

Simulation der Flammenausbreitung in pneumatischen Förderleitungen der Nahrungsmittelindustrie

F-05-0502

Simulation der Flammenausbreitung
in pneumatischen Förderleitungen der
Nahrungsmittelindustrie

Bachelorarbeit

von

Benjamin Wolfgang Ludwig Schmidt

Hochschule Mannheim

und

Forschungsgesellschaft für angewandte Systemsicherheit und
Arbeitsmedizin

Mannheim, September 2013

Erklärung an Eides statt

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Mannheim, 30. September 2013

(Benjamin Schmidt)

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	2
1 Einleitung	3
1.1 Allgemeines	3
1.2 Das Projekt F-05-0502	5
1.3 Stand des Projekts zu Beginn der Arbeit	5
1.4 Zielsetzung	8
2 Zwei-Zonen-Modell für die 20 l-Kugel	9
2.1 Sinn der Modellentwicklung	9
2.2 Zwei-Zonen-Modell	9
2.2.1 Datenaufarbeitung	9
2.2.2 Berechnung der Druckwerte $p(t)$	10
2.2.3 Wärmeproduktion durch eine infinitesimal dünne, expandierende Flammenfront	11
2.2.4 Berechnung des Wärmeverlusts	13
2.2.4.1 Wärmeverlust durch Strahlung	13
2.2.4.2 Wärmeverlust durch Konduktion	17
2.2.5 Berücksichtigung der Turbulenz	18
2.2.6 Fazit zwei-Zonen-Modell	21
3 Beschaffung fehlender physikalischer Größen	22
3.1 Emissionskoeffizient des Staubes	22
3.1.1 Versuchsaufbau	22
3.1.2 Versuchsdurchführung	23
3.1.3 Messergebnisse und Auswertung	25
3.2 Emissionskoeffizient der Kugelinnenwand	26
3.2.1 Versuchsaufbau	26

3.2.2	Versuchsdurchführung	27
3.2.3	Messergebnisse und Auswertung	27
3.3	Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten an der Kugellinnenwand	30
3.4	Bestimmung der Größe der Zündflamme	31
3.4.1	Versuchsaufbau	32
3.4.2	Versuchsdurchführung	32
3.4.3	Versuchsergebnisse und Auswertung	32
3.5	Bestimmung fehlender Maisstärkedaten	35
3.6	Bestimmung des verbrannten Anteils	36
3.7	Temperaturmessung innerhalb der 20 l-Kugel	37
3.7.1	Versuchsaufbau	37
3.7.2	Versuchsdurchführung	39
3.7.2.1	Versuchsreihe 1	40
3.7.2.2	Versuchsreihe 2	40
3.7.3	Messergebnisse	40
3.7.3.1	Versuchsreihe 1	40
3.7.3.2	Versuchsreihe 2	41
3.7.4	Auswertung	43
3.7.4.1	Versuchsreihe 1	43
3.7.4.2	Versuchsreihe 2	44
4	Drei-Zonen-Modell für die 20 l-Kugel	47
4.1	Wärmeproduktion durch eine Flammenfront endlicher Dicke	47
4.2	Beschaffung der Flammenfrontdicke	49
4.2.1	Versuchsaufbau	49
4.2.2	Versuchsdurchführung	49
4.2.3	Versuchsergebnisse und Auswertung	50
4.3	Fazit Drei-Zonen-Modell	54
5	Zwei-Zonen-Modell für Rohrleitungen	56
5.1	Auswertung vorhandener Versuchsdaten	56
5.1.1	Daten aus der Rohrleitung	56
5.1.2	Daten aus Behälter 1	57
5.2	Anpassung des zwei-Zonen-Modells an Behälter 1	58
5.2.1	Brennvolumen	59

5.2.2	Verbrennungsgeschwindigkeit	60
5.2.3	Verbrannter Anteil	62
5.2.4	Materialtransport über die Druckentlastungsfläche des Behälters	63
5.2.5	Materialtransport durch die Rohrleitung	64
5.2.6	Simulation des Druckverlaufs in Behälter 1	67
5.3	Flammenfrontgeschwindigkeit durch die Rohrleitung	68
6	Diskussion und Ausblick	71
6.1	Zwei-Zonen-Modell	72
6.2	Drei-Zonen-Modell	72
6.3	Verbrannter Anteil	73
6.4	Messdaten der Flammenfrontgeschwindigkeit	73
6.5	Modell der Flammenfrontgeschwindigkeit im Rohr	74
	Literaturverzeichnis	74
	A Konstruktionszeichnung Flansch für 20 l-Kugel	76
	B Thermoelemente	79
B.1	Wolfram-Rhenium-Thermoelement	79
B.2	Nickel-Chrom-Nickel-Thermoelement	79
B.3	Druckverschraubung	79
	C Programmcode zwei-Zonen-Modell	80
	D Programmcode 2-Zonen-Modell	84

Liste der Symbole

Symbol	Einheit	Bedeutung
a	m/s^2	Beschleunigung
A	m^2	Fläche allgemein
A_E	m^2	Druckentlastungsfläche
A_K	m^2	Fläche der Innenwand der 20l-Kugel
A_S	m^2	Teil der Flammenfrontoberfläche, von der die Wärmeabstrahlung in Richtung Kugelinnenwand ausgeht
A_{ms}	m^2/kg	massespezifische Oberfläche von Partikeln
A_{vs}	$1/\text{m}$	volumenspezifische Oberfläche von Partikeln
c	kg/m^3	Staubkonzentration
c_L	$\text{J}/\text{kg} \cdot \text{K}$	Wärmekapazität von Luft bei konstantem Volumen
c_S	$\text{J}/\text{kg} \cdot \text{K}$	Wärmekapazität von Maisstärke
d	m	Durchmesser
dm	kg	Masseverlust aus Behälter 1 durch die Druckentlastungsöffnung pro Zeitschritt dt
dm_L	kg	Luftmasseverlust aus Behälter 1 durch die Rohrleitung pro Zeitschritt dt
dm_S	kg	Staubmasseverlust aus Behälter 1 durch die Rohrleitung pro Zeitschritt dt
dt	s	sehr kurze Zeitspanne
E_z	J	Zündenergie
f_t	-	Korrekturfaktor für den Einfluss der Turbulenz auf die Flammenfrontgeschwindigkeit
F	$\%$	Produktfeuchte
F_o	-	Fourierzahl
g	m/s^2	Erdbeschleunigung
h_i	m	Höhe über NN eines Ortes i
h_{ext}	m	Höhe einer Kugelkalotte
H_0	J/kg	Brennwert
I	W/m^2	Intensität des Lichtes allgemein
k	mm	Sandrauhigkeit
K_{St}	$\text{bar} \cdot \text{m}/\text{s}$	staubspezifische Kenngröße K_{St} -Wert
l	m	Länge
m	kg	Masse

m_L	kg	Luftmasse in der 20l-Kugel oder Luftmasse in einem bestimmten Volumen
m_S	kg	Staubmasse in der 20l-Kugel oder Staubmasse in einem bestimmten Volumen
M	kg/kmol	Molmasse
n	mol	Stoffmenge
n_{F1}	-	Anzahl der Schichten in einer Flammenfront
N_u	-	Nusseltzahl
p_A	bar	Umgebungsdruck bei $T = 20^\circ\text{C}$
p_0	bar	Umgebungsdruck
$p, p(t)$	bar	Druck, zeitabhängiger Druck
$p_{B1}(t)$	bar	Druck in Behälter 1 als Funktion der Zeit
dp/dt	bar/s	Druckanstiegsgeschwindigkeit
p_{\max}	bar	maximaler Überdruck
p_{red}	bar	reduzierter Überdruck
p_{stat}	bar	statischer Ansprechdruck eines Druckentlastungselements
Δp_{ges}	bar	Druckdifferenz zwischen dem Druck in Behälter 1 und dem Umgebungsdruck
Δp_{RL}	bar	Druckverlust in einer Rohrleitung aufgrund von Reibung durch Luft
Δp_{RS}	bar	Druckverlust in einer Rohrleitung aufgrund von Reibung durch Staub
Δp_{EK}	bar	Druckverlust in einer Rohrleitung aufgrund von Widerständen durch Rohreinläufe und Krümmer
Δp_{BS}	bar	Druckverlust in einer Rohrleitung aufgrund der Beschleunigung von Staub
Δp_{HS}	bar	Druckverlust in einer Rohrleitung aufgrund von Hubarbeit von Staub
Q	J	Wärmeenergie
Q_a	J	von Staubpartikeln abgestrahlte Wärmeenergie, die an der Innenwand der 20l-Kugel ankommt
Q_b	J	Wärmeenergie, die bei der Verbrennung von Staub/Luft-Gemisch entsteht
Q_{em}	J	von Staubpartikeln abgestrahlte Wärmeenergie
Q_{KV}	J	Wärmeverlust durch Konduktion
Q_{SV}	J	Wärmeverlust durch Strahlung
r	m	Radius
$r_F(t)$	m	Ort der Flammenfront als Funktion der Zeit
$r_{\text{außen}}$	m	Außenradius
r_{innen}	m	Innenradius
r_j	m	Radius einer Teilschicht einer Flammenfront
r_{Kugel}	m	Radius der Innenwand der 20l-Kugel
R	J/mol · K	universelle Gaskonstante
s	m	Strecke, Dicke einer Flammenfront
t	s	Zeit
t_1, t_2, \dots	s	verschiedene Zeitpunkte

t_b	s	Brenndauer eines Flammenfilaments
t_v	s	Zündverzögerungszeit
T	K	Temperatur
T_A	K	Umgebungstemperatur
T_F	K	Flammentemperatur
T_G	K	Temperatur des Mediums in der 20 l-Kugel
T_P	K	Oberflächentemperatur der Partikel in der Flammenfront
U	mV	Spannung
v	m/s	Geschwindigkeit
v_0	m/s	Anfangsgeschwindigkeit der Flammenfront in Behälter 1
v_D	m/s	druckinduzierte Strömungsgeschwindigkeit eines Staub/Luft-Gemisches durch eine Rohrleitung
v_F	m/s	Geschwindigkeit einer Flammenfront
v_l	m/s	laminare Flammgeschwindigkeit
V	m ³	Volumen allgemein
\dot{V}	m ³ /h	Volumenstrom
V_b	m ³	Volumen, welches brennendes Staub/Luft-Gemisch enthält
x	m	Raumkoordinate, Abstand
y	m	Raumkoordinate
z	m	Raumkoordinate
α_K	-	Absorptionskoeffizient der Kugelinnenwand
ρ	kg/m ³	Dichte allgemein
ρ_G	kg/m ³	mittlere Dichte eines Staub/Luft-Gemisches
ρ_L	kg/m ³	Dichte der Luft
ρ_P	kg/m ³	Partikeldichte
π	-	Die Zahl 3,1415...
ε_P	-	Emissionskoeffizient eines Partikels
ε_K	-	Emissionskoeffizient der Kugelinnenwand
γ	-	Reflektionskoeffizient
κ	m ² /kg	Extinktionskoeffizient
λ	m	Wellenlänge
λ_L	-	Druckverlustbeiwert für eine Luftströmung durch eine Rohrleitung
λ_S	-	Druckverlustbeiwert für den Staubanteil einer Strömung eines Staub/Luft-Gemisches durch eine Rohrleitung
ϑ	W/mK	Wärmeleitfähigkeit
ψ	-	Sphärizität
σ	W/m ² · K ⁴	Stefan-Boltzmann-Konstante
τ	s	Zeitkonstante
Θ	-	Geschwindigkeitsverhältnis von Staub- zu Luftströmung in einer pneumatischen Förderleitung
χ	-	verbrannter Anteil des Staubes
ξ	-	Verhältnis der strahlenden Partikeloberfläche zur Flammenfrontoberfläche
ζ_P	W/m ² · K	Wärmeübergangskoeffizient an der Oberfläche eines Maisstärkepartikels

ζ_K $\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}$ Wärmeübergangskoeffizient an der Innenwand
der 20 l-Kugel

Vorwort

Diese Bachelorarbeit, welche zum Erlangen des Abschlusses des Bachelorstudiengangs Verfahrenstechnik an der Hochschule Mannheim dient, wurde bei der Forschungsgesellschaft für angewandte Systemsicherheit und Arbeitsmedizin e. V. (FSA) erstellt. Thema ist die Simulation der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Flammen in pneumatischen Förderleitungen während Staubexplosionen.

Das aus dem Studium mitgebrachte theoretische Grundwissen ließ sich im Rahmen der Arbeit gut umsetzen und an einigen Stellen noch weiter vertiefen. Zudem nehme ich viele neue Kenntnisse aus der Bachelorarbeit mit. Für die Vermittlung dieser Kenntnisse, der theoretischen sowie praktischen Unterstützung und nicht zuletzt der guten Zusammenarbeit möchte ich den nachfolgend genannten Personen danken.

Prof. Dr. Wolfgang Schmitt sei für die freundliche und engagierte Betreuung seitens der Hochschule ein großer Dank ausgesprochen. Einen besonderen Dank richte ich an Herrn Dirk Lorenz für die intensive Betreuung bei der FSA, die fachlich sehr kompetente Unterstützung während meiner Arbeit, sowie die Vermittlung der nötigen Kenntnisse bezüglich benötigter Software wie z.B. TableCurve, SigmaPlot, VirtualDub, MiKTeX etc.. Desweiteren möchte ich Herrn Hermann Schiebler für die Vermittlung diverser Kenntnisse in VisualBASIC, sowie die unterstützende Zusammenarbeit bei der Programmierung der Simulation danken. Weiterer Dank gilt Herrn Martin Schmidt von der Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung in Berlin für die Bestimmung fehlender Stoffdaten. Zusätzlich möchte ich mich bei Matthias Schmitt, Madlen Schönherr, Sigurd Kleinhans, Pavlo Chupin, Michael Seithel, dem Team auf dem Versuchsgelände in Kappelrodeck und allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern der FSA/BGN bedanken, die für gute Zusammenarbeit und die freundliche Arbeitsatmosphäre gesorgt haben.

Zu guter Letzt danke ich meiner Familie, für die motivierende Unterstützung während meines Studiums.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Ausarbeitung einer einfachen Simulation, welche den zeitlichen Druckverlauf innerhalb einer 20 l-Explosionskugel über ein zwei-Zonen-Verbrennungsmodell mit Hilfe einer Flamme infinitesimaler Dicke wiedergibt. Experimentelle Untersuchungen führen in Kombination mit der Simulation zur Kenntnis wichtiger physikalischer Größen des verwendeten Brennstaubes Maisstärke, der 20 l-Kugel sowie des Verbrennungsvorgangs an sich. Es sind dies Parameter wie Brennwert, Wärmekapazität, Wärmeleitfähigkeit, Emissionskoeffizient, Wärmeübergangskoeffizient, verbrannter Staubanteil, Verbrennungsgeschwindigkeit etc.. Anschließend wird dieses Modell zu einem drei-Zonen-Modell erweitert, indem der Flammenfront eine experimentell bestimmte, endliche Dicke zugeschrieben wird.

Das zwei-Zonen-Modell wird auf eine Versuchssituation übertragen, bei der zwei Behälter über eine 34,3 m lange Rohrleitung miteinander verbunden sind. Von Behälter 1 wird Maisstärke pneumatisch durch die Rohrleitung in Behälter 2 gefördert. In Behälter 1 wird eine Explosion gezündet. Die entstehende Flammenfront wandert durch Behälter 1, pflanzt sich durch die Rohrleitung bis in Behälter 2 fort und zündet dort ebenfalls eine Explosion.

Es gelingt, mit einem angepassten zwei-Zonen-Modell den Druckverlauf in Behälter 1 zu beschreiben. Die Anwesenheit des Behälters 2 wird im Modell vernachlässigt. Mit Hilfe der Modellbetrachtung gelangen grundlegende Erkenntnisse zur Flammenfrontgeschwindigkeit durch die Rohrleitung. Es kann gezeigt werden, dass sich die Flammenfrontgeschwindigkeit durch die Rohrleitung aus zwei Komponenten zusammensetzt, die zeitlich nacheinander wechselseitig dominieren. Beim Eintritt und auf den ersten Metern nach Eintritt in die Rohrleitung wird die Flammenfrontgeschwindigkeit hauptsächlich durch die Transportgeschwindigkeit des Staubes generiert. Es tritt eine Flammenfrontgeschwindigkeit von knapp 90 m/s in der Spitze auf. Später dominiert die reine Verbrennungsgeschwindigkeit, die in einer, durch Turbulenz angetriebenen, sehr hohen Flammenfrontgeschwindigkeit von mehr als 400 m/s gipfelt.

Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammenfrontgeschwindigkeit wird empirisch ermittelt. Damit ist ein einfaches, auf den physikalischen Eigenschaften des Staubs basierendes Berechnungsmodell für die Geschwindigkeit einer Flammenfront entstanden.

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Allgemeines

Ein weit verbreitetes, immer wieder auftretendes Problem in der Industrie sind Staubexplosionen mit verheerenden Folgen. Zum Schutz des Arbeitnehmers, der Produktionsanlage, aber auch vorbeugend gegenüber dem Produktionsausfall, müssen die Ursachen dieser Explosionen untersucht werden. Hierauf basierend sind präventive Maßnahmen zur Verhütung, als auch zur Schadensbegrenzung solcher Ereignisse zu treffen.

Zum Auftreten einer Staubexplosion müssen folgende Bedingungen gleichzeitig erfüllt sein:

- Das Vorliegen von aufgewirbeltem, brennbarem Staub im explosionsfähigen Konzentrationsbereich.
- Das Vorhandensein von Sauerstoff in ausreichend hoher Konzentration.
- Die Gegenwart einer Zündquelle.

Abbildung 1.1 stellt den Zusammenhang dieser drei Voraussetzungen als sogenanntes Gefahrendreieck bildlich dar.

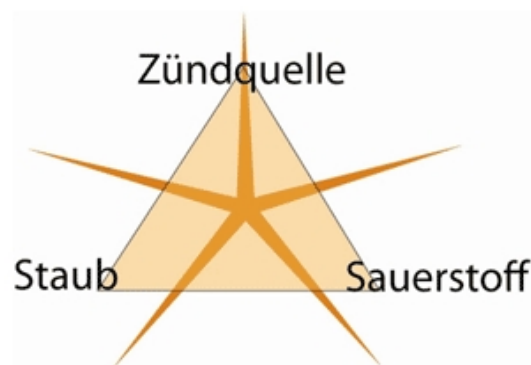


Abbildung 1.1: Bildliche Darstellung des Gefahrendreiecks [11].

Um einer Staubexplosion vorbeugend entgegen zu wirken, bedarf es lediglich des Ausschlusses einer dieser Bedingungen. Die Eliminierung der staubhaltigen Atmosphäre ist in den meisten Betrieben, die mit Stäuben arbeiten, nicht möglich, es sei denn, es liegen nicht staubförmige alternative Einsatzstoffe vor. Der Präsenz von Sauerstoff kann durch Inertisierung der Anlage Abhilfe geschaffen werden, was allerdings die Betriebskosten erhöhen und bei Leckagen eine Gesundheitsgefahr darstellen würde. Zur Vermeidung von Zündquellen gehören Maßnahmen wie z. B. die Isolation von heißen Oberflächen, das Erden von Aggregaten und Rohrleitungen, die Verwendung von speziellem Werkzeug für den Einsatz in explosionsgefährdeten Zonen oder die Installation von Funken- und Glimmnesterkennungsanlagen.

Trotz all dieser vorbeugenden Maßnahmen kann das Auftreten einer Staubexplosion nicht immer mit absoluter Sicherheit ausgeschlossen werden. So ist z. B. die Möglichkeit gegeben, dass metallische Kleinteile wie Muttern oder Schrauben versehentlich mit dem Staub durch eine pneumatische Förderleitung gefördert werden und es somit zu einer Zündquelle durch Funkenschlag kommen kann. Auch aus Kosten- oder Platzgründen kann nicht immer die Explosionsschutzmaßnahme „Zündquellenvermeidung“ angewendet werden.

In diesen Fällen ist es notwendig, Apparate und Aggregate mit sicherheitstechnischen Einrichtungen zu versehen, die beim Eintreten einer Staubexplosion wirksam werden (konstruktiver Explosionsschutz). Hierzu gehören beispielsweise Sicherheitsventile, Löschmittelsperren, Ausschleusungen, Berstscheiben sowie Schnellschlussschieber.

Einige dieser Einrichtungen, wie die Sicherheitsventile oder die Berstscheiben, sind für die Entlastung des Explosionsdruckes zuständig und sprechen direkt auf den ansteigenden Druck an. Andere Einrichtungen, wie die Schnellschlussschieber oder die Löschmittelsperren, sollen verhindern, dass sich die Flammenfront der Explosion durch Verbindungsleitungen in nachgeschaltete Apparate fortpflanzt und sich somit der Explosionsvorgang auf weitere Anlagenteile ausdehnt. Damit Schnellschlussschieber oder Löschmittelsperren die Ausbreitung einer Flammenfront in der Anlage wirksam verhindern können, müssen sie rechtzeitig, d. h. vor der Passage der Flammenfront, aktiviert werden. Von der Detektion der Flammenfront oder eines Druckerhöhungssignals bis zur Auslösung eines Schnellschlussschiebers oder einer Flammensperre vergeht die sogenannte Ansprechzeit. Abhängig von der Ansprechzeit des Schutzsystems und der Flammenfrontgeschwindigkeit ist der Abstand x zwischen Detektor und Schutzsystem

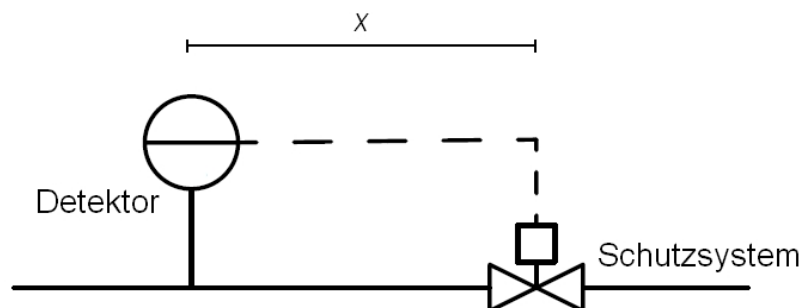


Abbildung 1.2: Skizze zur Verdeutlichung des Abstandes x zwischen Detektor und Schnellschlussschieber oder Löschmittelsperre.

zu wählen (Abbildung 1.2). Bei einer zu kurzen Weglänge x schließt das Schutzsystem zu spät, d. h. die Flammenfront ist bereits vorbei gelaufen und die Explosions breitet sich weiter in der Anlage aus. Längere Wegstrecken x lassen sich oft aufgrund örtlicher Gegebenheiten nicht realisieren. Außerdem wächst die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Flammenfronten in Rohren sehr stark mit zunehmender zurückgelegter Weglänge, weshalb sie bei langen Wegen kaum noch unter Kontrolle gebracht werden kann. Dies ist durch die steigende Turbulenz und die Kompression des Staub/Luft-Gemisches vor der Flammenfront zu begründen.

1.2 Das Projekt F-05-0502

Da eine Vielzahl von brennbaren Stäuben und eine nicht minder geringe Anzahl von Anlagentypen und -kombinationen im produzierenden Gewerbe verwendet werden, ist die Bestimmung der Weglänge x für alle Anlagen und Stäube auf experimentellem Wege mit einem enormen Aufwand verbunden. Deshalb wurde bei der FSA das Projekt F-05-0502 ins Leben gerufen, dessen Ziel es ist, auf rechnerischem Wege die Weglänge x in Abhängigkeit von Anlage und Staub zu ermitteln. Als Eingangsdaten sollen lediglich die spezifischen Stoffdaten des Staubes sowie die Geometrie der Rohrleitung bzw. der Aufbau der Anlage am Rohrein- und -ausgang dienen. Das bedeutet nichts anderes, als dass man die Flammenfrontgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Zeit nach der Explosionszündung bzw. nach dem Eintrittszeitpunkt in das Rohr mathematisch simulieren möchte. Ausgangsbasis für das zu entwickelnde Simulationsprogramm sollen einschlägige Messdaten sein, die auf dem Versuchsgelände der FSA/BGN im Laufe der Jahre gewonnen wurden.

1.3 Stand des Projekts zu Beginn der Arbeit

Bei Antritt der Bachelorarbeit lag das Ergebnis eines ersten Versuchs vor, Messdaten von Flammenfrontgeschwindigkeiten vom Versuchsgelände in Kappelrodeck zu simulieren. Dieses Ergebnis war nicht zufriedenstellend.

Die vorliegenden Messdaten wurden an einer Versuchsanlage gewonnen, die im Wesentlichen aus zwei Behältern bestand, welche durch eine 34,3 m lange Rohrstrecke (DN 300) miteinander verbunden waren (Abbildung 1.3). Im Rohr herrschte eine Produktfördergeschwindigkeit von 16 m/s, wobei als Produkt Maisstärke zum Einsatz kam. Dem zweiten Behälter waren ein Staubabscheider sowie ein Verdichter, der für den benötigten Gasvolumenstrom in der Verbindungsleitung sorgte, nachgeschaltet. An der Wand des Behälters 1 befanden sich Druckluftflaschen, die dem Einblasen eines Staub/Luft-Gemisches in den Behälter dienten. Nach dem Einblasen des Staubes wurde dieser nach einer Verzögerungszeit von t_v zentral im Behälter gezündet. Hierdurch kam es zur Durchzündung des Luft/Staub-Gemisches durch die Rohrleitung hindurch in Richtung des zweiten Behälters. In definierten Abständen entlang der Rohrleitung befanden sich Lichtsensoren, die das Eintreffen der Flammenfront durch ein Spannungssignal markierten.

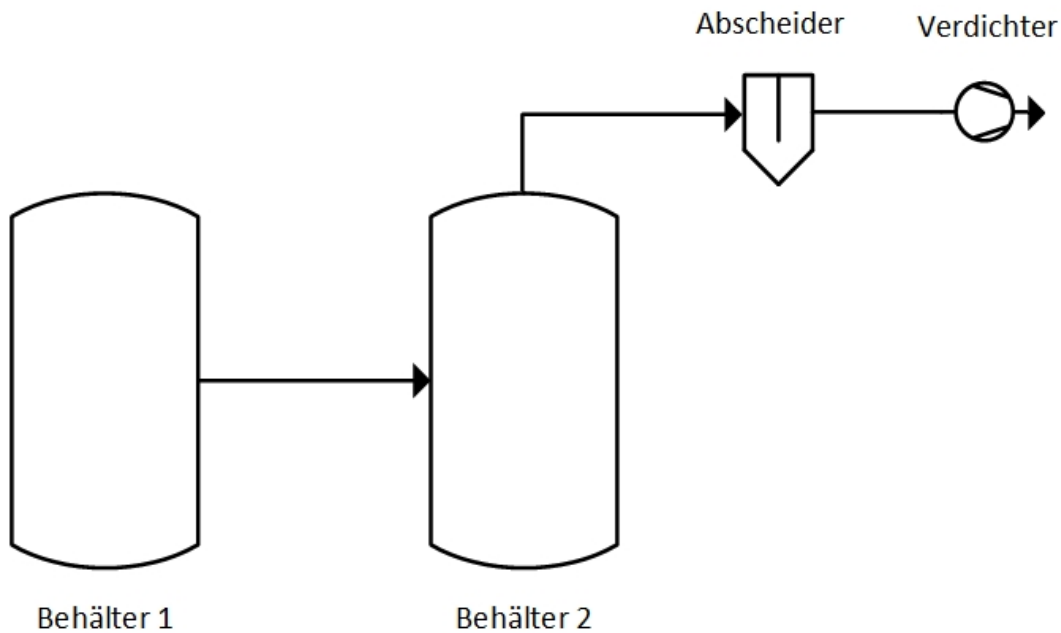


Abbildung 1.3: Skizze der Versuchsanordnung zur Bestimmung der Flammenfrontgeschwindigkeit in einer Rohrleitung zwischen zwei Behältern.

Die erhaltenen Daten umfassen das Einblassignal, das Zündsignal und die zeitlichen Druckverläufe $p(t)$ in den Behältern 1 und 2 und damit auch die maximalen reduzierten Explosionsdrücke p_{red} sowie die maximalen Druckanstiegsgeschwindigkeiten dp/dt in den Behältern. Auch aus der Rohrleitung liegen Druckmessdaten von 2 Messstellen vor. Weiterhin wurden die Spannungssignale der 12 Lichtsensoren aufgezeichnet. Aus letztgenannten Daten wurde für jeden Versuch der Datensatz Flammenfrontweg versus Zeit und daraus durch zeitliche Ableitung der Datensatz Flammenfrontgeschwindigkeit versus Zeit gebildet. Ein Beispiel aus Versuch Nr. 6 zeigt Abbildung 1.4.

Desweiteren existierte zu Beginn der Bachelorarbeit eine Programmoberfläche (Abbildung 1.5), die mit Hilfe der Programmiersprache VisualBASIC (Version 6.0) erstellt wurde. Hiermit ließen sich berechnete Geschwindigkeitsprofile darstellen und zum Vergleich gemessenen Geschwindigkeitsprofile einlesen.

Die FSA verfügt über ein Programm namens DESC der norwegischen Firma GexCon. Dieses Programm basiert auf einem CFD-Code, mit dem der Ablauf von Staubexplosionen in beliebigen Geometrien simuliert werden kann. Der Modellierungs- und Rechenaufwand bei der Arbeit mit DESC ist jedoch sehr hoch, weshalb es für die Ermittlung der Ansprechzeit x ungeeignet ist. Außerdem benötigt das Programm stoffspezifische physikalische Daten der Stäube (z. B. die Verbrennungswärme), die derzeit näherungsweise nur für Maisstärke vorliegen. Im Verlauf des Projektes F-05-0502 sollte DESC dazu verwendet werden, um ein selbst entwickeltes Rechenmodell neben experimentellen Prüfungen zusätzlich zu testen. Zur Beschaffung der dazu fehlenden stoffspezifischen Daten der Stäube existierte die Idee, dafür die sicherheitstechnischen Kenngrößen p_{max} und K_{St} -Wert heranzuziehen, da in diesen Zahlen Größen wie Verbrennungswärme und Verbrennungsgeschwindigkeit stecken müssen.

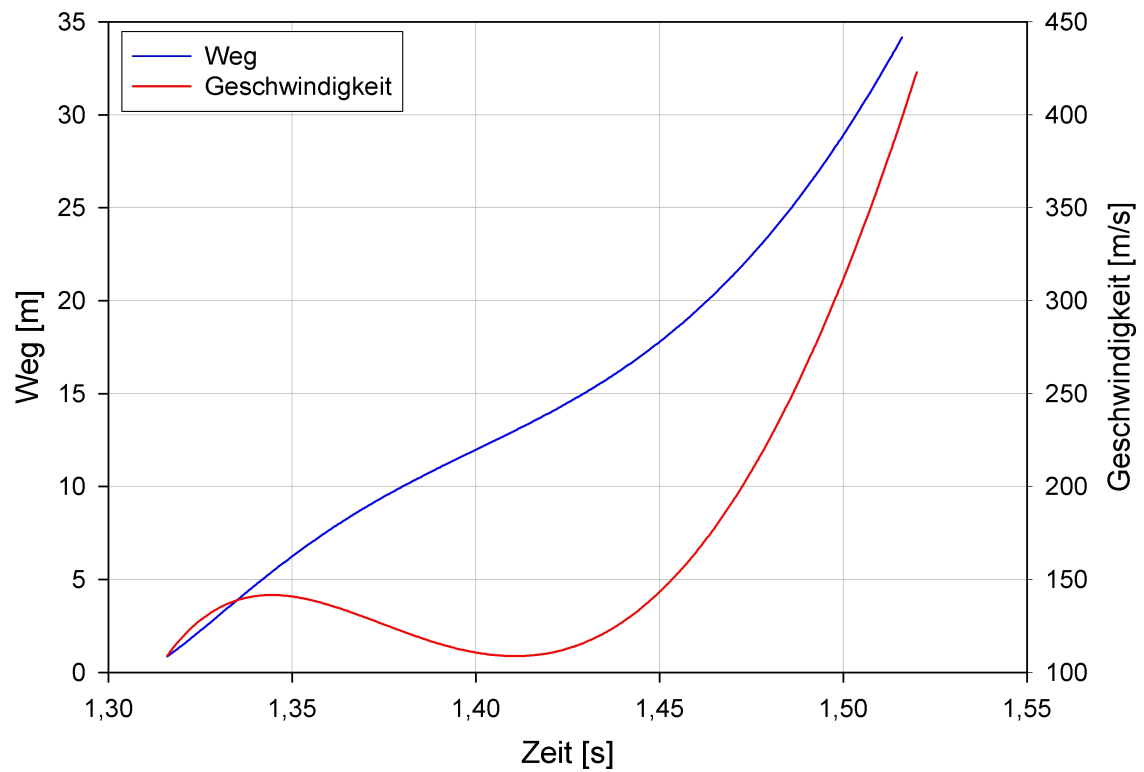


Abbildung 1.4: Zurückgelegter Weg und Geschwindigkeit der Flammenfront im Rohr in Abhängigkeit der Zeit nach dem Zündzeitpunkt (Versuch Nr. 6).

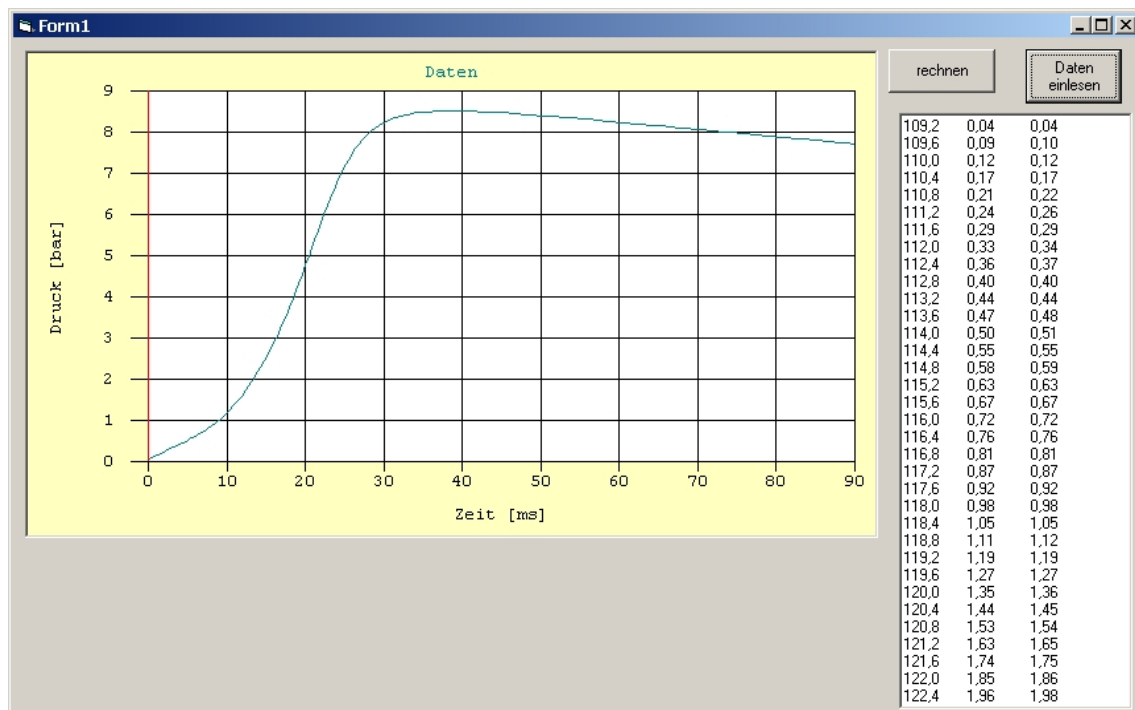


Abbildung 1.5: Programmoberfläche, die zu Beginn der Bachelorarbeit existierte.

1.4 Zielsetzung

Ziel dieser Arbeit war es, ein Modell zur Berechnung von zeitabhängigen Flammenfrontgeschwindigkeiten in Rohrleitungen zu entwickeln, welches die vorliegenden Messdaten aus den Experimenten von der Versuchsanlage in Kappelrodeck wiederzugeben vermag. Das Modell sollte folgende Eigenschaften besitzen:

- Einfache Handhabung.
- Schnelle Dateneingabe und schnelle Ergebnisausgabe.
- Abweichungen zwischen Mess- und Rechenergebnissen möglichst kleiner als 15 %.

Eingangsparameter in das Modell sollten nach Möglichkeit lediglich Größen sein, die sich ohne großen Aufwand gewinnen lassen. Beispielsweise sollten sich sicherheitstechnische Kenngrößen wie p_{\max} oder K_{St} direkt verwenden lassen oder Daten, die durch einfache Versuche an der 20 l-Kugel gewonnen werden können etc.. Aus diesen Forderungen und aufgrund der Idee, dass die sicherheitstechnischen Kenngrößen mit der für die Simulation der Verbrennung wichtigen physikalischen Größen zusammenhängen müssen, ergab sich eine Dreigliederung der Arbeit mit folgenden Unterzielen:

1. Entwicklung eines Modells zur Simulation des Explosionsablaufs eines Maisstärke/Luft-Gemisches in der 20 l-Kugel.
2. Nutzung dieses Modells zur Beschaffung der für eine Berechnung der Verbrennung notwendigen physikalischen Daten für Maisstärke.
3. Programmierung eines Rechenmodells zur Bestimmung von zeitabhängigen Flammenfrontgeschwindigkeiten in Rohrleitungen.

Kapitel 2

Zwei-Zonen-Modell für die 20 l-Kugel

2.1 Sinn der Modellentwicklung

Mit der Entwicklung eines Modells zur Berechnung der Verbrennung eines Maisstärke/Luft-Gemisches in der 20 l-Kugel wurden zwei Ziele verfolgt. Zum einen sollte geprüft werden, ob sich der Vorgang einer Deflagration eines Maisstärke/Luft-Gemisches unter den vergleichsweise simplen Randbedingungen der 20 l-Kugel überhaupt mit einem einfachen Modell abbilden lässt. Zum anderen sollte – im Falle einer erfolgreichen Modellentwicklung – das Modell dazu benutzt werden, um unbekannte physikalische Größen der Maisstärke (Verbrennungswärme, Wärmekapazität etc.), deren Kenntnis für die Simulation der Maisstärke-Verbrennung wichtig sind, abzuleiten.

2.2 Zwei-Zonen-Modell

2.2.1 Datenaufarbeitung

Zunächst wurden ältere, lediglich analog vorliegende Druckanstiegskurven, die mit Hilfe der 20 l-Kugel für Maisstärke gewonnen wurden, manuell ausgewertet, d. h. in ein digitales Format überführt (Abbildung 2.1). Die manuell abgelesenen Punkte der Druckkurven wurden in den Rechner eingegeben und mit Hilfe der Software TableCurve 2D gefittet, so dass eine ausreichende Anzahl an Messpunkten zwischen zwei Wertepaaren entstand. Diese Aufarbeitung der Daten war notwendig, da zur Überprüfung der Simulation Referenzwerte benötigt wurden.

Für die Auswertung wurden Kurven ausgewählt, bei denen pyrotechnische Zünder mit kleinstmöglichem Energieinhalt E_z verwendet wurden. Im vorliegenden Fall waren das pyrotechnische Zünder mit $E_z = 100$ J. Auf den niedrigen Energieinhalt wurde deshalb Wert gelegt, weil der Einfluss des Zünders auf den Ablauf der Verbrennung und die maximale Höhe der Druckkurve möglichst klein gehalten werden sollte. Die Maisstärkekonzentration in der 20 l-Kugel lag bei diesen Versuchen bei $c = 250$ g/m³.

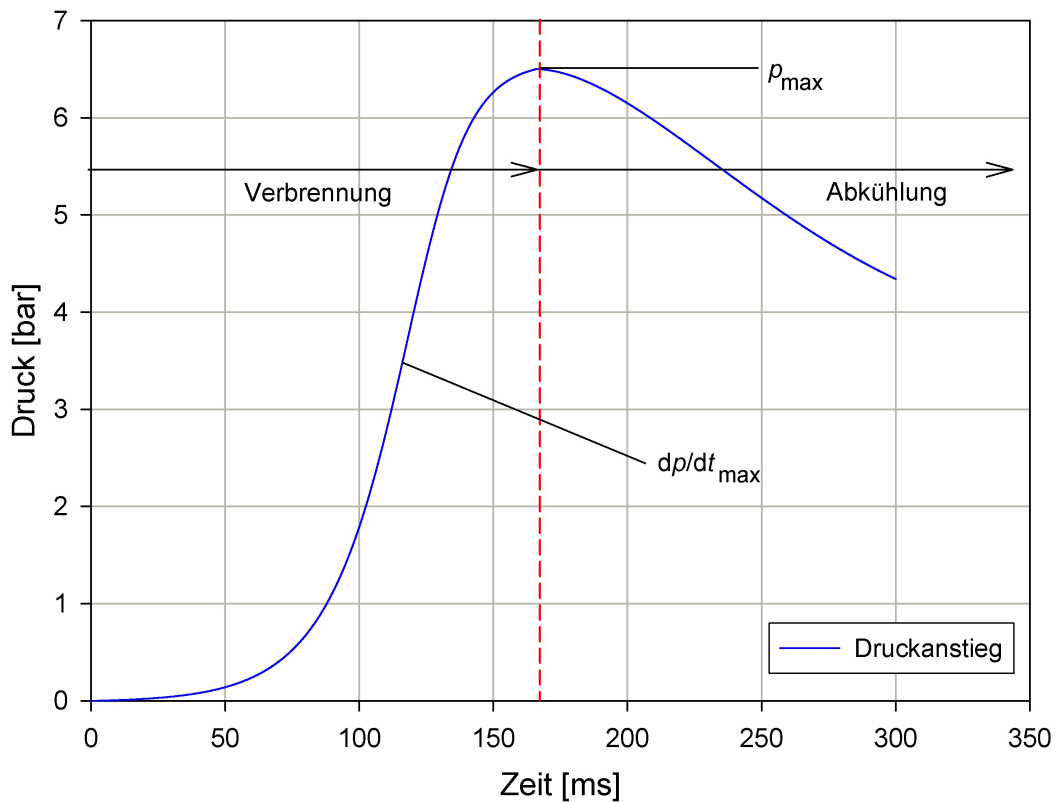


Abbildung 2.1: Aufgearbeitete Druckverlaufskurve für Maisstärke in der 20l-Kugel ($E_z = 100 \text{ J}$, $c = 250 \text{ c/m}^3$).

2.2.2 Berechnung der Druckwerte $p(t)$

Um den Druck in der 20l-Kugel zum Zeitpunkt t zu berechnen, wurde die ideale Gasgleichung (2.1) herangezogen.

$$p(t) = \frac{n \cdot R \cdot T(t)}{V} \quad (2.1)$$

$V = 0,02 \text{ m}^3$ entspricht dem Volumen der 20l-Kugel und n der Stoffmenge an Luft in ihrem Inneren. Somit wird davon ausgegangen, dass der Druckanstieg nur über die Erwärmung der Luft erfolgt. Die Stoffmenge an Luft wurde mit den Anfangsbedingungen $p_A = 100.000 \text{ Pa}$ und $T_A = 293 \text{ K}$ zu $n = 0,821 \text{ mol}$ berechnet.

Die steigende Lufttemperatur ist eine Folge der Verbrennung der Maisstärke, die die Explosion ausmacht. Sie berechnet sich über die aus der Explosion resultierenden Wärmeenergie zu

$$Q_{\text{ges}}(t) = (m_L \cdot c_L + m_S \cdot c_S) \cdot \Delta T(t) \quad (2.2)$$

$\Delta T(t) = T(t) - T_A$ ist die Temperaturdifferenz zwischen der momentan in der Kugel herrschenden Temperatur $T(t)$ und der Anfangstemperatur T_A . In (2.2) wird berücksichtigt, dass die durch die Verbrennung produzierte Wärmeenergie sowohl in die

Erwärmung der Luft mit der Masse m_L fließt als auch in die Erwärmung des Staubes mit der Masse m_S . Hierbei ist die Temperatur sowohl von der Luft- als auch von der Staubmasse abhängig. Umstellen von (2.2) liefert

$$T(t) = T_A + \frac{Q_{\text{ges}}(t)}{(m_L \cdot c_L + m_S \cdot c_S)} \quad (2.3)$$

Da die Wärmekapazität von Maisstärke c_S nicht in der Literatur zu finden war, galt es diese zu bestimmen (Abschnitt 3.5). Desweiteren war zu überprüfen, ob die ideale Gasgleichung in diesem Fall angewendet werden kann. Dies wurde experimentell erledigt, indem in der 20 l-Kugel Maisstärkeexplosionen durchgeführt und dabei parallel Temperatur und Druck gemessen wurden. Einsetzen dieser Messwert-Paare in (2.1) lieferte den Beweis für die Anwendbarkeit der idealen Gasgleichung (Abschnitt 3.7).

2.2.3 Wärmeproduktion durch eine infinitesimal dünne, expandierende Flammenfront

Da das Modell der Verbrennung eines Staub/Luft-Gemisches in der 20 l-Kugel möglichst einfach sein sollte, wurde zunächst eine infinitesimal dünne, kugelsymmetrische Flammenfront angenommen, die sich vom Zentrum der 20 l-Kugel gleichmäßig nach außen hin mit der Geschwindigkeit

$$v_F = v_l \cdot f_t \quad (2.4)$$

ausbreitet. Dabei ist v_l die laminare Flammenfrontgeschwindigkeit von Maisstärke und f_t ein fester Korrekturfaktor, der den Einfluss der Turbulenz auf die laminare Flammenfrontgeschwindigkeit beschreibt. Wie aus zahlreichen Versuchen bekannt ist, erhöht auftretende Turbulenz die Flammenfrontgeschwindigkeit oftmals um ein Vielfaches. Die Flamme der Explosion verhält sich also wie eine expandierende Kugelschale minimaler Dicke, die in den aufgewirbelten Staub eintritt und durch diesen durchläuft, bis diese auf die Innenwand der 20 l-Kugel trifft.

Nimmt man (2.4) als gültig an, so kann zu einem bestimmten Zeitpunkt t_2 der zurückgelegte Weg s der Flammenfront, also der Außenradius $r_{\text{außen}}$ der expandierenden Kugelschale, bestimmt werden mit

$$s(t_2) = r_{\text{außen}} = v_F \cdot t_2 \quad (2.5)$$

Das gleiche gilt für einen weiter innen liegenden Radius r_{innen} zu einem früheren Zeitpunkt t_1 . Die Zeitspanne

$$dt = t_2 - t_1 \quad (2.6)$$

entspricht hierbei der Brenndauer der Partikel, die sich zwischen den beiden Kugelschalen zu den Zeitpunkten t_2 und t_1 befinden, wie Abbildung 2.2 verdeutlicht.

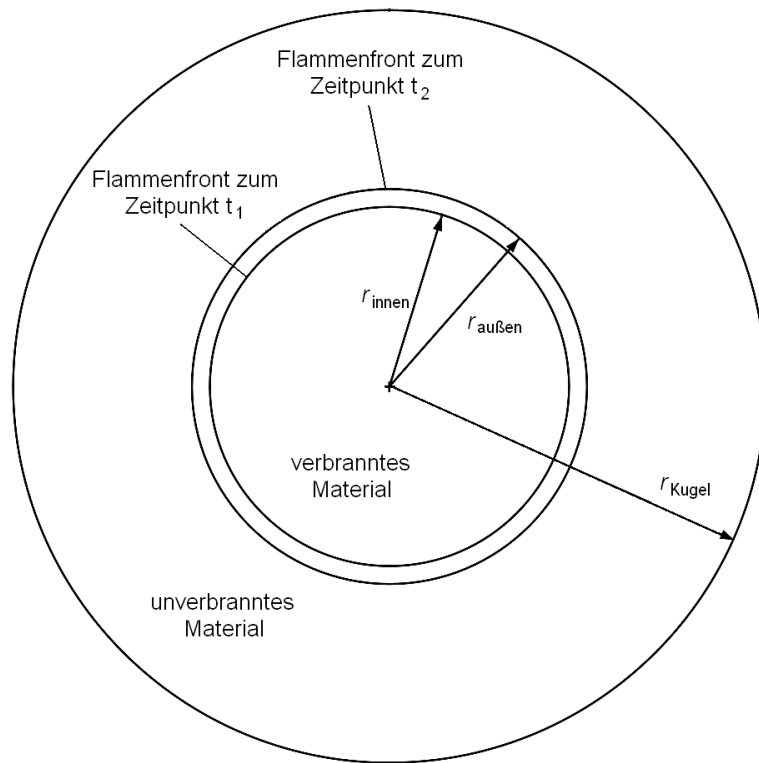


Abbildung 2.2: Skizze des zwei-Zonen-Modell.

Im Rechenprogramm wird dies mit Hilfe einer Schleife für die Zeit-Variable realisiert, in der für jeden Durchlauf (d. h. jeden Zeitschritt) jeweils die beiden Radien neu berechnet werden. Die Radien wachsen folglich mit der Zeit. Das Volumen V_b zwischen den beiden Kugelschalen, welches die brennende Zone des Staub/Luft-Gemisches darstellt, kann somit zu einem bestimmten Zeitpunkt t mit der Formel

$$V_b(t) = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot (r_{\text{außen}}^3(t) - r_{\text{innen}}^3(t)) \quad (2.7)$$

ausgedrückt werden. Aufgrund der Tatsache, dass die Verbrennung der Partikel nur einen Zeitschritt lang dauert, entsteht ein zwei-Zonen-Modell. In der äußeren Zone (vor der Flammenfront) wird von gänzlich unverbranntem Material ausgegangen, während in der inneren Zone (hinter der Flammenfront) von vollständig verbranntem Material ausgegangen wird (Abbildung 2.2).

Durch die Verbrennung der Partikel wird dem System Wärme zugeführt. Dies wird durch (2.8) beschrieben.

$$Q_b = \chi \cdot H_0 \cdot V_b \cdot c \quad (2.8)$$

Hierbei ist H_0 der Brennwert der Maisstärke und gibt die frei werdende Energie pro kg in J/kg an. Da für diese Größe kein Literaturwert zu finden war, galt es diese zu bestimmen. Die Staubkonzentration innerhalb der 20 l-Kugel wird über c beschrieben. Sie ergibt sich aus dem Quotient der eingeblasenen Maisstärkemasse und dem Volumen der 20 l-Kugel. Da bei derartigen Explosionen nur ein Teil des Staubes verbrennt, gibt χ die Fraktion des Staubes an, die verbrannt ist. Diese Fraktion wurde im Rahmen

der Simulation ermittelt. Da dieser Anteil einen direkten Einfluss auf den maximalen Explosionsdruck hat, wurde dieser nach genauer Bestimmung der restlichen Simulationsparameter passend gewählt.

2.2.4 Berechnung des Wärmeverlusts

Gleichzeitig zur Wärmeproduktion geht Wärmeenergie durch Verlustmechanismen über die Systemgrenze (Innenwand der 20l-Kugel) verloren. Dies geschieht durch Strahlungs- und Wärmeleitungsprozesse.

2.2.4.1 Wärmeverlust durch Strahlung

Beim Wärmeverlust durch Strahlung ist zu berücksichtigen, dass die von den heißen Partikeln ausgehende Strahlungsenergie teilweise an der Innenwand der Kugel reflektiert wird. Nur der nicht-reflektierte Anteil fließt aus dem System als Strahlungsverlust ab. Dabei kommt nur ein Teil der ausgesandten Strahlung an der Kugelwand an, weil die Strahlung auf dem Weg von den heißen Partikel zur Kugelwand durch dort vorhandene kühle Partikel teilweise absorbiert wird (Abbildung 2.3).

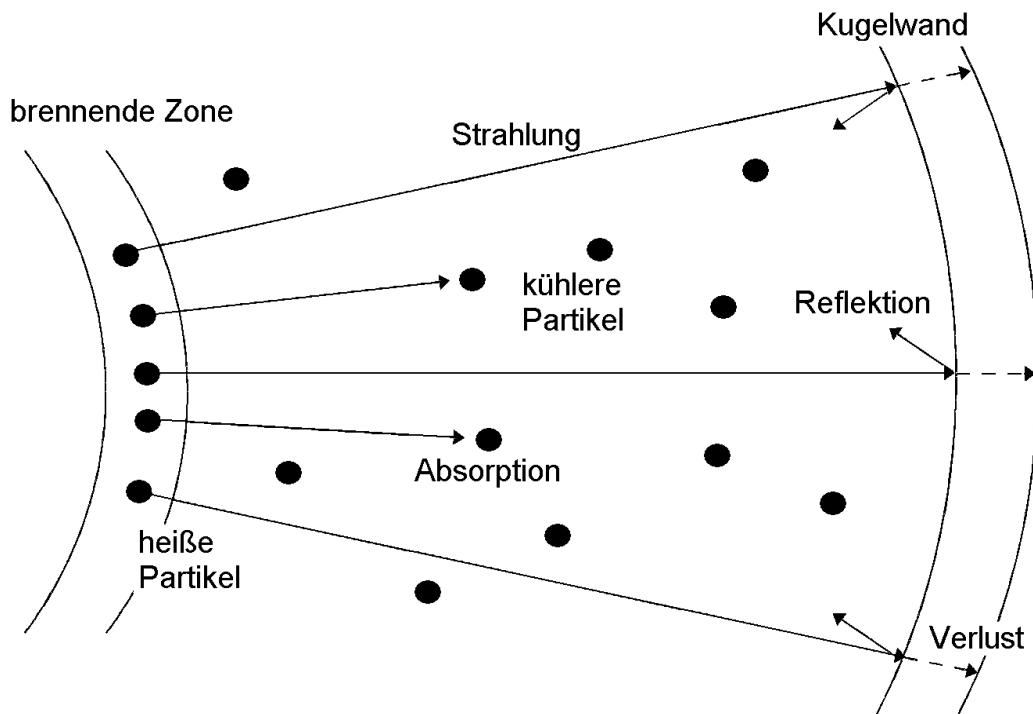


Abbildung 2.3: Mechanismus des Energieverlusts durch Wärmestrahlung (Skizze).

Die von der Oberfläche der heißen Partikel in der Flammenfront emittierte Strahlungsenergie pro Zeitintervall dt in Richtung der Kugelwand ist gegeben durch

$$Q_{\text{em}} = \varepsilon_{\text{P}} \cdot \sigma \cdot A_{\text{S}} \cdot T_{\text{P}}^4 \cdot dt \quad (2.9)$$

Bis auf die Faktoren dt und ε_P ist Gleichung (2.9) das Stefan-Boltzmann-Gesetz, welches die von einem idealen schwarzen Körper ausgehende Strahlungsleistung angibt. Die Multiplikation mit der Zeitspanne dt macht aus der Strahlungsleistung eine Strahlungsenergie. Mit dem Emissionskoeffizienten der Partikel ε_P wird multipliziert, weil es sich bei den Staubpartikeln nicht um ideale schwarze Körper ($\varepsilon = 1$) handelt, sondern näherungsweise um sogenannte graue Körper ($\varepsilon < 1$). Der Koeffizient ε_P war unbekannt und musste im Experiment bestimmt werden (Abschnitt 3.1).

In (2.9) ist σ die Stefan-Boltzmann-Konstante.

A_S ist die strahlende Fläche, von der die Strahlung in Richtung der Kugelinnenwand ausgesandt wird. In diesem Fall ist A_S der Teil der Oberfläche der heißen Staubteilchen in der Flammenfront, welche der Kugelinnenwand zugewandt ist. Mit dieser Annahme lässt sich ein Zusammenhang zwischen der Fläche der expandierenden Kugelschale mit Radius $r_{\text{außen}}$ („äußere Oberfläche“) zu der Oberfläche der sich in ihr befindlichen Staubpartikel herstellen. Vereinfachend wird für die Berechnung von A_S angenommen, dass die Staubpartikel innerhalb der Flammenfront alle auf der äußeren Oberfläche von selbiger liegen. Weiterhin wird die Annahme getroffen, dass an jedem Ort in der 20 l-Kugel eine Staubkonzentration von 250 g/m^3 herrscht. Mit Hilfe von (2.7) lässt sich somit die Masse der strahlenden Staubpartikel im Brennvolumen bestimmen. Nach [1] wird die Partikelgrößenverteilung (Abbildung 2.4) verwendet, um zunächst die volumenspezifische Oberfläche A_{vs} zu berechnen, welche anschließend mit der Partikeldichte ρ_P über (2.10) in die massenspezifische Oberfläche A_{ms} umgerechnet wird.

$$A_{ms} = \frac{A_{vs}}{\rho_P} \quad (2.10)$$

Hieraus lässt sich über die bereits bestimmte Staubmasse innerhalb des Brennvolumens die gesamte Oberfläche der Partikel im Brennvolumen berechnen. Wenn man diese Gesamtfläche durch 4 teilt, erhält man die Gesamtheit aller Projektionsflächen der Partikel im Brennvolumen:

$$A_S = \frac{A_{ms} \cdot m_S}{4} \quad (2.11)$$

Diese Projektionsfläche ist in guter Näherung der Oberflächenteil der heißen Partikel, von dem Energie in Richtung der Innenwand der 20 l-Kugel abgestrahlt wird. Mit A_S und der Oberfläche der Flammenfront $A_{F1} = 4 \cdot \pi \cdot r_{\text{außen}}^2$ lässt sich Verhältnis ξ der beiden Flächengrößen berechnen:

$$\xi = \frac{A_S}{A_{F1}} \quad (2.12)$$

Dieses Verhältnis wurde im Programmcode gemäß (2.13) verwendet, um aus der Oberfläche der Flammenfront die strahlende Fläche A_S zu berechnen

$$A_S = \xi \cdot 4 \cdot \pi \cdot r_{\text{außen}}^2 \quad (2.13)$$

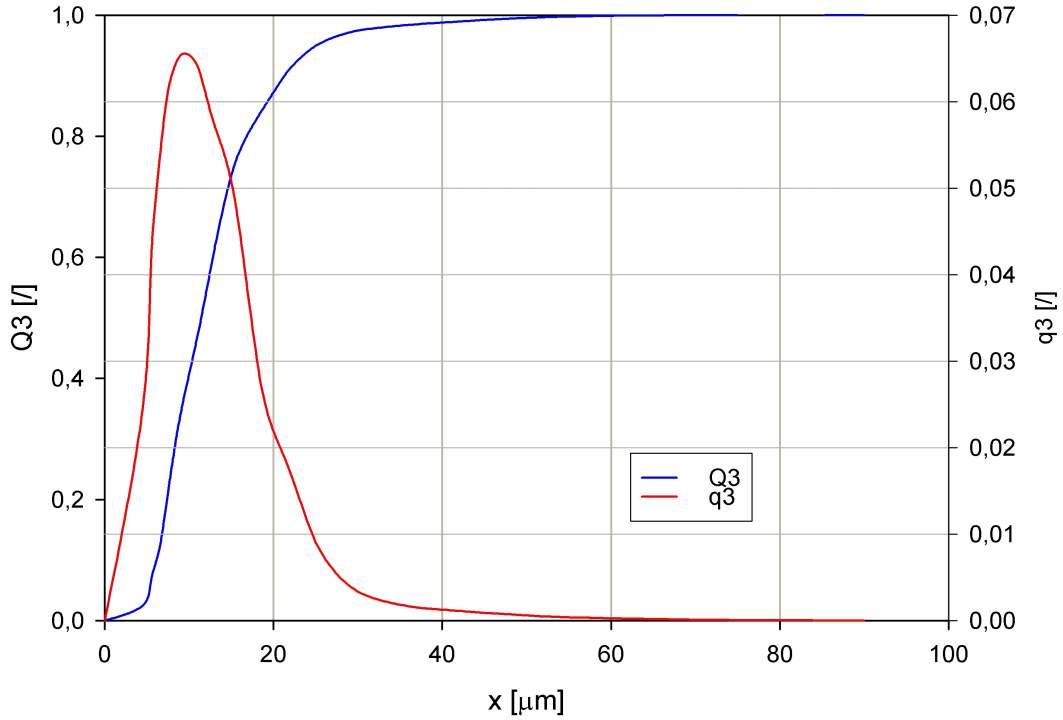


Abbildung 2.4: Partikelgrößenverteilung von Maisstärke.

In (2.9) ist T_P die Partikeltemperatur. Diese wird mit einer Flammentemperatur von $T_F = 2.000 \text{ K}$ identifiziert. Diese Flammentemperatur wurde im Labor durch Messung an einer Kerzenflamme bestimmt. Warum

$$T_P = T_F = 2.000 \text{ K} \quad (2.14)$$

gilt, wird im Folgenden begründet.

Mit Gleichung (2.15) kann gemäß [2] die über das Partikelvolumen gemittelte Temperatur \bar{T}_P in Abhängigkeit der Verweildauer t des Partikels in einem warmen, homogenen Medium berechnet werden. Hier ist das Medium in erster Linie heiße Luft, nämlich das Gas in der Flamme mit T_F .

$$\bar{T}_P = T_F - \left((T_F - T_0) \cdot \exp \left(- \frac{\bar{\zeta}_P}{\rho_P \cdot c_S \cdot \frac{d}{6}} \cdot t \right) \right) \quad (2.15)$$

In (2.15) sind T_0 die Temperatur des betrachteten Partikels vor der Zündung, $\bar{\zeta}_P$ der gemittelter Wärmeübergangskoeffizient, ρ_P die Partikeldichte, c_S die Wärmekapazität der Partikel und d der Partikeldurchmesser. Als Partikeldurchmesser wurde der Medianwert der Partikelgrößenverteilung gewählt. Der gemittelte Wärmeübergangskoeffizient $\bar{\zeta}_P$ ergibt sich mit der Wärmeleitfähigkeit des Partikels ϑ aus der dimensionslosen Nusselt-Zahl N_u , welche wiederum von der Fourier-Zahl F_o abhängt:

$$\bar{\zeta}_P = \frac{N_u \cdot \vartheta}{d} \quad (2.16)$$

$$N_u = \sqrt{\left(\frac{2}{3} \cdot \pi^2\right)^2 + \frac{4}{\pi} \cdot \frac{1}{F_o}} \quad (2.17)$$

$$F_o = \frac{\vartheta \cdot t}{\rho_P \cdot c_S \cdot d^2} \quad (2.18)$$

Die sich hieraus ergebende mittlere Partikeltemperatur \bar{T}_P in Abhängigkeit der Aufenthaltsdauer des Partikels in der Flamme ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Hieraus ist ersichtlich, dass ein Partikel innerhalb von $t \approx 0,5$ ms die Flammentemperatur annimmt. Vergleicht man diese Zeitspanne mit der Dauer des Druckerstiegs bzw. des Brennvorgangs in der 20 l-Kugel (Abbildung 2.1), so zeigt sich, dass der Brennvorgang um mehr als einen Faktor 300 größer ist als die Aufheizzeit eines Partikels. Im Simulationsprogramm wurde als Zeitschritt $dt = 1$ ms gewählt, d. h. die Partikel befinden sich 1 ms lang im Brennvolumen. Gleichung (2.14) ist also gültig.

Bei der Berechnung des Wärmeverlusts durch Strahlung werden die Wärmekapazität, die Dichte sowie die Wärmeleitfähigkeit der verwendeten Maisstärkepartikel benötigt. Diese galt es ebenfalls zu bestimmen bzw. zu beschaffen (Abschnitt 3.5).

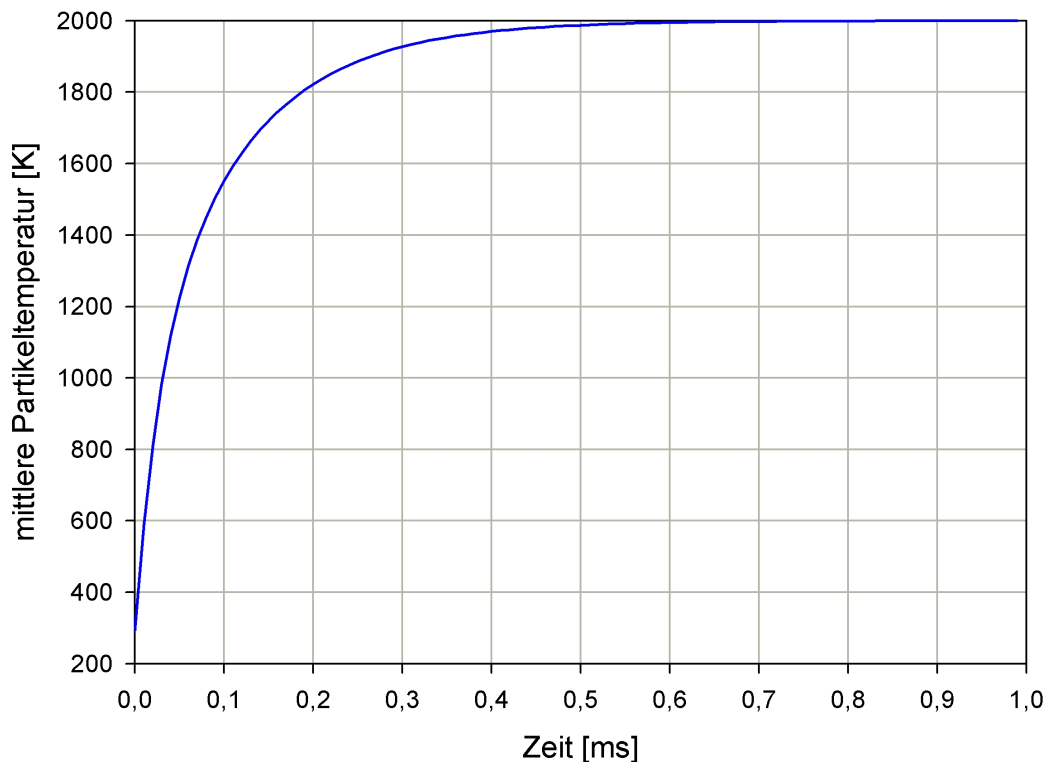


Abbildung 2.5: Mittlere Partikeltemperatur in Abhängigkeit der Aufenthaltsdauer des Partikels in einer Flamme mit $T_F = 2.000$ K.

Ein Teil der von den heißen Partikeln im Brennvolumen emittierten Strahlungsenergie Q_{em} wird auf dem Weg zur Innenwand der 20 l-Kugel von dort befindlichen kühleren

Staubpartikeln absorbiert. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, wurde das Lambert-Beer-Gesetz (2.19) herangezogen. Dieses beschreibt die Abschwächung eines Lichtstrahls der ursprünglichen Intensität I_0 beim Durchdringen eines heterogenen Mediums auf dem Weg mit der Länge l .

$$I = I_0 \cdot \exp(-\kappa \cdot c \cdot l) \quad (2.19)$$

Der Extinktionskoeffizient κ für Maisstärke wurde mit dem Staubkonzentrationsmessgerät SKG 5 der FSA bei einer Lichtwellenlänge von $\lambda = 1 \mu\text{m}$ zu $123 \text{ m}^2/\text{kg}$ bestimmt. Da der Großteil der Energieabstrahlung von 2.000 K heißen Partikeln ebenfalls im Spektralbereich um $\lambda = 1 \mu\text{m}$ stattfindet, kann dieser Extinktionskoeffizient in guter Näherung übernommen werden [4].

Beim Explosionsvorgang in der 20l-Kugel ist l die Differenz zwischen dem Radius der Innenwand der 20l-Kugel r_{Kugel} und dem Radius der Flammenfront $r_{\text{außen}}$. Damit ergibt sich für den Teil der von den heißen Partikeln emittierten Wärmeenergie, der an der Innenwand der 20l-Kugel ankommt, die Gleichung

$$Q_a = \varepsilon_P \cdot \sigma \cdot A_S \cdot T_P^4 \cdot \exp(-\kappa \cdot c \cdot (r_{\text{Kugel}} - r_{\text{außen}})) \cdot dt \quad (2.20)$$

Wie in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt ist, wird ein Teil der an der Kugelinnenwand ankommenden Strahlungsenergie Q_a dort reflektiert. Der verbleibende Anteil tritt als Strahlungsverlust aus dem System aus. Die Reflektion lässt sich mit dem Reflektionskoeffizienten γ beschreiben, der mit dem Absorptionskoeffizienten α_K der Kugelinnenwand gemäß

$$\gamma = 1 - \alpha_K \quad (2.21)$$

zusammenhängt. Im Falle der Innenwand der 20l-Kugel kann der Absorptionskoeffizient α_K in guter Näherung mit dem Emissionskoeffizienten der Kugelinnenwand ε_K identifiziert werden. Die Gleichung, die den gesamten Wärmeverlust durch Strahlung aus dem System beschreibt, wird damit

$$Q_{\text{SV}} = (1 - \varepsilon_K) \cdot \varepsilon_P \cdot \sigma \cdot A_S \cdot T_P^4 \cdot \exp(-\kappa \cdot c \cdot (r_{\text{Kugel}} - r_{\text{außen}})) \cdot dt \quad (2.22)$$

Demnach galt es, einen zweiten Emissionskoeffizienten, nämlich den der Kugelinnenwand ε_K , zu bestimmen (Abschnitt 3.2).

2.2.4.2 Wärmeverlust durch Konduktion

Der Effekt der Konduktion wird mit der Annahme begründet, dass die Wärme im gesamten System homogen zunimmt. Daher bleiben räumliche Temperaturgradienten innerhalb der Kugel aus. Der Energieverlust über die Wärmeleitung durch die Wand der 20l-Kugel mit der Fläche A_K hindurch kann nach (2.23) berechnet werden.

$$Q_{\text{KV}} = \zeta_K \cdot A_K \cdot (T_G - T_A) \cdot dt \quad (2.23)$$

ζ_K ist hierbei der Wärmeübergangskoeffizient vom Medium in der Kugel in die Kugelwand. Aufgrund der Komplexität wurde auf eine rechnerische Bestimmung von ζ_K verzichtet. Stattdessen wurde ζ_K so angepasst, dass die gemessene abfallende Druckflanke in der Simulation exakt wiedergegeben wurde (Abschnitt 3.3).

T_G ist die Temperatur des Gases in der Kugel. Die Kugelwandtemperatur wurde wegen der Kürze des Explosionsvorganges mit der Umgebungstemperatur T_A identifiziert.

2.2.5 Berücksichtigung der Turbulenz

Mit den in Kapitel 3 bestimmten physikalischen Größen deckt das zwei-Zonen-Modell in guter Näherung den Druckverlauf der 20 l-Kugel ab (Abbildung 2.6). Für die Rechnung, die dem Simulationsergebnis aus Abbildung 2.6 zugrunde liegt, wurde zunächst eine laminare Flammengeschwindigkeit von $v_1 = 0,144$ m/s angenommen. Dieser Wert stammt aus der Datenbank des Programms DESC der Firma GexCon. Es stellte sich schnell heraus, dass dieser Wert um ein Vielfaches zu klein ist, um den gemessenen zeitlichen Druckverlauf abzubilden. Gemäß (2.4) wurde deshalb der Korrekturfaktor mit $f_t = 6,0$ angenommen, was die berechnete Druckkurve aus Abbildung 2.6 lieferte. Die Diskrepanz, die zwischen gemessener und berechneter Druckkurve besteht, beruht im Wesentlichen auf der Annahme, dass die Verbrennungsgeschwindigkeit konstant ist und sich in der Form (2.4) beschreiben lässt. Diese Annahme ist offenbar zu einfach.

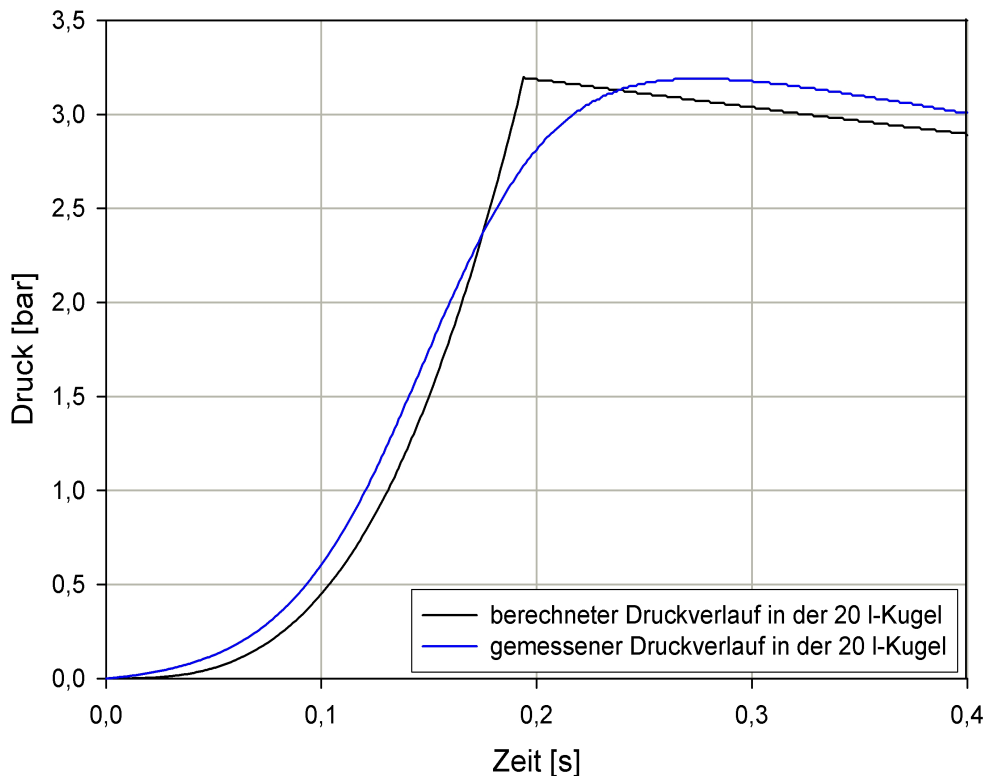


Abbildung 2.6: Vergleich zwischen gemessener und berechneter (zwei-Zonen-Modell) zeitlicher Druckentwicklung für eine Maisstärkeexplosion in der 20 l-Kugel. Die Messdaten stammen aus Versuch Nr. 1 der Versuchsreihe 2 (Abschnitt 3.7.2.2).

Auch mit einem drei-Zonen-Modell lässt sich unter der Annahme konstanter Verbrennungsgeschwindigkeit keine wesentliche Verbesserung der Simulationsergebnisse erzielen (Kapitel 4). Das führte zu dem Schluss, dass die Verbrennungsgeschwindigkeit in der 20l-Kugel zeitabhängig sein muss. Verantwortlich für diese Zeitabhängigkeit dürfte in erster Linie das Phänomen der Turbulenz sein, die erwiesenermaßen einen großen Einfluss auf die Verbrennungsgeschwindigkeit in Staub/Luft-Gemischen hat.

Im zwei-Zonen-Modell wurde der Einfluss der Turbulenz auf die Verbrennungsgeschwindigkeit empirisch bestimmt, da aufwändige Berechnungsalgorithmen per Zielsetzung in Abschnitt 1.4 vermieden werden sollten. Hierzu wurde dem Programmcode der Simulation eine weitere Schleife einprogrammiert, die bei jedem Durchlauf, ausgehend von $v = 0 \text{ m/s}$, die Verbrennungsgeschwindigkeit um $0,01 \text{ m/s}$ bis zum Wert $v = 10 \text{ m/s}$ anhebt. Als Abbruchbedingung gilt, dass der mit der gerade aktuellen Geschwindigkeit v berechnete Druck größer oder gleich dem gemessenen Druck ist. Mit dieser Methode entstand das Ergebnis, welches in Abbildung 2.7 dargestellt ist. Gemessener und berechneter zeitlicher Druckverlauf stimmen nun fast genau überein. Die rote Kurve in der Abbildung ist die Verbrennungsgeschwindigkeit als Funktion der Zeit. Es zeigt sich ein deutlicher Peak zu Beginn der Explosion. Dieser entsteht, weil im Simulationsprogramm die Energie des pyrotechnischen Zünders nicht berücksichtigt ist. Nach der Zündung schließt sich ein Abschnitt mit einer Verbrennungsgeschwindigkeit um $v = 1 \text{ m/s}$ an. Gegen Ende der Verbrennung geht die Verbrennungsgeschwindigkeit

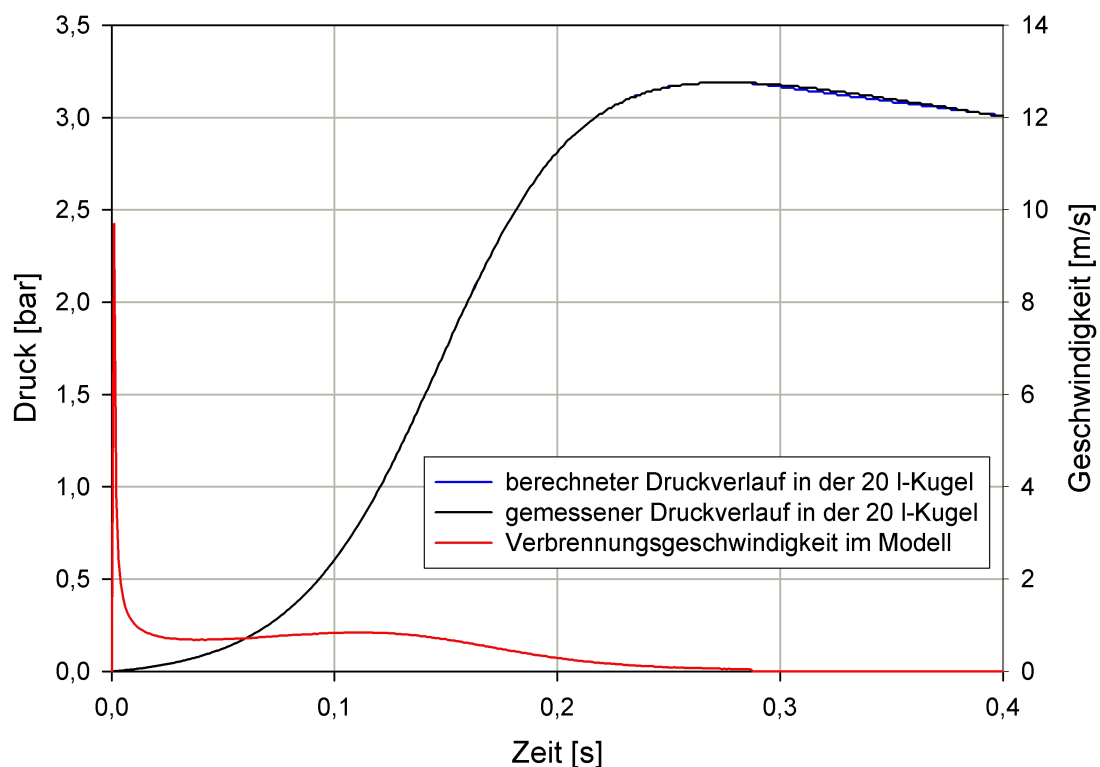


Abbildung 2.7: Vergleich zwischen gemessenem und berechnetem (zwei-Zonen-Modell) Druckverlauf für eine Maisstärkeexplosion in der 20 l-Kugel bei variabler Verbrennungsgeschwindigkeit. Messdaten aus Versuch Nr. 1 der Versuchsreihe 2 (Abschnitt 3.7.2.2).

gegen Null. Dies hängt damit zusammen, dass das Modell streng inkompressibel rechnet und dass die Dicke der Flammenfront endlich ist und nicht infinitesimal dünn (siehe hierzu auch Kapitel 4).

Abbildung 2.8 zeigt einen Programmablaufplan des zwei-Zonen-Modells, aus Platzgründen ohne die Schleife für die Anpassung der Verbrennungsgeschwindigkeit.

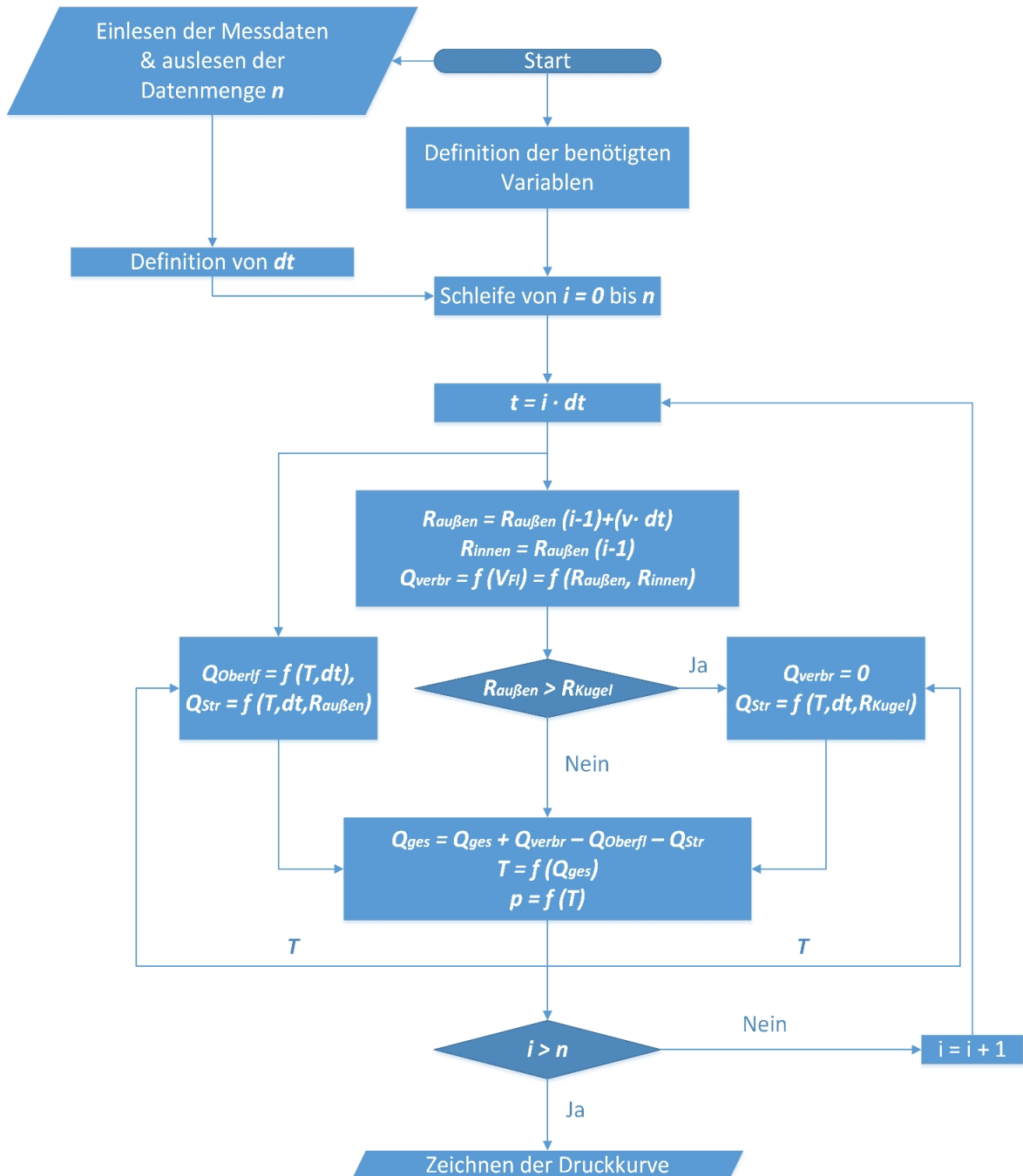


Abbildung 2.8: Programmablaufplan für das zwei-Zonen-Modell ohne Geschwindigkeitsanpassung.

2.2.6 Fazit zwei-Zonen-Modell

Das zwei-Zonen-Modell gibt einen guten Verlauf des Druckes innerhalb der 20l-Kugel wieder (Abbildung 2.7). Da die Simulation auf geltenden physikalische Gesetzmäßigkeiten basiert, ist eine Abweichung der simulierten Werte zu den gemessenen Daten beim Modell mit konstanter Verbrennungsgeschwindigkeit (Abbildung 2.6) im Wesentlichen in der Turbulenz und der damit verbundenen realen Variabilität der Flammenfrontgeschwindigkeit zu suchen.

Diese Turbulenz ist durch unterschiedliche Ursachen begründet. Zum einen durch das Eindüsen, des Staubs in die 20l-Kugel. Hierbei vergeht zwar eine Zündverzögerungszeit von $t_v = 0,6$ s, allerdings ist der Staub zum Zündzeitpunkt zweifelsfrei immer noch einer hohen Verwirbelung ausgesetzt. Diese Tatsache ist unumgänglich und findet sich deswegen in der Simulation im empirisch bestimmten Abschnitt wieder.

Ein weiterer Faktor, der einen starken Einfluss auf die Turbulenz hat, ist die Art des Zünders. Zwar erzeugt ein pyrotechnischer 100 J-Zünder höchstens einen Druck von gerade einmal 0,01 bar, allerdings ist in Abbildung 3.11 gut zu erkennen, dass das Ausmaß der Zündflamme trotz der niedrigen Zündenergie, einen großen Einfluss auf die Turbulenz innerhalb des Luft/Staub-Gemisches haben muss (siehe auch Abbildung 3.12). Hier ist zu überlegen, ob für weitere Versuche in der 20l-Kugel eine elektrische Funkenentladung als Zündquelle eingesetzt werden sollte, um den Einfluss des Zünders auf die Turbulenz zu minimieren.

Kapitel 3

Beschaffung fehlender physikalischer Größen

Wie in Kapitel 2 geschildert wurde, war für die Anwendbarkeit des zwei-Zonen-Modells die Kenntnis einiger physikalischer Größen von Nöten. Wie diese Größen angeleitet wurden, wird im Folgenden gezeigt.

3.1 Bestimmung des Emissionskoeffizienten des Staubes

Weil für die Berechnung des Wärmeverlusts durch Strahlung der Emissionskoeffizient ε_P der Maisstärkepartikel in der Flammenfront benötigt wurde, musste dieser bestimmt werden. Wie in Abschnitt 2.2.4.1 gezeigt wurde, erhitzen sich die Partikel beim Eintritt in die Flammenfront sehr schnell, weshalb ε_P für verbrannte Maisstärke bestimmt wurde.

3.1.1 Versuchsaufbau

Zur Bestimmung des Emissionskoeffizienten dieser Staubprobe wurde ein Mikrobolometer der Firma FLIR verwendet (Abbildung 3.3, rechts). Dieses ermöglicht es, bei bekannter Temperatur des betrachteten Gegenstandes, dessen Emissionskoeffizienten zu bestimmen. Zu diesem Zweck wurde eine Probe der Maisstärke verbrannt und flächendeckend in einer Aluminiumschale verteilt. Diese Aluminiumschale wurde auf einer Heizplatte erwärmt. Um einen besseren Wärmeübergang zwischen der Heizplatte und der Aluminiumschale zu erreichen, wurde auf der Heizplatte Aluminiumoxid verteilt.

Die Temperatur des Staubes wurde mit Hilfe eines Oberflächenthermometers sowie eines punktverschweißten Thermoelements bestimmt (Abbildung 3.1). Bei beiden Thermometern handelt es sich um ein Nickelchrom-Nickel-Thermoelement vom Typ K.



Abbildung 3.1: Heizplatte mit Staubprobe und Thermoelementen.

Die Temperaturmessung per Thermoelement beruht auf dem Effekt, dass zwei verschiedene, miteinander verschweißte Metalle eine temperaturabhängige Spannung generieren. Misst man diese Spannung, so ist es bei vorliegender Spannungsreihe (Abbildung 3.2) möglich, einen Rückschluss auf die Temperatur zu ziehen.

Beide Temperaturfühler waren an einen Datenlogger der Firma Ahlbarn (Abbildung 3.3, links) angeschlossen, in dem die Spannungsreihe des Typ K-Thermoelements bereits integriert ist. Somit war es möglich, die Temperatur der Staubprobe direkt abzulesen.

Das Mikrobolometer wurde auf einem Stativ platziert, an ein Notebook angeschlossen und die auf dem Notebook befindliche Software zur Steuerung der Kamera und Auswertung der Messdaten gestartet. Anschließend wurde das Mikrobolometer auf die Staubprobe, d. h. auf den Bereich unmittelbar neben den Thermoelementen innerhalb der Staubprobe fokussiert (Abbildung 3.3, rechts).

Zur korrekten Anwendung des Mikrobolometers wurden die Parameter Umgebungstemperatur, Abstand der Kamera zum betrachteten Objekt, Transmissionsgrad des Mediums zwischen Mikrobolometer und beobachtetem Objekt sowie die sogenannte Reflektionstemperatur in die Software eingegeben. Die Reflektionstemperatur ist im Wesentlichen die Temperatur von in der Nähe befindlichen heißen Gegenständen. Deren Infrarotemission kann insbesondere bei Temperaturmessungen an glänzenden Objekten zu starken Messwertverfälschungen führen.

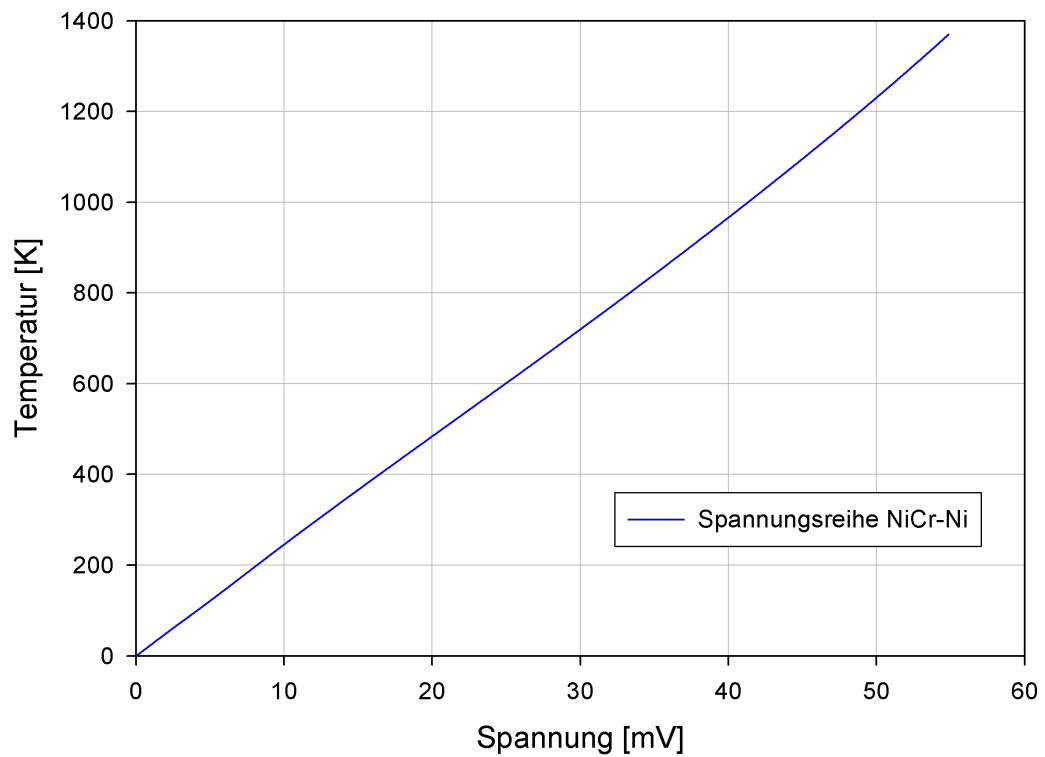


Abbildung 3.2: Spannungsreihe für das Nickelchrom-Nickel-Thermoelement Typ K.

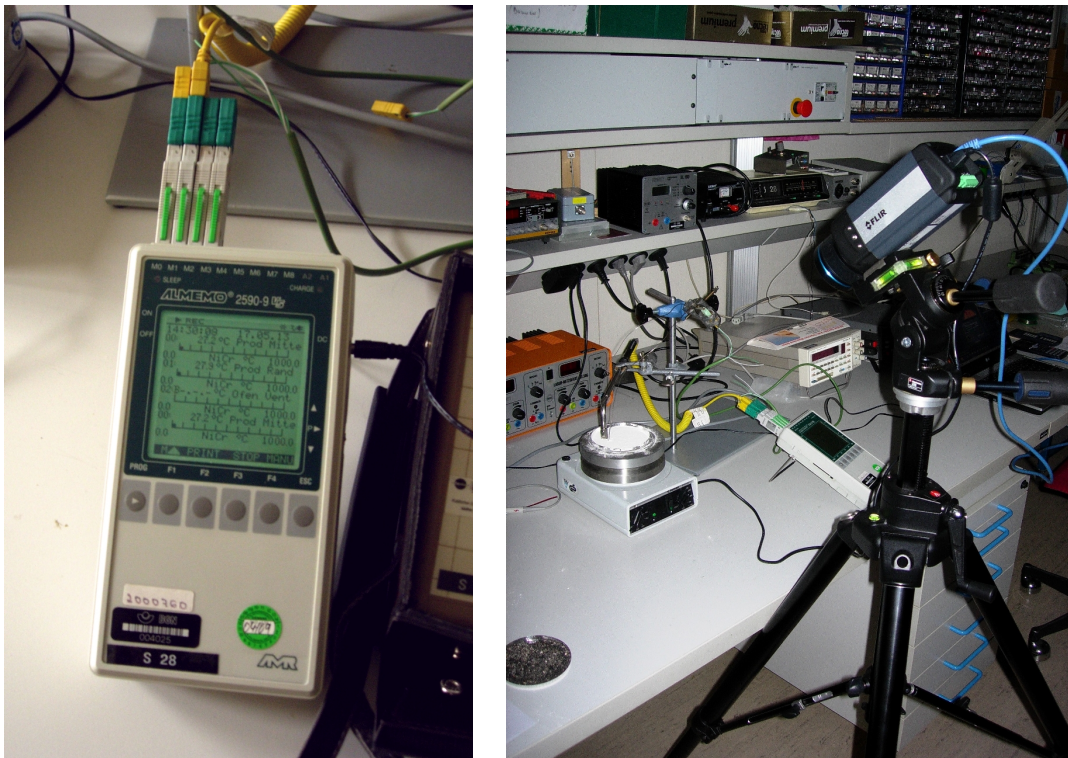


Abbildung 3.3: Datenlogger (links) und Versuchsanordnung mit Mikrobolometer (rechts).

3.1.2 Versuchsdurchführung

Die Aluminiumschale wurde in 5 Bereiche eingeteilt (Abbildung 3.4). Anschließend wurden die Thermoelemente in den Bereich 1 in und auf der verbrannten Maisstärke positioniert. Das Mikrobolometer wurde ebenfalls auf den Bereich 1 ausgerichtet und auf die Region in unmittelbarer Nähe der Thermoelemente fokussiert. Die Heizplatte wurde auf eine Temperatur von 50 °C eingestellt und anschließend abgewartet, bis sich die Temperaturanzeige am Datenlogger nicht mehr änderte.

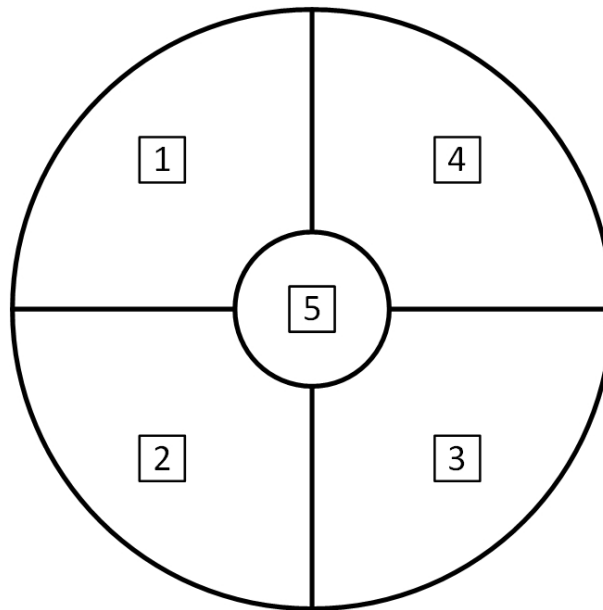


Abbildung 3.4: Messbereiche innerhalb der Probe

Da die Software des Mikrobolometers die Temperaturbereiche des betrachteten Objekts unterschiedlich farblich kennzeichnet (Abbildung 3.5), ließ sich Anhand der dazugehörigen bzw. angezeigten Temperaturskala abschätzen, ob das Bolometer die Temperatur richtig darstellte. Wenn angezeigte und gemessene Temperatur im betrachteten Bereich nicht übereinstimmten, wurde so lange der Emissionskoeffizient ε_P in der Software des Mikrobolometers variiert, bis beide Messsysteme die gleiche Temperatur anzeigten. Auf diese Art und Weise war der Emissionskoeffizient korrekt bestimmt. Diese Prozedur wurde für alle 5 Bereiche in der Aluminiumschale wiederholt.

3.1.3 Messergebnisse und Auswertung

Die Messergebnisse sind in Tabelle 3.1 dargestellt.

Bereich	1	2	3	4	5
ε_P	0,884	0,882	0,88	0,872	0,869

Tabelle 3.1: Messwerte für ε_P für verbrannte Maisstärke.

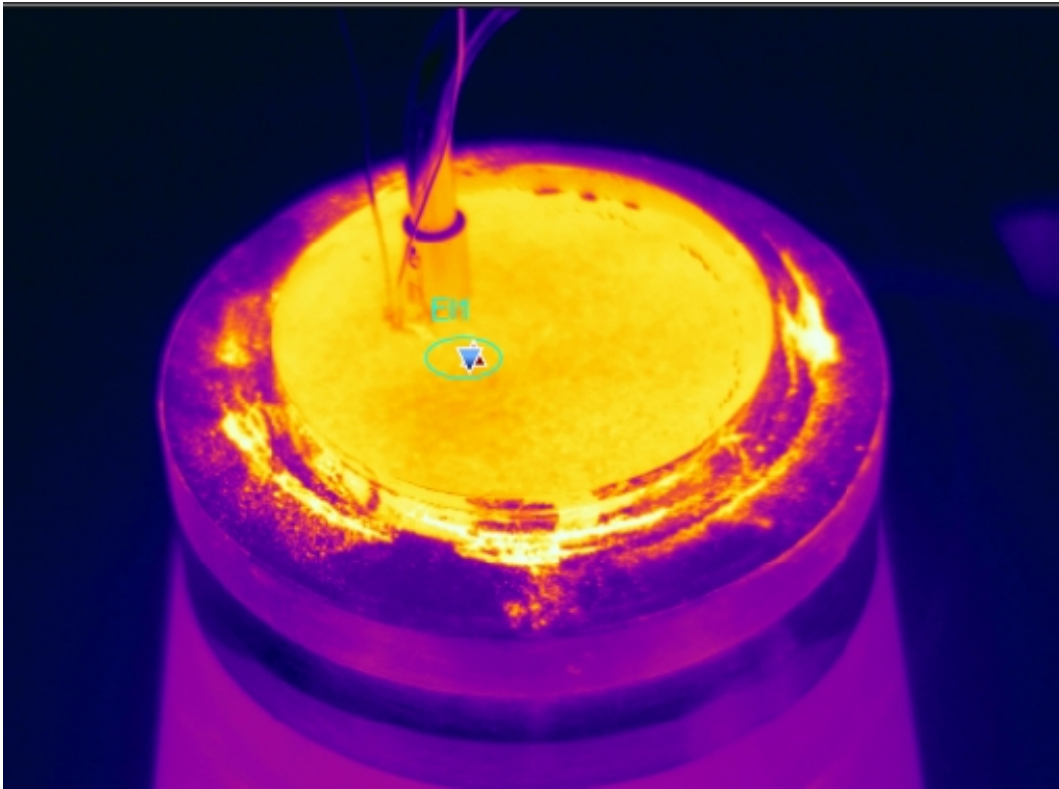


Abbildung 3.5: Bild der Aluminiumschale mit der erwärmten Staubprobe aufgenommen mit dem Mikrobolometer. Deutlich sind die in Falschfarben dargestellten Temperaturbereiche zu erkennen.

Aus den erhaltenen fünf Messwerten für ε_P wurde der Mittelwert berechnet, um einen einzigen Wert für den Emissionskoeffizienten der verbrannten Maisstärke zu erhalten. Es ergab sich

$$\bar{\varepsilon}_P = 0,8774 \pm 0,0055 \quad (3.1)$$

Die angegebene absolute Standardabweichung entspricht 0,63 % relative Abweichung. Das Ergebnis ist als sehr gut anzusehen.

3.2 Bestimmung des Emissionskoeffizienten der Kugelinnenwand

In die Formel (2.22) zur Berechnung des Wärmeverlusts durch Strahlung geht auch der Emissionskoeffizient der Kugelinnenwand ε_K ein. Dieser wurde ebenfalls mit Hilfe des Mikrobolometers bestimmt. Dies war möglich, weil die 20l-Kugel über einen temperierbaren Doppelmantel verfügt, mit der die Innenwand erwärmt werden kann.

3.2.1 Versuchsaufbau

Das bereits in Abschnitt 3.1.1 erwähnte punktverschweißtes Thermoelement Typ K wurde durch den vorderen Stutzen der 20 l-Kugel in diese eingeführt und mit Klebeband an der Innenwand fixiert (Abbildung 3.6, oben). Dabei wurde darauf geachtet, dass das Thermoelement nicht auf einer Schweißnaht oder einem Stutzen platziert wurde. Das Thermoelement wurde an einen Datenlogger angeschlossen. Anschließend wurde der vordere Stutzen mit Hilfe eines Tuches abgedunkelt.

Das Mikrobolometer wurde am oberen Stutzen der Kugel mit einem Stativ fixiert. Dem Einfall von externer Wärmestrahlung wurde durch Abdunkeln der Öffnung entgegengewirkt (Abbildung 3.6, unten). Der Fokus des Bolometers war auf einen Teil der Kugelinnenwand gerichtet, wo auch das Thermoelement positioniert war. Das Bolometer wurde an das Notebook angeschlossen und die Startparameter eingestellt.

Abbildung 3.7 zeigt die gesamte Messanordnung.

3.2.2 Versuchsdurchführung

Die Zulauftemperatur des Warmwassers am Eintritt des Doppelmantels der 20 l-Kugel wurde auf 40°C eingestellt. Nachdem die am Datenlogger abgelesene Temperatur des Thermoelements nicht mehr stieg, wurde der Parameter Emissionskoeffizient in der Steuersoftware des Mikrobolometers so lange verändert, bis direkt gemessene (Thermoelement) und angezeigte Temperatur in der Software (Mikrobolometer) übereinstimmten (Abbildung 3.9). Diese Prozedur wurde für 5 Messstellen an der Kugelinnenwand durchgeführt (Abbildung 3.8).

3.2.3 Messergebnisse und Auswertung

Die Ergebnisse aus den 5 Einzelmessungen sind in Tabelle 3.2 dargestellt.

Messstelle	1	2	3	4	5
ε_K	0,516	0,496	0,526	0,48	0,485

Tabelle 3.2: Messwerte ε_K , die an der Kugelinnenwand gewonnen wurden.

Der Emissionskoeffizient wird wiederum über den Mittelwert berechnet:

$$\bar{\varepsilon}_K = 0,5006 \pm 0,0198 \quad (3.2)$$

Die in (3.2) angegebene absolute Standardabweichung entspricht knapp 4% relativer Abweichung. Dieses Ergebnis unterstreicht die gute Qualität der Messung. Die Schwankung ist im Wesentlichen auf lokale Unterschiede auf der Oberfläche der Kugelinnenwand zurückzuführen.

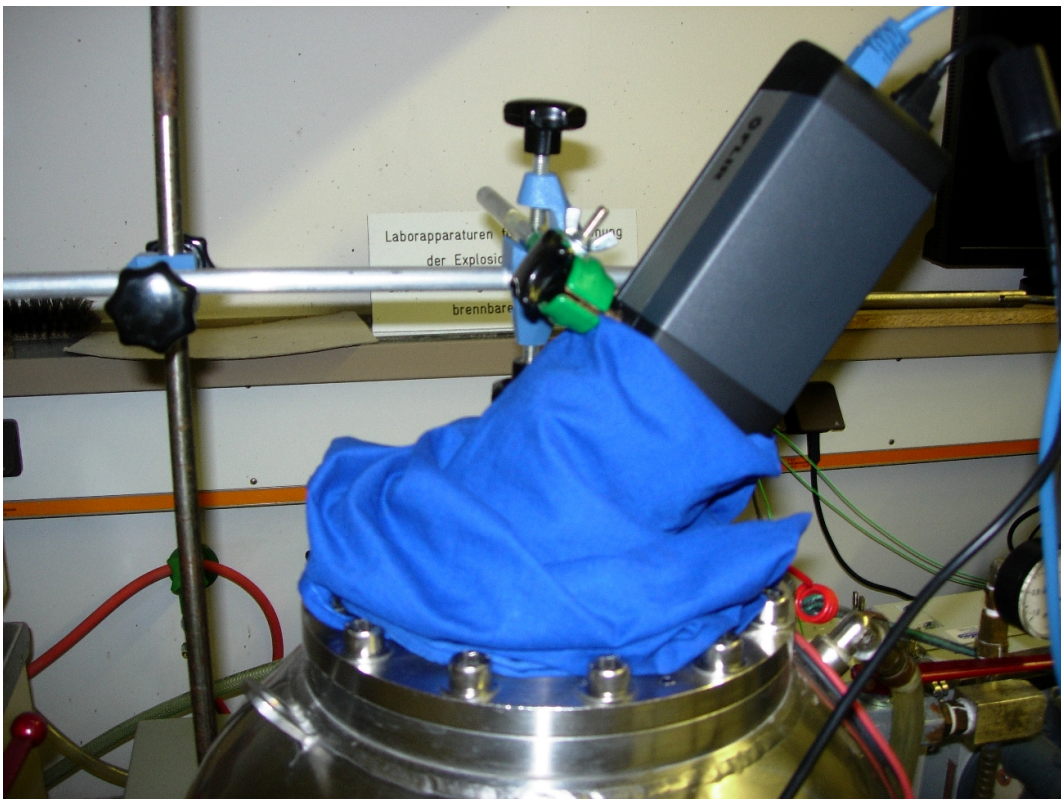
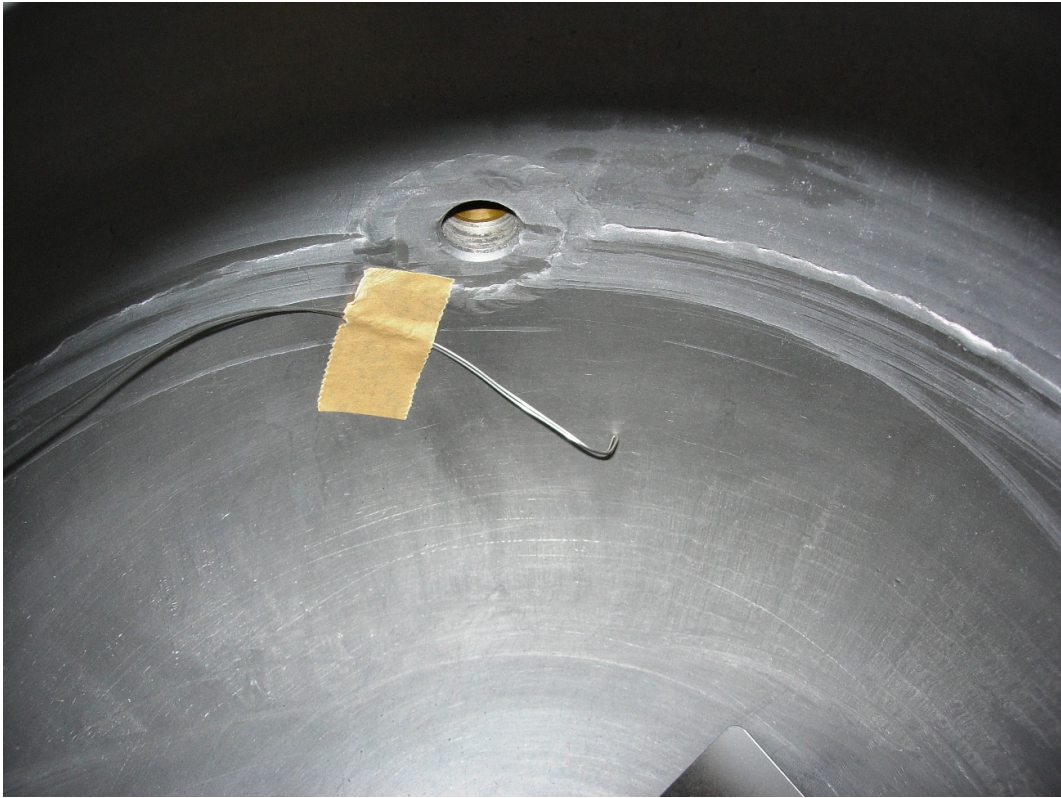


Abbildung 3.6: Fixiertes Thermoelement an der Innenwand der 201-Kugel (oben). Mikrobolometer montiert im Deckelflansch der 201 Kugel (unten).



Abbildung 3.7: Versuchsanordnung zur Bestimmung des Emissionskoeffizienten der Kugelinnenwand.

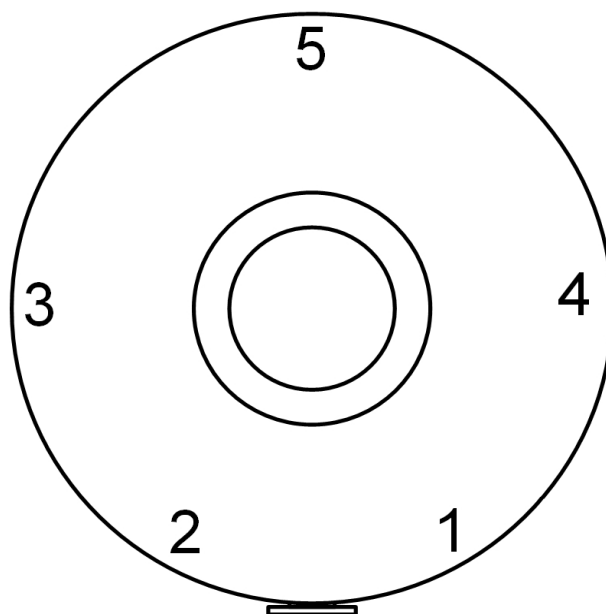


Abbildung 3.8: Messstellen in der 20 l-Kugel (Draufsicht).

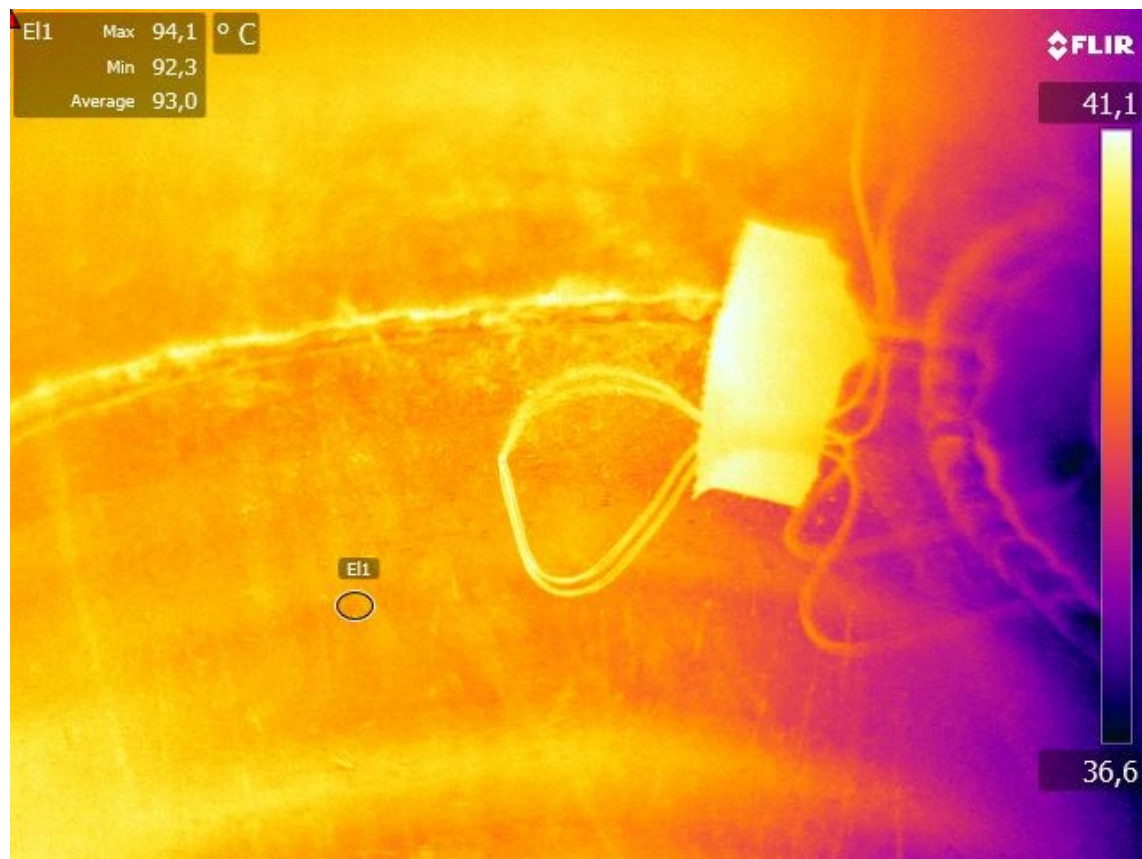


Abbildung 3.9: Farblich gekennzeichnete Temperaturbereiche der Kugelinnenwand, aufgenommen mit dem Mikrobolometer.

3.3 Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten an der Kugelinnenwand

Wie bereits erläutert, wird wegen der Komplexität der Aufgabe auf eine genaue Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten verzichtet. Stattdessen wird dieser mit Hilfe eines Vergleichs zwischen gemessener und berechneter (mit dem zwei-Zonen-Modell) abfallender Druckflanke bestimmt.

Aus (2.23) ist ersichtlich, dass bei gegebener Temperaturdifferenz und gegebener Übergangsfläche der Abfall der Druckkurve nur durch ζ_K bestimmt sein kann. In den Programmcode des zwei-Zonen-Modells wurde folglich eine Subroutine integriert, die die gemessenen Druckkurven einliest und dann die gerechnete Druckkurve darüber legt. Der Wärmeübergangskoeffizient wurde für jeden Rechendurchlauf so lange manuell angepasst, bis die berechnete und die gemessene abfallende Flanke des zeitlichen Druckverlaufs übereinstimmten. Es ergibt sich durch die Anpassung der abfallenden Flanke ein Wärmeübergangskoeffizient von $\zeta_K = 34 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$.

In Abbildung 3.10 wird der Einfluss von ζ_K demonstriert.

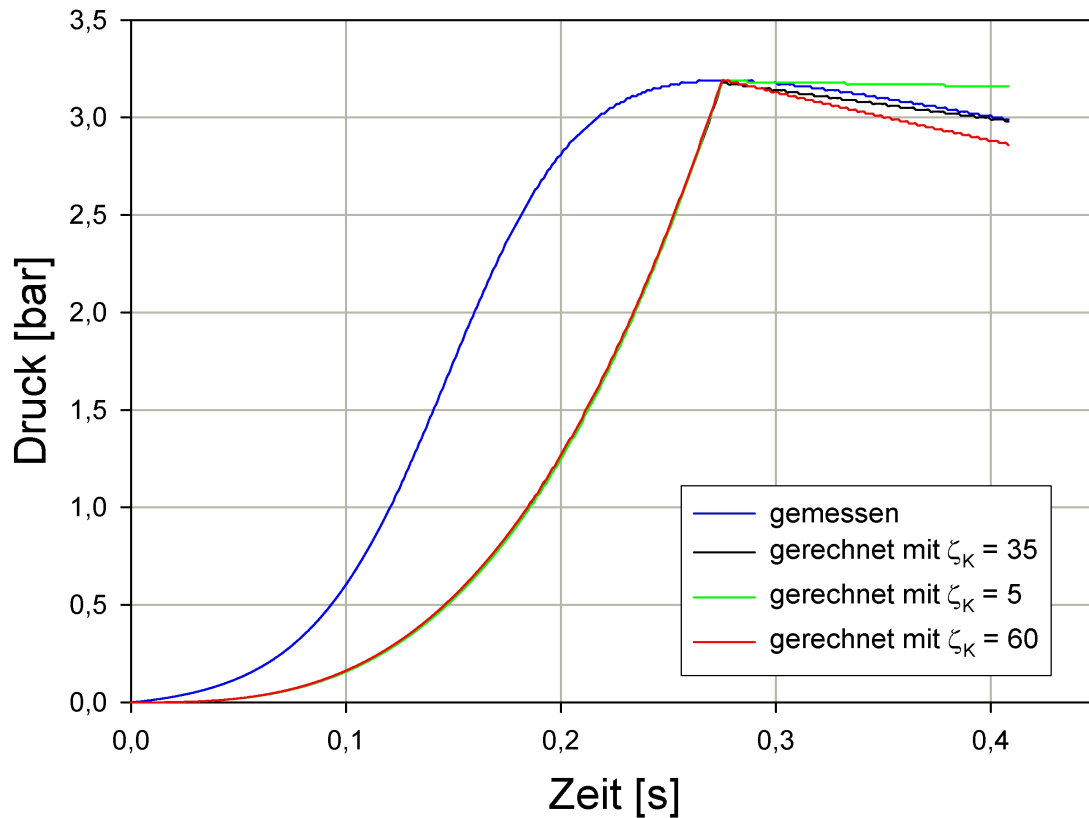


Abbildung 3.10: Einfluss von ζ_K auf die abfallende Flanke des zeitlichen Druckverlaufs in der 20l-Kugel.

3.4 Bestimmung der Größe der Zündflamme

Um eine Aussage über den Einfluss der Zündenergie der pyrotechnischen Zünder auf den von der Zündung betroffenen Raum in der 20l-Kugel machen zu können, wurden diesbezüglich Messungen durchgeführt. Für diese Messungen wurde eine Hochgeschwindigkeitskamera benutzt. Ziel war es, Bildsequenzen zu erhalten, auf denen die räumliche Ausdehnung der Zündflamme im Moment der Zündung zu erkennen ist. Hintergrund war die Frage, warum die Verbrennung in der 20l-Kugel bei großer Zündenergie sehr viel schneller abläuft als bei niedriger Zündenergie.

Es wurden pyrotechnische Zünder der Firma Sobbe untersucht. Die Zünder verfügten über eine Zündenergie von

- 100 Joule
- 500 Joule
- 1.000 Joule
- 5.000 Joule

Die Zünder bestehen aus einer Zündkapsel, die die Sprengladung beinhaltet und mit einem Deckel verschlossen ist. Die Sprengladung wird elektrisch gezündet. Dies geschieht über zwei einadrige Kabel, die am Zündsignalgeber angeschlossen werden. In diesem Fall reichte eine 1,5 V-Batterie aus, um die Zündung einzuleiten.

3.4.1 Versuchsaufbau

Die Messungen wurden auf dem Versuchsgelände der FSA in Kappelrodeck im Schwarzwald durchgeführt. Hierzu wurden die Zünder, nach oben gerichtet, in eine Halterung geklemmt. Vor der Halterung wurde die Hochgeschwindigkeitskamera auf einem Stativ platziert und an ein Notebook angeschlossen. Die Hochgeschwindigkeitskamera wurde über eine sich auf dem Notebook befindliche Software gesteuert. Abschließend wurde die Batterie-Spannung an den Zünder angeschlossen.

Vor dem Versuch wurden Parameter wie die Helligkeit und die Bildrate eingestellt. Es wurden mehrere Aufnahmen mit unterschiedlichen Bildraten gemacht, da diese mit der Auflösung des Bildes einhergehen.

Da bei Hochgeschwindigkeitsaufnahmen aufgrund der hohen Bildrate sehr große Datenmengen entstehen, werden solche Aufnahmen nur über kurze Zeitspannen, in diesem Fall 8 Sekunden, gemacht.

Somit ist der Startzeitpunkt für die Aufnahmen (Triggerzeitpunkt) sehr wichtig. Bei den Aufnahmen wurde der Startzeitpunkt der Aufnahme per Hand vorgegeben. Dieser markierte den Zeitpunkt $t = 0$ s.

3.4.2 Versuchsdurchführung

Da die Zündung sehr schnell von statten geht, wurde zuerst per Hand getriggert und anschließend der Zündimpuls gegeben. Somit wurde sichergestellt, dass die Zündung komplett von der Aufnahme erfasst wurde. Die Zündung erfolgte durch den Kontakt der Zündkabel mit den Polen der Batterie. Nach der Zündung wurde das Video mit Hilfe der Software Visart geschnitten und konvertiert. Es entstand für jeden Zünder eine Videodatei.

3.4.3 Versuchsergebnisse und Auswertung

Zur Auswertung wurde das Programm VirtualDub verwendet. Dieses Programm bietet die Möglichkeit, Bildsequenzen der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen Bild für Bild zu selektieren. Teile der Versuchsergebnisse sind in den Abbildungen 3.11 und 3.12 gezeigt.

Bei der Auswertung war der Durchmesser der Zündflamme von Interesse. Die Berechnung des Durchmessers erfolgte über die Breite der Halterung als Referenzlänge, welche sich auf 29 cm beläuft. Bei Betrachtung der Abbildungen 3.11 und 3.12 wird deutlich, wie groß der Unterschied zwischen dem 100 J- und dem 5.000 J-Zünder ist. Der größte Durchmesser der Zündflamme des 5.000 J-Zünders beträgt 30 cm, wohingegen der maximale Durchmesser der Zündflamme des 100 J-Zünders 6,5 cm beträgt. Daraus folgt,



Abbildung 3.11: Zeitliche Entwicklung des Zündradius eines pyrotechnischen Zünders mit 100 J Energieinhalt.

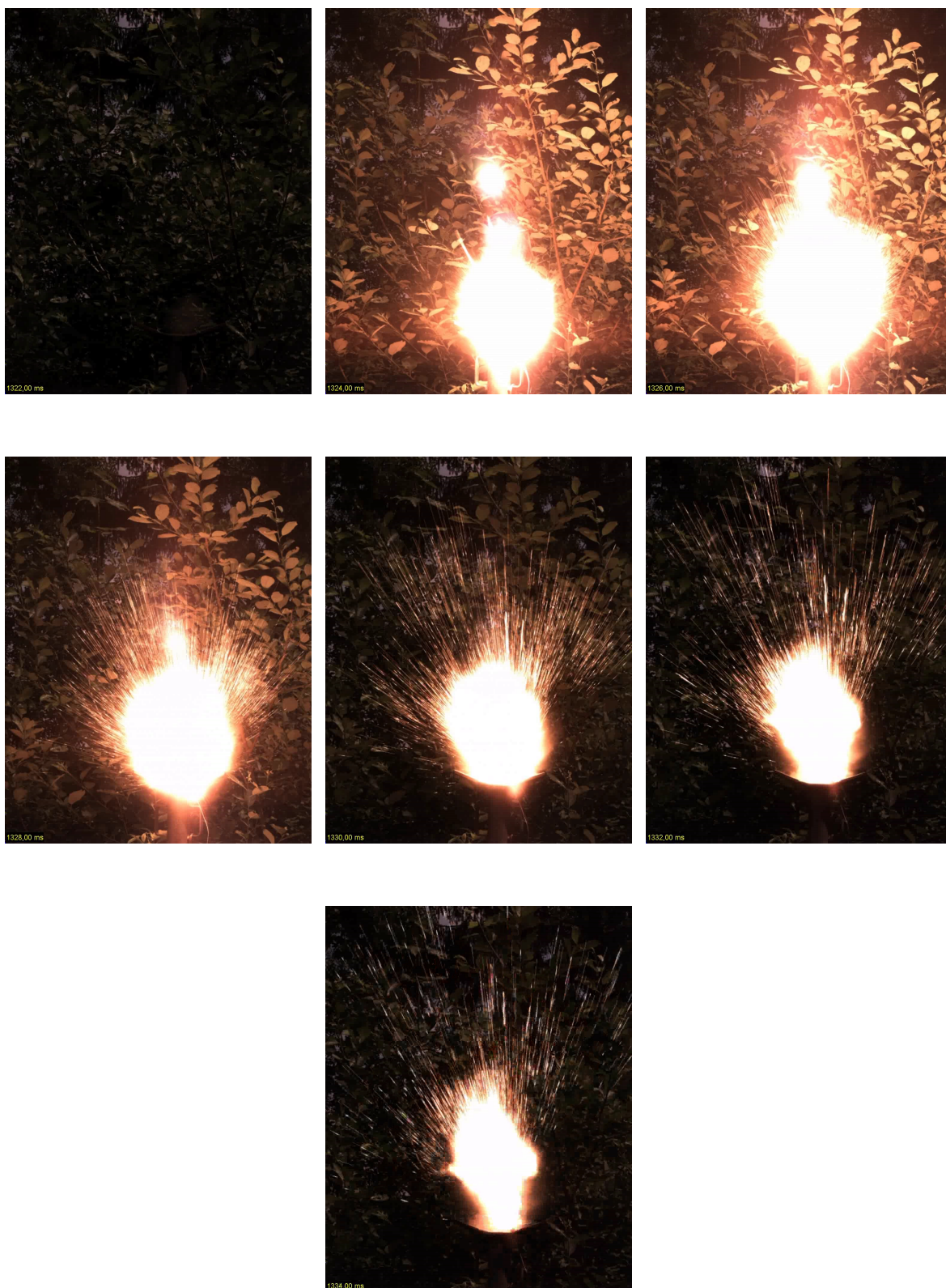


Abbildung 3.12: Zeitliche Entwicklung des Zündradius eines pyrotechnischen Zünders mit 5.000 J Energieinhalt.

dass die hohe Druckanstiegsgeschwindigkeit bei der Verwendung von größeren Zündenergien aus der Zündflamme resultiert. Bei 5.000 J Zündenergie füllt die Zündflamme nahezu die gesamte 20l-Kugel aus, d. h. das Staub/Luft-Gemisch in der Kugel wird fast gleichzeitig komplett durchgezündet.

Da das zwei-Zonen-Modell von einer zentralen Zündung und einer sich kugelschalenförmig ausbreitenden Flammenfront ausgeht, galt es, den Einfluss des Zünders zu minimieren. Deshalb wurde der 100 J-Zünder verwendet, der mit einem maximalen Zündflammenradius von 3,25 cm lediglich 0,72 % des Kugelvolumens abdeckt. Pyrotechnische Zünder mit kleineren Zündenergien konnten nicht verwendet werden, da die Gefahr bestand, dass das Staub/Luft-Gemisch nicht mehr zündet.

3.5 Bestimmung von Brennwert, Wärmekapazität und Wärmeleitfähigkeit der Maisstärke

Der Brennwert der Maisstärke ist nach (2.8) eine wichtige Größe für die Wärmeproduktion innerhalb der Kugel. Ebenso sind deren Wärmekapazität und Wärmeleitfähigkeit wichtige Größen für die Simulation, da diese laut (2.15) ff. für die Berechnung der mittleren Partikeltemperatur der Staubpartikel in der Flamme, sowie gemäß (2.3) für die aus der entstehenden Wärme resultierende Temperatur benötigt werden.

Da es für beide Werte keine übereinstimmenden zuverlässigen Quellen gab, mussten diese gemessen werden. Weil die genaue Bestimmung dieser Produkteigenschaften einen hohen technischen Aufwand erfordert, der den Rahmen dieser Bachelorarbeit überschritten hätte, wurde eine Probe der zu untersuchenden Maisstärke nach Berlin zur Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung weitergeleitet.

Der Brennwert wurde kalorimetrisch ermittelt. Sie beträgt für die zu untersuchende Maisstärke

$$H_0 = 15.758 \text{ kJ/kg} \quad (3.3)$$

Die Wärmekapazität wurde über die Hotdisk-Technik, auch als Transient Plane Source (TPS) bezeichnet, ermittelt. Bei dieser Technik eine doppelte Nickelspirale zwischen zwei Proben von gleichem Material platziert. Die Spirale wirkt als Wärmequelle und beinhaltet gleichzeitig einen Temperatursensor. Während einer Messung wird die erste Spirale durch einen genau definierten Strom erhitzt. Hierdurch fließt Wärme durch die Probe ab. Die zweite Spirale misst den Temperaturanstieg im Sensor, der von der Wärmeleitfähigkeit der Probe abhängt. Aus der so ermittelten Temperatur- sowie Wärmeleitfähigkeit wird die spezifische Wärmekapazität bestimmt.

Mit diesem Messverfahren ist es möglich, die Wärmekapazität von Pulvern, Schüttgütern, Flüssigkeiten, dünnen Schichten und Filmen zu bestimmen. Für die Wärmeleitfähigkeit ergab sich über die TPS-Technik ein Wert von

$$\vartheta = 0,0853 \text{ W/m} \cdot \text{K} \quad (3.4)$$

Hieraus folgte eine Wärmekapazität der Maisstärke von

$$c_S = 1.780 \text{ J/kg} \cdot \text{K} \quad (3.5)$$

3.6 Bestimmung des verbrannten Anteils

Der verbrannte Anteil χ hat einen starken Einfluss auf das Ergebnis der Simulation. Von ihm hängt direkt proportional die Verbrennungswärme Q_b und somit der maximale Explosionsdruck p_{\max} ab. Somit hängt das Maximum der Druckkurve in der Simulation sehr stark von χ ab.

Weil es nicht möglich ist, den verbrannten Anteil zuverlässig experimentell zu bestimmen, wurde auf die Simulation zurückgegriffen. Da alle anderen Parameter, die einen Einfluss auf den maximalen Druck haben, recht genau bestimmt wurden, konnte der verbrannte Anteil durch Angleichung von gemessenem und gerechnetem Druckmaximum ermittelt werden. In Abbildung 3.13 ist die Auswirkung des verbrannten Anteils auf den maximalen Explosionsdruck zu erkennen. Es zeigt sich, dass bereits eine Variation von $\pm 3\%$ eine Druckänderung von ca. $\pm 0,3 \text{ bar}$ bewirkt. Hier zeigt sich, wie sensibel p_{\max} auf Änderungen von χ reagiert.

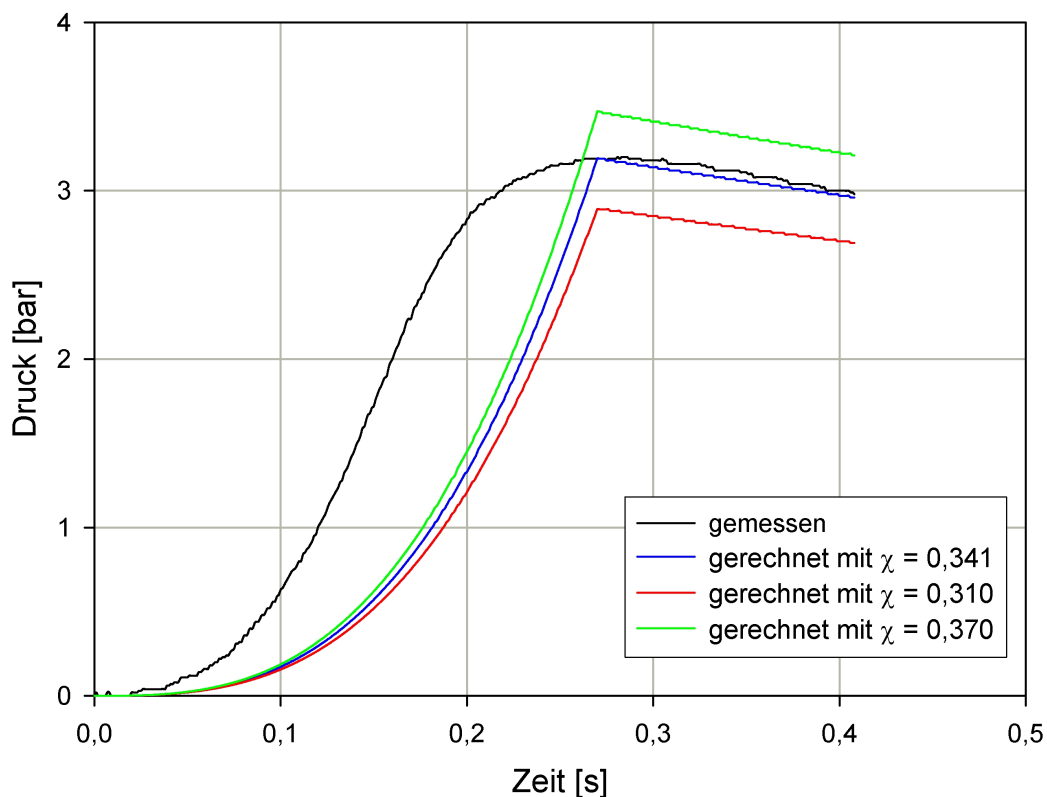


Abbildung 3.13: Einfluss des verbrannten Anteils auf den maximalen Explosionsdruck.

Aus der Anpassung von gerechnetem und simuliertem Druckmaximum ergab sich

$$\chi = 0,341 = 34,1\% \quad (3.6)$$

3.7 Temperaturmessung innerhalb der 20l-Kugel

Um zu überprüfen, ob der Zusammenhang zwischen Druck und Temperatur im zwei-Zonen-Modell tatsächlich mit (2.1) beschrieben werden kann, war es zweckmäßig, eine Messreihe mit Maisstärke an der 20l-Kugel durchzuführen, wobei parallel Druck und Temperatur gemessen werden sollten. Zudem sollten im Rahmen des Versuchs weitere relevante Parameter untersucht werden. Damit war auch die Möglichkeit gegeben, parallel zu den aufgenommenen Temperaturen, neue Druckverlaufskurven für Maisstärke in unterschiedlichen Konzentrationsbereichen und der unterschiedlichen Zündenergie aufzunehmen.

Die Variation der Konzentrationsbereiche war aufgrund des Zusammenhangs mit dem maximalen Explosionsdruck und der maximalen Druckanstiegsgeschwindigkeit von Interesse. Die älteren Messungen, welche zu Beginn der Arbeit per Hand ausgewertet wurden (Abschnitt 2.2.1), ließen erkennen, dass beide Parameter stark von der Konzentration abhängig sind. Laut (2.8) ist die Konzentration zur freigesetzten Energie proportional wenn das Brennstoff enthaltende Volumen konstant bleibt. Da diese Proportionalität in der Praxis nicht besteht, bestand die Hoffnung, aufgrund der Messdaten auch Aussagen über den verbrannten Anteil χ in Abhängigkeit von der Staubkonzentration machen zu können.

3.7.1 Versuchsaufbau

Für die geplante Versuchsreihe wurde ein Flansch (Abbildung 3.14) passend zu dem normalerweise blind gelegten Stutzen der 20l-Kugel angefertigt. Dieser Flansch verfügt über drei Gewindelöcher, durch die ein Thermoelement mittels Druckverschraubung eingeführt werden kann. Desweiteren ist eine Halterung auf dem Flansch angebracht, über welche das Thermoelement fixiert werden kann, so dass dieses bei der Explosion in seiner Ausgangsstellung bleibt.

Um den Temperaturanstieg innerhalb der Kugel messen zu können, wurde ein Thermoelement Typ K mit $d = 0,5\text{ mm}$ der Firma ThermoExpert verwendet. Das Thermoelement lag als TI-Ausführung vor, d. h. der Schweißpunkt ist gänzlich von einem Schutzmantel umgeben. Da die Druckverschraubungen nur für Thermoelemente mit einem Durchmesser von $d = 1\text{ mm}$ vorlagen, wurde der entstehende Spalt mit Silikon abdichtet. Zusätzlich zu dem Nickelchrom-Nickel Thermoelement wurde ein Thermoelement Typ C (Wolfram-Rhenium, $d = 1\text{ mm}$, Ausführung TM) zur Aufnahme von Referenzwerten in den Flansch eingebaut. Bei der Verwendung der Thermoelemente war darauf zu achten, dass die Kugel gänzlich geerdet war, da die Elemente sonst – gleich einer Antenne – eventuell vorhandene elektromagnetische Felder aufnehmen würden, was zu einer Messwertverfälschung führen würde.

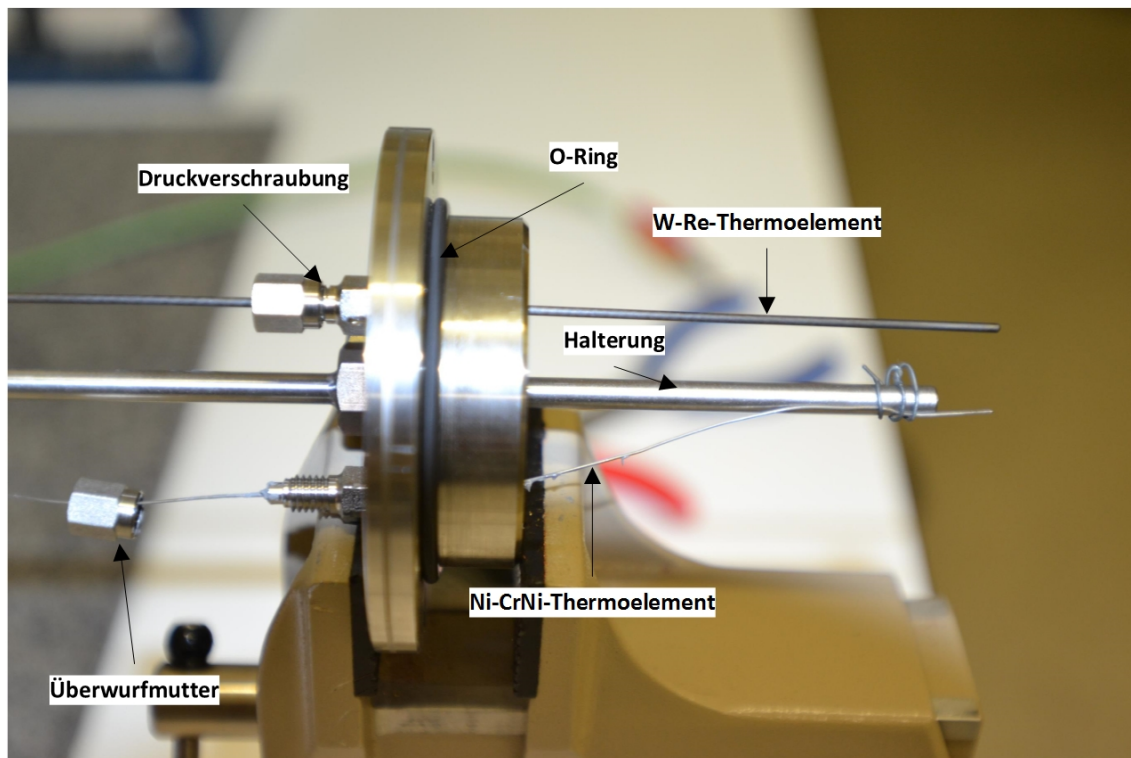


Abbildung 3.14: Flansch mit eingebauten Thermoelementen.

Da bei den Versuchen in der 20l-Kugel sehr schnelle Temperaturänderungen auftreten, war die Trägheit des Thermoelements zu berücksichtigen. Diese Trägheit wird über die Zeitkonstante τ ausgedrückt und beschreibt, wie viel Zeit nach einem Temperatursprung vergeht, bis die generierte Thermospannung auf 63 % der anstehenden Temperatur gestiegen ist. Da hier keine konstante Temperatur, sondern eine zeitlich schnell variierende Temperatur bestimmt werden sollte und die Zeitkonstante im Bereich der gesamten Dauer des Explosionsvorganges lag, musste auf rechnerische Methoden zurückgegriffen werden. Dieser Umstand ließ sich nicht umgehen, weil auf dem Markt keine Temperatursonden gefunden werden konnten, die ausreichend schnell gewesen wären und gleichzeitig den erwarteten hohen Temperaturen standgehalten hätten. Der Temperaturverlauf in der Kugel $T_G(t)$ lässt sich über die Differentialgleichung

$$T_G(t) = \tau \cdot \frac{dT(t)}{dt} + T(t) \quad (3.7)$$

herleiten mit $T(t)$ als gemessene zeitliche Temperaturentwicklung in der Kugel.

Die Aufnahme der vom Thermoelement generierten Spannung erfolgte mittels eines Oszilloskops der Firma Tektronix. Da der Datenspeicher des Oszilloskops begrenzt ist, war eine exakte Triggerung des Oszilloskops wichtig. Als Triggersignal wurde deshalb das Zündsignal der Steuereinheit der 20l-Kugel verwendet. Das Oszilloskop war wiederum zur nachträglichen Datenspeicherung mit einem Notebook verbunden. Abbildung 3.15 zeigt die 20l-Kugel und deren Komponenten.

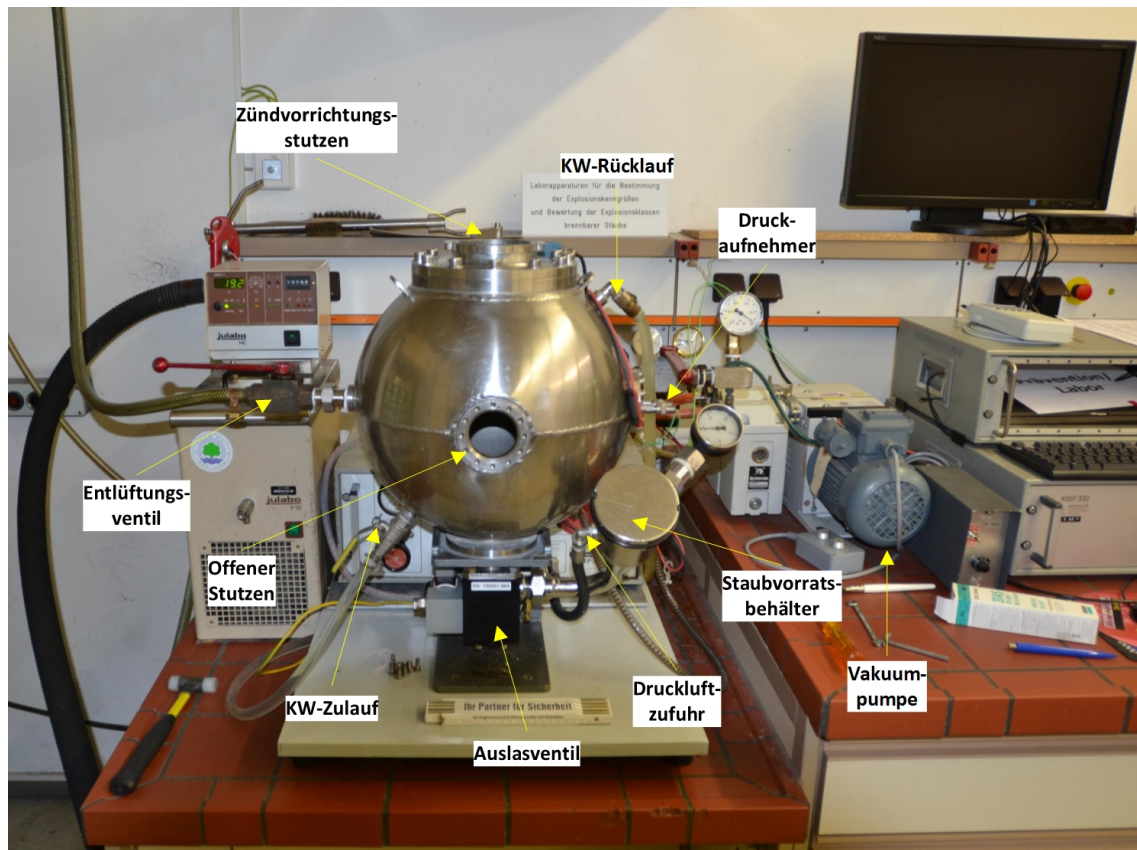


Abbildung 3.15: 20 l-Kugel der FSA mit ihren Komponenten.

3.7.2 Versuchsdurchführung

Die Durchführung der Versuche gliederte sich in folgende Arbeitsschritte:

1. Befestigen der Zünder an den Zünddurchführungen.
2. Einsetzen des Zünderflansches, verschließen des Bajonettverschlusses und Verbinden mit dem Zündsignalkabel.
3. Einwaage der Maisstärke, Befüllen und Schließen des Staubvorratbehälters (bei Versuchsreihe 2).
4. Verschließen der Entlüftung.
5. Evakuieren der Kugel auf 0,4 bar absolut und Verschließen des Ventils des Vakuumanschlusses.
6. Eingeben der Versuchsparameter im Steuerprogramm der 20 l-Kugel.
7. Starten der automatischen Ablaufkette der Messung an der 20 l-Kugel.

3.7.2.1 Versuchsreihe 1

Zuerst erfolgte eine Messreihe ohne Maisstärke, um die Auswirkung des Zünders auf den Druckverlauf zu untersuchen. Es wurden Zünder variabler Zündenergie untersucht. Die Versuchsparameter sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst.

Versuch Nr.	1	2	3	4	5
Zündenergie [J]	100	500	1.000	5.000	10.000

Tabelle 3.3: Zündenergien der untersuchten pyrotechnischen Zünder bei Versuchsreihe 1.

Die Zünder wurden jeweils einzeln, von den Messsensoren (Thermoelement, Drucksensor) abgewendet, in die Kugel gehängt. Eine Ausnahme bezüglich der Anzahl der Zünder traf den Versuch Nr. 5, da eine Zündenergie von 10.000 J nur mit Hilfe zweier parallel gezündete 5.000 J-Zünder realisiert werden konnte.

3.7.2.2 Versuchsreihe 2

Bei der Versuchsreihe 2 wurden Druck- und Temperaturverlauf bei Maisstärkeexplosionen in der 20 l-Kugel in Abhängigkeit von der Maisstärkekonzentrationen untersucht. Die jeweilige Zündenergie war dabei mit 100 J eine feste Größe. Die Versuchsparameter sind in Tabelle 3.4 aufgelistet.

Versuch Nr.	1	2	3	4
Maisstärkekonzentration [g/m ³]	250	350	450	550
eingeblassene Staubmasse [g]	5	7	9	11

Tabelle 3.4: Maisstärkekonzentrationen in der 20 l-Kugel bei Versuchsreihe 2.

3.7.3 Messergebnisse

3.7.3.1 Versuchsreihe 1

Abbildung 3.16 zeigt den in der Kugel resultierenden Druck bei Zündung der pyrotechnischen Zünder ohne Maisstärke. Wie zu erwarten war, nimmt der Einfluss der pyrotechnischen Zünder auf die Höhe des zeitlichen Druckverlaufs mit steigender Zündenergie deutlich zu. Der 10.000 J-Zünder erzeugte beispielsweise einen maximalen Überdruck von nahezu 1 bar in der 20 l-Kugel. In Tabelle 3.5 sind die bei der Versuchsreihe 1 gemessenen maximalen Überdrücke dargestellt.

Die bei Versuchsreihe 1 aufgenommenen Temperaturkurven waren weitgehend unbrauchbar. Durch die relativ große Zeitkonstante τ der Thermoelemente und das vergleichsweise geringe gemessene Druckniveau erhoben sich die Messkurven für $T(t)$ kaum über die Nulllinie. Das Messsignal ging deshalb im Rauschen unter.

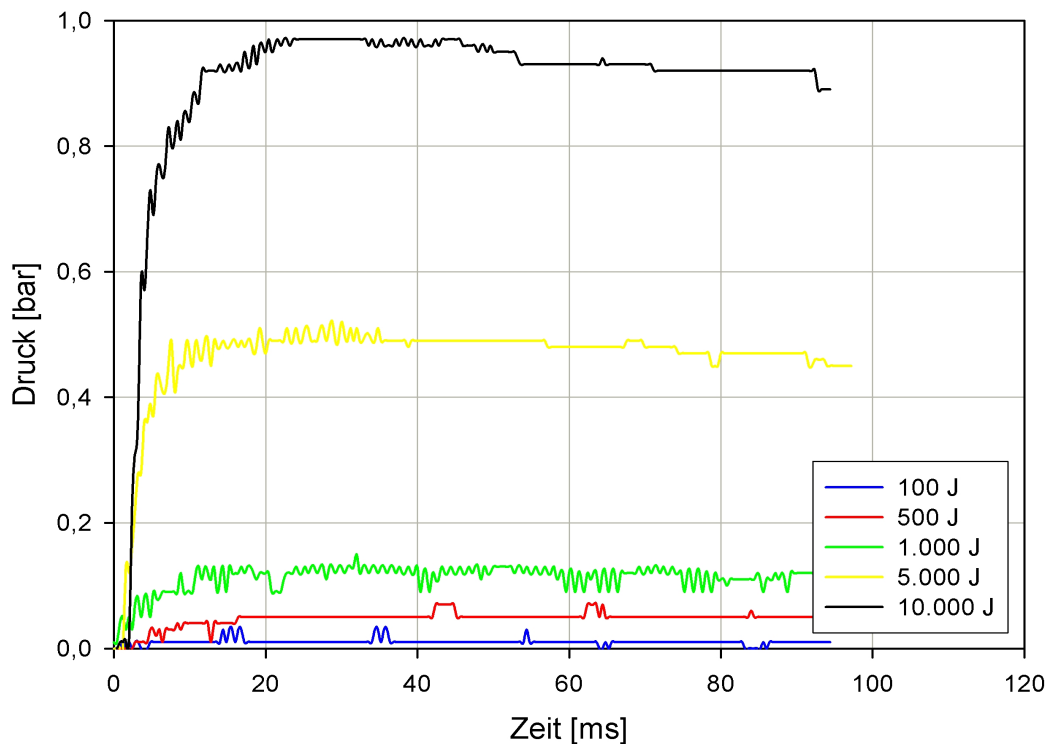


Abbildung 3.16: Zeitliche Druckverläufe, die die verschiedenen pyrotechnischen Zünder in der 20l-Kugel bei der generiert haben (Versuchsreihe 1).

Zündenergie [J]	100	500	1.000	5.000	10.000
p_{\max} [bar]	0,005	0,02	0,06	0,45	0,98

Tabelle 3.5: Maximale Drücke, die durch die verschiedenen Zündenergien in der 20l-Kugel induziert wurden (Versuchsreihe 1.)

3.7.3.2 Versuchsreihe 2

Die zeitlichen Druckverläufe, die in Abhängigkeit der Maisstärkekonzentration in der 20l-Kugel gewonnen wurden, sind in Abbildung 3.17 gezeigt. Wie zu Beginn des Abschnitts 3.7 erwähnt, zeigt sich eine starke Abhängigkeit zwischen Staubkonzentration c und maximalem Überdruck p_{\max} , wobei die Druckdistanz zwischen den Kurven mit steigender Staubkonzentration kleiner wird.

Bei der Temperaturmessung waren nur die Spannungsdaten des Nickelchrom-Nickel Thermoelements verwendbar, da das Wolfram-Rhenium Thermoelement nicht schnell genug war, um einen vollständigen Temperaturverlauf aufzunehmen. Die Rohdaten wurden in die Software TableCurve eingelesen. In Abbildung 3.18 ist beispielhaft der Spannungsverlauf der Temperaturmessung aus Versuch Nr. 1 ($c = 5\text{ g}$, $E_z = 100\text{ J}$) gezeigt.

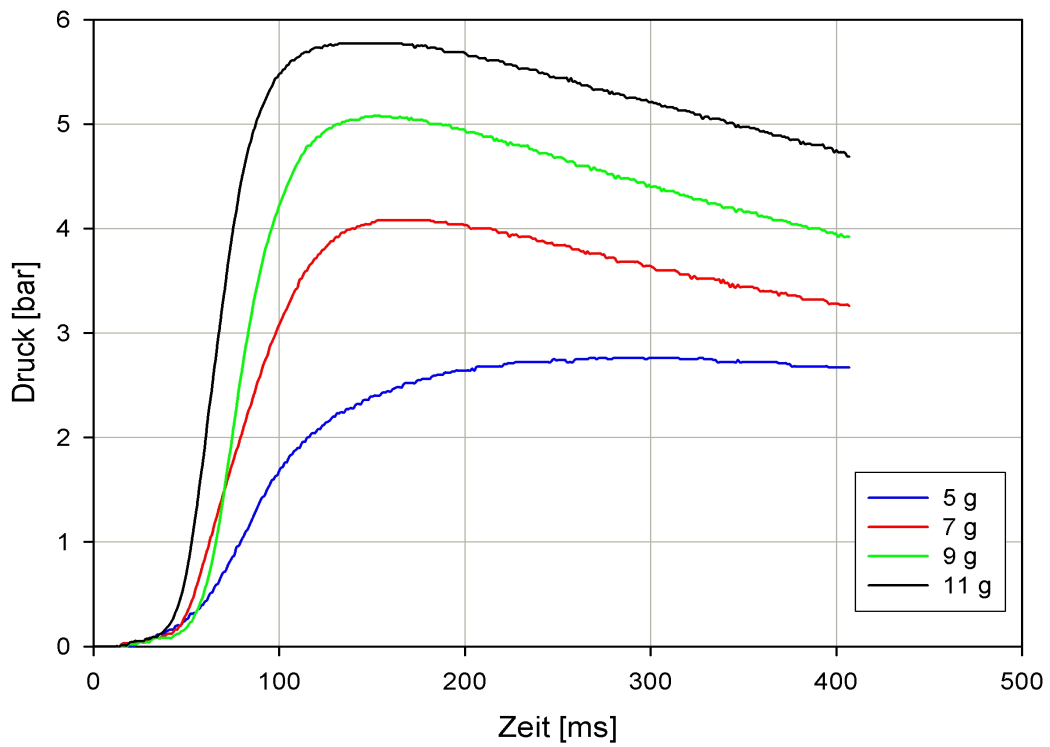


Abbildung 3.17: Zeitliche Druckverläufe bei variabler Maisstärkekonzentration in der 20 l-Kugel ($E_z = 100$ J).

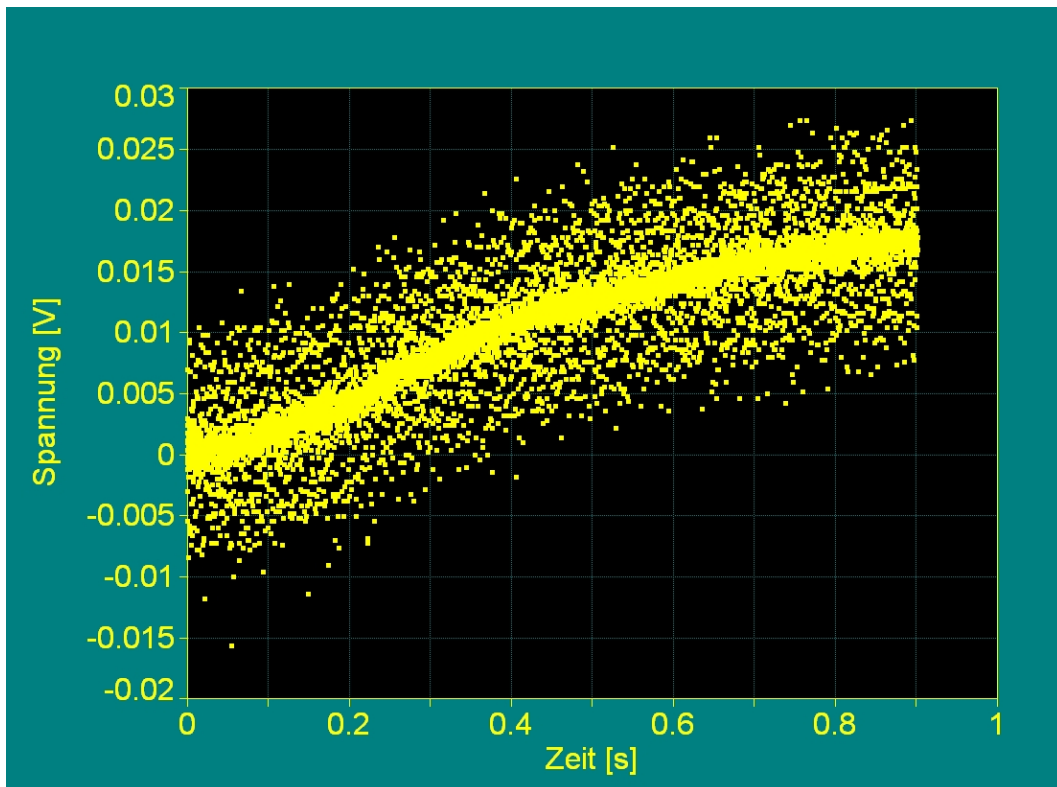


Abbildung 3.18: Rohdaten der Temperaturmessung von Versuch Nr. 1 (Versuchsreihe 2).

Wie zu erkennen ist, ist diese Spannungskurve von einem starken Rauschen begleitet. Dies war bei allen Versuchen der Fall. Vor einer Auswertung galt es, das Rauschen möglichst zu beseitigen. Zunächst wurden die Spannungskurven geglättet mit Hilfe entsprechender integrierter Funktionen in TableCurve. Abbildung 3.19 zeigt die Spannungskurve nach einer leichten Glättung der Messwerte. Eine zu starke Glättung birgt die Gefahr in sich, den Kurvenverlauf zu verfälschen.

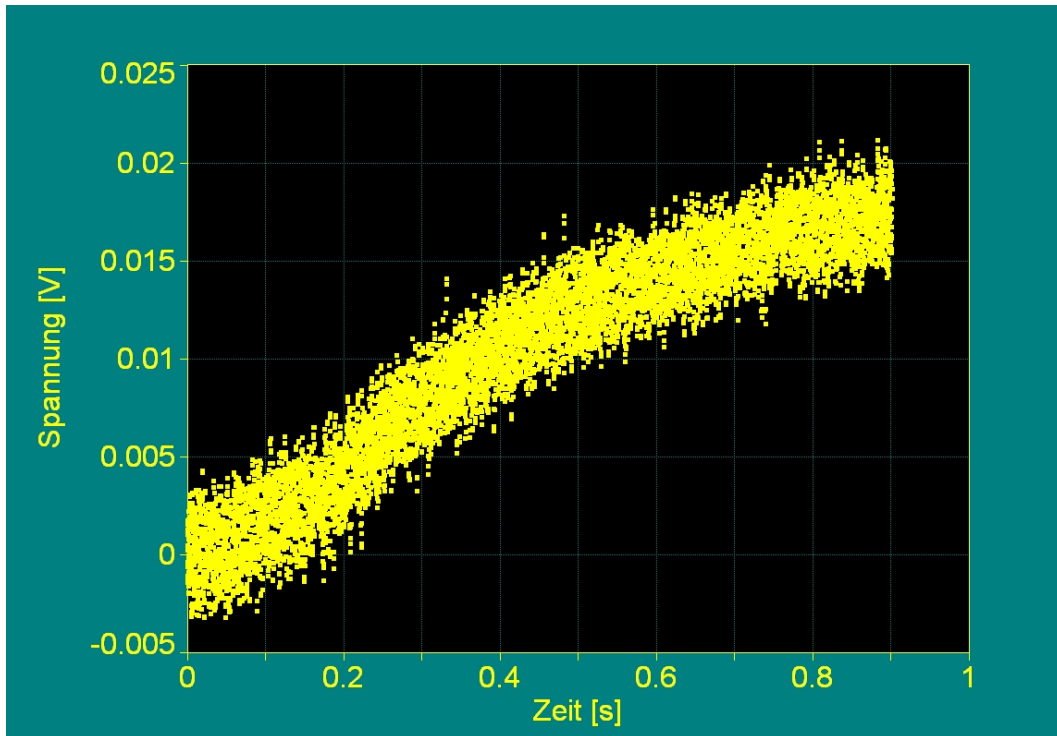


Abbildung 3.19: Geglättete Rohdaten aus Versuch Nr. 1 (Versuchsreihe 2).

3.7.4 Auswertung

3.7.4.1 Versuchsreihe 1

Eine Prüfung der Gültigkeit von (2.1) in der 20l-Kugel war mit der Versuchsreihe 1 nicht möglich weil keine brauchbaren Temperatur-Daten erzeugt werden konnten.

Der sehr geringe maximale Überdruck von $p_{\max} = 0,005$ bar, den der 100 J-Zünder in der 20l-Kugel hervorbrachte, ist vernachlässigend gering. Daher lassen sich die Druckanstiegskurven, die mit einer Zündenergie von 100 J erzeugt wurden, gut als Referenzwerte für die Simulation verwenden. Dies gilt insbesondere in Kombination mit den Ergebnissen aus Abschnitt 3.4.

3.7.4.2 Versuchsreihe 2

Wie bereits in Abschnitt 3.7.3.2 festgestellt wurde, sinkt die Distanz in den Druckwerten zwischen den Kurven mit steigender Staubkonzentration (Abbildung 3.17). Dies lässt darauf schließen, dass der verbrannte Staubanteil χ mit zunehmender Staubkonzentration c kleiner wird.

Betrachtet man die abfallende Flanke der Druckkurven, so stellt man fest, dass deren Verlauf flacher ist als bei den Kurven, die zu Beginn der Arbeit manuell ausgewertet wurden. Wie eine Rücksprache mit [9] ergab, kann es bei den Versuchen mit der 20l-Kugel vorkommen, dass kleine Undichtigkeiten auftreten, was eine steiler abfallende Druckflanke zur Folge hat. Zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten an der Kugelinnenwand (Abschnitt 3.3) wurden deshalb die Druckanstiegskurven der Versuchsreihe 2 verwendet, da hier Leckagen ausgeschlossen werden konnten.

Weiterhin fällt auf, dass die erreichten maximalen Explosionsdrücke der Versuchsreihe 2 durchweg unter denen der bereits vorliegenden Druckkurven lagen und dass der Druckanstieg langsamer von statten ging. Der Grund hierfür ist in der höheren Produktfeuchte von $F = 6,7\%$ zu sehen, die die hier verwendeten Staubproben aufwiesen.

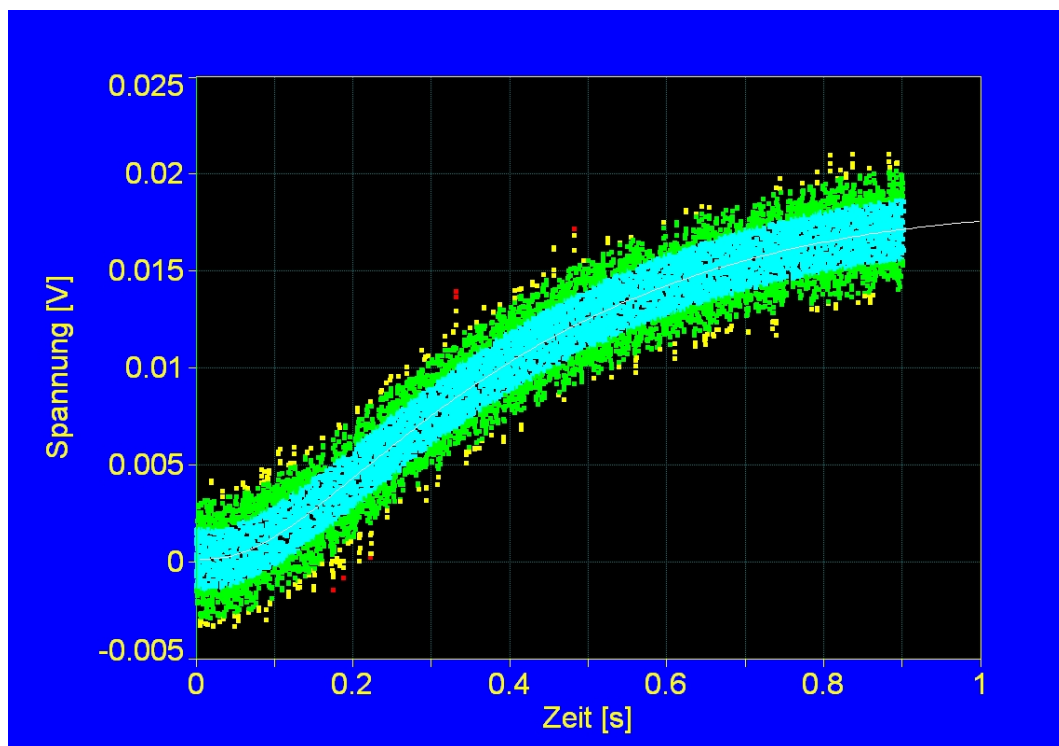


Abbildung 3.20: Mit TableCurve erstellte Regressions-Funktion (Fit) durch die geglätteten Rohdaten von Versuch Nr. 1 (Versuchsreihe 2).

Um die Gültigkeit von (2.1) bei den Vorgängen in der 20l-Kugel nachweisen oder widerlegen zu können, mussten für die Versuche Nr. 1 bis 4 die zeitlichen Verläufe der Temperatur $T_G(t)$ mit Hilfe von (3.7) abgeleitet werden. Dazu musste aus den geglätteten Spannungs-Kurven der Temperaturmessung jeweils eine eindeutige Funktion $U(t)$ erzeugt werden. Diese Aufgabe wurde wieder mit TableCurve bewältigt. Das Beispiel

an Versuch Nr. 1 zeigt Abbildung 3.20. Die so gewonnenen Spannungs-Kurven wurden nach der Zeit abgeleitet. Abbildung 3.21 zeigt dies erneut am Beispiel von Versuch Nr. 1.

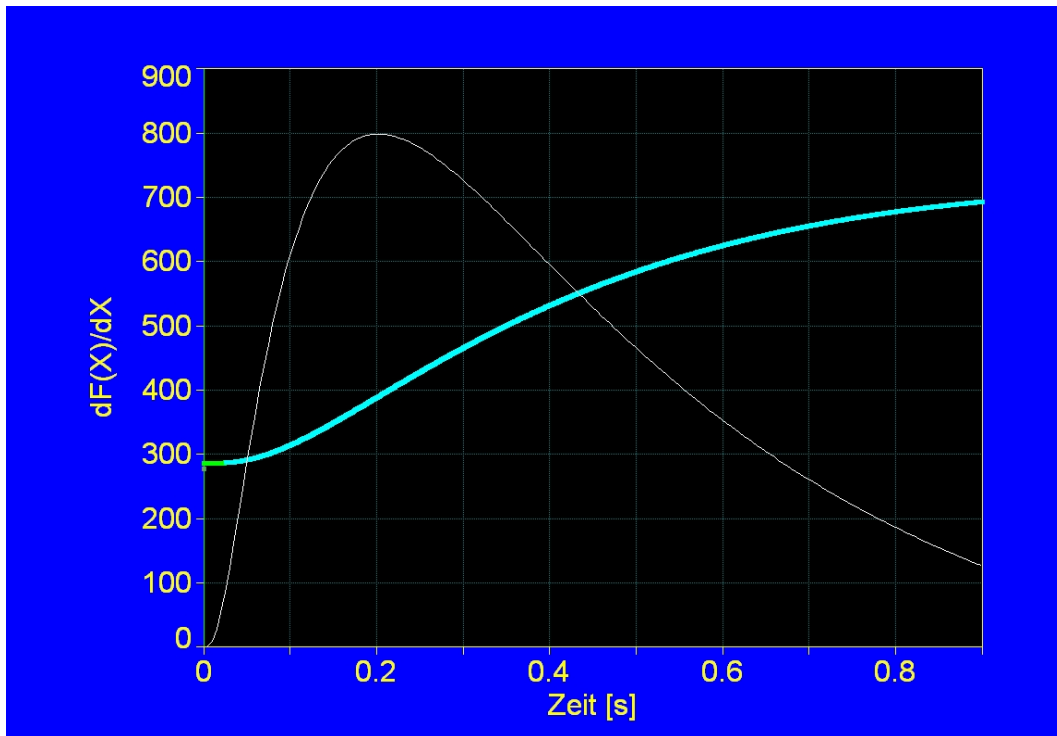


Abbildung 3.21: Ableitung (weiß) des Spannungsverlaufs (blau) nach der Zeit bei Versuch Nr. 1 (Versuchsreihe 2).

Mit Hilfe der Spannungsreihe aus Abbildung 3.2 werden aus den Spannungskurven $U(t)$ zunächst die Temperaturkurven $T(t)$ und aus den zeitlichen Ableitungen der Spannung nach der Zeit die Ableitungen der Temperatur nach der Zeit:

$$\begin{aligned}
 U(t) &\Rightarrow \text{Spannungsreihe} \Rightarrow T(t) \\
 \frac{dU(t)}{dt} &\Rightarrow \text{Spannungsreihe} \Rightarrow \frac{dT(t)}{dt}
 \end{aligned}
 \tag{3.8}$$

Damit und mit der Zeitkonstante $\tau = 0,45$ s des Thermoelements lassen sich die gesuchten realen zeitlichen Temperaturverläufe $T_G(t)$ in der 20 l-Kugel gemäß (3.7) berechnen. In Abbildung 3.22 sind die Verläufe der gemessenen Temperatur $T(t)$ und der rechnerisch korrigierten Temperatur $T_G(t)$ aus Versuch Nr. 1 dargestellt. Weiterhin wurde der Temperaturverlauf hinzugefügt, der mit (2.1) aus der zugehörigen gemessenen Druckkurve $p(t)$ abgeleitet wurde.

Der Vergleich des Temperaturverlaufs in Abbildung 3.22 zeigt eine gute Übereinstimmung der aus dem Druck abgeleiteten Temperaturkurve und der Kurve $T_G(t)$. Ein

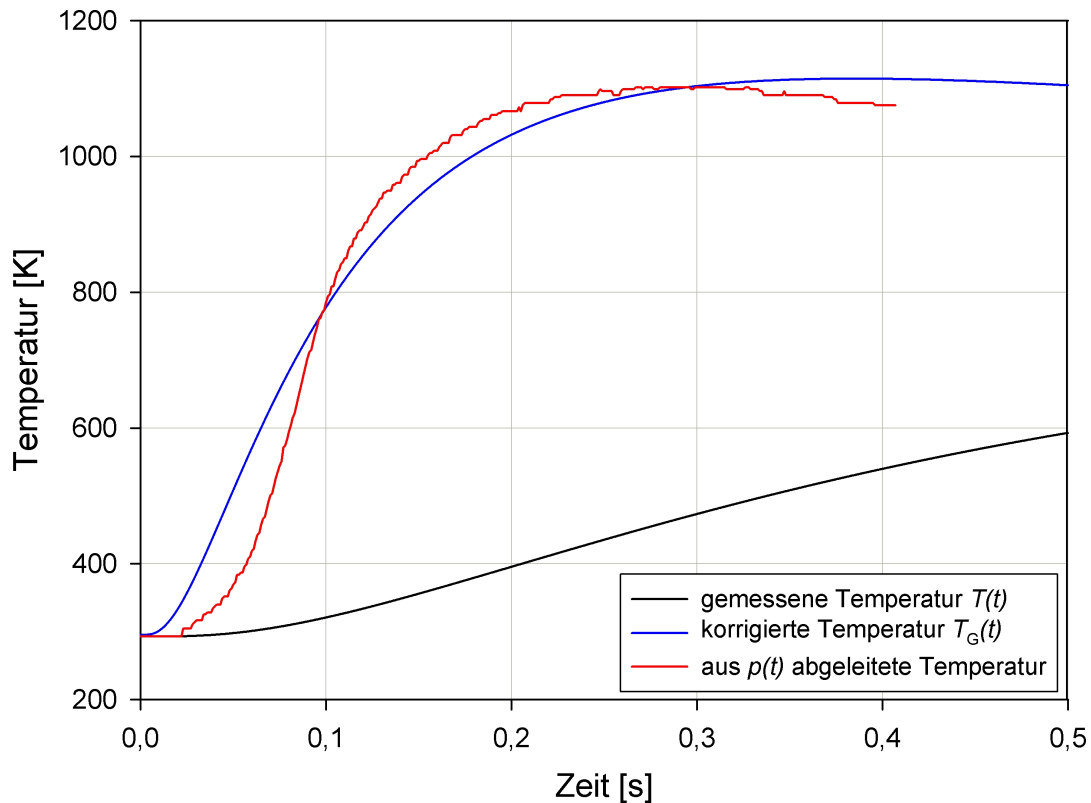


Abbildung 3.22: Zeitlicher Temperaturverlauf bei Versuch Nr. 1 abgeleitet mit (2.1) aus der gemessenen Druckkurve. Zusätzlich ist der zugehörige, direkt gemessene Temperaturverlauf $T(t)$ dargestellt sowie der daraus gewonnene korrigierte Temperaturverlauf $T_G(t)$.

solches Ergebnis wurde für alle vier Versuche erzielt. Die vorhandene leichte Abweichung der Kurven voneinander liegt zum einen in der starken Streuung der vom Thermoelement gelieferten Spannungsmesswerte begründet. Zum anderen hängt die über (3.7) bestimmte Kurve $T_G(t)$ sehr stark von der durch Regressionsrechnung ermittelten Kurve $T(t)$ ab. Bereits geringe Variationen in der Fit-Funktion haben deutliche Änderungen in $T_G(t)$ zur Folge. Dies vor allem deshalb, weil auch die zeitliche Ableitung von $T(t)$ in (3.7) einfließt. Darum war bei diesem Arbeitsschritt besondere Sorgfalt wichtig.

Generell konnte aber der Nachweis geführt werden, dass sich die ideale Gasgleichung (2.1) in guter Näherung auf die Zustände in der 20 l-Kugel anwenden lässt und deshalb im Rechenmodell verwendet werden kann.

Kapitel 4

Drei-Zonen-Modell für die 20 l-Kugel

Betrachtet man das zwei-Zonen-Modell mit konstanter Verbrennungsgeschwindigkeit, so fällt der plötzliche Abbruch des Druckanstiegs am Druckmaximum auf (Abbildung 2.6). Wie in Abschnitt 2.2.5 bereits angedeutet wurde, lag unmittelbar nach der Entwicklung des zwei-Zonen-Modells mit konstanter Verbrennungsgeschwindigkeit der Verdacht nahe, dass dies mit der Annahme einer infinitesimal dünnen Flammenfront zu tun haben könnte. Aus diesem Grund wurde ein drei-Zonen-Modell entwickelt, um zu sehen, ob sich allein unter der Annahme einer Flammenfront mit endlicher Dicke der Druckverlauf am Druckmaximum besser abbilden lässt.

4.1 Wärmeproduktion durch eine Flammenfront endlicher Dicke

Anstelle einer infinitesimal dünnen Flammenfront wurde nun eine Flammenfront mit einer festen Dicke s postuliert. Diese Flammenfront sollte sich wieder vom Mittelpunkt der 20l-Kugel bis zu deren Innenwand fortpflanzen. Somit wurde der Innenraum der Kugel nun in drei Zonen eingeteilt:

1. Zone mit unverbranntem Staub/Luft-Gemisch
2. Zone mit brennendem Staub/Luft-Gemisch
3. Zone mit verbranntem Staub/Luft-Gemisch

Die Simulationsrechnung verläuft wie folgt: Ab dem Zündzeitpunkt wird die Flamme vom Mittelpunkt der 20l-Kugel aus schichtweise¹ aufgebaut bis die Dicke aller Teilschichten aufsummiert die Flammenfrontdicke s ergibt. Die Anzahl der Teilschichten wird mit n_{Fl} beschrieben und wurde hier mit $n_{\text{Fl}} = 10$ festgelegt. Bei jedem Rechenschritt bzw. Zeitschritt dt pflanzt sich die Flammenfront um die Dicke einer Teilschicht

¹Pro Zeitschritt dt kommt eine Teilschicht hinzu.

$s/10$ fort und zwar mit einer Geschwindigkeit gemäß (2.4). Vor der Flammenfront entsteht folglich eine neue Teilschicht und die innerste Teilschicht verschwindet bzw. wird als ausgebrannt angenommen. Bei jedem Zeitschritt verbrennt in jeder Teilschicht nur $1/10$ (wegen $n_{\text{Fl}} = 10$) des verfügbaren Brennstoffes multipliziert mit dem verbrannten Anteil χ . Wenn die Flammenfront an der Innenwand der 20 l-Kugel ankommt werden die Teilschichten von Zeitschritt zu Zeitschritt wieder abgebaut. Dies entspricht dem umgekehrten Prozess wie beim Aufbau der Flammenfront zum Zündzeitpunkt. So entsteht ein abgerundeter Peak am Maximum der zeitlichen Druckentwicklung weil die Verbrennung nicht schlagartig endet, sondern die Teilschichten schrittweise erlöschen.

Diese Berechnung wird in einer Unterschleife mit der Laufvariablen j für den Außenradius r_j jeder der j Teilschichten ausgeführt (Abbildung 4.1). Die Berechnung der Volumina der Teilschichten wird analog zum zwei-Zonen-Modell ausgeführt, nämlich durch Differenzbildung der Kugelvolumina mit den Radien r_j und r_{j-1} . Durch Aufsummieren aller Teilvolumina zum Zeitpunkt t erhält man das Volumen der Brennzzone V_b zum Zeitpunkt t .

Alle anderen Programmabläufe sind analog zu denen im zwei-Zonen-Modell. Dies gilt auch für die Betrachtung des Wärmeverlustes.

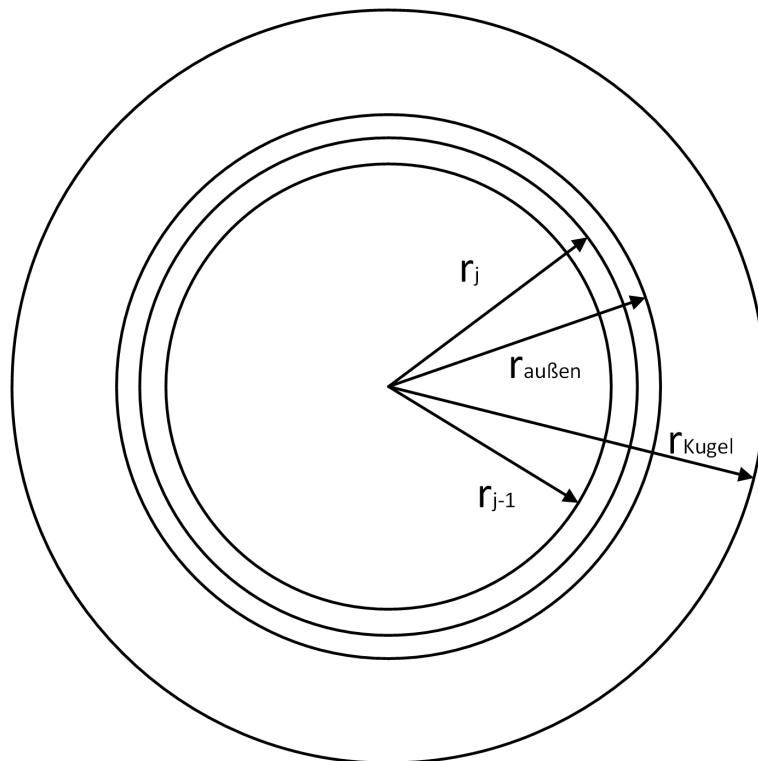


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung zur Erläuterung des Teilschichten-Prinzips beim drei-Zonen-Modell.

4.2 Beschaffung der Flammenfrontdicke

Um der Flammenfront eine plausible Breite s zuordnen zu können, wurde der Verbrennungsvorgang bei einer Maisstärkeexplosion experimentell untersucht. Hierbei kam erneut die Hochgeschwindigkeitskamera der FSA zum Einsatz. Mit dieser sollte der Verbrennungsvorgang bei einer Maisstärkeexplosion im Hartmannrohr aufgenommen werden, um anschließend möglichst die Brenndauer ausgewählter Flammenfilamente zu bestimmen. Die Idee war, mit Hilfe einer Brenndauer t_b die Flammenfrontdicke s über die Flammengeschwindigkeit v_F nach (2.4) gemäß

$$s = t_b \cdot v_F \quad (4.1)$$

zu berechnen.

4.2.1 Versuchsaufbau

Die zu untersuchende Maisstärkeverbrennung wurde im Hartmannrohr generiert. Bei diesem handelt es sich im Allgemeinen um eine Apparatur (Abbildung 4.2), die zur experimentellen Bestimmung der Zündfähigkeit eines Staub/Luft-Gemisches verwendet wird. Es besteht im Grunde aus einem senkrecht angeordneten Glasrohr, welches am unteren Ende verschlossen ist und am Kopf über eine Klappe zur Druckentlastung verfügt.

Die Zündung eines Luft/Staub-Gemisches kann wahlweise mit einem Glühwendel oder einer elektrischen Funkenentladung erfolgen. Bei den hier durchgeführten Versuchen wurde die Glühwendel verwendet. Um einen Staub zu prüfen, wird die Staubprobe in die Apparatur gefüllt. Nach dem Aktivieren der Glühwendel wird der Staub mit einem Luftstoß, der aus einem externen Druckbehälter kommt, aufgewirbelt. Hierbei entzündet sich die Staubwolke durch Kontakt mit der Glühwendel und der Verbrennungsvorgang breitet sich im Hartmannrohr aus, wobei die Richtung zum oberen Ende des Hartmannrohres bevorzugt wird.

Die Hochgeschwindigkeitskamera wurde vor dem Hartmannrohr positioniert, auf dieses fokussiert und mit dem Notebook verbunden.

4.2.2 Versuchsdurchführung

Mehrere Maisstärkeportionen mit jeweils 5 g Masse wurden vorbereitet. Eine Probe wurde in das Hartmannrohr gefüllt und die Apparatur für den Versuch vorbereitet. Anschließend erfolgte die Einstellung der Brennweite des Kameraobjektivs sowie der Startparameter der Steuersoftware. Die Hochgeschwindigkeitskamera wurde per Hand getriggert. Nach erfolgtem Aufnahmestart der Kamera wurde das Einblassignal gegeben.

Auf diese Art und Weise wurden mehrere Aufnahmen des Verbrennungsvorgangs Maisstärke gemacht, wobei die zuvor vorbereiteten Staubproben verwendet wurden. Im Fokus der Kamera war im Wesentlichen das Glasrohr der Hartmann Apparatur.

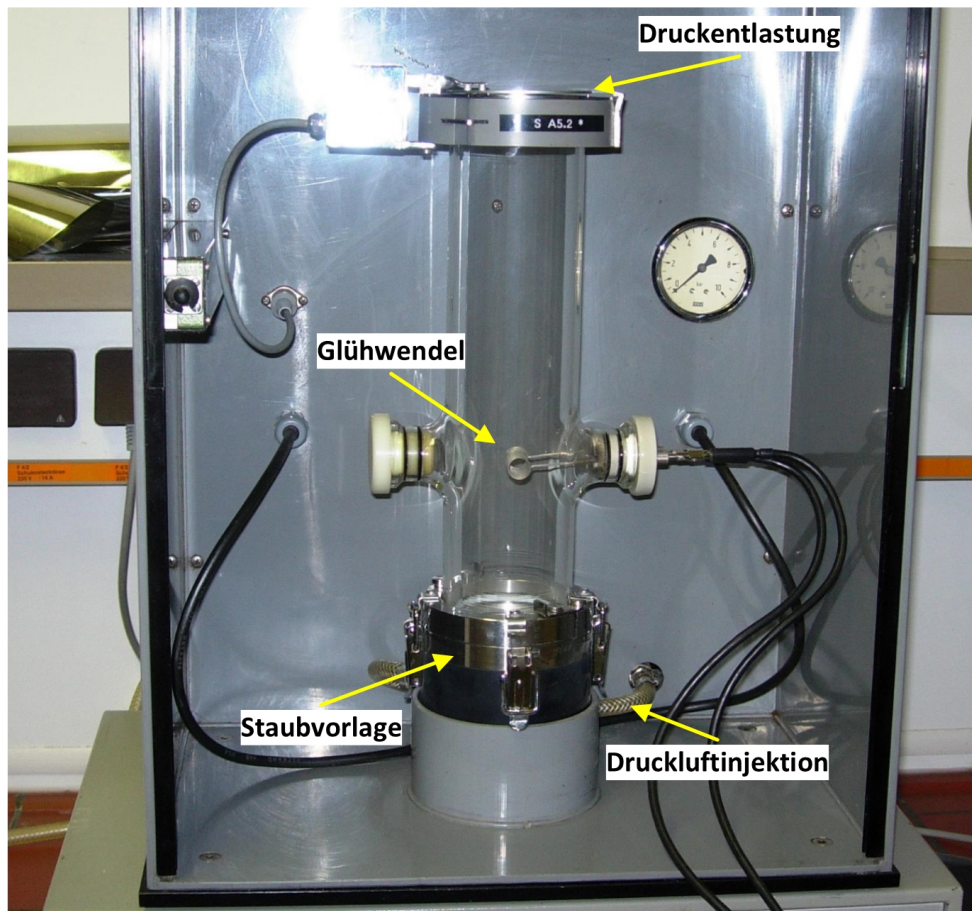


Abbildung 4.2: Aufbau des Hartmannrohrs.

Allerdings wurden zusätzlich Nahaufnahmen der Entlastungsklappe, sowie von der Glühwendel gemacht.

4.2.3 Versuchsergebnisse und Auswertung

Von den aufgenommenen Videofilmen waren insgesamt sieben für eine Auswertung brauchbar. In den Abbildungen 4.3 bis 4.5 ist eine Bildsequenz einer gut gelungenen Aufnahme des Verbrennungsvorgangs von Maistärke im Hartmannrohr zu sehen.

Zur Auswertung wurde wieder das Programm VirtualDub verwendet. Über dieses wurden aufflammende Flammenparzellen verfolgt, bis diese zum Erlöschen kamen. Über die Bildrate bzw. die angezeigte Zeit nach Triggerung der Hochgeschwindigkeitskamera ließ sich die Brenndauer der Parzellen bestimmen. Mit einer Bildrate von 1000 fps (Frames per Second) ergibt sich pro Millisekunde ein Bild.

Bei der Bildsequenz in den Abbildungen 4.3 bis 4.5 ist jedes dritte Bild des Betrachtungszeitraums dargestellt. Die gelbe Markierung grenzt hier die betrachtete Parzelle ab. Es wurden aus insgesamt 7 Videos 10 Flammenfilamente verfolgt und deren Brenndauer bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt.

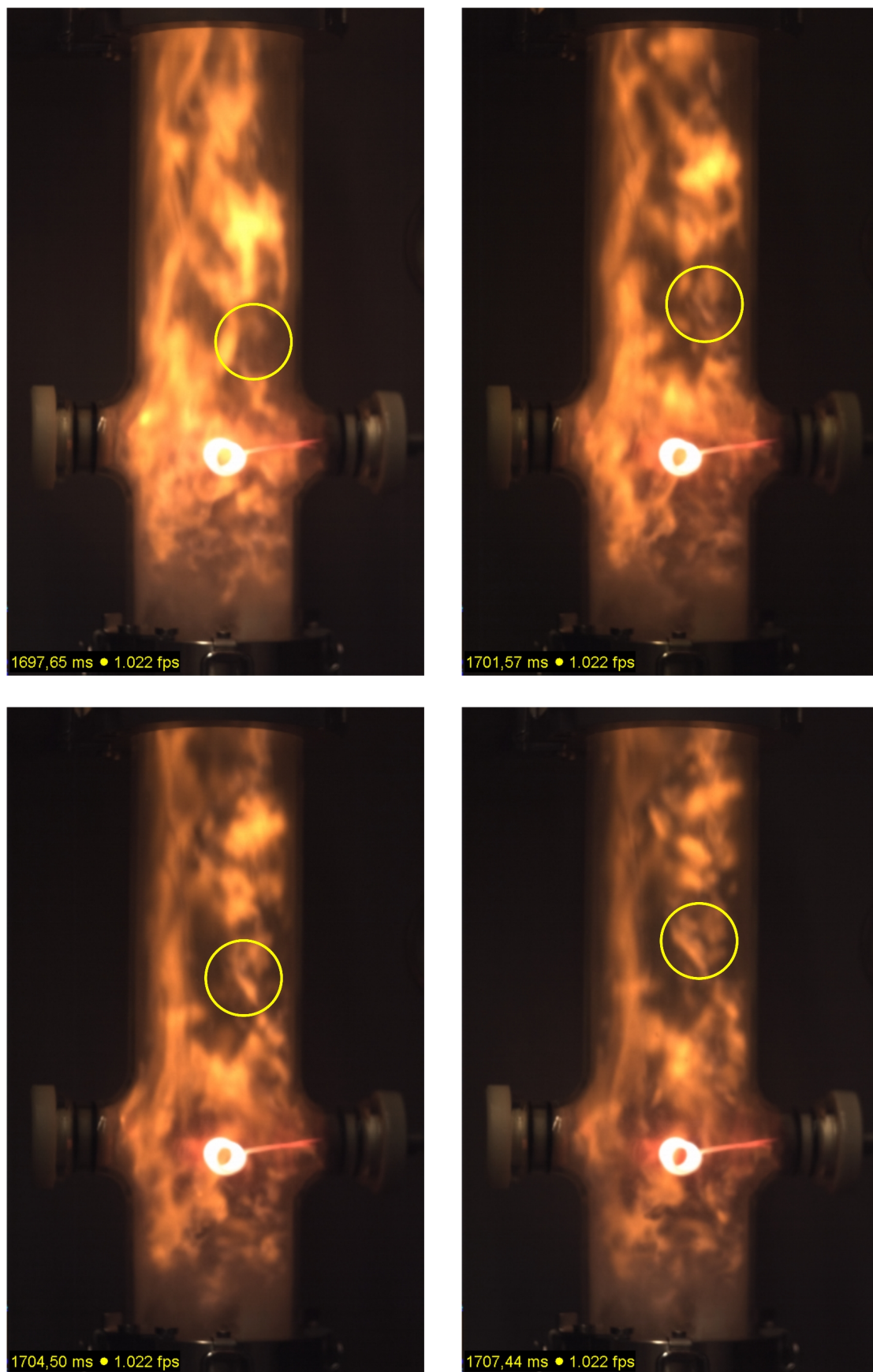


Abbildung 4.3: Teil 1 einer Bildsequenz zum Verbrennungsvorgang eines Maisstärke/ Luft-Gemisches im Hartmannrohr. Mit dem gelben Kreis ist ein Flammenfilament gekennzeichnet, dessen Entwicklung im Weiteren verfolgt wird.

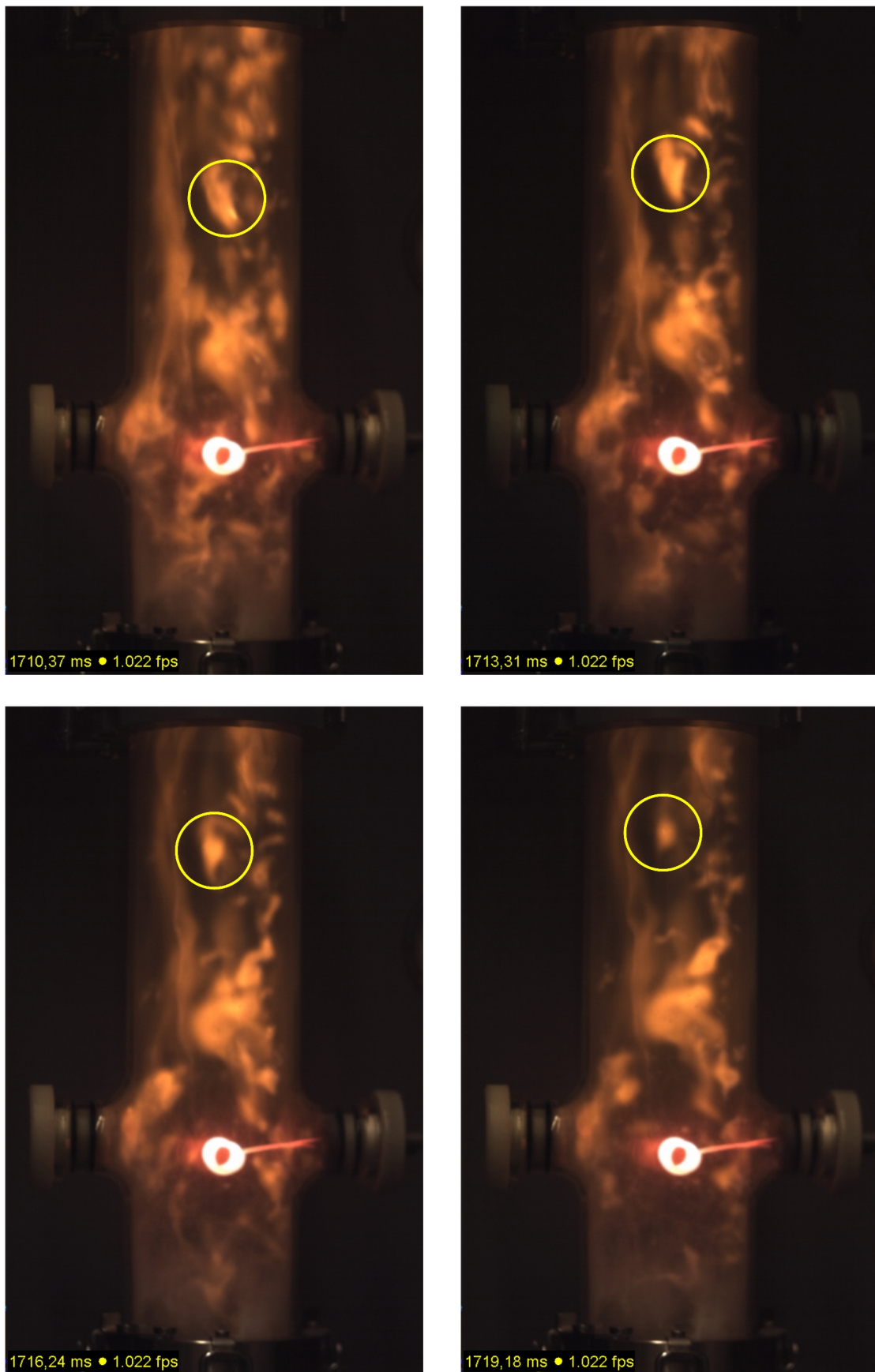


Abbildung 4.4: Teil 2 einer Bildsequenz zum Verbrennungsvorgang eines Maisstärke/Luft-Gemisches im Hartmannrohr.

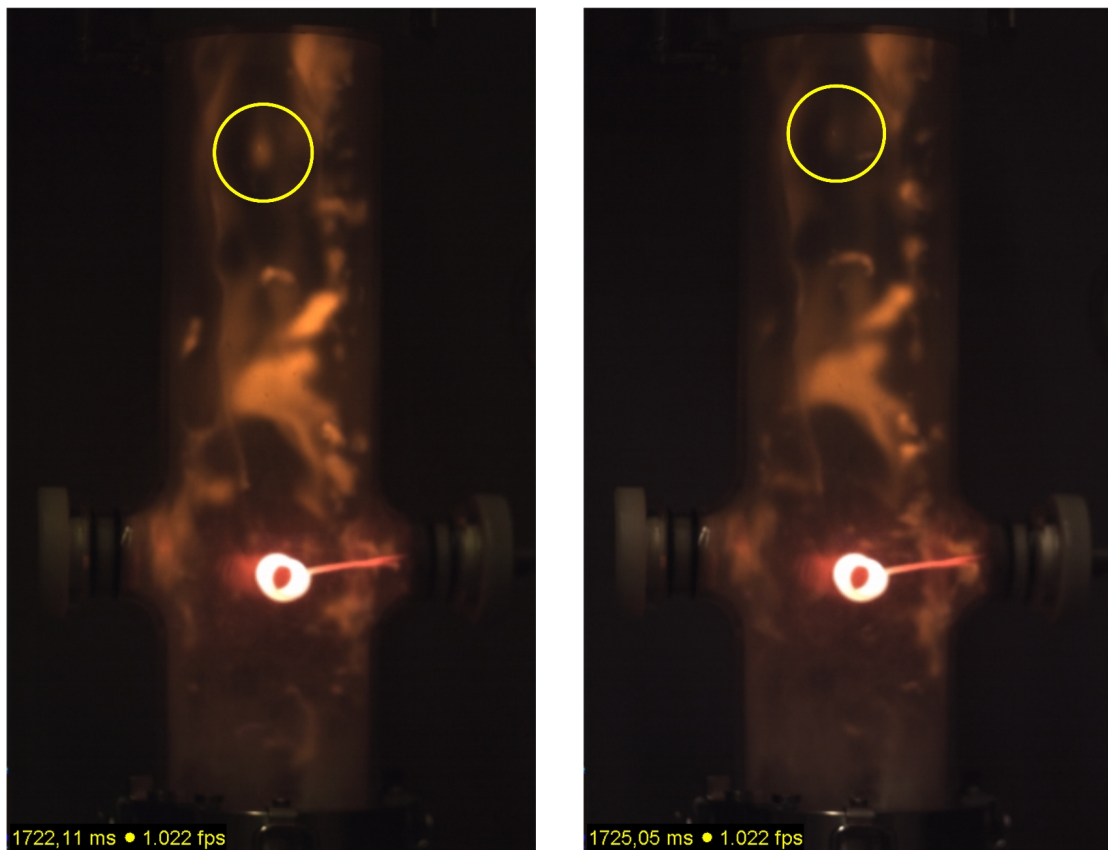


Abbildung 4.5: Teil 3 einer Bildsequenz zum Verbrennungsvorgang eines Maisstärke/Luft-Gemisches im Hartmannrohr.

Filament	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Zeit [ms]	26	34	11	27	20	21	15	16	11	18

Tabelle 4.1: Brenndauer von 10 verschiedenen Flammenfilamenten bei der Verbrennung eines Maisstärke/Luft-Gemisches im Hartmannrohr

Die statistische Analyse der Brenndauern aus Tabelle 4.1 ergab

$$\bar{t}_b = 19,9 \pm 7,37 \text{ ms} \quad (4.2)$$

Damit folgt für die Dicke der Flammenfront mit der Flammengeschwindigkeit $v_F = 0,864 \text{ m/s}$ (konstante Flammenfrontgeschwindigkeit nach (2.4))

$$s = 0,864 \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot 0,0199 \text{ s} = 0,017 \text{ m} \quad (4.3)$$

oder unter der Annahme von $v_F \approx 1 \text{ m/s}$ bei variabler Flammengeschwindigkeit (Abbildung 2.7)

$$s = 1 \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot 0,0199 \text{ s} \approx 0,02 \text{ m} \quad (4.4)$$

Wegen der höheren Genauigkeit der Simulation mit variabler Flammenfrontgeschwindigkeit wurde Gleichung (4.4) als diejenige angesehen, die die Flammenfrontdicke am besten wiedergibt. Es wurde also im drei-Zonen-Modell mit einer Flammenfrontdicke von $s = 2$ cm gerechnet.

4.3 Fazit Drei-Zonen-Modell

Um die Ergebnisse des drei-Zonen-Modells mit denen des zwei-Zonen-Modells vergleichen zu können, wurde als Simulationsbeispiel wieder der Versuch Nr. 1 der Versuchsreihe 2 aus Abschnitt 3.7 herangezogen. Abbildung 4.6 zeigt den Vergleich der gemessenen Druckkurve mit der mit dem drei-Zonen-Modell berechneten Druckkurve. Wie man erkennt, bricht der Druckanstieg bei der berechneten Kurve nicht mehr ganz so abrupt ab wie beim zwei-Zonen-Modell (Abbildung 2.6). Jedoch ist der berechnete zeitliche Druckverlauf am Druckmaximum noch immer sehr unterschiedlich zum gemessenen Druckverlauf am Druckmaximum. Die Flammenfrontgeschwindigkeit v_F muss also variabel sein.

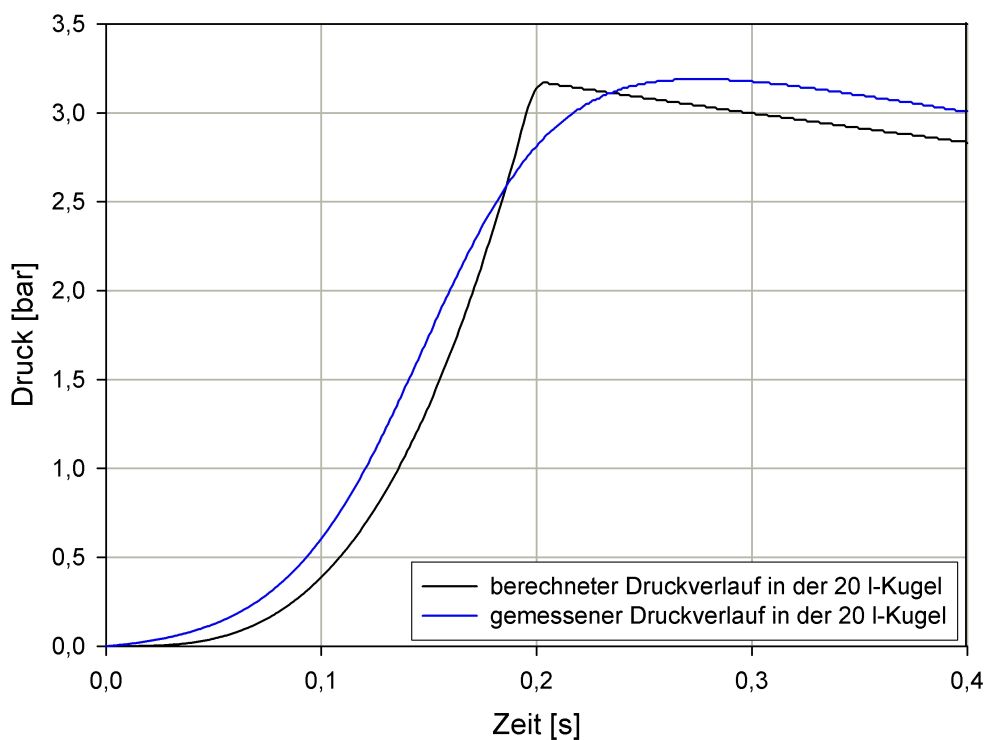


Abbildung 4.6: Vergleich zwischen gemessener und berechneter (drei-Zonen-Modell) zeitlicher Druckentwicklung für eine Maisstärkeexplosion in der 20 l-Kugel. Die Messdaten stammen aus Versuch Nr. 1 der Versuchsreihe 2 (Abschnitt 3.7.2.2).

Analog zum zwei-Zonen-Modell wurde auch beim drei-Zonen-Modell versucht, eine Geschwindigkeitsanpassung in das Simulationsprogramm einzubauen. Bei variabler Geschwindigkeit tritt aber das Problem auf, dass sich durch die Konstanz der Zeitschritte

dt die Dicken der neu hinzukommenden Teilschichten ständig verändern. Dies kollidiert mit der Annahme einer fixen Flammenfrontdicke von $s = 2$ cm.

Dieses Problem wäre vermutlich mit einer stark erhöhten Investition an Arbeit in die Programmentwicklung zu lösen gewesen, allerdings musste auch noch ein Programm für die Flammenfrontgeschwindigkeit in Rohrleitungen entwickelt werden. Die Zeitspanne, die für das Erstellen der Bachelorarbeit vorgegeben wurde, reichte nicht aus, um beide Problemstellungen zu bearbeiten. Im Übrigen ist die Verbesserung des Simulationsergebnisses des drei-Zonen-Modells gegenüber dem des zwei-Zonen-Modells nicht besonders stark ausgeprägt, so dass sich eine Weiterentwicklung im Rahmen dieser Arbeit nicht lohnte.

Um die in Kappelrodeck gemessenen Flammenfrontgeschwindigkeiten in Rohrleitungen zu simulieren, wurde deshalb das zwei-Zonen-Modell verwendet.

Kapitel 5

Zwei-Zonen-Modell für Rohrleitungen

Bei den Versuchen in Kappelrodeck waren zwei druckentlastete Behälter durch eine 34,3 m lange Rohrleitung miteinander verbunden. Im Rohr herrschte eine Strömung mit $v = 16 \text{ m/s}$ vom ersten zum zweiten Behälter. Die Explosion wurde im ersten Behälter gezündet und lief dann durch das Rohr in den zweiten Behälter hinein. Durch den Anstieg des Druckes im Behälter 1 stellt sich ein Druckgefälle über die Rohrleitung hin zum Behälter 2 ein. Durch dieses ist eine Strömung innerhalb der Rohrleitung bedingt. Um die Modellierung möglichst einfach zu halten, wurde die Anwesenheit des Behälters 2 nicht berücksichtigt. Die Druckdifferenz ist also auf den Atmosphärendruck bezogen.

Diese Druckdifferenz induziert eine Materialströmung von Luft und Maisstärke von Behälter 1 durch die Rohrleitung hin zu Behälter 2, ähnlich einer pneumatischen Druckförderung. Somit muss sich die gemessene Flammenfrontgeschwindigkeit anteilig aus der reinen Verbrennungsgeschwindigkeit der Partikel und der druckinduzierten Strömungsgeschwindigkeit der Staubpartikel zusammensetzen.

Aus zeitlichen Gründen war nur dieser relativ simple Modellierungsversuch möglich.

5.1 Auswertung vorhandener Versuchsdaten

Der Datensatz vom Versuchsgelände in Kappelrodeck, bestehend aus fünf Messreihen und insgesamt 33 Versuchen, wurde gesichtet. Für die Modellentwicklung wurden die Daten aus Versuch Nr. 6 der Messreihe 1 ausgewählt, aufbereitet und ausgewertet.

5.1.1 Daten aus der Rohrleitung

Anhand der Signale der Flammendetektoren wurde eine Funktion $r_F(t)$ abgeleitet, die den Ort der Flammenfront als Funktion der Zeit nach der Zündung beschreibt. Die Ableitung von $r_F(t)$ nach der Zeit lieferte die zeitliche Entwicklung der Flammenfront-

geschwindigkeit $v_F(t)$. Die so aufgearbeiteten Ergebnisse aus diesem Versuch sind in Abbildung 5.1 dargestellt.

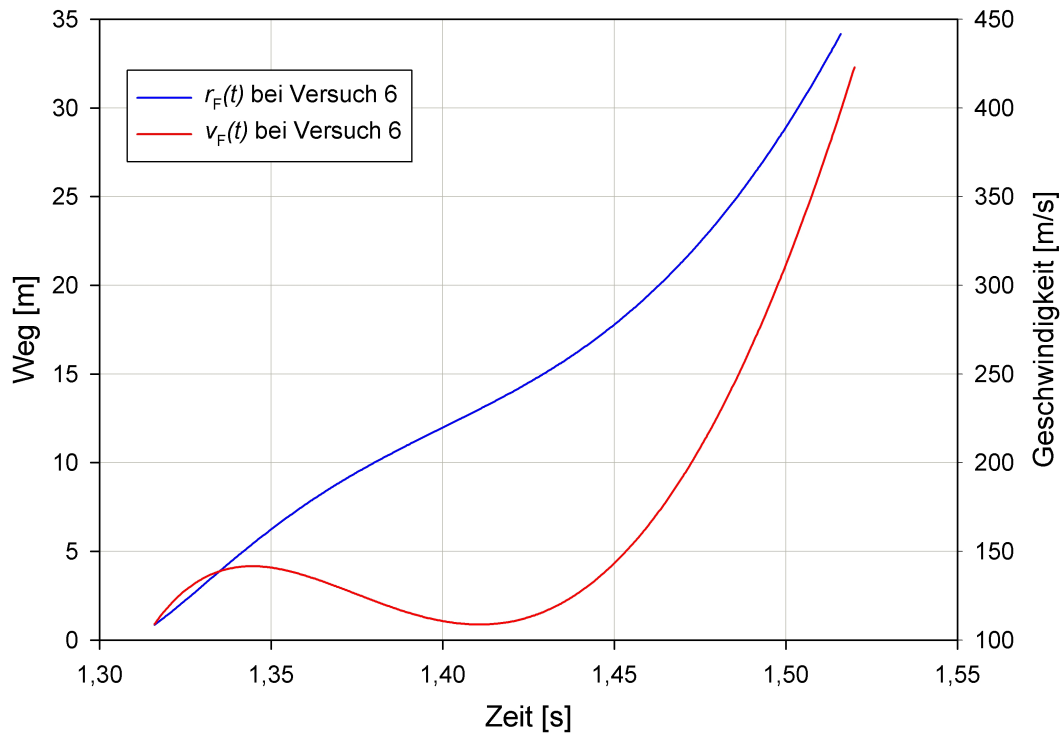


Abbildung 5.1: Weg- und Geschwindigkeitskurve der Flammenfront innerhalb der Rohrleitung bei Versuch Nr. 6, Messreihe 1.

Die Eintrittsgeschwindigkeit der Flammenfront in die Rohrleitung lässt sich anhand der Messdaten nicht bestimmen, da der erste Flammendetektor erst nach einer Distanz von 0,8 m Rohrleitung installiert ist. Angeben lässt sich eine ungefähre Geschwindigkeit für die Flammenfront beim Rohreintritt, die sich aus der Verbrennungssimulation im $9,63 \text{ m}^3$ -Behälter mit dem zwei-Zonen-Modell am Ort des Rohreintritts ergibt. Es ist davon auszugehen, dass die Flammenfront unmittelbar nach Eintritt in das Rohr eine starke Beschleunigung erfährt. Über diese Phase des Versuchs liegen leider keine experimentellen Daten vor. Wegen des Fehlens dieser Daten wurde die Flammenfrontgeschwindigkeit erst ab dem Ort des ersten Flammendetektor betrachtet bzw. dargestellt. Weiterhin fällt auf, dass die Flammenfront nach ca. 6 m Laufweg innerhalb der Rohrleitung eine Verringerung der Geschwindigkeit von 130 m/s auf 103 m/s erfährt. Anschließend beschleunigt die Flammenfront erneut. Am Ort des letzten Flammensensors nach 34,16 m Weg im Rohr erreicht die Flammenfront nach 204 ms nach Passage des ersten Flammensensors eine Geschwindigkeit von ca. 420 m/s.

5.1.2 Daten aus Behälter 1

In Abbildung 5.2 ist der zeitliche Druckverlauf gezeigt, der bei Versuch Nr. 6 im ersten Behälter gemessen wurde. Die Zeitachse beginnt bei $t = 1,2 \text{ s}$ weil zwischen dem Einbla-

sen des Staubs und dem Zündsignal eine Zündverzögerung von eben dieser Zeitspanne liegt.

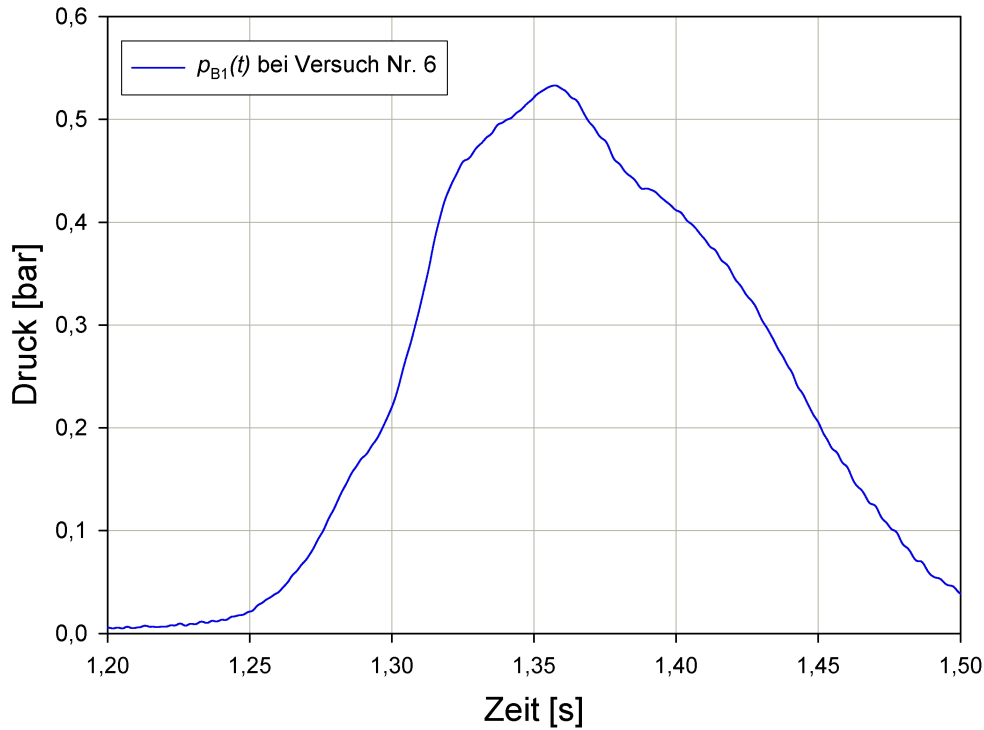


Abbildung 5.2: Druckverlauf im Behälter 1 bei Versuch Nr. 6.

Aus den Messdaten ist ersichtlich, dass der Druckanstieg im ersten Behälter bei einem Wert von rund 0,15 bar eine kleine Delle aufweist. Diese Delle markiert das Ansprechen der Berstfolie, deren statischer Ansprechdruck überschritten wurde. Das Druckmaximum von 0,53 bar wird im ersten Behälters nach einer Zeit von 0,158 s nach der Zündung erreicht. Zu diesem Zeitpunkt hat die Flamme ca. 7 m Laufweg innerhalb der Rohrleitung hinter sich. Da zu diesem Zeitpunkt auch die Geschwindigkeit der Flammenfront zurückgeht (Abbildung 5.1), besteht der begründete Verdacht, dass zwischen beiden Phänomenen ein Zusammenhang besteht.

Die abfallende Druckflanke ist verhältnismäßig flach, was daran liegt, dass sich im zweiten Behälter auch ein Druckpeak aufbaut und dem Abströmen des Gases durch das Verbindungsrohr entgegenwirkt. Dieser Vorgang beginnt bei knapp 1,4 s (siehe auch Abbildung 5.9).

5.2 Anpassung des zwei-Zonen-Modells an Behälter 1

Um die eingangs beschriebene Situation zu modellieren, konnte das zwei-Zonen-Modell, welches für die Simulation der Vorgänge in der 20 l-Kugel erstellt wurde, nur für die Berechnung der Druckkurve in Behälter 1 verwendet werden. Dazu musste das Modell

angepasst werden. Ziel dabei war es, den Druckverlauf in Behälter 1 zu simulieren, um damit dessen Einfluss auf die Flammenfrontgeschwindigkeit innerhalb der Rohrleitung zu untersuchen. Damit das Modell einfach bleibt, wurde das Medium in Behälter und Rohr als inkompressible betrachtet.

Zunächst wurde die Berechnung des verbrannten Volumens überarbeitet, da die expandierende Kugelschale durch die Geometrie des Behälters 1 nun nicht mehr vollständig zu einem Zeitpunkt aus der Behälterwand austritt.

Weiterhin musste beachtet werden, dass der Behälter 1 nun über zwei Druckentlastungsflächen verfügt. Die erste bestand aus einer 0,16 mm dicken Folie, die über einen Entlastungsstutzen am Kopf des Behälters 1 gespannt wurde und somit die Aufgabe einer Berstscheibe mit einem statischen Ansprechdruck von $p_{\text{stat}} = 0,1$ bar übernahm. Es ergab sich eine Entlastungsfläche von $0,501 \text{ m}^2$.

Die zweite Entlastungsfläche stellte die Rohrleitung dar. Mit einem Radius von $0,15 \text{ m}$ war damit eine weitere Entlastungsfläche mit $0,071 \text{ m}^2$ Fläche vorhanden.

Es war zu berücksichtigen, dass es über beide Entlastungsflächen zu einer Dämpfung des Druckanstiegs kommt. Diese Dämpfung entsteht zum einen durch den reinen Abfluss des Mediums durch die Entlastungsflächen und zum anderen durch den damit verbundenen Wärmeverlust aus dem System.

Eine weitere Änderung der Simulation wurde bei der Staubkonzentration vorgenommen. Diese betrug bei den Versuchen aus Kappelrodeck $1,25 \text{ kg/m}^3$ und war damit fünfmal höher als die Staubkonzentration, die bei der Simulation der Vorgänge in der 20 l-Kugel benutzt wurde.

Die Wärmeverluste über Strahlung und Konduktion wurden bei dieser Betrachtung vernachlässigt, weil hier die Verluste durch die Entlastungsflächen dominieren. Weiterhin sinkt der Einfluss von Leitungs- und Strahlungsverlusten mit zunehmender Größe der Geometrien [4].

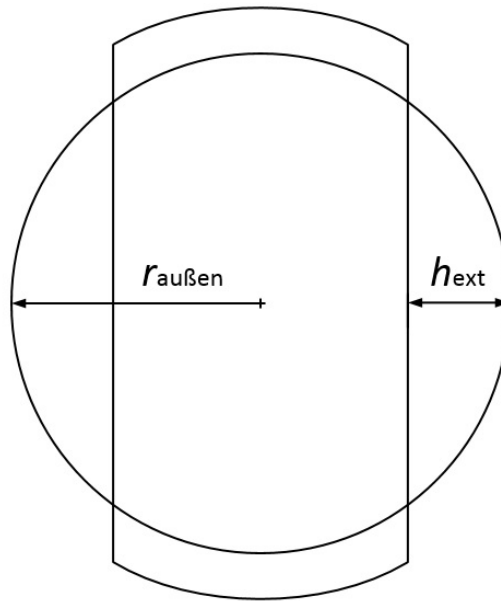
5.2.1 Brennvolumen

Wird in Behälter 1 eine zentrale Zündung betrachtet, so überschreitet der Flammenfrontradius zwar ab einem bestimmten Zeitpunkt den Radius des Behälterquerschnitts, allerdings ist er dann immer noch kleiner als die halbe Behälterhöhe. Ab diesem Zeitpunkt geht in die Verbrennung nur noch die sich im Behälter befindliche Fläche der Flammenfront ein. Das heißt, es ist beim Übertreten der virtuellen Flammenfront-Kugelschale über die Behälterwand ein Teil von der Kugelschale abzuziehen. Die Fläche der Flammenfront, die noch in die Verbrennung eingeht, berechnet sich mit

$$A_{\text{F}} = 2 \cdot \pi \cdot r_{\text{außen}} \cdot (2 \cdot r_{\text{außen}} - h_{\text{ext}}) \quad (5.1)$$

Die Bedeutung der Höhe der Kugelkalotte h_{ext} entnimmt man Abbildung 5.3.

Die Fläche A_{F} wird mit dem Wegstück multipliziert, welches die expandierende Kugelschale innerhalb eines Zeitschritts dt zurücklegt, um das brennende Volumen $V_{\text{b}}(t)$ zu einem Zeitpunkt t zu bestimmen. Hieraus berechnet sich – wie zuvor in der 20 l-Kugel – die produzierte Wärme in Behälter 1.

Abbildung 5.3: Skizze zur Erklärung von h_{ext} .

5.2.2 Verbrennungsgeschwindigkeit

Die Verbrennungsgeschwindigkeit v_F , mit der sich die Flammenfront durch Behälter 1 bewegt, wird nun als linear steigend angenommen und nicht mehr als konstant bzw. automatisch angepasst. Sie hat die Form

$$v_F = a \cdot t + v_0 \quad (5.2)$$

Die Beschleunigung a wurde durch Anpassung der simulierten Druckkurve an die gemessene Druckkurve ermittelt. Damit ergibt sich als reine Expansionsgeschwindigkeit der Kugelschale zum Zeitpunkt des Flammenfronteintritts in das Rohr ein Wert von $v_F = 13,43 \text{ m/s}$. Die Flammenfront erreicht die Behälterwand $0,138 \text{ s}$ nach der Zündung. In Abbildung 5.4 ist die zeitliche Zunahme des Flammenfrontradius sowie der Flammenfrontgeschwindigkeit innerhalb des Behälters 1 dargestellt.

Vergleicht man den zeitlichen Verlauf der gerechneten und gemessenen Daten für den Ort der Flammenfront, so fällt eine Diskrepanz auf. Während im Modell die Flammenfront gerade den Rohreintrittspunkt erreicht, hat sie im Versuch bereits den ersten Sensor in der Rohrleitung ($0,8 \text{ m}$ Weg nach Rohreintrittspunkt) passiert. Dieser Unterschied basiert vermutlich auf der realen Form der Flammenfront, die durch den Sog des Verdichters, welcher für die Saugförderung zuständig ist, beeinflusst wird. Hierdurch wird im Versuch die Flammenfront zur Rohrleitung hin gestreckt (Abbildung 5.5).

Die durch die Simulation erhaltene Rohreintrittsgeschwindigkeit der Flammenfront von $13,5 \text{ m/s}$ kann nicht mit den Messdaten überprüft werden, da in der Versuchsreihe aus Kappelrodeck kein Flammendetektor am Rohreintrittspunkt vorhanden war. Allerdings scheint ein Wert in dieser Größenordnung plausibel zu sein, da durch diese Flammenfrontgeschwindigkeit der Verlauf der gemessenen Druckkurve aus dem ersten Behälter schon fast ideal wiedergegeben werden kann.

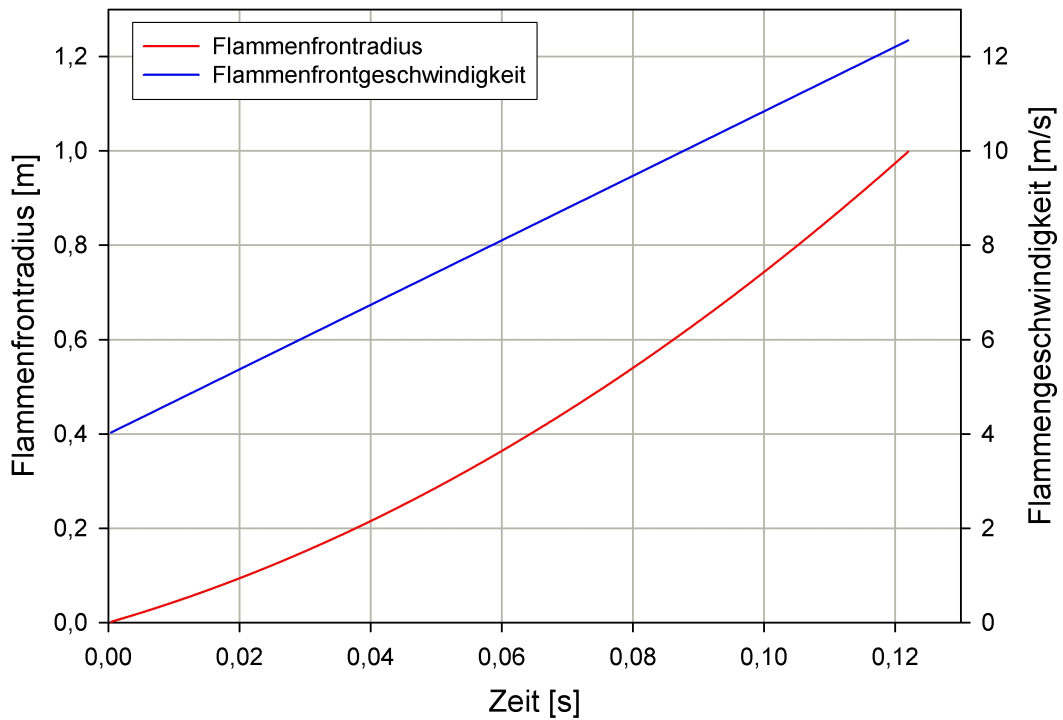


Abbildung 5.4: Flammenfrontgeschwindigkeit und Radius der Flammenfront im Behälter 1 in Abhängigkeit der Zeit.

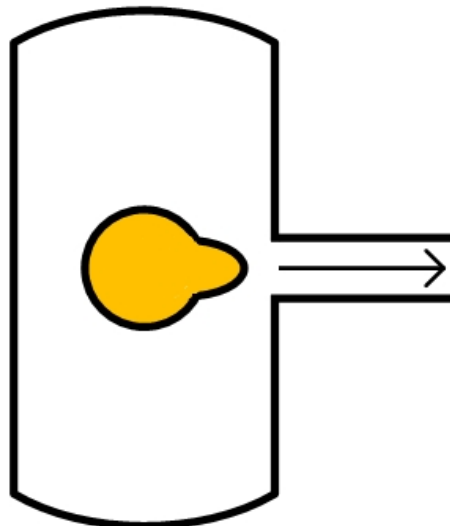


Abbildung 5.5: Verformung der Flammenfront in Richtung Rohreintrittspunkt aufgrund der Saugförderung.

5.2.3 Verbrannter Anteil

Der maximale reduzierte Explosionsdruck ist sehr stark vom verbrannten Anteil der Maisstärke abhängig. Da keine Testergebnisse von der 20l-Kugel für eine Maisstärkekonzentration von $1,25 \text{ kg/m}^3$ vorlagen, konnte keine Aussage über die Höhe des verbrannten Anteils bei einer solchen Konzentration gemacht werden. Abbildung 5.6 zeigt einen von der Firma GexCon experimentell ermittelten Zusammenhang zwischen Staubkonzentration zu verbranntem Anteil [8].

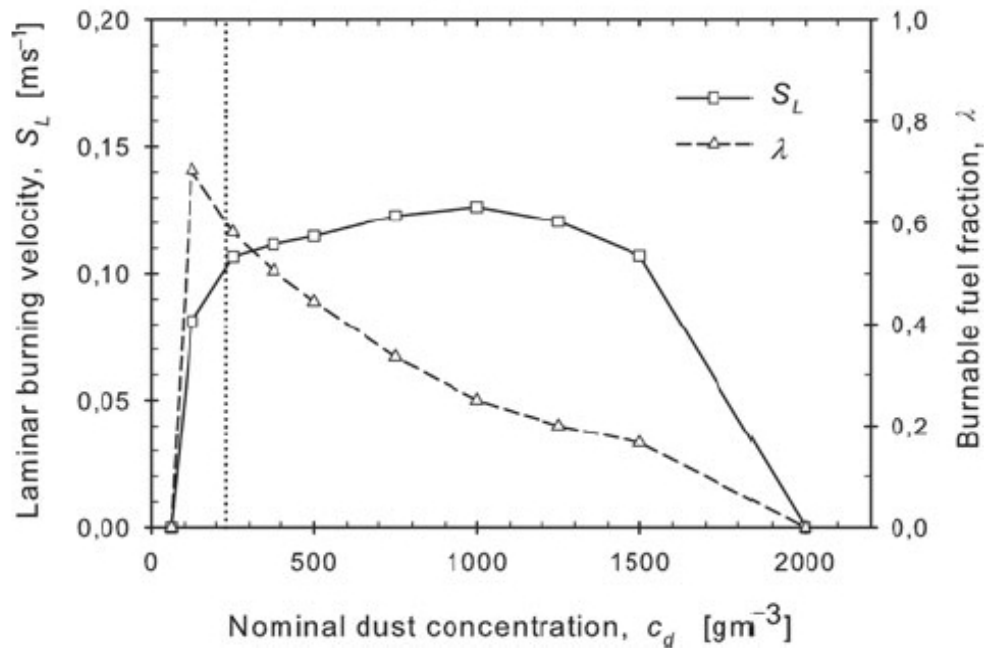


Abbildung 5.6: Zusammenhang zwischen Maisstärkekonzentration und verbranntem Anteil χ . In der Grafik ist wird der verbrannte Anteil mit λ bezeichnet.

In der Abbildung ist zu erkennen, dass der verbrannte Anteil des Staubs mit steigender Konzentration sinkt. Der Grund dafür ist, dass die Sauerstoffkonzentration im Staub/Luft-Gemisch mit steigender Staubkonzentrationen nicht mit wächst. Deshalb steht bei großen Staubkonzentrationen zu wenig Sauerstoff als Oxidationsmittel zur Verfügung, um einen hohen verbrannten Anteil zu erreichen. Gemäß der Ergebnisse der Firma Gexcon beträgt der verbrannte Anteil bei Staubkonzentration von $1,25 \text{ kg/m}^3$ weniger als ein Drittel von dem Wert, den er bei einer Staubkonzentration von $0,25 \text{ kg/m}^3$ aufweist. Überträgt man dies auf den in Abschnitt 3.6 ermittelten verbrannten Anteil von $\chi = 0,341$, so erhält man für den verbrannten Anteil in Behälter 1

$$\chi \approx 0,09 = 9\% \quad (5.3)$$

Mit diesem Wert ließ sich der Druckverlauf in Behälter 1 in guter Näherung beschreiben.

5.2.4 Materialtransport über die Druckentlastungsfläche des Behälters

Da der Materialtransport aus dem Behälter 1 die Wärme im System vermindert, wird hierdurch ebenfalls der Druckverlauf beeinflusst. Ist der statische Ansprechdruck der Berstfolie überschritten, so tritt das Medium aus dem Behälter 1 aus, d.h. es tritt ein Masseverlust auf. Dieser wird auch im Programm berücksichtigt.

Zur Berechnung des Massenverlustes durch die obere Druckentlastungsfläche wird die Geschwindigkeit des austretenden Staub/Luft-Gemisches benötigt. Hierfür wird die Ausflussformel (5.4) eines unter Druck stehenden Behälters herangezogen.

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot (p_{B1} - p_0)}{\rho_G}} \quad (5.4)$$

In (5.4) ist p_{B1} der Druck in Behälter 1 und p_0 ist der Umgebungsdruck. $\rho_G = \rho_L + c$ ist die Dichte des Mediums in Behälter 1. Gleichung (5.4) liefert mit

$$dm = 0,6 \cdot A_E \cdot \rho_G \cdot v \cdot dt \quad (5.5)$$

den Massenverlust dm pro Zeitschritt dt über die zerstörte Berstfolie. Der Faktor 0,6 in (5.5) ist die Ausflusszahl, die laut [7] ein Maß für die Einschnürung des Fluids beim Ausfluss über scharfkantige Öffnungen ist. Weil die Strömung bei diesem Ausfluss keiner Reibung mehr unterliegt, beschleunigt diese. Hierdurch kommt es zu einer Einschnürung des Strömungsquerschnitts.

Über den statischen Ansprechdruck der Folie im Versuch gab es keine Informationen. Deshalb wurde dieser aus der gemessenen Druckkurve abgelesen. Durch den Vergleich der Druckkurven mehrerer Versuche zeichnete sich ab, dass die kurzzeitige Dämpfung des Druckanstiegs den Zeitpunkt markiert, bei dem die Berstfolie reißt. Eine diesbezügliche, systematische Untersuchung der Druckverläufe der gesamten Messreihe 1 ergab die Zusammenhänge aus Tabelle 5.1. Es konnte abgeleitet werden, dass bei dem hier als Referenz verwendeten Versuch 6 ein statischer Ansprechdruck von

$$p_{\text{stat}} = 0,17 \text{ bar} \quad (5.6)$$

geherrscht haben muss.

Entlastungsfläche [m ²]	Foliendicke [mm]	Ansprechdruck [mbar]
0,723	1 × 0,16	200
0,501	1 × 0,16	170
0,501	2 × 0,30	580
0,501	3 × 0,30	600

Tabelle 5.1: Ansprechdrücke der bei Messreihe 1 verwendeten Berstfolien.

5.2.5 Materialtransport durch die Rohrleitung

Betrachtet man den Massenverlust aus Behälter 1 vor Zerstörung der Berstfolien, erfolgt dieser nur über die Rohrleitung. Es entsteht eine druckinduzierte Strömung des Staub/Luft-Gemisches durch das Rohr mit der Geschwindigkeit v_D . Zur Abschätzung dieser Strömungsgeschwindigkeit wurde die Strömung inkompressibel über die Bernoulli-Gleichung gerechnet. Da es sich um eine reibungsbehaftete Strömung handelt, wurde diese um den Druckverlust der Rohrleitung erweitert

$$p_{B1} + \rho_L \cdot g \cdot h_1 + \frac{\rho_L}{2} \cdot v_D^2 = p_0 + \rho_L \cdot g \cdot h_0 + \frac{\rho_L}{2} \cdot v_D^2 + \Delta p_{\text{ges}} \quad (5.7)$$

Da die Höhe sowie der Querschnitt über die betrachtete Rohrleitung hinweg konstant sind vereinfacht sich die (5.7) zu

$$p_{B1} - p_0 = \Delta p_{\text{ges}} \quad (5.8)$$

Weil der Materialtransport über die Rohrleitung einer pneumatischen Druckförderung von staubförmigen Material ähnelt, wird der Druckverlust auch ähnlich einer pneumatischen Druckförderung gemäß [6] berechnet. Der gesamte Druckverlust Δp_{ges} setzt sich aus mehreren einzelnen Druckverlusten zusammen. Diese sind:

- Druckverlust Δp_{RL} : Reibung durch die Luft
- Druckverlust Δp_{RS} : Reibung durch den Staub
- Druckverlust Δp_{EK} : Widerstände durch Rohreinläufe und Krümmer
- Druckverlust Δp_{BS} : Beschleunigung des Staubes
- Druckverlust Δp_{HS} : Hubarbeit aufgrund des Staubes

Da es sich bei der betrachteten Versuchsanlage um eine rein horizontale, gerade Rohrstrecke ohne Rohreinlauf handelt, müssen nur die Druckverluste Δp_{RL} , Δp_{RS} und Δp_{BS} berücksichtigt werden. Somit setzt sich der gesamte Druckverlust gemäß

$$\Delta p_{\text{ges}} = \Delta p_{\text{RL}} + \Delta p_{\text{RS}} + \Delta p_{\text{BS}} \quad (5.9)$$

zusammen. Der Druckverlust der reinen Luftströmung ergibt sich aus

$$\Delta p_{\text{RL}} = \frac{\lambda_L \cdot l \cdot \rho_L \cdot v_D^2}{d \cdot 2} \quad (5.10)$$

In (5.10) sind l und d die Länge und der Durchmesser der Rohrleitung. Um den Druckverlust der Luftströmung zu berechnen, wird der Druckverlustbeiwert λ_L für eine Luftströmung durch eine Rohrleitung benötigt. Dieser ergibt sich aus dem Nikuradse-Diagramm (Abbildung 5.7). Die Sandrauhigkeit k liegt für Rohre nach längerer Benutzung laut [7] bei $k = 0,15 \dots 0,2 \text{ mm}$. Dementsprechend wurde der Mittelwert gebildet und $k = 0,175 \text{ mm}$ für die Rechnung verwendet. Somit erhielt man für d/k

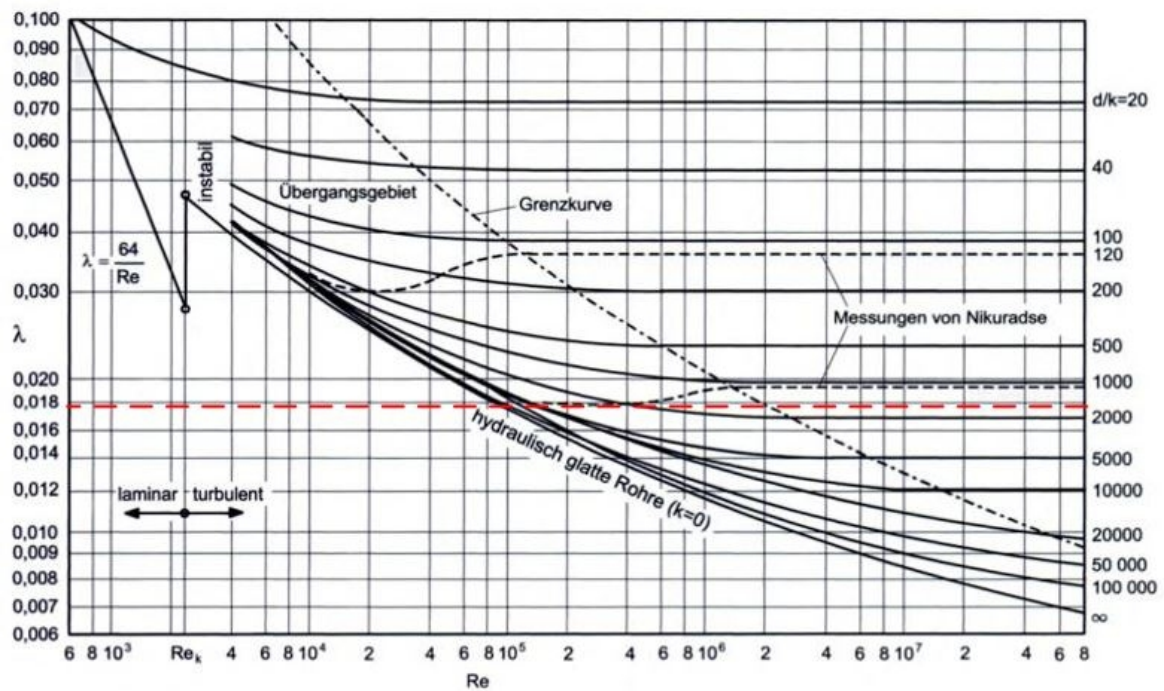


Abbildung 5.7: Nikuradse-Diagramm.)

= 1.714. Weil von sehr hohe Turbulenzen ausgegangen wurde ist λ_L unabhängig von der Reynolds-Zahl. λ_L ist im hochturbulenten Bereich konstant (Abbildung 5.7). Aus diesen Überlegungen folgt

$$\lambda_L = 0,018 \quad (5.11)$$

Der Druckverlust, welcher durch die Produktströmung entsteht, ist in (5.12) beschrieben.

$$\Delta p_{RS} = \frac{\mu \cdot \lambda_S \cdot l \cdot \rho_L \cdot v_D^2}{d \cdot 2} \quad (5.12)$$

Hierbei ist μ die Staubbeladung der Luft bzw. das Masseverhältnis von Luft und Staub im betrachteten Volumen. Der Wert von μ berechnet sich mit

$$\mu = \frac{m_S}{m_L} = \frac{c}{\rho_L} \quad (5.13)$$

Bei der Staubbeladung ist zu beachten, dass sich wegen des Massenverlustes aufgrund der Entlastungsöffnung sowohl die Staubkonzentration als auch die Gasdichte ändern. Da sich allerdings beide Parameter gleicherweise ändern, bleibt deren Verhältnis konstant.

Bei λ_S handelt es sich um den Druckverlustbeiwert der Produktströmung. Dieser beträgt laut [6]

$$\lambda_S = 0,03 \quad (5.14)$$

Der Druckverlust, der durch die Produktbeschleunigung hervorgerufen wird, berechnet sich nach (5.15)

$$\Delta p_{BS} = \rho_L \cdot \mu \cdot \Theta \cdot v_D^2 \quad (5.15)$$

Dabei ist Θ das Geschwindigkeitsverhältnis von Staubstrom zu Luftstrom. Dieser wird laut [6] für staubförmiges Gut mit $\Theta = 0,8$ angenommen. Das bedeutet, dass bei der Berechnung des Anteils der Flammenfrontgeschwindigkeit, die auf reiner Strömungsgeschwindigkeit durch das Rohr beruht, nur 80 % von v_D angesetzt werden. Denn es ist der Staub der brennt und nicht die Luft.

Mit (5.10), (5.12) und (5.15) ergibt sich für die über die Leitung entstehende Druckdifferenz

$$p_{B1} - p_0 = (\lambda_L + \lambda_S \cdot \mu) \cdot \frac{l \cdot \rho_L \cdot v_D^2}{d \cdot 2} + \rho_L \cdot \mu \cdot \Theta \cdot v_D^2 \quad (5.16)$$

Gleichung (5.16) nach v_D umgestellt ergibt

$$v_D = \sqrt{\frac{p_{B1} - p_0}{(\lambda_L + \lambda_S \cdot \mu) \cdot \frac{l \cdot \rho_L}{d \cdot 2} + \rho_L \cdot \mu \cdot \Theta}} \quad (5.17)$$

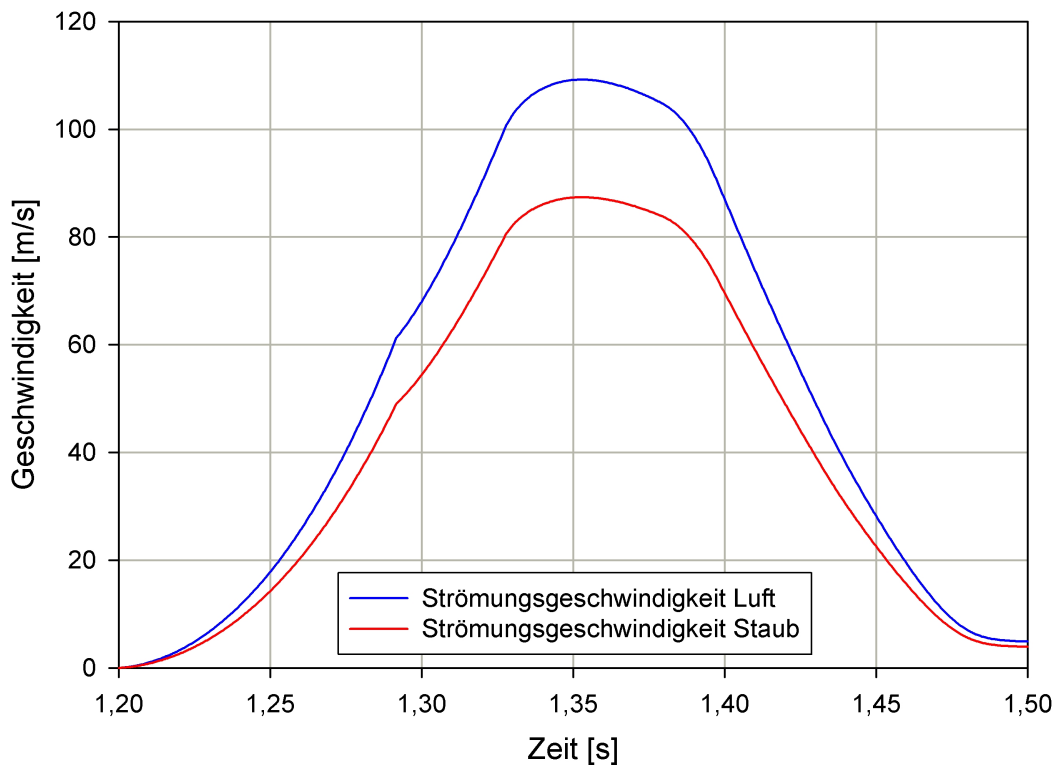


Abbildung 5.8: Druckinduzierte Strömungsgeschwindigkeiten der Luft und der Maisstärke durch die Rohrleitung.

Die druckinduzierten Strömungsgeschwindigkeiten der Luft und des Staubes durch die Rohrleitung sind in Abbildung 5.8 dargestellt.

Nach Berechnung der Strömungsgeschwindigkeit im Rohr lässt sich der Massenverlust durch die Rohrleitung mit (5.18) und (5.19) berechnen.

$$dm_L = \frac{\pi \cdot d^2}{4} \cdot \rho_L \cdot v_D \cdot dt \quad (5.18)$$

$$dm_S = \frac{\pi \cdot d^2}{4} \cdot c \cdot \Theta \cdot v_D \cdot dt \quad (5.19)$$

5.2.6 Simulation des Druckverlaufs in Behälter 1

Mit den Ergebnissen aus den Abschnitten 5.2.1 bis 5.2.5 ließ sich der Druckverlauf in Behälter 1 in guter Näherung simulieren. In Abbildung 5.9 ist die berechnete Druckkurve zusammen mit der gemessenen Druckkurve gezeigt.

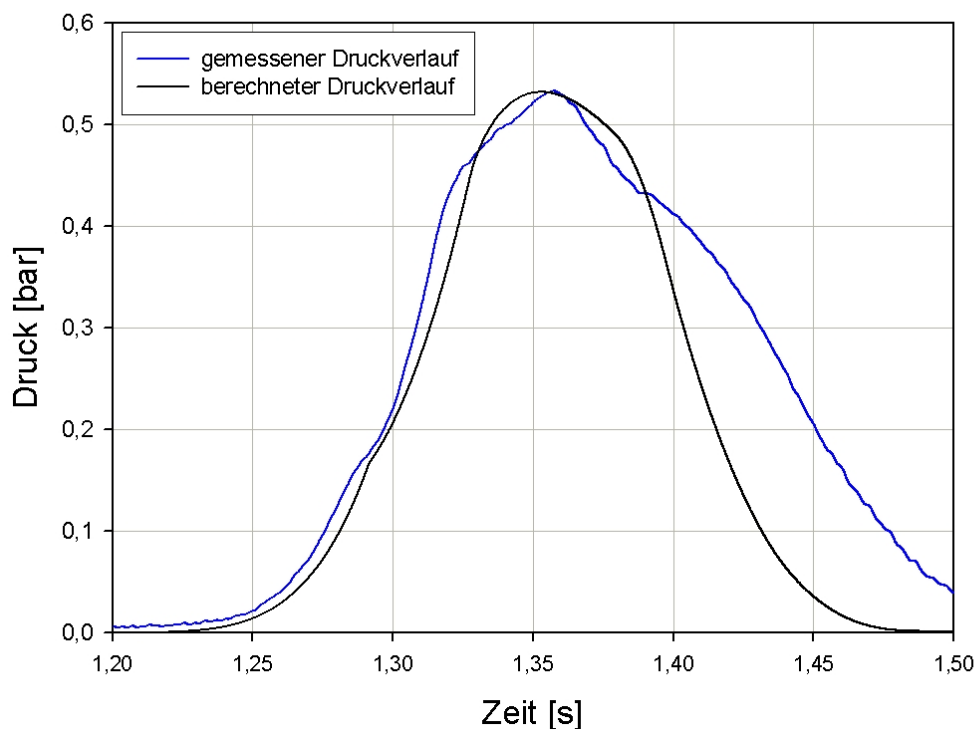


Abbildung 5.9: Gegenüberstellung des berechneten und gemessenen zeitlichen Druckverlaufs in Behälter 1.

Der Anstieg beider Kurven ist nahezu identisch. Die leichten Unterschiede zu Beginn der Druckanstiegskurven könnten – wie zuvor in der 20 l-Kugel – mit dem verwendeten 10 kJ zusammenhängen. Da die Simulation die Zündenergie nicht berücksichtigt ist der Anstieg der berechneten Kurve etwas langsamer.

Der Einfluss der Druckentlastung ist auch beim berechneten Druckverlauf gut nachzuvollziehen. Es ist zu erkennen, dass diese bei einem Druck von 180 mbar aktiv wird. Die Druckanstiegsflanke weist an dieser Stelle eine leichte Verformung auf.

Vergleicht man die abfallenden Flanken der beiden Druckverlaufskurven, so stellt man fest, dass der Druckabfall der gemessenen Kurve bei etwa $t = 1,37\text{s}$ einer Dämpfung unterliegt. Diese Dämpfung beruht auf dem Druckanstieg in Behälter 2, welcher zu diesem Zeitpunkt beginnt (Abbildung 5.10). Dieser wirkt dem Materialverlust aus Behälter 1 durch die Rohrleitung entgegen. Weil in der Simulation die Anwesenheit des Behälters 2 vernachlässigt wird, fällt der gerechnete Druck schneller als der gemessene ab.

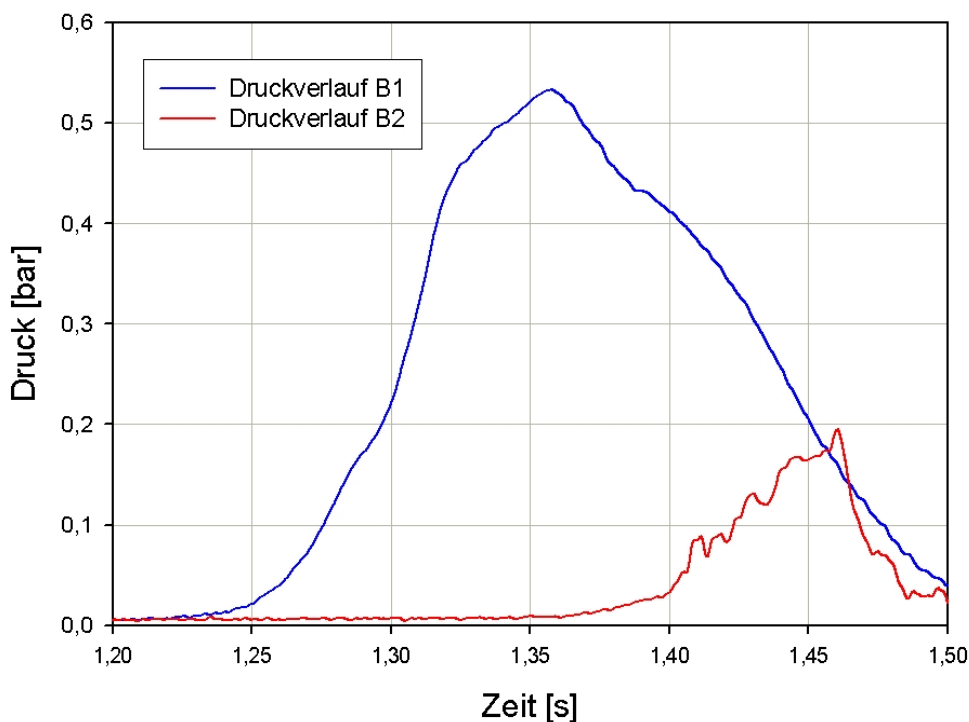


Abbildung 5.10: Zeitlicher Druckverlauf in den Behältern 1 und 2 bei Versuch 6.

5.3 Flammenfrontgeschwindigkeit durch die Rohrleitung

Bei der Berechnung des Materialtransports durch die Rohrleitung in Abschnitt 5.2.5 wird die Strömungsgeschwindigkeit der Luft und der Maisstärke berechnet. Wird nun die Differenz aus der gemessenen Flammengeschwindigkeit und der berechneten Strömungsgeschwindigkeit der Maisstärkepartikel gezogen, erhält man die Geschwindigkeit der Flammenfront innerhalb der Rohrleitung, die nur aufgrund der eigentlichen Verbrennung auftritt. In Abbildung 5.11 ist dies grafisch dargestellt.

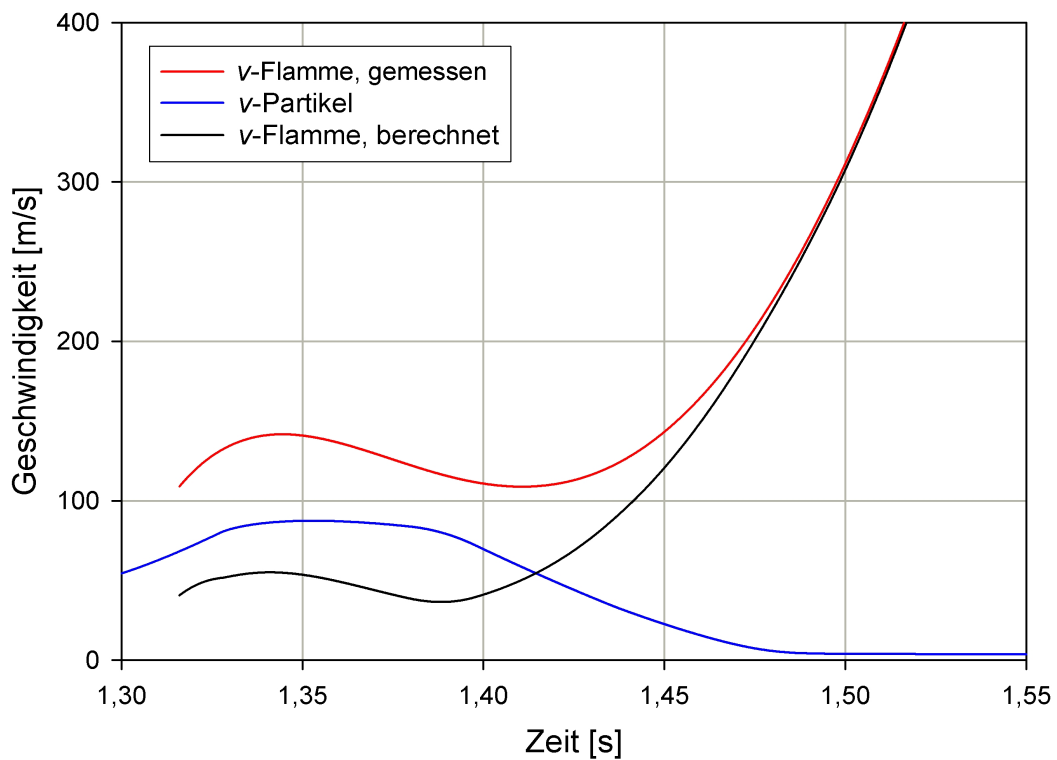


Abbildung 5.11: Berechnete druckinduzierte Geschwindigkeit der Maisstärkepartikel (blau) sowie die daraus abgeleitete reine Flammenfrontgeschwindigkeit (schwarz). Zum Vergleich ist die gemessene Flammenfrontgeschwindigkeit eingezeichnet (rot).

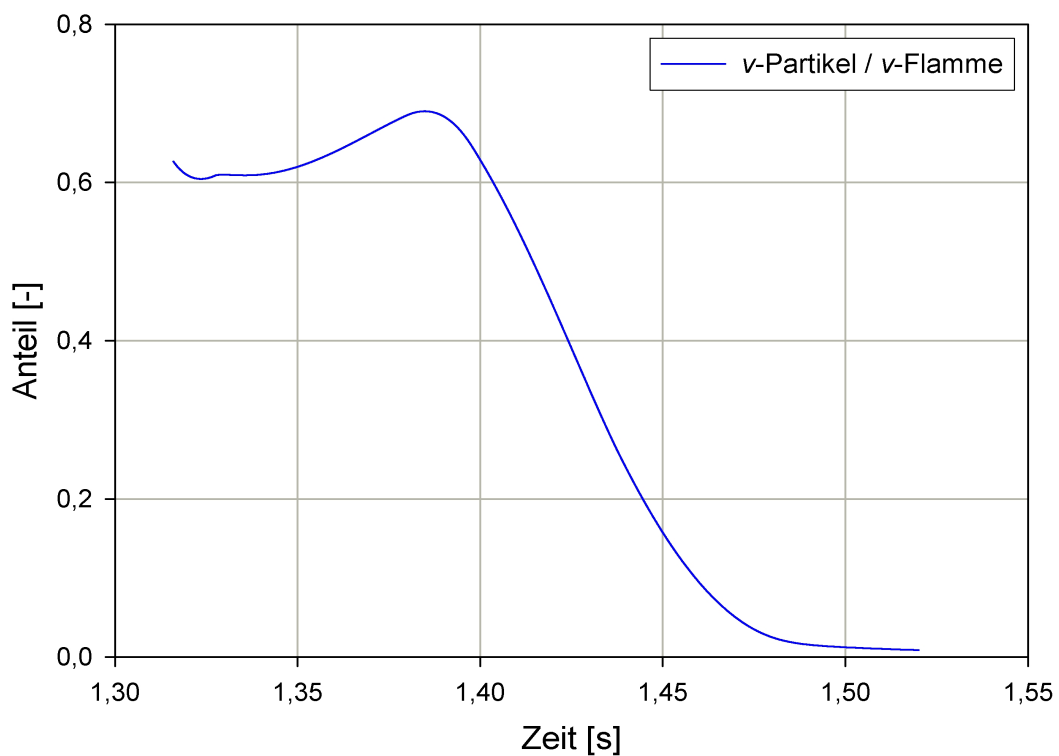


Abbildung 5.12: Anteil der druckinduzierten Strömungsgeschwindigkeit an der gemessenen Flammengeschwindigkeit.

Abbildung 5.12 zeigt den Anteil der Flammenfrontgeschwindigkeit, der nur auf der Transportgeschwindigkeit der Maisstärke durch das Rohr basiert. Es ist zu erkennen, dass die druckinduzierte Strömungs- bzw. Flammenfrontgeschwindigkeit auf die ersten 11 m der Rohrleitung mit 82 m/s bis zu 69 % der gesamten Flammenfrontgeschwindigkeit ausmacht. Die restlichen 23 m der Rohrleitung durchläuft die Flammenfront durch ihre reine Verbrennungsgeschwindigkeit. Auf dieser Strecke erfährt die Flammenfront eine starke Beschleunigung, die im Wesentlichen auf Turbulenz- und Kompressions-effekten beruhen.

Leider musste die Arbeit an der Modellierung der Flammenfrontgeschwindigkeit in Rohrleitungen an dieser Stelle aus Zeitgründen abgebrochen werden. Als wichtige Erkenntnis kann mitgenommen werden, dass bei Flammenfronten, die von Behältern in Rohrleitungen laufen, zunächst der druckinduzierte Materialtransport die dominante Größe ist hinsichtlich der Flammenfrontgeschwindigkeit in der Rohrleitung. Erst nach dieser Phase treten die Verbrennungseffekte bezüglich der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Flammenfront in den Vordergrund.

Kapitel 6

Diskussion und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, ein einfaches Rechenmodell für die Geschwindigkeit, mit der sich die Flammenfront einer Explosion durch eine Rohrleitung fortpflanzt, zu erstellen. Zur Überprüfung des Rechenmodells standen Rohdaten von Messreihen zur Verfügung, bei denen sich eine Flammenfront von einem Behälter 1 über eine 34,3 m lange Rohrleitung zu einem Behälter 2 bewegte.

Um dieses Ziel zu erreichen, wurde zunächst ein Verbrennungsmodell für die 20 l-Explosionskugel entwickelt. Die Idee dabei war, ein erstes, möglichst einfaches Verbrennungsmodell an einem einfachen System zu entwickeln, um mit dessen Hilfe physikalische Größen des Brennstaubes Maisstärke abzuleiten, die für ein allgemeineres Modell unerlässlich sind. Ein Teil dieser Größen konnte durch direkte Messungen und durch Kontakte zu anderen Instituten in Erfahrung gebracht werden. Letzteres galt für den Brennwert des Staubs, sowie dessen Wärmekapazität und, Wärmeleitfähigkeit. Die Emissionskoeffizienten des Staubes und der Kugelinnenwand sowie die Flammenfrontdicke konnten durch Messung bestimmt werden. Der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Gas und Kugelinnenwand und der verbrannte Anteil des Staubes wurden durch Vergleich zwischen Modell und Messung abgeleitet.

Nach der Bestimmung dieser Parameter blieb die Flammenfrontgeschwindigkeit als einzige Variable übrig und konnte über die Simulation bestimmt werden. Zunächst wurde die Flammenfrontgeschwindigkeit als konstant, später als variabel angenommen. Die gemessenen Druckverläufe in der 20 l-Kugel konnten mit dem erstellten Modell gut wiedergegeben werden. Es ergab sich dabei eine Flammenfrontgeschwindigkeit um 1 m/s.

Desweiteren galt es, Untersuchungen bezüglich der pyrotechnischen Zünder durchzuführen. Hierbei war deren Einfluss auf den maximalen Druck der Explosion und die Art der Zündung von Interesse. Weil im Modell der Verbrennung in der 20 l-Kugel angenommen wurde, dass die Verbrennung im zentralen Punkt in der Kugel beginnt und sich dann kugelschalenförmig nach außen fortpflanzt, musste geprüft werden, ob die Zünder sich so verhalten wie im Modell angenommen.

Im Modell wurde die ideale Gasgleichung benutzt. Um zu beweisen, dass dieser Ansatz möglich ist, wurden parallel Temperatur- und Druckmessungen bei Maisstärkeexplosionen in der 20 l-Kugel durchgeführt. Der Nachweis, dass die ideale Gasgleichung angewendet werden darf, konnte damit erbracht werden.

Abschließend wurde das Verbrennungsmodell auf die Verhältnisse der Versuche übertragen, die in Kappelrodeck an den mit einer Rohrleitung verbundenen Behältern durchgeführt wurden. Der Druckverlauf im Behälter 1 konnte sehr gut mit dem angepassten Modell reproduziert werden. Es konnte weiterhin gezeigt werden, dass sich die Flammenfrontgeschwindigkeit durch die Rohrleitung aus zwei Komponenten zusammen setzt, die zeitlich nacheinander wechselseitig dominieren. Beim Eintritt und auf den ersten Metern nach Eintritt in die Rohrleitung wird die Flammenfrontgeschwindigkeit hauptsächlich durch die Transportgeschwindigkeit des Staubes generiert. Es tritt eine Flammenfrontgeschwindigkeit von knapp 90 m/s in der Spitze auf. Später dominiert die reine Verbrennungsgeschwindigkeit, die in einer, durch Turbulenz angetriebenen sehr hohen Flammenfrontgeschwindigkeit von mehr als 400 m/s gipfelt.

Wegen der Vorgabe des zeitlichen Rahmens für die Anfertigung dieser Bachelorarbeit von Seiten der Hochschule Mannheim konnte das eigentliche Ziel der Arbeit, nämlich die Aufstellung eines Modells für die Flammenfrontgeschwindigkeit in der Rohrleitung, nicht mehr vollständig erreicht werden. Jedoch konnten wichtige und umfangreiche Grundlagen für eine Entwicklung eines solchen Modell gelegt werden.

6.1 Zwei-Zonen-Modell

Das zwei-Zonen-Modell bedient sich einer infinitesimal dünnen Flammenfront, die sich in Form einer expandierenden Kugelschale vom Mittelpunkt der Explosion radial fortbewegt. Die Annahme der infinitesimal dünnen Flammenfront entspricht zwar nicht der Realität, allerdings erzielte dieses Modell zufriedenstellende Ergebnisse. Durch eine Geschwindigkeitsanpassung wurde die Turbulenz der Explosion berücksichtigt und es entstand somit eine Geschwindigkeitskurve für die Simulation der Flammenfrontgeschwindigkeit.

Die Annahme, dass die Temperatur in der 20l-Kugel ortsunabhängig mit dem Verbrennungsfortschritt steigt, war für die erste Berechnung zwar zweckmäßig, allerdings könnte die Richtigkeit dieser Annahme bei weiterführenden Arbeiten genauer betrachtet werden. Wäre diese Annahme nicht richtig, würde sich über den Kugelradius ein Druckgradient einstellen, der eine variable Flammenfrontgeschwindigkeit zur Folge hätte. Eine Geschwindigkeitsanpassung im Modell wäre dann eventuell nicht mehr nötig. Ähnliches gilt für die Annahme, dass das Medium in der 20l-Kugel inkompressibel ist.

6.2 Drei-Zonen-Modell

Um den Druckverlauf in der 20l-Kugel besser als mit dem zwei-Zonen-Modell wiedergeben zu können, wurde das drei-Zonen-Modell entwickelt. Der Unterschied zum zwei-Zonen-Modell besteht darin, dass dieses Modell mit einer Flammenfront arbeitet, welche eine endliche Dicke von rund 2 cm aufweist. Die Verbesserung der Simulationsergebnisse war minimal, weshalb sich aus heutiger Sicht eine Weiterentwicklung dieses Modell vorerst nicht lohnt.

6.3 Verbrannter Anteil

Unabhängig von der Wahl des Modells zeigte sich, dass der Anteil des verbrannten Staubes sehr starke Auswirkungen auf den Druckanstieg hat. Schon eine Varianz um 3% zog einen Druckunterschied von 0,3 bar nach sich. Da der bei einer Explosion maximale Druck empfindlich vom verbrannten Anteil des Staubes abhängt, sollten hierzu zukünftig Versuchsreihen durchgeführt werden. Ziel sollte es dabei sein, experimentell gesicherte Daten bezüglich dem Zusammenhang zwischen der eingesetzten Staubkonzentration und dem verbrannten Anteil zu bekommen. Bekannt ist zwar, dass der verbrannte Anteil mit zunehmender Staubkonzentration fällt, allerdings gibt es keine genaue Beschreibung über diese Gesetzmäßigkeit.

6.4 Messdaten der Flammenfrontgeschwindigkeit

Über die Rohreintrittsgeschwindigkeit der Flamme konnte keine Aussage anhand der vorliegenden Messdaten gemacht werden, da kein Flammendetektor am Rohreintritt installiert war. Es wurde nachträglich versucht, diese näherungsweise über den Verlauf der Flammenfrontortskurve zu bestimmen. Trägt man den Flammenfrontort über die Zeit auf, und beginnt den Weg nicht zu Anfang der Rohrleitung, sondern bei -1 m (Behälterradius), erfolgt für den Schnittpunkt mit dem zur Zeit-Achse parallelen Grid bei 0 m, ein Zeitabschnitt von 1,293 s (Abbildung 6.1).

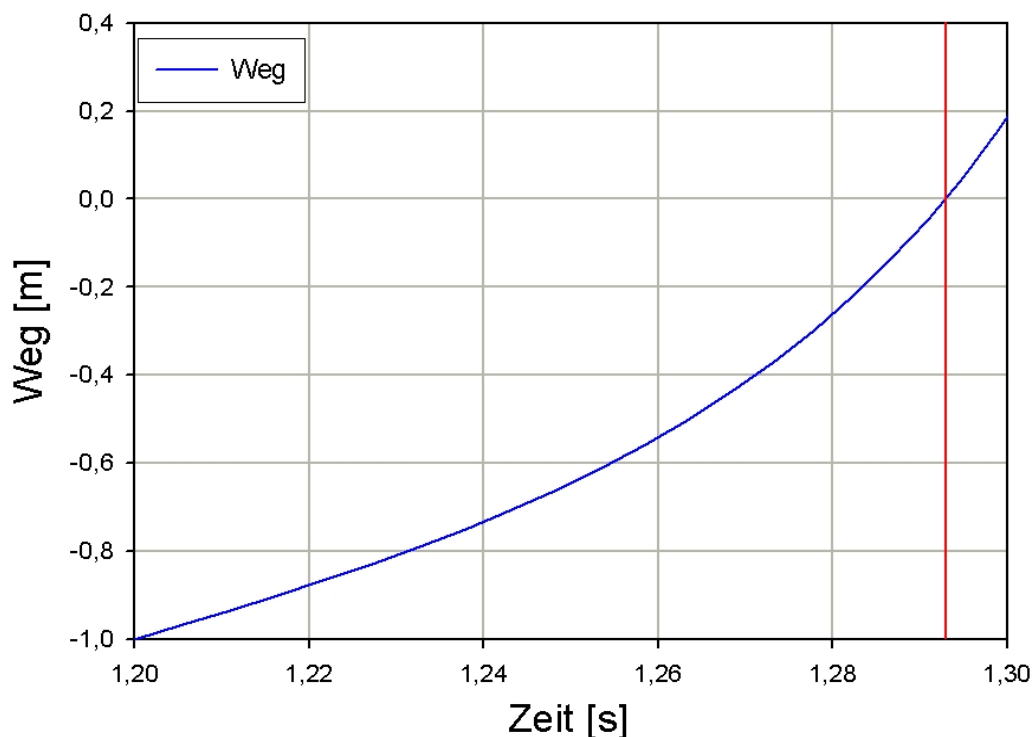


Abbildung 6.1: Durch Interpolation abgeschätzter Eintrittszeitpunkt der Flamme in die Rohrleitung.

Somit ergibt sich für einen Weg von 1 m der innerhalb von 0,093 s zurück gelegt wird eine Geschwindigkeit von 10,75 m/s. Dieser Wert wäre auch in der Größenordnung der simulierten Flammenfrontgeschwindigkeit im ersten Behälter. Weil diese Vermutung allerdings nicht mit Messdaten begründet werden konnte, wurde die Eintrittsgeschwindigkeit bei der Simulation und dem anschließenden Vergleich der Geschwindigkeiten nicht betrachtet.

Für die weitere Entwicklung des Modells der Flammenfrontgeschwindigkeit in Rohrleitungen sollten genauere Messdatensätze an einfacheren Systemen erzeugt werden. Beispielsweise wäre es sinnvoll, zunächst mit einem Behälter und einer Rohrleitung zu arbeiten, die an einem Ende offen ist. Je einfacher ein System ist, desto einfacher ist die Arbeit der Modellentwicklung, weil weniger Einflüsse berücksichtigt werden müssen.

6.5 Modell der Flammenfrontgeschwindigkeit im Rohr

Die zu Beginn der Arbeit im Raum stehende Vermutung, dass die Flammenfrontgeschwindigkeit zumindest anfänglich stark von dem Druckanstieg in Behälter 1 und der damit einhergehenden Strömungsgeschwindigkeit im Rohr zusammenhängen muss, stellte sich bei Betrachtung der Geschwindigkeitsverläufe als korrekt heraus. Es zeigte sich, dass die durch den Druckanstieg in Behälter 1 induzierte Strömungsgeschwindigkeit bis zu 69 % in die gemessene Flammenfrontgeschwindigkeit eingeht. Weiterhin ist zu erkennen, dass die Geschwindigkeit der Flammenfront noch während dem Abfall des Druckes in Behälter 1 von ca. 109 m/s auf bis zu 420 m/s beschleunigt. Diese Beschleunigung ist durch die reine Verbrennungsgeschwindigkeit bedingt. Letztgenanntes Phänomen sollte als nächstes untersucht und modelliert werden.

Es wird vorgeschlagen, in einem nächsten Schritt zunächst weitere Geschwindigkeitskurven zu untersuchen, um eine eventuell vorhandene Regelmäßigkeit in der reinen Verbrennungsgeschwindigkeit aufzudecken, der vielleicht für eine empirische Modellierung genutzt werden kann. Dabei sollte auch die Anwesenheit des Behälters 2 berücksichtigt werden. Alternativ könnte ein neuer Datensatz durch Messung an einem einfacherem System generiert werden, der geschickter gewählte Messorte für Flammenfront- und Drucksensoren beinhaltet. Sinnvoll wäre es beispielsweise, die Drucksensoren am gleichen Ort wie die Flammenfrontsensoren zu installieren.

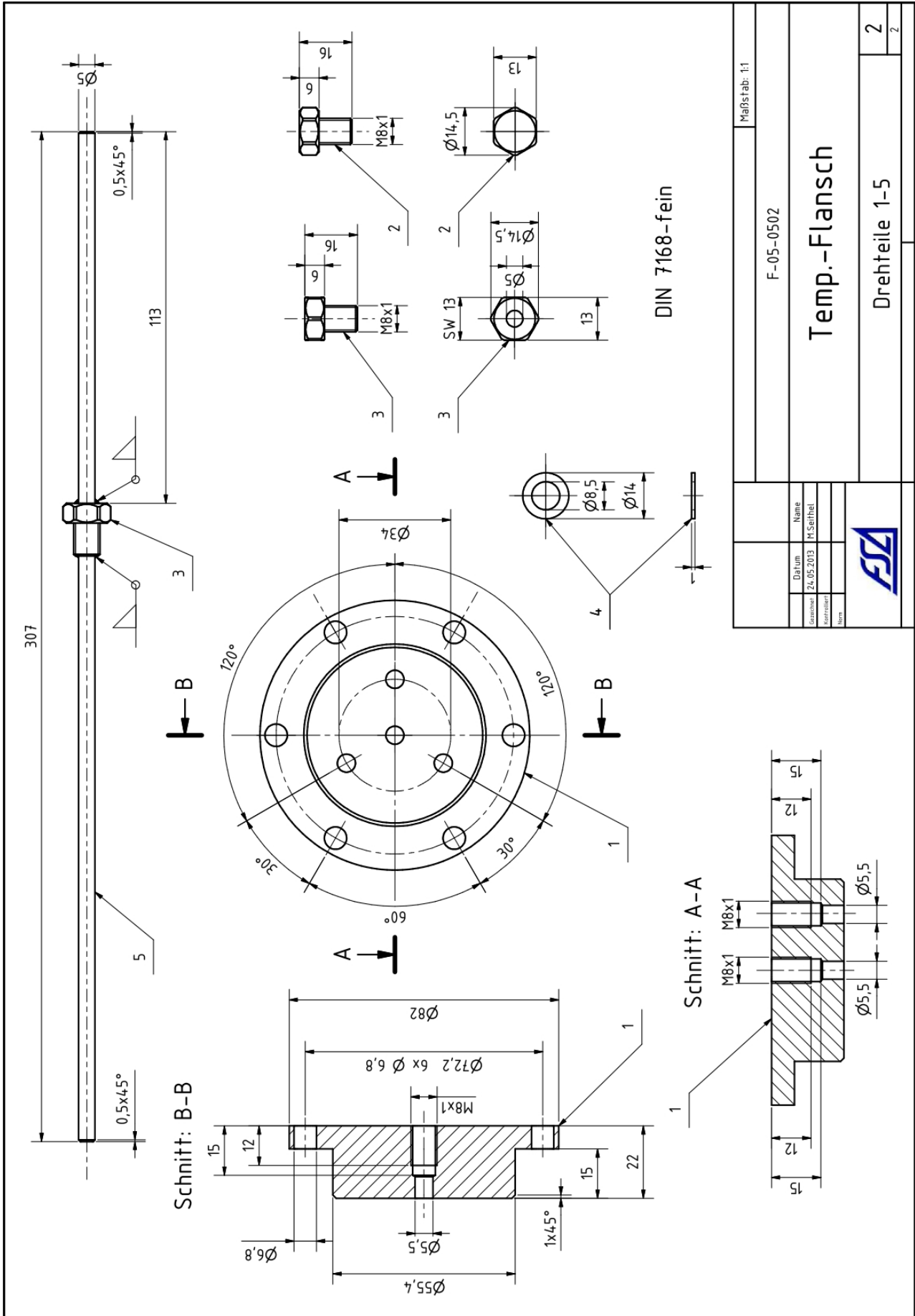
Weiterhin sollte bei Simulation der Vorgänge in der Rohrleitung dann kompressibel gerechnet werden. Ansonsten können die gemessenen Druckpeaks, die in der Regel vor einer Flammenfront in Rohrleitungen laufen, nicht wiedergegeben werden.

Literaturverzeichnis

- [1] W. FRITZ: *Skript Mechanische Verfahrenstechnik 1*, Hochschule Mannheim, 2011.
- [2] C. SAUMWEBER: *Skript Wärme- und Stoffübertragung*, Hochschule Mannheim, 2013.
- [3] H. PFEIFER: *Industrielle Wärmetechnik*, Vulkan, 4. Auflage, 2007.
- [4] D. LORENZ: *Private Mitteilung*, Forschungsgesellschaft für angewandte System-sicherheit und Arbeitsmedizin e. V., 2013.
- [5] A. ARNOLD: *Private Mitteilung*, Forschungsgesellschaft für angewandte System-sicherheit und Arbeitsmedizin e. V., 2013.
- [6] W. FRITZ: *Skript Mechanische Verfahrenstechnik 3*, Hochschule Mannheim, 2011.
- [7] W. BOHL: *Technische Strömungslehre*, Vogel Buchverlag, 7. Auflage, 1986.
- [8] T. SKJOLD, B. J. ARNTZEN, O. R. HANSEN, O. J. TARALDSET, I. E. STOR-VIK, R. K. ECKHOFF: *Simulating dust explosions with the first version of DESC*, GexCon AS und Institut für Physik und Technik der University of Bergen, Bergen, 2005
- [9] M. SCHMITT: *Private Mitteilung*, Forschungsgesellschaft für angewandte System-sicherheit und Arbeitsmedizin e. V., 2013.
- [10] H. SCHIEBLER: *Private Mitteilung*, Forschungsgesellschaft für angewandte Sy-stemsicherheit und Arbeitsmedizin e. V., 2013.
- [11] INTERNET: <http://www.steine-und-erden.net/se609/dustcontrol.html>


Anhang A

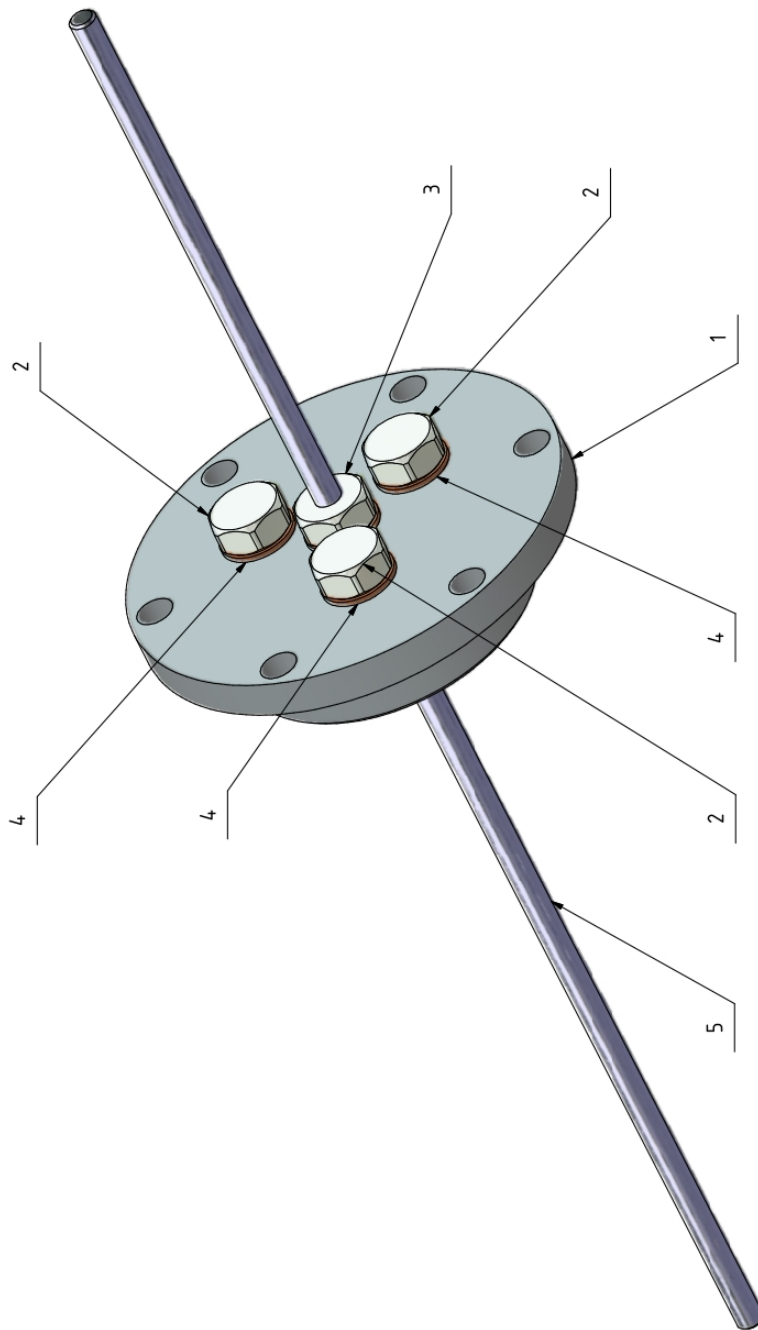
Konstruktionszeichnung Flansch für 20 l-Kugel



Maßstab: 1:1	
F-05-0502	
Temp.-Flansch	
Drehteile 1-5	
2	
2	

Gezeichnet	24.05.2013	M. Seifried
Datum		
Name		
Gezeichnet		
Datum		
Name		





DIN 7168-fein

OBJEKT	BEZEICHNUNG	ANZAHL	MATERIAL
5	Temp.-Dorn	1	V2A
4	Cu-Scheibe	6	Cu
3	M8x1-Buchse	1	V2A
2	M8x1-Stopfen	3	V2A
1	Temp.-Flansch	1	V2A

Maßstab: 1:1	
F-05-0502	
Temp.-Flansch	
Zusammenbau	
1	
2	



Datum: 23.05.2013
 Name: M. Seifried

Anhang B

Thermoelemente

B.1 Wolfram-Rhenium-Thermoelement

Typ-C-Thermoelement

- Thermopaar: Wolfram, Rhenium
- Ausführung: TM
- Fühlerlänge/-durchmesser: 300 mm; 1 mm
- Ansprechzeit: 0,6 s
- T_{\max} : 1300 °C

B.2 Nickel-Chrom-Nickel-Thermoelement

Typ-K-Thermoelement

- Thermopaar: Nickel, Chrom-Nickel
- Ausführung: TI
- Fühlerlänge/-durchmesser: 200 mm; 0,5 mm
- Zeitkonstante τ : 0,45 s
- T_{\max} : 700 °C

B.3 Druckverschraubung

- Innendurchmesser: 1 mm
- Gewinde: M8 × 1

Anhang C

Programmcode zwei-Zonen-Modell

20 l-Kugel

Einlesen und Darstellen der Messdaten

```
Dim Zeit_Messdaten() As Double
Dim Druck_Messdaten() As Double
Dim Geschwindigkeit() As Double
```

```
Open "5gr1.dat" For Input As #1
```

```
n = 0
```

```
Do Until EOF(1)
```

```
ReDim Preserve Zeit_Messdaten(n + 1)
```

```
ReDim Preserve Druck_Messdaten(n + 1)
```

```
Input #1, Zeit_Messdaten(n), Druck_Messdaten(n)
```

```
Zeit_Messdaten(n) = Zeit_Messdaten(n) / 1000
```

```
n = n + 1
```

```
Loop
```

```
Anzahl_Messdaten = n
```

```
Zeit_Messdaten(Anzahl_Messdaten) = Zeit_Messdaten(Anzahl_Messdaten - 1)
```

```
Druck_Messdaten(Anzahl_Messdaten) = Druck_Messdaten(Anzahl_Messdaten - 1)
```

```
Close
```

Simulationsrechnung

Definition der Variablen und Felder

```
Dim Druck() As Double: ReDim Preserve Druck(Anzahl_Messdaten)
```

```
Dim Zeit() As Double: ReDim Preserve Zeit(Anzahl_Messdaten)
```

```
ReDim Geschwindigkeit(n) As Double
```

```
Dim Radiendifferenz() As Double: ReDim Preserve Radiendifferenz(Anzahl_Messdaten)
```

```
Dim Außenradius As Double
```

```
Dim Innenradius As Double
```

```
Dim Letzter_Außenradius As Double
```

```
Dim Letzter_Innenradius As Double
```

```
Dim Kugelradius As Double
```

```
Dim Zeitschritt As Double
```

```
Dim Staubkonzentration As Double
```

```
Dim Waermekapazitaet_Luft As Double
```

```
Dim Stoffmenge_Luft As Double
```

```
Dim Luftmasse As Double
```

```
Dim Brennwert As Double
```

```
Dim Brennvolumenwaerme As Double
```

```
Dim Waermeproduktion As Double
```

```
Dim Gesamtwaeirme_letzter_Zeitschritt As Double
```

```
Dim pi As Double
```

```
Dim Stefan_Boltzmann_Konstante As Double
```

```
Dim Brennvolumen As Double
```

```
Dim Temperatur As Double
```

```
Dim Koeffizient_Strahlung As Double
```

```
Dim Strahlungsverlust As Double
```

```
Dim Kontaktverlust As Double
```

Setzen der mathematischen und physikalischen Größen

```

pi = 3.141592654
Gaskonstante = 8.314 [(kg·m²)/(s²·mol·K)]
Stefan_Boltzmann_Konstante = 0.00000005670373 [W/(m²·K⁴)]
Kugelvolumen = 0.02 [m³]
Kugelradius = 0.1684 [m]
Staubmasse = 0.005 [kg]
Staubkonzentration = Staubmasse / Kugelvolumen [kg/m³]
Brennwert = 15758000 [J/kg]
WaermeKapazitaet_Partikel = 1780 [J/(kg·K)]
Molmasse_Luft = 29 [g/mol]
WaermeKapazitaet_Luft = 717.857 [J/(kg·K)]
Umgebungstemperatur = 293 [K]
Umgebungsdruck = 10 ^ 5 [Pa]
Partikeltemperatur = 2000 [K]
Stoffmenge_Luft = Umgebungsdruck * Kugelvolumen / (Gaskonstante * Umgebungstemperatur) [mol]
Luftmasse = Stoffmenge_Luft * Molmasse_Luft / 1000 [kg]
Waermeuebergangskoeffizient = 30
Koeffizient_Strahlung = 0.8774 * 0.4994
Absorptionskoeffizient_Maisstaerke = 123.7 [m²/kg]
Verbrennungsanteil = 0.348
Strahlender_Flaechenanteil (5gr) = 0.119668

```

```

Anfangszeit = 0
Endzeit = Anzahl_Messdaten / 1000
Zeitschritt = (Endzeit - Anfangszeit) / Anzahl_Messdaten

```

Beginn der Zeitschleife mit Laufparameter i

```
For i = 0 To Anzahl_Messdaten
```

```

    Zeit(i) = i * Zeitschritt + Anfangszeit
    Gesamtwaerme_vorheriger_Zeitschritt = WaermeProduktion
    Radiendifferenz(i) = (Kugelradius - Außenradius) * 50

```

```
If Außenradius >= Kugelradius Then
```

```

    Kontaktverlust = Waermeuebergangskoeffizient * (4 * pi * Kugelradius ^ 2) * (Temperatur -
    Umgebungstemperatur) * Zeitschritt

```

```

    Strahlungsverlust = Koeffizient_Strahlung * Stefan_Boltzmann_Konstante * 4 * pi * Kugelradius ^ 2 *
    Strahlender_Flaechenanteil * Temperatur ^ 4 * Zeitschritt

```

```
    WaermeProduktion = WaermeProduktion - Strahlungsverlust - Kontaktverlust
```

```
    Temperatur = Umgebungstemperatur + WaermeProduktion / ((Staubmasse * WaermeKapazitaet_Partikel +
    Luftmasse * WaermeKapazitaet_Luft))
```

```

    Druck(i) = (Stoffmenge_Luft * Gaskonstante * Temperatur / Kugelvolumen / 100000 - 1)
    GoTo weiter

```

```
End If
```

Beginn der Unterschleife zur Berechnung der Flammengeschwindigkeit mit Laufparameter k

For k = 0 To 10 Step 0.01

Waermeproduktion = Gesamtwaerme_vorheriger_Zeitschritt

Geschwindigkeit(i) = k

Außenradius = Letzter_Außenradius + Geschwindigkeit(i) * Zeitschritt

Innenradius = Letzter_Außenradius

Brennvolumen = $(4 / 3) * \pi * (\text{Außenradius}^3 - \text{Innenradius}^3)$

Brennvolumenwaerme = Verbrennungsanteil * Brennvolumen * Staubkonzentration * Brennwert +
Zuenderwaerme

Strahlungsverlust = Koeffizient_Strahlung * Stefan_Boltzmann_Konstante * 4 * pi * Außenradius ^ 2 *
Strahlender_Flaechenanteil * Partikeltemperatur ^ 4 * Zeitschritt * Exp(-Absorptionskoeffizient_Maisstaerke *
Staubkonzentration * (Kugelradius - Außenradius))

Kontaktverlust = Waermeuebergangskoeffizient * (4 * pi * Kugelradius ^ 2) * (Temperatur -
Umgebungstemperatur) * Zeitschritt

If Kontaktverlust <= 0 Then

Kontaktverlust = 0

End If

Waermeproduktion = Waermeproduktion + Brennvolumenwaerme - Strahlungsverlust - Kontaktverlust
Temperatur = Umgebungstemperatur + Waermeproduktion / ((Staubmasse * Waermekapazitaet_Partikel +
Luftmasse * Waermekapazitaet_Luft))

Druck(i) = (Stoffmenge_Luft * Gaskonstante * Temperatur / Kugelvolumen / 100000 - 1)

If Druck(i) >= Druck_Messdaten(i) Then Exit For

Next k

weiter:

Letzter_Außenradius = Außenradius

Letzter_Innenradius = Innenradius

Next i

plot.CreatePlot "Zeit", "s", "Druck", "bar", "GraphName1"
plot.AddPlot Zeit(), Druck(), QBColor(0), "Druck berechnet"
plot.AddPlot Zeit_Messdaten(), Druck_Messdaten(), QBColor(2), "Druck gemessen"
plot2.CreatePlot "Zeit", "s", "Geschwindigkeit", "m/s", "GraphName2"
plot2.AddPlot Zeit(), Geschwindigkeit(), QBColor(9), "Geschwindigkeit"
plot2.AddPlot Zeit(), Radiendifferenz(), QBColor(0), "Radiendifferenz · 50"

End Sub

Anhang D

Programmcode 2-Zonen-Modell

Behälter 1 und Rohrleitung

Public Class FlameProp

Allgemein

Const Pi As Decimal = Math.PI		
Const R As Decimal = 8.3144	J/(K·mol)	Gaskonstante R = Na·kB
Const R_L As Decimal = R / M_L	J/(K·kg)	spez. Gaskonstante Luft
Const kB As Decimal = 1.3806E-23	J/K	Boltzmann-Konstante
Const Na As Decimal = 6.0221E+23	1/mol	Avogadro-Konstante
Const sigma As Decimal = 0.0000000567	W/(m ² ·K ⁴)	Stefan-Boltzmann-Konstante
Const M_C As Decimal = 12.01	g/mol	Molmasse C
Const M_H As Decimal = 1.008	g/mol	Molmasse H
Const M_O As Decimal = 16	g/mol	Molmasse O

Luft

Const c_pL As Decimal = 1005.0	J/(kg·K)	Wärmekapazität isobar
Const c_vL As Decimal = 718	J/(kg·K)	Wärmekapazität isochor
Const k_L As Decimal = 1.4	c_pL/c_vL	Adiabatenkoeffizient Kappa
Const M_L As Decimal = 0.028949	kg/mol	Molmasse trockene Luft
Const lambda_L As Decimal = 0.018		Rohrreibungszahl Luft

Programm Variablen

Dim Rho_Air As Decimal = 1.293	kg/m ³	Dichte trockene Luft
Dim nu_Air As Decimal = 0.000015	m ² /s	kinematische Viskosität Luft
Dim eta_Air As Decimal = 0.000018	Pa·s	dynamische Viskosität Luft
Dim t0 As Decimal	s	Startzeit
Dim te As Decimal	s	Endzeit
Dim MaxPoints As Integer		Anzahl der Zeitschritte
Dim t As Decimal	s	Zeit
Dim dt As Decimal	s	Zeitschritt
Dim Temp As Decimal	K	Temperatur
Dim TQuer As Decimal	K	mittlere Teilchentemperatur in der Flamme

Behälter 1

Dim D1 As Decimal	m	Durchmesser
Dim H1 As Decimal	m	Höhe
Dim O1 As Decimal	m ²	Oberfläche
Dim V1 As Decimal	m ³	Volumen
Dim Ae1 As Decimal	m ²	Entlastungsfläche
Dim pstat1 As Decimal	bar	stat. Ansprechdruck
Dim w1 As Decimal	m/s	Ausströmgeschwindigkeit
Dim T_1 As Decimal	K	Temperatur
Dim P_1 As Decimal	K	Druck
Dim Rho_L1 As Decimal	kg/m ³	Luftdichte
Dim m_L1 As Decimal	kg	Luftmasse
Dim C_St1 As Decimal	kg/m ³	Staubkonzentration
Dim m_St1 As Decimal	kg	Staubmasse

Behälter 2

Dim D2 As Decimal	m	Durchmesser
Dim H2 As Decimal	m	Höhe
Dim O2 As Decimal	m ²	Oberfläche
Dim V2 As Decimal	m ³	Volumen
Dim Ae2 As Decimal	m ²	Entlastungsfläche
Dim pstat2 As Decimal	bar	stat. Ansprechdruck
Dim w2 As Decimal	m/s	Ausströmgeschwindigkeit
Dim T_2 As Decimal	K	Temperatur
Dim P_2 As Decimal	K	Druck
Dim Rho_L2 As Decimal	kg/m ³	Luftdichte
Dim m_L2 As Decimal	kg	Luftmasse
Dim C_St2 As Decimal	kg/m ³	Staubkonzentration
Dim m_St2 As Decimal	kg	Staubmasse

Rohr		
Dim h As Decimal	m	Höhe des Rohreintritts über dem Boden
Dim D As Decimal	m	Durchmesser Rohr
Dim L As Decimal	m	Länge Rohr
Dim A_r As Decimal	m ²	Querschnittsfläche des Rohrs
Dim w_R As Decimal	m/s	Geschwindigkeit im Rohr
Dim x_R As Decimal	m	Flammenposition im R
Dim bTubeFlame As Boolean		Ist True wenn Flamme am Rohr angekommen ist
Zündort		
Dim hz As Decimal	m	Höhe des Zündorts über dem Boden
Dim r_fl As Decimal	m	Radius der Flamme 2. Zonen Modell
Staub C_6 H_10 O_5		
Dim C_St As Decimal	kg/m ³	Staubkonzentration
Dim M_St As Decimal	kg/mol	Molmasse Staub
Dim H_St As Decimal	J/kg	Heizwert
Dim mu_St As Decimal		Beladung C_st/rho_Air
Dim lambda_St As Decimal = 0.03		Rohrreibung für Staub
Dim S_u As Decimal	m/s	Flammengeschwindigkeit
Dim DSuDt As Decimal	m/s ²	Flammenbeschleunigung
Dim delta As Decimal	m	Flammendicke
Dim tau As Decimal	s	Brenndauer eines Partikels
Dim c_pSt As Decimal	J(K·kg)	spez. isobare Wärmekapazität des Staubs
Dim c_vSt As Decimal	J(K·kg)	spez. isochore Wärmekapazität des Staubs
Dim Xi As Decimal		Verhältnis verbrannter zu unverbrannter Staubmasse am Ende (ca. 23%)

Einfaches 2 Zonen Modell

```
Private Sub TwoZoneModel(ByVal sender As System.Object, ByVal e As System.EventArgs) Handles btnTwoZone.Click
```

```
Dim Ae1offen, Ae2offen As Boolean
```

```
Ae1offen = False
```

```
Ae2offen = False
```

```
InitPlots()
```

```
Anfangsbedingungen 21.85°C 1013 mbar
```

```
Dim Temp0 As Decimal = 295 273,15 + t in °C
```

```
Dim p0 As Decimal = 101300.0 in Pa
```

```
Dim rho0 As Decimal = p0 / R_L / Temp0
```

```
Rho_Air = rho0
```

```
V1 = ptbV1.Value
```

```
V2 = ptbV2.Value
```

```
H1 = ptbH1.Value
```

```
H2 = ptbH2.Value
```

```
D1 = ptbD1.Value
```

```
D2 = ptbD2.Value
```

```
hz = ptbHz.Value
```

```
h = ptbH.Value
```

```
L = ptbL.Value
```

```
D = ptbD.Value
```

```
Ae1 = ptbAe1.Value
```

```
Ae2 = ptbAe2.Value
```

```
pstat1 = ptbPstat1.Value * 10 ^ 5
```

```
Ansprechdrücke
```

```
pstat2 = ptbPstat2.Value * 10 ^ 5
```

```

C_St = ptbC_St.Value kg/m³      Staubkonzentrationen
C_St1 = C_St
C_St2 = C_St
m_St1 = C_St1 * V1              Staubmassen
m_St2 = C_St2 * V2

Luftdichten
Rho_L1 = Rho_Air
Rho_L2 = Rho_Air
m_L1 = Rho_L1 * V1             Luftmassen
m_L2 = Rho_L2 * V2

Temperatur und Druck
T_1 = Temp0                    273,15 + t in °C
P_1 = p0                       1 bar

T_2 = Temp0
P_2 = p0

Flammengeschwindigkeit
S_u = ptbS_u.Value            7 * 0.144 m/s

Flammenbeschleunigung
dSudt = ptbdSuDt.Value

Flammenort im Rohr auf Null
x_R = 0

Molmasse des Staubs C6-H10-O5
M_St = 6 * M_C + 10 * M_H + 5 * M_O

H_St = ptbH_St.Value * 1000000.0
Xi = ptbXi.Value / 100

Dim MaxPoints As Integer = ptbMaxPoints.Value

t0 = 0                          Startzeit
t = ptbTe.Value                 Endzeit
dt = ptbDT.Value               Zeitschrittweite

Dim Q_ges As Decimal           gesamte erzeugte Wärme zur Zeit t
Dim dQ_b As Decimal           im Zeitschritt erzeugte Wärme
Dim dQ_v As Decimal           verlorene Wärme

t = t0

plotP1.AddPoint(t, P_1 / 100000 - 1.013)
plotP2.AddPoint(t, P_2 / 100000 - 1.013)
r_fl = 0
For i = 1 To MaxPoints

    t = t0 + i * dt

    Flammenbeschleunigung
    If rbSconst.Checked Then

    ElseIf rbSLin.Checked Then
        S_u += DSuDt * dt
    ElseIf rbSquad.Checked Then
        S_u += 2 * DSuDt * t * dt
    End If

    r_fl += S_u * dt

    Dim A_fl As Decimal         Fläche der Flamme
    Dim Hext As Decimal        Höhe mit Flächen ausserhalb des Behälters 1
    Hext = 0

```

obere Kalotte

```
If r_fl > (H1 - hz) Then Hext = r_fl - (H1 - hz)
```

untere Kalotte

```
If r_fl > hz Then Hext += r_fl - hz
```

obere Seite (maximal H-hz)

```
If r_fl > D1 / 2 Then
  Hext += Math.Min(H1 - hz, Math.Sqrt(r_fl ^ 2 - (D1 / 2) ^ 2))
End If
```

untere Seite (maximal hz)

```
If r_fl > D1 / 2 Then
  Hext += Math.Min(hz, Math.Sqrt(r_fl ^ 2 - (D1 / 2) ^ 2))
End If
```

Fläche in dem Behälter = Ages-Aussen = $4\pi R^2 - 2\pi RH = 2\pi R(2R-H)$

```
A_fl = 2 * Math.PI * r_fl * (2 * r_fl - Hext)
```

Erzeugte Wärme

```
dQ_b = Xi * H_St * A_fl * dt * C_St * S_u
```

```
Q_ges += dQ_b
```

Berechnung der Temperatur und des Drucks

```
Dim dTemp As Decimal
```

```
dTemp = dQ_b / (c_vL * Rho_Air + 1780 * C_St) / V1
```

```
T_1 += dTemp
```

```
P_1 = Rho_L1 * R / M_L * T_1
```

```
If P_1 < p0 Then P_1 = p0
```

```
If P_2 < p0 Then P_2 = p0
```

Massenverlust durch die Entlastungsöffnung

Behälter1

```
w1 = 0
```

```
If P_1 - p0 > pstat1 Then Ae1offen = True
```

```
If Ae1offen Then
```

```
  w1 = Math.Sqrt(2 * (P_1 - p0) / (Rho_L1 + C_St1))
```

```
End If
```

Behälter2

```
w2 = 0
```

```
If P_2 - p0 > pstat2 Then Ae2offen = True
```

```
If Ae2offen Then
```

```
  w2 = Math.Sqrt(2 * (P_2 - p0) / (Rho_L2 + C_St2))
```

```
End If
```

Berechnung der Geschwindigkeit im Rohr

```
mu_St = C_St1 / Rho_L1
```

```
If P_1 > P_2 Then
```

```
  w_R = Math.Sqrt((P_1 - P_2) / ((lambda_St * mu_St + lambda_L) * L * Rho_L1 / (2 * D) + Rho_L1 * mu_St * 0.8))
```

```
Else
```

```
  w_R = -Math.Sqrt((P_2 - P_1) / ((lambda_St * mu_St + lambda_L) * L * Rho_L1 / (2 * D) + Rho_L1 * mu_St * 0.8))
```

```
End If
```

Berechnung der Flamme im Rohr

```
If r_fl ^ 2 > (hz - h) ^ 2 + D1 ^ 2 / 4 Then
```

```
  x_R += (w_R + S_u) * dt
```

```
End If
```

Massenverluste

```
Dim dm_L, dm_St, dm_L2, dm_St2 As Decimal
```

durch Entlastungsöffnung Behälter1

```
dm_L = 0.6 * Ae1 * Rho_L1 * w1 * dt
```

```
dm_St = 0.6 * Ae1 * C_St1 * w1 * dt
```

```
Masse der ausgeströmten Luft
Masse des ausgeströmten Staub
```


durch Rohrströmung Behälter1

```
dm_L += Math.PI * D ^ 2 / 4 * Rho_L1 * w_R * dt
dm_St += Math.PI * D ^ 2 / 4 * C_St1 * w_R * dt
```

Masse der ins Rohr strömenden Luft
Masse des ins Rohr strömenden Staubs

durch Entlastungsöffnung Behälter2

```
dm_L2 = 0.6 * Ae2 * Rho_L2 * w2 * dt
dm_St2 = 0.6 * Ae2 * C_St2 * w2 * dt
```

Masse der ausgeströmten Luft
Masse des ausgeströmten Staub

durch Rohrsrömung Behälter2

```
dm_L2 -= Math.PI * D ^ 2 / 4 * Rho_L1 * w_R * dt
dm_St2 -= Math.PI * D ^ 2 / 4 * C_St1 * w_R * 0,8 * dt
```

Masse der aus dem Rohr einströmenden Luft
Masse des aus dem Rohr einströmenden Staubs

Behälter1

```
Rho_L1 = (Rho_L1 * V1 - dm_L) / V1
C_St1 = (C_St1 * V1 - dm_St) / V1
```

Behälter2

```
Rho_L2 = (Rho_L2 * V2 - dm_L2) / V2
C_St2 = (C_St2 * V2 - dm_St) / V2
```

Neuer Druck und Temperatur

```
P_1 = R_L * T_1 * Rho_L1
P_2 = R_L * T_2 * Rho_L2
```

```
plotP1.AddPoint(t, P_1 / 100000 - 1.013)
plotT1.AddPoint(t, T_1 - 273.15)
plotXfl1.AddPoint(t, r_fl)
plotVfl1.AddPoint(t, S_u)
```

```
plotP2.AddPoint(t, P_2 / 100000 - 1.013)
plotT2.AddPoint(t, T_2 - 273.15)
```

```
plotV.AddPoint(t, w_R)
```

```
plotC_St1.AddPoint(t, C_St1)
plotC_St2.AddPoint(t, C_St2)
```

```
plotAfl.AddPoint(t, A_fl)
plotFlame.AddPoint(t, x_R)
```

Next i

```
plotP1.Refresh()
plotT1.Refresh()
plotP2.Refresh()
plotT2.Refresh()
plotV.Refresh()
plotC_St1.Refresh()
plotC_St2.Refresh()
plotFlame.Refresh()
```

End Sub