genutzt. Eine systematische Auswertung dieser Aufnahmen war nicht vorgesehen. Es wurden dennoch die Möglichkeit geprüft, die Aufnahmen so auszuwerten, dass sie als eine Ergänzung der nur punktförmig erfolgten PDA-Messungen zur Validierung der Anwendung von CFD-Modellen auf partikelbeladene Freistrahle herangezogen werden können.

Zur Gewinnung von zeitabhängigen Strömungsfeldern aus Hochgeschwindigkeitsaufnahmen hat sich das Verfahren Particle Image Velocimetry (PIV) etabliert (siehe Review in /SCH 20/). Dabei werden in der Regel kleine dichteneutrale Partikel (Tracer) in das Fluid injiziert, die der zu untersuchenden Strömung gut folgen. Bei der Standardanwendung dieses Vorgehens werden die Partikel in einer Ebene durch einen Laserfächer angestrahlt, die seitlich von einer Kamera erfasst wird. Durch eine gerasterte

Auswertung von Korrelationen der Partikelverteilungen zweier aufeinander folgende Aufnahmen lassen sich Felder von Bewegungsvektoren der Strömung in der erfassten Ebene bestimmen. Anwendungsbeispiele dieses Vorgehens zur Untersuchung turbulenter Strukturen im Randbereich von Gasfreistrahlen sind /MIL 10/ und in /PEY 19/ zu finden.

Im Vorhaben zeigte sich, dass ohne entsprechende Optimierung des Versuchsaufbaus die Gewinnung belastbarer Strömungsfelder bzw. Felder der Partikelgeschwindigkeit aus den erfassten Hochgeschwindigkeitsaufnahmen mit der PIV-Technik kaum möglich ist. Neben der fehlenden Laserbeleuchtung einer Erfassungsebene, des nicht für PIV optimierten Verhältnisses zwischen Abstand und Auflösung der Kamera und des inhomogenen dunklen Hintergrundes (siehe Abb. 6.47) liegen wesentliche Gründe in der besonderen Art der untersuchten Strömungsform. Die Experimente umfassen sehr dicht und bezüglich der Partikelgröße inhomogen beladene Freistrahle. Dies führt dazu, dass sich die Bewegung verschieden schneller Partikel überlagert und der Kontrast selbst turbulenter Strukturen im Freistrahls sehr gering ist. Lediglich im turbulenten Randbereich des Freistrahls, der hauptsächlich von kleinen Partikeln gebildet wird, lassen sich aus den erfassten Bildern mit PIV teilweise plausible Geschwindigkeitsdaten extrahieren.

Aufgrund der hohen Unsicherheit der Anwendung der PIV-Methode auf die in diesem Vorhaben erfassten Hochgeschwindigkeits-Aufnahmen wurde auf eine PIV-Auswertung im von den PDA-Messungen nicht erfassten Bereich zwischen Rohröffnung und Lochblende verzichtet. Aus manuellen Auswertungen der Bewegung von mehreren turbulenten Strukturen am Oberrand der Lochblende (mittig) wurde für eine Verwendung in möglichen CFD-Validierungsrechnungen zur Blendenwirkung im Zeitbereich von 0,04 s bis 0,2 s nach Öffnung eine mittlere Vertikalgeschwindigkeit von etwa 9 m/s ermittelt.



Abb. 6.47 Einzelbild der Hochgeschwindigkeitsaufnahme des Freistrahls und des von der Lochblende zurückgehaltenen Anteils bei Versuch 221, 0,07 s nach Beginn der Öffnung

7 Auswertung der Partikelgrößenverteilung

Wie in Abschnitt 4.4.3 bereits eingeführt, lassen sich mit den beim PDA-Verfahren gemessenen geometrischen Durchmessern die Partikelgrößenverteilungen für die einzelnen Messpunkte bestimmen. Die zeitliche und räumliche Entwicklung dieser Verteilung für die verschiedenen Variationen kann demnach aus den Messdaten entnommen werden und ist Gegenstand der folgenden Untersuchungen. Die vor dem Einsatz im Versuchsaufbau gemessene ursprüngliche Verteilung der verwendeten Partikel wurde in Abschnitt 3.3.3 bereits aufgeführt und kann für einen Vergleich der Daten verwendet werden.

Im folgenden Abschnitt 7.1 wird zunächst die Partikelgrößenverteilung generell betrachtet, bevor in Abschnitt 7.2 die Orts- und Zeitabhängigkeit der Partikelgrößenverteilung näher betrachtet wird.

7.1 Partikelgrößenverteilung

Die in Abschnitt 3.3.3 bereits aufgeführten Verteilungen wurden dort mit einer Verteilungsfunktion zusammen dargestellt. In der folgenden Grafik sind diese beiden massengewichteten Verteilungen des AED zur Übersicht erneut aufgeführt. Im Folgenden werden die im Referenzversuch verwendeten Partikel, welche auch bei den Variationen der Dosierung und mit der Lochblende verwendet wurde, als Referenzpartikel bezeichnet. Die Partikel, welche im Versuch mit der Variation der Dichte der Partikel verwendet wurden, werden als schwere Partikel bezeichnet.

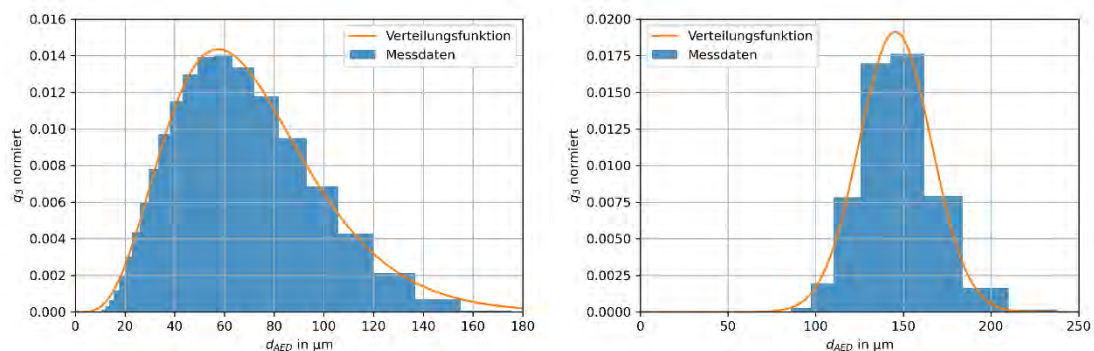


Abb. 7.1 Partikelgrößenverteilung der beiden Partikelvariationen mit einer Verteilungsfunktion. Die linke Ursprungsverteilung ist dabei die Partikelgrößenverteilung der Referenzpartikel und die rechte die Ursprungsverteilung der schweren Partikel

Die Verteilung der Referenzpartikel, welche in Abb. 7.1 links zu sehen ist, entspricht einer Gamma-Verteilung der Form:

$$q_3(d) = \frac{\beta^\alpha}{\gamma} \cdot d^{\alpha-1} \cdot \exp(-\beta \cdot d) \quad (7.1)$$

Hierbei ist d der Durchmesser, α und β die Parameter der Funktion, welche die Form und Skalierung bestimmen, und γ der Funktionswert der Gamma-Verteilung. Aus diesen Parametern lassen sich der Erwartungswert, die Varianz und die Schiefe der Verteilung, welche die Art und Stärke der Asymmetrie der Gamma-Verteilung beschreibt, bestimmen. Diese Faktoren können später dazu verwendet werden, um die Partikelgrößenverteilung zu anderen Orten und Zeitpunkten mit dieser zu vergleichen und eine Aussage dazu treffen zu können, welcher Aspekt der Verteilung sich verändert hat.

Für die oben dargestellte Verteilungsfunktion der Referenzpartikel ergeben sich für diese Parameter folgende Werte:

$$\alpha = 5,29 \qquad \beta = 0,07 \mu\text{m}^{-1} \qquad \gamma = 34,85$$

Das Maximum der Verteilung, welches sich auch in Abb. 7.1 links ablesen lässt, liegt demnach bei:

$$\max(d) = \frac{\alpha - 1}{\beta} = 57,54 \mu\text{m} \quad (7.2)$$

Da es sich hierbei jedoch um eine Gamma-Verteilung handelt, ist, anders als bei einer Normalverteilung, das Maximum nicht gleich dem Erwartungswert. Der Erwartungswert ist der Wert, den der Durchmesser im Mittel annimmt. Bei einer rechtsschiefen Verteilung, wie sie hier vorliegt, ist der Erwartungswert damit größer als das Maximum der Verteilung. Für den vorliegenden Fall ergibt sich ein Wert von:

$$\mu(d) = \frac{\alpha}{\beta} = 70,94 \mu\text{m} \quad (7.3)$$

Die Varianz ist die mittlere quadratische Abweichung der gemessenen Durchmesser von diesem Erwartungswert. Die Standardabweichung ergibt sich wiederum aus der Wurzel dieses Wertes und entspricht im vorliegenden Fall:

$$\sigma(d) = \sqrt{\sigma^2(d)} = \sqrt{\frac{\alpha}{\beta^2}} = 32,79 \mu\text{m} \quad (7.4)$$

Die Schiefe beschreibt die Art und Stärke der Asymmetrie der Gamma-Verteilung. Bei Werten größer als Null ist die Verteilung rechtsschief und bei Werten kleiner als Null linksschief. Für den vorliegenden Fall ergibt sich ein Wert für die Schiefe von:

$$S(X) = \frac{2}{\sqrt{\alpha}} = 0,87 \quad (7.5)$$

Die schweren Partikel, welche in Abb. 7.1 rechts zu sehen sind, sind etwa normalverteilt und entsprechen daher einer Gauß-Verteilung. Beschrieben werden kann diese Verteilung durch die folgende Form:

$$Q_3(d) = a \cdot \exp\left(-\left(\frac{d - \mu}{2\sigma}\right)^2\right) \quad (7.6)$$

Der Erwartungswert ist dabei μ und die Standardabweichung ist durch σ gegeben. Eine Schiefe liegt bei einer Gauß Verteilung nicht vor. Für den vorliegenden Fall ist der Erwartungswert $\mu = 145,38 \mu\text{m}$ und die Standardabweichung $\sigma = 20,59 \mu\text{m}$.

Bei einem Vergleich der beiden vorliegenden Partikelsorten lässt sich demnach feststellen, dass die schwereren Partikel im Mittel einen etwa doppelt so großen AED besitzen, aber die Standardabweichung und Varianz kleiner sind.

Diese Verteilungen können dazu verwendet werden, die räumliche und zeitliche Veränderung der Partikelgrößenverteilung im Ausbreitungsgebiet des Freistrahls zu quantifizieren. So ist beispielhaft in der folgenden Abbildung die Partikelgrößenverteilung für einen Referenzversuch am Ort (25,0) mm integral über den gesamten Messzeitraum aufgeführt. In diesem Beispiel sind der Erwartungswert $84,42 \mu\text{m}$, die Standardabweichung liegt bei $33,86 \mu\text{m}$ und die Schiefe bei $0,8$. Es lässt sich erkennen, dass die Gesamtverteilung zu etwas größeren Durchmessern (nach rechts) verschoben ist und dementsprechend auch einen höheren Erwartungswert aufweist. Die Standardabweichung und die Schiefe liegen jedoch sehr nah an der Ursprungsverteilung, was den subjektiven Eindruck, dass die beiden Verteilungen von der generellen Form sehr ähn-

lich sind, bestätigt. Bei nahezu allen Einzelversuchen ist eine Rechtsverschiebung der Messverteilung im Vergleich zur Ursprungsverteilung zu beobachten, während die Breite und Schiefe der Funktion vergleichbar bleiben. Darüber hinaus werden bei den meisten Messungen, wie dies beispielhaft auch in Abb. 7.2 zu erkennen ist, Partikelgrößen erfasst, welche bei der Messung der Ursprungsverteilung nicht gemessen wurden.

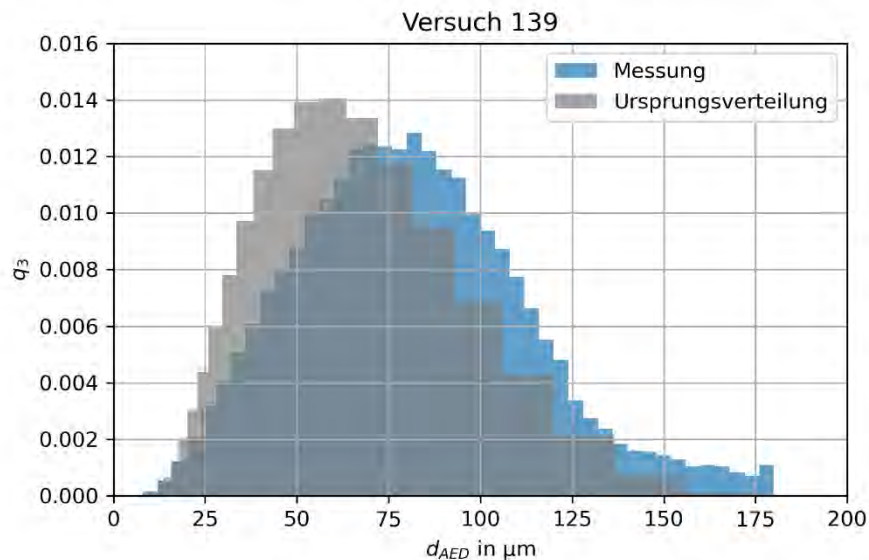


Abb. 7.2 Vergleich der normierten Massenverteilung der Partikel Ursprungsverteilung und der gemessenen Partikel am Ort (25,0) mm für einen Referenzversuch

In der folgenden Abbildung ist die Partikelgrößenverteilung für einen Versuch mit Variation der Dichte der Partikel am Ort (5,0) mm integral über den gesamten Messzeitraum aufgeführt. In diesem Beispiel sind der Erwartungswert 161,20 μm und die Standardabweichung liegt bei 25,93 μm . Die Verteilung ist demnach, wie bereits beim Beispiel oben, leicht nach rechts verschoben. Außerdem ist hier der Effekt, dass die Verteilung im Vergleich zur Ursprungsverteilung ein wenig breiter ist und vor allem bei den größeren Durchmessern mehr Partikel gemessen wurden, noch stärker ausgeprägt als bei den Referenzpartikeln.

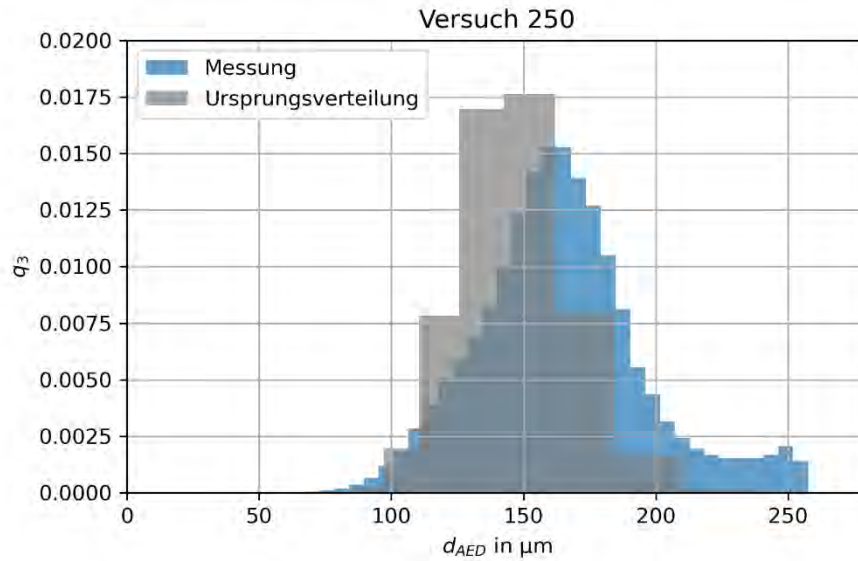


Abb. 7.3 Vergleich der normierten Massenverteilung der Partikel Ursprungsverteilung und der gemessenen Partikel am Ort (100/-20) mm für einen Versuch unter Variation der Partikeldichte

Für die beiden genannten Effekte, dass die mit dem PDA gemessenen Partikelgrößenverteilungen im Vergleich zur mit dem Mastersizer gemessenen Verteilung nach rechts verschoben sind und bei den PDA-Messungen größere Partikelgrößen erfasst wurden, welche bei der Ursprungsverteilung nicht gemessen wurden, können verschiedene Ursachen verantwortlich sein.

Zum einen sind die Messmethoden, mit denen das PDA (s. Abschnitt 3.3.2.3) und der Mastersizer (s. Abschnitt 3.3.3) die Partikelgrößen ermitteln, unterschiedlich. Beim Mastersizer wird die Intensität der Laserbeugung einer Partikelprobe mit bekannter Masse und beim PDA die Phasenverschiebung eines diskreten Partikels gemessen. So basieren nicht nur die Messmethoden auf unterschiedlichen physikalischen Prinzipien, sondern zusätzlich liegen die Ergebnisse der Messungen als unterschiedliche Verteilungen vor. Im Falle des Mastersizers liegt eine Massenverteilung und im Falle des PDAs eine Summenverteilung vor. Bei einem Vergleich dieser beiden Verteilungen muss daher eine Umrechnung stattfinden, für welche die Dichte und das Volumen der Partikel bekannt sein müssen. Die Dichte ist als Herstellerangabe mit unbekanntem Messunsicherheiten behaftet. Das Volumen der Partikel ergibt sich über die Durchmesser der Partikel, deren Messung ebenfalls mit Messunsicherheiten erfolgt ist. Bei der Berechnung des Volumens schließlich, wird von runden Partikeln ausgegangen.

Die Rundheit der Partikel, welche in Abschnitt 3.3.3 aufgeführt ist, ist nicht perfekt, so dass hier noch zusätzlich eine Unsicherheit bei der Volumenberechnung hinzukommt.

Zum anderen kann es während des Ausströmprozesses durch unterschiedliche Effekte zu einer Partikelagglomeration kommen, wodurch mehrere einzelne Partikel zusammen als größere Partikel gemessen werden. Bei der Vermessung mit dem Mastersizer wird dies durch Trockendispergierung und den Aufbau des Messgeräts möglichst gut verhindert. Dies könnte die Ursache dafür sein, dass die Partikelgrößen bei den PDA-Daten teilweise größere Werte aufweisen. Weitere mögliche Effekte werden in dem Bericht der TU Dortmund /TUD 22/ aufgeführt.

7.2 Abhängigkeiten der Partikelgrößenverteilung

Neben der Partikelgrößenverteilung an einem bestimmten Punkt, wie im vorherigen Abschnitt betrachtet, ist die räumliche Veränderung der Partikelgrößenverteilung ebenfalls von Interesse. Wenn die räumliche Veränderung der Partikelgrößenverteilung hinreichend bekannt ist, so können sich weitergehende Aussagen über die partikelabhängigen Ausbreitungsprofile treffen lassen.

Der Theorie nach sollten bei einer gleichen Austrittsgeschwindigkeit von kleinen und großen Partikeln die kleinen Partikel aufgrund der Wechselwirkung mit der Umgebung stärker abgebremst werden als die größeren und damit trägeren Partikel. Gleichzeitig werden durch die Wechselwirkung des dynamischen Freistrahls mit der „ruhenden“ Umgebung im Bereich der dadurch bedingten Scherung im Geschwindigkeitsfeld turbulente Wirbel erzeugt. Diese haben größere Auswirkungen auf kleine Partikelgrößen, die weniger träge sind als große Partikel. Demnach ist zu erwarten, dass kleinere Partikel stärker als große Partikel aus der Strahlachse des Freistrahls an den Rand gemischt werden. Der relative Anteil kleiner Partikel sollte demnach mit größerem Abstand beziehungsweise Raumwinkel zur Strahlachse größer ansteigen.

Um die räumliche Veränderung der Partikelgrößenverteilung zu quantifizieren, wird im Folgenden das relative Verhältnis von Partikeln mit einem AED bis 10 μm an der Gesamtzahl der Partikel betrachtet, da diese Partikel im Rahmen dieses Vorhabens aufgrund deren Lungengängigkeit die größte Relevanz haben. Außerdem wird die Partikelgrößenverteilung als Summenverteilung betrachtet, da bei einer Massenverteilung der relative Anteil der lungengängigen Partikel, aufgrund deren kleiner Massen, deutlich

geringer wäre. Änderungen im Verhältnis lassen sich daher bei Betrachtung der Summenverteilung leichter identifizieren.

Es gibt unterschiedliche räumliche Größen, welche für den Einfluss der Partikelgröße auf die Ausbreitung und die Verteilung der Partikelgrößen herangezogen werden können. So kann der relative Anteil von lungengängigen Partikeln mit einem AED bis einschließlich $10\ \mu\text{m}$ beispielsweise an unterschiedlichen Positionen auf der Strahlachse (x-Achse) und der z-Achse oder auch an unterschiedlichen Raumwinkel-Positionen ausgewertet werden. Beide Vorgehensweisen werden in diesem Abschnitt teilweise herangezogen.

Referenzversuch

In den folgenden Grafiken in Abb. 7.4 ist der relative Anteil der Partikel mit einem AED kleiner als $10\ \mu\text{m}$ für Messpositionen entlang der Strahlachse sowie die Schiefe der zugehörigen Verteilungsfunktionen (siehe vorheriger Abschnitt) in Abhängigkeit von der Entfernung zur Rohröffnung abgebildet.

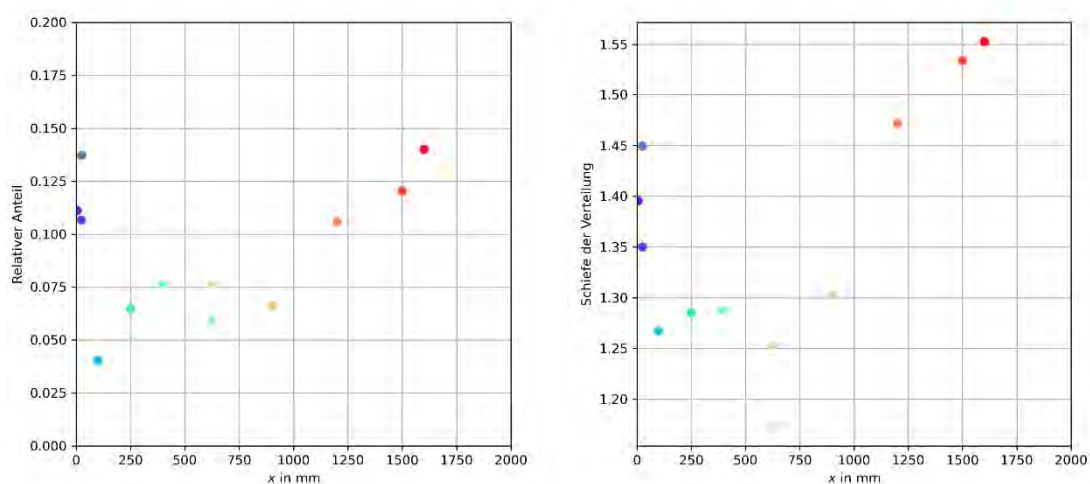


Abb. 7.4 (Links) Relativer Anteil der Partikel mit einem AED kleiner als $10\ \mu\text{m}$ für Messpositionen entlang der Strahlachse (Referenzversuch); (Rechts) Schiefe der zugehörigen Verteilungsfunktionen in Abhängigkeit von der Entfernung zur Rohröffnung

Die in Abb. 7.4 für den Referenzversuche dargestellten Ergebnisse lassen auf der Strahlachse ($z = 0$) eine Tendenz erkennen, dass der relative Anteil der Partikel mit einem AED bis $10\ \mu\text{m}$ mit größerem Abstand zur Austrittsöffnung zunächst abnimmt, be-

vor ab einem Abstand von 1 m hinter der Austrittsöffnung der relative Anteil von Partikeln bis 10 μm wieder zunimmt. Dieser Verlauf spiegelt sich auch in der Grafik zur abstandsabhängigen Schiefe der Partikelgrößenverteilung wider. Das anfängliche Verhalten entspricht der oben aufgeführten Theorie, dass kleine Partikel aufgrund der Wechselwirkung mit der Umgebung stärker abgebremst und stärker aus der Strahlachse des Freistrahls an den Rand gemischt werden als große Partikel. Der beobachtete Anstieg des relativen Anteils der Partikel bis 10 μm entlang der Strahlachse in Abständen größer als 1 m (Abb. 7.4) passt nicht zu diesem Trend und wäre in weiteren Untersuchungen zu diskutieren.

Des Weiteren zeigen die Messergebnisse eine Tendenz, dass der relative Anteil von Partikeln bis 10 μm mit größerem Abstand ($z > 0$ oder $z < 0$) zur Strahlachse zunimmt. Erkennbar ist dies in Abb. 7.5, die eine winkelabhängige Darstellung der Verteilung dieses relativen Anteils für alle Einzelversuche des Referenzversuchs enthält. Diese Beobachtung passt zu der zuvor diskutierten Abnahme des relativen Anteils kleiner Partikel entlang der Strahlachse und ist in Einklang mit der eingangs dargestellten Theorie.

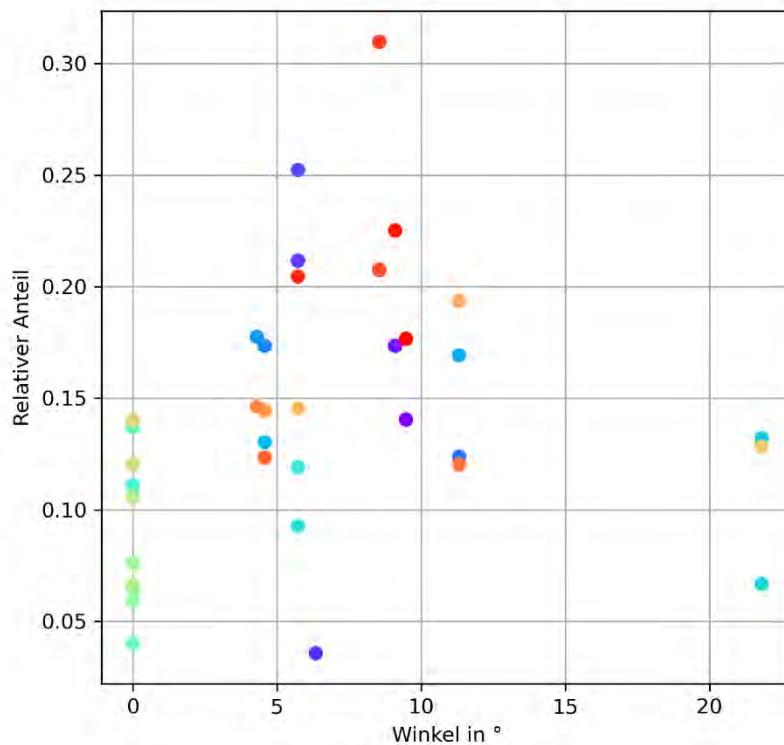


Abb. 7.5 Relativer Anteil der Partikel mit einem AED kleiner als 10 µm in Abhängigkeit vom Ausbreitungswinkel für den Referenzversuch

Variation der Dosierung und Dichte der Partikel

Sowohl bei den Messdaten aus der Variation der Dosierung als auch bei den Messdaten aus der Variation der Dichte der Partikel lässt sich bei einer Betrachtung des relativen Anteils der Partikel mit einem AED kleiner gleich 10 µm für Messpositionen entlang der Strahlachse kein eindeutiger Trend feststellen. In Abb. 7.6 ist eine winkelabhängige Darstellung der Verteilung des relativen Anteils für alle Einzelversuche der beiden Variationen dargestellt. Auch hier ist kein klarer Trend zu erkennen.

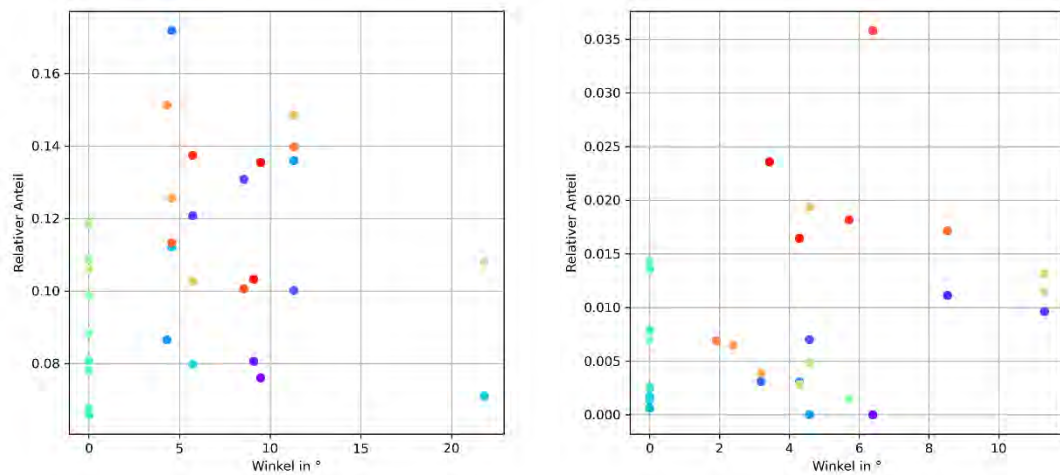


Abb. 7.6 Relativer Anteil der Partikel mit einem AED kleiner als $10\ \mu\text{m}$ in Abhängigkeit vom Ausbreitungswinkel für die Variation der Dosierung (links) und der Dichte der Partikel (rechts)

Bei beiden Versuchsreihen gab es Besonderheiten, welche teilweise mit ursächlich dafür sein könnten, dass das theoretisch erwartete Verhalten nicht erkennbar ist. Im Rahmen der Versuchsreihe mit einer Variation der Dosierung im Vergleich zum Referenzversuch wurde die Partikelbeladung, also die Anzahl an Partikeln, wesentlich erhöht. Bei der Auswertung der Messergebnisse, vor allem einer Videosequenz, ist ein pulsierendes Verhalten des Freistrahls zu erkennen, so dass hier eine Zeitabhängigkeit der Konzentration vorliegen könnte, die wiederum Auswirkung auf die vorgenommene Auswertung haben könnte. Im Rahmen der Versuchsreihe mit einer Variation der Dichte der Partikel wurden hauptsächlich Partikel größer als $10\ \mu\text{m}$ eingesetzt, so dass der relative Anteil von Partikeln bis $10\ \mu\text{m}$ in einer Größenordnung wenigen Prozent lag. Mögliche Messfehler haben bei so einer geringen Statistik daher eine sehr große Auswirkung. Insgesamt ist festzuhalten, dass bezüglich der räumlichen Veränderung der Partikelgrößenverteilung für die beiden Variationen weitere Untersuchungen notwendig sind.

Variation mit Lochblende

Aus der Messreihe mit der Lochblende, welche in einem Abstand von $300\ \text{mm}$ zur Austrittsöffnung installiert wurde, lässt sich die beim Referenzversuch erkennbare Tendenz ebenfalls erkennen. In Abb. 7.7, die eine winkelabhängige Darstellung der Verteilung dieses relativen Anteils für alle Einzelversuche des Referenzversuchs enthält, ist er-

kennbar, dass der relative Anteil von Partikeln bis 10 μm mit größerem Abstand ($z > 0$ oder $z < 0$) zur Strahlachse zunimmt. Diese Beobachtung passt nicht nur zu dem gleichen Verlauf beim Referenzversuch, sondern auch zu der anfangs dargestellten Theorie.

Außerdem ist dieses Ergebnis in Einklang mit den Ergebnissen in Abschnitt 6.6 und im folgenden Abschnitt 8, dass sich durch den Einsatz einer Lochblende eine Art neuer Freistrahls ausbildet, der vergleichbare Eigenschaften wie der ursprüngliche aus dem Kessel austretende Freistrahls aufweist.

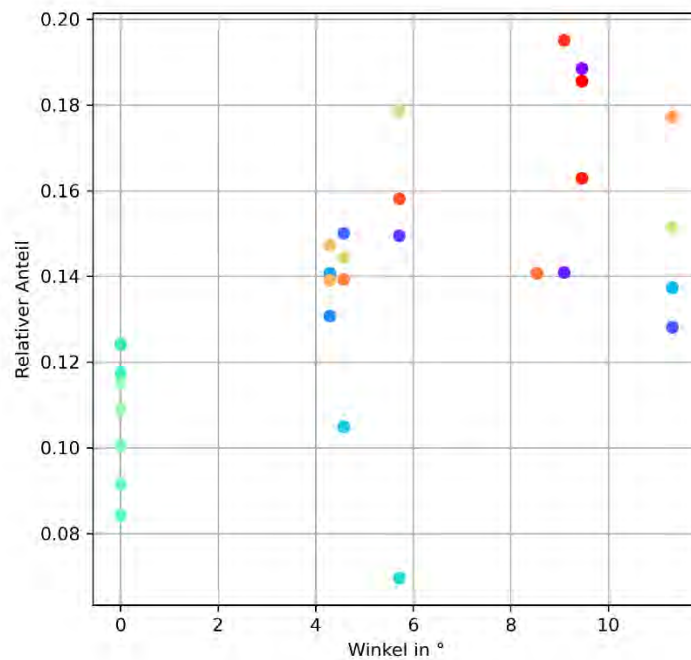


Abb. 7.7 Relativer Anteil der Partikel mit einem AED kleiner als 10 μm in Abhängigkeit vom Ausbreitungswinkel für die Variation mit der Lochblende

8 Auswertung der Wirkung einer Lochblende

Im Rahmen dieses Vorhabens wird das Ausströmen eines Freistrahls aus einem TLB als Folge einer Einwirkung mit einer panzerbrechenden Waffe untersucht. Der Definition zufolge ist ein Freistrahls eine Strömung, welche mit hoher Geschwindigkeit aus einer Austrittsöffnung in einen offenen Raum ohne begrenzende Wände strömt. Unter realen Bedingungen ist ein solcher unbegrenzter Raum jedoch nur selten zu unterstellen. So sind insbesondere während der Beförderung von Kernbrennstoffen Abschirmungen und Objekte wie Hauben vor und um den TLB platziert. Bei einer Einwirkung mit einer panzerbrechenden Waffe würde der Freistrahls demnach nicht in einen offenen unbegrenzten Raum, sondern zunächst auf ein Objekt wie eine Wand oder eine Plane treffen. In diesem Objekt würde sich wiederum ungefähr in Strahlachse eine durch die Einwirkung erzeugte Öffnung befinden. Aus dieser Öffnung heraus kann der Freistrahls in die offene Umgebung freigesetzt werden. Die Öffnung kann daher als Ausgangspunkt eines neuen Freistrahls angesehen werden.

8.1 Vorgehen

Um ein solches oben beschriebenes Szenario möglichst generisch untersuchen zu können, wird eine Aluminiumplatte mit einem Abstand von 300 mm, welcher in einem typischen Wertebereich für eine solche Konfiguration liegt, und einem Lochdurchmesser, welcher ein wenig größer als der am Kessel ist (30 mm), in die Strahlachse des Freistrahls platziert. Dies ist schematisch in der folgenden Grafik dargestellt.

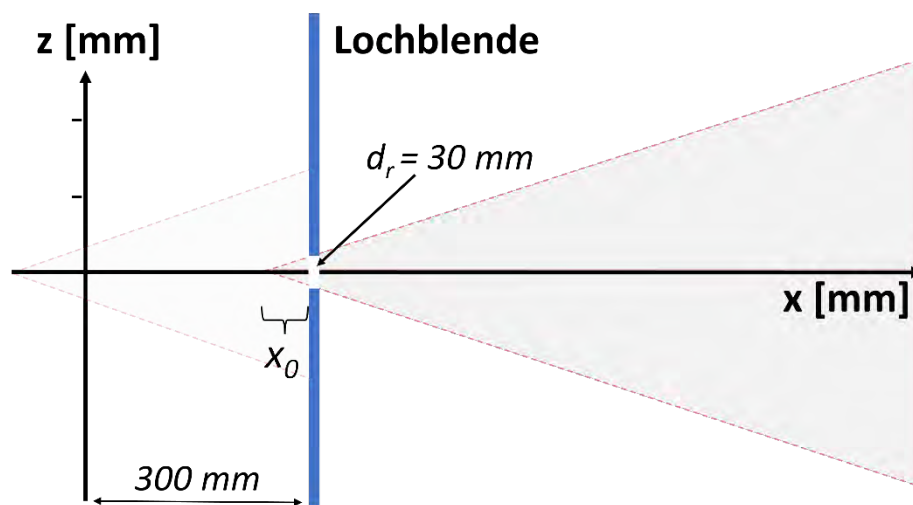


Abb. 8.1 Schematische Darstellung der Lochblendenversuche

Eine genauere Auswertung des Geschwindigkeitsfeldes sowie des Ausströmprozesses bei der Variation mit der Lochblende wurde bereits in Abschnitt 6.6 ausführlich durchgeführt. Um eine Aussage zum Einfluss einer Lochblende treffen zu können, muss auch ein Vergleich mit dem Referenzversuch durchgeführt werden. Ein solcher Vergleich wird im Folgenden dargelegt.

Bei den Vergleichen werden zur Veranschaulichung einige Einzelversuche hervorgehoben. Ein systematischer Vergleich wurde jedoch für alle Versuche durchgeführt, so dass die generalisierten Aussagen nicht nur auf dem Vergleich der gezeigten Versuche, sondern aller vorliegenden Messdaten beruht.

Wie bereits in Abschnitt 6, fokussiert sich die nachfolgende Gegenüberstellung auf die Partikel mit einem AED bis $10\ \mu\text{m}$.

8.2 Geschwindigkeit

In der folgenden Abb. 8.2 ist der Geschwindigkeitsverlauf des Referenzversuchs (links) und der Geschwindigkeitsverlauf des Lochblendenversuchs (rechts) dargestellt. Um eine Vergleichbarkeit zu gewährleisten sind beides Messungen an der Position $(1200,0)\ \text{mm}$.

Die Geschwindigkeitsschwankungen erscheinen in beiden Versuchen vergleichbar, jedoch beim Lochblendenversuch ein wenig geringer. Die gemittelte Startgeschwindigkeit ($t = 0\ \text{s}$) liegt beim Referenzversuch bei ungefähr $40\ \text{m/s}$ und beim Lochblendenversuch bei ungefähr $25\ \text{m/s}$ und damit etwa $37\ \%$ niedriger. Die beobachtete Ausströmdauer liegt bei den Referenzversuchen und den Lochblendenversuchen generell in derselben Größenordnung. Lediglich bei Einzelversuchen können Schwankungen durch Messbesonderheiten auftreten. Die Steigung als Verhältnis zwischen der Startgeschwindigkeit und der Ausströmdauer ist beim Referenzversuch durch die höhere Startgeschwindigkeit größer.

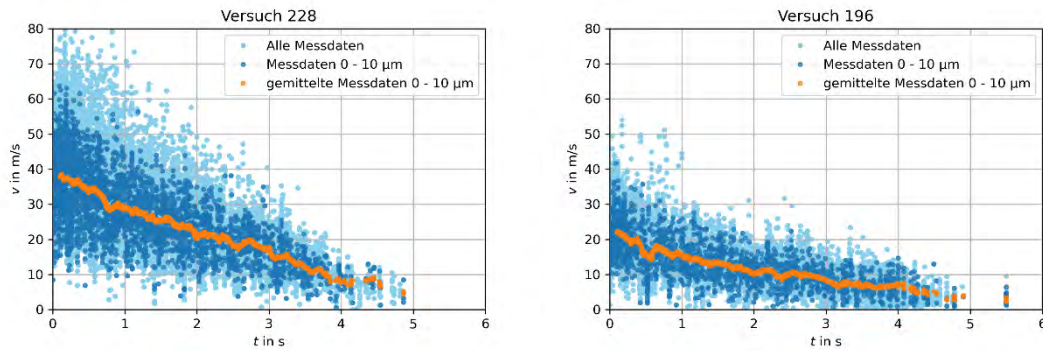


Abb. 8.2 Geschwindigkeitsverlauf eines Referenzversuchs (links) und eines Lochblendenversuchs (rechts) an der Position (1200,0) mm

Um vergleichen zu können, ob es sich bei den obigen Beobachtungen lediglich um ein Artefakt handelt, werden in der folgenden Abb. 8.3 Messungen von einer anderen Messposition gegenübergestellt, nämlich (900,0) mm.

Die Beobachtungen die beim Vergleich dieser Grafiken gemacht werden können, gleichen denen im vorherigen Beispiel. Die Startgeschwindigkeit ($t = 0$ s) liegt beim Referenzversuch mit ungefähr 50 m/s und beim Lochblendenversuch mit ungefähr 30 m/s erneut klar auseinander und die beobachtete Ausströmdauer ist wieder etwa gleich lang. Damit ist auch bei den Versuchen an dieser Messposition die Steigung des Geschwindigkeitsverlaufs beim Referenzversuch größer.

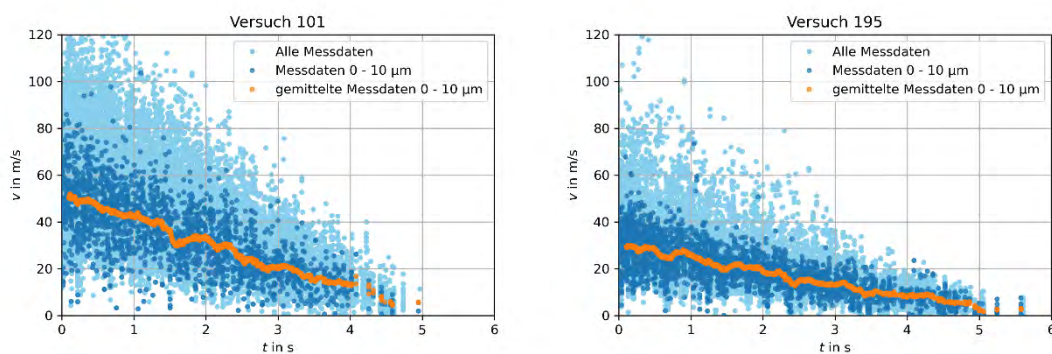


Abb. 8.3 Geschwindigkeitsverlauf eines Referenzversuchs (links) und eines Lochblendenversuchs (rechts) an der Position (900,0) mm

Die Geschwindigkeit wird durch die Lochblende klar beeinflusst. So ist die Geschwindigkeit hinter der Lochblende deutlich reduziert im Vergleich zu der Geschwindigkeit eines ungestörten Freistrahls an derselben Position. Damit ist insbesondere die Be-

schleunigung, als Änderung der Geschwindigkeit über die Zeit dv/dt , beim Referenzversuch größer.

8.3 Partikelgrößenverteilung

Die in Abb. 8.2 bereits betrachteten Versuche werden in der folgenden Grafik erneut aufgeführt. Neben einer Mittelung der Partikel mit einem AED bis $10\ \mu\text{m}$ sind hier jedoch auch Mittelungen für drei weitere Partikelgrößenintervalle aufgeführt. Es lässt sich erkennen, dass der generelle Verlauf sowie der Abstand zwischen den Geschwindigkeitsverläufen der einzelnen Partikelgrößenintervalle bei beiden Versuchen vergleichbar sind. Es lässt sich daher kein besonderer auffälliger Effekt beobachten, der darauf schließen lassen würde, dass die einzelnen Partikelgrößen unterschiedlich durch die Lochblende beeinflusst werden würden.

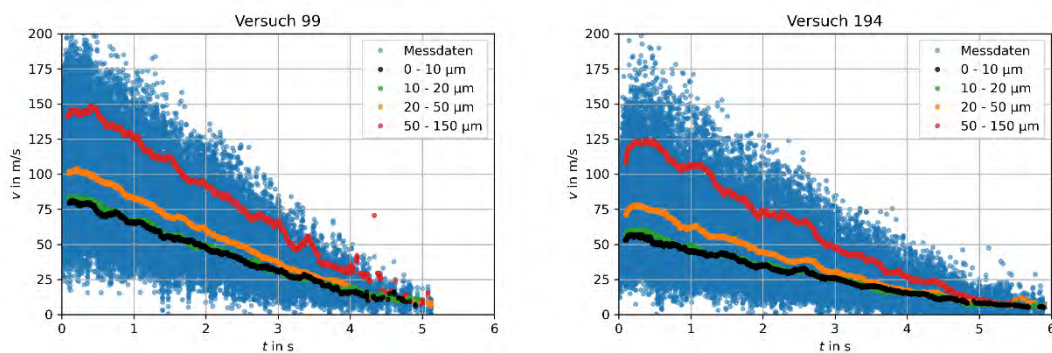


Abb. 8.4 Geschwindigkeitsverlauf eines Referenzversuchs (links) und eines Lochblendenversuchs (rechts) an der Position (625,0) mm mit den gemittelten partikelgrößenabhängigen Geschwindigkeiten für vier verschiedene Partikelgrößenintervalle

Neben der Geschwindigkeit kann auch die gemessene Partikelgrößenverteilung direkt verglichen werden. Dafür werden die normierten Summenverteilungen des AED (Abb. 8.5) sowie die normierte Massenverteilung (Abb. 8.6) gegenübergestellt.

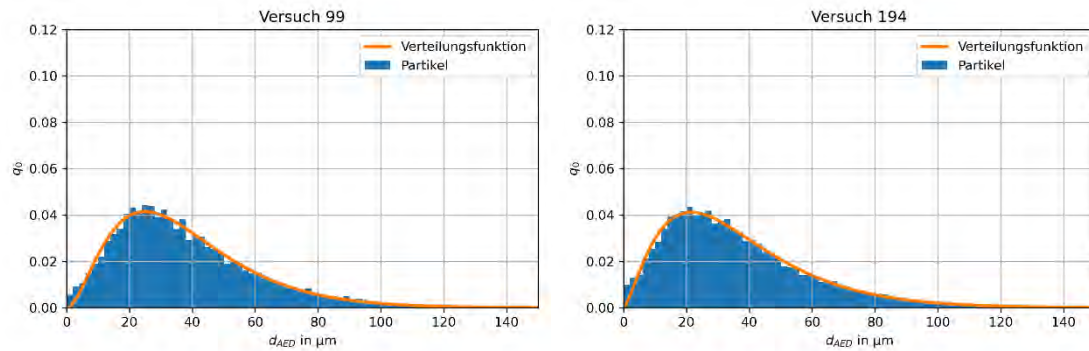


Abb. 8.5 Normiertes Histogramm der Summenverteilung des AED eines Referenzversuchs (links) und eines Lochblendenversuchs (rechts) an der Position (625,0) mm

Wie zu erkennen ist, sind die Verteilungen nahezu identisch. Bei einem Vergleich der Verteilungsfunktionen beträgt die relative Abweichung von Varianz und Erwartungswert nur wenige Prozent. Dies bestätigt daher die schon zuvor getroffene Einschätzung, dass die Lochblende die unterschiedlichen Partikelgrößen nicht unterschiedlich beeinflusst und daher auch die Partikelgrößenverteilung nicht signifikant von der Lochblende beeinflusst wird.

Erklären lässt sich das dadurch, dass die der Freistrahls zwar durch den Staudruck auf der angeströmten Seite der Lochblende abgebremst wird, aber im zentralen Bereich des Freistrahls fast keine Ablenkung der Stromlinien stattfindet. Nur im Bereich gekrümmter Stromlinien wäre eine solche größenabhängige Selektion zu erwarten, wie sie auch in Aerosol-Impaktoren für die Messung von Partikelgrößenverteilungen genutzt wird /HIN 82/. Somit findet im zentralen Bereich des Freistrahls vor der Lochblende fast keine von der Größe abhängige Rückhaltung von Partikeln statt und die Größenverteilung bleibt nahezu unverändert.

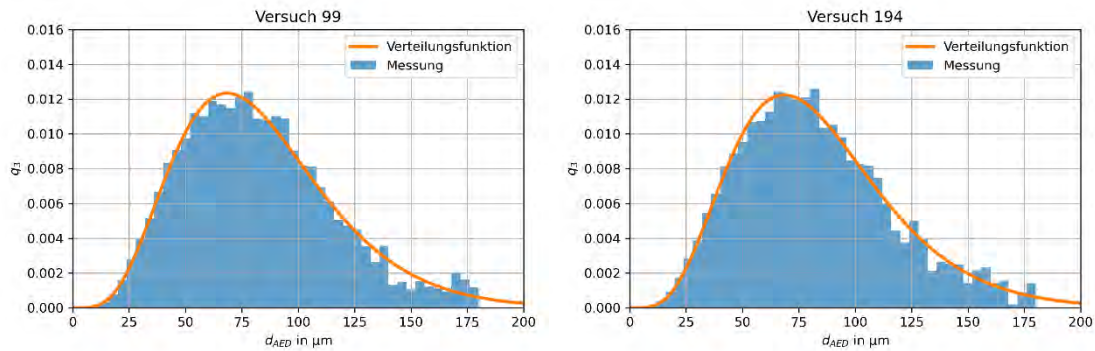


Abb. 8.6 Normiertes Histogramm der Massenverteilung des aerodynamischen Durchmessers eines Referenzversuchs (links) und eines Lochblendenversuchs (rechts) an der Position (625,0) mm

8.4 Geschwindigkeitsfeld-Parameter

Die in 8.2 beobachteten Unterschiede beim zeitabhängigen Geschwindigkeitsverlauf können durch die in Abschnitt 6 durchgeführte Auswertung des Geschwindigkeitsfeldes ergänzt werden. So kann die dort verwendete Darstellung der berechneten Geschwindigkeit für einen bestimmten Zeitpunkt verwendet werden, um den Unterschied in der Abbaukonstante und dem virtuellen Strahlursprung zu veranschaulichen. So entspricht die Steigung der Geraden der inversen Abbaukonstante und der virtuelle Strahlursprung korreliert mit dem y-Achsenabschnitt.

Es ist an dieser Stelle anzumerken, dass der Wert der Austrittsgeschwindigkeit v_0 bei den Versuchen mit dem Abbau des Kesseldrucks zeitabhängig abnimmt. Die Zeitabhängigkeit der Parameter, welche hier im Folgenden beobachtet wird, ist präziser ausgedrückt, eigentlich keine einfache Abhängigkeit von der Zeit, sondern eine Abhängigkeit von der räumlichen und zeitlichen Änderung des Drucks (Druckgradient) und damit auch der Austrittsgeschwindigkeit. Da die zeitabhängige Austrittsgeschwindigkeit und der Druckverlauf jedoch bei allen Versuchen einer Versuchsreihe im Rahmen der statistischen Ungenauigkeiten vergleichbar reproduziert wurden, kann vereinfacht die Zeit als Abhängigkeitsfaktor verwendet werden.

In der folgenden Abb. 8.7 werden die inversen und auf die Austrittsgeschwindigkeit normierten axialen Geschwindigkeitsverteilungen vom Referenzversuch und vom Lochblendenversuch für zwei verschiedene Zeitpunkte miteinander verglichen. Diese Verteilungen wurde wie in Abschnitt 6 erläutert berechnet. Für den Referenzversuch

lassen sich Einzelheiten dazu in Abschnitt 6.3.2 und für den Lochblendenversuch in Abschnitt 6.6.2 finden. Wie in Abb. 8.7 zu sehen ist, liegen die Abbaukonstanten bei $t = 1$ s noch recht nah beieinander und laufen dann bei $t = 3$ s stärker auseinander. Aus der Steigung der Geraden lässt sich die inverse Änderung der Geschwindigkeit in Abhängigkeit vom Ort erkennen, also die inverse Abbaukonstante. Es ist zu erkennen, dass bei $t = 1$ s die Steigungen der beiden Versuchsreihen ungefähr gleich groß sind und bei $t = 3$ s die Steigung des Referenzversuchs größer ist, weswegen dort die Abbaukonstante kleiner sein muss. Aus dem Vergleich der absoluten Werte für die zwei unterschiedlichen Zeitpunkte lässt sich außerdem eine Zeitabhängigkeit des Geschwindigkeitsverlaufs erkennen. So liegt die Gerade beim Referenzversuch bei $t = 1$ s unter und bei $t = 3$ s über der Geraden des Lochblendenversuchs. Die Abnahme der Geschwindigkeit ist demnach beim Referenzversuch zeitlich schneller als beim Lochblendenversuch. Dies stimmt mit der Beobachtung überein, welche in Abschnitt 8.2 bereits getroffen wurde, dass die Beschleunigung, als Änderung der Geschwindigkeit über die Zeit dv/dt , beim Referenzversuch größer ist als bei Lochblendenversuchen. Darüber hinaus ist jedoch, wie bereits mehrfach aufgeführt, auch die totale Geschwindigkeit beim Referenzversuch am selben Ort höher als beim Lochblendenversuch.

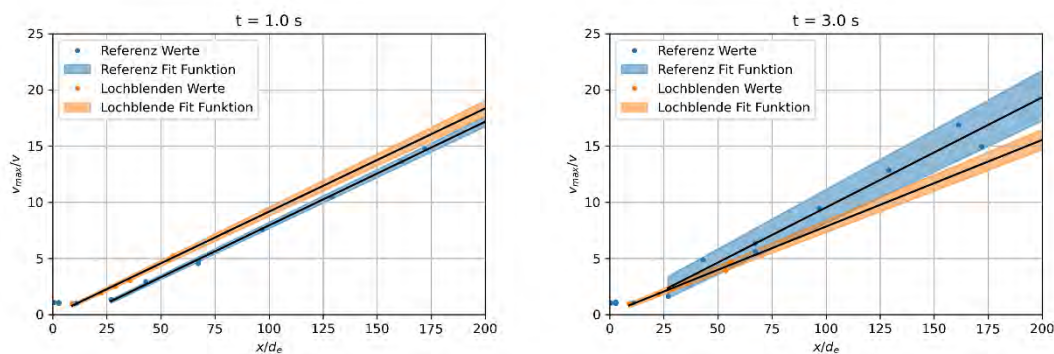


Abb. 8.7 Vergleich der inversen und auf die Austrittsgeschwindigkeit normierten axialen Geschwindigkeitsverteilungen vom Referenzversuch und vom Lochblendenversuch berechnet für $t = 1,0$ s (links) und $t = 3,0$ s (rechts) mit den dazugehörigen Fit-Funktionen

Die virtuellen Strahlursprünge lassen sich zeitabhängig für beide Versuchsvariationen vergleichen. Der generelle Verlauf ist dabei vergleichbar und für den Anfangszeitraum jeweils relativ konstant bevor die Werte stark abfallen. Die Werte beim Lochblendenversuch liegen etwas niedriger als die des Referenzversuchs. Gegen Ende der Messung werden die Werte inkonsistent zum Verlauf der vorherigen Werte. Beim Referenzversuch geschieht dies bereits früher, was vermutlich an der geringeren Menge an

Datenpunkten für größere Zeiten bei den zugrunde liegenden Versuchen liegt. Bei beiden Versuchsvarianten liegen die Werte für die Partikel mit einem AED bis 10 μm unter dem integralen Wert. So sind beim Referenzversuch die anfänglichen Werte 0,2 für alle Partikelgrößen zusammen und 0,1 für die Partikel bis 10 μm . Dies könnte auf eine Partikelgrößenabhängigkeit des virtuellen Strahlursprungs hindeuten.

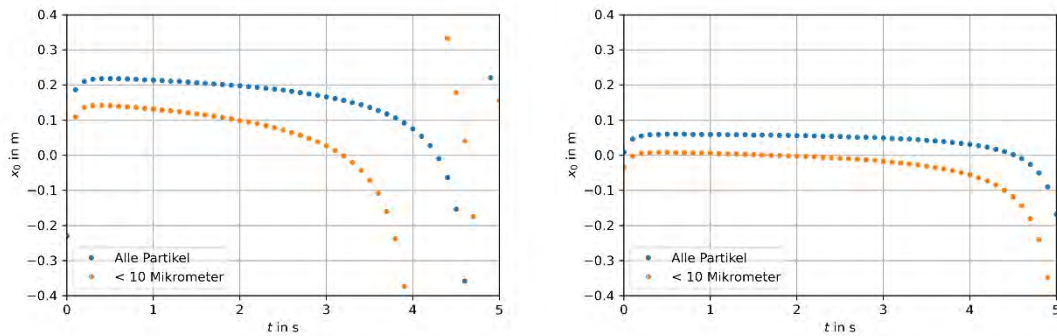


Abb. 8.8 Die bestimmten virtuellen Strahlursprünge x_0 des Referenzversuchs (links) und des Lochblendenversuchs (rechts) in Abhängigkeit von der Zeit für zwei verschiedene Partikelgrößen

Auch die Abbaukonstanten der beiden Versuchsvariationen können miteinander verglichen werden (s. Abb. 8.9). Es ist zu erkennen, dass der Referenzversuch zu Beginn höhere Werte aufweist, dann jedoch abfällt, während der Wert beim Lochblendenversuch eher ansteigt. Wie bereits beim virtuellen Strahlursprung werden die Werte gegen Ende der Messung inkonsistent zu den vorherigen Werten, was auch hier vermutlich an der geringeren Menge an Datenpunkten für größere Zeiten bei den zugrunde liegenden Versuchen liegt. Insgesamt liegen die Werte jedoch in derselben Größenordnung, so dass der unterschiedliche Verlauf gegen Ende auch an den Fit-Modellen liegen könnte.

Beim Referenzversuch liegen die Werte für die Partikel mit einem AED bis 10 μm unter dem integralen Wert und beim Lochblendenversuch ist dies umgekehrt. Der Verlauf für beide Größenintervalle ist jedoch vergleichbar und der relative Unterschied der Werte beträgt nur wenige Prozent, so dass eine mögliche Partikelgrößenabhängigkeit bei der Abbaukonstante, wenn überhaupt vorhanden, wohl relativ gering ist. Eine stärkere Partikelgrößenabhängigkeit bei der Abbaukonstante hätte darüber hinaus auch Auswirkungen auf die Partikelgrößenverteilung, bei der in Abschnitt 8.3 jedoch keiner festgestellt werden konnte.

Wie zu Beginn dieses Unterabschnitts bereits aufgeführt, ist die Austrittsgeschwindigkeit bei den Versuchen zeitabhängig und demnach die Parameter des Geschwindigkeitsfeldes nicht einfach zeitabhängig, sondern abhängig von der Austrittsgeschwindigkeit. Die ansteigenden Werte beim Lochblendenversuch in der unteren Grafik bedeuten demnach keinen Anstieg der absoluten Geschwindigkeit, sondern dass sich der Abbau der Geschwindigkeit bei kleinerer Austrittsgeschwindigkeiten verlangsamt.

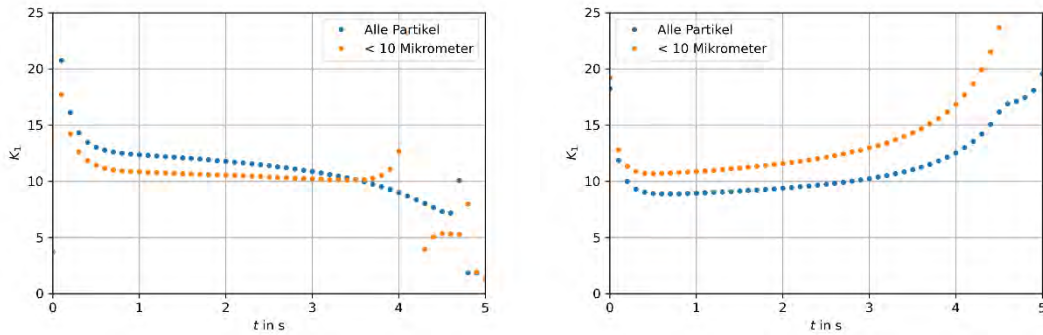


Abb. 8.9 Die bestimmten Abbaukonstanten K_1 des Referenzversuchs (links) und des Lochblendenversuchs (rechts) in Abhängigkeit von der Zeit für zwei verschiedene Partikelgrößen Intervalle

In der folgenden Grafik werden die normierten radialen Verteilungen des Geschwindigkeitsfeldes für die Position $x = 400$ mm zum Zeitpunkt $t = 2$ s miteinander verglichen. Es ist klar zu erkennen, dass die Breite der Verteilung beim Referenzversuch größer ist und demnach eine größere Halbwertsbreite und damit auch Streuraten vorliegt.

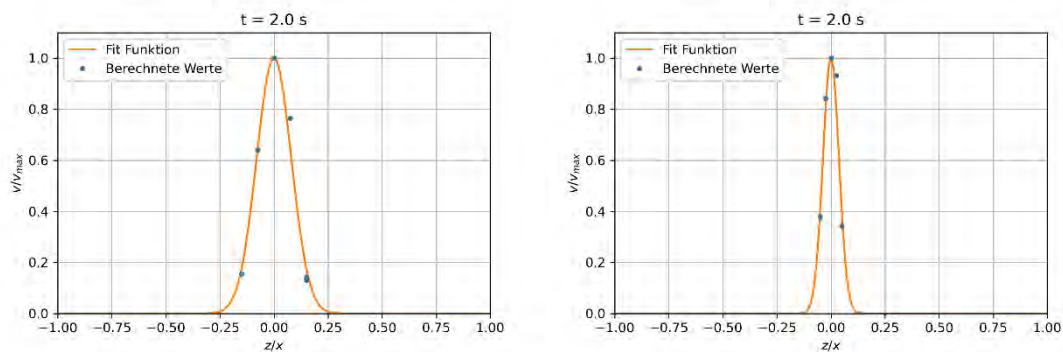


Abb. 8.10 Normierte Darstellung der berechneten Geschwindigkeiten für die Position $x = 400$ mm zum Zeitpunkt $t = 2,0$ s für den Referenzversuch (links) und den Lochblendenversuch (rechts)

Bei einem Vergleich der zeitabhängigen Streuraten von beiden Versuchsvariationen ist zu sehen, dass zum einen die Streuraten der Referenzversuche im Durchschnitt grö-

ßer sind als die der Lochblendenversuche und zum anderen, dass bei den Lochblendenversuchen eine größere positionsabhängige Streuung der Werte vorliegt. Beim Lochblendenversuch sind bei den Positionen ab $x = 825$ mm die Streuraten vergleichbar zu denen beim Referenzversuch. Die geringere Streuraten bei Positionen davor könnte daher auf eine Störung des Ähnlichkeitsbereichs des Geschwindigkeitsfeldes durch die Lochblende zurückzuführen sein, so dass für bei den Positionen nahe der Lochblende noch kein klassischer Ähnlichkeitsbereich hinsichtlich der radialen Verteilung vorliegt. Mit zunehmender Distanz hinter der Lochblende stellt sich jedoch wieder Selbstähnlichkeit ein, so dass sich die Streuraten der beiden Versuchsreihen weiter annähern.

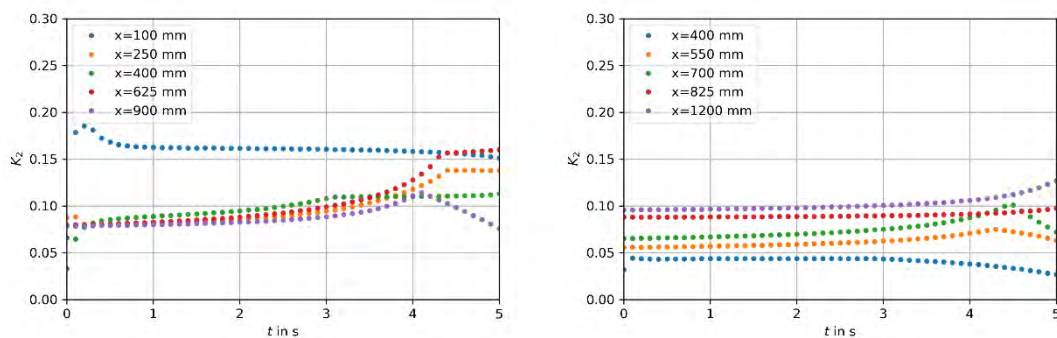


Abb. 8.11 Die bestimmten Streuraten K_2 des Referenzversuchs (links) und des Lochblendenversuchs (rechts) für jeweils fünf verschiedene x -Positionen aufgetragen in Abhängigkeit von der Zeit

Insgesamt kann beim Vergleich der Geschwindigkeitsfelder festgestellt werden, dass die zeitliche Abnahme der Geschwindigkeit bei den Lochblendeversuchen langsamer abläuft. Dies konnte auch bereits beim Vergleich von Einzelversuchen in Abschnitt 8.2 beobachtet werden. Außerdem ist die Streuraten hinter der Blende zunächst noch kleiner als beim Referenzversuch und gleicht sich diesem erst für größere Distanzen an. Dies lässt darauf schließen, dass sich, wie beim klassischen Freistrah, auch hinter der Lochblende erst nach einem gewissen Abstand ein Ähnlichkeitsbereich ausbildet. Der Freistrah wird demnach durch die Lochblende nicht nur insgesamt langsamer, sondern auch in hinsichtlich seiner Struktur beeinflusst.

Das in Abschnitt 6 entwickelte Modell für das Geschwindigkeitsfeld lässt sich für bestimmte Zeitpunkte direkt miteinander vergleichen. So ist in der folgenden Abb. 8.12 beispielhaft das Geschwindigkeitsfeld von Partikeln kleiner gleich $10 \mu\text{m}$ zum Zeitpunkt $t = 2$ s für die Referenzversuche (links) und die Lochblenden-Versuche (rechts) neben-

einander dargestellt. Für eine bessere Vergleichbarkeit ist eine Freistrah-Grenze für eine absolute Geschwindigkeit von 1 m/s eingezeichnet. Die oben beschriebenen Phänomene lassen sich in dieser Gegenüberstellung gut identifizieren. So ist die Geschwindigkeit und damit Reichweite bei der Lochblende um etwa einen Faktor zwei geringer. Dieser Faktor ist zwar nicht allgemeingültig, sondern nur für diesen bestimmten Zeitpunkt gültig und die betrachteten Parameter gültig, zeigt jedoch klar den Trend auf. Außerdem lässt sich im Rahmen eines Vergleichs der normierten Streuraten feststellen, dass der Freistrah hinter der Lochblende deutlich schmaler ist, als dies beim ungestörten Referenzversuch der Fall ist. In der folgenden Abbildung ist außerdem zu erkennen, dass die Dimensionen, also die Reichweite und die Breite des Freistrahls, bei den Versuchen mit der Lochblenden im Vergleich zum Referenzversuch für diesen Zeitpunkt etwa halbiert waren. Generell lässt sich aus den Daten eine deutliche Reduktion der räumlichen Dimensionen bei den Versuchen mit der Lochblende im Vergleich zum Referenzversuch feststellen. Der signifikante Einfluss einer Lochblende wird hier klar deutlich.

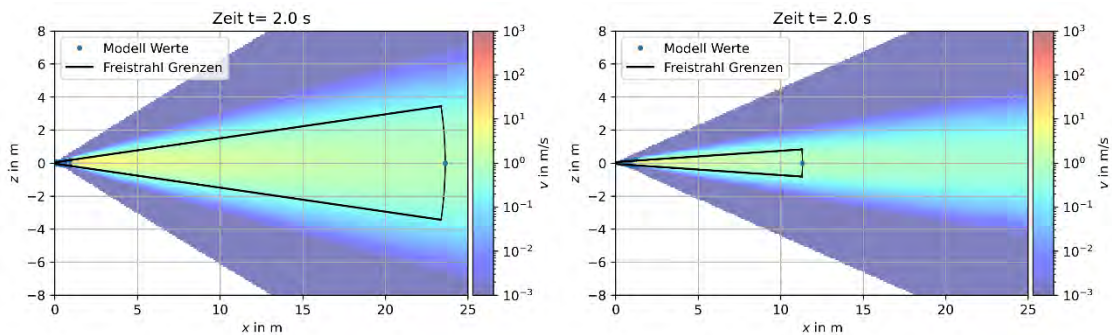


Abb. 8.12 Beispielhafter Vergleich der durchschnittlichen Geschwindigkeiten von Partikeln kleiner gleich $10\ \mu\text{m}$ zum Zeitpunkt $t = 2\ \text{s}$ für die Referenzversuche (links) und die Lochblenden-Versuche (rechts). Eingezeichnet ist außerdem die 1 m/s Freistrah-Grenze

8.5 Impuls und kinetische Energie

Eine zeitlich integrierte Auswertung des im Freistrah enthaltenen Impulses sowie seiner kinetischen Energie, wie diese für die übrigen Versuchsreihen in Abschnitt 5.3 vereinfacht vorgenommen wurde, konnte für die Versuchsreihe mit Lochblende nicht durchgeführt werden. Die wesentlichen Gründe werden im Folgenden diskutiert.

Um den Impuls und die kinetische Energie des Gasanteils im Freistrahls zu bestimmen, müssen sowohl die Geschwindigkeit als auch die Masse bekannt sein. Die zeitabhängige Gasgeschwindigkeit an der Öffnung der Lochblende wurde in den vorherigen Abschnitten bestimmt, während für Masse die notwendigen Ausgangsdaten fehlen. Hierfür fehlen Messdaten zur Gaszusammensetzung in der Öffnung der Lochblende. Für eine alternative Abschätzung der Zusammensetzung müssten die bestimmenden Einflussfaktoren quantifiziert werden. Dies sind neben dem bekannten Lochquerschnitt der Mischungseffekt im Freistrahls, der nur eingeschränkt aus den Auswertungen für das Referenzexperiment übertragen werden können und die unbekannte Divergenz des Helium-Freistrahls auf Grund des Staudrucks vor der Lochblende.

Mit entsprechend groben Abschätzungen lässt sich der Helium-Anteil am durchströmenden Gas nur auf einen Bereich zwischen etwa einem und zwei Dritteln eingrenzen. Hieraus ergibt sich bei ansonsten analogem Vorgehen wie in Abschnitt 5.3 ein über den Ausströmvorgang integrierter Gas-Impuls zwischen etwa 13 und 23 kg m/s und eine integrierte kinetische Energie zwischen etwa 640 und 1130 J. Bei einem Vergleich der Bandbreite dieser Werte mit den Angaben für den Referenzfall in Abschnitt 5.3 (etwa 23 kg m/s und 2550 J), ist erkennbar, dass diese grobe Abschätzung nur wenig Informationsgewinn bringt.

Dies gilt auch für entsprechende Abschätzungen zum Impuls- und Energieanteil der Partikel im Freistrahls der Versuchsreihe mit Lochblende. Aus den Auswertungen der Partikelgrößenverteilungen der PDA-Messungen in Abschnitt 8.3 lässt sich zwar schließen, dass die Partikel im zentralen Bereich des Freistrahls wenig von der Lochblende beeinflusst werden, jedoch ermöglichen die PDA-Messungen keine quantitative Aussage, da im Gegensatz zu den anderen Versuchsreihen mit Differenzmessungen der im Rohr eingesetzten Partikel keine Information zur Gesamtmasse der durch die Blendenöffnung freigesetzten Partikel vorliegt. Die in einem Parallelvorhaben für die Versuchsreihen geplanten Validierungsrechnungen mit CFD-Software sollen diese verbliebene Kenntnislücke sowohl für die Gasphase als auch die mitgeführten Partikel schließen (FKZ 4721R01640).

9 Schlussfolgerung und Bewertung

Dieser Abschnitt dient im Wesentlichen dazu, die Fülle an gewonnenen Erkenntnissen kompakt darzustellen und in den bisherigen Stand von Wissenschaft einzuordnen (Abschnitt 9.1) sowie die Belastbarkeit der Ergebnisse und die Einschränkungen der Anwendbarkeit zusammenfassend zu diskutieren (Abschnitt 9.2), um daraus abschließend Vorschläge für die weitere Nutzung der Ergebnisse und für weiterführende Untersuchungen abzuleiten (Abschnitt 9.3).

9.1 Einordnung der Messdaten und Modellanwendung

In diesem Abschnitt werden die wesentlichen Ergebnisse der Auswertung aus Abschnitt 5 bis Abschnitt 8 zusammengefasst. Außerdem werden die gewonnen experimentellen Ergebnisse und Modelle mit dem bisherigen Stand von Wissenschaft und Technik sowie eventuell vorliegenden Literaturwerten verglichen. Daraus werden Aussagen bezüglich der Validität der Ergebnisse abgeleitet und es werden offene Fragestellungen identifiziert.

Im Rahmen dieses Vorhabens wurden verschiedenen Messverfahren verwendet. Die qualitativen Messmethoden (Schlierenverfahren, Hochgeschwindigkeitskamera) ermöglichen es, potenzielle Einflussgrößen und Veränderungen optisch zu bestimmen. Durch die zusätzliche Sensorik im Behälter (Druck, Temperatur) können darüber hinaus auch die Behälter-Randbedingungen verglichen werden. In Kombination mit der Datenerfassung durch das PDA ist insgesamt eine Nachvollziehbarkeit und Überprüfbarkeit der Versuche realisiert worden.

Durch die große Anzahl an Einzelversuchen mit einer PDA-Messung kann außerdem eine Aussage über die Reproduzierbarkeit der Versuche getroffen werden. Eine gute Reproduzierbarkeit ist Grundvoraussetzung für die in diesem Vorhaben durchgeführte mehrdimensionale Beschreibung der zeitlichen Entwicklung eines instationären partikelbeladenen Freistrahls auf Basis punktueller Messungen einer Vielzahl von Wiederholungsversuchen. Hinsichtlich der PDA-Messungen lässt sich dabei der Geschwindigkeitsverlauf an einer Position, die Ausströmdauer, die Partikelgrößenverteilung und die Anzahl an Partikeln vergleichen. Für die Bewertung der Reproduzierbarkeit ist vor allem ein Vergleich der Versuche mit denselben Parametern (Beladung, Behältergas etc.) relevant, sowie bei diesen Versuchen ein Vergleich von Messungen an derselben

Messposition. Es zeigt sich, dass die Ausströmdauer, der Geschwindigkeitsverlauf sowie die Partikelgrößenverteilung eine sehr hohe Reproduzierbarkeit innerhalb einer Versuchsreihe aufweisen. Dies lässt wiederum darauf schließen, dass die Messung der Geschwindigkeit und der Partikelgröße für die einzelnen Partikel mit dem PDA reproduzierbar erfolgt.

Der erfasste Anteil der Partikel unterliegt Schwankungen, so dass sich beispielsweise keine genauen Aussagen zur Partikelkonzentration tätigen lassen. Dieser Umstand ist jedoch von der Messmethode selbst abhängig, welche insbesondere bei kurzen instationären Prozessen mit hoher Beladung und anfänglich hohen Geschwindigkeiten nicht für eine vollständige Erfassung aller Partikel zur Berechnung der Partikelkonzentration ausgelegt ist. Stattdessen kann mit dieser Messmethode sehr exakt eine zeitabhängige Bestimmung der Partikelgrößen- und Geschwindigkeitsverteilung erfolgen. Eine Reproduzierbarkeit war demnach hinsichtlich der Partikelanzahl nicht gegeben. Eine zusätzliche Erfassung der Konzentration wäre zur Schaffung einer experimentellen Grundlage interessant gewesen. Auf die untersuchten und ausgewerteten Aspekte hatte jedoch dieser Umstand insgesamt keine negativen Rückwirkungen. Es wird stets eine so große und repräsentative Menge an Messwerten erfasst, dass diese in ihrer Gesamtheit die vorliegenden Partikelgrößen- und Geschwindigkeitsverteilungen abbilden können. Dass dies gegeben ist, konnte zum einen durch einen Vergleich von unterschiedlichen Messpositionen, durch einen Vergleich mit theoretischen Modellen als auch durch einen Vergleich der Partikelgrößenverteilungen vor und während der Messung bestätigt werden.

Bei der Durchführung der Einzelversuche mit den unterschiedlichen Parametervariationen konnte festgestellt werden, dass die PDA-Messungen des mit Nebel versetzten Gas-Freistrahls, nach den oben aufgeführten Maßstäben (Nachvollziehbarkeit, Überprüfbarkeit und Reproduzierbarkeit) gut umgesetzt werden konnten. Lediglich sehr hohe anfängliche Geschwindigkeiten konnten nicht erfasst werden. Wie aber bereits gezeigt wurde, konnten diese Geschwindigkeiten durch Extrapolation abgeschätzt werden. Beim Referenzversuch konnten die Geschwindigkeiten vollständig erfasst werden, da diese durch die Partikelbeladung geringer waren. Bei Versuchen mit der Variation der Dichte der Partikel war die Anzahl der Partikel im lungengängigen Bereich sehr gering, so dass im Hinblick auf deren Ausbreitung eine belastbare Auswertung eingeschränkt ist. Die PDA-Messungen bei den Einzelversuchen mit einer hohen Beladung zeigen wie auch die zugehörigen Aufnahmen mit der Hochgeschwindigkeits-

kamera eine pulsierende Freisetzung, da vermutlich die hohe Beladung den Ausströmprozess aus dem Rohr insgesamt signifikant beeinflusst hat. Die Ergebnisse dieser Variation sollten demnach nur eingeschränkt für weitere Auswertungen verwendet werden. Abgesehen von den genannten Einschränkungen sind die PDA-Messungen für unterschiedliche Beladungen erfolgreich umgesetzt worden.

Bei den Versuchen mit der Lochblende sind einige Erkenntnisse festzuhalten. Die offensichtliche Erkenntnis ist, dass ein Großteil der Partikel durch den Staudruck des auf die Blende auftreffenden Gas-Freistrahls der seitlich ausweichenden Teilströmung folgt. Darüber hinaus wurde festgestellt, dass die Lochblende den verbleibenden Freistrahls insgesamt verlangsamt und die Reichweite verringert. Es konnten kein partikelabhängiger Effekt festgestellt werden, so dass etwa die Partikelgrößenverteilung und die partikelgrößenabhängige Verteilung der Geschwindigkeiten ohne und mit Lochblende gleich sind. Ein einfacher Ansatz, welcher zur Beschreibung der Ausbreitung herangezogen werden kann, ist demnach, dass die Ausbreitung hinter der Lochblende als Freistrahls mit verlangsamer Ausströmgeschwindigkeit, neuem Ursprung und geringerem Gesamtvolumen berechnet werden kann. Dieser Ansatz konnte auch erfolgreich erprobt werden. Eine Besonderheit ist hier lediglich, dass sich die Distanz zwischen Auslass und dem Beginn des Ähnlichkeitsbereichs in diesem Fall verkürzt. Der neue Freistrahls hinter der Lochblende ist daher räumlich nicht sofort voll ausgebildet, jedoch ist die Distanz kürzer als dies hinter dem Auslassrohr der Fall ist.

Die gewonnenen Messergebnisse wurden im Rahmen dieses Berichts an den entsprechenden Stellen bereits teilweise mit Literaturwerten und theoretischen Modellen verglichen. Ein besonderer Fokus sollte hierbei auf den Gas-Freistrahls gelegt werden, da bei diesem für den stationären Fall konkrete Literaturangaben vorliegen. So lässt sich insbesondere die Abbaukonstante des Freistrahls mit Literaturwerten vergleichen, welche je nach Publikation und genauen Randbedingungen typischerweise zwischen 6,2 und 6,5 betragen. Im Rahmen dieses Vorhabens wurde kein stationärer Freistrahls, sondern ein instationärer Freistrahls untersucht, bei dem für die Abbaukonstante eine Zeitabhängigkeit, insbesondere gegen Ende des Ausströmvorgangs, festgestellt werden konnte. Für die ersten 2 bis 3 Sekunden ist die Abbaukonstante jedoch auch beim instationären Freistrahls relativ konstant und liegt mit etwa 6,1 nahe bei den typischen Literaturwerten. Für die Streurrate konnte ebenfalls ein Vergleich zu Literaturwerten vorgenommen werden. So findet sich etwa in /GER 15/ ein Wert von 0,1. Ein solcher Wert wurde auch im Rahmen dieses Vorhabens für den Helium-Freistrahls ermittelt. Der

Messaufbau kann demnach im Rahmen einer gewissen Unsicherheit die Literaturwerte reproduzieren. Insgesamt konnte festgestellt werden, dass der instationäre Gas-Freistrahler bei den untersuchten Randbedingungen näherungsweise eine zeitabhängige Version des bekannten stationären Freistrahlers ist und daher, nach einer entsprechenden Anpassung der Gleichungen, mit den vorliegenden physikalischen Modellen beschrieben werden kann. Eine Zeitabhängigkeit liegt zum einen bei der Austrittsgeschwindigkeit vor und auch bei der Abbaukonstante und dem virtuellen Strahlursprung. Unter Einbezug der Zeitabhängigkeit dieser Parameter, lassen sich die Geschwindigkeiten innerhalb eines physikalischen Modells, das auf theoretischen Modellen aus der Literatur beruht, zeitabhängig und mehrdimensional bestimmen.

Dieser Ansatz ist auch für den Referenzversuch mit dem partikelbeladenen Freistrahler sowie teilweise auch für die Versuche, in denen die Randbedingungen variiert wurden, anwendbar, dort allerdings teilweise mit größeren Unsicherheiten. Für die in diesen Versuchen gemessenen Abbaukonstanten liegen keine Literaturwerte vor. Aus theoretischen Überlegungen aus der Literatur kann jedoch geschlossen werden, dass zum einen die Abbaukonstante der Gasphase bei partikelbeladenen Freistrahler größer ist als bei einem Gas-Freistrahler, und dass die Abbaukonstante hauptsächlich vom Verhältnis der Massenflüsse von Gas und der Partikelbeladung abhängig ist. Dies konnte in den Versuchen bestätigt werden. So liegen zum einen die Abbaukonstante beim Referenzversuch sowie bei der Lochblenden-Variation bei ungefähr 10-12 und sind damit klar größer als beim Gas-Freistrahler. Bei der Erhöhung der Dosierung sind die bestimmten Abbaukonstante sogar etwa doppelt so groß und bei der Erhöhung der Dichte (sowie der gleichzeitigen Erhöhung der Dosierung) sogar mehr als vier Mal so groß wie beim Gas-Freistrahler. Zwar sind die Messungen mit der Variation der Dosierung nur eingeschränkt belastbar, jedoch ist ein Trend des höheren Abbaukonstante der Gasphase durch die Gesamtmasse an Partikeln im Freistrahler erkennbar. Die generellen theoretischen Überlegungen können demnach auch hier bestätigt werden und es liegen nun konkrete Messwerte für mögliche Randbedingungen des untersuchten Einwirkenszenarios vor. Für größere Partikel mit eingeschränktem Folgevermögen gegenüber der Gasphase liegen ebenfalls Messdaten vor. Die Anwendbarkeit des Modellansatzes wurde für größere Partikel nur integral über alle Größenklassen geprüft, so dass weitere Untersuchungen zur Klärung notwendig sind.

Aufgrund der oben aufgeführten Erkenntnis, dass die theoretischen Modelle die Messergebnisse für die Gasphase abbilden, kann auch davon ausgegangen werden, dass

eine Extrapolation der darauf basierenden experimentellen Modelle zulässig ist. So wurden zwar nur Messpunkte mit einer maximalen Entfernung in x-Richtung von 1,5 m verwendet, da die in diesem Bereich ermittelten Messwerte jedoch mit einer sehr geringen Unsicherheit durch die in der wissenschaftlichen Literatur etablierten Funktion für den Geschwindigkeitsverlauf eines Freistrahls beschrieben werden können, kann davon ausgegangen werden, dass diese Funktion auch für Entfernungen größer als 1,5 m näherungsweise gültig ist.

Mit dem an Einlaufströmungen angepassten Ausströmmodell konnte der gemessene Geschwindigkeitsverlauf für den Gasfreistrahler erfolgreich reproduziert werden. Eine Abschätzung der Partikelbeschleunigung im Rohr mit einem theoretischen Modellansatz für Einzelpartikel führt zu qualitativ vergleichbaren Partikelgeschwindigkeiten, unterschätzt die gemessenen Daten jedoch etwas. Quantitative Unterschiede sind teilweise nicht eindeutig erklärbar, könnten aber durch numerische Studien noch näher untersucht werden. Dies gilt auch für den von der Gasgeschwindigkeit abweichenden Geschwindigkeitsverlauf größerer Partikel entlang der Strahlachse. Dieser lässt sich qualitativ auf eine fortgesetzte Impuls-Übertragung zwischen Gas und Partikeln zurückzuführen, kann jedoch nicht mit dem in diesem Vorhaben genutzten Modellansatz für kleine Partikel im Freistrahler beschrieben werden. Der Gesamtimpuls des Freistrahlers (Gas und Partikel) ist an der Austrittsöffnung gemäß einer vereinfachten Auswertung der Messdaten nahezu unabhängig von der Partikelbelegung.

9.2 Betrachtung von Unsicherheiten

Wie im vorherigen Abschnitt dargestellt, konnte eine sehr gute Reproduzierbarkeit der Randbedingungen bei den Einzelerperimenten umgesetzt werden. Dennoch sind bestimmte Messgrößen und die Messinstrumente mit Messunsicherheiten behaftet. Zur Einordnung der Ergebnisse sowie für eine mögliche zukünftige Verwendung der Ergebnisse werden diese Unsicherheiten sowie systematische Abweichungen der experimentellen Randbedingungen im Labor von realen Bedingungen in diesem Abschnitt zusammengefasst. Auf Basis dieser Betrachtungen werden im nächsten Abschnitt Vorschläge zur Nutzung der Ergebnisse und zu möglichen zukünftigen Vorhaben gemacht.

Unsicherheiten und Messfehler

Zwischen den anfänglichen Messungen der Partikelgrößen mit dem Mastersizer und bei der Messung mit dem PDA bestehen systematische Unterschiede, die zu einer Unsicherheit beim Vergleichen der Ergebnisse dieser beiden Messmethoden führt. Die Messmethoden, mit denen das PDA und der Mastersizer die Partikelgrößen ermitteln, sind unterschiedlich. Beim Mastersizer wird die Intensität der Laserbeugung einer Partikelprobe mit bekannter Masse und beim PDA die Phasenverschiebung eines diskreten Partikels gemessen. Die Messmethoden basieren demnach nicht nur auf zwei unterschiedlichen physikalischen Prinzipien, sondern die Ergebnisse der Messungen liegen auch als unterschiedliche Verteilungen vor. So liegt im Falle des Mastersizers eine Massenverteilung und im Falle des PDAs eine Summenverteilung vor. Bei einem Vergleich dieser beiden Verteilungen muss daher eine Umrechnung stattfinden, für welche die Masse der Partikel, beziehungsweise die Dichte und das Volumen, bekannt sein müssen. Neben der mit gewissen Messunsicherheiten behafteten Dichte beeinflusst die Unsicherheit der angenommenen perfekten Rundheit der Partikel die Aussage einer solchen Umrechnung, so dass die Abweichungen zwischen den Messmethoden nicht vollständig aufgelöst werden konnten. Insgesamt sind die verbliebenen Unsicherheiten jedoch für die in diesem Bericht enthaltenen Aussagen ausreichend gering.

Durch die Verwendung eines dritten PDA-Detektors (statt der bislang zwei verwendeten Detektoren), könnte neben der Geschwindigkeit und der Größe der Partikel gleichzeitig eine Messung der Rundheit der Partikel erfolgen. Bei größeren Partikeln hätte ein solches Vorgehen außerdem den Vorteil, dass die Durchmesser genauer bestimmt werden könnten. Bedacht werden muss hierbei, dass bereits die klassische PDA-Messung eine komplexe Handhabung beinhaltet, welche durch einen dritten Detektor noch steigen würde.

Bei der Messung der Gas-Temperatur mittels des Thermofühlers liegt eine Abweichung zwischen Messung und erwarteter Abkühlung vor. Diese lässt sich vermutlich durch einen Strahlungsfehler bei der Temperaturmessung erklären, der durch eine fehlende Abschirmung sowie eine fehlende kontinuierliche Ventilation des Sensors bedingt wird. Die Temperaturmessung wird durch das Fehlen dieser Maßnahmen stark von der inneren Oberflächentemperatur des Versuchsbehälters, statt nur vom Füllgas, geprägt und ist daher während des Ausströmvorgangs nicht belastbar. Der anfängliche Befüllvorgang läuft deutlich langsamer ab als der Ausströmvorgang, so dass sich beim Befüllen

ein weitgehendes thermisches Gleichgewicht zwischen Behälterwand und Füllgas einstellen kann. Die gemessenen Temperaturdaten vor Beginn des Ausström-Vorgangs, die für die Ausström-Simulationen verwendet wurden, sind daher ausreichend belastbar. Für die Auswertungen, welche auf den Messwerten außerhalb des Behälters basieren, hat dieser Messfehler keine Rückwirkung.

Eine weitere Messunsicherheit resultiert daraus, dass es keine einheitliche Triggerung beziehungsweise Auslösung aller Messsensoren und Messinstrumente, insbesondere der Druck- und Temperatur-Sensoren, des PDA-Messgeräts und des Auslassmechanismus gab, so dass es keine automatisierte einheitliche Zuordnung des zeitlichen Nullpunktes gibt. In den parallel erfassten Daten der Temperatur- und Druck-Sensoren konnte mit dem Beginn des Druckabfalls der Zeitpunkt der Rohröffnung eindeutig zugeordnet werden. Bei der PDA-Messung wiederum startet das Gerät die Aufnahme mit der ersten Partikelmessung, so dass dort der zeitliche Nullpunkt als der erste Messpunkt definiert ist. Aufgrund der sehr hohen Geschwindigkeiten der Partikel und der geringen Distanz der Messpunkte zum Auslass besteht bei diesem Vorgehen theoretisch nur eine zeitliche Abweichung im Millisekunden-Bereich zwischen dem Anfang des Ausströmens und dem zeitlichen Nullpunkt des PDA, so dass dieser vernachlässigt werden kann. Dennoch weicht bei einzelnen Messungen die Ausströmgeschwindigkeit oder die Ausströmdauer so weit von den anderen Messungen ab, dass dies lediglich durch einen unterschiedlichen zeitlichen Nullpunkt erklärbar ist. Bei einer einheitlichen Triggerung könnte jedoch sichergestellt werden, dass ein zu später oder zu früher Start der Messung identifiziert werden könnte.

Systematische Abweichungen zu realen Bedingungen

Eine der systematischen Abweichungen bei der Übertragung des realen Szenarios auf die Experimente im Labor ist die Einspeisung der Partikel. Bei der anfänglichen Planung des Vorhabens wurde eine homogene räumliche Partikelverteilung im Behälter angestrebt. Beim realen Szenario ist die räumliche Verteilung noch weitaus komplexer, jedoch würde eine homogene Verteilung im Behälter ein generisches Referenzszenario darstellen, aus dem sich einige generelle Zusammenhänge ableiten ließen, insbesondere was der partikelgrößenabhängige Mitriss in die Rohrströmung betrifft.

Im Rahmen der Konkretisierung des Messaufbaus wurde jedoch festgestellt, dass eine homogene räumliche Partikelverteilung im Behälter unter den experimentellen Randbedingungen (Partikelgrößenverteilung, Beladung, Behältervolumen etc.) nach Kennt-

nis der TU Dortmund mit bekannten Messaufbauten oder Gerätschaften nicht umsetzbar ist.

Daher wurde eine Einspeisung der Partikel im Rohr realisiert, wodurch eine konstante Partikelgrößenverteilung und Beladung umgesetzt werden konnte. Die Masse der Partikel in der Dosierungsvorrichtung wurde vor und nach dem Ausströmen gemessen, so dass in Kombination mit dem ausströmenden Gas-Volumen die Beladung bestimmt werden konnte. Bei diesem Vorgehen werden allerdings die partikelgrößenabhängigen Effekte innerhalb des Behälters sowie die Beschleunigung der Partikel im Behälter nicht abgebildet. Generell sind diese Effekte jedoch auch von Interesse, daher wäre ein Messaufbau vorteilhaft, bei dem sich diese beobachten lassen könnten. Dies würde zunächst eine Weiterentwicklung bisheriger Suspension-Apparaturen erfordern.

Die Versuchsvariation mit der Lochblende sollte eine Transportkonfiguration mit einer Haube simulieren. Insgesamt konnten diese Versuche erfolgreich umgesetzt werden und es lassen sich einige Erkenntnisse aus den Messergebnissen ableiten, die oben bereits ausführlicher dargestellt wurden. Hinsichtlich der Messtechnik ist jedoch festzuhalten, dass aufgrund der Versuchsbedingungen vor der Lochblende (Partikel in alle Richtungen etc.) keine PDA-Messungen durchgeführt werden konnten. Somit konnte die Abbremsung und Umlenkung eines Teilstroms des auf die Lochblende gerichteten Freistrahls und der enthaltenen Partikel nur am Rand von der auf der Rückseite positionierten Hochgeschwindigkeitskamera erfasst werden. Darüber hinaus ist anzumerken, dass die Lochblende den Effekt eines möglichen Druckanstiegs unter einer geschlossenen Haube nicht abbildet. Ein solcher Druckanstieg würde den Freistrahls und das Verhalten der Partikel unter der Haube zusätzlich beeinflussen.

Weitere Randbedingungen müssen bei einer möglichen Übertragung der experimentellen Ergebnisse auf ein reales Szenario ebenfalls mit bedacht werden. Neben der oben angesprochenen räumlichen Verteilung der Partikel sind auch die Größenverteilung der Partikel sowie deren sonstigen Eigenschaften wie Dichte und Form relevant für die Ausbreitung des Freistrahls. Auch die Zusammensetzung des Behältergases und der bei der Einwirkung einer panzerbrechenden Waffe für den Druckanstieg im Behälter ursächliche Temperaturanstieg sind hierbei wichtige Faktoren, die einen anderen Verlauf des Ausströmvorgangs und der Bildung des Freistrahls hervorrufen können. Darüber hinaus sind die innere Behältergeometrie, insbesondere das freie Volumen und die freie Weglänge, sowie die Geometrie, Größe und Rauigkeit der Öffnung Einflussgrößen auf den Freisetzungsprozess.

Insgesamt konnte nur ein vereinfachtes Abbild des Spektrums realer Randbedingungen im Labor nachgebildet werden. Sinn und Zweck dieses Vorhabens war es, zunächst einige Referenzszenarien möglichst reproduzierbar und genau vermessen zu können. Dies ist gelungen. Auf Basis der so gewonnenen Datengrundlage können insbesondere CFD-Simulationen entworfen werden, mit denen weiterführende Fragestellungen untersucht und Variationen der genannten Randbedingungen und Parameter erfolgen können (siehe Abschnitt 9.3.1).

9.3 Vorschläge zur Nutzung der Ergebnisse und zu weiteren Untersuchungen

In diesem Abschnitt wird aufbauend auf der Einordnung der Ergebnisse und den bestehenden Unsicherheiten eine weitere Nutzung der Ergebnisse diskutiert. Dabei wird sowohl eine konkrete Nutzung der bestehenden Ergebnisse betrachtet als auch eine tiefergehende Untersuchung von bislang nicht betrachteten Prozessen.

9.3.1 Nutzung der Ergebnisse in weiteren Untersuchungen

Tiefergehende Studien, welche auch die im vorherigen Abschnitt angesprochene Parametervariation (Druck, Beladung etc.) umfassen sollten, könnten im Rahmen von CFD-Simulationen aufbauend auf den bereits vorliegenden Messdaten umgesetzt werden. In einem ersten Schritt müssten die erfassten Messdaten zur Validierung des CFD-Modells herangezogen werden. Dabei ist zu beachten, dass die Messungen zum einen, wie im obigen Abschnitt erläutert, bestimmten Unsicherheiten unterliegen und zum anderen die realen Messbedingungen, wie beispielsweise Rohrrauigkeit, schwer abzuschätzen sind.

Mit einem validierten CFD-Modell könnten dann unter andere folgende Untersuchungen durchgeführt werden, zu denen das Experimentalprogramm keine, oder nur eingeschränkte Antworten liefern konnte:

1. Erweiterung des Untersuchungsbereichs auf größere Entfernungen
2. Erweiterung der Randbedingungen im Bereich realer Konfigurationen
3. Aussagen zum Einfluss von Wechselwirkungen auf den Freistrah
4. Aussagen zur Reichweite der verschiedenen Partikelfractionen
5. Aussagen zu nicht untersuchten Teilprozessen (z. B. Ablagerung von Partikeln und Beeinflussung der Freistrahlbildung durch turbulente und konvektive Prozesse)

Die Untersuchungen zu letztgenannten Teilprozessen sollten durch entsprechende Experimente abgesichert werden (siehe Abschnitt 9.3.2).

Ein Teil der oben vorgeschlagenen Untersuchungen sind bereits Gegenstand eines weiteren Forschungsvorhabens (FKZ 4721R01640), in dem mithilfe von CFD-Simulationen die Ergebnisse dieses Vorhabens reproduziert und anschließend weiterführende Simulationen umgesetzt werden. Dabei werden auch Studien zu unterschiedlichen Randbedingungen und Parametern durchgeführt.

9.3.2 Untersuchung nicht betrachteter Teilprozesse

Die in diesem Vorhaben durchgeführten Messungen und Auswertungen waren vor allem auf die lungengängigen Partikel ausgerichtet, die sich mit der Gasströmung bewegen und durch Inhalation inkorporiert werden können. In Bezug auf die mögliche äußere Wirkung von Partikeln im Freistrahls ist eine interessante Fragestellung, in welchen Bereichen Partikel sedimentieren und welche Zusammenhänge zu den Parametern des Freistrahls bestehen. Dazu müsste ein Messaufbau realisiert werden, der eine ausreichende räumliche und nach Partikelgrößen aufgelöste Messung der Partikelkonzentration im Freistrahls und der Partikelmasse am Boden ermöglicht. Die Umsetzung eines solchen Messaufbaus wurde im Rahmen dieses Vorhabens erprobt, indem der Boden vor dem Kessel in Raster eingeteilt wurde, in dessen Zellen sich die Partikel ablagern und später erfasst werden konnten. Die Gesamtmasse und Größenverteilung der Partikel konnte hierdurch für jede Zelle gemessen werden. Es stellte sich jedoch im Verlaufe der Versuche heraus, dass es durch die limitierte Größe des Labors zu Ablenkungen der Strömung und Verwirbelungen der Partikel kommt, welche insbesondere nach Abschluss des eigentlichen Ausströmvorgangs zu beobachten ist, sodass die gemessene Bodenbelegung keine allgemeinen Aussagen über die Sedimentation infolge eines Freistrahls ermöglicht. Für einen entsprechenden Messaufbau müsste demnach eine große Halle verwendet werden, bei der sich der Freistrahls in alle Richtungen hin frei ausbreiten kann und es auch nach Abschluss des Ausströmvorgangs zu keinen Rückströmungen oder Ähnlichem kommt.

Ein Thema, welches im Zuge dieses Vorhabens aufgrund der Randbedingungen im Labor nicht untersucht werden konnte, ist die Wechselwirkung des Freistrahls mit hochdynamischen Turbulenzen und konvektiven Prozessen, die durch die Umsetzung des Sprengstoffs einer panzerbrechenden Waffe außerhalb des Behälters hervorgerufen werden. Solche Untersuchungen würden es erlauben, die in erster Linie Konzentra-

tions-verdünnende und Reichweiten-beschränkende Wirkung der Detonation auf einen Freistrahler zu untersuchen, um bisherige einfache Modellansätze zu verbessern und die Anwendbarkeit von CFD-Rechenmethoden und sowie von numerischen Modellen zur Sprengstoffumsetzung näher untersuchen zu können. Eine realskalige Umsetzung eines solchen Experiments erfordert eine größere thermische Energieumsetzung, welche nur in einer großen Halle oder im offenen Gelände durchgeführt werden kann. Der Einsatz von PDA-Messtechnik ist bei einem solchen Vorhaben aufgrund der hochenergetischen Prozesse nicht umsetzbar, so dass vor allem auf PIV mit High-Speed-Kameras oder auf weitere Messtechniken zurückgegriffen werden müsste.

10 Zusammenfassung

Das Ziel des Vorhabens war es ein tieferes Verständnis der Physik des Ausströmens aus einem TLB, in den ein Hohlladungstachel eingedrungen ist, sowie der Bildung eines mit Partikeln beladenen, instationären Freistrahls im Zuge des Ausströmvorgangs zu erlangen. Dazu wurden zunächst der Stand von Wissenschaft und Technik zu diesem Thema zusammengetragen und darauf basierend Messgrößen, Randbedingungen sowie eine Versuchsmatrix für die Experimente mit unterschiedlichen Partikelbelastungen und weiteren Randbedingungen definiert.

Der Versuchsaufbau wurde gemeinsam mit dem Lehrstuhl für Fluidmechanik der Fakultät für Bio- und Chemieingenieurwesen der TU Dortmund geplant und von der TU Dortmund in eigenen Laboren realisiert. Er bestand im Wesentlichen aus einem mit Helium gefüllten Druckkessel mit einem Ausströmröhr inklusive Partikelzuführung und Messinstrumenten zur Erfassung der Partikelgeschwindigkeit und Partikelgröße des entstehenden Freistrahls. Hierzu wurde vor allem ein PDA eingesetzt. Zusätzlich wurden u. a. auch qualitative Messmethoden wie das Schlierenverfahren und eine Hochgeschwindigkeitskamera verwendet. Insgesamt wurden über 300 Einzelversuchen mit fünf Variationen der Versuchsparameter durchgeführt und von der TU Dortmund aufbereitet und dokumentiert.

Die Messergebnisse wurden im Rahmen einer umfangreichen Auswertung näher untersucht. So wurde zunächst das Ausströmverhalten mit den Unteraspekten Gasströmung, Partikelbeschleunigung und Impuls anhand vorliegender Modelle ausgewertet. Der Hauptfokus lag auf der Beschreibung der instationären partikelabhängigen Geschwindigkeitsfelder, welches aus den Einzelmessungen für jede Parametervariation erstellt werden konnten. Hierzu wurde ein Referenzfall, eine Variation der Partikelbelastung, eine Variation der Dichte der Partikel sowie die Wirkung einer Lochblende im Freistrahle näher untersucht und miteinander verglichen.

Insgesamt kann festgestellt werden, dass die Durchführung der Einzelversuche mit den unterschiedlichen Parametervariationen nach den Maßstäben Nachvollziehbarkeit, Überprüfbarkeit und Reproduzierbarkeit überwiegend gut umgesetzt werden konnten. Es konnte auf Grundlage der experimentellen Daten gezeigt werden, dass sich auf Basis bekannter Modellansätze für einen stationären Freistrahle auch analytische Modelle zur Beschreibung der Ausbreitung eines zeitabhängigen und partikelgrößenabhängigen Freistrahls entwickeln lassen. Mit den erstellten Modellen lassen sich für den un-

tersuchten Parameterbereich Aussagen zu Größenordnungen und Tendenzen bezüglich Zeitskalen und Dimensionen eines solchen Freistrahls treffen und Abschätzungen für ähnliche Anwendungsbeispiele und Szenarien machen.

Mit der Auswertung der Ergebnisse lassen sich Aussagen zum Ausströmverhalten, dem Geschwindigkeitsfeld und dem Einfluss der Partikel auf einen instationären partikelbeladenen Freistrahls treffen. Außerdem werden die Effekte von Parametervariationen sowie die Wirkung einer im Ausbreitungsgebiet befindlichen Lochblende eingeordnet. Dadurch besteht eine Datengrundlage sowie einfache Modelle zur Beschreibung eines solchen Freistrahls, wie sie in der Literatur zuvor nicht zu finden waren. Das Vorhaben hat demnach aktiv zu der Weiterentwicklung des Standes von Wissenschaft und Technik beigetragen. Aufbauend auf den experimentellen Erkenntnissen dieses Vorhabens könnten Folgevorhaben und weitergehende Untersuchungen zu den Themen Freisetzung und Ausbreitung erfolgen.

Die umfangreiche Datenbasis für viele verschiedene Messpositionen und Randbedingungen ermöglicht außerdem eine Optimierung und Validierung von numerischen Modellen eines instationären zweiphasigen Freistrahls in Folgevorhaben. So können CFD-Simulationen aufgesetzt werden, welche den Versuchsaufbau replizieren und anschließend so optimiert werden, so dass diese die experimentellen Ergebnisse reproduzieren. CFD-Simulationen, welche auf diese Weise validiert wurden, können anschließend für eine Variation von Randbedingungen und zur Durchführung von Studien zu dem Einfluss dieser Parameter genutzt werden. Durch eine solche Entwicklung könnten in Zukunft Einwirkungen auf einen Behälter oder eine Transportkonfiguration mit Simulationen näher untersucht werden und dadurch mögliche radiologische Folgen abgeschätzt werden. Durch die im Vergleich zu Experimenten kostengünstige und schnelle Durchführung von Simulationen könnten diese auch dazu genutzt werden, den Einfluss von Sicherungsmaßnahmen und zusätzlichen Barrieren abzuschätzen. Insgesamt bieten die Ergebnisse dieses Vorhabens also diverse Möglichkeiten, um Freisetzungsvorgänge besser zu verstehen und bestimmen zu können, aber auch Sicherungsmaßnahmen besser und effektiver gestalten zu können.

Literaturverzeichnis

- /BAR 18/ M. Bartelmann et al., Theoretische Physik 4, Thermodynamik und Statistische Physik, Springer Spektrum, 2018
- /BEA 07/ Peter Beater, Pneumatic Drives - System Design, Modelling and Control Stand: 2007
- /BFE 17/ Bundesamt für kerntechnische Entsorgungssicherheit, 7. Änderungsge-
nehmigung zur Aufbewahrung von Kernbrennstoffen im Standort-
Zwischenlager in Gemringheim der EnBW Kernkraft GmbH, 26.04.2017
- /FLA 88/ Flagan, R.C., Seinfeld J.H., Fundamentals of Air Pollution Engineering,
Prentice Hall, 1988
- /GER 15/ Universität der Bundeswehr München, Fakultät für Luft- und Raumfahrt-
technik, Institut für Thermodynamik, Experimentelle und numerische Un-
tersuchung von Gas-Freistrahlen, Dissertation, Josef Gerold, Juli 2015
- /GRS 03/ Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) mbH
Bestimmung von Quelltermen infolge Störmaßnahmen oder sonstige
Einwirkungen Dritter (SEWD) im Rahmen internationaler Zusammenar-
beit, SR 2370, GRS-A-3165, Dezember 2003
- /GRS 05/ Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) mbH, Experi-
mentelle und analytische Bestimmung der Freisetzung infolge SEWD im
Rahmen internationaler Zusammenarbeit, SR 2461, GRS-A-3276, Au-
gust 2005, VS-NfD
- /GRS 06/ Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) mbH, Freiset-
zung aus verglasten Abfällen nach Störmaßnahmen oder sonstige Ein-
wirkungen Dritter (SEWD), SR 2458, GRS-A-3308, Dezember 2006, VS-
Vertraulich

- /GRS 08/ Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) mbH, Bestimmung von Quelltermen infolge Störmaßnahmen oder sonstige Einwirkungen Dritter (SEWD) im Rahmen internationaler Zusammenarbeit – Fortführung, SR 2546, GRS-A-3406, März 2008, VS-NfD
- /GRS 12/ Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) mbH, Verbesserung der Quelltermmittlung für die Einwirkung panzerbrechender Waffen auf Transport- und Lagerbehälter mit abgebrannten Brennelementen, 3607R02613, GRS-A-3581, Januar 2012, VS-Vertraulich
- /GRS 18/ Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) mbH, Fachwissenschaftliche Arbeiten und Weiterentwicklung der Grundlagen zur Sicherung von kerntechnischen Anlagen und Einrichtungen einschließlich radioaktiver Strahlenquellen und von Kernbrennstofftransporten, 4715R01623, 2018
- /HEL 78/ M. Held: Leistungsgrenzen von konventionellen Ladungstypen, Jahrbuch der Wehrtechnik, Folge 11, Seite 204-210, 1978
- /HIN 82/ W.C. Hinds, Aerosol Technology, John Wiley & Sons, 1982
- /JOU 03/ Karl Jousten (Hrsg.), Wutz – Handbuch Vakuumtechnik, Theorie und Praxis, 8. Auflage, Dezember 2003
- /KRA 75/ Universität Dresden, Sektion Wasserwesen, Bereich Technische Hydrodynamik, Ausbreitungs- und Mischvorgänge in Strömungen, Dissertation, Willi Kraatz, Dezember 1975
- /MAR 15/ Martin H., Pohl R. et al., Technische Hydromechanik 4 - Hydraulische und numerische Modelle, 3. überarbeitete Auflage. Beuth Verlag, S. 216-218, 2015
- /MIL 10/ Milanovic, Ivana M./Hammad, Khaled J., PIV Study of the Near-Field Region of a Turbulent Round Jet, ASME, 1353–1361, 2010

- /NAS 21/ NASA – Glenn Research Center, “Beginners Guide to Aeronautics, Drag of a sphere”, www.nasa.gov, zuletzt abgerufen: 08.08.2023
- /NOL 06/ O. Nolte, Zur Phänomenologie der Feinstpartikelentstehung bei transientem mechanischem Energieeintrag in ungeordnete Festkörper, Cuvillier Verlag Göttingen, 2006
- /PEY 19/ M. K. Peyha, PIV-Messung im turbulenten Freistrahler einer Gasdüse, Masterarbeit, Lehrstuhl für Verfahrenstechnik des industriellen Umweltschutzes, Universität Leoben, 2019
- /PIC 11/ F. Picano et al., Particle-laden jets: particle distribution and back-reaction on the flow, Journal of Physics: Conference Series 318 (5), 52018., 2011
- /PRE 94/ G. Pretzsch, F. Lange, Experimentelle Bestimmung der Freisetzung von UO₂ aus einem Transportbehälter für abgebrannte Brennelemente nach Hohlleistungsbeschuss, GRS-A-2157, Mai 1994
- /RAJ 76/ N. Rajaratnam, Turbulent Jets, Elsevier Science, 1st Edition, 01. Januar 1976
- /REG 59/ B. Regenscheit, Die Luftbewegung in klimatisierten Räumen, Kältetechnik, Heft 1, 1959
- /REG 70/ B. Regenscheit, Die Archimedes-Zahl, Kennzahl zur Beurteilung von Raumströmungen, Gesundheits-Ingenieur, Jahrgang 91 (Heft 6), 1970
- /RIE 08/ H- Rietschel, H Esdorn, Raumklimatetechnik, Band 1: Grundlagen, Springer-Verlag, Berlin und Heidelberg, 1994, 16. Auflage, Korrigierter Nachdruck 2008
- /SCH 18/ D. Schulz, P. Mathis, D. Müller, Überprüfung einfacher Strahlengesetze anhand von Messdaten beim Einsatz typischer Luftdurchlässe, HLH Lüftung/Klima, Heizung/Sanitär, Gebäudetechnik, Seite 32-40, 2018

- /SCH 20/ S. Scharnowski, C. J. Kähler, Particle image velocimetry – Classical operating rules from today's perspective, Optics and Laser Engineering 135 (2020) 106185
- /SCL 06/ H. Schlichting, K. Gersten, Grenzschicht-Theorie Überprüfung einfacher Strahleng, Springer-Verlag, Berlin und Heidelberg, 10. Überarbeitete Auflage, 21. Februar 2006
- /SNL 07/ Sandia National Laboratories, Spent Fuel Sabotage Test Program, Characterization of Aerosol Dispersal: Interim Final Report, SAND2007-8070, March 2008
- /THI 04/ H. Thielen, E. Schrödl, Sprengversuche zur Ermittlung der Abmessung der Schadstoffwolke nach Umsetzung einer USBV, GRS Köln, Juni 2004
- /THI 16/ H. Thielen, Technische Notiz– Wolkendimensionen nach 15 s, GRS Köln, Juni 2016
- /THR 53/ M. W. Thring, M- P- Newby, Comustion Length of enclosed turbulent jet flames. Symosium (International) on Combustion, Volume 4, Issue 1, 1953
- /TRI 13/ W. Trier, Glasschmelzöfen: Konstruktion und Betriebsverhalte, Springer-Verlag Berlin, 1984
- /TUD 22/ TU Dortmund, Fischer, Michael-David; Projektbericht - Experimentelle Untersuchungen zu partikelbeladenen Gas-Freistrahlen aus Druckbehältern; April 2022;
- /WAL 89/ W.P. Walters, Zukas J.A., Fundamentals of Shaped Charges, John Wiley & Sons, 1989
- /WAG 12/ Walter Wagner, Strömung und Druckverlust, Vogel Communications Group GmbH & Co KG, 2012

- /WIJ 05/ Wijk, Gunnar, Anders Tjernberg, Shaped charge jet penetration reduction with increasing stand-off, FOI - Swedish Defence Research Agency, FOI-R--1750--SE, November 2005, <http://www2.foi.se/rapp/foir1750.pdf>, zuletzt abgerufen: 07.04.2022
- /ZUK 98/ J.A. Zukas, Walters W. P., Explosive Effects and Applications, Springer, 1998

Abbildungsverzeichnis

Abb. 2.1	Teilprozesse vor der Freisetzung aus dem Behälter: 1. Zündung der Hohlladung, 2. Zerstörung der Behälterwand und des Inventars, 3. Druckerhöhung im Behälter	7
Abb. 2.2	Teilprozesse bei der Freisetzung aus dem Behälter: 1. Druckabbau durch Ausströmen, 2. Bildung eines Freistrahls, 3. Durchmischung der Freisetzung.....	7
Abb. 2.3	Prinzip Skizze der Bildung des Metall-Stachels bei der Detonation einer Hohlladung mit Metalleinlage	10
Abb. 2.4	Schematische Darstellung der Wirkung einer Hohlladung in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Ladung und Ziel (basierend auf /HEL 78/)	11
Abb. 2.5	Schematische Darstellung des Eindringens eines Hohlladungs-Stachels in ein Zielobjekt	12
Abb. 2.6	Röntgenblitz-Aufnahmen der Zerstörung eines Glaszylinders durch das Auftreffen eines Hohlladungsstachels (von rechts kommend), vertikal versetzte Überlagerung von fünf zeitlich gestaffelten Belichtungen (von oben nach unten) /GRS 08/.....	14
Abb. 2.7	Kumulative Größenverteilung der bei der Impaktion sprödbrechender Materialien generierten luftgetragenen Fragmente /GRS 08/	16
Abb. 2.8	Leuchterscheinungen in einer Aerosolkammer bei HL-Beschuss einer kleinen Materialprobe von rechts nach links /GRS 05/	19
Abb. 2.9	Prinzipieller Verlauf des Strömungswiderstandskoeffizient einer Kugel in Luft in Abhängigkeit von der Rauigkeit und der Reynolds-Zahl für die Bereiche laminar (Stokes) (2), Übergang (3), teils turbulent (4) und vollständig turbulent (5) /NAS 21/.....	20
Abb. 2.10	Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Zerstörung einer Bleiglasplatte durch das Auftreffen eines Hohlladungsstachels (von links) /GRS 03/	22
Abb. 2.11	Schematischer Zeitverlauf des Behälterinnendruckes eines Versuchsbehälters nach der Beschädigung des Inventars durch einen Hohlladungsstachel in Abhängigkeit vom Ausgangsdruck	25
Abb. 2.12	Schematischer Zeitverlauf der über den Querschnitt des Einschusskanals gemittelten Strömungsgeschwindigkeit aus einem Versuchsbehälter mit Druckerhöhung durch Hohlladungsbeschuss in Abhängigkeit vom Ausgangsdruck (Simulation)	38

Abb. 2.13	Mit m100 normierte kumulative Massengrößenverteilung der aus einem verkürzten CASTOR-IIa-Behälter nach Hohlladungsbeschuss freigesetzten UO ₂ -Partikel, gemittelt über drei Versuche /GRS 03/	39
Abb. 2.14	Definitionsskizze eines stationären, rotationssymmetrischen Freistrahls /RAJ 76/ /GER 15/.....	40
Abb. 2.15	Beispielhafte Darstellung einer hyperbolischen Verteilung der Geschwindigkeit, wie er in der axialen Ausbreitungsrichtung des Freistrahls im Ähnlichkeitsbereich angenommen werden kann	45
Abb. 2.16	Beispielhafte Darstellung der Verteilung der Geschwindigkeit in Form einer Gauß-Verteilungskurve, wie sie orthogonal zur Strahlachse des Freistrahls im Ähnlichkeitsbereich angenommen werden kann	47
Abb. 3.1	Aufbau des Versuchstandes rund um den aufgebauten Kessel mit den Verkabelungen für die Sensoren sowie den Computern und technischen Messsystemen, welche nicht im Messbereich selbst liegen	58
Abb. 3.2	Aufbau des Versuchstandes im Messbereich mit dem Auslassrohr, der Dosiervorrichtung, dem Öffnungsmechanismus und dem Phasen-Doppler-Anemometer.....	59
Abb. 3.3	Technische Zeichnung des Kessels mit den die wichtigsten Komponenten und Abkürzungen /TUD 22/.....	60
Abb. 3.4	Bilder des an der TU Dortmund konstruierten Öffnungsmechanismus	61
Abb. 3.5	Übersichtszeichnung des montierten Auslassrohrs mit Dosiervorrichtung und Befestigungen.....	62
Abb. 3.6	Bild sowie technische Zeichnung des Dosierings, mit dem Partikel in das Auslassrohr hineingegeben werden können /TUD 22/.....	63
Abb. 3.7	Schematische Darstellung des Aufbaus beim Schlierenverfahren in einer Z-Anordnung, wie sie für die Versuche verwendet wurde /TUD 22/	64
Abb. 3.8	Bild des Aufbaus der Schlierenoptik in der Anordnung mit dem Verlauf des Lichtbündels sowie den für die spätere Berechnung relevanten Winkeln /TUD 22/.....	65
Abb. 3.9	Schematische Darstellung des Interferenzstreifenmusters beim LDA-Verfahren /TUD 22/.....	66
Abb. 3.10	Bild vom Aufbau der Laser-Doppler-Anemometers vor dem Auslassrohr des Kessels /TUD 22/.....	67

Abb. 3.11	Vereinfachte Darstellung der Phasenverschiebung bei der Lichtbeugung erster Ordnung /TUD 22/.....	68
Abb. 3.12	Aufbau des PDA vor dem Auslassrohr des Kessels und einem skizzierten kartesischen Koordinatensystem, welches für die Messungen verwendet wurde /TUD 22/	69
Abb. 3.13	Normierte Massenverteilung q_3 der „SiLibeads Solid Micro Glass Beads“ Partikel gemessen mit einem Mastersizer 3000© von ‚Malvern Panalytical Ltd‘.....	70
Abb. 3.14	Normierte Massenverteilung der „SiLibeads SOLID Micro Glass Beads High Index 1,9“ Partikel gemessen mit einem Mastersizer 3000©.....	71
Abb. 3.15	Versuchsaufbau der im Ausbreitungsgebiet befindlichen Lochblende sowie dem Kreuzlaser, welcher für die Justierung verwendet wurde /TUD 22/	72
Abb. 4.1	Beispielhafte Darstellung des im Kessel gemessenen zeitabhängigen Druckverlaufs beim Versuch 274	75
Abb. 4.2	Beispielhafte Darstellung des im Kessel gemessenen zeitabhängigen Temperaturverlaufs beim Versuch 274	75
Abb. 4.3	Prozess der Bearbeitung der Schlieren-Aufnahmen zur weiteren Verwendung. Links das Bild einer Einzelaufnahme, daneben das Bild nach der Summation mehrere Einzelbilder und daneben das Bild nach einer geometrischen Anpassung /TUD 22/	76
Abb. 4.4	Bearbeitetes Bild aus dem Schlierenverfahren bestehend aus drei Messungen. Mit einer rot gestrichelten Linie ist die qualitativ abgeschätzte „Grenze“ des Freistrahls abgebildet /TUD 22/.....	77
Abb. 4.5	Normierte Histogramme der Partikeldurchmesser von beispielhaften Messergebnissen, welche nicht weiterverwendet wurden, da entweder die Datenmenge zu gering war oder die gemessene Verteilung zu stark vom Erwartungswert abwich.....	80
Abb. 4.6	Gemittelter und diskreter Geschwindigkeitsverlauf von beispielhaften Messergebnissen, welche nicht weiterverwendet wurden, da entweder die Datenmenge zu gering war oder der gemessene Verlauf zu stark vom theoretischen Modell abwich	80
Abb. 4.7	Beispielhafte Darstellung für die Mittelung der Daten. Links sind die Rohdaten als zweidimensionales Histogramm abgebildet und rechts eine Mittelung dieser Daten für bestimmte Partikelgrößen-Intervalle.....	82

Abb. 4.8	Beispielhafte Darstellung für die Mittelung der Daten. Links sind die Daten für die Partikel bis 10 μm hervorgehoben sowie eine Mittelung aufgeführt- Rechts sind nur die Partikel bis 10 μm sowie eine Mittelung und ein Fit dieser Daten aufgeführt	82
Abb. 4.9	Zeitabhängige Geschwindigkeit der im Versuch 320 gemessenen Partikel sowie eine Mittelung dieser Daten. Bei dem vorliegenden Versuch handelt es sich um einen Gas-Freistrahler an der Position (500,0) mm	84
Abb. 4.10	Zeitabhängige Geschwindigkeit der im Versuch 320 gemessenen Partikel als zweidimensionales Histogramm mit Angabe der relativen Verteilung der Anzahl. Bei dem vorliegenden Versuch handelt es sich um einen Gas-Freistrahler an der Position (500,0) mm.....	85
Abb. 4.11	Beispielhafte Messung, bei denen das Geschwindigkeitslimit bei der PDA-Messung erkennbar ist. Rechts ist eine Extrapolation der Messdaten für $t < 2$ s vorgenommen worden	86
Abb. 4.12	Histogramm mit der normierten Anzahl der Partikel abhängig vom Durchmesser in Mikrometern sowie eine dazugehörige Verteilungsfunktion für den Versuch 102. Bei dem vorliegenden Versuch handelt es sich um einen der Referenzversuche an der Position (250,0) mm.....	87
Abb. 4.13	Histogramm mit der normierten Anzahl der Partikel abhängig vom AED in Mikrometern sowie eine dazugehörige Verteilungsfunktion für den Versuch 102. Bei dem vorliegenden Versuch handelt es sich um einen der Referenzversuche an der Position (250,0) mm	88
Abb. 4.14	Histogramme mit der normierten Anzahl der Partikel abhängig vom AED in Mikrometern für den Versuch 102 sowie der dazugehörigen Ursprungsverteilung. Bei dem vorliegenden Versuch handelt es sich um einen der Referenzversuche an der Position (250,0) mm.....	89
Abb. 4.15	Zweidimensionales Histogramm mit der normierten Anzahl der Partikel abhängig vom Messzeitpunkt und AED in Mikrometern für den Versuch 102. Bei dem vorliegenden Versuch handelt es sich um einen der Referenzversuche an der Position (250,0) mm	90
Abb. 4.16	Hochgeschwindigkeitsaufnahme des Versuchs 148, einem der Referenzversuche, bei einer Aufnahmezeit von 3000 Hz und einer von 333 μs	91
Abb. 4.17	Hochgeschwindigkeitsaufnahme des Versuchs 169, einem Versuch mit Variation der Dosierung im Vergleich zum Referenzversuch, bei einer Aufnahmezeit von 3000 Hz und einer von 333 μs	91

Abb. 4.18	Hochgeschwindigkeitsaufnahme der Versuche 201 und Versuch 221, die unter Verwendung einer Lochblende in der Strahlachse des Freistrahls durchgeführt wurden, bei einer Aufnahmerate von 1000 Hz bzw. 2000998 μ s bzw. 498 μ s	92
Abb. 4.19	Hochgeschwindigkeitsaufnahme des Versuchs 240, einem Versuch mit Variation der Dichte der Partikel im Vergleich zum Referenzversuch, bei einer Aufnahmerate von 3000 Hz 333 μ s.....	92
Abb. 5.1	Zeitverlauf der Strömungsgeschwindigkeit aus dem Versuchsbehälter bei Gas-Ausströmen, Messdaten von Versuch 274 ($x = 25$ mm) und Simulation mit bzw. ohne Wärmeübergang zwischen Füllgas und Behälterwand.....	95
Abb. 5.2	Zeitverlauf des Behälterdrucks bei Gas-Ausströmen, Messdaten von Versuch 274 und Simulation mit bzw. ohne Wärmeübergang zwischen Füllgas und Behälterwand	95
Abb. 5.3	Zeitabhängige Geschwindigkeit, die gemittelten Werte der Messdaten sowie eine daraus abgeleitete lineare Fit-Funktion für die Position (x,z) = (25,0) mm von zwei verschiedenen Einzelversuchen.....	96
Abb. 5.4	Zeitverlauf der Gastemperatur bei Gas-Ausströmen, Messdaten Versuch 274 und Simulation mit bzw. ohne Wärmeübergang zwischen Füllgas und Behälterwand	96
Abb. 5.5	Strömungswiderstandskoeffizient C_d einer Kugel in Abhängigkeit von der Reynoldszahl Re (vereinfachter Verlauf in Anlehnung an /FLA 88/ und /HIN 82/).....	99
Abb. 5.6	Berechnete Geschwindigkeit von Einzelpartikeln ($\rho = 2,5$ g/cm ³) an der Austrittsöffnung in Abhängigkeit vom AED und der Strömungsgeschwindigkeit (300 m/s bzw. 550 m/s).....	100
Abb. 5.7	Gemessene zeitabhängige Partikelgeschwindigkeiten in Strahlachse an der Austrittsöffnung ($x = 5$ mm) beim Referenzfall kombiniert mit gemittelten Zeitverläufen für vier verschiedene Partikelgrößen-Intervalle (AED)	101
Abb. 5.8	Berechnete Beschleunigungsstrecke von Einzelpartikeln ($\rho = 2,5$ g/cm ³) bis zum Erreichen von 95 % der Strömungsgeschwindigkeit	101
Abb. 5.9	Gemessene zeitabhängige Partikelgeschwindigkeit in Strahlachse beim Referenzfall an den Positionen $x = 0,1$ m, 0,25 m, 0,4 m und 0,9 m (von links oben nach rechts unten) kombiniert mit gemittelten Zeitverläufen für vier Partikelgrößen-Intervalle (AED)	103

Abb. 5.10	Über den Ausströmvorgang integrierte freigesetzten Massenanteile von Helium und Partikeln für die verschiedenen Messreihen ohne Blende (ausgewählte Versuche mit öffnungsnaher LDA-Messung, Versuchsnummern in Klammern)	105
Abb. 5.11	Geschwindigkeitsdaten der Partikel $\leq 20 \mu\text{m}$ AED von Versuch 236 (Dichte) mit genäherten mittleren Zeitverläufen (gestrichelt) der Partikel mit Gasgeschwindigkeit (oben) und der Partikel mit mittlerer Geschwindigkeit großer Partikel (unten)	106
Abb. 5.12	Über den Ausströmvorgang integrierte Beiträge von Helium und Partikeln zum Gesamtimpuls und der kinetischen Energie an der Öffnung für die verschiedenen Messreihen ohne Blende (ausgewählte Versuche mit öffnungsnaher PDA-Messung, Versuchsnummern in Klammern)	107
Abb. 6.1	Schematische Darstellung des verwendeten Koordinatensystems bei den durchgeführten Messungen	110
Abb. 6.2	Beispielhafte Darstellung eines hyperbolischen Verlaufs (links) sowie einer Gauß-Verteilungskurve (rechts)	110
Abb. 6.3	Schematische Darstellung der Messpositionen bei der Vermessung des Gas-Freistrahls	112
Abb. 6.4	Zeitabhängige Geschwindigkeit des Versuchs 319, als Beispiel für eine Gas-Freistrahlmessung, in einer Darstellung als zweidimensionales Histogramm (links) und als einfacher Verlauf mit einer Mittelung der Messdaten (rechts)	113
Abb. 6.5	Ausgewählte Beispiele für die gemessene zeitabhängige Geschwindigkeit, die gemittelten Werte dieser Messdaten sowie eine daraus abgeleitete Fit-Funktion	114
Abb. 6.6	Die auf die Austrittsgeschwindigkeit normierte axiale Geschwindigkeitsverteilung des Gas-Freistrahls berechnet für den Zeitpunkt $t = 1 \text{ s}$	116
Abb. 6.7	Die inverse und auf die Austrittsgeschwindigkeit normierte axiale Geschwindigkeitsverteilung des Gas-Freistrahls in Abhängigkeit vom mit dem effektiven Rohrdurchmesser normierten Abstand, berechnet für $t = 1,0 \text{ s}$ (links) und $t = 3,0 \text{ s}$ (rechts) mit dem dazugehörigen Fit.....	117
Abb. 6.8	Die bestimmten Abbaukonstanten K_1 (links) und der virtuellen Strahlursprünge x_0 (rechts) des Gas-Freistrahls, aufgetragen in Blau in Abhängigkeit von der Zeit. In Orange ist die Fit-Funktion für die beiden Parameter aufgetragen	117

Abb. 6.9	Berechnete Geschwindigkeiten des Gas-Freistrahls für die Position $x = 250$ mm zum Zeitpunkt $t = 1,0$ s sowie die mit einer Gauß-Verteilungskurve bestimmte Fit-Funktion	119
Abb. 6.10	Normierte Darstellung der berechneten Geschwindigkeiten des Gas-Freistrahls für die Position $x = 250$ mm zum Zeitpunkt $t = 1,0$ s sowie die mit einer Gauß-Verteilungskurve bestimmte Fit-Funktion	120
Abb. 6.11	Für den Gas-Freistrahл bestimmte Streurrate K_2 für die sieben verschiedenen x -Positionen aufgetragen in Abhängigkeit von der Zeit	121
Abb. 6.12	Schematische Darstellung der Grenzen des Gas-Freistrahls sowie dem Geschwindigkeitsfeld des Gas-Freistrahls, berechnet aus den zuvor aufgeführten Modellen für $t = 2,5$ s.....	122
Abb. 6.13	Schematische Darstellung der Messpositionen bei der Vermessung des Referenzversuchs	123
Abb. 6.14	Zeitabhängige Geschwindigkeit des Versuchs 103 als einfacher Verlauf mit hervorgehobenen Daten für die Partikel bis $10 \mu\text{m}$ sowie einer Mittelung dieser Daten (links) und in einer Darstellung als zweidimensionales Histogramm (rechts).....	124
Abb. 6.15	Histogramm mit der normierten Anzahl der Partikel abhängig vom AED in Mikrometern sowie eine dazugehörige Verteilungsfunktion für den Versuch 103. Bei dem vorliegenden Versuch handelt es sich um einen der Referenzversuche an der Position $(100,0)$ mm	125
Abb. 6.16	Messdaten aller gemessenen Partikel an der Position $(x,z) = (25,0)$ mm sowie die gemittelten partikelgrößenabhängigen Geschwindigkeiten für vier verschiedene Partikelgrößen-Intervalle beim Referenzversuch 140	126
Abb. 6.17	Zeitabhängige Geschwindigkeit, die gemittelten Werte der Messdaten für Partikel bis $10 \mu\text{m}$ sowie eine daraus abgeleitete Fit-Funktion für die Position $(x,z) = (25,0)$ mm beim Referenzversuch 140.....	127
Abb. 6.18	Die inverse und auf die Austrittsgeschwindigkeit normierte axiale Geschwindigkeitsverteilung der Referenzversuche in Abhängigkeit vom mit dem effektiven Rohrdurchmesser normierten Abstand, berechnet für $t = 1,0$ s (links) und $t = 3,0$ s (rechts) mit dem dazugehörigen Fit	129
Abb. 6.19	Die bestimmten Abbaukonstanten K_1 (links) und der virtuellen Strahlursprünge x_0 (rechts) der Referenzversuche, aufgetragen in Abhängigkeit von der Zeit für zwei verschiedene Partikelgrößen-Intervalle.....	129

Abb. 6.20	Normierte Darstellung der berechneten Geschwindigkeiten der Partikel bis 10 μm AED für die Position $x = 100$ mm zum Zeitpunkt $t = 1,0$ s sowie die mit einer Gauß-Verteilungskurve bestimmte Fit-Funktion (Referenzversuche).....	130
Abb. 6.21	Die bestimmten Streuraten K_2 der Referenzversuche für die fünf verschiedenen x -Positionen aufgetragen in Abhängigkeit von der Zeit. Links ist die Streuraten für Partikel bis 10 μm und rechts integral für alle Partikel aufgetragen	131
Abb. 6.22	Schematische Darstellung der Grenzen des Freistrahls sowie dem Geschwindigkeitsfeld des Freistrahls, berechnet aus den zuvor aufgeführten Modellen	132
Abb. 6.23	Schematische Darstellung der Messpositionen bei der Vermessung der Versuche mit der Variation der Dosierung	133
Abb. 6.24	Zeitabhängige Geschwindigkeit des Versuchs 160 (Position (900,0) mm, Variation der Dosierung) als einfacher Verlauf mit hervorgehobenen Daten für die Partikel bis 10 μm sowie einer Mittelung dieser Daten (links) und in einer Darstellung als zweidimensionales Histogramm (rechts)	134
Abb. 6.25	Histogramm mit der normierten Anzahl der Partikel abhängig vom AED in Mikrometern sowie eine dazugehörige Verteilungsfunktion für den Versuch 160, welcher mit Variation der Dosierung an der Position (900,0) mm durchgeführt wurde.....	135
Abb. 6.26	Zeitabhängige Geschwindigkeit, die gemittelten Werte der Messdaten für Partikel bis 10 μm sowie eine daraus abgeleitete Fit-Funktion für die Position $(x,z) = (25,10)$ mm für den Versuch 161 mit Variation der Dosierung.....	136
Abb. 6.27	Die inverse und auf die Austrittsgeschwindigkeit normierte axiale Geschwindigkeitsverteilung des Gas-Freistrahls bei Variation der Dosierung in Abhängigkeit vom mit dem effektiven Rohrdurchmesser normierten Abstand, berechnet für $t = 1,0$ s (links) und $t = 3,0$ s (rechts) mit dem dazugehörigen Fit.....	137
Abb. 6.28	Die bestimmten Abbaukonstanten K_1 (links) und der virtuellen Strahlursprünge x_0 (rechts) aufgetragen in blau in Abhängigkeit von der Zeit für zwei verschiedene Partikelgrößen Intervalle	138
Abb. 6.29	Normierte Darstellung der berechneten Geschwindigkeiten für die Position $x = 100$ mm zum Zeitpunkt $t = 1,0$ s sowie die mit einer Gauß-Verteilungskurve bestimmte Fit-Funktion, bei Variation der Dosierung.....	139

Abb. 6.30	Die bestimmten Streuraten K_2 für die fünf verschiedenen x-Positionen aufgetragen in Abhängigkeit von der Zeit. Links ist die Streuraten für Partikel bis 10 μm und rechts integral für alle Partikel aufgetragen	139
Abb. 6.31	Schematische Darstellung der Messpositionen bei der Vermessung der Versuche mit der Variation der Partikeldichte	140
Abb. 6.32	Zeitabhängige Geschwindigkeit des Versuchs 235 (Variation der Dichte der Partikel) mit einer Mittelung der Daten für verschiedene Partikelgrößen Intervalle (links) und in einer Darstellung als zweidimensionales Histogramm (rechts)	141
Abb. 6.33	Histogramm mit der normierten Anzahl der Partikel abhängig vom AED in Mikrometern sowie eine dazugehörige Verteilungsfunktion für den Versuch 235, welcher an der Position (100,0) mm durchgeführt wurde.....	142
Abb. 6.34	Zeitabhängige Geschwindigkeit, die gemittelten Werte der Messdaten aller Partikelgrößen für sowie eine daraus abgeleitete Fit-Funktion für die Positionen $(x,z) = (25,0)$ mm und $(x,z) = (900,0)$ mm (Variation der Partikeldichte).....	143
Abb. 6.35	Die inverse und auf die Austrittsgeschwindigkeit normierte axiale Geschwindigkeitsverteilung des Gas-Freistrahls bei einer Variation der Dichte der Partikel in Abhängigkeit vom mit dem effektiven Rohrdurchmesser normierten Abstand, berechnet für $t = 1,0$ s (links) und $t = 3,0$ s (rechts) mit dem dazugehörigen Fit.....	144
Abb. 6.36	Die bestimmten Abbaukonstanten K_1 (links) und der virtuellen Strahlursprünge x_0 (rechts) bei einer Variation der Dichte der Partikel aufgetragen in blau in Abhängigkeit von der Zeit für zwei verschiedene Partikelgrößen Intervalle	145
Abb. 6.37	Normierte Darstellung der berechneten Geschwindigkeiten für die Position $x = 400$ mm zum Zeitpunkt $t = 1,0$ s sowie die mit einer Gauß-Verteilungskurve bestimmte Fit-Funktion (Variation der Dichte der Partikel)	146
Abb. 6.38	Die bestimmten Streuraten K_2 für die fünf verschiedenen x-Positionen bei einer Variation der Dichte der Partikel aufgetragen in Abhängigkeit von der Zeit	147
Abb. 6.39	Schematische Darstellung der Messpositionen bei der Vermessung der Versuche mit einer Lochblende an der Position 300 mm	148

Abb. 6.40	Zeitabhängige Geschwindigkeit des Versuchs 193 mit einer Lochblende als einfacher Verlauf mit hervorgehobenen Daten für die Partikel bis 10 μm sowie einer Mittelung dieser Daten (links) und in einer Darstellung als zweidimensionales Histogramm (rechts)	148
Abb. 6.41	Histogramm mit der normierten Anzahl der Partikel abhängig vom AED in Mikrometern bei Versuchen mit einer Lochblende sowie eine dazugehörige Verteilungsfunktion für den Versuch 193, welcher an der Position (400,0) mm durchgeführt wurde	149
Abb. 6.42	Zeitabhängige Geschwindigkeit, die gemittelten Werte der Messdaten für Partikel bis 10 μm sowie eine daraus abgeleitete Fit-Funktion für die Position $(x,z) = (550,0)$ mm für Versuch 222 mit Lochblende	150
Abb. 6.43	Die inverse und auf die Austrittsgeschwindigkeit normierte axiale Geschwindigkeitsverteilung des Gas-Freistrahls hinter einer Lochblende in Abhängigkeit vom mit dem effektiven Rohrdurchmesser normierten Abstand, berechnet für $t = 1,0$ s (links) und $t = 3,0$ s (rechts) mit dem dazugehörigen Fit.....	152
Abb. 6.44	Die bestimmten Abbaukonstanten K_1 (links) und die virtuellen Strahlursprünge x_0 (rechts) aufgetragen in blau in Abhängigkeit von der Zeit für zwei verschiedene Partikelgrößen Intervalle für einen Freistrahls hinter einer Lochblende.....	152
Abb. 6.45	Normierte Darstellung der berechneten Geschwindigkeiten für die Position $x = 400$ mm zum Zeitpunkt $t = 1,0$ s sowie die mit einer Gauß-Verteilungskurve bestimmte Fit-Funktion	153
Abb. 6.46	Die bestimmten Streuraten K_2 für die fünf verschiedenen x-Positionen aufgetragen in Abhängigkeit von der Zeit. Links ist die Streuraten für Partikel bis 10 μm und rechts integral für alle Partikel aufgetragen	154
Abb. 6.47	Einzelbild der Hochgeschwindigkeitsaufnahme des Freistrahls und des von der Lochblende zurückgehaltenen Anteils bei Versuch 221, 0,07 s nach Beginn der Öffnung	156
Abb. 7.1	Partikelgrößenverteilung der beiden Partikelvariationen mit einer Verteilungsfunktion. Die linke Ursprungsverteilung ist dabei die Partikelgrößenverteilung der Referenzpartikel und die rechte die Ursprungsverteilung der schweren Partikel	157
Abb. 7.2	Vergleich der normierten Massenverteilung der Partikel Ursprungsverteilung und der gemessenen Partikel am Ort (25,0) mm für einen Referenzversuch.....	160

Abb. 7.3	Vergleich der normierten Massenverteilung der Partikel Ursprungsverteilung und der gemessenen Partikel am Ort (100/-20) mm für einen Versuch unter Variation der Partikeldichte	161
Abb. 7.4	(Links) Relativer Anteil der Partikel mit einem AED kleiner als 10 μm für Messpositionen entlang der Strahlachse (Referenzversuch); (Rechts) Schiefe der zugehörigen Verteilungsfunktionen in Abhängigkeit von der Entfernung zur Rohröffnung.....	163
Abb. 7.5	Relativer Anteil der Partikel mit einem AED kleiner als 10 μm in Abhängigkeit vom Ausbreitungswinkel für den Referenzversuch.....	165
Abb. 7.6	Relativer Anteil der Partikel mit einem AED kleiner als 10 μm in Abhängigkeit vom Ausbreitungswinkel für die Variation der Dosierung (links) und der Dichte der Partikel (rechts)	166
Abb. 7.7	Relativer Anteil der Partikel mit einem AED kleiner als 10 μm in Abhängigkeit vom Ausbreitungswinkel für die Variation mit der Lochblende.....	167
Abb. 8.1	Schematische Darstellung der Lochblendenversuche.....	169
Abb. 8.2	Geschwindigkeitsverlauf eines Referenzversuchs (links) und eines Lochblendenversuchs (rechts) an der Position (1200,0) mm	171
Abb. 8.3	Geschwindigkeitsverlauf eines Referenzversuchs (links) und eines Lochblendenversuchs (rechts) an der Position (900,0) mm	171
Abb. 8.4	Geschwindigkeitsverlauf eines Referenzversuchs (links) und eines Lochblendenversuchs (rechts) an der Position (625,0) mm mit den gemittelten partikelgrößenabhängigen Geschwindigkeiten für vier verschiedene Partikelgrößen Intervalle	172
Abb. 8.5	Normiertes Histogramm der Summenverteilung des AED eines Referenzversuchs (links) und eines Lochblendenversuchs (rechts) an der Position (625,0) mm.....	173
Abb. 8.6	Normiertes Histogramm der Massenverteilung des aerodynamischen Durchmessers eines Referenzversuchs (links) und eines Lochblendenversuchs (rechts) an der Position (625,0) mm.....	174
Abb. 8.7	Vergleich der inversen und auf die Austrittsgeschwindigkeit normierten axialen Geschwindigkeitsverteilungen vom Referenzversuch und vom Lochblendenversuch berechnet für $t = 1,0 \text{ s}$ (links) und $t = 3,0 \text{ s}$ (rechts) mit den dazugehörigen Fit-Funktionen.....	175

Abb. 8.8	Die bestimmten virtuellen Strahlursprünge x_0 des Referenzversuchs (links) und des Lochblendenversuchs (rechts) in Abhängigkeit von der Zeit für zwei verschiedene Partikelgrößen	176
Abb. 8.9	Die bestimmten Abbaukonstanten K_1 des Referenzversuchs (links) und des Lochblendenversuchs (rechts) in Abhängigkeit von der Zeit für zwei verschiedene Partikelgrößen Intervalle	177
Abb. 8.10	Normierte Darstellung der berechneten Geschwindigkeiten für die Position $x = 400$ mm zum Zeitpunkt $t = 2,0$ s für den Referenzversuch (links) und den Lochblendenversuch (rechts)	177
Abb. 8.11	Die bestimmten Streuraten K_2 des Referenzversuchs (links) und des Lochblendenversuchs (rechts) für jeweils fünf verschiedene x -Positionen aufgetragen in Abhängigkeit von der Zeit	178
Abb. 8.12	Beispielhafter Vergleich der durchschnittlichen Geschwindigkeiten von Partikeln kleiner gleich $10 \mu\text{m}$ zum Zeitpunkt $t = 2$ s für die Referenzversuche (links) und die Lochblenden-Versuche (rechts). Eingezeichnet ist außerdem die 1 m/s Freistrahlgrenze	179

Tabellenverzeichnis

Tab. 3.1	Übersicht über die fünf Versuchsreihen mit den Variationen der Parameter. In Klammern sind die im Zuge der Auswertung ermittelten, von der Planung abweichenden Parameterwerte angegeben.	57
Tab. 4.1	Überblick über die durchgeführten Versuche mit einer PDA-Messung und deren relevanten Parametern	74
Tab. 4.2	Überblick über die Anzahl an verwendeten Versuchen an der Gesamtzahl der durchgeführten Versuche mit einer PDA Messung.	80

Abkürzungsverzeichnis

AED	Aerodynamischer Durchmesser (aerodynamic equivalent diameter)
AtG	Atomgesetz
BfE	Bundesamt für kerntechnische Entsorgungssicherheit
BMU	Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit, später: Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und nukleare Sicherheit
BMUV	Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz, nukleare Sicherheit und Verbraucherschutz
CFD	Computational Fluid Dynamics
GRS	Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) gGmbH
LDA	Laser Doppler Anemometer
PDA	Phasen Doppler Anemometer
PIV	Particle Image Velocimetry
PRAEMISC	Primary Release Assessment of Energy and Mass from Interaction of Shaped Charges
RHA	Rolled Homogeneous Armour
SEWD	Störmaßnahmen oder sonstige Einwirkungen Dritter
TLB	Transport- und Lagerbehälter

**Gesellschaft für Anlagen-
und Reaktorsicherheit
(GRS) gGmbH**

Schwertnergasse 1
50667 Köln

Telefon +49 221 2068-0

Telefax +49 221 2068-888

Boltzmannstraße 14

85748 Garching b. München

Telefon +49 89 32004-0

Telefax +49 89 32004-300

Kurfürstendamm 200

10719 Berlin

Telefon +49 30 88589-0

Telefax +49 30 88589-111

Theodor-Heuss-Straße 4

38122 Braunschweig

Telefon +49 531 8012-0

Telefax +49 531 8012-200

www.grs.de